

國立交通大學

電子工程學系電子研究所
碩士論文

光子晶體鏡面雷射之研究

The Study of Photonic Crystal Mirror Laser



研究生：王勝雄

指導教授：李建平 博士

中華民國九十四年六月

光子晶體鏡面雷射之研究

The Study of Photonic Crystal Mirror Laser

研究生：王勝雄

Student: Sheng-Hsiung Wang

指導教授：李建平 博士

Advisor: Dr. Chien-Ping Lee

國立交通大學
電子工程學系 電子研究所
碩士論文



A Thesis
Submitted to Department of Electronics Engineering
College of Electrical Engineering and Computer Science
National Chiao Tung University
in Partial Fulfillment of the Requirements
for the degree of
Master of Science
in
Electronics Engineering
June 2003
Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十四年六月

光子晶體鏡面雷射之研究

學生：王勝雄

指導教授：李建平 博士

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士班

摘要

我們成功地利用電子束微影系統與電感耦合電漿乾式蝕刻的技術在砷化鎵基板上製作出二維光子晶體，並且將二維光子晶體鏡面與邊射型雷射整合在一起，這樣的雷射結構具有較低的起振電流和較高的 η_s 之特性。

本論文利用 R-Soft 軟體來對二維光子晶體做模擬，找出適當的二維光子晶體排列，能對於波長 980 nm 雷射提供高的反射率，以使光子晶體能取代一般的雷射的劈裂鏡面，製作反射率高達 71% 的雷射鏡面，另外，更進一步將鏡面改為空橋式鏡面(Air bridge mirror)，以避免光從有限深光子晶體下方散逸，來研究是否能提供更高的反射率。

文中主要將從光子晶體雷射的 L-I 曲線、輸出頻譜來討論光子晶體鏡面對雷射的影響。

The Study of Photonic Crystal Mirror Laser

Student : Sheng-Hsiung Wang

Advisor : Dr. Chien-Ping Lee

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

Abstract

We have successfully fabricated 2-D photonic crystal on GaAs wafer with e-beam lithography and inductive coupled plasma etching (ICP). With this technique, 2-D photonic crystal mirror were integrated with edge emitting lasers, which demonstrated lower threshold current and higher slope efficiency than double cleaved mirror laser.

In the thesis, we use R-Soft program to find the appropriate photonic crystal structure which can replace laser cleaved mirror and provide high reflectivity as high as 71% for 980 nm laser. Furthermore, we replace mirror with air bridge mirror in order to prevent light from escaping below photonic crystal. Then we observe whether it can provide higher reflectivity.

We discussed experimental results of photonic crystal mirror laser through L-I curve, output spectrum, and compared these properties with double cleaved mirror laser.

誌謝

這2年，過的並不輕鬆，好幾次都差點想放棄，幸好還是熬了過來，在這其中，學會了不少事，交了不少好友，也很慶幸自己能完成這篇碩士論文。這段奮鬥的日子，絕對是這一生中無法忘懷的回憶。

2年走來，首先得感謝李建平老師，老師敏銳的物理直覺、謙和的態度，常使我能少走許多冤枉路。老師處理事物的果決，一直是我所學習的榜樣，事在人為，許多事情都得積極才會有正面的結果。另外，老師為我們所爭取到的資源，是許多實驗室所無法想像的，讓我們能有個不乏匱虞的環境，能盡全力地做研究，雖然在過程中有許多失敗和痛苦，但我已比太多人幸運，能在老師的指導下，渡過這些日子，於此致上最大的謝忱！

由衷感謝邱舒偉學長，能容忍我的索求無度，非常熱心地提供試片給我，沒有你，我不可能完成我的論文；感謝黃世傑學長在光子晶體理論上的協助；感謝技安學長在電子束微影系統的教導，另外，也是你的風趣，讓研究生活更多采多姿；感謝李秉奇與林志昌學長在許多實驗技巧、物理知識上的幫忙；感謝工研院林國瑞學長在雷射原理上的指導，葉文勇博士、顏璽軒學長在實驗儀器上的支援，謝謝你們！

阿福、小叮噹、凌老師、啟暉：你們是我的好戰友，我們一起經歷過這2年酸甜苦辣混雜的生活，一起在實驗室討論上課內容，一起在籃球場上拼命，有你們，這段日子才會是過得更精采。

宗樺：你是一位很認真聰明的學弟，人又好，肯犧牲自己幫忙大家，如果沒有你幫忙我做實驗，我大概都得每天看日出吧！我相信你一定會在研究這條路上很順利的。聖偉、大鈞、居倫、廟公：你們都是很不錯的學弟，祝福你們研究都能順利。

小如：很感謝上天讓妳在我的生命中出現，讓我能在低潮時能咬牙著苦撐，在我忙到無法照顧妳時，妳總是默默在我旁邊守著我，給我力量繼續往前，謝謝妳，我的未來寶貝老婆。

最後，感謝我最親愛的父母親，沒有你們就沒有今天的我，你們在我成長過程中，總是讓我能自由發展，不給拘束，我可以自由自在地學我所喜歡的東西，過我想過的生活，造就了一個樂觀的我，我愛你們，也以你們為榮！

謹以此論文獻給所有關心我的師長朋友。

目錄

第一章 簡介.....	1
第二章 原理.....	3
2-1 光子晶體的概念.....	3
2-2 光子晶體的理论分析.....	4
2-3 二維光子晶體.....	6
2-4 二維光子晶體之相關應用.....	8
2-5 半導體雷射基本概念.....	11
第三章 製程與量測.....	23
3-1 光子晶體製程.....	23
3-2 光子晶體雷射製程.....	25
3-2-1 量子井雷射磊晶結構.....	25
3-2-2 雷射製程.....	25
3-3 雷射特性量測系統.....	28
第四章 結果與討論.....	38
4-1 雙劈裂鏡面雷射之特性.....	38
4-2 光子晶體鏡面設計.....	39
4-3 光子晶體鏡面雷射特性.....	39
4-3-1 第一組條件之光子晶體鏡面雷射.....	40
4-3-2 第二組條件之光子晶體鏡面雷射.....	43
4-3-3 空橋式光子晶體鏡面雷射.....	46

第五章 結論.....62

參考文獻.....63



圖目錄

- 圖 1-1 (a)電子色散關係 (b)光子色散關係
- 圖 2-1 Yablonovitch 及 Gmitter 發現的第一個光子能帶結構^[1]
- 圖 2-2 Yablonovitch 等人改用非球形的”原子”來打破對稱性，獲得真正的絕對光能隙
- 圖 2-3 一維、二維、三維光子晶體
- 圖 2-4 (a)二維 square 光子晶體與其倒晶格
(b)二維Hexagonal光子晶體與其倒晶格^[4]
- 圖 2-5 二維光子晶體平板的各項參數^[4]
- 圖 2-6 TE 波示意圖
- 圖 2-7 TM 波示意圖
- 圖 2-8 在空氣中做square週期性排的無限長桿子之光子晶體能帶圖^[5]
- 圖 2-9 在介電常數 $\epsilon = 12$ 的材料中，挖出hexagonal排列的無限深空氣孔洞之光子晶體能帶圖^[5]
- 圖 2-10 在空氣中做square週期性排列的有限長桿子之光子晶體能帶圖^[5]
- 圖 2-11 在介電常數 $\epsilon = 12$ 的材料中，挖出hexagonal排列的有限深空氣孔洞之光子晶體能帶圖^[5]
- 圖 2-12 Defect mode laser俯視圖^[6]
- 圖 2-13 Defect mode laser側視圖^[6]
- 圖 2-14 光子晶體波導俯視圖^[8]
- 圖 2-15 光子晶體光纖側視圖^[9]
- 圖 2-16 (a)傳統光纖導波原理(全反射)^[9]
(b)光子晶體光纖導波原理(布拉格繞射)^[9]
- 圖 2-17 半導體雷射基本操作原理
- 圖 2-18 FP(Fabry-Perot)共振腔示意圖

- 圖 3-1 PMMA 俯視圖
- 圖 3-2 PMMA 側視圖
- 圖 3-3 SiN 俯視圖
- 圖 3-4 SiN 側視圖
- 圖 3-5 GaAs 俯視圖
- 圖 3-6 GaAs 側視圖
- 圖 3-7 B.O.E 對不同 Al 含量之 AlGaAs 之蝕刻速率 [9]
- 圖 3-8 空橋式鏡面側視圖
- 圖 3-9 元件示意圖
- 圖 3-10 實際元件俯視圖
- 圖 3-11 量子井磊晶結構圖
- 圖 3-12 光子晶體傳統鏡面雷射製程流程
- 圖 3-13 空橋式鏡面光子晶體雷射製程流程
- 圖 3-14 L-I 曲線量測系統圖
- 圖 3-15 雷射輸出光譜量測系統
- 圖 4-1 劈裂鏡面雷射 L-I 圖
- 圖 4-2 共振腔長度 600 μm 劈裂鏡面雷射頻譜圖
- 圖 4-3 劈裂鏡面雷射 ($1/\eta_d$) 對 L 的作圖
- 圖 4-4 入射平面波 (波長為 0.98 μm) 入射填充因子 30% 之 2 維無窮長光子晶體的時變穿透強度圖 (此圖為完全反射)
- 圖 4-5 入射平面波 (波長為 0.98 μm) 入射填充因子 30% 之 2 維無窮長光子晶體的時變穿透強度圖 (此圖為大部分穿透, 穿透率約為 0.8)
- 圖 4-6 填充因子為 30% 之光子晶體的晶格常數對反射率之作圖
- 圖 4-7 填充因子為 30% 之光子晶體的晶格常數對反射率之作圖
- 圖 4-8 填充因子為 30%、晶格常數分別為 0.18 μm 、0.21 μm 、0.25 μm 之光子

晶體結構圖

圖 4-9 S、M、L 光子晶體鏡面雷射和劈裂鏡面雷射之 L-I 圖

圖 4-10 S、M、L 光子晶體鏡面雷射的 η_s 對晶格常數的作圖

圖 4-11 L 光子晶體鏡面雷射的頻譜圖

圖 4-12 填充因子為 30% 之光子晶體的晶格常數對反射率之作圖

(a) 入射光為 0.98 μm

(b) 入射光為 0.99 μm

圖 4-13 晶格常數為 0.25 μm 、填充率分別為 30%、38%、45% μm 之光子晶體結構圖

圖 4-14 晶格常數為 0.25 μm 、填充率分別為 30%、38%、45% 之光子晶體鏡面雷射和劈裂鏡面雷射之 L-I 圖

圖 4-15 光子晶體鏡面雷射的 η_s 對填充率的作圖

圖 4-16 α_s 對 s 之分佈圖

圖 4-17 晶格常數為 0.25 μm 、填充率 30% 之傳統式鏡面和空橋式鏡面的 L-I 曲線

圖 4-18 空橋式鏡面崩壞圖



第一章 簡介

(Introduction)

在現代科技發展中，光電科技乃為新興領域，其應用涵蓋各重要範疇，如光纖通訊、光顯示、光資訊儲存、高效率照明及生物醫學方面的應用。隨著光電科技在基礎研究上不斷的突破，它已經在我們的日常生活中造成重大的影響，這樣的影響力並將持續而且擴大。

在許多處理光訊號的元件結構中，由於電磁波相位週期性的本質，使得週期性結構成為關鍵要素。光子晶體(Photonic crystal)係在二維或三維空間中，讓材料折射率或介電常數產生週期性變化的結構，這種結構類似原子在固態晶體中排列，因此如圖1-1所示，類似電子於固態晶體中的能帶結構，光子晶體則會產生光子的能帶結構。

在光子晶體中，電磁波的傳播特性，包括振幅、相位、偏極化方向和波長，都可以經由改變光子晶體的結構而加以大幅度的調變。特別是如果在週期性的排列中故意安排一些瑕疵，將會在光子晶體的能隙範圍內產生一些狹窄的光子穿透頻道，進而衍生出很多具應用價值的元件。

光子晶體可以提供許多新型光電元件的製作，尤其是可以大幅縮小元件的體積，並從事高密度的集成，所以光子晶體研究最終的目標即是要將各種不同用途的光電元件整合在一起以達成積體光路(Integrated optical circuits)的夢想。

本研究成功地利用二維光子與傳統邊射型雷射整合在一起，並藉由光子晶體產生光能隙的能力，來取代一般雷射劈裂鏡面，達到更高的反射率，降低起振電流，亦提供雷射未來整合在積體光路上的可能性。

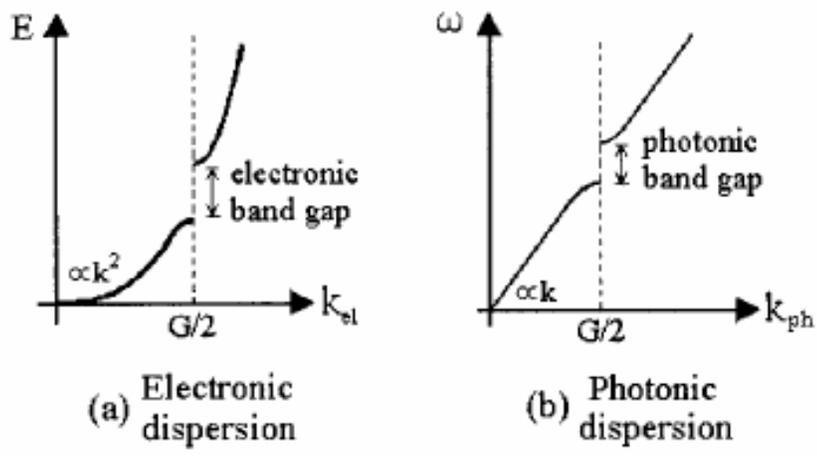


圖 1-1 (a)電子色散關係 (b)光子色散關係



第二章 原理

(Principle)

2-1 光子晶體的概念

在二十世紀初就已經知道，由於晶體(如半導體)中晶格的週期性位能(Periodic potential)排列，部份波段會因破壞性干涉而形成能隙(Energy gap)，使得電子的色散關係(Dispersion relation)呈帶狀分佈，此即眾所周知的電子能帶結構(Electronic band structure)。

E. Yablonovitch^[1] 和 S. John^[2] 在 1987 年首先提出，如果在電磁波的波長尺度下製作週期性排列的介質，使介電常數呈周期性或某些規則排列，則電磁波在介質的行為將有如電子在晶體中般，亦會形成光能帶結構，這樣一來，無需改變物質的內在化學性質，就可以得到我們想要的光特性，例如可以製造出光子的能隙(Photonic bandgap)，使某些波長的光子無法在此介質中傳播，形成一種光子的絕緣體。這種新的人工晶體被叫做光子晶體(Photonic crystal)。

Yablonovitch及Gmitter曾經利用三氧化二鋁(Al_2O_3)塊材，按照面心立方(Face-centered cubic, fcc) 的排列方式鑽了將近八千個球狀空洞，製作出周期性的介電質排列，形成一個人造的巨觀晶體。三氧化二鋁和空氣的介電常數分別為 12.5 和 1.0，面心立方體的晶格常數是 1.27 公分。根據實驗量得的透射頻譜，求得其絕對能隙位於 15GHz 的微波範圍，頻寬約有 1GHz，其對應的三維能帶結構如圖 2-1 所示，其中左斜與右斜線分別代表兩種不同的偏極化模。

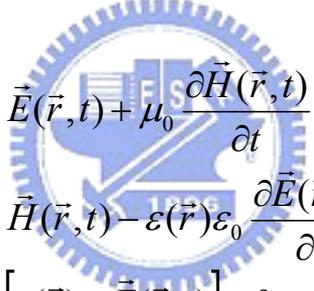
但理論學家稍後指出，上述系統因對稱性之故，在W和U兩個方向上仍有相對少數的態存在，並非真正沒有態，因此只具有虛能隙。Yablonovitch等人隨後調整製作方式^[3]，在塊材上沿三個夾 120 度角的軸鑽洞，如此得到的fcc晶格

含有非球形的“原子”如圖 2-2 所示，終於打破了對稱的束縛，在微波波段獲得真正的絕對能隙，證實該系統為一個光子絕緣體(Photonic insulator)。

光子晶體可分為一維·二維·三維的光子晶體，乃依其介電質(或折射率)的空間週期排列性質所分，如圖 2-3 所示，若材料折射率變化週期性為單一軸向上的稱為一維光子晶體。折射率變化週期性為雙軸(平面)上的，稱為二維光子晶體。折射率變化週期性為三軸(立體)的，稱為三維光子晶體。

2-2 光子晶體的理論分析

光波在光子晶體內的特性，須符合馬克斯威爾方程式，在沒有自由電荷與自由電流的情況下，馬克斯威爾方程式可以寫成



$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) + \mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} &= 0 \\ \nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) - \varepsilon(\vec{r}) \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} &= 0 \\ \nabla \cdot [\varepsilon(\vec{r}) \varepsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t)] &= 0 \\ \nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) &= 0\end{aligned}$$

其中，E 與 H 分別代表電場與磁場，r 為位置向量，t 為時間，而 ε_0 與 μ_0 分別為自由空間之介電係數(Permittivity)與導磁係數(Permeability)， $\varepsilon(\vec{r})$ 為相對介電常數(Relative dielectric constant)，則是空間的函數，由光子晶體的介電質周期性排列所決定。

以上的四條方程式並非互相獨立的，兩個旋度方程式分別隱含了兩個散度方程式。因此通常只要求解兩個旋度方程式，而兩個散度方程式就會自動滿足。其次，我們可以選擇磁場或電場作為獨立變數，消去另一個變數，得到二階的單一向量方程式，求解出此獨立變數後，再反帶回求解另一變數，避免同時處理磁場

跟電場。基於數學運算上的考量，在研究光波在光子晶體的傳遞現象時，我們通常選擇磁場作為獨立變數。

$$\text{假設 } \vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t}$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{-i\omega t}$$

把上式代入馬克斯威爾方程式，並消去時間因子 $e^{-i\omega t}$ ，得到頻域的馬克斯威爾方程式：

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}) = i\omega\mu_0\vec{H}(\vec{r})$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}) = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r})$$

$$\nabla \cdot [\varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r})] = 0$$

$$\nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}) = 0$$

其次，再消去電場複數向量 $\vec{E}(\vec{r})$ ，可以得到磁場複數向量 $\vec{H}(\vec{r})$ 滿足

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) \dots\dots\dots(2-1)$$

其中 $c = (\mu_0\varepsilon_0)^{-1/2}$ 為真空中的光速。藉由適當的邊界條件，求出磁場複數向量

$\vec{H}(\vec{r})$ ，接著我們可藉由下式求出電場複數向量 $\vec{E}(\vec{r})$ ：

$$\vec{E}(\vec{r}) = \left(\frac{i}{\omega\varepsilon(\vec{r})\varepsilon_0(\vec{r})} \right) \nabla \times \vec{H}(\vec{r})$$

由以上所知，求解重點就是 2-1 式，而此式其實就是一個求解特徵值的問題，定義一運算子(Operator) Θ 如下：

$$\Theta = \nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \right)$$

則 2-1 變為下式：

$$\Theta H(\vec{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r})$$

其中比例常數 $\frac{\omega^2}{c^2}$ 就是特徵向量 $\vec{H}(\vec{r})$ 所對應的特徵值。可以證明線性運算子 Θ 是 self-adjoint 運算子，因此特徵值必為實數。所有非零特徵向量所對應特徵值之集合即構成能階或能帶，或是稱為色散關係式。

目前計算光子能帶結構的數值方法有三種：平面波展開法(Plane-wave expansion method)、傳遞矩陣法(Transfer-matrix method)、時域有限差分法(Finite-difference time-domain method 簡稱 FDTD 法)，在此不加以討論。

2-3 二維光子晶體

本實驗所製作的光子晶體屬二維光子晶體，因此在此節特別討論其相關特性。一般而言，二維光子晶體的晶格結構主要為正方(Square)晶格與六角(Hexagonal)晶格兩種，**圖 2-4** 分別為兩種結構的晶格與倒晶格示意圖，其中 r 為圓形的半徑， a 為晶格常數。

對於二維光子晶體平板來說，其重要參數不外乎(如**圖 2-5**所示)： a (相鄰兩個空氣洞中心的距離)、 r (空氣孔洞的半徑)、 d (二維光子晶體在 Z 方向的厚度)、介電材料的折射率 n 以及 f (填充因子；Fill factor)，而填充因子定義為空氣孔洞和背景材料在空間的體積比例，對於 hexagonal 晶格結構而言，填充因子可以表示成：

$$f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{a} \right)^2$$

在討論各種二維光子晶體之前，先引入 TE 波與 TM 波的概念，所謂 TE 波即入射光波的電場方向平行於欲入射的光子晶體平面，如**圖 2-6** 所示。而 TM 波

即入射光波的磁場方向平行於欲入射的光子晶體平面，如圖 2-7 所示。

首先考慮完美的二維光子晶體^[4]，意即結構在Z軸方向無限延伸的光子晶體。圖 2-8 為在空氣中做square週期性排列的無限長桿子之光子晶體能帶圖，縱軸為正規頻率 c/a ，橫軸為不同方向之波向量。桿子的介電常數 $\epsilon=12$ ， $r/a=0.5$ 。由圖淺灰色地帶可以發現，在這樣的結構之下存在一個TM波的光子能隙，意即在此能隙範圍內，任何方向的TM波都無法穿過此光子晶體，反之在淺灰色地帶外的區域即是可以在於光子晶體的模態。

圖 2-9 為在介電常數 $\epsilon=12$ 的材料中，挖出 hexagonal 排列的無線深空氣孔洞之光子晶體能帶圖，此結構的 $r/a=0.45$ 。由圖淺灰色地帶可以發現，在這樣的結構之下存在一個 TE 波的光子能隙，意即在此能隙範圍內，任何方向的 TE 波都無法穿過此光子晶體，反之在淺灰色地帶外的區域即是可以在於光子晶體的模態。

一般而言柱狀排列的結構較易形成 TM 波的光子能隙，而空氣孔洞則較易形成 TE 波的光子能隙。接下來我們考慮非完美的二維光子晶體，意即在 Z 軸方向非無限延伸的結構，此即上文所提到的光子晶體平板。圖 2-10 與圖 2-11 與圖 2-8、圖 2-9 之差異僅在於 Z 軸方向一個為無限一個為有限，但能帶圖卻有很大的不同。在光子晶體平板的結構之下，因為結構對稱性的關係，沒有完美的 TM 或 TE 光子能隙，只能說是類似 TE 或 TM。因此我們將原本的 TM 能隙稱之為 odd 能隙，TE 能隙稱之為 even 能隙。另外值得注意的是光子晶體平板能帶圖有一區域稱之為 light cone，這是之前所沒有的，在 light cone 裡面的模態是連續的而且是向四面八方輻射出去的，因此在 light cone 內的模態我們稱之為 radiation mode；反之在 light cone 外的模態是不連續的，這些模態可以被侷限在光子晶體內部，我們稱之為 guided mode。由於本實驗是整合雷射和光子晶體，然而雷射一般為 TE 波，故我們選用的是 hexagonal 排列的二維光子晶體平板，希望能利其 TE 波的能隙來達成一良好鏡面的效果。

2-4 二維光子晶體之相關應用

2-D photonic band-gap defect mode laser ^{[5],[6]}：

將上述二維光子晶體的特性應用在半導體雷射上，如圖 2-12 與圖 2-13 所示我們在量子井雷射磊晶片上製作二維光子晶體，並在中心故意留一個不挖洞的缺陷且在元件下方製作一個空氣腔，這樣一來從主動層被激發出來的光在垂直方向是被上下空氣所形成的全反射給限制住，在平面方向則是被光子晶體給限制住，光子將被侷限在缺陷中，形成一高能量密度的共振場。

Photonic crystal waveguide ^[7]：

除了製造一點缺陷外，也可以製造線缺陷，使光波僅能在此線缺陷上傳播，達到光學導波的效果，這可能是光子晶體目前最重要應用了。因為在光電子元件中，我們大都需要藉光學波導將光束縛在一狹小區域，使之不散開以便進行調變，但一般傳統的光學波導是製造一具較高折射率的區域，利用其與較低折射率介質間形成的全反射，而將光侷限在高折射率介質中，因此光的能量傳遞、色散效應、可彎曲程度等皆受到限制。

相對於此全反射式波導，若在光子晶體中製造一通道，則光波將被強迫在此通道中前進(如圖 2-14 所示)。有別於傳統之光學波導需受限於在高折射率的介質中傳播，這種波導可以讓光波在折射率低如空氣的環境下傳播，也可以讓光波做大角度轉彎而僅有非常少的能量損失。此種新的導波行為有很多很重要的應用，尤其在以光子晶體取代光纖作為光通訊通路上與積體光學器件上，更是具有非常大的商業價值。

Photonic crystal fiber [8] :

Dr. R. F. Cregan 等在 Science 上提出一種以光子晶體光纖取代傳統光纖的方法，他們所提出的作法為將一堆外徑為 1mm 的玻璃柱綁在一起，在中間留下一些空白作為空氣通道，將此捆玻璃柱放入一光纖拉引機中加熱拉長，而形成玻璃-空氣週期性結構的光子晶體結構與中間的空氣通道（如圖 2-15 所示）。

傳統的光纖如圖 2-16(a)所示是由高折射率(Core)、低折射率(Cladding)介質間的全反射來導波，在這樣的波導中，光的傳遞功率與資訊數量受到介質對能量的忍受力與色散效應所限制。而在光子晶體光纖中，具有二維週期性排列的介質結構會形成光子能隙，在此能隙的光波波長無法在其中進行傳播，如在此材料中有一空氣通道，雖然空氣具有最低的折射率，但光在此空氣通道中傳播遇到光子能隙時無法穿越而被反射回來，其原理如同電子之於原子晶格的布拉格反射 (Bragg reflection) (圖 2-16(b))，因此光子的傳播被受限於此空氣通道中，因為是以空氣為傳播介質，其光的傳遞功率大幅提高、沒有傳遞損失且無色散效應的問題，是最為理想的光波導。

積體光學：

積體光學在二、三十年前就受到大家的重視，它的基本構想是希望引進積體電路的技術與經驗將一般光學元件整合在一基材上，利用光子取代電子作為訊號的傳遞。因為光子比電子具有更快的速度與更大的頻寬，因此對目前機已達到極限的積體電路而言，積體光學會有更好的表現。但近十幾年對積體光學元件的發展，並不如想像般的順利，目前以積體光學技術所製造的商品，大多為一些比較簡單的電光、聲光調變器、光分離器、分工/解分工器等，距離全光式、多元件的積體光學器件仍有一段遙遠距離。究其原因，很大一部份出現在光學波導的限制上，傳統積體光學波導的製程是以利用擴散、鍍膜、蝕刻等技術在基材上製造一較高折射率波導，利用其與基材間的全反射進行導光。因為此波導區與基材的

折射率差一般很小($n=0.1\sim 0.001$)，這種波導對光的束縛能力相對很微弱，因此即此在僅有 5° 的彎曲下，一般光場也會有超過一半的輻射損失。光波難以彎曲，意味著光學元件積體化的困難。為了解決這個問題有各式各樣的波導模型與模擬被提出，但在實驗上，以傳統方法為主體的光學波導仍難以達成 10° 以上的彎曲，要進行 90° 的彎曲更為不可能的事情。但近年來對光子晶體的研究與發展，出現了一個新的解決辦法，如前節對光子能隙波導的特性所述，在光能隙材料中，光場若以各不同的入射角度進入皆無法傳遞出去，因此可以以一瑕疵通道作為波導，光場僅能在此通道波導中前進，因此可進行大角度的彎曲，這種波導在積體化光學元件中是非常重要的，可以大量減少體積，達成輕、薄、短、小的要求。



2-5 半導體雷射基本概念

半導體雷射基本原理

傳統 P-I-N 邊射形半導體雷射，電子經由電極注入，流至主動層(active layer)與電洞結合，產生自發性發光(Spontaneous emission)，此光子再藉由兩端自然斷裂面所形成的共振腔來回反射震盪傳播。在其傳播的過程中，光子又會激發電子電洞對結合產生新的光子，新生成的光子會與入射光子有共同的頻率，共同的方向，也就是所謂的同調性 (Coherent)，如此循環使得在共振腔內的光子愈來愈多，這樣的機制稱為受激發光 (Stimulated emission)，也是半導體雷射運作的基本原理 (圖 2-17)。

臨界條件與縱向光模



圖 2-18 表示雷射縱向切面與 FP(Fabry-Perot)共振腔的示意圖，當光在共振腔內行徑時，其強度如下：

$$I = I_0 \exp[(\gamma - \alpha_i)Z]$$

其中， I_0 為光在 $Z=0$ 處的強度， γ 為增益係數(gain coefficient)， α_i 為吸收係數(Absorption coefficient)。當光由 $Z=0$ 處走到 $Z=L$ 處，再經 r_2 鏡面反射時，其光強度為

$$I = r_2 * I_0 \exp[(\gamma - \alpha_i)L]$$

同理，當光由 r_2 鏡面反射再向 r_1 鏡面前進，且由 r_1 鏡面反射後所得強度應如下：

$$I = r_1 r_2 * I_0 \exp[(\gamma - \alpha_i) * 2L]$$

當此時強度回到原來的強度 I_0 時，才會達到共振條件，即：

$$I_0 = r_1 r_2 * I_0 \exp[(\gamma - \alpha_i) * 2L]$$

Or $r_1 r_2 \exp[(\gamma - \alpha_i) * 2L] = 1$

也就是：

$$\gamma_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right)$$

其中， γ_{th} 為臨界增益，另外我們還需考慮光場分布在主動區的比例，即為 Γ (侷限因素；Confinement factor)，其定義如下：

$$\Gamma = \frac{\text{在主動層內主動層內}}{\text{主動層內動層內外光強和}} = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} E^2(z) * dz}{\int_{-\infty}^{\infty} E^2(z) * dz}$$

故臨界增益關係式修改為：

$$\Gamma \gamma_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right)$$

除此之外，當雷射達到共振時，其共振腔長度亦要滿足光半波長的整數倍之條件，即：

$$L = q * \left(\frac{\lambda}{2n_r}\right)$$

or $\lambda = \left(\frac{2n_r L}{q}\right)$

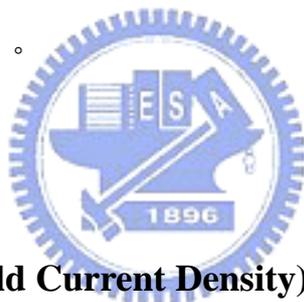
其中， q 為正整數， λ 為雷射光在真空中的波長， n_r 為共振腔的相對折射率 (Refractive index)，若換成頻率則為：

$$\nu = q \times (c/2n_r L)$$

其中 q 為整數，因為 n_r 會隨著 ν 改變，所以可以從上式導出雷射縱向光模的頻率差為：

$$\Delta \nu = \frac{c}{2[\mu + \nu(\frac{\partial \mu}{\partial \nu})]L}$$

以現在 980nm 的半導體雷射來看，共振腔長度 1mm 時，縱向光模的波長差 ($\Delta \lambda \sim \lambda^2/2\mu L$) 約為 $1\text{\AA} \sim 2\text{\AA}$ 左右。



起始電流密度 (Threshold Current Density)

雷射形成的首要條件，是要外加電壓使準費米能階(Quasi-Fermi level)分開到大於可被激發的光子能量 $[(E_{FC}-E_{FV}) > h\nu]$ ，如此使受激輻射率大於吸收率而產生增益(Gain)。當達到雷射的共振條件時，雷射發光的機制由自發性發光轉變為受激發光，這時候注入雷射的電流稱為起始電流(Threshold current) I_{th} ，而起始電流密度則定義為

$$J_{th} = \frac{I_{th}}{WL}$$

其中 W 為雷射條紋的寬度， L 則是雷射共振腔的長度。

差額量子效率(Differential Quantum Efficiency)

當少數載子注入主動層後，會與多數載子經輻射性復合(Radiative recombination)產生光子，或經非輻射性復合(Non radiative recombination)造成損失，載子在主動層內產生光子的比例，稱做是內在量子效率， η_i (Internal quantum efficiency)，又所產生的光子經持續放大達到共振條件形成雷射，此一外加的差額能量所產生的光子，一部份抵銷內部損耗(ΔP_{abs})，一部份在鏡面中穿透形成雷射光輸出(ΔP_{ext})，所以我們可以將雷射輸出的功率表示為

$$P_{out} = \frac{1}{2} \cdot h\nu \cdot \frac{\Delta P_{ext}}{\Delta P_{ext} + \Delta P_{int}} \cdot \eta_i \cdot \frac{(I - I_{th} - \Delta I_L)}{q}$$

其中 h 是普郎克常數， ΔI_L 為漏電流，是隨 I 上升的增加項，另因半導體雷射兩面均能輻射光，故乘以 $(1/2)$ 。接下來我們定義差額量子效率，或稱做是外在量子效率(External quantum efficiency)：

$$\begin{aligned} \eta_D &= \frac{\text{單位時間射出之總光子差額}}{\text{單位時間注入之總電子差額}} \\ &= \eta_i \cdot \frac{\Delta P_{ext}}{\Delta P_{ext} + \Delta P_{int}} = \eta_i \cdot \frac{\frac{1}{L} \ln R}{\alpha_i + \frac{1}{L} \ln R} \end{aligned}$$

將 P_{out} 對 I 做微分，並帶入上面的結果，可以得到

$$\eta_D = \frac{2q}{h\nu} \frac{dP_{out}}{dI} = \frac{1.24}{\lambda} \frac{dL}{dI}$$

其中 $\frac{dL}{dI}$ 稱為 slope efficiency，但較少用在學術上，一般用在產品上。

從上式可以得到，在我們量得的L-I曲線，大於起始電流後的曲線斜率，只和差額量子效率，相差了一個常數項，因此我們可以直接藉由測量L-I特性曲線，來觀察雷射的這項特性。並從 η_D 對 $1/L$ 的作圖可求出 α_i 。



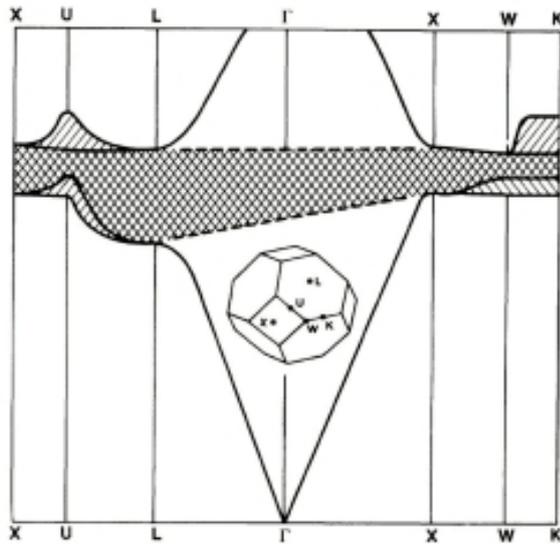


圖 2-1 Yablonovitch 及 Gmitter 發現的第一個光子能帶結構。斜線部分為光子能隙，右斜與左斜代表不同的偏極化模。^[1]

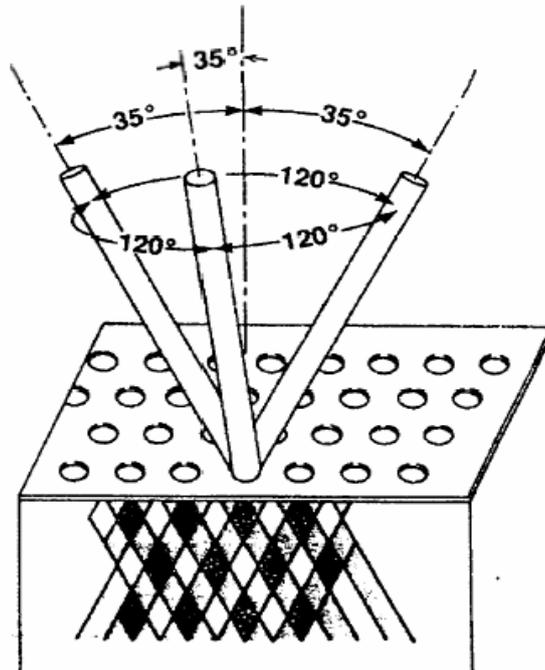


圖 2-2 Yablonovitch 等人改用非球形的”原子”來打破對稱性，獲得真正的絕對光能隙。^[3]

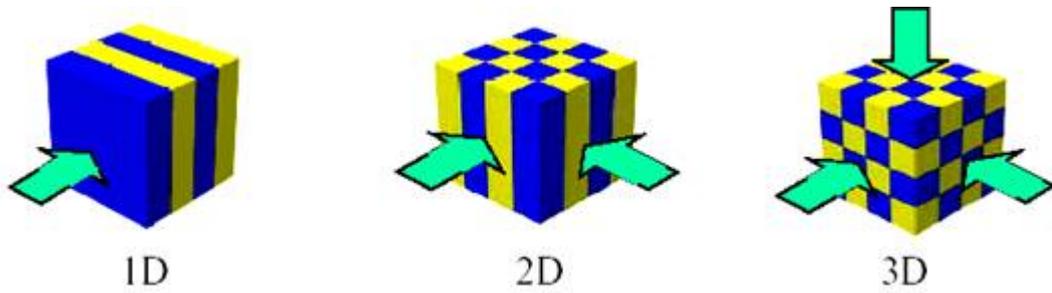


圖 2-3 一維、二維、三維光子晶體

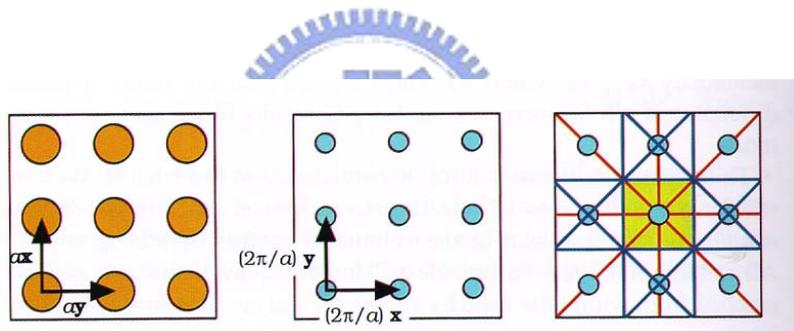


圖 2-4(a) 二維Square光子晶體與其倒晶格^[4]

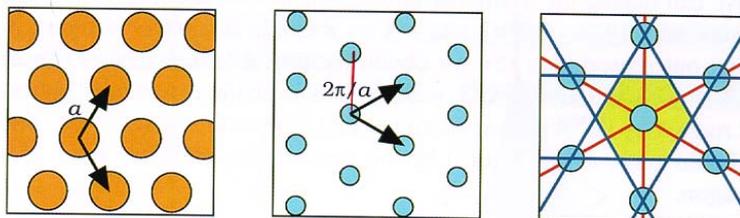


圖 2-4(b) 二維Hexagonal光子晶體與其倒晶格^[4]

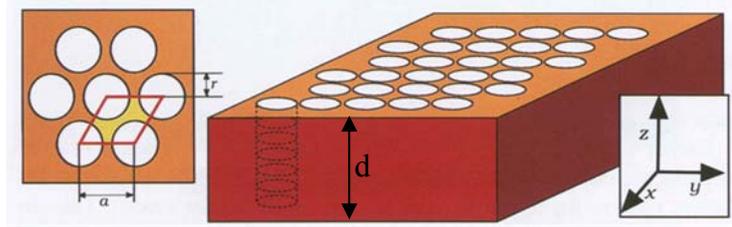


圖 2-5 二維光子晶體平板的各項參數^[4]

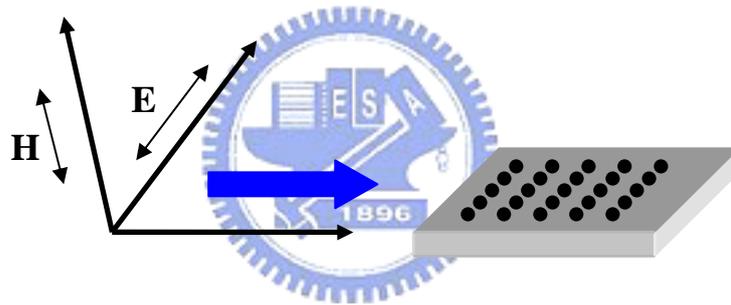


圖 2-6 TE 波示意圖

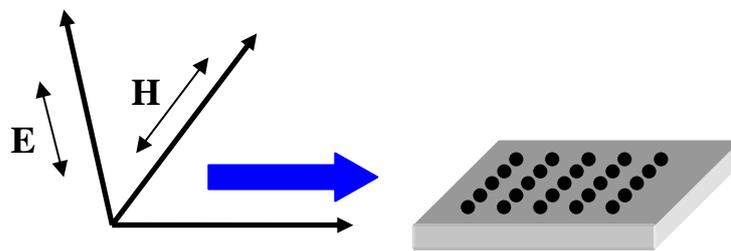


圖 2-7 TM 波示意圖

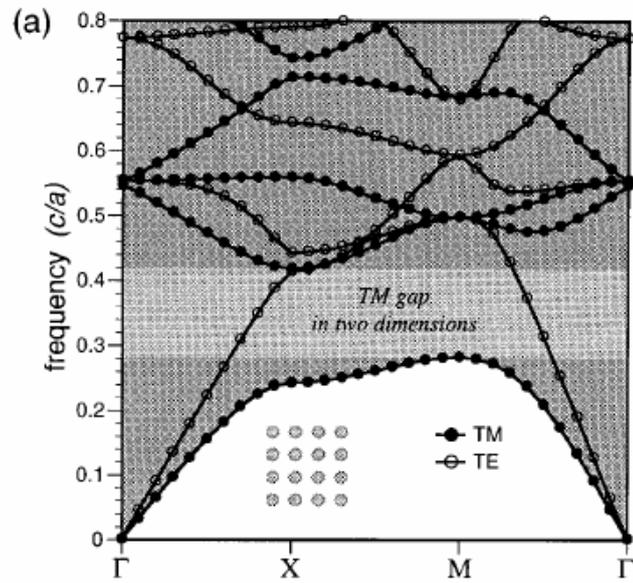


圖 2-8 在空氣中做square週期性排列的無限長桿子之光子晶體能帶圖^[5]

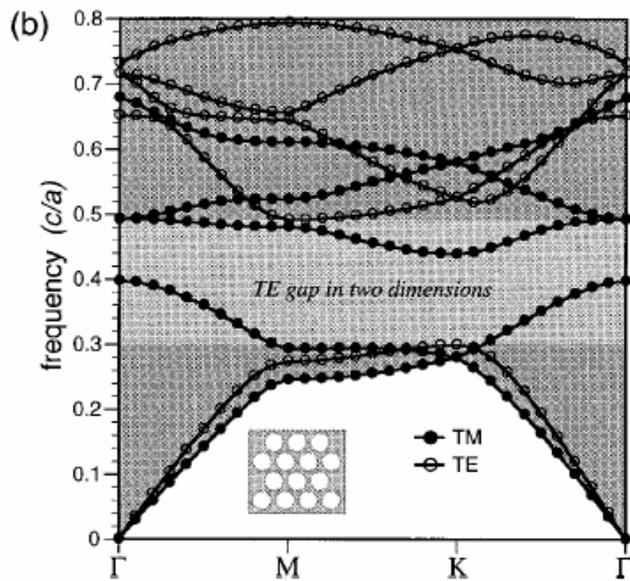


圖 2-9 在介電常數 $\epsilon=12$ 的材料中，挖出hexagonal排列的無限深空氣孔洞之光子晶體能帶圖^[5]

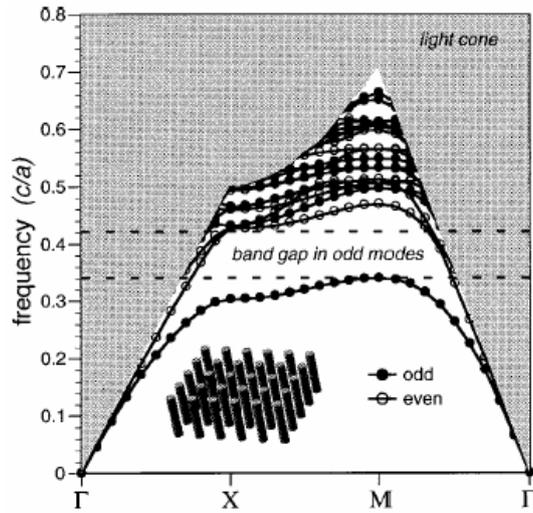


圖 2-10 在空氣中做square週期性排列的有限長桿子之光子晶體能帶圖^[5]

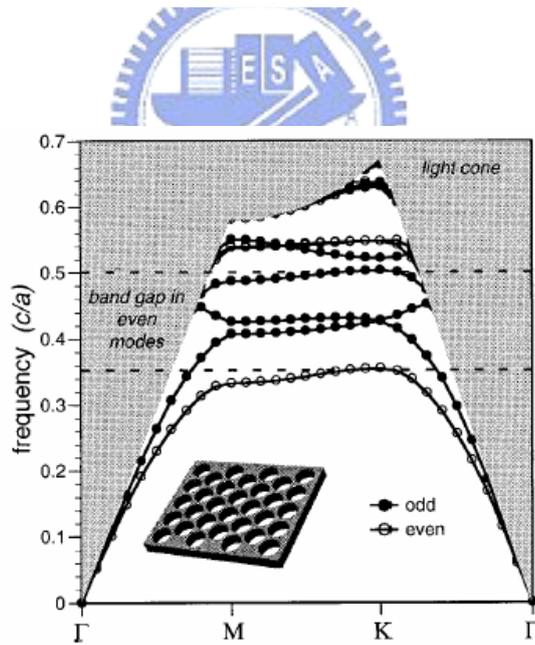
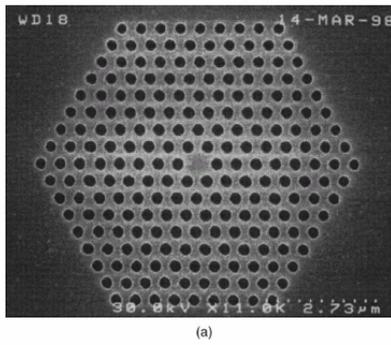


圖 2-11 在介電常數 $\epsilon=12$ 的材料中，挖出hexagonal排列的有限深空氣孔洞之光子晶體能帶圖^[5]



(a)

圖 2-12 Defect mode laser 俯視圖^[6]

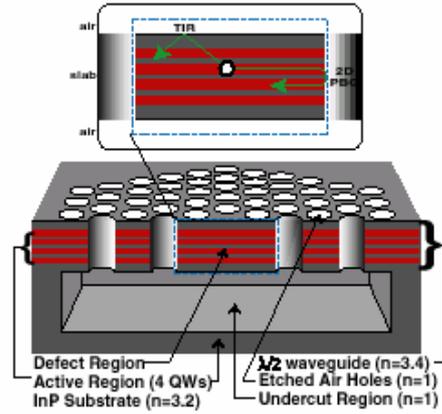


圖 2-13 Defect mode laser 側視圖^[7]

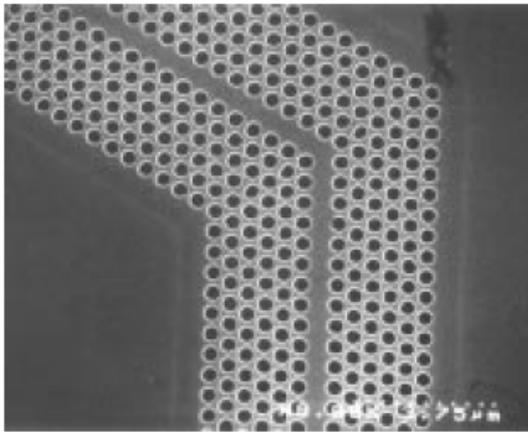


圖 2-14 光子晶體波導俯視圖^[8]

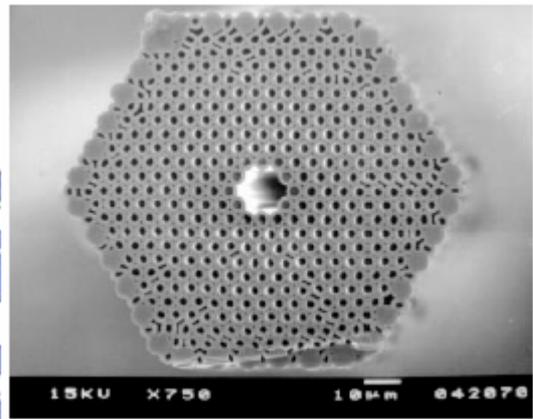


圖 2-15 光子晶體光纖側視圖^[9]

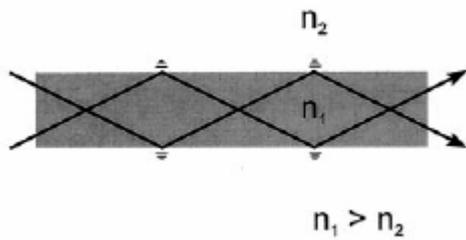


圖 2-16(a) 傳統光纖導波原理
(全反射)^[9]

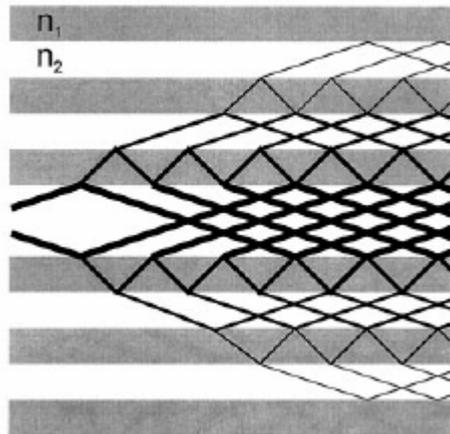


圖 2-16(b) 光子晶體光纖導波原理
(布拉格繞射)^[9]

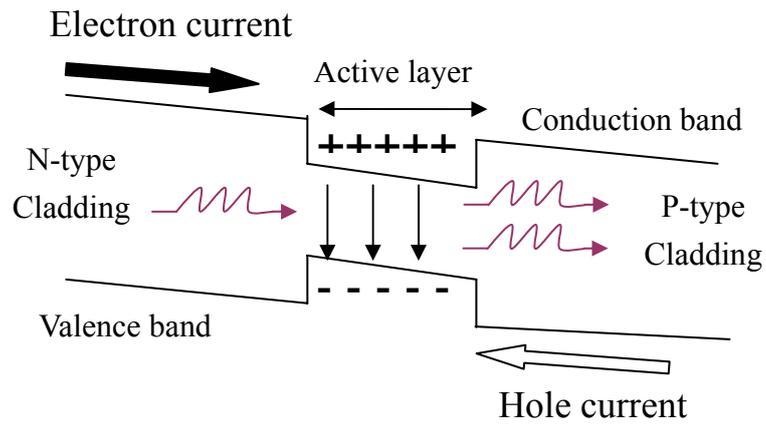


圖 2-17 半導體雷射基本操作原理

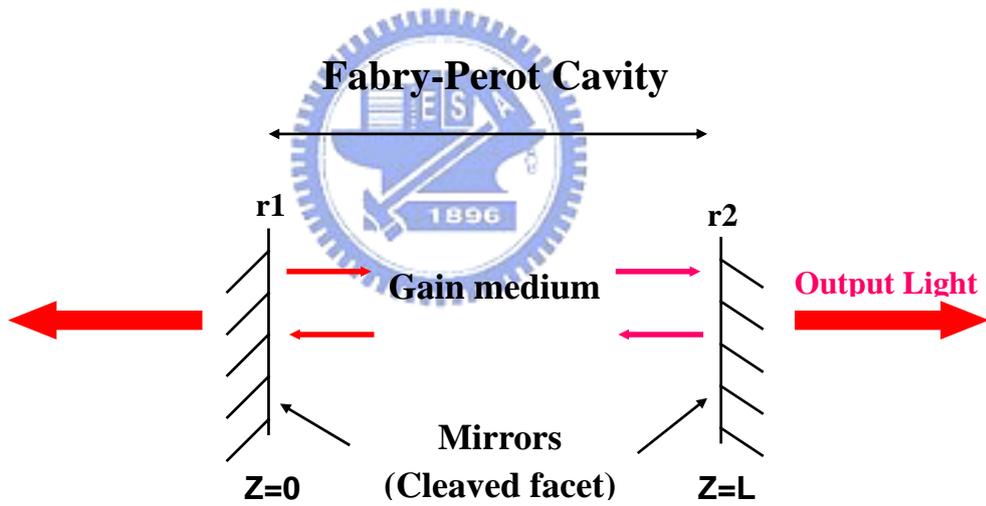


圖 2-18 FP(Fabry-Perot)共振腔示意圖

第三章 製程與量測

(Process & Measurement)

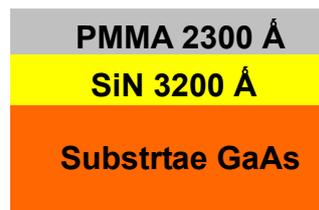
3-1 光子晶體製程

本實驗中，我們製造二種不同的二維光子晶體平板結構來當雷射鏡面，以下分別介紹二者製程(本論文以後分別稱此二者為傳統鏡面和空橋式鏡面)：

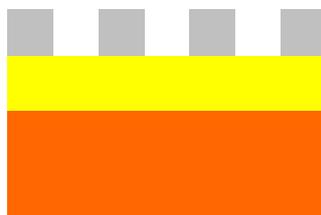
(A) 傳統鏡面

我們利用電子束微影系統(E-beam lithography)與電感耦合電漿乾式蝕刻(Inductive coupled plasma etching；ICP)在 GaAs 晶片上製作二維光子晶體。

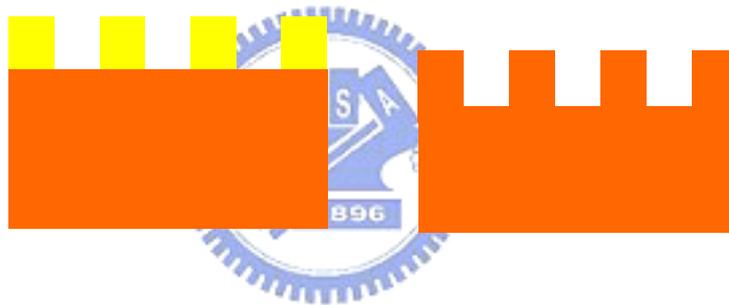
因為電子束微影專用的光阻"PMMA"分子結構不夠緻密，無法在做乾式蝕刻時有效的擋住 ICP 電漿的轟擊，所以先用電漿增強型化學氣相沉積(Plasma enhanced CVD；PECVD)在晶片上沉積一層 SiN，厚度約 3200 Å 來當作蝕刻阻擋層，之後再以轉速為 6100 轉旋鍍上光阻(我們使用的光阻為 PMMA-A5)，來使光阻厚度降至 2300Å，以利直徑小於 150nm 圓洞之製作。



旋鍍上光阻後，將光阻以 180°C 硬烤 90 秒，便將設計好的圖樣經由電子束微影系統直接寫在光阻上面，由於電子束微影的解析度極高，所以我們可以輕鬆地製作出許多精密的圖樣，之後經由顯影液 MIBK / IPA (1:3)顯影和定影液 IPA 定影之後，便可將圖樣順利的轉移到光阻上，結果如圖 3-1、圖 3-2 所示。

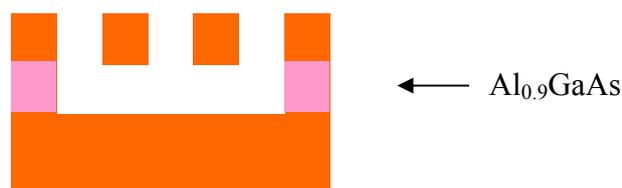


將圖樣轉移到光阻之後，接下來就是利用乾式蝕刻將圖樣轉移到晶片上。ICP(Inductively coupled plasma)蝕刻或RIE(reactive ion etching)是被廣泛使用的蝕刻技術，它結合了物理性離子轟擊與電漿氣體化學反應，所以兼具了物理性蝕刻的非等向性以及化學性蝕刻的高選擇比兩項優點。第一步，使用 CHF_3/O_2 混合氣體利用RIE模式轟擊，將光阻的圖樣轉移到SiN，並用丙酮去除光阻，只留下SiN，結果如圖 3-3、圖 3-4 所示；第二步，使用 SiCl_4 氣體配合Ar離子轟擊，將SiN的圖樣轉移到GaAs，最後以BOE (Buffered oxide etch) 溶液將殘餘的SiN去除，留下GaAs，結果如圖 3-5、圖 3-6 所示。到此，我們成功的在GaAs上做出二維光子晶體。



(B) 空橋式鏡面

在長晶結構中，我們在主動區下方覆蓋層中加了一層 $\text{Al}_{0.9}\text{GaAs}$ ，由於Al含量高低會影響B.O.E蝕刻液對其蝕刻速率的選擇比，見圖 3-7^[10]，而空橋式鏡面即是利用此選擇比而產生。其製程前半部全部相同於傳統鏡面製程，但最後利用B.O.E (buffered oxide etchant) 蝕刻液經由已製作好的光子晶體孔洞中往下蝕刻 $\text{Al}_{0.9}\text{GaAs}$ ，以形成空橋式鏡面。如圖 3-8 所示



3-2 光子晶體雷射製程

圖 3-9 & 3-10 分別為元件示意圖與實際元件俯視圖，我們在量子井雷射磊晶片上分別整合傳統脊狀波導雷射與二種二維光子晶體。

3-2-1 量子井雷射磊晶結構

磊晶片的成長是使用有機金屬氣相磊晶法(Metal Organic Chemical Vapor Deposition; MOCVD)，磊晶結構如圖 3-11 所示，為量子井雷射，包含了兩個 AlGaAs 覆蓋層(Cladding layer)以及一個夾在 GaAs 隔離層(Spacer layer)中的 InGaAs 量子井。我們在下覆蓋層中加入了一層 Al_{0.9}GaAs，以利空橋式鏡面的製作。



3-2-2 雷射製程

(A) 傳統鏡面

為了使邊射型雷射能與二維光子晶體做有效的整合，我們設計了一套製程。本製程只使用一道光罩，此道光罩目的在於定義雷射的 P 型金屬區域。利用黃光微影製程定義出 P 型金屬區域後，接著使用電子槍蒸鍍系統鍍上 P 型金屬 (Ti 300Å-Pt300Å-Au1500Å)，鍍完金屬後將晶片泡入丙酮中，掀起 P 型金屬區域外的光阻。至此，我們做出了雷射的 P 型金屬接觸條紋以及接下來電子束微影所需的對準標記。

為了限制電流發散，接下來利用濕式蝕刻來製作脊狀波導，選用的溶液為 H₂SO₄ : H₂O₂ : H₂O = 1 : 8 : 40，蝕刻速率約為每秒 200Å，由於光子晶體製程的考量，蝕刻到距離主動區 200nm 左右，並以薄膜測厚儀確認厚度是否符合要求。

至此，開始光子晶體的製作。先用PECVD在晶片上沉積一層高溫(300°C) SiN來當作蝕刻阻擋層，接著旋鍍上e-beam專用光阻PMMA。再來便將設計好的光子晶體圖樣經由電子束微影系統直接寫在光阻上面，藉由對準標記的輔助，我們可以精確的將圖樣寫在特定區域。完成顯影、定影之後，光子晶體的圖樣變成功的轉移到光阻上。

利用電感耦合電漿乾式蝕刻分兩次轉移，將光阻的圖樣轉移到雷射晶片上。第一步，使用 CHF_3/O_2 氣體進行蝕刻，將光阻的圖樣轉移到SiN，並用丙酮去除光阻留下SiN；第二步，使用 SiCl_4 氣體配合Ar離子轟擊，將SiN的圖樣轉移到雷射晶片，最後取出晶片用BOE去除殘餘的SiN。到此，我們成功的在雷射晶片上做出二維光子晶體。

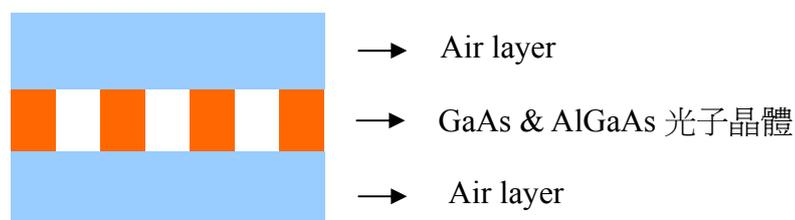
為了讓雷射在劈裂時較為容易，我們將晶片背面磨薄，採用的方法是濕式蝕刻，溶液為 $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2=1:3$ ，蝕刻速率約為每分鐘6 μm ，磨至晶片厚約120~150 μm 左右，接著再次利用電子槍蒸鍍系統在晶片背面鍍上N型金屬 (Ni300Å-Ge300Å-Au1500Å)。

為了使金屬與半導體間形成較好的歐姆界面，將晶片放入快速退火(Rapid thermal annealing; RTA)系統中做退火，實驗條件為420°C，30秒，通 H_2/N_2 混和氣體。至此，元件結構已經完成，利用晶片劈裂機將雷射晶片根據我們希望的長度切割成雷射條，便可以開始做各種雷射特性的量測了。

製程流程簡圖如圖 3-12 所示。

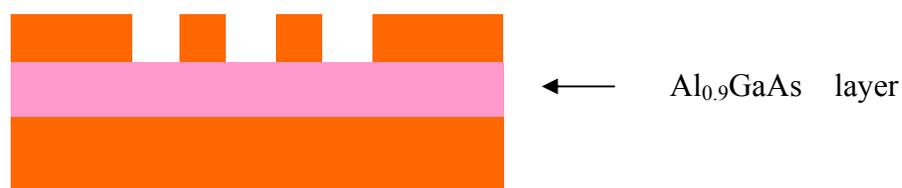
(B) 空橋式鏡面

空橋式鏡面的製程大部分相同於傳統式鏡面，藉由增加一個步驟和特別的長晶結構，將能使上述的傳統鏡面在上下二面都接觸空氣，形成空橋式鏡面，如下圖：

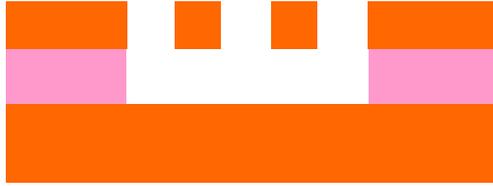


由於本實驗室的電漿耦合電感蝕刻機對於GaAs的蝕刻極限深度約為0.7~0.8微米，且由於BOE(Buffered Oxide Etch)溶液能蝕刻Al含量高的AlGaAs，而對Al低含量的AlGaAs幾乎不會蝕刻(見圖 3-7^[10])，故我們在長晶結構上，在主動區下方0.2微米處長一層Al含量0.9厚度200nm的Al_{0.9}GaAs的覆蓋層(Cladding layer)，如圖 3-11，其中在主動區和高Al含量層之間夾著一層0.2微米Al_{0.3}GaAs，可避免生太多的缺陷在介面上。

當我們完成在製作傳統鏡面前半部到蝕刻完GaAs後，光子晶體區域部分應如下面簡圖：



接著我們對整片晶片上光阻並顯影，只露出光子晶體區域，而P型金屬部分被光阻保護著，避免在下一步的B.O.E蝕刻中，P型金屬會被蝕刻，然後我們把晶片放入B.O.E中蝕刻，B.O.E可順著光子晶體的孔洞進入，並蝕刻Al_{0.9}GaAs，形成空橋式鏡面如下簡圖：



最後依然將晶背磨薄，且鍍上 N 型金屬，並做快速熱退火完成所有步驟。

製程流程簡圖如圖 3-13 所示。

3-3 雷射特性量測系統

圖 3-14 為 L-I 特性曲線量測系統，此系統適用於未包裝的邊射型雷射二極體，我們將雷射二極體置於樣品座上，驅動電流藉電流源經探針注入二極體，二極體所發的光被光偵測器吸收後，轉換成光電流並傳到訊號平均器(Boxcar averager)做平均，最後光電訊號經 GPIB 介面傳到電腦中做資料處理及儲存。而

圖 3-15 為頻譜量測系統。

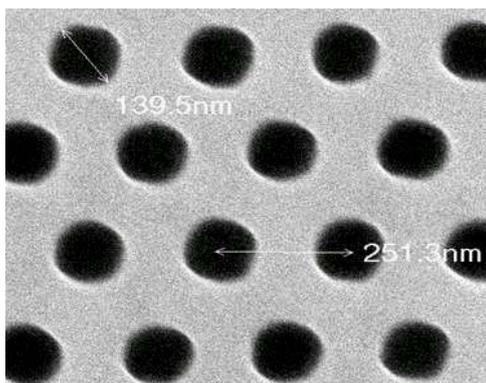


圖 3-1 PMMA 俯視圖

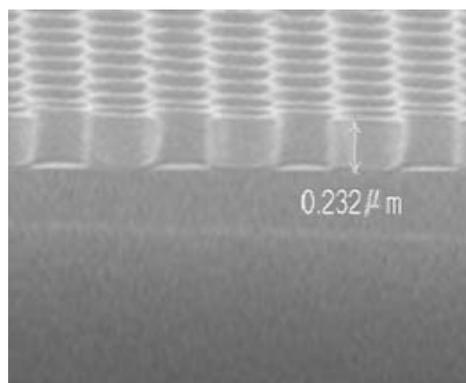


圖 3-2 PMMA 側視圖

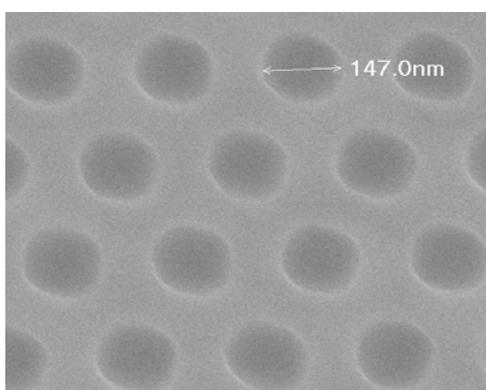


圖 3-3 SiN 俯視圖

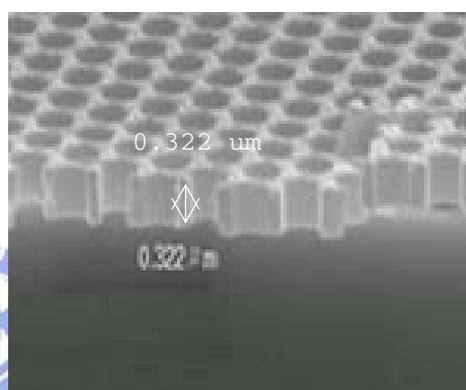


圖 3-4 SiN 側視圖

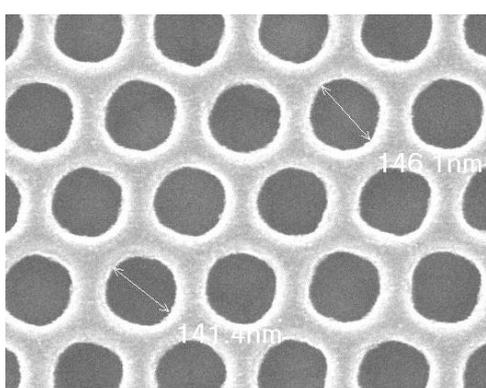


圖 3-5 GaAs 俯視圖

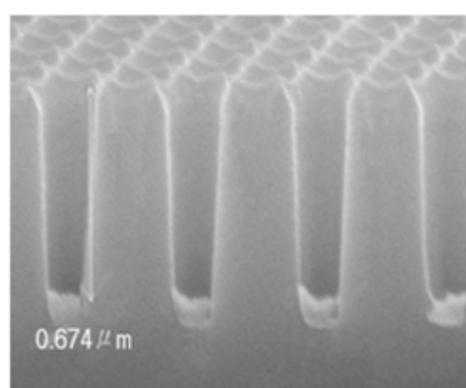


圖 3-6 GaAs 側視圖

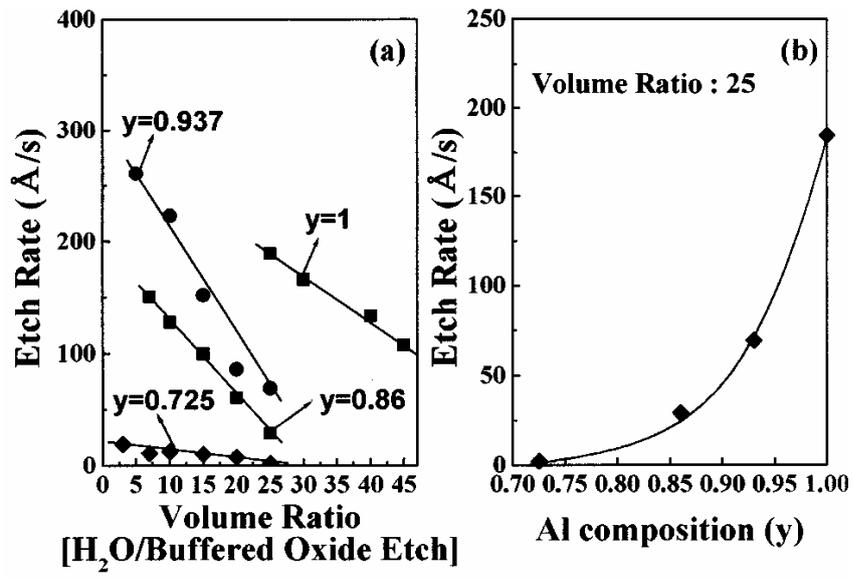


圖 3-7 B.O.E對不同Al含量之AlGaAs之蝕刻速率^[10]

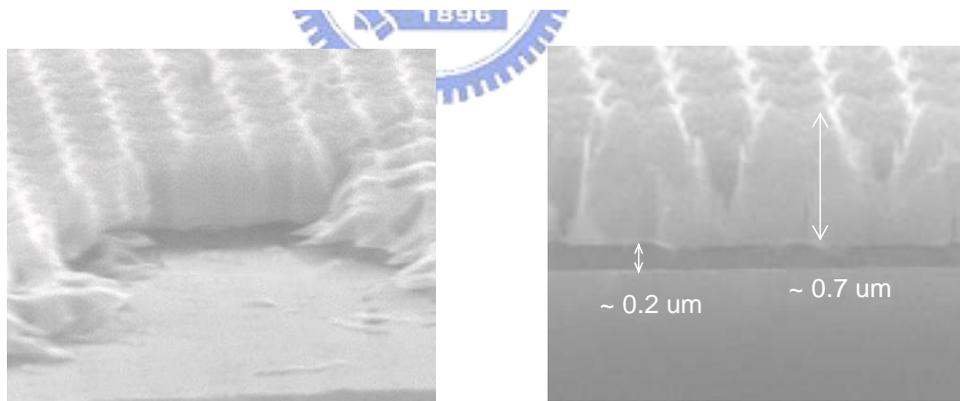


圖 3-8 空橋式鏡面側視圖

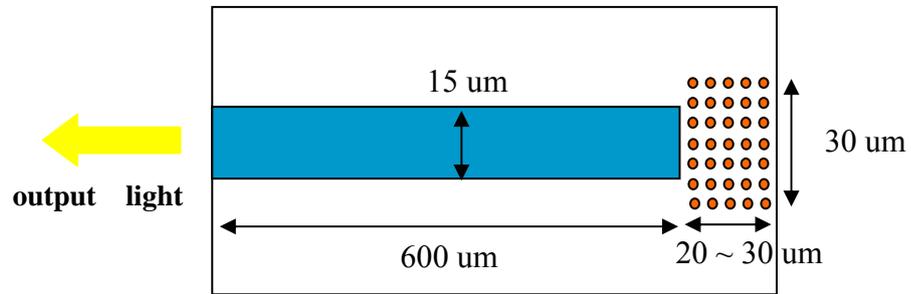


圖 3-9 元件示意圖

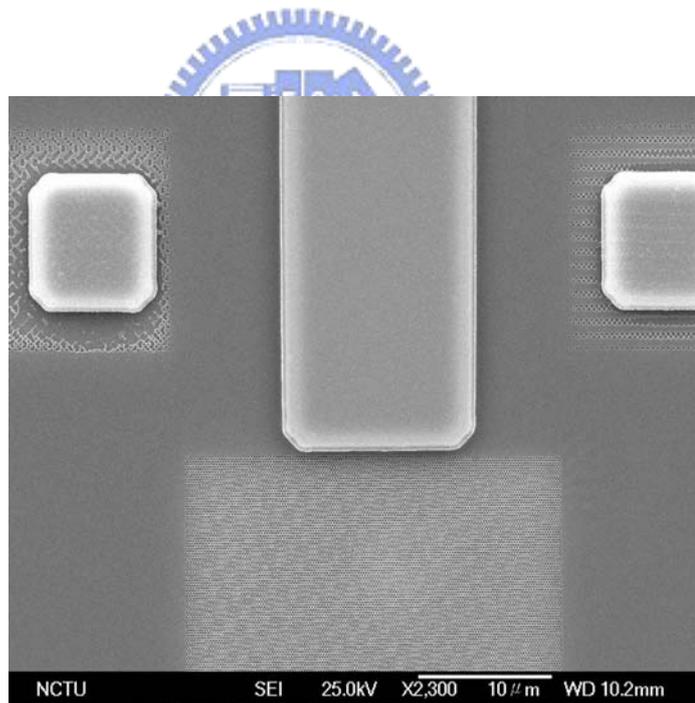


圖 3-10 實際元件俯視圖

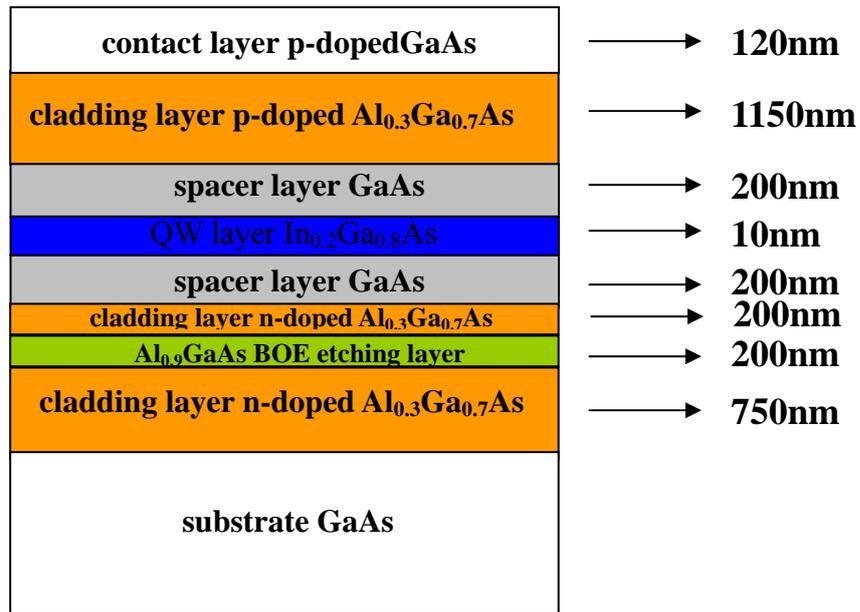
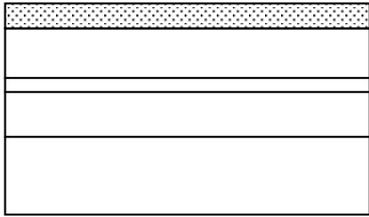


圖 3-11 量子井雷射磊晶結構圖

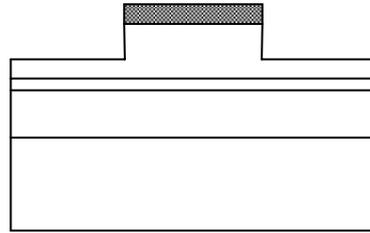


圖 3-12 光子晶體傳統鏡面雷射製程流程

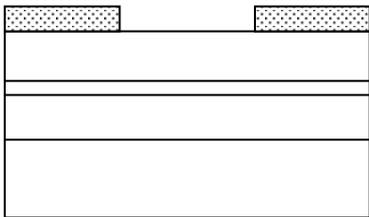
(a) P/R(AZ6112) coating



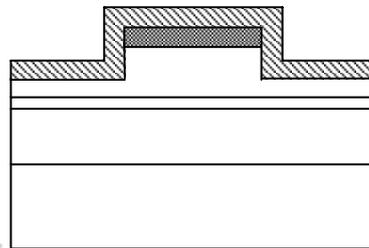
(e) Mesa etching



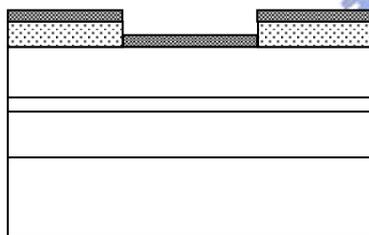
(b) P-type metal region definition



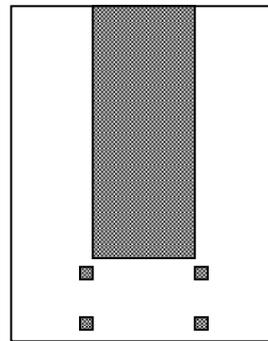
(f) PECVD Si₃N₄ deposition



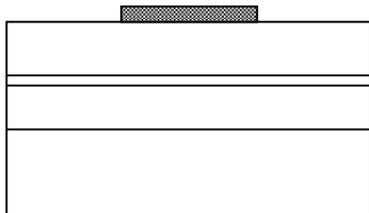
(c) P-type metal deposition



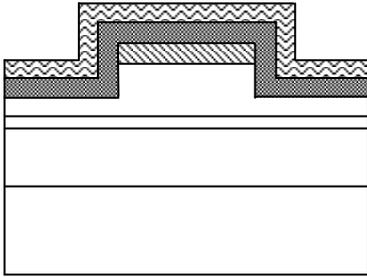
(g) Top view of device after process



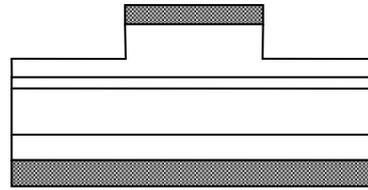
(d) P-type metal lift-off



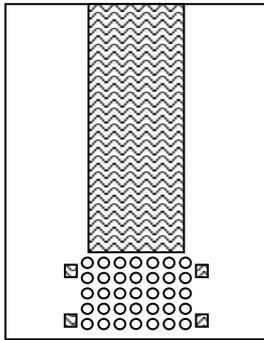
(h) P/R(PMMA) coating



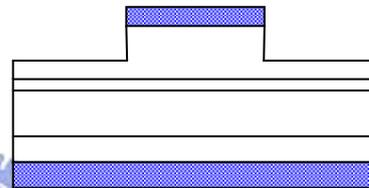
**(j) Thinning of the substrate
N-type metal**



(h) E-beam lithography



(k) Rapid thermal anneal(RTA)



- (i) RIE mode — CHF_3/O_2 for Si_3N_4**
- Remove PMMA(ACE)**
- ICP mode — SiCl_4/Ar for GaAs**
- B.O.E Remove Si_3N_4**

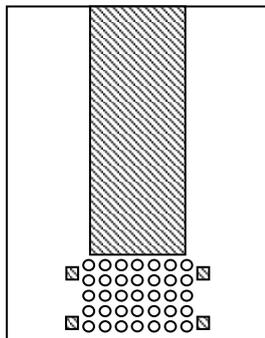
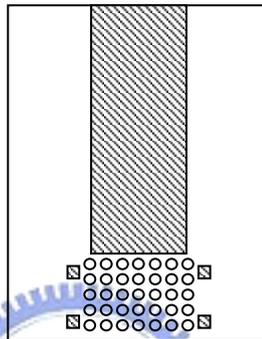
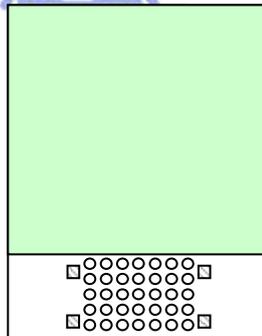


圖 3-13 空橋式鏡面光子晶體雷射製程流程

- (a) After RIE mode — CHF_3/O_2 for Si_3N_4
Remove PMMA(ACE)
ICP mode — SiCl_4/Ar for GaAs
B.O.E Remove Si_3N_4
(the process before this is the same as Fig 3-12)



- (b) P/R(AZ6112) coating
photonic crystal region define



- (j) B.O.E etching
Remove P/R
Thinning of the substrate
N-type metal
RTA

圖 3-14 L-I 曲線量測系統圖

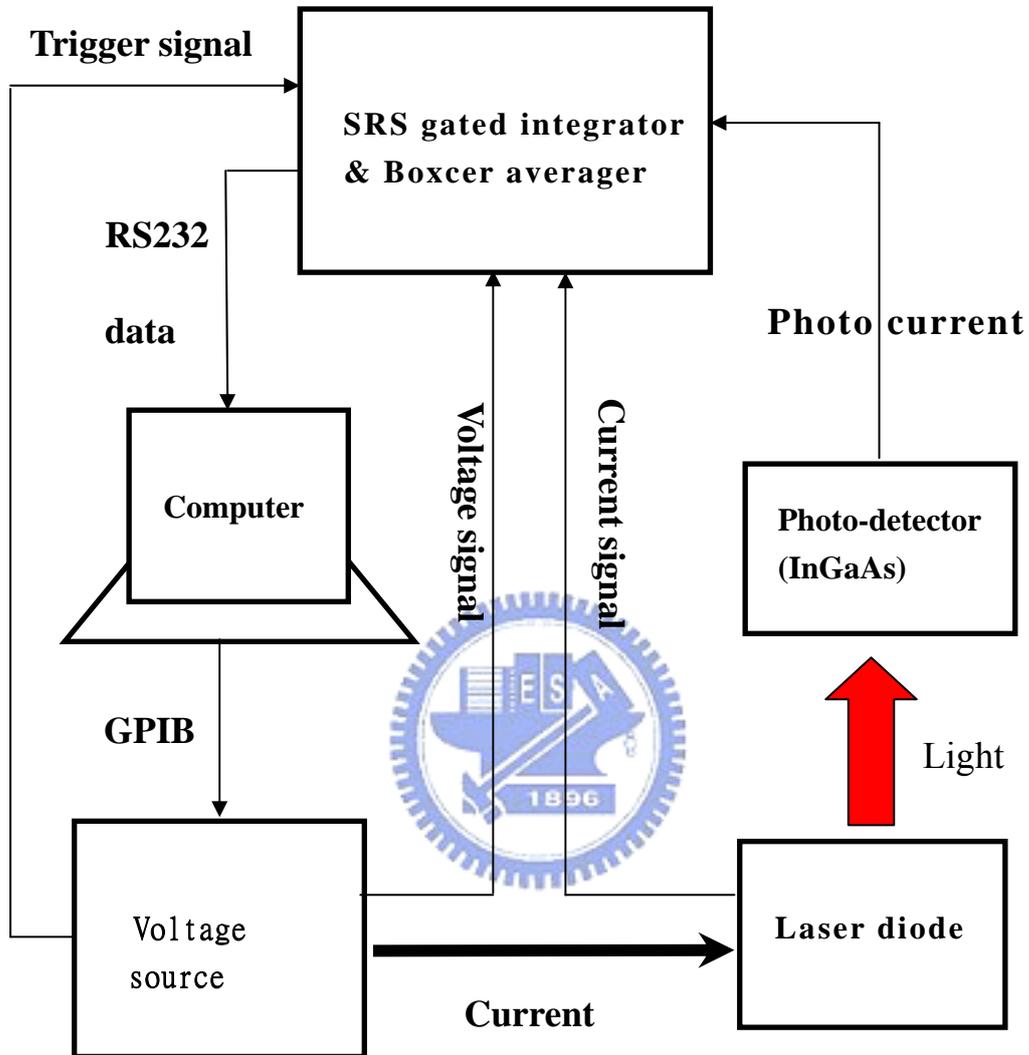
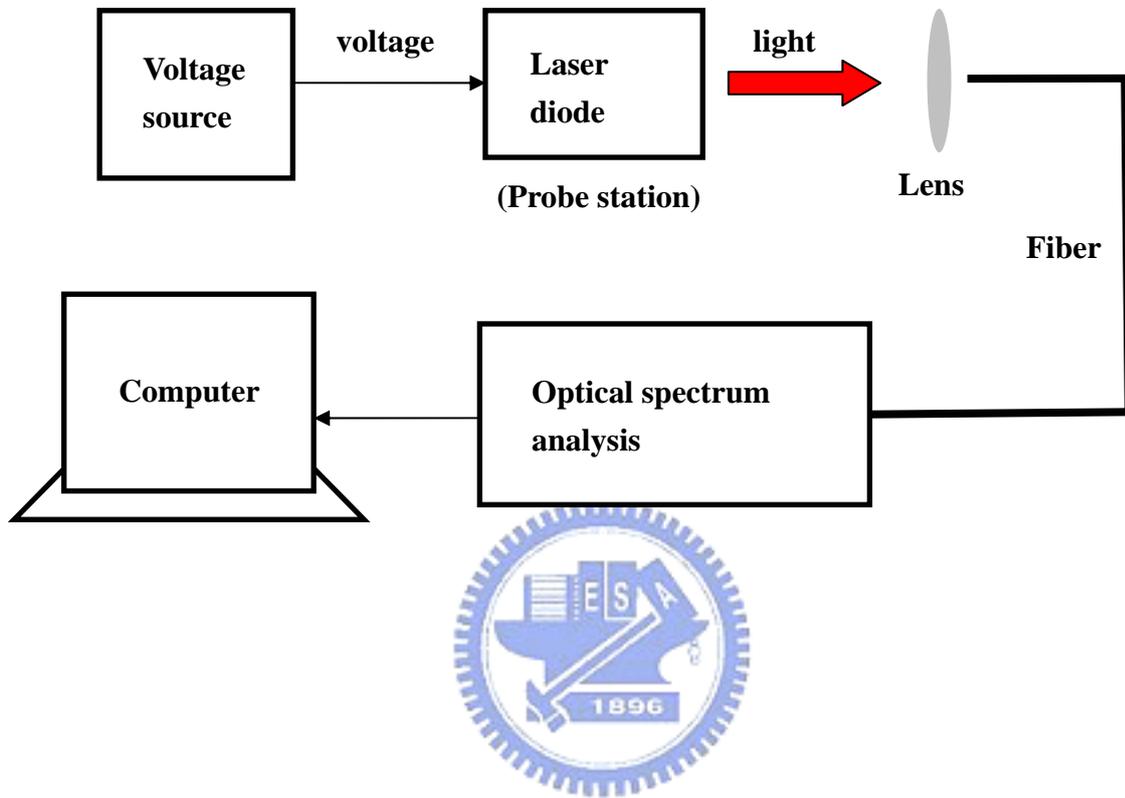


圖 3-15 雷射輸出光譜量測系統圖



第四章 結果與討論

(*Result and Discussion*)

本研究成功地將二維光子晶體整合在邊射型雷射上，我們首先製作了雙劈裂面雷射和光子晶體傳統鏡面雷射，來觀察光子晶體鏡面對雷射的影響，接著我們試著調變填充因子，來觀察填充因子和鏡面反射率的關係，最後製作空橋式鏡面和傳統鏡面來比較。以下我們將一一探討這些元件的特性，並試著提出合理的解釋。

4-1 雙劈裂鏡面雷射之特性

在此，我們使用量子井雷射結構，其波長為 0.983 μm ，詳細結構請參考第三章。

在討論光子晶體雷射前我們先了解一下劈裂鏡面雷射的輸出特性，雷射的條紋(Strip)寬度為 15 μm ，而長度分布從 600 μm 到 1200 μm 。

圖 4-1 為此雷射在室溫下的 L-I 曲線圖，起振電流隨著共振腔長度增加而增加，以下為其整理表：

cavity length	η_s (mW/mA) (one side)	Threshold current density (A/cm^2)
600 μm	0.31	577
800 μm	0.289	563
1000 μm	0.265	540
1200 μm	0.243	503

圖 4-2 為共振腔長度 600 μm 的雷射頻譜圖，波長約為 0.983 μm ，縱向光模波長差為 2.2 \AA

圖 4-3 為 $(1/\eta_D)$ 對共振腔長度 L 的作圖，進而萃取出 α_i 和 η_i ，分別為 7.7cm^{-1} 和 0.696。

4-2 光子晶體鏡面設計

我們利用 R-Soft 軟體來設計我們的光子晶體，由於 3 維模擬過於繁瑣，所以我們採取的是 2 維無窮長的光子晶體結構來模擬。如圖 4-4 所示，我們先畫出長度為無窮長，周期性六角排列的空氣孔洞(六角排列的結構，傾向產生 TE 波的能障，而雷射產生的光主要為 TE 模式，故採六角排列的設計)，設其折射率為 1，背景材料的折射率設為 3.4，完成結構後，在結構上方加一個光強度的偵測器(time monitor)，以偵測穿透光的強度，最後加上我們的光源， $0.98\ \mu\text{m}$ 強度為 1 的 TE 平面波從結構下方入射。當光打入光子結構時，若全被反射就會如圖 4-4 所示，偵測器所偵測到的強度就會為 0，但若光會穿透光子晶體，我們就能在偵測器上偵測到其強度，如圖 4-5 所示，我們偵測到強度為 0.8 的光強度。我們定義我們偵測的光強度為穿透率(transmission)，而反射率(reflectivity)我們定義為：

$$\text{reflectivity} = 1 - \text{transmission}$$

接著，我們將光子晶體的填充率固定在一個值，然後晶格常數每隔 $0.01\ \mu\text{m}$ 就測量一次穿透率，再利用上次求得反射率，所以我們可以得到在某個填充率下，反射率和晶格常數的關係圖，如圖 4-6 所示(此圖為填充率 30% 的反射率對晶格常數之作圖)。有了這樣的關係圖，我們便能估計出高反射率的光子晶體鏡面會落在哪個晶格常數區間內，然後在這區域間製作光子晶體鏡面。

4-3 光子晶體鏡面雷射特性

以下，我們分別設計 3 組實驗，來觀察光子晶體鏡面的特性：

- A. 填充率固定為 30%，晶格常數分別為 0.18 μm 、0.21 μm 、0.25 μm 之光子晶體結構。見圖 4-7 所示，在圖中我們分別令 0.18 μm 為 S、0.21 μm 為 M、0.25 μm 為 L。
- B. 晶格常數固定為 0.25 μm (此值為 A 實驗中所得最佳值)，填充率分別為 30%、38%、45% 之光子晶體結構，目的是要研究填充率和反射率之間的關係。
- C. 將 A、B 實驗中得到最好的條件拿來製作空橋式鏡面，以期能進一步提高反射率

4-3-1 第一組條件之光子晶體鏡面雷射

在此組條件中，雷射共振腔長度為 600 μm ，寬度為 15 μm ，而光子晶體的填充率為 30%，而我們選定的晶格常數分別有 0.18 μm 、0.21 μm 、0.25 μm 三種(分別令為 S、M、L)，其反射率對晶格常數之圖見圖 4-7。由圖中可發現 S 點是選在反射率並非為 1 處，而 M、L 則是選在全反射之處，主要是想藉由實驗來驗證反射率曲線的可靠度。

填充率為 30%，S、M、L 三點晶格常數(a)分別所對應的空氣孔洞直徑(2r)如下表所示，結構圖見圖 4-8：

a (μm)	0.18	0.21	0.25
2r (μm)	0.1	0.12	0.144

其實驗所得的L-I特性和 η_s 見圖 4-9 &圖 4-10，下表整理其特性：

	η_s (mw/mA)	Jth (A/cm^2)
Cleaved mirror	0.31	577
L	0.415	410
M	0.29	622

S	0.18	911
---	------	-----

在此圖中，我們放入共振腔一樣是 600 um、寬度為 15 um 的雙劈裂鏡面雷射來當基準值，可發現只有 L 條件的光子晶體鏡面雷射能提升雷射特性，相較於雙劈裂鏡面雷射，擁有較低的起振電流和較高的 η_s 。

由於 S 本來就選在模擬中的非全反射的區域，故其雷射特性最差，這和模擬的結果相符，然而選在全反射區域的 M、L 二點，卻並非都能提供高於劈裂面的反射率，只有 L 能改善雷射特性，這可能是因為，我們的模擬乃屬 2 維，假設光子晶體為無窮長延伸，故並非完全準確，須依靠實驗來尋求最佳條件，在此，對於填充率為 30% 的光子晶體結構，我們找到的最佳條件為 L (a = 0.25)。以下，我們將解釋為何，擁有較高的反射率，就能降低起振電流和提升 η_s 。

我們賴以解釋的方法就是就是利用下面的方程式：

$$\gamma_{th} = \alpha_i + \alpha_m$$

$$\eta_s = (\eta_i) \times \left(\frac{(1/2L) \ln(1/R_1)}{\alpha_i + \alpha_m} \right) \times \left(\frac{1.24}{\lambda} \right)$$

$$\alpha_m = \left(\frac{1}{2L} \right) \ln \left(\frac{1}{R_1} \right) + \left(\frac{1}{2L} \right) \ln \left(\frac{1}{R_2} \right)$$

在上式中， R_1 定義為 0.32，即劈裂鏡面的反射率，而 R_2 為 0.32 或光子晶體鏡面之等效反射率，由於我們在量測時，不管是劈裂鏡面雷射或光子晶體鏡面雷射，主要是都只量測由 R_1 劈裂鏡面出來的光，故在上式的 η_s 的分子中為

$\left(\frac{1}{2L} \right) \ln \left(\frac{1}{R_1} \right)$ 。當我們將 R_2 鏡面由劈裂鏡面換成光子晶體鏡面時，若光子晶體鏡

面能提供高於劈裂鏡面的反射率，即 R_2 (P.C. mirror) > R_2 (cleaved mirror)，那麼 α_m 就能

下降，也就是 γ_{th} 就能下降，所以起振電流就能下降，另一方面，在 η_s 的式中，由於 α_m 的下降，式子中的分母就能變小，導致 η_s 能上升。

接下來我們將預估光子晶體鏡面的反射率，我們利用的即為下式：

$$\eta_s = (\eta_i) \times \left(\frac{(1/2L)\ln(1/R_1)}{\alpha_i + \alpha_m} \right) \times \left(\frac{1.24}{\lambda} \right)$$

$$\alpha_m = \left(\frac{1}{2L} \right) \ln \left(\frac{1}{R_1} \right) + \left(\frac{1}{2L} \right) \ln \left(\frac{1}{R_2} \right)$$

我們實驗中可量得 η_s 、 η_i 、 α_i 、 λ (在此我們假設 η_i 和 α_i 相同於雙劈裂鏡面雷射所淬取出來的值)，根據這些數據，我們可帶入上面 η_s 的式子中，來反推光子晶體鏡面的等效反射率，由於光子晶體鏡面，並非一個單純的反射面，它可能會額外對光造成一些散射和吸收，我們將這些全部納入它的反射率中，故稱其為等效反射率。由此法所計算出來 L、M、S 的等效反射率 R_2 如下表所示：

a (um)	0.25 (L)	0.21 (M)	0.18 (S)
R_2	0.71	0.25	0.03

由此可知，我們製作出反射率高達 71% 的雷射鏡面。

接下來，我們觀察 L 的頻譜是否會和雙劈裂鏡面不同，產生一些變化。 **圖 4-11** 為 L 的頻譜圖。由此圖可發現，頻譜並沒有發生太大的變化，而且縱向光模也維持在 2.2 Å，這告訴我們光子晶體鏡面只是單純地提高反射率，並沒有對縱向光模有進行選模的動作。這亦不難解釋，我們在模擬時是打入波長 0.98 um 的光，現在我們改用 0.99 um 的光入射，並偵測其反射率對晶格常數的變化，見 **圖 4-12 (b)**。可發現，0.98 um 和 0.99 um 所測得的高反射率區域如下表所示：

	0.98 um	0.99 um
高反射率區域	a = 0.19 ~ 0.26 um	a = 0.19 ~ 0.27 um

由上表可知，我們所設計的 L 條件的光子晶體結構，不管對於 0.98 um 還是 0.99 um 的入射光，均位於高反射率的區域內，而我們雷射頻譜所對應的波包波長範圍約為 6 nm，所以對整個波包而言，光子晶體鏡面應全為高反射率，故光子晶體鏡面並不會有選擇縱模的功能，故頻譜特性應和雙劈裂鏡面雷射相似。

本節結論：我們找出了填充率為 30% 時，最佳晶格常數值來提供高達 71% 的反射率，使雷射能降低起振電流並且增加 η_s 。

4-3-2 第二組條件之光子晶體鏡面雷射

在此組條件中，雷射共振腔長度一樣為 600 um，寬度為 15 um，而光子晶體的晶格常數固定在 0.25 um(也就是第一組實驗中最佳的值)，改變的參數是填充率，分別有 30 %、38 %、45 % 三種，本實驗是想觀察鏡面反射率和填充率之間的關係。

晶格常數為 0.25 um，填充率為 30 %、38 %、45 % 時，分別對應的空氣孔洞直徑(2r)如下表所示，結構圖見圖 4-13：

f (%)	30	38	45
2r (um)	0.144	0.165	0.176

其實驗所得雷射 L-I 特性見圖 4-14、 η_s 對填充率的作圖見圖 4-15，下表為整理：

	η_s (mW/mA)	Jth (A/cm ²)
Cleaved mirror	0.31	577
30 %	0.415	410
38 %	0.344	562
45 %	0.27	813

下表為填充率對反射率整理：

	30 %	38 %	45 %
R ₂	0.71	0.43	0.194

由以上 2 個整理表可發現，當填充率上升時，光子晶體鏡面的反射會下降，我們預測這可能是因為當晶格常數固定、填充率又上升時，造成空氣孔洞面積上升，也就是介電常數不連續的區域變大，如此一來將會對光造成較大的散射，導致等效反射率的下降，使雷射特性變差。

以下，我們換用另一個方式來證明此現象，之前，我們說我們求得的R₂是等效反射率，也就是其中含有光被光子晶體散射的效應，而現在，我們直接假設鏡面反射是模擬值的 0.9 倍(因為非無窮長結構，反射率故不可能完全如模擬所預測那樣地大)，也就是如果是全反射，我們就設反射率是 0.9，依此法將前 2 組實驗的光子晶體鏡面反射率整理如下：

	L (即 30 %)	M	S	38 %	45 %
R ₂	0.9	0.9	0.54	0.9	0.9

然後我們引進新參數 s ，定義為單位面積內，所含的光子晶體圓周長總和，如此定義是因為我們假設散射會和此參數相關，下表是上表中各個條件所對應的 s 值：

$$s = \frac{\pi \times r}{\left(\frac{\sqrt{3}}{4}\right) a^2}$$

	L (即 30 %)	M	S	38 %	45 %
s	8.3579	9.9351	11.1963	9.5768	10.2153

接下來，我們要把之前假設含在等效反射率之散射造成的損失抽離出來，故再令一個新參數 α_s ，來代表光被光子晶體散射所造成的損失，此時我們將 α_m 修改為下式：

$$\alpha_m = \left(\frac{1}{2L}\right) \ln\left(\frac{1}{R_1}\right) + \left(\frac{1}{2L}\right) \ln\left(\frac{1}{R_2}\right) + \alpha_s$$

接下來，把我們求得的 η_i 、 α_i 、已知的 R_1 、假設的 R_2 ，代入 η_s 的公式裡來求 s ，其所得數據如圖 4-16 (圖中曲線為乘幂曲線的 fit 曲線)，下表為整理(照 s 大小排列)：

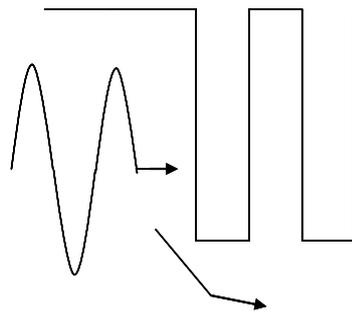
	L	38 %	M	45 %	S
s	8.3579	9.5768	9.9351	10.2153	11.1963
α_s	2.0149	6.1611	10.6733	12.2413	13.6867

由此結果可發現，的確介電常數不連續處愈多(s 愈大)，散射的程度會越大(α_s 愈大)。若以此方法來看，我們在選取最佳條件時，不單只要考慮模擬所得的反射率，還須再加上散射的部分，才能取得較佳的值。

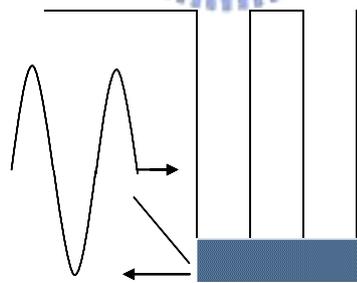
本節結論：我們發現當填充率上升時，晶格常數 $0.25\ \mu\text{m}$ 的光子晶體鏡面反射率會下降，使雷射特性變差。另外， s 愈大，散射程度愈大，雷射特性愈差。

4-3-3 空橋式光子晶體鏡面雷射

由於實驗所用的蝕刻機台，在這種 $0.15\ \mu\text{m}$ 大小孔洞的蝕刻，極限深度約為 $0.7\sim 0.8\ \mu\text{m}$ ，為了避免光會從光子晶體下方散逸掉，如下圖所示：



我們製作了空橋式鏡面雷射，將光子晶體下方淘空，形成上下層為空氣層，以期能更進一步地提高反射率，如下圖所示：



由於前二組實驗所得的最佳值是填充率 30%、晶格常數 $0.25\ \mu\text{m}$ 的光子晶體結構，故在此我們用這個條件來製作空橋式鏡面。實驗所得的 L-I 特性見圖 4-17 (分別是填充率 30%、晶格常數 $0.25\ \mu\text{m}$ 之傳統式鏡面和空橋式鏡面的 L-I 曲線)，下表是整理：

	η_s	Jth (A/cm ²)
Convention mirror	0.415	410
Air bridge mirror	0.378	443

由實驗所得結果，空橋式鏡面並沒有提升反射率，反而讓等效反射率下降，使雷射特性變差，我們猜測這是由於B.O.E在蝕刻Al_{0.9}GaAs時會造成一些應力，應力讓雷射和光子晶體鏡面產生一些缺陷，造成載子在這些缺陷被吸收，使這些載子無法供應在發光上，使雷射特性變差。由圖 4-18 可發現，B.O.E蝕刻Al_{0.9}GaAs後，會使一部分的空橋式光子晶體結構崩壞，雖然我們用來量測的元件是沒有崩壞的光子晶體鏡面雷射，但其產生的應力可能已對元件產生了影響，使元件特性變差。

本節結論：我們發現空橋式鏡面並無法進一步提升反射率，反而使雷射特性變差。



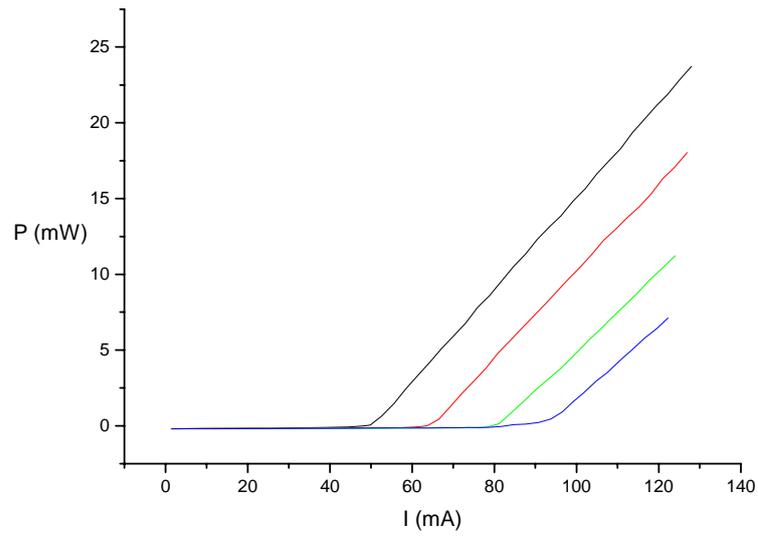
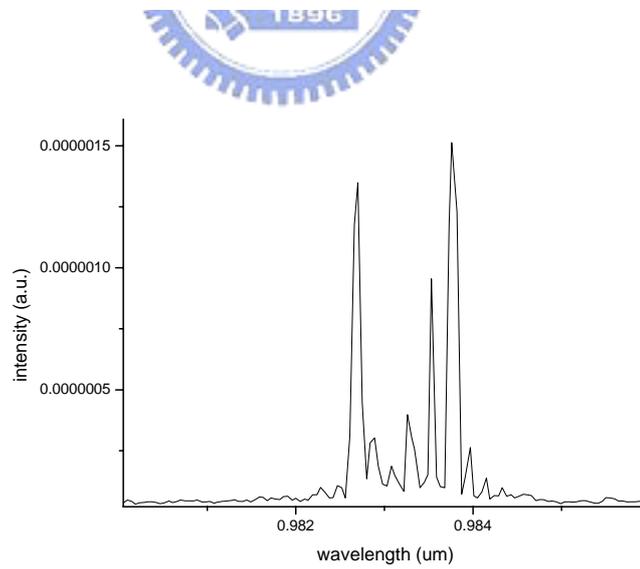
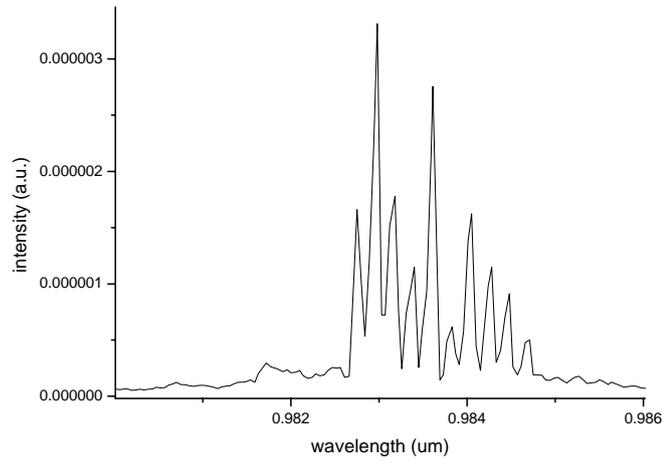


圖 4-1 劈裂鏡面雷射 L-I 圖(起振電流由小至大分別對應長度為 600.800 .1000.1200 μm 之共振腔)

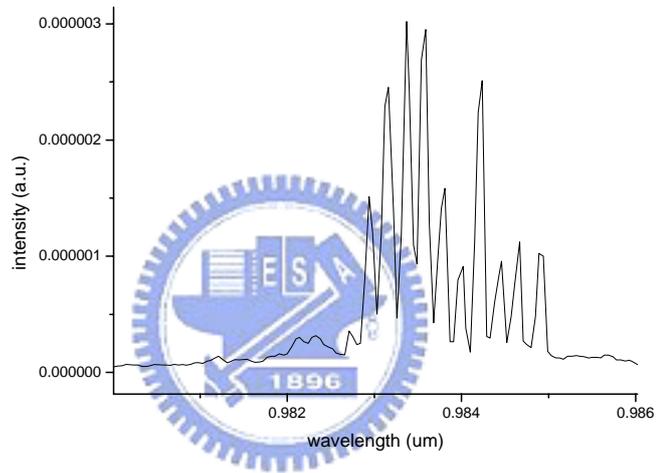
圖 4-2 共振腔長度 600 μm 劈裂鏡面雷射頻譜圖



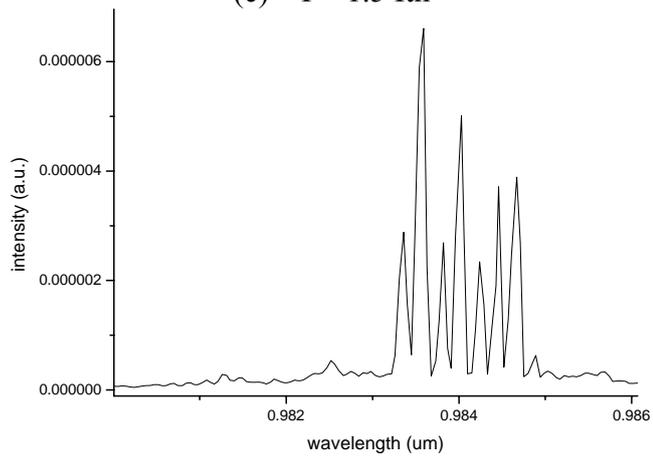
(a) $I = I_{th}$



(b) $I = 1.34 I_{th}$



(c) $I = 1.5 I_{th}$



(d) $I = 1.86 I_{th}$

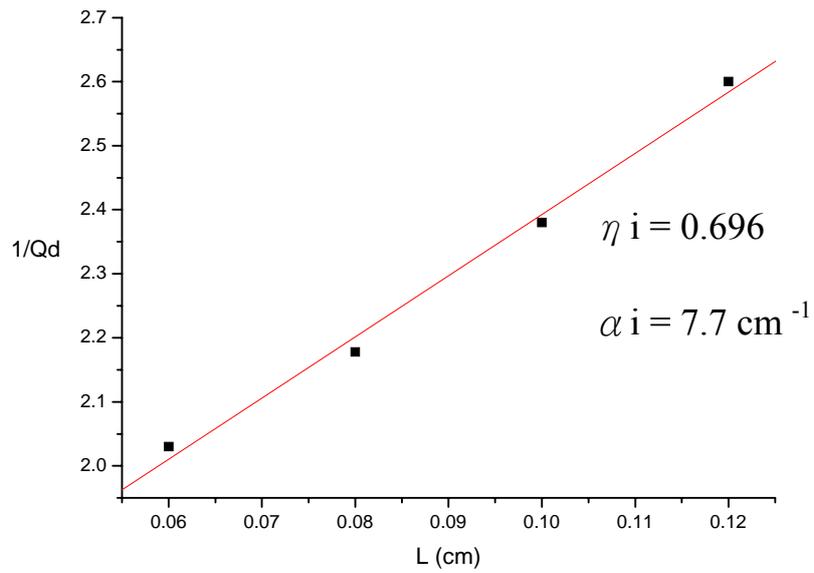


圖 4-3 劈裂鏡面雷射($1/\eta d$)對 L 之作圖

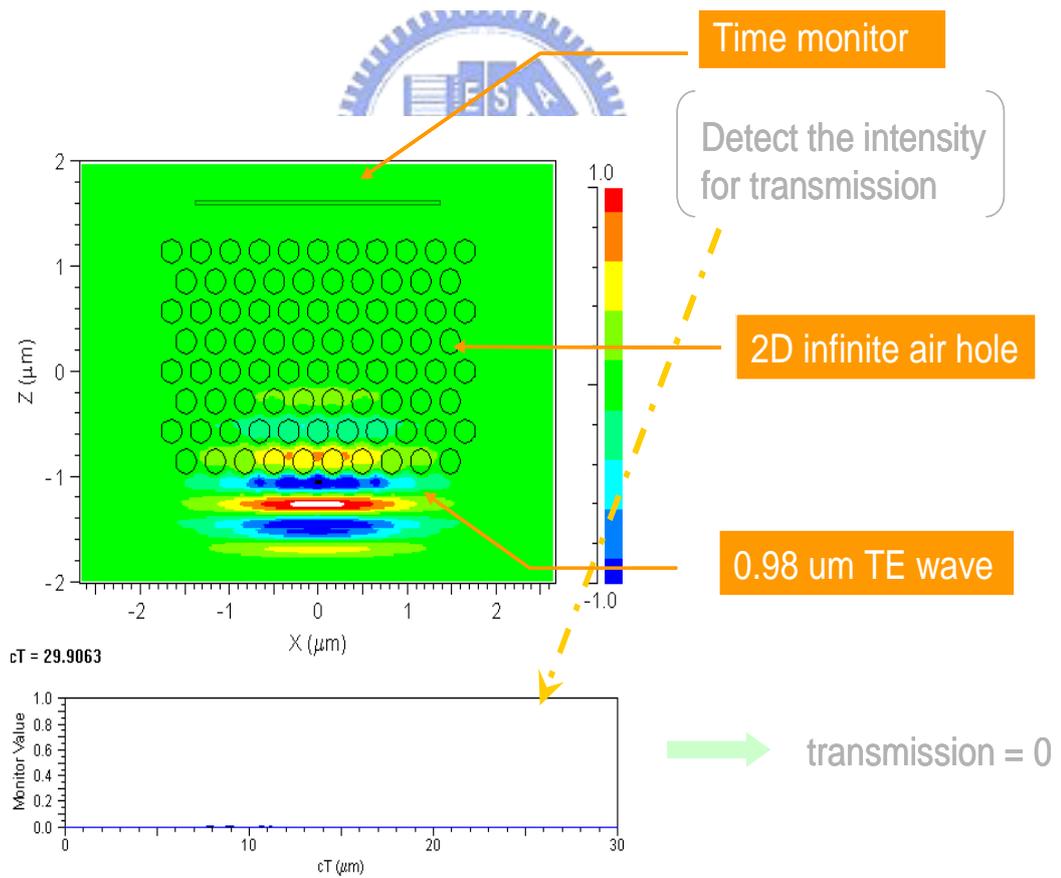


圖 4-4 入射平面波(波長為 $0.98 \mu\text{m}$)入射填充因子 30%之 2 維無窮長光子晶體的時變穿透強度圖 (此圖為完全反射)

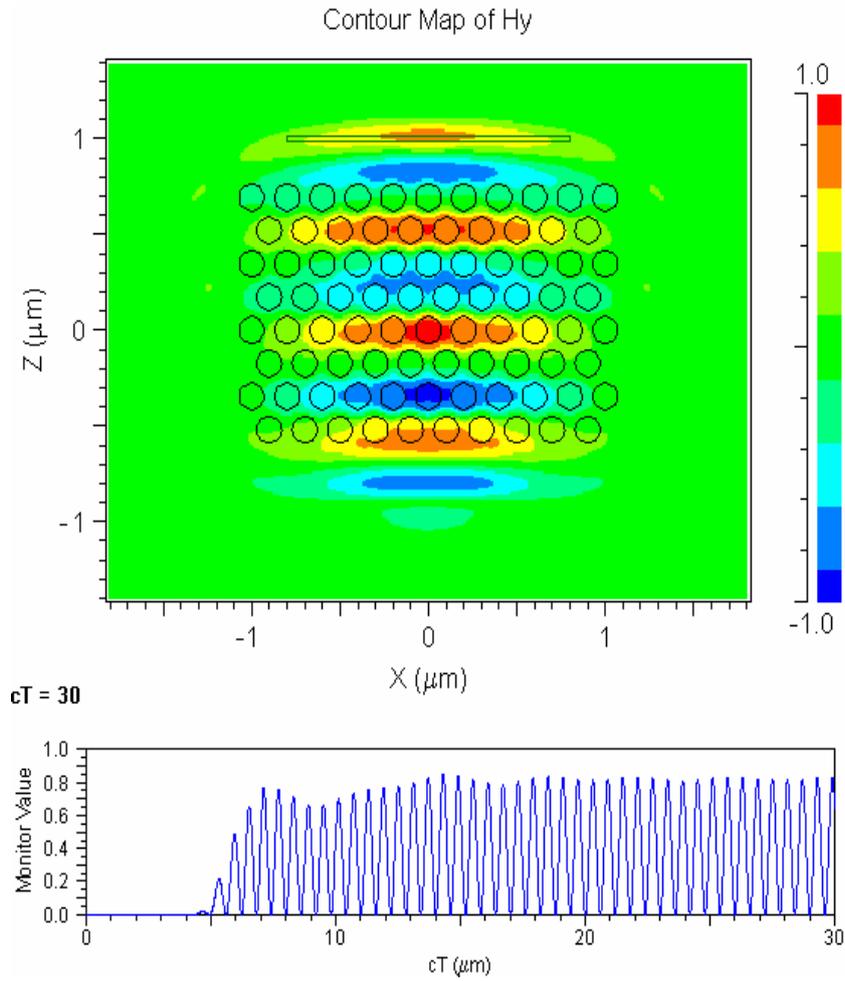


圖 4-5 入射平面波(波長為 $0.98 \mu\text{m}$)入射填充因子 30%之 2 維無窮長光子晶體的時變穿透強度圖 (此圖為大部分穿透，穿透率約為 0.8)

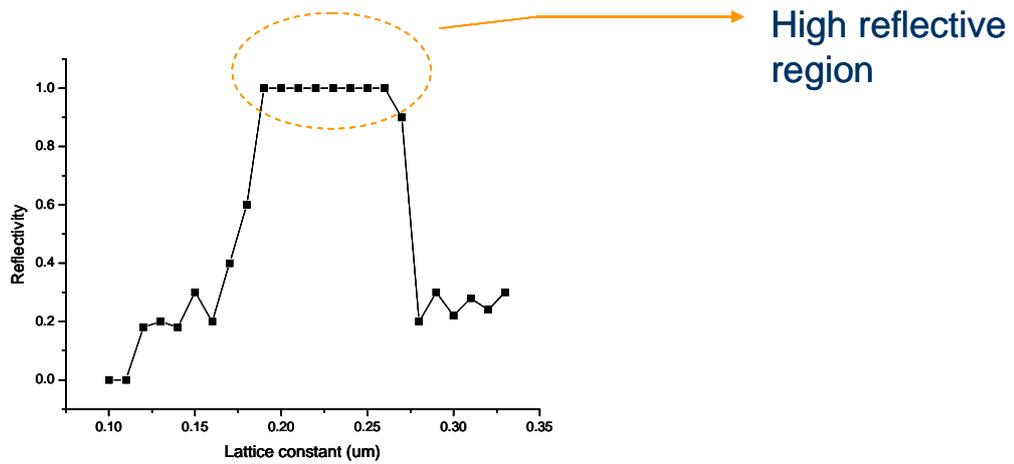


圖 4-6 填充因子為 30% 之光子晶體的晶格常數對反射率之作圖

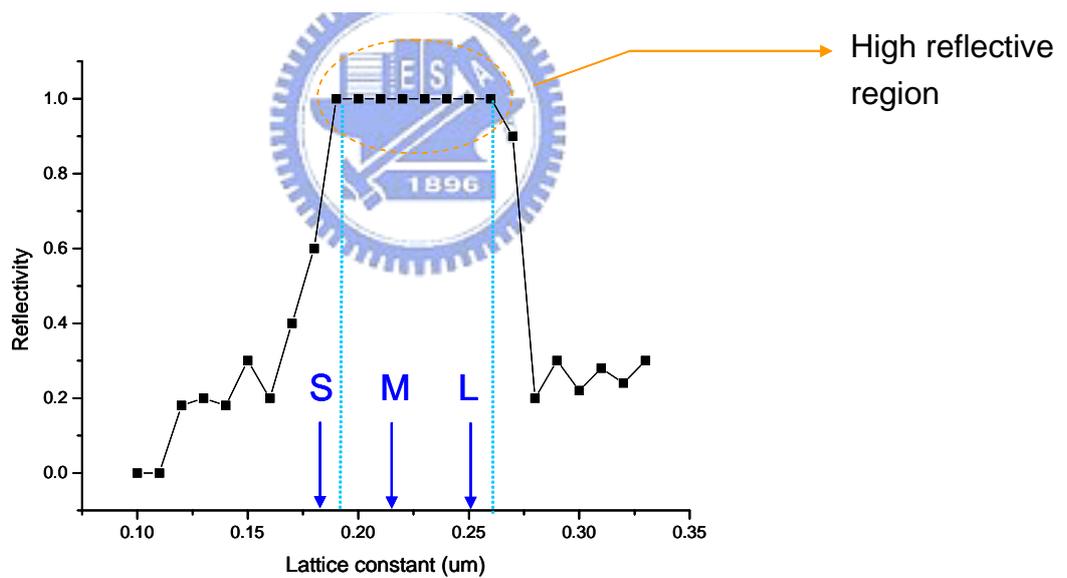
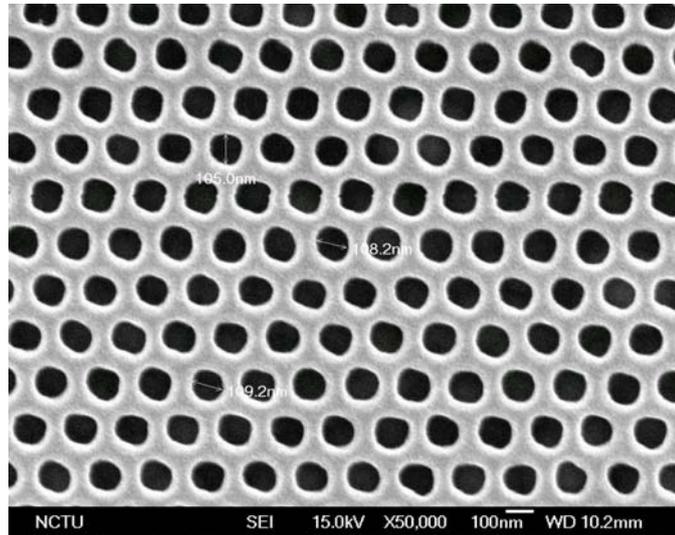
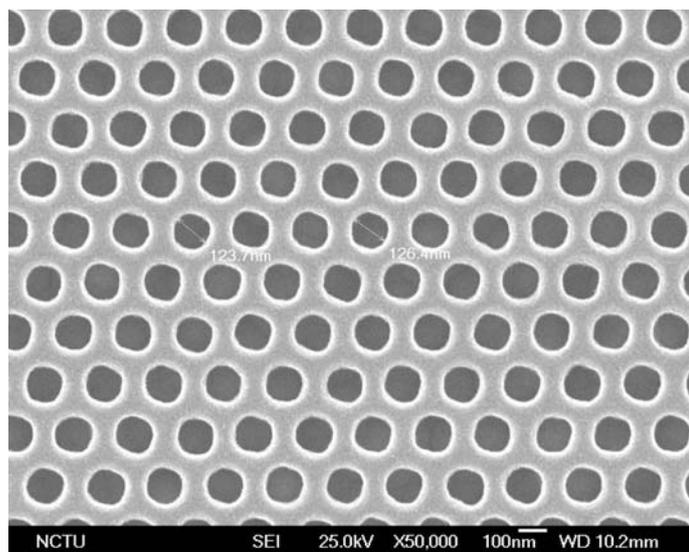


圖 4-7 填充因子為 30% 之光子晶體的晶格常數對反射率之作圖 (S、M、L 分別為 0.18 um、0.21 um、0.25 um 之晶格常數)

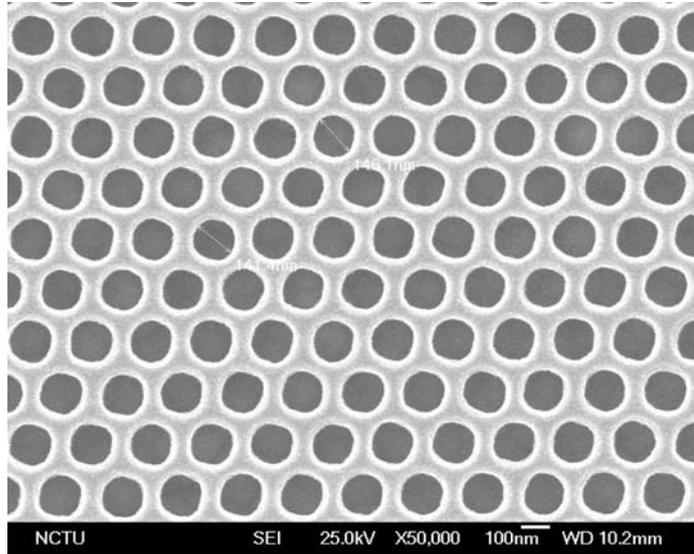
圖 4-8 填充因子為 30%、晶格常數分別為 0.18 μm 、0.21 μm 、0.25 μm 之光子晶體結構圖



(a) $a = 0.18 \mu\text{m}$



(b) $a = 0.21 \mu\text{m}$



(c) $a = 0.25 \mu\text{m}$

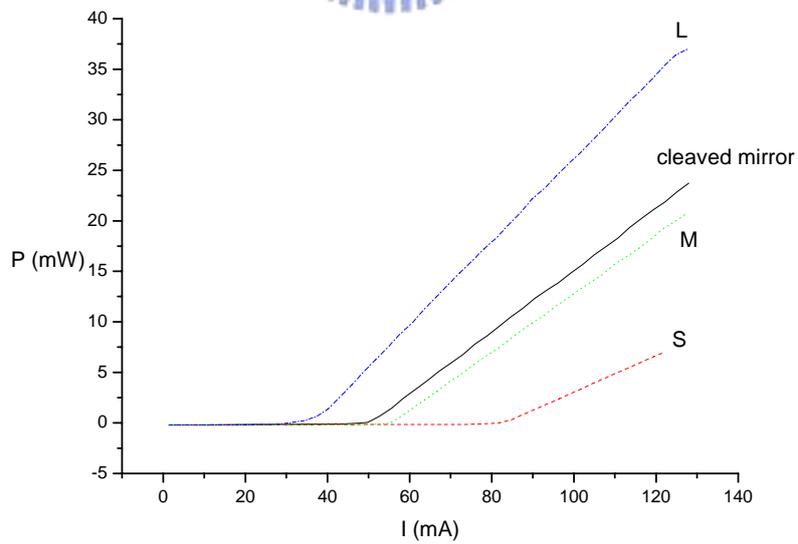


圖 4-9 S、M、L 光子晶體鏡面雷射和劈裂鏡面雷射之 L-I 圖(共振腔長度為 $600 \mu\text{m}$)

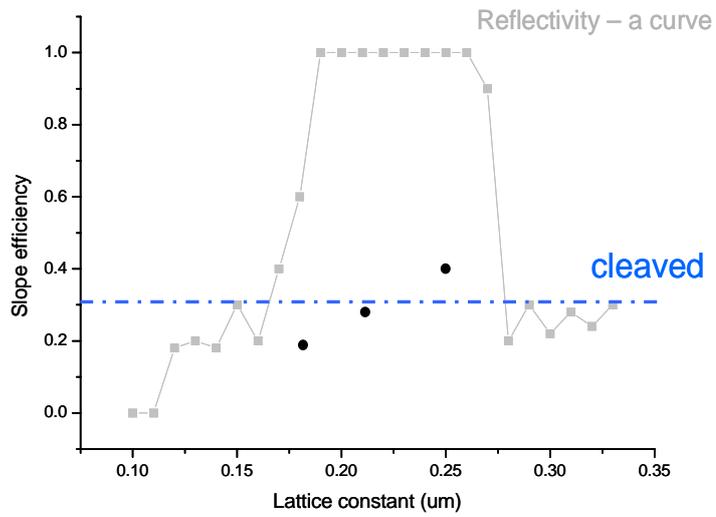
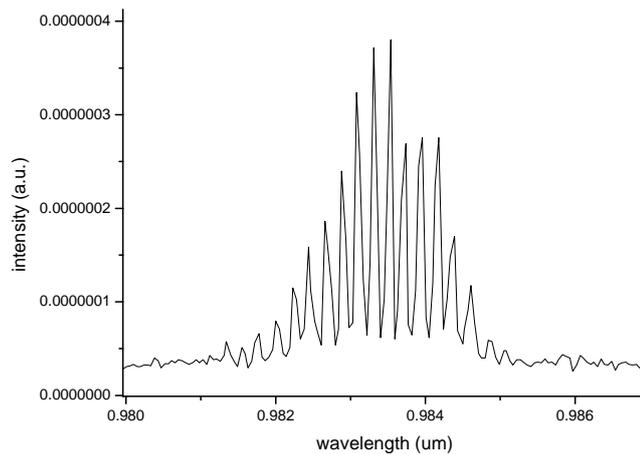


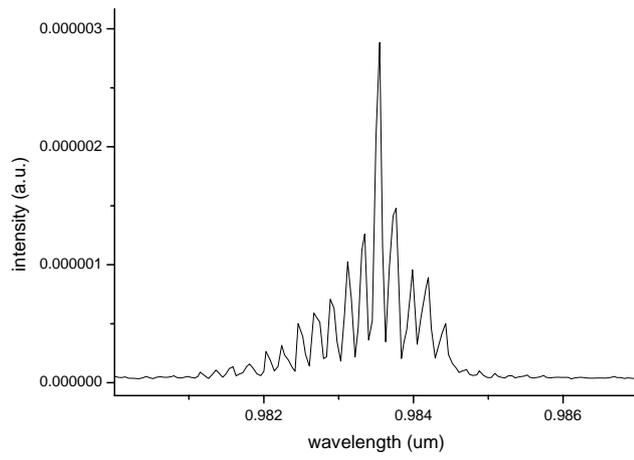
圖 4-10 S、M、L光子晶體鏡面雷射的 η_s 對晶格常數的作圖(背景為模擬所得的反射率曲線)



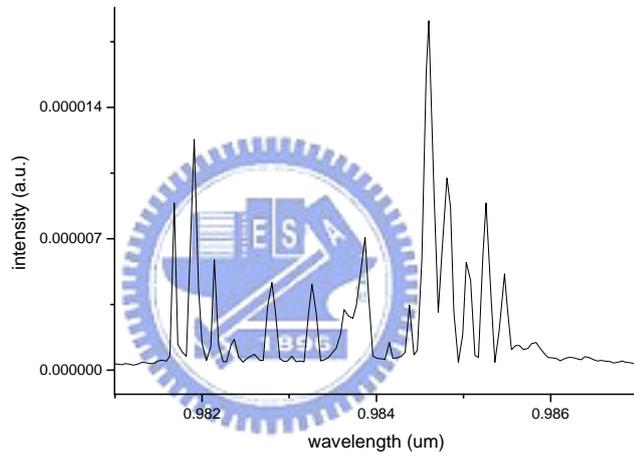
圖 4-11 L 光子晶體鏡面雷射的頻譜圖



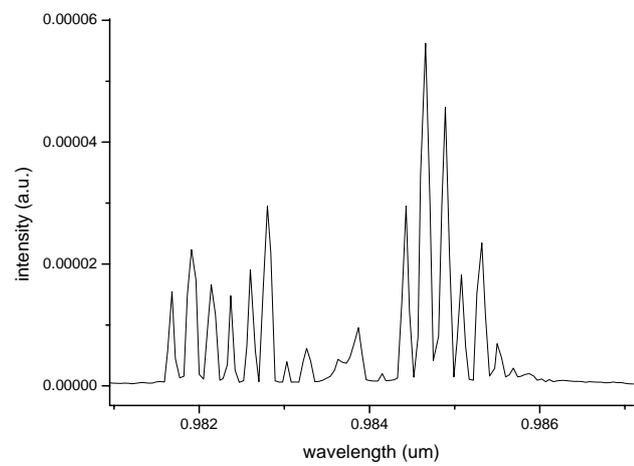
(a) $I = I_{th}$



(b) $I = 1.16 I_{th}$

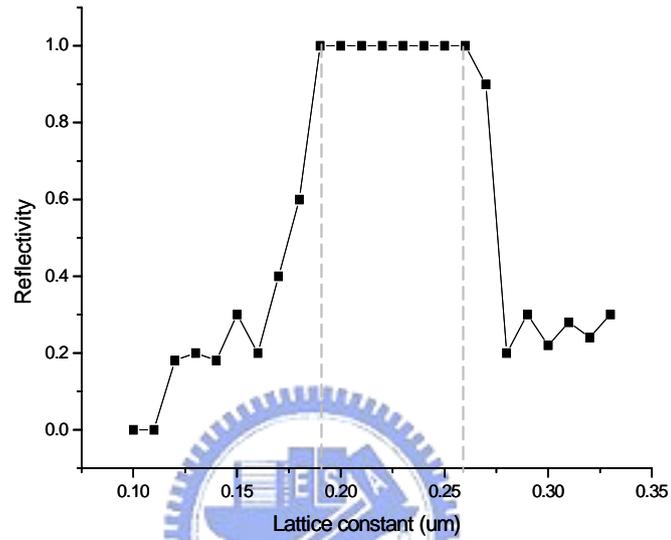


(c) $I = 1.66 I_{th}$

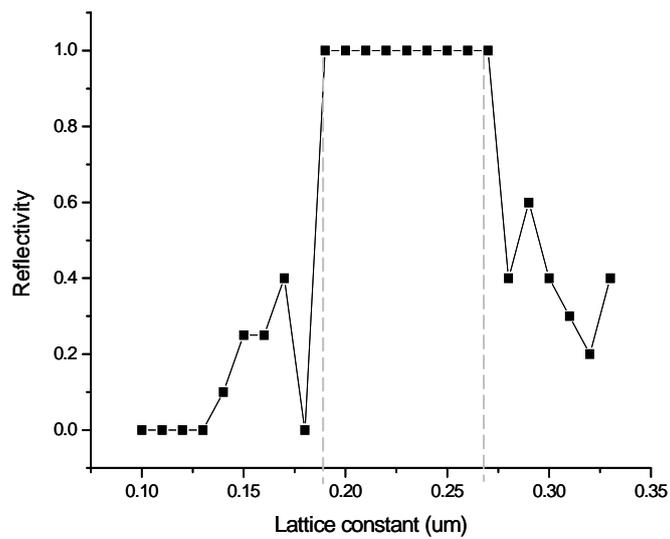


(d) $I = 2 I_{th}$

圖 4-12 填充因子為 30% 之光子晶體的晶格常數對反射率之作圖 (a) 入射光為 0.98 μm (b) 入射光為 0.99 μm

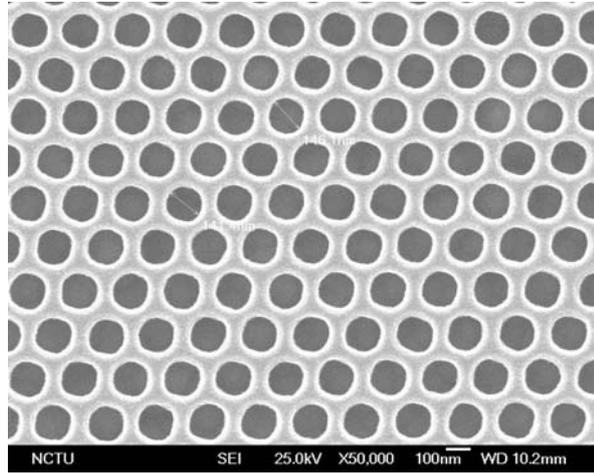


(a) 0.98 μm 入射光

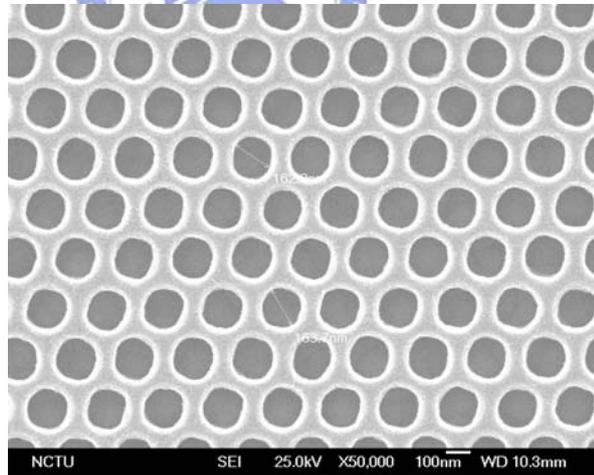


(b) 0.99 μm 入射光

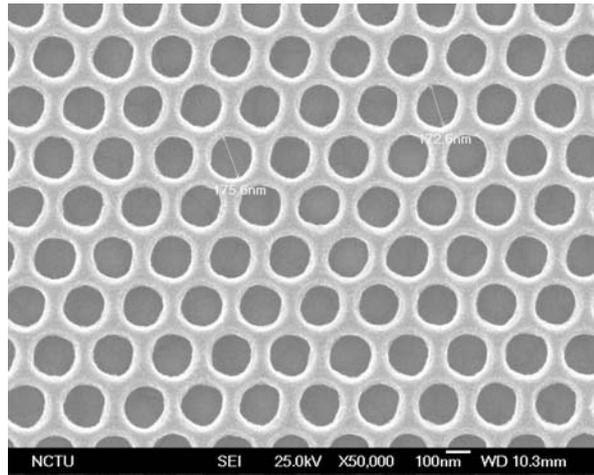
圖 4-13 晶格常數為 0.25 μm 、填充率分別為 30%、38%、45% μm 之光子晶體結構圖



(a) 30 %



(b) 38 %



(c) 45 %

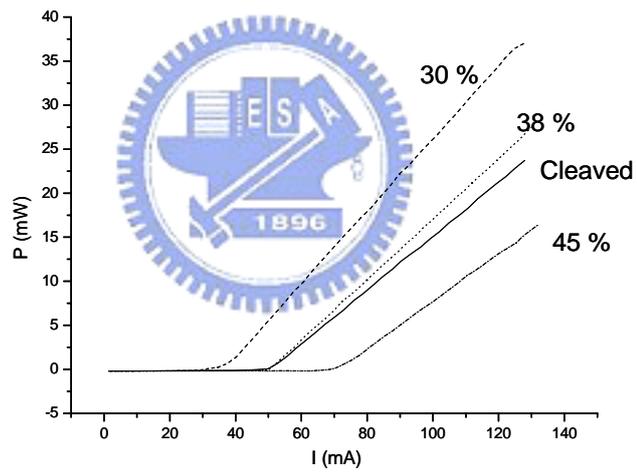


圖 4-14 晶格常數為 0.25 μm 、填充率分別為 30%、38%、45%之光子晶體鏡面雷射和劈裂鏡面雷射之 L-I 圖(共振腔長度為 600 μm)

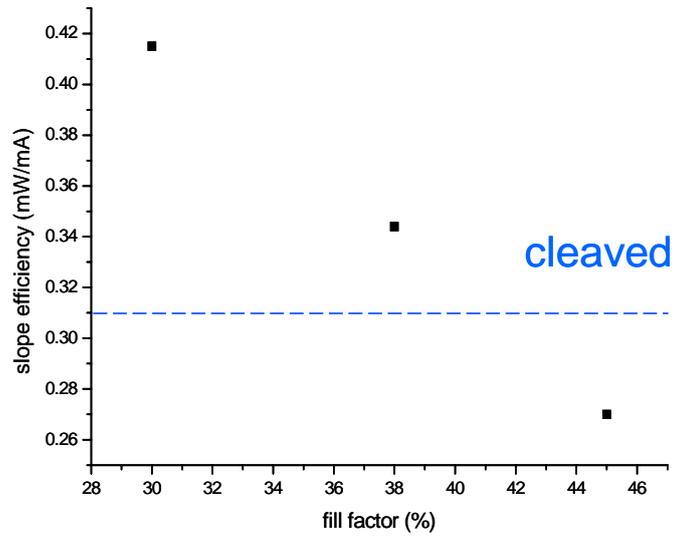


圖 4-15 光子晶體鏡面雷射的 η_s 對填充率的作

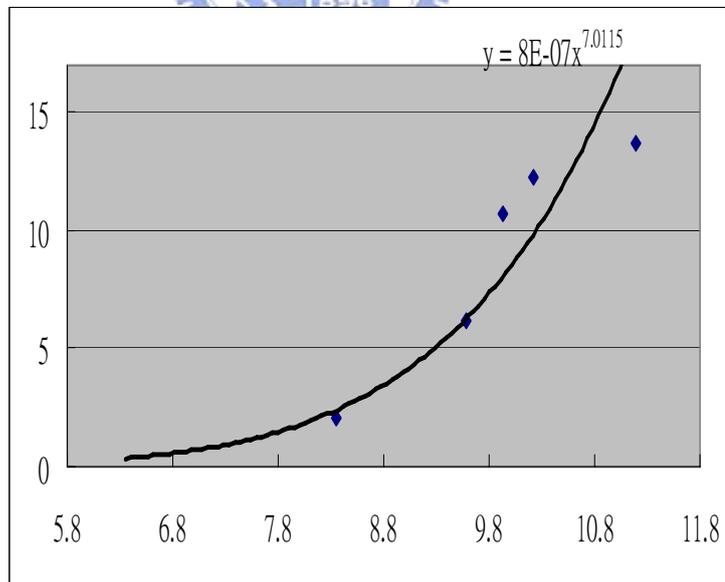


圖 4-16 α_s 對 s 之分佈圖

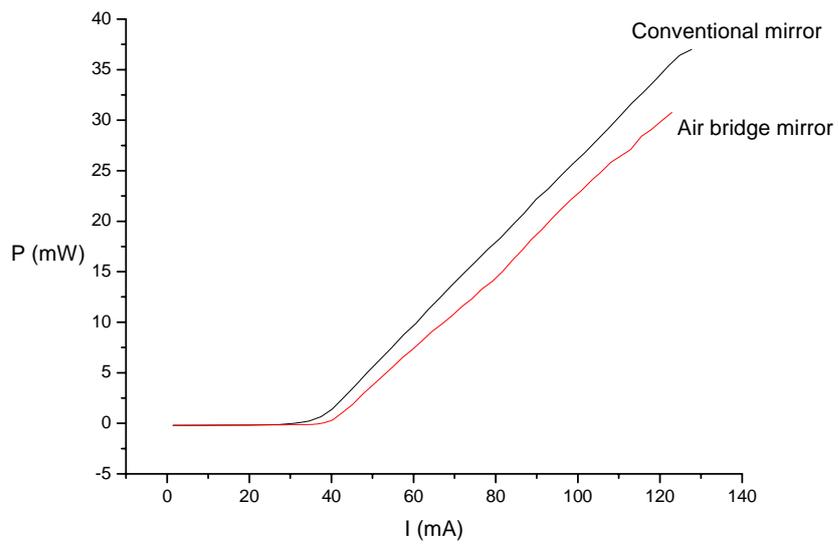


圖 4-17 晶格常數為 0.25 μm 、填充率 30% 之傳統式鏡面和空橋式鏡面的 L-I 曲線

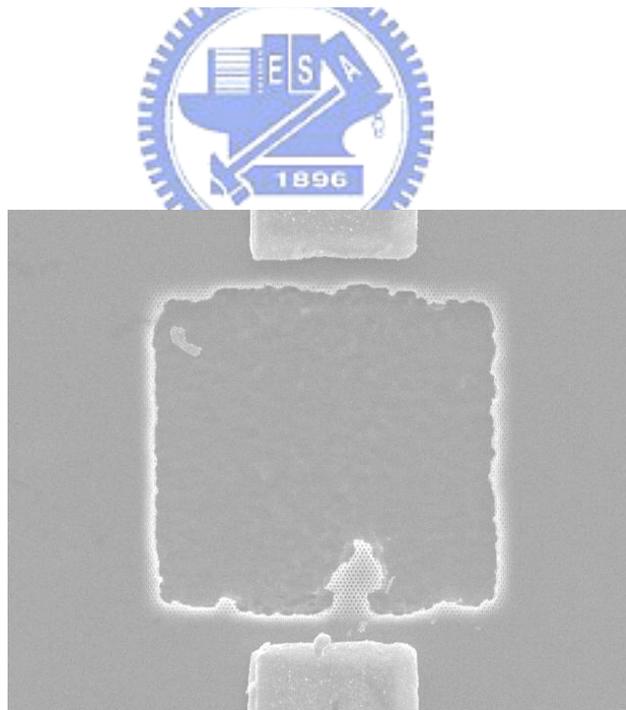


圖 4-18 空橋式鏡面崩壞圖

第五章 結論

(Conclusion)

本研究成功地在GaAs基材上製作出二維光子晶體，並且將二維光子晶體鏡面與邊射型雷射整合在一起，這樣的元件具有較低的起振電流和較高的 η_s 的特性，最佳的光子晶體鏡面反射率高達71%。

在幾個我們設計的實驗中發現，在填充率為30%時，晶格常數0.25 μm 為最佳條件，而鏡面反射率隨填充率的上升而下降，另外我們發現散射造成的損失會隨 s (單位面積內光子晶體的圓周長總和)變大而上升，使鏡面效果變差。最後，空橋式鏡面並無法進一步提升反射率，以改善雷射特性。

將來在積體光學上，雷射勢必無法再使用劈裂鏡面來當雷射的反射面，故光子晶體鏡面必是一個不錯的選擇，而且可以進一步的降低起振電流、提升 η_s ，使雷射整合在積體光學上的可能性大增。

參考文獻

(Reference)

- [1] E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett., vol.58, 2059 (1987).
- [2] S. John, Phys. Rev. Lett., vol.58, 2468 (1987).
- [3] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, and K. M. Ho,
Phys. Rev. Lett., vol.67, 2295 (1991).
- [4] John. D. Joannopoulos, Robert D. Meade, Joshua N. Winn,
“Photonic crystals : molding the flow of light”
- [5] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos,
Phys. Rev. B, vol.60, 5751 (1999)
- [6] O. Painter, J. Vuckovic, A. Scherer, J. Opt. Soc. Am. B, vol.16, 275 (1998)
- [7] O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J.D. O’Brien, P.D. Dapkus, I. Kim,
Science, vol.284, 1819 (1999)
- [8] Marko Loncar, Theodor Doll, Jelena Vuckovic, Axel Scherer,
J. of Lightwave Tech., vol.18, 1402 (2000)
- [9] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell,
P. J. Roberts, D. C. Allan, Science, vol.285, 1537 (1999)
- [10] Jong-Hee Kim, Dae Ho Lim, and Gye Mo Yang, Journal of Vacuum Science &
Technology B , vol. 16, 558(1998)
- [11] Toru Takagi, Japanese Journal of Applied Physics, vol. 17, 1813 (1978)
- [12] T. D. Happ, A. Markard, M. Kamp, A. Forchel, S. Anand, J.-L. Gentner,
N. Bouadma, J. Vac. Sci. Technol. B, vol. 19, 2775 (2001)
- [13] T. D. Happ, A. Markard, M. Kamp, J.-L. Gentner, A. Forchel,
Electronics Lett. vol. 37, 428 (2001)

- [14] T. D. Happ, M. Kamp, A. Forchel, *Optical and Quantum Electronics*, vol. 34, 91 (2002)
- [15] J. Moosburger, M. Kamp, A. Forchel, R. Ferrini, D. Leuenberger, R. Houdr'ée, S. Anand, J. Berggren, *Nanotechnology*, vol.13, 341 (2002)
- [16] T. D. Happ, M. Kamp, F. Klopff, J. P. Reithmaier, A. Forchel, *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 16 227 (2001)
- [17] J. Moosburger, Th. Happ, M. Kamp, A. Forchel, *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol.18, 3501(2000)
- [18] J. Moosburger, M. Kamp, F. Klopff, M. Fischerl, A. Forchel, *Microelectronic Engineering*, vol. 57-58, 1017(2001)
- [19] T. D. Happ, A. Markard, M. Kamp, J. L. Gentner, A. Forchel, *IEE, Proc.-Optoelectron.*, vol. 148, 183 (2001)
- [20] M. Meier, A. Mekis, A. Dodabalapur, A. Timko, R. E. Slusher, J. D. Joannopoulos, O. Nalamasu, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, 7 (1999)
- [21] J. O'Brien, O. Painter, R. Lee, C. C. Cheng, A. Yariv, A. Scherer, *Electronics Lett.* vol. 32, 2243 (1996)
- [22] O. Painter, A. Husain, A. Scherer, P. T. Lee, I. Kim, J. D. O'Brien, P. D. Dapkus, *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol.12, 1126 (2000)
- [23] Thomas F. Krauss, Richard M. De La Rue, *Progress in Quantum Electronics*, vol. 23 51 (1999)
- [24] Shawn-Yu Lin, Edmund Chow, Vince Hietala, Pierre R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, *Science*, vol. 282, 274 (1998)
- [25] 鄭雅芝, “淺談光子晶體”, *物理雙月刊*(二十一卷四期) (1999)

簡歷 (Vita)

姓名：王勝雄(Wang, Sheng-Hsiung)

性別：男

出生年月日：民國 70 年 7 月 3 日

籍貫：台灣高雄

學歷：

國立清華大學材料科學工程學系學士(88.9-92.6)

國立交通大學電子研究所碩士班(92.9-94.6)

碩士論文題目：

光子晶體鏡面雷射之研究

The Study of Photonic Crystal Mirror Lasers

