

東京大学大学院 理学系研究科物理学専攻 修士論文

論文題目：  
量子細線への電流注入及び  
レーザー発振特性

指導教員：秋山英文 助教授

学籍番号：56027

氏名：岡野真人

2007年1月5日



# 要旨

本研究では、構造均一性に優れた一次元系を実現可能な GaAs / AlGaAs 系半導体 T 型量子細線レーザー試料への電流注入を試み、その閾値電流及び外部量子効率の温度依存性等を定量的に測定することを目的とした。本論文においてはレーザー発振特性の詳細とともに、レーザー発振を達成するために行った電極付けプロセスの改善及び各種光学測定結果をもとにした構造の問題点の抽出、解決策と、より優れた試料構造を提案するために行なった数値計算及び新しい試料構造についても併せて報告する。

T 型量子細線は不均一性揺らぎの影響が非常に小さいため低次元化による効果(高微分利得、低閾値等)を検証するのに非常に適した研究対象である。また、本研究で用いた電流注入 T 型量子細線の注入スキームは、他の電流注入低次元半導体に比べて非常にユニークである。 $[110]$  と  $[001]$  という直交する 2 方向に対して分子線エピタキシー(MBE)成長を行って作製される T 型量子細線試料によってのみ実現可能な直交したドーピング層によって、電子と正孔がそれぞれ異なる量子井戸へと変調ドーピングされる。そして、電圧を印加すると量子井戸の交点である擬一次元状態を形成する T 型量子細線へと注入される。そのため、電子と正孔共に不純物散乱などの影響を受けないために高い移動度が得られ早い動作応答が期待される。

本研究では電流注入するために試料に対して行う電極付けプロセスの最適化を行った。その際、主にエッチングと真空蒸着に関しての理解を深め、エッチング精度と蒸着技術の向上によって細線試料と電極金属がオーム性接触となる方法を確立した。

本研究初期に用いた電流注入 T 型細線試料では細線にキャリアが注入されないという構造上の問題が発生した。この構造上の問題を調べるために各種測定を行い、 $p-n$  接合部が活性領域の細線部ではなく、クラッド層の外側の構造へとずれていることが原因であると明らかになった。そこでその問題を解決すべく構造の改善を行い、それによって細線へのキャリア注入、さらには高反射率コーティングした細線試料からのシングルモードレーザー発振を達成した。本研究における最も顕著な成果は、この細線試料において T 型量子細線としては世界最高の動作温度である 110K を、また世界最大の動作温度領域である 5~110K での発振を実現したことである。

しかしこの発振が観測された細線試料における閾値電流は、ノンドープ細線試料における光励起実験から見積もられる値の約 23 倍という非常に大きい値を示した。さらに、温度依存性としては閾値電流及び外部量子効率が 100K で最良値を取るという奇妙な傾向を示した。閾値電流が大きい原因是電子と正孔の活性層への注入のバランスが悪く、正孔が活性層から溢れ出していることに起因することがイメージ測定によって明らかになった。温度依存性に関しては、励起子の拡散長の温度依存性による注入効率の変化に起因しているのではないかという可能性が示唆された。また、もう一つ別の注入スキームを持つ電流注入 T 型細線試料との比較を行い、それに比べて注入効率が 10 倍程度悪いことがわかった。

以上のように構造に左右されない純粋な一次元性の効果を検証するにはさらに構造の改善を行う必要があるため、Poisson 方程式を用いたモデル計算によって新たな構造の提案を行った。この試料に関しては MBE 成長時の問題によって品質に優れた試料が作製されていないが、改善によってコア層からのキャリアの溢れ出しの抑制などの確かな効果を得た。

# Table of Contents

要旨

i

## Part.I 序論

第 1 章	序論	3
1.1	本研究の背景と動機及び目的	3
1.2	本論文の構成	5

## Part.II 電流注入 T 型量子細線レーザーの作製と評価

第 2 章	半導体 T 型量子細線	9
2.1	半導体 T 型量子細線	9
2.2	T 型量子細線研究概要	10
2.3	T 型量子細線の作製方法	11
2.4	二種の異なるドーピング構造及び電流注入スキーム	14

第 3 章	電流注入のための試料設計及びプロセスの開発	16
3.1	試料設計	16
3.2	プロセス	18

第 4 章	電流注入 T 型量子細線の各種測定方法	24
4.1	電流・電圧測定及び光出力・電流測定	24
4.2	He-flow 型クライオスタット	24
4.3	光学系	25

## Part.III 電流注入 T 型量子細線レーザーの光学測定及び発振測定

第 5 章	GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線	31
5.1	試料構造及び電流・電圧特性	31
5.2	Photoluminescence 測定	33
5.3	Electroluminescence 測定	35
5.4	光励起発振測定	36
5.5	GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線構造のまとめ	40

---

<b>第 6 章</b>	<b>AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線</b>	42
6.1	GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線構造の問題点への改善 . . . . .	42
6.2	試料構造及び電流・電圧特性 . . . . .	42
6.3	Photoluminescence 測定 . . . . .	45
6.4	Electroluminescence 測定 . . . . .	49
6.5	発振特性 . . . . .	52
6.6	利得スペクトル解析 . . . . .	54
6.7	EL イメージ測定 . . . . .	60
6.8	parallel ドーピング型 T 型量子細線試料との特性比較 . . . . .	67
6.9	AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線構造のまとめ . . . . .	69
<b>第 7 章</b>	<b>試料構造改善への数値計算アプローチ</b>	70
7.1	一次元 Poisson 方程式を用いたバンド構造解析 . . . . .	70
7.2	キャリア溢れ出しへの考察 . . . . .	74
7.3	新しい構造に期待されること . . . . .	75
<b>第 8 章</b>	<b>Inverted 電流注入 T 型量子細線</b>	76
8.1	試料構造及び電流・電圧特性 . . . . .	76
8.2	MBE 成長段階での品質低下問題 . . . . .	78
8.3	Photoluminescence 測定 . . . . .	79
8.4	Electroluminescence 測定 . . . . .	81
8.5	構造の定性的評価及び可能性の模索 . . . . .	83
<b>第 9 章</b>	<b>結論及び今後の課題</b>	85
9.1	結論 . . . . .	85
9.2	今後の課題 . . . . .	85
<b>付録</b>		
<b>付録 A</b>	<b>利得スペクトルの求め方</b>	89
A.1	Hakki - Paoli 及び Cassidy の方法の概要 . . . . .	89
A.2	Cassidy の方法の適用範囲に関する考察 . . . . .	93
A.3	具体的な計算方法 . . . . .	97
<b>付録 B</b>	<b>PIN 接合における一次元 Poisson 方程式</b>	101
<b>付録 C</b>	<b>初心者のためのプロセスマニュアル</b>	103
<b>参考文献</b>		108
<b>外部発表</b>		110
<b>謝辞</b>		111

# List of Figures

1.1 状態密度の形状 . . . . .	4
1.2 閾値電流の温度依存性 . . . . .	4
2.1 T型量子細線レーザー模式図 . . . . .	9
2.2 T型量子細線内の各粒子の存在確率及びT型光導波路内の光モード . . . . .	10
2.3 Wegschider らによる実験結果 . . . . .	11
2.4 MBE による T型量子細線の作製方法 . . . . .	12
2.5 剥開による試料(110)表面への影響 . . . . .	12
2.6 試料番号のつけ方 . . . . .	13
2.7 T型量子細線試料の SEM 像 . . . . .	14
2.8 二種の注入スキームの模式図 . . . . .	15
3.1 GaAs-cap 電流注入 T型量子細線試料構造模式図 . . . . .	16
3.2 AlGaAs-cap 電流注入 T型量子細線試料構造模式図 . . . . .	17
3.3 Inverted 電流注入 T型量子細線試料構造模式図 . . . . .	18
3.4 プロセスの流れ . . . . .	19
3.5 二方向への蒸着のためのマウント . . . . .	19
3.6 クライオスタット・コールドフィンガーへのマウント写真 . . . . .	20
3.7 エッチング時間とエッチング深さの関係 . . . . .	21
3.8 各プロセスによる電流・電圧特性 . . . . .	23
4.1 He-flow 型クライオスタット . . . . .	24
4.2 PL 及び EL 測定光学系 . . . . .	25
4.3 EL イメージ測定光学系 . . . . .	26
4.4 パターン基板の反射イメージ像及びラインプロファイル . . . . .	27
4.5 フィラメント励起の模式図 . . . . .	28
4.6 光励起発振測定光学系 . . . . .	28
5.1 GaAs-cap 電流注入 T型量子細線詳細試料構造 . . . . .	31
5.2 GaAs-cap 電流注入 T型量子細線試料マウント写真 . . . . .	32
5.3 GaAs-cap 電流注入 T型量子細線の電流・電圧特性 . . . . .	32
5.4 空間スキャン PL 模式図 . . . . .	33
5.5 GaAs-cap 電流注入 T型量子細線の垂直スキャン PL . . . . .	34
5.6 GaAs-cap 電流注入 T型量子細線の平行スキャン PL . . . . .	35

---

5.7 GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線 PL の電圧依存性 . . . . .	35
5.8 GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の EL の電圧依存性 . . . . .	36
5.9 GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の導波路放出光スペクトル . . . . .	37
5.10 GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の光出力・励起光強度曲線 . . . . .	38
5.11 GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の利得スペクトル . . . . .	39
5.12 GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の利得ピーク値変化 . . . . .	40
6.1 AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線詳細試料構造 . . . . .	43
6.2 AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の電流・電圧特性の温度依存性 . . . . .	44
6.3 AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の抵抗値の温度依存性比較 . . . . .	44
6.4 AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の顕微鏡写真・シリーズ抵抗の模式図 . . . . .	45
6.5 (110) 面金属蒸着試料の空間スキャン PL 模式図 . . . . .	46
6.6 AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の (001) 垂直スキャン PL . . . . .	47
6.7 AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の (001) 平行スキャン PL . . . . .	48
6.8 AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線 PL の電圧依存性 . . . . .	48
6.9 AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の PL 及び EL スペクトル比較 . . . . .	49
6.10 AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の EL スペクトルの電流依存性 . . . . .	50
6.11 AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の発振スペクトルの温度依存性 . . . . .	51
6.12 AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の光出力・電流特性の温度依存性 . . . . .	52
6.13 AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の閾値電流・外部量子効率の温度依存性 . . . . .	53
6.14 空間分解の有無による発光及び利得スペクトルの変化 . . . . .	55
6.15 AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の EL・利得スペクトル・利得ピーク値の電流依存性 . . . . .	56
6.16 AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の利得ピーク値変化の温度依存性 . . . . .	57
6.17 閾値電流の導出方法による比較 . . . . .	58
6.18 閾値電流近傍の利得スペクトルの温度依存性 . . . . .	59
6.19 利得ピークエネルギーの温度依存性 . . . . .	59
6.20 利得スペクトルの温度上昇に伴うブロードニング . . . . .	60
6.21 EL イメージ測定の方法・留意点 . . . . .	61
6.22 共振器端面 EL イメージ測定結果の見方 . . . . .	62
6.23 AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の端面 EL イメージ (5K) . . . . .	64
6.24 AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の端面 EL イメージ (40-100K) . . . . .	65
6.25 AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の端面 EL イメージ (120K) . . . . .	66
6.26 注入効率上昇メカニズム模式図 . . . . .	67
6.27 parallel ドーピング型電流注入 T 型量子細線のデバイス特性の温度依存性 . . . . .	68
7.1 計算モデル . . . . .	71
7.2 Conventional perpendicular ドーピング型計算結果 . . . . .	72
7.3 Inverted perpendicular ドーピング型計算結果 . . . . .	73
7.4 AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線構造及び改善案 . . . . .	74
8.1 Inverted 電流注入 T 型量子細線詳細試料構造 . . . . .	76
8.2 Inverted 電流注入 T 型量子細線の電流・電圧特性の温度依存性 . . . . .	77

## List of Figures

---

8.3 Inverted 電流注入 T 型量子細線の抵抗値の温度依存性比較	78
8.4 Inverted 電流注入 T 型量子細線の顕微鏡写真・シリーズ抵抗の模式図	79
8.5 成長条件による (110) 表面写真的比較	79
8.6 Inverted 電流注入 T 型量子細線の $(\bar{1}\bar{1}0)$ 平行スキャン PL	80
8.7 Inverted 電流注入 T 型量子細線 PL の電圧依存性	81
8.8 Inverted 電流注入 T 型量子細線の EL スペクトルの電流依存性	82
8.9 Inverted 電流注入 T 型量子細線の I-V 及び L-I 曲線 (5K)	82
8.10 Inverted 電流注入 T 型量子細線 EL スペクトル及び利得スペクトルの電流依存性	83
A.1 $\alpha - \gamma$ 曲線	90
A.2 有限サイズ検出器によるスペクトル形状変化	90
A.3 CCD におけるビニングの概念図	93
A.4 Cassidy の方法の計算結果の分解能依存性	95
A.5 Cassidy の方法の計算結果の発光線幅依存性	96
A.6 Cassidy の方法の計算結果の利得線幅依存性	96
A.7 Cassidy の方法の計算フローチャート	98

# List of Tables

2.1	T型量子細線の特徴	10
3.1	ムロマックボンド”K-72-1 スタンピング”特性表	20
3.2	各プロセスの詳細	23
5.1	GaAs-cap 電流注入 T型量子細線プロセス	32
5.2	GaAs-cap 細線試料第一成長基板 (6-23-04.1) における VDP 測定結果	33
6.1	AlGaAs-cap 電流注入 T型量子細線プロセス	43
6.2	AlGaAs-cap 細線試料第一成長基板 (7-19-05.1) における VDP 測定結果	43
6.3	(001)面及び(1 $\bar{1}$ 0)面に対する光学的アプローチの特徴	46
6.4	二種の注入スキームのデバイス特性比較	67
8.1	Inverted 電流注入 T型量子細線プロセス	77
8.2	Inverted 細線試料第一成長基板 (4-28-06.3) における VDP 測定結果	78





Part.I

序論





# 第1章

## 序論

本章では序論として、まず本研究の背景と動機及び目的について説明する。具体的には研究対象である半導体T型量子細線に関する低次元系の特徴や期待されていること、及びT型量子細線を含んだ低次元半導体レーザーの関連研究の歴史を述べていく。そしてそのような背景をもとに本研究の動機及び目的の説明を行う。最後に本論文の構成を示す。

### 1.1 本研究の背景と動機及び目的

#### 1.1.1 背景・I～低次元への期待

固体物質は半導体を含め本来3次元の状態で存在せざるを得ないものである。しかし、構造の組成の違いによって物質内部のポテンシャルの空間的一様性を崩してやることで、キャリア(電子・正孔)の動きを制限することが可能となる。半導体においてはキャリアが一次元的に束縛されている系を”量子井戸”といい、さらに二次元的な束縛、三次元的な束縛が実現されている系をそれぞれ”量子細線”、”量子箱(ドット)”と呼ぶ。このような系の低次元化による効果は各状態密度の形状によって説明される。

それぞれの状態密度は

$$\begin{aligned}N_{3D}(\varepsilon) &\propto \sqrt{\varepsilon - \varepsilon_i} \\N_{2D}(\varepsilon) &\propto H(\varepsilon - \varepsilon_i) \\N_{1D}(\varepsilon) &\propto (\sqrt{\varepsilon - \varepsilon_i})^{-1} \\N_{0D}(\varepsilon) &\propto \delta(\varepsilon - \varepsilon_i)\end{aligned}$$

と表されるが(図1.1)、レーザー発振を目指すうえで重要なのはバンド端での状態密度の形状である。発振に関して重要な因子である利得の形状はフェルミ分布の温度変化によって影響を受けるが、低次元化によってバンド端が先鋭化していくことによってフェルミ分布の温度変化の影響を受けにくくなるからである。

具体的には低閾値化や閾値電流の温度依存性(図1.2参照)の減少が起こることが予見されている[1, 2]。他にも低次元化することによって種々の新奇な物理現象が観測されるだろうと予測されており、基礎的、応用的にも低次元への興味は尽きない。

#### 1.1.2 背景・II～半導体レーザー及び半導体量子細線の研究の歴史

半導体レーザーが他のレーザー(固体、液体(色素)、気体等)に比べ優れているのは、他のレーザー同様に光励起や電子ビーム励起によっても発振するが、*p-n*接合を構造に組み込むことによって電流による励起・発振が可能であることとそれによって実現できるその小ささである。前者が重要であることは勿論である

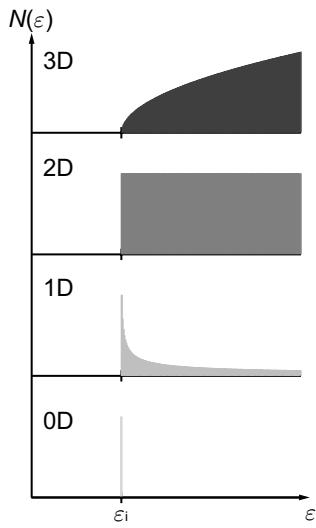


図 1.1: 状態密度の形状

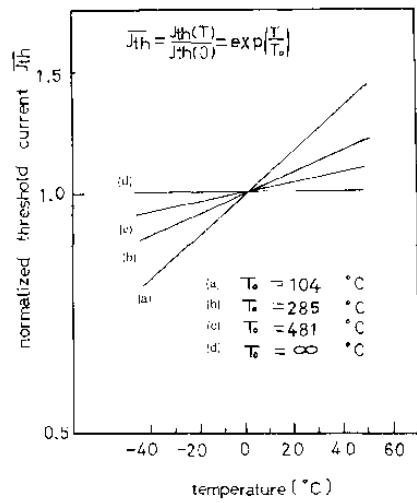


図 1.2: 閾値電流の温度依存性 (a) 3 次元 (b) 2 次元 (c) 1 次元 (d) 0 次元 [1]

が、基礎的研究から応用に至るまで大掛かりな励起光学系を必要としないことはレーザーの可能性を著しく向上させる結果となった。日常生活においても半導体レーザーの使用例には枚挙に暇がない。

半導体レーザーにおける低次元化は 1975 年に Van der Ziel らによって量子井戸レーザーが作製されたことによって実現される [3]。しかしこのときの発振は光励起によるものであり、さらに窒素温度以下の動作しか得られなかった。その後、1981 年に Tsang によって低閾値電流密度の量子井戸レーザーが実現された [4] ことによって量子井戸レーザーへの関心が高まり様々な研究が行われた結果、現在のように幅広く応用されるようになった。

半導体量子細線においては理論的な予測が 1980 年に行われたが [5]、実験的研究の歴史は 1983 年に Petroff らによって半導体量子細線が初めて実現されたことに端を発する [6]。このときは分子線エピタキシー (MBE) で作製した量子井戸をフォトリソグラフィーとサイドエッチングを利用してさらにもう一つ次元を量子化することによって一次元構造を達成した。その後、1989 年に Kapon らによって V-groove 量子細線において初めて室温での電流注入によるレーザー発振が達成された [7]。さらに、V-groove 量子細線においては 1993 年に現在のところ半導体量子細線としては最小閾値電流である  $188 \mu\text{A}$  での室温連続発振が報告されている [8]。T 型量子細線においては次章で詳しく述べることにするが、He 温度での電流注入による発振が 1994 年に Wegscheider らによって報告されている [9]。また、ドライエッチングを用いた新しい構造の細線によって室温での連続発振が 2003 年に達成されている [10]。

現在、0 次元性物質である量子ドットレーザーによる研究も盛んに行われており更なる性能の向上が確められている。

### 1.1.3 動機・目的

上記のように低次元半導体レーザーの研究は T 型量子細線にかかわらず盛んに行われているが、低次元化による影響を厳密に検証することは困難なのが現状である。光とキャリアのスケールの違いによって低次元化が進むほどに結合がしにくくなることも一つの要因ではあるが、大きな問題は構造の不均一性の影響が増していくことである。量子井戸においては一原子層の揺らぎの影響は量子化された軸のものだけだが、量子細線さらには量子ドットにおいては全ての方向の揺らぎが構造の不均一性を生んでしまう。

量子井戸は技術の向上によってかなり構造の制御が可能になっている一方、量子ドットは自己組織化によって作製していることが多く1桁程度のスケールの誤差が出来てしまう。しかし、低次元化の効果を検証するにはこのような構造の不均一性による影響を排除する必要がある。

そこで、高品質な一次元状態が実現可能であることが確認されているT型量子細線構造へと電流注入を行い、電流注入T型量子細線レーザーを作製し、閾値電流及び外部量子効率の温度依存性等を定量的に測定することが本研究の目的である。また、そのためには上記の構造の不均一性のほかにも、一次元に起因しない構造による種々の影響を除去していく必要があるため、構造の改善を適宜行っていく必要がある。

## 1.2 本論文の構成

次に本論文の構成について簡単に流れを追っていく。本論文は9章によって構成されている。

### 1章

本章である。

### 2章

2章では本研究対象であるT型量子細線構造について、構造の特性、歴史、作製方法とともに本論文の主目的である電流注入のスキームについての説明を行う。

### 3章

3章では、まず本研究で対象とした3つの異なる試料構造の設計思想及び特徴を示す。また、後半は電流注入を行うための電極付け等のプロセスについて説明を行う。

### 4章

4章においては電流・電圧( $I-V$ )測定及び光出力・電流( $L-I$ )測定の各種定量測定及び光学測定方法とともに、各種実験器材の説明を行う。

### 5章

この章から8章にかけて実験結果及びそれに対する考察を行っていく。この章においては本研究の初期に用いられたGaAs-cap電流注入T型量子細線構造の測定結果を示す。そしてそこから明らかになった構造の特徴及び問題点を述べる。

### 6章

6章では本研究における最も重要な試料構造であるAlGaAs-cap電流注入T型量子細線構造についての実験結果を示す。本試料においては、今まで得られていない電流注入T型量子細線におけるレーザー発振特性の温度依存性や定量的な測定が実現されたのでそれについて報告すると共に、デバイス特性から見るキャリア注入のメカニズムについても考察を行う。また、異なる注入スキームの試料との比較も行う。

## 7 章

7章では AlGaAs-cap 電流注入 T型量子細線構造の測定から考えられる電流注入時の問題に対する改善策を数値計算によるアプローチから考える。また、具体的な構造の改善案を示す。

## 8 章

8章では前章の計算結果からデバイス特性の改善を目的として新たに考案した Inverted 電流注入 T型量子細線構造について現在までに得られている結果を示す。MBE 成長時に問題が発生したため、まだ高品質な試料での測定は行われておらず発振には至っていないが、構造改善による影響を示す。

## 9 章

最後に結論と今後の課題をまとめます。

---

---

---

---

## Part.II

# 電流注入 T 型量子細線レーザーの作製と 評価





## 第 2 章

# 半導体 T 型量子細線

本章では T 型量子細線についての説明を行う。まず、T 型量子細線の試料構造を説明し、この構造の利点及び欠点を述べる。次に、今まで行われてきた T 型量子細線の研究についての概要を説明し、具体的な作製方法について示す。また最後に、本研究目的である電流注入による動作を可能とした T 型量子細線のドーピング構造及び注入スキームについても説明を行う。

### 2.1 半導体 T 型量子細線

本研究の対象である T 型量子細線は、T 型に交差する (001) 量子井戸と (110) 量子井戸の交点に量子力学的に形成される擬一次元系である。この構造は Chang らによって 1985 年に提案され [11]、共同研究者でもある Pfeiffer らによって 1990 年に実現された [12, 13]。

T 型量子細線及びそれを光導波路に埋め込んだ T 型量子細線レーザー試料の模式図を図 2.1 に示す。この図では紙面に垂直な方向に T 型量子細線が形成されている。また、拡大図に示すように (001) 量子井戸と (110) 量子井戸を T 型の幹と腕という意味で”stem well”、”arm well”とそれぞれ呼んでいる。実際にレーザー試料を作製する場合は図 2.1 のように T 型量子細線をクラッド層で囲み、T 型の光導波路を作製する。

T 型量子細線内部での電子と正孔の基底状態の存在確率及び T 型光導波路の基底導波モードの確率を有限要素法で計算した結果を図 2.2 に示す<sup>1</sup>。電子と正孔の計算は stem well ( $\text{Al}_{0.07}\text{Ga}_{0.93}\text{As}$ ) 14 nm、arm well

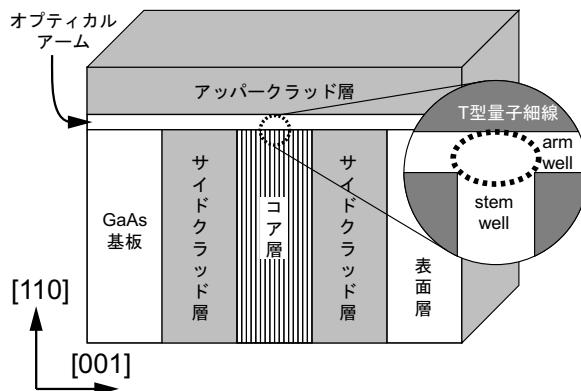


図 2.1: T 型量子細線レーザー模式図

<sup>1</sup> 電子と正孔の基底状態の計算は同研究室の伊藤弘毅氏によるもの、光モードの計算は同研究室 OB の渡邊紳一博士によって作成された計算プログラムによって計算したものである

(GaAs) 6nm、barrier ( $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ ) の条件のもとに行われたものである。光モードの計算は実際に測定を行った、AlGaAs-cap 電流注入 T型量子細線構造に対して行った（構造の詳細は図 6.1 参照のこと）。

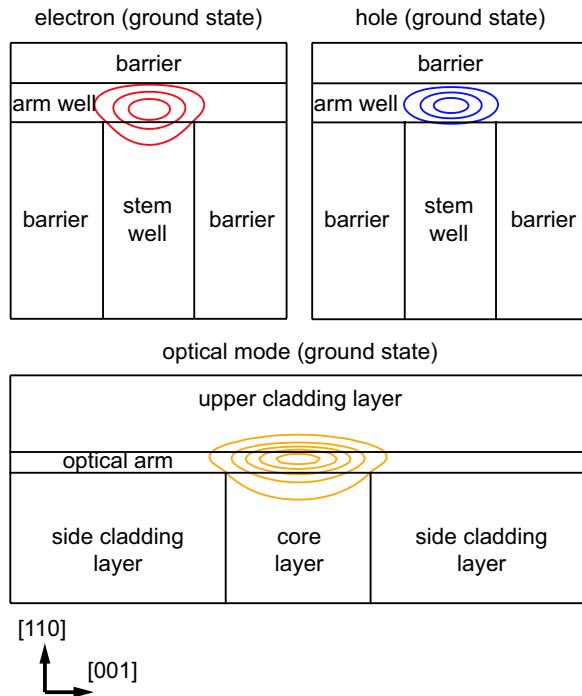


図 2.2: T型量子細線内の各粒子の存在確率及び T型光導波路内の光モード

また、他の半導体量子細線と比較したときの T型量子細線の利点及び欠点を表 2.1 に示す。

表 2.1: T型量子細線の特徴

利点	欠点
構造均一性が高い	作製が非常に困難
原子層レベルでの制御が可能	品質が成長条件に強く依存
結晶の品質に優れている	

一次元性を議論するためには構造均一性が高いことが必要条件である。また、原子層レベルでの制御や不純物や欠陥等の影響が少ないとによって様々なパラメータに対する依存性を定量的且つ系統的に評価することが可能となる。

但し、作製が非常に困難であることや品質が成長条件に強く依存することも十分理解する必要がある<sup>2</sup>。具体的に成長条件によってどのような問題が発生するかについては次節で触れる。またこれは原理的なことではないが、現在上に述べた利点を実現可能なのは Pfeiffer 博士らのみであることも問題である。

## 2.2 T型量子細線研究概要

T型量子細線は前述のように 1990 年に実現されたものである [12]。その後、1993 年に Wegscheider らによって、T型量子細線において光励起によるレーザー発振が観測された [14]。この際に用いられた試料

<sup>2</sup> これによる具体的な影響は 2.3.2 及び 8.2 節を参照のこと

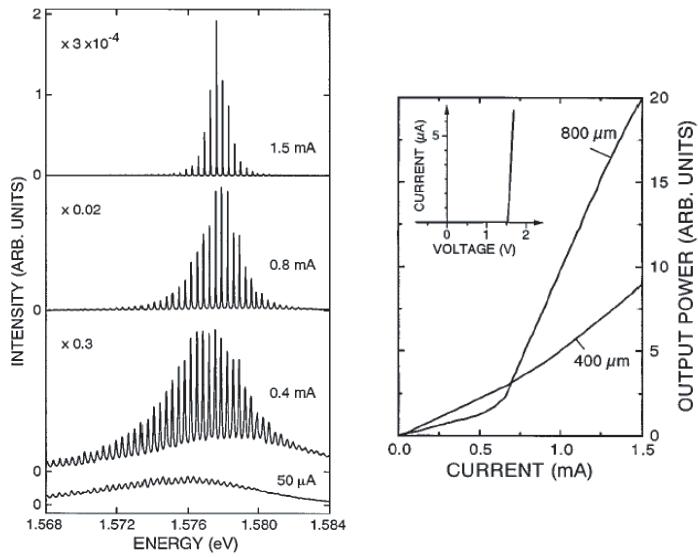


図 2.3: Wegscheider らによる実験結果 [9] (左: 発振スペクトル、右: 光出力・電流特性)

は我々が現在用いているものと異なり arm well、stem well として 7nm の GaAs 層を用いている。実験は超流動の He に直接浸ける方法で行われた。また、1994 年には電流注入 T 型量子細線において共振器長 400、800 μm の二つの試料でのマルチモード発振を観測している [9]。具体的な電流注入スキームについては 2.4 節に記載している。この実験は液体 He に直接浸ける方法で行われ、その際の発振スペクトル及び光出力・電流特性を図 2.3 に示す。この時の閾値電流は 4.2K において 0.4mA 程度であった。

さらに、T 型量子細線は一次元系としては非常に構造均一性が高いことを利用して様々な基礎的な研究が行われた [15, 16, 17]。理論的側面からも、(001) 及び (110) 量子井戸の組成と厚みを調整することによって横方向閉じ込めエネルギー<sup>3</sup>を大きくし発振や励起子の観測に有利な構造が提案され、それに対する実験も行われてきた [18, 19, 20, 21]。

また、我々の研究グループでは 2001 年に成長中断アニール法を開発し更なる構造均一性の向上を実現した [22] (2.3 節参照)。その方法を用いて作製した高品質な单一 T 型量子細線に対して高反射率 (HR) コーティングを施し光励起することで、世界初となる单一量子細線でのシングルモード発振を 4~60K にわたって達成した [23]。その他にも低温と室温についての一次元励起子の吸収の観測及び偏光依存性についての実験も行われてきた [24, 25, 26]。

このように、光励起による各種実験 (発光 (PL), 発光励起 (PLE), 透過測定など) については今まで行われてきたが Wegscheider ら以降電流注入による研究は行われてこなかった。しかし、これまでの実験で得られた知見から量子細線の優れた一次元性が浮き彫りになってきた今、電流注入によって更なる低次元性の検証をするとともに、応用面での可能性を探っていくことは重要且つ急務であるといえる。

## 2.3 T型量子細線の作製方法

T 型量子細線の作製は劈開再成長法と成長中断アニール法を用いて MBE によって作製される [12, 13, 22]。図 2.4 に作製手順を示す。

<sup>3</sup> 横方向閉じ込めエネルギー  $E_{\text{con}}$  は T 型量子細線の励起子とそれに隣接する (110) 量子井戸の励起子のエネルギー差を示すのが通例である

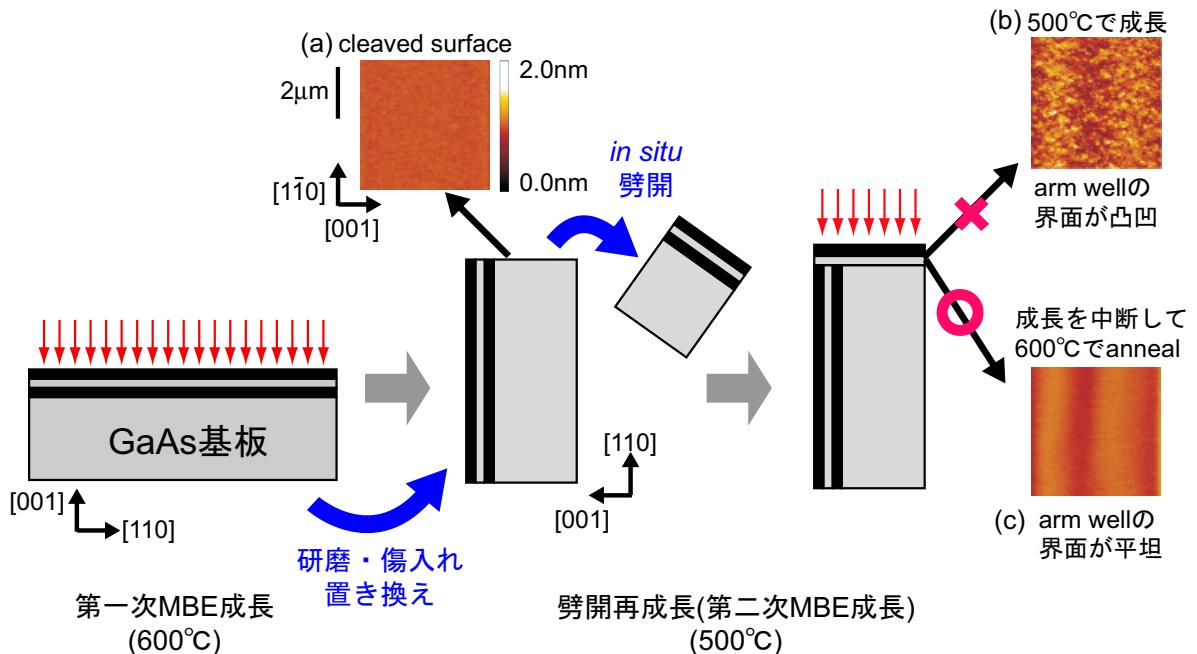


図 2.4: MBE による T 型量子細線の作製方法

まず、MBE 装置内で [001] 方向に量子井戸を形成する(第一次成長)。この時量子井戸を多重に積層しておくことによって、T型量子細線を [001] 方向に配列することが出来る。次に、MBE 装置から一度取り出し GaAs 基板を Br-CH<sub>3</sub>OH によって化学的に研磨する。これは、劈開が行いやすくなるための布石である。通常、第一次成長は  $\phi = 2$  インチの基板に行うが第二次成長を行う際には MBE 内で劈開がしやすいように 10 mm × 4 mm or 6 mm 程度のピースに劈開する。

劈開した基板は *in situ* で劈開するための傷を入れた後、今度は (110) 面が蒸着源セルの方に向くよう MBE 装置内にセットし、MBE 内で劈開を行ったのち第二次成長を行う。これを劈開再成長法と呼ぶ [12, 13]。T型量子細線を作製するうえで一番重要なのはこの劈開であり、劈開がうまくいかないと試料の (110) 表面にラインがあらわれて(図 2.5 参照)その後の成長ひいては試料の品質に大きく影響する。

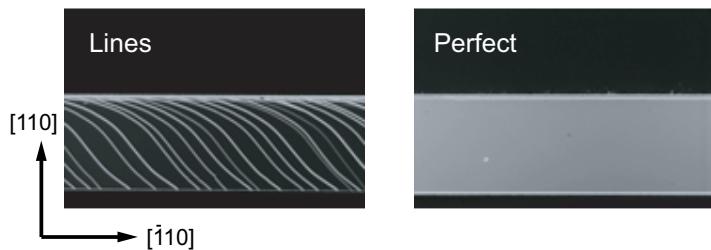


図 2.5: 剥開による試料 (110) 表面への影響 (左 : 剥開が失敗した試料、右 : 成功した試料 "8-18-05.2 # 4")

次に構造均一性を向上させる成長中断アニール法について説明する [22]。まず、*in situ* で劈開をしたのち [110] 方向の量子井戸 (arm well) を作製するわけだが、劈開面では原子面的平坦(図 2.4 (a))であるのに対し、成長された arm well の界面は図 2.4 (b) に示すようにラフネスになる。これは成長温度による影響である。[001] 方向に比べ [110] 方向を成長する場合はボンドの数が少ないので 600 °C では As の試料への吸着が難しくなる。そのため 500 °C に下げて成長を行うわけだが、今度は Ga の拡散が抑えられて一様に成長さ

れなくなってしまう。そこで、arm well を成長した後に一度成長を中断し、As 過剰雰囲気下で温度を 620 °Cにしてやると Ga がマイグレーションして図 2.4 (c) に示すようにラフネスがほぼ解消される。これによって、構造均一性が非常に高い試料の作製が可能になった。

以上のような MBE 成長を行う際には基板が回転しており、蒸着源セルの方向によらず基板上の全ての位置で一定な組成となるようにしている。これは 2 インチもある基板では位置によってフラックスが異なってしまうためである。

このようにして作製された試料には”month-day-year.num1”という形式の名前をつけるのが通例になっている。num1 はその日付の何番目に MBE 成長したかを示すものである。さらに、劈開再成長の場合は一度の成長で 5~7 個程度の試料を作製することができるため、”month-day-year.num1 # num2”と# のあとにさらに通し番号の num2 がつくことになっている。実際に光学測定等する際には共振器長を 500 μm にするため劈開を行うので、さらに A から順番に名前がついていく(図 2.6 参照)。このとき、A は劈開再成長の際に劈開傷を入れた方を指す。例えば、5 章で扱う試料は第一次成長基板が”6-23-04.1”で、最終的な試料番号は”7-06-04.2 #1 F”といった形式で一意的に表現される。

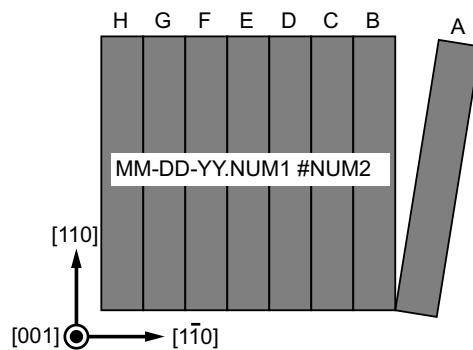


図 2.6: 試料番号のつけ方

### 2.3.1 量子井戸障壁層へのデルタドーピング

電流注入 T 型量子細線試料を MBE で作製する際に光励起用、つまりノンドープの試料と大きく異なるのは勿論ドーパント及びアクセプターのドーピングである。特に第一次成長において量子井戸障壁層へとデルタドーピングされる原子はセグリゲーションを起こし実際にドーピングした部分から表面側に向かって分布してしまうという問題がある [27]。このため、成長の段階で少し中心からずらした位置へとドーピングすることでそのセグリゲーションを補償してあげる必要がある。C におけるセグリゲーションの効果は予備実験から、第一次成長の条件下において 10 nm ほどと測定されたので 10 nm ほど中心からずらしてドーピングを行っている。また、この 10 nm という値は Wegscheider らが Be をドーピングした際の値と等しい [9]。

第二次成長の際のデルタドープは成長方向に分布してもほぼ影響がないことや、セットバック長が 50 nm もありノックオン効果を無視できるため特に注意する必要はない [27]。

### 2.3.2 MBE のマシントラブルによる試料構造への影響

本研究で用いた試料の一部は MBE の基板を回転させる機構が壊れている時期に作製したものである。基板回転の有無によって結晶の品質自体には差がないが、前述のようにフラックスが位置によって異なるため同一基板内での厚みに分布が生じてしまう。また、第二次成長を行う際に (001) 表面が向いている方に存在

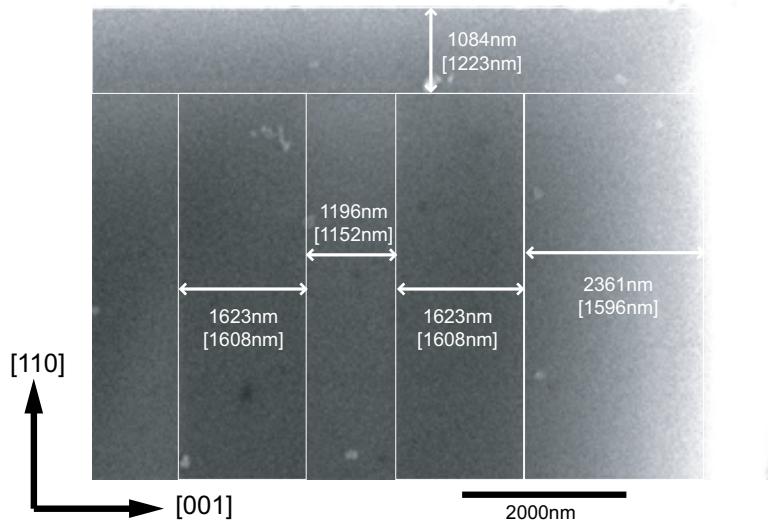


図 2.7: T型量子細線試料の SEM 像 ([] 内の数値は設計値、白線は見易さのための補助線である)

するセルから飛来してくる物質が (001) 表面に積まれてしまうという問題点が走査型電子顕微鏡 (SEM) 測定によって明らかになった (図 2.7)。

もちろん、基板を回転していても同じように積層されるのだが、回転していない場合は (001) 表面が終始一つのセルに向いているためそのセルから飛来する物質がかなりの割合で積層されてしまう。特に Ga や As のセルの方に向いているとかなり厚い層が (001) 表面層上部へ積まれることになる。図 2.7 を見てみると、その影響によって (001) 表面層が設計値の 1.5 倍程度になってしまっていることがわかる。これは、第二次成長の際に積層されている 1084nm の約 8 割にあたる 800nm が (001) 表面層へも積層してしまったということを示している。

光励起用の試料ではこの影響はあまりないが電流注入型では表面層をエッチングする際に、ドーピング層への距離がずれてしまうためかなり致命的である。これによって、基板が回転していない時期に作製した試料のうち、初期にプロセスを行ったものはどれもオーム性接触ではなくショットキー接觸になってしまっていた。これについては 3.2.5 で説明する。

## 2.4 二種の異なるドーピング構造及び電流注入スキーム

現在、我々の研究室では二つの異なる注入スキームを用いて T型量子細線への電流注入を行っている。それぞれの注入スキームは各ドーピング層が垂直または平行に配置されているため”perpendicular ドーピング型”、”parallel ドーピング型”と呼んでいる各構造によって実現される。本研究の主な対象は前者の”perpendicular ドーピング型”であるが、比較のため以下にそれぞれの特徴と、各スキームの模式図 (図 2.8) を示す。

### 2.4.1 perpendicular ドーピング型における注入スキーム

こちらは Wegscheider らによって発振が確認された注入スキームである (図 2.8 左参照)。この構造は他の電流注入型の量子構造と異なり、ドーピング層が垂直であるためかなりユニークな特性を示すと予測され

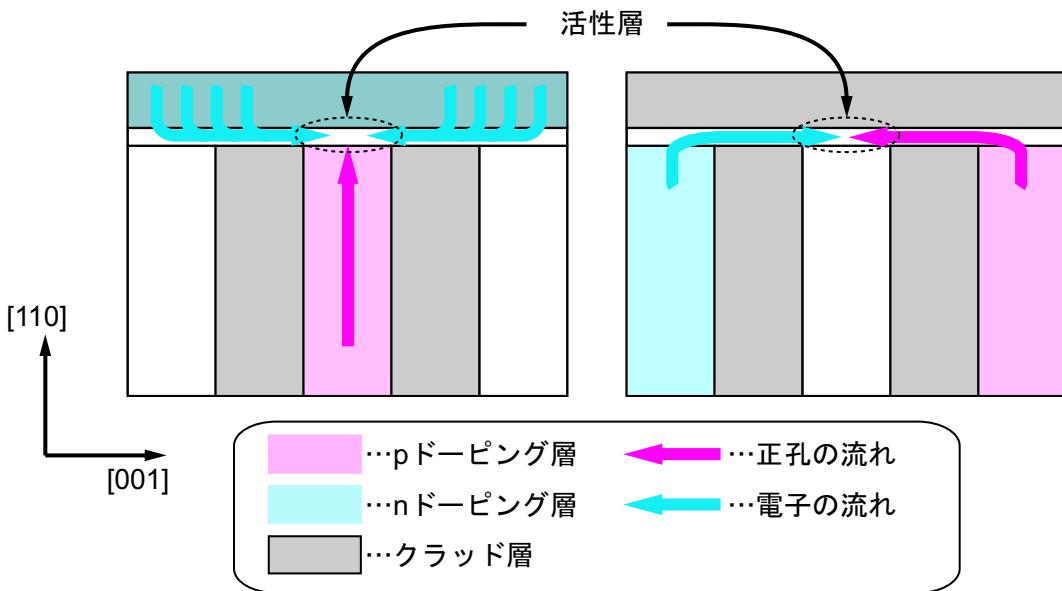


図2.8: 二種の注入スキームの模式図(左: perpendicular ドーピング型、右: parallel ドーピング型)

る。この注入スキームは電子と正孔がともに量子井戸に変調ドープされるため不純物散乱の効果が弱くなり、高移動度となるため高速変調を期待されて提案されたスキームである。

但し、ドーピング層と光モードとの重なりが大きいため、自由キャリア吸収を助長してしまうのではないかという懸念もある。一方、ドーピング層が垂直であるため、一般的なドーピング層が平行になっている構造よりも電極間の活性層以外の部分を介した電流のリークが起こり難いという利点もある。このスキームを電子が arm well を通じて、正孔が stem well を通じて活性層の細線部に注入されることから「arm-stem 型注入スキーム」と呼ぶこともある。

#### 2.4.2 parallel ドーピング型における注入スキーム

この”parallel ドーピング型”は”perpendicular ドーピング型”よりも自由キャリア吸収の影響を減らすという目的で 2005 年に我々が提案したドーピング構造である。本試料構造では、2006 年の 2 月に HR コーティングした試料において 30~70K で单一モード発振が観測されている [28]。6 章で詳しく触れるが、デバイス特性がドーピング構造によってかなり異なっているため、それぞれを比較することによって構造の問題点が見えてくることが多い。このスキームを電子、正孔とともに arm well を通じて細線に注入されることから「arm-arm 型注入スキーム」と呼ぶこともある。

## 第3章

# 電流注入のための試料設計及びプロセスの開発

本章では T 型量子細線構造に電流を効率よく注入するために行った試料設計及び電極付けプロセスの各工程について述べていく。まず本章前半では、本研究で用いた 3 種類の試料構造の設計思想及び特徴について説明していく。そして本章後半では、MBE 成長を行ったのち、実際に測定するために行った電極付けプロセス、そしてそれにおける問題点、解決した方法について説明を行う。

### 3.1 試料設計

本研究で用いた試料構造は主に 3 つである。それぞれ、各構造の主要な特徴から「GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線構造」、「AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線構造」、「Inverted 電流注入 T 型量子細線構造」と呼んでいる。以下、それぞれの設計思想とともに試料構造を示す。

#### 3.1.1 GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線構造

「GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線構造」(以下、GaAs-cap 細線試料と呼ぶ) の模式図を図 3.1 に示す。こ

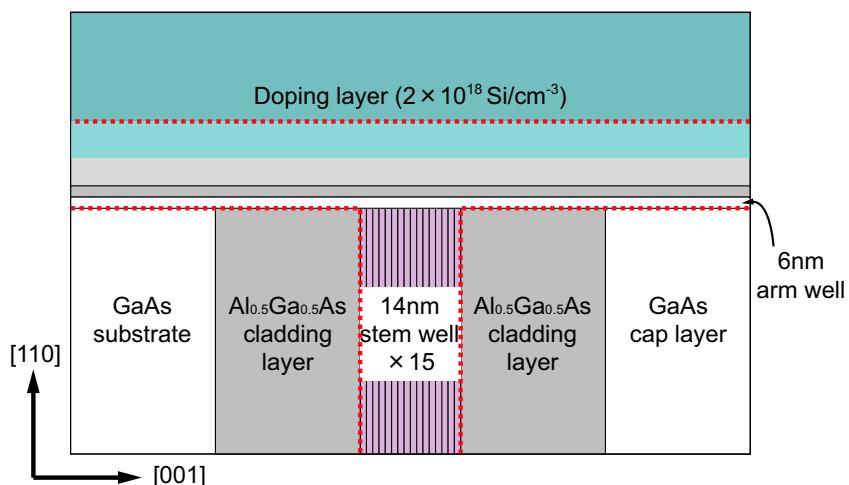


図 3.1: GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線構造模式図 (青色 : n ドーピング層、桃色 : p ドーピング層、赤点線 : 光導波路)

この構造は Wegscheider らが用いた [9, 14] 構造に対して、高温でのレーザー発振を目指し、以下に示す二つの大きな変更を行っている。

- T型量子細線のサイズを  $7\text{ nm} \times 7\text{ nm}$  から  $6\text{ nm} \times 14\text{ nm}$  に変更。
- stem well の組成を GaAs から  $\text{Al}_{0.07}\text{Ga}_{0.93}\text{As}$  に変更

この構造の特徴は [001] 方向の表面層に  $1500\text{ nm}$  の GaAs を用いていることである。MBE 成長がしやすいためにこうしたが、これによって表面層の GaAs の部分に  $p-n$  接合部がずれてしまい、活性層の T 型量子細線へとキャリアが注入されないという問題が生じた。その詳細については 5 章で示す。

### 3.1.2 AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線構造

GaAs-cap 細線試料において、表面層の GaAs が問題になっていることが明らかになったので、解決策として表面層を  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  に変更したものがこの構造である。図 3.2 に「AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線構造」(以下、AlGaAs-cap 細線試料と呼ぶ) の模式図を示す。

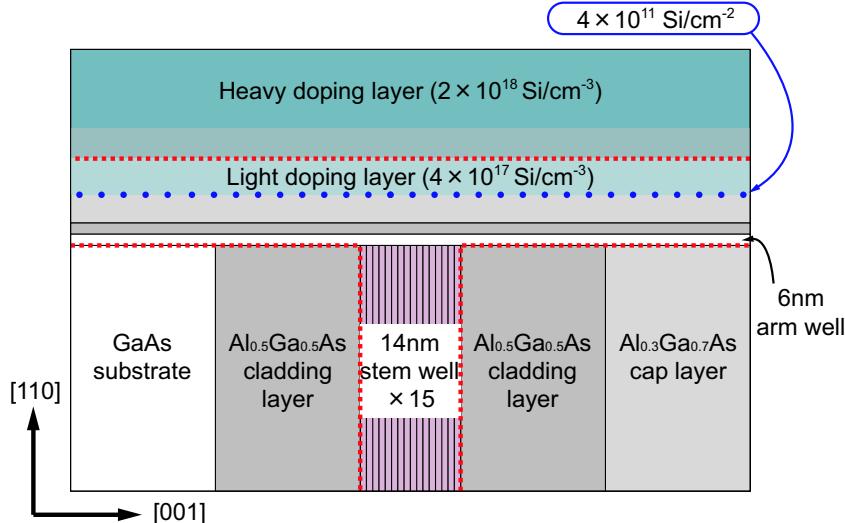


図 3.2: AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線構造模式図 (青色 : n ドーピング層、桃色 : p ドーピング層、赤点線 : 光導波路)

また、導波路での自由キャリア吸収の影響を少なくするために [110] 方向の n ドーピング層にも変更を加えている。光モードと重なっているドーピング濃度によって自由キャリア吸収は大きくなると考えられるため、一様ドープしていた部分をライトドープ層 ( $4 \times 10^{17} \text{ Si/cm}^3$  程度) とヘビードープ層 ( $2 \times 10^{18} \text{ Si/cm}^3$  程度) の二層構造にした。さらに、ライトドープになることで減少する arm well へ変調ドープされるキャリア数を補償するためにドーピング層とノンドーピング層の境界にデルタドープを行った。

この構造の改善によって活性層の T 型量子細線へのキャリア注入が実現された。さらに、両共振器端面に Au を蒸着することによって HR コーティングを施した試料で  $5\sim110\text{K}$  における単一モードレーザー発振を観測した。

しかし、この試料においてはクラッド層の外側への正孔の溢れ出しが観測されており、注入のアンバランスによって期待される閾値電流に対して 20 倍程度の値になってしまった。詳細は 6 章に記載している。

### 3.1.3 Inverted 電流注入 T型量子細線構造

AlGaAs-cap 細線試料で起きた stem well から注入されるキャリアのクラッド層の外側への溢れ出しを減らし、デバイス特性を向上させるためにドーピング層を入れ替えたのがこの「Inverted 電流注入 T型量子細線構造」(以下、Inverted 細線試料と呼ぶ)である。図 3.3 に示されるように、C と Si のドーピングする箇所を入れ替えた以外は AlGaAs-cap 細線試料と変わらない。

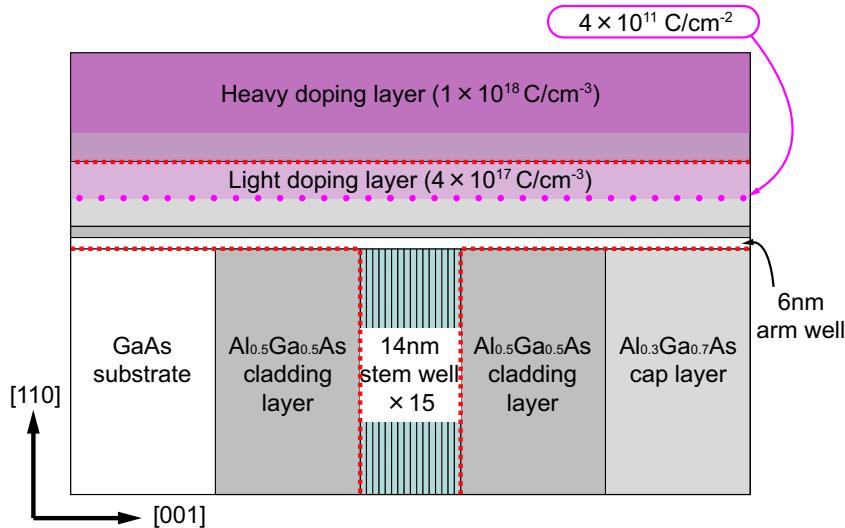


図 3.3: Inverted 電流注入 T型量子細線構造模式図 (青色 : n ドーピング層、桃色 : p ドーピング層、赤点線 : 光導波路)

電子の方がコア層への閉じ込めが強いため (コア層の arm well と細線における電子の基底状態のエネルギー差が大きいという意味)、正孔に比べクラッド層外部への流れ出しあは著しく減少すると考えられる。

この構造の試料は MBE のマシントラブルによって、詳細な研究はまだ成されていないが電子と正孔の量子井戸内での移動度の違いによって電流・電圧 ( $I-V$ ) 特性及び Electroluminescence (EL) 特性に顕著な違いが観測されている。この構造の詳細は 8 章に示す。

## 3.2 プロセス

本研究で用いた T型量子細線試料は 2 章に示されるようにベル研の Pfeiffer 博士らによって MBE を用いて作製される。その後、試料への電流注入を行うためには電極付けをする必要がある。本節では、まず電極付け等プロセス全体の流れを説明した後に、各項でプロセスの問題点、それに対して行った解決方法についてそれぞれ述べていく。

### 3.2.1 プロセスの流れ

全体のプロセスの流れを図 3.4 に示す。まず、MBE 成長試料の裏面についた Ga を除去する。この Ga は第二次成長をする際に位置を固定するために使用するものだが、付着したままプロセスを行うとアセトンによるクリーニング時に試料にダメージを与えることになり、室温でも液体に近いため細線部を覆ってしまう可能性があり危険である。Ga 自体は HCl で容易に除去できるが、そのままクリーニングすると他の構造の Ga まで溶けてしまうのでレジストとしてエレクトロンワックスを用いて細線部を覆う。エレクトロンワックスの軟

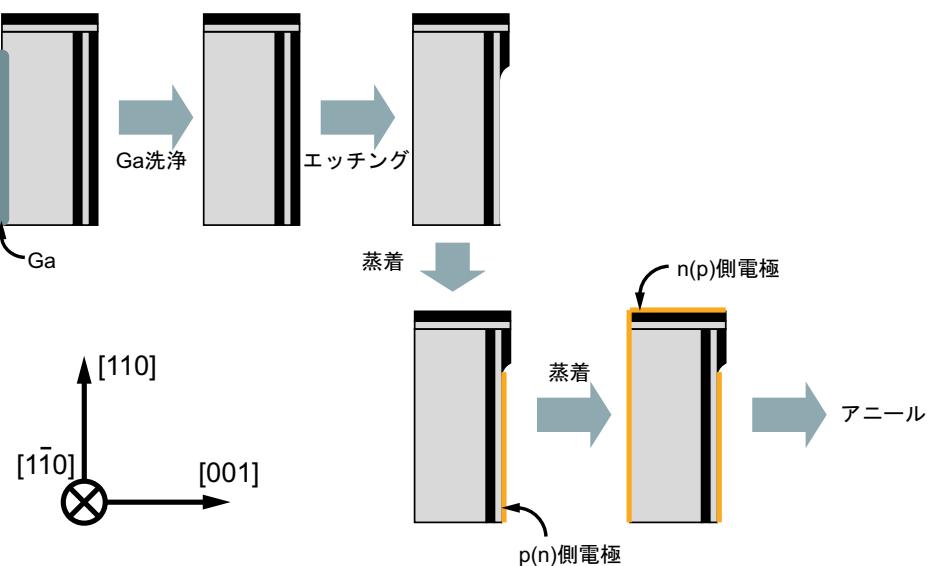


図 3.4: プロセスの流れ : () 内は Inverted 細線試料の場合に対応

化点は 70~80 °C 程度であるが、粘性が強いと後の作業に影響が出るため 150 °C のホットプレート上にスライドガラスを置きそこにワックスを塗布する。その上に試料を (001) 面が下になるように配置し、細線部をワックスでカバーする。この際、Ga の上部までカバーしないように留意する。

その後、40 °C のホットプレートの上に移し Ga を軽く綿棒でこすって広げる。こうすることで、HCl で除去する際に Ga の表面積が大きくなるため短時間ですむようになる。HCl に浸すと 30 分ほどで Ga は全て除去できるので一度蒸留水でゆすいだ後、再度スライドガラスを 150 °C のホットプレート上に置いて試料をスライドガラスから剥離し、90 °C に温めたアセトンでワックスを洗浄する。<sup>1</sup>これ以降のワックスの洗浄は常にこの条件下で行う。

次に、ウェットエッチャリングを行う。エッチャリング溶液としては  $H_2SO_4$  をベースにしたもの用いている ( $H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O = 1 : 8 : 10$ )。また、細線部にはレジストとして再度エレクトロンワックスを用いる。<sup>2</sup> エッチャリングの詳細については 3.2.2 に示す。エッチャリングではドーピング層までの厚みが 500 nm 残るよう表面層及びクラッド層をエッチャリングする。

エッチャリング溶液を蒸留水でゆすいだ後に、抵抗加熱型真空蒸着装置で (001) 表面の電極用金属の蒸着を行う。抵抗加熱用ポートとしてはタンゲステンのコニカルバスケットを  $Al_2O_3$  によってコーティングしたものを用いている。 $Al_2O_3$  によって、タンゲステンと蒸着源との合金生成を防いでいる。真空蒸着の詳細につ

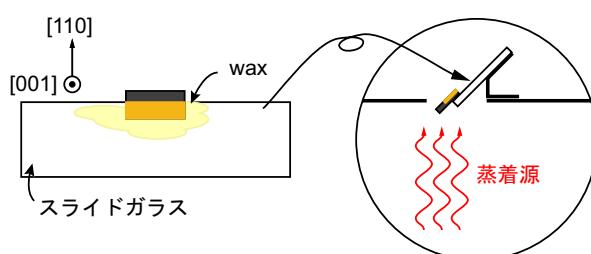


図 3.5: 二方向への蒸着のためのマウント

<sup>1</sup> Ga が付着したままだとアセトンと化学反応を起こして試料が溶液内で跳ねるなどするため危険である

<sup>2</sup> エレクトロンワックスはフォトレジストに比べ熱に強いのが特徴で、蒸着の際に固定したスライドガラスからの剥離を防ぐ

いては 3.2.3 に記す。Inverted 細線試料は n 側電極を、その他の構造は p 側電極を蒸着する。

一回目の蒸着が終わった後、装置内からとりだしワックスの洗浄を行う。続いてもう一方の電極を蒸着するためスライドガラスにワックスで試料をマウントするわけだが、図 3.4 のように二方向に蒸着するために図 3.5 のように試料がスライドガラスからはみ出した状態で固定し、45 度傾けた状態で蒸着を行う。初期のプロセスにおいてはこちら側の電極として In 半田を用いたり、細線部を覆って (110) 面の半分だけ金属を蒸着したりしていたが、現在は導電性や熱伝導性を高め、細線に対する電場の均一性をよくするため図 3.4 のように (110) 面全てに電極用金属を蒸着している。

両電極が蒸着できた後に、450 °C のアニール炉を用いて Ar 霧囲気下で 30 分間アニールする。炉の場合は温度が上昇するまでに時間がかかるため、450 °C で 15 分間アニールという条件を満たすために時間を 30 分に設定している。アニールが終わったところで劈開とダイボンディング及び配線を行う。本研究では T 型量子細線の共振器長として 500 μm を用いている。これは、Free Spectral Range (FSR) の値を分光器の分解能に対し十分大きくするためである。これによって、Fabry-Perot 振動から利得吸収スペクトルが求めやすくなる（付録 A 参照）。MBE では主に 4 mm か 6 mm に劈開したのちに劈開再成長を行うため、500 μm の共振器をもつ T 型量子細線レーザー試料が一つの第二次成長基板に対して 8~12 個出来ることになる。さらに、実際に光学測定を行ううえで取り扱いやすいように一度銅ブロックの上にダイボンディングを行う。ダイボンディング用の接着剤として、初めは導電性、熱伝導性ともに優れているインジウムを用いていたが扱いの困難さから熱によって硬化するムロマックボンド（ムロマチテクノス株式会社製 ”K-72-1 スタンピング”）へと変更した。これによって、導電性、熱伝導性は少し悪くなるが試料への電流や試料から発生する熱はそもそも量子井戸等に比べ小さいのでその影響はあまりないと考えられる。

参考としてムロマックボンド”K-72-1 スタンピング”の特性を表 3.1 に示す。

表 3.1: ムロマックボンド”K-72-1 スタンピング”特性表

粘度 (25 °C)[Pa·S]	25 ± 3
硬化条件	150 °C (30 分)
比抵抗 [Ω·cm]	$2 \times 10^{-4}$
引張剪断強度 [kg/cm <sup>2</sup> ]	130

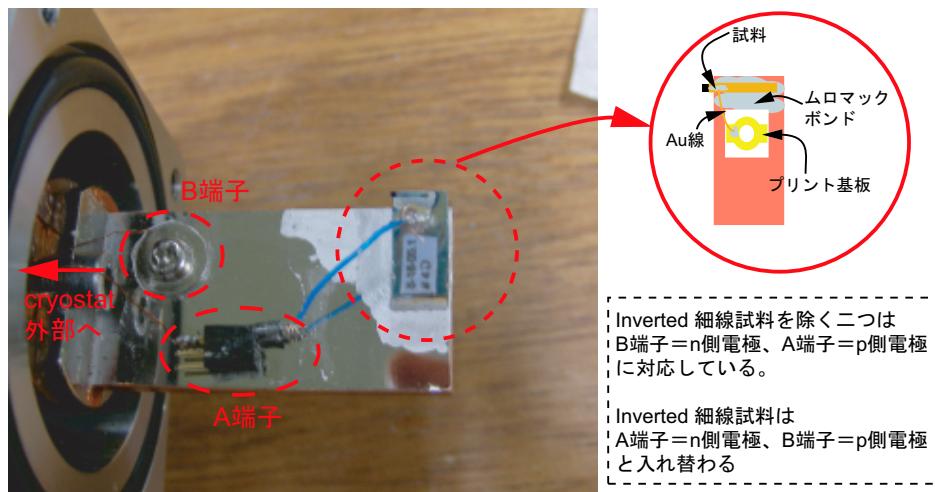


図 3.6: クライオスタット・コールドフィンガーへのマウント写真

ダイボンディング後は、銅ブロック上に乗せた試料の(001)表面の電極と銅ブロックに貼付したプリント基板をAu線( $\phi=25\ \mu\text{m}$ )で配線する。測定の際には、そのプリント基板と銅ブロックを各電極として用いている(図3.6右参照)。銅ブロックへのダイボンディング及び配線が終わったら、銅ブロックをクライオスタットのコールドフィンガー上へと銀ペーストでマウントする(図3.6参照)。そして、コールドフィンガー上のソケットへとプリント基板から配線を行うことでクライオスタット外部からの電気的制御が可能になる。**B**端子をコールドフィンガー上に配置することで、試料を複数マウントする場合でも端子数を節約できるようにしている。

### 3.2.2 エッティング

プロセス当初はまず参考用の第一成長基板を一つエッティングしてエッティングレートを求め、それから本番用の試料をエッティングしていたが、この方法では期待した厚さからずれてしまうことが多々あった。そこで、エッティングにおける時間と深さとの関係性を詳細に調べた。

初めに同一の第一成長基板を9つに劈開し、それぞれを10~90秒ずつエッティングしその深さを測定する実験を行った。その結果が図3.7左のグラフである。これを見ると、深さは時間に対して比例関係にあるがその直線は原点を通らないことがわかる。また、第一成長基板は何層か組成が異なる領域があるが、エッティングにおいては全ての領域でレートが変わらないことが示されている。ここから、エッティングの最初に削られないまたはレートが低い時間帯があることはわかるが、それが基板表面の組成に起因するのか、溶液につけてから化学反応が起こるまでにタイムラグが生じるからなのかは判断できない。

そこで、次に同一の基板を図3.7右上模式図のように5段階に分けてエッティングし、その深さと時間との関係を調べた。この実験でもほぼ同様な結果が得られていることが図3.7右下のグラフからわかる。これは溶液につけてから化学反応が起こるまでにタイムラグが生じないことを示しており、ここからエッティングにおける最初の立ち上がりは基板表面の組成に起因することわかった。

以上の結果を踏まえて二点からレートを求ることで、本番用試料におけるエッティング深さの誤差が0.1 $\mu\text{m}$ 程度に抑えられるようになった。それによってstem wellドーピング層に対して確実にオーム性接触をとり且つコンタクト抵抗を抑えることに成功した。

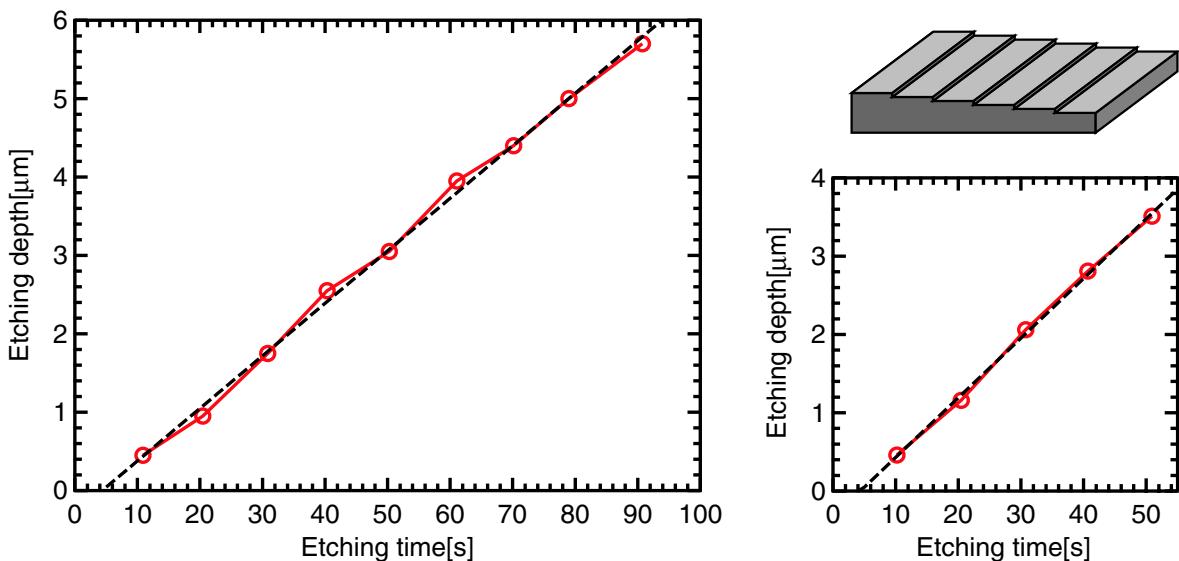


図3.7: エッティング時間とエッティング深さの関係 (左:異なる試料、右:同じ試料)

### 3.2.3 真空蒸着

真空蒸着では抵抗加熱型真空蒸着の原理的問題と、電極材料の問題があった。現在、我々の用いている真空蒸着装置は全て手動であり、電流の調整及びシャッターの開けるタイミングも自身で調整が可能である。そのため、蒸着する際に蒸着のレートが安定する前にシャッターを開けることができる。これは蒸着源が単一原子の場合には問題ないが、合金の場合は蒸気圧の関係で片方のみが先に蒸着してしまったり、成分比が蒸着源と異なってしまうことが考えられる。実際、AlGaAs-cap 細線試料において p 側電極の材料である  $\text{Au}_{0.82}\text{Be}_{0.18}$  を蒸着する際、蒸発が始まると同時にシャッターを開けて蒸着を行ったところ p ドーピング層へとコンタクトが取れなかった。そのため、レートが安定した後にシャッターを開ける必要があることがわかった。

次に電極材料の問題について述べていく。プロセス当初は p 側電極として 200 nm  $\text{Au}_{0.82}\text{Be}_{0.18}$  / 100 nm Au、n 側電極として 5 nm Ni / 300 nm  $\text{Au}_{0.73}\text{Ge}_{0.27}$  / 20 nm Ni / 50 nm Au を用いていた。しかし、前者は Be が発癌性物質であるという問題が、後者は Ni の強い浸透性によって (110) 面に蒸着を行った際に共振器が破壊されてしまうという問題があった。

そこで、p 側電極として Be から無毒である Zn にした。はじめは  $\text{Au}_{0.86}\text{Zn}_{0.14}$  の合金を用いたが、Zn と Au の蒸気圧の差が大きすぎたため先に Zn のみが蒸着され、Zn と GaAs 系との相性がよくないのか蒸着した薄膜がエレクトロンワックスを洗浄する段階で剥離してしまった。そこで、試料との密着性を高めると共に、Zn と Au の比率をコントロールするために 30 nm Au / 40 nm Zn / 230 nm Au という組成 [29] で蒸着を行ったところ AuBe と同程度のコンタクトを取ることに成功した。

また (110) 面に対する n 側電極は表面まで  $n^+$  層があるため、単純に浸透性を落とし 100 nm  $\text{Au}_{0.73}\text{Ge}_{0.27}$  / 50 nm Au の組成で蒸着を行ったところ共振器の保存及びリーク電流の抑制が可能になった<sup>3</sup>。

### 3.2.4 HR コーティング

HR コーティングを施す際には図 3.4 に示す手順を踏み劈開を行った後、ダイボンディングをする前に絶縁層として  $\text{SiO}_2$  を共振器端面に積層する必要がある。 $\text{SiO}_2$  の積層はルーセント・ベル研の Malis 博士の協力のもとプラズマ CVD を用いて行っている。それによって 70 nm 程度の  $\text{SiO}_2$  を全体を覆うように積層したのち、ダイボンディングを行う。そして、抵抗加熱型真空蒸着装置を用いて Au を検出側共振器端面に 50 nm、もう一方の共振器端面に 300 nm 蒸着することでそれぞれ電力反射率が 96.5 %、98 % の高反射率を実現している。

### 3.2.5 電流・電圧特性に見るプロセスの進歩

この節で説明を行ってきたプロセス方法の進歩に伴う I-V 特性の変化を図 3.8 に示す。また、それぞれのプロセス方法については表 3.2 にまとめて示す。また、ここで用いているのはすべて AlGaAs-cap 細線試料である。

全て同じ試料構造ではあるが、7-27-05.2 #13 G のみ 2.3.2 で示した MBE の問題によって (001) 表面にも第二次成長が行われてしまっているため、通常の厚み (3  $\mu\text{m}$ ) に第二次成長の際に積層してしまった厚み (0.85  $\mu\text{m}$ ) を加えた 3.85  $\mu\text{m}$  の厚さの層が stem well から表面まで存在する。そのため、1  $\mu\text{m}$  エッチングし

<sup>3</sup> Inverted 細線試料においては n ドーピング層は stem well であり、試料表面から離れているため 5 nm Ni / 300 nm  $\text{Au}_{0.73}\text{Ge}_{0.27}$  / 20 nm Ni / 50 nm Au の組成で蒸着を行う必要がある

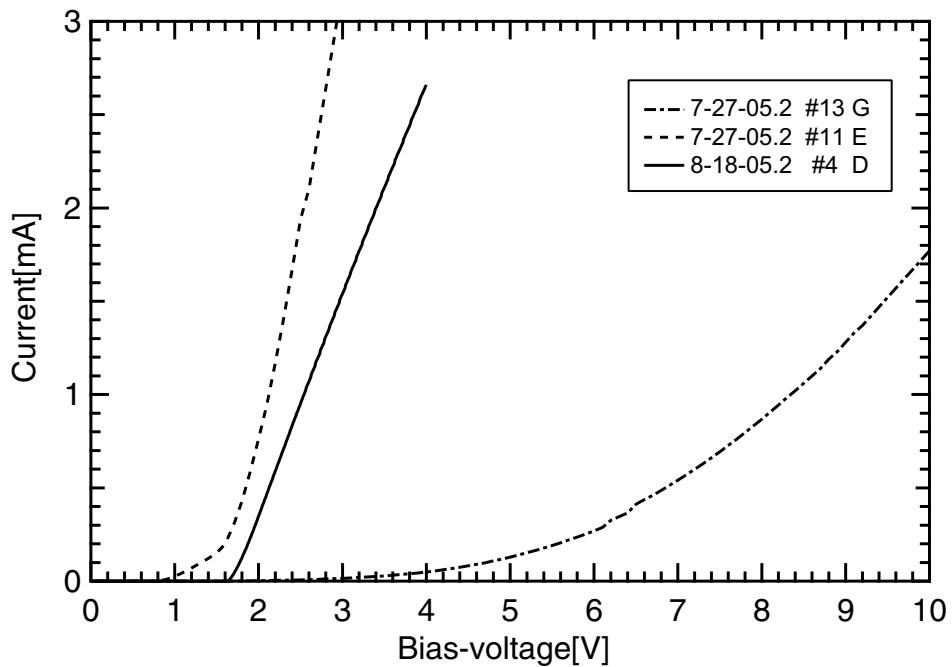


図 3.8: 各プロセスによる電流・電圧特性

表 3.2: 各プロセスの詳細

sample name	7-27-05.2 #13 G	7-27-05.2 #11 E	8-18-05.2 #4 D
n 側電極	Ni / Ge / Au	Ni / Ge / Au	AuGe / Au
p ドーピング層までの距離	3 μm	0.5 μm	0.5 μm

ても p ドーピング層から  $3 \mu\text{m}$  も離れてしまっており、ショットキー接觸をしていると考えられるため他の二つの試料に比べて抵抗も高く、ダイオード特性を示さない。

また、7-27-05.2 #11 E では n 側電極として Ni を使っているため、リーク電流が発生してしまっている。これは Ni の強い浸透性のため、リークパスが生成されてしまうためだと考えられる。さらに、導波路放出光を見てみると Fabry-Perot 振動が観測されず、共振器構造にダメージを与えてしまっているのがわかった。

最終的に 8-18-05.2 #4 D のようにプロセスを行うことで、きれいなダイオード特性を示すとともに閾値電圧以下での電流値を  $100\text{nA}$  以下に抑えることに成功した。本論文では AlGaAs-cap 細線試料についてこの 8-18-05.2 #4 に対して行った測定結果を示す。

## 第 4 章

# 電流注入 T 型量子細線の各種測定方法

本章では T 型量子細線の測定方法について述べていく。まず、デバイスとして重要な電流・電圧測定及び光出力・電流測定方法について説明する。その後、本研究で用いている He-flow 型のクライオスタットの諸性能について説明を行う。最後に、電流注入 T 型量子細線の物理を調べる上で重要な光学測定について 3 種類の光学系を示した後それぞれの特徴を説明する。

### 4.1 電流・電圧測定及び光出力・電流測定

本研究では電流・電圧測定及び光出力・電流測定は GPIB 及び USB を介して測定機器を制御して行っている。そのためのソフトウェアは LabVIEW および Visual Basic を用いて開発を行った。

電流・電圧測定のための測定機器として、電流・電圧源とモニタを兼ねた ADVANTEST 製の R6240A を用いている。また、光出力・電流測定を行う際は、この R6240A と Si フォト・ダイオードを用いたパワーメータ（同社製の Q8230）をソフト上で連動させている。これによって、電圧、電流の分解能をあげて光出力を自動で測定することが可能である。

### 4.2 He-flow 型クライオスタット

本研究で用いられるクライオスタットは Oxford Instruments (以降 Oxford 社) 製の”MicrostatHe”の中心部と自作したジャケット及びヘッドによって構成される。Oxford 社オリジナルのジャケットは我々の行うような直交する二軸を用いた測定に向かないため、ジャケット及びヘッドの部分は適した形をデザインし代用している（図 4.1 参照）。このクライオスタットは He の流量及び内部のヒーターを操作することによって温

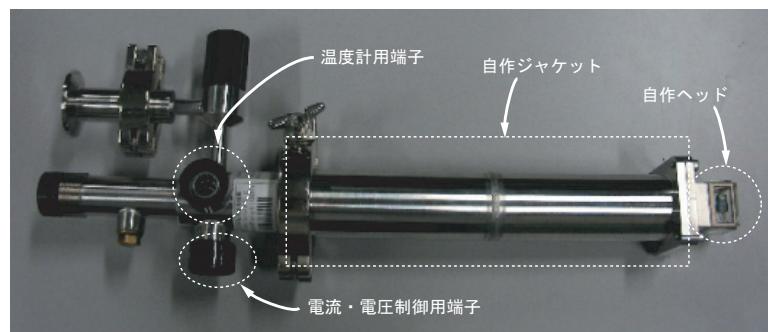


図 4.1: He-flow 型クライオスタット

度制御が可能であり、温度依存性を測定する際はその二つを調整している。

## 4.3 光学系

本研究で行った光学測定は主に”Photoluminescence (PL) 測定”、”Electroluminescence (EL) 測定”、”ELイメージ測定”、”光励起発振測定”である。以下に、それぞれの測定に用いた光学系とその特徴を述べる。

### 4.3.1 PL 及び EL 測定光学系

PL 及び EL 測定に用いた光学系を図 4.2 に示す。図中の”CM10”とは Nikon 社製の小型落射式顕微鏡のことと、結像レンズと接続した CCD の距離を固定することが可能なため光を入射するだけで容易にモニターできる。

プロセスによって得られた試料に対しては PL 測定は導波路と平行な方向の  $[1\bar{1}0]$  及び  $[001]$  方向からのみ行うことが出来る。また、HR コーティングを施している試料に関しては  $[1\bar{1}0]$  方向のみである。そのため、検出方向は一軸のみで十分である。対物レンズとして N.A.(Numerical Aperture)=0.5 で 40 倍のものを用いている<sup>1</sup>。この光学系の特徴は分光器の出口に設置されている冷却 CCD 検出器である。この冷却 CCD 直前の真空窓にはウェッジガラスを用いているため試料の共振器由来以外のエタロン振動が観測されず、

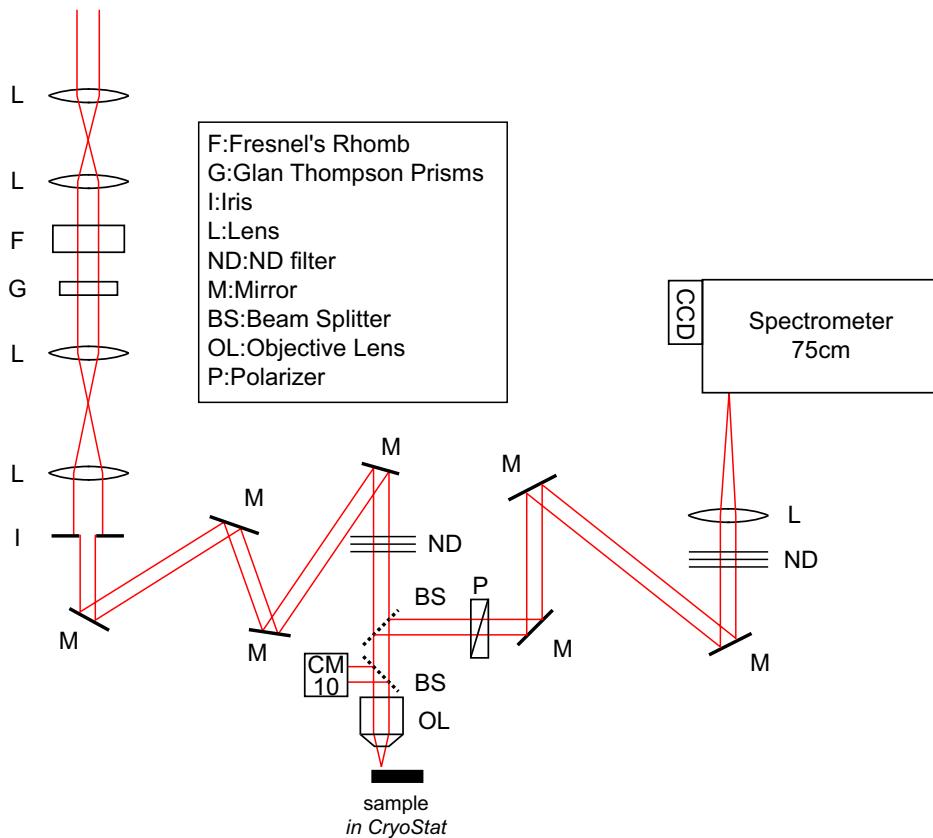


図 4.2: PL 及び EL 測定光学系

<sup>1</sup> Rayleigh の式  $\left( \text{分解能} = \frac{0.61 \times \lambda}{\text{N.A.}} \right)$  より、この光学系の空間分解能は波長 ( $\lambda$ ) 程度であるとわかる

Fabry-Perot 振動の解析が可能になっている。

また、この光学系の励起用レーザー光源として、5W の Nd:YVO<sub>4</sub> レーザーによって励起された Titanium-Sapphire (Ti-S) レーザーを用いている。波長は 730~800 nm 程度まで可変であり、レーザー出力も試料の位置で最大 200 mW 程度まで得られるが PL 測定用としてのみ用いる場合は波長は 730 nm 程度に固定し、励起強度は 1 mW 以下にして用いた。

#### 4.3.2 EL イメージ測定光学系

図 4.3 に EL イメージ測定に用いた光学系を示す。この光学系の一番の特徴は、1316 × 1035 のピクセルをもった Image CCD である。また、それを十分活用できるように直交した二軸の検出用対物レンズから抜けてくる光を一つのパスにあわせ、Image CCD 及び分光器へと結像することが出来るようになっている。EL イメージ測定を行う際は、バンドパスフィルターを用いてある波長領域を抽出するが、そのためには分光器によって得られるスペクトルを見ながらバンドパスフィルターの角度を調整する必要がある。そのため可動式ミラーを上下させるだけで検出器の切り替えが出来ることは大きな強みである。また、検出が二軸あるので一度の実験で (110) 面と (1̄10) 面の EL イメージを取ることが可能である。こちらの光学系も対物レンズとして N.A. = 0.5 で 40 倍のものを用いている。

この光学系においても PL 及び EL 測定は可能であるが、この光学系で用いている分光器の出口についている冷却 CCD は図 4.2 のようにウェッジガラスではなく平行ガラスが真空窓として用いられているためエタロン振動がスペクトルに現れてしまう。そのため、導波路放出光のような高分解能が必要な測定には適さない。しかし分解能のあまり知らない、つまりエタロン振動の影響が出ないような低分解能での測定は可能である。

この光学系によって得られるイメージ像の倍率を計算するために 1.6 μm 周期で溝が刻まれたパターン基板に発光中心波長が 780 nm の LED を当ててその反射イメージ像をとったものが図 4.4 である。780 nm の LED を用いたのは T 型量子細線試料の主要構造からの発光波長が 780~800 nm 程度であり、同程度の波長

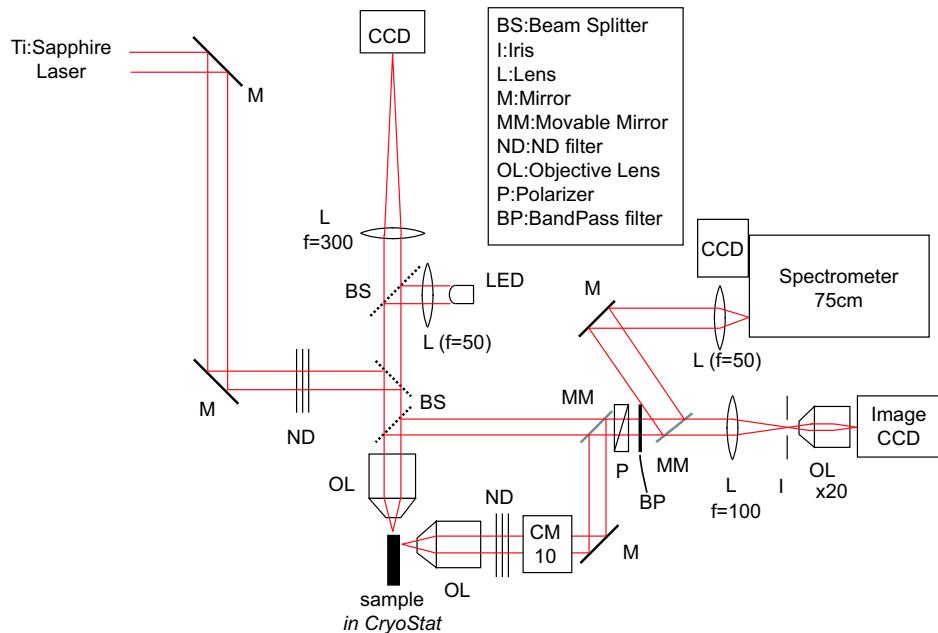


図 4.3: EL イメージ測定光学系

光源を用いることによって色収差の影響を除外するためである。

図4.4 上が測定によって得られた反射イメージ像で下図は上図の白線の部分に対応したラインプロファイルである。一周期のみだと誤差が大きいため図に示すように9周期分の平均を1周期とした。

図中より、

$$(1 \text{ 周期}) = 1.6[\mu\text{m}] = 662 \div 9 \cong 73.6[\text{pixel}] \\ \therefore 1.0[\mu\text{m}] = 46[\text{pixel}]$$

となる。

このパターン基板は  $\theta = -2.9^\circ$  傾いているが

$$1.0[\mu\text{m}] = 46 \times \cos(2.9^\circ) \cong 45.9[\text{pixel}]$$

となり、結果はほとんど変わらない。よってELイメージで得られる像は  $1 \mu\text{m}$  が CCD の 46 ピクセルに対応していることがわかる。つまり、1ピクセルは 22 nm 程度となるが先述の通り分解能は波長程度しかないことに留意する必要があり、40 ピクセル以下の情報を議論することは物理的には意味がない。

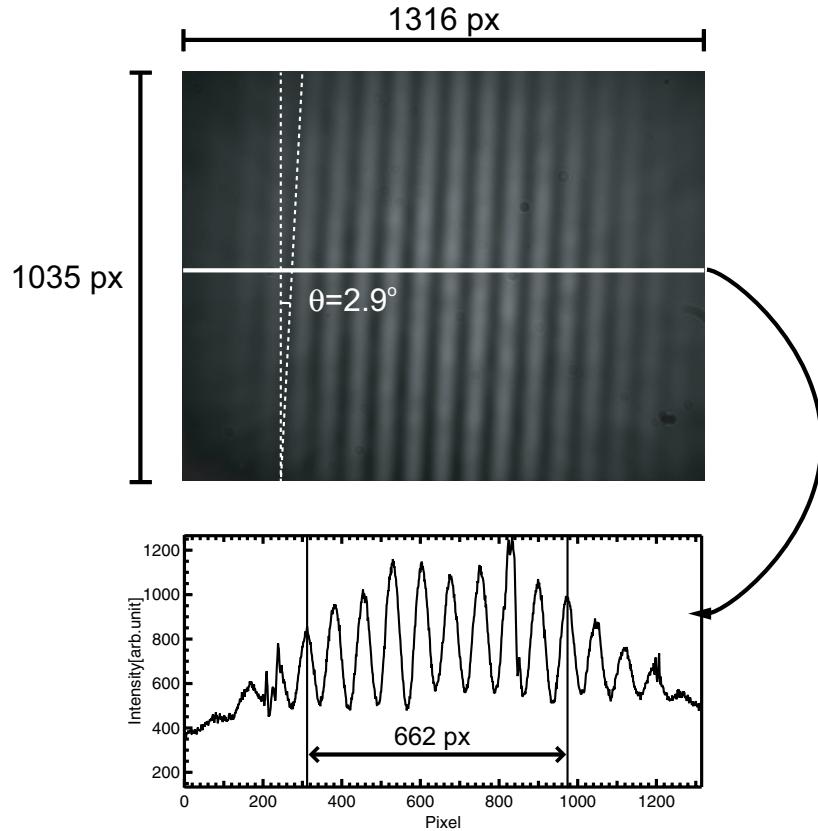


図4.4: パターン基板の反射イメージ像(上)及びラインプロファイル(下)

また、この光学系の励起用レーザー光源としても、5WのNd:YVO<sub>4</sub>レーザーによって励起されたTi-Sレーザーを用いている。波長は730~800nm程度まで可変であることは同じであるが、こちらの光学系では強励起する実験を行うことがないため、レーザー出力は試料の位置で最大数mW程度しか得られない配置になっている。

### 4.3.3 光励起発振測定光学系

電流注入によって発振しなかった試料に対して、光励起による発振実験を行ったときに用いたのが図 4.6 に示した光学系である。この光学系は図 4.2 と励起光源、分光器はまったく同じものを用いている。但し、こちらは光励起発振用にレーザー出力をなるべく強くする必要があるため、図 4.2 のようにアイリスでレーザー光をカットすることはせず、光チョッパーで duty 比を 1 % に落としている。また、シリンドリカルレンズで励起光をフィラメント状にして T 型量子細線を一様に励起し、直交する対物レンズで導波路放出光の検出を行っている（図 4.5 参照）。

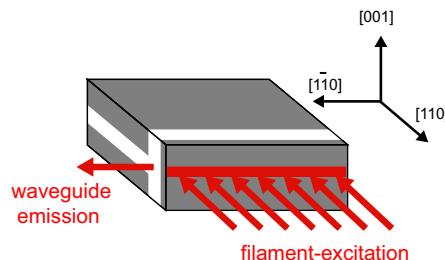


図 4.5: フィラメント励起の模式図

また、この際に用いる対物レンズは励起側、検出側それぞれ N.A.=0.4、0.5 で倍率は 20、40 倍である。これは、励起側は共振器長の  $500 \mu\text{m}$  以上のフィラメント長が必要であるので現状のシリンドリカルレンズでは 40 倍では範囲が狭すぎ、検出側は励起光の散乱光の影響を少なくするために 20 倍では範囲が大きすぎるためである。

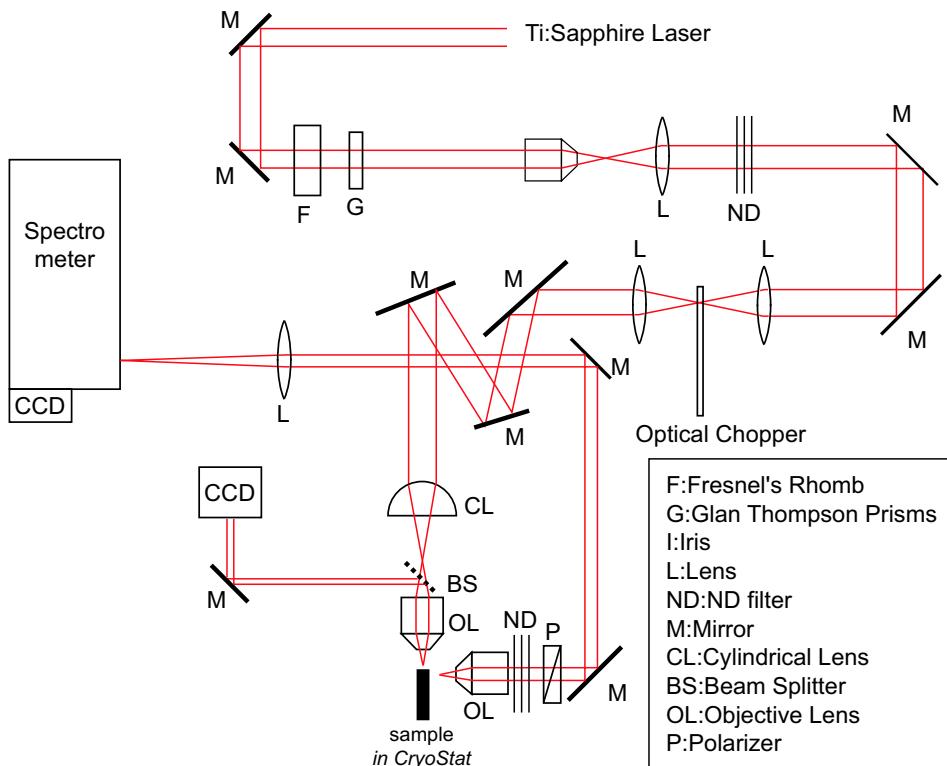


図 4.6: 光励起発振測定光学系



### Part.III

## 電流注入 T 型量子細線レーザーの光学測定 及び発振測定





## 第 5 章

# GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線

本章ではまず GaAs-cap T 型量子細線試料の評価として行った各測定の結果(電流・電圧特性、Photoluminescence、Electroluminescence、光励起発振測定及び利得スペクトル解析)を示す。そこから、本試料構造においては活性層の T 型量子細線へキャリアが注入されないという問題があることがわかった。本章の最後に、まとめとあわせてその問題点を述べる。

### 5.1 試料構造及び電流・電圧特性

本試料の詳細な試料構造を図 5.1 に、本試料に対して行ったプロセスの各条件を表 5.1 にそれぞれ示す。

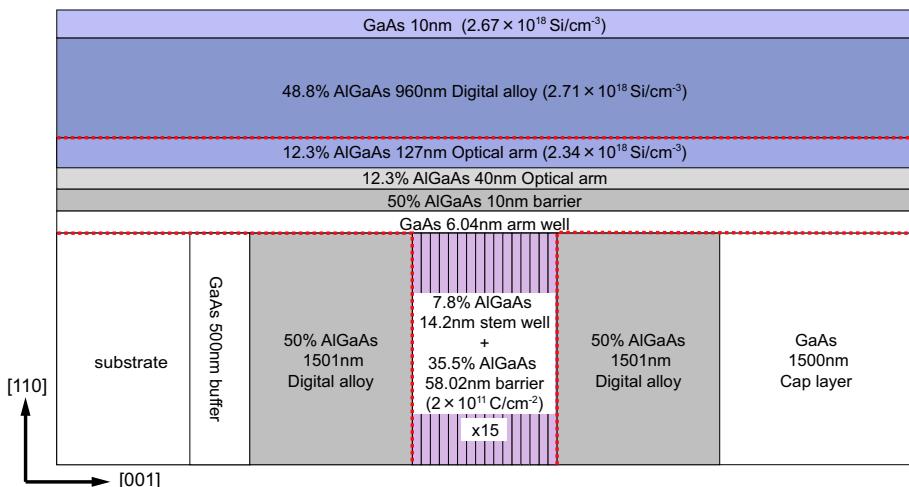


図 5.1: GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線試料構造(青色 : n ドーピング層、桃色 : p ドーピング層、赤点線 : 光導波路、パーセンテージ : Al 含有率)

この試料に対するプロセスは、まだ各プロセスの最適化を図る前に行ったものなので 3 章で示したようなプロセスとはかなり異なっている。特筆すべき点は n 側電極として In 半田を用いていることで、その様子を実体顕微鏡でとったものを図 5.2 に示す。

In 半田を n 側電極として用いるためには、銅ブロック上に量子細線試料を載せた後に In 半田を (110) 面と銅ブロックをつなぐように接着する必要がある。この場合、細線に対して (110) 面から光学的アプローチを行うことが可能になるが、In 半田の形に依存した試料の内部電場不均一性や、直接半田ごてを試料に当てるによるリスクが大きい。またエッチングはかなり浅めであるが、I-V 特性(図 5.3)を見てみると図 3.8

表 5.1: GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線プロセス

第一成長基板	6-23-04.1
sample name	7-06-04.2 #1 F
p ドーピング層までの距離	2 $\mu\text{m}$
p 側電極	200nm Au <sub>0.82</sub> Be <sub>0.18</sub> /100nm Au
n 側電極	In 半田
ダイボンディング用接着剤	Indium

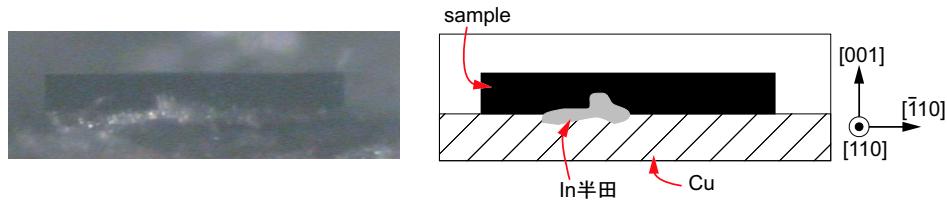


図 5.2: GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線試料マウント写真

の 7-27-05.2 #13 G ほどショットキーになっていないことがわかる。

さらに、室温と 5K における I-V 特性にほとんど変化が見られない。後に示すように、同じドーピング構造を持つ AlGaAs-cap 細線試料では主なシリーズ抵抗として p ドーピング層である stem well の部分が働くことがわかつており (6.2 節参照)、閾値電圧以降の抵抗は stem well に変調ドープされたキャリアの移動度、この GaAs-cap 細線試料の場合は正孔の移動度に依存することになる。しかし、これを見てみるとほとんど抵抗が変化しておらず、さらに van der Pauw (VDP) 測定 [30] によって得られた抵抗の温度依存性とも矛盾する (表 5.2 参照)。

これの原因は明確にはわからないが、後述するようにこの試料においては活性層の T 型量子細線ではなく

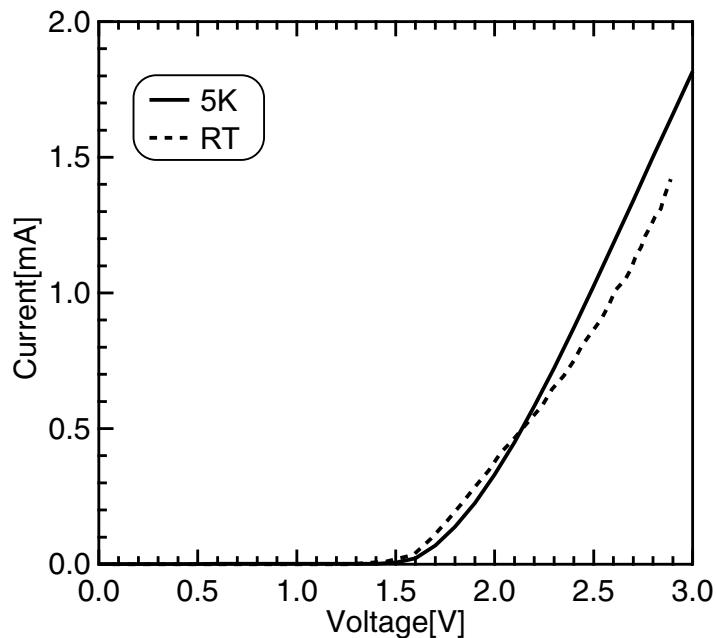


図 5.3: GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の電流・電圧特性

表 5.2: GaAs-cap 細線試料第一成長基板 (6-23-04.1) における VDP 測定結果

温度 [K]	抵抗 [ $\Omega$ ]	移動度 [ $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ]
298.3	$8.84 \times 10^3$	$5.59 \times 10^2$
77.0	$3.00 \times 10^3$	$4.62 \times 10^2$
4.5	$1.93 \times 10^3$	$8.64 \times 10^2$

表面層の GaAs の部分に  $p-n$  接合部がずれてしまっているために、AlGaAs-cap 細線試料とは異なった  $I-V$  特性を示しているのかもしれない。

## 5.2 Photoluminescence 測定

図 5.5 及び図 5.6 に PL の空間スキャン測定の結果を示す。ここでいう垂直及び平行スキャンとは図 5.4 に示すように、細線に対して垂直または平行方向に励起光を動かして PL を測定していくという意味である。実際は励起光を固定し、試料をクライオスタットごと XYZ 可動ステージで動かすことによってそれを実現する。

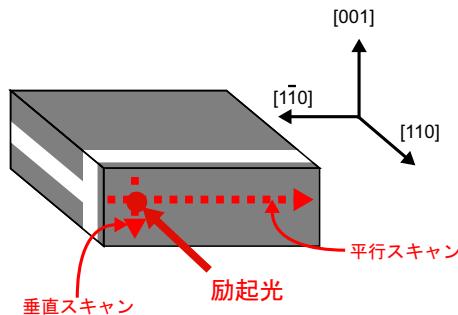


図 5.4: 空間スキャン PL 模式図

また、この際の励起光の偏光は  $[1\bar{1}0]$  方向と平行である。これは、体積が圧倒的に大きい stem well に光を吸収させ、stem well から細線へのキャリア拡散の影響を大きくし、細線の発光強度を高めるためである。一方、細線の波動関数は図 2.2 に示されるように arm well へと偏っているために、細線からの発光は  $(110)$  面と平行な方向への強い偏光依存性を持つ。そのため、 $(110)$  面と平行な方向の偏光を選ぶことで励起光の影響を抑えつつ細線の発光を見ることが出来る。本論文において今後示すデータは全て  $(110)$  面と平行な方向の偏光成分のみを抽出して検出している。

図 5.5 左に示したのは垂直スキャン PL によって得られたスペクトルである。この測定では  $1 \mu\text{m}$  ステップで試料を動かして測定しており、励起光等の各条件は図右上に示した通りである。ここで、”V : 0V (close)”とは電流・電圧源によって電圧を 0V に保つように回路として電極が閉じているという意味である。そのため、フォト・ダイオードのように発生した光電流を測定することが出来る。垂直スキャン PL 測定結果と図 5.1 の試料構造を比較することによって、各発光ピークを同定することが出来、高エネルギー側から stem well ( $1.628\text{eV}$ )、arm well ( $1.601\text{eV}$ )、T型量子細線 ( $1.576\text{eV}$ )、GaAs 基板 ( $1.523\text{eV}$  以下のダブルピーク構造) からの発光であると同定される。このときに発光する arm well とはクラッド層の部分に存在するもの(以降、cladding arm と呼ぶ)であり、コア層内部の細線以外の arm well (以降、core arm と呼ぶ) からの発光は細線へのキャリア拡散及び体積効果によってほとんど観測できない。

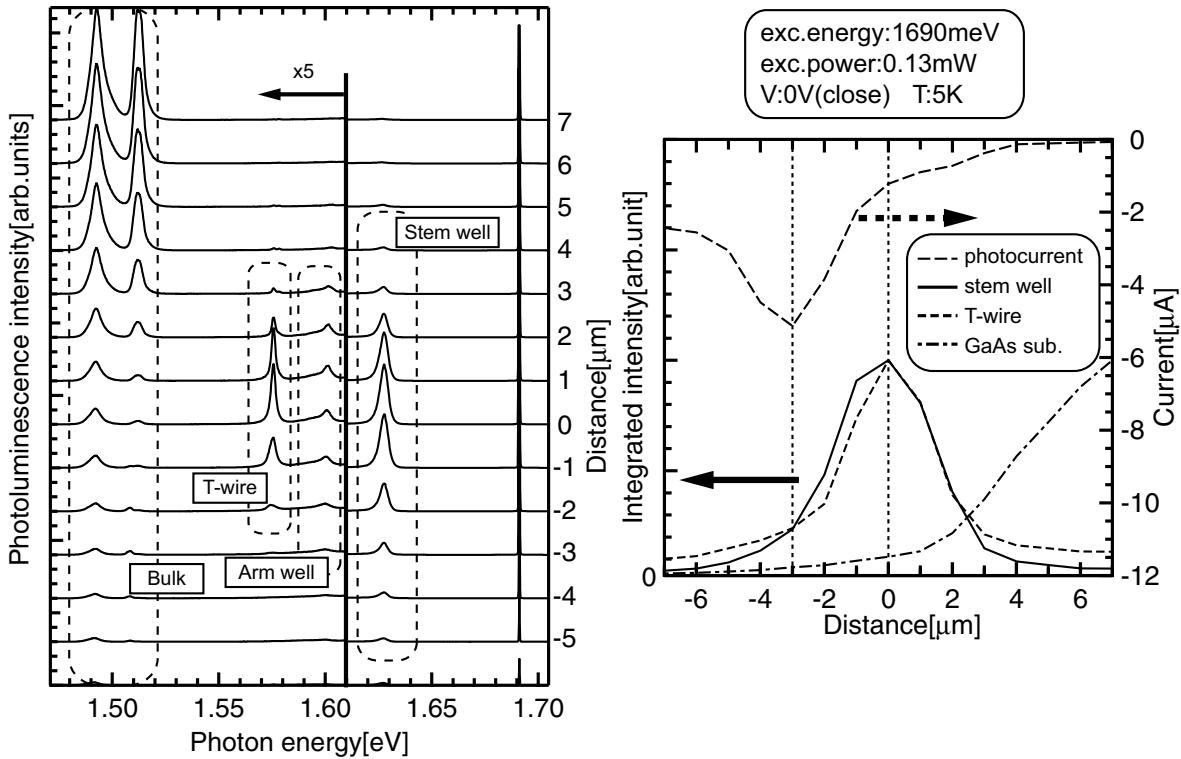


図 5.5: GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の垂直スキャン PL(左: 垂直スキャン PL (1 μm ステップ)、右: 細線、stem well、GaAs 基板の強度及び光電流の位置依存性)

図 5.5 右のグラフに stem well、T 型量子細線、GaAs 基板の発光積分強度の位置依存性をしめす。横軸の Distance は最も細線の発光が強いところを原点としてとり、(001) 表面側を負、GaAs 基板側を正としたものである。これは、図 5.5 左のグラフの右の縦軸の Distance と対応している。また、同時に測定した光電流の位置依存性も図 5.5 右のグラフに示してある。ここから、stem well 及び T 型量子細線の発光積分強度が最も強い 0 μm の地点から (001) 表面側へ 3 μm ほどずれたところで最も電流が逆方向に流れていることがわかる。これはつまり、コア層の中心部から (001) 表面側へ 3 μm ほどずれたところに p-n 接合部が存在していることを示している。このことは、後に示す EL スペクトルにコア層の構造からの発光がないことと矛盾を与えない。

次に、図 5.6 に平行スキャン PL によって得られたスペクトルを示す。これは 10 μm ステップで試料を動かして測定したものであり、測定条件をグラフ上に示す。発光が位置に拠らずほぼ一様であることから試料全体の 500 μm にわたって細線が均一に出来ていることを表している。さらに、細線の発光の半値全幅 (FWHM) は 3 meV 程度であることから品質の優れた試料であることがわかる。場所によっては発光がダブルピークになっているところがあるが、これは計算によって求められる arm well が 1 分子層厚い又は薄いときに生じるピークエネルギーのずれである 2.0 meV と良い一致を示すことから、arm well の原子層揺らぎによるものであることがわかる。

図 5.7 に示したのは、励起位置を固定して電圧を変えたときの PL スペクトルの変化を取ったものである。測定条件をグラフ上に示す。励起位置は図 5.5 で細線の発光が最大になる Distance=0 [μm] で固定した。もし、細線部に p-n 接合部が来ているとすると逆バイアスにしたときは発光がなくなり、順バイアスにしたときは GaAs のバンドギャップと一致する 1.5 V 付近までは細線はほとんど発光しないはずである。しかし、このスペクトルを見ると逆バイアス時にはたいして変化が見えず、順バイアスが強くなると逆に発光が弱く

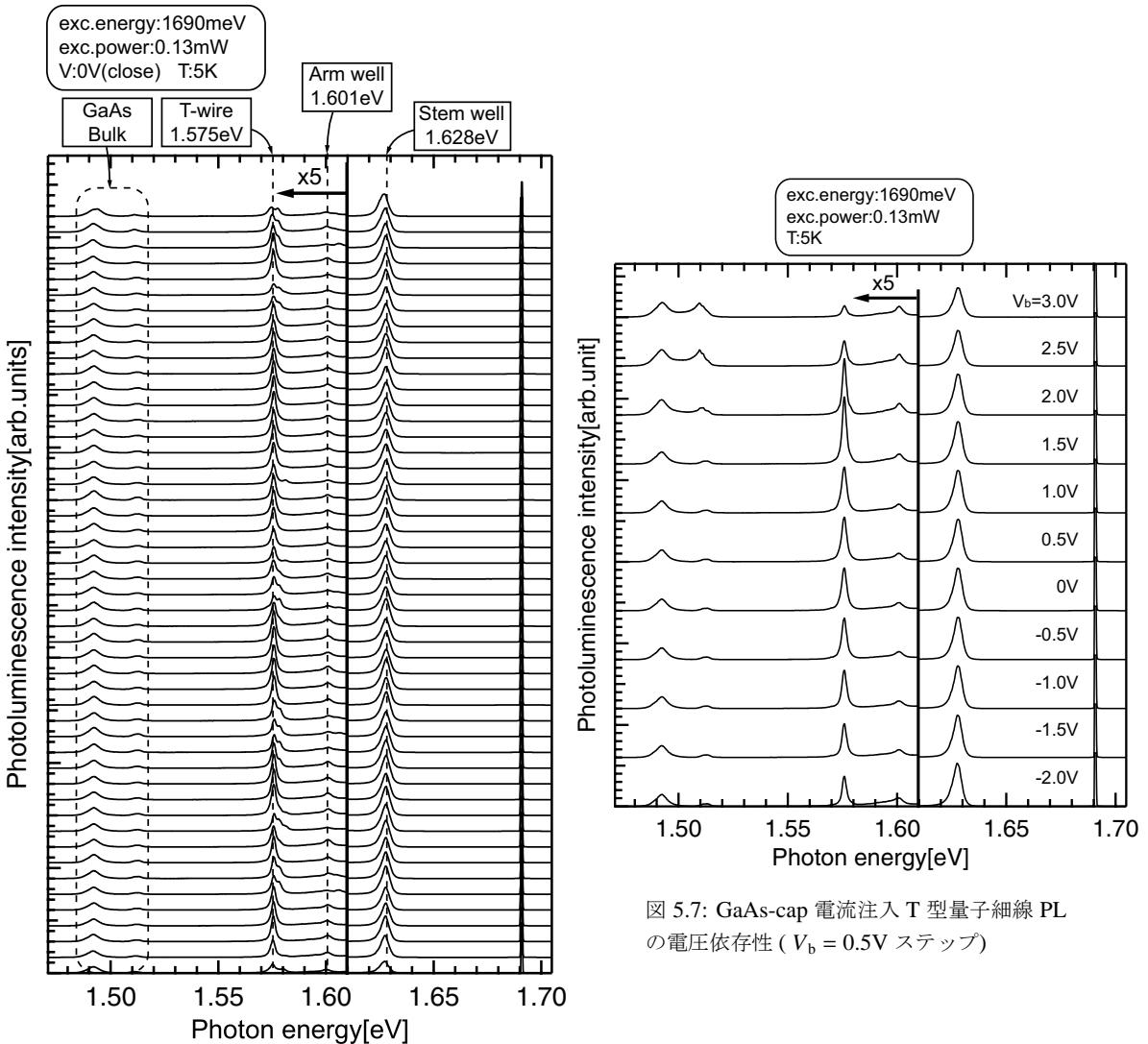


図 5.6: GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の  
平行スキャン PL (10  $\mu\text{m}$  ステップ)

なっていくのがわかる。逆バイアス時の依存性は先ほども述べたように  $p$ - $n$  接合部が活性層の細線部にはないことを示しており、順バイアスが強くなると発光が弱まる原因についてはよくわかっていないが、他の測定結果からも同様なことが示されている。

### 5.3 Electroluminescence 測定

図 5.8 左に EL の導波路放出光スペクトルの電圧依存性を示す。GaAs のバンドギャップに対応する 1.5 V 以下では発光が観測されず、1.5 V を超えたところから発光が観測される。しかし、発光が観測されるのは PL 測定によって GaAs 基板からの発光と同定されたエネルギー領域のみであり、細線など他のエネルギー領域からの発光は一切観測されない。EL イメージ測定によってこの発光は (001) 表面側の GaAs からの発光であることがわかっており、これは図 5.5 右から示されるのと同様に  $p$ - $n$  接合部が (001) 表面側に存在していることを意味している。

図 5.8 右は EL スペクトルの 1.477–1.518 eV 間の積分発光強度を電圧に対してプロットしたものである。

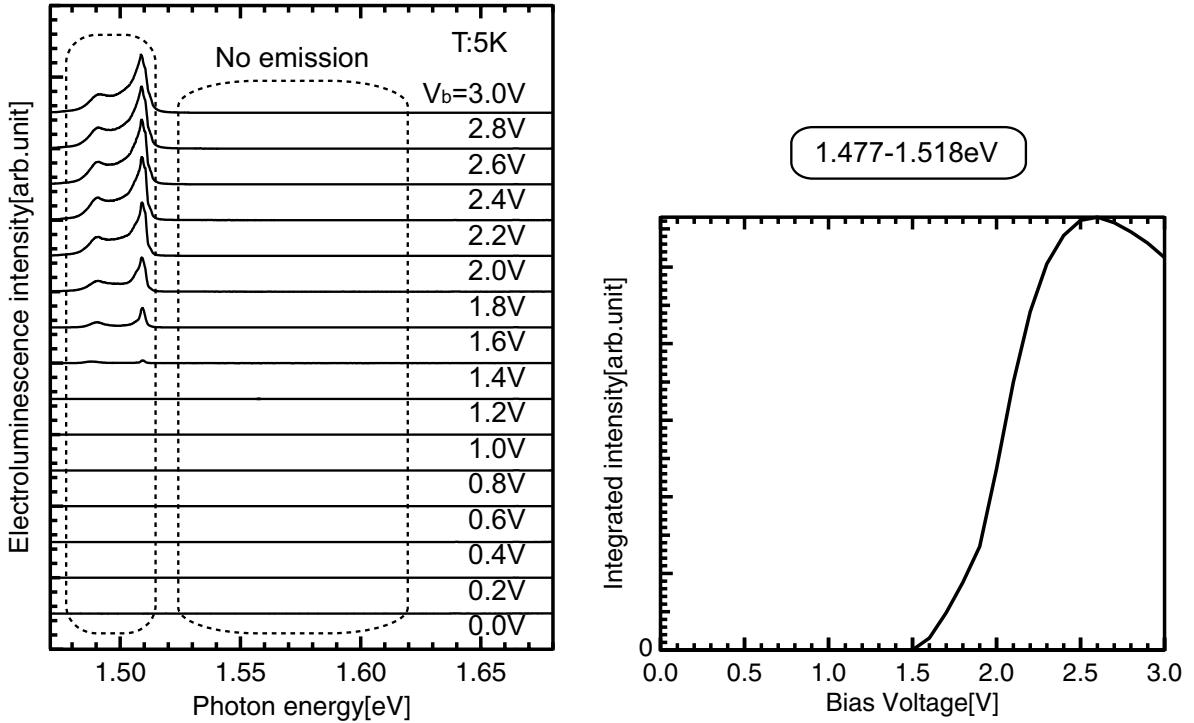


図 5.8: GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の EL の電圧依存性 (左 : EL スペクトル、右 : 1.477–1.518eV 間の積分発光強度)

こちらを見てみると 1.5 V を閾値電圧として発光強度が増え始めることが明らかである。また、2.5 V で極大値を示したのち 3.0 V までは徐々に発光強度がなだらかに減少していくのが観測される。

この高電圧領域での傾向は図 5.7 に示した細線の PL 強度の電圧依存性と類似しており、この試料においては  $V_b = 2.5$  V 以上では非輻射再結合及び緩和等の影響によって発光しにくくなることを示唆しているのかもしれない。この傾向は次に行った光励起発振実験結果にも表れている。

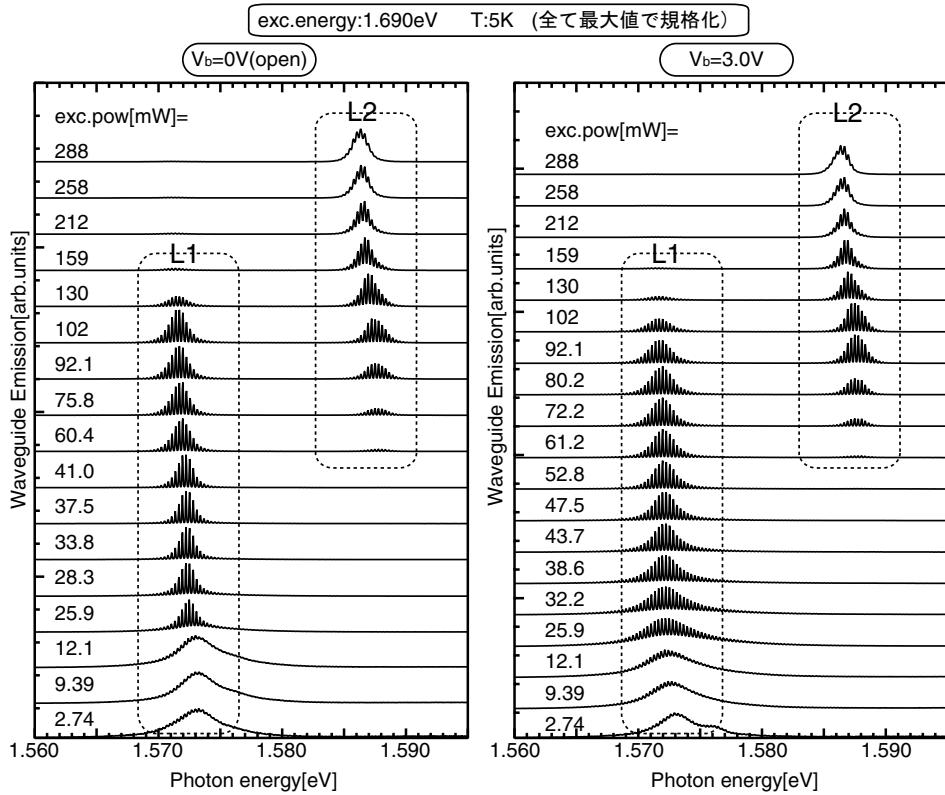
## 5.4 光励起発振測定

GaAs-cap 細線試料において、共振器の形成がうまくいっていないことによって細線からの EL が観測しにくいのかもしれないという可能性もあったため、フィラメント状に絞られたレーザー光によって共振器全体を一様に励起し、導波路放出光を観測する実験を行った。

### 5.4.1 導波路放出光スペクトル及び光出力・励起光強度曲線

図 5.9、図 5.10 に光励起実験によって得られた導波路放出光スペクトルを強度の最大値で規格化したもの及び光出力・励起光強度 ( $L-I$ ) 曲線を示す。図 5.9 の左のグラフを見てみると、励起光強度を徐々に上げていくと 1.573 eV の発光ピークがレッドシフトをしながら Fabry-Perot 振動の最大値と最小値の比が大きくなっている、マルチモード発振が起こっていることがわかる。さらに励起光強度を上げていくと、最初の発振ピークより高エネルギー側の 1.588 eVあたりに新たなマルチモード発振ピークが現れる。そして、最終的には高エネルギー側の発振が支配的になる。各スペクトルに共振器由来の Fabry-Perot 振動が表れていることから共振器の形成はできており、EL で細線が発光しないのは共振器の問題ではないことが理解される。

このような励起光強度に対する発光の発展は 2001 年に Rubio ら [31] によって報告されており、細線から

図 5.9: GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の導波路放出光スペクトル(左 :  $V_b=0\text{V}(\text{open})$ 、右 :  $V_b=3.0\text{V}$ )

の発光と考えられる低エネルギー側の発振ピークを”L1”、励起光強度を上げたときに表れる高エネルギー側の発振ピークを”L2”と呼んでいる。L1 の方は細線からの発振と同定されているが、L2 については core arm からの発振であると考えられているものの [32] 未だ明確な同定はなされていない。同定できない最大の原因是、PLE 測定及び透過測定によってわかっている細線と core arm のエネルギーの差  $E_{\text{con}}=20\text{meV}$ [24, 25, 26] に対し L1 と L2 のエネルギー差がかなり小さくなってしまうことである。つまり、仮に L1 を細線、L2 を core arm 由来だとするとレッドシフトの量が L1 に比べ L2 の方が大きくなってしまうことが問題になっている。しかし、本試料に限って言えば PLにおいて core arm からの発光は観測されていないためレッドシフトの量を比較することは不可能である。そこでここでは L2 の起源について議論することは行わない。

さて、図 5.9 に話を戻すと、この図には異なる電圧下での導波路放出光スペクトルの励起光強度依存性が左右に示されている。ここで、 $V_b=0\text{V}(\text{open})$  とは両電極間が回路として閉じていないことを意味している。この場合は close と異なり、光励起によって生成されたキャリアによって内部電場が中和され、フラットバンドに近い状態になっていると考えられる。この二つのグラフを比較してみると、スペクトルの励起光強度に対する発展は概ね同じ傾向を示すが、 $V_b=0\text{V}(\text{open})$  に比べ  $3.0\text{V}$  のほうが細線の発光が全体的にブロードになっていることがわかる。このことについては 5.4.2 で利得スペクトルと共に考察を行う。

図 5.10 に示したのはそれぞれ  $V_b=0\text{V}(\text{open})$  における L1、L2 の  $L-I$  曲線(左上)、 $V_b=3.0\text{V}$  における L1、L2 の  $L-I$  曲線(右上)、各電圧の L1 の  $L-I$  曲線の比較(左下)、各電圧の L2 の  $L-I$  曲線の比較(右下)である。

まず、左上及び右上のグラフを見ると電圧に依らず L1 に比べ L2 の方がかなり強いことがわかる。そして、L2 が強くなると共に L1 の強度が減少していくことが見てとれる。この現象は他の試料でも観測されるが、L2 が発振することによって抑制されるのか、利得がブロードになることによるものなのかは今のと

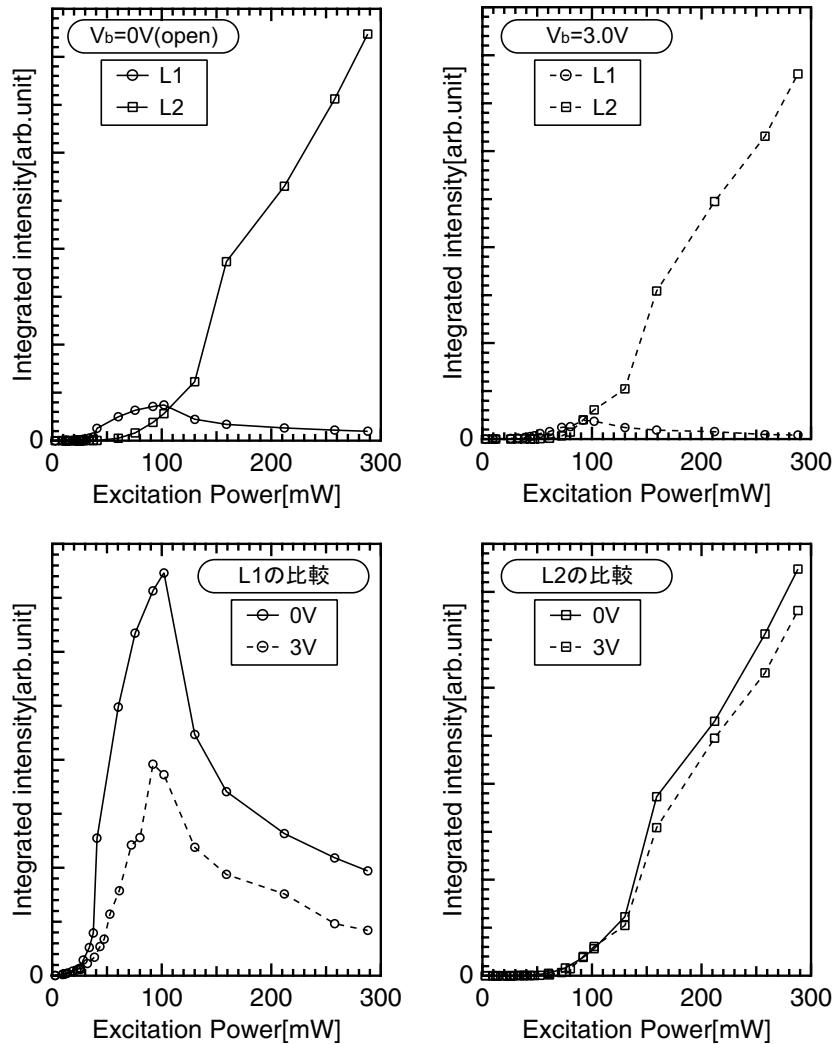
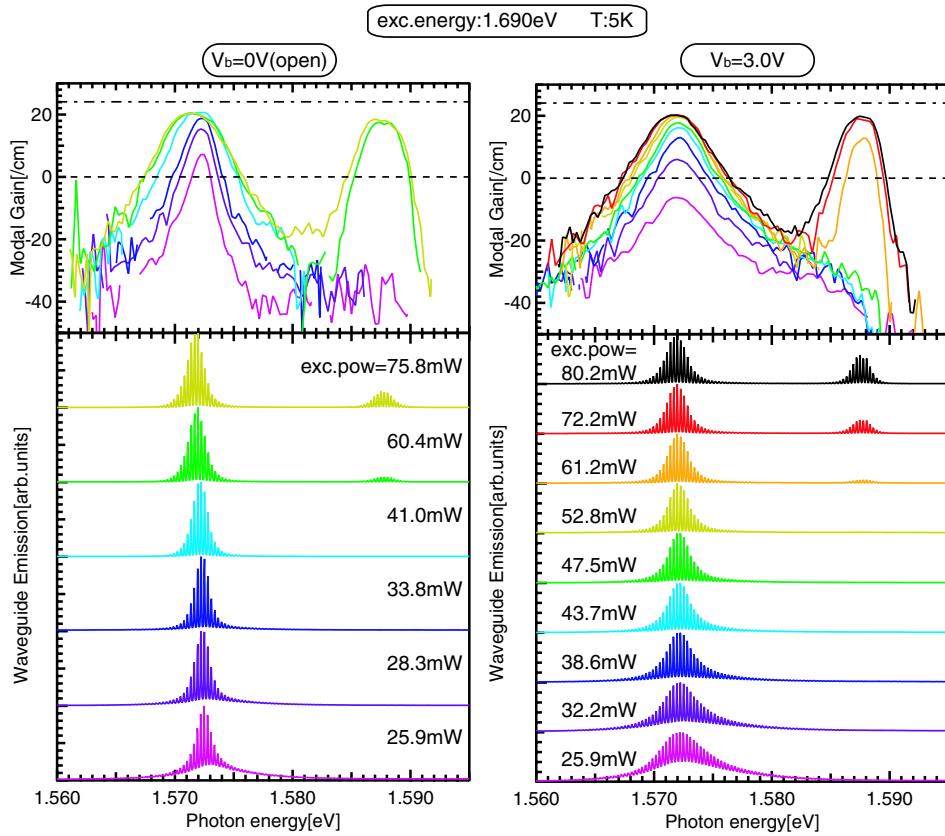


図 5.10: GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の  $L-I$  曲線 (左上 :  $V_b=0\text{V}(\text{open})$ 、右上 :  $V_b=3.0\text{V}$ 、左下 : L1 の比較、右下 : L2 の比較)

ころわかつていい。次に、L1 の電圧依存性を示している左下のグラフを見てみるとかなり強度に差があることがわかる。図 5.7 でも示唆されているように電圧が 2.5 V 以上では発光が弱くなる傾向があるため、発振強度に差が出ることはその結果と矛盾を与えない。それぞれの  $L-I$  曲線から L1 の閾値は 0 V (open)、3.0V においてそれぞれ 30 mW、40 mW と見積もることができる。同様に、L2 の閾値もそれぞれ 85 mW、96 mW と見積もられる。3.0 V の方が L1、L2 共に閾値が大きいことからも、この構造では高電圧という条件下では発光が抑制されているということがわかる。

#### 5.4.2 利得スペクトル

次に、図 5.9 のスペクトルから Cassidy の方法を用いて利得スペクトルを導出し利得の励起光強度に対する応答を見る。Cassidy の方法の詳細については付録 A 及び論文 [33, 34] を参照することとするが、平易に説明すると Fabry-Perot 共振器構造から外部に放出される導波路放出光スペクトルに表れるエタロン振動から反射率、共振器長の要素を除くことによって内部の利得係数を求める方法である。一般にはエタロン振動の最大値と最小値を用いて利得係数を導出する Hakki-Paoli の方法 [35] が有名であるが、分解能が有限な検

図 5.11: GaAs-cap 電流注入 T型量子細線の利得スペクトル(左:  $V_b=0V(\text{open})$ 、右:  $V_b=3.0V$ )

出器で測定を行う際には Cassidy の方法がより優れた方法となる<sup>1</sup>。

実際に Cassidy の方法を用いて導出された利得スペクトルが図 5.11 の上に二つ並んでいるものである。下に並んでいるグラフは導出する際に用いた導波路放出光スペクトルであり、利得スペクトル及び導波路放出光スペクトル共に左が  $V_b=0V(\text{open})$ 、右が  $V_b=3.0V$  に対応している。利得スペクトルは同色の導波路放出光スペクトルと対応しており、左右ともに励起光強度に対して利得が増加していくのがわかる。利得スペクトルのグラフにおいて、 $\text{Modal Gain}=24 \text{ [/cm]}$ あたりの点線は本試料におけるミラー損失の値を表している。

ミラー損失  $\alpha_m$  は

$$\alpha_m = -\frac{1}{L} \ln(|r_1||r_2|) \quad (5.1)$$

と表され、 $r_1, r_2$  は共振器両端面の振幅反射率、 $L$  は共振器長 [cm] を示している。本研究で用いている試料は HR コーティングを施した試料を除き、共振器両端面の振幅反射率は等しく  $|r_1||r_2|=R=0.3$ 、共振器長は全て  $L=0.05[\text{cm}]$  である。ここからミラー損失  $\alpha_m \approx 24.08[\text{/cm}]$  が求まる。利得がミラー損失と等しくなったときにレーザー発振が起こることからこの値を閾値利得  $G_{\text{th}}$  とも呼ぶ<sup>2</sup>[36]。

$V_b=0 \text{ V}(\text{open})$  の利得スペクトルを見てみると閾値利得よりも小さい  $20 \text{ [/cm]}$  程度の値で飽和しているよう見えるが、これは検出に用いた CCD のダイナミックレンジが  $40\text{dB}$  程度であることに起因しており実

<sup>1</sup> この論理についても付録 A 及び論文 [33, 34] を参照

<sup>2</sup> 式で表すと  $G - \alpha_{\text{in}} = \Gamma g - \alpha_{\text{in}} = \alpha_m$  を満たすときにレーザー発振が起こると言い換えられる。 $G, \Gamma, g, \alpha_{\text{in}}$  はそれぞれ Modal gain、Optical confinement factor、Material gain、Internal loss を表している

際はミラー損失まで達していると考えられる<sup>3</sup>。そして T 型量子細線によって生じる低エネルギー側の L1 の利得が飽和したあたりから、高エネルギー側 L2 の利得が急激に大きくなっていくのがわかる。最終的に L2 の利得ピークも L1 の利得ピークが飽和する値で飽和する。このような利得の発展は両電圧条件で概ね一致しているが、 $V_b=0V(\text{open})$ においては L1 の利得が徐々にブロードニングするのに比べ 3.0V の方は利得スペクトルが最初からブロードである。ブロードであるということは同じ利得ピーク値を得るためにキャリア数が余計に必要であるということを示唆しており、このブロードニングの効果によって閾値が比較的高くなっているのだと考えられる。

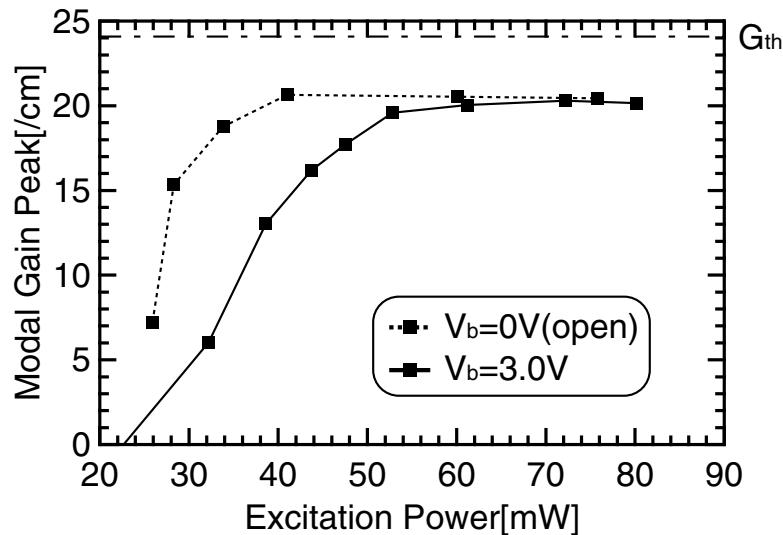


図 5.12: GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の利得ピーク値変化

さらに図 5.12 に L1 の利得ピーク値の励起光強度に対する変化をプロットしたものを示す。これを見てもわかるように  $V_b=0V(\text{open})$  の方が利得ピーク値の増大が比較的低い励起光強度で起こっている。3.0V の方は 0V のものを平行移動したようになっており、利得が飽和する励起光強度はそれぞれ 40mW、50mW 程度である。この 10mW の差は  $L-I$  曲線から求めた閾値の差と良い一致を示している。

## 5.5 GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線構造のまとめ

最後に、各種測定によって得られた GaAs-cap 細線試料のまとめを述べる。

### まとめ

- エッチングが浅いにもかかわらず  $I-V$  曲線はダイオード特性を示した。また、 $I-V$  特性は温度にはほぼ依存しないことを観測した(図 5.3 より)
- PL 測定によって構造均一性の高い試料の作製を確認した。電圧に対する応答から細線部に電圧がかかっていないことがわかった(図 5.6、図 5.7 より)
- EL 測定では (001) 表面側の GaAs からのみ発光を観測し、細線からの発光は得られなかった(図 5.8 より)

<sup>3</sup> このダイナミックレンジによる解析の問題も付録 A 参照

- $p-n$  接合部が (001) 表面側の GaAs にあり、キャリアが細線に注入されていないことがわかった (図 5.5 右及び図 5.8 より)
- 光励起実験によって L1 および L2 からのマルチモード発振を観測し、共振器が問題なく形成されていることを確認した (図 5.9 より)
- 電圧が 2.5 V 以上になると発光が抑制されてしまうことが判明した (図 5.7、図 5.8、図 5.9 より)
- 高電圧下における利得のブロードニングを観測し、高電圧下では発振しにくいことが明らかになった (図 5.11 より)

## 第 6 章

# AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線

本章では前章の GaAs-cap T 型量子細線試料構造の問題を解決すべく、構造の改善を行って作製した AlGaAs-cap T 型量子細線試料について説明を行う。本試料構造に HR コーティングを施した試料において 5~110K に亘って単一モードレーザー発振を観測した。これは T 型量子細線としては世界最高の動作温度と最大の動作温度領域となる。さらに、デバイスとして重要な電流・電圧特性及び光出力・電流特性を測定し、そこから閾値電流及び外部量子効率を定量的に評価した。そこで parallel ドーピング型との比較を行い各構造の特徴を得た。また、あわせて試料構造評価として行った各 Photoluminescence 測定の結果も述べる。

### 6.1 GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線構造の問題点への改善

GaAs-cap 細線試料における主な問題点は *p-n* 接合部が (001) 表面側の GaAs にずれており、キャリアが細線に注入されないことであった。この問題は細線からのレーザー発振を目指すうえでは致命的である。これの原因の一つはコア層の各構造に比べ GaAs が比較的バンドギャップが小さいということである。すると GaAs の部分にキャリアがたまりやすくなり、そこで再結合を起こしやすくなるということである。また、エッチングが浅いことによって GaAs が電流のパスとして働いてしまったことも原因の一つと考えられる。GaAs 自体はキャリアを持たないが、電極金属がアニールされることによって GaAs が p ドーピング層のように振舞い、stem well とは違った電流の経路を作ってしまった可能性もある。

以上のような GaAs-cap 細線試料の問題点を解決するためには、表面層の組成を GaAs よりもバンドギャップが大きい  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  へと変更することと、エッチングを適切に行い  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$  層まで達せさせることの二点が必要である。本章では、二つの改善をふまえて作製した AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線試料構造の詳細について述べていく。

### 6.2 試料構造及び電流・電圧特性

そうした改善を加えて作製した試料構造の詳細を図 6.1 に示す。また、本試料に対して行ったプロセスの各条件は表 6.1 に示す。

この試料は基板回転をしていない時期に作製されたため、通常の設計値 (GaAs-cap 細線試料などにおける) に比べ各領域の厚み及び組成がずれている。これによって同一の第一成長基板においても発光ピークに多少のずれが生じるが、大局的には問題はない。また表 6.1 の sample name の欄に "8-18-05.1 #4 D & I" と二つ試料番号が書いてあるが、これはそれぞれ HR コーティングした試料と as-cleaved の試料となっている。

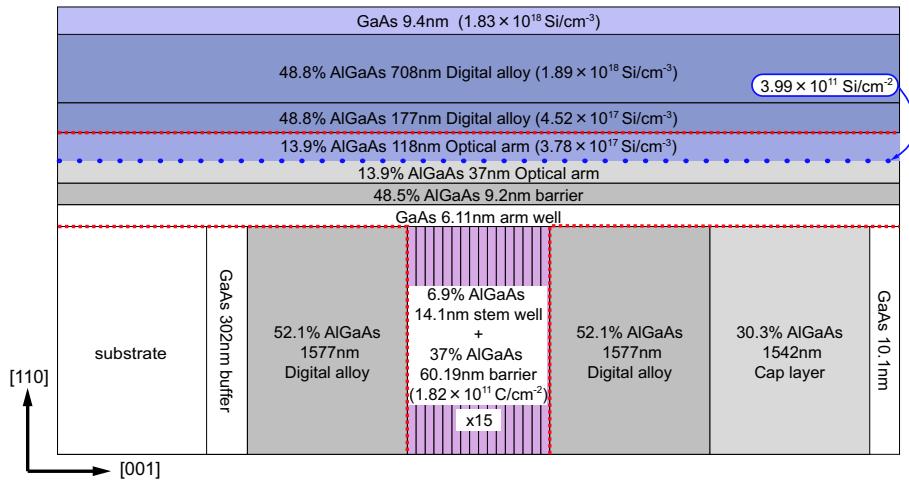


図 6.1: AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線試料構造(青色 : n ドーピング層、桃色 : p ドーピング層、赤点線 : 光導波路、パーセンテージ : Al 含有率)

表 6.1: AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線プロセス

第一成長基板	8-5-05.2
sample name	8-18-05.1 #4 D & I
p ドーピング層までの距離	0.5μm
p 側電極	200nm Au <sub>0.82</sub> Be <sub>0.18</sub> /100nm Au
n 側電極	100nm Au <sub>0.73</sub> Ge <sub>0.27</sub> / 50nm Au
ダイボンディング用接着剤	ムロマックボンド

本試料構造においては、PL 測定(6.3 節)は as-cleaved の試料を、EL 測定(6.4 節)は HR コーティングの試料を用いて行った。二つの試料は MBE 成長及びプロセスに至るまで全て同じ作製工程を経ているため測定結果には系統性がある。そこで、本章ではこの二つの試料について得られた結果を議論することにする。

図 6.2 に HR コーティングした試料における I-V 特性の温度依存性を示す。まず、図 6.2 左上の閾値電圧近傍の拡大図を見てみると 5~120K の範囲においては閾値電圧以下での電流が 100nA 以下であることがわかる。これは電極付けプロセスがうまくいっており、stem well 以外の領域へと電流がリークしていないことを示している。また、5~120K の範囲においては GaAs のバンドギャップと一致する 1.5V 程度に閾値電圧を持ち、閾値電圧以上はほぼ抵抗一定の特性を示していることがわかる。

この傾きから求めた抵抗値の温度依存性を図 6.3 に示す。同時に、試料構造がほぼ等しい<sup>1</sup>第一成長基板

表 6.2: AlGaAs-cap 細線試料第一成長基板(7-19-05.1)における VDP 測定結果

温度 [K]	抵抗 [ $\Omega$ ]	移動度 [ $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ]
300.2	$1.09 \times 10^4$	$9.35 \times 10^1$
77.3	$1.66 \times 10^3$	$7.00 \times 10^2$
3.7	$6.01 \times 10^2$	$1.78 \times 10^3$

<sup>1</sup> 基板が回転していないことによる影響のためこのような”ほぼ”という表現になる

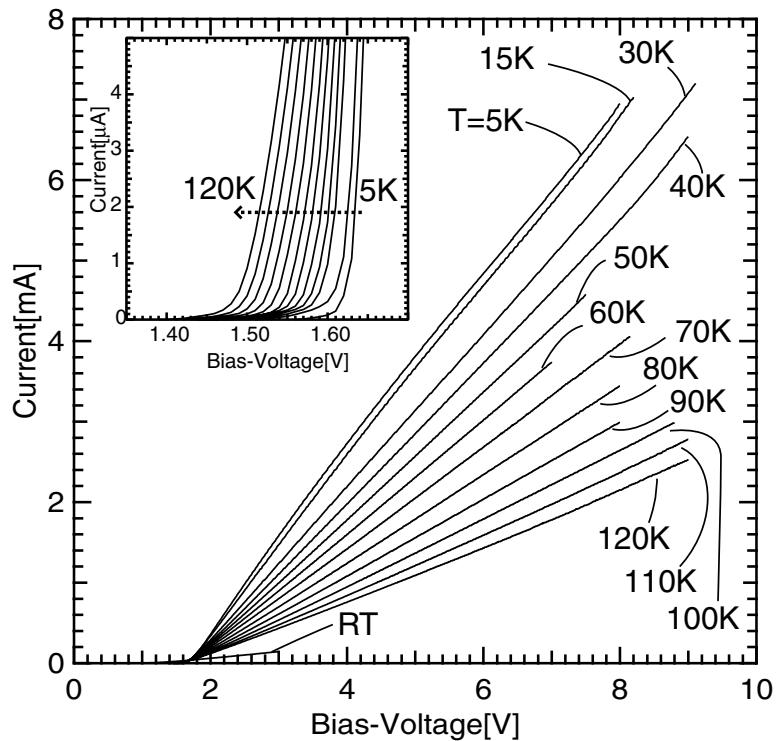


図 6.2: AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線における  $I$ - $V$  特性の温度依存性 (5K~120K 及び室温) (Inset: 閾値電圧近傍の拡大図)

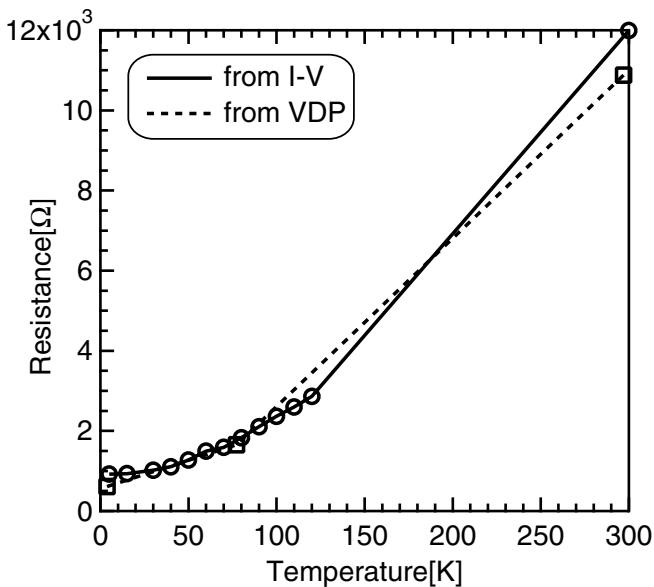


図 6.3: AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の抵抗値の温度依存性比較 (実線: IV の傾きから、点線: VDP 測定から)

の VDP 測定による結果 (表 6.2 参照) をプロットした。VDP 測定によって求められる抵抗値は p 側電極及び p ドーピング層<sup>2</sup>のものであるが、それと  $I$ - $V$  曲線から求めた抵抗値の温度依存性が非常によい一致をしているのがわかる。ここから、この AlGaAs-cap 細線試料において stem well が主なシリーズ抵抗として働

<sup>2</sup> この場合 stem well に形成される二次元正孔ガスが伝導キャリアとなる

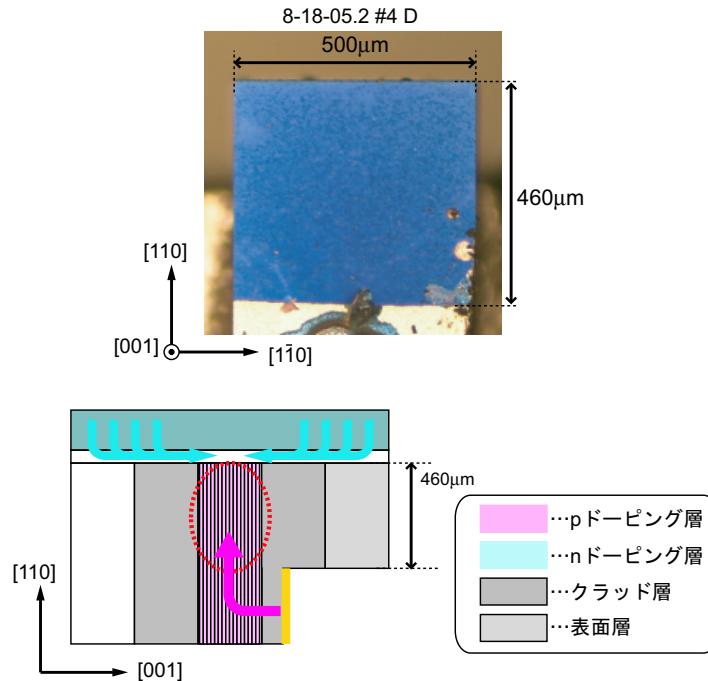


図 6.4: AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の顕微鏡写真・シリーズ抵抗の模式図（上：実際の試料（”8-18-05.1 #4 D”）、下：模式図（赤点線で囲まれた部分がシリーズ抵抗となる））

いているのは明らかである。ここでいう stem well とは図 6.4 で示すようにエッチングによって削られていない部分の下に存在する部分であり、p 側電極から細線までの距離が抵抗長に相当する。よって、エッチングで削る領域が少ないほど抵抗長は長くなり抵抗は大きくなる。

ここから、現在は手作業でワックスを用いて細線部をカバーして<sup>3</sup>エッチングを行っているのをフォトリソグラフィーなどによってマスクを行うようにして、細線部直近までエッチングすることが出来れば抵抗値が下がると考えられる。しかし、ウェットエッチングを行う際にはサイドエッチングが起こるため細線部直近を狙ってマスクをする際には注意が必要であり今後の課題といえる。

また、8 章で詳細を述べる n ドーピング層と p ドーピング層を入れ替えた Inverted 細線試料においても同様な測定から stem well が主なシリーズ抵抗として働くことがわかっている。

### 6.3 Photoluminescence 測定

図 6.5 に (110) 面金属蒸着試料の空間スキャン PL 模式図を示す。前述したように、この節のデータは全て as-cleaved の試料によって得られたものである。図に示すように (110) 面には n 側電極金属が蒸着されているため図 5.4 のような (110) 面からの光学的なアプローチは難しい。よって (001) 面か (1-10) 面からのアプローチをせざるを得ないのだが、この二つの面からのアプローチは (110) 面に比べそれぞれ不利な点を持っている。

(001) 面からのアプローチは最も表面に近い細線まで  $3 \mu\text{m}$  と励起光の進入長と比較して大きく、stem well を励起しにくいのでキャリア拡散の効果も弱いため、(110) 面に比べ細線の発光を観測する効率が悪い。さらに arm well と平行な方向からの励起になるため arm well の各種構造を空間的に分離することもできない。

<sup>3</sup> 図 6.4 上では  $460 \mu\text{m}$  も抵抗長があるが、現在は  $100 \mu\text{m}$  以下に抑えることが可能である。また、試料表面が青くみえるのは  $\text{SiO}_2$  膜の影響である

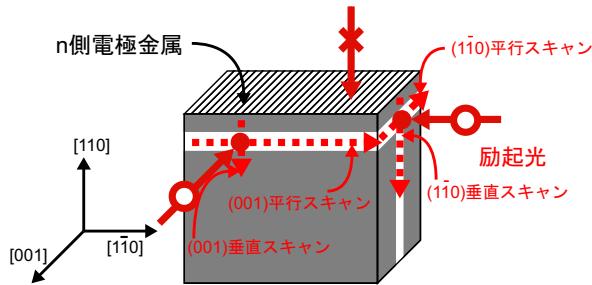


図 6.5: (110) 面金属蒸着試料の空間スキャン PL 模式図

また、この構造では細線から表面までに細線以下のバンドギャップを持つ構造がないが、もし GaAs-cap 細線試料のように表面層に GaAs が存在する場合、そこで細線の発光が吸収されてしまい検出が困難になる。

一方、(1-10) 面からのアプローチは細線に最も近く arm well の各種構造を分離することも可能だが、導波路と平行なため導波路によって平均化されたスペクトルになってしまいコア層の構造に対しては純粋な発光スペクトルを観測することは難しい。さらに、細線に沿った方向にスキャンをすることができないので構造均一性の評価は不可能である。

以上の各表面からのアプローチに対する利点及び欠点を表 6.3 にまとめた<sup>4</sup>。

表 6.3: (001) 面及び (1-10) 面に対する光学的アプローチの特徴 (参考として (110) 面のデータも載せた)

面	(001)	(1-10)	(110)
細線の構造均一性の評価	○	×	○
arm well 各種構造の空間的分離	×	○	○
試料表面から細線までの距離 [μm]	3.0	0	1.0
細線の発光スペクトル形状	△	×	○

ここでどちらがより良い情報が得られるかというと arm well の各種構造の空間的分離は出来ないものの、(001) 面からのアプローチの方が有利であることがわかる。

そうして行った (001) 垂直スキャン PL 測定 (0.5 μm ステップ) によって得られたスペクトルを図 6.6 に示す。このスペクトルは図左上の条件下で測定したものである。GaAs-cap 細線試料の (110) 垂直スキャン PL (図 5.5) と比べると、1.565–1.59eV 付近に種々な発光ピークが見えることがわかる。これは、(001) 面への PL ということと表面層を GaAs から Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As に変更したことの 2 点による影響である。先述の通り (001) 面からのアプローチは arm well の構造を空間分離できないので、表面層、クラッド層及び細線の発光が空間的に全て同じ位置で観測される (図中実線で囲まれた領域)。さらに、細線と表面層 (Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As) に存在する arm well (以降、cap arm と呼ぶことにする) と cladding arm の発光エネルギーが全て 20meV 程度の範囲内に存在するためこのように発光ピークが乱立したスペクトルになってしまう。

この場合の発光ピークの同定は以前に得られている類似の試料構造からの発光 (図 5.5) や計算によって得られた値を参考にして行う。最も高エネルギー側のピークは (110) 表面から離れるほど強度が大きくなる点と発光エネルギーから stem well の発光と同定できる。また、最も低エネルギー側のピークは位置にほとんど依存しない点と発光エネルギーから GaAs 基板からの発光と同定される。

さて 1.565–1.59eV 付近の 1.568、1.579、1.587eV の 3 つの発光ピークについてだが、これらはそれぞれ

<sup>4</sup> 表中の△は表面層が細線の発光エネルギーよりも広いバンドギャップを持つ組成でなくてはならないという意味である

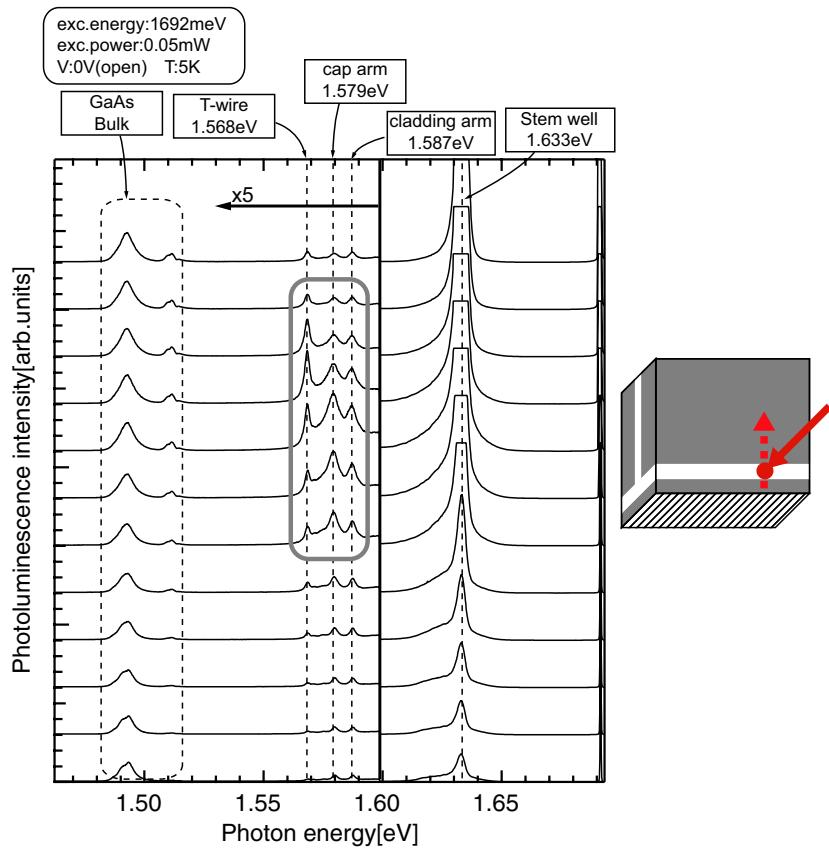


図 6.6: AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の(左)(001) 垂直スキャン PL (0.5  $\mu\text{m}$  ステップ)(右) スキャン方向

細線、cap arm、cladding arm からの発光と同定される。根拠は量子井戸の計算と励起子束縛エネルギーを考慮に入れた計算値から得られるエネルギー構造と良い一致を示すことと、それぞれの組成の違いである。原理的に細線よりも低エネルギー側の発光が arm well<sup>5</sup>には存在しないことからまず 1.568eV は細線の発光と同定できる。もちろん cap arm は細線よりも低エネルギーで発光する可能性はあるが AlGaAs-cap 細線試料の表面層の組成 ( $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ ) と stem well の障壁層の組成 ( $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ ) は非常に近いため、それぞれの部分に存在する arm well の基底状態のエネルギー差は 2–3meV 程度である。これは細線とそれに接する core arm のエネルギー差 20meV[24] よりも十分小さいため、細線の発光がもっとも低エネルギー側に出ると断定できる。

また cladding arm と cap arm の違いは第一次成長側の Al の組成であるが、ここで  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  のバンドギャップエネルギー  $E_g$  の  $x$  依存性及び温度依存性 (T の単位は [K])[37]<sup>6</sup>

$$E_g(x, T) = \begin{cases} 1.519 + 1.247x - 5.405 \times 10^{-4} \frac{T^2}{T + 204} & (x < 0.45) \\ 1.519 + 1.247x + 1.147(x - 0.45)^2 - 5.405 \times 10^{-4} \frac{T^2}{T + 210} & (x \geq 0.45) \end{cases}$$

より、Al の含有率が多い組成のバンドギャップの方が大きいため、 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$  に接している cladding arm の方が高エネルギー側と同定できる。

よって図 6.6 に示されるように各発光ピークは高エネルギー側から stem well、cladding arm、cap arm、T 型量子細線、GaAs 基板と同定できる。

<sup>5</sup> 厳密に言えば「コア層及びクラッド層に存在する arm well の発光」と限定される

<sup>6</sup> バンドオフセット比は伝導帯：価電子帯 = 67 : 33 である [37]

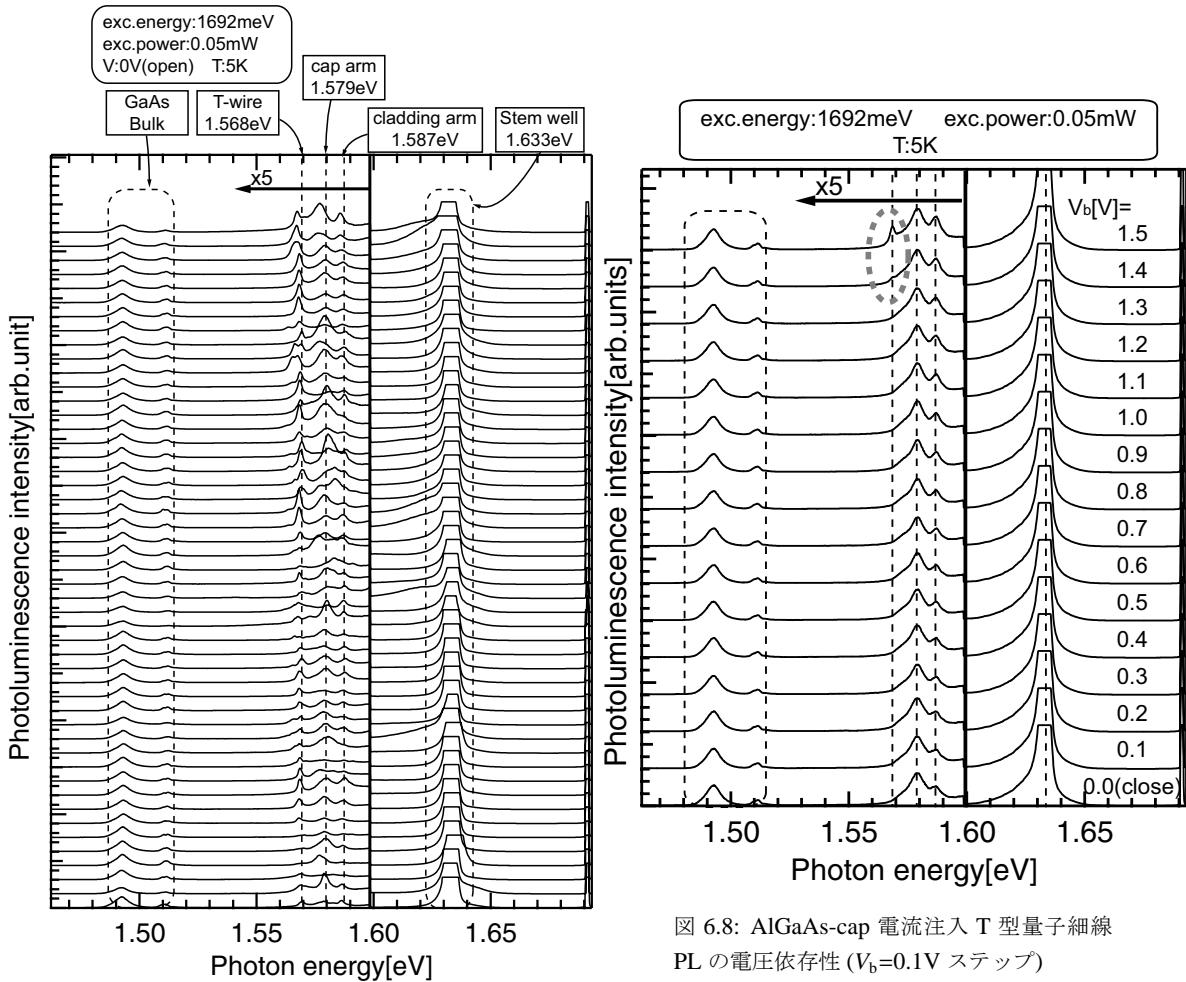


図 6.7: AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の(001)平行スキャン PL ( $10 \mu\text{m}$  ステップ)

次に AlGaAs-cap 細線試料の(001)平行スキャン PL( $10 \mu\text{m}$  ステップ)を図 6.7 に、PL の電圧依存性を図 6.8 にそれぞれ示す。これらのデータは各グラフ上部の条件によって測定し得られたものである。

GaAs-cap 細線試料の平行スキャン PL(図 5.6)に比べ発光強度が一定していないがこれは、(110)表面に比べ(001)表面の方が汚れているために位置によって実際に細線を励起する強度に差が出てしまうからである。しかし、構造均一性が高いことは発光の半値全幅が 3meV 程度であることからわかる。

また、図 6.8 を見てみるとバンドがフラットになる 1.5V 付近まで細線の発光は観測されず、1.4Vあたりからすこしづつ発光し始めることが見て取れる(図中点線の円で囲まれた領域)。これは、細線部に  $p-n$  接合部があることの証左であり GaAs-cap 細線試料の構造上の問題点が改善されたことを示している。また  $V_b=1.5\text{V}$  以上では電流が流れ始め、EL の発光が強すぎるために PL 測定が困難になる。そのため、ここでは 0–1.5V の電圧範囲のスペクトルのみ示す。さらに、若干ではあるが cladding arm の発光も同様の傾向を示しているのに対して、cap arm の発光にそのような傾向がないことからこのバイアス電圧の範囲ではうまくコア層内部に  $p-n$  接合部があることが示される。

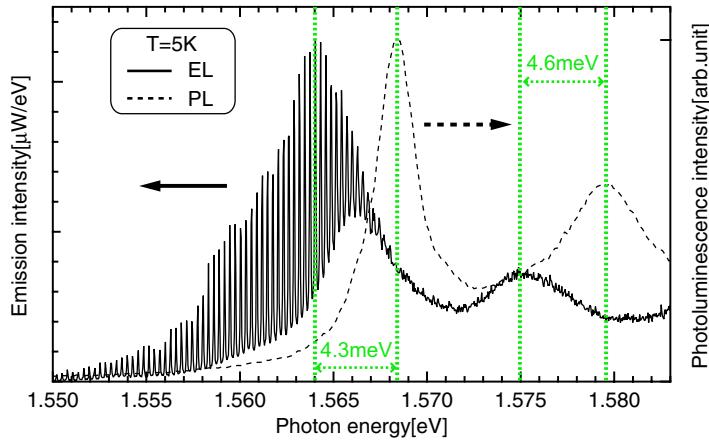


図 6.9: AlGaAs-cap 電流注入 T型量子細線の PL 及び EL スペクトル比較 (点線:as-cleaved 試料の PL スペクトル、実線:HR コーティング試料の EL スペクトル)

## 6.4 Electroluminescence 測定

本節では HR コーティングをした試料における EL 測定結果を示していくが、まず 5K における PL と EL それぞれのスペクトルを比較したものを図 6.9 に示す。

点線は as-cleaved の試料によって得られた PL スペクトルで (図 6.6 から抜粋)、実線が HR コーティングした試料によって得られた EL の導波路放出光スペクトルである。エネルギー分解能及び検出した方向が異なるため PL スペクトルには Fabry-Perot 振動が観測されていない。PL スペクトルの二つの発光ピークは 6.3 節で同定したように、それぞれ T 型量子細線 (1.568eV) 及び cap arm (1.579eV) からの発光である。一方、EL スペクトルにも二つの発光ピークが 1.564, 1.575 eV にそれぞれ観測される。

本研究では EL の発光起源を同定するために二つの方法を用いた。一つは PL と比較することで、もう一つは EL イメージ測定を用いた方法である。後者の方は 6.7 節に詳細に触れるとして、ここでは PL との比較から発光ピークを同定する。

さて、それぞれのピークをよく見てみると高エネルギー側のピークには Fabry-Perot 振動が現れていないことがわかる。これはこのピークの発光起源が導波路構造の外部からの発光である可能性を示している<sup>7</sup>。さらに、PL によって得られた cap arm の発光ピークとのエネルギー差も 4.6meV と比較的よく一致しており、これら二つの情報からこの発光は cap arm を発光起源とするものであることが同定できる。次に低エネルギー側の発光を見てみるとこちらは Fabry-Perot 振動が低エネルギー側に現れており、導波路内部の構造による発光であることがわかる。導波路内部に存在する構造は主に stem well、core arm、T 型量子細線の 3 つであるが、stem well、core arm ともに cap arm よりも 10 meV も低エネルギー側に出ることはなく、さらに PL によって得られた T 型量子細線の発光ピークとのエネルギー差も 4.3meV 程度であることからこの発光が T 型量子細線を起源とするものであることが同定される。

ここで、PL に対して EL の発光ピークが 4.3, 4.6meV レッドシフトしているのは量子閉じ込めシュタルク効果 (QCSE)[38] やバンドギャップ縮小効果 (BGR)[39, 40, 41] の影響であると考えられるがはっきりしたことは今のところわかっていない。しかし、PL スペクトルが比較的弱励起であることに比べ、EL は注入されるキャリア数が多いことや電場がかかっていることからこのような影響が出るのはあまり不思議では

<sup>7</sup> 実際には吸収が強い領域でも振動が現れないことがあるので注意が必要

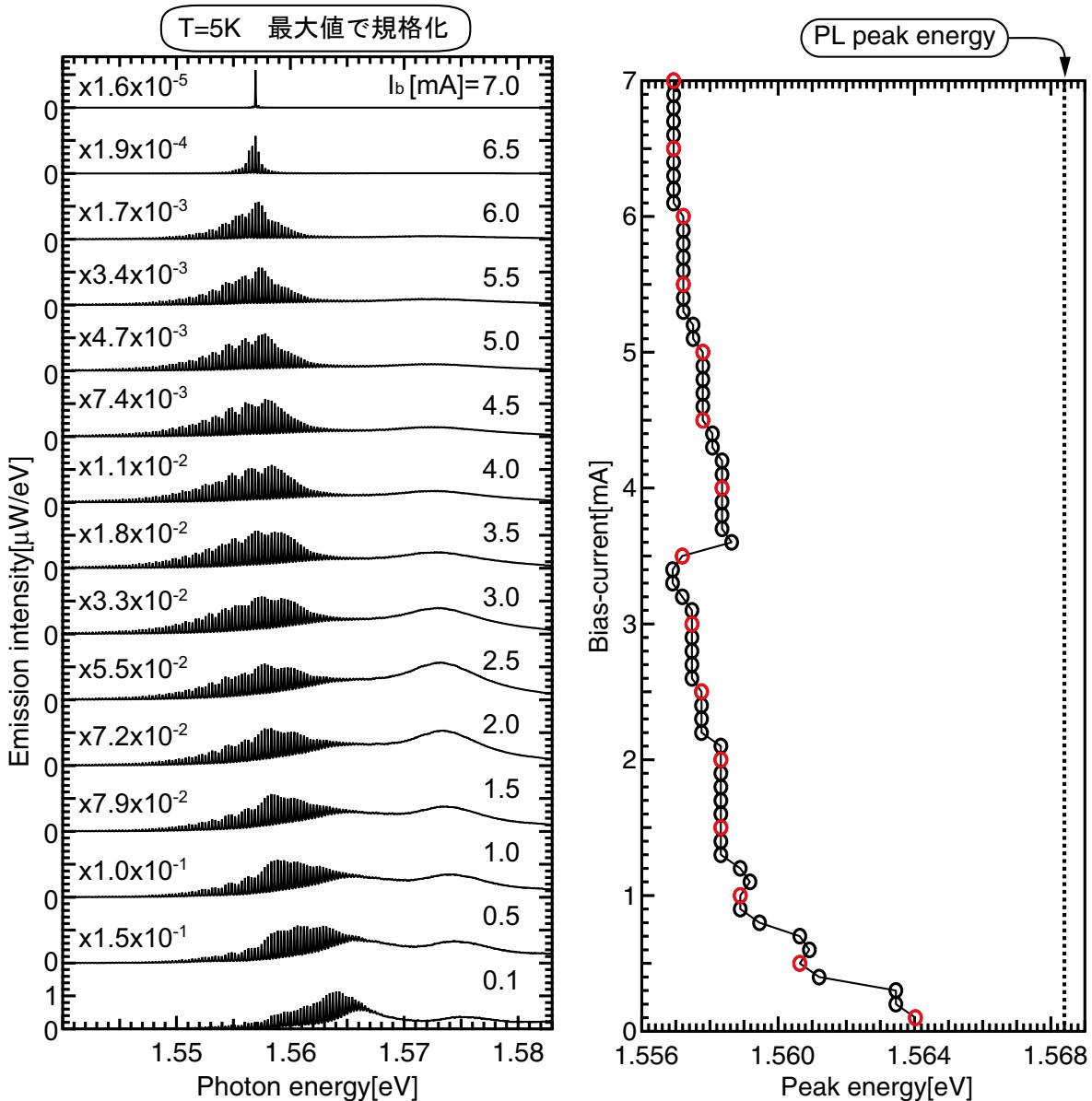


図 6.10: AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の EL スペクトルの電流依存性(左:EL スペクトル、右:ピークエネルギーの電流依存性)

ない。

発光起源が同定できたところで、T型量子細線からの発光の電流に対する応答を見るため図 6.10 左に  $5\text{K}$  における EL スペクトルの電流依存性のグラフを示す。それぞれのスペクトルは最大値によって規格化されている<sup>8</sup>。また、このグラフの縦軸はスペクトルの積分強度とパワーメータで測った光出力から求められた定量的なものである。本試料の  $L$ - $I$  特性については後述の 6.5.1 で詳しく触ることにする。

グラフを低電流の方から順に見ていくとだんだんとレッドシフトをしながら、Fabry-Perot 振動が大きくなっている最終的にシングルモードでの発振が起こっていることがわかる。ちなみに  $5\text{K}$  における閾値は後に示すように  $6.5\text{mA}$  である。また、高エネルギー側の cap arm の相対発光強度は低電流領域 ( $0.1\text{--}2.5\text{mA}$ )

<sup>8</sup> このスペクトルに表れているビートについては付録 A で説明する

ではどんどん増加していくものの、中間領域(3.0–4.0mA)では細線の発光と強度が逆転し、最終的にはほとんど発光が観測できないほど強度に差が出ることも見てとれる。

細線からの発光ピークのレッドシフトの様子を図6.10右に示す。図中、1.568eV付近の点線はPLにおける細線の発光ピークを示しており、赤い○で表されているのは左のグラフに示されている電流のときのピーク値である。3.5mA近傍で起こるブルーシフトは左のスペクトルに表れているビートの節とピークが重なってしまうためにブルーシフトしているように見えるだけである。

低電流領域(0.1–1.0mA)で6meVほどの急峻なレッドシフトを起した後はゆっくりと変化していくのがわかる。高電流領域(<3.5mA)では値が離散的にシフトしていく様子が顕著に見られるが、この離散量はこの試料におけるFSR( $\approx 0.29\text{meV}$ )の値と一致しており、Fabry-Perot振動のピークからピークへと移動していることを示している。よって、2mA以降はほとんどピークのレッドシフトが起こらないと言える。

ここでレッドシフトの原因を考えるために、先ほど述べたQCSEとBGRの影響を定量的に求める。

弱電圧下のQCSEによるエネルギーshift量 $\Delta\epsilon$ [meV]は[38]

$$\Delta\epsilon = \frac{(\pi^2 - 15)(m_e^* + m_h^*)e^2 E^2 L_z^4}{6\pi^2 h^2} \quad (6.1)$$

と表される。ここで $m_e^*, m_h^*$ は電子及び正孔の有効質量、 $e$ は電気素量、 $E$ は電界の強さ[V/m]、 $L_z$ は井戸層の厚み[nm]、 $h$ はプランク定数である。この式において $m_e^* = 0.067m_0, m_h^* = 0.38m_0$ として、 $E = V_b$ /空乏層[=150 nm]、 $L_z = 6$ [nm]として計算されるエネルギーshift量は $V_b = 1.5\text{V}$ のとき $\Delta\epsilon \approx 1.5$ [meV]程度である。ここで $V_b = 1.5\text{V}$ としたのはフラットバンドになって以降は井戸層にはほとんど電界がかからないと考えられるからである。

また、光励起試料におけるBGRによるものと考えられている励起子ピークからのレッドシフトの量は5meV程度である[42]。QCSE及びBGRのシフト量を加えた6.5meVに対してこの試料におけるレッドシフトの量( $\approx 10\text{meV}$ )が大きい点は解明されておらず、QCSE及びBGRだけで説明するのは難しい。そのためレッドシフトの確たる原因は今のところまだわかっていない。

また、このようなピークのシフトの様子やスペクトルの発展は電流値が異なるものの5–110Kにおいてはすべて同様な傾向を示す。

図6.11に5–110Kにおける閾値電流以上のシングルモード発振の様子を示す。図右に示すように発振

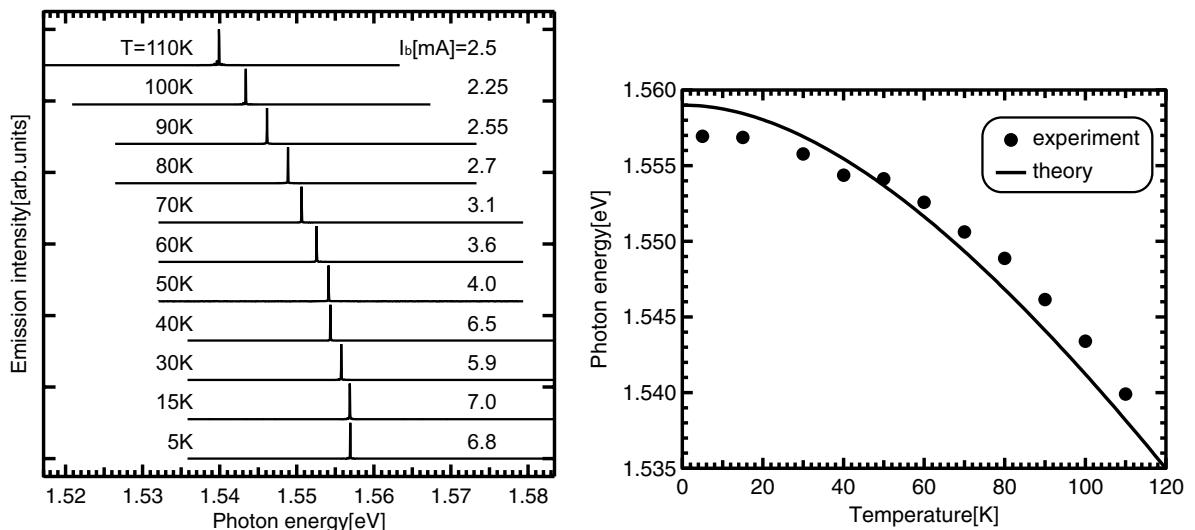


図6.11: AlGaAs-cap電流注入T型量子細線の発振スペクトルの温度依存性

エネルギーの温度依存性は GaAs のバンドギャップの温度依存性とよい一致を示し、発振起源が同一であることがわかる。

## 6.5 発振特性

本節では HR コーティングした試料”8-18-05.1 #4 D”における電流注入によるレーザー発振特性を示す。まずははじめに定量測定である光出力・電流 ( $L$ - $I$ ) 特性の温度依存性を示し、そこから求められる閾値電流及び外部量子効率の温度依存性を示す。

### 6.5.1 光出力・電流特性の温度依存性

図 6.12 に本試料の  $L$ - $I$  特性の 5–120K までの温度依存性を示す。左上の挿入図は見易さのため  $I_b=2.0$ –4.0mA の範囲を拡大したものである。この光出力は光学素子を一つも通していないものを測定しているため、T型量子細線だけではなく他の構造の発光成分も含んでいる。

全体を俯瞰してみると 5K から 100K まではだんだんと閾値電流 ( $I_{th}$ ) が減少していくことがわかる。また、閾値電流以上及び以下における  $L$ - $I$  曲線の各傾きも温度上昇と共にだんだんと大きくなっていく様子が見られる。しかし、110K では閾値電流の上昇と傾きの減少が観測され 120K では発振に至らないこともみてとれる。データに示していないが、120K では 3.6 mA まで電流を流しても発光が飽和してしまい発振しないことを確認している。

閾値電流以下の傾きは自然放出光の増加を反映しているが、これが温度上昇と共に大きくなっていくということはキャリアの発光が効率よく行われるようになるということを意味していると考えられる。それは閾

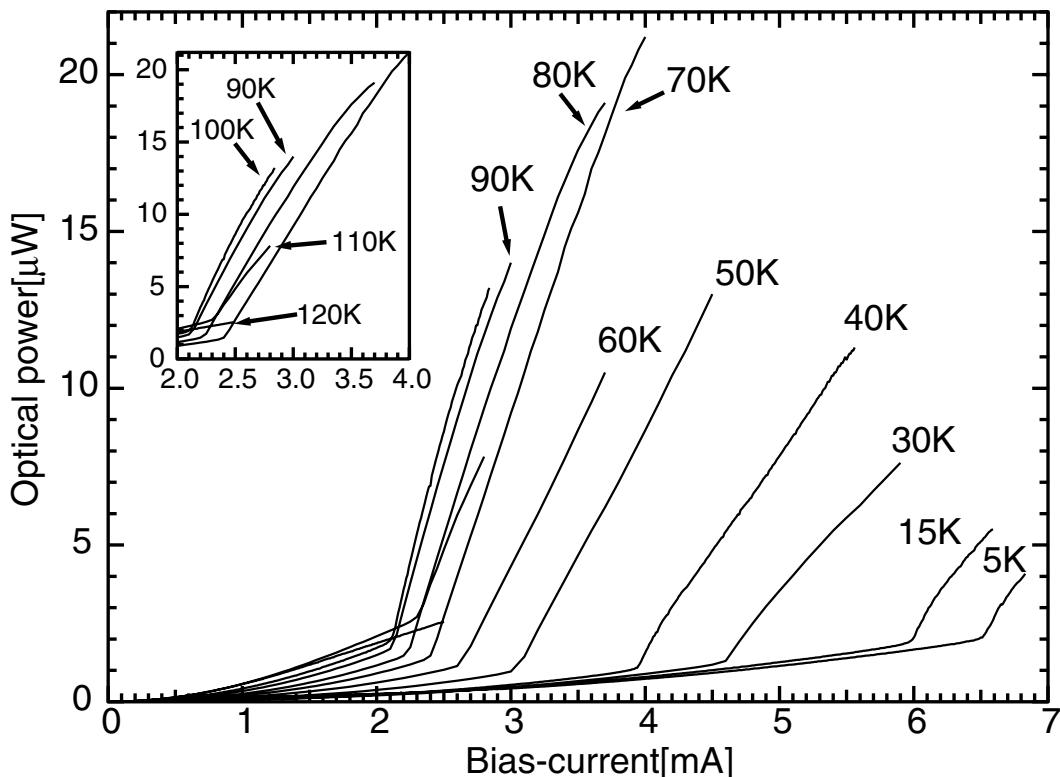


図 6.12: AlGaAs-cap 電流注入 T型量子細線における光出力・電流特性の温度依存性 (Inset:90–120K の拡大図)

値電流以上での傾きからも同様にいえることで、傾きが大きいということはキャリアの注入が発振しているT型量子細線部へと効率よく行われているということである。

ここで、外部量子効率という概念を導入することにする。外部量子効率  $\eta_d$  は

$$\text{外部量子効率 } \eta_d [\%] = \frac{\text{外部で検出されたフォトン数}}{\text{注入されたキャリア数}}$$

で表され、デバイスの性能を示す非常に重要な因子である。フォトン数は光出力を発振エネルギーで割ることによって計算されるので、*L-I* 曲線の傾きから外部量子効率は求められる。

しかし、前述の通りこの光出力には細線以外の発光も寄与しているため、閾値電流以上になって細線が発振しても他の構造からの自然放出光は同様に増加していくと考えられる。そこで他の構造からの寄与を除くために、閾値電流以上では自然放出光の傾きを引いたものをT型量子細線からの光出力と考えることにする。こうすることによって外部量子効率の最小値が求められる。

### 6.5.2 閾値電流・外部量子効率の温度依存性

図 6.13 に各温度の *L-I* 曲線から求められた閾値電流(上)及び外部量子効率(下)の温度依存性を示す。

まず、閾値電流の方を見てみると *L-I* 曲線の傾向と同様に 100K まではだんだんと減少していき、100K で最小閾値である 2.1mA をとっている。その後、110K では 2.4mA まで上昇し図 6.12 で示すように 120K では発振に至らない。この発振温度限界は光励起用の試料とよい一致を示しているが [42]、なぜ一致するかについては今のところ明らかにはなっていない。次に外部量子効率の方を見てみると、こちらは 30K で一度

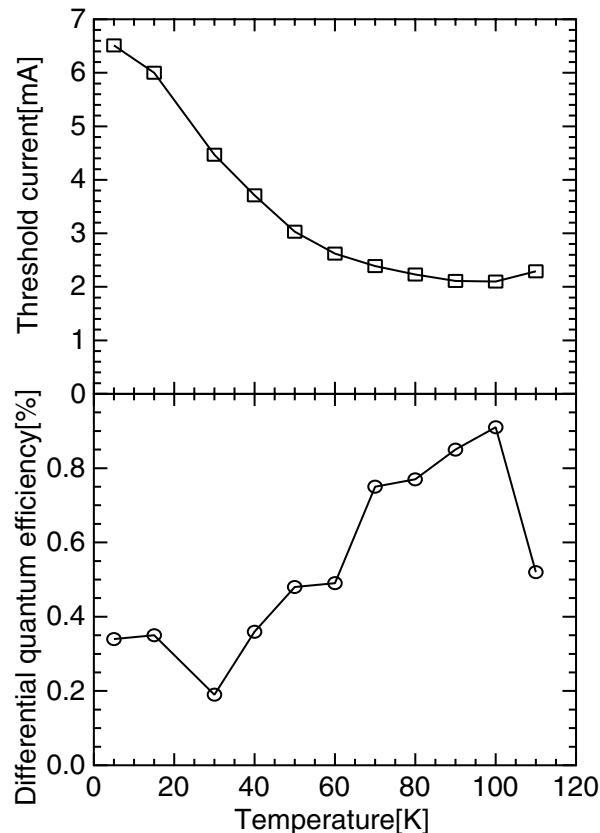


図 6.13: AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線における(上)閾値電流及び(下)外部量子効率の温度依存性)

減少するものの全体として 100K までは増加していき、100K で最大の外部量子効率である 0.9% をとる。そして 110K では外部量子効率が減少していることがわかる。両方から言えることは低温から 100K に向かつて性能が向上していき、100K で最も良いデバイス特性を示すこと、さらに 110K では性能の悪化が起こり 120K で発振しないことにつながっていくということである。

しかし、このような閾値電流の温度依存性は他の電流注入量子細線構造及び parallel ドーピング型におけるもの [8, 43, 28] に比べて奇異であるとともに物理的にも少し奇妙な特性である。温度上昇と共に発光と利得のプロードニングが起こるため発振に必要なキャリア数は増加していき、それに従って閾値電流が増加していくのが一般的だからである。

ここから考えられるのは注入効率  $\eta_{\text{in}}$  が温度によってかなり変化しているのではないかということである。注入効率とは、

$$\text{注入効率 } \eta_{\text{in}}[\%] = \frac{\text{T型量子細線(活性領域)に注入されるキャリア数}}{\text{全体に注入されたキャリア数}}$$

で定義される量で、この値が温度上昇と共に増加するために閾値電流の減少と外部量子効率の増加が引き起こされているのではないかと考えられる。この注入効率に対しては 6.7 節において EL イメージを用いて詳細な議論をすることとし、ここでは可能性を示すに留めておく。

## 6.6 利得スペクトル解析

本節では前節のようなデバイス的な側面からではなく、内部での物理現象を理解するために EL の導波路放出光スペクトルから導出された利得スペクトルを用いて考察を行う。

### 6.6.1 正確な利得スペクトルの導出方法

前節の図 6.13 に示されている閾値電流の値は  $L-I$  曲線から導出されたものであるが、この節ではレーザー発振の定義から閾値電流を見積もる。即ち、利得スペクトルを導出し利得ピーク値が閾値利得になる電流を本質的な閾値電流とする。そこでまず、EL の導波路放出光スペクトルから利得スペクトルを導出するわけだが、この際に注意しなくてはいけないのは導波路外部の構造からの発光を除去することである。

例として、導波路外部の構造からの発光を空間分解することによって除去したものとしないものから導出された利得スペクトルの違いを図 6.14 に示す。図 6.14 左下のスペクトルはともに  $T=5K$ ,  $I_b=0.5mA$  の条件で得られたスペクトルである。黒線の方が空間分解しなかったもの、赤線の方がしたものである。スペクトルを見ても違いは一目瞭然であるが、黒線の方には 1.575eV をピークとした cap arm からの発光が観測される(図中点線で囲まれた領域)。一方、赤線の方にはそのピークはまったく観測されず 1.562eV をピークとした細線からの発光のみが観測される。

この違いを説明するための模式図を図 6.14 右に示す。これは次節の EL イメージ測定によって得られたものであり、実際にこのスペクトルをとった CCD とは倍率が異なるのだが、ここでは概念を説明するだけに使用する。通常スペクトルをとる場合は縦方向、本試料の配置では [001] に対応する方向の発光を積算(ビニング)したものを見ることになる(図中白点線に対応)。そのため、この試料のように cap arm から発光する場合は細線の発光と cap arm の発光が混ざったスペクトルを見てしまうことになる。しかしこのような導波路外部の構造からの発光を同時にとってしまうと、細線とエネルギーが近い発光の場合は発光のすそが細線の発光するエネルギー領域にものってしまい、実際の Fabry-Perot 振動のコントラストよりも弱くなってしまう。そこで、CCD の横一列のみを読み取ることによってコア層からの発光のみを見てやる必要がある(図中赤点線に対応)。本実験の場合は縦 1 ピクセルにコア層の構造がおさまるために、赤線のスペクト

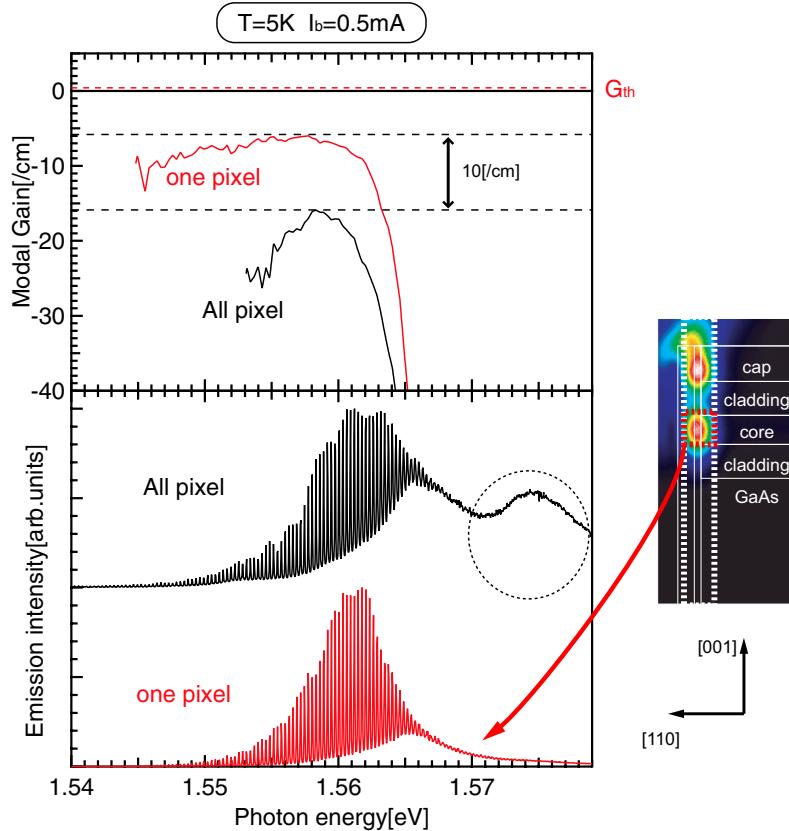


図 6.14: 空間分解の有無による発光(左下)及び利得スペクトル(左上)の変化(黒線:空間分解無、赤線:空間分解有)

ルは 100 ピクセル中 1 ピクセルのみの信号を読み取って得られたものである。ちなみに黒線の方は 100 ピクセルすべての信号をビニングしている。

この導波路外部の構造からの発光がスペクトルにのってしまう影響はかなり大きく図 6.14 左上に示すように、空間分解の有無によって利得ピーク値が 10 [cm] も変わってしまうことがわかる。この場合正しいのはもちろん赤線の利得スペクトルであり、黒線のものを見てしまうと閾値電流の見積もりもかなりずれたものになってしまう可能性がある。以降示す利得スペクトルは全て 1 ピクセルの信号を読み取って得られたものである。

## 6.6.2 利得スペクトルからの閾値電流の見積もり

図 6.15 (a)、(b) それぞれに実際に空間分解を行って得られた 5K における導波路放出光スペクトル及びそれから導出した利得スペクトルを示す。各導波路放出光スペクトルと利得スペクトルはそれぞれの色によって対応づけられる。さらに、導出した利得スペクトルのピーク値を電流に対してプロットしたものを図 6.15 (c) に示す。

まず図 6.15 (b) に示した利得スペクトルについて見ていく。全ての利得スペクトルは非対称な構造を持っていることが見てとれるが、これは細線よりも高エネルギー側に core arm による吸収がある影響も含まれている。また、1.556eV のピークから低エネルギー側に向かって利得係数の単調減少が起こっている。これは利得のエネルギー分布による影響もあるが、発光が減少していくことによる影響も含んでいる。

付録 A に詳細を載せるが、利得スペクトルの解析を行うときに発光の線幅というの非常に重要な要素

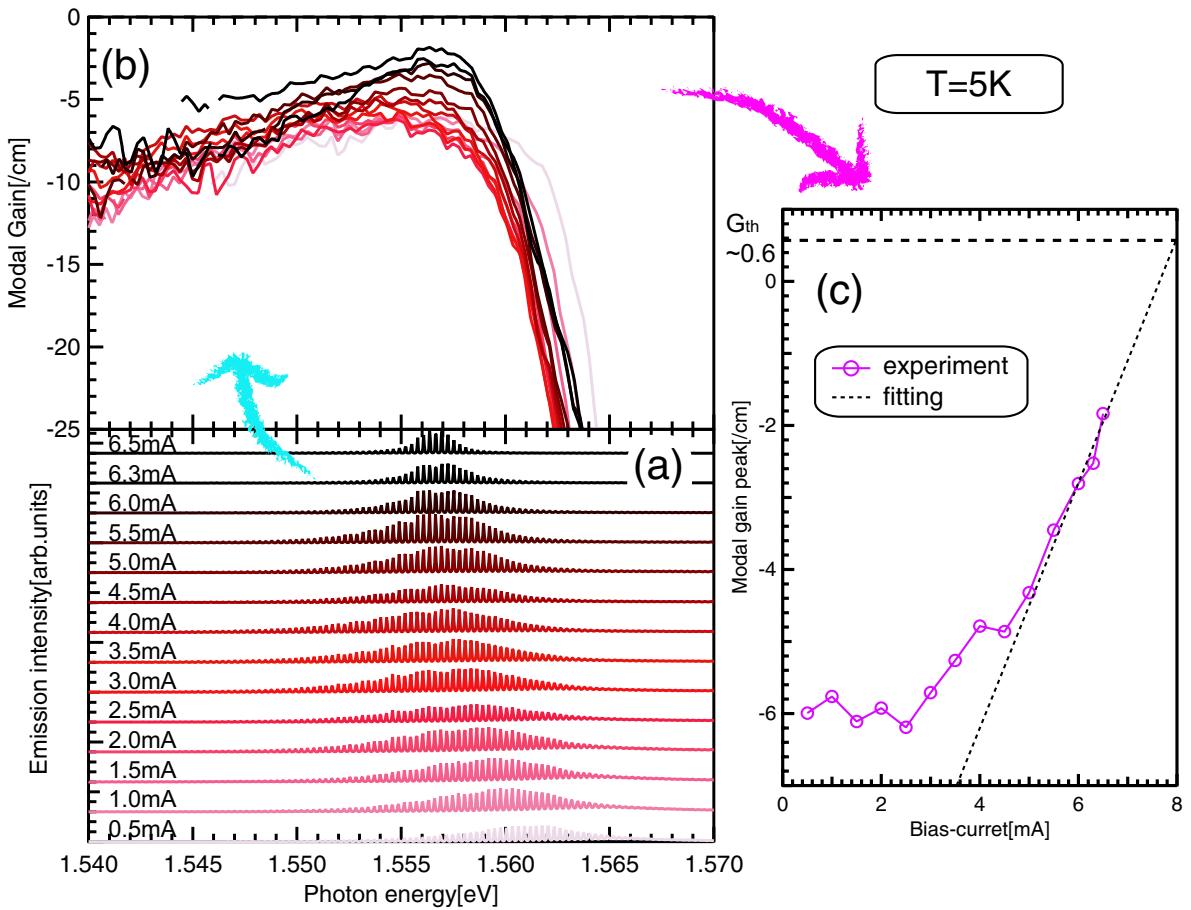


図 6.15: AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の (a) EL (b) 利得スペクトル (c) 利得ピーク値の電流依存性 (5K)

である。もちろん発光がないところでは Fabry-Perot 振動が観測できることは容易にわかるが発光が弱い部分は強い部分に比べて CCD のノイズの影響を受けやすい。そのため、発光中心から外れるほどだんだんと利得係数が真の値よりも少なめに出てしまうことを数値的なシミュレーションから明らかにした。よって、この結果からだけでは低エネルギー側の利得係数が真に単調減少していくのか、透明領域である低エネルギー側の利得係数を内部損失の値として用いていいかは判断できることになる。そのため、低エネルギー側の利得変化の様子を見るためには透過測定などを適宜行う必要がある。

話を元に戻して、図 6.15 (c) に示されている利得スペクトルのピーク値の電流変化に対する応答を見ていく。先述のように発光中心からずれてしまうと利得係数の値は信頼性が失われていくが、利得ピーク値は発光中心とほぼ一致しているため信頼性が高く、議論することは十分可能である。利得ピーク値の変化を見ると  $I_b=3.0\text{mA}$  まではほとんど変わらないが、 $3.0\text{mA}$  以降は徐々に値が大きくなっていくのがわかる。 $I_b=6.5\text{mA}$  までの値しか示されていないが、これ以上の電流値では Fabry-Perot 振動のコントラストが強すぎて 40dB のダイナミックレンジでは測定が不可能だからである。

さて、この試料は HR コーティングをしており両端面の電力反射率はそれぞれ  $R=0.98, 0.965$  なのでミラー損失  $\alpha_m$  及び閾値利得  $G_{\text{th}}$  は式 (5.1) から  $0.57 \text{ [/cm]}$  と導出される (図 (c) 中の  $0.6 \text{ [/cm]}$  近傍の横点線に対応)。そこで、利得ピーク値の変化を外挿して閾値利得と一致する電流値を閾値電流として見積もることにする。外挿された線が図中の点線で示されたものである。ここから、5K における利得ピーク値変化から見積もられる閾値電流は  $7.98\text{mA}$  であることがわかった。

### 6.6.3 利得ピーク値変化の温度依存性

同様にして導出した各温度の利得ピーク値変化を図 6.16 に、その各ピーク値の変化から見積もられた閾値電流と前節で  $L$ - $I$  曲線から求められた閾値電流を比較したものを図 6.17 にそれぞれ示す。

まず図 6.16 を見てみると、図 6.12 に示された  $L$ - $I$  曲線の温度依存性と同様の傾向が見られる。即ち、温度上昇と共に傾きが大きくなり、その傾きの立ち上がりの電流値も低くなっていく。本質的には逆であり、内部での利得の変化がこのような温度依存性を示すから、それを反映して  $L$ - $I$  曲線はあのような温度依存性を示すということができる。

この図 6.16 で注目すべき点は二つあり、一つは発振が観測される 5–110K の利得ピーク値変化と異なり、120K のものは明らかに利得が飽和しているのが観測されることである。この飽和は図 5.11 で見た検出器のダイナミックレンジに由来する飽和とは明らかに違うものであり、実際に利得の飽和が起こっていることを示していると考えられる。この原因としては二つの可能性が考えられる。一つは温度上昇に伴って内部損失が増加していく、細線に閉じ込められるキャリア数によって生み出される利得よりも内部損失の値が大きくなってしまうことである。もう一つは温度上昇によってキャリアの運動エネルギーが上昇して、隣接する量子井戸へとキャリアが分布することによって細線部で利得に寄与するキャリアの有効的な数が減少することである。

もう一つの注目すべき点は利得ピーク値の立ち上がり前の部分の利得係数が 100K 以降では徐々に下がっていくことである。5–90Kにおいてはほぼ一定していて  $-6 \pm 1$  [/ $\text{cm}$ ] の値であるが、100K、110K では  $-7 \sim -8$  [/ $\text{cm}$ ] へと少し減少し、120K に至っては  $-11$  [/ $\text{cm}$ ] 前後の値まで急激に減少していることがわかる。利

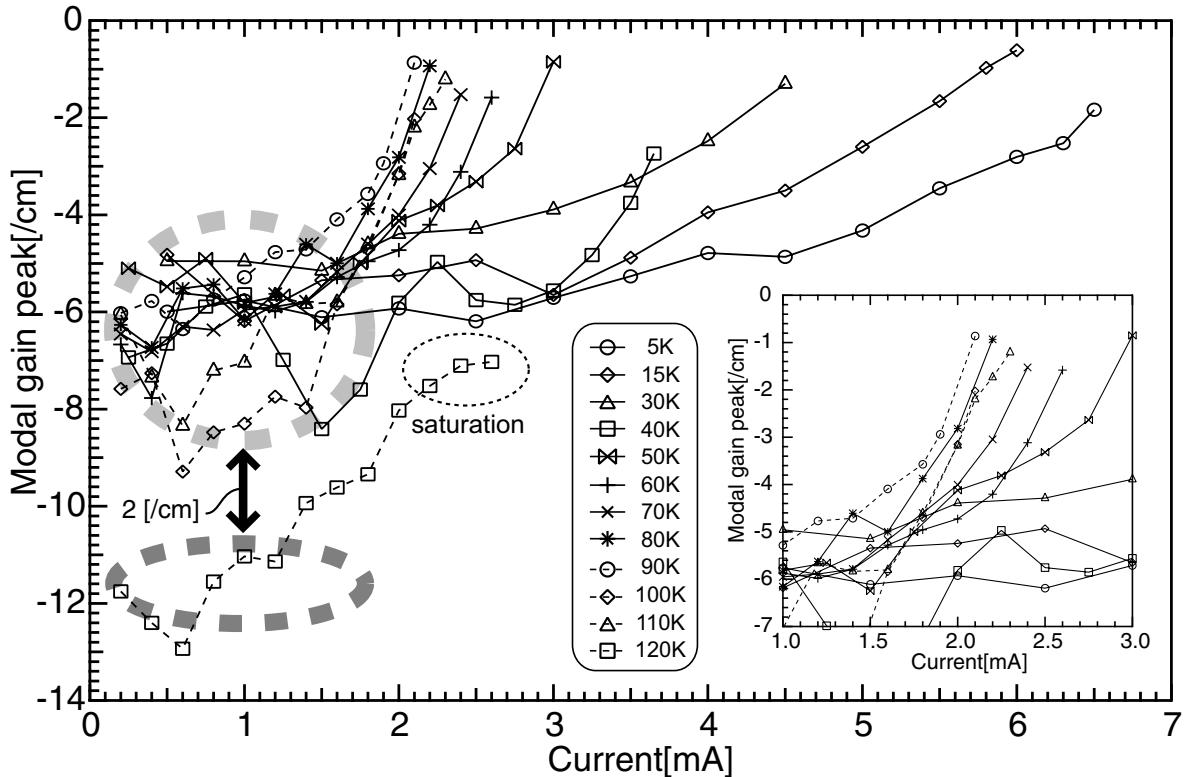


図 6.16: AlGaAs-cap 電流注入 T型量子細線の利得ピーク値変化の温度依存性 (5–120K)

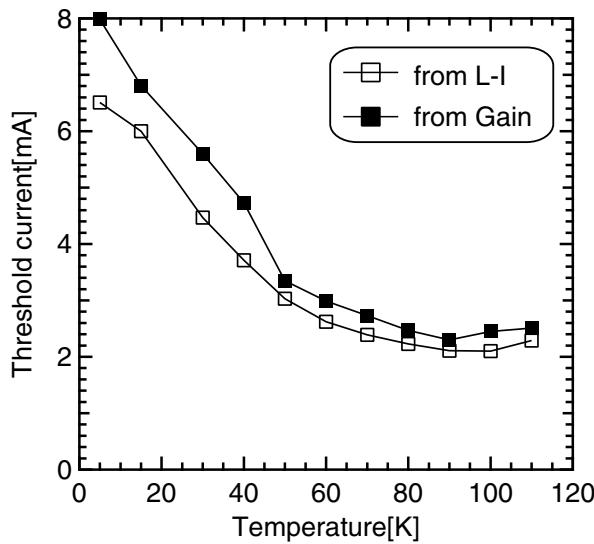


図 6.17: 閾値電流の導出方法による比較 (中抜き :  $L$ - $I$  曲線から、塗りつぶし : 利得ピーク値変化から)

得が、あるキャリア密度以下では一定の値をとり、そこからキャリア数の増加と共に徐々に増加していくと仮定すると、その一定の値は内部損失の値を反映しているとも考えられる。するとこれは、120K では内部損失が増加することによって発振まで至らないという仮説を示しているともいえる。

次に図 6.17 を見てみると、 $L$ - $I$  曲線によって得られた閾値電流と利得スペクトル解析から得られた結果がよい一致を示しているのがわかる。ここで用いた利得ピークは細線によって生じたものであるから、発振起源は確かに T 型量子細線であるということが出来る。

#### 6.6.4 利得スペクトルから見る温度上昇に伴う注入効率変化

次に導出した利得スペクトルの温度依存性について詳しく見ていくことにする。

まず、図 6.18 に各温度における閾値電流近傍での利得スペクトルを示す。120K だけは利得が飽和した電流値での利得スペクトルを示している。これを見てみると、利得ピークがだんだんとレッドシフトしていくこと及び利得の高エネルギー側の裾がだんだんとブロードになっていく様子が見られる。

まず、利得ピークのレッドシフトを詳しく見ていくことにして図 6.19 に利得ピークエネルギーの温度依存性を示す。図中の丸が実験で得られたものであるが、この温度変化は  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  のバンドギャップの温度依存性の理論曲線(図中実線)とよく一致していることがわかる。ここから、この利得起源は全て同じ構造によるものであることがわかる。

次に、利得スペクトルのブロードニングの様子を見やすくするためにピークエネルギーをそろえたものを図 6.20 に示す。ここでは、ピークエネルギーを  $\Delta E = 0$  としている。低エネルギー側の変化は見にくいためよりブロードニングが見やすい、ピークの高エネルギー側のみを拡大して示している。5–60K まではほとんど変化が見られないが 70K 以降は徐々にブロードになっていくのが明確に観測される。120K はピークの値が小さいために少しづかわりにくいがもっともブロードなピーク構造を有している。

利得がブロードになるということは同じピーク値を得るためにより多くのキャリアが必要だということである。さて、ここで閾値電流の温度依存性を考えてみると閾値電流は 100K で最小をとることがわかつていて。つまり、利得がブロードになっていくにもかかわらず閾値電流が下がっていくということは、閾値電流の変化から推測されるよりも、さらに高温になるにしたがってキャリアが細線に注入されやすくなっている。

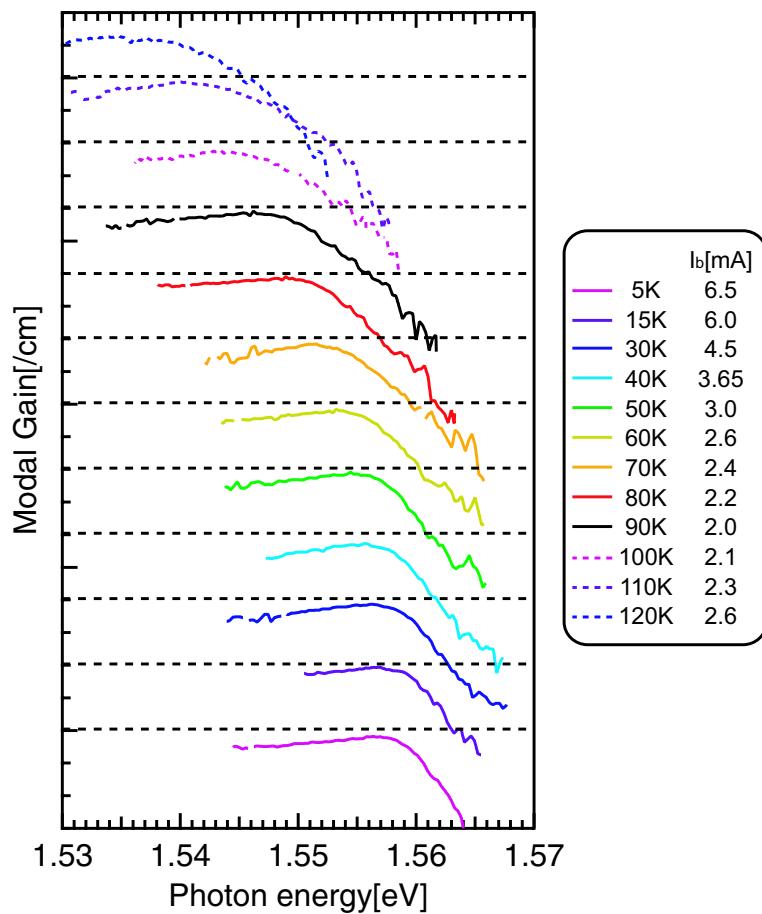


図 6.18: 閾値電流近傍の利得スペクトルの温度依存性 (5~120K)

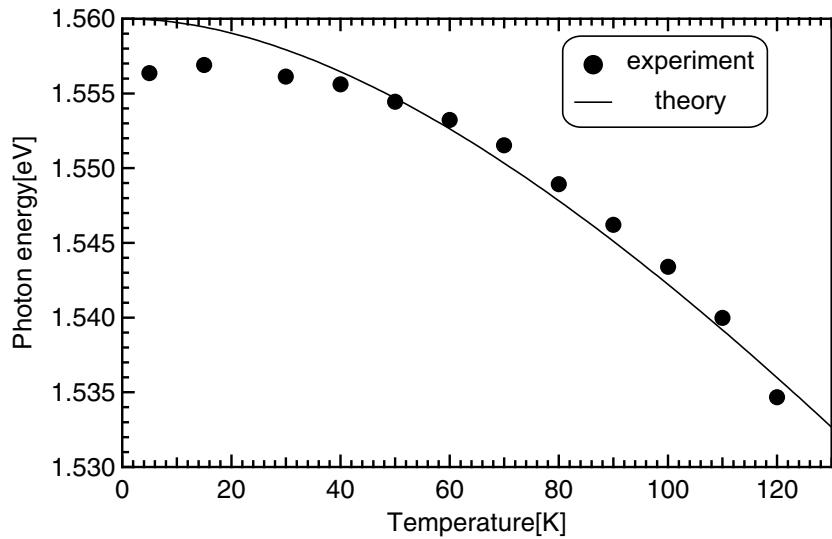


図 6.19: 利得ピークエネルギーの温度依存性 (丸: 実験値、実線: GaAs のバンドギャップの温度依存性の理論曲線 [37])

るということ、つまり注入効率が上昇していることを図 6.20 は示唆している。この注入効率の変化に関しては次節の EL イメージ測定によって得られた結果から詳細な考察を行う。

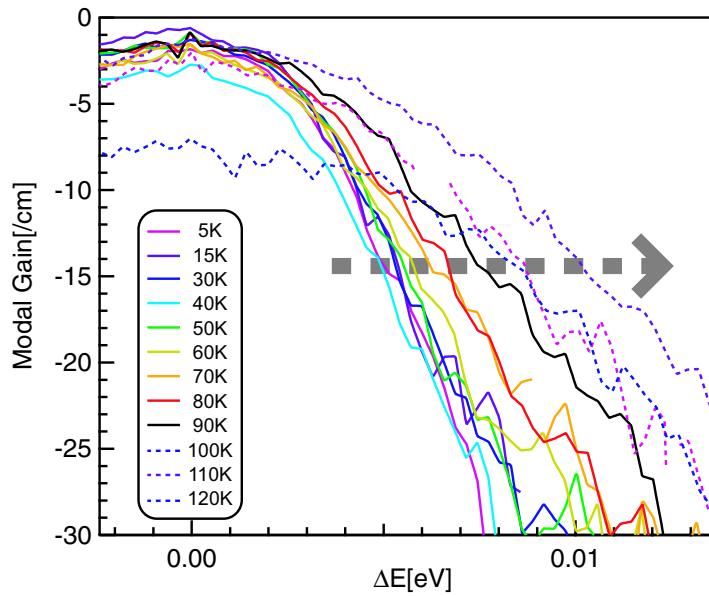


図 6.20: 利得スペクトルの温度上昇に伴うプロードニング

## 6.7 EL イメージ測定

この節では閾値電流及び外部量子効率の温度依存性に対する理解を得るために行った EL イメージ測定について話を進めていく。まず、EL イメージ測定の具体的な方法と留意しなくてはならない点を述べた後、測定結果から温度依存性に対する一つの仮説を述べる。

### 6.7.1 EL イメージ測定の方法と留意すべき点

各イメージに対する考察を行う前に EL イメージ測定の方法と留意点について図 6.21 を用いて説明を行う。この図にあるデータは全て  $T=5\text{ K}$ ,  $I_b=0.1\text{ mA}$ ,  $V_b=1.77\text{ V}$  の条件で得られたものである。

図 6.21 左側に示しているのは共振器端面からの EL スペクトルを測定したものである。一番上のものがフィルターを使用していないものである。この状態では 6 つの発光ピークが観測されるが、そのうちの 1.565、1.575eV のピークをそれぞれ”peak1”、”peak2”と呼ぶことにする。そしてバンドパスフィルターを用いて peak1 近傍のエネルギー領域を取り出したものが左中央に示されている”spectrum1”である。この状態で共振器端面からの EL イメージを見てみると、図 6.21 右上の”EL-image1”が得られる。EL イメージ中の白線は各構造の境界に対応させて追加した補助線である。EL イメージを見てみるとこの発光ピークの発光中心はコア層の丁度 T 型量子細線の上にあることがわかり、さらに計算によって得られた細線の発光エネルギー値からも、この発光は T 型量子細線を起源とするものであることが同定される。

次に、peak2 近傍のエネルギー領域を抽出したものが左下に示される”spectrum2”であるが、peak1 の強度が peak2 に比べて強いことやエネルギーが非常に近いことからスペクトル上に peak1 も観測される(図中黒点線)。この状態で EL イメージを見たものが”EL-image2”になるのだが、やはり peak1 の影響でコア層のほうにも発光が見えてしまう(図中白点線)。ここで留意しなくてはならないのは、イメージから 1.575eV の発光起源はコア層及び表面層であるとしてはならない点である。1.575eV の発光起源はあくまで表面層であり、コア層に見られる発光は 1.565eV の発光ピークを完全に排除できなかつたことによって見えているだけ

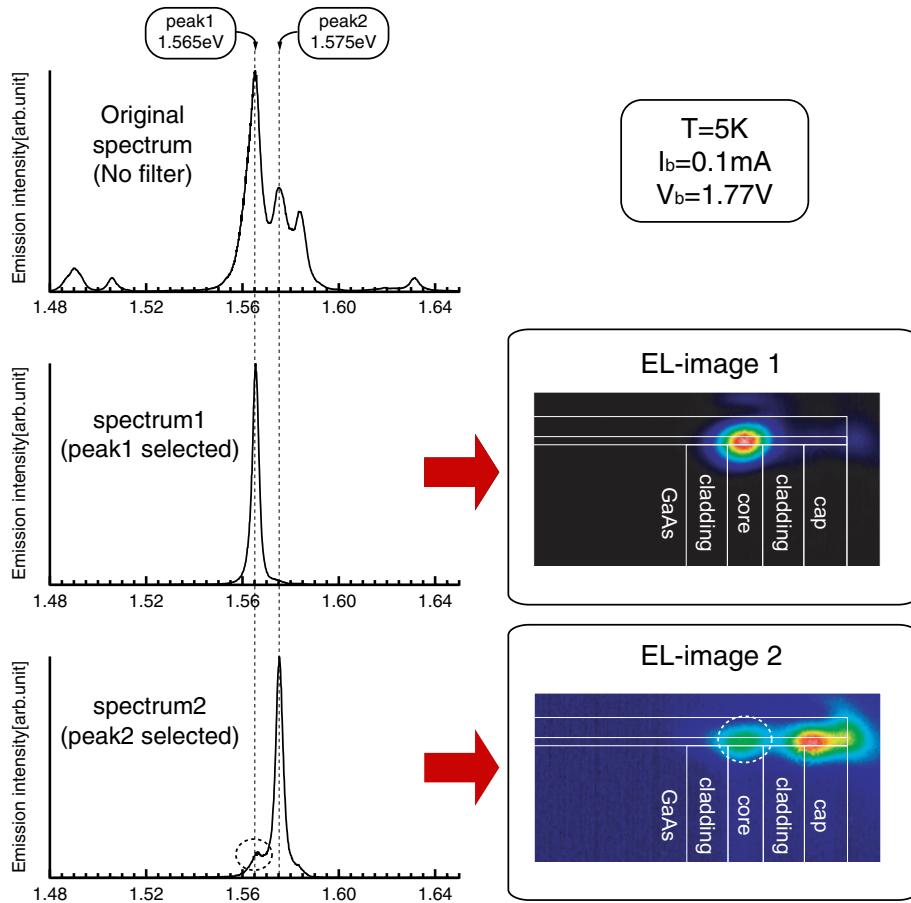


図 6.21: EL イメージ測定の方法及び留意点

である。

この”EL-image2”的ようなことは EL イメージ測定では往々にして起こり得ることであり、極端な場合はコア層の発光の方が強度が強くなってしまうこともある。よって EL イメージからのみ発光起源を同定するのは危険であり、PL スペクトルや数値計算と併用することが必須である。しかし、EL イメージ測定によつて理解できることは多く極めて重要な実験であることに疑問の余地はない。

### 6.7.2 EL イメージ測定結果の見方

各温度における共振器端面からの EL イメージの電流依存性を示す前に、EL イメージ測定結果の見方を図 6.22 を用いて説明する。まず、中心部の黒線で囲まれている部分にあるのが EL の導波路放出光スペクトルを示している。この導波路放出光は図 6.21 同様に  $T=5\text{ K}$ ,  $I_b=0.1\text{ mA}$ ,  $V_b=1.77\text{ V}$  の条件で取られたものである。このスペクトルには 6 つの発光ピークが観測されるが、低エネルギー側からそれぞれ 1-1, 1-2…といったように番号をつけていく。

この各ピークに対してエネルギー分解を行い測定された EL イメージが、ピークの番号から点線の矢印で結ばれたものである。それぞれのイメージの左下にピークの番号が示されている。次にこの EL イメージの見方であるが、ここに描かれている白い線は先ほどと同様に試料構造に対応しており、その対応の模式図を図の右上の黒い線で囲まれた領域に示している。斜線が入っている部分がクラッド層に対応しており、右方向が [001]、上方向が [110] に対応している。このときの各領域の境界の誤差は 200 nm 程度である。

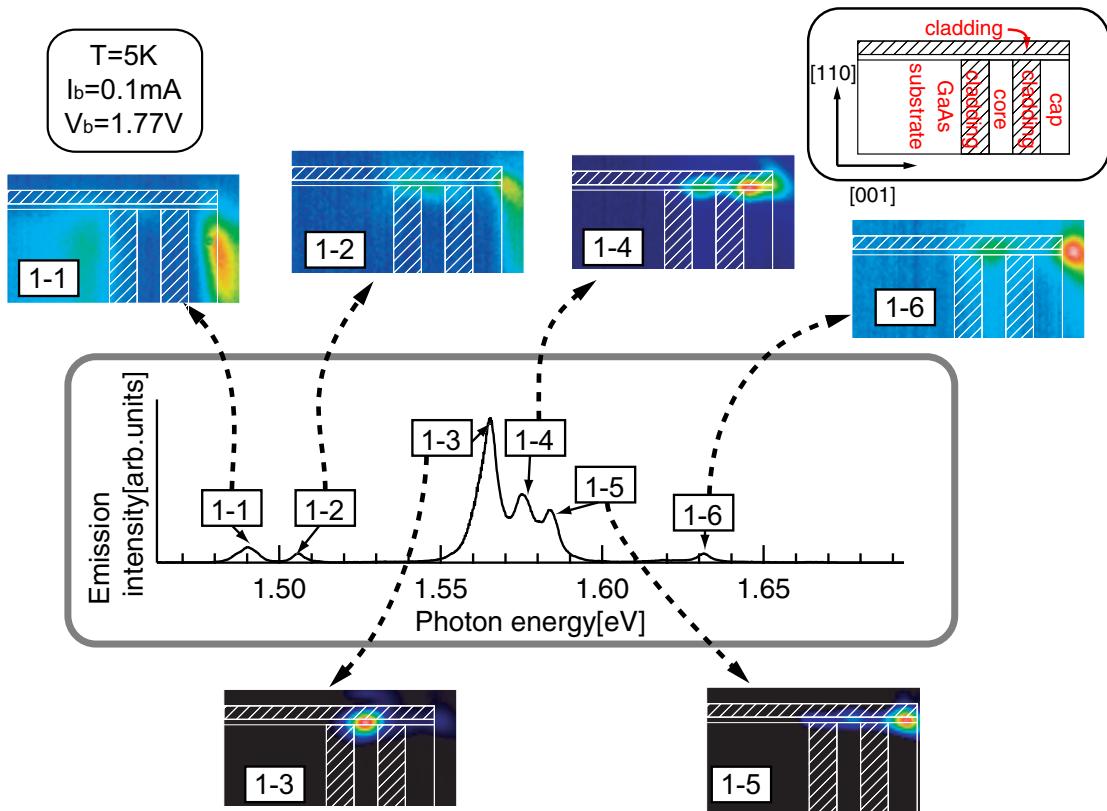


図 6.22: 共振器端面 EL イメージ測定結果の見方

では実際に各ピークのイメージについて考察を加えていくことにする。まず 1-1 の EL イメージを見てみると GaAs 基板上と表面層のあたりに発光が見られる。これだけではどちらの構造からの発光であると同定することはできないので、ひとまず置いておいて 1-2 の EL イメージを見てみると、こちらは表面及びコア層に発光が見える。先述の通りコア層の発光は他の構造に比べて指向性も強く、対物レンズは細線の発光によく結合するようにアライメントを行っているために観測されるもので、1-2 の発光起源は表面からであると同定できる。ここから、1-1 は 1-2 の発光が混じることによって表面に発光が見えていると考えられるので、1-1 の発光は GaAs 基板からのものであると同定できる。これらはエネルギー的にも GaAs のバンドギャップと大体一致しており、1-1 は基板の 1-2 は表面の GaAs からの発光であると同定される。

次に、1-3～1-5 までを見していくとコア層の中心から表面側へだんだん発光がずれていく様子が観測されている。1-3 はイメージからも PL からも細線からの発光であると同定される。1-4 及び 1-5 はそれぞれ cap arm のクラッド層側境界面と中心近傍に発光の中心があるよう見える。この二つの発光ピークが共に cap arm からの発光であるとすると、電界または内部ポテンシャルの違いによってピークが分裂していることが考えられるが、比較的大きい 10meV というエネルギー差が何に起因しているかはよくわかっていない。

最後に 1-6 を見てみるとコア層及び試料構造表面から発光が起こっているように見えるが、この発光はエネルギー的に stem well からのものであると考えられる。stem well の発光がなぜこの位置に見えるかについては二つ可能性がある。空間的に広がっている stem well の発光に比べて、cap arm からの発光はエネルギー密度が高いために cap arm の発光が見えているだけだというのが一つの可能性であり、もう一つはこの試料には端面に金が蒸着されているために端面から出てくる発光よりも (001) 表面から放出される発光の強度の方が強く見えるという可能性である。前者は 1-6 のイメージが真実ではない可能性を、後者が真実であ

る可能性を示しているがこれについての明確な答えを得るためにさらなる詳細な実験が必要である。

### 6.7.3 EL イメージ測定結果考察

共振器端面 EL イメージ測定結果の見方を一通り説明し終えたので、ここからは各温度における電流依存性を見ていく。

まず、図 6.23 に示した 5K のデータを見てみると 2-1、2-2、2-4 に見られるようにクラッド層外部の構造からの発光が強く観測されている。これは、stem well から注入された正孔がコア層外部へと溢れ出していることを表しており、コア層とクラッド層の正孔の閉じ込めエネルギー差が 1meV 程度と非常に小さい値であることに起因している。さらに電流をあげていくと、スペクトル上でも細線からの発光である 3-3 が支配的になっていき、この電流ではイメージにおいても細線の発光の影響が強すぎて他のエネルギー領域のイメージでもそれぞれコア層部分がもっとも強くなっている。そして、最終的には発振が起こることで他の構造からの発光はスペクトル上に観測されなくなる。発振が起こると、細線からの発光の導波モードが変化し、楕円形から円形になっていくことが知られているが [44]、1-3→2-3→3-3→4-3 と電流があがるにつれ徐々に円形になっていく様子が観測される。

次に図 6.24 に示されている 40K と 100K の EL イメージに着目すると、スペクトルからもわかるように温度上昇と共に 1.5eV 付近からの発光が徐々に減っていくことがわかる。しかし、これがクラッド層外部への正孔の溢れ出しが減少したということを示すものではないことは、cap arm の発光が同様に減っていないことからわかる(図 6.24 の 1-4、2-4 及び 4-2、5-2)。では何故 GaAs 基板からの発光が減っているかというと、これは温度上昇によって不純物準位からの発光が弱まったことに起因していると考えられる。すると GaAs 基板内における発光は吸収が起こりやすいエネルギー領域で起こるため、発光・再吸収過程によって発光としては露わに観測されなくなってしまうからである。cap arm の発光には温度上昇によって拡散の影響が強くなったことが表れており、図 6.23 の 2-4 と図 6.24 の 2-4、5-2 との比較から 5→40→100K と温度が上昇するにしたがって発光が広く分布するようになっているのがわかる。細線の発光に関しては閾値電流はさがるもの 5K の時とあまり変わらず、閾値電流に近づくにしたがって導波モードの円形化が観測されている。

最後に図 6.25 に示してある発振限界温度以上である 120K での EL イメージを見てみる。100K からの顕著な変化は 1.60eV 以上の高エネルギー側の発光がかなり強く観測されるところである。また、1-2、2-2 のように cap arm の発光中心がクラッド層との境界から表面側へと完全に移行しているが、この原因は今のところ不明である。細線の導波モードを見てみると  $I_b=0.2$  から 2.5mA にかけてかなり円形化が起こっているように見えるが、この後 3.6mA まで電流をあげたものの発光イメージ、発光量ともに変化は見られなかつた。これは GaAs 基板内での発光・再吸収過程の割合がさらに大きくなつたことによる影響で、非輻射過程によってキャリアが消費されてしまつているのではないかと考えられる。

以上得られた結果をまとめると

- コア層外部からの発光を全ての温度において観測した。これは、stem well から注入される正孔の溢れ出しが原因である
- GaAs 基板上の発光は温度上昇によって減少していくように見えるが、これは発光・再吸収過程による影響である
- 細線の導波モードは閾値電流に近づくにつれて円形化した。ただし、120K においては円形化したものの発振には至らなかつた

となる。これらの情報から注入効率の温度変化に対する考察を行つた。その詳細は次項で述べる。

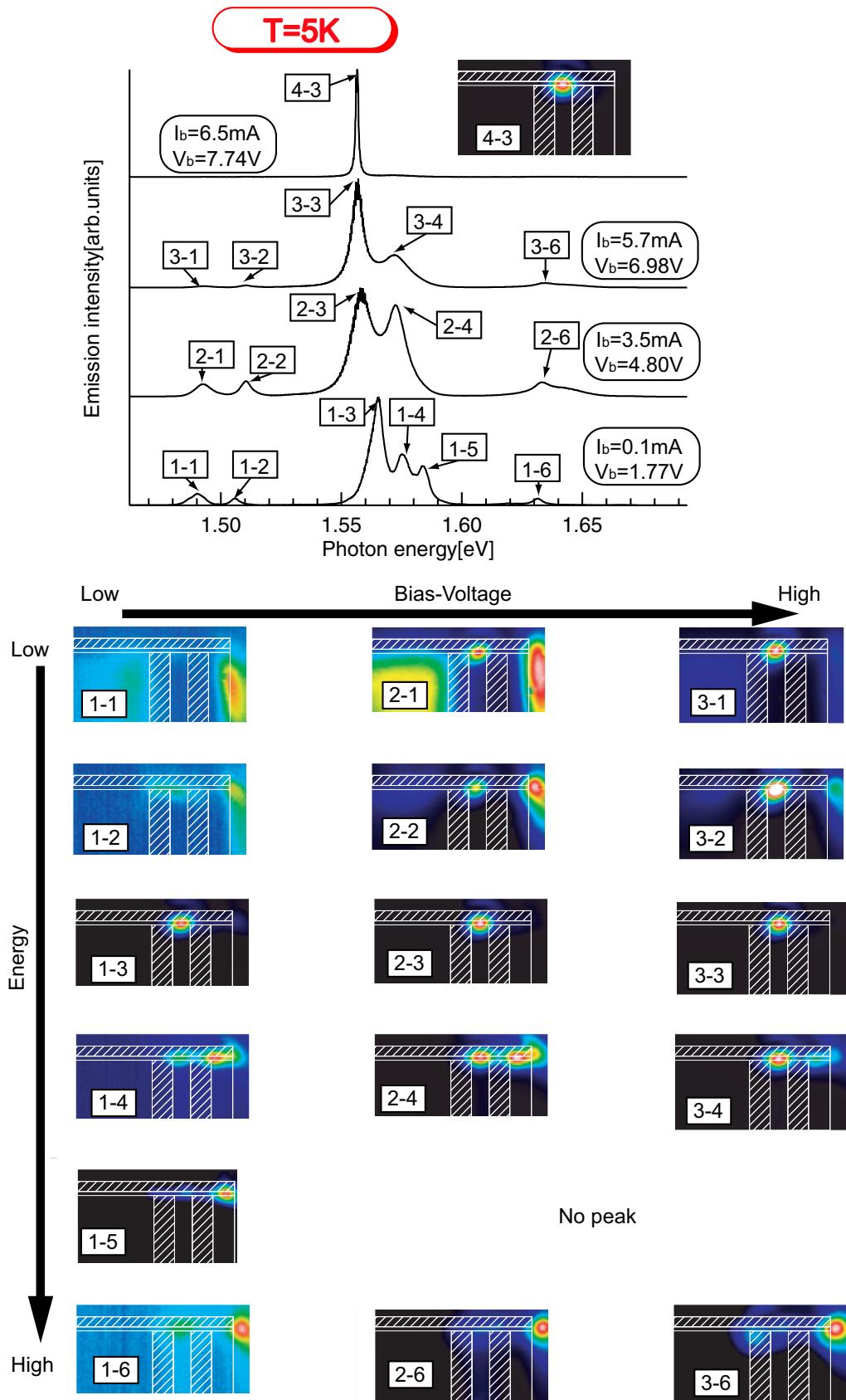


図 6.23: AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の端面 EL イメージ (5K)

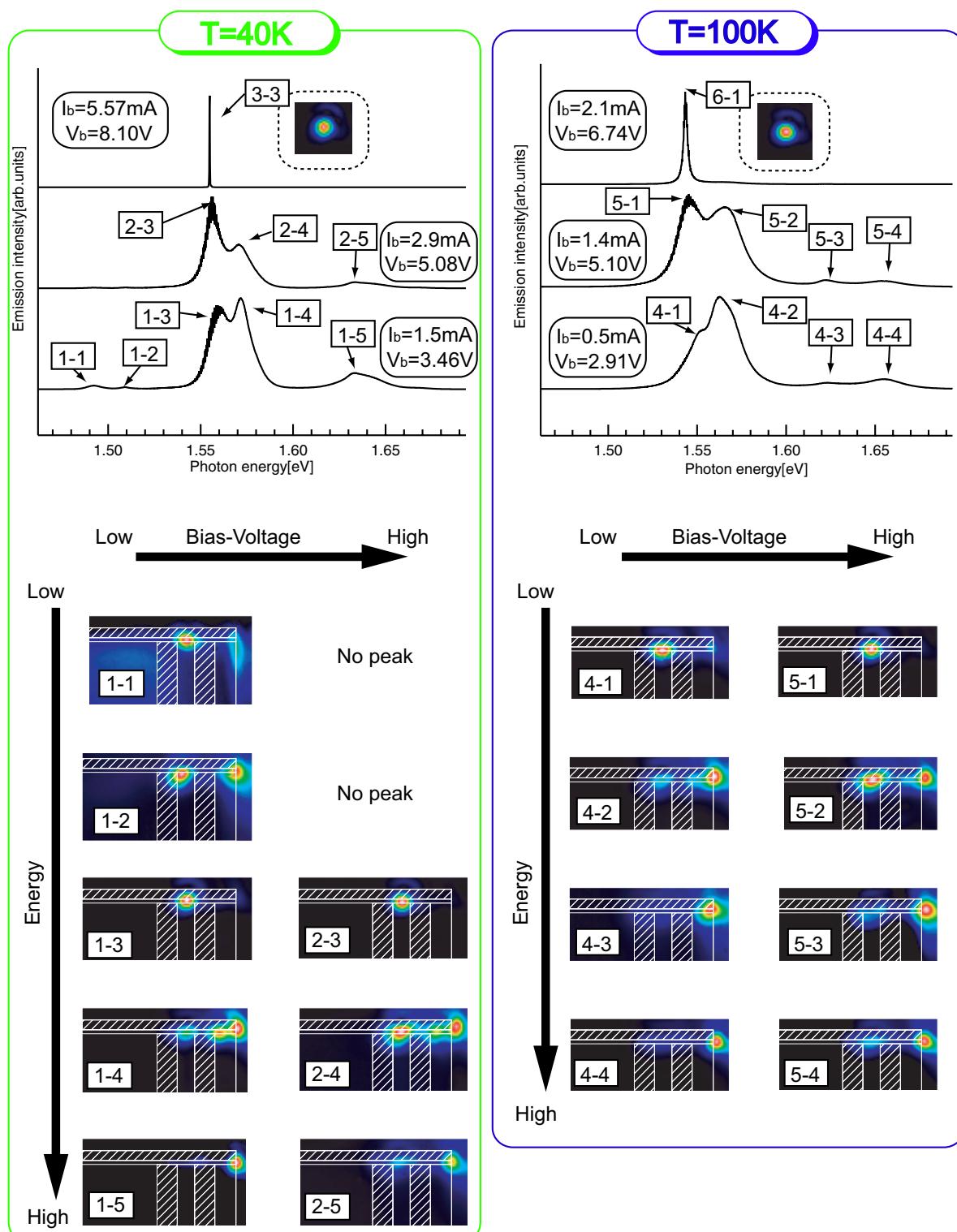


図 6.24: AlGaAs-cap 電流注入T型量子細線の端面ELイメージ(40-100K)

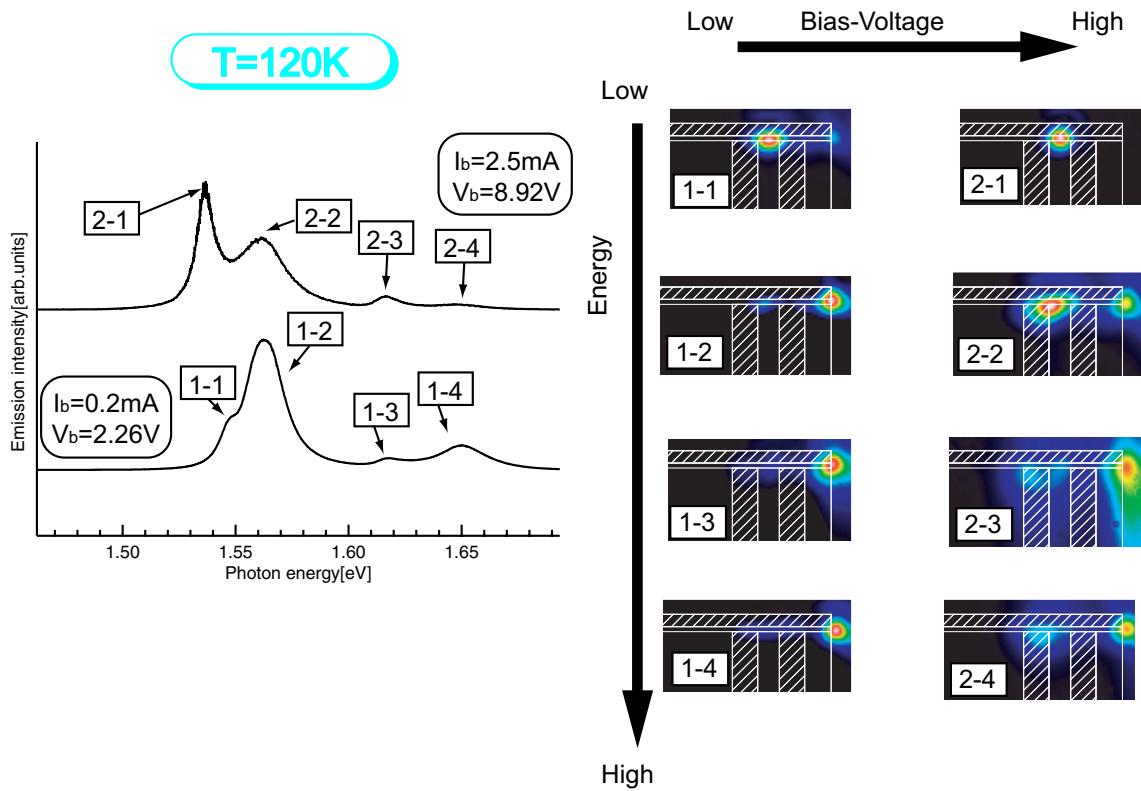


図 6.25: AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線の端面 EL イメージ (120K)

#### 6.7.4 EL イメージから考えられる注入効率上昇メカニズム

前項で得られたまとめから注入効率上昇メカニズムを考える上で一つの仮定を置く。その仮定は、正孔と電子の各キャリアの空間分布は温度によらず電圧にのみ依存するものというものである。温度によって熱分布を持つようになるものの、空間分布はポテンシャルによって規定されるものであるから、この仮定に妥当性はあると考えられる。

その仮定のもと、ある電圧における電子と正孔の空間分布を図に示すと図 6.26 の (a) 及び (b) のようになっていると考えられる。今は密度の空間分布は考えないこととする。まず電子は arm well に対して変調ドーピングされていることから (a) のように広く arm well に分布していると考えられる。次に正孔の分布だが、EL イメージ測定結果でクラッド層外部からの発光が観測されたことから、stem well 及びコア層はもちろんクラッド層外部の arm well にも分布していると考えられる。(a) 及び (b) のようにキャリアが分布している場合、(c) に示すように電子と正孔が共存している領域において励起子の生成及び再結合が起こると考えられる。

ここで、励起子の拡散について考えてみる。電子及び正孔は電気的に中性ではないために、例えば正孔は電位が高い stem well の方には拡散しにくい。しかし、励起子は電気的に中性であるため cladding arm で生成された励起子は拡散によってエネルギーの低い方へ移動することが可能になる(図中 (d))。励起子の拡散長は 100K 以下の範囲においては励起子寿命の延長及び拡散係数の増加に伴って温度上昇とともに長くなることがわかっており、6 nm の (001) GaAs/Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>As 量子井戸においては 30K で 0.4 μm、100K ではその 5 倍の 2 μm 程度になる [45]。すると、温度上昇に伴って細線に沿ってから発光する励起子の割合が増

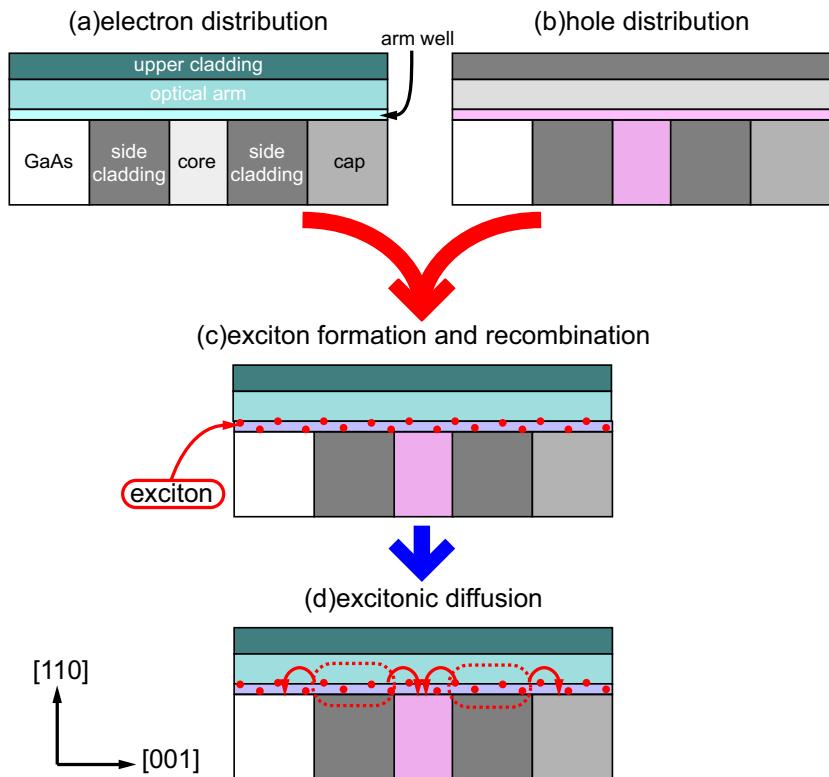


図 6.26: 注入効率上昇メカニズムの模式図 (a) 電子分布 (b) 正孔分布 (c) 励起子生成及び再結合領域 (d) 励起子の拡散

えるため、注入効率が上昇する一つの要因になっていると考えられる。

しかし、この効果が支配的であるかは疑問の余地はある。また、そもそも電流注入によってどのような分布を示すのかを実験的に確かめるのは困難である。そこで、構造の変更によって閾値電流等の温度依存性がどのように変化するかを調べることが必要である。

## 6.8 parallel ドーピング型 T型量子細線試料との特性比較

本節では二種の注入スキームにおけるデバイス特性の比較を行う。比較を行うことで、各ドーピング構造の特徴が明らかになるとともに各構造の問題点も見えてくる。

各ドーピング構造の特性を表 6.4 に示す。parallel ドーピング型のデータは同研究室の Liu 博士によって測定されたものである [28]。参考として Wegscheider らによって得られている結果も載せている [9]。

表 6.4: 二種の注入スキームのデバイス特性比較 (参考として Wegscheider らによる結果も)

scheme	perpendicular	parallel[28]	Wegscheider[9]
細線の本数	15	20	15
共振器長	$500\mu\text{m}$	$500\mu\text{m}$	$400\mu\text{m}$
最小閾値電流	2.1mA (at 100K)	0.27mA (at 30K)	0.4mA (at 4.2K)
細線一本当たりの最小閾値電流	0.14mA (at 100K)	0.014mA (at 30K)	0.027mA (at 4.2K)
発振動作領域	5–110K	30–70K	4.2K
最大外部量子効率	0.9% (at 100K)	12% (at 30K)	unknown

perpendicular ドーピング型である AlGaAs-cap 細線試料は注入効率の温度依存性によるものと考えられる大きな温度依存性を閾値電流が示していたが、parallel ドーピング型 T 型量子細線試料ではそのような傾向は見られず、図 6.27 に示すように一般的な特性温度  $T_o > 0$  の温度依存性を示す。

ここで、perpendicular ドーピング型と parallel ドーピング型を比較してみると閾値電流は約 10 倍 perpendicular ドーピング型の方が高く、外部量子効率は  $\frac{1}{10}$  程度低いことがわかる。二つの構造はドーピング層による自由キャリア吸収を無視すれば<sup>9</sup>、コア層の構造は等しいので発光確率は等しいと考えられる。すると、この二つの試料間における 10 という因子はまさに注入効率の違いを示しているものだと考えることもできる。ここから、AlGaAs-cap 細線試料の注入効率は最も良い状態の 100K においても決して良いことが示唆されている。

次に、もし注入効率が 100% だとすると閾値電流はどの程度の値を示すかを、光励起用試料における発振測定によってわかっている発振に必要なキャリア数を電流に換算して見積もることにする。HR コーティングした試料における発振閾値でのキャリア密度は  $\approx 3 \times 10^5 [\text{cm}^{-1}]$  と見積もられている [42]。さらに、キャリア寿命は時間分解測定によって  $\tau=0.4 [\text{ns}]$  とわかっているので、T 型量子細線を 15 本有する試料の場合、見積もられる閾値電流は

$$I_{\text{th}} = \frac{15 \times 3 \times 10^5 \times 0.05[\text{cavity length } [\text{cm}]] \times 1.6 \times 10^{-19}[\text{elementary charge}]}{0.4 \times 10^{-9}} = 90[\mu\text{A}] \quad (6.2)$$

となる。

見積もられた値  $90 \mu\text{A}$  と現在得られている値の比は約 23 倍であり、ここから注入効率は 5 % 程度しか得られていないと言うことが出来る。また、parallel ドーピング型における最小閾値電流  $0.27 \text{ mA}$  も見積もられる閾値電流  $120 \mu\text{A}$  の約 2 倍の値であることからまだまだ改善の余地はあるということが出来る。

次に動作温度の方に着目してみると、perpendicular ドーピング型の方がより幅広く、より高い温度で発振することがわかる。この原因はよくわかっていないが、ここから AlGaAs-cap 細線試料において電流注入 T 型量子細線の中で最も広範囲かつ高温での発振が達成されていることがわかる。

また、parallel ドーピング型はドーピング層が平行に存在しているために電極間での活性領域を介さないリーケーパスが発生しやすく、耐久性という観点からは若干不利な構造である。

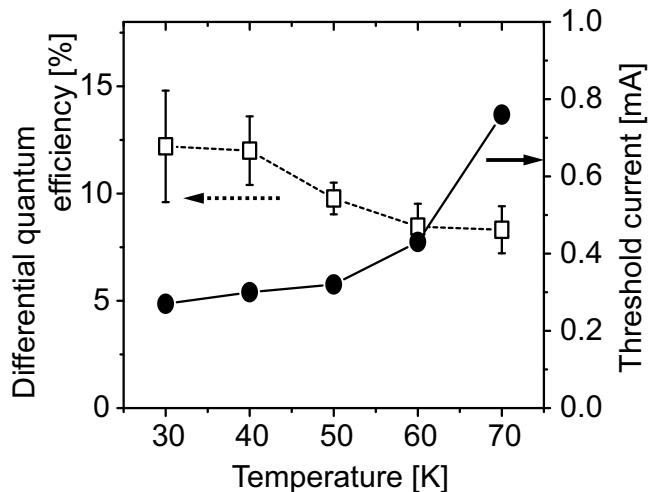


図 6.27: parallel ドーピング型電流注入 T 型量子細線のデバイス特性の温度依存性 [28]

<sup>9</sup> 利得スペクトルから得られる内部損失の見積もりはほぼ等しいことから妥当性はあると考えられる

## 6.9 AlGaAs-cap 電流注入T型量子細線構造のまとめ

この節では、本章で得られた AlGaAs-cap 細線試料の特性についてまとめる。

### まとめ

- $I-V$ 測定における抵抗の温度依存性から、stem well が主なシリーズ抵抗であることが判明した(図 6.3 より)
- PL の電圧依存性において GaAs-cap 細線試料からの改善によって  $p-n$  接合部を細線部にすることに成功した(図 6.8 より)
- 電流注入 T 型細線試料としては最も広い発振温度領域 5~110K における単一モードレーザー発振を観測した。また、 $L-I$  特性から閾値電流及び外部量子効率の温度依存性を得た(図 6.11、図 6.12、図 6.13 より)
- 本試料構造における最小閾値電流 2.1mA 及び最大外部量子効率 0.9% を 100K において得た(図 6.13 より)
- 利得スペクトル解析から利得ピーク値増加の温度依存性及び温度上昇に伴うブロードニングを観測した。さらに温度上昇に伴う内部損失の増大の可能性が示唆された(図 6.16、図 6.20 より)
- ELイメージ測定からコア層からの正孔の溢れ出しを観測した(図 6.23、図 6.24、図 6.25 より)
- 励起子拡散長の温度依存性によって注入効率が変化している可能性を指摘した(図 6.26 より)
- parallel ドーピング型との比較から注入効率については劣るものの、発振温度特性に関しては優れていることがわかった(表 6.4 より)

## 第 7 章

# 試料構造改善への数値計算アプローチ

本章では簡単なモデルへと Poisson 方程式を適用し、電流注入 T 型量子細線試料における電圧印加の際のバンド構造を計算する。そこから電子・正孔の注入されやすさ及び注入バランスについて考察を行う。さらにドーピング層を入れ替えた構造についても同様の計算を行い、その結果から注入バランスに対して一定の改善が行われる可能性が示唆された。そしてその構造に対してさらに考察を加え、具体的な構造の改善案について論じた。

### 7.1 一次元 Poisson 方程式を用いたバンド構造解析

Poisson 方程式によって電圧印加の際のバンド構造を導出するために用いたモデルを図 7.1 に示す。一次元的に計算するために、構造の模式図上の赤線で示した stem well を通って [110] 方向へと切断した (001) 断面を考える。その切断面のバンド構造が図 7.1 下に示したもので、 $\delta$  ドーピングされている位置を  $x = 0$  として、ドーピングされていないセットバック、障壁層及び arm well (Insulator 層) の厚みの合計を  $x_i$ 、n、p ドーピング層それぞれの空乏している厚みを  $x_n$ 、 $x_p$  とおく。

また計算を簡単にするために以下の三つの仮定を置いた。

**仮定 1**  $x = 0$  の  $\delta$  ドーピングされたドーパントのキャリアが全て移動してから、一様ドープされた領域のキャリアが減少する

**仮定 2** stem well の  $\delta$  ドーピングによって供給されるキャリアはコア層全体に一様に分布している

**仮定 3** 電圧を印加していない時はフェルミエネルギーが伝導帯及び価電子帯の底と一致する

さらに、キャリアが細線にたまり始めると計算がややこしくなるため、ここではキャリアが細線に入る寸前までの計算しか行わない。

図 7.1 に示される N、I、P の各領域におけるポテンシャルは Poisson 方程式を解くことによってそれぞれ以下のように求まる。ここで  $N_D$ 、 $N_\delta$ 、 $N_A$  はそれぞれドナー、 $\delta$  ドープ、アクセプターの面密度を、 $V_{bi}$  は built in potential を、 $V_b$  はバイアス電圧を示している。ここでは  $V_{bi}$  は負の値を、 $V_b$  は正の値をとるようにポテンシャル軸を設定した。

$$\psi_n(x) = (V_b + V_{bi}) - \frac{eN_D}{2\epsilon\epsilon_0}(x + x_n)^2 \quad (-x_n \leq x < 0) \quad (7.1)$$

$$\psi_i(x) = (V_b + V_{bi}) - \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} \left( (N_\delta + N_D x_n)x + \frac{N_D x_n^2}{2} \right) \quad (0 \leq x \leq x_i) \quad (7.2)$$

$$\psi_p(x) = \frac{eN_A}{2\epsilon\epsilon_0}(x - x_i - x_p)^2 \quad (x_i < x \leq x_i + x_p) \quad (7.3)$$

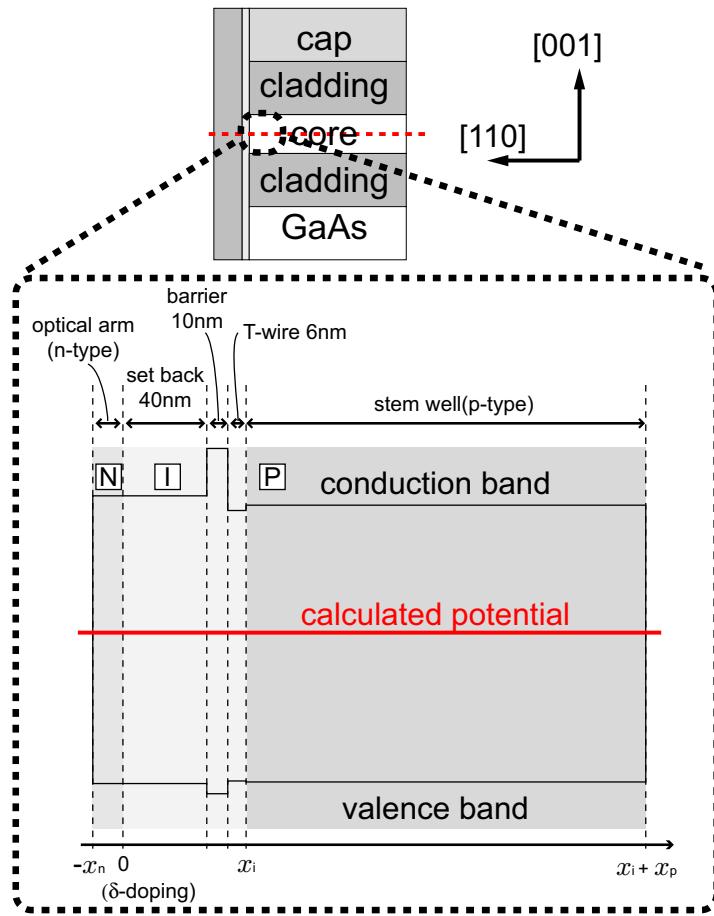


図 7.1: 計算モデル

こうして計算されたポテンシャルに対して、図 7.1 に示されているように伝導体及び価電子帯を設定する。このとき各構造のバンドギャップを伝導体、価電子帯にそれぞれ 67:33 に分配し [37]、さらに量子構造である stem well 及び T 型量子細線の部分では電子及び正孔の基底準位エネルギーをそれぞれに加えている。電流注入においては励起子からの発光が観測されないため励起子準位は考えないことにし、キャリアの注入は基底準位のエネルギーに対して行われると考えた。

各領域のポテンシャルと連続条件から  $x_p, x_n$  は以下のように求められる。

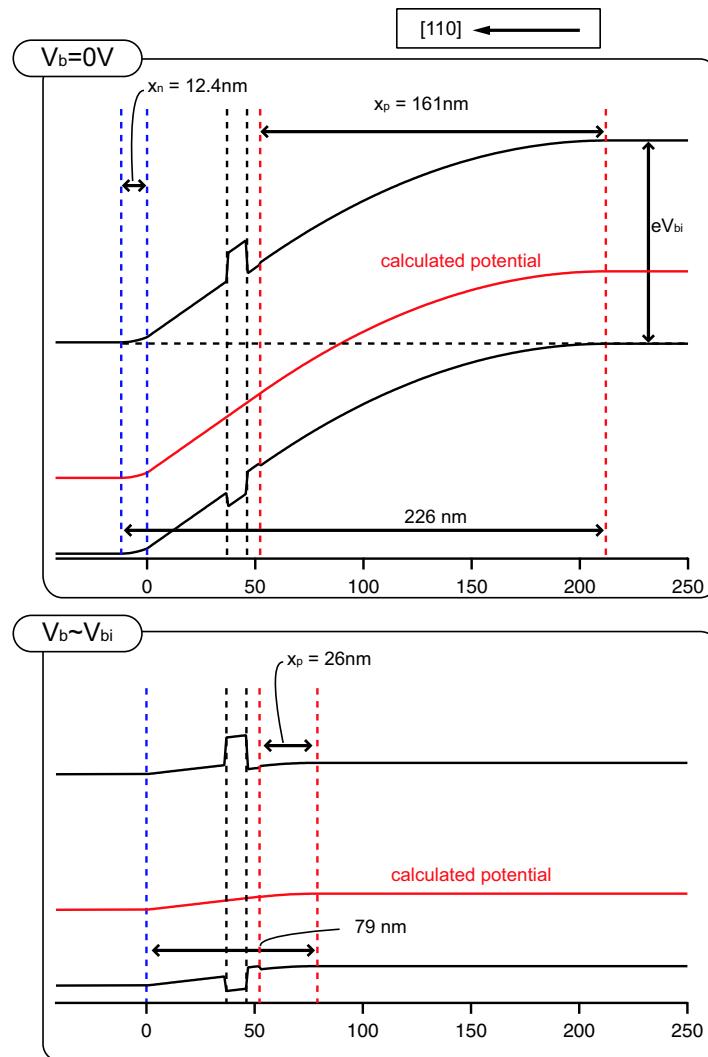
$$\begin{cases} x_n = \frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)} \left[ -N_D \left( \frac{N_\delta}{N_A} + x_i \right) + \sqrt{N_D^2 x_i^2 - \frac{N_D N_\delta^2}{N_A} - 2N_D N_\delta x_i + \frac{2\epsilon\epsilon_0(V_b + V_{bi})N_D(N_A + N_D)}{eN_A}} \right] \\ x_p = \frac{N_\delta}{N_A} + \frac{N_A}{N_A(N_A + N_D)} \left[ -N_D \left( \frac{N_\delta}{N_A} + x_i \right) + \sqrt{N_D^2 x_i^2 - \frac{N_D N_\delta^2}{N_A} - 2N_D N_\delta x_i + \frac{2\epsilon\epsilon_0(V_b + V_{bi})N_D(N_A + N_D)}{eN_A}} \right] \end{cases}$$

但し、 $x_n=0$  以降では、

$$x_p = x_i + \sqrt{x_i^2 - \frac{2\epsilon\epsilon_0(V_b + V_{bi})}{eN_A}}$$

となることに注意する<sup>1</sup>。

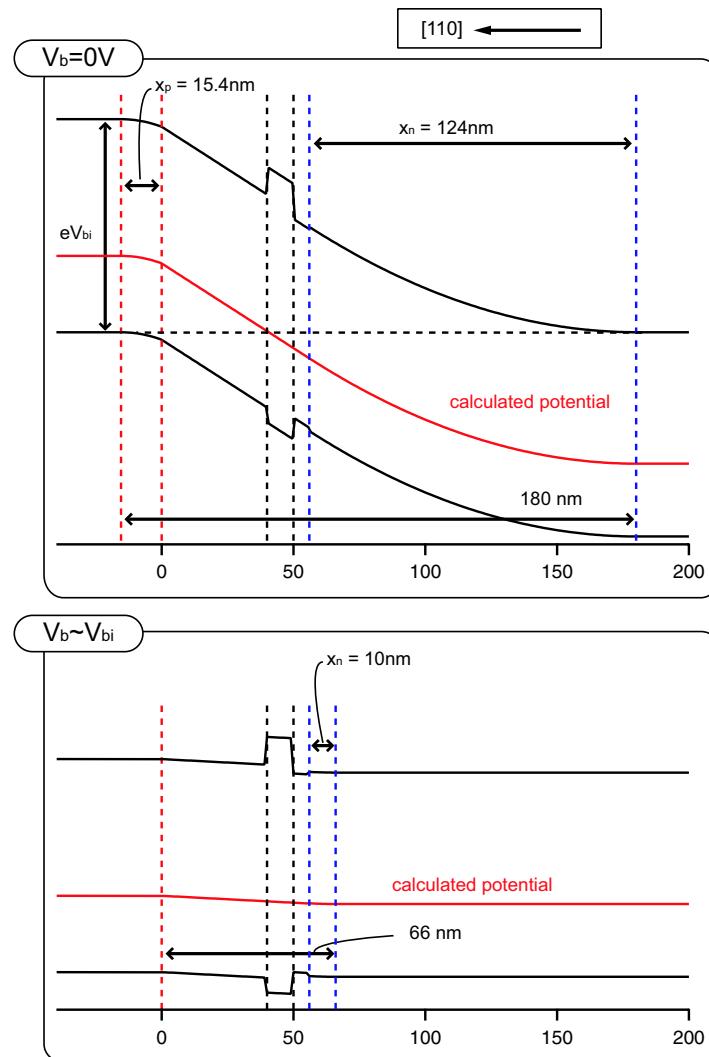
<sup>1</sup> 以上の計算の詳細は付録 B を参照

図 7.2: Conventional perpendicular ドーピング型計算結果 (上) $V_b=0$ (下) $|V_b| \sim |V_{bi}|$ 

実際に AlGaAs-cap 細線試料に対して  $V_b=0$  及び  $|V_b| \sim |V_{bi}|$  の条件で計算した結果を図 7.2 にそれぞれ示す。後に示す新しいドーピング構造と区別するためにこちらを”Conventional perpendicular ドーピング型”と呼ぶことにする。この中には広義で GaAs-cap 細線試料も含まれる。

まず、図 7.2 上の  $V_b=0V$  の方を見てみると、p ドーピング層の空乏層が n ドーピング層に比べてかなり厚いことがわかる。しかし、図 7.2 下の  $|V_b| \sim |V_{bi}|$  条件下のバンド構造を見てみると、p ドーピング層の方が空乏層は厚いものの、T 型量子細線が I 層の stem well よりにあることによって n ドーピング層よりも p ドーピング層の方が細線に近いことがわかる。さらに、電子が細線に注入される前には比較的大きなエネルギー障壁がある一方、正孔は stem well から一切の障壁をはさまずに細線に注入されることからかなり正孔が注入されやすい構造になっているといえる。この計算によって得られたバンド構造は、実験結果から判明した AlGaAs-cap 細線試料における正孔のコア層外部への溢れ出しを助長するように、細線部に正孔が多く存在しやすいということもよく表しているといえる。

以上のように、”Conventional perpendicular ドーピング型”では細線へのキャリア注入がかなりアンバランスになっているだろうことが示唆された。ここで、両キャリアの注入バランスよくするためにドーピング

図 7.3: Inverted perpendicular ドーピング型計算結果 (上) $V_b=0$ (下) $|V_b| \sim |V_{bi}|$ 

層を入れ替えた構造について行った計算結果が図 7.3 に示されているものである。こうすることによって、電子が細線に注入される前にエネルギー障壁を越える必要がなくなるため細線に注入されやすくなると考えられるからである。この構造を”Conventional perpendicular ドーピング型”に対して”Inverted perpendicular ドーピング型”と呼ぶことにする。このとき計算に用いたドーピング量は後に実際に作製した試料における設計値である。

図 7.3 上を見てみると空乏層の厚みはドーピング量によって変わるのであまり考えないことにすると、当然ではあるが図 7.2 上と対称になっていることがわかる。そして、 $|V_b| \sim |V_{bi}|$  条件下のエネルギー-バンド構造を見てみると、n ドーピング層の方が細線に近くなっているのがわかり、一切の障壁をはさまないことも含めて”Conventional parallel ドーピング型”に比べ電子が細線に注入されやすくなっているといえる。一方、正孔の方は電子に比べて細線に注入される前の障壁が低いため、双方の注入バランスはより取りやすくなっていると考えられる。

この計算によってある程度の定性的な考察を行うことは可能であるが、モデルとしては簡略化しきりでいるため、具体的にどれくらいのドーピング量が最適かはわからない。また、キャリアが細線に注入されてい

く様子を見ることはできないので、注入されていくときの電子と正孔の注入バランスがどうなっているかをより詳細に見るためにはもう少し上級なモデルが必要である。具体的には、今後有限要素法を用いた一次元、さらには二次元のバンド構造計算を行う予定である。

## 7.2 キャリア溢れ出しへの考察

前節の結果から”Inverted perpendicular ドーピング型”は細線への両キャリアの注入バランスが優れているだろうことが予見された。そこで、次にコア層からのキャリアの溢れ出しやすさについて見てみることにする。

図 7.4 の左側に”Conventional perpendicular ドーピング型”及び”Inverted perpendicular ドーピング型”的模式図を、右側にその構造における stem well、T 型量子細線、core arm のエネルギー-band 構造を示す。コア層からのキャリアの溢れ出しやすさは、stem well から注入されるキャリアに対する T 型量子細線と core arm の横閉じ込めエネルギー  $E_{i,con}$  によって決まるといえる。添え字の  $i$  には  $e$  または  $h$  が入り、それぞれ細線と core arm における電子と正孔の基底準位のエネルギー差に対応する。実際の溢れ出しは細線と cladding arm のエネルギー差によって決まるが、core arm と cladding arm のエネルギー差は  $E_{i,con}$  に比べて 1/10 程度と小さい。そこで、T 型量子細線から core arm への溢れ出し  $\approx$  クラッド層外部への溢れ出しと考えても特に問題はない。

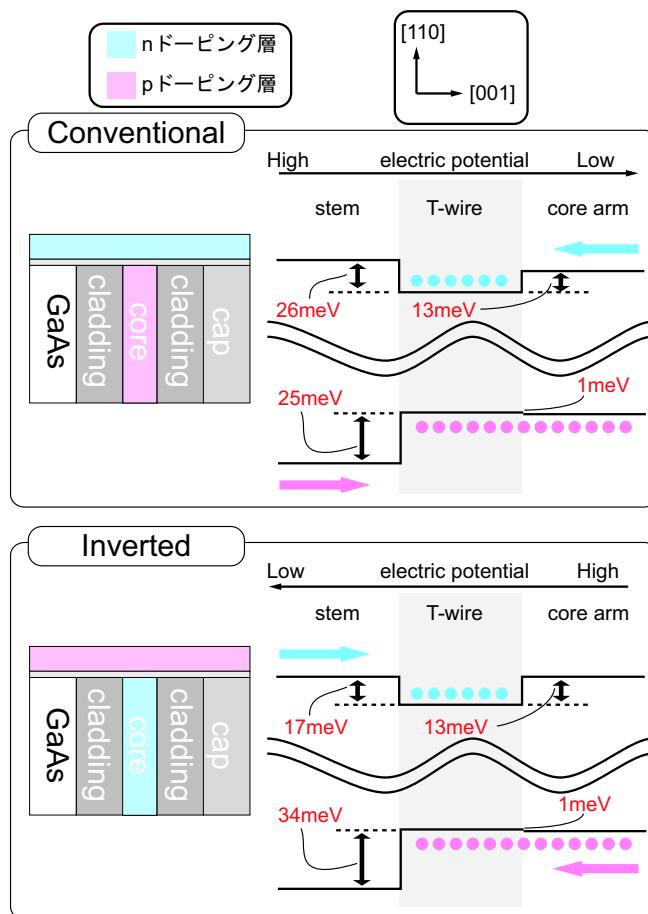


図 7.4: AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線構造(上)及び改善案(下)のバンド構造

”Conventional perpendicular ドーピング型”の方では、 $E_{e,con}=13\text{meV}$  であり電子は T 型量子細線に良く閉じ込められていると考えられるが、溢れ出す方の正孔は  $E_{h,con}=1\text{meV}$  しかなく非常に閉じ込めが弱いことがわかる。一方、”Inverted perpendicular ドーピング型”では、電子が stem well から注入されるキャリア、つまり溢れ出すほうのキャリアになるわけだが、これは先述のように  $E_{e,con}=13\text{meV}$  と比較的よく閉じ込められている。さらに、正孔のほうも電位が低い stem well の方へは  $34\text{meV}$  という比較的大きいエネルギー障壁が存在しているため、細線部に正孔もたまるのではないかと推測される。こうしたことから”Inverted perpendicular ドーピング型”は注入バランスに加え、キャリアの溢れ出しについても優れていることがわかる。

さらにこれは副産物的な影響であるが、主なシリーズ抵抗となっている stem well を伝導するキャリアが正孔から電子に変わることによって、移動度の違いから抵抗値が大幅に減少し、電流を流す際に試料に印加する電圧が減ることになる。よって、リーコンパスの発生及び熱による試料へのダメージを減らすことができるようになることも、”Inverted perpendicular ドーピング型”の重要な特性である。

### 7.3 新しい構造に期待されること

本章で述べてきた新しい構造”Inverted perpendicular ドーピング型”に期待されることをまとめる。

**期待 1** 電子と正孔の細線部への注入バランスの向上

**期待 2** stem well から注入されるキャリアが電子になることによって、クラッド層外部へのキャリア溢れ出しが減少

**期待 3** シリーズ抵抗の減少による試料への負担の軽減

クラッド層外部へのキャリアの溢れ出しが少なくなると、閾値電流の減少とあわせて注入効率の変化があまり起きなくなると考えられる。そこで、”Inverted perpendicular ドーピング型”T 型量子細線試料に対して各種測定を行うことで AlGaAs-cap 細線試料における閾値電流の温度依存性が注入効率に由来するものであるかを議論することができ、さらには一次元性を示すような閾値電流の温度依存性を得る可能性があると考えられる。

## 第 8 章

# Inverted 電流注入 T 型量子細線

本章では前章の計算結果を受けて、AlGaAs-cap 細線試料に対する励起子拡散長の温度依存性による注入効率変化の仮説の検証と更なる低閾値化を目指すための構造改善を行った Inverted 細線試料について説明を行う。現状では MBE 成長がうまくいっていないため品質が良い試料が得られておらず、性能の向上および仮説の検証は成されていない。しかし、測定結果から得られる定性的な特性からは構造の改善による影響が見られているため、その定性的な特性について考察を行いこの試料構造の可能性に關して論じる。

### 8.1 試料構造及び電流・電圧特性

詳細な試料構造を図 8.1 に示す。また、本試料に対して行ったプロセスの各条件は表 8.1 に示す。

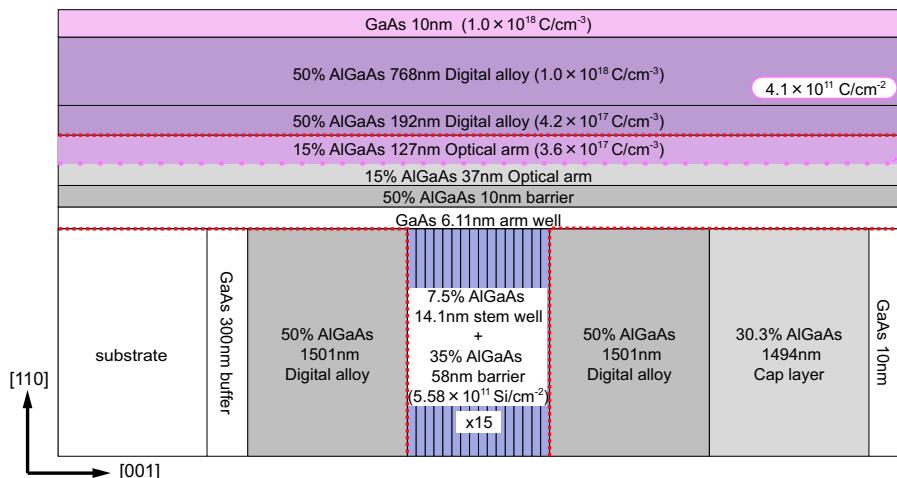


図 8.1: Inverted 電流注入 T 型量子細線試料構造 (青色 : n ドーピング層、桃色 : p ドーピング層、赤点線 : 光導波路、パーセンテージ : Al 含有率)

本試料は前述の二種の構造と異なり、stem well が n ドーピング層になっているため表 8.1 には n ドーピング層までの距離を示した。また、3.2.3 でも示唆したように n ドーピング層が試料表面まで来ていないため浸透性の高い Ni を n 側電極として用いている。

図 8.2 に Inverted 細線試料の I-V 特性を示す。各 I-V 曲線を測定した温度はグラフ左上に示されている。5–60K の各温度において 1.7V 付近から電流が流れ始め、5K は立ち上がりが遅いものの最終的にはほぼ一

表 8.1: Inverted 電流注入 T 型量子細線プロセス

第一成長基板	4-28-06.3
sample name	7-13-06.1 #3 E
n ドーピング層までの距離	0.5 $\mu\text{m}$
p 側電極	30nm Au/ 40nm Zn/230nm Au
n 側電極	5nm Ni/300nm Au <sub>0.73</sub> Ge <sub>0.27</sub> /20nm Ni/50nm Au
ダイボンディング用接着剤	ムロマックボンド

定の傾きで電圧に対し電流が増加していくことがわかる。

ここで、抵抗の温度依存性に着目してみると、AlGaAs-cap 細線試料のもの(図 6.2 参照)と明らかに違うことが容易に見て取れる。AlGaAs-cap 細線試料においては温度による明確な抵抗の上昇が観測できたが、Inverted 紹介試料においてはあまり温度依存性がないように思われる。これは、まさに stem well における電子と正孔の移動度が異なる温度依存性を示すことを反映したものである。

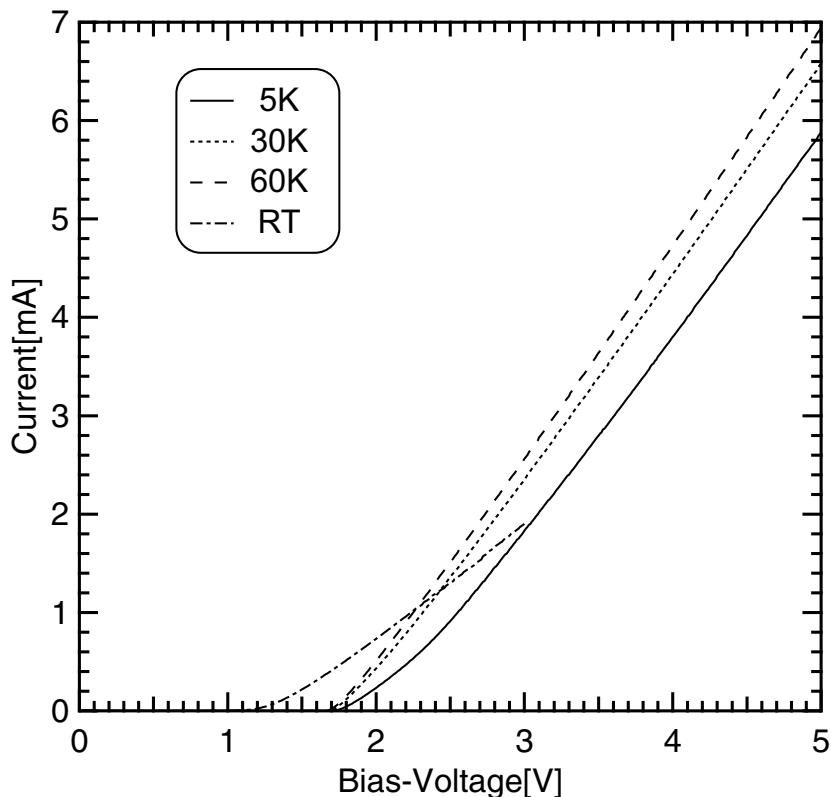
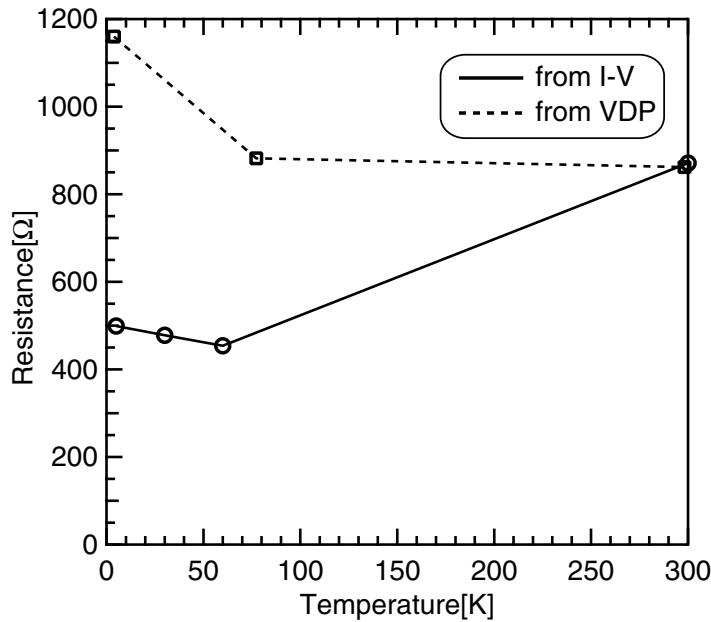


図 8.2: Inverted 電流注入 T 型量子細線における I-V 特性の温度依存性 (5, 30, 60 K 及び室温)

図 8.3 に第一成長基板における VDP 測定によって得られた抵抗値と I-V 測定によって得られた抵抗値を同時にプロットした。これを見てみると図 6.3 同様に二者の温度依存性がよく一致しているのがわかる。ここからも perpendicular ドーピング構造では stem well が主なシリーズ抵抗になることが理解される。さらに stem well を伝導するキャリアが正孔から電子に変更されたことによって温度依存性及び抵抗の減少に成功していることがわかり構造の改善が狙い通りに行われていることも示唆している。

しかし、VDP 測定によって得られている電子の移動度があまりよくないことは問題である。表 8.2 に

図 8.3: Inverted 電流注入 T 型量子細線の抵抗値の温度依存性比較 (実線 :  $I$ - $V$  曲線の傾きから、点線 : VDP 測定から)

VDP 測定によって得られた抵抗及び移動度の温度依存性を示してあるが、これを見てわかるように移動度は低温になんでも室温とほぼ変わらず、また低温時の移動度が正孔のものとほぼ等しいことがわかる(表 6.2 参照)。電子は有効質量が軽いため正孔よりも移動度が大きいのが一般的であり、このように同程度の移動度を示すということは成長及びプロセスの段階で何かしらの問題が発生していることを示しているのかもしれない。

表 8.2: Inverted 細線試料第一成長基板 (4-28-06.3) における VDP 測定結果

温度 [K]	抵抗 [ $\Omega$ ]	移動度 [ $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ]	電子密度 [ $\text{cm}^{-2}$ ]
298.2	$8.62 \times 10^2$	$1.62 \times 10^3$	$2.99 \times 10^{11}$
77.3	$8.82 \times 10^2$	$2.44 \times 10^3$	$1.94 \times 10^{11}$
3.8	$1.16 \times 10^3$	$2.32 \times 10^3$	$1.54 \times 10^{11}$

また、他の要因としては VDP 測定用の試料への電極付けのプロセスがうまくいっていないと考えられる。VDP 測定によって stem well の電子濃度も求められるが、この値が設計値 ( $5.58 \times 10^{11} [\text{cm}^{-2}]$ ) に比べて少ない点や温度によって変化している点が奇妙である。そのため、問題の所在をはっきりさせるために今後追試が必要である。

また、参考として図 8.4 に Inverted 細線試料の (001) 面の顕微鏡写真及びシリーズ抵抗の模式図を載せておく。

## 8.2 MBE 成長段階での品質低下問題

本試料は MBE 成長する際に第二次成長条件のずれから高品質な試料が作製できていない。通常の成長条件によって作製された試料と成長条件がずれている本試料の (110) 表面の光学顕微鏡写真を図 8.5 に示す。

光学顕微鏡でも確認できるほどの凹凸が本試料に存在しているのがわかる。それぞれの大きさは光学的に

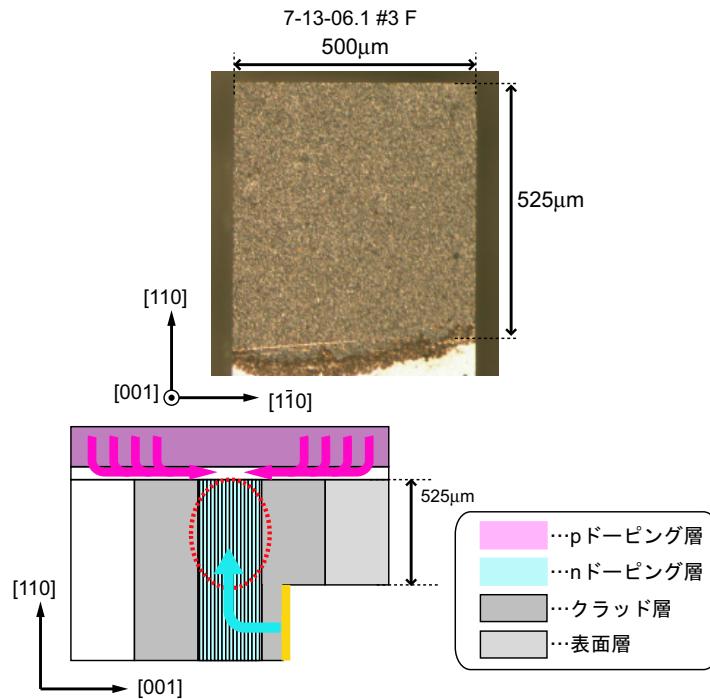


図 8.4: Inverted 電流注入 T 型量子細線の顕微鏡写真・シリーズ抵抗の模式図 (上: 実際の試料 ("7-13-06.1 #3 F")、下: 模式図 (赤点線で囲まれた部分がシリーズ抵抗となる))

は問題にならない大きさであるが、電子や正孔にとってどのような悪影響が出るかはわからない。

このような問題が起こった原因は今のところ MBE 成長時の As のフラックスのずれにあると考えられており、他の試料においてその条件を以前のものに戻すことによって問題は解決したと思われるが、現在はさらに別のマシントラブルが起こっており 2007 年 1 月現在、高品質な試料は得られていない。

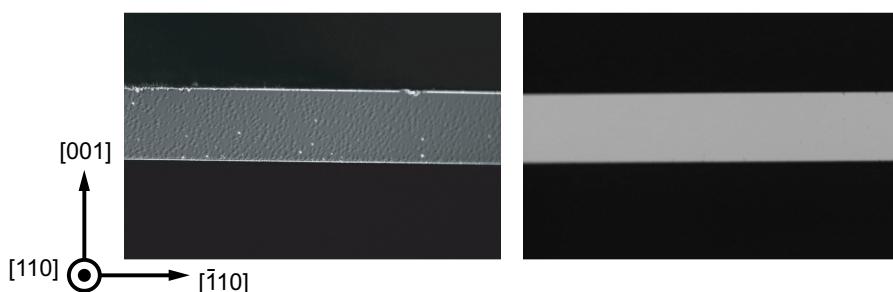


図 8.5: (左)Inverted 細線試料の (110) 表面写真 (右) 通常の成長条件によって作製された試料

### 8.3 Photoluminescence 測定

前節で述べたように本構造において高品質な試料は得られていないが、品質があまりよくない試料の測定から定性的に考察を加えることは可能であると判断した。ここでは品質があまりよくない試料における PL スペクトルについて議論する。

まず本試料における  $(1\bar{1}0)$  平行スキャン PL 測定 ( $0.5 \mu\text{m}$  ステップ) によって得られたスペクトルを図 8.6

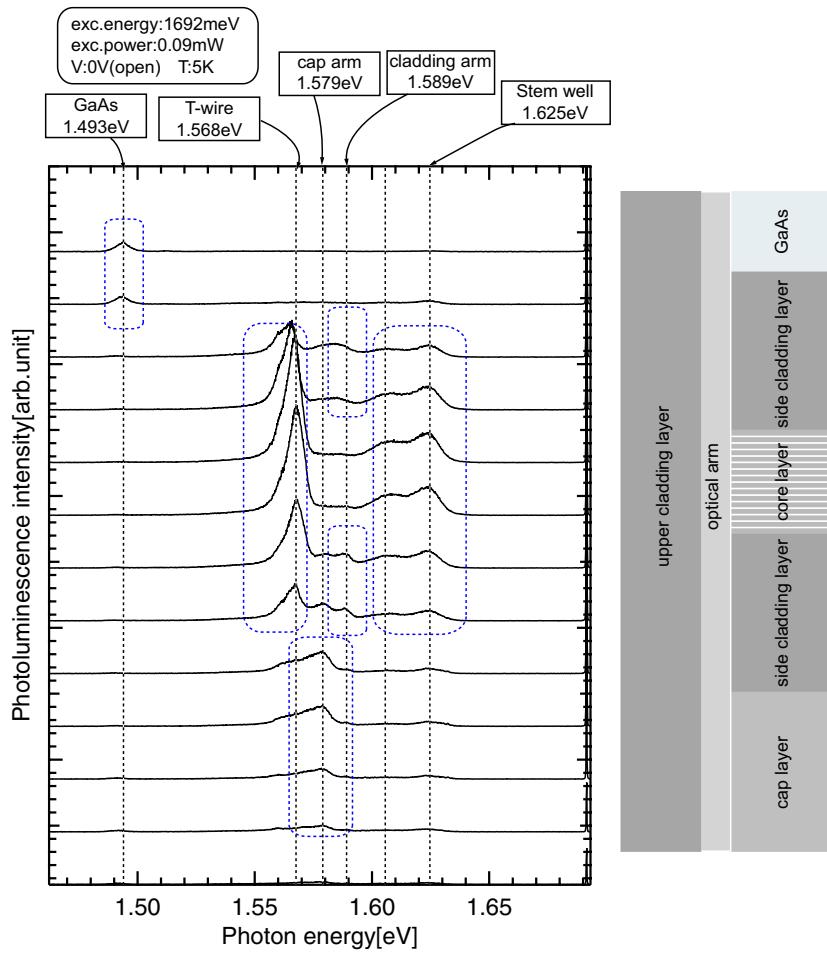


図 8.6:

Inverted 電流注入 T 型量子細線の  $(\bar{1}\bar{1}0)$  平行スキャン PL(左 : PL スペクトル ( $0.5 \mu\text{m}$  ステップ)、右 : 試料構造模式図)

に示す。本試料は先述のとおり、試料の品質はあまり高くないと考えられるため各発光ピークの同定のみを行い、その構造均一性に関してはここでは議論しない。

$(\bar{1}\bar{1}0)$  平行スキャン PL では、arm well の各構造の発光が空間的に分離できることが可能であり(表 6.3 参照)、図 8.6 右に本試料構造をスペクトルが得られた位置と対応するように並べて示した。これと比較すると一目瞭然であり、スペクトルにおける各発光ピークは高エネルギー側から stem well、cladding arm、cap arm、T 型量子細線、GaAs 基板からの発光であると同定される。これらの発光エネルギーは既存の試料ともよく一致しており、ほぼ間違いないものと考えられドーピング層を入れ替えたことによる影響は観測されない(図 5.5、図 6.6 参照)。これを見る限り T 型量子細線からの発光はかなり強く見えているが、半値全幅は 9meV とかなり広く試料の品質の悪さを物語っている(AIGaAs-cap 細線試料では 3meV 程度)。

しかし、一つだけ不明なピークが 1.605eV に存在している。空間的な強度分布を見てみると、細線及び stem well と同様であること、さらに stem well 方向に励起位置をずらしていくと stem well と同様に発光が増加していくことが観測されており、stem well に存在する何らかの準位からの発光と考えられる。可能性としてはドナーである Si が stem well の一部に分布してドナー準位を作っていることが考えられるが、Si のドナー準位は 10meV 程度であることが知られており [46]、その倍の 20meV も下に準位を作ることは考え難い。しかし、このピークが品質の低下によって現れている可能性もあり、現状で深く追求することはあ

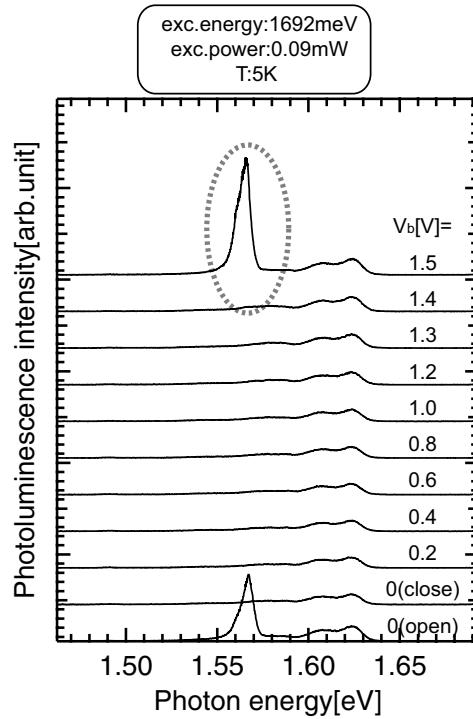


図 8.7: Inverted 電流注入 T 型量子細線 PL の電圧依存性

まり意味がない。もし今後品質の良い試料でも同様なピークが観測できたときは、ドナー準位であれば励起強度に対してすぐに強度が飽和するはずなので励起強度に対する応答から判断することは可能である。

次に図 8.7 に本試料における PL の電圧依存性を示す。電圧が 0V(open) のときは T 型量子細線の発光ピークが観測されているが、0(close)–1.3V の領域では発光は観測されず T 型量子細線の部分に  $p$ - $n$  接合部が存在することを示唆している。そして 1.5V で 0V(open) の時と同様のエネルギー位置に発光があらわれており、電圧に対する応答としては問題がないことがわかる。

## 8.4 Electroluminescence 測定

次に EL の導波路放出光スペクトルの電流依存性を図 8.8 に示す。図中、黒い点線で示されているのは PL スペクトルである。PL スペクトルとの比較から、1.565 eV のピークが T 型量子細線のものだと同定される。この導波路放出光スペクトルの測定は低分解能で行っているため Fabry-Perot 振動は観測されない。

ELにおいても PL 同様に品質低下によって発光ピークがブロードになっているが、低電流領域においてはコア層の構造からの発光だと思われる 1.545–1.565 eV のエネルギー領域以外の発光は観測されておらず、さらに 1.495 eV 近傍の GaAs による発光が比較的弱いことから、AlGaAs-cap 細線試料の問題点であったクラッド層及びその外部へのキャリアの溢れ出しが抑制されていることがわかる。

但し、AlGaAs-cap 細線試料と比べて PL の発光ピークからほとんどレッドシフトしていかないことや、1.565 eV のピークに対して、10 meV ほど下に表れるピークが電流をあげていくのに伴ってだんだんと同程度の強度になってくることから、実は 1.565 eV のピークは励起子の発光でありそもそもキャリア密度がそこまで高くない、ともこのスペクトルからだけでは考えられる。

また、図 8.9 に示した  $L$ - $I$  曲線を見てみると  $I_b=0.8$  mA で最大値を示したのち、強度が下がっていき  $I_b$  が 2 mA 以上の領域ではほぼ一定になっているのがわかる。図 8.8 のスペクトルを見てみても  $I_b=2.1$  mA 以降ほとんど形状に変化が見られない。しかし、他の構造からの発光も 1.45–1.68 eV の領域ではほとんど観測さ

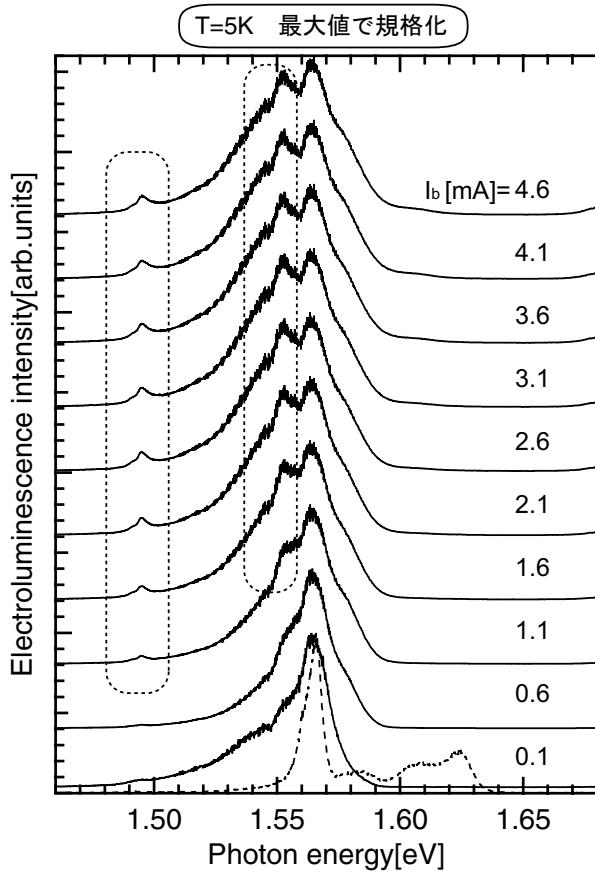


図 8.8: Inverted 電流注入 T 型量子細線の EL スペクトルの電流依存性 (点線: PL スペクトル)

れておらず、注入されたキャリアがどのような過程を経てエネルギー緩和をしているかは今のところまだわかつていない。

さて、上で述べたように図 8.8 のスペクトルからではキャリア密度が低いかどうかを判断することは難しい。そこで、次にこの試料に関して高分解能で導波路放出光スペクトル測定を行い、そこから導出される利得スペクトルの電流依存性を見てみることにする。もし、励起子が存在できるような低キャリア密度状態であれば励起子の吸収ピークが観測されるはずだからである。

図 8.10 に高分解能でとった  $I_b=0.1\text{--}1.0\text{mA}$  の領域における EL スペクトル及びそれらから導出された利得スペクトルを示す。それぞれの EL スペクトルと利得スペクトルは色によって対応付けられる。また、 $1.0\text{mA}$  以降は  $L-I$  曲線 (図 8.9) 及び低分解能における測定結果 (図 8.8) からわかるように強度、スペクトルともにほとんど変化がないのでここでは低電流領域に限って利得スペクトルを導出した。

利得スペクトルのほうを見てみると、全ての電流値においてほぼ同一のスペクトル形状を示していることがわかる。また、このエネルギー領域内では特にピーク構造を有しておらず、低エネルギーに向かって徐々に吸収が小さくなっていく様子が見てとれる。1.57 eV から高エネルギー側にかけての吸収の増加は core arm による吸収ピークのすそであると光励起用の試料の PLE 及び透過測定結果 [24, 25, 26] から推測される。さらに全体的にもそのすそが伸びていると考えれば、1.57 eV より低エネルギーの領域では目立った吸収ピークがないことがわかり、 $0.1\text{mA}$  の段階すでに励起子吸収ピークが消失していることが示される。これは、 $0.1\text{mA}$  の段階で細線に注入されているキャリアがかなり高密度状態であることを示唆している。さらに、もっとも低エネルギー側の吸収係数は $-10\text{ [/cm]}$  程度であり、この値を内部損失と考えられるならばか

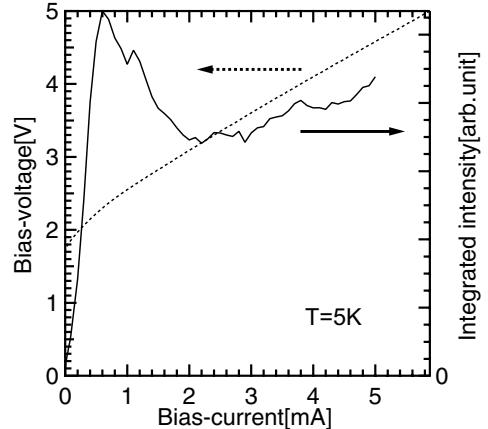


図 8.9: Inverted 電流注入 T 型量子細線の  $I-V$  及び  $L-I$  曲線 (5K)

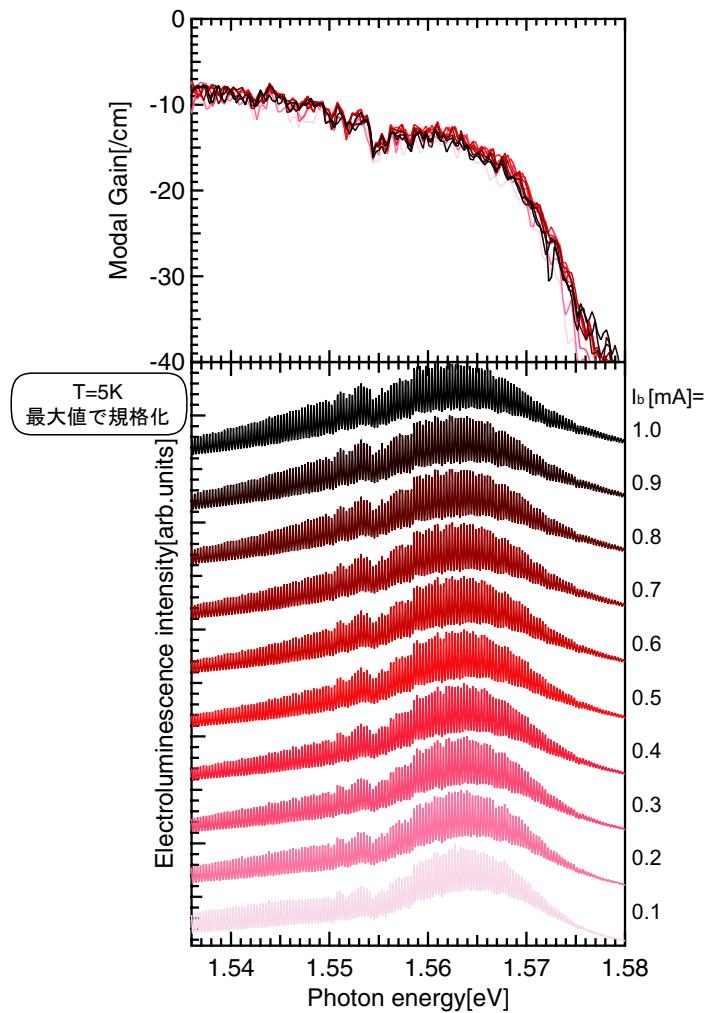


図 8.10: Inverted 電流注入 T 型量子細線 EL スペクトル(下) 及び利得スペクトル(上) の電流依存性

なり良い値を示していると言える。

ここで図 8.8 を改めて見てみると、キャリアが高密度であると考えられる  $I_b=0.1\text{mA}$  でも外部からの発光がなく、外部へのキャリアの溢れ出しが抑制されていることがわかる。発振に至らず、強度が飽和してしまうことの原因は不明であるが、構造の不均一性によって高温時と同様に利得がブロードになってしまい、閾値利得まで利得ピーク値が達しないことも一つの可能性として考えられる。

## 8.5 構造の定性的評価及び可能性の模索

以上の  $I-V$  特性、PL 及び EL 測定結果から Inverted 細線試料に対する定性的な評価及び今後の可能性についてまとめる。

### 定性的評価

- $I-V$  特性は温度にほぼ依存せず、抵抗は AlGaAs 細線試料に対して小さい(図 8.2 より)
- PL 測定より細線の発光が支配的であること、また PL の電圧依存性から  $p-n$  接合部が活性領域の T 型量子細線に存在していることがわかった。(図 8.6、図 8.7 より)

- EL 測定ではコア層の構造からの発光が支配的であることを観測した(図 8.8 より)
- 高密度状態においても、コア層によくキャリアが閉じこもっていることを確認した(図 8.8、図 8.10 より)

以上の定性的評価から、今後高品質な試料を用いることでコア層へのキャリアの強い閉じ込めから低閾値になることが期待される。さらにキャリアの溢れ出しが少ないとから、AlGaAs 細線試料における閾値電流及び外部量子効率の温度依存性が仮説のように励起子拡散による注入効率の変化に起因しているかどうかを、この試料構造の温度依存性との比較によって論じることも可能になる。

# 第9章

## 結論及び今後の課題

### 9.1 結論

- 電流注入 T 型量子細線試料に対する電極付けプロセスの方法を確立した。その際、エッチング及び真空蒸着に関して理解を深め確かな技術の向上を得た。
- GaAs-cap 電流注入 T 型量子細線への各種測定によって構造の問題点を指摘し、新たに”AlGaAs-cap 電流注入 T 型量子細線構造”を提案した結果、T 型量子細線としては世界最高である 110K でのレーザー発振を達成した。
  - レーザー発振温度領域は世界最大の 5–110K を達成した。100K において最小閾値電流 2.1mA 及び最大外部量子効率 0.9% を観測した。
  - 最小閾値電流は光励起実験によって見積もられる値の約 23 倍だった。
  - 利得スペクトルの解析から発振温度の限界が内部損失の増加によるものではないかと推測された。
- EL イメージ測定によってコア層外部へのキャリアの溢れ出しが観測された。ここから閾値電流及び外部量子効率の温度依存性が注入効率によるものではないかと考えられた。
  - 励起子拡散長の温度依存性によって注入効率が変化しているという可能性が示唆された。
  - 注入効率は parallel ドーピング型細線試料の高々 1 / 10 程度であると推測された。
  - 構造の問題による注入効率変化の検証及び更なる低閾値化を目指して Inverted 電流注入 T 型量子細線構造を提案した。

### 9.2 今後の課題

一次元化による低閾値及び温度依存性減少の検証という基礎研究的側面と、T 型量子細線の応用への可能性を調べるために一次元性以外の要因を出来るだけ排除する必要があるため、更なる構造の最適化を行っていく。具体的には、すでに提案している Inverted 電流注入 T 型量子細線試料においてレーザー発振を達成し、その閾値電流及び外部量子効率の温度依存性を調べることが重要であるが、長期的な視点から、今後の課題及び方針として以下の 4 項目を挙げる。

- 低閾値化という側面から、T 型量子細線試料における細線の本数の最適化が重要である。また、本数の低下によって不均一性の影響が除外できる。そこで、多くすることによる光閉じ込め率の増加と、少なくすることによる全体のキャリア数の減少の効果を系統的に評価する必要がある。
- 温度依存性をみるために発振温度領域をさらに広げることが重要である。そのためには隣接する

(110) 及び (001) 量子井戸とのエネルギー差をより大きくする必要がある。そのためには AlGaAs / GaAs 系では十分な閉じ込めを行うことは難しいと考えられるため、InGaAs を用いる等の根本的な変更が必須である。

- 試料構造の改善に関しては数値計算によるアプローチも有効であると考えられる。それにはより詳細な数値計算であると考えられるため、一次元及び二次元有限要素法を用いた試料内部でのバンド構造の計算プログラムの作成及び数値計算を適宜行っていく。
- 上記のように今後さまざまな試料構造を提案し最適化を図っていく必要があるが、それらについて各種測定を迅速に行う測定系の開発も重要である。具体的には、 $I-V$ 、 $L-I$  等の電気的特性の測定を一度に大量の試料に対して行うことができる測定系と、特に優れたものに対して光学評価が行える測定系が必要である。

## 付録



## 付録 A

# 利得スペクトルの求め方

本章では Fabry-Perot 共振器構造における利得スペクトルの導出方法について、主に計算方法及び適用限界について述べていく。そのため、ここでは原理的な考察は行わない。

### A.1 Hakki - Paoli 及び Cassidy の方法の概要

#### A.1.1 Hakki - Paoli の方法

まず始めに Hakki - Paoli の方法 [35] について説明を行う。

Fabry-Perot 共振器構造に入射した光は内部で多重反射を起こしながら外部へと放出される。その放出光の強度  $I(\nu)$  は

$$I(\nu) = \frac{A(\nu)(1-R)^2 e^{\alpha L}}{(1-R e^{\alpha L})^2 + 4R e^{\alpha L} \sin^2\left(2\pi \frac{nL}{c}\nu\right)} \quad (\text{A.1})$$

と表される。ここでは両共振器端面の反射率は等しいと考え、電力反射率を  $R$ 、共振器長を  $L$ 、利得係数を  $\alpha$ 、実行屈折率を  $n$  と置いている。また  $A(\nu)$  は発光スペクトル形状によって決定される定数であり、 $c$  は光速を表す。また、分母の振動項における周期の半分である  $c/2nL$  を Free Spectral Range(FSR) と呼び、半周期分のスペクトルを縦モードと呼ぶ。

ここで、各縦モードにおける最小値  $I_{\min}$  及び最大値  $I_{\max}$  は

$$I_{\min} = \frac{A(1-R)^2 e^{\alpha L}}{(1+R e^{\alpha L})^2} \quad (\text{A.2})$$

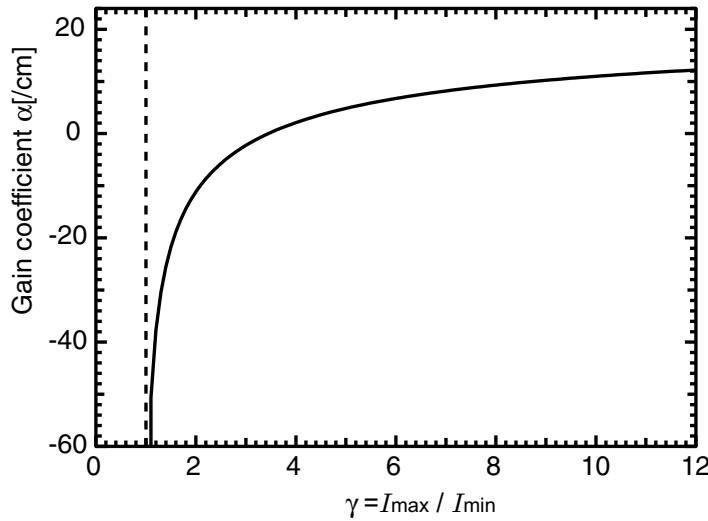
$$I_{\max} = \frac{A(1-R)^2 e^{\alpha L}}{(1-R e^{\alpha L})^2} \quad (\text{A.3})$$

となることがわかる。ここで、 $\gamma \equiv I_{\max}/I_{\min}$  と定義すると

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{(1+R e^{\alpha L})^2}{(1-R e^{\alpha L})^2} \Leftrightarrow \gamma^{\frac{1}{2}} = \frac{(1+R e^{\alpha L})}{(1-R e^{\alpha L})} \\ &\therefore \alpha = \frac{1}{L} \ln \left( \frac{1}{R} \cdot \frac{(\gamma^{\frac{1}{2}} - 1)}{(\gamma^{\frac{1}{2}} + 1)} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

と利得係数  $\alpha$  が求められることになる。R=0.3、L=0.05[cm] として計算した  $\alpha$  の  $\gamma$  依存性を図 A.1 にしめす

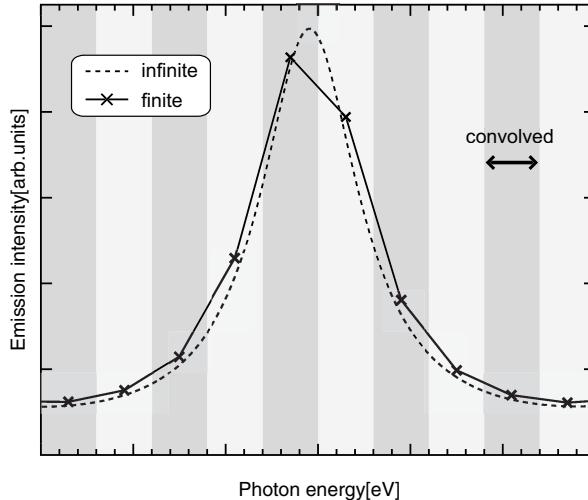
この利得係数の導出過程から露わであるが、この方法では一つの FSR において  $\alpha$  がほぼ一定と仮定している。そのため、FSR よりも短い周波数領域で利得係数に急峻な変化が起こった場合はこの方法から導出す

図 A.1:  $\alpha - \gamma$  曲線 ( $R = 0.3, L = 0.05[cm]$ )

ることは不可能である。また、図 A.1 に示すように  $\gamma$  が小さいほど  $\alpha$  の傾きは大きいので吸収が強すぎる場合 ( $\alpha < -40$  程度) は正しい値を見積もることは難しい。

以上にあげたものは確かに問題ではあるが、この Hakki - Paoli の方法における最も不可避な原理的問題は、測定器の分解能が有限であることから  $I_{\max}$  が測定によって正しく得られにくく、それによって  $\alpha$  が小さく見積もられてしまう点である。

その概念図を図 A.2 に示す。点線が理論曲線を示しており、実線が有限サイズの検出器で検出した際に得られると考えられる線である。点線から実線に変換する際に行った計算は非常にシンプルであり、あるエネルギー範囲 (図中色によって区分されている領域。検出器の分解能に対応) を積分し、その積分値をエネルギー範囲の中心 (検出点) に配置しただけである。これを見てみると、 $I_{\max}$  が理論値よりもかなり小さい値を示しておりここから計算された  $\alpha$  は実際の値よりも小さくなってしまう。さらに、この FSR と検出器

図 A.2: 有限サイズ検出器によるスペクトル形状の変化 (点線: 理論曲線、実線: 有限サイズ検出器条件) ( $R = 0.3, L = 0.05[cm]$  の条件下で計算)

のエネルギー間隔が不一致である場合<sup>1</sup>は二つの周期によって生じるビートが導出された利得スペクトルにのってしまい、何らかの構造が観測されたときに物理的に意味がある構造なのかどうかの判断が難しい。

### A.1.2 Cassidy の方法

ここで言う Cassidy の方法とは 1984 年に Cassidy が開発した”mode sum/min 法”的ことを指す [33, 34]。Wang と Cassidy によって最小自乗法を用いたものも開発されているが [47]、筆者が思うにこの方法はあまり有効とは考えにくく、計算をいたずらに煩雑にしているだけのように思われるためここでは触れない。

先述したように、Hakki - Paoli の方法では測定系の分解能によって正しい値よりも少し低めな値になってしまう点、検出器の分解能と FSR との干渉により、得られた吸収スペクトルにビートが乗ってしまう点が問題としてあげられた。Cassidy の方法は分解能によって強く影響を受ける  $I_{\max}$  の代わりに  $I_{\text{sum}}$  を用いることによって、分解能の影響を受けにくしたものである。 $I_{\text{sum}}$  の方が影響を受け難い理由は図 A.2 から明らかである。ただし分解能に依存しないという意味ではなく、 $I_{\min}$  及び FSR を求めるためにはある程度の分解能は必要であるし、勿論分解能が高い方が導出される値の信頼性は高くなる。分解能に対する詳細な議論は次節にすることにする。

以下、具体的に  $I_{\text{sum}}$  を用いて  $\alpha$  を求める式を導出する。

今、一つの FSR(縦モード) に対して強度の積分をとることにする。この際、FSR の中心周波数を  $\nu_0$  と定義すると  $I_{\text{sum}}$  は式 (A.1) から

$$I_{\text{sum}} = \int_{\nu_0 - \frac{c}{4nL}}^{\nu_0 + \frac{c}{4nL}} \frac{A(\nu)(1-R)^2 e^{\alpha L}}{(1-R e^{\alpha L})^2 + 4R e^{\alpha L} \sin^2 \left( \frac{2\pi n L (\nu - \nu_0)}{c} \right)} d\nu \quad (\text{A.5})$$

と表される。積分範囲が少し変な形になるが後の計算がこれによって楽になる [48]。

ここで、 $\theta = \frac{2\pi n L (\nu - \nu_0)}{c}$  と係数変換を行う。

このとき、

$$\begin{aligned} d\nu &= \frac{cd\theta}{2\pi n L} \\ \nu : \nu_0 - \frac{c}{4nL} &\rightarrow \nu_0 + \frac{c}{4nL} \\ \theta : \frac{\pi}{2} &\rightarrow -\frac{\pi}{2} \end{aligned}$$

とそれぞれ変換され、それを書き直すと

$$I_{\text{sum}} = A(1-R)^2 e^{\alpha L} \cdot \frac{c}{2\pi n L} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{(1-R e^{\alpha L})^2 + 4R e^{\alpha L} \sin^2 \theta} d\theta \quad (\text{A.6})$$

となる。 $A(\nu)$  は縦モード間では一定と考え、他の定数部とあわせて見易さのために前に出した。

ここで、もう一度  $\tan \theta = x$  と係数変換を行う。

---

<sup>1</sup> 大抵の場合はそうなってしまう

このとき、

$$\begin{aligned} d\theta &= \frac{dx}{1+x^2} \\ \sin^2 \theta &= \frac{x^2}{1+x^2} \\ \theta : -\frac{\pi}{2} &\rightarrow \frac{\pi}{2} \\ x : -\infty &\rightarrow \infty \end{aligned}$$

となる。

よって、

$$\begin{aligned} I_{\text{sum}} &= A(1-R)^2 e^{\alpha L} \cdot \frac{c}{2\pi nL} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(1-R e^{\alpha L})^2 + 4R e^{\alpha L} \cdot \left(\frac{x^2}{1+x^2}\right)} \cdot \frac{dx}{1+x^2} \\ &= A(1-R)^2 e^{\alpha L} \cdot \frac{c}{2\pi nL} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(1-R e^{\alpha L})^2 + (1+R e^{\alpha L})^2 \cdot x^2} dx \\ &= A(1-R)^2 e^{\alpha L} \cdot \frac{c}{2\pi nL} \cdot \frac{1}{(1+R e^{\alpha L})^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\left(\frac{1-R e^{\alpha L}}{1+R e^{\alpha L}}\right)^2 + x^2} dx \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

ここで、積分公式  $\int \frac{1}{a^2 + x^2} dx = \frac{1}{a} \tan^{-1} \frac{x}{a}$  を用いて

$$I_{\text{sum}} = A(1-R)^2 e^{\alpha L} \cdot \frac{c}{2\pi nL} \cdot \frac{1}{(1+R e^{\alpha L})(1-R e^{\alpha L})} \left[ \tan^{-1} \frac{x}{\frac{1-R e^{\alpha L}}{1+R e^{\alpha L}}} \right]_{-\infty}^{\infty} \quad (\text{A.8})$$

よって、

$$I_{\text{sum}} = \frac{c}{2nL} \cdot \frac{A(\nu)(1-R)^2 e^{\alpha L}}{(1+R e^{\alpha L})(1-R e^{\alpha L})} \quad (\text{A.9})$$

ここで、 $I_{\text{min}}$  及び FSR は

$$\begin{aligned} I_{\text{min}} &= \frac{A(\nu)(1-R)^2 e^{\alpha L}}{(1+R e^{\alpha L})^2} \\ \text{FSR} &= \frac{c}{2nL} \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

と表せるので、 $p \equiv I_{\text{sum}} / (I_{\text{min}} \cdot \text{FSR})$  と置くと

$$\begin{aligned} p &= \frac{1+R e^{\alpha L}}{1-R e^{\alpha L}} \\ \Leftrightarrow \alpha &= \frac{1}{L} \ln \left( \frac{1}{R} \cdot \frac{(p-1)}{(p+1)} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

となり、Cassidy の方法における  $\alpha$  を求める式が導出される。

ここまでが Cassidy によって説明されている部分であるが、実際の計算を行う際には少し工夫が必要である。その工夫とは FSR をフィッティングによって求めるというものである。Hakki - Paoli の方法の問題点にあげた FSR と分解能によるビートの影響は Cassidy の方法においてもそのまま存在する。そこで、得られたスペクトルに対してフィッティングを行い極小点のエネルギー及び  $I_{\text{min}}$  を導出する必要がある。この際のフィッティングは式 (A.1) から発光強度の逆数を取ってから  $\sin$  関数で行っている。

## A.2 Cassidy の方法の適用範囲に関する考察

この節ではダイナミックレンジ、分解能、発光及び吸収スペクトル形状の各要素を変化させた理論曲線に対して Cassidy の方法を用いて解析を行う。そして数値的なシミュレーションを通して、どの条件でどの程度の誤差が出るかを系統的に検証していく。また、この節における結果は全て電力反射率及び共振器長は  $R = 0.3, L = 0.05[\text{cm}]$  の条件下におけるものである。

### A.2.1 ダイナミックレンジによる問題

まずダイナミックレンジによる問題について述べる前に検出器として用いている冷却 CCD について簡単に説明を行う。

本研究で用いている CCD は 4 章で説明を行った  $1316 \times 1035$  のピクセルをもった Image CCD と主に導波路放出光スペクトルを検出するのに用いた  $1340 \times 100$  のピクセルをもった CCD である。後者の CCD では 6.6 に示したように主に 100 ピクセルを積算(ビニング)した値を読み取っているが、この際のビニングはソフトウェアまたはハードウェアどちらかを選んで行うことができる。各ビニングの概念図を図 A.3 に示す。

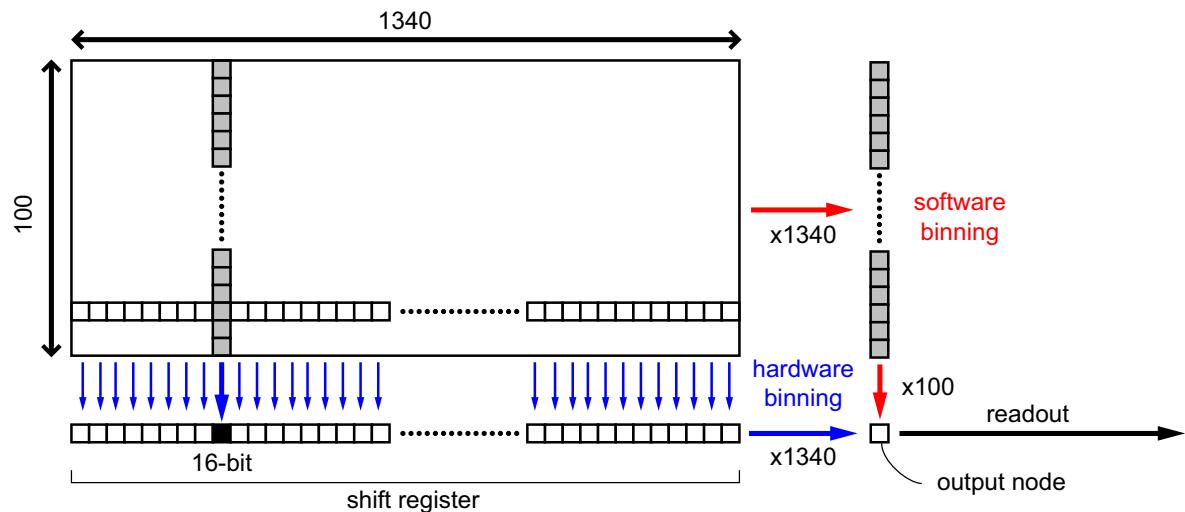


図 A.3: CCD におけるビニングの概念図

まずハードウェアによるビニングの場合は縦方向の 100 ピクセルの信号を素子上で 16-bit の一つのピクセル (shift register) にそれぞれビニングした後、1 ピクセルずつ情報を "output node" に移してそこから読み出しを行う。よって、この際の最大値は  $2^{16} - 1 = 65535$  になる。また、読み出しの際のノイズが 110 度あるためダイナミックレンジは 40dB 程度になってしまう。しかし、読み出しは 1340 回ですむために素早い測定が可能である。次にソフトウェアによるビニングだが、この場合は 100 ピクセルの信号を列ごと移動し、各ピクセルの情報を読み出した後に PC 上でビニングを行うため、最大値は  $65534 \times 100$  になる。よって S/N 比は向上するように思われるが、読み出しが 1340×100 回行われるために測定に時間がかかる。また、この場合ある一つのピクセルが飽和しているかどうかを判断することはできない。そのためスペクトル形状が変化してしまう可能性もある上、T 型量子細線のように構造が小さく 1 ピクセルにほとんど全ての発光が集中してしまう場合はあまり有効な手段ではない。

そこで、測定によって得られた強度からノイズの値である 110 を引くとすると理論的な最大値及び最小

値は 65425、1 という値になる。Hakki - Paoli の方法と Cassidy の方法は理想的なスペクトルの場合はほぼ同じ利得係数を与えるのでここでは考えやすいように Hakki - Paoli の方法で考えていく。Hakki - Paoli の方法によればこの場合  $\gamma = 65425$  であり、求められる最大の  $\alpha$  は 23.92/[cm] 程度になる。これは閾値利得  $G_{th} \approx 24.08/[cm]$  から 0.16/[cm] 下までの値しか得られないということである。この差は非常に少ないが、実際にこの検出器によって得られる強度の分解能は 10 程度であることから最小値は 10±5 程度である。すると、得られる  $\alpha$  は 23.47–23.73/[cm] 程度の値になってしまう。

Cassidy の方法では先ほど言った  $I_{max}$  がつぶれる効果によってもう少し値がましになると思われるかもしれないが、図 A.2 を見てもわかるように  $I_{min}$  も積分されるため、 $I_{min}$  として非常に小さい値 (10>) をこの検出器によって得ることは難しく、あまり結果としては変わらないものになる。

また、HR コーティングの試料では  $R = 0.972$  なので  $G_{th} \approx 0.57/[cm]$  となるが値のずれ及び傾向はまったく同じである。なぜなら、得られた利得係数の値からミラー損失を引いたものは  $R$  に依存しないものなので、 $R$  の違いはただ利得スペクトル全体を平行移動させるだけだからである。

### A.2.2 分解能依存性

次に分解能による影響を見ていく前に、有限サイズ検出器によって得られる、ピークが積分によってなったスペクトルの導出方法について述べる。

実際に解析的に積分して求めるのは少し困難なので、より簡便に数値的な方法でスペクトルを導出する。具体的にはまず、FSR に対して十分分解能が高い曲線を理論曲線として計算する。この際の計算は発光スペクトル及び吸収スペクトルを予め定義し、式 (A.1) の  $A$  及び  $\alpha$  にそれぞれを代入することによって行われる。そして、その理論曲線に対して積分を行うことで低分解能のスペクトルを導出する。図 A.2 に表されているスペクトルもこの方法によって得られたもので、理論曲線はエネルギー分解能  $dE=1 \times 10^{-7}[\text{eV}]$  で計算されたスペクトルで、有限サイズ検出器条件の曲線は  $dE=3 \times 10^{-5}[\text{eV}]$  と理論曲線を 300 点ずつ積分したものであり、この  $dE$  は実際の分解能とほぼ一致する。FSR は  $2.9 \times 10^{-4}[\text{eV}]$  程度であるから理論曲線は十分分解能が高いと考えてよい。さらに、今回の数値シミュレーションを行う際には現実の状況に近くなるよう以下のような条件を組み込んでスペクトルを導出した。

- 強度の最大値は 65425 になるように規格化した
- さらに、ランダムノイズとして ±5 を与えた
- 値が全て整数値をとるように丸め込んだ

ここでは、吸収スペクトルがエネルギー依存性をもたず、発光スペクトル幅が十分広い導波路放出光スペクトルについての分解能依存性を見ていく。発光スペクトル及び吸収スペクトルによる影響は次項で議論する。

図 A.4 上に導波路放出光の分解能による影響を示す。この導波路放出光スペクトルは自然放出光を FWHM=10[meV]、中心エネルギー=1555[meV] のガウシアンと考え、吸収係数は全エネルギー領域に渡って 5/[cm] であると仮定した。

$dE$  は 0.06、0.03、0.015、0.005[meV] の四種類であるが、0.03 からは明らかな理論曲線からのずれが観測され、0.06 に至ってはかなりもとのスペクトル形状からかけ離れてしまっているのが目測の段階でわかる。それらの導波路放出光に対して実際に Cassidy 法によって解析したものが図 A.4 中央であるが、 $dE=0.03$  までは ±1/[cm] 程度におさまっているのに対し 0.06 ではかなり値のずれが大きい。また、図中の点線は最初に仮定した自然放出光スペクトルである。図 A.4 下に示したグラフは相対誤差であるが、全体的な傾向としてはやはり値が小さめに出ることがわかる。これは  $I_{min}$  の影響であると考えられる。発光中心近傍では

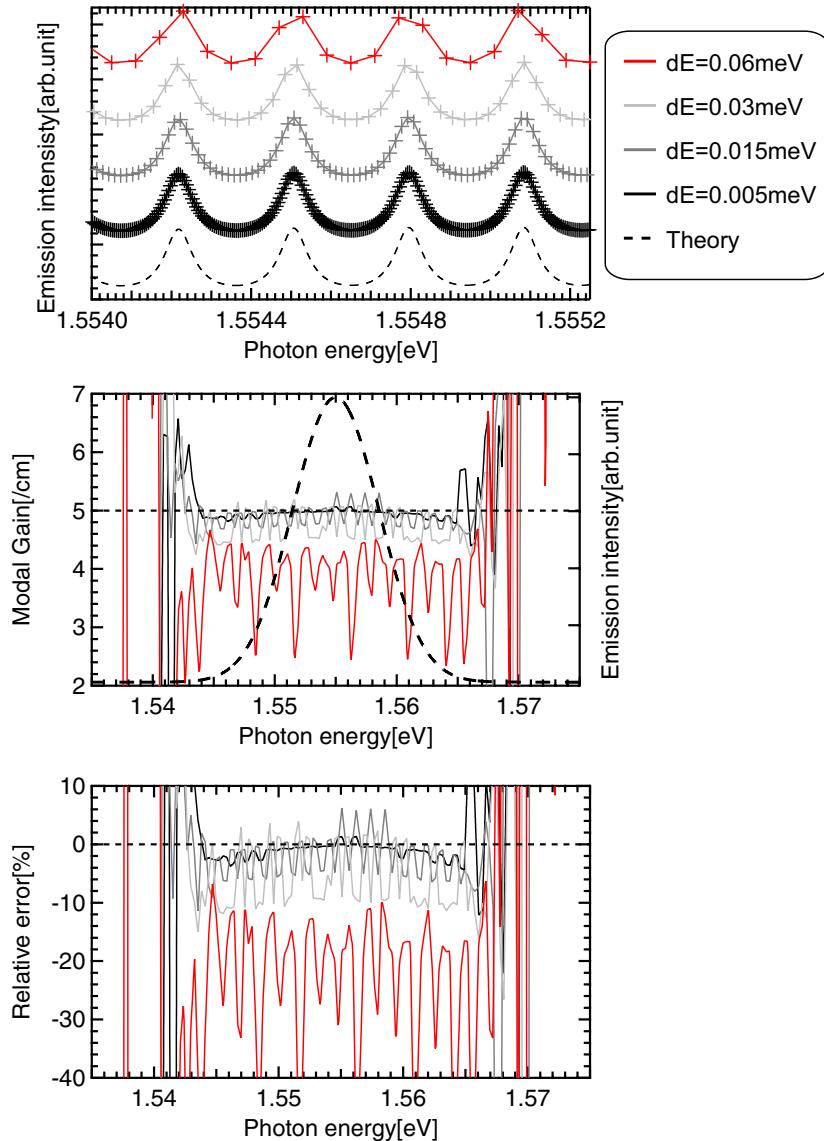


図 A.4: 分解能依存性(上)導波路放出光(中)導出される吸収係数(下)相対誤差

$dE=0.03$ までは10%程度の誤差であることから、本研究で求めた利得スペクトルの誤差は高々10%であると言える。

ただし、これは  $R = 0.3, L = 0.05[\text{cm}]$  の共振器における吸収係数が  $5[\text{cm}]$ という条件下での誤差であつて Cassidy が指摘しているように利得係数が小さくなるにしたがって誤差は増加の一途をたどることは次項からも明らかである[34]。

### A.2.3 発光及び利得スペクトル線幅依存性

次に、発光スペクトル及び利得スペクトルの形状による誤差がどうなるかを見積もる。まず、利得スペクトルの形状を固定して発光スペクトルの線幅を変更して得られた結果を図 A.5 に示す。ここでは、利得スペクトルは FWHM=5[meV]、中心エネルギー=1555[meV]のガウシアンと仮定し、エネルギー分解能も 0.03meV で固定した。

図 A.5 上に示したのはそれぞれ FWHM=10,20,40[meV] のガウシアンとして発光スペクトルを仮定して得られた導波路放出光スペクトルである。スペクトルにビートが表れているが、これは FSR と検出器の分解能との間に発生するビートである。図 A.5 中央に示したものが理論曲線と Cassidy の方法によって得られた結果の比較であるが、これだけではわかり難いので下の各条件における相対誤差を比較したものを見てみると、利得ピーク近傍ではほとんど誤差がなく、ピークから離れていくと一様に誤差が大きくなっているのがわかる。発光線幅による明確な違いは、値が大幅にずれはじめ、解析不可能になるエネルギー領域である。この値がずれ始めるのは発光中心から丁度 FWHM 程度離れた点であることがこのグラフからわかる。よって、発光線幅の FWHM の 2 倍のエネルギー領域においてのみ解析が可能なことがわかる。

次に今度は、発光スペクトルの形状を固定して利得スペクトルの線幅を変更して得られた結果を図 A.6 に示す。ここでは、発光スペクトルの影響を小さくするため FWHM=40[meV] とかなり大きくとっている。また、中心エネルギーは 1555[meV] である。図 A.6 上の導波路放出光スペクトルは利得スペクトルの線幅に比例して線幅が大きくなっているように見える。これは、利得スペクトル線幅が大きいということはより広いエネルギー範囲において利得係数が一定ということであり、よって縦モードの変化が少なくなることから広いエネルギー領域で同程度の Fabry-Perot 振動が生じることになる。そのため、発光線幅が増加していくように見えるのである。

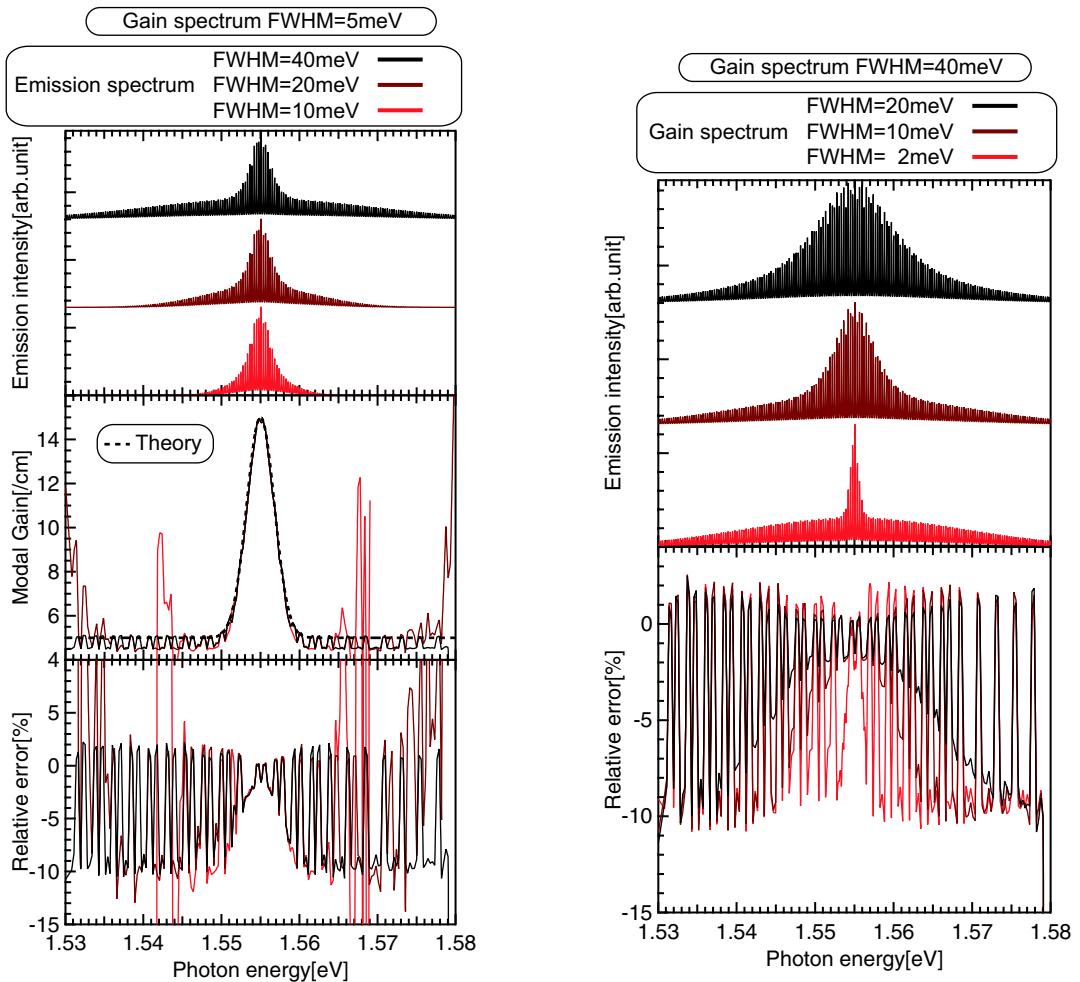


図 A.5: 発光線幅依存性 (上) 導波路放出光  
(中) 導出される吸収係数 (下) 相対誤差

図 A.6: 吸收線幅依存性 (上) 導波路放出光 (下) 相対誤差

図 A.6 下の Cassidy の方法によって得られた結果と理論地との相対誤差を見てみると、利得スペクトル線幅が大きくなるにしたがって、より広いエネルギー範囲で誤差が少ないことがわかる。これは、前項の最後に述べたように利得が大きい方が値のずれが小さくなることを示している。

以上から、発光及び利得スペクトルの線幅が大きく、さらに利得の値が大きいほどもとまる利得係数の信頼性が高いということがわかる。これは当たり前のようであるが、図 A.4 のように利得係数が一定であるほうが (FWHM=∞ と同義のため) 利得スペクトルに明確なピーク構造があるよりも利得係数が求まりやすいということを示唆している。

#### A.2.4 適用範囲についてのまとめ

最後に、この節のまとめを述べる。

- ダイナミックレンジ 40dB 程度では閾値利得より 0.5/[cm] 程度低い値までしか利得係数が求められない。
- 分解能による影響はある一定以上では 10%程度まで抑えられる。現実的な分解能としては FSR の 1/10 倍程度の値は必要。
- 発光及び利得スペクトルの線幅が狭いほど真の値からのずれは大きくなる。また、発光中心から線幅の 2 倍程度の領域では比較的誤差が少ない。

### A.3 具体的な計算方法

#### A.3.1 Cassidy の方法の計算アルゴリズム

実際のフローチャートを図 A.7 に示す。

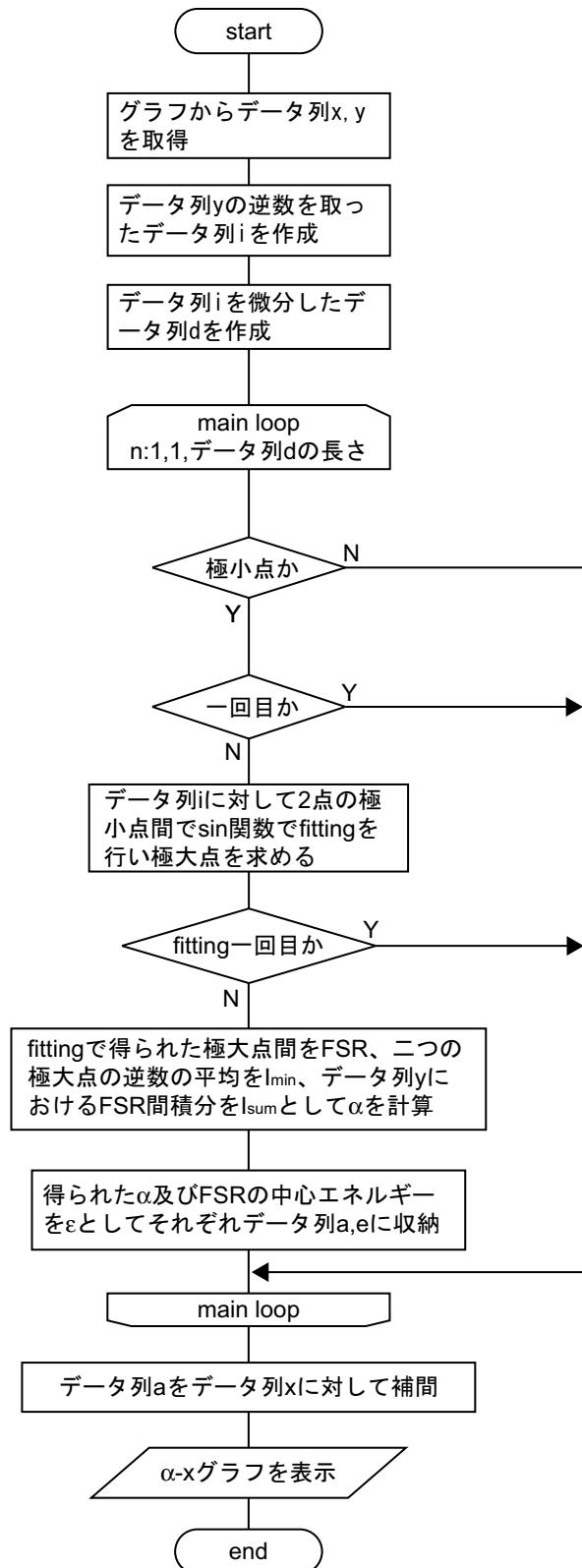


図 A.7: Cassidy の方法の計算フローチャート

### A.3.2 実際に使用した計算プログラム

最後に実際に使用した計算プログラムを示す。このプログラムは Igor 用の言語で書かれている。

```

Function CassidySinFit(from,upto,min_limit,L,R,step,WindowName)
    String WindowName
    Variable from,upto,min_limit,L,R,step
//get ready
    Wave x = WaveRefIndexed(WindowName,0,2)
    String NewWindow = "cs_" + WindowName
    Variable pnts
    pnts = numpnts(x)
    L /= 10000
    Variable w,i,j,k,len,m //for main plot
    Variable p,alpha,FSR,imin,isum // for Cassidy's equation
    Variable bf_e,af_e,bf_int,af_int,bf_pnt,af_pnt,bf_sum,af_sum // from fitting
    Variable V_FitOptions = 4
    Make/O/N=200 inv_fity
    Variable chi,min_chi,min_m
//main plot
    for(w=from-1;w<upto;w+=step)
        Wave originy = WaveRefIndexed(WindowName,w,1)
        String caswavey = "q." + NameOfWave(originy)
        Duplicate/O originy,invy
        invy = 1/invy
        String fity = "fit_invy"
        Differentiate invy/X=x/D=dify
        Make/O/N=(pnts/min_limit) energywave,tempwavey
        Make/O/N=(pnts/min_limit) minwave,sumwave,fwave //To check calculation
        j = -min_limit
        k = 0
        for(i=0;i<pnts;i+=1)
            if(dify[i]^dify[i+1]<=0 && dify[i]>=0)
                i += (invy[i]>invy[i+1])
                if(i-j<=min_limit)
                    continue
                endif
                if(j == -min_limit)
                    j = i
                else
                    len = (i-j) * 25
                    CurveFit/Q/N/W=0/L=(len) sin ,invy[j,i] /X=x /D
                    min_chi = V_chisq
                    min_m = 0
                    if((i-j-4)/2>1)
                        for(m=1;m<(i-j-4)/2;m+=1)
                            CurveFit/Q/N/W=0/L=(len) sin ,invy[j+m,i-m] /X=x /D
                            if(min_chi<=V_chisq)
                                min_m = m
                            endif
                            min_chi = (min_chi<=V_chisq) ? min_chi : V.chisq
                        endfor
                    endif
                    CurveFit/Q/N/W=0/L=(len) sin ,invy[j+min_m,i-min_m] /X=x /D
                    WaveStats/Q $fity
                    Duplicate/O $fity,inv_fity
                    inv_fity = 1/inv_fity
                    if(k == 0)

```

```

        bf_e = V_maxloc
        bf_int = 1 / V_max
        bf_pnt = MinSearch(x, bf_e, j, i)
        bf_sum = abs(area(inv_fity, x[bf_pnt], bf_e))
        k = 1
        continue
    endif
    af_e = V_maxloc
    af_int = 1 / V_max
    af_pnt = MinSearch(x, af_e, j, i) - 1
    af_sum = abs(area(inv_fity, x[af_pnt], af_e))
    isum = abs(areaXY(x, originy, x[bf_pnt], x[af_pnt]))
    isum += bf_sum + af_sum
    imin = (bf_int + af_int)/2
    FSR = (bf_e - af_e)
    p = abs(isum/(FSR * imin))
    alpha = (p<=1) ? NaN : (ln((p-1)/(R*(p+1))))/L
    tempwavey[k-1] = alpha
    energywave[k-1] = (bf_e + af_e)/2
    minwave[k] = imin; sumwave[k] = isum; fwave[k] = FSR
    bf_e = af_e
    bf_int = af_int
    bf_pnt = MinSearch(x, bf_e, j, i)
    bf_sum = area(inv_fity, x[bf_pnt], af_e)
    j = i
    k += 1
    endif
    endif
endfor
DeletePoints k-1,((pnts/min_limit)-k+1), energywave, tempwavey
//interpolation
Make/N=(pnts) destwavey
Variable s
for(s=0;s<pnts;s+=1)
    destwavey[s] = interp(x[s],energywave,tempwavey)
endfor
Rename destwavey,$caswavey
//Append to graph
if(w == from-1)
    Display/N=$NewWindow $caswavey vs x as "cs_" + WindowName
else
    Appendtograph $caswavey vs x
endif
KillWaves $fity,tempwavey,energywave,invy,dify
endfor
KillWaves W_coef,W_sigma,W_ParamConfidenceInterval //wave to fit
End

```

## 付録 B

# PIN 接合における一次元 Poisson 方程式

Poisson 方程式は

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = -\frac{Q(x)}{\epsilon\epsilon_0}$$

と定義される。ここで、 $\psi(x)$  及び  $Q(x)$  は  $x$  における電位及び電荷を示している。

図 7.1 に示される N、I、P それぞれの領域における Poisson 方程式は

$$\frac{d^2\psi_n(x)}{dx^2} = -\frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} \quad (-x_n \leq x < 0)$$

$$\frac{d^2\psi_i(x)}{dx^2} = -\frac{eN_\delta\delta(x)}{\epsilon\epsilon_0} \quad (0 \leq x \leq x_i)$$

$$\frac{d^2\psi_p(x)}{dx^2} = \frac{eN_A}{\epsilon\epsilon_0} \quad (x_i < x \leq x_i + x_p)$$

と表される。但し  $e$  は素電荷、 $\epsilon_0$  及び  $\epsilon$  はそれぞれ真空中の誘電率、比誘電率を、 $N_D, N_\delta, N_A$  はそれぞれドナー、 $\delta$  ドープ、アクセプターの  $x$  軸と直交する面の密度を示している。

boundary condition

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi_n(-x_n) = V_{bi} \\ \psi_n(0) = \psi_i(0) \\ \psi_p(x_i + x_p) = 0 \\ \left. \frac{d\psi_n(x)}{dx} \right|_{x=-x_n} = 0 \\ \left. \frac{d\psi_p(x)}{dx} \right|_{x=x_i+x_p} = 0 \\ \left. \frac{d\psi_i(x)}{dx} \right|_{x=0} = \left. \frac{d\psi_n(x)}{dx} \right|_{x=0} - \frac{eN_\delta}{\epsilon\epsilon_0} \end{array} \right.$$

よりそれぞれの領域でのポテンシャルが以下のように求まる。

$$\psi_n(x) = (V_b + V_{bi}) - \frac{eN_D}{2\epsilon\epsilon_0}(x + x_n)^2 \quad (-x_n \leq x < 0) \quad (B.1)$$

$$\psi_i(x) = (V_b + V_{bi}) - \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} \left( (N_\delta + N_D x_n)x + \frac{N_D x_n^2}{2} \right) \quad (0 \leq x \leq x_i) \quad (B.2)$$

$$\psi_p(x) = \frac{eN_A}{2\epsilon\epsilon_0}(x - x_i - x_p)^2 \quad (x_i < x \leq x_i + x_p) \quad (B.3)$$

ここでは  $V_b, V_{bi}$  はそれぞれ印加電圧、built in potential を示している。

さらに連続条件

$$\begin{cases} \psi_i(x_i) = \psi_p(x_i) \\ \left. \frac{d\psi_i(x)}{dx} \right|_{x=x_i} = \left. \frac{d\psi_p(x)}{dx} \right|_{x=x_i} \end{cases}$$

より、電荷保存及びポテンシャルの式が導出される。

$$\begin{cases} N_A x_p = N_\delta + N_D x_n \\ (V_b + V_{bi}) = \frac{e}{\epsilon \epsilon_0} \left[ (N_\delta + N_D x_n)x_i + \frac{1}{2}(N_D x_n^2 + N_A x_p^2) \right] \end{cases}$$

$(x_n > 0)$

二式を連立することで  $x_p, x_n$  が以下のように求められる。

$$\begin{cases} x_n = \frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)} \left[ -N_D \left( \frac{N_\delta}{N_A} + x_i \right) + \sqrt{N_D^2 x_i^2 - \frac{N_D N_\delta^2}{N_A} - 2N_D N_\delta x_i + \frac{2\epsilon \epsilon_0 (V_b + V_{bi}) N_D (N_A + N_D)}{e N_A}} \right] \\ x_p = \frac{N_\delta}{N_A} + \frac{N_A}{N_A(N_A + N_D)} \left[ -N_D \left( \frac{N_\delta}{N_A} + x_i \right) + \sqrt{N_D^2 x_i^2 - \frac{N_D N_\delta^2}{N_A} - 2N_D N_\delta x_i + \frac{2\epsilon \epsilon_0 (V_b + V_{bi}) N_D (N_A + N_D)}{e N_A}} \right] \end{cases}$$

$(x_n = 0)$

$x_n$  が 0 になると、電荷保存及びポテンシャルの式が以下のようになる。

$$\begin{cases} N_A x_p = c \cdot N_\delta \\ (V_b + V_{bi}) = \frac{e}{\epsilon \epsilon_0} \left[ c \cdot N_\delta x_i + \frac{1}{2} N_A x_p^2 \right] \end{cases}$$

ここで  $c$  は  $\delta$  ドーピング層のドーパント数に対して移動しているキャリアの割合を示す係数で  $0 \leq c \leq 1$  の定義域をとる。

ここから  $c$  を消去して

$$x_p = x_i + \sqrt{x_i^2 - \frac{2\epsilon \epsilon_0 (V_b + V_{bi})}{e N_A}}$$

と求まる。

---

---

---

---

## 付録 C

# 初心者のためのプロセスマニュアル

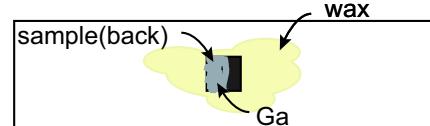
- \* 次頁からのマニュアルは独立に印刷できるようにページ数等省いている。
- \* このマニュアルは理論的なことは省き、実際の作業について詳細に記したものである。
- \* 本マニュアルの最後に parallel ドーピング構造の英語版マニュアルも掲載した。

# 初心者のためのprocess manual #1

\* 先に3.(3)のエッティング用溶液を作っておくとよい。

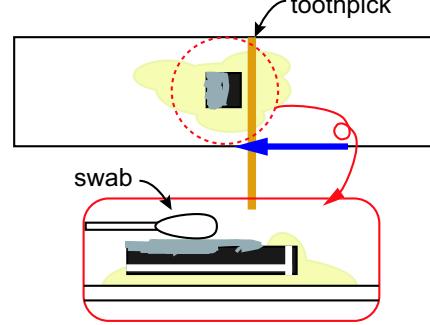
## 1.Ga-cleaning

- (1) ホットプレートを150°Cに設定しその上にスライドガラスを乗せる。温まった後中央にelectron waxを塗り、sampleを裏面を上にして乗せる。(waxは少しの方が後でsampleをはがしやすい)

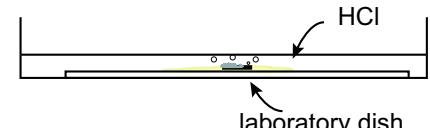


- (2) waxを爪楊枝等でsampleの方に寄せ、wireが覆われかつGaが覆われないようにwaxをsampleに被せる。ちゃんとついたかを顕微鏡で確認する。

その後、40°Cに設定したホットプレートの上にスライドガラスを置き、綿棒で軽くGaをこする。こうしておくとHClに浸したときにGaがとれやすい。



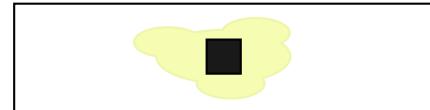
- (3) 綿棒でこすったら、シャーレにスライドガラスを入れてそこにHClをひたひたになるくらいに注ぐ。  
その後Gaが取れるまで待つ。30分ほどでGaが取れる。



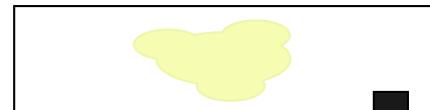
- (4) Gaが取れたら蒸留水でリーンスする。

## 2.electron wax cleaning

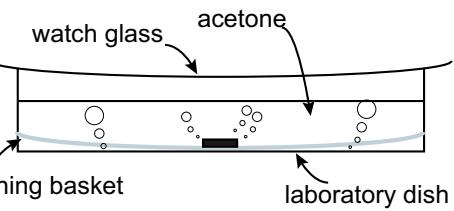
- (1) ホットプレートを150°Cに設定し、その上に蒸着したsampleのスライドガラスを乗せる。  
electron waxが溶けるまで待つ。



- (2) sampleをピンセットでスライドガラスの端の方へ持つていき、つかんでacetoneをいれたシャーレの中にいれる。(その前にシャーレのそこに手製洗浄網を敷いておく)



※このとき、無理にピンセットから試料をはずそうとせずに、温めたacetoneのなかでゆっくりと外れるのを待つ。



- (3) acetoneを90°Cに設定したホットプレートの上に置き洗浄する。

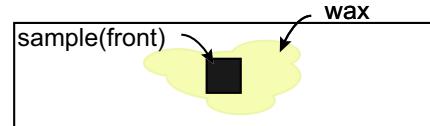
このとき、acetoneは蒸発が早いので時計皿等でカバーしておくと良い。

一度洗浄した後、もう一度新しく用意したacetoneで洗浄する。洗浄できたかどうかを顕微鏡で確認しまだできていなかったら、さらにもう一度新しいacetoneで洗浄する。

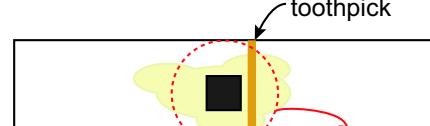
# 初心者のためのprocess manual #2

## 3. etching

(1) 1.(1)と同様に150°Cのホットプレート上にスライドガラスを乗せ、中央にelectron waxを塗る。そして今度はsampleの表面を上にして乗せる。(waxは少しの方が後でsampleをはがしやすい)

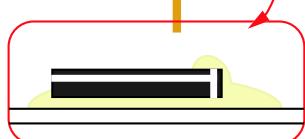


(2) waxを爪楊枝等でsampleの方に寄せ、wireが覆われるようwaxをsampleに被せる。ちゃんとついたかを顕微鏡で確認する。



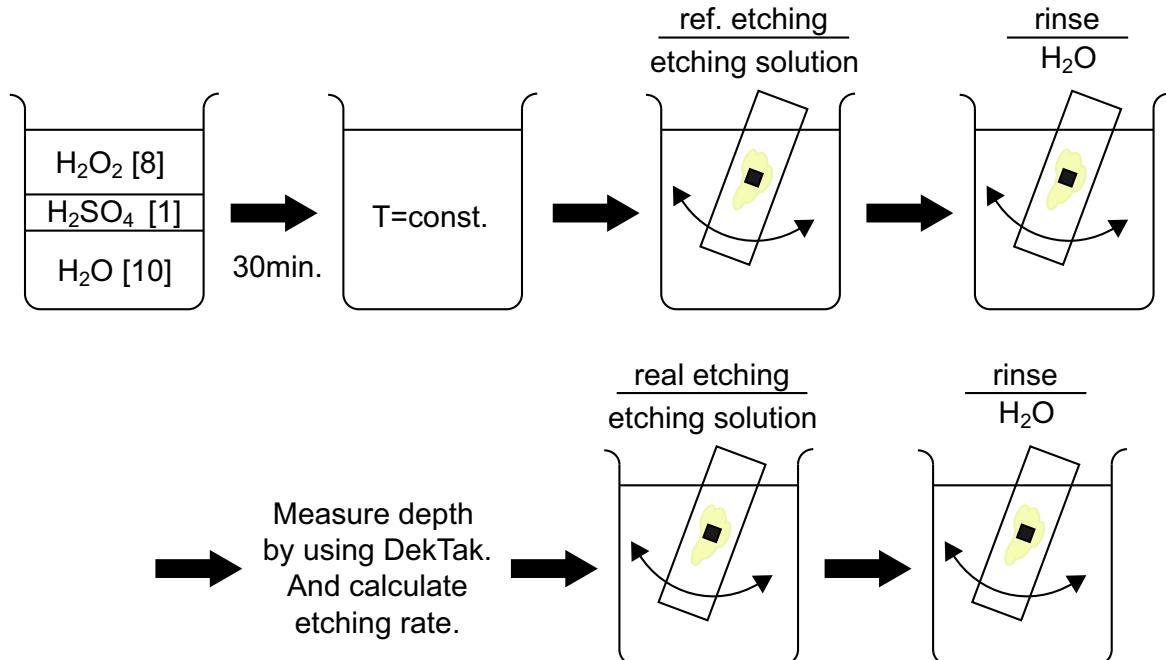
また、併せて参照用の第一成長基板を二つ用意して、両方ともwaxで一部分カバーする。

この際カバーする領域はどこでも、どんな形でもよい。



(3) エッティング溶液を作る。(H<sub>2</sub>O:H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>=10:8:1)  
まず、H<sub>2</sub>Oを用意してそれにH<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>をゆっくり混ぜていく。その後、H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>をこれもゆっくり混ぜていく。  
作り終わったら、30分から1時間程度温度が安定するまで置いておく。

\* 温度が安定しないとrateが安定しないので注意する。



(4) まず初めに参照用の試料を二つ用意して異なる時間(ex.20s & 40s)でetchingを行う。狙っている時間を過ぎたらすぐに横に用意した蒸留水で溶液をゆすぐ。そして、2の順番に従ってelectron waxの洗浄を行い、Dektakでetching depthを測定してetching rateを導出する。  
etching rateから狙ってる深さに対応する時間を求め、本物のsampleでetchingを行う。

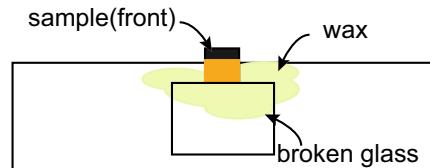
# 初心者のためのprocess manual #3

## 4. first evaporation

蒸着に関しては別冊の蒸着マニュアルを参照のこと。

## 5. mount for two-surface evaporation

一回目の蒸着が終り、2.の順番でwaxを洗浄し終えた  
ら二回目の蒸着に向けて、右図のように細線部が少しほ  
み出した状態でスライドガラスに接着する。  
その際、予めスライドガラスの破片を両面テープ等で固  
定し、sampleの吸い込みを防ぐ。

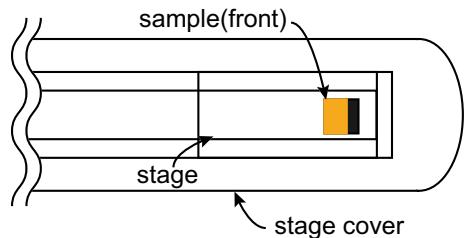


## 6. second evaporation

蒸着に関しては以下略。蒸着中にanneal炉の電源を入れておく。

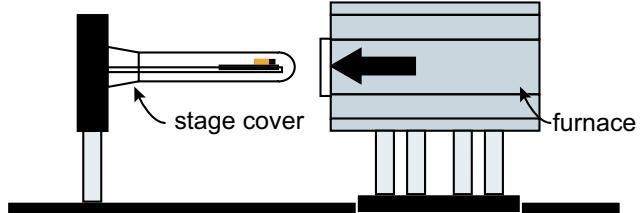
## 7. annealing

- (1) 再び2.の要領でwaxを洗浄する。  
そしてanneal炉のsample台のカバーをは  
ずし先端の方にsampleを乗せる。  
その後、カバーをしてAr-gasで中の空気を  
置換する。(5分程度)



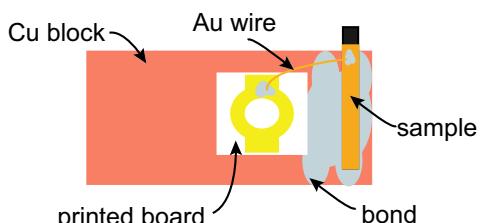
- (2) Arへの置換が終わったら、anneal炉をス  
ライドさせてannealを開始する。450度で  
30分間annealする。

終わったら炉を元に戻しsample台の温度  
が下がるまで待ってからsampleを取り出  
す。



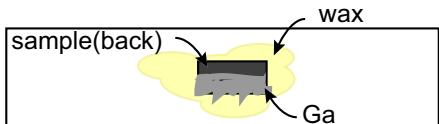
## 8. cleave & die-bonding & wiring

- (1) annealが終わったら劈開装置を用いて目的の共振器  
長に劈開する。劈開の限界は300um程度である。
- (2) 劈開が終わったら試料をムロマックボンドを用いて  
Cuブロックにダイボンディングする。その後、180  
度のホットプレートで5分間加熱し硬化させる。
- (3) 次に両面テープでプリント基板を固定しそこにAu  
線で配線する。



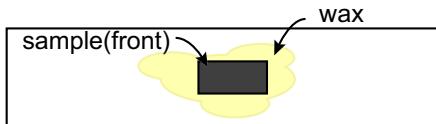
## Procedure of parallel doping type process

### 1.Ga Cleaning(by HCl) (30 min.)



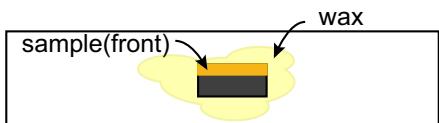
- (1)Put slide glass on the hot plate(150C). Spread wax & put sample on there.
- (2)Cover wire-side by wax.
- (3)Spread Ga on the hot plate(40C).
- (4)Immerse sample in the HCl until Ga dissapeared.
- (5)After Ga cleaning, take sample off. Then wax cleaning by using Acetone.

### 2.P-type electrode evaporation (3hrs.)

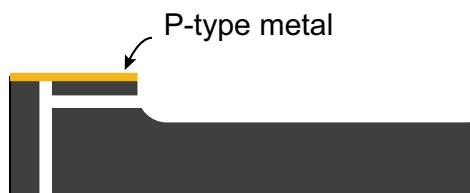


- (1)Spread wax & put sample on there again.
- (2)Cover not wire-side by wax.
- (3)Evaporated Au(30nm)/Zn(40)/Au(230)
- (4)After evaporation, take sample off. Then wax cleaning by using Acetone.

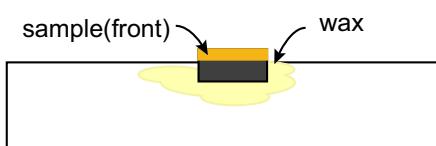
### 3.Etching by H<sub>2</sub>O/H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> (30min.)



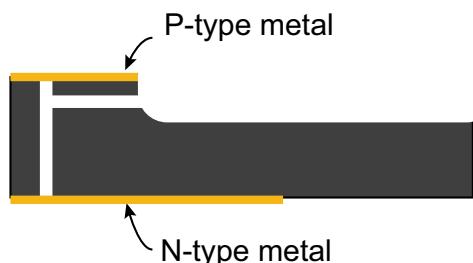
- (1)Spread wax & put sample on there again.
- (2)Cover wire-side by wax again.
- (3)Etching by etching solution.  
(H<sub>2</sub>O/H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>)  
(Before etching, must calculate rate.)
- (4)After evaporation, take sample off. Then wax cleaning by using Acetone.



### 4.N-type electrode evaporation (3hrs.)



- (1)Spread wax & put sample on there again like figure.
- (2)Evaporated Ni(5nm)/AuGe(200)/Au(100)
- (3)After evaporation, take sample off. Then wax cleaning by using Acetone.



### 5.Annealing & Cleave(1.5 hrs.)

- (1)Annealing by using furnace.(for 30 min.)
- (2)Cool down (for 20 min.)
- (3)Cleave by using cleave machine.

### 6.Die-bonding & wire-bonding (30min.)



- (1)Die-bonding by Muromach-bond. Then bake the bond at 180C for 5min.
- (2)Put sample & Au-pat on In solder.
- (3)Wire sample from Au-pat.

# 参考文献

- [1] Y. Arakawa and H. Sakaki, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 939 (1982).
- [2] A. Yariv, *Appl. Phys. Lett.* **53**, 1033 (1988).
- [3] J. P. van der Ziel, R. Dingle, R. C. Miller, W. Wiegmann, and W. A. Nordland Jr., *Appl. Phys. Lett.* **27**, 463 (1975).
- [4] W. T. Tsang, *Appl. Phys. Lett.* **39**, 786 (1981).
- [5] H. Sakaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **19**, L735 (1980).
- [6] P. M. Petroff, A. C. Gossard, R. A. Logan, and W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.* **41**, 635 (1982).
- [7] E. Kapon, D. M. Hwang, and R. Bhat, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 430 (1989).
- [8] S. Tiwari, G. D. Pettit, K. R. Milkove, F. Legoues, R. J. Davis, and J. M. Woodall, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 3536 (1994).
- [9] W. Wegscheider, L. Pfeiffer, K. West, and R. E. Leibenguth, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 2510 (1994).
- [10] H. Yagi, T. Sano, T. Maruyama, A. Haque, and S. Arai, *Jpn. J. Appl. Phys.* **42**, L748 (2003).
- [11] Y. C. Chang, L. L. Chang, and L. Esaki, *Appl. Phys. Lett.* **47**, 1324 (1985).
- [12] L. N. Pfeiffer, K. W. West, H. L. Störmer, J. P. Eisenstein, K. W. Baldwin, D. Gershoni, and J. Specter, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1697 (1990).
- [13] L. Pfeiffer, H. L. Störmer, K. W. Baldwin, K. W. West, A. R. Gōni, A. Pinczuk, R. C. Ashoori, M. M. Dignam, and W. Wegscheider, *J. Cryst. Growth* **127**, 849 (1993).
- [14] W. Wegscheider, L. N. Pfeiffer, M. M. Diagnam, A. Pinczuk, K. W. West, S. L. McCall, and R. Hull, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 4071 (1993).
- [15] T. Someya, H. Akiyama, and H. Sakaki, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3664 (1995).
- [16] T. Someya, H. Akiyama, and H. Sakaki, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2965 (1996).
- [17] T. Someya, H. Akiyama, and H. Sakaki, *Solid State Commun.* **108**, 923 (1998).
- [18] W. Langbein, H. Gislason, and J. M. Hvam, *Phys. Rev. B* **54**, 14595 (1996).
- [19] M. H. Szymanska, P. B. Littlewood, and R. J. Needs, *Phys. Rev. B* **63**, 205317 (2001).
- [20] H. Gislason, W. Langbein, and J. M. Hvam, *Superlattices Microstruct.* **22**, 217 (1997).
- [21] H. Akiyama, T. Someya, M. Yoshita, T. Sasaki, and H. Sakaki, *Phys. Rev. B* **57**, 3765 (1998).
- [22] M. Yoshita, H. Akiyama, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Jpn. J. Appl. Phys. Part2* **40**, L252 (2001).
- [23] Y. Hayamizu, M. Yoshita, S. Watanabe, H. Akiyama, L. Pfeiffer, and K. West, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 4937 (2002).
- [24] H. Itoh, Y. Hayamizu, M. Yoshita, H. Akiyama, L. N. Pfeiffer, K. W. West, M. H. Szymanska, and P. B. Littlewood, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 2043 (2003).
- [25] Y. Takahashi, Y. Hayamizu, H. Itoh, M. Yoshita, H. Akiyama, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 223119 (2005).

- [26] Y. Takahashi, Y. Hayamizu, H. Itoh, M. Yoshita, H. Akiyama, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 243101 (2005).
- [27] E. F. Schubert, J. M. Kuo, R. F. Kopf, A. S. Jordan, H. S. Luftman, and L. C. Hopkins, *Phys. Rev. B* **42**, 1364 (1990).
- [28] S. M. Liu, M. Yoshita, M. Okano, T. Ihara, H. Itoh, H. Akiyama, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and K. W. Baldwin, unpublished.
- [29] T. Sanada and O. Wada, *Jpn. J. Appl. Phys.* **19**, L491 (1980).
- [30] L. J. van der Pauw, *Philips. Tech. Rev.* **20**, 220 (1958).
- [31] J. Rubio, L. Pfeiffer, M. H. Szymanska, A. Pinczuk, S. He, H. U. Baranger, P. B. Littlewood, K. W. West, and B. S. Dennis, *Solid State Commun.* **120**, 423 (2001).
- [32] 高橋和, Ph.D. thesis, 顕微透過分光による量子細線の吸収及び利得の研究, 東京大学 (2006).
- [33] D. T. Cassidy, *Applied Optics* **22**, 3321 (1983).
- [34] D. T. Cassidy, *J. Appl. Phys.* **56**, 3096 (1984).
- [35] B. W. Hakki and T. L. Paoli, *J. Appl. Phys.* **44**, 4113 (1973).
- [36] 伊賀健一, 応用物理学シリーズ・半導体レーザー(オーム社, 1994).
- [37] W. W. Chow, S. W. Koch, *Semiconductor-Laser Fundamentals* (Springer, 1999).
- [38] 池上徹彦・監修, 土屋治彦、三上修・編, 半導体フォトニクス工学(コロナ社, 1995).
- [39] C. Weber, C. Klingshirn, D. S. Chemla, D. A. B. Miller, J. E. Cunningham, and C. Ell, *Phys. Rev. B* **38**, 12748 (1988).
- [40] S. Das Sarma and D. W. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2010 (2000).
- [41] D. W. Wang and S. Das Sarma, *Phys. Rev. B* **64**, 195313 (2001).
- [42] 早水裕平, Ph.D. thesis, 量子細線における高密度電子正孔状態からのレーザー発振, 東京大学 (2005).
- [43] H. Yagi, T. Sano, K. Ohira, D. Plumwongrot, T. Maruyama, A. Haque, S. Tamura, and S. Arai, *Jpn. J. Appl. Phys.* **43**, 6A, 3401 (2004).
- [44] Y. Takahashi, S. Watanabe, M. Yoshita, H. Itoh, Y. Hayamizu, H. Akiyama, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 4089 (2003).
- [45] H. Hillmer, A. Forchel, S. Hansmann, M. Morohashi, E. Lopez, H. P. Meier, and K. Ploog, *Phys. Rev. B* **39**, 10901 (1989).
- [46] C. Mailhot, Y.-C. Chang, and T. C. McGill, *Phys. Rev. B* **26**, 4449 (1982).
- [47] H. Wang and D. T. Cassidy, *IEEE. J. Quantum. Electron.* **41**, 532 (2005).
- [48] E. I. Gordon, *Bell. Syst. Tech.* **43**, 507 (1964).

# 外部発表

## 論文

- (i) Makoto Okano, Shu-man Liu, Toshiyuki Ihara, Hirotake Itoh, Masahiro Yoshita, Hidefumi Akiyama, Loren N. Pfeiffer, Kenneth West, and Oana Malis, "Temperature-dependent current injection and lasing in T-shaped quantum wire laser diodes with perpendicular p and n-doping layers", *Appl. Phys. Lett.* **90**, 091108 (2007).
- (ii) Masahiro Yoshita, Shu-man Liu, Makoto Okano, Yuhei Hayamizu, Hidefumi Akiyama, Loren N. Pfeiffer, and Ken W. West, "T-shaped GaAs quantum-wire lasers and the exciton Mott transition", *J. Phys.; Condensed Matters* (in press)

## 国内会議

- (i) 岡野真人、劉舒曼、吉田正裕、秋山英文、Loren N. Pfeiffer、Ken W. West、「電流注入型T型量子細線レーザーの作製と評価」、日本物理学会第61回年次大会（愛媛大学・松山大学）、2006年3月27日、口頭発表
- (ii) 岡野真人、劉舒曼、井原章之、吉田正裕、秋山英文、Loren N. Pfeiffer、Ken W. West、Oana Malis、「Arm-Stem 電流注入型T型量子細線レーザーの発振特性」、日本物理学会2006年秋季大会（千葉大学）、2006年9月24日、口頭発表
- (iii) 吉田正裕、劉舒曼、岡野真人、井原章之、伊藤弘毅、秋山英文、Loren N. Pfeiffer、Ken W. West、Kirk W. Baldwin、「Arm-arm 電流注入型T型量子細線レーザーの光学評価と電流注入発振機構の解明」、日本物理学会2006年秋季大会（千葉大学）、2006年9月24日、口頭発表
- (iv) Shu-man LIU、吉田正裕、岡野真人、井原章之、伊藤弘毅、秋山英文、Loren N. Pfeiffer、Ken W. West、Kirk W. Baldwin、「Low-threshold T-shaped Quantum Wire Lasers by Arm-arm Current Injection」、日本物理学会2006年秋季大会（千葉大学）、2006年9月24日、口頭発表

## 国際会議

- (i) Makoto Okano, Shu-man Liu, Masahiro Yoshita (発表者), Toshiyuki Ihara, Hirotake Itoh, Hidefumi Akiyama, Loren N. Pfeiffer, Ken W. West, Kirk W. Baldwin, and Oana Malis "Current-injection T-shaped GaAs/AlGaAs quantum-wire lasers" The 2006 IEEE/LEOS Semiconductor Laser Workshop, (Long Beach Convention Center, Long Beach, California), May 26, 2006. informal meeting
- (ii) Shu-man Liu, Masahiro Yoshita, Makoto Okano, Hidefumi Akiyama, Loren N. Pfeiffer, and Ken W. West, "Current-injection lasing in T-shaped GaAs/AlGaAs quantum-wire lasers", 28th International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS 2006) (Vienna, Austria), July 26, 2006. Poster session

---

# 謝辞

本修士論文の作成を含めた2年間の修士課程の中で非常に多くの人に様々な形で助けていただきました。本論文の最後に感謝の意を表し、この場を借りて謝辞を述べさせていただきたいと思います。

指導教員である秋山英文助教授に感謝いたします。秋山先生におかれましてはその幅広い知識や経験にいつも学ばせていただくと共に、研究に対する姿勢や考え方などに関しても模範となる姿を見せていただきました。博士課程では先生の負担を減らせるように努力いたしますので、今後ともご指導ご鞭撻のほどよろしくお願ひいたします。

助手の吉田正裕博士に感謝いたします。どんなに仕事が忙しいときでも終始懇切丁寧に教えてくださるその優しさや、完璧なその仕事ぶりには畏敬の念すら抱いてしまいます。今後は出来る限り吉田さんの仕事の邪魔をしないように頑張りますのでよろしくお願ひいたします。

秋山研究室 PD である劉舒曼女史に感謝いたします。その並々ならぬ仕事の早さは羨望的です。我感謝劉女士。工作的速度は羨慕的対象。中国語に書き直してみましたがわからなかつたらすみません。

秋山研究室 PD であり、現在アメリカに滞在中の安東頼子女史に感謝いたします。やる気のなさそうに見えるのは仮の姿で、実際は常に努力を怠らない姿勢に感服しておりました。帰国されるのを楽しみにしております。

秋山研究室の先輩である伊藤弘毅氏に感謝いたします。伊藤さんとは主に深夜に物理のことは勿論、様々なものに関して議論させていただきましたが、その幅広く深い知見にはいつも驚嘆しておりました。新天地でのご活躍をお祈りすると共に、新天地では様々な方面に対する知見はあまりご披露なさらないことをお勧めしておきます。

秋山研究室の先輩である井原章之氏に感謝いたします。ついつい研究しかしない生活になってしまふ私にとっては、様々なものと研究を共にそつなくこなす井原さんの姿勢には敬服してやみません。また、余暇には暇つぶしに付き合ってくださいありがとうございます。暇なときにでもまたお願ひします。

秋山研究室の先輩である稻田智志氏に感謝いたします。稻田さんとは2年間隣の席でしたが、いつも騒いでいてすみませんでした。また物事に際する稻田さんの迅速な行動は、期限直前になるまで行動しない私にとって届かない頂かもしません。ただ一つ言わせて頂くなれば、何事もほどほどが肝要であると思います。

同学年の岡田高幸君に感謝します。あまり物事を深く考えずに進んでしまう私にとっては、じっくり物事を考えて計画的に進めていく岡田君の研究姿勢には憧憬の念を抱かずにはいられませんでした。新天地でのご活躍をお祈りしております。

秋山研究室後輩の宗像孝光君に感謝します。後輩に教えるという過程で貴重な経験を得ることができました。かなり適当な先輩ですが今後ともよろしくお願ひします。

秘書の別所眞知子女史に感謝いたします。不定期に生活しているせいで多大なご迷惑をおかけしてしまいました。今後は別所さんの手を煩わせないように日々の生活を心がけていく所存です。

秋山研究室 OB である高橋和博士に感謝いたします。高橋さんと一緒に研究できたのは一年だけでした

---

が、高橋さんの何事にも妥協を許さず、世の理不尽に叫ぶ（比喩ではなく文字通り）姿は忘れられません。

秋山研究室 OB である鵜沼毅也博士、早水裕平博士、木下基氏に感謝いたします。鵜沼博士と早水博士には日本学術振興員の申請書作成にあたり非常に有益なアドバイスをいただきました。（残念ながら審査には落ちてしましましたが。。。）また、木下氏は一般公開の際に毎年駆けつけていただき感謝の言葉もございません。来年もお待ちしておりますのでよろしくお願ひします。

試料作製及びプラズマ CVD による薄膜成長をしていただいた Lucent Bell 研の Dr. Loren N. Pfeiffer, Dr. Kenneth West, Dr. Oana Malis の御三方に感謝いたします。御三方なくして本研究は成立どころか存在すらしなかったことは明白です。

また、東京学芸大学の植松晴子助教授にも感謝いたします。学部生の時、大学院進学を希望する私に他大学への進学を勧めてくださるとともに、大学院見学にまで付き添っていただいたことに深く御礼申し上げます。おかげで充実した大学院生活を送ることができました。

この他にも、ライス大学の Lily Banerjee さんや NASA の Chun-Zheng Ning 博士など数え切れないほどの人に、あるいは助言をもらいながら、またあるいは刺激を受けながらここに修士論文を完成させることができました。その方々にも感謝いたします。

最後に、今まで育てくれた父と母に、いつも元気な兄に感謝の意を表してこの論文の結びとさせていただきます。