

國立交通大學  
電子工程學系電子研究所

碩士論文

1.3 微米波段兩段式被動鎖模量子點雷射之研究

Studies of Two-Section Passively Mode-Locked  
Quantum-Dots Lasers in 1.3 $\mu$ m Range

研究生：陳竑霖

指導教授：林國瑞

中華民國一〇〇年十一月

# 1.3 微米波段兩段式被動鎖模量子點雷射之研究

## Studies of Two-Section Passively Mode-Locked

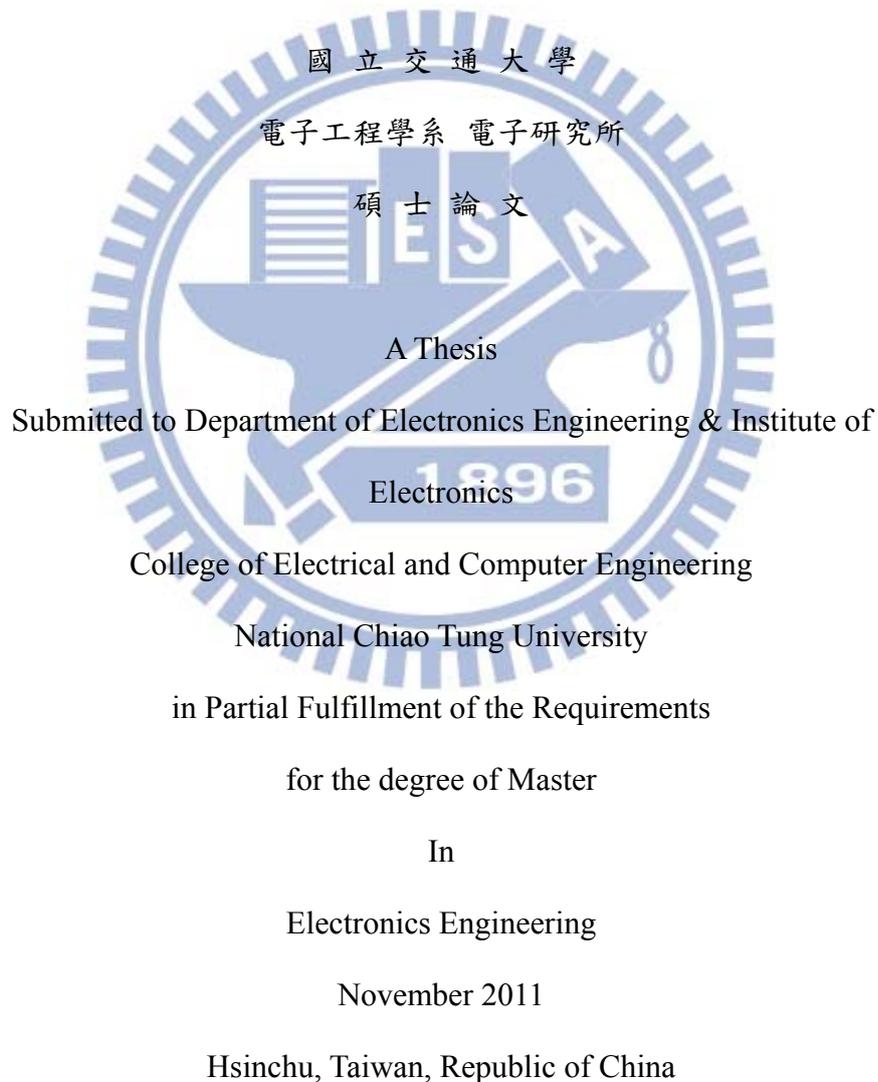
### Quantum-Dots Lasers in 1.3 $\mu$ m Range

學生：陳竑霖

Student : Hong-Lin, Chen

指導教授：林國瑞 博士

Advisor : Dr. Gray, Lin



中華民國一〇〇年十一月

# 1.3 微米波段兩段式被動鎖模量子點雷射之研究

學生：陳竣霖

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

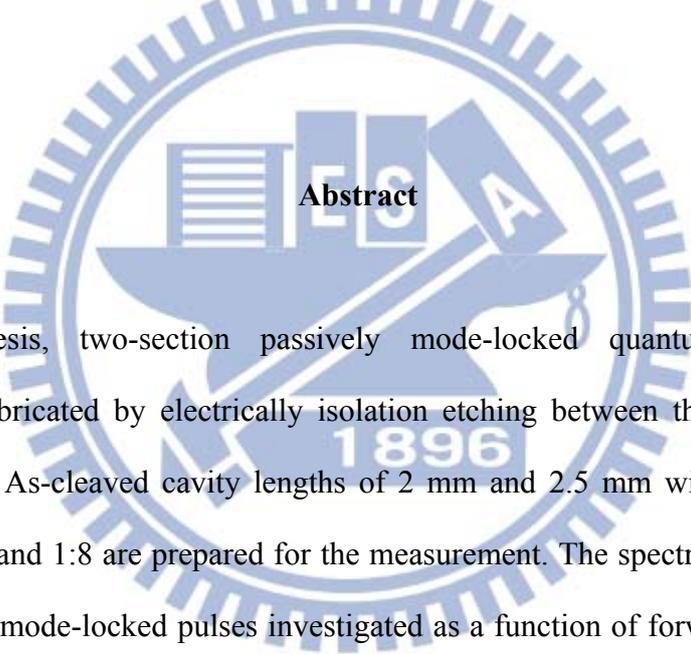
本實驗所採用的樣品，是利用分子束磊晶(Molecule Beam Epitaxy, MBE)在砷化鎵(GaAs)基板成長砷化銦(InAs)自聚性量子點，在室溫下基態雷射波長接近  $1.3\mu\text{m}$ ，製程以製作脊狀波導(Ridge Waveguide)雷射。並且加入平坦化的步驟，使之具有更好的電流侷限與光侷限的功能。在設計上，以簡易的結構從雷射增益區中分割出一塊吸收區域，用以鎖定特定的模態，從而產生出鎖模脈衝雷射。並對單一被動鎖模量子點雷射元件的脈衝特性做探討，藉由自動化量測系統，調變其吸收區的逆向偏壓與增益區的增益電流，並分析其產生鎖模脈衝的最佳操作條件。再透過不同的吸收區對增益區的分割比例的鎖模量子點雷射，進一步地探討吸收區的大小對鎖模脈衝特性的影響，並產生出寬度為 2ps 的鎖模脈衝。最後在大幅縮短共振腔長度至 1mm 下，使被動鎖模量子點雷射產生出頻率超過 40GHz 的脈衝，其脈衝寬度為 3.4ps，可以應用於光通訊與生醫掃描設備上。

# Studies of Two-Section Passively Mode-Locked Quantum-Dots Lasers in 1.3 $\mu$ m Range

Student : Hong-Lin, Chen

Advisor : Dr. Gray, Lin

Department of Electronic Engineering and Institute of  
Electronic Engineering  
National Chiao Tung University



## Abstract

In this thesis, two-section passively mode-locked quantum-dot lasers are monolithically fabricated by electrically isolation etching between the gain section and absorber section. As-cleaved cavity lengths of 2 mm and 2.5 mm with gain-to-absorber ratios of 1:5, 1:6 and 1:8 are prepared for the measurement. The spectral and the temporal characteristics of mode-locked pulses investigated as a function of forward bias current in the gain section as well as the reverse bias voltage in the absorber section. To facilitate and fast the measuring process, we have set up the automatic measurement system to retrieve the optical spectra, the electrical RF spectra as well as the autocorrelation traces and analyze them in the systematic mapping. The shortest pulse duration of 2 ps with repetition rate of 16 GHz is achieved in the study. Moreover, we shorten the cavity length down to 1 mm, and successfully demonstrate the mode-locked pulses with repetition rate as high as 41 GHz and duration as low as 3.4 ps. It is possible to apply this high speed and ultra-short pulse laser to optical communication and medical imaging.

## 致謝

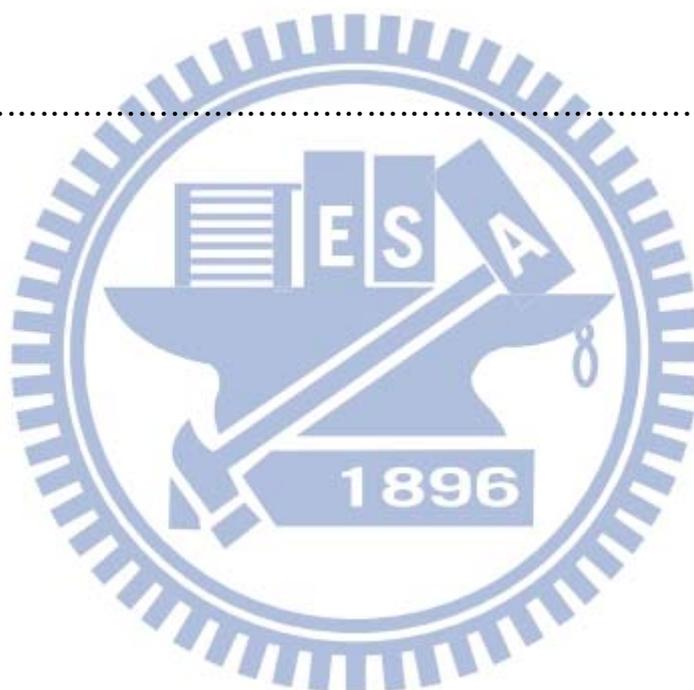
在兩年的碩士生涯中，有幸能進入林國瑞老師與李建平老師的研究團隊學習，良好的研究環境與豐富的資源使得研究能順利進行，林國瑞老師豐富的學識與涵養，更是引領我學習的方向。而此論文能完成，該感謝的人真的很多，最要感謝的是鄭旭傑學長，不但教導我很多基本觀念，並且深入淺出地解答我研究上的問題，還親自帶領我做製程與實驗量測。最後仍百忙之中抽空幫助我修改論文，告訴我口試的要訣。同屆的謝銘修同學在製程上傳授我很多經驗跟秘訣，徐偉程、鄭濬、賴國偉、李政儒與許宏任同學不僅陪我度過許多枯燥的量測時間，也在忙碌中提醒我按時吃飯。還有我在實驗室的鄰居馬江智與蘇倍瑩同學在研究互相扶持與學習。以及我多年的室友李宗霖同學，不論是在課業或是吃喝玩樂上，都是我的最佳夥伴。最後是我的父母，無條件的在經濟與精神上支持讓我可以專心在研究上。除此之外，還有太多太多的人無法逐一寫上，謹記心中為念。



# 目錄

第一章 簡介	1
第二章 半導體雷射的基本原理	2
2.1 基本原理	2
2.1.1 臨界條件	2
2.1.2 雷射模態	3
2.1.3 增益係數	6
2.2 半導體量子點	10
2.2.1 理想量子系統	10
2.2.2 量子點成長	12
2.2.3 量子點中的能階結構	13
第三章 被動式鎖模量子點雷射	16
3.1 鎖模雷射簡介	16
3.2 被動式鎖模的基本原理	17
3.3 被動式鎖模量子點雷射	20
3.4 鎖模脈衝寬度量測原理	23
第四章 實驗架構與元件結構	26
4.1 基本量測平台架構	26
4.2 自相關儀量測平台架構	28
4.3 自動化量測系統	30
4.4 量子點雷射的磊晶與元件製程	30

第五章 量測結果與討論.....	35
5.1 鎖模量子點雷射的光特性曲線.....	35
5.2 鎖模脈衝的特性.....	37
5.3 自相位調制與色散的影響.....	46
5.4 吸收區塊的比例對鎖模脈衝的影響.....	49
5.5 高頻被動鎖模量子點雷射元件.....	53
第六章 結論與未來展望.....	57
參考資料.....	58



# 表目錄

表 3-1 常用的三種脈衝形狀與其相關資料	25
-----------------------	----

# 圖目錄

圖 2-1 Fabry-Perot 共振腔示意圖	3
圖 2-2 雷射共振腔中可存在的縱模分布圖	5
圖 2-3 光與載子在二能階原子模型中的三種交互作用	8
圖 2-4 載子在半導體中受激吸收與受激放射的 Fermi-Dirac 機率分布	9
圖 2-5 光在通過一長度為 $l$ 的光放大器中的強度變化	9
圖 2-6 四種理想量子系統與其所對應的能態分佈	12
圖 2-7 (a)量子點的能態分布示意圖；(b)量子點的光激發螢光強度與能量圖	14
圖 2-8 量子點系統的量子點大小分佈與其能階密度概要圖	15
圖 3-1 不同數目的模態疊加下,光強度 $P$ 對時間的變化	19
圖 3-2 鎖模脈衝在吸收介質與光放大器中產生壓縮與放大的效應	19
圖 3-3 由 $N$ 個模態的相位被鎖定在一起所形成的鎖模脈衝與其時間關係圖	20
圖 3-4 (a) Pump-probe 量測下的量子點波導元件的載子生命期 (b) 鎖模雷射的增益與損耗在時間上的動態關係	23
圖 3-5 強度型自相關器架構概要圖	25
圖 3-6 原始脈衝與其經過二階諧波轉換器的訊號的形狀與半高寬	25
圖 4-1 量測鎖模脈衝光強度之實驗架構	27
圖 4-2 量測鎖模脈衝光譜與 RF 頻譜之實驗架構	27
圖 4-3 脈衝時間寬量測架構圖	29
圖 4-4 量子點雷射晶圓(Lm4917)剖面結構圖與在電子顯微鏡下切面照片	31

圖 4-5 被動式鎖模量子點雷射的製程流程圖	33
圖 4-6 電子顯微鏡下經平坦化的脊狀波導鏡面端照片與完成元件立體圖	34
圖 4-7 Lm4917 被動式鎖模量子點雷射在兩個區域電極並聯下，(a)注入電流對光強度的特性曲線，以及(b)其對應的發光波長	34
圖 5-1 共振腔長為 2mm 且含有 250 $\mu$ m 的飽和吸收區的被動式鎖模量子點雷射的光特性曲線	36
圖 5-2 量子侷限史塔克效應圖	36
圖 5-3 不同操作點下的脈衝寬度、重複頻率與中心波長三維圖強度圖	41
圖 5-4 調變逆向偏壓的光譜與 RF 頻譜	42
圖 5-5 調變逆向偏壓的脈衝參數萃取結果	43
圖 5-6 調變增益電流的光譜與 RF 頻譜	44
圖 5-7 調變增益電流的脈衝參數萃取結果	45
圖 5-8 Up-chirp 脈衝的電場分布的示意圖	48
圖 5-9 鎖模半導體雷射中的自相位調制效應示意圖	48
圖 5-10 共振腔長為 2.5mm 且吸收區與增益區長度比例分別為 1:5、1:6 與 1:8 的被動式鎖模量子點雷射的光特性曲線	51
圖 5-11 三種吸收區比例鎖模量子點雷射，調變逆向偏壓的光譜演化圖	52
圖 5-12 三種吸收區比例鎖模量子點雷射，在不同操作點的脈衝寬度的三維強度圖，並在增益電流密度為 280 A/cm <sup>2</sup> 處，對逆向偏壓做三者之脈衝寬度圖	52
圖 5-13 不同共振腔長度的鎖模雷射在 RF 頻譜上的重複頻率	54
圖 5-14 共振腔長為 1mm 的被動式鎖模量子點雷射，其(a)光特性曲線，與在增益電流為 60mA 下，不同逆向偏壓的(b)光譜，以及(c)二階諧波訊號。	55
圖 5-15 共振腔長為 1mm 的被動式鎖模量子點雷射在 60mA 與 -4.5V 時，(a)量測範圍內的所有二階諧波訊號與擬合曲線，及(b)單一訊號波包的 분석結果	56

# 第一章 簡介

由於量子點(Quantum Dot, QD)結構中，有獨特的離散的能態密度分布，預期應用在半導體雷射的主動層將有優異的表現[1]，近年已被大量的研究[2]，部分特性如：臨界電流密度[3]、高特徵溫度低溫度敏感性[4]等已被實驗證實。透過調變砷化銦鎵(InGaAs)與砷化銦(InAs)量子點成長於磷化銦(InP)基板條件，其在室溫操作下發光波長由極大的調整範圍，可做為波長介於  $1.0\mu\text{m}$  至  $1.65\mu\text{m}$  的雷射光源[5]。由於此波常涵蓋了近年被熱門研究的  $1.3\mu\text{m}$  與  $1.55\mu\text{m}$  光通訊波段，並且以量子點為主動層的被動式鎖模雷射可以做到短的脈衝寬度、高重複頻率(Repetition rate)與低頻率抖動(Jitter)，有利於應用在光分時多工系統(Optical time division multiplexing systems, OTDM)的光通訊技術上，即將不同的脈衝頻率較低的訊號有不同的時間間隔而交錯地一起傳輸，形成一頻率較高的訊號。

本實驗所採用的樣品，是利用分子束磊晶(Molecule Beam Epitaxy, MBE)在砷化鎵(GaAs)基板成長砷化銦(InAs)自聚性量子點，在室溫下基態雷射波長接近  $1.3\mu\text{m}$ ，製程以製作脊狀波導(Ridge Waveguide)雷射。並且加入平坦化的步驟，使之具有更好的電流侷限與光侷限的功能。在設計上，以簡易的結構從雷射增益區中分割出一塊吸收區域，用以鎖定特定的模態，從而產生出鎖模脈衝雷射。

論文中先對單一被動鎖模量子點雷射元件的脈衝特性做探討，藉由自動化量測系統，調變其吸收區的逆向偏壓與增益區的增益電流，並分析其產生鎖模脈衝的最佳操作條件。再透過不同的吸收區對增益區的分割比例的鎖模量子點雷射，進一步地探討吸收區的大小對鎖模脈衝特性的影響，並產生出寬度為  $2\text{ps}$  的鎖模脈衝。最後成功地縮短共振腔長度至  $1\text{mm}$  下，使被動鎖模量子點雷射產生出頻率超過  $40\text{GHz}$  的脈衝，其脈衝寬度為  $3.4\text{ps}$ ，可以應用於光通訊與生醫掃描設備上。

## 第二章 半導體雷射的基本原理

### 2.1 基本原理

半導體雷射是對一 P-N 二極體外加順向電流，利用產生的電子與電洞在主動層復合(Recombination) 自發性發光(Spontaneous emission)產生光子，除部分光子被材料吸收損耗掉外，其餘的再共振腔中來回反射穿梭，透過由激發性放射(Stimulated emission)的方式激發其他電子電洞對合產生同調(Coherent)的光子，即被激發放射的光子會與原來的光子有相同的頻率與方向，當累積足夠的電子電洞，則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。

#### 2.1.1 臨界條件

由簡單的雷射共振腔模型所示，如圖 2-1，其共振腔長度為  $L$ ，兩側反射率分別為  $R_1$  與  $R_2$ ，且  $\gamma$  與  $\alpha_i$  分別為主動層的增益係數(Gain coefficient)與內部損耗(internal loss)。若從 A 點出發的光為  $I_0 e^{jkz_0}$ ，其中  $I_0$  與  $e^{jkz_0}$  分別表示其強度與相位，則光經過 B 點再回到 A 點，在共振腔往返一周後，其光強度變為：

$$I = R_1 R_2 I_0 e^{(\gamma - \alpha_i) \cdot 2L} e^{jk(z_0 + 2L)} \quad (2-1)$$

因為雷射光必須滿足穩定輸出的條件即  $I = I_0 e^{jkz_0}$ ，因此在不考慮光侷限因子(Optical confinement factor)可得出相位條件與臨界增益  $\gamma_{th}$  分別為：

$$e^{jk(z_0 + 2L)} = e^{jkz_0} \quad (2-2)$$

$$\gamma_{th} = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (2-3)$$

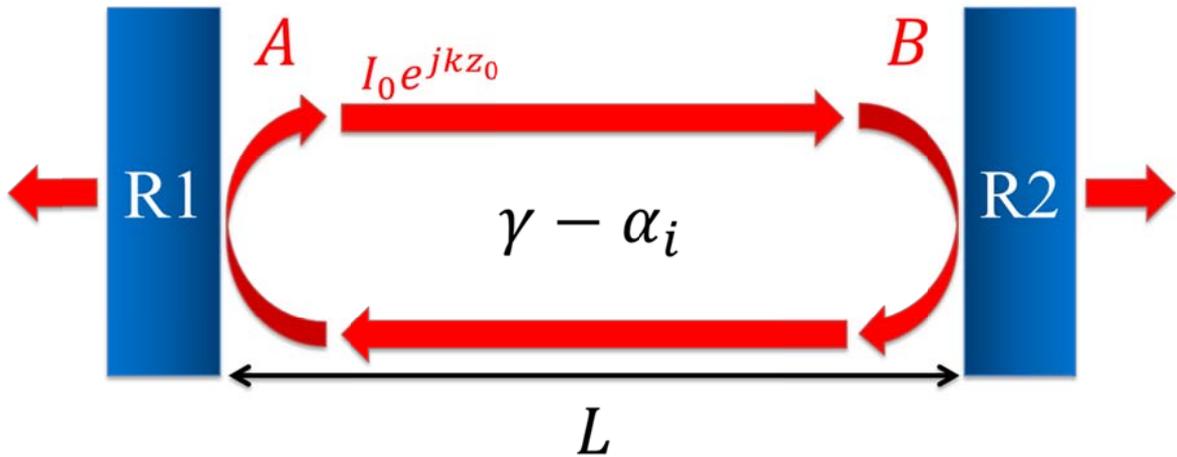


圖 2-1 Fabry-Perot 共振腔示意圖。[6]

### 2.1.2 雷射模態

由 (2-2) 式所述的產生穩定雷射輸出的相位條件可知，相位變化須為  $2\pi$  的整數倍。若雷射光知波長為  $\lambda$ ，因為波向量  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ，所以可以知道在共振腔長度為  $L$ ，折射率為  $n_r$  的情況下，為了滿足雷射共振腔長度為雷射光的半波長的整數倍的駐波條件，有以下的關係：

$$q \cdot \left( \frac{\lambda}{2n_r} \right) = L \quad (2-4)$$

其中  $q$  為此共振腔中可容許存在的半波長數目，而每一個可存在的半波長即為一個模態，此模態稱為雷射縱模(Longitudinal mode)。如圖 2-2，因為在一定的注入載子濃度，其對應的增益頻寬(Gain bandwidth)  $\Delta\nu_{osc}$  有限的情況下，即只有一定頻率範圍的光有足夠的增益能克服損耗，所以只有大於臨界增益  $\gamma_{th}$  的雷射縱模可以穩定輸出。因此雷射共振腔在固定操作條件下，所能輸出的縱模數量是固定的，假若增益頻寬愈大，則所能輸出的縱模數量愈大。

在滿足雷射的相位條件之下，在雷射共振腔中，時間為  $t$  與位置為  $z$  的電場  $E(z, t)$  可以表示為：

$$E(z, t) = \text{Re} \left[ \sum_m E_m e^{j(\omega_m t - k_m z + \varphi_m)} \right] \quad (2-5)$$

其中  $m$  表示不同的縱模，其角頻率  $\omega_m = \omega_0 + m\Delta\omega$  ( $\omega_0 = 2\pi c/n\lambda$ ， $\lambda$  為輸出雷射光之波長， $\Delta\omega = 2\pi/T$ ， $T$  為光在長度為  $L$  的共振腔中來回一周所需的時間即  $T = 2nL/c$ ， $n$  與  $c$  分別表示共振腔的折射率與光速)，而複數  $E_m e^{j\varphi_m}$  表示第  $m$  個震盪模態的強度大小與相位。假設在無色散(Dispersion-free)的條件下，波向量  $k_m = \omega_m/c = k_0 + m\Delta k$  ( $k_0 = \omega_0/c$  且  $\Delta k = \Delta\omega/c$ )，則(2-5)式可表示成：

$$E(z, t) = \text{Re} \left\{ e^{j\omega_0(t-z/c)} \sum_m E_m e^{j[m\Delta\omega(t-z/c) + \varphi_m]} \right\} \quad (2-6)$$

$$= \text{Re} [A(z, t) e^{j\omega_0(t-z/c)}]$$

$$A(z, t) = \sum_m E_m e^{j[m\Delta\omega(t-z/c) + \varphi_m]} \quad (2-7)$$

若在雷射共振腔中的特定位置( $z = 0$ )，則(2-6)式中電場與光強度  $P(t)$  對時間的變化可簡化為：

$$E(t) = \text{Re} [A(t) e^{j\omega_0 t}] = |A(t)| \text{Re} \{ e^{j[\omega_0 t + \varphi(t)]} \} \quad (2-8)$$

$$P(t) = 2|E(t)|^2 = 2|A(t)|^2 \cos^2[\omega_0 t + \varphi(t)] \quad (2-9)$$

一般 Fabry-Perot 半導體雷射在穩定且大於臨界條件的直流電流操作下中，因各個模態的相位  $\varphi(t)$  為隨機變化，因此所產生的光在時間上可視為一連續波。

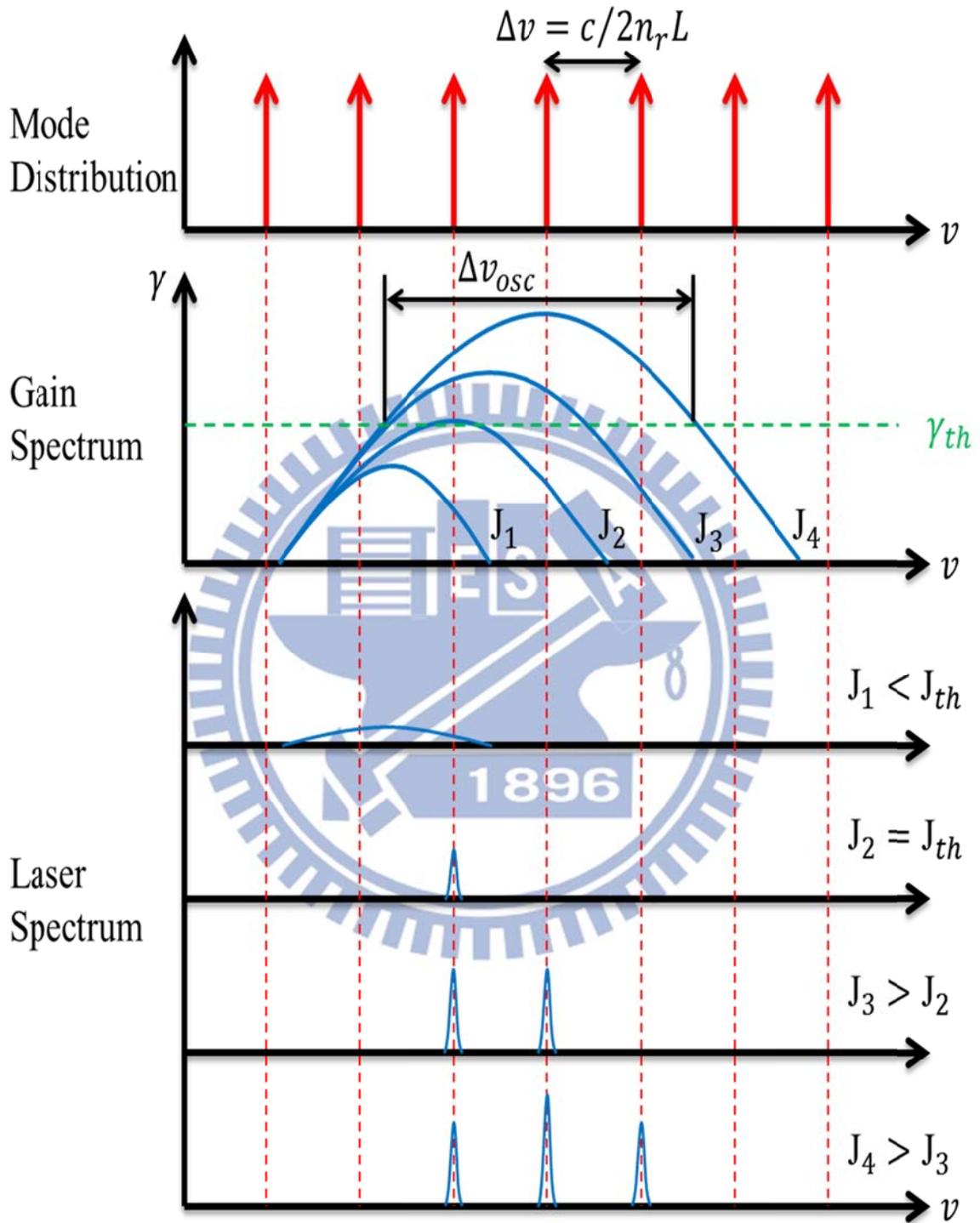


圖 2-2 在雷射共振腔中可存在的縱模分布，以及不同注入載子濃度  $J$  所對應的增益頻譜與輸出頻譜。其中  $\Delta\nu$  為各個縱模之間在頻譜上的距離即模距 (Mode Spacing)，而  $\Delta\nu_{osc}$  為一定注入載子濃度下的增益頻寬。[6]

### 2.1.3 增益係數

以簡單的園子二能階系統中，如圖 2-3，根據 Einstein 模型歸類三種可能的光子與載子交互作用，分別為自發放射(Spontaneous emission)、受激吸收(Stimulated absorption)與受激放射(Stimulated emission)三種作用[7]。其中自發放射是指在能量  $E_2$  的載子隨機地降至基態能量  $E_1$ ，而其所放出來的光子可朝四面八方放射，彼此之間的相位也完全不相干。在能量  $E_1$  的載子受到能量頻率密度為  $\rho(\nu)$  的光激發而躍遷至能量  $E_2$ ，此過程稱為受激吸收，其速率可表示為：

$$R_{12} = B_{12} \rho(\nu) [N(\nu) d\nu] \{f_v(E_1) [1 - f_c(E_2)]\} \quad (cm^{-3}sec^{-1}) \quad (2-10)$$

其中  $B_{12}$  為 Einstein 係數， $N(\nu)$  為能態密度(Density of state)，而  $f_v(E)$  與  $f_c(E)$  則分別表示價帶(Valence band)與導帶(Conduction band)的機率，如圖 2-4，而  $E_{fv}$  與  $E_{fc}$  分別表示在非熱平衡時的準費米能階(Quasi Fermi level)，其 Fermi-Dirac 機率分佈為：

$$f_v(E) = \frac{1}{1 + e^{(E - E_{fv})/k_B T}} \quad (2-11)$$

$$f_c(E) = \frac{1}{1 + e^{(E - E_{fc})/k_B T}} \quad (2-12)$$

受激放射則與受激吸收相反，是在  $E_2$  能量的載子受到激發光而回到基態能量  $E_1$  並放出與原激發光有相同方向、相位與能量大小的光子，其能量密度亦為  $\rho(\nu)$ ，此過程的速率可表示成

$$R_{21} = B_{21} \rho(\nu) [N(\nu) d\nu] \{f_c(E_2) [1 - f_v(E_1)]\} \quad (cm^{-3}sec^{-1}) \quad (2-13)$$

由於 Einstein 關係式中  $B_{12} = B_{21}$ ，因此可由(2-10) 式與(2-13)式得出淨受激放射速率為：

$$\begin{aligned} R_{st} &= R_{21} - R_{12} & (2-14) \\ &= B_{21} \rho(\nu)[N(\nu)d\nu][f_c(E_2) - f_v(E_1)] \text{ (cm}^{-3}\text{sec}^{-1}\text{)} \end{aligned}$$

當半導體開始注入載子時，其在熱平衡的費米能階(Fermi level)開始分裂為準費米能階  $E_{fv}$  與  $E_{fc}$ ，隨著注入的載子愈多， $E_{fv}$  與  $E_{fc}$  會分別往價帶與導帶移動。在圖 2-4 中，當注入一定載子而使準費米能階之間的能量差等於能隙  $E_g$  時，即  $E_{fc} - E_{fv} = E_c - E_v = E_g$ ，由於在情況下，光子能量  $h\nu = E_2 - E_1 \leq E_{fc} - E_{fv} = E_g$ ，而使(2-8)式中的  $f_c(E_2) - f_v(E_1) = 0$ ，其淨受激放射速率  $R_{st} = 0$ ，光經過此半導體既不被放大也不被吸收，猶如透明狀態，此即為半導體產生增益的透明條件(Transparency condition)，而此時注入載子濃度稱為透明載子濃度(Transparency carrier density)。若注入的載子濃度大於透明載子濃度，則  $E_{fc} - E_{fv} > E_g$ ，使得  $f_c(E_2) - f_v(E_1) > 0$ ，其淨受激放射速率  $R_{st}$  大於零，故光子能量  $h\nu = E_2 - E_1$  介於準費米能階差  $E_{fc} - E_{fv}$  與能隙  $E_g$  者，通過此半導體會有放大的現象。

在一雷射的光放大器中，如圖 2-5，在不飽和增益的情況下，輸入光  $I_{in}$  與輸出光  $I_{out}$  會滿足  $I_{out} = I_{in}e^{\gamma L}$  的關係式，其中增益係數  $\gamma$  定義為單位面積輸入的光功率  $I$  之在主動層中  $v_g$  的速度 ( $v_g = c/n_r$ ， $c$  為真空中的光速， $n_r$  為主動層的折射率) 通過單位長度  $dz$  後所放出的淨放出光功率，即為：

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{1}{I} \times \frac{dI}{dz} = \frac{R_{st} \times h\nu}{\rho(\nu)d\nu \times v_g} & (2-15) \\ &= B_{21} h\nu \left(\frac{n_r}{c}\right) N(\nu)[f_c(E_2) - f_v(E_1)] \text{ (cm}^{-3}\text{)} \end{aligned}$$

因此由(2-15)式可知，增益係數的大小可以由能態密度 $N(\nu)$ 與 $f_c(E_2) - f_v(E_1)$ 來控制，因為 $E_{fv}$ 與 $E_{fc}$ 為注入載子的函數，當注入電流愈大，即注入載子愈多而使 $f_c(E_2) - f_v(E_1)$ 愈大。若要達到臨界增益( $\gamma = \gamma_{th}$ )且有較小的臨界注入電流時，就必須要提高主動層的能態密度，這可由改變主動層的結構著手，如以量子點結構作為主動層。

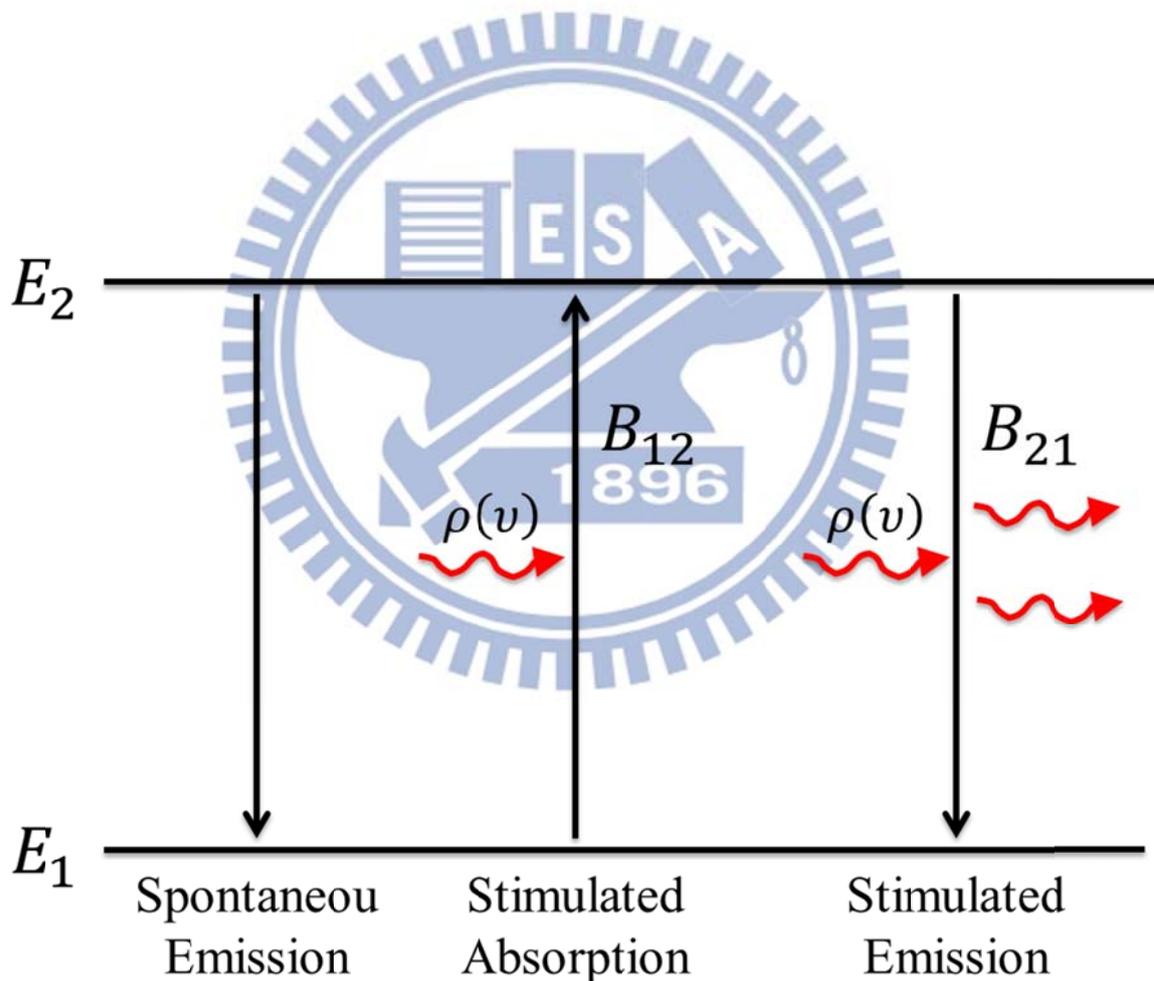


圖 2-3 光與載子在二能階原子模型中的三種交互作用：自發放射、受激吸收與受激放射。[6]

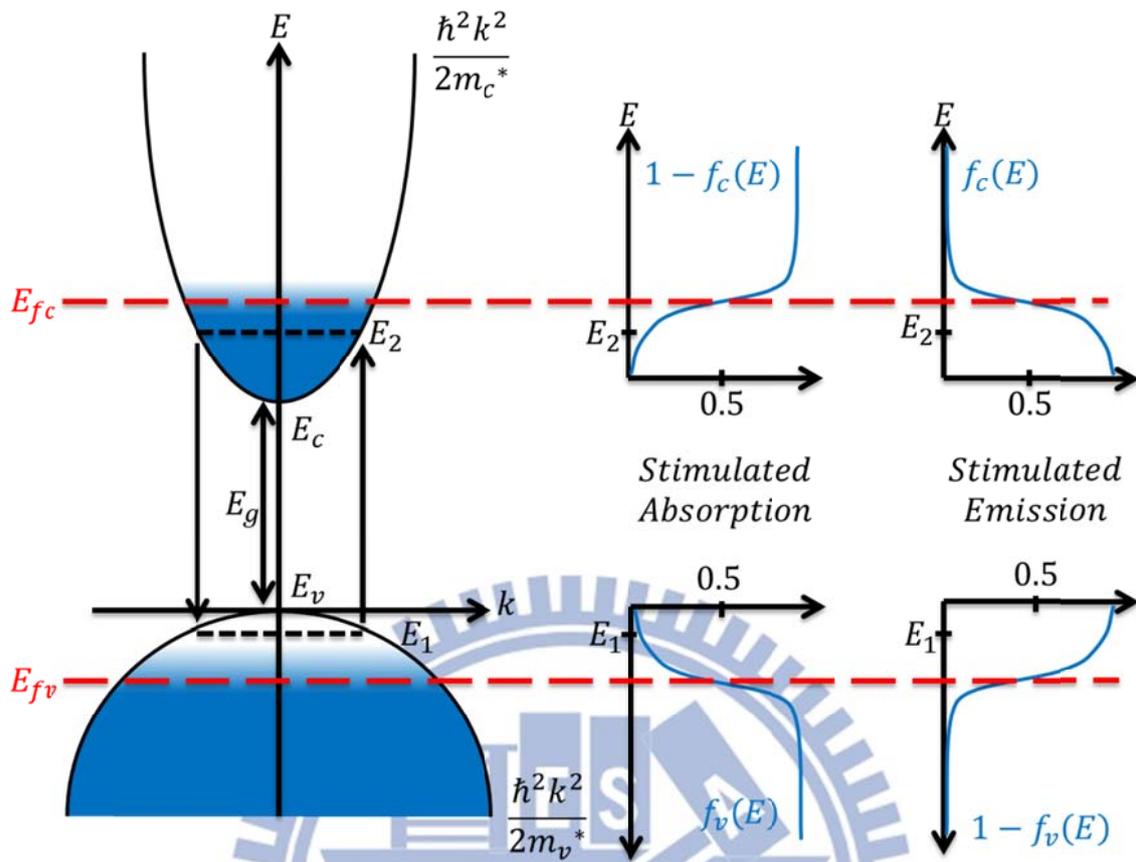


圖 2-4 載子在半導體中受激吸收與受激放射的 Fermi-Dirac 機率分布。[6]

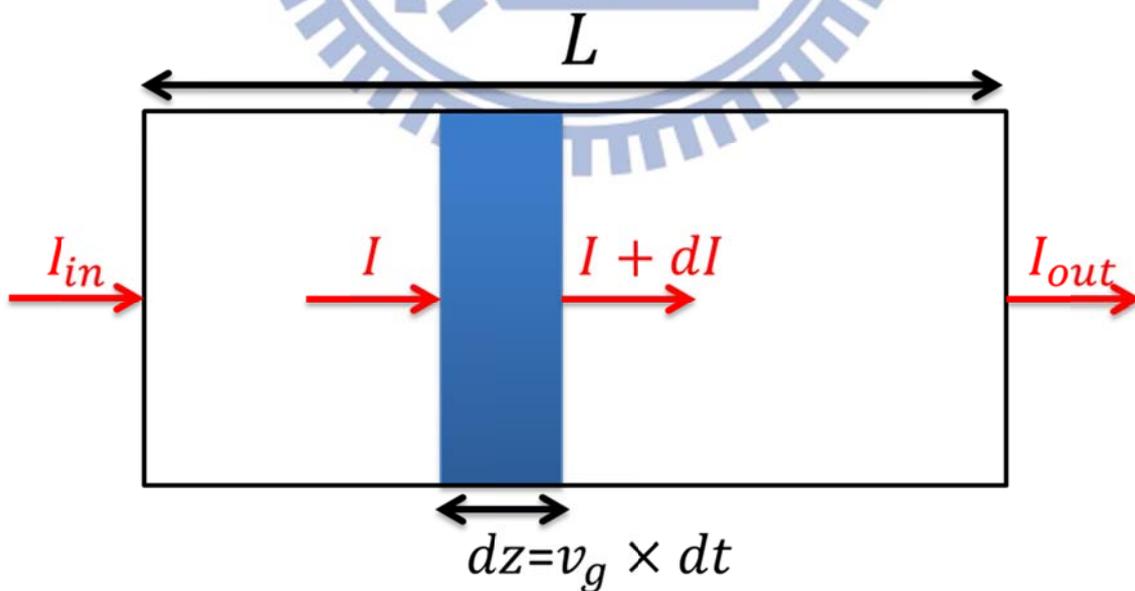


圖 2-5 光在通過一長度為  $l$  的光放大器中的強度變化。[6]

## 2.2 半導體量子點

在半導體中，因為電子電洞的等效質量變小以及較大的介電常數影響，使半導體中的電子電洞的物質波長較真空中來得長，使得我們可以在與原子相對較大的尺度中觀察到量子效應。而在量子點中，三維的能障侷限使得電子電洞所具有的能階分裂，產生有別於一般塊材與量子井的能態密度與分布。

### 2.2.1 理想量子系統(Quantum Systems)

在雙異質界面(Double heterojunction)雷射二極體中，窄能隙(bandgap)的半導體作為主動層被寬能隙的材料所覆蓋，電子被較高的位能障所限制[8]。在理想系統中，假設材料被無窮高的位能障所包圍，由 Schrodinger equation 可解出電子在主動層中所具有的特徵能量(eigenenergy)及特徵波函數(eigenfunction)。根據 de Broglie 的物質波長 $\lambda$ 與動量  $p$  的關係式：

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m^*E}} \quad (2-16)$$

其中  $h$  為普朗克常數(Planck's constant)， $m^*$ 為電子在半導體中的有效質量(Effective mass)， $E$  則為電子之能量，在三五族半導體中，電子的等效質量變小以及較大的介電常數影響，其波長長度約為十奈米(Tens of nanometres)左右[9]。因此當主動層中任一方向維度相近或小於此長度時，電子會被強烈侷限在此維度中。而侷限的維度由無到分別有塊材(Bulk)、量子井(Quantum well, QW)、量子線(Quantum wire, QWire)與量子點(Quantum dot, QD)等結構，如圖 2-6。

由泡立不相容原理(Pauli exclusion principle)可知，一個能態僅能存在自旋方向不

同的兩個電子，因此半導體中的載子數目必定與其能態數目有關。若一帶能量  $E$  的電子，其物質波之波向量  $k$  的函數，可表示為：

$$E(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m^*} \quad (2-17)$$

由於電子的物質波向量  $k$  在量子結構中會受到侷限，若電子在  $x$  方向被侷限在長度為  $L_x$  的空間內，則該方向的波向量  $k_x$  必須為  $2\pi/L_x$  的整數倍，在不同的結構中的能量與該能量的能態密度可以表示為：

塊材：
$$E(\vec{k}) = E(k_x, k_y, k_z) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) + E_0 \quad (2-18)$$

$$N^{3D}(E) = \frac{(2m^*/\hbar^2)^{3/2}}{2\pi^2} (E - E_0)^{1/2} \quad (2-19)$$

量子井：
$$E(\vec{k}) = E_n(k_x, k_y) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[ k_x^2 + k_y^2 + \left( \frac{n\pi}{L_z} \right)^2 \right] + E_0 \quad (2-20)$$

$$N^{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2 L_z} \sum_n H(E - E_n)^{1/2} \quad (2-21)$$

量子線：
$$E(\vec{k}) = E_{mn}(k_x) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[ k_x^2 + \left( \frac{m\pi}{L_y} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{L_z} \right)^2 \right] + E_0 \quad (2-22)$$

$$N^{1D}(E) = \frac{n_{QWire} \sqrt{2m^*}}{\pi \hbar} \sum_n \sum_m (E - E_{mn})^{-1/2} \quad (2-23)$$

量子點：
$$E(\vec{k}) = E_{lmn}(k_x) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[ \left( \frac{l\pi}{L_x} \right)^2 + \left( \frac{m\pi}{L_y} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{L_z} \right)^2 \right] + E_0 \quad (2-24)$$

$$N^{0D}(E) = 2n_{QD} \sum_n \sum_m \sum_l \delta(E - E_{lmn}) \quad (2-25)$$

其中  $E_0$  為所屬能帶邊緣的能量， $H(x)$  為步階函數 ( $H(x) = 1, x \geq 0$  and  $H(x) = 0, x < 0$ )， $n_{QWire}$  為量子線的面密度， $n_{QD}$  為量子點的體密度，而其結構示意圖和能態密度分佈如圖 2-6 所示。

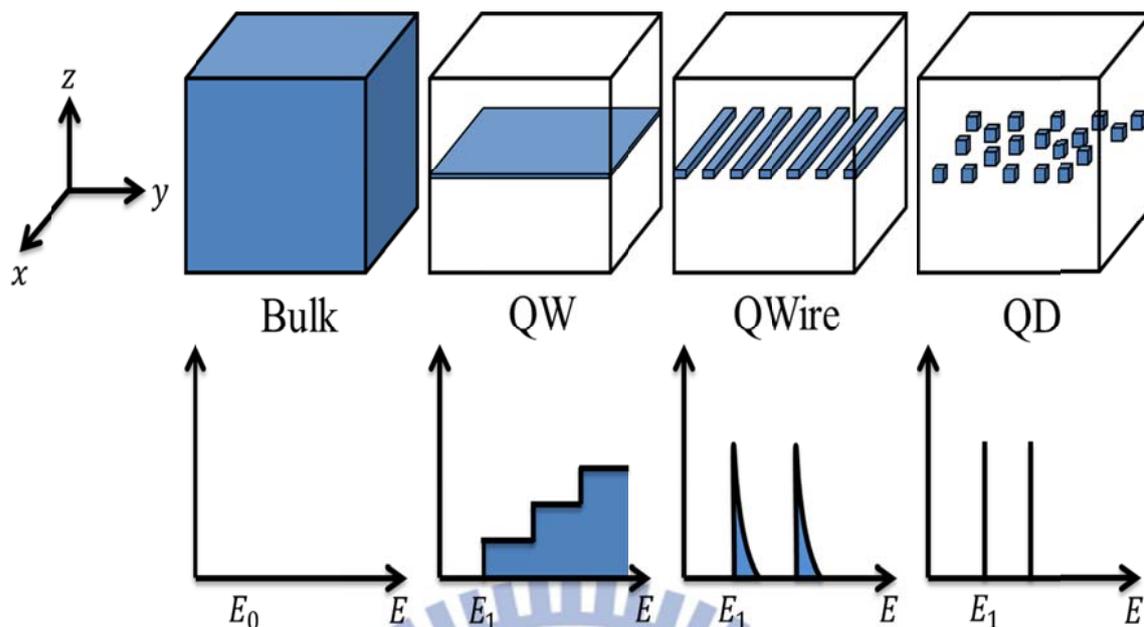


圖 2-6 四種理想量子系統與其所對應的能態分佈，由左至右分別為塊材，量子井，量子線與量子點

## 2.2.2 量子點成長

在學術研究上，有許多人造半導體量子點的方法，如磊晶的自組成法、化學溶膠製作複層量子點、電子束微影蝕刻、利用閘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，如砷化銦(InAs)與砷化鎵(GaAs)，晶格不匹配使磊晶層受到相當大的應力，但因為砷化銦有較低的界面能，剛開始成長仍材料會以層狀結構在砷化鎵上形成二維薄膜，稱為 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。以 S-K mode 成長的量子點，在穿透式顯微鏡(TEM)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螢光光譜(photoluminescence, PL)的半高寬(Full width at half maximum, FWHM)的大小，可由光激螢光光譜、原子力顯微鏡(AFM)、穿透式顯微鏡等，檢驗量子點的均勻性與分佈。

### 2.2.3 量子點中的能階結構

量子點所具有的能階結構(Bound state)與其大小、覆蓋層(Capping layer)能障高度與厚度…等有極大的關係，在光激螢光光譜中一般可看到基態(Ground state)、激發態(Excited state)與 Wetting layer 的訊號，較高的激發態則不一定落在能階結構之中，而對應的飽和強度，則與量子點的密度和能態密度有關。由經驗與理論模型中[10]，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( $n = 0, l = \pm 1$ )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 40meV 到 70meV 左右，受限於量子點均質與非均質分佈(Homogeneous and inhomogeneous broadening)，整體量子點的能態密度分佈會變低變寬，如圖 2-7(a)所示，能態密度可表示成：

$$N(E_{GS}) = 2 n_{QD} / \Delta \quad (2-26)$$

$$N(E_{ES}) = 4 n_{QD} / \Delta \quad (2-27)$$

其中  $E_{GS}$  為基態能量， $E_{ES}$  為激發態能量， $n_{QD}$  為量子點面密度( $\sim 10^{10} \text{cm}^{-2}$ )， $\Delta$  為均質與非均質分佈所造成量子點能量分佈的半高寬。如圖 2-7(b)所示，量子點的光激螢光強度對能量做圖，其中顯示的數個波峰，分別 QD0 為基態、QD1 為激發態、QD2

為第二激發態、QW 為 Wetting layer、砷化鎵基板的訊號，低激發強度時先看到 QD0 的訊號，而隨著增加光激發強度，其他訊號跟著慢慢出現。

量子點結構對於半導體雷射最關鍵的因素之一就是可以利用量子點的大小分布來增加增益頻寬[11]。目前量子點的成長方式多半是利用 Stranski–Krastanow 機制，所自聚量子點大小並非均勻一致，而是高斯分布(Gaussian distribution)，因此其能階分佈便有別於理想量子點系統。如圖 2-8，由於實際量子點系統的量子點大小非均勻，使其能階密度並非理想量子點系統的 delta 函數，而是密度較低且分布較廣，此線寬增寬(Linewidth broadening)的結果，會使得量子點雷射的增益頻寬比起量子井雷射來得更為寬廣。

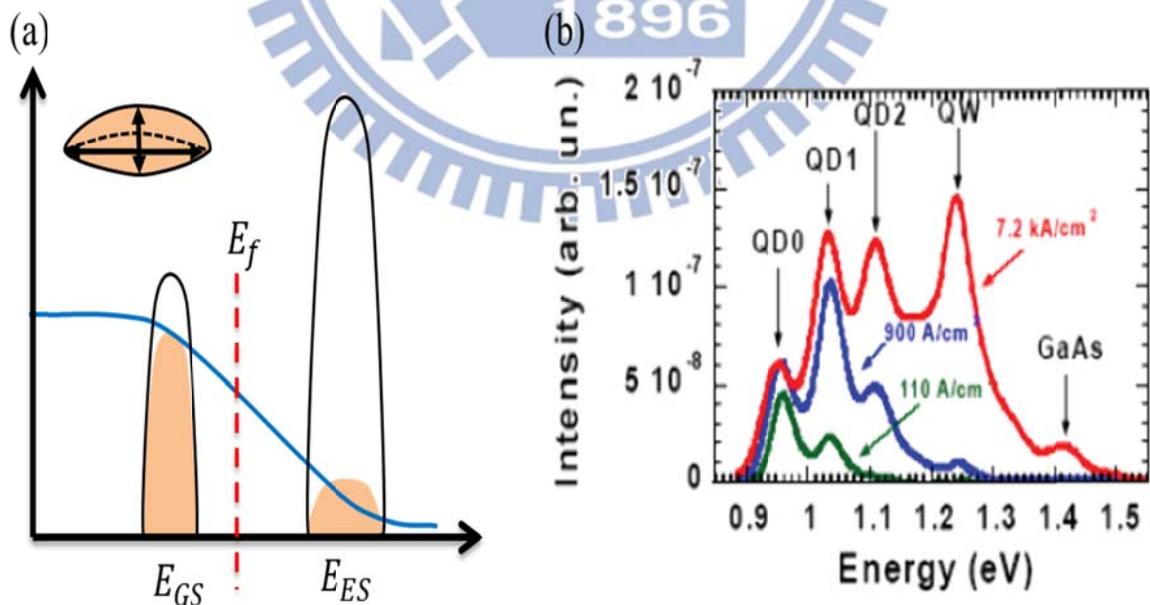
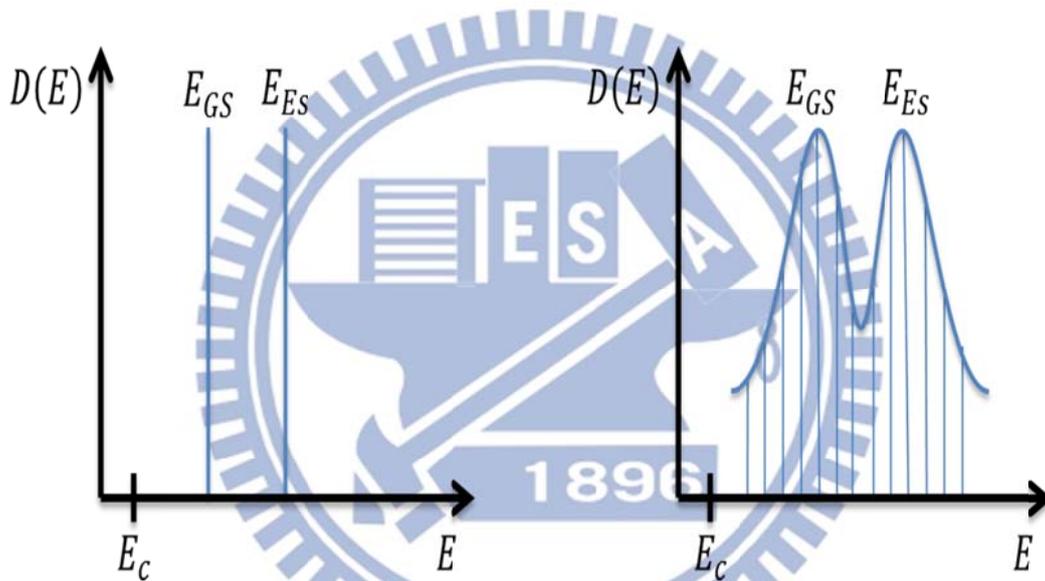
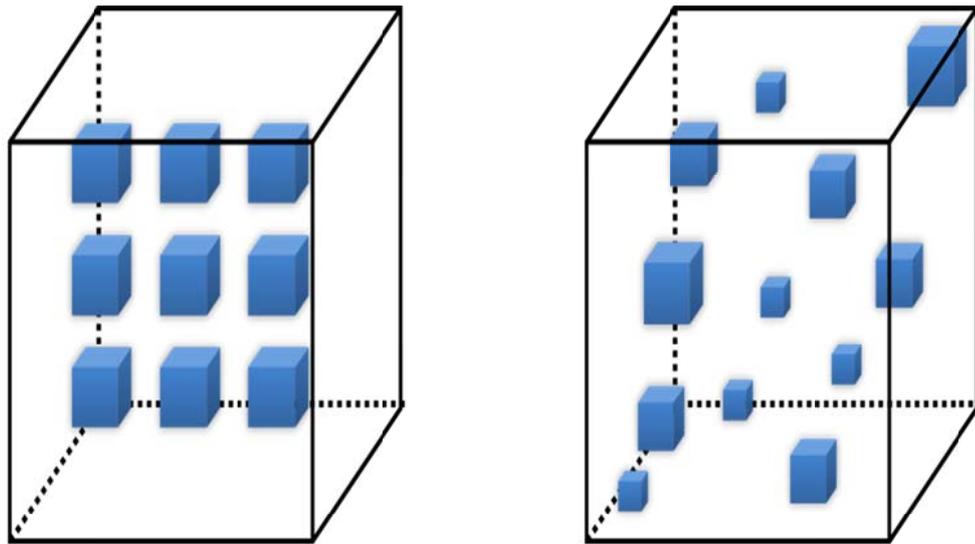


圖 2-7 (a) 量子點的能態分布示意圖；(b) 量子點的光激發螢光強度與能量作圖



a) Ideal quantum-dot system      b) Real quantum-dot system

圖 2-8 量子點系統的量子點大小分佈與其能階密度概要圖：(a) 理想量子點系統與(b) 實際量子點系統， $E_{GS}$ 與 $E_{ES}$ 分別表示量子點的基態(Ground State)與激發態(Excited State)能階位置。

## 第三章 被動式鎖模量子點雷射

### 3.1 鎖模雷射簡介

由於一般雷射所輸出的雷射光是由相位互相獨立的許多縱模所疊加而成的，所以各個縱模缺乏同調性(coherence)使整體輸出近似連續光。鎖模(Mode-locking)雷射就是將雷射共振腔中各個不同的輸出模態鎖定在同一個相位，經過一些調制(Modulation)方法將輸出光由連續波(Continuous wave, CW)變為穩定且具週期性的脈衝波(Pulse)。依據調制方法的不同大致可分為主動式鎖模(Active mode locking)、被動式鎖模(Passive mode locking)與混合式鎖模(Hybrid mode locking)。

主動式鎖模是透過直接調變增益的大小來達成鎖模的目的，即透過輸入一定頻率的 RF 電流使雷射光的增益量隨著不同時間的不同電流大小而增加減少。而此頻率 $\Delta\omega$ 也須滿足雷射共振腔的相位條件，即 $\Delta\omega = 2n\pi/T$ ，T 為光在長度為L的共振腔，n 為正整數，增益因 RF 電流規律地增加與減少，從而篩選出特定相位的縱模，而許多相位相同的縱模疊加之後，所輸出了雷射光即由連續光轉變為脈衝光。這種鎖模技術主要的優點為其產生的鎖模脈衝非常穩定而且可以直接透過調變 RF 電流訊號產生即時的雷射光脈衝訊號，便於應用在光通訊裝置上。但由於要取得高頻的 RF 電流訊號來做調變是非常不容易的，因此要產生愈高頻的鎖模脈衝也愈困難，此外產生高頻 RF 電流訊號的裝置也會大大的增加主動式鎖模脈衝雷射系統的體積。

為了要克服因 RF 電流頻率限制而對產生高頻鎖模脈衝的障礙，便有了另一種被動式鎖模脈衝技術。其不再利用直接調變電流改變增益的大小，而是透過在共振腔中加入一飽和吸收介質，利用吸收介質對不同相位的縱態有不同的吸收強弱，使不同相位的縱態的增益大小產生差異來篩選特定相位縱模輸出，從而自己由連續光轉變為脈

衝光。這種鎖模技術產生的鎖模脈衝頻率可由設計共振腔長度與飽和吸收介質在共振腔中的位置來調整，無須利用 RF 電流來調變，大大縮小了雷射系統的體積。

混合式鎖模則是利用 RF 電流加諸在增益區上來觸發產生脈衝光，但還是利用飽和吸收介質來維持並調整脈衝的輸出。因此由以上諸點來看，被動式鎖模是構造較為簡單也容易製作的脈衝雷射產生方法，若是應用在半導體材料上，便有低價格、體積小與功耗低的優點，其擁有產生高重複頻率的脈衝光[12]，可用於光通訊產品上。

### 3.2 被動式鎖模的基本原理

一般雷射在直流電流操作下中，因為各個模態的相位 $\varphi(t)$ 互相獨立且隨時間而隨機變化，所以輸出的雷射光為連續光。但當模態跟模態之間的相位相同時，會在時間為 $T = 2nL/c$ 處產生建設性干涉而形成一波包，如圖 3-1，且隨著疊加的模態數愈多，其強度愈強，時間上也愈集中。若有  $N$  個相位相同的模態疊加而形成波包，每個波包的平均強度可藉由對時間週期 $2\pi/\omega_0$ 做平均，但是因為 $\omega_0$ 的頻率遠大於 $\Delta\omega$ ，所以每個波包的平均強度對時間的關係式可以表示為：

$$P_N(t) = \frac{1}{2\pi/\omega_0} \int_0^{2\pi/\omega_0} P(t) dt = |A(t)|^2 \quad (3-1)$$

若在共振腔中加入一飽和吸收介質(Saturable absorber)，如圖 3-2，光經過此吸收介質會被吸收，光強度有相當大的損耗，但光大於一定強度時，吸收介質的吸收能力達到飽和，吸收效果開始減弱，光穿透率提高。因此光經過飽和吸收介質時，模態相位相同者因建設性干涉，在特定時間點有較強的強度，而有較高的穿透率並保持較高的強度，其餘強度較小的尾部(Tails)或相位不同者，因強度較低而穿透率較低，大部分被吸收介質吸收。經雷射共振腔的增益介質的光放大器放大，再經過飽和吸收介質

做強度的選擇性吸收，光在共振腔經過如此反覆過程後，其在時間上強度較強的波峰(Peaks)會被增強，強度較弱的尾部的會被抑制，因而形成一個穩定且周期性的脈衝訊號，此即為被動式鎖模脈衝(Mode-locked pulses)。

假若有  $N$  個模態的相位被鎖定在一起，如圖 3-3，且每個模態的電場強度均相同的情況下，即  $E_m = E_0$ ，由(3-1)式可得出鎖模脈衝雷射光強度對時間的關係式，其可以表示為：

$$P_N(t) = |A(t)|^2 = E_0^2 \left| \sum_{m=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} e^{j[m(\Delta\omega)t]} \right|^2 \quad (3-2)$$

$$= E_0^2 \left\{ \frac{\sin[N(\Delta\omega)t/2]}{\sin[(\Delta\omega)t/2]} \right\}^2$$

由(3-2)式我們可以得出鎖模脈衝的重複頻率  $f_R$ ，脈衝寬度(Pulse duration)  $\Delta\tau$ ，以及脈衝峰值強度(Pulse peak power)  $P_{Peak}$ ，分別為：

$$f_R = \frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{1}{T} = \frac{c}{2nL} \quad (3-3)$$

$$\Delta\tau = \frac{2\pi}{N\Delta\omega} \quad (3-4)$$

$$P_{Peak} = N^2 E_0^2 \quad (3-5)$$

因此可知，鎖模雷射脈衝的頻率主要是由雷射共振腔長度  $L$  所決定，共振腔長度愈短則脈衝頻率愈高；另一方面，若可以鎖定愈多的模態，則有利於縮小脈衝寬度以及增強脈衝峰值強度。

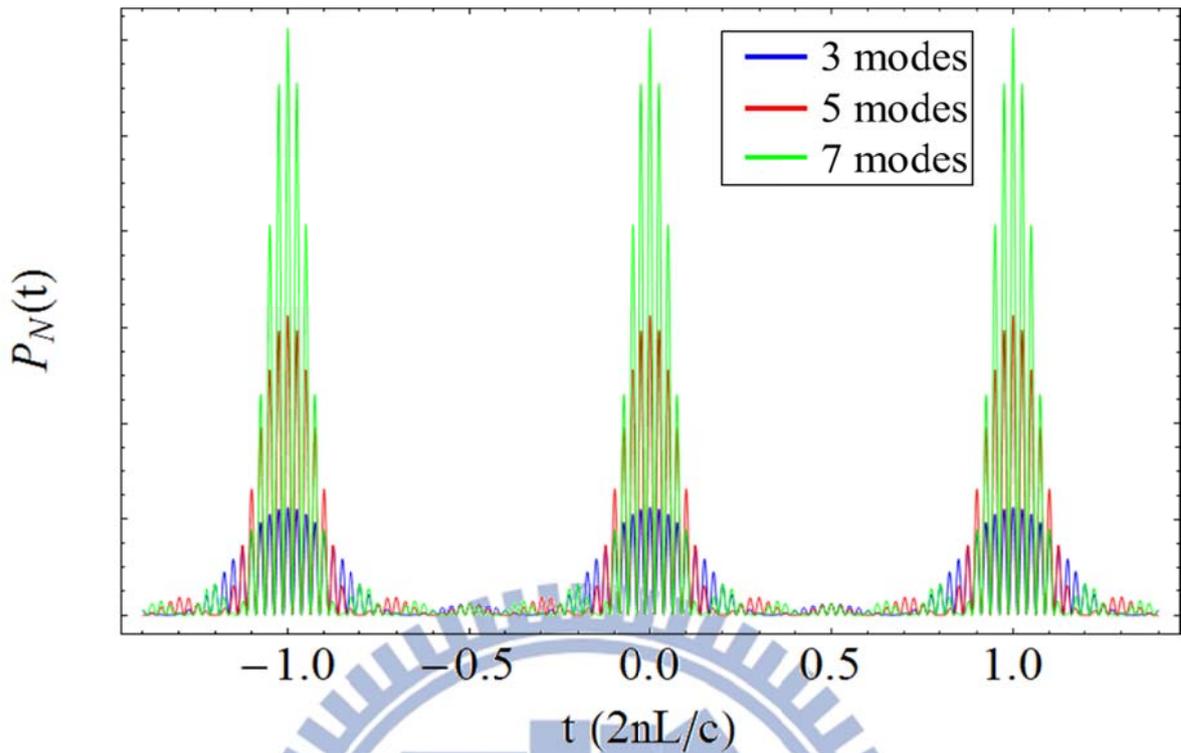


圖 3-1 不同數目的模態疊加下，光強度  $P$  對時間的變化。

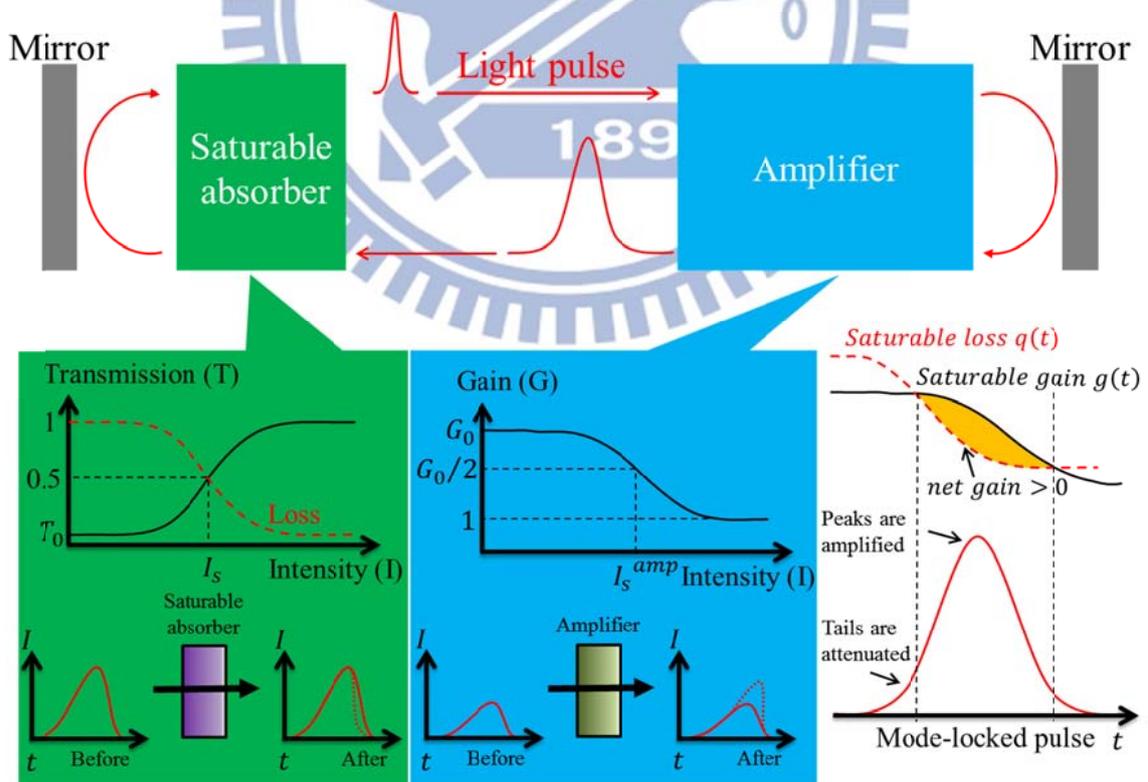


圖 3-2 雷射共振腔中加入一飽和吸收介質，並對相位相同的模態經過時，分別在吸收介質與光放大器中產生壓縮與放大的效應，從而形成穩定的鎖模脈衝。

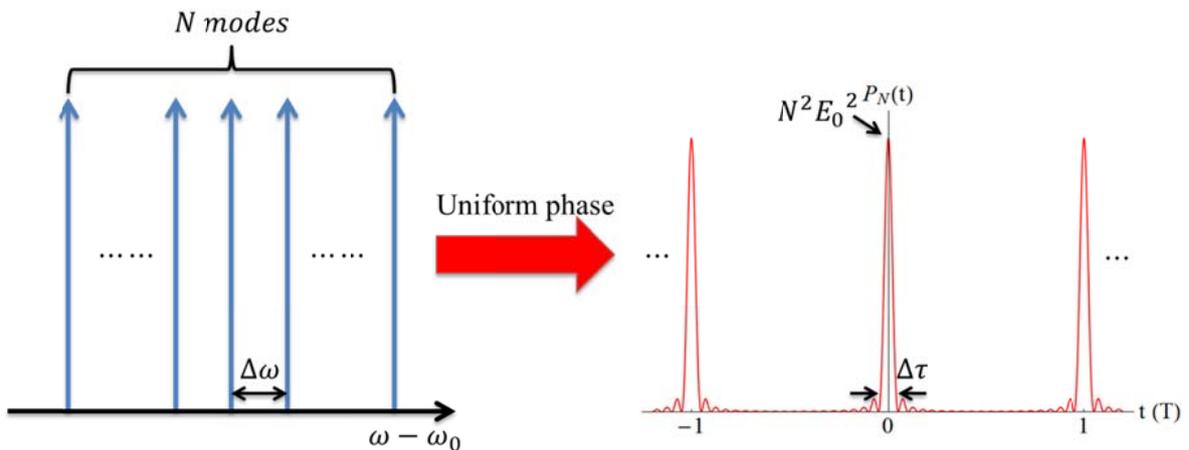


圖 3-3 由 N 個模態的相位被鎖定在一起所形成的鎖模脈衝與其時間的關係圖。

### 3.3 被動式鎖模量子點雷射

量子點材料因其特殊能階分布，使其對比於量子井結構作為半導體雷射的主動層有許多優點，諸如較低的臨界電流與較寬的光譜頻寬(Spectral bandwidth.)等，在近幾年的研究中皆已被證實。而量子點半導體雷射用於被動式鎖模雷射，比起量子井半導體雷射亦有許多優點且更為適合。

#### 低臨界電流

由於量子點結構比起量子井結構具有更高且更集中的能態密度，由(2-15)式可知，愈高的能態密度，其增益係數愈高，因此若量子點雷射要達到臨界增益輸出雷射光所需的電流也遠較量子井雷射來得低。由於被動式鎖模雷射輸出良好鎖模脈衝的操作區域多半是在略高於臨界電流的狀態下[13,14]，因此低臨界電流有利於縮小元件的體積，減低功耗，增進效率等好處。除此之外，低臨界電流也意味著有較低的自發放射，其所產生的雷射光雜訊也較低，增加脈衝的穩定性[15]。

## 低吸收飽和能量

量子點作為飽和吸收介質，由於其近似 delta 函數的能量密度，量子點僅需極少的注入載子濃度便可達到透明狀態，所以達到吸收飽和所需的能量比起量子井結構要來得更少。研究已證實[16]，量子點作為飽和吸收介質的吸收飽和能量約只有量子井飽和吸收介質的 20%到 50%，這對於高重複頻率的被動式鎖模雷射而言，因其共振腔長度相對較短，其提供給每個脈衝的增益有限的情況下，低吸收飽和能量有助於使雷射克服損耗達成穩定脈衝輸出。

## 高增益頻寬

較寬的增益頻寬除了有利於輸出更多縱模，增加鎖定的模態數量以使輸出的脈衝的寬度縮短與峰值強度增加之外，在傅立葉分析(Fourier analysis)中，鎖模脈衝雷射的光頻譜寬 $\Delta\nu$ 與脈衝在時間上的寬度 $\Delta\tau$ 之乘積為 K，稱為時間頻寬積(time-bandwidth product, TBP)，其關係式表示如下：

$$\Delta\nu \cdot \Delta\tau = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda \cdot \Delta\tau = K \quad (3-6)$$

此乘積 K 由鎖模脈衝在時間上的分布形狀而定，在理想的特定函數分布下會有一個最小值，即為轉換極限脈衝(Transform-limited pulse)，例如若脈衝形狀為理想的高斯函數則乘積 K 最小值約為 0.44[17]，若為理想的 Hyperbolic sech 函數則乘積 K 最小值約為 0.315。因此增益頻寬愈大，則其輸出光頻譜寬 $\Delta\nu$ 愈大而愈有利形成愈窄時間寬度的脈衝。

## 極短的載子生命期

量子點結構中的載子復合速率是相當快速的[18]，這一點可以從時間解析光譜得知，如圖 3-4(a)，在 Pump-probe 的量測中清楚地顯示，其包含了兩種不同的載子生命期(Carrier lifetime)，即其有兩種不同的載子復合路徑，其中生命期較短者僅僅 1ps 左右，這也代表了用量子材料作為飽和吸收介質時，其吸收光後所產生的載子的存活時間相當短，而可以快速從飽和吸收的狀態回復為不飽和吸收的狀態。如此短的回復時間(Recovery time)在產生較窄的鎖模脈衝的過程中扮演了關鍵的角色，如圖 3-4，在穩定狀態下，非飽和吸收介質所造成的損耗是高於光放大器所產生的增益，但當脈衝開始進入吸收介質時，吸收介質達到飽和的速度較光放大器增益達到飽和的速度來得快，而且吸收介質也較光放大器來得更快回復，因此其中扣除損耗的總增益大於零的時間便可以由飽和吸收介質的回復時間來決定，回復時間愈快，總增益大於零的時間愈短，所輸出的脈衝也愈窄。此外若是在外部加上逆向偏壓來加速帶走多餘的載子，則更可以加強飽和吸收介質的回復能力而縮短回復時間，有助於產生寬度更窄鎖模脈衝。

## 可抑制載子擴散(Carrier diffusion)

對於脊狀波導的半導體雷射而言，為得使載子集中注入在波導中的主動層中，而使波導能有效率地侷限復合發光產生雷射，因此蝕刻波導的深度愈深愈好甚至超過主動層，但由於傳統量子井的主動層，會因此在蝕刻側壁留下許多缺陷(Defects)而造成增加非輻射復合(Nonradiative recombination)，使主動層發光效果減弱，使臨界電流提高。若是改由量子點作為主動層，可以大大減少缺陷[19]，使得載子復合與光場都能集中於主動層，這不僅對半導體雷射減低臨界電流有幫助，也可以使量子點的飽和吸收介質增加吸收光的效率。此外接面(Facet)有較少的缺陷也提高鏡面對高強度的雷射光的承受能力[20]，使之在發生災難性光學損害(catastrophic optical damage)前的電流

操作範圍更廣，有助於產生更高強度的鎖模脈衝。

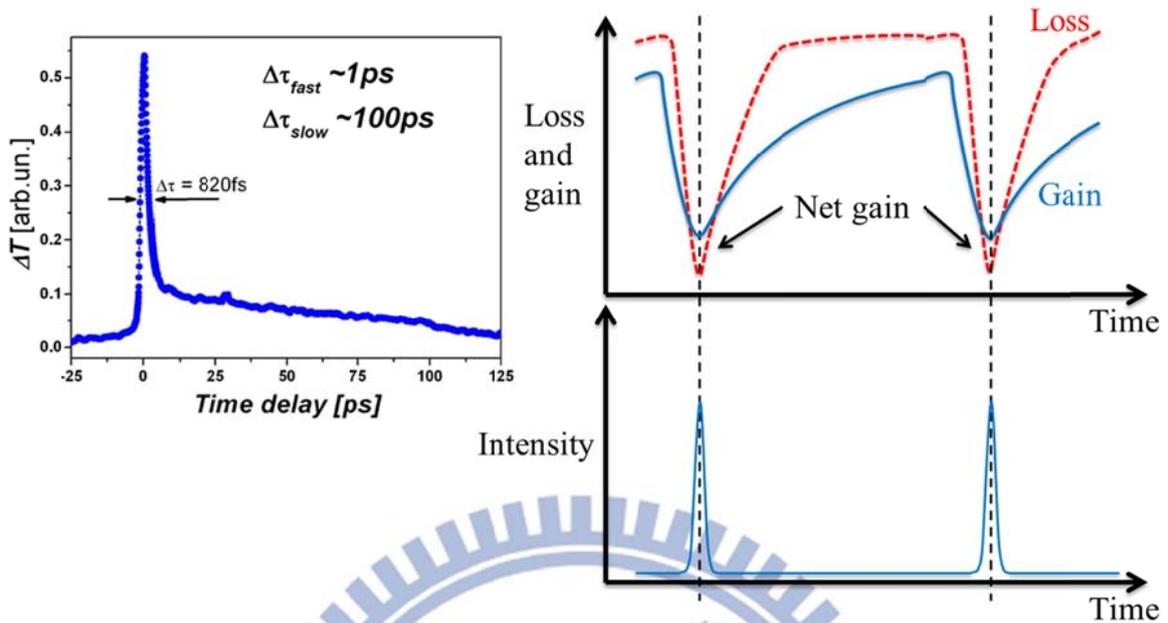


圖 3-4 (a) Pump-probe 量測下的量子點波導元件的載子生命期。[21] (b) 產生脈衝的過程中，增益與損耗在時間上的動態關係。

### 3.4 鎖模脈衝寬度量測原理

由於被動式鎖模量子點雷射的脈衝寬度約可達數個皮秒(Picosecond)到數百個飛秒(Femtosecond)，這對一般高速光偵測器與電性分析設備而言，是非常難量測到這麼短時間的脈衝訊號寬度的。因此必須以光學的方法做量測，其中較為簡單與被普遍使用的方法為自相關法(Autocorrelation)。此方法將要測量的脈衝光平均分為兩道光並使兩道光產生光程差，透過調變光程差的方式而得到兩道脈衝光的捲積(Convolution)訊號便可推算回原來脈衝的寬度，其可量測之範圍取決於調變光程差的能力，可以量測接近一個飛秒的脈衝寬度[22]。

就一個簡單的強度自相關器(Intensity Autocorrelator)的架構圖做說明，如圖 3-5，假設將一道脈衝光打入薄膜分光器(Beam splitter)平均地將其分為兩道光，這兩道光經

不同反射鏡反射，並使其中一個反射鏡的位置可以調變，使之可以使兩道光產生光程差 $\Delta l$ 。這兩道光再次通過分光器時，假設兩者之電場分別為 $E(t)$ 與 $E(t - \tau)$ ，而 $\tau = \Delta l/c$ 為光程差所造成之延遲，因為光強度 $I(t) = |E(t)|^2$ ，所以其光強度分別為 $I(t)$ 與 $I(t - \tau)$ 。當這兩道光打入一個非線性光學晶體，其有很高的二階非線性係數使之產生倍頻光，即二階諧波光，故可以作為二階諧波產生器(Second-harmonic generation, SHG)。而後光偵測器在偵測此倍頻光時，由於偵測器的反應速度遠較脈衝時間寬來得慢而僅能得到平均訊號，因此光偵測器所得之訊號 $S_{2\omega}(\tau)$ 可近似為將倍頻光對時間 $t$ 做積分平均為：

$$S_{2\omega}(\tau) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} I(t)^2 dt + 4 \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau) dt \quad (3-7)$$

在(3-7)式中可知此倍頻光包含兩項，第一項為原來兩道光各自產生的倍頻光，與調變光程差所造成之時間延遲 $\tau$ 無關，為背景訊號，而第二項為兩道光所產生的合頻光，與時間延遲 $\tau$ 相關，會因調變之光程差而有所不同，是為自相關儀量測脈衝寬度所得之訊號。假將背景訊號濾除則可得二階諧波訊號(SHG Signal)  $G_2(\tau)$ 為：

$$G_2(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau) dt \quad (3-8)$$

假使原始脈衝強度對時間的函數 $I(t)$ 為高斯函數，即其脈衝形狀在以高斯分布於時間軸上，如圖 3-6，與此脈衝在二階諧波轉換器中自相關後而被光偵測器所偵測到且去除背景後的訊號 $G_2(\tau)$ ，雖然轉換後的訊號 $G_2(\tau)$ 與原始脈衝在時間上的形狀相似，但兩者的半高寬(Full width at half maximum)值並不相同。自相關訊號的半高寬 $\tau_{AC}$ 會比原始脈衝的半高寬 $\tau_p$ 來得大且兩者存在固定的比例關係，其比值乃根據原始脈衝在時間上的形狀而定，表 3-1 舉出幾個較常見的脈衝形狀與其相關資料。

表 3-1 常用的三種脈衝形狀與其相關資料[23]。

Pulse shape	$I(t)$	$G_2(\tau)$	$\tau_p/\tau_{AC}$	TBP ( $\Delta t \Delta \nu$ )
Gaussian	$I(t) = e^{-t^2}$	$G_2(\tau) = e^{-\tau^2/2}$	0.707	0.441
Hyperbolic sech	$I(t) = \text{sech}^2 t$	$G_2(\tau) = \frac{3(\tau \coth \tau - 1)}{\sinh^2 \tau}$	0.648	0.314
Lorentzian	$I(t) = \frac{1}{1+t^2}$	$G_2(\tau) = \frac{1}{1+(\tau/2)^2}$	0.5	0.2206

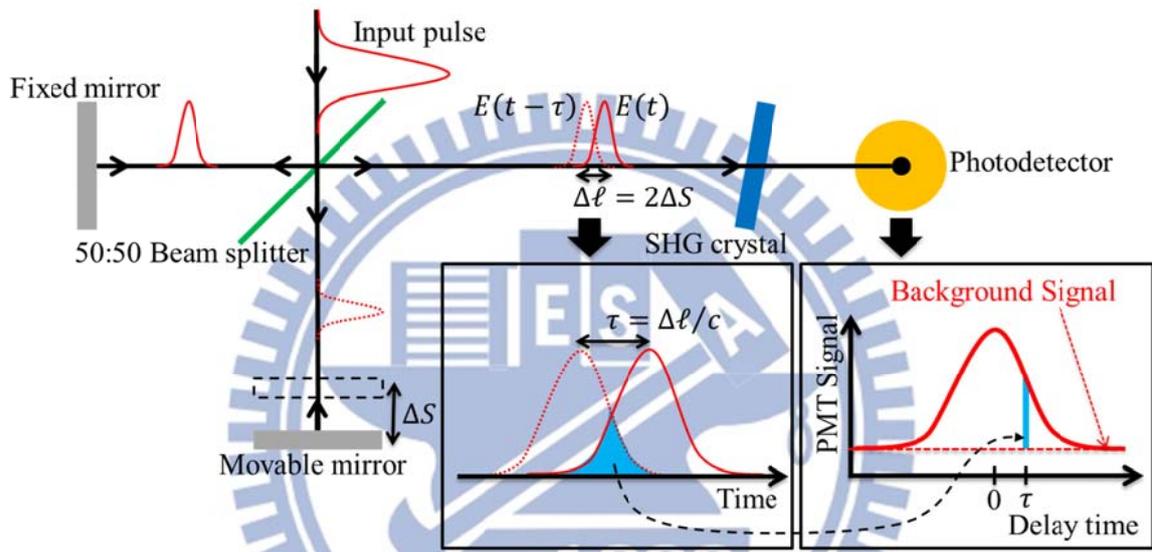


圖 3-5 強度型自相關器架構概要圖

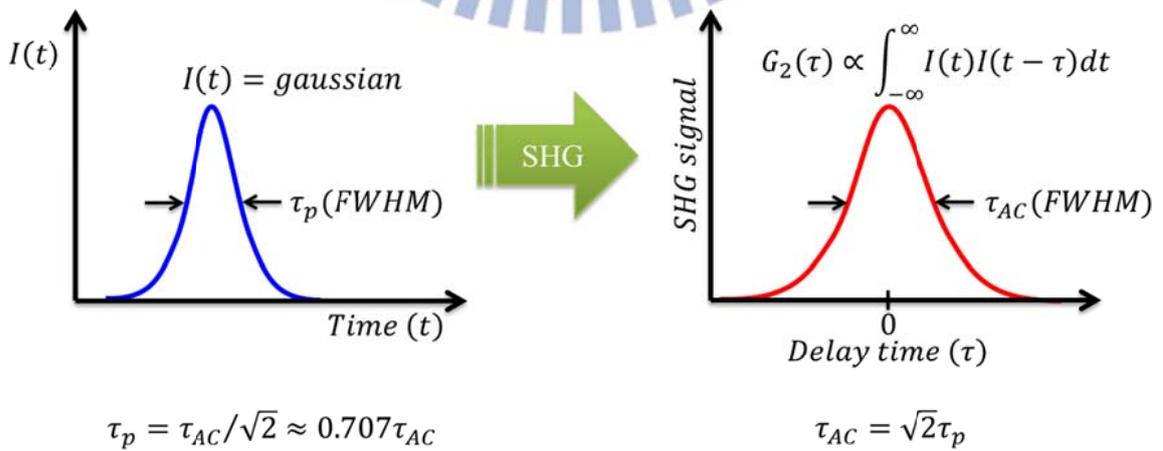


圖 3-6 原始脈衝與其經過二階諧波轉換器的訊號的形狀與半高寬

## 第四章 實驗架構與元件結構

被動式半導體鎖模脈衝雷射相較於一般半導體雷射而言，由於需要額外供給一電壓源給予飽和吸收介質，可增強並調變其吸收之能力，故在量測實驗架構上也較一般半導體雷射來得複雜些。

### 4.1 基本量測平台架構

由於單純使用劈裂面為鏡面的半導體雷射，其光輸出強度遠較氣態或固態雷射還來得弱，因此我們將雷射脈衝光強度量測，與光譜及 RF 頻譜量測分開，以確保儀器能接受到足夠的強度。在量測不同操作條件下的光強度時，先將雷射晶片放置於一銅座上，並以溫控器(ILX Lightwave LDT-5500)將其溫度固定在 20°C，再以兩隻探針分別置於被動式鎖模雷射的增益區塊與吸收區塊上，並以半導體元件分析儀(Agilent B1500A)供應順向直流電流與逆向直流電壓，如圖 4-1。以一個二極體光偵測器(Photodiode)，置於增益區塊的鏡面前，測量其輸出的脈衝雷射光的平均強度，由此可得到此被動式鎖模雷射在不同的逆向電壓(Reverse bias)下，增益電流對輸出脈衝光強度的關係圖。

在量測不同操作條件下的光譜與 RF 頻譜時，則改以具有雙通道的直流電壓電流源(Keithley 2602)分別供應增益電流與逆向電壓給鎖模雷射晶片，其所輸出之脈衝雷射光經由透鏡收入光纖後，進入光纖分光器(Fiber coupler)將光分成兩道，其強度比為 1：9，前者直接進入光譜分析儀(Ando AQ6315)量測脈衝之光譜，後者則進入一高速的光偵測器(AD-10ir)而將光訊號轉為電訊號，再由 RF 頻譜分析儀(Agilent E4407B)將分析此電訊號的頻率成分。此外為避免脈衝雷射光在鏡面與光纖接面間以及光纖內部反射造成光偵測器產生額外頻率成分，因此必須將所有的光纖接面改為

APC(Angled Physical Contact)接面避免鏡面的反射，並且在分光器與光偵測器中間加入一光隔絕器(Isolator)避免反射光，如圖 4-2，如此在分光器的另一輸入端所量測到的反射光強度皆小於-50dBm。

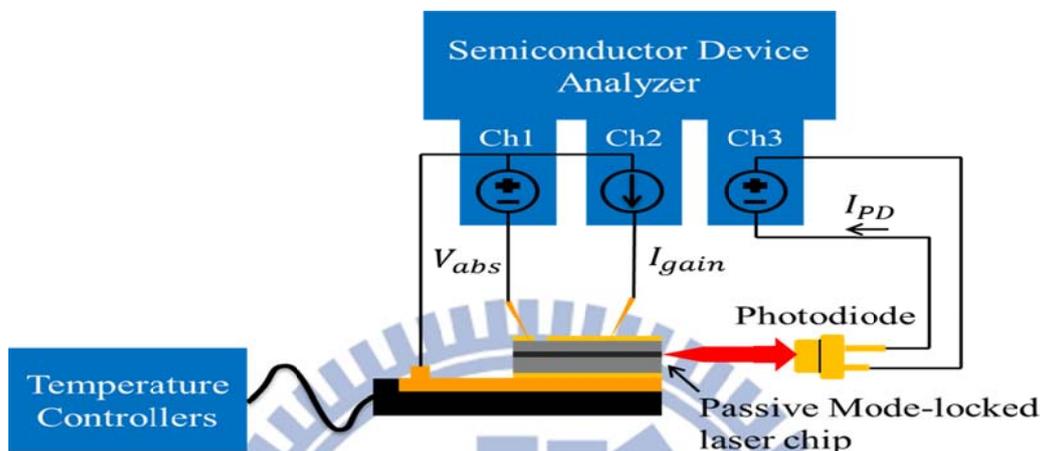


圖 4-1 量測鎖模脈衝光強度之實驗架構：半導體元件分析儀以三個通道分別供應被動式鎖模脈衝雷射的吸收區塊的吸收逆向電壓 $V_{abs}$ 與增益區塊的增益電流 $I_{gain}$ ，以及操作光偵測器的負偏壓以量得其偵測之光電流 $I_{PD}$ 。

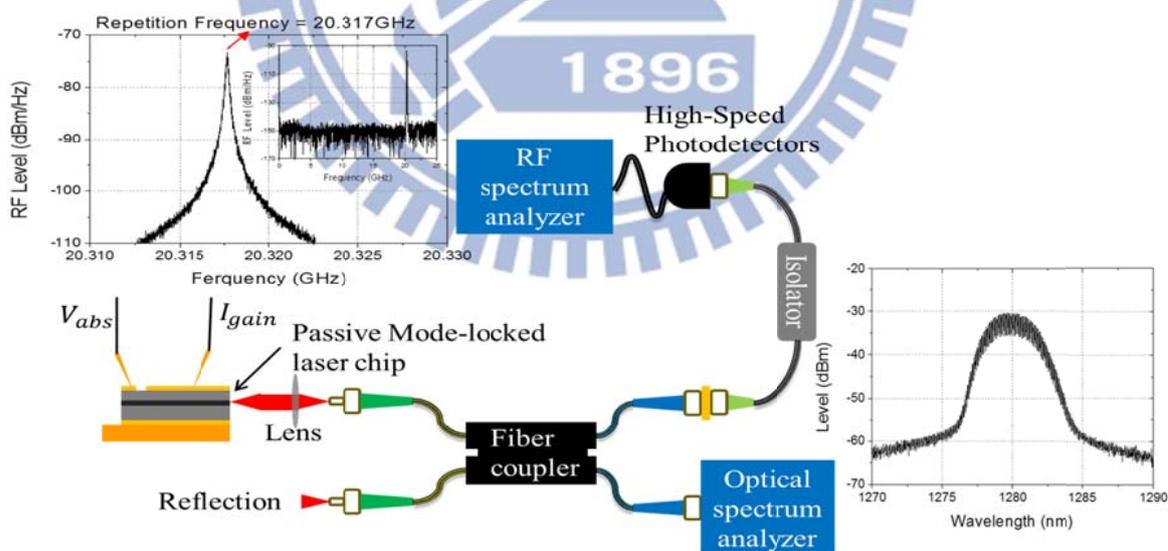


圖 4-2 量測鎖模脈衝光譜與 RF 頻譜之實驗架構：雷射脈衝光的光譜以光譜分析儀 (Optical spectrum analyzer)量測，而 RF 頻譜則先以高速光偵測器(High speed photodiode)轉換為電訊號再由 RF 頻譜分析儀(RF spectrum analyzer)量測。並且可分別得出中心波長，光譜寬度，重複頻率等資訊。

## 4.2 自相關儀量測平台架構

在量測脈衝寬度上，我們利用強度型自相關法來作量測，其原理如 3.4 節所述。而在實驗架構上，首先是將被動式鎖模脈衝雷射樣品所輸出之雷射脈衝先以透鏡將之轉為平行光，並透過兩面反射鏡調整光之行徑路線，使光路能水平地入射至整合的強度型自相關儀(FR-103XL)，且由於二階諧波轉換器對單一偏振方向有較好的轉換效率，因此為了有更好的二階諧波訊號強度，故在自相關儀前方加上一偏振片(Polarizer)將雷射脈衝光之偏振方向轉為 90 度角後再輸入自相關儀。此自相關儀之內部構造，如圖 4-3，其輸入之脈衝光在經由分光器分光之後，其中一道光打入一個可旋轉的反射鏡，藉由反射鏡穩定地旋轉而產生週期性的光程差，再透過其餘鏡面反射，最後透過拋物面鏡匯聚於二階諧波產生器，此二階諧波產生器以  $\text{LiIO}_3$  晶體為材料，其有特殊的切割角度，使兩道光能以一夾角交叉入射，並在兩道穿透光中間產生倍頻光。以適當大小的洞將兩道穿透光遮蔽並僅使倍頻光通過至光電倍增管(Photomultiplier, PMT)轉換為訊號給示波器讀取。由於少了兩道穿透光產生的背景值，故在示波器顯示的為一個無背景的二階諧波訊號。因為自相關儀是利用反射鏡的週期性地旋轉來產生一固定範圍的光程差，因此其能偵測訊號的延遲時間的範圍也是固定的，所以除了可以利用此自相關儀來測量脈衝寬度之外，還可以透過固定延遲時間範圍內所偵測到的二階諧波訊號的波包數與波包間距來推斷此被動式鎖模脈衝雷射所產生的脈衝的週期與頻率。

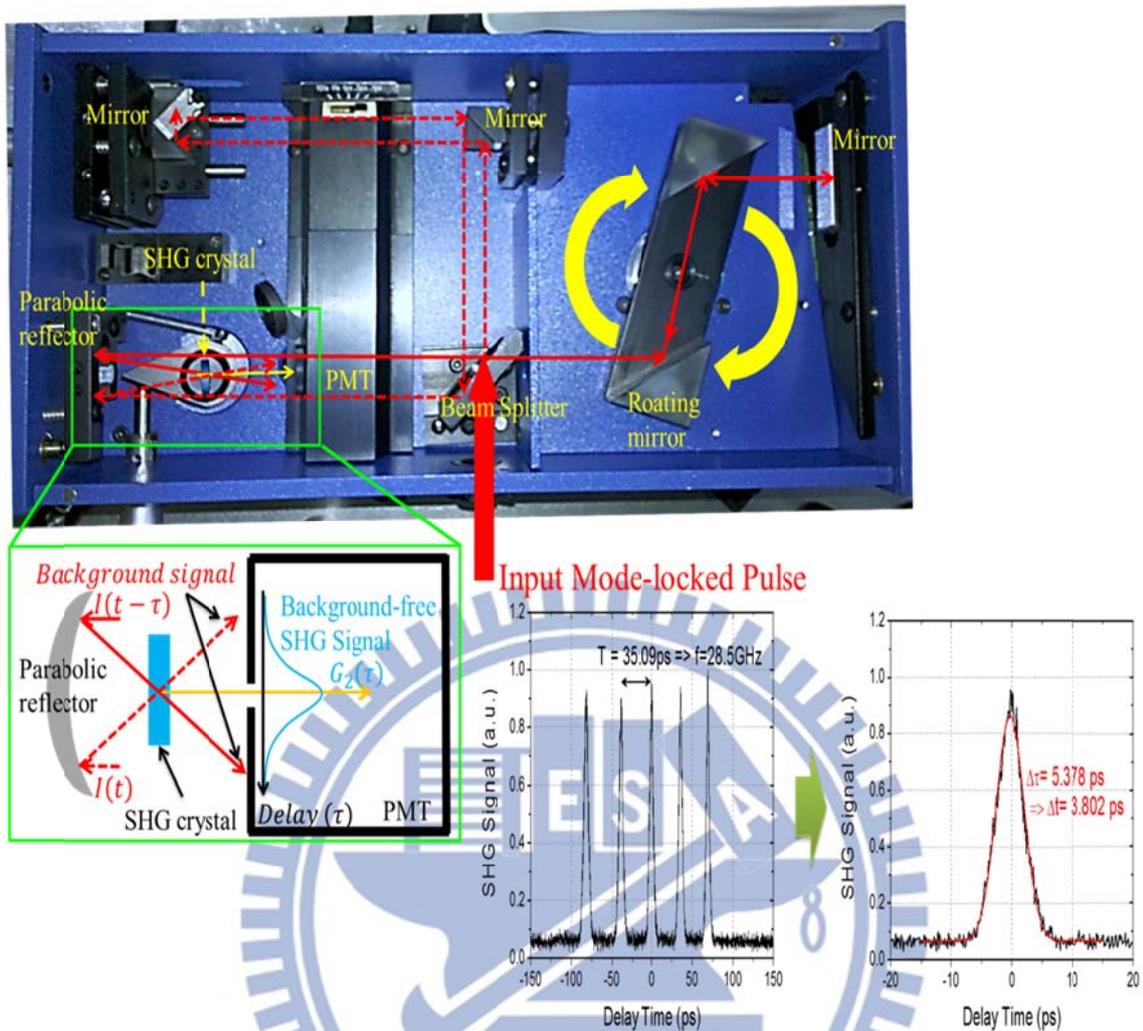


圖 4-3 脈衝時間寬量測架構圖：紅色實線之光程透過旋轉反射鏡來調變，並與紅色虛線的固定光程交叉入射至二階諧波產生器晶體(SHG crystal)，再以光電倍增管偵測無背景的二階諧波(黃色實線)訊號，右下角則為示波器上顯示的訊號圖。

### 4.3 自動化量測系統

由於被動式鎖模雷射有增益放大區塊與飽和吸收區塊兩個互相獨立的操作區域，因此比起一般半導體雷射僅有調變增益電流的操作方式來說多了一個維度，所需量測之操作點也增加了許多。此外因為要量測不同操作點的許多資訊需要許多儀器，諸如

電壓電流供應源、光譜分析儀、RF 頻譜分析儀與自相關儀等，每台儀器都只能獨立運作無法互相溝通協調，因此必須透過每台儀器的 GPIB 埠串接於電腦上並利用特別撰寫的 Labview 程式做自動化的操作。此 Labview 程式不僅能按照規劃好的操作方式逐一測量每個操作點，並且擷取儀器上顯示的譜圖後儲存於電腦檔案中，還可加入特殊設計的擬合(Fitting)子程式將譜線中的許多資訊，諸如峰值強度位置與半高寬等數值萃取出來。此自動化的量測對於分析被動式鎖模雷射來說極為重要，因為可以利用所萃取出來的數值繪製成一張三維的地圖(Mapping)，透過此地圖可以很簡單且快速地判斷穩定輸出鎖模脈衝的操作區域與變化趨勢，更可以找出最佳的鎖模脈衝的操作點做更進一步的分析。

#### 4.4 量子點雷射的磊晶與元件製程

##### 晶片結構與成長

在本論文中，使用的試片為編號 Lm4917，由分子束磊晶(Molecular beam epitaxy, MBE)成長的五層砷化銦量子點雷射，圖 4-4 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(Cladding layer)，再來是 150nm 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 150nm 的 SCH GaAs 後，然後是 1.4 $\mu\text{m}$  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。

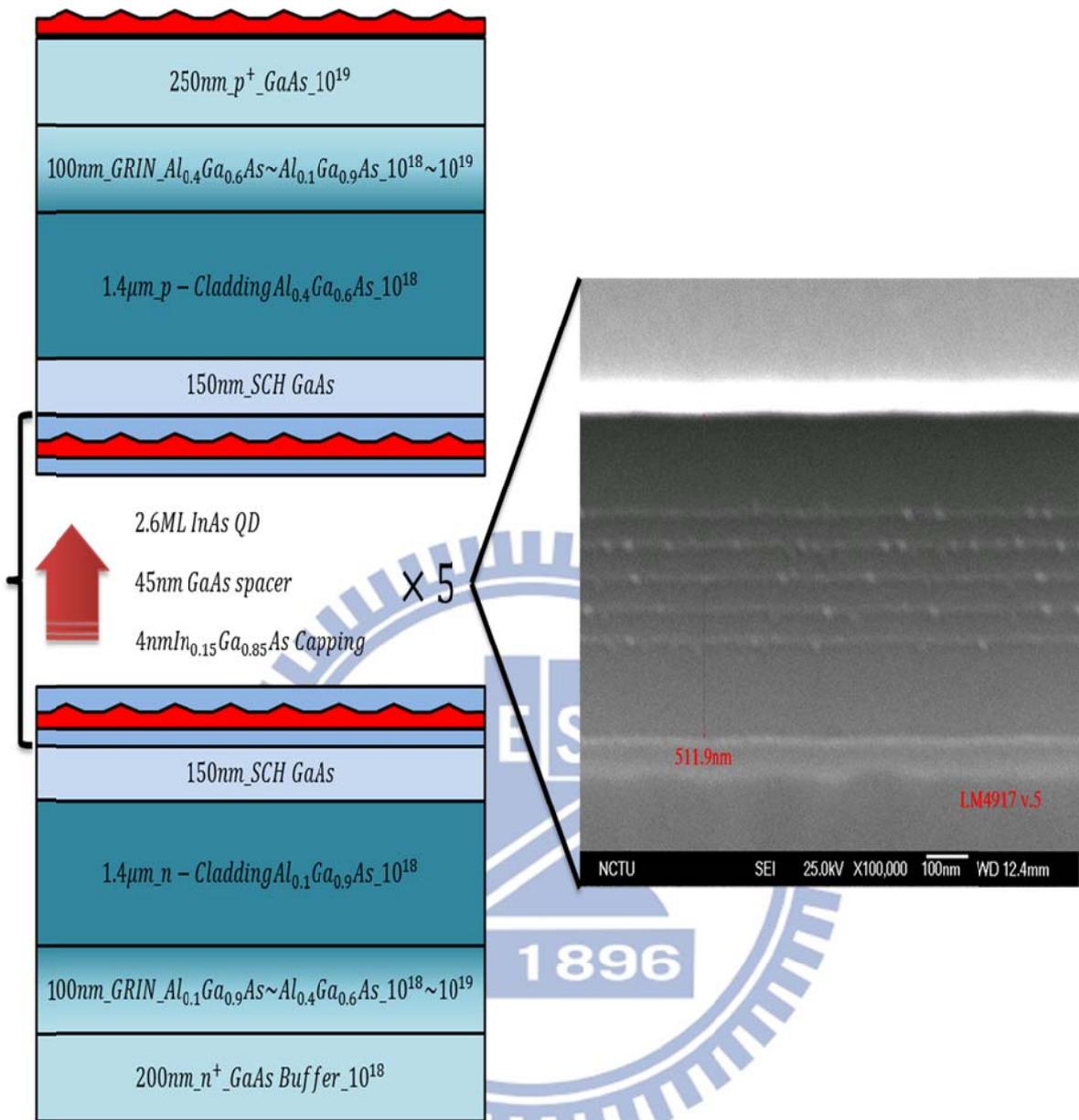


圖 4-4 量子點雷射晶圓(Lm4917)剖面結構示意圖與在電子顯微鏡下切面照片

### 被動式鎖模量子點雷射元件的製程

圖 4-5 為被動式鎖模量子點雷射由晶圓到元件晶片的製程流程，首先以丙酮清洗並用稀釋鹽酸去除晶圓表面氧化層，接著以電漿輔助化學氣相沈積(Plasma-enhanced

chemical vapor deposition, PECVD) 在 300°C 的條件下沉積一層厚度約 350nm 的氮化矽(Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>)作為硬遮罩(Hard Mask)。在第一道黃光微影中，以正光阻(AZ6112)定義出線條寬度為 5μm 與 10μm 的脊狀波導的位置。定影之後再用電感耦合電漿式(Inductively-Coupled Plasma, ICP)蝕刻系統通入 CHF<sub>4</sub> 與 O<sub>2</sub> 氣體，將表面無光阻遮蔽的氮化矽完全去除，使光阻的圖案轉移到氮化矽的硬遮罩上。接著去除光阻後，以氮化矽為硬遮罩，同樣用電感耦合電漿蝕刻的方式，通入 SiCl<sub>4</sub> 與 Ar 氣體做非等向性蝕刻砷化鎵，產生具有筆直側壁的脊狀波導，而兩波導之間的蝕刻深度均超過量子點主動層以增加載子與光場侷限效果。以光阻旋塗機均勻塗佈 SU-8 負光阻，並以 340°C 加熱 4 分鐘以上，目的在使其溶劑揮發而緊密地固定於晶圓表面，並作為絕緣介電質來區隔各個脊狀波導。再以電感耦合電漿蝕刻機，通入 O<sub>2</sub> 氣體小心地蝕刻晶圓表面的 SU-8 負光阻絕緣層直到被 SU-8 光阻所覆蓋的脊狀波導上的氮化矽層剛好都裸露出為止，如此可以減低波導與旁邊絕緣層的高低差達到平坦化的目的，有助於增加金屬電極附著波導的能力。此時再浸泡氫氟酸溶液去除脊狀波導上的硬遮罩氮化矽，接著以第二道黃光微影，用負光阻(AZ5214E)在每個脊狀波導間產生 300μm 寬的隔離區分隔不同的雷射，以及波導上方定義出一條寬度約 5μm 並垂直於波導方向的絕緣溝槽(Gap)來劃分出隔離增益區塊與吸收區塊。然後用電子槍蒸鍍的方式鍍上 P-type 金屬(Ti:30nm/ Pd:30nm/ Au:250nm)做正電極，再用 Lift-off 的方式將隔離區與溝槽位置上的金屬去除掉。同第二道黃光的圖案做第三道黃光微影，但此次改用正光阻(AZ6112)覆蓋於晶圓正面的金屬電極之上用以保護金屬電極，避免在蝕刻被破壞，並同樣用電感耦合電漿蝕刻機蝕刻砷化鎵，在之前脊狀波導上的金屬電極之間定義的位置，蝕刻約 70nm 深的溝槽，以隔離加之於增益區塊與吸收區塊的電流，此隔離器可以在兩區塊間產生約 2kΩ 的電阻。接著我們會磨薄試片背面到剩下 200μm 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: 30nm/ Ge:50nm/ Au:200nm)，然後在 330°C 之下熱退火使金屬電極附著力更強，而使用較低的退火溫度是為避免使 SU-8 絕緣層因高溫產生變質。將完成的晶圓在預先設計的位置劈裂開來，產生反射率約 32% 為的自然劈裂面，到此元件便完成，而圖 4-6 為所完

成元件的立體示意圖與電子顯微鏡下的其脊狀波導橫切面照片。

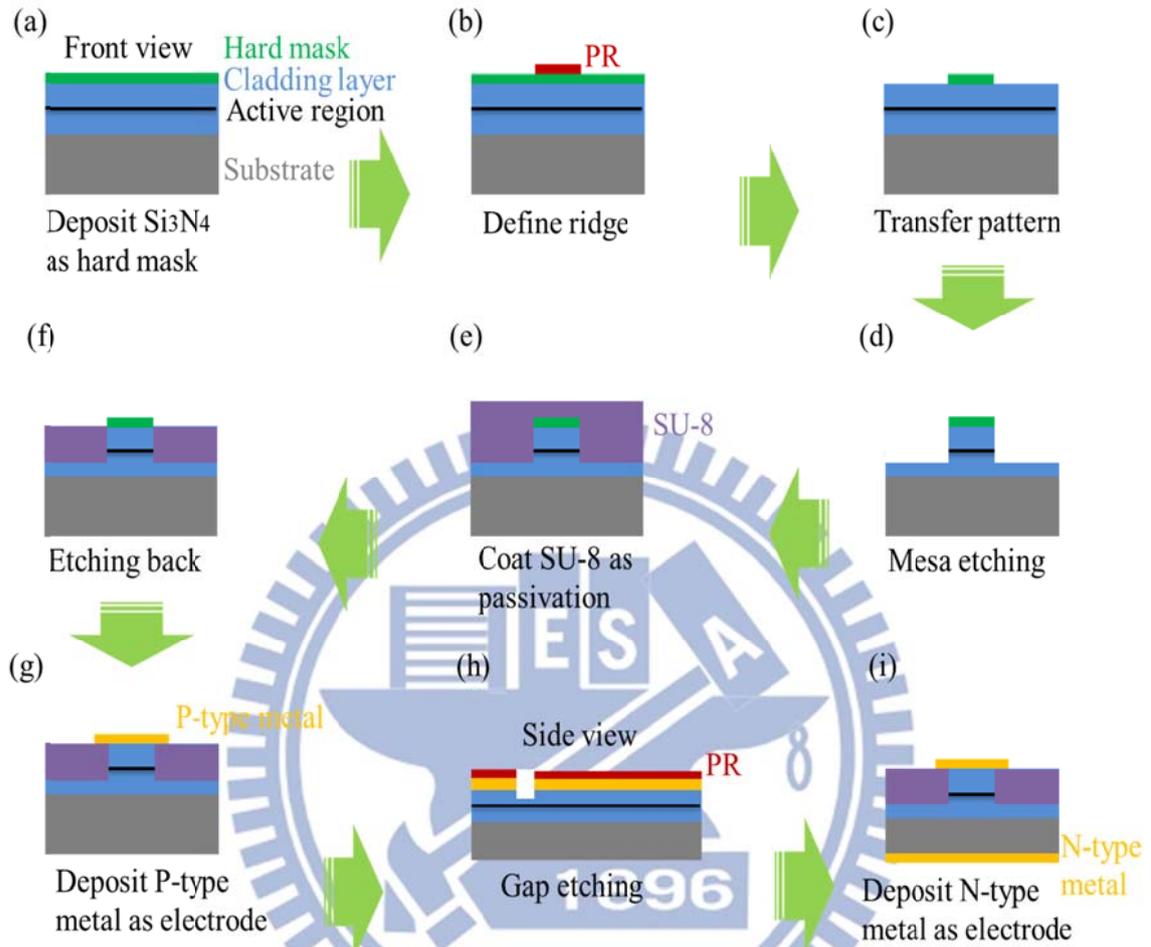


圖 4-5 被動式鎖模量子點雷射的製程流程圖：(a) 沉積一層氮化矽做為硬遮罩；(b) 用黃光定義波導位置；(c) 轉移圖案至硬遮罩上；(d) 用電感耦合電漿蝕刻出脊狀波導；(e) 塗佈 SU-8 光阻作為絕緣介電質區隔各個波導；(f) 蝕刻多餘的 SU-8 光阻並使氮化矽應遮罩露出；(g) 在正面鍍上金屬電極並 Lift-off；(h) 電感耦合電漿蝕刻出溝槽來做正面兩個電極的隔離區；(i) 將試片背面磨薄並鍍上金屬電極。

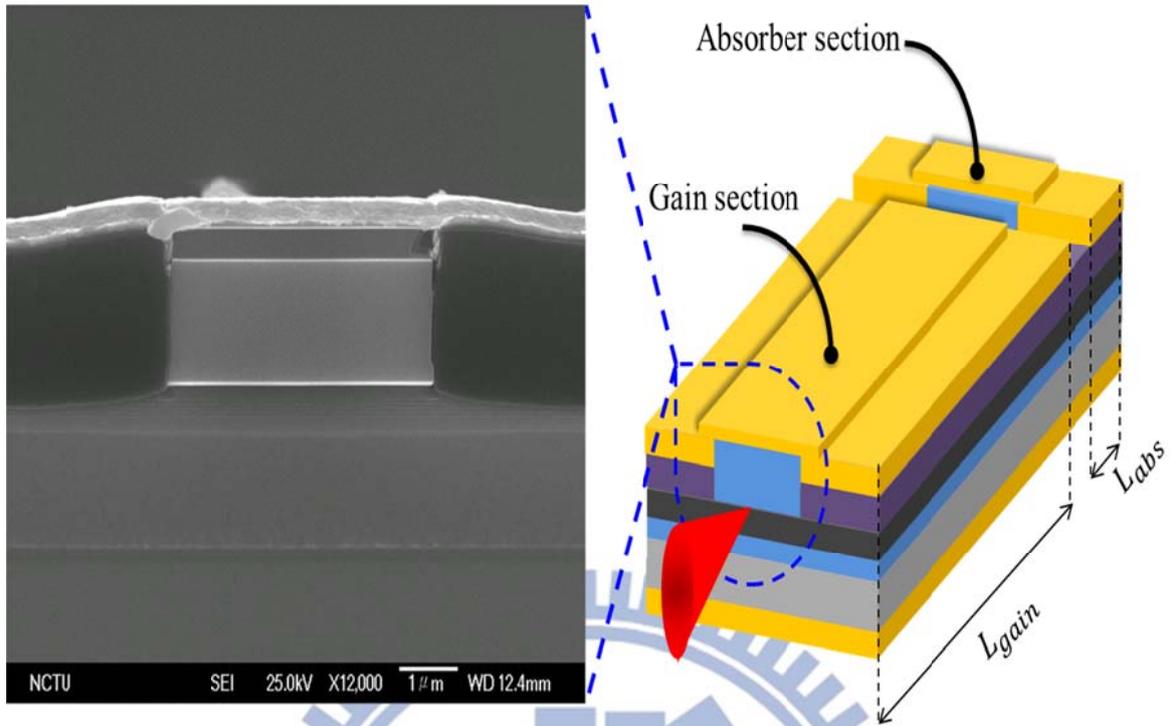


圖 4-6 電子顯微鏡下經平坦化後的脊狀波導鏡面端照片與完成的元件立體示意圖。  
 $L_{gain}$ 與 $L_{abs}$ 分別表示增益區域(Gain section)與吸收區域(Absorber section)在共振腔中的長度。

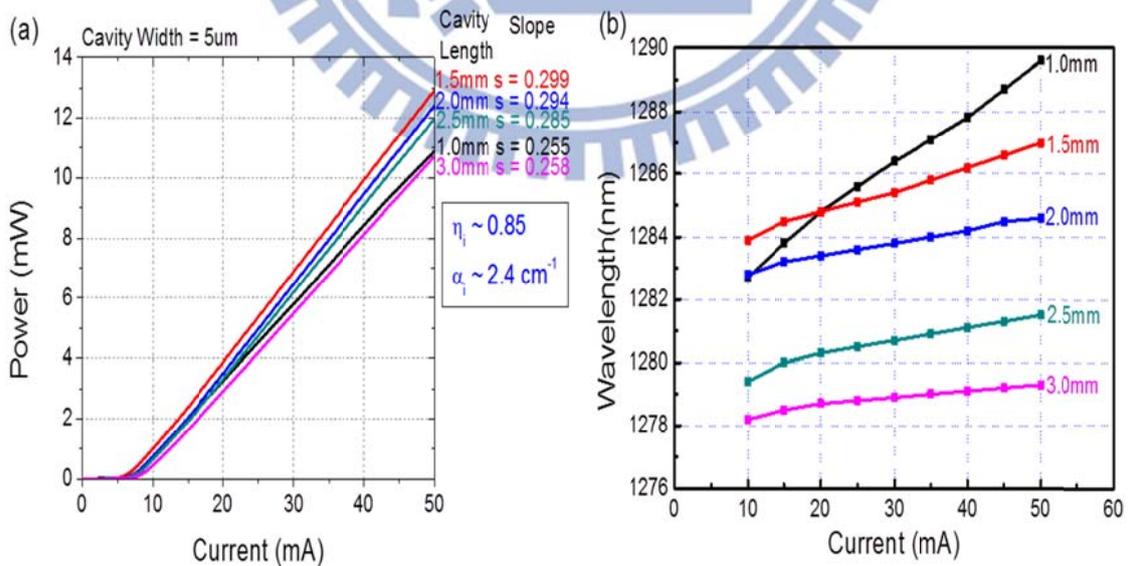


圖 4-7 Lm4917 被動式鎖模量子點雷射在兩個區域電極並聯下，(a)注入電流對光強度的特性曲線，以及(b)其對應的發光波長。

## 第五章 實驗結果與討論

### 5.1 鎖模量子點雷射的光特性曲線

首先我們針對一個共振腔長度為 2mm 寬度為 5 $\mu$ m 的被動式鎖模量子點雷射元件成品，其吸收區域與增益區域的比例為 1:7，即吸收區域與增益區域分別為 1.75mm 與 0.25mm。在室溫 20°C 下，對吸收區域加諸不同的逆向偏壓，測量增益區域注入電流對輸出光特性曲線(LI curve)，如圖 5-1。逆向偏壓由 0V 開始每增加-1V 就測量一次直到-8V，而 LI curve 在 0V 幾乎為 CW 雷射輸出，起初隨著逆向偏壓增加，吸收光產生的電子電洞被帶走的速度加快而使吸收區域的非飽和吸收能力增加，因此在損耗增加的情況下，造成臨界電流隨之上升。但到-6V 開始有著不同的情況，隨著逆向偏壓增加，而臨界電流卻不再增加反而下降。

這一點可由量子點的吸收光譜來解釋，在一量子點材料的吸收光譜中，逆向偏壓增加產生相當大的電場，而發生量子侷限史塔克效應(Quantum-confined Stark effect) [24-26]。在無外加電場的情況下，在量子侷限結構(諸如量子井與量子點等)中，其電子與電洞僅能存在能量不連續的能階上，而此能量不連續的能階造成此系統在吸收或放出光子時，有特定而不連續的頻率。當加入外加電場時，因電子與電洞的分布機率受電場的影響而往相反的方向偏移，如圖 5-2，因此使電子與電洞分布機率的重疊部分減少，使得復合發光的機率減低，而若作為吸收介質，則會使吸收的效率減低。因此逆向偏壓增加，雖然在一開始能加速帶走因吸收光產生的電子電洞，讓光在吸收區域內的損耗增加，使臨界電流上升，但由於過大的電場會使吸收效率下降，使得損耗開始減少，臨界電流反而下降。

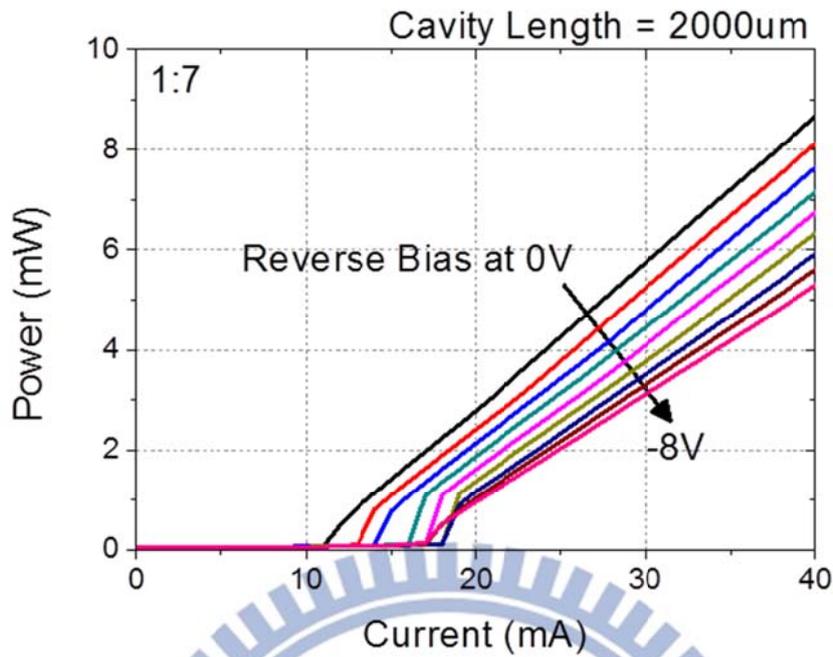


圖 5-1 共振腔長為 2mm 且含有 250μm 的飽和吸收區的被動式鎖模量子點雷射，在不同的逆向偏壓下的，注入電流對輸出光特性曲線。

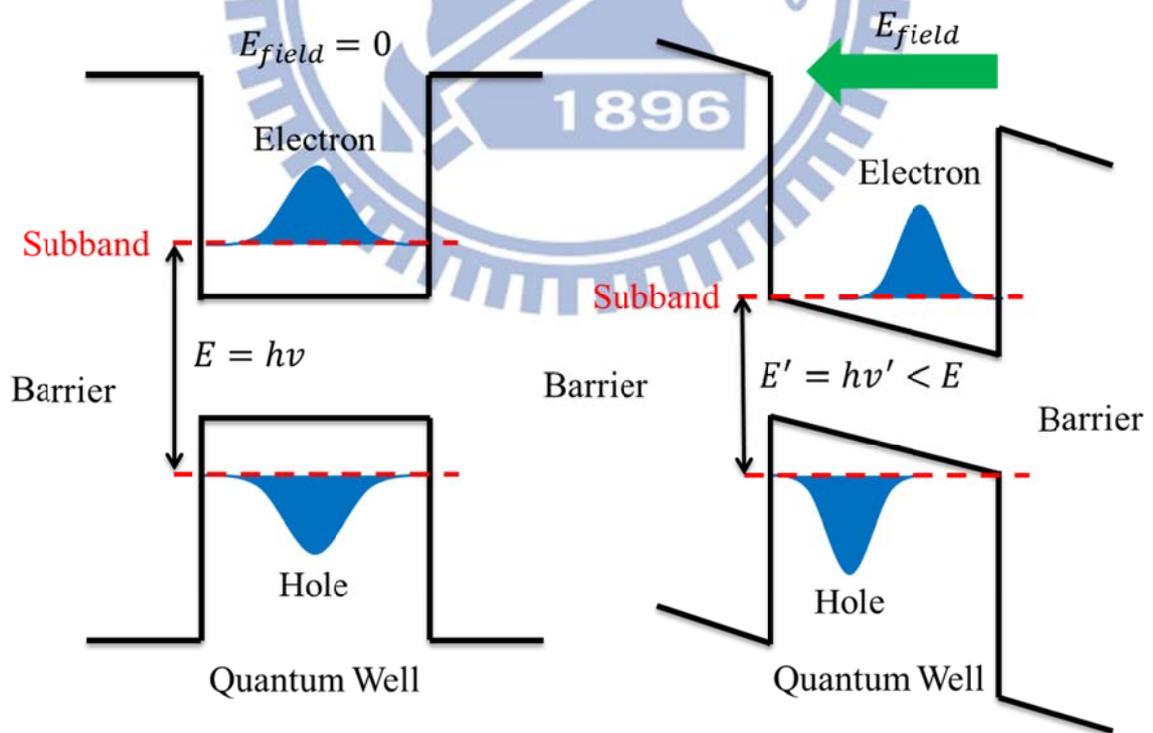


圖 5-2 量子侷限史塔克效應示意圖：在外加電場 $E_{field}$ 之下，使電子與電洞的分布機率偏移，並產生能帶彎曲而改變吸收或發光效率，以及吸收發光光譜的紅移。

## 5.2 鎖模脈衝的特性

為了要探討不同操作點下的脈衝特性，因此參考上節所得之臨界電流大小而規劃一量測區域，並由自動化量測系統量測，可得出脈衝寬度、重複頻率與中心波長的三圍強度圖，如圖 5-3。在圖 5-3(a)中可以很清楚地發現，代表短脈衝的藍色區域都位於高逆向偏壓與低增益電流處，而在右上角的低逆向偏壓與高增益電流處，則因脈衝寬度大於脈衝間的距離而被判定為連續波。在圖 5-3(b)與(c)中可以發現，高重複頻率與長中心波長都集中於相同的位置，即高逆向偏壓與高增益電流處。這兩者的關係可由，半導體內的色散現象來解釋，在一般半導體雷射的主動層多為正色散(Normal dispersion)，波長愈長則折射率愈低，而折射率又與重複頻率為倒數關係，故當雷射光波長變長則重複頻率也變高。為了更精確地分析逆向偏壓與增益電流在被動鎖模雷射中所產生的影響，以下我們將分別就固定增益電流與固定逆向偏壓來做進一步的探討。

### 固定增益電流

首先將增益電流固定於 20mA，此電流略大於臨界電流，而增加逆向偏壓所量測到的光譜與 RF 頻譜變化，如圖 5-4(a)與圖 5-4(c)，透過此圖可以清楚的了解隨著逆向偏壓的增加，光譜與 RF 頻譜的發展趨勢呈現一 C 形的發展，即當一開始逆向電壓增加時，鎖模雷射光波長先往短波長移動，RF 頻譜亦因雷射光波長變小，折射率增加，而隨逆向偏壓持續增加。在 -5V 至 -6V 之間，雖然圖 5-4(a)中整體的光譜走勢是隨逆向偏壓增加而往短波長移動，但在圖 5-4(b)中光譜強度較強的波長位置卻幾乎沒有變化，因此在此波長位置的脈衝光主導之下，在圖 5-4(c)中的 RF 頻譜中，重複頻率沒有看到明顯的移動。但逆向偏壓超過 -6V 之後，RF 頻率開始隨逆向偏壓增加而增加，頻寬也使脈衝頻率更穩定而變窄，並且脈衝中心波長開始往長波長移動，隨逆向偏壓

增加而紅移(Red Shift)。此一紅移現象呼應先前 LI curve 中發現的量子侷限史塔克效應，這是由於過大的電場使得能帶彎曲，如圖 5-2，造成量子侷限結構(如量子井或量子點等)內的電子與電洞能階分別往下方與上方移動，且隨著電場愈大，彎曲幅度愈大，而使兩能階的差距愈縮小，因此在外加相當大的電場之下，其所能吸收或放射之光波長較未加電場者來得長，即光譜中心會隨著逆向偏壓增加而往長波長移動。此外量子侷限史塔克效應也造成吸收光譜的形狀改變，其與增益頻譜相結合後，使總輸出的雷射光譜變得更平滑，波長分布更平均。

將此結果與自相關儀所量測的脈衝寬度做整理之結果，如圖 5-5。在圖 5-5(a)中，中心波長隨逆向偏壓增加而減少，並在-7V 達到低點後開始增加，而光譜寬度由於在不同逆向偏壓下，不同波長的光強度分布並非都為高斯分布，部分偏壓的光譜形狀也很複雜，有的可能包含兩到三群波包組成，因此其光譜寬度隨逆向偏壓增加的變化幅度相當大且幾乎無趨勢。在 RF 強度的部分，如圖 5-5(b)，其重複頻率一開始隨逆向偏壓的增加而大幅減少，但在-5V 至-6.5V 之間，其頻率僅微幅增加，變化相當不明顯，另外由於在圖 5-1 中，增益電流為 20mA 而逆向偏壓在-6V 到-8V 之間的光強度相差相當小，因此在圖 5-5(b)中，-6V 到-8V 之間的 RF 強度可以相當程度地反映 RF 頻譜的半高寬，其 RF 強度隨逆向偏壓增加而增加，即表示其 RF 寬度隨逆向偏壓增加而減少，代表其脈衝的頻率在高逆向偏壓之下愈集中愈穩定。

在圖 5-5(c)中，逆向偏壓的增加會使飽和吸收區帶走電子電洞的速度加快而縮短回復時間，也造成總增益為正值的时间更為短暫因而讓脈衝寬度隨著逆向偏壓增加而減少，但在增加到-7V 之後，受到量子侷限史塔克效應的影響下，脈衝寬度的下降幅度趨緩。在時間頻寬積(TBP)方面，因 TBP 正比於脈衝寬度與光譜寬度，但在脈衝寬度隨逆向偏壓增加而減少的幅度有限的情況下，TBP 幾乎與光譜寬度的反應相同且隨逆向偏壓增加而略有下降的趨勢。在圖 5-4(d)中，平均光強度就如同圖 5-1 所示，會隨著逆向偏壓增加使吸收增加，平均光強度會隨之減少。用該操作點的平均光強度除

以其重複頻率與脈衝寬度，便可計算出單一脈衝所得分得的光強度，亦可視為此脈衝的峰值強度(Peak Power)，如圖 5-5(d)所示，因在高逆向偏壓下的脈衝寬度與平均光強度都改變不大，因此脈衝的峰值強度在高逆向偏壓下幾乎是持平。

## 固定逆向偏壓

在另一方面，我們將逆向偏壓固定於-7V，以確保吸收區域可以產生足夠的吸收能力並產生脈衝，分析增益電流對鎖模脈衝的影響。為了讓增益電流大於臨界電流，並且有足夠的光強度可讓儀器偵測到訊號，故增益電流由 20mA 開始，然後每隔 2mA 測量一次直到 40mA，其所量測到的光譜與 RF 頻譜變化，如圖 5-6。透過圖 5-6(a)可以了解隨著增益電流的增加，整體光譜寬度增加並且往長波長發展，但增加到 30mA 後，整體寬度不再增加呈現飽和狀態。在圖 5-6(b)中，光譜在增益電流為 24mA 之後，開始分裂為兩群強度相近的，隨著電流的增加，兩者的強度跟寬度都增加外，兩波包的波峰位置都向長波長移動。但當增益電流增加到 32mA 時，短波長的波包強度漸漸高於長波長的波包，此外短波長的波包也往更短波長發展，這個結果同樣的反映在 RF 頻譜中的重複頻率上。另外值得注意的是，此高增益電流操作下，光譜中出現了兩三個調制波包，且隨著增益電流增加而愈趨明顯。如圖 5-6(c)，在增益電流小於 32mA 時，重複頻率如同整體光譜中心隨增益電流增加紅移而頻率增高，而增益電流大於 32mA 後，由於短波長的波包強度漸漸高於長波長的波包，因此在短波長的脈衝光比重漸增的強況下，整體光譜中心應是呈現藍移，這使得重複頻率開始緩慢往低頻移動。

以上量測結果再加入自相關儀量測的脈衝寬度後，可整理得出圖 5-7。在圖 5-7(a)中，光譜中心波長，在增益電流增加到 32mA 前，都是明顯地紅移，而在 32mA 左右趨緩，並且略顯藍移。光譜寬度則從臨界電流開始隨增益電流增加而顯著增加，但增

加到 32mA 後幾乎持平，變化幅度相當小。在圖 5-7(b)中的重複頻率與光譜中心波長的變化相當相似，亦證明了兩者透過色散(Dispersion)導致的折射率變化而互相呼應。然而 RF 強度雖然也隨著增益電流增加而增加，但由於不同增益電流下的光強度相差甚遠，因而 RF 訊號增強主要應是由於光強度隨增益電流增加而增加所引起的，並非表示其 RF 頻譜的半高寬一定隨增益電流增加而變窄。

在脈衝寬度方面，如圖 5-7(c)顯示，由於增益電流的增加導致光強度增強，但在逆向偏壓不變吸收能力不變的情況下，飽和吸收區所產生的壓縮脈衝寬度的能力相對縮小很多，因此脈衝寬度隨著增益電流的增加而增加，尤其是當增益電流大於 32mA 之後，其脈衝寬度開始大幅地上升。而因 TBP 正比於光譜寬度與脈衝寬度，且因這兩個主要的影響因素都隨增益電流增加而增加，因此 TBP 亦隨之顯著增加。在圖 5-7(d)中，平均光強度在逆向偏壓固定而使吸收區域的吸收損耗不變，且增益電流增加使增益區有更大的輸出光強度，故平均光強度隨增益電流增加而增加。然而在脈衝光峰值強度的變化中，在增益電流由臨界電流開始增加至 32mA 為止，雖然脈衝寬度與重複頻率都隨增益電流增加而增加，但由於平均光強度也大幅上升的關係，故脈衝峰值強度仍維持上升的趨勢，但在 32mA 之後因為平均光強度的增加量跟不上脈衝寬度的增加幅度而呈現緩慢下降。

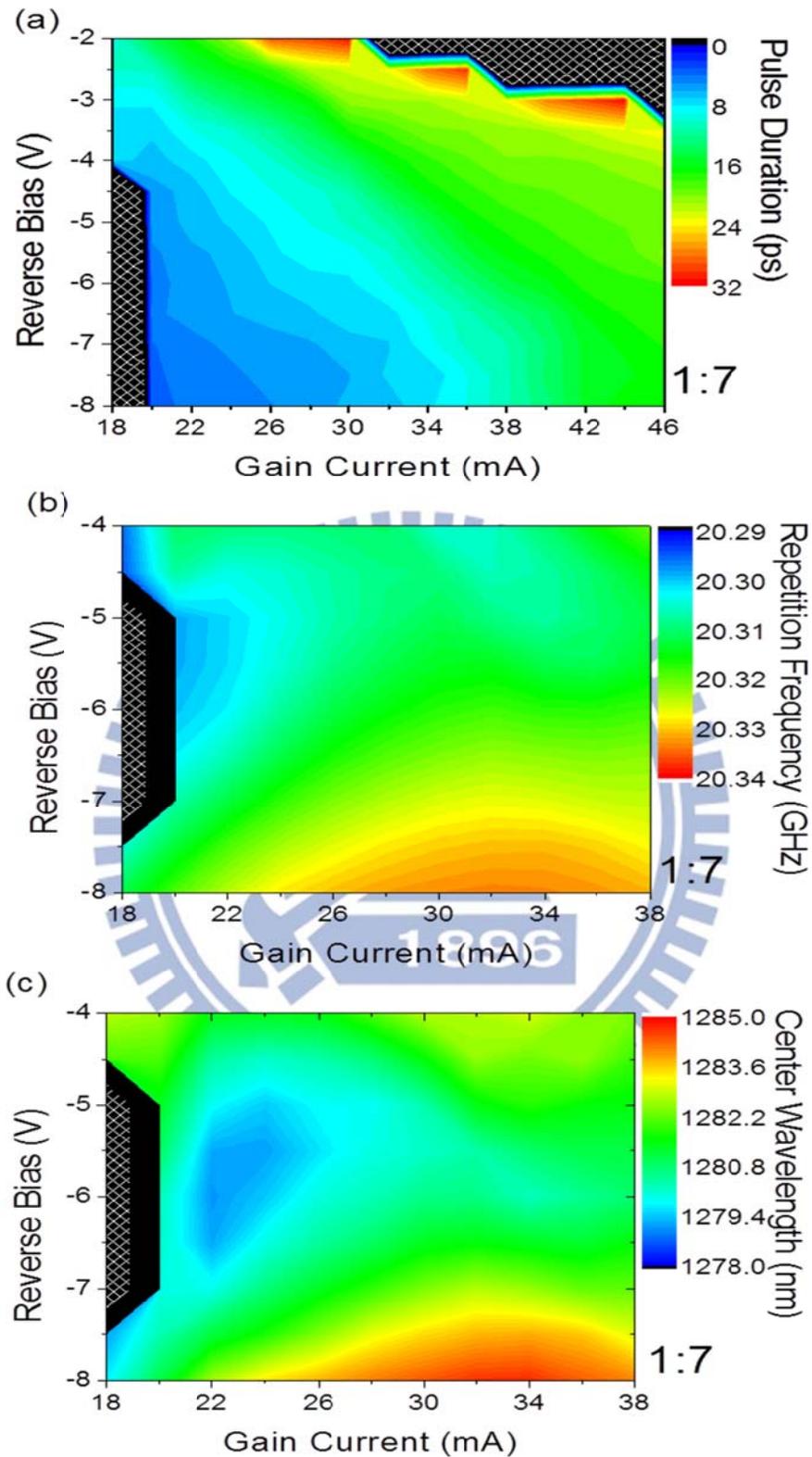


圖 5-3 藉由自動化量測系統，對一鎖模雷射，其共振腔長為 2mm 且含有 250 $\mu$ m 的飽和吸收區的被動式鎖模雷射，吸收區對增益區的比例為 1:7，量測其(a)脈衝寬度，(b)重複頻率與(c)中心波長之三維強度圖，其中黑色網狀者代表無訊號。

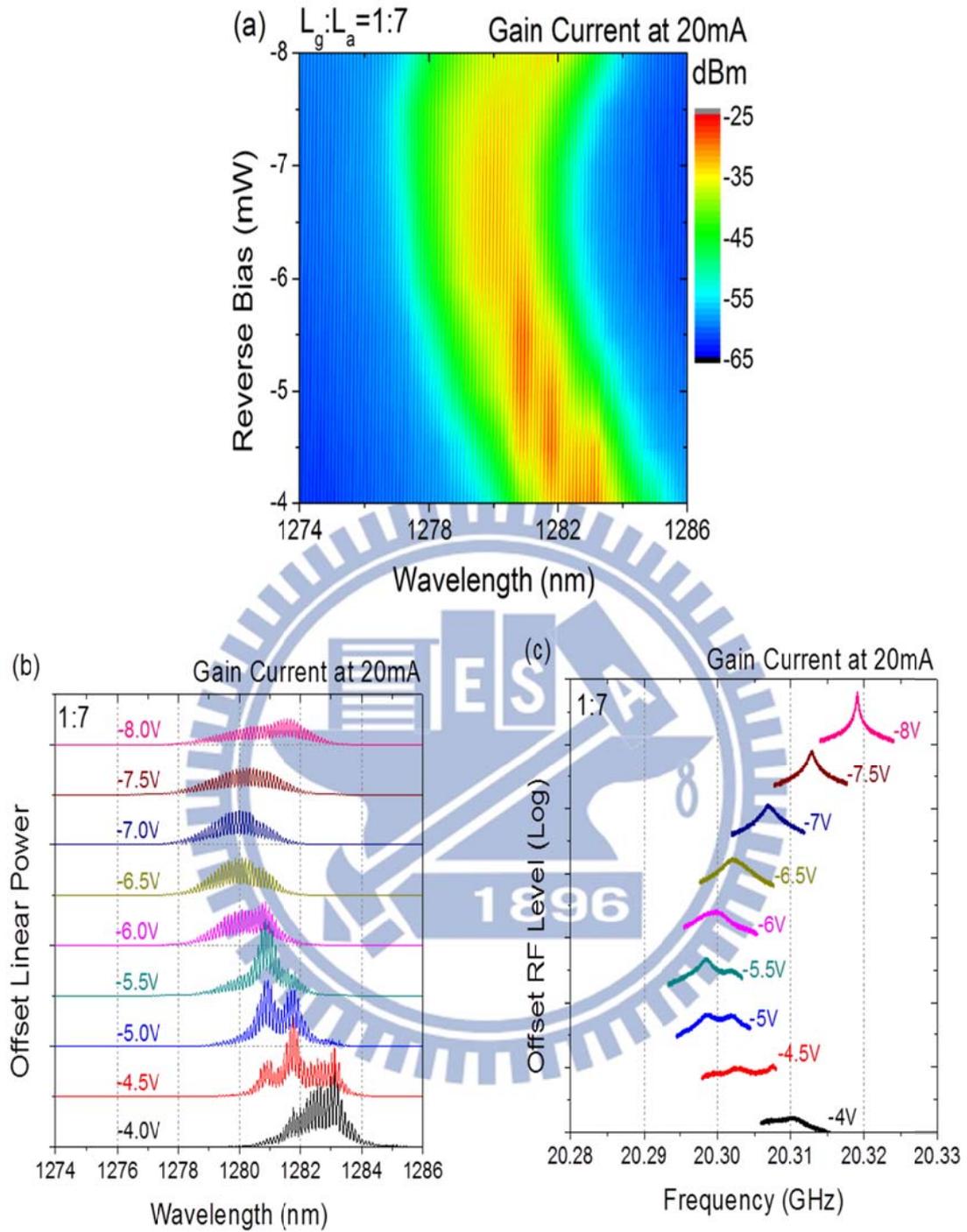


圖 5-4 共振腔長為 2mm 且含有 250μm 的飽和吸收區的被動式鎖模量子點雷射，其吸收區對增益區的比例為 1:7，在增益區塊電流為 20mA 時，逆向偏壓由 -4V 增加到 -8V 的(a)三維的光譜強度圖，以及各個逆向偏壓下的(b)光譜與(c)RF 頻譜。

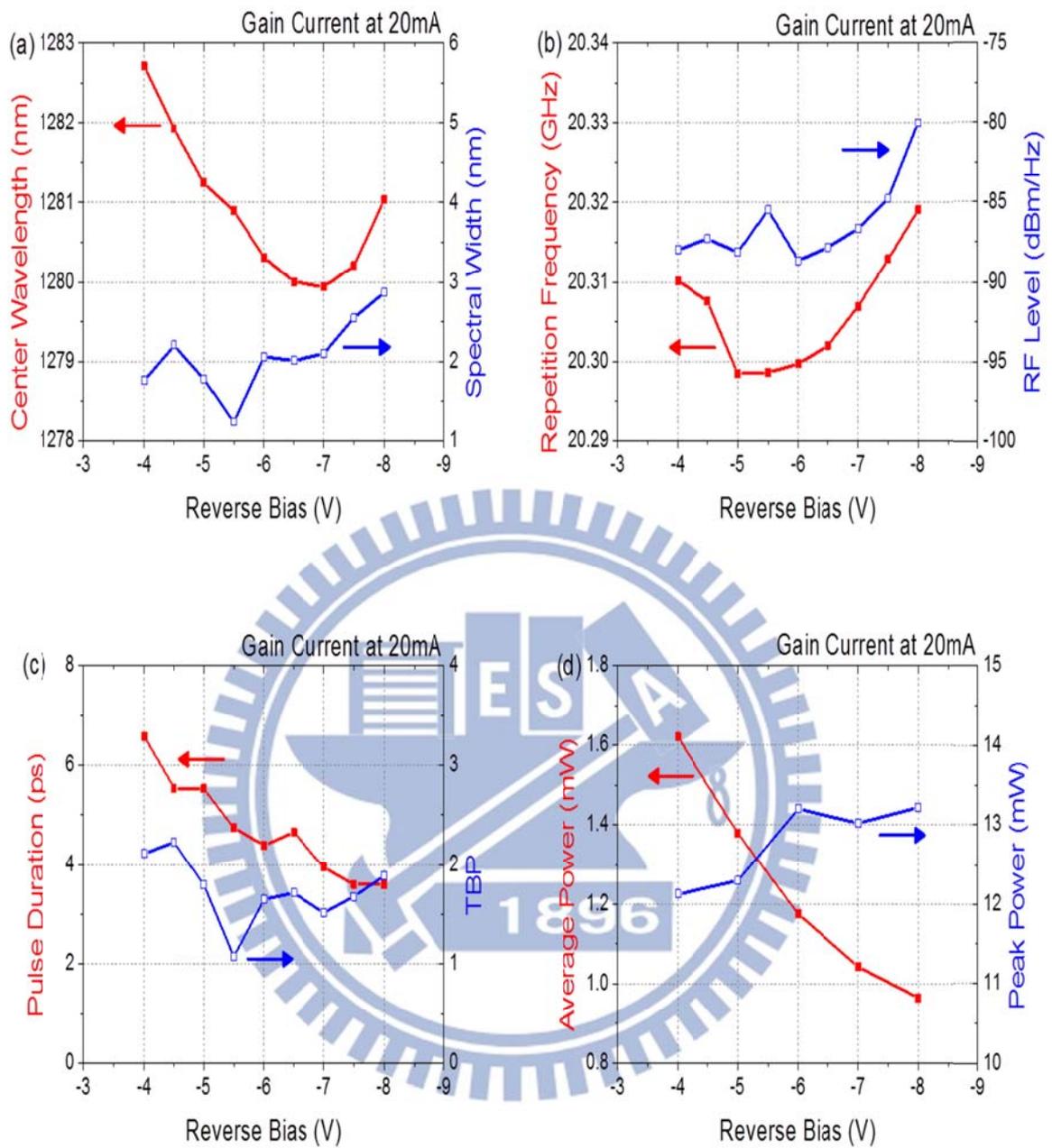


圖 5-5 共振腔長為 2mm 且含有 250 $\mu$ m 的飽和吸收區的被動式鎖模量子點雷射，其吸收區對增益區的比例為 1:7，在增益區塊電流為 20mA 時的(a)中心波長、光譜寬度、(b)重複頻率、RF 強度、(c)脈衝寬度、時間頻寬積(TBP)、(d)平均光強度與脈衝光峰值強度隨逆向偏壓增加下的趨勢。

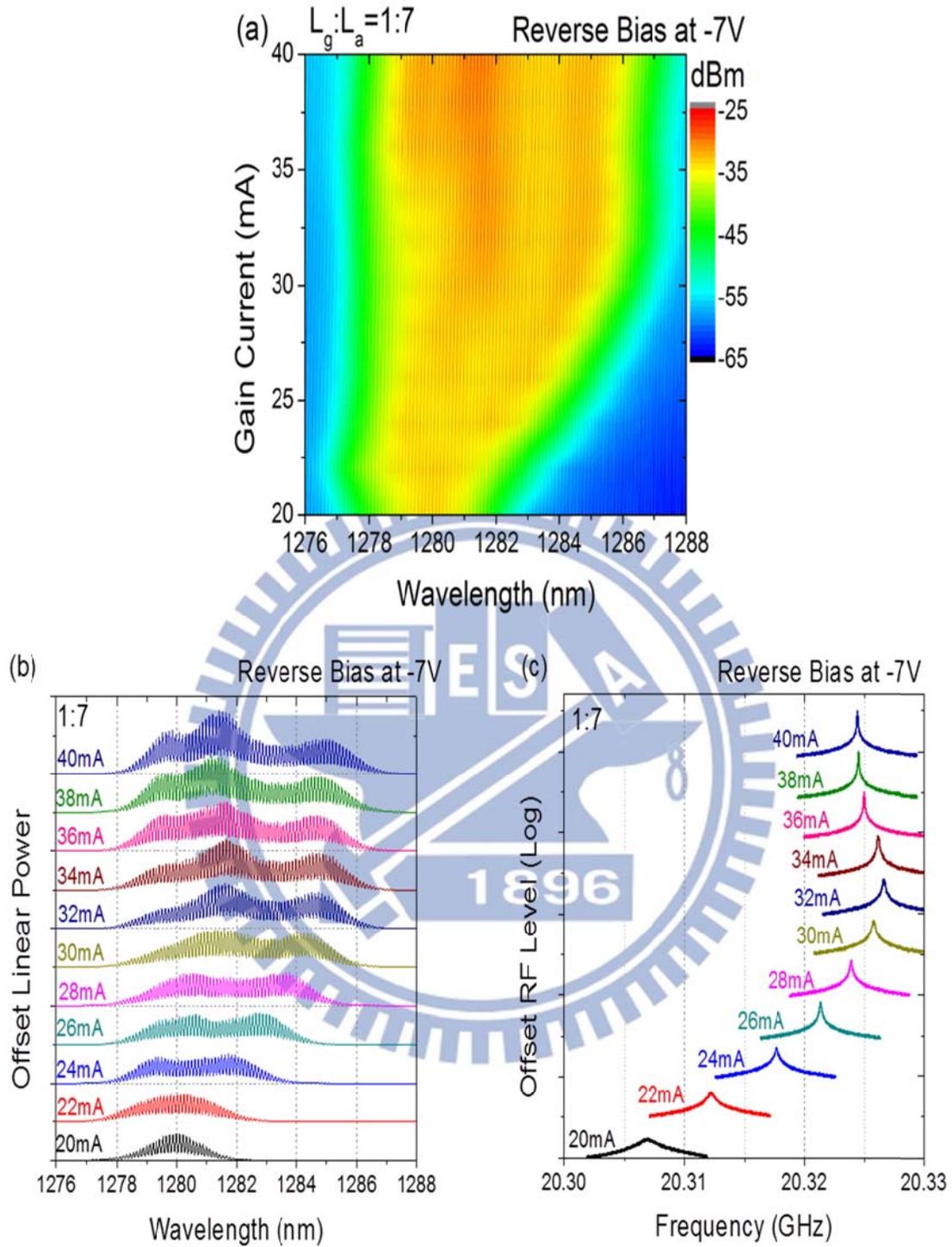


圖 5-6 共振腔長為 2mm 且含有 250 $\mu$ m 的飽和吸收區的被動式鎖模量子點雷射，其吸收區對增益區的比例為 1:7，在逆向偏壓為-7V 時，增益電流由 20mA 增加到 40mA 的(a)三維的光譜強度圖，以及各個增益電流下的(b)光譜與(c)RF 頻譜。

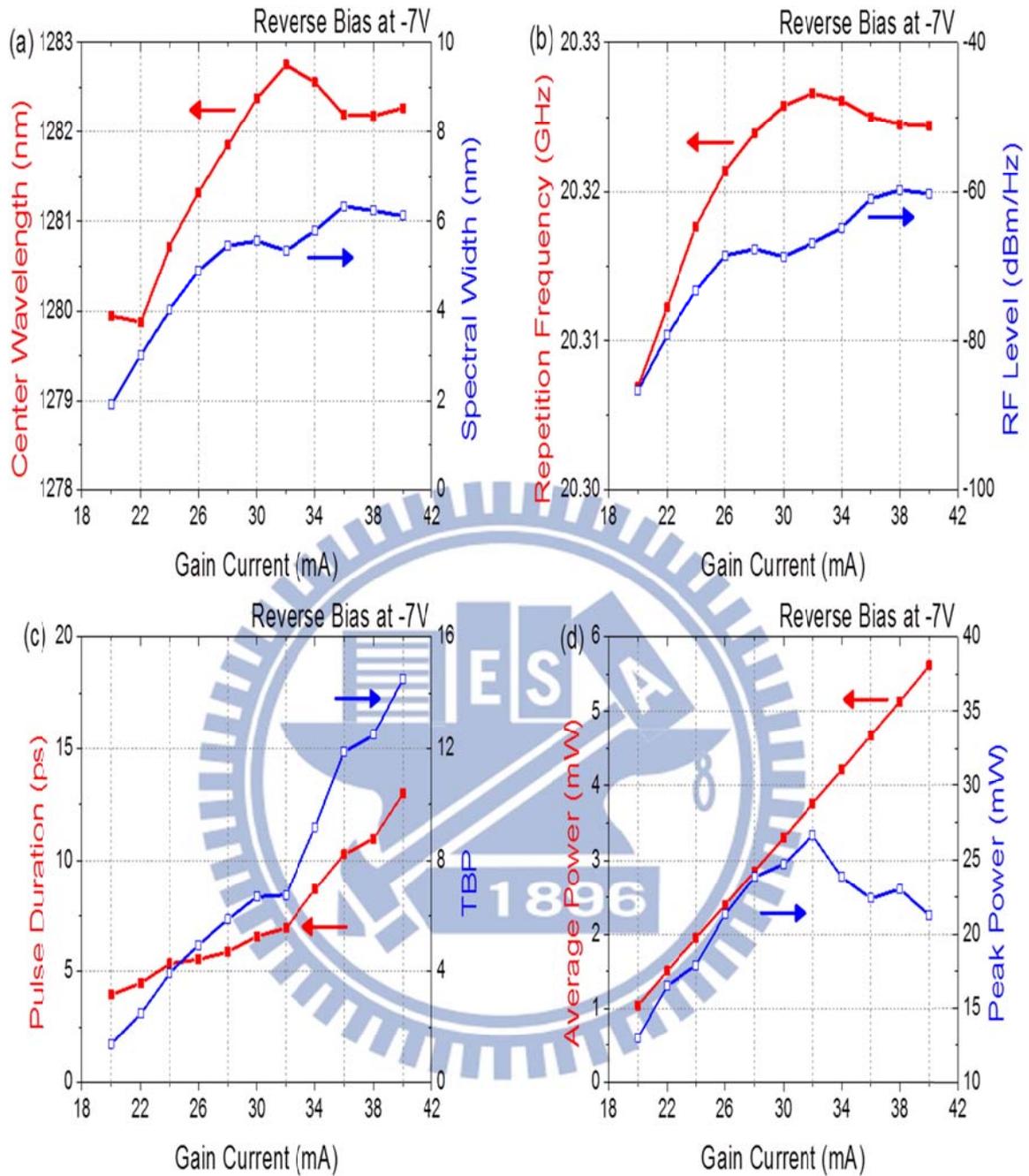


圖 5-7 共振腔長為 2mm 且含有 250 $\mu$ m 的飽和吸收區的被動式鎖模量子點雷射，其吸收區對增益區的比例為 1:7，在逆向偏壓為 -7V 時的(a)中心波長、光譜寬度、(b)重複頻率、RF 強度、(c)脈衝寬度、時間頻寬積、(d)平均光強度與脈衝光峰值強度隨逆向偏壓增加下的趨勢。

### 5.3 自相位調制與色散的影響

由以上兩節中的結果可知，雖然在高逆向偏壓下有短的脈衝寬度，脈衝頻率也較穩定且峰值強度也較強，但在量子侷限史塔克效應所造成非飽和吸收能力下降的影響下，更高的逆向偏壓對於縮小脈衝寬度的效力有限，且隨之而來負面影響是光譜中心波長紅移，寬度增寬使 TBP 變大，也使平均光強度減少而造成脈衝光峰值強度減少。增益電流愈接近臨界電流的操作下有助於產生較窄的脈衝光，但增加一些注入電流可以有助於產生更高的脈衝光峰值強度。然而以上所有的結果都顯示實際所量測的 TBP 大於理想脈衝的轉換限制值，這也意味著實際的脈衝波形並非理想且對稱的高斯函數脈衝，這肇因於半導體材料內的自相位調制(Self-phase modulation, SPM)與色散。

在半導體材料中，折射率以及增益或損耗都與載子濃度有著強烈的相關性。當一脈衝進入增益區域的增益介質時，其載子濃度與增益會隨著脈衝的經過而開始消耗與減少，因此使得折射率產生動態增加，而造成脈衝的相位與瞬時頻率(Instantaneous frequency)被改變，此一現象即為自相位調制，是一種脈衝在半導體介質中傳播會發生的非線性效應。若要更清楚說明自相位調制的機制，可假設在共振腔內的電場為：

$$E(z, t) = E_0 e^{i\Phi(t)} = E_0 e^{i(\omega_0 t - kz)}, \quad k = \frac{\omega_0}{c} n(t) \quad (5-1)$$

其中 $\Phi(t)$ 為電場隨時間變化的相位， $k$ 為波向量， $\omega_0$ 為光頻率， $c$ 為真空之光速，而 $n(t)$ 為共振腔內的折射率隨時間的變化。此電場之瞬時頻率可以表示為相位對時間的微分導數，其可表示為：

$$\omega(t) = \frac{\partial}{\partial t} \Phi(t) = \omega_0 - \frac{\omega_0}{c} \frac{\partial n(t)}{\partial t} z \quad (5-2)$$

由(5-2)式可以得知，若共振腔內的折射率隨著時間改變，則瞬時頻率亦會隨時間改變且與折射率對時間的導數呈正相關，而此與時間相關的瞬時頻率稱為頻率啁啾(Frequency chirp)。若頻率隨著時間增加則稱為 Up-chirp，反之則稱為 Down-chirp，而圖 5-8 為一個 Up-chirp 的示意圖。自相位調制本身不會產生色散，而是產生於自相位調制脈衝在色散材料(如雷射增益介質)中的傳播。在圖 5-8 中的 Up-chirp 脈衝，因時間大於零的脈衝尾部的頻率較時間小於零的脈衝前端來得高，則此脈衝經一正色散(Normal dispersion)材料時，脈衝尾部的傳播速度會遠較脈衝前端來得慢，因而使此脈衝在時間上被增寬，波形的改變使得 TBP 大於轉換極限值。

在單石二段被動式鎖模半導體雷射中，由於增益區的增益介質與吸收區的飽和吸收介質，其所產生的頻率啁啾分別為 Up-chirp 與 Down-chirp，鎖模脈衝經過兩者而產生的變化如圖 5-9，因此可以透過兩者搭配以平衡啁啾對鎖模脈衝產生的影響。雖然適當地平衡增益區與吸收區可以使啁啾趨近於零，並產生轉換極限脈衝。然而啁啾趨近於零的情況僅僅存在於特定的增益區與吸收區的長度比例並在一定限制的逆向偏壓操作，因而對於被動式鎖模雷射來說，大多數狀況下的頻率啁啾均是偏向於 Up-chirp，使得鎖模脈衝在共振腔傳播中寬度變大。

因為半導體雷射的自相位調制與飽和增益或飽和吸收的回復(Recovery)有關，其主要受到半導體內的載子濃度影響，所以當脈衝光強度愈強時，載子濃度變化愈劇烈，所產生的啁啾也愈大。愈大的啁啾代表脈衝前後端的瞬時頻率相差愈大，而不同的瞬時頻率對應到不同的發光波長。這可以解釋 5.2 節中，圖 5-6(b)的高增益電流處產生的調制波包與圖 5-7(d)的光強度的關係。在固定的逆向偏壓操作下，因平均光強度隨著增益電流增加而大幅度地增加，其脈衝峰值強度亦明顯上升，造成自相位調制產生相當大的啁啾，而產生出數個調制波包，且隨著增益電流的增加，使光強度愈強，調制波包就愈明顯。

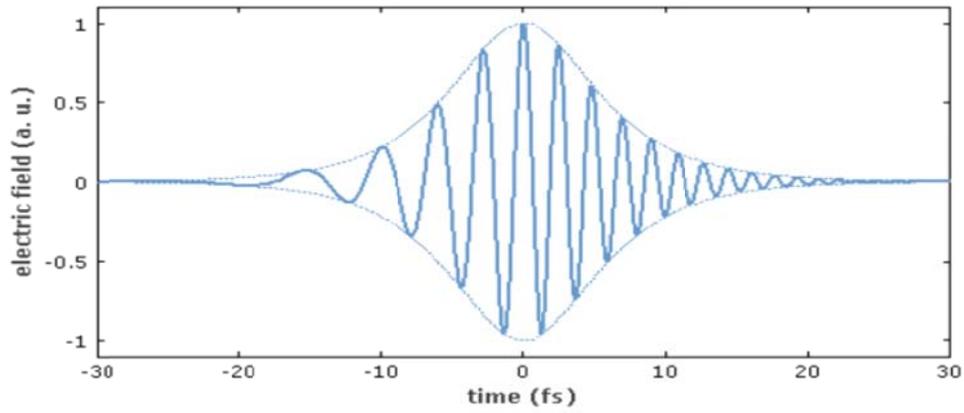


圖 5-8 一個 Up-chirp 脈衝的電場對時間的示意圖，其中瞬時頻率隨著時間增加[27]。

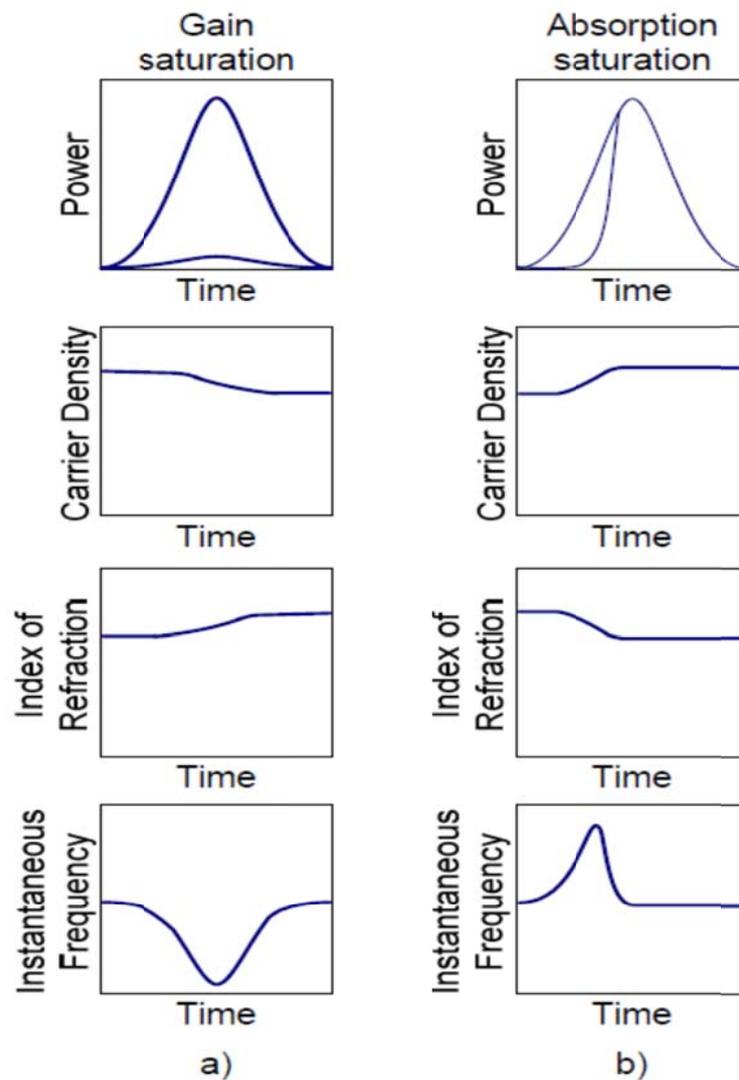


圖 5-9 在鎖模半導體雷射中的自相位調制效應[27]，(a)為增益區的飽和增益介質，(b)為吸收區的飽和吸收介質。

## 5.4 吸收區塊的比例對鎖模脈衝的影響

改變被動式鎖模雷射的特性最直接的方法就是調變吸收區對增益區的比例，因此我們在一固定共振腔長度內調變吸收區對增益區的比例，即改變吸收區與增益區在共振腔中所佔的長度。若增加飽和吸收區的長度會有提高飽和吸收的量，可以使脈衝穿過此飽和吸收區時能被壓縮得更多，且同時增益區的長度減少，會使臨界電流增加，並且造成增益區的能階被填得更滿，而增加增益區的飽和能量 [28]。

我們將共振腔長度維持在 2.5mm，調變三種飽和吸收區域與增益區域之間的比例分別為 1:5、1:6 與 1:8，其中吸收區域所佔的比例為 1/6、1/7 與 1/9。如圖 5-10 則為三種不同吸收區比例的被動式鎖模量子點雷射在逆向偏壓為 -4V 到 -8V 間的注入增益電流對輸出雷射光的光特性曲線。由於吸收區在共振腔中的比例愈大者，其增益區愈小，因此在損耗增大與增益減小的情況下，其臨界電流也愈大。雖然如此但三個吸收區比例大小中，臨界電流的大小都未隨逆向偏壓增加而增加，皆如同 5.1 節所述，有量子侷限史塔克效應的存在，使臨界電流在大的逆向偏壓下反而下降。

由於吸收區與增益區之間的比例不同，故有不同的增益電流注入面積，而為了在相同的增益條件下做比較，我們將增益電流密度定在  $280\text{A}/\text{cm}^2$  左右，此增益電流密度大小恰好使吸收區最大者產生足夠強度的鎖模脈衝光，而其分析結果如圖 5-11。在圖 5-11 中，三種不同比例的光譜在高逆向偏壓都有隨逆向偏壓增加而紅移的現象。由於在此增益電流密度下，吸收區比例愈小者，如圖 5-10 所示，其光強度愈強，自相位調制效應也愈強，所以可以在吸收區比增益區比例為 1:8 者的光譜中，發現有較多較明顯的調制波包。

在脈衝寬度的部分，吸收區比例為 1:5、1:6 與 1:8 者，在不同的操作點下的脈衝寬度三維強度圖分別為圖 5-12(a)、(b)與(c)。比較這三者可以發現，吸收區比例愈大者，其代表短脈衝的藍色區域分布愈廣，可產生短脈衝的操作區域較大，但過大的吸收區比例，也導致位在低增益電流且高逆向偏壓處，代表無脈衝訊號的黑色網狀區增加，使得可用之操作點範圍減小。若將增益電流密度固定於  $280\text{A}/\text{cm}^2$ ，隨著逆向偏壓增加，三種吸收區比例的脈衝寬度變化，如圖 5-12 則可以發現，吸收區比例較大者，其對脈衝的壓縮能力較好，使脈衝寬度較不容易因逆向偏壓減小而增加，更容易維持相當短的脈衝。

因此提高的吸收區在共振腔中所佔的長度比例，可以使被動鎖模量子點雷射在產生短脈衝的操作範圍更廣，可以注入較大的增益電流並維持相當短的脈衝，此有助於提高脈衝的峰值強度。但須注意的是吸收區比例增加的同時，會使得臨界電流隨著逆向偏壓的增加而大幅提高，所以增加吸收區的比例大小時，必須衡量高臨界電流所帶來的負面效應，來改善被動鎖模雷射的特性。此外在吸收區比增益區比例為 1:5 的鎖模量子點雷射中，增益電流為  $26\text{mA}$  且逆向偏壓為  $-7\text{V}$  的情況下，有一極短的鎖模脈衝，其寬度為  $2\text{ps}$ ，重複頻率為  $16\text{GHz}$ 。

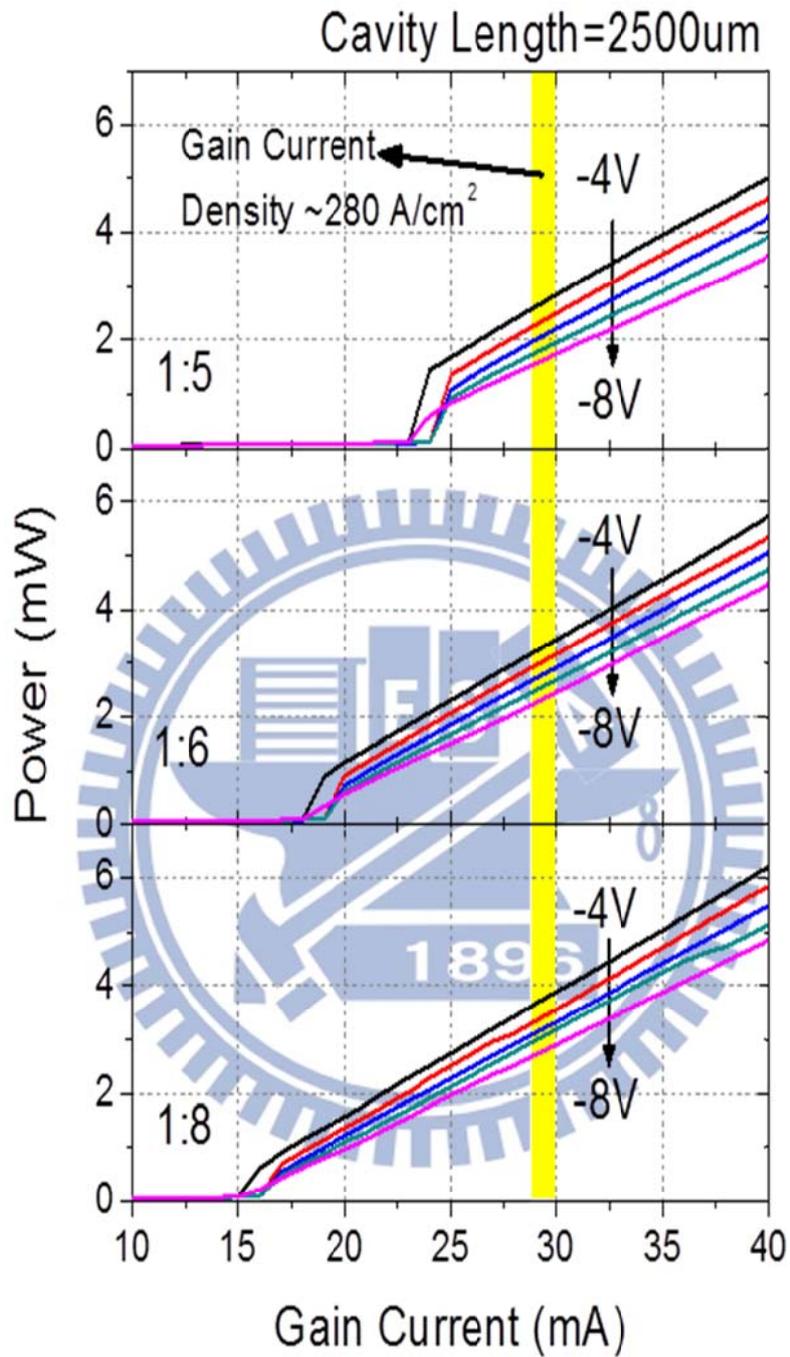


圖 5-10 共振腔長為 2.5mm 且吸收區與增益區長度比例分別為 1:5、1:6 與 1:8 的被動式鎖模量子點雷射，在逆向偏壓為-4V 到-8V 的，注入電流對輸出光特性曲線。

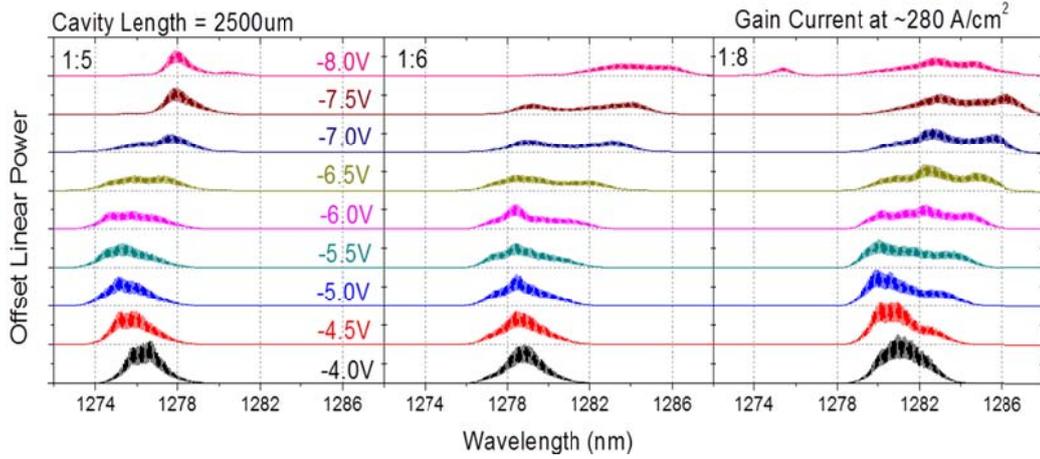


圖 5-11 共振腔長度為 2.5mm 的被動式鎖模量子點雷射，吸收區與增益區比例分別為 1:5、1:6 與 1:8，在增益區注入電流密度為  $280\text{A}/\text{cm}^2$  下，光譜隨逆向偏壓增加所產生的變化圖。

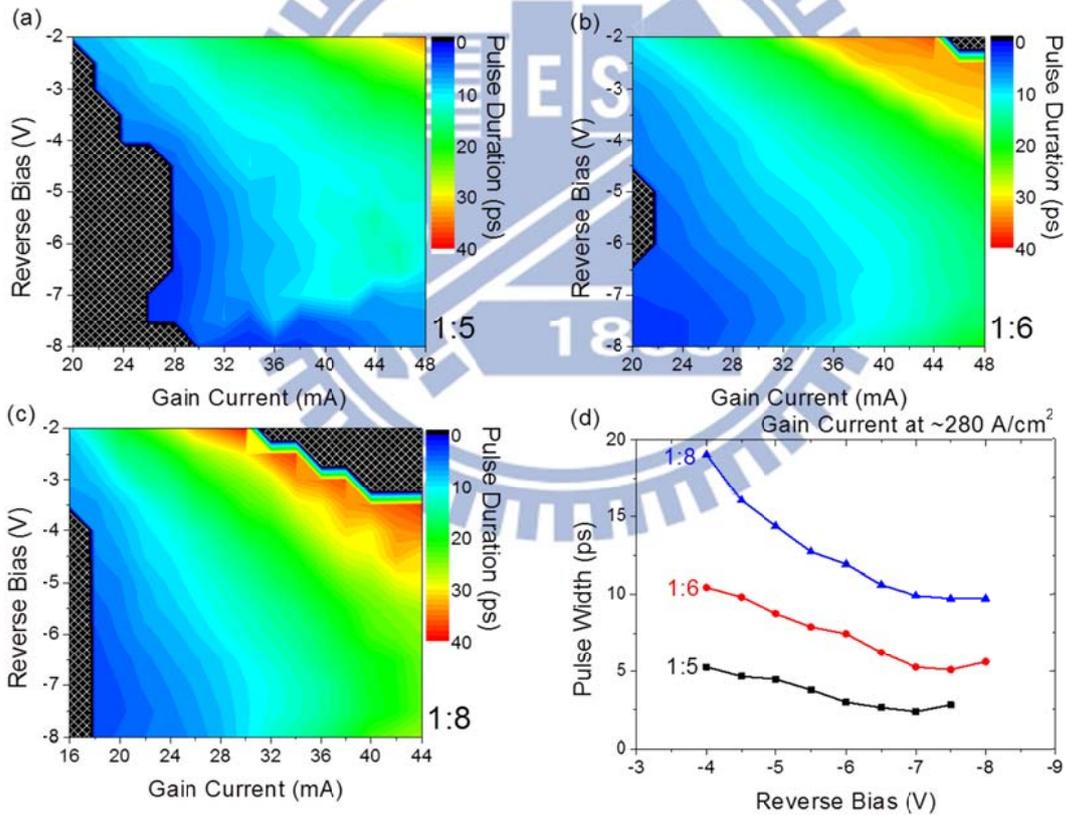


圖 5-12 共振腔長度為 2.5mm 的被動式鎖模量子點雷射，利用自動化量測系統對吸收區與增益區比例分別為(a)1:5、(b)1:6 與(c)1:8 者，量測其在不同操作點的脈衝寬度，並做三維強度圖，其中黑色網狀者代表無訊號。並(d)在增益電流密度為  $280\text{A}/\text{cm}^2$  處，對逆向偏壓做三者之脈衝寬度趨勢圖。

## 5.5 高頻被動鎖模量子點雷射元件

為了得到更高頻率的脈衝雷射光，最直接與簡單的方法便是縮減共振腔的長度。圖 5-13 是共振腔長度為 2mm、2.5mm 與 3mm 的鎖模量子點雷射在 RF 頻譜上表現的重複頻率位置。由此可知，由於重複頻率與共振腔長度成反比，且要產生重複頻率大於 40GHz 的鎖模脈衝，則必須將鎖模雷射的共振腔縮短至 1mm 以下。因此我們嘗試以單純劈裂面，並將共振腔長度縮短至 1mm，依相同的製程製作出鎖模量子點雷射，其測量結果如圖 5-14。在圖 5-14(a)中，由不同逆向偏壓的光特性曲線圖可以了解，在逆向偏壓為 0V 的狀況下，其光特性曲線分別在低電流與高電流操作下有兩種不同的特性曲線，轉折點前的光特性曲線的斜率較轉折點後的斜率來得小，因此轉折點前後分別代表兩種不同的能態發光模式。由於在量子點半導體雷射中，若共振腔過短，則光靠其基態增益往往無法克服損耗輸出雷射光，因此必須增加注入電流以利用臨界增益更高的激發態增益來產生雷射光。故圖 5-14(a)中的斜率較高與較低的光特性曲線即分別代表激發態與基態的雷射輸出，注入的增益電流愈大則，因基態增益已達飽和，而激發態發光佔總輸出雷射光強度的比重也愈大。當逆向偏壓增加時，基態增益漸漸地無法克服吸收區增加的損耗而轉為激發態發光，因此逆向偏壓愈大，其臨界電流也愈高，直到僅剩激發態的光特性曲線。

但若要準確地判斷是基態或是激發態輸出，則還是必須由光譜分析儀觀察中心波長的位置來判別，如圖 5-14(b)顯示在增益電流為 60mA 且逆向偏壓在 -2V 至 -4V 之間都仍是以基態發光(中心波長在 1280nm 至 1310nm 之間)為主，但其光強度則隨著逆向偏壓增加而減少，且中心波長亦隨之紅移。而在自相關儀量測脈衝的結果，如圖 5-14(c)，其中鎖模脈衝雷射操作在增益電流為 60mA 且逆向偏壓為 -3.5V，雖然在自相關儀上已看得見脈衝訊號，然而此時的脈衝寬度大於脈衝之間的時間差，因此脈衝前後端互相重疊，形成一個類似連續波的平台形狀訊號。隨著逆向偏壓的增加，脈衝

開始被壓縮後，脈衝重疊的就開始減少，直到逆向偏壓增加至-4.5V 之時，各脈衝之間的訊號強度下降到僅剩背景訊號，代表此時脈衝幾乎沒有重疊，產生一相當短的脈衝。

若進一步將鎖模雷射在增益電流為 60mA 且逆向偏壓為-4.5V 的操作點的自相關儀結果做進一步的分析，可以得出圖 5-15。在圖 5-15(a)中，我們將八個脈衝波包訊號一起以高斯函數做曲線擬合，可以得出其脈衝之間的距離為 24.3 ps，換算回脈衝頻率則為 41.15 GHz。而針對個別脈衝波包分析，如圖 5-15(b)，可得出二階諧波訊號半高寬 $\Delta\tau$ 為 4.8ps，以高斯分布的脈衝形狀來換算，乘以 0.707 後其脈衝寬度為 3.4ps。因此我們以五層量子點結構為主動層，並用最簡單的兩段式被動鎖模脈衝雷射製程，在無鍍膜鏡面的情況下，成功地縮短共振腔至 1mm 並產生出頻率為 41.15GHz，波長為 1.3mm，以及脈衝寬度為 3.4ps 的雷射脈衝。

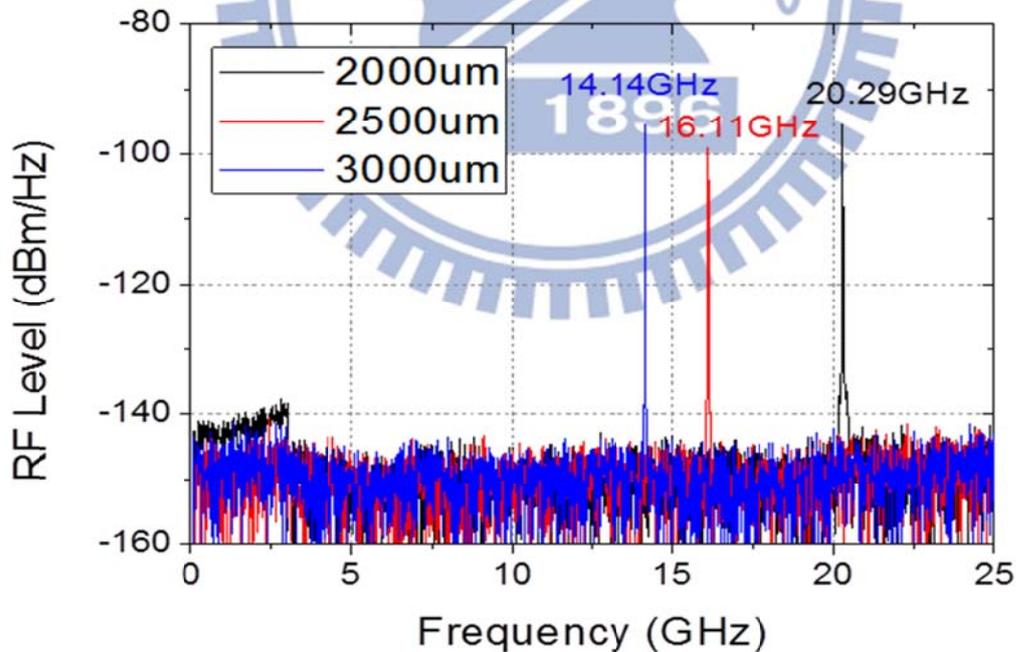


圖 5-13 共振腔長度分別為 2mm、2.5mm 與 3mm 的被動鎖模量子點雷射，在 RF 頻譜上所顯示的重複頻率位置。

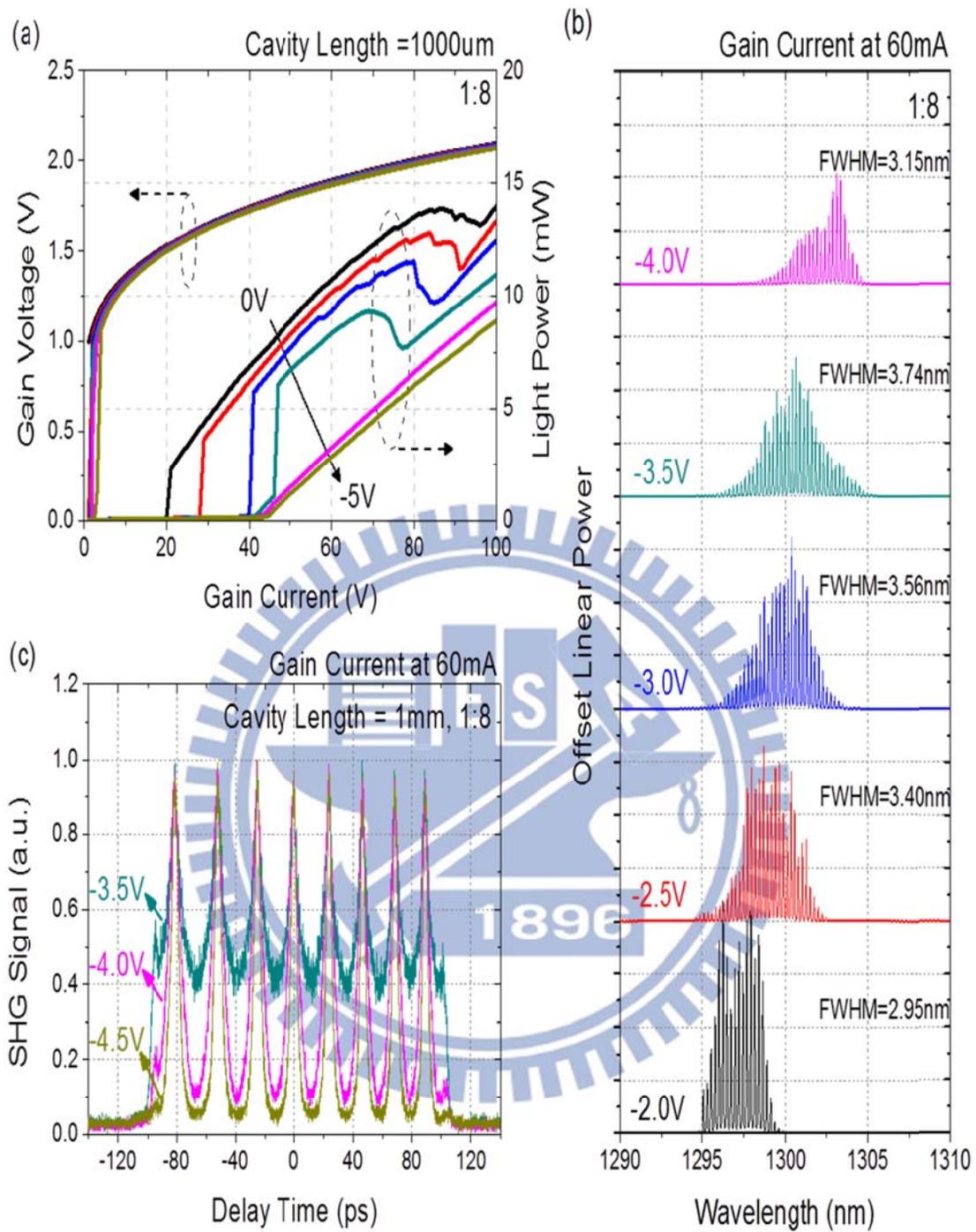


圖 5-14 共振腔長為 1mm 且含有 111 $\mu$ m 的飽和吸收區的被動式鎖模量子點雷射，其 (a)光特性曲線，與在增益電流為 60mA 下，不同逆向偏壓的 (b)光譜，以及 (c) 其在自相關儀上的二階諧波訊號。

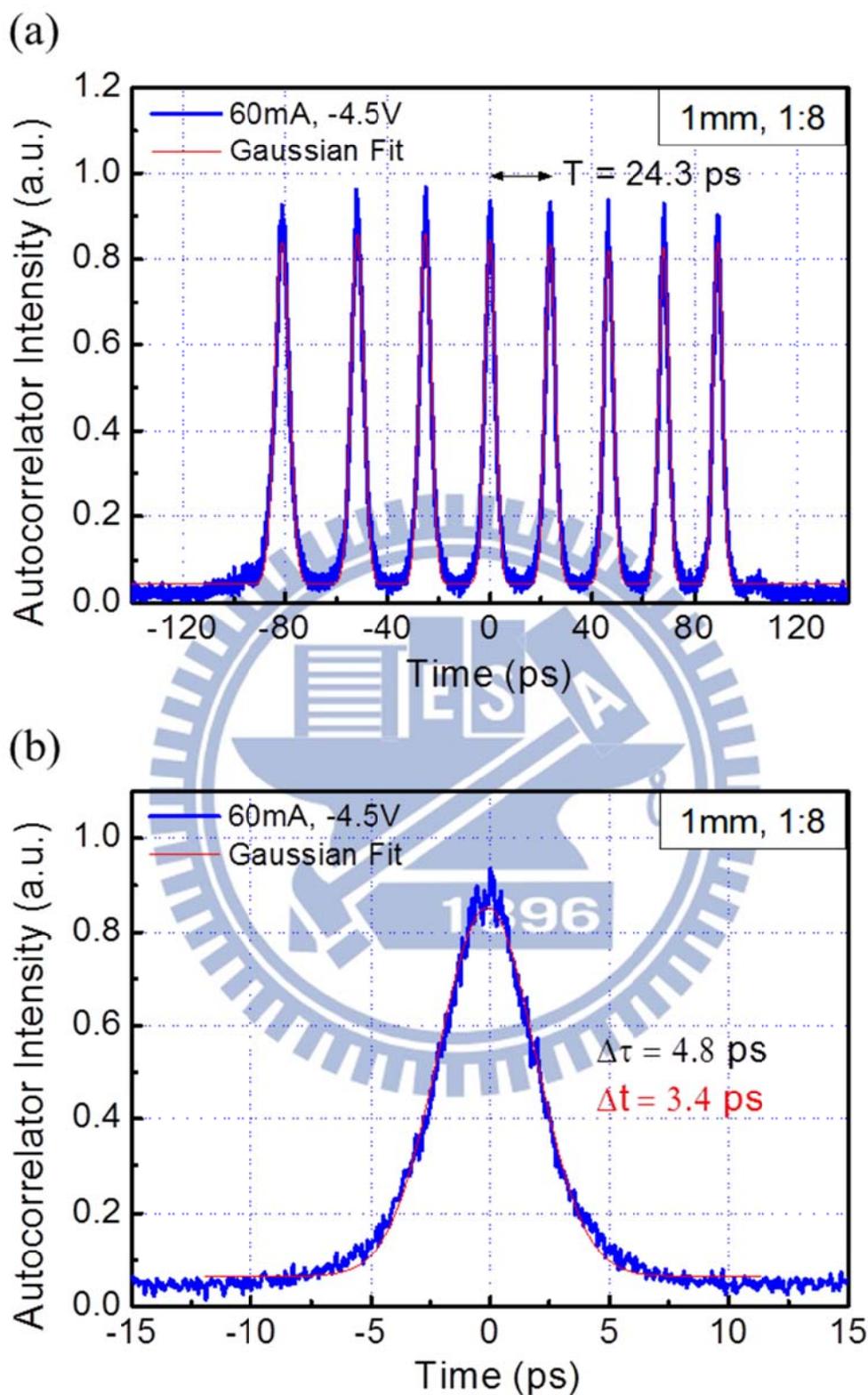


圖 5-15 共振腔長為 1mm 且含有 111 $\mu\text{m}$  的飽和吸收區的被動式鎖模量子點雷射並操作在增益電流為 60mA 與逆向偏壓為 -4.5V 時，(a)自相關儀量測範圍內的所有二階諧波訊號波包與其擬合曲線，以及(b)單一訊號波包的分析結果。

## 第六章 結論與未來展望

本研究已經成功製作出波長為  $1.3\mu\text{m}$  波段的兩段式被動鎖模量子點雷射，並且透過自動化的量測系統，可以同時調變增益電流與逆向偏壓，量測其產生的脈衝雷射光，並且做分析與參數的萃取，從而歸納出被動鎖模半導體雷射要產生超短脈衝，其最佳操作區應是在高逆向偏壓與低增益電流。並且在吸收區比增益區比例為 1:5 的鎖模量子點雷射中，增益電流為 26mA 且逆向偏壓為 -7V 的情況下，有一極短的鎖模脈衝，其寬度為 2ps，重複頻率為 16GHz。最後我們成功地將兩段式被動鎖模量子點雷射的共振腔縮短至 1mm 而足以產生出頻率超過 40GHz，且脈衝寬度僅為 3.4ps，大大地提升其利用價值。

由於目前所製作的元件所仍無法產生轉換極限脈衝，因此未來仍有許多改進空間，並可以透過設計上的最佳化，用以抵銷半導體共振腔內部產生的啁啾，並嘗試不同的操作方法，研究如何減少脈衝寬度與 TBP 等。此外若要縮短共振腔長度以提高重複頻率，則必須想辦法提高增益區的主動層增益量或是減少鏡面及其他的損耗。

## 參考文獻

- [1] Y. Arakawa and H. Sakaki, "Multidimensional quantum well laser and temperature-dependence of its threshold current," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 40, no. 11, 1982.
- [2] N. N. Ledentsov, M. Grundmann, F. Heinrichsdorff, Dieter Bimberg, V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, M. V. Maximov, Zh. I. Alferov, and J. A. Lott, "Quantum-Dot Heterostructure Lasers," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 6, no. 3, 2000.
- [3] G. Park, O. B. Shchekin, D. L. Huffaker, and D. G. Deppe, "Low threshold oxide-confined 1.3 $\mu$ m quantum dot laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 3, pp.230-232, 2000
- [4] O. B. Shchekin and D. G. Deppe, "1.3 $\mu$ m InAs quantum dot laser with  $T_0=161$ K from 0 to 80 $^{\circ}$ C," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, no. 18, 2002.
- [5] V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, A. Y. Egorov, and N. A. Maleev, *Quantum Dot Lasers*. New York: Oxford University Press, 2003.
- [6] T. C. Lu, *Introduction to Semiconductor Lasers*, 2008.
- [7] L. A. Coldren, Scott W. Corzine, "Diode lasers and photonic integrated circuits," John Wiley & Sons, Inc., 1995.
- [8] Z. I. Alferov, "Nobel Lecture: The double heterostructure concept and its applications in physics, electronics, and technology," *Reviews of Modern Physics*, vol. 73, pp. 767, 2001.
- [9] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*. New York: Wiley, 1991.
- [10] A. J. Williamson, L. W. Wang, and Alex Zunger, "Theoretical interpretation of the experimental electronic structure of lens-shaped self-assembled InGaAs quantum dots," *Phys. Rev. B*, vol. 62, no. 19, 2000.

- [11] A. Kovsh, I. Krestnikov, D. Livshits, S. Mikhlin, J. Weimert, and A. Zhukov, "Quantum dot laser with 75 nm broad spectrum of emission," *Opt. Lett.*, vol. 32, pp. 793-795, 2007
- [12] P. Vasil'ev, *Ultrafast Diode Lasers: Fundamentals and Applications*. Boston: Artech House, 1995.
- [13] M. G. Thompson, A. Rae, R. L. Sellin, C. Marinelli, R. V. Penty, I. H. White, A. R. Kovsh, S. S. Mikhlin, D. A. Livshits, and I. L. Krestnikov, "Subpicosecond high-power mode locking using flared waveguide monolithic quantum-dot lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, pp. 133119-3, 2006.
- [14] X. D. Huang, A. Stintz, H. Li, L. F. Lester, J. Cheng, and K. J. Malloy, "Passive mode-locking in 1.3  $\mu\text{m}$  two-section InAs quantum dot lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 78, pp. 2825-2827, 2001.
- [15] T. W. Berg and J. Mork, "Quantum dot amplifiers with high output power and low noise," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, pp. 3083-3085, 2003.
- [16] M. G. Thompson, C. Marinelli, Y. Chu, R. L. Sellin, R. V. Penty, I. H. White, M. Van Der Peol, D. Birkedal, J. Hvam, V. M. Ustinov, M. Lammlin, and D. Bimberg, "Properties of InGaAs quantum dot saturable absorbers in monolithic mode-locked lasers," *IEEE 19th International Semiconductor Laser Conference*, pp.53-54, 25-25 Sept. 2004.
- [17] K. Petermann, *Laser Diode Modulation and Noise*, 1991.
- [18] P. Borri, S. Schneider, W. Langbein, and D. Bimberg, "Ultrafast carrier dynamics in InGaAs quantum dot materials and devices," *J. Opt. A*, vol. 8, pp. S33-S46, 2006.
- [19] D. Ouyang, N. N. Ledentsov, S. Bogner, F. Hopfer, R. L. Sellin, I. N. Kaiander, and D. Bimberg, "Impact of the mesa etching profiles on the spectral hole burning effects in quantum dot lasers," *Semiconductor Sci. Tech.*, vol. 19, pp. L43-L47, 2004.

- [20] M. Grundmann, F. Heinrichsdorff, N. N. Ledentsov, C. Ribbat, D. Bimberg, A. E. Zhukov, A. R. Kovsh, M. V. Maximov, Y. M. Shernyakov, D. A. Lifshits, V. M. Ustinov, and Z. I. Alferov, "Progress in quantum dot lasers: 1100 nm, 1300 nm, and high power applications," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 39, pp. 2341-2343, 2000.
- [21] E.U. Rafailov, S.J. White, A.A. Lagatsky, A. Miller, W. Sibbett, D.A. Livshits, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, , "Fast quantum-dot saturable absorber for passive mode-locking of solid-State lasers," *Photonics Technology Letters, IEEE* , vol.16, no.11, pp.2439-2441, 2004
- [22] Claude Rulli`ere (Ed.), "Femtosecond Laser Pulses: Principles and Experiments, 2nd edition", Springer, 2004.
- [23] K. L. Sala Geraldine A. Kenney-Wallace, and Gregory E. Hall, CW autocorrelation measurements of icosesecond laser pulses. *IEEE J.*, vol. QE-16, no. 9, 1980
- [24] Y. 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, Jul. 2006.
- [25] D. B. Malins, A. Gomez-Iglesias, P. Spencer, E. Clarke, R. Murray, and A. Miller, "Quantum-confined Stark effect and ultrafast absorption dynamics in bilayer InAs quantum dot waveguide," *Electron. Lett.*, vol. 43, pp. 686–688, 2007.
- [26] X. D. Huang, A. Stintz, H. Li, A. Rice, G. T. Liu, L. F. Lester, J. Cheng, and K. J. Malloy, "Bistable operation of a two-section 1.3- $\mu\text{m}$  InAs quantum dot laser—Absorption saturation and the quantum confined Stark effect," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 37, no. 3, pp. 414–417, Mar. 2001.

- [27] M. A. Cataluna, “Ultrashort-pulse generation from quantum-dot semiconductor diode lasers”, University of St Andrews, PhD. Thesis, 2007.
- [28] Y. C. Xin, Y. Li, V. Kovanis, A. L. Gray, L. Zhang, and L. F. Lester, “Reconfigurable quantum dot monolithic multi-section passive mode-locked lasers,” *Opt. Exp.*, vol. 15, pp. 7623–7633, 2007.



## 簡歷 (Vita)

姓名：陳宏霖 (Chen Hong-Lin)

性別：男

出生年月日：民國 76 年 3 月 1 日

籍貫：台灣台北

學歷：臺北市立大同高級中學 (91.9 - 94.6)

交通大學電子物理學系學士 (94.9 - 98.6)

交通大學電子研究所碩士班 (98.9 - 100.11)

碩士論文題目：

1.3 微米波段兩段式被動鎖模量子點雷射之研究

Studies of Two-Section Passively Mode-Locked Quantum-Dots Lasers in 1.3 $\mu$ m Range

