

修士論文

InGaAs 系高利得量子井戸半導体レーザーの開発
及び評価測定

Development and characterization measurements of
InGaAs high-gain quantum-well lasers

東京大学大学院理学系研究科
物理学専攻

指導教員 秋山 英文 教授

学籍番号 35-176043
小松原 望

平成31年1月4日

概 要

論文の要旨を記入

目次

第 1 章 序論	6
1.1 研究背景	6
1.1.1 半導体レーザー	6
1.1.2 InGaAs 高利得材料	10
1.2 本研究の目的	16
第 2 章 試料構造と測定方法	17
2.1 はじめに	17
2.2 試料作製	17
2.2.1 試料構造	17
2.2.2 ブロードコンタクトレーザー	18
2.2.3 リッジ導波路型レーザー	18
2.2.4 マウント	19
2.3 測定方法	22
2.3.1 定常電流注入による測定実験	22
2.3.2 電流注入利得スイッチング実験	23
第 3 章 実験結果	25
3.1 ブロードコンタクトレーザー試料に関する測定結果	25
3.1.1 3 周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザー	25
3.1.2 10 周期歪補償量子井戸ブロードコンタクトレーザー	27
3.1.3 電流広がりに関する考察	28
3.1.4 外部量子効率、内部量子効率と吸収係数の計算	30
3.1.5 透明電流密度の見積もり	33
3.2 リッジ導波路型レーザーに関する実験結果	35
3.2.1 定常電流の結果	35
3.2.2 短パルス電流注入の結果	39
3.2.3 IL カーブ	39
3.2.4 3 周期歪量子井戸試料の利得スイッチング動作	41
3.2.5 10 周期歪補償量子井戸リッジ導波路型レーザーの利得スイッチング動作	43
3.2.6 利得スイッチングパルスのパルス幅	45
3.3 考察	47
3.3.1 閾値電流	47
3.3.2 自然放出光	47
3.3.3 IL カーブのさらさら	47
3.3.4 利得スイッチングパルスのパルス幅の比較	47

第 4 章	まとめと展望	48
4.1	本研究のまとめ	48
4.2	今後の展望	48
第 5 章	付録	49
5.1	deconvolution の計算	49
5.2	駆動系の電気信号	49
5.3	GaAs の発振	49

目 次

1.1	a 利得スイッチングのメカニズム, b 過去の研究におけるパルス幅 [3]	8
1.2	パルス生成中のキャリア密度、光子密度、利得 g の時間変化 [1]	9
1.3	量子井戸層の数を変えたときのモード利得と注入電流の関係	11
1.4	III-V 族原子の格子状数とバンドギャップの関係 [20]	12
1.5	歪み模式図	13
1.6	単一歪み量子井戸レーザーの閾値電流密度 [12]	14
1.7	歪み補償	15
2.1	エピウエハ構造	18
2.2	ブロードコンタクトレーザー	19
2.3	リッジ導波路型レーザー	19
2.4	測定デバイス外観	21
2.5	定常電流注入実験の実験系回路図	22
2.6	GS 実験系	23
3.1	3 周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザーの IL カーブと IV カーブ	25
3.2	3 周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザーの閾値電流と発光効率	26
3.3	10 周期歪補償ブロードコンタクトレーザーの IL カーブと IV カーブ	27
3.4	10MQW の IL 結果	27
3.5	3 周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザーの閾値電流密度	29
3.6	10 周期歪補償量子井戸ブロードコンタクトレーザーの閾値電流密度	29
3.7	3 周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザーの外部量子効率	30
3.8	3 周期歪量子井戸レーザーの外部量子効率の逆数	31
3.9	10QW 外部量子効率	31
3.10	10QW 外部量子効率の逆数	32
3.11	3 周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザーの透明電流密度の見積もり	33
3.12	10QW の透明電流密度の見積もり	34
3.13	3 周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザーの IL カーブおよび IV カーブ	35
3.14	3 周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザーの I_{th} 、 J_{th}	36
3.15	3 周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザーのスロープおよび微分外部量子効率	36
3.16	10 周期 リッジ導波路型レーザーの IL カーブおよび IV カーブ	37
3.17	10 周期歪補償量子井戸リッジ導波路型レーザーの閾値電流と閾値電流密度	37
3.18	10 周期歪補償量子井戸リッジ導波路型レーザーのスロープおよび外部微分量子効率	38
3.19	3 周期歪量子井戸 短パルス駆動時の IL カーブ	39
3.20	10 歪補償量子井戸リッジ導波路型レーザーの短パルス駆動時の IL カーブ	40
3.21	3 周期歪量子井戸レーザー $L=100\mu m$ の利得スイッチング光パルスの時間波形	41
3.22	3 周期歪量子井戸レーザー $L=200\mu m$ の利得スイッチング光パルスの時間波形	41

3.23	3 周期歪量子井戸レーザー $L=300\mu\text{m}$ の利得スイッチング光パルスの時間波形 . . .	42
3.24	10 周期歪補償リッジ導波路型レーザー $L=300\mu\text{m}$ の利得スイッチング光パルスの 時間波形	43
3.25	10 歪補償リッジ導波路型レーザー $L=400\mu\text{m}$ の利得スイッチング光パルスの時間 波形	43
3.26	10 周期歪補償リッジ導波路型レーザー $L=500\mu\text{m}$ の利得スイッチング光パルスの 時間波形	44
3.27	3 周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザーの光パルス幅	45
3.28	10 周期歪補償量子井戸リッジ導波路型レーザーの光パルス幅	46

表 目 次

2.1	定常電流印加実験に用いた機材	23
2.2	利得スイッチング実験に用いた機材	24
3.1	3 周期ブロードコンタクトレーザの閾値電流	26
3.2	10 周期歪補償ブロードコンタクトレーザの閾値電流	27
3.3	3 周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザの電流広がり	28
3.4	10 周期歪補償ブロードコンタクトレーザの電流広がり	28

第1章 序論

1.1 研究背景

1.1.1 半導体レーザー

半導体レーザーの現状

半導体レーザーが実現されたのは1962年のことである。キャリアと光の閉じ込めを能率よくできるようにした2重ヘテロ構造が用いられるようになり実用化・発展を遂げた。光通信、光ディスプレイ用発光デバイスの核をなす技術である。他のレーザーにと比較しても小型・軽量、大量生産可能、熱や振動(安定性)に強いことなどが主な理由である。近年では半導体からピコ秒程度の超短光パルスを発生させる技術も研究が盛んに行われており、産業への応用が期待されている。

超短パルス発生

ピコ秒オーダーの超短パルスを発生する技術は長距離光ファイバー伝送[4]に加えて、精密レーザー加工[5]や多光子励起顕微鏡を用いたバイオイメーjingなど、応用の幅が広がってきている技術である。

半導体レーザーを用いた短パルス発生のための代表的な方法としては利得スイッチングとモード同期法がある。利得スイッチング[6]は注入電流を変調する直接変調の一種である。デバイスにナノ秒程度の電流パルスを注入すると励起パルスよりも短い、数十psの光パルスが得られるというものである。半導体内の光強度が大きくなると誘導放出によって利得が急激に減少するためである。特徴としては複雑な構造を必要とせずほとんどの半導体レーザーで実現可能な技術であるという点である。

一方のモード同期法はサブps程度の超短パルスを得ることができる技術である。外部共振器あるいは共振器内に過飽和吸収体を挿入するなど付加的な構造が必要となる。

本研究では比較的容易に実現できる利得スイッチングに注目する。

利得スイッチング法

利得スイッチングは1980年ごろに観測された[6][15][16]。光通信技術向上を念頭に置いた高周波変調技術の研究のなかで短パルス光が確認された。ItoらはAlGaAsレーザーに閾値以下のDCバイアスと100~300MHzの高周波変調を重ねることで時間幅約30ps光パルスが発生できることを報告した。その後電源として用いるパルスジェネレーターの進歩などにより研究が進み報告も盛んに行われてきた。約5psの非常に短い報告もなされている。

また、応用としては利得スイッチングを利用した生物発光イメージの撮像の報告がある[[14]]次に利得スイッチングの基本的な動作について述べる。

利得スイッチング動作は半導体中のレーザー動作特性を記述するレート方程式により理解されている[7]。レート方程式はデバイス中のキャリア密度と光子密度の時間変化の振る舞いを以下の

ような連立方程式で表している。n は量子井戸 1 層あたりのキャリア密度、s は全活性層の光子密度を表す。式 (1.2) は n の時間変化を記述している。右辺第 1 項は外部から注入されるポンプキャリア、第 2 項は誘導放出、第 3 項は自然放出を表す。式 (1.2) は光子の時間変化を記述しており、第 1 項は誘導放出による増幅、第 2 項は光子寿命による減衰 (共振器寿命)、第 3 項は自然放出光を表す。

$$\frac{dn}{dt} = n_{\text{pump}}\zeta(t) - \frac{\Gamma}{m}\nu_g g(n)\frac{s}{1+\epsilon s} - \frac{n}{\tau_r} \quad (1.1)$$

$$\frac{ds}{dt} = \Gamma\nu_g g(n)\frac{s}{1+\epsilon s} - \frac{s}{\tau_p} + m\beta\frac{n}{\tau_r} \quad (1.2)$$

n : 量子井戸 1 層あたりのキャリア密度 [m^{-3}]

s : 活性層全体の光子密度 [m^{-3}]

n_{pump} : 励起キャリア密度

$\zeta(t)$: 規格化された励起パルスの時間変化

Γ : 光閉じ込め係数

m : 量子井戸数

ν_g : 群速度 [m/s] = c/n_{eq}

$g(n)$: 利得 [cm^{-1}]

ϵ : 利得圧縮係数?

τ_r : キャリア寿命 [s^{-1}]

τ_p : 光子寿命 [s^{-1}]

β : 自然放出光係数

上式のようなレート方程式を基に短い励起パルスを印可した時の発光および利得の時間変化についてシミュレーションを行った結果を図 1.1a に示す。赤線が光励起によるインパルス励起の様子、青線が電流注入による数 ns 秒パルス励起の様子である。青線に注目すると図 1.1a 上段での励起パルスよりも短い、数十 ps 光パルスが出てくることがわかる。さらに 1 つ目のパルス後は緩和振動が起きている。これが典型的な利得スイッチング動作である。また下段には利得の時間変化が示されている。励起が始まると同時に電子密度つまり利得が増えていき、ある時刻をすぎると閾値に達し反転分布を形成する。今度は誘導放出によって一気にキャリアが消費される。このキャリアの消費が注入されるキャリアよりも大きくなるため、利得も急激に減衰し光パルスも光子寿命程度で立ち下がる。これが利得スイッチングの大まかな理解である。

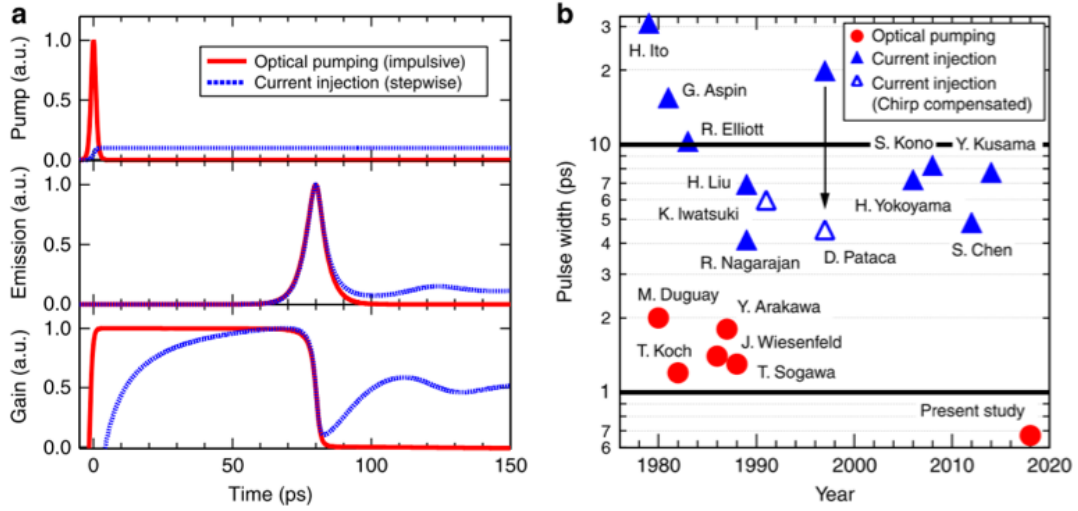


図 1.1: a 利得スイッチングのメカニズム, b 過去の研究におけるパルス幅 [3]

利得スイッチング光パルスのより詳細な理解を視覚的に表したのが図 1.2 である [1] である。

レート方程式の誘導放出の項に関わってくる利得 $g(n)$ はキャリア密度 n に比例する線形利得 $g_0(n - n_0)$ のような形で近似されてきた (g_0 は利得定数, n_0 は透明キャリア密度)。しかし chen らは $g(n)$ に非線形な項を取り入れたシミュレーションを行った。利得を式 (1.4) のように記述した。線形な項に加えて、 g_s といった利得飽和の効果を取り入れている。図 1.2 にこの時のパルス生成中のキャリア密度、光子密度および利得の時間変化を表す。時刻 0 で 2ps のインパルス励起行った時の光の時間波形赤の実線と破線、キャリア密度を緑の線、材料利得を青い線で表している。

$$g(n) = g_0(n - n_0) \left[1 + \frac{g_0(n - n_0)}{g_s} \right]^{-1} \quad (1.3)$$

$$\simeq \begin{cases} g_0(n - n_0) & n - n_0 \ll g_s/g_0 \\ g_s & n - n_0 \gg g_s/g_0 \end{cases}$$

すると I と II の領域つまり立ち上がりの時間領域では光子密度が小さい一方でキャリア密度が大きいため、 g_s が支配的に立ち上がりのはやさを決めている。III の領域ではキャリア密度が減少し、光強度が大きい領域では ϵ が効いてくる。IV の領域ではキャリア密度も光子密度も小さくなっているため減衰の速さは光子の共振器寿命 τ_p によってきまる。

つまり利得スイッチングパルスのパルス幅は立ち上がりのはやさを利得飽和 g_s 、立ち下がりのはやさを共振器寿命 τ_p が決めている。

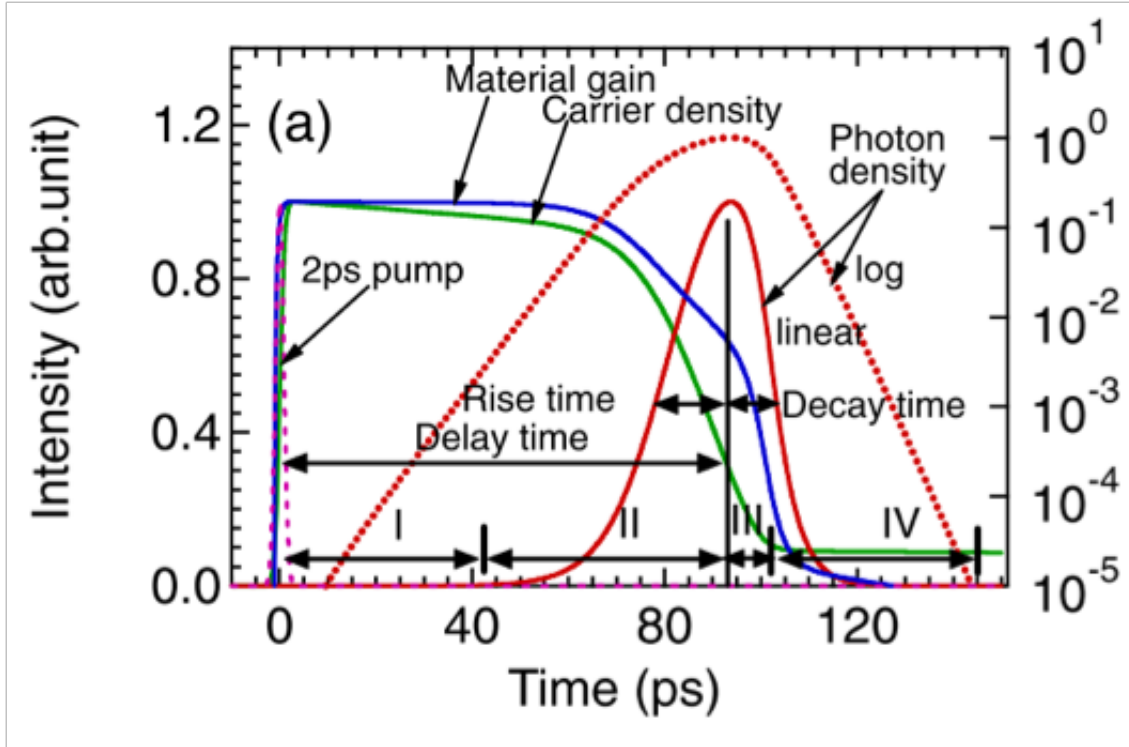


図 1.2: パルス生成中のキャリア密度、光子密度、利得 g の時間変化 [1]

利得スイッチングパルスの短パルス化

利得スイッチングパルスの短パルス化のためには利得飽和 g_s を大きくすることと、共振器寿命 τ_p を短くすることが必要であると示唆された。

共振器寿命 τ_p はファブリー・ペローレーザーの場合

$$\tau_p = \frac{n_{eq}}{c(\alpha_a + \ln(1/R)/L)} \quad (1.4)$$

とかける [2]。 n_{eq} は等価屈折率 α_a は共振器内部の損失、 c は光速、 L は共振器長、 R は共振器のミラー端面の反射率である。この式を見ると端面反射率 R を小さくすること、共振器長 L を短くなるようレーザー設計することが τ_p を小さくすることに有効であることがわかる。

通常端面反射率を下げるためには誘電体膜をコーティングする手法が用いられる。コーティングは光の高出力化のためにも用いられている一般的な手法である。

利得飽和 g_s は用いる材料によって決まってしまうパラメータであるためデザインの段階で決めることはできない。そこで式 (1.2) の第 1 項、誘導放出の項に注目してみると $g(n)$ の代わりに Γ を大きくすることが有効であるとわかる。 $\Gamma g(n)$ を大きくすることができるためである。 Γ が大きくなるような結晶構造をデザインすることが利得スイッチングパルスの短パルス化につながる。

1.1.2 InGaAs 高利得材料

先の節で高利得化することによる利得スイッチングパルスの高速化が見込めることについて述べた。

本節では量子井戸レーザーにおける多重量子井戸化を持ちた高利得化について述べる。合わせて多重量子化の結晶成長の際に生じる結晶の歪みについても述べる。

量子井戸レーザー

まず量子井戸レーザーであるが、閾値電流密度の温度変化が小さい (バンド端の状態密度が大きいことに由来)、再結合効率が大きい (キャリアが量子井戸に閉じ込められることに由来) などの特徴を有する。

量子井戸レーザーは 1975 年 Van der Ziel らによって MBE により作られた [18]。Dupuis らは MOCVD 法により量子井戸レーザーの作製を行い閾値電流の温度依存性が量子井戸レーザーでは抑えられることなどを指摘した [17]。MBE や MOCVD の発展により様々な材料の量子井戸レーザーが作られている。

多重量子井戸レーザー

量子井戸レーザーの特徴の 1 つとして量子井戸の厚さ、量子井戸の数のデザインが可能である、という点があげられる。ここで量子井戸の数 M に注目する。単一量子井戸と M 周期多重量子井戸を比較した場合、透明電流は M 倍になる反面、第一サブバンドに収容できるキャリアの数が M 倍になるためモード利得 (光閉じ込め係数 $\Gamma \times$ 材料利得 g) も M 倍になることが予想される。

M 周期多重量子井戸レーザーと単一量子井戸レーザーを比較した場合を考える。半導体レーザーの発振条件は誘導放出の利得 (光閉じ込め係数 \times 材料利得) が全体の損失に等しいというものであるから、

$$\Gamma g_{\text{material}} = \alpha^{\text{total}} = \Gamma \alpha_{\text{ac}} + (1 - \Gamma) \alpha_{\text{ex}} + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \right) \quad (1.5)$$

$$= \alpha + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \right) \quad (1.6)$$

と書ける。 α_{ac} はキャリアが注入される活性層 (active layer) の損失、 α_{ex} はクラッド層およびバリア層の損失の平均を表す。 L_z を量子井戸の厚さ、光波の実効的な広がり厚さを L_0 とすると、 $L_z \ll L_0$ の場合光閉じ込め係数 Γ は近似的に

$$\Gamma = ML_z/L_0 \quad (1.7)$$

と書ける。 L_0 は典型的に $0.1\mu\text{m}$ である。一方注入電流については

$$J_M = MJ_{M=1} \quad (1.8)$$

という関係がある。注入電流密度はキャリア面密度 N を用いて

$$J_{M=1} = eN/\tau_r \quad (1.9)$$

と表せる。式 (1.8) は M 周期多重量子井戸は M 倍のモード利得が得られることを意味する。その反面発振に必要な注入電流も M 倍になる。(透明電流密度) 単一量子井戸の材料利得が注入電流と線形な関係にあると仮定すると、つまり

$$g_{\text{material}} = a(J_{M=1} - J_g) \quad (1.10)$$

と書けるならば (J_g は透明電流密度, a は係数) 単一量子井戸レーザーの閾値電流は式 (1.5) と式 (1.7) より

$$\begin{aligned} J_{M=1}^{\text{th}} &= \alpha^{\text{total}} / a\Gamma + J_g \\ &= \alpha^{\text{total}} / (aL_z/L_0) + J_g \end{aligned} \quad (1.11)$$

と書ける。また多重量子井戸レーザーでは式 (1.8) より

$$J_M^{\text{th}} = \alpha^{\text{total}} / (aL_z/L_0) + MJ_g \quad (1.12)$$

となる。常に単一量子井戸レーザーの方が低い閾値電流を与えることになる。これは材料利得が注入電流に対して線形な場合の結論である。実際には励起強度を上げていくと (つまり擬似フェルミ準位を増加させていくと) サブバンド端では利得が飽和する。

図 1.3 に量子井戸層の数を変えたときのモード利得と注入電流の関係を示す [19]。横軸が注入電流、縦軸がモード利得である。電流が小さいときには井戸数が少ない方がモード利得が大きい。しかし電流を大きくしていくと井戸数が多い方が高いモード利得を得られることがわかる。

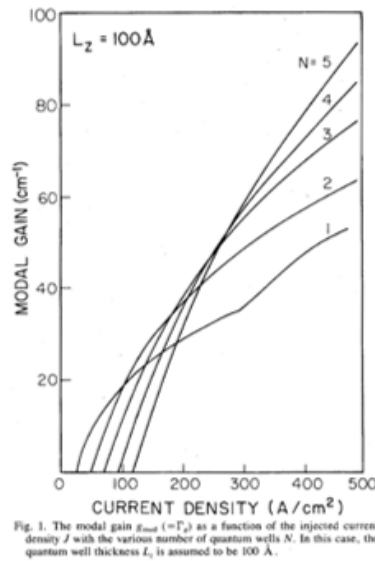


図 1.3: 量子井戸層の数を変えたときのモード利得と注入電流の関係

量子井戸レーザーにおける歪効果

前節で多重量子井戸化することで高利得を実現できることを述べた。しかし活性層とバリア層の結晶格子定数が異なる場合歪が発生してしまう。このため量子井戸を無限に厚く積むことはできない。本節ではこの歪による多重量子井戸レーザーの性能の変化の紹介と多重量子井戸化にお

ける歪の影響について述べる。歪量子井戸は活性層とバリア層あるいはクラッド層の結晶格子定数に違いにより歪みが発生することを利用している。層の厚さが数 nm の薄膜になると内部に歪みを含んだままミスフィット転移起こさずに膜を成長させることができ歪量子井戸を作ることができる。

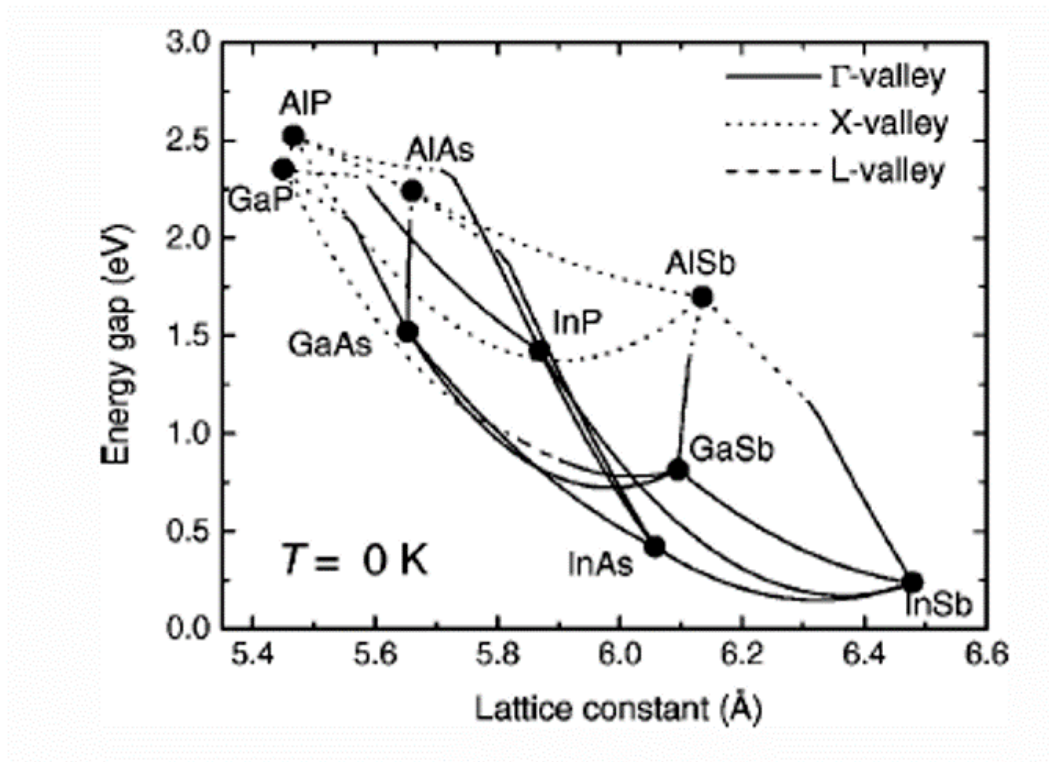


図 1.4: III-V 族原子の格子定数とバンドギャップの関係 [20]

一般にヘテロ結合においては格子定数が異なる。図 1.4 に III-V 族原子の格子定数とバンドギャップの関係を示す [20]。例えば GaAs の格子定数は 5.65\AA 、InAs の格子定数は 6.06\AA と 0.4\AA 程度大きいことがわかる。また InGaAs についても GaAs よりも格子定数が大きい。InGaAs を GaAs の上に結晶成長させようとした場合、格子定数の大きい InGaAs がどのように歪むかを図 1.5 に模式的に示す。井戸方向については圧縮され、積層方向については引っ張られるように変形する。ヘテロ界面に平行な井戸方向の面内歪を ϵ_{\parallel} 、垂直な歪を ϵ_{\perp} とした。

基板の格子定数を a 、活性層の格子定数を $a + \Delta a$ とすると歪は

$$\epsilon_{\parallel} = \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = -\frac{\Delta a}{a} \quad (1.13)$$

$$\epsilon_{\perp} = \epsilon_{zz} = -\frac{2C_{12}}{C_{11}}\epsilon_{\parallel} \simeq -\epsilon_{\parallel} \quad (1.14)$$

と書ける。 $\epsilon_{\parallel} < 0$ が圧縮歪、 $\epsilon_{\perp} > 0$ が引っ張り歪に対応する。 C_{11} と C_{12} は弾性定数と呼ばれる値で通常正四面体結晶構造の半導体では $C_{11} \simeq 2C_{12}$ の関係が成り立つ [2]。

このとき体積変形 (静水圧変形) と軸方向変形の合成を見ると

$$\epsilon_{\text{vol}} = \Delta V/V = \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz} \simeq \epsilon_{\parallel} \quad (1.15)$$

$$\epsilon_{\text{ax}} = \epsilon_{\perp} - \epsilon_{\parallel} = -\frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}}\epsilon_{\parallel} \simeq 2\epsilon_{\parallel} \quad (1.16)$$

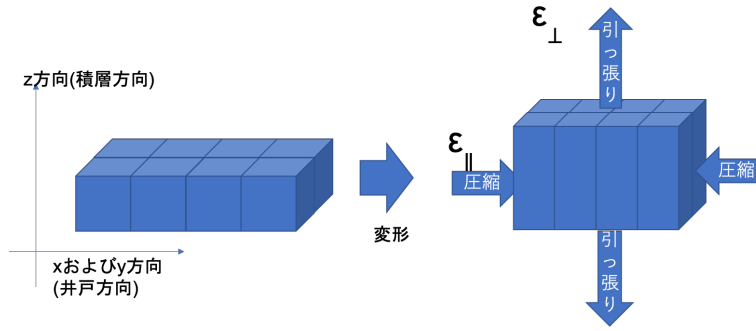


図 1.5: 歪み模式図

と書ける。歪みの発生により結晶内部に応力エネルギーが蓄えられる。このエネルギーが転移の発生に必要なエネルギーを超えなければ結晶は安定となる。応力エネルギーは膜厚に比例するため転位が発生しない最大の膜厚が存在する。これを臨界膜厚と呼ぶ。Matthews らは多重薄膜構造において転移の発生しない限界の層厚 H_c を理論的に次のように導いている。[10]

$$h_c = \frac{b(1 - \nu \cos^2 \alpha)}{2\pi f(1 + \nu) \cos \lambda} \left(\ln \frac{h_c}{b} + 1 \right) \quad (1.17)$$

ここで $b = a\sqrt{2}$ 、 $f = 2\epsilon$ 、 ν : ポアソン比、 α : 転移線とバーガースベクトスのなす角、 λ : すべり面と海面の光線に垂直な面の方向をすべり面の方向のなす角である。

ここで歪みがある場合のバンド構造の変化およびそれが及ぼすレーザー特性について定性的に述べる。

体積変形歪みは伝導帯と価電子帯のバンドたんをシフトさせバンドギャップ E_g を $\Delta E_g = a\epsilon_{vol}$ だけ変化せさせる。 a は静水圧変形ポテンシャルと呼ばれる定数である。InGaAs だと....。一方軸性変形歪みは価電子対構造を変化させ、量子井戸レーザーの特性変化の主要因となっている。歪みがない半導体では価電子帯の頂上はヘビーホールとライトホールが縮退しているが、軸性歪みにより縮退が解けてそれぞれの頂上は上下反対方向にシフトする。バンドの分離量は $E_{ll-hl} \simeq -2b\epsilon_{ax}$ で与えられる。 b は軸性変形ポテンシャルと呼ばれる。

圧縮歪みの場合、一番上の量子化準位の k_{\parallel} 方向のバンド構造はライトホールになっている。すると有効質量が小さく、すなわち状態密度が小さい。するとキャリア注入による義フェルミ準位の変化が大きくなり反転分布が生じやすくなる。(反転分布の条件: $E_{fc} - E_{fv} > \hbar\omega_p \geq E_g$ を達しやすくなる) したがって発振閾値ガム歪みに比べて小さくなる。引っ張り歪みの場合準位感分離が大きくなると価電子帯混合の影響が減って k_{\parallel} 方向の有効質量が小さくなる。これにより閾値を下げる事が可能である。光ファイバ通信用の 1.55 μ m 帯で低い閾値電流密度が報告されている。[12] x は $In_xGa_{1-x}As$ の x 。引っ張り歪みが 0, 0.9, 1, 1.5, 2.2 の単一量子井戸レーザーについて閾値電流が低くなることを報告した。

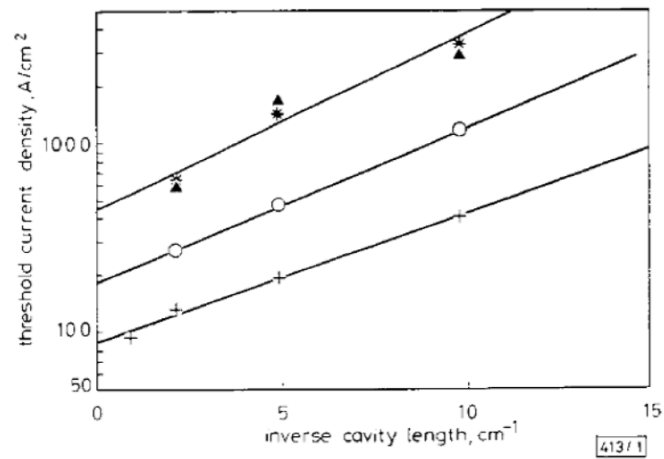


Fig. 1 Threshold current density at 20°C against inverse cavity length obtained from 50 μm wide oxide stripe lasers

- * $X = 0.53, L_2 = 80 \text{ Å}$
- $X = 0.37, L_2 = 100 \text{ Å}$
- + $X = 0.32, L_2 = 120 \text{ Å}$
- ▲ $X = 0.22, L_2 = 160 \text{ Å}$

図 1.6: 単一歪み量子井戸レーザーの閾値電流密度 [12]

InGaAs 歪補償レーザー

式 (1.7) からわかるように多重量子化することで光閉じ込め係数を増大させ正味の利得を増やすことができる。しかし多重量子化を行うにも格子不整合による歪が生じるために活性層を積むことのできる限界の厚さが存在する。

そこで活性層の歪みをバリア層で補償する歪補償量子井戸が導入された。図 1.4 に示すように、GaAs よりも格子定数が大きな InGaAs と小さな InGaP を nm スケールで交互に結晶成長することで InGaAs 層に生じる圧縮歪を GaAs 層に生じる引っ張り歪みで相殺することができる。歪補償の条件は以下の式で表される。

$$\langle a \rangle = \frac{a_{\text{well}}L_{\text{well}} + a_{\text{barrier}}L_{\text{barrier}}}{L_{\text{well}} + L_{\text{barrier}}} = a_{\text{substrate}} \quad (1.18)$$

格子整合の模式図を図 1.7 に示す。歪補償により微分利得の増加の報告もある。[13]。Dutta らは InGaAs/GaAs 系 3 周期歪量子井戸レーザーと InGaAs/GaAsP 系 4 周期歪補償量子井戸レーザーの線形利得をそれぞれ $dg/dn=1.0 \times 10^{-15} \text{cm}^2$ 、と $dn/dt=2.1 \times 10^{-15} \text{cm}^2$ と見積もっている。

歴史的には歪補償を行うことにより発光スペクトルおよび吸収スペクトルのの長波長化も目的とされていた。

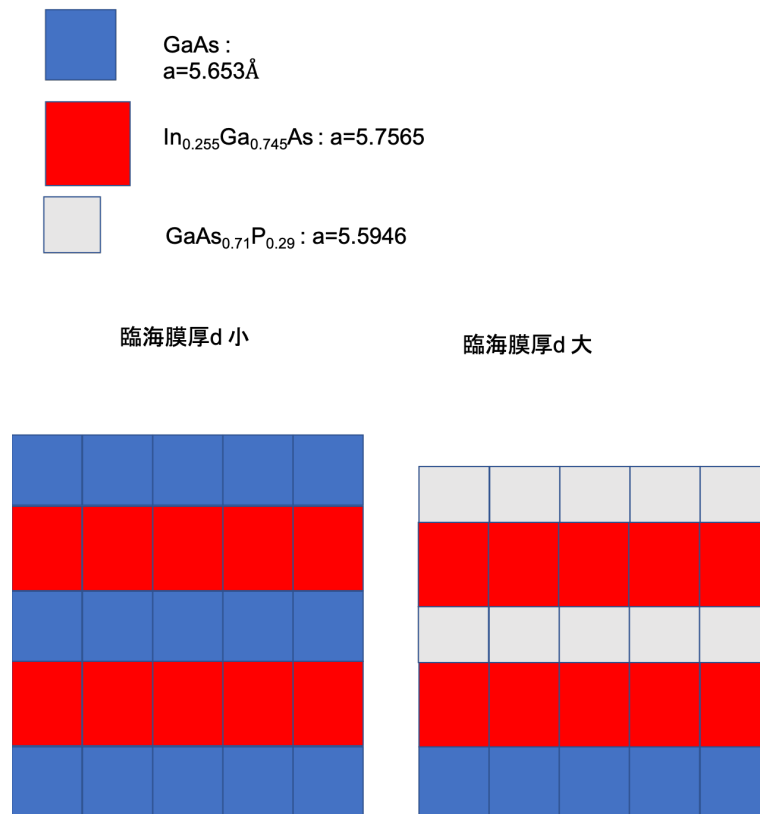


図 1.7: 歪み補償

InGaAs

1.2 本研究の目的

従来より利得スイッチングを利用した超短パルス発生は数多く試みられてきた。半導体から直接超短パルスを発生させることの利点が非常に大きいためである。パルスを短くする工夫としてはモード利得 Γg を大きくすることが提案されてきており、そのためには量子井戸の多重化が有効である。そこで本研究では多重量子井戸化を行った高利得材料のレーザーデバイスをデザイン、作製することを目的とする。さらに作製した試料に対して電流注入実験を行い発振特性を調べ、また利得スイッチング動作を試み過去の報告に匹敵する短パルス発生が可能かを推し量ることを目的とする。

第2章 試料構造と測定方法

2.1 はじめに

本研究では InGaAs/GaAs 系多重量子井戸・ファブリーペロー型の半導体レーザーをデザインし測定を行った。本章では 2.2 節でそのエピ構造とデバイス化のためのプロセスについて、2.3 節で測定手法について述べる。

2.2 試料作製

本研究では InGaAs/GaAs 系 3 周期歪量子井戸レーザーおよび InGaAs/GaAsP 系 10 周期歪補償量子井戸レーザーを作製した。本 2.2 節では結晶構造のデザインと測定するためのデバイス化について述べる。エピウエハのデザインおよび結晶成長、フォトリソグラフィ加工に関しては NTT-AT 社、オプトウェル社に委託し試料を作製していただいた。この場をお借りして感謝を表す。

2.2.1 試料構造

まずはエピウエハ構造について述べる。本研究では 2 種類の試料を作製した。

(1) InGaAs/GaAs 系 3 周期歪量子井戸構造

(2) InGaAs/GaAsP 系 10 周期歪補償量子井戸構造

である。それぞれのエピ構造を図 2.1 に示す。下から n タイプ GaAs 基板、n タイプ AlGaAs クラッド層、non-GaAs SCH 層 (Separate Confinement Hetero-Structure)、活性層、non-GaAs SCH 層、p-InGaP エッチングストップ層、p-GaAs 層、p-AlGaAs クラッド層、p-GaAs ハイドープコンタクト層となっている。活性層には (1)3 周期多重量子井戸のエピウエハでは量子井戸層を $\text{In}_{0.255}\text{Ga}_{0.745}\text{As}$ 、バリア層を GaAs を用いた。GaAs 基板に格子整合を行った。 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 4 元混晶の格子定数はベガードの法則

$$a(x, y) = 5.8687 - 0.4176x + 0.1896y + 0.0125xy \quad (2.1)$$

で求められる [2]。これより $\text{In}_{0.255}\text{Ga}_{0.745}\text{As}$ 活性層の格子定数は 5.7565\AA 。GaAs バリア層の格子定数は 5.6532\AA であるので、面内歪 $-\Delta a/a$ は -0.0183 となる。InGaAs 層に圧縮歪が生じている。

(2) 10 周期量子井戸のエピウエハにおいては量子井戸層を同様に $\text{In}_{0.255}\text{Ga}_{0.745}\text{As}$ 、バリア層では歪補償のために $\text{GaAs}_{0.71}\text{P}_{0.29}$ を用い、GaAs 基板に格子整合を行った。(GaAsP の GaAs に対する歪は $-\Delta a/a = 0.010$ であり GaAsP には引っ張り歪が生じている)

また図 2.1 にはバンドギャップ E_g と屈折率 n の変化を模式的に表した。光は活性層と SCH 層、p-InGaAs 層、p-GaAs 層に閉じ込められると考えている。またキャリアは E_g の小さい量子井戸へ流れ込む。量子井戸で再結合がおこる。

エピウエハ完成後フォトリソグラフィによって電極パターンを形成した。それについて次節で述べていく。

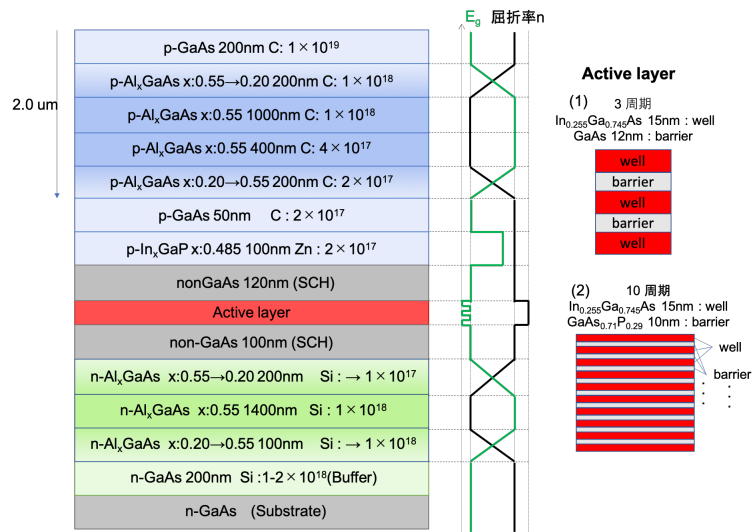


図 2.1: エピウエハ構造

2.2.2 ブロードコンタクトレーザ

ブロードコンタクトレーザとは光導波路を形成せずコンタクト電極をベタに蒸着したレーザデバイスである。リッジ形成プロセスを簡略化することで早く測定を行うことを目的とした。ウエハの評価測定のために用いた。エピウエハの n 側と p 側にコンタクト金属の蒸着を行った。p 側の原子は AuZnNi をコンタクト金属とし Ti/Au および Au 電極を使用した。基板を研磨し 120um 厚とした。その後 n 側は AuGeNi を用いて電極を蒸着した。

劈開を行いレーザデバイス化した後の模式図を図 2.2 に示す。z 方向にファブリーペロー共振器が形成される。y 方向に電流が流れ、活性層でキャリアの再結合が起きる。赤い楕円で示した。注入キャリアの量が閾値を超えると反転分布となり誘導放出がおこる。光が共振器内部を往復することで増幅され発振に至る。

共振器長は $L=500, 1000, 2000\mu\text{m}$ の 3 種類を作製した。x 方向の電流の広がり的大小を定める電極の幅を「電極パッド幅 w 」と呼ぶことにする。電極パッド幅は $w=3, 5, 10, 30, 50, 100, 300\mu\text{m}$ の 6 種類を作製した。

2.2.3 リッジ導波路型レーザ

次にリッジ導波路型レーザについて述べる。その模式図を図 2.3 に示す。エピウエハ作製後 p 側クラッド層を y 方向に活性層直上までエッチングすることで光導波路を形成した。そのとき x 方向のリッジ幅を w と呼ぶ。x 方向の光閉じ込めが大きくなるため、キャリアと光の重なりが大きくなることにより利得を大きくすることができる。商用デバイスにおいても一般的に行われている手法である。本研究でも最終的に利得スイッチング動作をこれらの試料に対して試みた。

導波路リッジの深さは 3 周期試料は実測値で $1.8\mu\text{m}$ 、10 周期試料は $1.9\sim 2.0\mu\text{m}$ である。導波路リッジ幅は $w=1.5\mu\text{m}, 2.5\mu\text{m}$ のものを作製した。AuZnNi をコンタクト金属として Ti/Au を

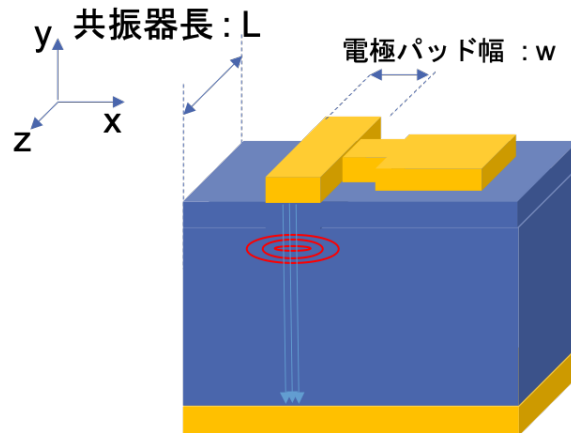


図 2.2: ブロードコンタクレーザー

電極とした。基板を研磨し 120 μm 厚とした。n 側コンタクトは AuGeNi/Au である。共振器長 $L=100, 200, 300, 400, 500, 1000\mu\text{m}$ に劈開を行った。共振器長が 100, 200 μm のものは劈開の真っ直ぐさを保つために 60 μm 厚と非常に薄く研磨した。

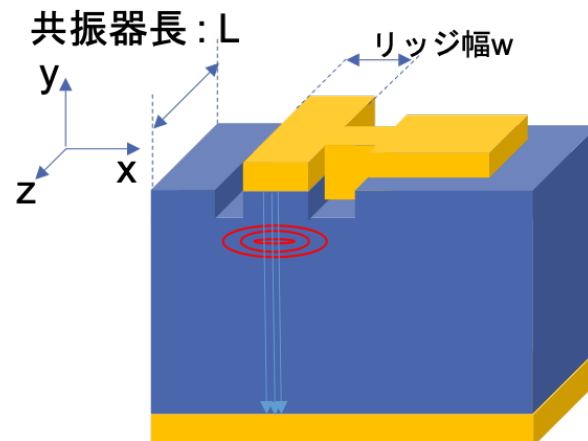


図 2.3: リッジ導波路型レーザー

2.2.4 マウント

作製したブロードコンタクレーザーおよびリッジ導波路型レーザーに電流注入実験を行うためにマウントを行なった。同じエピウエハから切り出したレーザー試料でも、行う測定によって適したマウントの仕方に変えている。

定常電流を流す実験を行うためにマウントした試料の例を図 2.4(a) に示す。写真中心の青い棒状のものがレーザーデバイス (レーザーバー) であり、合計 5 つの異なる電極パッドがついている。z 方向の共振器長は 300 μm である。誘導放光は z 方向に放射する。レーザーバーの下にあるオレンジ色の部分が AlN 基板の全面に AnSn メッキを施したサブマウント (京セラ社製) である。AlN サブマウントの大きさは 2cm \times 5mm であり、試料の取り扱いを平易にするためにダイボンディングを行った。ダイボンディングは AnSn の融点よりも高い 330 $^{\circ}\text{C}$ まで加熱したサブマウントの

上にレーザーバーを吸引ピンセットでおいた。レーザの端面を AlN サブマウントの淵に合わせる
ことが後の測定で光検出器を近づけるために大事である。このとき AnSn の酸化を防ぐために N_2
雰囲気下で行った。

ダイボンディングが終わった試料は xzy ステージに置いて測定を行った。試料上面の p 側電極
をプローバーでさわり電流を流した。n 側は AuSn メッキ AlN サブマウントを銅板などの導体に
置き、その銅板から配線を行った。1 本のレーザーバーに 5 から 6 個程度の電極素子があるため 1
つの素子に対して測定が終わると次々とプローバーさわる箇所をかえていった。そうすることで
速やかに測定を続けることができる。

一方、利得スイッチング動作実験 (高周波電気パルスを駆動) を行う試料は短い電気パルスが
入るように Transistor Outline パッケージと呼ばれる缶状の金属にマウントを行った。京セラ社
製の CAN を用いた。レーザーバーからさらに切り出された 1 つ 1 つに分離した素子を AnSn 共晶
材あるいはエポキシを用いて TO-CAN にダイボンディングし、p 側電極には金線をワイヤーボン
ディングマシンで配線した。その例を図 2.4(b) に示す。図 2.4(b) の上段の写真は 1 つのレーザー
素子 (1 つの電極) が TO-CAN に乗せられた状態を上から (y 軸方向から) みた様子を示している。
縮小したものと拡大したものの 2 種類の写真である。また図 2.4(b) の下段には同じ試料を z 方向か
らみた図を示す。レーザーの端面と金線がブリッジ状に配線されている様子が見える。

CAN タイプの試料は専用の治具を作製し xyz ステージに固定して測定を行った。固定したのち
CAN の後ろから出ている足に同軸ケーブルのプラス側とマイナス側をそれぞれ配線して回路を作
製した。

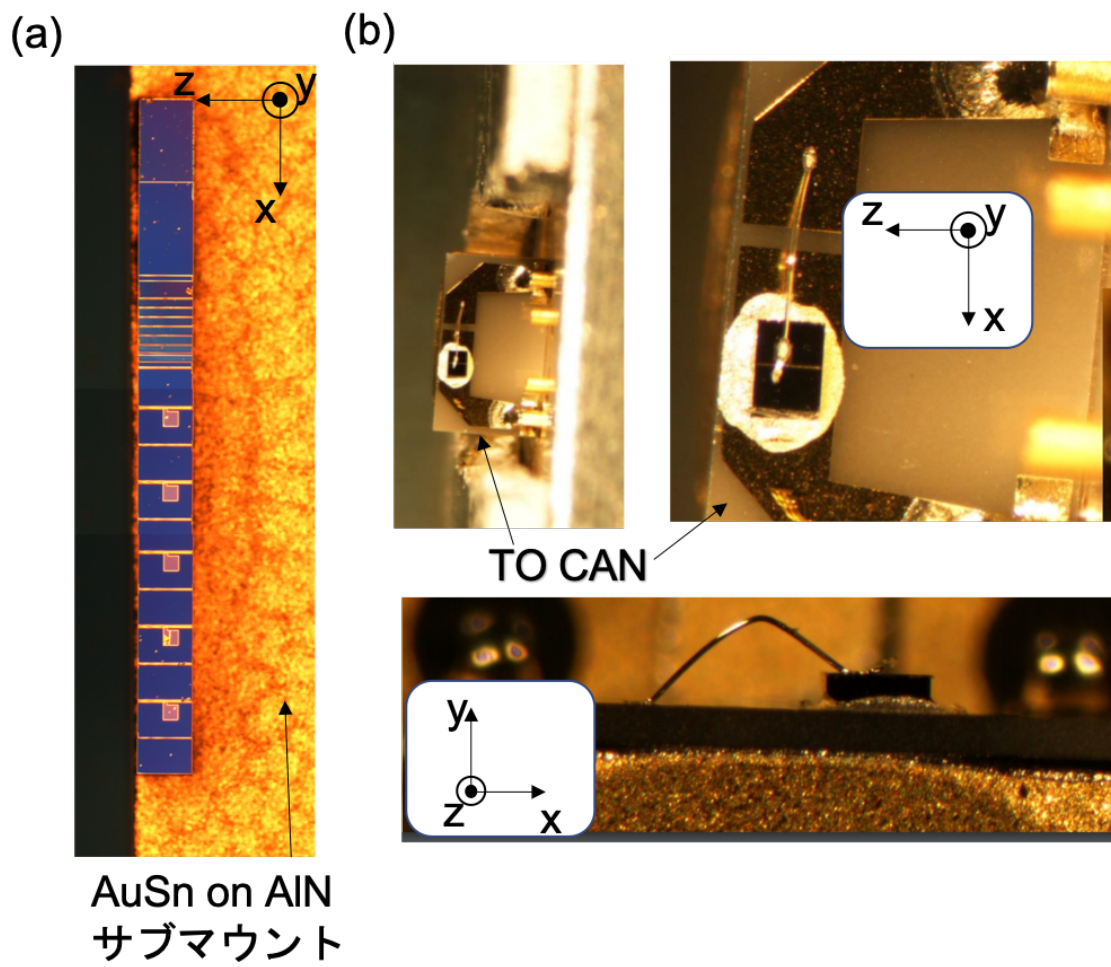


図 2.4: 測定デバイス外観

2.3 測定方法

本研究では2つの実験を行った。1つはエピウエハの品質を評価するための定常電流を印加する実験である。もう一つは利得スイッチング動作を起こすための短い電気パルスを印加する実験である。それぞれについて2.3.1節と2.3.2節で述べる。

2.3.1 定常電流注入による測定実験

まずエピウエハの品質を調べるために定常電流を注入する実験について述べる。発振閾値電流や発振時の発光効率すなわち外部量子効率などの基本的な物性パラメータを見積もることを目的として行った。実験系の回路図を図2.5に示す。パルスジェネレータから数 μs パルスを数 ms 繰り返し周期で発生させ試料に注入する。ここでマイクロ秒程度のパルスは試料の中での発光過程やその他の高速な物理現象の時間オーダーに対して十分長く、その間に定常発振しているとみなした。DC電流では熱の影響が大きくなってしまい試料が壊れてしまう恐れがあるため。Duty比(パルス幅と繰り返し周期の比)を1:1000程度に設定して実験を行った。試料からの発光強度を光パワーメータで測定した。また、回路に試料と直列に抵抗(22.4Ω)を入れ、そこにかかる電圧をモニタすることで流れる電流を見積もった。回路全体の電圧と抵抗にかかる電圧の差をとることで試料にかかる電圧を算出した。試料はレーザーバー状になっているものを測定した。レーザーバーは銅板の上に置かれ、銅板はペルチェ素子および温度コントローラで 25°C に温度調節した。

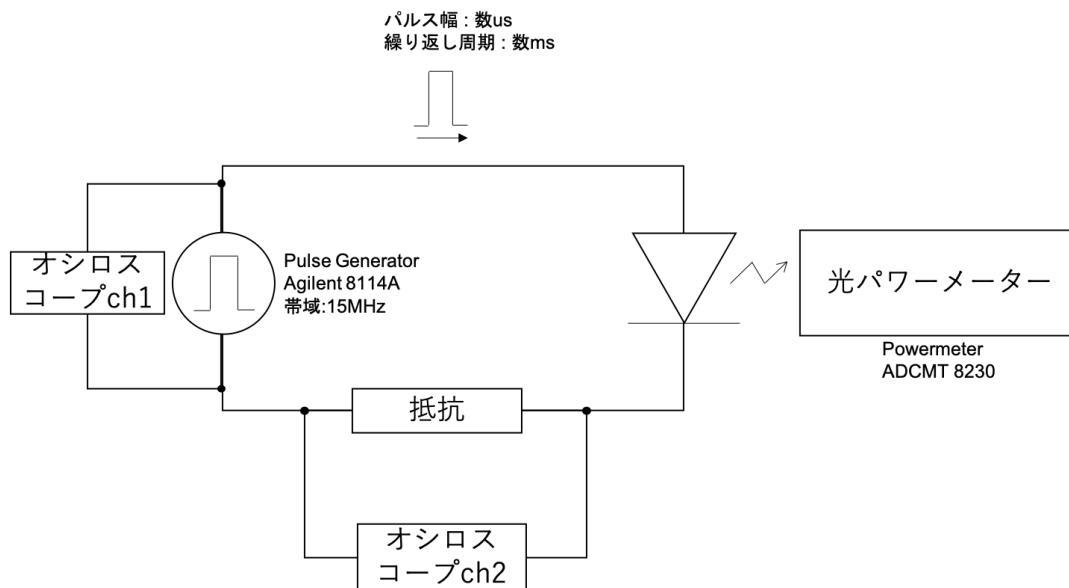


図 2.5: 定常電流注入実験の実験系回路図

ここで用いた機材を 2.1 に示す。

表 2.1: 定常電流印加実験に用いた機材

機材	型番	帯域	その他
Pulse Generator	Agilent 8114A	15MHz	最大 50V
Power Meter	ADCMT 8230	-	-
Oscilloscope	Agilent DSO5054A	500MHz	-
Temperture Controller	ILX Lightwave LDT5412	-	

2.3.2 電流注入利得スイッチング実験

次にナノ秒程度の短いパルス電圧を印加する実験について述べる。利得スイッチング動作を起こしその光パルスの時間波形を取得しパルス幅を見積もることを目的とした。

短パルス印可の実験には CAN タイプの試料を用いた。CAN は専用の治具に固定され xyz ステージに乗せて測定した。治具にはペルチェ素子がついており温度コントローラーで 25℃に調節した。

実験系の模式図を図 2.6 に示す。1ns 電気パルスがパルスジェネレータから発生され、可変抵抗の Attenuator を通り、RF アンプで増幅されデバイスへと印可される。回路は全て同軸ケーブルを用いており 50Ω のインピーダンスマッチをとった。

試料からの発光は NA=0.5 の対物レンズでコリメートされ、焦点距離 13.86mm、NA=0.18 の非球面レンズで光ファイバーに集光される。光学系素子は半導体端面からの発光の広がり、光ファイバーの NA に合わせたものを使用した。光ファイバーを通した光はフォトダイオードで検出され、その電圧を高速サンプリングオシロスコープでモニタすることで光の時間波形を測定した。

励起強度は印可パルス電圧で表した。電圧は回路上で試料の代わりに高速オシロスコープを置き電圧パルスの先頭値とした。

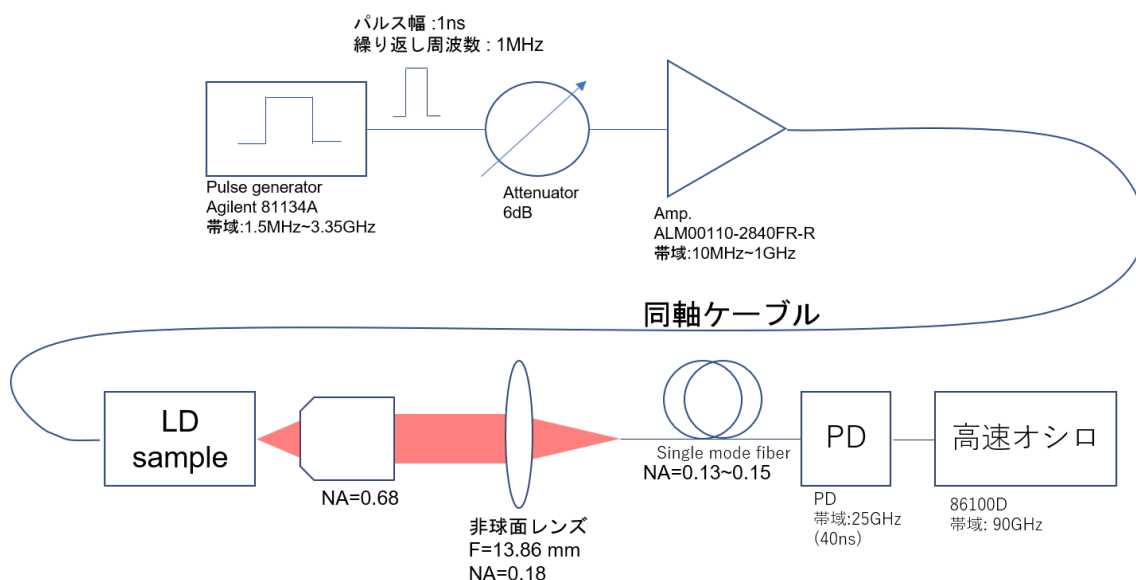


図 2.6: GS 実験系

この実験で用いた機材を表 2.2 にまとめた。

表 2.2: 利得スイッチング実験に用いた機材

機材	型番	周波数帯域	電圧
Pulse Generator	Agilent 81143A	1.5MHz~ 3.35GHz	最大 2V
Attenuator	Aeroflex/Weinschel model 940-60-11	DC ~4.0GHz	-6dB~ -66dB
RF Amp	ALM00110-2840FR-R	10MHz ~ 1GHz	+28dB
PD	New Focus model 1414	25GHz	-
Oscilloscope	Keysight 86100D	90GHz	-
Temperature Controller	ILX Lightwave LDT5412	-	-

第3章 実験結果

本章では3.1節ではブロードコンタクトレーザー、3.2節ではリッジ導波路型レーザーへの電流注入実験についての結果を報告する。

3.1 ブロードコンタクトレーザー試料に関する測定結果

ブロードコンタクトレーザーへ定常電流を流してILカーブを得る実験を行った。様々な共振器長 L 、電極パッド幅 w の試料に対して実験を行うことでウエハの基本的な物性パラメータを見積もることが目的である。

具体的には発振閾値電流 I_{th} を測定することに加えて、発振時の印可電流の増分に対する光出力の増大から発光量子効率(微分外部量子効率)を見積もることが目的である。また発振閾値電流密度を算出するためにデバイス内の電流の広がりを見積もった。3周期ウエハと10周期ウエハごとに節を分けている。

3.1.1 3周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザー

3周期量子井戸ブロードコンタクトレーザーの結果を示す。図3.1(a)縦軸に発光強度(片方の端面)、横軸に電流をとったILカーブの結果を示す。また3.1(b)は縦軸に試料にかかっている電圧、横軸に電流をとったIVカーブの結果である。共振器長 L が $L=500, 1000, 2000\mu\text{m}$ の結果をプロットした。代表としてパッド幅 $w=50\mu\text{m}$ の結果をプロットした。印可電流は $1\mu\text{s}$ パルスを 2ms 繰り返し周期で流しており、デューティー比は1:2000である。

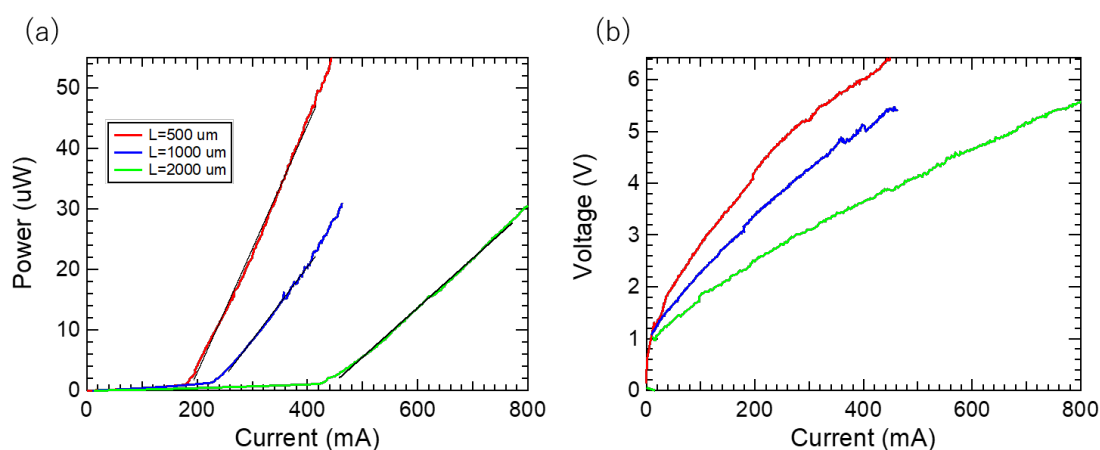


図 3.1: 3周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザーのILカーブとIVカーブ

(a)を見ると各デバイスにおいて光出力強度が電流値を上げてくと増加していき、ある電流値を超えると発振が始まり発光強度が急激に増加することがわかる。その電流値を発振しているとき

の IL カーブを直線フィッティングすることで求めた。フィッティング直線の x 切片を発振閾値電流 I_{th} とした。またフィッティング直線の傾きを発振時のスロープ効率 $\Delta P/\Delta I$ とした。スロープ効率はフィッティングの傾きにデューティー比をかけ、共振器の両端面からの放出を考慮して 2 倍にして算出した。典型的な値として、図 3.1(a) の IL カーブの値を表 3.1 に示す。表では

表 3.1: 3 周期ブロードコンタクトレーザの閾値電流		
共振器長 $L(\mu\text{m})$	閾値電流 I_{th} (mA)	Slope $2\Delta P/\Delta I$ (W/A)
500	187	0.83
1000	234	0.51
2000	450	0.37

3.1(b) を見ると各デバイスにおいて電流が流れ始めるのが 1V 付近からでありダイオード特性が見られる。また共振器長 L が長いほど同じ電流に対する電圧が低い。これは共振器長 L に比例して電流が流れる面積が大きくなるためデバイスの抵抗値が小さくなっているためである。

次に様々なパッド幅に対して見積もった発振閾値電流 I_{th} の結果を図 3.2(a) に示す。発振閾値電流 I_{th} 、横軸が電極パッド幅 w である。3.2(b) は発振時の発光効率 $2\Delta P/\Delta I$ である。

図 3.2(a) を見ると、パッド幅 w が $50\mu\text{m}$ より大きい領域では閾値電流 I_{th} はパッド幅 w に対して線形に増加していることがわかる。一方パッド幅 w が小さい領域では線形に変化していない。

この原因は電流がパッド幅 w に対して無視できないほど広がってしまっているためだと考えられる。電流広がりについてはフィッティングから見積もった。詳しくは 3.1.3 節で述べる。

図 3.2(b) を見るとそれぞれの共振器長で概ね横ばいの値を持っている。 $\Delta P/\Delta I$ はパッド幅 w に依存しないことがわかる。幅 w は光の増幅を受ける方向とは関係がなく、直感と一致する。

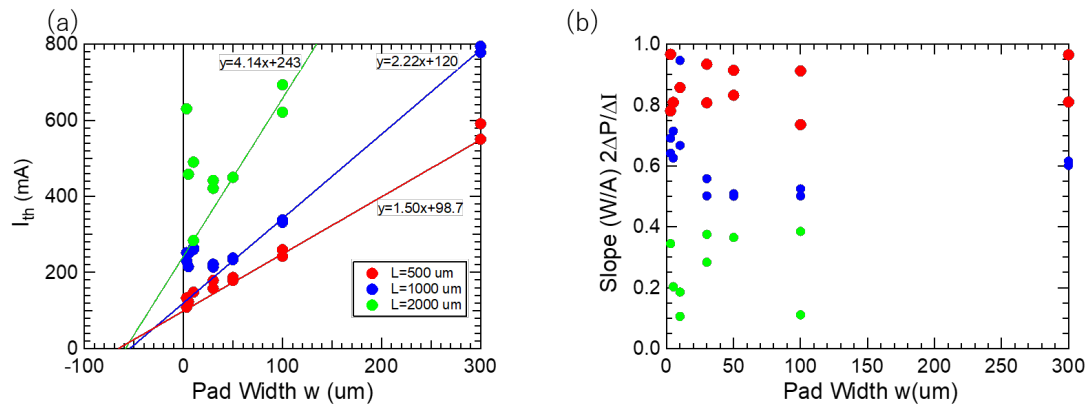


図 3.2: 3 周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザの閾値電流と発光効率

3.1.2 10 周期歪補償量子井戸ブロードコンタクトレーザー

次に 10 周期歪補償量子井戸ブロードコンタクトレーザーについての結果を示す。図 3.3(a) に IL カーブ、(b) に IV カーブを示す。w=50 μ m を代表としてプロットした。色分けは共振器長の違いを表す。電流は 2 μ s パルスを 2ms 繰り返し周期で印可した。デューティー比は 1:1000 である。

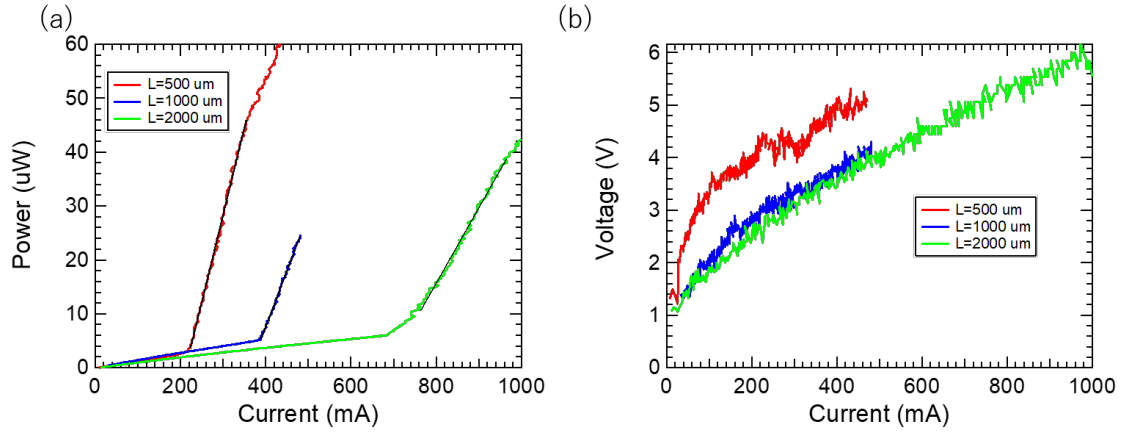


図 3.3: 10 周期歪補償ブロードコンタクトレーザーの IL カーブと IV カーブ

典型的な値として図 3.3(a) の IL カーブフィッティング結果の値を表 3.2 に示す。傾きはデューティー比 1:1000 と両端面からの発光を換算していることに注意されたい。

表 3.2: 10 周期歪補償ブロードコンタクトレーザーの閾値電流		
共振器長 L(μ m)	閾値電流 I_{th} (mA)	Slope $2\Delta P/\Delta I$ (W/A)
500	212	0.64
1000	363	0.42
2000	501	0.27

次に 3.2 (a) に 3.3 (a) の IL カーブの発振時の直線フィッティング結果から求めた閾値電流 I_{th} および (b) スロープ効率 $2\Delta P/\Delta I$ をパッド幅 w に対してプロットした。

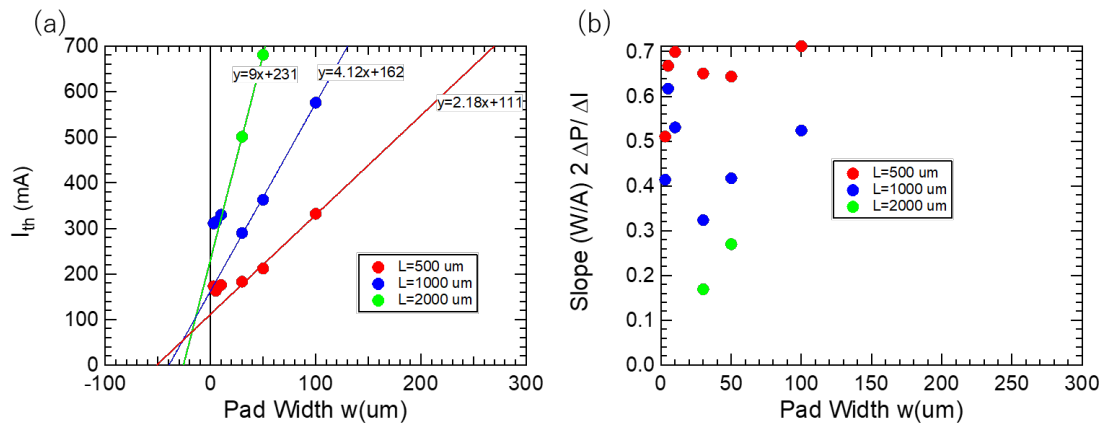


図 3.4: 10MQW の IL 結果

3.1.3 電流広がりに関する考察

3.1.1 節と 3.1.2 節で IL カーブから 3 周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザと 10 周期歪補償ブロードコンタクトレーザについて閾値電流 I_{th} を見積もった。この値から閾値電流密度 J_{th} を求めることが大切である。レーザの基本的な特性を知る上で閾値電流密度が大切なパラメータであるからである。発振閾値電流 I_{th} を電流が流れた面積で割ることで閾値電流密度 J_{th} が求まる。

通常閾値電流 I_{th} は電流を流す面積に比例して大きくなる。面積とは電極パッド幅 w と共振器長 L の積で表される。つまり I_{th} は w に対して線形に増加するはずである。しかし図 3.1 (a) や 3.3(a) を見るとそうになっていない。そこで発振閾値電流 I_{th} が線形に増加する領域を直線フィッティングし、その直線の x 切片を含めたパッド幅を有効的なパッド幅と考えて閾値電流密度を算出した。まずは有効パッド幅を見積もった。フィッティング関数の x 切片の絶対値が実質的なパッド幅の増分 w' である。その値を表 3.3 と表 3.4 に示した。

表 3.3: 3 周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザの電流広がり

共振器長 L (um)	パッド幅の増分 (電流の広がり) w' (um)
500	65.8
1000	54.1
2000	58.7

表 3.4: 10 周期歪補償ブロードコンタクトレーザの電流広がり

共振器長 L (um)	パッド幅の増分 (電流の広がり) w' (um)
500	51.1
1000	39.5
2000	25.7

3QW では 58um から 65um 程度の広がりであることが見積もられた。10QW では値のばらつきが大きく $L=500$ の w' と $L=2000um$ の w' を比較すると 2 倍程度異なっている。これは共振器の長い試料について、 w が大きい試料に対しての実験結果がないため、 w' の見積もりが小さくなってしまったためであると考えられる。この表の値 w' と閾値電流 $I_{th}(mA)$ から式 (3.1) の関係を用いて閾値電流密度 $J_{th}(kA/cm^2)$ を算出した。

$$J_{th} = \frac{I_{th}}{(w + w')L} \quad (3.1)$$

その結果を示す。図 3.2 に 3 周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザの結果、3.4 に 10 周期歪補償量子井戸ブロードコンタクトレーザの結果をプロットした。

3 周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザでは $0.20 \sim 0.35(kA/cm^2)$ 、10 周期歪補償ブロードコンタクトレーザでは $0.40(kA/cm^2)$ 程度と見積もられた。

3QW では w が 50 より大きい領域で、共振器長が長くなるほど J_{th} が小さくなることがわかる。これは共振器長が長くなるほどミラーロスに対する内部ロスが大きくなっていき、発振が起りにくくなっているためである。

一方 10QW では $L=2000um$ の値が他の 2 つに比べて大きくなってしまっている。これは w' が小さく見積もられており、 J_{th} が大きく見積もられたためだと考えられる。 w' の解析に用いたプロット点数が少ないことが原因である。

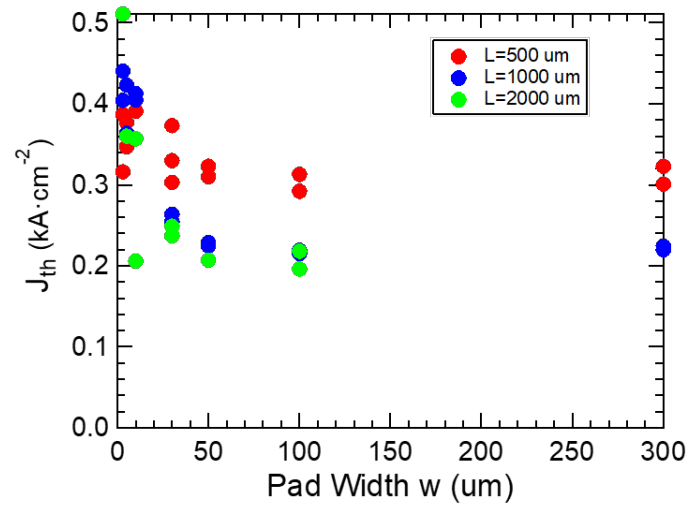


図 3.5: 3 周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザの閾値電流密度

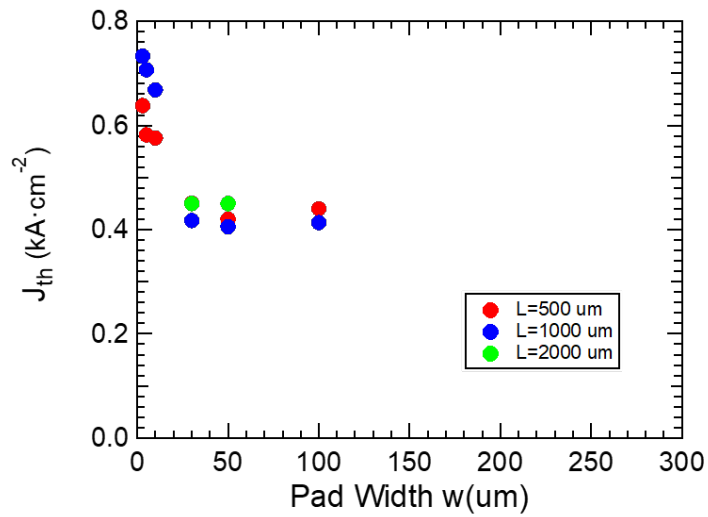


図 3.6: 10 周期歪補償量子井戸ブロードコンタクトレーザの閾値電流密度

3.1.4 外部量子効率、内部量子効率と吸収係数の計算

次に IL カーブの発振時の傾きに相当するスロープ効率 $\Delta P/\Delta I$ から試料の内部微分量子効率 η_i および吸収係数 α を算出した。まずはスロープ効率 $2\Delta P/\Delta I$ (W/A) から外部微分量子効率 η_d を算出した。式 (3.2) の関係を用いた。

$$\eta_d = \frac{e}{h\nu} 2 \frac{\Delta P}{\Delta I} \quad (3.2)$$

e は電気素量、 h はプランク定数、 ν は発振周波数であり、1050nm とした。 η_d はキャリアの注入数に対する取り出せる光子の数の割合である。結果を図 3.7 に示す。縦軸を η_d 横軸をパッド幅 w としてプロットした。色分けが共振器長の違いを表している。L=500um では 0.7 程度、L=1000um では 0.4 程度、L=400um では 0.3 程度の値を持っている。

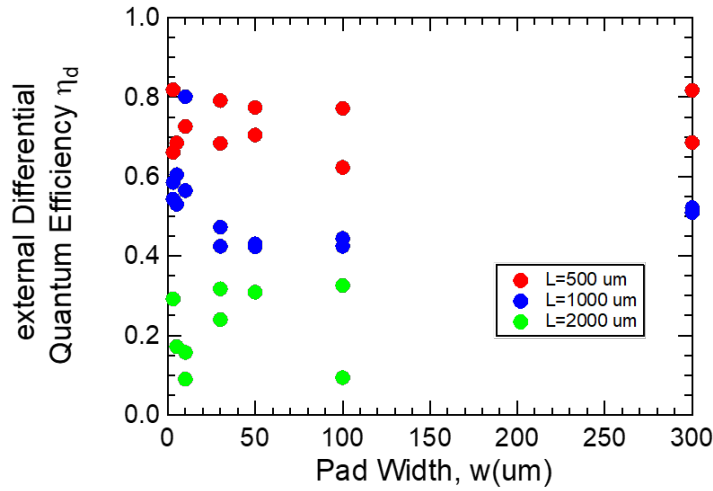


図 3.7: 3 周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザの外部量子効率

η_d は共振器長 L を用いて式 (3.3) と書き表される。

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{\alpha_{int}}{\ln(1/R)\eta_{int}} L + \frac{1}{\eta_{int}} \quad (3.3)$$

α_{int} は共振器内の平均の内部損失、 R は共振器の端面での反射率、 η_{int} は内部微分量子効率である。 R は半導体デバイスの屈折率と空気の屈折率の差から 0.32 と仮定した。見積もった η_d の逆数を共振器長に対してプロットし直線フィッティングを行なった。これを図 3.8 に示す。横軸は共振器長 L 、縦軸に外部微分量子効率の逆数 $1/\eta_d$ である。例としてパッド幅 $w=100\mu\text{m}$ の結果を示す。式 (3.3) よりこのフィッティング直線の y 切片から内部量子効率 η_{int} を見積もると $\eta_{int}=0.96$ と計算できる。また、直線の傾きから内部損失 α_{int} を見積もると $\alpha_{int}=11.8$ (/cm) と計算できた。

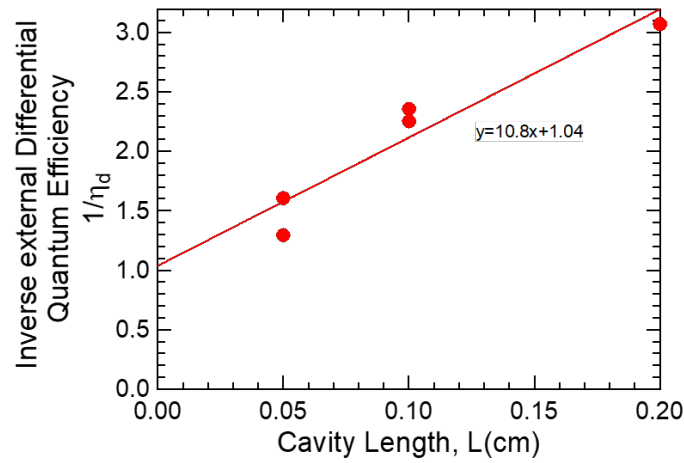


図 3.8: 3 周期歪量子井戸レーザーの外部量子効率の逆数

同様の解析を 10 周期歪補償量子井戸ブロードコンタクトレーザーの結果についても行った。図 3.9 に外部微分量子効率、図 3.10 こちらは $w=50\mu\text{m}$ の結果を示している。10 周期に関しては $\eta_{\text{int}}=0.94$ 、 $\alpha_{\text{int}}=18.0$ (/cm) となった。

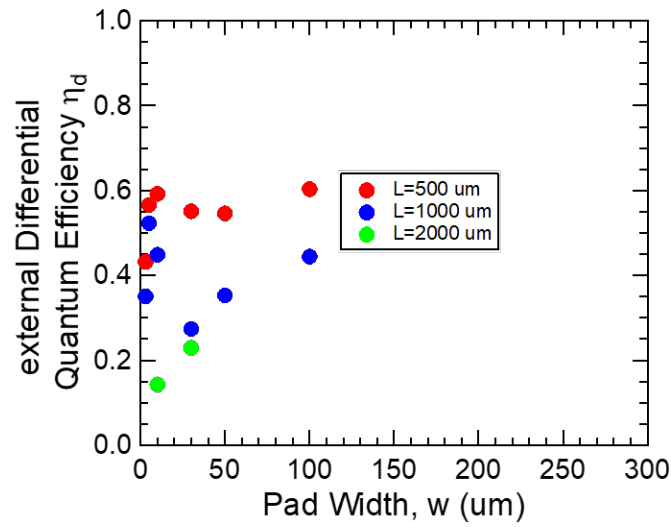


図 3.9: 10QW 外部量子効率

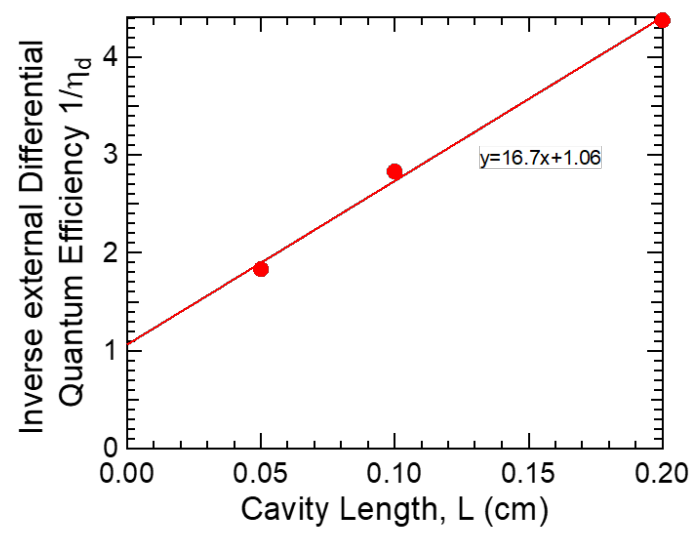


図 3.10: 10QW 外部量子効率の逆数

3.1.5 透明電流密度の見積もり

次に透明電流密度 J_0 の見積もりを行った。共振器内の正味の利得 g_{net} は

$$g_{\text{net}} = \Gamma G - \alpha_{\text{int}} - \alpha_m \quad (3.4)$$

と書ける。線形利得 $G = g_0(J - J_0)$ を仮定すると閾値電流密度は

$$J_{\text{th}} = J_0 + \frac{\alpha_{\text{int}}}{\Gamma g_0} + \frac{1}{\Gamma g_0} \ln \left(\frac{1}{R} \right) \frac{1}{L} \quad (3.5)$$

と書ける。この式にしたがうと J_{th} は $1/L$ に比例する。図 3.11 に $1/L$ に対して J_{th} をプロットした。色分けは共振器長を表す。図 3.11 のプロットのなかで、図 3.5 において J_{th} が一定となってい

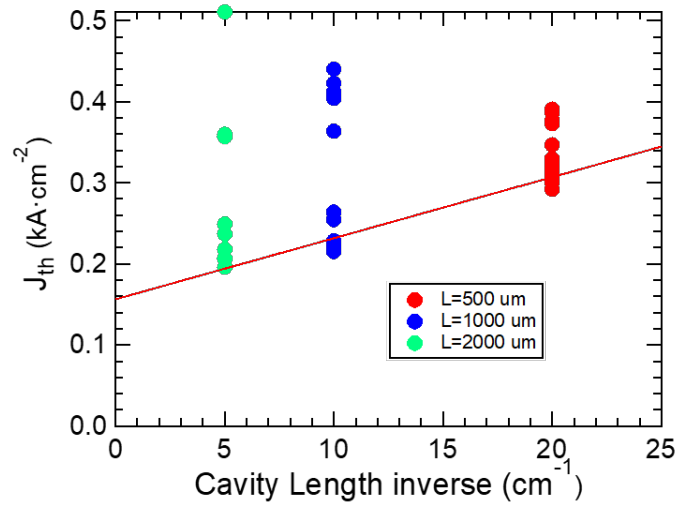


図 3.11: 3 周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザの透明電流密度の見積もり

る w が 50 以上のプロットに対して線形フィッティングを行った。赤い直線がフィッティング直線である。フィッティング結果から式 (3.5) の関係を用いて Γg_0 と J_0 を見積ると $\Gamma g_0 = 151 \text{ kA}^{-1}$ 、 $J_0 = 0.0782 \text{ kA/cm}^2$ を得た。

同様の解析を 10 周期歪補償量子井戸ブロードコンタクトレーザについても行なった。図 3.12 に J_{th} 対 $1/L$ のプロットを示す。フィッティング結果から Γg_0 と J_0 を見積ると $\Gamma g_0 = 558 \text{ kA}^{-1}$ 、 $J_0 = 0.357 \text{ kA/cm}^2$ を得た。

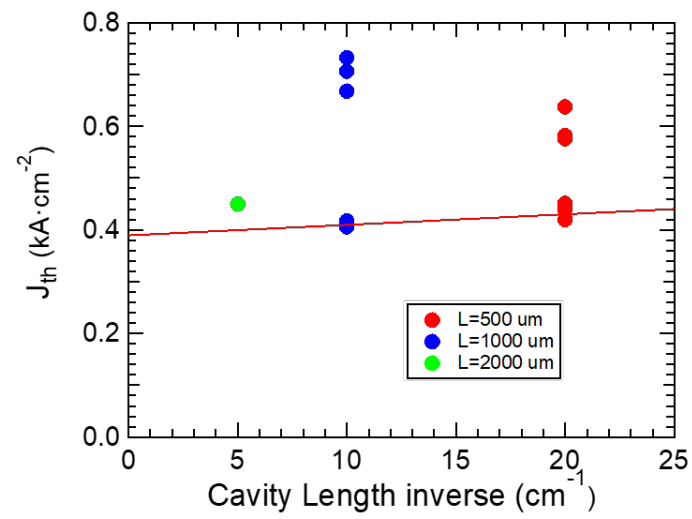


図 3.12: 10QW の透明電流密度の見積もり

3.2 リッジ導波路型レーザーに関する実験結果

ブロードコンタクトレーザーを用い、半導体レーザーの基本的な特性を調べた。次に完成したデバイスとしてのリッジ導波路型レーザーに短パルス電流を印可し、利得スイッチング動作を行った。

3.2.1 定常電流の結果

利得スイッチング動作を行う前にまずは発振するか確かめること、および発振するならば閾値電流を見積もることを目的として定常電流による標準的なデバイス評価実験を行なった。方法はブロードコンタクトレーザーの評価測定と同じである。

3 周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザーの結果

まずは3周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザーの結果を示す。2マイクロ秒パルスを2ミリ秒周期で印可した。デューティ比は1:1000である。まずは3周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザーの結果を図3.13に示す。図3.13(a)はILカーブ、(b)はIVカーブである。色分けは共振器長 L の違いを表す。

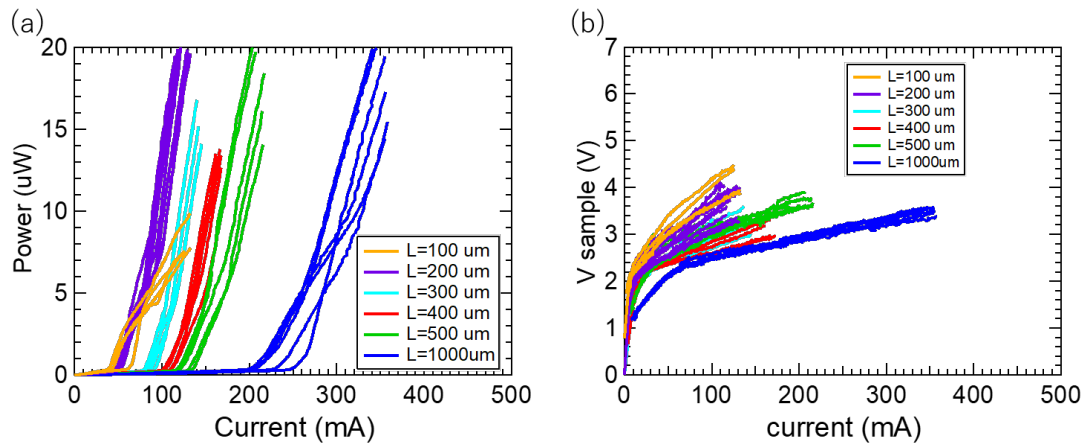


図 3.13: 3 周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザーの IL カーブおよび IV カーブ

次に IL カーブから見積もった閾値電流 I_{th} 、 J_{th} と閾値電流密度を図 3.14 に示す。図中の丸プロットが閾値電流 I_{th} であり左の軸に対してのプロットした。十字プロットは閾値電流を共振器長とリッジ幅の積で割った値の閾値電流密度 J_{th} であり右の軸に対してのプロットである。横軸は共振器長である。色分けはリッジ幅の違いを表している。紫がリッジ幅 1.5 um、黄色が 2.5 um である。

これを見ると閾値電流は共振器長に対して概ね線形に増加しており最短では 50mA 程度となっている。またリッジ幅の差異に対する差異が見られていない。これは電流が広がってしまっているためだと考えられる。

閾値電流密度は L が 300 より大きい共振器長において概ね横ばいとなっており 10 から 20 kA/cm^2 の値を持っている。

次に IL カーブの発振領域の発光効率 $2\Delta P/\Delta I$ および外部量子効率 η_d を共振器長に対してプロットした結果を図 3.15 に示す。

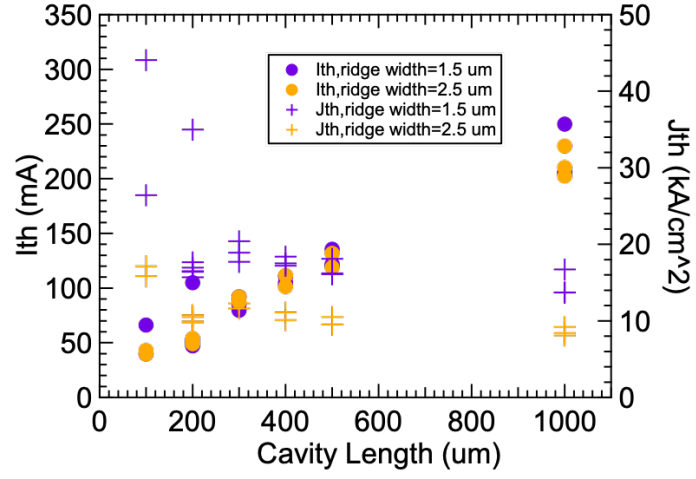


図 3.14: 3 周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザーの I_{th} 、 J_{th}

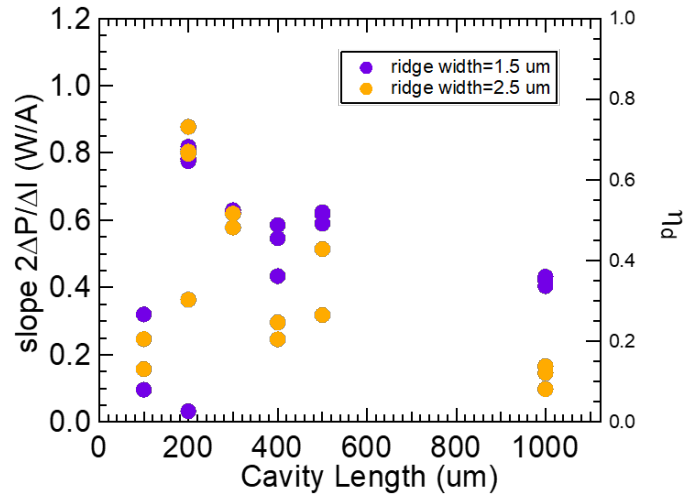


図 3.15: 3 周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザーのスロープおよび微分外部量子効率

10 周期歪補償量子井戸リッジ導波路レーザー

次に 10 周期歪補償量子井戸リッジ導波路レーザーの結果を示す。図 3.16(a) に IL カーブ、(b) に IV カーブを示す。

3.16(a) を見るとそれぞれの共振器長において発振したことがわかる。L=400 μm の赤い線を見ると I=200mA 付近からどの試料においても発光量が下がってきている。次に IL カーブから閾値

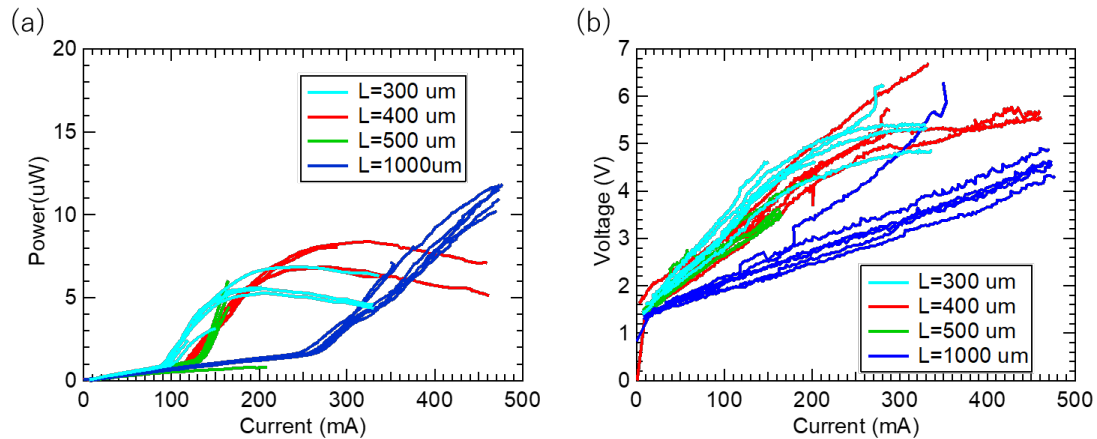


図 3.16: 10 周期 リッジ導波路型レーザーの IL カーブおよび IV カーブ

電流 I_{th} と閾値電流密度 J_{th} を出した。その結果を図 3.17 に示す。閾値電流は共振器長に対して線形に増加しており最小で 90mA 程度となった。色分けはリッジ幅の違いを表すが、閾値電流においてリッジ幅の際は見られない。閾値電流密度は 10 から 20kA/cm² 程度となった。IL カーブ

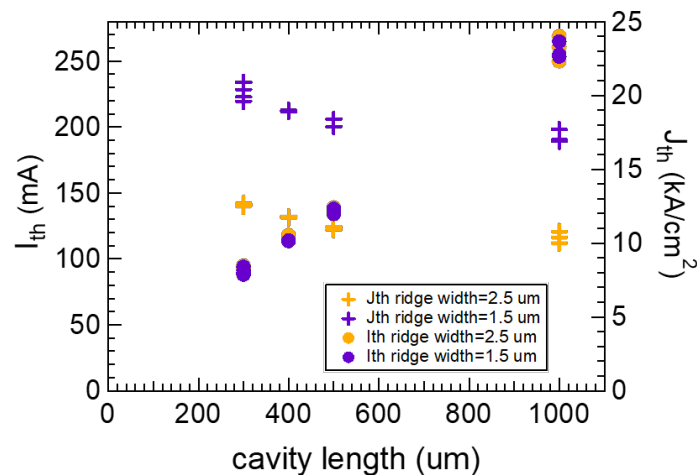


図 3.17: 10 周期歪補償量子井戸リッジ導波路型レーザーの閾値電流と閾値電流密度

の発振時の傾きから見積もったスロープ効率 $2\Delta P/\Delta I$ および外部微分量子効率 η_d を図 3.18 に示す。通常 η_d は共振器長に対しては減少するはずであるが L=300 μm , 400 μm では L の増加に対して減少していない。 η_d は発振波長 1030nm として計算した。

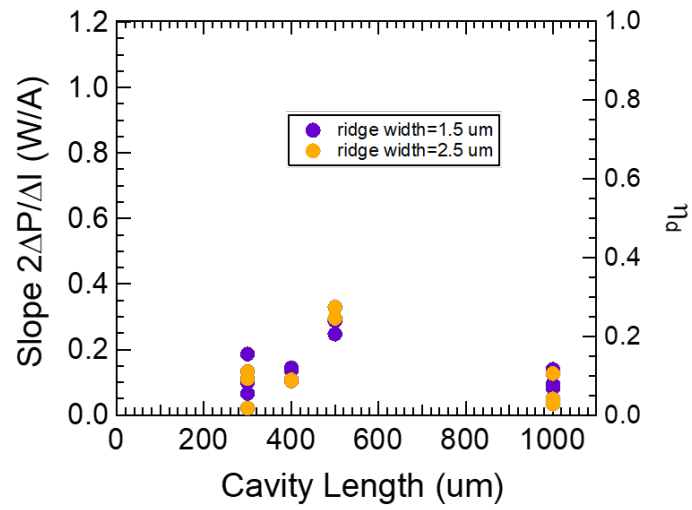


図 3.18: 10 周期歪補償量子井戸リッジ導波路型レーザーのスロープおよび外部微分量子効率

3.2.2 短パルス電流注入の結果

次にリッジ導波路型レーザーに関して 1ns 矩形波電気パルスを印可し電流注入利得スイッチング実験を行った。その IL カーブと時間波形を示す。

3.2.3 IL カーブ

短パルス駆動時の IL カーブを示す。その際電流に換算することが困難であったため、横軸はパルスの電圧である。

3 周期歪量子井戸レーザーの IL カーブ

図 3.19 に 3 周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザーの短パルス駆動時の IL カーブを示す。励起パルスのパルス幅は 1ns である。3 つの異なる共振器長において発振が確認できた。共振器長は $L=100\mu\text{m}$ 、 $200\mu\text{m}$ 、 $300\mu\text{m}$ である。試料はレーザーバーの状態のものを用いた。同軸ケーブルの芯線をむき出しにしたものを試料の近く 1cm 程度 ($L=200\mu\text{m}$ は 3cm 程度と遠い) まで近づけ、芯線とレーザーの電極を金線でワイヤリングを行った。したがって回路全体の特性インピーダンスにマッチしているか定かでない。

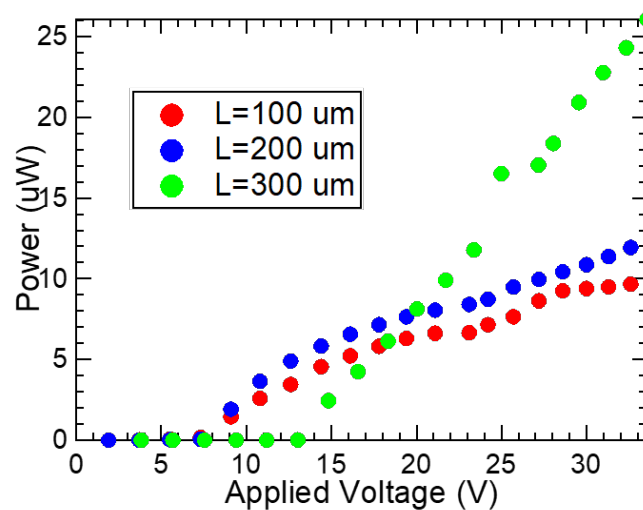


図 3.19: 3 周期歪量子井戸 短パルス駆動時の IL カーブ

10 周期歪補償量子井戸レーザーの IL カーブ

次に図 3.20 に 10 周期歪補償量子井戸リッジ導波路型レーザーの短パルス駆動時の IL カーブを示す。共振器長は $L=300\mu\text{m}$ 、 $400\mu\text{m}$ 、 $500\mu\text{m}$ である。10 周期試料は全て CAN タイプの試料である。したがってインピーダンスマッチが取れており、高速電気パルスが形状を崩さず入っているとみなしている。

図 3.20 を見ると 3 つの異なる共振器長の試料に対して発振が確認できた。

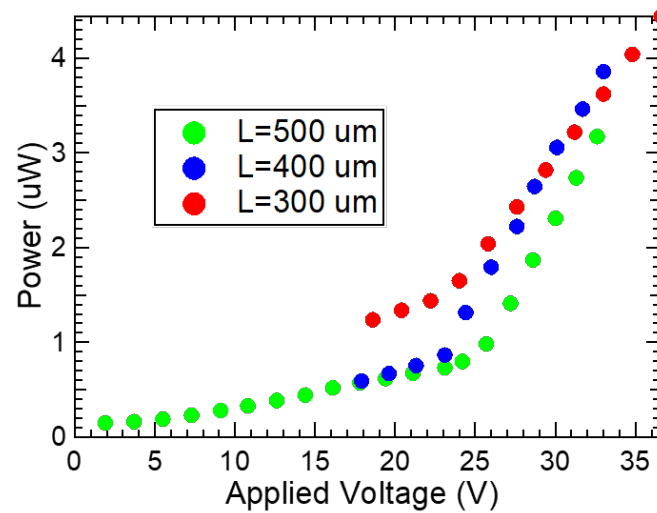


図 3.20: 10 歪補償量子井戸リッジ導波路型レーザーの短パルス駆動時の IL カーブ

3.2.4 3 周期歪量子井戸試料の利得スイッチング動作

次にフォトダイオードで光を検出し高速オシロスコープで電気信号をモニタした時間波形を示す。図 3.21(a) に 3 周期歪量子井戸レーザーの共振器長 $L=100\mu\text{m}$ 試料の利得スイッチング動作の時間波形を示す。励起強度を変えた実験結果を示す。図 3.21(b) には強度を規格化したプロットをしめす。(a) を見ると励起強度をあげるにしたがってピーク強度が高くなって行くが途中で頭打ちになっている。(b) を見ると 21V 程度までは励起強度の増加につれて立ち上がりが早くなっているがそれより強励起ではわずかに遅くなっている。

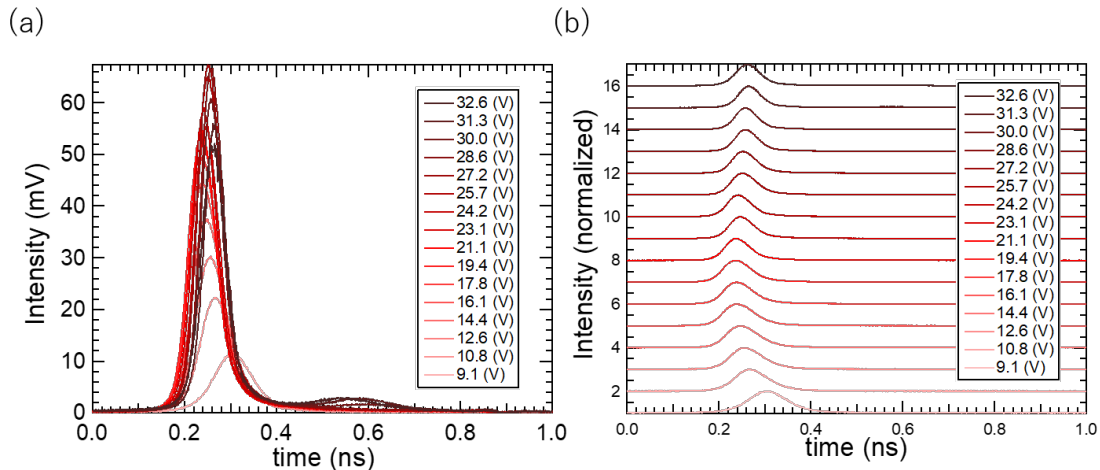


図 3.21: 3 周期歪量子井戸レーザー $L=100\mu\text{m}$ の利得スイッチング光パルスの時間波形

図 3.22 には $L=200\mu\text{m}$ 試料の結果を示す。(a) を見ると励起強度を増加させるにしたがって 1 つめの光パルス強度は途中までは増加するもののあるところから減衰することがわかる。また途中から第 2 の光パルスが見られる。電流注入利得スイッチングに特有の緩和振動である。(b) を見ると光パルスの立ち上がりは励起強度とともに遅くなっていく様子が見られる。

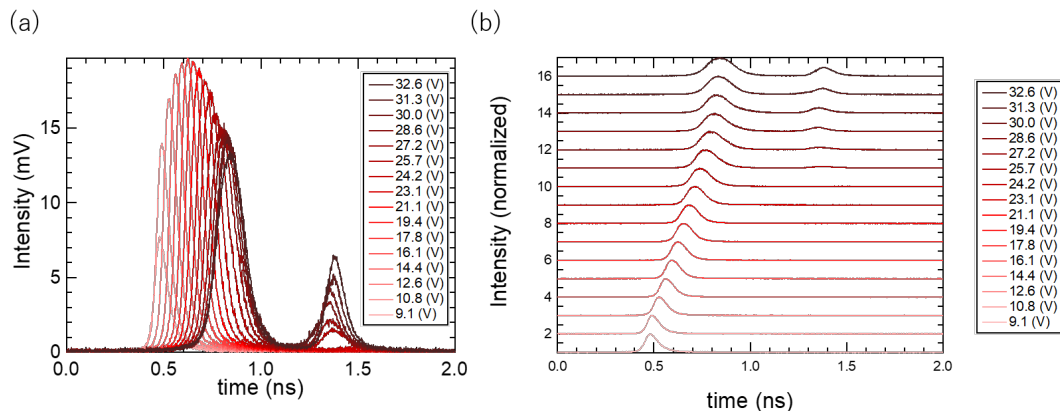


図 3.22: 3 周期歪量子井戸レーザー $L=200\mu\text{m}$ の利得スイッチング光パルスの時間波形

図 3.23 には $L=300\mu\text{m}$ 試料の結果を示す。(a) の青い矢印は第 1 ピークの場所の移り変わりを表している。(a) を見ると第 1 パルスは一度極大値を持ったのち遅くなっている。また途中から第 2 パルスが見られるようになり第 2 パルスの方が第 1 パルスよりも大きくなる場合が見られる。(b) を見ると励起強度を上げていくと 20.0V まではシングルパルスであることがわかる。20.0V で立

ち上がり時間が遅くなり、それ以上の励起強度では複数のピークを持ったまま立ち上がり時間が早くなっていく様子がわかる。長い電流パルスの影響により飽和していると考えられる。

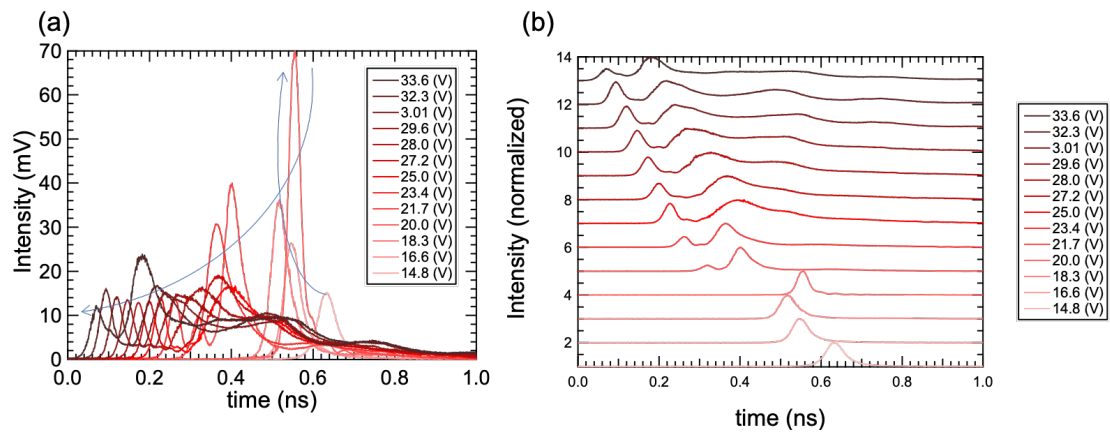


図 3.23: 3 周期歪量子井戸レーザー $L=300\mu\text{m}$ の利得スイッチング光パルスの時間波形

$L=100\mu\text{m}$ 、 $200\mu\text{m}$ 、 $L=300\mu\text{m}$ で見られた立ち上がりが遅くなる現象およびは通常の利得スイッチングの動作とは異なる。その原因は励起パルスが正常に印加されていないためではないかと考えられる。どの試料も配線する際の金線の長さが長く、インピーダンスが大きくなってしまったため、短電圧パルスが形を保てなかったと同時に励起強度も低くなってしまったと推測できる。

3.2.5 10 周期歪補償量子井戸リッジ導波路型レーザーの利得スイッチング動作

次に 10 周期歪補償量子井戸試料の利得スイッチング時間波形の結果を示す。

図 3.24 には共振器長 300 μm の結果を示す。(a) は時間波形の生データ、(b) は規格化したデータである。(a) を見ると励起強度をあげるにしたがって第 1 ピーク強度は大きくなっている。(b) を見ると最初はシングルピークだった光パルスが 27V を超えたところから緩和振動がみられ複数ピークになっている。第 1 ピークは励起強度とともに早く立ち上がる様子が見られる。典型的な利得スイッチング動作である。

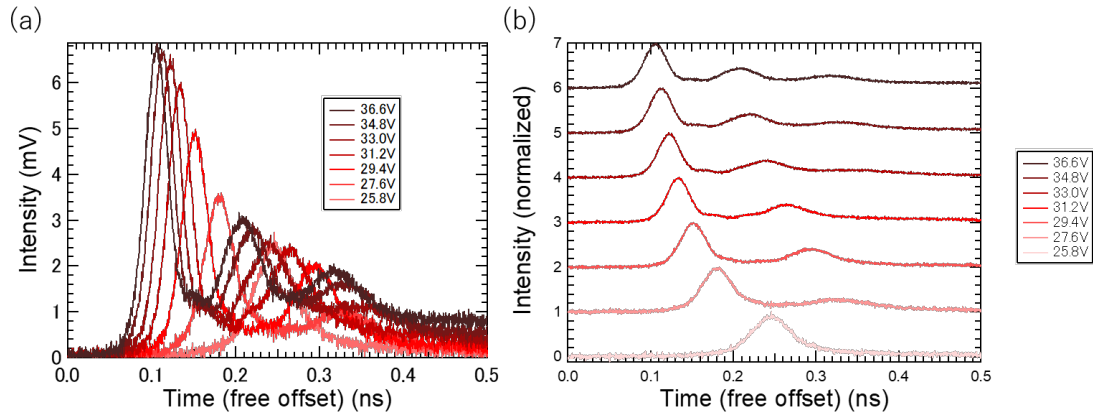


図 3.24: 10 周期歪補償リッジ導波路型レーザー $L=300\mu\text{m}$ の利得スイッチング光パルスの時間波形

図 3.25 には共振器長 $L=400\mu\text{m}$ の試料の結果を示す。(a) を見ると第 1 ピークは励起強度とともに大きくなっていく様子が見える。(b) を見ると励起強度を上げると緩和振動が見られるようになっていくことがわかる。また第 1 ピークの立ち上がり時間が早くなっていく。また第 1 ピークの立ち上がり時間が早くなっていく。

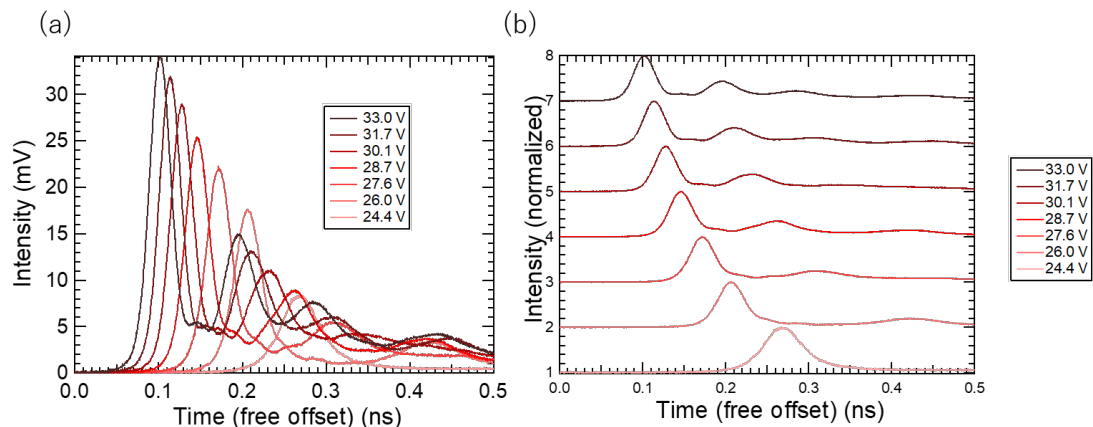


図 3.25: 10 歪補償リッジ導波路型レーザー $L=400\mu\text{m}$ の利得スイッチング光パルスの時間波形

図 3.26 に共振器長 $L=500$ の試料の時間波形を示す。(a) を見ると第 1 ピークが励起強度とともに増大していくことがわかる。(b) を見ると励起強度の増大とともに立ち上がり時間が早くなっていく。さらに 26.6(V) を超えると緩和振動の第 2 パルスが見られ始める。

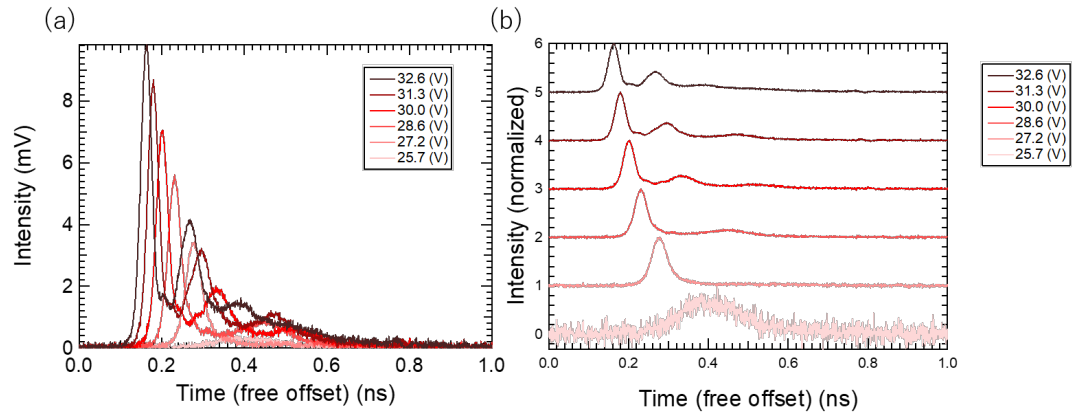


図 3.26: 10 周期歪補償リッジ導波路型レーザー $L=500\mu\text{m}$ の利得スイッチング光パルスの時間波形

10 周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザーについては典型的な利得スイッチング動作が見られた。

3.2.6 利得スイッチングパルスのパルス幅

次に利得スイッチング光パルスの第1パルスのパルス幅を示す。ここでパルス幅は半値全幅 FWHM としている。また光の検出に持ちいた 25GHz フォトダイオードによる広がりを考慮して deconvolution を行った結果を示す。

図 3.27 に 3 周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザーの利得スイッチング光パルスのパルス幅を示す。縦軸 FWHM、横軸が励起強度である。色分けは共振器長の違いを表す。

$L=100\mu\text{m}$ 、 $200\mu\text{m}$ では励起強度を上げるとパルス幅が長くなっていく。これはインピーダンスマッチが取れていない事による電気パルスの不具合だと考えられる。 $L=300\mu\text{m}$ ではパルス幅 30ps 程度の値を示し。飽和が起きている。

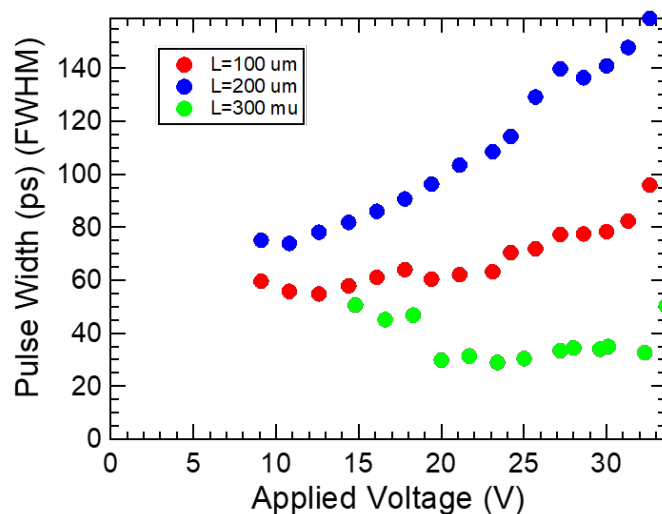


図 3.27: 3 周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザーの光パルス幅

次に 10 周期歪補償量子井戸リッジ導波路型レーザーの利得スイッチングパルスのパルス幅を図 3.28 に示す。色分けは共振器長の違いを表す。

励起強度をあげていくとパルス幅は短くなる様子がどの共振器長でも見て取れる。 $L=300\mu\text{m}$ では 30V より強励起ではパルス幅は短くなることはなく 29ps 程度で横ばいになっている。 $L=400\mu\text{m}$ 、 $L=500\mu\text{m}$ でも印加電圧 30V 付近でパルス幅の変化が小さくなっており、飽和が起きている。最短では...ps であった。

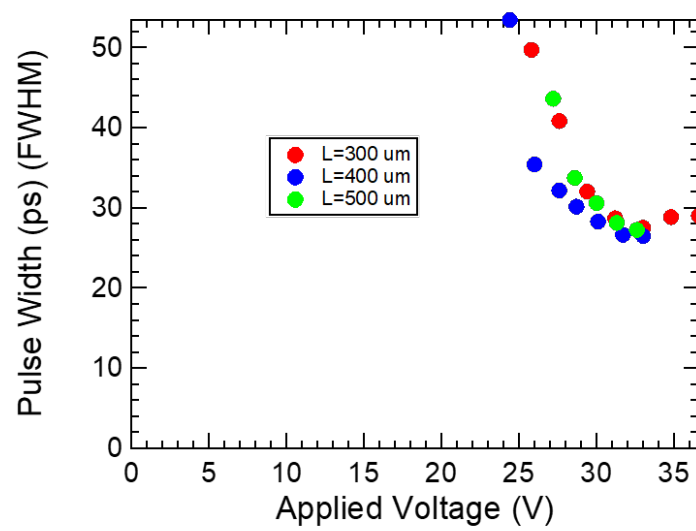


図 3.28: 10 周期歪補償量子井戸リッジ導波路型レーザーの光パルス幅

3.3 考察

3.3.1 閾値電流

3.3.2 自然放出光

3.3.3 IL カーブのだらだら

3.3.4 利得スイッチングパルスのパルス幅の比較

第4章 まとめと展望

4.1 本研究のまとめ

定常電流を流した。利得スイッチングもやった.

4.2 今後の展望

第5章 付録

5.1 deconvolution の計算

5.2 駆動系の電気信号

5.3 GaAs の発振

関連図書

- [1] Shaoqiang Chen, Masahiro Yoshita, Takashi Ito, Toshimitsu Mochizuki, Hidefumi Akiyama, Hiroyuki Yokoyama, Kenji Kamide, and Tetsuo Ogawa. Analysis of Gain-Switching Characteristics Including Strong Gain Saturation Effects in Low-Dimensional Semiconductor Lasers. *Japanese Journal of Applied Physics* , Vol 5,098001, 2012.
- [2] 伊賀健一 (1994) 『半導体レーザ』 , オーム社
- [3] Takashi Ito , Hidekazu Nakamae, Yuji Hazama, Takahiro Nakamura, Shaoqiang Chen, Masahiro Yoshita, Changsu Kim, Yohei Kobayashi and Hidefumi Akiyama. Femtosecond pulse generation beyond photon lifetime limit in gain-switched semiconductor lasers .*Communications Physics*, DOI: 10.1038/s42005-018-0045-0, 2018.
- [4] A. Hasegawa and Y.Kodama, Signal transmission by optical solitons in monomode fiber, *Proc. IEEE*,vol.69, No.9, 1145-1150, (1981)
- [5] B.N. Chichkov, C.momma, S.Nolte,F. von Alvensleben, A. Tünnermann, Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids. *Appl. Phys. A*vol.63,109-115, 1996.
- [6] Hiromasa Ito, Shigeru murata, Hiroyuki Yokoyama and Humio Inaba. 高周波変調にもとづく AlGaAs 半導体レーザーからの超短光パルス発生, 応用物理, 第 50 巻, 第 1 号, 18-28, (1981)
- [7] K. Y. Lau. Gain awitching of semiconductor Injection lasers, *Alli. Phys. Lett.* , vol.53, 257,1987.
- [8] 河村力 (1996) 『セラミックス基礎講座 6 結晶と電子』、内田老鶴圃
- [9] 御子柴宣夫 (1982) 『半導体工学シリーズ 2 半導体の物理』、培風館
- [10] J.W.Matthews : J.Crystal Growth, vol.27,118,(1974)
- [11] 小長井誠, 『半導体超格子入門』 1987, 培風館
- [12] P.J.Thijs, J.J.M.Binsma, L.F. Tiemejier, and T. van Dorgen ,*Electron . Lett.*vol 28, issue 9, 829,(1992)
- [13] N. K. Dutta, Fellow, W. S. Hobson, D. Vakhshoori, H. Ham, P. N. Freeman, J. F. de Jong, and J, Lopata *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*,vol. 8, No. 7, (1996)
- [14] Hiroyuki Yokoyama, Hengchang Guo , Takuya Yoda, Keijiro Takashima, Ki-Ichi SaTo, Hirokazu, Taniguchi, anc Hiromasa Ito, Two-photon bioimaging with picosecond optical pulses from a semiconductor laser,*OPTICS EXPRESS*, vol. 14, No.8,2006

- [15] G.J. Aspin ,J.E.Carroll,and R. G. Plumb . The effect of cavity lenght on picosecond pulse generation with highly rf modulated AlGaAs double heterostructure lasers. *Appl. Phys. Lett*, Vol. 39, p. 860, 1981.
- [16] P. Torphammar, S. T. ENG. PICOSECOND PULSE GENERATION IN SEMICONDUCTOR LASERS USING RESONANCE OSCILLATION. *ELECTRONICS LETTERS*, vol. 16, No. 15, p. 587, 1980
- [17] R. D. Dupuis, P. D. Dapkus, N. Holonyak and R.M.Kolbas. Continuous room-temperture multiple-quantum-well $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs}$ injection lasers grown by metalorganic chemical vapor deposition, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 35, p.487, 1979.
- [18] J. P. van der Ziel, Dingle, R. C. Miller, W. Wiegman, and W. A. Nordland. Laser oscillation from quantum state in very thin $\text{GaAs} - \text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ multilayer structures. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 26, p. 463, 1975.
- [19] Yasuo Arakawa, and Amnon Yariv. Theory of Gain, Mdulation Response, and Spectral Linewidth in AlGaAs Quantum Well Lasers. *IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS*, Vol. QE-21, No. 10, 1985.
- [20] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan. Band parameters for III-V compounds semiconductors and their alloys. *Journal of Applied Physics*, Vol. 89, p. 5815, 2001.

謝辭