

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

半導体レーザーは世の中で広く用いられている発光デバイスである。小型、高安定などの利点を有し非常に扱いが容易である。そのような半導体デバイスから直接ピコ秒程度の超短パルスを発生させることは、超短パルスを用いた様々な基礎研究の成果を技術的に応用する足がかりとなり得る。

半導体レーザーから超短パルス光を得る手法として利得スイッチングを取り上げる。利得スイッチングはナノ秒程度の短い電気パルスを注入することでそれより短い数十ピコ秒程度の光パルスを得る技術である。電流による直接変調のみで実現可能であり、複雑な構造を必要としない。基本的な半導体内部のキャリアダイナミクスを直接反映する物理現象を理解することに繋がる。

利得スイッチング法を用いたパルス発生に関しては古くから研究がなされてきているが、近年の研究において光パルスの立ち上がりは半導体材料の飽和モード利得が、立ち下がり共振器寿命が決めているということが報告された。半導体レーザーの共振器長を短くすることで共振器寿命は短くなる。一方飽和モード利得は光閉じ込め係数を大きくすることで高い利得を実現し光パルスの短パルス化を図れることが GaAs 系半導体レーザーの光励起実験などにより示唆されている。

本研究では応用上重要な電流注入型の 1  $\mu\text{m}$  波長帯 InGaAs 系半導体レーザーの高速化を目的として研究を行った。利得スイッチング用 1  $\mu\text{m}$  波長帯 InGaAs 系半導体レーザーは、先行研究や開発例が少ないため、設計・試作・評価計測を半導体の基礎物理に立ち戻って進める必要がある。

本研究では量子井戸レーザーにおいて光閉じ込め係数の増大は量子井戸の数を増やすことで実現されることに着目し、多重量子井戸半導体レーザーのデザインおよび開発を行った。InGaAs 系材料は GaAs 基板に対する格子定数の違いからそのままでは量子井戸層の層数を大きくすることはできない。また、格子欠陥が生じるなど材料の品質低下をまねきやすい。そこで格子定数の小さい GaAsP をバリア層に用いることで 10 周期歪補償量子井戸レーザーを作製した。電流注入では光励起と異なり、電子と正孔の密度を等しく注入できるか否かは自明ではない。よって多重量子井戸の層厚を増やすことで単純に高利得化を実現できるとは限らない。比較のために歪補償を行わずに結晶成長させた 3 周期歪量子井戸レーザーの試作も行った。

作製したレーザーデバイスに対して定常電流注入実験を行い閾値電流及びスロープ効率の見積もりを行った。これらの値を解析することでモード利得が算出できる。10 周期と 3 周期の 2 種類の井戸数のレーザーデバイスについて比較したところ、量子井戸の多重化によるモード利得の増大が確かめられた。

また利得スイッチング動作を試みたところ 10 周期多重量子井戸レーザーでは最短で 26.5 ps というパルス幅を与えた。先行研究では電流注入による 5 ps 程度の報告がなされており、それには及ばなかった。しかし市販の普及品で同様の測定をしたところ 80 から 200 ps のパルス幅を与え、本研究において開発したレーザーデバイスの短パルス発生における優位性を示した。

# 目次

<b>第1章 序論</b>	<b>6</b>
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	11
1.2 本研究の目的	16
<b>第2章 試料構造と測定方法</b>	<b>18</b>
2.1 はじめに	18
2.2 試料作製	18
2.2.1 試料構造	18
2.2.2 ブロードコンタクトレーザー	19
2.2.3 リッジ導波路型レーザー	20
2.2.4 マウント	20
2.3 測定方法	23
2.3.1 定常電流注入による測定実験	23
2.3.2 ナノ秒電流注入利得スイッチング実験	24
<b>第3章 実験結果</b>	<b>26</b>
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	26
3.1.1 3周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザー	26
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	28
3.1.3 電流広がりに関する考察	29
3.1.4 電流広がり評価に用いたモデルに関する考察	31
3.1.5 外部量子効率、内部量子効率と内部損失の計算	33
3.1.6 透明電流密度の見積もり	38
3.1.7 ブロードコンタクトレーザーに対する電流注入実験のまとめと考察	39
3.2 リッジ導波路型レーザーに関する実験結果	41
3.2.1 定常電流の結果	41
3.2.2 リッジ導波路型レーザーへの定常電流注入実験の結果まとめ	44
3.2.3 短パルス電流注入の結果	45
3.2.4 IL カーブ	45
3.2.5 3周期歪量子井戸試料の利得スイッチング動作	47
3.2.6 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	50
3.2.7 利得スイッチング実験のまとめ	52

<b>第4章</b>	<b>まとめと展望</b>	<b>54</b>
4.1	本研究のまとめ . . . . .	54
4.2	今後の展望 . . . . .	55
<b>第5章</b>	<b>付録</b>	<b>56</b>
5.1	リッジ導波路型レーザーにおいて観測されたドループに関する追加実験 . . . . .	56
5.2	リッジ導波路型レーザーにおける FIB 加工レーザー試料の測定 . . . . .	57
5.3	格子定数、 $E_g$ の計算 . . . . .	59

# 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 [11]	9
1.2	パルス生成中のキャリア密度、光子密度、材料利得の時間変化 [12]	10
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	12
1.4	III-V 族原子の格子状数とバンドギャップの関係 [16]	13
1.5	歪の模式図	14
1.6	InGaAs/GaAs 歪超格子の InGaAs 層における歪と膜厚、結晶性の関係	14
1.7	単一歪み量子井戸レーザーの閾値電流密度 [19]	15
1.8	格子整合の模式図	16
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	20
2.3	リッジ導波路型レーザー	21
2.4	測定デバイス外観	22
2.5	定常電流注入実験の実験系回路図	23
2.6	GS 実験系	24
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	26
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	27
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	28
3.4	10MQW の IL 結果	28
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	30
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	30
3.7	キャリア広がりのイメージ図	31
3.8	双曲線モデルを用いた閾値電流フィッティング	32
3.9	3 周期歪量子井戸レーザーの外部量子効率と共振器長の関係	34
3.10	3 周期歪量子井戸レーザーの外部量子効率の逆数と共振器長の関係	34
3.11	10 周期歪補償量子井戸レーザーの外部量子効率と共振器長の関係	36
3.12	10 周期歪補償量子井戸レーザーの外部量子効率の逆数と共振器長の関係	36
3.13	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	38
3.14	10 周期歪補償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	39
3.15	モード利得の電流密度依存性	40
3.16	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	41
3.17	3 周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザーの $I_{th}$ 、 $J_{th}$	42
3.18	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外部微分量子効率	42
3.19	10 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	43
3.20	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	43
3.21	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	44

3.22 3 周期歪量子井戸 短パルス駆動時の IL カーブ . . . . .	45
3.23 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 . . . . .	46
3.24 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 . . .	47
3.25 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 . .	47
3.26 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 . .	48
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 . . . . .	49
3.28 10 周期歪補償量子井戸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 . . . . .	50
3.29 10 歪補償量子井戸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 . . . . .	50
3.30 10 周期歪補償量子井戸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 . . . . .	51
3.31 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 . . . . .	51
3.32 利得スイッチングパルスの励起強度依存性の数値計算結果 . . . . .	53
5.1 エピダウン試料マウントの様子 . . . . .	56
5.2 エピダウン試料の IL カーブ . . . . .	57
5.3 FIB 試料の端面写真 . . . . .	58
5.4 FIB 試料の IL カーブ . . . . .	58

# 表 目 次

2.1	結晶の諸パラメータ . . . . .	19
2.2	定常電流印加実験に用いた機材 . . . . .	24
2.3	利得スイッチング実験に用いた機材 . . . . .	25
3.1	3 周期ブロードコンタクトレーザの閾値電流 . . . . .	27
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 . . . . .	28
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 . . . . .	29
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 . . . . .	29
3.5	双曲線モデルを用いた閾値電流密度の見積もり結果 . . . . .	32
3.6	3 周期歪量子井戸レーザの外部量子効率逆数のフィッティング結果 . . . . .	35
3.7	3 周期試料のパッド幅ごとの内部量子効率及び内部損失 . . . . .	35
3.8	10 周期歪補償量子井戸レーザの外部量子効率逆数のフィッティング結果 . . . . .	37
3.9	10 周期歪補償量子井戸レーザ内部量子効率及び内部損失 . . . . .	37
3.10	ブロードコンタクトレーザの結果まとめ . . . . .	39
3.11	共振器寿命 . . . . .	52
5.1	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 . . . . .	59

# 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、光ディスク用発光デバイスの核をなす技術である。他のレーザーと比較しても小型・軽量、大量生産可能、熱や振動(安定性)に強いことなどが普及の主な理由である。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。

#### 半導体レーザーの基礎特性

ここで半導体レーザーの特性について説明する。まずは発振条件について述べる。発振条件は共振器の中を往復する光が共振器を1周したときに元の光強度と同じであることである。これは式で表すと単位長さあたりの光損失 $\alpha$  (/cm)、誘導放出による利得 $g$  (/cm)、端面での反射率 $R$  (2つの端面の反射率を同じとした) を用いて

$$\sqrt{R}\sqrt{R}\exp(-2\alpha L + 2gL - i2\beta L) = 1 \quad (1.1)$$

と書ける。 $L$  は共振器長、 $\beta$  は伝搬定数、 $i$  は虚数単位を表す。この条件を満たす利得すなわち閾値利得は

$$g_{\text{th}} = \alpha + \frac{1}{L} \ln \left( \frac{1}{R} \right) \quad (1.2)$$

と書ける。また式(1.1)の虚部が0になるという条件から

$$2\beta L = 2\pi m (m \text{ は整数}) \quad (1.3)$$

を得る。伝搬定数を $2\pi n_{\text{eq}}/\lambda$ と表すと、共振波長は

$$\lambda = 2n_{\text{eq}}L/m \quad (1.4)$$

となる。 $n_{\text{eq}}$  は等価屈折率である。

次にキャリアの再結合時間 $\tau(n)$  はバンド間の発光再結合寿命 $\tau_r(n)$  と非発光再結合寿命と $\tau_{nr}(n)$ を用いて

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (1.5)$$



で与えられる。 $1/\tau_n$  と  $1/\tau_{nr}$  はそれぞれ発光再結合と非発光再結合の割合であるから、内部量子効率  $\eta_{int}$  は全再結合のうちの発光再結合の割合として

$$\eta_{int} = \frac{1/\tau_r}{1/\tau_r + 1/\tau_{nr}} \quad (1.6)$$

で表される。

## 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バー伝送 [1] に加えて、精密レーザー加工 [2] や多光子励起顕微鏡を用いたバイオイメージングなど、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 of 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 [3] 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、数十ピコ秒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キャリアが消費され利得が急激に減少することにより光パルスが生じる。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可飽和吸収体を挿入するなど付加的な構造が必要となる。

本研究では半導体キャリアの高速ダイナミクス物理により直結した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 [3][4][5]。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 30 ps 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 5 ps の非常に短い報告もなされている [6]。Chen らは 1.55  $\mu\text{m}$  波長帯において電流注入利得スイッチングパルスの高周波成分を切り出すことで 4.7 ps のパルス幅の実現を報告している [7]。

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 [8]。

次に利得スイッチングの基本的な動作について述べる。

利得スイッチングの基本動作は半導体中のレーザー動作特性を記述するシングルモードレート方程式により理解されている [9]。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、 $s$  は光子密度を表す。式 (1.7) はキャリア密度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 (1.8) は光子密度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 項は共振器寿命による減衰、第 3 項は自然放出光を表す。

$$\frac{dn}{dt} = n_{\text{pump}}\zeta(t) - \frac{\Gamma}{m}\nu_g g(n)\frac{s}{1+\epsilon s} - \frac{n}{\tau_r} \quad (1.7)$$

$$\frac{ds}{dt} = \Gamma\nu_g g(n)\frac{s}{1+\epsilon s} - \frac{s}{\tau_p} + m\beta\frac{n}{\tau_r} \quad (1.8)$$

$n$	: 量子井戸 1 層あたりのキャリア密度 [ $\text{m}^{-3}$ ]
$s$	: 活性層全体の光子密度 [ $\text{m}^{-3}$ ]
$n_{\text{pump}}$	: 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
$\Gamma$	: 光閉じ込め係数
$m$	: 量子井戸数
$\nu_g$	: 群速度 [ $\text{m/s}$ ] = $c/n_{\text{eq}}$
$g(n)$	: 利得 [ $\text{cm}^{-1}$ ]
$\epsilon$	: 利得圧縮係数
$\tau_r$	: キャリアの発光再結合寿命 [ $\text{s}^{-1}$ ]
$\tau_p$	: 共振器寿命 [ $\text{s}^{-1}$ ]
$\beta$	: 自然放出光係数

共振器寿命  $\tau_p$  は

$$\tau_p = \frac{n_{\text{eq}}}{c(\alpha + \ln(1/R)/L)} \quad (1.9)$$

とかける [10]。  $n_{\text{eq}}$  は等価屈折率、  $\alpha$  は共振器内部の光損失、  $c$  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。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 ナノ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 ピコ秒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共振器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。

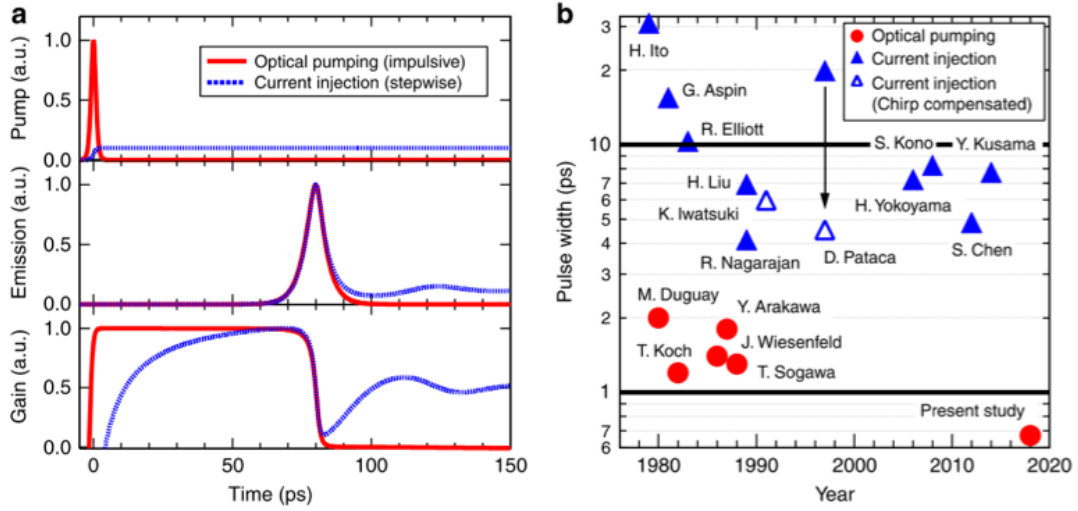


図 1.1: a 利得スイッチングのメカニズム, b 過去の研究におけるパルス幅 [11]

### 利得スイッチングパルスの詳細な理解

レート方程式の誘導放出の項に関わってくる材料利得  $g(n)$  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)。しかし高密度励起領域では線形利得では説明できないことがわかり、非線形な効果を取り入れた利得の形が提唱された。その 1 例を示す。Chen らは  $g(n)$  に式 (1.10) のように非線形な項を取り入れ、数値計算を行った [12]。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示す。時刻 0 で 2 ps のインパルス励起を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。

$$g(n) = g_0(n - n_0) \left[ 1 + \frac{g_0(n - n_0)}{g_s} \right]^{-1} \quad (1.10)$$

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

図 1.2 において 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の限界を決めている。III の領域ではキャリア密度が小さく、光強度が大きい領域であり  $\epsilon$  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はやさは光子の共振器寿命  $\tau_p$  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の限界を飽和モード利得  $\Gamma g_s$ 、立ち下がりのはやさの限界を共振器寿命  $\tau_p$  が決めている。

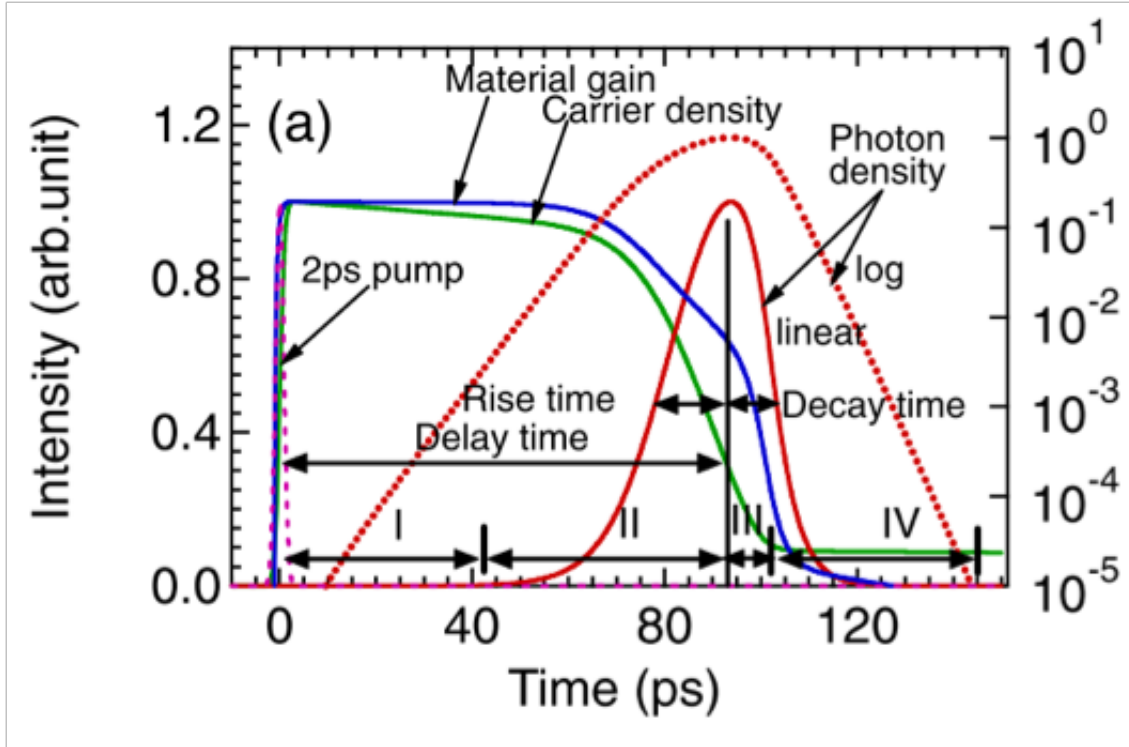


図 1.2: パルス生成中のキャリア密度、光子密度、材料利得の時間変化 [12]

### 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飽和モード利得  $\Gamma g_s$  を大きくすることと共振器寿命  $\tau_p$  を短くすることが必要であると示唆された。式 (1.9) を見ると  $\tau_p$  を小さくするためには端面反射率  $R$  を小さくすることあるいは共振器長  $L$  を短くなるようレーザー設計することが有効であるとわかる。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。

飽和利得  $g_s$  は量子井戸の活性層材料によって決定されるパラメータである。一方光閉じ込め係数  $\Gamma$  はデバイス構造によって決定される。構造を工夫することで光閉じ込め係数  $\Gamma$  を大きくすることが可能である。本研究では伊藤ら [11] が光励起実験で示した飽和利得  $g_s$  の影響が現れるような領域については考えず、光閉じ込め係数  $\Gamma$  を増大させることによるモード利得  $\Gamma g$  の増大について考える。

### 1.1.2 InGaAs 高利得材料

先の節でモード利得を大きくすることにより利得スイッチングパルス的高速化が見込めることについて述べた。またデバイスの構造を工夫することで光閉じ込め係数を増大させ、モード利得  $\Gamma g$  を高くすることを目指す述べた。

本項ではデバイスの構造について具体的に述べる。量子井戸レーザーにおいては多重量子井戸化を行うことによる光閉じ込め係数の増大について述べる。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 [13]。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 [14]。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モード利得が全体の損失に等しいというものであるから、

$$\Gamma g_{\text{material}} = \alpha^{\text{total}} = \Gamma \alpha_{\text{ac}} + (1 - \Gamma) \alpha_{\text{ex}} + \frac{1}{L} \ln \left( \frac{1}{R} \right) \quad (1.11)$$

$$= \alpha + \frac{1}{L} \ln \left( \frac{1}{R} \right) \quad (1.12)$$

と書ける。 $\alpha_{\text{ac}}$  はキャリアが注入される活性層 (active layer) の損失、 $\alpha_{\text{ex}}$  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  $\Gamma$  は近似的に

$$\Gamma = mL_z/L_0 \quad (1.13)$$

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

$$J_m = J_{m=1} \quad (1.14)$$

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

$$J_{m=1} = eN/\tau_r \quad (1.15)$$

と表せる。式 (1.14) 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

$$g_{\text{material}} = a(J_{m=1} - J_g) \quad (1.16)$$

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 (1.11) と式 (1.13) より

$$\begin{aligned} J_{m=1}^{\text{th}} &= \alpha^{\text{total}} / a\Gamma + J_g \\ &= \alpha^{\text{total}} / (aL_z/L_0) + J_g \end{aligned} \quad (1.17)$$

と書ける。また多重量子井戸レーザーでは式 (1.14) より

$$J_m^{\text{th}} = \alpha^{\text{total}} / (aL_z/L_0) + mJ_g \quad (1.18)$$

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 [15]。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。

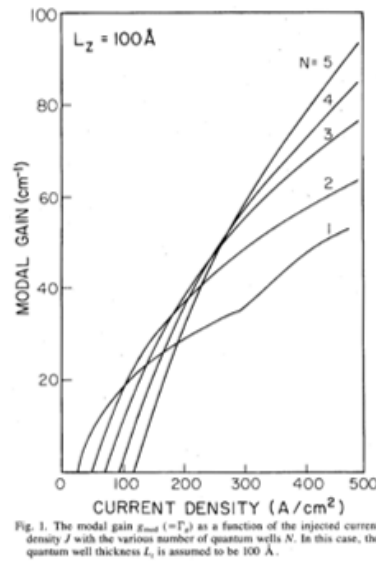


図 1.3: 量子井戸層の数を変えたときのモード利得と注入電流の関係

### 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

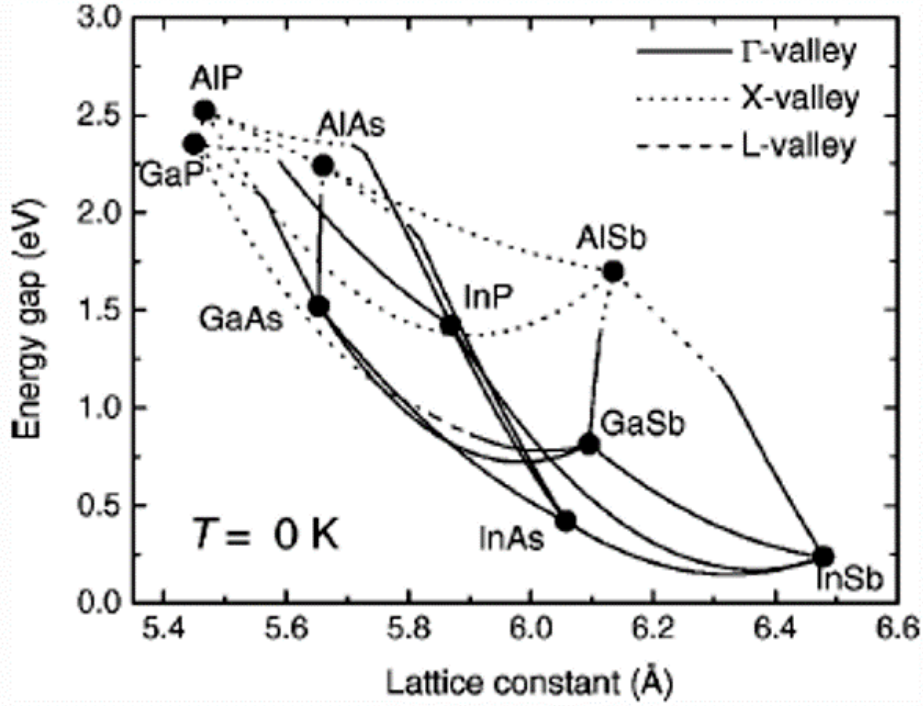


図 1.4: III-V 族原子の格子定数とバンドギャップの関係 [16]

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を含んだままミスフィット転移を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。

一般にヘテロ構造材料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 [16]。例えば GaAs の格子定数は  $5.65\text{\AA}$ 、InAs の格子定数は  $6.06\text{\AA}$  と  $0.4\text{\AA}$  程度大きいことがわかる。また InGaAs に関しても 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  $\epsilon_{\parallel}$ 、垂直な歪を  $\epsilon_{\perp}$  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

$$\epsilon_{\parallel} = \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = -\frac{\Delta a}{a} \quad (1.19)$$

$$\epsilon_{\perp} = \epsilon_{zz} = -\frac{2C_{12}}{C_{11}}\epsilon_{\parallel} \simeq -\epsilon_{\parallel} \quad (1.20)$$

と書ける。 $\epsilon_{\parallel} < 0$  が圧縮歪、 $\epsilon_{\parallel} > 0$  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 [10]。

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

$$\epsilon_{\text{vol}} = \Delta V/V = \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz} \simeq \epsilon_{\parallel} \quad (1.21)$$

$$\epsilon_{\text{ax}} = \epsilon_{\perp} - \epsilon_{\parallel} = -\frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}}\epsilon_{\parallel} \simeq 2\epsilon_{\parallel} \quad (1.22)$$

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

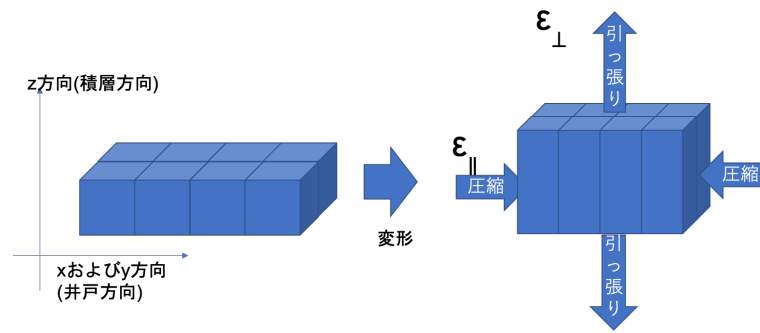


図 1.5: 歪の模式図

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。

図 1.6 に InGaAs/GaAs 歪超格子の InGaAs 層における歪と膜厚、結晶性の関係を示す [17]。実線は理論的に導かれた臨界膜厚である。プロットはフォトルミネッセンスおよびホール測定などにより結晶性を調べたもので、黒プロットは高品質と判断されるもの、白抜きプロットは結晶性が劣ると判断されるものである。これらを見ると実験と理論がよく一致しており臨界膜厚以上の厚さでは結晶の品質が低下することがわかる。

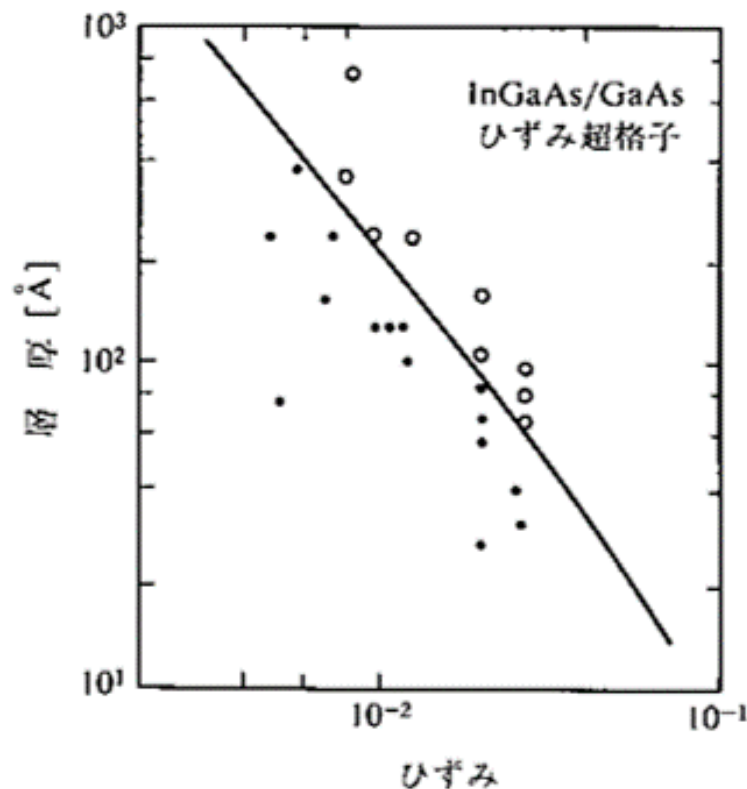


図 1.6: InGaAs/GaAs 歪超格子の InGaAs 層における歪と膜厚、結晶性の関係

次に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端をシフトさせバンドギャップ  $E_g$  を  $\Delta E_g = a\epsilon_{\text{vol}}$  だけ変化せさせる。a は静水圧変形ポテンシャル (hydrostatic deformation potential) と呼ばれる定数である。GaAs では 2.7 eV、InAs では 2.5 eV 報告されている [18]。一方軸性変形歪は価電子帯の構造を変化させ、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  $E_{ll-hl} \simeq -2b\epsilon_{\text{ax}}$  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擬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:  $E_{fc} - E_{fv} > h\omega_p \geq E_g$  を達しやすくなる) したがって発振閾値が無歪に比べて小さくなる。引っ張り歪の場合準位間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 $\mu\text{m}$  帯で低い閾値電流密度が報告されている [19]。図 1.7 に歪の異なるレーザーについての閾値電流密度を共振器長の逆数に対してプロットした図を示す。この報告の中では InP 基板の上に  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  を結晶成長させたレーザーを用いている。引っ張り歪みが 0, 1.1, 1.5, 2.2 の単一量子井戸レーザーについて歪が大きいほど閾値電流が低くなることを報告した。

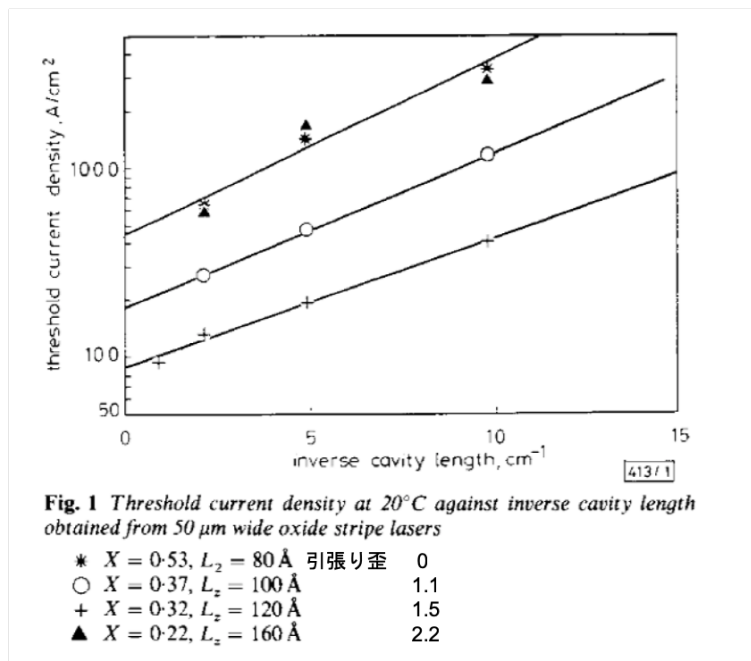


図 1.7: 単一歪み量子井戸レーザーの閾値電流密度 [19]

## InGaAs 歪補償レーザー

多重量子井戸化を行うにも格子不整合による歪が生じるために井戸層を積むことのできる限界の厚さが存在することを前節で述べた。

井戸層の歪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 の格子定数とバンドギャップの関係の図を見ると、InGaAs は GaAs よりも格子定数が大きく、GaAsP は小さいことがわかる。GaAs に格子整合する際に InGaAs 層と GaAsP 層を nm スケールで交互に結晶成長することで InGaAs に生じる圧縮歪を GaAsP に生じる引張り歪で相殺しながら結晶成長することができる。歪補償の条件は以下の式で表される。井戸層の格子定数および厚みを  $a_{well}$ 、 $L_{well}$ 、バリア層の格子定数と厚みを  $a_{barrier}$ 、 $L_{barrier}$  とする。

$$\langle a \rangle = \frac{a_{well}L_{well} + a_{barrier}L_{barrier}}{L_{well} + L_{barrier}} = a_{substrate} \quad (1.23)$$

格子整合の模式図を図 1.8 に示す。このように格子整合を行うことで量子井戸数を増加させることが可能になる。

歪補償により微分利得の増加の報告もある [20]。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  $dg/dn=2.1 \times 10^{-15} \text{cm}^2$  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長波長化も目的とされていた。

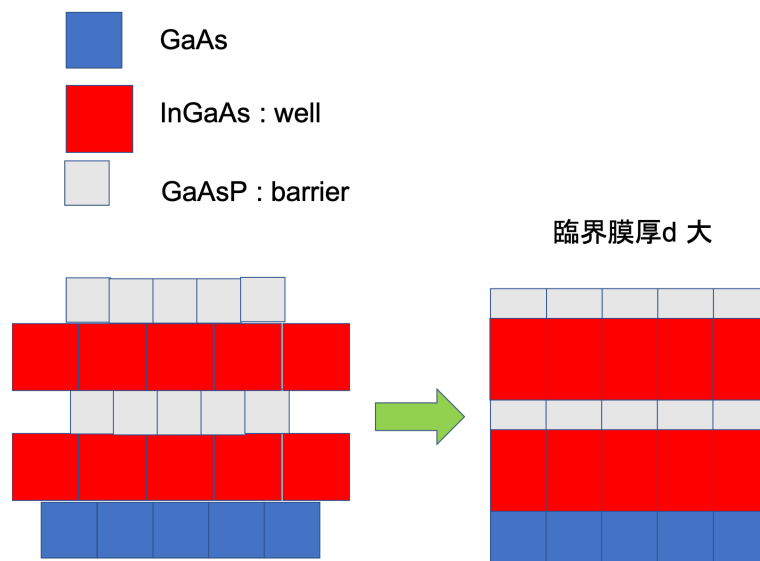


図 1.8: 格子整合の模式図

## 1.2 本研究の目的

本研究では応用上重要な電流注入型の 1  $\mu\text{m}$  波長帯 InGaAs 系半導体レーザーの利得スイッチング動作に注目する。GaAs 材料を用いた光励起による測定実験については以前より研究室でも研究がなされ、利得スイッチングパルスのメカニズムについて説明がされてきた。しかし InGaAs 材料、電流注入については先行研究や参考例が少ないため基礎物理に立ち戻って設計・計画・評価測定を行いフィードバックする必要がある。

利得スイッチングパルスの短パルス化は、共振器長  $L$  を短くし共振器寿命  $\tau_p$  を短くすること及びモード利得  $\Gamma g$  を大きくすることで図れることが示されてきた。光閉じ込め係数  $\Gamma$  の増大がモード利得  $\Gamma g$  の増大に寄与する。

本研究では量子井戸レーザーにおいて光閉じ込め係数  $\Gamma$  の増大は量子井戸の層数を増やすことで実現されることに着目し多重量子井戸半導体レーザーのデザイン及び開発を行う。InGaAs 系材料の格子定数は GaAs 材料の格子定数よりも大きい。そのため InGaAs 系材料を GaAs 基板に格子整合を行いながら、層数を多くすることは格子欠陥が生じるなどの品質低下をまねきやすい。そこで GaAs よりも格子定数の小さい GaAsP をバリア層に用いることで InGaAs/GaAsP 系 10 周期歪補償量子井戸レーザーを作製する。

電流注入では光励起と異なり電子と正孔の密度を活性層に等しく注入できるか否かは自明ではない。よって多重量子井戸の層数を増やすことで単純に高利得化を実現できるとは限らない。比較のために歪補償を行わずに結晶成長させた InGaAs/GaAs 系 3 周期歪量子井戸レーザーの試作も行う。

レーザーデバイスの作製後、定常電流注入実験を行い閾値電流及びスロープ効率の見積もりを行う。これらの値を解析することでモード利得を算出する。10 周期歪補償量子井戸レーザーと 3 周期歪量子井戸レーザーのモード利得を比較し、期待される量子井戸多重化の効果の有無を調べることも目的とする。

また短パルス電流注入実験を行い利得スイッチング動作を試みる。量子井戸の多重化または共振器長を短くすることによる、光パルスの短パルス化が実現されるかどうかの評価測定を行うことも目的とする。

## 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 MOCVD(Metal Organic Chemical Vapor Deposition) 結晶成長、フォトリソグラフィ加工に関しては NTT-AT 社、オプトウェル社に外注し試料を作製した。

#### 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

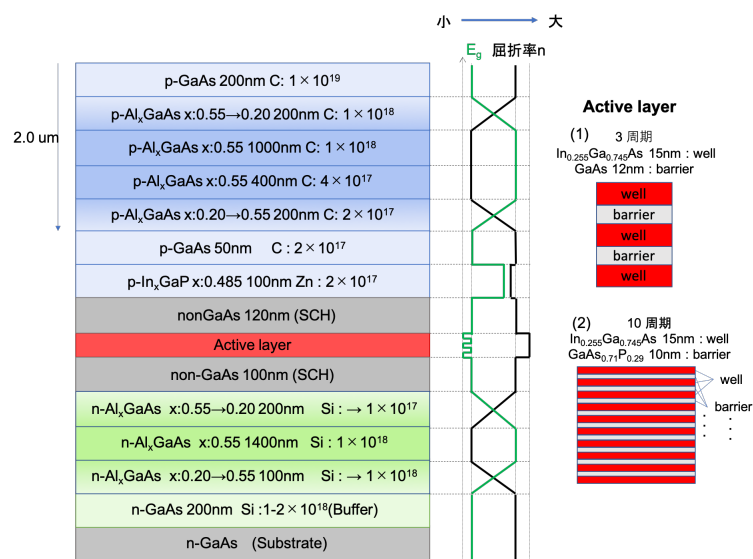


図 2.1: エピウエハ構造

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 [10]。これより  $\text{In}_{0.255}\text{Ga}_{0.745}\text{As}$  活性層の格子定数は  $5.7565\text{\AA}$ 。GaAs 基板及びバリア層の格子定数は  $5.6532\text{\AA}$  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。  $\text{GaAs}_{0.71}\text{P}_{0.29}$  格子定数は  $5.594\text{\AA}$  と計算でき、式 (1.23) を用いて計算すると

$$\langle a \rangle = \frac{15 \times 5.756 + 10 \times 5.594}{10 + 15} = 5.691 \text{ \AA} \quad (2.2)$$

となる。このときの格子不整合は

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{\langle a \rangle - a_{\text{GaAs}}}{a_{\text{GaAs}}} = \frac{5.691 - 5.653}{5.653} = 0.0068 \quad (2.3)$$

となるまた図 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。用いられている結晶の諸パラメータをまとめた。表 2.1 に示す。

表 2.1: 結晶の諸パラメータ		
結晶	格子定数 ( $\text{\AA}$ )	$E_g$ (eV)
GaAs	5.653	1.424
$\text{In}_{0.255}\text{Ga}_{0.745}\text{As}$	5.756	1.068
$\text{GaAs}_{0.71}\text{P}_{0.29}$	5.594	1.772
$\text{In}_{0.485}\text{Ga}_{0.515}\text{P}$	5.653	1.891
$\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$	5.655	1.655
$\text{Al}_{0.55}\text{Ga}_{0.45}\text{As}$	5.657	2.150

光は活性層と SCH 層、p-GaAsP 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。詳しくは次節で述べていく。

## 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 側にコンタクトメタルの蒸着を行った。p 側の原子は AuZnNi をコンタクトメタルとし Ti/Au および Au 電極を使用した。基板を研磨し  $120\text{ }\mu\text{m}$  厚とした。その後 n 側は AuGeNi を用いて電極を蒸着した。

(110) 面で劈開を行いレーザー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  $L=500$ 、 $1000$ 、 $2000\text{ }\mu\text{m}$  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  $w=3$ 、 $5$ 、 $10$ 、 $30$ 、 $50$ 、 $100$ 、 $300\text{ }\mu\text{m}$  の 6 種類を作製した。

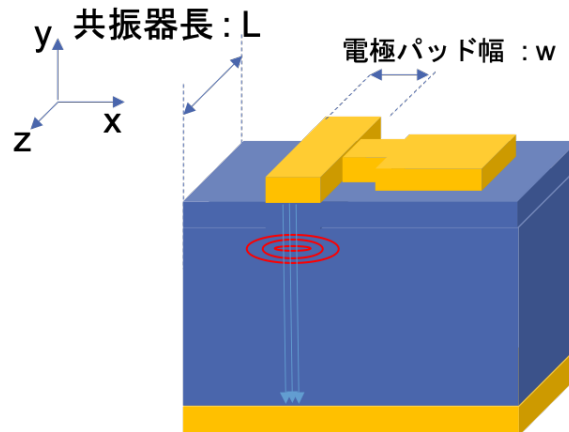


図 2.2: ブロードコンタクレーザー

### 2.2.3 リッジ導波路型レーザー

次にリッジ導波路型レーザーについて述べる。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、単一横モードを安定して作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  $1.8\text{ }\mu\text{m}$ 、10 周期試料は  $1.9\sim 2.0\text{ }\mu\text{m}$  である。導波路リッジ幅は  $w=1.5\text{ }\mu\text{m}$ 、 $2.5\text{ }\mu\text{m}$  のものを作製した。AuZnNi をコンタクトメタルとして Ti/Au を電極とした。基板を研磨し  $120\text{ }\mu\text{m}$  厚とした。n 側コンタクトは AuGeNi/Au である。共振器長  $L=100, 200, 300, 400, 500, 1000\text{ }\mu\text{m}$  に劈開を行った。共振器長が  $100, 200\text{ }\mu\text{m}$  のものは劈開の成功率を保つために  $60\text{ }\mu\text{m}$  厚と非常に薄く研磨した。

### 2.2.4 マウント

作製したブロードコンタクト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  $300\text{ }\mu\text{m}$  である。誘導放出光は  $z$  方向に放射する。レーザーバーの下にある

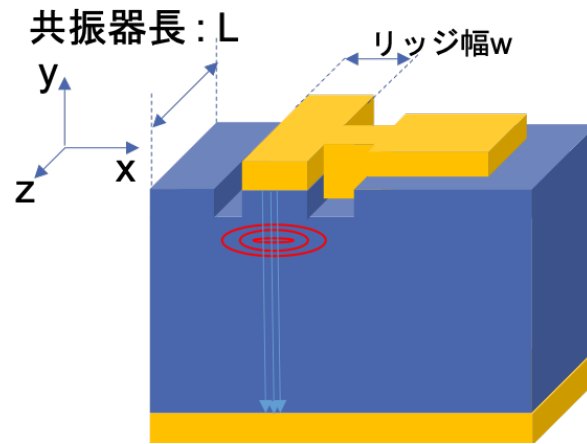


図 2.3: リッジ導波路型レーザー

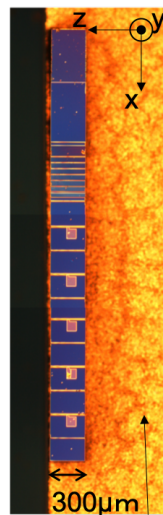
オレンジ色の部分が AlN 基板の全面に AnSn メッキを施したサブマウント (京セラ社製) である。AlN サブマウントの大きさは  $2\text{ cm} \times 5\text{ mm}$  であり、試料の取り扱いを平易にするためにダイボンディングを行った。ダイボンディングは AnSu の融点よりも高い  $330\text{ }^{\circ}\text{C}$  まで加熱したサブマウントの上にレーザーバーを吸引ピンセットでおいた。レーザの端面を AlN サブマウントの淵に合わせることが後の測定で光検出器を近づけるために大事である。このとき AnSu の酸化を防ぐために  $N_2$  雰囲気下で行った。

ダイボンディングが終わった試料は  $xyz$  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 の左に TO-CAN の全体像、右に試料部分の拡大写真を示す。図 2.4(b) 右の上段の写真は 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) 右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。

(a)



AuSn on AlN  
サブマウント

(b)

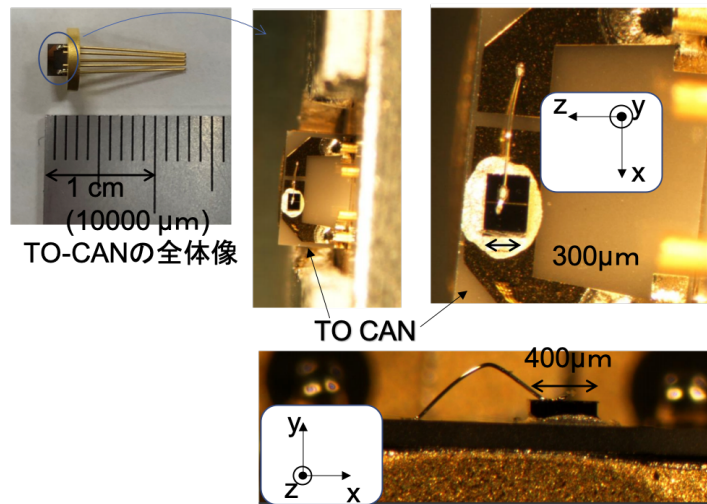


図 2.4: 測定デバイス外観



## 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と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 $\mu$ s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る恐れがあるため、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(22.4 $\Omega$ )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 $^{\circ}$ Cに温度調節した。

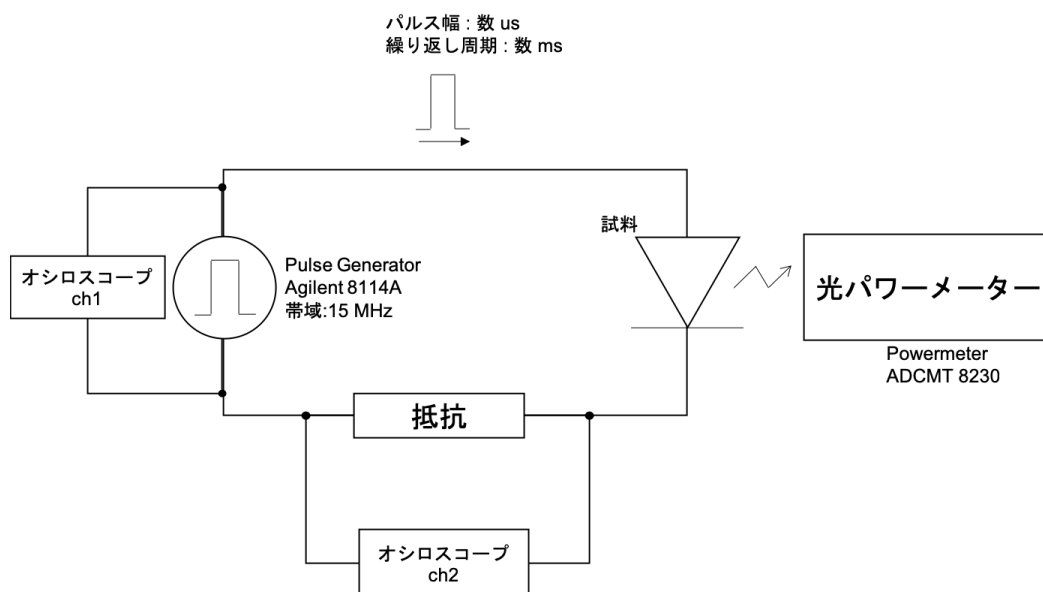


図 2.5: 定常電流注入実験の実験系回路図

ここで用いた機材を 2.2 に示す。

表 2.2: 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	15 MHz	最大 50 V
Power Meter	ADCMT 8230	-	-
Oscilloscope	Agilent DSO5054A	500 MHz	-
Temperture Controller	ILX Lightwave LDT5412	-	-

### 2.3.2 ナノ秒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 °C に調節した。

実験系の模式図を図 2.6 に示す。1 ns 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 50  $\Omega$  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 13.86 mm、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。

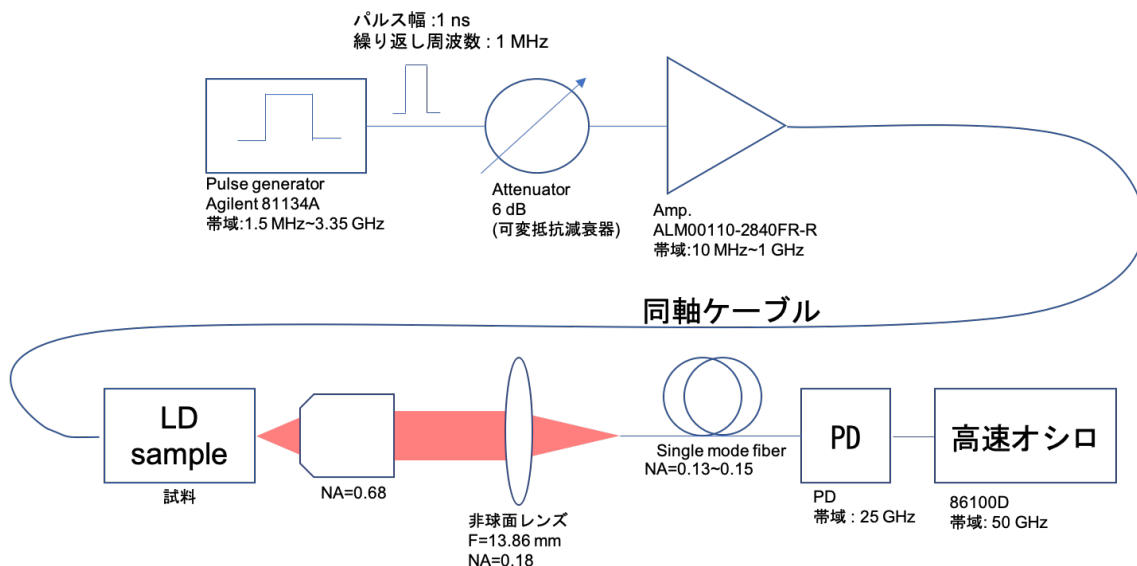


図 2.6: GS 実験系

この実験で用いた機材を表 2.3 にまとめた。

表 2.3: 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	50GHz	-
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(注入電流 vs 発光強度の曲線)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 $L=500$ 、 $1000$ 、 $2000\text{ }\mu\text{m}$ の結果をプロットした。代表としてパッド幅 $w=50\text{ }\mu\text{m}$ の結果をプロットした。印可電流は $1\text{ }\mu\text{m}$ パルスを $2\text{ ms}$ 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。

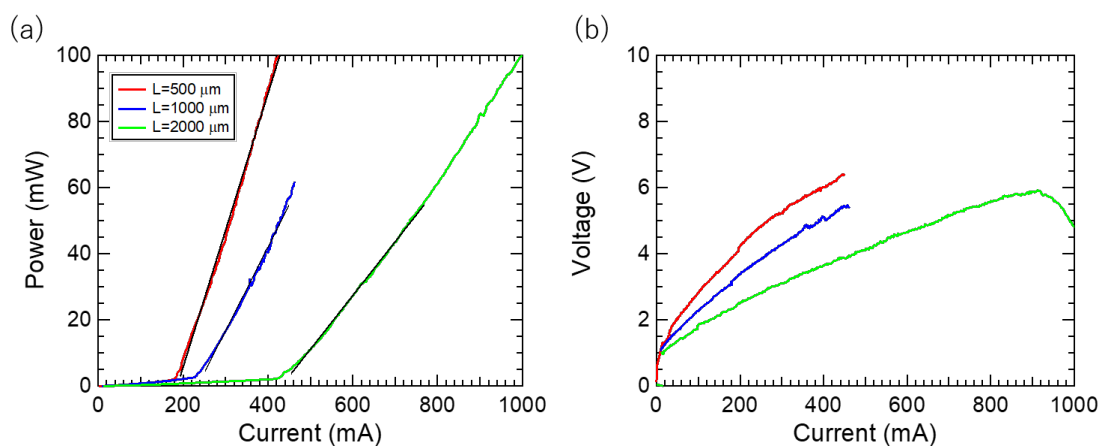


図 3.1: 3周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザーのILカーブとIVカーブ

(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 1 V 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。

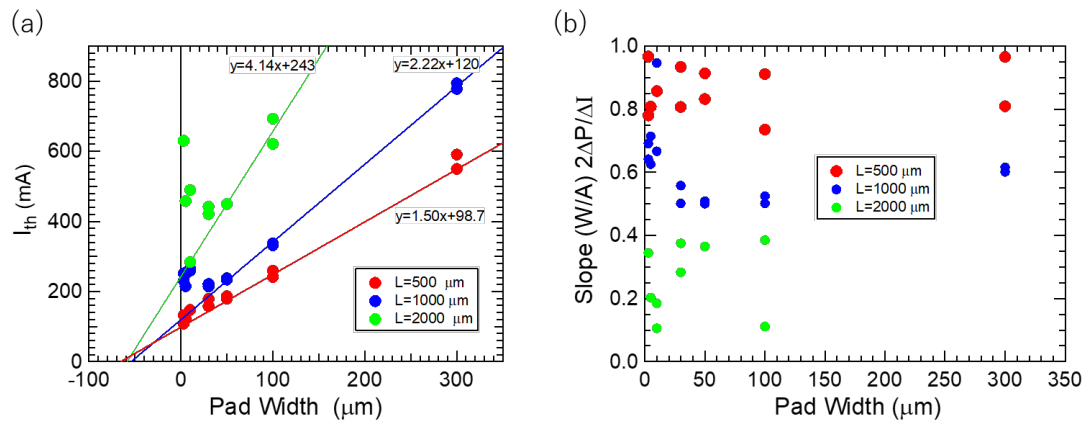


図 3.2: 3 周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザの閾値電流と発光効率

### 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

次に 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。 $w=50\text{ }\mu\text{m}$  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  $2\text{ }\mu\text{s}$  パルスで  $2\text{ ms}$  繰り返し周期で印可した。デューティ比は 1:1000 である。

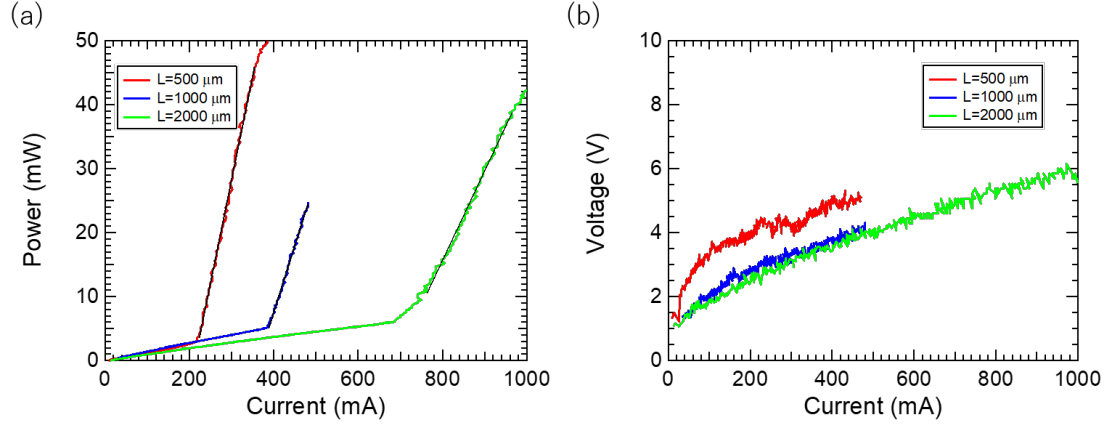


図 3.3: 10 周期歪補償ブロードコンタクトレーザの IL カーブと IV カーブ

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	212	0.64
1000	363	0.42
2000	501	0.27

次に図 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。

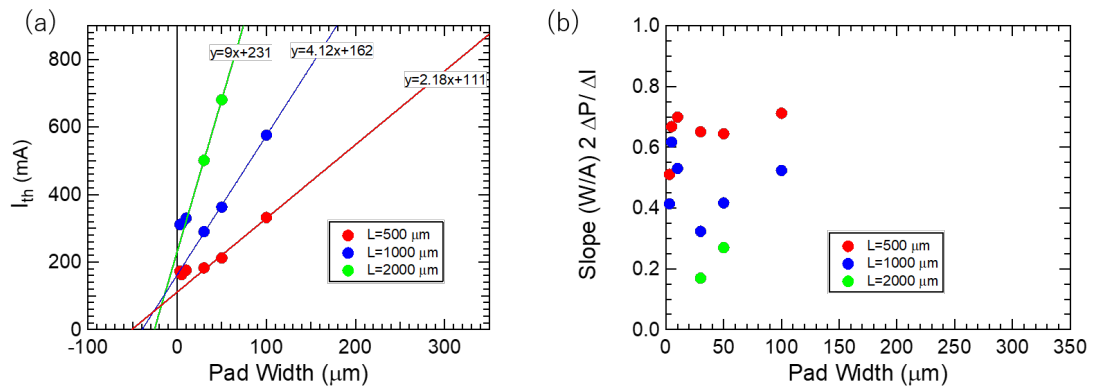


図 3.4: 10MQW の IL 結果

### 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。閾値電流密度  $J_{th}$  は半導体レーザの性能を表す指標にもなるパラメータである。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  $L$  ( $\mu\text{m}$ )    パッド幅の増分 (電流の広がり)  $w'$  ( $\mu\text{m}$ )

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  $L$  ( $\mu\text{m}$ )    パッド幅の増分 (電流の広がり)  $w'$  ( $\mu\text{m}$ )

500	51.1
1000	39.5
2000	25.7

3 周期歪量子井戸レーザでは 58  $\mu\text{m}$  から 65  $\mu\text{m}$  程度の広がりであることが見積もられた。10 周期歪補償量子井戸レーザでは 25  $\mu\text{m}$  から 51  $\mu\text{m}$  の広がりであると見積もられた。10 周期歪補償量子井戸レーザでは値ののばらつきが大きく  $L=500$   $\mu\text{m}$  の  $w'$  と  $L=2000$   $\mu\text{m}$  の  $w'$  を比較すると 2 倍程度異なってしまう。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。さらに大電流を流して発振させる実験を行うことが必要である。

この表の値  $w'$  と閾値電流  $I_{th}(\text{mA})$  から式 (3.1) の関係を用いて閾値電流密度  $J_{th}(\text{kA}/\text{cm}^2)$  を算出した。

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

その結果を示す。図 3.5 に 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 に 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 ~ 0.35  $\text{kA}/\text{cm}^2$ 、10 周期歪補償ブロードコンタクトレーザでは 0.40  $\text{kA}/\text{cm}^2$  程度と見積もられた。

3 周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザでは  $w$  が 50  $\mu\text{m}$  より大きい領域で、共振器長が長くなるほど閾値電流密度  $J_{th}$  が小さくなることがわかる。

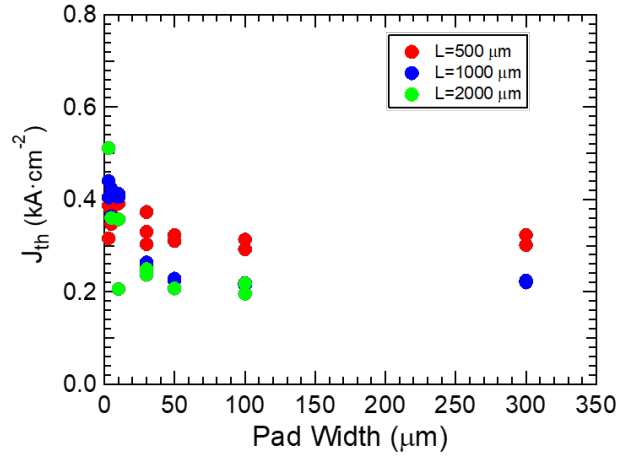


図 3.5: 3 周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザの閾値電流密度

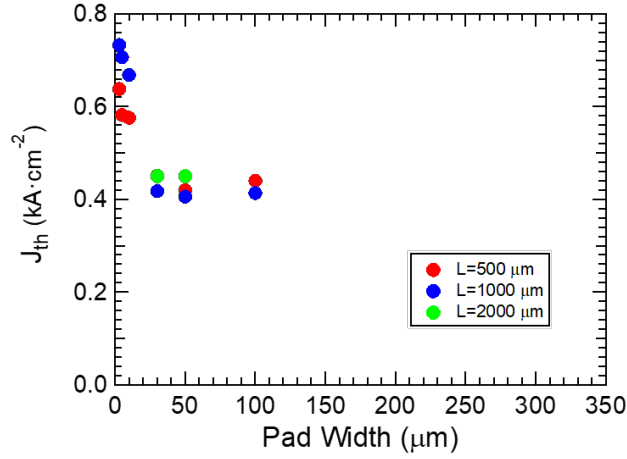


図 3.6: 10 周期歪補償量子井戸ブロードコンタクトレーザの閾値電流密度

一方 10 周期歪補償量子井戸ブロードコンタクトレーザでは  $L=2000 \mu\text{m}$  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、 $J_{\text{th}}$  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。

パッド幅  $w$  の広がり  $w'$  が数十  $\mu\text{m}$  とパッド幅に対して優位なほど広がっているという推察を得たが、この原因としてウエハの結晶構造が考えられる。図 2.1 のエピウエハ構造において活性層の上の SCH 層の上に 100 nm 厚の  $\text{p-In}_{0.485}\text{Ga}_{0.515}\text{P}$  層が挿入されている。この  $\text{p-In}_{0.485}\text{Ga}_{0.515}\text{P}$  のバンドギャップは 1.891 eV は上下を挟んでいる GaAs のバンドギャップ 1.424 eV に比べて 0.467 eV 大きい。このバンドギャップの差によりキャリアが拡散され結晶面内へ広がってしまったと考えられる。



### 3.1.4 電流広がり評価に用いたモデルに関する考察

本項では電流広がり評価に用いたモデルおよび解析結果について述べる。

ある面積  $w \times L$  を流れる電流の大きさは領域内の平均電流密度  $J$  を用いて  $I = JwL$  と書ける。本研究では測定値である閾値電流  $I_{th}$  から閾値電流密度  $J_{th}$  を算出する際に、電流は活性層付近では本来電流の流れる幅を規定する幅  $w$  に対して  $w'$  だけ広がっているとして

$$I_{th} = J_{th}(w + w')L \quad (3.2)$$

という  $I_{th}$  と  $w$  の関係を仮定し、パッド幅の増分 ( $w + w'$ ) 及び閾値電流密度  $J_{th}$  を見積もった。図 3.7 にキャリア広がりイメージ図を示す。

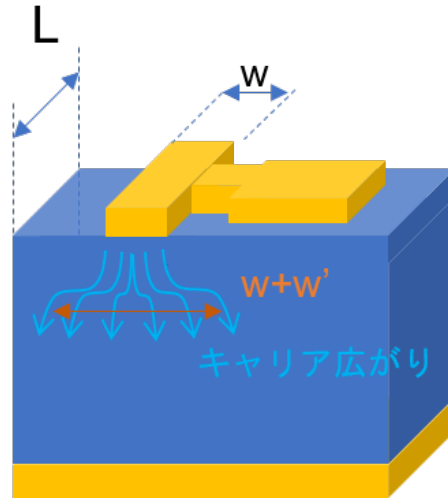


図 3.7: キャリア広がりイメージ図

一方で閾値電流のパッド幅依存性の振る舞いをフィットするモデルとして

$$I_{th} = \sqrt{(J_{th}wL)^2 + \sigma^2} \quad (3.3)$$

$$= \sqrt{(J_{th}wL)^2 + (J_{th}w'L)^2} \quad (3.4)$$

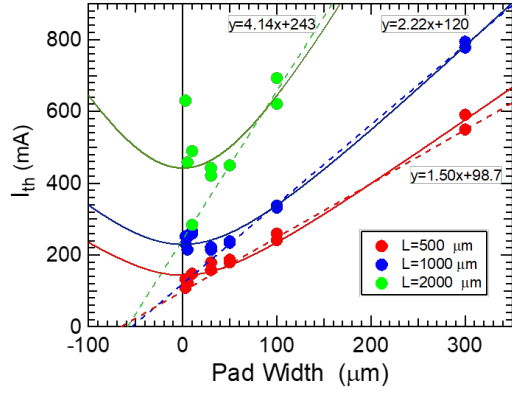
という式で表されるような双曲線モデルも考えられる。 $w$  が大きい領域では  $I = JwL$  に従い、 $w$  が小さい領域では  $\sigma$  分だけずれるというモデルである。式 (3.4) では  $\sigma$  を  $J_{th}w'L$  としている。偏差  $w$  と  $w'$  をもつ2つのガウス関数の畳み込みを行った関数の偏差を与えるような形式である。このモデルを用いたフィッティング結果を図 3.8 示す。(a) に3周期歪量子井戸レーザーの結果、(b) に10周期歪補償量子井戸レーザーの結果を示す。横軸がパッド幅  $w$ 、縦軸が閾値電流  $I_{th}$  である。破線は先に行ったフィッティング直線、実線は式 (3.4) を用いたフィッティング曲線である。この結果を表 3.5 に示す。フィッティングの標準偏差  $1\sigma$  を同時に表記した。「-」はプロットが少なかつたために標準偏差を評価できなかったことを意味する。

線形モデルで算出した結果 (3周期:  $J_{th} = 0.20 \sim 0.35$  kA/cm<sup>2</sup>、10周期:  $J_{th} \simeq 0.40$  kA/cm<sup>2</sup>) と比較すると概ね同じ値を与えることがわかる。

パッド幅の増分についても比較すると (線形なモデルでは3周期:  $w' = 58 \sim 65$  μm、10周期:  $w' = 25 \sim 51$  μm) オーダーでは変わらないことがわかる。

本研究では  $w$  が大きい領域においては現象論的に直線に乗ると考え、直線フィッティングを行った。様々な試料を試作する上で、大まかに  $w'$  を考えることでよりシンプルに閾値電流密度を算出できることが大切だと考えたからである。

(a) 3周期歪量子井戸



(b) 10周期歪補償量子井戸

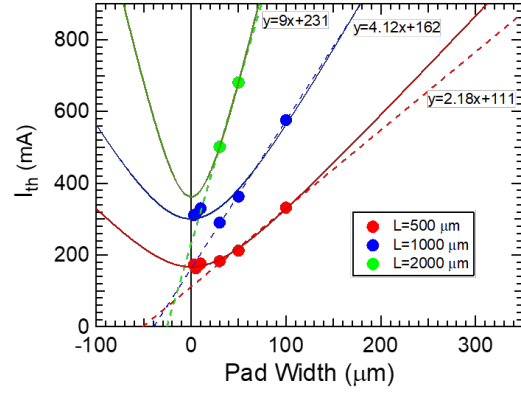


図 3.8: 双曲線モデルを用いた閾値電流フィッティング

表 3.5: 双曲線モデルを用いた閾値電流密度の見積もり結果

共振器長 $L$ ( $\mu\text{m}$ )	閾値電流密度 $J_{\text{th}}$ ( $\text{kA}/\text{cm}^2$ )	$\sigma$ (mA)	パッド幅の増分 (電流の広がり) $w'$ ( $\mu\text{m}$ )
3 周期歪量子井戸			
500	$0.37 \pm 0.01$	$140 \pm 8$	$78 \pm 4$
1000	$0.25 \pm 0.01$	$230 \pm 7$	$92 \pm 3$
2000	$0.23 \pm 0.05$	$442 \pm 42$	$96 \pm 24$
10 周期歪補償量子井戸			
500	$0.56 \pm 0.02$	$167 \pm 3$	$59 \pm 2$
1000	$0.48 \pm 0.04$	$300 \pm 14$	$63 \pm 6$
2000	$0.58 \pm -$	$362 \pm -$	$31 \pm -$

### 3.1.5 外部量子効率、内部量子効率と内部損失の計算

IL カーブの発振時の傾きに相当するスロープ効率  $\Delta P/\Delta I$  から試料の外部量子効率  $\eta_d$ 、内部量子効率  $\eta_i$  および内部損失  $\alpha$  を算出した。外部量子効率  $\eta_d$  (無次元) は注入したキャリアの増分と共振器から取り出された光子数の増分の比を表す。内部量子効率  $\eta_i$  (無次元) は注入したキャリアのうち、発光再結合しかつ導波路モードに結合したキャリアの割合を表す。内部損失  $\alpha_{int}$  (/cm) は導波路内部での光の吸収や散乱による減衰の大きさを表す係数である。(光強度は光が導波路内部を  $x$ (cm) 進むうちに  $\exp(-\alpha_{int}x)$  倍となる)

まずは発振時のスロープ効率  $2\Delta P/\Delta I$  (W/A) は式 (3.5) の関係を用いて外部量子効率  $\eta_d$  へと換算できる。

$$\eta_d = \frac{e}{h\nu} 2 \frac{\Delta P}{\Delta I} \quad (3.5)$$

$e$  は電気素量、 $h$  はプランク定数、 $\nu$  はレーザーの発振波長であり、解析においては 1050 nm とした。

さらに  $\eta_d$  は導波路モードに結合した光の損失のうち、ミラー損失により共振器外部に取り出された光の割合であるから内部量子効率  $\eta_i$  を用いて

$$\eta_d = \eta_{int} \frac{\alpha_m}{\alpha_{int} + \alpha_m} \quad (3.6)$$

と書ける。 $\alpha_{int}$  は共振器内の平均の内部損失、 $\alpha_m$  はミラー損失である。ミラー損失  $\alpha_m$  は共振器長  $L$  と端面の反射率  $R$  を用いて  $\alpha_m = 1/L \ln(1/R)$  と書ける。これを用いて式 (3.6) を変形すると以下のように表すことができる。

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{\alpha_{int}}{\ln(1/R)\eta_{int}} L + \frac{1}{\eta_{int}} \quad (3.7)$$

解析において反射率  $R$  は GaAs の屈折率と空気の屈折率から 0.32 と仮定した。

### 3 周期歪量子井戸レーザーの外部量子効率、内部量子効率及び内部損失の計算

図 3.9 に 3 周期歪量子井戸レーザーの外部量子効率と共振器長の関係を示す。横軸が共振器長  $L$  ( $\mu\text{m}$ )、縦軸が外部量子効率  $\eta_d$  である。共振器長  $L$  が長いほど外部量子効率  $\eta_d$  が小さくなることがわかる。

図 3.10 に 3 周期歪量子井戸レーザーの外部量子効率の逆数と共振器長の関係及びそれらの直線フィットを示す。横軸が共振器長  $L$  (cm)、縦軸が外部量子効率  $\eta_d$  である。内部損失の単位を (/cm) として算出するために共振器長の単位を (cm) とした。

図 3.10 の直線フィッティングの結果を表 3.6 にまとめる。フィッティングの標準偏差  $1\sigma$  を同時に表記した。「-」はプロットが少なかったために標準偏差を評価できなかったことを意味する。

表 3.6 のフィッティング結果から式 (3.7) の関係を用いて算出した内部量子効率  $\eta_i$  と内部損失  $\alpha_{int}$  の計算結果を表 3.7 にまとめる。標準偏差はばらつきが正規分布に従うとした場合の誤差伝搬の関係を用いて算出した。またより多くの点をフィットするために外れた点を含まないパッド幅に対してフィッティングを行った結果を各表に追加で示す。(  $w = 30 \sim 300 \mu\text{m}$  をまとめて解析した。 )

表 3.7 を見ると  $w = 3 \mu\text{m}$  においては内部量子効率  $\eta_{int}$  が誤差の範囲を超えて 1 より大きくなっている。また  $w = 5, 10 \mu\text{m}$  において内部量子効率  $\eta_{int}$  が負の値を持っている。 $w = 30, 50, 100 \mu\text{m}$  では誤差は大きいが内部量子効率  $\eta_{int}$  は 1 程度の値を持っている。 $w = 300 \mu\text{m}$  ではまた誤差の範囲を超えて 1 より大きくなっている。これらについて以下のような考察を行った。

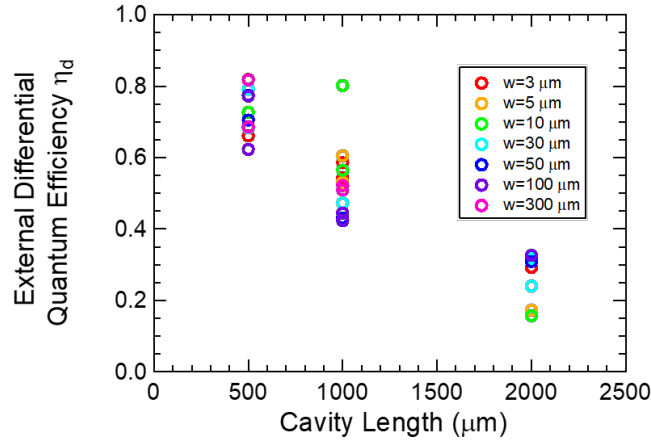


図 3.9: 3 周期歪量子井戸レーザーの外部量子効率と共振器長の関係

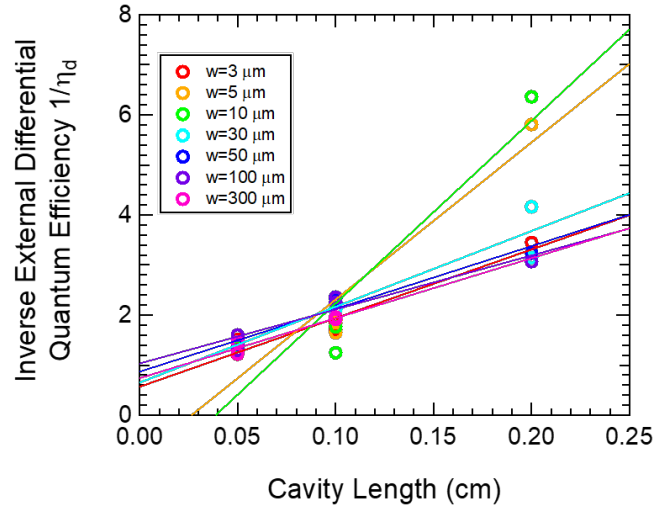


図 3.10: 3 周期歪量子井戸レーザーの外部量子効率の逆数と共振器長の関係

- 内部量子効率が負となる要因

プロットの算出方法に問題があったためと考えられる ( $L = 0.20 \mu\text{m}$  での緑  $L = 10 \mu\text{m}$ 、黄色  $L = 5 \mu\text{m}$  プロットが異常に高い値を示している)。外部量子効率  $\eta_d$  は IL カーブの発振領域を直線フィットして得られるスロープ効率  $2\Delta P/\Delta I$  から算出したものであった。外部量子効率  $\eta_d$  が異常な値を持っているプロットに関して、スロープ効率  $2\Delta P/\Delta I$  算出のための IL カーブフィッティングの際に誘導放出の効果が支配的ではない領域の効率を見積もってしまった。具体的には発振直後の IL 領域である。このためスロープ効率  $2\Delta P/\Delta I$  および外部量子効率  $\eta_d$  が低く見積もられてしまった。これにしたがって  $1/\eta_d$  が異常に高くなってしまったと考えられる。

測定において共振器長が大きい試料では発振閾値電流が大きくなるため、十分な発振領域を得るために短共振器と比較して大きな電流が必要となる。測定で用いた駆動系では十分な電流が得られなかったために、「発振は確認できたがスロープ効率を見積もるには不十分」な大きさの電流までのデータしか得られなかった試料があった。このような不十分なデータに

表 3.6: 3 周期歪量子井戸レーザーの外部量子効率逆数のフィッティング結果

パッド幅 $w$ ( $\mu\text{m}$ )	内部量子効率の逆数 $1/\eta_{\text{int}}$	$\alpha/(\ln(1/R)\eta_{\text{int}})$
3	$0.570 \pm 0.204$	$13.71 \pm 1.79$
5	$-0.829 \pm -$	$31.39 \pm -$
10	$-1.412 \pm -$	$36.45 \pm -$
30	$0.65 \pm 0.33$	$15.12 \pm 2.49$
50	$0.873 \pm 0.218$	$12.53 \pm 1.91$
100	$1.0367 \pm 0.223$	$10.78 \pm 1.95$
300	$0.742 \pm 0.189$	$11.98 \pm 2.39$
30 ~ 300	$0.766 \pm 0.132$	$13.48 \pm 1.13$

表 3.7: 3 周期試料のパッド幅ごとの内部量子効率及び内部損失

パッド幅 $w$ ( $\mu\text{m}$ )	内部量子効率 $\eta_{\text{int}}$	内部損失 $\alpha$ (/cm)
3	$1.75 \pm 0.63$	$27.4 \pm 10.4$
5	$-1.21 \pm -$	$-43.1 \pm -$
10	$-0.71 \pm -$	$-29.4 \pm -$
30	$1.53 \pm 0.77$	$26.3 \pm 14.0$
50	$1.15 \pm 0.29$	$16.4 \pm 4.8$
100	$0.96 \pm 0.21$	$11.8 \pm 3.3$
300	$1.35 \pm 0.34$	$18.4 \pm 6.0$
30~300	$1.30 \pm 0.22$	$20.0 \pm 3.8$

対して発振領域の IL カーブ直線フィッティングを行ったために低いスロープ効率が算出されてしまったと考えられる。電流源としてより強力なものを用いて測定を行うといった対策が必要である。

- 内部量子効率が1よりも大きくなる要因

内部量子効率が高く算出された1つの要因として光検出の際に InGaAs 活性層からの発光のみならず、p-GaAs 層 (p-InGaP 層の直上) からの発光も検出してしまったことが考えられる。障壁となる p-InGaP 層の上の p-GaAs 層にキャリアがたまり発光が起こっていると推測される。ブロードコンタクトレーザーの測定ではフィルタを用いていないため、GaAs の発光も検出してしまった。InGaAs 発光波長帯を切り出して測定を行うことが必要である。追加実験として行った FIB 加工試料の測定結果 (付録 5.2) では GaAs の発光波長領域をカットするフィルタの有無で IL カーブの発光量の差が生じている。

以下の3周期歪量子井戸レーザーの解析においては内部損失  $\alpha_{\text{int}}$  が必要となる。例として誤差の小さい  $w = 50 \mu\text{m}$  の結果を用いる。

## 10 周期歪補償量子井戸レーザーの外部量子効率、内部量子効率及び内部損失の計算

10 周期歪補償量子井戸レーザーについても同様の解析を行った。

図 3.11 に 10 周期歪量子井戸レーザーの外部量子効率  $\eta_d$  と共振器長  $L$  の関係を示す。共振器長が長いほど外部量子効率が小さくなることがわかる。

図 3.12 に 10 周期歪量子井戸レーザーの外部量子効率の逆数と共振器長の関係及びそれらの直線フィットを示す。

表 3.8 に図 3.12 でのフィッティング結果を示す。標準偏差  $1\sigma$  も併記した。

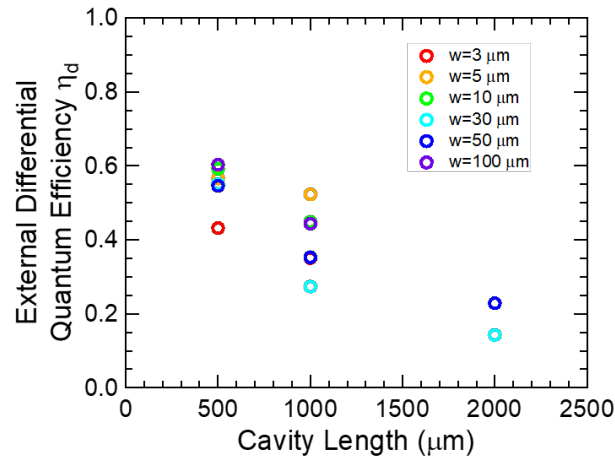


図 3.11: 10 周期歪補償量子井戸レーザーの外部量子効率と共振器長の関係

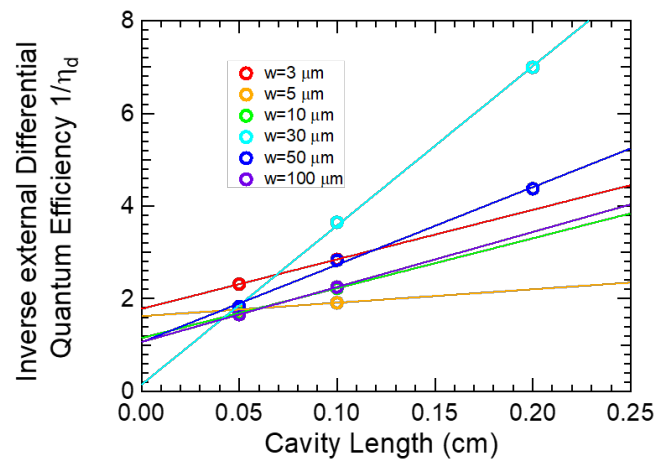


図 3.12: 10 周期歪補償量子井戸レーザーの外部量子効率の逆数と共振器長の関係

表 3.8: 10 周期歪補償量子井戸レーザーの外部量子効率逆数のフィッティング結果

パッド幅 $w$ ( $\mu\text{m}$ )	内部量子効率の逆数 $1/\eta_{\text{int}}$	$\alpha/(\ln(1/R)\eta_{\text{int}})$
3	$1.781 \pm -$	$10.684 \pm -$
5	$1.622 \pm -$	$2.905 \pm -$
10	$1.151 \pm -$	$10.76 \pm -$
30	$0.143 \pm 0.107$	$34.37 \pm 0.81$
50	$1.060 \pm 0.149$	$16.73 \pm 1.13$
100	$1.065 \pm -$	$11.88 \pm -$
300	-	-

表 3.8 のフィッティング結果から式 (3.7) の関係を用いて算出した内部量子効率  $\eta_{\text{int}}$  及び内部損失  $\alpha_{\text{int}}$  の結果を表 3.9 にまとめる。「-」はプロットが少なく標準偏差を算出できなかったことを意味する。

表 3.9: 10 周期歪補償量子井戸レーザー内部量子効率及び内部損失

パッド幅 $w$ ( $\mu\text{m}$ )	内部量子効率 $\eta_{\text{int}}$	内部損失 $\alpha$ /cm
3	$0.56 \pm -$	$6.8 \pm -$
5	$0.62 \pm -$	$2.0 \pm -$
10	$0.87 \pm -$	$10 \pm -$
30	$7.0 \pm 5.2$	$2.7 \times 10^2 \pm 2.04 \times 10^2$
50	$0.94 \pm 0.13$	$18 \pm 2.5$
100	$0.94 \pm -$	$13 \pm -$
300	-	-

表 3.9 を見ると  $w = 3, 5, 10 \mu\text{m}$  では内部量子効率  $\eta_{\text{int}}$  は  $0.56 \sim 0.87$  の値である。 $w = 30 \mu\text{m}$  では内部量子効率  $\eta_{\text{int}}$  は  $7.0$  という値をもつ。 $w = 50, 100 \mu\text{m}$  では  $0.94$  程度の値を持っている。内部量子効率が  $7.0$  と異常に高くなってしまった要因について考察した。

- $w = 30 \mu\text{m}$  で内部量子効率  $\eta_{\text{int}}$  が  $7.0$  という非常に大きい値を与えた原因

この原因は共振器長  $L = 0.2 \text{ cm}$  のプロットが非常に大きくなったためだと考えられる ( $L = 0.2 \text{ cm}$  の水色プロット値:  $6.5$  程度)。このプロットに関しては 3 周期試料で高い値を与えたプロットと同様に、IL カーブの直線フィッティングの領域が発振閾値に近い領域であったため、スロープ効率が低く見積もられた。電流を多く流すことができなかった理由の 1 つとして温度上昇による電極の劣化が見られたことがあげられる (プローバーと電極の接触抵抗によるジュール熱に伴う電極の焦げ)。

$w = 30 \mu\text{m}$  以外のデータにおいても  $L = 2000 \mu\text{m}$  でのプロットがないなど、プロットが少なく誤差評価ができていないという問題がある。より厳密に値が算出するためにはプロットを増やす必要があると言える。

以下の 10 周期歪量子井戸レーザーの解析においては共振器長  $L = 2000 \mu\text{m}$  でのプロットがあり、誤差も評価できる  $w = 50 \mu\text{m}$  の結果を例として用いる。

### 3.1.6 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  $g_{\text{net}}$  は

$$g_{\text{net}} = \Gamma G - \alpha_{\text{int}} - \alpha_m \quad (3.8)$$

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

$$J_{\text{th}} = J_0 + \frac{\alpha_{\text{int}}}{\Gamma g_0} + \frac{1}{\Gamma g_0} \ln \left( \frac{1}{R} \right) \frac{1}{L} \quad (3.9)$$

と書ける。この式にしたがうと  $J_{\text{th}}$  は  $1/L$  に比例する。図 3.13 に  $1/L$  に対して  $J_{\text{th}}$  をプロットした。色分けは共振器長を表す。

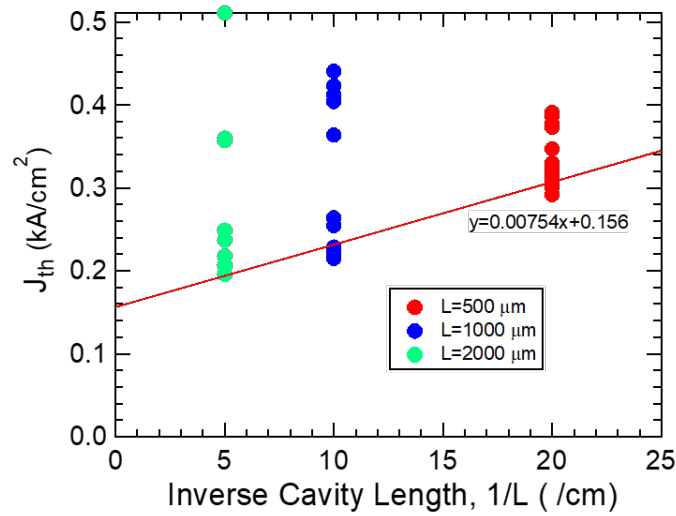


図 3.13: 3 周期歪量子井戸ブロードコンタクトレーザの透明電流密度の見積もり

図 3.13 のプロットのなかで、図 3.5 の閾値電流密度をプロットした図において  $J_{\text{th}}$  が一定となっている  $w$  が  $50 \mu\text{m}$  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と式 (3.9) の関係を用いて  $\Gamma g_0$  と  $J_0$  を見積もると  $\Gamma g_0 = 151 \pm 11 \text{ cm/kA}$ 、 $J_0 = 0.0782 \pm 0.0240 \text{ kA/cm}^2$  を得た。

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同様の解析を行った。図 3.14 に  $J_{\text{th}}$  対  $1/L$  のプロットを示す。フィッティング結果から  $\Gamma g_0$  と  $J_0$  を見積もると  $\Gamma g_0 = 558 \pm 292 \text{ cm/kA}$ 、 $J_0 = 0.357 \pm 0.024 \text{ kA/cm}^2$  を得た。



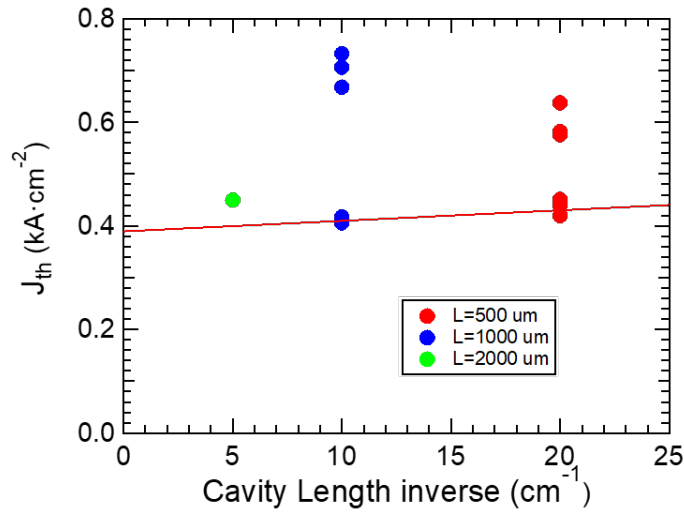


図 3.14: 10 周期歪補償量子井戸ブロードコンタクトレーザの透明電流密度の見積もり

### 3.1.7 ブロードコンタクトレーザに対する電流注入実験のまとめと考察

実験結果をまとめると 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関して以下の表のようになる。

表 3.10: ブロードコンタクトレーザの結果まとめ

試料	内部損失 $\alpha_{int}$ /cm	内部量子効率 $\eta_{int}$	透明電流密度 $J_0$ kA/cm <sup>2</sup>	$\Gamma g_0$ cm/kA
3 周期	$11.8 \pm 3.3$	$0.96 \pm 0.21$	$0.078 \pm 0.024$	$151 \pm 11$
10 周期	$18.0 \pm 2.5$	$0.94 \pm 0.13$	$0.36 \pm 0.02$	$558 \pm 292$

3 周期試料と 10 周期試料を比較したとき透明電流密度は 10 周期試料が 4 倍以上高く優位な差を得た。層数を増加させた効果が見られたと言える。層数の比 (活性層の厚さの比に等しい) が 3.3 倍であることを考えると式 (1.18) で予想された透明電流密度の比程度大きくくなっている。また微分モード利得  $\Gamma g_0$  については 10 周期の方は 3 周期に比べて 3 倍程度大きくなった。モード利得  $\Gamma G = \Gamma g_0(J - J_0)$  を図 3.15 にプロットした。

これを見ると  $0.5 \text{ kA/cm}^2$  以下では層数の少ない 3 周期試料の方がモード利得は大きく、それ以降では 10 周期試料の方が高いモード利得が得られることがわかる。この振る舞いは図 1.3 の理論計算により求められたモード利得の振る舞いと一致している。

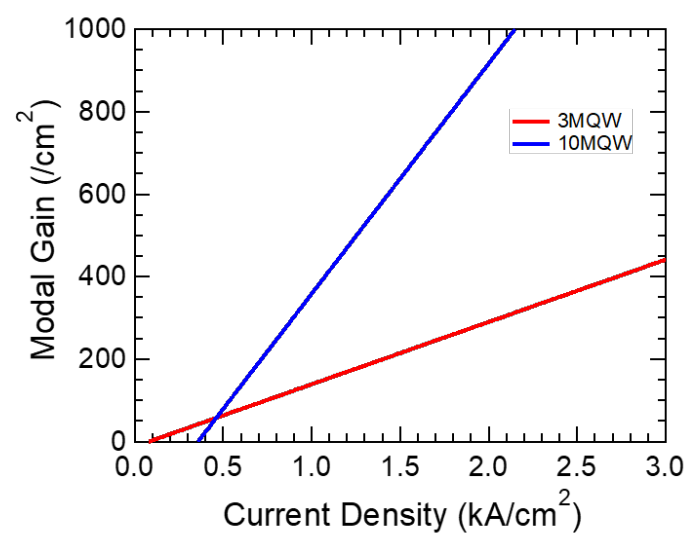


図 3.15: モード利得の電流密度依存性

## 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  $\mu\text{s}$  パルスを2 ms 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3.16に示す。図3.16(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。

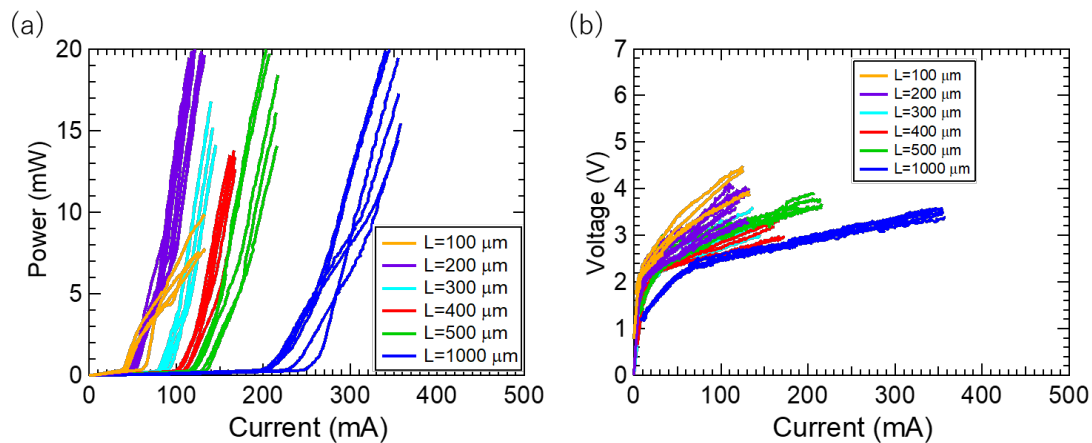


図 3.16: 3 周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザーの IL カーブおよび IV カーブ

次に IL カーブから見積もった閾値電流  $I_{\text{th}}$ 、 $J_{\text{th}}$  と閾値電流密度を図 3.17 に示す。図中の丸プロットが閾値電流  $I_{\text{th}}$  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  $J_{\text{th}}$  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。紫色がリッジ幅  $1.5 \mu\text{m}$ 、黄色が  $2.5 \mu\text{m}$  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小の閾値電流は  $L=100 \mu\text{m}$  のときであり 50 mA 程度となっている。またリッジ幅を  $1.5 \mu\text{m}$ 、 $2.5 \mu\text{m}$  と変えても閾値電流に差が見られていない。これはブロードコンタクトレーザーで示唆されたように電流が広がってしまい有効的なリッジ幅は実際のリッジ幅よりも広いと考えられる。したがって閾値電流密度を見積もることは難しい。

閾値電流密度は  $L$  が  $300 \mu\text{m}$  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  $\text{kA}/\text{cm}^2$  の値を持っている。またリッジ幅による差異は単に同程度の閾値電流を異なるリッジ幅で割ったためである。

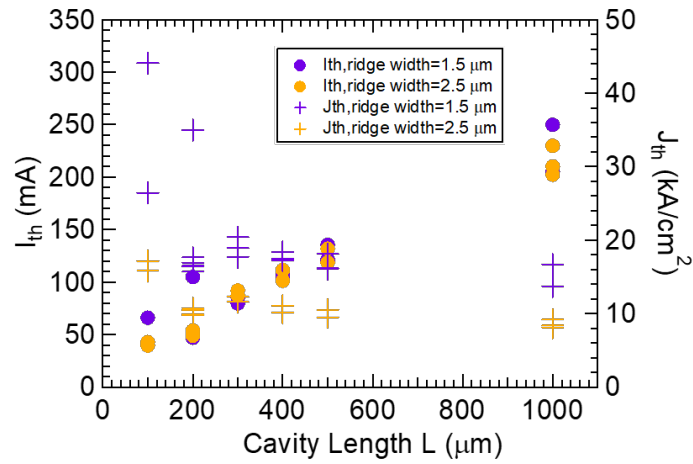


図 3.17: 3 周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザーの  $I_{th}$ 、 $J_{th}$

次に IL カーブの発振領域の発光効率  $2\Delta P/\Delta I$  および外部微分量子効率  $\eta_d$  を共振器長に対してプロットした結果を図 3.18 に示す。発光効率  $2\Delta P/\Delta I$  は 0.03 から 0.87 W/A の値となった。また外部微分量子効率は 0.026 から 0.87 の値を持っている。

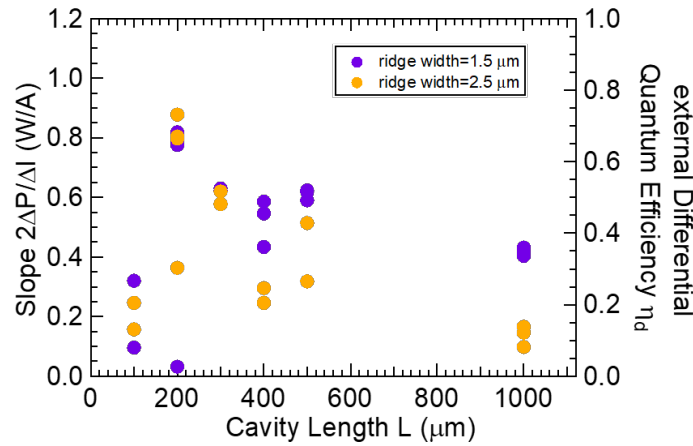


図 3.18: 3 周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザーのスロープおよび外部微分量子効率

## 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 3.19(a) に IL カーブ、(b) に IV カーブを示す。

図 3.19(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。 $L=400\mu\text{m}$  の赤い線を見ると  $I=200\text{mA}$  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

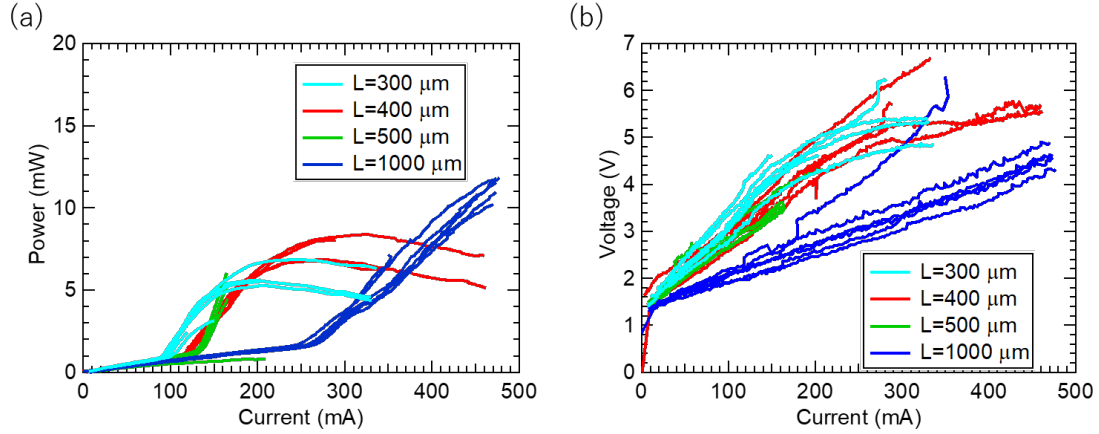


図 3.19: 10 周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザーの IL カーブおよび IV カーブ

値電流  $I_{\text{th}}$  と閾値電流密度  $J_{\text{th}}$  を算出した。その結果を図 3.20 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 90 mA 程度となった。色分けはリッジ幅の違いを表すが、3 周期試料と同様に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 20  $\text{kA}/\text{cm}^2$  程度となったが電流広がりの影響を考えていないため正しく見積もることはできていない。IL カーブ

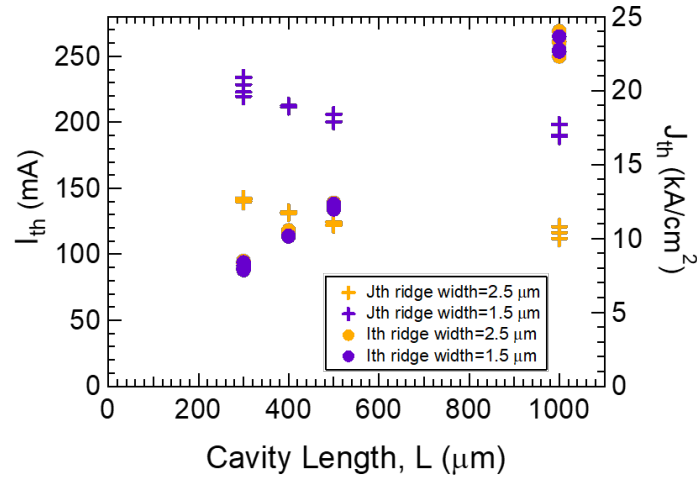


図 3.20: 10 周期歪補償量子井戸リッジ導波路型レーザーの閾値電流と閾値電流密度

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  $\eta_d$  を図 3.21 に示す。 $\eta_d$  は発振波長 1030 nm として計算した。通常  $\eta_d$  は共振器長に対しては減少するはずであるが (式 (3.7) による)、 $L=300\mu\text{m}$ ,  $400\mu\text{m}$  では  $L$  の増加に対して減少が見られない。図 3.19(a) を見てもこの 2 種類の共振器長に関しては IL カーブが曲がり発光量が減少していることがわかる。

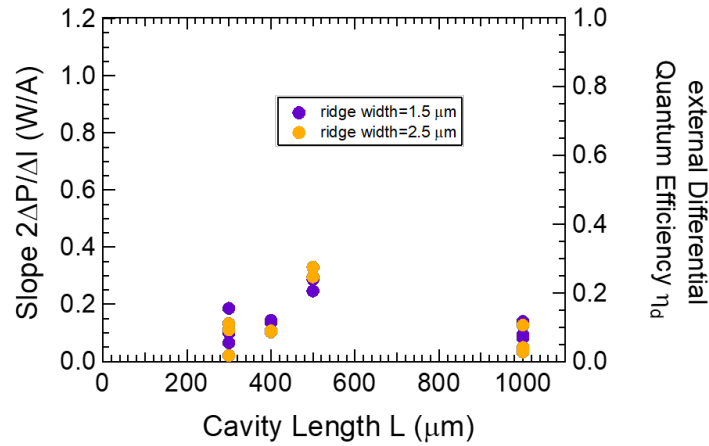


図 3.21: 10 周期歪補償量子井戸リッジ導波路型レーザーのスロープおよび外部微分量子効率

### 3.2.2 リッジ導波路型レーザーへの定常電流注入実験の結果まとめ

#### 3 周期歪量子井戸試料と 10 周期歪補償量子井戸試料の比較

3 周期試料と 10 周期試料を比較すると閾値電流は同程度外部微分量子効率は 3 周期試料の方が高いという結果を得た。

また発振する前の発光強度を見てみると 10 周期試料の方が大きい。自然放出光の強度が 10 周期試料の方が大きいことがわかる。

#### 10 周期歪補償リッジ導波路型レーザーの IL カーブのドループについて

ここで 10 周期歪補償量子井戸リッジ導波路型レーザーの IL カーブにおいて観測された発光の飽和およびドループ (注入増に対する発光強度減) について述べる。このような発光量の飽和現象の原因としてはデバイスの温度上昇やそれに伴う内部損失の増大、利得飽和 (レート方程式における  $\epsilon$  の効果)、反射端面の光学損傷、空間のホールバーニング効果などが挙げられる。

これらの中から実験的に原因を特定するためには、発光の遠視野像を撮像することや活性層ではなく p 側の GaAs 層での発光強度を観察することが良いと考えられる。特に先の実験から InGaP 層が障壁の役割をしていると想像されているため、その上下の GaAs 層で発光が起こっている可能性が高く、その注入電流に対する GaAs 発光強度を測定することができればデバイス内部のキャリアの分布が決められるのではないかと考えられる。

### 3.2.3 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 1 ns 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。

### 3.2.4 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 3.22 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 1 ns 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  $L=100\text{ }\mu\text{m}$ 、 $200\text{ }\mu\text{m}$ 、 $300\text{ }\mu\text{m}$  である。試料はレーザーバーの状態のものを用いた。1 cm 程度芯線をむき出しにした同軸ケーブルを試料から 5 mm 程度の場所に固定し、芯線と p 電極を金線でワイヤリングを行った。作業の都合上  $L=200\text{ }\mu\text{m}$  に関してワイヤーの長さは他の試料よりも 2 mm 程度長くなった。同軸ケーブルののグランド側は試料が乗っている約 2 cm 角の銅板に密着させた。インピーダンスにマッチのためのマッチング抵抗の付加などを行っていない。

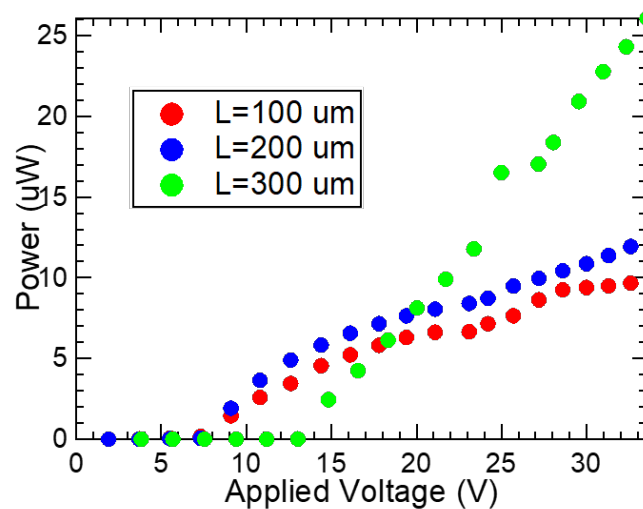


図 3.22: 3 周期歪量子井戸 短パルス駆動時の IL カーブ

## 10 周期歪補償量子井戸レーザーの IL カーブ

次に図 3.23 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  $L=300\text{ }\mu\text{m}$ 、 $400\text{ }\mu\text{m}$ 、 $500\text{ }\mu\text{m}$  である。10 周期試料は全て 1 つずつに分離、チップ化し TO-CAN タイプののキャリアにマウントした試料である。TO-CAN の p 側の足を SMA コネクタの芯線と AuSn はんだを用いて導通を取り (距離は 0)、n 側の足は 5 mm 程度の金線空中配線により SMA コネクタのグランドと繋げた。

図 3.23 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。

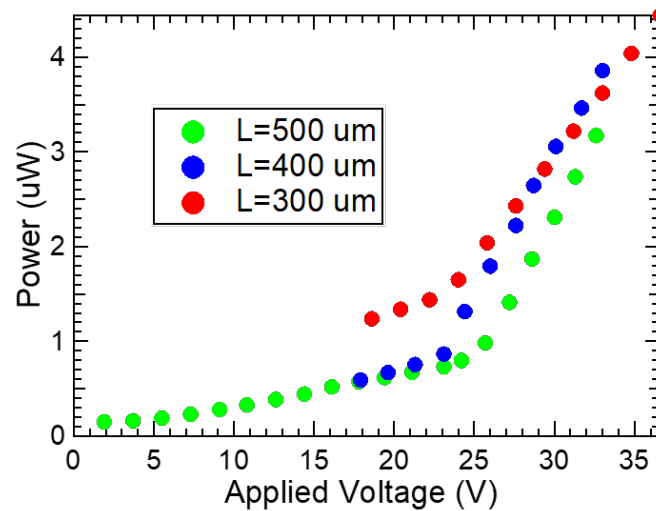


図 3.23: 10 歪補償量子井戸リッジ導波路型レーザーの短パルス駆動時の IL カーブ



### 3.2.5 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 3.24(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 3.24(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増大させ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 21 V 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。

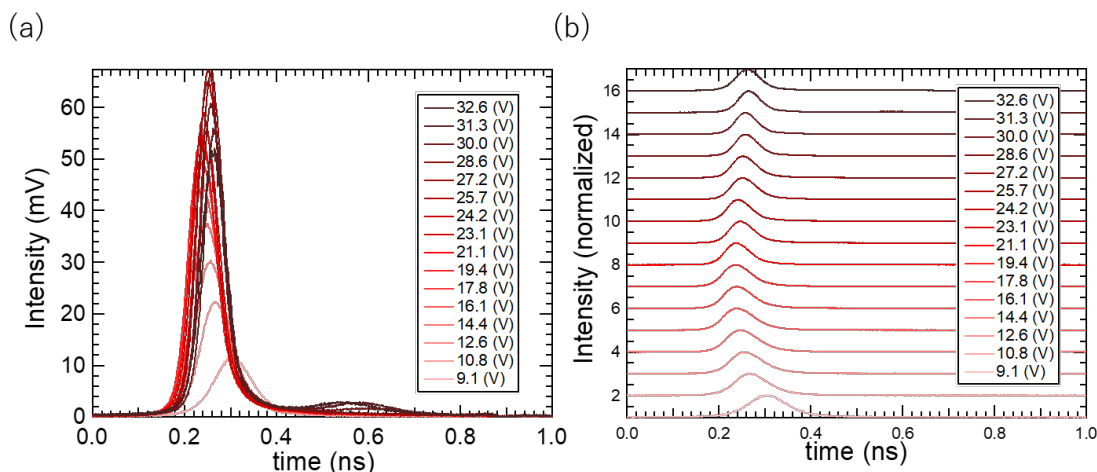


図 3.24: 3 周期歪量子井戸レーザー  $L=100\ \mu\text{m}$  の利得スイッチング光パルスの時間波形

図 3.25 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。

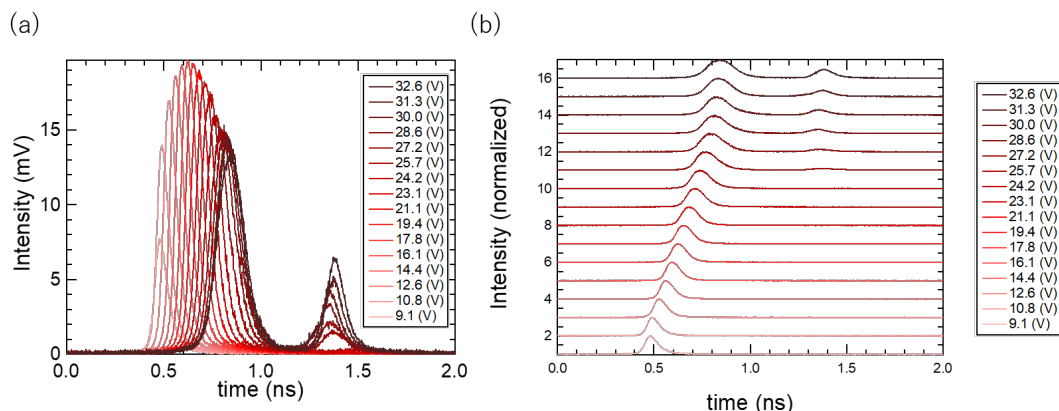


図 3.25: 3 周期歪量子井戸レーザー  $L=200\ \mu\text{m}$  の利得スイッチング光パルスの時間波形

図 3.26 には  $L=300\ \mu\text{m}$  試料の結果を示す。(a) の青い矢印は第 1 ピーク位置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 20.0 V まではシングルパルスであることがわかる。20.0 V 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る緩和振動であると考えられる。

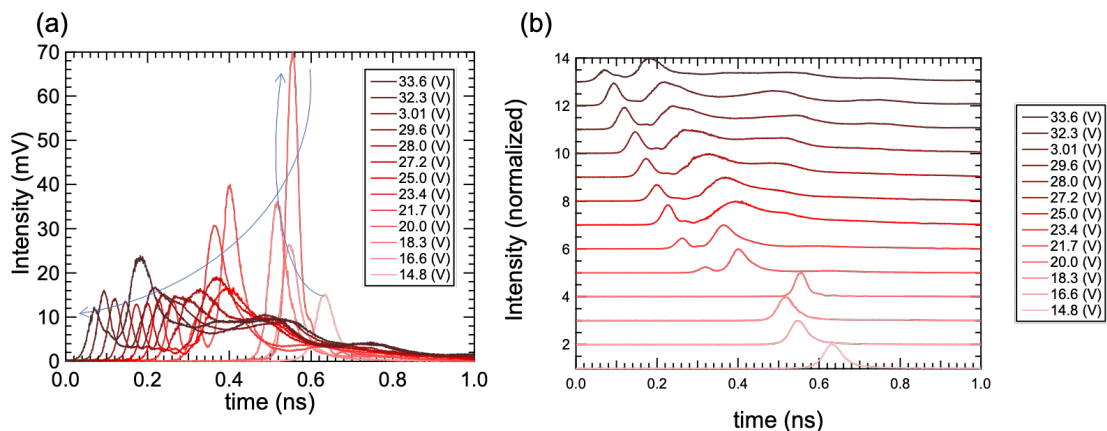


図 3.26: 3 周期歪量子井戸レーザー  $L=300 \mu\text{m}$  の利得スイッチング光パルスの時間波形

$L=100 \mu\text{m}$ 、 $200 \mu\text{m}$ 、 $L=300 \mu\text{m}$  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短い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 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実験結果まとめ

ここで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。また光の検出に用いた 25 GHz フォトダイオードによるパルス広がり方を考慮して 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る。 $L=300 \mu\text{m}$  ではパルス幅 30 ps 程度の値を示し。飽和が起こっている。最短パルス幅は  $L=300 \mu\text{m}$ 、23.4 V 印加で 28.9 ps であった。

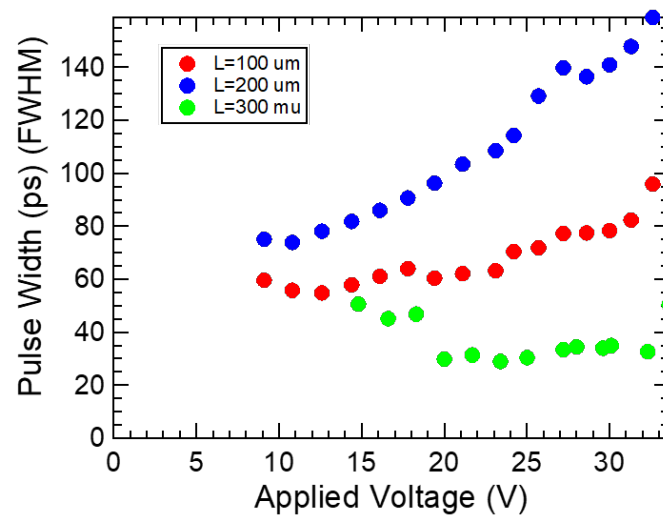


図 3.27: 3 周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザーの光パルス幅

### 3.2.6 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 3.28 には共振器長  $300\text{ }\mu\text{m}$  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  $27\text{ V}$  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。

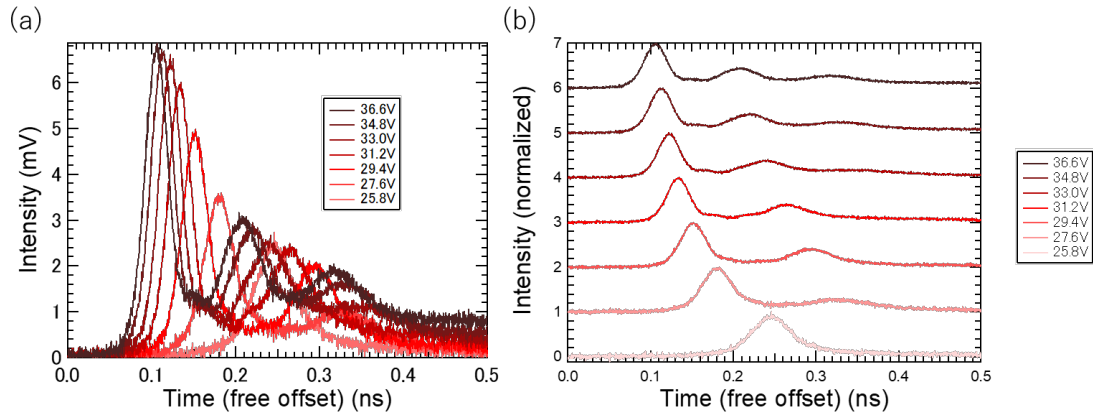


図 3.28: 10 周期歪補償量子井戸リッジ導波路型レーザー  $L=300\text{ }\mu\text{m}$  の利得スイッチング光パルスの時間波形

図 3.29 には共振器長  $L=400\text{ }\mu\text{m}$  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る。

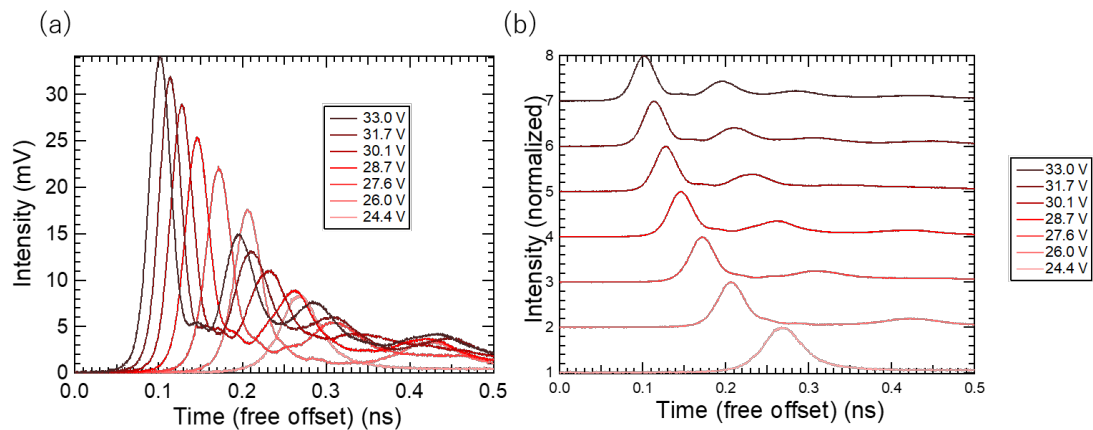


図 3.29: 10 歪補償量子井戸リッジ導波路型レーザー  $L=400\text{ }\mu\text{m}$  の利得スイッチング光パルスの時間波形

図 3.30 に共振器長  $L=500\text{ }\mu\text{m}$  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る。さらに  $26.6\text{ V}$  を超えると緩和振動の第 2 パルスが見られ始める。

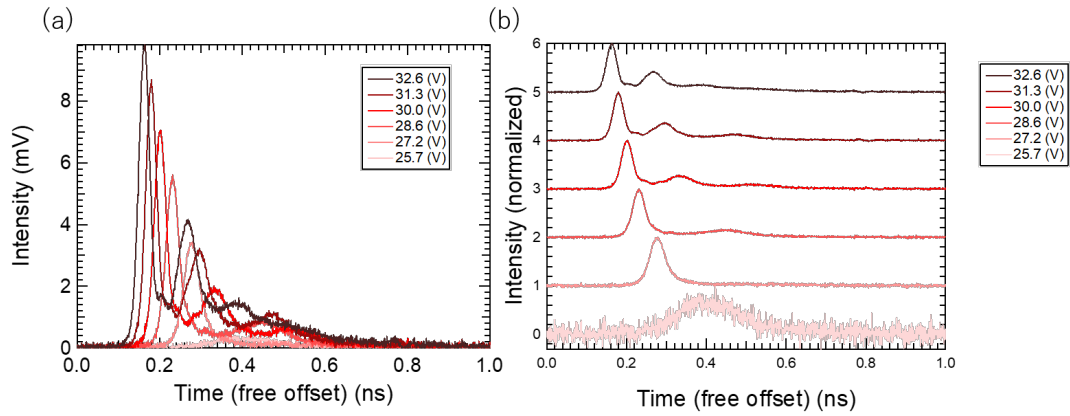


図 3.30: 10 周期歪補償量子井戸リッジ導波路型レーザー  $L=500 \mu\text{m}$  の利得スイッチング光パルスの時間波形

### 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実験のまとめ

10 周期歪補償量子井戸リッジ導波路型レーザーについてはどの全ての共振器長の試料についても典型的な利得スイッチング動作が見られた。

次図 3.31 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示す。色分けは共振器長の違いを表す。励起強度を増加し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 30 V より強励起ではパルス幅は短くなることはなく 29 ps 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 30 V 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。最短パルス幅は  $L=400 \mu\text{m}$  で 26.5 ps であった。共振器長依存性は見られなかった。

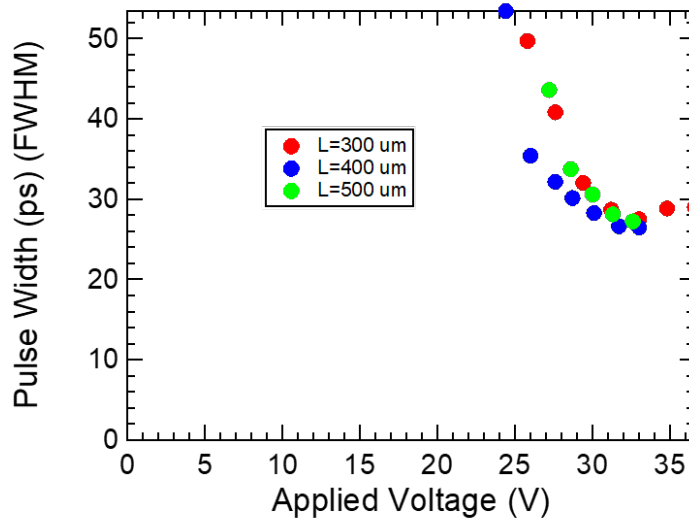


図 3.31: 10 周期歪補償量子井戸リッジ導波路型レーザーの光パルス幅

### 3.2.7 利得スイッチング実験のまとめ

3 周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザーと 10 周期歪補償量子井戸リッジ導波路型レーザーについての利得スイッチング実験の結果をまとめる。

### 3 周期歪量子井戸レーザーと 10 周期歪補償レーザーの結果の比較

$L=100\text{ }\mu\text{m}$  と  $200\text{ }\mu\text{m}$  については試料のマウントの方法に問題があり典型的な利得スイッチングパルスは得られなかった。共振器長が  $L=300\text{ }\mu\text{m}$  試料では最短パルス幅  $23.4\text{ V}$  印加で  $28.9\text{ ps}$  であった。

10 周期試料については典型的な利得スイッチングパルスが得られ、最短パルス幅は  $L=400\text{ }\mu\text{m}$  で  $26.5\text{ ps}$  であった。

3 周期と 10 周期試料ではどちらも  $30\text{ ps}$  程度に収束しておりモード利得の違いによるパルス幅の差異が明確ではないと考えられる。

パルス幅を制限する外的要因として駆動電気パルスの立ち上がり時間について詳細に調べることとで説明が可能であると考えられる。

### 測定されたパルス幅の要因に関する考察

先行研究によると理想的には利得スイッチングパルスの立ち上がりはモード利得、立ち下がり共振器寿命によって決定された。そこで式 (1.9) を用いて共振器寿命を計算してみると表 3.11 のようになる。

表 3.11: 共振器寿命

試料	内部損失 $\alpha_{int}/\text{cm}$	共振器長 $\mu\text{m}$	共振器寿命 $\tau_p\text{ ps}$
3 周期歪量子井戸	11.8	300	2.3
10 周期歪補償量子井戸	18.0	300	2.01

計算には  $R=0.3$ ,  $n_{eq}=3.5$  を用いた。

実験結果はパルス幅数十 ps であるので共振器寿命よりも 1 桁大きくなっている。共振器寿命のパルス幅の決定への寄与は小さいと考えれ、共振器長を変えたときにパルス幅が変わらなかったのはそのためだと考えられる。

またモード利得から算出される立ち上がり時間の計算を行った。立ち上がり時間  $\tau_{rise}$  は

$$\tau_{rise} = \nu_g \left\{ \Gamma g - \frac{1}{\nu_g \tau_p} \right\} \quad (3.10)$$

で与えられ、 $\nu_g = 7.3 \times 10^{-3}\text{ cm/ps}$ [21]、 $\tau_p = 2.0\text{ ps}$ 、 $\Gamma g = 100/\text{cm}$  とすると  $\tau_{rise} = 4.4\text{ ps}$  と計算される。立ち上がり時間も共振器寿命と同様に測定結果のパルス幅よりも十分短くなった。測定で得られたパルス幅はモード利得や共振器寿命とは別の要因によって律則されていることが示唆される。

パルス幅を決める要因として励起強度に注目した。考察を行うためにレート方程式に基づく光子密度とキャリア密度の時間発展の数値計算を行った。図 3.32 に利得スイッチングパルスの励起強度依存性の数値計算結果を示す。インパルス励起を考えた。励起強度を大きくしていくに従ってパルス幅が短くなり、立ち上がりも早くなる振る舞いがわかる。また理想的に高密度励起した

場合にはモード利得や共振器寿命程度の時間スケールのパルス幅が得られるのに対し、弱励起においては非常に長いパルス幅が発生することがわかる。本研究で得られたパルス幅も励起強度十分でなかったためにパルス幅が共振器寿命の時間スケールよりも長くなったと考えられる。

求めるパルス幅を得るためには十分な励起強度をまた十分短い時間のうちに(電気パルスの立ち上がり)注入する必要がある。本研究におけるナノ秒電流注入測定においては電気回路の高速性が不十分であったため、それが達成されなかったと考えられる。

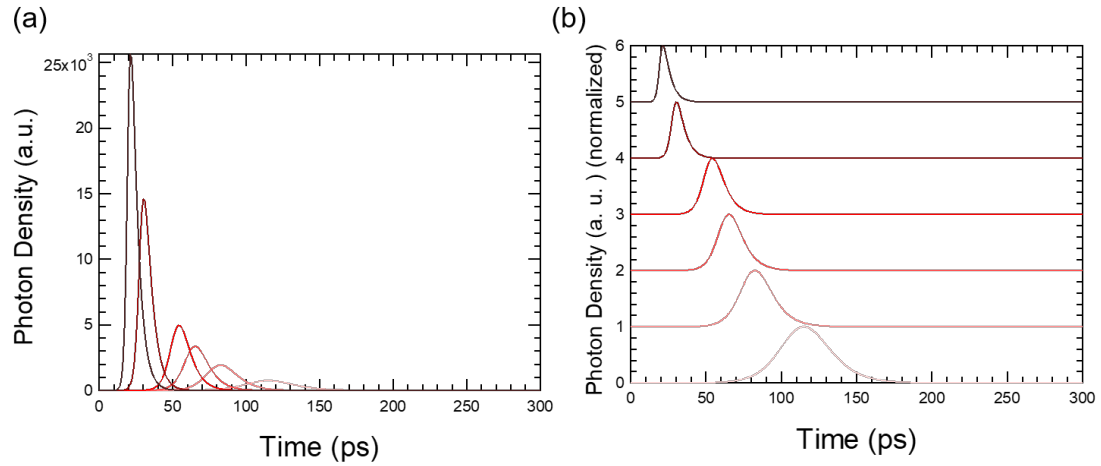


図 3.32: 利得スイッチングパルスの励起強度依存性の数値計算結果

## 第4章 まとめと展望

この章では本研究で得られた結論と展望について述べる。

### 4.1 本研究のまとめ

本研究では応用上重要な電流注入型の 1  $\mu\text{m}$  波長帯 InGaAs 系半導体レーザーの利得スイッチング動作に着目した。

利得スイッチングパルスのメカニズムは GaAs 系材料を用いた光励起実験により解明が進められており、モード利得を大きくすることと共振器寿命を短くすることで短パルス化が達成され得ることが示されていた。

本研究ではまずは多重量子井戸化による高利得化を意図した多重量子井戸レーザーを作製することを目的とした。GaAs に対して格子定数が大きい InGaAs 材料を厚く積層するためにバリア層に格子定数の小さい InGaP を用いた 10 周期歪補償量子井戸構造ウエハを作製した。また比較のために 3 周期歪量子井戸構造のウエハも作製した。それぞれのエピウエハをデバイス化しブロードコンタクトレーザーとリッジ導波路型レーザーを作製した。

ブロードコンタクトレーザーに対して定常電流注入実験を行ったところ電流が流れる幅を決める電極パッド幅に対して優位に広がっていることがわかった。広がりには 3 周期歪量子井戸試料では 60  $\mu\text{m}$  程度、10 周期歪補償量子井戸試料では 25~50  $\mu\text{m}$  と見積もられた。閾値電流密度を見積もると 3 周期歪量子井戸レーザーでは 0.20~0.35  $\text{kA}/\text{cm}^2$ 、10 周期歪補償量子井戸レーザーでは 0.40  $\text{kA}/\text{cm}^2$  と見積もられた。また透明電流密度と微分利得係数の比はそれぞれ 4.6 倍、3.7 倍と見積もられ、量子井戸の多重化によるモード利得の増大を確かめることができた。

リッジ導波路型レーザーについて定常電流注入実験を行ったところ、10 周期歪補償量子井戸レーザーに関して発光量のドループ(入力増に対する出力低下)が観測された。追加実験により原因が特定できると考えられる。

リッジ導波路型レーザーについて短パルス注入実験を行った。3 周期歪量子井戸レーザーについては典型的な利得スイッチングパルスを観測することが困難であったが最短のパルス幅として 28.9 ps を得た。また 10 周期歪補償量子井戸レーザーに関しては典型的な利得スイッチングパルスが観測され、最短パルス幅は 26.5ps であった。先行研究では電流注入により 5 ps 程度のパルス幅の実現が報告されており、それには及ばなかった。しかし市販の半導体レーザーについて行った同様の実験では 80 から 200 ps のパルス幅を与え、本研究において開発したレーザーデバイスの短パルス発生における優位性を示した。

利得スイッチングパルスのパルス幅に関してはモード利得あるいは共振器長の違いによるパルス幅の差異は明確ではなかった。この原因として電気信号の帯域による制限がかけられているものと考えられる。



## 4.2 今後の展望

InGaP をバリア層に用いることで良質な 10 周期歪補償量子井戸レーザーを作製することができた。3 周期歪量子井戸レーザーと 10 周期歪補償量子井戸レーザーで比較した場合モード利得の増大が見られ、エピウエハデザインの段階で期待した効果が見られた。今後のレーザー開発においてさらに量子井戸数を増やすことでさらなる高利得化が見込める。リッジ導波路型レーザーの定常電流注入測定結果においてドループが見られたが、それを抑制するようなマウントを行い追加実験を行った。付録 5.1 節に示す。活性層部分の熱が逃げやすいようにエピダウンと呼ばれるマウント方法を用いたところドループが改善された。今後このようなマウントを主流に行うことで高密度励起や高出力化に適したデバイス作製ができるのではないかと考えられる。

キャリア広がりが多いという問題が見出された。これについては部分的に追加実験を行った。それを付録 5.2 節に示す。リッジ導波路型レーザーにおいてリッジの両側に溝を形成し定常電流注入実験を行ったところ、閾値の低減が見られた。このことからウエハ内部でのキャリア広がりが示唆され、原因は InGaP 層であると考えられる。今後の結晶成長においては InGaP 層の薄いデバイスを作製することがより高品質なレーザーを開発することができる。

電流注入利得スイッチング実験についてはパルス幅は電気パルスの帯域制限を受けていると考えられるため高周波実装と駆動系の改善を行いたい。十分短い電気パルスで強く励起した場合にこそ高利得化の利点が見られると考えられる。

## 第5章 付録

### 5.1 リッジ導波路型レーザーにおいて観測されたドループに関する追加実験

本節ではリッジ導波路型レーザーの IL カーブ測定で観測されたドループを軽減する方法を模索するために行った実験について述べる。ドループは試料の温度上昇によるものだと考え、活性層部分の熱が逃げやすいよう上下をひっくり返してサブマウントにダイボンディングを行った。このマウント方法をエピダウンと呼ぶ。その写真を図 5.1 に示す。写真は 3 周期歪量子井戸レーザー  $L = 300 \mu\text{m}$  である。裏向きの試料が ALN サブマウントに大ボンディングされている。図では試料の n 側コンタクトが見えており、そこから出たワイヤーがプローバーでさわるためのパターンに配線されている。このマウント方法は活性層がサブマウント、サブマウントが乗っている銅板に近いので熱が逃げやすい。

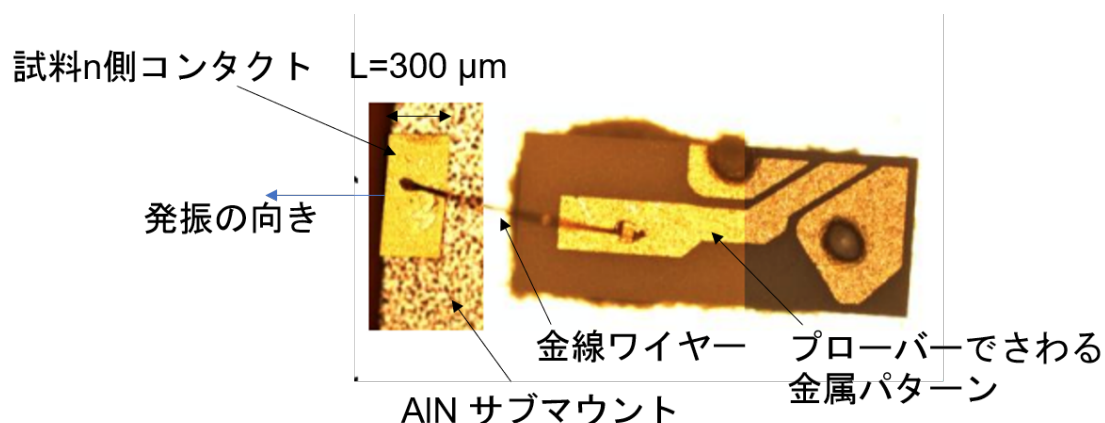


図 5.1: エピダウン試料マウントの様子

図 5.2 にエピダウン試料の定常電流注入実験結果の IL カーブを示す。測定は全て  $2 \mu\text{s}$  パルスを  $2 \text{ ms}$  周期で印加しており (デューティー比 1:1000)、プロットは片側端面からの発光強度を 1000 倍した値である。試料は全て 3 周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザーの結果である。

まず、破線はエピダウンを行っていない 3 周期試料 ( $L = 500 \mu\text{m}$ ) の IL カーブであり、色分けは同じ試料に対する測定回数を表す。1 回目の測定では  $200 \text{ mA}$  程度まで電流を流した結果、ドループは見られなかった。2 回目の測定では  $300 \text{ mA}$  まで電流を流すとドループが観測された。さらに測定を重ねて行くと発光量はさらに少なくなっていく様子が見られた。

次に実線及び点線のプロットはエピダウンを行った試料の IL カーブを示す。色分けはそれぞれ共振器長を表している。これらの試料では  $L = 300, 400 \mu\text{m}$  では電流  $400 \text{ mA}$  で発光強度が  $60 \text{ mW}$  とエピダウンしていない試料よりも高い値を持っている。また、 $L = 1000 \mu\text{m}$  においては電流  $1000 \text{ mA}$  まで流してもドループは見られず  $80 \text{ mW}$  程度までの発光が確認された。

この実験からエピダウンにより活性層の温度上昇が抑制されまたドループも抑制されることがわかった。

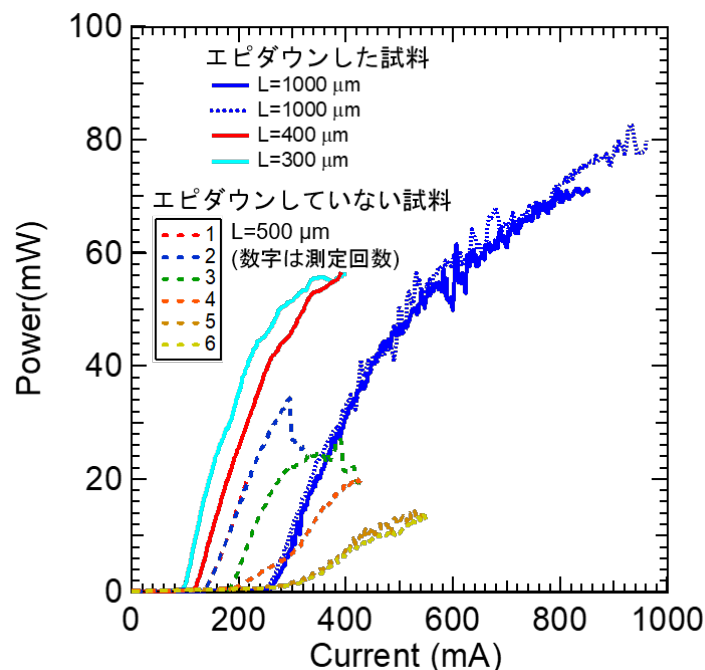


図 5.2: エピダウン試料の IL カーブ

## 5.2 リッジ導波路型レーザーにおける FIB 加工レーザー試料の測定

本節では FIB 加工 (集束イオンビーム、Focused Ion Beam) を用いた試料作製とその結果について示す。ブロードコンタクトレーザー試料の測定結果からキャリアがパッド幅方向 (リッジ導波路型レーザーにおいてはリッジ幅方向) にキャリアが広がっている可能性が示唆されていた。そこで FIB 加工によりリッジの両脇に活性層よりも十分深い溝を形成しキャリアの拡散が起こらないような試料を作製し、定常電流注入実験を行った。実験には 3 周期歪量子井戸リッジ導波路型レーザー ( $L = 300 \mu\text{m}$ ) を用いた。また FIB 加工は NTT-AT 社に外注した。

図 5.3 に FIB 加工を行った試料の端面方向の写真を示す。リッジの両側に深い溝が形成されていることがわかる。溝の幅は  $6 \sim 17 \mu\text{m}$  の試料を作製した。

図 5.4 に FIB 加工試料の定常電流注入測定結果の IL カーブを示す。色分けはレーザーバー素子の番号を表し、それぞれ FIB 加工の溝の間隔が紫:  $17 \mu\text{m}$ 、青:  $16 \mu\text{m}$ 、緑:  $12 \mu\text{m}$ 、橙:  $10 \mu\text{m}$ 、赤:  $6 \mu\text{m}$  と異なる。それぞれの色について点線と実線があるが、実線は  $950 \mu\text{m}$  ロングパルフィルタを入れて測定を行った結果、点線はフィルタを入れずに行った結果を表す。フィルタを入れた際には InGaAs 活性層の発光のみを検出し、フィルタを外した際には GaAs の発光も検出されているため点線の方が大きい値となる部分が生じてしまっている。

これを見ると閾値電流は最小で  $60 \text{ mA}$  程度と FIB 加工を行っていない試料の結果 (図 3.16 及び図 3.17 では最小  $80 \text{ mA}$ ) と比較すると小さくなっている。FIB 加工による電流の流れる幅を制限したことにより閾値低減が行われたことがわかる。このことから電流が広がって流れているのではないかと考察される。

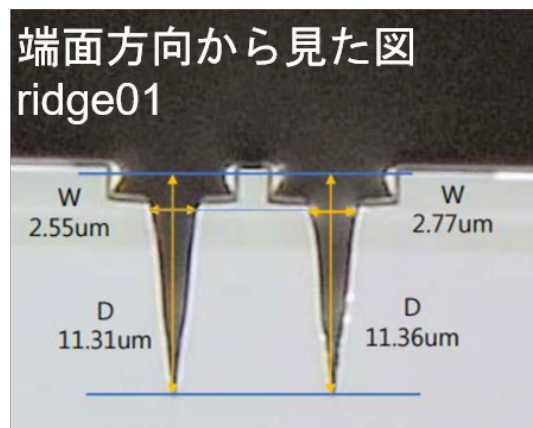


図 5.3: FIB 試料の端面写真

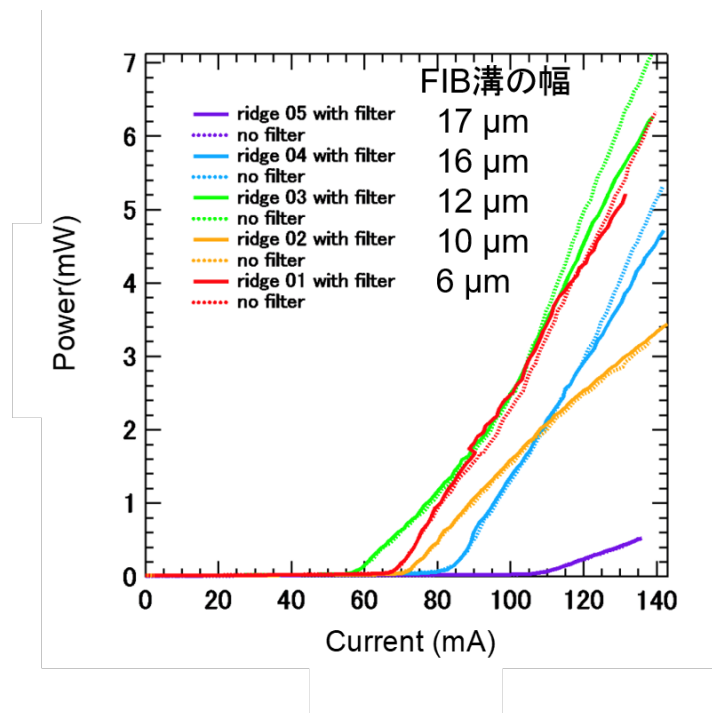


図 5.4: FIB 試料の IL カーブ

### 5.3 格子定数、 $E_g$ の計算

$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-x}$  の格子定数は [10] より

$$a = 5.8687 - 0.4176x + 0.1896y + 0.0125xy \quad (5.1)$$

$$(5.2)$$

と計算した。 $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$  の格子定数は

$$a = 5.65325x + 5.6605(1 - x) \quad (5.3)$$

として計算した。 $E_g$  は下の表の式を用いて計算を行った。

表 5.1: 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

材料	$E_g$ の式
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$	$0.324 + 0.7x + 0.4x^2$
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	$1.420 + 1.087x + 0.438x^2$
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$	$1.351 + 0.643x + 0.786x^2$
$\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$	$2.750 - 1.502x + 0.176x^2$

## 関連図書

- [1] A. Hasegawa and Y.Kodama, Signal transmission by optical solitons in monomode fiber, *Proc. IEEE*, vol.69, No.9, 1145-1150, 1981.
- [2] 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.
- [3] 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).
- [4] G.J. Aspin, J.E.Carroll, and R. G. Plumb. The effect of cavity length on picosecond pulse generation with highly rf modulated AlGaAs double heterostructure lasers. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 39, p. 860, 1981.
- [5] P. Torphammar, S. T. ENG. PICOSECOND PULSE GENERATION IN SEMICONDUCTOR LASERS USING RESONANCE OSCILLATION. *ELECTRONICS LETTERS*, vol. 16, No. 15, p. 587, 1980.
- [6] Radhakrishnan Nagarajan, Takeshi Kamiya, Akihiko Kasukawa, and Hiroshi Okamoto. Observation of ultrashort (<4 ps) gain-switched pulses from long-wavelength multiple quantum well lasers. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 55, p. 1273, 1989.
- [7] Shaoqiang Chen, Aya Sato, Takashi Ito, Masahiro Yoshita, Hidefumi Akiyama, and Hiroyuki Yokoyama. Sub-5-ps optical generation from a 1.55  $\mu\text{m}$  distributed-feedback laser with nanosecond electric pulse excitation and spectral filtering. *Optics Express*, Vol.20, No.22, 2012.
- [8] Hiroyuki Yokoyama, Hengchang Guo, Takuya Yoda, Keijiro Takashima, Ki-Ichi SaTo, Hirokazu, Taniguchi, and Hiromasa Ito, Two-photon bioimaging with picosecond optical pulses from a semiconductor laser, *OPTICS EXPRESS*, vol. 14, No.8, 2006.
- [9] K. Y. Lau. Gain switching of semiconductor Injection lasers, *Appl. Phys. Lett.*, vol.53, 257, 1987.
- [10] 伊賀健一 (1994) 『半導体レーザー』, オーム社
- [11] 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.

- [12] 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.
- [13] J. P. van der Ziel, Dingle, R. C. Miller, W. Wiegman, and W. A. Nordland. Laser oscillation from quantum state in very thin GaAs – Al<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As multilayer structures. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 26, p. 463, 1975.
- [14] R. D. Dupuis, P. D. Dapkus, N. Holonyak and R.M.Kolbas. Continuous room-temperature multiple-quantum-well Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As – GaAs injection lasers grown by metalorganic chemical vapor deposition, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 35, p.487, 1979.
- [15] Yasuo Arakawa, and Amnon Yariv. Theory of Gain, Modulation Response, and Spectral Linewidth in AlGaAs Quantum Well Lasers. *IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS*, Vol. QE-21, No. 10, 1985.
- [16] 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.
- [17] 小長井誠, 『半導体超格子入門』 1987, 培風館
- [18] S. Adachi. Material parameters of In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub> and related binaries. *Journal of Applied Physics*, Vol. 53, p. 8775, 1982.
- [19] P.J.Thijs, J.J.M.Binsma, L.F. Tiemeijer, and T. van Dorgen, *Electron. Lett.* vol 28, issue 9, 829, 1992.
- [20] 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.
- [21] Takashi Ito, Shaoqiang Chen, Masahiro Yoshita, Toshimitsu Mochizuki, Changsu Kim, Hidefumi Akiyama, Loren N. Pfeiffer, and Ken W. West. *Applied Physics Letters*, Vol. 103, 082117, (2013)

## 謝辞

秋山英文教授には2年間の修士課程を通して物理への向き合い方だけではなく、人としての生き方を教えていただいたように思う。先生の下で過ごすことができたことを誇りに思う。

挟間優治助教授は居室での席が近かったことも合間って研究室生活を意義のあるものにしていただいたと感じている。物理に関する疑問からプログラムの書き方などなど多岐にわたるアドバイスをいただいた。感謝申し上げる。03Igor Pro を利用した解析プログラムを作る上での貴重なアドバイスをいただいた。IL カーブノフィッティングプログラムや利得スイッチングのシミュレーションなどに繋がった

秋山研究室メンバーの同期である柴田桂成氏は本質的な物理への探究心を持った人物であり、日々の会話の中で多大なる刺激をもらうことができた。

先輩である中村考宏氏からはもっとも多くのことを学ばせていただいた。実験具体的な手法から半導体プロセスまでありとあらゆる場面で学ばせていただいた。中前秀一氏にはレーザー動作に関する基礎物理の議論をしていただいたことが記憶に新しい。わからないことがあればいつでも議論をぶつけられるウェルカムな先輩であった。修論のアドバイス本当にありがとうございました。

特任研究員の金昌秀氏には劈開、電極の蒸着やエッチングプロセスを共ににやっていただいたことが学びにつながった。非常に丁寧な作業姿からは物事に取り組む姿勢を感じた。

陶仁春氏はときを同じくして秋山研究室に所属したメンバーの一人であり、日常生活から利得スイッチング実験まで共に学ぶことが多かった。陶氏の研究への真摯な態度と日常生活での気の利いた冗談はとても心地の良いものであった。

薄倉淳子氏には日常会話で気分を明るくしていただいた。すばらしい画像解析プログラムを作られており、私が python をかじるきっかけとなった。興味の幅を広げてくれたことに感謝申し上げます。廣瀬修平氏は数少ない後輩であり日々のたわいもない雑談がどれほど励みになったであろうか。全く目的もなく話にいく私に付き合っていたいただいたこと感謝を述べる。

その他秋山研究室で共に過ごした OB、OG のみなさまには感謝を申し上げます。奥哲氏はレーザーデバイス開発の中核を担っていただいた。溢れ出る豊富な経験ゆえに、プロセスの作業と一緒にいるだけでも学ぶところが多かった。素人の質問にも懇切丁寧に説明をしていただき大変理解が深まったことは言うまでもない。

またエピ成長やフォトリソグラフィ加工を行っていただいた NTT-AT 社の職員の方々、およびオプトウェル社の職員の方々にも感謝の意を示したい。

最後にときおり進路や学業の相談に乗ってくれた父と多忙の中実家で日々の生活を支えてくれた母に感謝の意を表して締めとしたい。