

國立交通大學

電子工程學系

電子研究所碩士班

碩士論文

半導體量子點光源增益頻譜之研究

Study on Gain Spectrum of Semiconductor Quantum
Dot Light Emitters

研究生：葉庭聿

指導教授：林國瑞 教授

中華民國九十九年九月

半導體量子點光源增益頻譜之研究

Study on Gain Spectrum of Semiconductor Quantum Dot Light Emitters

研究生：葉庭聿

Student : Ting – Yu Yeh

指導教授：林國瑞 博士

Advisor : Dr. Gray Lin

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士班

碩士論文

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

September 2010

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十九年九月

半導體量子點光源增益頻譜之研究

學生：葉庭聿

指導教授：林國瑞 博士

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士班

摘 要

本論文討論了經由改良型的「分段式接點法」所量測的砷化銦量子點雷射元件淨光學模態增益以及吸收頻譜。傳統的分段式接點法施加電壓於第一段及第二段進而計算出增益頻譜，然而改良過後的分段式接點法除了第一段和第二段，進一步使用到第三段，透過一些理論上的驗證，經由漏電流產生的非導向性自發性輻射引起的誤差可在運算中被根本性地消除，最後得到精確的增益和吸收頻譜。在本論文中首先會呈現從量子點脊狀式波導雷射二極體的電性和光性等特性以及從中萃取的參數，接著是一系列關於改良型及傳統型分段式接點法的比較，最後是和從雷射二極體萃取出的參數做比較，我們發現，改良型分段式接點法不論是在基態飽和增益、「電流-光模增益」的關係和內部吸收上都有較高的精確度，而從傳統型分段式接點法的增益及吸收頻譜中，可以觀察到非導向性自發性輻射的影響，改良型分段式接點法的精確性在這邊得到了驗證。此外，我們也討論了吸收區接地與否對增益頻譜的影響。最後我們會呈現由計算出的增益頻譜逆推回去算出的半導體量子點結構中未經放大的自發性輻射。藉由改良型分段式接點法，就算材料的增益非常小，我們仍舊可以從中萃取需要的參數。此外，往後參數的萃取可以在一片元件上完成，不像以往要切很多個共振腔長度，提供了一個便利且省時又不失精準度的量測方式。

Study on Gain Spectrum of Semiconductor Quantum Dot Light Emitters

Student: Ting – Yu Yeh

Advisors: Dr. Gray Lin

Department of Electronics Engineering & Institute of Electronics Engineering

National Chiao Tung University

Abstract

We discuss an alternative segmented contact method for accurate optical gain and loss spectra calculations of InAs/InGaAs quantum dot (QD) active materials. The error usually comes from unguided spontaneous emission. In order to eliminate it, triple biased sections against double biased section in conventional segmented contact method scheme is applied, and the error is reduced by subtracting background signal resulting clean and accurate gain and loss spectra [1]. In this thesis, we demonstrate the characterizations of QD ridge waveguide laser diodes firstly. Then, a set of detail analysis is applied between conventional and improved segmented contact methods. The devices' current density versus modal gain curve is measured to a precision of 95.8% compared with that extracted from typical ridge waveguide laser process. The effect caused by absorber shorted to ground or not is discussed. The internal optical mode loss is also described. Finally, we demonstrate the unamplified electro-spontaneous emission spectra from conventional and improved methods. By improved segmented contact method, characterization of a semiconductor laser device could be done on a single sample instead of processing lots of cavity lengths. On the other hand, one can characterize very low gain material samples that are difficult to extract by other techniques.

誌 謝

光陰荏苒，韶光飛逝，2004 年秋天，帶著一脈生澀，來到位於風城新竹的交大，2008 年夏天，我象徵性地告別交大，又再度以新生身分入學。2010 年的秋天，這次，是真的要傷離別、說再見了。

六年很快，但說短也不短，然而一路上，若沒有遇到些貴人，能否平安走完這條路，恐怕也是個問號。我的指導教授，林國瑞老師，使我從無到有的最大推手，不僅僅是專業知識的傳授，實驗、量測技術經驗不吝分享，最重要的是使我在獲得這個學位後，能具備的正確態度。大學專題指導教授，林聖迪老師，引領我進入這個實驗室的關鍵人物，對我來說，您開朗的態度、實事求是的研究精神，總是對身為學生的我們，有著深遠的啟發，我會記得某個實驗室只有我的早晨，您進來和我話家常，勉勵我堅持下去，要將尾巴收的漂亮。研究上的夥伴，戴文長學長，與你的合作很愉快，因為你一些前置的努力，使得我們的進度可以加快很多，謝謝你，我想我會很懷念這段與你練習中文會話的日子。實驗室的學長姐、學弟妹，以及同屆的戰友，周柏存、周柏仰、戴嘉邑、溫岳嘉和 Atta，平時的經驗交流，互相討論和幫忙，使得做研究不是件枯燥乏味的事，而是充滿濃濃的人情味，而在最後的一個月，有你們的加油打氣，是我堅持下去的動力之一，過往的一些回憶此時此刻歷歷在目，心裡有的只有感激，在此就不一言謝。

誠摯地感謝友嘉科技李佳勳學長在抗反射層的鍍膜上幫了很大的忙，使我們的實驗能有一些突破性的進展。

另外要感謝交大管弦樂社以及電子系足球隊帶給我身心的啟發。音樂總能為身心俱疲的軀體注入活水，每個禮拜三次密集的練習、年度音樂會、全國大賽，都是我最期待的事情，我想，連續兩年全國大賽前一晚徹夜睡不著會是我一輩子難忘的回憶。也因為碩士班生活較忙碌不得不犧牲一些練習時間，讓我逐漸學習去珍惜生活中的每一個人事物，在這個地方，總是能讓我在挫折迷惘之時，回想起自己喜愛音樂的初衷，進而重新燃起面對周遭一切困境的動力，謝謝在這曾經陪伴我的同伴們，希望未來這個樂團能成為新竹甚至是北台灣的一個指標；足球總是我發洩精力的良伴，也

是需要把握的難得運動機會，六年來血汗交織建立的情誼更是這輩子最珍貴的資產，我們這群隊友，雖然白目，但是真心，希望你們能讓這支球隊聲名遠播，拿下更多的冠軍。

所謂工欲善其事，必先利其器，感謝我的母校交通大學提供豐富的學術資源，讓我們在學校可以找到幾乎所有想要看的論文，實驗室充足的製程機台和量測設備，使我們隨時都可以開始面對一個嶄新的挑戰。直到快邁出校門、飛向社會的今日，我才真正明白眾多校友奉行的交大校訓，「飲水思源」的真諦，未來不論我在世界哪個角落，我會將這精神謹記在心。

遠在家鄉的朋友們，因為有你們，每當我回到美麗的故鄉高雄時，總能再次充滿電回到新竹面對所有的挑戰，雖然我們的所學在今日已大相逕庭，但在那巷子口的小店，彼此傾聽，互相加油打氣、幹譙，形成於我們之間的默契和袍澤般的情誼，是無價。在新竹的朋友們，平日的喇賽和聚會，是在生活中我永遠放在第一順位的事，因為有你們，我才能渡過最後的難關和低潮。

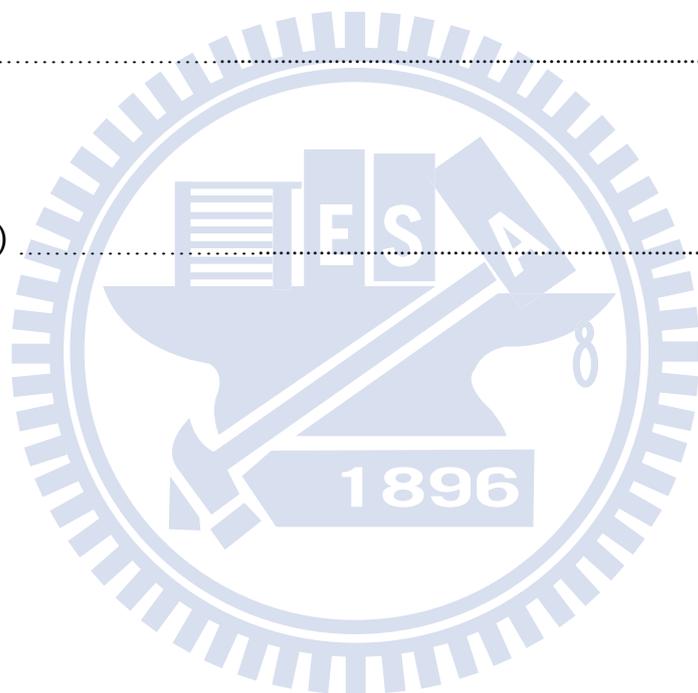
我的家人，因為你們無私地奉獻與支持，我才能完成近二十年的學業，如果未來我有任何一丁點的成就，都要歸因於你們的付出，希望我沒有讓你們失望。我的女朋友俞帆，對不起常常因為一些實驗的事讓你等，與你在一起的時光總是很開心，謝謝你的支持和包容。

目錄

摘要.....	i
Abstract.....	ii
誌謝.....	iii
目錄.....	v
表目錄.....	viii
圖目錄.....	ix
第一章 簡介.....	1
1.1 萃取光學增益的方法.....	1
1.2 單趟光學放大技術.....	2
第二章 理論基礎.....	4
2.1 半導體量子結構.....	4
2.2 多段式接點量子點超冷光二極體.....	6
2.3 三種輻射機制.....	8
2.4 量子點雷射的增益頻譜.....	9
2.5 分段式接點法.....	12

2.5.1	傳統型	12
2.5.2	改良型	15
第三章 實驗設計		18
3.1	試片設計與成長	18
3.2	多段式接點元件製程	21
3.3	量測系統	25
3.3.1	雷射二極體量測系統	25
3.3.2	多段式接點元件量測系統	28
第四章 結果與討論		31
4.1	雷射二極體特性分析	31
4.1.1	基本特性	31
4.1.2	參數萃取	37
4.1.3	遠場分佈	42
4.2	分段式接點元件量測	49
4.2.1	增益及吸收頻譜	49
4.2.2	吸收區的處理	58
4.2.3	「電流-增益」關係之分析	61

4.2.4 未經放大的自發性輻射.....	64
第五章 結論與展望.....	66
5.1 結論.....	66
5.2 展望.....	67
參考資料.....	69
簡歷(Vita).....	73

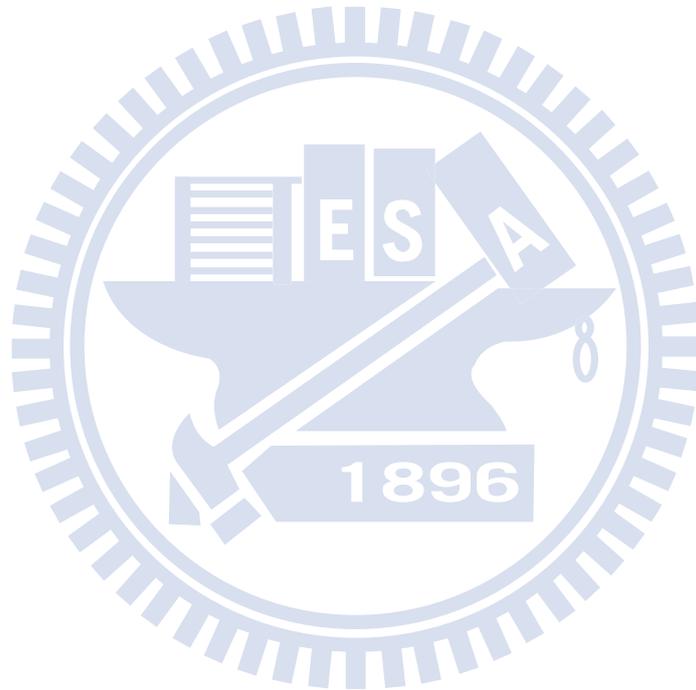


表目錄

表 4.1 脊狀波導寬度 vs. 透明電流密度&基態(Ground State)飽和增益

表 4.2 波導寬度 vs. 水平&垂直方向發散角

表 4.3 分段式接點法之透明電流密度與基態飽和增益



圖目錄

第二章

圖 2.1 各種理想量子系統所對應的能態分佈

圖 2.2 能態密度隨著量子點群體尺寸不均勻性的變化，上面標示的數字代表標準差 ΔD 和 D_0 的比例

第三章

圖 3.1 量子點雷射(Lm4903)結構示意圖

圖 3.2 試片表面的 AFM 圖(俯視圖)

圖 3.3 試片表面的 AFM 圖(立體圖)

圖 3.4 量子點縱切面圖

圖 3.5 元件表面式樣設計(俯視圖)

圖 3.6 製程流程

圖 3.7 抗反射層的反射率頻譜

圖 3.8 改良型及傳統型分段式接點法在蒸鍍抗反射層前之增益頻譜

圖 3.9 L-I-V 曲線量測系統

圖 3.10 雷射頻譜量測系統

圖 3.11 遠場分佈量測系統

圖 3.12 多段式接點元件量測系統

圖 3.13 探針卡

第四章

圖 4.1 波導寬度 = $5\mu\text{m}$ 之 L-I-V 曲線

圖 4.2 波導寬度 = $10\mu\text{m}$ 之 L-I-V 曲線

圖 4.3 波導寬度 = $20\mu\text{m}$ 之 L-I-V 曲線

圖 4.4 波導寬度 = $50\mu\text{m}$ 之 L-I-V 曲線

圖 4.5 波導寬度 = $5\mu\text{m}$ ，閾值電流附近之雷射頻譜

圖 4.6 波導寬度 = $10\mu\text{m}$ ，閾值電流附近之雷射頻譜

圖 4.7 波導寬度 = $20\mu\text{m}$ ，閾值電流附近之雷射頻譜

圖 4.8 波導寬度 = $50\mu\text{m}$ ，閾值電流附近之雷射頻譜

圖 4.9 共振腔長倒數 vs. 閾值電流密度(輸出中心波長)

圖 4.10 共振腔長 vs. 外部量子效率倒數

圖 4.11 波導寬度 = $5\mu\text{m}$ ，閾值電流 vs. 光模增益

圖 4.12 波導寬度 = $10\mu\text{m}$ ，閾值電流 vs. 光模增益

圖 4.13 波導寬度 = $20\mu\text{m}$ ，閾值電流 vs. 光模增益

圖 4.14 波導寬度 = $50\mu\text{m}$ ，閾值電流 vs. 光模增益

圖 4.15 波導寬度 = $5\mu\text{m}$ ，40mA時的二維遠場分佈

圖 4.16 波導寬度 = $5\mu\text{m}$ ，40mA時的水平&垂直方向一維遠場分佈

圖 4.17 波導寬度 = $10\mu\text{m}$ ，40mA時的二維遠場分佈

圖 4.18 波導寬度 = $10\mu\text{m}$ ，40mA時的水平&垂直方向一維遠場分佈

圖 4.19 波導寬度 = $20\mu\text{m}$ ，60mA時的二維遠場分佈

圖 4.20 波導寬度 = $20\mu\text{m}$ ，60mA時的水平&垂直方向一維遠場分佈

圖 4.21 波導寬度 = $50\mu\text{m}$ ，190mA時的二維遠場分佈

圖 4.22 波導寬度 = $50\mu\text{m}$ ，190mA時的水平&垂直方向一維遠場分佈

圖 4.23 主動層被部分吃穿的情形(圓圈處)

圖 4.24 不同導通機制下的放大自發性輻射頻譜

- 圖 4.25 (2-19)式算出的傳統型分段式接點法增益頻譜
- 圖 4.26 (2-24)式算出的傳統型分段式接點法增益頻譜
- 圖 4.27 (2-32)式算出的改良型分段式接點法增益頻譜
- 圖 4.28 (2-19)式、(2-24)式和(2-32)式在每一段注入電流為 60mA 時算出之增益頻譜之比較
- 圖 4.29 傳統型分段式接點法之吸收頻譜
- 圖 4.30 改良型分段式接點法之吸收頻譜
- 圖 4.31 Xin 等人以改良型分段式接點法計算的增益頻譜
- 圖 4.32 Xin 等人以改良型分段式接點法計算的吸收頻譜
- 圖 4.33 多段式元件等效電路圖
- 圖 4.34 R_l/R_e vs. α
- 圖 4.35 吸收區接地與否的影響
- 圖 4.36 改良型分段式接點法之電流-增益關係
- 圖 4.37 傳統型分段式接點法之電流-增益關係
- 圖 4.38 分段式接點法及脊狀波導雷射二極體之電流-增益關係
- 圖 4.39 由改良型分段式接點法求出的自發性輻射
- 圖 4.40 由傳統型分段式接點法求出的自發性輻射

第一章 簡介

1.1 萃取光學增益的方法

所謂的光學增益(gain)，即其光強度在單位行進距離中被放大的比率 [1]。對於一個半導體雷射而言，在一個已知的注入條件之下，得知其增益或吸收的程度是相當重要的。近年來已有許多關於萃取增益的研究成果被發表 [1-7]，其中一個有名的例子是發表於 1973 年的「哈奇-包立法」(Hakki-Paoli method)，這個方法藉由分析受激放射後的縱模來求得元件的增益 [2]，然而，此方法需要相當高的頻譜解析度，且只有在閾值電流(threshold current)以下才是準確的。另一個著名的例子，是利用外部量子效率(external quantum efficiency)的倒數對共振腔長度作圖擬合一條直線，接著可以得到內部量子效率(internal quantum efficiency)及內部損耗(internal loss) [3]，將內部損耗加上鏡面損耗(mirror loss)即光模增益(modal gain)，不過此方法只能得到峰值增益對閾值電流密度的關係，在萃取涵蓋整個放射波長的增益頻譜上有蠻大的困難度。於 1980 年發表的亨利法(Henry technique)也是一個著名的方式，此法是藉由計算費米能階在載子注入下的分離程度去得到一個需要校正常數的增益頻譜 [4]，然而此方法也跟哈奇-包立法一樣在閾值電流以上會失去準確度。

1.2 單趟光學放大技術

本章節介紹的單趟光學放大技術(single-pass technique)可以直接量測雷射元件中的淨光模增益(net modal gain)和內部吸收，而且此技術不像哈奇-包立法和亨利法受電流注入的限制。單一趟光學放大技術的精神在於避免光在共振腔中有二次以上的放大，為了達到這個目的，必須在元件中加上抗反射層(anti-reflection, AR)或是吸收區等。Oster 等人藉由改變脊狀波導(ridge waveguide)長度去分析放大後的自發性輻射光(amplified spontaneous emission, ASE)來得到增益頻譜 [5]。其方法是在同一片元件上製作不同長度的脊狀波導，輸出鏡面上鍍上抗反射層，並確保後方的吸收區夠長，但是這個方法在校正光路的穩定度上有很高的要求，原因是我們必須移動試片去測量不同波導長度下放射出的光。為了改進這個限制，多段式接點(multi-section)元件因而被發展出來，我們只需要設計一些簡單的電路機制就可從單一元件上得到不同波導長度放射出來的光，因此校正光路的問題得到了解決。過去已有數個研究團隊成功地將使用多段式接點元件的分段式接點法(segmented contact method)應用在單趟光學放大技術上，從而量得量子井(quantum well)元件的增益及吸收頻譜 [5][6][7]。然而，在分段式接點法並沒考慮到由漏電流所引起的非導向性自發性放射(unguided spontaneous emission)，此為增益及吸收頻譜計算中產生誤差的原因之一。因為量子點元件的光模增益不大($10\text{cm}^{-1} \sim 20\text{cm}^{-1}$)，所以這個誤差

在量子點元件中基本上是不可忽略的，換句話說，目前的分段式接點法在量測量子點元件上會有潛在的問題。

本論文中，我們使用了由 Xin 等人於 2006 年提出的「改良型分段式接點法」(improved segmented contact method) [1] 量測量子點元件的增益與吸收頻譜，並且會和傳統型分段式接點法的實驗結果去做比較。改良型與傳統型分段式接點法的不同之處在於傳統型只會用到元件的第一段及第二段，然而改良型進一步使用到第三段，藉此改良型分段式接點法扣掉了非導向性自發性放射造成的誤差，得到精確且清晰的增益及吸收頻譜，其量測機制會在後面章節仔細描述。



第二章 理論基礎

2.1 半導體量子結構

在半導體結構中，電子的能量隨著被侷限的程度有顯著地改變，不同的量子結構，對於能態密度(density of state, DOS)亦有顯著影響，圖 2.1 指出不同結構所對應之能態分佈。當窄能隙(band gap)的半導體被寬能隙的材料所覆蓋，電子電洞被較高的位能障所限制，在理想系統中，假設材料被無窮高的位能障所包圍，由薛丁格方程式可解出電子電洞在材料中所具有的特徵能量(eigenenergy)及特徵波函數(eigenfunction)，而能態密度分佈則是描述單位體積及單位能量所具有的能態數目，定義為：

$$\rho(E) = (1/V)(dN/dE) \quad (2-1)$$

以下列出各種理想量子系統中對應的能量與能態密度函數[8]：

塊材 (Bulk，三維自由度)：

$$E(\vec{k}) = E(k_x, k_y, k_z) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) + E_0 \quad (2-2)$$

$$\rho^{3D}(E) = \frac{(2m^*/\hbar^2)^{3/2}}{2\pi^2} (E - E_0)^{1/2} \quad (2-3)$$

量子井 (quantum well, QW, 二維自由度):

$$E(\vec{k}) = E_n(k_x, k_y) = \frac{\hbar^2}{2m^*} [k_x^2 + k_y^2 + (\frac{n\pi}{L_z})^2] + E_0 \quad (2-4)$$

$$\rho^{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2 L_z} \sum_n \Theta(E - E_n) \quad (2-5)$$

量子線 (quantum wire, QWire, 一維自由度):

$$E(\vec{k}) = E_{m,n}(k_x) = \frac{\hbar^2}{2m^*} [k_x^2 + (\frac{m\pi}{L_y})^2 + (\frac{n\pi}{L_z})^2] + E_0 \quad (2-6)$$

$$\rho^{1D}(E) = \frac{n_{QWire} \sqrt{2m^*}}{\pi \hbar} \sum_n \sum_m (E - E_{n,m})^{-1/2} \quad (2-7)$$

量子點 (quantum dot, QD, 零維自由度):

$$E(\vec{k}) = E_{l,m,n} = \frac{\hbar^2}{2m^*} [(\frac{l\pi}{L_x})^2 + (\frac{m\pi}{L_y})^2 + (\frac{n\pi}{L_z})^2] + E_0 \quad (2-8)$$

$$\rho^{0D}(E) = 2n_{QD} \sum_n \sum_m \sum_l \delta(E - E_{n,m,l}) \quad (2-9)$$

E_0 是所屬能帶邊緣的能量, $\Theta(x)$ 為步階函數 ($\Theta(x)=1, x \geq 0; \Theta(x)=0, x < 0$), $n_{QWire} (\text{cm}^{-2})$ 和 $n_{QD} (\text{cm}^{-3})$ 分別為量子線與量子點的面密度和體密度。

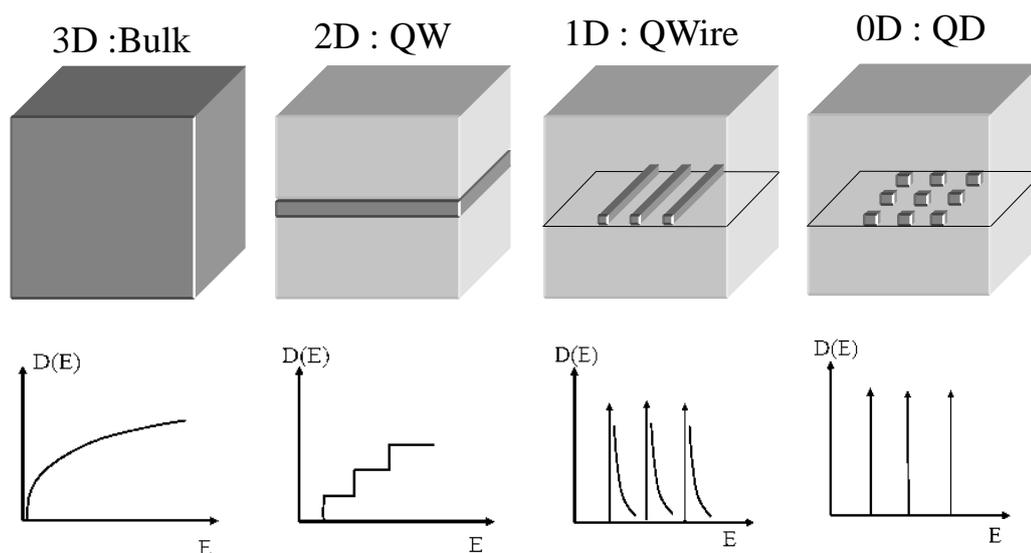


圖 2.1 各種理想量子系統所對應的能態分佈 [9]

2.2 多段式量子點超冷光二極體

寬頻且高功率光源的相關研究，一直是當前火紅的課題，對近年來蓬勃發展，主要應用在生醫領域上的光學同調斷層掃描術(optical coherence tomography, OCT)來說 [10]。寬頻可以提高OCT的解析度，高功率則可改善穿透深度及掃描速度。

作為一種雷射增益介質，量子點有許多優勢[11, 12]，諸如低閾值電流密度 [13]，高特徵溫度 [14]，以及較小的線寬增強因子(line-width enhancement factor) [15]。然而作為一個雷射元件，量子點元件仍然有些致命的缺點，受限於量子點(或能態)數目，量子點雷射的基態(Ground State, GS)飽和增益遠小於量子井雷射，況且，由量子點大小的不均勻性所導致的非均質寬化(inhomogeneous broadening)往往使量子點具有較寬的增益頻

譜。儘管如此，對於要求要有寬頻的超冷光二極體(superluminescent diode)而言，這些缺點反倒成為優勢。

不過在傳統的量子點超冷光二極體上，在固定元件長度之下，頻寬和輸出功率呈現反比的關係，要高輸出功率就得要犧牲頻寬，也就是高輸出功率與寬頻無法同時實現，而最大的頻寬常常只發生在某一特定電流，在這個電流下從基態與第一激發態發出的放大的自發性輻射(amplified spontaneous emission, ASE)是相等的。另一個爭議是，因為量子點的光模增益較低，為了增加增益，我們需要把元件做長，然而這會降低鏡面損耗，使得抑制雷射狀態的難度增加。

為了克服上述的問題，「多段式量子點超冷光二極體」因運而生，它使得輸出功率與頻寬相互獨立，並且可以分別調整兩者而不互相干擾。Xin 等人成功製作三段式的量子點超冷光二極體，其中試片的第三段拿來當作吸收區用以抑制雷射狀態 [18]。Greenwood 等人成功地做出中心波長在 1050nm，擁有 80nm 的頻寬及輸出功率大於 10mW 的十段式的量子點超冷光二極體 [10]。在這個研究中，施加於各段的電流值被巧妙的控制，進而將輸出功率與頻寬最佳化。

2.3 三種輻射機制

在本章節中我們會介紹半導體雷射操作過程中會產生的三種輻射光，分別是自發性輻射(spontaneous emission)、放大的自發性輻射(amplified spontaneous emission, ASE)和受激放射(stimulated emission)。

半導體雷射的操作過程，可分為六個階段 [19]，第一階段為熱平衡階段，未施予偏壓的半導體雷射呈現熱平衡的狀態，能帶圖中只有一條費米能階，無光子放出；第二階段為克服位障的階段，雙異質結構中存在一個內建電場，當外加電壓上升至主動層能隙附近，費米能階分裂成兩條準費米能階 E_{fc} 和 E_{fv} ，存在於電子和電洞面前的位障降低了，載子開始有機會注入主動層，主動層開始有光發出；而當外加電壓完全克服內建電場，電流迅速注入主動層，而電子電洞也迅速地越過位障來到主動層，產生了頻譜非常寬的自發性輻射，而光子方向是隨機的，此即一般所稱的發光二極體(light emission diode, LED)階段。

LED階段之後，當 $E_{fc} - E_{fv}$ 隨著注入電流增加等於能隙 E_g ，主動層的增益開始大於零，此為透明階段，在這個階段發出來的光仍是屬於自發性輻射，頻譜仍舊很寬，不過由於載子的大量增加，所以輸出光功率變強，放大的自發性輻射就在這個階段形成了。接著是閾值階段，主動層增益隨著載子注入而持續上升，當增益接近閾值增益(或閾值損耗)之時，主動層中發出的光子從自發性放射轉變為同調的受激放射光子，而發光頻譜也從本來很

寬，變成幾根很窄的譜線，譜線間的距離由共振腔長決定，而增益頻譜頻寬決定譜線數目，輸出功率-電流曲線(L-I curve)在這個階段產生轉折，輸出功率開始迅速上升。最後是雷射階段，隨著注入載子越來越多，輸出雷射光功率越來越強，更多同調同向的光子從主動區發出，值得一提的是，當注入更多的載子，主動層中的載子濃度及增益不會因此而繼續增加，多餘的載子會轉換成雷射光輸出。

2.4 量子點雷射的增益頻譜

在本節我們討論自聚性量子點增益介質增益頻譜之特色。在現今的所成長的自聚性量子點中，量子點尺寸的不均勻性已經由光激發螢光量測 (photoluminescence, PL)，原子力顯微鏡 (atomic force microscopy, AFM) 和高分辨穿透式電子顯微鏡 (transmission electron microscopy, TEM) 等等技術獲得驗證，其不均勻性通常不會小於百分之十，而此不均勻性乃 Stranski-Krastanow 模式成長之量子點的自然現象。

就我們所知，態密度的形狀、鬆弛擴張 (relaxation broadening) 和熱分佈 (thermal distribution) 決定了增益頻譜的寬度 [20]，在 2.1 節我們已呈現了理想量子點的態密度是 δ 函數，如下式：

$$\rho_{QD}(E) = \frac{1}{V_{QD}} \sum_n \sum_m \sum_l 2 \cdot \delta(E - E_{n,m,l}) \quad (2-10)$$

V_{QD} 是單顆量子點的體積。然而，實際上量子點群體具有尺寸不均勻性，

因此態密度變為 [20]：

$$\rho_{QDs}(E) = \frac{\int V_{QD} \cdot \rho_{QD}(E) \cdot N \cdot f(D) \cdot dD}{\int V_{QD} \cdot N \cdot f(D) \cdot dD} \quad (2-11)$$

其中分子代表「全體量子點在單位能量間隔中的態密度」，分母是「所有量子點的體積和」。在這邊我們假設量子點為邊長為 D 的正方體， N 是量子點總數， $f(D)$ 為表示量子點尺寸分佈的高斯函數，

$$f(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta D} \cdot \exp\left[-\frac{(D-D_0)^2}{2 \cdot (\Delta D)^2}\right] \quad (2-12)$$

其中 D_0 是量子點群體的平均邊長， ΔD 是標準差。

圖 2.2 是量子點態密度隨著尺寸的不均勻性程度的變化 [20]，同時加入了量子塊材與量子井的態密度做比較。我們可以發現當尺寸的不均勻性增加，量子點的態密度會從 δ 函數變成峰頂較低、延展較寬的形式，直到與鄰近的窄峰重疊後，量子點群體的態密度轉變為一連續的波狀函數。

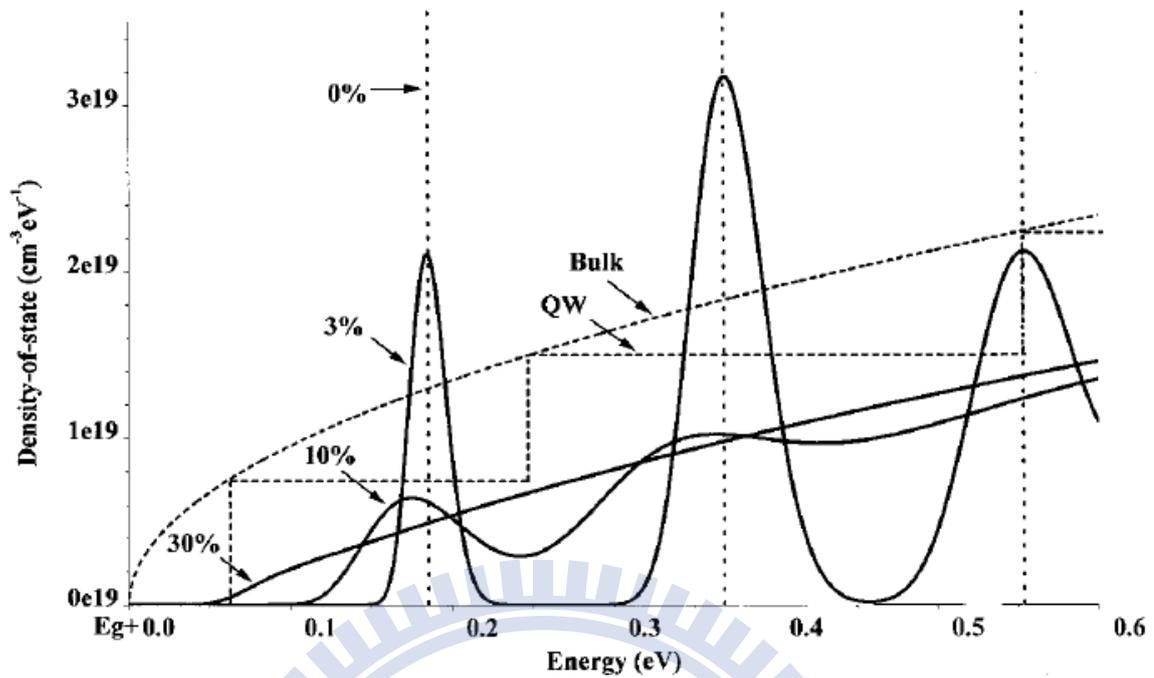


圖 2.2 能態密度隨著量子點群體尺寸不均勻性的變化，上面標示的數字代表標準差 ΔD 和 D_0 的比例

一般而言，實際上的量子點能態密度並不是理想的 δ 函數，而是連續波狀函數，並且隨著尺寸的不均勻性而變化，因此，量子點增益頻譜的形狀也不會是又窄又高，而是不均勻擴展的增益頻譜。

此外，在相同的注入電流密度之下，量子點的光學增益頻譜會比量子井的寬很多，這之中有兩個原因 [20]，第一個原因是量子點主動層的體積比量子井的小很多，若假設載子有相同的生命週期，則量子點的載子密度會比量子井的大很多，因此增加了準費米能階分離的程度， E_{fc} 和 E_{fv} 之後分別更深入了價電帶(valence band)與導電帶(conduction band)，最後，大範圍的 ω 滿足增益條件 $\hbar\omega < E_{fc} - E_{fv}$ 。第二個原因是，除非這個量子點群體不具

有尺寸不均勻性，則根據圖 2.2，量子點的能態密度通常是小於量子井的，因此，在給定一個載子密度之下，量子點必須具有較大的費米能量，導致兩條準費米能階更深入價電帶及導電帶，從而造成較寬的增益頻譜。

2.5 分段式接點法

2.5.1 傳統型

分段式接點法的精神在於藉由製作多段式元件，使量測時不必移動元件，解決校正光路的問題，進而萃取準確的增益頻譜，是一個便捷又具備精確性的方式。過去分段式接點法已由Thomson等人和數個研究團隊經由製作多段式接點元件實現 [6]，分段式接點法奠基於量測單趟放大的自發性輻射，在光學共振腔中，實際上放大的自發性輻射會往前與後兩個方向行進，而為了確保量測到的光是「單趟」放大，必須在元件末端製作吸收區以及在輸出鏡面鍍上抗反射層以增加鏡面損耗。在增益介質中，光強度 I 、淨光模增益 g 和光行進方向 x 可用下式表示：

$$\frac{dI}{dx} = g \cdot I + S \quad (2-13)$$

$$g = \Gamma \cdot g_m - \alpha_i \quad (2-14)$$

其中， S 為未經放大的自發性輻射， g_m 是材料增益， α_i 是內部吸收，而 Γ 是光學侷限因子(optical confinement factor)。

當光從 $x = 0$ 行進到 $x = L$ ，(2-13)式的解為：

$$\ln\left(I + \frac{S}{g}\right) - \ln\left(I_0 + \frac{S}{g}\right) = G \cdot L \quad (2-15)$$

I_0 是 $x=0$ 時的光強度，但因為放射出的光是單趟放大，所以 $I_0=0$ ，因此 I 的解為：

$$I_{ASE}(x) = \frac{S}{g} \cdot (\exp(g \cdot x) - 1) \quad (2-16)$$

因此，我們可以計算出行進 L 及 $2L$ 距離的光強度分別是：

$$I_L = \frac{S}{g} \cdot (\exp(g \cdot L) - 1) \quad (2-17)$$

$$I_{2L} = \frac{S}{g} \cdot (\exp(g \cdot 2L) - 1) \quad (2-18)$$

I_L 和 I_{2L} 分別代表在相同的電流密度 J 之下光行進 L 和 $2L$ 之後的強度。將(2-17)式和(2-18)式相除再做整理，可以得到淨光模增益 g ：

$$g = \frac{1}{L} \ln\left(\frac{I_{2L}}{I_L} - 1\right) \quad (2-19)$$

因此我們只要從多段式接點元件上分別量測以相同電流密度導通第一段，和第一、二段同時導通所放射出的頻譜，再將其代入(2-19)式運算即可得到增益頻譜，其中 L 是每一段的長度。

另外，我們也可以藉由導通第一段，及第一、二、三段同時導通的輸出光來計算增益頻譜，根據(2-16)式，行進距離 L 和 $3L$ 的光強度分別是：

$$I_L = \frac{S}{g} \cdot (\exp(g \cdot L) - 1) \quad (2-20)$$

$$I_{3L} = \frac{S}{g} \cdot (\exp(g \cdot 3L) - 1) \quad (2-21)$$

將(2-20)式和(2-21)式相除，可得：

$$\frac{I_{3L}}{I_L} = \frac{e^{3gL} - 1}{e^{gL} - 1} = e^{2gL} + e^{gL} + 1 \quad (2-22)$$

上式是一個二次方程式，我們可以由判別式來解 g ：

$$e^{gL} = \frac{-1 + \sqrt{1 - 4 \left(1 - \frac{I_{3L}}{I_L}\right)}}{2} \quad (2-23)$$

左右取自然對數，可得：

$$g = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{\sqrt{4 \frac{I_{3L}}{I_L} - 3} + 1}{2} \right) \quad (2-24)$$

另一方面，我們也可以由分段式接點法得到光學損耗，假設 I_{x_0} 和 I_{x_l} 分別是 $x = x_0$ 和 $x = x_l$ 時的光強度，則在無載子注入的條件下，根據(2-13)式我們可以解得光學損耗 α ，在這邊因為無載子注入，所以 $S = 0$ ：

$$I_{x_l} = I_{x_0} \cdot \exp(-\alpha \cdot (x_l - x_0)) \quad (2-25)$$

$$\alpha = -\frac{\ln\left(\frac{I_{x_l}}{I_{x_0}}\right)}{(x_l - x_0)} = \frac{1}{L} \ln\left(\frac{I_1}{I_2}\right) \quad (2-26)$$

I_1 是只導通第一段後量得的光強度，而 I_2 是只導通第二段，電流密度仍然同樣是 J 。

2.5 改良型

在上一節，我們討論了一般所熟悉的傳統型分段式接點法，事實上，由於它的便利性，這個方法已被廣泛應用到許多的研究中。儘管如此，由漏電流引起的非導向性自發性輻射在傳統型分段式接點法中一直是被忽略的，其有可能源自於主動區外的輻射複合，或是散逸到元件其他部分的自發性輻射。在量子井元件中，由於有很高的光模增益，所以非導向性自發性輻射造成的誤差可以被忽略，然而在光模增益相對不高的量子點元件 ($10\text{cm}^{-1} \sim 20\text{cm}^{-1}$)，這個誤差會對於增益及吸收頻譜的計算造成明顯的影響 [1]。也因此，若要以分段式接點法來計算量子點的增益頻譜，勢必需要一個修正的機制。

Xin等人於2006年發表了改良型分段式接點法 [1]，消除了非導向性自發性輻射造成的誤差，在這個方法中，從輸出鏡面輸出的光修正為包含了放大的自發性輻射以及非導向性的自發性輻射，即：

$$I = I_{ASE} + I_{leak} \quad (2-27)$$

接著，我們會使用三種不同的導通機制來求得淨光模增益 g 。首先，我們以電流密度 J_1 導通元件的第一段，得到輸出光強度 I_L ，接著，以電流密度 J_1 施

加於第一段，電流密度 J 施加於第二段，得到輸出光強度 I_{2L} ，最後，一樣以電流密度 J_1 施加於第一段，而電流密度 J 施加於第二段和第三段，得到輸出光強度 I_{3L} 。 I_L 、 I_{2L} 和 I_{3L} 可以表示成：

$$I_L = \frac{S_1}{g_1} \cdot (\exp(g_1 \cdot L) - 1) + I_{leak1} \quad (2-28)$$

$$I_{2L} = \frac{S}{g} \cdot \exp(g_1 \cdot L) \cdot (\exp(g \cdot L) - 1) + \frac{S_1}{g_1} \cdot (\exp(g_1 \cdot L) - 1) + I_{leak2} \quad (2-29)$$

$$I_{3L} = \frac{S}{g} \cdot \exp(g_1 \cdot L) \cdot (\exp(g \cdot 2L) - 1) + \frac{S_1}{g_1} \cdot (\exp(g_1 \cdot L) - 1) + I_{leak3} \quad (2-30)$$

g_1 和 g 分別代表每一段在施加電流密度 J_1 及 J 之下的淨光模增益，在這邊我們假設 $I_{leak1} = I_{leak2} = I_{leak3}$ ，因為來自第二及第三段的非導向自發性輻射會在到達輸出鏡面之前就輻射到基板而被吸收 [1]。換句話說，非導向性自發性輻射主要來自元件的第一段，因此(2-28)、(2-29)和(2-30)可整理成：

$$\frac{I_{3L} - I_L}{I_{2L} - I_L} = \frac{\exp(3gL) - \exp(gL)}{\exp(2gL) - \exp(gL)} \quad (2-31)$$

因此，淨光模增益為：

$$g = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{I_{3L} - I_L}{I_{2L} - I_L} - 1 \right) \quad (2-32)$$

從(2-32)式，非導向性自發性輻射的影響被消除，我們可以從中得到一個更精確且清晰的增益頻譜。

吸收頻譜一樣可以由類似的方式計算出來。首先，以電流密度 J 施加於第一段，得到輸出光強度 I_1 ；以電流密度 J 施加於第一段和第二段，得到輸

出光強度 I_{2l} ；以電流密度 J 施加於第一段和第三段，再施加負偏壓於第二段，以增加吸收避免反射，得到輸出光強度 I_{3l} 。跟前述一樣假設不同的導通機制下 I_{leak} 是相等的。(2-33)式到(2-35)式用來表示 I_1 、 I_{2l} 和 I_{3l} 。

$$I_1 = \frac{S}{g} \cdot (\exp(g \cdot L) - 1) + I_{leak} \quad (2-33)$$

$$I_{2l} = \frac{S}{g} \cdot (\exp(g \cdot 2L) - 1) + I_{leak} \quad (2-34)$$

$$I_{3l} = \frac{S}{g} \cdot (\exp(g \cdot L) - 1) \cdot \exp((g - \alpha) \cdot L) + \frac{S}{g} \cdot (\exp(g \cdot L) - 1) + I_{leak} \quad (2-35)$$

上述三式可進一步整理為：

$$\frac{I_{2l} - I_1}{I_{3l} - I_1} = \exp(\alpha \cdot L) \quad (2-36)$$

將(2-36)式兩邊取自然對數，可得：

$$\alpha = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{I_{2l} - I_1}{I_{3l} - I_1} \right) \quad (2-37)$$

(2-32)和(2-37)式求得去除誤差後的增益及吸收頻譜，此外，這個改良型分段式接點法允許元件的第一段導通不同的電流值，因此當量測增益很低的元件時，可提高注入電流有效提升輸出光的訊雜比(signal-to-noise ratio)。

第三章 實驗設計

3.1 試片設計與成長

在本論文中，使用的試片為編號 Lm4903，由分子束磊晶(molecular beam epitaxy, MBE)成長的七層砷化銦量子點雷射，圖 3.1 為其結構圖。先在 n^+ GaAs 晶圓上面成長一層 200nm 的 n^+ GaAs buffer，接著在 n^+ 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 $1.4\mu\text{m}$ 的 $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ 當 n-type 披覆層，再來是 140nm 的 SCH (separate confinement hetrostructure) GaAs，接著成長主動層，主動層由 2.6ML 量子點上面覆蓋 5nm 的 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 量子井，形成 DWELL(dot in well)結構，每層量子點以 45nm 的 GaAs 隔開。成長 140nm 的 SCH GaAs 後，是 $1.35\mu\text{m}$ 的 $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ p-type 披覆層，最後是 100nm 的漸變層和 240nm 的 p^+ contact。

圖 3.2和圖 3.3為Lm4903的AFM圖，從中我們可以得知砷化銦量子點的密度大約是 $3.4\text{E}10\text{ cm}^{-2}$ 。圖 3.4為量子點群體的縱切面圖，從中可以發現量子點的基底半徑約為31nm，而高度約為10nm左右。

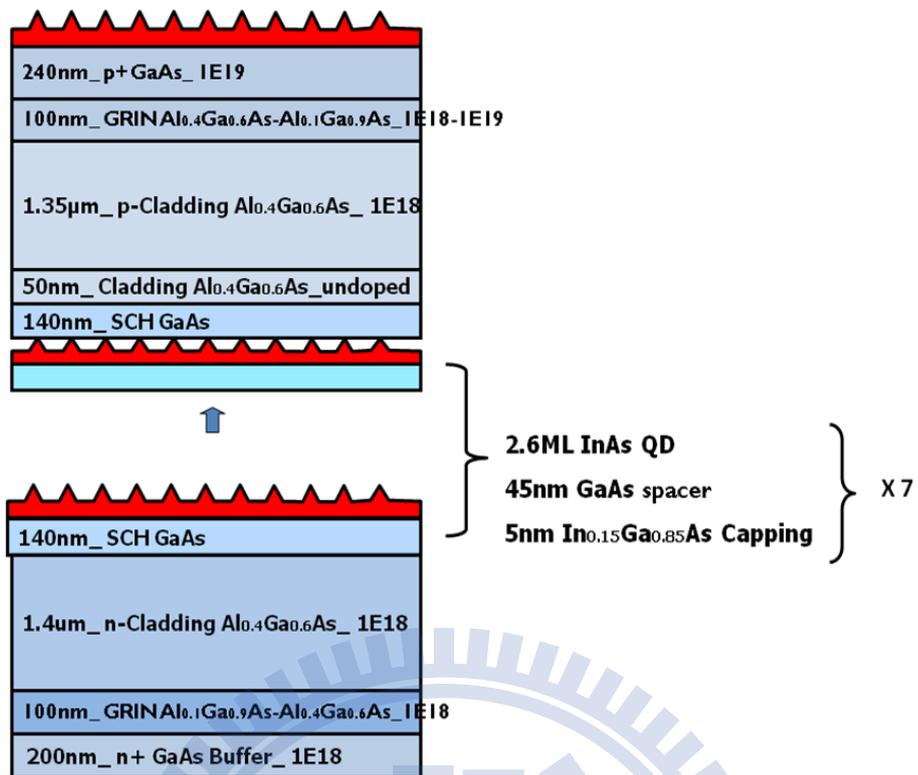


圖 3.1 量子點雷射(Lm4903)結構示意圖

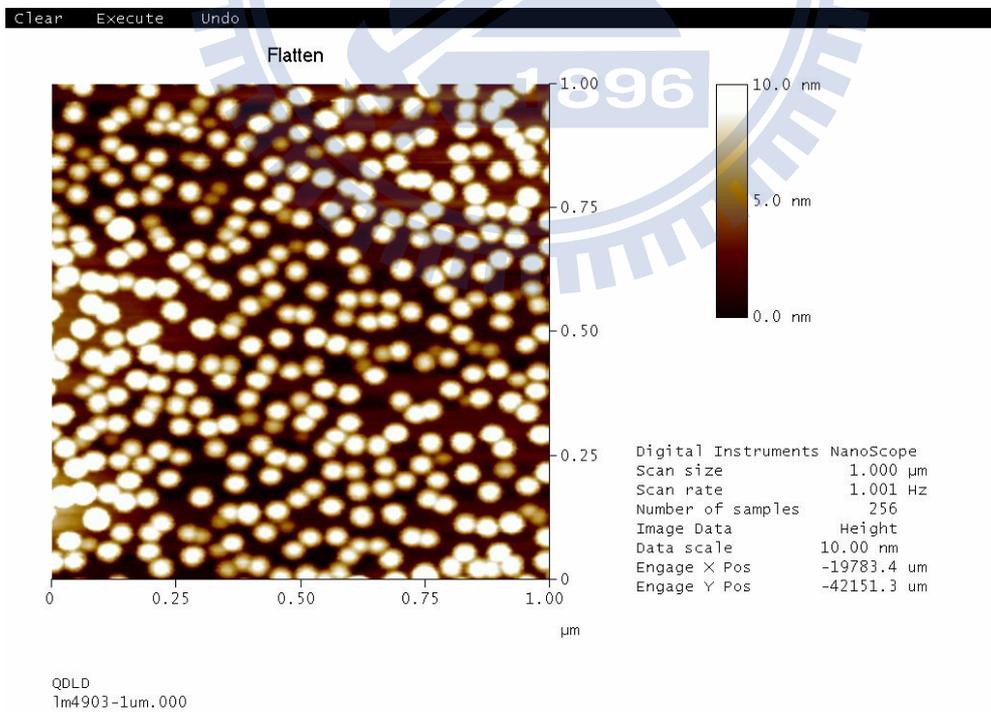


圖 3.2 試片表面的AFM圖(俯視圖)

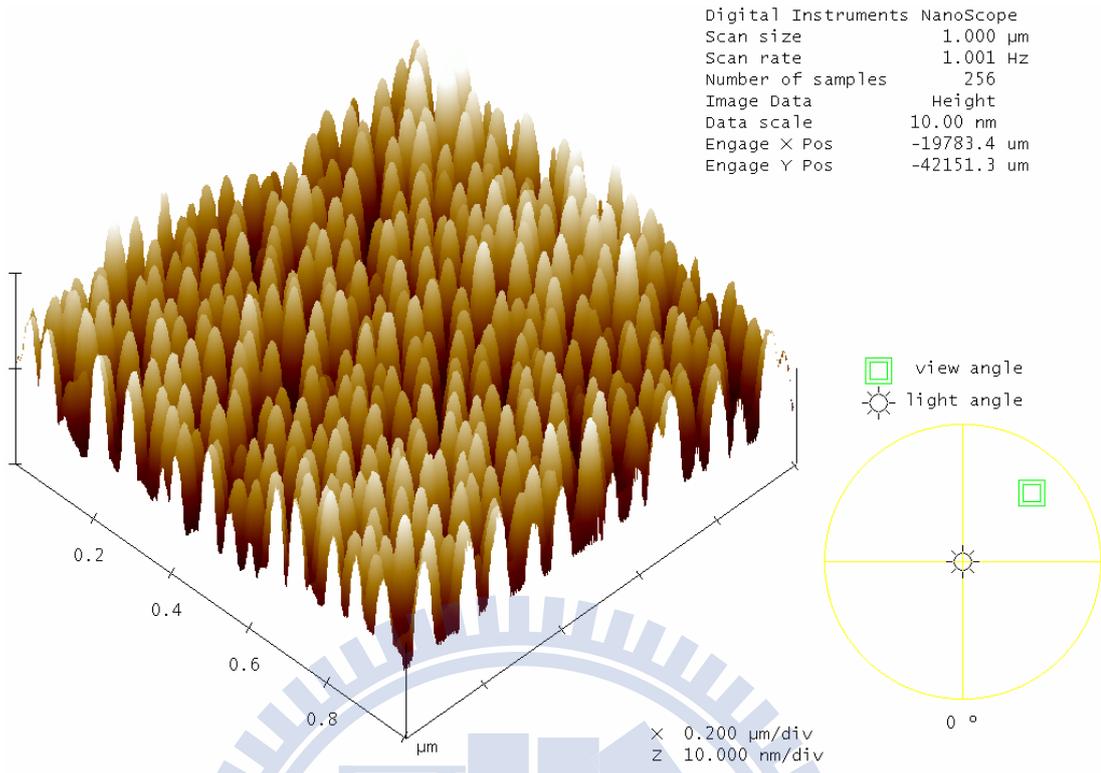


圖 3.3 試片表面的AFM圖(立體圖)

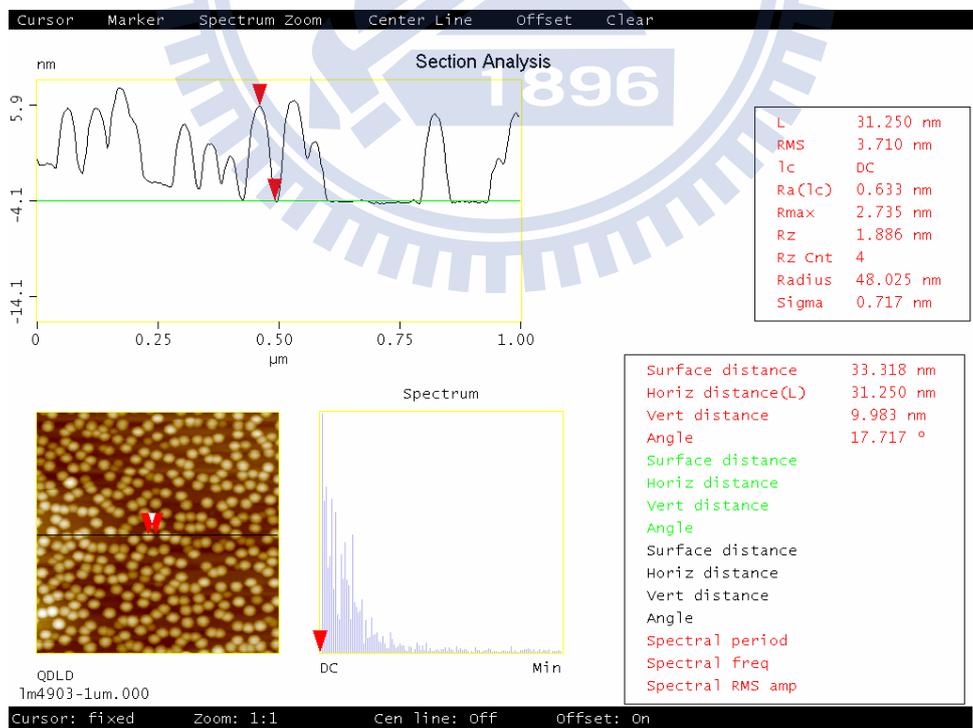


圖 3.4 量子點縱切面圖

3.2 多段式接點元件製程

圖 3.5是本論文中使用到的多段式接點試片之表面式樣示意圖，元件總共有四個區段，每一區段的長度為1.5mm。脊狀波導的寬度是 $5\mu\text{m}$ ，存在於兩段之間的絕緣溝槽(isolation gap)是 $10\mu\text{m}$ 寬，而絕緣溝槽存在的目的是避免電流擴散(current spreading)，並使每一段的電流值可以獨立彼此不受影響。一般而言，元件必須要夠長以確保有足夠大的吸收去抑制共振行為。

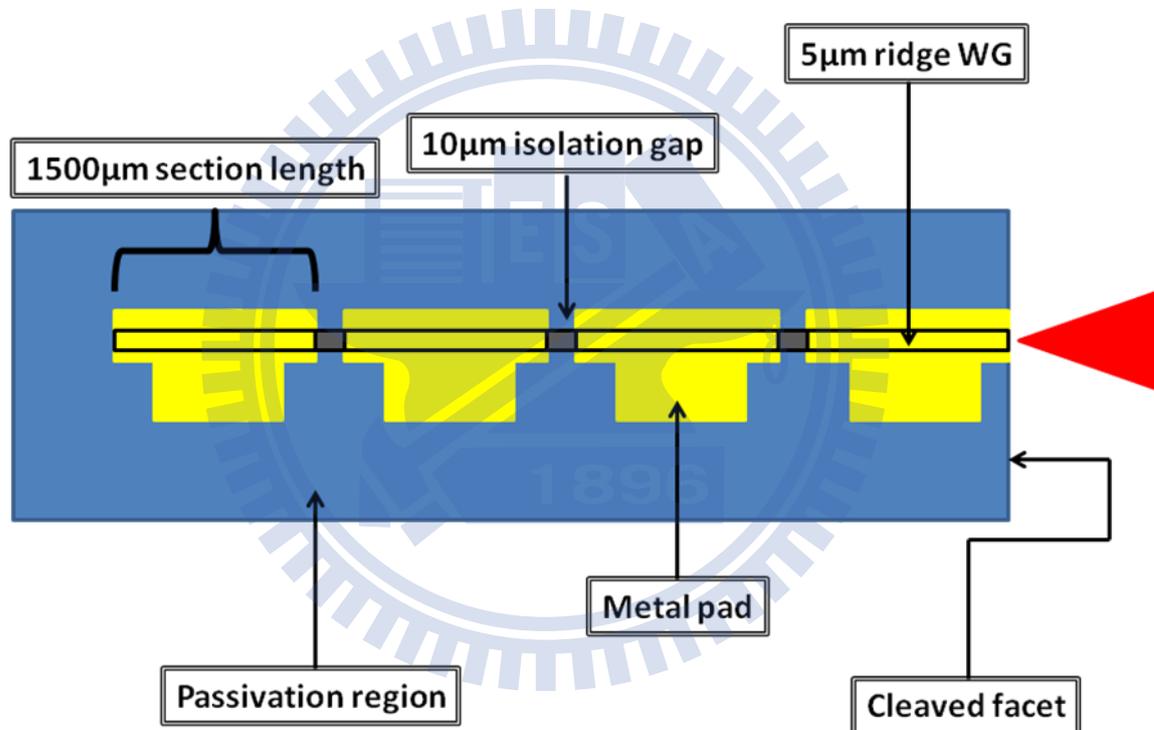


圖 3.5 元件表面式樣設計(俯視圖)

圖 3.6是將晶圓做成多段式接點元件的製程流程，首先是以丙酮清洗晶圓，接著第一道黃光微影定義出脊狀波導的位置，顯影之後以濕式蝕刻吃出約 $1.6\mu\text{m}$ 深的脊狀波導，在這過程中AZ6112正光阻覆蓋其上當作

mask，使用的溶液是 $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 8 : 80$ 。下一步驟是在試片正面以電漿輔助化學氣相沉積系統(Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition, PECVD)沉積500nm的 Si_3N_4 ，之後將試片泡在丙酮中以水彩筆輕輕地將覆蓋在光阻上，也就是脊狀波導上的 Si_3N_4 去除。再來是第二道黃光微影，這個步驟會決定正面電極和絕緣區及絕緣溝槽的位置，顯影完之後絕緣區和絕緣溝槽上會覆蓋著AZ5214E光阻。接著以電子槍蒸鍍系統蒸鍍p-type金屬(Ti 300nm / Pd 300nm / Au 2500nm)，之後再把試片放到丙酮中輕輕刷掉覆蓋在絕緣區和絕緣溝槽上的金屬，接著我們會用 $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 8 : 80$ 之溶液以濕式蝕刻的方式吃出約300nm深(吃穿 p^+ contact層)的絕緣溝槽，在這個步驟中要小心不能蝕刻太深，以免造成多餘的散射損耗或是由波導效應造成區段與區段之間的反射。經過測量，存在於兩段之間的電阻約是5k Ω 。接著我們會磨薄試片背面到剩下200 μm 左右，目的是使得劈裂較為容易。最後是以電子槍蒸鍍系統在背面蒸鍍n-type金屬(Ni 250nm / Ge 300nm / Au 2500nm)，然後在420 $^\circ\text{C}$ 之下熱退火30秒形成歐姆接面(ohmic contact)。為了減少鏡面的反射和增加出光的量，元件劈裂之後我們在劈裂鏡面上蒸鍍了抗反射層，圖 3.7是其反射率對波長的頻譜，在波長1200nm附近，反射率約是3%，此步驟為製程的重點，圖 3.8呈現了蒸鍍抗反射層前，由改良型及傳統型分段式接點法計算的增益頻譜，可以與第四章的計算結果相比較，我們可以觀察出蒸鍍抗反射層之前所計算的增益頻譜雜訊

很多，且增益很小，尤其是在第一激發態附近根本看不到增益。

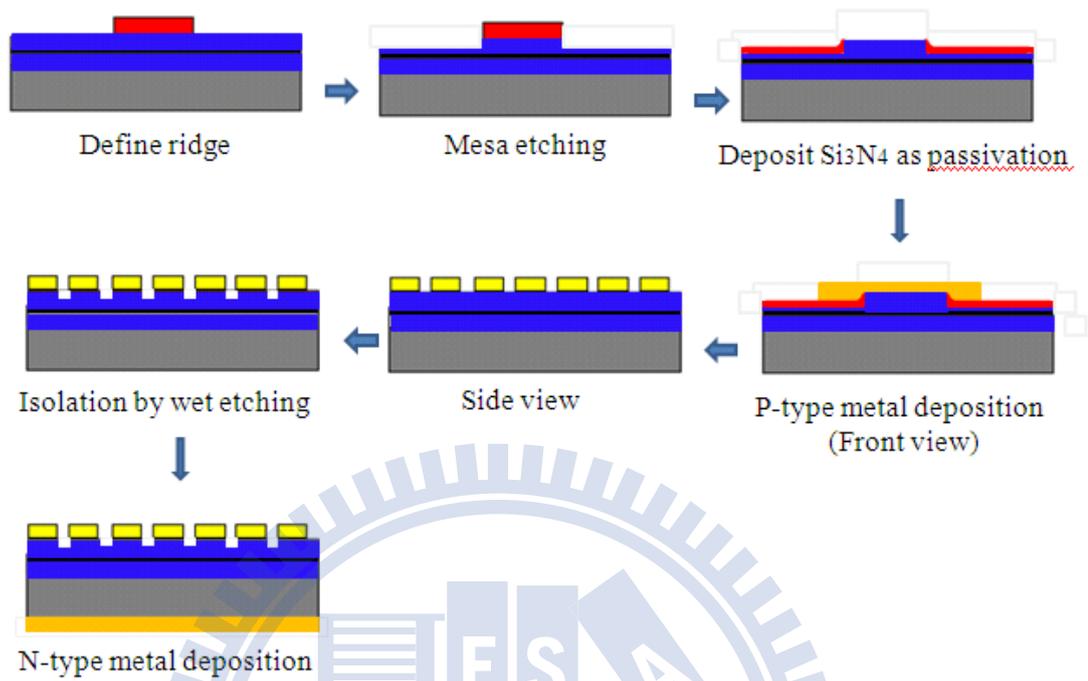


圖 3.6 製程流程

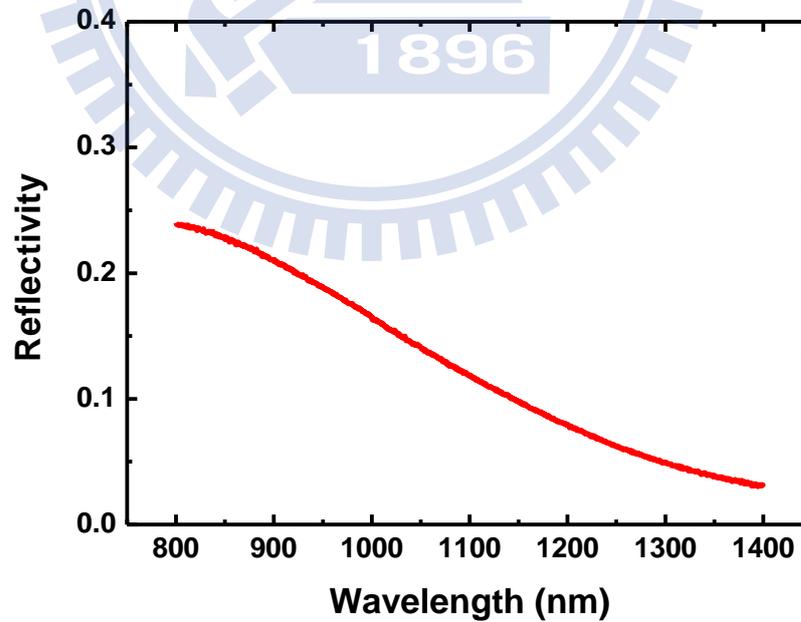


圖 3.7 抗反射層的反射率頻譜

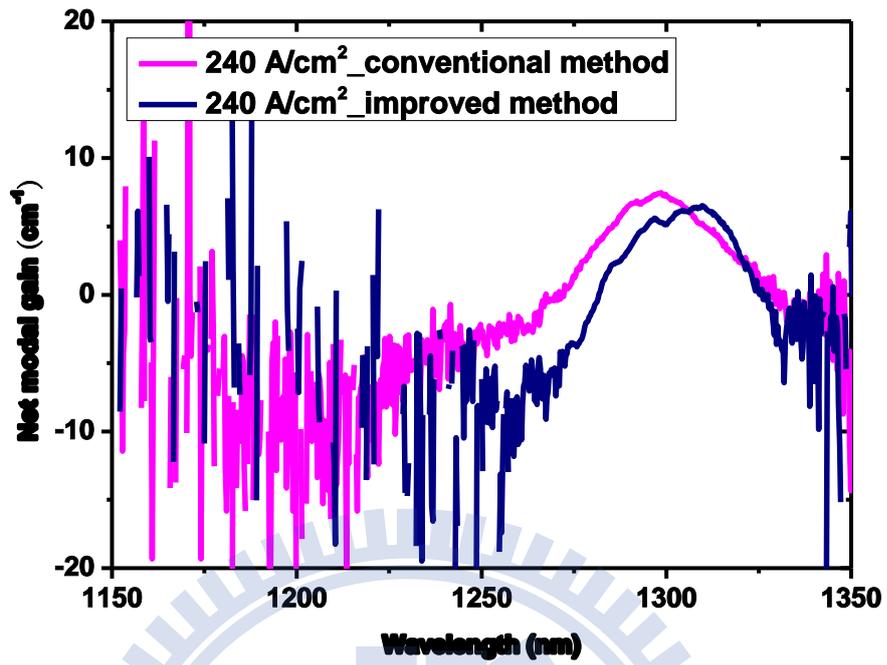


圖 3.8 改良型及傳統型分段式接點法在蒸鍍抗反射層前之增益頻譜

每一段電流值為18mA

3.3 量測系統

3.3.1 雷射二極體量測系統

雷射二極體量測系統分成三個部分，「光功率-電流-電壓」曲線(L-I-V curve)、雷射頻譜以及遠場分佈(far-field pattern)量測。L-I-V曲線量測方式為，將雷射元件放置在具有熱電冷卻器(TE-Cooler)的銅製載座上，目的是用以控制元件溫度；透過探針且以KEITHLEY 2520雷射點測系統通入電流，通入電流之後，Ge 光偵測器將會接收產生之雷射光，並將光性和元件電性回傳至系統，再傳至電腦做分析，圖 3.9為其量測系統。雷射頻譜的量測與L-I-V曲線的量測方式類似，給予適當的直流或脈衝電流，雷射二極體發出的光經由一組透鏡收至光譜分析儀(optical spectrum analyzer, OSA)接著傳回電腦作分析，其量測系統示意圖為圖 3.10。

輸出光的遠場分佈量測有助於我們釐清輸出光的模態數目與發散角等資訊。雷射光通過Hamamatsu FFP lens module (A3267-12)聚焦在Hamamatsu IR CCD camera (C5840)，接下來此訊號透過轉接器將傳遞至電腦進行分析。圖 3.11為量測系統示意圖。

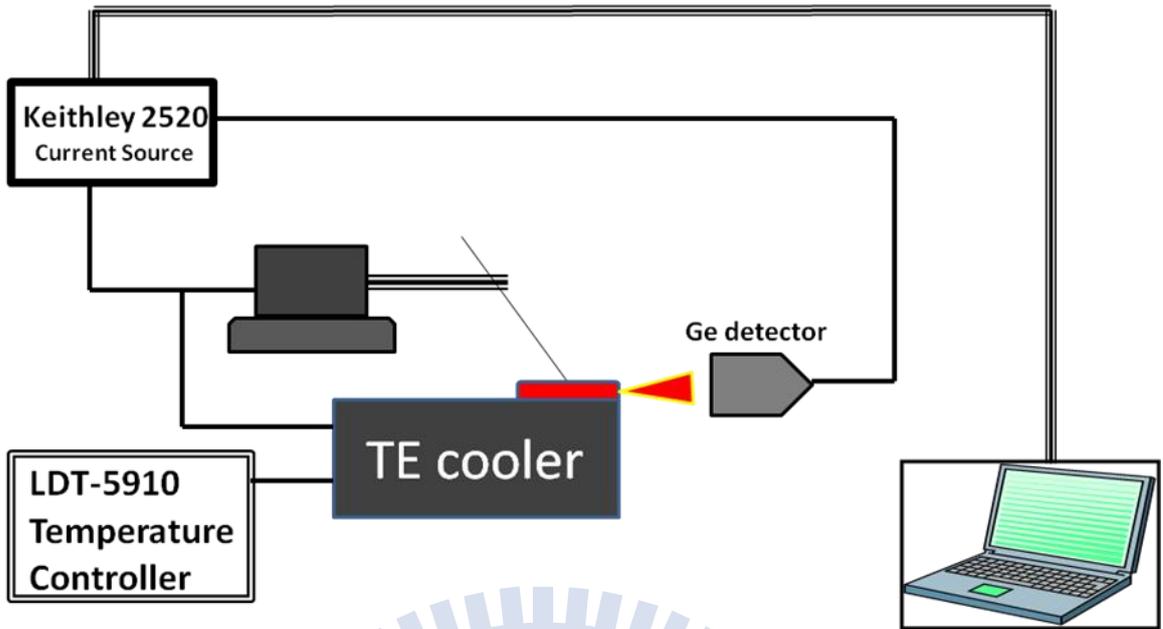


圖 3.9 L-I-V 曲線量測系統

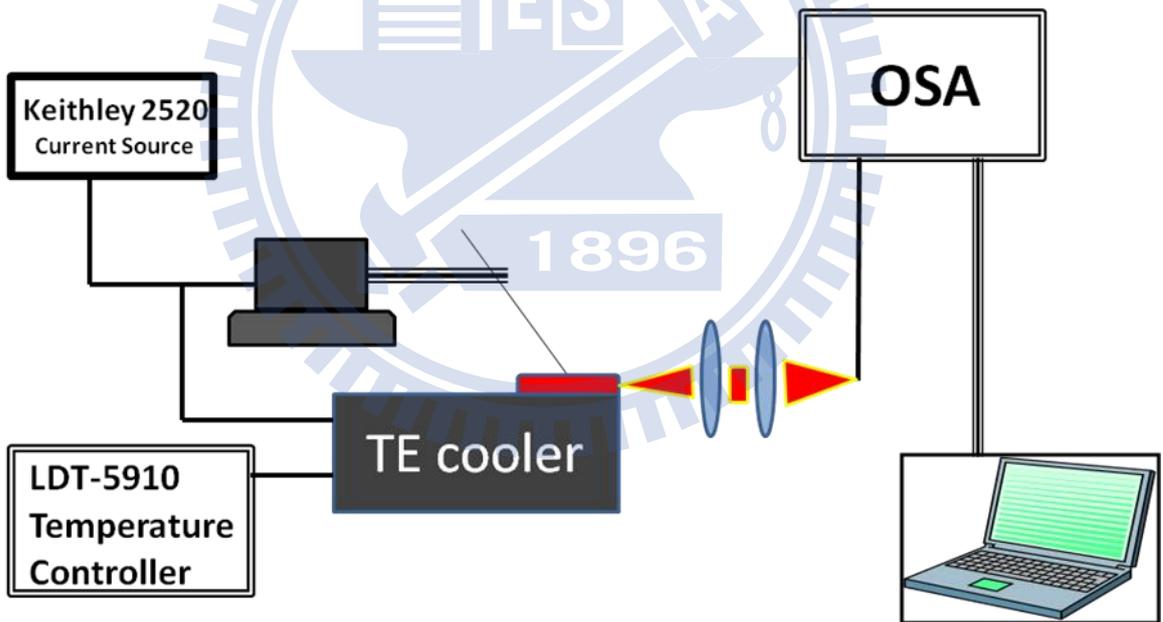


圖 3.10 雷射頻譜量測系統

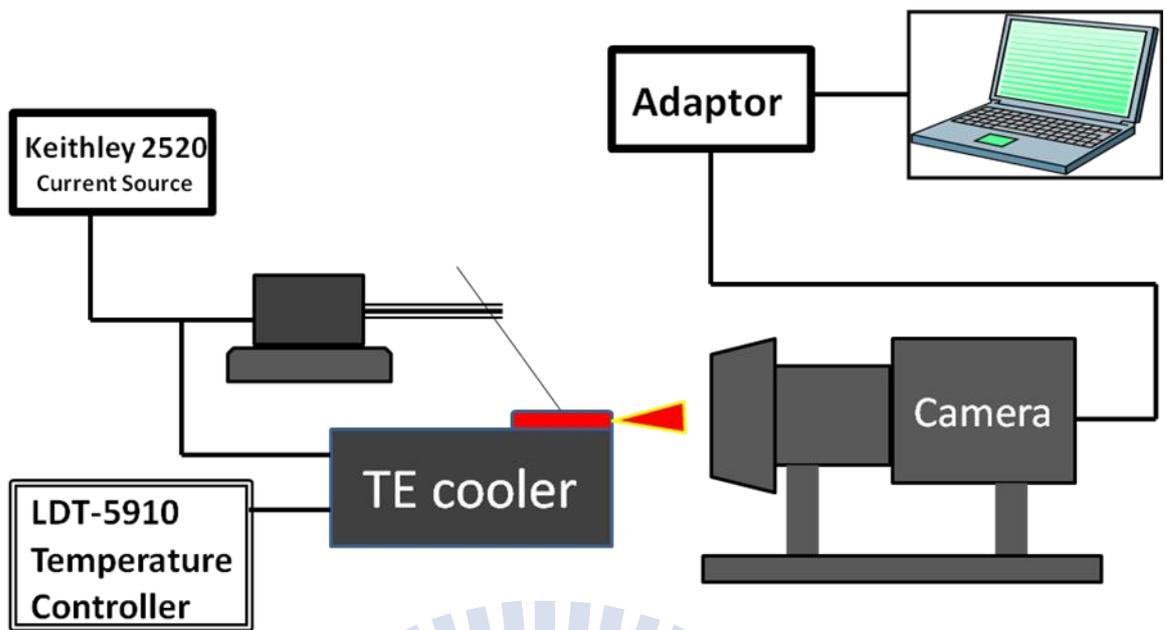


圖 3.11 遠場分佈量測系統



3.3.2 多段式接點元件量測系統

圖 3.12 為多段式接點元件的量測系統，在 TE Cooler 的銅座上放置未經封裝的元件，於其上我們使用擁有十六根探針的探針卡去點測試片，經由一些簡單的電路設計我們可以自由地選擇要使電流流過哪些特定的探針，圖 3.13 為探針卡的實體照片。接著我們以一條纖芯 (fiber core) 直徑為 1mm 的光纖取代以往使用的透鏡去收光，收光後和量測雷射頻譜一樣先讀進光譜分析儀再傳到電腦去分析。電流源方面，我們選用擁有單通道的 KEITHLEY 2520 和擁有雙通道的 KEITHLEY 2602 作為直流電流源，如此我們便有三個獨立的電流源去完成計算增益及吸收頻譜所需的導通架構。雖然搭配一些電阻分流的設計，即可靠單一電流源去完成分段式接點法的量測 [10]，然而這必須是基於多段式接點元件的每一段具有相同電阻的假設。但因為光電半導體元件是屬於二極體，電阻和注入條件是相關的，和電流電壓成線性關係的歐姆導體不同，因此若使用單一電流源搭配分流電阻，我們很難精確地掌控每一段流過的電流值。

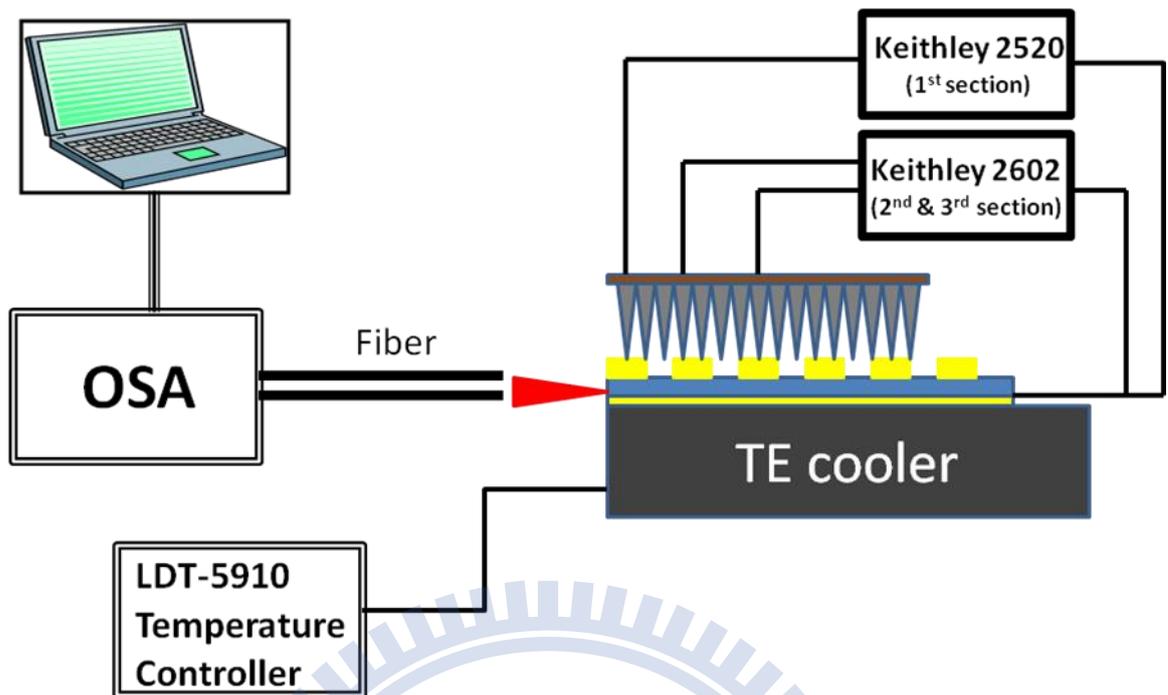


圖 3.12 多段式接點元件量測系統

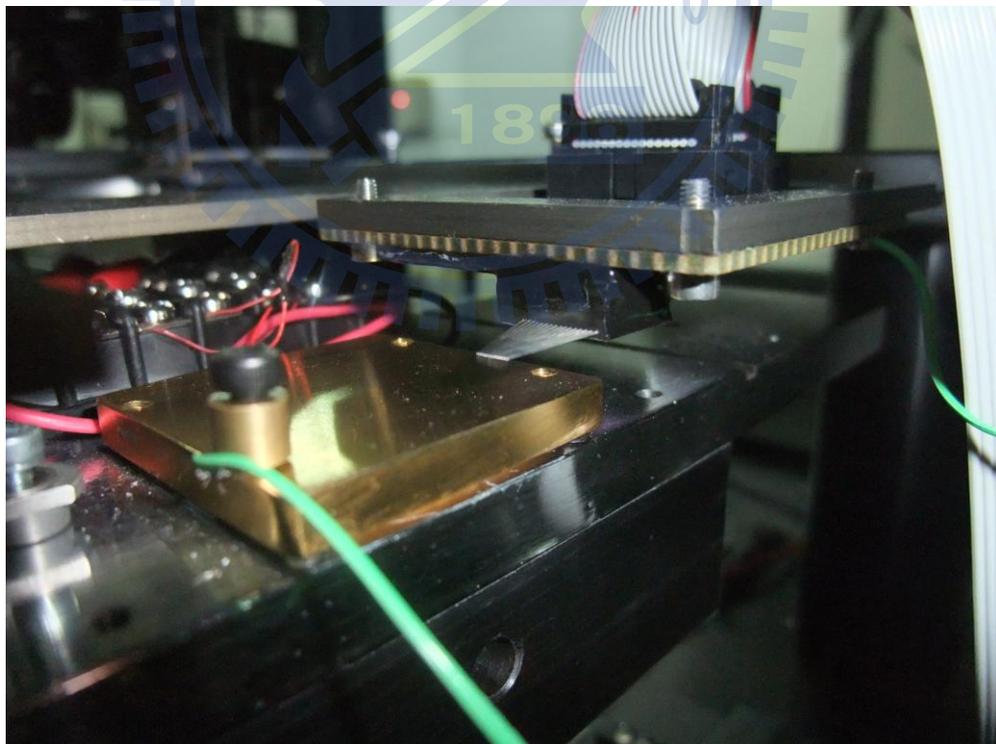


圖 3.13 探針卡

最後附帶一提，由光偵測器所量測到的放大自發性輻射的光強度與真實的光強度之間存在一個校正常數，這個常數受光偵測器的頻率響應及收光效率所影響。幸運的是，由於量測途中不會移動元件的位置，因此每一筆數據的校正常數會相同，經由增益及吸收的運算這個常數會被消除 [1]，這是多段式接點元件一個很大的優點，由於元件的位置不會被移動，光路不需要重覆校正，因此節省量測時間又維持了量測的精確度。



第四章 結果與討論

4.1 雷射二極體特性分析

在本章節中，我們討論了量子點脊狀波導雷射二極體的基本特性。首先是L-I-V曲線和雷射頻譜，從中可得發光波長、斜率效率(slope efficiency)和閾值電流，接著可算出外部量子效率，經過「外部量子效率倒數與共振腔長度」的作圖，可擬合出內部損耗(internal loss)和內部量子效率。另外我們會以一個經驗公式去擬合「光模增益與閾值電流密度」得到透明電流密度以及基態飽和增益。最後是量測不同脊狀波導寬度的遠場分佈。

4.1.1 基本特性

圖 4.1至圖 4.4是四種脊狀波導寬度的L-I-V曲線，以10 μ s脈衝寬度及1ms延遲的脈衝電流輸入，也就是1%的工作週率(duty cycle)，元件溫度固定在20 $^{\circ}$ C，共振腔長度總共有五種，分別是1000 μ m，1500 μ m，2000 μ m，2500 μ m 和3000 μ m。從中我們可以觀察到，斜率效率會隨著共振腔長度增加而減少，這是可以預期的，因為長共振腔元件有較小的外部量子效率[19]，但由於在短共振腔元件中注入電流的面積較小，導致電流密度變高，所以增益較容易飽和。

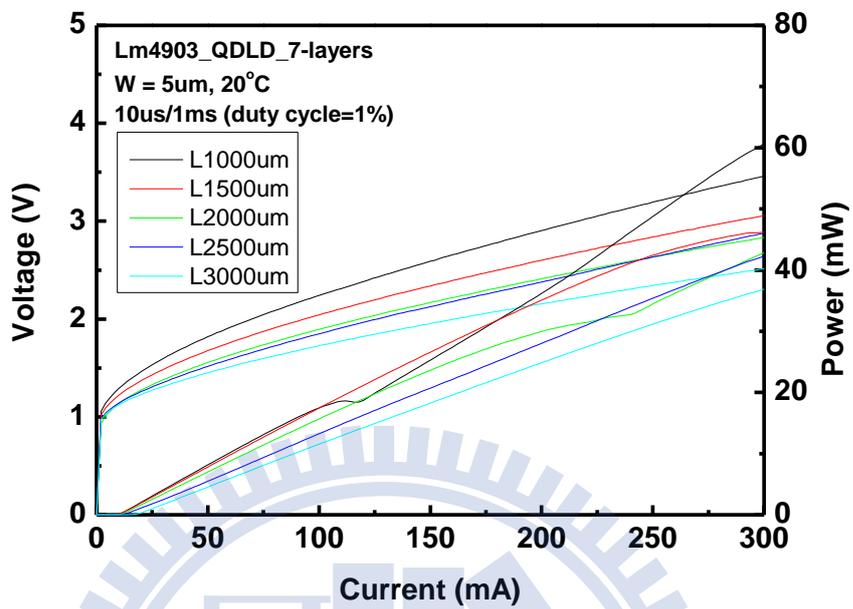


圖 4.1 波導寬度 = 5 μ m之L-I-V曲線

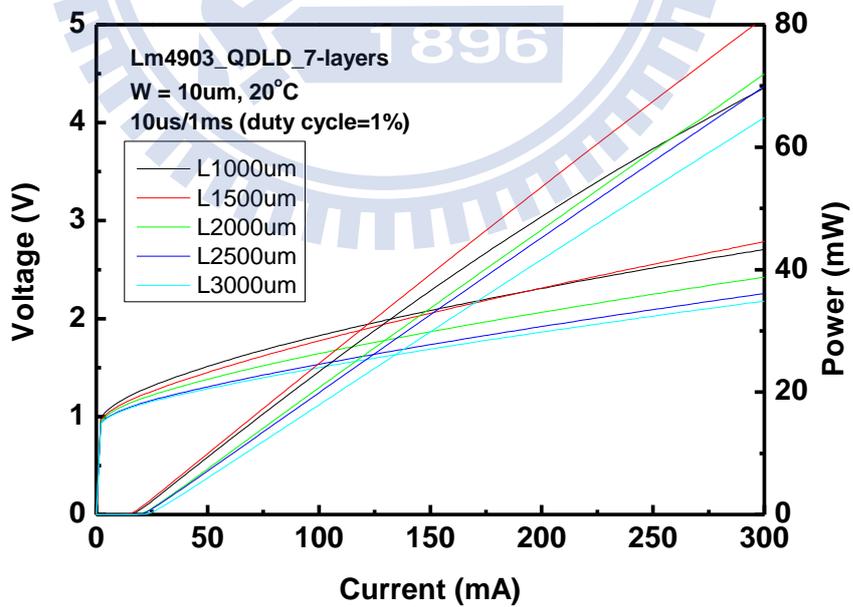


圖 4.2 波導寬度 = 10 μ m之L-I-V曲線

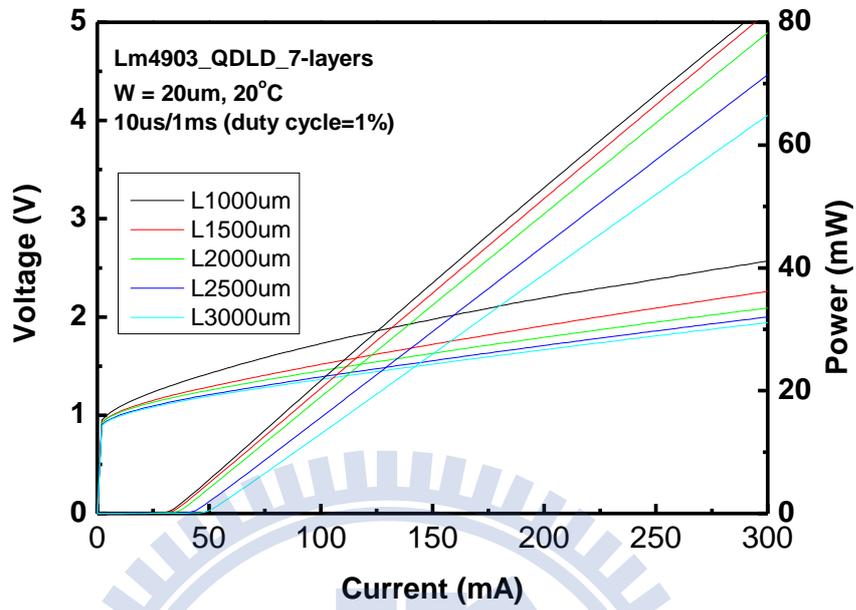


圖 4.3 波導寬度 = 20 μ m之L-I-V曲線

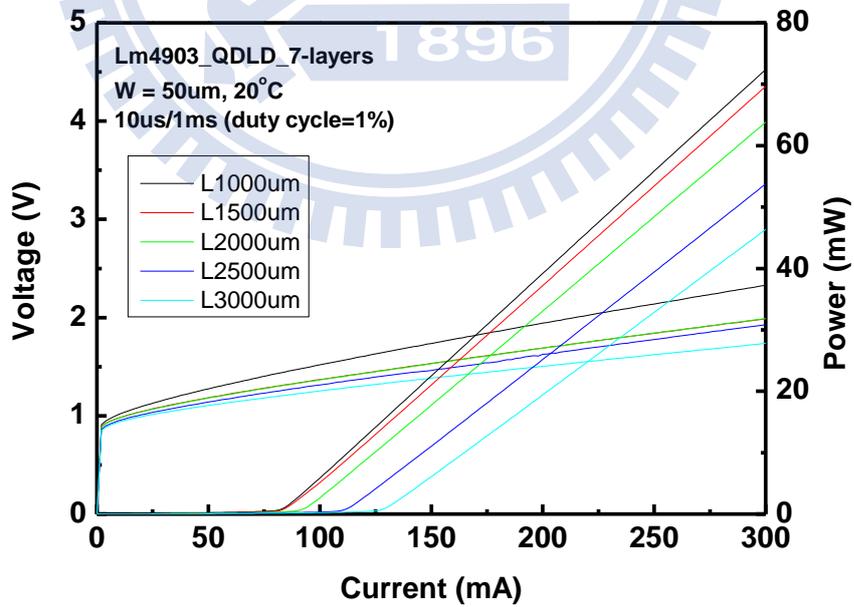


圖 4.4 波導寬度 = 50 μ m之L-I-V曲線

圖 4.5至圖 4.8為在閾值電流附近，元件溫度控制在20℃，特定波導寬度下，不同共振腔長度的雷射頻譜。我們可觀察到基態的波長約在1280nm附近，且雷射頻譜隨著共振腔長度變長有藍移的情形，其原因是輸出波長與能隙 E_g 有關，如(4-1)式描述：

$$\lambda = \frac{1.24}{E_g} \quad (4-1)$$

如以相似的電流值注入，在短共振腔中，由於電流注入面積較小，所以電流密度較大，產生的熱也較多，主動層的溫度升高。而能隙會隨溫度升高而減小，所以根據(4-1)式，輸出波長就增加了。同樣的現象也可以在固定共振腔及波導寬度，變動注入電流值的實驗中觀察到，隨著電流升高，基態雷射輸出頻譜漸漸往長波長移動。

圖 4.9是共振腔長的倒數對閾值電流密度以及輸出波長的關係，從中我們可以觀察到兩個現象，第一個是輸出中心波長隨著共振腔長度增加而有減少的趨勢，其原因在前面已經有所描述；第二個現象是，根據擬合共振腔倒數和閾值電流密度的結果，我們可以發現在共振腔為無限大，元件內部只剩下內部損耗時，閾值電流密度約等於14 A/cm²。而在圖 4.9中，由於波導寬度為5μm的點離散程度較大加上已偏離數據母群體過大，因此擬合的過程中未列入。

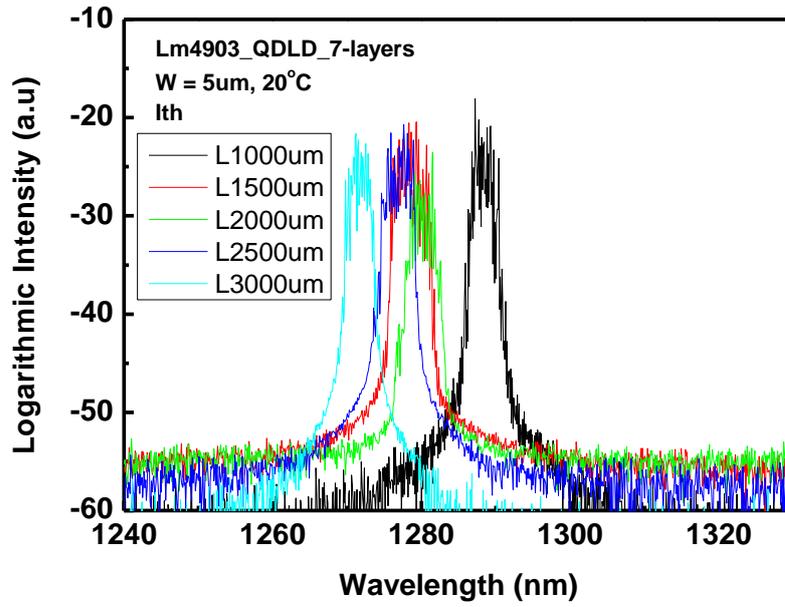


圖 4.5 波導寬度 = $5\mu\text{m}$ ，閾值電流附近之雷射頻譜

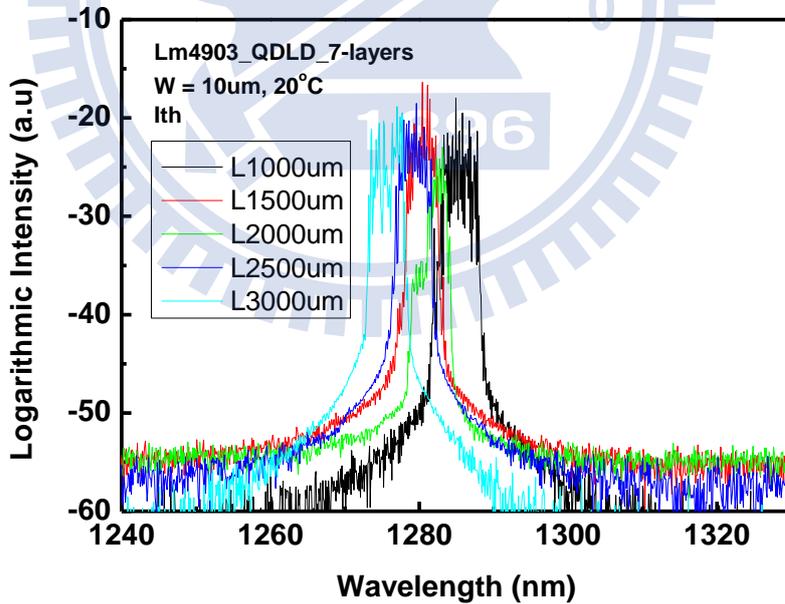


圖 4.6 波導寬度 = $10\mu\text{m}$ ，閾值電流附近之雷射頻譜

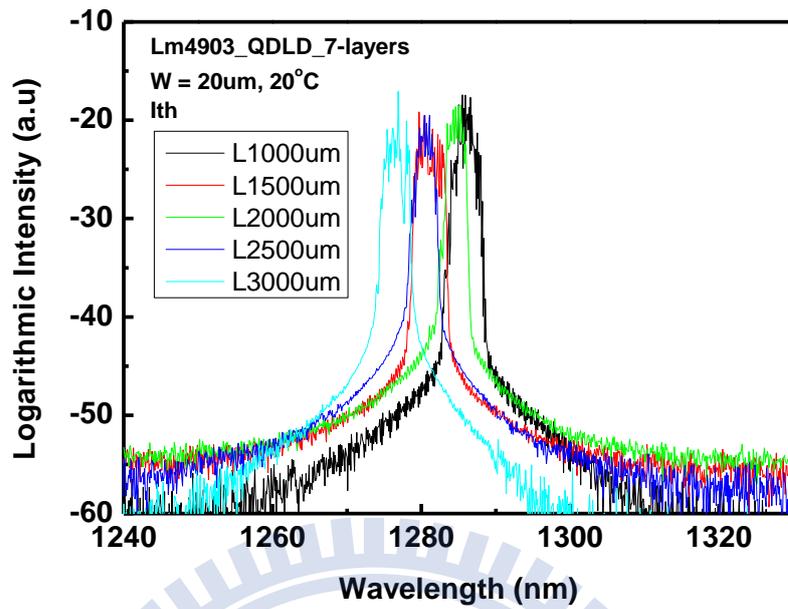


圖 4.7 波導寬度 = 20 μm ，閾值電流附近之雷射頻譜

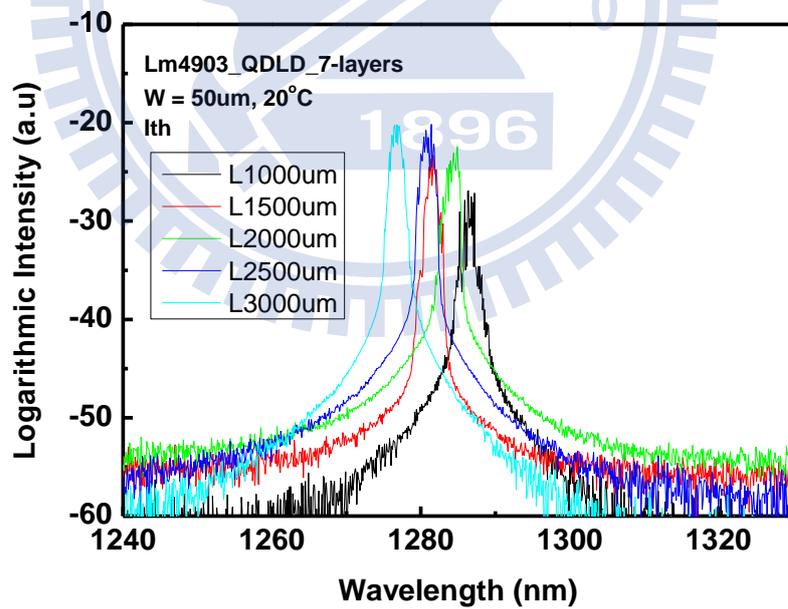


圖 4.8 波導寬度 = 50 μm ，閾值電流附近之雷射頻譜

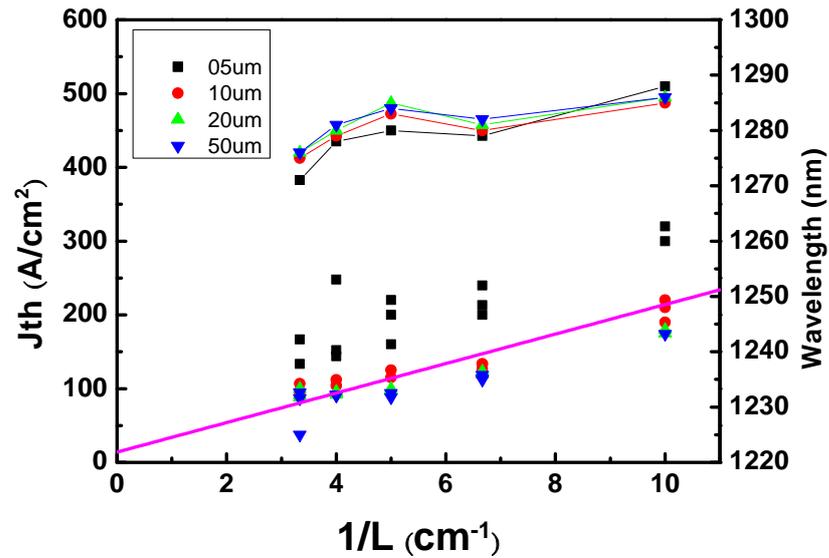


圖 4.9 共振腔長倒數 vs. 閾值電流密度(輸出中心波長)

4.1.2 參數萃取

圖 4.10 是針對外部量子效率對共振腔長度去作圖，從擬合的結果，可以得到元件的內部損耗與內部量子效率各是 4.25cm^{-1} 和 95%。其中波導寬度為 $5\mu\text{m}$ 的點，可能由於寬度較窄而有較大的散射損耗導致其數據偏離母群體，因此擬合的過程中我們沒有列入。

圖 4.11 至圖 4.14 是四種脊狀波導寬度下「閾值電流密度與光模增益」的作圖。這是衡量半導體雷射元件特性的一個指標，並且與主動層的能帶結構相關，因為真實的量子點系統有非均質寬化以及較低飽和增益的現象，電流-增益的曲線不像以往的量子井雷射使用對數關係去擬合 [23]，而是使用由 Zhukov 等人於 1997 年提出的經驗公式 [24]：

$$g = g^{sat} \left[1 - \exp\left(-\gamma \frac{J - J_0}{J_0}\right) \right] \quad (4-2)$$

J_0 代表透明電流密度，在透明電流密度時光模增益會等於零。 γ 是一個非理想因子，描述載子注入量子點的效率，數值通常約在0.8左右。而從擬合的結果，我們可以得到在四種波導寬度之下的基態飽和增益以及透明電流密度，整理於表 4.1，從基態飽和增益數值我們可以發現，單層的飽和增益約是 $2.92 \text{ cm}^{-1} \sim 3.14 \text{ cm}^{-1}$ ，較低於預期中的結果，一層貢獻 $3 \text{ cm}^{-1} \sim 5 \text{ cm}^{-1}$ ，其原因是本論文中使用的磊晶結構，主動層量子點層於層之間の間隔層 (spacer) 為45nm，大於一般習慣使用的30nm，其可能會增加電子間碰撞的機會，導致載子注入量子點的效率較差。



波導寬度(μm)	透明電流密度 (A/cm^2)	基態飽和增益 (cm^{-1})	γ
5	94.0	20.45	0.690
10	66.4	21.50	0.737
20	62.0	21.80	0.748
50	60.2	22.00	0.761

表 4.1 波導寬度 vs. 透明電流密度&基態飽和增益

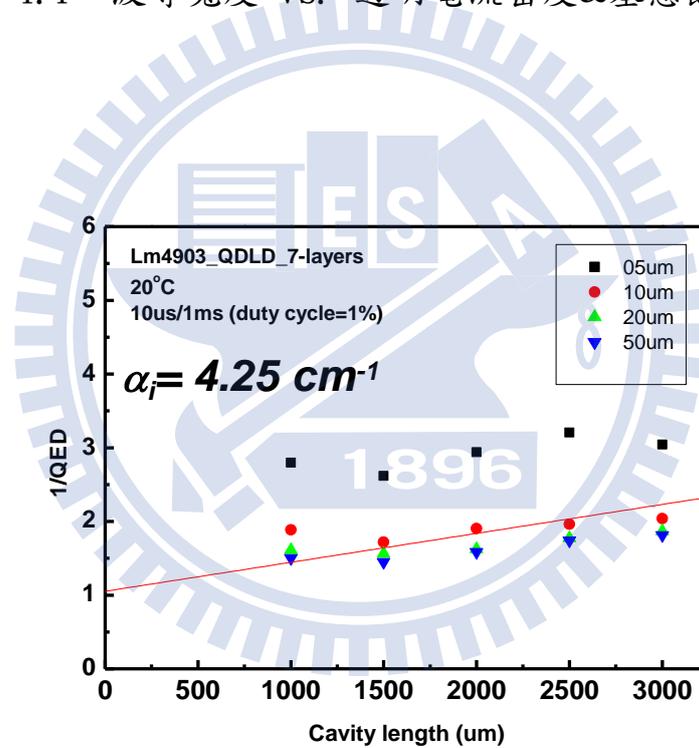


圖 4.10 共振腔長 vs. 外部量子效率倒數

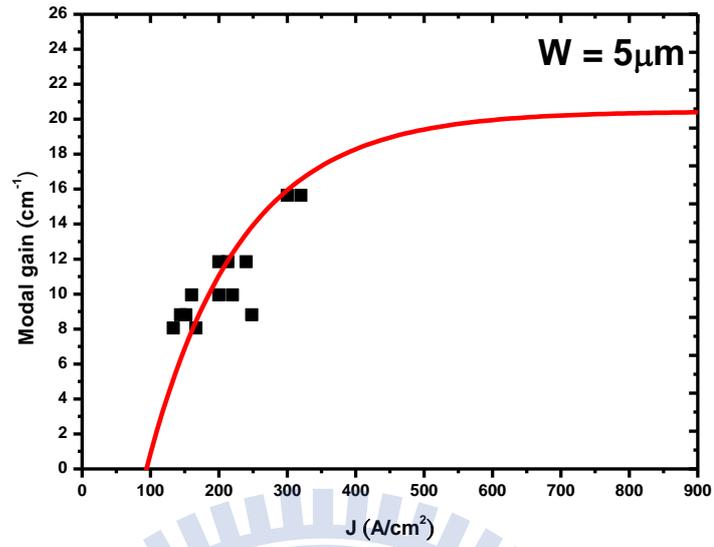


圖 4.11 波導寬度 = 5μm，閾值電流 vs. 光模增益

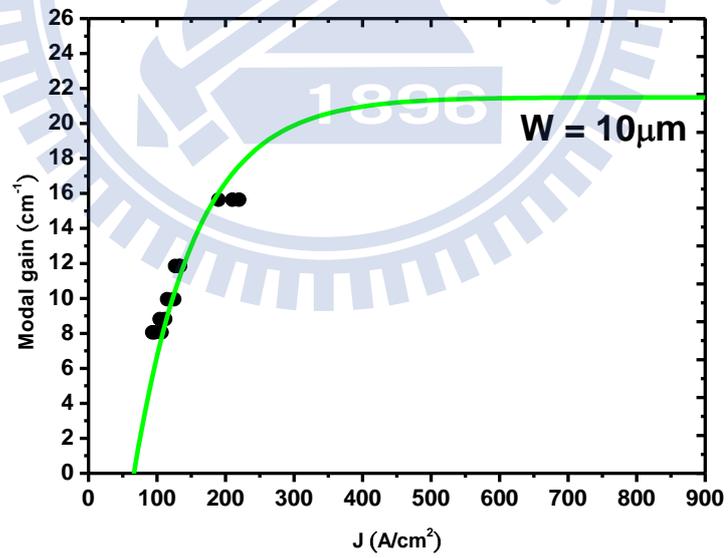


圖 4.12 波導寬度 = 10μm，閾值電流 vs. 光模增益

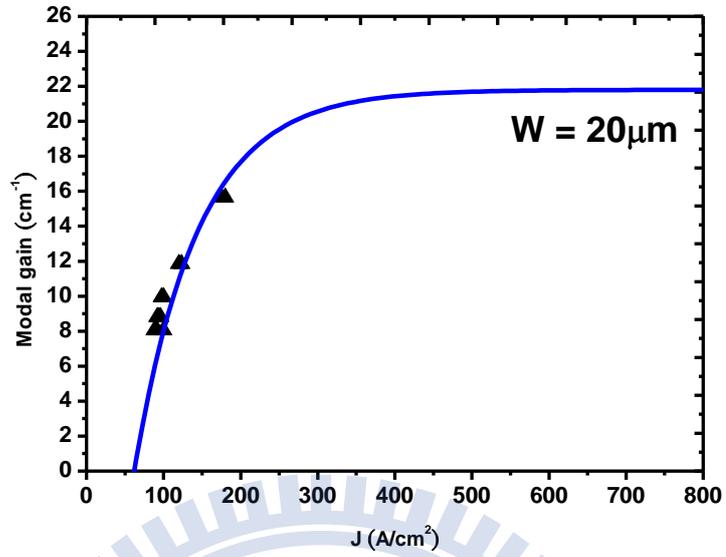


圖 4.13 波導寬度 = 20μm，閾值電流 vs. 光模增益

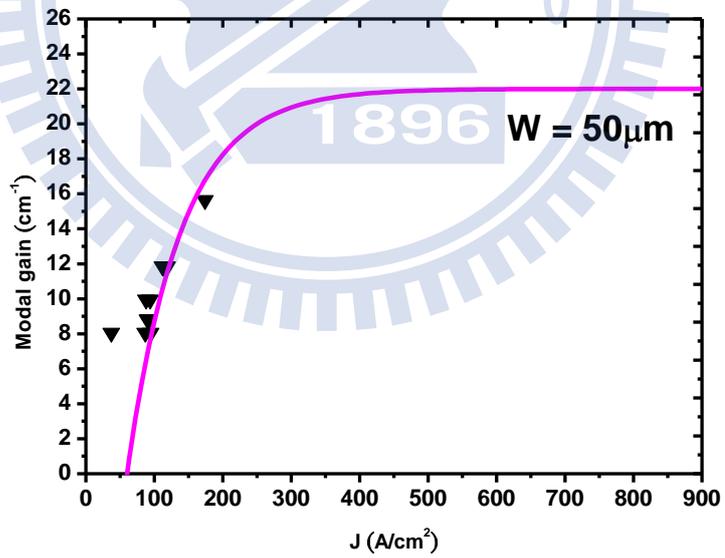


圖 4.14 波導寬度 = 50μm，閾值電流 vs. 光模增益

4.1.3 遠場分佈

最後，我們呈現了各種波導寬度的遠場分佈，其共振腔長均為 $3000\mu\text{m}$ 。圖 4.15、圖 4.17、圖 4.19和圖 4.21分別為四種波導寬度， $5\mu\text{m}$ 、 $10\mu\text{m}$ 、 $20\mu\text{m}$ 及 $50\mu\text{m}$ 的二維遠場分佈圖；圖 4.16、圖 4.18、圖 4.20和圖 4.22為其水平及垂直方向的一維遠場分佈，標示其下的數字為水平及垂直方向之半高寬，整理於表 4.2。而我們定義其數值為該方向之發散角，在這個量測中我們發現，水平方向發散角的實際數值皆大於模擬結果，約有十幾度的差異，其原因是在製程中沒有掌控好濕式蝕刻的蝕刻速率，有部分的主動層在mesa etching時被吃穿，因此，模擬時不再能以等效折射率法(effective index method, EIM)求得脊狀波導的等效折射率去預測發散角。圖 4.23為波導寬度為 $5\mu\text{m}$ 的SEM(scanning electron microscopy)圖，可以觀察出主動層被部分吃穿的情形，幸運的是，這不會對量子點雷射元件的光性造成太大的影響，因為在量子點雷射中，表面複合(surface recombination)的效應會被抑制 [25]。

遠場分佈提供了關於光耦合難易的資訊，大的發散角會導致收光效率變差，而從四種寬度的遠場分佈我們可以觀察到垂直方向的發散角都很大，都大約在 60° 上下，這同時是量子點雷射元件的一個缺點。

因為光的繞射，波導越寬其水平發散角會越窄，從圖 4.15及圖 4.17可以觀察到這個現象，然而，寬的波導會增加遠場分佈的模態數，使其不

再是單模輸出，當輸出模態變成多模，收光效率也會受到影響，從圖 4.19 及圖 4.21 我們可以觀察到多模輸出的遠場分佈。值得注意的是，一般而言，在量子井雷射中波導寬度超過 $5\mu\text{m}$ 通常就已是多模輸出，然而量子點元件往往在 $10\mu\text{m}$ 左右仍可維持單模輸出，如圖 4.17 所示。事實上，這是量子點元件中一個很獨特的現象 [25]，因為在量子點雷射中，光束成絲 (beam filamentation) 的行為會被抑制 [25]，其原因是量子點具有較小的線寬增強因子，再來就是，因為量子點在主動區成離散分佈，橫向的載子濃度梯度較小，所以電流擴散 (current spreading) 的效應並不嚴重。Ribbat 等人藉由近場分佈 (near field pattern, NFP) 的量測證明了這一點 [26]。

波導寬度 (μm)	θ_{\parallel}	θ_{\perp}
5	24.8°	56.7°
10	12.0°	60.1°
20	5.1°	56.9°
50	X	65.8°

表 4.2 波導寬度 vs. 水平&垂直方向發散角

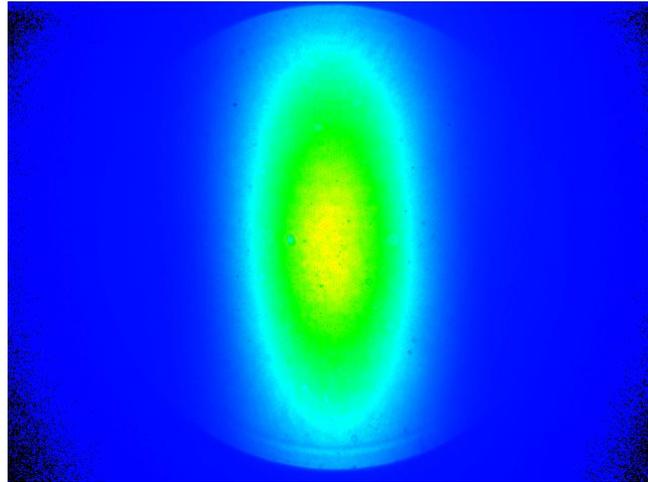


圖 4.15 波導寬度 = $5\mu\text{m}$ ，40mA時的二維遠場分佈

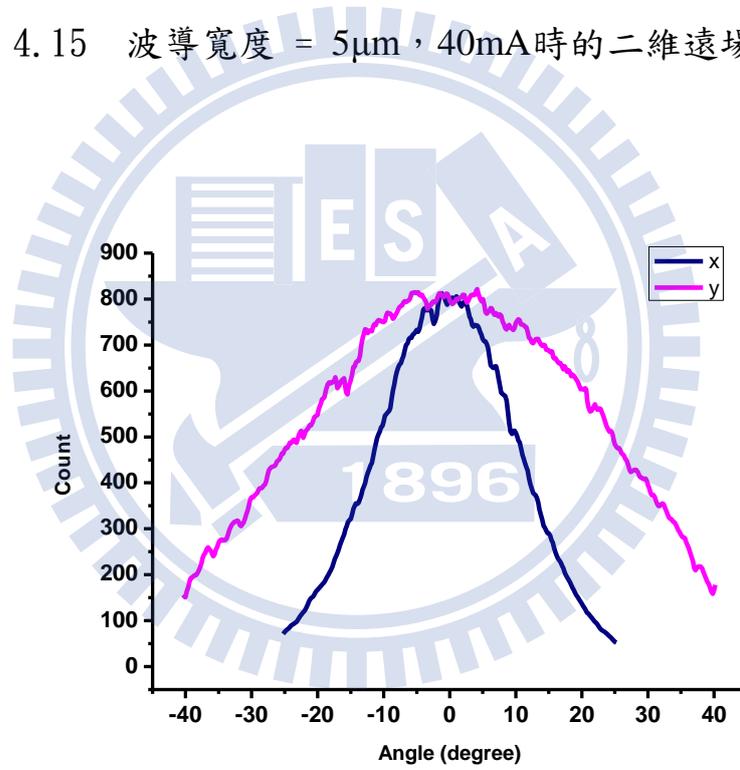


圖 4.16 波導寬度 = $5\mu\text{m}$ ，40mA時的水平&垂直方向一維遠場分佈

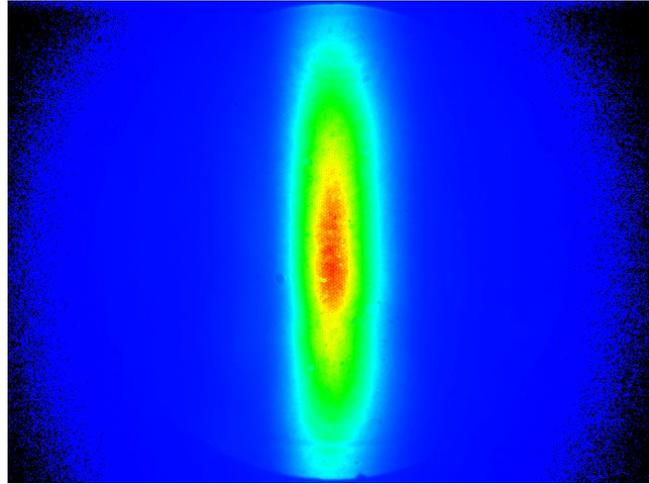


圖 4.17 波導寬度 = $10\mu\text{m}$ ，40mA時的二維遠場分佈

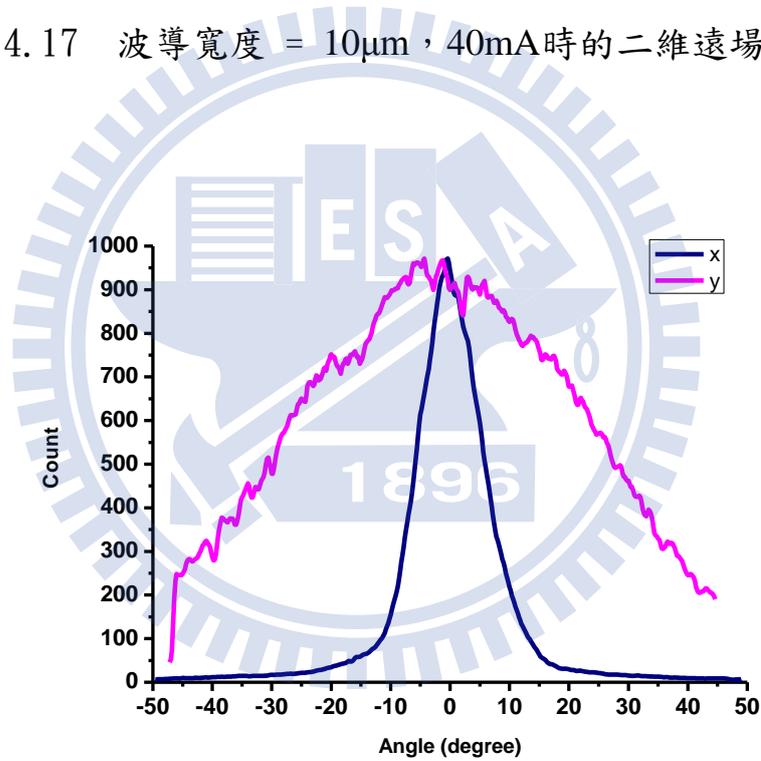


圖 4.18 波導寬度 = $10\mu\text{m}$ ，40mA時的水平&垂直方向一維遠場分佈

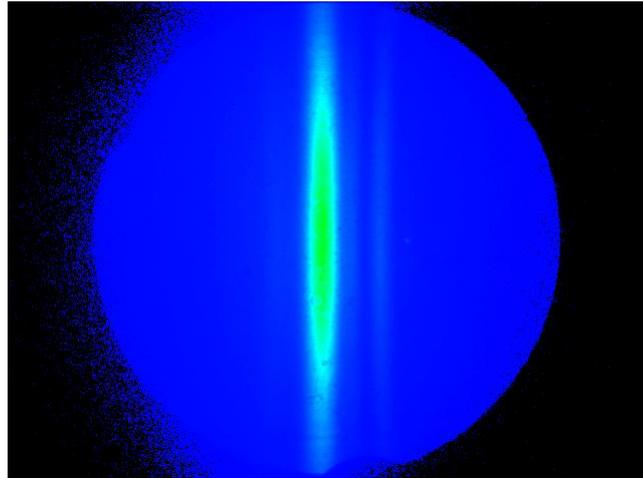


圖 4.19 波導寬度 = $20\mu\text{m}$ ，60mA時的二維遠場分佈

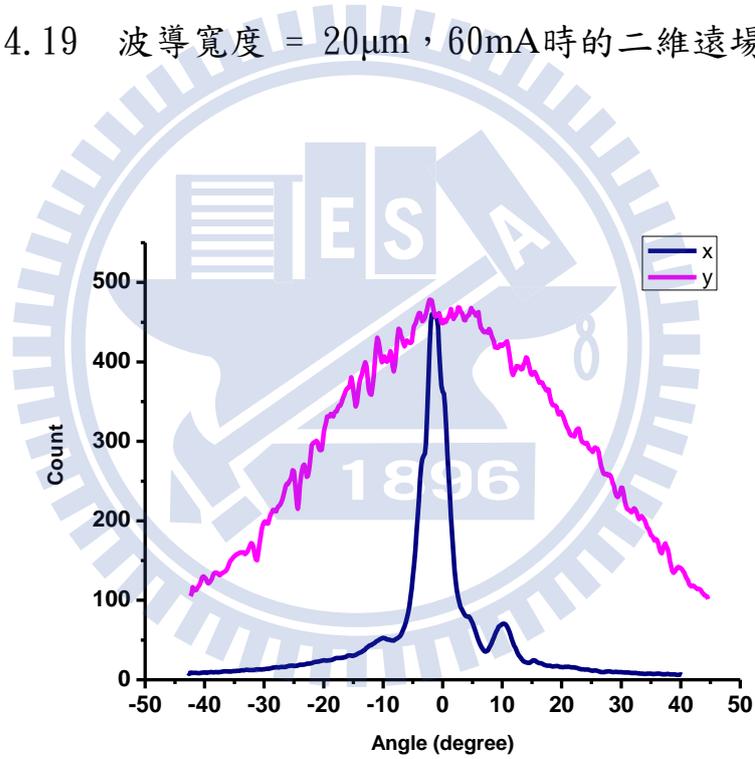


圖 4.20 波導寬度 = $20\mu\text{m}$ ，60mA時的水平&垂直方向一維遠場分佈

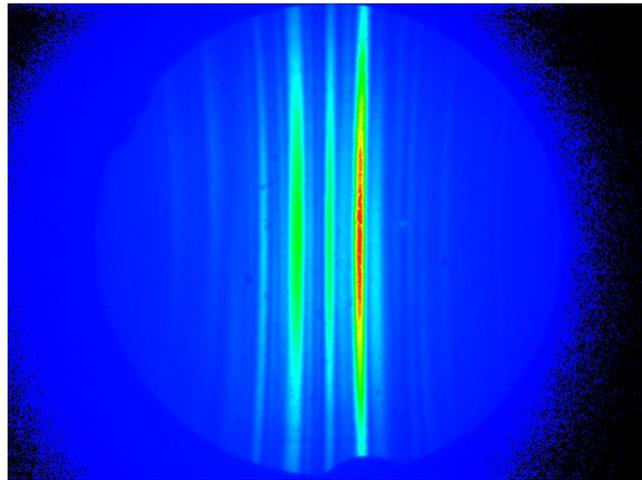


圖 4.21 波導寬度 = $50\mu\text{m}$ ，190mA時的二維遠場分佈

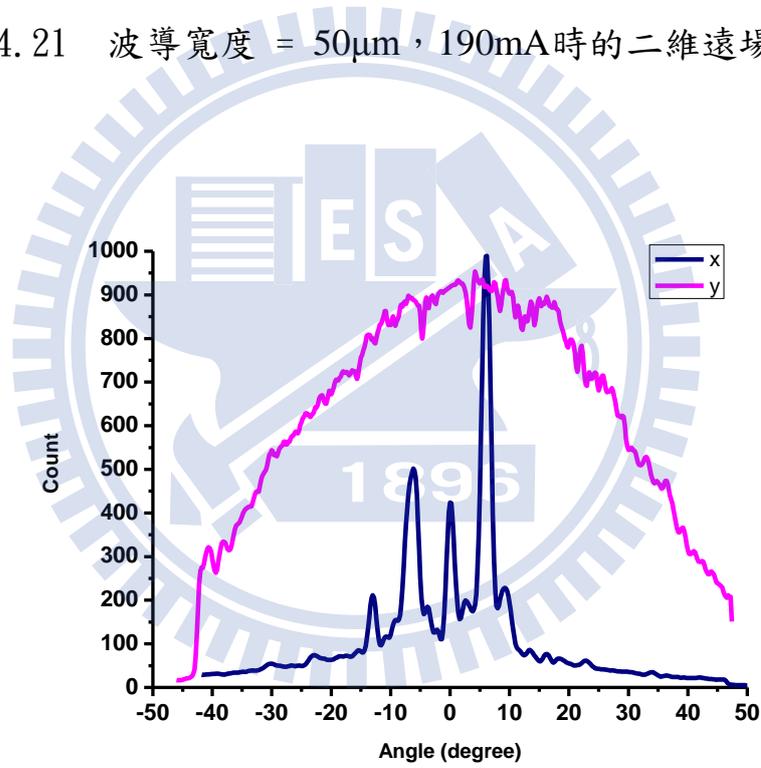


圖 4.22 波導寬度 = $50\mu\text{m}$ ，190mA時的水平&垂直方向一維遠場分佈

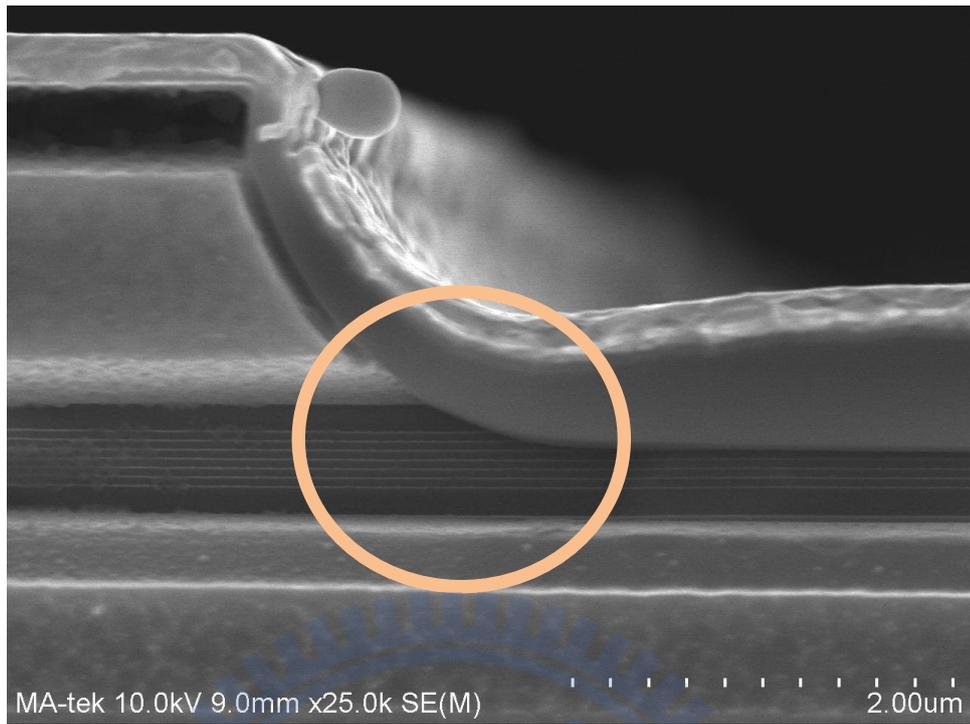


圖 4.23 主動層被部分吃穿的情形(圓圈處)

4.2 分段式接點元件量測

在本節，我們會詳細討論分析傳統型及改良型分段式接點法的實驗結果，並將萃取的參數和 4.1 節雷射二極體基本量測所萃取的參數做分析討論，以驗證分段式接點法能否得到合理的實驗結果。

4.2.1 增益及吸收頻譜

利用傳統型及改良型分段式接點法去求增益及吸收頻譜的運算方式，在第二章中已有詳細討論。圖 4.24 是各種導通架構下所量測到的放大自發性輻射頻譜，放置其右的圖示為導通架構示意圖，波導寬度為 $5\mu\text{m}$ ，每一區段長度為 $1500\mu\text{m}$ ，而元件溫度被控制在 17°C ，注入電流皆為直流電流。我們從這些圖可以觀察到基態大約在每一段注入電流為 60mA 時開始出現飽和的情形。經由(2-19)式、(2-24)式和(2-32)式可以算出一系列的淨光模增益頻譜，圖 4.25 至圖 4.27 分別為經由這三式算出的淨光模增益頻譜。此外，圖 4.28 為每一段注入電流為 60mA 時，三種計算方法得到的增益頻譜之比較。

從中我們可以觀察到幾件事情。第一，(2-24)式事實上只是(2-19)式的變形，換句話說，是(2-19)式的另一種形式，因此兩者算出的增益頻譜應該是要相同的，然而從圖 4.27 我們可以發現兩者有明顯的差異，尤其是在第一激發態。第二，一般而言，淨光模增益頻譜會在長波長的時候收斂到內部損耗，因為已在能帶以下，已經沒有光模增益了，從圖 4.25 及圖

4.26 可以發現，各種電流注入情況下的曲線並沒有收斂到同一個值，於第二章所述的非導向自發性輻射可能為原因之一。然而，經改良型分段式接點法計算出的增益頻譜收斂到大約 4.3cm^{-1} 左右。第三，從圖 4.27 可以觀察到基態的淨光模增益的增加趨勢隨著注入電流的增加而越趨平緩，最後約飽和在 15cm^{-1} ，此時的電流密度是 $800\text{A}/\text{cm}^2$ 。最後，從三張圖中我們皆可觀察到增益頻譜的峰值增益隨著注入電流的上升，並沒有很明顯紅移或藍移的情形，這是因為會造成藍移的能帶填充效應(band filling effect)與會造成紅移的能隙縮減效應(band-gap shrinkage effect)在互相競爭。

在 2.5 節我們同時也討論了吸收頻譜的計算，將圖 4.24 的放大自發性輻射頻譜代入(2-26)式和(2-37)式即可得經由傳統型及改良型分段式接點法所算出的吸收頻譜。在這邊必須要注意的是，要將扮演吸收區的區段接地或是施加負偏壓，其效應會在後面的章節描述。

在圖 4.29 和圖 4.30 中我們呈現了分別由傳統型及改良型分段式接點法計算出的吸收頻譜。而吸收頻譜和淨光模增益頻譜一樣在長波長時要收斂到內部損耗，從這兩個圖中，我們可以再次發現傳統型分段式接點法計算的吸收頻譜並無收斂到一特定值，反倒是改良型分段式接點法計算的吸收頻譜收斂到大約 4.3cm^{-1} 左右，也就是說，經改良型分段式接點法計算的吸收及增益頻譜會收斂到一個相同值的內部損耗，此值也與圖 4.10，標準脊狀波導雷射製程的實驗結果相近。此外，從圖 4.30 的吸收頻譜我們可以

發現，在約 1280nm 以上，吸收頻譜並不會隨著注入電流的增加而有變化，事實上，由於我們的吸收區沒有施加任何的負偏壓，因此元件的吸收並不會隨著注入電流的增加而有所改變，然而，圖 4.29 呈現了一個相反的現象，藉此可以觀察到非導向自發性輻射對吸收頻譜計算所造成的誤差。而在靠近短波長的區域，可能由於 ASE 頻譜的強度還不夠，因此計算出的吸收頻譜會較為雜亂，因此這個部分的計算結果是比較不能參考的。

另外我們也補充了 Xin 等人以改良型分段式接點法在每一段施加不同的電流值下量得的增益頻譜，以及在吸收區施加不同值負偏壓下的吸收頻譜 [27]，分別呈現於圖 4.31 和圖 4.32，主動區結構為六層 InAs 量子點披覆 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 的 DWELL 結構。從圖 4.31 可觀察到隨著注入電流增加，增益頻譜峰值受能帶填充效應藍移的情形；在長波長處會收斂到內部損耗， $3\pm 0.5\text{cm}^{-1}$ 。而在圖 4.32 中我們可以看到吸收頻譜隨著負偏壓的增加而有紅移的情形，原因是量子侷限史塔克效應(quantum confined stark effect, QCSE)。負偏壓在主動區會產生一個電場，在主動層內因晶格常數的差異，此電場會造成能帶的傾斜，進而影響到電子電洞複合的效率，使得在主動層發光波長附近發光減弱，意即吸收增加，所以吸收頻譜會有紅移的情形。

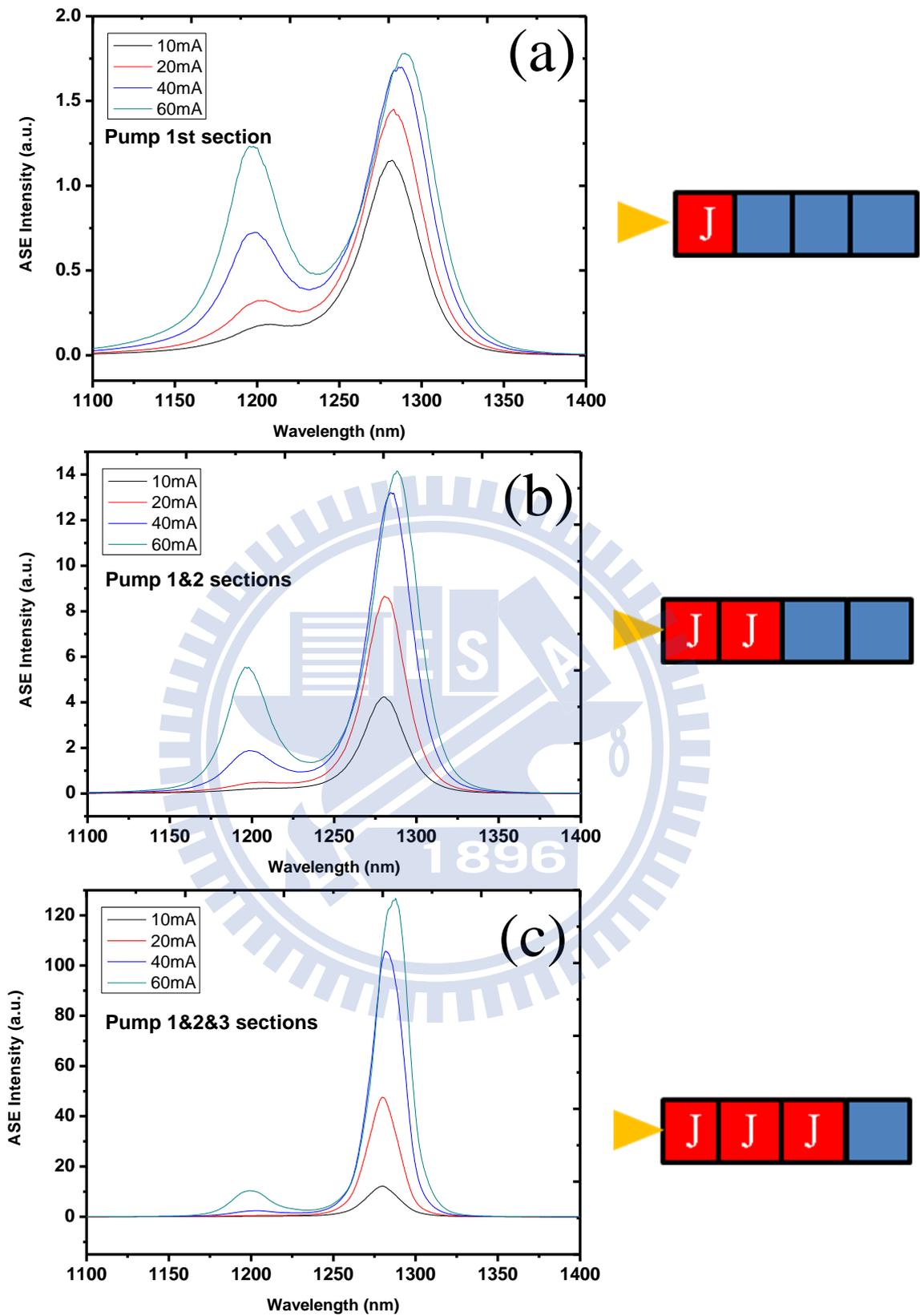


圖 4.24 不同導通機制下的放大自發性輻射頻譜

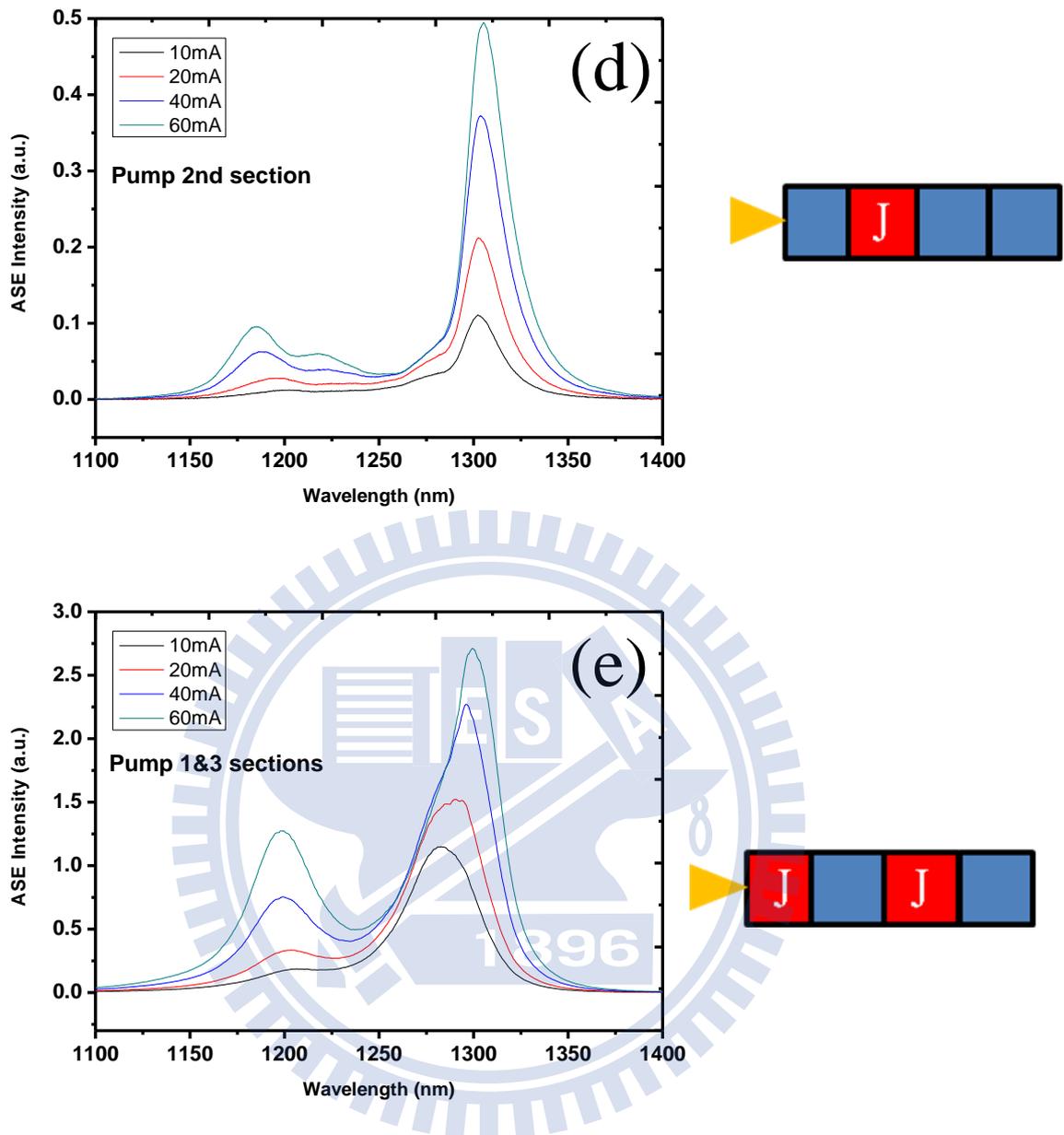


圖 4.24 (續) 不同導通機制下的放大自發性輻射頻譜

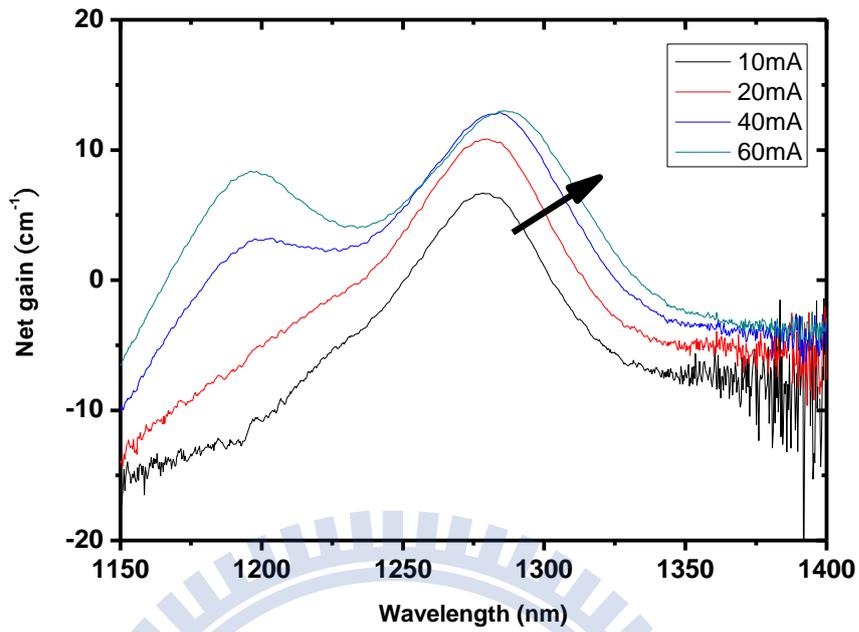


圖 4.25 (2-19)式算出的傳統型分段式接點法增益頻譜

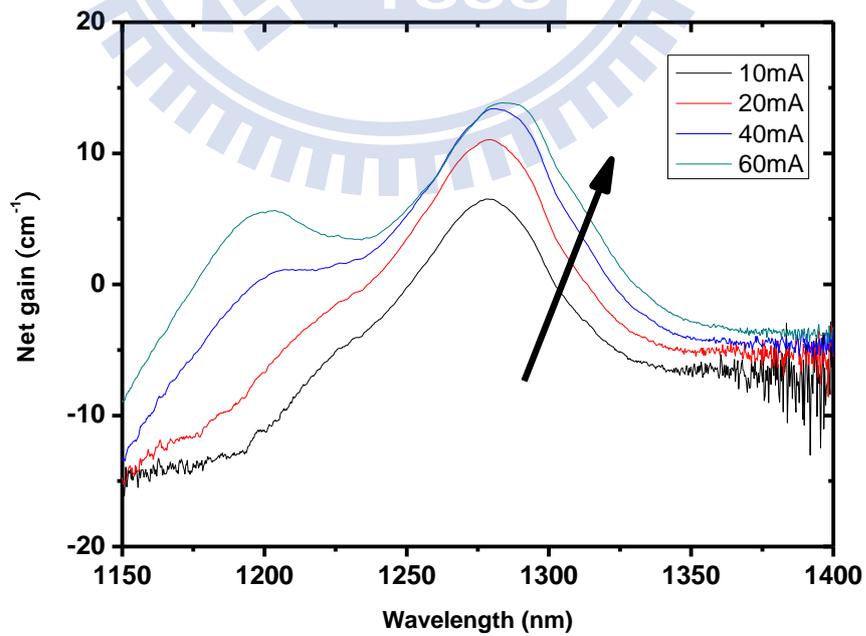


圖 4.26 (2-24)式算出的傳統型分段式接點法增益頻譜

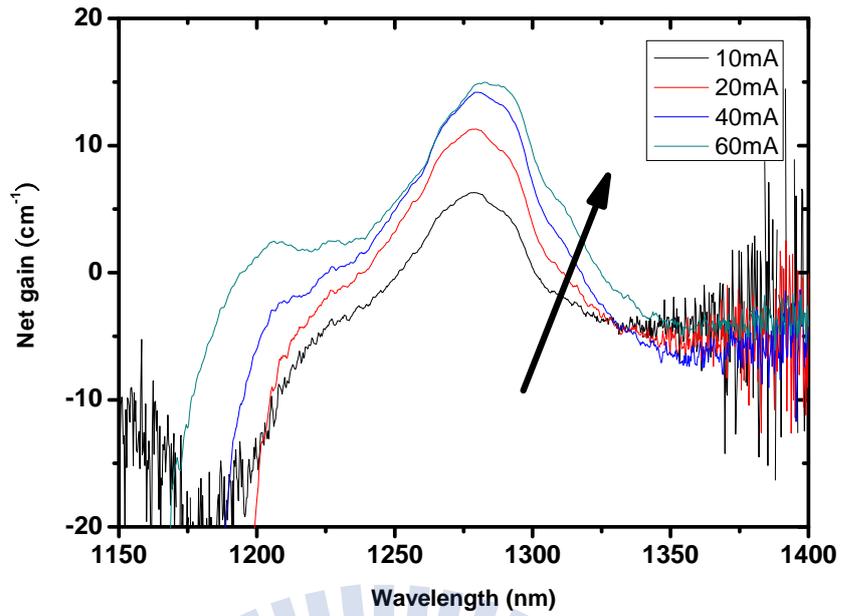


圖 4.27 (2-32)式算出的改良型分段式接點法增益頻譜

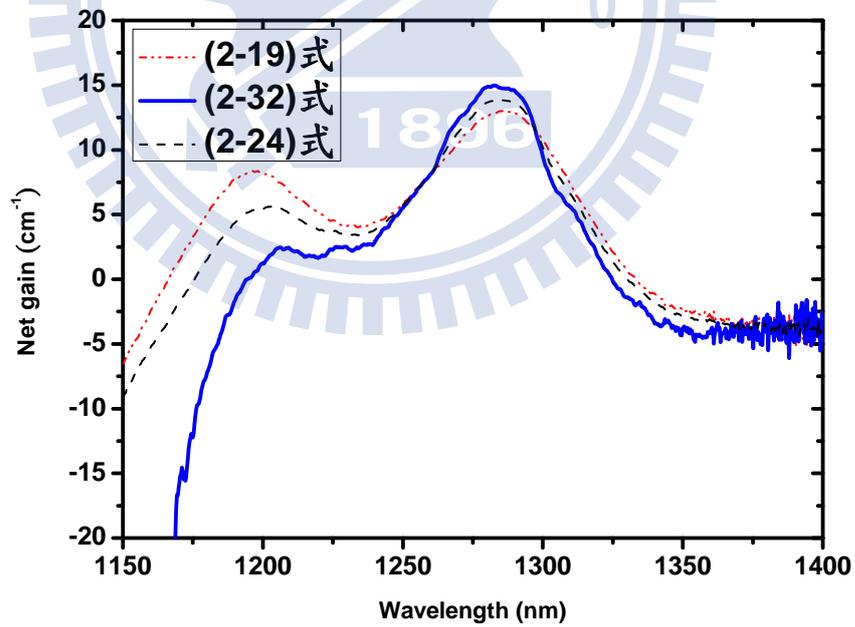


圖 4.28 (2-19)式、(2-24)式和(2-32)式在每一段注入電流為 60mA 時算出之增益頻譜之比較

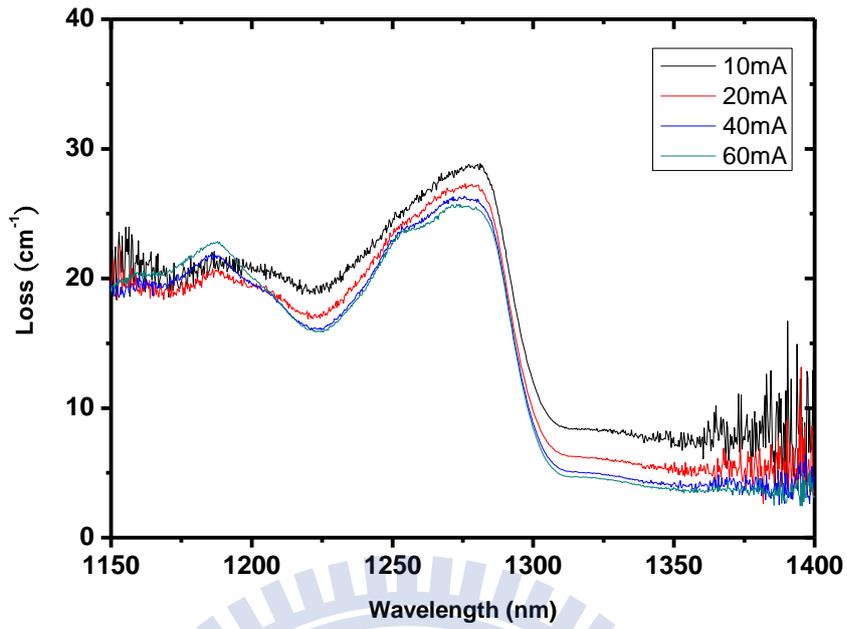


圖 4.29 傳統型分段式接點法之吸收頻譜

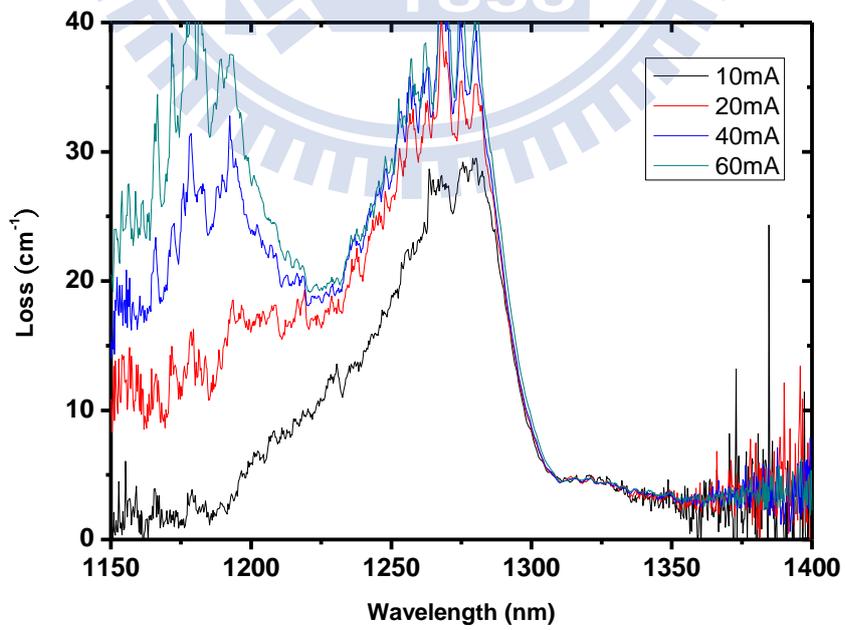


圖 4.30 改良型分段式接點法之吸收頻譜

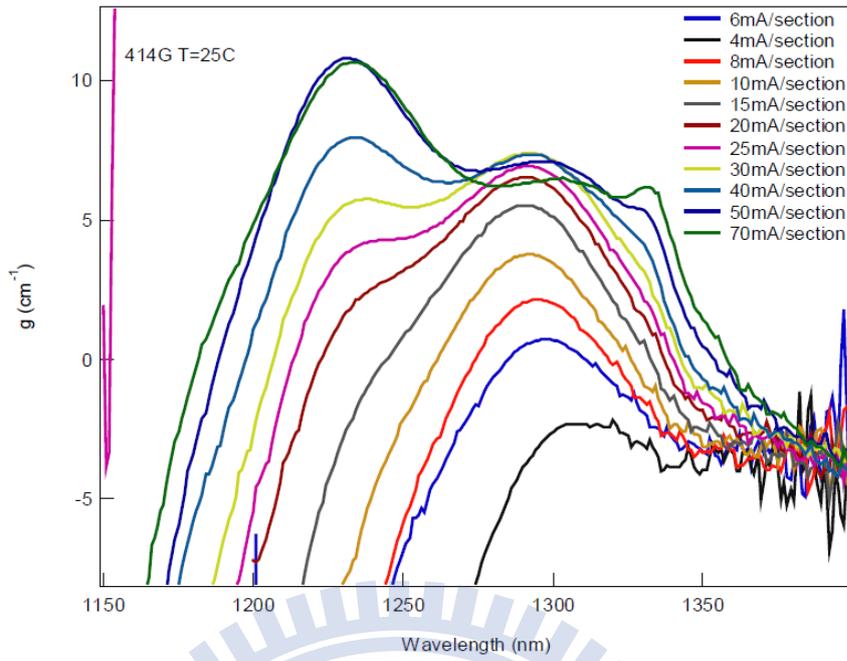


圖 4.31 Xin 等人以改良型分段式接點法計算的增益頻譜 [27]

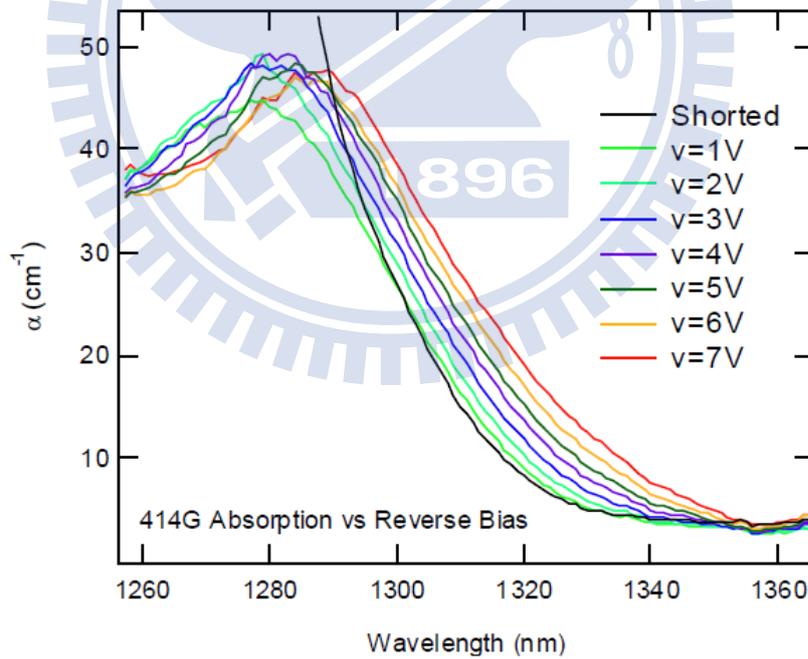


圖 4.32 Xin 等人以改良型分段式接點法計算的吸收頻譜 [27]

4.2.2 吸收區的處理

在增益頻譜的量測中我們發現吸收區接地與否會對量測結果造成影響。Suchalkin 等人於 2008 年發表了擴散電流對於多段式元件的影響 [28]。由於在多段式元件中，存在於區段之間的等效電阻並不是無限大，因此擴散電流的效應是無法避免的，只有多與少的差別。圖 4.33 是一個多段式元件的等效電路示意圖，箭頭代表電流的方向，標示的數字為每一段的編號，順序是由左到右，光從元件左側發出。欲得到擴散電流與偏壓電流、區段間的橫向等效電阻，及每一段的二極體電阻的關係，我們必須先假設元件電阻與注入電流值和偏壓無關。則當施加一個偏壓電流，往右擴散到第 k 段的電流值可表示為 [28]：

$$I_e^k = I_{bias} \alpha^k (1 - \alpha) \quad (4-4)$$

其中

$$\alpha = 1 - \frac{R_l}{2R_e} \left(\sqrt{1 + 4 \frac{R_e}{R_l}} - 1 \right) \quad (4-5)$$

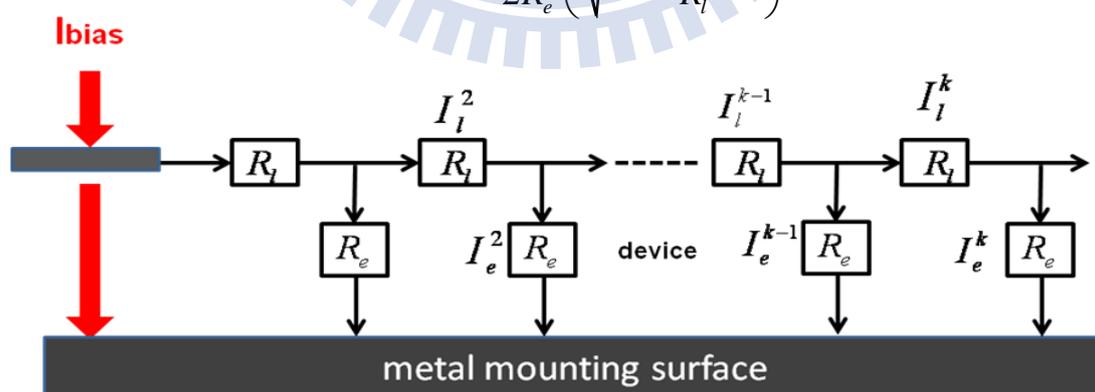


圖 4.33 多段式元件等效電路圖

在我們的元件中，區段之間的電阻約是 5 k Ω 左右，而每一段的二極體串聯電阻約是 5 至 6 Ω ，因此，當施加一個偏壓電流於第一段，約會有 1/1000 的量擴散到第二段，若是施加偏壓電流於多段，則擴散電流的計算便又相對複雜，對於量子點元件來說，由於增益不大，這一類擴散電流的影響應該是要盡量避免的。為了這個目的，我們將元件沒有要導通的區段妥善接地形成一個旁道(bypass)，而不是浮接(floated)，如此一來，就算有橫向的擴散電流，也不會流進鄰近區段進一步去導通發光，而根據(4-5)式，由於 R_e 會等效為 0 Ω ，所以 α 會趨近於無限大，因此擴散到隔壁區段的電流又更少了。圖 4.34 是 R_l/R_e 與 α 的關係圖，從中我們可以發現，區段之間的電阻 R_l 與單一段之元件電阻 R_e 並不需要最佳化，而是比例越大越好，意即 R_l 越大越好，因為根據(4-4)式 α 越小橫向擴散電流就越小。Xin 等人曾使用離子佈植法(ion implantation)於多段式接點元件，使得 R_l 達到 10M Ω 之高 [27]。從上述來看，有效提升區段之間的電阻為製作多段式接點元件時須謹慎面對的課題。

我們將吸收區接地及浮接後經改良型分段式接點法計算出靠近基態附近的增益頻譜置於圖 4.35，每一段的電流是 40mA。可以發現接地後增益頻譜會藍移，換句話說，若浮接吸收區，則靠近短波長的增益會減小。

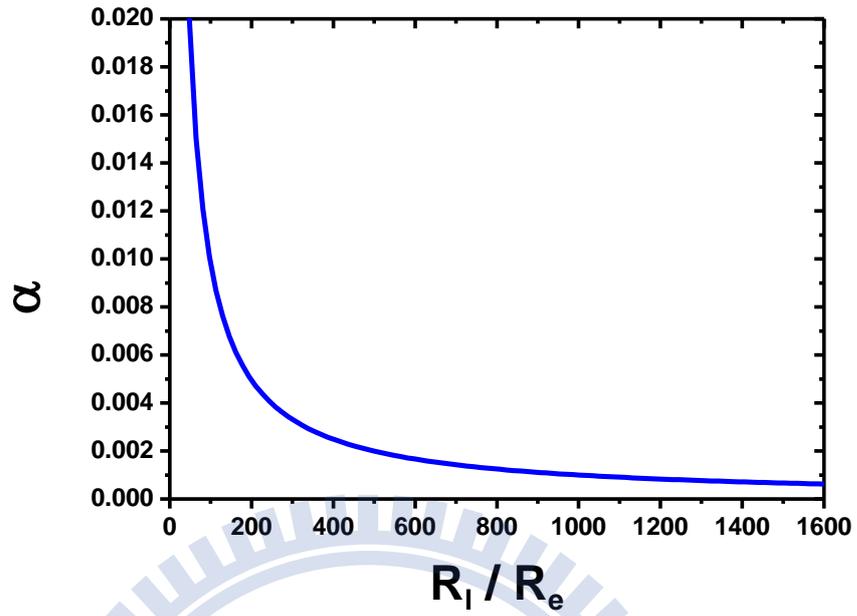


圖 4.34 R_l / R_e vs. α

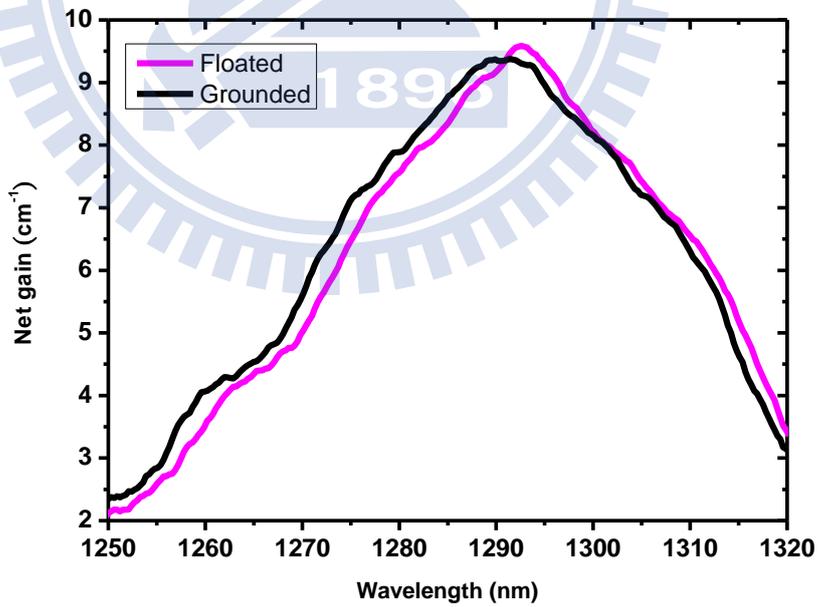


圖 4.35 吸收區接地與否的影響

4.2.3 「電流-增益」關係之分析

本章節中我們會針對增益頻譜之「峰值增益-電流密度」的作圖和由脊狀波導雷射二極體製程中萃取的結果做對照。圖 4.36 及圖 4.37 分別是來自改良型及傳統型分段式接點法的量測數據並以(4-2)式擬合的結果，在這邊要注意的是須將前述的淨光模增益頻譜之峰值加上內部損耗才是縱軸的峰值光模增益，表 4.3 為擬合出的基態飽和增益與透明電流密度。

分段式接點法	透明電流密度 (A/cm ²)	基態飽和增益 (cm ⁻¹)	γ
改良型	73	19.60	0.69
傳統型	62	17.86	0.70

表 4.3 分段式接點法之透明電流密度與基態飽和增益

圖 4.38 整合兩種分段式接點法及雷射二極體製程的四種波導寬度，其中四條虛線分別代表來自四種脊狀波導寬度的電流-增益關係，即圖 4.11 至圖 4.14 的結果；兩條實線分別是改良型及傳統型分段式接點法的結果。我們可以發現，改良型分段式接點法的結果，與脊狀波導雷射製程中寬度 5 μ m 的結果相當一致，在飽和增益方面只有 4.2% 左右的誤差。此外，由於改良型分段式接點法的數據是在直流電流操作下量測，而脊狀波導雷射二

極體製程中是使用脈衝電流，因此可以將此誤差歸咎於直流操作下的熱效應影響。

因此，我們藉由「電流-增益關係」的觀點，再次驗證了改良型分段式接點法的正確性。

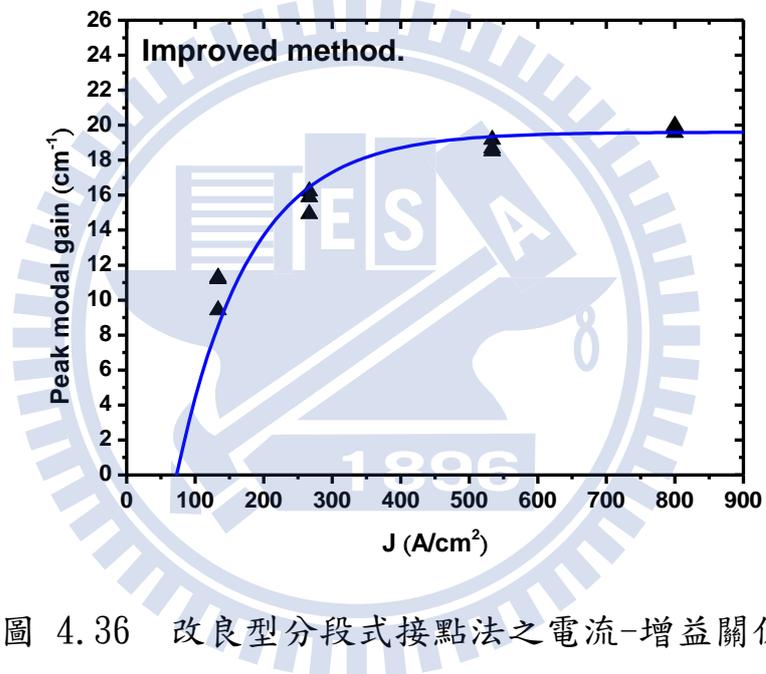


圖 4.36 改良型分段式接點法之電流-增益關係

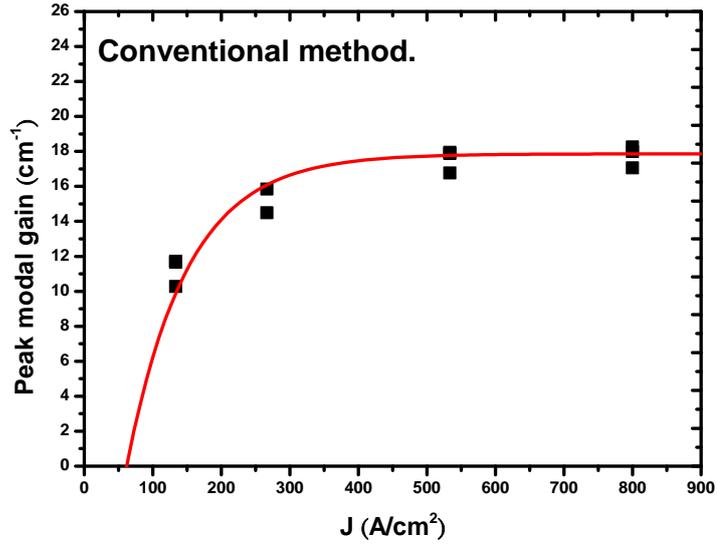


圖 4.37 傳統型分段式接點法之電流-增益關係

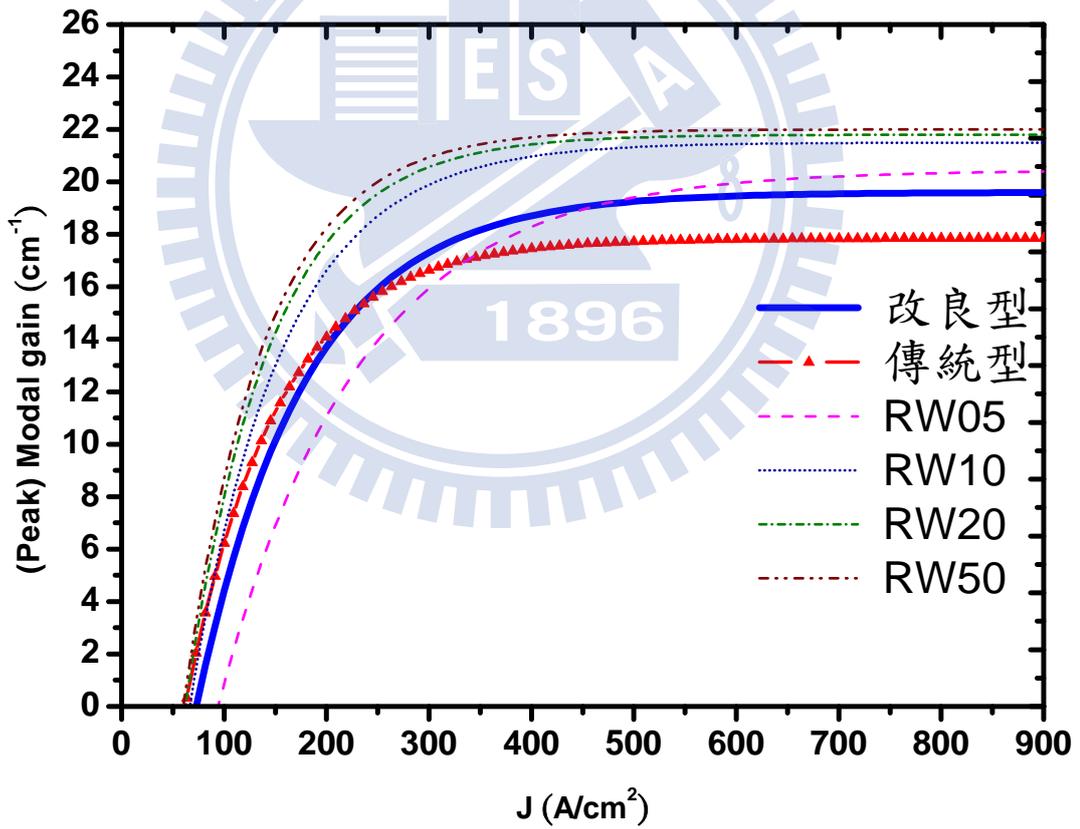


圖 4.38 分段式接點法及脊狀波導雷射二極體之電流-增益關係

(RW 代表波導寬度)

4.2.4 未經放大的自發性輻射

經過一系列增益的計算，我們可以將已算出的淨光模增益(2-32)式代入(2-28)式和(2-29)式計算未經放大的自發性輻射 S ，和之前一樣假設不同導通機制下的非導向自發性輻射都相等，則將兩式相減做簡單的移項，可得改良型分段式接點法之自發性輻射為：

$$S = g \cdot \frac{I_{2L} - I_L}{(\exp(g \cdot L) - 1) \cdot \exp(g \cdot L)} \quad (4-6)$$

將(2-19)式算出的淨光模增益代入(2-17)式，可得傳統型分段式接點法之自發性輻射為：

$$S = \frac{g \cdot I_L}{\exp(g \cdot L) - 1} \quad (4-7)$$

圖 4.39 和圖 4.40 分別為改良型及傳統型分段式接點法的自發性輻射頻譜的例子。以往量測自發性輻射頻譜需要將元件做特殊製程，例如使用 FIB(Focus Ion Beam)於脊狀波導上挖光窗；光路校正也相對困難。而經由分段式接點法的技術，我們可以用推算的方式求得自發性輻射頻譜。

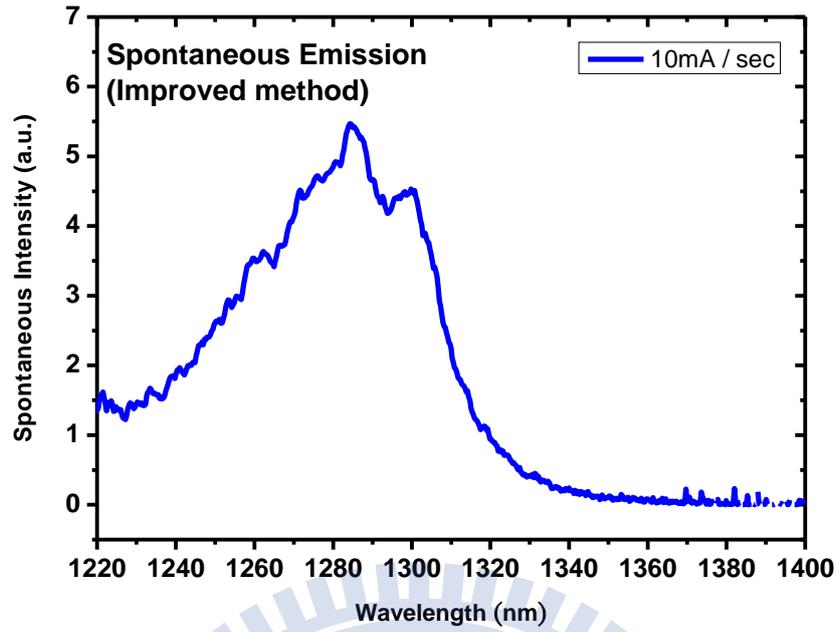


圖 4.39 由改良型分段式接點法求出的自發性輻射

注入電流是 10mA/段

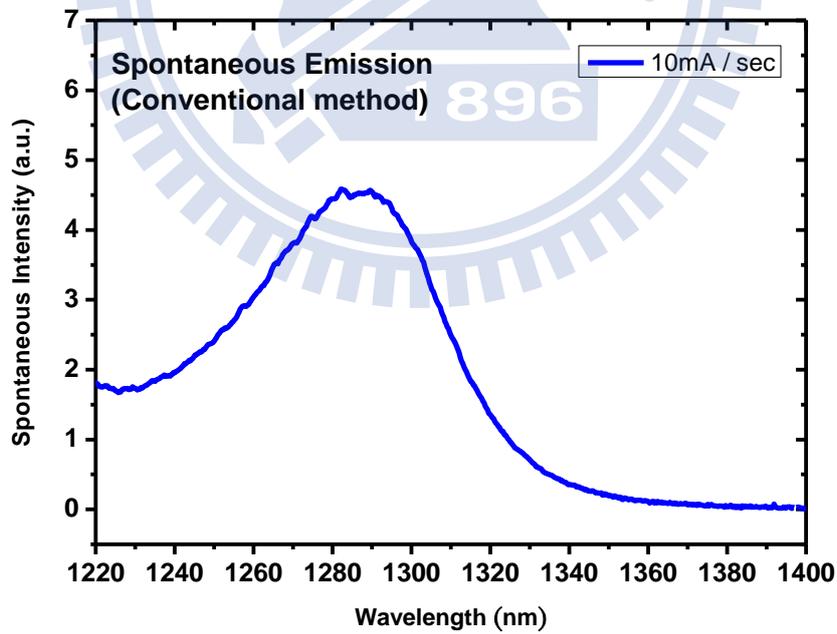


圖 4.40 由傳統型分段式接點法求出的自發性輻射

注入電流是 10mA/段

第五章 結論與展望

5.1 結論

在本論文中，藉由增益及吸收頻譜的量測，與對照脊狀波導雷射製程的實驗結果，我們從各個觀點比較了改良型和傳統型分段式接點法。須使用到三個導通架構的改良型分段式接點法很明顯地可以得到較準確且清晰的增益和吸收頻譜。而從內部損耗來看，改良型分段式接點法之增益及吸收頻譜完美地收斂到同一個值，且與脊狀波導雷射製程所萃取的數值吻合。經由「電流-增益」關係，改良型分段式接點法之基態飽和增益與同波導寬度之雷射二極體的基態飽和增益之間存在有約 4.2% 的誤差，而我們可將其歸咎於直流操作產生的熱效應。吸收區接地與否所造成的效應亦有詳細討論，吸收區接地後會使增益頻譜藍移。最後我們呈現了由已計算出之增益頻譜逆推回去得到的未經放大之自發性輻射。

總的來說，本論文中呈現的改良型分段式接點法擁有許多優點。其一是，內部損耗可以直接從增益或吸收頻譜中觀察出來；其二，將內部損耗加上峰值淨光模增益，搭配電流密度去作圖即可得「電流-增益」關係，如此一來，若將該晶圓製作成脊狀波導雷射，再將前後鏡面施加抗反射層與高反射層，我們可以預測各種反射率組合下的閾值電流密度，再者，如果脊狀波導非垂直於鏡面而是傾斜一個角度，我們也可以先量得閾值電流密

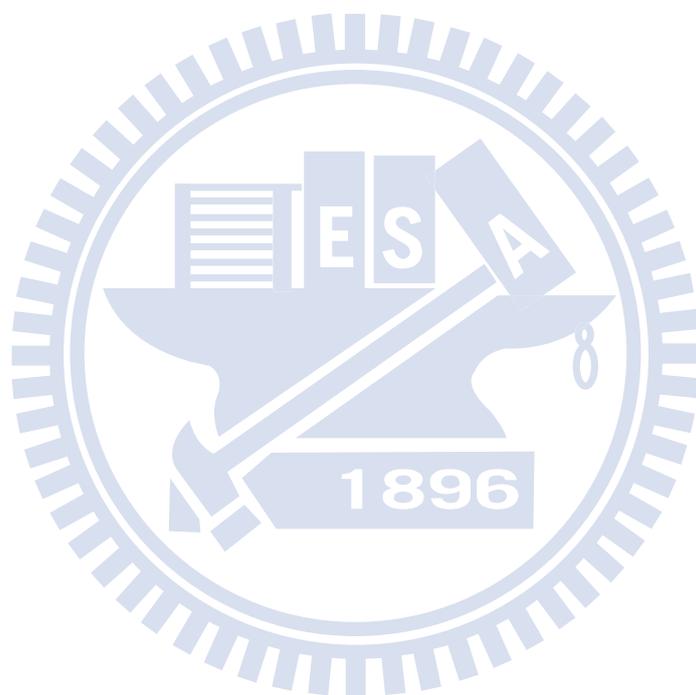
度，再從「電流-增益」關係去推算等效反射率，針對乾式蝕刻(dry etching)鏡面，也可以用同樣的方式去推算；其三，從內部損耗的值，我們可以粗略任一共振腔長之下的斜率效率。最重要的是，以往要同時做到上述的事情需要大量的共振腔長度種類確保精準性，意即須花上大量的時間在製程和量測，誤差也容易發生。而在擁有改良型分段式接點法的今日，我們可以在一片約一公分的元件上同時做到這些事情，既節省時間又可節省晶圓，相信這會是一個跨時代的里程碑。

5.2 展望

雖然我們成功地以修正過後的分段式接點法量出量子點元件精確的增益及吸收頻譜，然而若將改良型分段式接點法應用在量子井元件上，仍有些問題尚待克服，比如說，量得的增益不夠大，或是雜亂的增益頻譜，或許肇因於蒸鍍於輸出鏡面的抗反射層。因為我們的量子井元件用的抗反射層和本論文中量子點元件所使用是一樣的，如圖 3.7 所示，反射率最低點在靠近 1400nm 左右，然而，我們的量子井元件輸出波長不屬於這個波段（在小於 1000nm），因此造成不合理的輸出光。

在本論文中我們討論了以多段式元件為基礎所量測的增益及吸收頻譜，然而多段式元件的應用絕非僅止於此，在製程技術與量測系統皆已具備下，可以開始極具潛力的多段式接點量子點超冷光二極體元件的研究，

藉著調變每一段的長度和注入電流，甚至是將吸收區施加不同程度的負偏壓去努力，得到各種元件結構之頻寬與輸出功率的最佳化。



參考資料

- [1] Y. C. Xin, Y. Li, A. Martinez, T. J. Rotter, H. Su, L. Zhang, A. L. Gray, S. Luong, K. Sun, Z. Zou, J. Zilko, P. M. Varangis, and L. F. Lester, "Optical gain and absorption of quantum dots measured using an alternative segmented contact method," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. **42**, no. 7, pp. 725-732, 2006
- [2] B. W. Hakki and T. L. Paoli, "CW degradation at 300°K of GaAs double hetrostructure junction lasers. II. Electronic gain" *Appl. Phys. Lett.* vol. **44**, 4113, 1973.
- [3] G. H. B. Thomson, G. D. Henshall, J. E. A. Whiteaway, and P. A. Kirkby, "Narrow-beam five-layer (GaAl)As/GaAs heterostructure lasers with low threshold and high peak power," *Appl. Phys. Lett.*, vol. **47**, pp. 1501-1514, 1976.
- [4] C. H. Henry, R. A. Logan, and F. R. Merritt, "Measurement of gain and absorption spectra in AlGaAs buried hetrostructure lasers" *Appl. Phys. Lett.* vol. **51**, pp. 3042-3050, 1980.
- [5] A. Oster, G. Erbert, and H. Wenzel, "Gain spectra measurements by a variable stripe length method with current injection," *Electron. Lett.*, vol. **33**, no. 10, pp. 864-866, 1997.
- [6] J. D. Thomson, H. D. Summers, P. J. Hulyer, P. M. Snowton, and P. Blood, "Determination of single-pass optical gain and internal loss using a multi-section device," *Appl. Phys. Lett.*, vol. **75**, no. 17, pp. 2527-2529, 1999.
- [7] P. M. Snowton, E. Herrmann, Y. Ning, H. D. Summers, P. Blood, M.

- Hopkinson, "Optical mode loss and gain of multiple-layer quantum-dot lasers," *Appl. Phys. Lett.* vol. **78**, no. 18, pp. 2629-2631, 2001.
- [8] C. J. Huang, G. Lin, "Characterization of chirped-multilayer quantum dot laser and feasibility study of its application on Optical Coherence Tomography," *NCTU Master Thesis*, 2009.
- [9] V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, A. Y. Egorov, and N. A. Maleev, "Quantum Dot Lasers," Oxford University Press, 2003.
- [10] P. D. L. Greenwood, K. V. Patel, D. T. D. Childs, K. M. Groom, B. J. Stevens, M. Hopkinson, and R. A. Hogg, "Multi-contact quantum dot superluminescent diodes for optical coherence tomography," *Proc. SPIE*, vol. **7230**, pp. 72300C-72300C-10, 2009.
- [11] Y. Arakawa and H. Sasaki, "Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current," *Appl. Phys. Lett.*, vol. **40**, no. 11, pp. 939-940, 1982.
- [12] M. Asada, Y. Miyamoto, and Y. Suematsu, "Gain and the threshold of 3-dimensional quantum-box lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. **22**, no. 9, pp. 1915-1921, 1986.
- [13] H. Y. Liu, D. T. Childs, T. J. Badcock, K. M. Groom, I. R. Sellers, M. Hopkinson, R. A. Hogg, D. J. Robbins, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, "High performance three layer 1.3 μ m InAs-GaAs quantum dot lasers with very low continuous wave room temperature threshold currents," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. **17**, no. 6, pp. 1138, 2005.
- [14] K. Otsubo, N. Hatori, M. Ishida, S. Okumura, T. Akiyama, Y. Nakata, H. Ebe, M. Sugawara, and Y. Arakawa, "Temperature-insensitive eye-opening under 10-Gb/s modulation of 1.3 μ m p-doped quantum dot lasers without

- current adjustment,” *J. Appl. Phys.*, vol. **43**, no. 8B, pp. L 1124-L 1126, 2004.
- [15] T. C. Newell, D. J. Bossert, A. Stintz, B. Fuchs, K. J. Malloy, and L. F. Lester, “Gain and linewidth enhancement factor in InAs quantum dot laser diodes,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. **11**, no. 12, pp. 1527-1529, 1999.
- [16] Z. Y. Zhang, Z. G. Wang, B. Xu, P. Jin, Z. Z. Sun, and F. Q. Liu, “High-performance quantum dot superluminescent diodes,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. **16**, no. 1, pp. 27-29, 2004.
- [17] M. Rossetti, L. Li, A. Markus, A. Fiore, L. Occhi, C. Vélez, S. Mikhrin, I. Krestnikov, and A. Kovsh, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. **43**, no. 7-8, pp. 676-686, 2007.
- [18] Y. C. Xin, A. Martinez, T. Saiz, A. J. Moscho, Y. Li, T. A. Nilsen, A. L. Gray, and L. F. Lester, “1.3 μ m quantum dot multi-section superluminescent diodes with extremely broad bandwidth,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. **19**, no. 7, pp. 11-13, 2007.
- [19] 盧廷昌, 王興宗, “半導體雷射導論,” 五南出版社, 2008.
- [20] Z. Z. Sun, D. Ding, Q. Gong, W. Zhou, B. Xu and Z.-G. Wang, “Quantum-dot superluminescent diode: A proposal for an ultra-wide output spectrum,” *Opt. Quantum Electron.*, vol. **31**, pp. 1235-1246, 1999.
- [21] N. B. Abraham, J. C. Huang, D. A. Kranz, E. B. Rockower, “Amplified-Spontaneous-Emission Intensity Fluctuations,” *Phys. Review A*, vol. **24**, no. 5, pp. 2556, 1981.
- [22] J. T. Verdeyen, “Laser electronics”, Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1995.
- [23] G. Lin, C. Y. Yang, W. C. Tseng, C. P. Lee, K. F. Lin, R. Xuan, and J. Y. Chi,

“Novel chirped multilayer quantum-dot lasers,” *Proc. SPIE*, Vol. **6997**, pp. 69970R, 2008.

- [24] A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, A. Y. Egorov, A. R. Kovsh, A. F. Tsataulnikov, N. N. Ledentsov, S. V. Zaitsev, N. Y. Gor-deev, P. S. Kopev, and Z. I. Alferov, “Negative characteristics temperature of InGaAs quantum dot injection laser,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. **36**, no.6B, pp. 4216-4218, 1997.
- [25] N. N. Ledentsov, A. R. Kovsh, D. Ouyang, A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, M. V. Maximov, Yu. M. Shernyakov, N. V. Kryzhanovskaya, I. N. Kaiander, R. Sellin, and D. Bimberg, “Unique property of quantum dot lasers,” *IEEE-Nano*, 2003.
- [26] Ch. Ribbat, R. L. Sellin, I. Kaiander, F. Hopfer, N. N. Ledentsov, D. Bimberg, A. R. Kovsh, V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, and M. V. Maximov, “Complete suppression of filamentation and superior beam quality in quantum-dot lasers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. **82**, pp. 952-954, 2003.
- [27] Y. C. Xin, “Quantum Dot Multi-Section Light Emitters,” Dissertation, University of New Mexico, Albuquerque, 2006.
- [28] S. Suchalkin, D. Westerfeld, G. Belenky, J. D. Bruno, J. Pham, F. Towner, and R. L. Tober, “Measurement of semiconductor laser gain by the segmented contact method under strong current spreading conditions,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. **44**, no. 6, 2008.

簡歷(Vita)

姓名：葉庭聿 (Ting-Yu Yeh)

性別：男

出生年月日：民國 75 年 4 月 5 日

出生地 / 籍貫：台北市 / 福建省同安縣

電子信箱： willie.ee93 @ nctu.edu.tw

學歷：

高雄市立小港國民小學 (1992.09 ~ 1998.06)

高雄市立小港國民中學 (1998.09 ~ 2001.06)

高雄市立高雄高級中學 (2001.09 ~ 2004.06)

國立交通大學電子工程學系 (2004.09 ~ 2008.06)

國立交通大學電子研究所碩士班 (2008.09 ~ 2010.09)

碩士論文題目：

半導體量子點光電元件增益頻譜之研究

Study on Gain Spectrum of Semiconductor

Quantum Dot Emitters