
第7章 長波長帯レーザの最適構造設計と作製

長波長帯レーザの高性能化のためには、活性層の高品質化のみならずレーザ構造の最適化も必要となる。本章では、長波長帯レーザの特性向上のために最適なレーザ構造の設計指針を検討する。7.1節では低しきい値レーザの最適構造設計について検討した。計算解析により最適設計されたGRIN (graded-index) SCH (separate-confinement heterostructure) 歪量子井戸レーザを実際に作製した結果、 $100\text{A}/\text{cm}^2$ 程度の低いしきい値電流密度が得られた。7.2節では高温動作レーザの最適構造設計について検討した。計算解析により最適設計されたAlInGaAs系埋込型レーザを実際に作製して、高温動作化に有望であることを示した。

7. 1 低しきい値レーザの最適構造設計と作製

長波長帯レーザダイオード (LD) の高性能化のためには、活性層の高品質化のみならず活性層構造の最適化も必要となる。この活性層構造の最適化のためには、計算解析による構造設計が有力な手段として期待されてきた。従来、歪量子井戸構造を用いた長波長帯LDの活性層の計算解析に関する研究が精力的に行なわれてきた [1-4]。しかし、量子効果だけでなく歪の効果やオージェ効果などすべての要素を取り入れて計算するためには膨大な時間を要し、デバイス開発のための構造設計には適さなかった。そこで、向上させるべきLD特性に狙いを絞り考慮すべき要素を最低限に簡略化した計算解析手法が望まれていた。

長波長帯InP系LDの高性能化において、しきい値電流の低減は重要な課題の1つである。このしきい値電流の低減を目的として、ガイド層にGRIN (graded-index) SCH (separate-confinement heterostructure) 構造[5]、活性層に歪量子井戸を用いたGRIN-SCH歪量子井戸LDが関心を集めてきた[6-8]。GRIN-SCH歪単一量子井戸 (single quantum well, SQW) LDにおけるしきい値電流密度 (J_{th}) は、圧縮歪InGaAs-SQWを用いた場合に $140\text{--}170\text{A}/\text{cm}^2$ [9-11]、引っ張り歪InGaAs-SQWを用いた場合に $92\text{A}/\text{cm}^2$ [9]が報告された。SQWにInGaAsP混晶を用いた場合には $140, 121\text{ A}/\text{cm}^2$ という低い J_{th} が得られた [12, 13]。また、V族原料に有機原料 (TBP、TBA) を用いて成長された圧縮歪InGaAsP-SQWにより J_{th} は $93\text{ A}/\text{cm}^2$ まで

低減された[14]。

本節では、しきい値特性の向上に焦点を絞り、最適な活性層構造の設計指針を検討する。7.1.1節で計算解析によるGRIN-SCH-SQWの最適構造設計について検討する。7.1.2節で実際に作製したGRIN-SCH-SQW LDのしきい値特性を示す。

7.1.1 低しきい値レーザの最適構造設計

本節では、(a)節で解析法について述べた後に、(b)節で活性層に用いられる量子井戸構造の最適化のための設計指針について検討する。(c)節でGRIN構造の最適化のための設計指針について検討する。

(a) 解析法

しきい値電流密度 (J_{th}) の低減のための最適構造の設計に用いる計算解析法について述べる。InP系の量子井戸における伝導帯のエネルギーバンド不連続量は価電子帯のそれより小さい。このことが、電子の量子井戸層内への閉じ込めをホール層のそれより弱くする。したがって、電子の井戸層内への閉じ込めの方がホール層のそれよりもレーザ特性に影響を与える。そこで、本節においてはキャリアとして電子に着目して、しきい値状態での電子密度 n_{th} (以降、しきい値キャリア密度と呼ぶ。) について計算解析を行った。しきい値キャリア密度 n_{th} の計算には、井戸層内の光とキャリアの閉じ込めの観点から解析するシュミレータを用いた[15-17] (付録B参照)。

図7.1に、シュミレータを用いて計算されたキャビティ損失と利得の順方向バイアス依存性を示す。キャビティ損失はLD構造により決まるので、順方向バイアスに依存せず一定である。順方向バイアスが増加すると、活性領域に注入されるキャリアが増加して井戸層に注入されるキャリアも増加するので、利得が増加する。ここで、活性領域は量子井戸層とGRIN-SCH層からなるものと定義する。増加した利得がキャビティ損失の値に達したときに、レーザ発振が起きる (レーザしきい値状態)。このときに活性領域に注入されたキャリア密度を、しきい値キャリア密度 n_{th} とする。

また、LD特性の解析を光とキャリアの閉じ込めの観点から行なうために、 n_{th} だけでなく光閉じ込め係数 Γ_{opt} と電子の閉じ込め係数 Γ_e についても計算した。ここで Γ_e は井戸層内キャリア密度と活性領域内キャリア密度の比として定義した。また、 Γ_{opt} は井戸層内光強度と活性領域内光強度の比として定義した。

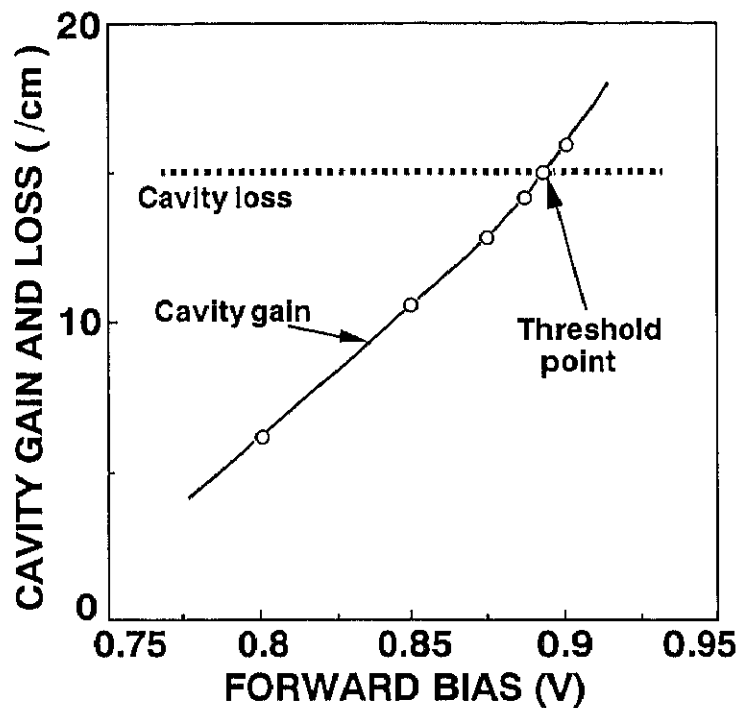


図7. 1 キャビティ損失と利得の順方向バイアス依存性

(b) 単一量子井戸層構造の最適構造設計

n_{th} を低減させるために最適なSQW構造を計算解析により検討した。図7.2と表7.1に本研究に用いたGRIN-SCH SQW LD構造と量子井戸層の層厚、混晶組成、歪を示す。井戸層には、InGaAs三元混晶に比べて組成波長と歪の選択の自由度が大きいInGaAsP四元混晶を用いた。計算に用いた井戸層厚は4、6、10、20nmである。混晶組成は、各層厚において発光波長が1.55 μm になるように実験的に得られた値を用いた。また、井戸層構造による n_{th} の相対的な差を調べるために、キャビティ長は1mmで一定として計算を行った。

図7.3に計算により得られた n_{th} の井戸層厚依存性を示す。井戸層厚が4nmから6 nmに増加するに伴い、 n_{th} は $6 \times 10^{12}/\text{cm}^2$ 程度まで急激に減少する。これは、井戸層厚の増加に伴い利得が増加する影響が大きいためと考えられる。井戸層厚が6nmから10 nmの範囲で n_{th} はほぼ一定で最低値を示す。井戸層厚が20 nmに増加すると、 n_{th} も $1 \times 10^{13}/\text{cm}^2$ 程度に増加する。これは、井戸層厚の増加に伴い光損失が増加する影響が大きいためと考えられる。このように、井戸層厚が6nmから10 nmの時に n_{th} を低減できることがわかった。以上の結果から、 J_{th} の低減のための最適井戸層厚は6-10 nmであると考えられる。

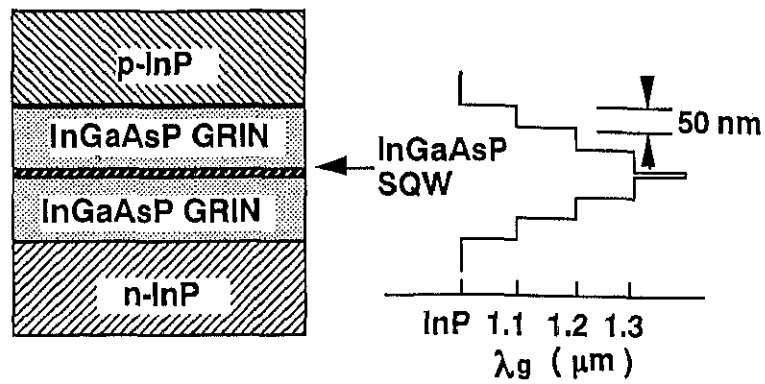


図 7. 2 本研究に用いた GRIN-SCH-SQW構造

表 7. 1 本研究に用いた量子井戸層の層厚、組成、歪

Well Thickness (nm)	$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ x	y	Strain (%)
4	0.29	0.86	0.8
6	0.29	0.86	0.8
10	0.16	0.73	1.3
20	0.29	0.80	0.6

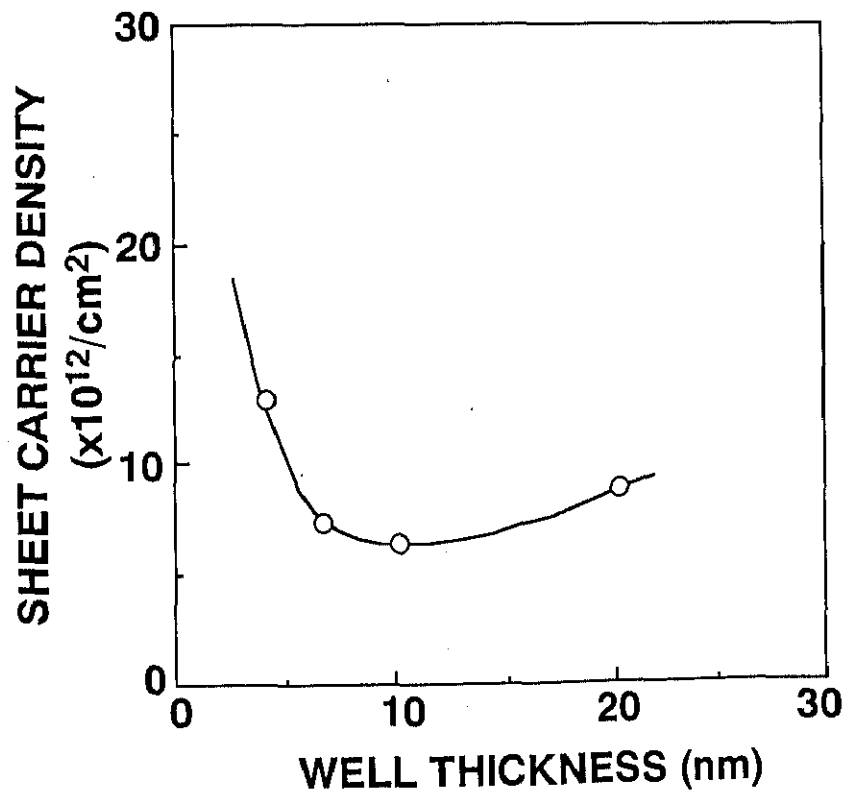


図 7. 3 計算により得られた n_{th} の井戸層厚依存性

(c) GRIN-SCH構造の最適構造設計

n_{th} を低減させるために最適なGRIN-SCH構造を計算解析により検討した。はじめに、 J_{th} を低減するためにGRIN構造のエネルギーギャップを線型的に変化させた方が有効か、2次関数的に変化させた方が有効か、を検討した。図7.4に計算に用いた線型的GRIN構造と2次関数的GRIN構造を示し、表7.2に計算で用いたパラメータを示す。GRIN構造は組成の異なる多段構造からなる。GRIN構造は対称であり、その片

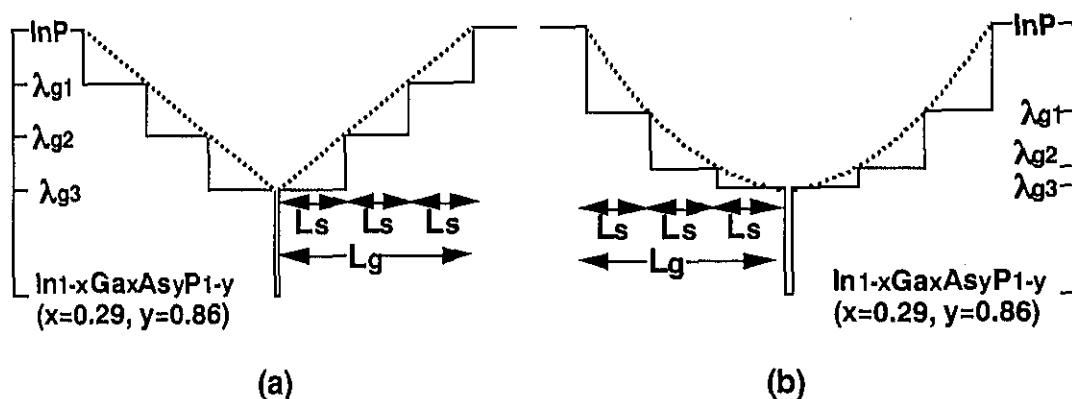


図 7. 4 計算に用いられた(a)線型的、(b) 2次関数的GRIN構造

表 7. 2 計算に用いられたGRIN構造パラメータ

(a)線型的GRIN構造パラメータ

Step number	Step thickness Ng	GRIN thickness Ls (nm)	GRIN thickness Lg (nm)	Linear Step bandgap wavelength (μm)						Calculated cavity loss (/cm)
				λg1	λg2	λg3	λg4	λg5	λg6	
1	300	300	1.10	—	—	—	—	—	—	12.9
2	150	300	1.10	1.00	—	—	—	—	—	10.5
3	100	300	1.10	1.02	0.97	—	—	—	—	9.99
6	50	300	1.10	1.05	1.02	1.00	0.97	0.94	—	9.51

(b) 2次関数的GRIN構造パラメータ

Step number	Step thickness Ng	GRIN thickness Ls (nm)	GRIN thickness Lg (nm)	Parabolic Step bandgap wavelength (μm)						Calculated cavity loss (/cm)
				λg1	λg2	λg3	λg4	λg5	λg6	
1	300	300	1.10	—	—	—	—	—	—	12.9
2	150	300	1.10	1.05	—	—	—	—	—	10.7
3	100	300	1.10	1.08	1.00	—	—	—	—	10.6
6	50	300	1.10	1.09	1.08	1.05	1.00	0.97	—	10.5

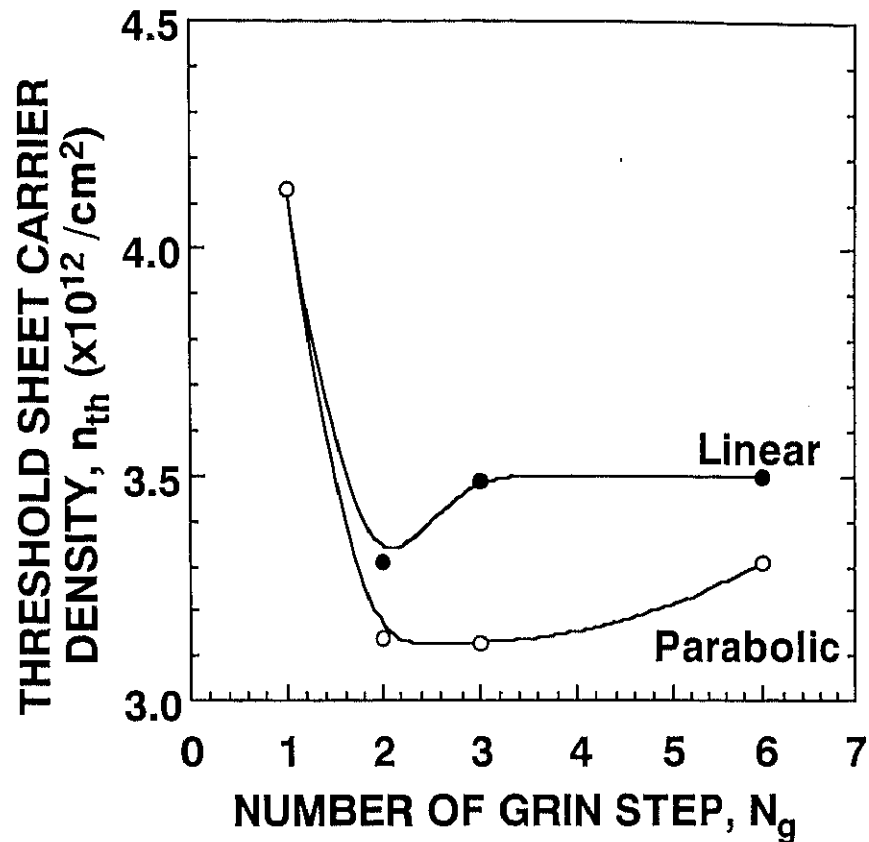


図 7. 5 計算により得られた線型的 (Linear)、2 次関数的 (Parabolic) GRIN 構造における n_{th} の GRIN ステップ数依存性

側における厚さ (GRIN 層厚、 L_g) を 300nm とし、一定の幅 (L_s) で 1 段、2 段、3 段、6 段各々の段 (ステップ) 数で区分けした (GRIN 段数、 N_g)。ステップの組成は線型型、2 次関数型各々のエネルギーギャップ変化に従い、1.13eV – 1.35eV (InP) の範囲 (組成波長 λ_g では 1.1 – 0.92 μm に相当) で決められた。井戸層には InGaAsP ($x=0.28$, $y=0.72$ 、圧縮歪 $\varepsilon=0.8\%$) を用い、層厚は前節で求めた最適層厚 10nm とした。また、GRIN 構造による n_{th} の相対的な差を調べるために、キャピティ長は 1mm で一定として計算を行った。

図 7.5 に計算により得られた線型型、2 次関数型 GRIN 構造各々における n_{th} の N_g 依存性を示す。すべての GRIN 構造のステップ数において、2 次関数型 GRIN 構造の n_{th} が線型型構造のそれよりも低いことがわかった。さらに、2 次関数型 GRIN 構造において n_{th} はステップ数が 2 の時に急激に減少して、3 の時に安定して最低値を示すこともわかった。以上の結果は、ステップ数が 3 である 2 次関数型 GRIN 構造が n_{th} の低減に有効であることを示す。そこで、今後の計算解析には 3 ステップの 2 次関数型 GRIN 構造を用いることにした。

次に、 n_{th} の GRIN 構造依存性を検討した。計算は表 7.3 に示す 3 ステップの 2 次関数

表 7. 3 計算に用いたGRIN構造 A、B、C、D の構造パラメータ

GRIN	Step thickness Ls (nm)	GRIN thickness Lg (nm)	Step bandgap wavelength (μm)			Calculated Cavity loss (/cm)
			λ_{g1}	λ_{g2}	λ_{g3}	
A	20	60	1.10	1.20	1.30	12.3
	50	150	1.10	1.20	1.30	15.4
	100	300	1.10	1.20	1.30	16.2
	200	600	1.10	1.20	1.30	14.9
B	20	60	1.06	1.16	1.20	10.5
	50	150	1.06	1.16	1.20	13.4
	100	300	1.06	1.16	1.20	14.4
	200	600	1.06	1.16	1.20	13.4
C	20	60	1.00	1.05	1.10	7.14
	50	150	1.00	1.05	1.10	8.99
	100	300	1.00	1.05	1.10	10.4
	200	600	1.00	1.05	1.10	10.5
D	20	60	0.97	0.99	1.00	6.33
	50	150	0.97	0.99	1.00	6.98
	100	300	0.97	0.99	1.00	7.88
	200	600	0.97	0.99	1.00	8.52

的GRIN構造 A、B、C、D について行なった（以降、それぞれを GRIN-A、B、C、D とよぶ。）。これらのGRIN構造の中で、GRIN-Aは最も長い組成波長 λ_g により構成される。GRIN構造を構成する混晶の λ_g はB、Cの順で短くなり、Dが最も短い。各々のGRIN構造において、GRIN層厚 L_g を20–200nmに変化させて n_{th} の依存性を検討した。さらに、 n_{th} と、光とキャリアの閉じ込めとの関係を検討した。

図7.6に n_{th} の L_g 依存性に関する計算結果、図7.7(a)、(b)各々に光の閉じ込め係数 Γ_{opt} とキャリアの閉じ込め係数 Γ_e の L_g 依存性を示す。 L_g が150nmまで増加する時、 n_{th} はGRIN構造に関係なく急激に減少する。これは、GRIN構造に関係なく、 Γ_{opt} 、 Γ_e ともに増加するためと考えられる。

一方、 L_g が150nm以上の時は、 n_{th} の L_g 依存性はGRIN構造によって異なる。GRIN-Aにおいて n_{th} は $5 \times 10^{12}/\text{cm}^2$ 以下には減少せずに増加する。GRIN-Bにおいては、 n_{th} は $4 \times 10^{12}/\text{cm}^2$ 以下に減少しない。これは、 L_g が150nm以上の時に Γ_e が低い値で一定になることと、 L_g が300nm以上の時に Γ_{opt} が減少することに起因するためと考えられる。 Γ_{opt} の減少は、図7.8に示すように、光の分布の広がりにより井戸層内に閉じ込められる光が減少するためと考えられる。ここで、GRIN-BにおいてGRIN-Aと同様に Γ_{opt} が減少するにもかかわらず n_{th} がGRIN-Aほど増加しない。これは、GRIN-Bの Γ_e の値が Γ_{opt} の減少を補える程度に高いためであると考えられる。

GRIN-Cにおける n_{th} は、 L_g を150nm以上ではほぼ一定となり、 L_g を300nm以上にした時に最低値 $3.5 \times 10^{12}/\text{cm}^2$ を示す。また、GRIN-Dにおける n_{th} は、 L_g を150nm以上

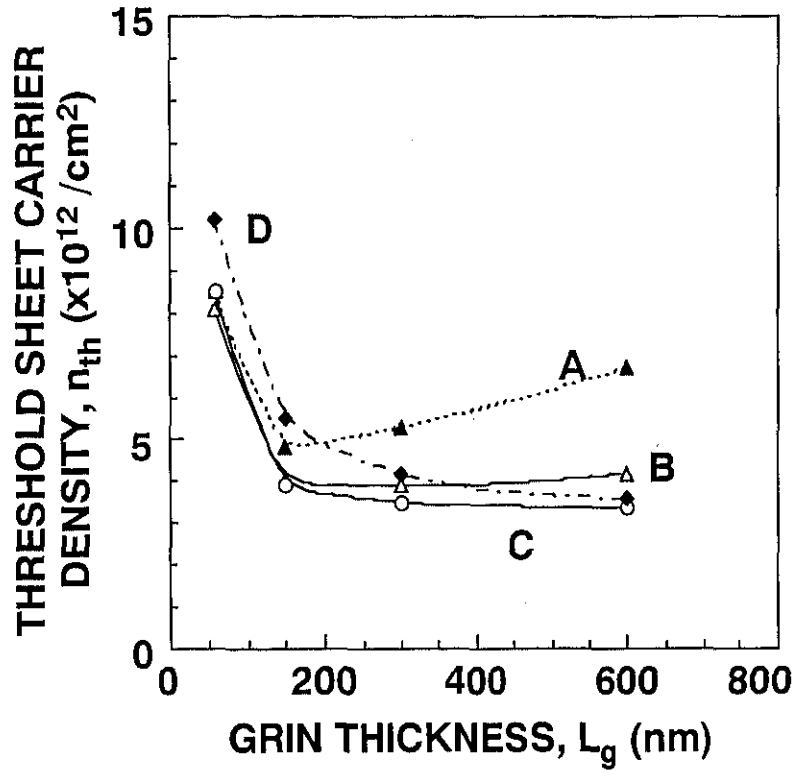


図 7. 6 計算により得られた n_{th} の L_g 依存性

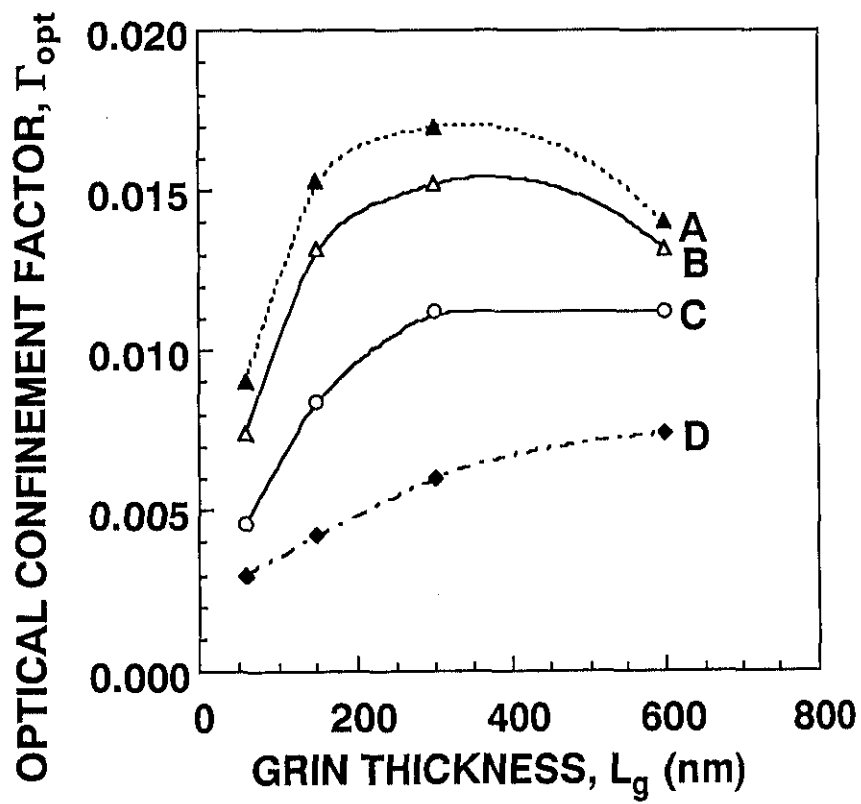


図 7. 7 (a) 計算により得られた Γ_{opt} の L_g 依存性

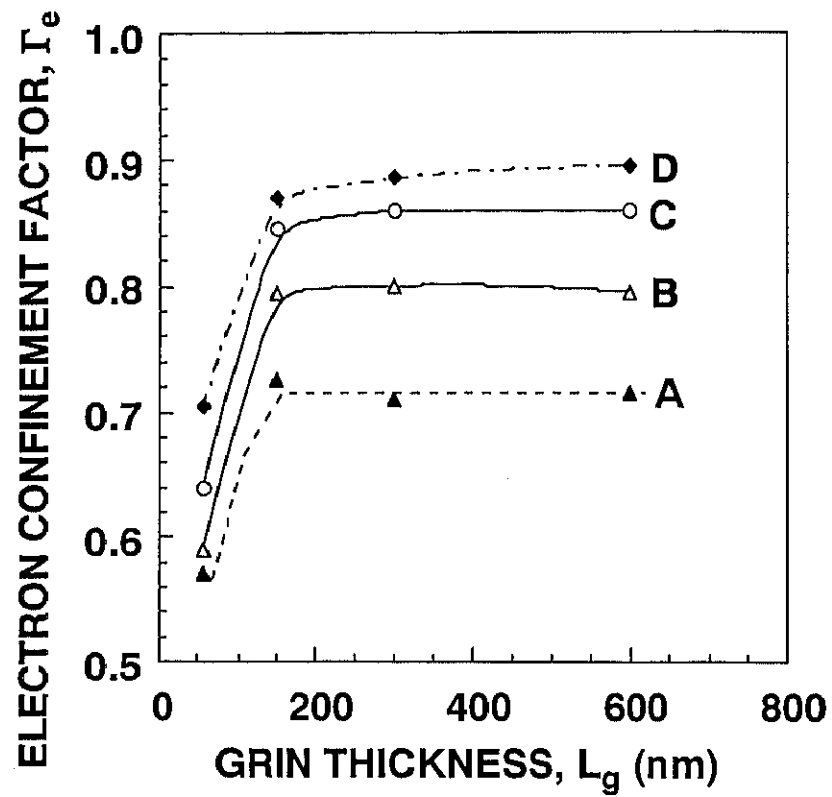


図 7. 7 (b) 計算により得られた Γ_e の L_g 依存性

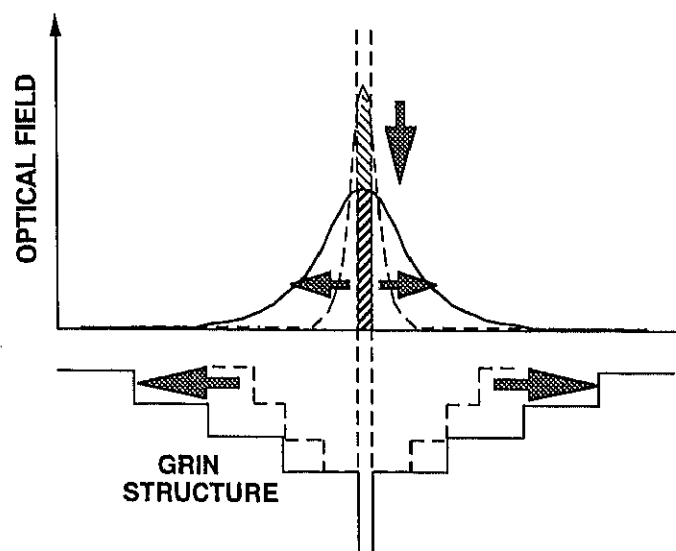


図 7. 8 GRIN-SQW構造における光分布の概略図。
実線はGRIN層が厚い場合、点線はGRIN層が薄い場合を示す。

で減少し、 L_g が600nmの時にGRIN-Cと同程度の値になる。これは、GRIN-Dにおいて L_g が150nmの時には、 Γ_g が十分高い反面 Γ_{opt} が低いためと考えられる。そこで、 n_{th} の低減には L_g の増加（600nm）に伴う Γ_{opt} の増加を必要とするものと考えられる。さらに、GRIN-Dにおいて L_g を1200nmまで増加させたが、この値（ $3.5 \times 10^{12}/\text{cm}^2$ ）以下に減少しないことも確認された。以上の結果より、 n_{th} を低減するために最適な構造は、300nm以上の L_g を有するGRIN-Cあるいは600nm以上の L_g を有するGRIN-Dであることがわかった。

7.1.2 低しきい値レーザの実験結果と考察

本節では、7.1.1節で述べた最適構造設計の結果に基づいて、実際にレーザを作製して、その低しきい値化を検討する。(a)節で最適設計された単一量子井戸構造について検討し、(b)節で最適設計されたGRIN構造について検討する。

(a) 最適設計された単一量子井戸層構造に関する実験結果と考察

7.1.1(b)節で単一量子井戸(SQW)の最適構造を設計した結果、 J_{th} は井戸層厚が6-10nmの時に低減できることがわかった。この最適設計の正当性を検討するために、実際に6-10nm厚の井戸層を有するGRIN-SCH歪SQW LDを作製して J_{th} を評価した。

はじめに実験に用いた試料について述べる。試料はGRIN-SCH SQW構造、p-InPクラッド層、p-InGaAsPコンタクト層により構成され、n-InP基板上に減圧MOVPE法により成長された。減圧MOVPE成長条件は前章までに述べた条件と同様である。p型ドーピング原料にはジエチルジンク（DEZn）、n型ドーピング原料にはジシラン（ Si_2H_6 ）を用いた。GRIN-SCH SQW構造は図7.2（7.1.1節）に示す構造を有する。7.1.1節で述べた計算結果に基づき、井戸層には6nm厚のInGaAsP（ $x=0.29$, $y=0.86$ ）[試料a]と10nm厚のInGaAsP（ $x=0.16$, $y=0.73$ ）[試料b]を用意した。比較のために、20nm厚のInGaAsP（ $x=0.29$, $y=0.80$ ）[試料c]も用意した。発振波長を $1.55 \mu\text{m}$ に維持することと歪による結晶品質の劣化を起こさないことに留意して、混晶組成は決められた。

上述の結晶の品質を確認するために、室温でフォトルミネッセンス（PL）測定を行なった。この測定において、励起光強度は $5 \times 10^4 \text{W}/\text{cm}^2$ である。図7.9は試料a、b、cのPLスペクトルである。cのスペクトルは波長が約 $1.55 \mu\text{m}$ と $1.48 \mu\text{m}$ の2つのピークをもつ。それぞれのピークは基底準位間（ $n1-hh1$ ）遷移と第2準位間（ $n2-hh2$ ）遷移に相当すると考えられる。 $1.55 \mu\text{m}$ 付近のピークの半値幅は、aに

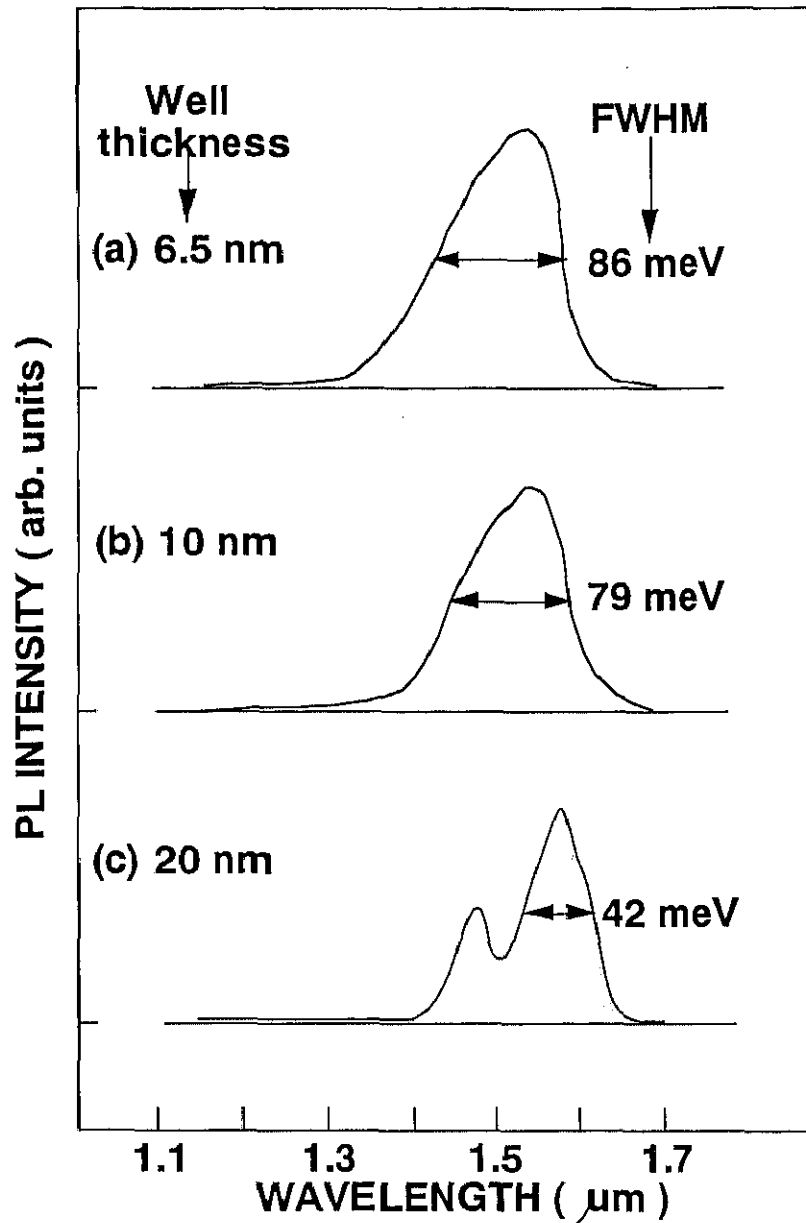


図7. 9 本研究に用いた試料 a、b、c のPLスペクトル

ついて86meV、bについて79meV、cについて42meVである。井戸層厚の増加によって半値幅の増加がないことは、本実験で用いたSQWの結晶品質において歪による劣化はないことを示す。

次に実験的に得られたGRIN-SQW-LDの J_{th} について述べる。LD特性評価には、ストライプ幅が40 μm であるブロードコンタクトLDを用いて、キャビティ長を0.5–4mmに変化させて行った。ここで、 J_{th} は反射損失 $[\ln(1/R)/L]$; Rはキャビティ端面での反射率、Lはキャビティ長] に依存するので[18]、結晶品質を十分に反映させて J_{th} を評価するためには反射損失を十分低減させる必要がある。そこでキャビティ長は十分長く (4mm) して測定を行った。図7.10にLD-aにおける J_{th} のキャビティ長

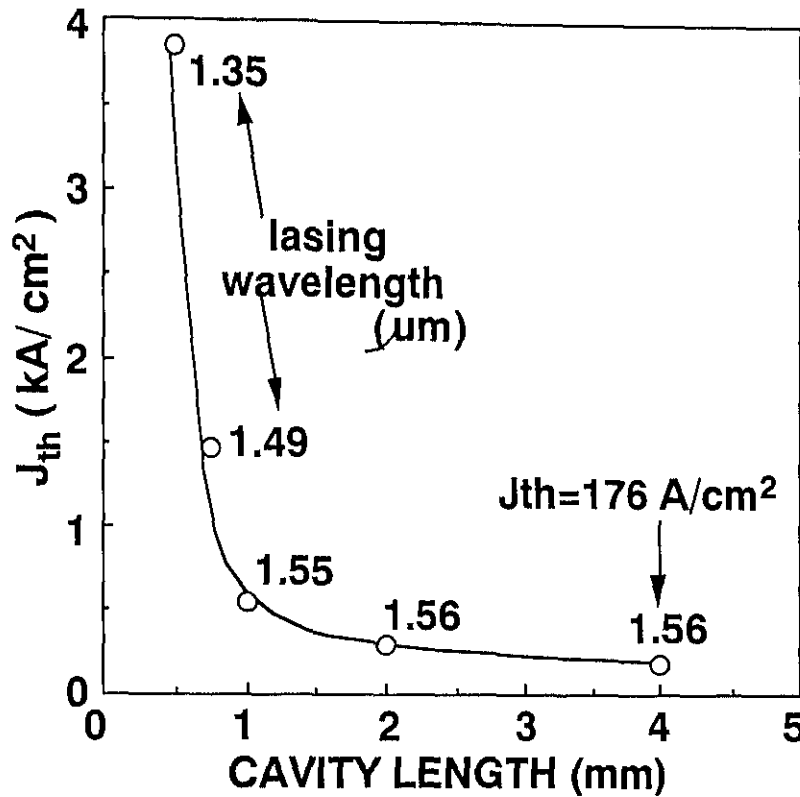


図 7. 10 LD-aにおける発振波長と J_{th} のキャビティ長依存性

表 7. 4 LD-a、b、cの発振波長と J_{th}

Name	Well Thickness (nm)	Lasing wavelength (μm)	J_{th} (A/cm ²)
a	6.5	1.567	176
b	10	1.558	187
c	20	1.523	280

依存性を、表7.4にLD-a、b、cのLD特性を示す。この図からわかるように、LD-aにおいて、キャビティ長が4.0mmの時に176A/cm²の J_{th} が得られた。また、キャビティ長が1.0mm未満の範囲では、 J_{th} は1kA/cm²以上の高い値を示す。このキャビティ長の範囲での発振波長は1.55μmではなく、キャビティ長が0.5mmの時は1.35μm、0.75mmの時は1.49μmである。これは、キャビティ長が短いときには反射損失 $[\ln(1/R)/L]$ の増加により発振に必要な利得が増加するため、基底準位のキャリアによる利得だけではなく第2準位のキャリアによる利得も発振に寄与したためと考えられる。

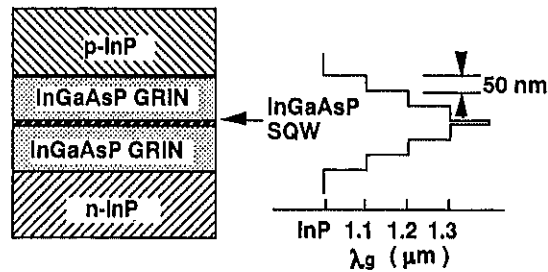
bとcについても同様にキャビティ長の増加にともない J_{th} が減少する。bについては、キャビティ長が4.0mmの時にaとほぼ同等の値（187A/cm²）が得られた。

この結果は、井戸層が6nmから10nmの時に n_{th} がほぼ同等の低い値を示すという計算結果と一致する。一方、cについては、 J_{th} はa、bに比べて増加して280A/cm²になる。この結果も、井戸層厚が10nm以上のときに n_{th} が増加するという計算結果に一致する。このように、計算結果に基づいてSQW構造を最適設計することにより、実験的に J_{th} を低減できることがわかった。

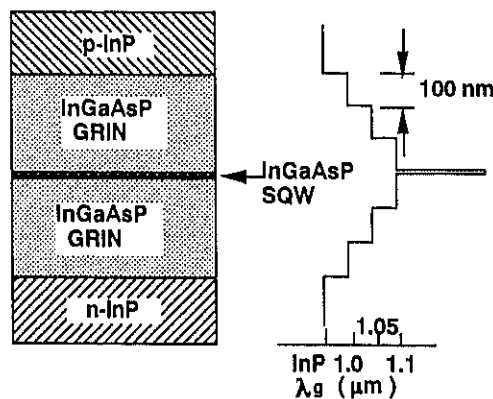
(b) 最適設計されたGRIN-SCH構造に関する実験結果と考察

7.1.1(c)節に述べたように、LDの低しきい値化のために最適なGRIN構造として、300nm以上の層厚 L_g を有するGRIN-Cあるいは600nm以上の層厚 L_g を有するGRIN-Dが得られた。実際にこのGRIN構造を有するLDを作製する上で、 n_{th} の最低値を与えるGRIN層厚の範囲が広い前者をGRIN構造に採用した。このGRIN構造を有するGRIN-SCH至SQW LDを作製して、LDの低しきい値化を評価した。

はじめに、実験に用いたLD試料の構造について述べる。LD構造はGRIN-SCH SQW構造、p-InPクラッド層、p-InGaAsPコンタクト層により構成され、n-InP基板上に減圧MOVPE法により成長された。図7.11にGRIN-SCH SQW構造を示す。



(a)



(b)

図 7. 1 1 本研究で作製したGRIN-SCH-LD構造。
(a) LD-A [7.1.2(a)におけるLD-aと同じ]、(b) LD-C。

GRIN層には7.1.1節で示した計算解析結果に基づき3ステップのInGaAsP ($\lambda_g=1.0$ 、 1.05 、 $1.1\mu\text{m}$ 、 $L_s=100\text{nm}$ 、 $L_g=300\text{nm}$)を用いた[LD-C]。比較のために、異なる構造のGRIN層 ($\lambda=1.1$ 、 1.2 、 $1.3\mu\text{m}$ 、 $L_s=50\text{nm}$ 、 $L_g=150\text{nm}$)も用意した[LD-A、7.1.2(a)節におけるLD-aと同じ]。また、7.1.2(a)節に述べたように J_{th} を低減するために、井戸層には6-10nmの層厚を有する歪InGaAsP SQWを用いた。ここで、井戸層厚はLD-Aにおいて6nm、LD-Cにおいて10nmと異なるが、この違いは7.1.2(a)節に述べたように J_{th} にはほとんど影響を与えない。LD特性評価には、ストライプ幅が $40\mu\text{m}$ であるブロードコンタクトLDを用いて、キャビティ長を0.5-5mmに変化させて行った。ここで、結晶品質を十分に反映させて J_{th} を評価するために反射損失を十分低減させる必要があるので、キャビティ長は十分長く(5mm)して測定を行った。

次に、GRIN-SQW-LDにおける J_{th} の低減に関する実験結果を述べる。図7.12はLD-AとLD-Cにおける J_{th} のキャビティ長依存性である。LD-A、LD-Cともにキャビティ長の増加に伴い J_{th} が減少する。とくに、キャビティ長が1.0mm未満の範囲では、 J_{th} が急激に 1kA/cm^2 以下に減少する。このキャビティ長の範囲での発振波長は $1.55\mu\text{m}$ ではなく、LD-Aにおいてキャビティ長が0.5mmの時は $1.35\mu\text{m}$ 、0.75mmの

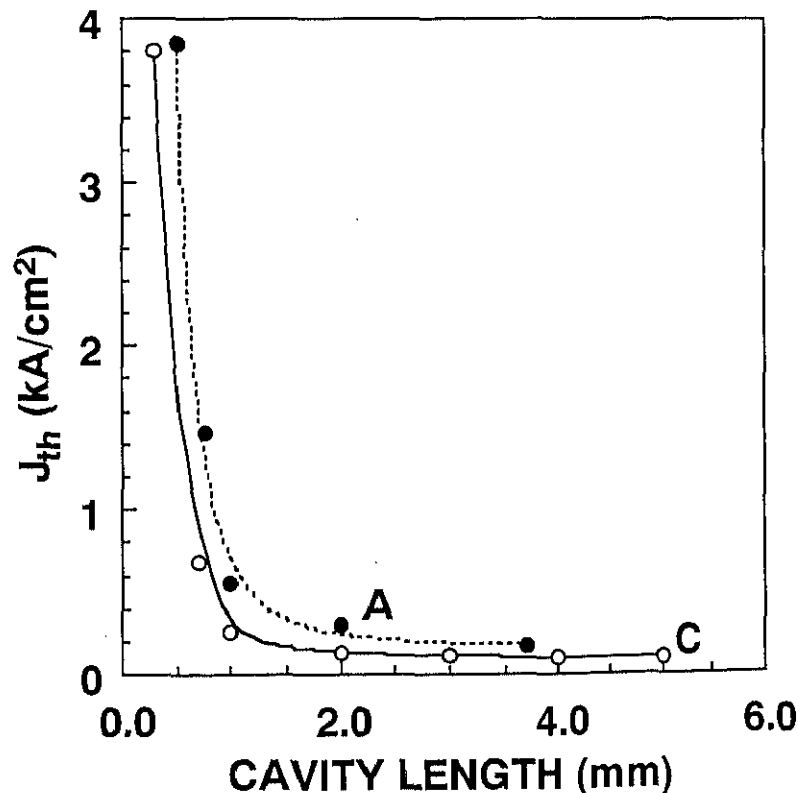


図7.12 LD-AとLD-Cにおける J_{th} のキャビティ長依存性

時は $1.49\text{ }\mu\text{m}$ 、LD-Cにおいてキャビティ長が 0.3mm の時は $1.3\text{ }\mu\text{m}$ である。これは、7.1.2(a)節で述べたように、キャビティ長が短いときには反射損失 $[\ln(1/R)/L]$ の増加により発振に必要な利得が増加するため、基底準位のキャリアによる利得だけではなく第2準位のキャリアによる利得も発振に寄与したためと考えられる。

また、キャビティ長の全範囲にわたって、LD-Cの J_{th} の方がLD-Aより低いことがわかった。これはLD-Cの n_{th} がLD-Aよりも低いという計算結果と一致する。とくにLD-Cについては、キャビティ長が 5mm の時に J_{th} の最低値 98A/cm^2 が得られた。この 98A/cm^2 という値は、今までに報告された $1.55\text{ }\mu\text{m}$ 波長帯InP系LD（成長時に PH_3 、 AsH_3 を使用）における J_{th} の最低値の1つである。

次に、井戸層内へのキャリア閉じ込めの向上の観点から、 J_{th} の低減について検討する。内部量子効率 η_i は、井戸層内のキャリアの閉じ込めを実験的に検討する上で重要な要因である。図7.13は、LD-AとLD-Cについて外部量子効率の逆数を、キャビティ長の関数としてプロットしたものである。このプロットから、 η_i がLD-Aについて60%、LD-Cについて81%が得られ、LD-Cの η_i がLD-Aよりも高いことがわかった。この結果は、LD-CがLD-Aに比べて良好にキャリアが井戸層に閉じ込められていることを示唆する。この実験的に得られた結果は、LD-Cの Γ_e がLD-Aよりも高いという計算結果に一致する。以上の結果は、計算結果（7.1.1節）から期待されたように、

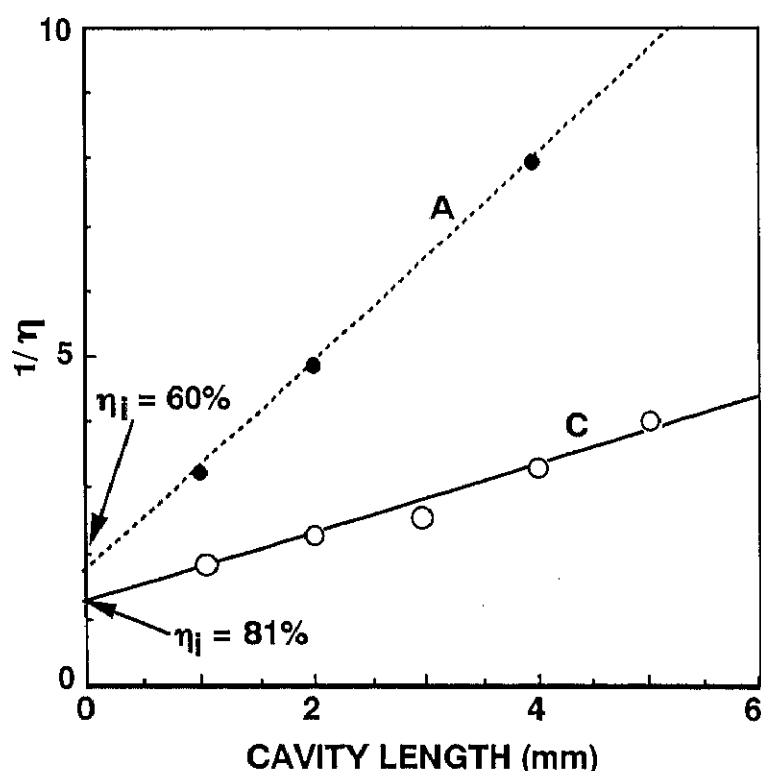


図 7. 13 LD-AとLD-Cについて外部量子効率の逆数のキャビティ長依存性

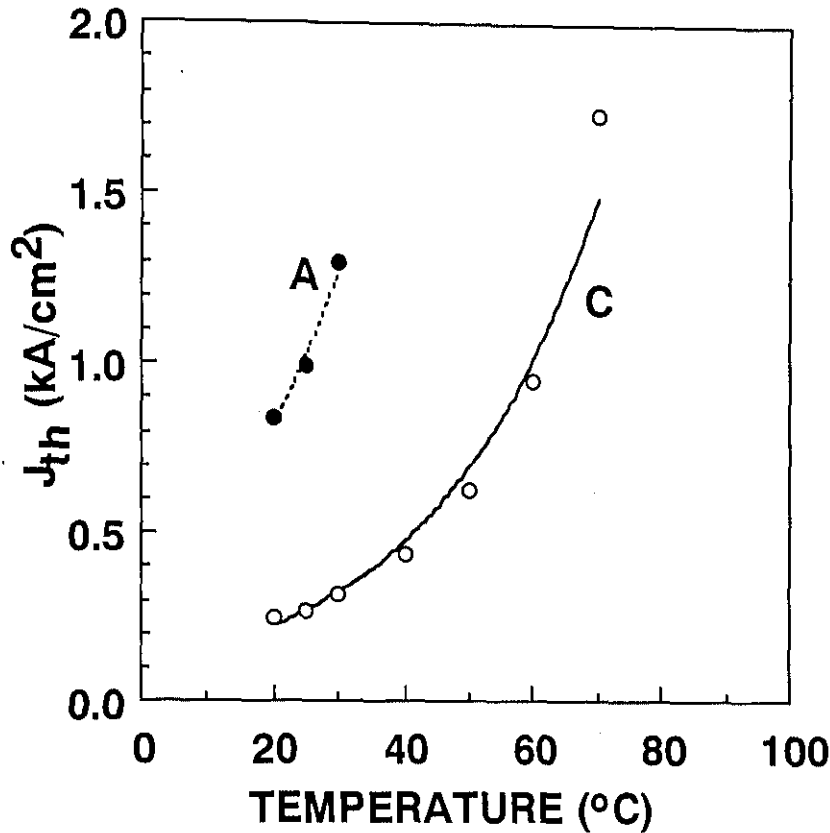


図7. 14 LD-AとLD-Cにおける J_{th} の温度依存性 (キャビティ長: 1mm)

LD-Cにおいてキャリアが井戸層に良好に閉じ込められていることを示すものと考えられる。

温度特性も、井戸層内のキャリアの閉じ込めを実験的に検討する上で重要である[19]。図7.14にLD-AとLD-C (キャビティ長: 1mm) における J_{th} の温度依存性を示す。LD-Aについて、 J_{th} は温度の増加にともない20°Cから急激に増加し、30°Cより高温では発振が観測されなかった。一方、LD-Cについて、 J_{th} は温度の増加とともに増加し70°Cより高温で発振が観測されなかった。このときの20°Cから30°Cまでの特性温度は、LD-Aについて22.8K、LD-Cについて40.5Kである。このように、LD-CがLD-Aに比べて良好な温度特性を示すことがわかった。このLD-Cにおける良好な温度特性は、高温で熱的に励起されて井戸層から溢れ出るキャリアが少ないことに起因するものと考えられる[20]。以上の結果も、LD-Cにおいてキャリアが井戸層に良好に閉じ込められていることを示すものと考えられる。

さらに井戸層内へのキャリア閉じ込めについて詳細に検討するために、井戸層近傍のキャリア分布を計算解析した。図7.15は、室温での(a)LD-Aと(b)LD-Cにおける井戸層近傍のしきい値状態での電子分布を計算した結果である。LD-Aにおいては、

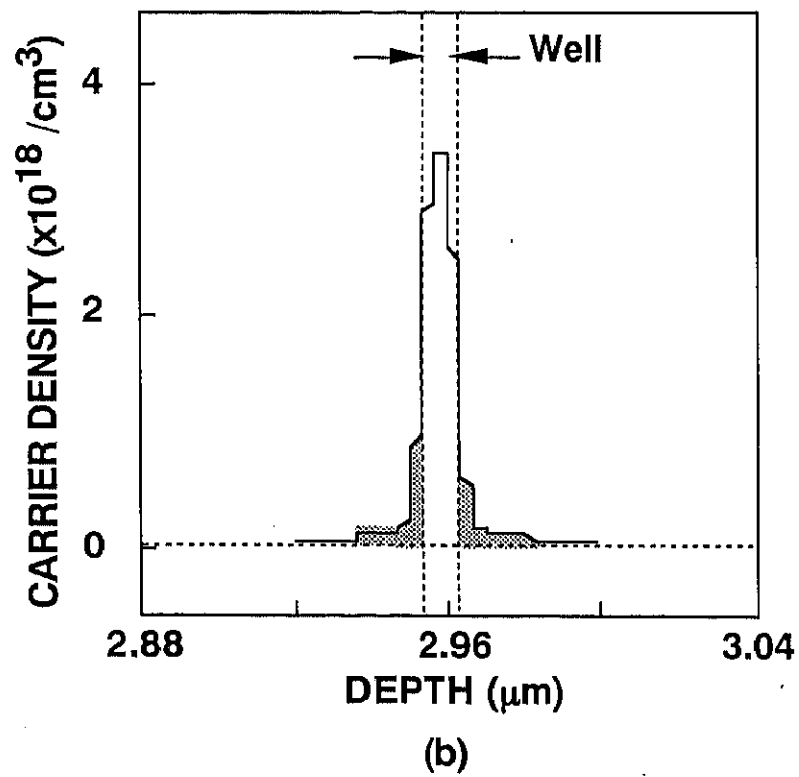
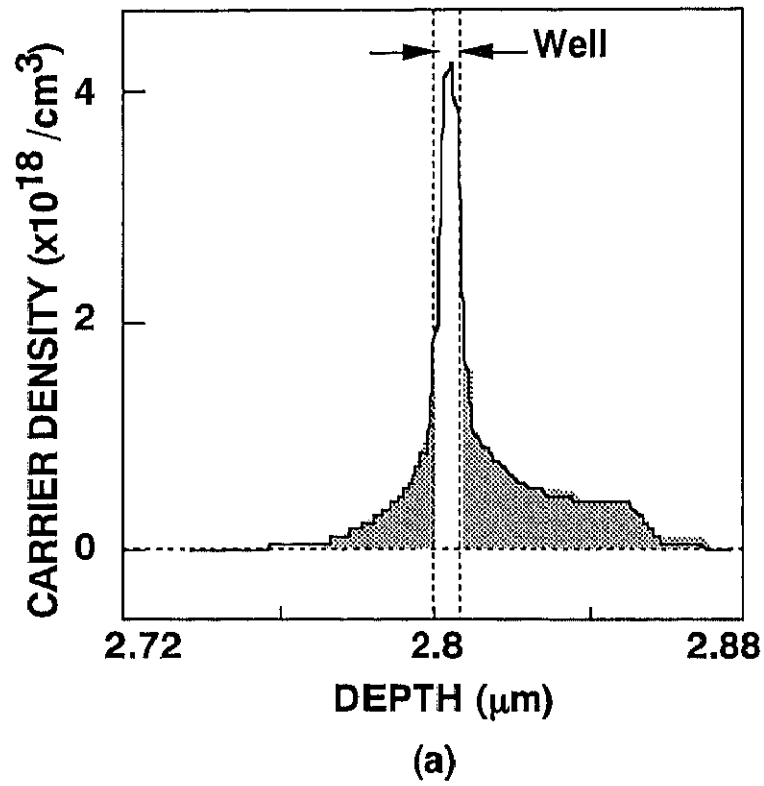


図 7. 15 計算により得られた室温での(a)LD-Aと(b)LD-Cにおける
井戸層近傍のしきい値状態での電子分布

電子が井戸層から溢れ出てヘテロ界面近傍に蓄積する。一方、LD-Cにおいては井戸層を溢れ出てヘテロ界面近傍に蓄積する電子は少ない。この結果より、上述の温度特性に関する結果を説明できる。温度特性に関しては、LD-Aにおいて、多くの電子が高温で井戸層から溢れ出しヘテロ界面に蓄積する。これがキャリアの損失となり、温度特性を劣化させる。

以上の結果から、キャリアが井戸層から溢れ出てヘテロ界面に蓄積することが、LD特性に影響をあたえるものと考えられる。

7. 2 高温動作レーザの最適構造設計と作製

高温動作特性もレーザの性能を支配する要因の1つである。とくに通信用レーザの低コスト化のためには、ペルチェ素子による温度制御を必要としないレーザ動作が必要となる。そこで、レーザの高温動作化に関する必要性が高まっている[21-24]。従来、高温動作の指標には、しきい値電流の温度依存性を示す特性温度 T_0 が用いられていた[25]。特に AlGaInAs[26, 27]、InAsP[28]、GaInNAs[29]などの新しい材料系を用いたレーザでは、100K 程度の高い T_0 が報告されている。しかしながら、実際のレーザ動作を考慮すると、高温動作時のしきい値電流だけでなく光出力も重要な要素である。したがって、しきい値電流のみを考慮した T_0 のみの指標では不十分であり、光出力の温度変動を指標とすることの重要性が指摘されていた[30, 31]。

本節では、高温動作特性の向上に焦点を絞り、光出力の温度変動の観点から最適なレーザ構造の設計指針を検討する。7.2.1 節で計算解析による高温動作レーザの最適構造設計について検討する。7.2.2 節で設計されたレーザ構造を実際に作製して、そのレーザの高温動作特性を示す。

7.2.1. 高温動作レーザの最適構造設計

本節では、(a)節で解析法について述べた後に、(b)節で高温動作レーザの最適構造の設計指針について検討する。

(a) 解析法

光出力の温度依存性は下記のように解析された。温度を T_1 から T_2 に増加した時 ($T_1 < T_2$) に、レーザの駆動電流 (I_d) を一定にすると、光出力の温度変動 ΔP_{out} は、

$$\begin{aligned}\Delta P_{out} &= 10 \log (P_1 / P_2) \\ &= 10 \log \left(\frac{\eta_{d1}}{\eta_{d2}} \right) + 10 \log \left(\frac{I_d - I_{th1}}{I_d - I_{th2}} \right)\end{aligned}\quad (7.1)$$

ここで、 P_1 (P_2)、 η_{d1} (η_{d2})、 I_{th1} (I_{th2}) はそれぞれ温度 T_1 (T_2) での光出力、外部量子効率、しきい値電流である。式 (7.1) より、この光出力の温度変動 ΔP_{out} が第1項の効率に関わる要素 (ΔP_η) と第2項のしきい値電流に関わる要素 (ΔP_{Ith}) からなることがわかる。

また、多重量子井戸（MQW）レーザにおける外部量子効率（ η_d ）としきい値電流（ I_{th} ）の温度（ T ）依存性は、

$$\eta_d(T) = \eta_i(T) \frac{\alpha_m}{N_w \{ \alpha_1 + \gamma (T - T_1) + \alpha_m \}} \quad (7.2)$$

$$I_{th}(T) = I_0 \exp (T / T_0) \quad (7.3)$$

で表される。 η_i は内部量子効率、 α_m はキャビティのミラー損失、 N_w は量子井戸数、 I_0 は定数、 T_0 は特性温度である。 α_1 は温度 T_1 での井戸層の内部損失、 γ は内部損失の温度依存性であり、量子井戸内の内部損失 α_i^{qw} は、 $\alpha_i^{qw} = \alpha_1 + \gamma (T - T_1)$ で表される。 η_i がほとんど温度に依存しないと考えられるので[34]、式(7.2)、(7.3)を式(7.1)に代入して、

$$\begin{aligned} \Delta P_{out} = 10 \log \left(\frac{\alpha_1 + \gamma (T_2 - T_1) + \alpha_m / N_w}{\alpha_1 + \alpha_m / N_w} \right) \\ + 10 \log \left(\frac{I_d - I_{th1}}{I_d - I_{th1} \exp ((T_2 - T_1) / T_0)} \right) \end{aligned} \quad (7.4)$$

が得られる[32]。

(b) 高温動作レーザの最適構造設計

はじめに、7.2.1(a)節に述べた光出力の温度変動に関する解析の正当性を検討するために、その計算値と実験値を比較した。試料には $1.3\mu\text{m}$ 波長帯 InP 系埋込型レーザを用いた。MQW は 8 層の歪 InGaAsP 井戸層 (6nm 厚、 $\epsilon=1.2\%$) と 7 層の InGaAsP 障壁層 (10nm 厚、 $\lambda_g=1.13\mu\text{m}$) からなる。ガイド層は 10nm 層厚の InGaAsP ($\lambda_g=1.13\mu\text{m}$) と 90nm 層厚の InGaAsP ($\lambda_g=1.07\mu\text{m}$) からなる。キャビティ長は $300\mu\text{m}$ 、端面は前面は劈開面、後面は高反射率 (95%) でコーティングが施されている[今後、Cleaved/High-reflection coating (CL/HR)と呼ぶ]。実験に用いたレーザ構造は MOVPE 法により n 型 InP 基板上に成長された。

図 7.16 に光出力の温度変動 ΔP_{out} の駆動電流 I_d 依存性の計算値（実線）と実験値（白丸）を示す。測定温度 T_1 は 25°C 、 T_2 は 85°C である。計算には、報告されている $\alpha_1=1.25\text{cm}^{-1}$ 、 $\gamma=0.025\text{cm}^{-1}/\text{K}$ [28]と、実験的に得られた $I_{th}=4.3\text{mA}$ 、 $T_0=52\text{K}$ を

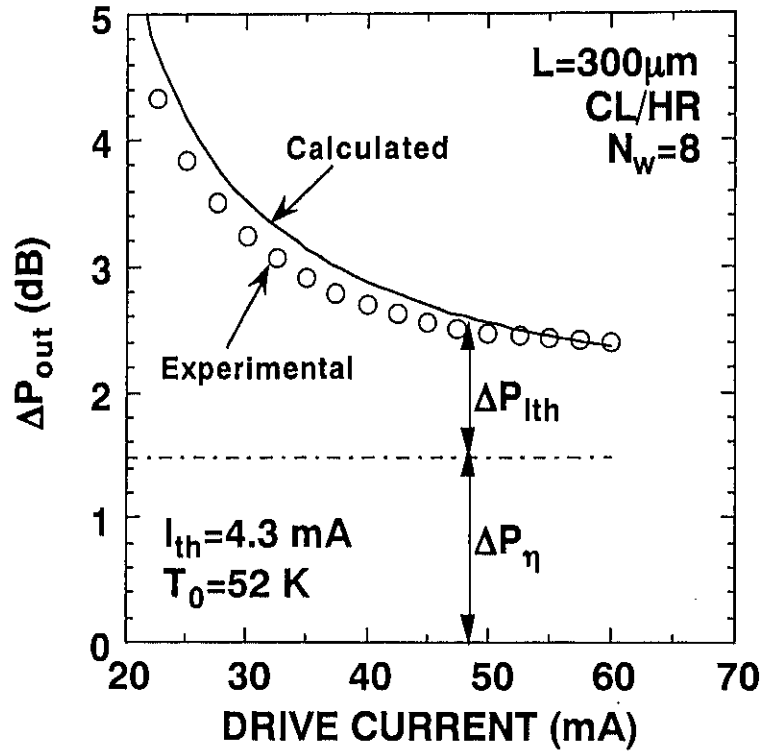


図7. 16 光出力の温度変動 ΔP_{out} の駆動電流 I_d 依存性。
一点鎖線は ΔP_{η} の I_d 依存性を示す。

用いた。計算値、実験値ともに、 I_d の増加に伴い ΔP_{out} が減少して、 I_d が50mA以上のときに2.6dBまで減少する。このように、計算と実験により得られた依存性が一致することがわかった。以上の結果は、7.2.1(a)で述べた方法が光出力の温度変動に関する実験結果の解析に適していることを示す。

この ΔP_{out} の I_d 依存性において、式(7.4)からわかるように、第1項 ΔP_{η} は I_d に依存せず一定であり、第2項 ΔP_{lth} が I_d に依存する。計算により、 I_d が50mAのときに ΔP_{η} が1.6dB、 ΔP_{lth} が1.0dBであることがわかった。このことは、 ΔP_{η} の方が ΔP_{lth} よりも ΔP_{out} の全体量に寄与することを示す。このように、 ΔP_{out} を低減するためには、まず ΔP_{η} を低減することが必要であることがわかった。式(7.4)の第1項からわかるように、 ΔP_{η} の低減には内部損失の温度依存性 γ を低減することが有効である。実験的に得られた値[26]によれば、AlGaInAsの γ は 0.0125cm^{-1} と見積もられ、InGaAsPのそれ(0.025cm^{-1})よりも低い。したがって、AlGaInAsをInGaAsPの代わりに活性層に用いることにより ΔP_{out} を低減できるものと考えられる。

そこで、 ΔP_{η} に関わるパラメータ α_1 、 γ_1 にAlGaInAsについて報告されている値($\alpha_1=1.7\text{cm}^{-1}$ 、 $\gamma_1=0.0125\text{cm}^{-1}$)を用いて ΔP_{out} を計算した。 I_{th} と T_0 はInGaAsPの場合(図7.16)と同じ値($I_{th}=4.3\text{mA}$ 、 $T_0=52\text{K}$)を用いた。図7.17の実線にAlGaInAs

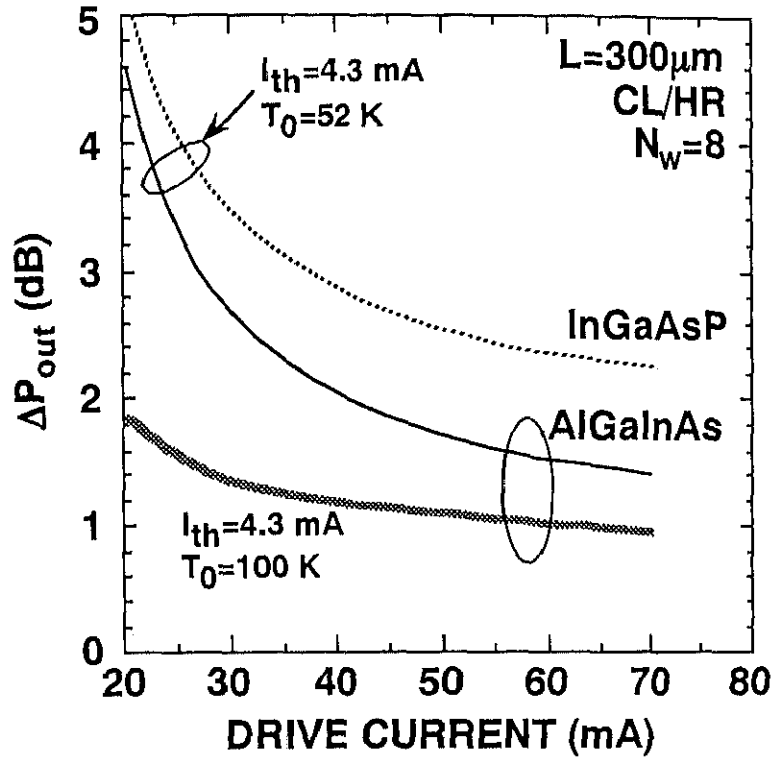


図 7. 1 7 AlGaInAs と InGaAsP について計算により得られた ΔP_{out} の I_d 依存性

についての ΔP_{out} の I_d 依存性の計算値を示す。比較のために InGaAsP の計算値を点線に示す(図 7.16 における実線と同じ)。InGaAsP については上述のように I_d が 50mA のときに ΔP_{out} が 2.6dB まで低減される。一方、AlGaInAs については ΔP_{out} を 1.8dB まで低減できる。このときの ΔP_{η} は、InGaAsP について 1.6dB、AlGaInAs について 0.76dB である。このように、AlGaInAs を用いて ΔP_{η} を低減することにより ΔP_{out} を 2dB 以下に低減できることがわかった。この結果は、高温動作化のための設計指針は、活性層に AlGaInAs を用いることにより ΔP_{η} を低減することであることを示す。

さらに ΔP_{out} を低減するために、 I_{th} に関する項 (ΔP_{ith}) の影響を検討した。式(7.4)の第 2 項からわかるように、 ΔP_{ith} を低減するためには T_0 の増加が有効である。実際に AlGaInAs を用いた場合、InGaAsP を用いた場合の T_0 (50K 程度) に比べて高い T_0 (100K) が得られることが報告されている[26]。そこで AlGaInAs について T_0 を 100K にして同様の計算を行った。図 7.17 の影線にその計算結果を示す。AlGaInAs について T_0 を 52K から 100K に増加させた場合、 $I_d=50$ mA の時の ΔP_{out} の値は 1.8dB から 1.1dB に減少する。このように、AlGaInAs を用いた場合、 γ の低減だけでなく T_0 の増加により ΔP_{out} を 1dB 程度まで低減できることがわかった。

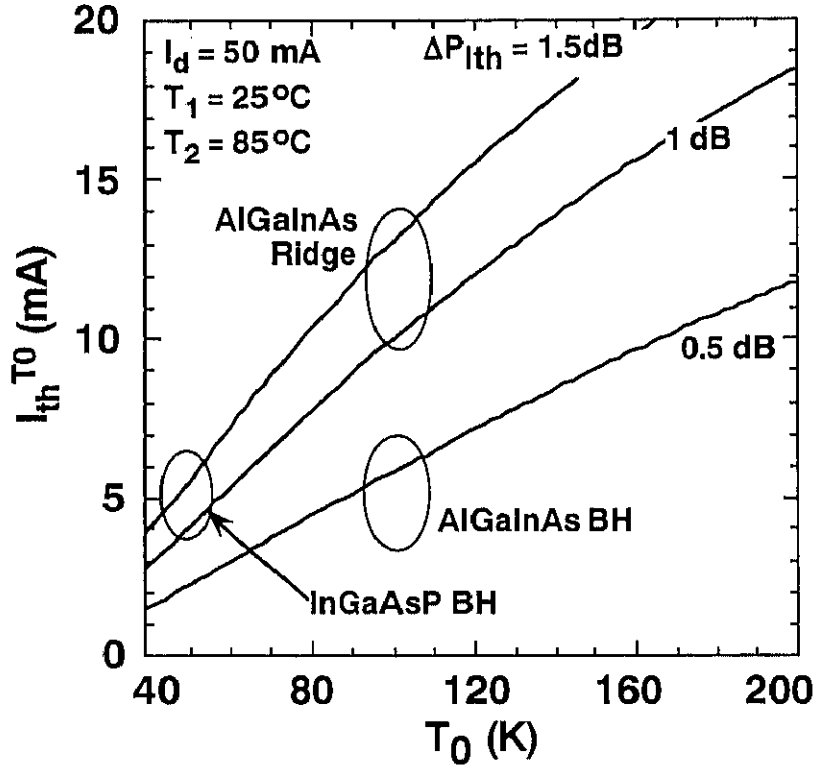


図 7. 1 8 $\Delta P_{lth}=0.5, 1.0, 1.5\text{dB}$ となるような $I_{th} T_0$ と T_0 の関係 (計算値)。
 図中に各 LD 構造 [InGaAsP 埋込型 (BH)、AlGaInAs リッジ型 (Ridge)、
 AlGaInAs-BH] に相当する領域を示す。 $I_d=50\text{mA}$ 、 $T_1=25^\circ\text{C}$ 、 $T_2=85^\circ\text{C}$ である。

さらに、 I_{th} と T_0 が ΔP_{lth} に与える影響について検討するために、 ΔP_{lth} を得るのに必要な I_{th} ($I_{th} T_0$) と T_0 の関係を計算した。式(7.4)の第 2 項から

$$I_{th} T_0 = \frac{I_d (1 - \exp(\ln(10) \Delta P_{lth} / 10))}{1 - \exp(\ln(10) \Delta P_{lth} / 10) \exp((T_2 - T_1) / T_0)} \quad (7.5)$$

が得られる。式(7.5)を用いて、 $\Delta P_{lth}=0.5, 1.0, 1.5\text{dB}$ となるような $I_{th} T_0$ を T_0 の関数として計算した。 $I_d=50\text{mA}$ 、測定温度 T_1 は 25°C 、 T_2 は 85°C とした。計算により得られた $I_{th} T_0$ を T_0 の関数として図 7.18 にプロットした。このプロットからわかるように、 T_0 の増加だけでなく I_{th} の低減も ΔP_{lth} の低減に有効である。 ΔP_{out} の全体量を 1dB 程度に低減するためには、前述のように AlGaInAs についての ΔP_η が 0.76dB なので ΔP_{lth} を 0.5dB 以下に低減する必要がある。InGaAsP 系の LD を用いた場合に一般的に得られている 50K という T_0 に対して、 0.5dB の ΔP_{lth} を得るためには 2.2mA の I_{th} が必要であることがわかる。しかしながら、 $300\mu\text{m}$ 長の CL/HR キャビティを用いる場合、この I_{th} は容易には得られない。一方、AlGaInAs 系 LD で報告されている 100K という T_0 [26] に対しては、 0.5dB の ΔP_{lth} を得るのに 5.8mA の I_{th} が必要と

なる。これらの結果は、 ΔP_{in} を 0.5dB 以下に低減するための設計指針は、 T_0 を 100K 以上にするだけでなく I_{th} を 5mA 以下に低減することが必要であることを示す。AlGaInAs 系 LD で主に用いられているリッジ型レーザにおいては、一般的に得られる I_{th} は 10mA 程度である。したがって、リッジ型レーザを用いて 5mA 程度の I_{th} を得ることは困難であると考えられる。一方、InGaAsP 系の埋込型レーザの I_{th} を考慮すれば、素子構造に埋込型レーザを用いた場合、5mA 以下の I_{th} は可能な値であると考えられる。これらの結果は、 ΔP_{in} を 0.5dB 以下に低減するための設計指針は、 T_0 を 100K 以上にするだけでなく埋込型構造を適用することにより I_{th} を 5mA 以下に低減することが必要であることを示す。以上の結果より、長波長帯レーザの高温動作化には、材料に AlGaInAs 結晶を用いることにより T_0 を増加させ γ を低減させることと、素子構造に埋込型構造を適用することにより I_{th} を低減することが有効であることがわかった。

7.2.2. 高温動作レーザの実験結果と考察

上述の ΔP_{out} を低減するための設計指針に基づき、実際に AlGaInAs 系埋込型 (BH) レーザ (LD) を作製してその高温動作化について検討する。図 7.19(a)に作製

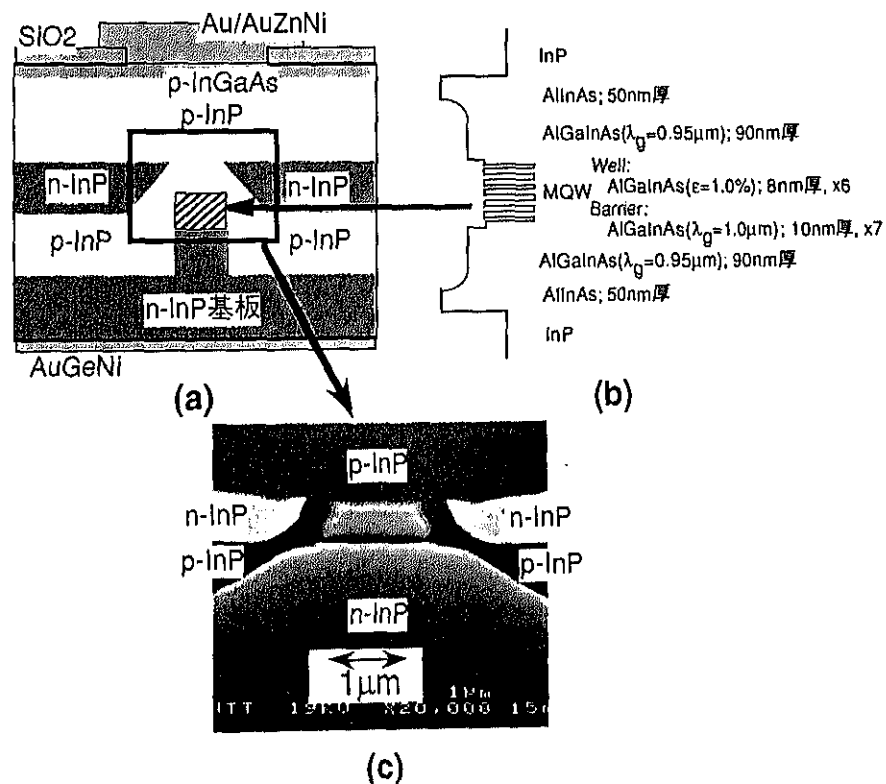


図 7. 19 AlGaInAs-MQW 埋込型レーザ構造。(a)断面図、(b)活性層構造図、
(c)活性層近傍の断面 SEM 写真

された $1.3\mu\text{m}$ 波長帯 AlGaInAs-MQW BH-LD 構造を示す。活性層は GRIN-SCH-MQW であり、(100)n-InP 基板上に MOVPE により成長された。GRIN 構造は図 7.19(b)に示すように、50nm 厚の AlInAs、波長組成 (λ_g) を $0.86\mu\text{m}$ (AlInAs) から $0.95\mu\text{m}$ まで変化させた 50nm 厚の AlGaInAs、90nm 厚の AlGaInAs ($\lambda_g=0.95\mu\text{m}$)、10nm 厚の AlGaInAs ($\lambda_g=1.0\mu\text{m}$) からなる。MQW は 6 層の歪 AlGaInAs 量子井戸 (8nm 厚、 $\epsilon=1.0\%$) と 7 層の AlGaInAs 障壁層 ($\lambda_g=1.0\mu\text{m}$) からなる。メサストライプ構造はウェットエッチングにより形成され、pn 接合 InP 電流狭窄層を MOVPE により埋め込んだ。キャビティ長は $300\mu\text{m}$ 、端面は CL/HR である。図 7.19(c) に活性層近傍の断面 SEM 写真を示す。AlGaInAs 系結晶からなる活性層が良好に埋め込まれていることがわかった。

次に、作製された AlGaInAs-MQW BH-LD の特性について述べる。図 7.20 に作製された LD の I-L 特性を示す。室温 (25°C) での I_{th} は 4.7mA であり、良好な I-L 特性を示す。この I_{th} の値は今まで報告された $1.3\mu\text{m}$ 波長帯 AlGaInAs-MQW BH-LD において最低値の 1 つである。図 7.21 に示す I_{th} の温度依存性から、 25°C から 85°C の温度領域における T_0 が 51K であることがわかった。 T_0 の向上には、MQW 構造の

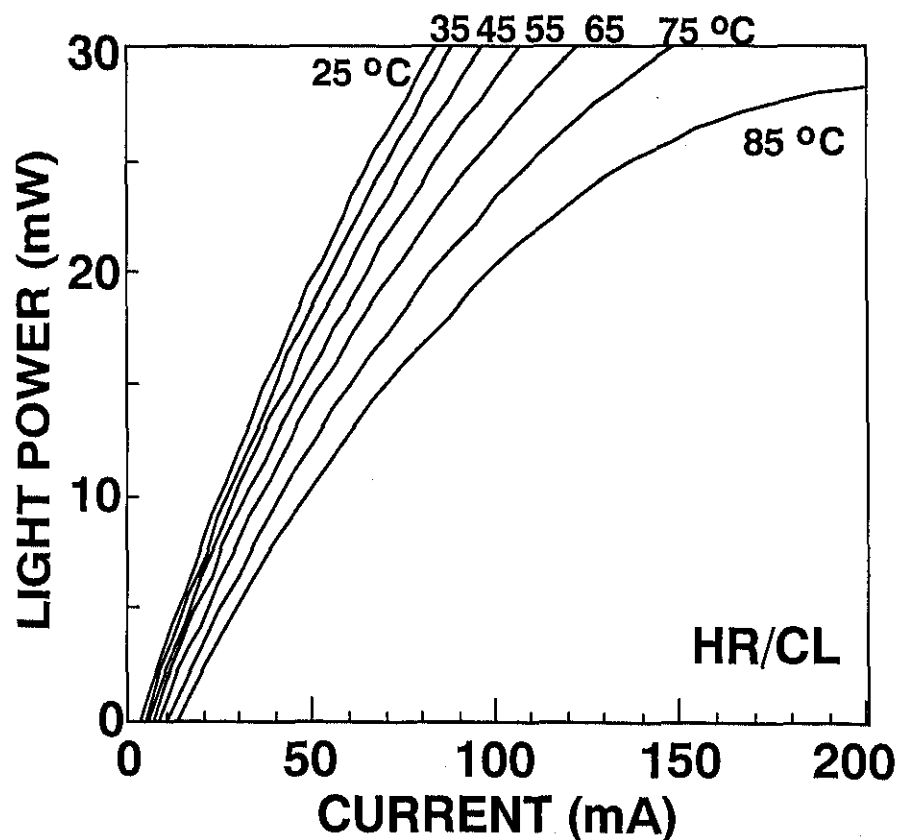


図 7. 20 作製された AlGaInAs-MQW BH-LD の I-L 特性

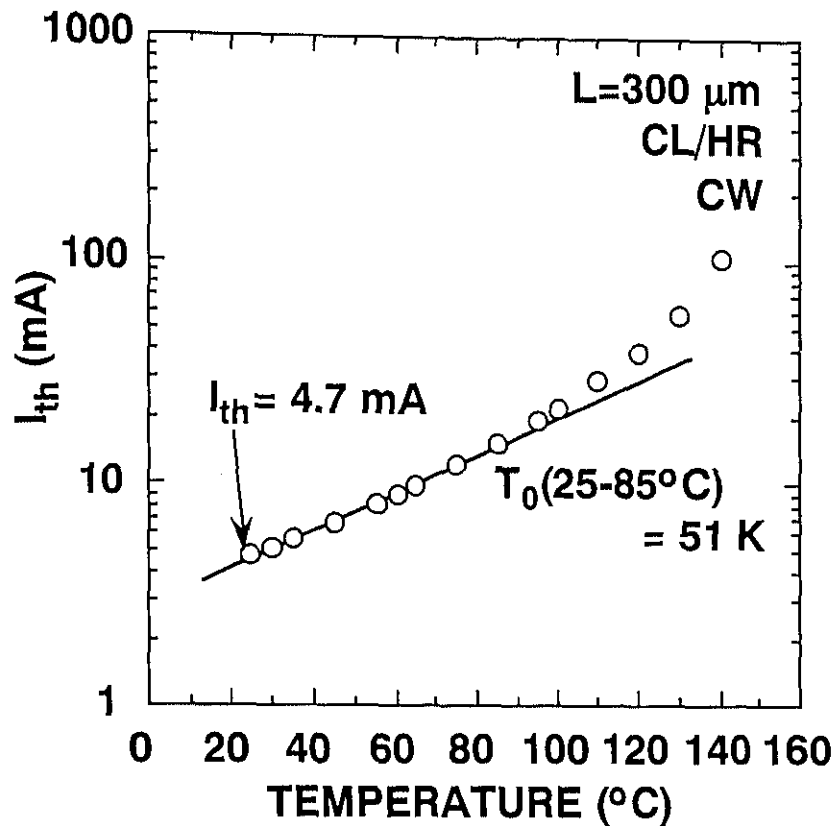


図 7. 2 1 AlGaInAs-MQW BH-LD の I_{th} の温度依存性

最適化とともにドーピング濃度、pn 各層の層厚などの埋込層構造の最適化および再成長界面の品質の向上が必要であると考えられる。

さらに実験的に得られた光出力の温度変動 ΔP_{out} について検討する。図 7.22 に温度を 25 °C から 85 °C に増加したときの AlGaInAs-MQW BH-LD の ΔP_{out} の動作電流 (I_d) 依存性を示す。比較のために、InGaAsP-MQW-BH-LD における依存性も示した (図 7.17 に同じ)。動作電流が 50mA 以下の領域では、AlGaInAs-LD の ΔP_{out} は InGaAsP-LD の ΔP_{out} よりも高い値を示し良好な特性は得られなかった。この AlGaInAs-LD における ΔP_{out} の増加は、LD 動作時のリーク電流に起因するものと考えられる。このリーク電流については、ドーピング濃度、pn 各層の層厚などの埋込層構造の最適化および再成長界面の品質の向上により改善できるものと考えられる。一方、動作電流が 50mA 以上の領域では、InGaAsP-LD の ΔP_{out} は 2.5dB 程度で飽和してしまう。しかし、AlGaInAs-LD が 2.0dB 以下に低減できることがわかった。以上の結果は、AlGaInAs-MQW レーザの高温動作特性における優位性を示すものである。この高動作電流領域における AlGaInAs-BH-LD の特性の優位性は、7.2.1 節で述べた設計指針の正当性を示唆するものと考えられる。

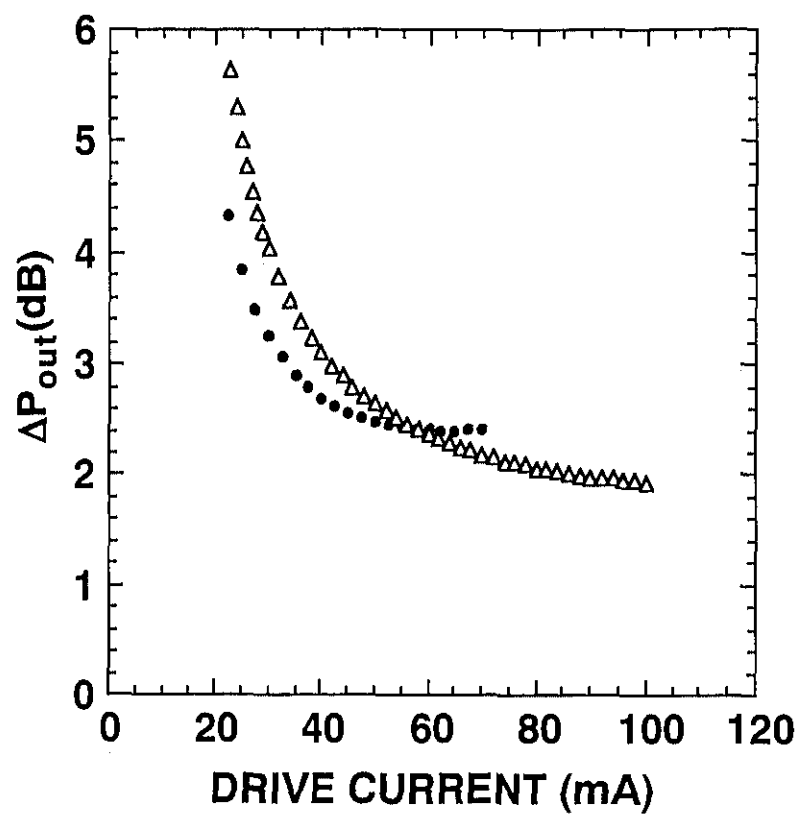


図 7. 2 2 AlGaInAs-MQW BH-LD (Δ) と InGaAsP-MQW BH-LD (\bullet) の ΔP_{out} の I_d 依存性。

7. 3 まとめ

長波長帯 LD の特性向上のために、最適な LD 構造の設計指針を検討した。

はじめに、1.55 μm 帯 GRIN-SCH-SQW LD の低しきい値化のための最適構造設計に関する基本的な検討を行った。そのために、レーザ発振しきい値状態でのシートキャリア密度 n_{th} について SQW 層厚や GRIN 構造などの LD 構造依存性を計算した。その結果、以下の LD 構造がキャリアと光の井戸層内での閉じ込めを向上させ、低しきい値化に有効であることがわかった：

- (1)井戸層厚は 6-10nm、
- (2)GRIN 層混晶組成は 2 次関数的に変化する InP から組成波長 1.1 μm の InGaAsP、
- (3)GRIN 層厚は片側で 300nm 以上。

この設計指針に基づき実際に 1.55 μm 帯 GRIN-SCH-SQW LD を作製した結果、98 A/cm² という低いしきい値電流密度 J_{th} が得られた。この作製した LD の特性において、内部量子効率と温度特性が向上していることがわかった。これらの結果は、 J_{th} が低減された LD 構造において、キャリアが井戸層内に良好に閉じ込められていることを示す。以上のように、1.55 μm 帯 GRIN-SCH-SQW LD において、計算解析を用いて最適構造設計することにより J_{th} を低減することができた。

次に、1.3 μm 帯 LD の高温動作化のための最適構造設計に関する基本的な検討を行った。光出力の温度変動 ΔP_{out} に着目して計算解析を行った結果、特性温度 T_0 だけでなく光損失の温度依存性（係数 γ ）としきい値電流 I_{th} が重要なパラメータであることがわかった。これらの T_0 、 γ 、 I_{th} を考慮して、以下の高温動作化のための設計指針が得られた：

- (1)材料に InGaAsP に代えて AlGaInAs 結晶を用いることにより、 T_0 を増加させ γ を低減させること、
- (2)素子構造に埋込型 (BH) 構造を適用することにより I_{th} を低減すること。

この設計指針に基づき実際に 1.3 μm 帯 AlGaInAs-BH-LD を作製した結果、実験的に 1.9dB という低い ΔP_{out} を得ることができた。以上のように、1.3 μm 帯 LD において、計算解析を用いて最適構造設計することにより、AlGaInAs 系埋込型 LD が高温動作化に有望であることを示した。

以上のように、本研究で用いた LD 構造の最適設計が、長波長帯レーザの特性向上のために有効であることがわかった。

参考文献

- [1] W. Lui, T. Yamanaka, Y. Yoshikuni, K. Yokoyama, and S. Seki: IEEE J. Quantum Electron. **QE-29** (1993) 1544
- [2] S. Seki, K. Yokoyama, and P. Sotirelis: IEEE J. Select. Topics Quantum Electron. **1** (1995) 254.
- [3] T. Yamanaka, Y. Yoshikuni, W. Lui, K. Yokoyama, and S. Seki: Appl. Phys. Lett. **62** (1993) 1191.
- [4] J. S. Osinski, P. Grodzinski, Y. Zao, and P. D. Dapkus: IEEE J. Quantum Electron. **29** (1993) 1576.
- [5] W. T. Tsang: Appl. Phys. Lett. **39** (1981) 134.
- [6] W. T. Tsang, M. C. Wu, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, S. N. Chu, and A. M. Sergent: Appl. Phys. Lett. **57** (1990) 2065.
- [7] T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, H. Temkin, K. Berthold: A. F. J. Levi, and S. N. G. Chu, Appl. Phys. Lett. **55** (1989) 2283.
- [8] A. Kasukawa, I. J. Murgatroyd, Y. Imajo, T. Namegawa, H. Okamoto, and S. Kashima: Electron. Lett. **25** (1989) 659.
- [9] P. J. A. Thijs: *Tech. Dig. Conf. Optical Fiber Communications, 1991* (Optical Society of America, Washington DC, 1991) vol. 4, p. 67.
- [10] W. T. Tsang, F. S. Choa, M. C. Wu, Y. K. Chen, A. M. Sergent, and P. F. Sciortino, Jr.: Appl. Phys. Lett. **58** (1987) 2610.
- [11] P. J. A. Thijs, J. J. M. Binsma, L. F. Tiemeijer and T. van Dongen: Electron. Lett. **28** (1992) 829.
- [12] J. S. Osinski, Y. Zau, P. Grodzinski, A. Mathur and P. D. Dupcus: IEEE Photon. Tech. Lett. **4** (1992) 10.
- [13] L. Holmes, Jr., M. E. Heinbuch and S. P. DenBaars: Appl. Phys. Lett. **63** (1993) 3417.
- [14] Mathur and P. D. Dapkus: IEEE J. Quantum Electron. **32** (1996) 222.
- [15] K. Yokoyama, T. Yamanaka, and S. Seki: IEEE J. Quantum Electron. **29** (1993) 856.
- [16] Z.-M. Li, K. M. Dzurko, A. Delage, and S. P. McAlister: IEEE J. Quantum Electron. **28** (1992) 792.
- [1] S. Seki, T. Yamanaka, W. Lui, Y. Yoshikuni, and K. Yokoyama: IEEE J. Quantum Electron. **30** (1994) 500.

- [17] S. Seki, H. Oohashi, H. Sugiura, T. Hirono, and K. Yokoyama: *IEEE Photon. Technol. Lett.* **7** (1995) 839.
- [18] 米津宏雄: "光通信素子工学" (工学図書、東京、1984)
- [19] V. Mikhaelashvili, N. Tessler, R. Nagar, G. Eisenstein, A. G. Dentai, S. Chandrasakhar, and C. H. Joyner: *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6** (1994) 1293.
- [20] W. Lui, T. Yamanaka, Y. Yoshikuni, K. Yokoyama, and S. Seki: *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-29** (1993) 1544.
- [21] J. Yoshida: *Tech. Dig. Conf. Optical Fiber Communications, Dallas, 1997* (Optical Society of America, Washington DC, 1997) p. 275.
- [22] P. J. A Thijs, T. van Dongen, L. F. Tiemeijer, and J. J. M. Binsma: *J. Lightwave Technol.* **LT-12** (1994) 28.
- [23] S. Seki, H. Oohashi, H. Sugiura, T. Hirono, and K. Yokoyama: *IEEE Photonics Technol. Lett.* **7** (1995) 839.
- [24] D. A. Ackerman, P. A. Morton, G. E. Shtengel, M. S. Hybertsen, R. F. Kazarinov, T. Tanbun-Ek, and R. A. Logan: *Appl. Phys. Lett.* **66** (1995) 2613.
- [25] J. K. Pankove: *IEEE J. Quantum Electron.* **4** (1968) 119.
- [26] C. E. Zah, R. Bhat, B. Pathak, F. Favire, W. Lin, M. C. Wang, N. C. Andreadakis, D. M. Hwang, M. A. Koza, T. P. Lee, Z. Wang, D. Darby, D. Flanders, and J. J. Hsieh: *IEEE J. Quantum Electron.* **30** (1994) 511.
- [27] K. Takemasa, M. Kubota, T. Munakata, H. Wada: *IEEE Photonics Technol. Lett.* **11** (1999) 949.
- [28] M. Yamamoto, N. Yamamoto, J. Nakano: *IEEEJ. Quantum Electron.* **30** (1994) 554.
- [29] M. Kondow, K. Uomi, A. Niwa, T. Kitatani, S. Watahiki, and Y. Yazawa: *Jpn. J. Appl. Phys.* **35** (1996) 1273.
- [30] S. Seki, and K. Yokoyama: *IEEE Photonics Technol. Lett.* **9** (1997) 1205.
- [31] S. Seki, H. Oohashi, H. Sugiura, T. Hirono, and K. Yokoyama: *IEEE J. Quantum Electron.* **32** (1996) 1478.
- [32] S. Seki, H. Oohashi, H. Sugiura, T. Hirono, and K. Yokoyama: *J. Appl. Phys.* **79** (1996) 2192.