

國立交通大學

電子工程學系電子研究所

碩士論文

半導體量子線雷射之研究

Studies of Semiconductor Quantum Wire Lasers

研究生：呂佳穎

指導教授：李建平 博士

中華民國九十三年六月

# 半導體量子線雷射之研究

## Studies of Semiconductor Quantum Wire Lasers

研究生：呂佳穎

Student: Chia-Ying Lu

指導教授：李建平 博士

Advisor: Dr. Chien-Ping Lee

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所

碩士論文

A Thesis

Submitted to Department of Electronics Engineering  
College of Electrical Engineering and Computer Science

National Chiao Tung University

in Partial Fulfillment of the Requirements

for the degree of

Master of Science

in

Electronics Engineering

June 2004

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十三年六月

# 半導體量子線雷射之研究

學生：呂佳穎

指導教授：李建平 博士

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所

## 摘要

從理論推測，量子線結構有個非常獨特的特徵，當光之電場方向不同，對於相同能階之電子其跳躍機率也會不同，此即為非等向性極化效應，本論文主要就是要探討利用 S.K. 模式成長之 InAs 量子線結構雷射的特性，研究量子線本身之非等向性極化效應的影響。為此我們製作了兩組不同共振腔方向之量子線雷射二極體，分別為共振腔垂直與平行量子線延伸方向之雷射，之後再分別量測此兩組雷射之變溫 L-I 曲線、變溫雷射發光頻譜、以及量子線結構雷射試片之變溫偏極化光激發光頻譜，我們研究的重點主要是放在量子線本身之非等向性極化效應最後如何影響量子線結構雷射之雷射基本特性。

實驗結果證實量子線之非等向性極化效應的確改變了此兩組不同共振腔方向之量子線雷射二極體的基本雷射特性，兩者的起始電流大小差異頗大，雷射發光波長也非常不一致。

另外在此研究中，我們還發現一些有趣的現象，並與以討論分析之，未來研究方向將探討如何利用這些現象於元件應用中，並進而製作相關之應用元件。

# Studies of Semiconductor Quantum Wire Lasers

Student : Chia-Ying Lu

Advisor : Dr. Chien-Ping Lee

Department of Electronics Engineering &

Institute of Electronics

National Chiao Tung University

## Abstract

Theoretical studies have reported that the 1-D valence subbands cannot be labeled as heavy-hole (hh) band and light-hole (lh) band because the hh and lh bands are strongly mixed. This mixing causes strong polarization anisotropy in the emission and absorption spectra with respect to the direction of electric field parallel or perpendicular to the wire. In this study, we mainly investigated the effect of the polarization anisotropy in quantum wires (QWr) lasers. For this, two kinds of contact stripes with different direction were made : One with the contact stripes aligned to  $[110]$ , and another with the contact stripes aligned to  $[\bar{1}10]$ . Moreover, the direction of the QWrs is along  $[\bar{1}10]$ . In order to study the effect of the polarization anisotropy in QWrs lasers, the temperature dependent L-I curve, Laser spectrum, and polarization dependent photoluminescence were measured.

The results did show the existing of the effect of the polarization anisotropy in our QWrs lasers. The threshold current and laser emission wavelength were totally different for the QWrs Laser with different contact stripes direction.

Besides, other interesting and strange phenomena were observed in our study and they were discussed in later chapter. In the future, we hope these interesting and strange phenomena could be used for the device application.

## 誌 謝

兩年的碩士求學生活，竟也咻一聲地就消逝了。看到電資大樓前那片盛開的、美麗的、白色的荷花，我知道畢業的腳步已近，離別的時刻已悄悄到來。人生似乎總是沒有不散的筵席，每至離別時分，心中總是萬分難捨，割捨不下六年來在交通大學與同學、師長、實驗室夥伴、以及我親愛的好友所留下的美好回憶，校園的每一處皆刻畫著我成長的點點滴滴，訴說著某年某月某日我所遺留下的痕跡。

這兩年的碩士生活，真的讓我體會深刻，受益良多，學到的不再是侷限於教科書上的知識，還包括團隊生活的溝通、相處、與合作，學習如何解決實驗所遇到的任何困難，以及沉著穩重地面對困境、突破瓶頸。這些日子我的確成長不少，要感謝的人很多，首先要感謝李建平老師的疼愛與照顧，謝謝老師兩年前給我機會讓我得以進入本實驗室學習，在這兩年間不斷地指導我、督促我，並教導我處世之道，佳穎由衷感謝，永遠不忘老師的諄諄教誨。

特別感謝林志昌學長，這些日子以來辛苦地教導我，熬夜犧牲地無限奉獻，為了都是我的實驗，很抱歉還時常惹學長生氣。很高興能與學長共事，學長知識淵博、見解獨到、做實驗相當謹慎，學妹因此受惠良多。和學長一起奮鬥的日子，學妹終身難忘，這其中所有的歡笑與悲傷，都是我與學長共同的回憶，別忘了我們可是 MBE 實驗室的拼命二人組！

感謝李漢傑學長熱心與我討論有關量子線雷射的理論；感謝廖志豪學長教我很多 Origin 使用方法，以及熱心解惑，幫我解決好多問題，另外還時常煮好喝的咖啡與我分享；感謝大師兄這兩年來的細心關照，不僅在實驗上給於幫忙，在生活上、精神上也都不吝嗇全力持我，也謝謝大師兄總是包容我的無厘頭；感謝林國瑞學長的所有幫助，真的謝謝學長，在百忙之中還抽空幫我好多好多次。因為有你們的幫忙，實驗才能順利完成，再次感謝你們。

感謝阿堯在這段日子裡給於我無限地支持與幫助，你的鼓勵與安慰真的是最佳良藥，謝謝你在自己也忙的不可開交時，還這般地給於我援助。

由衷感謝我的父母，謝謝你們這麼多年來含辛茹苦地養育我教育我，沒有你們就沒有今日的我，謝謝你們賦予我生命，讓我出生在這可愛的家，也讓我擁有一個好姊姊、好弟弟，我珍惜生命中有你們的時刻。你們的養育之恩，佳穎真的是無以回報，此生佳穎將盡力，希望能給你們最好的。最後我要將這份畢業的喜悅以及榮耀獻給我最親愛的爸媽，佳穎永遠愛你們！

# 目錄

中文摘要 . . . . .	i
英文摘要 . . . . .	ii
致謝 . . . . .	iii
目錄 . . . . .	iv
表目錄 . . . . .	vi
圖目錄 . . . . .	vii

第一章 簡介 . . . . .	1
------------------	---

第二章 基礎理論 . . . . .	3
--------------------	---

2.1 居量反轉、雷射臨界條件與縱向光模 . . . . .	3
--------------------------------	---

2.1.1 居量反轉 . . . . .	3
----------------------	---

2.1.2 雷射臨界條件 . . . . .	5
------------------------	---

2.1.3 縱向光模 . . . . .	6
----------------------	---

2.2 雷射的基本特性 . . . . .	7
-----------------------	---

2.2.1 起始電流密度 . . . . .	7
------------------------	---

2.2.2 差額量子效率 . . . . .	7
------------------------	---

2.2.3 特徵溫度 . . . . .	8
----------------------	---

2.3 量子線雷射之成長機制 . . . . .	9
--------------------------	---

2.4 量子線結構的基本原理 . . . . .	10
--------------------------	----

第三章 量子線雷射之製程 . . . . .	14
------------------------	----

3.1 量子線雷射之磊晶 . . . . .	14
------------------------	----

3.2 量子線雷射二極體之製程 . . . . .	14
---------------------------	----

3.2.1 條狀平台製作 . . . . .	14
3.2.2 歐姆接觸 . . . . .	15
<b>第四章 實驗量測 . . . . .</b>	<b>18</b>
4.1 光激發光量測 . . . . .	18
4.2 偏極化光激發光量測 . . . . .	18
4.3 變溫雷射光譜量測 . . . . .	19
4.4 變溫 L-I 曲線量測 . . . . .	19
4.5 原子力顯微鏡 . . . . .	20
<b>第五章 結果與討論 . . . . .</b>	<b>21</b>
5.1 變溫偏極化光激發光量測結果 . . . . .	21
5.2 變溫 L-I 曲線量測 . . . . .	22
5.3 變溫雷射發光頻譜 . . . . .	24
5.3.1 溫度 20K 至 120K 之雷射發光頻譜 . . . . .	24
5.3.2 雷射發光波長與溫度之關係( $\perp$ QWrs) . . . . .	24
5.3.3 溫度 140K 至 200K 之雷射發光頻譜( $\perp$ QWrs) . . . . .	25
5.4 結語 . . . . .	29
<b>第六章 結論與未來展望 . . . . .</b>	<b>31</b>
<b>參考文獻 . . . . .</b>	<b>70</b>

## 表目錄

表 5-1 不同溫度下各個 InAs 峰值之偏極化大小

表 5-2 共振腔方向平行量子線的量子線雷射之起始電流大小；共振腔方向垂直量子線的量子線雷射之起始電流大小；以及兩者之比值。



## 圖目錄

- 圖 1-1 各種量子結構及其能態密度圖
- 圖 1-2 (a) V-Grooves  
(b) Growth on Cleaved-edge Surface  
(c) Fractional Layer Superlattice  
(d) Stain-induced lateral layer ordering  
(e) S-K Mode
- 圖 1-3 (a)共振腔平行量子線之量子線雷射結構概略圖  
(b)共振腔垂直量子線之量子線雷射結構概略圖
- 圖 2-1 雷射形成與準費米能階、能隙的關係圖
- 圖 2-2 (a) Fabry-Perot 共振腔增益與損失示意圖  
(b) 雷射縱向切面示意圖
- 圖 2-3 自聚性量子線的形成
- 圖 2-4 假設電子與電洞被侷限在量子線 x、z 方向，且量子線為矩形量子線
- 圖 3-1 量子線雷射長晶結構
- 圖 3-2 AZ5214E 正光阻反轉過程
- 圖 3-3 葷狀結構與金屬剝離示意圖
- 圖 3-4 非葷狀結構與金屬剝離示意圖
- 圖 3-5 量子線雷射製程流程圖
- 圖 4-1 光激發光量測系統圖
- 圖 4-2 偏極化光激發光量測系統圖
- 圖 4-3 雷射輸出光譜量測系統圖
- 圖 4-4 變溫 L-I 曲線量測系統圖
- 圖 4-5 原子力顯微鏡工作示意圖

圖 5-1 雷射二極體之 SEM 原子力顯微鏡之檢視圖

(a)共振腔沿著  $[110]$  即垂直量子線( QWr<sub>s</sub>)

(b)共振腔沿著  $[\bar{1}10]$  即平行量子線( // QWr<sub>s</sub>)

圖 5-2 試片 Lm4289 原子力顯微鏡之檢視圖

圖 5-3 (a) 20K 偏極化光激發光量測結果；(b) 40K 偏極化光激發光量測結果；  
(c) 80K 偏極化光激發光量測結果；(d) 100K 偏極化光激發光量測結果；  
(e) 120K 偏極化光激發光量測結果；(f) 140K 偏極化光激發光量測結果；  
(g) 160K 偏極化光激發光量測結果；(h) 180K 偏極化光激發光量測結果；  
(I) 200K 偏極化光激發光量測結果；(j) 220K 偏極化光激發光量測結果；  
(k) 240K 偏極化光激發光量測結果

圖 5-4 溫度相依之 L-I 曲線

(a) 共振腔垂直量子線雷射之量子線雷射

(b) 共振腔平行量子線雷射之量子線雷射

圖 5-5 量子線結構中電子遷移之示意圖

圖 5-6 (a) 共振腔平行量子線之量子線雷射的  $\ln(I_{th})$  vs. Temperature

(b) 共振腔垂直量子線之量子線雷射的  $\ln(I_{th})$  vs. Temperature

圖 5-7 (a)共振腔垂直量子線的量子線雷射 A 之變溫 L-I 曲線

(b)共振腔垂直量子線的量子線雷射 B 之變溫 L-I 曲線

圖 5-8 (a) 20K 光激發光頻譜與共振腔方向垂直量子線& 平行量子線之雷射發  
光波長之對照圖

(b) 40K 光激發光頻譜與共振腔方向垂直量子線& 平行量子線之雷射發  
光波長之對照圖

(c) 80K 光激發光頻譜與共振腔方向垂直量子線& 平行量子線之雷射發  
光波長之對照圖

(d) 100K 光激發光頻譜與共振腔方向垂直量子線& 平行量子線之雷射  
發光波長之對照圖

(e) 120K 光激發光頻譜與共振腔方向垂直量子線& 平行量子線之雷射  
發光波長之對照圖

圖 5-9 共振腔垂直量子線之量子線雷射，其發光波長與溫度的關係

圖 5-10 (a)~(c) T=140K 共振腔垂直量子線之雷射，其雷射發光頻譜與電流之關係

圖 5-11 (a)~(c) T=160K 共振腔垂直量子線之雷射，其雷射發光頻譜與電流之關係

圖 5-12 (a)~(d) T=180K 共振腔垂直量子線之雷射，其雷射發光頻譜與電流之關係

圖 5-13 (a)~(d) T=200K 共振腔垂直量子線之雷射，其雷射發光頻譜與電流之關係

圖 5-14 共振腔垂直量子線之雷射，在不同溫度，相同電流下雷射之發光頻譜

(a) 溫度 140K，I=230mA 時，雷射發光頻譜

(b) 溫度 160K，I=230mA 時，雷射發光頻譜

(c) 溫度 180K，I=230mA 時，雷射發光頻譜

(d) 溫度 200K，I=230mA 時，雷射發光頻譜

圖 5-15 對圖 5-14(a)~(d)，不同溫度下，長波長與短波長雷射發光頻譜所佔總面積之比列做圖

圖 5-16 共振腔垂直量子線之量子線雷射，其發光頻譜與縱向光模的波長間距

# 第一章 簡介

## (Introduction)

以量子線當作主動層的半導體雷射，稱為量子線雷射，在量子線雷射中，電子和電洞有兩個維度被限制住，因此將可有效改進半導體雷射的特性。一些理論推測量子線具有許多特殊的特性，例如量子線雷射在理論上會有如尖狀物形態的態密度(spikelike density of states)如圖 1-1，使得量子線雷射具有比量子井雷射更高的差動增益(differential gain)，所以我們可以預期量子線雷射會有以下的優點(與量子井雷射相較)：(1)較低的起始電流(threshold current)，(2)較高的特徵溫度(characteristic temperature)，(3)較窄的光譜(spectral line width)，(4)較大的調變頻寬(modulation bandwidth)。

目前成長量子線的方法主要有：

- (a) V-Grooves：製作方法主要是透過微影、蝕刻、再成長，參見圖 1-2(a)
- (b) Growth on Cleaved-edge Surface：首先沿著 $[001]$ 方向成長量子井結構，接著將試片由 MBE 取出，之後再把試片垂直立起放入 MBE chamber，在 MBE chamber 裡劈裂試片，便開始在劈裂面上成長另一個量子井結構，結束後 T 形量子線結構即完成，參見圖 1-2 (b)。
- (c) Fractional Layer Superlattice：利用晶片傾斜切割時，所形成的週期性階梯，交替地成長 sub-monolayer 的 AlAs 與 GaAs，以形成量子線結構，參見圖 1-2 (c)。
- (d) Strain-induced Lateral Layer Ordering (SILO)：利用成長短週期的超晶格(short-period superlattice)所造成的應力，形成量子線結構，參見圖 1-2 (d)。
- (e) S-K Mode：此即為我們成長量子線雷射所用的方法，成長示意圖如圖 1-2 (e)，詳細的成長機制，將在第二章做更仔細地介紹。

其中方法(a)，雖可以有效地控制量子線的大小和幾何形狀，但製程所造成的晶片損傷，使得非輻射性復合(non-radiative recombination) 效應增加，因而導

致量子線試片發光效率低落，大大地影響了量子線的低維度特殊效應之觀測。利用方法(c)雖可成長出密度極高的量子線結構，但是形成時必須要成長小於一個 monolayer 的磊晶層，因而磊晶的條件必須控制地很好，磊晶結構重複性較差。利用方法(e)形成量子線，此方法沒有製成所導致的損害，亦不像方法(b)如此繁複，另外雖然利用方法(d)成長量子線結構也擁有上述優點，但使用此法對於磊晶系統的 shutter 傷害很大，綜合上面所述，我們所用的方法具頗多優點。

從理論推測，量子線雷射還具有一個非常獨特的特徵，關於次價鍵帶，在量子線結構中，其 heavy-hole band 與 light-hole band 會混合在一起，正因為如此造成非等向性極化效應，對於電場平行或垂直量子線延伸方向(對於我們所成長的量子線，其延伸方向為 $[\bar{1}10]$ )的放射或吸收光譜，理論上都將具有非等向性極化效應。

而我們所成長的 InAs/InGaAs 半導體量子線雷射波長在  $1.6\ \mu\text{m}\sim 1.8\ \mu\text{m}$ ，恰好落在此中紅外線應用波段。在中紅外線波段( $1.5\ \mu\text{m}\sim 3\ \mu\text{m}$ )發光之雷射，提供了人們許許多多有趣的應用，如醫學治療、氣體光譜、利用大氣在此波段具有高穿透率以作為雷射雷達之應用、利用在低損耗氟化物光纖的光通訊應用…等。

本論文主要就是在探討量子線雷射二極體之非等向性極化效應，為此我們製作了兩組不同方向共振腔的量子線雷射二極體，分別為共振腔沿著 $[110]$ 以及 $[\bar{1}10]$ ，由於量子線是延著 $[\bar{1}10]$ 方向延伸的，因此共振腔沿著 $[110]$ 我們定義為垂直量子線( $\perp$  QWrS)；而共振腔沿著 $[\bar{1}10]$ 我們定義為平行量子線( $\parallel$  QWrS)，參見圖 1-3(a)(b)。

本論文主要分成六章，其中有關量子線之理論與雷射基本原理將在第二章做詳細之說明，而量子線雷射之製作過程則在第三章描述之，第四章說明我們的量測系統以及量測之目的，第五章針對我們量到的結果做進一步分析與討論，最後在第六章做總結。

## 第二章 基礎理論 (Theoretical Fundamentals)

在此章節介紹一些有關本論文的基礎理論，首先將在 2.1 節介紹居量反轉、雷射臨界條件與縱向光模；接著在 2.2 節講述雷射基本特性，並描述本論文所做的一些雷射量測實驗的目的與意義；其後在 2.3 節提出本實驗所成長的量子線雷射之成長機制；最後在 2.4 節由理論說明有關量子線雷射的基本特性。

### 2.1 居量反轉、雷射臨界條件與縱向光模 (Population inversion, Laser threshold condition, and longitudinal mode)

#### 2.1.1 居量反轉

在這裡我們將介紹一個非常重要的觀念：居量反轉，其是有關雷射形成的必要條件。參考圖 2-1，當電流注入半導體雷射二極體中，價鍵帶與導電帶的載子分布將如下所示：

$$n = N_c F(E_c) = N_c \exp[(E_{F_c} - E_c)/k_B T] \cdots (2-1 \text{ 式})$$

$$p = N_v (1 - F(E_v)) = N_v \exp[(E_v - E_{F_v})/k_B T] \cdots (2-2 \text{ 式})$$

其中  $n$  與  $p$  分別表示電子與電洞的濃度， $N_c$  與  $N_v$  分別為導電帶與價鍵帶之等效能態密度 (effective density of states)， $E_c$  為導電帶最低能量， $E_v$  為價鍵帶最高能量， $k_B$  為波茲曼常數 (Boltzmann constant)， $T$  為溫度， $E_{F_c}$  與  $E_{F_v}$  則分別為電子與電洞的準費米能量 (quasi Fermi level)。在此狀況下自發性發光 (spontaneous emission) 大小如下所示：

$$r_{sp}(E_{21}) = A_{21} \cdot \rho_c(E_2 - E_c) \cdot f_2 \cdot \rho_v(E_v - E_1) \cdot (1 - f_1) \cdots (2-3 \text{ 式})$$

激發性發光(stimulated emission)大小如下所示：

$$r_{stim}(E_{21}) = B_{21} \cdot n_{ph}(E_{21}) \cdot \rho_c(E_2 - E_1) \cdot f_2 \cdot \rho_v(E_2 - E_1) \cdot (1 - f_1) \cdots \quad (2-4 \text{ 式})$$

而吸收強度為

$$r_{abs}(E_{12}) = B_{12} \cdot n_{ph}(E_{21}) \cdot \rho_c(E_2 - E_1) \cdot (1 - f_2) \cdot \rho_v(E_2 - E_1) \cdot f_1 \cdots \quad (2-5 \text{ 式})$$

其中  $E_{12} = E_2 - E_1$ ， $n_{ph}(E)$  表示能量為  $E$  的光子密度， $\rho_c(E)$  與  $\rho_v(E)$  分別為能量是  $E$  的傳導帶與價鍵帶的能態密度 (density of states)，而  $f_1 = 1 / \{1 + \exp[(E_1 - E_{F_v}) / k_B T]\}$ ， $f_2 = 1 / \{1 + \exp[(E_2 - E_{F_c}) / k_B T]\}$ 。由上式可知

系統要能激發性發光必須為

$$r_{stim}(E_{21}) > r_{abs}(E_{12}) \cdots \quad (2-6 \text{ 式})$$

再根據愛因斯坦相關式

$$A = (8\pi m_r^3 E_{21}^2 / h^3 c^3) B_{21} \cdots \quad (2-7 \text{ 式})$$

$$B_{12} = B_{21} \cdots \quad (2-8 \text{ 式})$$

可得

$$E_{F_c} - E_{F_v} > E_2 - E_1 \cdots \quad (2-9 \text{ 式})$$

所以系統能激發性發光，必須達到

$$E_{F_c} - E_{F_v} > E_g \cdots \quad (2-10 \text{ 式})$$

系統才能有光放大行為。

### 2.1.2 雷射臨界條件

我們藉由Fabry-Perot (FP)共振腔，來說明半導體雷射要達到雷射臨界所需要的條件。圖 2-2(a)(b)分別為表示FP(Fabry-Perot) 雷射共振腔增益與損失以及縱向切面的示意圖。在共振腔內，光經過前後反射鏡來回反射一次後，在任一點的光強度，等於原始出發點的光強度，即達到雷射的臨界點條件，假設在 $x=0$ ，光的強度為  $I_0$ ，光在FP共振腔內來回反射一次後，考慮光在共振腔內所產生的增益與損失，所得的光強度為：

$$I_0 r_1 r_2 \exp [2L(g-\alpha_i)] \cdots(2-11 \text{ 式})$$

因此雷射要達到臨界點的條件為： $I_0 = I_0 r_1 r_2 \exp [2L(g-\alpha_i)]$ ，

經整理後，得：

$$g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r_1 r_2} \cdots(2-12 \text{ 式})$$

其中 $r_1$ 、 $r_2$ 分別為FP共振腔兩個鏡面的反射率； $L$ 為共振腔長度； $g$ 為光在增益區(gain region)的增益值； $\alpha_i$ 是光在共振腔內行進時的內部損失(internal losses)。其中內部損失包括來自主動層(active layer)與覆蓋層(cladding layer)的吸收損失、異質介面不平整以及不均勻磊晶結構所造成的散射損失(scattering loss)。而：

$$\frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r_1 r_2} \cdots(2-13 \text{ 式})$$

可視為另一損失，稱之鏡面損失(mirror loss)，其造成的主要原因來自鏡面本身的反射率永遠小於 100% (半導體雷射的鏡面反射率一般大約為 30%左右)。由於光場並非完全侷限在主動區，因此我們必須再考慮另一個影響參數： $\Gamma$ ，稱為光的侷限因素(optical confinement factor)，其定義為光場分布在主動區的比例，它是主動層厚度、主動層折射率、以及覆蓋層折射率的函數。其定義如下：

$$\Gamma = \frac{\text{在主動層內的光強度}}{\text{主動層內外光強度之總和}}$$

$$= \frac{\int_{-d/2}^{d/2} |E(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |E(x)|^2 dx} \quad \cdots (2-14 \text{ 式})$$

加入光的侷限因素做修正後，達到臨界點所需的條件變成：

$$\Gamma g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r_1 r_2} \quad \cdots (2-15 \text{ 式})$$

### 2.1.3 縱向光模

雷射達到臨界條件時，在共振腔共振，滿足共振條件，其相位必須符合：

$$2kL = m \cdot 2\pi \quad \cdots (2-16 \text{ 式})$$

其中k為波數 [wave vector,  $k = n_r \cdot 2\pi/\lambda_0$ ]；L為共振腔長度；m為正整數； $n_r$ 為主動區折射率； $\lambda_0$ 為光在真空中傳遞時的波長，將 $k = n_r \cdot 2\pi/\lambda_0$ 代入(2-2式)，經整理後得： $\lambda_0 = 2 n_r L / m$ ，

再經過一些微分運算，我們得到可計算縱向光模間距的式子：

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{2n_r L \left[ 1 - \left( \frac{\lambda_0}{n_r} \right) \left( \frac{dn_r}{d\lambda} \right) \right]} \quad \cdots (2-17 \text{ 式})$$

以我們的量子線雷射來看 $\lambda_0 = 1.7 \mu\text{m}$ ，共振腔長度 1mm， $n_r = 3.4$ ，縱向光模的波長間距(mode spacing，忽略 $\frac{dn_r}{d\lambda}$ 此項貢獻， $\Delta\lambda \sim \lambda_0^2 / 2n_r L$ )約為  $4 \text{ \AA}$

左右。

## 2.2 雷射的基本特性 (Fundamental characteristics of laser)

本節將介紹雷射的一些基本特性，經由實驗上的量測我們可以得到一些有關雷射特性的數值，藉由分析這些量測而得的數值，讓我們能夠知道雷射的特性如何，也能藉以探討量子線雷射的非等向性偏極化效應之現象。

### 2.2.1 起始電流密度 (threshold current density)

對雷射二極體加注電流，一開始收到的光主要是由自發性發光 (spontaneous emission)，當達到雷射的共振條件時，發光機制將由自發性發光轉變成激發性發光 (stimulated emission)，此時的外加電流我們定義為： $I_{th}$ ，稱為起始電流(threshold current)，而起始電流密度則定義為：

$$J_{th} = \frac{I_{th}}{WL} \cdots (2-18 \text{ 式})$$

其中  $W$  為雷射條紋的寬度， $L$  則是雷射共振腔的長度。

### 2.2.2 差額量子效率 (Differential quantum efficiency)

電子電動注入主動層，兩者在主動層內發生復合(recombination)，但是並非所有的復合都會產生光子，如果是發生輻射性復合(radiative recombination)則會產生光子，但是如果是發生非輻射性復合(non-radiative recombination)將無法產生光子，造成損失，載子在主動層內產生光子的比例，亦即發生輻射性復合的比例，我們稱之為內在量子效率， $\eta_i$ (internal quantum efficiency)，其定義如下：

$$\eta_i = \frac{\left(\frac{1}{\tau_r}\right)}{\left(\frac{1}{\tau_r}\right) + \left(\frac{1}{\tau_{nr}}\right)} \cdots (2-19 \text{ 式})$$

其中  $\tau_r$  為載子之輻射性發光生命週期(lifetime)， $\tau_{nr}$  為載子之非輻射性發光生命週期， $\tau_r$  與  $\tau_{nr}$  之間尚有一關係式，2-20 式：

$$1/\tau_n = 1/\tau_r + 1/\tau_{nr} \cdots (2-20 \text{ 式})$$

$\tau_n$  為載子之生命週期，其定義為：當激發載子之數量經由復合作用減少至原本數量的  $1/e$  時，所需之時間即為  $\tau_n$ 。而載子之生命週期  $\tau_n$  又可分為兩部分：1.  $\tau_r$  為載子之輻射性發光生命週期

2.  $\tau_{nr}$  為載子之非輻射性發光生命週期

$\tau_n$ 、 $\tau_r$ 、與  $\tau_{nr}$  三者之關係式如上述 2-20 式所示。

另外我們可以直接由 L-I curve 的斜率得到 slope efficiency，計算大於起始電流  $I_{th}$  的 L-I 特性曲線之斜率  $\frac{dL}{dI}$ ，所得的值我們稱之為 slope efficiency (S.E.)。

另一探討半導體雷射的參數是差額量子效率(differential quantum efficiency)。差額量子效率， $\eta_d$ ，又稱為外在量子效率(external quantum efficiency)，其定義為：

$$\eta_d = \frac{\text{單位時間射出之總光子差額}}{\text{單位時間注入之總電子差額}} = \frac{d\left(\frac{L}{h\nu}\right)}{d\left(\frac{I}{q}\right)} = \frac{1.24}{\lambda(\mu\text{m})} \frac{dL}{dI} \cdots (2-21 \text{ 式})$$

L 為所偵測到光的功率，I 為通過電流， $h\nu$  為光子能量，q 為電子電荷。

由(2-21 式)，可發現差額量子效率與 slope efficiency 僅僅相差了一個常數項，因此我們可以直接藉由測量 L-I 特性曲線，計算大於起始電流的 L-I 特性曲線之斜率，求得差額量子效率之大小。

### 2.2.3 特徵溫度(characteristic temperature)

對任何元件而言，探究元件與溫度的關係，在元件應用上是非常重要的。一般來說，當溫度上升，雷射元件的起始電流將增加，另外其 slope

efficiency 會下降，使得我們要獲得相同輸出功率的光，必須要加更大的電流。對於雷射元件的溫度穩定性，可藉由特徵溫度來加以判定其好壞，起始電流對溫度的關係有一個經驗式：

$$I_{th}(T) = I_{th} \cdot \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad \dots \text{ (2-22 式)}$$

$$\ln[I_{th}(T)] = \ln[I_{th}(0)] + \frac{T}{T_0} \quad \dots \text{ (2-23 式)}$$

$I_{th}(T)$  是溫度在  $T$  K 時的起始電流， $I_{th}(0)$  是溫度在 0 K 時的起始電流，而  $T_0$  就是所謂的特徵溫度(characteristic temperature)， $T_0$  越大表示雷射元件對溫度的穩定性越好。

藉由量測雷射在不同溫度的 L-I 曲線，得知不同溫度下雷射的起始電流大小，對起始電流的自然對數與溫度做圖，所得曲線斜率的倒數即為特徵溫度  $T_0$ 。



### 2.3 量子線雷射之成長機制

在第一章我們曾介紹幾種較為常見的量子線成長方法，然而在此小節我們主要將介紹我們所成長的 InAs 量子線結構的方法。本實驗是用分子束磊晶(MBE)的方法，長成 InAs/InGaAs SK(Stranki-Krastanov)模式自聚性(self-assembled)量子線(參見圖 2-3)，波長介於 1.65 到 1.75 $\mu$ m 之間，因為波長落在中紅外線波段(1.5~3  $\mu$ m)，其應用包括醫學治療、氣體光譜、利用大氣為傳遞視窗的雷射雷達應用、利用低損耗氟化物光纖的光通訊應用…等。

這種成長是發生在界面能較低之材料成長在界面能較高的材料上，且晶格常數有相當的不匹配(lattice constant mismatch)之兩材料間(要形成 SK mode，晶格常數差異必須在 7% 以內)，兩種材料間的晶格常數不匹配會使磊晶產生應力。剛開始在 InGaAs 上沉積 InAs 時，InAs 會先形

成層狀結構(即圖 2-3 中的 2-D layer)，當 InAs 磊晶厚度繼續增加，且厚度超過臨界厚度(critical thickness)，此時晶體會藉由形成 3-D 結構來釋放在晶體中所累積的應變能(strain energy)。

但是由於 In 原子其在表面的擴散長度為非等向性(anisotropic surface diffusion length)，且對於不同方向的台階其附著係數(terrace sticking coefficient)亦不同，因為這些原因使得我們可以成長出量子線結構。

實際利用 SK 模式成長自聚性量子線時，量子線的大小與形狀並不是均勻的，加上晶體本身含有應力，所以做出的元件特性可能較理論推測還要複雜些。

## 2.4 量子線結構的基本原理

此章節主要是要從量子力學的角度，闡述量子線結構中的一些特殊效應。Bockelmann 由 Luttinger-Kohn model 分析量子線內導帶與價帶之分佈情形，以及能階跳躍之機率大小，假設量子線是長條狀，其中 x 與 z 方向有量子侷限現象，y 方向是自由的維度(見圖 2-4)。

導帶波函數與次能帶形式如下：

$$\psi_{\sigma,k}^{(m,n)}(\vec{r}) = \frac{2}{\sqrt{L_x L_z}} \sin\left(\frac{\pi m x}{L_x}\right) \sin\left(\frac{\pi n z}{L_z}\right) \exp(-iky) u_{\sigma}^c \quad \dots\dots (2-24 \text{ 式})$$

$$E_c^{(m,n)}(k) = \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \left\{ \left(\frac{\pi \cdot m}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{\pi \cdot n}{L_z}\right)^2 + k^2 \right\} \quad \dots\dots (2-25 \text{ 式})$$

$L_x$  : 為x方向量子線的寬度

$L_z$  : 為z方向量子線的高度

$k$  : 為wave vector

$m_e^*$  : 為電子的有效質量

$\hbar$  : 為普朗克常數除以  $2\pi$

$u_\sigma^c$  : 為自旋態 ( $\sigma = \pm 1/2$ )  $\rightarrow$   $u_{1/2}^c = i|s \uparrow\rangle$   
 $u_{-1/2}^c = i|s \downarrow\rangle$

$m, n$ : 為 quantum number

價帶的 Hamiltonian 如下:

$$H^v = \begin{bmatrix} H_{hh} & c & b & 0 \\ c^+ & H_{lh} & 0 & -b \\ b^+ & 0 & H_{lh} & c \\ 0 & -b^+ & c^+ & H_{hh} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} +\frac{3}{2} \\ -\frac{1}{2} \\ +\frac{1}{2} \\ -\frac{3}{2} \end{bmatrix} \dots\dots (2-26 \text{ 式})$$

而  $H_{hh}, H_{lh}, b, c$  定義如下:

$$H_{hh} = \frac{\hbar^2}{m_0} [(\gamma_1 + \gamma_2)(\partial_x^2 - k_y^2) + \partial_z(\gamma_1 - 2\gamma_2)\partial_z]$$

$$H_{lh} = \frac{\hbar^2}{m_0} [(\gamma_1 - \gamma_2)(\partial_x^2 - k_y^2) + \partial_z(\gamma_1 + 2\gamma_2)\partial_z]$$

$$b = \frac{\sqrt{3}\hbar^2}{2m_0} (\partial_x + k_y)(\gamma_3\partial_z + \partial_z\gamma_3)$$

$$c = -\frac{\sqrt{3}\hbar^2}{2m_0} \left( \frac{\gamma_2 + \gamma_3}{2} \right) (\partial_x + k_y)^2$$

價帶波函數  $\psi_k^l(\vec{r})$  形式如下：

$$\psi_k^l(\vec{r}) = \frac{2}{\sqrt{L_x L_z}} \sum_{mn} \sum_j J_{jk}^{lmn} \sin\left(\frac{\pi mx}{L_x}\right) \sin\left(\frac{\pi nz}{L_z}\right) \exp(-iky) u_j^v \dots \dots (2-27 \text{ 式})$$

$\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$  : 為 Luttinger 參數

$m_0$  : 為電子的靜止質量

該 Hamiltonian 是用塊材(bulk)價帶的 heavy hole 與 light hole 之 Bloch functions

$u_j^v$  為基底，基底如下，

$$u_{3/2}^v = \frac{1}{\sqrt{2}} |(x + iy) \uparrow\rangle$$

$$u_{1/2}^v = \frac{1}{\sqrt{6}} |(x + iy) \downarrow\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} |z \uparrow\rangle$$

$$u_{-1/2}^v = -\frac{1}{\sqrt{6}} |(x - iy) \uparrow\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} |z \downarrow\rangle$$

$$u_{-3/2}^v = -\frac{1}{\sqrt{2}} |(x - iy) \downarrow\rangle$$

因為

$$[H^v - E_v^l(k)] \psi_k^l(\vec{r}) = 0 \dots \dots (2-28 \text{ 式})$$

所以由(2-28 式)，可解出每個次價帶的 eigenenergy :  $E_v^l(k)$ ，以及每一個價次帶的對  $u_j^v$  展開的特徵解。

再經由 Fermi golden rule，我們最後可推導出電子在矩型量子線中，由次導帶躍遷至次價帶之機率與光之電場方向有關，其推導約略如下：

此為次導帶與次價帶間之躍遷電偶極矩陣元素：

$$M_k^{l-(m,n)} = \langle \psi_{\sigma,k}^{(m,n)} | \vec{\epsilon} \cdot \vec{p} | \psi_k^l \rangle = \sum_j J_{jk}^{lmn} \langle u_{\sigma}^c | \vec{\epsilon} \cdot \vec{p} | u_j^v \rangle \dots \dots (2-29 \text{ 式})$$

由(2-24 式)至(2-28 式)我們可得  $E_c^{m,n}(k)$  與  $E_v^l(k)$ ，如果進一步得知  $E_{gap}$  的話，代入(2-30 式)馬上可得電子由次導帶跳躍至次價帶之間的能量差，

$$E_{c,v}^{l-(m,n)}(k) = E_c^{m,n}(k) - E_v^l(k) + E_{gap} \quad \dots\dots (2-30 \text{ 式})$$

(2-29 式)的平方正比於電子躍遷之機率，其式子如下

$$|M_k^{l-(m,n)}|^2 = \sum_{\sigma} \left| \langle \psi_{\sigma,k}^{(m,n)} | \vec{\epsilon} \cdot \vec{p} | \psi_k^l \rangle \right|^2 = K_k^{l-(m,n)} \left| \langle c | \vec{p} | v \rangle \right|^2 \quad \dots\dots (2-31 \text{ 式})$$

其中

$$K_k^{l-(m,n)} = \frac{1}{2} \left( \left| J_{\frac{3}{2},k}^{lmn} \right|^2 + \left| J_{-\frac{3}{2},k}^{lmn} \right|^2 \right) + \frac{1}{6} \left( \left| J_{\frac{1}{2},k}^{lmn} \right|^2 + \left| J_{-\frac{1}{2},k}^{lmn} \right|^2 \right) \quad \dots\dots (2-32 \text{ 式})$$

$$\pm \frac{1}{\sqrt{3}} \left( J_{\frac{3}{2},k}^{lmn} J_{-\frac{1}{2},k}^{lmn} + J_{\frac{1}{2},k}^{lmn} J_{-\frac{3}{2},k}^{lmn} \right) \begin{pmatrix} +: \vec{\epsilon} \parallel \hat{y} \\ -: \vec{\epsilon} \parallel \hat{x} \end{pmatrix}$$

由(2-32 式)便可計算出電子躍遷之機率，(2-32 式)中第三項之+與-號分別表示光之極化方向(電場方向)平行量子線與垂直量子線延伸方向(量子線延伸方向即為 y 方向)，因此可知光的吸收與放光之大小與光之極化方向和量子線之間的相對方向有關。

## 第三章 量子線雷射之製程 (Process of QWrs Laser Diodes)

### 3.1 量子線雷射之磊晶

我們利用分子束磊晶法(Molecular Beam Epitaxy ; MBE )成長量子線雷射，雷射長晶結構如圖 3-1 所示。基材為 InP；主動層外圍所成長的 p-InAlAs 以及 n-InAlAs 是為了做光場限制 (optical confine)與電流限制(current confine)；而主動層外圍所成長的 130nm p-InGaAs 以及 n-InGaAs 是為了做光場導引(optical guiding)；試片中間即為主動層，我們成長了三層 InAs 的量子線結構，層與層之間用 i-InGaAs 做隔絕，而每一層 InAs 的量子線結構厚度皆為四個原子層厚 (4ML)；另外試片最上面所成長的單層 4ML 厚的 InAs 量子線結構是為了做 AFM 分析，以及 p-type metal 之歐姆接觸(ohmic contact)並防止下層的 Al 氧化。

### 3.2 量子線雷射二極體之製程

為了探討量子線雷射的極化效應，我們製作了兩組具不同方向共振腔的量子線雷射元件，分別為共振腔沿著  $[110]$  以及  $[\bar{1}10]$ 。由於量子線是延著  $[\bar{1}10]$  方向延伸的，因此共振腔沿著  $[110]$  我們定義為垂直量子線( $\perp$  QWrs)；而共振腔沿著  $[\bar{1}10]$  我們定義為平行量子線( $\parallel$  QWrs)。

製程中使用了兩道光罩，其作用分別為 (1) 製作條狀平台(mesa-stripe)；(2) 歐姆接觸(ohmic contact)。

另外我們所使用的光阻為反轉型正光阻 AZ-5214E。

#### 3.2.1 條狀平台製作

製作條狀平台的目的是為了限制電流，避免電流發散(current spreading)。

微影製程 (photolithography)

在微影製程中我們所選用的光阻為反轉型正光阻 AZ-5214E，我們在試片上塗佈厚度約 1.7 $\mu\text{m}$  的 AZ5214E 光阻，利用微影技術定義寬度為 20 $\mu\text{m}$  的條狀平台。使用反轉型正光阻 AZ-5214E 的優點為正光阻經反轉後會形成和負光阻一樣的蕈狀結構(under cut)，使得之後的金屬剝離(lift-off)變得更加容易。

而 AZ-5214E 光阻整個反轉過程如流程圖 3-2 所示。

### 濕式蝕刻(wet etching)

利用微影製程，我們定義出要做成條狀平台的區域，即為被光阻覆蓋的區域。將試片浸泡在  $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 8 : 40$  酸性溶液中，此溶液會蝕刻未覆蓋光阻的區域，當蝕刻液蝕刻未覆蓋光阻區域至主動層上方約 2000 $\text{\AA}$ ，即停止蝕刻。

### 氮化矽絕緣覆蓋( $\text{Si}_3\text{N}_4$ deposition)

利用電漿輔助化學氣相沉積法(PECVD)，在試片上方覆蓋一層氮化矽( $\text{Si}_3\text{N}_4$ )薄膜，其目的是為了做一個電阻阻擋層，限制 p 型-金屬與試片的接觸面積，讓其後所沉積的 p 型-金屬只有在條狀平台區域與試片接觸，並且隔離每個雷射元件，使每一個元件能各自獨立操作而不受彼此影響。

### 3.2.2 歐姆接觸(Ohmic contact)

再次運用微影技術，用第二道光罩定義 p-型金屬區域。鍍完 p-型金屬後，在鍍 n-型金屬前必須先將試片背面，即試片 n-型那面磨薄，利用物理研磨方法將試片磨薄，使試片厚度磨薄至約 120 $\mu\text{m}$ ~150 $\mu\text{m}$ 。

### 表面處理(surface processing)

## 1. UV-OZONE 表面處理

黃光顯影後，鍍金屬前，使用 UV-OZONE 做表面處理，如此可以去除在歐姆接觸區域的殘餘光阻，讓隨後的歐姆接觸電阻不因殘餘光阻而變大。

## 2. 酸性溶液浸泡表面處理

InGaAs 與 InP 表面易形成阻值高的原生性氧化物(native oxide)，因此在鍍金屬前必須用一些酸性溶液浸泡試片，來除去這些原生性氧化層，用以降低接觸電阻。

鍍金屬前，將試片浸泡在鹽酸水溶液中數秒，可去除元件表面的原生性氧化層。

## 金屬蒸鍍(metal deposition)

n-型與 p-型歐姆接觸金屬皆為 Ti/Pt/Au，利用電子槍蒸鍍系統鍍我們所要的金屬。最上層的金(Au)，是為了做接觸電極(contact pad)。

## 剝離(lift-off)

待金屬蒸鍍完畢，將試片浸泡在丙酮中進行金屬剝離。因 AZ5214E 光阻形成葦狀結構(under cut)，在蒸鍍金屬的過程中，可防止金屬互相連接，並保留縫隙讓丙酮得以進入，而和光阻產生反應，將光阻去除，輕易地使金屬剝離完成(見圖 3-3)。若使用正光阻，光阻不會形成葦狀結構，將使金屬剝離變得較為困難，如圖 3-4。

## 快速退火(rapid thermal annealing ; RTA )

為了使試片與金屬接觸的地方形成歐姆接觸，我們必須將鍍上金屬的試片，放入快速退火機臺，進行快速退火，退火時溫度上升，金屬會擴散至半導體中，在接觸區域增加載子濃度，因而形成歐姆接觸。

快速退火的參數包括：溫度、時間、氣體流量。為防止金屬與氧氣發生反應，造成金屬氧化，所以通入快速退火機台的氣體為氮氣或 forming gas ( $H_2 : N_2 = 15\% : 85\%$ )，以形成良好之金屬接觸。

### 晶片劈裂與封裝

利用晶片之自然劈裂面進行劈裂可得良好之自然反射面，進而可得一雷射共振腔。對於不同方向共振腔的雷射，我們所劈裂之共振腔長度，皆為 1mm。

為了測量變溫 L-I 曲線、變溫雷射光譜圖，我們必須將雷射作封裝處理，以便裝進 cryostat 進行低溫量測實驗。



## 第四章 實驗量測 (Experiment measurement)

### 4.1 光激發光量測 (Photoluminescence measurement)

光激發光量測是一種被廣泛應用在 - 半導體的非破壞性分析技術，目的在了解試片的光學特性，以及試片品質。光激發光量測主要是利用高能雷射光(光子能量高於半導體能隙)，激發位於半導體中的價鍵帶(valence band)電子，價鍵帶的電子受到此高能光子激發，因而轉移到傳導帶(conduction band)上，產生電子電洞對，再由傳導帶上的電子和價鍵帶的電洞發生復合而發出反應材料特性的光，並利用光偵測器(photo detector)偵測電子電洞對發生復合所發出的光之波長與強度，以達到分析的目的，而此方法所得的即為 photoluminescence (PL)光譜(圖 4-1)。

量測而得的 PL 光譜，可看出之後所要做的量子線雷射二極體的發光波長，而光譜的半高寬 (full width of half maximum, FWHM) 可看出磊晶所成長的品質，另對自組形成(self assemble)之量子結構，PL 光譜半高寬顯示出其均勻度(uniformity)之好壞，而半高寬愈窄，自組形成之量子結構其均勻度愈高。

### 4.2 偏極化光激發光量測(Polarization dependent Photoluminescence)

在量測偏極化光激發光時，必須在原本的光激發光量測系統多架設一個 polarizer 用以檢測試片之偏極效應；然而單光儀(monochrometer)內的光柵之 response 與反射鏡之反射率與光場偏極化方向有關，為了使具不同偏極化方向光場的光強度能互相比較，所以在單光儀前方放置 de-polarizer 以消除此效應(圖 4-2)。

光激發光量測主要的目的是為了得到磊晶所成長的量子線雷射試片其偏極化(polarity)的量化大小。

偏極化大小定義為：
$$\frac{P_{//} - P_{\perp}}{P_{//} + P_{\perp}} \quad \dots \quad (4-1 \text{ 式})$$

$P_{//}$  → polarizer 平行量子線形成方向之光強度

$P_{\perp}$  → polarizer 垂直量子線形成方向之光強度

我們磊晶所成長的量子線雷射，其量子線都是沿著  $[\bar{1}10]$  拉長。而我們所磊晶的量子線雷射試片，發光波長坐落在  $1.6 \mu\text{m} \sim 1.8 \mu\text{m}$ ，我們使用 InGaAsSb 光偵測器(其使用範圍在  $1.2 \mu\text{m} \sim 2.4 \mu\text{m}$ )。

### 4.3 變溫雷射光譜量測(Temperature dependent spectrum measurement)

變溫雷射光譜量測系統示意圖，如圖 4-3 所示。為了量測變溫的雷射光譜，我們必須將封裝好的雷射二極體放置在 cryostat 上，而雷射所發射出來的光，就直接導入 Triax 320 單光儀中，並使用 InGaAsSb 光偵測器接收光訊號。

### 4.4 變溫 L-I 曲線量測(Temperature dependent L-I Curve measurement)

圖 4-4 為 L-I 曲線量測系統示意圖，從 L-I 特性曲線，我們可立即得知雷射二極體的起始電流， $I_{th}$  (從大於起始電流的 L-I 特性曲線，做線性 fitting，此直線與橫軸  $y=0$  相交所得的截距就是我們所要的起始電流， $I_{th}$ )。

藉由 L-I 特性曲線之斜率  $\frac{dL}{dI}$ ，我們可得差額量子效率[又稱外在量子效率(external quantum efficiency)]，其定義見 2-20 式

此外對起始電流  $I_{th}$  的自然對數與溫度做圖還可以計算出雷射的特徵溫度  $T_0$ 。(詳細內容請參見 2.2.3 節)。

我們使用 HP-8114A 之電流源；而量子線雷射二極體所輻射出來的光，則是使用工作電壓 3V (逆偏壓) 的 Ge 光偵測器。

### 4.5 原子力顯微鏡 (Atomic force microscope)

為了確認磊晶出來的試片的確是量子線結構，我們必須藉由原子力顯微鏡來做物理外觀上的驗證，除此之外我們還可藉由原子力顯微鏡得知其他重要的資料，如：量子線的高度、長度、寬度，以及均勻度…等。

我們所成長的量子線，其高度約為 2nm，寬度約為 20nm，量子線最長長度約為 1 $\mu$ m。



## 第五章 結果與討論 (Results and Discussion)

本章探討之重點在於研究量子線結構雷射之發光特性。成長量子線結構，由理論計算，其光激發光極化效應之大小和光之電場方向以及量子線延伸方向之相對關係有關，因此我們想進而研究不同共振腔之方向對於量子線結構雷射之影響，也就是探討量子線雷射二極體之非等向性極化效應。為此我們製作了兩組不同共振腔方向的量子線雷射二極體，分別為共振腔沿著 $[110]$ 以及 $[\bar{1}10]$ 。由於量子線是沿著 $[\bar{1}10]$ 方向延伸的，因此共振腔沿著 $[110]$ 我們定義為垂直量子線(QWr<sub>s</sub>)；而共振腔沿著 $[\bar{1}10]$ 我們定義為平行量子線(// QWr<sub>s</sub>)，圖 5-1(a)(b)為完成製程後，不同共振腔方向之雷射的側向掃描式電子顯微鏡(SEM)圖片。試片 Lm4289 為量子線結構雷射試片，其磊晶結構見圖 3-1，而圖 5-2 為利用原子力顯微鏡(AFM)檢視量子線試片表面形態之結果，由圖中我們可以清楚地看見試片的確有形成我們想要的量子線結構，且自聚型量子線其延伸方向總是沿著 $[\bar{1}10]$ 方向延伸的，我們所成長的量子線，其高度約為 2nm，寬度約為 20nm，量子線最長長度約為 1 $\mu$ m。

### 5.1 變溫偏極化光激發光量測結果

#### (Result of Temperature & Polarization dependent Photoluminescence)

光激發光量測主要的目的是為了得到磊晶所成長的量子線雷射試片其偏極化(polarity)的量化大小。偏極化大小定義為：

$$\frac{P_{//} - P_{\perp}}{P_{//} + P_{\perp}} \quad \dots \quad (5-1 \text{ 式})$$

$P_{//}$   $\rightarrow$  polarization 平行量子線形成方向之光強度

$P_{\perp}$   $\rightarrow$  polarization 垂直量子線形成方向之光強度

量測結果如圖 5-3(a)~(k)所示，由圖我們可看出我們磊晶所成長的量子線雷射試片，其光激發光頻譜之強度與polarizer放置方向有關，當我們將polarizer轉至與量子線延伸方向平行時，量子線結構光激發光峰值之光強度是最強的；當我們將polarizer轉至與量子線延伸方向垂直時，此時量子線結構光激發光峰值之光強度是最弱的，將各個溫度下峰值之 $P_{//}$  與 $P_{\perp}$ 代入(5-1 式)，所得之數值我們列於表 5-1 中，量子線雷射試片之偏極化大小最大為：17%，溫度 20K；最小為：6%，溫度 120K 與 140K。從我們量測到的數值看來，量子線雷射試片之光激發光偏極化大小和溫度並無明顯之相依關係。

由變溫偏極化光激發光量測結果可觀察到一些現象：隨溫度上升，InGaAs 的光激發光強度也會跟著增強，當溫度上升至 240K 時，InGaAs 的光激發光強度幾乎跟量子線結構的光激發光強度一樣高，顯示隨著溫度上升載子越不容易被限制在量子線中，而在 InGaAs 區域做復合(recombination)。

[圖 5-3(e)~(k)，InGaAs 的峰值位置位在光激發光頻譜中波長較短的那一個；波長較長的那一個峰值位置則為量子線結構]，下面為 InGaAs 能隙與溫度的關係式：

$$E_g(T) = 0.814 - 4.906 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{T^2}{(T + 301)} \quad \cdots (5-2 \text{ 式})$$

## 5.2 變溫 L-I 曲線量測

### (Result of Temperature dependent L-I Curve measurement)

測量變溫L-I 曲線，除了可以得知在不同溫度下雷射的起始電流大小 $I_{th}$ 外，對 $I_{th}$ 的自然對數與溫度做圖還可以計算出雷射的特徵溫度(characteristic temperature)  $T_0$ ，式子如 2-22 式所示，量測結果如圖 5-4(a)(b)所示。

由於電子在量子線中有兩個維度被限制住，一個維度是自由的，

大部分的電子將沿著量子線延伸方向做遷移，如圖 5-5，當雷射光的電場方向與電子遷移方向平行時，雷射光的電場與電子的交互作用強；當雷射光的電場方向與電子遷移方向垂直時，雷射光的電場與電子的交互作用弱。如此，我們現在由這巨觀想法來看量子線雷射與共振腔方向的關係：對於共振腔方向垂直量子線的量子線雷射(也就是共振腔沿著 x 方向)，由於雷射光是沿著共振腔傳播，當雷射光的電場方向為  $\vec{E}_y$  時，雷射光與電子的交互作用強；對於共振腔方向平行量子線的量子線雷射(也就是共振腔沿著 y 方向)，其雷射光的電場總是垂直於電子遷移方向，導致雷射光與電子的交互作用弱，由上可知共振腔方向垂直量子線的量子線雷射較共振腔方向平行量子線的量子線雷射容易發光，實驗結果亦是如此，我們測量不同共振腔方向之量子線雷射的 L-I 曲線，量測範圍為 20K 至 180K，溫度間距為 20K，由於共振腔方向平行量子線的量子線雷射，在溫度約為 200K 之後就不再產生雷射光了，因此兩者的 L-I 曲線之比較只列至 180K。

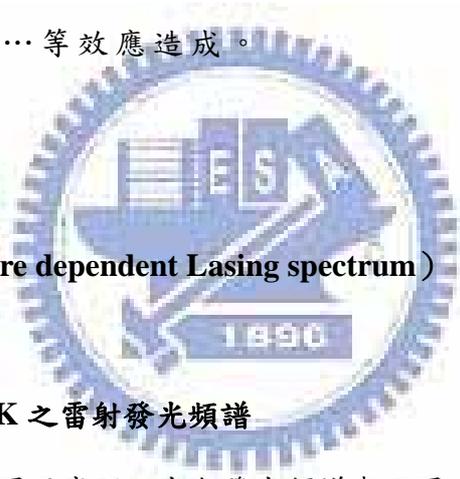
在表 5-2，我們分別列出了共振腔方向平行量子線的量子線雷射之起始電流大小、共振腔方向垂直量子線的量子線雷射之起始電流大小、以及兩者之比值，我們發現在溫度低於 140K 時，兩者的起始電流大小比值約在 10~20 之間，當溫度高於 140K 時，兩者的起始電流大小比值從原本的 10~20 倍驟降至 2~5 倍；另外圖 5-6(a)(b) 為不同共振腔方向雷射的起始電流之自然對數對溫度做圖所得的曲線，由此二曲線之斜率我們可得其特徵溫度，對共振腔垂直量子線的量子線雷射，其特徵溫度在 140K 以下為 68.9K；在 180K 以上為 65.4K (對於一般 InGaAsP/InP 1.3  $\mu\text{m}$  與 1.5  $\mu\text{m}$  塊材雷射和量子井雷射而言，其特徵溫度在小於 60  $^{\circ}\text{C}$  約等於 55K 左右)；然而起始電流之自然對數對溫度做圖在 140K 至 180K 之間，曲線斜率突然變大，使得在 140K 至 180K 之間的特徵溫度驟降至 20.8K，這是個非常奇特的現象，在 140K 至 180K 之間除了  $T_0$  的變化外，共振腔垂直量子線的量子線雷射之 L-I 曲線，在 120K、140K、160K 有些不規則的彎曲，見圖 5-7(a)(b)

粗黑虛線所圈起來之區域，觀察起始電流大小之比值隨溫度變化的關係， $T_0$ 隨溫度變化的關係，以及變溫L-I 曲線，發現此三者都是在溫度位於 140K與 180K之間有明顯的變化，其物理機制將在 5.3 節中探討。

此外由 L-I 曲線之斜率計算我們的量子線雷射之差額量子效率(詳細內容請參見 2.2.2 節)，在低溫 20K，其大小約為 2.1%，隨著溫度上升其差額量子效率隨之下降，待溫度上升至 140K，差額量子效率已減至 1.23%，由此看來我們磊晶所成長的量子線雷射其差額量子效率並不高，其原因可能來自於晶體中之缺陷所造成的非發光性復合(non-radiative recombination)，或歐傑效應(Auger effect)，或載子溢流(carrier overflow)…等效應造成。

### 5.3 變溫雷射發光頻譜

(Result of Temperature dependent Lasing spectrum)



#### 5.3.1 溫度 20K 至 120K 之雷射發光頻譜

圖 5-8(a)~(e)為不同溫度下，光激發光頻譜與不同共振腔方向之雷射發光波長之對照圖，量測溫度範圍為 20K 至 120K，由圖可看出共振腔方向垂直量子線的量子線雷射其發光波長總是比共振腔方向平行量子線的量子線雷射的波長還長，兩者波長相距約有 60nm 以上，待溫度上升後，甚至還相距 100nm 以上，顯示量子線結構之非等向性極化效應的確對於量子線雷射發光特性有極大的影響。

#### 5.3.2 雷射發光波長與溫度之關係( $\perp$ QWrs)

對共振腔方向垂直量子線的量子線雷射其發光波長與溫度的關係做圖(見圖 5-9)，我們發現當溫度由 20K 上升至 140K 時，雷射發光波長為同一態發光，

在此溫度範圍波長隨著溫度上升而略為增加，此效應乃是來自於材料能隙會隨溫度上升而變小，因而造成同一能態其發光波長隨溫度上升而增加，而其波長隨溫度增加的速率約為： $0.27 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ ；然而在溫度範圍為 140K 至 180K 之間，我們由圖 5-9 可清楚看見波長在此範圍有個非常明顯地不連續轉變，波長隨溫度變化的速率在此為： $-1.69 \text{ nm}/^\circ\text{C}$  (我們制定：溫度範圍 A 為溫度在 20K 與 140K 之間；溫度範圍 B 為溫度在 140K 與 180K 之間；溫度範圍 C 為溫度在 180K 以上的區域)，其大小為溫度範圍 A 的 6.3 倍左右，且為一負值。

在 5.2 節中我們也曾提到起始電流大小之比值隨溫度變化的關係、共振腔垂直量子線之雷射其  $T_0$  隨溫度變化的關係、以及其變溫 L-I 曲線，在溫度位於 140K 與 180K 之間都有明顯的變化，現在又發現對於共振腔垂直量子線之雷射其發光波長隨溫度的變化在 140K 與 180K 之間有個極明顯地不連續轉變，顯示這背後有某種物理現象存在，為了能更仔細地去分析在溫度位於 140K 與 180K 之間到底發生了什麼事，我們決定量測溫度範圍為 140K 至 200K 之間，共振腔垂直量子線之雷射其雷射發光頻譜與電流變化之關係，而其結果與討論見 5.3.3 節。

### 5.3.3 溫度 140K 至 200K 之雷射發光頻譜( $\perp$ QWrs)

#### A. 不同溫度下，注入不同電流時，雷射之發光頻譜

目的為了量測共振腔垂直量子線之雷射其溫度範圍在 140K 至 200K 之間的雷射發光頻譜與電流變化之關係。因此我們量測的溫度範圍為 140K 至 200K，間隔 20K 做一次量測，量測結果如圖 5-10 至圖 5-13 所示；而溫度 20K 至 120K 共振腔垂直量子線之雷射的發光頻譜如圖 5-8，其發光波長約在 1700nm 附近。

由圖 5-10 至圖 5-13，我們可觀查出一些現象，在溫度介於 140K 至 180K 之間，隨著注入雷射元件之電流的增加，在雷射發光頻譜中，同時會有兩個峰值出現，其中一個峰值為長波長，另一峰值為短波長，長波長這個峰值，和溫度低於

120K 時雷射之發光波長應屬相同峰值，即為同一能態所發出的光(波長隨溫度上升而略為增加，其原因是因能隙隨溫度上升而減小)。

而在溫度 200K 時，即使增加注入電流，雷射發光頻譜仍然只有一個峰值出現，即為短波長那個峰值。為何溫度在低於 140K 時，雷射發光頻譜主要波長為長波長；在溫度介於 140K 至 180K 之間，卻有兩個峰值同時存在，一為長波長，一為短波長；而當溫度大於等於 200K 時，雷射發光頻譜主要波長為卻變成短波長？

我們認為這主要的原因應該是因為我們所成長的量子線雷射試片，其量子線之大小與形狀，並不是很均勻有關。在溫度小於 140K 時，主要峰值落在長波長，此為量子線雷射之基態發光波長；在溫度介於 140K 至 180K 之間，為量子線雷射之過度區域，在此溫度範圍，量子線之基態發光波長與激發態發光波長同時存在，因此我們由圖中可看見兩個峰值，一為長波長：量子線之基態發光波長；一為短波長：量子線之激發態發光波長；當溫度大於等於 200K 時，雷射發光頻譜主要波長已完全轉換為短波長，即完全由量子線之基態發光波長轉換為激發態發光波長。其轉換過程我們即將在下面做更詳盡的探討。

#### (a) T=140K

當溫度升高至 140K 後，我們仔細觀察共振腔垂直量子線之量子線雷射其雷射發光頻譜與電流之關係，發現電流在  $I=2.6I_{th}$  時，雷射發光頻譜已不同於溫度低於 120K 時那麼單純了，此時同時有兩個峰值出現在發光頻譜中，其位置分別為 1735nm 與 1696nm；當電流加大至  $I=4.5I_{th}$  時，位於 1696nm 這個峰值強度持續增強，當升高至  $I=6.0I_{th}$  時，位於 1696nm 這個峰值強度已經遠遠高於位於 1735nm 這個峰值之強度，位於 1735nm 這個峰值，和溫度低於 120K 時雷射之發光波長，應屬於同一個，為同一能態所發出的光。

當溫度上升至 140K，由於特徵溫度的關係使得要達到產生雷射光所需的起始電流將增加，即注入雷射元件中的載子必須增加才能使雷射發光，一開始電流剛達到起始電流時，主要發光峰值還是落在 1735nm：量子線之基態發光波長；隨著電流繼續增加，位於 1696nm 的峰值：量子線之激發態發光波長，其強度也跟著增加。有以上這樣的變化乃是因為我們所成長的量子線並不是很均勻，使得有些量子線的增益大，有些小。在溫度小於 140K 時，所有的量子線在注入雷射元件之電流大於起始電流時，皆可克服損失而發光，此即為量子線之基態發光；當溫度為 140K 時，增益大的量子線依舊能克服損失而發光，且仍然為量子線之基態發光，然而對於增益較小的量子線而言，隨著電子不斷地注入，其量子線的基態能階即使被電子填滿了，尚無法克服損失，發出雷射光，但繼續注入電子，電子將慢慢填入其激發態能階，最後終將克服損失，這就是為什麼量子線雷射之激發態發光峰值：1696nm，隨著電流上升而冒起；對於增益大的量子線，由於在此溫度下，增益接近飽和，使得注入更多的電子也很難使其峰值強度增加，加上其一開始就先克服損失，產生雷射，其增益曲線就此定在 1735nm；而對於那些增益較小的量子線，由於是激發態發光，因此較基態能階具有更多的電子能態，隨著電子不斷地注入，產生發光性復合的電子隨之增加，這也是為什麼後來隨著注入電流增加，激發態發光峰值強度還遠高於基態發光峰值強度。

#### (b) T=160K

在此溫度下(見圖 5-11)，電流升至大於起始電流附近時，一開始冒起的峰值主要是激發態發光峰值，而不再是基態發光峰值，由於隨著溫度上升，雷射的增益曲線將隨之加寬(gain spectrum broadening)，使得在原本基態發光之量子線要克服損失的話，必須注入更多更多的電子，在 $I=1.1I_{th}$ ， $I=1.7I_{th}$ ，以及 $I=2.1I_{th}$ 時，我們還是可以觀察到在 1740nm 有一個小小的峰值，此峰值即為基態發光峰值，但

此時在基態發光之量子線尚未克服損失而產生雷射，所看到的光強度應該是來自於電子之自發性發光(spontaneous emission)，大部分發出的雷射光皆為量子線之激發態發光。

### (c) T=180K

待溫度升高到 180K 時，在  $I=1.04I_{th}$ ， $I=1.9I_{th}$  處所看到峰值皆只有一個而已，皆為短波長的量子線之激發態發光。同上，隨著溫度上升，雷射的增益曲線將隨之加寬，使得原本在基態發光之量子線要克服損失的話，必須注入更多更多的電子，在  $I=2.4I_{th}$ ， $I=4.4I_{th}$ ，基態發光峰值再度出現，但其強度與短波長的激發態發光強度相比依舊相差甚多，此基態發光峰值應該仍舊還是來自於電子之自發性發光。



### (d) T=200K

溫度升高到 200K 時，隨著電流增加基態發光峰值，已不再出現，峰值已完全由基態發光峰值轉換至激發態發光峰值，這是因為雷射的增益曲線隨溫度上升而加寬，原本在基態發光之量子線就算其基態能階已被填滿，卻還是不足以克服損失產生雷射光，然而隨著注入電流增加，電子將慢慢填入其激發態能階，最後終將克服損失，因而使得峰值完全轉換至激發態發光峰值。

## B. 不同溫度下，注入相同電流時，雷射之發光頻譜

另外在圖 5-14(a)至(d)，為不同溫度下，對雷射元件注入相同電流時，雷射之發光頻譜；在圖 5-15 中所看見的曲線是我們對圖 5-14(a)至(d)，即在不同溫度下(140K 至 200K)，長波長與短波長雷射發光頻譜所佔總面積之比例做圖。由圖 5-15 我們可看出一個趨勢，即隨著溫度上升，長波長區域所佔的比例漸漸減少，

短波長所佔之比例漸漸增加，當溫度上升至 200K 時，長波長所佔的比例已降至零，完全被短波長給取代，可知雷射發光波長在溫度小於 120K 時，主要為長波長的量子線之基態發光；待溫度繼續上升，在溫度介於 140K 與 180K 之間，為長波長與短波長共存的一個過度區；當溫度上升至大於 200K 之後，雷射發光波長已完全轉換為短波長，即激發態發光。

#### 5.4 結語 (Conclusion)

由上述 5.3.3 節中，A 以及 B 之討論，可知 Lm4289 之雷射在  $T=140\text{K}$  至  $T=180\text{K}$  歷經了從基態發光到激發態發光之轉換，而此有趣現象可解釋圖 5-9 為何在  $T=140\text{K}$  至  $T=180\text{K}$  之間，在臨界條件下的雷射發光波長有突然之藍移現象 (blue shift)。

且圖 5-6 (b) 的特徵溫度異常變化之行為，亦可由此不同量子能態間之轉換行為來解釋：當溫度小於 140K 與大於 180K 時， $T_0$  之變化原因是載子溢流、歐傑效應、次價帶間之吸收所造成，而在溫度介於 140K 與 180K 之間，由於雷射處於開始要由基態發光轉換成激發態發光之過度期，使得原有電流除了要提供載子給即使填滿但仍無法克服損失而產生雷射之基態外，還需要更多電流以提供多餘載子給激發態以達到臨界條件，故在這溫度區間，臨界電流會隨溫度上升而陡升，因而造成在 140K 與 180K 之間的特徵溫度突然從 60K~70K 下降至 20.8K。

在 5.2 節之變溫 L-I 曲線量測中，曾提到在表 5-2 中，不同共振腔方向之量子線雷射其起始電流比值，在溫度低於 140K 時，兩者的起始電流大小比值約在 10~20 之間，但是當溫度高於 140K 時，兩者的起始電流大小比值卻從原本的 10~20 倍驟降至 3~5 倍。在有關量子線能態計算的文獻中，多次提到有關量子線內不同能態之躍遷，對於不同能態其電子躍遷機率有不同之偏極化大小。因為在 140K 以下與 180K 以上是由不同之量子能態所發出之雷射光，由此我們認為

Lm4289 之激發態對方向性之選擇性較基態小，故溫度在 140K 以下的起始電流比值和溫度在 140K 以上的起始電流比值有明顯不同。

而在圖 5-7 (a)(b)，共振腔垂直量子線的量子線雷射之變溫 L-I 曲線中，在 120K 至 180K 範圍內的 L-I 曲線有明顯之不規則扭動變化，我們認為在這溫度間隨電流上升產生數群雷射波長相異甚大的雷射模態是造成這溫度區間的 L-I 曲線極度不規則扭轉變化的主要原因。

由於我們的量子線雷射在溫度介於 140K 至 180K，歷經了從基態雷射到激發態雷射之轉換，這樣的變化成功地解釋了我們在量測上所發現的一些奇特現象，諸如在  $T=140\text{K}$  到  $T=180\text{K}$  間，在臨界條件下的雷射發光波長有突然之藍移現象、在 140K 與 180K 之間，特徵溫度突然陡降之行為、表 5-2 中不同共振腔方向之量子線雷射其起始電流比值，在溫度高於 140K 時，由原本的 10~20 倍驟降至 3~5 倍、以及在 120K 至 180K 範圍內，共振腔垂直量子線的量子線雷射之變溫 L-I 曲線有極明顯之不規則扭動變化。

另外圖 5-16 為共振腔垂直量子線的量子線雷射之雷射發光頻譜，此圖量測範圍小且解析度較高，由此圖可清楚看出我們的量子線雷射之縱向光模的波長間距為  $4\text{\AA}$ ，和我們在 2.1.3 節，利用 2-17 式所運算出的結果相符(詳細計算請參見第二章)。

## 第六章 結論與未來展望 (Conclusion & Future Work)

本論文成功地驗證了我們的自聚性量子線雷射的確是具有理論上所推導出之量子線非等向性極化效應，由變溫偏極化光激發光量測結果我們的自聚性量子線雷射試片在量子線峰值處，對於 polarization 平行量子線延伸方向所偵測到的光強度總是比 polarization 垂直量子線延伸方向所偵測到的光來的強，而我們的自聚性量子線雷射之變溫 L-I 曲線，對於不同共振腔方向之量子線雷射其起始電流大小之比值皆大於 2，低溫比值甚至還高達 20 倍；且對於不同共振腔方向之量子線雷射其發光波長並不相同，低溫兩者波長相距約有 60nm 以上，待溫度上升後，甚至還相距 100nm 以上，上述特性皆驗證了量子線結構獨特之非等向性極化效應。

我們還發現在溫度介於 140K 與 180K 之間，起始電流大小之比值、特徵溫度  $T_0$  隨溫度變化的關係、變溫 L-I 曲線、以及發光波長隨溫度的變化，都出現明顯之變化，其造成原因應該是因為自聚性量子線結構成長不均勻所導致，使得溫度介於 140K 與 180K 之間，雷射之發光頻譜同時出現兩個峰值。

對於量子線雷射之研究，我們已完成初步之結果，未來希望能改變磊晶之條件，更深入去探討磊晶條件與量子線雷射特性之關係，希望藉由增加量子線成長之層數，提升量子線雷射之差額量子效率，以及提高量子線雷射之操作溫度；另外針對溫度介於 140K 與 180K 之間出現兩個峰值之特殊現象，我們也想加以研究之，看看是否能夠進一步發展雙色雷射(two color Laser)；除了製作量子線雷射外，未來如果有機會也希望能夠與熟知半導體偵測器之學者加以合作，製作量子線結構紅外線偵測器。

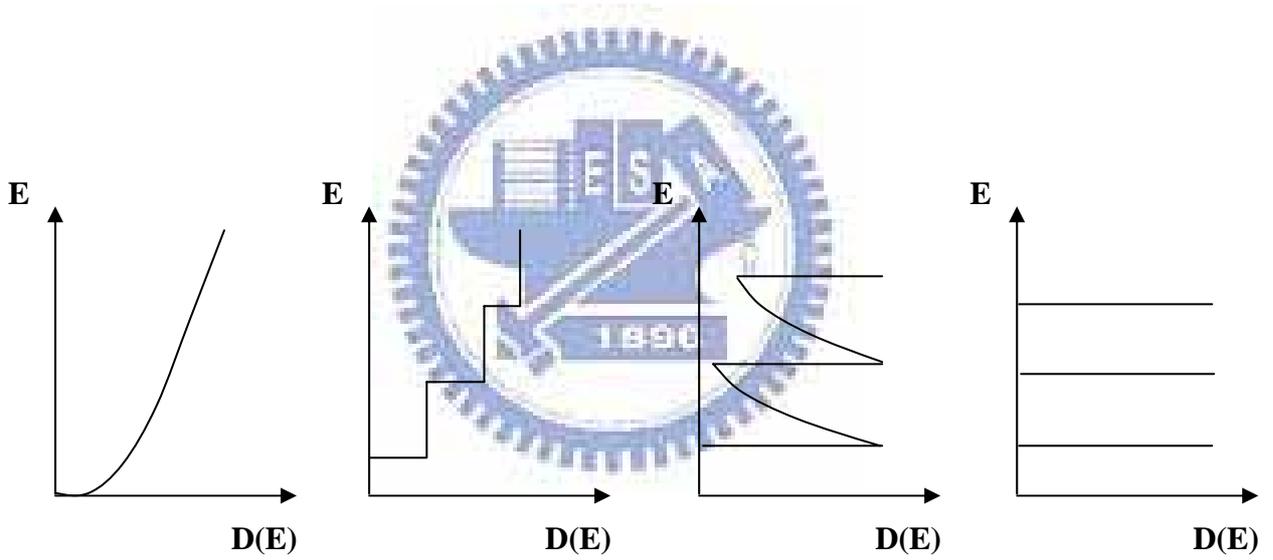
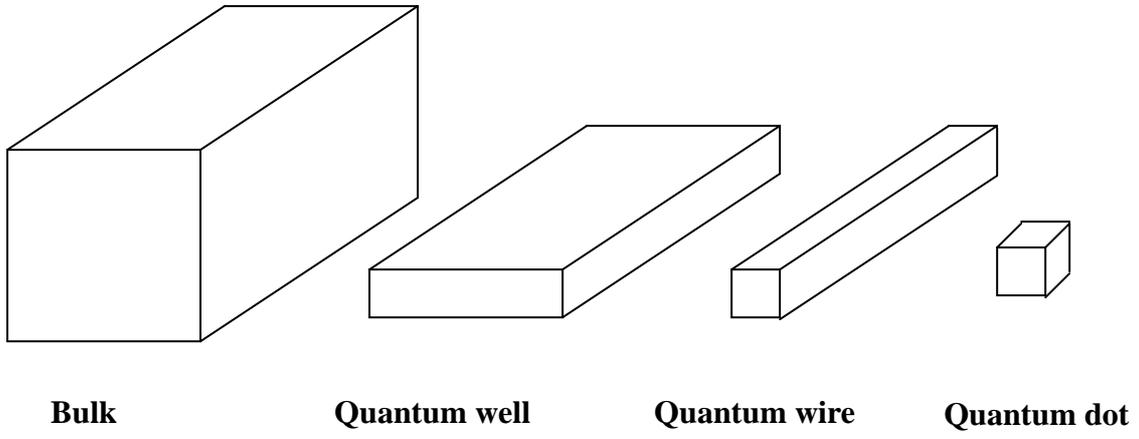


圖 1-1 各種量子結構及其能態密度圖

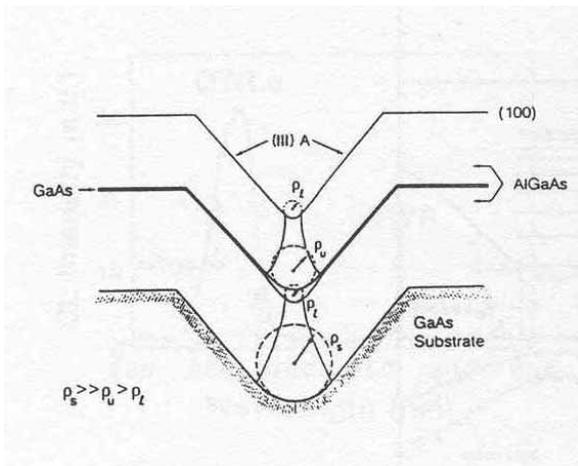


圖 1-2 (a) V-Grooves

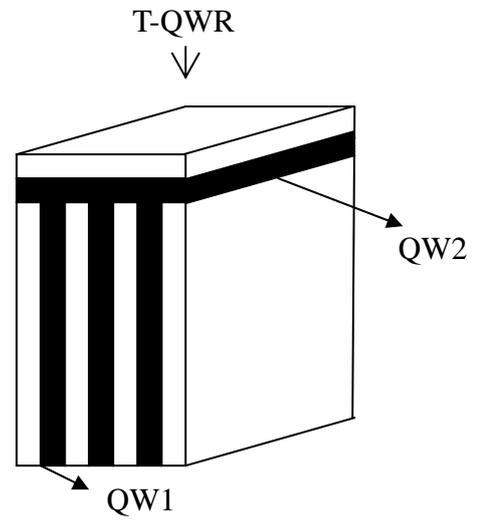


圖 1-2 (b) Growth on Cleaved-edge Surface

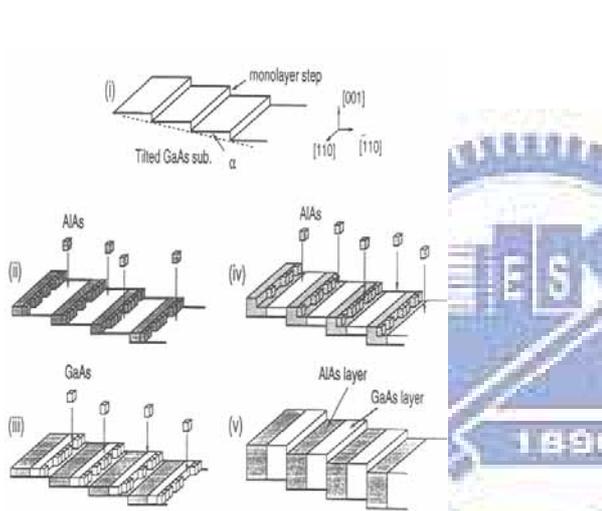


圖 1-2 (c) Fractional Layer Superlattice

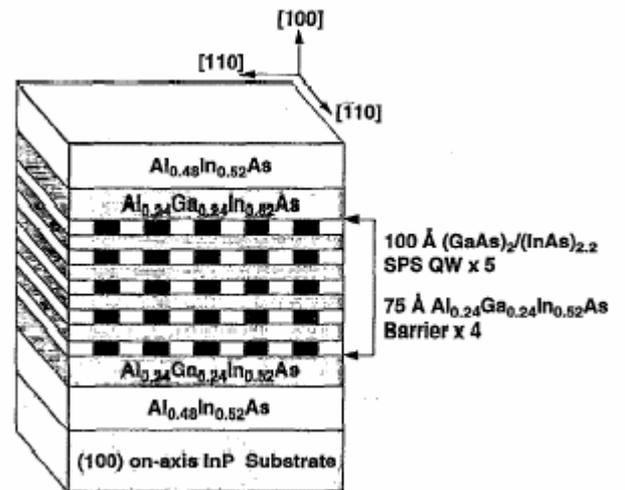


圖 1-2 (d) Stain-induced lateral layer ordering

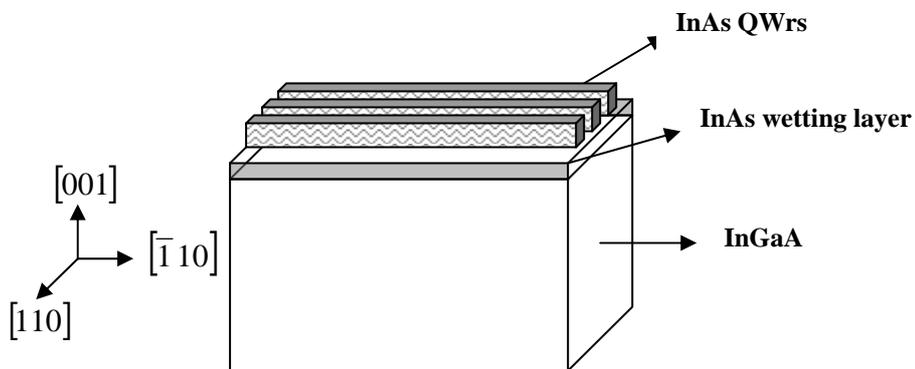


圖 1-2 (e) S-K Mode

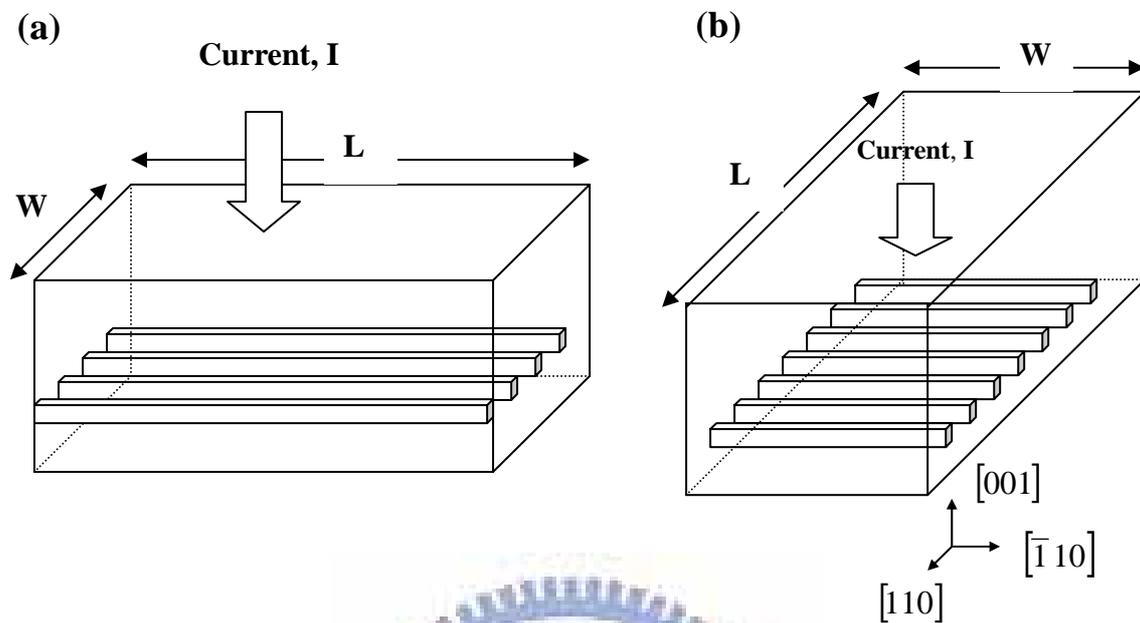


圖 1-3 (a)共振腔平行量子線之量子線雷射結構概略圖

(b)共振腔垂直量子線之量子線雷射結構概略圖

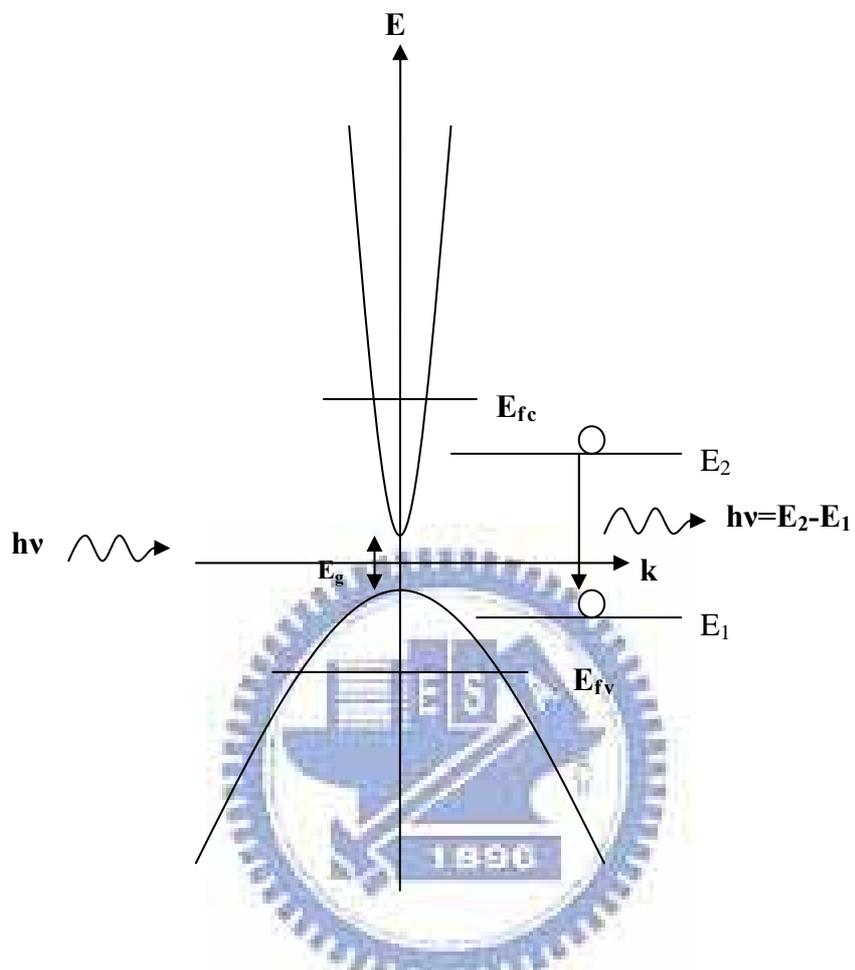


圖 2-1 雷射形成與準費米能階、能隙的關係圖

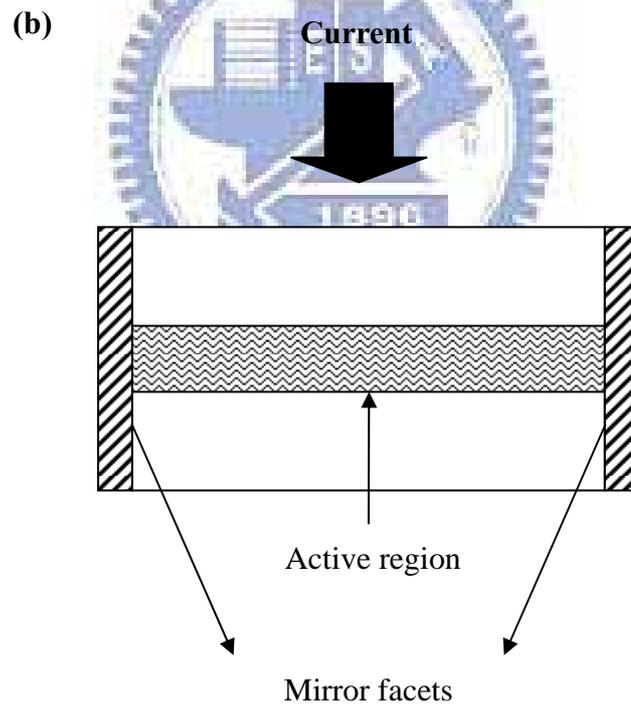
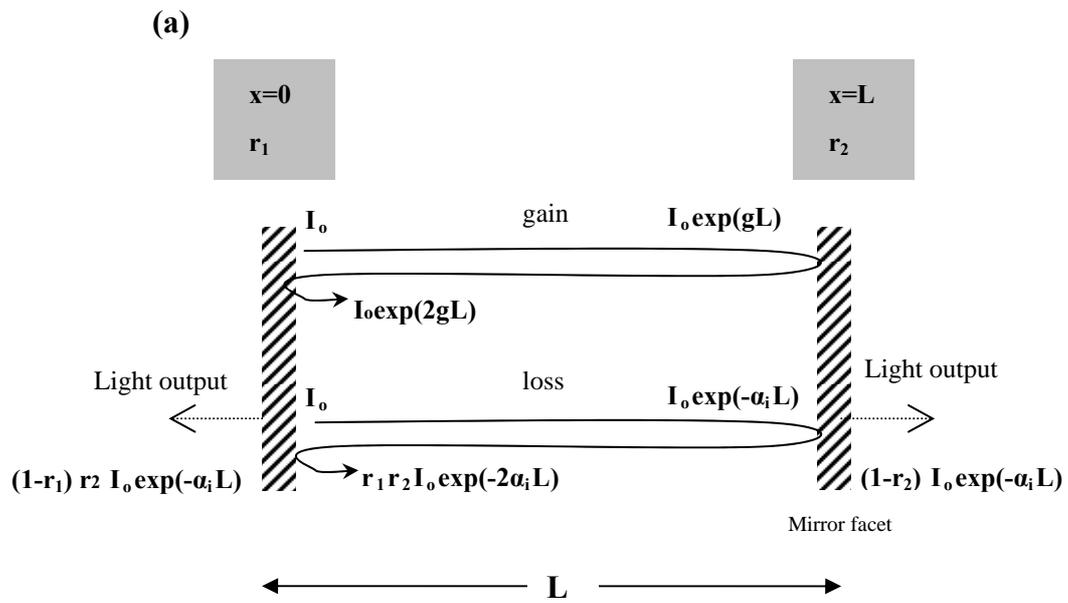


圖 2-2 (a) Fabry-Perot 共振腔增益與損失示意圖  
(b) 雷射縱向切面示意圖

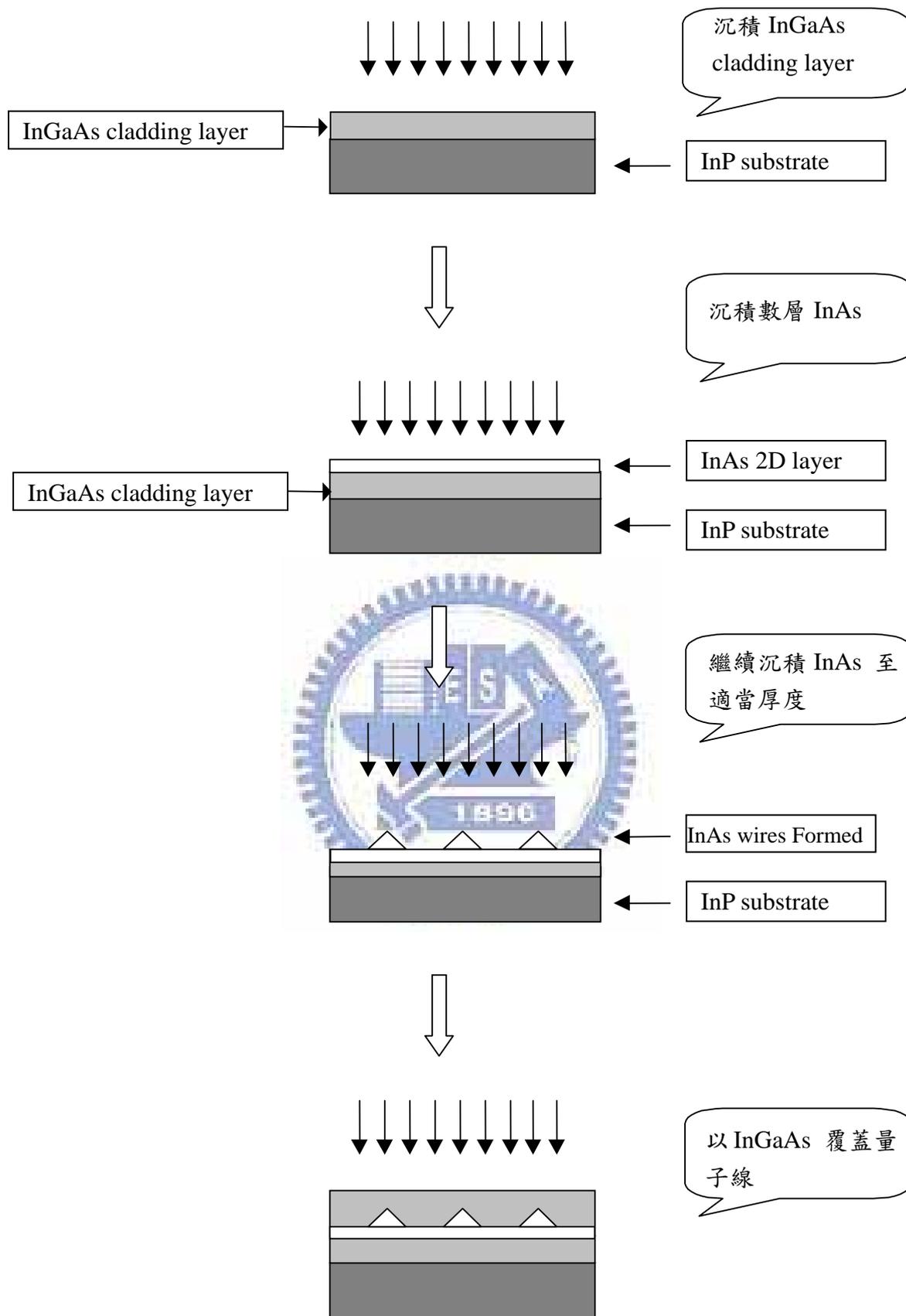


圖 2-3 自聚性量子線的形成

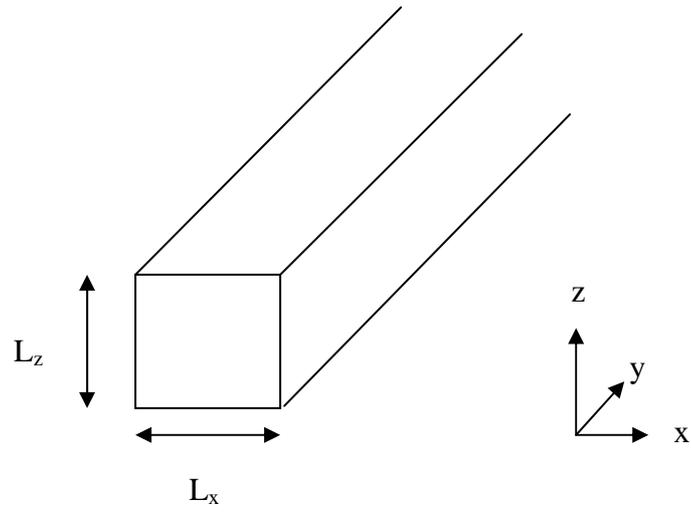


圖 2-4 假設電子與電洞被侷限在量子線  $x$ 、 $z$  方向，且量子線為矩形量子線



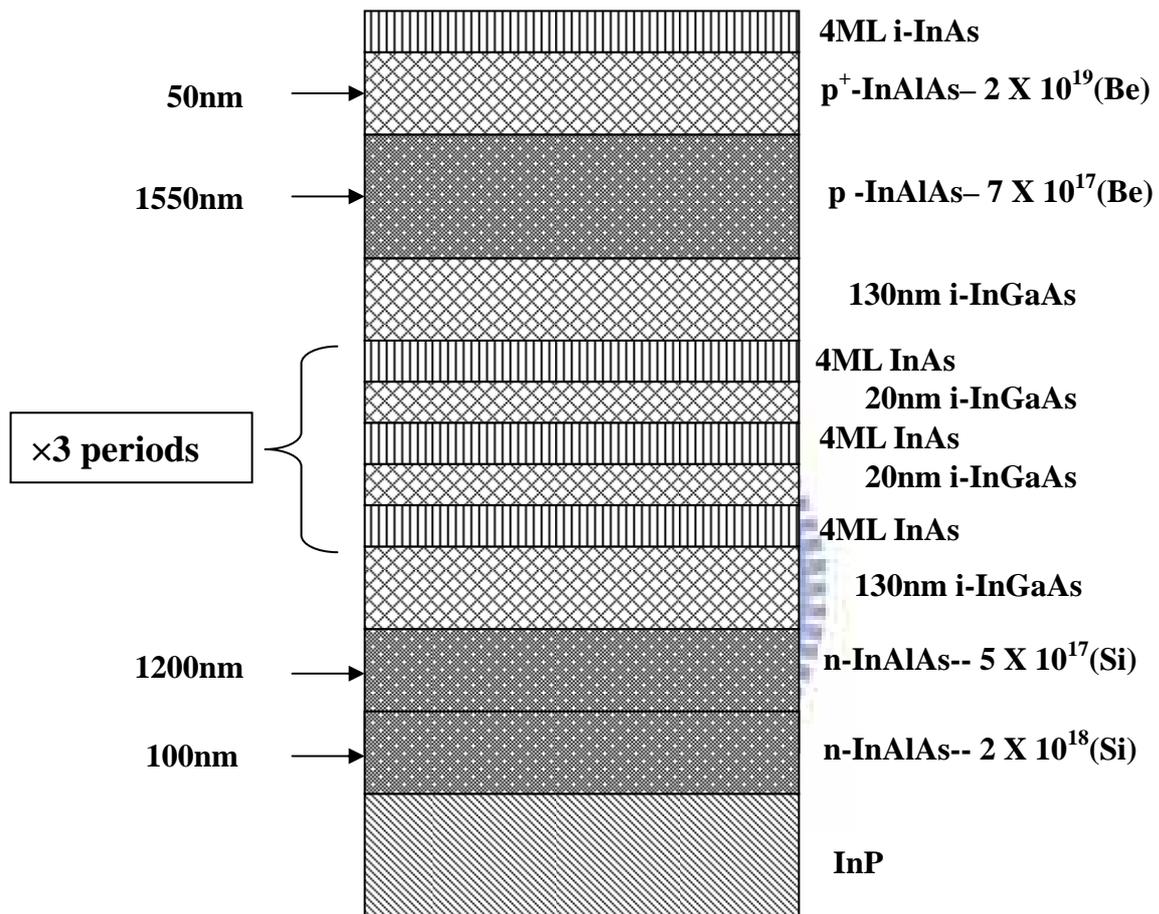
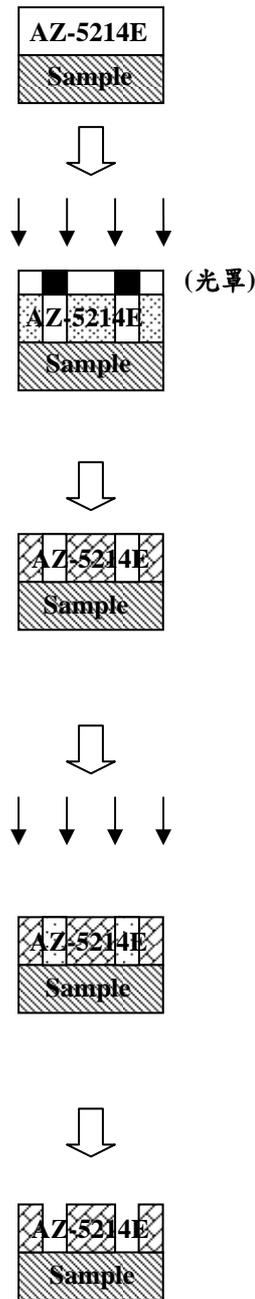


圖 3-1 量子線雷射長晶結構



1. 上 AZ-5214E 光阻

2. 軟烤

3. 圖案對準與曝光：

曝到光的光阻會形成 PH 值低的酸性光阻

4. 曝後烤 (post-exposure bake) ：

將曝光後的試片放在溫度高於 100°C 的 hot plate 上  
 烘烤，這樣的步驟稱為曝後烤，曝光後的光阻分子  
 經烘烤後，會交叉連結 (cross-linked)

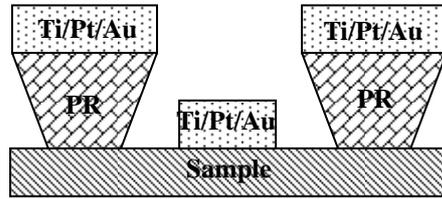
5. 整面曝光：

此步驟使先前未曝光區域的光阻，因感光而形成 PH  
 值低的酸性光阻

6. 顯影：

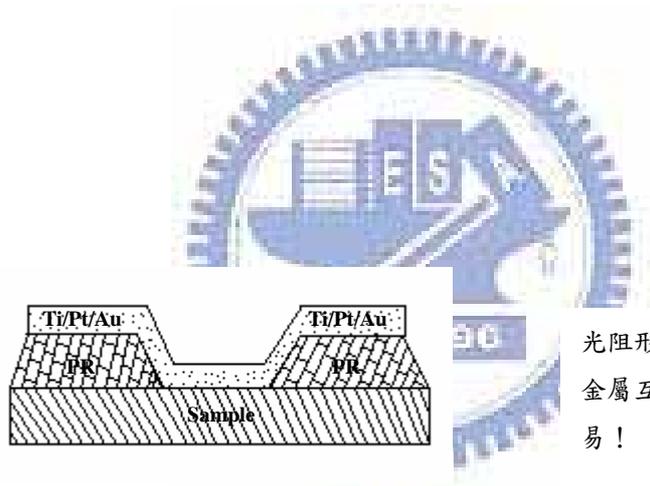
先前未曝光區域的光阻，經整面曝光後，因感光而形  
 成 PH 值低的酸性光阻，其在顯影液中顯影的速率比  
 已交叉連結的光阻快約 80~100 倍，顯影後留下的圖  
 案為形成交叉結合的部分

圖 3-2 AZ5214E 正光阻反轉過程



丙酮有空隙可進入，與光阻反應，去除光阻並輕易將金屬剝離！

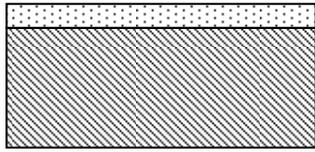
圖 3-3 葷狀結構與金屬剝離示意圖



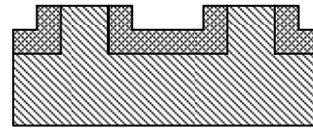
光阻形成非葷狀結構，導致金屬互相連接，造成剝離不易！

圖 3-4 非葷狀結構與金屬剝離示意圖

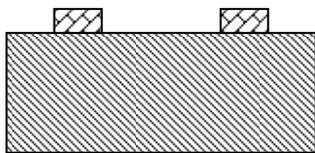
(1) 上光阻 (PR coating)



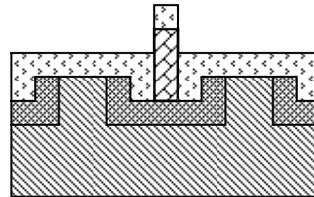
(5) 氮化矽剝離 ( $\text{Si}_3\text{N}_4$  lifting off)



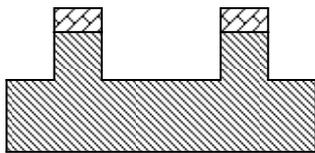
(2) 定義條狀平台  
(mesa stripe definition)



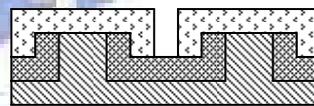
(6) 定義 p-型金屬區域  
(p-metal region definition)



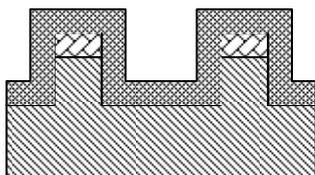
(3) 平臺蝕刻 (mesa etching)



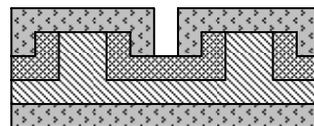
(7) p-型金屬剝離與試片磨薄  
(p-metal lifting off and wafer thinning)



(4) 沉積氮化矽 ( $\text{Si}_3\text{N}_4$  deposition)



(8) n-型金屬沉積與快速退火  
(n-metal deposition and RTA)



光阻 (PR)



交叉結合的光阻 (cross-linked PR)



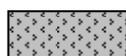
試片 (sample)



氮化矽 ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ )



金屬 (metal)



快速退火後金屬 (metal after RTA)

圖 3-5 量子線雷射製程流程圖

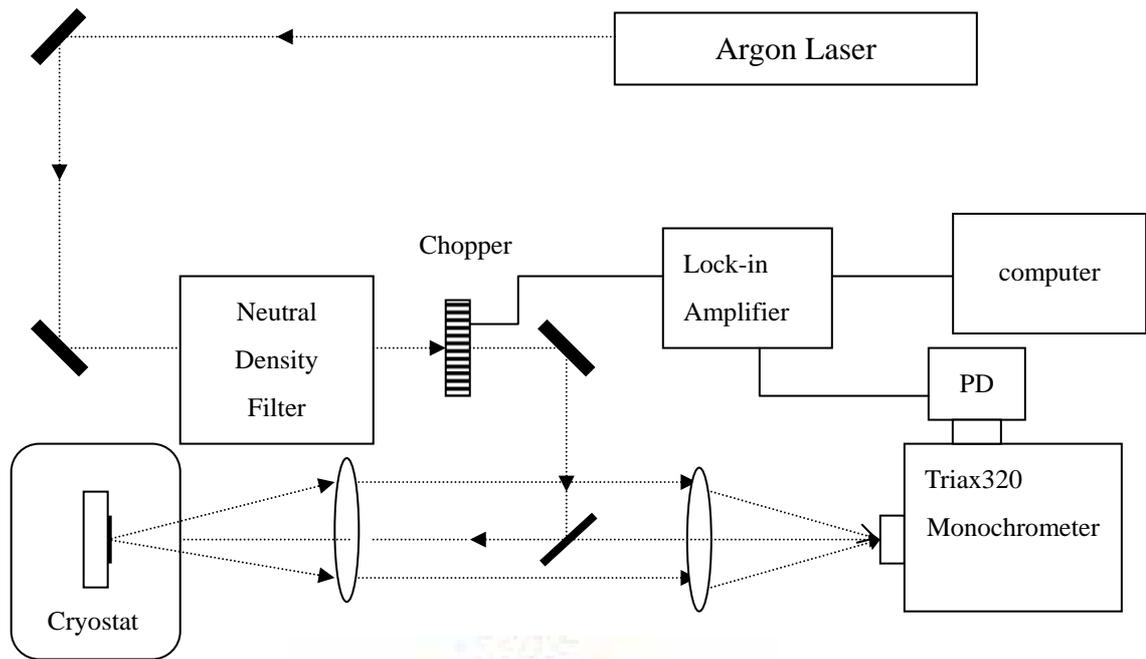


圖 4-1 光激發光量測系統圖

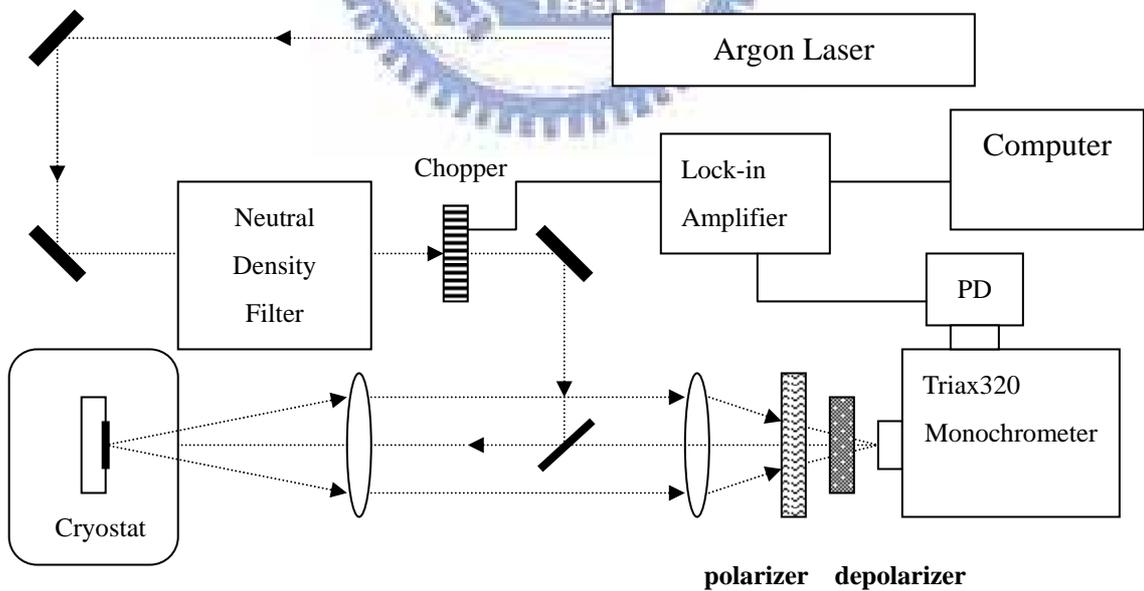


圖 4-2 偏極化光激發光量測系統圖

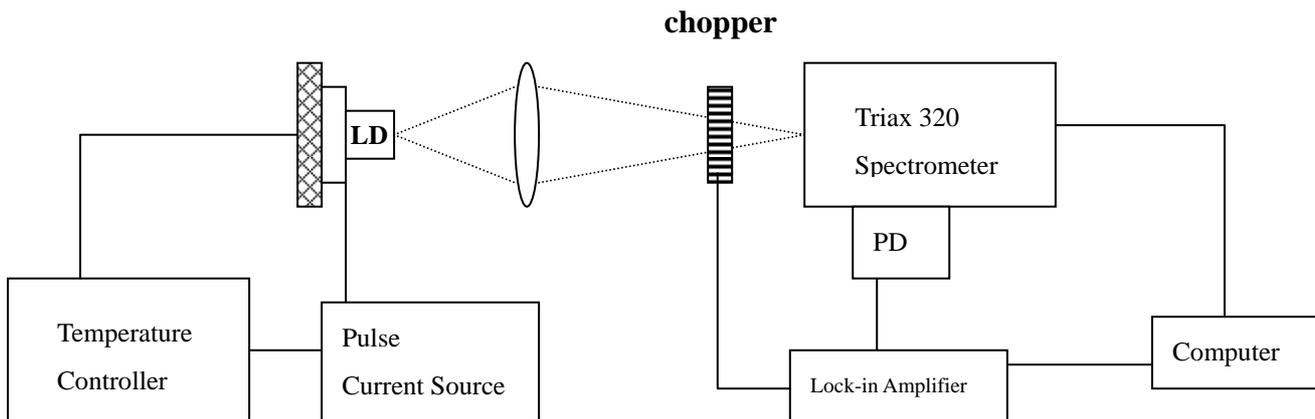


圖 4-3 雷射輸出光譜量測系統圖

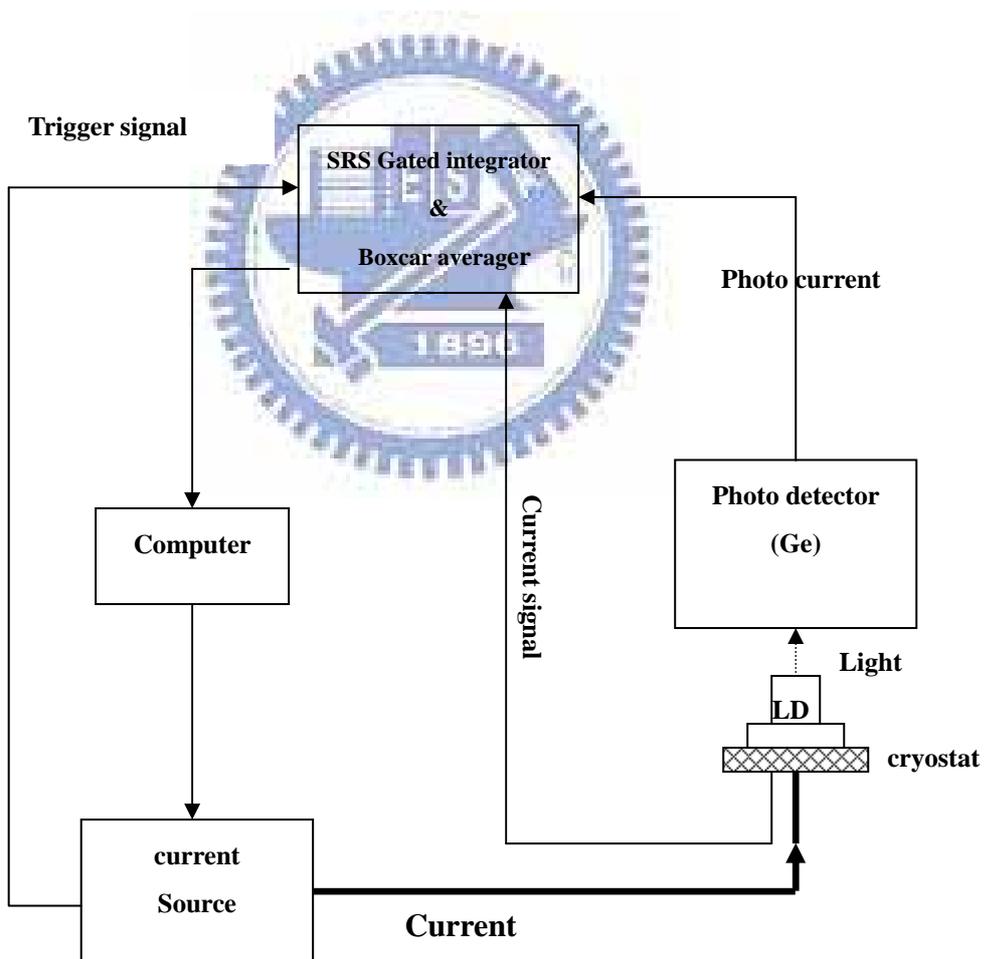


圖 4-4 變溫 L-I 曲線量測系統圖

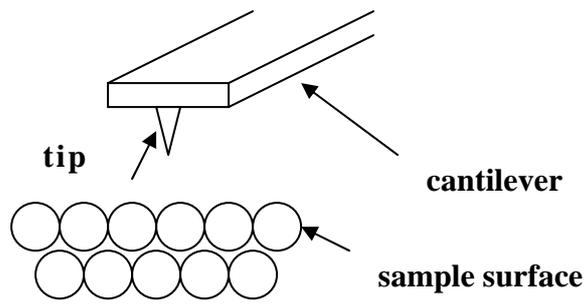


圖 4-5 原子力顯微鏡工作示意圖



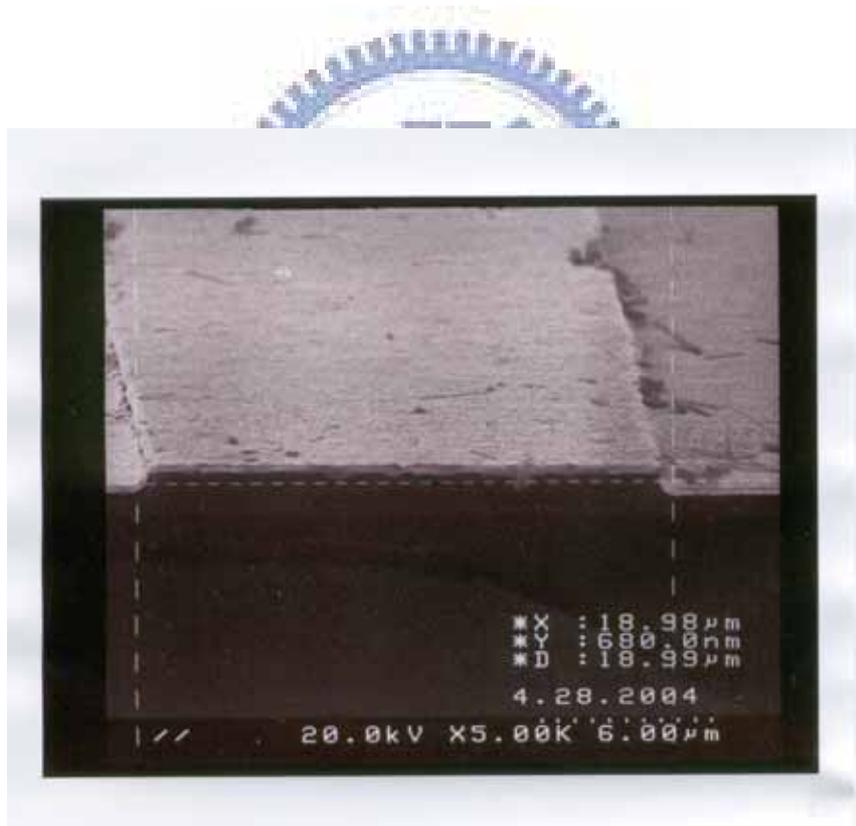
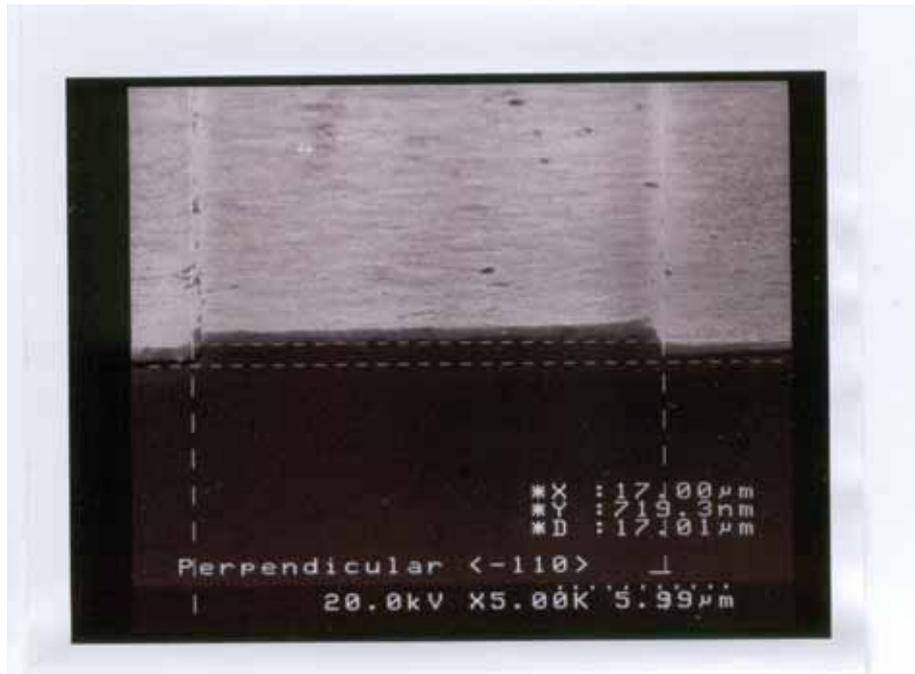


圖 5-1 雷射二極體之 SEM 原子力顯微鏡之檢視圖

(a)共振腔沿著  $[110]$  即垂直量子線 ( QWrs)

(b)共振腔沿著  $[\bar{1}10]$  即平行量子線 (// QWrs)

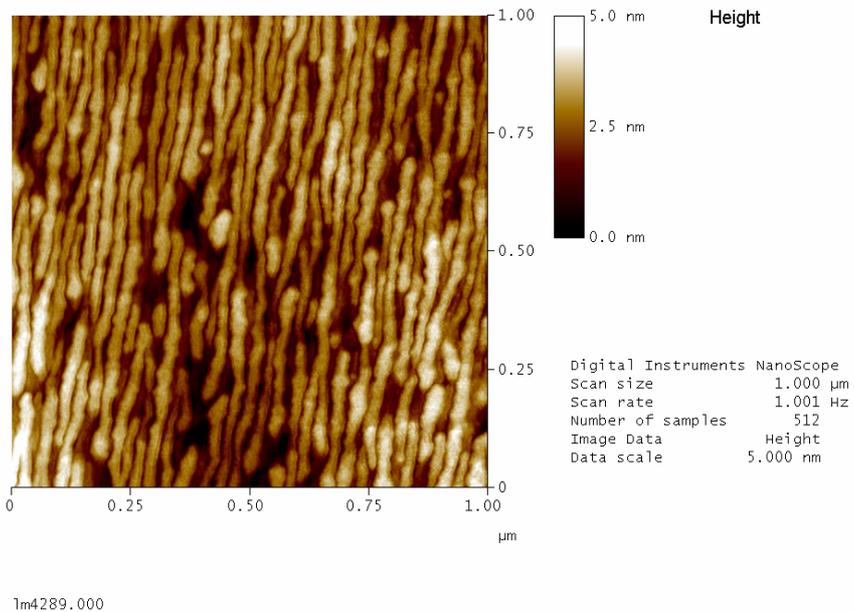
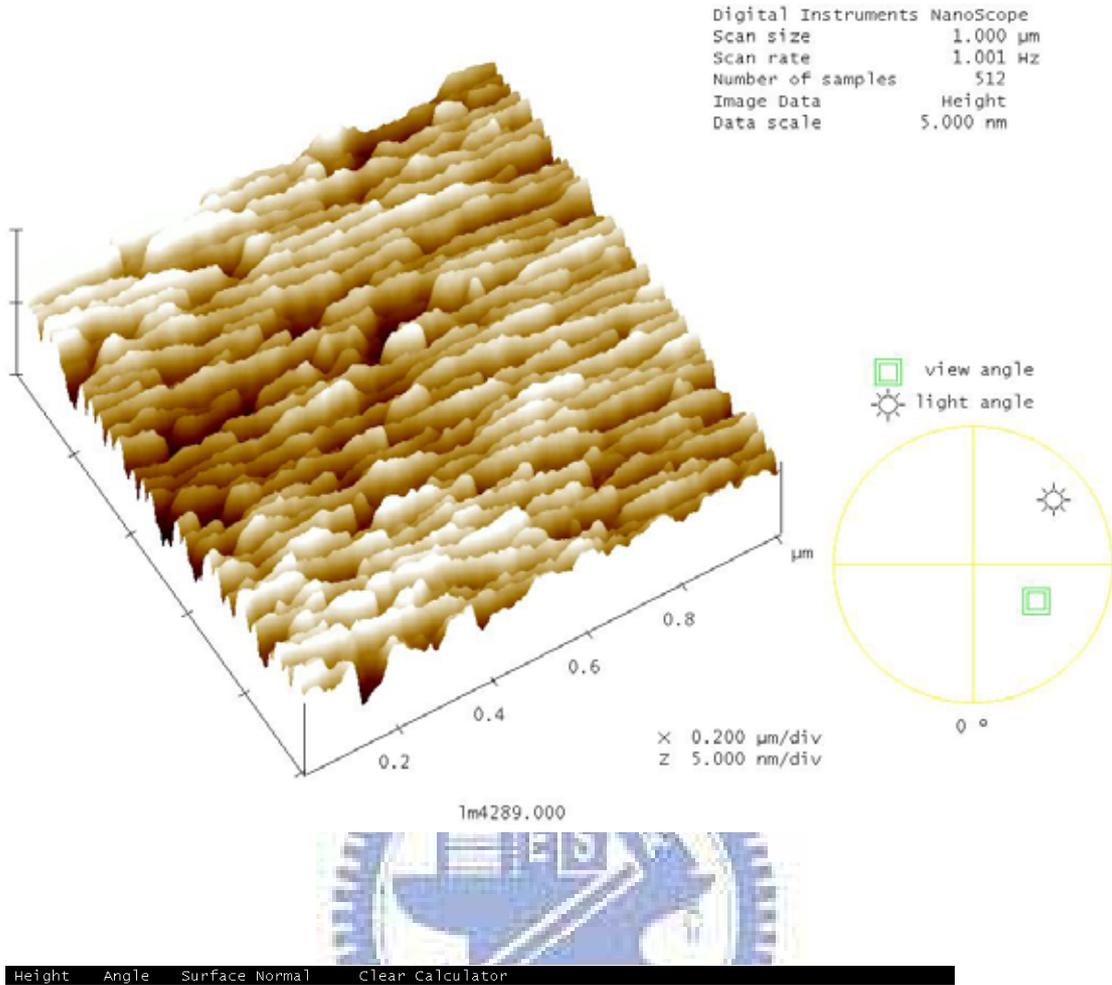


圖 5-2 試片 Lm4289 原子力顯微鏡之檢視圖

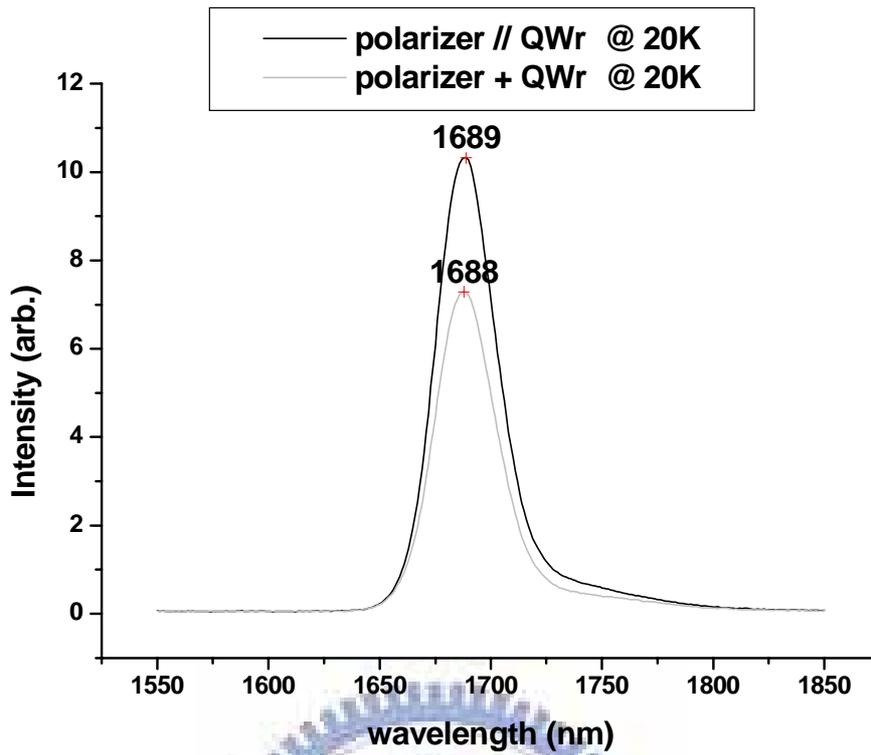


圖 5-3 (a) 20K 偏極化光激發光量測結果

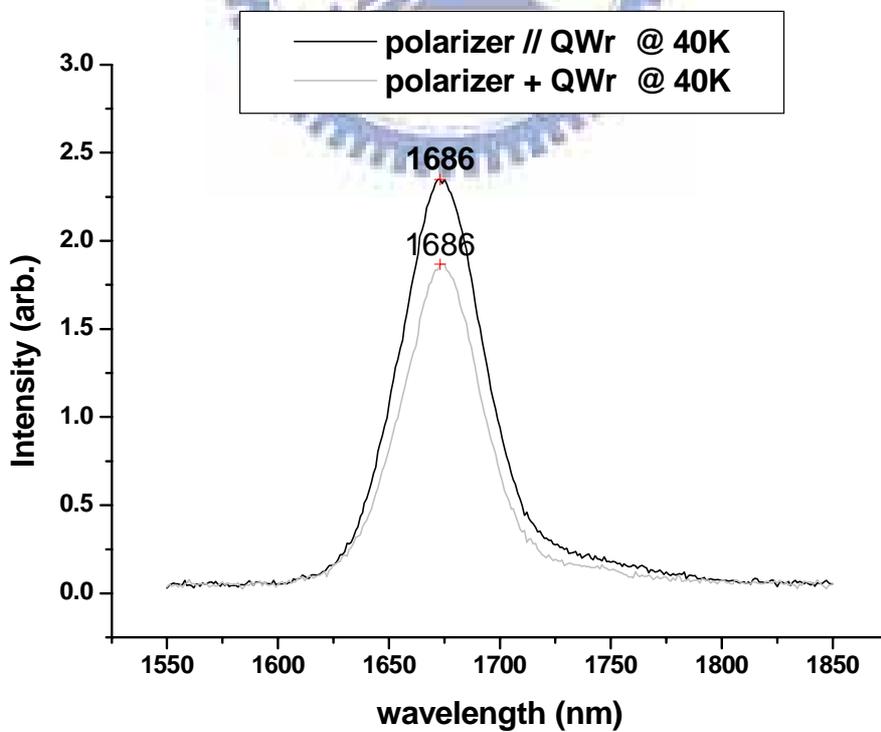


圖 5-3 (b) 40K 偏極化光激發光量測結果

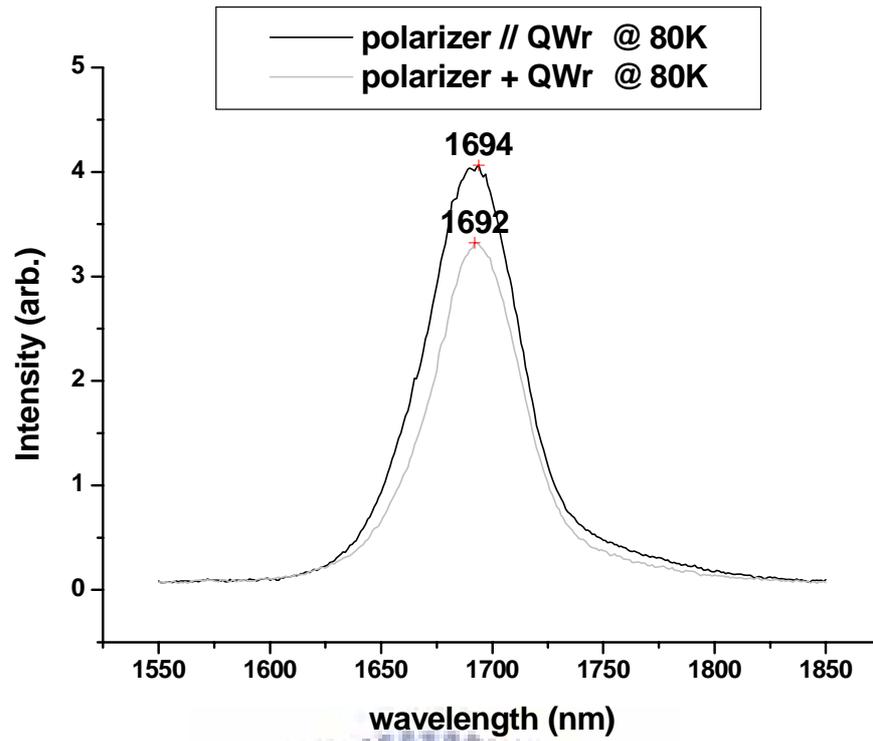


圖 5-3 (c) 80K 偏極化光激發光量測結果

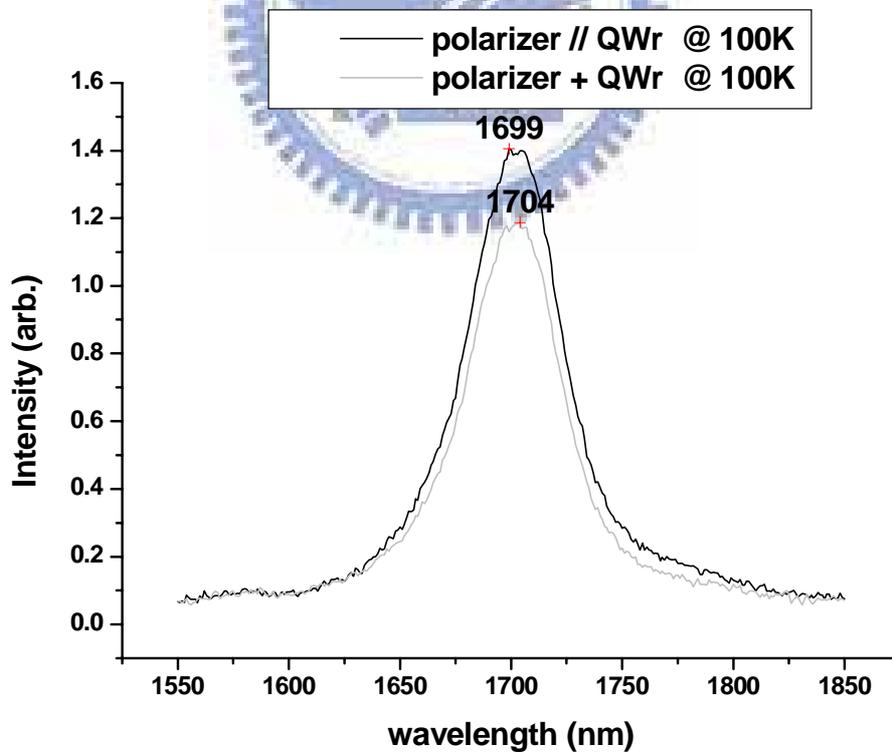


圖 5-3 (d) 100K 偏極化光激發光量測結果

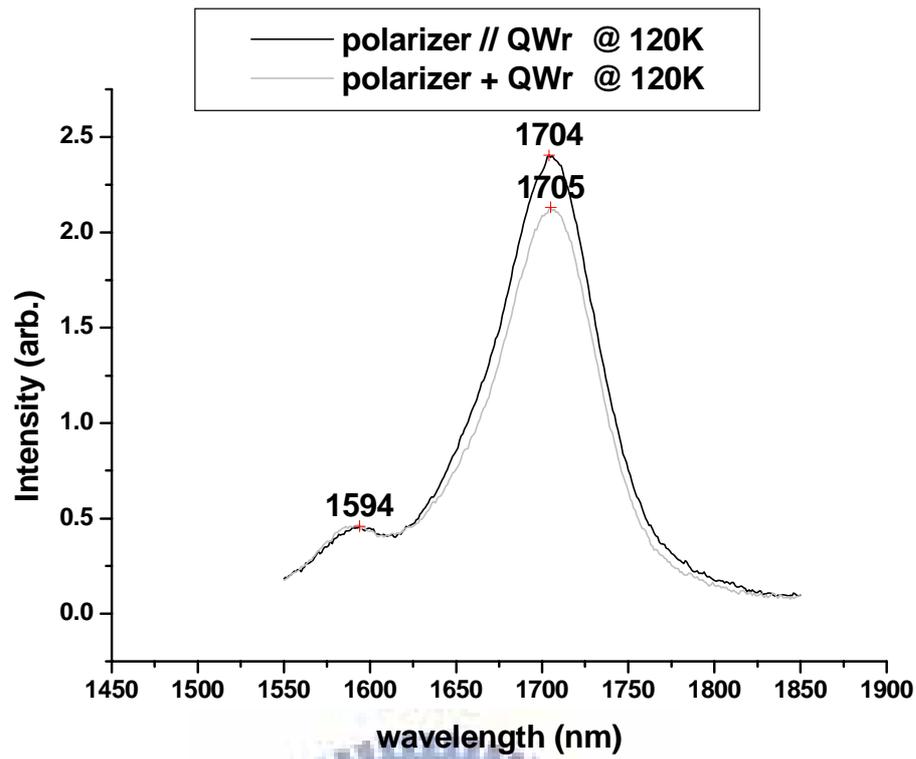


圖 5-3 (e) 120K 偏極化光激發光量測結果

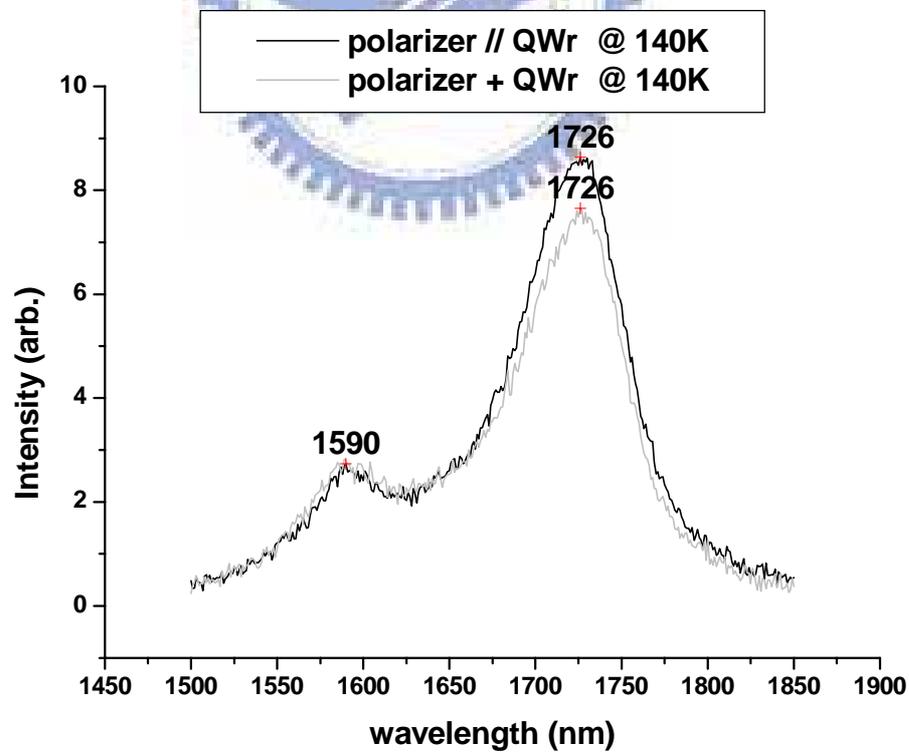


圖 5-3 (f) 140K 偏極化光激發光量測結果

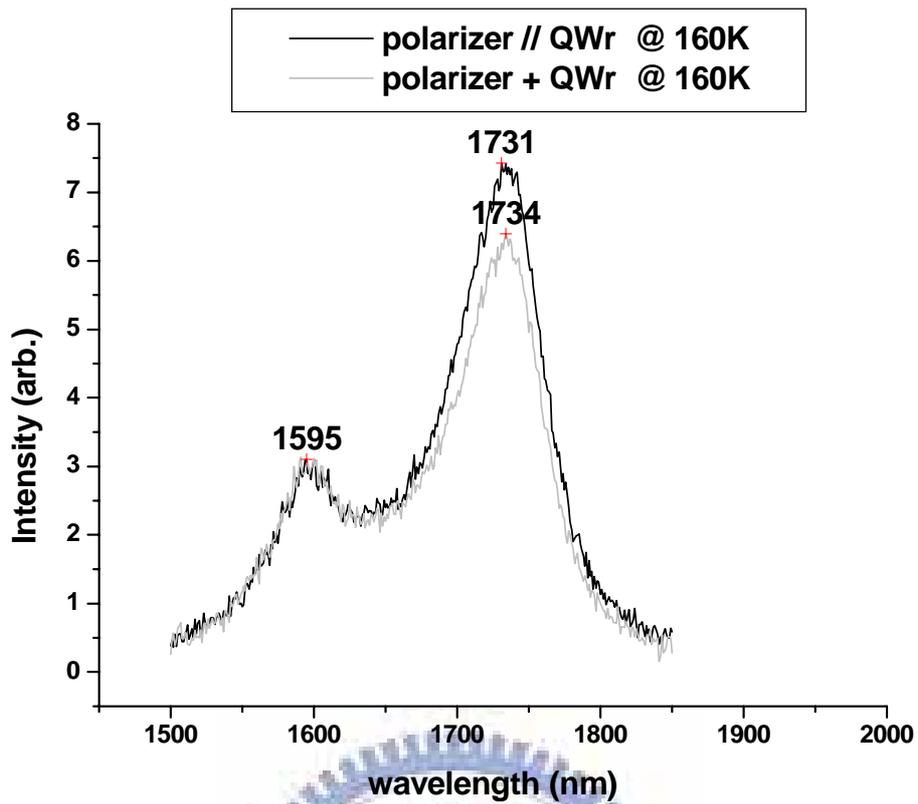


圖 5-3 (g) 160K 偏極化光激發光量測結果

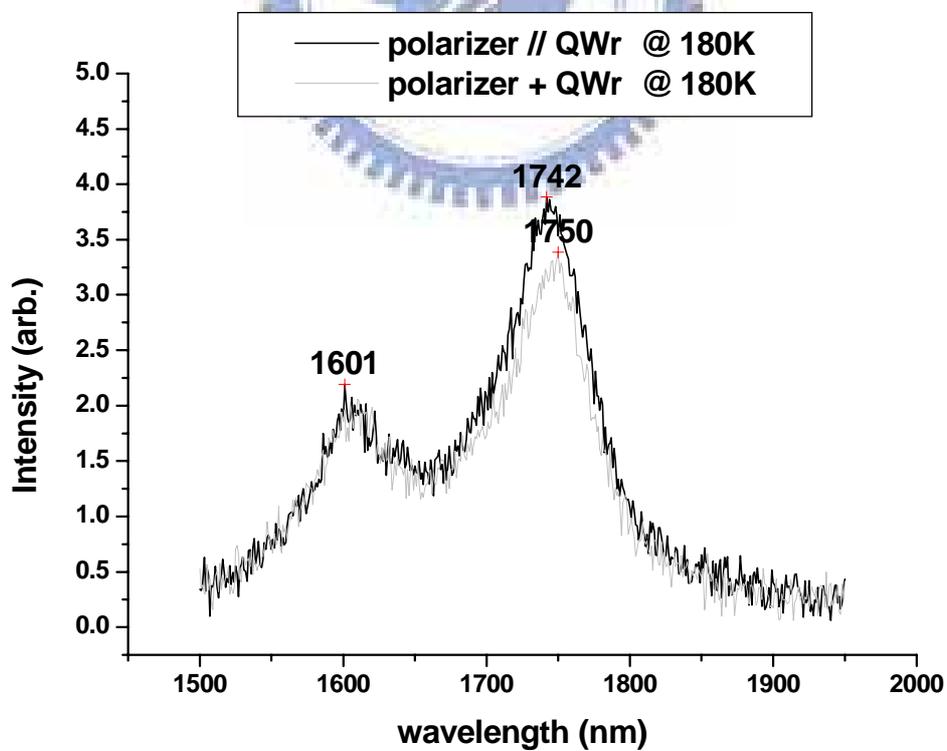


圖 5-3 (h) 180K 偏極化光激發光量測結果

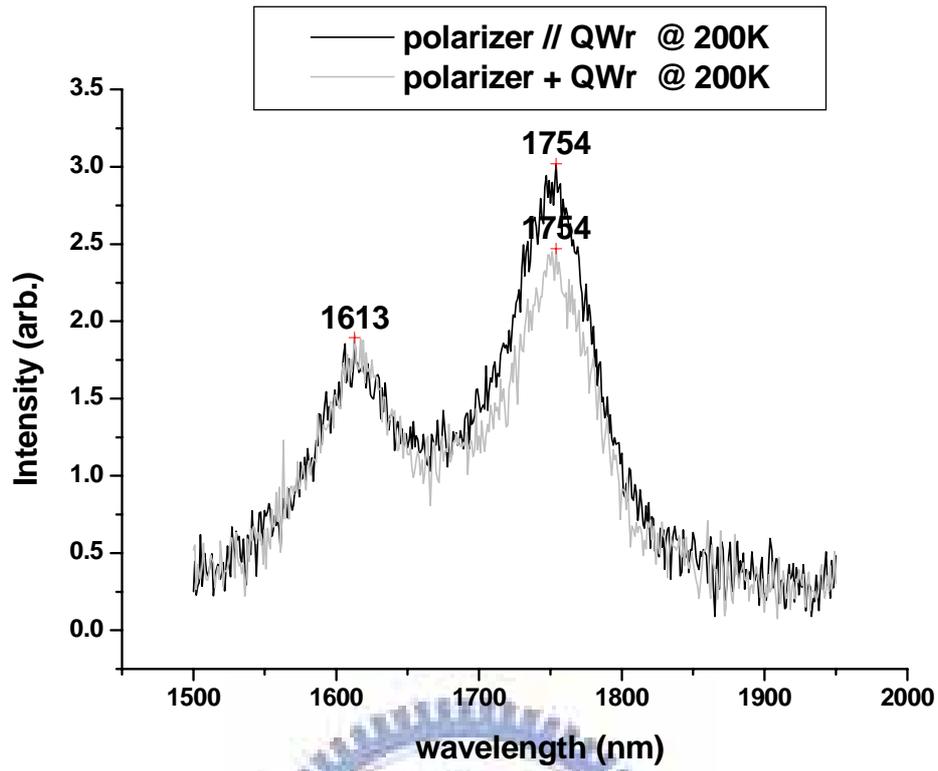


圖 5-3 (i) 200K 偏極化光激發光量測結果

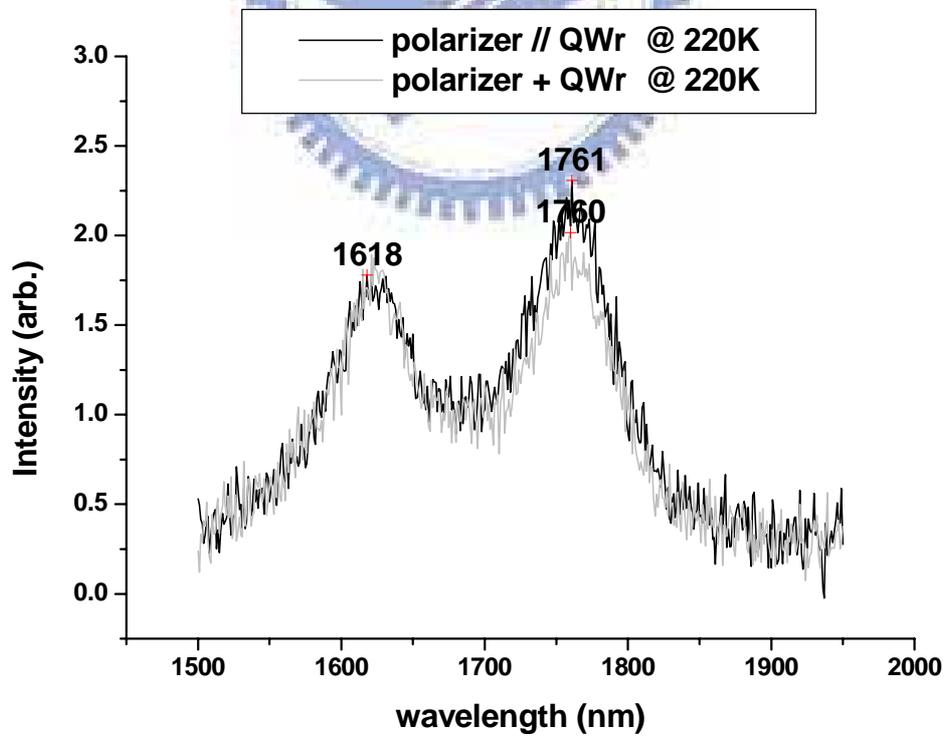


圖 5-3 (j) 220K 偏極化光激發光量測結果

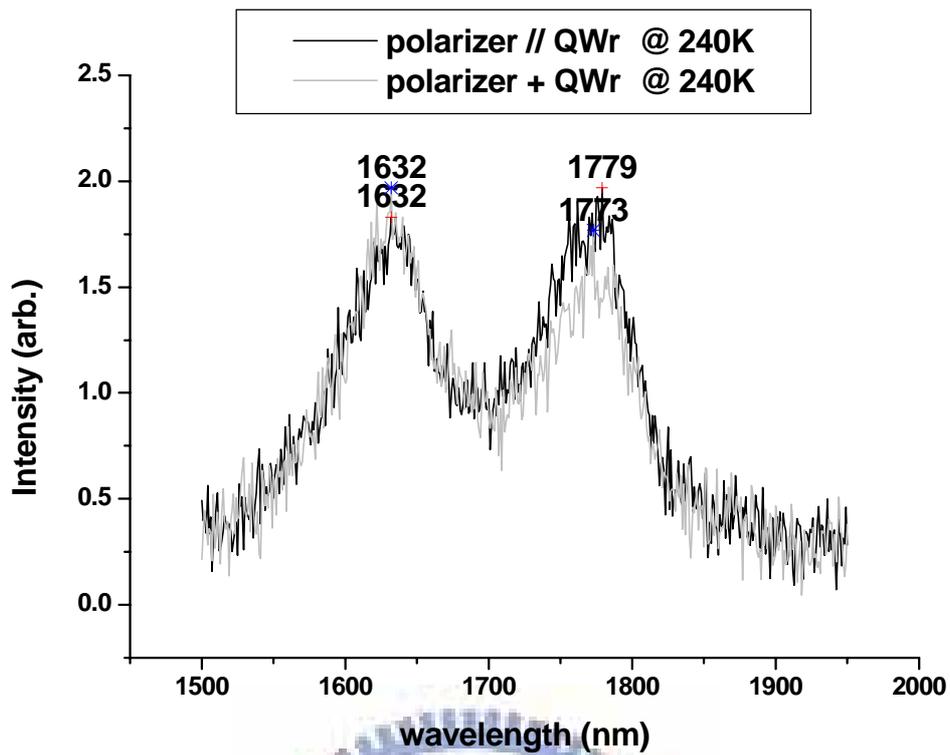


圖 5-3 (k) 240K 偏極化光激發光量測結果

Temp.(K)	Peak(nm)	Polarity
20	1689	0.17
40	1686	0.12
80	1694	0.1
100	1699	0.08
120	1704	0.06
140	1726	0.06
160	1734	0.08
180	1742	0.07
200	1754	0.09
220	1761	0.07
240	1774	0.07

表 5-1 不同溫度下各個 InAs 峰值之偏極化大小

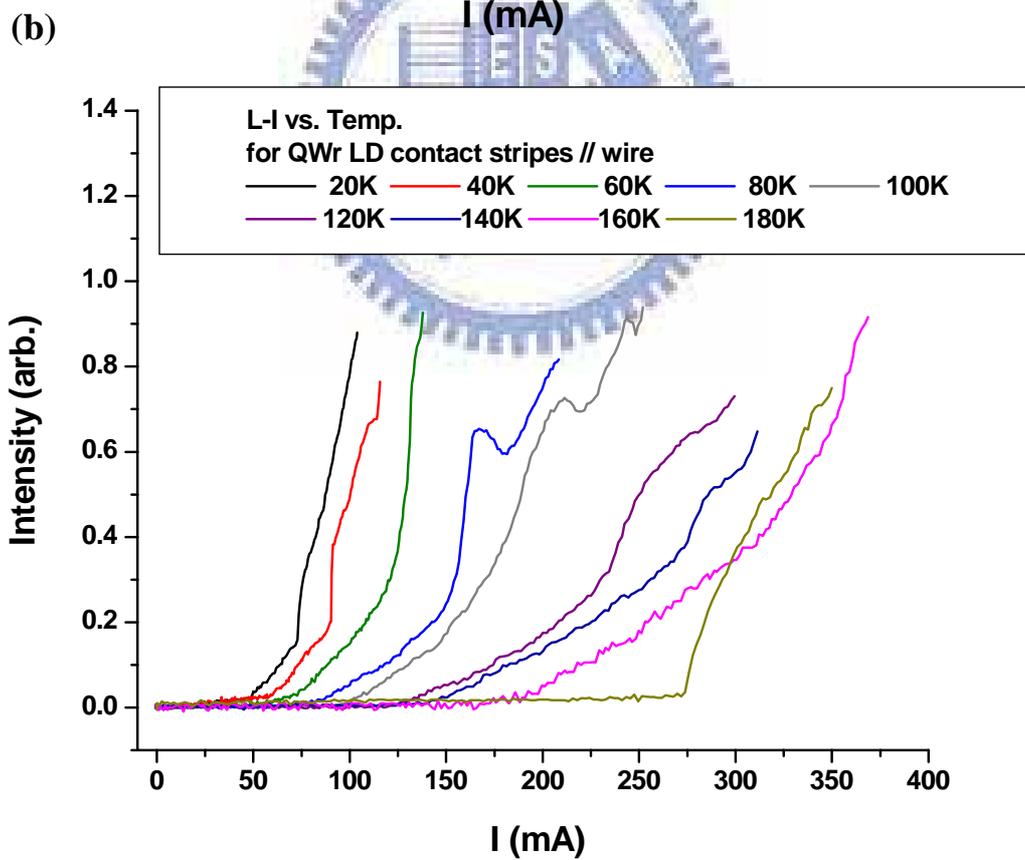
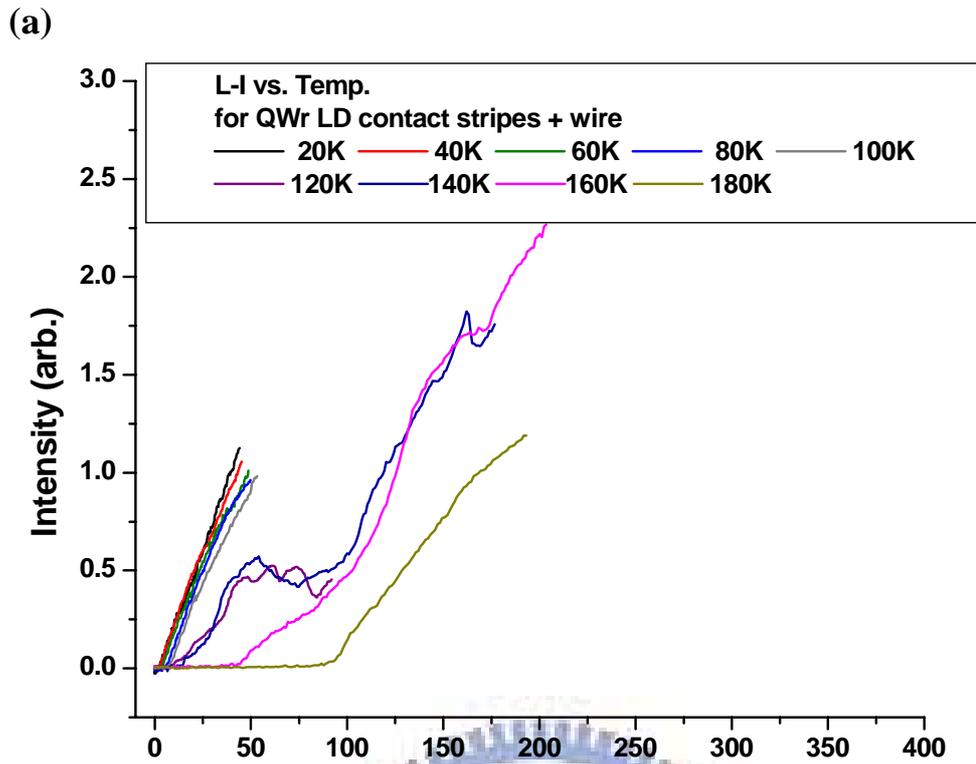


圖 5-4 溫度相依之 L-I 曲線

(a) 共振腔垂直量子線雷射之量子線雷射

(b) 共振腔平行量子線雷射之量子線雷射

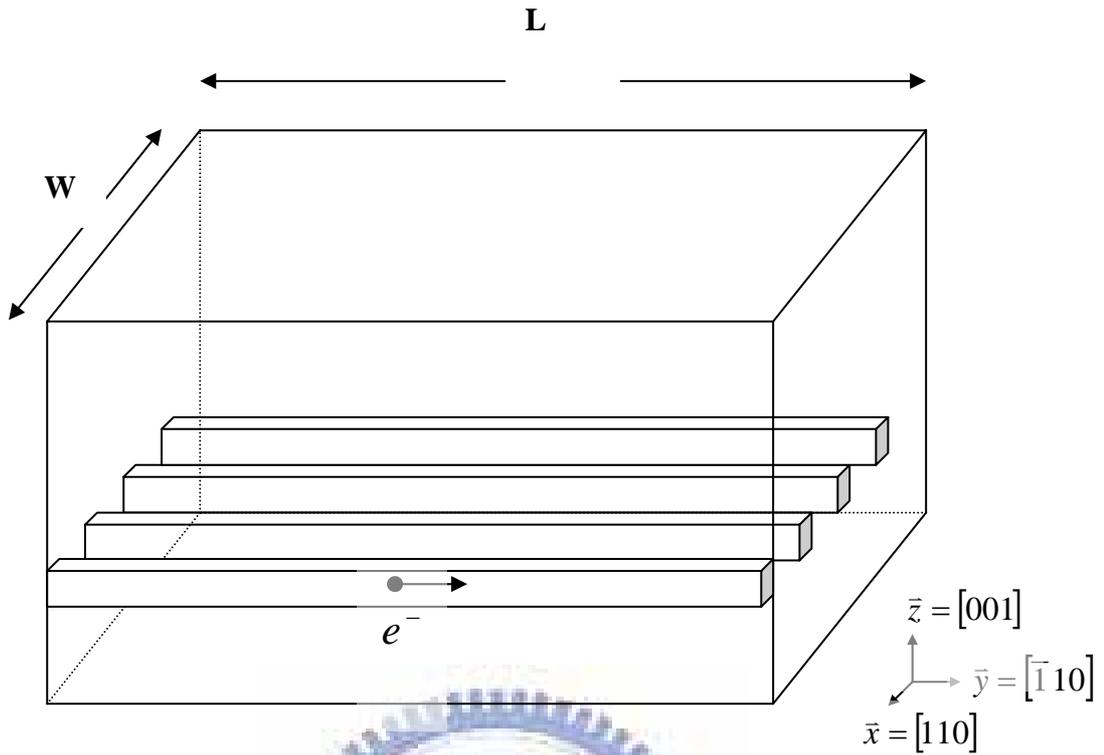


圖 5-5 量子線結構中電子遷移之示意圖

Temperature	$I_{th//}$ (mA)	$I_{th+}$ (mA)	$J_{th//}$ (A/cm <sup>2</sup> )	$J_{th+}$ (A/cm <sup>2</sup> )	$I_{th//} : I_{th+}$
20K	48.89	2.29	244.45	11.45	21.35
40K	59.07	2.76	295.35	13.8	21.4
60K	62.11	3.82	310.55	19.1	16.26
80K	85.89	4.58	429.45	22.9	18.75
100K	102.39	6.51	511.95	32.55	15.73
120K	115.96	8.88	579.8	44.4	13.06
140K	139.36	13.22	696.8	66.1	10.54
160K	188.53	42.2	942.65	211	4.47
180K	271.7	90.64	1358.5	453.2	3

表 5-2 共振腔方向平行量子線的量子線雷射之起始電流大小；  
共振腔方向垂直量子線的量子線雷射之起始電流大小；  
以及兩者之比值。

(a)

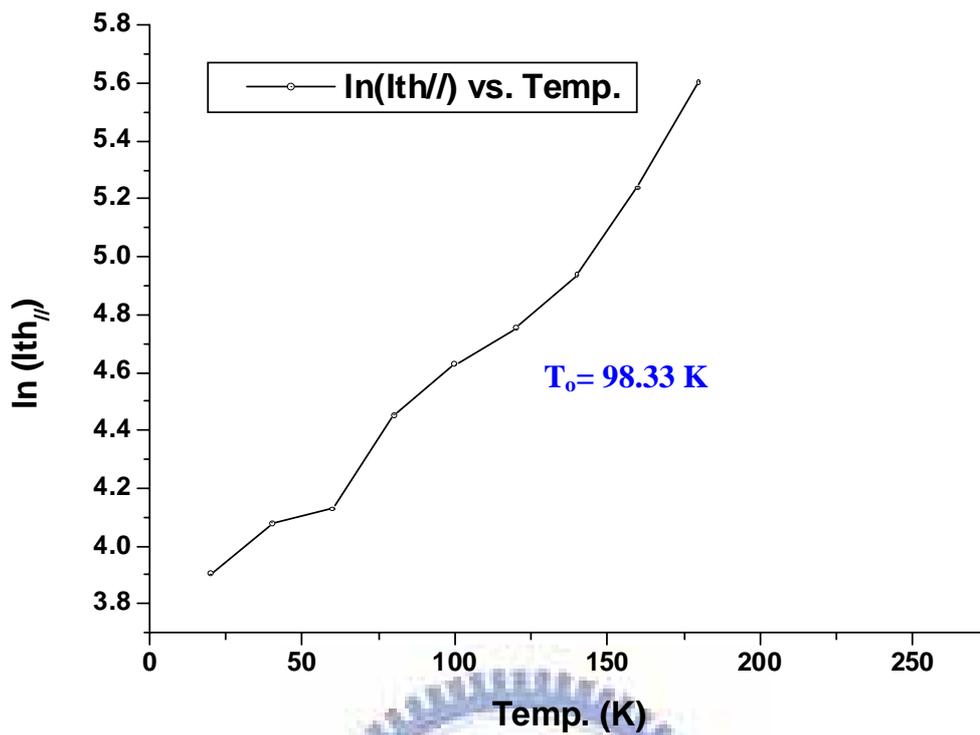


圖 5-6 (a) 共振腔平行量子線之量子線雷射的  $\ln(I_{th})$  vs. Temperature

(b)

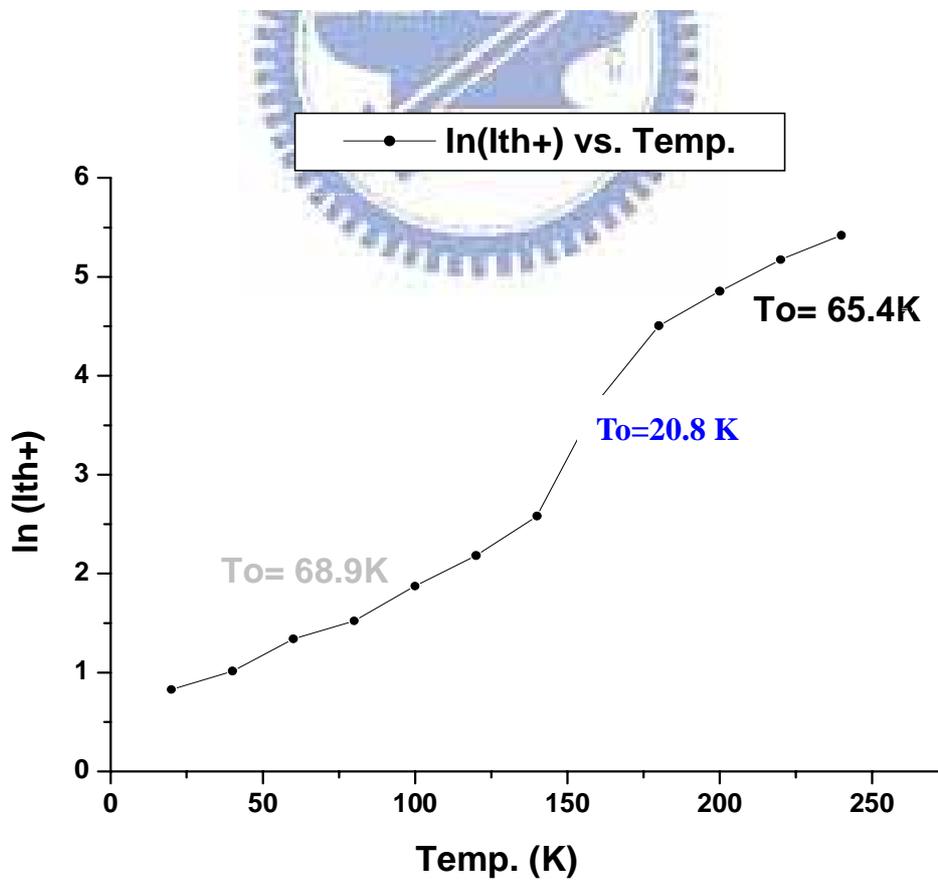


圖 5-6 (b) 共振腔垂直量子線之量子線雷射的  $\ln(I_{th})$  vs. Temperature

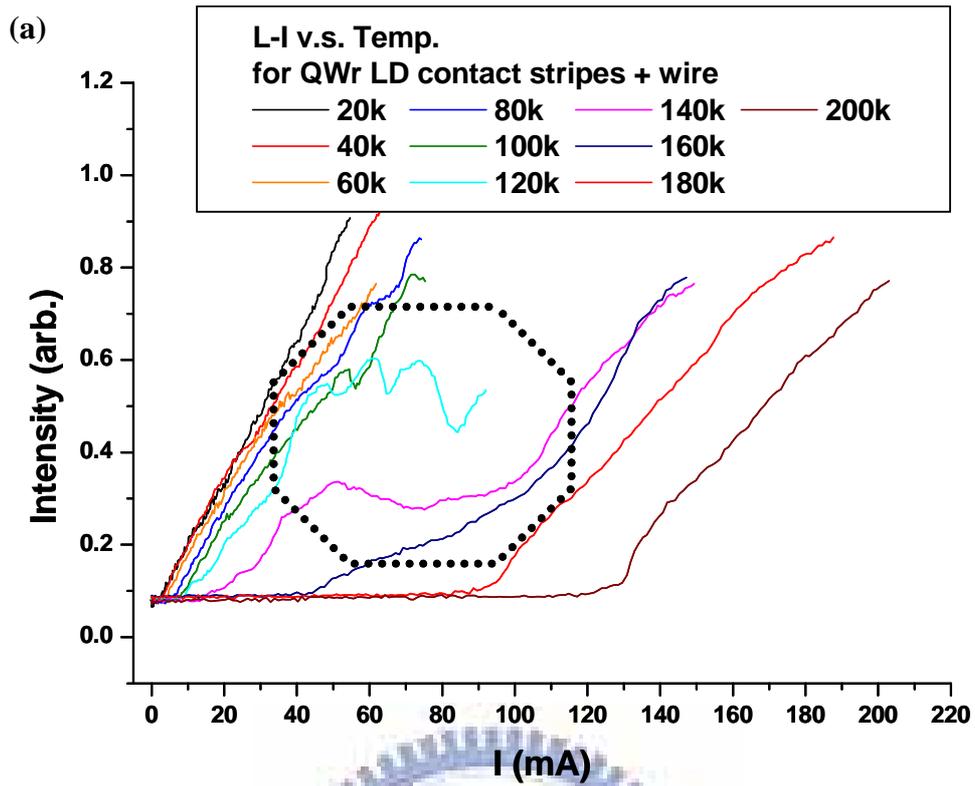


圖 5-7 (a) 共振腔垂直量子線的量子線雷射 A 之變溫 L-I 曲線

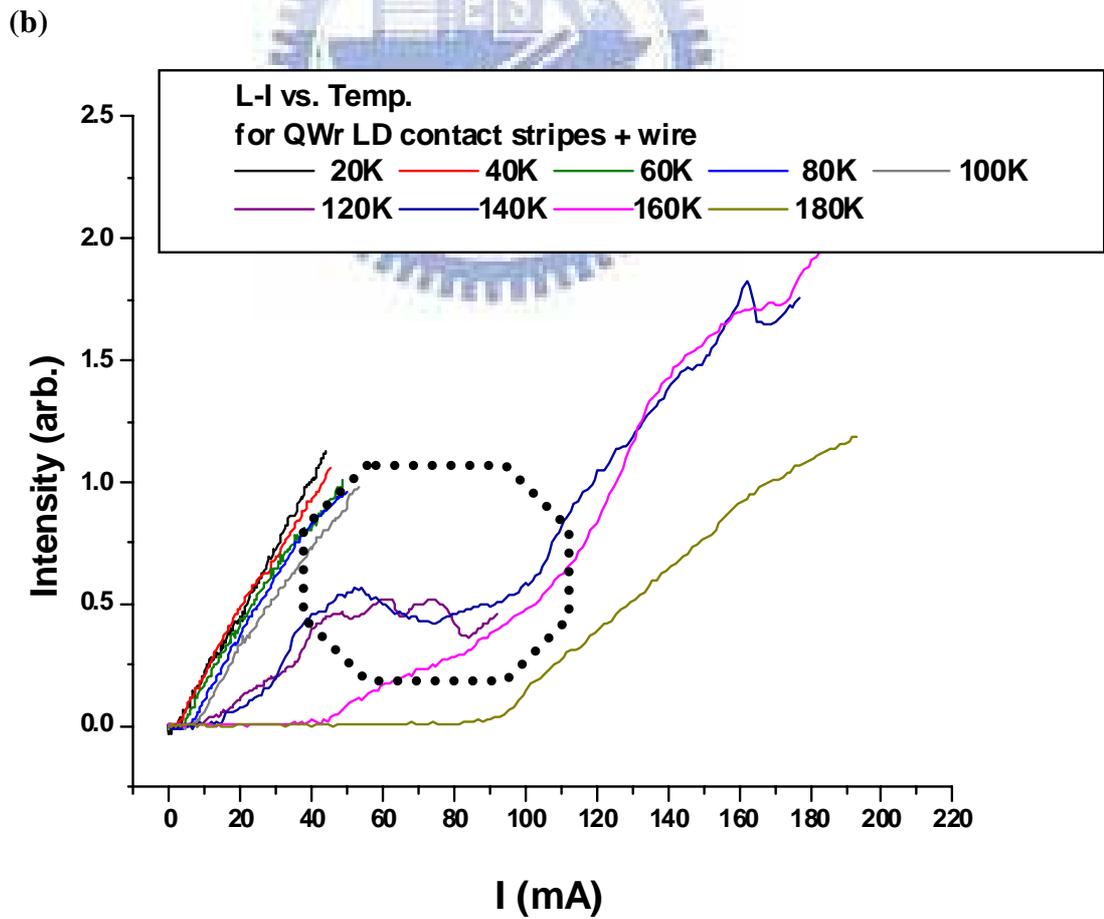


圖 5-7 (b) 共振腔垂直量子線的量子線雷射 B 之變溫 L-I 曲線

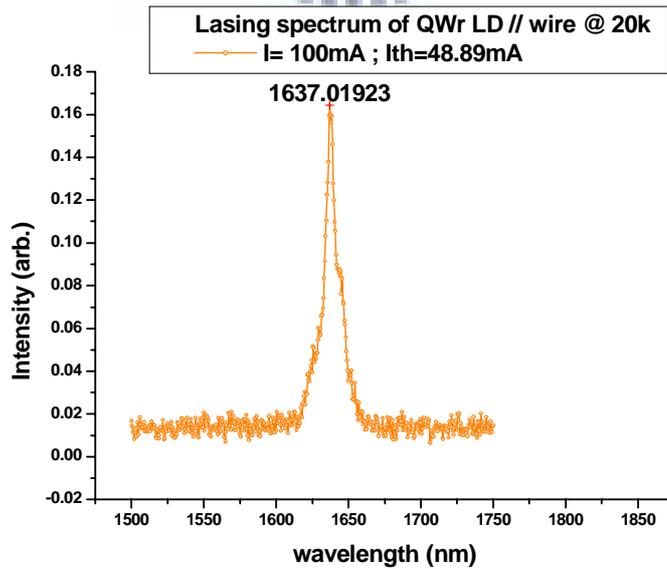
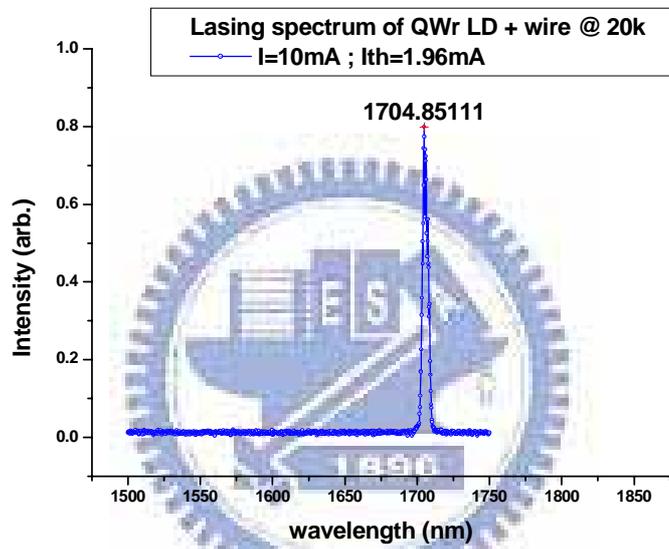
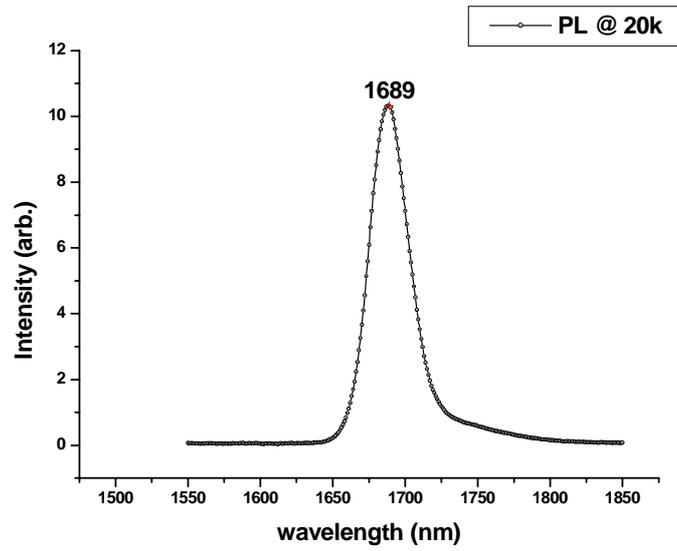


圖 5-8 (a) 20K 光激發光頻譜與共振腔方向垂直量子線  
& 平行量子線之雷射發光波長之對照圖

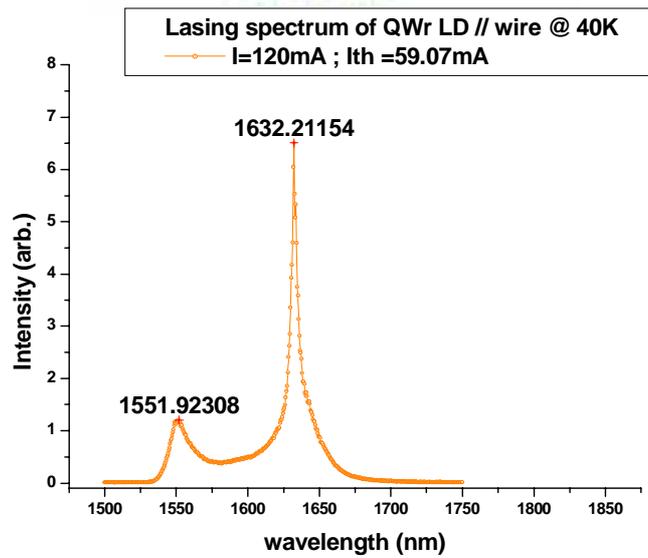
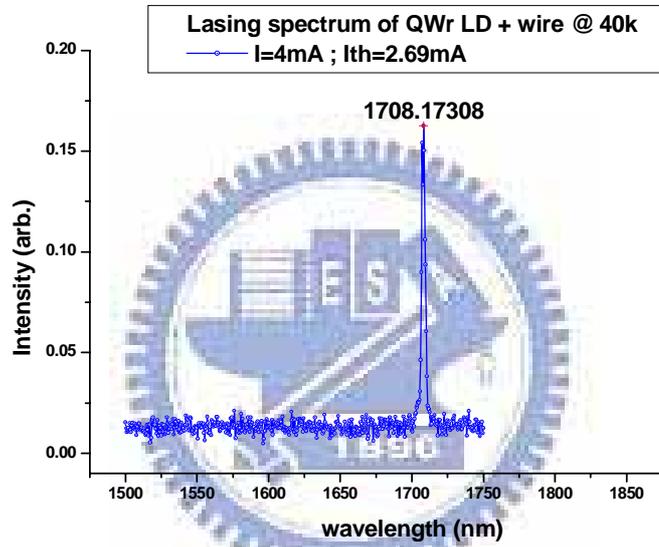
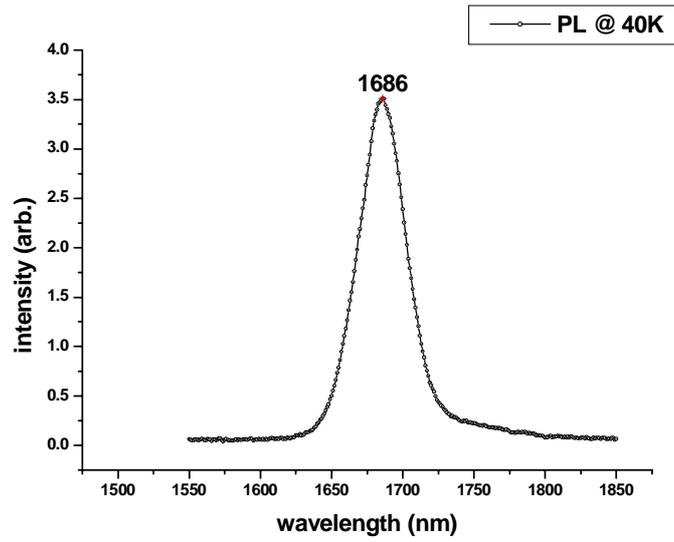


圖 5-8 (b) 40K 光激發光頻譜與共振腔方向垂直量子線  
& 平行量子線之雷射發光波長之對照圖

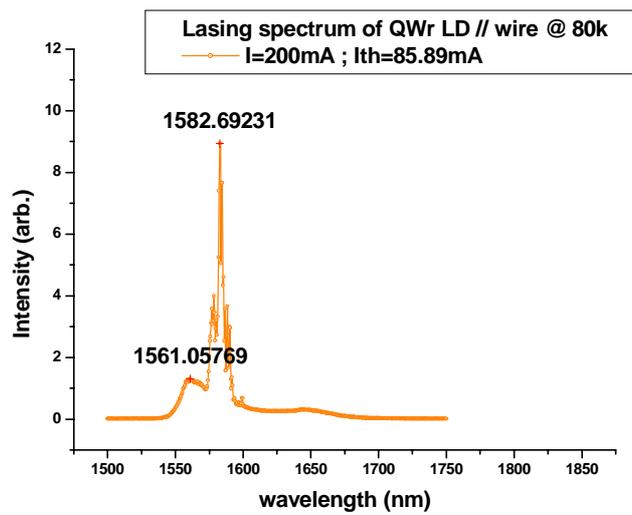
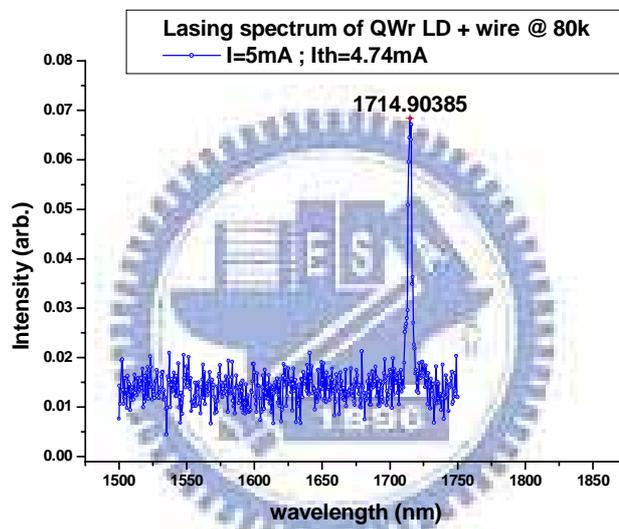
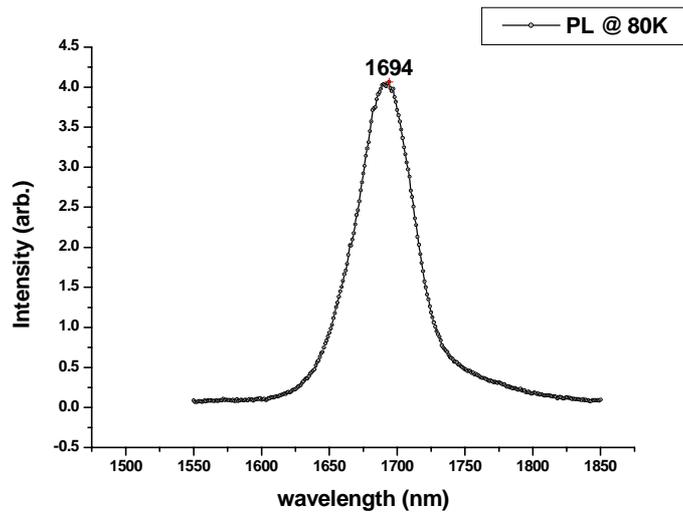


圖 5-8 (c) 80K 光激發光頻譜與共振腔方向垂直量子線  
& 平行量子線之雷射發光波長之對照圖

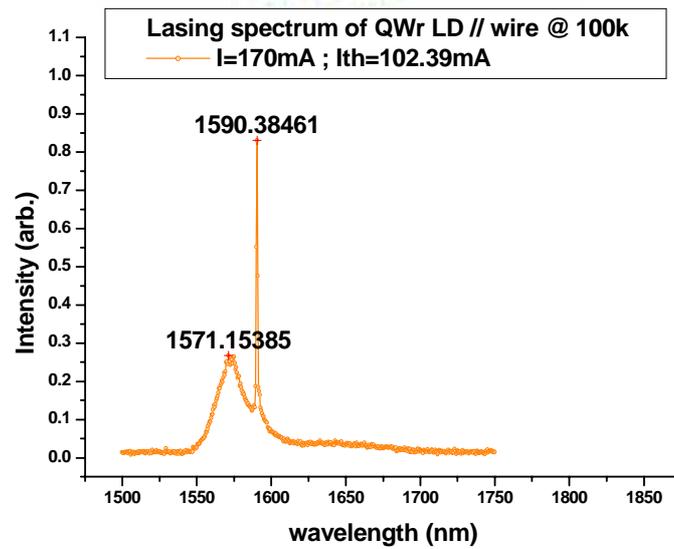
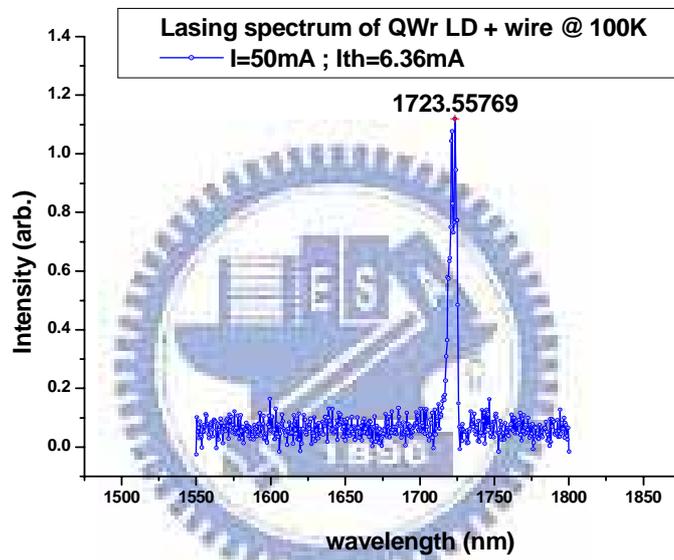
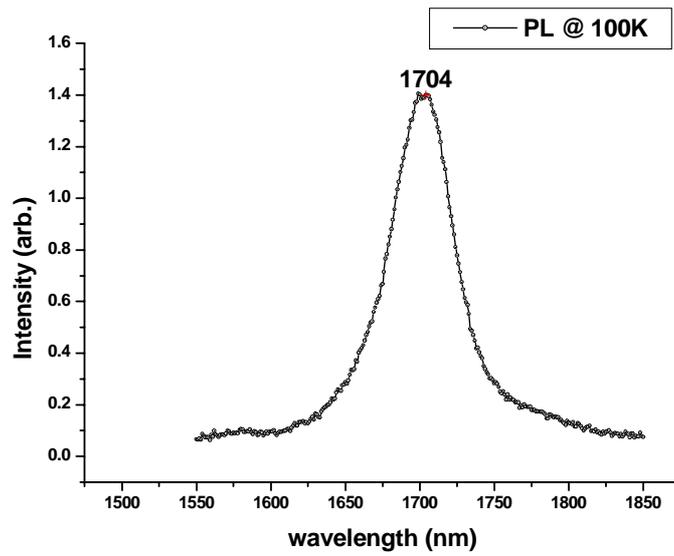


圖 5-8 (d) 100K 光激發光頻譜與共振腔方向垂直量子線  
& 平行量子線之雷射發光波長之對照圖

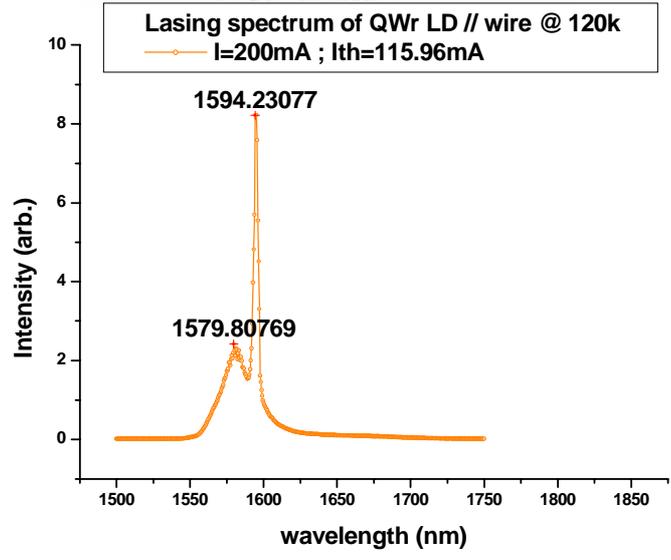
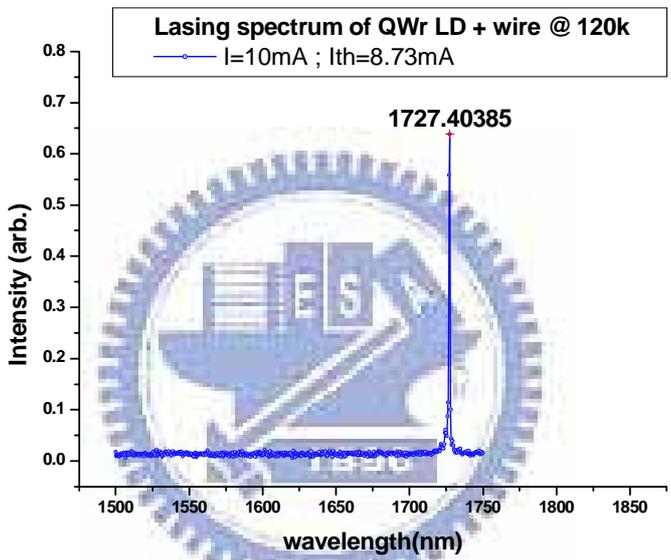
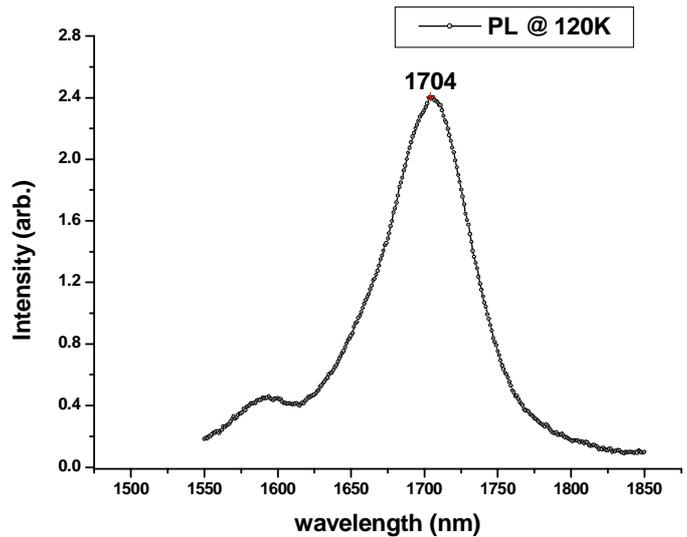


圖 5-8 (e) 120K 光激發光頻譜與共振腔方向垂直量子線  
& 平行量子線之雷射發光波長之對照圖

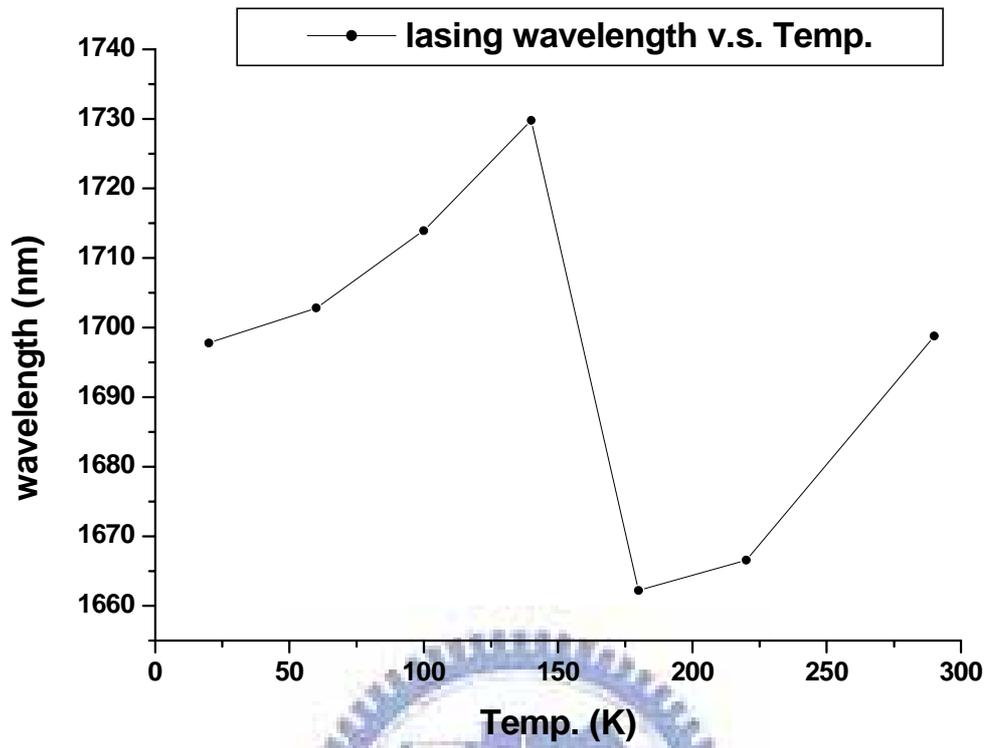


圖 5-9 共振腔垂直量子線之量子線雷射，其發光波長與溫度的關係

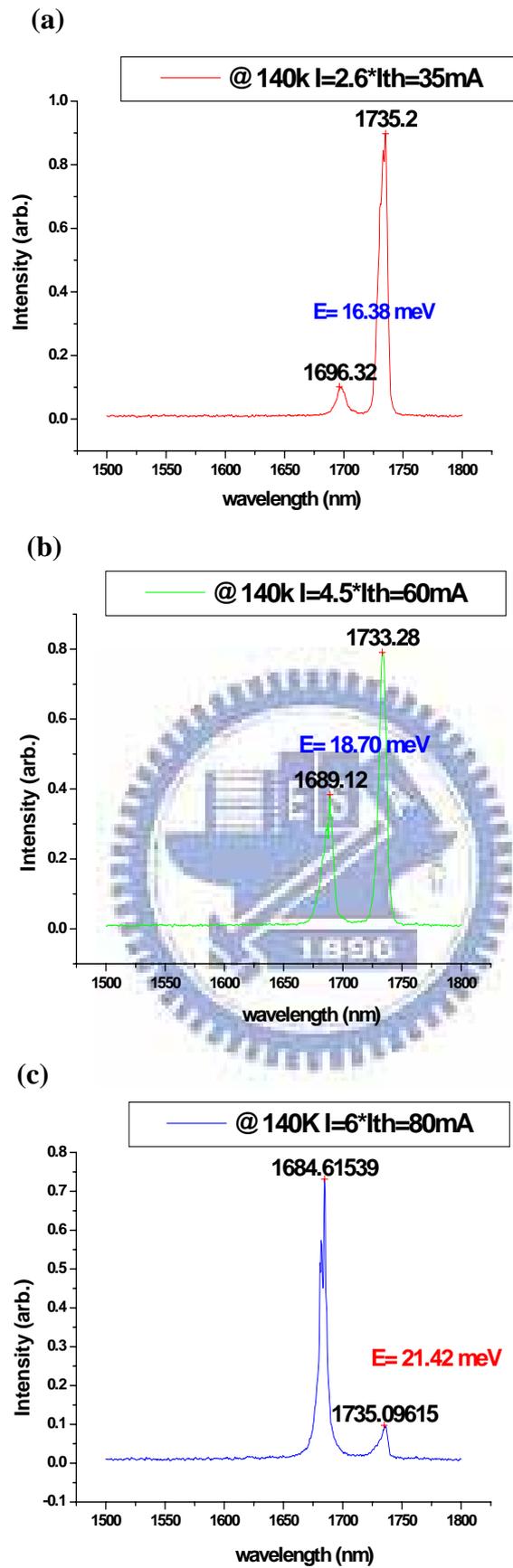
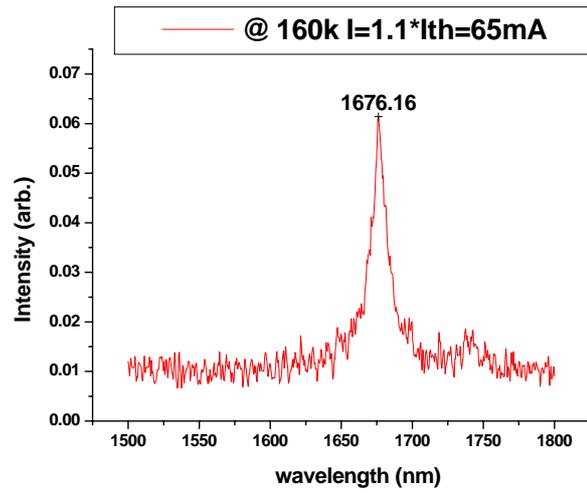
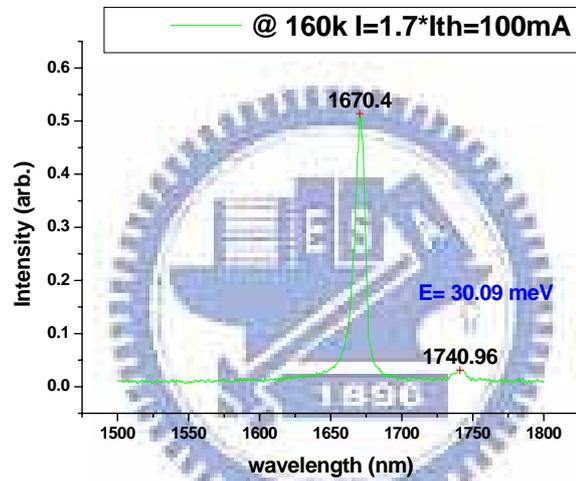


圖 5-10 (a)~(c)  $T=140\text{K}$  共振腔垂直量子線之雷射，其雷射發光頻譜與電流之關係

(a)



(b)



(c)

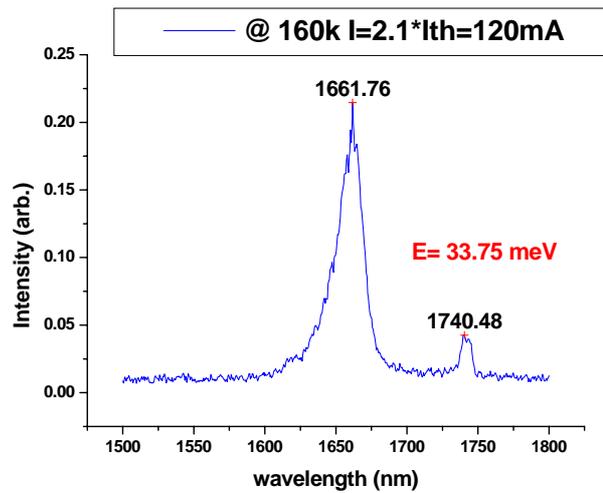


圖 5-11 (a)~(c)  $T=160K$  共振腔垂直量子線之雷射，其雷射發光頻譜與電流之關係

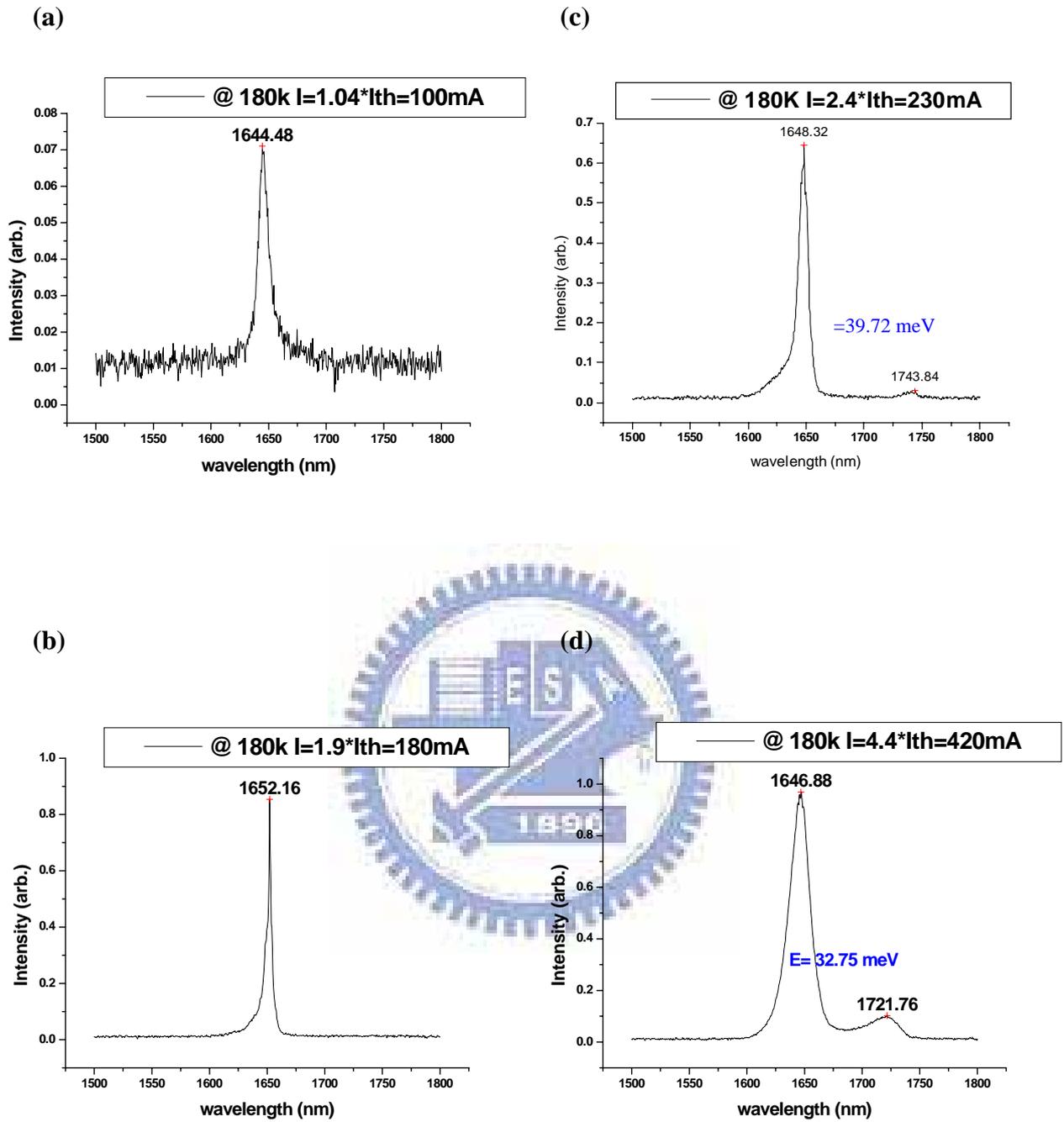


圖 5-12 (a)~(d)  $T=180\text{K}$  共振腔垂直量子線之雷射，其雷射發光頻譜與電流之關係

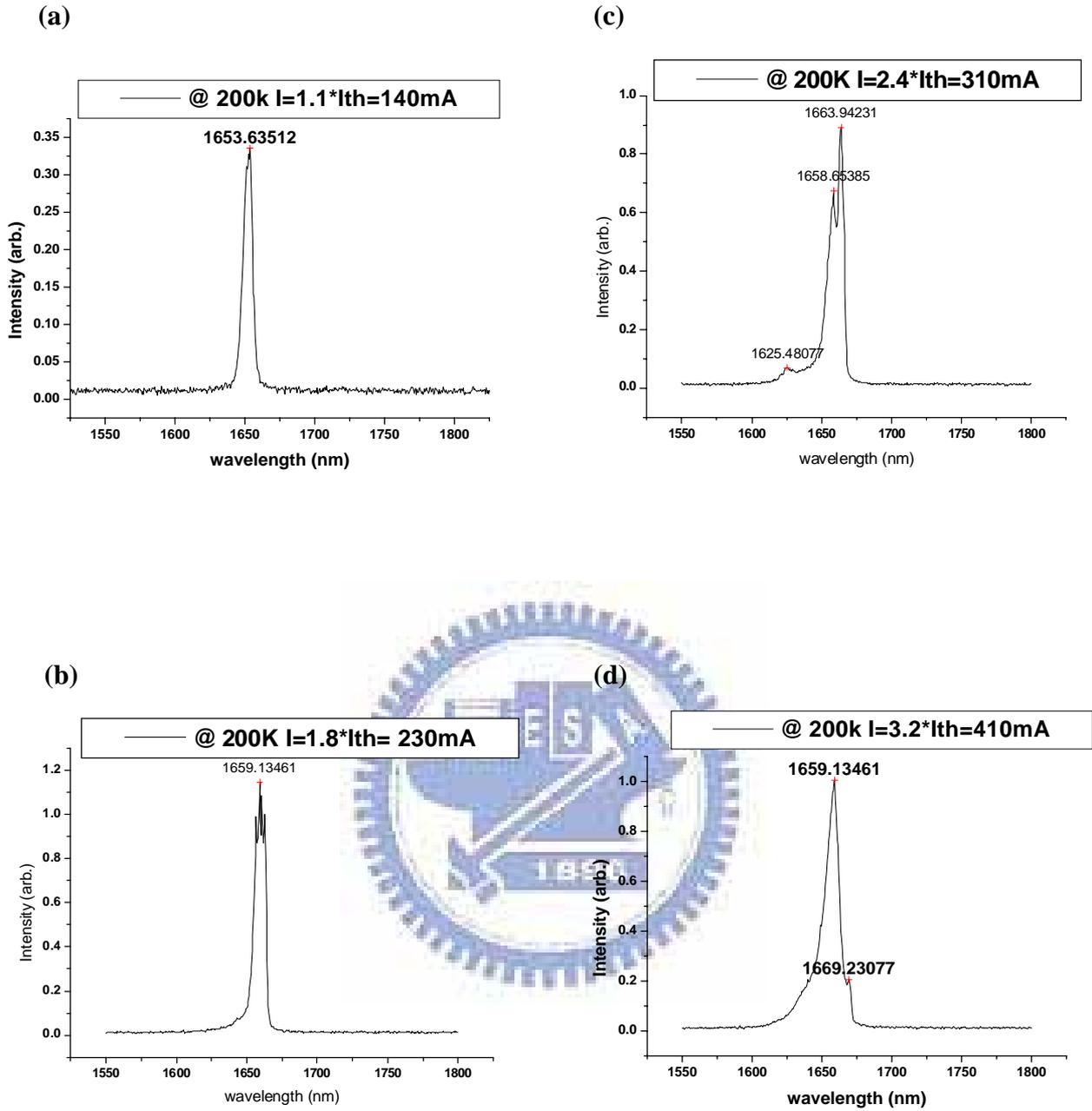


圖 5-13 (a)~(d)  $T=200\text{K}$  共振腔垂直量子線之雷射，其雷射發光頻譜與電流之關係

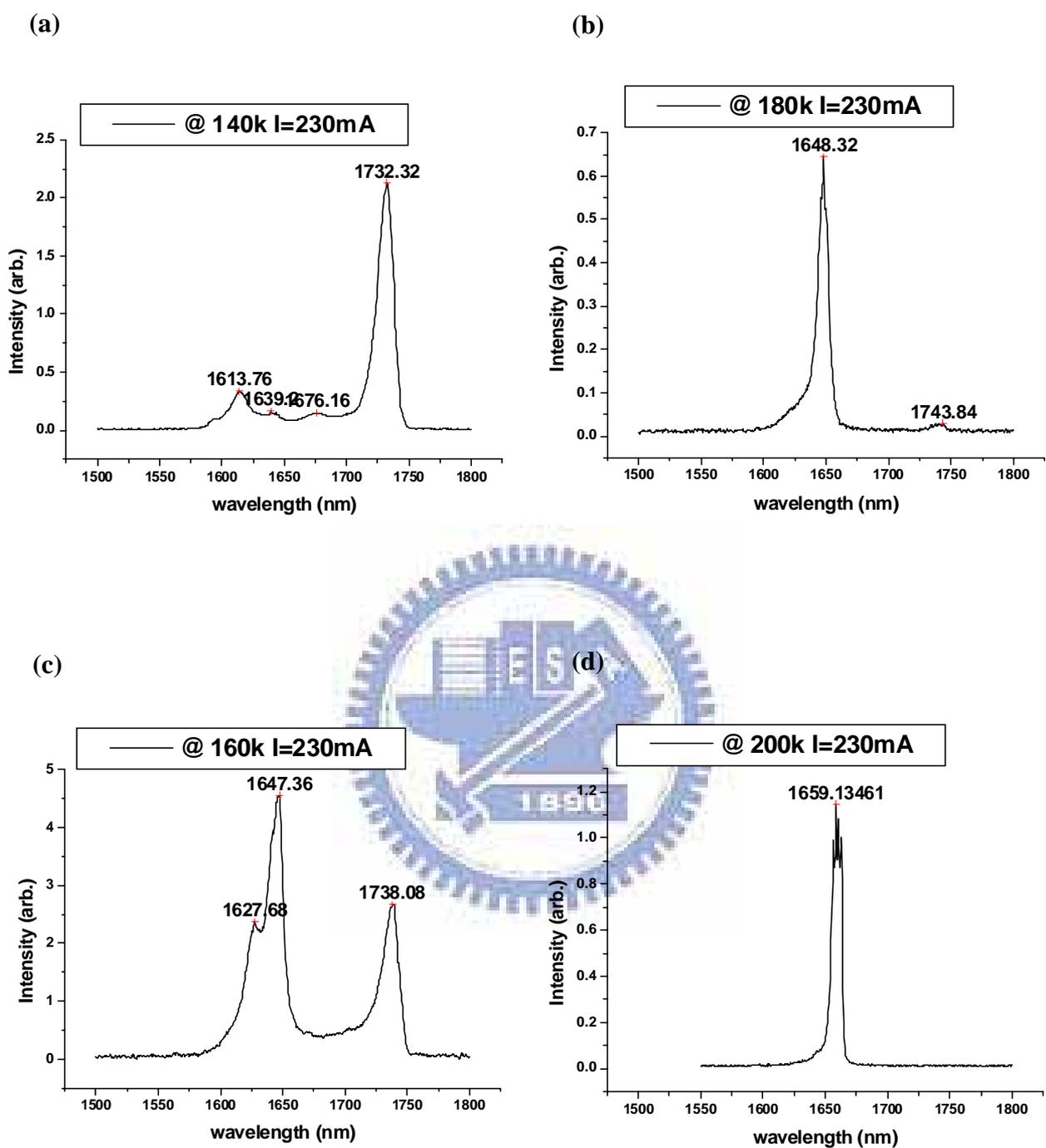


圖 5-14 共振腔垂直量子線之雷射，在不同溫度，相同電流下雷射之發光頻譜

(a) 溫度 140K，I=230mA 時，雷射發光頻譜

(b) 溫度 160K，I=230mA 時，雷射發光頻譜

(c) 溫度 180K，I=230mA 時，雷射發光頻譜

(d) 溫度 200K，I=230mA 時，雷射發光頻譜

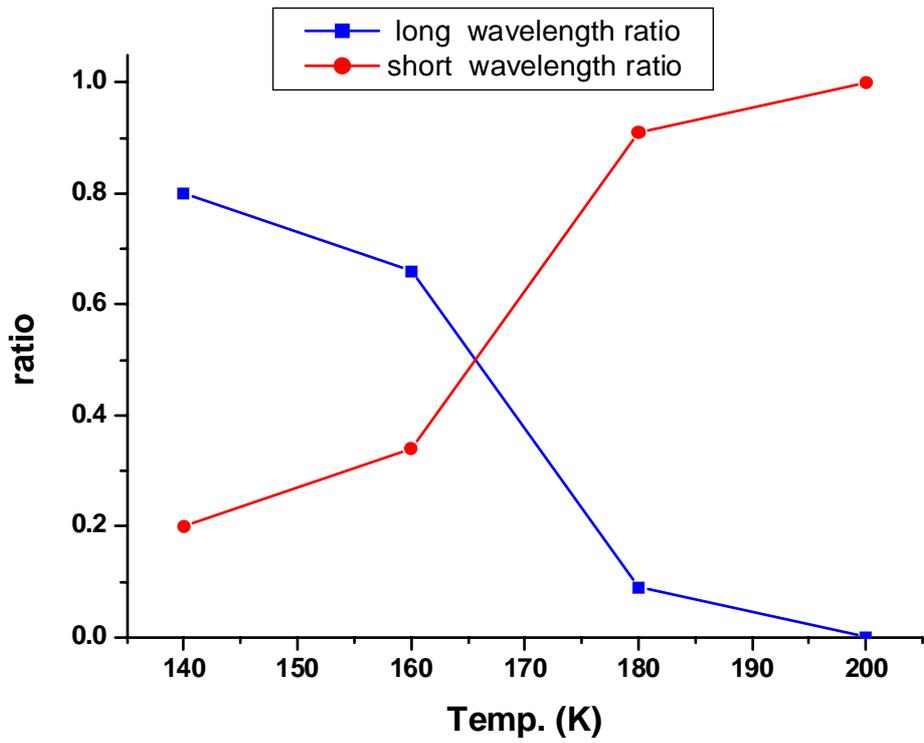


圖 5-15 對圖 5-14(a)~(d)，不同溫度下，長波長與短波長雷射發光頻譜所佔總面積之比列做圖

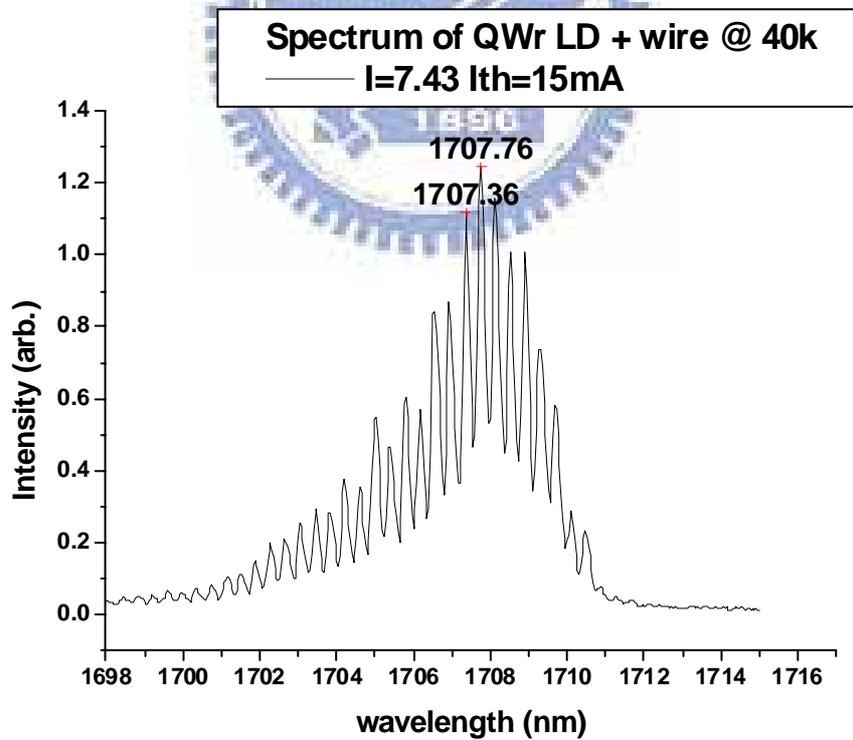


圖 5-16 共振腔垂直量子線之量子線雷射，其發光頻譜與縱向光模的波長間距

## 參考文獻 (References)

- [1] E. Kapon, M. Walther, J. Christen, M. Grundmann, and C. Caneau, “*Quantum wire heterostructures for optoelectronic applications,*” *Superlattices and Microstructures*, Vol.12, p.491-499, 1992
- [2] T. Fukui, and H. Saito, “*(AlAs)<sub>1/2</sub>(GaAs)<sub>1/2</sub> fractional-layer superlattices grown on (001) vicinal GaAs substrates by metal-organic chemical vapor deposition,*” *J. of Vacuum Science and Technology B*, Vol.6, p.1373-1377, 1988
- [3] J. M. Gaines, P. M. Petroff, H. Kroemer, R. J. Simes, R. S. Geels, and J. H. English, “*Molecular-beam epitaxy growth of tilted GaAs / AlAs superlattices by deposition of fractional monolayers on vicinal (001) vicinal substrates,*” *J. of Vacuum Science and Technology B*, Vol.6, p.1378-1381, 1988
- [4] Ogawa T., and Kanemitsu Y., “*Optical properties of low dimensional materials,*” World Scientific, 1995
- [5] E. Tournie, P. Grunberg, C. Fouillant, and S. Kadret, “*Long wavelength strained-layer InAs/GaInAs single-quantum-well laser grown by molecular beam epitaxy on InP substrate,*” *Electronics Letters*, Vol.29, No.14, p.1255-1257, 1993
- [6] E. Tournie, and K. H. Ploog, “*InAs/Ga<sub>0.47</sub>In<sub>0.53</sub>As quantum wells : A new III- V material system for light emission in the mid-infrared wavelength range,*” *Appl. Phys. Lett.*, Vol.61, p.2808-2810, 1992
- [7] Q. J. Xing, J. L. Brebner, R. A. Masut, and G. Ahmad, “*Strained InAs/InP quantum well heterostructure lasers grown by low-pressure metalorganic chemical vapor deposition,*” *Appl. Phys. Lett.*, Vol.65, p.567-569, 1994
- [8] S. T. Chou, K. Y. Cheng, L. J. Chou, and K. C. Hsieh, “*Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>As quantum wire heterostructures formed by the strain-induced lateral-layer ordering,*” *J. Appl. Phys.*, Vol.78, p.6270-6275, 1995

- [9] S. T. Chou, K. Y. Cheng, L. J. Chou, and K. C. Hsieh, "*Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>As multiple-quantum-wire lasers grown by the strain-induced lateral-layer ordering process,*" Appl. Phys. Lett., Vol.66, p.2220-2222, 1995
- [10] S. T. Chou, K. C. Hsieh, K. Y. Cheng, and L. J. Chou, "*Growth of Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>As quantum wire heterostructures by the strain-induced lateral-layer ordering process,*" J. Vac. Sci. Technol. B, Vol.13, p.650-652, 1995
- [11] S. L. Chuang, "*Physics of optoelectronics devices,*" John Wiley & Sons, Inc., New York, 1987
- [12] Wilmsen, Carl W., "*Physics and chemistry of III-V compound semiconductor interfaces,*" Plenum, New York, 1985
- [13] Bhattacharya, Pallab, "*Properties of lattice-matched and strained indium gallium arsenide,*" INSPEC, Institution of Electrical Engineers, London, 1993
- [14] A. Katz, B. E. Weir, and W. C. Dautremont-Smith, "*Au/Pt/Ti contacts to p-In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As and n-InP layers formed by a single metallization common step and rapid thermal processing,*" J. Appl. Phys., Vol.68, p.1123-1128, 1990
- [15] Katz, and Avishay, "*Indium Phosphide and Related Materials : Processing, Technology, and Devices,*" Artech House, Boston ,1992
- [16] S. T. Chou, D. E. Wohlert, K. Y. Cheng, and K. C. Hsieh, "*The directionality of quantum confinement on strain-induced quantum-wire lasers,*" J. Appl. Phys., Vol.83, p.3469-3472, 1998
- [17] D. E. Wohlert, K. Y. Cheng, and S. T. Chou, "*Temperature invariant lasing and gain spectrum in self-assembled GaInAs quantum wire Fabry-Perot lasers,*" Appl. Phys. Lett., Vol.78, p.1047-1049, 2001
- [18] D. E. Wohlert, K. L. Change, G. W. Pickrell, K. C. Hsieh, and K. Y. Cheng, "*Strain dependence on barrier material and its effect on the temperature stability of photoluminescence wavelength in self-assembled GaInAs quantum wire,*" J. Appl. Phys., Vol.90, p.5623-5626, 2001

# 簡歷 (Vita)

姓名：呂佳穎 (Chia-Ying Lu)

性別：女

出生年月日：民國 69 年 1 月 10 日

籍貫：台灣桃園

學歷：

國立交通大學材料科學與工程學系學士(87.9-91.6)

國立交通大學電子工程研究所碩士班(91.9-93.6)

碩士論文題目：

半導體量子線雷射之研究

Studies of Semiconductor Quantum wire Lasers

