

長波長帯分布帰還型半導体レーザーの
高性能化に関する研究

名古屋大学図書
和 1118805

佐藤 憲史

報告書 乙 4095号

目次

第1章 序論	1
1.1 半導体レーザ	1
1.2 光ファイバ通信と半導体レーザ	5
1.3 本研究の目的と論文の構成	7
参考文献	10
第2章 InGaAsP系結晶評価	13
2.1 まえがき	13
2.2 結晶品質とレーザ特性	14
2.2.1 MOVPE法	14
2.2.2 基本的な結晶評価法	16
2.2.3 酸化膜ストライプレーザ	18
2.2.4 しきい値電流とキャリア寿命	21
2.3 ホトルミネッセンス測定によるDHウェハ評価	24
2.3.1 PL測定と励起強度	25
2.3.2 YAGレーザを励起光源に用いたPL測定法	27
2.3.3 レーザ特性との相関	30
2.3.4 PL強度と結晶品質	33
2.4 回折格子上結晶の欠陥評価	34
2.4.1 回折格子を内蔵したInGaAsP/InP DH結晶構造	34
2.4.2 InP回折格子上DHウェハの結晶性評価	39
2.4.3 回折格子上結晶欠陥の発生要因	45
2.4.4 InGaAsP回折格子上InPの結晶性評価	49
2.5 まとめ	53
参考文献	55

第 3 章 レーザ構造と基本特性	5 8
3.1 まえがき	5 8
3.2 分布帰還型レーザの基本設計	5 9
3.2.1 DFBレーザ構造	5 9
3.2.2 結合定数の設計	6 2
3.2.3 発振波長と利得分布	6 7
3.3 リッジ導波路 D F B レーザ	7 4
3.3.1 基本構造	7 4
3.3.2 セルフアライン法による作製法	7 8
3.3.3 リッジレーザ特性	8 2
3.3.4 しきい値電流のリッジ幅依存性	8 5
3.4 埋め込み構造 D F B レーザ	8 8
3.4.1 基本構造	8 8
3.4.2 MOVPE法による作製法	8 9
3.4.3 埋め込みレーザ特性	9 2
3.4.4 DFBレーザの強度変調特性	9 5
3.4.5 埋め込みレーザの高速化	9 7
3.5 まとめ	1 0 1
付録 3 - 1 ストップバンド幅と結合定数	1 0 2
付録 3 - 2 InGaAsP系化学エッチング液	1 0 4
参考文献	1 0 5
第 4 章 コヒーレント光伝送用 D F B レーザ	1 0 8
4.1 まえがき	1 0 8
4.2 半導体レーザのスペクトル線幅	1 0 9
4.2.1 スペクトル線幅	1 0 9
4.2.2 スペクトル線幅の測定法	1 1 1
4.3 狭スペクトル線幅長共振器 D F B レーザ	1 1 3
4.3.1 長共振器化による線幅の低減	1 1 4
4.3.2 長共振器DFBレーザの作製と評価	1 1 6

4.3.3	活性層の薄層化による線幅の低減	1 2 1
4.4	波長可変多電極DFBレーザ	1 2 7
4.4.1	多電極DFBレーザ構造	1 2 8
4.4.2	波長掃引特性	1 2 9
4.4.3	多電極DFBレーザ特性の温度依存性	1 3 3
4.4.4	DFBレーザの周波数変調	1 3 5
4.4.5	多電極長共振器DFBレーザのFM応答特性	1 3 7
4.5	まとめ	1 4 0
	参考文献	1 4 1
第5章	波長多重光伝送用レーザアレイ	1 4 4
5.1	まえがき	1 4 4
5.2	$\lambda/4$ シフトDFBレーザアレイの設計	1 4 5
5.3	X線露光による回折格子の作製	1 4 8
5.4	20波長DFBレーザアレイ	1 5 1
5.4.1	パルス動作特性	1 5 1
5.4.2	CW動作特性	1 5 3
5.5	DFBレーザアレイにおける発振波長の均一性	1 5 7
5.5.1	導波路構造の不均一性による波長変動	1 5 8
5.5.2	しきい値キャリア密度変動による波長変動	1 6 2
5.5.3	回折格子高さの不均一性による波長変動	1 6 3
5.6	レーザアレイにおける熱クロストークの問題	1 6 5
5.6.1	熱クロストークの測定法	1 6 6
5.6.2	熱クロストークの測定結果	1 7 0
5.7	まとめ	1 7 5
	参考文献	1 7 6
第6章	結論	1 7 8
	謝辞	1 8 0
	本研究に関する論文発表	1 8 1

第 1 章 序論

1. 1 半導体レーザー

半導体レーザーダイオード（以下レーザーと略す）は、1962年にGaAs p-n接合を用いてレーザー発振動作が実現されて以来^{1) - 3)}、めざましい発展を遂げてきた。

半導体レーザーでは、p-n接合に注入された電子-正孔の再結合により光利得が発生する。また、接合面に垂直方向に形成された一対の端面により共振器が構成され、端面反射による光帰還が発生する。これらの二大要素が実現され、レーザー発振が達成された。しかし、初期の半導体レーザーは発振しきい値電流密度が高く、室温連続動作は不可能であった。1963年に、一つの半導体層が、よりバンドギャップの広い他の半導体層で囲まれた、いわゆる二重ヘテロ構造（DH: Double Heterostructure）レーザー（以下DHレーザーと略す）が提案された⁴⁾。DHレーザーは、組成の異なる2種類以上の半導体層を格子整合させながら成長させるという課題を提起した。液相成長（LPE: Liquid Phase Epitaxy）法により、GaAs/GaAlAs DHレーザーの室温連続発振に成功したのは1970年のことであった⁵⁾。その後、多くの研究により、半導体レーザーは著しい進歩を遂げてきた。

ここで、DHレーザーにおけるしきい値電流密度低減の二大要因について述べる。図1-1は、DHレーザーの構成を模式的に示している⁶⁾。0.1 μm 程度の薄い活性層が、よりバンドギャップの広いクラッド層にサンドイッチ状に囲まれた構造となっている。この構造は、キャリア（電子と正孔）を活性層に閉じ込め、電子-正孔の再結合による光利得を高める機能を持つ。DHレーザーは同時に、活性層とクラッド層の屈折率差（ Δn ）によって光導波路を構成している。活性層の屈折率がクラッド層の屈折率に比べ大きいため、光が活性層に閉じ込められる。この光閉じ込めにより活性層の光利得がレーザー発振に有効に寄与し、しきい値電流密度が低減される。

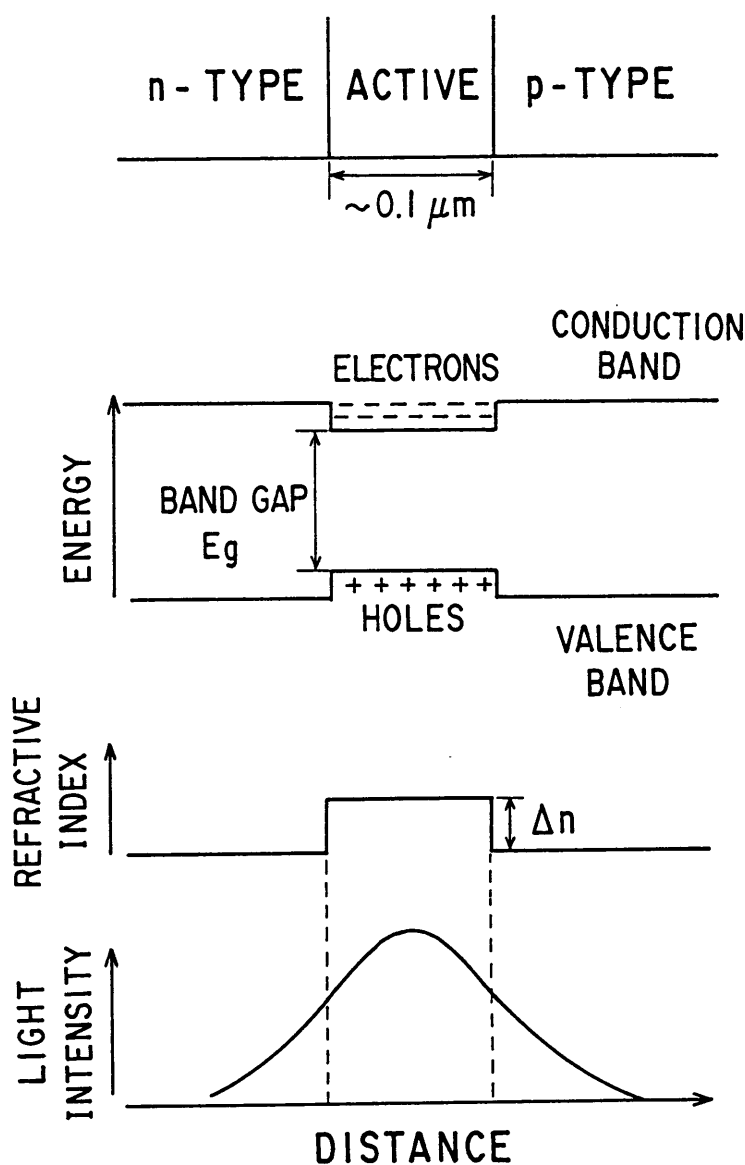


図 1 - 1 二重ヘテロ構造レーザの層構造の模式図。(文献 6)

図 1 - 1 に示される DHレーザは、接合面に垂直方向についてキャリアと光を活性層へ有効に閉じ込める機能を有するものであった。半導体レーザのしきい値電流密度をさらに低下させるためには、接合面に平行な方向(横方向)でキャリアおよび光を閉じ込めることが必要である。そこで、電極ストライプ構造により、 $10 \mu\text{m}$ 程度の狭い幅の活性層にキャリアを閉じ込めることが検討された⁷⁾。電極ストライプレーザは、活性層に発生する光利得によって光導波路が形成される、

いわゆる利得導波型である。これに対し、横方向に屈折率を変化させ、光を閉じ込める屈折率導波型レーザが検討された。屈折率導波型レーザでは、導波路を伝搬する固有モード（横モード）を制御することが可能となり、基本横モード発振が得られる⁸⁾。屈折率導波型レーザとしてリッジ導波路レーザや埋め込みレーザの研究がなされ⁸⁾、しきい値電流の低い半導体レーザが開発されてきた。

半導体レーザ発展の鍵となったGaAsレーザでは、レーザの発振波長は、通常0.8-0.9 μmである。光ファイバ通信用光源としては、1.1-1.6 μm波長の長波長帯半導体レーザが開発されてきた。長波長帯半導体レーザでは、InP基板に対し完全な格子整合が得られるInGaAsP/InP DH構造が用いられている。In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y} 混晶における組成(x,y)を変化させることにより、1.1 μmから1.6 μm波長の広い範囲にわたる結晶を作製することができる⁹⁾。

活性層のバンドギャップエネルギーE_g[eV]と波長λ_g[μm]との関係は、

$$\lambda_g \cong \frac{1.24}{E_g} \quad (1-1)$$

で与えられる。例えば、E_g=0.8 eVのとき、λ_g=1.55 μmとなる。DHレーザ（図1-1）においてクラッド層は、通常InP（E_g=1.35 eV）が用いられる。1975年に、1.1 μm波長InGaAsPレーザの室温パルス発振が報告され¹⁰⁾、その後、光ファイバの低損失化とともに、1.3 μm帯、さらに、1.55 μm帯へとInGaAsPレーザの開発が進められてきた¹¹⁾。現在では、InGaAsPレーザを用いた光通信システムが実用化されるにいたっている。

InGaAsPレーザの研究においては、近年、単一縦モード発振するレーザの開発に主眼がおかれた。レーザ端面での反射による光帰還を用いるFabry-Perot（FP）レーザでは、共振モードの波長間隔に較べ利得分布が広いため、縦モードスペクトルは通常単一とはならず多モードとなる。また、レーザに注入する電流を変調しレーザ出力光強度を変調させる場合、変調の高速化に伴い発振モード数が増大しスペクトルが著しく広がる¹²⁾。このような発振スペクトル広がり、単一モード光ファイバの波長分散特性により光通信の高速化・長距離化を制限する¹³⁾。

このため、高速変調時にも安定に単一縦モード発振するレーザが必須とされた。

半導体レーザの縦モードスペクトルは、共振器構造に依存する共振モード分布と活性層の持つ利得分布によって決定される。縦モード単一化のためには、波長選択性を持つ共振器構造が必要であり、外部共振器を結合する方法等が検討された^{14) - 16)}。1971年にKogelnikとShankにより、回折格子を内蔵した分布帰還型(DFB: Distributed Feed-back)レーザが提案され¹⁷⁾、結合波理論¹⁸⁾によってその動作原理が解析された。その後、DFBレーザについて、多くの研究がなされ¹¹⁾、光ファイバ通信において実用化されるにいたっている¹⁹⁾。DFBレーザは構造が簡単であり、作製上の容易性や素子の機械的安定性に優れているため、その開発が進展したと考えられる。

図1-2は、DFBレーザと分布Bragg反射型(DBR: Distributed Bragg Reflector)レーザ²⁰⁾の共振器方向の断面構造を模式的に示している。光導波路を構成する層の一部に回折格子(Grating)を形成することにより、回折格子の周期によって決まるBragg波長モードが選択的に帰還され、単一モード発振が可能となる。

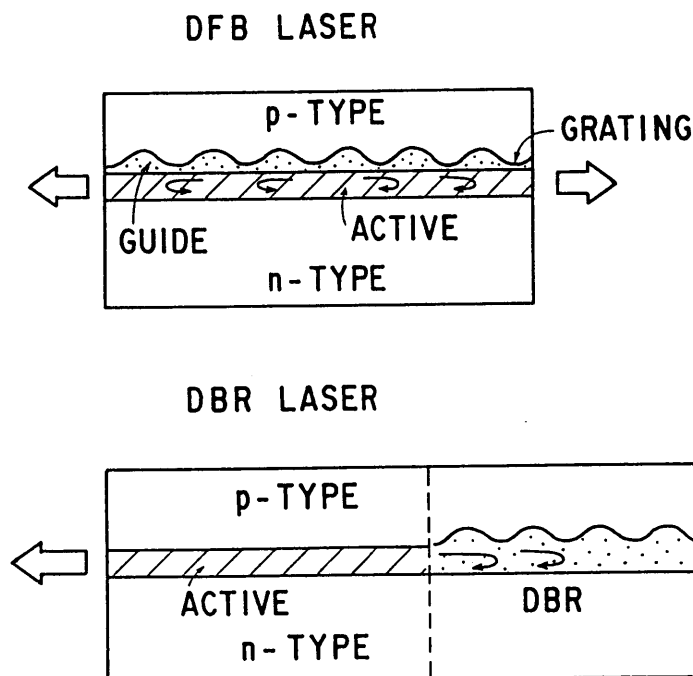


図1-2 DFBレーザとDBRレーザ。

D F B レーザは、活性層、ガイド層、およびクラッド層より構成される。ガイド層とクラッド層間に回折格子が形成され、共振器方向に屈折率が周期的に変化する構造となっている。活性層に直接回折格子を形成し、利得を周期的に変化させる利得結合型 D F B レーザ¹⁸⁾も検討されている。単一縦モード発振が実現されているが²¹⁾、作製上の困難から初歩的な特性にとどまっている。

D B R レーザは、D F B レーザの機能を分離し発展させたものである。回折格子が形成された D B R 領域と、活性層が存在する活性領域より共振器が形成される。Bragg 反射による光帰還の機能と活性層の持つ光利得の機能が分離されており、設計上、機能上の自由度が増す。しかし、D B R レーザでは、異なる導波路構造を横方向に集積する作製法が必要である。

D F B レーザの研究では、近年、レーザ光の波長や位相を制御することに関心が高まっている²²⁾。また、レーザのスペクトル線幅を低減しスペクトル純度を高める研究が活発となっている。さらに、D F B レーザのアレイ化²³⁾や光集積回路の検討²⁴⁾が進展している。

このような半導体レーザの高性能化のためには、作製法の検討が不可欠である。これまで、InGaAsP レーザでは、ほとんど L P E による結晶成長法が用いられてきた。L P E 法に変わって制御性に優れた有機金属化学気相成長 (M O V P E : Metalorganic Vapor Phase Epitaxy) 法によるレーザ作製の研究が進められている²⁵⁾。M O V P E 法は、膜厚の制御性、均一性に優れている。さらに、M O V P E 法による多重量子井戸構造作製の研究も進みつつある²⁶⁾。

1. 2 光ファイバ通信と半導体レーザ

前節でも述べたように、半導体レーザの重要な応用分野として光ファイバ通信がある。ガスレーザなどの他のレーザに比べ半導体レーザは、光源の小型化の点で優れている。これに加えて半導体レーザでは、注入電流を変化させることにより光強度や周波数の直接変調が可能である。このような特徴をもつ半導体レーザの開発が、しばしば光通信システム発展の鍵となってきた。

光ファイバ通信実用化の重要な要素として光ファイバの低損失化がある。図1-3は、シリカ系光ファイバの損失の波長依存性（概算値）である²⁷⁾。波長1.55 μmにおいて0.2 dB/km以下の低損失ファイバが得られている。光ファイバ通信は、光ファイバの波長分散のない1.3 μm帯において実用化され、その後、損失が最小となる1.55 μm帯に進展している²⁸⁾。

現在実用化されている光通信システムでは、半導体レーザの光強度を直接変調しこれをフォトダイオードにより直接検波する方式が採用されている。これに対し、レーザ光の周波数や位相を変調し、光ヘテロダイン検波により復調する、いわゆるコヒーレント光伝送方式²⁹⁾が注目されている³⁰⁾。この方式を用いると、従来の強度変調・直接検波方式に比べ受信感度が大幅に改善され、光通信を長距離化できることが実験的にも確認されている³¹⁾。

1.55 μm帯の半導体レーザ光を周波数として表すと、 $E=h\nu$ の関係から、

$$\frac{E_s}{h} = \frac{1.282 \times 10^{-12} \text{erg}}{6.624 \times 10^{-27} \text{erg}\cdot\text{s}} = 1.93 \times 10^{14} \text{Hz} \quad (1-2)$$

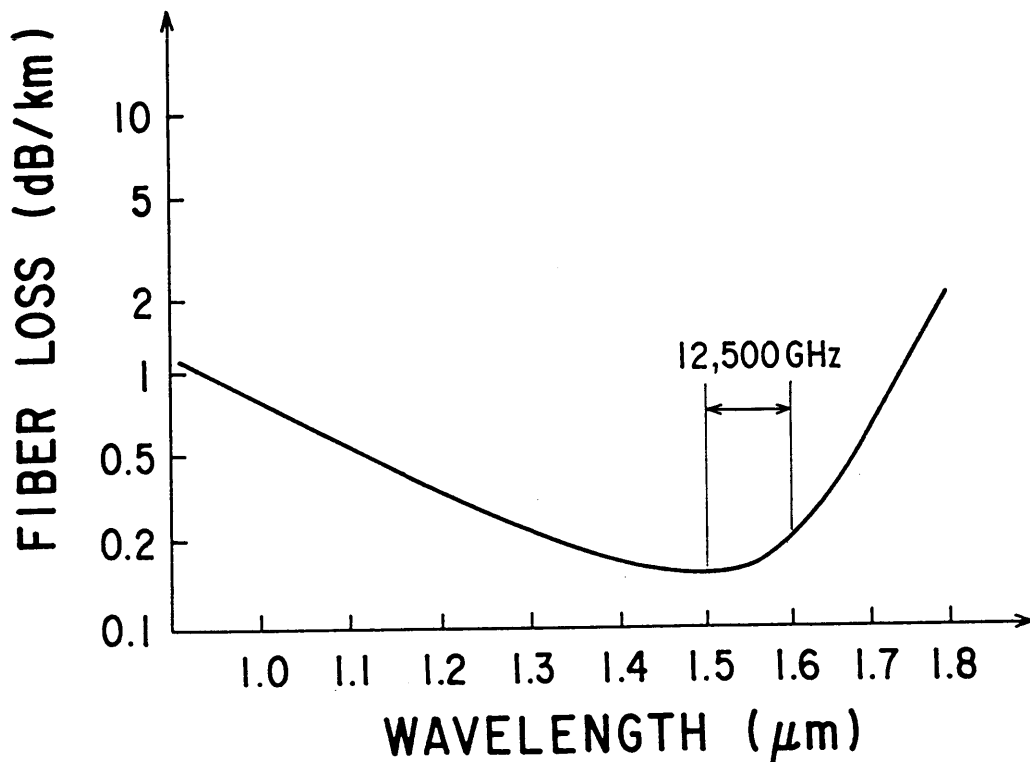


図1-3 シリカ系光ファイバの損失特性。(文献27)

となる。ここで、 h はPlanck定数である。また、 $1.55 \mu\text{m}$ 帯では、 1 \AA の波長間隔は 12.5 GHz の周波数間隔に相当する。その結果、図1-3に示すように、 $1.5 \mu\text{m}$ から $1.6 \mu\text{m}$ までの低損失波長帯は、 12500 GHz ($= 12.5 \text{ THz}$)という広い周波数帯域に相当する。このようなレーザー光のもつ高い周波数を利用して、周波数(波長)分割多重方式による光通信の大容量化が検討されている³²⁾。

次世代の光通信方式と目されるこれらのコヒーレント光伝送方式や周波数分割多重光伝送方式は、半導体レーザーの狭スペクトル線幅化や波長の制御性をはじめとするレーザー性能の高度化を要求している³³⁾。

1. 3 本研究の目的と論文の構成

前述した背景をふまえ、本論文では、半導体レーザーの高性能化のため、MOVPE法による結晶の評価、ならびに $1.55 \mu\text{m}$ 帯DFBレーザーの作製法について論じる。さらに、DFBレーザーの狭スペクトル線幅化、およびDFBレーザーのアレイ化について論じる。

本研究の目的は、以下の4項目に要約される。

- (1) 半導体レーザーへの応用を目指し、MOVPE法によるInGaAsP/InP結晶、および回折格子を内蔵した結晶の品質を評価し、その結晶品質とレーザー特性との相関を明らかにする。
- (2) 光通信への応用を目指し、リッジ導波路DFBレーザーおよび埋め込みDFBレーザーをとりあげ、MOVPEによる作製法を確立し、その基本特性を明らかにする。
- (3) DFBレーザーのスペクトル線幅の決定要因の究明と低減法の検討により、コヒーレント光伝送用光源としてのレーザーの高性能化を図る。
- (4) 波長多重光伝送用光源を目的としたDFBレーザーアレイ実現のため、X線露光による回折格子を用いた作製法とアレイ化の諸問題を検討する。

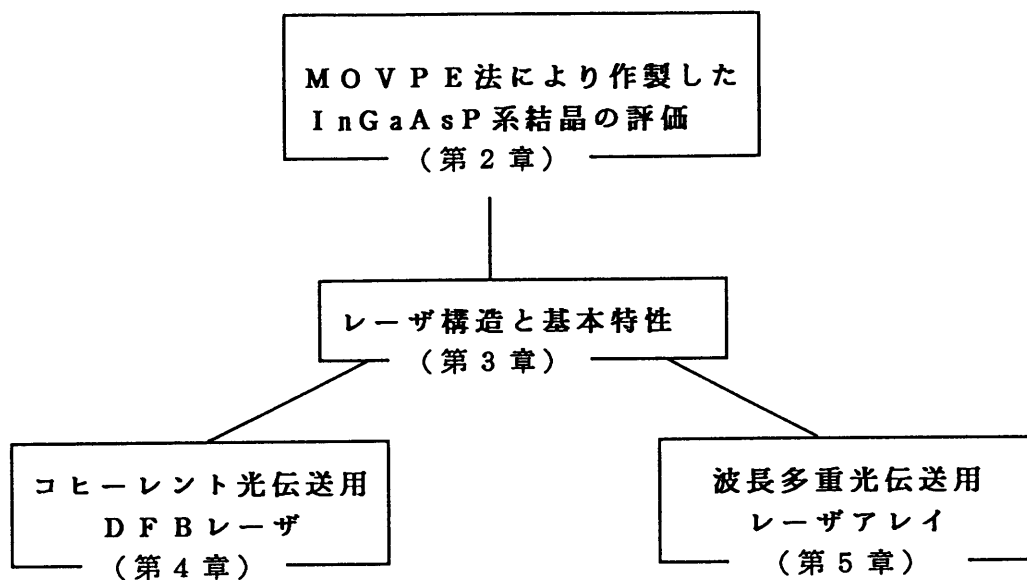


図1-4 本論文の構成.

本論文を構成する各章の関連を図1-4に示し、各章の内容について概略を述べる。

第2章では、従来用いられてきたLPE法に変わって、膜厚制御性の向上、大面積化に優れたMOVPE法によるInGaAsP系結晶を半導体レーザーに適用するための結晶評価法の開発と、DFBレーザーにおいて最も重要となる回折格子を内蔵した結晶の評価について述べる。光学特性の有力な評価法であるホトルミネッセンス(PL:Photoluminescence)法において、レーザー発振時と同等なキャリア密度の強励起状態での評価が重要であることを示し、強励起状態を実現するためYAGレーザーを励起光源に用いるPL評価法を検討する³⁴⁾。また、レーザーの発振特性とPL特性との相関関係について述べる。DFBレーザーにおいて重要となる回折格子を内蔵したInGaAsP/InP結晶において、回折格子上に特異な結晶欠陥が発生することを透過電子顕微鏡観察より示し、レーザー特性の劣化との関係について明らかにする³⁵⁾。

第3章では、DFBレーザ構造の設計法ならびに作製法について述べる。MOVPE法による結晶を用いたレーザ構造として、リッジ導波路レーザおよび埋め込みレーザをとりあげ、レーザの低しきい値化・高出力化・高速化の点から作製法を検討する。セルフアライン法による簡便なリッジレーザの作製法と、しきい値電流のリッジ幅依存性を明らかにする³⁶⁾。また、ドライエッチング加工法を導入したMOVPE法による埋め込みレーザの作製法とレーザの基本特性について述べる。これらのレーザの強度変調特性を評価し、埋め込みレーザにおいて埋め込み領域の浮遊容量の除去による高速化を検討する。

第4章では、長距離光伝送方式として有力なコヒーレント光伝送方式に必要とされる、レーザの狭スペクトル線幅化の検討について述べる。半導体レーザのスペクトル線幅を1MHz程度に低減し、かつ高出力動作を達成するためには共振器内の光損失の低減が重要であり、そのため長共振器化及び活性層の薄層化が有効であることを明らかにする³⁷⁾。また、上部電極を分割した多電極DFBレーザを作製し、各電極への注入電流を制御することによる波長掃引特性、および周波数変調特性を評価する³⁸⁾。

第5章では、光通信の大容量化を目指した波長多重光伝送方式のためのレーザアレイについて述べる。波長間隔が 10 \AA で単一モード発振する20個のDFBレーザを1チップ上に集積したアレイを実現するため、X線露光による回折格子作製法を導入したDFBレーザアレイの作製法を検討し、得られたレーザアレイの基本特性について述べる³⁹⁾。DFBレーザの発振波長の均一性および制御性の支配要因を明らかにし、MOVPE法による埋め込みレーザの優位性を示す⁴⁰⁾。さらに、レーザアレイにおける熱的な干渉による発振波長の変動を実験的に評価し、熱クロストークのレーザ間隔依存性、およびヒートシンクの熱伝導率の違いによる熱クロストークの低減効果について明らかにする⁴¹⁾。

第6章において、本研究で得られた結論を要約する。

参考文献

- 1) R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltz, and R. O. Calson, "Coherent light emission from GaAs junctions," *Phys. Rev. Lett.*, **9**(9), pp. 366-368 (Nov. 1962).
- 2) M. I. Nathern, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, Jr., and G. Lasher, "Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions," *Appl. Phys. Lett.*, **1**(3), pp. 62-64 (Nov. 1962).
- 3) T. M. Quist, R. H. Redikor, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. McWhorter, and H. J. Zeiger, "Semiconductor maser of GaAs," *Appl. Phys. Lett.*, **1**(4), pp. 91-92 (Dec. 1962).
- 4) H. Kroemer, "A proposed class of hetero-junction lasers," *Proc. IEEE*, **51**, pp. 1782-1783 (Dec. 1963).
- 5) I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Fog, and S. Sumski, "Junction lasers which operate continuously at room temperature," *Appl. Phys. Lett.*, **17**(3), pp. 109-111 (Aug. 1970).
- 6) H. C. Casey, Jr. and M. B. Panish, "Heterostructure Lasers," Part A. p. 14, New York: Academic Press, 1980.
- 7) J. E. Ripper, J. C. Dymont, L. A. D'Asaro, and T. L. Paoli, "Stripe-geometry double heterostructure junction lasers: Mode structure and cw operation above room temperature," *Appl. Phys. Lett.*, **18**(4), pp. 155-157 (Feb. 1971).
- 8) 例えば, G. H. B. Thompson, "Physics of Semiconductor Laser Devices," Chapter 4, John Wiley & Sons, 1980.
- 9) 例えば, "GaInAsP Alloy Semiconductors," edited T. P. Persall, John Wiley & Sons, 1982.
- 10) A. P. Bogatov, L. M. Dolyinov, P. G. Eliseev, M. G. Milvidskii, B. N. Sverdlov, E. G. Shevchenko, "Radiative characteristics of InP-GaInPAs laser heterostructures," *Sov. Phys. Semicond.*, **9**(16), pp. 1282-1285 (1975).
- 11) 例えば, 末松安晴編著, "半導体レーザと光集積回路," オーム社, 1984;
G. P. Agrawal and N. K. Dutta, "Long-wavelength Semiconductor Lasers," New York; Van Nostrand Reinhold Company, 1986.
- 12) T. Ikegami, "Spectrum broadening and tailing effect in direct modulated injection lasers," *Proc. 1st European Conf. Optical Fiber Commun.*, London, p. 111 (1975).
- 13) D. N. Payne and W. A. Gambling, "Zero material dispersion in optical fibers," *Electron. Lett.*, **11**(8), pp. 176-178 (Apr. 1975).
- 14) N. Chinone, K. Aki, and R. Ito, "Stabilization of semiconductor laser outputs by a mirror close to a laser facet," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **16**(9), pp. 1697-1698 (Sept. 1977).
- 15) W. T. Tsang, N. A. Olsson, and R. A. Logan, "High-speed direct single-frequency modulation with large tuning rate and frequency excursion in cleaved-coupled-cavity semiconductor lasers," *Appl. Phys. Lett.*, **42**(8), pp. 650-652 (Apr. 1983).

- 16) Y. Suematsu, M. Yamada, and K. Hayashi, "Integrated twin-guide AlGaAs laser with multiheterostructure," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-11(7)**, pp. 457-460 (July 1975).
- 17) H. Kogelnik and C. V. Shank, "Stimulated emission in a periodic structure," *Appl. Phys. Lett.*, **18(4)**, pp. 152-154 (Feb. 1971).
- 18) H. Kogelnik and C. V. Shank, "Coupled-wave theory of distributed feedback lasers" *J. Appl. Phys.*, **43(5)**, pp. 2327-2335 (May 1972).
- 19) 本杉常治, 板屋義夫, 吉田淳一, 鈴木正光, "F-1.6G 方式用半導体光素子," *N T T 研究実用化報告*, **36(2)**, pp. 197-203 (1987).
- 20) S. Wang, "Principles of distributed feedback and distributed Bragg-reflector lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-10(4)**, pp. 413-427 (Apr. 1974).
- 21) Y. Luo, Y. Nakano, and K. Tada, "Gain-coupled DFB semiconductor laser having corrugated active layer," 7th International Conf. Integrated Optics and Optical Fiber Communication, IOOC, Kobe, 20PDB-2, pp. 40-41 (July 1989).
- 22) 例えば, "光の波長・位相制御技術とその応用論文特集," *電子情報通信学会論文誌*, **J73-C-1(5)**, (May 1990).
- 23) H. Okuda, Y. Hirayama, H. Furuyama, J. Kinoshita, and M. Nakamura, "Five-wavelength integrated DFB laser arrays with quarter-wave-shifted structures," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23(6)**, pp. 843-848 (June 1987).
- 24) 例えば, "光集積回路特集," *電子情報通信学会論文誌*, **J71-C(5)**, (May 1988).
- 25) J. P. Hirtz, M. Razeghi, M. Bonnet, and J. P. Duchemin, "Ga_{0.47}In_{0.53}As/InP and GaInAsP/InP double-heterostructures grown by low-pressure metal-organic vapour-phase epitaxy," Chapter 3 in "GaInAsP Alloy Semiconductors," edited T. P. Pearsall, John Wiley & Sons, 1982.
- 26) M. Razeghi, J. Nagle, P. Maurel, F. Omnes, and J. P. Pocholle, "Room-temperature excitons in Ga_{0.47}In_{0.53}As-InP superlattice grown by low-pressure metalorganic chemical vapor deposition," *Appl. Phys. Lett.*, **49(17)**, pp. 1110-1111 (1986).
- 27) T. Miya, A. Kawana, Y. Terumura, and T. Hosaka, "Fabrication of single-mode fibers for 1.5 μ m wavelength region," *IECE Japan*, **E63(7)**, pp. 514-519 (1980).
- 28) K. Iwashita, K. Nakagawa, T. Matsuoka, and M. Nakahara, "400 Mbit/s transmission test using a 1.53 μ m DFB laser diode and 104km single-mode fibre," *Electron. Lett.*, **18(22)**, pp. 937-938 (Oct. 1982).
- 29) Y. Yamamoto, T. Kimura, "Coherent optical fiber transmission systems," *IEEE Quantum Electron.*, **QE-17(6)**, pp. 919-935 (June 1981).
- 30) 野須潔, "光も波, コヒーレント性を利用する光ファイバ伝送方式の研究に活気," *NIKKEI Electronics*, **424**, pp. 217-238 (6.29 1987).
- 31) K. Iwashita, T. Imai, and T. Matsumoto, "400 Mbit/s optical FSK transmission experiment over 270 km of single-mode fiber," *Electron. Lett.*, **22(3)**, pp. 164-165 (Jan. 1986).
- 32) H. Toba, K. Oda, K. Nakanishi, N. Shibata, K. Nosu, N. Takato, and M. Fukuda, "A 100-

- channel optical FDM transmission/distribution at 622Mb/s over 50km,"
J. Lightwave Technol., **8**(9), pp.1396-1401(Sep.1990).
- 33) 例えば, 大越孝敬, 菊池和朗, "コヒーレント光通信工学," オーム社, 1989.
- 34) M. Nakao, K. Sato, M. Oishi, Y. Itaya, and Y. Imamura, "Characterization of InGaAsP/InP double-heterostructure wafers grown by metalorganic vapor phase epitaxy for semiconductor lasers by photoluminescence investigation with high-power YAG-laser excitation," *J. Appl. Phys.*, **63**(5), pp.1722-1728(Mar.1988).
- 35) K. Sato, M. Oishi, Y. Itaya, M. Nakao, and Y. Imamura, "Defect generation due to surface corrugation in InGaAsP/InP DFB laser structures grown by MOVPE on grating-formed InP substrates," *J. Crystal Growth*, **93**, pp.825-831(1988).
- 36) K. Sato, F. Kano, and Y. Kondo, "Self-aligned ridge-waveguide DFB lasers emitting at 1.55 μ m: Ridge-width dependence," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **29**(10), pp.1946-1950 (Oct.1990).
- 37) K. Sato, Y. Kondo, M. Nakao, and M. Fukuda, "1.55 μ m narrow-linewidth and high-power distributed feedback lasers for coherent transmission systems," *IEEE J. Lightwave Technol.*, **7**(10), pp.1515-1519(Oct.1989).
- 38) M. Fukuda, M. Nakao, K. Sato, and Y. Kondo, "1.55 μ m tunable DFB laser with narrow linewidth and high power," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **1**(1), pp.6-7(Jan.1989);
 M. Fukuda, K. Sato, Y. Kondo, and M. Nakao, "Continuously tunable thin active layer and multisection DFB laser with narrow linewidth and high power," *IEEE J. Lightwave Technol.*, **7**(10), pp.1504-1509(Oct.1989).
- 39) M. Nakao, K. Sato, T. Nishida, T. Tamamura, A. Ozawa, Y. Saito, I. Okada, and H. Yoshihara, "1.55 μ m DFB laser array with $\lambda/4$ -shifted first-order gratings fabricated by X-ray lithography," *Electron. Lett.*, **25**(2), pp.148-149(Jan.1989);
 M. Nakao, K. Sato, T. Nishida, and T. Tamamura, "Distributed feedback laser arrays fabricated by synchrotron orbital radiation lithography," *IEEE J. Selected Areas Commun.*, **8**(6), pp.1178-1182(Aug.1990).
- 40) 中尾正史, 佐藤憲史, 西田敏夫, 玉村敏昭, "波長多重用DFBレーザアレイの光周波数制御に関する実験的検討," *電子情報通信学会論文誌*, **J73-C-I(5)**, pp.291-296 (May 1990).
- 41) K. Sato and M. Murakami, "Experimental investigation of thermal crosstalk in a distributed feedback laser array," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **3**(6), pp.501-503 (June 1991).

第 2 章 InGaAsP 系結晶評価

2. 1 まえがき

1.1 μm から 1.6 μm にわたる長波長帯光素子では, InP 基板に成長させた InGaAsP 系結晶が用いられている. InP 基板に格子整合させながら, $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 混晶の組成 (x, y) を変えることによりバンド端波長にして 0.92 μm (InP) から 1.65 μm ($\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$) までの広い波長帯にわたる結晶を作製することができる¹⁾. これらの結晶は, 従来, LPE 法により作製され, 良好な品質の結晶が得られてきた. LPE 法は, 簡便な装置で比較的容易に高品質の結晶が得られる利点がある. しかし, メルトバックやテラスの形成現象が起り, 膜厚の均一性・制御性に劣ることが指摘されている²⁾. LPE 法に変わって, 膜厚制御性の向上, 大面積化に優れた MOVPE 法が盛んに研究されている³⁾. 本章では, MOVPE 法による InGaAsP 系結晶を半導体レーザに適用するための結晶評価法と, DFB レーザにおいて最も重要となる回折格子を内蔵した結晶の欠陥評価について述べる.

2.2 節において, MOVPE 法による結晶成長法と基本的な結晶評価法を概説し, 結晶品質とレーザ特性の相関について明らかにする. 次に, 光学特性の有力な評価法である PL 法をとりあげる. レーザ発振時と同等なキャリア密度の強励起状態での PL 評価は, 良好なレーザ特性を得るためのウェハ選別という実用的見地から重要である. 強励起状態を実現するため YAG レーザを励起光源に用いる PL 測定システムを開発し, レーザの発振しきい値電流密度と PL 強度の強い相関を見いだした⁴⁾. 2.3 節において, PL 測定による結晶評価法とその結果について述べる.

本研究の目的である DFB レーザでは, 回折格子を内蔵した InGaAsP/InP DH 構造が重要となる. MOVPE 法により回折格子上に成長させた結晶におい

て、回折格子に起因した特異な結晶欠陥が発生することを透過電子顕微鏡観察より見いだした⁵⁾。2.4節において、この欠陥の特性、欠陥発生要因、およびレーザー特性におよぼす影響について明らかにする。

2. 2 結晶品質とレーザー特性

MOVPE法は、トリメチルインジウム ($\text{TMI} : \text{In}(\text{CH}_3)_3$) などの化合物を原料に用いる気相成長法であり、 InGaAsP 系光素子への応用をはじめ急速に発展しつつある。以下に、MOVPE法による InGaAsP 結晶成長法と得られた結晶の基本的な評価法の概略について述べる。また、しきい値電流などの基本的なレーザー特性と結晶のもつ物質定数や構造パラメータとの関連から、結晶品質とレーザー特性との相関について明らかにする。

2. 2. 1 MOVPE法

MOVPE法の特徴は、(i)成長速度が成長表面への物質供給に律速される、(ii)成長速度および組成の基板温度依存性が弱く、供給ガスの切り替えにより組成を変化させるため、均一性の良い薄膜が得られる、ことである。特に成長圧力を0.1気圧程度の低圧とする減圧MOVPE法では、ガスの流速が大きく組成変化の急峻なDH構造が得られる³⁾。

図2-1に、本研究で用いているMOVPEシステムの構成を示す⁶⁾。成長炉は、石英製縦型反応管であり、RF加熱により成長温度を制御している。反応管内の圧力は真空ポンプにより減圧し、50 Torrとしている。Ⅲ族の原料には、トリメチルインジウムおよびトリエチルガリウム ($\text{TEG} : \text{Ga}(\text{C}_2\text{H}_5)_3$) を用いている。Ⅴ族の原料には、アルシン (AsH_3) およびホスフィン (PH_3) を用いている。これらの他に、p型不純物となる亜鉛 (Zn) の原料としてジエチルジンク ($\text{DEZ} : \text{Zn}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$) を、またn型不純物となるセレン (Se) の原料としてセレン化水素 (H_2Se) を用いている。

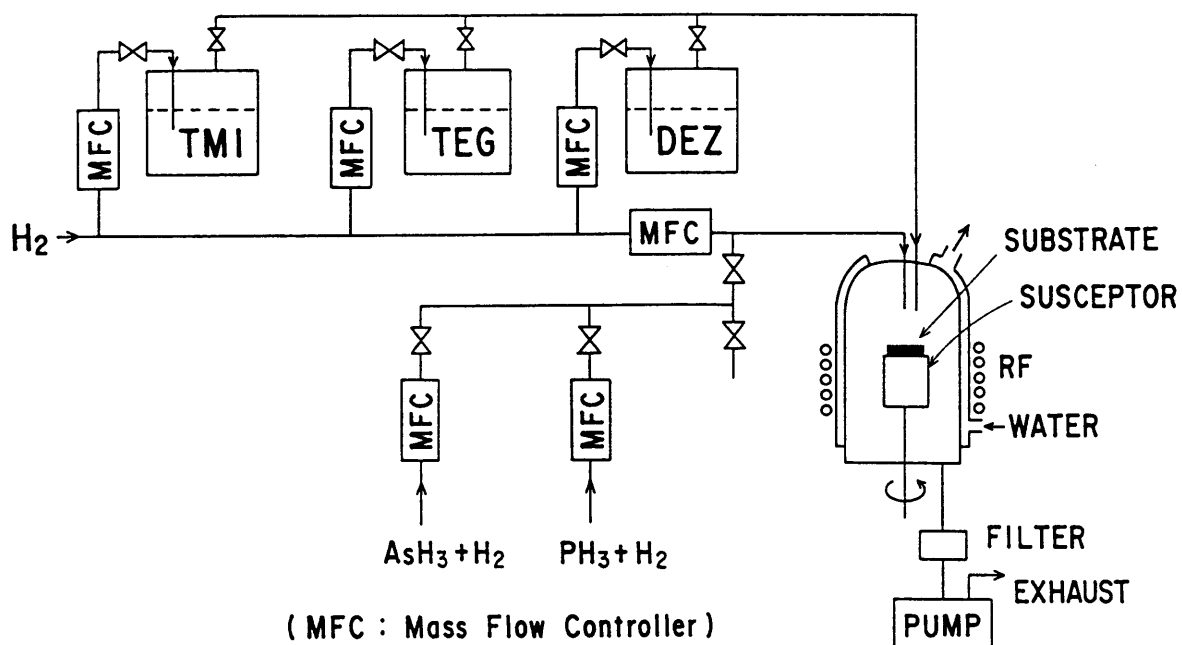


図 2 - 1 減圧MOVPEシステムの模式図。

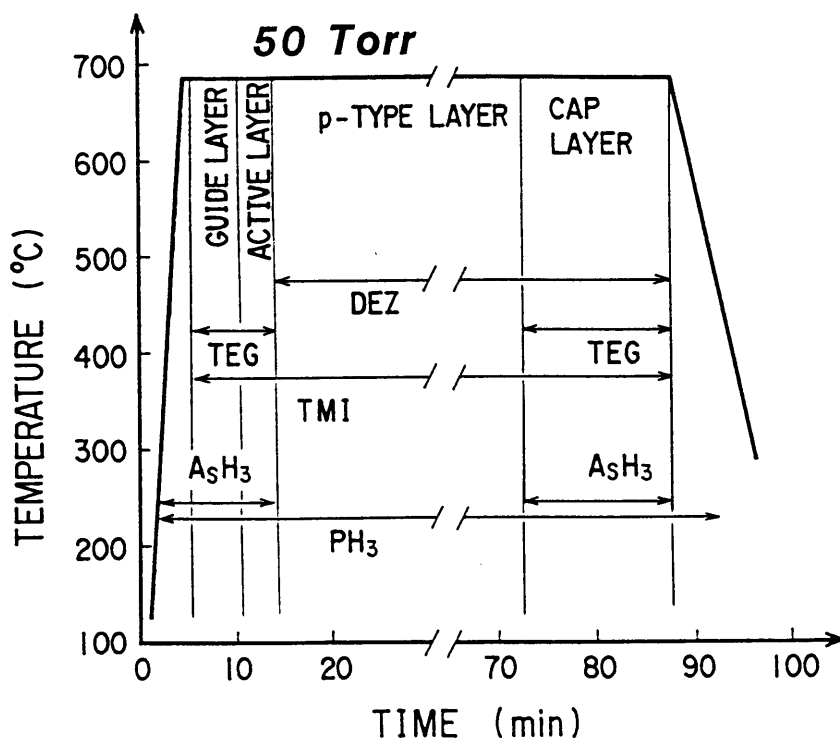


図 2 - 2 減圧MOVPEにおけるInGaAsP/InP DHウェハ成長サイクル。

これらの原料ガスを、水素をキャリアガスとしてマスフローコントローラ（MFC）により流量を制御しながら反応管に送出する。反応管内のカーボン製サセプタ上にInP基板を配置し、RF加熱によりサセプタ温度を685℃に制御している。均一性向上のため、基板をサセプタとともに毎分10回で自転させている。原料ガスはInP基板表面上の高温部で分解し、表面に到達し成長する。

図2-2に、レーザ用InGaAsP/InP DHウェハの典型的な成長サイクルを示す。1.55 μm組成InGaAsPの成長速度は、32 nm/min、InPの成長速度は、20 nm/minであった。このようにして作製したDHウェハは、次に述べる基本的な結晶評価法により評価される。

2.2.2 基本的な結晶評価法

作製したInGaAsP/InP DHウェハを半導体レーザへ応用する立場から、その結晶品質を評価する必要がある。以下に、本研究において用いている結晶評価法の概略を述べる。

結晶評価法とその評価項目を、表2-1に示す。X線回折やPL測定は非破壊評価であり、結晶評価には欠かせない基本的な方法である。結晶品質を左右する最

表2-1 結晶評価法。

評価法	(略号)	評価項目 (特徴)
X線回折法		格子不整合度
ホトルミネッセンス (PL) 法		PL強度, 自然放出スペクトル
エッチングによるエッチピット観察		欠陥密度
走査型電子顕微鏡法 (SEM)		形状, 膜厚
透過型電子顕微鏡法 (TEM)		結晶欠陥 (高分解能)
二次イオン質量分析法 (SIMS)		組成, 不純物濃度 (高感度)
オージェ電子分光分析法 (AES)		表面組成

も重要な評価項目は、InP基板に対するInGaAsP成長層の格子整合性である。格子不整合度は、基板の格子定数を a 、基板と成長層の格子定数差を Δa として、 $\Delta a/a$ で定義される。 Δa は、試料にX線(Cu-K α)を照射しその回折角度から評価される。最適化された成長条件のもとで、基板面に垂直方向の $\Delta a/a$ として0.1%以下の値を持つ結晶が得られている。成長中のガス流量比を調整し組成を制御することにより、ミスフィット転位が発生しないとされる⁷⁾、格子不整合度が0.5%以下の結晶を成長させ、レーザ作製に使用している。

レーザ応用上重要となる発光特性は、外部からレーザ光を試料に照射し結晶内において励起されるキャリアの自然放出光を測定する、いわゆるPL法により評価される。PL測定の主要な評価項目は、PL強度とスペクトルである。PL強度は、結晶欠陥などの結晶の不完全性を強く反映する。また、PLピーク波長は、レーザの発振波長との相関があり、レーザ設計上重要となる。ところで、レーザ発振は電流注入による高励起状態で起こる現象である。このため、レーザ発振と同等な高励起状態でのPL測定が必要である。長波長帯InGaAsP系結晶では、従来、波長 $1.15\ \mu\text{m}$ のHe:Neレーザが励起用光源として用いられている。より高い光出力が得られる波長 $1.06\ \mu\text{m}$ のNd:YAGレーザ(以下YAGレーザと略す)を励起光源に用い、強励起状態におけるPL測定によってPL特性とレーザ特性との相関を得ることができる。2.3節において、YAGレーザを励起光源に用いたPL測定法の詳細を述べる。

結晶品質を劣化させる要因として結晶欠陥の発生があり、これを評価することが重要となる。結晶欠陥評価法としては、化学エッチングによるエッチピットの観察や、走査型電子顕微鏡法(SEM:Scanning Electron Microscopy)および透過型電子顕微鏡法(TEM:Transmission Electron Microscopy)による観察があげられる。InPのエッチピット観察には、1HBr:3CH₃COOHのエッチング液を用いている。欠陥は通常、成長方向に沿って伝搬することから、InGaAsP/InP DH上に成長させたInP層のエッチピットを観察することにより、DH層での欠陥密度を見積もることができる。しかし、InGaAsP結晶ではエッチピット観察のための有効なエッチング液がないのが現状である。

SEMは、 $100\ \text{\AA}$ 程度の空間分解能をもち、微小な形状や断面構造の観察に用いられる。TEMは、結晶欠陥を直接観測する有力な手段であり、分解能が高

く結晶格子像を観察することも可能である。2.4節において、回折格子上結晶の欠陥評価にTEMを使用している。

結晶組成を分析する方法として二次イオン質量分析法(SIMS: Secondary Ion Mass Spectrometry)やオージェ電子分光分析法(AES: Auger Electron Spectroscopy)がある。SIMSは高感度であり、不純物原子の深さ方向プロファイルなどの微量な分析に用いられる。AESは、50Å程度の薄い表面層の組成を同定するのに適し、表面の汚染物等の分析に用いられる。

2.2.3 酸化膜ストライプレーザ

結晶品質とレーザ特性の相関を明らかにし、レーザ特性向上のためのウェハ選別法を確立することは、実用的見地から重要である。特に、MOVPE法によるInGaAsP系結晶のレーザへの応用は1980年代の初期に始められた⁸⁾比較的新しい試みであり、MOVPE法による結晶の品質を評価する必要があった。レーザへの応用的見地から結晶品質を評価する方法として、酸化膜ストライプレーザのしきい値電流密度や外部微分量子効率を測定することが通常行われる。酸化膜ストライプレーザは構造が簡単であり、DHウェハの活性領域の加工工程を含まないため、DHウェハの結晶品質が直接レーザ特性に反映される。

以下に、酸化膜ストライプレーザの基本特性と結晶のもつ物質定数や構造パラメータとの関係を概観し、結晶品質とレーザ特性との相関について述べる。

図2-3に酸化膜ストライプレーザの模式図を示す。Snを不純物とするn型(001)InP基板を用い、MOVPE法により表2-2に示す層構成のレーザ用DH多層膜を順次成長させている。DHウェハ上に、スパッタ法により厚さ0.2μmのSiO₂酸化膜を成膜し、p電極用のストライプ状窓を<110>方向に形成する。SiO₂のエッチングには、CF₄とH₂の混合ガスを用いた反応性イオンエッチング(RIE: Reactive Ion Etching)法を用いた。p電極用AuZnNi-Auを蒸着した後、InP基板を80μm程度に薄く研磨し、n電極用AuGeNi-Auを基板裏面に蒸着し、オーミックコンタクト形成のため420°Cで20秒間のアニールを行う。このような工程を経たウェハを、ストライプと垂直方向にへき開し、共振器長Lの酸化膜ストライプレーザを作製する。

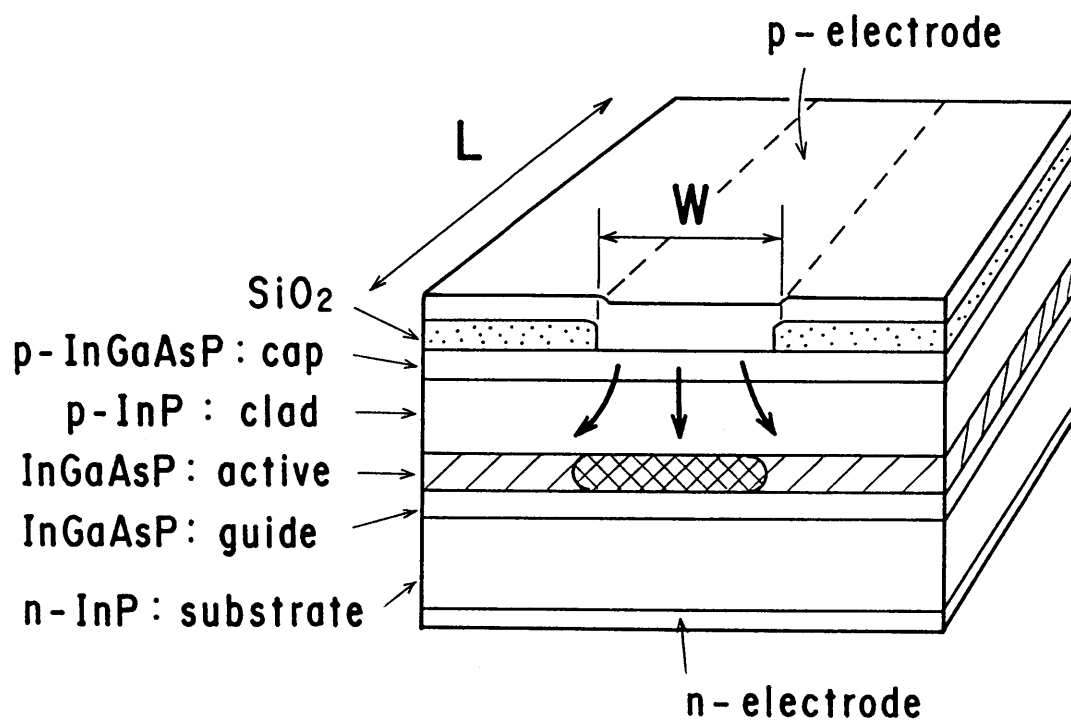


図 2 - 3 酸化膜ストライプレーザの構造.

表 2 - 2 レーザ用 D H ウェハ層構成と電極材料.

名称	組成	不純物 ; 不純物濃度 (cm^{-3})	膜厚 (μm)
基板	n - InP	Sn; $\sim 2 \times 10^{18}$	
ガイド層	1.3 μm 帯 InGaAsP	アンドープ	0.15
活性層	1.55 μm 帯 InGaAsP	アンドープ	0.10
クラッド層	p - InP	Zn; 7×10^{17}	1.2
キャップ層	p - InGaAsP	Zn; 5×10^{18}	0.4
p 電極	AuZnNi-Au		0.2
n 電極	AuGeNi-Au		0.2

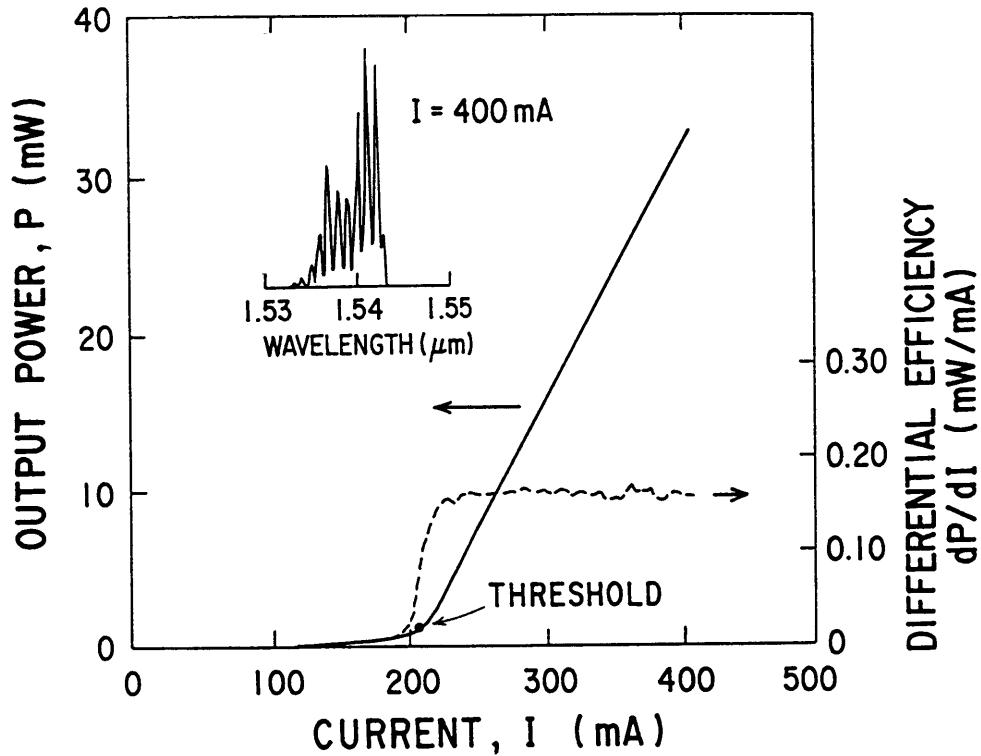


図 2 - 4 酸化膜ストライプレーザの典型的な光出力-電流特性とスペクトル。
室温，パルス測定。W = 40 μm，L = 300 μm。

MOVPE法によるInGaAsP結晶を用いて作製された酸化膜ストライプレーザの比較的良好な光出力-電流特性を，図2-4に示す。作製されたレーザにp電極より幅W，長さLの窓を通して電流を注入すると，レーザ発振が起こる。ただし，酸化膜ストライプレーザでは注入電流による発熱効果を避けるため，パルス幅1 μs，繰り返し周期1 msのパルス電流を用いたパルス測定を行っている。レーザ発振を起こすために必要な最小電流がしきい値電流 I_{th} であり，しきい値電流密度 J_{th} は，

$$J_{th} = \frac{I_{th}}{WL} \quad (2-1)$$

で与えられる。酸化膜ストライプレーザでは，注入された電流が接合面に平行方向に広がることを考慮して，ストライプ幅Wを十分大きな値とする必要がある。しかし，電流の絶対値が増大するため，実験的には40 μmとしている⁴⁾。図2

-4において、しきい値電流は210 mAであり、しきい値電流密度として
 1.8 k A c m^{-2} を得る。このように、 $1.55 \mu\text{m}$ 帯 InGaAsP の酸化膜ストライ
 プレーザでは、 $300 \mu\text{m}$ の共振器長でしきい値電流密度として
 $2 \sim 3 \text{ k A c m}^{-2}$ の値を得ている。

また、外部微分量子効率 η_D は、

$$\eta_D = 2 \frac{e}{h\nu} \frac{dP}{dI} \quad (2-2)$$

より求められる。ただし、 P は片端面からの光出力であり、 e は素電荷、 $h\nu$ は光
 子エネルギーである。図2-4から発振波長は $1.54 \mu\text{m}$ であり
 $(h\nu = 0.805 \text{ eV})$ 、 η_D の実験値として40%を得る。

これらの結果は、LPE法による $1.55 \mu\text{m}$ 帯DHウェハを用いたレーザの特
 性⁹⁾と同等であり、MOVPE法によるDHウェハを用いても良好なレーザ特性
 が得られることを示している。

2.2.4 しきい値電流とキャリア寿命

ここで、浅田らによる解析結果¹⁰⁾に基づき、レーザのしきい値電流と活性層の
 持つ物質定数やレーザ構造パラメータとの関連を概観し、レーザ特性上重要とな
 るパラメータを明らかにする。

活性層に注入されたキャリアは、誘導放出により光を増幅し利得が発生する。
 キャリア密度が N のとき、最大利得 g は近似的に、

$$g = A_0 (N - N_G) \quad (2-3)$$

と表すことができる¹¹⁾。ここで、 A_0 は最大利得係数であり、活性層の組成によ
 り決まる定数である。 N_G は、利得が負(吸収)から正に転化するキャリア密度で
 ある。式(2-3)より、利得 g はキャリア密度 N の一次関数で表すことができる。

レーザの発振条件は、利得が共振器内での光損失に等しくなる条件から決まり、

$$\Gamma g = \alpha_i + \alpha_m \quad (2-4)$$

となる。ここで、 Γ は共振器内を伝搬する光が活性層に閉じこめられている割合を表し、閉じ込め係数と呼ばれる。 α_i は光の内部損失であり、 α_m は共振器の両端面でのミラー損失である。式(2-3)および(2-4)から、しきい値キャリア密度 N_{th} は、

$$N_{th} = \frac{1}{\Gamma A_0} (\alpha_i + \alpha_m) + N_G \quad (2-5)$$

で与えられる。

しきい値電流密度 J_{th} としきい値キャリア密度 N_{th} の関係は、発振前のキャリア寿命を τ とすれば、

$$J_{th} = \frac{e d_a}{\tau} N_{th} \quad (2-6)$$

で与えられる¹¹⁾。ここで、 d_a は活性層厚である。この式は、キャリア寿命の低下によりしきい値電流密度が上昇することを意味している。発振前のキャリア寿命 τ は、

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} + \frac{2\gamma_s}{d_a} \quad (2-7)$$

で与えられる。ここで、 τ_r は自然放出による発光再結合時間であり、 τ_{nr} は非発光再結合時間である。また、 γ_s は界面再結合速度である。式(2-7)は、非発光再結合時間が減少し、または、界面再結合速度が上昇することにより、キャリア寿命が低下することを意味している。活性層内や活性層界面における結晶欠陥密度に強く依存して非発光再結合時間の減少や界面再結合速度の上昇が起こり、キャリア寿命が低下すると考えられている¹²⁾。また、長波長帯InGaAsP結晶

では、Auger再結合過程による非発光再結合が問題になることが知られている¹³⁾。

自然放出による発光再結合時間 τ_r はキャリア密度に反比例し、次式で与えられる¹⁴⁾。

$$\tau_r = \frac{1}{B_{eff} (N + N_0)} \quad (2-8)$$

ここで、 B_{eff} は有効再結合系数、 N_0 は熱平衡キャリア密度である。注入されたキャリア密度 N が N_0 に対し十分大きいとして N_0 を無視し、キャリア寿命 τ が τ_r に等しいとき、しきい値電流密度は、

$$J_{th} = \frac{B_{eff}}{e d_a W L} \left\{ \frac{1}{\Gamma A_0} (\alpha_i + \alpha_m) + N_G \right\}^2 \quad (2-9)$$

で与えられる。また、外部微分量子効率 η_D は、

$$\eta_D = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \quad (2-10)$$

で与えられる。ただし、 η_i は誘導放出の内部量子効率である。

表2-2に、1.55 μm 帯InGaAsP系レーザの典型的なパラメータの値と式(2-9)および(2-10)より計算されたしきい値電流密度と外部微分量子効率を示す。

これらの値は、図2-4に示した実験値と良い一致を示す。しかし、実験的には、2.3節および2.4節において述べるように、しきい値電流密度が4-5 kA cm^{-2} 以上と高い素子も得られている。これは、レーザ作製上の問題を除けば、主に結晶欠陥の発生によるキャリア寿命の低下によると考えられる。

表2-2 1.55 μm帯 InGaAsP系酸化膜ストライプレーザのパラメータとその典型的な値.

パラメータ	記号	典型的な値
活性層厚	d_a	0.1 μm
活性層幅	W	40 μm
共振器長	L	300 μm
光閉じ込め係数	Γ	0.2
最大利得係数	A_0	$2.6 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$
キャリア密度 ($g=0$)	N_G	$1.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
端面反射率	R	0.32
光内部損失	α_i	45 cm^{-1}
ミラー損失	α_m	38 cm^{-1}
有効再結合係数	B_{eff}	$1.5 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$
誘導放出内部量子効率	η_i	0.8
キャリア寿命	τ	$2.5 \times 10^{-9} \text{ s}$
しきい値キャリア密度	N_{th}	$2.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
しきい値電流密度	J_{th}	1.7 kA cm^{-2}
外部微分量子効率	η_D	0.40

2.3 ホトルミネッセンス測定によるDHウェハ評価

PL測定は非破壊評価法であり、結晶の組成や品質を評価するために広く用いられている。長波長帯 InGaAsP 結晶の PL 測定では、従来、波長 1.15 μm の He:Ne レーザを励起光源として用いてきた。この場合、レーザの光出力は通常 10 mW 程度にとどまり、弱励起状態での PL 測定といえる。山口らは、LPE 法による InGaAsP/InP DH ウェハについて、YAG レーザを励起光源に用い励起強度を変化させて PL 測定した^{14), 15)}。その結果、励起強度が 1 kW/cm² 以上で、DH ウェハの PL 強度が、そのウェハより作製された発光ダイオード (LED: Light Emitting Diode) の光出力と強い相関を示すことを報告している。この相関は、YAG レーザによって、電流注入による LED 動作時と同

等のキャリア密度を与える強励起状態を実現したため得られたと考えられている。LEDは電流注入による自然放出を応用した素子であるため、PL強度との相関が得られやすいといえる。レーザの場合は誘導放出による発振現象であり、レーザのしきい値電流とPL強度の相関については、明らかにされていなかった。また、He:Neレーザを用いるPL測定では、レーザのしきい値電流とPL強度の相関は実験的に得られていなかった。そこで、YAGレーザを励起光源に用いたPL測定により、MOVPE法によるInGaAsP/InP DHウェハを評価し、作製された酸化膜ストライプレータのしきい値電流密度との相関を検討した。

2.3.1 PL測定と励起強度

ここで、励起強度とPL強度および励起されるキャリア密度との関係を簡単な計算より見積もる。図2-5に示すように、波長 $1.06\mu\text{m}$ 、出力 P_{ex} のYAGレーザ光を、DHウェハの面積 S の領域に照射する場合を考える。このとき、PL強度 I_{PL} は、

$$I_{PL} = \eta \frac{P_{ex}}{h\nu} (1 - R_s) \{1 - \exp(-\alpha_a d_a)\} \quad (2-11)$$

$$\eta = \frac{\tau}{\tau_r} \quad (2-12)$$

Nd: YAGレーザ光

↓ ↓ ↓ (スポット面積; S)

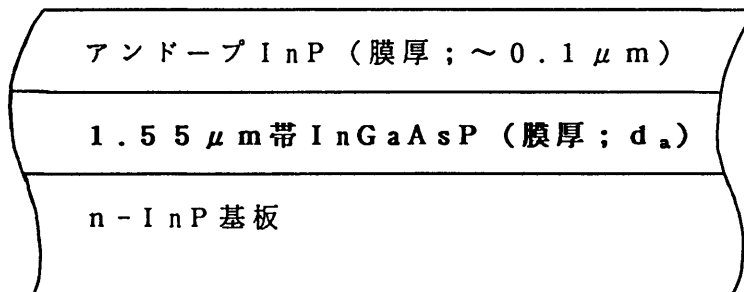


図2-5 PL測定におけるDHウェハの断面構造の模式図。

で与えられる¹⁶⁾。ここで、 $h\nu$ はレーザ光の光子エネルギー、 R_s はウェハ表面での反射率、 d_a はInGaAsP活性層の膜厚、 α_a は活性層での吸収係数である。 η は自然放出に対する内部量子効率であり、自然放出による発光再結合時間 τ_r に対するキャリア寿命 τ の比で与えられる。 τ は、レーザのしきい値電流密度を与えるキャリア寿命と同じく、式(2-7)で与えられる。また、 τ_r も同様に、式(2-8)によって与えられる。

η を一定とみなせば、PL強度 I_{PL} は励起強度 P_{ex} に比例する。 η は、発光に寄与しない非発光再結合時間 τ_{nr} の減少と界面再結合速度 γ_s の上昇により低下し、PL強度を低下させる。 τ_{nr} の減少は主に結晶欠陥に起因し、 γ_s の上昇は主にDH界面の欠陥に起因する。このように、PL強度は、レーザのしきい値電流と同様に、結晶性を強く反映する。

面積 S の領域にレーザ光を照射することにより励起されるキャリア密度 N は、次式で与えられる。

$$N = \frac{\tau P_{ex}}{d_a S h\nu} (1 - R_s) \{1 - \exp(-\alpha_a d_a)\} \quad (2-13)$$

ここで、レーザのしきい値電流を求める際に用いた式(2-8)を用いて、非発光成分(τ_{nr} , γ_s)を無視すれば、 $\tau \sim \tau_r$ となり、式(2-13)は、

$$N = \left[\frac{P_{ex}}{B_{eff} d_a S h\nu} (1 - R_s) \{1 - \exp(-\alpha_a d_a)\} \right]^{1/2} \quad (2-14)$$

となる。以下のパラメータ値を用いて、式(2-14)より、励起されるキャリア密度を計算する。ここで、YAGレーザ出力を1Wとし、直径150 μ mのスポットで結晶面にYAGレーザ光を照射する場合を考える。

$$\begin{aligned} d_a &= 0.1 \mu\text{m} \\ \alpha_a &= 3 \times 10^4 \text{ cm}^{-1} \\ B_{eff} &= 1.5 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \\ R_s &= 0.3 \\ h\nu &= 1.17 \text{ eV} \\ S &= \pi (150/2)^2 \mu\text{m}^2 \\ P_{ex} &= 1 \text{ W} \end{aligned}$$

その結果、励起パワー密度 P_{ex}/S 、および励起されるキャリア密度 N は、

$$P_{ex}/S = 5.7 \text{ kW cm}^{-2}$$

$$N = 1.9 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

となり、レーザ発振状態に近いキャリア密度(表 2-2)が得られることがわかる。

欠陥の多い結晶ではキャリア寿命が低下し、内部量子効率が低下するため、PL 強度が低下する。一方、半導体レーザでは、キャリア寿命の低下によりしきい値電流が増大する。結局、強励起 PL 測定による PL 強度が相対的に微弱な DH ウェハでは、同時に、そのウェハより作製されたレーザのしきい値電流が高いことが予測できる。

励起されるキャリア密度が相対的に低い弱励起状態の PL 測定では、発光再結合時間 τ_r を与える式 (2-8) において、熱平衡状態のキャリア密度 N_0 が支配的になる。アンドープの InGaAsP 結晶の N_0 は、結晶の純度によって変化するが、ホール測定から通常 10^{16} cm^{-3} 程度の値である。励起されるキャリア密度が熱平衡状態のキャリア密度と同等な弱励起 PL 評価は、不純物準位の測定等には有効である¹⁷⁾。しかし、弱励起 PL 測定でのキャリア寿命は、レーザ発振が起こる 10^{18} cm^{-3} 以上のキャリア密度でのキャリア寿命とは異なるため、レーザ特性との相関を得ることは困難である。

2.3.2 YAG レーザを励起光源に用いた PL 測定法

図 2-6 に、YAG レーザを励起光源に用いた PL 測定系の模式図を示す。試料を X-Y ステージ上に置き、波長 $1.06 \mu\text{m}$ 、最大出力 6 W の YAG レーザ光を周波数 200 Hz、デューティ 50% のチョッパーに通しレンズ系で試料に垂直に照射する。高出力時にウェハ上に残る熱的ダメージによる痕跡からスポットサイズを測定した。試料上でのスポットサイズは、直径 $150 \mu\text{m}$ である。レーザ出力を 1 W とすれば、励起パワー密度は、デューティを考慮して試料上で 2.8 kW cm^{-2} となる。このとき、式 (2-12) より励起されるキャリア密度は $1.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ となり、レーザ発振状態と同等な強励起状態を実現しているといえる。DH ウェハより自然放出される PL 光は、コア径 $800 \mu\text{m}$ の光フ

ファイバによりスペクトラムアナライザに導かれ、自然発光スペクトルが測定される。PL強度は、散乱YAGレーザ光除去用の2cm厚シリコンフィルタを取り付けたPbS検出器により測定される。図2-6に示すように、YAGレーザ光のプリズムからの反射光強度をSi検出器により測定することによりYAG励起光の時間的ゆらぎをモニターし、励起強度を補正している。また、標準試料のPL強度を測定し、測定試料のPL強度を補正している。これらの測定系はパーソナルコンピュータにより制御され、PL強度およびPLピーク波長のウェハ面内分布が比較的短時間で得られるシステムとなっている。このシステムにより再現性のある測定結果が得られ、ウェハ間のPL特性の比較が容易となった。

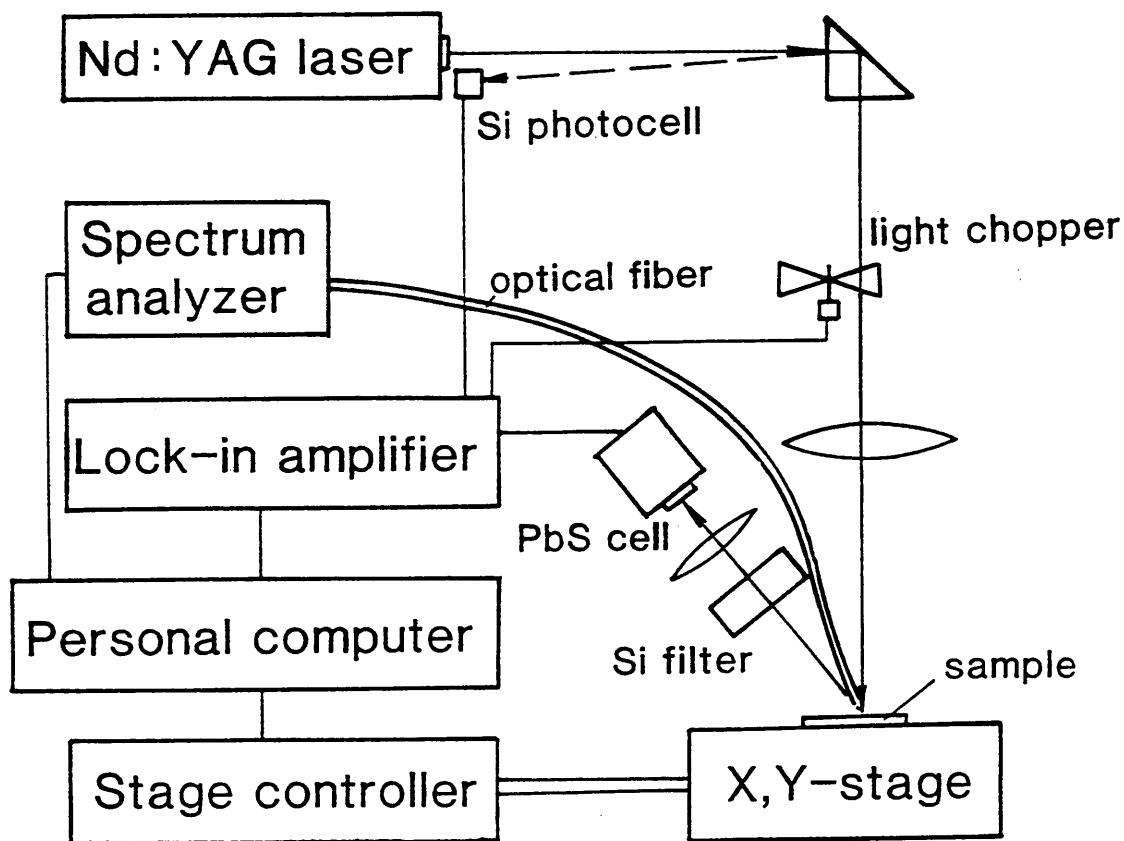


図2-6 YAGレーザを励起光源に用いたPL測定システム。

図2-7に、励起強度を0.5 Wから4 Wまで変化させながら測定したMOVPE法による1.55 μm 帯InGaAsP/InP DHウェハのPLスペクトルを示す。励起強度の増大にほぼ比例してPL強度が増大していることがわかる。ただし、励起強度が3 W以上では、PL強度が飽和する傾向がみられた。この原因として、高出力YAGレーザー光の照射による発熱効果が考えられる。図中点線で示すように、PLピーク波長が励起強度の増大にともないやや長波長側にシフトしているが、これも発熱の影響と考えられる。励起強度の増大によりキャリア密度が増大し電子と正孔のフェルミ準位が上昇するため、一般には、PLピーク波長は短波長側にシフトする。ところが、発熱により温度が上昇し、バンドギャップエネルギーが減少するため、PLピーク波長が長波長側へシフトすると考えられる。

図2-7において矢印で示したように、微小なピークが観測される。これは、励起強度の増大にともない強まっており、また、PL強度分布のピークに対し長波長側に発生していることから、誘導放出によるピークであると考えられる。この結果は、レーザー発振状態に近い強励起状態が実現されていることを傍証している。

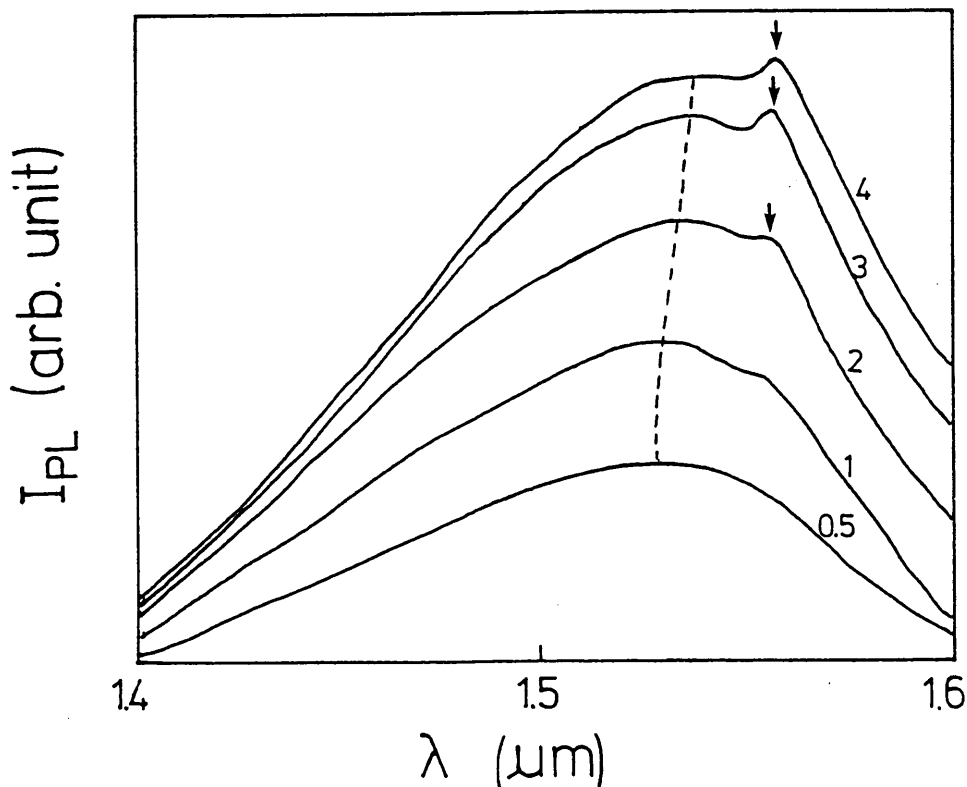


図2-7 励起強度を0.5 Wから4 Wまで変化させたPLスペクトル。

2.3.3 レーザ特性との相関

MOVPE法によるDHウェハを上述した強励起PL測定により評価し、このウェハより作製された酸化膜ストライプレーザの特性との相関を実験的に検討した。

はじめに、図2-6に示したように、表面に薄いInP層を有するDHウェハを成長させた後、PL測定する。次に、表面のInPを除去した後、p-InPクラッド層およびp-InGaAsPキャップ層を成長させ、図2-3に示した酸化膜ストライプレーザを作製した。共振器長は300 μ mである。図2-8は、同一条件で成長させた多数のウェハのPL強度 I_{PL} に対するしきい値電流密度 J_{th} を示している。PL強度は、励起パワーを1WとしてPbS検出器により測定されている。PL強度の低下にともない、しきい値電流密度が上昇するという相関が得られた。図中の点線は J_{th} と I_{PL} の反比例関係、

$$J_{th} \propto 1 / I_{PL} \quad (2-15)$$

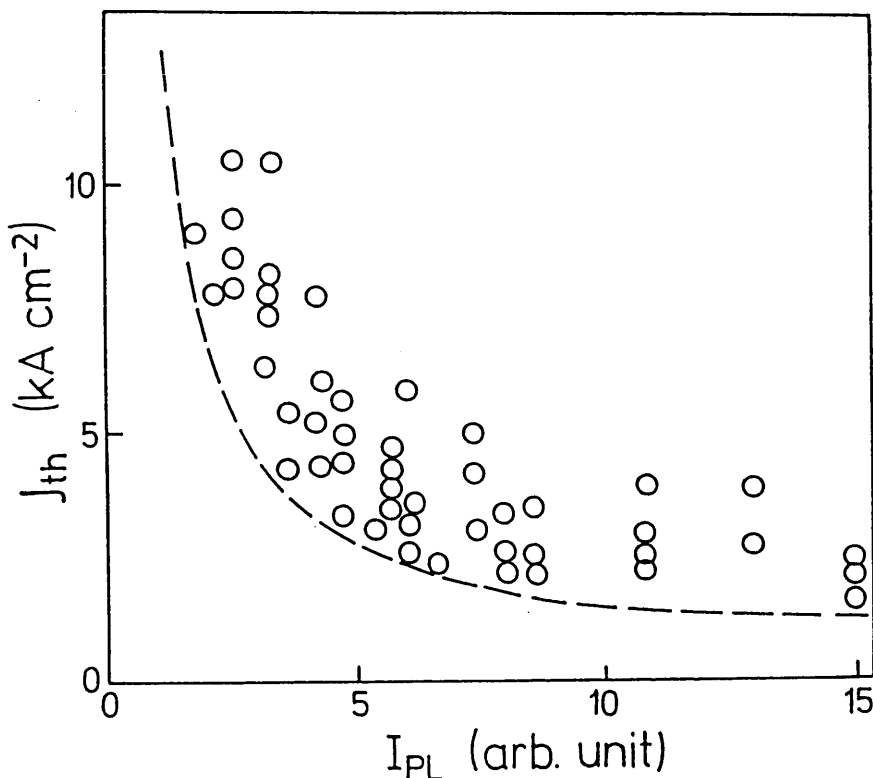


図2-8 PL強度としきい値電流密度の相関。

を仮定して実験値にフィテングしたものである。実験値にばらつきがあるものの、点線は実験的に得られた傾向と良く一致している。しきい値電流密度のばらつきは、主にストライプ幅や共振器長などのレーザ構造パラメータの作製上のばらつきに起因している。

J_{th} が I_{PL} に反比例するという単純な相関関係は、2.2.3節および2.3.1節で述べたキャリア密度のキャリア寿命依存性によって説明される。つまり、PL強度の低下は非発光再結合過程による内部量子効率の低下を反映しており、キャリア寿命の低下を意味する。キャリア寿命の低下は、同時に、レーザのしきい値電流を増大させる。式(2-6)より、しきい値電流密度はキャリア寿命に反比例する。一方、PL強度は式(2-11)、(2-12)よりキャリア寿命に比例する。その結果、 J_{th} が I_{PL} に反比例するという単純な相関関係が成り立つ。

以上の結果から、強励起でのPL強度を測定することにより、低しきい値電流密度を与えるDHウェハを選別することが可能となった。

次に、PLピーク波長とレーザの発振波長との相関について述べる。図2-7に示したPLスペクトルにおいて、ある一定の励起強度に対するPLピーク波長を λ_{PL} とする。 λ_{PL} はDHウェハ間で異なり、また、ウェハ面内においても分布をもつ。 λ_{PL} のばらつきは主にInGaAsP組成のばらつきを反映している。レーザの作製にあたっては、ある決められた発振波長を得るため、一定のInGaAsP組成が必要となる。そのため、PLピーク波長の制御性・再現性を高めるとともに、PLピーク波長からレーザ発振波長を予測することが重要となる。

図2-9は、DHウェハのPLピーク波長 λ_{PL} とそのDHウェハより作製された酸化膜ストライプレーザの発振波長 λ_{LD} との相関を示している。ここで、PL測定における励起強度を1W一定とした。また、レーザの共振器長を300 μm とし、しきい値電流密度が2~3 kAcm^{-2} 程度の良好な値を示す試料を選択した。

図中の点線は、 $\lambda_{LD} = \lambda_{PL}$ の関係を示している。実験的に得られた結果は、

$$\lambda_{PL} \leq \lambda_{LD} \leq \lambda_{PL} + 20 \text{ nm} \quad (2-16)$$

となっており、レーザ発振波長がPLピーク波長よりやや長波長となっている。

この結果は、励起されるキャリア密度がPL測定時とレーザ発振時において等しいとき、利得ピーク波長（レーザ発振波長）は自然放出によるPLピーク波長よりも長波長になるという理論的な結果¹⁸⁾と一致している。ただし、PLピーク波長はキャリア寿命や発熱効果により変動し、また、レーザ発振波長もキャリア寿命や発振しきい値利得により変動するため、図2-9に示すように、実験的なばらつきが存在する。

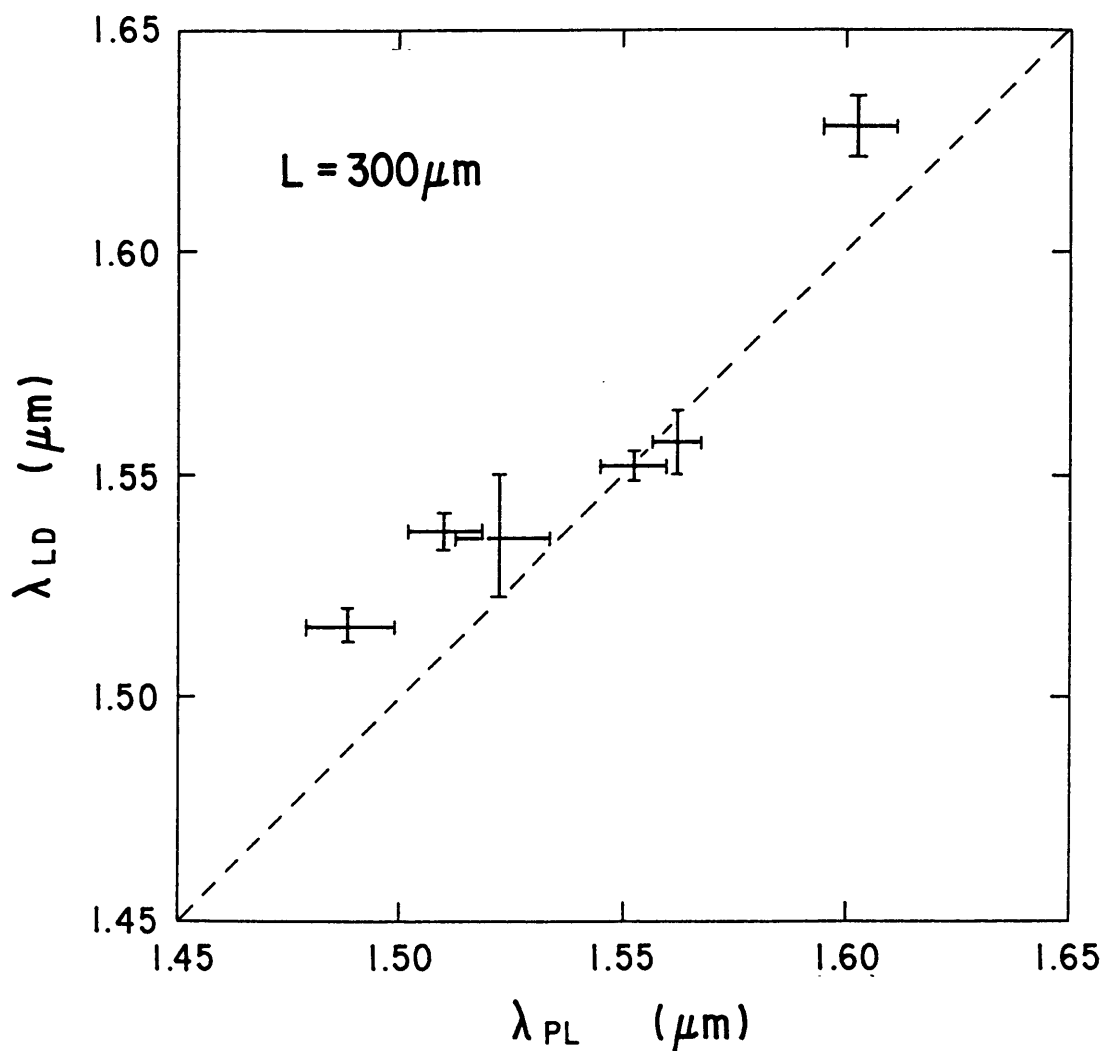


図2-9 PLピーク波長 λ_{PL} に対する作製されたレーザの発振波長 λ_{LD} .

2.3.4 PL強度と結晶品質

強励起PL測定によるPL強度が相対的に弱いDHウェハは、そのウェハより作製されたレーザのしきり値電流密度が高くなる傾向を示した(図2-8)。図2-8は、また、同一条件で成長させたにもかかわらずウェハによってPL強度が変動することを示している。そこで、PL強度が微弱になる要因について検討する。

PL強度の変動には、キャリア寿命を低下させる何らかの結晶欠陥の発生が関与していると考えられる。DHウェハにおいて最も問題となる結晶欠陥は、結晶格子不整合による欠陥(ミスフィット転位)である。

図2-10は、X線回折法により測定された基板面に垂直方向の格子不整合度 $\Delta a/a$ とPL強度との相関を示している。格子不整合による結晶品質の劣化はPL強度に強く反映されており、格子不整合度の絶対値が0.2%以上に増大すると、PL強度が急激に低下することがわかる。これは、格子不整合度の増大にともないミスフィット転位が発生し、非発光再結合中心(あるいは界面再結合準位)密度の増大によってPL強度が低下していることを示唆している。

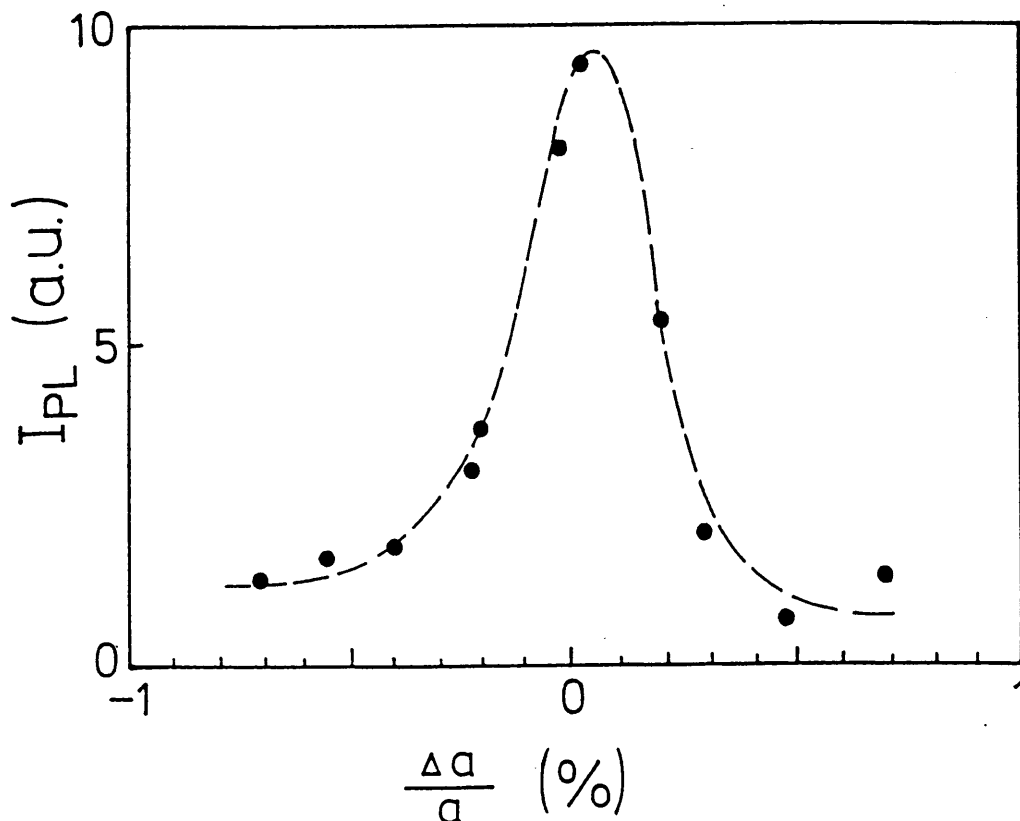


図2-10 PL強度の格子不整合度依存性。

LPE法により成長させたInGaAsPバルク結晶の格子不整合度とミスフィット転位発生との相関については、これまでいくつか報告されている。尾江らは、 $0.4\ \mu\text{m}$ 厚のInGaAsP層においてミスフィット転位が発生し始める臨界格子不整合度が実験的に $\pm 0.5\%$ となることを報告している⁷⁾。図2-10の結果は、尾江らの結果より臨界格子不整合度が小さいことを示唆している。この結果がLPEとMOVPEの二つの成長法の相違によるためかは明確でないが、実用上は格子不整合度が十分小さいことが望ましい。実際には、 $\Delta a/a$ が 0.1% 以下となるようにDHウェハの成長条件を制御する必要がある。

PL強度の低下やレーザ特性の劣化となる要因は、格子不整合以外にも存在する。測定された格子不整合度が 0.1% 以下であってもPL強度が相対的に微弱であるDHウェハも得られている。このようなウェハでは、各種の結晶欠陥が発生していると考えられる。これまで、MOVPEの特性に起因する結晶欠陥の発生がいくつか報告されている¹⁹⁾⁻²¹⁾。その一例が、次に述べる回折格子上の結晶に発生する欠陥である。

2. 4 回折格子上結晶の欠陥評価

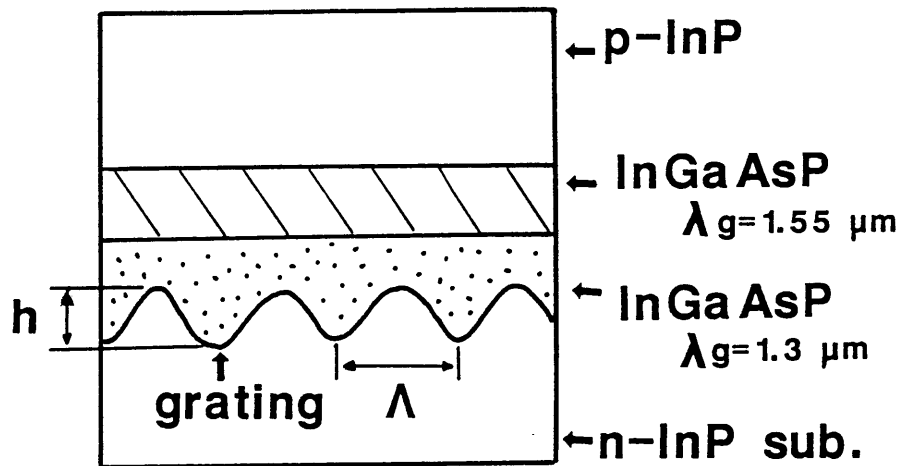
本研究の目的とするDFBレーザは、回折格子を内蔵したInGaAsP/InP DH結晶を必要としている。そのため、平坦な面ではなく凹凸のある結晶面への結晶成長が必要となる。その際、回折格子形状を保存しながら結晶欠陥が発生しない成長法が求められる。LPE法によるDFBレーザはこれまで多く報告されており^{22), 23)}、結晶欠陥のない良好なDHウェハが得られている。MOVPE法によるDFBレーザ用結晶成長については報告例は少なく、また、結晶欠陥に関する報告はほとんどなかった。以下に、MOVPEによる回折格子を内蔵したDH結晶構造とその結晶評価について述べる。

2. 4. 1 回折格子を内蔵したInGaAsP/InP DH結晶

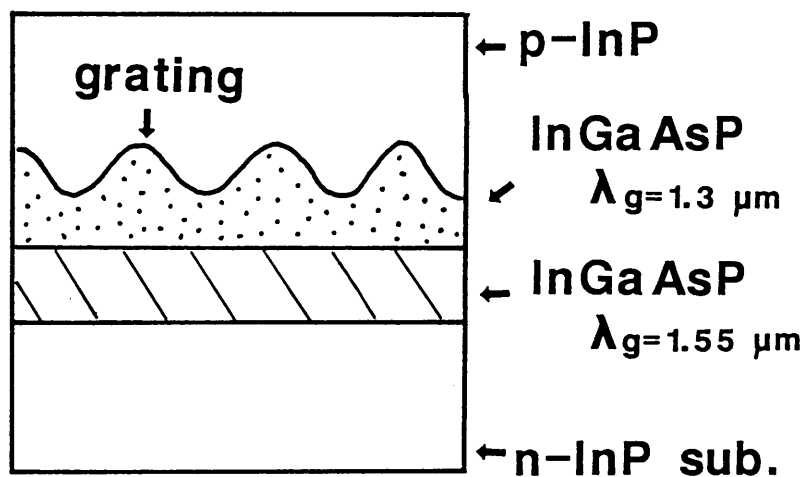
図2-11に、 $1.55\ \mu\text{m}$ 帯DFBレーザの断面層構造を模式的に示す。回折格子は、微細な溝状凹凸(Corrugation)である。DFBレーザには回折格子の位

置によって二つの型，下方回折格子型(a)と上方回折格子型(b)がある。

両者は構造が対称であり，DFBレーザ特性の相違はない。回折格子によって導波路の屈折率が周期的に変化する構造となっている。DFBレーザの特性上，回折格子の周期 Λ と高さ h が重要なパラメータとなる。周期によってDFBレー



(a) 下方回折格子型。



(b) 上方回折格子型。

図2-11 1.55 μm帯DFBレーザの断面層構造。

ザの発振波長が決定され、 $1.55 \mu\text{m}$ 帯では $\Lambda = 240 \text{ nm}$ 程度である。また、高さによってBragg反射による光帰還の強度が変化し、通常は $20 - 30 \text{ nm}$ 程度の微小な値をとる^{*}。

二つの型の大きな相違は、その作製法にある。下方回折格子型では、あらかじめ回折格子を形成したInP基板に、InGaAsPガイド層、活性層、InPクラッド層を成長させる。他方、上方回折格子型では、InP基板にInGaAsP活性層、ガイド層を順次成長させた後、ガイド層上に回折格子を形成し、さらに回折格子にInPクラッド層を成長させる。前者においては1回の成長であるが、後者では2回の成長を必要とする。しかし、下方回折格子型ではガイド層および活性層を凹凸のある基板に直接成長させるため、活性層の結晶性が問題となる。

MOVPE法による下方回折格子型DFBレーザについては、LPE法によるDFBレーザと同等の性能を持つものが得られることが、大石らによってはじめて報告された²⁴⁾。また、MOVPE法による上方回折格子型DFBレーザについてもいくつか報告されている^{25)、26)}。

ここで、下方回折格子型DHウェハの作製法について述べる。はじめに、回折格子をn型(001)InP基板に、 $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ 方向に沿って形成する。波長 3511 \AA のArレーザ光を用いたホログラフィック(二光束干渉露光法)により回折格子のレジストパターンを形成し、臭化水素酸(HBr)と臭素(Br₂)の混合水溶液²⁷⁾により結晶を化学エッチングして回折格子を作製した。レジストを酸素プラズマアッシャーにより除去し、成長前に基板を注意深く洗浄した。回折格子を形成したInP表面をAESにより分析した結果、炭素および酸素の存在が確認されたが、その強度は回折格子を形成していない基板と同等に微弱であり、回折格子作製による汚染はほとんど観測されなかった。

次に、回折格子が形成されたInP基板に、MOVPE法によりDHウェハを成長させる。この時、回折格子の高さが低くなるという問題が発生した。

*) 第3章3.2節参照。

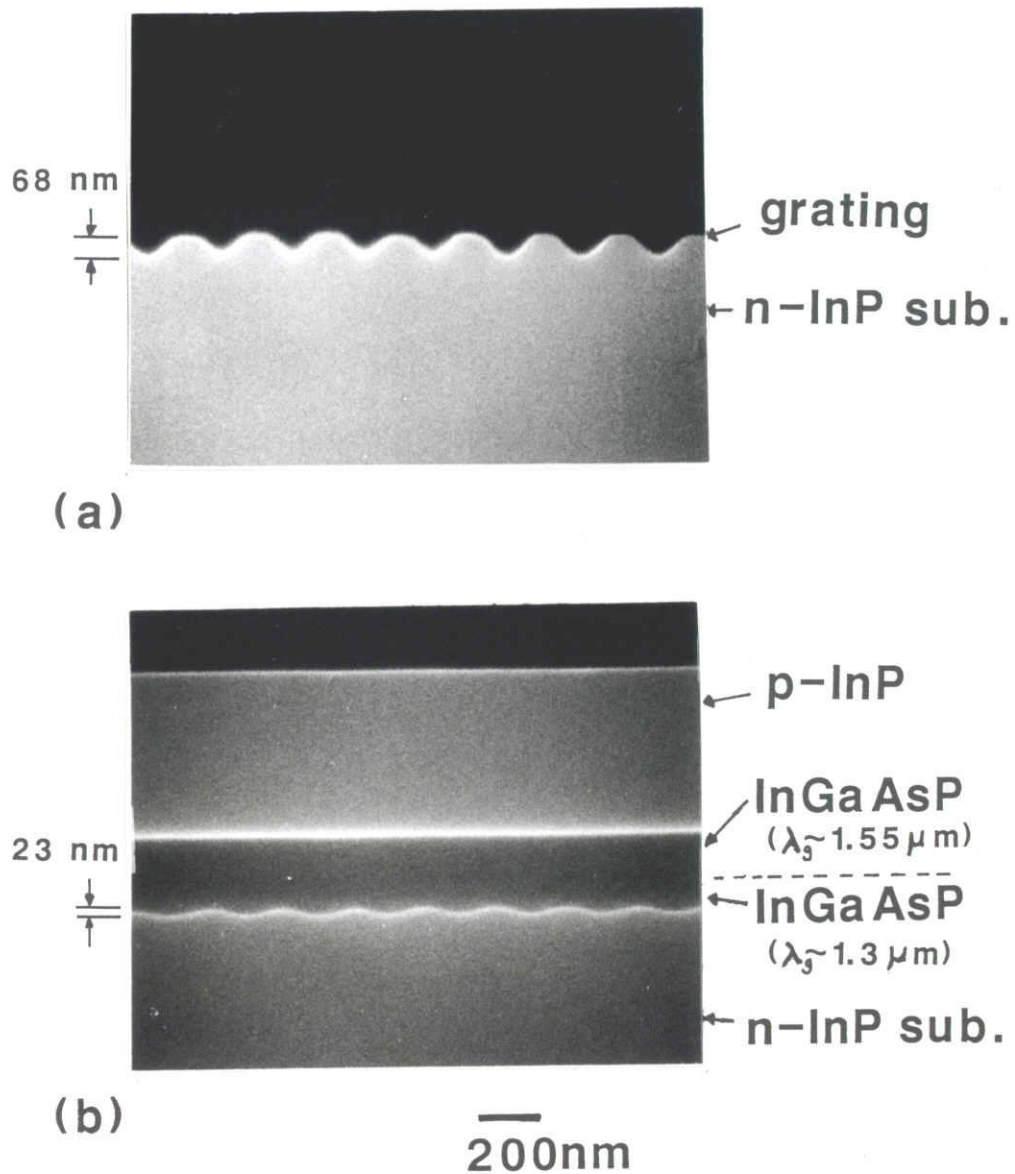


図 2-12 DFBレーザ用ウェハの(110)断面SEM写真。
(a) 回折格子が形成されたInP基板。(b) 回折格子を内蔵するDHウェハ。

図 2-12 は、回折格子が形成されたInP基板とDHウェハ作製後の断面SEM写真である。前者の回折格子の高さが68nmであるのに対し、後者の高さは23nmに減少している。

このような回折格子の変形については、LPE法によるDFBレーザ作製時において発生することが、永井らにより報告されている^{28), 29)}。それによれば、回

折格子の変形の原因は、結晶成長前の昇温中に基板表面 InP 中の P が解離することであり、 PH_3 の圧力をある程度に高めることにより、この熱変形を抑制することができる。しかし、減圧 MOVPE 法では LPE 法に比べ成長温度が高く、また、減圧しているため PH_3 の圧力を高めることにも限界がある。

そこで、 AsH_3 の導入による熱変形の低減を検討した。はじめに、InP 基板の上に高さ $h_0 = 70 \text{ nm}$ の回折格子を形成した。この基板の上に、図 2-2 に示した成長サイクルに従って DH 構造を成長させた。ここで、第一層目の $1.3 \mu\text{m}$ 組成 InGaAsP を成長させるまでの昇温時間は一定 (5 分) にした。昇温の過程でセプタ温度が 230°C に達した時、 PH_3 を成長炉内に導入している。 AsH_3 については、セプタ温度が 230°C から成長温度 (T_G) の 685°C まで上昇する過程で導入する。ここで、 AsH_3 を導入した時のセプタ温度を、 AsH_3 の導入温度 T_{As} と定義する。 PH_3 および AsH_3 の分圧は最初に成長させる InGaAsP 層の成長条件と同一とし、それぞれ $2 \times 10^{-1} \text{ Torr}$, $5 \times 10^{-3} \text{ Torr}$ の一定にしている。

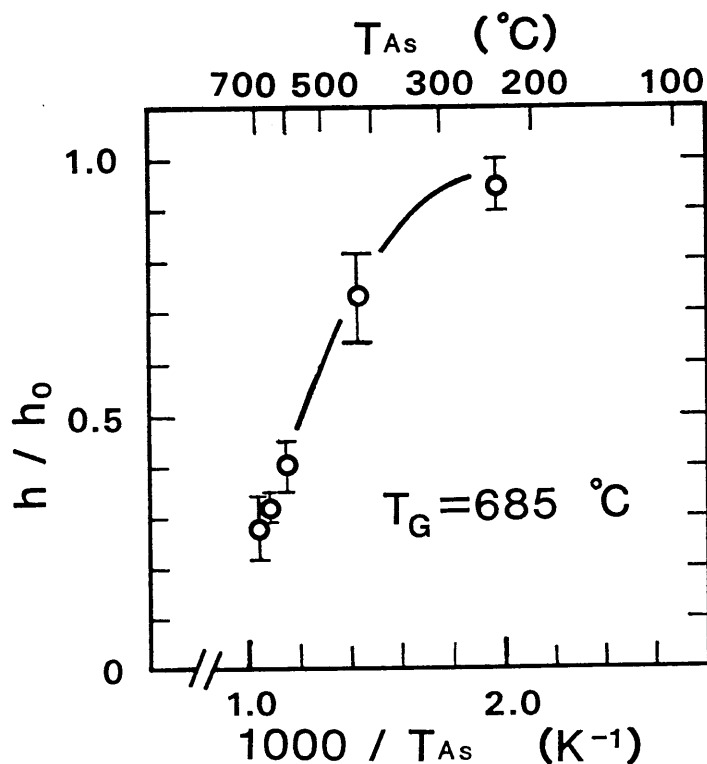


図 2-13 AsH_3 の導入温度 (T_{As}) に対する回折格子の高さの変化率。
 h_0 : InP 基板上的回折格子高さ。 h : DH 成長後の回折格子高さ。
 成長温度 $T_G = 685^\circ\text{C}$ 。

図 2-13 は, AsH_3 の導入温度 T_{As} に対する回折格子の高さの変化率を示している。 AsH_3 の導入温度を $230^\circ C$ 程度に低くすることにより, 回折格子の熱変形が低減されることがわかる。 AsH_3 の導入によって As が InP 表面に結合し, P の解離が抑制され, InP 回折格子の熱変形が低減される²⁹⁾ と考えられる。 本方法によって, 回折格子の形状を保存する結晶成長が可能となった。

2.4.2 InP 回折格子型 DH ウェハの結晶性評価

下方回折格子型 DFB レーザでは, 回折格子型上の結晶欠陥の発生が直接活性層の結晶品質に関係するため, 結晶評価が重要となる。

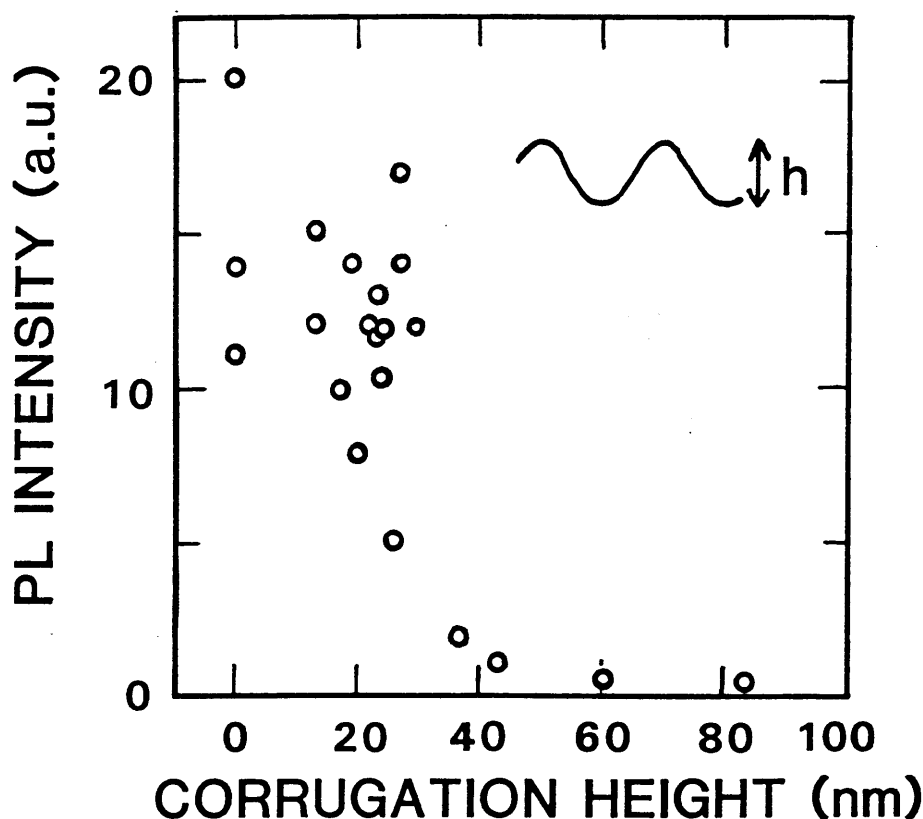


図 2-14 回折格子高さの異なる DFB レーザ用 DH ウェハの PL 強度。

図 2-14 に, 回折格子型上に成長させた $InGaAsP/InP$ DH ウェハの PL 強度と回折格子の高さとの相関を示す。 PL 測定は, 2.3 節で述べた強励起 PL 法によって行われている。 エッチング時間を変化させ, 回折格子高さの異なるいくつかの試料を作製した。 図 2-14 に示す回折格子の高さは, DH 構造作製後の SEM 像

(図2-12(b))より測定されたものである。回折格子高さが40nm以上のDHウェハでは、PL強度が著しく微弱である。これらのDHウェハから作製された酸化膜ストライプレーザのしきい値電流密度は、 10 kA cm^{-2} 以上と大きな値を示した。一方、回折格子の高さが30nm以下のDHウェハでは、 2 kA cm^{-2} 程度の良好なしきい値電流密度が得られている。これらの結果は、40nm以上の高さの回折格子上では結晶欠陥が発生し、非発光再結合中心密度が増大することを示唆している。

そこで、DHウェハの最上層であるp-InP層のエッチピットを観察した。エッチング液には1HBr:3CH₃COOHを用いた。図2-15は、回折格子高さの異なるDHウェハで観察されたエッチピットの顕微鏡写真である。(a)は回折格子高さが20nmのDHウェハで、エッチピット密度は $3 \times 10^4\text{ cm}^{-2}$ 程度とInP基板において観察されるエッチピット密度と同程度である。他方、(b)の回折格子高さが40nmのDHウェハでは、 10^6 cm^{-2} 以上の高密度のエッチピットが観察される。

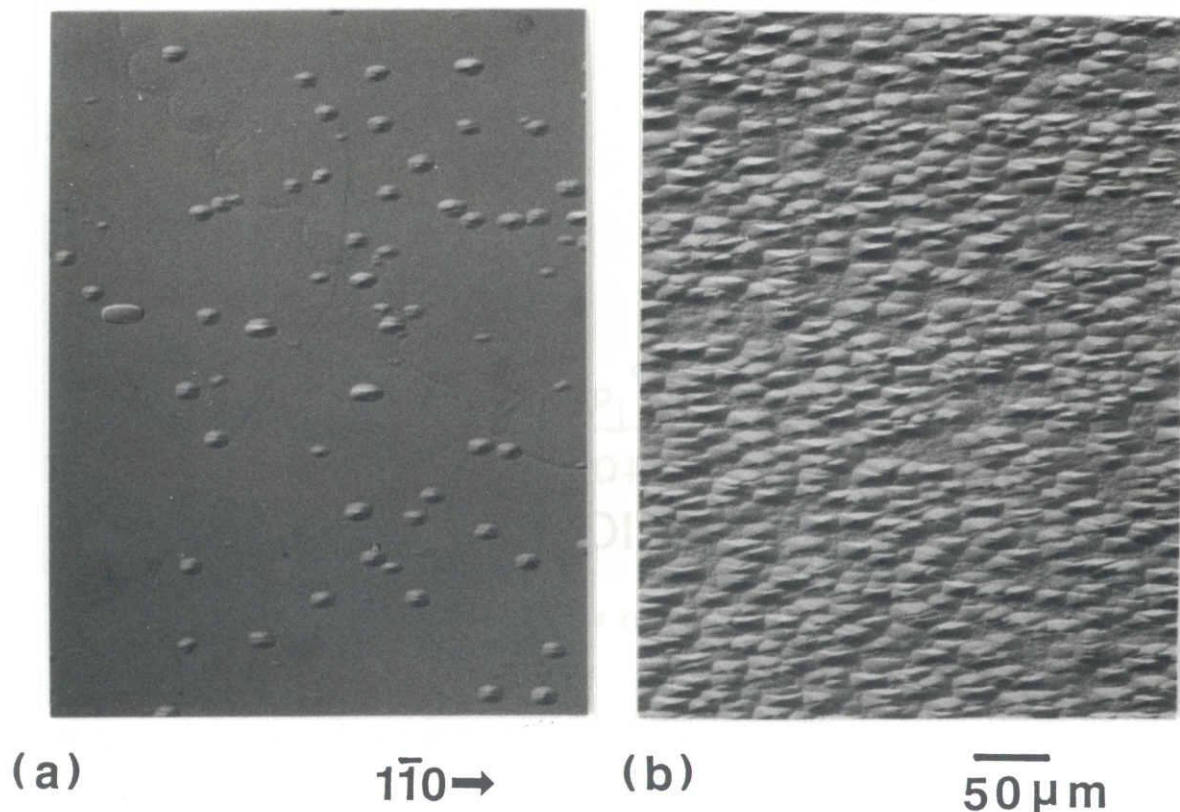


図2-15 DFBレーザ用DHウェハのInP最上層において観察されたエッチピットの顕微鏡写真。(a) $h = 20\text{ nm}$. (b) $h = 40\text{ nm}$.

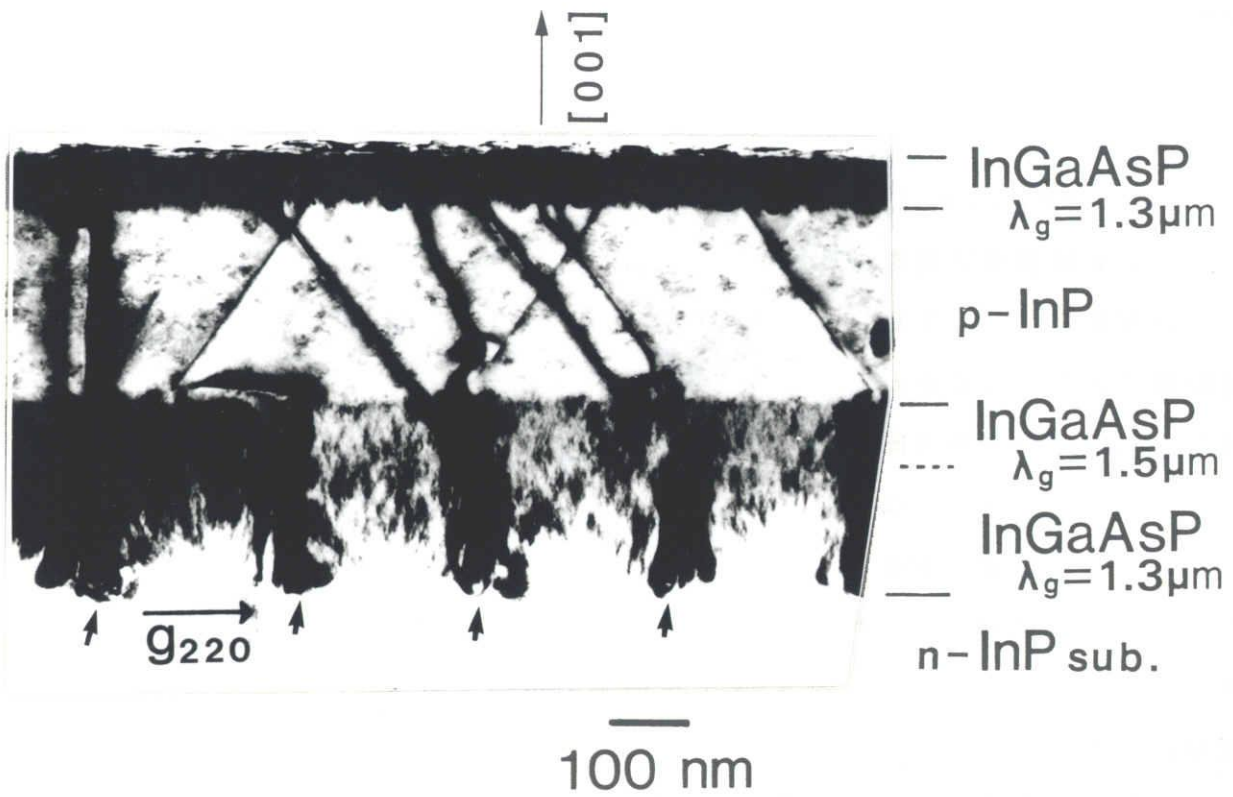


図 2 - 1 6 InP 回折格子に DH ウェハの $(1\bar{1}0)$ 断面 TEM 写真。
 $h = 60 \text{ nm}$, $\Lambda = 240 \text{ nm}$.

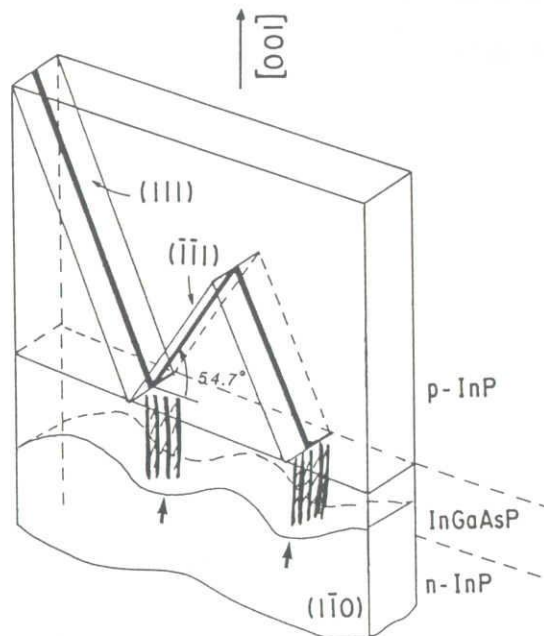


図 2 - 1 7 回折格子に結晶欠陥の模式図。

回折格子上DHウェハの結晶欠陥を明らかにするため、平面および断面TEM観察を行った。TEM観察用には、Arイオンエッチング法により0.2 μm程度に薄層化した試料を用いた。TEM観察はJ E O L社製の装置J E M-4000 E X（加速電圧400 kV）を用いた。

InGaAsP/InP DHウェハにおいて、回折格子に起因する特異な結晶欠陥の断面TEM観察結果を、図2-16に示す。

この写真は、(220)反射を用いた(1 $\bar{1}$ 0)面の明視野TEM像である。回折格子の高さは60 nmであり、周期は240 nmである。矢印で示す溝の底部から[001]成長方向に伸びる束状のコントラストがInGaAsP層で観察される。このコントラストは回折格子高さが30 nm以下ではほとんど観察されなかった。TEM写真におけるInGaAsP層中のコントラストは、図2-14に示したPL強度の微弱なウェハにおいて顕著であり、非発光再結合中心となる結晶欠陥の発生を示唆している。図2-17に模式的に示すように、InGaAsP層中の欠陥は上部p-InP層との界面において傾いた直線状の欠陥へと発達している。この直線状欠陥は(001)面となす角がほぼ54.7度であることから、{111}面に沿っていることがわかる。

図2-18は、DHウェハの選択的化学エッチングによりInGaAsP層のみを残した試料（回折格子高さ80 nm）の(001)平面TEM写真である。平行に並んだ帯状のコントラストが観察される。その結晶方位は[1 $\bar{1}$ 0]であり間隔が回折格子の周期240 nmに一致していることから、図2-16の断面TEM写真において観察された回折格子の溝の底部から発生する結晶欠陥を(001)面上で観察していることがわかる。

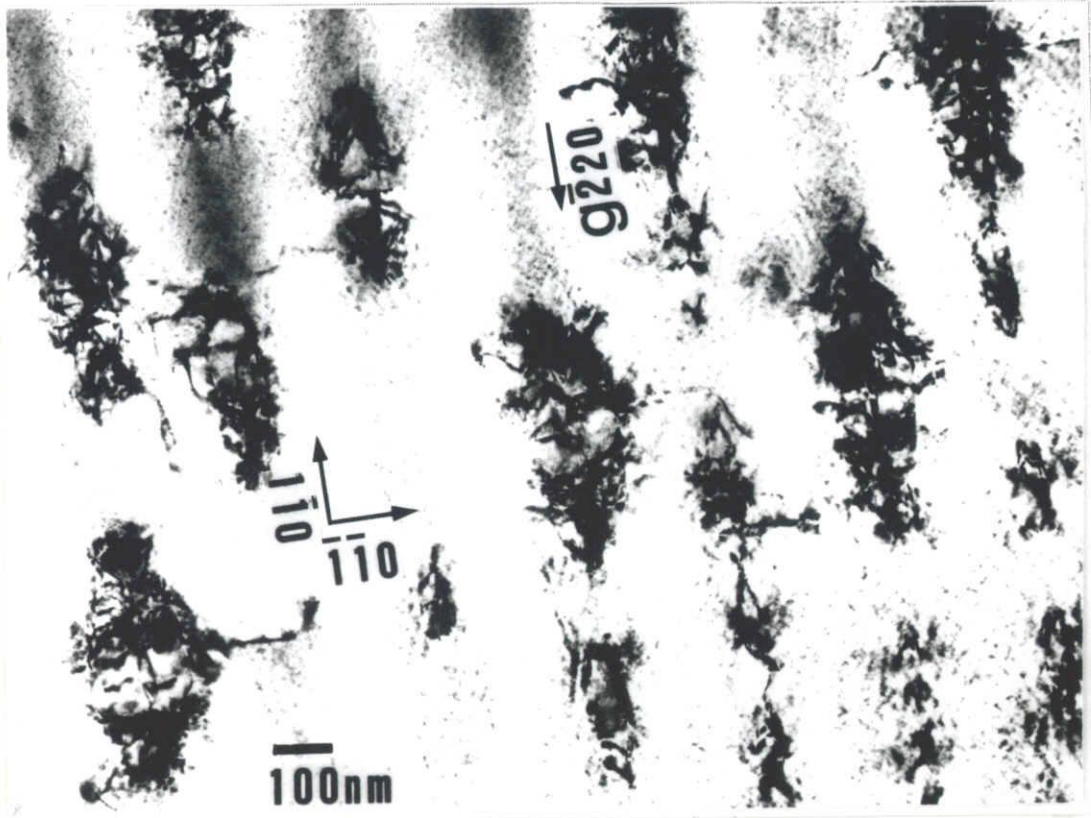


図 2 - 1 8 InGaAsP 層の (001) 平面 TEM 写真. $h = 80 \text{ nm}$.

図 2 - 1 9 は、回折格子の高さが 40 nm の試料の (001) 平面 TEM 写真である。図 2 - 1 8 に比べ、欠陥密度が低いことがわかる。この欠陥は溝に一樣に発生するのではなく、楕円形状の分布を示している。楕円形状の欠陥を単位として欠陥密度を見積もると、図 2 - 1 8 では $1 \sim 3 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ 、図 2 - 1 9 では $4 \sim 6 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ である。これらの値は図 2 - 1 5 に示したエッチピットの密度より大きな値となっているが、欠陥密度が高いときエッチピットは欠陥密度を正しく反映しなくなるためと考えられる。それぞれの楕円形状の欠陥は、線状および点状のコントラストの集合体となっており、転位や積層欠陥が複雑なクラスターを形成していると考えられる。

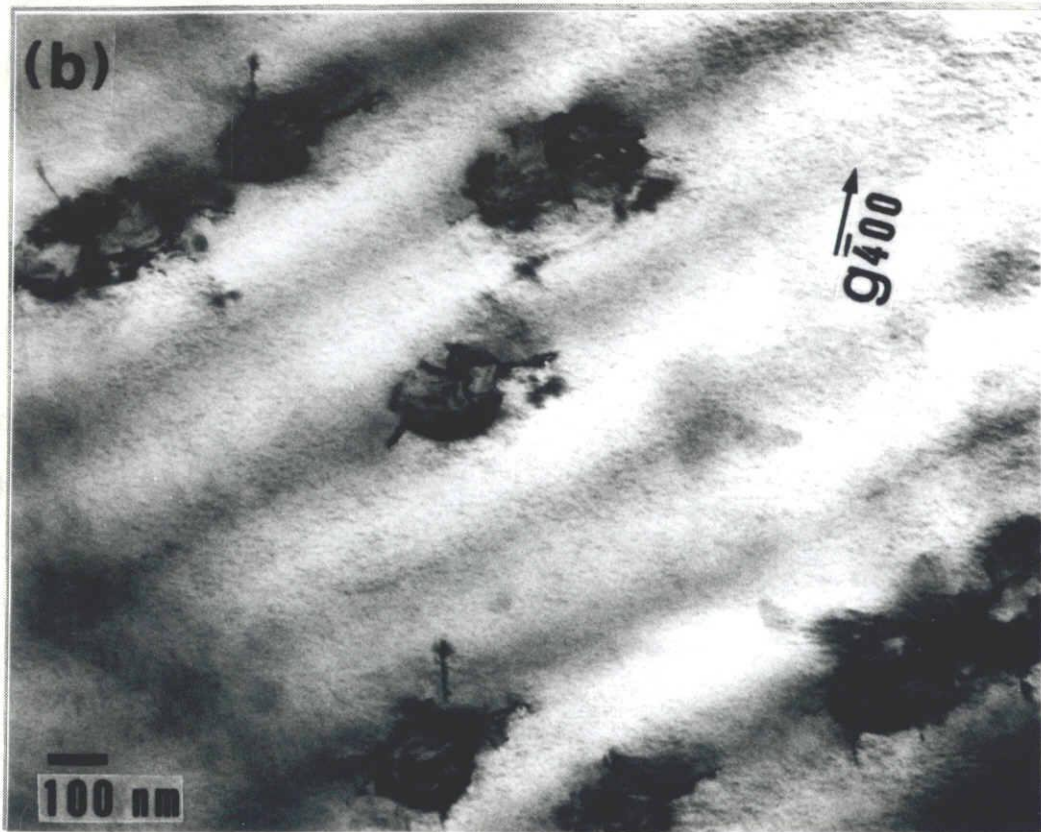


図 2 - 1 9 InGaAsP層の(001)平面TEM写真. $h = 40 \text{ nm}$.
 (a) と (b) は同一部分をそれぞれ, $\overline{g} = 2\overline{2}0$ と $\overline{g} = 4\overline{0}0$ で撮影した像.

図 2-19 (b) は, (a) の試料の同一部分を, 電子線の反射面を表すベクトルを $\overline{g} = \overline{400}$ に変えて撮影したものである. (a) において矢印で示す線状コントラストが (b) では消滅していることがわかる. これは, (a) の矢印で示す転位の Burgers ベクトル \overline{b} が $\langle 011 \rangle$ 方向にあることを示唆する. しかし, 観察される欠陥は複雑なクラスタを形成しており転位を同定するにはいたっていない.

2.4.3 回折格子上結晶欠陥の発生要因

回折格子が形成された InP 基板上に, MOVPE 法により成長させた InGaAsP 層では, 回折格子が 40 nm 以上と高いとき特異な結晶欠陥が観察された. この欠陥の発生は, DH ウェハの PL 強度の低下, および作製されたレーザのしきい値電流の増大の原因となることが明確になった. このような回折格子に起因する欠陥は, LPE 法による DH 結晶においては観察されておらず²³⁾, MOVPE 法に特有な現象である.

回折格子上の結晶欠陥の発生要因は, 回折格子の凹凸上に InGaAsP 結晶が格子整合しながら成長する機構に直接関連する. そこで, 欠陥の発生要因を解明するため, 成長時間の異なる DH ウェハの断面を SEM 観察した. 図 2-20 は, 高さが 70-80 nm の InP 回折格子上に成長させた DH ウェハの $(1\overline{1}0)$ 断面 SEM 写真である. InGaAsP 層を明確にするため, ステンエッチング (KOH と $K_3Fe(CN)_6$ の水溶液中で光を照射しながら行う方法) した試料を観察している. (a) の試料では, InGaAsP 層の成長時間を 2 分 (1.3 μ m 組成 InGaAsP:1 分, 1.55 μ m 組成 InGaAsP:1 分) と短くした. 他方, (b) は図 2-18 と同一の試料であり, InGaAsP 層の成長時間は 8 分 (1.3 μ m 組成 InGaAsP:4 分, 1.55 μ m 組成 InGaAsP:4 分) と, 通常の DFB レーザ構造を得る成長時間に等しい. また, 表面には InP を連続的に成長させている.

(a) では成長させた InGaAsP 層の厚さは 70 nm 程度であり回折格子高さとはほぼ等しいが, ならかになっているものの成長面は平坦化されておらず, 回折格子の形状を保存している. ここで, (a) において Δ 印で示すように, 回折格子の溝の底部から異常なコントラストが観察される. 他方, (b) では InGaAsP 層と上部 InP 層との界面はほぼ (001) 面となっており平坦化されている. しかし, Δ 印で示すように, InGaAsP 層にコントラストが観察される. ステンエッ

チング像は組成を反映する ($\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ における x の増大にともないエッチング速度が増大する) ことから, (a) および (b) でコントラストが観察された結果は, InGaAsP 層に組成分布があることを示している.

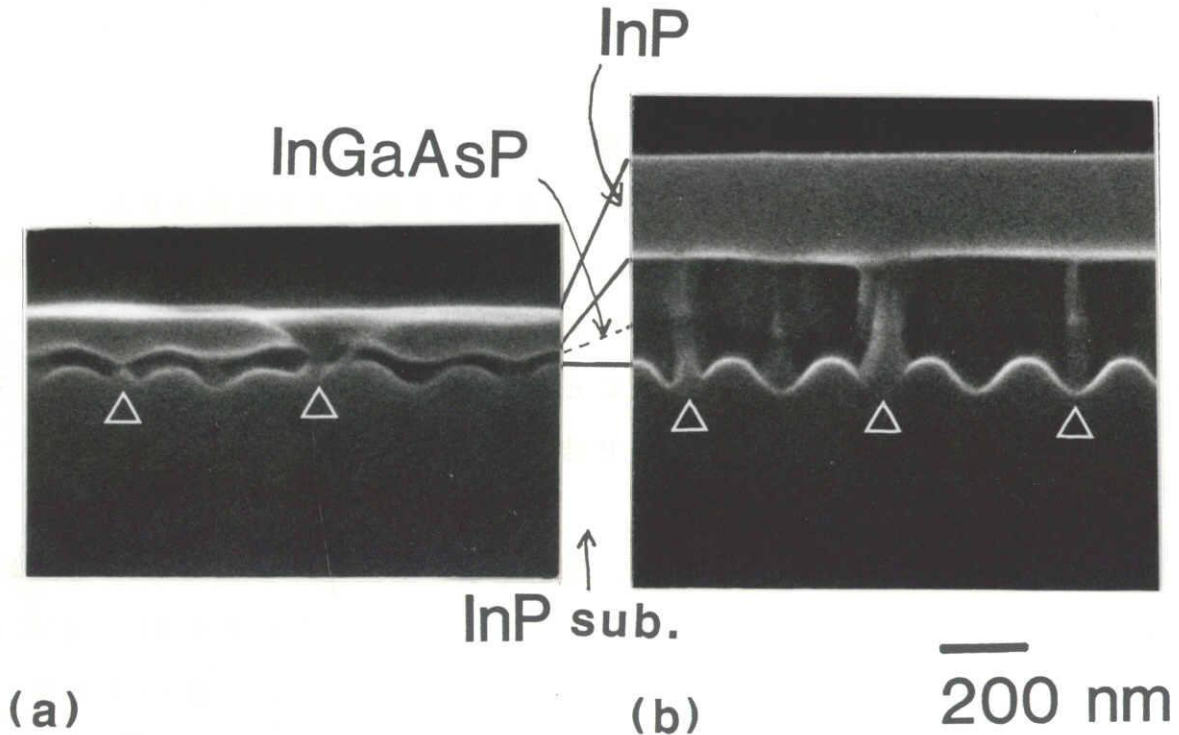


図 2-20 成長時間の異なる InP 回折格子上 DH ウェハの断面 SEM 写真. $h = 70 \sim 80 \text{ nm}$. (a) InGaAsP 層の成長時間: 2 分, (b): 8 分. Δ は異常なコントラスト箇所を示す.

InGaAsP 層の組成分布を明らかにするため, 回折格子が形成された基板上と平坦な基板上に同時に $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ を成長させ, SIMS プロファイルと比較した. 図 2-21 において, (a) は平坦な基板上に成長させた試料の深さ方向の SIMS プロファイルであり, (b) は図 2-20 (b) と同一の試料の深さ方向の SIMS プロファイルである. 二つの試料の活性層組成を比較すると, 回折格子が形成された (b) の試料では特に P のプロファイルが平坦ではなく, また, 表面 InP との界面が相対的になだらかになっている. ((b) で基板とガイド層間のプロファイルになだらかになっているのは回折格子の存在による.)

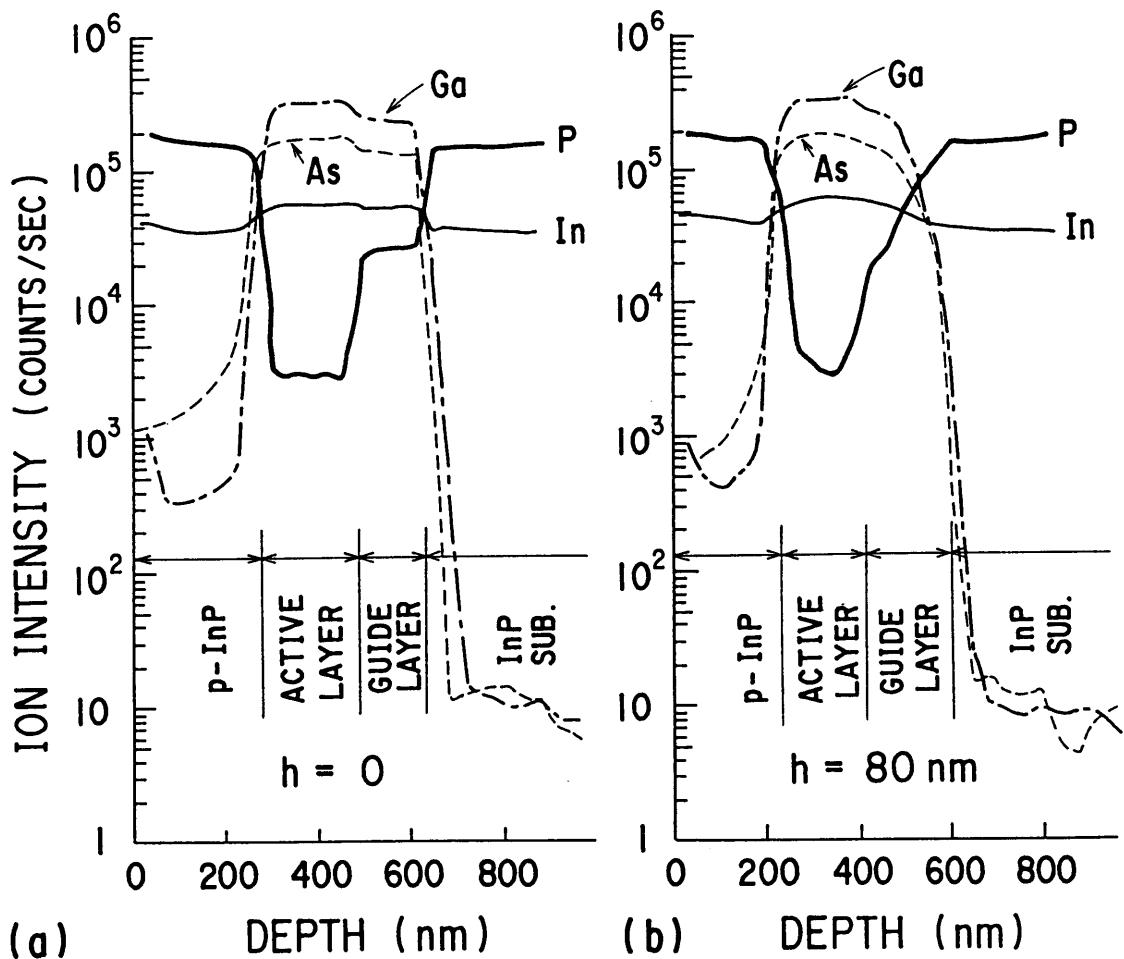


図 2 - 2 1 平坦な基板上 DH (a) と回折格子上 DH (b) の深さ方向の SIMS プロファイル。

以上の結果をもとに、回折格子上 InGaAsP 層における欠陥発生の機構を簡単なモデルによって考察する。図 2-22 は、このモデルを模式的に示している。MOVPE 法により回折格子が形成された InP 基板上に InGaAsP を成長させる過程では、表面に到達した元素 (主に In, Ga) は溝の凹部に向かって物質移動する。また、ガス状の元素 (主に P, As) は拡散により溝の凹部に移動する。回折格子の凸部では、自由エネルギーが高く不安定であるため (001) 成長面のある凹部に元素の移動が起こる²⁹⁾。元素の移動を伴いながら [001] 方向に成長が進み、成長面が徐々に (001) 面に近づき平坦化される。その際、部分的に組成がずれた領域が溝の凹部から発生し欠陥となる。この組成ずれは、各元素

の移動速度の違いから起こると考えられる。Pは、蒸気圧がAsに比べ高いことが知られており²⁹⁾、より活性である。また、InP基板上でのInとGaの物質移動速度には差があると考えられる。MOVPEは物質供給律速の成長であるため、各元素の移動速度の違いは、凹部で成長するInGaAsPの組成ずれを引き起こす。このような凹凸のある基板上InGaAsPでの欠陥発生機構をさらに解明するためには、各元素の移動速度を考慮した成長機構の解析が必要である。

MOVPEに対し、平衡状態に近い成長であるLPEでは、基板の凹凸にかかわらず完全な結晶が得やすいと考えられる。

MOVPE法による回折格子上の結晶成長において、最近、成長温度を400-500℃に低下させることにより、高い結晶品質を得ることが報告されている^{30)・31)}。物質移動がより少ない温度で成長させることにより、欠陥の発生が抑制されたものと考えられる。

実用的見地からみると、30nm以下の高さの回折格子を有する結晶では、欠陥の発生がほとんどなく、このようなDHウェハをDFBレーザに応用することは十分に可能である。

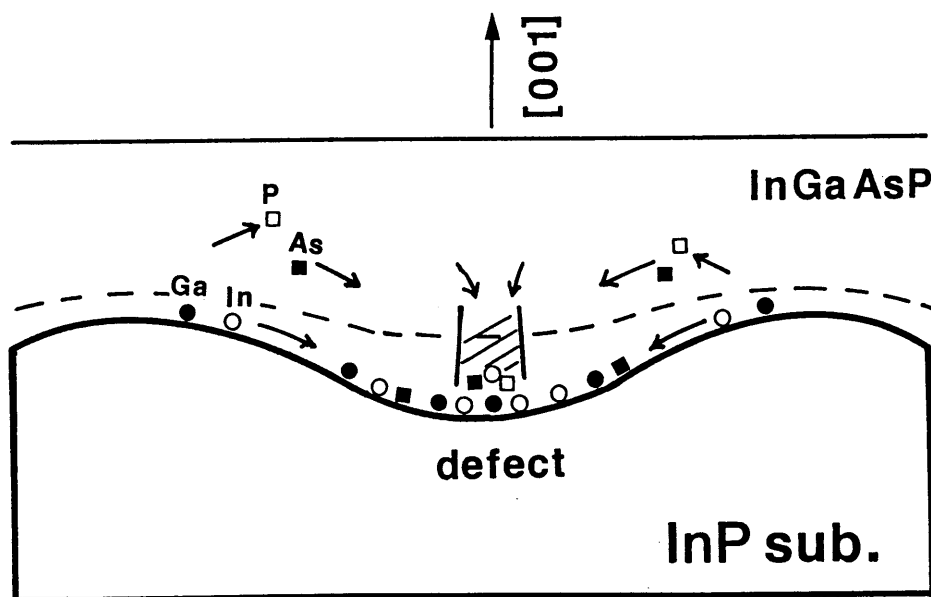


図 2 - 2 2 InP 回折格子上 InGaAsP 層での欠陥発生の模式図。

2.4.4 InGaAsP 回折格子型 DH ウェハの結晶性評価

下方回折格子型 DH ウェハでは、40 nm 以上の高さの回折格子に成長させた InGaAsP 層に結晶欠陥が発生し、結晶品質が著しく劣化した。下方回折格子型での欠陥発生要因は、回折格子に InGaAsP 層が成長する際の局所的な組成ずれであると考えられた。InGaAsP 回折格子に InP 層を成長させる上方回折格子型では、InP 層の組成ずれは存在しない。平坦な基板上に DH を成長させた後、回折格子を形成する上方回折格子型では、高品質の結晶が得られることが期待される。そこで、上方回折格子型 DH ウェハを作製し、PL 測定および TEM 観察により結晶品質を評価した。

上方回折格子型では、n 型 InP 基板上に薄い InGaAsP バッファ層 (1.3 μm 組成, 0.03 μm 厚) を介して InGaAsP 活性層 (1.55 μm 組成, 0.1 μm 厚), InGaAsP ガイド層 (1.3 μm 組成, 0.15 μm 厚) を順次成長させる。また、表面には薄いアンドープ InP 層 (0.1 μm 厚) を成長させる。この段階で DH ウェハを PL 評価し、PL 強度および PL ピーク波長を測定する。表面の InP 層を塩酸系の化学エッチングにより除去した後、下方回折格子型と同一の方法により回折格子を形成する。次に、回折格子が形成されたウェハ上に Zn ドープの p 型 InP 層を成長させる。このとき、回折格子の熱変形が問題となるが、InGaAsP の回折格子は InP の回折格子に比べ熱変形が起こりにくいことが知られている²⁸⁾。しかし、成長温度が高い (685 °C) ことにより熱変形が起こるため、回折格子の InP 成長を昇温中の 600 °C で開始し、685 °C 一定となって連続的に成長させている。この方法により、回折格子の熱変形がほとんどない DH ウェハが得られている。

このようにして作製した上方回折格子型 DH ウェハの PL 強度 (I'_{PL}) を、図 2-23 に示す。縦軸の PL 強度は回折格子を形成する前の DH ウェハの PL 強度 (I_{PL}) に対して規格化されている。回折格子の高さが 30 nm 以上のウェハで、PL 強度が低下している。回折格子高さが 70 nm 以上のウェハの PL 強度は、平坦な基板上 DH ウェハの PL 強度の約 1/3 である。しかし、酸化膜ストライプレーザによる評価では、30 nm 以上の高い回折格子の DH ウェハにおいても 2 ~ 3 kA cm^{-2} の良好なしきい値電流密度が得られた。この結果は、活性層の結晶品質の劣化がほとんどないことを示唆する。

図2-23におけるPL測定では、励起光源に波長 $1.06\mu\text{m}$ のYAGレーザーを用いており、活性層とともに $1.3\mu\text{m}$ 組成のガイド層でもキャリアが励起される。このため、回折格子が形成されたガイド層とその上に成長させたクラッド層の界面における結晶性の劣化により、PL強度が低下するものと考えられる。

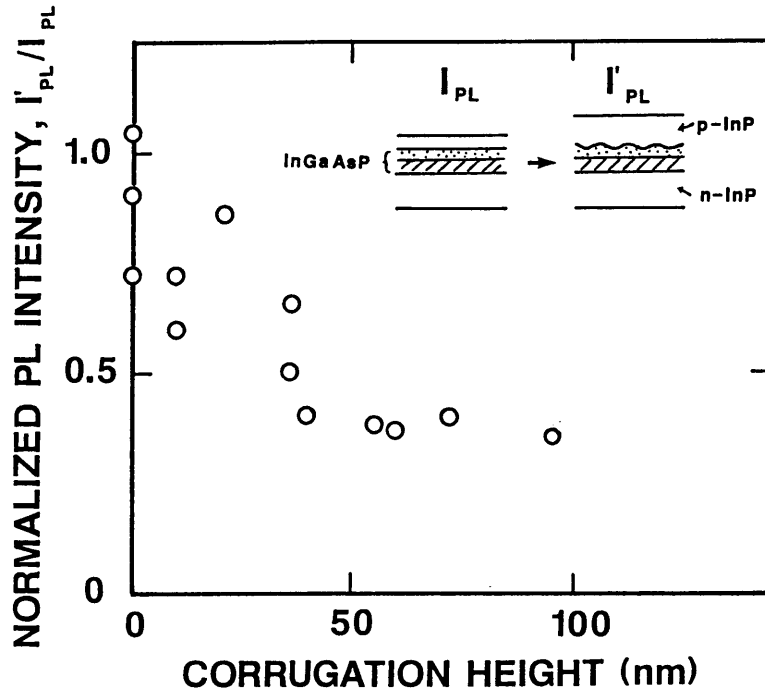


図2-23 上方回折格子型DFBレーザー用DHウェハのPL強度。

次に、PL強度の弱い試料について、断面TEM観察を行った。図2-24は、上方回折格子型DHウェハ ($h = 35\text{ nm}$) において観察された結晶欠陥を示す $(1\bar{1}0)$ 断面TEM写真である。回折格子の溝の斜面を起点とするV字状の欠陥が観察される。図2-25は、欠陥構造を模式的に示している。直線状の欠陥と (001) 面とのなす角がほぼ 54.7 度であることから、 $\{111\}$ 面に沿っていることがわかる。この欠陥は、常に回折格子の溝の斜面から発生し、 $(\bar{1}\bar{1}1)$ 面と (111) 面に沿って $[112]$ 方向と $[\bar{1}\bar{1}2]$ 方向に延びている。これらの線状欠陥は、AとB点において交差しており、また、C、D、およびE点(図2-24)においては閉じている。交差している線状欠陥は互いに回折格子の反対の斜面(図中の1と1')から発生している。一方、閉じている欠陥は同じ面方位の斜面(1)から発生している。

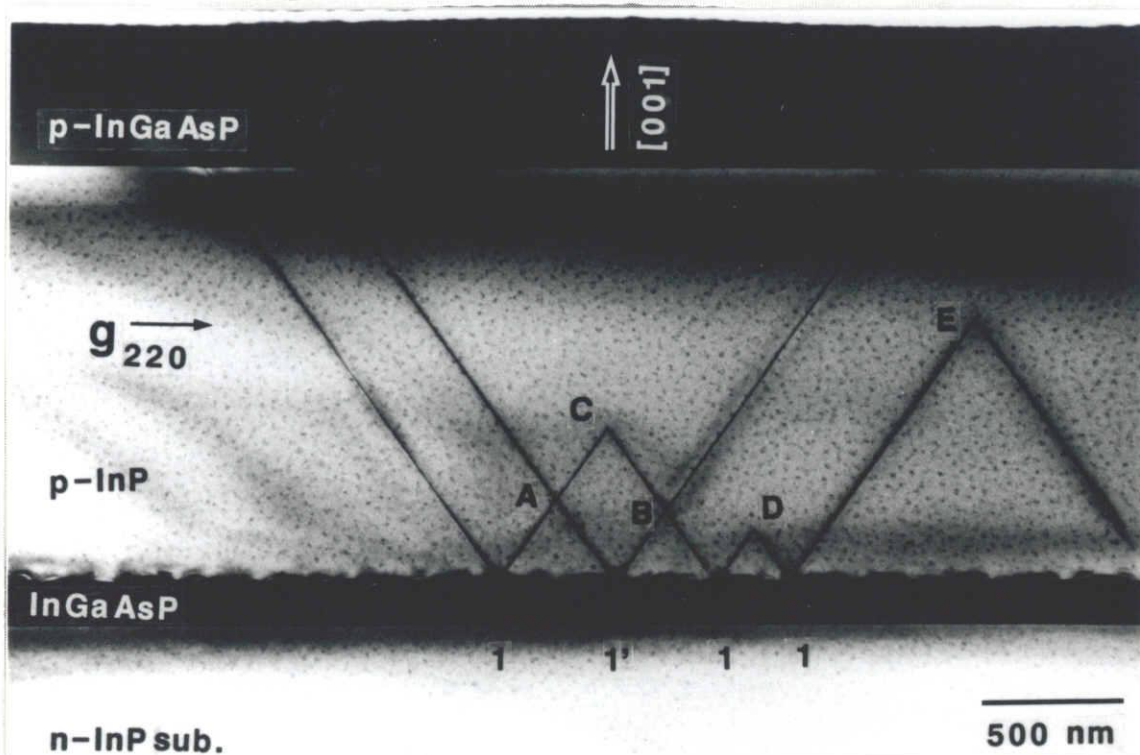


図 2 - 2 4 上方回折格子型DHウェアハの $(1\bar{1}0)$ 断面TEM写真.
 $h = 35 \text{ nm}$.

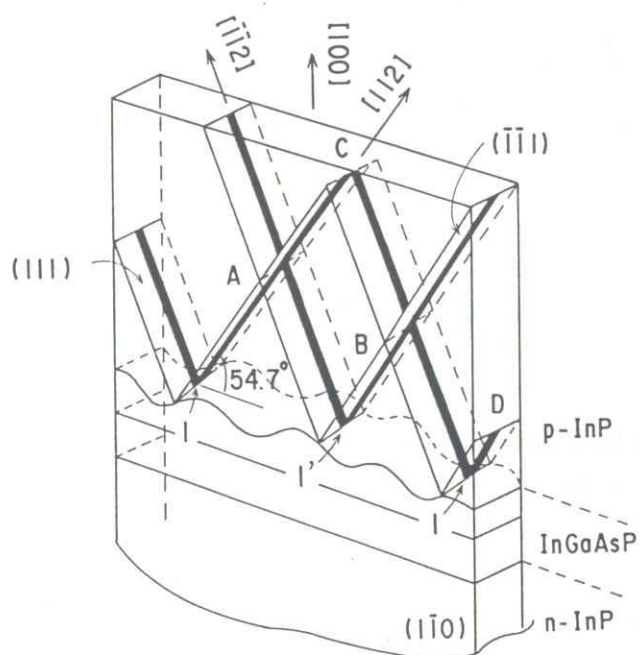


図 2 - 2 5 InGaAsP回折格子上InPに発生する結晶欠陥の模式図.

回折格子高さが95nmと、より高い試料の断面TEM写真を、図2-26に示す。観察された欠陥のほとんどは、図2-24と同様に回折格子の斜面から発生している。欠陥密度は、図2-24に比べ高くなっており、 10^9cm^{-2} に達している。(ただし、欠陥密度は線状欠陥の合計の長さを体積で割った量である³²⁾。) 図2-24の試料では、欠陥密度は 10^6cm^{-2} 程度である。また、回折格子高さが30nm以下の試料では、欠陥はほとんど観察されなかった。このような欠陥密度の回折格子高さ依存性は、図2-23で観測されたPL強度の劣化と対応している。

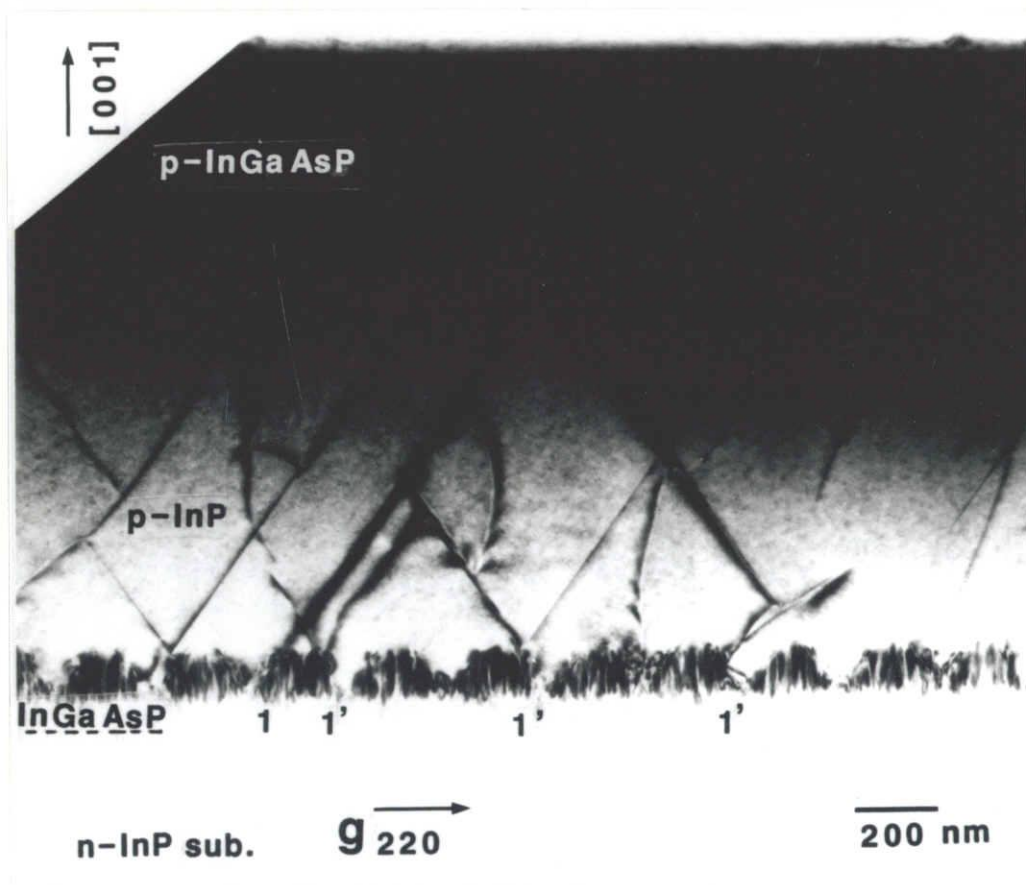


図2-26 上方回折格子型DHウェハの(110)断面TEM写真。
h = 95 nm.

InGaAsP回折格子上にMOVPE法により成長させたInPにおけるこれらの結晶欠陥は、InP回折格子上InGaAsPにおける結晶欠陥(図2-16)とは明らかに異なっている。図2-16と図2-24において、InP層中の欠陥は

{111}面に沿っており、InGaAsP回折格子上InPでの欠陥は、むしろ、図2-16において観察されたInGaAsP上のInPにおける欠陥に相似である。

InP系結晶では{111}面はすべり面（最密格子面）であり、この面に沿った欠陥としては、すべり転位や積層欠陥が考えられる³³⁾。LPE法を用いたレーザにおいて、{111}面をメサ側面とする埋め込みレーザでは、{111}面に沿った欠陥が発生し、レーザ特性を劣化させることが報告されている³⁴⁾。また、InP結晶では<110>方向の転位が発生するがInGaAsP結晶ではほとんど発生しないことが報告されている³⁵⁾。このような、InPとInGaAsPでの欠陥発生相違は、InPとInGaAsPの結晶性に関連していると考えられる。

回折格子の高さの増大にともない回折格子の斜面は{111}面に近づく。図2-26では回折格子の高さが95nmであり、その斜面はほぼ{111}面となっている。このように、InP結晶において欠陥の発生しやすいとされる{111}面が回折格子の斜面に出現することにより、回折格子斜面から{111}面に沿った欠陥が発生する。このような欠陥の発生要因は、結晶成長の面方位依存性に関連していると考えられる。

2.5 まとめ

従来用いられてきたLPE法に変わって、膜厚制御性の向上、大面積化に優れたMOVPE法によるInGaAsP/InP DH結晶を半導体レーザに適用する立場から、その結晶性を評価した。

減圧MOVPE法により成長させた1.55μm帯InGaAsP/InP DHウェハを用いて酸化膜ストライプレーザを作製し、発振しきい値電流密度2kA/cm²、外部微分量子効率40%を得た。これらの値は、理論的な概算値とも一致しており、また、LPE法によって作製されたレーザと同等であり、MOVPE法によっても優れたレーザ特性が得られることを示した。

光学特性の有力な評価法であるPL法において、PL強度は励起されるキャリア密度とキャリア寿命を反映する。ところで、レーザ特性において重要となるしきい値電流はキャリア寿命に強く依存する。そのため、レーザ発振時と同等なキ

キャリア密度となる強励起状態でのPL評価が、レーザ用DHウェハを選別する実用的見地から重要である。強励起状態を実現するため、YAGレーザを励起光源に用いるPL測定システムを開発し、MOVPE法によるInGaAsP/InP DHウェハを評価した。その結果、PL強度の弱いDHウェハでは、作製された酸化膜ストライプレーザのしきい値電流密度が高いという単純な相関関係を得た。この相関関係は、PL強度およびしきい値電流密度のキャリア寿命依存性に起因することを、励起強度とキャリア密度の理論的解析より示した。

DFBレーザにおいて重要となる回折格子を内蔵したInGaAsP/InP DHウェハにおいて、回折格子上に特異な結晶欠陥が発生することをTEM観察より見だし、レーザ特性の劣化との関係を明らかにした。

回折格子が形成されたInP基板上にDHを成長させる下方回折格子型DFBレーザでは、回折格子の高さが40nm以上のDHウェハにおいて、PL強度の顕著な劣化が観測された。この原因は、回折格子の溝の底部から[001]方向にInGaAsP層中に発生する結晶欠陥にあることを、TEM観察より示した。平坦なInP基板上に成長させたDHウェハ上に回折格子を形成する上方回折格子型DFBレーザでは、回折格子上InP層において{111}面に沿った結晶欠陥が発生することを見いだした。回折格子に起因するこれらの欠陥はLPE法による結晶では観察されておらず、MOVPE法に特有な現象である。成長時間の異なる試料のSEM観察をもとに、欠陥発生機構を考察した。回折格子が形成されたInP基板の上のInGaAsP成長では、InP表面でInやGaの物質移動とPやAsの拡散により平坦化が起こるが、各元素の移動速度の違いが組成ずれを引き起こしている可能性を指摘した。これらの欠陥の特性や発生要因は、凹凸のある基板上の結晶成長機構の解明という視点からさらに検討すべき課題である。

回折格子の高さが30nm以下の領域では結晶欠陥はほとんど観察されず、MOVPE法によるInGaAsP/InP DHウェハをDFBレーザに応用することは十分に可能である。

参考文献

- 1) R. L. Moon, G. A. Antypas and L. M. James, "Bandgap and lattice constant of GaInAsP as a function of alloy composition," *J. Electron. Mater.*, **3**(3), pp. 635-644 (Aug. 1974).
- 2) G. H. Olsen, "Vapour-phase epitaxy of GaInAsP," Chapter 1 in "GaInAsP Alloy Semiconductors," edited T. P. Pearsall, New York: John Wiley & Sons, 1982.
- 3) J. P. Hirtz, M. Razeghi, M. Bonnet, and J. P. Duchemin, Chapter 3 in "GaInAsP Alloy Semiconductors," edited T. P. Pearsall, New York: John Wiley & Sons, 1982.
- 4) M. Nakao, K. Sato, M. Oishi, Y. Itaya, and Y. Imamura, "Characterization on InGaAsP/InP double-heterostructure wafers grown by metalorganic vapor phase epitaxy for semiconductor lasers by photoluminescence investigation with high-power YAG-laser excitation," *J. Appl. Phys.*, **63**(5), pp. 1722-1728 (Mar. 1988).
- 5) K. Sato, M. Oishi, Y. Itaya, M. Nakao, and Y. Imamura, "Defect generation due to surface corrugation in InGaAsP/InP DFB laser structures grown by MOVPE on grating-formed InP substrates," *J. Cryst. Growth*, **93**, pp. 825-831 (1988).
- 6) M. Oishi, S. Nojima, Y. Noguchi, H. Saito, H. Asahi, and H. Nagai, "MOVPE-grown InGaAsP/InP buried-heterostructure lasers with LPE burying layers," *Inst. Phys. Conf., Ser. No. 79*, Chapter 12, pp. 673-678 (1985).
- 7) K. Oe, Y. Shinoda, and Sugiyama, "Lattice deformations and misfit dislocations in GaInAsP/InP double-heterostructure lasers," *Appl. Phys. Lett.*, **33**(11), pp. 962-964 (Dec. 1978).
- 8) J. P. Hirtz, J. P. Duchemin, T. P. Pearsall, P. Hirtz, and B. de Cremoux, "Room temperature operation of a GaInAsP/InP double-heterostructure lasers emitting at $1.15 \mu\text{m}$ grown by low-pressure metalorganic chemical vapor deposition," *Electron. Lett.*, **16**(8), pp. 275-277 (Apr. 1980).
- 9) A. R. Adams, M. Asada, Y. Suematsu, and S. Arai, "The temperature dependence of the efficiency and threshold current of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ lasers related to inter-valence band absorption," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **19**(10), pp. L621-624 (Octo. 1980).
- 10) M. Asada and Y. Suematsu, "Density-matrix theory of semiconductor lasers with relaxation broadening model-gain and gain suppression in semiconductor lasers" *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-21**(5), pp. 434-442 (May 1985).
- 11) M. Asada, A. R. Adams, K. E. Stubkjaer, Y. Suematsu, Y. Itaya, and S. Arai, "The temperature dependence of the threshold current of GaInAsP/InP DH lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17**(5), pp. 611-618 (May 1981).
- 12) 例えば, W. D. Johnston, Jr., "Defect motion and growth of extended non-radiative defect structures in GaInAsP," in "GaInAsP Alloy Semiconductors," edited T. P. Pearsall, New York: John Wiley & Sons, 1982.
- 13) A. Sugimura, "Band to band Auger effect in long wavelength multinary III-V alloy semiconductor lasers," *IEEE Quantum Electron.*, **QE-18**(3), pp. 352-363

(Mar. 1982).

- 14) K. Stubkjaer, M. Asada, S. Arai, and Y. Suematsu, "Spontaneous recombination, gain and refraction index variation for 1.6 μ m wavelength InGaAsP/InP lasers," Jpn. J. Appl. Phys., **20**(8), pp. 1499-1505 (Aug. 1981).
- 15) A. Yamaguchi, S. Kojima, I. Umebu, O. Wada, and K. Akita, "Photoluminescence intensity in InGaAsP/InP double-heterostructures," Jpn. J. Appl. Phys., **21**(5), PP. L297-299 (May 1982).
- 16) S. Kojima, A. Yamaguchi, and I. Umebu, "Characterization of radiative efficiency in double heterostructures of InGaAsP/InP by photoluminescence intensity analysis," Solid-State Electron., **29**(2), pp. 235-240 (1986).
- 17) 例えば, 生駒俊明, 長谷川文夫監修, "半導体材料の欠陥評価技術," p. 254, サイエンスフォーラム, 1985.
- 18) 末松安晴編著, "半導体レーザと光集積回路," p. 254, オーム社, 1984.
- 19) M. Hockley and E. A. D. White, "TEM studies of MOVPE (Ga, In)As interfaces with InP substrate," J. Cryst. Growth, **68**, pp. 334-339 (1984).
- 20) A. W. Nelson, S. Cole, S. Wong, M. J. Harlow, W. J. Devlin, D. Wake, P. M. Rodgers, and M. J. Robertson, "High performance, long wavelength opto-electronics components by atmospheric pressure MOVPE," J. Cryst. Growth, **77**, pp. 579-590 (1986).
- 21) S. N. G. Chu, S. Nakahara, R. F. Karlicek, K. E. Stege, D. Mitcham, and W. D. Johnston, Jr., "Defect structure in III-V compound semiconductors: Generation and evolution of defect structures in InGaAs and InGaAsP epitaxial layer grown by hydride transport vapor-phase epitaxy," J. Appl. Phys., **59**(10), pp. 3441-3447 (May 1986).
- 22) H. Nagai, T. Matsuoka, Y. Noguchi, Y. Suzuki, and Y. Yoshikuni, "InGaAsP/InP distributed feedback buried heterostructure lasers with both facets cleaved structure," IEEE J. Quantum Electron., **QE-22**(3), pp. 450-457 (Mar. 1986).
- 23) S. Tsuji, A. Ohishi, H. Nakamura, M. Hirao, N. Chinone, and H. Matsumura, "Low threshold operation of 1.5 μ m DFB laser diodes," J. Lightwave Technol., **LT-5**(6), pp. 822-826 (June 1987).
- 24) M. Oishi, M. Nakao, Y. Itaya, K. Sato, and Y. Imamura, "MOVPE-grown 1.5 μ m distributed feedback lasers on corrugated InP substrates," IEEE J. Quantum Electron., **QE-23**(6), pp. 822-827 (June 1987).
- 25) M. Razeghi, R. Blondeau, K. Kazmierski, M. Krakowski, and B. de Cremoux, "CW operation of 1.57 μ m Ga_xIn_{1-x}As_yP_y/InP distributed feedback lasers grown by low pressure metalorganic chemical vapor deposition," Appl. Phys. Lett., **45**(7), pp. 784-786 (Oct. 1984).
- 26) A. W. Nelson, L. D. Westbrook, and J. S. Evans, "Deformation-free over growth of InGaAsP DFB corrugations," Electron. Lett., **19**(2), pp. 34-36 (Jan. 1983).
- 27) T. Matsuoka, and H. Nagai, "InP etchant for submicron patterns," J. Electrochem. Soc., **133**(12), pp. 2485-2491 (Dec. 1986).

- 28) H. Nagai, Y. Noguchi, T. Matsuoka, and Y. Suzuki, "Prevention of surface corrugation thermal deformation for InGaAsP/InP DFB lasers," Jpn. J. Appl. Phys., **22**(5), pp. L291-293(1983).
- 29) H. Nagai, Y. Noguchi, and T. Matsuoka, "Thermal deformation of surface corrugations on InGaAsP crystals," J. Cryst. Growth, **71**, pp. 225-231(1985).
- 30) 藤井卓也, 山崎進, 中嶋一雄, "微細形状 InP 基板上への形状保存MOVPE成長," 1990年秋季 第51回応用物理学会予稿集, 28a-Sx-12, p. 303, 1990.
- 31) T. Tanbun -Ek, R. A. Logan, S. N. G. Chu, A. M. Sergent, K. W. Wechet, "Effects of strain in multi quantum well distributed feedback lasers," Appl. Phys. Lett., **57**(21), pp. 2184-2186(Nov. 1990).
- 32) D. Hull, "Introduction to Dislocation," p. 24, Pergamon Press, 1975.
- 33) D. Hull, "Introduction to Dislocation," Chapter 5, Pergamon Press, 1975.
- 34) S. N. G. Chu, R. A. Logan, and H. Temkin, "Influence of {111} regrowth sidewall interfaces on the performance of 1.54 μ m InGaAsP/InP etched-mesa-buried-heterostructure lasers," J. Appl. Phys., **61**(7), pp. 2434-2437(Apr. 1987).
- 35) K. Endo, S. Matsumoto, H. Kawano, and I. Sakuma, "Rapid degradation of InGaAsP/InP double heterostructure lasers due to <110> dark line defect formation," Appl. Phys. Lett., **40**(11), pp. 921-923(June 1982).

第3章 レーザ構造と基本特性

3.1 まえがき

光ファイバ通信の高速化，長距離化のため，安定に単一縦モード（SLM：Single Longitudinal Mode）発振するレーザ光源が求められている¹⁾．その有力な候補として，DFBレーザの研究開発が精力的に進められてきた．実用化された大容量光通信システムであるF-1.6G方式²⁾では， $1.3\mu\text{m}$ 帯DFBレーザが使用されている．近年，光ファイバの損失が極小となる $1.55\mu\text{m}$ 帯において，光通信のさらなる高速化が検討されている³⁾．また，単一モード発振するDFBレーザは，コヒーレント光伝送などの光通信システムの高度化に不可欠とされており，その高性能化が重要となっている⁴⁾．

第2章において，MOVPE法によるInGaAsP/InP DH結晶を評価し，その結晶を用いた酸化膜ストライプレーザの諸特性と結晶品質との相関を明らかにした．また，DFBレーザにおいて必須となる回折格子を内蔵したDH結晶の欠陥を明らかにし，MOVPE法による結晶のDFBレーザへの適用性を明らかにした．本章では，これらの結果をもとに，横モードが制御され単一縦モード発振するDFBレーザの素子設計法ならびに作製法について述べる．

MOVPE法によるレーザ構造として，リッジ導波路レーザおよび埋め込みレーザをとりあげ，レーザの低しきい値化・高出力化・高速化の点からレーザ構造および作製法を検討する．セルフアライン法による簡便なリッジ導波路レーザの作製法を開発した⁵⁾．リッジ導波路レーザでは，活性層内におけるキャリアの拡散によりしきい値電流の低減に限界があることを述べる．ドライエッチング加工技術を導入したMOVPE法による埋め込みレーザの作製法を確立し，低しきい値電流（ 20mA 以下），高出力（ 20mW 以上）のレーザ特性を得た．これらのレーザの強度変調特性を評価し，埋め込みレーザでは埋め込み部分の浮遊容量

の除去による高速化を検討する。

3.2節においてDFBレーザ構造と設計法を概説し、3.3節でリッジレーザ、3.4節で埋め込みレーザについて述べる。

3.2 分布帰還型レーザの基本設計

通常のFabry-Perot (FP) レーザでは、端面反射による光帰還によりレーザ発振が起こる。発振する縦モードは、半導体レーザのもつ利得分布が広いため、一般には単一モードとはならず多モードとなる。これに対し、DFBレーザでは、レーザ共振器内に波長選択性のある回折格子が形成されており、単一縦モード発振が可能となる。DBRレーザも原理的に同様の機構を用いたレーザであり、単一縦モード発振が可能である⁶⁾。

DFBレーザについては、理論・実験の両面からこれまで多くの研究が報告されており、DFBレーザの動作原理の解析⁷⁾や基本的な設計法⁶⁾は確立されている。しかし、実用性に優れたDFBレーザ特性を得るため、DFBレーザにおいて重要となる回折格子の結合定数を最適化する必要がある。また、DFBレーザでは回折格子の周期を変えることにより発振波長を任意に設定できるが、半導体レーザのもつ利得分布を考慮した発振波長の設計が重要となる。以下に、DFBレーザの基本構造を概説するとともに、作製上重要となる回折格子のもつ結合定数および発振波長設計法について述べる。

3.2.1 DFBレーザ構造

DFBレーザの断面構造を、模式的に図3-1に示す。ここで、回折格子はガイド層上に形成されており、上方回折格子型となっている。また、n型基板を用い上方にp型クラッド層を配したDH構造としている。

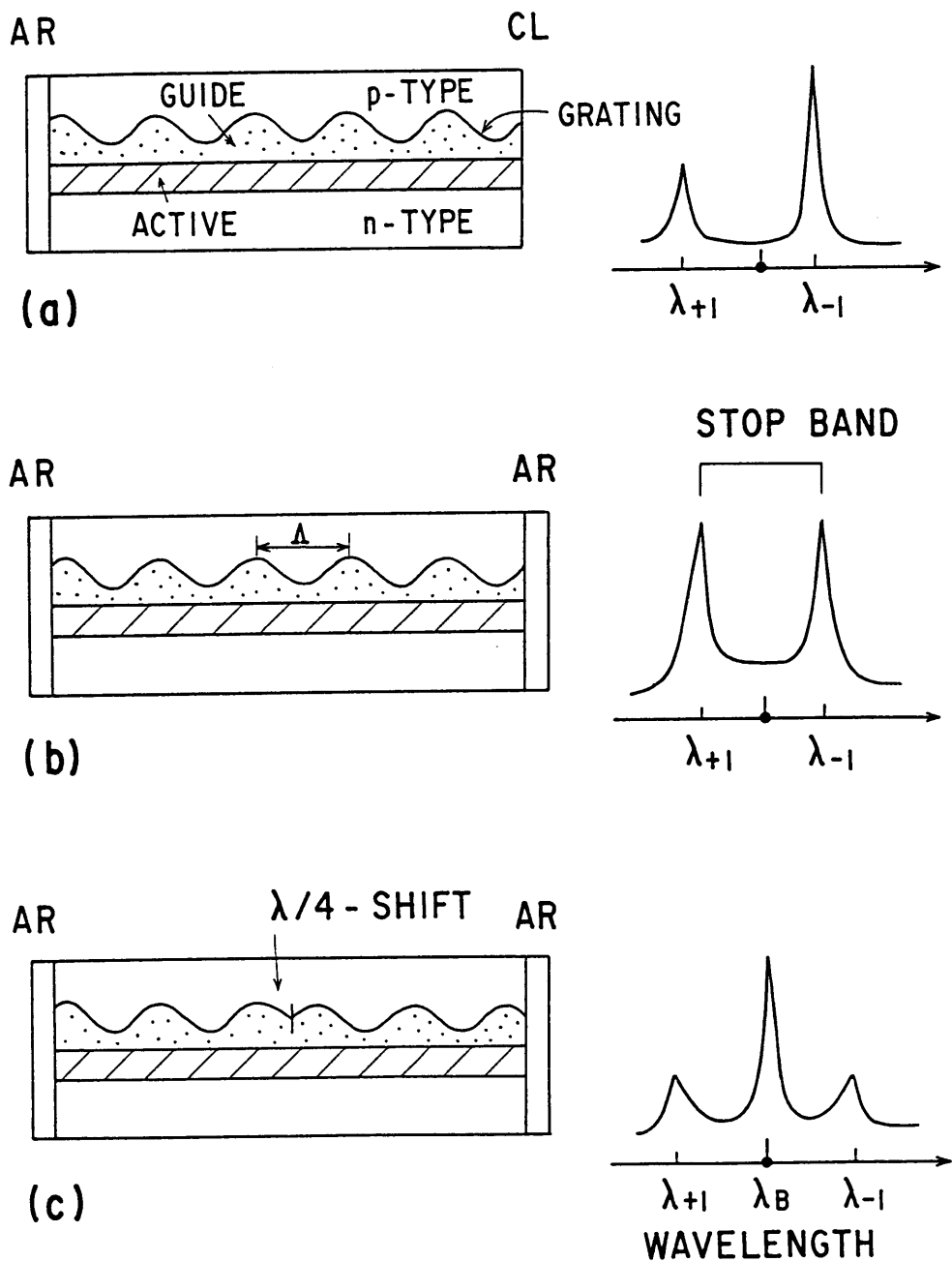


図3-1 DFBレーザ構造と発振スペクトルの模式図。

(a) AR-CL型. (b) AR-AR型. (c) $\lambda/4$ シフト型.

Δ : 回折格子の周期. λ_B : Bragg波長. λ_{+1} : +1モード波長. λ_{-1} : -1モード波長. AR : Anti-reflecting. CL : Cleaved.

D F B レーザでは、回折格子によって決まるBragg波長モードが選択的に帰還を受ける。1次の回折格子の周期 Λ とBragg波長 λ_B の関係は、次式で与えられる。

$$\Lambda = \frac{\lambda_B}{2 n_{eq}} \quad (3-1)$$

ここで、 n_{eq} はレーザ導波路の等価屈折率である。D F B レーザの発振スペクトルは、端面コーティング⁸⁾や位相シフトの導入⁹⁾により複雑に変化することが知られている。

図3-1(a)は、前端面を無反射(A R : Anti-reflecting)コーティングし、後端面をへき開状態(C L : Cleaved)とした、いわゆるA R - C L型D F B レーザである。また、両端面をへき開状態としたとき、C L - C L型D F B レーザと呼ばれる。これらの構造では、回折格子による帰還とへき開端面での反射による帰還が混在する。へき開端面における回折格子の位相が作製上ランダムであるため、回折格子の端面での位相に依存して反射光の位相が変化する。このため、発振モードが変化し、図中右側に示すように、発振波長はBragg波長と一致せずBragg波長からわずかに離れた波長となる。また、回折格子の端面での位相によっては単一モード発振せず、2モード以上の発振も起こり得る¹⁰⁾。

図3-1(b)は、両端面にA Rコーティングした、いわゆるA R - A R型D F B レーザである。この構造では端面反射が存在しないため、発振モードが一義的に決まる。しかし、その発振スペクトルは、図中右側に示すように、Bragg波長を挟んで対称な2モードになる。ここで、短波長側のモードが+1モード(波長： λ_{+1})であり、長波長側のモードが-1モード(波長： λ_{-1})である。また、この二つのモード間には発振モードが存在せず、ストップバンドと呼ばれる(Stop Band 図3-1(b))。ストップバンド幅は結合定数 κ に関係しており、ストップバンドの測定から κ を評価することができる^{*}。このような構造において2モード発振する現象は、周期的な構造をもつ導波路において二つの定在波が存在することとして説明される⁷⁾。

*) p.102 付録3-1参照

Bragg波長において単一モード発振させるために、レーザ共振器の中央に位相シフトを導入したものが、図3-1(c)に示す $\lambda/4$ シフトDFBレーザである⁹⁾。共振器の中心において回折格子の位相が左右で反転する構造となっている。回折格子の位相のシフト量が共振器内Bragg波長の $1/4$ （回折格子周期の $1/2$ ）となり、 $\lambda/4$ シフトと呼ばれる。両端面にはARコーティングする必要がある。発振スペクトルは、図中に示すように、Bragg発振モードとその両側に対称にサイドモードが現れる形状となる。周期的な構造をもつ導波路に $\lambda/4$ シフトを導入することによりAR-AR型DFBレーザにおける2モード発振が解消され、単一モード発振することが実験的にも確認された¹¹⁾。

AR-CL型DFBレーザは、AR端面からの光出力がCL端面より大きくなり、高出力動作に有利である。本研究では、第4章でコヒーレント光伝送用レーザにこの構造を用いる。 $\lambda/4$ シフトDFBレーザは、単一モード発振確率が原理的に100%となり、発振波長がBragg波長に一致するため一義的に決まるという利点をもつ。本研究では、第5章で波長多重DFBレーザアレイにこの構造を用いる。

3.2.2 結合定数の設計

DFBレーザの発振条件および発振モードは、結合波理論によって解析されている⁷⁾。DFBレーザの単一モード性やしきい値電流および外部微分量子効率などのレーザ特性を決定する重要なパラメータとして、回折格子のもつ結合定数 κ がある。結合定数 κ は回折格子のもつ光帰還効果の強度を表すパラメータであり、回折格子の高さ、形状、導波路構造に依存する¹²⁾。

DFBレーザの発振条件は、回折格子の帰還効果を等価的なミラー損失におきかえることにより、FPレーザと同様に表現することができる。規格化された回折格子の等価ミラー損失 $\alpha_m L$ の、規格化結合定数 κL （ L は共振器長）依存性を、図3-2に示す。これはAR-CL型DFBレーザと $\lambda/4$ シフトDFBレーザについて計算された結果^{13)、14)}であり、 κL の増大にともない α_m が低下し等価的に反射率が増加することを示している。AR-CL型DFBレーザでは、図中斜線で示すように、CL端面での回折格子の位相に依存して α_m の値が一義的に決まらず幅をもつ。

図中の点線は、両端面へき開状態のFPレーザにおける規格化されたミラー損

失,

$$\alpha_m L = \ln(1/R) \quad (3-2)$$

を示している。ここで、 R は端面反射率であり、 $R = 0.32$ とした¹⁵⁾。

図3-2より、DFBレーザでは κL が2近傍のとき、FPレーザと同等のミラー損失となることがわかる。DFBレーザにおける発振条件は、等価ミラー損失を用いてFPレーザと同様に、

$$\Gamma g = \alpha_i + \alpha_m \quad (3-3)$$

と表すことができる。ここで、 Γ は光閉じ込め係数、 g は活性層のもつ利得であり、 α_i は内部光損失である。

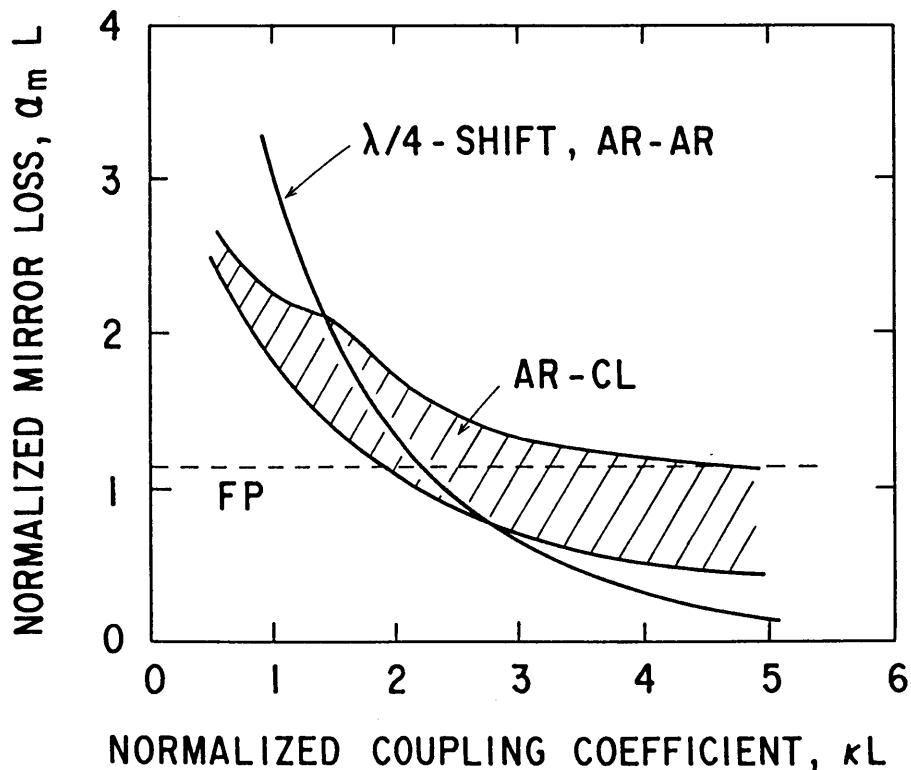


図3-2 規格化結合定数に対する規格化等価ミラー損失。

斜線部はAR-CL型DFBレーザ、実線は $\lambda/4$ シフトDFBレーザに対する値。点線はFPレーザに対する値。

また、外部微分量子効率 η_D は、

$$\eta_D = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \quad (3-4)$$

となる¹⁶⁾。ここで、 η_i は誘導放出に対する内部量子効率である。AR-CL型DFBレーザのように端面反射を有する構造では、各端面から放射される光強度が異なり、共振器内の光強度分布を考慮した一般的な外部微分量子効率の取扱いが必要となる¹⁶⁾。

以上の結果から、規格化結合定数 κL の増大は等価ミラー損失を低下させ、しきい値電流を低減させることがわかる。 κL の増大は、同時に、外部微分量子効率の低下をもたらすため、最適化が必要である。また、単一モード発振確率の κL 依存性や高出力時の空間ホールバーニングによる多モード化の可能性¹⁷⁾を考慮する必要がある。空間ホールバーニングとは、DFBレーザの発振状態において光強度分布が共振器方向に沿って平坦とはならないため、光強度の大きな領域で誘導放出によりキャリア密度が減少しキャリア密度に分布が生ずる現象である。キャリア密度分布が共振器方向に沿って平坦ではなくなるため利得が変化し、また、プラズマ効果による屈折率変動のため等価屈折率の分布が生じ、単一縦モード発振が妨げられる。空間ホールバーニングの問題は、DFBレーザの性能を劣化させるため重要である。安定した単一モード発振を得るための κL の最適値は、 $\lambda/4$ シフトDFBレーザで、 $\kappa L = 1.25$ である¹⁷⁾。

このように、良好な特性のDFBレーザを得るため、回折格子を内蔵したDHウェハの作製において、結合定数 κ を制御することが重要となる。そこで、結合定数とレーザ構造パラメータとの関係を明らかにする。

図3-3に、結合定数を求めるためのDFBレーザの断面層構造を示す。ここで、 n_c 、 n_a 、 n_g は、それぞれ、クラッド層、活性層、ガイド層の屈折率である。また、 d_a 、 d_g は、活性層、ガイド層の膜厚である。この図では、正弦波状の回折格子と矩形の回折格子を示している。このような断面構造をもつ多層膜中を伝搬する光モードは、図中に示すように、接合面に垂直方向に強度分布をもつ。光が

接合面に平行方向に伝搬するとき、回折格子によって反射・散乱される。ここで、反射強度を表すパラメータが結合定数 κ であり、摂動論を用いた解析がなされている¹⁸⁾。また、各種の形状の回折格子を持つ DFB レーザの結合定数が計算されている^{12)、19)}。

回折格子高さが活性層とガイド層の膜厚に比べ小さく、回折格子の領域で電界強度が一定とみなせるとき、結合定数 κ は近似的に、

$$\kappa \cong \frac{2\pi}{\lambda} \frac{(n_g^2 - n_c^2)}{n_{eq}} \Gamma_g C_g \quad (3-5)$$

で与えられる²⁰⁾。ただし、 λ は、自由空間での波長である。また、 Γ_g は、図 3-3 に示すように、回折格子に結合する部分の光強度率である。 C_g は回折格子の形状に依存する定数であり、正弦波では、

$$C_g = 1/8, \quad (3-6)$$

矩形では、

$$C_g = (1/2\pi) \sin(\pi \Lambda_1/\Lambda) \quad (3-7)$$

で与えられる¹²⁾。

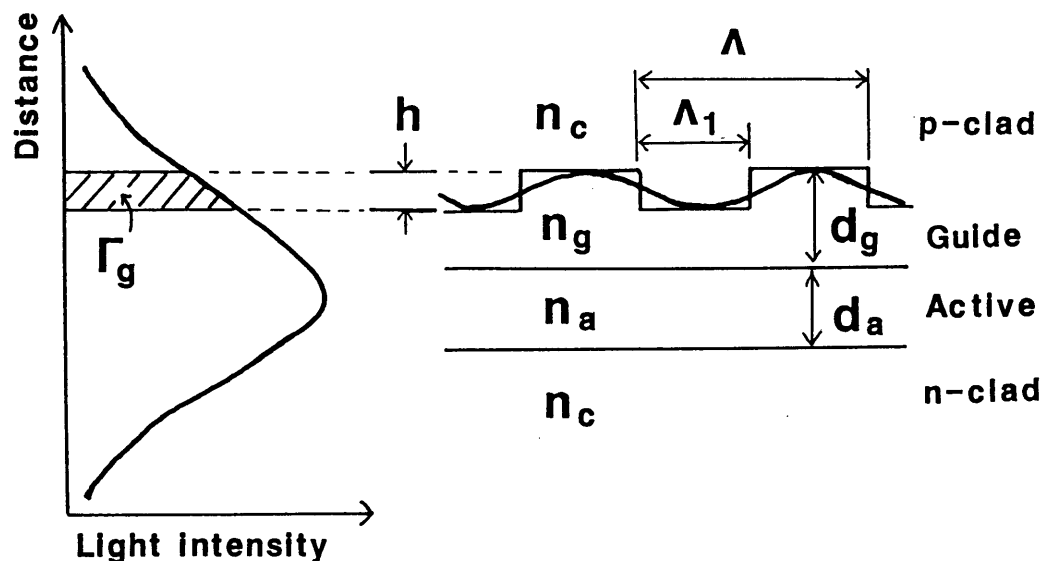


図 3-3 DFB レーザの断面構造と光強度分布。

式(3-5)において,

$$n_g^2 - n_c^2 \cong 2 \Delta n_{gc} n_c, \quad \Delta n_{gc} = n_g - n_c \quad (3-8)$$

という近似式を用いれば, 結合定数 κ は, ガイド層とクラッド層の屈折率差 Δn_{gc} に比例する. この結果, ガイド層 InGaAsP 組成をクラッド層 InP に近づけると, κ は低下する.

Γ_g は, 等価屈折率法²¹⁾を用いて計算される. 回折格子高さ h が小さいとき, Γ_g は, ほぼ h に比例するため, κ は, 近似的に h に比例する. また, ガイド層厚 d_g の増大により, Γ_g が減少し, κ が低下する.

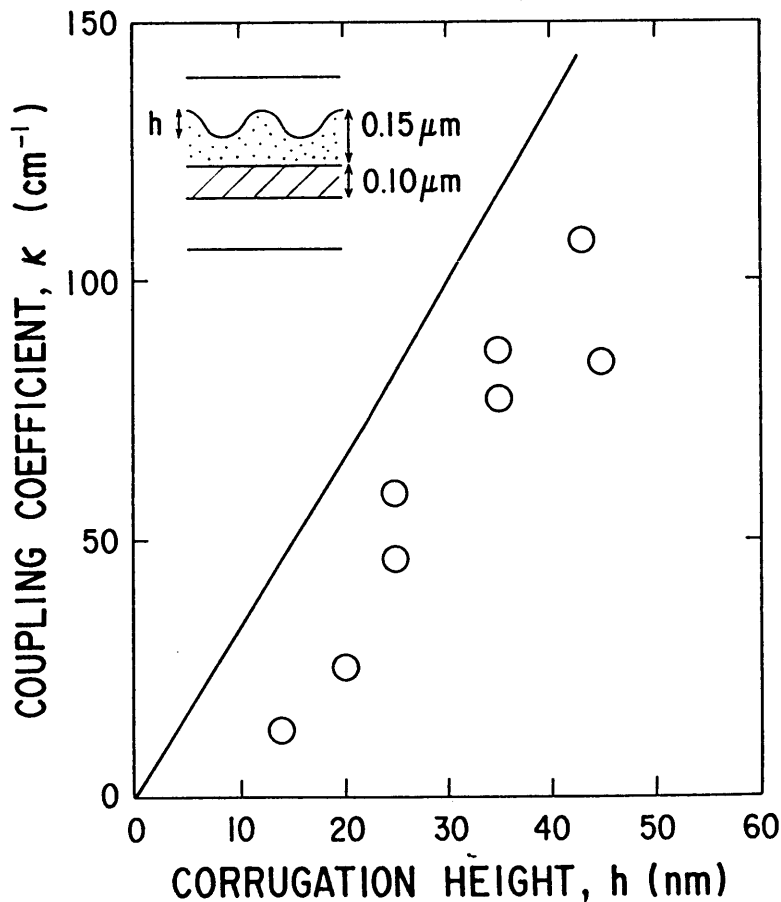


図3-4 回折格子高さに対する結合定数の実験結果. 実線は計算値.
 活性層: $1.55 \mu\text{m}$ 組成, $d_a = 0.1 \mu\text{m}$. ガイド層: $1.3 \mu\text{m}$ 組成, $d_g = 0.15 \mu\text{m}$.

同一DHウェハを用いて回折格子の高さを変化させ作製した $1.55\mu\text{m}$ 帯DFBレーザの結合定数の実験値を、図3-4に示す。ガイド層は $1.3\mu\text{m}$ 組成InGaAsPであり、回折格子の高さはエッチング時間を変えることにより制御した。また、結合定数は、作製されたDFBレーザのストップバンド幅の測定から見積もった。

図中の実線は、回折格子の形状を正弦波とみなしたときの、式(3-5)による計算値を示している。結合定数 κ の計算値は、回折格子高さの増大にほぼ比例して増加する。実験値は計算値よりやや小さい値となっている。この要因として、作製された回折格子の形状を考慮する必要がある。矩形の回折格子では、式(3-7)より、 $\Lambda_1/\Lambda = 1/2$ のとき κ が最大になり、 $\Lambda_1/\Lambda < 1/2$ 、 $\Lambda_1/\Lambda > 1/2$ では、減少する。作製される回折格子においては、 Λ_1/Λ の変化に相当する形状の変化が起きやすいため、 κ が低下すると考えられる。

DFBレーザの作製にあたっては、 κL と共振器長の設計値から κ を求め、図3-4をもとに必要な回折格子高さを見積もり回折格子を作製することになる。ただし、第2章2.4節において述べた、回折格子を内蔵したDHウェハにおける結晶欠陥の発生を考慮する必要がある。一例として、 $\kappa L = 2$ 、 $L = 300\mu\text{m}$ とすれば、 $\kappa = 67\text{cm}^{-1}$ であり、図3-4から、 $h \cong 30\text{nm}$ の回折格子が必要である。この回折格子高さは、結晶欠陥がほとんど観察されない領域である。

3.2.3 発振波長と利得分布

FPレーザでは、発振波長は基本的にしきい値キャリア密度における利得分布のピーク波長に一致する。一方、DFBレーザでは、回折格子の周期を変えることにより式(3-1)に基づき発振波長をある範囲で任意に設定できる。

ところで、利得分布のピーク波長 λ_{GP} に対してDFBレーザの発振波長 λ_B をどのように設定するかによってDFBレーザの特性が変化する。例えば、 λ_{GP} に対して λ_B を短波長側に離調することによって、レーザの高速化などの特性改善がはかれることが知られている²²⁾。また、 λ_{GP} と λ_B の温度依存性の相違($d\lambda_{GP}/dT \sim 5\text{\AA}/^\circ\text{C}$ 、 $d\lambda_B/dT \sim 1\text{\AA}/^\circ\text{C}$)を考慮して λ_{GP} に対して λ_B を長波長側に離調し、高温領域でのDFBレーザ特性を向上させることが報告されている²³⁾。このよう

に、 λ_{GP} に対し λ_B を離調することをデチューニングと呼び、デチューニング量 $\Delta\lambda_D$ を、

$$\Delta\lambda_D = \lambda_{GP} - \lambda_B \quad (3-9)$$

と定義する。デチューニング量を制御するためには、あらかじめ利得ピーク波長 λ_{GP} を予測する必要がある。

長波長帯 InGaAsP 活性層のもつ利得分布は、密度行列理論を用いた解析²⁴⁾により定式化された。それによれば、利得 g はピーク値がキャリア密度 N の一次関数となり近似的に、

$$g = A_0 (N - N_G) - \gamma \{h\nu - h\nu_0(N)\}^2 \quad (3-10)$$

と表すことができる。ここで、 A_0 は最大利得係数、 N_G は利得が負から正に転化するキャリア密度、 γ は利得スペクトル曲線に関する定数、 $h\nu$ は光子エネルギーであり、 $h\nu_0$ は利得ピークを与える光子エネルギーである。

式(3-10)において利得をキャリア密度で微分すると、

$$\frac{\partial g}{\partial N} = A_0 + 2\gamma \{h\nu - h\nu_0(N)\} \frac{\partial (h\nu_0)}{\partial N} \quad (3-11)$$

となる。これは微分利得と呼ばれ、レーザの変調応答帯域等に関連する重要なパラメータである。発振波長を $1.55\mu\text{m}$ 近傍と仮定して、式(3-10)、(3-11)より計算された利得スペクトルおよび微分利得を、図3-5に示す。

ここで、文献24に基づき、以下の定数を用いた。

$$\begin{aligned} A_0 &= 2.6 \times 10^{-16} \text{ cm}^2, \\ N_G &= 1.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}, \\ \gamma &= 9.4 \times 10^4 \text{ cm}^{-1} (\text{eV})^{-2}, \\ \partial(h\nu_0)/\partial N &= 2.8 \times 10^{-20} \text{ eV cm}^3 \end{aligned}$$

図3-5は、ある一定のキャリア密度に対し、利得スペクトルはピーク値を与える光子エネルギーの周辺において二次関数で与えられ、キャリア密度の上昇にともない利得が増加し、利得分布は高エネルギー側（短波長側）にシフトすることを示している。図中の微分利得は、キャリア密度が $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ において計算されたものである。波長が短波長側にシフトするのにもない、微分利得が増大することがわかる。微分利得はレーザの変調帯域やスペクトル線幅を左右す

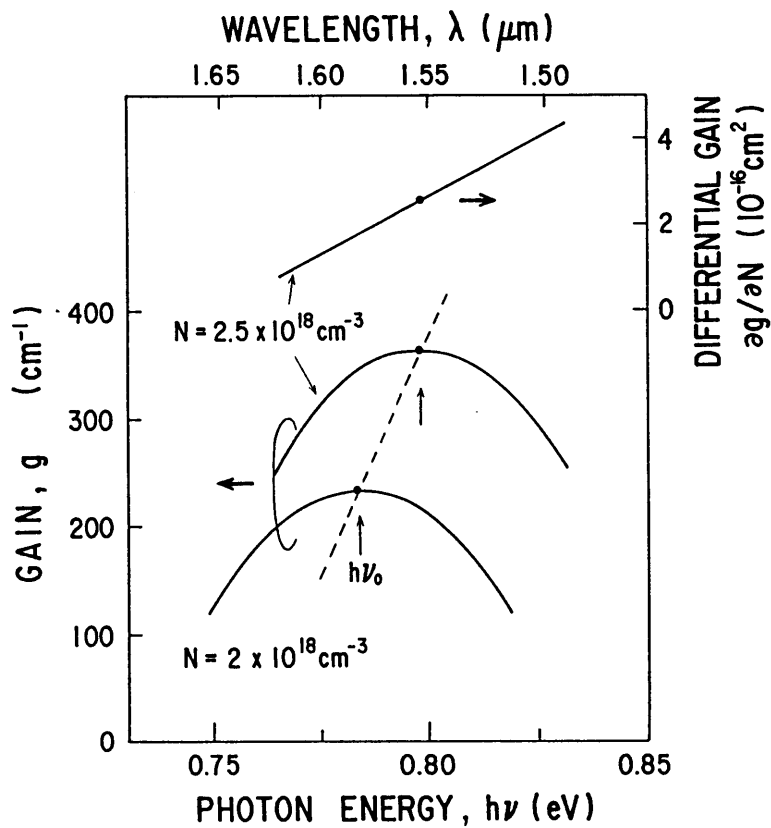


図3-5 1.55 μm 帯 InGaAsP 活性層の利得スペクトル（計算値）。

る重要なパラメータであり、通常はその値を増大させることが望ましい。そこで、DFBレーザの発振波長を利得ピーク波長に対して短波長側に設定するデチューニングが行われる。デチューニングによる利得スペクトルの変化を、模式的に図3-6に示す。ここで、しきい値利得を g_{th} として、キャリア密度 N において利得ピークでの発振を仮定する。図に示すように、光子エネルギー $h\nu_0$ および $h\nu_+$ に

おける発振状態ではキャリア密度が $N + \Delta N$ に増加する。このとき、しきい値利得 g_{th} が一定という条件から、

$$h\Delta\nu \equiv h\nu_- - h\nu_+,$$

$$h\Delta\nu = 2 (A_0 \Delta N / \gamma)^{1/2} \quad (3-12)$$

という関係式が得られる。このように、デチューニングは、しきい値キャリア密度を増加させる。例えば、図3-5に示した利得スペクトルにおいて、キャリア密度が $N = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ のとき利得ピークにおける発振を仮定すれば、デチューニング量 $\Delta\lambda_D = 450 \text{ \AA}$ ($h\Delta\nu = 0.024 \text{ eV}$) のとき、 $\Delta N = 0.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ である。これは、 450 \AA のデチューニングによるしきい値キャリア密度の上昇は高々10%にとどまることを意味する。

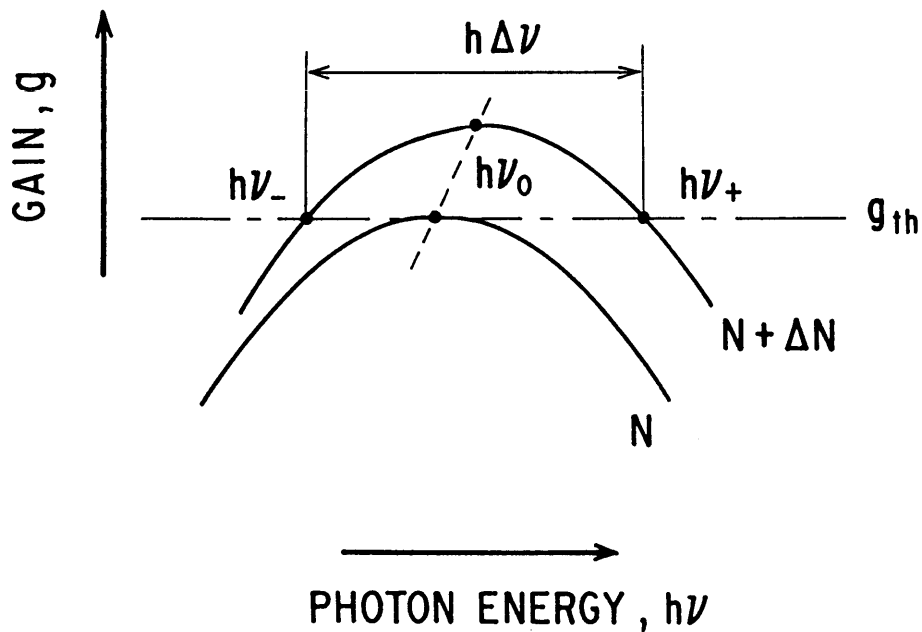


図3-6 デチューニングによる利得スペクトルの変化。

DFBレーザの作製にあたっては、あらかじめ利得ピーク波長を予想してDFB発振波長を設定し、デチューニング量を制御することになる。このため、発振しきい値利得（キャリア密度）から利得ピーク波長を見積もる必要がある。しきい値利得はレーザ構造に依存し、その一例として、FPレーザにおける発振波長の共振器長依存性を、図3-7に示す。同一ウェハから作製された埋め込みレーザ（3.4節）において共振器長を変えたときの発振波長を○で示し、図3-5に基づき計算された結果を実線で示す。ここで、FPレーザの発振波長は利得ピーク波長に一致すると仮定している。式(3-2)より共振器長の増大に伴いミラー損失が低下するため、式(3-3)におけるしきい値利得が減少し、発振波長は長波長側にシフトする。計算値と実験値は良く一致しており、しきい値利得の概算から利得ピーク波長の予想が可能となる。

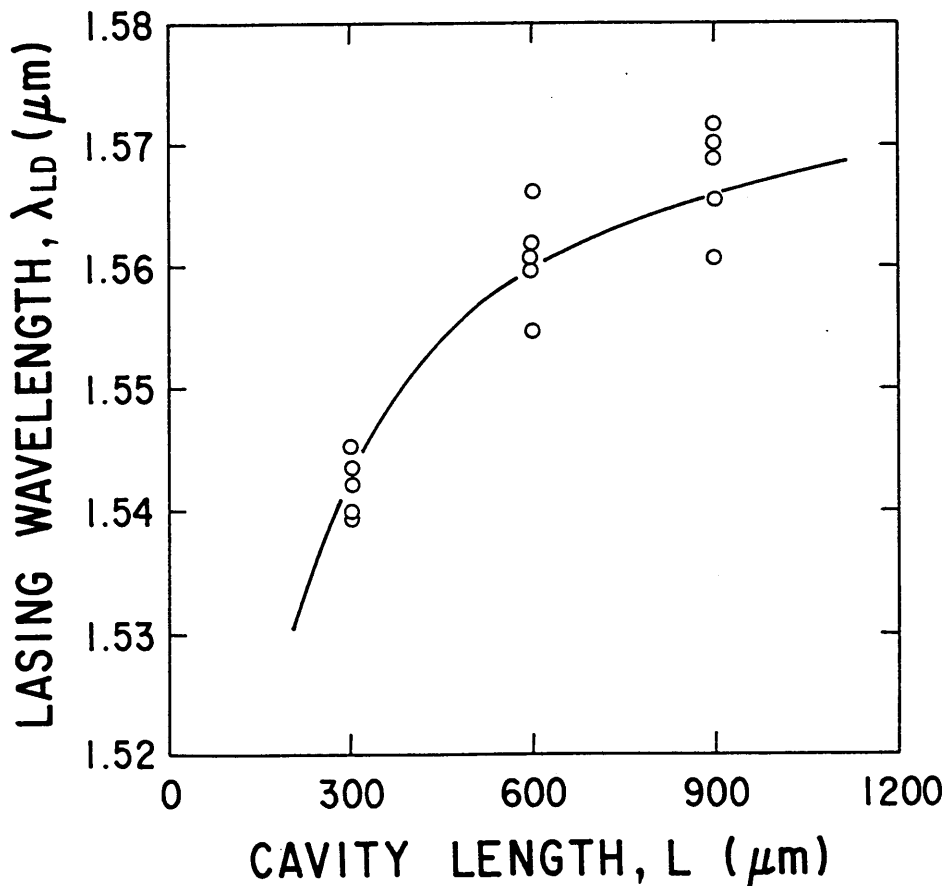


図3-7 FPレーザにおける発振波長の共振器長依存性。
○は実験値，実線は計算値。

D F B レーザの光ファイバ通信への応用では，単一モードファイバの特性や通信方式に依存して，ある絶対波長（範囲）で発振するレーザ光源が要求される．D F B レーザの発振波長は，Bragg波長 λ_B にほぼ一致することから，式（3-1）より決まる周期の回折格子をもつD F B レーザを作製することになる．作製にあたっては，デチューニングを考慮して，D H ウェハのI n G a A s P 活性層の組成を決める必要がある．I n G a A s P 活性層の組成は，P L ピーク波長 λ_{PL} の測定により間接的に知ることができる．そこで，発振波長 λ_B のD F B レーザを作製するために必要となるD H ウェハにおける活性層のP L ピーク波長 λ_{PL} の設計が重要である．

図3-8は，要求される発振波長に対して必要となるD H ウェハのP L ピーク波長を設計する工程を示している．まず，要求される発振波長からデチューニングを考慮して利得ピーク波長が決められる．

ところで，D H ウェハのP L ピーク波長 λ_{PL} と共振器長 $L = 300 \mu m$ のF P レーザの発振波長（利得ピーク波長） λ_{LD} との相関が，第2章2.3節の図2-9に示したように，実験的に与えられる．そこで，図2-9をもとに，P L ピーク波長から $L = 300 \mu m$ のF P レーザの利得ピーク波長を予測する．次に，レーザ構造による利得ピーク波長の変動を考慮する．具体的には，D F B レーザの構造（ $\lambda/4$ シフトの有無，端面反射率， κL ，共振器長）から決まるしきい値利得を計算し， $L = 300 \mu m$ のF P レーザのしきい値利得との比較から，利得ピーク波長を概算する．このようにして見積もられたD F B レーザの利得ピーク波長が，設計された利得ピーク波長と一致するように，D H ウェハのP L ピーク波長を決める．

以上の設計手順により，利得ピーク波長に対するD F B レーザの発振波長の制御が可能である．しかし，図2-9におけるD H ウェハのP L ピーク波長とF P レーザの発振波長との相関は実験的なばらつきを示しており，利得ピーク波長制御の精度も制限される．

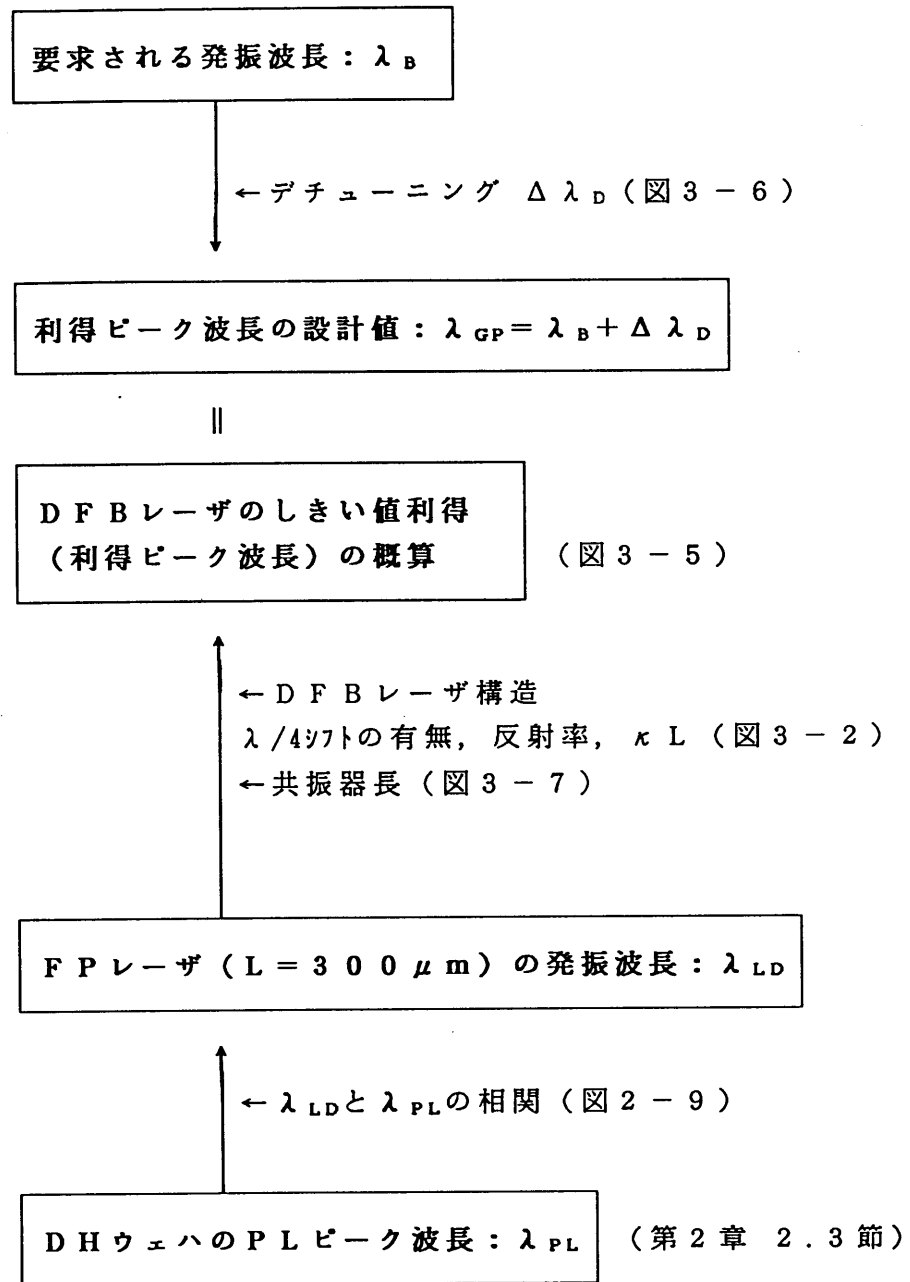


図 3-8 DFBレーザにおいて要求される発振波長を得るためのDHウェハのPLピーク波長を設計する工程。

3.3 リッジ導波路DFBレーザ

リッジ導波路レーザ (Ridge Waveguide Laser, 以下リッジレーザと略す) は、構造が簡単であり作製が容易なことから、波長帯を問わず広く作製されてきた。埋め込みレーザでは活性領域のメサ加工と埋め込み成長を必要とし、また、埋め込み界面に起因するレーザ特性の劣化という問題がある²⁵⁾。これに対し、リッジレーザは1回の結晶成長でレーザ用ウェハが作製でき、直接活性層を加工する工程を含まないため特性劣化が起きにくいことから、量産化・高信頼化に優れている。また、光を透過・伝搬するリッジ導波路と構造が共通であることから、光集積回路への適用も検討されている²⁶⁾。

InGaAsP/InP系のリッジレーザは、LPE法による結晶を用いKaminowらによって初めて作製された²⁷⁾。Amannらは、リッジ側壁が金属で覆われたメタルクラッドリッジレーザを作製し、 $1.3\ \mu\text{m}$ 帯FPレーザでしきい値電流 $28\ \text{mA}$ を得ている²⁸⁾。リッジレーザのDFBレーザへの展開はTemkinらによってなされ、共振器長 $254\ \mu\text{m}$ の $1.5\ \mu\text{m}$ 帯DFBレーザにおいてしきい値電流 $40\ \text{mA}$ が報告されている²⁹⁾。これらのリッジレーザを応用する観点から低しきい値電流化・高出力化が求められるが、リッジレーザのしきい値電流の支配要因については、これまで十分には明らかにされていなかった。特にリッジ幅に対するしきい値電流の依存性は報告されていない。

本節では、セルフアライン法による簡便なリッジレーザの作製法について述べる。また、作製されたレーザの諸特性を述べ、しきい値電流の支配要因について考察する。

3.3.1 基本構造

リッジレーザの断面構造を図3-9に示す。n-InP基板上に $1.55\ \mu\text{m}$ 組成InGaAsP活性層、 $1.3\ \mu\text{m}$ 組成InGaAsPガイド層を積層し、ガイド層上に回折格子を形成した上方回折格子型DFBレーザとしている。リッジの側壁およびリッジ外部の上面はSiO₂酸化膜で被覆されている。表3-1にリッジレーザの素子パラメータを示す。

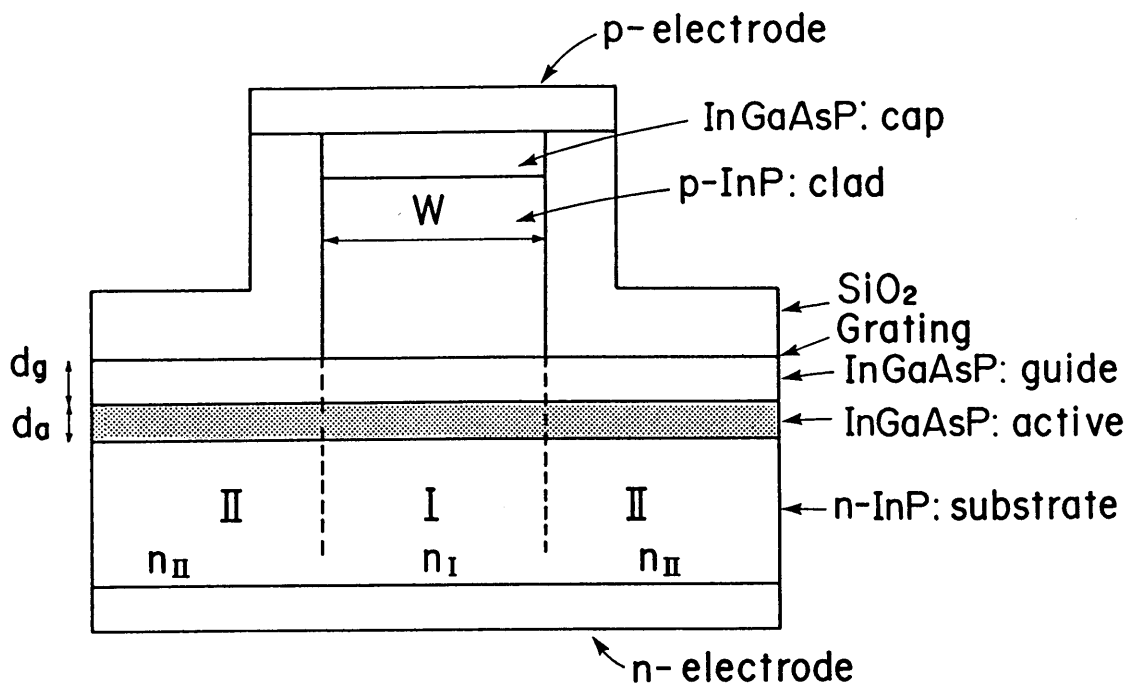


図 3 - 9 リッジレーザ構造の模式図.

表 3 - 1 リッジレーザの素子パラメータ.

活性層厚	d_a	$0.1 \mu m$
ガイド層厚	d_g	$0.15 \mu m$
クラッド層厚		$1.5 \mu m$
キャップ層厚		$0.3 \mu m$
共振器長	L	$300 \mu m$
リッジ幅	W	$2 - 3 \mu m$
SiO ₂ 絶縁層厚		$0.5 \mu m$
活性層の屈折率		3.543^*
ガイド層の屈折率		3.390^*
クラッド層の屈折率		3.165^*
絶縁層の屈折率		1.450
発振波長		$1.55 \mu m$

*)文献30による.

図3-9において、Iで示されるリッジ部分は、n型InP基板の上にInGaAsP活性層、ガイド層、p-InPクラッド層、p-InGaAsPキャップ層が形成されており、上部p電極より電流を注入する構造となっている。リッジ部Iは幅Wの領域に電流を制限すると同時に、横方向の光閉じ込めの機能を有する。ここで、リッジ導波路における導波モードを等価屈折率法²¹⁾を用いて解析する。図3-9におけるリッジ部(Iの領域)の等価屈折率を n_I 、リッジ外部(IIの領域)の等価屈折率を n_{II} とすれば、

$$\Delta n = n_I - n_{II} \quad (3-13)$$

で表される等価屈折率差 Δn によって導波モードが決定される。 n_I と n_{II} は、各部をスラブ導波路とみなしたときのTEモードに対する等価屈折率として計算した。各層の屈折率は表3-1に列挙した値³⁰⁾を用いた。図3-10に示すように、等価屈折率差 Δn は、活性層およびガイド層の膜厚に依存する。図中の点線は、埋め込みレーザにおける等価屈折率差を示している。埋め込みレーザにおいては活性領域の横の領域がInPによって埋め込まれており、 n_{II} はInPの屈折率(3.165)の一定値である。 n_I の値は、リッジレーザおよび埋め込みレーザにおいて同一の値である。埋め込みレーザでは、 Δn は活性層およびガイド層の膜厚の増大にともない、 n_I の増加により単調に増加する。他方、リッジレーザでは、 Δn は、膜厚が増大するにつれて増加するが最大値をとって減少する傾向にある。これは、層厚の増大にともない、 n_I および n_{II} の両方の値が増大しその差が極大値をもつことを意味している。また、リッジレーザの Δn は活性層およびガイド層の膜厚が $0.1 \mu\text{m}$ 近傍では埋め込みレーザの Δn と大差なく、 0.06 以上の高い値を示す。活性層厚が $0.06 \mu\text{m}$ 以下ではリッジ外部(II)で導波モードが存在せず、 Δn は決定されない。

次に、 Δn の値をもとにリッジ部Iへの横方向の光閉じ込め率 Γ_L を等価屈折率法によりもとめる。 $n_{II} - n_I - n_{II}$ のサンドイッチ構造のスラブ導波路とみなしてリッジ部の光閉じこめ率を計算した。ここで、電界方向がスラブ導波路の層方向と直行するため、TMモードに対する光閉じ込め率を計算する。図3-11は、活性領域幅(リッジレーザの場合はリッジ幅)に対するTE基本(0次)モード、

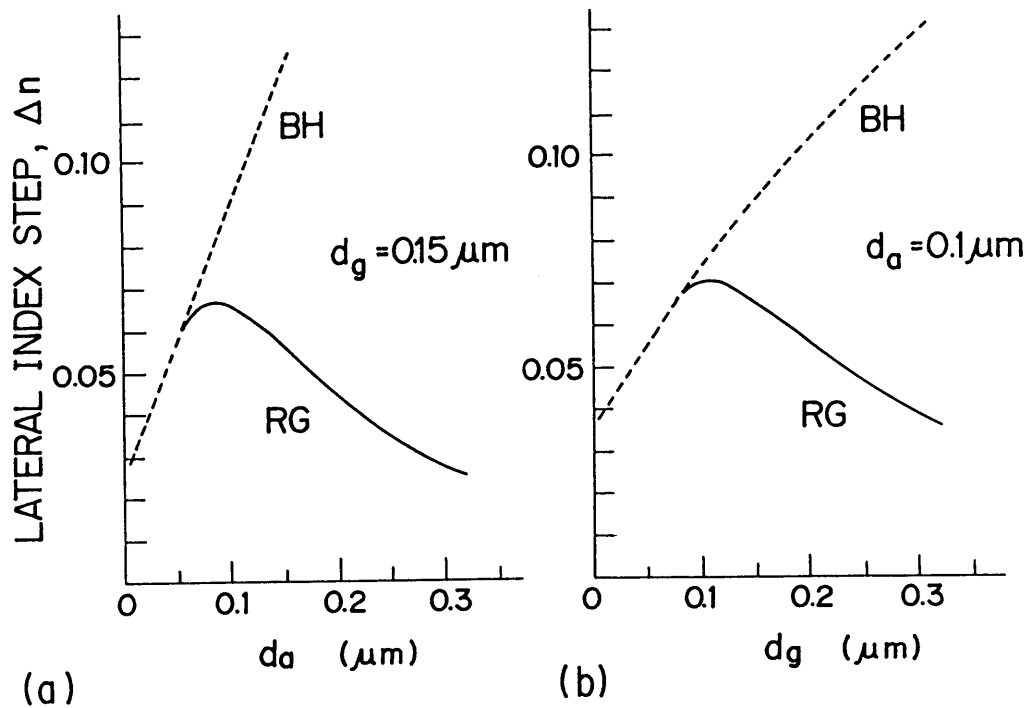


図3-10 等価屈折率差の活性層厚(a)およびガイド層厚依存性(b). 実線はリッジレーザ(RG)に対する値, 点線は埋め込みレーザ(BH)に対する値.

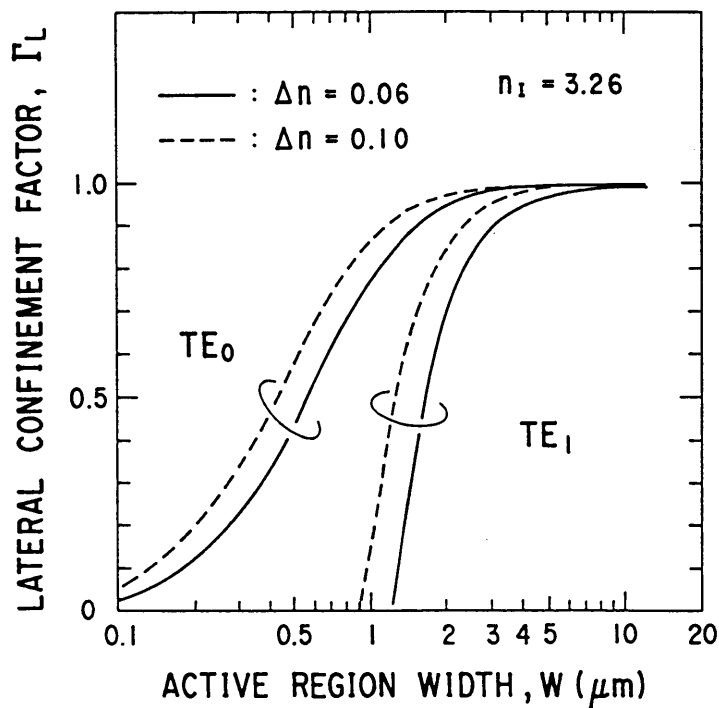


図3-11 横方向の活性領域への光閉じ込め係数.

および1次モードの光閉じ込め率を示している。 $n_1 = 3.26$ 一定として Δn の値を 0.06 および 0.1 としている。 $\Delta n = 0.06$ のリッジレーザではリッジ幅が $2 \mu\text{m}$ 以上で Γ_L が 0.9 以上となっており、リッジ外部IIの領域への光の広がりほとんど無視できる。この強い光閉じ込めは、活性層およびガイド層を $0.1 \mu\text{m}$ 程度に薄層化し、 Δn の値を高めることにより得られる。TE1次モードが、リッジ幅 $1.2 \mu\text{m}$ 以上で存在するが、レーザ発振に寄与するモード利得は、 $\Gamma_L \cdot g$ (g は活性層の利得) となるため、基本モードの利得が高く基本モード発振しやすい。リッジ幅が $10 \mu\text{m}$ 近傍になると基本モードと1次モードの光閉じ込め率の差はほとんどなくなり1次モードの発振も起こりやすくなる。

これらの結果から、リッジレーザにおいて安定した横基本モードでの発振を得るためには、リッジ幅を $2 - 3 \mu\text{m}$ とする必要がある。 Δn が 0.1 以上となる埋め込みレーザでは、活性領域を $1 \mu\text{m}$ 近傍に狭くする必要がある。

3.3.2 セルフアライン法による作製法

リッジレーザの作製は、主にリッジ導波路の形成と電極形成からなる。リッジ導波路は、横基本モード発振の条件から通常 $2 - 3 \mu\text{m}$ の狭い幅にする必要がある。この狭いリッジ上に電極を歩留り良く形成することは、ホトリソグラフィの制約から困難である。そこで、セルフアライン法を適用した新しい作製プロセスを開発した⁵⁾。

以下にセルフアライン法を用いたリッジレーザの作製プロセスについて、図3-12に示す作製工程にそって説明する。

(a)は、レーザ用DH結晶の断面構造を示している。MOVPE法により、n型InP基板の上に薄いバッファ層 ($1.3 \mu\text{m}$ 組成 InGaAsP, 膜厚 $0.03 \mu\text{m}$) を介して活性層 ($1.55 \mu\text{m}$ 組成 InGaAsP, 膜厚 $d_a = 0.10 \mu\text{m}$)、ガイド層 ($1.3 \mu\text{m}$ 組成 InGaAsP, 膜厚 $d_g = 0.15 \mu\text{m}$) を成長させる。次に、DFBレーザ用回折格子を干渉露光法によりガイド層上に形成した後、p-InPクラッド層 (膜厚 $1.5 \mu\text{m}$)、キャップ層 ($1.5 \mu\text{m}$ 組成 InGaAsP, 膜厚 $0.3 \mu\text{m}$) を順次成長させる。このようにして作製したウェハ上に、リッジを形成するためのストライプ状レジストパタンをホトリソグラフィにより形成する。

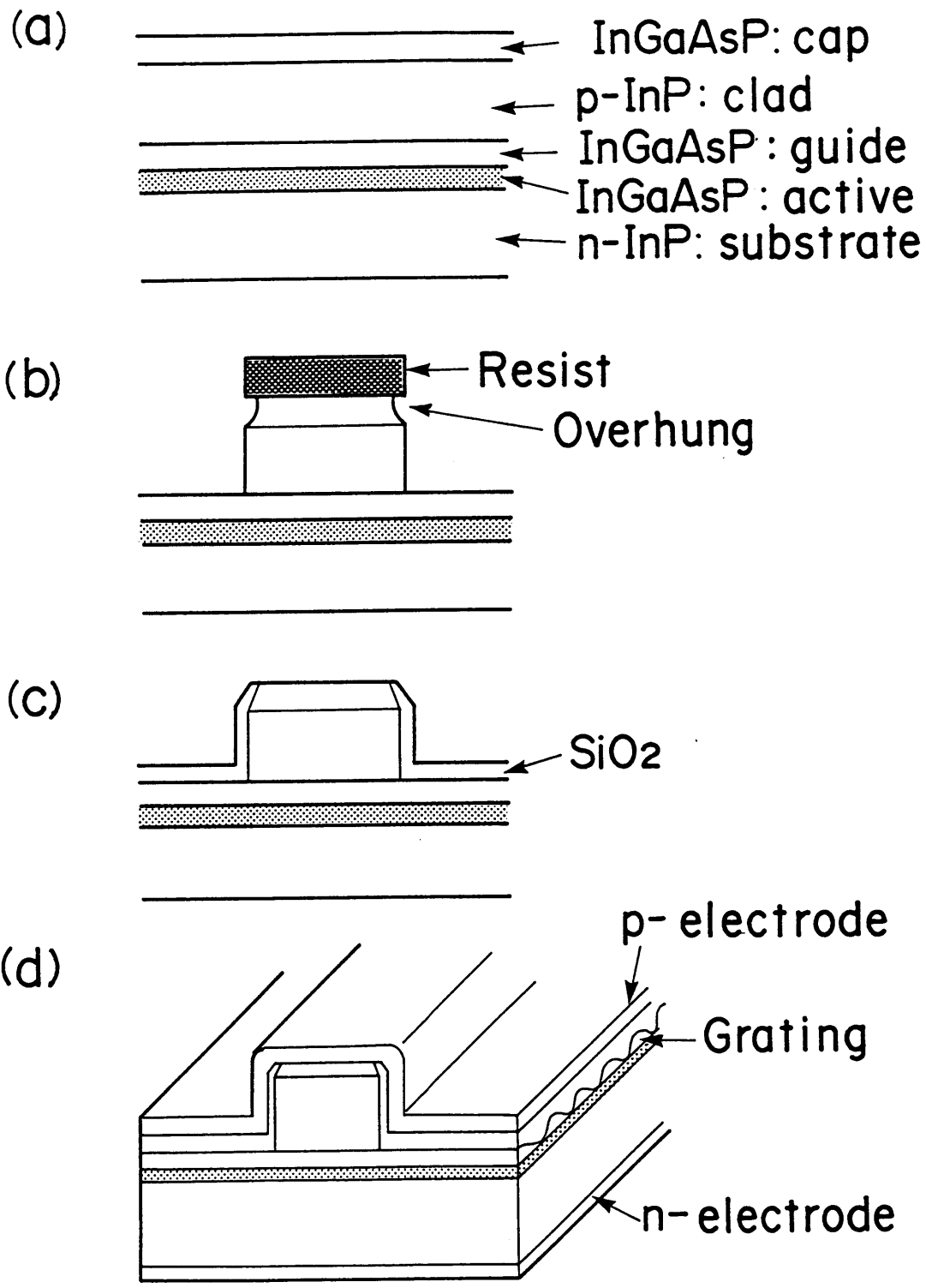


図 3 - 1 2 セルフアライン法によるリッジレーザの作製工程.

(b)は、レジストをマスクにして化学エッチングによりリッジ導波路を形成した図である。最初に飽和ブロム水 (S B W : Saturated Bromine Water) を用いたエッチング液 (2 S B W : 1 5 H₂O : 1 H₃P O₄) で、キャップ層と I n P クラッド層の一部をエッチングする*)。このエッチングでは、I n G a A s P と I n P との選択性はほとんどない。また、サイドエッチにより、(b)に示すように片側約 0.5 μ m のオーバハングが形成され、後に続くリフトオフ工程を容易にする。次に、塩酸系エッチング液 (1 H C l : 1 H₃P O₄) で I n P クラッド層を選択的にエッチングする。このとき、I n G a A s P ガイド層がエッチングストッパー層となる。エッチング形状は、ストライプ方向を結晶の逆メサ方向 $\langle 1 \ 1 \ 0 \rangle$ とした場合、ほぼ垂直な側面となる。順メサ方向 $\langle 1 \ \bar{1} \ 0 \rangle$ では、順メサ型になりリッジレーザには適さない。塩酸系による I n G a A s P キャップ層付き I n P の選択エッチングでは、サイドエッチがなく、オーバエッチングによるリッジ形状の変化はほとんどない。

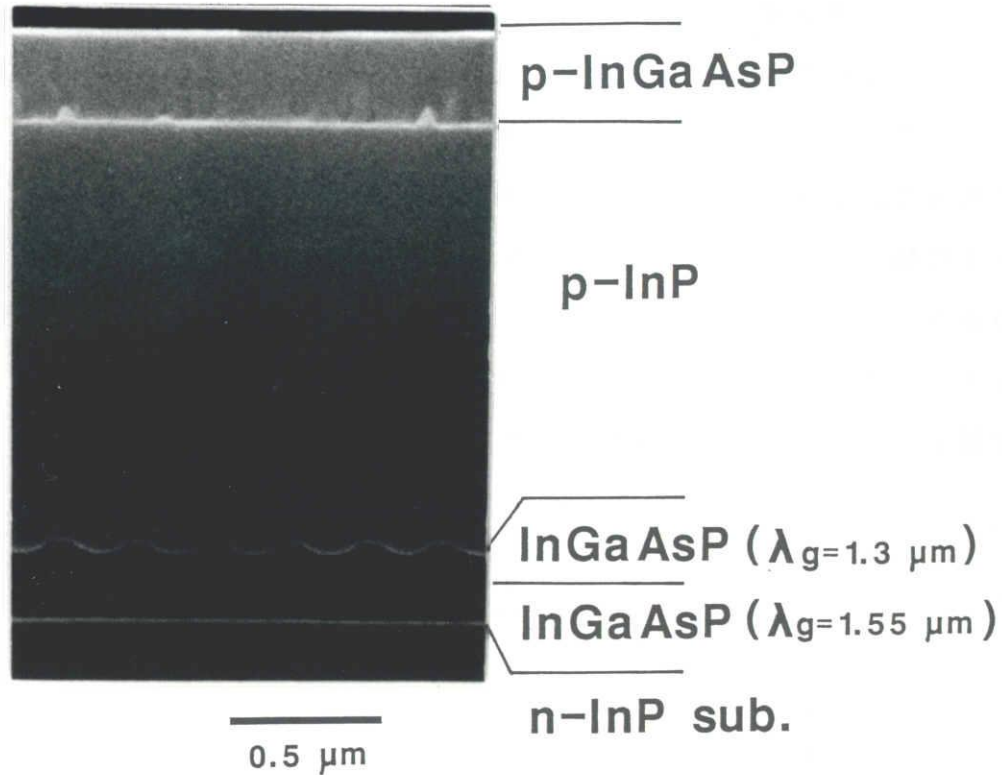
(c)において、S i O₂絶縁膜を R F マグネトロンスパッタ法により堆積する。この時、(b)のレジストは残しており、絶縁膜を堆積後リフトオフすることにより、キャップ層上のみ絶縁膜のない窓が自動的に形成される。これがセルフアライン法による電極窓形成であり、窓あけ工程を省略できるプロセスとなっている。マグネトロンスパッタ法により絶縁膜を堆積することにより、リッジの側壁部分にも低ダメージで絶縁層が形成される。通常、スパッタ膜は段差部を被覆しやすくリフトオフは困難であるが、(b)で示したサイドエッチによりレジストのオーバハングが形成されているため、リフトオフが可能となった。

(d)は、p および n 電極を形成した後のリッジレーザの外観図を示す。n - I n P 基板の裏面を研磨し、通常 8 0 μ m 程度に薄層化する。p 電極には A u Z n N i を用い、n 電極には A u G e N i を用い 4 2 0 ° C、2 0 秒のアニールによってオーミック接合を形成する。また、p 電極上に電解メッキ法により A u パッドを形成する。以上の工程を経たウェハをへき開し、通常 3 0 0 μ m 長のリッジレーザを作製する。

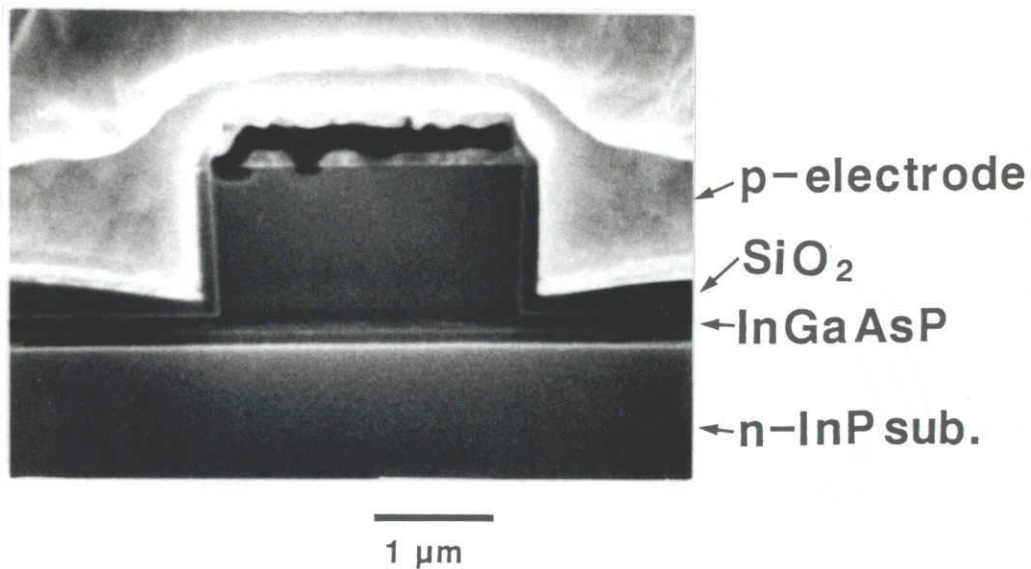
図 3 - 1 3 に、リッジレーザの S E M 写真を示す。(a)はリッジ方向に平行な

*) I n G a A s P 系の化学エッチング液については、p.104 付録 3 - 2 参照。

(1 $\bar{1}0$) 断面を見たものであり、回折格子が観察される。(b)は、リッジレーザの(110)端面である。リッジの側面が、ほぼ垂直になっていることがわかる。リッジの幅は、約3 μm である。SiO₂絶縁膜はリッジの周辺で膜厚が減少しているが、リッジ側壁を完全に被覆している。



(a) DHウェハの(1 $\bar{1}0$)断面。



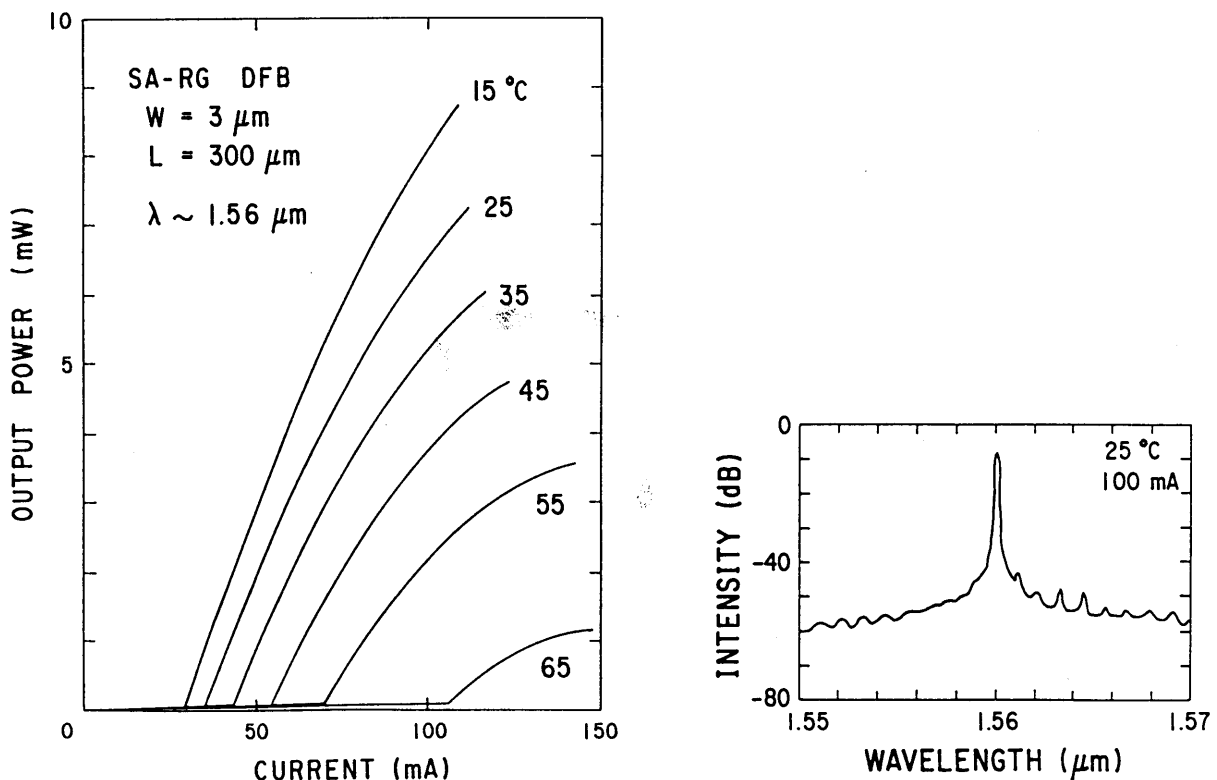
(b) リッジレーザ端面。

図3-13 リッジレーザのSEM写真。

3.3.3 リッジレーザ特性

セルフアライン法により作製されたリッジDFBレーザの基本的な特性について述べる。

リッジレーザをp電極が上面となるようにシリコンヒートシンクにマウントし、金リード線をボンディングして、CW測定した。図3-14(a)は、リッジ幅 $3\mu\text{m}$ 、共振器長 $300\mu\text{m}$ のリッジレーザの、温度を変化させたときの光出力-電流特性である。25°Cでのしきい値電流は36mA、外部微分量子効率片端面あたり16%であった。しきい値電流 I_{th} の温度依存性を $I_{th} \propto \exp(T/T_0)$ と表したときの特性温度 T_0 は、15°Cから45°Cの範囲で48Kであった。この値は、埋め込みレーザで得られている値とほぼ同等である。図3-14(b)は、100mAの電流を注入したときのスペクトルである。出力7mW以上まで単一モード発振しており、30dB以上のサイドモード抑圧比が得られている。



(a)異なる温度における光出力-電流特性.

(b)発振スペクトル.

図3-14 リッジDFBレーザ特性.

図3-15は、レーザのp-n接合面に平行な方向と垂直な方向における遠視野像（FFP：Far Field Pattern）である。単峰性のパタンが得られており、半値全幅は、水平方向で25度、垂直方向で50度である。これらの半値全幅は導波路構造に依存し、水平方向半値全幅は主にリッジ幅に依存し、垂直方向半値全幅は活性層厚およびガイド層厚に依存する。

図3-16は、リッジ幅を変化させたときの水平方向半値全幅を示す。半値全幅はリッジ幅が3 μ m近傍で低下し、その後ほぼ一定値をとる。図中の点線は計算値（ $\Delta n = 0.06$ として文献31の近似法によった）であり、実験値とほぼ一致している。リッジ幅が9 μ mまでは単峰性のパタンが得られたが、リッジ幅が11 μ mでは明らかな双峰性のパタンが得られた。これは図3-11で示した横1次モードの発振を意味しており、リッジ幅の増大にともない横1次モードと横基本モードとの光閉じ込め率の差がなくなることによる。

図3-17は、リッジ幅2 μ mと狭いリッジレーザの近視野像（NFP：Near Field Pattern）を赤外線テレビカメラで観察した写真である。スポットサイズはほぼリッジ幅に一致しており、発振モード光がリッジ部に強く閉じ込められていることがわかる。

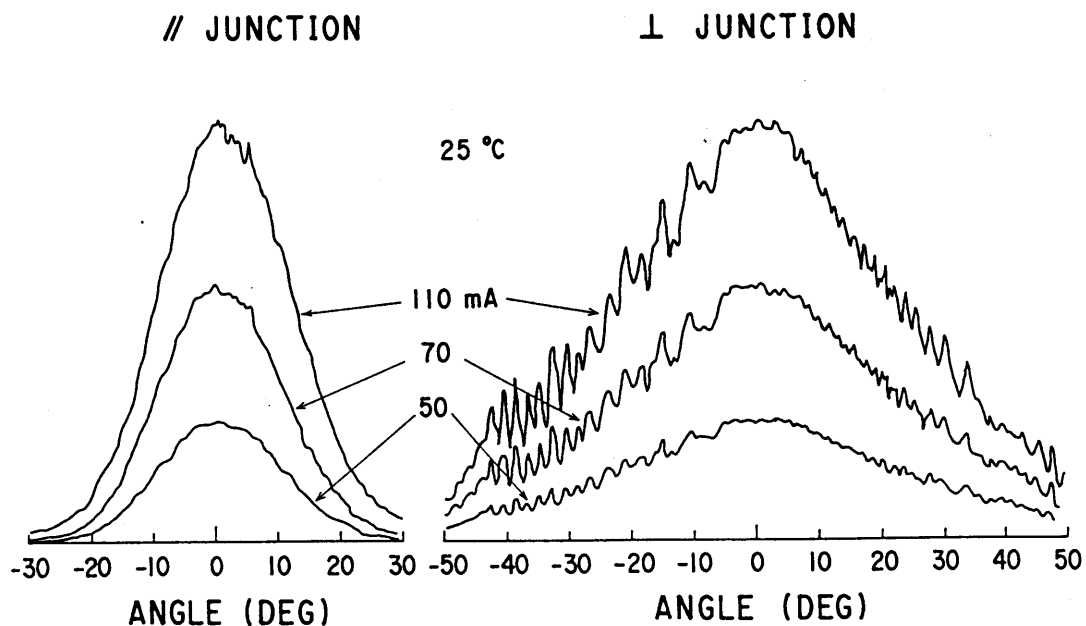


図3-15 リッジDFBレーザの遠視野像。

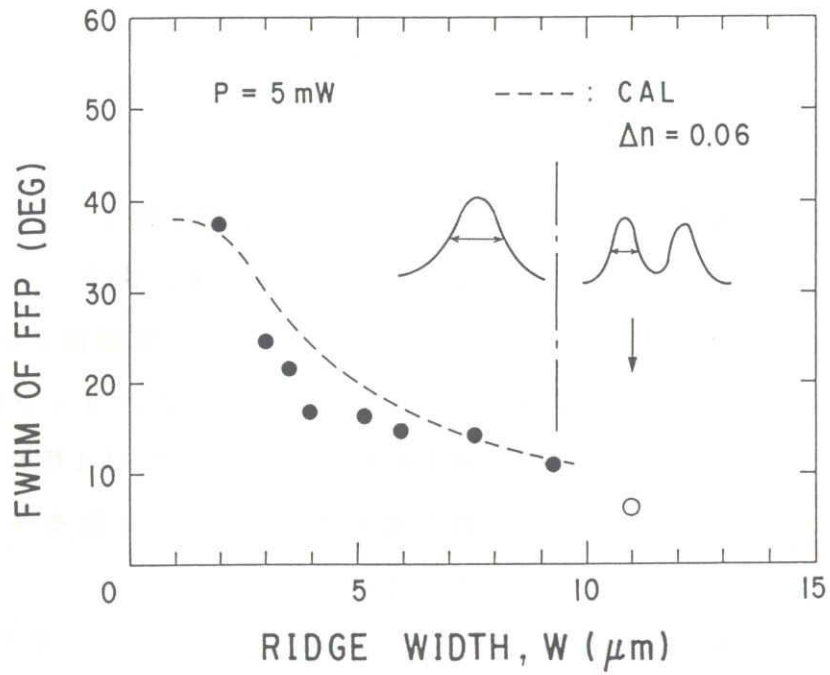


図 3 - 1 6 リッジ幅に対する p - n 接合に平行な方向での遠視野像の半値全幅。点線は計算値。

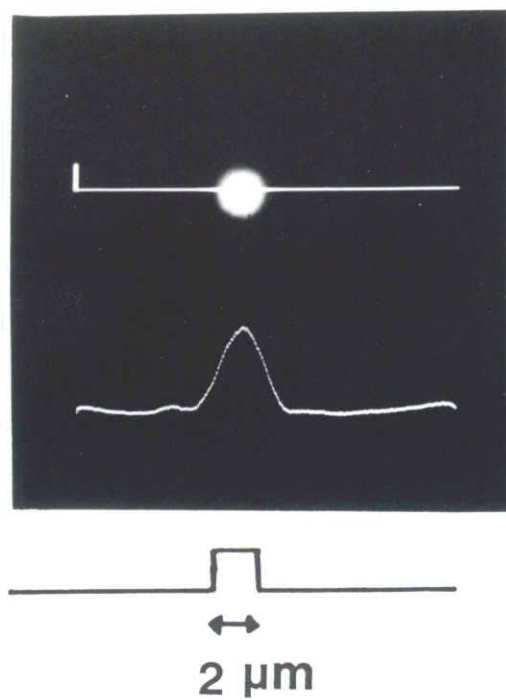


図 3 - 1 7 リッジレーザの近視野像。リッジ幅は $2 \mu\text{m}$ 。

3.3.4 しきい値電流のリッジ幅依存性

得られたリッジレーザのしきい値電流は30 mA程度であり、リッジレーザを応用する観点から、しきい値電流の低減が望まれる。

しきい値電流の決定要因解明のため、しきい値電流のリッジ幅依存性を検討する。図3-18に、リッジ幅を変えたときのしきい値電流を示す。リッジレーザは同一ウェハより作製した回折格子を有しないFPレーザであり、パルス測定によるしきい値電流を示している。しきい値電流は、リッジ幅の減少により低下している。ここで、点線はしきい値電流密度を 2.5 kA/cm^2 一定としたときのしきい値電流である。リッジ幅が $10 \mu\text{m}$ 以下と狭くなるのにもない、測定されたしきい値電流は、この直線より大きな方向にずれ、リッジ幅が $2 \mu\text{m}$ 程度に狭くなるとしきい値電流は、ほぼ一定となる傾向を示している。この要因として活性層中でのキャリアの横方向への拡散が考えらる。

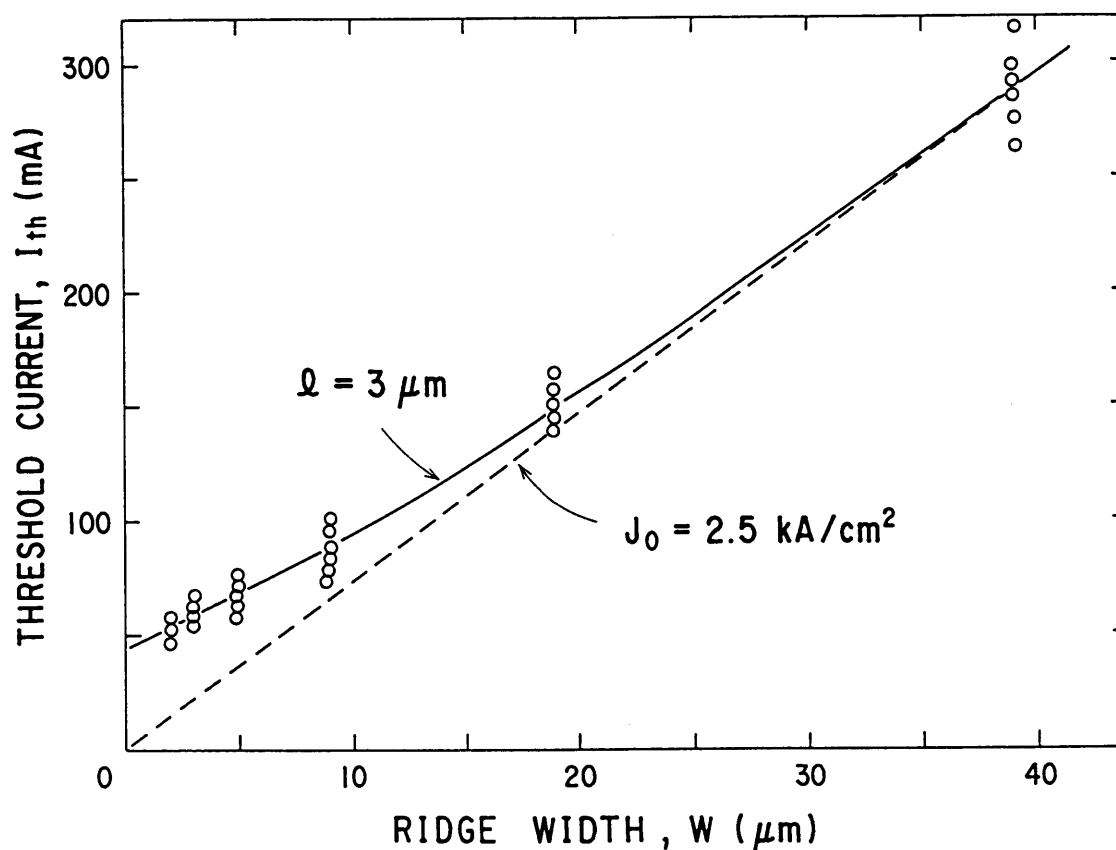


図3-18 リッジレーザのしきい値電流のリッジ幅依存性。

実線はキャリアの拡散を考慮した計算値（拡散長； $l = 3 \mu\text{m}$ ）。

リッジレーザにおいてはリッジ部へ光が強く閉じ込められることを計算および実験により示したが、活性層中でのキャリアの閉じ込めは活性層が横方向に一様に存在するという構造上の問題から、基本的に弱いものとなっている。このキャリア拡散を考慮したしきい値電流を、Hakkiによる解析³²⁾に基づき検討する。リッジレーザの端面において、リッジの中心を原点として横方向にx軸を設定し、 $-W/2 < x < W/2$ のリッジ領域に電流密度Jの電流を注入したとき、x方向のキャリア拡散を考える。このとき、キャリアの分布は、以下の1次元拡散方程式によって与えられる。

$$\frac{d^2 N}{dx^2} = \frac{N}{\ell^2} - \frac{J}{e D a} \quad (3-14)$$

$$\ell = (D \tau)^{1/2} \quad (3-15)$$

ここで、 ℓ はキャリアの拡散長であり、Dは拡散定数、eは素電荷、 τ はキャリア寿命をそれぞれ表す。拡散長 ℓ が活性層内において一定とすれば(3-14)式の解は以下のようなになる。

$-W/2 < x < W/2$ において

$$N = N_0 \{ 1 - \exp(-W/2 \ell) \cosh(x/\ell) \},$$

$x < -W/2$, $W/2 < x$ において

$$N = N_0 \exp(-x/\ell) \sinh(W/2 \ell) \quad (3-16)$$

ここで、 N_0 は拡散を無視したときの注入されたキャリア密度であり、 $N_0 = J \tau / (e d a)$ で与えられる。拡散効果により活性層におけるキャリア密度は、 $x = 0$ において $N_0 \{ 1 - \exp(-W/2 \ell) \}$ に減少する。レーザ発振に必要なしきい値キャリア密度が $x = 0$ においてある一定値となる条件から、しきい値電流 I_{th} は、

$$I_{th} = J_0 \frac{WL}{1 - \exp(-W/2\ell)} \quad (3-17)$$

で与えられる。ここで、 J_0 は拡散を無視したときのしきい値電流密度であり、実験的にはリッジ幅を拡散長 ℓ よりも充分大きくしたときのしきい値電流密度として求めることができる。図3-18において、 $J_0 = 2.5 \text{ k A c m}^{-2}$ として (3-17)式を実験値にフィッティングした結果が図中の実線である。この結果から、拡散長は $\ell = 3 \mu\text{m}$ と見積もられる。

拡散長は(3-15)式で与えられ、拡散定数 D は、

$$D = \mu kT/e \quad (3-18)$$

(μ : 電子移動度, k : ボルツマン定数, T : 温度) で与えられる。

ここで、電子移動度 μ およびキャリア寿命 τ のキャリア密度依存性を無視し、以下のパラメータ値、

$$\begin{aligned} \mu &= 5000 \text{ c m}^2 (\text{V s})^{-1}, \\ kT/e &= 0.0259 \text{ e V} \quad (T = 300 \text{ K}), \\ \tau &= 1 \times 10^{-9} \text{ s} \end{aligned}$$

を用いて、

$$\ell = 3.6 \mu\text{m}$$

の値を得る。この値は、図3-18の実験結果から見積もられた値にほぼ一致している。電子移動度 μ およびキャリア寿命 τ は、結晶品質に依存して変動する。

(キャリア寿命については第2章2.2節、2.3節でPL強度やレーザのしきい値電流密度との関連で述べた。) 一般に、結晶品質が良好であるとき μ や τ は増大しキャリア拡散長 ℓ も増大するため、キャリアの拡散を抑制することと相反する。

以上の結果から、リッジレーザにおいては、活性層中でのキャリアの横方向への拡散によって、しきい値電流の低減が制限されることが明らかとなった。リッジレーザのしきい値電流のリッジ幅依存性から、キャリアの拡散長は約 $3 \mu\text{m}$ と見積もられた。

3. 4 埋め込み構造 DFB レーザ

埋め込み (BH: Buried Heterostructure) レーザは、活性領域の周囲が、よりバンドギャップの広い材料 (InGaAsP系では InP) によって囲まれた構造となっている。このため、活性領域への強いキャリア閉じ込めが達成され、しきい値電流の低減が可能である。また、埋め込み層の屈折率が活性領域の屈折率より小さいため、活性領域への光閉じ込めが同時に達成される。

InGaAsP系の埋め込みレーザについては、これまでいくつかの異なる構造が報告されている³³⁾。それらは、活性領域を化学エッチングによりストライプ状にメサ加工し、LPE法で埋め込み成長するものである。InPの化学エッチング特性やLPEの特性を巧みに利用することにより、優れたレーザ特性が得られている。しかし、化学エッチング法では活性領域の幅の制御性が悪く、ウェハ内で高い均一性を得ることは困難である。また、LPE法による埋め込み成長では、大面積化が困難である。そこで、活性領域のメサ加工に、微細加工が可能なドライエッチング法を用いた新しい埋め込みレーザの作製法を開発した³⁴⁾。結晶成長は、すべて減圧MOVPE法によっている。

3. 4. 1 基本構造

図3-19に、MOVPE法による埋め込みレーザの模式図を示す。活性領域の両側にp-InPとn-InPよりなる電流ブロック層が埋め込み成長により形成されており、上部p電極より注入される正孔および下部n電極より注入される電子が、幅 $1\mu\text{m}$ 、膜厚 $0.1\mu\text{m}$ 程度の狭い活性層に閉じ込められる構造になっている。このため、リッジレーザにおいて問題となったキャリア拡散が抑制される。埋め込み層は、また、活性層に比べ屈折率の小さいInPであり、強い光閉じ込めが得られる。この埋め込み導波路の導波モードを決定する等価屈折率差 Δn は、図3-10で示したように、リッジレーザに比べ大きく $\Delta n = 0.1$ 程度となり、光閉じ込めがより強い構造となっている。このため、図3-11より、横1次モードが発生する活性領域幅はリッジレーザに比べ狭くなる。実験的には活性領域幅が $2 - 3\mu\text{m}$ で横高次モードの発生が報告されており³⁵⁾、活性領域幅を $1 - 1.5\mu\text{m}$ とする必要がある。

このように、埋め込みレーザでは、狭い活性領域を均一性良く形成する微細加工技術が要求される。そこで、活性領域のメサ加工にドライエッチング法を用いた。

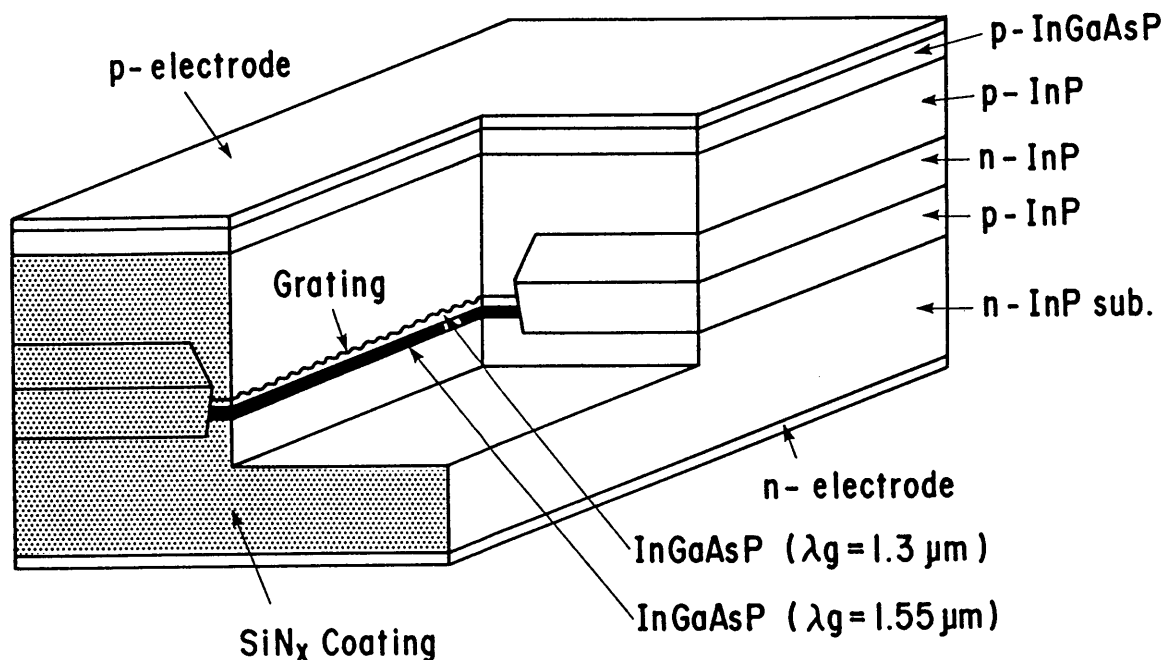


図 3 - 1 9 MOVPE法による埋め込みDFBレーザの模式図。

3.4.2 MOVPE法による作製法

図 3 - 2 0 は、MOVPE法による埋め込みレーザ作製工程を示しており、以下に、その工程を説明する。

- (1) リッジレーザと同様に n 型 InP 基板上に DH 活性領域を成長させる。
- (2) InGaAsP ガイド層上に 1 次の回折格子を形成する。
- (3) 回折格子上に 0.3 μm 厚の薄い p-InP クラッド層と 0.05 μm 厚の InGaAsP 層を成長させる。
- (4) TiO₂ 酸化膜をスパッタ成膜し、TiO₂ 膜を <110> 方向に幅 1 μm のストライプ状に加工する。TiO₂ 膜の加工は CF₄ と H₂ の混合ガスを用いた RIE による。次に、TiO₂ ストライプをマスクとして Cl₂ ガスを用いた RIE³⁶⁾

により，DHウェハをメサ加工する．メサ形成のためのRIE条件を表3-2に示す．TiO₂酸化膜はCl₂-RIEに対しほとんどエッチングされず，良好なエッチングマスクとなる．Cl₂-RIEではInPとInGaAsPの組成の違いによるエッチング速度差がほとんどなく，一様な鏡面のエッチング面が得られる．ただし，メサの断面形状は垂直な側面とはならずやや台形状（基板面との角度は74度）となる．

(5) メサを形成後，2段階の埋め込み成長をMOVPE法により行う．はじめにTiO₂ストライブをマスクとしてメサ両側にp-InP（Znドープ： $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ，0.7 μm厚）とn-InP（Seドープ： $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ，0.6 μm厚）からなる電流ブロック層を選択成長させる．

(6) 次に，TiO₂ストライブをHFエッチングにより除去し，薄いInGaAsP層を選択エッチングする．このInGaAsP層は，TiO₂のスパッタ成膜時のダメージを除去する役目をはたす．最後に，p-InPクラッド層およびp-InGaAsPキャップ層をウェハ全面に成長させ，平坦なレーザ構造を得る．

このようにして作製された埋め込みレーザウェハは，リッジレーザと同様な電極プロセスを経てへき開される．

図3-21に，作製された埋め込みレーザの端面のSEM写真を示す．図3-20(6)との対比から活性領域幅Wが1.5 μmとなっており，各埋め込み層が形成されていることがわかる．

表3-2 メサ形成条件．

エッチング法	Cl ₂ -RIE (100W, 室温)
ガス種, ガス圧	Cl ₂ , 0.5 Pa
エッチング速度	InP : 40 nm/min, InGaAsP : 44 nm/min
エッチングマスク	TiO ₂ (エッチング速度 : 1 nm/min)
メサのエッチング深さ	1.2 μm
メサ側面の基板面となす角度	74度

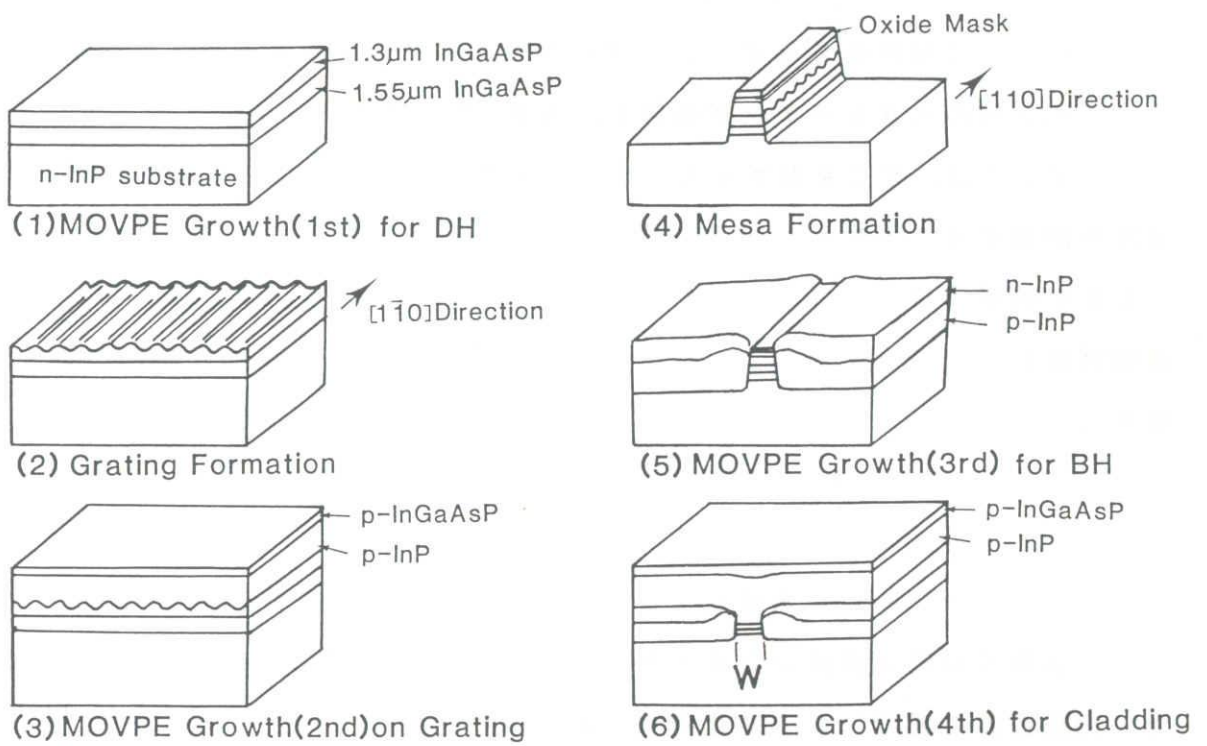


図 3 - 2 0 埋め込みレーザの作製工程。

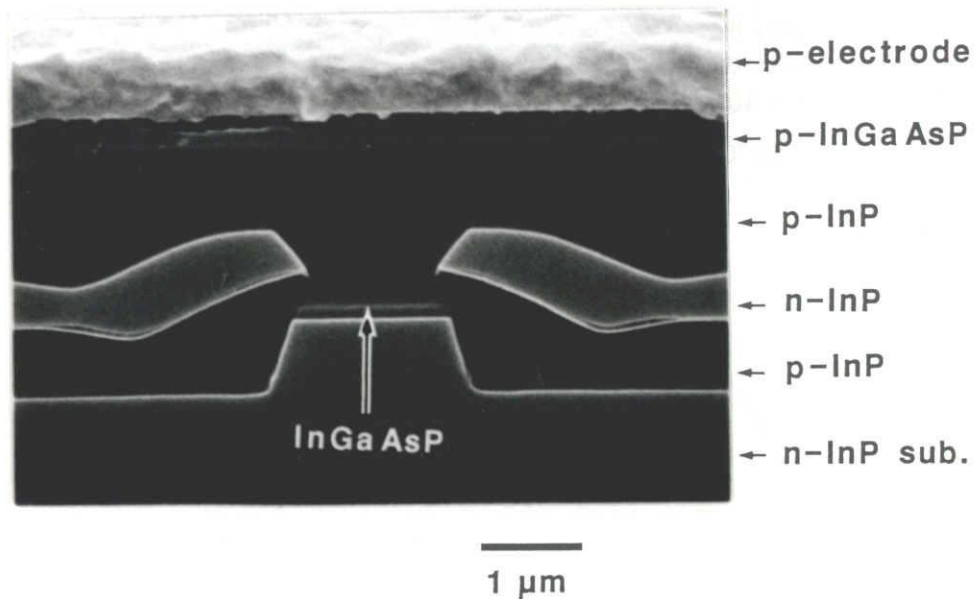


図 3 - 2 1 埋め込みレーザの端面の SEM 写真。
中央の InGaAsP は活性領域, $W = 1.5 \mu\text{m}$.

3.4.3 埋め込みレーザ特性

図3-22に、埋め込みDFBレーザの典型的な光出力-電流特性、発振スペクトル、および遠視野像を示す。レーザの共振器長は $400\mu\text{m}$ であり、前端面に反射率約3%のARコーティングを施し、AR-CL型DFBレーザとしている。ARコーティングは、ECR型プラズマCVD装置による SiN_x を成膜して行い³⁷⁾、膜厚を制御することにより所望の端面反射率を得ている。

しきい値電流は 18mA と低く、 22mW まで単一縦モード発振した。また、遠視野像における半値全幅は、水平方向で 37° 、垂直方向で 48° であった。垂直方向の遠視野像で波状の微細構造が見られるが、これはリッジレーザでも観察され(図3-15)、水平方向ではほとんど観察されないことから上部電極の影響と考えられる。

このレーザのしきい値電流および発振波長の温度依存性を、図3-23に示す。しきい値電流の特性温度は 25°C から 50°C の範囲で $T_0 = 53\text{K}$ であった。また、発振波長の温度による変化率は、 $d\lambda/dT = 0.85\text{\AA}/^\circ\text{C}$ であった。

これらの結果は、LPE法による埋め込みDFBレーザ³⁸⁾と同等であり、MOVPE法による埋め込みレーザにおいても優れた特性が得られることを示している。

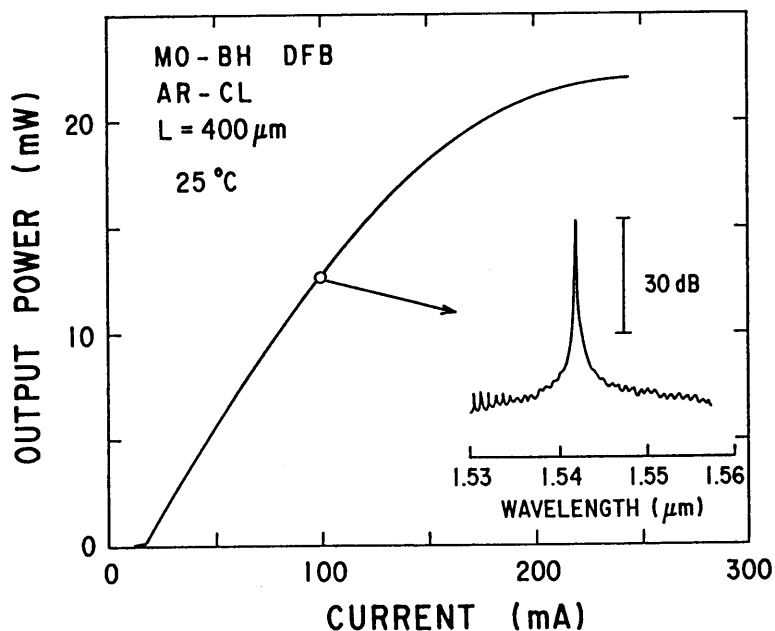


図3-22 (a) 埋め込みDFBレーザの光出力-電流特性とスペクトル。

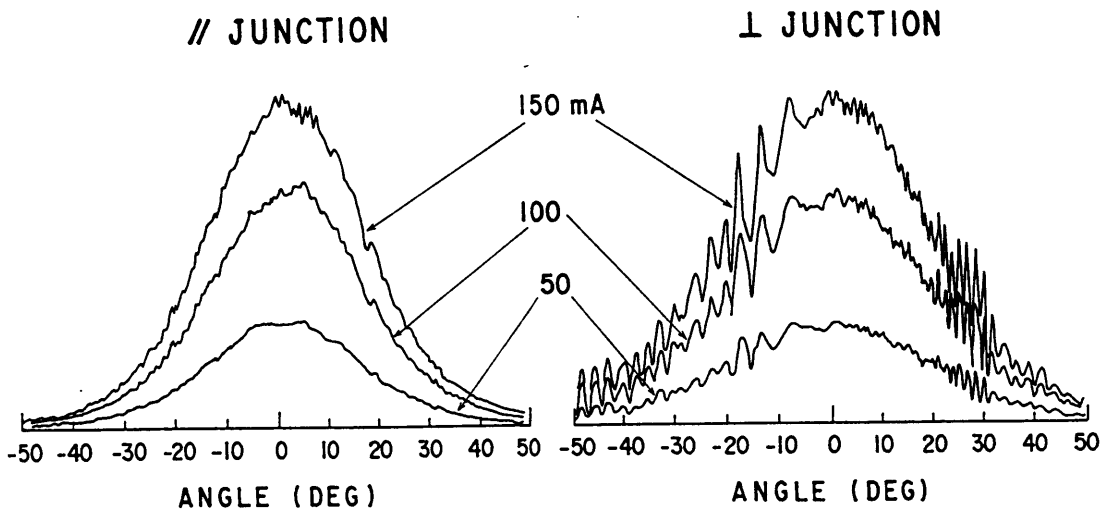


図 3 - 2 2 (b) 埋め込み D F B レーザの遠視野像.

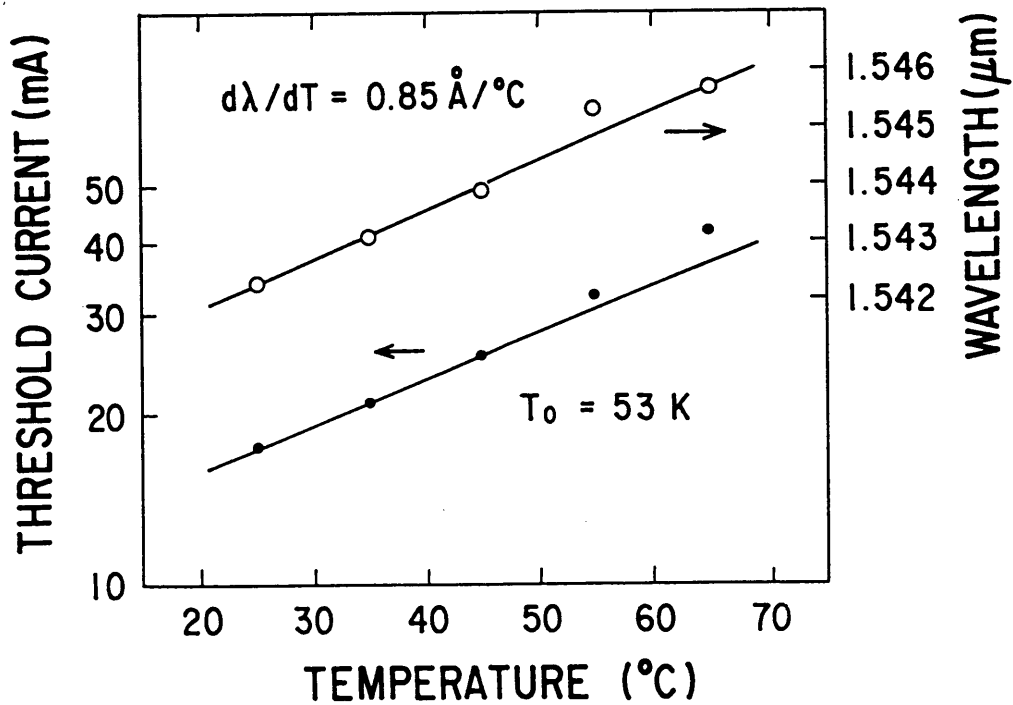


図 3 - 2 3 埋め込み D F B レーザのしきい値電流および発振波長の温度依存性.

ここで、3.3節において述べたリッジレーザと埋め込みレーザの特性を比較する。表3-3は、同一のDHウェハから作製されたリッジDFBレーザと埋め込みDFBレーザの特性を示している。これらの素子は、同一の回折格子形成工程を経て作製された共振器長 $300\mu\text{m}$ のCL-CL型DFBレーザである。埋め込みレーザのしきい値電流は、リッジレーザのしきい値電流の約 $1/3$ に低減されている。これは活性領域幅を反映している。埋め込みレーザでは、キャリア拡散によるしきい値電流密度上昇の問題がなく、活性領域を $1\mu\text{m}$ 程度に狭くすることにより低しきい値電流が得やすい。

埋め込みレーザの外部微分量子効率、リッジレーザの値よりもやや大きい値となっている。リッジレーザではリッジ部以外の横方向（図3-9のII）の活性層が損失領域となるため、効率がやや低下すると考えられる。

表3-3 リッジレーザと埋め込みレーザの特性比較。

これらの値は、それぞれ、 $300\mu\text{m}$ 長CL-CL型DFBレーザの20素子のパルス測定による平均値である。

	リッジレーザ	埋め込みレーザ
活性領域幅 (μm)	3.0	1.2
共振器長 (μm)	300	300
しきい値電流 (mA)	34.2	11.1
しきい値電流密度 (kAcm^{-2})	3.8	3.1
外部微分量子効率 (%) (前端面)	14.7	16.7

3.4.4 DFBレーザの強度変調特性

これまで述べたレーザ特性は、静的動作に関するものであった。レーザの時間応答に関する動的な特性は、レーザの動作原理を解明する上で重要であるばかりでなく、レーザの光通信への応用上も重要となる。通常の電流注入型半導体レーザでは、注入電流を変調することにより光出力の強度や周波数を変調する、いわゆる直接変調³⁹⁾が行われる。以下に、DFBレーザの強度変調において基本となる小信号応答特性について述べる。

図3-24に、DFBレーザの小信号応答特性の測定系を示す。DFBレーザにバイアス電流と振幅の十分小さな正弦波変調電流を加える。変調電流の周波数を変化させたときのレーザの光出力強度を、広帯域フォトダイオード（PD：Photodiode）により検出する。この出力をスペクトラムアナライザに入力し、変調成分を周波数に対して表示する。

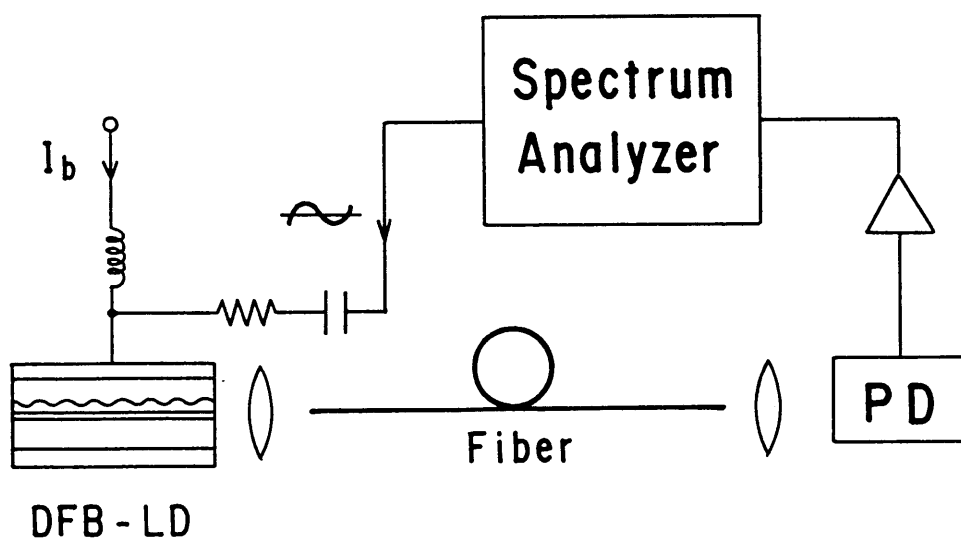


図3-24 DFBレーザの小信号応答特性の測定系。

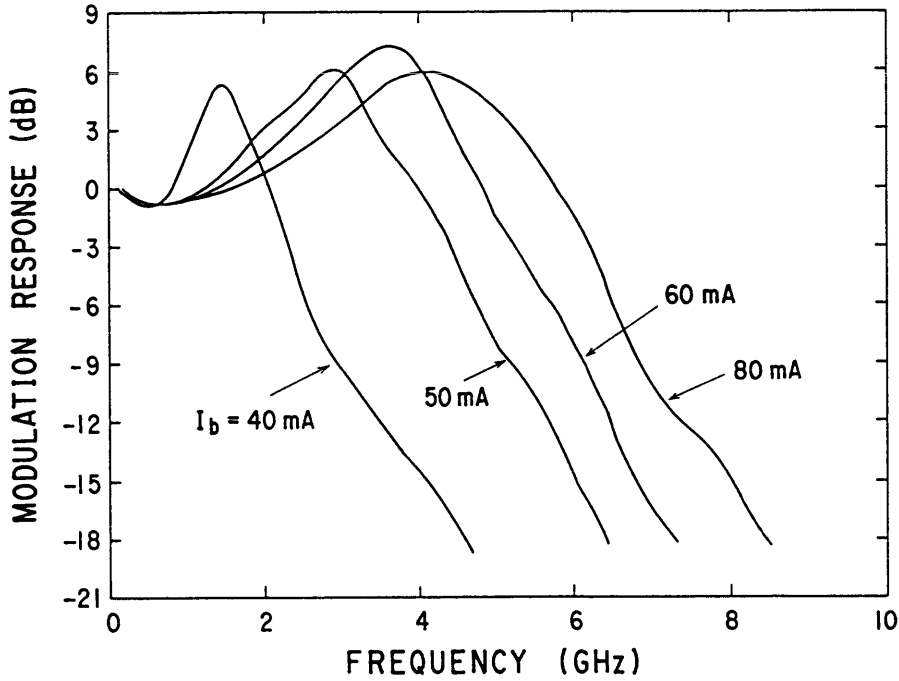


図 3 - 2 5 リッジ DFB レーザの小信号応答特性.

光出力-電流特性は, 図 3 - 1 4 参照.

図 3 - 2 5 は, 測定されたリッジ DFB レーザの小信号応答特性である. ここで, バイアス電流 I_b を変化させている. 各バイアスにおける変調応答は, 周波数が高くなるのにもとない増大し, 共振状ピークを経て急激に低下する傾向を示す. また, バイアス電流 I_b の増加にもとない共振状ピークは高周波側にシフトしている. このような現象はレイト方程式による解析により説明されている⁴⁰⁾. 変調応答特性が共振状ピークを示す現象はキャリアと光子の緩和振動によるものであり, 共振状ピーク周波数は次式の緩和振動周波数 f_R によって与えられる³⁹⁾.

$$f_R = \frac{1}{2\pi} \{ G_N (I_b - I_{th}) / e \}^{1/2} \quad (3 - 19)$$

$$G_N = \frac{\Gamma v_g}{V} \frac{\partial g}{\partial N} \quad (3 - 20)$$

ここで, G_N は実効的な微分利得であり, v_g は光子の群速度, V は活性層の共振

器体積である。式(3-19)はバイアス電流の増加にともない緩和振動周波数が増大することを意味しており、実験結果と一致している。式(3-20)は、緩和振動周波数を増大するためには微分利得($\partial g / \partial N$)を増大することが有効であることを示している。このため、図3-5で示したデチューニングによる微分利得の増大が有効となる。

DFBレーザの光ファイバ通信への応用では、レーザの変調応答帯域は伝送速度を制限するため、その広帯域化が重要となる。通常、低周波での応答に対して応答が半減する(3dBダウン)周波数により変調帯域が評価される。図3-25の実験結果から、このリッジDFBレーザは、バイアス電流80mAにおいて6GHzの強度変調帯域をもつことがわかる。バイアス電流を80mA以上にしたとき、変調応答帯域はほとんど変化しなかった。これは、レーザの実装法に關係して、6GHz以上の高周波電流が有効にレーザに注入されないためと考えられる。

3.4.5 埋め込みレーザの高速化

埋め込みDFBレーザの強度変調応答特性では、その素子構造によって変調帯域が制限される。図3-26は、埋め込みレーザの断面構造と等価回路を示している。埋め込み層にp-n接合を用いているため浮遊容量が生じ、変調周波数の増大にともない、電流が活性領域外に漏れる現象が起きる。漏れ電流の経路としては、電極パッド部(1)、埋め込み部(2, 3)が考えられるが、浮遊容量の大きさから3の経路が支配的である。図3-26に示す簡単化された等価回路を用いて、レーザ活性領域に注入される電流Iと漏れ電流I'をもとめ活性層に供給される電力が半減する周波数 f_{RC} をもとめると、

$$f_{RC} = \frac{1}{2\pi R_{LD}C} \quad (3-21)$$

となる。ただし、 R_{LD} はレーザの電気抵抗である。共振器長300 μ m、埋め込み層の横幅 W_{BH} が300 μ mの通常の埋め込みレーザでは、測定された電気抵抗 R_{LD} は5 Ω 程度であるが容量Cは100pF以上であり、 f_{RC} は式(3-21)から0.3GHz以下と低い値になる。一方、図3-25に示したリッジレーザの小信

号応答特性では， $R_{LD} = 5 \Omega$ ， $C = 7 \text{ pF}$ の値が測定され， $f_{RC} = 4.5 \text{ GHz}$ である．しかし，変調帯域がこの値より大きくなっているのは，図から明らかなように，緩和振動による変調応答の増大効果があるためである．リッジレーザでは埋め込み層が存在しないため，浮遊容量が小さく高速動作が得られやすい．

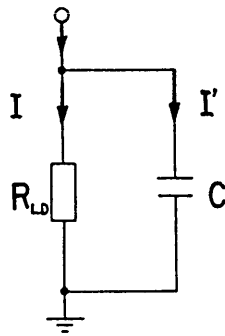
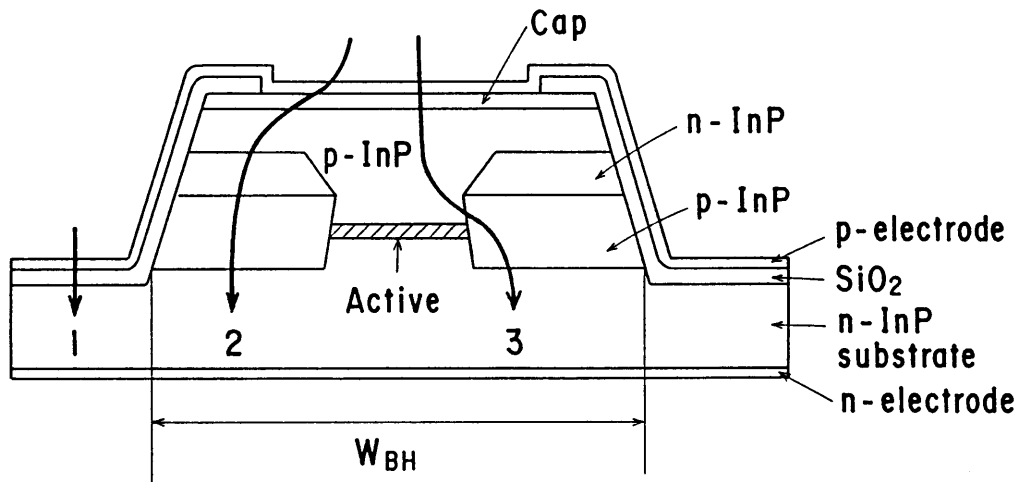


図 3 - 2 6 埋め込みレーザにおける漏れ電流の経路と等価回路．

このように，埋め込みレーザの高速化を図るためには，埋め込み部分の浮遊容量を低減することが重要となる．そこで，図 3 - 2 6 における埋め込みレーザの横幅 W_{BH} を狭くすることにより，埋め込み層の浮遊容量を低減する．そのため，埋め込み成長後のウェハ（図 3 - 2 0 (6)）を，活性領域を残してメサ状に加工する．加工には Ar イオンエッチング法を用いた．このエッチングにより幅 W_{BH} の領域外の埋め込み層は完全に除去され基板面が露出する構造となる．その後， SiO_2 絶

縁膜でレーザ上部を被膜し，p電極用窓を CF_4 と H_2 の混合ガスのRIEにより形成した。

図3-27は，メサ状に加工された埋め込みレーザの容量の測定値をメサ幅（埋め込み層の横幅 W_{BH} ）に対し示したものである（容量は，LCR meter:YHP 4275Aにより測定した）。メサ幅の低減にともない直線的に容量が低下している。この直線の傾きから，埋め込み層の容量は $1 \times 300 \mu m^2$ の面積あたり $0.66 pF$ となる。図3-26で3の経路におけるp-n接合（n-InP基板とp-InP埋め込み層）の空乏層容量を文献41より概算すると， $1 \times 300 \mu m^2$ の面積あたり $0.62 pF$ となり，実験結果と良く一致する。 $W_{BH} = 0$ に外挿して求められる容量（ $2 pF$ ）は，電極パッド部分の容量と考えられる。

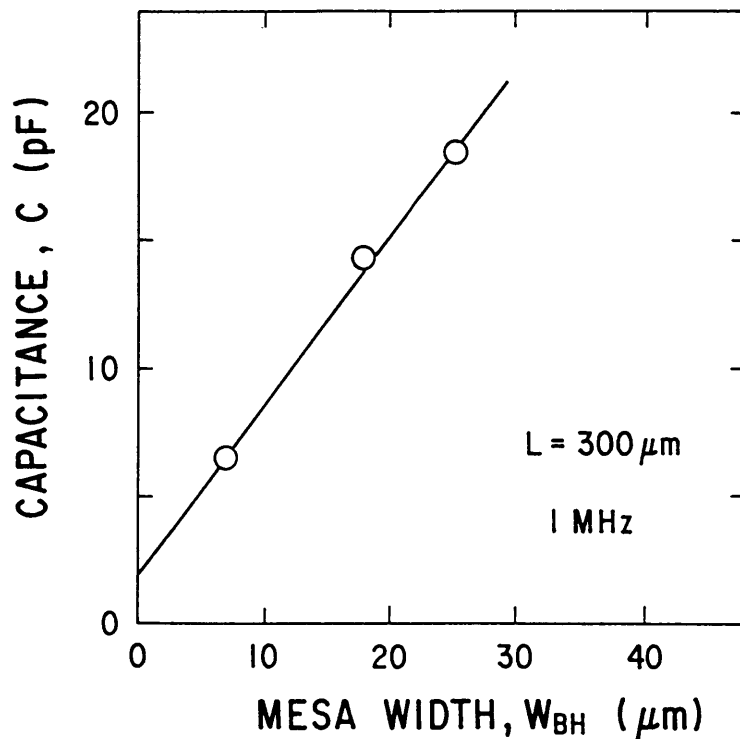


図3-27 埋め込みレーザの容量のメサ幅依存性。レーザの共振器長は $300 \mu m$ ，容量は $1 MHz$ において測定。

図3-28は、異なるメサ幅を有する2素子の埋め込みDFBレーザ ($L = 300 \mu\text{m}$) の小信号応答特性を示す。バイアス条件は、光出力が5 mWになるように設定されている。メサ幅100 μm の素子は容量が約60 pFであるのに対し、メサ幅を7 μm と狭くすることにより容量が6 pFに低減された。その結果、400 MHzから10 GHz程度に変調帯域が拡大されている。

このように、埋め込みレーザにおいて埋め込み部分の浮遊容量を除去することによる高速化が実験的に確認された。

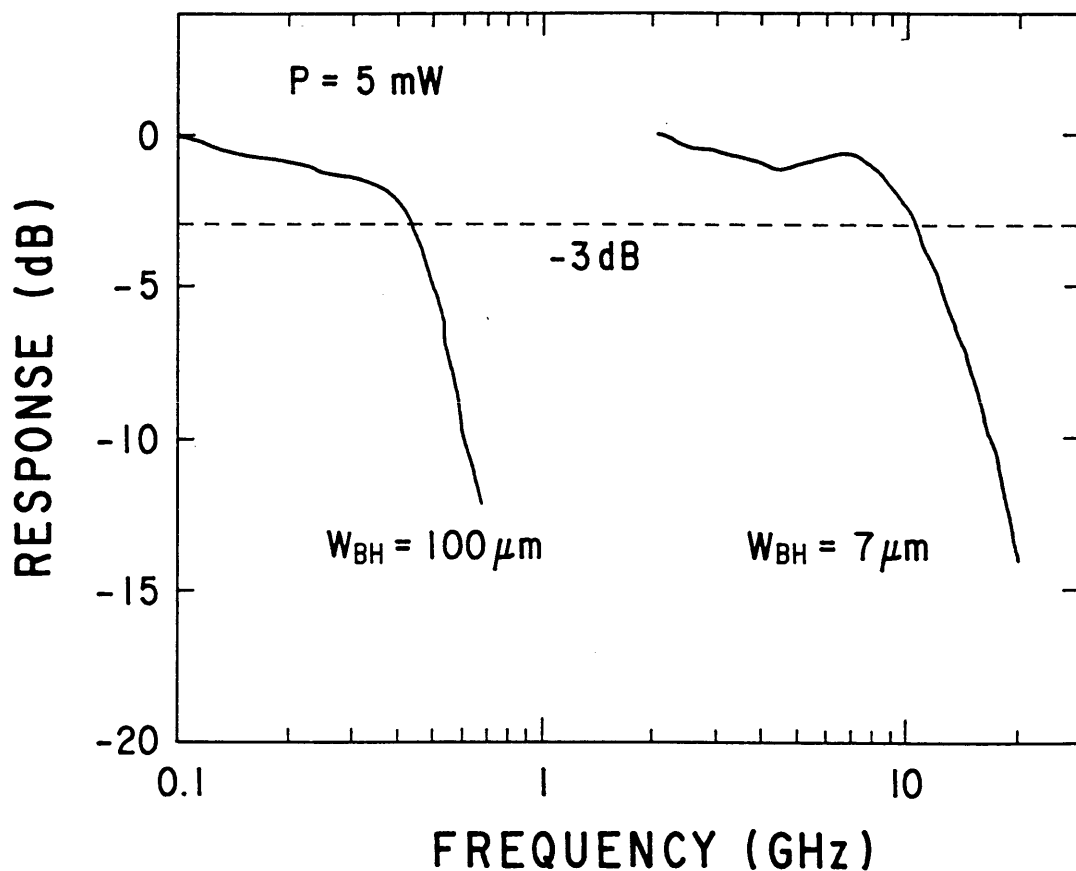


図3-28 メサ幅の異なる埋め込みDFBレーザの小信号応答特性。
バイアス条件は光出力が5 mWとなるように設定。

3. 5 まとめ

光通信の高速化，長距離化のため，安定に単一縦モード発振するレーザ光源が求められている．その有力な候補として，基本横モードで単一縦モード発振するDFBレーザの素子設計法ならびに作製法について述べた．

DFBレーザにおいて重要となる結合定数の設計法を概説した．結合定数とレーザ構造パラメータとの関係を明らかにし，結合定数が回折格子高さにほぼ比例して増加することを実験的に示した．また，デチューニングを考慮して，活性層のもつ利得分布に対する発振波長の設計法を明らかにした．

MOVPE法による結晶を用いたレーザ構造として，リッジ導波路レーザおよび埋め込みレーザをとりあげ，レーザの低しきい値化・高出力化・高速化の点からレーザ構造および作製法を検討した．

等価屈折率法を用いて，これらのレーザの横モードを解析し，横基本モード発振するための活性領域幅を概算した．

セルフアライン法による簡便なリッジ導波路レーザの作製法を開発した．キャリア拡散効果を考慮し，リッジレーザにおけるしきい値電流のリッジ幅依存性を解析した．しきい値電流のリッジ幅依存性から，活性層におけるキャリアの拡散長は， $3\ \mu\text{m}$ と見積もられた．これらの結果から，リッジ導波路レーザでは，活性層内におけるキャリアの拡散により，しきい値電流の低減に限界があることを示した．

MOVPE法による埋め込みレーザの作製法について述べた．埋め込みレーザでは，横基本モード発振を得るため活性領域を $1\ \mu\text{m}$ 程度に狭くメサ加工する必要がある．活性領域幅の均一性を向上させるため， Cl_2 ガスを用いたRIE法を導入した．その結果， $20\ \text{mA}$ 以下の低しきい値電流， $20\ \text{mW}$ 以上の高出力，埋め込みレーザ特性を得た．

これらのレーザの強度変調特性を評価した．埋め込みレーザでは，埋め込み部分の浮遊容量を除去することが重要であり，埋め込み層をメサ状に加工し，メサ幅の減少による容量の低減を実験的に確認した．また，メサ幅を $7\ \mu\text{m}$ 程度に狭くしたDFBレーザを作製し，変調周波数帯域として $10\ \text{GHz}$ 近傍まで高速化できることを実験的に示した．

付録3-1 ストップバンド幅と結合定数

D F B レーザは、ストップバンドを有する特異な発振スペクトルを示す。D F B レーザの結合定数 κ は、発振スペクトルに現れるストップバンド幅を測定することにより間接的に求めることができる。図 A 3-1 に、結合波理論⁷⁾に基づき計算されたストップバンド幅と結合定数の関係を示す。

ここで、横軸は規格化されたストップバンド幅 $(\Delta \beta L)_{sB}$ であり、縦軸は規格化された結合定数 κL である ($\Delta \beta$ は伝搬定数の Bragg 条件からのずれを表し、 L は共振器長である)。2 本の実線は両端面 A R コーティングされた均一回折格子型 D F B レーザに対する結果⁴²⁾と $\lambda/4$ シフト D F B レーザに対する結果¹⁴⁾である。

図中に示すように、実験的に測定される量は、しきい値近傍の発振スペクトルにおける -1 モード (λ_{-1}) と $+1$ モード (λ_{+1}) の波長間隔 $\Delta \lambda_{sB}$ である：

$$\Delta \lambda_{sB} = \lambda_{-1} - \lambda_{+1} \quad (\text{A 3-1})$$

$(\Delta \beta L)_{sB}$ と $\Delta \lambda_{sB}$ の関係は近似的に、

$$(\Delta \beta L)_{sB} = \pi \frac{\Delta \lambda_{sB}}{\Delta \lambda_{FP}} \quad (\text{A 3-2})$$

と表すことができる¹³⁾。ここで、 $\Delta \lambda_{FP}$ は Bragg 波長近傍での Fabry-Perot モードの波長間隔であり、D F B レーザと同一の層構成で回折格子のない F P レーザのスペクトルを測定することにより求められる。

実際に測定されたストップバンドを示すスペクトルは、 $\lambda/4$ シフト D F B レーザの場合について第 5 章の図 5-7 に掲載した。

ストップバンド幅の測定から結合定数を求める方法は簡便であるが、両端面の A R コーティングが不十分で残留反射率があるとき誤差が生じることが指摘されている⁴³⁾。

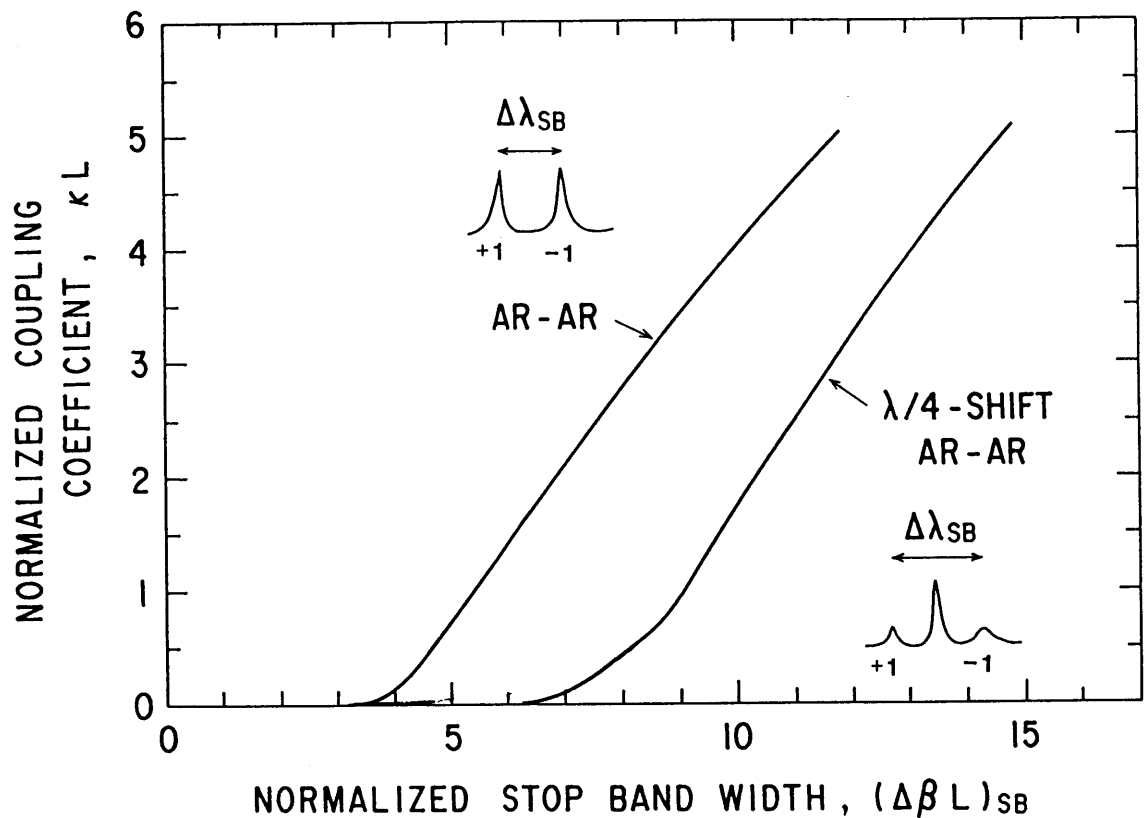


図 A 3 - 1 規格化されたストップバンド幅と規格化された結合定数の関係。
 2本の実線は両端面ARコーティングされた均一回折格子型DFBレーザに対する計算結果（文献42）と $\lambda/4$ シフトDFBレーザに対する計算結果（文献14）である。

付録3-2 InGaAsP系化学エッチング液

レーザ作製において、InPおよびInGaAsPの加工によく用いられる化学エッチング液を、表A3-1に示した。幅40μmで400μm間隔に並んだストライプ状レジスト（AZ系ポジレジスト）をマスクとしてエッチングし、エッチングされた段差を測定してエッチング速度を求めた。エッチングは室温（約22℃）で行われた。これらのエッチング液については主に文献44を参照した。

表A3-1 InPおよびInGaAsPの化学エッチング液。

エッチング液と 体積混合比	エッチング速度 (μm/min)	備考
<u>選択性がほとんどないもの</u>		
1HBr:1CH ₃ COOH:1K ₂ Cr ₂ O ₇ * ¹⁾	1.5	攪拌なし
2SBW* ²⁾ :15H ₂ O:1H ₃ PO ₄	0.25 (1.55Q* ³⁾), 0.35 (InP)	攪拌あり
<u>InPのみエッチングされるもの</u>		
1HCl:1H ₃ PO ₄	2.4	エッチビット発生
1HBr:1H ₃ PO ₄	1.8	エッチビット発生
1HBr:3CH ₃ COOH	1.0	エッチビット発生
<u>InGaAsPのみエッチングされるもの</u>		
3H ₂ SO ₄ :1H ₂ O ₂ :1H ₂ O	3.6 (1.55Q), 0.70 (1.3Q* ⁴⁾)	
1H ₂ SO ₄ :10H ₂ O ₂ :120H ₂ O	0.37 (1.55Q), 0.10 (1.3Q)	
1HF:2H ₂ O:3HNO ₃	2 (1.55Q), 1 (1.3Q)	

*1) 重クロム酸カリウムの飽和水溶液（文献44）。

*2) SBW:Saturated Bromine Water（飽和ブロム水溶液）（文献45）。

*3) 1.55μm組成InGaAsP。

*4) 1.3μm組成InGaAsP。

参考文献

- 1) Y. Okuno, K. Nakagawa, and T. Ito, "Laser mode partition noise evaluation for optical fiber transmission," IEEE Trans. Commun., COM-28(2), pp.238-243(1980).
- 2) "特集 超大容量光伝送 (F-1.6G) 方式," NTT研究实用化報告, 36(2), pp.153-204(1987).
- 3) K. Hagimoto, S. Nishi, and K. Nakagawa, "An optical bit-rate flexible transmission system with 5-Tb/s·km capacity employing multiple in-line erbium doped fiber amplifiers," J. Lightwave Technol., 8(9), pp.1387-1395(Sep.1990).
- 4) K. Nosu and K. Iwashita, "A consideration of factors affecting future coherent lightwave communication systems," J. Lightwave Technol., 6(5), pp.686-694 (May 1988).
- 5) K. Sato, F. Kano, and Y. Kondo, "Self-aligned ridge-waveguide DFB lasers emitting at 1.55 μ m: Ridge-width dependence," Jpn. J. Appl. Phys., 29(10), pp.1946-1950 (Oct.1990).
- 6) S. Wang, "Principles of distributed feedback and distributed Bragg-reflector lasers," IEEE J. Quantum Electron., QE-10(4), pp.413-427(Apr.1974).
- 7) H. Kogelnik and C. V. Shank, "Coupled-wave theory of distributed feedback lasers" J. Appl. Phys., 43(5), pp.2327-2335(May 1972).
- 8) W. Streifer, R. D. Burnkum, and D. R. Scifres, "Effect of external reflectors on longitudinal modes of distributed feedback lasers," IEEE J. Quantum Electron., QE-11(4), pp.154-161(Apr.1975).
- 9) H. Haus and C. V. Shank, "Antisymmetric taper of distributed feedback lasers," IEEE J. Quantum Electron., QE-12(9), pp.532-539(Sep.1976).
- 10) T. Matsuoka, H. Nagai, Y. Noguchi, Y. Suzuki, and Y. Kawaguchi, "Effect of the grating phase at the cleaved facet on DFB laser properties," Jpn. J. Appl. Phys., 23(3), pp.L138-L140(Mar.1984).
- 11) K. Sekartedjo, N. Eda, K. Furuya, Y. Suematsu, F. Koyama, and T. Tanbun -Ek, "1.5 μ m phase-shifted DFB lasers for single-mode operation," Electron. Lett., 20(2), pp.80-81(Jan.1984).
- 12) W. Streifer, D. R. Scifres, and R. D. Burnham, "Coupling coefficient for distributed feedback single- and double-heterostructure diode lasers," IEEE J. Quantum Electron., QE-11(11), pp.867-873(Nov.1975).
- 13) Y. Itaya, T. Matsuoka, K. Kuroiwa, and T. Ikegami, "Longitudinal mode behaviors of 1.5 μ m range GaInAsP/InP Distributed feedback lasers," IEEE J. Quantum Electron., QE-20(3), pp.230-235(Mar.1984).
- 14) K. Utaka, S. Akiba, K. Sakai, and Y. Matsushima, "Analysis of quarter-wave-shifted DFB laser," Electron. Lett., 20(8), pp.326-327(Apr.1984).
- 15) T. Ikegami, "Reflectivity of mode at facet and oscillation mode in double-heterostructure injection lasers," IEEE J. Quantum Electron., QE-8(6),

pp. 470-476 (June 1972).

- 16) G. P. Agrawal and N. K. Dutta, "Long-Wavelength Semiconductor Lasers," p. 313, New York: Van Nostrand Reinhold Company, 1986.
- 17) H. Soda, Y. Kotaki, H. Sudo, H. Ishikawa, S. Yamakoshi, and H. Imai, "Stability in single longitudinal mode operation in GaInAsP/InP phase-adjusted DFB lasers," IEEE J. Quantum Electron., **QE-23**(6), pp. 804-814 (June 1987).
- 18) A. Yariv and M. Nakamura, "Periodic structures for integrated optics," IEEE J. Quantum Electron., **QE-13**(4), pp. 233-253 (Apr. 1977).
- 19) K. Sakai, K. Utaka, S. Akiba, and Y. Matsushima, "1.5 μ m range InGaAsP/InP distributed feedback lasers," IEEE J. Quantum Electron., **QE-18**(8), pp. 1272-1277 (Aug. 1982).
- 20) G. P. Agrawal and N. K. Dutta, "Long-Wavelength Semiconductor Lasers," p. 306, New York: Van Nostrand Reinhold Company, 1986.
- 21) J. Buus, "The effective index method and its application to semiconductor lasers," IEEE J. Quantum Electron., **QE-18**(7), pp. 1083-1089 (July 1982).
- 22) K. Kamite, H. Sudo, M. Yano, H. Ishikawa, and H. Imai, "Ultra-high speed InGaAsP/InP DFB lasers emitting at 1.3 μ m wavelength," IEEE J. Quantum Electron., **QE-23**(6), pp. 1054-1058 (June 1987).
- 23) T. Matsuoka, "Temperature range for DFB mode oscillation in 1.5 μ m InGaAsP/InP DFB lasers," Jpn. J. Appl. Phys., **25**(8), pp. 1206-1210 (Aug. 1986).
- 24) M. Asada and Y. Suematsu, "Density-matrix theory of semiconductor lasers with relaxation broadening model-Gain and gain suppression in semiconductor lasers" IEEE J. Quantum Electron., **QE-21**(5), pp. 434-442 (May 1985).
- 25) M. Fukuda and G. Iwane, "Degradation of active region in InGaAsP/InP buried heterostructure lasers," J. Appl. Phys., **58**(8), pp. 2932-2936 (Oct. 1985).
- 26) H. Takeuchi, K. Kasaya, Y. Kondo, H. Yasaka, K. Oe, and Y. Imamura, "Monolithic integrated coherent receiver on InP substrate," IEEE Photonics Technol. Lett., **1**(11), pp. 398-400 (Nov. 1989).
- 27) I. P. Kaminow, L. W. Stulz, J. S. Ko, A. G. Dentai, R. E. Naholy, J. C. de Winter, and R. L. Hartman, "Low-threshold InGaAsP/InP ridge waveguide lasers at 1.3 μ m wavelength," IEEE J. Quantum Electron., **QE-19**(8), pp. 1312-1318 (Aug. 1983).
- 28) M. Amann and B. Stegmuller, "Low-threshold metal-clad ridge-waveguide (MCRW) lasers for 1.3 μ m wavelength," Jpn. J. Appl. Phys., **25**(2), pp. L228-L230 (Feb. 1986).
- 29) H. Temkin, R. A. Logan, N. A. Olsson, C. H. Henry, G. J. Dolan, R. F. Kazarinov, and L. F. Johnson, "InGaAsP/InP ridge waveguide distributed feedback lasers operating near 1.55 μ m," J. Lightwave Technol., **LT-4**(5), pp. 520-529 (May 1986).
- 30) 末松安晴編著, "半導体レーザと光集積回路," pp. 70-71, オーム社, 1984.
- 31) W. P. Dumke, "The angular beam divergence in double-hetero junction lasers with very thin active regions," IEEE J. Quantum Electron., **QE-11**(7), pp. 400-402 (July 1975).

- 32) B. W. Hakki, "Carrier and gain spatial profiles in GaAs stripe geometry lasers," J. Appl. Phys., **44**(11), pp. 5021-5028 (Nov. 1973).
- 33) 例えば, 末松安晴編著, "半導体レーザと光集積回路," 10章, オーム社, 1984.
- 34) Y. Kondo, K. Sato, M. Nakao, M. Fukuda, and K. Oe, "Extremely narrow linewidth (~ 1 MHz) and high-power DFB lasers grown by MOVPE," Electron. Lett., **25**(3), pp. 175-176 (Feb. 1989).
- 35) K. Kobayashi and I. Mito, "High light output-power single-longitudinal-mode semiconductor laser diodes," J. Lightwave Technol., **LT-3**(6), pp. 1202-1210 (Dec. 1985).
- 36) H. Saito and Y. Noguchi, "InGaAsP/InP etched mirror lasers fabricated by inclined RIE," Jpn. J. Appl. Phys., **28**(10), pp. 1836-1842 (Oct. 1989).
- 37) K. Wakita and S. Matsuo, "Small surface damage facet coating on InGaAsP/InP laser by ECR plasma deposition," Jpn. J. Appl. Phys., **23**(8), pp. L556-558 (Aug. 1984).
- 38) H. Nagai, T. Matsuoka, Y. Noguchi, Y. Suzuki, and Y. Yoshikuni, "InGaAsP/InP distributed feedback buried heterostructure lasers with both facets cleaved structure," IEEE J. Quantum Electron., **QE-22**(3), pp. 450-457 (Mar. 1987).
- 39) 例えば, G. P. Agrawal and N. K. Dutta, "Long-Wavelength Semiconductor Lasers," Chapter 6, New York: Van Nostrand Reinhold Company, 1986.
- 40) T. Ikegami and Y. Suematsu, "Resonance-like characteristics of the direct modulation of a junction laser," Proc. IEEE (Lett.), **55**, pp. 122-123 (Jan. 1967).
- 41) S. M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices," 2nd edition, p. 79, John Wiley & Sons, 1981.
- 42) Y. Itaya, K. Wakita, G. Motosugi, and T. Ikegami, "Phase control by coating in $1.5 \mu\text{m}$ distributed feedback lasers," IEEE J. Quantum Electron., **QE-21**(6), pp. 527-533 (June 1985).
- 43) 木下順一, 松本研司, 白石和則, " $1.55 \mu\text{m}$ 帯波長DFBレーザの結合定数の評価," 信学会全大 866, p. 4-28 (1986).
- 44) S. Adachi, Y. Noguchi, and H. Kawaguchi, "Chemical etching of InGaAsP/InP DH wafer," J. Electrochem. Soc., **129**(5), pp. 1053-1062 (May 1982).
- 45) T. Saitoh, O. Mikami, and H. Nakagome, "New chemical etching solution for InP and GaInAsP gratings," Electron. Lett., **18**(10), pp. 408-409 (May 1982).

第4章 コヒーレント光伝送用 DFBレーザ

4.1 まえがき

現在実用化されている光通信システムは、そのほとんどが強度変調－直接検波方式を採用している。これに対し、光の持つ周波数や位相を通信の媒体として用いる新しい方式が、通信の長距離化や波長多重化の観点から注目されており¹⁾、一般にそれらは光波通信と呼ばれている。光波通信では各種の方式が検討されているが、周波数変調－ヘテロダイン検波方式によるコヒーレント光伝送方式が、その実現性から有望視されている。コヒーレント光伝送方式では、送信用光源と受信用の局発光源が必要とされ、それらの光源は発振周波数の安定性と高いスペクトル純度が要求される。もし送信光あるいは局発光のスペクトル純度が周波数ゆらぎや位相ゆらぎにより劣化すると、コヒーレント光伝送の利点である受信感度の改善が期待できなくなるのである²⁾。

本章では、コヒーレント光伝送において必要とされる、半導体レーザのスペクトル純度の指標であるスペクトル線幅の狭窄化について検討する。半導体レーザにおけるスペクトル線幅の決定要因を明らかにし、DFBレーザの線幅の狭窄技術と得られた諸特性について述べる。狭スペクトル線幅を実現し、かつ、高出力動作を達成するためには、共振器内の光損失低減が重要であることを示す。共振器内の光損失低減のため、長共振器化及び活性層の薄層化を検討し、20 mWの光出力で1 MHzの狭線幅を有するDFBレーザを実現した³⁾。

コヒーレント光伝送では、光源の波長掃引特性や周波数変調特性が重要となる。そのため、上部電極を分割した多電極DFBレーザを作製し、各電極への注入電流を制御することによる波長掃引特性および周波数変調特性を評価する。長共振器・薄膜活性層DFBレーザの多電極化により2 MHz近傍の狭線幅を保持しな

がら 1 nm 以上の波長掃引幅を得た⁴⁾。

4.2 節において半導体レーザのスペクトル線幅を理論的に概説し、4.3 節において長共振器 DFB レーザの狭スペクトル線幅特性について述べる。また、4.4 節において、多電極 DFB レーザの波長掃引特性および周波数変調特性について述べる。

4.2 半導体レーザのスペクトル線幅

第3章において、回折格子を内蔵した DFB レーザによって安定した単一縦モード発振が得られることを、スペクトル測定より示した。しかし、DFB レーザの発振モードスペクトルは限りなく純度の高いものではなく、自然放出という量子力学的なランダム現象により、周波数および位相ゆらぎを内包している。以下に、半導体レーザのスペクトル線幅を理論的に概観し、また、その測定法について述べる。

4.2.1 スペクトル線幅

レーザの発振状態でのスペクトルを周波数 ν を横軸にとり高分解能で測定すれば、図4-1に示すようにあるわずかな周波数広がりを持っており、このとき半値全幅 $\Delta\nu$ はスペクトル線幅（略して線幅）と呼ばれている。レーザの発振スペクトルが広がりを持つ原因は各種の雑音によると考えられており、特に、自然放出による白色雑音が本質的に存在している。レーザ発振光が位相のそろったコヒーレントな光であるのに対し、自然放出光はその位相がランダムであるためレーザの発振周波数と同一の周波数をもつ成分がレーザ発振光の位相を乱すことになる。その結果、レーザのスペクトルは、ローレンツ型の形状をとることが理論的に知られており⁵⁾、スペクトル強度 $S(\nu)$ および線幅 $\Delta\nu$ は、

$$S(\nu) = \frac{\Delta\nu}{2\pi \{(\nu - \nu_L)^2 + (\Delta\nu/2)^2\}} \quad (4-1)$$

$$\Delta \nu = \frac{\pi h \nu_L (\Delta f)^2 n_{sp}}{P_0} \quad (4-2)$$

と表すことができる⁵⁾。式(4-2)は、Shawlow-Townesの式と呼ばれており、 ν_L は発振周波数、 $h\nu_L$ は発振モードの光子エネルギー、 Δf は共振器帯域幅、 P_0 は全光出力、また n_{sp} は自然放出係数である。式(4-2)の分子は自然放出による雑音成分を表し、分母の光出力 P_0 の増大にともない雑音成分が相対的に減少するため、線幅が減少することを意味している。

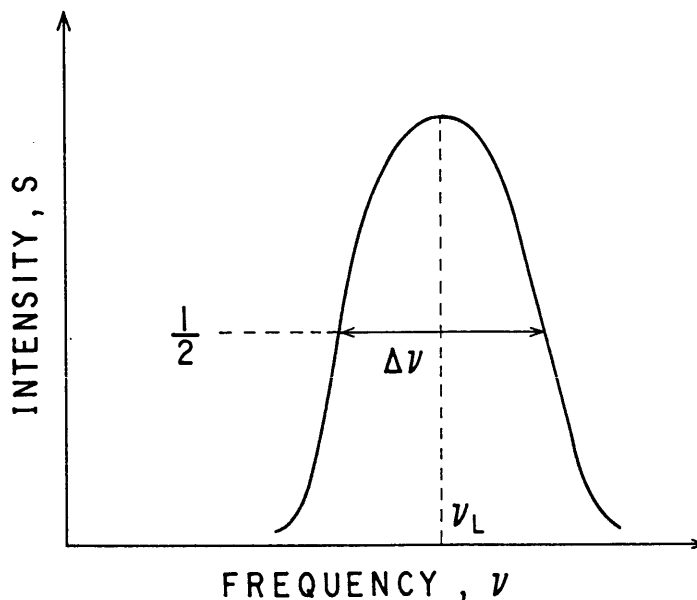


図4-1 半導体レーザのスペクトル線幅。

Henryは、キャリア密度のゆらぎによって半導体レーザのスペクトル線幅が増大することを指摘し、半導体レーザの線幅 $\Delta \nu$ を、

$$\Delta \nu = \frac{v_g \Gamma g n_{sp}}{4 \pi I_p} (1 + \alpha^2) \quad (4-3)$$

と修正した⁶⁾。ここで v_g は群速度、 Γg はレーザ発振のためのしきい値利得(Γ

は活性層への光閉じ込め係数， g は活性層のもつ利得）， I_p は共振器内の発振モードの光子数，また α は線幅増大係数である． $(1 + \alpha^2)$ の項がキャリア密度のゆらぎによる線幅増大効果を表し， α は，

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\partial n / \partial N}{\partial g / \partial N} \quad (4-4)$$

で与えられる．ここで， λ は発振波長であり， $(\partial n / \partial N)$ はキャリア密度 N の微小変化による屈折率の実部 n の変化を表し， $(\partial g / \partial N)$ は微分利得を表し複素屈折率の虚部の変化に相当する．レーザの発振状態において，自然放出は，コヒーレントな発振光に対し位相雑音になると同時に，キャリア密度のゆらぎを引き起こし，キャリア密度のゆらぎは屈折率のゆらぎをもたらすため，発振周波数が変動し線幅が広がることになる． α に対し線幅は $(1 + \alpha^2)$ の依存性をもつため， α による線幅の増大が重要な問題となる．

半導体レーザにおける自然放出係数 n_{sp} は，

$$n_{sp} = \frac{1}{1 - \exp\{(\hbar\nu_L - E_f) / kT\}} \quad (4-5)$$

で与えられる⁶⁾．ここで， E_f は，電子とホールとの擬フェルミエネルギー差であり， k はボルツマン定数， T は温度である． n_{sp} は，レーザ発振における光子エネルギー $\hbar\nu_L$ が E_f に近づくにつれて増大するが，通常は1～2程度の値となる．

4.2.2 スペクトル線幅の測定法

次に，半導体レーザのスペクトル線幅の測定法について述べる．現在，高分解能性を持ち，最も良く用いられる線幅測定法は，大越らにより提案された遅延自己ヘテロダイン法⁷⁾である．図4-2は，遅延自己ヘテロダイン法による測定系の構成を示している．半導体レーザ光は，ビームスプリッタ1によって，AとBの二つの光路に分割される．光路Bを通る光は音響光学変調器（Acousto-optic Modulator）によって，通常100MHz程度の周波数シフト（ f_s ）を受ける．他方，光路Aを通る光は，単一モードファイバを通り遅延を受ける．これらの二

つの光をビームスプリッタ2を通して、光検出用ホトダイオードにおいて周波数混合することにより、中間周波数 f_s の信号が得られる。

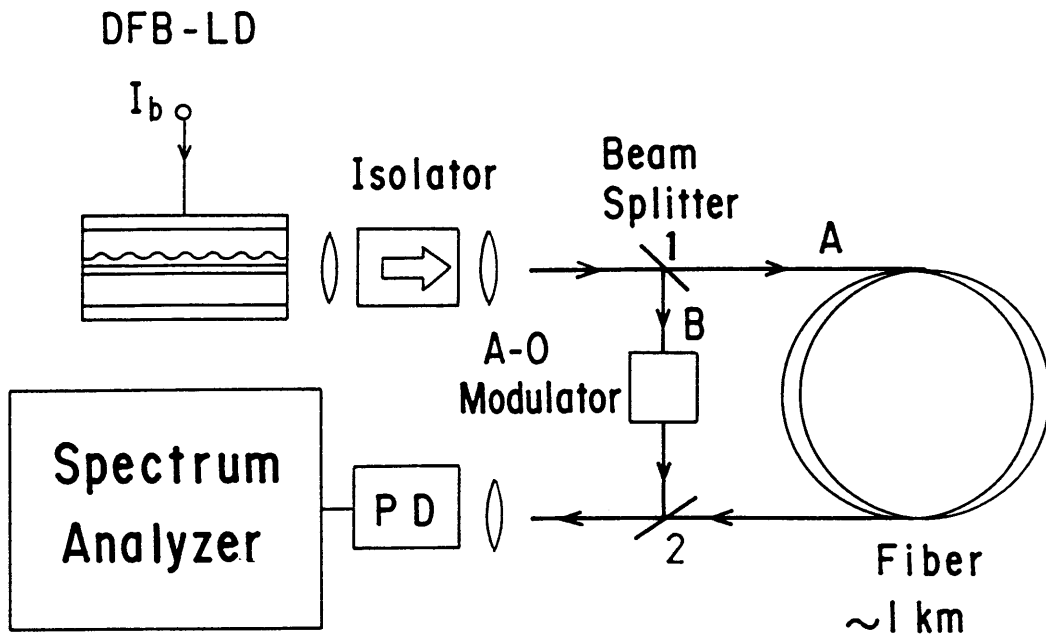


図4-2 遅延自己ヘテロダイン法によるスペクトル線幅測定系。(文献5)

ここで、光路Aにおけるファイバ長をレーザー光のコヒーレンス長より十分長くすれば(通常1 km以上)、光路Aと光路Bを通る二つの光に相関はなくなり、受光器において得られる混合波信号のスペクトルは、次式のローレンツ型となる。

$$S(f) = \frac{\delta f}{\pi \{ (f - f_s)^2 + (\delta f)^2 \}} \quad (4-6)$$

ただし、 δf はスペクトルの半値全幅であり、式(4-1)との対比から、

$$\Delta \nu = \delta f / 2 \quad (4-7)$$

となり、混合波スペクトルを測定することにより、レーザーのスペクトル線幅 $\Delta \nu$

が測定される。

図4-2において、光路Bの変調器を取り除き周波数シフトを加えない線幅測定法が遅延自己ホモダイン法である。遅延自己ホモダイン法は変調器を必要とせず、より簡便な測定系となる。

線幅測定系では、半導体レーザから出射されるレーザ光を単一モードファイバに結合して測定しているが、結合系での反射による戻り光によりレーザの発振モードスペクトルが変化する。これを避けるため、線幅測定系では、図4-2に示すように、レーザの出射側に戻り光を-60dB以下に抑圧するアイソレータを挿入している。

4. 3 狭スペクトル線幅長共振器DFBレーザ

コヒーレント光通信において必要とされるレーザ光源のスペクトル線幅は、その方式にも依存するが、通常、10MHz以下であり、位相変調方式では、1MHz以下の極めて狭い線幅が要求される⁸⁾。ところで、半導体レーザでは、測定された線幅は、通常10MHz以上の値であった。この半導体レーザの線幅を狭窄するため、多くの研究がなされてきた。外部共振器を付加する方法⁹⁾や電気的負帰還を用いる方法¹⁰⁾も検討されている。しかし、レーザ単体で狭線幅を実現することが、機械的に安定した動作が得られ、より実用性が高いと考えられる。

近年、DFBレーザのスペクトル線幅は、長共振器化¹¹⁾やデチューニング¹²⁾等により、めざましく改善されており、1MHz近傍まで低減された^{3)、13)}。また、活性層に多重量子井戸構造を導入することにより、200kHz近傍の狭線幅も報告されている¹⁴⁾。本節では、1.55 μ m帯DFBレーザの狭線幅化のため、線幅のレーザ構造パラメータ依存性を明らかにし、長共振器化と活性層の薄層化を検討する。

4.3.1 長共振器化による線幅の低減

はじめに、4.2.1節に述べた半導体レーザのスペクトル線幅を与える理論式に基づき、線幅がレーザの共振器長等の構造パラメータに対しどのように依存するかを明らかにする。

式(4-3)において、レーザのしきい値利得 Γg はレーザ発振条件から、

$$\Gamma g = \alpha_i + \alpha_m \quad (4-8)$$

となる。ここで、 α_i は、内部光損失であり、 α_m は、共振器端面におけるミラー損失である。また、式(4-3)の発振モードの光子数 I_p は、

$$I_p = \frac{2P}{v_g h \nu \alpha_m} \quad (4-9)$$

となる。ここで、 P は片端面からの光出力である。

式(4-3)、(4-8)および(4-9)より、線幅と光出力の積 $\Delta \nu \cdot P$ は、

$$\Delta \nu \cdot P = \frac{v_g^2 h \nu n_{sp}}{8\pi} (\alpha_i + \alpha_m) \alpha_m (1 + \alpha^2) \quad (4-10)$$

となる。これは、光出力 P が一定のもとでは、線幅 $\Delta \nu$ は共振器の光損失による項 $(\alpha_i + \alpha_m) \alpha_m$ とキャリア密度ゆらぎによる項 $(1 + \alpha^2)$ との積に比例することを意味する。この結果から、線幅を狭窄するためには、共振器の光損失を低減すること、および線幅増大係数 α を低減することが重要となる。

ミラー損失 α_m は、FPレーザでは端面での反射率を R とすれば、 $\alpha_m = \ln(1/R)/L$ となり、共振器長 L に反比例する。このため、レーザの長共振器化は、ミラー損失 α_m を低減し、線幅低減にとって極めて有効である。

DFBレーザにおいては、端面の反射率と回折格子のもつ結合定数 κ によって決まる等価的なミラー損失(第3章3.2節参照)を用いれば、線幅は式(4-10)によって与えられる。ただし、DFBレーザの両端面に無反射コーティングを施した場合を除いて、共振器方向の光強度分布が非対称となるため、光出力 P

から共振器内の光子数 I_p を与える式 (4-9) を修正する必要がある。このような構造の異なる DFB レーザに対する線幅の厳密な理論式は小島らによって与えられている¹⁵⁾。

結合定数 κ を一定として共振器長を増大すると、規格化結合定数 κL が増大し等価的なミラー損失が低下するため、線幅が低下する。しかし、規格化結合定数 κL の増大により共振器内での光強度分布が不均一となり、単一モード発振が維持されにくくなる。この現象は、空間ホールバーニングと呼ばれ、線幅を増大させることが知られている^{16), 17)}。通常、位相シフトを含まない均一回折格子の DFB レーザでは、空間ホールバーニングを考慮した κL の最適値は、1.0 近傍である¹⁸⁾。

規格化結合定数 κL を一定 (1.0) とすれば、DFB レーザにおける等価的なミラー損失 α_m は、

$$\alpha_m \cdot L = \text{const.} \quad (4-11)$$

となり、共振器長に反比例する。

ところで、内部光損失 α_i は、

$$\alpha_i = \Gamma \alpha_{ac} + (1 - \Gamma) \alpha_{ex} \quad (4-12)$$

で与えられる。ここで、 α_{ac} は、活性層の損失係数であり、 α_{ex} は、活性層外での損失係数である。式 (4-12) より、 α_i は、光閉じ込め係数 Γ に依存し、共振器長には依存しない。1.55 μm 帯における損失係数 α_{ac} は、浅田らにより理論的、実験的に検討され¹⁹⁾、

$$\alpha_{ac} = 140 \text{ cm}^{-1} \quad (4-13)$$

の値が得られている。活性層外での光損失係数 α_{ex} は、p 型 InP クラッド層の不純物濃度にも依存するが、ほぼ、 $\alpha_{ex} = 20 \text{ cm}^{-1}$ である²⁰⁾。活性層での光損失係数 α_{ac} が大きな値となる原因は、長波長帯において価電子帯間吸収係数が増大

することによる¹⁹⁾.

活性層厚を $0.1 \mu\text{m}$ とすれば, $\Gamma = 0.2$ であり, $\alpha_1 = 44 \text{ cm}^{-1}$ となる.

ここで, $L = 1.2 \text{ mm}$ の時, 等価的なミラー損失は DFB レーザの構造にも依存するが $\alpha_m = 15 \sim 30 \text{ cm}^{-1}$ 程度であり (第 3 章図 3-2), $\alpha_1 > \alpha_m$ であるため, 共振器長の増大にともない, 近似的に,

$$\Delta \nu \propto \alpha_1 \alpha_m \propto 1/L \quad (4-14)$$

と表すことができる.

このように, DFB レーザでは規格化結合定数 κL が一定のとき, 共振器長 L に反比例して線幅が低減することが期待される.

4.3.2 長共振器 DFB レーザの作製と評価

レーザの共振器長を増加し DFB レーザの狭線幅化を図るためには, 作製上高い均一性が要求される. 共振器方向にそって活性領域や回折格子の形状が不均一な場合, 安定した単一モード発振が得にくくなる. また, DFB レーザの単一モード発振の安定化のため, κL を 1.0 近傍に保つように回折格子の高さを制御する必要がある. DFB レーザの共振器長を 1 mm 程度に長くすると, $\kappa L = 1.0$ とするためには, $\kappa = 10 \text{ cm}^{-1}$ としなければならず, これは, 回折格子高さを 10 nm 程度に制御しなければならないことを意味する (図 3-4 参照). これらの点から, 第 3 章で述べた MOVPE 法による結晶成長とドライエッチング法によるメサ加工を用いた埋め込み DFB レーザの作製法が, 長共振器 DFB レーザの作製法として有効であると考えられる.

図 4-3 に, 長共振器 DFB レーザ用に作製された DH ウェハの断面 TEM 写真を示す. 回折格子の高さは, 14 nm と小さく制御されている. このウェハより作製された DFB レーザのストップバンド測定から, $L = 1.0 \text{ mm}$ に対し, $\kappa L = 1.2$ と見積もられた.

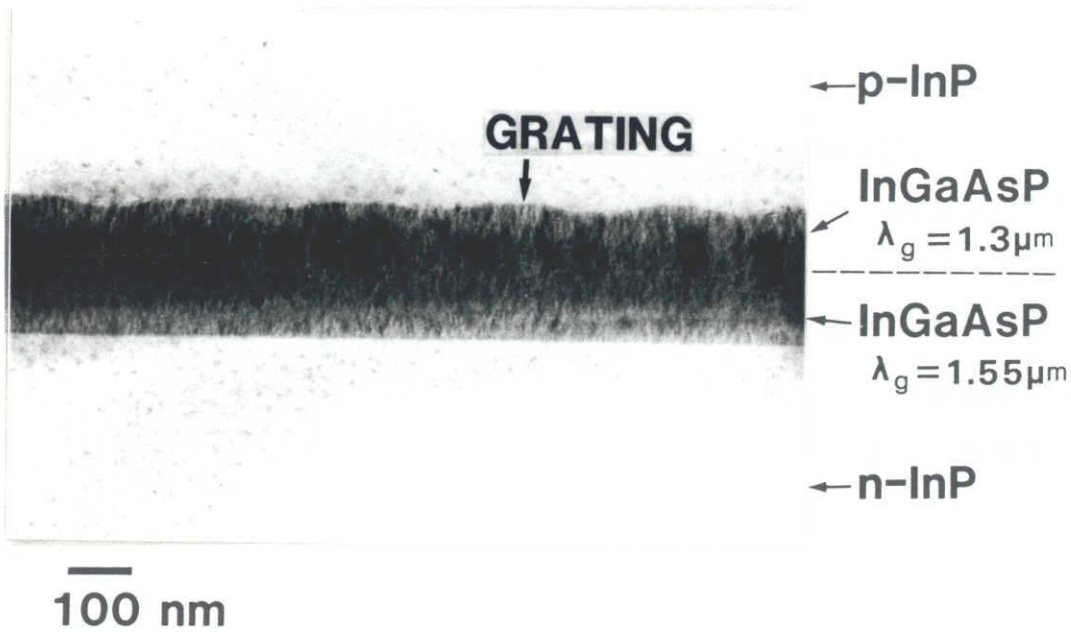


図4-3 長共振器DFBレーザ用DHウェハの断面TEM写真。

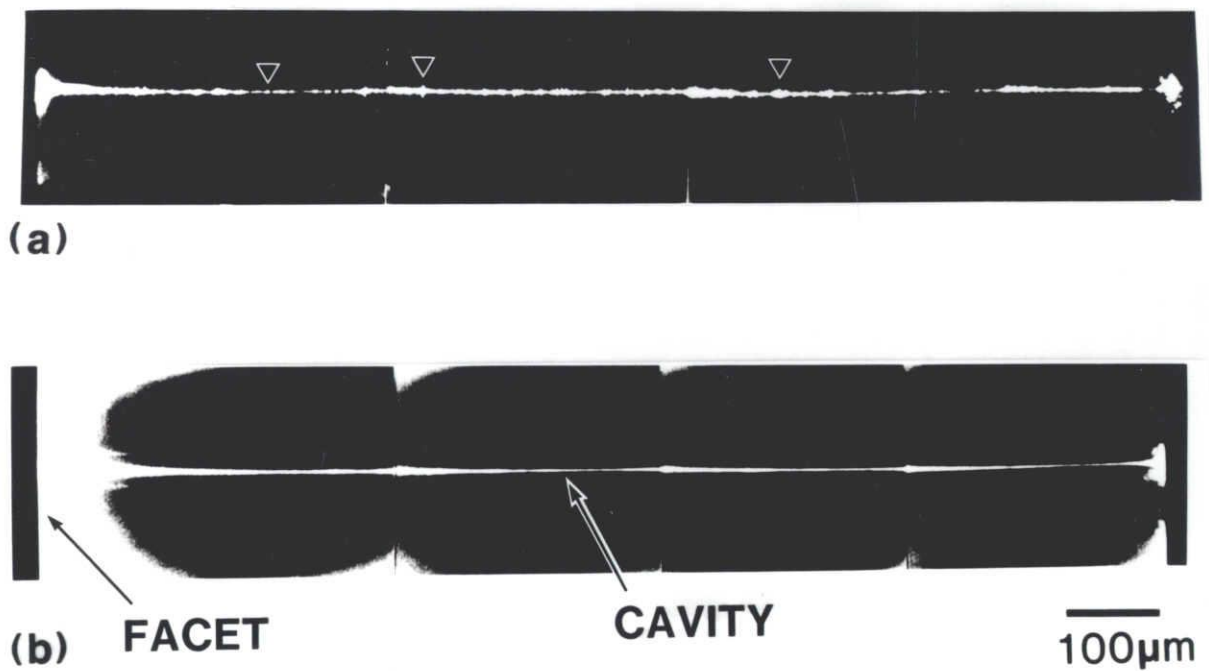


図4-4 長共振器DFBレーザのELトポグラフ写真。(a)は光出力-電流特性にキックが見られる試料であり、▽で示すスポットが観察される。(b)は特性が良好な試料である。

作製された長共振器埋め込みDFBレーザの均一性を評価するため、EL (Electro-luminescence) トポグラフ観察²¹⁾を行った。作製された長共振器DFBレーザをp電極側が下になるようにマウントし、n側の電極用金属を除去した状態で、しきい値電流以上の電流を注入したときの発光パターンを、赤外線テレビカメラにより観察した。このようにして得られたELトポグラフ写真を、図4-4に示す。ここで、(a)はレーザの光出力-電流特性にキックが見られ多モード発振する試料のトポグラフであり、(b)は特性が良好で単一モード発振している試料のトポグラフである。

図中、▽で示すように、(a)の試料では、発光パターンにスポット状の分布が観察される。この不均一性は、DHウェハのSEM観察から主に回折格子高さの不均一性に起因していることが明らかとなった。他方、(b)の試料では、ほぼ均一な発光パターンを示している。この結果は、回折格子の形状の不均一性が光強度分布を乱し、レーザ特性を劣化させることを示している。回折格子の均一性および再現性は、干渉露光法によるパターンの均一性と、エッチングによる回折格子の溝形成の制御性に依存している。干渉露光によるレジスト回折格子パターンの間隔に依存してエッチング深さも変化するため、露光パターン形成技術が重要である。

以上の検討をもとに回折格子の作製条件を最適化し、規格化結合定数 κL を1.0近傍に制御した共振器長1.2mmの埋め込みDFBレーザを作製し、その線幅を評価した。DFBレーザは、位相シフトを含まない均一回折格子をもち、出射側の前端面には、2~3%程度の低反射率とする SiN_x コーティング膜を付着し、後端面はへき開状態とする、いわゆるAR-CL型としている。前端面のARコーティングは、出射端面からの光出力を増大させ、FPモードを抑圧する機能をもつ。DFB発振波長は、利得ピーク波長に対して短波長側となるようにデチューニングしている。この短波長側へのデチューニングは、微分利得を増大させ(第3章3.2節参照)線幅増大係数 α を低下させることから、線幅低減のため有効である。

図4-5(a)に、レーザの光出力-電流特性を示す。共振器長が1.2mmと長いにもかかわらず、しきい値電流は、28mAと低い値を示し、また、光出力20mW以上までキックのない特性が得られている。発振波長は、 $1.547\mu\text{m}$ であり、光出力20mW以上まで単一モード発振した。図4-5(b)は、広い波長帯で

のしきい値におけるスペクトルである。利得ピーク波長に対しDFB発振波長が短波長側にデチューニングされており、デチューニング量は $100 \sim 150 \text{ \AA}$ と見積もられる。このようなデチューニングを実現するため、第3章の図3-8に示した設計法に基づき、活性層の強励起PLピーク波長として $1.53 \mu\text{m}$ 波長のDHウェハを使用した。

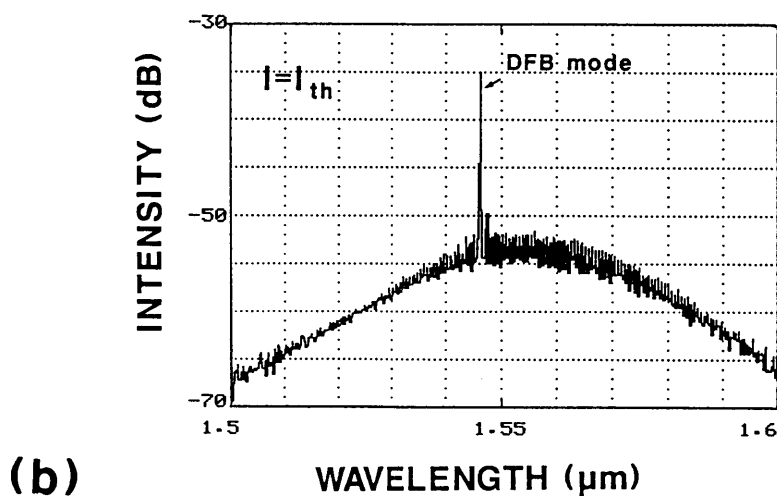
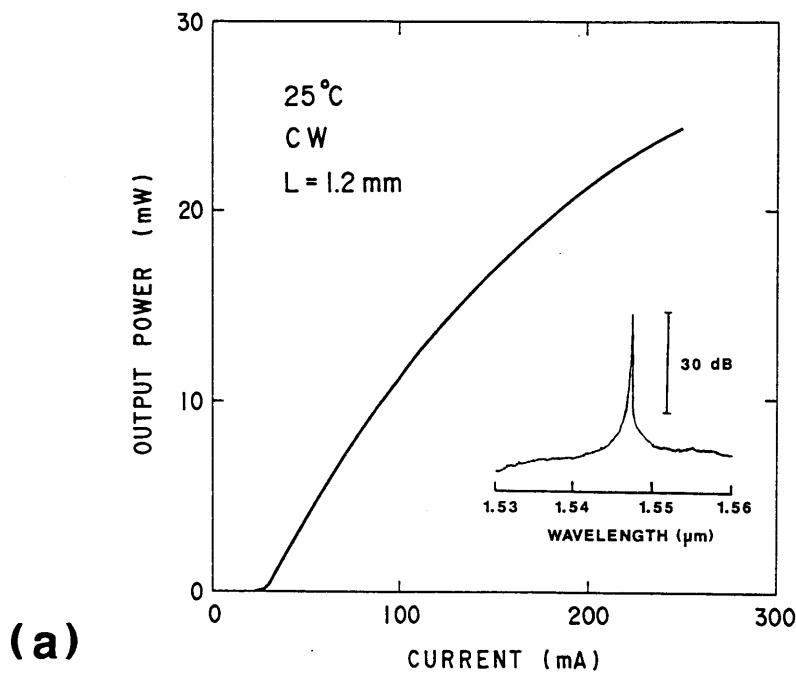


図4-5 長共振器DFBレーザ特性。共振器長 $L = 1.2 \text{ mm}$ 。(a)光出力-電流特性と 100 mA でのスペクトル。(b)広い波長帯でのしきい値におけるスペクトル。

図4-6に、図4-5に示した素子の遅延自己ホモダイナ法によって測定された線幅を示す。横軸は、光出力の逆数であり、線幅が直線的に変化していることがわかる。これは、式(4-9)で示した線幅と光出力の積が一定であることを意味している。結果として、光出力20 mWにおいて3 MHzと狭い線幅が得られた。光出力が20 mW以上では、線幅は直線からそれて飽和しフロア状となり、さらに高出力側では増大する傾向を示している。このような高出力時の線幅の飽和・増大現象は、一般的に観察され、その原因について検討され、高出力時の空間ホールバーニングによる単一モード発振の不安定性に起因することが報告されている^{17)・18)}。

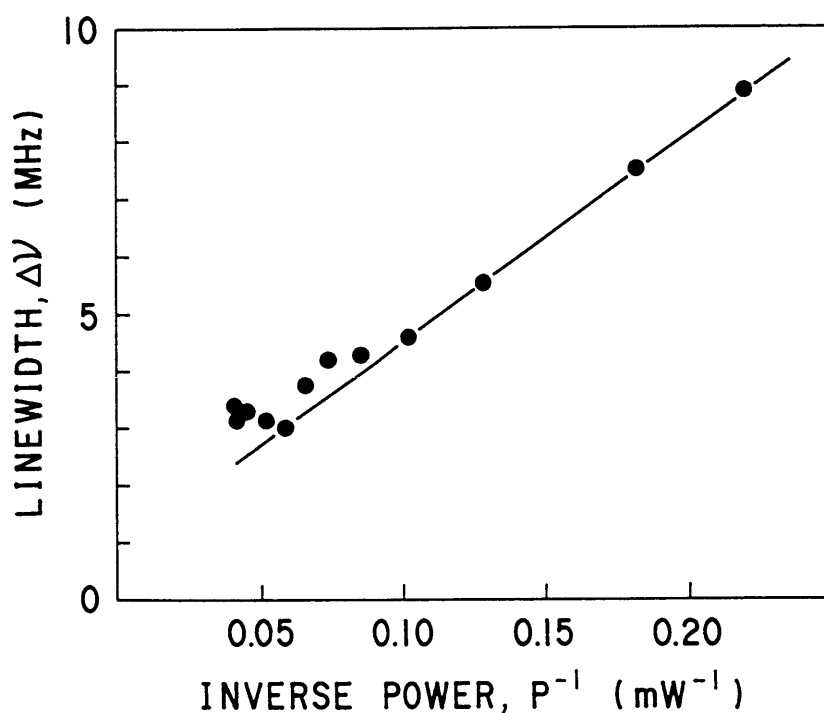


図4-6 スペクトル線幅の光出力依存性。

共振器長の増大による線幅低減効果を明らかにするため、回折格子の規格化結合定数 κL を1.0近傍に設定して作製した共振器長の異なるDFBレーザの線幅を測定した。図4-7は、共振器長の逆数 $1/L$ に対する、20 mWの光出力時の線幅を示している。線幅は、ほぼ直線的に変化しており、線幅が $1/L$ 依存性を示すことがわかる。

一定の光出力時の線幅が共振器長に反比例するという実験結果は、式(4-14)に示したように、共振器損失による項 $(\alpha_1 + \alpha_m)$ の共振器長 L への依存性から予想された傾向と一致している。

以上の結果から、線幅が共振器長の増大にほぼ反比例して低減されることが実験的に示された。これは、内部光損失 α_1 が、共振器長の増大に伴い、共振器損失の中で支配的になることを示唆している。この内部光損失を低減するため、次に活性層の薄層化を試みる。

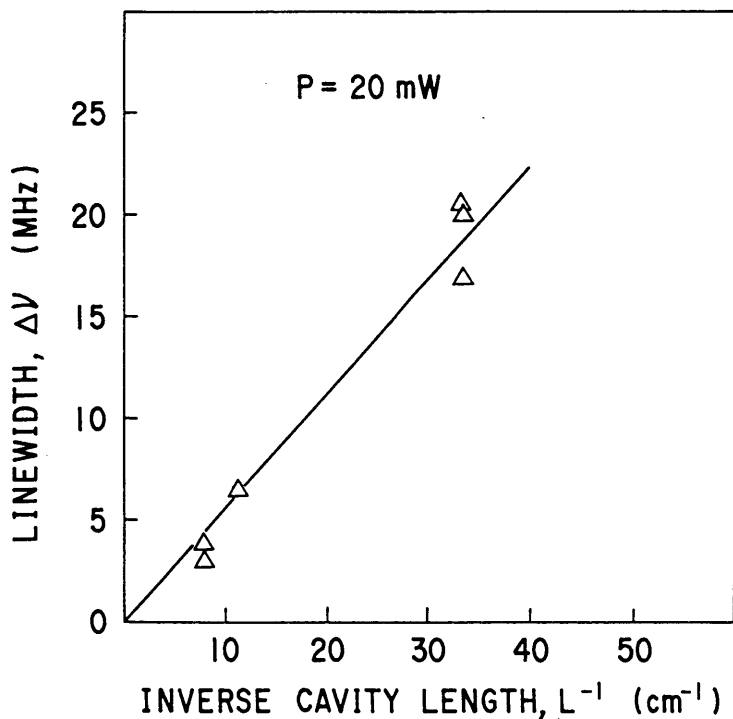


図4-7 スペクトル線幅の共振器長依存性。

4.3.3 活性層の薄層化による線幅の低減

線幅を低減するために、共振器損失 $(\alpha_1 + \alpha_m)$ におけるミラー損失 α_m を、共振器長を増大することにより低減した。内部光損失 α_1 は、式(4-12)から、活性層への光閉じ込め係数 Γ を低減することで低減される。 Γ の低減のため、活性層を薄層化することが考えられる。図4-8は、活性層厚 d_a に対する共振器損

失 ($\alpha_i + \alpha_m$) の計算結果を示す。ミラー損失 α_m は共振器長 1.2 mm の A R - C L 構造 D F B レーザを想定し、 $\alpha_m = 16 \text{ cm}^{-1}$ とした。活性層厚の減少により、共振器損失が減少することがわかる。

図 4-8 は、同時に、外部微分量子効率 η_D

$$\eta_D = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \quad (4-14)$$

を示している。ここで、内部量子効率 η_i は 1 として計算した。活性層厚の減少にともない、内部光損失 α_i が減少するため、外部微分量子効率が増大する。活性層の薄層化による外部微分量子効率の増大は、実験的にも確認されている^{22), 23)}。

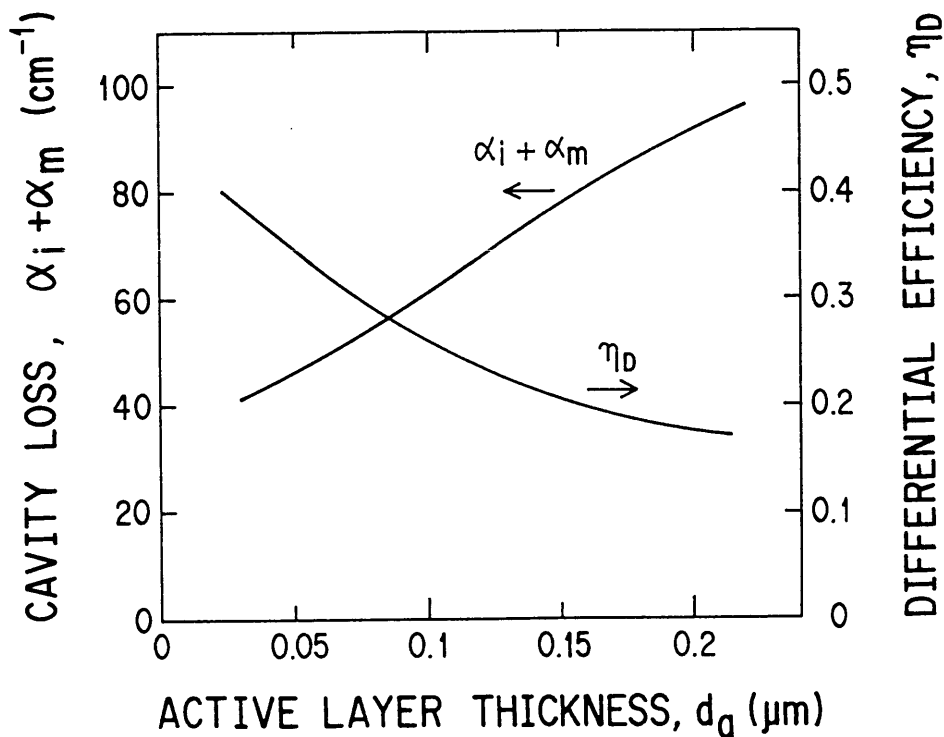


図 4-8 計算された共振器損失および外部微分量子効率の活性層厚依存性。

$L = 1.2 \text{ mm}$, $\alpha_m = 16 \text{ cm}^{-1}$.

図4-9に、線幅増大係数 α および自然放出係数 n_{sp} の活性層厚依存性の計算結果を示す。 α は、浅田らの計算結果²⁴⁾に基づき、 n_{sp} は、式(4-5)より計算した。 α と n_{sp} がともに活性層厚の低下にともない減少するのは、しきい値キャリア密度の上昇により疑フェルミエネルギー差 E_f が増大するためである²⁵⁾。

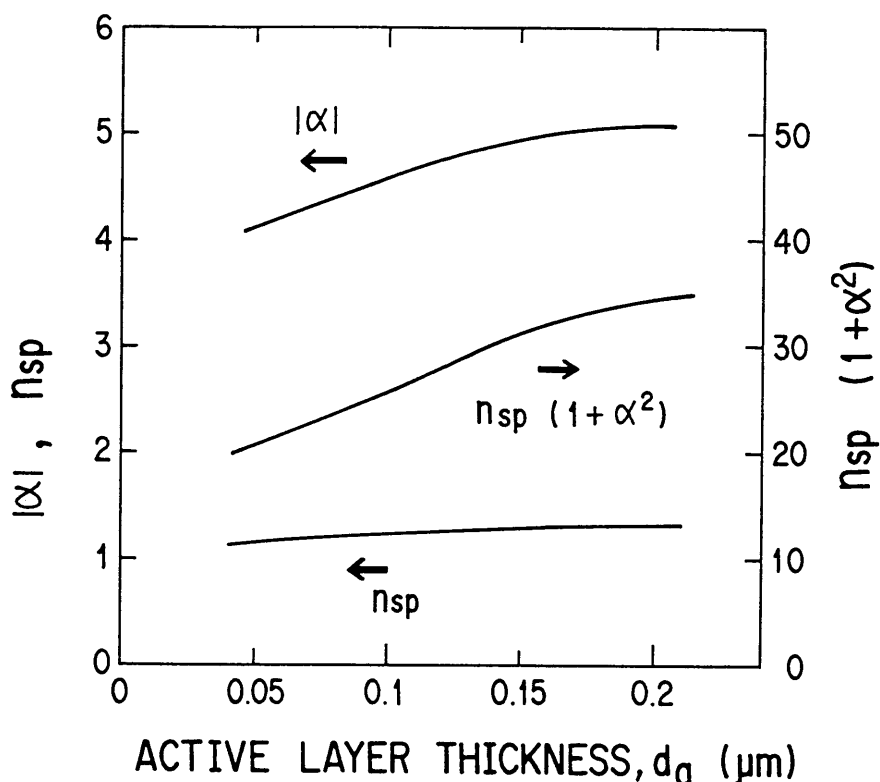


図4-9 計算された線幅増大係数および自然放出係数の活性層厚依存性。

これらの値をもとに、線幅の活性層厚依存性を計算した結果を図4-10に示す。計算にあたっては、DFBレーザの前端面での等価振幅反射率 r_f を $r_f=0$ とし、後端面の等価振幅反射率 r_r を $r_r=0.565 \exp(i\pi)$ として、前端面からの光出力 $P_f (=20 \text{ mW})$ に対する線幅を小島らの理論式¹⁵⁾をもとに計算した。活性層を薄層化することにより、ほぼ活性層厚に比例して線幅が減少することがわかる。

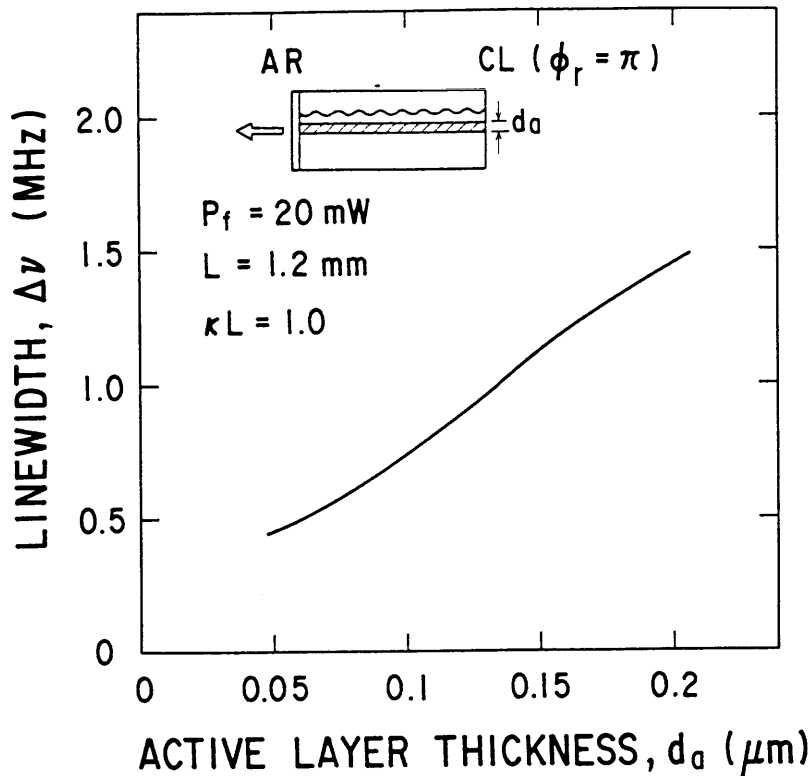


図4-10 計算されたスペクトル線幅の活性層厚依存性。

以上の検討結果から、活性層の薄層化は線幅を低減し、同時に、光出力を高めるために極めて有効である。長波長帯DFBレーザにおいて、活性層厚はしきい値電流の低減のため、通常、 $0.1 \sim 0.15 \mu\text{m}$ 程度に薄層化されており、図4-5に示した長共振器DFBレーザでは、活性層厚は $0.1 \mu\text{m}$ であった。これをさらに薄層化し、活性層厚を $0.07 \mu\text{m}$ 程度にしたDFBレーザを作製した。図4-11は、活性層厚 $0.07 \mu\text{m}$ 、共振器長 1.2 mm のDFBレーザの線幅特性を示す。このレーザのしきい値電流は 20 mA と低く、発振波長は $1.543 \mu\text{m}$ であった。この図より、 20 mW の光出力において、 1 MHz の狭線幅が得られていることがわかる。図4-12は、遅延自己ヘテロダイン法による混合波スペクトルであり、その半値半幅から 1 MHz の線幅を確認することができる。

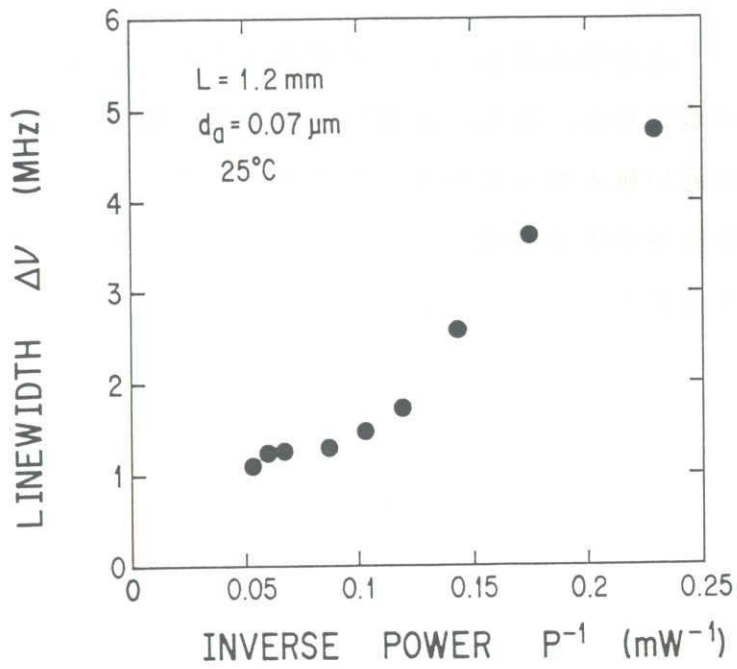


図 4 - 1 1 DFBレーザのスペクトル線幅の光出力依存性。
 活性層厚 $0.07 \mu\text{m}$ ，共振器長 1.2 mm 。

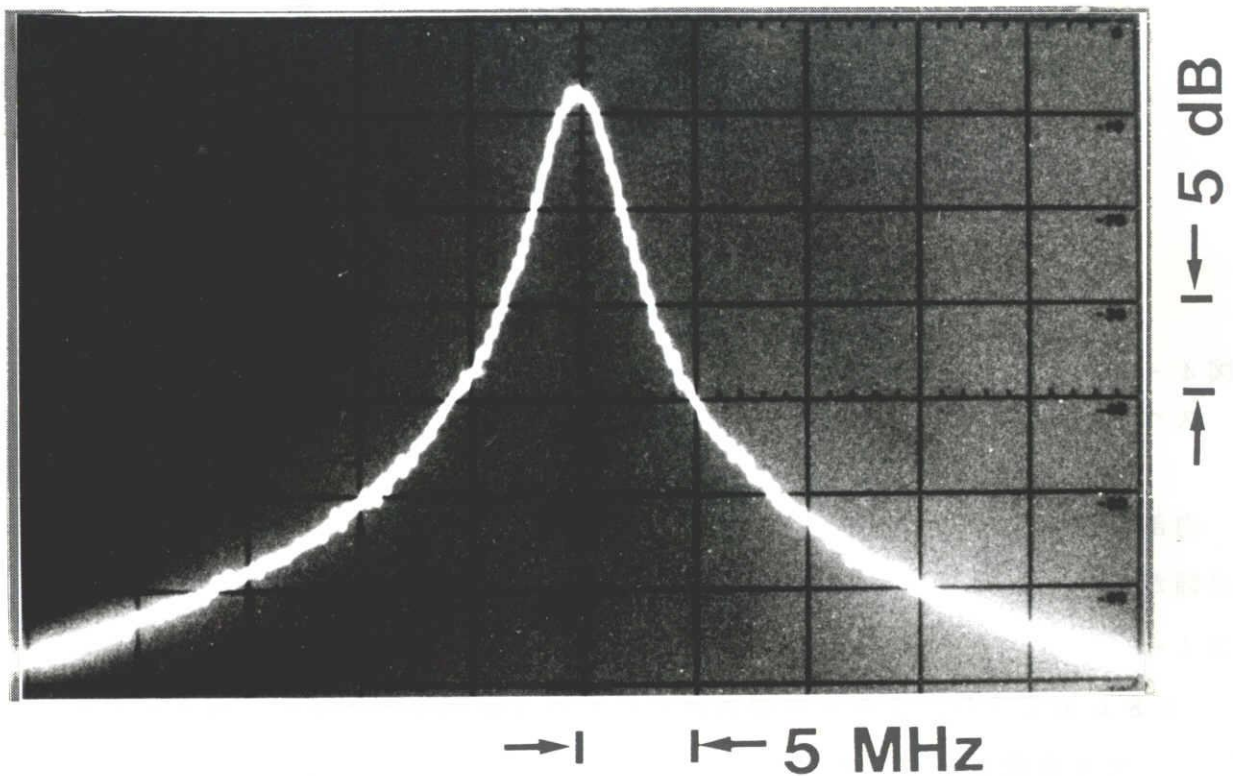


図 4 - 1 2 遅延自己ヘテロダイン法による混合波スペクトル。

活性層を $0.07 \mu\text{m}$ と薄層化した長共振器 DFB レーザにおいて 1MHz の狭線幅が得られたことから、活性層の薄層化による内部光損失の低減が線幅低減にとって有効であることが示された。また、実験的に得られた線幅の値は、図 4-10 に示した計算結果に近い値となっている。ただし、計算では 1MHz 以下となるが実験値はこれよりもやや大きな値となる。この原因として、線幅増大係数の計算との相違等が考えられる。

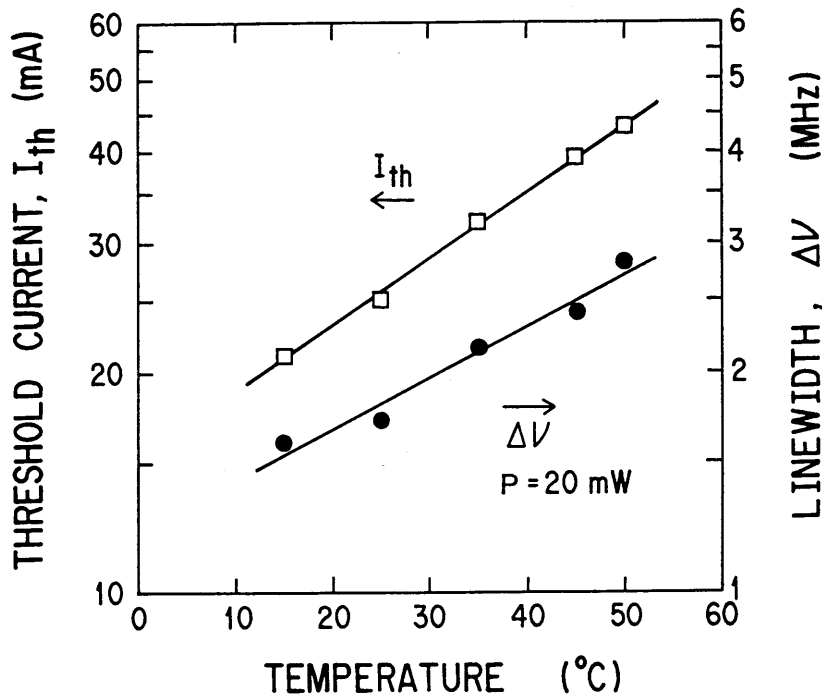


図 4-13 活性層厚 $0.08 \mu\text{m}$ 、共振器長 1.2mm の DFB レーザにおけるスペクトル線幅およびしきい値電流の温度依存性。

内部光損失 α_i が $1.55 \mu\text{m}$ 帯 DFB レーザの線幅の支配要因となることから、線幅が温度に強く依存することが考えられる。測定された線幅の温度依存性を、図 4-13 に示す。この DFB レーザの共振器長は 1.2mm 、活性層厚は $0.08 \mu\text{m}$ であり、 20mW の光出力における線幅を測定した。温度を 15°C から 50°C に変化させている。この図は、同時に、しきい値電流の温度依存性を示している。しきい値電流および線幅は、近似的に $\exp(T/T_0)$ の依存性を示

しており、しきい値電流に対し特性温度 T_0 は、 $T_0 = 50 \text{ K}$ 、また、線幅に対し、 $T_0 = 62 \text{ K}$ となる。しきい値電流の温度依存性については、内部光損失の温度依存性に着目して浅田らにより解析された¹⁹⁾。その結果に基づき、しきい値電流に対し、 $T_0 = 68 \text{ K}$ の値が計算される。同様に、線幅に対し $T_0 = 72 \text{ K}$ という値が計算される。実験的に得られた T_0 の値は、計算値に近い値となっている。これは、線幅がしきい値電流と同様に内部光損失に強く依存することを傍証している。

4. 4 波長可変多電極 DFB レーザ

周波数変調－ヘテロダイン検波方式によるコヒーレント光伝送方式では、光源のスペクトル線幅が狭窄されていることと同時に、送信側と受信側の発振周波数をそろえるため、発振波長が可変であることが要求される。波長可変性は、また、周波数分割多重方式への応用において、発振周波数をある一定の間隔で変化させるために重要となる。波長可変性に加えて、周波数変調方式では、低周波から高周波まで平坦な周波数変調応答特性が要求される⁵⁾。

波長可変であるレーザとして、DBRレーザが盛んに研究されている。DBRレーザでは同一発振モードを保ったまま約 4 nm 、モード飛びを含めると 10 nm 程度の波長掃引幅をもつことが報告されている²⁶⁾。しかし、DBRレーザにおいては波長を掃引するための電流注入により、線幅が 10 MHz 以上に増大するという問題が指摘されている²⁷⁾。このため、 10 MHz 以下の狭線幅を維持したまま、波長可変性を有する単体の半導体レーザは実現されていなかった。

ところで、DFBレーザの上部電極を多電極化し、各電極へ流す電流の比率を調整することにより、活性層の共振器方向の屈折率分布を制御し、発振波長を変化させる方法が報告されている²⁸⁾。そこで、長共振器化および活性層薄層化により線幅が低減されたDFBレーザを多電極化し、その波長掃引特性および周波数応答特性を評価した。作製したDFBレーザは、 2 MHz 近傍の狭線幅を維持しながら 1 nm 以上の波長掃引幅を有する優れた特性を示した⁴⁾。これらの多電極DFBレーザは、光波通信の方式実験において使用され、その有用性が確認されている²⁹⁾。以下に、多電極DFBレーザの構造と諸特性について述べる。

4.4.1 多電極DFBレーザ構造

多電極DFBレーザの素子構造の外観を、図4-14に示す。DFBレーザは、前節で述べた長共振器、薄膜活性層埋め込み構造レーザである。上部p電極は、2ないし3分割されている。各電極に独立に電流を注入するために、各電極間の分離抵抗は300Ω以上としている。この電气的分離は、Arイオンエッチング法を用いて電極間に分離溝を形成することにより達成した。分離溝の幅は約6μmであり、エッチング深さは、InGaAsPキャップ層下のInPクラッド層に溝が達するように、約0.5μmとしている。分離溝の幅と深さを増加することは、分離抵抗を増大させるが、同時に、活性層での非電流注入領域の発生や光導波路形状の乱れによる光散乱の発生という問題を引き起こす。このため、レーザ特性を劣化させないように分離溝を形成する必要がある。

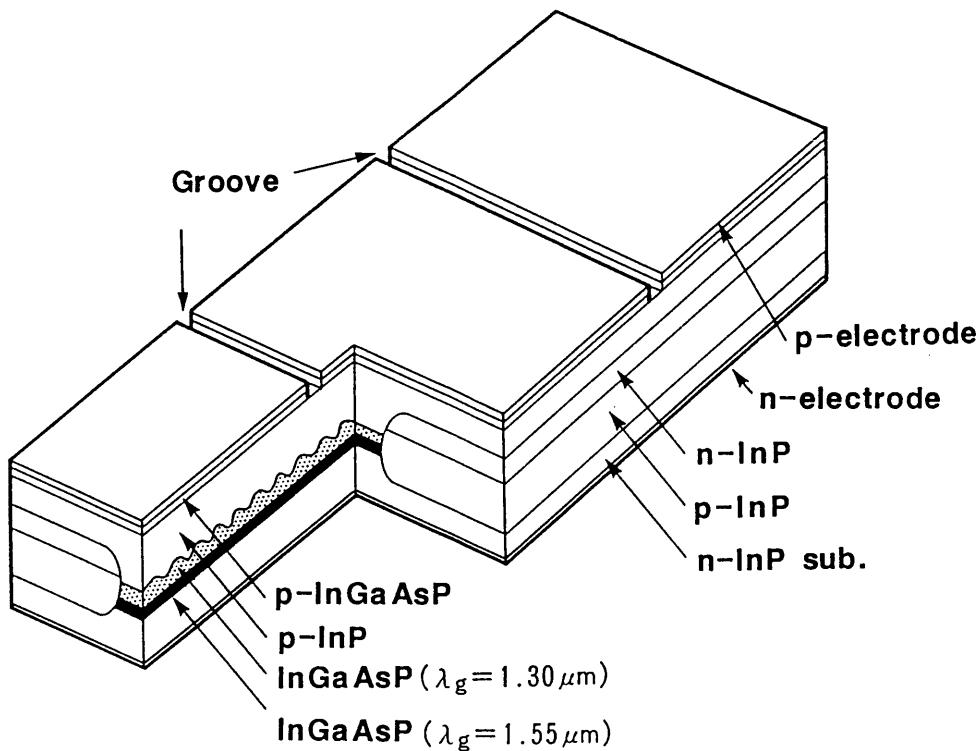


図4-14 多電極DFBレーザの模式図。

4.4.2 波長掃引特性

はじめに、多電極長共振器DFBレーザ ($L = 1.2 \text{ mm}$, $d_a = 0.07 \mu\text{m}$) の典型的な光出力-電流特性を、図4-15に示す。p電極は、等しい長さに2分割されている。また、レーザの両端面はへき開された状態 (CL-CL) である。横軸の注入電流は、2電極に均一に注入した際の合計の電流を示している。しきい値電流は 20 mA と低く、 20 mW 以上までキックのない特性が得られている。また、 20 mW の出力時に線幅は 1.5 MHz であった。これらの特性は、前節において述べた単電極長共振器DFBレーザとほとんど同等であり、多電極化による特性劣化は見られなかった。これは、形成された分離溝がレーザの発振状態を劣化させる要因とはならないことを意味している。

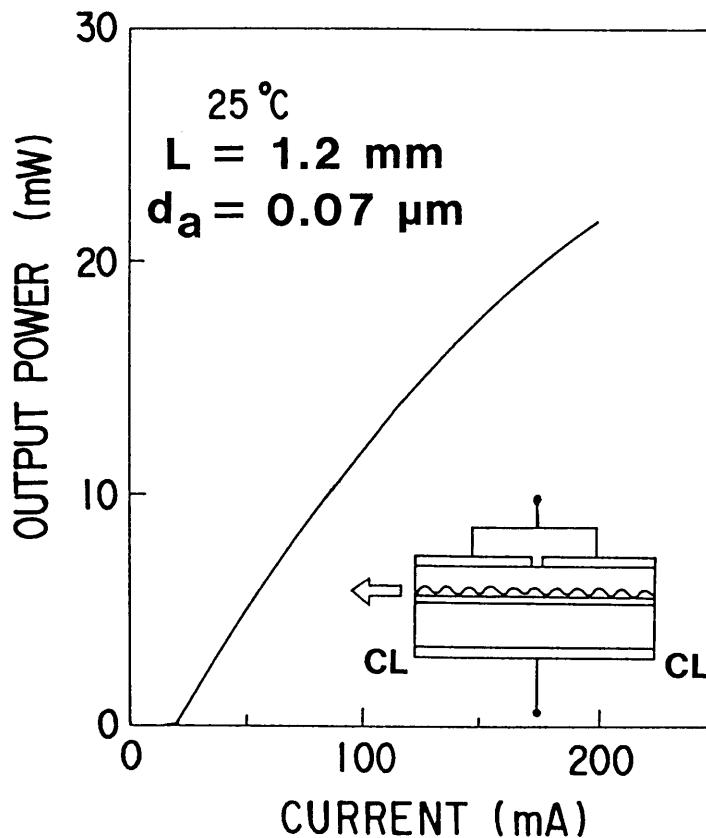


図4-15 多電極長共振器DFBレーザの光出力-電流特性。

共振器長は 1.2 mm 、p電極は $600/600 \mu\text{m}$ の2電極に分割されている。

次に、多電極DFBレーザにおいて各電極に注入する電流を調整することによって得られた波長掃引特性、およびスペクトル線幅を、図4-16に示す。波長掃引操作では、レーザの前端面からの光出力、発振波長、およびスペクトル線幅を測定しながら、光出力を一定に保つように注入電流比を変化させている。実用的な見地から、一定の高い光出力を保った状態において波長を掃引している。また、ペルチェ素子を用いて、測定温度を25℃一定としている。図4-16の横軸は、合計の注入電流($I_1 + I_2$)に対する前端面側の電極への注入電流 I_1 の割合 $I_1 / (I_1 + I_2)$ を表している。ここで、均一注入($I_1 / (I_1 + I_2) = 0.5$)では、合計電流は170mAであった。

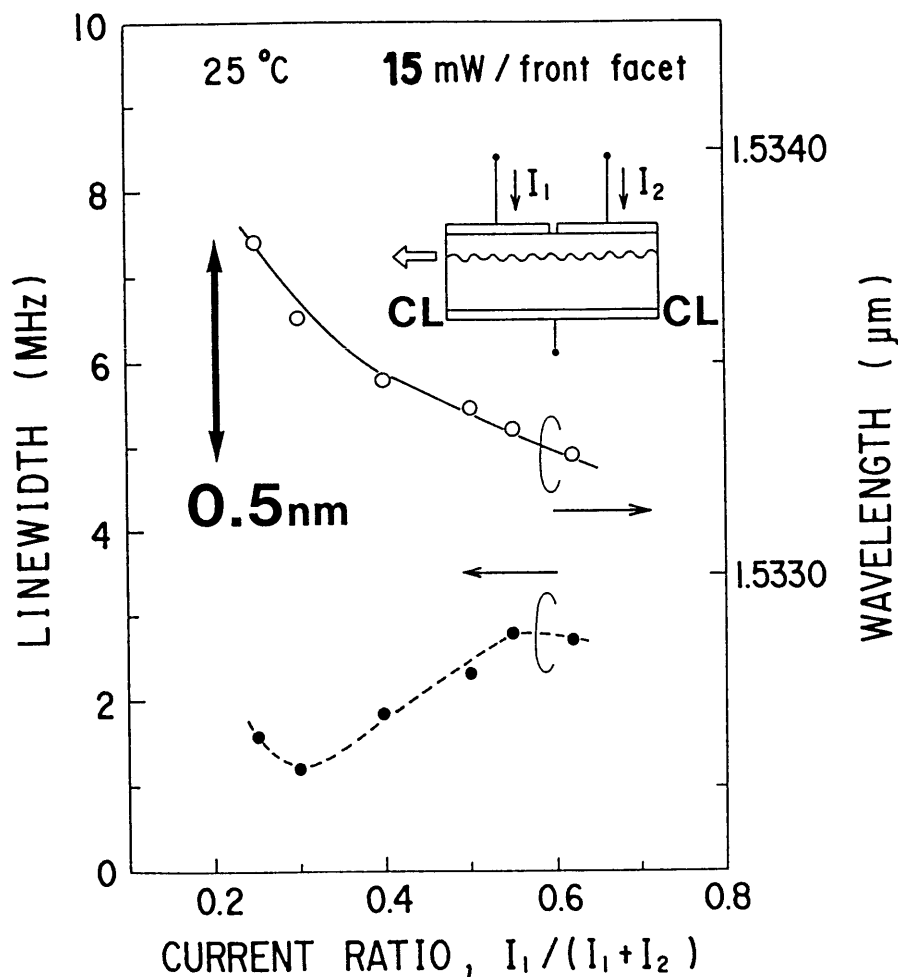


図4-16 多電極DFBレーザの波長掃引特性とスペクトル線幅。
前端面からの光出力は15mW一定。

電流比が増大するにしたがって発振波長は短波長側に変化し、0.5 nmの波長掃引幅が得られた。ただし、合計電流は240 mAから120 mAに変化している。この波長掃引下において、線幅は1 MHzから3 MHzの狭い値に保たれている。電流比が0.25以下、および0.65以上では、安定した単一モード発振は得られなかった。合計電流を170 mW一定として注入電流比を変化させた場合にも、3 MHz以下の線幅を保ちながら0.45 nmの波長掃引幅が得られた。ただし、光出力は10 mWから18 mWまで変化し、一定とはならない。

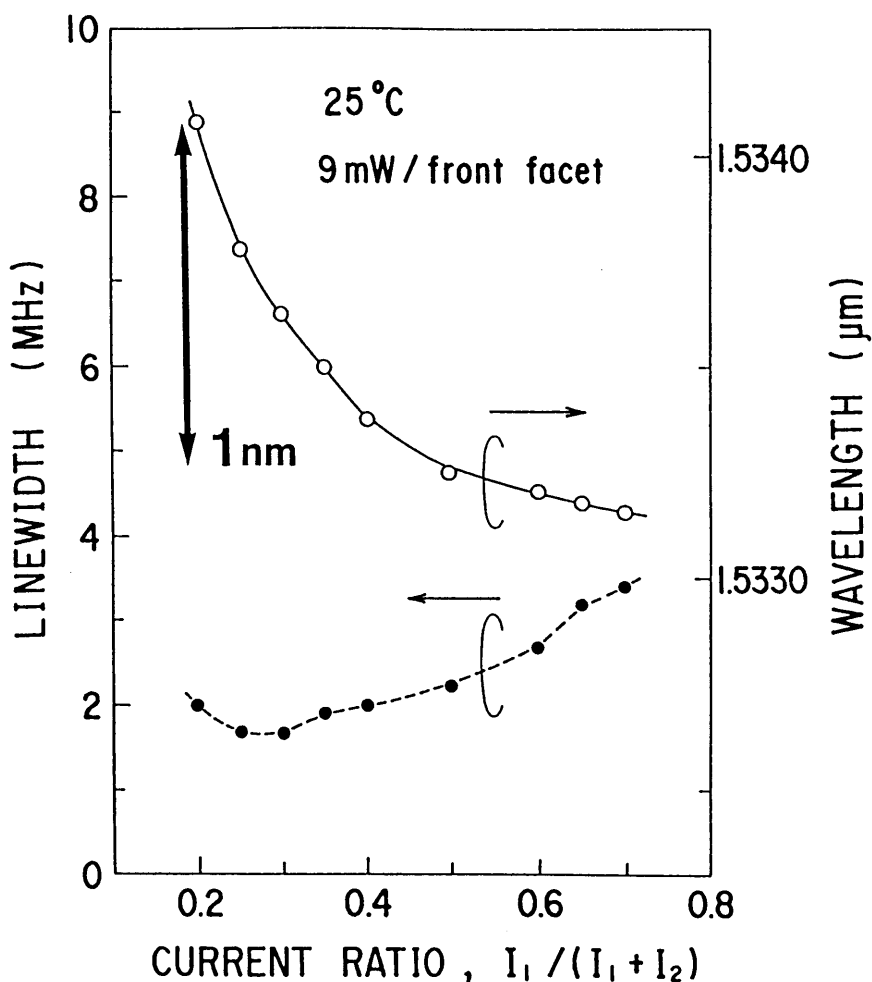


図4-17 多電極DFBレーザの波長掃引特性とスペクトル線幅。
 前端面からの光出力は9 mW一定。

図4-17は、図4-16に示した多電極DFBレーザの光出力をやや低下させ、9 mW一定として波長掃引した結果である。線幅は1.5 MHzから3.5 MHzに保たれ、波長掃引幅が1 nmに増加していることがわかる。波長掃引幅が増大した要因は、単一モードを保ちながら波長掃引できる電流比の範囲が0.2から0.7と、図4-16に比べ増大したことによる。これは、高出力でかつ単一モードを保ちながら電流比を変化させることが、より困難となることを意味している。

図4-16に示した多電極DFBレーザにおける線幅特性を、光出力の逆数に対して表示したものが、図4-18である。ここで、○は均一注入時の線幅を表し、●は光出力15 mWに保ち注入電流を変化させた時の線幅を表す。光出力が10 mW以上 ($1/P < 0.1 \text{ mW}^{-1}$) において、線幅が直線的な低下傾向からそれてフロア状の特性を示している。ところが、光出力15 mW ($1/P = 0.067 \text{ mW}^{-1}$) において、電流比が0.5の均一注入時に線幅は2.1 MHzであるが電流比を0.3とすることにより1.2 MHzまで低下している。このように、電流を不均一注入することにより線幅が低下し、点線で示される $1/P > 0.1 \text{ mW}^{-1}$ ($P < 10 \text{ mW}$) での線幅の直線傾向を外挿した値にほぼ一致するようになる。

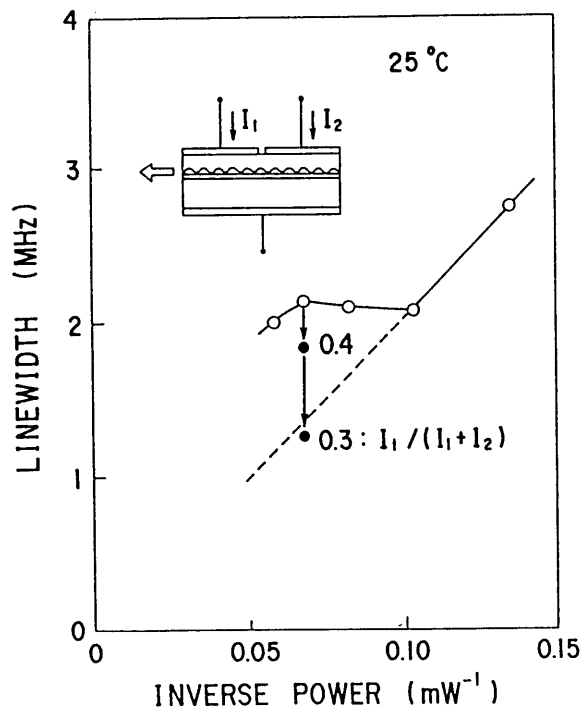


図4-18 多電極DFBレーザのスペクトル線幅の注入電流比依存性。

多電極 DFB レーザにおいて、不均一な電流注入により線幅が改善される効果は、八坂らによりはじめて報告された¹⁷⁾。図 4-6 に示したように高出力時に線幅が光出力に反比例せずフロア状となる傾向は、DFB レーザの共振器内の光強度分布に起因するキャリア密度分布の不均一性によると考えられている。多電極 DFB レーザにおいては、各電極への電流注入比を調整することによりキャリア分布を変化させ線幅のフロア状現象を抑制することが可能となる。図 4-18 は、電流比を 0.5 から 0.3 に減少することにより、不均一なキャリア密度分布が一般的な分布に近づくことを示唆している。キャリア密度分布の均一化は、また、レーザのしきい値キャリア密度の低下による等価屈折率の増大のため発振波長を長波長側へ変化させる。これは、図 4-16、4-17 に示した波長掃引特性において、注入電流比の変化により線幅が減少するとき発振波長が長波長側に変化している実験結果と定性的に一致している。

多電極 DFB レーザでは、各電極への注入電流の変化にともない共振器方向の光強度分布が変化し、同時に、キャリア密度分布が変化する³⁰⁾。これに加えて、注入電流の変化にともなう発熱効果を考慮する必要がある³¹⁾。このように、多電極 DFB レーザにおける波長掃引特性、および線幅の変化は極めて複雑であるが、近年、定量的に解析する試みが報告されている³²⁾。

4.4.3 多電極 DFB レーザ特性の温度依存性

多電極 DFB レーザの波長掃引特性は温度変化に対しても維持され、むしろ温度を変化させることにより波長掃引幅を拡張できる。図 4-19 に、温度を 15℃ から 45℃ まで変えたときの波長掃引特性を示す。図中に示すように、多電極 DFB レーザは、共振器長 1.2 mm で電極を 300/300/600 μm の 3 電極に分割し、前端面に 3% の反射率のコーティングを施した構造としている。それぞれの電極に注入する電流を I_1 、 I_2 、 I_0 として、 $I_1 = I_2$ のとき

$(I_1 + I_2) : I_0 = 6 : 1$ とした。前端面側からの光出力を大きくするために前端面側の注入電流比を大きくしている。この条件下で 25℃ におけるしきい値電流は 20 mA であった。注入電流比 $I_1 / (I_1 + I_2)$ を前端面からの光出力が 10 mW 一定となるように変化させた。温度が一定のもとでは波長掃引幅は約

0.8 nmであるが、温度上昇にともない波長が長波長側にシフトし、15℃から45℃まで30℃の温度変化により波長掃引幅を3 nm以上とすることができる。このように、単電極DFBレーザにおいて通常用いられている温度による波長掃引特性が、多電極長共振器DFBレーザにおいても確認された。

波長掃引特性の各測定点に対応する線幅を、図4-20に示す。単電極DFBレーザにおける線幅の温度依存性と同様に、温度の上昇にともない線幅が増大している。ただし、電流比の変化により線幅が複雑に変化しており、共振器内の光強度分布が変化していると考えられる。結果として、15-45℃の温度範囲において線幅は7 MHz以下に保たれていることがわかる。

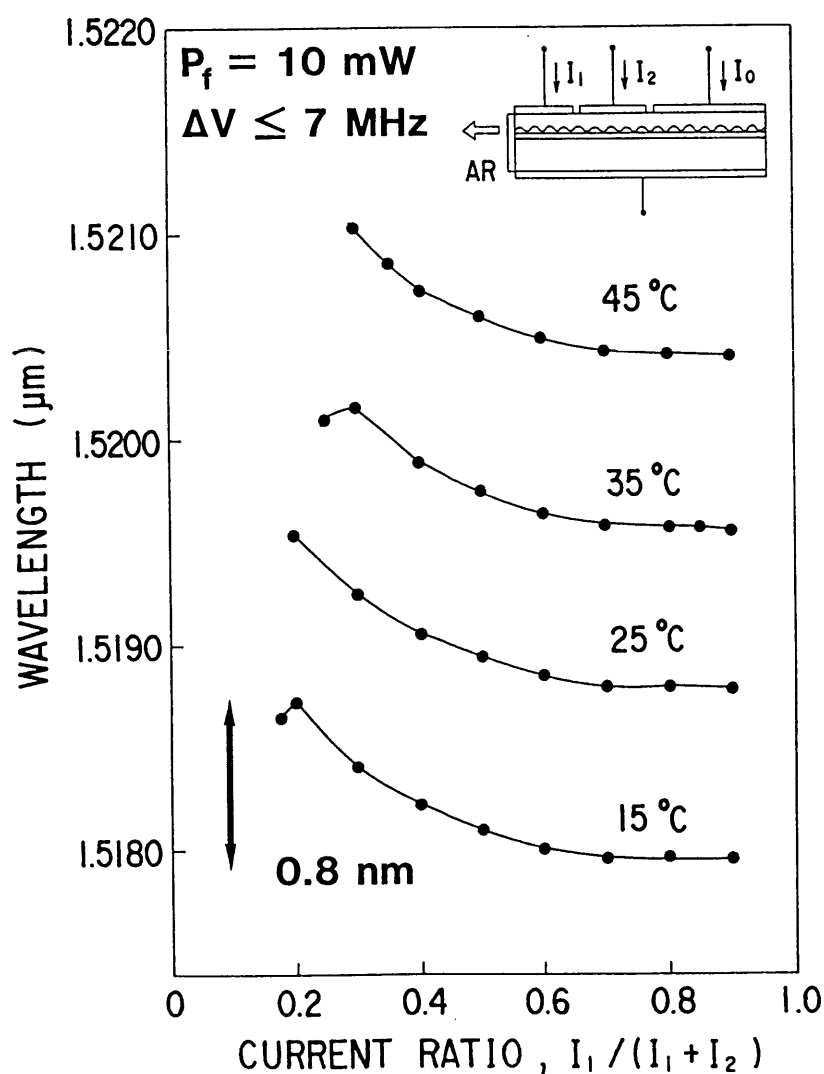


図4-19 多電極DFBレーザの波長掃引特性の温度依存性。

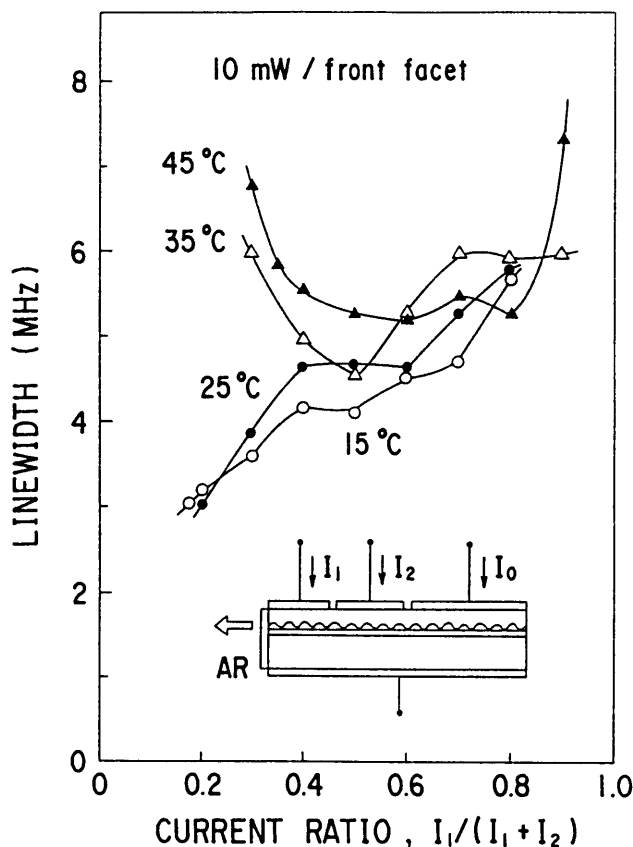


図 4 - 2 0 多電極 D F B レーザのスペクトル線幅の温度依存性.

4.4.4 D F B レーザの周波数変調

コヒーレント光伝送において用いられる周波数変調方式 (F S K : Frequency Shift Keying) では, 送信用光源の周波数変調 (F M : Frequency Modulation) 応答特性が重要となる. レーザの F M 応答特性が所望の高周波帯域をもつと同時に, 低周波側においても変化することなく平坦であり, また, 位相変動がないことが要求される²⁾.

D F B レーザの周波数変調は, ある一定の光出力を出射するよう直流電流をバイアスした状態において, ある周波数の小信号を印加したときのレーザの発振周波数変動を利用している. これは, 小信号強度変調実験 (第 3 章 3.4 節参照) と同一の測定系において, 出射光の強度ではなく発振周波数変動を測定することによって評価される. 図 4-21 に, D F B レーザの F M 応答特性の測定系を示す. D F B レーザの変調系は, 小信号強度変調実験におけるものと同様である. レー

ザの発振周波数変動は、Fabry-Perot型干渉計（Etalon）を用いて測定される。干渉計の光フィルター特性を利用して、入射光の周波数変動が測定できる。また、レーザに印加する小信号変調電流の位相に対するレーザの発振周波数変動の位相遅れをネットワークアナライザにより測定している。

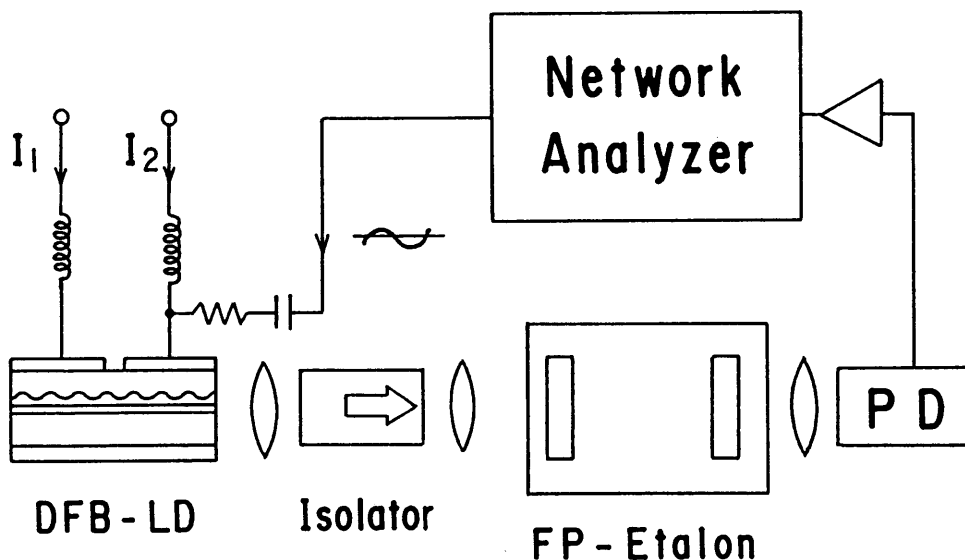


図 4 - 2 1 DFBレーザの周波数変調応答特性の測定系。

通常の単電極DFBレーザのFM応答特性は、模式的に図4-22のように示すことができる³⁰⁾。単電極DFBレーザでは、直流から1MHz程度の低周波帯域において、注入電流による発熱効果による発振周波数変動が支配的となる。注入電流の増大にともない活性領域の温度が上昇し発振周波数が減少し発振波長が長波長側に変動するため、レッドシフトとなる。発熱効果による周波数変動は、注入電流に対して180度の位相差をもつ。発熱効果は周波数の増大にともない低下し、かわって、キャリア効果が支配的となる。変調電流によるキャリア密度の変動は屈折率を変動させるため、発振周波数が変動する。この発振周波数変動は、周波数の増大にともない増大する。周波数が増大し緩和振動周波数 f_R に達すると、キャリア効果による周波数変動はピークに達し、 f_R 以上では減少する。このように、強度変調における変調帯域と同様に（第3章3.4節参照）、緩和振動周波数 f_R によって周波数変調帯域が制限される。

レーザの注入電流を変調して発振周波数を変調する方法では、発熱効果とキャリア効果という異なる二つの要因によって、その特性が周波数に対して平坦とはならず1MHz近傍においてディップが生じる。また、周波数の増大にともない位相が回転するという問題が生じる。

これらの問題を解決するために、多電極DFBレーザを用いその一部の電極への注入電流を変調する方法が吉国と本杉により提案された³⁰⁾。この方法により位相回転のない平坦なFM応答特性が得られるようになり、また、多電極DFBレーザのFM応答特性に関する解析も行われた³³⁾。

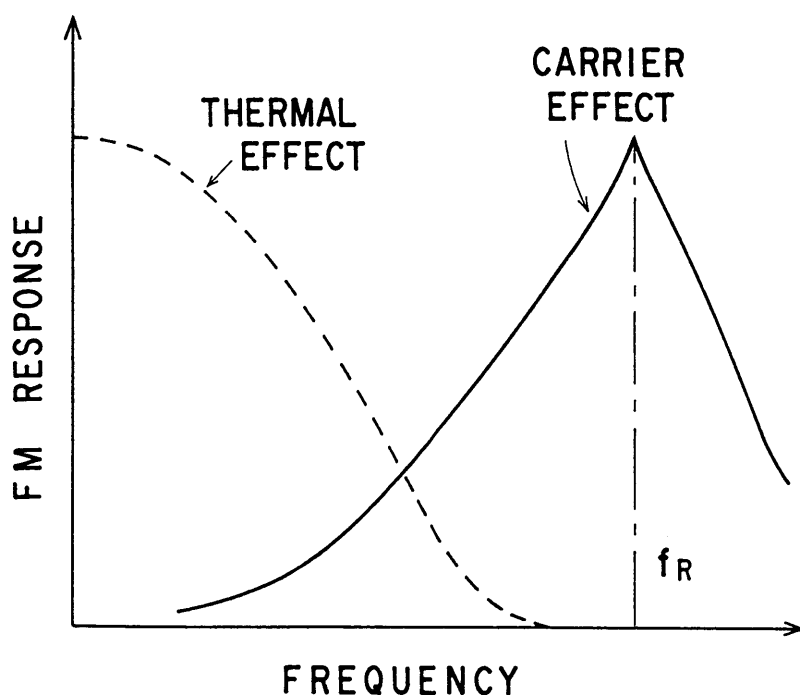


図4-22 単電極DFBレーザの周波数変調応答特性。

4.4.5 多電極長共振器DFBレーザのFM応答特性

そこで、前述した長共振器多電極DFBレーザのFM応答特性を評価し、10mW以上の光出力において数MHzの狭線幅をもつDFBレーザに対し平坦で位相回転のないFM応答特性を得た。図4-23に、多電極DFBレーザへの直流バイアス電流および変調信号印加状態を示す。このレーザは図4-19に示した3電

極 D F B レーザである。レーザの前端面からの光出力は 10 mW 一定とし、電流注入比 $I_1 / (I_1 + I_2) = 0.6$ とした。このときのスペクトル線幅は、4 MHz であった。中央の電極に 2 mA の振幅をもつ正弦波変調電流を印加した。測定結果を、図 4-24 に示す。ここで、●は変調電流の振幅に対する周波数変動の割合 (FM 効率) を表し、○は変調電流に対する周波数変動の相対位相差を表す。

300 kHz の低周波域から 1 GHz 以上の高周波域まで平坦な FM 応答特性が得られた。FM 効率は 1.8 GHz/mA であり、通常の単電極 D F B レーザにおける値 (~300 MHz/mA) に比べ数倍大きな値が得られた。また、位相回転もほとんど見られない。1 GHz 以上の高周波帯域における FM 応答特性は測定系の制限により評価されていないが、第 3 章 3.4 節において述べた強度変調帯域と同様に、浮遊容量の除去により、これらの特性を 10 GHz 近傍の高周波帯域まで拡張することが可能である。

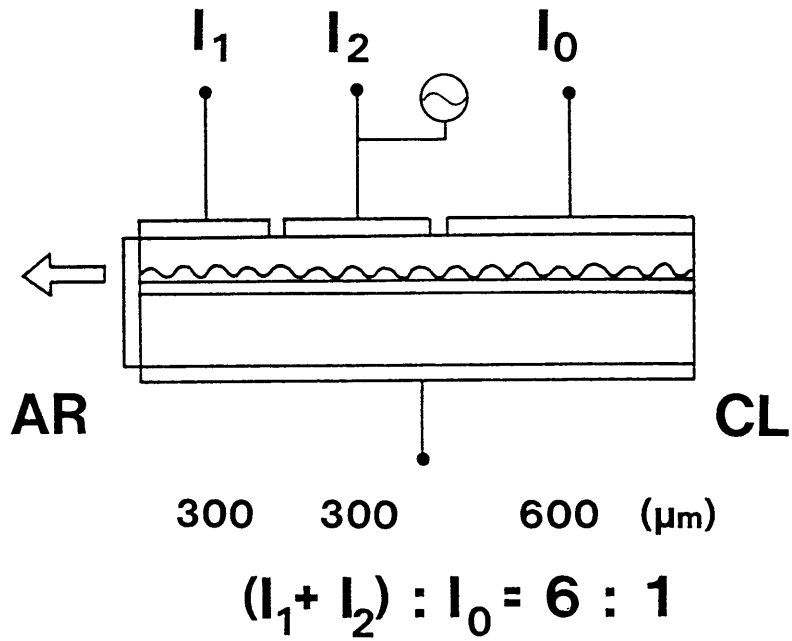


図 4 - 2 3 多電極 D F B レーザの周波数変調応答特性測定のパイアス条件.

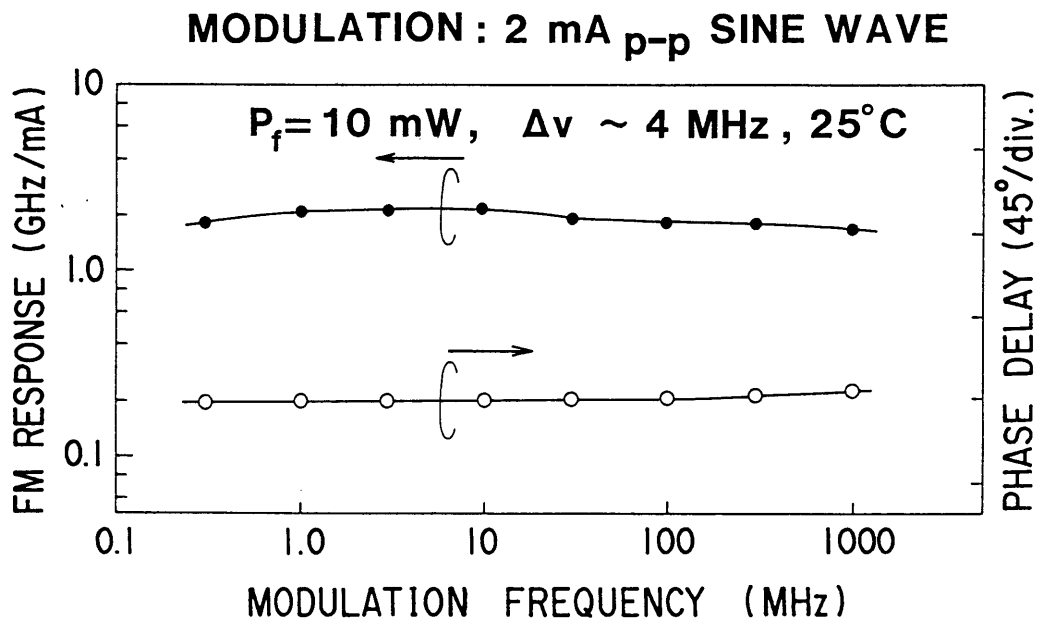


図 4 - 2 4 多電極 D F B レーザの周波数変調応答特性.

4. 5 まとめ

長距離光伝送方式として有力なコヒーレント光伝送において必要とされる，DFBレーザの狭スペクトル線幅化について述べた．半導体レーザのスペクトル線幅を低減しかつ高出力動作を達成するためには，共振器内の光損失の低減が重要であり，そのため長共振器化及び活性層の薄層化が有効であることを明らかにした．DFBレーザにおいて安定な単一モードを得るため，回折格子のもつ規格化結合定数 κL を1.0近傍に設定した． $1.55\mu\text{m}$ 帯レーザでは活性層内の光損失が線幅を決める大きな要因となっており， κL 一定の条件においてスペクトル線幅が近似的に共振器長に反比例し活性層厚に比例することを計算および実験により示した．

最適化を図った回折格子を有するDHウェハを用い，MOVPE法による埋め込みDFBレーザを作製し，均一性の優れた長共振器DFBレーザが得られることを，ELトポグラフ観察により示した．その結果，共振器長 1.2mm ，活性層厚 $0.07\mu\text{m}$ の $1.55\mu\text{m}$ 帯埋め込みレーザにおいて，光出力 20mW で 1MHz の狭線幅を有するDFBレーザを実現した．

上部電極を分割した多電極長共振器DFBレーザを作製し，各電極への注入電流を制御することにより 2MHz 近傍の狭線幅と 9mW の高光出力を保持しながら 1nm の波長掃引幅をもつDFBレーザを実現した．

多電極DFBレーザにおける周波数変調特性を測定し， 0.3MHz から 1GHz 以上の広い帯域にわたって周波数変調応答特性が平坦であることを示した．

これらの結果から，多電極長共振器DFBレーザは，コヒーレント光伝送方式用光源として極めて有望である．

参考文献

- 1) 野須潔, "光も波, コヒーレント性を利用する光ファイバ伝送方式の研究に活気," NIKKEI Electronics, **424**, pp.217-238, (6.29 1987).
- 2) K.Kikuchi, T.Okoshi, M.Nagamatsu, and N.Henmi, "Degradation of bit-error rate in coherent optical communications due to spectral spread of the transmitter and the local oscillator," J.Lightwave Technol., **LT-2(6)**, pp.1024-1033 (Dec.1985).
- 3) Y.Kondo, K.Sato, M.Nakao, M.Fukuda, and K.Oe, "Extremely narrow linewidth (~ 1 MHz) and high-power DFB lasers grown by MOVPE," Electron.Lett., **25(3)**, pp.175-176(Feb.1989); K.Sato, Y.Kondo, M.Nakao, and M.Fukuda, "1.55 μ m narrow linewidth and high-power distributed feedback lasers for coherent transmission systems," J.Lightwave Technol., **7(10)**, pp.1515-1519(Oct.1989).
- 4) M.Fukuda, M.Nakao, K.Sato, and Y.Kondo, "1.55 μ m tunable DFB laser with narrow linewidth and high power," IEEE Photon.Technol.Lett., **1(1)**, pp.16-17 (Jan.1989); M.Fukuda, K.Sato, Y.Kondo, and M.Nakao, "Continuously tunable thin active layer and multisection DFB laser with narrow linewidth and high power," J.Lightwave Technol., **7(10)**, pp.1504-1509(Oct.1989).
- 5) 例えば, 大越孝敬, 菊池和朗, "コヒーレント光通信工学," オーム社, 1989.
- 6) C.H.Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers," IEEE J.Quantum Electron., **QE-18(2)**, pp.259-264(Feb.1982).
- 7) T.Okoshi, K.Kikuchi, and A.Nakayama, "Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum," Electron.Lett., **16(16)**, pp.630-631 (July 1980).
- 8) K.Nosu and K.Iwashita, "A consideration of factors affecting future coherent lightwave communication systems," J.Lightwave Technol., **6(5)**, pp.686-694 (May 1988).
- 9) M.Ohtu and S.Kotajima, "Linewidth reduction of a 1.5 μ m InGaAsP laser by electrical feedback," Jpn.J.Appl.Phys., **24(4)**, pp.L256-L258(Apr.1985).
- 10) R.Wyatt, W.J.Devlin, "10kHz linewidth 1.5 μ m InGaAsP external cavity laser with 55nm tuning range," Electron.Lett., **19(3)**, pp.110-112(Feb.1983).
- 11) K.Kojima, S.Noda, S.Tai, K.Kyuma, K.Hamanashi, and T.Nakayama, "Long cavity ridge waveguide AlGaAs/GaAs distributed feedback lasers for spectral linewidth reduction," Appl.Phys.Lett., **49(7)**, pp.366-368(Aug.1986).
- 12) K.-Y.Liou, N.K.Dutta, and C.A.Burrus, "Linewidth narrowed distributed feedback injection lasers with long cavity length and detuned Bragg wavelength," Appl.Phys.Lett., **50(9)**, pp.489-491(Mar.1987).
- 13) S.Ogita, Y.Kotaki, K.Kihara, M.Matsuda, H.Ishikawa, and H.Imai, "Dependence of spectral linewidth on cavity length and coupling coefficient in DFB laser," Electron.Lett., **24(10)**, pp.613-614(May,1988).

- 14) M. Okai, T. Tsuchiya, K. Uomi, N. Chinone, and T. Harada, "Corrugation-pitch modulated MQW-DFB laser with narrow spectral linewidth (~ 170 kHz)," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **2**(8), pp. 529-530 (Aug. 1990).
- 15) K. Kojima, K. Kyuma, and T. Nakayama, "Analysis of the spectral linewidth of distributed feedback laser diodes," *J. Lightwave Technol.*, **LT-3**(5), pp. 1048-1055 (Oct. 1985).
- 16) M.-C. Wu, Y.-H. Lo, and S. Wang, "Linewidth broadening due to longitudinal spatial hole burning in a long distributed feedback laser," *Appl. Phys. Lett.*, **52**(14), pp. 1119-1121 (Apr. 1988).
- 17) H. Yasaka, M. Fukuda, and T. Ikegami, "Current tailoring for lowering linewidth floor," *Electron. Lett.*, **24**(12), pp. 760-761 (June 1988).
- 18) H. Soda, H. Ishikawa, H. Imai, "Design of DFB lasers for high-power single-mode operation," *Electron. Lett.*, **22**(20), pp. 1047-1049 (Sep. 1986).
- 19) M. Asada, A. R. Adams, K. E. Stbkjaer, Y. Suematsu, Y. Itaya, and S. Arai, "The temperature dependence of the threshold current of GaInAsP/InP DH lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17**(5), pp. 611-618 (May 1981).
- 20) M. Asada and Y. Suematsu, "The effects of loss and nonradiative recombination on the temperature dependence of threshold current in 1.5-1.6 μ m GaInAsP/InP lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-19**(6), pp. 917-923 (June 1983).
- 21) M. Fukuda, K. Wakita, and G. Iwane, "Observation of dark defects related to degradation in InGaAsP/InP DH lasers under accelerated operation," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **20**, pp. L87-L90 (Feb. 1981).
- 22) W. H. Cheng and D. Renner, "Effect of active layer thickness on differential quantum efficiency of 1.55 μ m InGaAsP buried crescent injection lasers," *Appl. Phys. Lett.*, **49**(20), pp. 1322-1324 (Nov. 1986).
- 23) Y. Itaya, M. Fukuda, Y. Noguchi, and Y. Nakano, "Improvement in differential quantum efficiency of 1.55 μ m distributed feedback lasers grown by MOVPE," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **26**(8), pp. L1289-L1291 (Aug. 1987).
- 24) M. Asada, "Theoretical linewidth enhancement factor α of GaInAsP/InP lasers," *IECE Japan*, **E68**(8), pp. 518-520 (Aug. 1985).
- 25) Y. Arakawa and A. Yariv, "Fermi energy dependence of linewidth enhancement factor of GaAlAs buried heterostructure lasers," *Appl. Phys. Lett.*, **47**(9), pp. 905-907 (Nov. 1985).
- 26) K. Kobayashi and I. Mito, "Single frequency and tunable laser diodes," *J. Lightwave Technol.*, **6**(11), pp. 1623-1633 (Nov. 1988).
- 27) Y. Kotaki and H. Ishikawa, "Spectral characteristics of a three-section wavelength-tunable DBR laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-25**(6), pp. 1340-1345 (June 1988).

- 28) Y. Yoshikuni, K. Oe, G. Motosugi, and T. Matsuoka, "Broad wavelength tuning under single-mode oscillation with a multi-electrode distributed feedback laser," *Electron. Lett.*, **22**(22), pp.1153-1154(Oct.1986).
- 29) K. Iwashita, N. Takachio, Y. Nakano, and N. Tsuzuki, "Optical CPFSK 2-Gbit/s 202-km transmission experiment using a narrow linewidth multielectrode DFB LD" *Electron. Lett.*, **23**(19), pp.1022-1023(Sep.1987).
- 30) Y. Yoshikuni and G. Motosugi, "Multielectrode distributed feedback laser for pure frequency modulation and chirping suppressed amplitude modulation," *J. Lightwave Technol.*, **LT-5**(4), pp.516-522(Apr.1987).
- 31) J. Jacquet, A. Olivier, D. Leclerc, J. Benoit, D. Le Gouezigou, L. Le Gouezigou, and J. -L. Lievin, "Thermal contribution to wavelength tunability of multielectrode DFB lasers," *Technical digest of OFC' 91*, p. 204(Feb.1991).
- 32) M. Kuznetsov, "Theory of wavelength tuning in two-segment distributed feedback lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**(9), pp.1837-1844(Sep.1988).
- 33) M. Kuznetsov and A. E. Willer, "Frequency modulation response of tunable two-segment distributed feedback lasers," *Appl. Phys. Lett.*, **55**(18), pp.1826-1829 (Oct.1989).

第5章 波長多重光伝送用レーザー アレイ

5.1 まえがき

光伝送の大容量化を目的として、波長分割多重（WDM：Wavelength Division Multiplexing）方式，あるいは周波数分割多重（FDM：Frequency Division Multiplexing）方式が検討されている¹⁾。WDM方式は，図5-1に示すように，各チャンネルに対応した波長の異なる複数の光源から出射されるレーザー光を1本の光ファイバーに合波し信号を送る送信系と，光ファイバを通して伝送された合波光を分波し光信号を検出する受信系からなる。多重度を増すことにより伝送容量を飛躍的に増大することができ，多重放送システムへの応用などが考えられ将来の伝送方式として有望視されている。現状では，受信系における分波方式など解決すべき課題が多く存在し，盛んに研究されている段階にある。

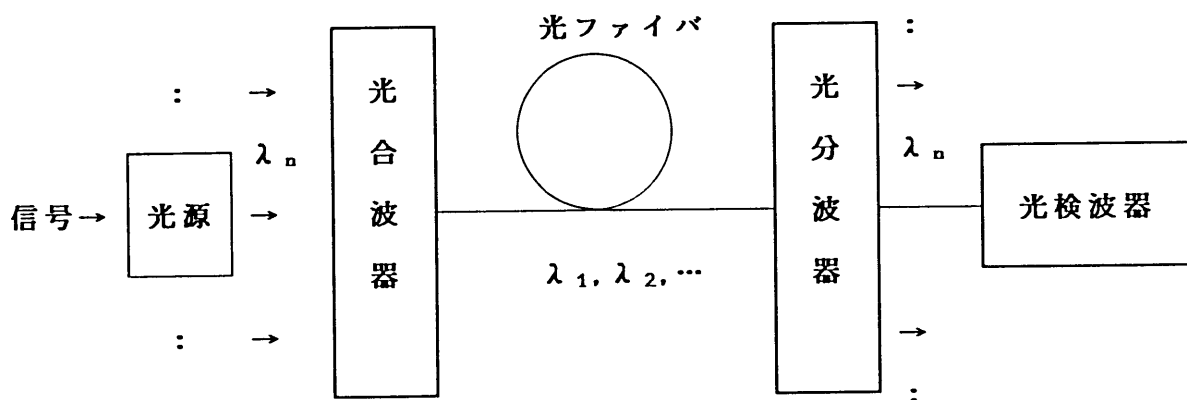


図5-1 波長分割多重光伝送方式の基本構成。

送信系では多重度に応じて波長の異なる多数の光源が必要となるが、これをアレイ化することによりシステムの小型化、高信頼化、経済化を図ることができるため、レーザアレイの開発が重要な課題となっている。これまで波長多重を目的としたレーザアレイは、いくつか報告されている。奥田らは、 50 \AA 間隔に5波長並んだ $1.3 \mu\text{m}$ 帯 DFBレーザアレイを報告している²⁾。八坂らは、周波数可変の多電極DFBレーザを4個アレイ化し、周波数間隔が 2.5 GHz から 11 GHz まで可変であるレーザアレイを実現した³⁾ ($1.55 \mu\text{m}$ 波長帯では 1 \AA の波長間隔が約 13 GHz の周波数間隔に相当する)。これらのレーザアレイでは、レーザの集積数は3~5素子にとどまっている。レーザアレイにおける波長間隔をよりせばめ絶対波長の設定精度を高めることにより、波長多重度を高めることが重要な課題となっている。本章では、WDM方式の光源用DFBレーザアレイの集積度の向上を目的として、その作製法と波長制御性について検討する。DFBレーザの単一縦モード発振を確保するために $\lambda/4$ シフト構造のDFBレーザを採用している。個々のレーザの発振波長を変化させるため周期の異なる回折格子を同一ウェハ上に作製する必要がある。本研究では、シンクロトロン放射によるX線露光を用いた新しいリソグラフィ技術を導入し回折格子を作製した⁴⁾。レーザは、第3章で述べたMOVPE法を用いた作製法によっている。これらの総合技術として、 10 \AA 間隔で20波長のレーザアレイを実現した⁵⁾。

5.2節と5.3節においてレーザアレイの作製法について述べ、5.4節で得られた特性について述べる。5.5節ではレーザアレイにおける発振波長の設定精度と制御性⁶⁾について検討する。最後に、5.6節でレーザアレイに特有な問題であるレーザ間に発生する熱クロストークの問題⁷⁾について述べる。

5.2 $\lambda/4$ シフトDFBレーザアレイの設計

波長分割多重方式への適用を目的とするレーザアレイの基本的な設計要素について述べる。

波長分割多重方式用のアレイ光源は、各レーザが単一縦モード発振し、発振波長が一定間隔で変化している必要がある。DFBレーザの単一縦モード発振確率

を原理的に100%にするために、第3章3.2節で述べた $\lambda/4$ シフト付き回折格子を有し両端面ARコーティングした、いわゆる $\lambda/4$ シフトDFBレーザ構造を採用する。 $\lambda/4$ シフトDFBレーザの発振波長は回折格子の周期 Λ によって決まるBragg波長 λ_B に一致し、

$$\lambda_B = 2 n_{eq} \Lambda \quad (5-1)$$

で与えられる。ここで、 n_{eq} はレーザの導波路構造によって決まる等価屈折率である。 $\lambda/4$ シフト構造のない均一回折格子を有するDFBレーザでは、発振波長が回折格子の端面での位相に依存して変化するため任意性をもち一義的に決まらないという問題がある。

式(5-1)より、発振波長の精度は回折格子の周期の精度と等価屈折率の精度に依存する。等価屈折率は共振器の構造及び構成要素の屈折率で決まるため、形状ならびに組成の均一性が要求される。この点で、MOVPE法による結晶成長とドライエッチング法を用いた埋め込みレーザ作製法が極めて有効である。(発振波長設定精度については、5.5節で詳しく述べる。)

DFBレーザアレイの発振波長は、隣接するレーザ間の回折格子の周期を一定の値 $\Delta\Lambda$ で変化させることにより、一定の間隔 $\Delta\lambda$ で並列させることができる。 $\Delta\Lambda$ はレーザの設定波長間隔 $\Delta\lambda$ から、

$$\Delta\Lambda = \Delta\lambda / (2 n_{eq}) \quad (5-2)$$

によって決まり、 $\Delta\lambda = 10 \text{ \AA}$ では $\Delta\Lambda = 1.5 \text{ \AA}$ となる。この値は $1.55 \mu\text{m}$ 波長を与える回折格子の周期 Λ ($\sim 2400 \text{ \AA}$)に対して0.6%の変化量であり、高精度のパターン形成技術を必要としている。波長間隔を狭めることは波長多重度を高めるために必須であるが、作製上の設定精度から制約される。本研究では、これまで報告されていない $7-10 \text{ \AA}$ の高密度の波長間隔を試みる。

レーザアレイにおけるレーザの集積数 N_L は、全体の波長幅 $\Delta\lambda \cdot N_L$ がレーザの活性層のもつ利得幅を越えられないことから限定される。 $1.55 \mu\text{m}$ 帯 InGaAsP 活性層のもつ利得スペクトラムは、第3章3.2節に示したように、

キャリア密度に依存してシフトし $1.4 \mu\text{m}$ から $1.6 \mu\text{m}$ と広い帯域にわたっている。また、 $\lambda/4$ シフト DFB レーザでは両端面を AR コーティングするため、FP モードが抑圧され DFB モード発振しやすく、利得ピークからのデチューニング幅を広くとることができる。ただし、デチューニングはしきい値電流の上昇などレーザ特性の変化をもたらすため、デチューニング幅を制限する必要がある。デチューニングによるしきい値キャリア密度の変化を 5% 以内（しきい値電流の変化にして 10% 以内）として許容されるデチューニング幅を見積もると、式 (3-12) より、約 400 \AA となる。このように、 $1.55 \mu\text{m}$ 帯 InGaAsP 活性層は広帯域な利得幅をもち、波長間隔を 10 \AA とすれば 40 チャンネル以上のアレイ化が可能である。

図 5-2 に、作製したレーザアレイの模式図を示す。また、表 5-1 に、作製したレーザアレイの諸元を列記する。回折格子のもつ規格化結合定数 κL は、安定な単一モード発振を得るため、空間ホールバーニングの問題を考慮して、1.5 ~ 2.0 程度に設定している（第 3 章 3.2 節参照）。共振器長は、 $300 \mu\text{m}$ である。レーザ間の横方向の空間的な間隔は、実用化されている単一モードファイバの直径に等しい $125 \mu\text{m}$ としている。

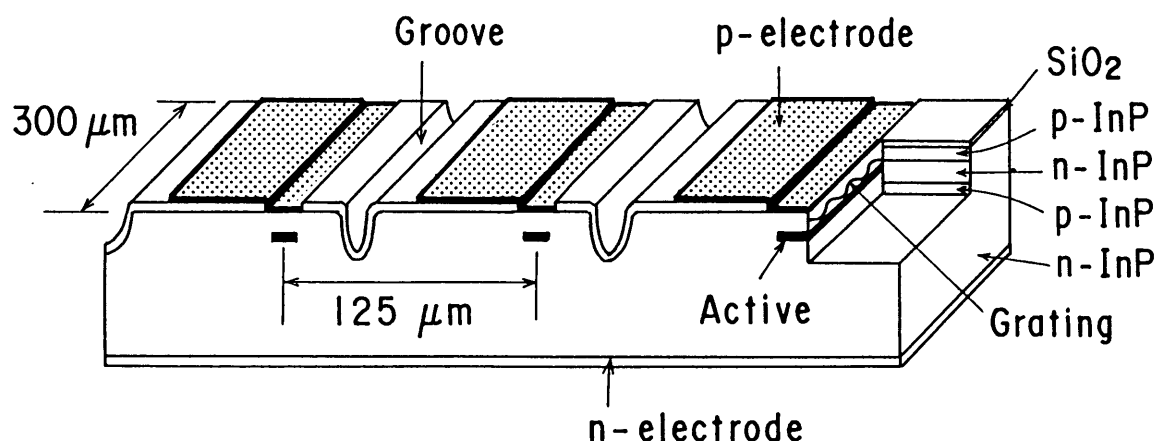


図 5-2 DFB レーザアレイの模式図。

表 5 - 1 レーザアレイの諸元.

レーザ構造	$\lambda / 4$ シフト D F B レーザ, 両端面 A R コーティング
結合定数, κL	1.5 ~ 2.0
共振器長, L	300 μ m
レーザ間隔, d_s	125 μ m
発振波長, λ_B	1.53 - 1.56 μ m
波長間隔, $\Delta \lambda$	10 \AA
レーザ集積数, N_L	20

5. 3 X線露光による回折格子の作製

高精度で微細なパターンを形成する技術として、電子ビーム描画技術が最も有力である。電子ビーム描画技術を D F B レーザの回折格子形成に用いた例は、これまでいくつか報告されている^{8), 9)}。それらは、ウェハ上に塗布されたレジストへの直接描画であり、1ウェハの描画に要する時間が通常10時間程度と長いという問題がある。そこで、電子ビーム描画により露光用マスクを形成し、これを用いて露光する事により、再現性・量産性を向上させることが考えられる。このようなサブミクロンのパターンの転写を可能とする技術として、X線露光を導入した。これは、X線源にシンクロトロン放射¹⁰⁾ (S O R : Synchrotron Orbital Radiation) を用いた新しい露光技術である。

以下に、周期の異なる多数の回折格子を同一ウェハ上に形成するリソグラフィ技術について説明する。図5-3に、回折格子の形成プロセスを示す。プロセスは、①電子ビーム描画により回折格子のパターンを搭載したマスクを形成する工程、②このマスクを用いてX線露光によりパターンをウェハ上に転写する工程、③化学エッチングによりウェハに回折格子を形成する工程、からなる。マスク基板は2インチSi基板の上にSiN_x膜、Ta膜（X線吸収体）、SiO₂膜、レジスト（SNR/AZ）を順次積層したものをを用いている。この基板の上に電子ビーム描画によって回折格子のレジストパターンを形成し、次に、C₂F₆ガスを用いたRIEによるSiO₂膜への転写、CBrF₃ガスを用いたRIEによるTa膜への転写によりTa膜上に回折格子パターンを形成したX線露光用マスクを形成する。マスクのSi基板裏面のSiを除去した後、このマスクを用いてX線露光し、回折格子パターンをウェハ上に塗布されたレジスト（X線露光用FBM-G）に転写する。X線源としてSORを用いている。この後、第2章2.2.4項で述べた通常の化学エッチングによりInGaAsPガイド層に回折格子を形成する。電子ビーム露光及びSORリソグラフィによる回折格子パターン形成法とパターン評価の詳細については、西田らの報告に述べられている⁴⁾。

図5-3(c)に、ウェハ上に形成された回折格子のSEM写真を示した。写真の下に記された等間隔目盛りと比較することにより、中央で回折格子の位相が反転しており、 $\lambda/4$ シフト構造が形成されていることがわかる。

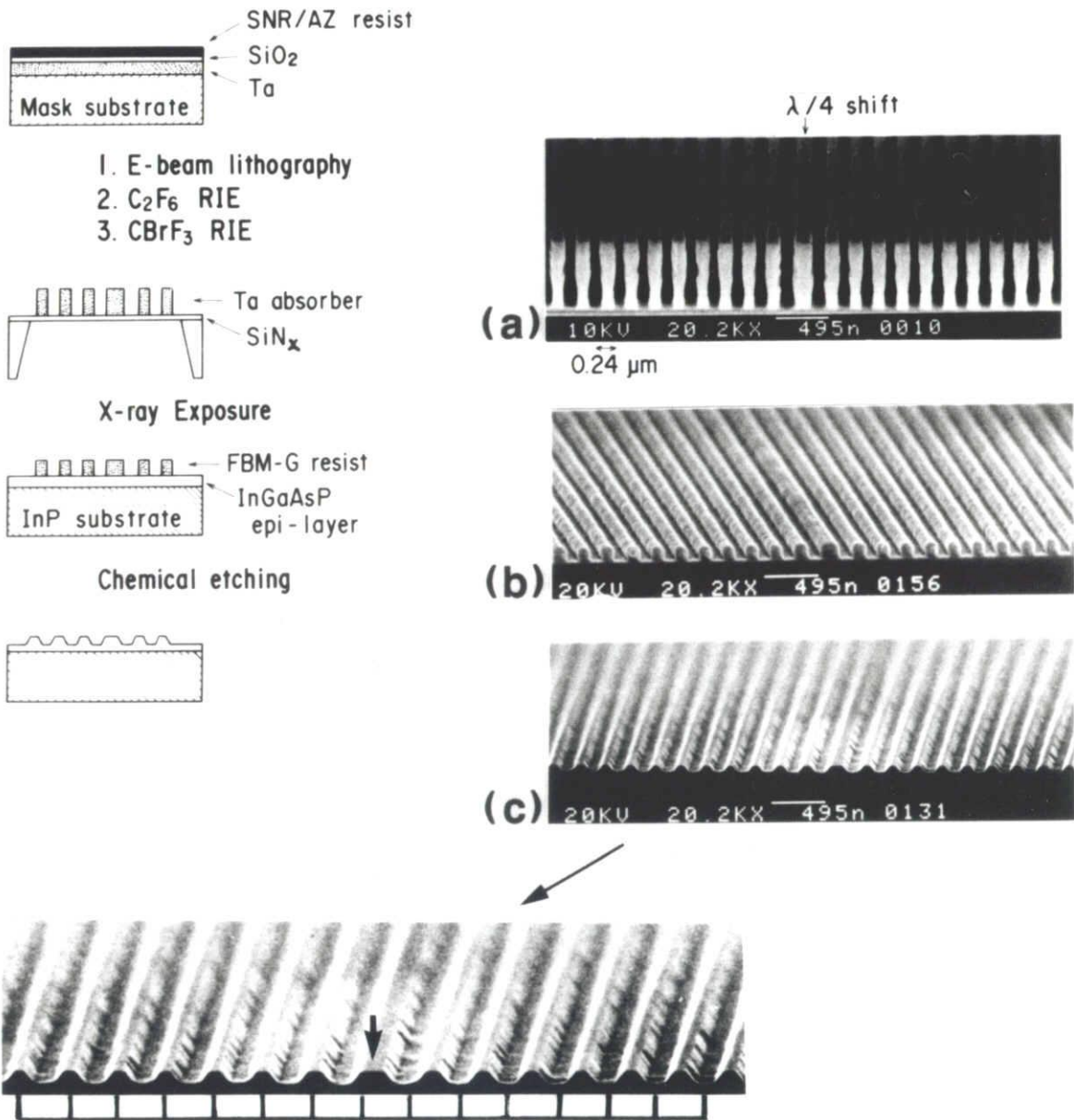


図5-3 X線露光による回折格子作製工程と回折格子パタンのSEM写真。
 (a) X線露光用マスク。(b) X線露光されたFBM-Gレジストパターン。
 (c) InGaAsPガイド層上に形成された回折格子パターン。中央の矢印は
 $\lambda/4$ シフトの位置を示す。

5. 4 20 波長DFBレーザアレイ

試作したDFBレーザアレイは、回折格子の形成法を除いて第3章で述べたMOVPE法による作製法を用いており、素子構造は共振器長 $300\mu\text{m}$ の埋め込みレーザである。レーザ間の電気的分離は、図5-2に示すように、Arイオンエッチング法により幅 $10\mu\text{m}$ でn-InP基板に達する深さ $3\mu\text{m}$ の溝をレーザ間に形成することにより達成している。レーザ間抵抗は、 $100\text{k}\Omega$ (0.5V 印加時)以上となっている。へき開により20素子のレーザアレイをバー状に切り出し、両端面にARコーティングした。コーティング膜には、ECR型プラズマCVD装置による SiN_x 膜を用いている¹¹⁾。膜厚を制御することにより、1%以下の低反射率を得ている。このようにして作製されたアレイの個々のレーザ特性をパルス測定し、評価した。また、レーザアレイをマウントし、CW測定した。以下に試作したレーザアレイの特性について述べる。

5. 4. 1 パルス動作特性

パルス測定によるレーザアレイの発振波長としきい値電流を図5-4に示す。 $1\mu\text{s}$ のパルス幅で 1kHz の繰り返し周波数のパルス電流を用い、発振波長は電流値を 100mA 一定として測定している。発振波長が 10\AA の間隔でほぼ直線的に変化している。また、しきい値電流はほとんどが $15\sim 20\text{mA}$ の低い値を示している。図5-5は、波長間隔の異なるAとB (Bは図5-4の試料と同一)の2個の試料の発振波長特性を示している。Aは、回折格子の周期の中心値 Λ_c が 2395\AA で周期の間隔が 1.0\AA に設定された試料である。Bは、それぞれ 2370\AA 、 1.5\AA としている。この回折格子の周期の変化を反映して、レーザの発振波長がほぼ直線的に変化している。その傾きから、Aの試料では 6.6\AA 、Bの試料では 10\AA の間隔で発振波長が変化していることがわかる。これらの値は式(5-2)より回折格子の周期の変化から決まる波長間隔 6.5\AA 、 9.7\AA とそれぞれ良く一致しており、 10\AA 以下の微小な波長制御が可能であることを示している。また、Aの試料では20素子すべてが単一縦モード発振しており、SOR露光とMOVPE法を用いて作製された $\lambda/4$ シフトDFBレーザが集積化に対して高い可能性を持つことを実証している。

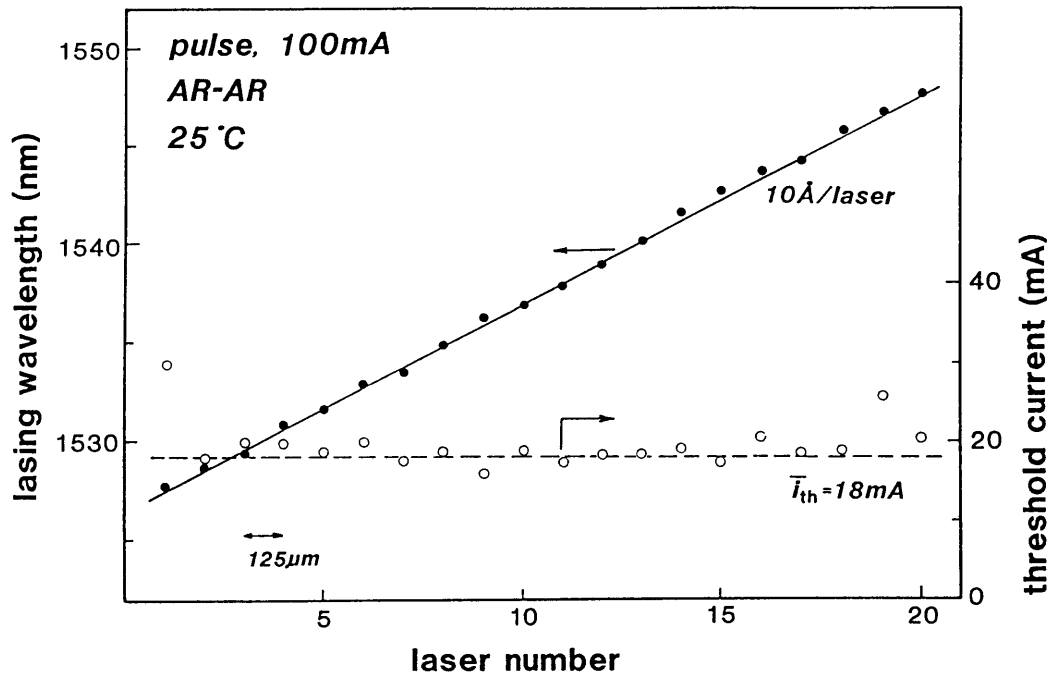


図 5 - 4 20 波長 DFB レーザアレイのパルス測定による発振波長としきい値電流.

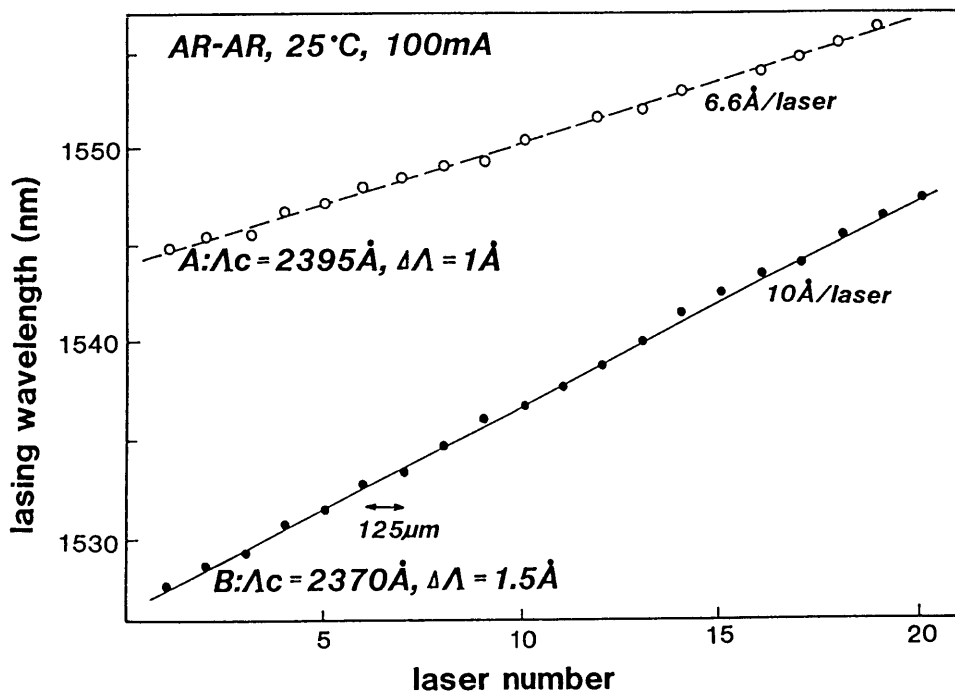


図 5 - 5 回折格子周期の異なるレーザアレイの発振波長.

試料 A : 回折格子周期の変化幅 $\Delta \Lambda = 1 \text{ \AA}$, 試料 B : $\Delta \Lambda = 1.5 \text{ \AA}$

20 波長 DFB レーザレイにおける作製上の波長変動を図 5-5 に示した直線からのずれとして見積ると、A 及び B の試料ともにずれの最大値が 3 Å，標準偏差が約 2 Å であった。この波長変動の要因については、5.4 節において詳しく議論する。

5.4.2 CW 動作特性

レーザレイを p 電極側が上面となるようにシリコンヒートシンク上にマウントし金リード線をボンディングして、CW 動作特性を評価した。

典型的な光出力-電流特性を図 5-6 に示す。しきい値電流は 13 mA と低く、片端面から 20 mW 以上の光出力が得られている。図中に示されている発振スペクトルから、サイドモード抑圧比が 35 dB 以上で単一モード発振していることがわかる。

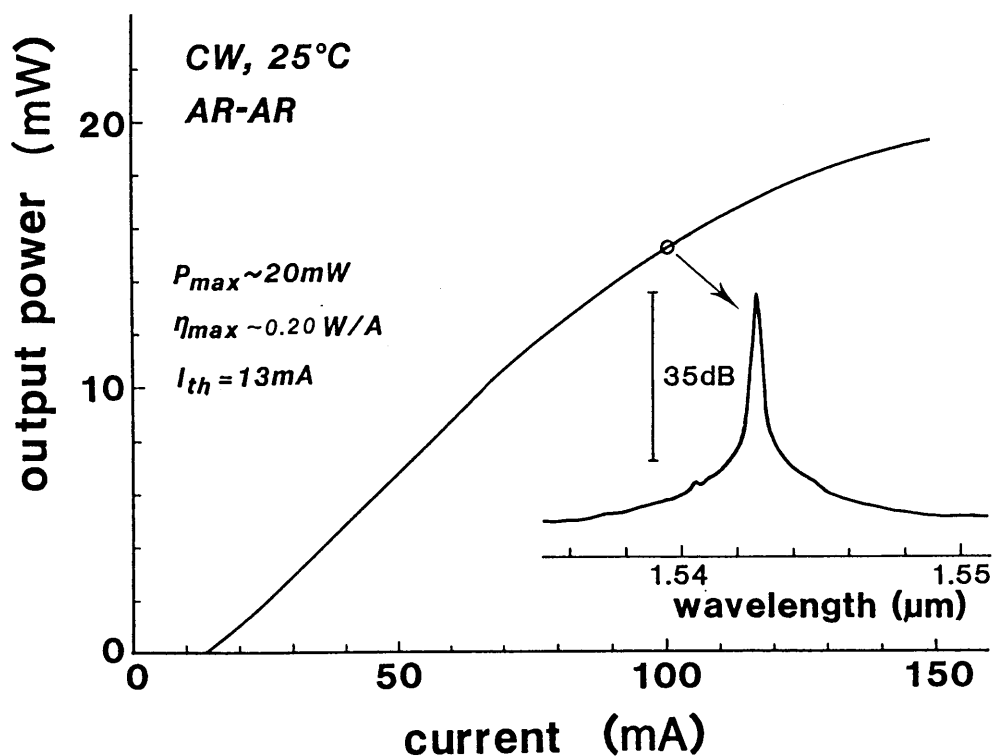


図 5-6 CW 測定による光出力-電流特性とスペクトル。

図5-7は、しきい値以下（しきい値電流の0.9倍）でのスペクトルを示す。中心の発振モードがBragg波長でありこれに対しサイドモードが対称に現れており、 $\lambda/4$ シフトによるDFBモードスペクトルが確認された。両サイドモードの波長間隔（ $\lambda_{-1}-\lambda_{+1}=36\text{ \AA}$ ）からこの素子の κL は2.0であり（第3章付録3-1参照）、ほぼ設計どおりの値が得られている。

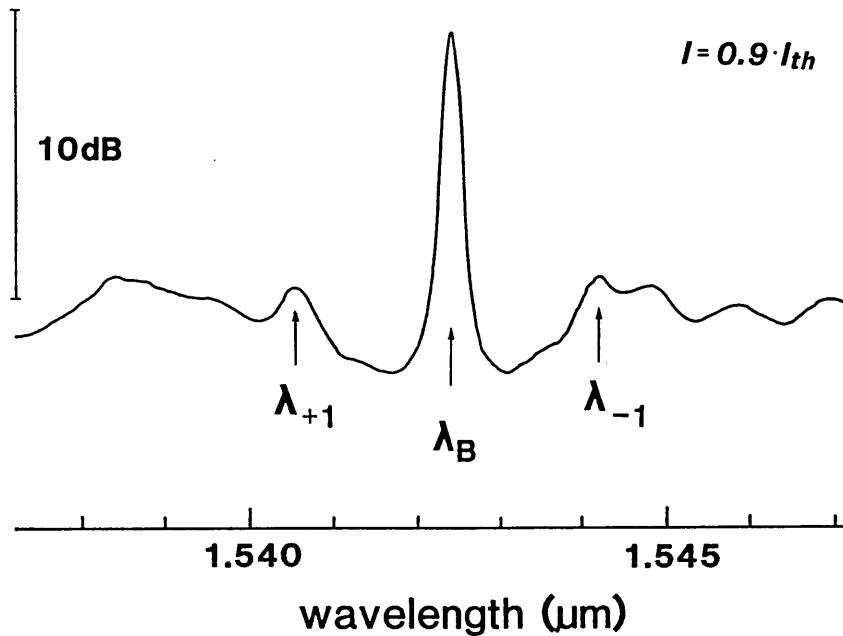
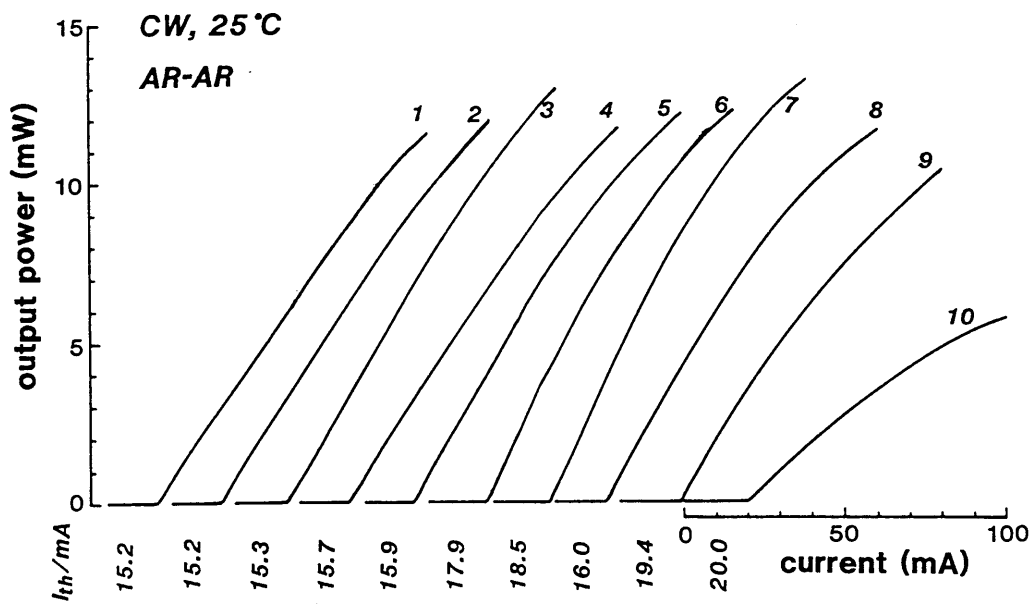
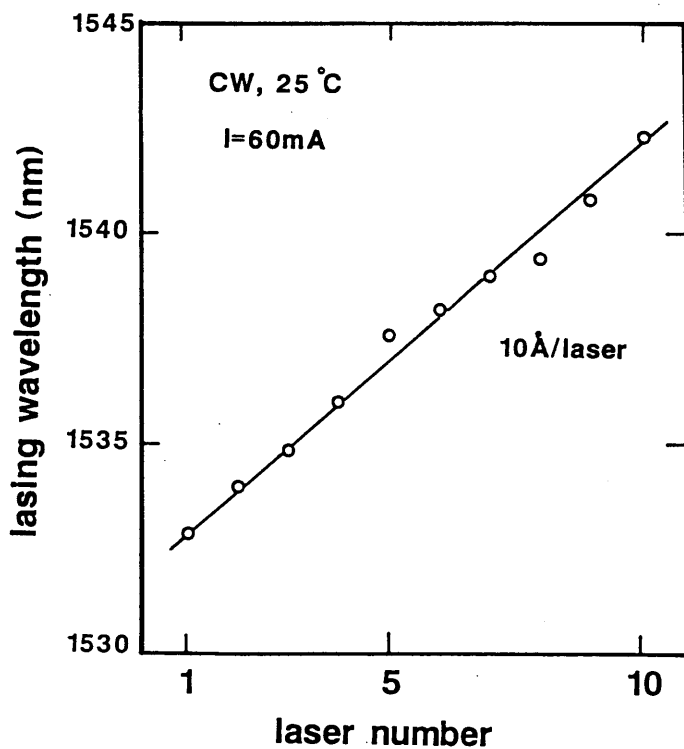


図5-7 発振前の縦モードスペクトル。
注入電流はしきい値電流の0.9倍。

図5-8は、10波長レーザアレイの光出力-電流特性および60mA注入時の発振波長である。10素子のしきい値電流の平均値は17mAであり、標準偏差は1.8mAであった。また、発振波長はほぼ10Åの間隔で変化しており、10Å間隔を示す直線からのずれの最大値は7Å、標準偏差は3.2Åであった。光出力や発振波長にややばらつきが見られるものの、パルス動作において得られた特性が、CW動作においても確認された。ただし、実装技術の制限から10波長レーザアレイの評価にとどまっている。



(a) 10素子の光出力-電流特性.



(b) 注入電流60mA時の発振波長

図5-8 CW測定による10波長レーザアレイ特性.

図5-9は、図5-8において最も短波長（ $1.533\ \mu\text{m}$ ）のレーザ（No.1）の広い波長帯での発振スペクトルである。注入電流を、しきい値の $15\ \text{mA}$ とその5倍に変化させている。このレーザの利得ピーク波長は $1.55\ \mu\text{m}$ 近傍にあり、DFB発振モードが短波長側にデチューニングされている。この結果は、20波長レーザアレイの発振波長帯（ $1.53-1.55\ \mu\text{m}$ ）が利得ピーク波長近傍に設定されていることを意味している。これは、第3章の図3-8に示した設計法に基づき、PLピーク波長が $1.54\ \mu\text{m}$ のDHウェハを使用することにより得られた。

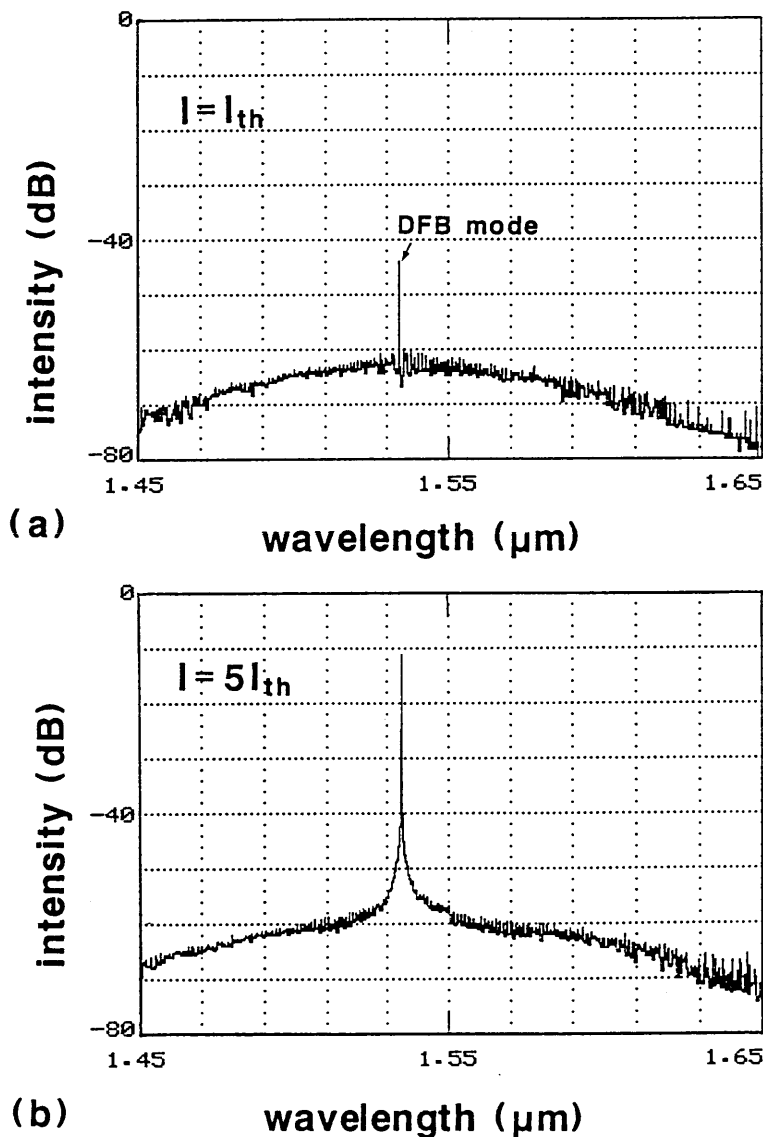


図5-9 発振スペクトル。(a)はしきい値でのスペクトルであり、(b)はしきい値電流の5倍でのスペクトル。

本節で述べたこれらの特性は各レーザに個別に電流を注入して測定した結果であり，各レーザを同時に発振させて評価したものではない．実用的には，レーザアレイにおけるすべてのレーザを同時にCW動作する必要がある．多数のレーザを同時に発振させ実用的なシステムに応用するためには，5.6節において述べるクロストークの問題を考慮したレーザアレイの実装技術の検討が必要である．また，多数のレーザ光を外部に取り出し単一モードファイバに結合する光学系の開発が求められる．その先駆的な研究として，上述したレーザアレイの一部を用いた4チャンネルDFBレーザアレイモジュールの開発とFDM伝送実験が，関根らにより報告された¹²⁾．

5.5 DFBレーザアレイにおける発振波長の均一性

10 Åの間隔で発振波長が並んだ20チャンネルDFBレーザアレイを実現した．その際，発振波長間隔の設定値からのずれはパルス測定により，最大で3 Å，標準偏差は2 Åであった．この値は，実際のシステムへ応用する上で問題となる．送信側の各チャンネルの波長のずれは受信側での波長選択を困難とする．また，発振波長の接近はチャンネル間の干渉を増大させる．システム設計より決められた波長に設定するため，多電極DFBレーザを用いて波長掃引特性をもたせることが考えられる．現状では多電極DFBレーザの波長掃引幅は10 Å程度であり，各チャンネルの発振波長を微調整するためには有効である．この場合にも作製上の均一性を向上させ，発振波長を設計値に近づけることが不可欠となる．

$\lambda/4$ シフトDFBレーザの発振波長 λ_B は式(5-1)で与えられ，回折格子の周期 Λ と等価屈折率 n_{eq} の変動によって発振波長の変動が決まる．回折格子の周期は，直接波長を変動させるためその制御性が重要となる．等価屈折率は光導波路構造によって決定され，構成する結晶薄膜の組成，膜厚，活性領域の幅に依存する．これらのパラメータを制御し等価屈折率の作製上の精度を向上させるためには，結晶成長やメサ加工といったレーザの作製技術が重要となる．この他に，レーザの発振状態による波長変動を考慮する必要がある．しきい値キャリア密度の変動は，プラズマ効果によって活性層の屈折率を変化させるため，発振波長を

変動させる。しきい値キャリア密度の変動要因としては、 κL の変動によってしきい値利得が変化することが考えられる。これらの波長変動要因を、表5-2にまとめる。

表5-2 DFBレーザの発振波長変動要因

パラメータ	変動要因	関連する作製技術
回折格子周期, Λ 位相シフト量, $\lambda/4$ 回折格子高さ,	κL , 等価屈折率	リソグラフィ リソグラフィ エッチング
結晶組成 膜厚	屈折率の組成依存性 等価屈折率の層構造依存性	結晶成長 結晶成長
活性領域幅, W	等価屈折率の形状依存性	リソグラフィ メサ加工
キャリア密度, N	プラズマ効果による屈折率変化	

回折格子の周期および位相シフト量は、電子ビーム描画とX線露光を用いたリソグラフィ技術により高精度で作製されており⁴⁾、これらのパラメータの変動による発振波長の変動は1 Å以下と見積もられ、ほとんど問題とはならない。

以下に、導波路のもつ等価屈折率の、活性層厚およびガイド層厚、活性領域幅依存性を明らかにし、これらのパラメータの実験的なばらつきからBragg波長のばらつきを見積もる。次に、しきい値キャリア密度変動による波長変動を見積もる。

5.5.1 導波路構造の不均一性による波長変動

簡単のために、多層膜スラブ導波路を考える。活性層のもつ利得や吸収を無視し、基本TE導波モードの等価屈折率を、等価屈折率法により計算した。計算に用いた構造とパラメータは、第3章3.3節においてリッジレーザに対して用いたものと同じである。回折格子の周期を $\Lambda = 2400 \text{ \AA}$ 一定として式(5-1)から

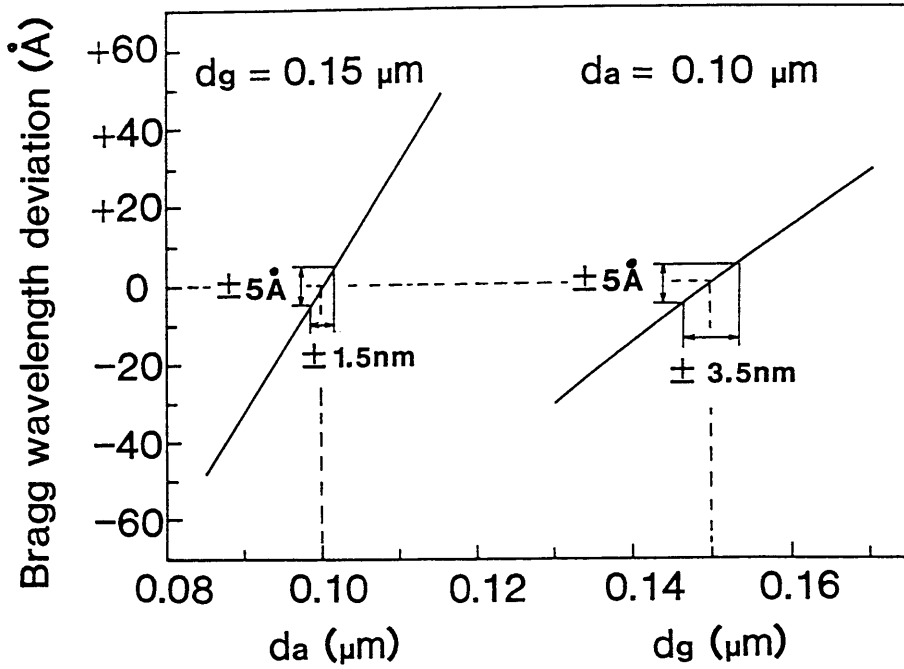


図 5 - 1 0 Bragg波長の活性層厚 d_a およびガイド層厚 d_g 依存性.

InGaAsP ($\lambda_{PL}=1.55 \mu\text{m}$) Thickness (nm)

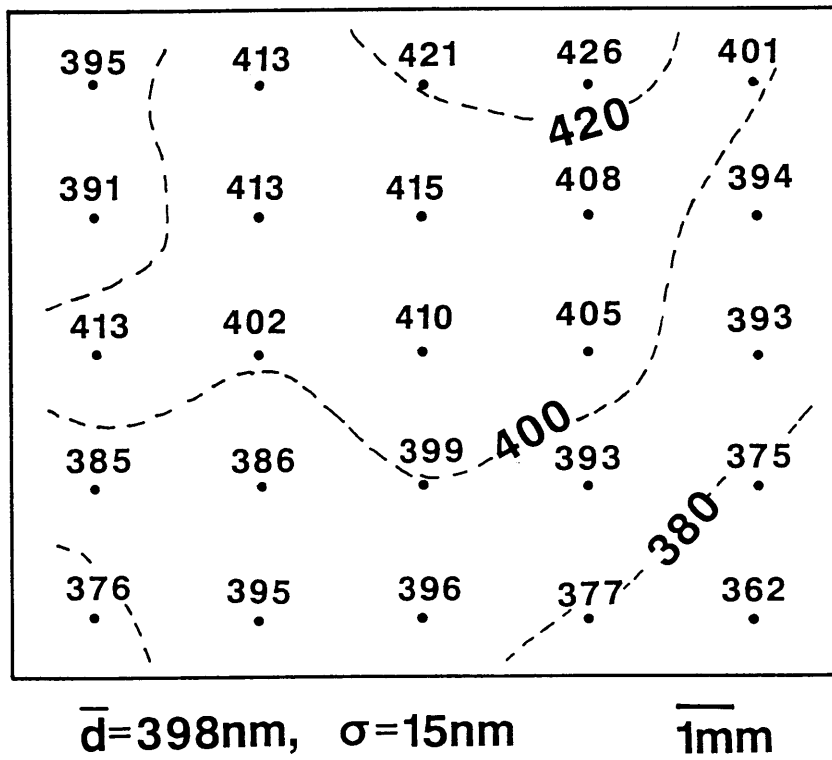


図 5 - 1 1 $12 \times 15 \text{ mm}^2$ の基板上 InGaAsP ($\lambda_{PL}=1.55 \mu\text{m}$) の膜厚分布.

Bragg波長 λ_B の変化量を見積もった。

図5-10は、活性層の膜厚のみ変化したときの λ_B の変化と、ガイド層の膜厚のみ変化したときの値を示している。活性層厚の中心値を $0.1\ \mu\text{m}$ として $\pm 1.5\ \text{nm}$ の膜厚変動は $\pm 5\ \text{\AA}$ の λ_B の変動となり、極めて依存性が強いことがわかる。ガイド層厚については、活性層厚に比べ依存性は約 $1/2$ に低下する。

以上の結果から、活性層の膜厚均一性が重要であるといえる。MOVPE法により成長させた $1.55\ \mu\text{m}$ 帯InGaAsP活性層を選択エッチングし、その段差から活性層の膜厚を評価した。図5-11に、 $12 \times 15\ \text{mm}^2$ の大きさのInP基板上に $400\ \text{nm}$ 厚をねらいとして成長させたInGaAsP層の膜厚分布を示す。膜厚の平均値(\bar{d})は $398\ \text{nm}$ であり、標準偏差(σ)は $15\ \text{nm}$ (3.7%)であった。活性層厚を $100\ \text{nm}$ としたとき、この膜厚ばらつきは $13\ \text{\AA}$ のBragg波長変動を与える。ただし、膜厚がある傾斜をもってほぼ一様に変化していることから、アレイ状に並んだレーザのBragg波長の変動をアレイの全長で単純にスケールリングして見積もることができる。例えば、3.4節において述べた20波長DFBレーザアレイは $0.5 \times 2.5\ \text{mm}^2$ であり、Bragg波長変動は $3\ \text{\AA}$ 程度になる。この値は、実験的に得られた20波長DFBレーザアレイの発振波長のずれの標準偏差 $2\ \text{\AA}$ に近い。この結果から、活性層厚の変動が発振波長変動の主要な要因となっていることがわかる。

次に、埋め込みレーザでは活性領域をメサ状に加工しているが、等価屈折率の活性領域幅(図3-20(6)の W)依存性を求める必要がある。スラブ導波路で求めた等価屈折率をもつ層をInPの半無限層で挟んでスラブ導波路とみなし、TMモードに対し等価屈折率を計算する。図5-12に示すように、活性領域幅の減少にともない光がより屈折率の小さいInP埋め込み層に広がるため、 λ_B が短波長側に変動している。通常の活性領域幅 $1.5\ \mu\text{m}$ では $\pm 0.1\ \mu\text{m}$ の変動により、Bragg波長は、 $\pm 9\ \text{\AA}$ の変動となる。埋め込みレーザの端面SEM観察(図3-21)より測定した活性領域幅の分布を図5-13に示す。メサ加工にドライエッチング法を用いているため加工上のばらつきは小さく、幅の分布はホトリソグラフィの精度によっている。図5-13より、活性領域幅の平均値は $1.42\ \mu\text{m}$ であり、標準偏差は $0.03\ \mu\text{m}$ (2.1%)と極めて高精度に加工されている。しかし、この値はBragg波長の変動にして $3\ \text{\AA}$ と無視できない量を与える。

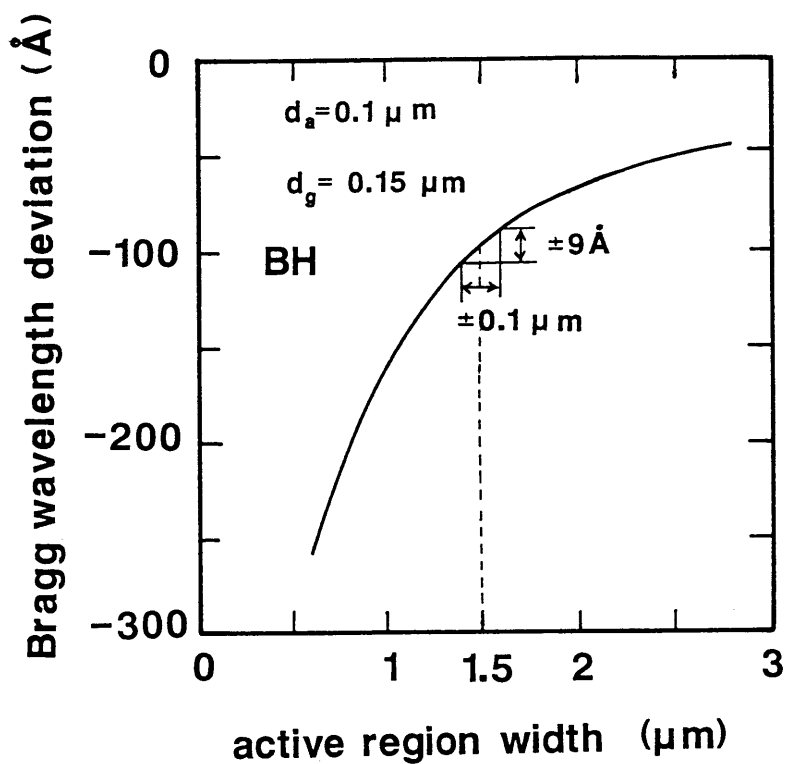


図 5 - 1 2 埋め込みレーザにおけるBragg波長の活性領域幅依存性。
 活性層厚 $d_a = 0.10 \mu\text{m}$, ガイド層厚 $d_g = 0.15 \mu\text{m}$.

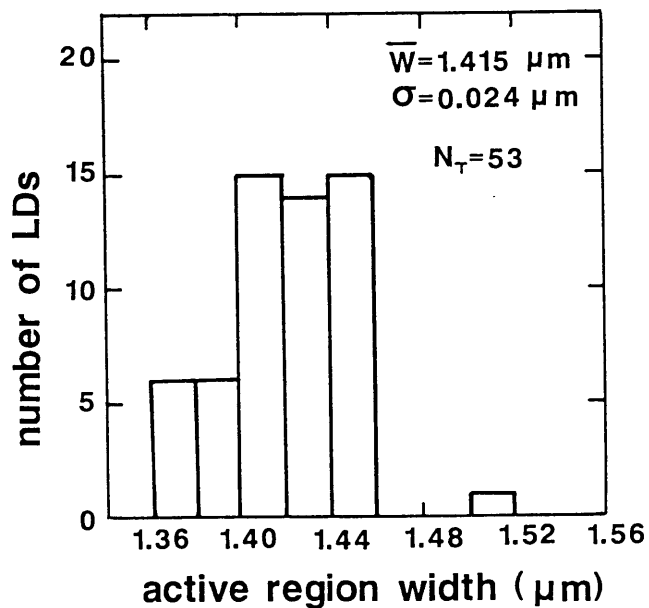


図 5 - 1 3 測定された埋め込みレーザの活性領域幅の分布。
 測定素子総数 N_T は 53 個。

以上の検討では、導波路を構成する各層の屈折率の組成依存性や波長依存性については考慮せず、各層に対して一定の屈折率を仮定した。しかし、MOVPE法により作製したDHウェハの活性層のPLピーク波長は、現状では1cm角のウェハ内で1.55μmの中心値に対して約±5nm程度の分布をもっており、InGaAsPの組成分布がある。これに加えて、レーザアレイでは発振波長を20nm程度変化させている。そのため、活性層屈折率の波長依存性による等価屈折率の変動が考えられる。ところで、半導体レーザでは、活性層のバンド端波長より短波長において発振しており、キャリア密度が高い状態で利得を有する場合の屈折率を扱う必要がある。バンド端波長より短波長な光に対する屈折率は、一般には複素屈折率の取扱いを必要とするが、次項でキャリア密度の変動による屈折率変動について検討する。

5.5.2 しきい値キャリア密度変動による波長変動

しきい値キャリア密度の変動による波長変動を見積もる。

半導体中のキャリア密度Nが変動するとプラズマ効果により屈折率nが変動し、1.55μm帯InGaAsPの屈折率変動は、実験的に、

$$\frac{dn}{dN} \cong -1 \times 10^{-20} \text{ cm}^3 \quad (5-3)$$

で与えられる^{13), 14)}。ここで、しきい値キャリア密度の変動を ΔN_{th} とすれば、等価屈折率変動 Δn_{eq} は近似的に、

$$\Delta n_{eq} \cong \Gamma \Delta N_{th} \frac{dn}{dN} \quad (5-4)$$

となる。ただし、 Γ は活性層への光閉じ込め係数である。

ここで、しきい値キャリア密度が N_{th0} を中心値として、 $N_{th0} + \Delta N_{th}$ に変動したときのBragg波長変動 $\Delta \lambda_B$ を式(5-4)から見積もると、

$$\Delta \lambda_B \cong - (\Delta N_{th} / N_{th0}) \times 20 \text{ [\AA]} \quad (5-5)$$

となる。ただし、

$$N_{th0} = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3},$$
$$\Gamma = 0.2$$

とした。式(5-5)より、しきい値キャリア密度が2倍に増加すると、発振波長は20 Å短波長側に変動することがわかる。このため、しきい値キャリア密度(しきい値電流密度)を均一にすることが重要になる。

作製されたレーザレイのしきい値電流のばらつきから発振波長のばらつきを見積もる。図5-4から、20波長DFBレーザレイのしきい値電流の平均値18 mAに対し、標準偏差は3 mAであった。これは、発振波長ばらつきにして、約1.5 Åとなる。(ただし、式(2-9)より、 $I_{th} \propto N_{th}^2$ とした。)しかし、式(5-5)から、しきい値電流の増大は発振波長を短波長側へ変動させるが、図5-4の結果は傾向がかならずしも一致していない。これは、5.5.1項で述べた活性層厚や活性領域幅の変動による波長変動が主要であるためと考えられる。

5.5.3 回折格子高さの不均一性による波長変動

しきい値キャリア密度は、しきい値利得を決める共振器損失の変動によって変化する。共振器損失の変動要因としては、回折格子のもつ規格化結合定数 κL の不均一性が考えられる。実際に作製している回折格子は、20~30 nm程度の高さであり、ウェハ内では±10 nm程度のばらつきが観測される。このような回折格子の高さの変動による波長変動を見積もる。回折格子の高さ変動が作製中のエッチング量のばらつきによるとすれば、ガイド層厚も変動することになる。

表5-3は、回折格子の高さ変動からBragg波長の変動を計算した結果である。共振器長300 μmのλ/4シフトDFBレーザにおいて、回折格子の高さを10~30 nmに変化させたときの規格化結合定数 κL を求め、しきい値キャリア密度を計算した(第3章3.2節参照)。しきい値キャリア密度の変動によるBragg波長の変動を式(5-5)より計算した。また、回折格子高さの変動にともなうガイド層厚の変化によるBragg波長の変動を図5-10より求めた。これら二つの要因による波長変動は、お互いに相殺する方向にある。しかし、回折格子高さが増

大するとガイド層厚の実効的な減少による短波長側への変動が支配的になる。一方、回折格子の高さが減少し、 κL が1近傍と減少するとキャリア密度の上昇による短波長側への変動が支配的になり、変動量も大きい。

このように、高さが20 nm程度の微細な回折格子の作製技術は、高性能なDFBレーザを得るために重要であるばかりでなく、発振波長の均一性の点からも重要となる。

表5-3 回折格子の高さの変動によるBragg波長変動。

回折格子の高さ (nm)	10	20	30
κL ($L = 300 \mu m$)	1	2	3
しきい値キャリア密度 (cm^{-3})	4.5	2.8	2.3
ガイド層厚変化による波長変動 (\AA)	+7	0	-7
しきい値キャリア密度変動による波長変動 (\AA)	-18	0	+4
実効的な波長変動 (\AA)	-11	0	-3

5. 6 DFBレーザアレイにおける熱クロストークの問題

レーザをアレイ化することは、光源系の小型化にとって必要不可欠であるが、同時にレーザ間の相互干渉によるクロストークという問題を引き起こす。レーザアレイにおけるクロストークは、その発生要因から電気クロストーク¹⁵⁾と熱クロストークに分けることができる。これらのクロストークの特徴と原因についてまとめた結果を表5-4に示す。

表5-4 レーザアレイにおけるクロストーク。

分類	特徴	主な原因
電気クロストーク	高周波帯域で大 変調ノイズ	埋め込み層での容量結合 リード線間の相互インダクタンス
熱クロストーク	低周波帯域(0~1MHz) 波長変動 レーザ特性の劣化	レーザ活性領域での発熱と熱伝導

これらのクロストークはいずれもレーザアレイの実装法に深く関連しており、特に電気クロストークは高周波帯域で増大することからシステムの高速化に伴い重要な問題となる。

ここで取り上げる熱クロストークは、レーザ特性と密接に関わる重要な問題である。半導体レーザ、特に長波長帯レーザの諸特性は温度依存性が大きく、しきい値電流および量子効率が温度の上昇に伴い指数関数的に劣化する。レーザアレイでは、レーザの集積数を増加することにより発熱量が増大し実効的に温度上昇が増幅される。レーザの温度上昇は、発振波長が温度依存性を持つため波長変動

を引き起こす。WDMやFDM伝送システム用のレーザアレイでは発振波長を一定に保つ必要があるため、熱的な干渉による波長変動は大きな問題となる。

熱クロストークの理論的な取扱いは、熱源と境界条件を与えたときの温度分布を熱伝導方程式より求める問題に帰着する。実装されたレーザアレイの温度分布を3次元において正確に求めることは境界条件が複雑なために容易ではなく、近似的な2次元モデルを用いる方法^{16)~18)}や、計算機シミュレーションを用いた検討¹⁹⁾が報告されている。しかし、レーザの間隔を変えたときの熱クロストークの低減については、実験的な報告²⁰⁾があるものの、ほとんど明らかにされていない。本節では、DFBレーザにおける熱クロストークを発振波長の変動測定から実験的に評価し、レーザの間隔依存性を明らかにする。また、レーザアレイをマウントするためのヒートシンク材として熱伝導率の異なるダイヤモンドとシリコンの2種類の材料を用い、熱クロストークの低減効果を評価する。

5.6.1 熱クロストークの測定法

図5-14に、測定したレーザアレイの外観図を示す。このレーザアレイは、5.3節で述べた20波長DFBレーザアレイの一部を切り出して4チャンネルDFBレーザアレイとしたものである。レーザは、横方向に125 μ m間隔で並んでおり、出射側からみて左から1, 2, 3, 4の番号をつける。共振器長は300 μ mである。このアレイの両サイドにある2個のレーザは、エッジ効果により1および4のレーザの熱抵抗の上昇が予想されるため、それを低減する目的で付けられている。このレーザアレイは、ヒートシンク上にAu-Snハンダを用いてマウントされる。ヒートシンク材として熱伝導率の異なるダイヤモンドとシリコンの2種類の材料を用いた。次にヒートシンクを銅製のステムにPb-Snハンダを用いてマウントした後、金リード線をボンディングする。このようにしてレーザアレイが実装されたステムを銅ブロックに固定して測定している。この銅ブロックにはペルチェ素子を取り付けられており、温度は25.00 \pm 0.01 $^{\circ}$ Cに保たれている。表5-5に、レーザアレイおよび実装用部品のサイズと熱伝導率を示す。

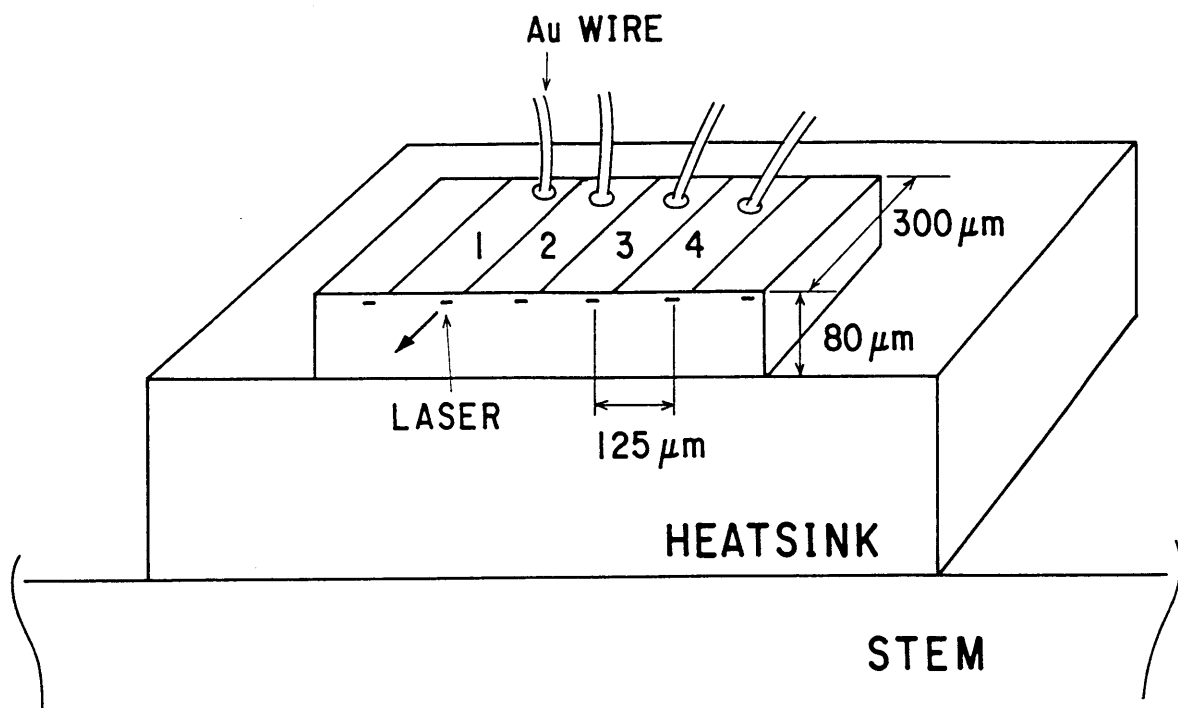


図 5 - 1 4 マウントされた 4 チャンネル D F B レーザアレイの模式図.

表 5 - 5 レーザアレイおよび実装部品のサイズおよび熱伝導率.

部品	材料	サイズ (mm)	熱伝導率 ($W\ cm^{-1}\ ^\circ C^{-1}$)
レーザーチップ	InGaAsP/InP	0.75 x 0.3 x 0.08	0.68:InP (文献21)
シリコンヒートシンク	Si単結晶	1.0 x 1.0 x 0.2	1.5 (文献22)
ダイヤモンドヒートシンク	合成ダイヤモンド	1.0 x 1.0 x 0.3	20 (文献23)
ステム	Cu	6 x 2 x 9	4.0 (文献22)

レーザアレイ中の1個のレーザに一定電流を注入すると、活性領域での発熱により活性層の温度が上昇する。この温度上昇により温度が25℃一定に保たれている銅ブロックとの間に温度差が生じ、熱流が発生する。このため、熱発生源の近傍にあるレーザの活性層の温度も上昇し、熱クロストークとなる。電流注入によるレーザでの発生熱量は、その消費電力から見積もることができる。レーザmにおいて熱発生に寄与する消費電力 P_m は、

$$P_m = I_m V_m - P_{Lm} \quad (5-6)$$

で与えられる。ここで、 I_m 、 V_m は、それぞれレーザmへの注入電流、電圧を表す。 P_{Lm} はレーザの両端面から放射される光出力であり、熱発生には寄与しないため減じている。レーザmに I_m の電流を注入することにより、レーザnの活性層における温度が T から $T + \Delta T$ に上昇すると仮定し、レーザmからレーザnへの熱クロストーク量 R_{nm} を以下の式で定義する。

$$R_{nm} = \Delta T_n / P_m \quad (5-7)$$

この量は熱抵抗の単位[°C W⁻¹]をもち、干渉熱抵抗とも呼ばれる。レーザを同時発振させたとき、レーザnに対する他のすべてのレーザによる熱クロストークは、 R_{nm} の和として近似することができる。ただし、発熱源であるレーザ活性領域の体積が十分小さく、熱伝導率の温度依存性は無視できるものとする。

熱発生源の近傍にあるレーザの温度上昇は、Paoliによって報告された波長変動から熱抵抗を測定する方法²⁴⁾を応用して、レーザの発振波長の変動を測定することで間接的に見積もることができる。レーザnの波長変動量を $\Delta \lambda_n$ とするとレーザnの温度上昇 ΔT_n は、

$$\Delta T_n = \Delta \lambda_n / A_n \quad (5-8)$$

で与えられる。ここで、 A_n はレーザnの発振波長の温度依存係数であり、 $A_n = d\lambda_n/dT$ で与えられる。図5-15に、測定に用いたレーザの典型的な光

出力-電流特性および電圧-電流特性を示す。この図より式(5-6)を用いて消費電力が見積もられる。また、図5-16は、このレーザの発振波長の温度依存性を示す。このレーザの温度係数は、20℃から50℃の範囲で $0.77 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$ であった。

レーザの発振波長は、レーザ光をファイバーを通して分解能 0.01 \AA の波長計(ADVANTEST TQ8325)に導いて測定した。

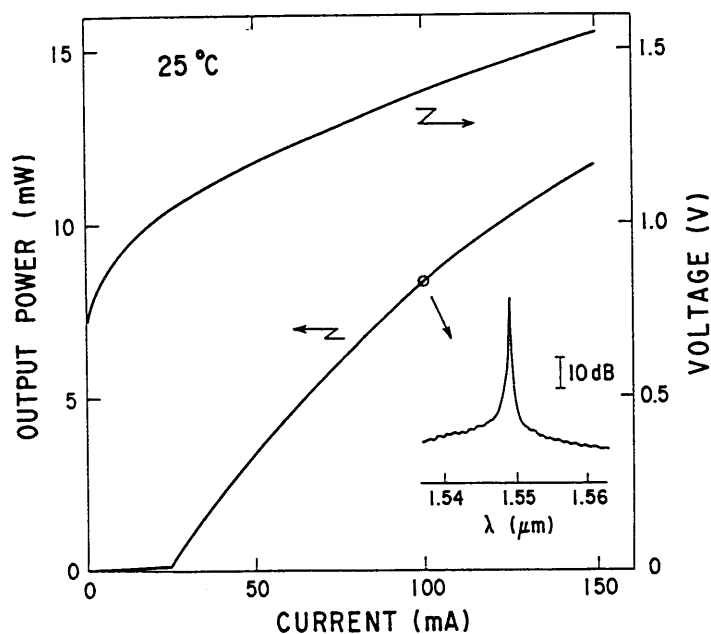


図5-15 レーザの光出力-電流特性，電圧-電流特性，およびスペクトル。

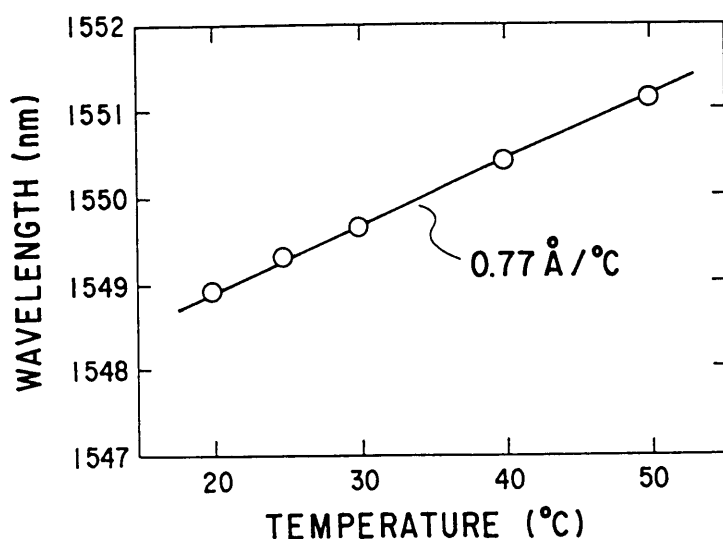


図5-16 発振波長の温度依存性。

5.6.2 熱クロストークの測定結果

図5-17に、近傍のレーザに電流を注入した時の、注目するレーザの発振波長変動を示す。この試料ではダイヤヒートシンクが用いられ、左端のレーザ1を被干渉レーザとみなし注入電流 I_1 を100 mA一定として発振波長を測定した。近傍のレーザの1個に電流を注入し、他の2個のレーザには電流は注入していない。一例として、最近接のレーザ2に100 mAの電流を注入するとレーザ1の波長変動量は、 0.86 \AA であった。これは、レーザ1の温度係数 $A_1 = 0.77 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$ より 1.1°C の温度上昇を意味している。波長変動が注入電流に対して非線形な上昇曲線を示しているのは、発生する熱量がレーザの電気抵抗 (R_{LD}) によるジュール発熱成分 ($R_{LD} \cdot I^2$) を含むためである。

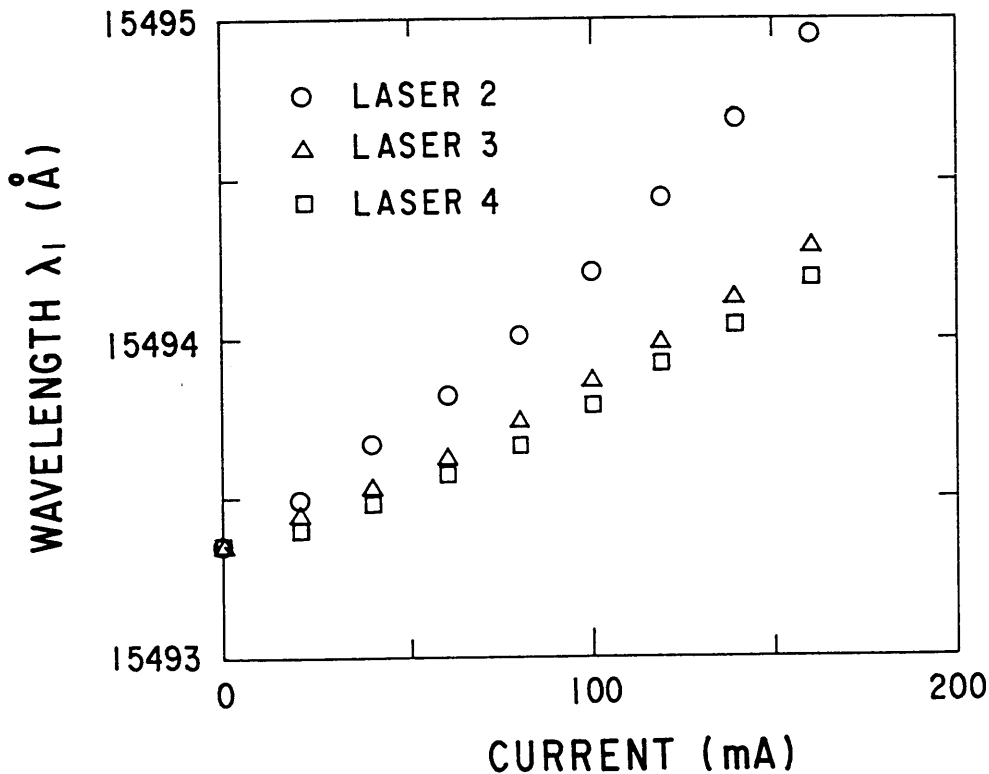


図5-17 近接するレーザへの電流注入による発振波長変動。レーザ1の発振波長をモニタし、電流注入するレーザを2, 3, 4と変えている。

レーザー1の電流を100 mAとして、他の3個のレーザーに同時に100 mAの電流を注入したとき、レーザー1の波長変動量は、 1.92 \AA であった。また、レーザー2, 3, 4に個別に電流注入したときのレーザー1の波長変動量は、合計で 1.95 \AA であった。両者の値は、測定誤差範囲内で良く一致している。これは、同時発振時の熱クロストークは各個別のレーザーによる熱クロストークの和になるという近似が、実験的に良く成り立つことを示している。

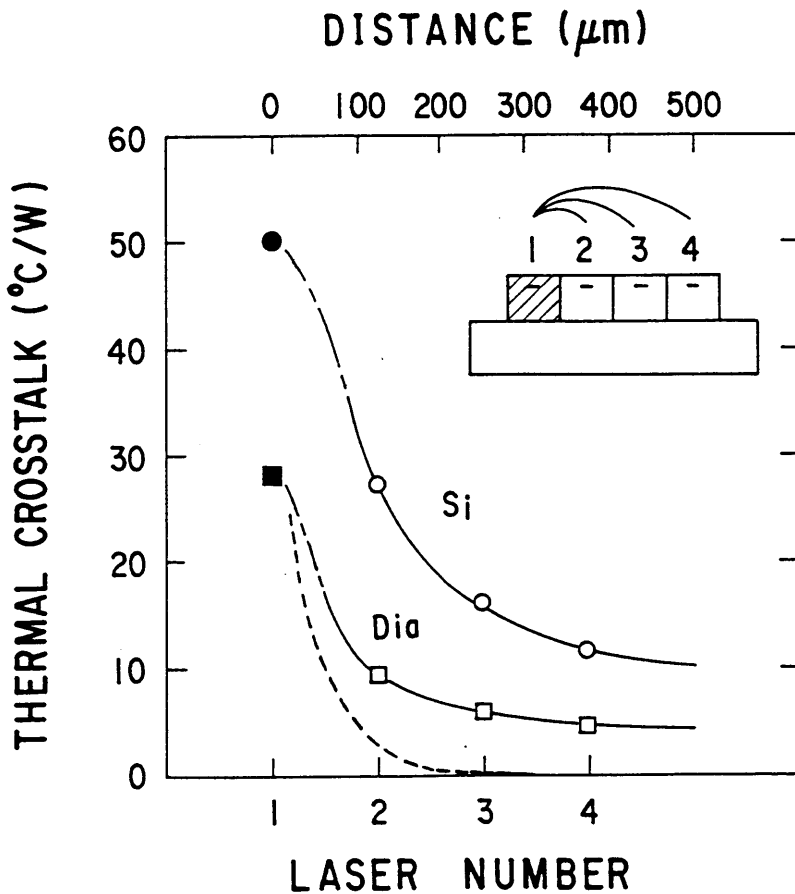


図5-18 レーザ1における、レーザー2, 3, 4による熱クロストーク。実線は式(5-8)で表されるによる実験式を示し、点線はヒートシンクの温度上昇を無視した計算結果を示す。

次に、熱クロストークの測定結果を図5-18に示す。熱クロストークは、近傍のレーザーに注入する電流を0から100 mAに変化させたときの被干渉レーザーの波長変動から評価した。シリコンヒートシンクを用いた試料について○で、ダイ

ヤヒートシンクを用いた試料については□で表している。また、横軸レーザ1の位置における値(●および■)は、それぞれの試料のレーザ1の自己熱抵抗を示す。これらの測定値は、自己注入電流を変化させたときの波長変動から見積もった。この図から明らかなように、レーザ間隔の増大とともに熱クロストークは減少している。また、ダイヤヒートシンクはシリコンヒートシンクに比べ自己熱抵抗を約6割に減少させるだけでなく、熱クロストークを約3割に減少させる。

図5-18に示した2本の実線は、実験結果にフィッティングして求めた熱クロストークの、レーザ間隔依存性を表している。 R_{Si} 、 R_{Dia} をそれぞれシリコンヒートシンクを用いた試料およびダイヤヒートシンクを用いた試料についての熱クロストークとすれば、以下の単純な式で表せる。

125 μm $\leq x \leq$ 375 μm において、

$$R_{Si}(x) \text{ [}^{\circ}\text{C W}^{-1}\text{]} = 4.0 + 2900/x \text{ [}\mu\text{m}\text{]},$$

$$R_{Dia}(x) \text{ [}^{\circ}\text{C W}^{-1}\text{]} = 2.5 + 880/x \text{ [}\mu\text{m}\text{]} \quad (5-9)$$

また、 $x < 125 \mu\text{m}$ では、レーザ間隔が減少するにつれて、熱クロストークは自己熱抵抗値に近づくと考えられる。

これらの結果は、以下に述べる簡単なモデルより説明される。発生する熱は細線と見なせる活性領域から発生してInP基板内に拡散する。これは横方向の熱流成分を含み、レーザ間隔の増大とともに減少する熱クロストークを与える。また、熱は基板からヒートシンクをへてステムへと伝導するにしたがって、ほぼ一様な熱流束となり、ヒートシンクの温度を上昇させる。ヒートシンクの温度上昇による寄与が、式(5-9)における間隔に依存しない定数項であり、ヒートシンクから銅ブロックまでの熱抵抗に相当すると考えられる。

シリコンヒートシンクを用いた場合、表5-5より、シリコンの熱伝導率はInPの熱伝導率の高々2倍程度であり、ヒートシンク内で熱流が横方向へ広がることによる熱干渉が無視できない。他方、熱伝導率がシリコンに比べ1桁大きなダイヤヒートシンクを用いることにより温度上昇が抑制され熱干渉が低減される。

図5-18の点線は、JoyceとDixonにより報告された半導体レーザの熱抵抗を求める2次元多層膜の解析法²⁵⁾に基づいてレーザの横方向の温度分布の計算から求

めた結果である。ただし、ヒートシンクでの温度上昇は無視しており、InP基板での温度上昇のみを考慮している。図から明らかなように、計算された熱クロストークは、250 μm 以上離れたレーザ間では、無視し得る程度に小さくなる。しかし、実験結果では375 μm 程度離れたレーザ間においても無視できない熱クロストークが観測されている。この結果から、ヒートシンクでの温度上昇が無視できず、熱クロストークの重要な要因となることがわかる。

ヒートシンクが熱クロストークに及ぼす効果を明らかにするため、レーザアレイを2分割し分離したレーザ間での熱クロストークを測定した。図5-14で示したアレイを中央で2分割し、同一ヒートシンク上にはほぼ125 μm の間隔をおいてマウントした。このように分離されたレーザ間では、InP基板内の熱干渉が除外される。図5-19に、熱クロストークの測定結果を示す。レーザ2に対する分離されたレーザ3および4からの熱クロストーク、分離されていないペアのレーザ1からの熱クロストークが示されている。

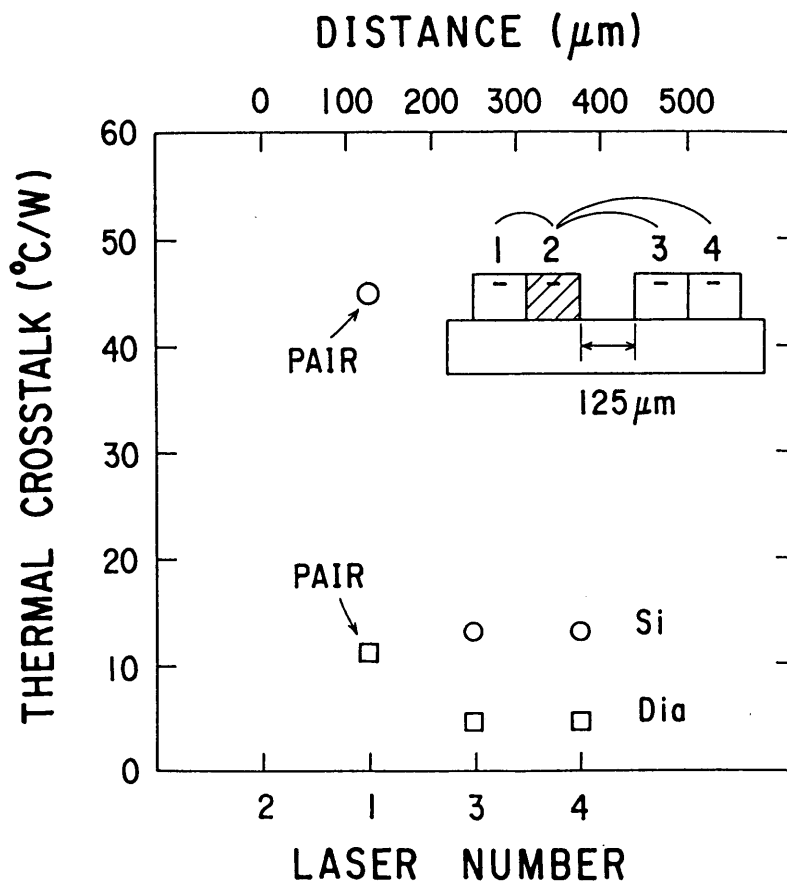


図5-19 4チャンネルレーザアレイを2分割したときの熱クロストーク。

測定された熱クロストークは、分離されているにも関わらず、図5-18で示したアレイにおけるレーザ1と4間の熱クロストークにほぼ等しい。この結果は、相対的に離れた($\sim 300\mu\text{m}$)レーザ間では、ステムを含めたヒートシンクにおける熱干渉が支配的になることを示している。また、図5-19において、レーザ2に対するレーザ3からの熱クロストークは、レーザ4からの熱クロストークにほとんど等しい。これは、InP基板とヒートシンクの境界において、レーザ3に電流注入したときに発生する熱流束がレーザ4に電流注入したときに発生する熱流束とほぼ等しく広がっていることを意味する。この時の熱流速の広がり幅を、レーザ2と3の間隔($250\mu\text{m}$)に等しいと仮定し、文献25よりヒートシンクの熱抵抗を計算すると、シリコンヒートシンクでは $11\text{ }^{\circ}\text{C}\text{W}^{-1}$ を得る。この値は、分離されたレーザ間の熱クロストークの実験値 $13\text{ }^{\circ}\text{C}\text{W}^{-1}$ にほぼ等しい。これに対し、ダイヤヒートシンクでは熱伝導率が1桁大きいために、熱抵抗は $1\text{ }^{\circ}\text{C}\text{W}^{-1}$ 程度になる。この値は、熱クロストークの実験値 $4.5\text{ }^{\circ}\text{C}\text{W}^{-1}$ よりも小さい。ダイヤモンドヒートシンクにおける熱クロストークの残余の要素として、ステムやマウント用ハンダの熱抵抗が考えられる。

ペアレーザ1, 2間の熱クロストークは、図5-18で同一間隔のレーザ1, 2間の値より増大している。これは、分離されたレーザチップの幅が狭いことによるサイズ効果と考えられる。特にシリコンヒートシンクの試料において熱クロストークの顕著な増大がみられるが、これは、ヒートシンクの熱伝導率が低いためにサイズ効果が増幅されることを示唆している。

以上の結果から、熱クロストークは、レーザ間隔に反比例して減少する要素と間隔に依存しない要素に分解することができる。レーザ間隔に依存しない要素は、ヒートシンクでの温度上昇による。多数のレーザを同時にCW動作させる場合には、これらの熱クロストークが近似的に単純加算されることになる。特に、レーザ間隔に依存しない要素は相対的に離れたレーザ間においても、熱クロストークとして単純加算され、問題となる。レーザ間の熱クロストークを低減するためには、レーザアレイと温度制御用ペルチェ素子との間の接続法が重要である。

5. 7 まとめ

波長多重光伝送用光源への応用を目的として、高集積化をめざしたDFBレーザアレイを作製し評価した。電子ビーム描画技術とSORを用いたX線露光技術による回折格子形成により、回折格子の周期を中心値 2400 \AA に対し最小 1 \AA の間隔で変化させた。その結果、レーザの発振波長が 6.6 \AA の間隔で変化することをパルス測定より確認した。また、波長間隔が 10 \AA と高密度で20波長の $\lambda/4$ シフトDFBレーザを集積したレーザアレイを実現した。

20波長レーザアレイにおいて、発振波長の設定からのずれは、標準偏差で約 2 \AA であり、発振波長が極めて良く制御されている。このようなレーザアレイの実現は、MOVPE法による均一性の高い結晶成長法と、ドライエッチング法を用いた埋め込みレーザの作製法の優位性を示している。

発振波長の作製上の制御性をさらに向上させるため、発振波長とレーザ構造の相関について検討した。発振波長のばらつきは、主に活性層厚と活性領域幅の作製上の不均一性に起因する。特に、測定された活性層厚の分布による波長変動が主な原因である。発振波長は、プラズマ効果によりしきい値キャリア密度の変動によっても変動する。しきい値キャリア密度を変動させる要因として回折格子の高さ変動に注目し、波長変動を計算から見積もった。その結果、しきい値キャリア密度の変動による効果とガイド層厚の変動による効果は相殺する方向にあること、回折格子高さの減少にともない規格化結合定数が減少し、しきい値キャリア密度上昇による短波長側への変動が支配的になることを示した。

レーザアレイをCW動作させる際に問題となるレーザ相互の熱的干渉による熱クロストークを実験的に検討した。4チャンネルレーザアレイにおいて、2個のレーザ間の熱クロストーク量を発振波長の変動から見積もった。その結果、熱クロストークは、レーザ間隔に反比例して減少する要素と間隔に依存しない要素に分解できることが明らかとなった。レーザ間隔に依存しない要素は、ヒートシンクでの温度上昇による。シリコンヒートシンクとダイヤモンドヒートシンクを比較し、熱伝導率の大きいダイヤモンドによる熱クロストーク低減効果を確認した。

参考文献

- 1) 例えば, "Dense wavelength division multiplexing techniques for high capacity and multiple access communication systems," edited N.K.Cheung, K.Nosu, and G.Winzer, IEEE J.Selected Areas Commun., **8**(6), (Aug.1990).
- 2) H.Okuda, Y.Hirayama, H.Furuyama, J.Kinoshita, and M.Nakamura, "Five-wavelength integrated DFB laser arrays with quarter-wave-shifted structures," IEEE J. Quantum Electron., **QE-23**(6), pp.843-848(June 1987).
- 3) H.Yasaka, J.Nakano, M.Fukuda, Y.Nakano, and Y.Itaya, "Optical frequency spacing tunable four-channel integrated 1.55 μm multielectrode distributed feedback laser array," IEEE Photon.Technol.Lett., **1**(4), pp.75-76(Apr.1989).
- 4) T.Nishida, M.Nakao, T.Tamamura, A.Ozawa, Y.Saito, K.Nishimura, and H.Yoshihara, "Synchrotron radiation lithography for DFB gratings," Jpn.J.Appl.Phys., Series **3**, Proc.of 1989 Intern.Symp.on Micro Process Conf., pp.130-134(1989).
- 5) M.Nakao, K.Sato, T.Nishida, T.Tamamura, A.Ozawa, Y.Saito, I.Okuda, and H.Yoshihara, "1.55 μm DFB laser array with $\lambda/4$ -shifted first-order gratings fabricated by X-ray lithography," Electron.Lett., **25**(2), pp.148-149(Jan.1989); M.Nakao, K.Sato, T.Nishida, and T.Tamamura, "Distributed feedback laser arrays fabricated Synchrotron orbital radiation lithography," IEEE J.Selected Areas Commun., **8**(6), pp.1178-1182(Aug.1990).
- 6) 中尾正史, 佐藤憲史, 西田敏夫, 玉村敏昭, "波長多重用DFB ν - ν の光周波数制御に関する実験的検討," 電子情報通信学会論文誌, **J73-C-I**(5), pp.291-296(May 1990).
- 7) K.Sato and M.Murakami, "Experimental investigation of thermal crosstalk in a distributed feedback laser array," IEEE Photon.Technol.Lett., **3**(6), pp.501-503 (June 1991).
- 8) H.Temkin, R.A.Logan, N.A.Olsson, C.H.Henry, G.J.Dolan, R.F.Kazarinov, and L.F.Johnson, "InGaAsP ridge waveguide distributed feedback lasers operating near 1.55 μm ," J.Lightwave Technol., **LT-4**(5), pp.520-529(May 1986).
- 9) C.J.Armistead, B.R.Butler, S.J.Cremets, A.J.Collar, D.J.Moule, S.A.Wheeler, "DFB ridge waveguide lasers at $\lambda=1.5\mu\text{m}$ with first-order gratings fabricated using electron beam lithography," Electron.Lett., **23**(11), pp.592-593(May 1987).
- 10) A.Shibayama, T.Kitayama, T.Hayasaka, S.Ito, Y.Uno, T.Hosokawa, J.Nakata, K.Nishimura, and M.Nakajima, "NTT normal-conducting accelerating ring," Ad-hoc Meeting of SRI-88, Tsukuba, 1988.
- 11) Y.Itaya, K.Wakita, G.Motosugi, and T.Ikegami, "Phase control by coating in 1.5 μm distributed feedback lasers," IEEE J.Quantum Electron., **QE-21**(6), pp.527-533(June 1985).
- 12) S.Sekine, H.Toba, and K.Sato, "Four-channel distributed feedback laser array module for transmissions of optical frequency-division-multiplexing systems," Technical digest of OFC'91, p.72(Feb.1991).

- 13) K. Stubkjaer, Y. Suematsu, M. Asada, S. Arai, A. R. Adams, "Measurement of refractive-index variation with free carrier density and temperature for 1.6 μm GaInAsP/InP lasers," *Electron. Lett.*, **16**(23), pp. 895-896 (Nov. 1980).
- 14) K. Kishino, S. Aoki, and Y. Suematsu, "Wavelength variation of 1.6 μm wavelength buried heterostructure GaInAsP/InP lasers due to direct modulation," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-18**(3), pp. 343-351 (Mar. 1982).
- 15) G. Heise, "Crosstalk investigation of laser-diode pair," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **2**(2), pp. 97-99 (Feb. 1990).
- 16) M. Ito and T. Kimura, "Stationary and transient thermal properties of semiconductor laser diodes," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17**(5), pp. 787-795 (May 1985).
- 17) R. A. Laff, L. D. Comerford, J. D. Crow, and M. J. Brady, "Thermal performance and limitations of silicon-substrate packaged GaAs laser arrays," *Applied Optics*, **17**(5), pp. 778-784 (Mar. 1978).
- 18) E. M. Garmire and M. T. Tavis, "Heatsink requirements for coherent operation of high-power semiconductor laser arrays," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-20**(11), pp. 1277-1283 (Nov. 1984).
- 19) S. Murata and K. Nishimura, "Improvement in thermal properties of a multi-beam laser diode array," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **28**(3), Proc. Int. Symp. on Optical Memory, pp. 165-170 (1989).
- 20) M. Nakamura and T. Ozeki, "Optoelectronic integration and its impact on system application," *IEEE J. Selected Areas Commun.*, **SAC-4**(9), pp. 1509-1514 (Dec. 1986).
- 21) S. Adachi, "Lattice thermal resistivity of III-V compound alloys," *J. Appl. Phys.*, **54**(4), pp. 1844-1848 (Apr. 1983).
- 22) C. Kittel, "Introduction to Solid State Physics," p. 126, 1st edition, John Wiley & Sons, 1976.
- 23) 住友電工カワガ, "合成ダイヤモンド単結晶:スクリスタル," JV-29R(1990.10)V.
- 24) T. L. Paoli, "A new technique for measuring the thermal impedance of junction lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-11**(7), pp. 498-503 (July 1975).
- 25) W. B. Joyce and R. W. Dixon, "Thermal resistance of heterostructure lasers," *J. Appl. Phys.*, **46**(2), pp. 855-862 (Feb. 1975).

第 6 章 結論

次世代の光通信方式と目されるコヒーレント光伝送方式や波長多重光伝送方式は、半導体レーザの狭スペクトル線幅化をはじめとするレーザ性能の高度化を必要としている。本論文では、半導体レーザの高性能化のため、MOVPE法による結晶の評価法、ならびに $1.55\ \mu\text{m}$ 帯DFBレーザの作製法について論じ、それらの結果をもとに、狭スペクトル線幅化及びアレイ化について述べた。

以下に、本研究で得られた主たる結果を列記する。

第1章では、半導体レーザの歴史とレーザの動作原理について概説し、本研究の背景と目的について述べた。

第2章では、MOVPE法によるInGaAsP系結晶の評価について述べた。

MOVPE法によるInGaAsP系結晶を半導体レーザに適用するための結晶評価法として、レーザ発振時と同等なキャリア密度の強励起状態を実現するためYAGレーザを励起光源に用いるPL評価法を開発した。その結果、PL強度の弱いDHウェハでは、作製したレーザの発振しきい値電流密度が高いという強い相関関係を見いだした。この相関関係を解析し、結晶品質を反映するキャリア寿命が重要なパラメータであることを明らかにした。

DFBレーザにおいて重要となる回折格子を内蔵したInGaAsP/InP DH結晶において、回折格子上に特異な結晶欠陥が発生することを透過電子顕微鏡観察より見だし、レーザ特性を劣化させることを明らかにした。この結晶欠陥はMOVPE法により成長させた結晶に特有であり、凹凸のある基板上での結晶成長機構の解明という立場から、欠陥発生機構を考察した。

第3章では、DFBレーザの設計法と作製法を述べ、その基本特性を示した。

MOVPE法による結晶を用いたレーザとして、セルフアライン法による簡便なリッジレーザの作製法を開発し、活性層内におけるキャリアの拡散によりしきい値電流の低減に限界があることを明らかにした。

ドライエッチング加工を導入したMOVPE法による埋め込みレーザの作製法を確立し、低しきい値電流（20 mA以下）、高光出力（20 mW以上）のレーザ特性を得た。これらのレーザの強度変調特性を測定し、埋め込みレーザでは埋め込み部分の浮遊容量を除去することにより10 GHz近傍まで高速化できることを明らかにした。

第4章では、コヒーレント光伝送への応用を目指したDFBレーザの高性能化について述べた。

DFBレーザのスペクトル線幅を低減しかつ高出力動作を達成するためには、共振器内の光損失の低減が重要であり、そのため長共振器化及び活性層の薄層化が有効であることを理論的に明らかにした。DFBレーザの結合定数の最適化を図ったDH結晶を用い、共振器長1.2 mm、活性層厚0.07 μ mのDFBレーザを作製し、光出力20 mWで1 MHzの狭線幅が得られることを示した。また、上部電極を分割した多電極DFBレーザを作製し、2 MHz近傍の狭線幅を保持しながら1 nm以上の波長可変特性を実現した。

第5章では、波長多重分割光伝送用DFBレーザアレイについて述べた。

光通信の大容量化をめざした波長多重分割方式において必要とされる波長の異なるDFBレーザをアレイ化するため、X線露光による回折格子の作製法を導入した。波長間隔10 Åで単一モード発振する20波長DFBレーザアレイを実現し、X線露光による回折格子作製技術とMOVPE法による埋め込みレーザ作製技術が高い可能性をもつことを示した。DFBレーザの発振波長のばらつきは、主に活性層の膜厚と活性層幅のばらつきに起因することを示した。さらに、レーザアレイにおける熱的な干渉による発振波長変動を評価し、熱クロストークのレーザ間隔依存性、ダイヤモンドヒートシンクの高い熱伝導率による熱クロストーク低減効果を実験的に明らかにした。

以上、MOVPE法によるInGaAsP結晶の評価法ならびにレーザ作製法の研究により、1.55 μ m帯DFBレーザの高性能化を図った。得られた成果は、コヒーレント光伝送方式等の光通信の高度化に大いに貢献するものと期待される。

現在、量子井戸レーザの研究が進展している。本研究で得られたDFBレーザ作製技術は、量子井戸レーザの研究においても基盤技術となるものであり、半導体レーザのさらなる発展が展望される。

謝辞

本論文をまとめるに当たり、名古屋大学工学部 赤崎勇教授には一方ならぬ御指導、御教示を頂きました。ここに厚く御礼申し上げます。

また、名古屋大学工学部 澤木宣彦教授、水谷照吉教授、および内山晋教授には有益な御討論、御助言を頂き、深く感謝致します。

名古屋大学 益田義賀名誉教授には筆者が同大学在学中御指導頂き、また、本論文をまとめる機会をつくって頂きました。ここに改めて御礼申し上げます。

本研究の当初から終始懇切な御指導を頂いたNTT光エレクトロニクス研究所 集積光エレクトロニクス研究部 今村義宏主席研究員に深謝致します。また、本研究について御指導、御協力頂いた同研究所 中尾正史主任研究員、福田光男主任研究員、板屋義夫主幹研究員、ならびに大石護主幹研究員に感謝致します。

NTT光エレクトロニクス研究所 近藤康洋研究主任、狩野文良研究主任、東盛裕一主任研究員、竹内博昭主任研究員、ならびに尾江邦重主幹研究員には、実験および解析の面で数々の御協力と有益な御討論をして頂きました。NTT光エレクトロニクス研究所 玉村敏昭主幹研究員、西田敏夫主任研究員、ならびにNTT LSI研究所 吉原秀雄主席研究員をはじめとするプロジェクト員の方々には、SORリソグラフィで御協力頂きました。NTT電子応用研究所 高岡英俊主任研究員にはTEM観察で御協力頂きました。NTT伝送システム研究所 村上誠社員にはレーザアレイの評価で御協力頂きました。さらに、NTTアドバンステクノロジー 臼井彰子氏、中島広明氏にはレーザの作製・評価で御支援頂きました。以上の方々に深く御礼を申し上げます。

また、NTT光エレクトロニクス研究所 吉田淳一主幹研究員、土屋治彦集積光エレクトロニクス研究部長、藤本正友特別研究室長、ならびに池上徹彦所長には本研究の機会を与えて下さるとともに、御懇切なる御指導を頂き、深謝致します。

おわりに、本論文をまとめるに当たり御指導、御鞭撻下さった車田克彦 前・集積光エレクトロニクス研究部長（現在、新日本製鉄株式会社）に御礼申し上げます。

本研究に関する論文発表

1. 論文

- (1) M. Nakao, K. Sato, M. Oishi, Y. Itaya, and Y. Imamura, "Characterization of InGaAsP/InP Double-Heterostructure Wafers Grown by Metalorganic Vapor Phase Epitaxy for Semiconductor Lasers by Photoluminescence Investigation with High-Power YAG-Laser Excitation," J. Appl. Phys., 63(5), pp.1722-1728 (Mar. 1988).
- (2) K. Sato, M. Oishi, Y. Itaya, M. Nakao, and Y. Imamura, "Defect Generation due to Surface Corrugation in InGaAsP/InP DFB Laser Structures Grown by MOVPE on Grating-Formed InP Substrates," J. Crystal Growth, 93, pp.825-831(1988).
- (3) K. Sato, Y. Kondo, M. Nakao, and M. Fukuda, "1.55 μ m Narrow-Linewidth and High-Power Distributed Feedback Lasers for Coherent Transmission Systems," IEEE J. Lightwave Technol., 7(10), pp.1515-1519 (Oct. 1989).
- (4) M. Fukuda, K. Sato, Y. Kondo, and M. Nakao, "Continuously Tunable Thin Active Layer and Multisection DFB Laser with Narrow Linewidth and High Power," IEEE J. Lightwave Technol., 7(10), pp.1504-1509 (Oct. 1989).
- (5) M. Nakao, K. Sato, T. Nishida, and T. Tamamura, "Distributed Feedback Laser Arrays Fabricated by Synchrotron Orbital Radiation Lithography," IEEE J. Selected Areas Commun., 8(6), pp.1178-1182 (Aug. 1990).
- (6) 中尾正史, 佐藤憲史, 西田敏夫, 玉村敏昭, "波長多重用DFBレーザアレイの光周波数制御に関する実験的検討," 電子情報通信学会論文誌, J73-C-I(5), pp.291-296 (May 1990).
- (7) K. Sato, F. Kano, and Y. Kondo, "Self-Aligned Ridge-Waveguide DFB Lasers Emitting at 1.55 μ m: Ridge-Width Dependence," Jpn. J. Appl. Phys, 29(10), pp.1946-1950 (Oct. 1990).

2. レター

- (1) M. Nakao, K. Sato, T. Nishida, T. Tamamura, A. Ozawa, Y. Saito, I. Okada, and H. Yoshihara, "1.55 μm DFB Laser Array with $\lambda/4$ -Shifted First-Order Gratings Fabricated by X-Ray Lithography," *Electron. Lett.*, **25**(2), PP.148-149(Jan.1989).
- (2) M. Fukuda, M. Nakao, K. Sato, and Y. Kondo, "1.55 μm Tunable DFB Laser with Narrow Linewidth and High Power," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **1**(1), pp.6-7(Jan.1989).
- (3) K. Sato and M. Murakami, "Experimental Investigation of Thermal Crosstalk in a Distributed Feedback Laser Array," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **3**(6), pp.501-503(June 1991).

3. 国際会議

- (1) K. Sato, M. Oishi, Y. Itaya, M. Nakao, and Y. Imamura, "Defect Generation due to Surface Corrugation in InGaAsP/InP DFB Laser Structures Grown by MOVPE on Grating-Formed InP Substrates," 4th International Conference on Metalorganic Vapor Phase Epitaxy, *ICMOVPE*, B7-4, p.80, 1988 (Hakone).
- (2) M. Nakao, K. Sato, T. Nishida, T. Tamamura, A. Ozawa, Y. Saito, I. Okada, and H. Yoshihara, "DFB Laser Array with First-Order Gratings Fabricated by X-Ray Lithography," *International Electron Devices Meeting*, P.886, 1988(San Francisco).
- (3) K. Sato, Y. Kondo, M. Nakao, and M. Fukuda, "1.55- μm Tunable DFB Lasers with Narrow Linewidth and High Power," *Optical Fiber Communication Conference*, **OFC'89**, TUH6, p.30, 1989(Houston).
- (4) K. Sato, Y. Kondo, M. Nakao, and M. Fukuda, "1.55 μm Narrow-Linewidth and High-Power Distributed Feedback Lasers for Coherent Transmission Systems," **OFC'89**, TUH8, p.33, 1989 (Houston).
- (5) M. Nakao, M. Fukuda, K. Sato, Y. Kondo, T. Nishida, and T. Tamamura, "20-DFB Laser Arrays Fabricated by SOR Lithography," *International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication*, **IOOC**, 21D3-1, p.98, 1989 (Kobe).