

國立交通大學

電子工程學系

電子研究所碩士班

碩士論文

深蝕刻布拉格反射鏡之邊射型微共振腔半導體雷射

Edge-Emitting Micro-Cavity Lasers with
Deeply-Etched Distributed Bragg Reflectors



研究生：謝銘修

指導教授：李建平 教授

中華民國一百年六月

深蝕刻布拉格反射鏡之邊射型微共振腔半導體雷射

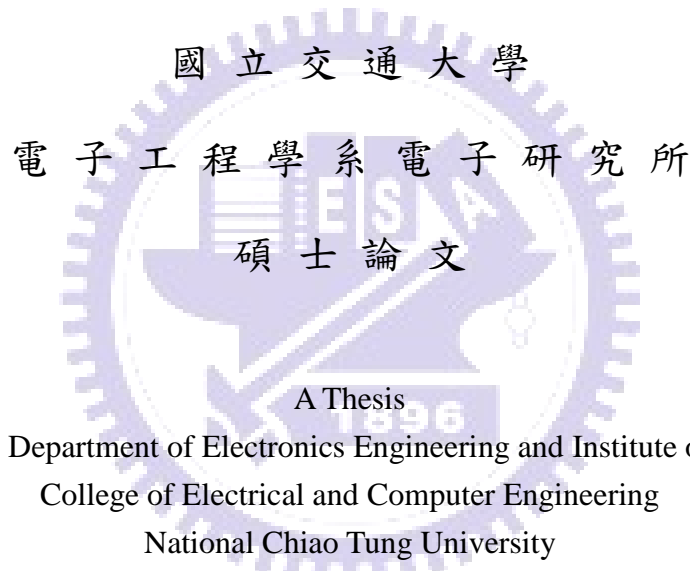
Edge-Emitting Micro-Cavity Lasers with
Deeply-Etched Distributed Bragg Reflectors

研究生：謝銘修

Student : Ming-Hsiu, Hsieh

指導教授：李建平

Advisor : Dr. Chien-Ping, Lee



A Thesis

Submitted to Department of Electronics Engineering and Institute of Electronics

College of Electrical and Computer Engineering

National Chiao Tung University

In partial Fulfillment of the Requirements

For Degree of

Master

in

Electronics Engineering

June 2011

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國一〇一一年六月

深蝕刻布拉格反射鏡之 邊射型微共振腔半導體雷射

學生：謝銘修

指導教授：李建平 博士

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士班

摘要

本論文以乾式蝕刻製作砷化銦鎵量子井與砷化銦量子點之深蝕刻布拉格反射鏡(DBR)邊射型半導體雷射，藉由 DBR 產生低損耗的微共振腔進而達到極低臨界電流操作的特性。首先利用砷化銦鎵量子井雷射做為測試，量測結果發現，布拉格反射鏡鏡面的確能降低臨界電流，證明了此製程之可行性。接下來我們做了三種不同鏡面組合雷射的分析比較，縮減其共振腔長度並且觀察元件特性隨溫度改變的差異。在量子井雷射的部分，我們最短的共振腔長度縮小至 $30\mu\text{m}$ ，臨界電流為 4.62mA 。最小臨界電流則發生於共振腔長度 $50\mu\text{m}$ ，為 4.27mA 。然而利用傳統方式萃取出 DBR 反射率 R 不如預期精準，故必須引入損耗因子 S 才能萃取出更精確的反射率。此外，我們更進一步利用砷化銦量子點取代量子井，首度成功的將 DBR 雷射應用於 $1.3\mu\text{m}$ 波段，並將共振腔長度縮小至 $250\mu\text{m}$ ，其臨界電流為 51.07mA ，而共振腔長度為 $500\mu\text{m}$ 有最低臨界電流 4.91mA 。

Edge-Emitting Micro-Cavity Lasers with Deeply-Etched Distributed Bragg Reflectors

Student: Ming-Hsiu, Hsieh

Advisors: Dr. Chien-Ping, Lee

Department of Electronics Engineering & Institute of Electronics Engineering

National Chiao Tung University

Abstract

We report the fabrication of InGaAs quantum wells and InAs quantum dots edge emitting laser diodes with deep-etched Distributed Bragg Reflectors (DBR), which were patterned by e-beam lithography and etched by inductively coupled plasma. By using DBR, a low loss micro-cavity will be formed for the laser diode so that the threshold current (I_{th}) of lasers is lower than cleaved lasers. At first, lasers of InGaAs quantum well structure with patterned DBR were investigated. From the measurements, we found that I_{th} decreases comparing with conventional lasers. Then, we discuss the device characteristics of laser diodes with three different mirror combinations, various cavity lengths, and different temperatures. Lasing have been achieved from 30- μm -long and 10- μm -wide devices exhibiting I_{th} of 4.62mA. The minimum of I_{th} , 4.27mA, was obtained with a 50- μm cavity length. The DBR reflectivity extracted by conventional method is not accurate as we expected. Therefore, the loss factor should be considered to obtain more precise the DBR reflectivity. Furthermore, we have successfully fabricated 1.3 μm InAs quantum dots DBR laser for the first time. For a 250- μm cavity length, I_{th} of this shortest-cavity laser is 51.07mA. The minimum of I_{th} at 4.91mA was observed from a 500- μm -cavity InAs quantum dot laser.

致謝

時光飛逝，在碩士班的兩年，很開心能遇到我的指導教授李建平教授。老師不但提供了良好的研究環境，豐富的學識與涵養也使我受益良多。在 MBE LAB 中，我也要感謝林聖迪教授，老師讓我知道了解每件事情的重要性，使我不再只專注於自己的事務而錯失學習機會。我也要感謝林國瑞教授在實驗上的指導，激發出我許多實驗靈感，使我的實驗理論更加完善。還有感謝大學指導過我的林中一教授與林達觀教授，讓我順利考取研究所。

在實驗的過程中，我最感謝的學長莫過於帶著我的旭傑學長，在學長的帶領下，使我在廣大的學海中少走了很多冤枉路。感謝陪著我一天到晚在無塵室奮鬥的小豪學長，你一定很害怕接到我電話吧！沒有你犧牲自己放假時間為我寫 E-BEAM，我是沒辦法那麼順利畢業的。感謝製程小王子柏存學長，有了你的獨門小訣竅，使我也可以開始獨當一面完成學長交代的任務。感謝仰哥在畢業危機時，還是願意帶我學習機台，雖然還是會被你一直唸啦！我還要感謝躲在 2 樓的阿民學長、小傳學長、KB 學長，每次的「問候聲」都讓我保持愉快的心情迎接接下來的挑戰。感謝鴻緒學長帶我機會進入了 MBE，沒有你的點頭我真不知道這兩年會變成什麼樣子。感謝建宏學長教我許多關於雷射的經驗。感謝巫俠學長、Queena 學姊對 MBE LAB 的用心，讓實驗室真的有大家庭的感覺。還要感謝畢業的歪哥學長、俊仁學長、皓皓學姊、小微學姊、庭聿學長、嘉邑學長在碩班生涯中給予的關心與鼓勵。

此外，我也要感謝與我在一起在無塵室奮鬥的國璋、孟穎、竑霖、倍瑩、小金、尼克，以及量測室的政儒、宏任、鄭濬、江智，感謝你們在課業與實驗上的幫助，你們讓我不會害怕每天吃飯時間的到來。尤其我要特別感謝國璋，實驗、作息與興趣讓我們有更多的相處時間，與你閒聊的過程，常常減輕我許多實驗帶來的壓力。也要感謝書誠、孔哥、小鋼炮、林又、罔哲、依姍、孫耘等學弟妹們，有了你們這些球友的陪伴，讓我多了一年的歡笑，也增加了我許多回憶。

當然，我不能忘記陪伴我一起努力考取研究所的當肯、小尻、小花、佑先、蟲鳴、阿君、豆子、小璋、班比、小劉、阿明、峰瑜、阿竹、小飛象……等好多好多說不完的战友，懷念與你們在系 K 的時光，沒有你們的陪伴，我是沒辦法順利進入交大電子所的。

最後要感謝永遠支持我的父母親，是您們讓我無後顧之憂的完成了我的學業，也放任我做了許多自己想嘗試的事務，我不會讓您們失望的。另外要感謝一直在我身邊的明棋，陪伴了我最痛苦的考試時光，以及最忙碌的碩班生活，有妳跟我一起分享生活點滴，更成為我的精神支柱。十八年的學生生涯歷經許多起伏，也該是驗收自己能耐的時候了，一路成長遇到的貴人太多太多，未來的我一定更努力。



銘修 于 新竹交通大學 2011 年 8 月

Contents

摘要.....	i
Abstract.....	ii
致謝.....	iii
Contents.....	v
Table Captions.....	vii
Figure Captions.....	viii
Chapter 1 緒論.....	1
Chapter 2 半導體雷射基礎原理.....	2
2.1 半導體雷射的發展與演進.....	2
2.2 半導體雷射原理.....	4
2.2.1 雷射的臨界條件.....	4
2.2.2 臨界增益與臨界電流.....	7
2.2.3 雷射縱模與模距.....	8
2.3 理想量子系統.....	9
2.4 量子點成長.....	11
2.5 量子點雷射.....	13
2.6 基態與激發態雷射.....	14
2.7 布拉格反射鏡雷射.....	17
2.8 溫度效應及特徵溫度.....	22
2.9 蝕刻基礎.....	24
Chapter 3 實驗製程與量測設計.....	26
3.1 製程流程.....	26
3.2 DBR 雷射製程.....	29
3.3 DBR 蝕刻測試.....	33

3.4 量測系統架設.....	38
Chapter 4 實驗結果與討論.....	40
4.1 磊晶結構.....	40
4.2 實驗結果分析.....	44
4.2.1 雷射特性與參數萃取.....	45
4.2.2 Rn640 單層量子井雷射.....	46
4.2.3 Rn727 三層量子井雷射.....	50
4.2.4 反射率分析計算.....	57
4.2.5 Rn727 比較分析.....	60
4.2.6 Rn913 七層量子點雷射.....	65
Chapter 5 結論與未來展望.....	70
參考文獻.....	71
簡歷.....	73



Table Captions

表 2-3-1	各種理想量子系統能量、能態密度函數與分佈	10
表 2-7-1	DBR 理論寬度	17
表 2-9-1	製成方式特性比較	25
表 3-1-1	DBR 雷射製程流程表	26
表 3-3-1	DBR 種類優劣比較	33
表 4-2-2.1	Rn640 雷射基本參數	46
表 4-2-2.2	Rn640 理論模距	48
表 4-2-3.1	Rn727 雷射基本參數	50
表 4-2-3.2	1-DBR 雷射各共振腔長度之臨界電流	52
表 4-2-3.3	DBR 雷射各共振腔長度之臨界電流	53
表 4-2-3.4	DBR 雷射各共振腔長度之特徵溫度	54
表 4-2-5.1	不同鏡面雷射之臨界電流	60
表 4-2-5.2	不同鏡面雷射之波長	62
表 4-2-5.3	Rn640 不同鏡面雷射最接近飽和增益之共振腔長度	64
表 4-2-5.4	Rn727 不同鏡面雷射最接近飽和增益之共振腔長度	64
表 4-2-6.1	Rn913 雷射基本參數	65
表 4-2-6.2	Rn913 DBR 雷射基本參數	68

Figure Captions

圖 2-2-1.1	二能階原子模型中光和原子三種交互作用圖	4
圖 2-2-1.2	雷射基態與激發態能階圖	6
圖 2-2-2.1	光強度在 Fabry-Perot 共振腔內變化情形	7
圖 2-4-1	量子點 PL 強度與能量作圖	12
圖 2-4-2	量子點 PL 強度與能量作圖	12
圖 2-6-1	臨界電流密度和模態增益之關係圖	15
圖 2-6-2	半導體雷射電流密度對光增益作圖	15
圖 2-6-3	不同共振腔長度下飽和增益與臨界條件之關	16
圖 2-6-4	量子點雷射 L-I-V 圖	16
圖 2-7-1	1st order 反射頻譜	18
圖 2-7-2	3rd order 反射頻譜	18
圖 2-8-1	量子點雷射變溫 L-I-V 圖	23
圖 3-1-1	DBR 雷射製程流程示意圖	28
圖 3-3-1	DBR 側面示意圖	33
圖 3-3-2	Air 寬度 240nm SEM 圖	34
圖 3-3-3	Air 寬度 500nm SEM 圖	34
圖 3-3-4	Air 寬度 1 μ m SEM 圖	35
圖 3-3-5	Air 寬度 5 μ m SEM 圖	35
圖 3-3-6	量子點雷射寬度測試 SEM 圖	36
圖 3-3-7	Rn640 DBR 雷射蝕刻前 SEM 上視圖	36
圖 3-3-8	Rn640 DBR 雷射 SEM 上視圖	37
圖 3-3-9	Rn640 DBR 雷射 SEM 上視圖 2.	37
圖 3-3-10	Rn640 DBR 雷射 SEM 上視圖 3.	37
圖 3-3-11	Rn640 DBR 雷射 SEM 上視圖 4.	37
圖 3-4-1	L-I-V 量測系統	38
圖 3-4-2	頻譜量測量測系統	39
圖 4-1-1	QW Rn640 磊晶結構圖與能帶示意圖	41
圖 4-1-2	QW Rn727 磊晶結構圖與能帶示意圖	42
圖 4-1-3	QW Rn913 磊晶結構圖與能帶示意圖	43
圖 4-2-1	實驗分析樹狀圖	44
圖 4-2-1.1	$1/\eta_d$ 對共振腔長度 L 作圖	45

圖 4-2-2.1	LIV $W_{10\mu m}$	47
圖 4-2-2.2	Spectrum $W_{10\mu m}$	47
圖 4-2-2.3	LIV $W_{20\mu m}$	47
圖 4-2-2.4	Spectrum $W_{20\mu m}$	47
圖 4-2-2.5	$1/\eta_d$ 對共振腔長度 L 作圖	47
圖 4-2-2.6	$W_{20\mu m}$ 飽和增益圖	47
圖 4-2-2.7	J_{th} 對 L 作圖.....	47
圖 4-2-2.8	J_{th} 對 $1/L$ 作圖.....	47
圖 4-2-2.9	較長共振腔之 LIV.....	48
圖 4-2-2.10	較短共振腔之 LIV	48
圖 4-2-2.11	共振腔長 $500\mu m$ 之 Spectrum.....	49
圖 4-2-2.12	共振腔長 $200\mu m$ 之 Spectrum	49
圖 4-2-2.13	共振腔長 $75\mu m$ 之 Spectrum	49
圖 4-2-2.14	共振腔長 $50\mu m$ 之 Spectrum	49
圖 4-2-3.1	較長共振腔之 LIV $W_{10\mu m}$	50
圖 4-2-3.2	較長共振腔之 Spectrum $W_{10\mu m}$	50
圖 4-2-3.3	較短共振腔之 LIV $W_{10\mu m}$	51
圖 4-2-3.4	較短共振腔之 Spectrum $W_{10\mu m}$	51
圖 4-2-3.5	較長共振腔之 LIV $W_{20\mu m}$	51
圖 4-2-3.6	較長共振腔之 Spectrum $W_{20\mu m}$	51
圖 4-2-3.7	$1/\eta_d$ 對共振腔長度 L 作圖	51
圖 4-2-3.8	$W_{10\mu m}$ 飽和增益圖.....	51
圖 4-2-3.9	J_{th} 對 L 作圖.....	51
圖 4-2-3.10	J_{th} 對 $1/L$ 作圖.....	51
圖 4-2-3.11	較長共振腔之 LIV	53
圖 4-2-3.12	較長共振腔之 Spectrum	53
圖 4-2-3.13	較短共振腔之 LIV	53
圖 4-2-3.14	較短共振腔之 Spectrum	53
圖 4-2-3.15	較長共振腔之 LIV	54
圖 4-2-3.16	較長共振腔之 Spectrum	54
圖 4-2-3.17	較短共振腔之 LIV	54
圖 4-2-3.18	較短共振腔之 Spectrum	54
圖 4-2-3.19	共振腔長 $250\mu m$ 之變溫 LIV	55
圖 4-2-3.20	J_{th} 隨溫度變化圖 $L_{250\mu m}$	55
圖 4-2-3.21	共振腔長 $100\mu m$ 之變溫 LIV	55
圖 4-2-3.22	J_{th} 隨溫度變化圖 $L_{100\mu m}$	55
圖 4-2-3.23	共振腔長 $50\mu m$ 之變溫 LIV	55
圖 4-2-3.24	J_{th} 隨溫度變化圖 $L_{50\mu m}$	55

圖 4-2-3.25	共振腔長 30 μm 之變溫 LIV	55
圖 4-2-3.26	J_{th} 隨溫度變化圖 L30 μm .	55
圖 4-2-3.27	波長隨溫度變化圖	56
圖 4-2-3.28	共振腔長 50 μm 之變溫 Spectrum	56
圖 4-2-4.1	J_{th} 隨 1/L 變化圖	57
圖 4-2-4.2	1-DBR 雷射兩端 LIV	58
圖 4-2-4.3	$1/\eta_d$ 對共振腔長度 L 作圖	59
圖 4-2-5.1	不同鏡面雷射 LIV	60
圖 4-2-5.2	不同鏡面雷射 J_{th} 隨 L 變化圖	61
圖 4-2-5.3	不同鏡面雷射 T_0 隨 L 變化圖	61
圖 4-2-5.4	不同鏡面雷射 Spectrum.	62
圖 4-2-5.5	Rn640 不同鏡面雷射模態增益隨共振腔長變化圖	63
圖 4-2-5.6	Rn727 不同鏡面雷射模態增益隨共振腔長變化圖	64
圖 4-2-6.1	GS LIV W10 μm	65
圖 4-2-6.2	GS Spectrum W10 μm	65
圖 4-2-6.3	ES LIV W10 μm	66
圖 4-2-6.4	ES Spectrum W10 μm	66
圖 4-2-6.5	GS LIV W20 μm	66
圖 4-2-6.6	GS Spectrum W10 μm	66
圖 4-2-6.7	$1/\eta_d$ 對共振腔長度 L 作圖	66
圖 4-2-6.8	W10 μm 飽和增益圖	66
圖 4-2-6.9	J_{th} 對 L 作圖	66
圖 4-2-6.10	J_{th} 對 1/L 作圖	66
圖 4-2-6.11	Rn913 LIV	67
圖 4-2-6.12	Rn913 不同鏡面雷射模態增益隨共振腔長變化圖	68
圖 4-2-6.13	共振腔長 400 μm 之變溫 LIV	69
圖 4-2-6.14	共振腔長 250 μm 之變溫 LIV	69
圖 4-2-6.15	共振腔長 400 μm 之變溫 Spectrum	69
圖 4-2-6.16	共振腔長 400 μm 之變溫 Spectrum	69
圖 4-2-6.17	共振腔長 400 μm 波長隨溫度變化圖	69
圖 4-2-6.18	共振腔長 400 μm J_{th} 隨 1/L 變化圖	69

第一章 緒論

在半導體邊射型雷射的製程上，共振腔反射鏡面通常是以自然劈裂產生，為了應用於光電整合元件，結合乾式蝕刻技術蝕刻出垂直平整的鏡面是未來的趨勢。由於科技的日益發展，半導體產業趨向輕小化，在光電整合元件上也需要開始縮小元件的尺度。但因為共振腔長度對於鏡面損耗(mirror loss)有反比關係，使得縮小共振腔後不容易達到發出雷射光的條件。而利用深蝕刻布拉格反射鏡(DBR)的鏡面取代自然劈裂鏡面來提高鏡面的反射率是滿足上述問題的方法。其優點有：製程誤差容忍度高及較低的臨界電流密度。

西元 1996 年，日本科學家 Toshihiko 及其團隊就將 DBR 鏡面應用於砷化銦鎵(InGaAs)量子井雷射^[1]。隨後由於量子點研究日漸成熟，預期應用在半導體雷射的主動層有較優異的表現，因此在西元 2000 年，S. Rennon 等人也將其應用於砷化銦鎵(InGaAs)量子點雷射上^[2]。然而對玻璃光纖而言，波長在 1.3 μm 及 1.5 μm 時，具有較小的吸收，因此 DBR 鏡面的研究開始以適合應用於光纖通訊的磷化銦(InP)半導體雷射^[3] 為主。

本實驗室利用分子束磊晶所成長的砷化銦鎵(InGaAs)量子井與砷化銦(InAs)自聚性量子點雷射波段落在近紅外線區域(980nm 與 1.3 μm)，適用於短程與中程的光纖通訊，也能以較便宜的方式取代磷化銦(InP)半導體雷射。

論文中先利用砷化銦鎵量子井雷射找出最適當的製程參數條件，並將鏡面分成：兩端自然劈裂鏡面、兩端分別為自然劈裂鏡面與 DBR 鏡面、兩端皆 DBR 鏡面等三種不同的雷射作特性分析比較。最後我們首次將波段由 980nm 推展 1.3 μm 實現微共振腔砷化銦量子點雷射。

本論文分成五個章節，第一章為緒論，第二章介紹布拉格反射鏡半導體雷射的基本原理，第三章介紹元件製程步驟與量測平台，第四章開始分析實驗結果，第五章則為結論與未來展望。

第二章 半導體雷射基礎原理

2.1 半導體雷射的發展與演進^[4]

光電科技在近年來蓬勃發展，其中雷射更是扮演了不可或缺的角色。然而雷射的概念早在西元 1958 年就由 A. L. Schawlow 和 C. H. Townes 所提出^[5]，之後由 T. Maiman 在西元 1960 年率先實現了第一台紅寶石雷射^[6]。過了六個月，以半導體製作雷射的構想就被提出，並很快的就有好多研究團隊發表以砷化鎵(GaAs)為材料的半導體雷射^{[7][8]}，但是這些都是利用簡單的 p-n 同質接面(Homojunction)結構達到雷射發光，然而同質接面的元件，有著高損失、低增益、較弱的光導能力、載子侷限能力不佳、極受溫度影響的缺點，使得起始電流密度(threshold current density)非常高而無法在室溫操作，也無法應用。

西元 1963 年美國的 Herbert Kroemer 與俄國的 Zhores I. Alferov 分別發表雙異質接面(Double Heterojunction, DH)結構，將能隙(bandgap)較小的材料至於兩能隙較大的材料之間，可以改善半導體載子的侷限能力，脊狀共振腔(Ridge waveguide)可以提供雷射較好的光侷限能力，實現在室溫下低起始電流的優異特性。因此 Herbert Kroemer 與 Zhores I. Alferov 在 2000 年得到了諾貝爾物理獎的殊榮。

有機金屬化學氣相沉積(Metalorganic Chemical Vapor Deposition, MOCVD)與分子束磊晶(Molecular Beam Epitaxy, MBE)等技術的引進，使得 1980 年代半導體雷射的結構日漸複雜，特性也越來越好。利用這些儀器，發展出量子井(quantum well)結構，這種非常薄(小於 30nm)的量子井雷射結構需要較少的電子電洞即可達到起始值條件，使起始電流降低，並增加調制響應(modulation response)的速度，除此之外，藉由改變量子井的厚度可以得到不同波長的雷射，使的量子井結構成為大部份半導體雷射所採用的主動層結構，也讓半導體雷射的快速發展。為了防止載子空間有限，發生載子溢流現象而提高起始電流並容易受

外界溫度影響，發展了多重量子井(multiple quantum well ,MQWs)結構。又因多重量子井太薄，使光學侷限的效果不如雙異質結構，以此發展了分開侷限異質結構(separate confinement heterostucture ,SCH)。

第一顆量子點(quantum dot)雷射發明是在西元 1994 年。由於量子點雷射的態密度(density of state)趨近於 delta-function，使的量子點雷射相較於量子井雷射有較小的起始電流密度^[9]、較好的溫度穩定性^[10]、較大的調變頻寬、較高的微分增益(differential gain)及較低的 chirp 效應。因此預期量子點雷射在通訊方面可望取代量子井雷射，成為主流的半導體雷射結構。

半導體雷射結構的發展除了主動層的改變，也可從共振腔的不同做分別，一般將其分為兩大類:傳統邊射型雷射(edge emitting laser ,EEL)，垂直共振腔面射型雷射(vertical cavity surface emitting laser ,VCSEL)，其中邊射型雷射又衍生出分佈式反饋(Distributed-feedback ,DFB)雷射與分佈式布拉格反射(Distributed Bragg Reflector ,DBR)雷射。到了今日，許多不同結構的雷射仍然持續發展中，在於光纖通訊、光儲存、軍事防安、娛樂用途、生醫技術等領域均有重大的貢獻。

2.2 半導體雷射原理^{[4][11]}

2.2.1 雷射的臨界條件

半導體雷射又稱做雷射二極體，透過導電帶的電子與價電帶的電洞在主動層復合(recombination) 產生光子(photon)。而雷射的四大要件分別為：(1) 增益介質(gain medium) (2) 幫浦系統(excitation) (3) 光學共振腔 (4) 輸出耦合。在此將介紹增益介質與幫浦系統，於下節再介紹後兩者。半導體雷射受到三種不同的電子轉移過程，以下以一個兩能階的系統為例，說明三種過程：

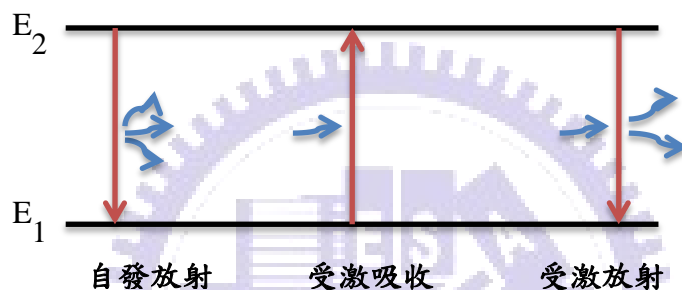


圖 2-2-1.1 二能階原子模型中光和原子三種交互作用圖

(1) 自發放射(Spontaneous emission):

位於高能階 E_2 的電子與低能階 E_1 的電洞自發性的復合，其所放出的光子並沒有固定方向，由於復合過程是隨機產生，因此所放出的光子並無方向性。一般的發光二極體(LED)即為此種發光方式。

(2) 受激吸收(Stimulated Absorption):

當位於低能階 E_1 的電子吸收光子後，躍遷至 E_2 產生了電子電洞對。此光子具有選擇性，其能量 $h\nu$ 必須與 E_2 與 E_1 的差值相同才可產生受激吸收。

(3) 受激放射(Stimulated emission)

受激發射需要一個原始光子 $h\nu = E_2 - E_1$ 作為誘導，促使高能階 E_2 電子與低能階 E_1 電洞復合放出同調(Coherent)的光子，其光子放射的方向、能量大小、相位皆與原始誘惑之光子相同。

半導體雷射一開始經由電子電洞對復合產生的光子屬於自發放射行為，除了少部分的光被材料吸收外，大部分都留在共振腔內來回反射傳播，促使受激吸收和受激放射的發生，再藉由受激放射激發其它電子電洞對復合產生同調 (Coherent) 的光子，當累積夠多的電子電洞，光子可以不斷的激發新的光子克服吸收與損耗即產生雷射。而雷射發光的主要機制為受激放射，因高能階的電子並不穩定，容易掉回低能階，故通常低能階的電子數都會較高能態的數目來的多，但如果希望雷射產生足夠的受激放射，就必須不斷的補充並有效地增加高能階的電子數目，使得高能階電子數大於低能階電子數，稱之為居量反轉 (population inversion)。

光子放射是電子從導電帶中佔據的態到價電帶中空態能量傳輸的結果，其復合速率 (recombination rate) 及可提供的光增益 (optical gain) 與電子電洞態佔據的機率與態數目有關。從上面三種交互作用可知將光放大的過程為受激放射，若受激放射速率 R_{21}^{st} 大於受激吸收速率 R_{12}^{ab} 時，即可算出系統光放大的淨輻射速率。

$$R_{st}(E_{21}) = R_{21}^{st} - R_{12}^{ab} \propto f_2 - f_1 \quad (2.1)$$

其中 f_1 為態 E_1 中具有電子存在的機率， f_2 為態 E_2 中具有電子存在的機率，而不同準費米能階 (quasi-Fermi level) 與溫度下的米迪拉分佈 (Fermi-Dirac distribution) 為：

$$f_{1,2} = \left[1 + \exp\left(\frac{E_{1,2} - E_{fv,fc}}{k_B T}\right) \right]^{-1} \quad (2.2)$$

在此先可討論淨輻射速率的正負意義：

(1) $R_{st} < 0$:

此時因 $f_2 - f_1 < 0$ ，受激吸收速率仍大於受激放射速率，因此純粹只表現出光吸收的現象。帶入上式可簡化為：

$$(E_2 - E_1) > (E_{fc} - E_{fv}) \quad (2.3)$$

(2) $R_{st} = 0$:

此時 $f_2 - f_1 = 0$ ，受激吸收速率等於受激放射速率，光既不會變大也不會被吸收，所對應的光子由吸收轉為增益，呈現透明的狀態，故稱此時達到透明條件(transparency condition)，所對應的注入電流密度稱為透明電流密度 J_{tr} (transparency current density)。

$$(E_2 - E_1) = (E_{fc} - E_{fv}) \quad (2.4)$$

(3) $R_{st} > 0$:

此時 $f_2 - f_1 > 0$ ，受激吸收速率小於受激放射速率，開始表現出光增益現象，此時 E_2 上的電子數目 $f_2(E_2)$ 大於 E_1 上的電子數目 $f_1(E_1)$ ，產生居量反轉。

$$(E_2 - E_1) < (E_{fc} - E_{fv}) \quad (2.5)$$

因此我們可以瞭解到，當半導體雷射主動層中注入越多的載子後，準費米能階開始分裂成 E_{fc} 和 E_{fv} ，注入的載子越多， E_{fc} 和 E_{fv} 就分別越往 E_2 與 E_1 移動，當準費米能階之間的能量差大於 E_2 與 E_1 的差值時，半導體將開始有增益能力，當雷射的增益和損耗平衡時，雷射就可以穩定的操作。

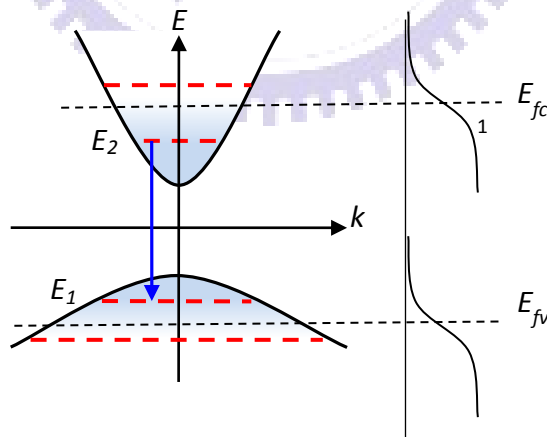


圖 2-2-1.2 雷射基態與激發態能階圖

2.2.2 臨界增益與臨界電流

由受激放射產生光子後，必須有回饋機制儲存能量，一般半導體雷射受限於兩鏡面，於共振腔中來回振盪。但振盪後的雷射光仍必續保持光學自再現 (self-consistency) 的邊界條件，因此先利用簡單的共振腔模型推導臨界增益。

假設共振腔與主動層的長度為 L ，而共振腔兩端的鏡面反射率為 R_1 與 R_2 ，雷射光在共振腔行徑時主動層的增益為 γ ，內部損耗為 α_i 。假設起始點 A 的光強為 $I_1 = I_0 e^{jkz_0}$ ，當光由 A 點行徑至 B 點後，其光強可表示為

$I_2 = I_0 e^{(G-\alpha_i)L} e^{jk(Z_0+L)}$ ，接著經過反射鏡面後，假設相位不因反射而改變，則

在 C 點可表示為 $I_3 = R_1 I_0 e^{(G-\alpha_i)L} e^{jk(Z_0+L)}$ ，光繼續行進了 L 到達 D 點，可表示

為 $I_4 = R_1 I_0 e^{2(G-\alpha_i)L} e^{jk(Z_0+2L)}$ ，接著又經過反射鏡面回到了 A 點，可表示為

$I_5 = R_1 R_2 I_0 e^{2(G-\alpha_i)L} e^{jk(Z_0+2L)}$ ，若 $I_1 \neq I_5$ ，將無法有穩定的雷射輸出，因此我們

可以推導出振幅條件與相位條件：

$$I_0 = R_1 R_2 I_0 e^{2(G-\alpha_i)L} \quad (2.6)$$

$$e^{jkz_0} = e^{jk(Z_0+2L)} \quad (2.7)$$

整理振幅條件後，我們可得：

$$G_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) = \alpha_i + \alpha_m \quad (2.8)$$

其中 G_{th} 即為臨界增益， α_m 為鏡面損耗。而此時所注入的電流密度稱為臨界電流密度 J_{th} (threshold current density)。

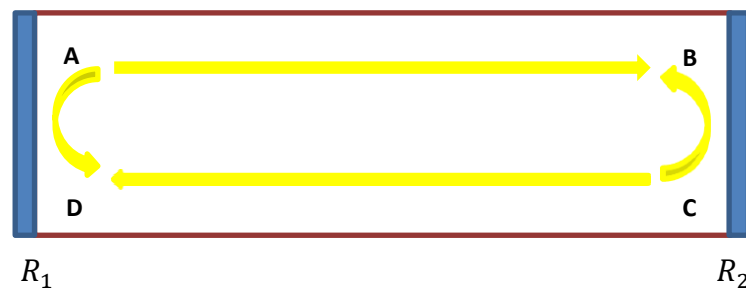


圖 2-2-2.1 光強度在 Fabry-Perot 共振腔內變化情形

2.2.3 雷射縱模與模距

考慮相位的部分，由於相位的變化要等於 2π 的整數倍，整理相位條件後可得：

$$2kL = q \cdot 2\pi \quad (2.9)$$

又 $k = \frac{2n_r\pi}{\lambda}$ ，上式簡化後可得：

$$q = \left(\frac{2n_r}{\lambda}\right)L \quad (2.10)$$

其中 q 為正整數，也就是雷射共振腔中振盪的雷射半波長個數，稱之為雷射縱模 (longitudinal mode)。假設雷射共振腔不變，縱模由 q 變化到 $q - 1$ ，對應的波長由 λ 變成 $\lambda + \Delta\lambda$ ，則：

$$\left(\frac{2n_r}{\lambda}\right)L - 1 = \left(\frac{2n_r}{\lambda + \Delta\lambda}\right)L \quad (2.11)$$

整理可得：

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2n_r L} \quad (2.12)$$

其中 $\Delta\lambda$ 即為雷射縱模之間的模距 (mode spacing)。通常雷射的共振腔長決定了，模距也就會固定下來，而雷射光也只會在這這些特定允許的波段發光。在理想的半導體雷射中，雷射增益一旦到了臨界增益後，便會將過剩的載子以雷射光形式輸出而不再增加增益，雷射頻譜也只維持單模操作。在現實中，卻因為主動層在空間中有不均勻的現象，因此造成了增益頻譜的不均勻加寬 (inhomogeneous broadening)，使得其他增益頻譜也達到臨界增益，形成多縱模態雷射光輸出，利用這些超過臨界增益的增益頻寬 $\Delta\lambda_{osc}$ ，我們可求得可輸出雷射光的模態數目大約為：

$$n = \frac{\Delta\lambda_{osc}}{\Delta\lambda} \quad (2.13)$$

其中 n 即為雷射輸出縱模數目。

2.3 理想量子系統

根據基本原子模型理論，每個原子中的電子可存在於特定且彼此分離的能階，當有愈來愈多數目的原子彼此相互接近時，原本的波函數將會開始重疊，使得原先量子化的能階會分裂成帶(band)狀的離散能階，由於這些離散能階差異幾乎可視為連續分佈，因此我們可將這些能階會看做為一個能帶(energy band)，而能帶與能帶之間不容許電子存在的範圍稱之為能隙(energy gap)。由包利不相容原理可知，不能有兩個電子以上同時擁有相同的量子態，電子會從較低的能階往較高的能階佔據。在絕對零度之下，最後一個被填滿的能帶稱為價電帶(valence band)，而第一個沒有被電子填滿的能帶就稱為傳導帶(conduction band)。在室溫下，價電帶的電子會吸收能量躍遷到傳導帶，而在價電帶上所缺少的電子我們稱為電洞(hole)。

當較寬能隙的材料中加入較窄能隙的材料時，電子與電洞較容易被高位能障侷限於低位能處，在理想量子系統中，假設寬能隙材料為無窮高位能障，由薛丁格方程式(Schrodinger equation)可解出電子電洞在材料中具有的特徵能量(eigenenergy)與特徵波函數(eigenfunction)。為了方便描述能階的分布情況，我們定義了能態密度(Density of State, DOS)，能態密度為能量的函數 $\rho(E)$ ，定義為：

$$\rho(E) = \frac{1}{V} \left(\frac{dN}{dE} \right) \quad (2.14)$$

DOS 涵義為單位能量單位體積內允許有多少能態存在。下表出各種理想量子系統中對應的能量與能態密度函數：

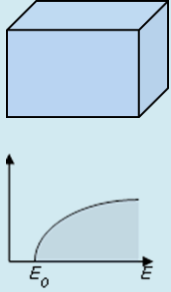
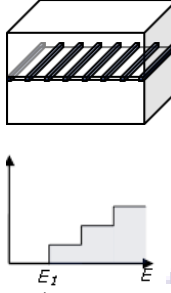
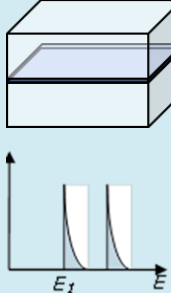
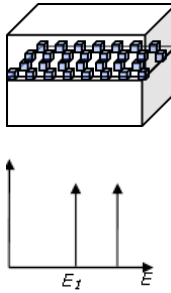
理想量子系統	能態密度分佈	能量 & 能態密度函數
Bulk		$E(\vec{k}) = E(k_x, k_y, k_z) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) + E_0 \quad (2.15)$ $\rho^{3D}(E) = \frac{(2m^*/\hbar^2)^{3/2}}{2\pi^2} (E - E_0)^{1/2} \quad (2.16)$
Quantum Well (QW)		$E(\vec{k}) = E_n(k_x, k_y) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[k_x^2 + k_y^2 + \left(\frac{n\pi}{L_z}\right)^2 \right] + E_0 \quad (2.17)$ $\rho^{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi\hbar^2 L_z} \sum_n H(E - E_n) \quad (2.18)$
Quantum Wire (QWire)		$E(\vec{k}) = E_{m,n}(k_x) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[k_x^2 + \left(\frac{m\pi}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_z}\right)^2 \right] + E_0 \quad (2.19)$ $\rho^{1D}(E) = \frac{n_{QWire}\sqrt{2m^*}}{\pi\hbar} \sum_n \sum_m (E - E_{m,n})^{-1/2} \quad (2.20)$
Quantum Dot (QD)		$E(\vec{k}) = E_{l,m,n}(k_x) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[\left(\frac{l\pi}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_z}\right)^2 \right] + E_0 \quad (2.21)$ $\rho^{0D}(E) = 2n_{QD} \sum_n \sum_m \sum_l \delta(E - E_{l,m,n}) \quad (2.22)$

表 2-3-1 各種理想量子系統能量、能態密度函數與分佈

其中 E_0 為所屬能帶邊緣的能量， $\delta(E - E_{l,m,n})$ 為 delta-function， $H(E - E_n)$ 為步階函數 ($H(E - E_n) = 0$, for $E < E_n$; $H(E - E_n) = 1$, for $E > E_n$)， n_{QWire} 為量子線的面密度， n_{QD} 為量子點的體密度。

2.4 量子點成長

在學術研究上，有許多人提出製作半導體量子點的方法，如磊晶的自組合法、化學溶膠製作複層量子點、電子束微影蝕刻、利用開電壓在二維量子井平面上產生二維的侷限等，而在量子點雷射應用上，以分子束磊晶(molecular beam epitaxy, MBE)或金屬有機化學氣相沈積(metal organic chemical vapor deposition, MOCVD)利用 S-K mode(Stranki-Krastanov mode)成長自聚性(self-assembly)量子點，可在半導體上得到大量形態相近且高品質的量子點，此種成長是發生在界面能低，但晶格常數差異大的兩材料，如 InAs/GaAs，晶格不匹配使磊晶層受到相當大的應力，但因為 InAs 有較低的界面能，剛開始成長仍材料會以層狀結構在 GaAs 上形成二維薄膜(wetting layer)，當成長厚度大於所能承受的臨界厚度，應力使的薄膜開始形成島狀物(Quantum Dots)，而在薄膜破裂產生缺陷(defect)前停止成長，即可得到高品質的量子點，具有較佳的光電特性。量子點的大小可以藉由改變材料或者改變磊晶溫度來控制，當量子點的大小改變，裡面的能階位置也會改變，所以發出的光波長也會因此而改變。

以 S-K mode 成長的量子點，在穿透式顯微鏡(Transmission Electron Microscope)底下多呈金字塔或圓盤狀，因為應力分佈差異，成長的量子點大小約有 10%左右的差異，為一常態分佈，而量子點的能階與其大小、形態、應力分佈有極大的敏感性，對應到整體能態分佈或光激發光頻譜(photoluminescence, PL)波長半高寬(Full Width at Half Maximum, FWHM)的大小，可由 PL、原子力顯微鏡(Atomic Force Microscope)、穿透式顯微鏡...等，檢驗量子點的均勻性與分佈。

量子點所具有的能階結構(bound state)與其大小、披覆層

(capping layer)能障高度與厚度等有極大的關係，在 PL 中一般可看到基態(Ground State)、激發態(Excited State)與 wetting layer(WL)的訊號，較高的激發態則不一定在落在 bound state 之中，而對應的飽和增益，則與量子點的密度和 DOS 有關。由經驗與理論模型中^[6]，以圓盤狀(lens-shaped)量子點為例，基態($n=0, l=0$)能量取決於量子點的高度，加上電子自旋，基態的簡併數(degeneracy)為 2；激發態($n=0, l=+1$ 或 -1)能量對應於橫向尺寸，簡併數為 4。一般基態與激發態的能量差在 60~90meV 左右，受限於量子點均勻與不均勻分佈(homogeneous and inhomogeneous broadening)，整體量子點的態密度分佈會變低變寬，如圖 2-2-1 所示，DOS 可表示成：

$$\rho(E_g) = 2n_{QD}/\Delta, \rho(E_e) = 4n_{QD}/\Delta \quad (2.23)$$

E_g 為基態能量， E_e 為激發態能量， n_{QD} 為量子點面密度($10^{10} \sim 10^{11} / \text{cm}^2$)， Δ 為 homogeneous and inhomogeneous broadening 造成量子點能量分佈的半高寬。圖 2-2-2 為量子點光激發光(Photoluminescence, PL)強度對能量作圖，圖中所顯示的數個波峰，分別 QD0 為基態、QD1 為第一激發態、QD2 為第二激發態、QW 為 wetting layer、GaAs 為基板的訊號。

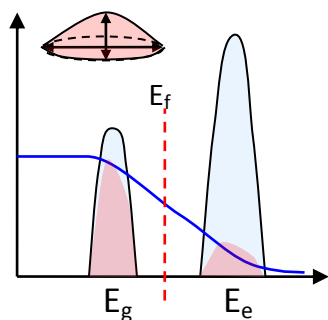


圖 2-4-1 量子點 PL 強度與能量作圖

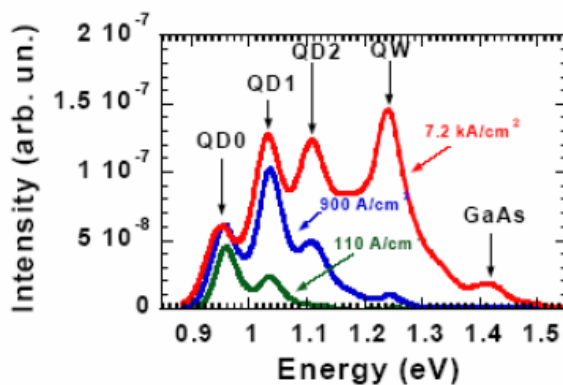


圖 2-4-2 量子點 PL 強度與能量作圖

2.5 量子點雷射：

量子點的結構能將電子侷限在零維空間內，使量子點內具有原子能階般的能態密度(delta function 分佈)，其能階是由類原子的量子能階(atomic-like quantum level)所組成，裡面包括一個基態跟數個激發態，故量子點又被稱為「人造原子」。自聚性量子點的結構與理想的量子點有很大的相似度。理想的量子點大小及形狀都相同，因此具有相同的 quantum level，也沒有非均勻變寬 (inhomogeneous broadening) 的問題，在基態有很大的復合效率，所以理論預期量子點的臨界電流密度會比較低，特徵溫度較高，增益和微分增益也會比量子井大。相較之下自聚性量子點無法將每顆的大小與形狀控制得一模一樣，使得每一顆量子點的 quantum level 不盡相同，因此我們必須考慮 inhomogeneous broadening 的情形，能態密度的最大值也由較多形狀相同的量子點決定。另外在量子點中，由於價電帶的電洞能階差很小，所以原本待在基態的電洞很容易吸收能量躍遷到激發態去，使基態的電洞數目變少，造成基態的復合數目變少，增益變小，這種現象我們稱之為熱損耗(Thermal escape)。

基於上述 inhomogeneous broadening 與 Thermal escape 的原因，使得量子點的基態增益與飽和增益較量子井雷射小，激發態增益因為受到簡併效應所以會比基態來的大。

$$G_{sat} \propto \rho_{QD}^{max} \propto g_i \cdot n_{QD} / \Delta \quad (2.24)$$

G_{sat} 為飽和增益， ρ_{QD}^{max} 為能態密度(DOS)， g_i 為能階簡併數目(level degeneracy，對於基態而言 $g = 2$ ，而激發態通常 $g_i \cong 4$)， n_{QD} 為量子點的面密度， Δ 為能態密度的能量寬度。由於激發態簡併數約為基態的兩倍，故激發態的飽和增益約為基態的兩倍，我們可以藉由成長多層的量子點或者增加每一層量子點密度來提高飽和增益，但由於透明電流密度也正比於量子點的層數和密度，所以當提高飽和增益同時也會提高透明電流密度，故必須做適當的調配。

2.6 基態與激發態雷射：

除了基態會有載子復合的情況，激發態也會有載子復合的效應存在。當電流持續增加時，基態有可能被電子填滿，基態增益開始無法克服損耗，這時電子會開始在激發態累積產生復合，當激發態的增益達到臨界條件時，激發態也會開始穩定的發出雷射光。

在量子點雷射中，基態的飽和增益 G_{sat}^{GS} 因為受到 inhomogeneous broadening 影響所以較低(一般量子點雷射成長密度約在 $10^{10} \sim 10^{11} / \text{cm}^2$ 之間，對應到每層的飽和增益約在 $2 \sim 6 \text{ cm}^{-1}$ 間，而 α_i 約在 $2 \sim 4 \text{ cm}^{-1}$ 之間， α_m 則與共振腔長度、鏡面反射率有關)，當 $G_{sat}^{GS} < G_{th}$ 時，則基態增益無法克服損耗而達到雷射。相較於激發態，由於激發態飽和增益值 G_{sat}^{ES} 受到簡併效應影響較高，大約為基態飽和增益的 2~3 倍，在大部分的情況下，隨著注入載子增多，激發態依然可以克服損耗達到雷射臨界條件。理想上量子點雷射在穩態的情況下，隨著注入電流增大，有三種情況：

1. $G_{sat}^{GS} \gg G_{th}$ ，GS 先 lasing，ES 在很高的電流下才會出現
2. $G_{sat}^{GS} > G_{th}$ ，GS 先 lasing，接著 GS 很快飽和而 ES 也開始 lasing
3. $G_{sat}^{GS} < G_{th}$ ，GS 增益無法克服損耗，ES lasing

以一成長密度 $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ 、5 層量子點結構，鏡面為自然劈裂面($R = 0.32$)的量子點雷射為例，圖 2-6-1， G_{sat}^{GS} 約在 12.1 cm^{-1} ， $\alpha_i = 2.7 \text{ cm}^{-1}$ ，當共振腔長度小於 $1000 \text{ }\mu\text{m}$ 時， G_{th} 大約為 14 cm^{-1} ，已經大於 G_{sat}^{GS} 所能達到的 12.1 cm^{-1} ，故而不會出現基態雷射。由於 G_{th} 與共振腔長度和反射率有很大的關係，故若要達到基態雷射，在製程上可利用較長的共振腔、高反射鍍膜等以降低 G_{th} ，或提高量子點密度與層數以提高 G_{sat}^{GS} 。

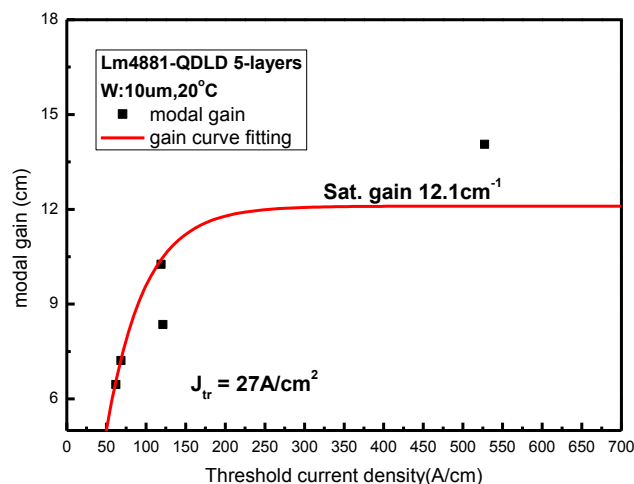


圖 2-6-1 臨界電流密度和模態增益之關係圖

我們可將基態或激發態的光增益對起始電流密度的曲線利用下面的方程式擬合：

$$G = G_{sat} \left[1 - \exp\left(-\gamma \frac{J - J_{tr}}{J_{tr}}\right) \right] \quad (2.25)$$

其中 G_{sat} 代表飽和增益， J_{tr} 代表透明電流密度， γ 為非線性修正參數。

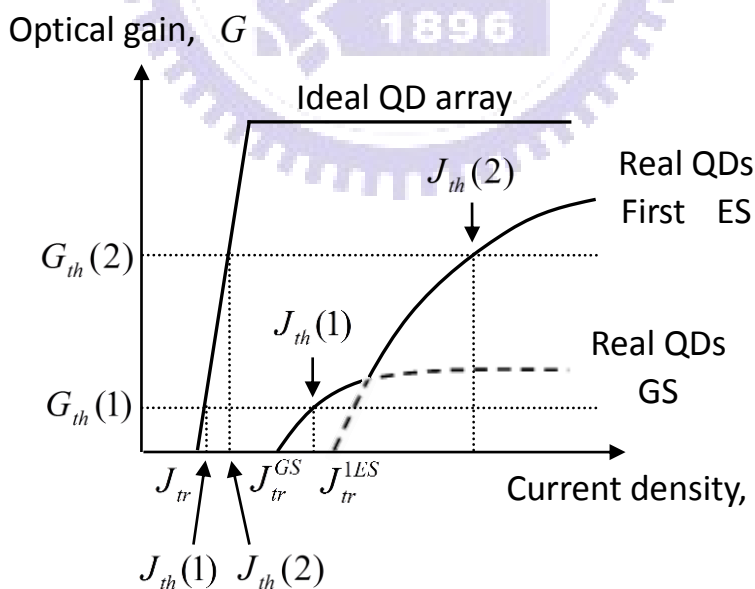


圖 2-6-2 半導體雷射電流密度對光增益作圖

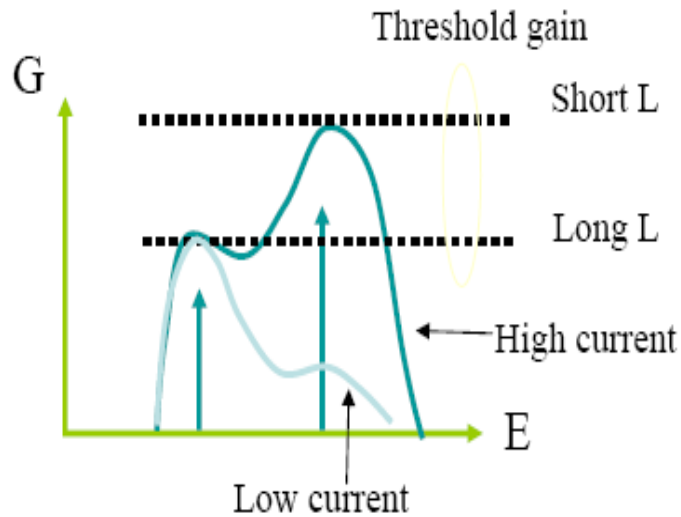


圖 2-6-3 不同共振腔長度下飽和增益 與臨界條件之關

圖 2-6-3 示意不同注入電流下的基態、激發態增益，在長的共振腔中， α_m 較小， G_{th} 也較小，因此基態與激發態皆可達到臨界條件，而在短共振腔中， α_m 與 G_{th} 變大，基態增益開始無法克服損耗而產生雷射光，只剩激發態單獨雷射。圖 2-6-4 即為一般量子點雷射光強度對注入電流做圖(LI curve)，其中包含 GS 與 ES 的貢獻，在 LI curve 中出現明顯的轉折處，即為 ES Lasing 開始發生的點。

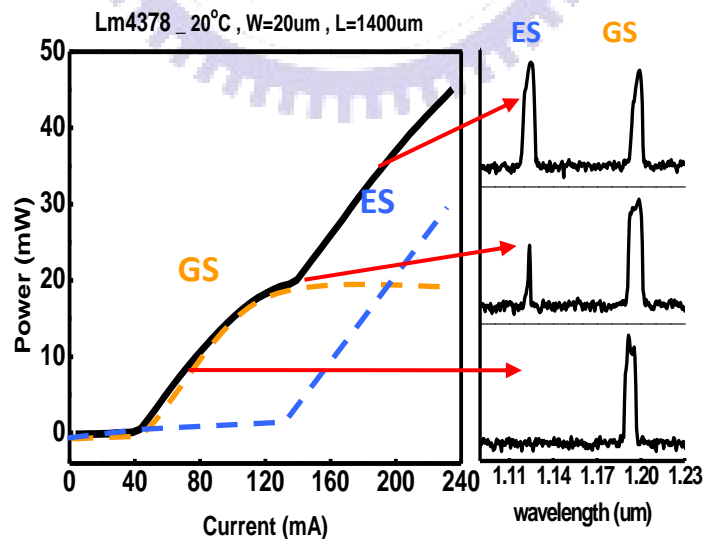


圖 2-6-4 量子點雷射 L-I-V 圖

2.7 布拉格反射鏡雷射^{[1][2][12][13]}

在傳統的邊射型雷射中，鏡面通常都是利用自然劈裂的方式形成，反射率大約為 0.32。欲增加鏡面的反射率，有以下兩種方式：

1. 鏡面鍍膜
2. 利用深蝕刻布拉格反射鏡(DBR)來取代自然劈裂鏡面

由於鏡面鍍膜必須劈裂晶圓後方能執行，在整合上並不適當，因此我們選擇後者來提高鏡面反射率。

A. DBR 原理

布拉格反射鏡是利用兩種材料折射率的差異，以 ABAB 交替排列組成，通常其寬度約為 1/4 個光學波長的倍數。利用此週期性排列結構，讓某一波段內的光線無法穿過材料週期堆疊的方向，可視為簡單的一維光子晶體。一般來說，兩種材料折射率差越大，需要較少的 DBR 對數即可達到 90% 以上的反射率，若兩種材料的折射率較為接近，則需要較多層的 DBR 才可以達到 90% 以上的反射率。

在深蝕刻布拉格反射鏡中，我們利用空氣與砷化鎵相間產生高反射率，由於空氣($n_r=1$)與砷化鎵($n_r=3.6$)的折射率差異很大，理論上只需要三組即可達到 99% 的反射率。由於 DBR 週期必須滿足布拉格定律，因此我們將空氣厚度與砷化鎵厚度定義為 D_a 與 D_g ，其寬度必須滿足以下式子：

$$D_a = \left(\frac{2m+1}{4n_{air}}\right)\lambda, m = 0,1,2,3 \dots \dots \quad (2.26)$$

$$D_g = \left(\frac{2m+1}{4n_{GaAs}}\right)\lambda, m = 0,1,2,3 \dots \dots \quad (2.27)$$

當 $m=0$ 時，我們稱此 DBR 為 1st order DBR，而 $m=1$ 時為 3rd order DBR，

由此列推。下表為 1st order 與 3rd order DBR 的理論寬度。

	λ (μm)	1 st 1 (nr=3.6)	1 st a (nr=1)	3 rd 1 (nr=3.6)	3 rd a (nr=1)
QWLD	0.98	0.07	0.245	0.21	0.735
QDL	1.3	0.09	0.325	0.27	0.975

表 2-7-1 DBR 理論寬度

圖 2-7-1 與圖 2-7-2 分別為波長在 $1\mu\text{m}$ 時的 1st order 與 3rd order DBR 反射頻譜。由圖可發現，1st order DBR 具有較寬的禁止帶(stopband)，這表示 1st order DBR 對於厚度的實驗誤差值有較高的容忍度。相較之下 3rd order DBR 反射頻譜的禁止帶就小了許多，因此當厚度有誤差時，其發光波長將有機會掉出禁止帶外，造成較低的反射率。

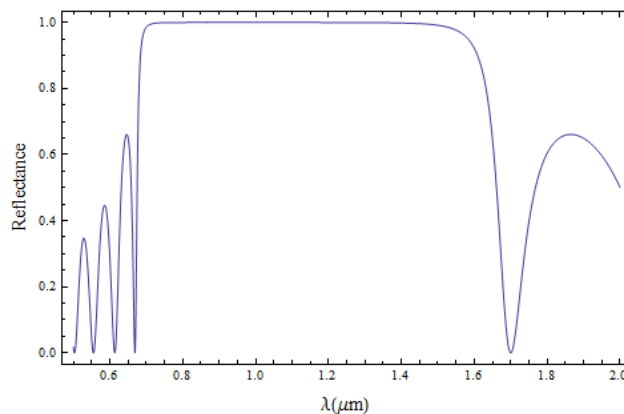


圖 2-7-1 1st order 反射頻譜

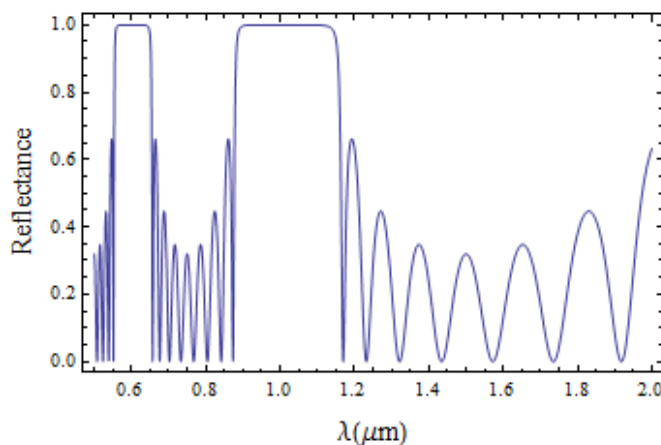


圖 2-7-2 3rd order 反射頻譜

B. 反射率計算

由模擬可得知，當 DBR pair 的數目超過三層後即可達到 99% 的反射率。但由於製程上的因素，使得實際元件的反射率不如預期來的高，因此我們必須透過參數的萃取，才能得到實際的反射率。在此列出三種反射率的計算方式與推導。

1. 臨界電流密度比值法

在量子井的結構中，最大增益係數隨著載子濃度的增加一開始上升很快，接下來便有飽和的趨勢，我們可以用對數近似的方式擬合增益係數對臨界電流密度的變化：

$$g = g_0 \ln\left(\frac{J}{J_0}\right) \quad (2.28)$$

又根據我們由臨界條件可得：

$$g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad (2.29)$$

接著我們將式(2.28)代入式(2.29)：

$$g_0 \ln(J) - g_0 \ln(J_0) = \frac{1}{L} \times \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) + \alpha_i \quad (2.30)$$

整理後可得：

$$\ln(J) = \frac{1}{L} \times \frac{1}{2g_0} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) + (\ln(J_0) + \frac{\alpha_i}{g_0}) \quad (2.31)$$

求出臨界電流密度、共振腔倒數與反射率的關係為：

$$\frac{\ln(J)}{1/L} \propto \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad (2.32)$$

之後我們只要找出兩種不同鏡面雷射(組合不得超過兩種 R 值)其臨界電流密度與共振腔倒數圖的斜率比，即可求出鏡面反射率。

2. 出光比例比較法

當半導體雷射兩端的反射率不同時，兩端的出光強度就不會相同。根據

2.2.1 節臨界條件的推導中，我們可假設前端與後段出光強度分別為：

$$P_1 = (1 - R_1)I_0 e^{(g - \alpha i) \cdot L} \quad (2.33)$$

$$P_2 = (1 - R_2)I_0 e^{(g - \alpha i) \cdot L} \quad (2.34)$$

由上式，我們可以求出出光比為：

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{(1 - R_1)I_0 e^{(g - \alpha i) \cdot L}}{(1 - R_2)R_1 I_0 e^{2(g - \alpha i) \cdot L}} \quad (2.35)$$

$$= \frac{(1 - R_1)}{(1 - R_2) \frac{R_1}{\sqrt{R_1 R_2}}} \quad (2.36)$$

$$= \frac{(1 - R_1) \sqrt{R_2}}{(1 - R_2) \sqrt{R_1}} \quad (2.37)$$

因此，只要知道其中一端的反射率，我們即可求出另一端的反射率。

然而在 DBR 的收光過程中，我們無法完整收到全部的光，勢必在 DBR 中會有些許損耗，因此我們必須加入一損耗因子 S ，才能更符合實際狀況，將改寫的式子表示成：

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{(1 - R_1 - S_1) \sqrt{R_2}}{(1 - R_2 - S_2) \sqrt{R_1}} \quad (2.38)$$

其中自然劈裂鏡面的損耗因子 $S_{cleave} = 0$ ，但因為加入損耗因子後會出現兩個未知數，因此還必須利用其他反射率計算法來聯立求出。

3. 微分量子效率倒數截距比值法

在半導體雷射中，我們通常利用微分量子效益(differential quantum efficiency)萃取內部量子效率與內部損耗：

$$\eta_{d1} = \left(\frac{1}{1 + \frac{1}{\frac{P_1}{P_2}}} \right) \cdot \eta_i \frac{\frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}{\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)} \quad (2.39)$$

若將式(2.39)取倒數，可以得到

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{1}{\left(\frac{1}{1 + \frac{1}{\frac{P_1}{P_2}}} \right) \cdot \eta_i} \left[1 + \frac{2\alpha_i}{\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)} \cdot L \right] \quad (2.40)$$

代入式(2.37)可得：

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{1}{\left[\frac{1}{1 + \frac{1}{\frac{(1-R_1)\sqrt{R_2}}{(1-R_2)\sqrt{R_1}}}} \right] \cdot \eta_i} \left[1 + \frac{2\alpha_i}{\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)} \cdot L \right] \quad (2.41)$$

當我們得知兩種不同鏡面的 η_d (組合不得超過兩種R值)與其中一端的反射率後，即可利用截距的比值求出另一端的反射率。

如果我們引入損耗因子S，代入式(2.38)得：

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{1}{\left[\frac{1}{1 + \frac{1}{\frac{(1-R_1-S_1)\sqrt{R_2}}{(1-R_2-S_2)\sqrt{R_1}}}} \right] \cdot \eta_i} \left[1 + \frac{2\alpha_i}{\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)} \cdot L \right] \quad (2.42)$$

則出現兩未知數，但因本節已提供兩種方法，因此可聯立求出未知反射率R與其損耗因子S。

2.8 溫度特性與特徵溫度^[4]

在半導體雷射中，溫度對於雷射特性有顯著的影響。由於溫度上升時有許多因素使臨界電流密度會升高、操作效率愈差、輸出光的功率減少，為了衡量半導體雷射特性對溫度的敏感度，我們可定義特徵溫度 T_0 (characteristic temperature)，當 T_0 越大代表半導體雷射對溫度的特性影響愈小；反之若越小，則代表對溫度的特性影響愈大。而臨界電流密度隨溫度的變化量可用下式來表示：

$$J_{th} = J_{th0} e^{T_j/T_0} \quad (2.43)$$

其中 T_j 是主動層的接面溫度， J_{th0} 是材料參數，代表絕對零度時的起始電流。對GaAs雷射而言，典型的 T_0 值約100~160K，對InGaAsP雷射而言，典型 T_0 約為50~70K，InGaAsP雷射大多應用於1.3 μm 及1.55 μm 光纖通訊波段，此材料的導電帶能帶偏移(ΔE_C)較小，很容易產生漏電流，再加上因為波長的關係造成能隙(ΔE_g)較小，歐傑復合(Auger recombination)速率較快，因此起始電流密度很容易隨著溫度上升而迅速增加。

接著我們仔細討論溫度造成臨界電流上升的因素：

(1) 透明載子濃度與密度上升：

由於注入的電流需要先達到透明狀態後雷射才會開始有正的增益產生，因此臨界電流會受到透明電流的影響，而透明電流密度正比於透明載子濃度 n_{tr} ，且 $n_{tr} \propto T^{3/2}$ ，因此當溫度升高時，透明載子濃度上升造成透明電流上升，進而影響到臨界電流，使臨界電流密度上升。

(2) 漏電流增加：

由於Fermi-distribution使能階變得平緩，載子很容易就高過 ΔE_C 或 ΔE_V 貢獻到漏電流，留在主動層的載子數目愈來愈少。一旦有效載子密

度不足，就必須藉由電流密度的提高來補償跑掉的載子，因此造成臨界電流密度上升。

(3)非輻射復合增加:

溫度升高會使得非輻射復合增加，使得內部量子效率降低，因而提高了臨界電流密度。

(4)激發態提早出現:

因為 Fermi-distribution 變得平緩，且基態消耗載子速率變慢(飽和淨增益降低)，使得激發態載子累積速率變快，然而溫度效應同樣使得激發態須達到的臨界電流提高，激發態雷射提前的速度不如長度效應來的明顯，且更高溫時，Fermi-distribution 變得更平緩，載子填充到激發態之上的比例變多，臨界電流也更增加，使得激發態雷射臨界電流也變大。隨著溫度升高，基態與激發態雷射出現的臨界點將愈來愈接近，直到基態增益變小無法克服損耗產生雷射，剩下激發態能克服損耗產生雷射。以本實驗室 Lm4881 量子點雷射進行變溫量測，當溫度變化從 10°C 到 70°C 時，由下圖 L-I-V 曲線中可知在 50°C 開始可以看到原本是基態雷射，隨著電流慢慢增加，激發態也開始產生雷射，到 70°C 時基態已經無法克服損耗，只剩下激發態雷射。

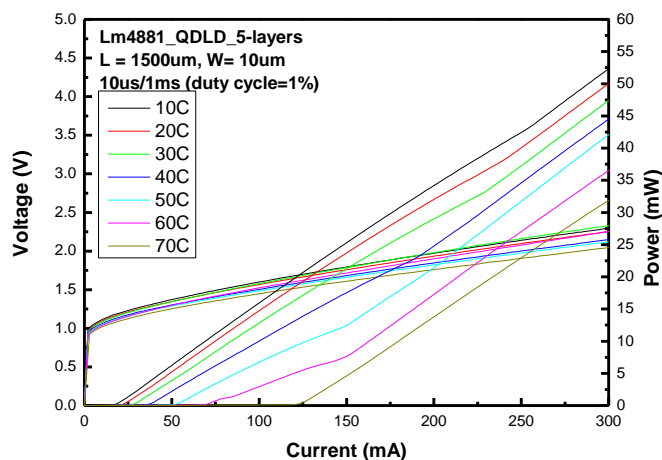


圖 2-8-1 量子點雷射變溫 L-I-V 圖

2.9 蝕刻基礎^[14]

在半導體中，蝕刻是一種需要將某種材料自晶圓上去除時所利用的製程。通常利用腐蝕性物質移除部分薄膜材料，已達到產生所需圖案或全區蝕刻的技術。討論之前，首先我們必須先定義以下名詞。

(1)蝕刻速率(Etch Rate)是指蝕刻製程中物質被移除的速率：

$$\text{蝕刻速率} = \frac{\text{蝕刻深度}}{\text{蝕刻時間}}$$

(2)選擇比(selectivity)是指不同材料蝕刻時所造成不同蝕刻速率的比率：

$$\text{選擇比} = \frac{\text{材料 A 蝕刻速率}}{\text{材料 B 蝕刻速率}}$$

(3)蝕刻輪廓(Profile):蝕刻輪廓將影響之後的蝕刻狀況。以此碩論為例，利用光阻與 Si_3N_4 蝕刻 GaAs，若光阻與 Si_3N_4 蝕刻輪廓有過蝕刻及不平整，GaAs 就無法有最佳的蝕刻 DBR 鏡面。

蝕刻方式主要可將其分為化學蝕刻、物理蝕刻以及反應式離子蝕刻兩種，這三種方式的機制並不相同，各有優劣，以下分別介紹之：

(1)化學蝕刻：

化學蝕刻又被稱為濕蝕刻，技術也較早被開發，主要依靠薄膜與特定溶液間的化學反應，針對未被光阻覆蓋處進行薄膜去除。其優點為製程單純，產能速度較快，並具有優秀的蝕刻選擇比，因此常用於剝除製程上，如剝除光阻或氧化層。然而因為化學反應的發生並無方向性，故化學蝕刻為等向性蝕刻輪廓(Isotropic Etch Profile)。因此當圖形尺寸較小(通常約為 3 微米以下)時，會造成底切(Undercutting)，影響其輪廓，

也限制了化學蝕刻的應用。

(2)物理蝕刻:

物理蝕刻屬於乾式蝕刻，是一種純物理的轟擊式蝕刻。以氬轟擊為例，材料受到氬離子轟擊之後從表面脫離，這種強迫式蝕刻通常蝕刻速率非常的慢，選擇性也較低，但由於具有非等向性蝕刻輪廓(Anisotropic Etch Profile)的特性，因此還是可以蝕刻出較垂直的側壁。

(3)反應式離子蝕刻(Reactive Ion Etch ,RIE):

反應式離子蝕刻亦屬於乾式蝕刻，是一種同時包含物理性與化學性蝕刻優點的方法。對低壓狀態下的容器內氣體施以電壓，將氣體分子激發或解離成電漿，接著電漿將與蝕刻氣體碰撞放電，進而得到具有大量腐蝕性的活性自由基離子及帶正電荷離子。離子轟擊最大的好處是能打斷表面化學鍵，使得被蝕刻物表面分子更容易與自由基離子進行化學腐蝕反應。又因晶圓置於帶負電的陰極上，因此帶正電荷的離子加速向陰極方向前進時，會以垂直角度撞擊到表面，得到較佳的非等向性蝕刻，甚至可以控制其角度。我們亦可藉由化學腐蝕反應得到較高的選擇性與蝕刻速率。

	蝕刻速率	選擇比	蝕刻輪廓
化學蝕刻	較高	較佳	等向性
物理蝕刻	較低	較差	非等向性
反應式離子蝕刻	高，可控制	尚可，可控制	非等向性，可控制

表 2-9-1 製程方式特性比較

第三章 實驗製程與量測設計

3.1 製程流程

本實驗一開始先定義雷射線寬，形成脊狀波導結構後，塗佈 polyimide，一方面形成絕緣層，另一方面亦可平坦化表面，使之後蒸鍍的金屬不容易脫落。完成絕緣體的塗佈後，定義金屬電極層，再沉積 Si_3N_4 開始定義 DBR 區域，最後利用 ICP RIE 做鏡面蝕刻，即可完成 DBR 雷射製程。

A. DBR雷射製程流程表

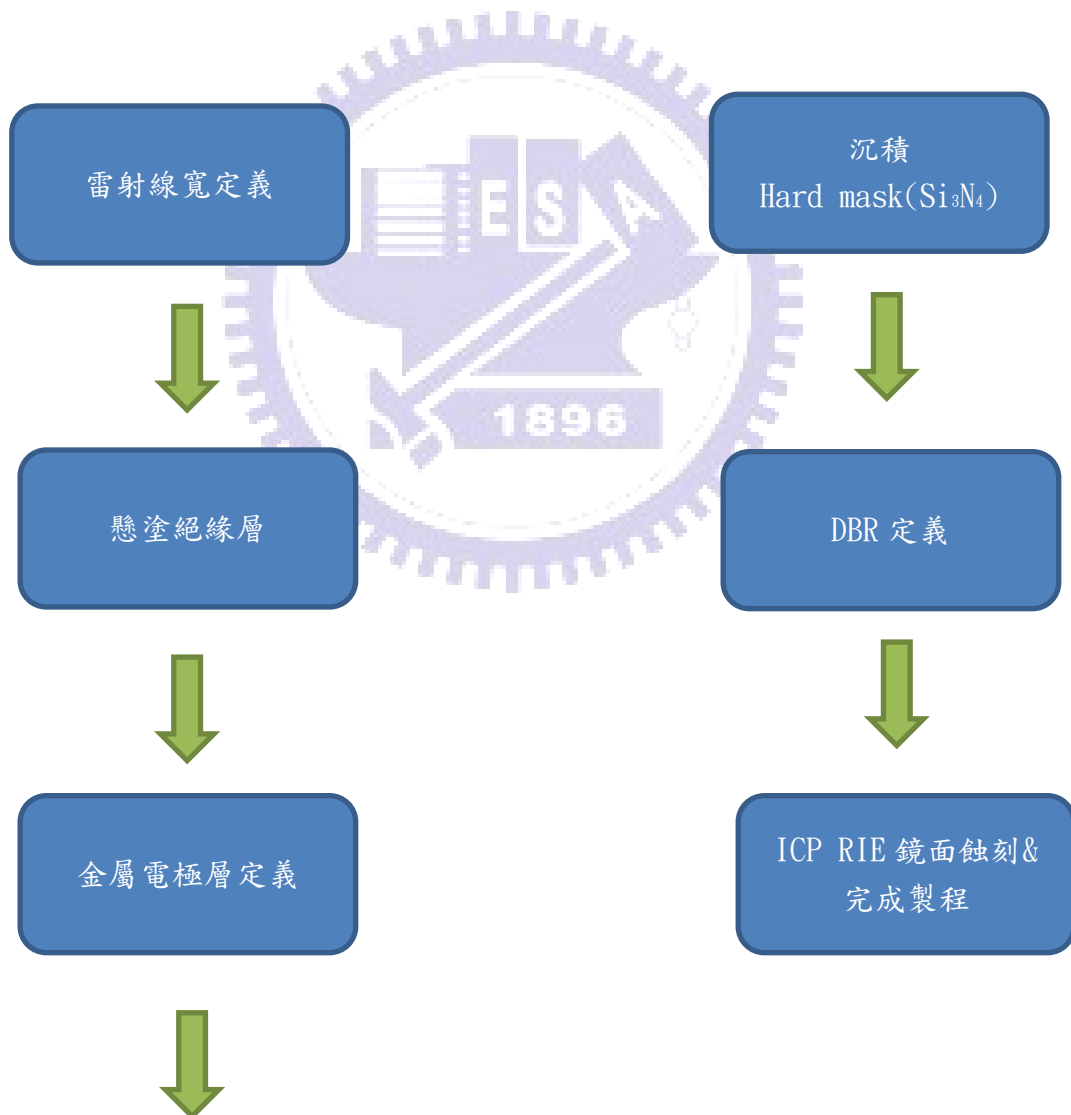
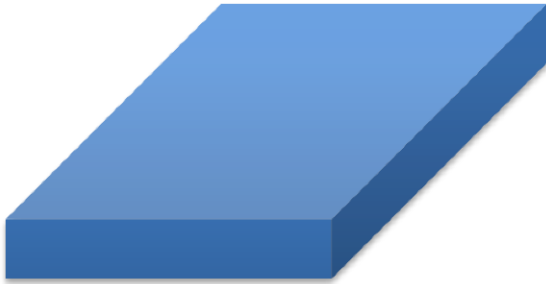


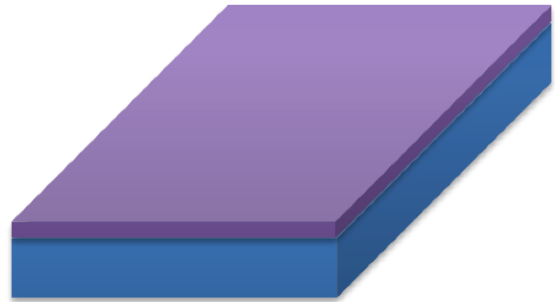
表 3-1-1 DBR 雷射製程流程表

B. DBR雷射製程流程示意圖

(1) 清洗晶圓



(2) 沉積 Si_3N_4



(3) 第一道微影製程與乾式蝕刻
hard mask



(4) 乾式蝕刻形成
脊狀波導結構
(mesa etching)



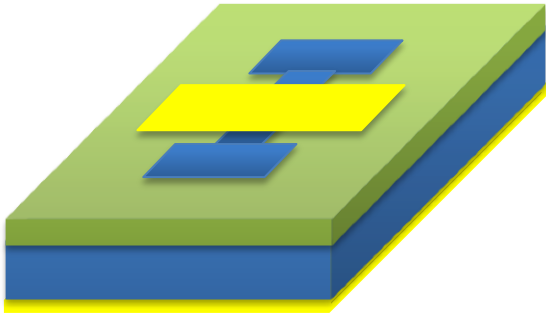
(5) polyimide 平
坦化



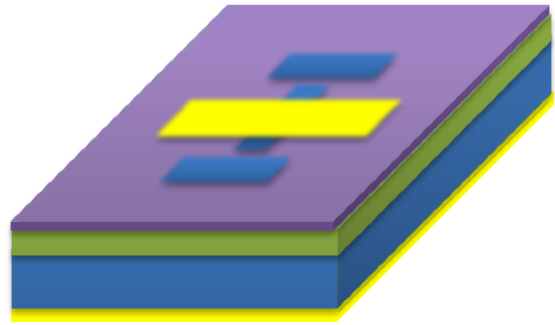
(6) etching back



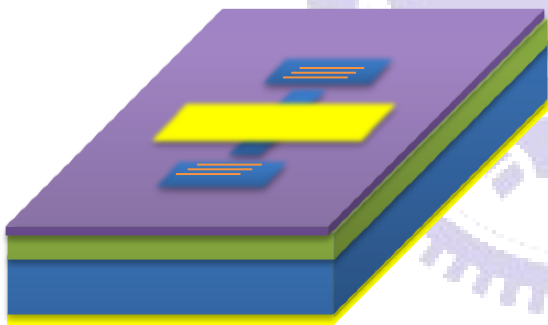
(7) 第二道微影
製程、鍍 p-type
金屬、磨薄&鍍
n-type 金屬



(8) 沉積 Si_3N_4



(9) E-beam 定義
DBR 鏡面與乾式蝕
刻



(10) 去除 Si_3N_4
並劈裂鏡面

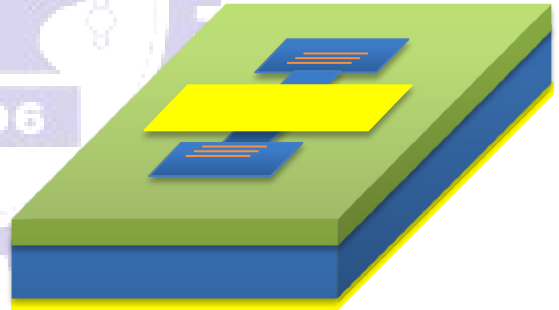


圖 3-1-1 DBR 雷射製程流程示意圖

3.2 DBR雷射製程

(1)清洗晶圓

在進行雷射製程之前必須先清洗晶圓以去除污染物。首先使晶圓浸泡於丙酮 (Acetone) 溶液中輕輕搖晃數分鐘去除表面微小顆粒污染物與有機污染物，再以太離子水 (DI water) 沖洗五分鐘。接下來使用 $HCl:H_2O = 1:3$ 溶液浸泡 30 秒去除晶圓表面原生氧化物，最後再以太離子水沖洗五分鐘後使用氮氣槍吹乾。

(2)沉積 Si_3N_4

在此製程中，我們使用的是乾式蝕刻技術，由於 Si_3N_4 與GaAs在乾式蝕刻時可達較高的選擇比，因此在定義雷射線寬之前必須沉積 Si_3N_4 當作hard mask。在此使用高溫沉積，沉積條件為 $300^{\circ}C$ 沉積20分鐘，沉積厚度為 5000\AA 。

(3)第一道微影製程(photolithography)

在第一道微影製程中選用的光阻是AZ6112正光阻，將光阻滴滿晶圓表面後，藉著晶圓旋轉的離心力將其均勻塗佈至晶圓表面。在轉速的方面，自旋轉速越高，光阻層則越薄，而光阻的均勻性也就越好，故第一道微影所使用的轉速條件為第一轉旋轉 10 秒 1000 轉/秒；第二轉 40 秒 5000 轉/秒，厚度約為 $1.5\mu m$ 。在塗佈上光阻之後，由於晶圓邊緣會有光阻堆積現象，導致深紫外線 (DUV) 曝光機曝光不均勻的繞射現象，因此需再以棉花棒去除邊緣光阻，以達平坦性。光阻塗佈後，將晶圓放置在 $90^{\circ}C$ 加熱平板上 90 秒，目的是為了去除光阻中的有機溶劑，使光阻從原先的液態轉變為半固態狀方便 DUV 曝光。

接下來則進行 DUV 曝光，將光罩圖案轉移到晶圓表面光阻上，在光罩方面我們設計了不同長寬的雷射。在曝光之後則將晶圓進行顯影，在此使用 AZ300 之顯影液顯影時間約為 25~30 秒，在用去離子水進行定影並用氮氣槍吹乾。接下來將

晶圓置於臭氧清洗機(UV ozone)去除殘餘光阻。最後使用加熱平板 120°C/120 秒進行硬烤，以達晶圓去水分子及增加光阻強度。

(4)乾式蝕刻形成脊狀波導結構(mesa etching)

在此步驟中須以 ICP 先蝕刻至 hard mask(Si_3N_4)；首先以第一道微影製程所塗佈的正光阻 AZ6112 作為 mask 蝕刻 Si_3N_4 ，此時 ICP 使用條件如表所示。接下來先以 ACE 去除作為 mask 之光阻，再進行 mesa etching 蝕刻掉 p+ 的 contact layer 與大部分的 p-cladding。

量子點雷射與量子井雷射蝕刻的深度並不相同，量子井雷射只能蝕刻至分開侷限異質結構(separate confinement heterostructure, SCH)之上約 100~200nm，量子點雷射卻可以蝕刻過 SCH。原因是蝕刻至 SCH 會造成嚴重的主動層表面缺陷非輻射復合，進而影響雷射的發光條件；而量子點雷射因量子點埋在量子井中，因此較不容易被影響。

(5)polyimide 平坦化

因為乾式蝕刻所蝕刻的側面較為陡峭，蒸鍍金屬時不容易沾附而因此斷裂，所以為了使之後的電極金屬平坦的貼附於晶圓之上，我們必須上一層 polyimide 使晶圓表面平坦化。首先將晶圓放入 $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}=1:3$ 溶液浸泡 30 秒去除晶圓表面原生氧化物後，使用 IPA 浸泡約 10 秒以去除表面水氣，再利用 120°C 烤箱烘烤數分鐘以確保表面乾燥。

利用光阻塗佈機將 polyimide 均勻塗佈在晶圓表面上，轉速為第一轉旋轉 10 秒 500 rpm；第二轉 40 秒 6000 rpm。塗佈均勻後，將晶圓放置在 90°C 加熱平板上 120 秒，使用 DUV 曝光來定義之後劈裂的溝槽，曝光之後再使用 Development 約 70 秒進行顯影並用 IPA 約 10 秒定影。確認完成微影步驟後放入快速熱退火 (RTA) 機器中進行 polyimide 的修復(curing)，使得 polyimide 更加平坦，此時 polyimide 的厚度約 2.8~3.2 μm 。

完成修復後，我們必須在利用乾式蝕刻的方式蝕刻至與脊狀波導結構略低 200nm~300nm 為止，此時必須確保脊狀波導結構上完全無 polyimide 的殘留。最後再以 BOE 將脊狀波導結構上的 Si_3N_4 去除，即可達到 polyimide 與脊狀波導結構平坦化的效果。

(6) 第二道微影製程(photolithography)

在微影製程前，我們先將晶圓上一層底漆層，這層薄膜層可以增進有機光阻與晶圓表面之間的附著力。在這裡所使用的底漆層為六甲基二戊烷 (Hexamaethyldisilazane, HMDS, $(\text{CH}_3)_3\text{SiNHSi}(\text{CH}_3)_3$)。在第二道微影製程中所使用的光阻為 AZ5214E，塗佈轉速為第一轉 10 秒 1000rpm；第二轉 40 秒 5000rpm。接下來進行去除邊緣光阻以及軟烘烤，之後將晶圓與光罩作第一次的曝光，在此使用深紫外線(DUV)曝光機曝光 2.9 秒。曝光完後進行反轉硬烤，將晶圓放置加熱平板上烘烤 $120^\circ\text{C}/120$ 秒，烘烤完後接著進行第二次的反轉曝光，曝光時間為 13 秒。曝光之後則將晶圓進行顯影，在此使用 AZ300 之顯影液顯影時間約為 25~30 秒，接著用去離子水進行定影並用氮氣槍吹乾。最後將晶圓置於臭氧清洗機(UV ozone)去除殘餘光阻。

(7) 鍍 *p-type* 電極金屬：

先利用 $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O} = 1:3$ 浸泡約 30 秒以去除 *GaAs* 表面氧化物，使用電子槍真空蒸鍍系統(E-Gun)蒸鍍 $\text{Ti}/\text{Pt}/\text{Au} = 30/30/200\text{nm}$ 。在沈積完 *p-type* 電極之後，將晶圓浸泡在丙酮溶液靜置一小時後做 Liftoff，在過程當中可用棉花棒輕刷晶圓邊緣加速 Liftoff 速度，也較不會有金屬去除不乾淨的問題。Liftoff 之後將晶圓以去離子水沖洗 5 分鐘後吹乾即完成此步驟。

(8) 晶圓背面磨薄：

此步驟的目的是為了方便共振腔的劈裂及降低半導體雷射之電阻值。首先

將晶圓浸泡至 $H_2O_2:NH_3OH = 3:1$ 之溶液，溶液中的 H_2O_2 會氧化GaAs，而 NH_3OH 可去除GaAs氧化物，因此浸泡過程中同時以棉花棒輕刷晶圓背面可加速磨薄速度，磨薄時間約10~15分鐘，晶圓磨薄約剩下約300~250 μm ，完成之後同樣以去離子水進行沖洗並用氮氣槍吹乾。

(9) 鍍 *n-type* 電極金屬與快速熱退火 RTA:

蒸鍍前一樣先利用 $HCl:H_2O = 1:3$ 浸泡約30秒以去除GaAs表面氧化物，接著使用電子槍真空蒸鍍系統(E-Gun)蒸鍍 $Ni/Ge/Au = 30/50/200nm$ ，蒸鍍完後將晶圓放置快速熱退火機器內快速加熱至320 $^{\circ}C$ 。此加熱過程可使沉積在晶圓表面之金屬，由於高速加熱過程中晶圓晶格的破壞，而滲透至晶圓內部，形成歐姆接觸(Ohmic contact)降低電阻，以達蒸鍍電極的最佳效果。值得一提的是，溫度過高會使polyimide蒸發導致金屬表面氣泡狀，因此選定在低於curing溫度10 $^{\circ}C$ 的320 $^{\circ}C$ 。

(10) 沉積 Si_3N_4

在定義DBR線寬之前，同樣必須先沉積 Si_3N_4 作為乾式蝕刻的hard mask。在此依舊使用高溫沉積，沉積條件為300 $^{\circ}C$ 12分鐘，沉積厚度約為3000 \AA 。

(11) E-beam 定義 DBR 鏡面

在定義DBR光柵位置之前必須先上一層專門與電子反應的光阻PMMA-A5，塗佈轉速為第一轉10秒1000rpm；第二轉25秒6100rpm，接著硬烤180 $^{\circ}C$ 90秒後，利用電子束微影系統ELS-7500EX進行光阻的曝光，曝光完成後使用MIBK進行顯影70秒，最後再利用IPA定影30秒即可將光柵圖案轉移至光阻上。

(12) 乾式蝕刻 DBR 鏡面

在此步驟中須以ICP先蝕刻hard mask Si_3N_4 ；首先以定義好DBR鏡面的PMMA作為mask蝕刻 Si_3N_4 ，接下來用ACE去除作為mask的PMMA，再進行GaAs的蝕刻。GaAs蝕刻速率約7nm/sec，深度約3 μm 。最後再去除金屬表面的 Si_3N_4 即完成DBR鏡面蝕刻。此步驟結束後即完成所有製程，使用scriber劈裂晶圓可開始量測。

3.3 DBR 蝕刻測試

由於每對 DBR 的尺度非常的小，在大面積的蝕刻速率與小面積的蝕刻速率不相同，因此在製程之前，我們必須確認 DBR 在不同間隔的 ICP 蝕刻速率是否一致。又因 E-beam 寫出來的 DBR 會受到周圍不同顯影面積的影響，因此我們必須確認實際 GaAs 與空氣蝕刻所剩餘的寬度(以下簡稱 GaAs 寬度與 Air 寬度)。

A. DBR 種類選定

DBR 種類可分為兩種(如表所示)，左圖僅蝕刻 DBR Air 部分(簡稱 slit)，右圖則將 DBR 兩側一併蝕刻(簡稱 stand)。下表分別列出其優劣。

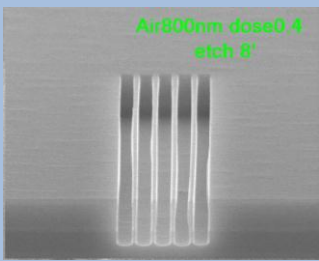
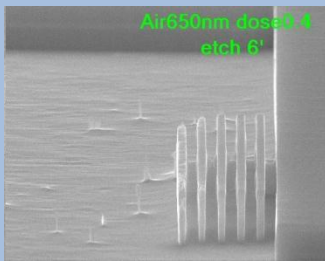
Slit DBR	Stand DBR
	
優點:較不易倒塌	優點:容易觀察鏡面與副產物附著情形
缺點:不易觀察鏡面 蝕刻深度略淺	缺點:較易倒塌

表 3-3-1 DBR 種類優劣比較

由於測試的情況往往與實驗不盡相同，必須選擇一個容易隨時追蹤 DBR 蝕刻情況的製程，因此 Stand DBR 較為合適。下圖為 DBR 鏡面側視圖。

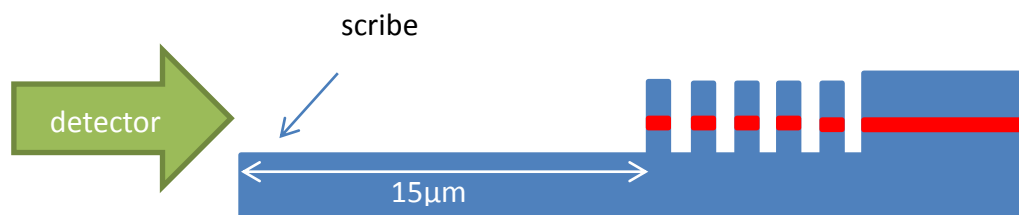


圖 3-3-1 DBR 側面示意圖

B. DBR order 選定

首先，分別設計四種 Air 的寬度為:240nm、500nm、1 μ m、5 μ m。由圖可發現:當 Air 寬度為 240nm 時，無法順利帶走副產物，因此蝕刻的深度較淺，甚至造成鏡面的不乾淨。當 Air 寬度為 500nm 時，副產物的沉積明顯少很多，蝕刻深度也較接近外圍深度。而當 Air 寬度大於 1 μ m 時，副產物已經有足夠的空間順地帶走，因此 3rd order DBR 的 Air 寬度為較佳寬度(寬度約 720nm)。

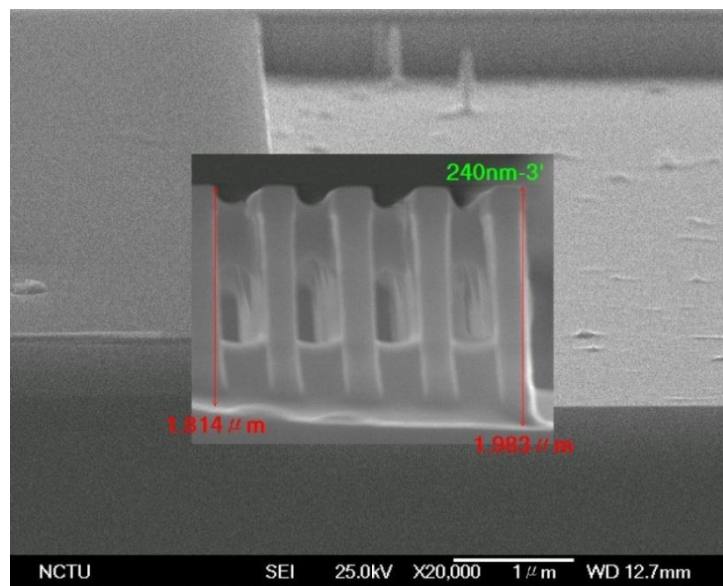


圖 3-3-2 Air 寬度 240nm SEM 照

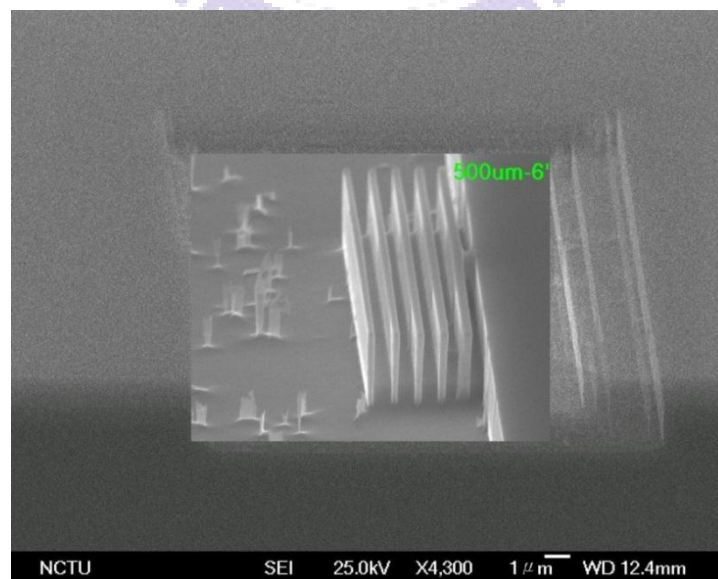


圖 3-3-3 Air 寬度 500nm SEM 照

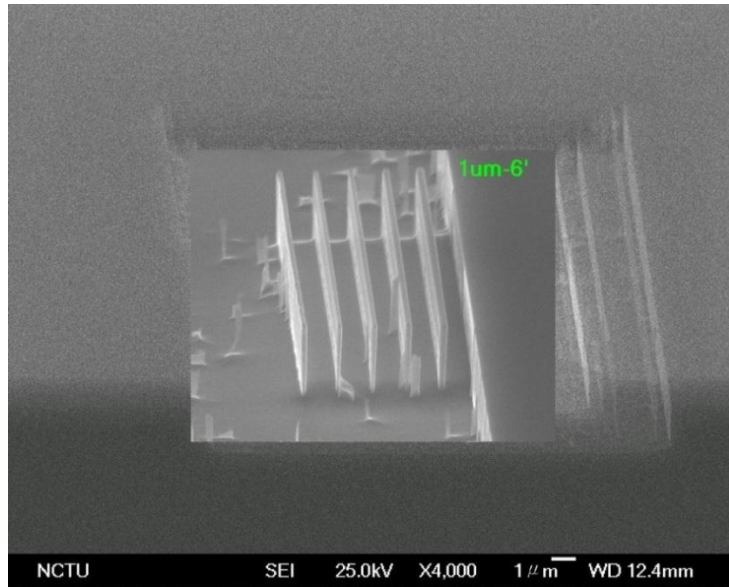


圖 3-3-4 Air 寬度 1 μ m SEM 照



圖 3-3-5 Air 寬度 5 μ m SEM 照

C. DBR 寬度調整

大面積的曝光狀況往往與小面積不同，靠近遠離共振腔的 GaAs 寬度往往會受到大面積的影響，使得曝光出來的線條較細，因此我們必須藉由修改 E-beam 設計檔而得到我們想要的寬度。經過反覆的測試與修改，我們即可得成功的蝕刻出設定的 GaAs 與 Air 寬度(圖 3-3-6)。圖 3-3-7 至圖 3-3-11 為 DBR 實際寫在元件上的 SEM 上視圖。

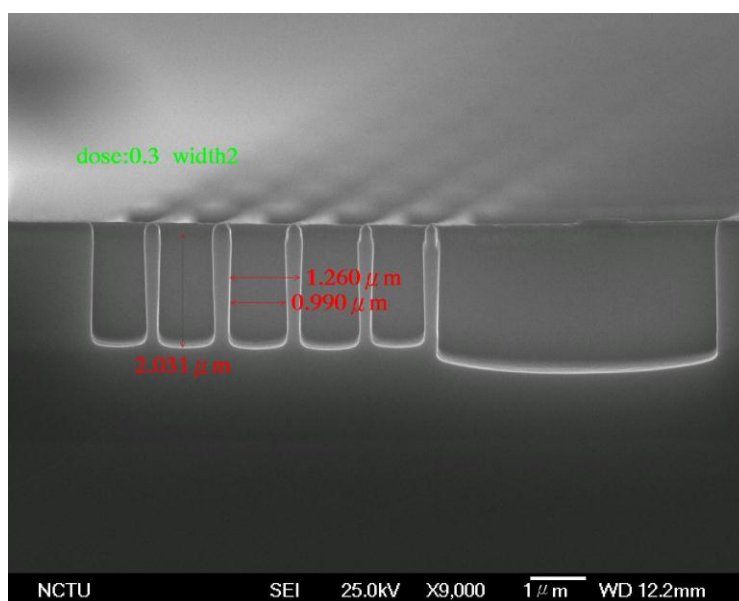


圖 3-3-6 量子點雷射寬度測試 SEM 照

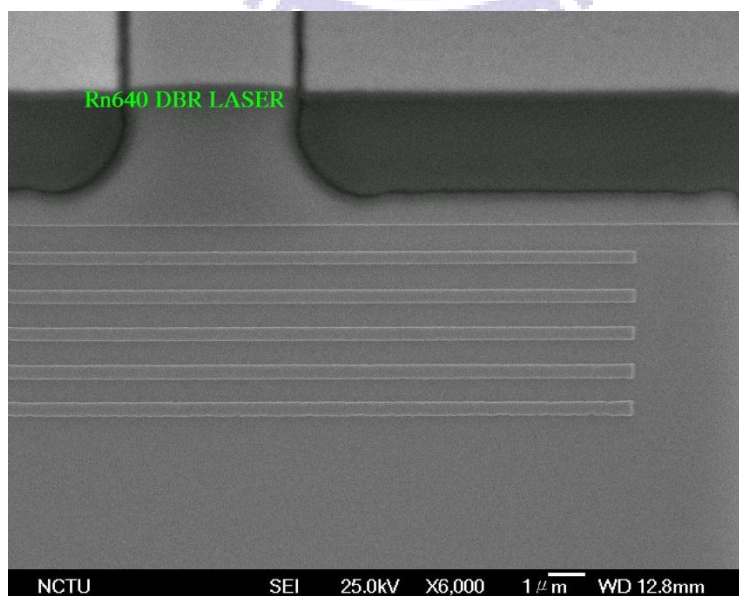


圖 3-3-7 Rn640 DBR 雷射蝕刻前 SEM 上視照

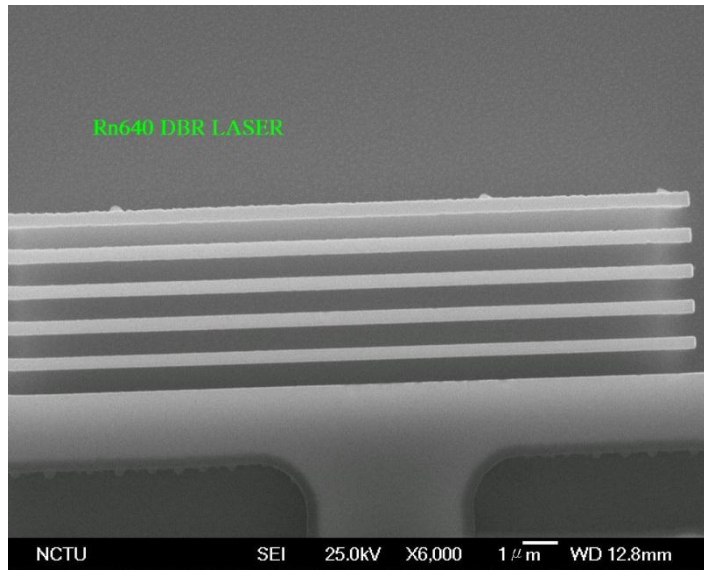


圖 3-3-8 Rn640 DBR 雷射 SEM 上視照

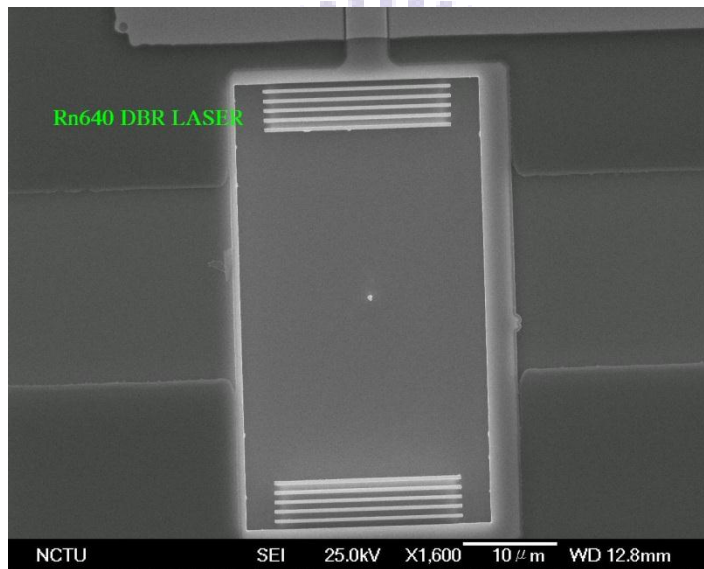


圖 3-3-9 Rn640 DBR 雷射 SEM 上視照 2

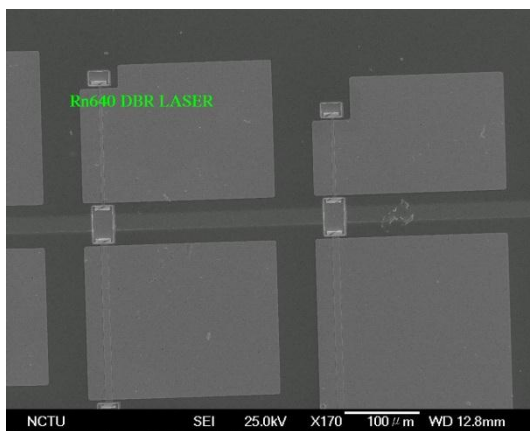


圖 3-3-10 Rn640 DBR 雷射 SEM 上視照 3

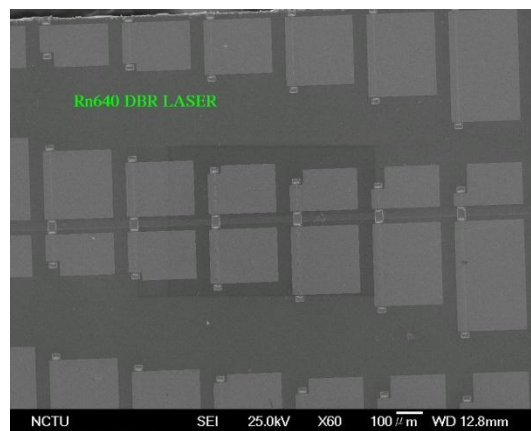


圖 3-3-11 Rn640 DBR 雷射 SEM 上視照 4

3.4 量測系統架設：

A. L-I-V 曲線量測系統：

藉由 L-I-V 曲線量測，我們可得知半導體雷射的基本特性：起始電流(I_{th})、斜率效益(η_s)、導通電阻(R_s)及導通電壓(turn-on voltage, V_0)等，進而分析萃取出雷射的內部損耗(α_i)、鏡面損耗(α_m)、雷射增益(G)及飽和增益(G^{sat})等等更多重要參數。在此所使用的量測系統如圖所示，將雷射元件放置於具有電子溫控器(TE-Cooler)的銅製載座上，目的是用以控制元件溫度，再利用 KEITHLEY 2520 經由探針通入電流促使雷射發光，雷射元件所發出的雷射光經由量測系統上面的 Ge 偵測器收光，之後回傳電性與光性至系統，再傳至電腦做分析。

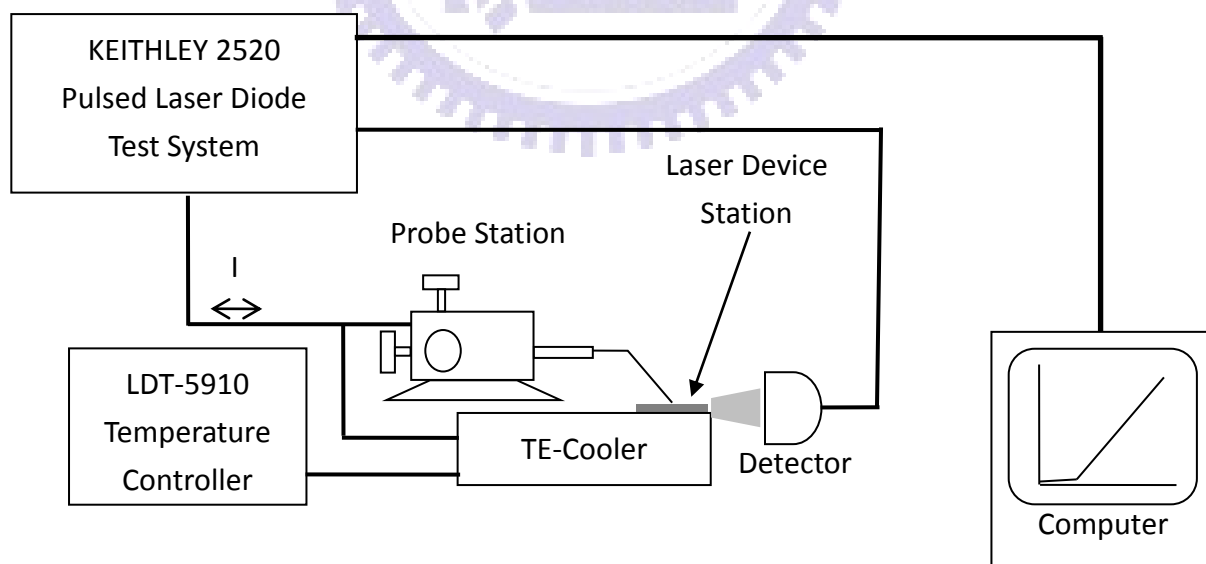


圖 3-4-1 L-I-V 量測系統

B. 雷射頻譜(spectrum)量測系統:

雷射頻譜量測與 L-I-V 曲線量測方式類似，先將雷射元件置放於銅製載座上，使用電子溫控器(TE-Cooler)控溫，同樣利用 KEITHLEY 2520 作為雷射電流供應器，而雷射光經由準直鏡片(collimator lens)聚焦後經由光纖傳到 ANDO AQ-6315E 光譜分析儀(Optical Spectrum Analyzer)，最後再回傳電腦做分析。

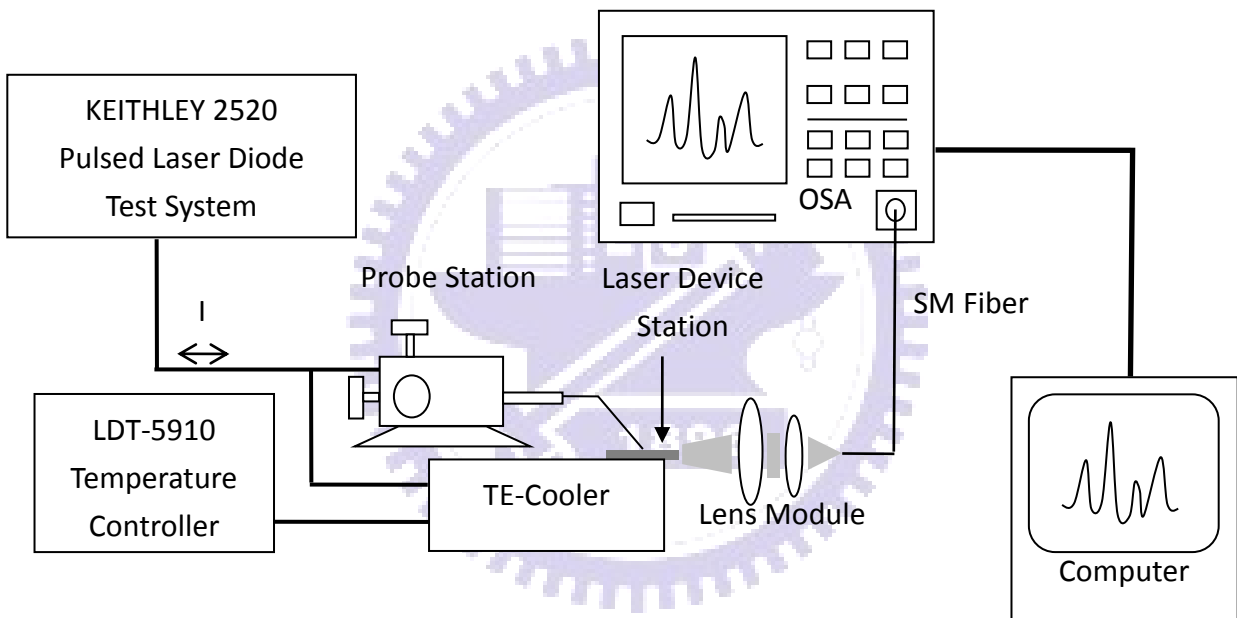


圖 3-4-2 雷射頻譜量測系統

第四章 實驗結果與討論

為了探討不同共振腔長度對 DBR 的雷射特性，我們一共設計了十種不同的共振腔長度，分別為 $500\mu\text{m}$ 、 $400\mu\text{m}$ 、 $300\mu\text{m}$ 、 $250\mu\text{m}$ 、 $200\mu\text{m}$ 、 $150\mu\text{m}$ 、 $100\mu\text{m}$ 、 $75\mu\text{m}$ 、 $50\mu\text{m}$ 與 $30\mu\text{m}$ ，而共振腔寬度則為 $10\mu\text{m}$ 。在本實驗中，我們先使用 Rn640 單層量子井雷射作確認 DBR 雷射的製程參數調整，接著利用 Rn727 三層量子井雷射討論自然劈裂鏡面與 DBR 鏡面雷射的特性分析，最後再使用 Rn913 量子點雷射實現波段為 $1.3\mu\text{m}$ 的 DBR 雷射。

4.1 磊晶結構:

實驗中所使用的半導體雷射是由分子束磊晶系統在 $n^+\text{GaAs}$ wafer 上成長不同結構的量子井雷射與量子點雷射，其中 Rn640 為單層的量子井雷射；Rn727 為三層量子井雷射；Rn913 為七層量子點雷射。以量子點雷射為例，磊晶流程如下：

先在 $n^+\text{GaAs}$ wafer 上面成長一層 200nm 的 $n^+\text{GaAs}$ Buffer，接著在 $n^+\text{GaAs}$ Buffer 上成長 100nm 的漸變層，鋁的比例從 0.1 到 0.4，接著成長厚度 $1.3\mu\text{m}$ 的 $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ 當 n-type 披覆層，接著成長主動層。主動層由 2.7ML 量子點上面覆蓋 5nm 的 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 量子井，每層量子點密度大約為 $3 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ ，每層量子點以 45nm 的 GaAs 隔開。量子點外圍各有 150nm 的 GRINSCH (graded index separate confinement heterostructure) GaAs ，用來侷限載子於量子點內，最後在主動層上覆蓋 $1.3\mu\text{m}$ 的 $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ 及漸變層 GRIN，使主動區成為一波導。

下圖分別為 Rn640、Rn727、Rn913 等半導體雷射的結構圖

A. Rn640 單層量子井雷射

利用分子束磊晶成長，主動層(active layer)由一層量子井所組成，主動層上下各被 $1\mu\text{m}$ 厚的 $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ cladding及 150nm 的SCH GaAs所包覆以侷限光。

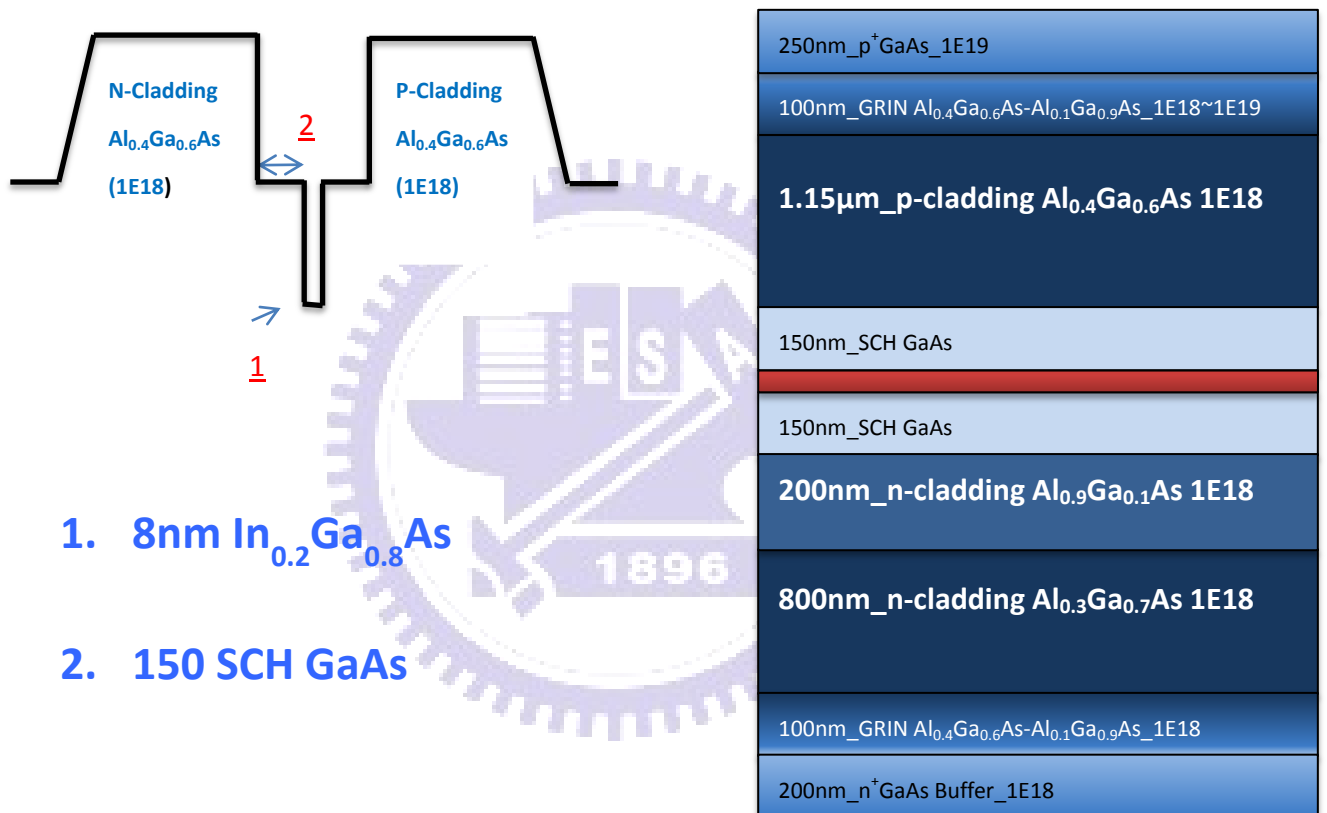


圖 4-1-1 QW Rn640 磊晶結構圖與能帶示意圖

B. Rn727 三層量子井雷射

利用分子束磊晶成長，主動層(active layer)由三層量子井所組成，主動層上下各被 $1\mu\text{m}$ 厚的 $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ cladding 及 150nm 的 SCH GaAs 所包覆以侷限光。

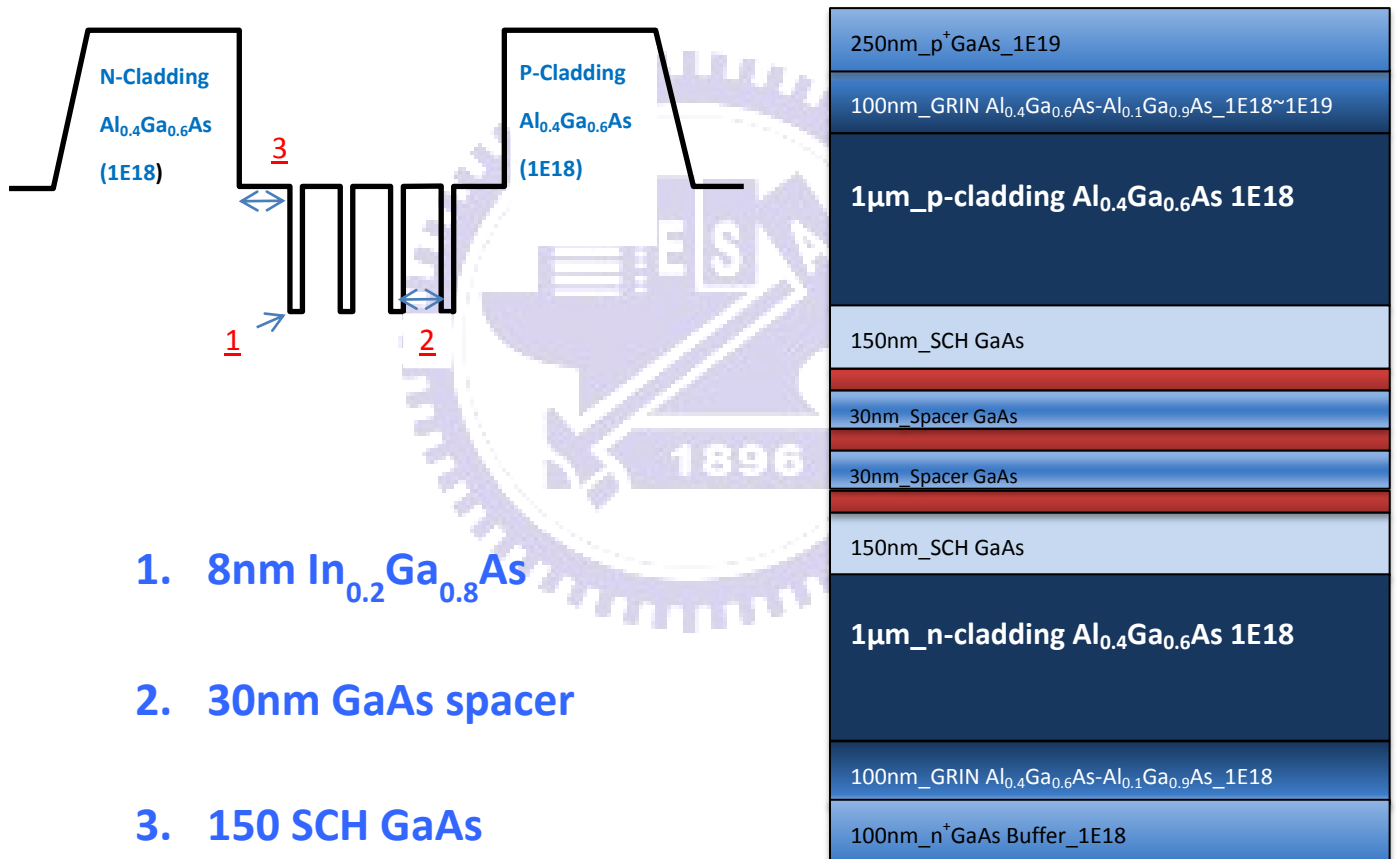
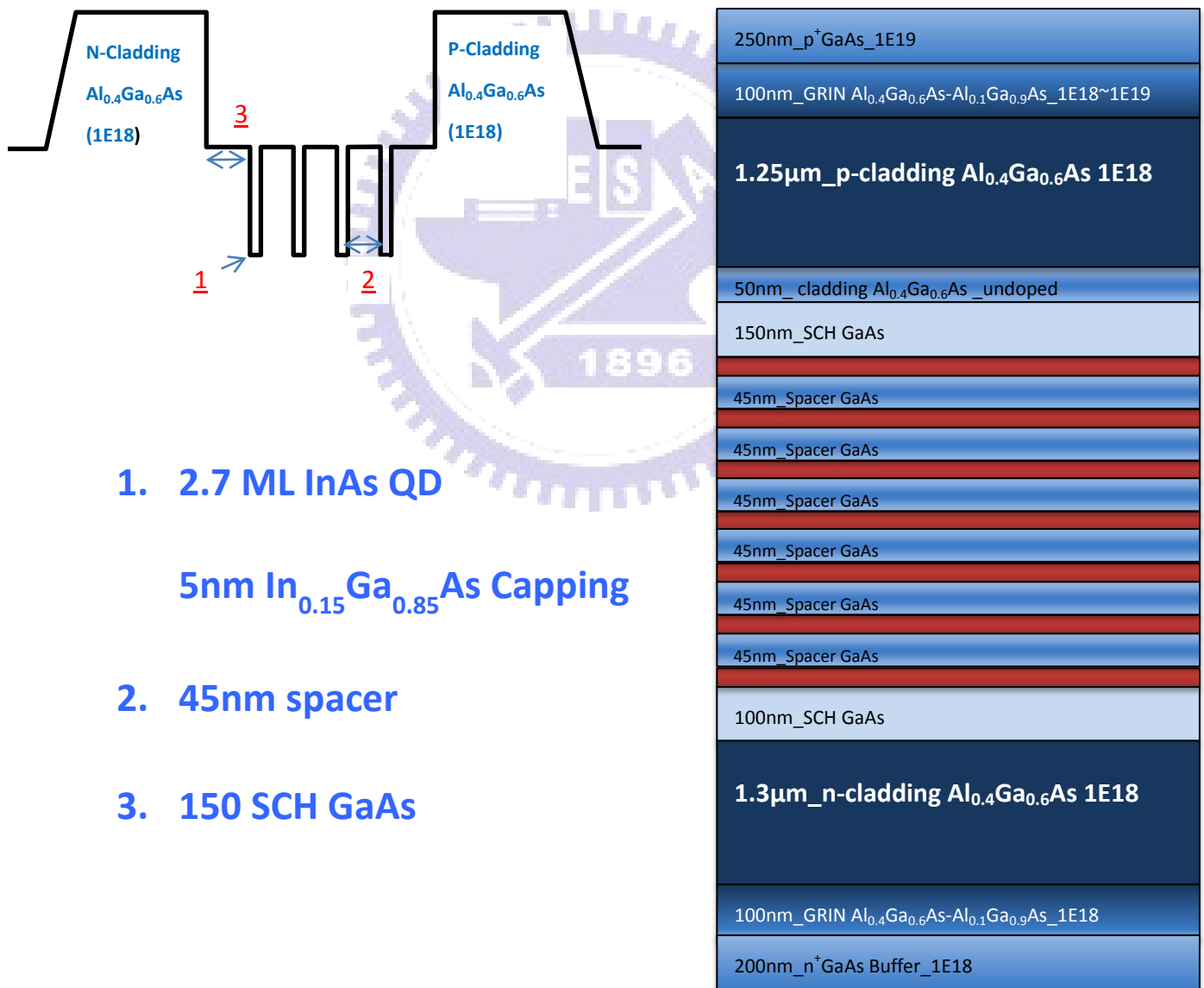


圖 4-1-2 QW Rn727 磊晶結構圖與能帶示意圖

C. Rn913 七層量子點雷射

利用分子束磊晶成長，主動層(active layer)由 7 層量子點所組成，並覆蓋 5nm 的 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ ，層與層之間以 45nm 的 GaAs 間隔，主動層上下各被 1.3 μm 厚的 $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ cladding 及 150nm 的 SCH GaAs 所包覆以侷限光。



1. 2.7 ML InAs QD
5nm $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ Capping
2. 45nm spacer
3. 150 SCH GaAs

圖 4-1-3 QD Rn913 磊晶結構圖與能帶示意圖

4.2 實驗結果與討論

我們針對不同量子井與量子點做一系列的實驗分析與討論。一開始我們先利用 Rn640 量子井雷射做 DBR 條件的測試，再來藉由 RN727 量子井雷射做不同鏡面組合的雷射數據分析比較，進而求出其反射率，最後再將 DBR 鏡面應用於 Rn913 量子點雷射上。下圖中為實驗分析樹狀圖，藉由此圖我們可快速地了解數據分析的過程。

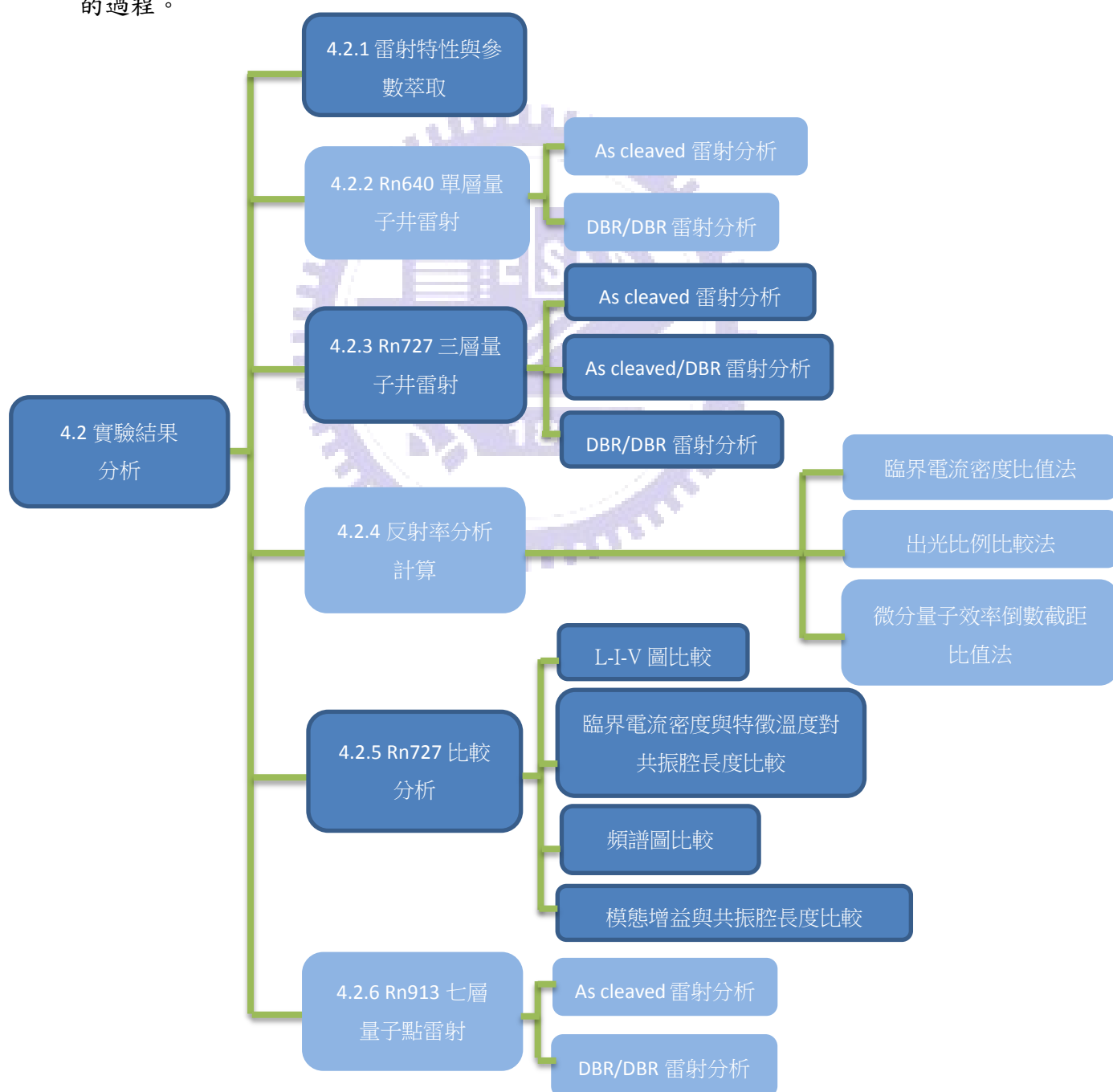


圖 4-2-1 實驗分析樹狀圖

4.2.1 雷射特性與參數萃取:

在製作 DBR 雷射之前，我們藉由自然劈裂鏡面的雷射萃取其雷射參數。分別量測不同長度的雷射 L-I-V 及頻譜(Spectrum)，我們可從臨界電流(I_{th})及斜率效率(η_s)，求得微分量子效率(differential quantum efficiency, η_d)，並取其倒數對不同的雷射共振腔長度作圖。如圖所示。此直線在L=0的截距即為 $1/\eta_i$ ，而此直線的斜率即為 $\alpha_i / [\eta_i \ln(1/R)]$ ，其中R為劈裂鏡面的反射率。藉由這種參數分析，我們可以得到雷射結構的 α_i 以及 η_i ，進而判斷此半導體雷射磊晶結構須改善的方向。

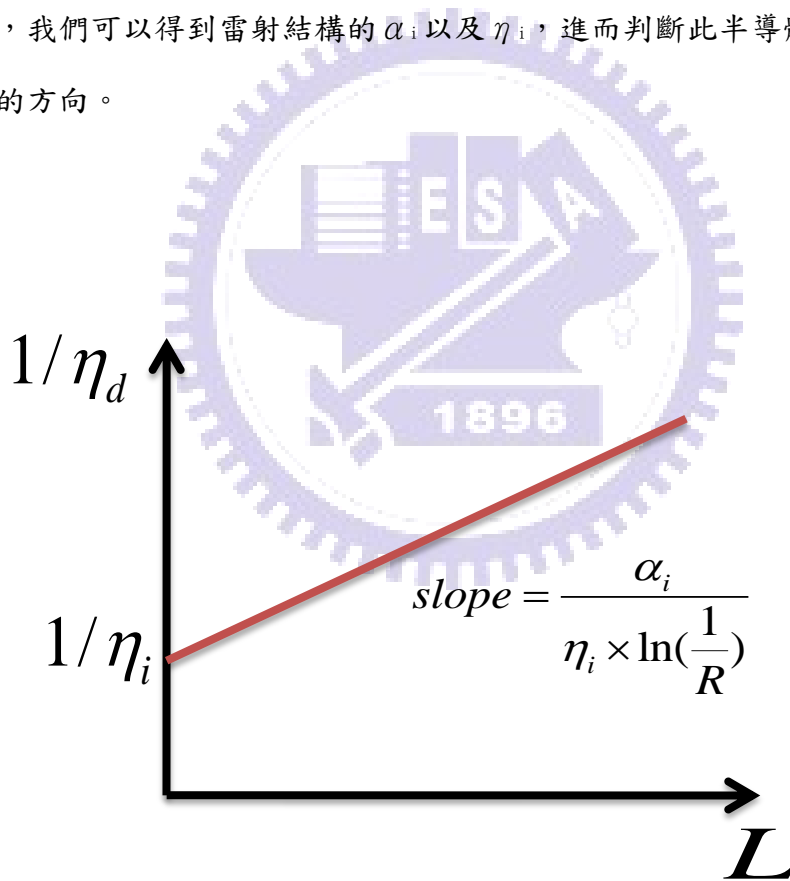


圖 4-2-1.1 $1/\eta_d$ 對共振腔長度 L 作圖

4.2.2 Rn640 單層量子井雷射

A. Rn640 單層量子井雷射(自然劈裂鏡面):

我們把雷射分別劈裂成五種不同的長度並萃取其雷射參數，由圖 4-2-2.1 我們可以知道雷射的起始電流和斜率效率，進而計算出雷射的外部量子效率，外部量子效率倒數對共振腔長度做圖後，從擬合的直線和外部量子效率倒數的截距，求出內部量子效率 η_i 為 0.70，擬合直線的斜率可以求出內部損耗 α_i 為 $4.41(\text{cm}^{-1})$ ，由 $g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)$ 得到不同共振腔的增益，利用模態增益對臨界電流密度作圖，擬合不同共振腔長度的模態增益，可以得到雷射的飽和增益與透明電流密度，當共振腔寬度為 $20\mu\text{m}$ 時，飽和增益與透明電流密度分別為 34cm^{-1} 與 $176(\text{A}/\text{cm}^2)$ 。

將萃取出雷射基本參數整理成表格後如下：

Rn640	λ (nm)	α_i (cm^{-1})	η_i	g_{sat} (cm^{-1})
QWLD	961	4.41	0.70	34

表 4-2-2.1 Rn640 雷射基本參數

圖 4-2-2.7 為臨界電流密度與共振腔長度作圖，我們亦可發現當共振腔長度減少時，臨界電流密度會上升。主要的原因是短的共振腔其鏡面損耗較大，臨界增益較高，臨界電流載子密度也因此提升。當損耗接近飽和增益時，容易逃脫主動層而產生漏電流，因此更短的共振腔所需要的臨界電流密度就會更多。

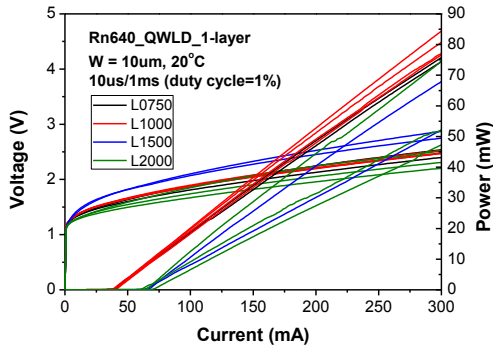


圖 4-2-2.1 LIV W10μm

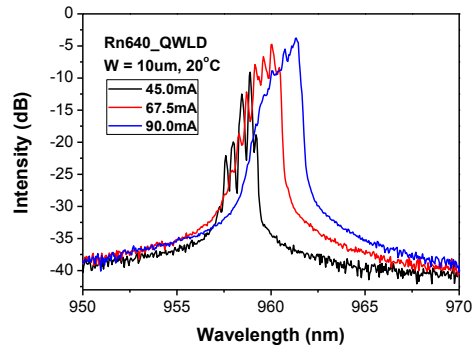


圖 4-2-2.2 Spectrum W10μm

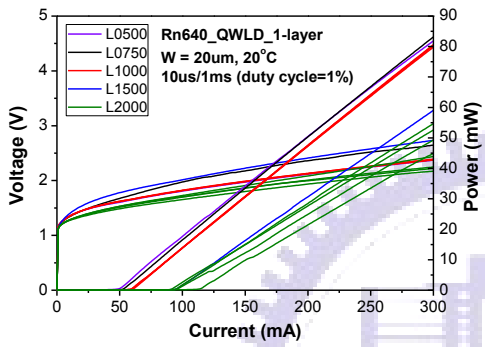


圖 4-2-2.3 LIV W20μm

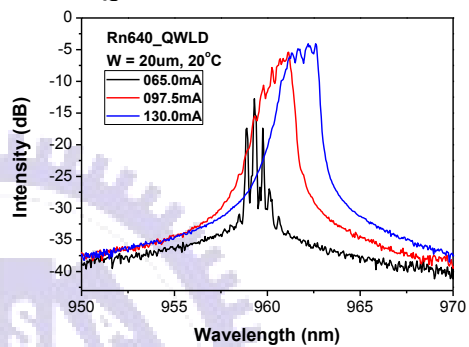


圖 4-2-2.4 Spectrum W20μm

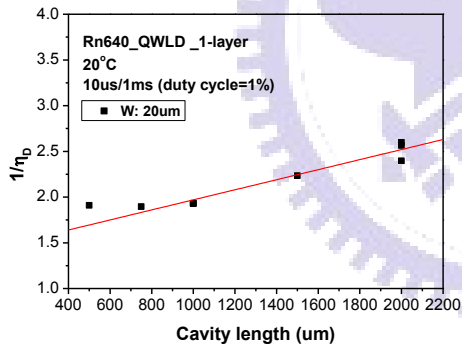


圖 4-2-2.5 $1/\eta_d$ 對 L 作圖

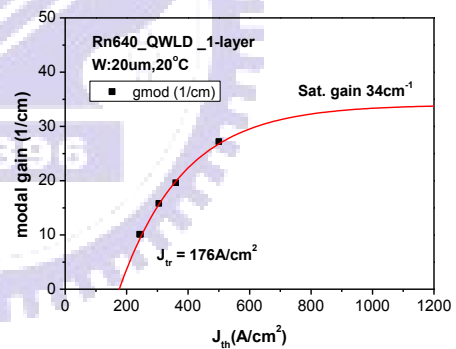


圖 4-2-2.6 W=20μm 飽和增益圖

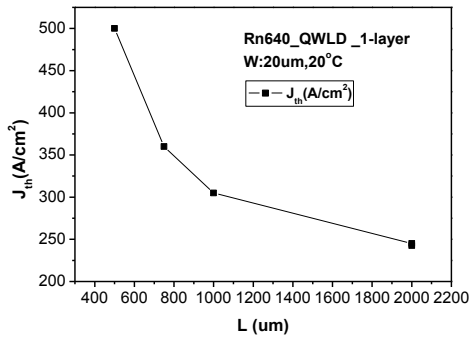


圖 4-2-2.7 J_{th} 對 L 作圖

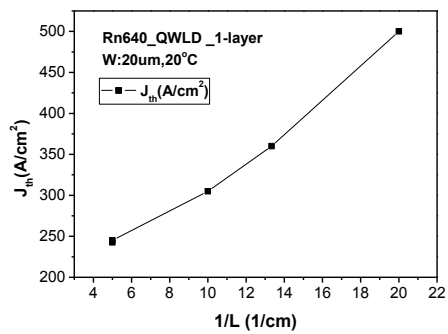


圖 4-2-2.8 J_{th} 對 $1/L$ 作圖

B. Rn640 單層量子井雷射(DBR 鏡面):

在共振腔長度的縮減過程，由於熱效應漸漸明顯，使得共振腔長在 200 μm 後的斜率效率開始下降，我們從頻譜分析發現，共振腔長縮小至 75 μm 後波長由 960nm 降至 890nm 左右，應為基態增益不足以克服損耗產生基態雷射，轉由激發態增益來克服損耗，產到激發態雷射。其中本元件最短的共振腔長度為 30 μm ，臨界電流為 33.27mA，而共振腔長度 150 μm 具有最低的臨界電流 7.81mA。

另外，隨著共振腔長度的縮減，由頻譜可輕易看出模距漸漸增加，模距也大致與理論值相符，下表為理論模距。

cavity(μm)	500	400	300	250	200
mode spacing(nm)	0.26	0.33	0.44	0.52	0.65
cavity(μm)	150	100	75	50	30
mode spacing(nm)	0.87	1.31	1.50	2.25	3.75

表 4-2-2.2 Rn640 理論模距

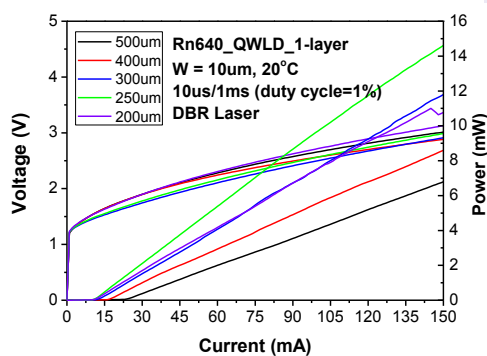


圖 4-2-2.9 較長共振腔之 LIV

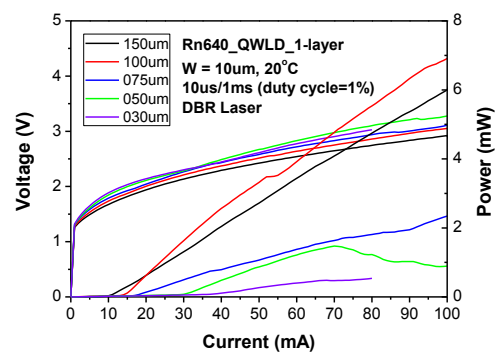


圖 4-2-2.10 較短共振腔之 LIV

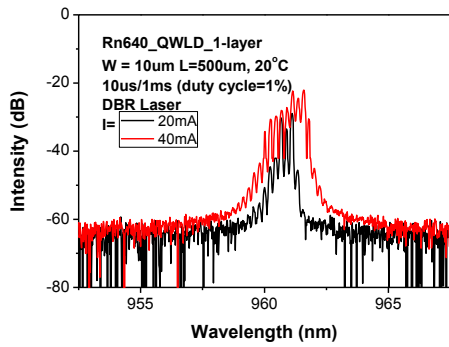


圖 4-2-2.11 共振腔長 500μm 之 Spectrum

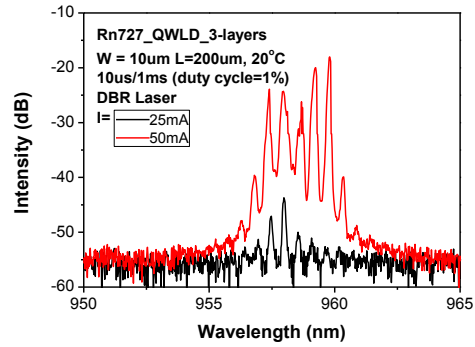


圖 4-2-2.12 共振腔長 200μm 之 Spectrum

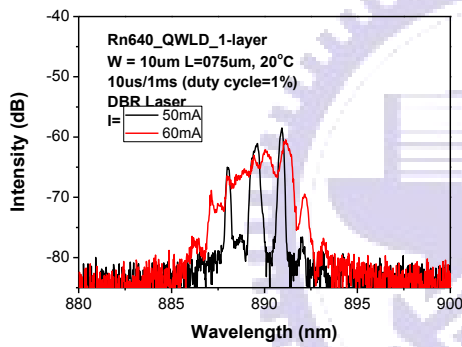


圖 4-2-2.13 共振腔長 75μm 之 Spectrum

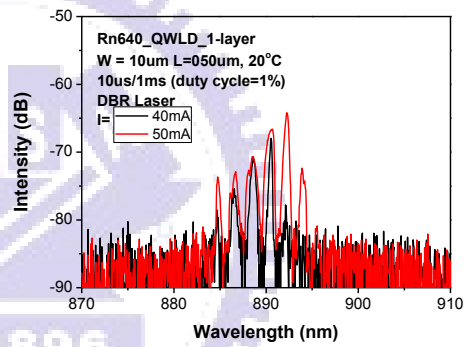


圖 4-2-2.13 共振腔長 50μm 之 Spectrum

4.2.3 Rn727 三層量子井雷射

A. Rn727 三層量子井雷射(自然劈裂鏡面):

我們把雷射分別劈裂成八種不同的長度並萃取其雷射參數，從圖 4-2-3.1 資料我們可以計算出雷射的外部量子效率，將其倒數後對共振腔長度作圖，圖 4-2-3.7 可從截距求出內部量子效率 η_i 為 0.85，擬合直線的斜率可以求出內部損耗 α_i 為 $4.15(\text{cm}^{-1})$ ，然而由於三層量子井的增益非常高，由圖 4-2-3.8 可發現當共振腔長度短到 $250\mu\text{m}$ 時，其臨界電流密度仍未有趨近飽和的現象，因此僅能推斷其飽和增益大於 100cm^{-1} 以上，但我們仍然可以求出透明電流密度在共振腔寬度為 $10\mu\text{m}$ 時，為 $361(\text{A}/\text{cm}^2)$ 。

將萃取出雷射基本參數整理成表格後如下：

Rn727	λ (nm)	α_i (cm^{-1})	η_i	g_{sat} (cm^{-1})	J_{tr} (A/cm^2)
QWLD	1004	4.152	0.847	Over 90	367

表 4-2-3.1 Rn727 雷射基本參數

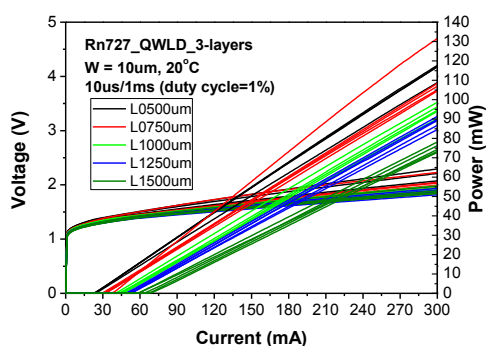


圖 4-2-3.1 較長共振腔之 LIV $W10\mu\text{m}$

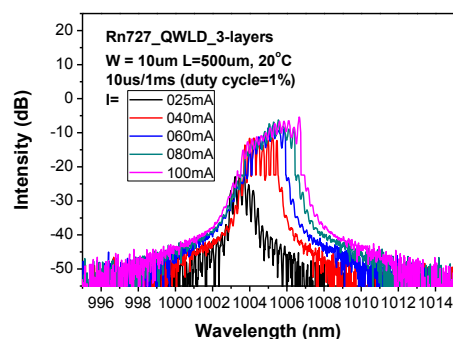


圖 4-2-3.2 較長共振腔之 Spectrum $W10\mu\text{m}$

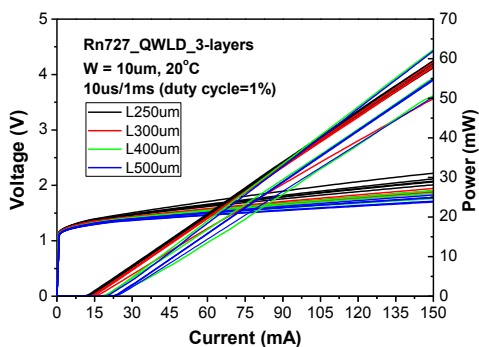


圖 4-2-3.3 較短共振腔之 LIV $W10\mu\text{m}$

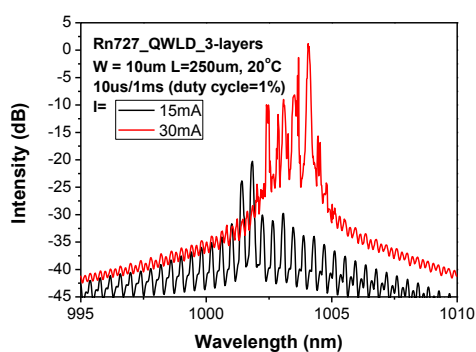


圖 4-2-3.4 較短共振腔之 Spectrum $W10\mu\text{m}$

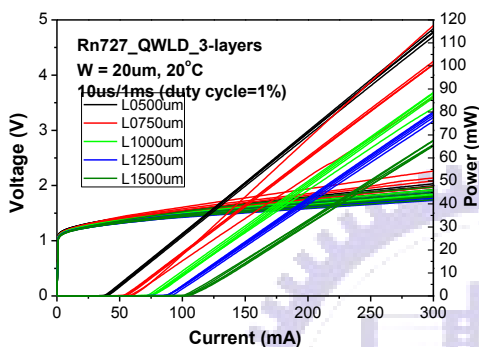


圖 4-2-3.5 較長共振腔之 LIV $W20\mu\text{m}$

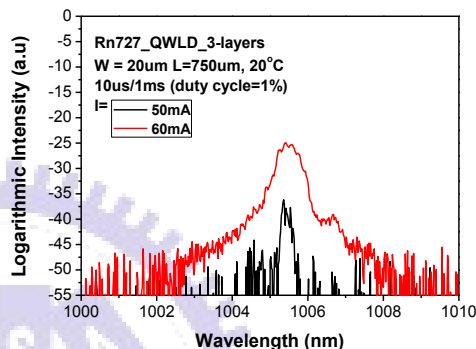


圖 4-2-3.6 較長共振腔之 Spectrum $W20\mu\text{m}$

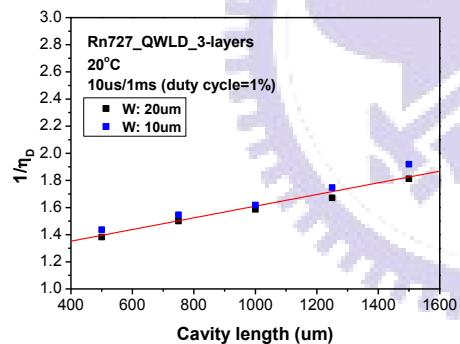


圖 4-2-3.7 $1/\eta_d$ 對 L 作圖

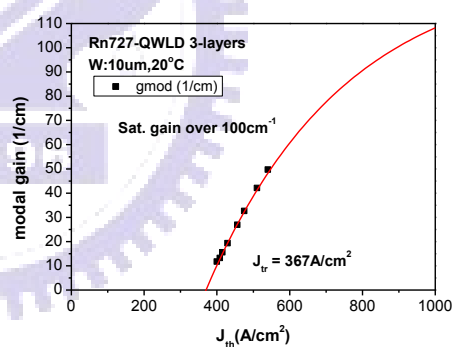


圖 4-2-3.8 $W10\mu\text{m}$ 之飽和增益圖

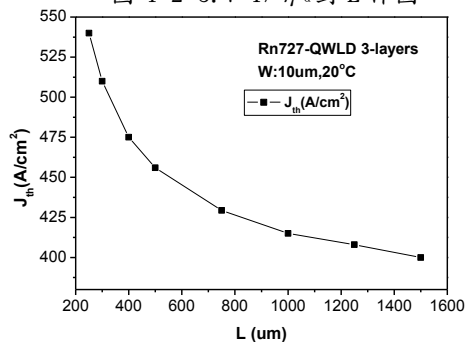


圖 4-2-3.9 J_{th} 對 L 作圖

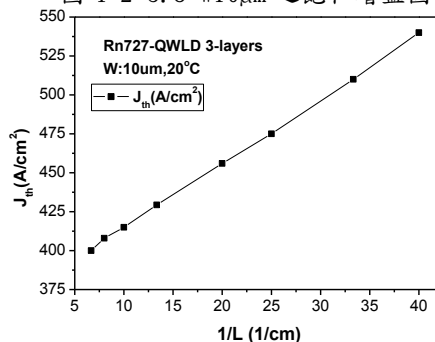


圖 4-2-3.10 J_{th} 對 $1/L$ 作圖

B. Rn727 三層量子井雷射(1-DBR 鏡面):

利用自然劈裂鏡面的雷射萃取出參數後，接下來我們將以 Rn727 比較單邊 DBR 鏡面與兩邊皆 DBR 鏡面的雷射其雷射特性與分析。其中單邊 DBR 鏡面的雷射另一端亦為自然劈裂鏡面($R=0.32$)，量測過程皆由自然劈裂鏡面端進行量測，以下簡稱 1-DBR 雷射(As cleaved/DBR 雷射)。

1-DBR 雷射增加了單邊鏡面的反射率，鏡面損耗下降，因此臨界電流下降。由 L-I-V 圖可發現當共振腔長低於 $100\mu\text{m}$ 後，損耗增大開始接近飽和增益，這時產生漏電流的機率漸增，導致臨界電流愈來愈大，斜率效率隨著灌進的電流增加慢慢變小。最短的共振腔長為 $50\mu\text{m}$ ，臨界電流為 15.92mA 。最小臨界電流發生於共振腔長為 $100\mu\text{m}$ ，為 9.26mA 。下表列出各共振腔長之臨界電流。

cavity(μm)	450	350	250	200
I_{th}(mA)	17.53	14.21	10.72	9.867
cavity(μm)	150	100	75	50
I_{th}(mA)	9.92	9.26	9.97	15.92

表 4-2-3.2 1-DBR 雷射各共振腔長度之臨界電流

圖 4-2-3.14 可以發現，由於共振腔長愈短，電流載子密度上升，必須填至較高的能態，因此當共振腔長度縮減時，波長會有藍移的現象。圖中亦可發現，當共振腔長度縮減至 $50\mu\text{m}$ 時，其臨界電流載子密度太高，藍移的現象更為明顯。

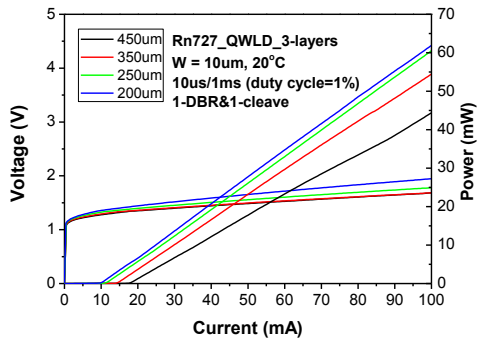


圖 4-2-3.11 較長共振腔之 LIV

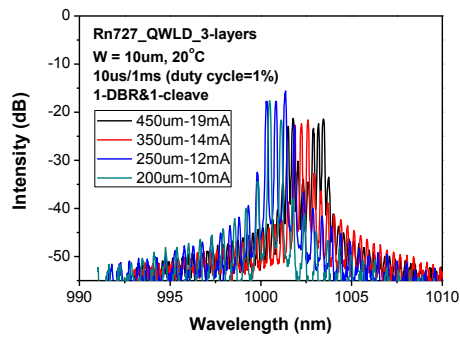


圖 4-2-3.12 較長共振腔之 Spectrum

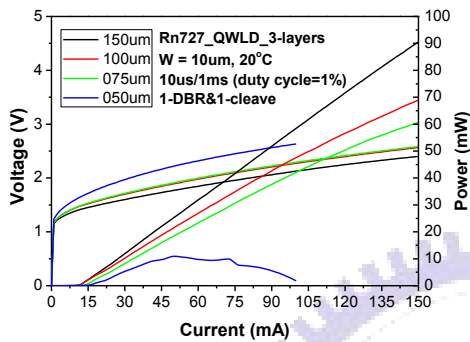


圖 4-2-3.13 較短共振腔之 LIV

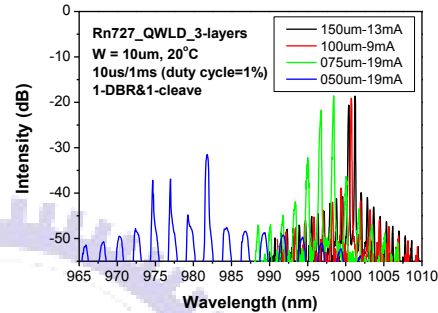


圖 4-2-3.14 較短共振腔之 Spectrum

C. Rn727 三層量子井雷射(DBR 鏡面):

當兩邊鏡面都由 DBR 鏡面取代後，所需的臨界電流又更低。最短的共振腔長度為 $30\mu\text{m}$ ，臨界電流為 4.62mA 。最小臨界電流發生於共振腔長度 $50\mu\text{m}$ ，為 4.27mA 。下表為列出各共振腔長之臨界電流。

cavity(μm)	500	400	300	250	200
$I_{\text{th}}(\text{mA})$	17.6	14.45	11.34	9.25	8.31
cavity(μm)	150	100	75	50	30
$I_{\text{th}}(\text{mA})$	6.82	5.58	4.73	4.27	4.62

表 4-2-3.3 DBR 雷射各共振腔長度之臨界電流

在縮短共振腔長度的過程中，我們發現 L-I 圖斜率有時會稍微有些曲折，利用頻譜分析確認後，研判應為製程的不均勻，使得主要模態(main mode)變換時，光強呈現不連續的現象。

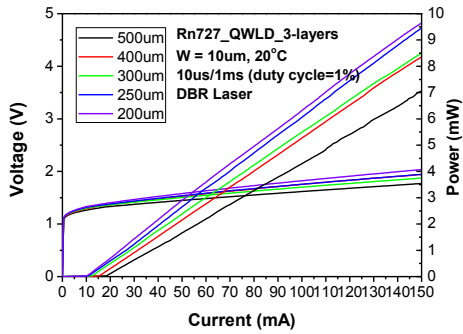


圖 4-2-3.15 較長共振腔之 LIV

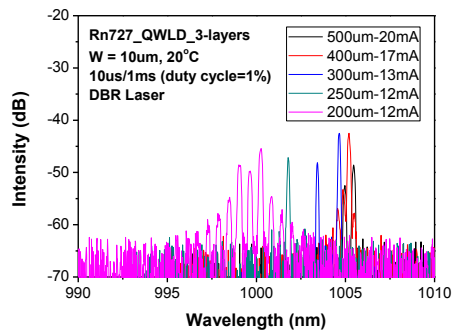


圖 4-2-3.16 較長共振腔之 Spectrum

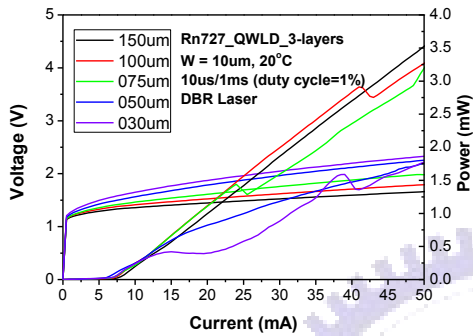


圖 4-2-3.17 較短共振腔之 LIV

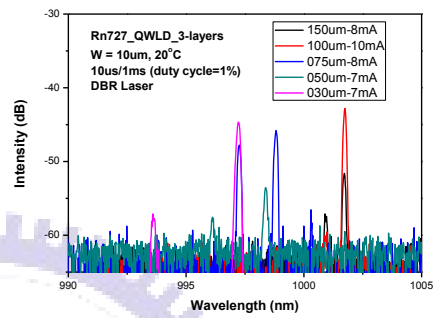


圖 4-2-3.18 較短共振腔之 Spectrum

接下來我們做了變溫的量測。由圖 4-2-3.19 至圖 4-2-3.26 可知，當操作溫度愈高，臨界電流密度愈高，內部量子效率也會愈低。共振腔長度越長，其特徵溫度越大，對溫度敏感性越低，其原因為當共振腔越長時，鏡面損耗越低，所需要的增益較小，所以 thermally escape 損失的載子並不會對增益造成嚴重的影響，因此不需要增加大量的電流來補充載子增加增益。下表即可驗證，隨著共振腔的縮減，特徵溫度愈來愈低，斜率效率也愈來愈低，甚至尺度在 30 μm 時，由於本身所需的增益過大，當溫度上升，漏電流變得更嚴重，因此必須增加電流密度以維持臨界條件，其特徵溫度也不再是定值。

cavity(μm)	500	400	300	250	200
$T_0(\text{K})$	137.36	137.74	136.98	133.16	141.44
cavity(μm)	150	100	75	50	30
$T_0(\text{K})$	112.61	92.42	89.67	81.77	48.43

表 4-2-3.4 DBR 雷射各共振腔長度之特徵溫度

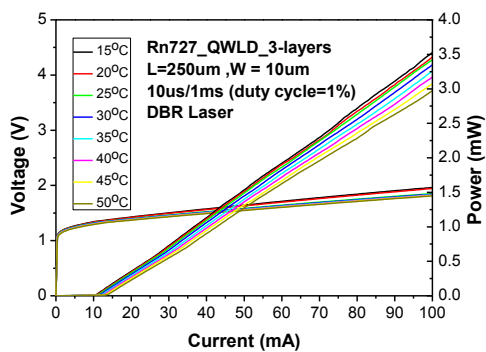


圖 4-2-3.19 共振腔長 250 μm 之變溫 LIV

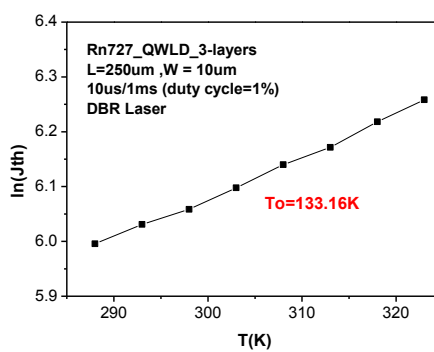


圖 4-2-3.20 J_{th} 隨溫度變化圖 250 μm

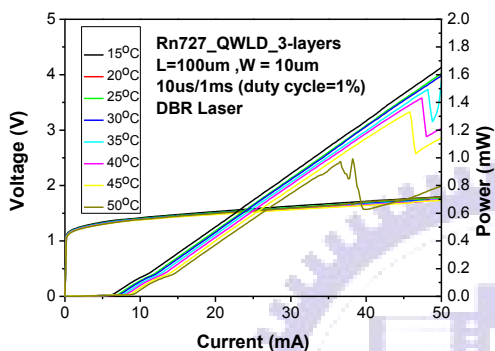


圖 4-2-3.21 共振腔長 100 μm 之變溫 LIV

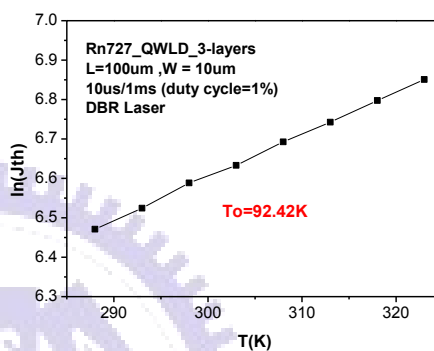


圖 4-2-3.22 J_{th} 隨溫度變化圖 100 μm

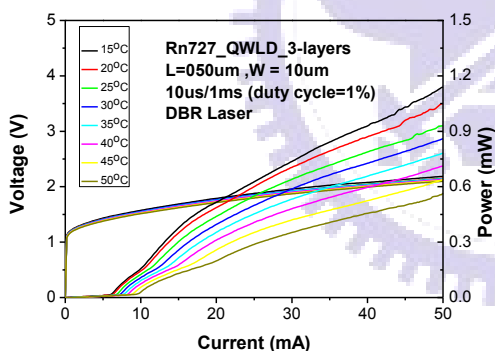


圖 4-2-3.23 共振腔長 50 μm 之變溫 LIV

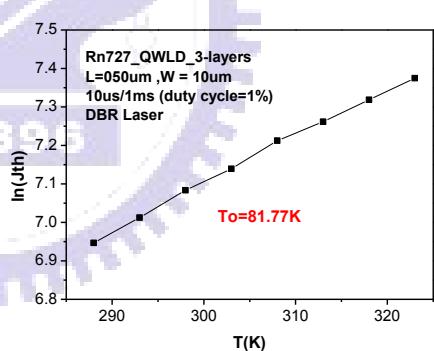


圖 4-2-3.24 J_{th} 隨溫度變化圖 50 μm

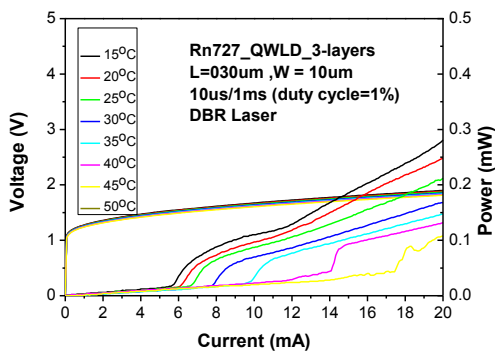


圖 4-2-3.25 共振腔長 30 μm 之變溫 LIV

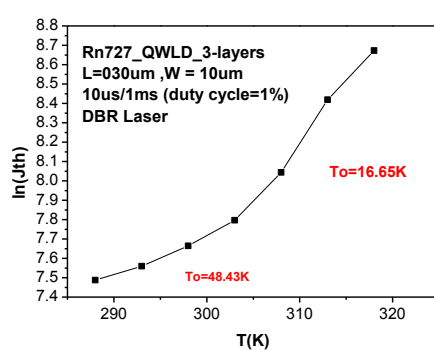


圖 4-2-3.26 J_{th} 隨溫度變化圖 30 μm

最後我們討論波長與溫度的變化，如圖 4-2-3. 27。當共振腔長度較長時，由於模距較密，因此當溫度上升時，主要模態會不停的改變，波長紅移的現象由能隙變化主導。當共振腔開始縮小時，模距漸漸增加，主要模態開始不容易跳到下一個縱模，我們必須開始考慮共振腔折射率的變化，因此出現模態跳躍(mode hopping)的現象，但波長紅移的現象仍由能隙變化主導。當共振腔非常小時，我們可以看到主要模態已經非常不容易跳至下一個縱模，波長紅移的現象開始由共振腔折射率的變化主導。圖 4-2-3. 28 亦可看到溫度變化時頻譜跳躍的情形，也證實微共振腔的確能以單模態產生雷射光。

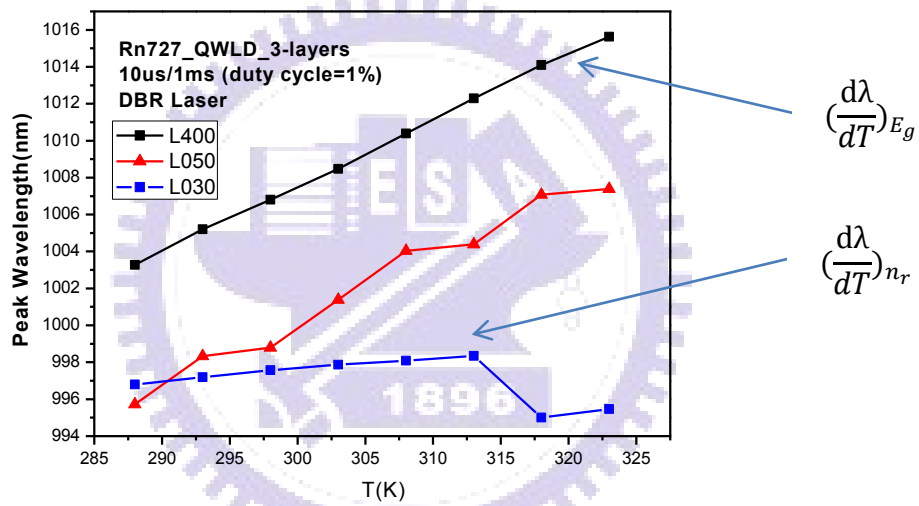


圖 4-2-3.27 波長隨溫度變化圖

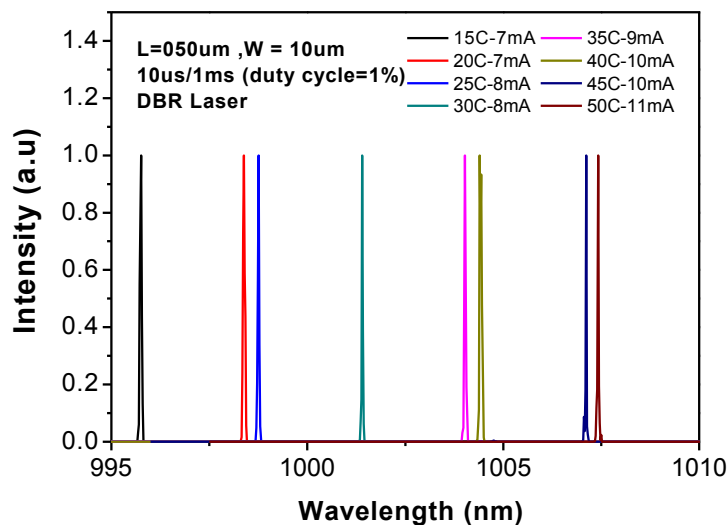


圖 4-2-3.28 共振腔長 50μm 之變溫 Spectrum

4.2.4 反射率分析計算

反射率的高低將會影響斜率效率與臨界增益的高低，因此反射率的值是 DBR 雷射中相當重要的參數。又計算反射率的方式並不只有一種，如何算出可信的反射率是重要的課題。由於製程的不穩定，藉由不同雷射的斜率效率比較計算反射率並不是較可信的方式，因此我們使用差異不大的起始電流密度求反射率。

A. 臨界電流密度比較法

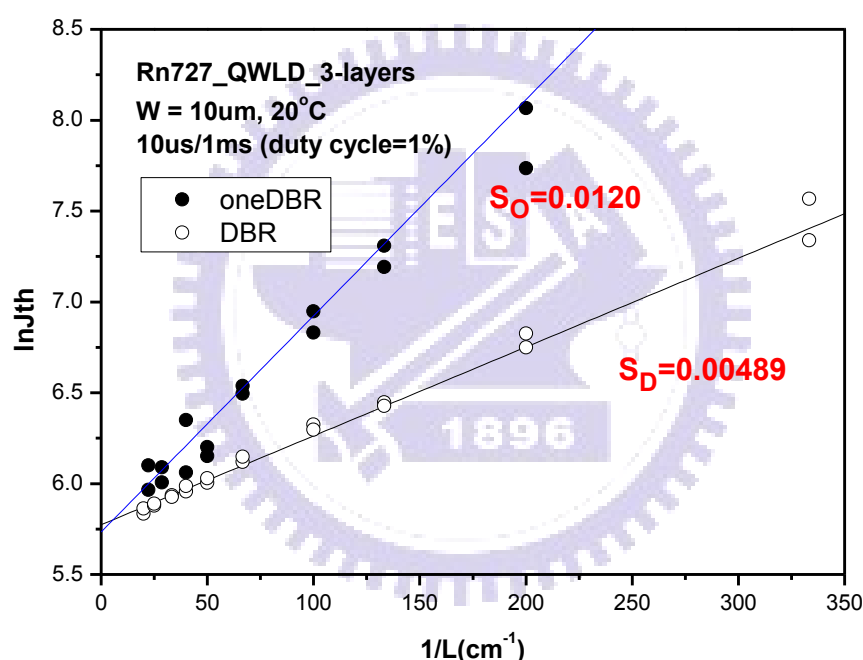


圖 4-2-4.1 J_{th} 隨 $1/L$ 變化圖

圖 4-2-4.1 的 η_o 與 η_D 分別為 1-DBR 雷射與 DBR 雷射的臨界電流密度與共振腔倒數斜率，由式(2.32)可知， $\frac{\ln(J_{th})}{1/L} \propto \ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right)$ ，將斜率代入式(2.32)後可得：

$$\frac{0.0120}{0.00489} = \frac{\ln\left(\frac{1}{0.32 * R}\right)}{\ln\left(\frac{1}{R * R}\right)},$$

求出反射率為 0.75。

B. 出光比例比較法

然而一般常用來計算 DBR 鏡面反射率的方法是分別對 1-DBR 雷射兩側進行量測，利用其出光比來求出反射率。

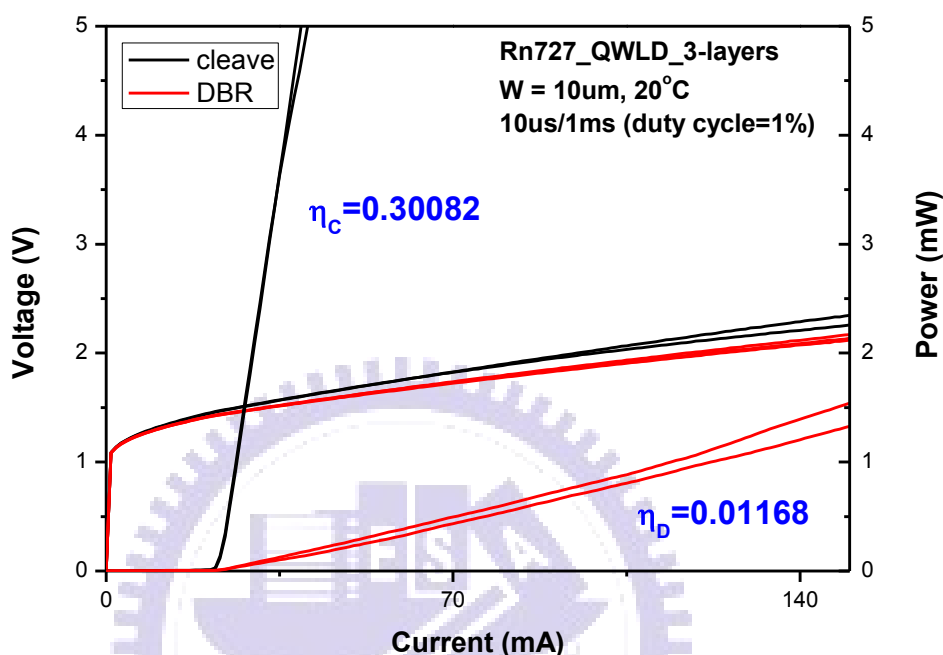


圖 4-2-4.2 1-DBR 雷射兩端 LIV

圖 4-2-4.2 中 η_c 與 η_D 分別為自然劈裂面與 DBR 鏡面出光的斜率效率，將式 (2.37) 代入後可得：

$$\frac{0.01168}{0.30082} = \frac{(1-R)\sqrt{0.32}}{0.68\sqrt{R}}$$

求出 R 值為 0.954。

然而我們無法完整偵測到 DBR 端所有的光強，必須考慮一散射率 S，因此透射率必須由原本的 1-R 改寫為 1-R-S。將式 (2.38) 改寫後可得：

$$\frac{0.01168}{0.30082} = \frac{(1-R-S)\sqrt{0.32}}{0.68\sqrt{R}}$$

當 R 值假設為 0.75 時，可求得 S 值為 0.21。

C. 微分量子效率倒數截距比值法

為了再次證明反射率與散射率值的準確度，我們再使用另一種計算反射率的方法。

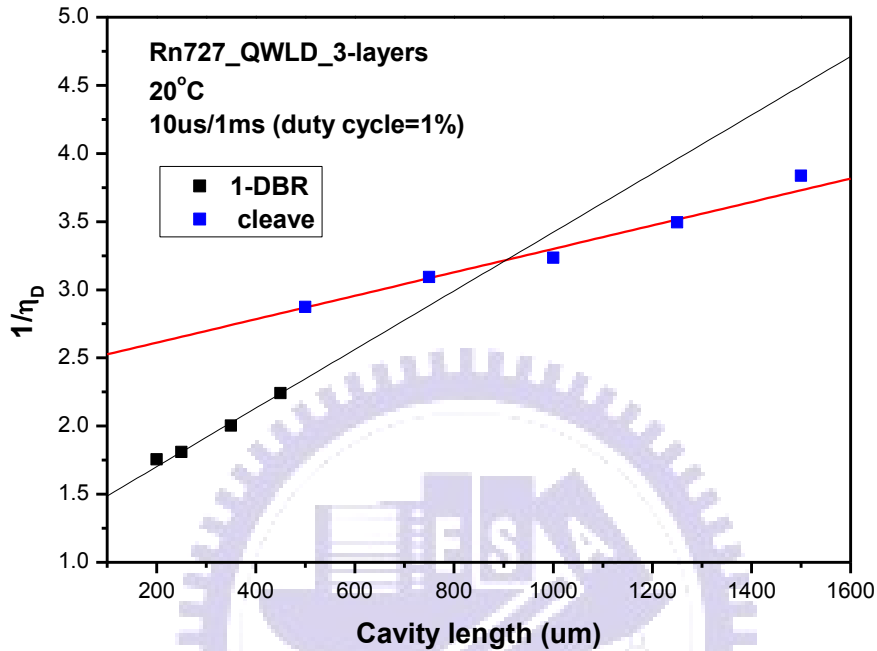


圖 4-2-4.3 $1/\eta_d$ 對 L 作圖

上圖為微分量子效率倒數與長度作圖，其微分量子效率皆為單邊出光(自然劈裂鏡面)，由式(2.42)可得：

$$\left(\frac{1}{1 + \frac{1}{\frac{0.68}{1-R-S\sqrt{0.32}}}}} \right) \frac{1}{\frac{1}{2}} = \frac{2.44}{1.272}$$

當 S 為 0.21 時，即可求得 R 值為 0.745。

因此由上述三種方法可求得：

$$\mathbf{R \cong 0.75}$$

$$\mathbf{S \cong 0.21}$$

4.2.5 Rn727 比較分析:

我們將上述不同鏡面的雷射數據整理做比較。以下將雙面鏡面皆為自然劈裂面雷射簡稱 cleaved 雷射，單邊自然劈裂面鏡面與單邊 DBR 鏡面雷射簡稱 1-DBR 雷射，雙面皆為 DBR 的雷射稱為 DBR 雷射。

A. L-I-V 圖比較

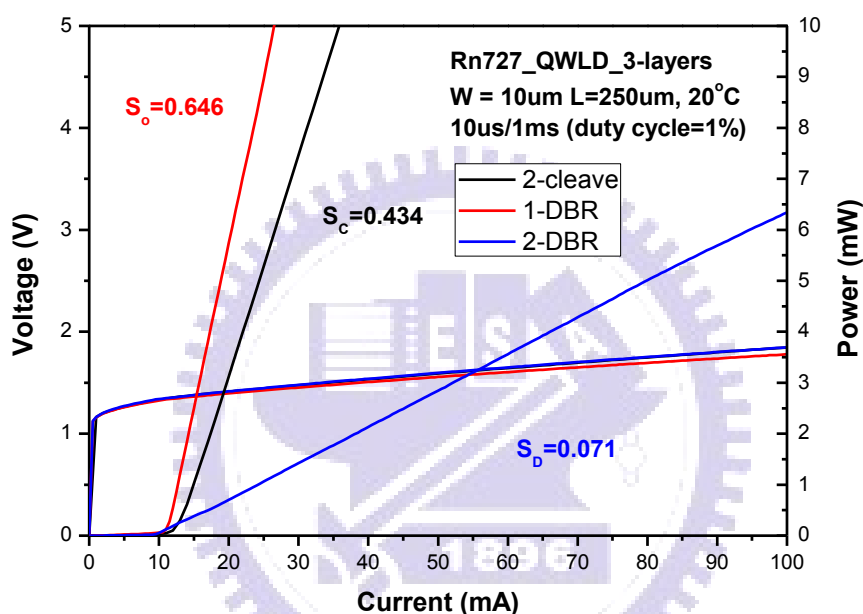


圖 4-2-5.1 不同鏡面雷射 LIV

比較 cleaved 雷射與 1-DBR 雷射的斜率效率可發現，當鏡面反射率提升後，斜率即提升約 48.8%，推算反射率約 70%。而 DBR 雷射的斜率效應明顯比另外兩種雷射小，其原因為當兩邊反射率皆提升時，相對透射率會大大降低，因此出光強度不如其他雷射，又因 DBR 在收光的過程中，無法像自然劈裂鏡面收集到絕大部分的光，必須考慮 DBR 散射項，因此其斜率也低於理論斜率。

下表列出三種雷射之臨界電流值。隨著鏡面反射率上升，鏡面損耗會漸漸下降，所需要的臨界電流也漸漸降低。

Rn727	Cleaved	1-DBR	DBR
I _{th} (mA)	11.72	10.24	9.25

表 4-2-5.1 不同鏡面雷射之臨界電流

B. 臨界電流密度與特徵溫度對共振腔長度比較

由 $g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)$ 可知，當反射率愈高時，其臨界增益愈低，所需的臨界電流密度也愈低。這意味著臨界載子濃度跟著降低，而較低的臨界載子濃度減少逃脫主動層形成漏電流的機率，因此 DBR 雷射縮減到更短的共振腔時，才需要增加臨界電流密度以填補漏電流的產生。同理，當所需要的增益較小時，溫度上升所造成 thermally escape 損失的載子並不會對增益造成嚴重的影響，因此較高的反射率不需要增加大量的電流來補充載子增加增益，其特徵溫度就較大。

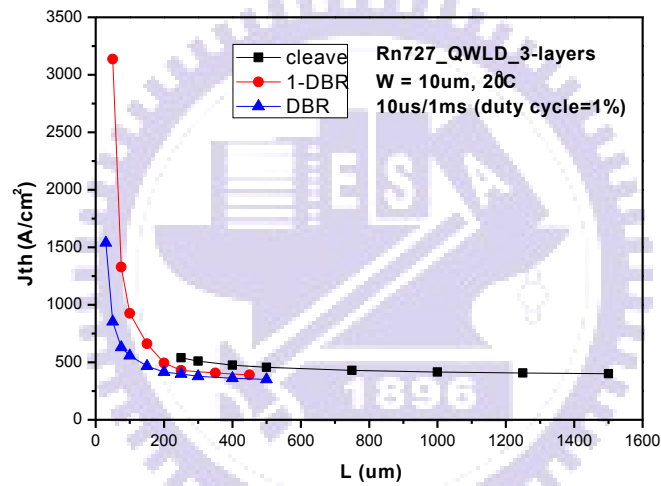


圖 4-2-5.2 不同鏡面雷射 J_{th} 隨 L 變化圖

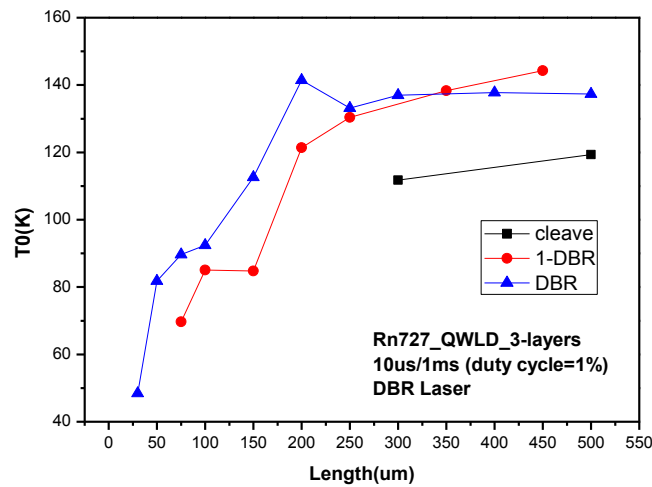


圖 4-2-5.3 不同鏡面雷射 T_0 隨 L 變化圖

C. 頻譜圖比較

隨著反射率的提升，我們可以發現波長有紅移的現象，主要原因是因為較高的臨界增益所需要的臨界電流密度較大，當臨界電流密度增加時，就會往短波長移動。換句話說，當反射率提升時，所需要的臨界電流密度減少，因此波長即朝長波長移動。下表列出三種雷射主要模態的波長。

L=250 μ m	Cleaved	1-DBR	DBR
Peak wavelength(nm)	1001.20	1001.92	1002.66

表 4-2-5.2 不同鏡面雷射之波長

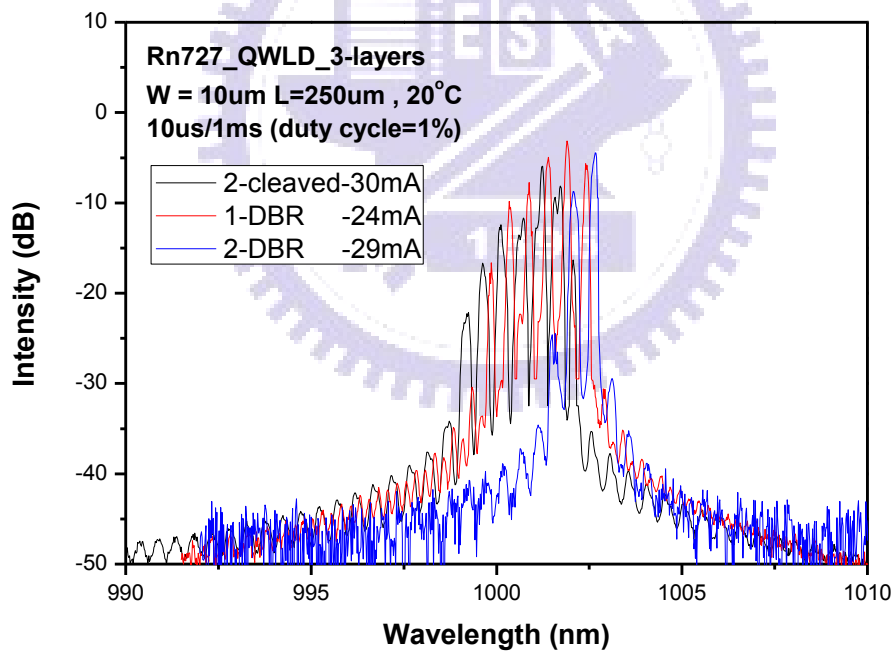


圖 4-2-5.4 不同鏡面雷射 Spectrum

D. 臨界增益與共振腔長度比較

反射率確定後，我們即可利用雷射基本參數求出各共振腔長度的臨界增益理論值。圖 4-2-5.5 及圖 4-2-5.6 分別為 Rn640 與 Rn727 不同鏡面的模態增益與共振腔長度比較圖。

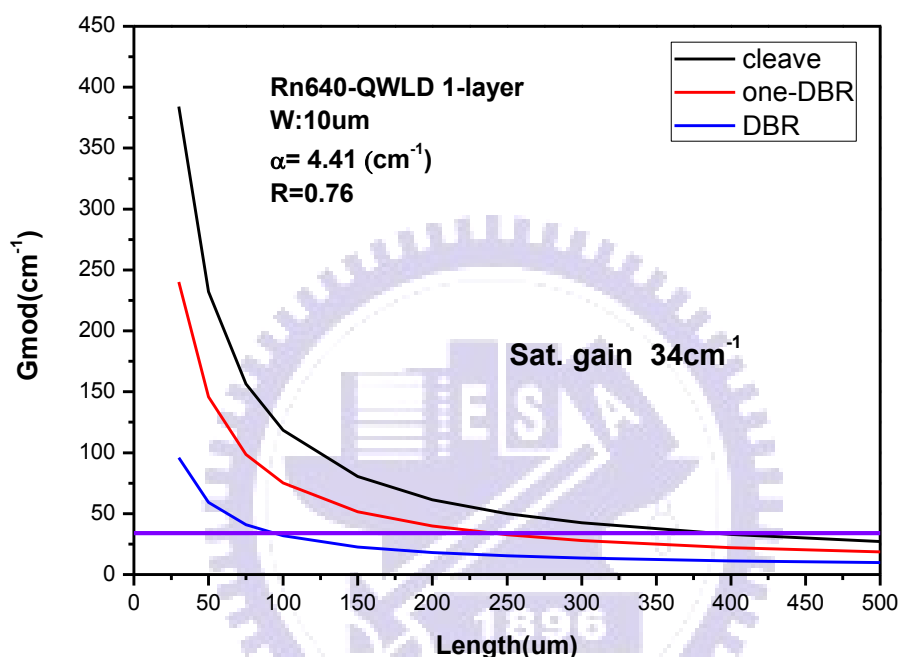


圖 4-2-5.5 Rn640 不同鏡面雷射模態增益隨共振腔長變化圖

由 $g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)$ 可知，當共振腔長度大於一定值時，其鏡面損耗的變動幅度並不大，模態增益增加的幅度也有限。隨著共振腔長度縮減，鏡面損耗的值開始大於內部損耗後，模態增益也開始大幅上升。然而提升反射率亦可降低鏡面損耗，因此當共振腔縮減時，我們可以延遲鏡面損耗大於內部損耗的時間。

Rn640 為單層量子井雷射結構，其飽和增益僅有 34cm^{-1} ，因此以 cleaved 雷射來說，共振腔必須高於 $400\mu\text{m}$ 以上才能滿足基態臨界條件。1-DBR 雷射可推進至 $250\mu\text{m}$ ，而 DBR 雷射則可推進至 $100\mu\text{m}$ 。先前在 4.2.2 節提及 Rn640 DBR 雷射在 $75\mu\text{m}$ 後，波長由 960nm 降至 890nm 左右，在此可以得到驗證。下表為不同鏡面雷射中最接近飽和增益的共振腔。

Rn640	Cleave	1-DBR	DBR
Length(μm)	400	250	100

表 4-2-5.3 Rn640 不同鏡面雷射最接近飽和增益之共振腔長度

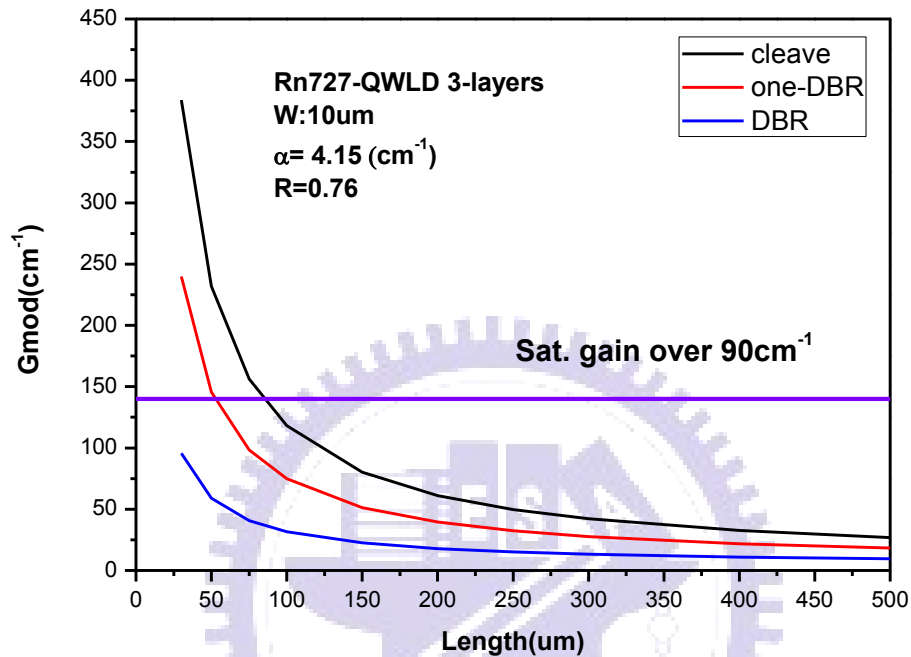


圖 4-2-5.6 Rn727 不同鏡面雷射模態增益隨共振腔長變化圖

Rn727 為三層量子井雷射結構，以一層量子井其飽和增益有 34cm^{-1} 推估，至少三層量子井其飽和增益應高於 90cm^{-1} 以上。由上圖可得知，1-DBR 雷射在 $150\mu\text{m}$ 以後模態增益開始快速上升，漏電流發生機率也越來越大，由表 4-2-3.2 可驗證 $150\mu\text{m}$ 以下的共振腔有較大臨界電流。以 cleave 雷射來說，共振腔必須高於 $100\mu\text{m}$ 以上才能滿足基態臨界條件。1-DBR 雷射可推進至 $50\mu\text{m}$ ，而 DBR 雷射則可推進至 $30\mu\text{m}$ 以下。下表為不同鏡面雷射中最接近飽和增益的共振腔。

Rn727	Cleave	1-DBR	DBR
Length(μm)	100	50	30

表 4-2-5.4 Rn727 不同鏡面雷射最接近飽和增益的共振腔長度

4.2.6 Rn913 七層量子點雷射

A. Rn913 七層量子點雷射(自然劈裂鏡面):

我們把雷射分別劈裂成六種不同的長度並萃取其雷射參數。由於量子點的增益較低，因此共振腔必須在 1750 μm 以上才能達到基態(GS)臨界條件(1300nm)，而 1250 μm 與 1500 μm 則落在第一激發態(ES:1221nm)。從圖 4-2-6.1 及圖 4-2-6.5 中我們可以計算出雷射的外部量子效率，將其倒數後對共振腔長度作圖，圖 4-2-6.7 可從截距求出內部量子效率 η_i 為 0.641，擬合直線的斜率可以求出內部損耗 α_i 為 2.337(cm^{-1})，由 $g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)$ 得到不同共振腔的增益，利用模態增益對臨界電流密度作圖，擬合不同共振腔長度的模態增益，可以得到雷射的飽和增益與透明電流密度，共振腔寬度為 10 μm 時，飽和增益與透明電流密度分別為 9.47 cm^{-1} 與 37.78A/ cm^2 。將萃取出來的雷射基本參數整理成表格後如下：

Rn913	λ (nm)	α_i (cm^{-1})	η_i	g_{sat} (cm^{-1})	J_{tr} (A/ cm^2)
QWLD	1300(GS)/1221(ES)	2.337	0.641	9.47	37.78

表 4-2-6.1 Rn913 雷射基本參數

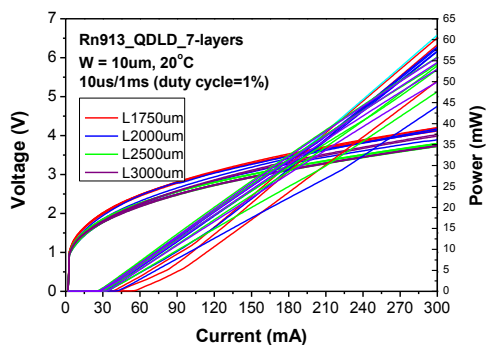


圖 4-2-6.1 GS LIV W10 μm

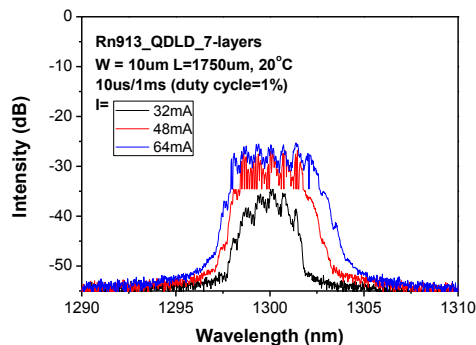


圖 4-2-6.2 GS Spectrum W10 μm

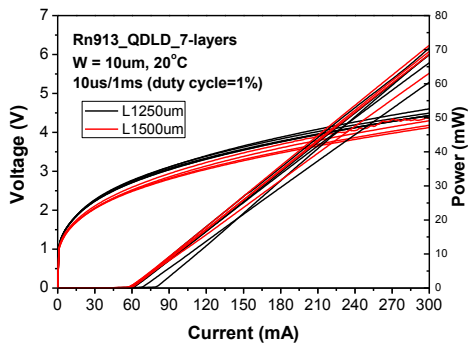


圖 4-2-6.3 ES LIV W10 μ m

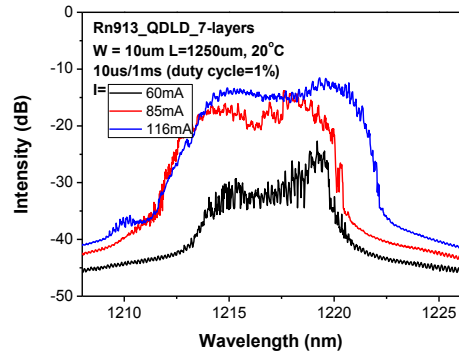


圖 4-2-6.4 ES Spectrum W10 μ m

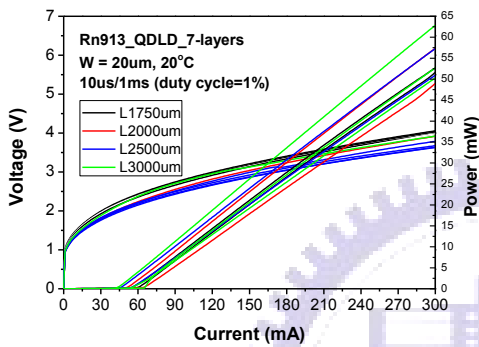


圖 4-2-6.5 GS LIV W20 μ m

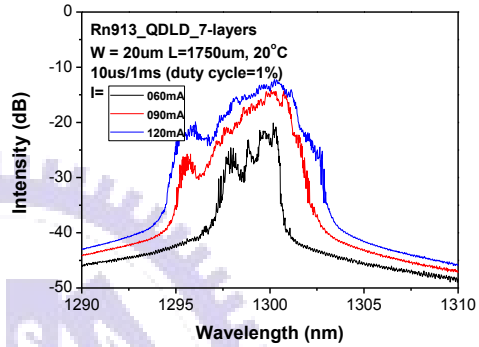


圖 4-2-6.6 GS Spectrum W20 μ m

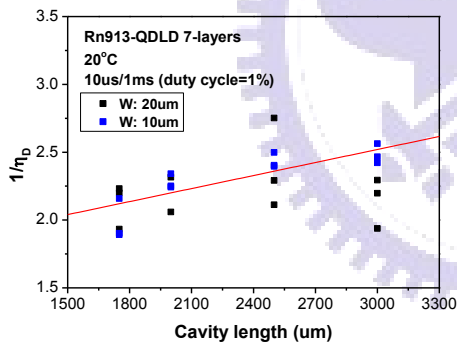


圖 4-2-6.7 $1/\eta_d$ 對 L 作圖

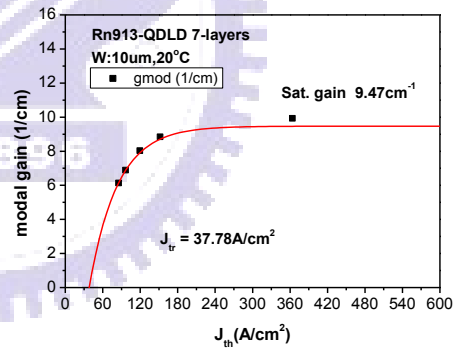


圖 4-2-6.8 W10 μ m 飽和增益圖

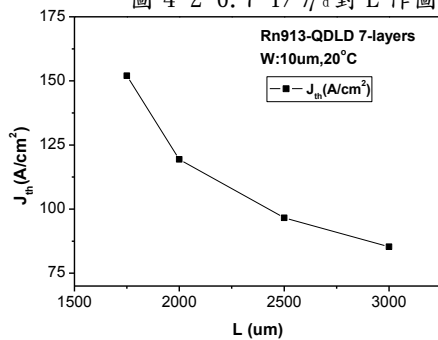


圖 4-2-6.9 J_{th} 對 L 作圖

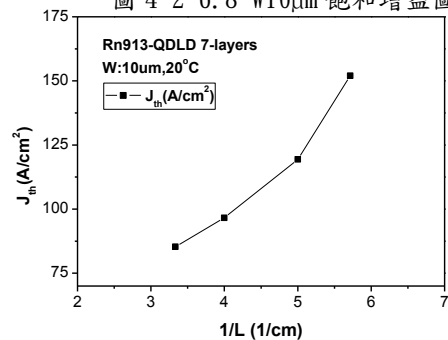


圖 4-2-6.10 J_{th} 對 $1/L$ 作圖

B. Rn913 七層量子點雷射(DBR 鏡面):

以一般 cleaved 雷射而言，欲將 Rn913 量子點雷射操作於基態波段，其共振腔長度必須高於 $1750\mu\text{m}$ 才能滿足基態的臨界條件。利用 DBR 鏡面增加反射率後，即可成功的將基態雷射推進至 $400\mu\text{m}$ ，其臨界電流為 15.44mA ，而共振腔 $500\mu\text{m}$ 具有最低臨界電流，其值為 4.91mA ，臨界電流密度可達到 98.34 A/cm^2 。

由 $g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)$ 可推算共振腔長度為 $500\mu\text{m}$ 、 $400\mu\text{m}$ 、 $300\mu\text{m}$ 、 $250\mu\text{m}$ 、 $200\mu\text{m}$ 的增益分別為 7.83cm^{-1} 、 9.20 cm^{-1} 、 11.48 cm^{-1} 、 13.31 cm^{-1} 、 16.06 cm^{-1} 。由圖 4-2-6.8 可知，基態的飽和增益為 9.47 cm^{-1} ，因此 $300\mu\text{m}$ 以下的共振腔都為第一激發態(1220nm)。與先前的量子井雷射相比，共振腔長度縮減的效果並沒有很好，其原因為 InAs 量子點先天的飽和增益不如 InGaAs 量子井與 InGaAs 量子點來的高，因此目前在量子點 DBR 雷射共振腔長度的推進中，僅能縮小至 $250\mu\text{m}$ 。未來若能提升 DBR 鏡面反射率，將有機會達到更短的共振腔長度。圖 4-2-6.12 為不同鏡面的模態增益與共振腔長度比較。

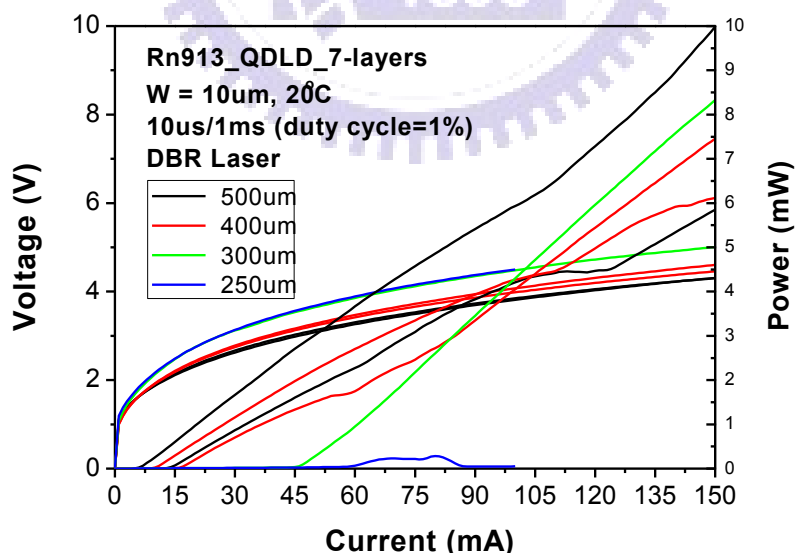


圖 4-2-6.11 Rn913 LIV

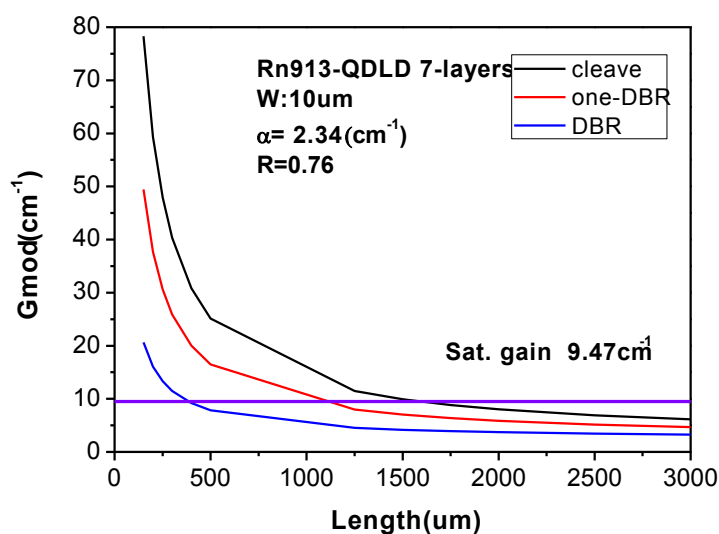


圖 4-2-6.12 Rn913 不同鏡面雷射模態增益隨共振腔長變化圖

接著對 Rn913 DBR 雷射做 15°C 到 50°C 的變溫量測。由於 400 μm 的增益較接近飽和增益，從圖 4-2-6.15 可觀察到，隨著環境溫度的上升，基態雷射輸出頻譜開始紅移，內部損耗也因熱效應慢慢增大。當基態臨界增益超過飽和增益且無法達到臨界條件後，便開始以激發態雷射，如圖 4-2-6.16。在圖 4-2-6.18 中也觀察到雷射切換至激發態時，其特徵溫度會比基態高。原因為激發態的飽和增益較基態大，當基態雷射切換至激發態之前，其增益非常接近基態飽和增益，因此特徵溫度較低，當基態雷射切換至激發態之後，其增益離激發態的較遠，因此對溫度的敏感性較基態低，特徵溫度也較基態高。下表為各共振腔的臨界電流、臨界電流密度、臨界增益與特徵溫度：

cavity(μm)	500	400	300	250
I_{th} (mA)	4.91	15.44	45.45	51.07
J_{th} (A/ cm^2)	98.34	386.0	1515.0	2043.76
G_{mod} (cm^{-1})	7.84	9.20	11.48	13.31
T_0 (K)	36.56(GS)	30.30(GS) 82.72(ES)	115.74(ES)	48.1(ES)

表 4-2-6.2 Rn913 DBR 雷射基本參數

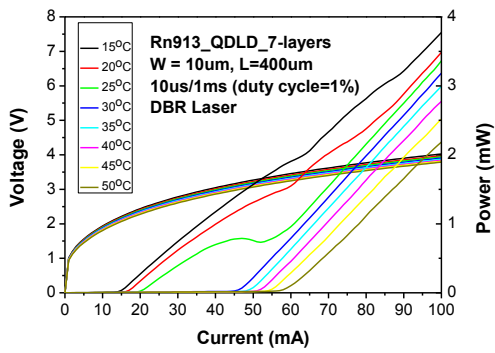


圖 4-2-6.13 共振腔長 400 μm 之變溫 LIV

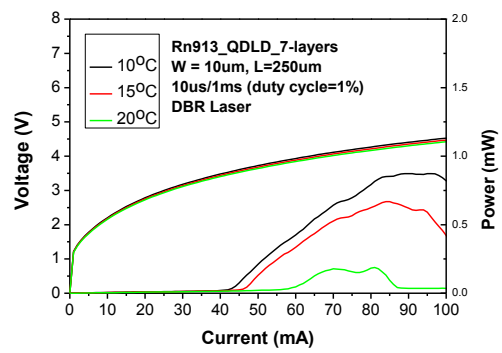


圖 4-2-6.14 共振腔長 250 μm 之變溫 LIV

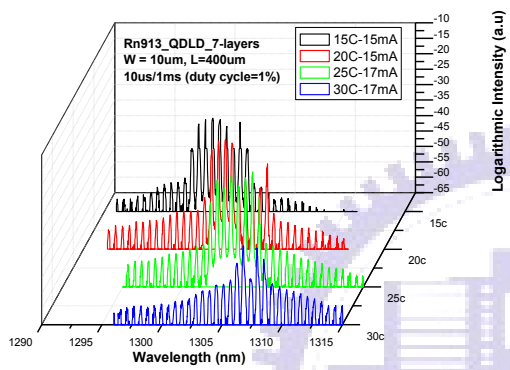


圖 4-2-6.15 共振腔長 400 μm 之 GS 變溫 Spectrum

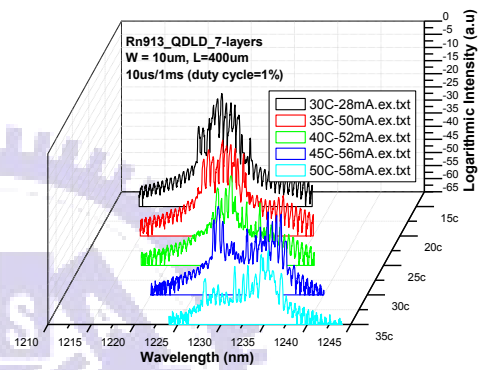


圖 4-2-6.16 共振腔長 400 μm 之 ES 變溫 Spectrum

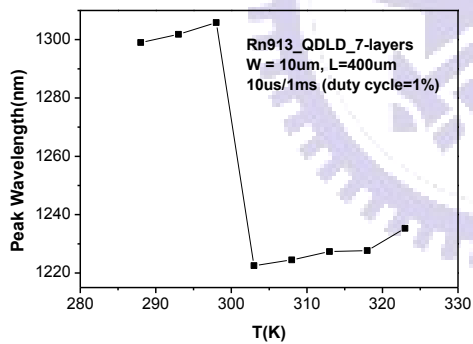


圖 4-2-6.17 共振腔長 400 μm 波長隨溫度變化圖

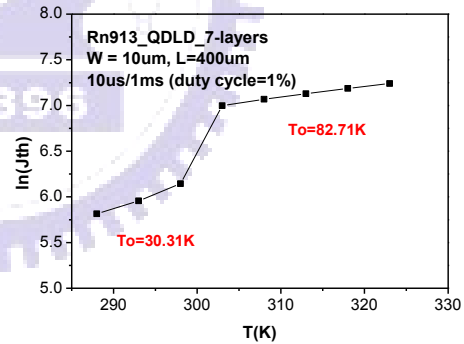


圖 4-2-6.18 共振腔長 400 μm J_{th} 隨溫度變化圖 400 μm

第五章 結論與未來展望

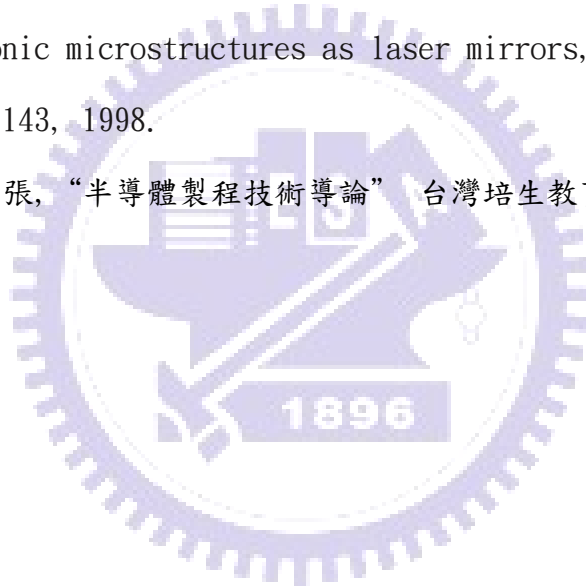
我們將 DBR 鏡面與自然劈裂鏡面做了三種不同鏡面組合的雷射，發現當鏡面的反射率較高時，可降低所需的模態增益，減少臨界電流密度並提升特徵溫度，降低雷射對溫度的敏感度。在共振腔長度方面，隨著共振腔的縮減，可看到模距的增加與紅移的現象。當兩邊鏡面都由 DBR 鏡面取代時，最短的共振腔長度可縮小至 $30\mu\text{m}$ ，其臨界電流為 4.62mA ，而最小臨界電流發生於共振腔長度 $50\mu\text{m}$ ，為 4.27mA 。在不同共振腔的變溫過程中，頻譜也出現三種不同的模態跳躍形態。然而在一般的乾式蝕刻鏡面雷射中，由於乾式蝕刻鏡面的不平整，其反射率往往無法比自然劈裂好，深蝕刻布拉格反射鏡亦是如此，因此損耗因子的引入可使反射率的萃取更加精準，其中我們求得本實驗的反射率與損耗因子分別為 0.75 與 0.21。

最後我們首次嘗試 $1.3\mu\text{m}$ InAs 量子點 DBR 雷射，並成功的將共振腔長度縮小至 $250\mu\text{m}$ ，其臨界電流為 51.07mA ，而共振腔長度為 $500\mu\text{m}$ 時有最低臨界電流 4.91mA 。由於 InAs 量子點先天的飽和增益不如 InGaAs 量子井與 InGaAs 量子點高，因此目前在量子點 DBR 雷射共振腔長度的推進中，僅將其推進至 $250\mu\text{m}$ 。我們可針對蝕刻條件做最佳化，藉由提高反射率彌補飽和增益的不足，進一步達到更短的共振腔長度。未來對於 DBR 雷射製程的改良，一方面我們可調變 GaAs 與 Air 寬度，調出更適當的反射頻譜，另一方面也必須改善基板吸收與蝕刻深度不足的問題，以期達到深蝕刻布拉格反射鏡雷射之最佳化。

Reference

- [1] Toshihiko Baba, Motoshi Hamasaki, Nobuaki Watanabe, Pasu Kaewplung, Akihiri Matsutani, Toshikazu Mukaihara, Fumio Koyama and Kenichi Iga, "A Novel Short-Cavity Laser with Deep-Grating Distributed Bragg Reflectors," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 35, pp. 1390–1394, 1996.
- [2] S. Rennon, K. Avary, F. Klopff, A. Wolf, M. Emmerling, J.P. Reithmaier and A. Forchel "Quantum-dot microlasers," *ELECTRONICS LETTERS*, vol. 36, No. 18, 2000.
- [3] B. Docter, F. Karouta, E. A. J. M. Bente, T. M. F. de met and M. K. Smit, "Short-cavity lasers with deeply etched DBR mirrors for Photonic Integrated," *IEEE/LEOS Benelux Chapter*, 2008.
- [4] 盧廷昌 王興宗, "半導體雷射導論" 五南出版社, 2008
- [5] A. L. Schawlow and C. H. Townes, "Infrared and Optical Masers," *Phys. Rev.*, vol. 112, pp. 1940, 1958.
- [6] T. H. Mainman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby," *Nature*, vol. 187, pp. 493, 1960.
- [7] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, and R. O. Carlson, "Coherent Light Emission from GaAs Junctions," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 9, pp. 366, 1962.
- [8] N. Holonyak Jr., and S. F. Bevacqua, "Coherent Visible Light from Ga(As_(1-x)P_x) Junctions," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 1, pp. 82, 1962.
- [9] G. Park, O. B. Shchekin, D. L. Huffaker, and D. G. Deppe, "Low threshold oxide-confined 1.3 μm quantum dot laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, No. 3, pp. 230, 2000.

- [10] O. B. Shchekin and D. G. Deppe, "1.3 μm InAs quantum dot laser with T=161K from 0 to 80°C," *Appl. Phys. Lett.*, vol. **80**, No.18, pp. 3277 ,2002.
- [11] V. M.Ustinov, A. E.Zhukov, A. Yu.Egorov, and N. A. Maleev, "Quantum Dot Lasers," *OXFORD UNIVERSITY PRESS*.
- [12] Jambunathan, R., and Singh, J., "Design Studies for Distributed Bragg Reflectors for Short-Cavity Edge-Emitting Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, 33, pp. 1180-1189, 1997.
- [13] Krauss, T.F., O.Painter, A. Scherer, J.S. Roberts, and R.M. De La Rue, " Photonic microstructures as laser mirrors," *OPT. Eng.*, vol. 37, pp.1143, 1998.
- [14] 羅正忠 張鼎張, "半導體製程技術導論" 台灣培生教育出版有限公司, 2007



簡歷(Vita)

姓名：謝銘修 (Ming-Hsiu Hsieh)

性別：男

出生年月日：民國 75 年 12 月 13 日

籍貫：彰化縣

學歷：

國立中興大學物理系學士 (94.9~98.6)

國立交通大學電子研究所碩士班 (98.9~100.6)

碩士論文題目：

深蝕刻布拉格反射鏡之邊射型微共振腔半導體雷射

Edge-Emitting Micro-Cavity Lasers with Deeply-Etched Distributed
Bragg Reflectors