

國立交通大學

電子工程學系

電子研究所碩士班

碩士論文

深蝕刻分布式布拉格反射鏡
之微共振腔邊射型雷射之研究

Study of Edge-Emitting Micro-Laser with
Deep-Etched Distributed Bragg Reflector

研究生：陳明睿

指導教授：林國瑞

中華民國一〇二年五月

深蝕刻分布式布拉格反射鏡

之微共振腔邊射型雷射之研究

Study of Edge-Emitting Micro-Laser with
Deep-Etched Distributed Bragg Reflector

研究生：陳明睿

Student : Ming-Jui Chen

指導教授：林國瑞

Advisor : Gray Lin



Submitted to Department of Electronics Engineering
Institute of Electronics

College of Electrical and Computer Engineering
National Chiao Tung University

in Partial Fulfillment of the Requirements

for the degree of

Master of Science

in

Electronics Engineering

May 2013

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國一〇二年五月

深蝕刻分布式布拉格反射鏡 之微共振腔邊射型雷射之研究

學生：陳明睿

指導教授：林國瑞 博士

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士班

摘 要

本論文中，我們以深蝕刻布拉格反射鏡取代傳統劈裂鏡面來當作雷射的背面反射鏡。首先，我們使用濕蝕刻製程製作出脊狀波導雷射。接著，我們使用聚焦離子束來取代傳統的電子束微影系統，藉此減少布拉格反射鏡的圖案在製程當中因多次圖形轉換而產生的圖樣失真，並從量測結果驗證此製程的可行性。在布拉格反射鏡的寬度設計上，我們不使用傳統布拉格條件的寬度，而是選用有最大誤差容忍度的寬度。我們製造了幾種不同共振腔長度的單邊劈裂布拉格反射鏡雷射元件，共振腔長度最短縮小至 $70\ \mu\text{m}$ ，此時的模距為 1.85nm 。接著我們將元件做變溫特性分析，大部分元件的特徵溫度約為 $80\sim 100\text{K}$ ，我們從各種不同共振腔長度的變溫頻譜分析中觀察到短共振腔元件的增益頻譜隨溫度的紅移速度有比一般的劈裂鏡面雷射還要緩慢的趨勢。

Study of Edge-Emitting Micro-Laser with Deep-Etched Distributed Bragg Reflector

Student : Ming-Jui Chen

Advisor : Dr. Gray Lin

Department of Electronics Engineering and Institute of Electronic Engineering

National Chiao Tung University

Abstract

In this thesis, we use deep-etched Distributed Bragg reflector (DBR) to replace cleaved facet as the back side mirror. At first, we use wet etching method to fabrication ridge waveguide laser. Then, we use focus ion beam (FIB) to replace e-beam lithography, which method can reduce graphic distortion of multiple pattern transform, the experiment result verify the probability of this fabrication method. In the width design of DBR, it doesn't satisfy Bragg condition, we choice the width condition which have the best fabrication error tolerance. We fabrication several single-side DBR laser diode which have different cavity length, the shortest cavity length of those devices is $70\text{ }\mu\text{m}$ with 1.85nm mode spacing. Next, we analysis the variable temperature characteristic of those devices, the characteristic temperature of most devices are 80-100K, we also observe that the gain peak red shift velocity by temperature variable of short cavity devices are faster than typical cleaved facet laser devices.

致謝

在碩士班這段時間以來，我要特別感謝林國瑞老師讓我進入這個實驗室，林國瑞老師有如一座燈塔，為在研究中徬徨的我們指引了最恰當的方向。此外，我也非常感謝李建平老師以及林聖迪老師，三位老師共同提供了良好的研究環境，讓我在碩士班的這段期間學到了很多東西，讓原本不懂半導體的我對半導體雷射有了一定的了解，並親自將元件製作出來。

在研究過程中，我特別感謝旭傑學長與柏存學長，兩位學長常在我研究碰到瓶頸時給了我最適當的意見，有了學長的建議我才能順利完成這篇論文。我也要感謝教了我各式各樣機台的師叔、小豪和 KB 等人，讓我學習到很多製程方面的知識。接著，感謝同屆的管博、阿豪、小強、帥哥等夥伴們，讓我在研究之路不再孤單，平常討論中，彼此也都會互相提供意見，讓我能夠從不同角度看待問題並解決問題。

最後，我感謝父母對我的支持與關懷，讓我能夠順利地從交大畢業，很高興可以和你們分享畢業的喜悅。

目錄

摘要	i
Abstract	ii
致謝	iii
目錄	iv
表目錄	vii
圖目錄	vii
第一章 簡介	1
第二章 雷射元件基本原理	3
2.1 雷射原理	3
2.1.1 雷射基本組成	3
2.1.2 光和介質的三種交互作用	3
2.1.3 雷射的操作條件	5
2.2 雷射參數萃取	10
2.3 特徵溫度與變溫特性	12
2.4 雷射量測系統	15

第三章 布拉格反射鏡雷射	17
3.1 DBR 雷射基本原理	17
3.2 傳遞矩陣法	19
3.3 DBR 雷射之繞射損耗	23
3.4 雷射鏡面反射率計算	27
3.4.1 出光效率計算法	27
3.4.2 增益與電流密度計算法	28
3.5 DBR 設計與模擬結果	30
第四章 實驗設計	35
4.1 蝕刻方法與選擇	35
4.2 製作流程與光罩設計	38
4.3 DBR 製作與討論	45
第五章 量測結果與分析	50
5.1 樣品結構與特性	50
5.2 元件基本特性	53
5.3 元件變溫特性	58
第六章 結論與未來展望	65
參考資料	66
簡歷	69

表目錄

表 2.1 雷射在各個位置的強度與相位關係.....	6
表 4.1 不同蝕刻方式的特性比較表	36
表 5.1 各元件基本特性	53
表 5.2 各元件特徵溫度比較表	60
表 5.3 雙劈裂鏡面雷射與單 DBR 雷射的變溫波長紅移速度表	64

圖目錄

第二章

圖 2.1 簡易的雷射模型與組合要件.....	3
圖 2.2 光和介質的三種交互作用.....	4
圖 2.3 雷射在共振腔來回振盪之模型.....	5
圖 2.4 雷射出光特性示意圖.....	10
圖 2.5 微分量子效率與共振腔長度關係.....	11
圖 2.6 雷射在不同溫度下的特性	12
圖 2.7 臨界電流密度與溫度之關係	12
圖 2.8 雷射主要模態發光波長對溫度之關係	14
圖 2.9 不同溫度下的增益頻譜與縱模關係	14
圖 2.10 LIV 量測系統	15
圖 2.11 雷射頻譜量測系統	16

第三章

圖 3.1 折射率 3.5 與 1 的一階 DBR 反射頻譜	18
圖 3.2 折射率 1.5 與 1 的一階 DBR 反射頻譜	18
圖 3.3 折射率 3.5 與 1 的三階 DBR 反射頻譜	18
圖 3.4 單邊入射反射穿透關係圖	19
圖 3.5 雙邊入射反射穿透關係圖	19
圖 3.6 單一介質傳播關係圖	20
圖 3.7 單層模示意圖	20
圖 3.8 單層模等效示意圖	20
圖 3.9 多層模示意圖	21
圖 3.10 DBR 示意圖	22
圖 3.11 Ariga-FDTD 雷射模型.....	23
圖 3.12 脈衝高斯波在 DBR 中的繞射情	23
圖 3.13 Baba DBR 模型	24
圖 3.14 Baba 模型反射率	24
圖 3.15 Jambunathan 雷射模型	25
圖 3.16 反射率與空氣間隙之關係	25
圖 3.17 一階空氣間隙反射頻譜	26
圖 3.18 三階空氣間隙反射頻譜	26
圖 3.19 五階空氣間隙反射頻譜	26
圖 3.20 出光效率比較圖	28
圖 3.21 DBR 雷射共振腔出光修正模型	28
圖 3.22 電流密度與共振腔長度關係圖	29
圖 3.23 反射率與空氣間隙寬度關係	30
圖 3.24 實際反射率與空氣間隙寬度關係	30

圖 3.25 理想 DBR 之 SEM 圖	31
圖 3.26 製程誤差示意圖	32
圖 3.27 鏡面/空氣=460/310nm 之 DBR 的 (a)反射頻譜 (b)製程誤差	33
圖 3.28 鏡面/空氣=500/310nm 之 DBR 的 (a)反射頻譜 (b)製程誤差	33
圖 3.29 鏡面/空氣=470/310nm 之 DBR 的 (a)反射頻譜 (b)製程誤差	33
圖 3.30 實際 DBR 之 SEM 圖	34
圖 3.31 平均寬度反射頻譜	34
圖 3.32 實際反射頻譜	34

第四章

圖 4.1 不平整的 DBR 鏡面	36
圖 4.2 元件製作流程	38
圖 4.3 第一道微影-Mesa	39
圖 4.4 脊狀波導蝕刻	39
圖 4.5 氮化矽保護層沉積	40
圖 4.6 光阻移除	40
圖 4.7 第二道微影-金屬電極	41
圖 4.8 P-type 金屬蒸鍍	41
圖 4.9 N-type 金屬蒸鍍	42
圖 4.10 氮化矽遮罩沉積	42
圖 4.11 FIB 蝕刻硬遮罩	43
圖 4.12 ICP 蝕刻 DBR	43
圖 4.13 移除硬遮罩	43
圖 4.14 鏡面鍍膜	43
圖 4.15 整體元件示意圖	44

圖 4.16 元件俯視圖	44
圖 4.17 FIB 蝕刻 2 μm 深度測試	46
圖 4.18 FIB 蝕刻 4 μm 深度測試	46
圖 4.19 FIB 蝕刻 Lm5204 深度 3 μm 測試	46
圖 4.20 DBR 反射率與角度關係	46
圖 4.21 FIB 蝕刻 SiN 斜視圖	46
圖 4.22 三階 DBR 條件之鏡面結果	47
圖 4.23 B-SiN Pattern	48
圖 4.24 C-SiN Pattern	48
圖 4.25 B-DBR 製作結果	48
圖 4.26 C-DBR 製作結果	48
圖 4.27 窄寬度之 FIB 蝕刻結果	49
圖 4.28 窄寬度條件圖形轉換結果	49
圖 4.29 200nm 條件之蝕刻結果	49
圖 4.30 250nm 條件之蝕刻結果	49

第五章

圖 5.1 Lm5172 三層量子井雷射磊晶結構	50
圖 5.2 Lm5172 三層量子井雷射 LIV	51
圖 5.3 Lm5172 各種共振腔長度之發光頻譜	52
圖 5.4 Lm5172 參數萃取	52
圖 5.5 L130-L300 元件之 LIV 特性	54
圖 5.6 L130-L300 元件之發光頻譜	54
圖 5.7 L90-L110 元件之 LIV 特性	54

圖 5.8 L110 元件之發光頻譜	55
圖 5.9 L90 元件之發光頻譜	55
圖 5.10 L70 元件之 LIV 特性	56
圖 5.11 L70 元件之發光頻譜	56
圖 5.12 L130 元件反射率計算	56
圖 5.13 劈裂鏡面出光與繞射出光示意圖	57
圖 5.14 L300 元件之變溫 LIV 及特徵溫度	58
圖 5.15 L200 元件之變溫 LIV 及特徵溫度	59
圖 5.16 L150 元件之變溫 LIV 及特徵溫度	59
圖 5.17 L130 元件之變溫 LIV 及特徵溫度	59
圖 5.18 L70 元件之變溫 LIV 及特徵溫度	60
圖 5.19 L300-40mA 變溫頻譜	60
圖 5.20 L300-80mA 變溫頻譜	60
圖 5.21 L200-40mA 變溫頻譜	61
圖 5.22 L200-80mA 變溫頻譜	61
圖 5.23 L130-36mA 變溫頻譜	61
圖 5.24 L130-72mA 變溫頻譜	61
圖 5.25 L300 元件主要波長隨溫度關係	62
圖 5.26 L200 元件主要波長隨溫度關係	62
圖 5.27 L130 元件主要波長隨溫度關係	63
圖 5.28 L130-40mA 模態跳躍情形	63

第一章 簡介

半導體雷射已被廣泛的運用於生活當中，其運用的範圍包含生醫技術、雷射醫療、軍事國防、科技研發、工程施工及品管、環境監測、光纖通訊、光儲存以及生活娛樂等用途。

隨著雷射技術的演進，若要將元件尺寸縮小到容易整合於光積體電路中，雷射鏡面損耗也會隨著共振腔長度縮短而增加，因此雷射的增益也漸漸無法克服損耗，若想降低損耗勢必得增強光在共振腔裡面反饋(Feedback)的能力，增強方法有很多種，例如光學鏡面鍍膜(Optical Coating)、光子晶體雷射(Photonic Crystal Laser)、布拉格反射鏡雷射(DBR Laser)、分布反饋式雷射(DFB Laser)。這幾種方法中，我們選擇用深蝕刻(Deep-etched)布拉格反射鏡來提升鏡面的反射率，但是由於局限在波導中的雷射光打到以空氣和半導體當介電質的布拉格反射鏡時會有嚴重的繞射損耗[01-03]，造成反射率不如預期，因此我們將其結構改成單邊鍍膜單邊深蝕刻布拉格反射鏡的設計。相較於傳統雙邊 DBR 雷射，鍍膜 DBR 雷射由於鍍膜材料的折射率差異較小，因此會不像傳統深蝕刻布拉格反射鏡一樣只需要三對 DBR 就能達到飽和反射率，所以我們可以藉由改變鍍膜的 DBR 對數來調整元件反射率，除此之外，由於鏡面鍍膜可以將鍍膜材料的厚度控制在滿足一階 DBR 條件之厚度，因此可以大幅減少元件的繞射損耗，但是相對的，除了會多一道製程步驟以至於可能增加失敗的風險以外，對極短共振腔雷射劈裂位置的精準度要求也會非常高，以 $50\text{ }\mu\text{m}$ 的元件為例，若劈裂位置偏移了 $5\text{ }\mu\text{m}$ ，則會對共振腔長度產生 10% 的誤差。

日本的科學家 T. Baba 及其研究團隊在西元 1996 年將深蝕刻分佈式布拉格反射鏡運用於半導體雷射中[01]，並率先製作出發光波長 1550nm 的 InGaAsP 以及發光波長 980nm 的 InGaAs 多層量子井深蝕刻 DBR 雷射。隨著製程條件的改善，

德國科學家 E. Hofling 等人於西元 1999 年製作出反射率 75% 的 980nm 之 InGaAs 單量子井深蝕刻 DBR 雷射[04]。到了西元 2001 年，量子點的技術逐漸成熟以及 DBR 繞射問題的改善，S. Rennon 等人製作出反射率高於 90% 的 980nm 之 InGaAs 單量子點 DBR 雷射[05]，並將雷射共振腔長度縮小到 12 μm 。

共振腔長度的縮短除了能使雷射元件更容易整合於光積體電路中以外，也會增加雷射各個模態間的模距。本論文已將共振腔長度縮減至 70 μm ，此時模距為 1.85nm。倘若能藉由鏡面鍍膜將共振腔長度更進一步縮小到 40 μm 以下，此時的模距大約會增加至 3.5nm 以上，若再搭配鎖模雷射 (Mode-Locked Laser) [06, 07] 的技術使得雷射各個模態彼此間的相位達成一致，此時雷射的各個模態會彼此產生建設性干涉，那我們或許有機會在連續波操作的情況下觀察到脈衝重複頻率超過一兆赫 (Terahertz) 的脈衝雷射。

本論文中共分成六個章節，第二章為雷射原理介紹，主要是介紹半導體雷射的基本特性以及參數萃取與分析之方式，第三章為 DBR 雷射介紹，主要介紹 DBR 雷射的基本原理、繞射理論以及 DBR 雷射的寬度設計與模擬結果，第四章為實驗設計，我們將元件的製作方式，並將製作上遇到的問題與改良的方式於本章節中做討論，第五章為量測結果分析，將製作出來的元件的量測結果整理於本章節並加以分析，第六章為結論與展望，將目前的研究之結果與觀察到的現象在該章節做簡單的總結。

第二章 雷射元件基本原理

2.1 雷射原理

2.1.1 雷射基本組成[08]

雷射基本上是由四種部分所組合而成，如圖 2.1 所示，分別為(1)增益介質 (Gain Medium)：具有放大介質中電磁波強度的功能；(2)泵浦(Pump)系統：將能量提供給增益介質，使其具有放大電磁波的能力；(3)光學共振腔：可以提供電磁波回饋的機制以儲存能量；(4)輸出耦合(Output Coupler)：將光學共振腔中的雷射光輸出到共振腔以外，使其成為可以利用之雷射光。

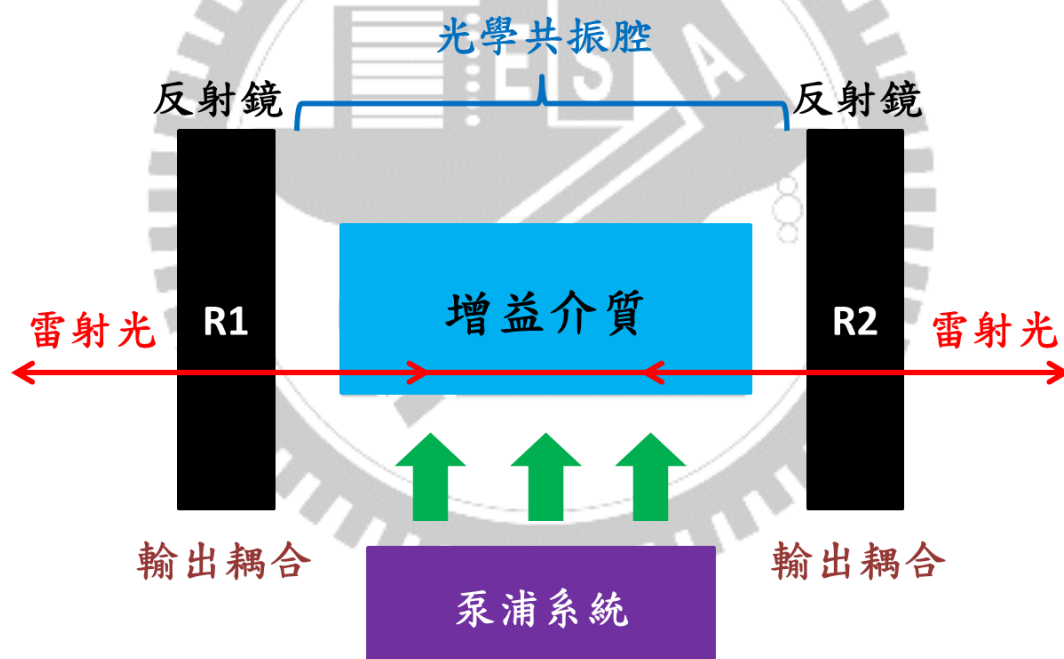


圖 2.1 簡易的雷射模型與組合要件

2.1.2 光和介質的三種交互作用[08]

在討論雷射主動層中的電光轉換情形以前，我們先用 Einstein 模型來討論光與介質的交互作用，根據 Einstein 模型，光與原子的交互作用可以分成三種，分別是自發輻射(Spontaneous Emission)、受激輻射(Stimulated Emission)以

及受激吸收 (Stimulated Absorption)。

自發輻射是由於電子與電洞自發性的複合而發出光子，因此發出的光子沒有特別的方向性，而且各個光子之間的相位也毫無關聯，一般發光二極體(Light Emitting Diode, LED)即是利用此種發光機制來發光。

受激輻射則需要先有一個光子作為誘導，並促使電子和電洞複合並發出光子，而放出光子的能量、方向與相位皆與原來的誘發光子相同，因而使光能以同調 (Coherent) 的方式放大。

受激吸收亦需要一原始光子來進行吸收，電子吸收光子之後，由低能階躍遷到高能階，因而產生電子電洞對。

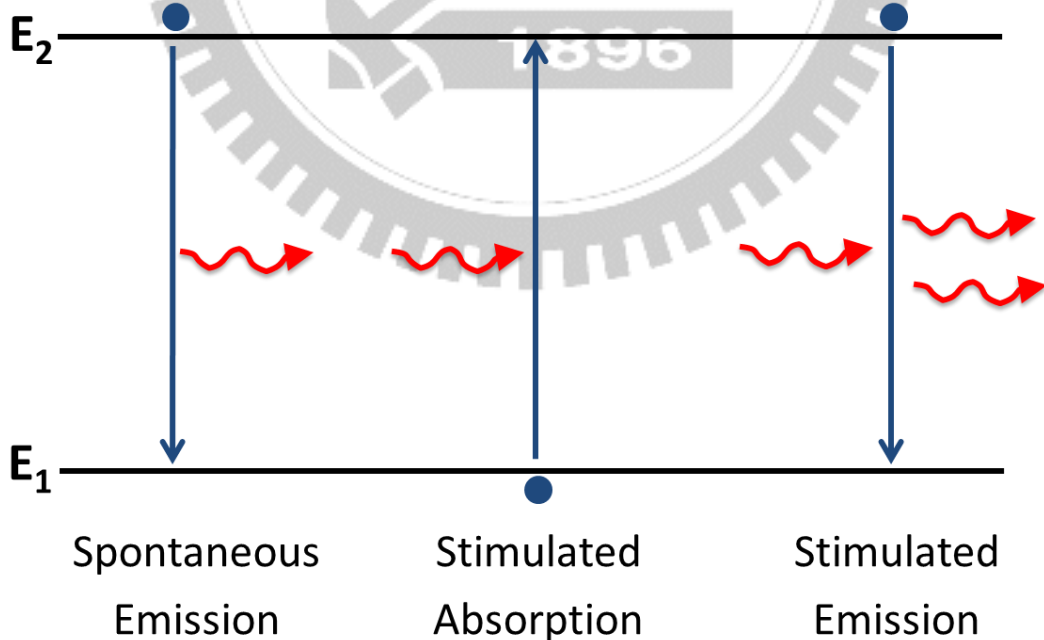


圖 2.2 光和介質的三種交互作用

雷射的主要發光機制為受激輻射，因高能階的電子並不穩定，容易掉回低能階，因此一般低能階的電子數目都會比高能階電子來的多，若希望能夠產生足夠的受激輻射，則必須不斷補充高能階的電子，使得高能階的電子數能夠高過低能階電子數，此現象稱為居量反轉(Population Inversion)，是產生雷射光的重要條件。

2.1.3 雷射的操作條件[08-10]

由於受激輻射產生光子之後，必須要有回饋機制來儲存能量，才能達到穩定的雷射輸出，在討論雷射的臨界條件以前，我們先使用一個簡單的共振腔模型，並利用雷射光在共振腔中來回振盪後必須保持光學自再現(Self-consistency)的邊界條件來推導出增益條件。

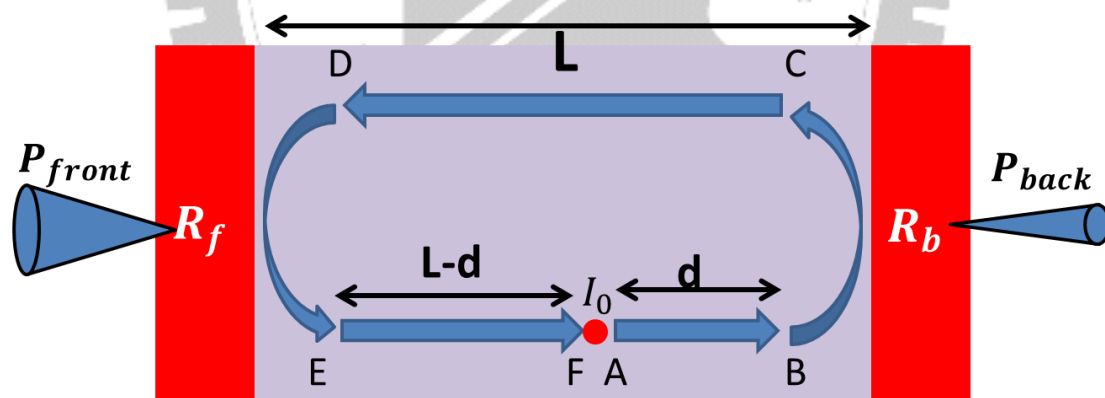


圖 2.3 雷射在共振腔來回振盪之模型

首先，我們假設共振腔的長度為 L ，而共振腔的前後鏡面反射率分別為 R_f 及 R_b ，雷射行經共振腔時主動層的增益為 g ，而雷射增益的光學侷限因子(Optical Confinement Factor)為 Γ ， Γ 為光在有增益的主動層中的體積與總體積的比例，而雷射在材料中傳播的傳遞波向量為 k ，而雷射光在傳遞時所遇到的內部損耗為

α_i 。我們假設雷射從任意位置 A 點發出一強度及相位分別為 I_0 與 φ 的光，並依序經由 B、C、D、E 點，最後回到 F 點(即回到 A 點)，並觀察雷射在各點的強度及相位的變化，並整理於表 2.1。

	強度	相位
A	I_0	$e^{j\varphi}$
B	$I_0 e^{(\Gamma g - \alpha_i)d}$	$e^{j(\varphi + kd)}$
C	$R_b I_0 e^{(\Gamma g - \alpha_i)d}$	$e^{j(\varphi + kd)}$
D	$R_b I_0 e^{(\Gamma g - \alpha_i)(L+d)}$	$e^{j(\varphi + kL + kd)}$
E	$R_f R_b I_0 e^{(\Gamma g - \alpha_i)(L+d)}$	$e^{j(\varphi + kL + kd)}$
F	$R_f R_b I_0 e^{(\Gamma g - \alpha_i)2L}$	$e^{j(\varphi + 2kL)}$

表 2.1 雷射在各個位置的強度與相位關係

如果雷射在共振腔來回振盪一輪後的強度及震幅不相等，那將不會有穩定的雷射輸出，換言之，若要有穩定的雷射輸出，則 A 點與經過一次震盪後的 F 點的相位與振幅就必須相等。

我們將表 2.1 的強度部分與相位部分分開來做討論，則可以推導出雷射的振幅條件及相位條件，之後再利用雷射穩定條件的結果來推導出雷射前後鏡面的出光關係式。

(1) 振幅條件

由於表 2.1 中 A 點與 F 點的強度必須相等，因此震幅條件可以整理如下：

$$R_f R_b e^{2(\Gamma g - \alpha_i)L} = 1 \quad (2.1)$$

再將(2.2)式做移項並取自然對數後可將式子改寫為如下

$$G_{th} = \Gamma g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_f R_b} \right) = \alpha_i + \alpha_m \quad (2.2)$$

上式中 G_{th} 為雷射的臨界模態增益， g_{th} 為雷射的臨界增益， α_m 為雷射的鏡面損耗，而此時注入的電流密度稱為臨界電流密度(Threshold Current Density)

(2) 相位條件

雷射在共振腔來回振盪一輪後，除了震幅以外，相位也必須相等，我們可以將表 2.1 之震幅關係整理成式(2.3)之形式，並進一步整理成 (2.4)式之形式，其中 m 為正整數

$$e^{j(2kL)} = 1 \quad (2.3)$$

$$2kL = 2m\pi \quad (2.4)$$

利用 $k = 2n_r \pi / \lambda$ ，並利用雷射共振腔的縱模由 m 變化到 m-1 時，對應波長由 λ 變化到 $\lambda + \Delta \lambda$ 的條件，則可將式子(2.4)改寫如下

$$m - 1 = \left(\frac{2n_r}{\lambda} \right) L - 1 = \left(\frac{2n_r + \frac{\partial n_r}{\partial \lambda} \Delta \lambda}{\lambda + \Delta \lambda} \right) L \quad (2.5)$$

上式做些簡化與整理後可得到下式，而 $\Delta \lambda$ 稱為雷射的模距(Mode Spacing)

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2n_{eff}L} \quad (2.6)$$

其中

$$n_{eff} = n_r \left[1 - \left(\frac{\lambda}{n_r} \right) \frac{\partial n_r}{\partial \lambda} \right] \quad (2.7)$$

n_r 通常隨著波長增加而縮小，因此 n_{eff} 會比原本的 n_r 還要大。一旦雷射共振腔長決定了，模距也會跟著定下來，而這些模態表示雷射光中容許存在的發光波長。

(3) 出光比例關係 [11, 12]

將震幅條件與相位條件推導出的式子(2.1)與(2.3)分別代入表 2.1 中，我們可以知道穩定的雷射光在各個位置的光強度比例，並計算出前後鏡面出光之比例，分別以數學式表示如下：

$$P_{back} = I_B - I_C = (1 - R_b) I_0 e^{(\Gamma g - \alpha_i)d} \quad (2.8)$$

$$P_{front} = I_D - I_E = (1 - R_f) R_b I_0 e^{(\Gamma g - \alpha_i)(L+d)} \quad (2.9)$$

將以上兩式相除後可得

$$\frac{P_{front}}{P_{back}} = \frac{(1-R_f)R_b I_0 e^{(\Gamma g - \alpha_i)(L+d)}}{(1-R_b) I_0 e^{(\Gamma g - \alpha_i)d}} = \frac{(1-R_f)R_b e^{(\Gamma g - \alpha_i)L}}{(1-R_b)} \quad (2.10)$$

再代入震幅條件公式後可整理為：

$$\frac{P_{front}}{P_{back}} = \frac{(1-R_f)R_b \frac{1}{\sqrt{R_f R_b}}}{(1-R_b)} = \frac{(1-R_f)\sqrt{R_b}}{(1-R_b)\sqrt{R_f}} \quad (2.11)$$

當其中一邊鏡面的反射率知道時，我們可以用鏡面出光比例之關係來推算出另一鏡面之反射率。

除此之外，從式子(2.11)也可以推算出單邊出光強度與總出光強度之關係，並以式子(2.12)表示之

$$F_{front} = \frac{P_{front}}{P_{Total}} = \frac{P_{front}}{P_{front} + P_{back}} = \frac{(1-R_f)\sqrt{R_b}}{(1-R_f)\sqrt{R_b} + (1-R_b)\sqrt{R_f}} \quad (2.12)$$



2.2 雷射參數萃取[08-10]

半導體雷射發光主要分為兩個階段，分別為達到雷射操作以前的自發輻射部分以及雷射操作之後的受激輻射部分，出光強度以數學式表示如下

$$P = \begin{cases} F_{sp}\eta_{sp}\frac{I}{e} & , I < I_{th} \\ F_{sp}\eta_{sp}\frac{I_{th}}{e} + F_{st}\eta_{st}\frac{I-I_{th}}{e} & , I > I_{th} \end{cases} \quad (2.13)$$

其中 F_{sp} 與 F_{st} 分別代表自發輻射與誘發輻射的出光耦合比例，自發輻射的光子會沿著雷射各個方向發射出，而誘發輻射則是沿著波導的共振方向傳播，因此誘發輻射的耦合比例會遠大於自發輻射，即 $F_{st} \gg F_{sp}$ ，而 η_{sp} 與 η_{st} 分別代表自發輻射與誘發輻射的內部量子效率，當雷射操作電流達到臨界電流值時，出光功率會因誘發耦合率極高而產生明顯的轉折，圖 2.4 為雷射的出光示意圖。

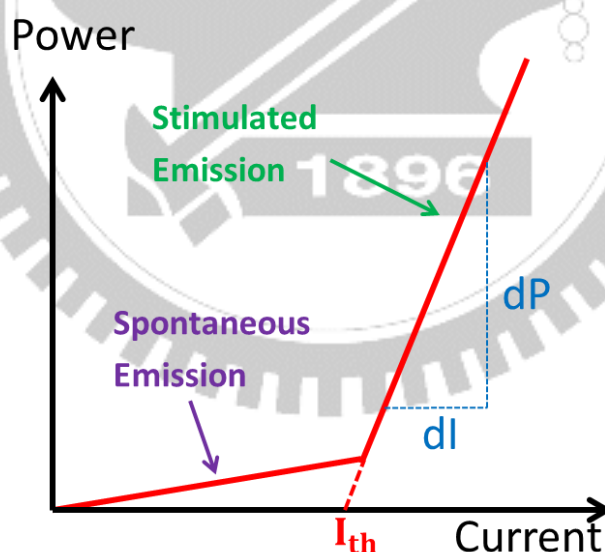


圖 2.4 雷射出光特性示意圖

當達到雷射操作時，出光功率會與電流會呈現線性關係，若要計算半導體雷射光電轉換效率時，我們將微分量子效率(Differential Quantum Efficiency, η_d) 與斜率效率 η_s 分別定義如下分別

$$\eta_d \equiv \frac{\text{每秒光子輸出增加量}}{\text{臨界條件以上注入載子數目增加量}} = \frac{d(\frac{P_0}{h\nu})}{d(\frac{I - I_{th}}{e})} = F_{st}\eta_{st} \quad (2.14)$$

$$\eta_s \equiv \frac{\text{輸出功率增量}}{\text{輸入電流增量}} = \frac{\Delta(P_0)}{\Delta(I)} = (\frac{h\nu}{e})\eta_d \quad (2.15)$$

而出光耦合比例 F_{st} 為光輸出佔總輸出之比例，可表示如下

$$F_{st} = \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} = \frac{\frac{1}{2L} \ln(\frac{1}{R_1 R_2})}{\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln(\frac{1}{R_1 R_2})} \quad (2.16)$$

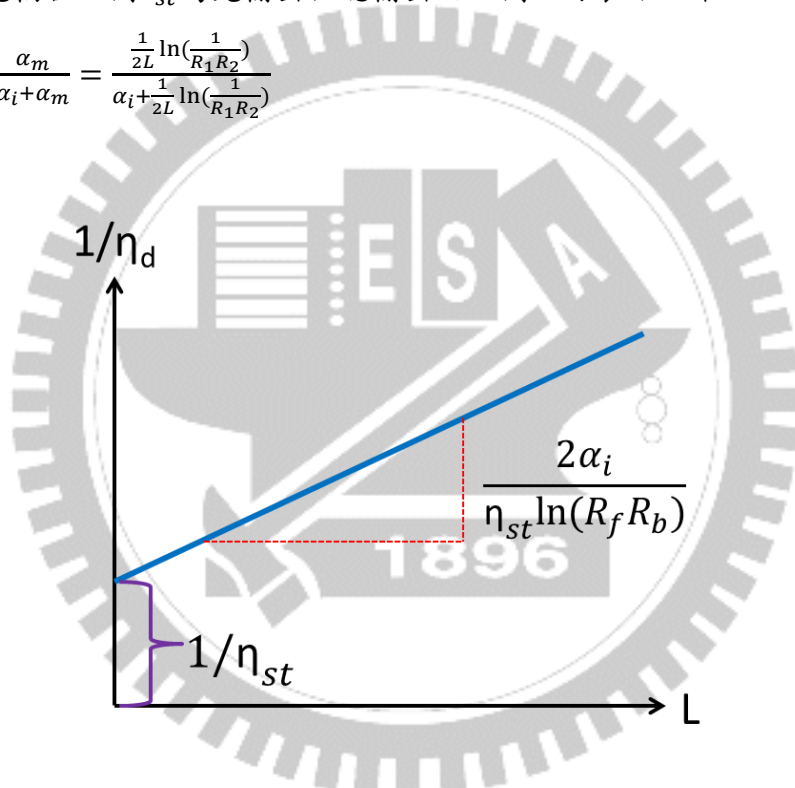


圖 2.5 微分量子效率與共振腔長度關係

若將(2.16)式取倒數後可以得到式子(2.17)，將不同長度雷射所得到的微分量子效率對長度做圖，則此直線在 $L = 0$ 的截距即為內部量子效率倒數 $1/\eta_{st}$ ，而斜率為 $2\alpha_i / [\eta_{st} \ln(1/R_f R_b)]$ ，我們可藉由斜率及截距來推算出雷射的 α_i 及 η_{st} ，並進而判斷半導體雷射磊晶結構需改善的方向。

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{1}{\eta_{st}} + \frac{1}{\eta_{st}} \frac{2\alpha_i}{\ln(\frac{1}{R_f R_b})} L \quad (2.17)$$

2.3 特徵溫度與變溫特性[08, 10, 13]

在半導體雷射當中，溫度對於元件特性有顯著的影響，一般而言，隨著溫度的增高，臨界電流密度也隨之增高，而且雷射操作效率也越來越差，雷射光功率與電流密度關係如圖 2.6 所示。因為有許多與溫度相關的因素可能會影響臨界電流密度，若我們將量測到的臨界電流密度取自然對數後再將之對溫度作圖大致可獲得與圖 2.7 相似的線性的圖形，其關係式可用數學式表示為：

$$J_{th}(T) = J_0 e^{T_j/T_0} \quad (2.18)$$

其中 T_j 是主動層的接面溫度， J_0 為材料參數，而 T_0 為半導體雷射的特徵溫度 (Characteristic Temperature)。 T_0 是用來衡量雷射特性對溫度敏感度的重要指標，當 T_0 越大時，半導體雷射的溫度特性就越好。對發光波長 850nm 左右的 GaAs 雙異質結構雷射而言， T_0 的值通常大於 120K，一般 InGaAs 量子井雷射的 T_0 的值約 150~180K，而對於發光波長 1.3~1.55 μm 的 InGaAsP 雷射而言， T_0 的值約為 50~70K。

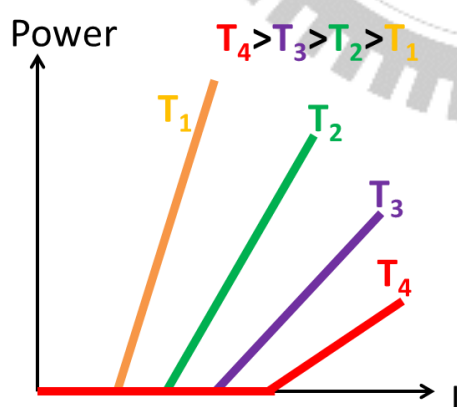


圖 2.6 雷射在不同溫度下的特性

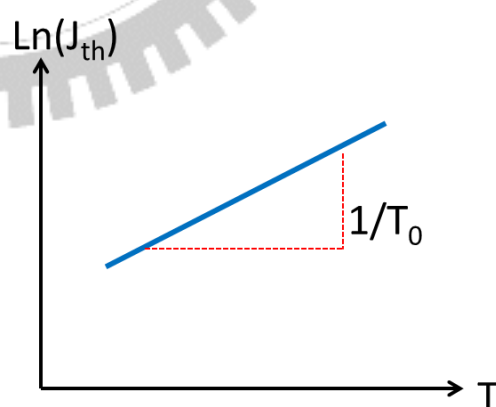


圖 2.7 臨界電流密度與溫度之關係

由於雷射縱模是由增益頻寬與所允許縱模所決定，當溫度改變時，半導體的增益頻寬與折射率會隨之改變，因而影響縱模頻率的位置。若單純考慮波長與能隙的關係，我們可得：

$$\lambda = \frac{1.24}{E_g} \quad (2.19)$$

接著我們將(2.19)式的波長對溫度微分後可得：

$$\frac{d\lambda}{dT} = -\frac{1.24}{E_g^2} \left(\frac{dE_g}{dT} \right) \quad (2.20)$$

對大部分的半導體而言， dE_g/dT 通常都會小於零，因此(2.20)式將會大於零，也就是說發光波長會因能隙變化而隨著溫度升高而紅移

此外，考慮到 2.1.3 節中所提及的雷射的發光波長相位條件，將波長對溫度微分可得：

$$\frac{d\lambda}{dT} = \left(\frac{2L}{m} \right) \left(\frac{dn_r}{dT} \right) = \left(\frac{\lambda}{n_r} \right) \left(\frac{dn_r}{dT} \right) \quad (2.21)$$

一般而言， dn_r/dT 皆大於零，因此雷射的共振模態(Cavity Mode)也會隨著溫度升高而紅移，只是共振模態隨溫度變化的紅移速度會比增益頻譜隨溫度變化的紅移速度還要緩慢。

在以上兩種因素的影響下，我們所量測到的雷射主模態對溫度變化的關係將會類似圖 2.8 之形式，此種現象可以由圖 2.9 所解釋，當溫度升高時增益頻譜與共振模態皆會紅移，但增益頻譜移動速度較快，當溫度 T_1 時主要是模態 q_0 發光，溫度升到 T_2 時主要的發光模態依然是 q_0 ，但此時 q_0 隨著縱模變化產生些微紅移，

當溫度升到 T_3 時，由於增益頻譜移動速度較快，主要發光波長已經從 q_0 跳躍至 q_{-1} ，此種現象稱之為模態跳躍(Mode Hopping)。

對一般劈裂鏡面雷射而言，由於模距非常的小，因此即使產生了模態跳躍也不容易觀察到，但對於短共振腔雷射來說，模距通常超過 1nm，因此可以比較容易觀察到模態跳躍的現象[14]。

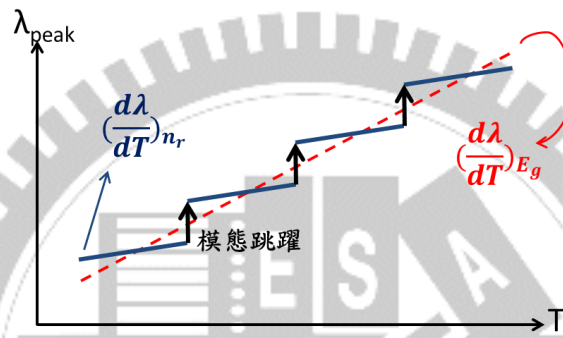


圖 2.8 雷射主要模態發光波長對溫度之關係

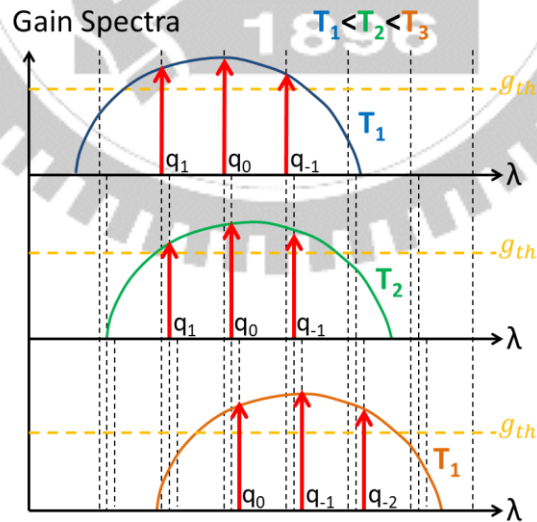


圖 2.9 不同溫度下的增益頻譜與縱模關係

2.4 雷射量測系統

LIV 是半導體雷射最基本的量測方式，我們可以從中得到雷射大部分的基本特性，如臨界電流(I_{th})、斜率效率(η_s)、導通電阻(R_s)及導通電壓(turn on voltage, V_0)等基本參數。從不同共振腔長度所量測到的基本參數中，我們可以從中萃取出雷射的內部損耗(α_i)、鏡面損耗(α_m)、雷射增益(G)和飽和增益(G_{sat})等重要的雷射參數。

量測系統架設如圖 2.10 所示，將雷射晶片放置於銅座上，並將銅座連結到電子控溫器(TE Cooler)上，藉由控溫器使雷射保持在恆溫狀態。使用 Keithley 2520 雷射量測系統當電流供應器與電流訊號偵測器，並將雷射發出的光由 Ge 偵測器轉換為電流訊號並傳回 Keithley 2520，最後將量測到的訊號傳回電腦中，再將電腦中的資料作分析即可得知該雷射晶片的基本特性。

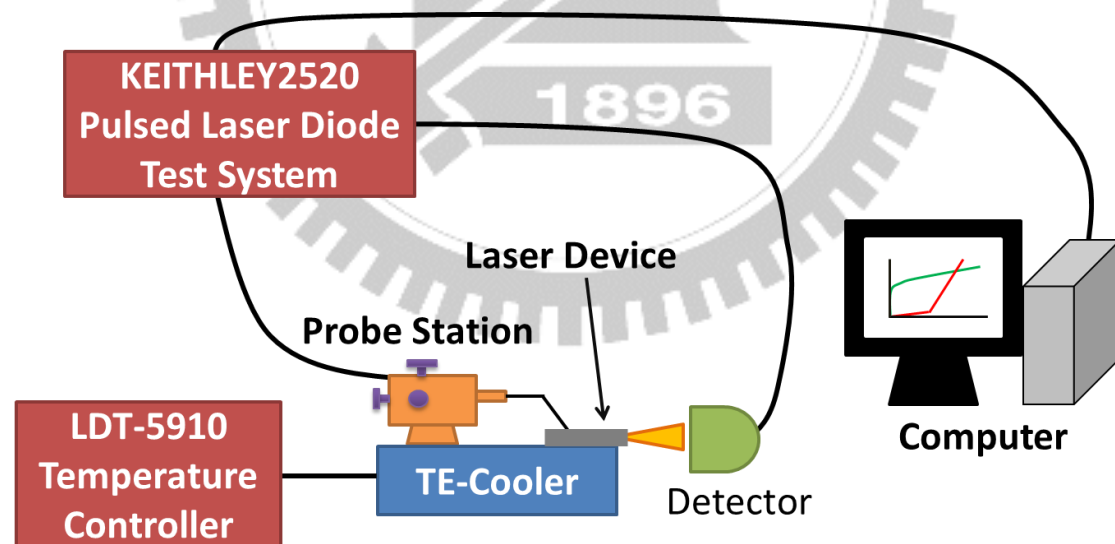


圖 2.10 LIV 量測系統

雷射頻譜量測對 DBR 雷射而言也是很重要的量測方式，我們必須知道雷射晶片的基本發光波長才能夠計算出 DBR 適合的寬度。頻譜量測系統的架設和 LIV 量測系統類似，系統架設如圖 2.11 所示，先將雷射晶片放在連接電子控溫器的銅座上，以 Keithley 2520 當電流供應器，將雷射光經由準直鏡片(Collimator Lens)聚焦之後，經由光纖傳送到 ANDO AQ-6315E 光譜分析儀(Optical Spectrum Analyzer, OSA)中，並將量測到的光譜資訊傳回電腦中，我們可以從中得知雷射晶片主要的發光波長、旁模抑制比(Side Mode Suppression Ratio, SMSR)以及模距(Mode Spacing)等資訊。我們可以從雷射的模距推算出材料的等效折射率，再藉由發光波長與材料等效折射率來推算出 DBR 各層間適用的寬度。

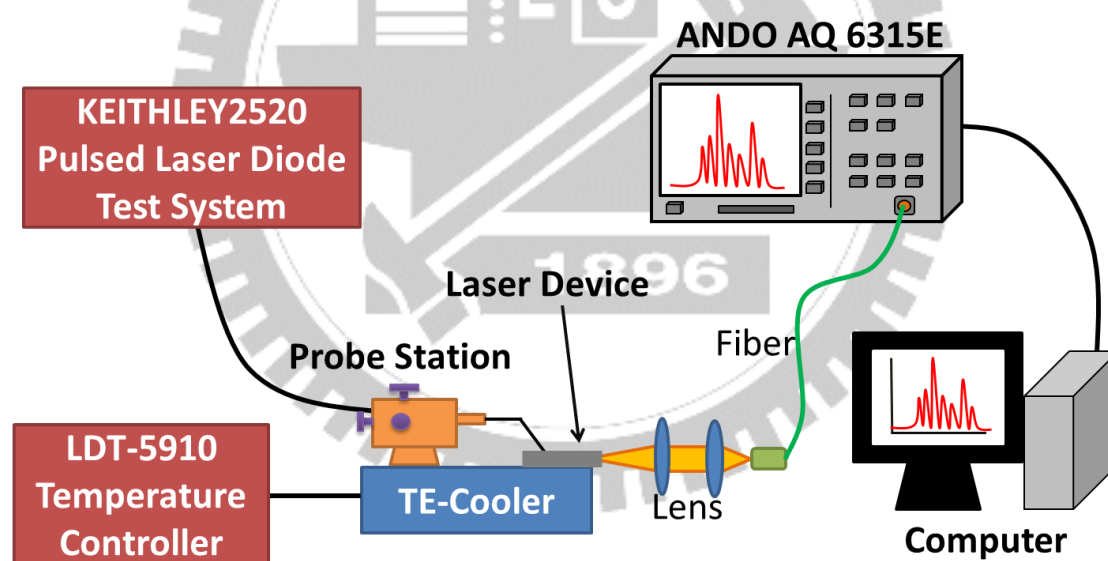


圖 2.11 雷射頻譜量測系統

第三章 布拉格反射鏡雷射

3.1 DBR 雷射基本原理

布拉格反射鏡是利用兩種折射率不同的材料 A 與 B 交替排列而成。一般比較常被使用的 DBR 每層的厚度必須滿足 $1/4$ 波長的 m 倍才能夠產生較高的反射率，其中 m 為奇數，此時滿足 m 階布拉格條件(Bragg Condition)，以數學式表示如式(3.1)與(3.2)，DBR 對中心波長的反射率可以由式子(3.3)簡單表示[08]，此公式適用條件為介電質折射率 n_1 和 n_2 為實數之材料， N 為 DBR 的對數。由式子(3.3)可以看出當 DBR 的兩種介電材料的折射率差異夠大時，所需要達到高反射率的對數也隨之減少。以深蝕刻布拉格反射鏡為例，兩種介電材料分別為砷化鎵($n=3.5$)與空氣($n=1$)，在折射率差異如此懸殊的情況下，我們只需要 3 對鏡面組便可以達到 99% 以上的反射率。

$$D_A = \frac{m_A}{4} \times \frac{\lambda}{n_A}, m_A = 1, 3, 5, 7, \dots \quad (3.1)$$

$$D_B = \frac{m_B}{4} \times \frac{\lambda}{n_B}, m_B = 1, 3, 5, 7, \dots \quad (3.2)$$

$$R = \left[\frac{1 - (n_1/n_2)^{2N}}{1 + (n_1/n_2)^{2N}} \right]^2 \quad (3.3)$$

布拉格反射鏡中的兩種介電材料折射率差異增大時，除了達成高反射所需要的對數較少以外，也對製作上的誤差有較大的容許量，以下圖為例，入射光波長為 980nm，且 DBR 的對數皆固定為 8 對，圖 3.1 為兩種折射率分別為 3.5 和 1 所組成並且滿足一階布拉格條件的 DBR 反射頻譜圖；而圖 3.2 則是由折射率為 1.5 和 1 的材料組成的一階 DBR 反射頻譜，比較後可得知折射率差異越大者會有較寬的禁止帶(Stop Band)。禁止帶的寬度除了會受折射率差異所影響以外，所滿足布拉格條件的階數也會影響禁止帶寬度，圖 3.3 為折射率 3.5 和 1 的 3 階 DBR

反射頻譜，與圖 3.1 相比可知，一階 DBR 的禁止帶比三階 DBR 還要寬，因此在做 DBR 的選擇時，要盡量滿足較低階的布拉格條件為主，以上所使用之反射率模擬方法將在 3.2 節中詳細介紹。

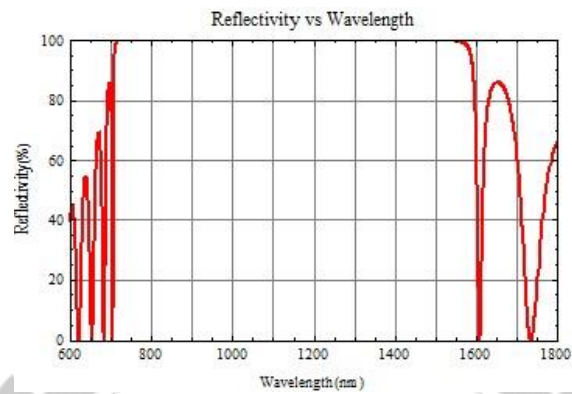


圖 3.1 折射率 3.5 與 1 的一階 DBR 反射頻譜

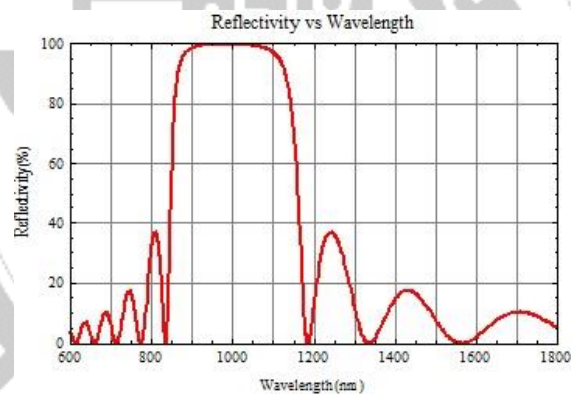


圖 3.2 折射率 1.5 與 1 的一階 DBR 反射頻譜

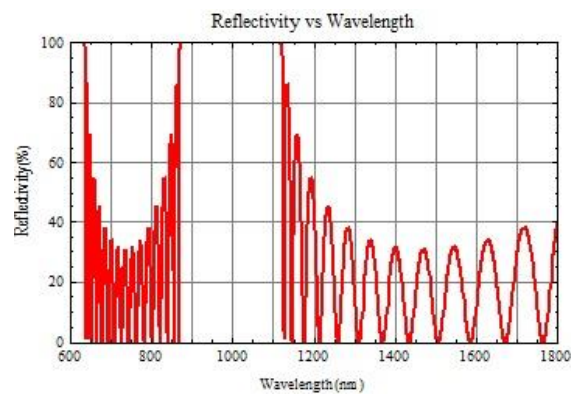


圖 3.3 折射率 3.5 與 1 的三階 DBR 反射頻譜

3.2 傳遞矩陣法[10, 15]

要估算 DBR 反射率時，我們使用傳遞矩陣法(Transfer Matrix Method)來將電磁波在每層介質中的反射與穿透關係以矩陣表示，並將各層的等效矩陣作乘積以得到整體的等效矩陣。首先，我們先考慮單一方向的電磁波經過不同介電質時的反射與穿透情形，如下圖所示，電磁波由介質 1 打入介質 2 時，會產生反射波與穿透波，反射波電場 E_{r1} 與穿透波電場 E_{t2} 可由入射波電場 E_{i1} 所表示，其關係如下式所表示。

$$E_{r1} = r_{12}E_{i1} \quad , \quad r_{12} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad (3.4)$$

$$E_{t2} = t_{12}E_{i1} \quad , \quad t_{12} = 1 + r_{12} \quad (3.5)$$

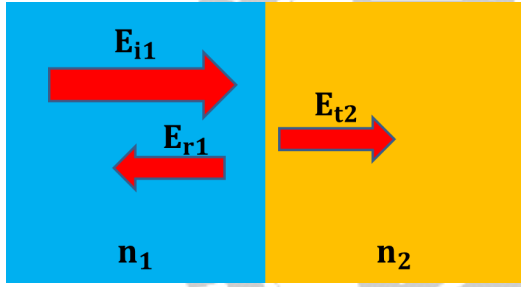


圖 3.4 單邊入射反射穿透關係圖

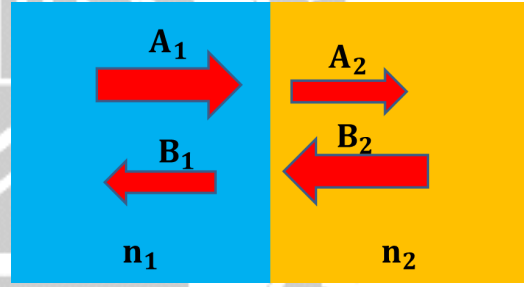


圖 3.5 雙邊入射反射穿透關係圖

當考慮到兩邊都有光入射時，我們將模型改為圖 3.5 之形式，其中 A_1 為從 n_1 入射之電場強度， B_2 為從 n_2 入射之電場強度，而 B_1 為 n_1 中的出光，而 A_2 為 n_2 中的出光。其關係式表示如下

$$B_1 = r_{12}A_1 + t_{21}B_2 \quad , \quad r_{12} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad , \quad t_{21} = 1 + r_{21} \quad (3.6)$$

$$A_2 = r_{21}B_2 + t_{12}A_1 \quad , \quad r_{21} = \frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2} \quad , \quad t_{12} = 1 + r_{12} \quad (3.7)$$

我們可以將上式以矩陣方式表示於(3.8)式，並將之整理為(3.9)式

$$\begin{bmatrix} B_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{12} & t_{21} \\ t_{12} & r_{21} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ B_2 \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = \frac{1}{t_{12}} \begin{bmatrix} 1 & r_{12} \\ r_{12} & t_{12}t_{21} + r_{12}^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} = T_{12} \begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} \quad (3.9)$$

要計算多層膜反射率時，除了要考慮電磁波在不同介質中的傳遞情形以外，也必須考慮電磁波在單一介質中傳播，移動距離 D 之後的電場變化，其示意圖如圖 3.6，我們可以分別以數學式子與矩陣方式表示

$$A_2 = A_1(L) = A_1(0)e^{-jn_1k_0D}, \quad k_0 = \frac{\lambda}{2\pi} \quad (3.10)$$

$$B_1 = B_2(L) = B_2(0)e^{-jn_1k_0D} \quad (3.11)$$

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{jn_1k_0D} & 0 \\ 0 & e^{-jn_1k_0D} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} = P_1 \begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

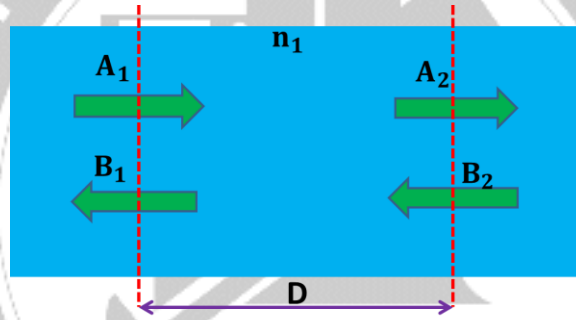


圖 3.6 單一介質傳播關係圖

得出電磁波的穿透與傳播矩陣關係式之後，我們以圖 3.7 中的單層模為例，計算光在單層模中的傳播以及反射關係，各層間之矩陣關係式可表示如下，並將及整理為式(3.16)，並將式子改寫成(3.17)

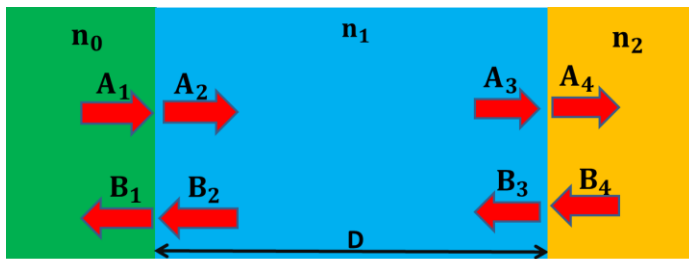


圖 3.7 單層模示意圖

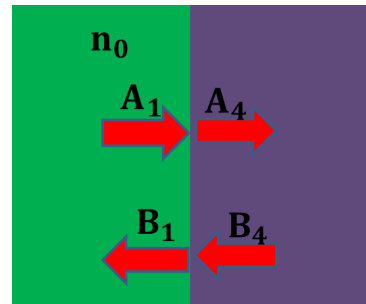


圖 3.8 單層模等效示意圖

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = \frac{1}{t_{01}} \begin{bmatrix} 1 & r_{01} \\ r_{01} & t_{01}t_{10} + r_{01}^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} = T_{01} \begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

$$\begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{jn_1k_0D} & 0 \\ 0 & e^{-jn_1k_0D} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_3 \\ B_3 \end{bmatrix} = P_1 \begin{bmatrix} A_3 \\ B_3 \end{bmatrix} \quad (3.14)$$

$$\begin{bmatrix} A_3 \\ B_3 \end{bmatrix} = \frac{1}{t_{12}} \begin{bmatrix} 1 & r_{12} \\ r_{12} & t_{12}t_{21} + r_{12}^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_4 \\ B_4 \end{bmatrix} = T_{12} \begin{bmatrix} A_4 \\ B_4 \end{bmatrix} \quad (3.15)$$

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = T_{01}P_1T_{12} \begin{bmatrix} A_4 \\ B_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_4 \\ B_4 \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} A_4 \\ B_4 \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

$$\begin{bmatrix} B_1 \\ A_4 \end{bmatrix} = \frac{1}{M_{11}} \begin{bmatrix} M_{21} & M_{22}M_{11} - M_{12}M_{21} \\ 1 & -M_{12} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ B_4 \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

當我們考慮入射光 A_1 進入單層模時的反射與穿透時，我們將(3.17)中的 B_4 令為0，便可得到以下式子

$$B_1 = \frac{M_{21}}{M_{11}} A_1 = rA_1 \quad (3.18)$$

$$A_4 = \frac{1}{M_{11}} A_1 = tA_1 \quad (3.19)$$

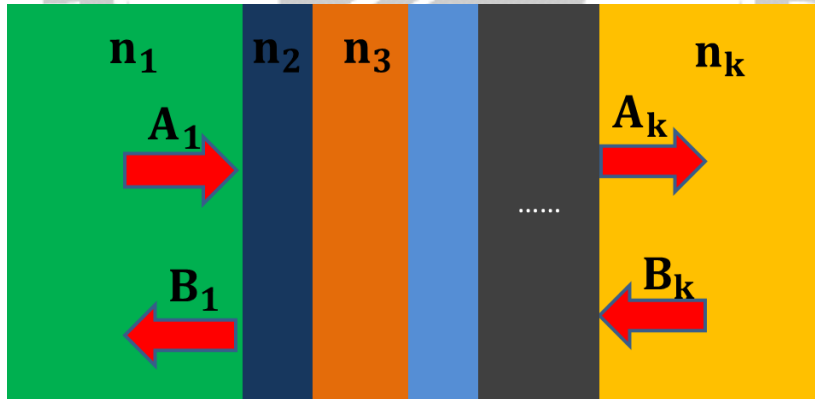


圖 3.9 多層模示意圖

考慮光經過多層膜時的反射穿透時，亦可以使用等效矩陣的方式表示，要計算圖 3.9 中多層膜反射率時，可以將式子表示成類似(3.16)的形式，在式子(3.16)中，整體等效矩陣以 M 表示，而在式子(3.20)中，為了避免與(3.16)所使用的矩陣 M 混淆，我們將(3.20)中的整體等效矩陣符號改成 S

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = T_{12}P_2T_{23}P_3 \dots T_{k-1,k} \begin{bmatrix} A_k \\ B_k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_k \\ B_k \end{bmatrix} = S \begin{bmatrix} A_k \\ B_k \end{bmatrix} \quad (3.20)$$

將上式整理後，並將 B_k 值令為 0 後，可得到反射與穿透之關係，用數學式子表示如下

$$B_1 = \frac{S_{21}}{S_{11}} A_1 = r A_1 \quad (3.21)$$

$$A_k = \frac{1}{S_{11}} A_1 = t A_1 \quad (3.22)$$

式子(3.21)為入射電場 A_1 與在多層膜中的反射電場 B_1 之電場強度關係，若考慮反射光的光強反射率，光強反射率 R 的值為電場反射率 r 的平方，因各層間的傳播矩陣 P_i 與發光波長 λ 有關，因此可以計算出多層膜反射率與發光波長之關係，而 DBR 則是多層膜的簡化版本，示意圖如圖 3.10。

$$R(\lambda) = r^2 = \left(\frac{S_{21}}{S_{11}}\right)^2 \quad (3.23)$$

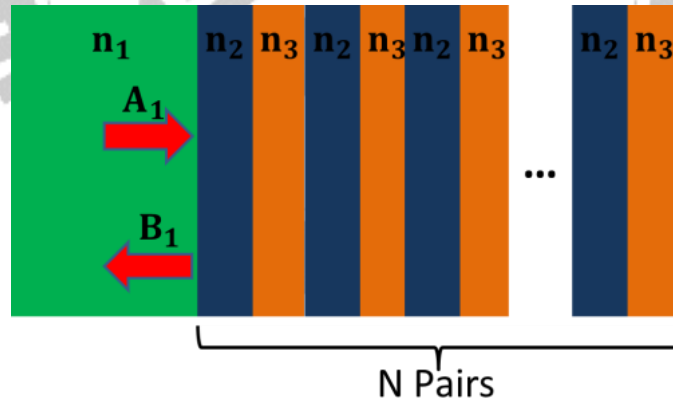


圖 3.10 DBR 示意圖

3.3 DBR 雷射之繞射損耗

雷射光入射到布拉格反射鏡時會有嚴重繞射損耗並造成反射率下降的概念最早於 1996 年由 T. Baba 等人所提出[01]。西元 2000 年，與 T. Baba 相同研究團隊的 M. Ariga 亦將雷射光近似為高斯波並利用 FDTD 的模擬來觀察雷射光經過三階深蝕刻 DBR 時的繞射情形[16]，圖 3.11 為模擬所用的雷射結構，圖 3.12 為一脈衝高斯波打入 DBR 後所產生的繞射情形，從圖中可以看出雷射光經過 DBR 後，除了反射與穿透以外，也有部分的光是朝著上方與下方以繞射的形式消耗掉，對一般發光波長為 980nm 的三階 DBR 雷射而言，鏡面的反射率會因繞射而下降至 75%左右[04, 12]。

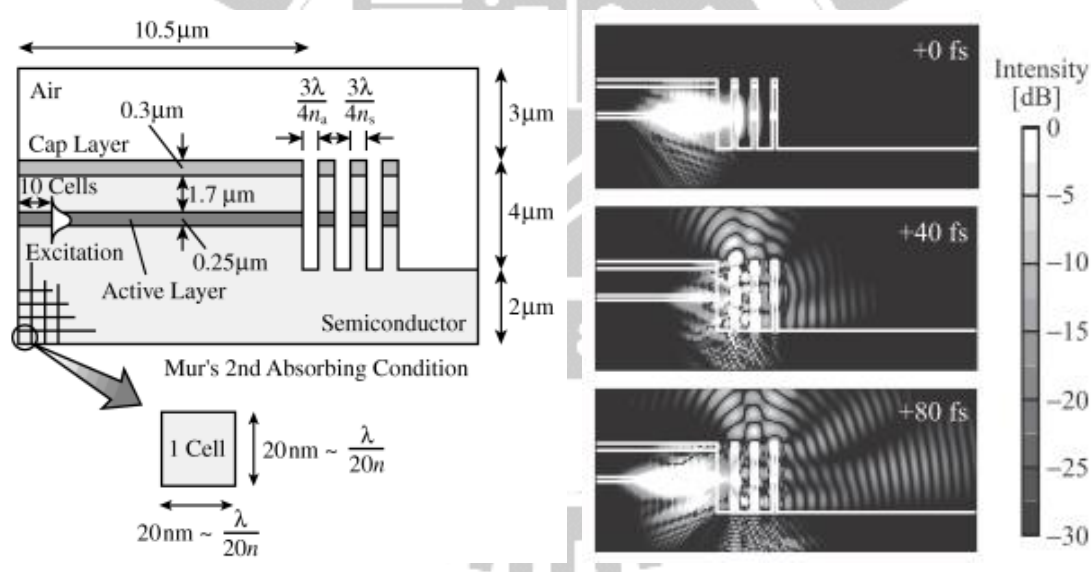


圖 3.11 Ariga-FDTD 雷射模型

圖 3.12 脈衝高斯波在 DBR 中的繞射情形

一般 DBR 的反射率通常是以平面波來做模擬，因此反射率可以很容易的達到 99%以上，但是 Baba 考慮到雷射在共振腔中的傳播並非以平面波的方式做傳播[01]，而是必須滿足波導傳播模態的波動函數，為了方便計算，Baba 將雷射的波導傳播模態以高斯波(Gaussian Wave)做近似，並將 DBR 等效為單層模，並利用傳播光學(Light Transmission Optics)計算高斯波經過該等效單層模時波動

函數的反射光強度，其模型如圖 3.13 所示，其中 l 為鏡面寬度， p 為 DBR 總週期。Baba 模型中，所計算出的等效反射率 R_{eff} 值為不考慮繞射的反射率 R 再乘以繞射造成的耦合效率 (Coupling Efficiency, η)，公式表示如下

$$R_{eff} = R \times \eta \quad (3.24)$$

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{L_{eff}}{n\pi\omega}\right)^2}} \quad (3.25)$$

$$L_{eff} = \frac{1}{n} \left\{ n_a(p - l) + \sum_{i=1}^N \left\{ [n_s l + n_a(p - l)] \left(\frac{n_a}{n_s}\right)^{2i} \right\} \right\} \quad (3.26)$$

其中 L_{eff} 為 DBR 等效厚度， n_s 與 n_a 分別為半導體與空氣折射率， N 為 DBR 的對數， n 為 DBR 的等效折射率， ω 為雷射的光模尺寸 (Mode Size)，當高斯波強度減為 $1/e^2$ 時的寬度即為光模尺寸 ω ，Baba 並沒有精準地計算出雷射傳播於波導中的波長規一化模尺寸 $2\omega/\lambda$ ，而是直接以常用值設值 0.8 做簡單的計算，以 (3.24) 的公式分別對 1 階與 3 階 DBR 做反射率模擬，可計算出 3 階 DBR 的反射率約 83%，1 階 DBR 的反射率約 97%。

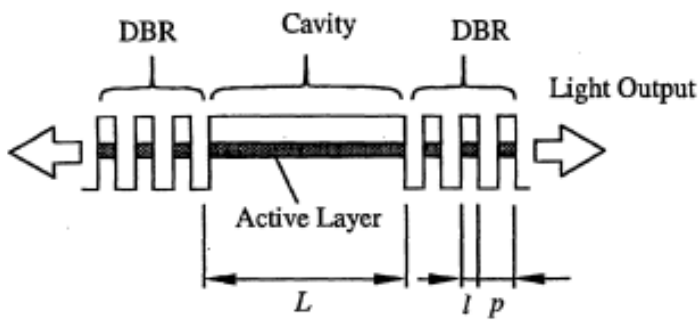


圖 3.13 Baba DBR 模型

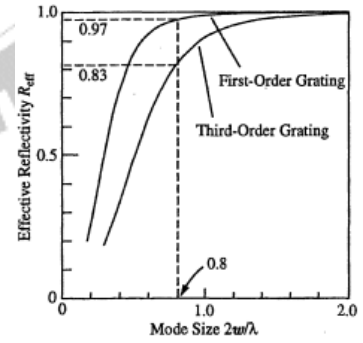


圖 3.14 Baba 模型反射率

在 Baba 提出 DBR 雷射用高斯波做簡化的繞射模型之後，R. Jambunathan 與 J. Singh 在 1997 年提出更精確的理論模型來計算 DBR 反射率[02]，相較於使用高斯波來作近似的 Baba 模型，Jambunathan 不使用高斯波作近似，而是先將雷射在波導中的實際傳播模態函數計算出來，並將波導模態函數利用傳播光學做計算與模擬，藉此計算出較精準的反射頻譜，Jambunathan 所使用的雷射結構模型表示如圖 3.15，將鏡面厚度固定滿足 5 階布拉格條件，並將空氣間隙寬度分別以滿足 1 階、3 階、5 階、7 階以及 9 階的布拉格條件做模擬，並將反射率與空氣間隙寬度之關係整理成圖 3.16，我們可以發現當空氣間隙越寬時，反射率也會因繞射損耗的增大而減小。此外，當鏡面的對數由 2 對增加到 3 對時，反射率已經幾乎不再變化，也就是說只要 3 對鏡面就能達到飽和的反射率。

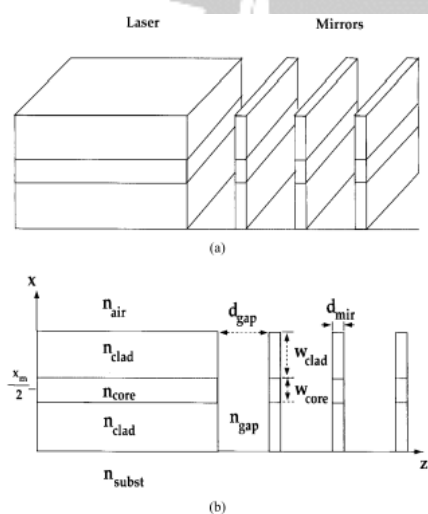


圖 3.15 Jambunathan 雷射模型

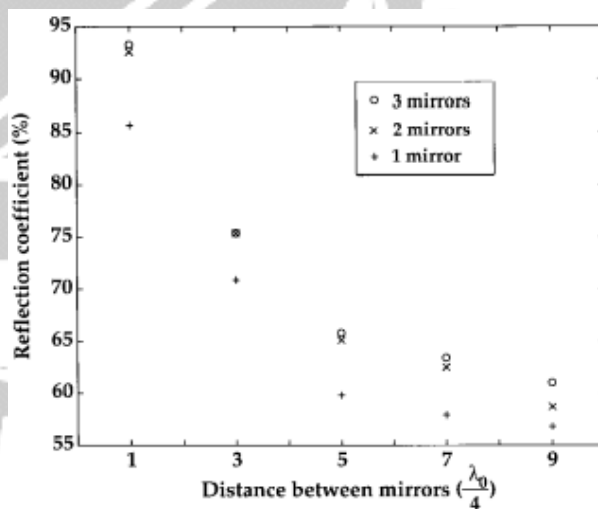


圖 3.16 反射率與空氣間隙之關係

以 Jambunathan 模型所計算出的反射頻譜與古典平面波所做的反射頻譜做比較如圖 3.17-3.19 所示，由圖中可以觀察出，繞射對反射頻譜的外觀影響並不嚴重，主要影響禁止帶的反射率值，隨著空氣間隙寬度變寬，禁止帶的反射率也

隨之下降。與 Baba 模型相比，Baba 並沒有計算出雷射的光模尺寸，而是直接以預設值 0.8 做計算，因此 Baba 模型無法將反射頻譜與波長關係畫成圖 3.17-3.19 之形式。

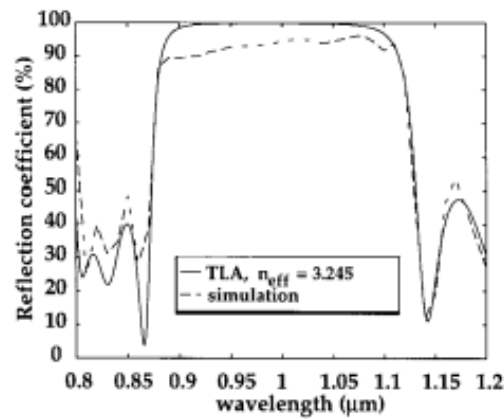


圖 3.17 一階空氣間隙反射頻譜

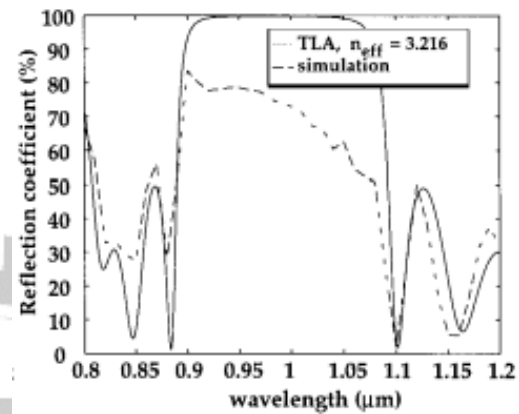


圖 3.18 三階空氣間隙反射頻譜

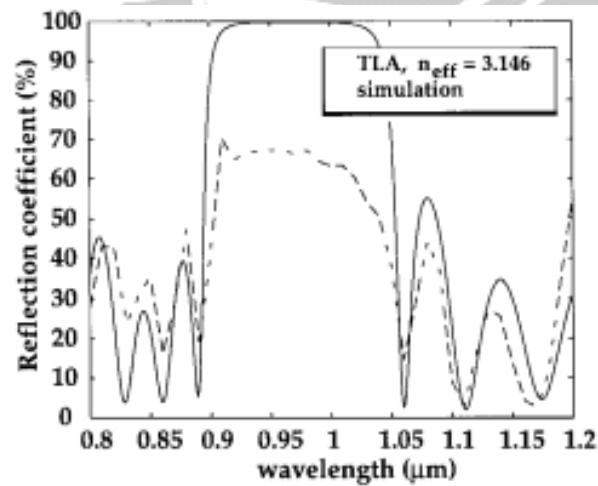


圖 3.19 五階空氣間隙反射頻譜

3.4 雷射鏡面反射率計算

由上一節中所提及的繞射理論可知，雷射光在 DBR 中的反射率會因繞射而減少，使得 DBR 的反射率不再是以往模擬的 99%，若繞射情形太嚴重或是 DBR 鏡面不夠不平整導致有嚴重的散射，甚至可能會造成 DBR 的反射率低於劈裂鏡面的 32%，為了確保 DBR 反射率能超過劈裂鏡面，因此反射率的計算就顯得相當重要，在此提出以下兩種計算鏡面反射率的方法。

3.4.1 出光效率計算法[11]

在 2.3 節中所提到的斜率效率是指整體的出光效率，若將雷射共振腔兩側的出光考慮進去，我們必須引入單邊的出光比例係數 F ， F 已經在 2.1.3 節中推倒過，數學式以(2.12)所表示，當我們只考慮前鏡面 R_f 的單邊微分量子效率時，可將(2.17)式修正為

$$\eta_{d,front} = F_{front} \eta_{st} \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \quad (3.27)$$

將上式取倒數並整理後可得

$$\frac{1}{\eta_{d,front}} = \frac{1}{F_{front} \eta_{st}} + \frac{1}{F_{front} \eta_{st}} \frac{2\alpha_i}{\ln(R_f R_b)} L \quad (3.28)$$

再將 F_{front} 代入(3.29)式後可得

$$\frac{1}{\eta_{d,front}} = \frac{(1-R_f)\sqrt{R_b} + (1-R_b)\sqrt{R_f}}{\eta_{st}(1-R_f)\sqrt{R_b}} + \frac{(1-R_f)\sqrt{R_b} + (1-R_b)\sqrt{R_f}}{\eta_{st}(1-R_f)\sqrt{R_b}} \frac{2\alpha_i}{\ln(R_f R_b)} L \quad (3.29)$$

將其斜率與截距作圖，並與劈裂鏡面雷射做比較後，由斜率的比例即可推算出 DBR 反射率，比較方式如圖 3.20。此方法主要的適用範圍為單邊劈裂鏡面單邊 BRR 之雷射，並且收光面必須為劈裂鏡面，理由為 DBR 鏡面的出光有一部分被繞射消耗，換言之，後鏡面並不滿足 $T_b + R_b = 1$ ，而是滿足 $T_b + R_b + D_b = 1$ ，

其中 D_b 為繞射損耗，因此雷射出光模型須改成圖 3.21 之形式。雖然雷射共振腔模型需要做修正，但因前端劈裂鏡面出光只受後鏡面 DBR 反射回共振腔反射率 R_b 所影響，因此，即使後鏡面 DBR 存在繞射問題，我們依然能利用式子(3.29)之前鏡面出光公式來計算出後鏡面 DBR 之反射率。

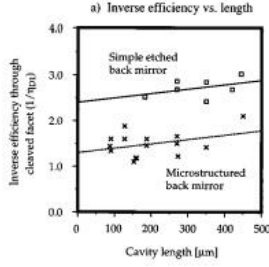


圖 3.20 出光效率比較圖

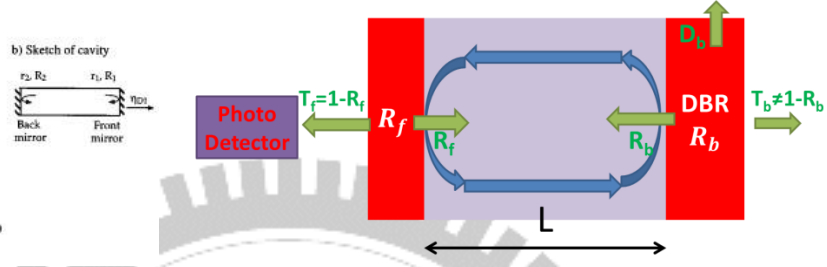


圖 3.21 DBR 雷射共振腔出光修正模型

3.4.2 增益與電流密度計算法[11]

上一小節中提到的出光效率計算法在考慮到 DBR 繞射損耗時，在某些情況下會不太適用，在此提出另一種用增益與臨界電流密度來推算出 DBR 損耗的方式，此種計算方式的適用範圍較為廣泛。在使用增益與電流密度計算法時，我們需要先引入增益與電流密度之關係式，式子表示如下，其中 G_0 與 J_0 為與材料相關之參數， G 為模態增益(Modal Gain)， J 為電流密度。

$$\frac{G}{G_0} = 1 + \ln\left(\frac{J}{J_0}\right) \quad (3.30)$$

當雷射所通入的電流密度為臨界電流時，此時增益值為雷射的臨界增益，表示如式子(2.2)，再將之代入(3.30)式並整理後可得：

$$G_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_f R_b}\right) = G_0 \ln\left(\frac{J_{th}}{J_0}\right) + G_0 \quad (3.31)$$

將 $\ln(J_{th})$ 對 $1/L$ 作圖後可得出該直線斜率與 $\ln(1/R_f R_b)$ 成正比，再將其斜率與劈裂鏡面之斜率做比較，即可藉由兩者斜率的比值來估算出鏡面反射率，公式表示如下，斜率比較之作圖方式如圖 3.22 所示。當 $1/L$ 為零時，元件的鏡面損耗亦為零，也就是說此種狀態下無論是劈裂鏡面雷射或是 DBR 雷射會有相同的臨界電流密度，圖 3.22 中兩種不同元件所描繪出的直線大約相交於 $1/L$ 為零的位置。

$$\text{Slope} \propto \ln\left(\frac{1}{R_f R_b}\right) \quad (3.32)$$

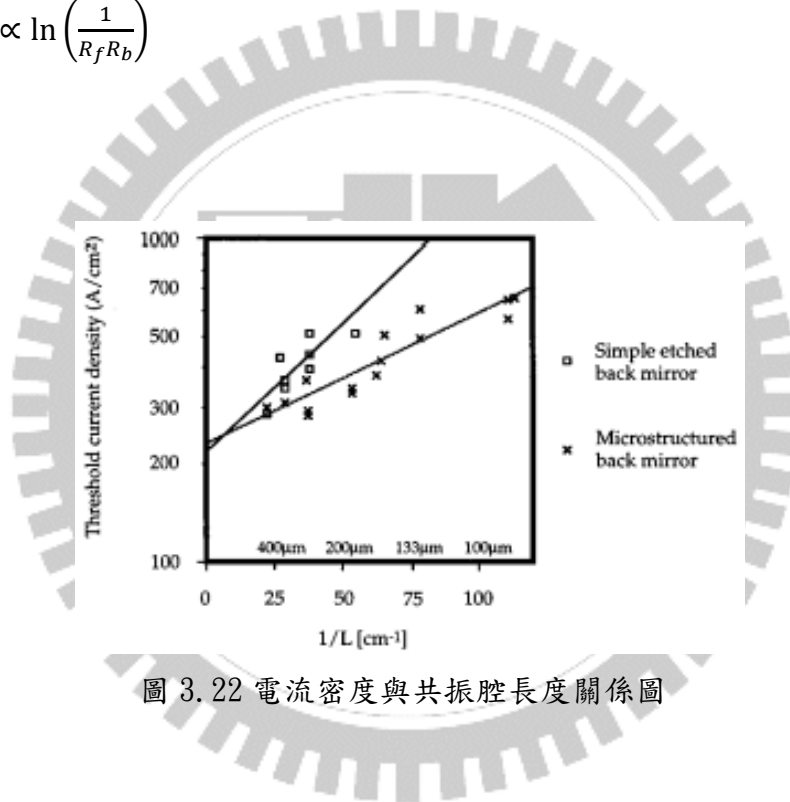


圖 3.22 電流密度與共振腔長度關係圖

3.5 DBR 設計與模擬結果

考慮到繞射效應之後，DBR 各層的寬度設計就變得很重要，由 3.3 節中的結果可以知道，平面波與波導雷射所計算出的反射頻譜外觀差異不大，因此我們使用 3.2 節中所提到的傳遞矩陣法來計算出反射頻譜，並調整鏡面與空氣間隙的寬度，找出能在發光波長附近波段有最佳反射率的寬度組合，本論文中設計了較容易製作的寬空氣間隙條件與較高反射率的窄空氣間隙兩種寬度組合。

首先，我們先將模擬條件設定至滿足三階布拉格條件，將(2.23)式中所計算出的不同空氣間隙寬度對反射率之關係畫成圖 3.23 之形式，圖中可看出空氣間隙寬度為 $1/4$ 、 $3/4$ 以及 $5/4$ 倍波長時皆會有99%以上的反射率。但若考慮到繞射效應，使用 Baba 模型做模擬，則圖 3.23 會被修正成圖 3.24 之形式，從中可以看出考慮繞射修正後的反射率已不再是99%，且反射率有隨著空氣間隙寬度增加而減少的趨勢，最理想的 DBR 寬度為滿足圖 3.24 中 A 點位置之條件，此種理想的 DBR 已被 Avary 等人所製作出[17]，其 SEM 圖如圖 3.25 所示。

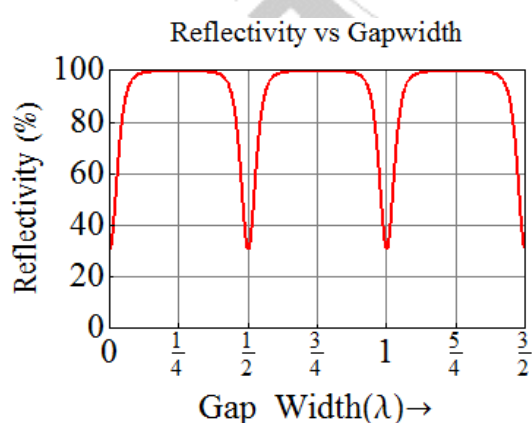


圖 3.23 反射率與空氣間隙寬度關係

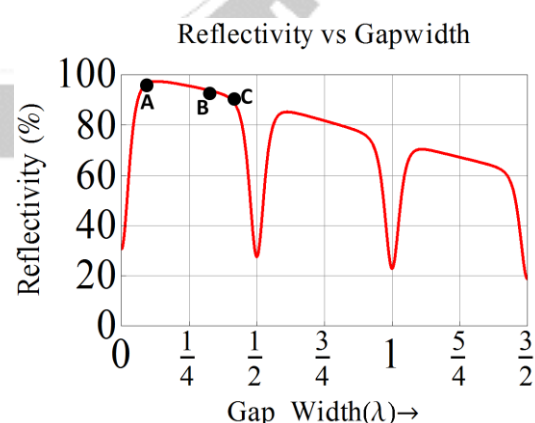


圖 3.24 實際反射率與空氣間隙寬度關係

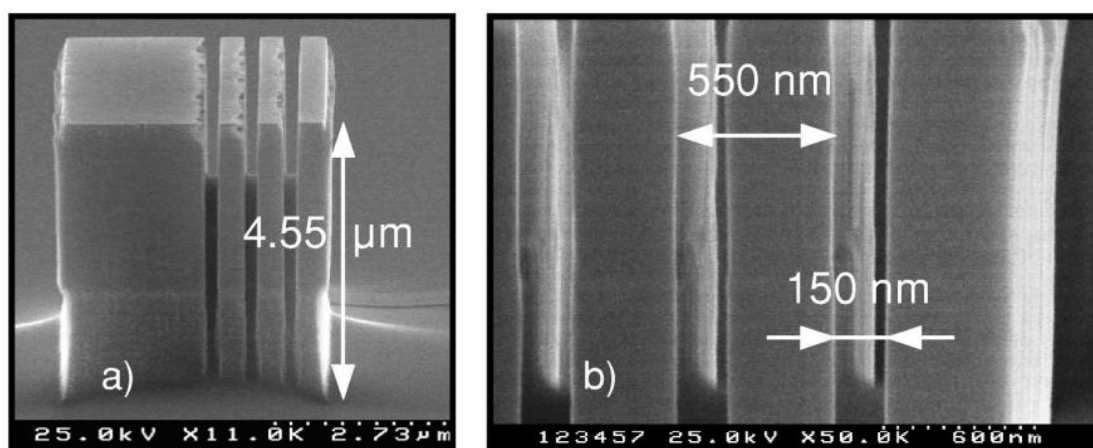


圖 3.25 理想 DBR 之 SEM 圖

寬空氣間隙條件因較容易製作，因此我們選用 3.1 節中滿足布拉格條件的寬度條件，空氣間隙採用滿足 3 階布拉格條件的寬度，而鏡面部分由於 3 階布拉格條件的寬度在製作上容易有倒塌的情形，鏡面倒塌結果將於第四章中做說明，也因此鏡面選擇滿足較高階布拉格條件之寬度，鏡面與空氣間隙寬度分別設計為 500nm 與 750nm，並隨著製作結果作微調。

當空氣間隙縮小到滿足一階條件的 250nm 時，窄間隙的蝕刻會變得非常困難，因此我們不選用滿足布拉格條件的寬度，由於空氣間隙在 500nm 附近會滿足電磁波的透明條件，使得反射率急速下降，因此在空氣間隙設計時，寬度要盡量遠離 500nm，經過一連串的模擬後，我們找到較適當的空氣間隙寬度介於 150~350nm 之間，即圖 3.24 中 A 到 C 之間的位置。為了保險起見，我們選擇使用 300~320nm 當空氣間隙的寬度，約為圖 3.24 中 B 之位置，並調整適當的鏡面寬度，該空氣間隙所對應到最適合的鏡面寬度約為 460nm。除了要考慮反射頻譜以外，我們也必須考慮製程上寬度的容許範圍[01]，製作時寬度可能會因製程的誤差而有所改變，但是總週期是不變的，如圖 3.26 所示，我們必須多加考慮製程誤差對反射率的影響。空氣與鏡面寬度分別為 310nm 與 460nm 的 DBR 之反射頻譜如圖 3.27(a)

所示，發光波長 880~1030nm 皆能有高反射率，其 DBR 總週期為兩者寬度的總合 770nm，圖 3.27(b) 為製程誤差對反射率關係圖，當空氣間隙在 250nm ~330nm 會有高反射率，310nm 並不在反射帶中心，此時我們將鏡面寬度微調至 500nm 使得 310nm 在反射帶的中心，如圖 3.28(b) 所示，但因寬度有所變化，因此反射頻譜也會有所變化，如圖 3.28(a) 所示，反射波段變為 920~1070nm，但調整之後製程誤差也會再次產生變化，我們只要重複調整幾次就能找出擁有最恰當反射頻譜又同時能容忍最大製程誤差的寬度條件，此時的鏡面與空氣間隙寬度分別為 470nm 與 310nm，反射頻譜與製程誤差容許量分別如圖 3.29(a) 及 (b) 所示，因此我們再度調整鏡面寬度與空氣寬度，調整反射頻譜能涵蓋元件的所有可能發光波段。我們在進行最適當線寬模擬時並不考慮繞射效應，其理由為考慮繞射效應之後，反射帶會往某方向傾斜而造成人為取點上的誤差，並導致多次調整後的寬度接近於圖 3.25 的寬度。

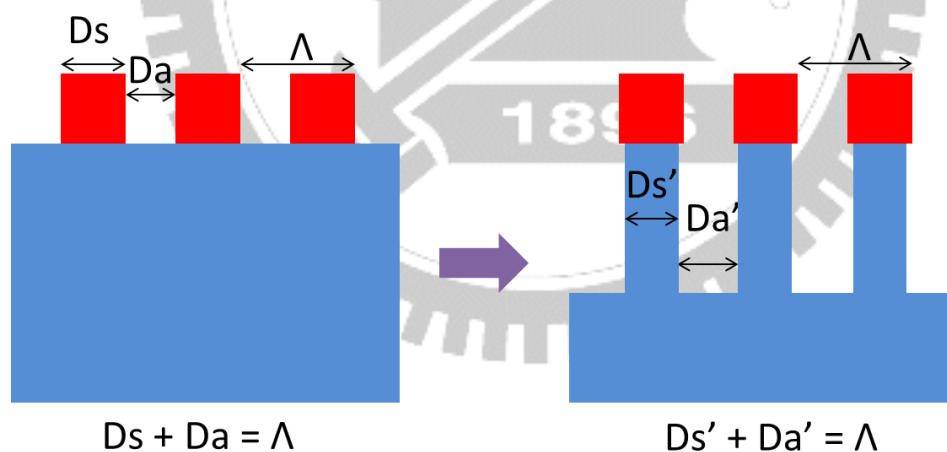


圖 3.26 製程誤差示意圖

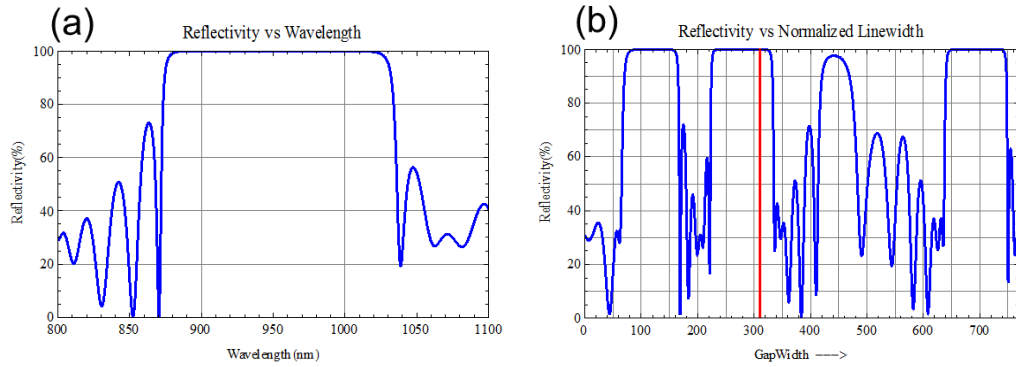


圖 3.27 鏡面/空氣=460/310nm 之 DBR 的 (a)反射頻譜 (b)製程誤差

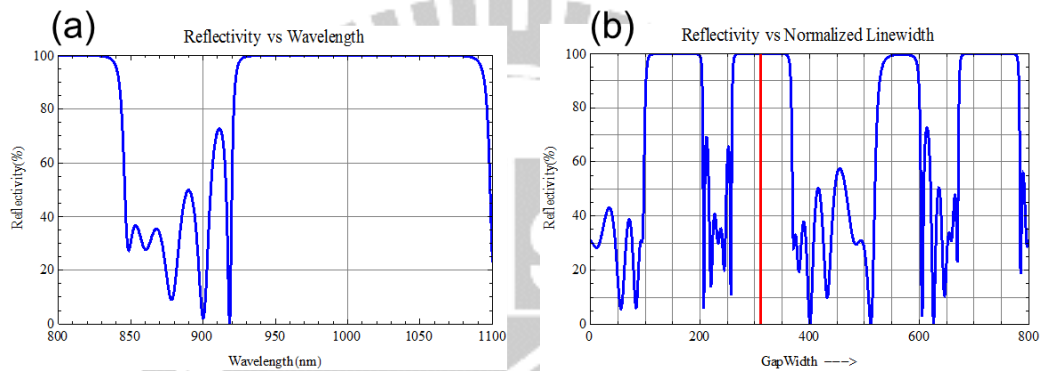


圖 3.28 鏡面/空氣=500/310nm 之 DBR 的 (a)反射頻譜 (b)製程誤差

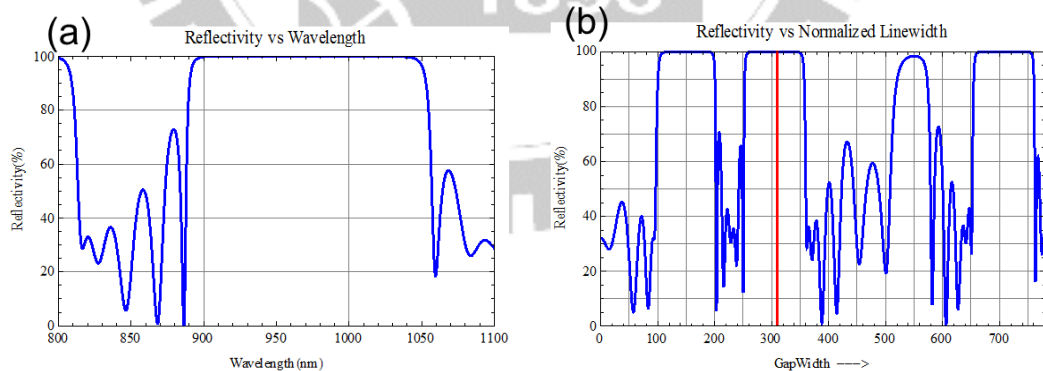


圖 3.29 鏡面/空氣=470/310nm 之 DBR 的 (a)反射頻譜 (b)製程誤差

以上情形是以理想上各層等寬度的情況做模擬，圖 3.30 為實際製作出的 DBR，其平均寬度為鏡面 465nm 與空氣 831nm，將平均寬度做反射頻譜的模擬結果如圖 3.31 所示，但是若將製程上誤差所造成的寬度不均勻性考慮進去，將各層的實

際寬度代入並做反射率模擬，結果如圖 3.32 所示，我們可以發現在波長 $1.1\ \mu\text{m}$ 附近，原本反射率不高的波段在製程誤差的影響下也產生了高反射帶，再將理想與實際的反射圖做比較後可以發現實際狀況下的高反射區域會比理想上的還來的多而廣，在此歸納出一個簡單的結論，製作上的誤差有助於提升 DBR 對不同波段的反射能力。

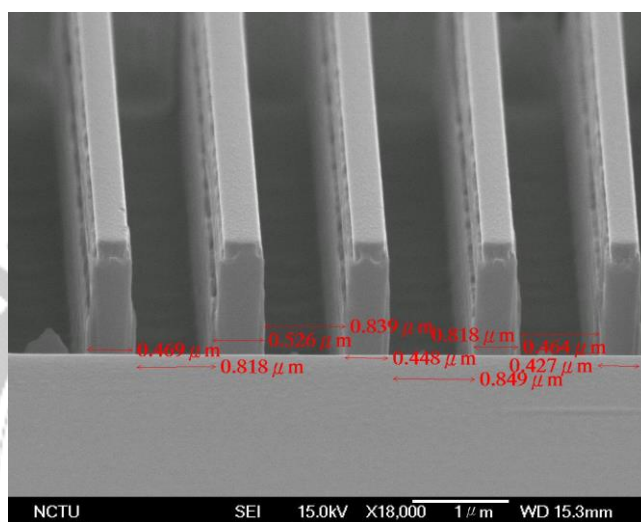


圖 3.30 實際 DBR 之 SEM 圖

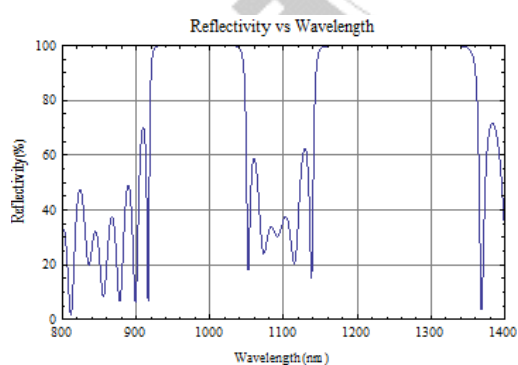


圖 3.31 平均寬度反射頻譜

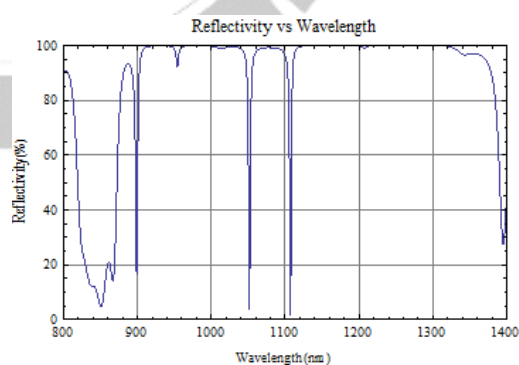


圖 3.32 實際反射頻譜

第四章 實驗設計

在為共振腔 DBR 雷射的製造流程中，我們同時使用到三種不同種類的蝕刻方式來進行樣品的蝕刻，本章節中先簡單介紹基本的蝕刻基礎，接著再介紹雷射元件的製作流程及 DBR 的製作與討論。

4.1 蝕刻方法與選擇[18]

在半導體製程當中，蝕刻是一種將晶圓表面材料移除所使用的製程方式，而蝕刻的種類又分成化學性蝕刻物理性蝕刻以及反應式離子蝕刻。在討論蝕刻種類之前，我們先定義以下名詞：

(1)蝕刻速率(Etch Rate)：蝕刻製程中物質被移除之速率，定義如下

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

(2)選擇比(Selectivity)：蝕刻對不同材料的蝕刻速率之比例

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

(3)蝕刻輪廓(Profile)：蝕刻輪廓為蝕刻製程中最重要的特徵，蝕刻對元件會有顯著的影響，以本論文為例，利用光阻與氮化矽來當蝕刻遮罩，若光阻或氮化矽蝕刻輪廓有過蝕或不平整的現象，將會影響到整體元件的良率，以圖 4.1 為例，不當的蝕刻輪廓造成 DBR 鏡面粗糙與不平整

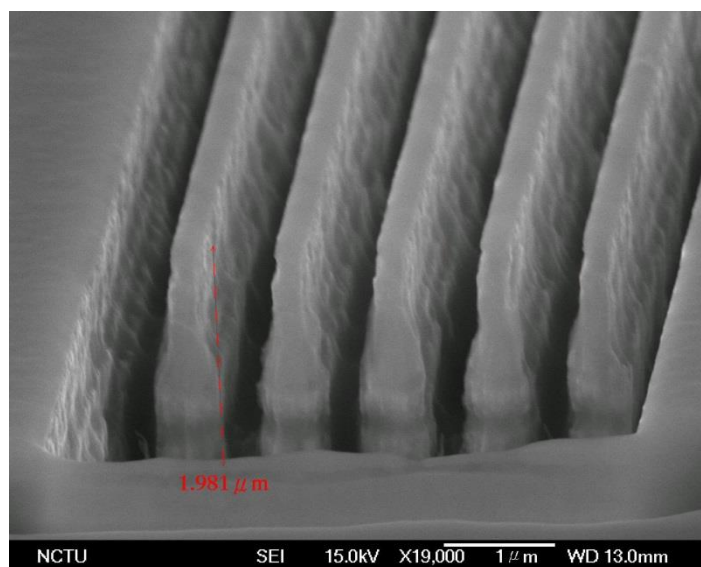


圖 4.1 不平整的 DBR 鏡面

在討論完上述蝕刻相關的名詞後，我們將先前所提到的三種蝕刻方式的基本原理並將其優缺點做比較整理於表 4.1。

(1)化學性蝕刻

又稱之為濕式蝕刻，技術也最早被開發，主要藉由材料與特定溶液產生化學反應，因而去除未被遮罩覆蓋部分的材料，其優點為選擇比較佳，但因化學反應本身不具備方向性，因此濕蝕刻為等向性蝕刻，當蝕刻圖形尺寸較小時(通常約 3 微米以下)，化學性蝕刻的效果會比較差，但對於大寬度圖形而言，化學性蝕刻有較佳的選擇比。本論文中的脊狀波導部分即是使用濕蝕刻的方式來製作，以硫酸與雙氧水溶液來蝕刻，蝕刻速率約為 10~15nm/sec。

(2)物理性蝕刻

物理蝕刻屬於乾式蝕刻的一種，以純物理的轟擊性蝕刻，材料受到離子束的轟擊並從表面脫離，純物理蝕刻速率通常較慢，而且選擇比也較差，但因具有非等向性蝕刻輪廓的特性，因此可以朝垂直方向進行蝕刻。本文中蝕刻氮化矽圖形

所使用的聚離子束蝕刻(FIB)方式就是類似物理性蝕刻，使用鎢離子轟擊樣品表面來進行蝕刻，但與一般常用的物理性蝕刻差異在於FIB並不需要使用光阻之類的遮罩，而是直接使用電磁透鏡將離子束聚焦於要蝕刻的部位。

(3)反應性離子蝕刻(Reactive Ion Etch, RIE)

RIE 為最廣泛被使用的蝕刻方式，是一種同時包含物理性蝕刻與化學反應性蝕刻的蝕刻方式，因此同時具備了非等向性蝕刻與高選擇比等優點。反應性離子蝕刻主要是靠化學反應來達成，因此有較高的選擇比，在蝕刻中加入了物理性的離子轟擊，藉由離子轟擊來打斷表面的化學鍵，藉此增加蝕刻速率，離子轟擊亦能將待蝕刻物表面累積的產物帶走，使待蝕刻物表面能再次產生化學反應，並完成了非等向性的蝕刻。本論文中的 DBR 鏡面即是使用 ICP-RIE 的方式製作，使用氬離子進行離子轟擊，並以 SiCl_4 當作化學反應之氣體，蝕刻速率約為 10nm/sec 。

	化學性蝕刻	物理性蝕刻	反應性離子蝕刻
蝕刻速率	較高	較低	高，可控制
選擇比	較佳	較差	尚可，可控制
蝕刻輪廓	等向性	非等向性	非等向性，可控制

表 4.1 不同蝕刻方式的特性比較表

4.2 製作流程與光罩設計

如圖 4.2 所示，在實驗一開始，我們先定義出雷射的脊狀波導結構，之後沉積氮化矽當保護層，之後再定義出金屬電極，接著再蝕刻出布拉格反射鏡，最後劈裂出雷射鏡面並在劈裂面鍍上高反射膜即可進行量測及分析。

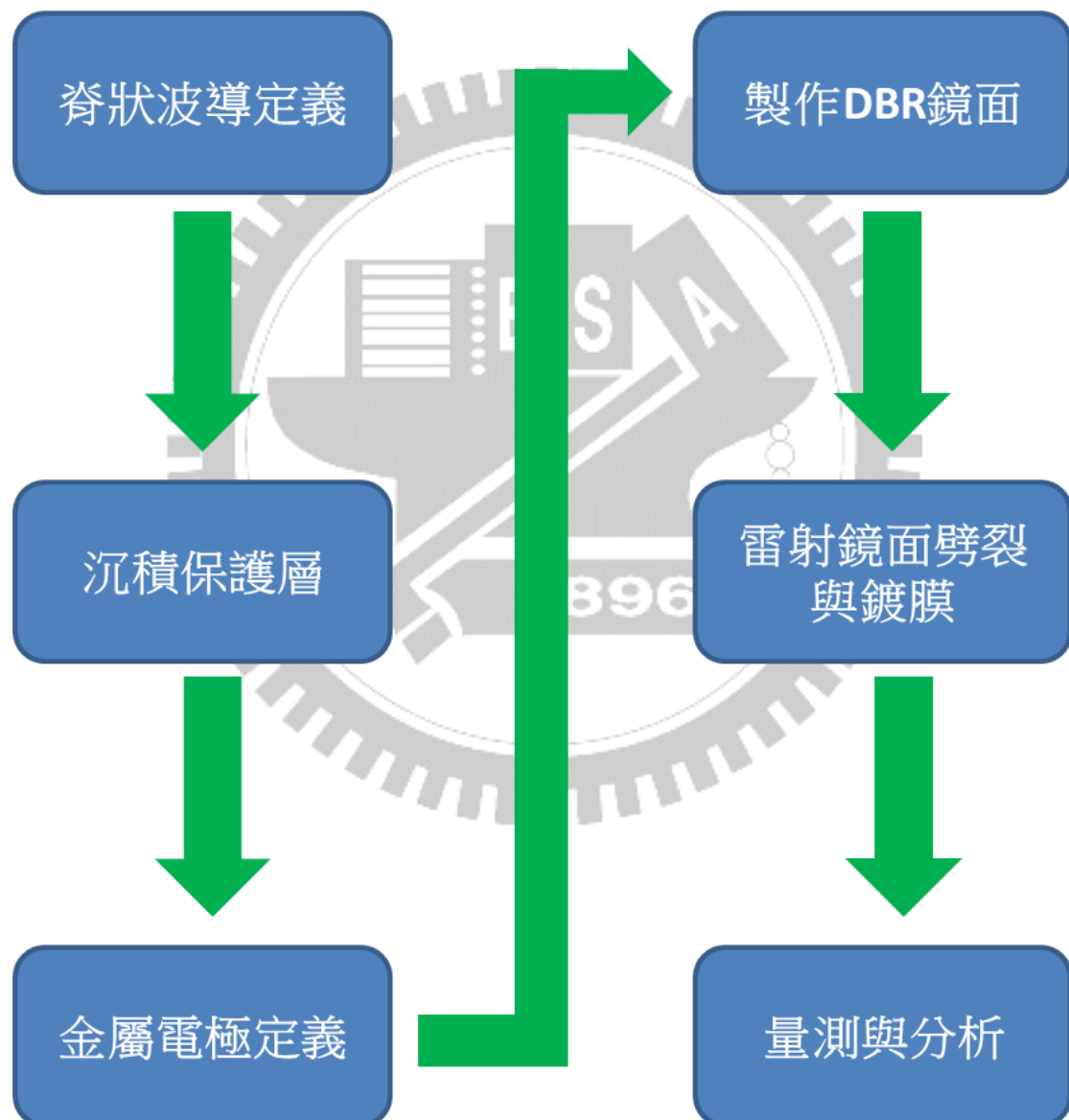


圖 4.2 元件製作流程

元件製程步驟

(A) 第一道微影

如圖 4.3 所示，首先先用丙酮將晶圓表面清洗乾淨，之後再晶圓浸泡於稀釋鹽酸 ($\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}=1:3$) 之中，藉此去除表面的氧化物，之後在晶圓上旋塗正光阻 AZ6112，塗佈的條件為第一轉 1000rpm(10 秒) / 第二轉 5000rpm(40 秒)，之後在 90°C 的烤盤上軟烤 90 秒，並使用深紫外光(DUV)曝光機定義出脊狀波導形狀與 DBR 預留區域的圖形，曝光時間大約為 1.8 秒，之後再用顯影劑 FHD-5 顯影約 30 秒，並用光學顯微鏡檢查寬度是否正確。

(B) 脊狀波導蝕刻(Mesa Etching)

如圖 4.4 所示，以光阻當作蝕刻遮罩，使用硫酸蝕刻液將晶圓蝕刻成脊狀波導結構，蝕刻溶液的比為 $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}=1:8:80$ ，其蝕刻的深度與磊晶的結構有關，量子井結構通常蝕刻到主動層上方約 100nm ~200nm，以免因主動層的缺陷產生非輻射復合；而量子點結構則可以蝕刻到主動層以下，藉此增加光場侷限的效果。蝕刻完成後不先把光阻移除，留到步驟(E)再將 Si_3N_4 移除。

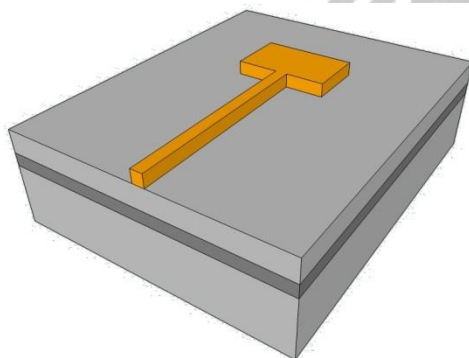


圖 4.3 第一道微影-Mesa

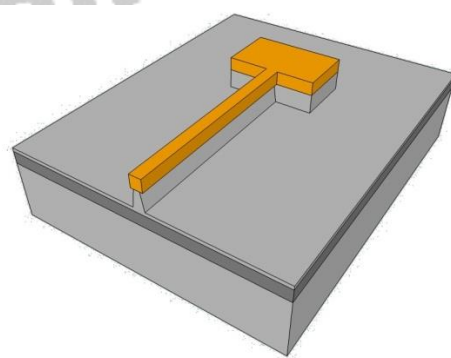


圖 4.4 脊狀波導蝕刻

(C)氮化矽保護層沉積

如圖 4.5 所示，將蝕刻完成的晶圓用稀釋鹽酸去除表面氧化後，使用電漿輔助化學氣相沉積(Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition, PECVD)在 80°C 的條件下沉積一層厚度約 300nm 的 Si_3N_4 當保護層與絕緣層，藉此保護蝕刻完後裸露的表面。

(D)移除波導上方氮化矽

如圖 4.6 所示，沉積氮化矽的同時，脊狀波導上方也會沉積到氮化矽，因此在步驟(B)完成時先將光阻留著藉此保護波導上方，等到沉積完氮化矽之後再使用丙酮將光阻連同氮化矽一併移除。

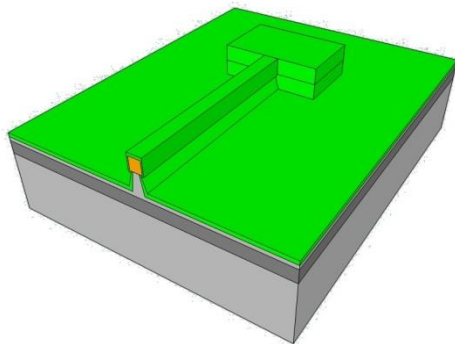


圖 4.5 氮化矽保護層沉積

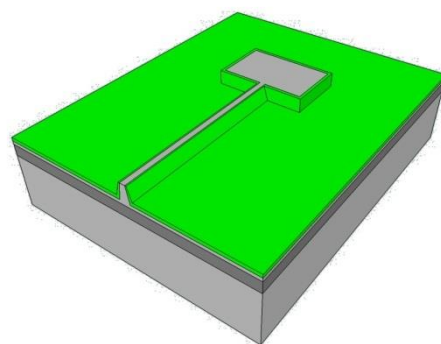


圖 4.6 光阻移除

(E)第二道微影

如圖 4.7 所示，在鍍金屬之前先需在晶圓上旋塗上光阻 AZ5214E 以定義絕緣位置，此次塗佈的條件為第一轉 1000rpm(10 秒) / 第二轉 4500rpm(40 秒)，並軟烤 90 °C，烤 90 秒，再用 DUV 曝光約 2.8 秒，曝完後在 120°C 的烤盤上反轉烤 120 秒，反轉烤完再做一次反轉曝光 13 秒，最後再用顯影劑 FHD-5 顯影約 40 秒，並用光

學顯微鏡檢查是否顯影完全。

(F)P-type 金屬蒸鍍

如圖 4.8 所示，在蒸鍍金屬前先用稀鹽酸去除晶圓表面氧化物，並使用電子鎗蒸鍍機(E-Gun)依序蒸鍍上 Ti/Pd/Au，蒸鍍的厚度分別為 30/30/200nm，蒸鍍完後再將晶圓泡在丙酮中，並用棉棒輕刷晶圓邊緣光阻以增加光阻 Lift-off 的速度。

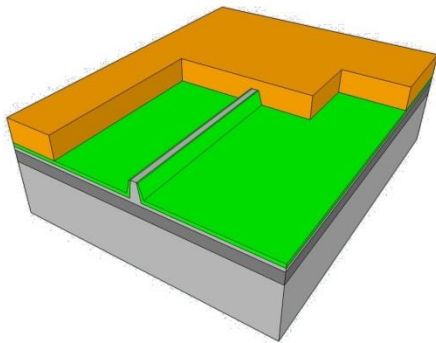


圖 4.7 第二道微影-金屬電極

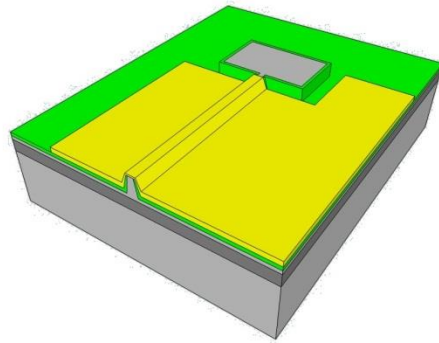


圖 4.8 P-type 金屬蒸鍍

(G)背面磨薄與 N-type 金屬蒸鍍

如圖 4.9 所示，為了使雷射鏡面的劈裂更為容易，需在背面蒸鍍金屬前先用 $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2=1:3$ 的溶液來磨薄晶圓背面，磨薄時間約 17 分鐘，磨完後晶圓厚度約 $150\ \mu\text{m}$ ，磨完後用稀鹽酸去除背面氧化物後再使用 E-Gun 鍍上 Ni/Ge/Au，厚度為 30/50/200nm，最後再使用 RTA 將晶圓加熱到 420°C 以增加金屬的附著力。

(H)沉積氮化矽(Si_3N_4) 遮罩

如圖 4.10 所示，使用 PECVD 在 300°C 的條件下沉積厚度約 300nm 的 Si_3N_4 當作蝕

刻 DBR 鏡面的硬遮罩(Hard Mask)。

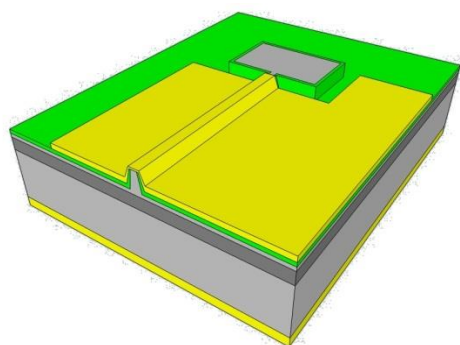


圖 4.9 N-type 金屬蒸鍍

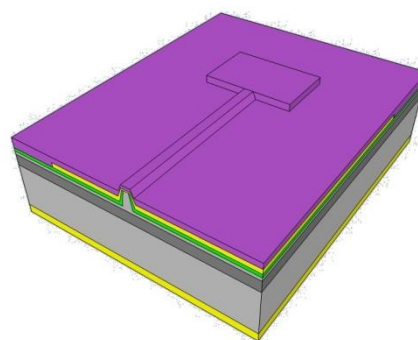


圖 4.10 氮化矽遮罩沉積

(I) 聚焦離子束蝕刻 DBR 鏡面圖案

如圖 4.11 所示，鍍完氮化矽之後在 DBR 預留區上使用 闓康科技股份有限公司 的聚焦離子束(Focus Ion Beam, FIB)蝕刻出 DBR 的圖樣，此步驟須確定氮化矽被蝕刻乾淨。

(J) ICP 蝕刻出 DBR 鏡面

如圖 4.12 所示，利用 FIB 在氮化矽上蝕刻的 DBR 圖案當硬遮罩，使用感應耦合電漿離子蝕刻機(Inductively Coupled Plasma Reactive Ion Etching, ICP-RIE)將氮化矽上的 DBR 圖形轉換到 GaAs 上，蝕刻所通入的氣體為 Ar 與 SiCl_4 ，其蝕刻深度大約為 $2.5\ \mu\text{m}$ – $3\ \mu\text{m}$ 。

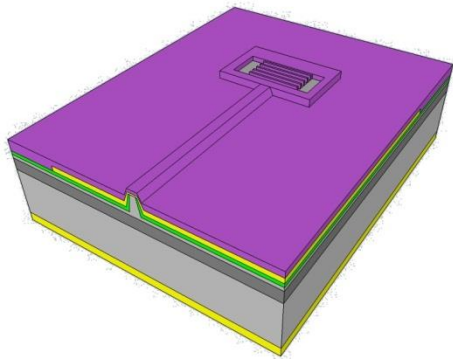


圖 4.11 FIB 蝕刻硬遮罩

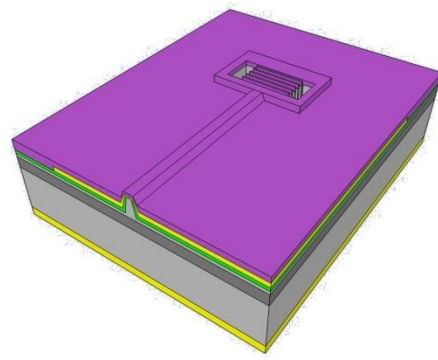


圖 4.12 ICP 蝕刻 DBR

(K) 移除硬遮罩

如圖 4.13 所示，由於覆蓋在金屬電極上方的氮化矽遮罩是不導電的，因此在 DBR 鏡面蝕刻完成後必須再使用 ICP 將金屬電極上方的氮化矽遮罩移除，此步驟必須確保金屬電極完全露出。

(L) 雷射劈裂與出光面鍍膜

如圖 4.14 所示，元件做完後，使用雷射切割機(Scriber)劈裂晶圓，將元件劈裂出反射率約 32% 的平整鏡面，即可做元件特性的基本量測。若鏡面損耗依然過高導致臨界電流太高，則我們可以使用光學鍍膜機在雷射鏡面鍍上高反射膜(HR coating)，藉此提高鏡面反射率。

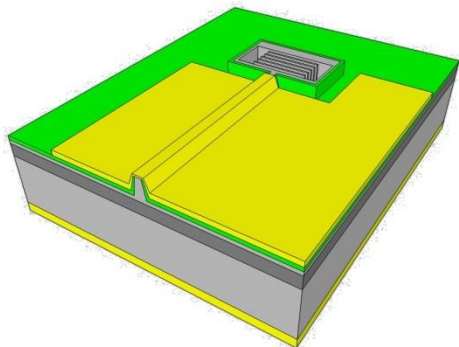


圖 4.13 移除硬遮罩

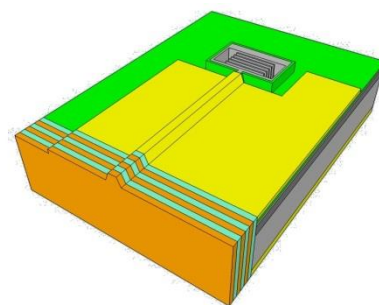


圖 4.14 鏡面鍍膜

光罩設計

整體元件示意圖如圖 4.15 所示，劈裂前元件俯視圖如圖 4.16 所示，劈裂完整組元件的尺寸約為 $750\ \mu\text{m} \times 3500\ \mu\text{m}$ ，光罩採用傾斜式設計，此種設計有三樣優點，第一點為能有效節省空間上的浪費，第二點為一次就能劈出不同長度，因此不需要每換一種共振腔長度就進行一次劈裂，最後一點為整組元件寬度為 $750\ \mu\text{m}$ ，因此比較容易劈裂，也比較容易放入鍍膜夾具中。但是相對的，此設計也有兩樣缺點，第一點如第一章所提到的，若劈裂位置有所偏移，則共振腔長度也會產生誤差，而另一缺點為共振腔長度由光罩設計所決定，因此若想調整共振腔長度就必須重新設計光罩。

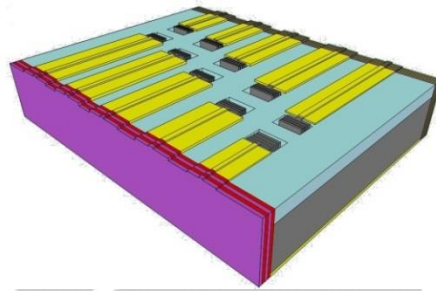


圖 4.15 整體元件示意圖

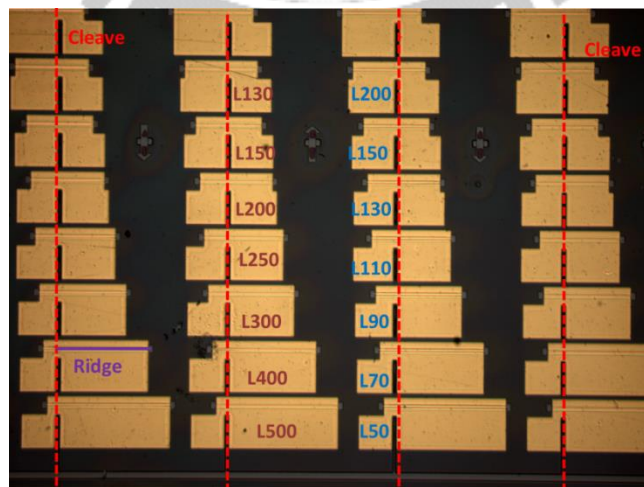


圖 4.16 元件俯視圖

4.3 DBR 製作與討論

在最先開始 DBR 的製作流程中，並不是以氮化矽當 ICP 的硬遮罩，原先是考慮使用 閎康科技股份有限公司 的 FIB 直接在元件表面上蝕刻出 DBR 的鏡面，先使用尚未做過製程的空片來測試 FIB 蝕刻是否能達到預期之深度。最初使用簡單的數個長方形圖案來測試 FIB 蝕刻的深度，先以機台預設的蝕刻深度 $2\text{ }\mu\text{m}$ 與 $4\text{ }\mu\text{m}$ 做測試，測試結果如下圖所表示，[圖 4.17](#) 為蝕刻條件 $2\text{ }\mu\text{m}$ 的斜視圖(Tilt View)，在蝕刻深度 $2\text{ }\mu\text{m}$ 的條件下所得到的實際蝕刻深度約為 $1.3\text{ }\mu\text{m}$ ，但其深度與理想深度(約 $2.5\sim 3\text{ }\mu\text{m}$)相比還是明顯的不足，而且在底部的寬度有略為變窄。[圖 4.18](#) 為蝕刻條件 $4\text{ }\mu\text{m}$ 的斜視圖，在此條件下所得到的實際蝕刻深度約為 $2.7\text{ }\mu\text{m}$ ，但從圖中可以很明顯的看出鏡面底部的寬度已經變的非常窄了，除此之外，在鏡面頂端也因為蝕刻時間過久，使得鏡面上半部因側蝕太過嚴重而變的非常粗糙。之後再使用 Lm5204 三層量子井雷射結構做蝕刻深度測試，使用機台預設之 $3\text{ }\mu\text{m}$ 蝕刻條件，並在邊緣畫上能夠更容易由斜視圖觀測蝕刻深度與寬度的圖案，蝕刻結果如[圖 4.19](#) 所示，此條件下的蝕刻的實際深度約為 $2.1\text{ }\mu\text{m}$ ，從圖中可以看出鏡面頂端的寬度約為 320nm ，但是蝕刻到底部時，因 FIB 能量無法同時集中於上方與下方，導致底部的能量不夠集中，造成底部空氣間隙變的非常窄(小於 200nm)，從鏡面頂部 320nm 與底部寬度 1.04nm 以及蝕刻深度 $2.1\text{ }\mu\text{m}$ 中可以計算出鏡面的斜角約為 80° ，由 M. Ariga 所模擬的角度與反射率關係圖([圖 4.20\[16\]](#))中可以看出，發光波長為 $1.55\text{ }\mu\text{m}$ 的三階 DBR 在鏡面角為 85° 時的反射率就已經降到與劈裂鏡面的 32% 差不多了，雖然與我們使用的發光波長不太一樣，但是鏡面角差異卻更為的大，因此認為使用 FIB 蝕刻 DBR 鏡面的可行性不太高。

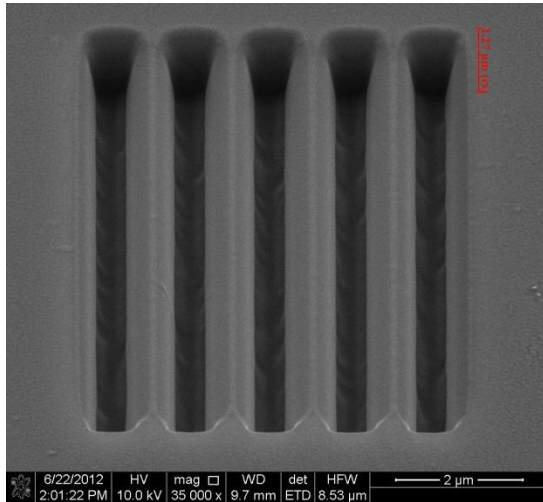


圖 4.17 FIB 蝕刻 2 μm 深度測試

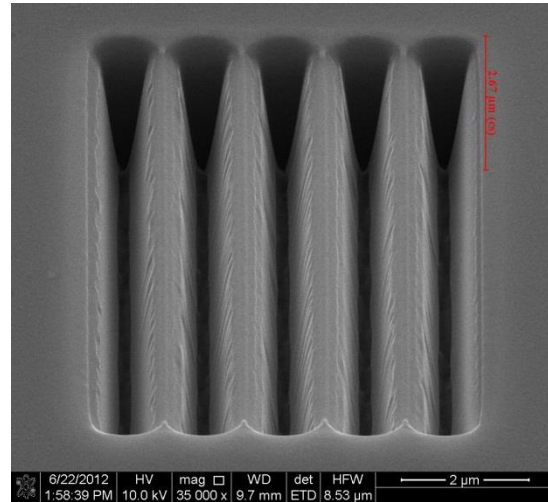


圖 4.18 FIB 蝕刻 4 μm 深度測試

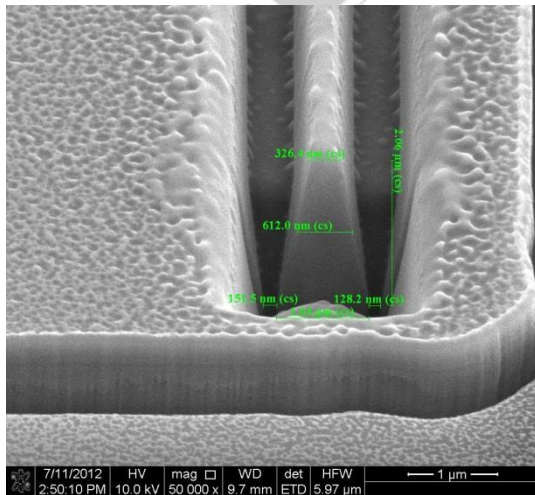


圖 4.19 FIB 蝕刻 Lm5204 深度 3 μm 測試

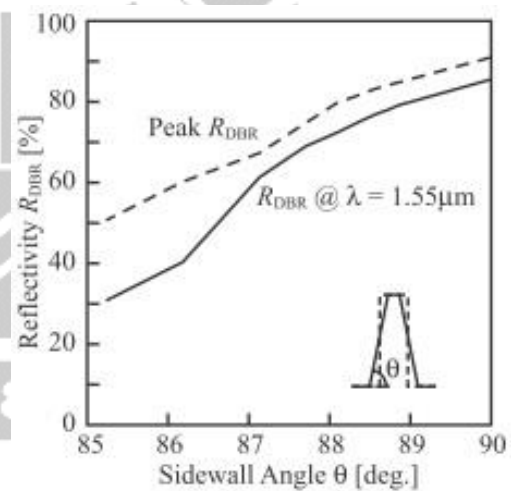


圖 4.20 DBR 反射率與角度關係

在認為使用 FIB 蝕刻 DBR 鏡面的方法不太可行之後，我們將製作方式改成為 300nm 的氮化矽當硬遮罩，使用 FIB 在氮化矽上蝕刻出 DBR 圖樣之後，接著使用交通大學奈米科技中心的 ICP-RIE 以氮化矽當硬遮罩並蝕刻出 DBR 鏡面，在一開始先以傳統的三階 DBR 條件在 Lm4982 單層量子井結構晶片上做測試，滿足三階布拉格條件時的寬度分別為半導體鏡面 210nm 與空氣間隙 735nm，以寬度總合為 945nm 的條件下，改變空氣間隙的蝕刻寬度，但是即使將空氣間隙縮小，氮化矽

上的 DBR 圖案仍會因側蝕過多而變的非常窄，如圖 4.21 所示，以此種條件的氮化矽作為硬遮罩，使用 ICP 蝕刻 DBR 鏡面，蝕刻結果如圖 4.22 所示，側蝕太過嚴重的氮化矽遮罩無法承受住 ICP 的蝕刻，使得 DBR 鏡面全部倒塌。要解決此問題的方法有 2 種，一種是增加硬遮罩的厚度，另一種為加厚 DBR 鏡面的寬度，在此，我們考慮到增加遮罩厚度的同時也會增加 FIB 的蝕刻時間，因而再增加側蝕的影響，因此我們先考慮以加厚鏡面寬度的製作方式。

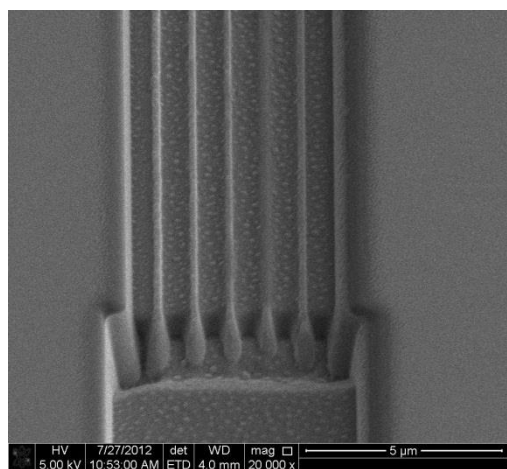


圖 4.21 FIB 蝕刻 SiN 斜視圖

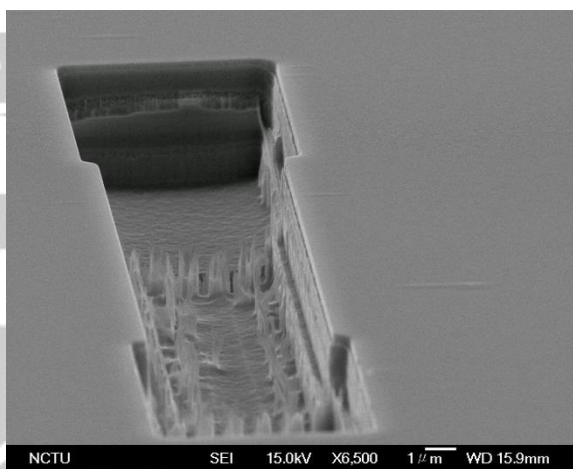


圖 4.22 三階 DBR 條件之鏡面結果

考慮加厚鏡面寬度以後，在 Lm4982 單層量子井結構晶片上，我們將個別的寬度調整為半導體鏡面 500nm 以及空氣間隙 800nm，以寬度總合 1300nm 為條件，調整鏡面與空氣間隙之寬度做測試，在此條件中製作出兩組合適的 DBR 條件，此兩組分別命名為 B 與 C，圖 4.23 與 24 分別為兩者在氮化矽上的斜視圖，從圖中可以看出當鏡面寬度增厚時，氮化矽的側面形狀為緩和的拱形，再將其圖形與寬度未加厚的圖 2.21 相比較，寬度未加厚時的氮化矽形狀比較接近尖銳的梯形，將氮化矽的圖案轉移到 GaAs 上的 SEM 圖分別為圖 4.25 與 26，我們可以觀察到鏡面寬度越厚時，DBR 倒塌的問題也隨著被改善。

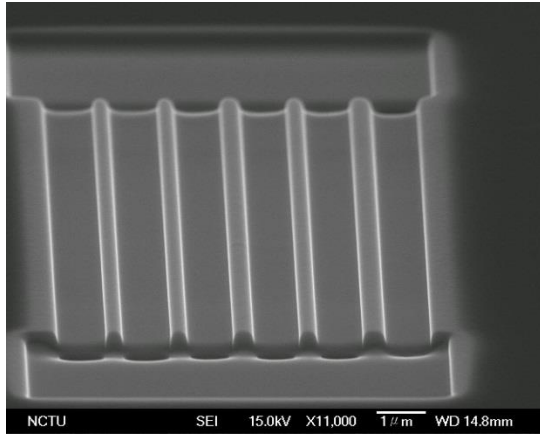


圖 4.23 B-SiN Pattern

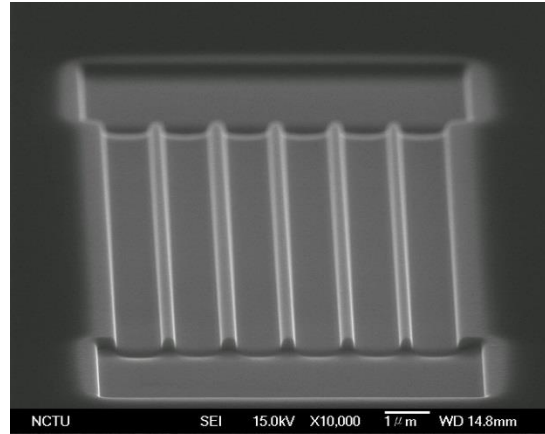


圖 4.24 C-SiN Pattern

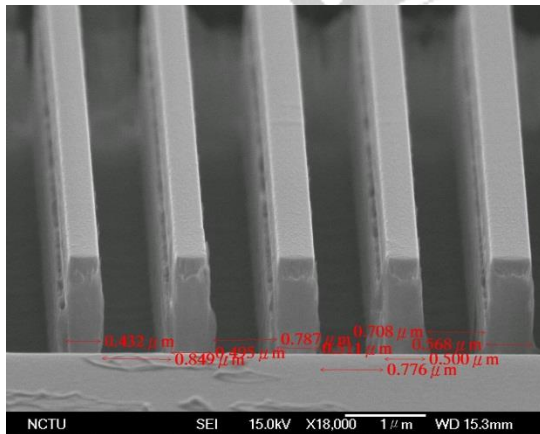


圖 4.25 B-DBR 製作結果

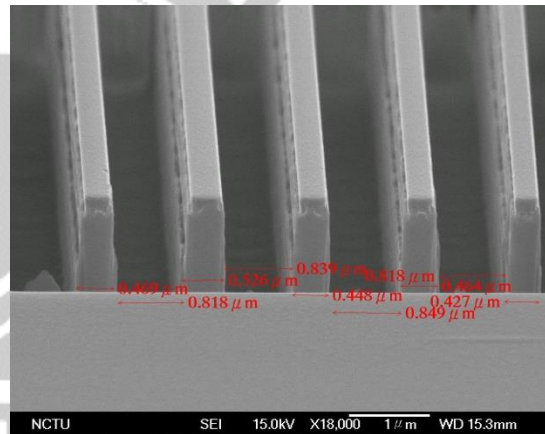


圖 4.26 C-DBR 製作結果

以加厚鏡面寬度的方式，確定 800nm 空氣間隙的 DBR 蝕刻後不會倒塌以後，我們使用做完製程的 Rn640 晶片來測試 FIB 條件，為了減少繞射損耗，我們同時嘗試將空氣間隙縮小到 350nm 左右，但即使將寬度縮到 300nm 左右，如圖 4.27 所示，但圖形轉換後仍然會因為 FIB 的側蝕而使得 DBR 的寬度增加到 450nm 左右，如圖 4.28 所示，若再進一步的縮小寬度，不但會因 FIB 能量不足而導致蝕刻深度不足，以至於無法將底部的氮化矽不容易完全蝕刻掉，也會因為寬度太窄而導致蝕刻完的寬度不穩定，圖 4.29 與 30 分別為寬度設定為 200nm 與 250nm 條件下

FIB 蝕刻出來的寬度，從圖中的結果可以觀察出以 250nm 條件下蝕刻出來的寬度反而比 200nm 條件所蝕刻出來的寬度還要寬，考慮到製程的穩定性，最後還是選擇製作三階寬度的 DBR。

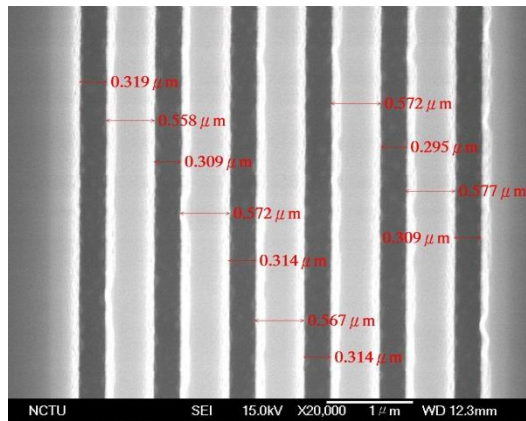


圖 4.27 窄寬度之 FIB 蝕刻結果

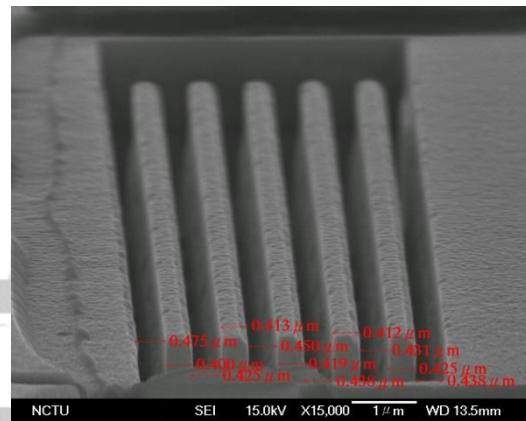


圖 4.28 窄寬度條件圖形轉換結果

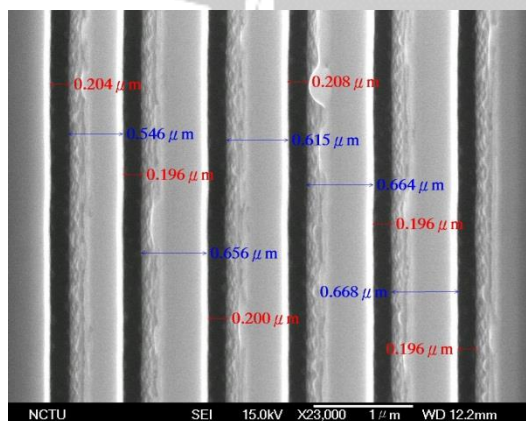


圖 4.29 200nm 條件之蝕刻結果

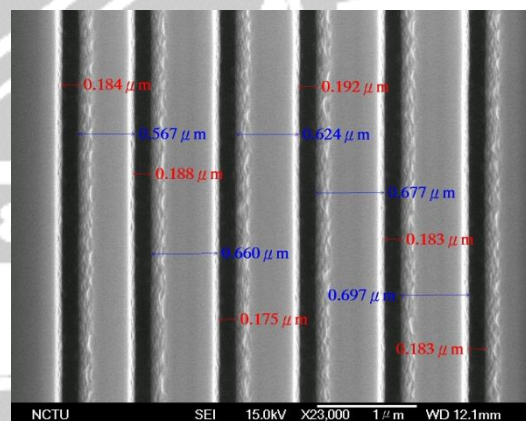


圖 4.30 250nm 條件之蝕刻結果

第五章 量測結果與分析

5.1 樣品結構與特性

樣品 Lm5172 為使用分子束磊晶(Molecular Beam Epitaxy, MBE)系統在 GaAs 基板上成長出來的雷射結構晶片，磊晶過程中先在基板上成長一層 200nm 的 n^+ -GaAs 當緩衝層，之後再成長約 100nm 的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 漸變層，Al 的成分比例由 0 開始漸漸增加到 0.4，之後再成長厚度 1 μm 的 $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ 當包覆層 (Cladding)，接著開始成長主動層，主動層為 $\text{In}_{0.2}\text{GaAs}$ 厚度 8nm 的三層量子井，每層量子井之間以 30nm 的 GaAs 隔開，而主動層外圍由 150nm 的 GaAs SCH 所覆蓋著，SCH 的目的是用來侷限載子，之後在主動層上方成長 1 μm 的 $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ 包覆層與 100nm 的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 漸變層漸變層，最後在最上方成長 250nm 的 p^+ -GaAs 當導電層，其結構示意圖如圖 5.1 所示。



圖 5.1 Lm5172 三層量子井雷射磊晶結構

我們將 Lm5172 三層量子井雷射晶片以濕式蝕刻製程方式製作出簡單的脊狀波導劈裂鏡面雷射，並將共振腔切出七種不同長度來做參數萃取，雷射的基本 LIV 特性如圖 5.2 所示，臨界電流密度最小值約為 $500\text{A}/\text{cm}^2$ ，出光功率使用適用波長 950~1600nm 的功率計所校正過，不同共振腔長度的發光頻譜由圖 5.3 所表示，發光波段為 995~1005nm，將圖中的模距利用式子(2.20)即可算出等效群折射率 n_{eff} ，使用較容易觀察出模距的短共振腔雷射來計算 n_{eff} ，250nm 共振腔的 n_{eff} 為 4.24，而 500nm 共振腔的 n_{eff} 為 3.98，我們將不同長度所對應的斜率效率代入 2.2 節中所提及的雷射參數萃取公式並將外部量子效率的倒數對共振腔長度作圖，如圖 5.4 所示，在由其斜率與截距來推算出內部損耗與內部量子效率，計算出來的內部損耗為 8.32cm^{-1} ，而內部量子效率為88.49%，與本實驗室成長的其他雷射晶片相比，樣品 Lm5172 的內部損耗以及臨界電流密度皆略高其他雷射晶片[14]。

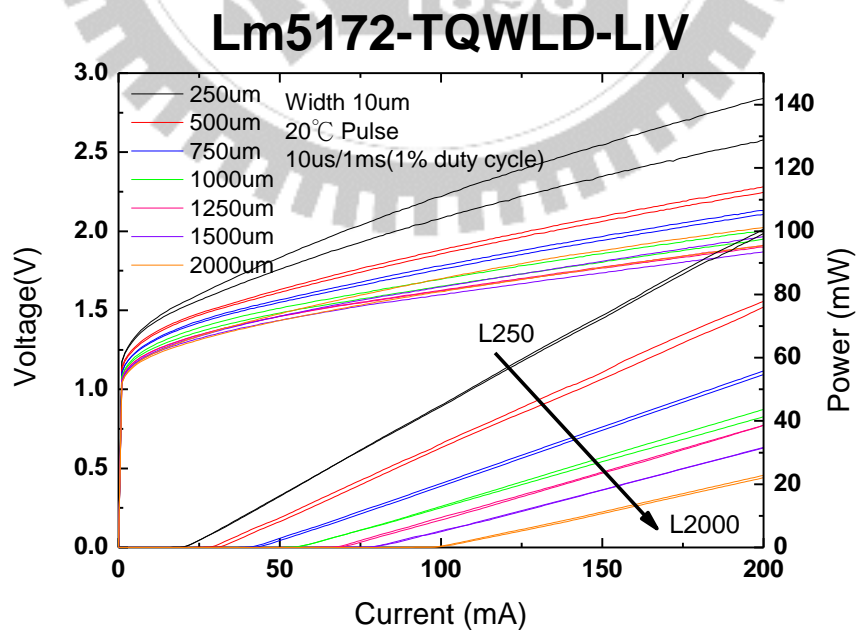


圖 5.2 Lm5172 三層量子井雷射 LIV

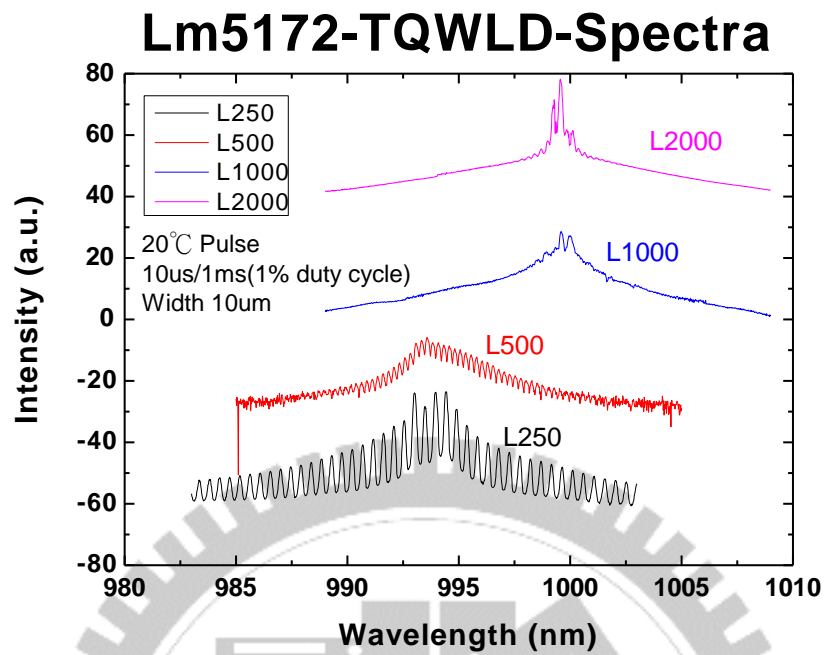


圖 5.3 Lm5172 各種共振腔長度之發光頻譜

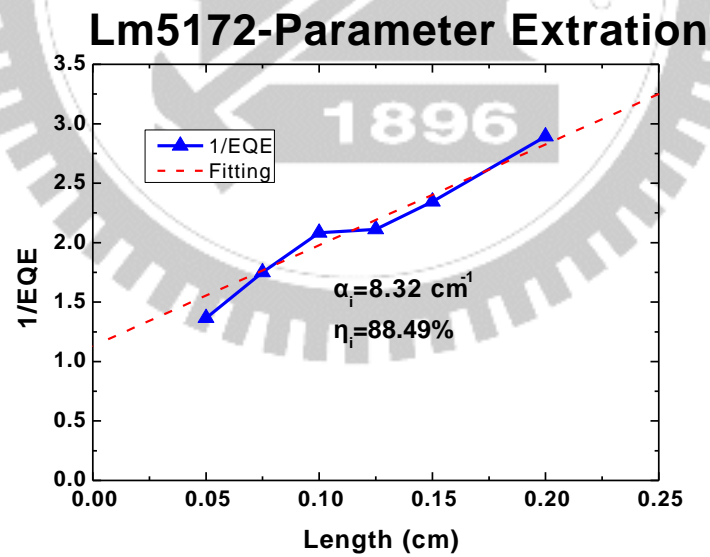


圖 5.4 Lm5172 參數萃取

5.2 元件基本特性

在 4.3 節的 DBR 製作結果當中，我們可以得知鏡面寬度 500nm 與空氣間隙 800nm 的 DBR 是較容易製作出來的，因此以這種寬度條件為基礎，將寬度代入 3.5 節中的製程誤差與反射頻譜做模擬，並找出最適合發光波長 990nm 的 Lm5172 晶片之寬度，計算出來最適合的鏡面與空氣間隙寬度分別為 500nm 與 720nm，以此組寬度作為 FIB 的蝕刻條件，並在製作過程中將寬度做些微調整，並將特性較為理想的元件做進一步的分析。所有元件皆為單邊劈裂鏡面單邊 DBR 鏡面，並以劈裂端當成收光面。本論文中，單邊 DBR 雷射的共振腔長度 L 分別為 300、200、150、130、110、90 以及 70 μm 。

我們將各個元件的 LIV 特性分別整理於圖 5.5、5.7 以及 5.10 之中，圖 5.5 為較長共振腔元件基本特性，其鏡面損耗較低，量測出的基本特性與一般雷射較為相近，各元件發光波長都落在 980~987nm 的範圍中，如圖 5.6 所示，我們將各長度的臨界電流、電流密度以及發光波長整理於表 5.1 中，各元件臨界電流值差異不大，最低電流密度為 L300 元件的 969.27A/cm²，但離共振腔長 L2000 的傳統雷射的 500A/cm² 電流密度仍有些差距，我們可以藉由鏡面鍍膜進一步的縮小其中的差距。

	L300	L200	L150	L130
$I_{th}(mA)$	29.08	23.12	26.74	24.05
$J_{th}(A/cm^2)$	969.27	1305.95	1782.4	1850.08
$\lambda(nm)$	985	983	980	987

表 5.1 各元件基本特性

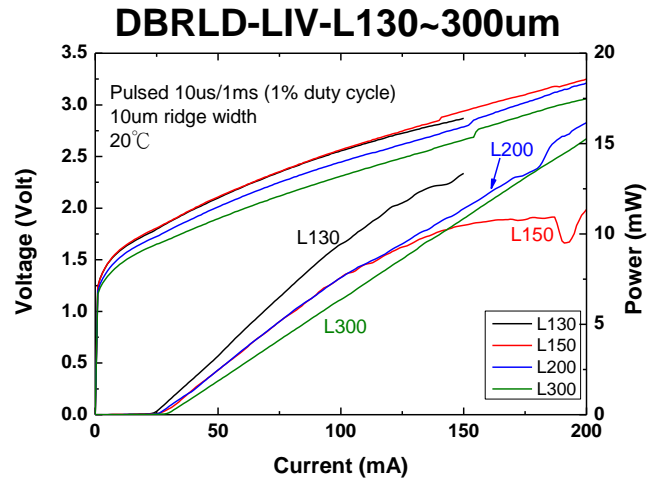


圖 5.5 L130-L300 元件之 LIV 特性

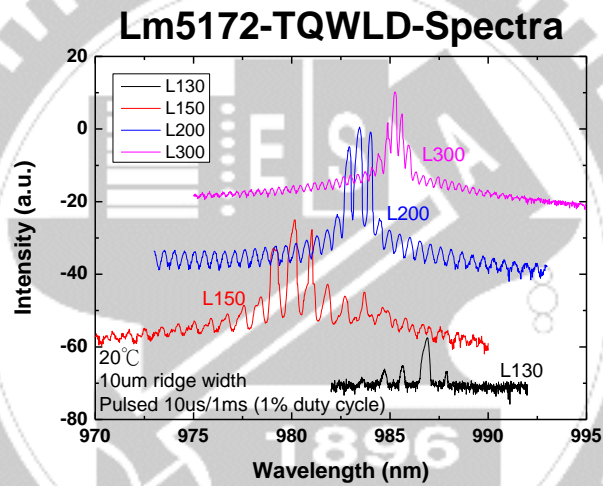


圖 5.6 L130-L300 元件之發光頻譜

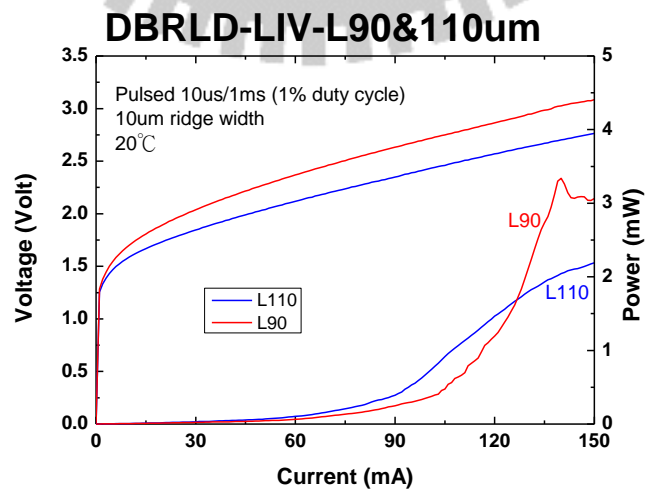


圖 5.7 L90-L110 元件之 LIV 特性

從圖 5.7 的 LIV 特性中，L90 及 L110 元件的出光特性並無明顯達到雷射操作時的轉折，因此我們改用發光頻譜來判斷元件是否達到雷射操作，我們從頻譜中判斷 L110 元件有兩階段發光的特性，兩階段的臨界電流個別為 60mA 與 90mA 左右，在 60mA 時的發光波長為 955nm，電流超過 80mA 以後，990nm 附近波群也開始發光，在高電流下可以觀察到至少有 4 個波群在發光。而 L90 元件的臨界電流以頻譜判斷為 100mA，亦有多波群發光特性。相較於 L130 元件的 $1850\text{A}/\text{cm}^2$ 臨界電流密度，共振腔長度縮短到 110 與 90 之後的電流密度分別暴增至 $5455\text{A}/\text{cm}^2$ 與 $11.1\text{kA}/\text{cm}^2$ ，並觀察到多波群發光的特性，目前還無法判斷造成此現象之原因是短共振腔損耗過高還是有其他製程上問題。

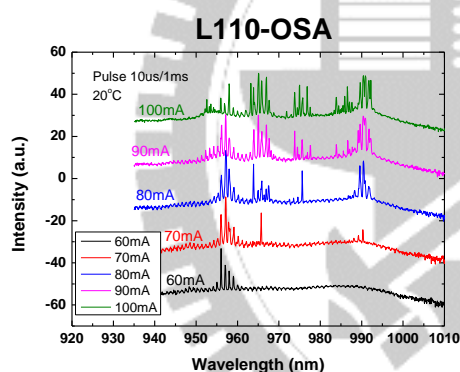


圖 5.8 L110 元件之發光頻譜

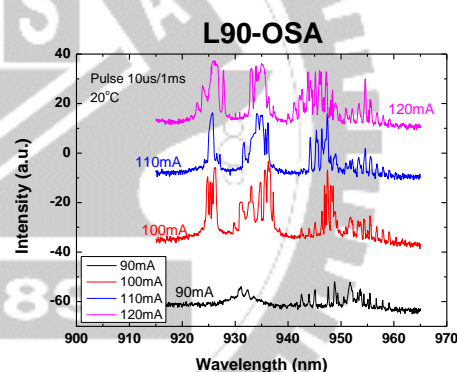


圖 5.9 L90 元件之發光頻譜

圖 5.10 為共振腔長度 $70\text{ }\mu\text{m}$ 元件的 LIV 特性，雖然可以清楚的看到元件在電流 120mA 時的出光轉折，但轉折後的斜率並沒有非常明顯的變化，因此我們亦由發光頻譜來判斷元件是否達到雷射操作條件，從頻譜強度判斷元件在操作電流為 130mA 時是有達到雷射操作的，此時的臨界電流密度為 $18.6\text{kA}/\text{cm}^2$ ，遠高於

其他元件，其發光波長為 880~910nm 的激發態發光，此時的共振腔長度幾乎已縮減到單邊劈裂 DBR 雷射的極限了[14]。

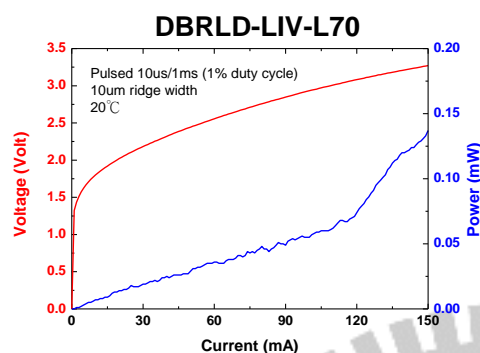


圖 5.10 L70 元件之 LIV 特性

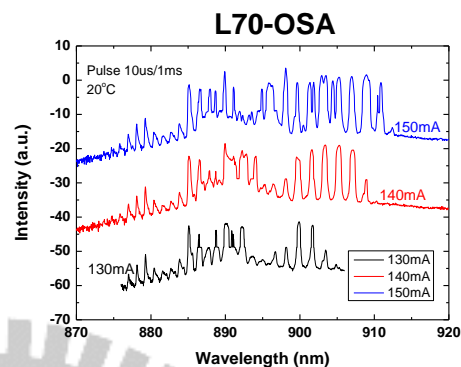


圖 5.11 L70 元件之發光頻譜

由於各元件的 DBR 寬度條件都略有差異，3.4.1 節提到的出光效率法需要將幾組長度不同且反射率相同的元件的出光斜率畫成一條直線並比較，而我們製作的元件反射率不完全相同，因此 3.4.2 節提到的增益與電流密度計算法為最有效的反射率估算方式。

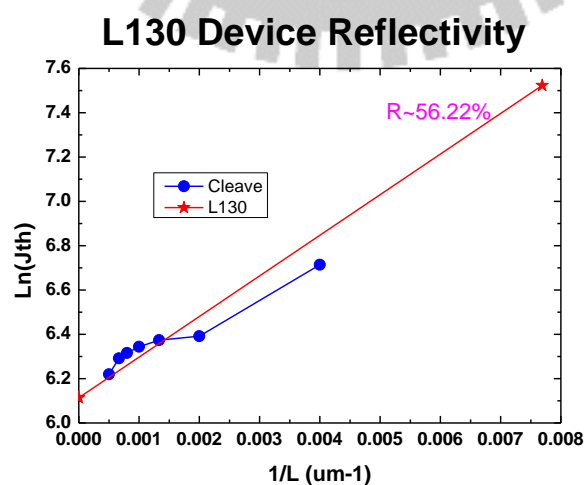


圖 5.12 L130 元件反射率計算

反射率計算方式以圖 5.12 的 L130 元件為例，先計算出劈裂鏡面 $\ln(J_{th})$ 對 $1/L$ 的斜率與 y 軸截距，其截距為 6.114，斜率約為 241.09，接著我們可以計算出 L130 元件的斜率值為 183.168，最後再套用 (3.32) 式即可估算出 DBR 反射率約為 56.22%。我們推斷造成反射率略低於其他實驗室製作出來約 75% 反射率可能原因有兩種，第一種為 ICP 蝕刻出來的 DBR 仍有一定的粗糙度 [19]，因此除了繞射損耗以外，還有一部分的光是由於 DBR 蝕刻的不平整度而以散射 (Scattering) 的方式消耗掉，而另一可能的原因為鏡面角度依然非完全的垂直 [16]，導致反射率有所下降。此外，由於劈裂鏡面元件的臨界電流對數值與 $1/L$ 的關係線性度並不是非常好，因此我們認為萃取出反射率數值的仍然有很大的誤差。

為了簡單驗證萃取出 DBR 反射率，我們比較了劈裂鏡面端與 DBR 的繞射光的出光強度差異，如圖 5.13 所示，劈裂端的出光強度約為 DBR 上方繞射光強度的 10 倍，就理論而言，從簡單出光比例比較，可以看出 DBR 確實有一定的作用。

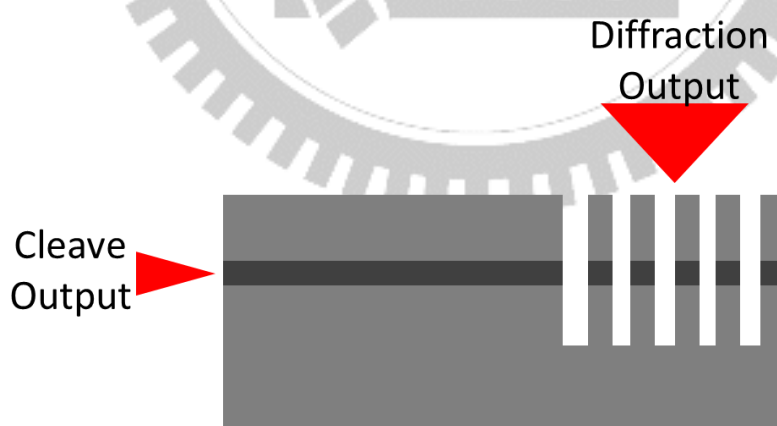


圖 5.13 劈裂鏡面出光與繞射出光示意圖

5.3 元件變溫特性

在以上 7 個元件中，除了比較不容易從 LIV 特性中觀察出臨界電流的 L110 以及 L90 元件以外，我們對其餘元件做變溫 LIV 量測，量測溫度範圍由 10°C 到 40°C，以 5°C 為間距，各元件變溫特性如圖 5.13-5.17 所示，大部分基態 DBR 雷射元件的特徵溫度都介於 80-100 K 之間，L150 元件的臨界電流與溫度關係並非直線，而是緩慢變化的曲線，隨著溫度的升高，L150 元件的特徵溫度約由 50K 漸漸縮減至 30K。共振腔長 L70 的激發態元件的臨界電流計算方式與其他元件略有不同，一般我們計算臨界電流的方式為將雷射發光後的 L-I 曲線擬合出的發光斜率與 X 軸的交點定義為臨界電流，L70 元件以此方法計算出來的臨界電流在不同溫度下幾乎都固定在 100mA 附近，不太隨溫度變化而變化，因此無法估算出特徵溫度，所以我們改成選擇用發光強度產生轉折時的電流來當元件的臨界電流，此時的斜率所換算成特徵溫度約為 241K，比一般基態雷射的特徵溫度還高，一般量子井雷射通常都以基態發光為主，若想確定激發態量子井雷射特徵溫度是否也高於基態雷射，那可能還需要再做更進一步的研究，最後我們將特徵溫度之關係整理於表 5.2 中。

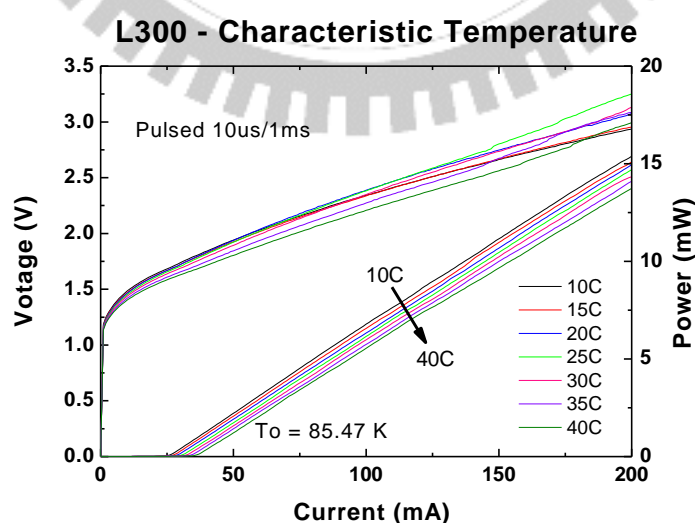


圖 5.14 L300 元件之變溫 LIV 及特徵溫度

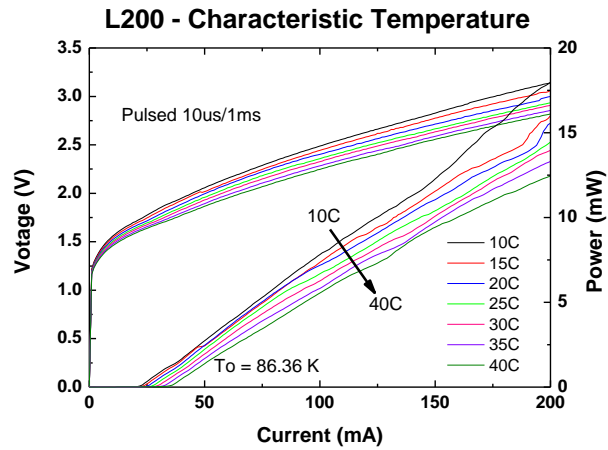


圖 5.15 L200 元件之變溫 LIV 及特徵溫度

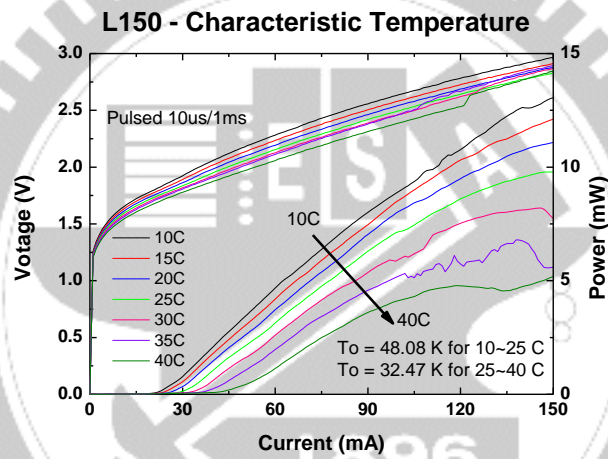


圖 5.16 L150 元件之變溫 LIV 及特徵溫度

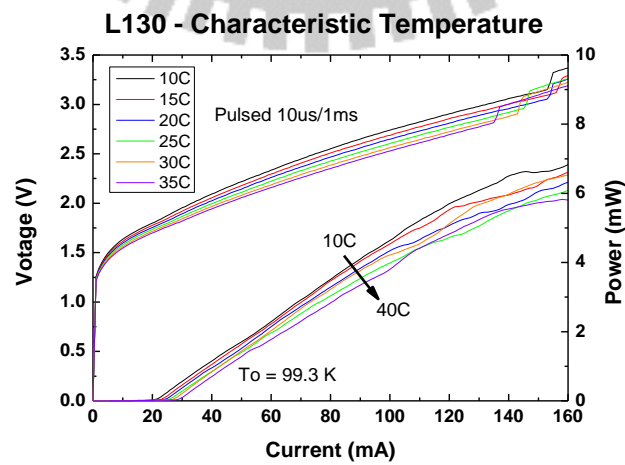


圖 5.17 L130 元件之變溫 LIV 及特徵溫度

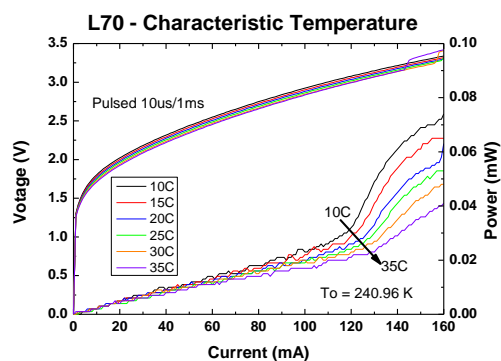


圖 5.18 L70 元件之變溫 LIV 及特徵溫度

T_0	L300	L200	L130	L70(ES)	Cleave L500
Unit(K)	85.5	86.4	99.3	241	110.86

表 5.2 各元件特徵溫度比較表

以上幾個元件當中，我們挑選溫度特性較正常的 L3001、L200 以及 L130 元件來做變溫頻譜分析，三個元件在不同電流下的變溫頻譜分別以圖 5.18-5.23 所表示，L300 與 200 之元件由於模距分裂不明顯，我們將變溫範圍由 10°C 到 40°C，間距為 10°C。而 L130 元件模距分裂較大，較容易觀察到模態跳躍的現象，我們將變溫範圍調整為 10°C 到 35°C，間距為 5°C。

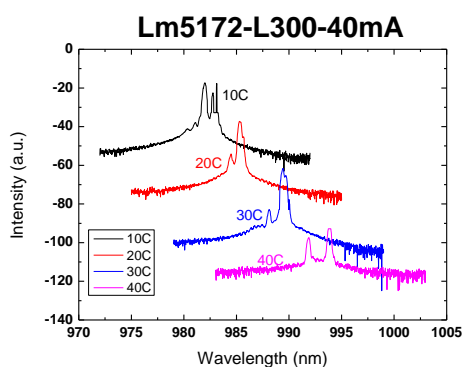


圖 5.19 L300-40mA 變溫頻譜

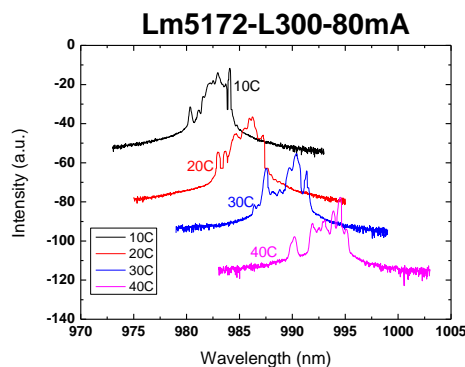


圖 5.20 L300-80mA 變溫頻譜

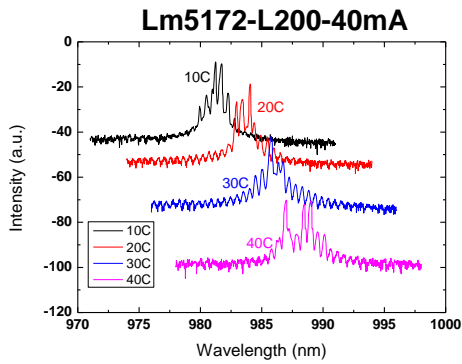


圖 5.21 L200-40mA 變溫頻譜

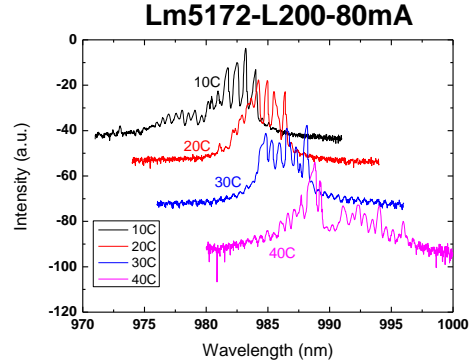


圖 5.22 L200-80mA 變溫頻譜

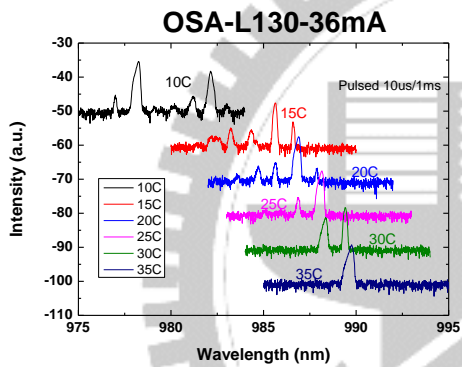


圖 5.23 L130-36mA 變溫頻譜

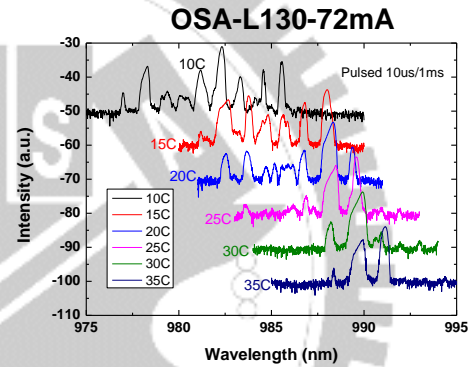


圖 5.24 L130-72mA 變溫頻譜

接著，我們將各個元件在不同電流下的主要發光波長與對應的溫度整理成圖 5.24-5.26 之形式，L300 與 L200 元件由於模距分裂不明顯，因此我們只能從圖中觀察到增益頻譜隨溫度變化的紅移現象，從圖 5.24 中可以觀察到元件 L300 的發光波長隨溫度變化的紅移速度幾乎不隨電流變化而改變，而從 L200 元件的圖 5.25 中卻觀察到發光波長隨溫度紅移速度有隨著電流增加而減緩的趨勢，而 L130 元件的圖 5.26 中，我們可以觀測到 L130 元件在高電流下的發光波長隨溫度的關係不再是直線而是有明顯的轉折，也就是說我們在 L130 元件中觀察到了模態跳躍的現象，而低電流下的發光波長就無明顯的轉折，從斜率上判斷元件在

低電流下連續產生 4 次模態跳躍，為了確認 L130 元件低電流量測結果的正確性，我們重新量測低電流下的變溫頻譜，將電流略微提升至 40mA，並將變溫範圍增加到 45°C，以及將變溫間距縮小為 1°C，如圖 5.27 所示，從圖中我們可以清楚觀察到元件在低電流下確實產生了模態跳躍情，此時共振模態的紅移速度約為 0.0438nm/K，遠比增益頻譜的紅移速度 0.224nm/K 還要慢了許多，而每次模態跳躍時的波長跳躍量約為 1nm 左右[20]。

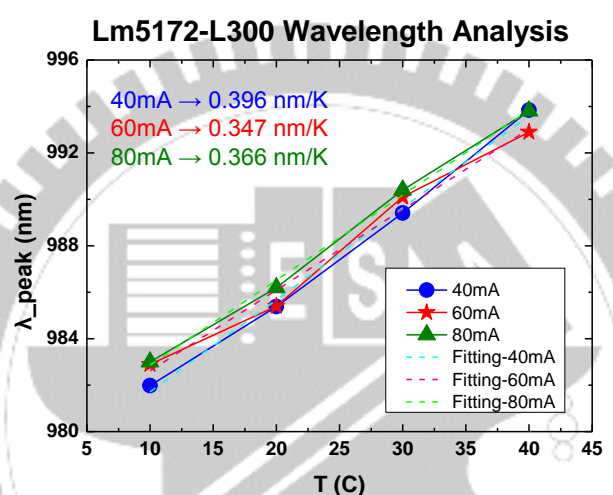


圖 5.25 L300 元件主要波長隨溫度關係

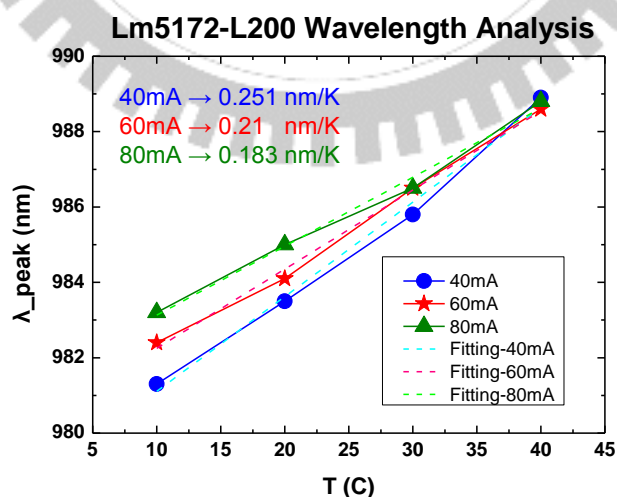


圖 5.26 L200 元件主要波長隨溫度關係

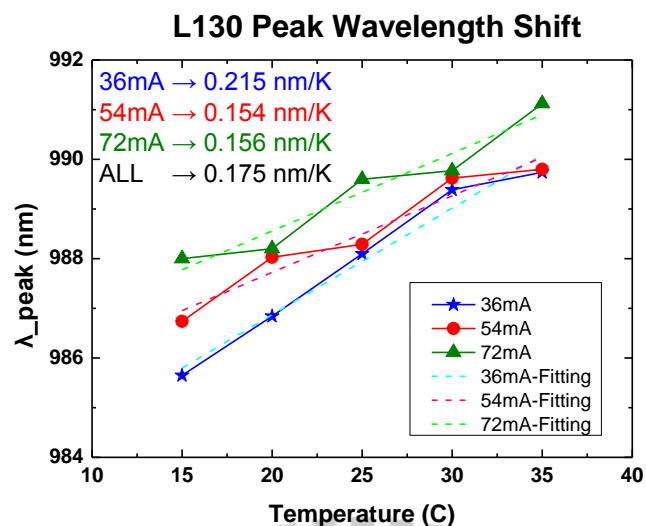


圖 5.27 L130 元件主要波長隨溫度關係

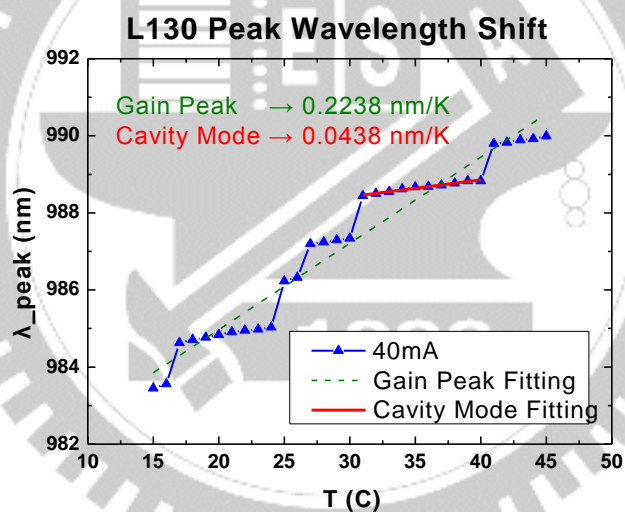


圖 5.28 L130-40mA 模態跳躍情形

由於 L300 與 L200 元件的變溫結果中觀察到不一致的現象，因此我們亦分析了劈裂鏡面雷射的變溫結果，並將所有結果整理於表 5.3 中，雙劈裂鏡面雷射變溫波長紅移速度約為 0.34~0.38nm/K，該紅移量的數值與共振腔長度較長的單 DBR 雷射 L300 所量測到的值較為接近，而共振腔長度較短的 L200 元件與 L130

元件所量測出來的變溫波長紅移速度都比一般雷射還要慢，並觀察到兩者在高電流下的增益頻譜的紅移速度會比低電流時還要緩慢，推測可能原因為操作電流過高，大部分電子已填至較高能階而導致波長紅移速度減慢，但因資料取樣數太少，還無法完全確定是否為此原因所造成之影響。

$\lambda_{\text{peak Shift}}$ (nm/K)	Cleave L1000 $I_o=70\text{mA}$	Cleave L500 $I_o=40\text{mA}$	Cleave L250 $I_o=40\text{mA}$	DBR L300 $I_o=40\text{mA}$	DBR L200 $I_o=40\text{mA}$	DBR L130 $I_o=36\text{mA}$
I_o	0.375	0.366	0.405	0.396	0.251	0.224 (40mA)
1.5 I_o	0.386	0.349	0.417	0.347	0.21	0.154
2 I_o	0.338	0.353	0.391	0.366	0.183	0.156

表 5.3 雙劈裂鏡面雷射與單 DBR 雷射的變溫波長紅移速度表

第六章 結論與未來展望

本論文中，我們首先觀察到實際情況之 DBR 的寬度差異能夠使反射頻譜之禁止帶加寬，之後我們妥善的利用該特性，並製造出的反射率約為 60~75% 的 DBR 鏡面，並成功製造出共振腔長度 70 μm 的單邊劈裂 DBR 雷射，此時的共振腔長度幾乎已經達到單邊劈裂 DBR 雷射的極限了。我們亦觀察當共振腔長度縮短時，增益頻譜隨著溫度升高時的紅移速度會比一般長共振腔雷射還要緩慢，甚至在某些元件中發現高電流下的增益頻譜變溫紅移速度會比在低電流時的還要慢，我們也在某些元件的變溫頻譜中觀察到模態跳躍的現象。最後，我們亦在某些元件中觀察到兩階段雷射出光的特性，並從發光頻譜來判斷造成兩階段出光之原因為其他發光波群亦達到雷射操作條件。

目前前端鏡面鍍膜部分尚未完成，若要進一步縮減共振腔的長度，則勢必得進行鏡面鍍膜，我們預期激發態的 L70 元件鍍膜後能有機會變為基態發光，並希望未來能夠將元件做得更小使元件能更容易整合入光機體電路之中，甚至未來還可能有機會利用被動鎖膜雷射之技術來產生脈衝頻率為兆赫等級的微型共振腔脈衝雷射。

參考資料

- [01] T. Baba, M. Hamasaki, N. Watanabe, P. Kaewplung, A. Matsutani, T. Mukaihara, F. Koyama, K. Iga, “A novel short-cavity laser with deep-grating distributed Bragg reflectors,” Japanese Journal of Applied Physics, vol. 35, pp. 1390–1394 (1996)
- [02] R. Jambunathan and J. Singh, “Design studies for distributed Bragg reflectors,” IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 33, pp. 1180–1189 (1997)
- [03] K. J. Kasunic, “Design equations for the reflectivity of deep-etch distributed Bragg reflector gratings,” Journal of Lightwave Technology, vol. 18, pp. 425–429 (2000)
- [04] E. Hofling, F. Schafer, J. P. Reithmaier, “Edge-emitting GaInAs-AlGaAs microlasers,” IEEE Photonics Technology Letters, vol. 11, pp. 943–945 (1999)
- [05] S. Rennon, F. Klopff, J. P. Reithmaier, A. Forchel, “12 μm long edge-emitting quantum-dot laser,” Electronics Letters, vol. 37, pp. 690–691 (2001)
- [06] A. E. Siegman, “Lasers,” Wiley Incorporated (1986)
- [07] 陳宏霖, “1.3 微米波段兩段式被動鎖模量子點雷射之研究,” 國立交通大學碩士論文 (2011)
- [08] 盧廷昌, 王興宗, “半導體雷射導論,” 五南圖書出版股份有限公司 (2008)
- [09] T. Suhara, “Semiconductor Lasers Fundamentals,” Marcel Dekker Incorporated (2004)

- [10] L. A. Coldren and S. W. Corzine, M. L. Mashanovitch “ Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits, Second Edition,” Wiley Incorporated (2011)
- [11] T. F. Krauss, O. Painter, A. Scherer, J. S. Roberts, R. M. De La Rue, “Photonic microstructures as laser mirrors,” Optical Engineering, vol. 37, pp. 1143-1148 (1998)
- [12] S. Rennon, K. Avary, F. Klopff, J. P. Reithmaier, “Edge-emitting microlasers with one active layer of quantum dots,” IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 7, pp. 300-305 (2001)
- [13] T. Acsente, “Laser diode intensity noise induced by mode hopping,” Romanian Reports in Physics, vol. 59, pp. 87-92 (2007)
- [14] 謝銘修, “深蝕刻布拉格反射鏡之邊射型微共振腔半導體雷射,” 國立交通大學碩士論文 (2011)
- [15] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, “Fundamentals of Photonics, Second Edition,” Wiley Incorporated (2007)
- [16] M. Ariga, Y. Sekido, A. Sakia, T. Baba, A. Matsutani, F. Koyama and K. Iga, “Low threshold GaInAsP lasers with semiconductor/air distributed Bragg reflector fabricated by inductively coupled plasma etching,” Japanese Journal of Applied Physics, vol. 39, pp. 3406-3409 (2000)
- [17] K. Avary, S. Rennon, F. Klopff, J. P. Reithmaier, A. Forchel, “Reactive ion etching of deeply etched DBR-structures with reduced air-gaps for highly reflective monolithically integrated laser mirrors,” Microelectronic Engineering, vol. 57, pp. 593-598 (2001)
- [18] 羅正忠, 張鼎張, “半導體製程技術導論,” 台灣培生教育出版有限公司 (2007)

[19] 王曉微, “以乾式蝕刻鏡面製作砷化銦量子點之邊射型雷射,” 國立交通大學碩士論文 (2010)



簡歷(Vita)

姓名：陳明睿(Ming Jui Chen)

性別：男

出生年月日：民國 77 年 5 月 28 日

籍貫：台南市

學歷：

國立中正大學 物理學系 學士(95.9~99.6)

國立交通大學 電子工程學系 碩士(99.9~.102.5)

碩士論文題目：

深蝕刻分布式布拉格反射鏡之微共振腔邊射型雷射之研究

