

國立彰化師範大學光電科技研究所

碩士論文

指導教授：郭艷光教授

光纖通訊用磷化鋁鎵銦 570-nm 面射型半導體雷射之設計與光學特性之模擬研究

Design and Analysis of AlGaInP 570-nm Vertical-Cavity
Surface-Emitting Laser for Optical Communications

研究生：屠嫻琳 撰

中華民國九十四年六月

國立彰化師範大學光電科技研究所

碩士論文

研究生：屠嫻琳

光纖通訊用磷化鋁鎵銦 570-nm 面射型半導體雷射之設計與光學特性之模擬研究

Design and Analysis of AlGaInP 570-nm Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser for Optical Communications

本論文業經審查及口試合格特此證明

論文考試委員會主席_____

委員：_____

指導教授：郭艷光博士_____

所 長：吳仲卿主任_____

中華民國九十四年六月

國立彰化師範大學

博碩士論文電子檔案上網授權書

(提供授權人裝釘於紙本論文審定頁之次頁用)

本授權書所授權之論文為授權人在 國立彰化師範 大學 光電科技 研究所
93 學年度第 二 學期取得 碩 士學位之論文。

論文題目：光纖通訊用磷化鋁鎵銮 570-nm 面射型半導體雷射之設計與光學特性
之模擬研究

指導教授：郭艷光 教授

茲 同意將授權人擁有著作權之上列論文全文(含摘要),授權本校圖書館及國家
圖書館,以電子檔上載網路等數位化方式,提供讀者基於個人非營利性質之線上檢
索、閱覽、下載或列印。

論文電子全文上載網路公開時間：

一、校內區域網路：

<input checked="" type="checkbox"/> 立刻公開	<input type="checkbox"/> 1年後公開	<input type="checkbox"/> 2年後公開	<input type="checkbox"/> 3年後公開
<input type="checkbox"/> 4年後公開	<input type="checkbox"/> 5年後公開	<input type="checkbox"/> 不公開	

二、校外網際網路：

<input checked="" type="checkbox"/> 立刻公開	<input type="checkbox"/> 1年後公開	<input type="checkbox"/> 2年後公開	<input type="checkbox"/> 3年後公開
<input type="checkbox"/> 4年後公開	<input type="checkbox"/> 5年後公開	<input type="checkbox"/> 不公開	

指導教授：郭艷光 教授

研究生(授權人)簽名：屠嫻琳

(請親筆正楷簽名)

學 號：92252003

中 華 民 國 94 年 06 月 27 日

誌 謝

首先我要感謝郭艷光老師在我研究所的日子裡授與我專業知能、培養語文方面的能力，更重要的是在做人處事的態度，以及其他各方面的提攜，讓我在面對處理事情的態度及方法上都越來越能夠掌握訣竅，也要感謝劉柏挺博士在專業上給我的指導及良好的人生價值觀。

接著我要感謝實驗室伙伴及在碩士班其間與我共度的同儕；從剛進藍光實驗室，郁妮學姊、誌原學長和文偉學長花許多時間耐心地為我們上課，詒安學長和志康學長在學習過程中給我們許多幫助、帶給我們歡笑，勝宏學長、正洋學長及孟倫學長認真負責的做事態度，給我們做了很好效法的榜樣，以及我們這屆的小驊、小義、秀芬和尚衛，在許多日子裡，我們一起擁有過的歡笑、一起討論功課、一起出遊、一起吃好料，還有兩位勇於承擔的永政學弟和俊榮學弟，常常幫實驗室管理電腦、處理雜事，可謂藍光實驗室的兩大支柱。還有離我們最近的液晶三人組，耀生、景瑞、朝淵把我當麻吉，常找我過去聊天、坐坐，還要謝謝所有光電所同學，陪伴我一起成長。

其次也要感謝我的好朋友們，怡君、小胖、阿鏘、沛儒你們都曾在我人生最失意的時候拉我一把，因為有你們，讓我的生命豐富了起來，謝謝你們。

最後我要感謝最重要的爸爸媽媽長久以來供我讀書、在精神上給我鼓勵，還有力偉，在生活中對我的照顧和包容、分享我的喜怒哀樂，

還有可愛的 gigi 寶貝，每天回家總喜歡坐在我腿上跟我撒嬌，越大越乖囉！由於你們的支持，讓我的生命備感溫暖，還有其他曾經給我幫助的朋友，謝謝你們在我的人生路上增長我的智慧，我愛你們！

目 錄

目錄	I
中文摘要	III
英文摘要	IV
圖表索引	VI
第一章 磷化鋁鎵銻系統之材料與光學特性	1
1.1 磷化鋁鎵銻系統簡介	2
1.2 能帶間隙	3
1.3 折射率	7
1.4 應力	9
1.5 模擬參數	14
參考文獻	16
第二章 面射型雷射元件設計之簡介	21
2.1 面射型雷射的特點及其應用	22
2.2 磊晶法	25

	2.3 面射型雷射結構	28
	2.4 近代面射型雷射的發展	30
	2.5 DBR 的工作原理	37
	參考文獻	41
第三章	570 nm 面射型雷射之設計與分析	45
	3.1 選擇活性層發光材料	47
	3.2 元件結構設計.....	51
	3.3 模擬結果與分析	52
	3.3.1 初始結構分析	52
	3.3.2 溢電流現象之探討	54
	3.3.3 增益頻譜與共振腔的偏移	71
	參考文獻	72
第四章	結論	79
附錄 A	論文發表清單	81

中文摘要

本論文在探討應用在光纖通訊上的雷射光源磷化鋁鎵銮黃綠光的 570-nm 面射型半導體雷射。主要分成四個部分；首先在第一章的部分主要介紹磷化鋁鎵銮的材料特性，其中包含能帶結構、折射率材料參數、能隙補償差，以及應力對能帶結構所造成的變化，進而對元件特性的影響。

第二章主要在介紹面射型雷射相較於傳統側射型雷射的特色以及化合物半導體常見的磊晶法。另外，在控制電流方式上分成四個基本結構：蝕刻空氣台柱型、離子佈植型、再磊晶埋入異質接面型和氧化侷限型。在本章節中，我另外針對近代 650 nm 面射型雷射的發展歷程做介紹，以及多層膜反射鏡的工作原理和多層膜的膜厚設計。

第三章首先說明設計 570 nm 面射型雷射的研究動機，接下來先分析各種活性層結構，選擇具有最佳的自發輻射速率作為活性層材料，再設計整個元件的初始結構。接著從模擬結果中發現溢電流現象相當嚴重，因此我嘗試在元件結構中加入電子阻礙層去阻擋電子溢流，模擬得到的結果的確獲得改善。最後是分析共振腔和增益頻譜的偏移，在這裡我探討使用量子井厚度和量子井成分去修正波長，並且比較修正波長後是否對元件效能的產生影響。最後在第四章的部分對本論文內容做一個概括性的結論。

ABSTRACT

In this thesis, I investigate the yellowish-green AlGaInP 570-nm vertical-cavity surface-emitting lasers applied to optical fiber communication. This thesis is divided into four parts. In chapter one, I do detailed introduction to AlGaInP material characteristics, including energy band gap, band offset, and refractive index. Moreover, I discuss the effect of strain on band structure and performance of laser devices.

In chapter two, I introduce the features of vertical-cavity surface-emitting lasers and traditional edge-emitting lasers, and commonly used epitaxial methods for compound semiconductor devices. Specifically, the four basic structures for current control, i.e., etched air-post structure, ion-implanted structure, regrowth buried heterostructure, and oxide confinement structure, are introduced. Furthermore, I briefly introduce the development history of 650-nm vertical-cavity surface-emitting laser, and the theory and width design of distributed Bragg reflector.

In chapter three, firstly, I expound the study motive of 570-nm vertical-cavity surface-emitting laser. Then, I analyze various active region structures and select the one that provides the highest spontaneous emission rate to be the active material. The simulation results indicate that the problem of current leakage is serious for the initial structure. Therefore, I

try to insert an electron blocking layer into the device structure to reduce the electron overflow. The result shows that the leakage current is improved. Finally, I try to analyze the cavity-gain detuning. The wavelength of the laser is modified properly to compare the influence of the device efficiency by adjusting the width and composition of the quantum wells.

In chapter four, the results obtained in previous chapters are reviewed and concluded.

圖表索引

圖1.1	磷化鋁鎵銻及其相關材料在室溫下之晶格常數與能隙關係圖。	3
圖1.2	(a)用 PL 量測 $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 得到在不同壓力的能帶結構變化關係圖。(b)利用線性回歸所得到的直接能隙與間接能隙轉換圖	5
圖1.3	$(\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 的導電帶與價電帶的能隙補償差	7
圖1.4	壓縮應力與舒張應力對能帶結構的影響	10
圖1.5	(a)應力示意圖(一) (b)應力示意圖(二)	11
圖1.6	由 J. W. Matthews 和 A. E. Blakeslee 的理論模型計算所得到的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}/(\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 的應力對臨界厚度的關係	12
圖1.7	$\text{AlGaInP}/\text{GaAs}$ 不同鋁濃度下,應力對 PL 強度的影響	13
圖1.8	波長 633 ~ 637 nm AlGaInP 量子井雷射的應力對臨界電流影響關係圖	14
圖2.1	側射型雷射與面射型雷射的比較示意圖	22
圖2.2	EEL 與 VCSEL 的共振腔模式頻譜與增益頻譜的對應關係圖	23
圖2.3	MOCVD 的工作原理	27
圖2.4	MBE 的工作原理	27
圖2.5	蝕刻空氣台柱型	29
圖2.6	離子佈植型	29

圖2.7	再磊晶埋入異質界面型	30
圖2.8	氧化侷限型	30
圖2.9	K. D. Choquette 等人的選擇性氧化層面射型雷射結構圖	31
圖2.10	選擇性氧化層孔徑分別為 $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ 、 $4 \times 4 \mu\text{m}^2$ 、 $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ 的雷射性能圖	31
圖2.11	A. Knigge 和 M. Zorn 等人所使用的元件結構圖	32
圖2.12	在不同的 mesa size 下，比較 A、B、C、D 四種不同 p-DBR 的晶片，在電流密度為 8 kA/cm^2 所得到的微分電阻	33
圖2.13	比較使用不同 p-DBR 時，臨界電流密度對波長的關係圖	34
圖2.14	在 420°C 時， $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 鋁含量對氧化速率的關係	35
圖2.15	在不同溫度下，比較 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的氧化深度和時間的關係	35
圖2.16	在室溫下連續波操作氧化層孔徑為 $13 \mu\text{m}$ 的雷射性能與 wall-plug 效率圖	36
圖2.17	在連續波操作下變化溫度，氧化層孔徑為 $5 \mu\text{m}$ 的雷射性能圖	36
圖2.18	DBR 反射鏡的反射原理(一)	38
圖2.19	DBR 反射鏡的反射原理(二)	38
圖2.20	面射型雷射反射頻譜圖	40
圖3.1	POF 核心材料為 PS 的吸收頻譜圖	45
圖3.2	POF 核心材料為 PMMA 的吸收頻譜圖	46
圖3.3	POF 核心材料為 PMMA-d5 的吸收頻譜圖	46

圖3.4	三種活性層組合類型示意圖。	48
圖3.5	在不同 barrier layer 的鎵濃度下，well layer 的厚度對 well layer 的銦濃度關係圖。	49
圖3.6	各種類型的活性層成份自發輻射速率比較圖。	49
圖3.7	初始元件結構圖。	52
圖3.8	量子井個數對臨界電流的關係圖。	53
圖3.9	量子井與光子駐波疊合圖。	54
圖3.10	量子井個數對臨界電流和斜率效率關係圖。	54
圖3.11	620 nm 面射型雷射隨著波長越短，溢電流明顯增加。	55
圖3.12	電流密度分佈與量子井位置疊合圖。	56
圖3.13	輸入電流密度與(a)溢電流量(b)溢電流百分比關係圖。	57
圖3.14	變化 p-spacer 摻雜濃度的輸入電流密度與(a)溢電流量(b)溢電流百分比關係圖。	58
圖3.15	變化 p-cladding 摻雜濃度對能帶的影響，(a)的摻雜濃度為 $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 、(b)的摻雜濃度為 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。	59
圖3.16	具有電子阻礙層的能帶示意圖。	60
圖3.17	電子阻礙層的設計方法。	60
圖3.18	變化 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{In}_{0.5}\text{P}$ EBL 鋁濃度的輸入電流密度與(a)溢電流量 (b)溢電流百分比關係圖。	61
圖3.19	變化 EBL 摻雜濃度的輸入電流密度與(a)溢電流量(b)溢電流百分比關係圖。	62
圖3.20	變化 $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ EBL 的銦濃度輸入電流密度與(a)溢電流量(b)溢電流百分比關係圖。	63

圖3.21	比較沒有 EBL 和有 $Al_{1-x}In_xP$ EBL 特性溫度	64
圖3.22	變化 $Al_{0.5}Ga_{1-x}In_xP$ EBL 的銻濃度輸入電流密度與(a)溢電流量 (b)溢電流百分比關係圖。	66
圖3.23	比較沒有 EBL 和有 $Al_{0.5}Ga_{1-x}In_xP$ EBL 特性溫度	67
圖3.24	變化 p-spacer 摻雜濃度的受激放射速率圖	68
圖3.25	變化 p-spacer 摻雜濃度的輸出功率對輸入電流圖	68
圖3.26	變化不同 $Al_xGa_{1-x}In_{0.5}P$ EBL 的受激放射速率圖	69
圖3.27	變化不同 $Al_xGa_{1-x}In_{0.5}P$ EBL 的輸出功率對輸入電流圖	69
圖3.28	變化不同 $Al_xIn_{1-x}P$ EBL 的受激放射速率圖	70
圖3.29	變化不同 $Al_xIn_{1-x}P$ EBL 的輸出功率對輸入電流圖	70
圖3.30	變化不同 $Al_{0.5}Ga_{1-x}In_xP$ EBL 的受激放射速率圖	71
圖3.31	變化不同 $Al_{0.5}Ga_{1-x}In_xP$ EBL 的輸出功率對輸入電流圖	71
圖3.32	不同溫度下的自發輻射速率頻譜圖	72
圖3.33	調整量子井成份修正後在不同溫度下的自發輻射速率頻譜圖	73
圖3.34	調整量子井寬度修正後在不同溫度下的自發輻射速率頻譜圖	74
圖3.35	採用不同方式修正發光波長後的臨界電流與溫度關係圖。實線是調整量子井寬度, 虛線是調整量子井的成分	74
圖3.36	發光波長修正前和修正後的臨界電流與溫度關係圖	75
表1.1	模擬中所採用的重要參數	14
表2.1	光纖種類與特性關係比較	24

表2.2	不同氧化層孔徑 溫度所對應發光波長的輸出功率	37
表3.1	barrier 和 well 的三種組合類型	47
表3.2	在個別 barrier 固定的情況下, well 鎘濃度與井寬調變發光波長 皆發在 570 nm 的自發輻射速率比較	50

第一章 磷化鋁鎵銻系統之材料與光學特性

在網路科技發達的現代，光纖通訊變成人類不可或缺的一部份。由於光纖通訊快速的成長，取代了部分傳統以銅線傳輸的通訊方式，以至於不論在電信網路、數據網路、有線電視網路都大量的使用光纖作為傳輸媒介。由於光的傳輸速度和容量各方面特性都遠優於電，所以未來有機會成為通訊建設中的主流。因此如何設計一個高效率的雷射光源就變成光纖通訊中重要的一環。

目前常見的光纖可分為長程用石英玻璃光纖（二氧化矽，簡稱 SiO_2 ）及中短程用塑膠光纖 PMMA 系列(Poly-methyl methacrylate)。在 III-V 族光電半導體材料的發展歷程中， SiO_2 所使用的雷射光源材料有磷砷化銻鎵 (InGaAsP)、砷化鋁鎵銻 (InGaAlAs)、氮砷化銻鎵 (InGaAsN)、氮砷銻化銻鎵 (GaInNAsSb)，由於 SiO_2 的衰減低，可作為海底光纜。而塑膠光纖所使用的雷射光源有砷化鋁鎵銻 (InGaAs)、磷化鋁鎵銻 (AlGaInP)，塑膠光纖的成本較 SiO_2 低廉，因此也較容易實現光纖到家 (Fiber To The Home, FTTH)、光纖到桌 (Fiber To The Desk, FTTD) 的理想。

1.1 磷化鋁鎵銻系統簡介

由於磷化鋁鎵銻材料具有較大的能帶間隙(~ 2.31 eV)，因此被廣泛地應用在紅光、黃光，甚至到綠光的發光元件上，例如側射型雷射及近年來新興的面射型雷射便是光碟片雷射讀取頭及光纖通訊的重要應用，此外還有高亮度發光二極體也已逐漸取代傳統白熾燈泡成為常見的交通號誌的主流。

磷化鋁鎵銻材料是由磷化鋁、磷化鎵及磷化銻三組二元化合物所組合而成，波長在 555 nm 左右會產生直接能隙與間接能隙轉換交界點。因此，磷化鋁鎵銻所存在的問題是當活性層設計發光波長接近這個交界點時，導電帶能隙差變得相當小，內部量子效率變差，使得整體的元件性能降低，這些都是由於溢電流所造成。所以溢電流現象在 570 nm 面射型雷射勢必成為一個重要的研究議題，在第三章會針對這個議題作深入的分析探討，在本章中我將對磷化鋁鎵銻材料的能帶結構、折射率、應力的效應以及其他重要參數設定做一系列的介紹。

1.2 能帶間隙

圖 1.1 所表示的是砷化物、磷化物與砷磷化物在室溫 300K 時晶格常數與能帶間隙的關係圖^[1]，在磷化鋁鎵銻四元化合物所圍成的區域面積裡，與 GaAs 材料有一條直線形成晶格匹配，此時的銻濃度約在 0.5，因此一般為了得到良好的長晶品質，通常成分會長在 $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 的範圍中，使薄膜與 GaAs 基板能夠晶格匹配。但是在某些情況下，為了降低臨界電流，也會在結構中刻意加入一些應力，這部分在 1.4 節中會加以詳細說明。

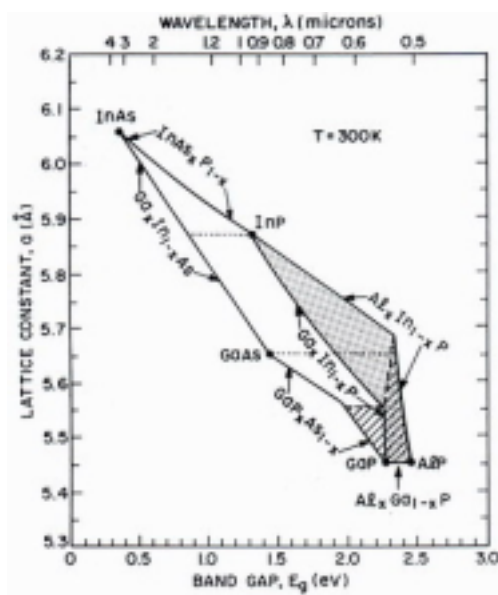


圖 1.1 磷化鋁鎵銻及其相關材料在室溫下之晶格常數與能隙關係圖。

磷化鋁鎵銻材料是由磷化鋁、磷化鎵及磷化銻三組二元化合物所組合而成，其中磷化銻為直接能隙材料，磷化鋁和磷化鎵為間接能隙

材料，然而磷化銦鎵($\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$)為直接能隙材料、磷化鋁銦($\text{Al}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$)為間接能隙材料，由此可知，當 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 的鋁含量持續增加到某個程度時，便會造成直接能隙與間接能隙($E_{g\Gamma} \rightarrow E_{gX}$)的轉換，當活性層材料設計的鋁含量超過這個轉換點時，便會使得元件的性能開始下降。各界學者對於四元化合物 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 的($E_{g\Gamma} \rightarrow E_{gX}$)轉換點的探討方式不盡相同，例如 A. D. Prins 等人則採取光激螢光法(PhotoLuminescence, PL)量測實驗，在不含鋁濃度($\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$)的情況下得到在不同壓力的能帶結構變化關係，如圖 1.2(a)所示。當壓力增加時會導致能帶間隙變大，當壓力增加到 28 kbar 時便發生直接能隙與間接能隙轉換，能帶間隙逐漸減小。經由內插法便可得到在 0 kbar 時的間接能隙值。由相同的方法進而變化不同的鋁濃度，再利用線性回歸的方式即可得到直接能隙與間接能隙轉換關係圖，求出轉換值^[2]，如圖 1.2(b)所示。

另外 X. H. Zhang 等人則採用第一原理中虛擬晶體近似的虛位能法(First-principles pseudopotential method with virtual crystal approximation)計算能帶間隙^[3]，但大致上可分為實驗歸納及量子井成分線性疊加計算等方式。但由於本研究量子井結構係採用補償式應力(strain-compensated)，因此在計算上不再是用晶格匹配的 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 計算方式，而必須改為 $\text{Al}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{In}_y\text{P}$ 。

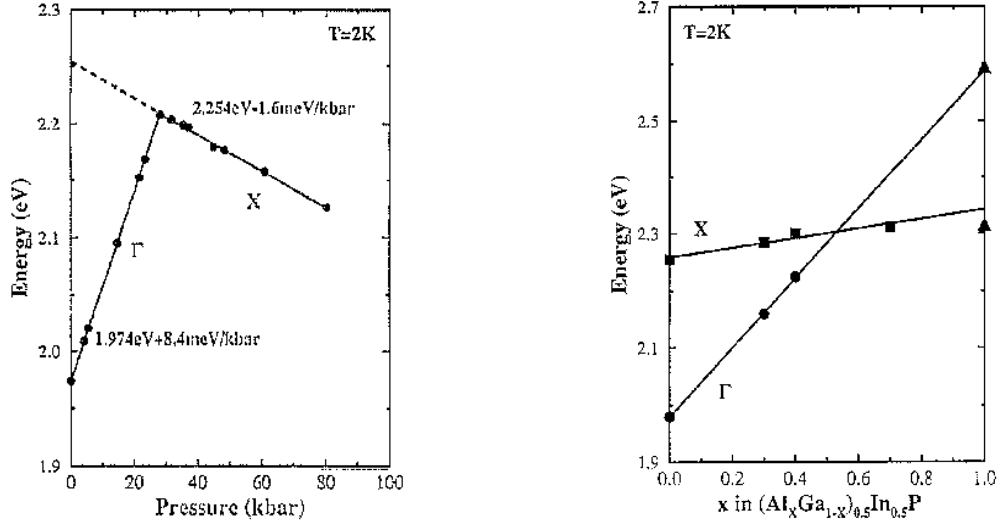


圖 1.2 (a)用 PL 量測 $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 得到在不同壓力的能帶結構變化關係圖。(b)利用線性回歸所得到的直接能隙與間接能隙轉換圖。

磷化鋁鎵銻量子井材料在模擬軟體 PICS3D (abbreviation of Photonic Integrated Circuit Simulator in 3D, PICS3D)的能隙參數設定採用三個二元化合物磷化鋁、磷化鎵、磷化銻成分線性疊加方式計算，考慮不同成分化合物的彎曲參數(bowing parameter)以及溫度變化所產生的變化量，其中磷化鋁銻的彎曲參數為 0.4，磷化銻鎵為 0.69，磷化鋁鎵為 0.01^[4]。

$$E_{\Gamma} = E(x, y)_{Linear} - b(x, y) + E(T) \quad (1.1)$$

$$E(x, y)_{Linear} = xE_{AlP} + yE_{GaP} + (1 - x - y)E_{InP}$$

$$b(x, y) = x(1 - x - y)b_{AlInP} + y(1 - x - y)b_{GaInP} + xyb_{AlGaP}$$

$$E(T) = -4.1 \times 10^{-4} \cdot \left(\frac{T^2}{T + 136} - \frac{300^2}{300 + 136} \right)$$

另外,如式 1.2 所示為 Krijn 為了定義 III-V 族四元化合物的能帶間隙和自旋軌道分裂(spin-orbit splittings)所建立的 polynomial 表示式 [5],[6]。其表示方式為利用線性疊加先求出三個三元化合物磷化鋁鎵、磷化鋁銦、磷化銦鎵的能隙值(含 bowing),再混合成四元化合物計算。

$$\begin{aligned}
 E_r &= E(x, y) + E(T) & (1.2) \\
 E(x, y)_{Linear} &= xE_{AlP} + yE_{GaP} + (1-x-y)E_{InP} \\
 b(x, y) &= x(1-x-y)b_{AlInP} + y(1-x-y)b_{GaInP} + xyb_{AlGaP} \\
 E(x, y) &= \frac{xyT_{AlGaP}(u) + y(1-x-y)T_{GaInP}(v) + x(1-x-y)T_{AlInP}(w)}{xy + y(1-x-y) + x(1-x-y)}
 \end{aligned}$$

其中 $T_{ABC}(x) = xT_{AB} + (1-x)T_{AC} - x(1-x)b_{ABC}$ 為三元化合物的線性組合, $u = \frac{(1-x-y)}{2}$ 、 $v = \frac{(2-x-2y)}{2}$ 、 $w = \frac{(2-2x-y)}{2}$ 。

由於兩種材料不同變化的結合,會使得能隙大的材料和能隙小的材料形成能隙補償差(band offset)。而且隨著 AlGaInP 四元化合物材料成分的不同,亦會有不同的導電帶能隙補償差(Conduction Band Offset, CBO)和價電帶能隙補償差(Valance Band Offset, VBO),CBO 和 VBO 的比值,即 $\Delta E_c : \Delta E_v$ 稱為 band offset ratio。

在蒐集的文獻中發現,各方對於 band offset ratio 的認定不一,有 43/57^[7]、60/40^[8]、65/35^{[9]-[12]}、67/33^{[13]-[15]}、75/25^[16],目前大部分的學者所認定的 band offset ratio 多半在 65/35 67/33 之間,而在我設定的模擬參數中,則採用 65/35。

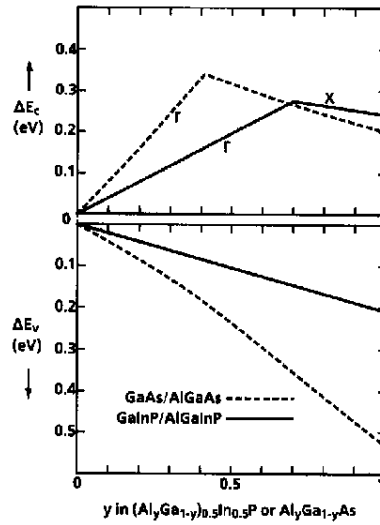


圖 1.3 $(\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 的導電帶與價電帶的能隙補償差。

1.3 折射率

S. H. Wemple 和 M. DiDomenico 在 1971 年首度提出入射光子能量與共價鍵和離子鍵材料的折射率的關係^[17]，公式如 1.3 所示：

$$n^2 - 1 = \frac{E_o E_d}{E_o^2 - E_p^2} \quad (1.3)$$

其中 E_p 為在靜態下的入射光子能量， E_o 是在頻率相依 (frequency dependent) 時的震盪能量 (oscillator energy)， E_d 是由 E_o 所定義出來的色散能量 (dispersion energy)，此種計算方式稱為 SEO (Single Effective Oscillator)，但由於此方式並不適用於入射光子能量接近材料的能帶間隙，因此在 1974 年，M. A. Afromowitz 提出修正後的 SEO 法，稱為

MSEO (Modified Single Effective Oscillator) , 至今較為人所廣泛應用 [18]-[21] , 公式如式 1.4 所示。

$$n^2 - l = \frac{E_d}{E_0} + \frac{E_d E_p^2}{E_0^3} + \frac{E_d E_p^4}{2E_0^3 (E_0^2 - E_r^2)} \ln\left(\frac{2E_0^2 - E_r^2 - E_p^2}{E_r^2 - E_p^2}\right) \quad (1.4)$$

當材料為 $(Al_x Ga_{1-x})_{0.5} In_{0.5} P$ 時 , $E_0 = 4.17 + 0.49x$, $E_d = 35.79 - 1.16x$, $E_r = 1.89 + 0.67x$, 但是由於不同的銻濃度 (應力結構) 會造成鋁濃度分別與震盪能量和色散能量的線性公式改變 , 因此在結構中若使用具有應力的結構 , 就必須採用不同的震盪能量公式及色散能量公式 , 其表示式如式(1.5)和式(1.6)所示^[19]。

$$E_0 = 2.6 + 0.75E_r \quad (1.5)$$

$$E_d = \frac{F}{E_0} \quad (1.6)$$

$$F = \omega_p^2 \cdot f_n , \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi e^2}{m} \cdot \frac{N}{\Omega}$$

其中 ω_p 為電漿頻率(plasma frequency)、 f_n 為震盪力(oscillator strength) , e 為電荷 , m 為價電帶電洞質量 , $\frac{N}{\Omega}$ 為導電帶單位體積的電子數。但是由於具應力的特定材料參數蒐集不易 , 因此採用線性疊加的方式計算 , 在 PICS3D 模擬軟體中的計算方式亦採用此法。

1.4 應力

在長晶時，晶格匹配(lattice match)是一個很重要的考量。沒有應力的化合物半導體材料中，在價電帶的輕電洞與重電洞的能帶會維持簡併態，並且導電帶的電子質量與價電帶的電洞質量會維持一個對稱的關係，然而在一個具應力的系統中，應力會破壞這種晶格的對稱性，使得電洞的有效質量改變，導致能隙值會有增加或減少的現象；當成長的薄膜的晶格常數比基板晶格常數小，薄膜所產生的張力稱為舒張應力(tensile strain)，反之，成長的薄膜晶格常數比基板晶格常數大，薄膜所產生的壓力稱為壓縮應力(compressive strain)。

無論是舒張應力或是壓縮應力，輕電洞的偏離情形會比重電洞明顯。根據 Bernard-Duraffourg condition 的增益臨界條件^[22]：

$$(F_c - F_v) > \hbar\omega \geq E_g \quad (1.7)$$

光子能量必須大於能帶間隙，電子才會發生躍遷行為，又如圖 1.4 所示，當材料受到舒張應力時，能帶間隙的定義便由導電帶底端與輕電洞構成的價電帶頂端的能量差所主宰，所以會使能帶間隙減小；當受到壓縮應力時，能帶間隙值則由導電帶底端和重電洞構成的價電帶頂端的能量差來決定，因此能帶間隙會增大。

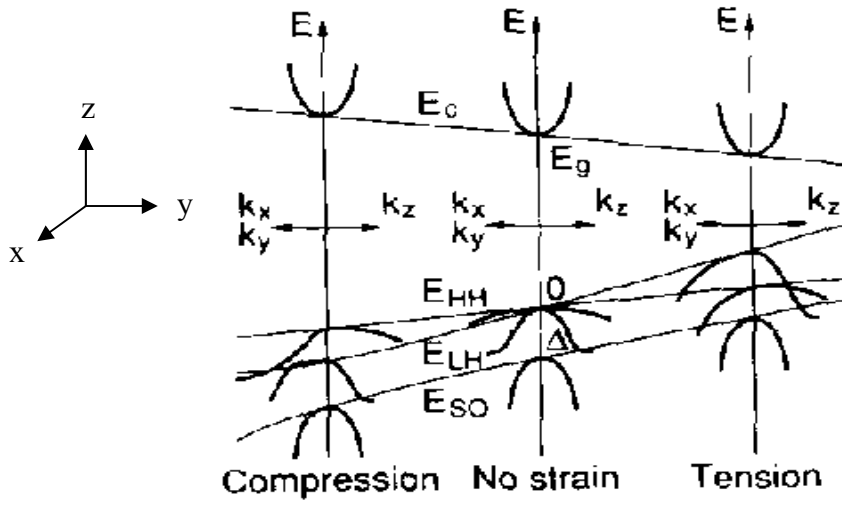


圖 1.4 壓縮應力與舒張應力對能帶結構的影響^[23]。

在不含應力的情況下，價電帶的重電洞與輕電洞能階會簡併在一起，但是系統產生應力時，重電洞和輕電洞能階分裂，價電帶的能隙差(band offset)便要重新定義。導電帶能隙差和價電帶的重電洞與輕電洞能隙差分別用下列數學式表示^{[24],[25]}：

$$\Delta E_c = 2a_c \left(\frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right) \varepsilon_{//} + E_n \quad \text{eV} \quad (1.8)$$

$$\Delta E_{hh} = 2a_v \left(\frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right) \varepsilon_{//} - b \left(\frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \right) \varepsilon_{//} + E_{hn} \quad \text{eV} \quad (1.9)$$

$$\Delta E_{lh} = 2a_v \left(\frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right) \varepsilon_{//} + b \left(\frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \right) \varepsilon_{//} + E_{ln} \quad \text{eV} \quad (1.10)$$

其中 a_c 和 a_v 為形變位能(hydrostatic deformation potential)， b 為切變位能(shear deformation potential)， C_{ij} 為所成長薄膜的彈性係數(elastic

stiffness), E_{hn} 和 E_{ln} 為有限深位能井的特徵值, $\varepsilon_{//}$ 為平行長晶面方向的應力, 其定義為:

$$\varepsilon = \pm \left| \frac{a - a_0}{a_0} \right| = \pm \left| \frac{\Delta a}{a_0} \right| \quad (1.11)$$

a 為所要成長的薄膜晶格常數, a_0 為基板晶格常數, 正號表示壓縮應力, 負號表示舒張應力, 而能帶間隙修正為:

$$E = E_g + \Delta E_c + \Delta E_{(hh \text{ or } lh)} \quad (1.12)$$

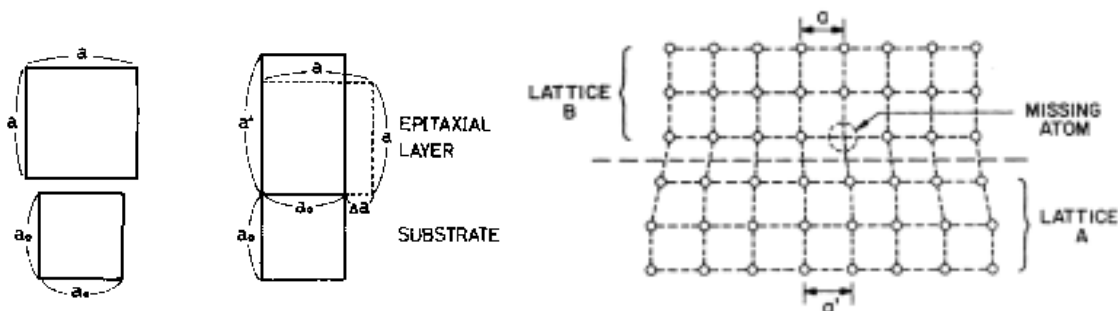


圖 1.5 (a)應力示意圖(一)、(b)應力示意圖(二)。

由兩種晶格不匹配(lattice mismatch)的材料所組成的介面會產生晶體缺陷, 這是由於原子斷鍵(dangling bonds)造成電子電洞非自發性再結合(nonradiative recombination)。如圖 1.5(b)所示, 沿著晶軸走一段距離, 會缺少一顆原子, 而這些缺少原子之間的距離約為 $L \approx a^2/\Delta a$ [26]。沿著長晶軸持續增加薄膜厚度, 當厚度增加到某個程度, 就會產生大量的晶格缺陷, 甚至造成晶格斷裂, 這個厚度就稱為臨界厚度(critical thickness)。由 J. W. Matthews 和 A. E. Blakeslee 等人提出的臨界厚度計

算公式^[27]為：

$$h_c = \frac{h_c}{n_w L_w} \cdot \frac{b}{4\pi f} \cdot \frac{(1-0.25\nu)}{0.5(1+\nu)} \cdot \left(\ln \frac{h_c}{b} + 1 \right) \quad (1.13)$$

L_w 和 n_w 分別為量子井寬度和量子井個數， $f = |\Delta a/a|$ ， b 為具有應力的晶格層的晶格常數， ν 為 Poisson's ratio。

圖 1.6 為 J. W. Matthews 和 A. E. Blakeslee 的理論模型計算所得到 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}/(\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 的應力對臨界厚度的關係^[28]。隨著應力越大，臨界厚度就越小，而且在相同的應力下，當量子井個數增加時，其臨界厚度也會因為無法承受過大的應力而越來越小。

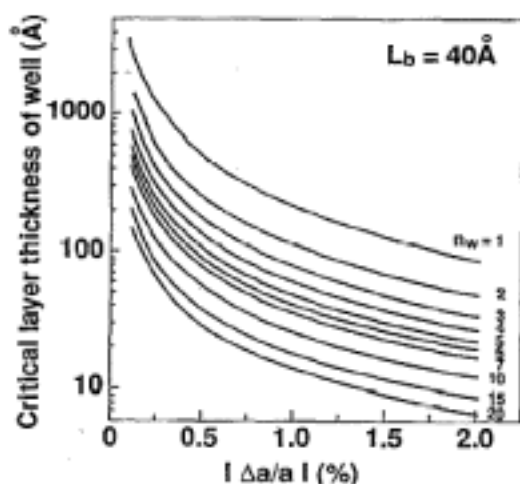


圖 1.6 由 J. W. Matthews 和 A. E. Blakeslee 的理論模型計算所得到 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}/(\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 的應力對臨界厚度的關係。

在元件中使用應力結構，有助於提升 PL 發光的強度，如圖 1.7 所

示，使用舒張應力的結構較無應力結構的 PL 發光強度來的大，此外，使用量子井結構對於 PL 發光強度也有明顯的改善。

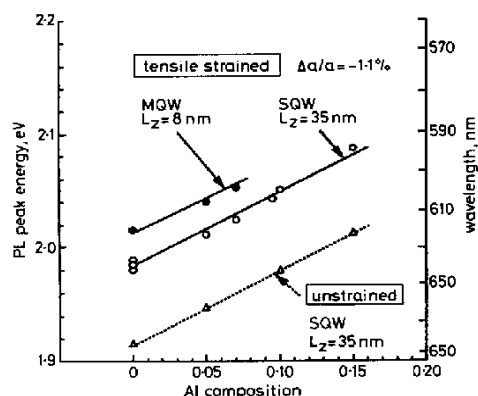


圖 1.7 AlGaInP/GaAs 不同鋁濃度下，應力對 PL 發光強度的影響。

圖 1.8 是應力對臨界電流影響關係圖，量子井使用壓縮應力或舒張應力，均可產生相對極低的臨界電流區，特別是使用補償式應力結構，其臨界電流相對極低值較非補償式應力結構來的低，因此大部分的學者多半採用具有應力的結構。基於相同的應力下，使用補償式應力的臨界電流較非補償式應力低，這是由於電洞有效質量降低，使得電洞能均勻地分佈在每個量子井^[29]，因此能較快形成雷射。

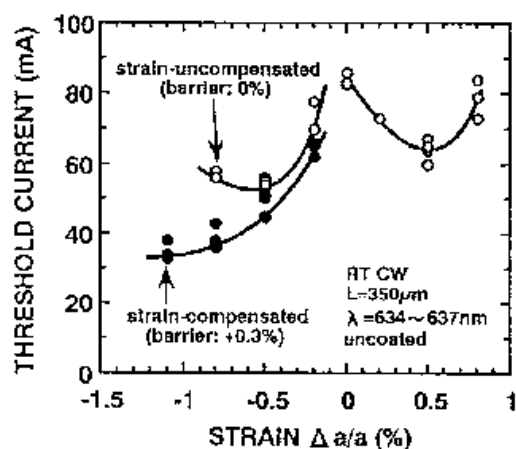


圖 1.8 波長 633 ~ 637 nm AlGaInP 量子井雷射的應力對臨界電流影響關係圖。

1.5 模擬參數

在本章節的最後，我將本研究的模擬過程中所使用的重要參數列表如下：

表 1.1 模擬中所採用的重要參數。

Parameter	Symbol (unit)	AlP	GaP	InP
Refractive index	n	2.87	3.40	3.54
Luttinger parameters	γ_1	3.47	4.20	5.0
	γ_2	0.06	0.98	1.5
	γ_3	1.15	1.66	2.76
Elastic stiffness constants	C_{11} (10^{11} dyn/cm ²)	13.2	14.11	10.11
Elastic stiffness constants	C_{12} (10^{11} dyn/cm ²)	6.30	6.398	5.61
Hydrostatic deformation potential	a_c (eV)	-5.7	-8.2	-6.0
	a_v (eV)	3.0	-1.7	-0.6

Shear deformation potential	b (eV)	-1.5	-1.6	-2.0
Effective mass of electrons	m_e/m_o	0.2	0.17	0.078
Effective mass of heavy holes	m_{hh}/m_o	3.47	4.2	5.0
Effective mass of light holes	m_{lh}/m_o	0.06	0.98	1.5
Lattice constant	a_0 (Å)	5.46	5.45	5.87

參考文獻

- [1] H. C. Casey, Jr. and M. B. Panish, *Heterostructure Lasers*, Parts A and B. New York: Academic Press, 1977.
- [2] A. D. Prins, J. L. Sly, A. T. Meney, D. J. Dunstan, E. P. O'Reilly, A. R. Adams, and A. Valster, "High pressure determination of AlGaInP band structure," *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, Vol. 56, pp. 349–352, 1995.
- [3] X. H. Zhang, S. J. Chua, and W. J. Fan, "Band offsets at GaInP/AlGaInP(001) heterostructures lattice matched to GaAs," *Applied Physics Letters*, Vol. 73, pp. 1098–1100, 1998.
- [4] A. A. Mbaye and C. Verié, "Electronic structure of trimetallic III-V alloys: The $\text{Al}_{1-x-z}\text{Ga}_x\text{In}_z\text{P}$ system," *Physical Review B*, Vol. 29, pp. 3756–3758, 1984.
- [5] S. Adachi, "Band gaps and refractive indices of AlGaAsSb, GaInAsSb, and InPAsSb: Key Properties for a variety of the 2–4- μm optoelectronic device applications," *Journal of Applied Physics*, Vol. 61, pp. 4869–4876, 1987.
- [6] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, "Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys," *Journal of Applied Physics*, Vol. 89, pp. 5815–5875, 2001.
- [7] H. Tanaka, Y. Kawamura, S. Nojima, K. Wakita, and H. Asahi, "InGaP/InGaAlP double-heterostructure and multiquantum-well

- laser diodes grown by molecular-beam epitaxy,” *Journal of Applied Physics*, Vol. 61, pp. 1713–1719, 1987.
- [8] H. K. Yow, P. A. Houston, and M. Hopkinson, “Conduction band discontinuities in $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}-\text{Al}_x\text{Ga}_{0.5-x}\text{In}_{0.5}\text{P}$ heterojunctions measured by internal photoemission,” *Applied Physics Letters*, Vol. 66, pp. 2852–2854, 1995.
- [9] C. T. H. F. Liedenbaum, A. Valster, A. L. G. J. Severens, and G. W. ’t Hooft, “Determination of the $\text{GaInP}/\text{AlGaInP}$ band offset,” *Applied Physics Letters*, Vol. 57, pp. 2698–2700, 1990.
- [10] D. P. Bour, R. S. Geels, D. W. Treat, T. L. Paoli, F. Ponce, R. L. Thornton, B. S. Krusor, R. D. Bringans, and D. F. Welch, “Strained $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}/(\text{AlGa})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ heterostructures and quantum-well laser diodes,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 30, pp. 593–607, 1994.
- [11] X. H. Zhang, S. J. Chua, and W. J. Fan, “Band offsets at $\text{GaInP}/\text{AlGaInP}(001)$ heterostructures lattice matched to GaAs ,” *Applied Physics Letters*, Vol. 73, pp. 1098–1100, 1998.
- [12] J. R. Dong, X. H. Zhang, S. J. Chua, Y. J. Wang, and H. R. Yuan, “Photoluminescence of compressively grown by MOCVD,” *Journal of Crystal Growth*, Vol. 266, pp. 449–454, 2004.
- [13] M. O. Watanabe and Y. Ohba, “Interface properties for $\text{GaAs}/\text{InGaAlP}$ heterojunctions by the capacitance-voltage profiling technique,” *Applied Physics Letters*, Vol. 50, pp. 906–908, 1987.

- [14] M. D. Dawson and G. Duggan, “Exciton localization effects and heterojunction band offset in (Ga,In)P-(Al,Ga,In)P multiple quantum wells,” *Physical Review B*, Vol. 47, pp. 12598–12604, 1984.
- [15] M. R. Brown, K. S. Teng, A. Kestle, P. Smowton, P. Blood, P. A. Mawby, and S. P. Wilks, “Study of dual-valley transport across a multiquantum barrier to enhance carrier confinement,” *Applied Surface Science*, Vol. 234, pp. 434–438, 2004.
- [16] Y. Ishitani, E. Nomoto, T. Tanaka, and S. Minagawa, “The energy band alignment of X_c , Γ_c , and Γ_v points in $(Al_{0.7}Ga_{0.3})_{0.5}In_{0.5}P/Al_xIn_{1-x}P$ heterostructures,” *Journal of Applied Physics*, Vol. 81, pp. 1763–1770, 1997.
- [17] S. H. Wemple and M. DiDomenico, Jr., “Behavior of the electronic dielectric constant in covalent and ionic materials,” *Physical Review B*, Vol. 3, pp. 1338–1351, 1971.
- [18] P. M. Smowton, G. M. Lewis, M. Yin, H. D. Summers, G. Berry, and C. C. Button, “650-nm lasers with narrow far-field divergence with integrated optical mode expansion layers,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 5, pp. 735–739, 1999.
- [19] F. K. Rault and A. Zahedi, “A new approach based on the MSEO model to determine the refractive index of multiple quantum wells, with the presence of an electric field perpendicular to the well layers as an aid to QWSC design,” *IEEE Photovoltaic Specialists*

- Conference, pp. 1047–1050, 2002.
- [20] F. K. Rault and A. Zahedi, “Computational analysis of the refractive index of multiple quantum wells for QWSC applications,” *Microelectronics Journal*. Vol. 34, pp. 149–158, 2003.
- [21] K. Kishino and I. Nomura, “Yellow-green emitters based on beryllium-chalcogenides on InP substrates,” *Physics of State Solid*, Vol.6, pp. 1477–1486, 2004.
- [22] E. Yablonovitch, and E. O. Kane, “Reduction of lasing threshold current density by the lowering of valence band effective mass,” *Journal of Lightwave Technology*, Vol. LT-4, pp. 504–506, 1986.
- [23] P. J. A. Thijs, L. F. Tiemeijer, P. I. Kuindersma, J. J. M. Binsma, and T. V. Dongen, “High-Performance 1.5 μm wavelength InGaAs-InGaAsP strained quantum well lasers and amplifiers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 27, pp. 1426–1439, 1991.
- [24] Y. Yu, X. Zhang, B. Huang, D. Wang, J. Wei, H. Zhou, J. Pan, Y. Qi, W. Chen, X. Qin, and Z. Ren, “Strain effect and characteristics of GaInP/AlGaInP strain-compensated multiple quantum wells,” *Materials Science and Engineering B*, Vol. 97, pp. 211–216, 2003.
- [25] H. Asai, and K. Oe, “Energy band-gap shift with elastic strain in $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ epitaxial layers on (001) GaAs substrates,” *Journal of Applied Physics*, Vol. 54, pp. 2052–2056, 1983.
- [26] G. P. Agrawal, and N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, 2nd ed., Van

Nostrand Reinhold, USA, 1993.

- [27] J. W. Matthews and A. E. Blakeslee, “Defects in epitaxial multilayers,” *Journal Crystal Growth*, Vol. 27, pp. 118–125, 1974.
- [28] M. Watanabe, H. Matsuura, and N. Shimada, “Investigation of tensile-strained InGaAlP multiquantum-well active regions by photoluminescence measurements,” *Journal of Applied Physics*, Vol. 76, pp. 7942–7946, 1994.
- [29] S. Honda, M. Shono, K. Yodoshi, T. Yamaguchi, and T. Niina, “Strained quantum well AlGaInP visible laser diodes,” *IEEE Lasers and Electro-Optics Society 7th Annual Meeting*, pp. 311–312, 1994.

第二章 面射型雷射元件設計之簡介

垂直共振腔面射型雷射 (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser, VCSEL) 在半導體雷射的發展歷史起步較晚，但研究過程亦已長達二十餘年。1979 年，日本東京工業大學的伊賀健一 (Kenichi Iga) 教授首次提出面射型雷射的概念^[1]，在 1988 年完成了脈衝波 (Pulse Wave, PW) 操作^[2]，到 1988 年才成功在室溫下連續波 (Continuous Wave, CW) 操作^[3]。VCSEL 的主要特徵是利用上下的布拉格反射鏡 (Distributed Bragg Reflector, DBR) 形成共振腔作為雷射共振腔的雷射鏡面；DBR 是由多對擁有高低折射率的半導體材料交錯成長而成，但由於半導體的折射率差值一般而言都不大，因此至少需要 20 對以上才能符合需求。因此，通常一個 VCSEL 需要成長 100 層以上均勻且精準的磊晶層，因為 1% 些微的厚度誤差，便會造成 VCSEL 產生好幾個 nm 的波長變化，其難度可見一斑。

2.1 面射型雷射的特點及其應用

VCSEL 與傳統側射型雷射(Edge Emitting Laser, EEL)相較，有下列幾項特點：

1. 由於 VCSEL 的雷射光束是垂直於長晶方向射出，不像 EEL 從側邊狹縫射出，會造成遠場繞射的問題，如下列圖 2.1 所示^[4]；當狹縫越小，遠場發散角會越大，會形成直立橢圓，因此在與光纖耦合的對準上較為容易，也不易產生色散(dispersion)。

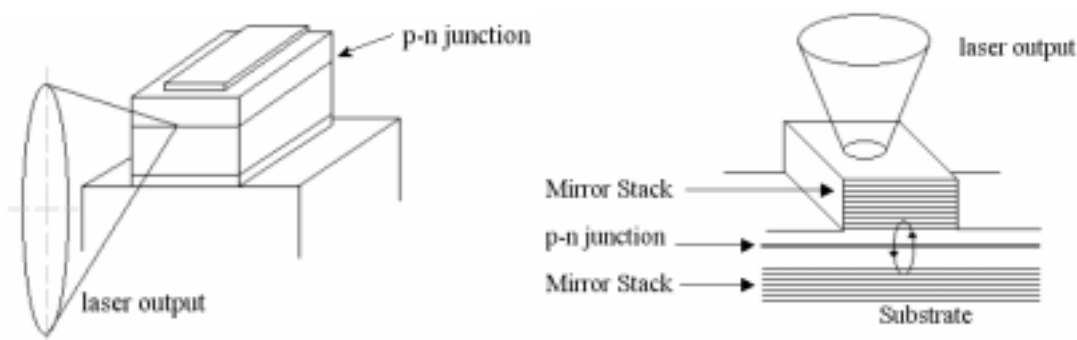


圖 2.1 側射型雷射與面射型雷射的比較示意圖。

2. VCSEL 的共振腔較短，能夠低電流操作，而且縱向模式之間的距離比 EEL 來得長，所以能夠維持單模輸出，如圖 2.2 所示。

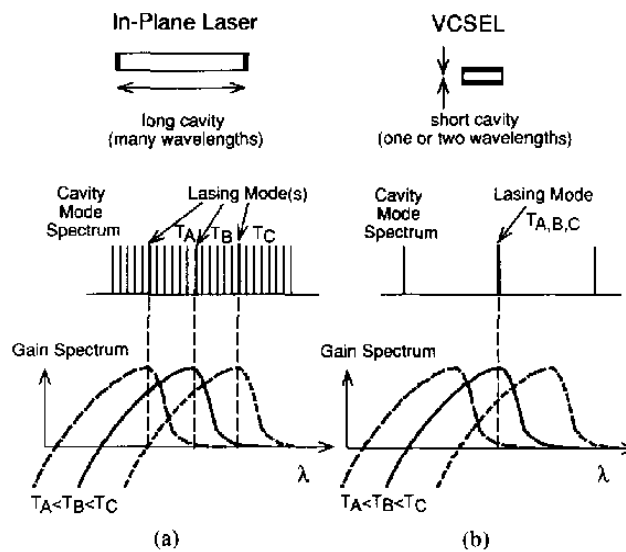


圖 2.2 EEL 與 VCSEL 的共振腔模式頻譜與增益頻譜的對應關係圖^[5]。

3. EEL 必須磊晶片劈開、鏡面鍍膜後才能夠檢測特性，過程十分繁雜且耗時，但 VCSEL 在製程時已成長布拉格反射鏡，無須劈開便可直接量測，較為方便，而且可降低大量成本。
4. 由於 VCSEL 是快速調變的元件，有利於高速光纖網路傳輸；VCSEL 可做成 1D 或 2D 雷射陣列(laser array)，利於串接或並列式的光纖傳輸。

基於上述的特點，VCSEL 在近年發展迅速，主要用途多半仍以光纖通訊為主流。為因應長距離通訊的需求，長程光纖通訊用的 1.3 μm 及 1.55 μm VCSEL 已廣為各界研究學者研發，其中波長 1.55 μm 的損失更是低達 0.2 dB/km。在中長程光纖通訊用的 850 nm VCSEL 目前也已商業化量產，而在中短程光纖通訊方面，為因應價格的考量，取而

代之的是聚合物塑膠光纖(Polymer Optical Fiber, POF)。

POF 於 1960 年美國杜邦公司以 PMMA 作為芯材，於 1985 年日本電電公社(NTT)製作出傳輸損失只有 35 ~ 55 dB/km(波長 568 nm)，其後又發展出合成重氫化(deuterated)之 PMMA-ds 系列做為芯材之光纖，具有極低之傳輸損失為 20 dB/km (波長 650 nm) [6]。雖然塑膠光纖的損失比起石英光纖來得大，但是塑膠光纖同時具有可撓性佳、柔軟度高、抗輻射、不易折斷，而且價格低廉、加工容易，適用於短距離通訊，如光感應器、儀器、機器內部之光通訊、標示板、冷光照明、汽車儀表及其他光電變換回路裝置等各項應用。因此，在未來不斷之研發改善後，塑膠光纖有其發展潛力。表 2.1 為光纖種類與特性關係比較。

表 2.1 光纖種類與特性關係比較^[7]。

特性/種類		光損耗 (dB/km)	光傳導距離	使用波長 範圍	加工性	價格
有機光纖 (塑膠光纖) SI 型	聚丙烯酸酯系 (高損耗)	500 ~ 1,000	數十米以下	可見光	易	低
無機光纖 (石英系光纖)	數值用石英系 (中損耗)	10 ~ 100	數百米	可見光 紅外線	中	中
	GI 型 SI 型	光通訊用石英系 (低損耗)	1 ~ 5	數公里	紅外線	難 高

2.2 磊晶法

化合物半導體的磊晶方法有下列四種：氣相磊晶法(Vapor Phase Epitaxy, VPE)、液相磊晶法(Liquid Phase Epitaxy, LPE)、分子束磊晶法(Molecular Beam Epitaxy, MBE)和有機金屬化學氣相沈積法(MetalOrganic Chemical Vapor Deposition, MOCVD)。由於氣相及液相磊晶法適用於結構簡單的製程，因此這兩種方法都較適合應用在厚磊晶層、低精密度的元件，較不適用於磊晶結構複雜的元件。在磷化鋁鎵銻材料的面射型半導體雷射中，目前常見的長晶方法主要以 MBE 和 MOCVD 兩種。

薄膜沈積的機制可分為動力學(kinetically favored)和熱力學(thermo-dynamically favored)兩種。若是依循動力學驅動所成長的薄膜，會因為黏滯係數(sticking coefficient)的不同，造成不同原子有不同的沈積速率。而若是以熱力學驅動為成長薄膜的方式，原子在沈積時會在基板表面尋找能量最低點沈積下來，因此不同的驅動方式會造成不同的沈積結果。

MOCVD 是一種歸類於化學氣相磊晶(Chemical Vapor Deposition, CVD)的成長薄膜技術，其主要工作原理是將欲化合之元素，由有機根伴隨所形成的氣體通入反應爐，使反應物在基板上產生化學反應合成我們所需要的材料薄膜，其工作原理如圖 2.3 所示。在磷化鋁鎵銻材料系統中，目前常見被用來帶第三族元素進入的有機根以三甲烷基鋁(TrimethylAluminum, TMAI)、三甲烷基鎵(TrimethylGallium, TMGa)和

三甲烷基銦(TrimethylIndium, TMIn)為主，而第五族則是由磷化氫(Phosphine, PH₃)提供。MOCVD 的沉積速度較 MBE 快，機器運作時間較長，基於商業考量較適合於大量生產，但在控制厚度上較為不易。

而 MBE 是另一種歸類於物理氣相磊晶(Physical Vapor Deposition PVD)的成長薄膜技術，其原理是利用不同流量密度的多分子束直接濺射在高溫基板上形成磊晶層，屬於動力學驅動，所以必須在超高真空(Ultra-High Vacuum, UHV)環境下(約 $<10^{-10}$ torr)才能使欲沈積的原子較不易被反應爐內的氣體分子散射，其工作原理如圖 2.4 所示。MBE 成長速率較 MOCVD 來得慢(約為 0.1 ~ 1 $\mu\text{m/hr}$)，因而能夠準確控制薄膜厚度以及較佳的磊晶品質。更換磊晶元素方便，因此較容易調變不同成分合成的薄膜。MBE 的成長速率是由第三族元素的分子束打到基板上所決定，在第五族元素穩定成長狀態下，第三族元素的黏滯係數幾乎維持一定，也意味著幾乎所有三族元素的原子皆能均勻混和在成長的磊晶層中。但是當溫度太高時，便會使得較為活性的第三族元素優先吸附到基板，因此一般操作溫度會比 MOCVD 來得低。

雖然傳統的固態源 MBE (Solid-Source MBE, SSMBE)已經能夠成功地成長砷化物和銻化物，但是在高真空壓力下成長磷化物仍然有困難，因此發展出氣態源 MBE (Gas-Source MBE, GSMBE)來改善，所帶來的好處是裂解溫度可增加超過 900°C、腔內壓力可以維持在小於 10^{-4} torr 下成長、可以改善 PL 和少數載子的生命期、降低電子缺陷濃度(electron trap concentration)。

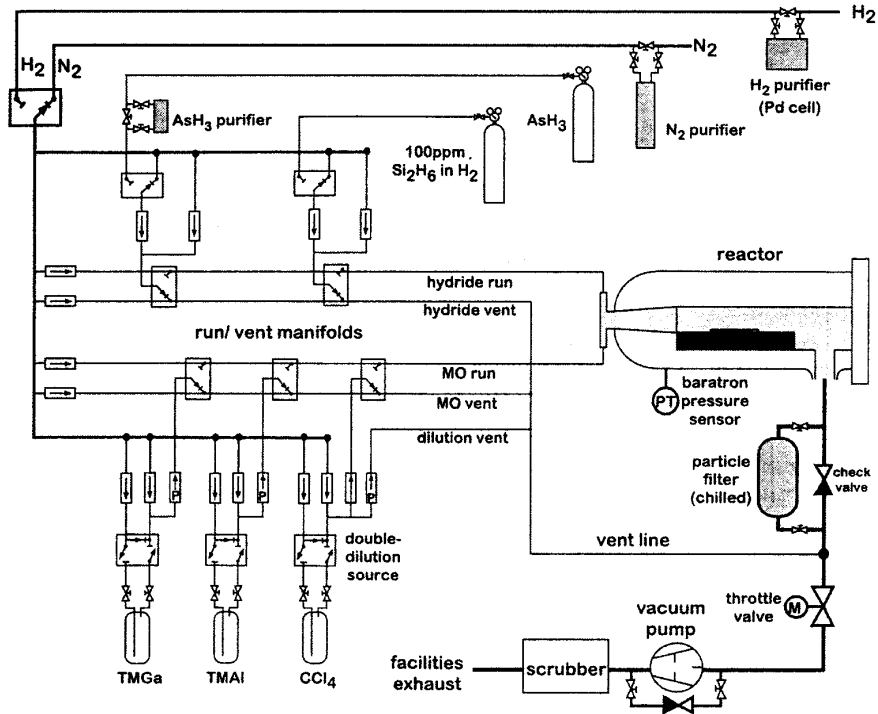


圖 2.3 MOCVD 的工作原理。

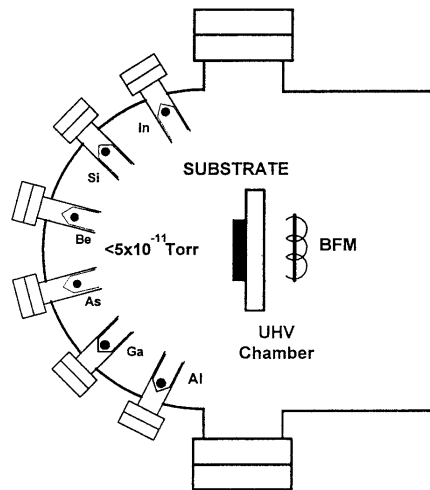


圖 2.4 MBE 的工作原理。

2.3 面射型雷射結構

為使面射型雷射在工作時能有更好的光和電的侷限(confinment)，在元件的製程上，通常可分成蝕刻空氣台柱型、離子佈植型、再磊晶埋入異質接面型及氧化侷限型四種結構^[4]用來控制電流：

(1) 蝕刻空氣台柱型(etched air-post)：

蝕刻空氣台柱結構是面射型雷射早期所使用的製作方式，它是利用乾性蝕刻形成柱狀的結構，這種方式可以限制電流的路徑，而且由於兩邊材料為空氣，與半導體材料之間造成的折射率差可以侷限光場模式(optical mode)，因此屬於折射率導向(index guiding)的雷射。雖然這種方式在製程上較為容易，但是會造成雷射的散熱差和光子損失大的缺點。

(2) 離子佈植型(ion-implanted)：

所謂離子佈植法，就是將雜質離子化(ionized)，像是 $H^{+[8]}$ 、 $Si^{+[9]}$ 、 $Mn^{+[10]}$ 或是 $Er^{+[11]}$ ，經由加速器提供電場加速離子運動及磁場改變運動方向，將這些雜質直接打入晶片裡特定的區域內產生高電阻，使電流能集中流過活性區，是屬於增益導向(gain guiding)的雷射。在經由離子佈植法摻雜的雜質濃度，可經由佈植的時間及離子束電流的大小來控制，而且在晶片裡的雜質分佈情形可以藉由加速器提供的能量來調整。雖然無法達到良好的光侷限效果，但元件特性良好，加上製成簡單，易於量產。

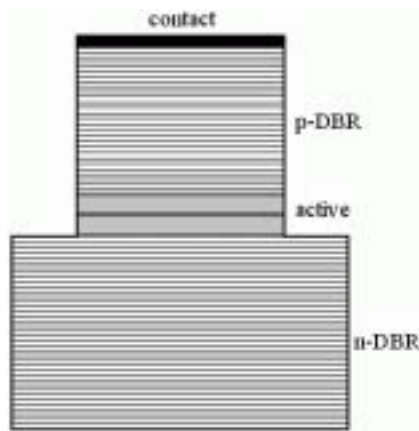


圖 2.5 蝕刻空氣柱型。

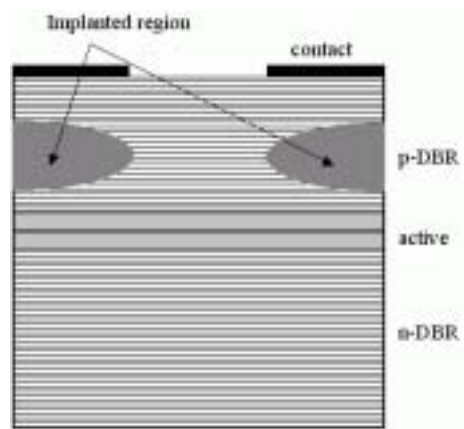


圖 2.6 離子佈植型。

(3)再磊晶埋入異質接面型(regrowth buried heterostructure)：

再磊晶埋入異質接面顧名思義是將活性層周圍的區域蝕刻掉使其絕緣，再在被蝕刻的區域裡成長並埋入低折射率材料，使得周圍形成這種可以同時達到光性與電性良好侷限效果的折射率導向結構。但是由於必須成長在具高反應性的 AlGaAs 表面，加上需要嚴謹的蝕刻技術結合特殊清潔處理程序去避開空氣暴露而形成缺陷，製作過程較為繁雜。

(4)氧化侷限型(oxide confinement)：

由於氧化侷限型能夠同時具備折射率導向以及載子侷限的優勢，近年來為各界學者廣泛採用。當溫度在 350°C 500°C 的蒸汽環境下，便能使 AlGaAs 轉換成低折射率的絕緣氧化層。但是由於高鋁濃度會產生鋁的聚集(Al-rich)，一旦經氧化後形成氧化鋁便會造成缺陷，因此氧化層設計的位置必須慎選。氧化侷限型的元件特性較離子佈植型佳，

且具有氧化層的面射型雷射所需要的電力較小，這也意味著產生較小的熱能，以及由於熱所造成的雷射增益與共振腔波長的位移也相對地減小^[12]。

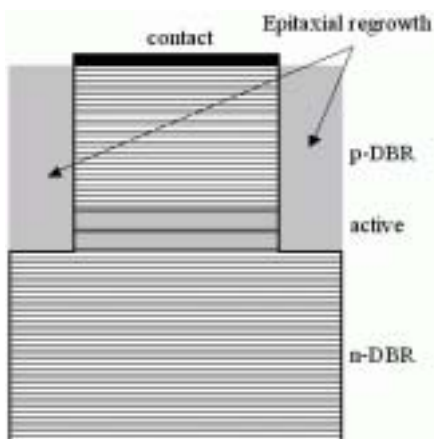


圖 2.7 再磊晶埋入異質接面型。

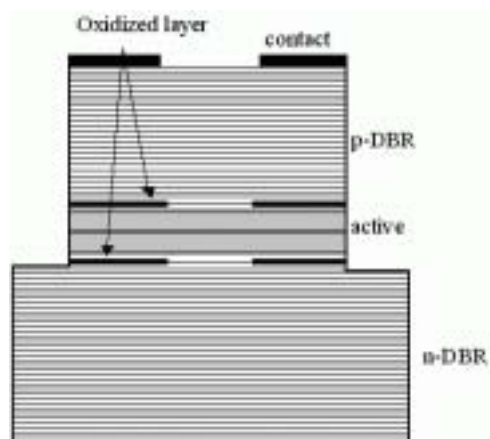


圖 2.8 氧化侷限型。

2.4 近代面射型雷射的發展

1992 年，Sandia 實驗室的 R. P. Schneider 等人首度使用有機金屬化學氣相磊晶法(Metalorganic Chemical Vapor Deposition, MOCVD)製作出紅光 657 nm VCSEL，當時技術尚未成熟，只能用光激發產生雷射，還無法外加電流產生雷射，到 1993 年才成功做出電激發的紅光 VCSEL^[13]。到 1995 年，K. D. Choquette 等人在 VCSEL 中使用選擇性氧化層結構(selectively oxidized)^[14]，在室溫連續波操作下從 678 nm 到 642 nm，在當時已是波長最短的 VCSEL，此外，臨界電流和臨界電壓分別為 660 μA 和 150 mV 也是當時在可見光範圍 VCSEL 最低的紀錄

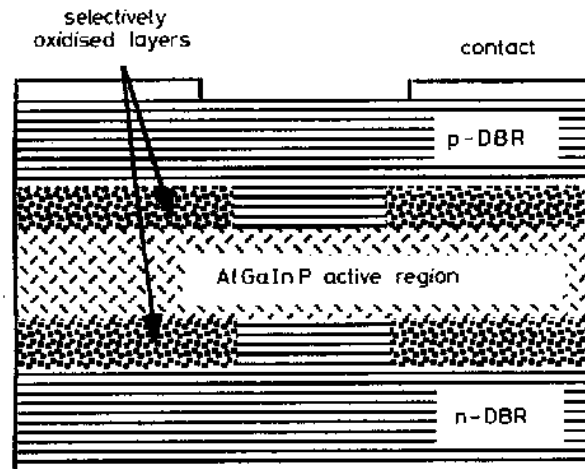


圖 2.9 K. D. Choquette 等人的選擇性氧化層面射型雷射結構圖。

圖 2.9 是 K. D. Choquette 等人所設計的選擇性氧化層面射型雷射結構圖，他們所使用的活性層結構為四個具壓縮應力、且具摻雜鋅和矽的 GaInP 量子井。其中氧化層結構能提供有效率的載子侷限。此外，氧化層的低折射率能提供較大的折射率侷限進而提升光侷限。

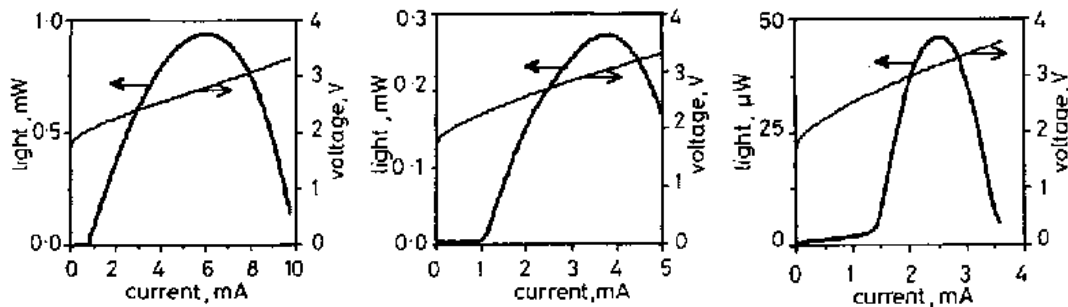


圖 2.10 選擇性氧化層孔徑分別為 $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ 、 $4 \times 4 \mu\text{m}^2$ 、 $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ 的雷射性能圖。

至今，磷化鋁鎵銻所發展的紅光面射型雷射，已有相當豐碩的成績。在 2000 年，A. Knigge 和 M. Zorn 等人所設計的紅光 650 nm VCSEL [15],[16]，在活性層部分使用三個具有壓縮應力的 GaInP 的量子井結構，以及 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}/\text{AlAs}$ 的 DBR 反射鏡，其元件結構圖如圖 2.11 所示。

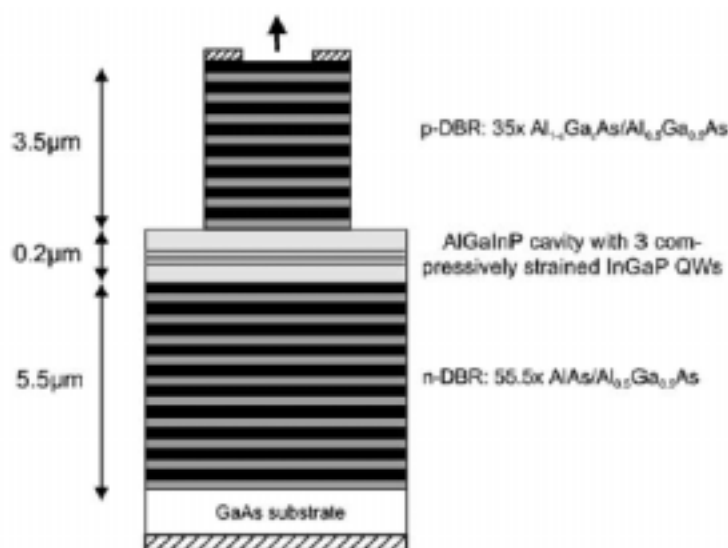


圖 2.11 A. Knigge 和 M. Zorn 等人所使用的元件結構圖。

DBR 是由大小折射率材料交錯而成，因此在介面會產生位能障，由於電洞的有效質量比電子來得大，相對地移動率會比較慢，在行經 DBR 的過程中，電洞要翻越高低位能障的材料勢必會比電子來的困難，所以 p-DBR 的串聯電阻會比 n-DBR 大。圖 2.12 是在不同的 mesa size 下，在 p-DBR 介面處適當的摻雜以及使用漸變式 DBR，比較在電流密度為 $8\text{ kA}/\text{cm}^2$ 所得到的微分電阻(differential resistance, $R_{\text{Diff}} = dV/dI$)。其中漸變式 DBR 是將每一層 DBR 分成 10 nm，再利用調變鎵濃度去改

變 DBR 的坡度。

當 AlGaAs 的鋁濃度越多(50 ~ 100%)，摻雜濃度越高(10^{18} ~ 10^{19} cm^{-3})會造成 V/III ratio 降低，因此 AlAs 的摻雜濃度要高於 AlGaAs，才能使電洞順利通過，以達到降低電阻的目的。從圖 2.12 所示，當增加摻雜濃度及使用漸變式 DBR，皆能夠有效降低微分電阻。但是摻雜濃度過高會增加自由載子吸收而造成元件效能降低，如圖 2.13 所示，在波長為 650 nm 處，臨界電流密度從一般摻雜的 3.7 kA/cm^2 大幅增加到高摻雜 wafer 的 19 kA/cm^2 ，因此在設計上必須特別注意。

Tab. 1: Interfaces, doping atoms and levels of p-DBRs

Wafer	Ga grading	Dopant	P_{AlAs} (cm^{-3})	P_{AlGaAs} (cm^{-3})
A	no	Zn	1×10^{19}	1×10^{19}
B	no	C	3×10^{19}	7×10^{17}
C	yes	C	3×10^{19}	7×10^{17}
D	yes	C	8×10^{18}	3×10^{18}

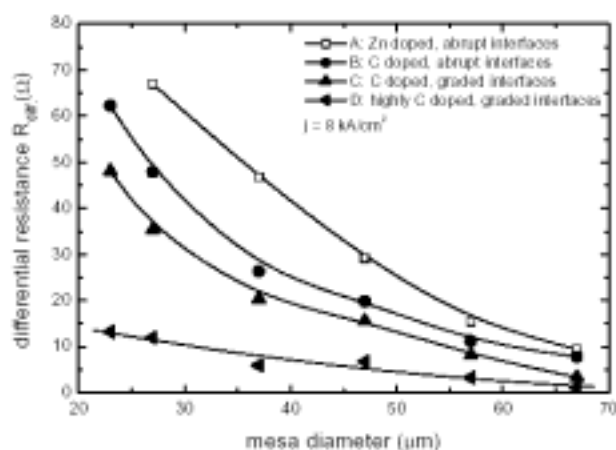


圖 2.12 在不同的 mesa size 下，比較 A、B、C、D 四種不同 p-DBR 的晶片，在電流密度為 8 kA/cm^2 所得到的微分電阻。

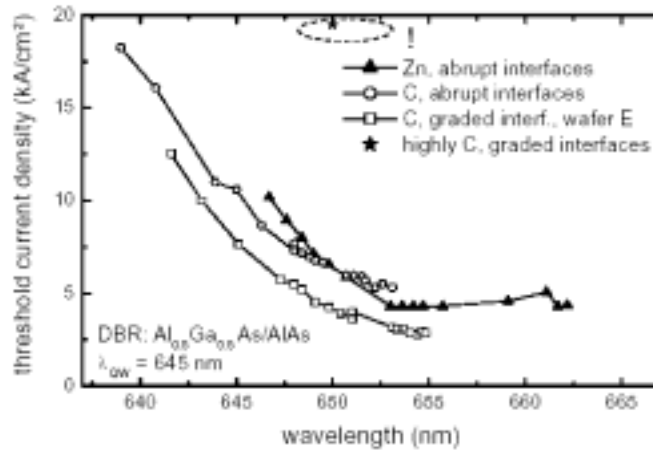


圖 2.13 比較使用不同 p-DBR 時，臨界電流密度對波長的關係圖。

其後, A. Knigge 等人在 2001 年宣稱發光波長在 654 nm VCSEL 可在室溫下連續波操作達 4 mW^[17], 活性層結構仍為具壓縮應力的 GaInP (well)/(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.52}In_{0.48}P (barrier), 兩邊的 spacer 為 (Al_{0.67}Ga_{0.33})_{0.52}In_{0.48}P, n-DBR 採用 Si-doped 的 Al_{0.5}Ga_{0.5}As/AlAs 55.5 對, p-DBR 則採用 C-doped 的 Al_{0.5}Ga_{0.5}As/Al_{0.95}Ga_{0.05}As 35 對, 不使用全鋁是為了利於氧化層氧化, 如圖 2.14 所示, 當 1.0 x 0.84, 氧化速率便會超過 100 倍以上, 因此只要氧化層的鋁濃度超過 0.95 一點, 便能加速氧化層氧化^[18]。但是 p-DBR 若是使用全鋁, 便會使得 p-DBR 容易被氧化, 造成電流只能從中心通過, 因此一般 p-DBR 鋁濃度都會設計比氧化層少一點點。此外, 較多的鋁濃度和高溫都有助於氧化層的氧化深度, 如圖 2.15 所示。其中所使用的氧化層結構是在第三對 p-DBR 用濕性氧化而成, 其成分為 Al_{0.98}Ga_{0.02}As。

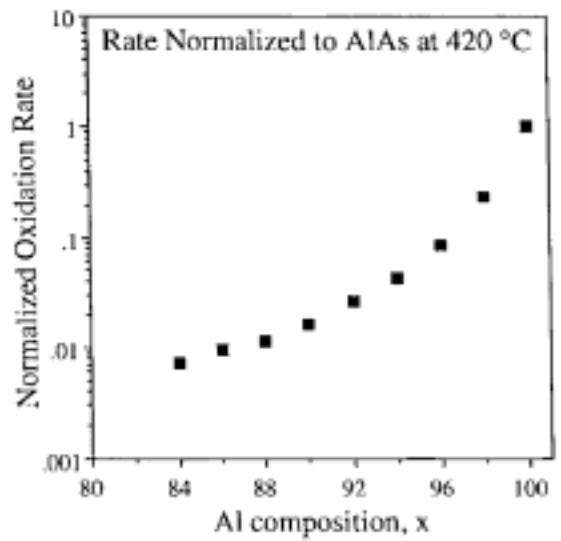


圖 2.14 在 420°C 時， $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 鋁含量對氧化速率的關係^[4]。

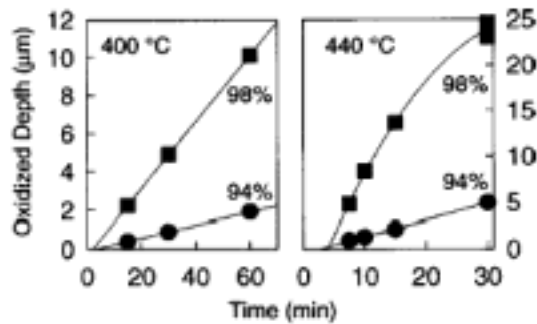


圖 2.15 在不同溫度下，比較 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的氧化深度和時間的關係^[19]。

在室溫下的元件特性方面，波長在 641 nm 和 658 nm 時，臨界電流密度皆低於 3.0 kA/cm^2 ，波長在 650 nm 時，有最低臨界電流密度為 1.7 kA/cm^2 ，如圖 2.16 所示。其不同氧化層孔徑、溫度所對應發光波長的輸出功率彙整如表 2.1 所示。

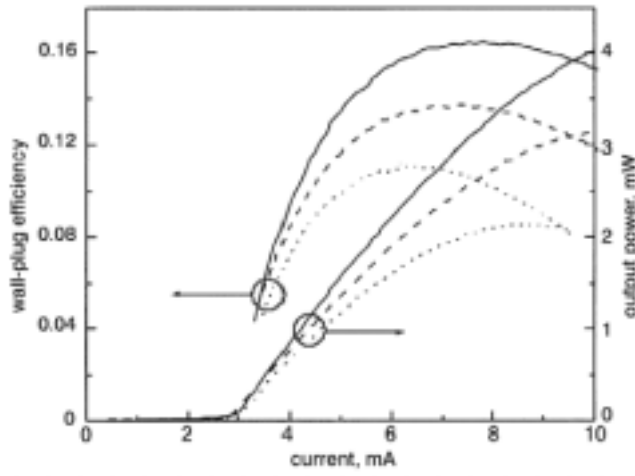


圖 2.16 室溫下連續波操作氧化層孔徑為 $13\ \mu\text{m}$ 的雷射性能與 wall-plug 效率圖。發光波長分別為實線 654 nm、長虛線 650 nm、短虛線 647 nm。

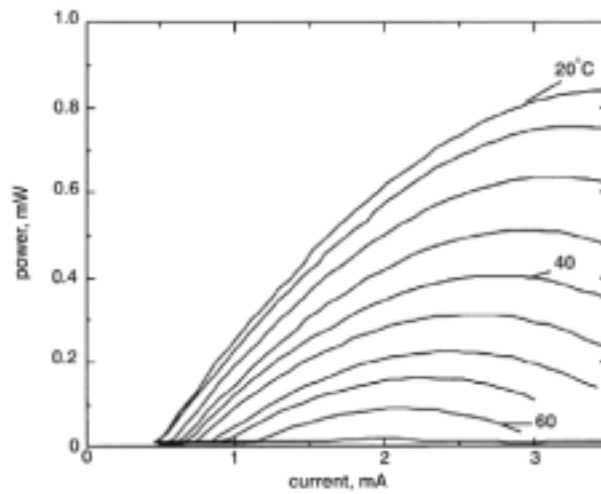


圖 2.17 在連續波操作下變化溫度，氧化層孔徑為 $5\ \mu\text{m}$ 的雷射性能圖。發光波長為 647 nm。

表 2.2 不同氧化層孔徑、溫度所對應發光波長的輸出功率。

Oxide aperture	Wavelength	Room temperature		High temperature
		Output power	Wall-plug efficiency	Output power
13 μm	647 nm	2.1 mW	11%	–
	650 nm	3.1 mW	14%	0.4 mW (35°C)
	654 nm	> 4 mW	16%	–
	657 nm	–	–	0.5 mW (40°C)
5 μm	657 nm	800 μW	–	230 μW (50°C)
				90 μW (60°C)

2.5 DBR 的工作原理

做為面射型雷射反射鏡，必須具有良好的高反射率，以下就來探討如何設計 DBR 多層膜反射鏡。如圖 2.18 和圖 2.19 所示為光入射至介質的反射與穿透行為示意圖。當入射光從 spacer 入射到折射率為 n_1 的介質時，在介面處會分成穿透光與反射光，第一階反射光會與第二階、第三階...第 N 階反射光互相干涉，穿透光則會同相衰減。

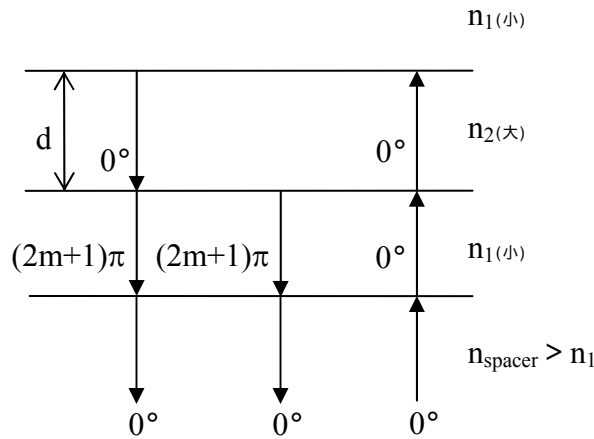


圖 2.18 DBR 反射鏡的反射原理(一)。

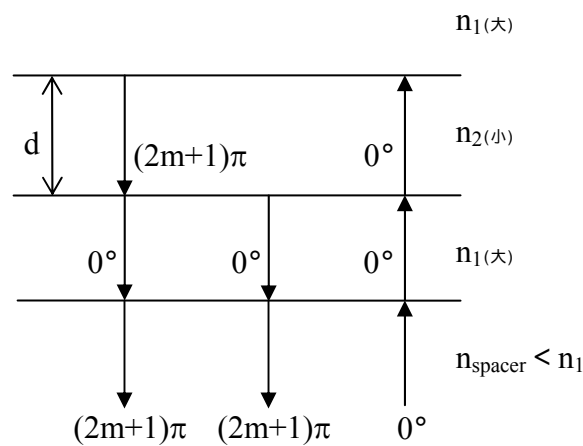


圖 2.19 DBR 反射鏡的反射原理(二)。

首先假設 $n_{\text{spacer}} > n_1$ 且 $n_2 > n_1$ ，第一階反射光相位會與入射光同相，而第二階反射光則會與第一階反射光反相，所以光在折射率為 n_1 的介質中行進所造成的相位差必須要是 π 的奇數倍，才能使第一階與第二階反射光同相位。由此推論，第三階的反射光會與入射光反相，若是其

厚度亦為 π 的奇數倍，則返回第二階時便能與第二階的反射光同相，到第一階也能與第一階反射光同相而形成建設性干涉。圖 2.19 的情形則是假設 $n_{\text{spacer}} < n_1$ 且 $n_2 < n_1$ ，其原理與圖 2.18 相同，兩種方式的不同在於所形成的光場分佈可依不同需要而在 spacer 與 n_1 的介面設計分別為腹點與節點。因此 n_1 介質的厚度 d 可以用下面數學式表示：

$$2d = \frac{2m\pi}{k} = \frac{2m\pi}{\frac{2\pi}{\lambda}} = \frac{2m\lambda}{2}$$

$$d = \frac{2m\lambda}{4} = \frac{2m\lambda_0}{4n_1} = \frac{2m\lambda_0}{4n_2} \quad (2.1)$$

若是考慮入射角，則厚度變為：

$$d = \frac{(2m+1)\lambda_0}{4n_2 \cos \theta} = \frac{(2m+1)\lambda_0}{4n_2 \cos \theta} \quad (2.2)$$

根據 Fresnel's equation，當光正向入射於單一介面的反射率為：

$$r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad (2.3)$$

隨著 DBR 對數增加，每一對 DBR 形成建設性干涉，反射率亦會增加。當反射率到達最大值，此時的波長稱為布拉格波長(Bragg wavelength, λ_{Bragg})。假設 m 為 DBR 反射鏡的對數，則正向入射的反射率為^[20]：

$$R_{DBR} = |r_{DBR}|^2 = \left[\frac{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2m}}{1 + \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2m}} \right]^2 \quad (2.4)$$

在反射率到達最大值的附近，會形成一個高反射平台，稱之為 stop band，如圖 2.20 所示，它是由組成 DBR 的兩種材料的折射率所決定的。stop band 的頻帶寬度可以用下列公式表示^[21]：

$$\Delta\lambda_{stop\ band} = \frac{2\lambda_{Bragg}\Delta n}{\pi \cdot n_{eff}} \quad (2.5)$$

$n_{eff} = 2\left(\frac{1}{n_1} + \frac{1}{n_2}\right)^{-1}$ ， n_{eff} 為反射鏡的有效折射率。

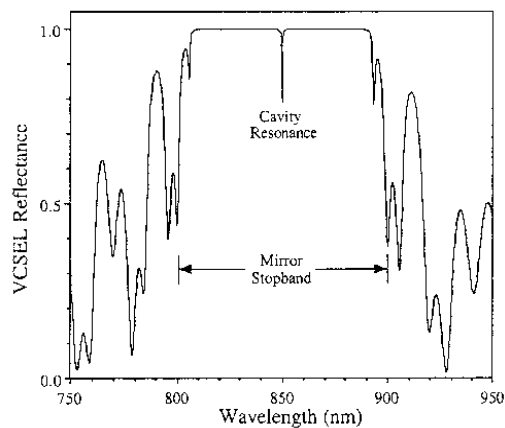


圖 2.20 面射型雷射反射頻譜圖。

参考文献

- [1] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, and Y. Suematsu, “GaInAsP/InP surface emitting injection lasers,” *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 18, pp. 2329–2330, 1979.
- [2] K. Iga, S. Ishikawa, S. Ohkouchi, and Nishimura, “Room-temperature pulsed oscillation of GaAlAs/GaAs surface emitting injection laser,” *Applied Physics Letters*, Vol. 45, pp. 348–350, 1984.
- [3] F. Koyama, S. Kinoshita, and K. Iga, “Room-temperature continuous wave lasing characteristics of GaAs vertical cavity surface-emitting lasers,” *Applied Physics Letters*, Vol. 55, pp. 221–222, 1989.
- [4] W. W. Chow, K. D. Choquette, M. H. Crawford, K. L. Lear, and G. R. Hadley, “Design, fabrication, and performance of infrared and visible vertical-cavity surface-emitting lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 33, pp. 1810–1924, 1997.
- [5] D. B. Young, J. W. Scott, F. H. Peters, M. G. Peters, M. L. Majewski, B. J. Thibeault, Scott W. Corzine, and Larry A. Coldren, “Enhanced performance of offset-gain high-barrier vertical-cavity surface-emitting lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 29, pp. 2013–2022, 1993.
- [6] T. Kaino, K. Jinguji, and S. Nara, “Low loss poly

- (methylmethacrylate-d8) core optical fibers,” *Applied Physics Letters*, Vol. 42, pp. 567–569, 1983.
- [7] 吳文演, “通訊光導纖維之探討,” <http://www.tmmfa.org.tw/%E5%87%BA%E7%89%88%E5%88%8A%E7%89%A9/magazine/%E7%AC%AC17%E6%9C%9F/1708.htm>.
- [8] J. K. Sheu, Y. K. Su, S. J. Chang, G. C. Chi, K. B. Lin, C. C. Liu, and C. C. Chiu, “Electrical derivative characteristics of ion-implanted AlGaInP/GaInP multi-quantum well lasers,” *Solid State Electronics*, Vol. 42, pp. 1867–1869, 1998.
- [9] T. Shima, Y. Makita, M. Z. Iqbal, M. Kotani, T. Iida, R. Morton, S. S. Lau, and Koura, “Optical and electrical properties of Si⁺ ion-implanted GaAs,” *Materials Science and Engineering A*, Vol. 253, pp. 306–309, 1998.
- [10] Y. Shon, Y. H. Kwon, T. W. Kang, X. Fan, D. Fu, and Y. Kim, “Optical characteristics of Mn⁺-ion-implanted GaN epilayers,” *Journal of Crystal Growth*, Vol. 245, pp. 193–197, 2002.
- [11] S. E. Choy, T. W. Kang, D. Y. Kim, and T. W. Kim, “Effects of thermal annealing on the optical properties of Er-ion-implanted Al_xGa_{1-x}As layers grown on GaAs substrates,” *Applied Surface Science*, Vol. 161, pp. 257–262, 2000.
- [12] K. K. Choquette, K. L. Lear, R. P. Schneider, Jr., and K. M. Geib, “Cavity characteristics of selectively oxidized vertical-cavity

- lasers,” *Applied Physics Letters*, Vol. 66, pp. 3413–3415, 1995.
- [13] R. P. Schneider, Jr. and J. A. Lott, “Cavity design for improved electrical injection in InAlGaP/AlGaAs visible(639–661 nm) vertical-cavity surface-emitting laser diodes,” *Applied Physics Letters*, Vol. 63, pp. 917–919, 1993.
- [14] K. D. Choquette, R. P. Schneider, M. H. Crawford, K. M. Geib, and J. J. Figiel, “Continuous wave operation of 640–660 nm selectively oxidised AlGaInP vertical-cavity lasers,” *Electronics Letters*, Vol. 31, pp. 1145–1146, 1995.
- [15] A. Oster, M. Zorn, H. J. Unold, J. Sebastian, H. Wenzel, W. John, K. Vogel, M. Weyers, and G. Tränkle, “Development of 650 nm-emitting VCSELs for cw operation,” *Compound Semiconductors IEEE International Symposium*, pp. 337–382, 2000.
- [16] A. Oster, M. Zorn, K. Vogel, J. Fricke, J. Sebastian, W. John, M. Weyers, and G. Tränkle, “Continuous wave vertical-cavity surface-emitting lasers with emission wavelengths near 650 nm,” *Proceedings of SPIE*, Vol. 4286, pp. 148–155, 2001.
- [17] A. Knigge, M. Zorn, H. Wenzel, M. Weyers, and G. Tränkle, “High efficiency AlGaInP-based 650 nm vertical-cavity surface-emitting lasers,” *Electronics Letters*, Vol. 37, pp.1222–1223, 2001.
- [18] K. D. Choquette, R. P. Schneider, Jr., K. L. Lear, and K. M. Geib, “Low threshold voltage vertical-cavity lasers fabricated by selective

- oxidation,” *Electronics Letters*, Vol. 30, pp.2043–2044, 1994.
- [19] C. I. H. Ashby, M. M. Bridges, A. A. Allerman, B. E. Hammons, and H. Q. Hou, “Origin of the time dependence of wet oxidation of AlGaAs,” *Applied Physics Letters*, Vol. 75, pp. 73–75, 1999.
- [20] L. A. Coldren and S. W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, Wiley, New York, 1995.
- [21] A. Yariv., *Quantum Electronics*, 3rd ed., Wiley, New York, 1989.

第三章 570 nm 面射型雷射之設計與分析

在設計針對光纖通訊用的面射型雷射之前，我們必須要先瞭解光纖的損失窗所座落的波長。目前常見的塑膠光纖的種類，主要為 PMMA 系列，如圖 3.1、圖 3.2、圖 3.3 所示分別為以 PS (Polystyrene)^[1]、PMMA (Polymethyl methacrylate)^{[2],[3]}和 PMMA-d5 (Polymethyl methacrylate-d5)^[4]作為 POF 核心材料的吸收頻譜圖，其衰減量分別為 93 dB/km、55 dB/km、41 dB/km，其中以 PMMA-d5 有較低的損失；但重要的是，在波長範圍 565 ~ 580 nm 皆有損失窗，可想而知，570 nm 的面射型雷射在中短程光纖通訊上的確有其發展的價值。

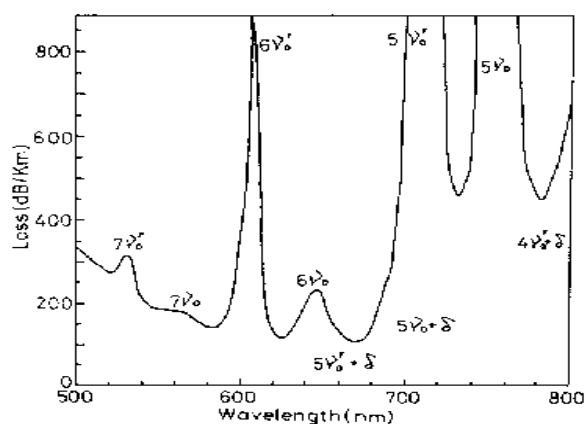


圖 3.1 POF 核心材料為 PS 的吸收頻譜圖。

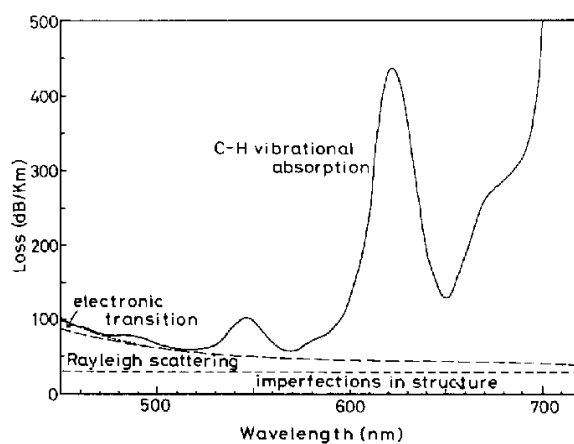


圖 3.2 POF 核心材料為 PMMA 的吸收頻譜圖

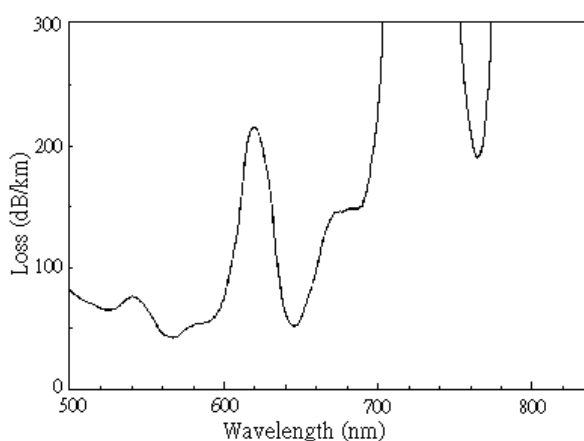


圖 3.3 POF 核心材料為 PMMA-d5 的吸收頻譜圖。

在 2.1 節提到有些研究學者曾嘗試在 PMMA POFs 系列中使用重氫大幅降低傳輸損失，以 PMMA-d8 為例，目前衰減量可降到 10 dB/km，但其中最重要的問題在於重氫是被保護的原料，價格昂貴，不利於商

業發展。另外一個問題是 PMMA 所含的羥基(O-H)雖然能夠使光纖富柔軟、彈性，但是其中強烈震動所造成的水分吸收是導致衰減量明顯增加的主因。為了抑制水分的吸收，因此有人使用氟取代 core polymer 中的氫來防止水分滲透^[5]。儘管如此，以商業的觀點考量仍不敷成本，因此在蒐集的文獻中顯示目前的塑膠光纖發展重心主要仍放在價格低廉的 PMMA。

3.1 選擇活性層發光材料

在活性層部分則採用補償式應力(strain-compensated)結構，由於補償式應力具有高可性度、降低臨界電流、在沒有缺陷產生的情況下增加臨界厚度等優點^[6]，因此，我將探討各種不同補償式應力的活性層結構使得發光波長皆發在 570 nm。首先先分為三種不同 barrier 的類型，以便探討各種量子井中的鎵濃度和井寬調變的關係。

表 3.1 barrier 和 well 的三種組合類型。

type	barrier	well
(1)	$\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.12}\text{In}_{0.53}$	$\text{Al}_{(0.55-x)}\text{Ga}_x\text{In}_{0.45}\text{P}$
(2)	$\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.13}\text{In}_{0.52}$	$\text{Al}_{(0.56-x)}\text{Ga}_x\text{In}_{0.44}\text{P}$
(3)	$\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.14}\text{In}_{0.51}$	$\text{Al}_{(0.57-x)}\text{Ga}_x\text{In}_{0.43}\text{P}$

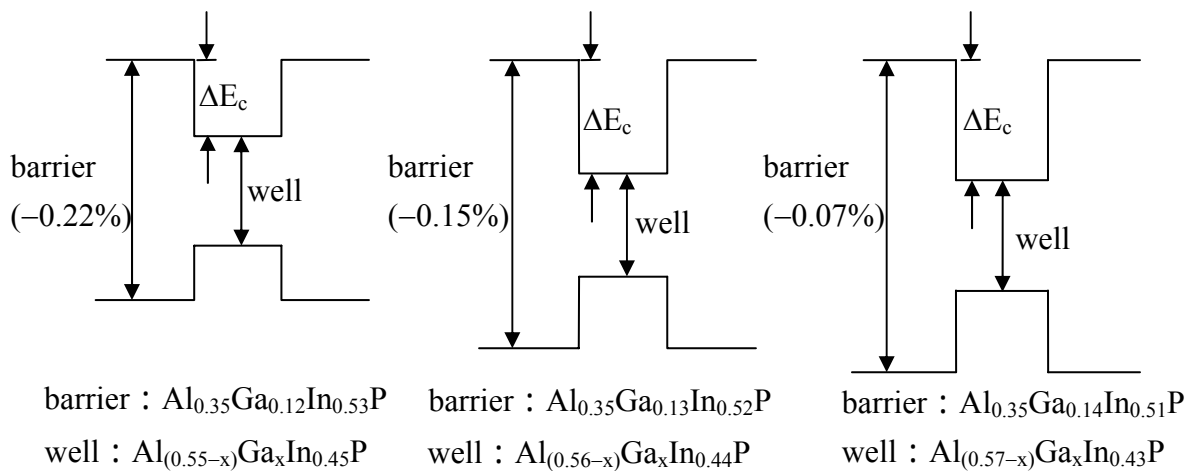


圖 3.4 三種活性層組合類型示意圖。

在我設計的結構當中，well 是採用舒張應力，barrier 是壓縮應力，我將 well 的鎵成份和井寬相互調變，使得發光波長維持在 570 nm。如圖 3.4 所示，barrier 所使用的壓縮應力越大，會使得能隙越小，而導致 ΔE_c 越小、載子侷限能力大幅降低，所以在補償式應力和 ΔE_c 兩者考量互相權衡之下，活性層結構我則採用部分補償的方式。

圖 3.5 為 570 nm AlGaInP 多量子井結構在不同 barrier 的成份下，well 的厚度對 well 的鎵濃度關係圖。在 barrier 的部分，厚度設定為 7 nm，在固定 barrier 的鋁濃度下，barrier 的鎵濃度分別為 0.12、0.13、0.14。而在 well 的部分，個別增加 well 的鎵濃度和減少 well 的厚度，使其發光波長皆發在 570 nm。我用線性迴歸的方式分析，分別得到不同的方程式如下：

$$d = 5.73 - 0.35x \quad (\text{nm}) \quad (3.1)$$

$$d = 8.67 - 0.49x \quad (\text{nm}) \quad (3.2)$$

$$d = 10.62 - 0.46x \text{ (nm)} \quad (3.3)$$

其中 d 為量子井的厚度。

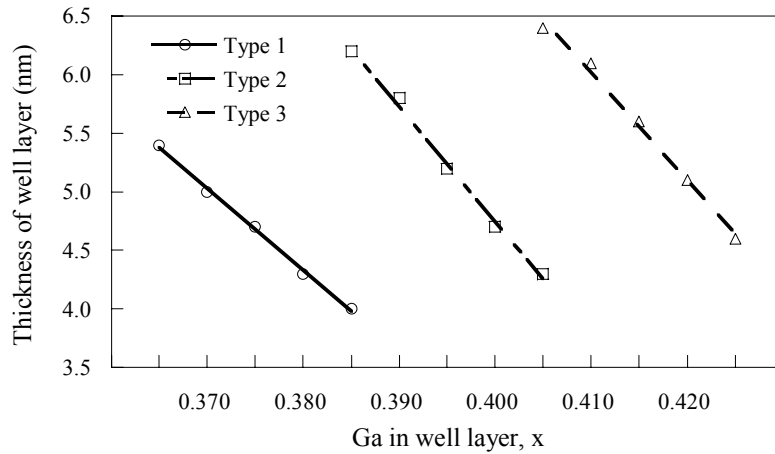


圖 3.5 在不同 barrier 的成份下，well 的厚度對 well 的鎵濃度關係圖。

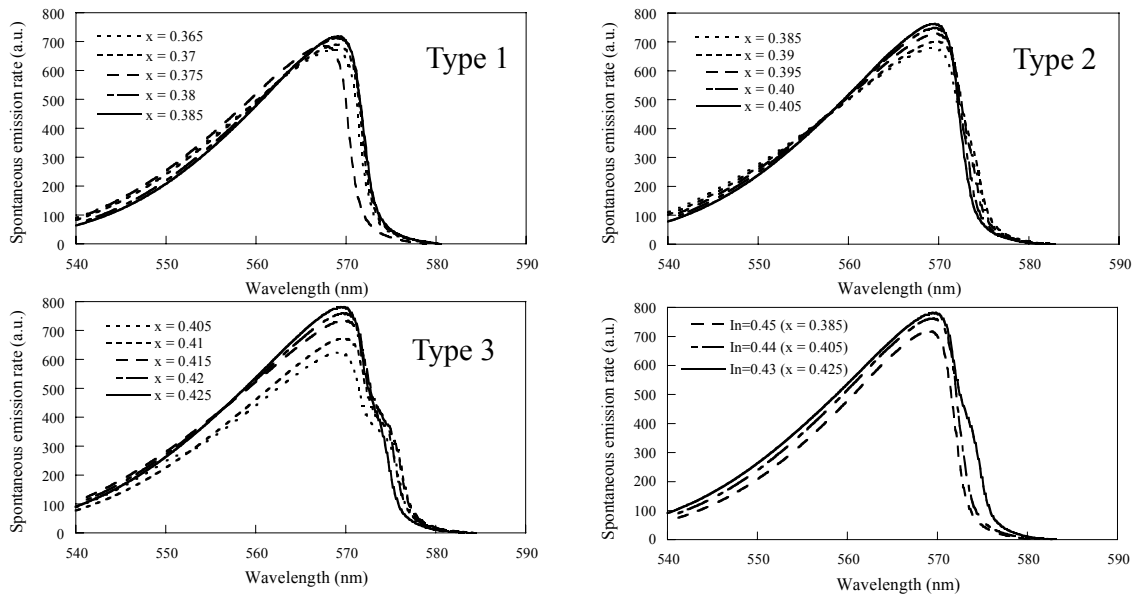


圖 3.6 各種類型的活性層成份自發輻射速率比較圖。

接著，我將這三種類型的活性層成份個別作比較，再將最高的自發輻射速率拿出來作總比較圖，如圖 3.6 所示。其中以 Type 3 的 $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.14}\text{In}_{0.51}\text{P}/\text{Al}_{0.145}\text{Ga}_{0.425}\text{In}_{0.43}\text{P}$ 具有最高的自發輻射速率，這是由於 Type 3 具有最大的 ΔE_c ，其次是 Type 2、最後是 Type 1。

表 3.2 是歸納各種補償式應力發光波長皆發在 570 nm 的組合。從表中可以發現，材料越靠近 Type 3，自發輻射速率會越大。其中以 $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.14}\text{In}_{0.51}\text{P}/\text{Al}_{0.145}\text{Ga}_{0.425}\text{In}_{0.43}\text{P}$ 這組在補償式應力下具有最大的 ΔE_c ，此時 well 的舒張應力為 0.57%。因此在後面的研究中，皆採用這組作為活性層發光材料繼續進行元件特性的模擬與分析。

表 3.2 在個別 barrier 固定的情況下，well 鎵濃度與井寬調變發光波長皆發在 570 nm 的自發輻射速率比較。

type	Ga composition in quantum well	well thickness (nm)	spontaneous emission rate (a.u.)
(1)	0.365	5.4	639.4
	0.370	5.0	670.9
	0.375	4.7	686.9
	0.380	4.3	695.9
	0.385	4.0	697.5
(2)	0.385	6.2	670.7
	0.390	5.8	701.5
	0.395	5.2	725.9

	0.400	4.7	741.9
	0.405	4.3	756.4
(3)	0.405	6.4	616.8
	0.410	6.1	671.5
	0.415	5.6	733.5
	0.420	5.1	760.2
	0.425	4.6	776.2

3.2 元件結構設計

本文的元件結構係採用 current spreading 結構^[7]，由於 current spreading 結構是一上小下大的結構，故在相同的操作電流下，分佈在活性層的電流密度會較一般傳統的 one column 結構來的高，因此電子電洞的結合率也會大幅提升，進而降低臨界電流。由於使用氧化層結構可以改善雷射效能，以及加強光子和電子的侷限，所以在本文中我們也引入雙氧化層結構的概念^{[8]-[11]}。元件下半徑的部分設為 5 μm ，p-DBR 上半徑為 3 μm ，p-type 環狀電極的寬度為 1 μm ，氧化層孔徑半徑為 2 μm 。在活性層部分，barrier 和 well 的成分分別為 $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.14}\text{In}_{0.51}\text{P}$ (7 nm)/ $\text{Al}_{0.145}\text{Ga}_{0.425}\text{In}_{0.43}\text{P}$ (4.6 nm)，量子井個數暫定為 3 個。此外，我們設計雷射共振腔形成一個波長，讓駐波的腹點發生在活性層，使光強度能有效集中在活性層的中央，因而設計 n-spacer 和 p-spacer 作為填充層，成分皆為 $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.15}\text{In}_{0.5}\text{P}$ (63.35 nm)，摻雜濃度為 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ，以

及用高折射率和低折射率重複週期性排列的 DBR，每一層厚度設計為 $\lambda/4$ 的 $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.25}\text{In}_{0.5}\text{P}$ (40.38 nm)/ $\text{Al}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ (43.40 nm) n-DBR 共 50 對和 p-DBR 共 35 對，摻雜濃度為 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。

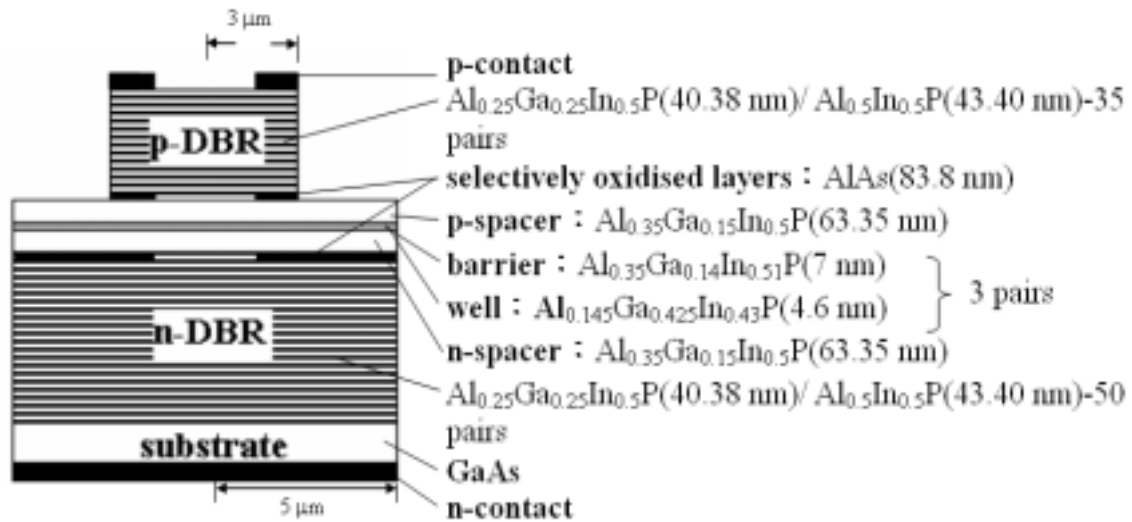


圖 3.7 初始元件結構圖。

3.3 模擬結果與分析

3.3.1 初始結構分析

圖 3.8 是比較量子井個數對臨界電流關係圖，其中以三個量子井具有最低的臨界電流，我們可以用圖 3.9 來解釋；當量子井個數為 1 時，由於一個量子井所能侷限的載子數相當有限，需要較大的操作電流才能產生雷射，而在量子井個數為 2 時，這是由於雙量子井結構的載子侷限能力比單量子井結構明顯增加，因此大部分的光子在空間上比較集中分佈在雙量子井結構，所以我們可以看到雙量子井結構的臨界電

流已有顯著的下降，增加到 3 個量子井時已經得到最低的臨界電流值，此時的量子井與光子駐波具有最好的疊合關係。但是，當量子井持續增加時，分佈在兩側量子井所能貢獻的光子大幅減少，而且還會增加串聯電阻，不但增加臨界電流，對於斜率效能並沒有明顯的提升，如圖 3.10 所示，所以在臨界電流和斜率效能中間取得平衡，則仍然選擇三個量子井個數。

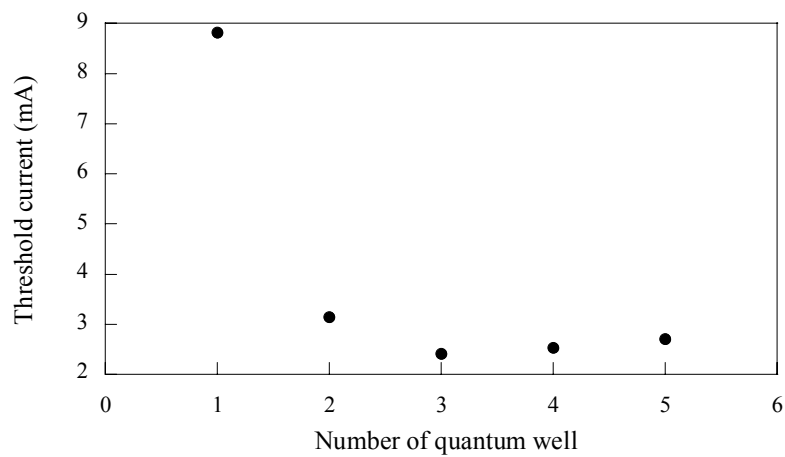
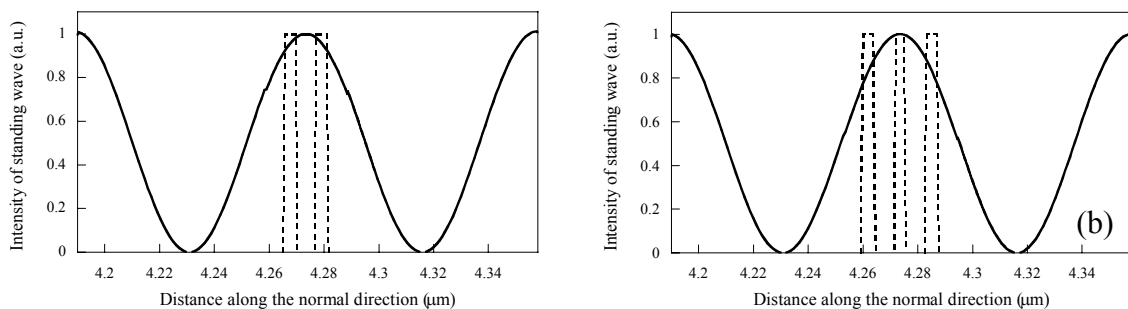


圖 3.8 量子井個數對臨界電流的關係圖。



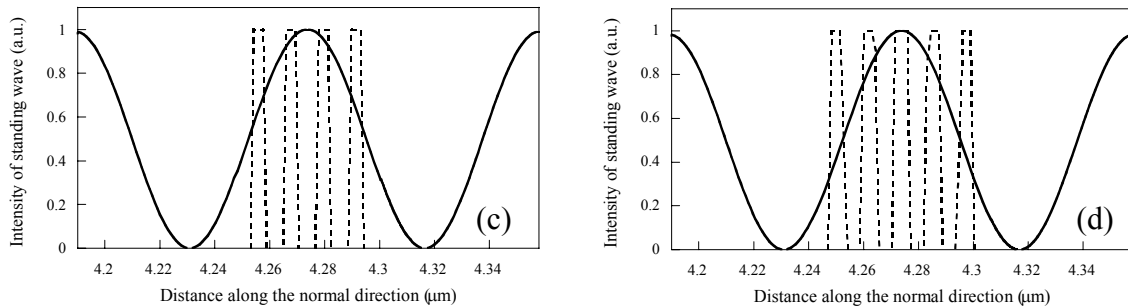


圖 3.9 量子井與光子駐波疊合圖。

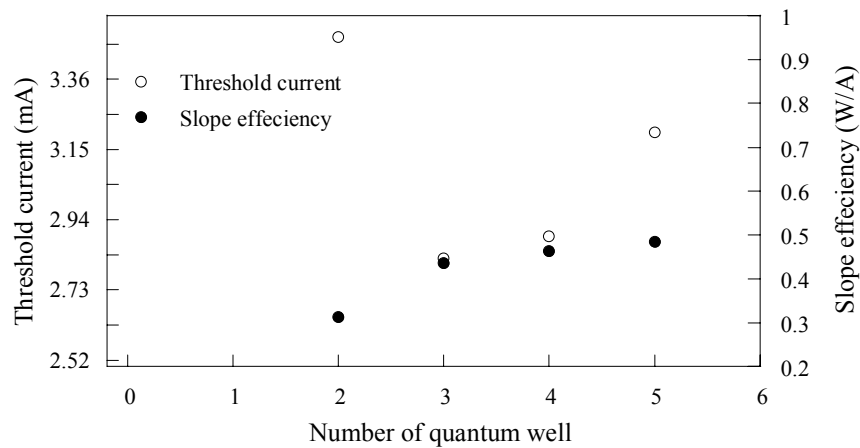


圖 3.10 量子井個數對臨界電流和斜率效率關係圖。

3.3.2 溢電流現象之探討

波長 570 nm 在磷化鋁鎵銻材料系統中已接近直接能隙與間接能隙轉換交界點，導電帶能隙差變得相當小，僅有 72.8 meV，其次熱電阻是砷化鋁鎵的 2-3 倍^[12]，在如此小的導電帶能隙差與較大的熱電阻的不利條件下，使得電子侷限性差和對熱較為敏感，導致 n-type 的電子

更容易溢流到 p-type。

1995 年，Weng W. CHOW 等人研究指出，在 620 nm 面射型雷射的臨界電流密度下的輸入電流密度，有超過一半以上的輸入電流密度為溢電流^[13]。如圖 3.11 所示， x 為量子井內的鋁含量，隨著波長越短，貢獻到發光的居量反轉數並沒有隨著總輸入電流的增加而有明顯的增加，反而溢電流增加的趨勢較為嚴重，因此可以預期的是，在 570 nm 面射型雷射臨界電流密度的地方，溢電流百分比將會超過 620 nm 的面射型雷射。

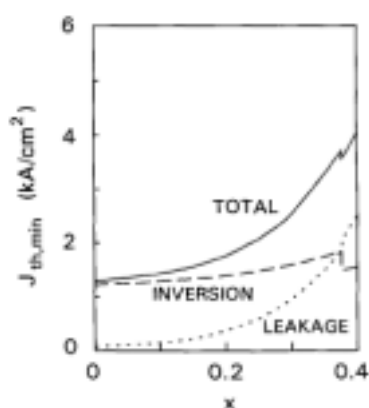


圖 3.11 620 nm 面射型雷射隨著波長越短，溢電流明顯增加。

圖 3.12 是電流密度分佈與量子井位置疊合圖，有 40 kA/cm^2 的電流注入活性層，當電流通過活性層之後有 18.6 kA/cm^2 的溢電流，而溢電流百分比高達 47.2%。如圖 3.13(b)所示，我們觀察在整個輸入電流密度的範圍中，在輸入電流密度為 15.8 kA/cm^2 處，有將近 80% 的溢電

流，可見要如何克服嚴重的溢電流，是一個值得探討的課題，接下來就來探討關於如何改善溢電流現象。

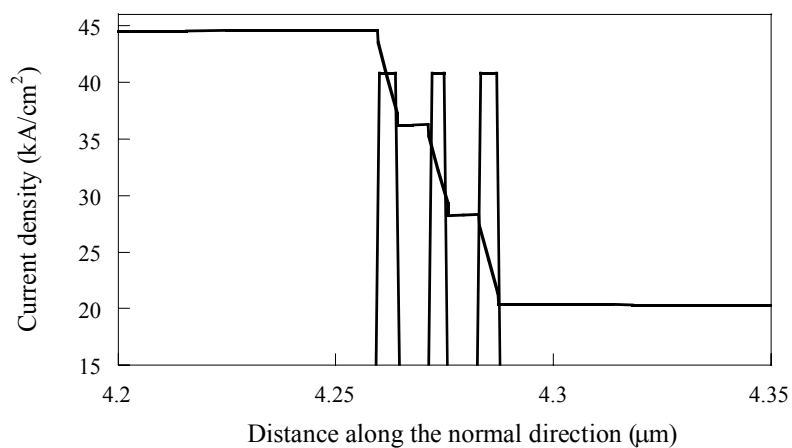
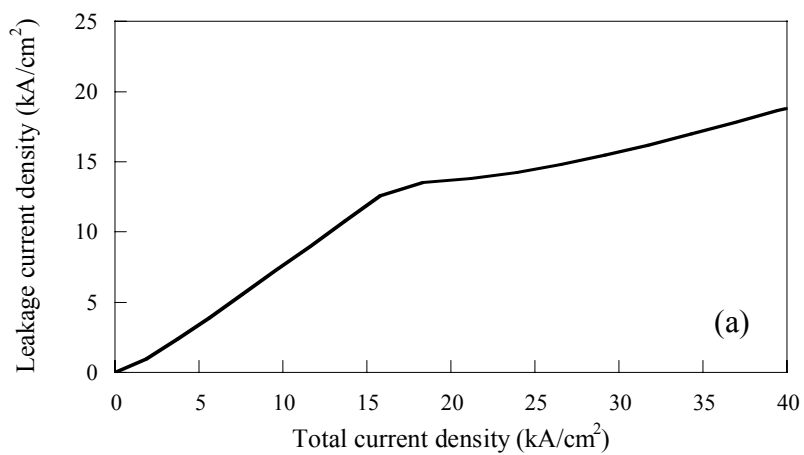


圖 3.12 電流密度分佈與量子井位置疊合圖。



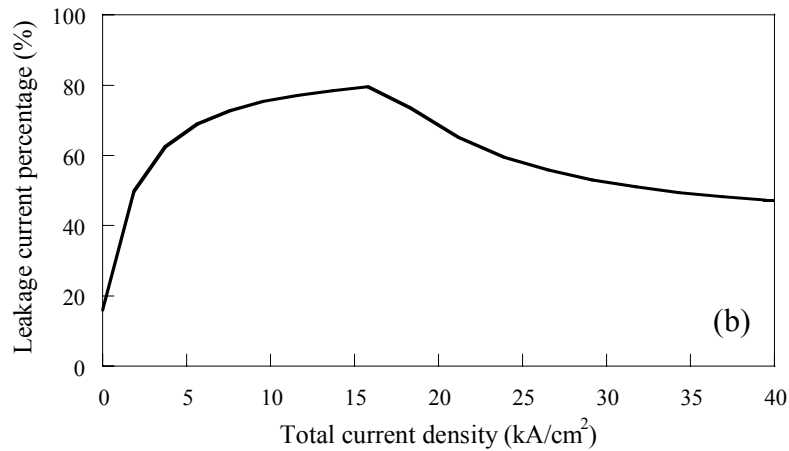


圖 3.13 輸入電流密度與(a)溢電流量(b)溢電流百分比關係圖。

若能降低 p-type 的電阻，應該就能夠提升注入活性區的電洞量，進而有效降低電子溢流。因此，我們首先先嘗試變化 p-spacer 的摻雜濃度^[14]，從 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 變化到 $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的溢電流情形，在 p-spacer 摻雜到 $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的數量級是可行的^[15]。如圖 3.14(b)所示，當摻雜濃度增加，相對的溢電流百分比就越低，如圖 3.15(a)所示，p-cladding 的摻雜濃度為 $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ，此時的電子溢流較圖 3.15(b)來的大，當 p-cladding 的摻雜濃度增加到 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 時，由於在不接電源的情況下，費米能階會較靠近價電帶，當通電之後，費米能階分成準費米能階，而靠近價電帶的 F_p 為了跟量子井中 F_p 的能量拉平對準，因此造成高摻雜的 p-cladding 的能帶往上位移，而達到阻擋電子溢流的目的，如圖 3.15(b)所示。在輸入電流密度為 40 kA/cm^2 時從 47.2%降低到 28.0%。圖中亦發現當操作電流增加的同時，約在 10 ~ 15 kA/cm^2 附近有轉折點，所代

表的意義是雷射光在此時產生，也就是臨界電流的所在處。當雷射尚未發生時，溢電流會持續增加，但是當雷射發生後，大部分的載子主要貢獻到發光，以致溢電流變得較為和緩。

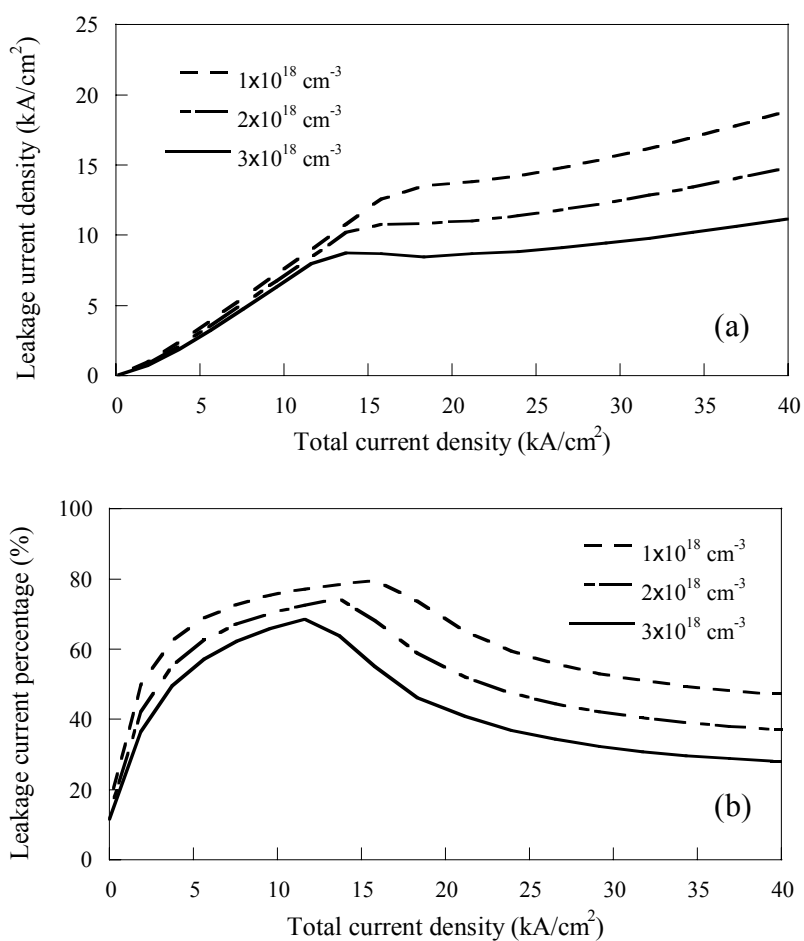


圖 3.14 變化 p-spacer 摻雜濃度的輸入電流密度與(a)溢電流量(b)溢電流百分比關係圖。

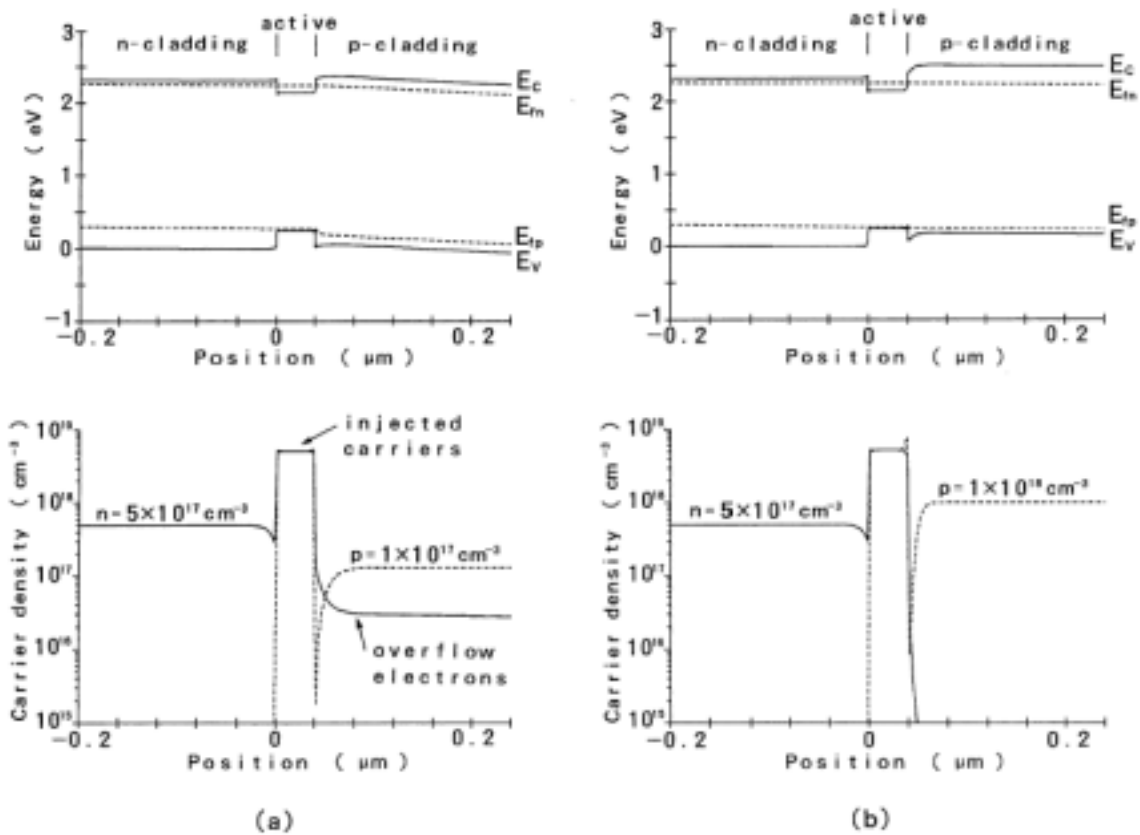


圖 3.15 變化 p-cladding 摻雜濃度對能帶的影響，(a)的摻雜濃度為 $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 、(b)的摻雜濃度為 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。

除了增加 p-spacer 的摻雜濃度降低溢電流之外，我們也嘗試在活性層與 p-spacer 之間加上一層電子阻礙層(Electron Blocking-Layer, EBL)阻擋電子溢流^{[16][17]}，如圖 3.16 所示。

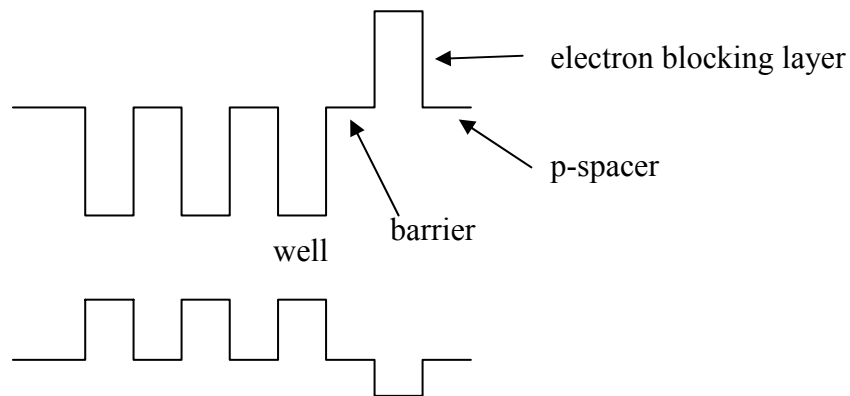


圖 3.16 具有電子阻礙層的能帶示意圖。

如圖 3.17 所示為電子阻礙層的設計方式，在折射率為 n_1 的 p-spacer 取出部分的光學厚度，再將所要使用的電子阻礙層材料的折射率代入求出折射率為 n_2 的 EBL 的幾何厚度，如此一來，便可使得光駐波的最大強度維持在活性層。

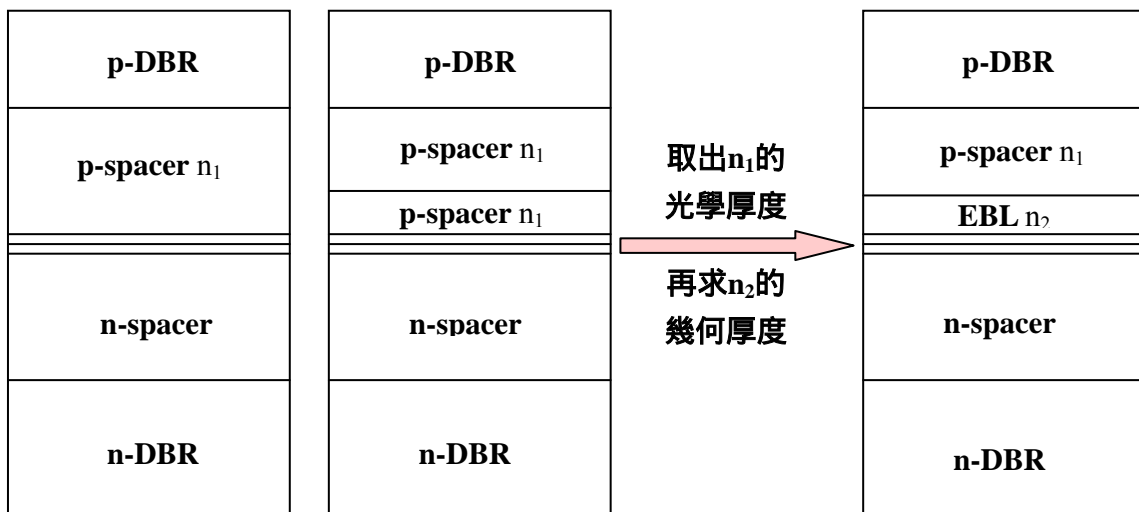


圖 3.17 電子阻礙層的設計方法。

首先，我們先改變 EBL 的鋁濃度。當鋁濃度增加時，也意味著能帶間隙變大，能夠阻擋電子溢流的能力也會增加。如圖 3.18(b)所示，鋁濃度從 0.4 變化到 0.5 ($\Delta E_c=118$ meV)，在操作電流為 40 kA/cm^2 時溢電流百分比從 22.2%降低到 5.3%，可以看出大部分的溢電流都已被抑制住。

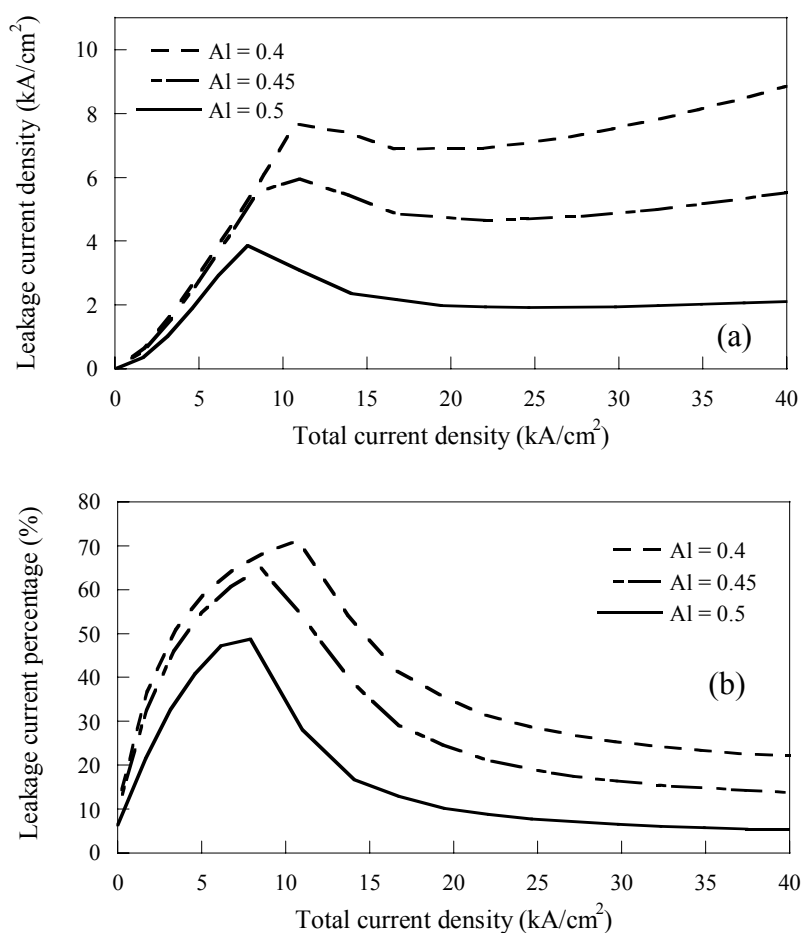


圖 3.18 變化 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{In}_{0.5}\text{P}$ EBL 鋁濃度的輸入電流密度與(a)溢電流量(b)溢電流百分比關係圖。

接下來比較 EBL 的摻雜濃度對溢電流現象的改善情形。我嘗試變化 EBL 的摻雜濃度從 $1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 到 $3.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ，但從圖 3.19 中發現在摻雜濃度從 $1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 增加到 $1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 有比較明顯的降低，之後再持續增加摻雜濃度便開始和緩，沒有太大的改變。

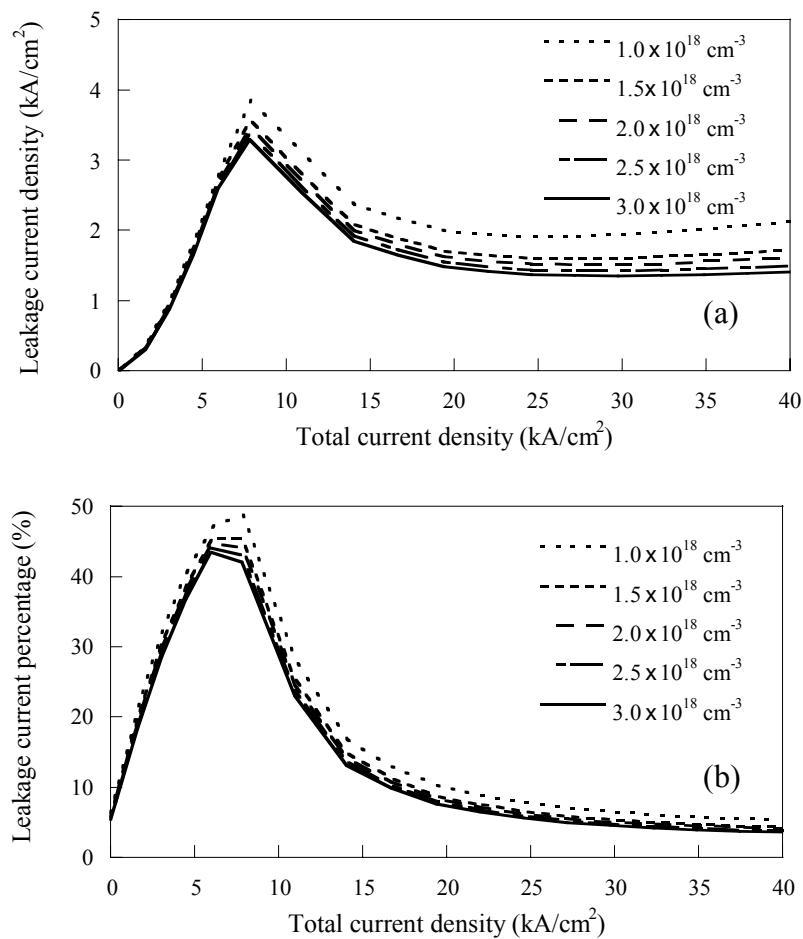


圖 3.19 變化 EBL 摻雜濃度的輸入電流密度與(a)溢電流量(b)溢電流百分比關係圖。

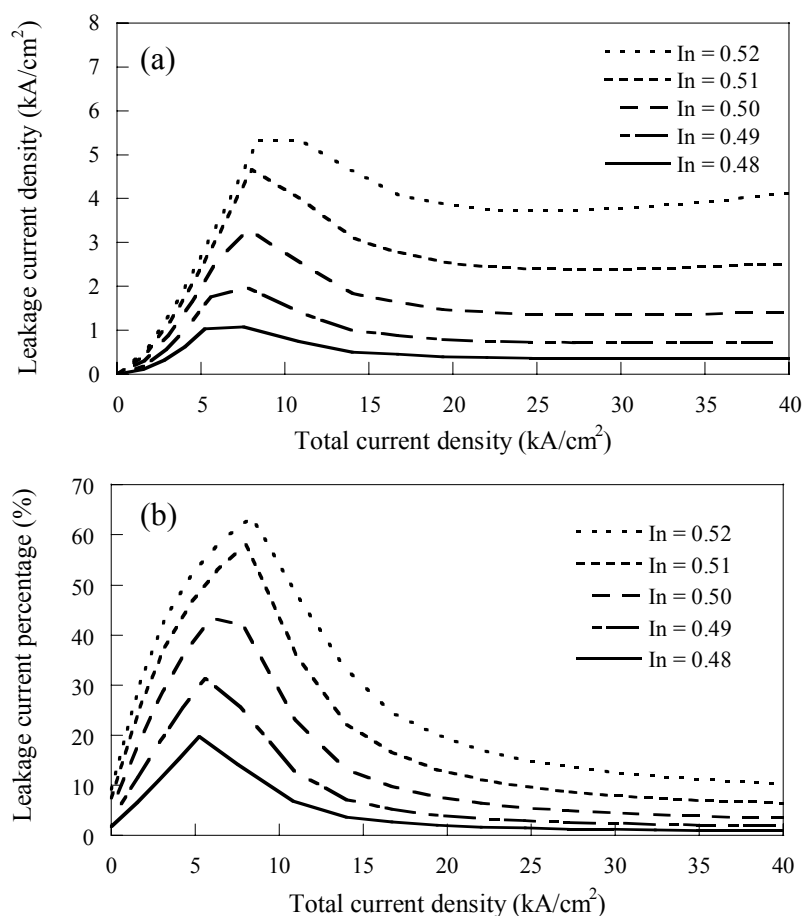


圖 3.20 變化 $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ EBL 的銦濃度輸入電流密度與(a)溢電流量(b)溢電流百分比關係圖。

接下來基於晶格不會斷鍵的條件下，使用 $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ 作為 EBL (不含鎵)，將銦含量從 0.48 變化到 0.52，如圖 3.20 所示。當銦濃度減少，相對地鋁濃度增加，也就意味了能帶間隙變大，能夠阻擋電子溢流的能力也跟著變大，因此也能夠預期電子溢流能夠被壓制。在操作電流為 $40 \text{ kA}/\text{cm}^2$ 時溢電流百分比從銦濃度為 0.52 的 10.3% 降低到銦濃度為

0.48 ($\Delta E_c=150$ meV, $\varepsilon=0.11\%$)的 0.93%，臨界電流密度也從 5.32 kA/cm² 降低為 1.1 kA/cm²，很明顯的看到溢電流幾乎完全被抑制住了。

當溫度增加時，由於溫度所產生的熱效應，使得臨界電流隨之增加，雷射輸出性能逐漸下降。一般半導體的臨界電流與溫度之間可以用下面的關係式來表示：

$$I = I_0 \times e^{(T/T_0)} \quad (3.4)$$

I_0 是特性電流， T_0 是特性溫度，當 T_0 越大，就意味臨界電流越不容易受到溫度的影響而增加。也就是說，特性溫度越大，表示元件具有較良好的穩定性。由於溢電流量在高電流輸入下已有不錯的壓制，現在就來看一下當操作電流在 300K 到 340K 時，沒有 EBL 和有 $Al_{1-x}In_xP$ EBL 特性溫度的變化。

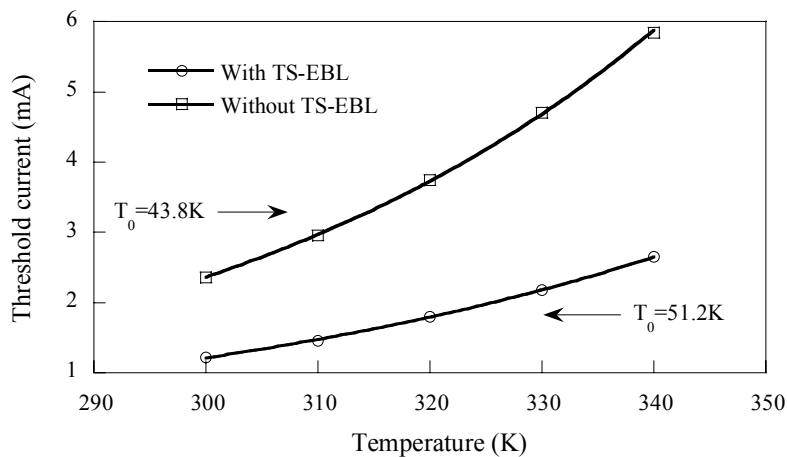
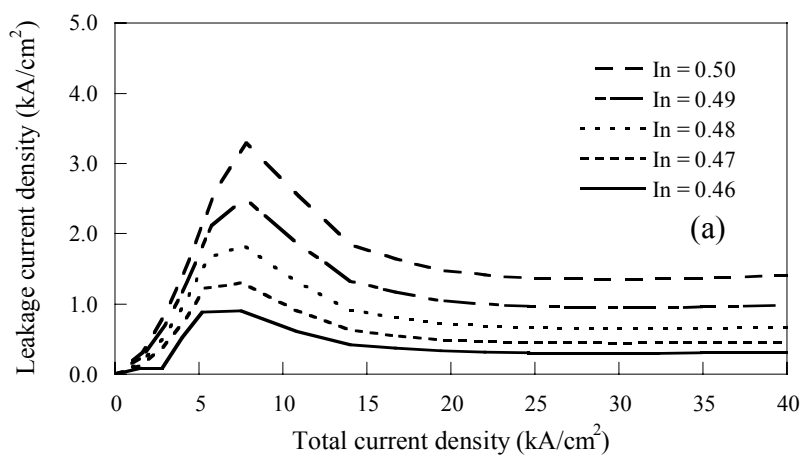


圖 3.21 比較沒有 EBL 和有 $Al_{1-x}In_xP$ EBL 特性溫度。

如圖 3.21 所示，當使用了 $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ EBL 之後，與不使用 EBL 相比特性溫度提升了 7.4K，臨界電流也有了明顯的改善，從 300K 的 2.36 mA 降低到 1.22 mA，在 340K 甚至能從 5.85 mA 降低到 2.65 mA。由於磷化鋁鎵銻在先天上 band offset 比較小，以致於在改善特性溫度便受到了極大的限制。

圖 3.22 為使用 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ 作為 EBL，其中固定鋁濃度，銻濃度從 0.46 變化到 0.50。當銻濃度越少，鎵濃度越多，因為鎵原子比銻原子來得小顆，晶格常數較短，使得能帶間隙會變大，以致能夠達到阻擋電子溢流的目的。在操作電流為 40 kA/cm^2 時溢電流百分比從銻濃度為 0.5 時的 3.53% 降低到銻濃度為 0.46 ($\Delta E_c=170 \text{ meV}$, $\epsilon=0.26\%$) 時的 0.77%。



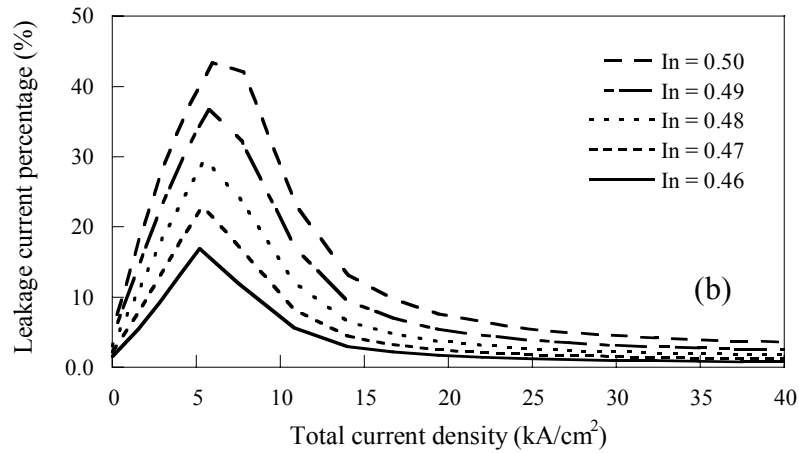


圖 3.22 變化 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ EBL 的銦濃度輸入電流密度與(a)溢電流量(b)溢電流百分比關係圖。

加入 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ EBL 之後，其結果跟使用 $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ EBL 一樣具有良好壓制電子溢流的能力。經過 EBL 阻擋電子溢流之後，特性溫度提升了 9K，而且也同樣能夠有效降低臨界電流，從 300K 的 2.36 mA 降低到 1.22 mA，在 340K 時從 5.85 mA 降低到 2.6 mA，如圖 3.23 所示。

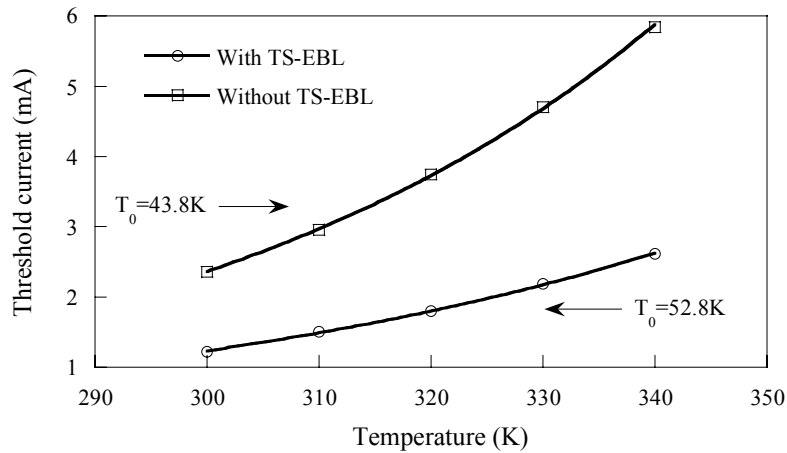


圖 3.23 比較沒有 EBL 和有 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ EBL 特性溫度。

元件結構中，過多的鋁含量容易造成缺陷以及長晶環境的污染，因此在結構的設計上，應避免使用過多的鋁。使用 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ EBL 與 $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ EBL 相較之下，雖然在特性溫度的提升上 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ EBL 較 $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ EBL 高的程度並不大，但是 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ EBL 能夠在鋁濃度較少的情況下達到較佳的溢電流壓制。

圖 3.24、圖 3.26、圖 3.28 和圖 3.30 分別為變化 p-spacer 摻雜濃度、變化不同 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{In}_{0.5}\text{P}$ EBL、變化不同 $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ EBL、變化不同 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ EBL 的受激放射速率圖。當溢電流越小，就表示在相同的輸入電流之下能夠越快形成雷射、因此受激放射速率顯得較高。從圖 3.25、圖 3.27、圖 3.29 和圖 3.31 看來，使用這些方式不但能降低溢電流，也能夠有效降低臨界電流。

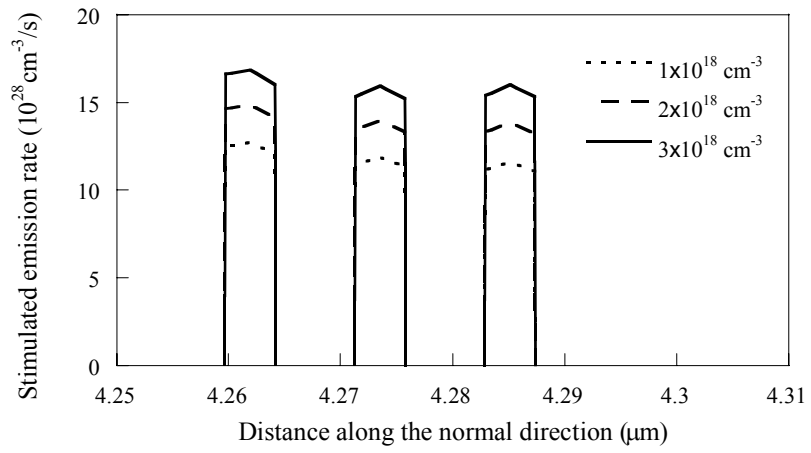


圖 3.24 變化 p-spacer 摻雜濃度的受激放射速率圖。

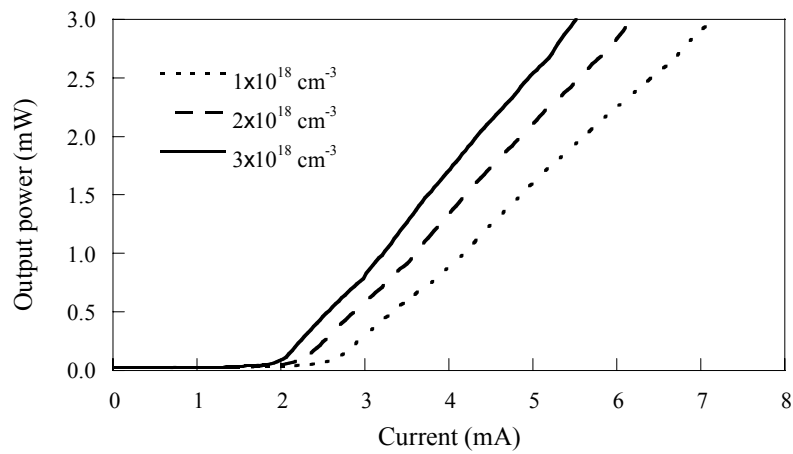


圖 3.25 變化 p-spacer 摻雜濃度的輸出功率對輸入電流圖。

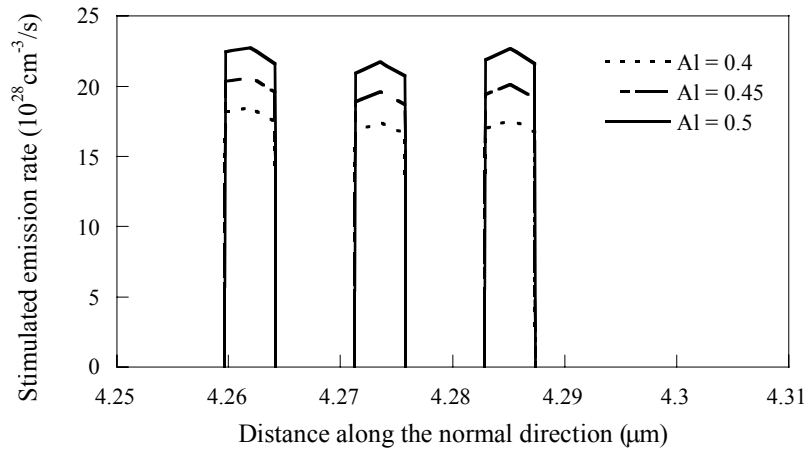


圖 3.26 變化不同 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{In}_{0.5}\text{P}$ EBL 的受激放射速率圖。

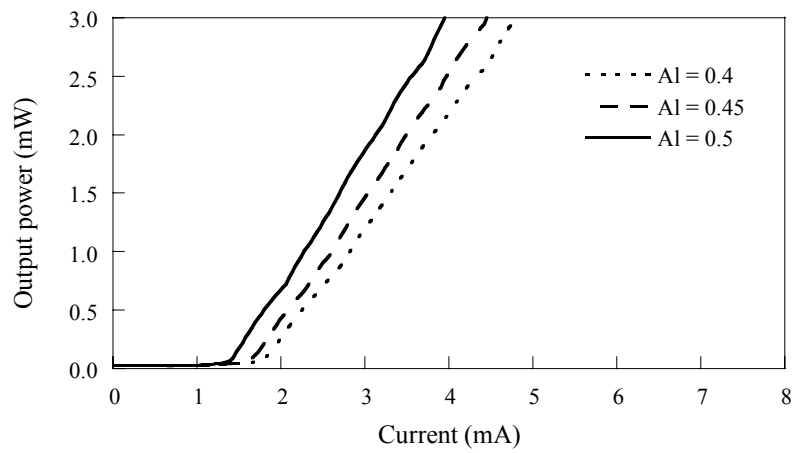


圖 3.27 變化不同 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{In}_{0.5}\text{P}$ EBL 的輸出功率對輸入電流圖。

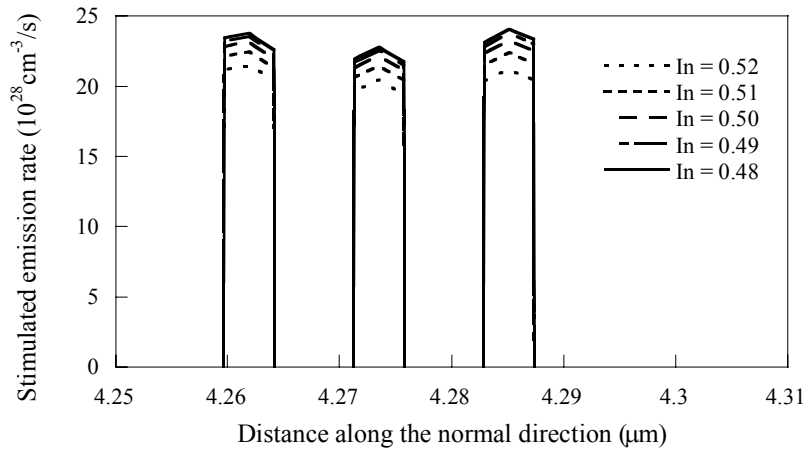


圖 3.28 變化不同 $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ EBL 的受激放射速率圖。

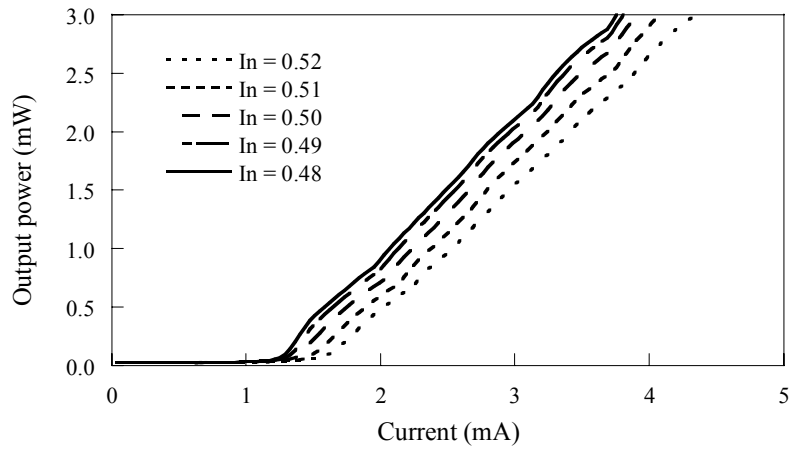


圖 3.29 變化不同 $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ EBL 的輸出功率對輸入電流圖。

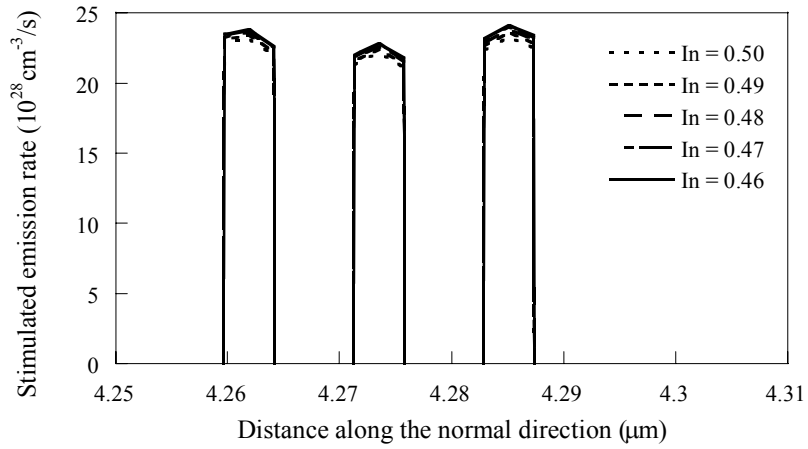


圖 3.30 變化不同 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ EBL 的受激放射速率圖。

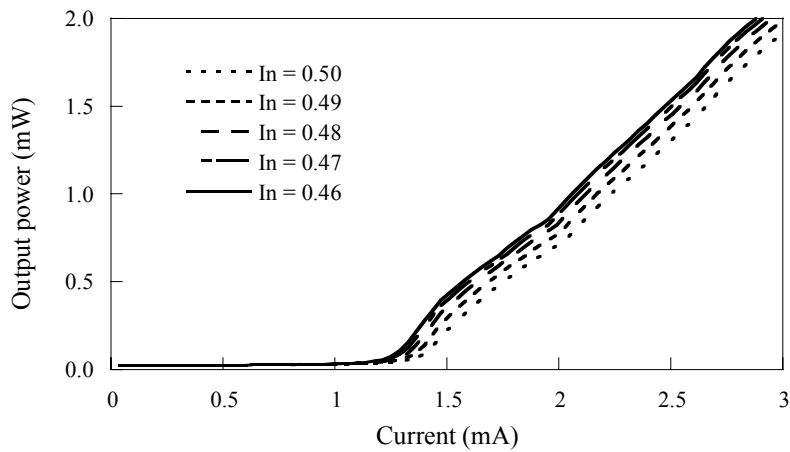


圖 3.31 變化不同 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ EBL 的輸出功率對輸入電流圖。

3.3.3 增益頻譜與共振腔的偏移

面射型雷射的反射頻譜是由 DBR 反射鏡的厚度及共振腔所決定的。其中 Fabry-Perot mode 會造成在雷射發光波長全穿透，因此在反

射頻譜中會看到有 dip 產生。當元件在操作時溫度逐漸上升，其中增益頻譜、共振腔和反射頻譜皆會因為溫度上升而造成紅位移(red shift)，但是增益頻譜的位移是由於能帶間隙 $E_g(T)$ 所造成，共振腔和反射頻譜的位移是由於折射率 $n(T)$ 所造成，由於熱膨脹係數和折射率 $n(T)$ 造成共振腔的位移量並不太大($\Delta\lambda = 0.044 \text{ nm/K}$)，而增益頻譜的位移量($\Delta\lambda = 0.112 \text{ nm/K}$)幾乎是共振腔的三倍^[18]，所以兩者在高溫時無法對準在 570 nm，造成高溫時的雷射效能變差，因此在一開始設計的增益峰值(gain peak)和共振腔的起始波長便相當重要。因此以下我將探討面射型雷射從 290K 到高溫操作溫度 370K 下的自發輻射速率，再探討不同溫度時與 570 nm 的位移量。

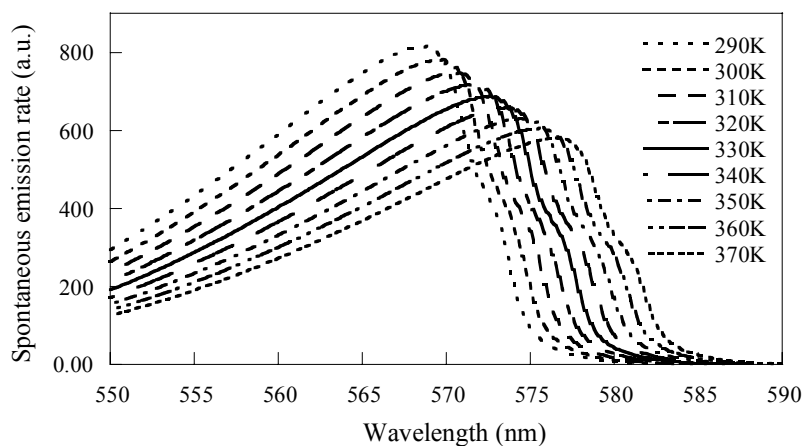


圖 3.32 不同溫度下的自發輻射速率頻譜圖。

圖 3.32 是在不同溫度下的自發輻射速率頻譜圖，從圖中可以看出

隨著溫度的上升，粒子之間受熱振盪的程度就越大，使得彼此間的鍵結變弱，所以電子脫離基態到達激發態的束縛力就越小，能帶間隙變小，所以會看到圖中的波峰會產生紅位移的現象。而且能帶內載子之間、載子與聲子、載子與雜質所產生的散射，會因為溫度升高而變得嚴重，進而使得頻寬變寬^{[19][20]}。

由於初始設計的活性層結構設計為在室溫 300K 發光波長發在 570 nm，以致於在元件操作溫度 330K 時偏移到 573.4 nm，我分別使用調整量子井成份和調整量子井寬度兩種方法，在 330K 時便能夠準確的發光在 570 nm，如圖 3.33 和圖 3.34 所示。

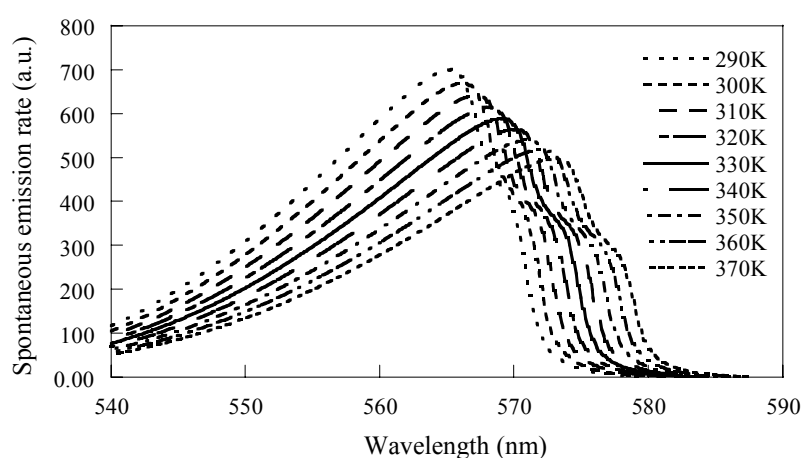


圖 3.33 調整量子井成份修正後在不同溫度下的自發輻射速率頻譜圖。

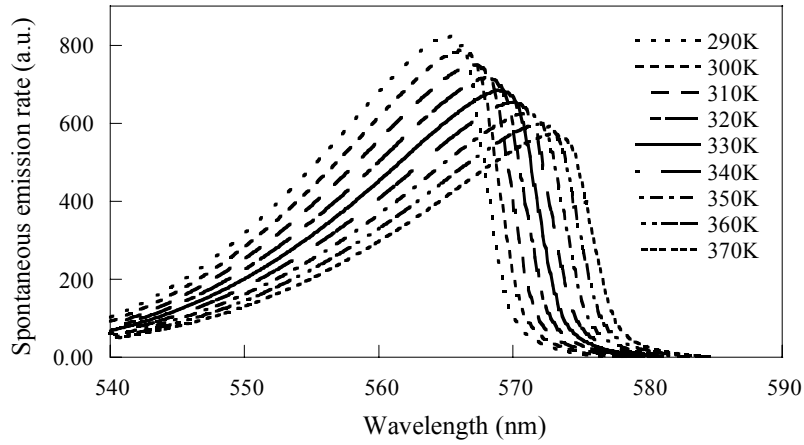


圖 3.34 調整量子井寬度修正後在不同溫度下的自發輻射速率頻譜圖。

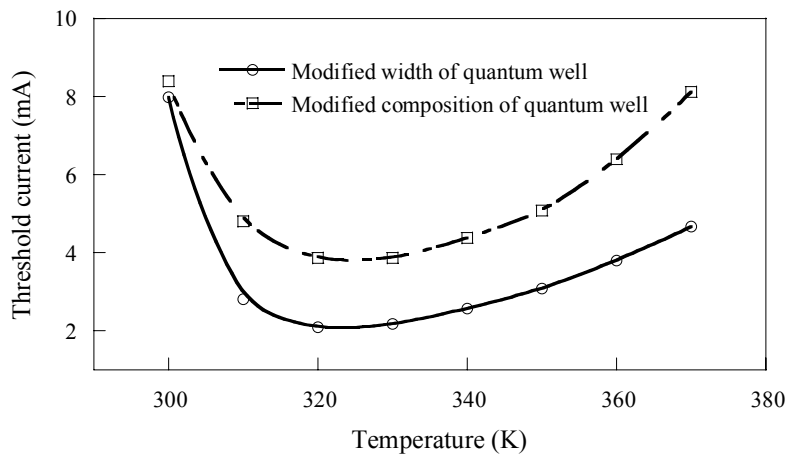


圖 3.35 採用不同方式修正發光波長後的臨界電流與溫度關係圖。實線是調整量子井寬度，虛線是調整量子井的成分。

圖 3.35 是探討採用不同方式去修正發光波長後的雷射性能圖，實線是調整量子井寬度，虛線是調整量子井的成份。從圖中看來，利用

量子井寬度來修正波長在高溫操作下會有較低的臨界電流，這是由於利用調整量子井寬來修正波長在高溫操作下會有較低的臨界電流，原因在於此時在 570 nm 所對應到的自發輻射速率在高溫時較調整量子井成分的方式來的高。

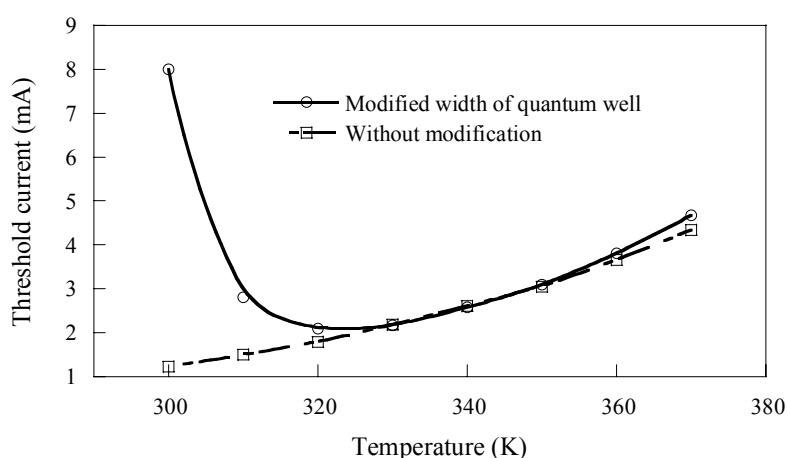


圖 3.36 發光波長修正前和修正後的臨界電流與溫度關係圖。

如圖 3.36 所示為發光波長修正前與調整井寬修正之後的臨界電流與溫度關係圖，雖然在 330K 340K 附近修正波長後的臨界電流有些微的改善，但是結果並非如我們所預期，在 350K 以後，修正波長後的臨界電流仍然高於未修正前的臨界電流，因此在我所模擬的結構中就不考慮 cavity-gain detuning 所造成的影響。

参考文献

- [1] T. Kaino, M. Fujiki, and S. Nara, “Low-loss polystyrene core-optical fibers,” *Journal of Applied Physics*, Vol. 52, pp. 7061–7063, 1981.
- [2] T. Kaino, “Influence of water absorption on plastic optical fibers,” *Applied Optics*, Vol. 24, pp. 4192–4195, 1985.
- [3] T. Kaino, K. Jinguji, and S. Nara, “Low loss poly(methylmethacrylate-d8) core optical fibers,” *Applied Physics Letters*, Vol. 42, pp. 567–569, 1983.
- [4] T. Kaino, K. Jinguji, and S. Nara, “Low loss poly(methylmethacrylate-d5) core optical fibers,” *Applied Physics Letters*, Vol. 41, pp. 802–804, 1982.
- [5] J. Zubia and J. Arrue, “Plastic optical fibers: an introduction to their technological processes and applications,” *Optical Fiber Technology*, Vol. 7, pp. 101–140, 2001.
- [6] A. Valster, A. T. Meney, J. R. Downes, D. A. Faux, A. R. Adams, A. A. Brouwer, and A. J. Corbijn, “Strain-overcompensated GaInP-AlGaInP quantum-well laser structures for improved reliability at high-output powers,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 3, pp. 180–187, 1997.
- [7] M. Zorn, A. Knigge, U. Zeimer, A. Klein, H. Kissel, M. Weyers, and G. Tränkle, “MOVPE growth of visible vertical-cavity

- surface-emitting lasers (VCSELs),” *Journal of Crystal Growth*, Vol. 248, pp. 186–193, 2003.
- [8] D. L. Huffaker, J. Shin, and D. G. Deppe, “Low threshold half-wave vertical-cavity lasers,” *Electronics Letters*, Vol. 30, pp. 1946–1947, 1994.
- [9] K. D. Choquette, R. P. Schneider, Jr., K. L. Lear, and K. M. Geib, “Low threshold voltage vertical-cavity lasers fabricated by selective oxidation,” *Electronics Letters*, Vol. 30, pp. 2043–2044, 1994.
- [10] K. L. Lear, K. D. Choquette, R. P. Schneider, Jr., S. P. Kilcoyne, and K. M. Geib, “Selectively oxidized vertical cavity surface emitting lasers with 50% power conversion efficiency,” *Electronics Letters*, Vol. 31, pp. 208–209, 1995.
- [11] K. D. Choquette, R. P. Schneider, M. H. Crawford, K. M. Geib, and J. J. Figiel, “Continuous wave operation of 640–660 nm selectively oxidized AlGaInP vertical-cavity lasers,” *Electronics Letters*, Vol. 31, pp. 1145–1146, 1995.
- [12] M. F. Huang, H. C. Lee, J. K. Ho, H. C. Lin, C. S. Cheng, C. C. Kuo, and Y. K. Kuo, “Laser diode for DVD pick-up head,” *SPIE*, Vol. 3419, pp. 110–118, 1998.
- [13] W. W. Chow, M. H. Crawford, and R. P. Schneider, Jr., “Minimization of threshold current in short wavelength AlGaInP vertical-cavity surface-emitting lasers,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 1, pp. 649–653, 1995.

- [14] G. Hatakoshi, K. Itaya, M. Ishikawa, M. Okajima, and Yutaka Uematsu, "Short-wavelength InGaAlP visible laser diodes," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 27, pp. 1476–1482, 1991.
- [15] P. Blood, "Material issues in AlGaInP red-emitting laser diodes," *Materials Science and Engineering B*, Vol. 66, pp. 174–180, 1999.
- [16] T. C. Lu, H. M. Shieh, and S. C. Wang, "Real index-guided InGaAlP red lasers with buried tunnel junctions," *Applied Physics Letters*, Vol. 80, pp. 1882–1884, 2002.
- [17] K. Itaya, G. Hatakoshi, Y. Nishikawa, M. Ishikawa, and M. Okajima, "High-temperature continuous operation above 200 °C of GaAs lasers using an InGaAlP cladding layer," *Applied Physics Letters*, Vol. 62, pp. 2176–2178, 1993.
- [18] R. Butendeich, D. Graef, J. Schwarz, T. Ballmann, H. Schweizer, and F. Scholz, "Low threshold current densities in red VCSELs," *Journal of Crystal Growth*, Vol. 221, pp. 657–662, 2000.
- [19] F. P. Logue, P. Rees, J. F. Heffernan, C. Jordan, J. F. Donegan, J. Hegarty, F. Hiei, S. Taniguchi, T. Hino, K. Nakano, and A. Ishibashi, "Optical gain in (Zn, Cd)Se-Zn(S, Se) quantum wells," *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 15, pp. 1295–1304, 1998.
- [20] C. Y. Liu, S. Yuan, J. R. Dong, and S. J. Chua, "Temperature dependence of photoluminescence intensity from AlGaInP/GaInP multi-quantum well laser structures," *Journal of Crystal Growth*, Vol. 268, pp. 426–431, 2004.

第四章 結論

在第一章的部分我們可以知道磷化鋁鎵銻材料的能帶間隙、折射率與成分之間的關係和應力對能帶結構的影響以及應力在半導體元件中所扮演的角色。 $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 的能帶間隙會隨著鋁成分增加，而從直接能隙轉換到間接能隙。兩種不同材料的結合，會使得能隙大的材料和能隙小的材料形成 band offset，對於 band offset ratio，較多學者認為在 65/35 67/33 之間。此外我也探討應力在能帶結構中的影響，並且當應力越大，在介面的共價鍵便會產生拉扯，所能承受這應力的臨界厚度就越小。

在面射型雷射的特色方面，發散角小、容易聚焦、單模輸出、低電流操作、檢測方便、調變快速等等優點，但也由於元件的共振腔較側射型雷射來的短，使得面射型雷射的輸出功率小和容易受到熱效應的影響。

適用於塑膠光纖 PMMA 的雷射光源磷化鋁鎵銻 570 nm 面射型雷射，活性層的發光材料面臨直接能隙與間接能隙的轉換，使得 570 nm 面射型雷射幾乎為磷化鋁鎵銻的最短波長的雷射極限。其中的主因在於嚴重的溢電流降低元件效能，因此我們定量的探討關於 570 nm 面射型雷射的溢電流量。首先在初始元件中，有 40 kA/cm^2 的電流密度注入活性層，當電流通過活性層之後有 18.6 kA/cm^2 的溢電流，而溢電流百

分比高達 47.2%。初始元件的臨界電流密度為 15.8 kA/cm^2 ，此時的溢電流百分比將近達 80%，因此為了改善溢電流現象，我採用下面的步驟去探討：變化 p-spacer 的摻雜濃度、變化 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{In}_{0.5}\text{P}$ EBL、變化 $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ EBL、變化 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ EBL。最後在使用 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ EBL 與 $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ EBL 的相較之下，雖然在特性溫度的提升上 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ EBL 與 $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ EBL 差不多，但是 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ EBL 能夠在鋁濃度較少的情況下達到較佳的溢電流壓制。

最後再探討增益頻譜與共振腔的偏移，由於增益頻譜和共振腔在高溫時都會受到熱膨脹的影響，使得波長產生位移，所以我嘗試調整波長，促使在高溫時能讓波長偏移到 570 nm。但由於在調整井寬修正波長後 570 nm 所對應到的自發輻射速率在高溫時較未修正的情況下來的低，使得結果並非能如預期得到較佳的改善。

附錄 A 論文發表清單

A.1、中文雜誌論文：1 篇

1. 陳秀芬、蔡孟倫、屠嫻琳、陳俊榮、郭艷光、劉柏挺, 2003 年 8 月, “短程光纖通信用紅光面射型雷射的設計與分析”, 台灣光通訊產業聯盟 2003 年光通訊特刊, 第 66 至 76 頁.

A.2、研討會論文：6 篇

1. Man-Lin Tu and Yen-Kuang Kuo, 2005, “Numerical study on 570-nm strain-compensated AlGaInP VCSEL for PMMA-d5 optical fiber communication”, 2005 年中華民國物理年會, paper PD30.
2. Man-Lin Tu, Sheng-Horng Yen, Cheng-Yang Lin, Han-Yi Chu, and Yen-Kuang Kuo, 2003, “Numerical study on the optical properties of a 655-nm AlGaInP vertical-cavity surface-emitting laser for PMMA-d8 optical fiber communication”, 2003 年中華民國物理年會, paper PD28.
3. 陳俊榮、屠嫻琳、朱漢義、郭艷光、劉柏挺, 2003, “應力與氧化層結構對磷化鋁鎵銻 650 nm 面射型雷射的影響”, 2003 年台灣光電科技研討會, paper PA2-17, OPT’03 Proceedings III, pp. 110-112.

4. 張詒安、吳佩璇、吳育驊、屠嫻琳、郭艷光、劉柏挺, 2002, “使用 Dy:CaF₂ 被動 Q 開關於紅寶石雷射之模擬分析”, 2002 年台灣光電科技研討會, paper TG2-6, OPT'02 Proceedings I, pp. 337-339.
5. 謝尚衛、張志康、屠嫻琳、郭艷光, 2002, “固態可飽和吸收體 Cr:YSO 在 Cr:LiSAF 雷射之效用”, 2002 年台灣光電科技研討會, paper TG2-7, OPT'02 Proceedings I, pp. 340-342.
6. 屠嫻琳、張志康、謝尚衛、郭艷光、劉柏挺, 2002, “PMMA-d8 光纖通信用紅光面射型半導體雷射的設計與分析”, 2002 年台灣光電科技研討會, paper PA-32, OPT'02 Proceedings III, pp. 94-96.