

國立交通大學

電子物理研究所

碩士論文

利用近場光學顯微術研究光子晶體
雷射特性

**Lasing characteristics of photonic crystal lasers
studied by scanning near-field optical
microscopy**

研究生：劉翊瑩

指導教授：張文豪 教授

中華民國一零一年七月

利用近場光學顯微術研究光子晶體雷射特性

**Lasing characteristics of photonic crystal lasers studied by
scanning near-field optical microscopy**

研究生：劉翊瑩

Student：Yi-Ying Liou

指導教授：張文豪 教授

Advisor：Prof. Wen-Hao Chang

國立交通大學

電子物理系

碩士論文

A Thesis

Submitted to Department of Electrophysics

College of Science

National Chiao Tung University

in partial fulfillment of the Requirements

for the Degree of

Master

in

Electrophysics

July 2012

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國一零一年七月

利用近場光學顯微術研究光子晶體雷射特性

研究生：劉翊瑩

指導教授：張文豪 教授

國立交通大學電子物理研究所

中文摘要

本論文主要是利用高空間解析度的近場光學顯微技術，藉由改變激發功率來研究光子晶體 D0 結構量子井雷射的特性。首先利用微光激螢光光譜探討光子晶體缺陷模態產生雷射時的光譜特性。激發功率增加使得缺陷模態強度增加、半高全寬變窄以及模態波長藍移。當共振腔產生雷射後，其強度呈現急遽增加、半高全寬窄於光譜解析、波長藍移漸緩。接著利用全譜線近場光學掃描實驗，探討光子晶體產生雷射過程中光強度、半高全寬以及波長在空間上的變化。光子晶體共振腔其光強度的空間分布主要受到共振腔場強分布以及雷射區域所影響。藉由觀察半高全寬改變的空間分布，則可以判斷雷射產生的區域。另外以低功率激發光子晶體時，缺陷中心的模態波長受到自由載子效應的影響而往短波長移動。當激發功率大於臨界功率後，自由載子電漿效應的影響逐漸成為次要改由局部加熱效應主導，此時缺陷中心的共振波長受到局部加熱而往長波長移動。

Lasing characteristics of photonic crystal lasers studied by scanning near-field optical microscopy

Student : Yi-Ying Liou

Advisor : Prof. Wen-Hao Chang

Department of Electrophysics
National Chiao Tung University

Abstract

Scanning near-field optical microscopy (SNOM) with high resolution is used to study field distribution and lasing characteristics of photonic crystal laser. By power-dependent micro-PL, we study the optical properties of lasing process in the cavity. Power-dependent micro-PL results show that PL intensity will be increased, FWHM narrowed and resonance wavelength blue shifted with slowing down gradually when the excitation power is increased. The variation of PL intensity, FWHM, and wavelength is observed during the lasing process by experiment of SNOM which can obtain the full spectra in space. The distribution of electric field and lasing region affect the PL intensity of spatial distribution in photonic crystal cavity. Observing spatial distribution of variation of FWHM can determine the area of lasing. Besides, photonic crystal is excited by the power which is below threshold, free carrier effect is dominant and shifts the resonance peak to shorter wavelength in the defective center. The influence of free carrier plasma effect becomes secondary gradually when excitation power is above threshold and then local heating effect becomes dominant influence. The resonance peak in defective center is local heated and it is shifted to longer wavelength.

致謝

日子過得很快，轉眼間兩年已經過去了，一路走來受到很多人的照顧以及幫忙，在交大的這兩年我生活的很充實，無論是做實驗熬到天亮還是慶生的夜唱都讓我難忘。

感謝我的指導教授 張文豪老師，在我實驗迷失方向的時候及時的指引我，在日常中也教會了我很多事，老師對教學的熱情更是讓我十分佩服，教育應該從小做起，所以把理念植入到現在正要萌芽的學子中，讓我對教育有新的體悟，實在是受益良多。

實驗室就像是一個大家庭，博班的學長姐就像是大哥哥大姊姊在前面領導著我們，不管是在學術上或是生活上都幫助我很多。仗哲學長跟著我們一起奮鬥，帶領我進入近場的世界，在實驗上有很多經驗傳承給我，讓我更容易上手。林萱學姐是個很貼心的大姐姐，在日常生活上照顧我很多，在實驗上也給予我很大的幫助，在我迷惑想要放棄的時候，是她鼓勵我要我撐下去，陪我走過最後這一段辛苦的日子，感謝她對我的包容與照顧。家賢學長是實驗室的程式一哥，每當有程式方面的問題總是要麻煩他，如果沒有他的幫忙我想我現在還沒有辦法用改良後的系統做實驗，可能還在原地打轉無法前進。大雄學長是個很親切的學長，每次有問題去請教他的時候，他總是很溫和的講解給我聽，為我解決了不少疑惑的地方。謝謝你

們的付出。

我親愛的戰友們，很高興與你們一起奮鬥，經過這兩年的洗禮培養出深厚的革命情感。韋辰，謝謝你在我很低潮的時候，總是會找我聊聊，鼓勵我、給予我很多信心，讓我可以繼續撐到最後。若榕、詩涵，你們樂觀開朗的個性，為實驗室帶來了很多的歡笑，畢業後我會想念你們爽朗的笑聲的。

實驗室的新血們，雅菱、梓榆、承晏、鑫峰、冠宇、廷彥、祺甫、丞浩，在實驗上常常麻煩你們來當我的小助手，謝謝你們的協助。在這裡特別感謝梓榆與祺甫的幫忙，讓我得以順利完成實驗。

最後感謝我的家人與男朋友權峰，謝謝你們陪著我一路走來，在我感到絕望、害怕的時候，你們給予我滿滿的愛，那份關心與鼓勵是讓我堅持下去的動力。爸爸、媽媽你們辛苦了，在最後的半年讓你們很操心，謝謝你們的體諒。我親愛的弟弟，謝謝你幫我照顧爸媽，讓我可以無後顧之憂的專心於學業上，謝謝你付出。權峰，謝謝你這些日子的陪伴以及體諒，如果沒有你的打氣，我想我沒有辦法度過那段最低潮的日子，謝謝你對我的付出。

短短的致謝中，無法完整的表達我對你們的感激，在這邊我將這篇論文獻給你們，將這份喜悅與你們分享，也希望你們在未來的日子裡可以順心如意，謝謝你們。

目錄

中文摘要.....	i
Abstract	ii
致謝.....	iii
目錄.....	v
圖目錄.....	vii
表目錄.....	x
第一章、緒論.....	1
第二章、文獻回顧.....	3
2.1 光子晶體簡介.....	3
2.2 近場光學顯微系統(SNOM)簡介.....	4
第三章、光纖探針製作與實驗架設.....	10
3.1 光纖探針製作.....	10
3.2 微光激發螢光光譜 (Micro Photoluminescence spectra, μ -PL) .	16
3.3 近場光學顯微系統 (Scanning Near Field Optical Microscopy , SNOM)	17
第四章、理論介紹與模擬結果.....	19
4.1 模擬光子晶體的光場分布.....	19

4.2 自由載子電漿效應.....	23
4.3 居量反轉.....	26
4.4 局部加熱(local heating)效應	28
4.5 探針誘發光子晶體光譜特性的改變.....	29
第五章、 結果分析與討論.....	31
5.1 D0 共振腔共振模態與雷射化之光學特性.....	31
5.2 在近場光學顯微顯微系統下研究光子晶體雷射特性	36
第六章、 結論.....	48
參考文獻.....	49
附錄一.....	52

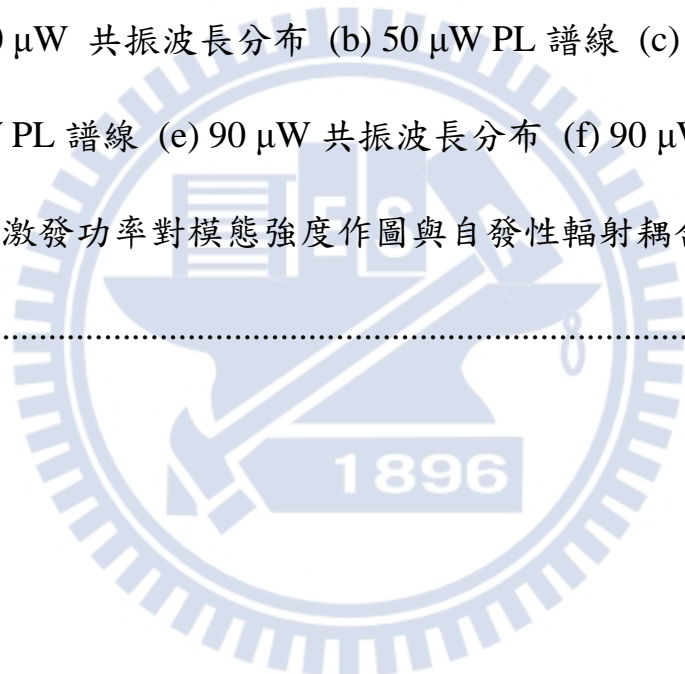


圖目錄

圖 2-1 一維，二維及三維光子晶體[3]。.....	4
圖 2-2 Rayleigh 準則。.....	5
圖 2-3 Synge 提出近場光學可超越繞射極限的方法。.....	7
圖 2-4 近場光纖探針收集消散波之示意圖。.....	9
圖 3-1 光纖探針製作流程圖。.....	10
圖 3-2 Sutter Instrument P-2000 Micropipette Puller。.....	11
圖 3-3 熱拉引機機械製作光纖探針示意圖。.....	12
圖 3-4 光纖探針孔穴之 SEM 圖，其孔徑大小約為 140 nm。.....	15
圖 3-5 光激發螢光系統。.....	16
圖 3-6 近場光學顯微系統架設。.....	17
圖 4-1 D0 結構光子晶體。.....	20
圖 4-2 D0 結構 SEM 圖。.....	20
圖 4-3 模擬 Monopole 及 W.G. 模態的共振波長。.....	21
圖 4-4 模擬 (a)Monopole 模態電場平方分布情況 (b)W.G. 模態的電場平方分布情況 (c)Monopole 模態 E_x^2 的分布情況 (d)W.G. 模態 E_x^2 的分布情況 (e)Monopole 模態 E_y^2 的分布情況 (f)W.G. 模態 E_y^2 的分布情況 (g)Monopole 模態 E_z^2 的分布情況 (h)W.G. 模態 E_z^2 的分布情況。.....	23

圖 4-5 溫度 $T > 0K$ 下，傳導帶內的電子和價電帶內的電洞。	24
圖 4-6 光子的激發，產生過量的電子與電洞密度[8]。	24
圖 4-7 光與原子的作用。	27
圖 4-8 四能階雷射示意圖。	28
圖 4-9 (a)探針放在不同位置時共振波長的變化 (b)W.G. 模態的電場平方分布情況。	30
圖 5-1 不同 r'/a 值共振腔模態模擬譜圖[17]。	31
圖 5-2 實驗中觀察到的 Monopole 及 W.G. 模態之光激螢光光譜。	32
圖 5-3 W.G. 模態的變功率之微光激螢光光譜。	33
圖 5-4 W.G. 模態的光輸入輸出曲線。	34
圖 5-5 W.G. 模態的 (a)發光強度 (b)半高全寬 (c)波長隨著激發功率的變化。	35
圖 5-6 (a)表面形貌 (b)silicon diode 接收到的激發雷射反射訊號 (c)表面線掃描 (d)雷射反射訊號線掃描。	37
圖 5-7 模擬 (a)Monopole 模態 PL 強度的分布情況 (b)W.G. 模態 PL 強度的分布情況 (c)Monopole 模態電場平方分布情況 (d)W.G. 模態電場平方分布情況。	38
圖 5-8 模擬 (a)Monopole 模態 E_y^2 分布情況 (b)W.G. 模態 E_y^2 分布情況。	39

圖 5-9 (a)50 μ W PL 強度分布 (b)50 μ W 半高全寬分布 (c)60 μ W PL 強度分布 (d)60 μ W 半高全寬分布 (e)90 μ W PL 強度分布 (f)90 μ W 半高全寬分布。	41
圖 5-10 (a) 50 μ W 共振波長分布 (b) 50 μ W 半高全寬分布 (c) 60 μ W 共振波長分布 (d) 60 μ W 半高全寬分布 (e) 90 μ W 共振波長分布 (f) 90 μ W 半高全寬分布。	45
圖 5-11 (a) 50 μ W 共振波長分布 (b) 50 μ W PL 譜線 (c) 60 μ W 共振波長分布 (d) 60 μ W PL 譜線 (e) 90 μ W 共振波長分布 (f) 90 μ W PL 譜線。	46
圖附錄一- 1 激發功率對模態強度作圖與自發性輻射耦合效率 (β) 的擬合圖之結果。	52



表目錄

表 1 光纖拉引機參數定義。.....	14
表 2 光子晶體參數對照表。.....	53



第一章、緒論

近年來，隨著光電半導體的技術提升，開發出各種光電元件。其中，半導體雷射更是被廣泛的應用並且引起高度的研究興趣。

半導體雷射具有體積小、效益高、消耗功率小、使用壽命長、以及容易由電流大小來調制其輸出功率、調制頻率可達十億赫茲等優點[1][2]。因此半導體雷射得以迅速發展並應用在許多不同領域。例如:資訊處理、光纖通訊、光儲存與雷射列印、軍事與娛樂用途。對於光電產業而言，半導體雷射具有舉足輕重的地位。

由於奈米製程技術的突破，傳統半導體雷射被微米共振腔雷射取代。常見的微共振腔半導體雷射有微型柱、微碟及光子晶體共振腔等結構。其中微型柱和微碟的變異性較低，無法藉由結構的調變來調控元件性能。而光子晶體共振腔具有高度的結構調變性，可藉由簡單結構調變來改善光子晶體共振腔性能。所以目前微共振腔半導體雷射以光子晶體為主。

光子晶體共振腔可以侷限光，在共振腔內形成一高能量密度的共振場。若此共振場又具有居量反轉(population inversion)的特性，則為理想且具低臨界電壓的雷射，亦即光子晶體雷射。

因為光子晶體雷射特點包括低臨界操作功率、具有高密度整合性的小體積尺寸元件、以及足夠高的品質因子(quality factor, Q factor)，使其在

光訊號處理時得以保有訊號的完整性，使其在光通訊中成為極具潛力的光源。研究光子晶體雷射的特性對於未來光通訊的發展是相當重要的。

傳統光學中空間側向解析度會被光波動性質造成的干涉與繞射現象所限制住，僅能獲得 $0.61 \lambda / (\text{N.A.})$ 的空間解析度。

在近場量測中，因量測距離遠小一個波長光波長，故不會受到干涉及繞射的影響，因此可得到相當高的空間解析度。藉由近場量測，可以得知空間中各個位置的光譜特性。

本論文中，將利用高空間解析度的近場光學顯微技術來探討光子晶體雷射的光學性質以及發生居量反轉時，其場在共振腔內的分布情形。



第二章、文獻回顧

2.1 光子晶體簡介

光子晶體是在 1987 年由 S.John 和 E.Yablonovitch 分別獨立提出。光子晶體是由不同折射率的介質，週期性排列而成的人工微結構。當介質的介電係數變化量夠大且變化的週期與光波長相當時，則光波的色散關係會出現帶狀結構，此即為光子能帶結構 (Photonic Band structures)。這些被禁止的頻率區間我們稱之為「光子能隙」(Photonic Band Gap, PBG)，在這個能隙裡面的光或電磁波是被嚴格禁止傳播的[3][4]。

我們將這種具有「光子頻率帶隙」的週期性介電結構稱作為光子晶體。此一概念簡單的來說就是折射率在空間上具有週期性變化的物質。

一般而言，光子晶體依照折射率週期性變化的維度數，可以分成一維，二維，以及三維光子晶體，如圖 2-1 所示。其中一維的架構是以兩種或兩種以上的薄膜交互成長所構成的多層膜。由週期排列的多層介質膜造成一維的光子能隙，使某些波段的光子無法穿越傳遞，達成高效率的反射。

在空間中，材料的介電常數與空間呈現週期性的改變，此材料便具有光子晶體的特性。如果在平面的基材挖洞，所挖的洞以矩陣的週期形式排列，便可以建構出二維的光子晶體。若將二維的週期性結構加以堆積，便成為三維光子晶體。

目前被廣泛應用到實際元件上的大部分屬於一維及二維光子晶體，而三維的光子晶體目前仍著重於製程方式的研究與發展。

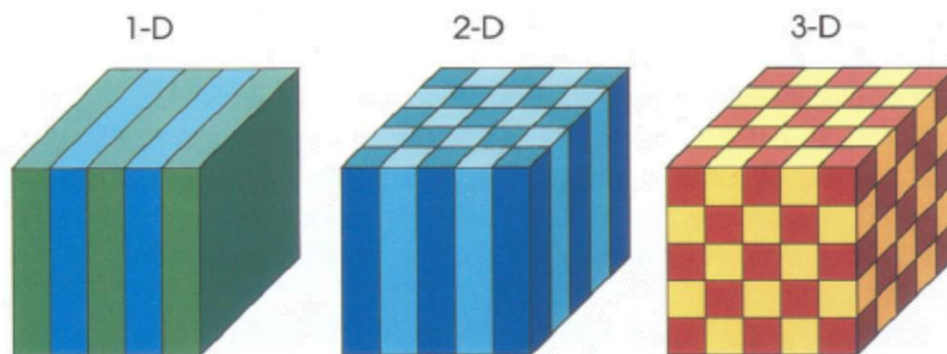


圖 2-1 一維，二維及三維光子晶體[3]。

在週期性光子晶體結構中，藉由移去某些特定的空氣柱或者改變空氣柱的位置、半徑大小等方法，刻意破壞光子晶體結構之週期性，將會產生所謂的「缺陷 (defect)」區域」。這些人造缺陷會使得光子能隙分裂而在其中產生一個或者多個「缺陷模態 (defect mode)」。缺陷模態是電磁波以駐波形式存在於人造的缺陷區域中，左右被光子晶體形成的鏡面所侷限住，上下被介電材料與空氣面的全反射侷限。

2.2 近場光學顯微系統(SNOM)簡介

如果原子是構成生命體最基本的粒子，那麼顯微術就是被寄予可以窺測生命如何運作的偉大工具。在十六世紀時，光學放大僅靠單一凸透鏡即可完成，也因為這簡單的構想，開啟了後續光學顯微鏡的發展。

一八七三年，德國物理學家 Ernst Abbe 提出，當觀察者在遠場的範圍中（即遠大於一個量測波長的距離時）觀察物體時，光學的空間側向解析度會被光的波動性質所造成的干涉與繞射現象所限制住，所以在傳統光學顯微鏡中僅能獲得約半個波長（ $\lambda/2$ ）的空間解析度，大約數百奈米左右，此即為空間解析度極限[5]。

根據 Rayleigh Criterion，觀察物體時兩物體之間的距離必須要大於 $0.61\lambda / (\text{N.A.})$ ，這兩個物體才可以被解析出來，其中 λ 為波長，N.A.（numerical aperture）為數值口徑，如圖 2-2 所示，當兩個物體分開很遠時，這兩個物體的光學影像分布可以輕易的被分辨出來，但若當第一個繞射影像光強最大值落在第二個繞射影像的第一極小值時，此時將無法分辨出這兩個物體的光學影像分布，稱為光學的繞射極限。

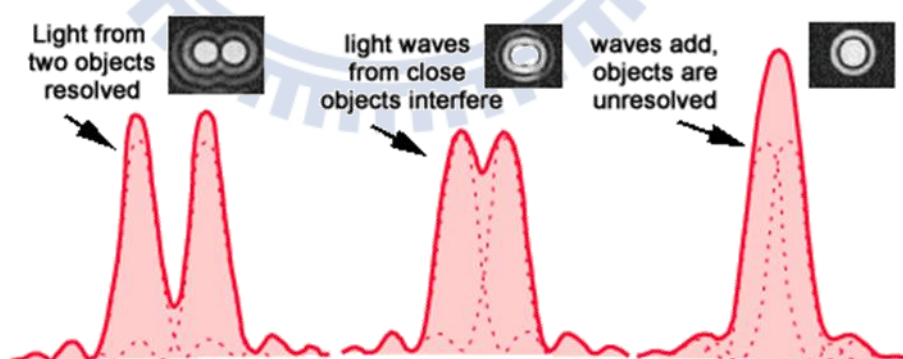


圖 2-2 Rayleigh 準則。

由於光在真空中行進時，根據色散公式：

$$\hbar\omega = c \cdot \hbar k \quad (k: \text{wave number}) \quad (1)$$

$$\text{其中 } k = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (2)$$

海森堡不穩定性原理指出，在一固定的方向軸中，粒子位置的不確定量與動量的不確定量兩者的乘積不能少於 $\hbar/2$ ，因此我們以 x 軸方向為例：

$$\Delta \hbar \cdot k_x \cdot \Delta x \geq \hbar/2 \quad (3)$$

$$\text{其中 } k = 2\pi/\lambda \quad (4)$$

這代表光在 x 軸空間上能被侷限的大小與動量分布的大小成反比，亦即當光在 x 軸的空間範圍愈大時，其動量分布的大小就愈小。

根據式(3)、式(4)中我們可以得知

$$\Delta x \geq \frac{1}{2\Delta k_x} = \frac{1}{2k} = \frac{\lambda}{4\pi} \quad (5)$$

此式與 Rayleigh 繞射極限意義相同。

一九二八年，英國學者 Synge 提出一個構想：以一不透光擋板上的微小孔穴來取代透鏡，並與樣品保持遠小一個波長光波長的距離，想要藉此得到區域性近場光學的訊息，如圖 2-3 所示。

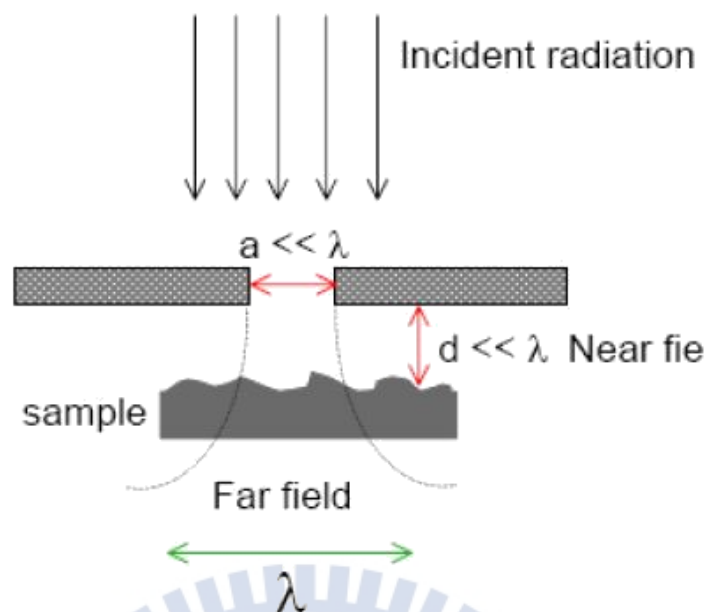


圖 2-3 Syngge 提出近場光學可超越繞射極限的方法。

除此之外，Syngge 更指出基本上繞射定律並非電磁波之基本性質，而是遠場光學的結果，因此只要能夠縮短激發源的波長以及增加物鏡的數值口徑即可增加其空間解析度。根據這個想法，Syngge 提出了使用狹小的孔徑作為顯微鏡於近場光學之量測，這樣一來便可以打破繞射極限的限制。

如果我們想要得到較高的光學系統解析度，則必須有較小的空間侷限大小，從式(5)中得知，動量的不準度應該要愈大愈好。

當 x 與 y 方向的動量超過波向量 k 值，則 z 方向的動量為虛數。此時 x 與 y 方向的動量將不受式(5)的限制， k_x 、 k_y 的不準度大於 k 。此時 x 與 y 平面的解析度將會超越繞射極限。

在這邊我們需要特別注意的是， z 軸方向的動量為虛數，如果我們將 z 方向的光以平面波表示，如式(6) 所示。 z 方向的強度會隨著距離的增加呈

指數遞減，此即為消散波(evanescence wave)的特性。

$$\exp(ik_z z) = \exp(|k_z|z) \quad (6)$$

消散波 (evanescent wave) 為一侷限在表面的波，若用遠場的方式觀測，則在偵測到消散波之前，光已經產生繞射的現象，如此一來便無法分辨出其中所包含的空間資訊[6]。

一九九二年，美國 AT&T 實驗室的 Eric Betzig 及羅徹斯特理工學院的 Mehdi Vaez-Iravani，分別提出以剪力顯微鏡 (Shear Force Microscope, SFM) 的技術作為近場光學顯微儀的 Z 軸回饋(feedback)控制，將探針和樣品之間的距離精準控制在近場量測範圍內，利用精密定位與掃描探測的技術，進行近場光學掃描。

光纖探針將操作在距離樣品約 10 nm 的範圍來做量測，如圖 2-4 所示。雷射從針尖輸出後激發樣品，使樣品產生光激螢光訊號[7]。樣品表面的消散波與針尖耦合後，經由光纖傳輸到光譜儀分析。藉此得到高解析度的光學影像。

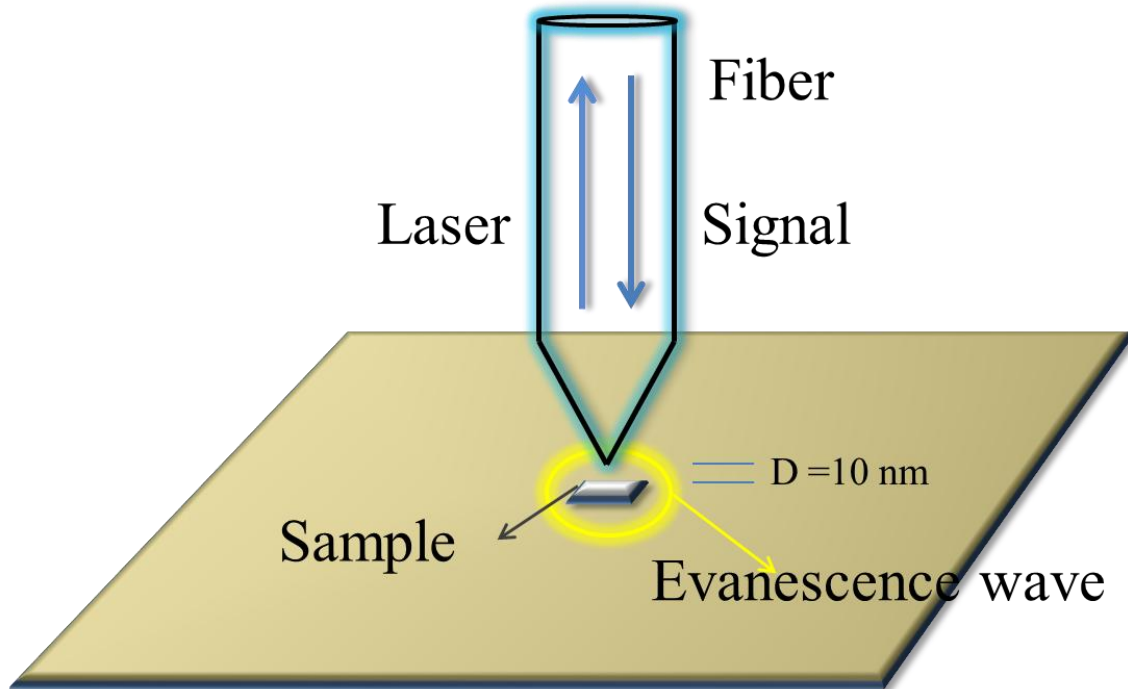


圖 2-4 近場光纖探針收集消散波之示意圖。



第三章、光纖探針製作與實驗架設

3.1 光纖探針製作

由於近場光學空間解析度，會受限於光纖探針孔徑的大小，所以如何製作出孔徑較小的光纖探針為近場光學的核心技術，也是在進行實驗前最重要的前置作業。

目前在學術研究上的光纖探針製作方法大致上分為兩大類，分別為熱熔拉法以及化學蝕刻法，其製作流程如圖 3-1 所示。本實驗室主要是利用熱熔拉法製作光纖探針。

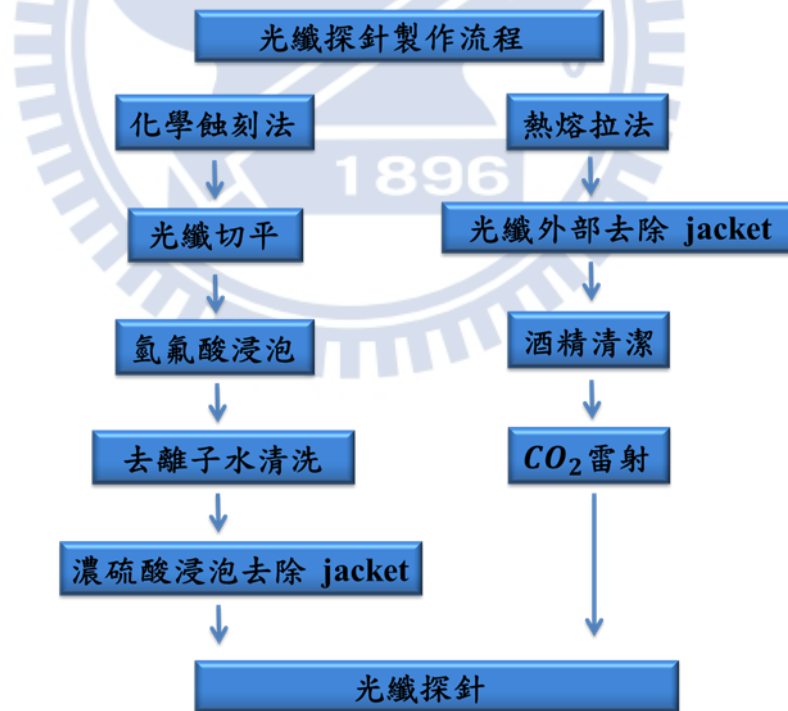


圖 3-1 光纖探針製作流程圖。

熱熔拉法主要是利用 CO₂ 雷射作為加熱源，因為二氧化碳雷射波長（10.6 μm）為光纖材料（SiO₂）的吸收波段，當雷射聚焦在裸光纖上使得光纖吸收能量後熔化，在光纖兩端施加外力，此時裸光纖即被拉斷，形成我們所需要的光纖探針形狀。目前已經有商業化的機台可以製作出這種光纖探針，大部分都是使用 Sutter Instrument P-2000 Micropipette Puller 光纖拉引機台，如圖 3-2 所示。



圖 3-2 Sutter Instrument P-2000 Micropipette Puller。

我們使用的光纖為單模光纖(SMF130V, cladding diameter: 125 μm)。選取大約 2 cm 的長度，將光纖外部的保護層(jacket)剝除乾淨後用酒精擦

拭乾淨，固定在兩邊載台旋鈕上，且為了使光纖可以穩定的被固定於載台上，光纖剝除部分長度不能過長，以免造成光纖無法固定。

在圖 3-3 中可以看到 P-2000 的內部結構示意圖，CO₂ 雷射經過可調變角度的反射鏡（scanning mirror）後，打在一面凹面鏡（retro mirror）上，目的為使中間裸光纖的部分能均勻的被加熱，光纖被加熱的同時，兩端的拉力機制（pulling machine）將光纖拉斷。

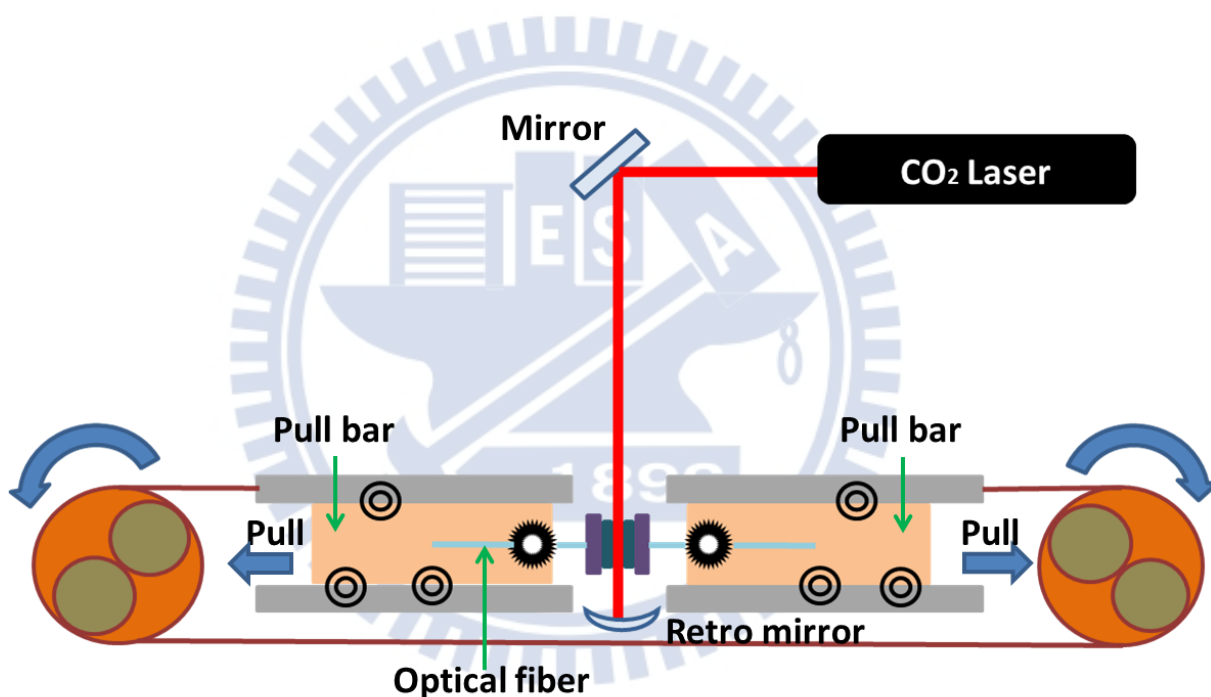


圖 3-3 熱拉引機機械製作光纖探針示意圖。

此機台可藉由更改雷射的加熱功率、兩邊拉力的拉伸速度、拉力強度以及雷射 turn on 後到拉斷的延遲時間等參數來改變探針形狀或孔徑的大小，下表列出機台的各種參數所代表意義。

參數	功用
1.Heat (range=0~999)	<p>主要為決定 CO₂ 雷射的功率大小，提供熱熔拉法所需的熱能。改變此參數即可改變 CO₂ 雷射輸出功率的大小，為光纖探針製作的最重要參數。</p>
2.Filament (range=0~15)	<p>主要為決定雷射在經過 scanning mirror 後的掃描長度大小，即雷射光束所掃到的面積。在光纖探針的製作上，我們設定為 0，此時的 scanning length 為最小 (大約 1mm)，可使熱能較集中且拉出的 taper 可控制在較小的範圍。</p>
3.Velocity (range=0~255)	<p>主要用來決定載台的移動速度。機械裝置在到達所設定的溫度前，會以一微小拉力先對光纖做拉引的動作，此為拉引時載台移動的速度。主要會影響探針的孔徑大小。</p>
4.Pull (range=0~255)	<p>主要為決定機械裝置對光纖 hard pull 力量大小。一般而言，拉力大會</p>

	使 taper 長度增加，尖端孔徑變小。
5.Delay (range=0~255)	<p>主要為決定雷射 turn off 到 hard pull 開始的這段時間長短。當 delay=128 時，雷射 turn off 後立即開始 hard pull；當 delay > 128 時，在雷射 turn off 後會經過 (delay value-128) 毫秒才開始 hard pull，也說明此時光纖熱量已經開始流失才進行拉引；當 delay < 128 時，在雷射 turn off 前 (128-delayvalue) 毫秒就開始 hard pull，此時光纖還持續加熱中，拉出來的探針隨著黏滯力降低，針尖會比較尖細，此參數為決定針尖孔徑大小很重要的參數。</p>

表 1 光纖拉引機參數定義。

此種機台製作出的光纖探針表面會比較平滑，探針形狀也可控制的較為細長，目前我們實驗室大約可以做到 140 nm 的孔穴大小，如圖 3-4 所示。

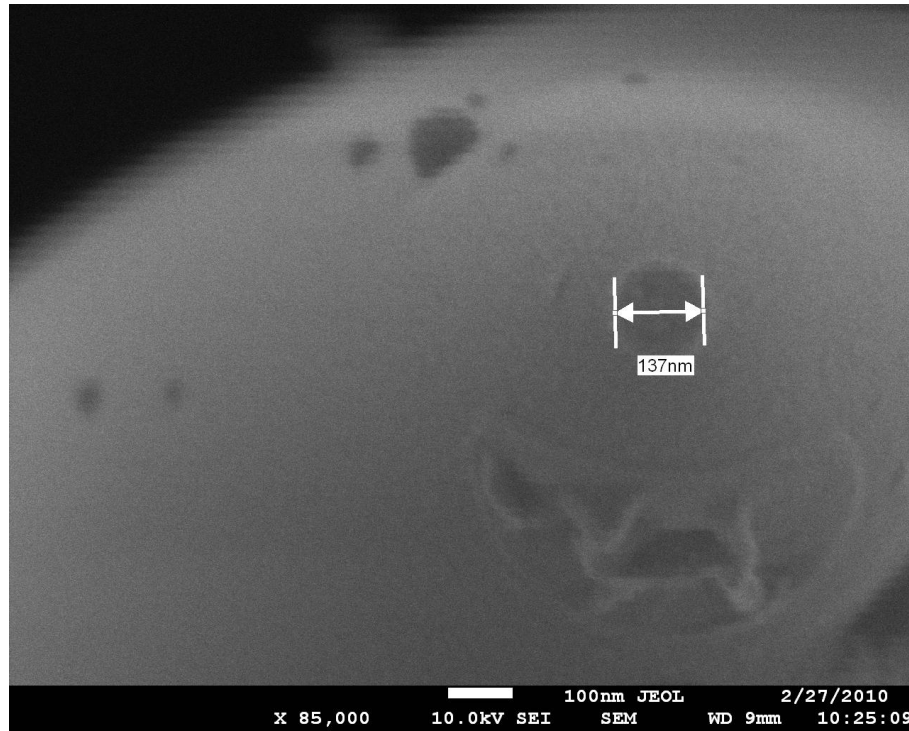


圖 3-4 光纖探針孔穴之 SEM 圖，其孔徑大小約為 140 nm。



3.2 微光激發螢光光譜 (Micro Photoluminescence spectra, μ -PL)

實驗裝置如圖 3-5 所示。利用波長為 785 nm 的 TTL 雷射當激發光源，雷射經由分光鏡 (Beam Splitter, B.S.) 反射至數值孔徑 (Number Aperture, N.A.) 為 0.9 的 100 倍物鏡中，聚焦到樣品上，由於光子晶體對空間上的位置比較敏感，故利用電控三軸來控制光源激發樣品的位置。

光子晶體被激發出的螢光訊號可透過顯微物鏡收集至光譜儀解析，最後由砷化銦鎵二極體陣列 (InGaAs - diode array) 偵測，經電腦處理後即得到螢光光譜。

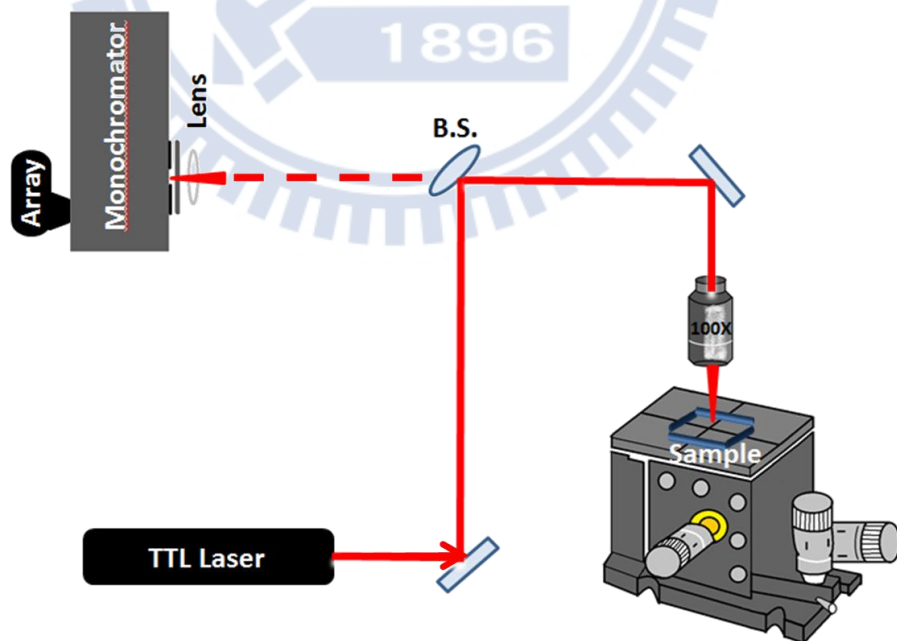


圖 3-5 光激發螢光系統。

3.3 近場光學顯微系統 (Scanning Near Field Optical Microscopy , SNOM)

實驗裝置如圖 3-6 所示，儀器的架設上與 μ -PL 的系統架設類似，利用波長為 785 nm 的 TTL 雷射當激發光源，雷射經由分光鏡 (Beam Splitter , B.S.) 反射至數值孔徑 (Number Aperture , N.A.) 為 0.9 的 10 倍物鏡中，再耦合進光纖，光纖與雷射耦合後，光從無鍍金屬的探針針頭均勻的激發光子晶體，由探針收集光子晶體表面螢光訊號，透過顯微物鏡收光至光譜儀解析，最後由砷化銦鎵二極體陣列偵測，經電腦處理後即得到與空間對應的螢光光譜。

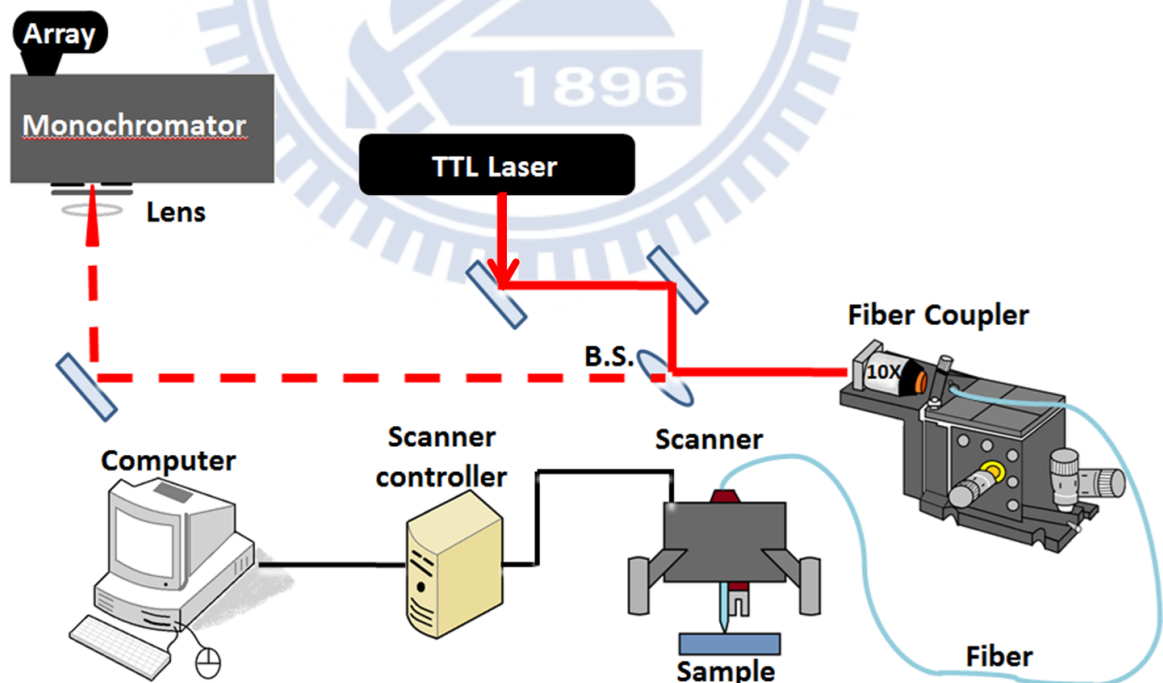


圖 3-6 近場光學顯微系統架設。

本論文主要是要研究光子晶體共振腔雷射特性在空間上的分布情況。若用有鍍金屬的光纖探針做量測，則光纖探針輸出的功率會減弱，若輸出功率不足以使光子晶體共振腔產生雷射，則對於研究雷射特性上會是一大阻礙，故在此我是用的是裸光纖探針。

在此值得一提的是，原本是利用光電倍增管（Photomultiplier，PMT）作為偵測器，但因為 PMT 每次掃描時只能收集到某一特定波長的訊號，沒有辦法獲得完整的光譜資訊，所以將偵測器改用砷化銦鎵二極體陣列，藉此獲得全譜線光譜資訊。



第四章、理論介紹與模擬結果

本論文的實驗，主要是利用近場系統來研究光子晶體雷射之特性。隨著激發功率的上升，自由載子會增加並且提高載子躍遷到高能階的機率，進而達到居量反轉。功率增加亦對樣品造成局部加熱效果，使其折射率發生變化。另外，光纖探針與光子晶體耦合之後，探針也會對光子晶體的光學特性造成影響。本章節敘述 FDTD 模擬光子晶體場分布的結果以及以上所提到的效應。

4.1 模擬光子晶體的光場分布

本實驗使用的試片是由交通大學光電工程學系李柏聰教授團隊所設計與製備。光子晶體 D0 結構共振腔為方形晶格 (square lattice) 的光子晶體共振腔結構，如圖 4-1 所示。中間的四個空氣柱向外退縮 (孔洞半徑由原本的 r 縮小為 r')，在中央形成一局部晶格缺陷，產生缺陷模態 (defect mode)。晶格常數 (lattice constant, a) 大約為 500 nm，空氣柱半徑 (air-hole radius, r) 大約為 180 nm 中間縮小的空氣柱大小 (r') 大約為 165 nm，如圖 4-2 所示。

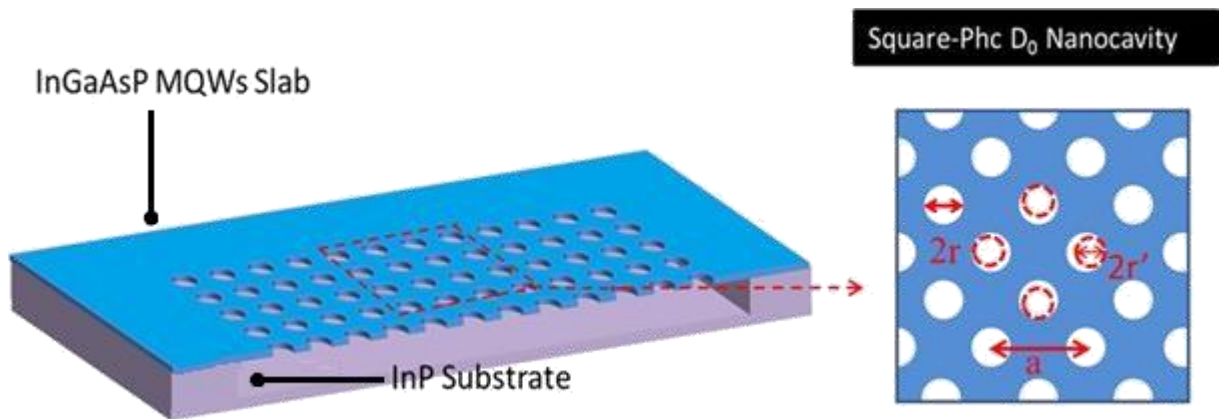


圖 4-1 D0 結構光子晶體。

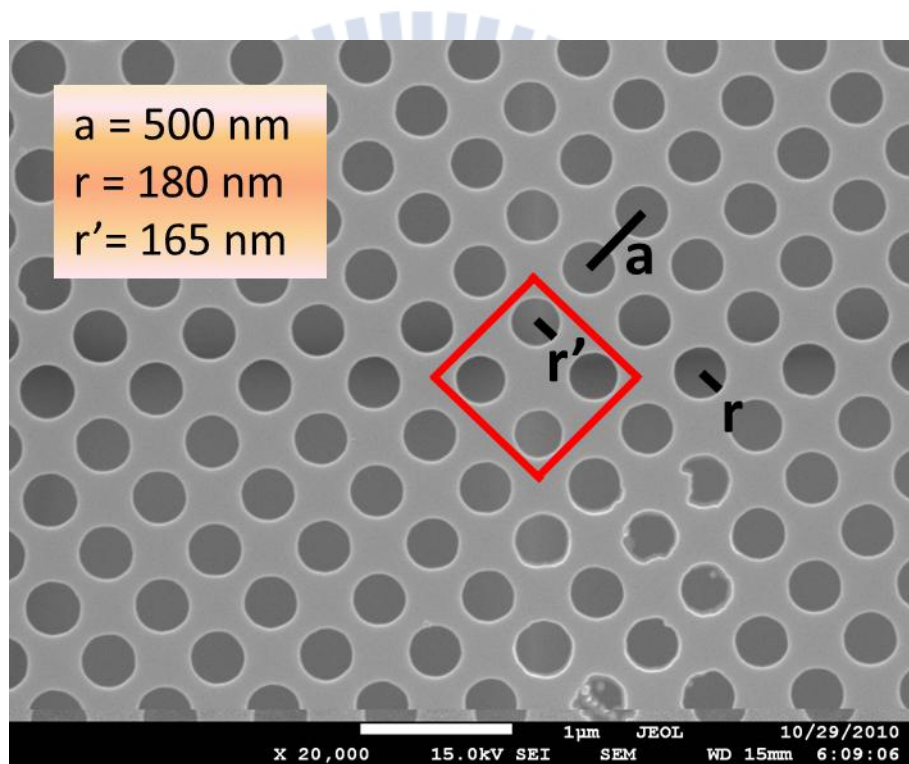


圖 4-2 D0 結構 SEM 圖。

本節是利用 FDTD 模擬光子晶體在空間上場分布的情形。進行 FDTD 模擬時，光源主要使用兩種類型，分別為脈衝光(Pulse)和連續光(Continuous Wave, CW)。脈衝光為多頻光組成，以脈衝光作為激發源，可得到時域的訊號。藉由傅氏轉換，將時域訊號轉換為頻率空間訊號，得到在缺陷結構

中的共振頻率(波長)。

連續光源則是單頻光，用來觀察特定頻率(波長)在光子晶體內隨時間而改變的場分布。

由於 Dipole 模態存在的能階較高，實驗中不容易看到。故本論文中僅探討 Monopole 及 Whispering-Gallery (W.G.) 這兩種模態

根據樣品的晶格常數及空氣柱半徑，模擬出元件中可能會存在的共振波長位置，如圖 4-3 所示。

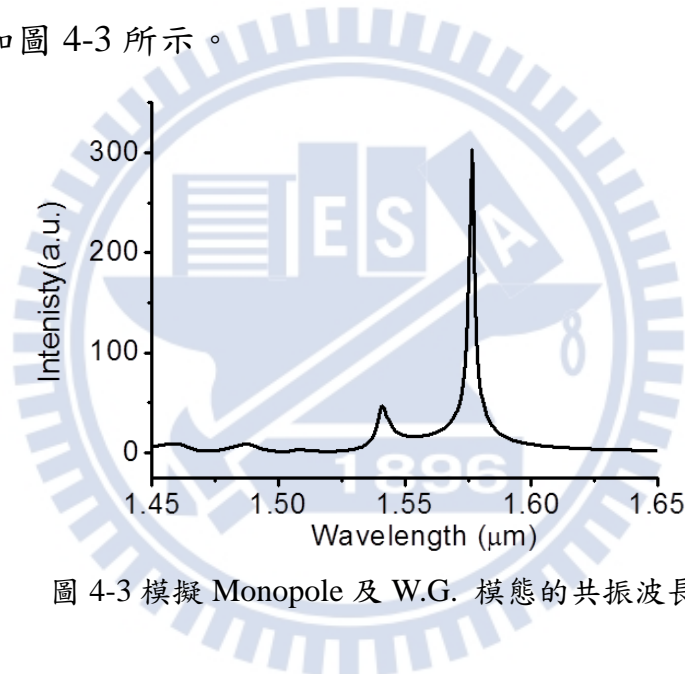
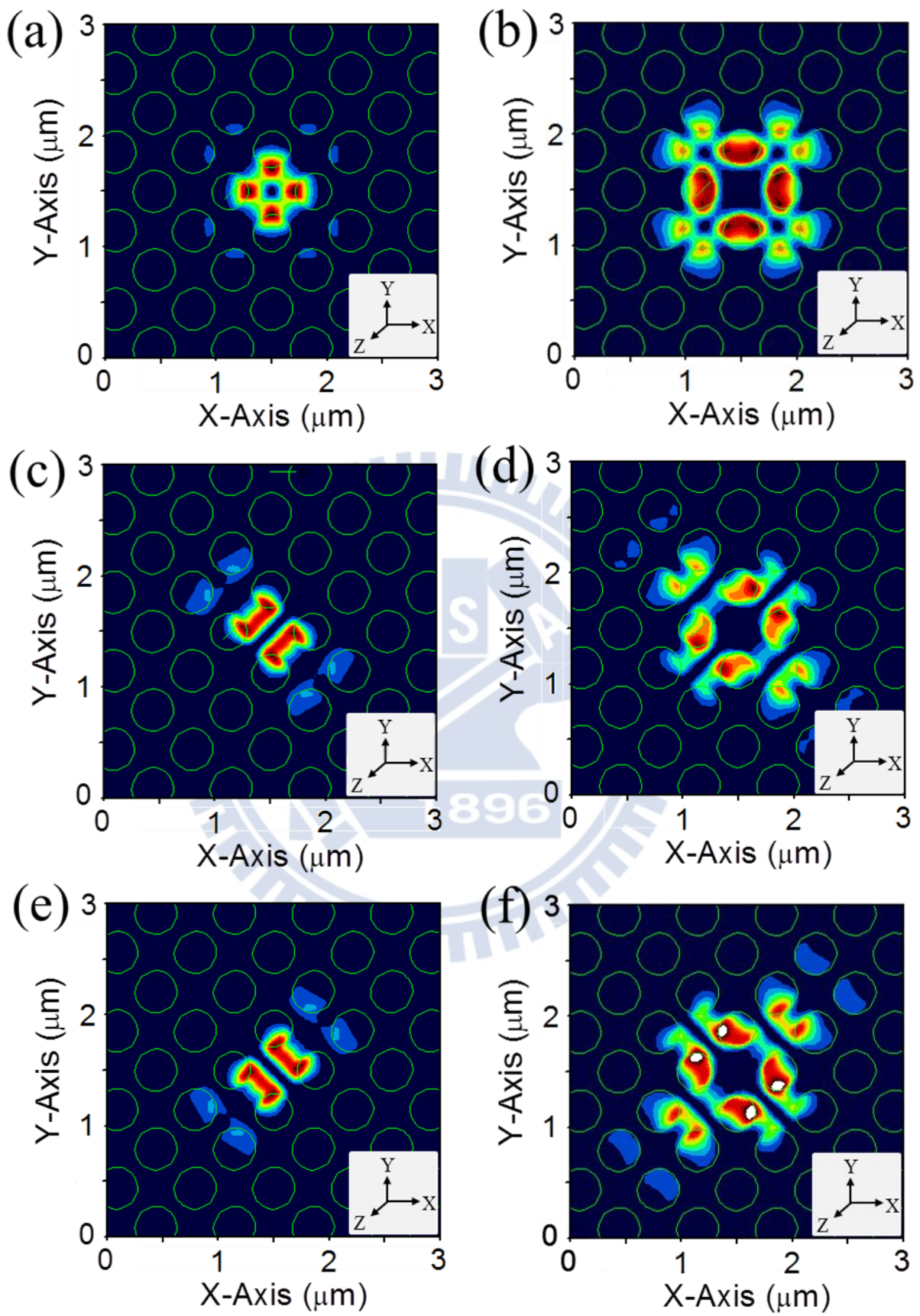


圖 4-3 模擬 Monopole 及 W.G. 模態的共振波長。

近場光學顯微儀是操作在距離樣品表面約 10 nm 的位置進行掃描，因此模擬時，主要觀察樣品表面 10 nm 高的場分布情形。電場平方以及電場平方分別在 x、y、z 分量上的分布情形，如圖 4-4。



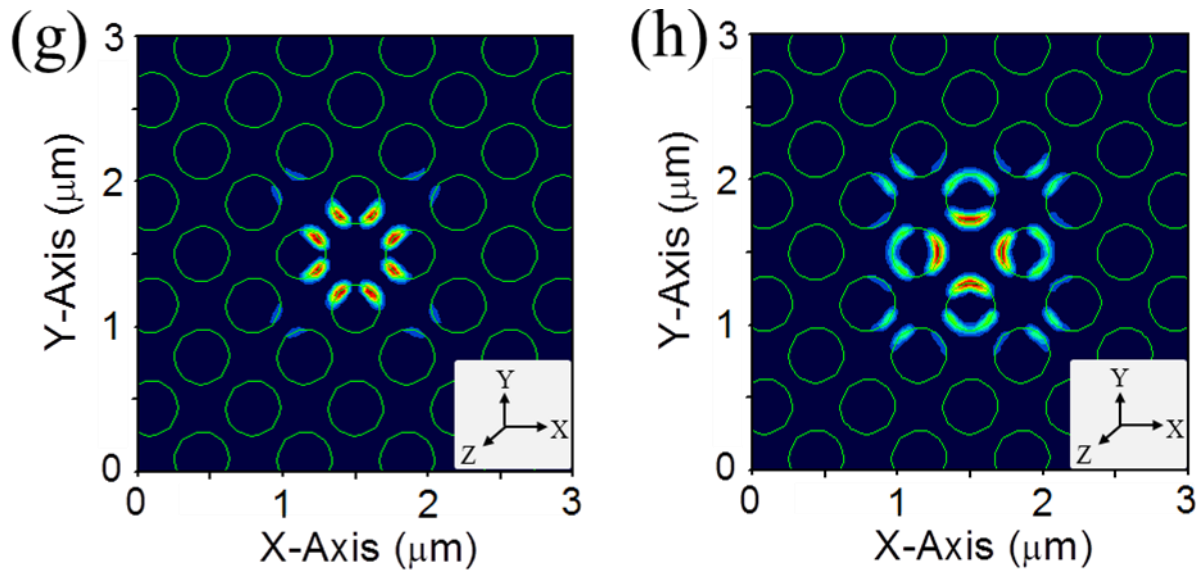


圖 4-4 模擬 (a)Monopole 模態電場平方分布情況 (b)W.G. 模態的電場平方分布情況 (c)Monopole 模態 E_x^2 的分布情況 (d)W.G. 模態 E_x^2 的分布情況 (e)Monopole 模態 E_y^2 的分布情況 (f)W.G. 模態 E_y^2 的分布情況 (g)Monopole 模態 E_z^2 的分布情況 (h)W.G. 模態 E_z^2 的分布情況。

從模擬結果中我們可以發現，無論是 Monopole 或是 W.G. 模態， E_x^2 與 E_y^2 的場分布是呈現互相反對稱的現象，而 E_z^2 是一個高度對稱的分布情形。

4.2 自由載子電漿效應

根據鮑立不相容原理(Pauli exclusion principle)，同一量子態無法同時被兩個電子佔據，且在低溫時，能量較低的能態會先被填滿。當傳導帶有未被填滿的量子態時，電子若受到熱激發(thermal excitation)，則有可能會由價電帶躍遷進入傳導帶，如圖 4-5 所示。

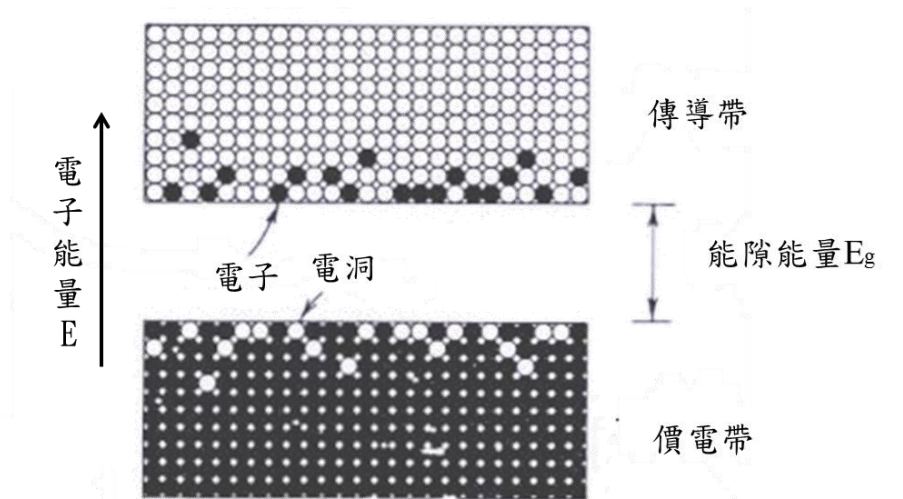


圖 4-5 溫度 $T > 0K$ 下，傳導帶內的電子和價電帶內的電洞。

因此，當受到高能量入射光子的激發時，價電帶上的電子可能會被激發到傳導帶上。此時，不僅在傳導帶上會產生電子，在價帶上也會產生電洞，產生電子-電洞對(electron-hole pair)。所產生的額外電子電洞我們稱之為過量電子(excess electrons)以及過量電洞(excess holes)，如圖 4-6 所示。所以，當入射光照射在樣品上時，樣品本身的自由載子數量會隨之而增加。

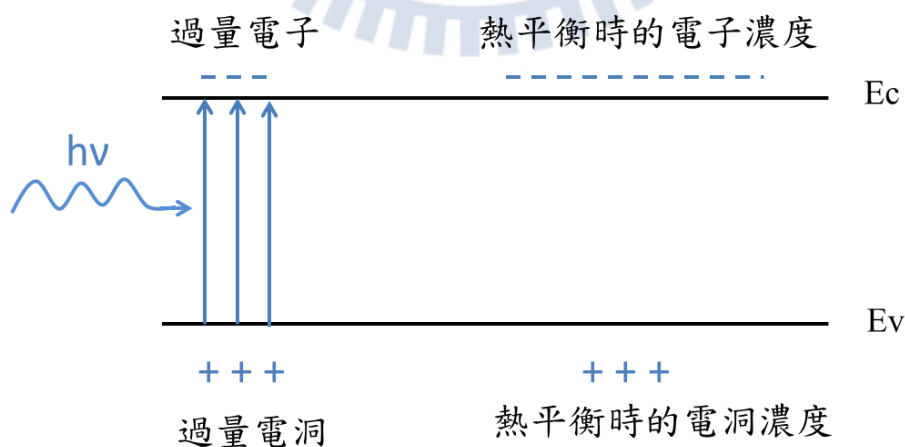


圖 4-6 光子的激發，產生過量的電子與電洞密度[8]。

根據 Drude-model 中的描述[9]可得知，

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (7)$$

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad (8)$$

$$\therefore \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad (9)$$

$$= \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (10)$$

$$= \epsilon_0 \epsilon_L \vec{E} - \frac{Ne^2 \vec{E}}{m^* \omega^2} \quad (11)$$

$$\Rightarrow \epsilon_r = \epsilon_L - \frac{Ne^2}{m^* \epsilon_0 \omega^2} \quad (12)$$

其中 \vec{D} : 電位移向量 (electric displacement)、 ϵ_0 : 真空中的介電係數 (permittivity of free space)、 \vec{P} : 電極化向量 (induced polarization)、 χ : 極化率 (susceptibility)、 ϵ_r : 介質的介電係數、 ϵ_L : 晶格的介電係數、 N : 自由載子數目。

又因為 $n \approx \sqrt{\epsilon}$ ，所以將 ϵ_L 表示為 \tilde{n}^2 (其中 \tilde{n} 代表缺少自由載子時的折射率係數)， ϵ_r 表示為 n^2 (其中 n 代表整體的折射率係數)。

$$\therefore \tilde{n}^2 = n^2 - \frac{Ne^2}{m^* \epsilon_0 \omega^2} \quad (13)$$

$$= n^2 \left(1 - \frac{Ne^2}{m^* \epsilon_0 \omega^2 n^2} \right) \quad (14)$$

$$\Rightarrow \tilde{n} \approx n \left(1 - \frac{Ne^2}{2m^* \epsilon_0 \omega^2 n^2} \right) \quad (15)$$

$$\approx n\left(1 - \frac{Ne^2\lambda^2}{8m^*\epsilon_0\pi^2c^2n^2}\right) \quad (16)$$

$$\therefore \Delta n = \frac{-1}{8} \frac{e^2\lambda^2}{m^*\pi^2c^2n\epsilon_0} \Delta N \quad (17)$$

參考文獻紀載[10]， $\frac{\Delta n}{\Delta N} = -1.63 \times 10^{-20} \text{ cm}^3$ 。

根據式(17)得知，當入射光照射在樣品上時，樣品隨著激發光源功率增加而增加的自由載子數量，會使得折射率下降。

4.3 居量反轉

電子自發性吸收光子從基態躍遷到激發態，稱之為自發性吸收 (absorption)。電子自發性由激發態釋放光子到基態，則為自發性放射 (spontaneous emission)。物質與光的第三種交互作用稱之為受激放射 (stimulated emission)。即為光子射入物質誘發電子從高能階躍遷到低能階，並釋放出與入射光子相同波長且同相位的光子，如圖 4-7 所示。

一個光子誘發一個原子放射一個光子，最後就變成兩個相同的光子，連續激發的作用的結果，將會產生大量的相同光子，此為雷射產生最重要的機制。

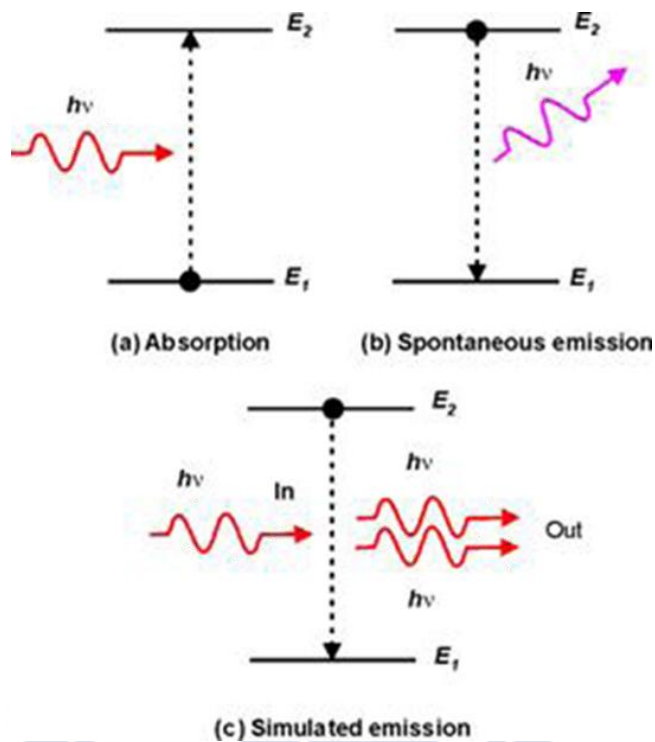


圖 4-7 光與原子的作用。

在熱平衡時，低能階的電子密度會大於高能階的電子密度。為了使光達到激勵放大，則能態間的分布關係需為高能階的電子密度要大於低能階的電子密度，亦即居量反轉(population inversion)[11]。現在以一個四能階模型來描述以上所述，其能階的高低依序為 $E_1 < E_2 < E_3 < E_4$ 。

首先將原子從 E_1 激發到 E_4 ，假如 E_4 躍遷到 E_3 的機率比 E_4 躍遷到 E_1 大很多，而且 E_4 是不穩定的能階，這樣一來光子將會很快從 E_4 躍遷到 E_3 。又假設 E_3 是一個生命期相當長的亞穩能階，則在 E_3 的光子將會慢慢的自發性放射到 E_2 ；最後假設 E_2 也是一個不穩定能階，則在 E_2 的光子也將會很快躍遷到 E_1 。

此時，在 E3 的光子居量很容易就會大於 E2 的光子居量。此結果與熱平衡狀態的分布情況剛好相反，稱之為居量反轉，如圖 4-8 所示。

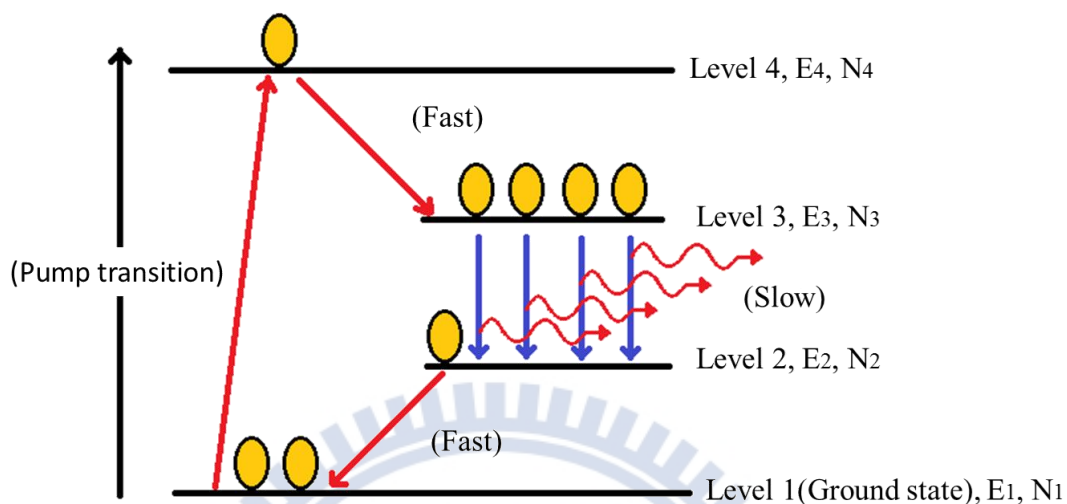


圖 4-8 四能階雷射示意圖。

4.4 局部加熱(local heating)效應

以雷射激發樣品時，樣品因為激發源功率的增加，若其累積的熱能無法散失，則對樣品造成加熱的效果[12][13][14]。

首先我們先來探討熱效應對折射率的改變，樣品表面受到熱效應的影響會產生熱光效應(thermal-optic effect)，不同的材料其熱光係數(thermal-optical coefficient, $\frac{dn}{dT}$)不同，實驗中樣品的材料為 InGaAsP，根據

$$\frac{\Delta n}{\Delta T} = \frac{dn}{dT} = 2.5 \times 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \quad (18)$$

可以得知，隨著表面溫度的上升，折射率的變化也會隨之增加。由於可以得知，當溫度上升 1°C 時，折射率的變化量為 2.5×10^{-4} [10]。

因此，我們可以得知，當激發功率上升對樣品本身造成熱效應的時候，半導體材料本身的共振波長會往長波長移動。

4.5 探針誘發光子晶體光譜特性的改變

樣品與光纖探針耦合時，會造成局部環境的等效折射率改變，這是一種可逆式的調變共振腔光學模態的方式[15][16]。

光纖探針的材料為二氧化矽(SiO_2)，其折射率為 1.45。當光纖與光子晶體耦合之後，整體的等效折射率因受到光纖探針的影響而變大。光子晶體介質的地方折射率為 3.4，空氣柱的折射率則為 1。因此探針在不同的位置時，對光子晶體折射率的改變程度也不同。

我們模擬將探針分別放在介質和空氣柱，觀察光子晶體 W.G. 模態共振波長的變化。綠色譜線為不受探針影響時模擬出的譜線。紅色譜線為光纖探針放置在空氣柱時的譜線，其共振波長的位移量為最大。黑色的譜線則為光纖探針放置介質時的譜線，如圖 4-9 示。

根據以上的結果可以得知，當探針在空氣柱時會對共振波長有較明顯的影響，而探針在介質時，對共振波長的影響較小。與模擬場圖的分布對照，可以發現到場強愈強的地方，探針對共振波長所造成的影響愈明顯，如圖 4-9 所示。

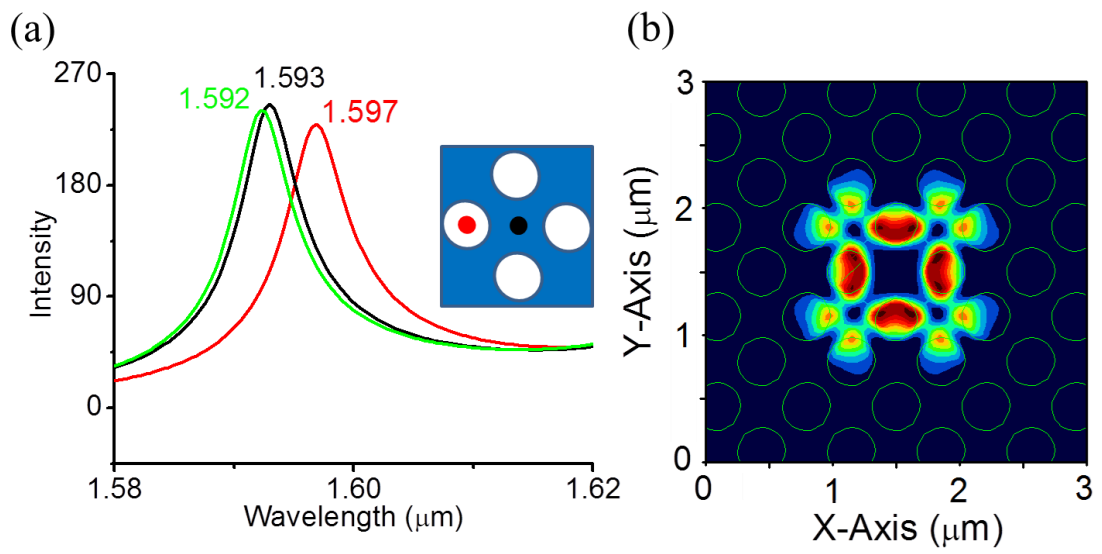


圖 4-9 (a)探針放在不同位置時共振波長的變化 (b)W.G. 模態的電場平方分布情況。



第五章、結果分析與討論

5.1 D0 共振腔共振模態與雷射化之光學特性

D0 結構中共存在三個不同的缺陷模態，如圖 5-1 所示，能量由低到高分別為 Monopole、W.G. 及 Dipole 三種模態。

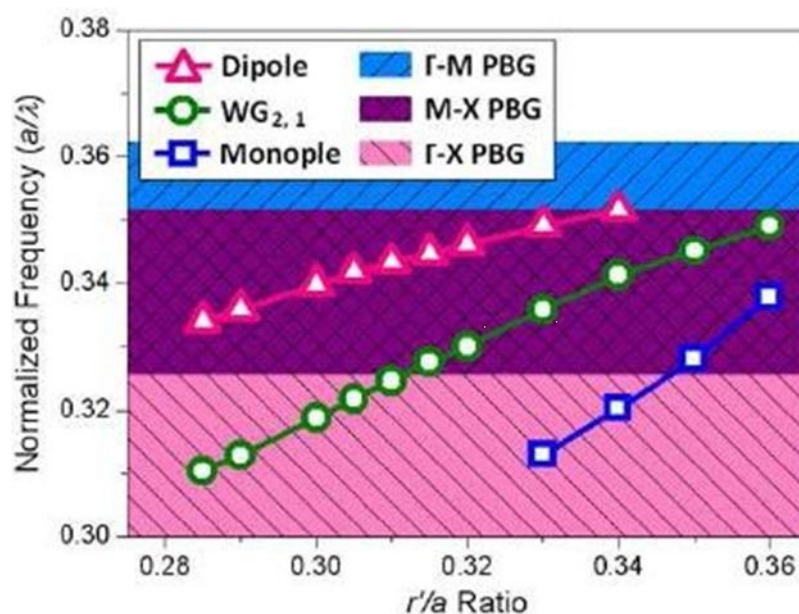


圖 5-1 不同 r'/a 值共振腔模態模擬譜圖[17]。

Monopole 和 W.G. 模態的光激發螢光譜線，如圖 5-2 所示。不同光子晶體元件因其特性不同，兩種模態皆可能產生雷射。當其中一種模態產生雷射之後，便主導放光，成為觀察到的主要模態。Dipole 模態則因其能階較高，在實驗中不容易觀察到。

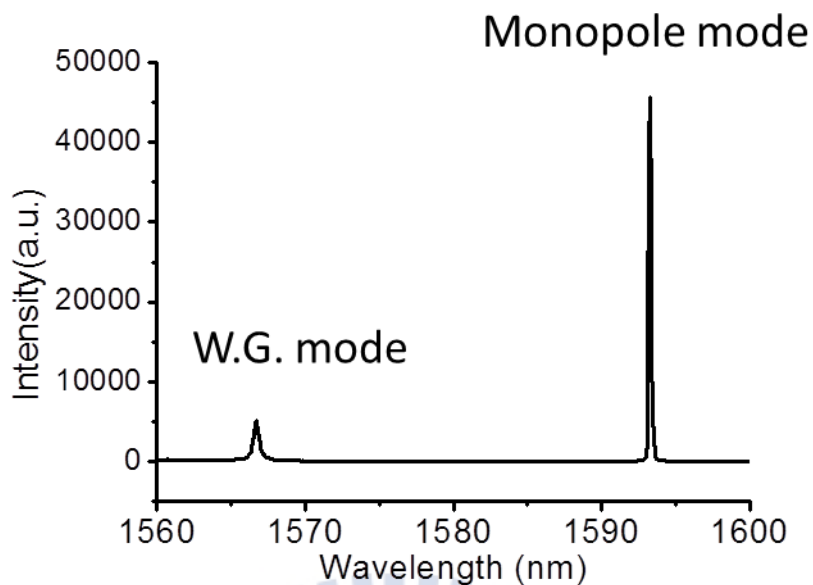


圖 5-2 實驗中觀察到的 Monopole 及 W.G. 模態之光激螢光光譜。

本節藉由變功率之微光激螢光光譜了解模態產生雷射後的光譜特性。

圖 5-3 為量測產生雷射的模態為 W.G. 模態光子晶體元件的變功率微光激螢光光譜。在此將光譜訊號強度做了歸一化的處理。激發功率從 $13 \mu\text{W}$ 加大到 $126 \mu\text{W}$ ，隨著功率的增加，波長藍移，以及半高全寬變窄。由結果中可得知，當激發功率加大到 $48 \mu\text{W}$ 時，半高全寬最窄。

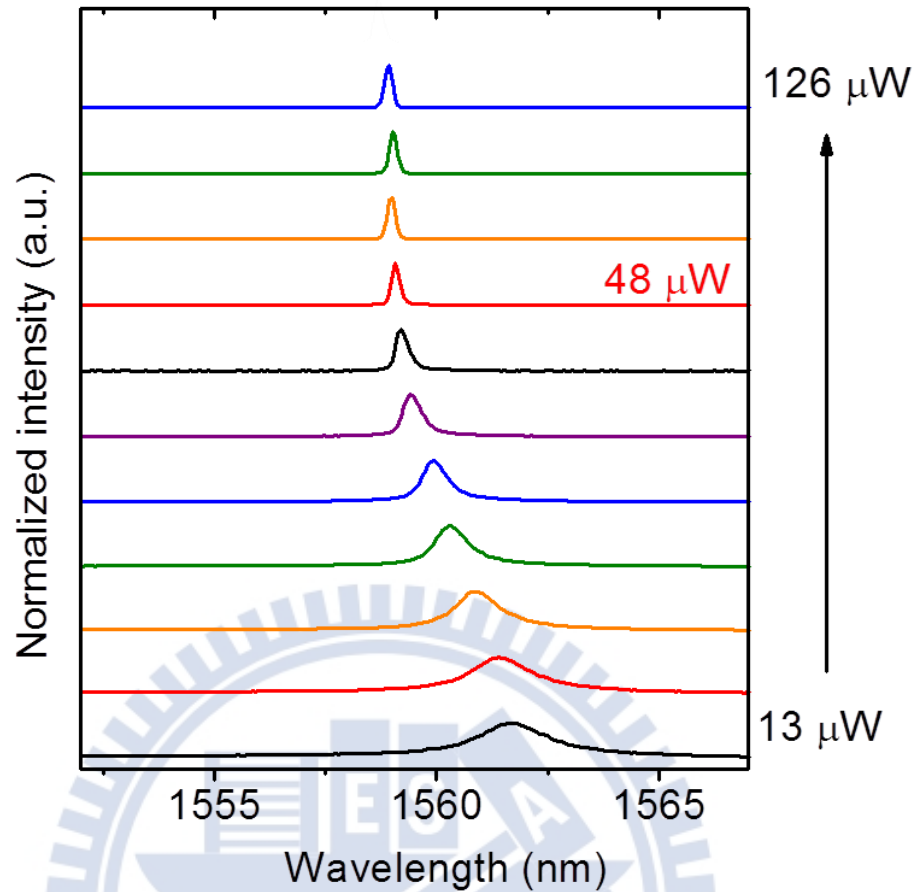


圖 5-3 W.G. 模態的變功率之微光激螢光光譜。

圖 5-4 為利用羅倫茲(Lorentz)函數擬合所分析出的功率對強度的關係，即光輸入輸出曲線(Light in - Light out curve, L-L curve)。利用線性內插法，可知此缺陷模態的臨界值功率(threshold power)約為 $46 \mu\text{W}$ 。當激發功率高於臨界功率之後，模態強度會急遽上升[18]。

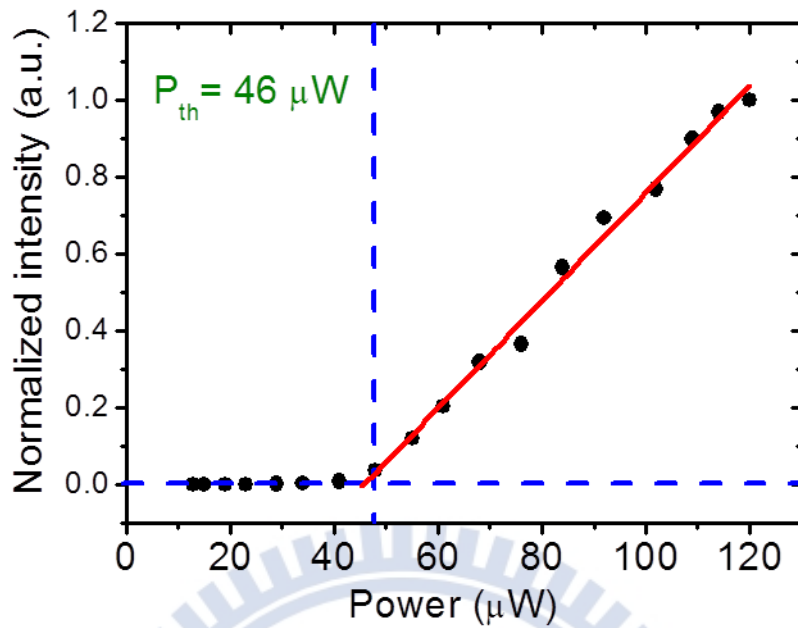


圖 5-4 W.G. 模態的光輸入輸出曲線。

W.G. 模態的發光強度(Intensity)、半高全寬(Full Width at Half Maximum, FWHM)以及波長隨著激發功率的變化，如圖 5-5 所示。隨著激發功率的增加，模態強度增加、半高全寬變窄以及波長藍移。

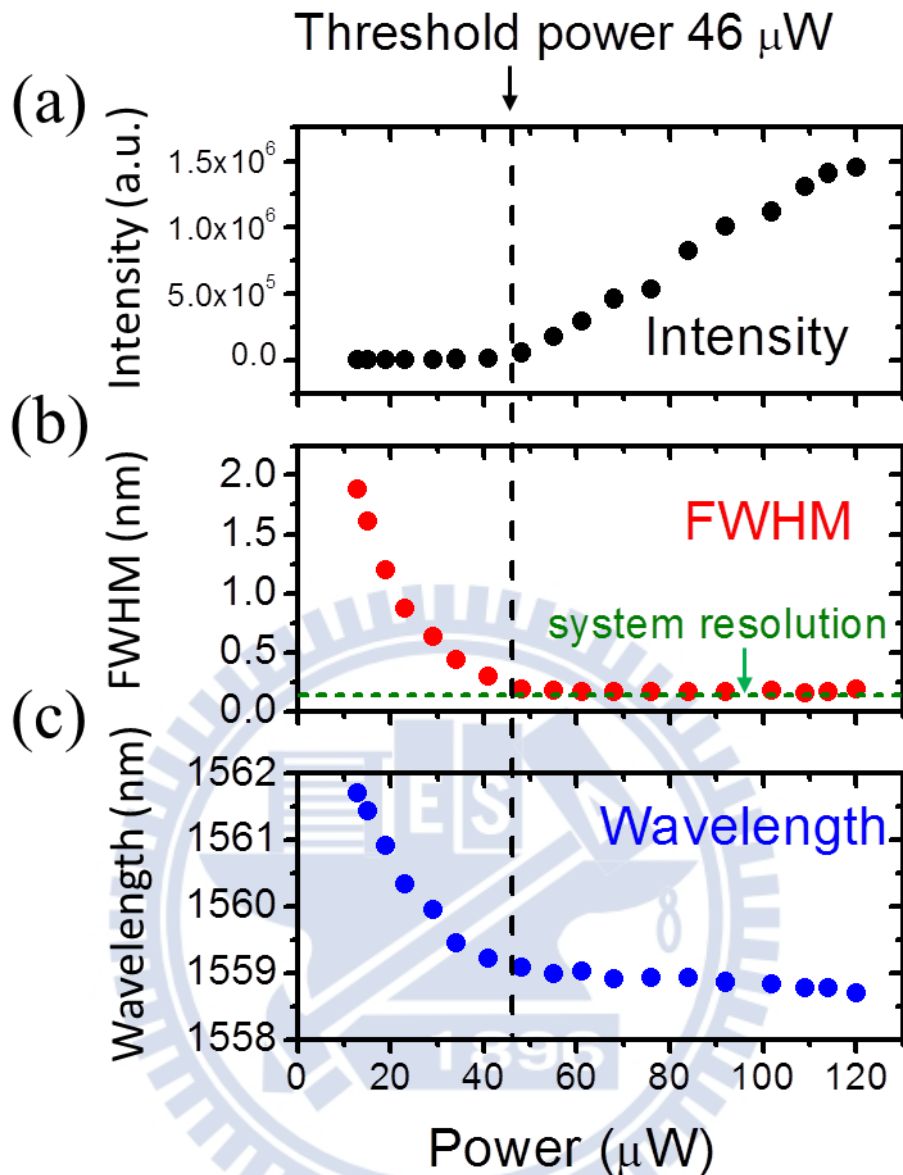


圖 5-5 W.G. 模態的 (a)發光強度 (b)半高全寬 (c)波長隨著激發功率的變化。

以低功率激發時，模態為自發性放射。激發功率超過臨界功率後為受激放射，發生居量反轉。

隨著激發功率增加，共振腔內儲存的能量提高，使得共振腔發光強度急遽上升、半高全寬變窄。激發功率超過臨界功率後，量子井吸收效應被抑制，此時的半高全寬為最窄。但實驗系統有解析極限，若半高全寬窄於

0.2 nm 則無法被解析。故實驗數據中，半高全寬最窄為 0.2 nm。

模態波長的變化主要是受到自由載子效應及局部加熱效應的影響。隨著激發功率增加，受到自由載子電漿效應的影響，波長藍移。激發功率增加亦會產生局部加熱效應，使得模態波長往長波長移動。由變功率光激發微螢光光譜的量測結果得知，在產生雷射的過程中，主要受到自由載子效應的影響，波長藍移。

當激發功率大於臨界功率後，自由載子電漿效應的影響停止。由實驗結果得知過臨界功率後，波長仍有些微的藍移。主要是因為此光子晶體雷射為非理想雷射，故激發功率大於臨界功率後，自由載子密度持續增加，使得模態波長仍有些微的藍移。詳細內容參照附錄一。

5.2 在近場光學顯微顯微系統下研究光子晶體雷射特性

一般傳統的光學量測，解析度會受到繞射極限的限制，所以無法準確判斷場的分佈。近場量測的量測距離遠小一個波長光波長，故不會受到繞射限制，具有相當高的空間解析度。

近場掃描實驗除光場分佈之外，同時也會得到樣品表面形貌。利用 silicon diode 接收激發雷射的反射訊號，並與表面形貌進行對照，如圖 5-6 所示。由圖 5-6 (a) (b) 可知近場掃描所得到的雷射反射訊號與表面形貌相當接近。從表面的線掃描推估其解析度約為 285 nm。由雷射反射訊號之線掃

描推估近場量測光場分布的空間解析度約為 330 nm，如圖 5-6 (c) (d) 所示。

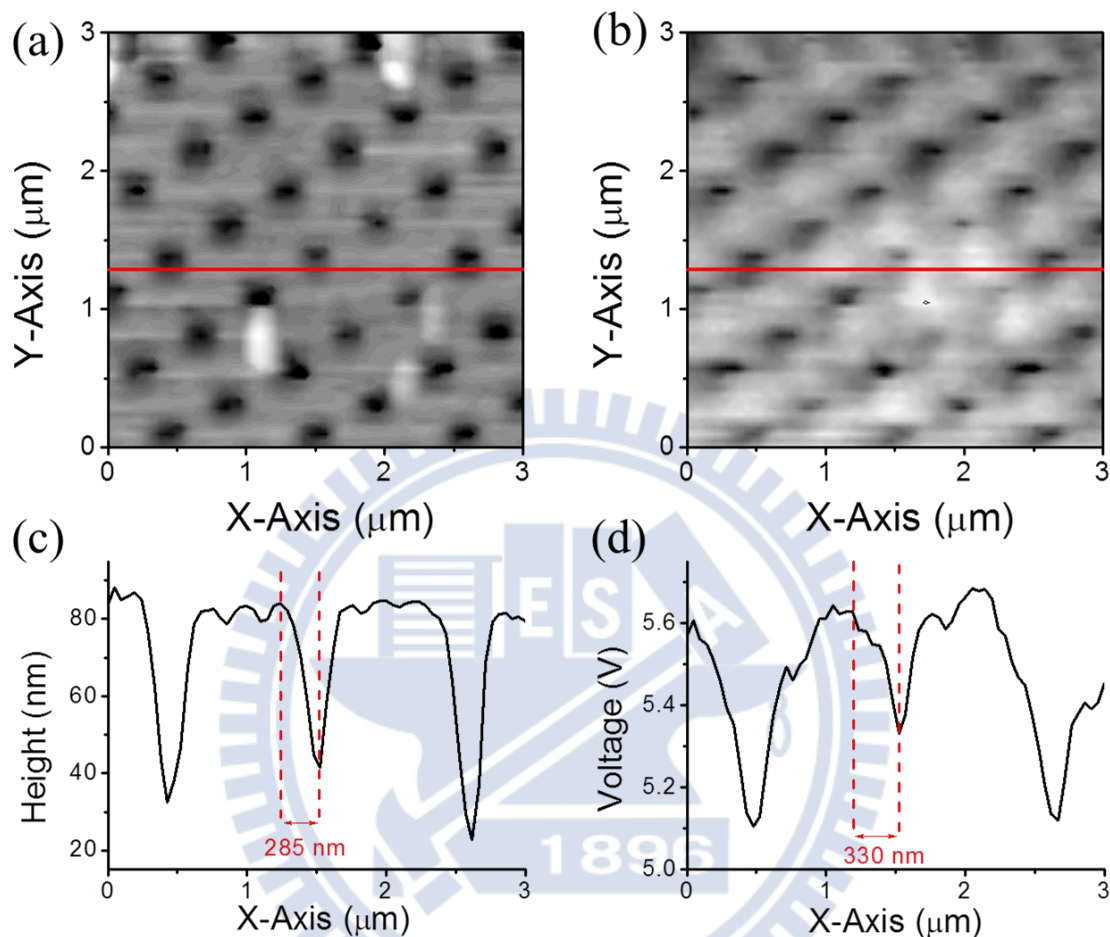


圖 5-6 (a)表面形貌 (b)silicon diode 接收到的激發雷射反射訊號 (c)表面線掃描 (d)雷射反射訊號線掃描。

圖 5-7 (a) (b) 為同一次近場掃描實驗量測兩個元件。其中(a)由 Monopole 模態主導，而(b)則由 W.G. 模態主導的結果。近場掃描所觀察到光強度變化分布和電場平方成正比。將近場掃描所量測到的光場分布與模擬電場平方的結果做對照，如圖 5-7 (c) (d) 所示。

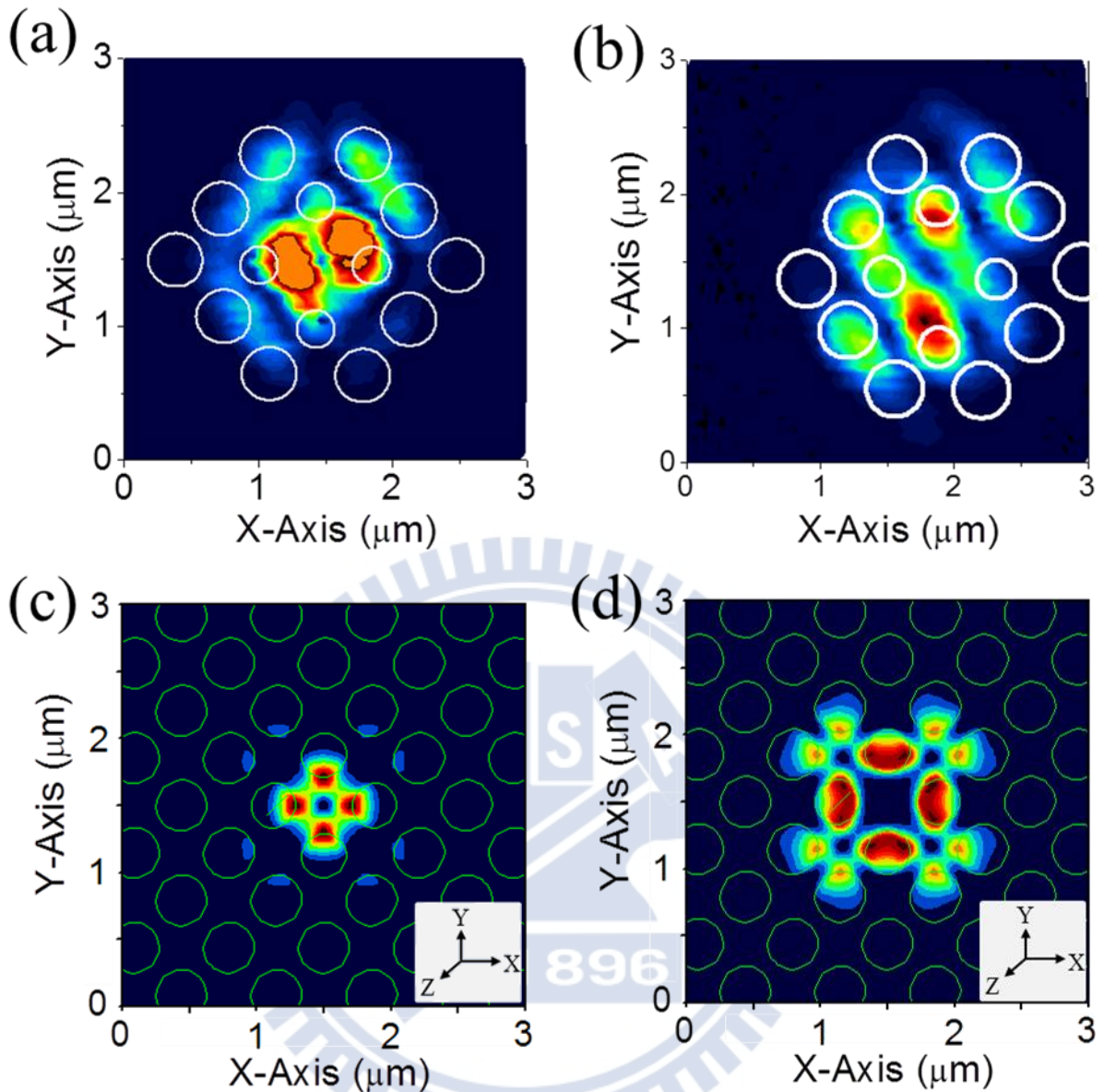


圖 5-7 模擬 (a)Monopole 模態 PL 強度的分布情況 (b)W.G. 模態 PL 強度的分布情況 (c)Monopole 模態電場平方分布情況 (d)W.G. 模態電場平方分布情況。

由模擬電場平方的結果得知，Monopole 模態的場強主要分布在中心內縮的空氣柱與介質交界處。而 W.G. 模態的場強最強部份則是在位於中心內縮的空氣柱內側。兩個模態之間主要差異在於場分布的範圍大小。Monopole 模態的分布範圍較 W.G. 模態集中。

由近場掃描實驗結果亦顯示 Monopole 模態的場強分布範圍較 W.G.

模態小。

電場平方是 E_x^2 、 E_y^2 以及 E_z^2 疊加的結果，此結果是建立在光子晶體結構完整且偵測體完全對稱。但是實際量測使用的光纖探針尖端可能並非對稱，將會造成某一個方向的場和光纖探針的耦合效果較好，所以使得 Monopole 和 W.G. 模態的光強度分布傾向某一個特定的方向。

圖 5-7 的兩個模態是同一次實驗使用同一個光纖探針的量測結果。這兩個模態與光纖探針耦合的效果應該相近。量測結果的確說明兩模態的場強分布往相同方向傾斜，與圖 5-8 E_y^2 的場分布相似。說明光纖探針與 E_y 方向的場耦合效果較好。

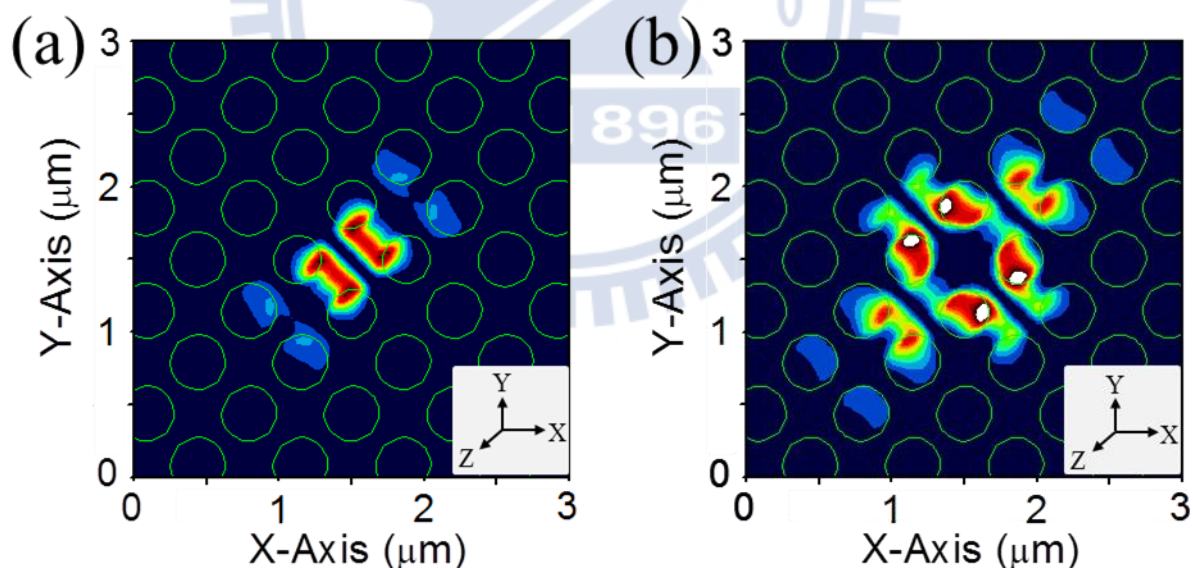


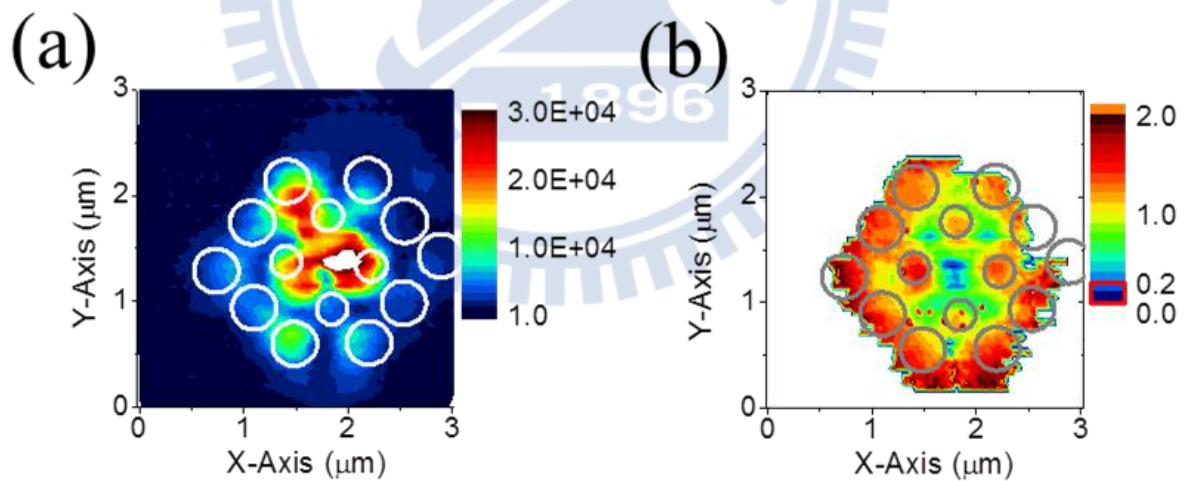
圖 5-8 模擬 (a)Monopole 模態 E_y^2 分布情況 (b)W.G. 模態 E_y^2 分布情況。

傳統近場量測只能獲得光激螢光訊號強度在空間上的分布情況，如圖 5-7 (a) (b) 所示。無法得知在空間中其他光譜訊息的分布[19]。

為了更深入的探討空間中各個位置的光譜特性，全譜線近場光學掃描系統是必然的研究利器。藉著全譜線近場光學掃描系統，光子晶體在產生雷射過程中，其空間上所有的光譜特性改變皆可獲得。本節將探討每個位置收集到的訊號經羅倫茲(Lorentz)函數擬合後，光子晶體產生雷射過程中光強度、半高全寬以及波長在空間上的變化。

不同的光子晶體元件具有不同的光譜特性。以下近場掃描所討論的光子晶體元件與圖 5-5 中量測變功率之微光激螢光光譜的元件為同一個。

由光激螢光譜線的共振波長位置可以推估此共振模態為 W.G. 模態。圖 5-9 為不同激發功率下量測光子晶體光場強度以及半高全寬變化在空間上的分布。



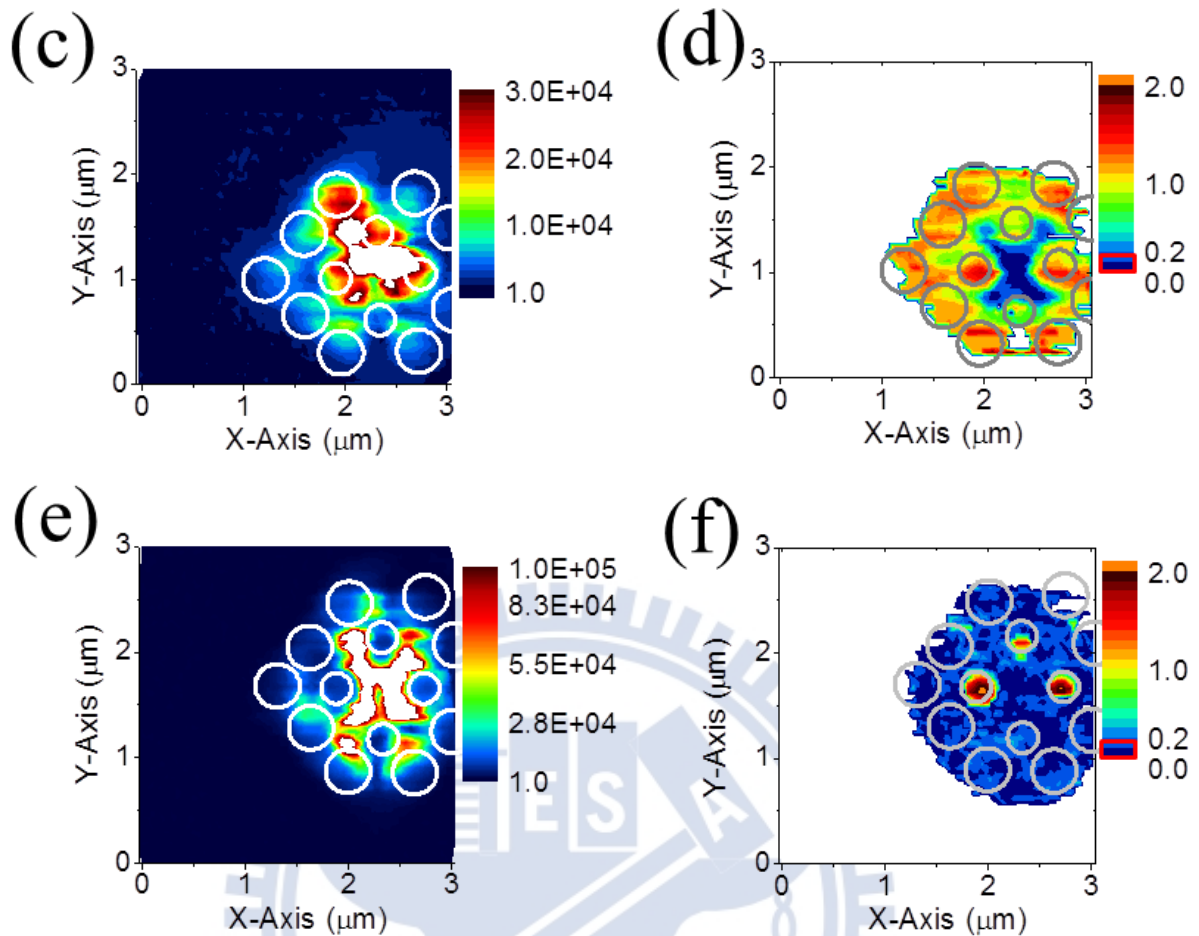


圖 5-9 (a)50 μW PL 強度分布 (b)50 μW 半高全寬分布 (c)60 μW PL 強度分布 (d)60 μW 半高全寬分布 (e)90 μW PL 強度分布 (f)90 μW 半高全寬分布。

從近場光場強度分布的實驗結果發現其光強度強的區域，是由共振腔的中心以及缺陷部分的空氣柱與介質交會處開始，隨著激發功率的增加，逐漸擴大到佈滿整個共振腔範圍，如圖 5-9 (a) (c) (e) 所示。

模擬結果顯示，W.G. 模態的光場主要分布於中心內縮的空氣柱內側。與實驗所觀察到光訊號主要分布在介質處不盡相同。造成在介質處光訊號較強的因素有兩個，分述如下：

一個是光纖探針與介質處的耦合效率較高。光纖探針量測到的訊號為

樣品表面的消散波與針尖耦合後，經光纖傳輸到光譜儀的訊號。消散波與針尖的耦合效率會直接影響光譜儀偵測到的光強度。

另一個則是因為空氣柱內沒有發光源，在空氣柱上所能收集到的發光主要來自少量被激發的介質處所提供。雖然由模擬結果得知在場強最強處在空氣柱內側，但因此處無發光源，導致場強最強的地方內移到空氣柱與介質的交會處。換句話說，共振腔中必須有足夠的自由載子才能使光子晶體共振腔產生雷射。在介質處增益介質較多，故被激發出來的自由載子較多，易產生雷射。可觀察到較強的光場。

激發功率增加到發生居量反轉時，共振腔發光強度會急遽上升且半高全寬變窄。根據 5-1 節中 μ -PL 量測結果得知，當半高全寬窄於 0.2 nm 時，表示已經產生雷射。低激發功率時，半高全寬小於 0.2 nm 的區域主要分布在共振腔中心，如圖 5-9 (b) 所示。對照圖 5-9 (a) 與 (b) 可以發現，除了產生雷射後光強度的遽增使得共振腔中心發光較強之外，共振腔本身的場強分布亦侷限了較多載子在空氣柱與介質的交會處，使得其發光變強。圖 5-9 (d) 則說明隨著激發功率的增加，產生雷射的區域逐漸擴大。當激發功率大到可使整個光子晶體發生雷射時，與發光強度分布圖對照可以發現，縱使此時整個光子晶體都發生雷射，但光強度強的地方僅侷限在共振腔的範圍之內。此現象說明發生居量反轉之後遽增的載子受到共振腔的侷限，造成發光強的地方僅為共振腔範圍，而非整個光子晶體，如圖 5-9 (e) (f)

所示。

另外從半高全寬的變化可以發現，介質處半高全寬較窄，而在空氣柱所量測到的半高全寬較寬。由於以雷射激發樣品時，介質處增益介質較多，較容易產生雷射。產生雷射之後其半高全寬較窄。而空氣柱中沒有增益介質，探針在空氣柱上做激發時無法產生雷射，所以此處所量測到的半高全寬較寬。

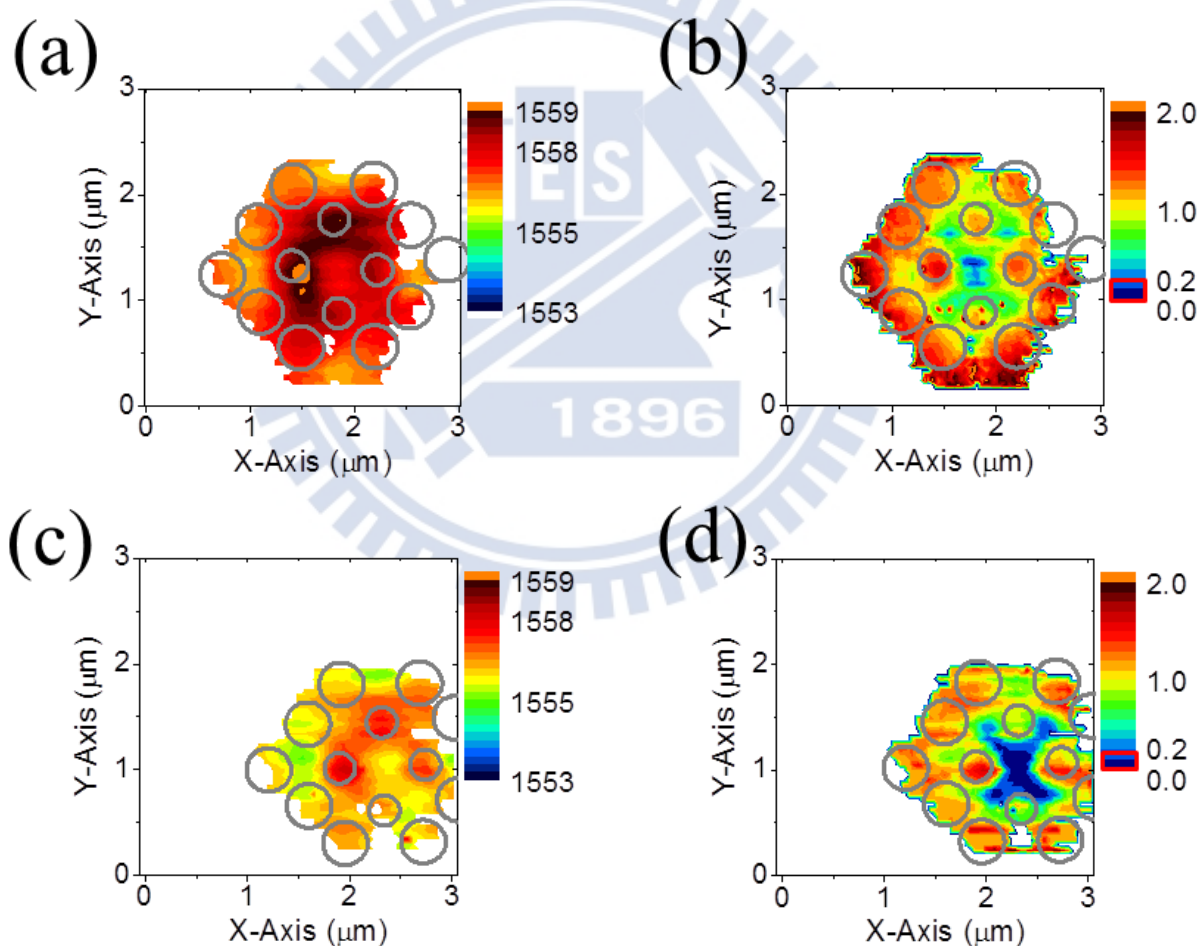
隨著激發功率的增加，若累積熱能的速度比散失快，則會對樣品造成加熱。此時受到聲子和電子的散射影響，半高全寬本來應該會有變寬的現象。

但是因為本系統的光譜解析極限為 0.2 nm。半高全寬窄於 0.2 nm 無法被解析。熱效應除了會使得模態半高全寬變寬之外，亦會使得模態波長紅移。所以藉由觀察雷射產生過程中模態波長的變化，也可以幫助了解熱效應對光子晶體雷射造成的影響。

圖 5-10 (a) (c) (e) 為不同激發功率下，模態波長變化在空間上的分布圖。隨著激發功率的增加，缺陷中心的模態波長受到自由載子電漿效應的影響往短波長移動。當激發功率加大到 90 μW 時，缺陷中心的波長受到局部加熱效應而往長波長移動。

將模態波長的變化對照半高全寬的變化可以得知，隨激發功率的上升，產生雷射的區域增大。在介質處增益介質較多，故被激發出來的自由載子

較多，此時模態波長受到自由載子效應的影響往短波長移動。當激發功率大於臨界功率後，自由載子電漿效應的影響則逐漸變為次要。波長改變的分布改由局部加熱效應主導。相較於 μ -PL 量測，近場掃描量測的激發能量密度(power density)較高。因此在近場量測時，局部加熱的效應更加明顯。圖 5-10 (e) 說明當局部加熱效應大於自由載子效應之後，缺陷中心的共振波長受到局部加熱而往長波長移動。



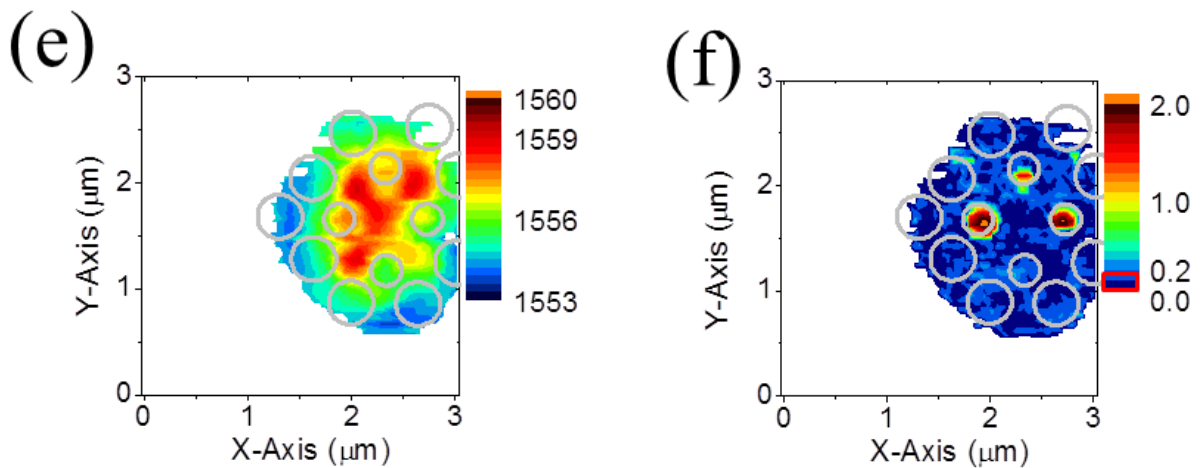


圖 5-10 (a) 50 μW 共振波長分布 (b) 50 μW 半高全寬分布 (c) 60 μW 共振波長分布 (d) 60 μW 半高全寬分布 (e) 90 μW 共振波長分布 (f) 90 μW 半高全寬分布。

另外，由圖 5-11 可以得知，隨激發功率的不同，模態波長會改變。從 60 μW 及 90 μW 的波長分布圖中可得知，共振腔中心模態波長由 1556.3 nm 紅移到 1557.7 nm，波長紅移量為 1.4 nm。由 $dn/dT=2.5 \times 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ 的關係式可推得當溫度上升 4°C 時，折射率增加 0.001。如圖 5-11 (d) (f) 所示。樣品發光波長為 1555 nm，故當溫度上升 4°C 時大約會造成 1.5 nm 的波長位移量。

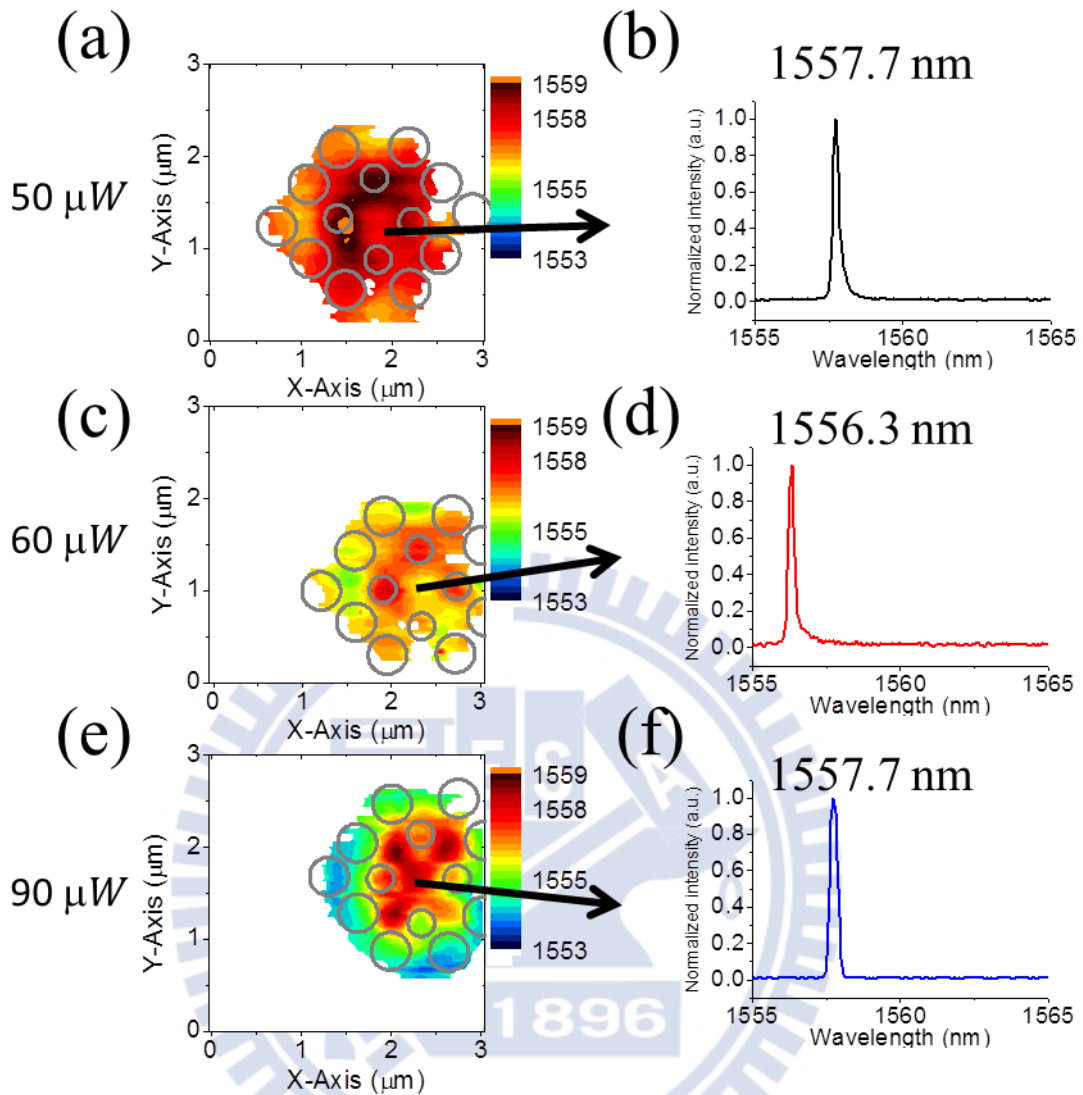


圖 5-11 (a) 50 μW 共振波長分布 (b) 50 μW PL 譜線 (c) 60 μW 共振波長分布 (d) 60 μW PL 譜線 (e) 90 μW 共振波長分布 (f) 90 μW PL 譜線。

在近場量測系統中，影響發光波長的因素除了自由載子電漿效應以及局部加熱效應之外，還會受到探針的影響。

樣品在與光纖探針耦合時，因為耦合時局部環境的等效折射率改變，使得模態波長紅移。根據節 4-5 中模擬結果得知，光場愈強的地方，探針對共振波長造成的影響愈明顯，波長紅移量愈大，但探針對於模態波長造

成的改變量不超過 0.5 nm。故相較於自由載子效應以及局部加熱效應，此為次要因素。



第六章、結論

在本論文中，我們成功的利用全譜線近場掃描近場顯微術觀察光子晶體雷射在次微米尺度下的光學特性。首先從變功率微光激發微螢光光譜的量測結果得知，激發功率增加使得缺陷模態強度增加、半高全寬變窄以及模態波長藍移。當共振腔產生雷射後，其強度呈現急遽增加、半高全寬窄於光譜解析、波長藍移漸緩。隨著激發功率持續增加，受到自由載子電漿效應以及局部加熱效應的影響，模態波長改變。接著利用全譜線近場光學掃描系統，分別探討光子晶體共振腔在產生雷射過程中光強度、半高全寬以及波長在空間上的變化。光子晶體共振腔其光強度的空間分布主要受到共振腔場強分布以及雷射區域所影響。從近場光場強度分布的實驗結果發現其光強度強的區域，是由共振腔的中心以及缺陷部分的空氣柱與介質交會處開始，隨著激發功率的增加，逐漸擴大到佈滿整個共振腔範圍。藉由觀察半高全寬改變的空間分布，則可以判斷雷射產生的區域。在介質處增益介質較多，故被激發出來的自由載子較多，此時模態波長受到自由載子效應的影響往短波長移動。當激發功率大於臨界功率後，自由載子電漿效應的影響則逐漸變為次要。波長改變的分布改由局部加熱效應主導。

藉由全譜線近場光學掃描系統，可以清楚的觀察光子晶體雷射的空間分布情況，有效的研究光子晶體雷射的微觀光學性質。

參考文獻

- [1] 張守進等編著，半導體雷射，科學發展月刊，349 期，14~21 頁，91 年。
- [2] O. Painter, et al, Two-Dimensional Photonic Band-Gap Defect Mode Laser SCIENCE Vol. 284, NO. 1819, 1999.
- [3] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, Princeton University Press, 1995.
- [4] 盧贊文，李柏聰，光通訊波長二維光子晶體雷射發展簡介，物理雙月刊，5 期，693~700 頁，94 年。
- [5] 高宗聖，蔡定平，近場光學新視界，科學發展月刊，386 期，23~26 頁，94 年。
- [6] Alain Dereux, et al, Theoretical principles of near-field optical microscopies and spectroscopies, JOURNAL OF CHEMICAL PHYSICS, Vol. 112, No. 7775, 2000.
- [7] Bert Hecht, et al, Scanning near-field optical microscopy with aperture probes: Fundamentals and applications, JOURNAL OF CHEMICAL PHYSICS, Vol. 112, No. 7761, 2000.
- [8] Neamen, Semiconductor physics and device, McGraw-Hill, New York, 2003.
- [9] F.R.Nash, et al, Mode guidance parallel to the junction plane of doubleheterostructure GaAs laser, J.Appl.Phys, Vol. 44, No. 4696, 1973.
- [10] Ling Lu, et al, Gain Compression and Thermal Analysis of a

Sapphire-Bonded Photonic Crystal Microcavity Laser, IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, Vol. 21, NO. 1041, 2009.

[11]柯清彬、游鎮烽，探究大自然循環奧祕的雷射，科學發展月刊，358期，28~33頁，91年。

[12]M. H. Harold, et al, Tuning of Photonic Crystal Waveguide Microcavity by Thermo-optic Effect, IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, Vol. 16, NO. 1528, 2004.

[13]Silvia Vignolini, et al, Nonlinear optical tuning of photonic crystal microcavities by near-field probe, APPLIED PHYSICS LETTERS, Vol 93, No. 023124, 2008.

[14]Masud Mansuripur, et al, Laser-induced local heating of multilayers, APPLIED OPTICS, Vol. 21, No. 1106, 1982.

[15]Francesca Intonti, et al, Spectral tuning and near-field imaging of photonic crystal microcavities, PHYSICAL REVIEW B Vol.78, NO. 041401, 2008.

[16]S. Mujumdar, et al, Near-field imaging and frequency tuning of a high-Q photonic crystal membrane microcavity, OPTICS EXPRESS, Vol. 15, No.17214, 2007.

[17]Tsan-Wen Lu, et al, Square lattice photonic crystal point-shifted nanocavity with lowest-order whispering-gallery mode, OPTICS EXPRESS, Vol. 18, No. 2566, 2010.

[18]K. Nozaki, et al, Photonic crystal point-shift nanolaser with ultimate small modal volume, ELECTRONICS LETTERS, Vol. 41, No. 20051965, 2005.

[19]N. Louvion, et al, Local Observation and Spectroscopy of Optical Modes in an Active Photonic-Crystal Microcavity, PHYSICAL REVIEW LETTERS, Vol. 94, No. 113907, 2005.

[20]K. Nozaki, et al, Room Temperature Continuous Wave Operation and Controlled Spontaneous Emission in Ultrasmall Photonic Crystal Nanolaser, OPTICS EXPRESS.Vol.15, NO. 7506, 2007.

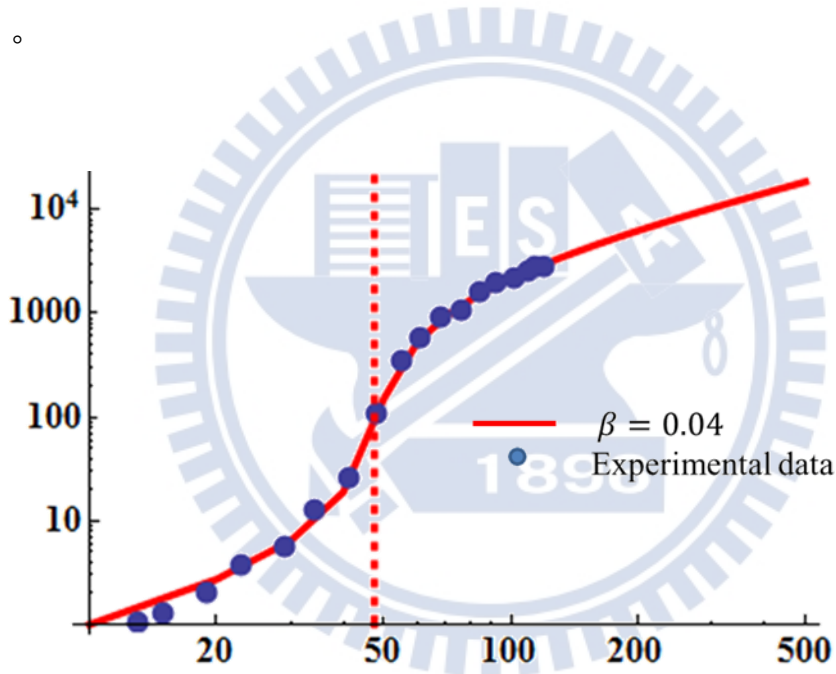
[21]G. Bjork, et al, Definition of a laser threshold, PHYSICAL REVIEW A, Vol. 50, No. 1975, 1994.



附錄一

在此將探討當激發功率大於臨界功率後，造成波長仍有些微藍移的原因。

參考文獻[20]，藉由改變自發性輻射耦合效率(β)值來擬合圖 5-4 中光子晶體雷射量測數據，如圖附錄一-1 所示，由此得到共振腔雷射 β 為 0.04。



圖附錄一-1 激發功率對模態強度作圖與自發性輻射耦合效率 (β) 的擬合圖之結果。

在穩態條件下，激發性輻射隨激發功率上升而增加，直到克服共振腔內的損失(photon loss rate)，此時對應的入射激發功率為臨界功率。參考文獻[21]，由臨界功率定義可求得臨界載子密度(N_{th})，如方程式(19)。

$$N_{th} = \frac{1}{\frac{v_m \beta}{\Gamma V_g a \tau_{sp} + 1}} \left(N_{tr} + \frac{V_a}{\Gamma V_g a \tau_p} \right) = 1.58 \times 10^{24} (\text{m}^{-3}) \quad (19)$$

其中光子晶體雷射參數計算如下：

參數	意義	數值
N_{tr}	transparent carrier density	$1.5 \times 10^{24} (\text{m}^{-3})$
a	differential gain	$1 \times 10^{-19} (\text{m}^2)$
λ_{in}	input light wavelength	$785 \times 10^{-9} (\text{m})$
λ_{out}	output light wavelength	$1555 \times 10^{-9} (\text{m})$
η_i	active region absorption efficiency	0.6
η_0	output power efficiency	0.02
V_a	the volume of active region	$1.21 \times 10^{-20} (\text{m}^3)$
V_m	lasing mode volume	$6.64064 \times 10^{-20} (\text{m}^3)$
V_g	group velocity	$8.82 \times 10^7 (\text{m}^{-1} \text{s})$
Γ	confinement factor	0.18
τ_p	photon lifetime	$8.27606 \times 10^{-12} (\text{s})$
τ_{sp}	spontaneous emission lifetime	$0.17 \times 10^{-9} (\text{s})$
Q	quality factor	5000

表 2 光子晶體參數對照表。

由文獻[10]得知，

$$\Delta N_{slab} = f_{QW} [N_{th} (e^{\varepsilon N_p \ln(\frac{N_{th}}{N_{tr}})} - 1)] \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \Delta \lambda &= \left(\frac{\partial \lambda}{\partial n} \right) \left[\left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) \Delta T + \left(\frac{\partial n}{\partial N_{slab}} \right) \Delta N_{slab} \right] \\ &= \left(\frac{\partial \lambda}{\partial n} \right) [2.5 \times 10^{-4} \Delta T - 1.63 \times 10^{-26} \Delta N_{slab}] \end{aligned} \quad (21)$$

其中 N_{slab} : 基板上的載子密度、 f_{QW} : 量子井載子密度轉換成基板平均載子密度的轉換因子、 N_p : 光子密度、 $\frac{\partial n}{\partial T} = 2.5 \times 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ 、 $\frac{\partial n}{\partial N_{slab}} = -1.63 \times 10^{-26} \text{ m}^{-3}$ 。

理想雷射的臨界載子密度會等於透明點載子密度，產生雷射時載子密度達到飽和。利用式(19)得知，實驗的臨界載子密度($1.58 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$)大於透明點載子密度($1.5 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$)。由式(20)中可看出產生雷射後自由載子密度持續增加。故由式(21)得知，過臨界功率後，模態波長仍有些微的藍移。