

國立交通大學

電子物理學系

碩士論文

利用掃描式近場光學顯微術研究微米  
與奈米尺度半導體結構樣品

**Scanning Near-field Optical Microscopy of  
Semiconductor Micro and Nano Structures**

研究生：陳威宇

指導教授：李明知 教授

張文豪 教授

中華民國九十八年七月

利用掃描式近場光學顯微術研究微米

與奈米尺度半導體結構樣品

**Scanning Near-field Optical Microscopy of  
Semiconductor Micro and Nano Structures**

研究生：陳威宇

Student : Wei-Yu Chen

指導教授：李明知 教授

Advisor : Prof. Ming-Chih Lee

張文豪 教授

Prof. Wen-Hao Chang



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 2009

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十八年七月

# 利用掃描式近場光學顯微術研究微米

## 與奈米尺度半導體結構樣品

研究生：陳威宇

指導教授：李明知 教授

張文豪 教授

國立交通大學電子物理學系

### 中文摘要

在本論文中，我們利用高解析度掃描式近場光學顯微術研究微碟、光子晶體共振腔與半導體量子點在次微米尺度下的光學特性，並與模擬的結果相比較。利用微碟的近場影像，可以觀察到耳語廊模態在微碟圓周區域形成，其模態橢圓狀光場數目約為模擬個數的一半，我們發現此現象是因為探針無鍍金屬，依據針尖的形狀接收不同高度的光場疊加後的結果。相同的分析技術也用在 L3 結構光子晶體中，也探討品質因子最高的模態在缺陷的空間分佈。最後，在奈米尺度的量子點樣品中，透過量測金屬銦與量子點的光學性質的差異，提供辨別金屬銦存在的有效方法；由氮化銦鎵量子點的近場影像與形貌可知，銦組成較高的大顆量子點稀疏地分布在表面，銦組成較低的小顆量子點密度高且均勻地平鋪在樣品表面，這是由於相分離造成銦組成的不均勻所造成。利用掃描式近場顯微術，我們能從微米與奈米尺度半導體樣品的高解析度影像，有效地研究樣品的微觀光學性質。

# Scanning Near-field Optical Microscopy of Semiconductor Micro and Nano Structures

Student : Wei-Yu Chen

Advisor : Dr. Ming-Chih Lee

Dr. Wen-Hao Chang

Department of Electrophysics  
National Chiao Tung University

## Abstract

Scanning Near-field optical microscopy (SNOM) with high resolution was used to study optical properties in microdisks, photonic crystals, InN and InGaN dots. Finite difference time domain (FDTD) simulation confirm the experimental results. Near-field image show the number of whispering-gallery modes (WGMs) azimuthal intensity maxima around the disk circumference is half number by simulation. It is because of the image is collected from different part of uncoated tip. We also observed the spatial distribution of resonance mode which is highest quality factor in L3 photonic crystal. Finally, we could identify In droplet in InN dots by SNOM because of different optical property. The relation between composition and dot size in InGaN is also found by near-field image and surface morphology. Phase separation in InGaN dots result in different indium composition dots. SNOM is a powerful tool to research semiconductor micro and nano scale structures.

## 誌謝

我的研究所生涯終於結束了，期間遇到了不少困難，不管是受傷或是在實驗中的挫折，都硬著頭皮撐了下來，這些都要感謝我身邊的人。

首先要感謝我的指導老師李明知老師與張文豪老師辛苦的指導，在實驗方面與論文的撰寫都給我很多的建議，教導我很多處理事情的態度與方法，並在我遇到難題時，有方法地讓我學習如何克服。也要謝謝陳衛國老師與周武清老師在論文給我的建議，讓我的論文更加的完善。另外要謝謝徐子明老師與果尚志老師在口試時的指導。

在拉曼實驗室中，要謝謝跟我相處最久的文哲學長，謝謝你忍受我這個任性的學弟，常常固執地處理事情，但你還是能耐心且辛苦地幫助我。也要感謝李寧學長撥出寶貴的時間，義不容辭地幫助我實驗很多部分，林萱學姊不吝惜地解答我在研究上很多煩雜的問題，也要感謝昱安學長、京玉學長以及少甫學姊平時對我的照顧。也要謝謝一路陪伴我的家賢和嘉駿，以及同甘共苦的鴻璋、瑋廷和志豪，有你們陪伴且一起完成論文的感覺真的很棒。另外，要謝謝妹妤與士興在論文給我很大的幫忙，還有志豪、儒賢、家和以及湘諭等學弟妹的陪伴。

最後要謝謝我的家人，爸媽與姐姐在背後默默地支撐我，我才能完成這段學業與論文。

短短的致謝無法完整地表達我對大家的感謝，謝謝你們。

# 目錄

中文摘要	I
英文摘要	II
誌謝	III
目錄	IV
圖片目錄	V
第一章 簡介	1
第二章 理論背景	3
2-1 掃描式近場光學顯微術	3
2-2 光學共振腔原理	6
第三章 樣品結構與實驗架構	9
3-1 樣品結構	9
3-1-1 共振腔量子點主動層結構	9
3-1-2 微碟製作流程	10
3-1-3 光子晶體製作流程	12
3-1-4 氮化銦與氮化銦鎵量子點	13
3-2 掃描式近場光學顯微術	15
3-2-1 實驗架構	15
3-2-2 探針製備	16



<b>第四章 結果與討論</b>	19
4-1 微碟共振腔(Microdisk cavity)	19
4-1-1 微碟中心與邊緣之光譜分析	19
4-1-2 微碟品質因子(Q factor)對近場訊號的影響	20
4-1-3 測量微碟耳語廊模態數目(WGMs number)	23
4-2 光子晶體共振腔(Photonic crystal)	30
4-3 奈米尺度量子點(Dots)	34
4-3-1 鑑別氮化銦量子點樣品中的金屬銦顆粒	34
4-3-2 分辨不同銦組成氮化銦鎳量子點之量測	37
<b>第五章 結論</b>	41
<b>參考文獻</b>	42

## 圖片目錄

圖 2-1	k space 中 $k_x$ 、 $k_y$ 與消散波的關係圖	4
圖 2-2	近場探針收集消散波示意圖	5
圖 2-3	2D 光子晶體侷限原理示意圖	6
圖 2-4	(a)為周期性排列的光子晶體電場場圖，(b)缺陷左右邊空氣駐向外偏移的光子晶體電場場圖；圖(c)、(d)分別是模態在(a)、(b)兩種光子晶體結構 k 空間的分佈；圖(e)、(f)為這兩種結構的共振模態其波向量的方向與角度	8
圖 3-1	量子點主動層示意圖，AlGaAs 的厚度分別為 800nm(微碟)與 1.5 $\mu\text{m}$ (光子晶體)	10
圖 3-2	微碟製作過程示意圖	11
圖 3-3	微碟的 SEM 影像	12
圖 3-4	L3 結構光子晶體 SEM 影像	12
圖 3-5	氮化銦與氮化銦鎵量子點結構示意圖	14
圖 3-6	(a)氮化銦與(b)氮化銦鎵量子點 SEM 影像	14
圖 3-7	SNOM 系統實驗架構圖	15
圖 3-8	(a)雷射融拉(b)化學蝕刻 Tube etching 方法示意圖	18
圖 3-9	利用(a)雷射融拉與(b)化學蝕刻 Tube etching 方法製作探針的 SEM 影像	18

圖 4-1	微碟中心與邊緣之光譜	20
圖 4-2	品質因子分別為(a)7026(b)5640(c)3356(d)2662 之微碟近場場圖	21
圖 4-3	微碟上 WGMs 光強度對品質因子關係圖	22
圖 4-4	品質因子對探測近場訊號的影響示意圖	23
圖 4-5	微碟光激螢光光譜和 FDTD 模擬光譜與場圖	24
圖 4-6	不同微碟直徑對 WGMs 波長關係圖，點代表實驗數據，線為模擬結果	25
圖 4-7	(a)微碟光激螢光光譜與(b)(c)(d) 不同模態數 WGMs 與(e)量子點基態之近場影像	27
圖 4-8	WGMs 近場場圖與 FDTD 模擬場圖	28
圖 4-9	FDTD 模擬電場平方場圖，d 為距離微碟距離	29
圖 4-10	L3 結構光子晶體( $r/a=0.31$ )(a)晶格常數對共振波長關係圖與(b)不同能量的共振模態模擬場圖	31
圖 4-11	(a)PL 譜圖與對不同晶格常數(b)380nm(c)450nm 光子晶體所做的近場影像與模擬場圖	32
圖 4-12	L3 結構光子晶體(a)實驗與(b)不同高度的近場影像	33

圖 4-13	氮化銦之(a)波長定在 1650nm 之近場場圖(b)樣品表面形貌	
	(c)針對藍色圓圈標示的量子點探測的光譜	35
圖 4-14	氮化銦之 X-ray 繞射強度對 $2\theta$ 作圖	35
圖 4-15	針對(a)氮化銦波峰(b)激發雷射的反射光近場場圖與(c)表面形貌	36
圖 4-16	氮化銦鎵之(a) X-ray 繞射強度對 $2\theta$ 作圖(b)光激螢光光譜	37
圖 4-17	分別對不同波長(a)1280nm(b)1530nm 的近場場圖與(c)表面形貌	39
圖 4-18	對波長 1530nm 做的(a)近場場圖與(b)表面形貌	40
圖 4-19	針對大小顆量子點的近場螢光光譜	40

# 第一章 簡介

由於近年來半導體共振腔的迅速發展<sup>[1]</sup>與量子點成長技術的突破，微米甚至奈米尺度的光學量測技術越來越重要，傳統遠場的顯微術解析度被繞射極限所限制，所以需要掃描式近場光學顯微術提高光學空間解析度。近場光學的理論發展很早，在 1873 年，E. Abbe 發現樣品與探測器之間的距離在遠場光學的範圍時，解析度最好只能大約一半的樣品發光波長大小<sup>[2]</sup>。Rayleigh 針對此現象計算出 Rayleigh 準則(Rayleigh criterion)<sup>[3]</sup>，兩物體的距離必須大於或等於  $(1.22\lambda/2n \sin\theta)$  才能清楚地分辨出來， $\lambda$  為探測光的波長， $n$  是折射率， $n\sin\theta$  為數值孔徑，此即是遠場光學系統的繞射極限，再好的傳統遠場的顯微鏡都無法擁有高於繞射極限的解析度。在 1928 年時，E. H. Synge 提出近場光學顯微術的初步概念<sup>[4]</sup>，他指出可利用微小的孔徑的探針去靠近樣品去聚焦光點，其解析度為孔徑大小而不被繞射極限所限制。此構想在 1972 年才由 E. A. Ash 與 G. Nicholls 從實驗上證明<sup>[5]</sup>，他們利用微波長波長的特性減少實驗的困難，將解析度提高到  $\lambda/60$ ，證實利用近場觀念確實能打破繞射極限。之後穿隧式掃描顯微術的發明帶動了探針移動技術的發展，能準確地移動探針去靠近樣品。在 1992 年時，E. Betzig 等人發表用剪力回饋機制的近場系統<sup>[6]</sup>，能同時得到表面形貌與樣品上的光學資訊，近場光學顯微術的架構大致發展完成。直到今日，依舊在持續改進近場探針以達到更好品質的實驗結果，解析度高的探針相對的訊號強度

通常都很微弱，反之訊號輸出大時探針解析度必須犧牲，如何維持訊號能偵測的到的輸出與解析度是製作近場探針技術的最大困難點。

本實驗室中，我們將光纖用化學溶液蝕刻出針尖後，黏上音叉作成剪力回饋式的近場探針，裝在能控制探針位置的掃描器，便能利用回饋機制來接近樣品到約 30 奈米，再加上後段分析訊號的光路，組成近場光學顯微術系統。

在本研究中，我們利用此近場光學顯微術系統，針對兩種共振腔結構：微碟與光子晶體中的共振模態空間上的特性來分析。另外，也對本實驗室利用有機金屬氣相沉積(MOCVD)系統所成長的氮化銦與氮化銦鎵量子點作探討。

論文中，第二章將說明近場光學顯微術系統原理以及光學共振腔的原理。第三章則是簡介樣品結構與近場系統架設與探針的製作。第四章為針對三種不同樣品的實驗結果。第五章為本論文的結論。

## 第二章 理論背景

第一部份將介紹何謂繞射極限，以及解釋為何掃描式近場光學顯微術 (SNOM) 可以突破繞射極限，提高光學量測系統的空間解析度。第二部分為光學共振腔原理的簡介。

### 2-1 掃描式近場光學顯微術(SNOM)原理

光再真空中行進時，根據色散公式：

$$\hbar\omega = c \cdot \hbar k, \quad k \text{ 為波向量} \quad (2.1)$$

$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} \quad (2.2)$$

。海森堡測不準原理指出在一固定方向軸中，粒子位置不確定量與動量不確定量的乘積不能少於  $\hbar/2$ ，在這裡我們假設  $x$  軸方向：

$$\Delta \hbar k_x \cdot \Delta x \geq \hbar/2 \quad (2.3)$$

$$\text{或 } \Delta x \geq \frac{1}{2\Delta k_x} \quad (2.4)$$

，這代表光在  $x$  軸空間上能被侷限的大小與動量分佈的大小成反比。這邊可以用一個簡單的例子來說明，譬如在用透鏡將太陽光聚焦光線到焦點時，便是將原本大範圍 ( $\Delta x$  大) 且同方向 ( $\Delta k$  小) 的平行光，透過透鏡改變光的路徑，使得各個不同方向 ( $\Delta k$  大) 的光線聚集成空間上的一小點 ( $\Delta x$  小)，此即為式(2.3)的應用。在式(2.4)中動量的不準量可以根據式(2.2)中  $k_x$  與  $k$  的關係得知，再加上  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  的關係，我們可以得知

$$\Delta x \geq \frac{1}{2\Delta k_x} = \frac{1}{2k} = \frac{\lambda}{4\pi} \quad (2.5)$$

，式(2.5)與 Lord Rayleigh 在 1879 所提出的繞射極限意義相同<sup>[3]</sup>，計算出在一般遠場的光學系統中，理論上空間解析度能提高到的極限，尺度約與光波波長相同。如想再提高光學系統的解析度，由式(2.4)可知，動量的不準度必須越大越好，這裡我們用了一個小技巧，讓  $x$  與  $y$  方向的動量超過波向量  $k$  值，但為了滿足式(2.2)， $k_z$  必須要為虛數。這使得  $x$  與  $y$  方向的動量不受式(2.5)的限制， $k_x$  與  $k_y$  的不準度大於  $k$ ，讓  $x$  與  $y$  平面的解析度超越繞射極限。但注意到  $z$  軸方向的動量為虛數，將  $z$  方向光以平面波表示的話： $\exp(ik_z z) = \exp(-|k_z|z)$ ， $z$  方向的強度會隨距離增加呈指數衰減，所以光在  $z$  方向不會傳播，此即為消散波(evanescent wave)的性質。消散波不存在均勻物質中，只有在光遇到不均勻物質(inhomogeneity)才會產生。

圖 2-1 為  $x$  和  $y$  方向的動量作圖，紫色圓形範圍為  $k_x^2 + k_y^2 < k^2$  的區域，綠色圓圈為  $k_x^2 + k_y^2 = k^2$  方程式的作圖，剩下其他的藍色範圍為  $k_x^2 + k_y^2 > k^2$  的區域。當  $k_x^2 + k_y^2 < k^2$  時，代表  $k_z$  也小於  $k$  且為實數，為一般傳統遠場顯微系

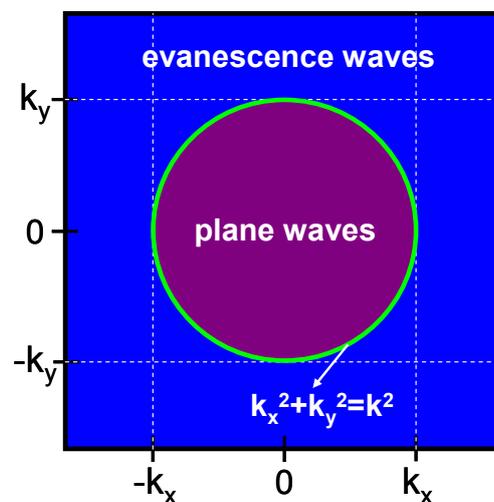


圖 2-1  $k$  space 中  $k_x$ 、 $k_y$  與消散波的關係圖

統操作的範圍，探測器接收的訊號皆是由發光源經過一段距離傳撥至探測器後疊加的結果，其解析度的極限來源即為圖 2-1 的綠線  $k_x^2+k_y^2=k^2$  限制，因為當  $k_x^2+k_y^2>k^2$  時，在圖 2-1 的藍色區域，其  $k_z$  必須要為虛數才能滿足  $k_x^2+k_y^2+k_z^2=k^2$ ，z 方向為消散波，消散波無法傳遞至一般遠場顯微鏡的探測器。

由以上原理可知，為了增加在 x、y 方向的解析度，我們必須收集 z 方向的消散波，此消散波只存在樣品表面附近不會傳播出去。在圖 2-2 中，將光纖探針靠近樣品表面，針尖與樣品的距離約為 30nm，雷射從針尖輸出激發樣品，樣品周圍產生光激螢光訊號，樣品表面的消散波與針尖耦合後，經由光纖傳輸到光譜儀去做分析。此為 SNOM 的基本原理。

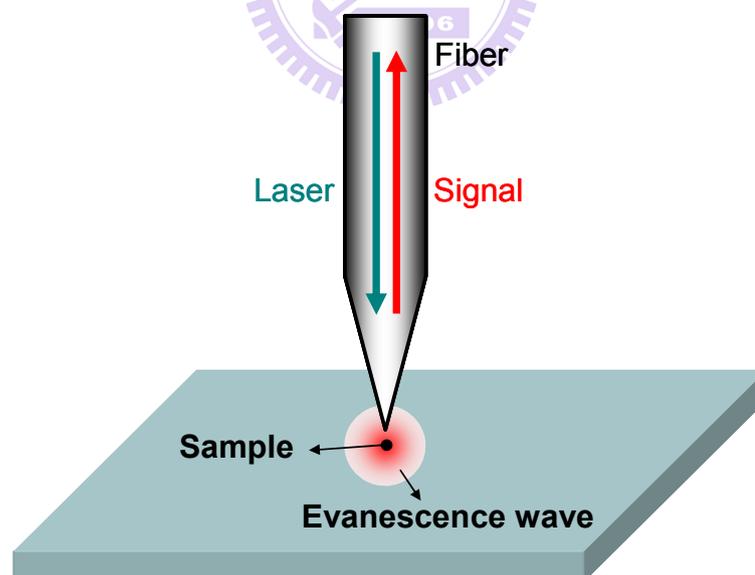


圖 2-2 近場探針收集消散波示意圖

## 2-2 光學共振腔原理

本研究中的共振腔分別為微碟與光子晶體。微碟主要是利用圓盤狀的介質，利用其折射率與空氣的差距形成全反射，將光侷限在圓盤的四周環繞並共振，形成耳語廊模態(Whispering Gallery modes, WGMs)。光子晶體為二維的光子晶體薄片，在量子點主動層蝕刻周期性排列的空氣柱，在中心區域拿掉空氣柱製造缺陷。如圖 2-3 所示，量子點主動層經由雷射激發後發光，缺陷中的光在平板方向因為週期排列的空氣柱，產生布拉格反射(Bragg reflection)而被限制；垂直方向因為光子晶體與空氣折射率的差別，光入射角如果太大則會全反射，這些方向的限制使得光在缺陷區域共振而不容易逸失，形成良好的共振腔。但在垂直方向，還是有些光無法全反射而向上逸失，共振腔的侷限能力減弱，品質因子因此下降，所以在設計光子晶體時，都會藉由改變空氣柱的缺少個數或微調空氣柱位置，讓光能更喜歡待在微小的缺陷區域中，增加共振腔的品質因子同時保持低模態體積。

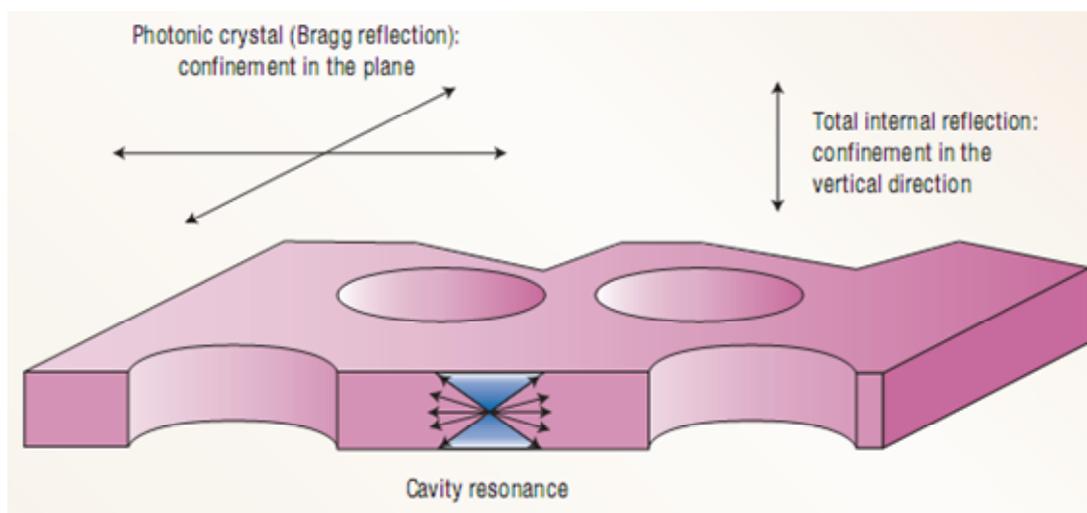


圖 2-3 2D 光子晶體侷限原理示意圖<sup>[7]</sup>

目前最好的設計結果為 S. Noda 等人在 2003 年的 Nature 上發表品質因子高達 45,000 與模態體積的 L3 結構光子晶體<sup>[8]</sup>，其結構為中心區域少 3 個一排的空氣柱。圖 2-3(a)為空氣柱位置無改變的模擬電場場圖，圖 2-3(b)為左右兩端空氣柱稍微向外移動的模擬電場場圖，黑色圓圈為空氣柱所在位置，為缺少 3 個空氣柱之光子晶體。圖 2-3(c)、(d)分別為圖 2-3(a)、(b)的傅立葉轉換圖，圈圈內為逸失區域(leaky region)。圖 2-3(e)(f)為波向量在真實空間分佈之示意圖，綠色區域為逸失區域。在圖 2-3 (b) 有向外移動空氣柱的光子晶體電場場圖中，可以發現在 x 方向的電場分佈較圖 2-3 (a)寬廣，空間上的限制較少。圖 2-3(c)顯示有部分光落在逸失區域，而稍微移動空氣柱後，如圖 2-3(d)中，明顯在逸失區域的光減少了。圖 2-3(e)顯示了在逸失區域的光，其 z 方向的分量較多，在介面部分因入射角太小不會產生全反射，造成光可以從上方逸出。而圖 2-3(f)顯示了因為讓 x 方向的限制減少，讓光在比較喜歡待在 x-y 平面，減少光在 z 方向的分量與逸失的比例，進而增加共振腔的侷限能力，這是 L3 結構的為何能有高 Q 值的原因。本研究便是利用 SNOM 來觀察 L3 光子晶體中高 Q 值模態在空間上的分佈。

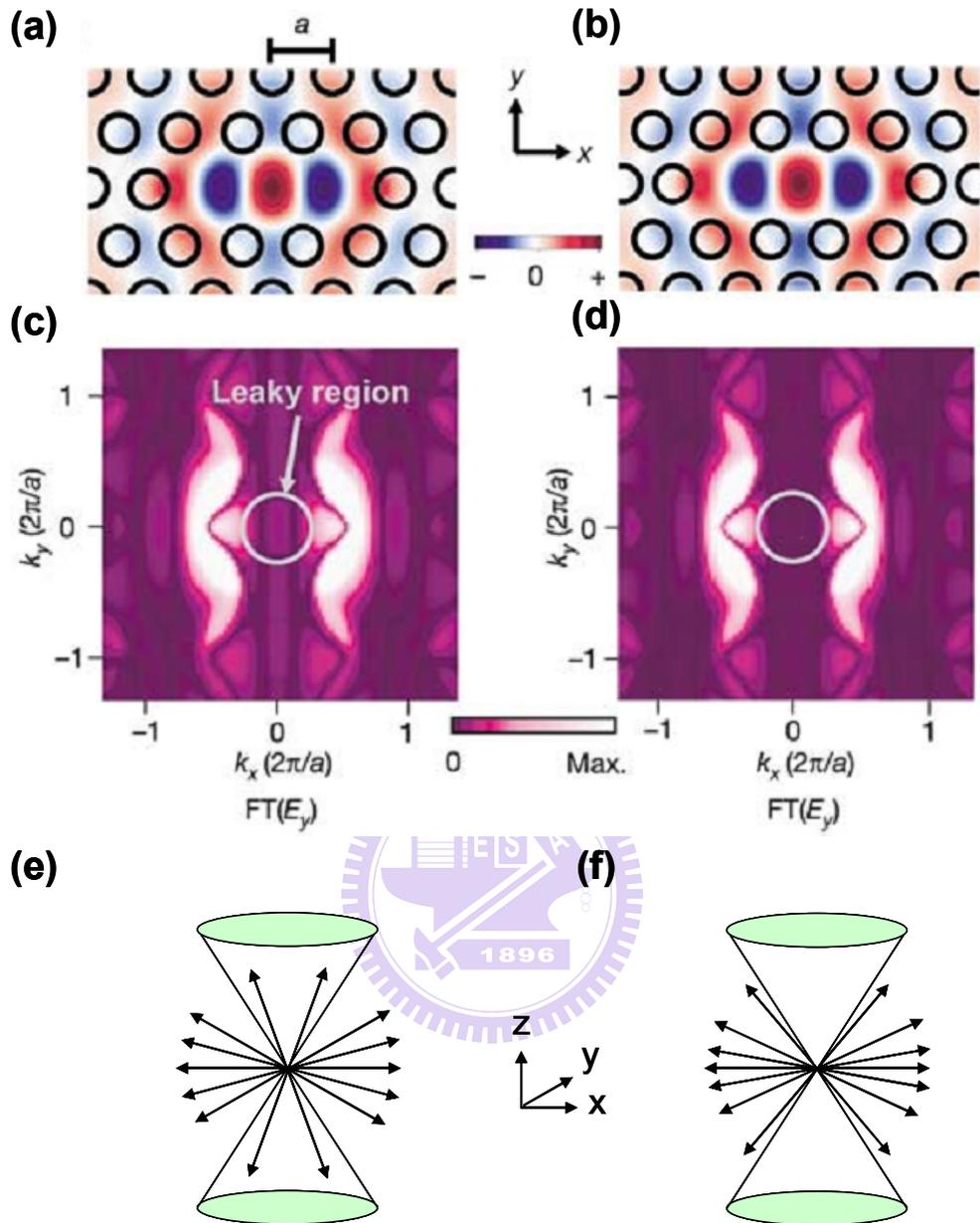


圖 2-4 (a)為周期性排列的光子晶體電場場圖，(b)缺陷左右邊空氣駐向外偏移的光子晶體電場場圖；圖(c)、(d)分別是模態在(a)、(b)兩種光子晶體結構  $k$  空間的分佈；圖(e)、(f)為這兩種結構的共振模態其波向量的方向與角度<sup>[8]</sup>

## 第三章 樣品結構與實驗架構

在這個章節，第一部份分別對三種不同半導體樣品：微碟、光子晶體、量子點的結構作介紹，第二部分是本論文中主要使用的掃描式近場光學顯微術(SNOM)，將會對其基本光路與探針的製備方法做說明。

### 3-1 樣品結構

#### 3-1-1 共振腔量子點主動層結構

本研究的量子點主動層結構由國立中央大學電機工程學系綦振瀛教授實驗室所提供。微碟與光子晶體的量子點主動層結構大致上相同，只有些微的差距，下面為主動層結構的簡介。

試片利用分子束磊晶法(molecule beam epitaxy, MBE)所成長，以 S.K. 模式(Stranski-Kranstanov mode)形成量子點。在砷化鎵基板上分別先成長 0.8 $\mu\text{m}$ (微碟)與 1.5 $\mu\text{m}$ (光子晶體)厚度的砷化鋁鎵( $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ )犧牲層，在上面鋪一層 100nm 砷化鎵緩衝層(buffer layer)後成長砷化銦量子點，量子點密度約為  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$ 。最後再蓋一層 100nm 的砷化鎵覆蓋層(capping layer)。

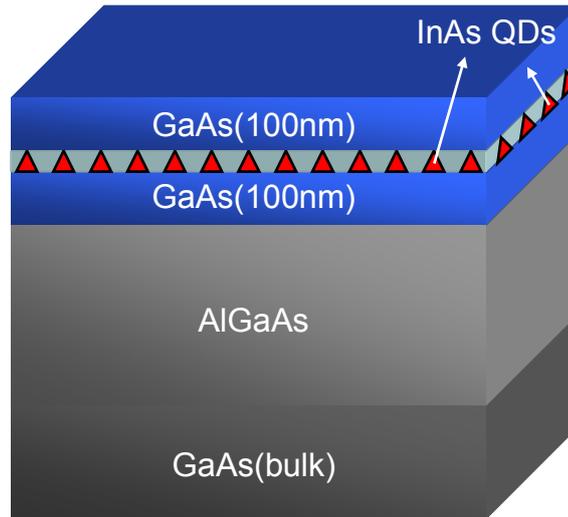


圖 3-1 量子點主動層示意圖，AlGaAs 的厚度分別為 800nm(微碟)與 1.5 $\mu\text{m}$ (光子晶體)

### 3-1-2 微碟製作流程

我們主要利用濕蝕刻來製作微碟共振腔，圖 3-2(a)至(e)為製作微碟步驟的示意圖。第一部分為曝光，我們先使用 HMDS(hexamethyl disilazane)清潔樣品表面，使負光阻能有效地附著在樣品表面。負光阻主要是作為蝕刻的遮罩，以光阻塗佈機將光阻均勻地上在樣品表面，厚度約為 300nm。再利用電子束微影術(E-beam lithography)寫出所需要尺度大小的微碟圖像與位置。接著光阻經過曝光與顯影後，準備進行濕式蝕刻。

第二部分為濕蝕刻，利用調配不同比例 HCl、 $\text{H}_2\text{O}_2$  和  $\text{H}_2\text{O}$  組成的蝕刻液，吃掉無光阻保護的部分，再的去離子水清洗。第三部分為選擇性蝕刻，我們利用氫氟酸對砷化鋁鎵側向蝕刻速率較快的特性，吃出懸空以砷化鋁鎵為柱子之微碟。最後仍以去離子水將侵蝕後的雜質清除。

第四部份為去光阻，在微碟結構形成後，把樣品浸泡在丙酮中去除微碟表面上的光阻，微碟的製程完成。圖 3-3 為製作完成的微碟 SEM 影像。

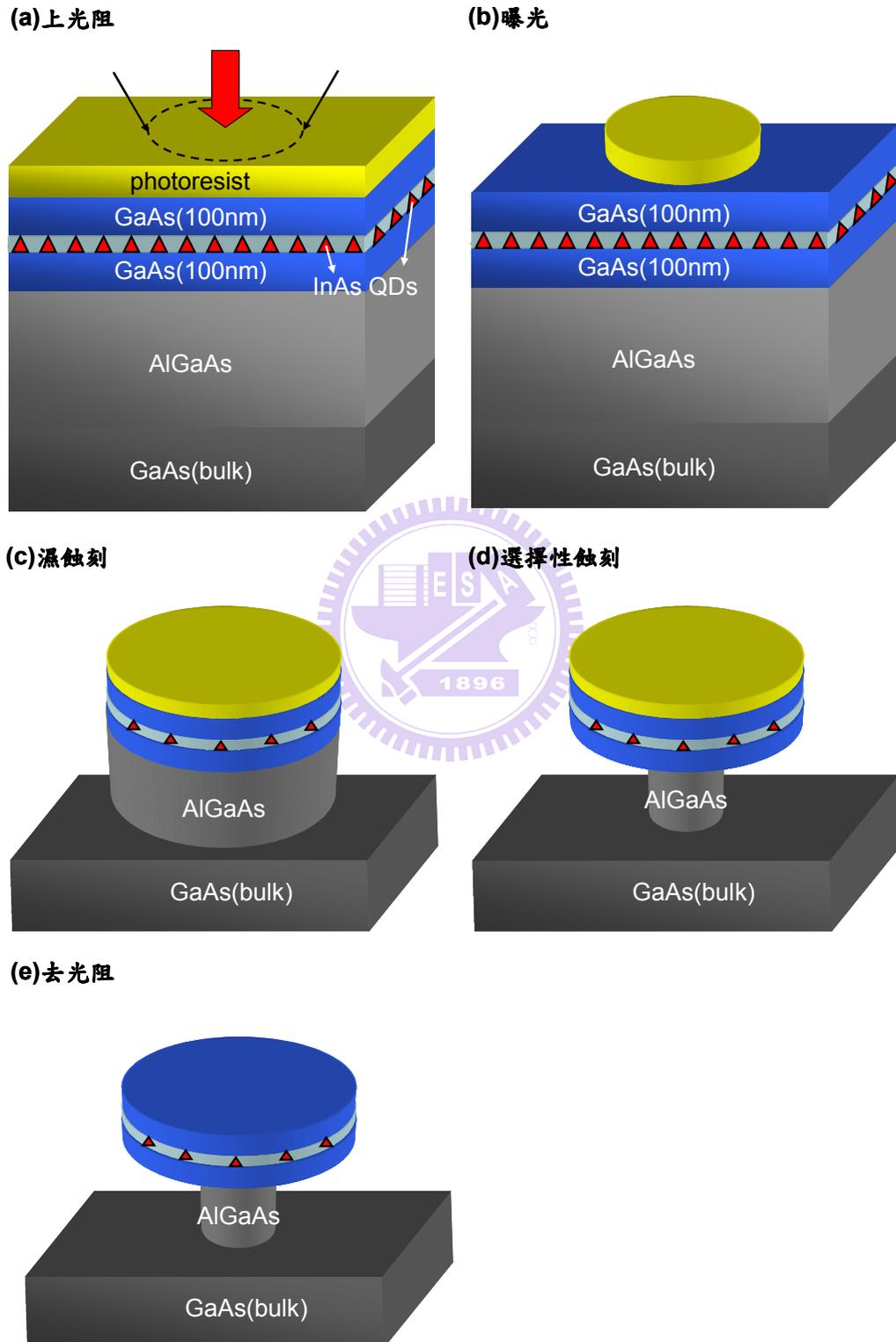


圖 3-2 微碟製作過程示意圖

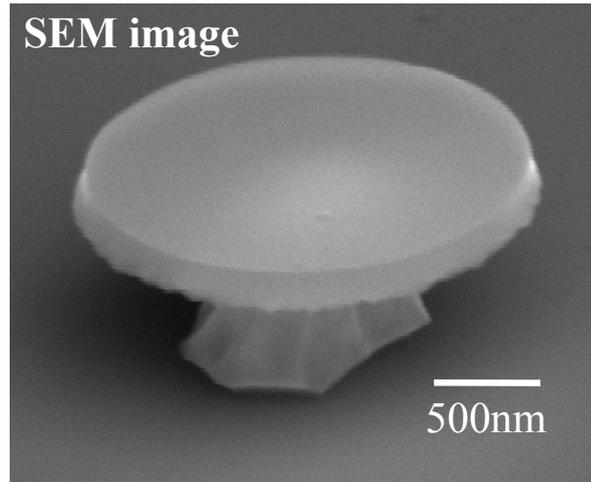


圖 3-3 微碟的 SEM 影像

### 3-1-3 光子晶體製作流程

第一部分一樣為曝光，在量子點主動層表面上光阻後，再利用電子束微影術(E-beam lithography)寫出所需的尺寸與位置之空氣柱。第二部分為乾式蝕刻，利用高密度電漿子三五族蝕刻機(high density plasma etcher, HDP)對無光阻的區域進行蝕刻。完成乾式蝕刻後，第三部分為選擇性蝕刻，將樣品浸泡入氫氟酸掏空砷化鋁鎵犧牲層，使光子晶體上下部分皆為空氣層，光子晶體共振腔到此製作完成。

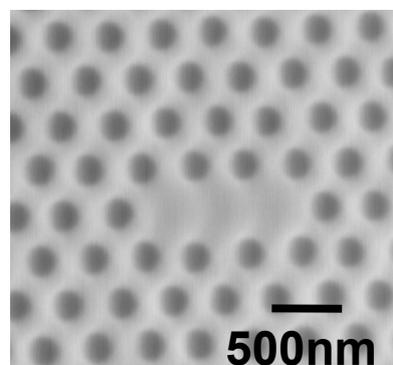


圖 3-4 L3 結構光子晶體 SEM 影像

### 3-1-4 氮化銦與氮化銦鎵量子點

本實驗室以有機金屬氣相沉積(MOCVD)成長氮化銦與氮化銦鎵量子點。主要是利用三甲基鎵 (Trimethylgallium, TMGa) 與三甲基銦 (Trimethylindium, TMIIn) 提供三族的來源，五族來源則由氨氣(NH<sub>3</sub>)來提供。

成長的結構示意圖如圖 3-5 所示。首先，先在 c 面的藍寶石(sapphire) 基板上成長 520°C 的氮化鎵成核層 25nm，再成長 1120°C 的氮化鎵緩衝層 1μm，然後將溫度降至 650°C 成長所需要的量子點。在成長氮化銦時，通入 110sccm(代表在 STP 下每分鐘流入多少立方公分之氣體)的 TMIIn，通入 1000sccm 的 NH<sub>3</sub> 作為五族來源，五三比為 6105，持續成長 30 分鐘，氮化銦量子點成長完成。

成長氮化銦鎵的條件與氮化銦大致相同，只有在通入三族的氣體做了改變。我們通入 95sccm 的 TMIIn 與 15sccm 的 TMGa 試圖混合成氮化銦鎵，其氣相銦組成為 86%，三族的總通量仍維持在 110sccm 不變。

圖 3-6(a)與(b)分別為氮化銦與氮化銦鎵量子點的 SEM 影像。

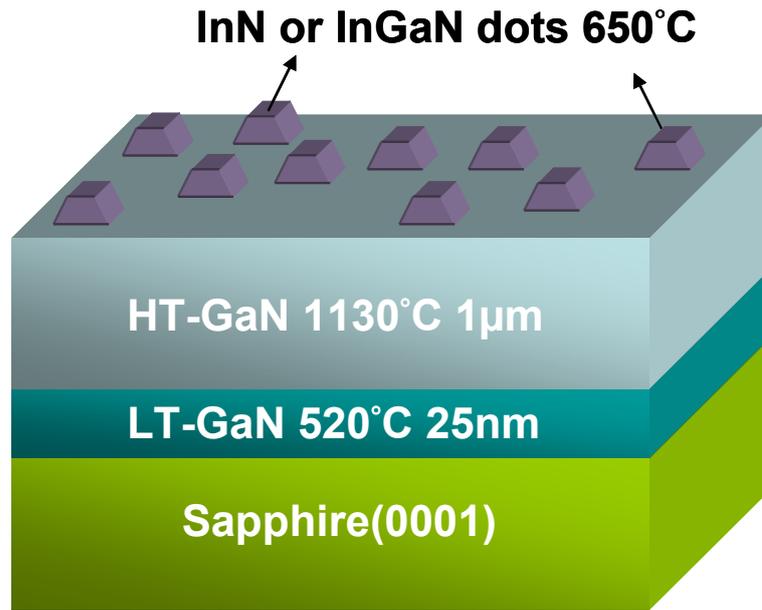


圖 3-5 氮化銦與氮化銦鎵量子點結構示意圖

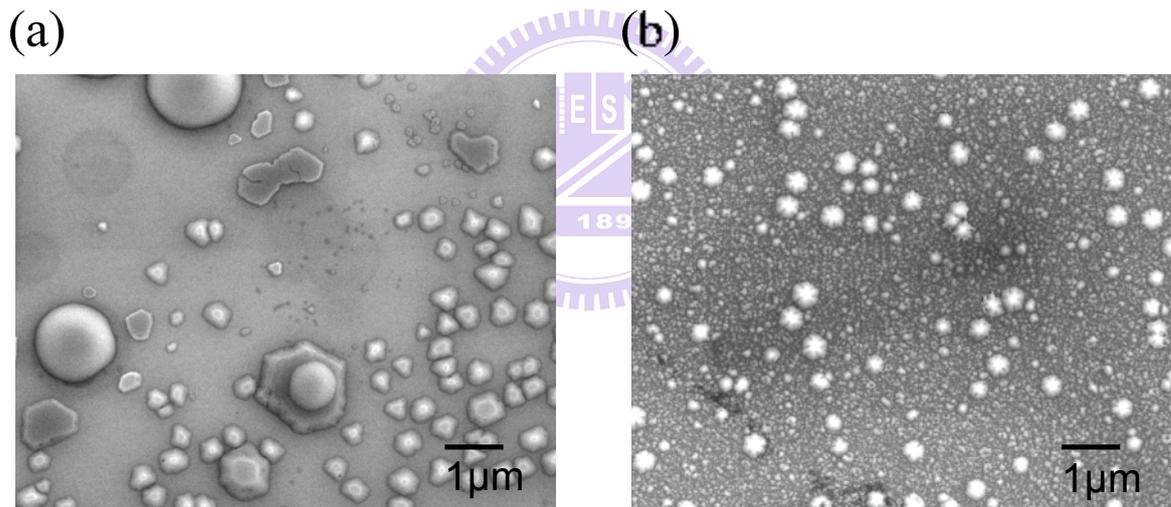


圖 3-6 (a)氮化銦與(b)氮化銦鎵量子點 SEM 影像

## 3-2 掃描式近場光學顯微術(SNOM)

### 3-2-1 實驗架構

圖 3-7 為 SNOM 系統的實驗架構圖，此近場系統為激發與收集模式 (Illumination-Collection mode)。我們利用 488nm 的 Argon 雷射作為激發光源，雷射藉由分光鏡反射至物鏡中，聚焦至光纖截面後，經由多模光纖傳輸至針尖激發樣品。樣品受雷射激發後產生 PL 訊號，PL 訊號再被近場探針收集經由光纖傳回物鏡，穿過分光鏡後到達光譜儀與光電倍增管 (PMT)，PMT 偵測到的訊號再傳入鎖相放大器 (Lock-in amplifier) 增加訊噪比。

圖 3-7 中的電腦 1 功能為處理掃描器控制器 (Scanner controller) 掃描到的樣品形貌與鎖相放大器收集到的訊號，將兩者做結合後便可在電腦 1 中得到近場影像。而鎖相放大器收集到的訊號經由 spectra hub 傳入電腦 2 中，與光譜儀的波長位置做結合後，得到 PL 光譜。

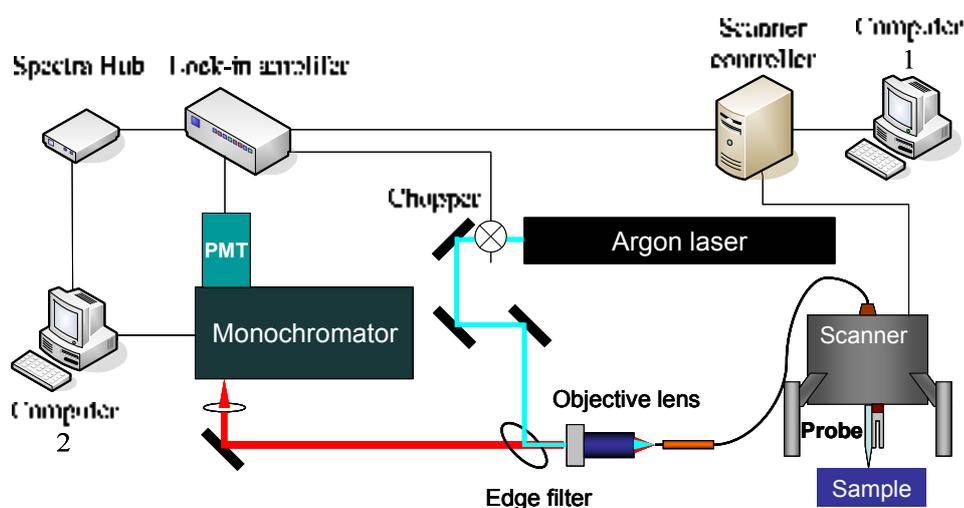


圖 3-7 SNOM 系統實驗架構圖

### 3-2-2 探針製備

近場探針的製作在 SNOM 中是最重要的核心技術，要得到高解析度的近場影像必須靠次微米尺度孔徑的光纖針尖。針尖的品質好壞主要有三大要素：第一是針尖要有較大的圓錐角度(cone angle)，因為輸出效率會較大<sup>[9]</sup>，第二為侷限良好且圓形的孔徑，這需要將金屬鍍在針尖側面部分，防止光從側邊漏出，使光只能從針尖出入<sup>[10]</sup>。第三為針尖金屬對雷射的抵抗力。為了要達到以上探針高品質要求，主要有雷射融拉與化學蝕刻兩種方法，雷射融拉目前為較穩定製作針尖的方法，重複率不但高而且製作速度快，如圖 3-8(a)，利用 CO<sub>2</sub> 雷射加熱光纖，讓光纖融化後向左右兩邊施力，拉開逐漸形成針尖。此方法所製的針尖表面較蝕刻方法平滑，金屬能均勻地鍍在針尖側面，形成侷限良好的孔徑。但雷射融拉最大的缺點為針尖圓錐角度普遍都很小，大約在 10 度左右，造成雷射或訊號在針尖區域傳輸時嚴重地損耗，而化學蝕刻方法的針尖圓錐角度比較大而且控制的範圍也很廣，比如本實驗室針尖角度能從 10 度改變至 40 度，使得化學蝕刻的輸出效率比雷射融拉還要大。在近場的實驗中，因只收集部分樣品所發出的訊號，所以針尖輸出效率對探測微弱訊號的樣品是非常重要的。

雖然化學蝕刻方法有較好的輸出效率，其最大的缺點是製程的不穩定與針尖表面的不平整，例如早期利用表面張力原理的 Turner method<sup>[11]</sup>，此方法對外界環境相當敏感，比如震動會改變液面的位置，溫度隨時間改變

則使得蝕刻速率不均勻，這些干擾皆會造成針尖表面的不平整。

為了解決這個困難，1998 年時 P. Lambelet<sup>[12]</sup> 等人與 1999 年的 R. Stockle<sup>[13]</sup> 等人皆提出一種新的化學蝕刻方法：Tube etching。其製作方法如圖 3-8(b)所示，從左到右為光纖蝕刻的過程。如圖 3-8(b)所示，將光纖連保護層(jacket)一起浸入氫氟酸，此方法主要是將光纖的保護層當作蝕刻的邊界條件，只讓 HF 進入光纖末端蝕刻，又因為光纖尖端外圍的 HF 對流中間快，所以蝕刻速率較中間區域快，由此機制形成針尖的雛型。隨著時間增加，外圍的光纖因離 jacket 尖端逐漸變遠，使得對流速率也跟著減慢，當內外的蝕刻速率相同時，針尖角度便固定下來不在改變。最後再用濃硫酸將光纖保護層去除，針尖的蝕刻步驟到此結束。

此蝕刻方法是靠在 jacket 內對流形成針尖，不像 Tuner method 會受液面擾動的影響，所以對溫度與外界的震動不敏感能有效地改善針尖表面的平整度，等於能提高鍍金屬在探針表面的品質。

圖 3-9(a)、(b)分別為本實驗室利用雷射融拉與化學蝕刻 tube etching 所製作的針尖 SEM 影像，針尖的大小約為 100nm。

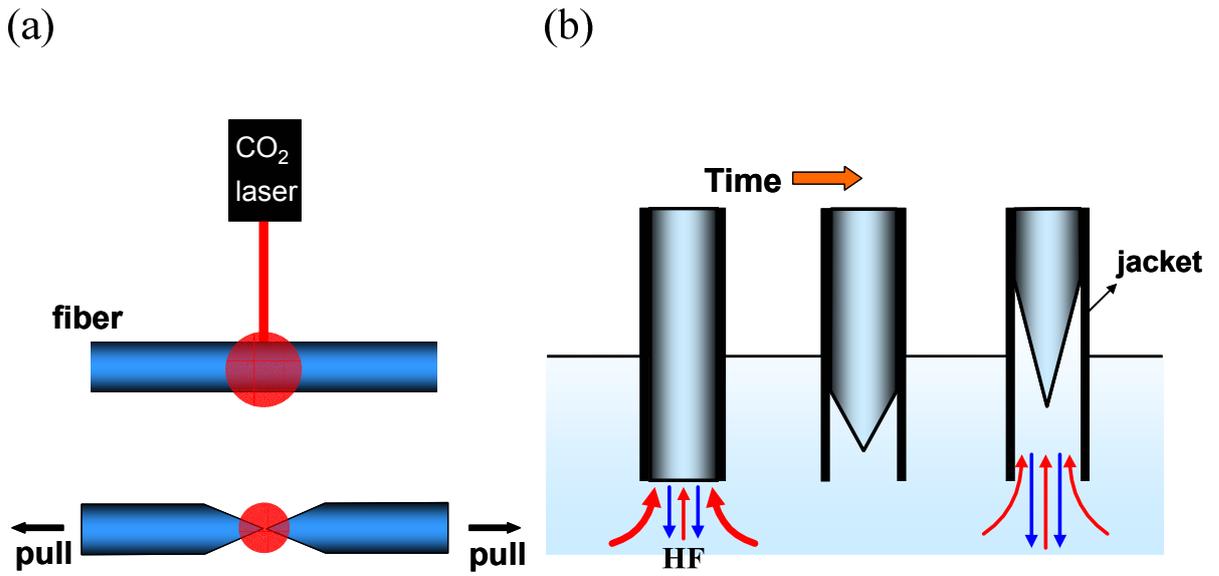


圖 3-8 (a)雷射融拉(b)化學蝕刻 Tube etching 方法示意圖

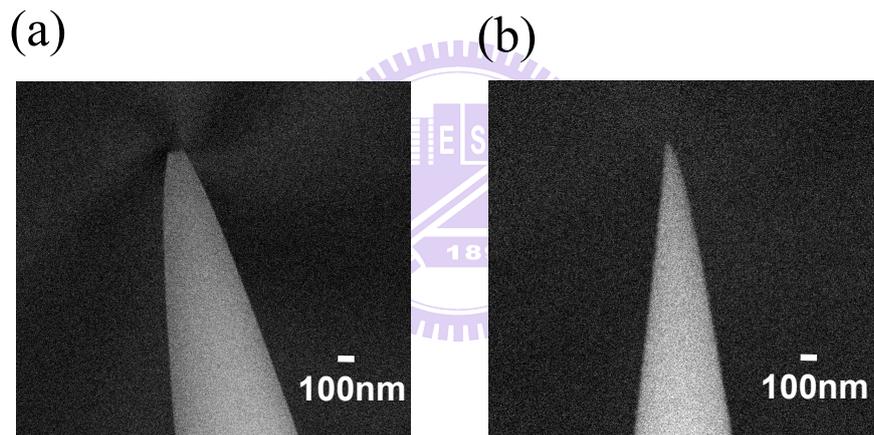


圖 3-9 利用(a)雷射融拉與(b)化學蝕刻 Tube etching 方法製作探針的 SEM 影像

## 第四章 實驗結果與討論

本研究利用掃描式近場光學顯微術(SNOM)分別探討不同尺度樣品的光學特性。第一部份為研究微米尺度的微碟之耳語廊模態(Whispering Gallery modes, WGMs)與光子晶體共振腔的缺陷模態(Defect mode)，第二部分為奈米尺度的氮化銦與氮化銦鎵之奈米點，利用高空間解析度的近場光學圖像與光譜配合樣品形貌，鑑別出氮化銦中的銦液滴(In droplet)，以及分辨不同銦組成之氮化銦鎵量子點。

### 4-1 微碟共振腔(Micro-disk cavity)

此部分的實驗除了利用 SNOM 外，也配合顯微光激螢光光譜(micro-photoluminescence,  $\mu$ -PL)與有限時域差分法(Finite-difference time-domain method, FDTD) 理論模擬幫助我們了解 WGMs 的特性。

#### 4-1-1 微碟中心與邊緣之光譜分析

首先，圖 4-1 中紅色與藍色的譜線分別為將近場探針移在微碟的中心與邊緣所收集光譜。插圖為微碟形貌，紅色與藍色的圓圈分別為探針收集光譜的位置。微碟中心幾乎是砷化銦量子點基態與第一激態譜線，而微碟邊緣則是能清楚地探測到 3 個主要的 WGMs 譜峰，這證實 WGMs 確實是存在於微碟圓周區域在共振。

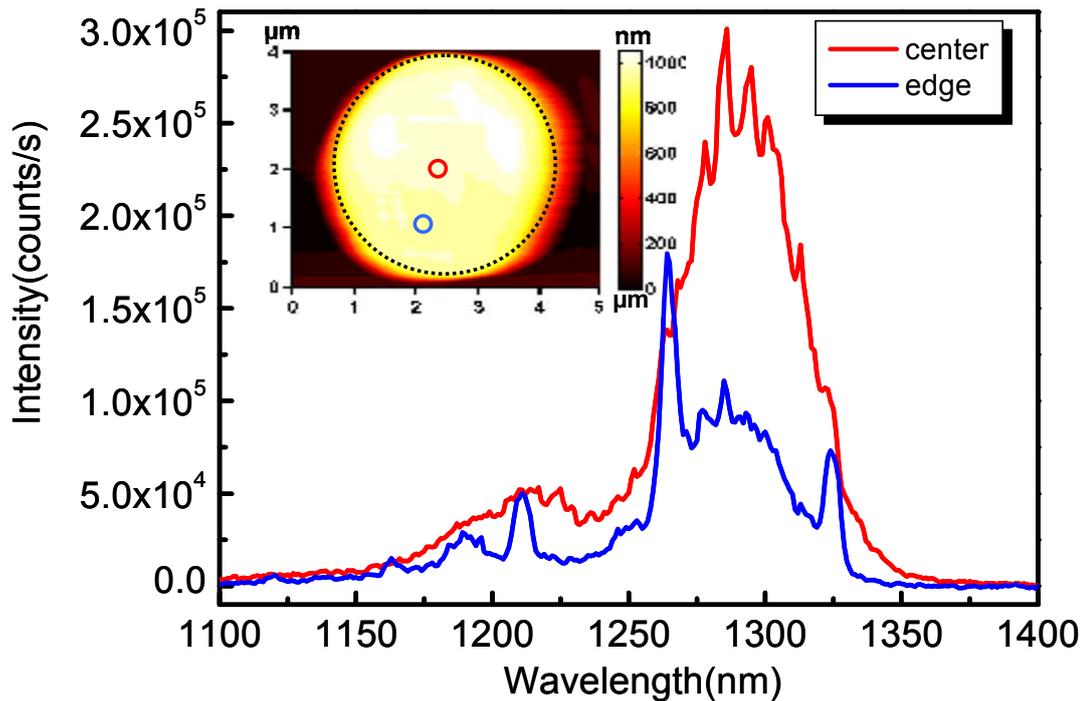


圖 4-1 微碟中心與邊緣之光譜

#### 4-1-2 微碟品質因子(Q factor)對近場訊號的影響

影響微碟共振模的品質因子主要有三個因素，第一是來自光在微碟側邊反射時，部分光因為微碟側邊曲率太小，無法產生全反射而穿透出來，稱為彎曲損耗(bending loss)。第二是來自光學吸收。光在介質中行進途中會因被吸收而損耗，又稱為吸收損耗(absorption loss)，最後一個是由散射所造成。光在微碟共振腔內，受側邊表面不平整的影響，將會四面八方地散射出來，稱為散射損耗(scattering loss)。

如圖 4-2 是四種不同品質因子共振腔的近場影像；其 Q 值分別約為二至七千。由這此影像可以看出微碟上的 WGMs 光場隨著品質因子降低而更

加明顯。圖 4-3 是在微碟上所偵測到的 WGMs 光強度與 Q 值的關係圖。隨著 Q 值增加，所偵測到的近場訊號逐漸減少。

由於這四個微碟共振腔直徑相差不會太大(分別為 2.28、2.16、1.96、2.16 $\mu\text{m}$ )，因此我們認為 Q 值不同主因是來自於散射損失(scattering lose)。因為微碟側邊在蝕刻時較難以控制表面的平整度，造成光難以侷限在共振腔中，進而減少 Q 值。

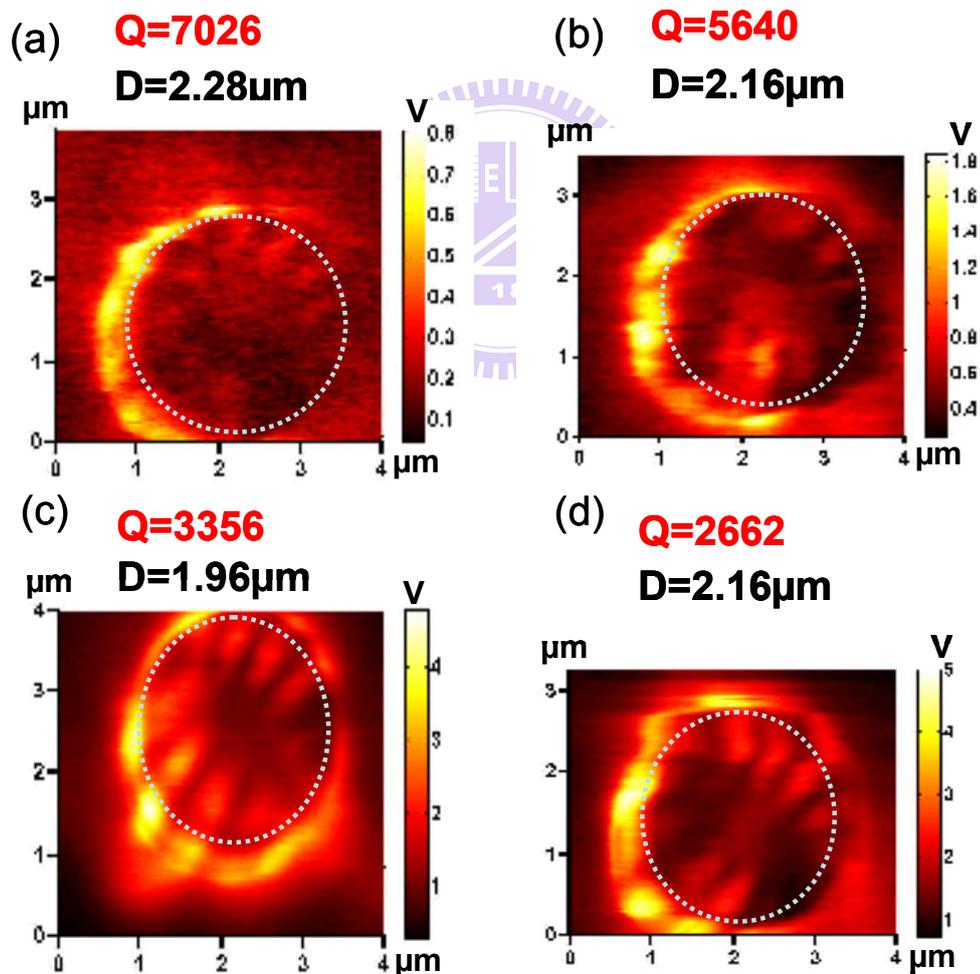


圖 4-2 品質因子分別為(a)7026(b)5640(c)3356(d)2662 之微碟近場場圖

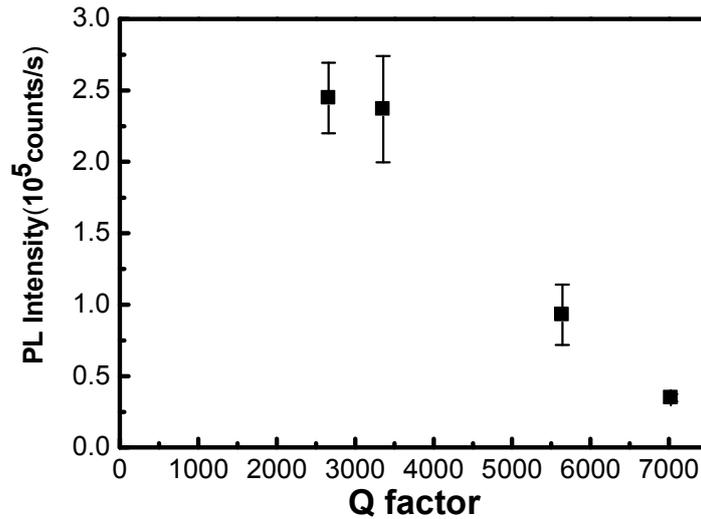


圖 4-3 微碟上 WGMs 光強度對品質因子關係圖

下面為我們對這個觀察到的現象所做的解釋。在圖 4-4 中，左邊為表面平整的理想微碟共振腔，WGMs 大部分都被侷限在共振腔中，僅有少部分的光從微碟側邊逸失，因此近場探針很難從微碟表面上方偵測到訊號。而右邊為表面不平整的微碟共振腔，原本侷限在共振腔中光經由缺陷的區域散射出來，讓微碟表面上的近場探針能偵測。這說明了為什麼 Q 值降低，所偵測到的近場探測的訊號強度反而更強的現象。代表近場探針所偵測的訊號其實是來自於共振腔逸失出來的光，高 Q 值的微碟反而不利於用近場探針從微碟表面收集訊號。

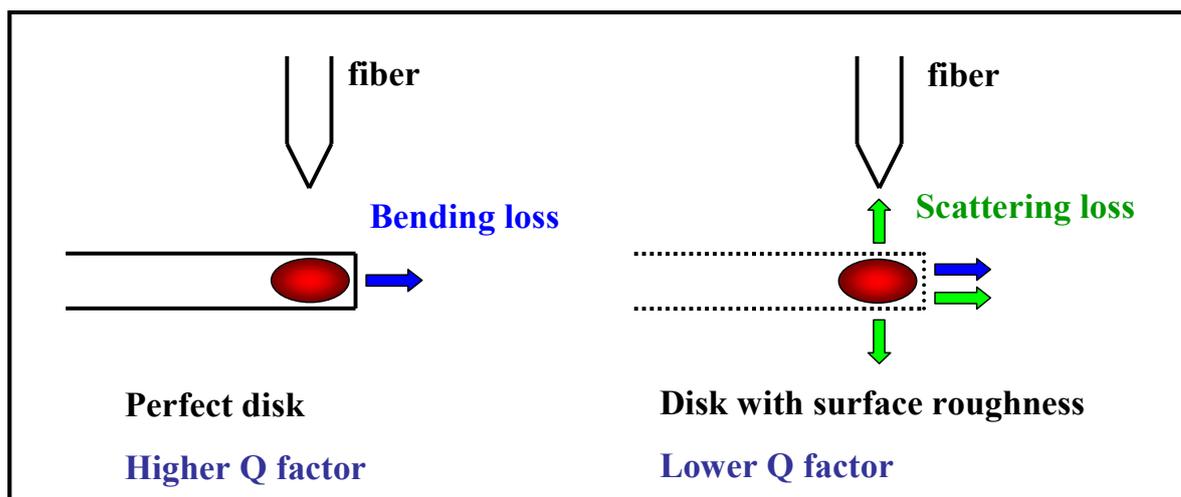


圖 4-4 品質因子對探測近場訊號的影響示意圖

#### 4-1-3 測量微碟耳語廊模態數目 (WGMs number)

所以在本節要利用近場影像來測量模態數時，我們挑選 Q 值較低(1182)的微碟來做研究。圖 4-5 中，黑色線為室溫下  $\mu$ -PL 所量測直徑  $2.6\mu\text{m}$  微碟的光激螢光光譜，紅色是 FDTD 模擬的光譜，插圖為 SEM 影像；實驗中譜線可以觀察到主要有 3 條很窄的 WGMs 譜線以及砷化銦量子點的基態(1300nm 附近)與第一激發態(約 1210nm)的訊號。插圖為各共振波長的模擬的場圖。對照 FDTD 模擬所得出的 WGMs 場圖與光譜，可以辨認每個 WGMs 的方位角模態數，分別如圖所標示的 13、14 以及 15。可以發現光譜上 WGMs 譜峰實驗與模擬仍有 10 奈米左右的差距，這主要是來自於實際微碟直徑大小與模擬不同所造成的。

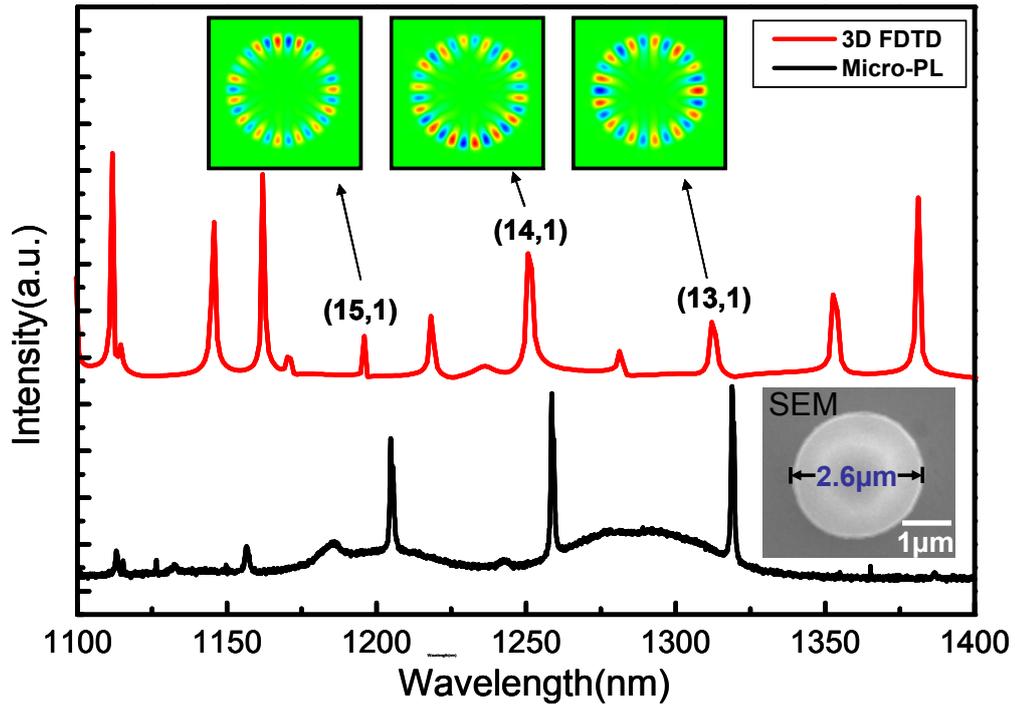


圖 4-5 微碟光激發光光譜和 FDTD 模擬光譜與場圖

為了標示實驗量測到的 WGMs 模態數，我們比較了一系列不同微碟直徑的實驗與模擬 PL 譜圖。圖 4-6 為不同微碟直徑對 WGMs 波長關係圖，點代表實驗數據與線為模擬的結果。WGMs 隨著微碟直徑增加紅移，這是因為  $\pi D = m \left( \frac{\lambda}{n} \right)$ ， $D$  為微碟直徑， $\lambda/n$  是共振波長， $m$  為方位角模態數。可以看到實驗與模擬都顯示出 WGMs 共振波長對微碟半徑相當敏感，半徑每增大 100nm，共振波長約紅移 50nm。所以對照圖 4-1 中微碟 WGMs 波長與圖 4-6 中直徑 2.6 $\mu\text{m}$  的 WGMs 波長比較後，每個模態數都可以清楚地標示出來。

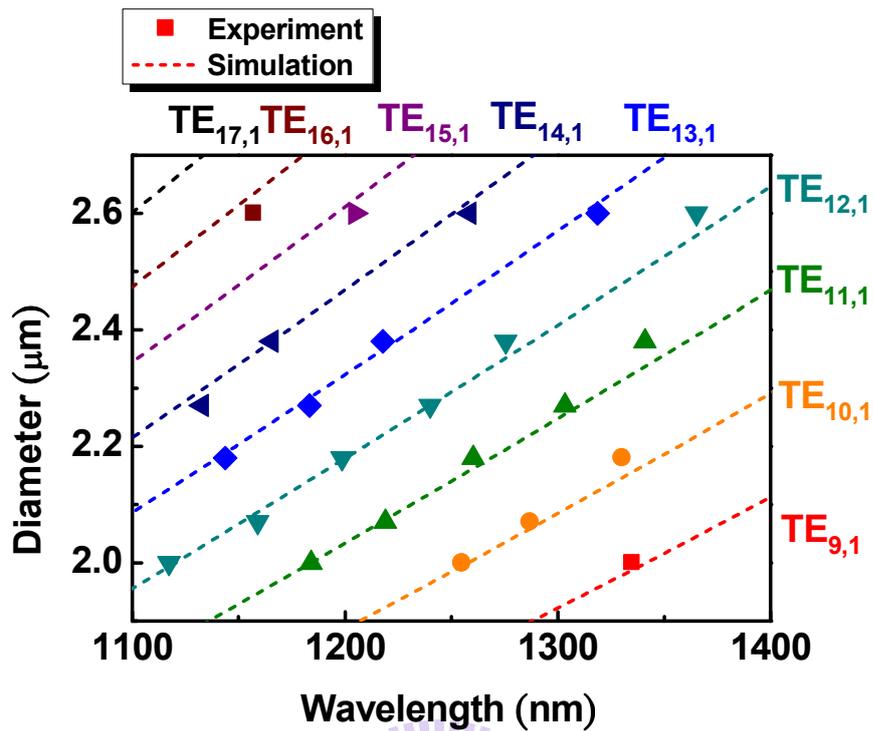


圖 4-6 不同微碟直徑對 WGMs 波長關係圖，

點代表實驗數據，線為模擬結果

為了確定每個 WGMs 的模態數，我們利用 SNOM 來觀測微碟平面上的近場場圖，從實驗中得到 WGMs 模態數。

實驗使用的是無鍍金屬之近場光纖探針，以 488nm 雷射透過光纖探針傳播到樣品上，均勻地激發大部分微碟中的砷化銻量子點。因此，並不會因為在探針掃描微碟不同區域時，造成激發光源位置的不固定而影響近場光學圖像。這就是所謂的遠場激發和近場收光(far-field excitation and near-field collection)。量子點發出的電磁波在微碟中共振產生 WGMs，而 WGMs 訊號透過與光纖針尖耦合後，再原路透過探針傳到光譜儀與探測器

進行分析。

圖 4-7 (a)是微碟 PL 譜線與(b)、(c)、(d)針對三種不同方位角模態數的 WGMs 近場場圖。在近場影像中，在微碟盤面的周圍可明顯看到亮暗相間的光場分佈，此即為 WGMs 的光強度的分佈圖。此外，我們也可以發現大部分的光也在微碟側邊漏出，這與模擬的結果相當吻合，顯示光繞著微碟圓周區域形成駐波時，這些光容易在微碟側邊表面不平整處散射出來，所以光纖探針接近微碟側邊時，能收到大量的散射光。

另外，我們也針對了量子點的基態訊號做近場場圖，也可以看到微碟中量子點發光的均勻分佈情形，WGMs 就是靠這些量子點提供的光所產生的。此外，因為近場探針與微碟平面並不是完全垂直，所以近場場圖與形貌皆有一定的傾斜，造成左上方向的變形。

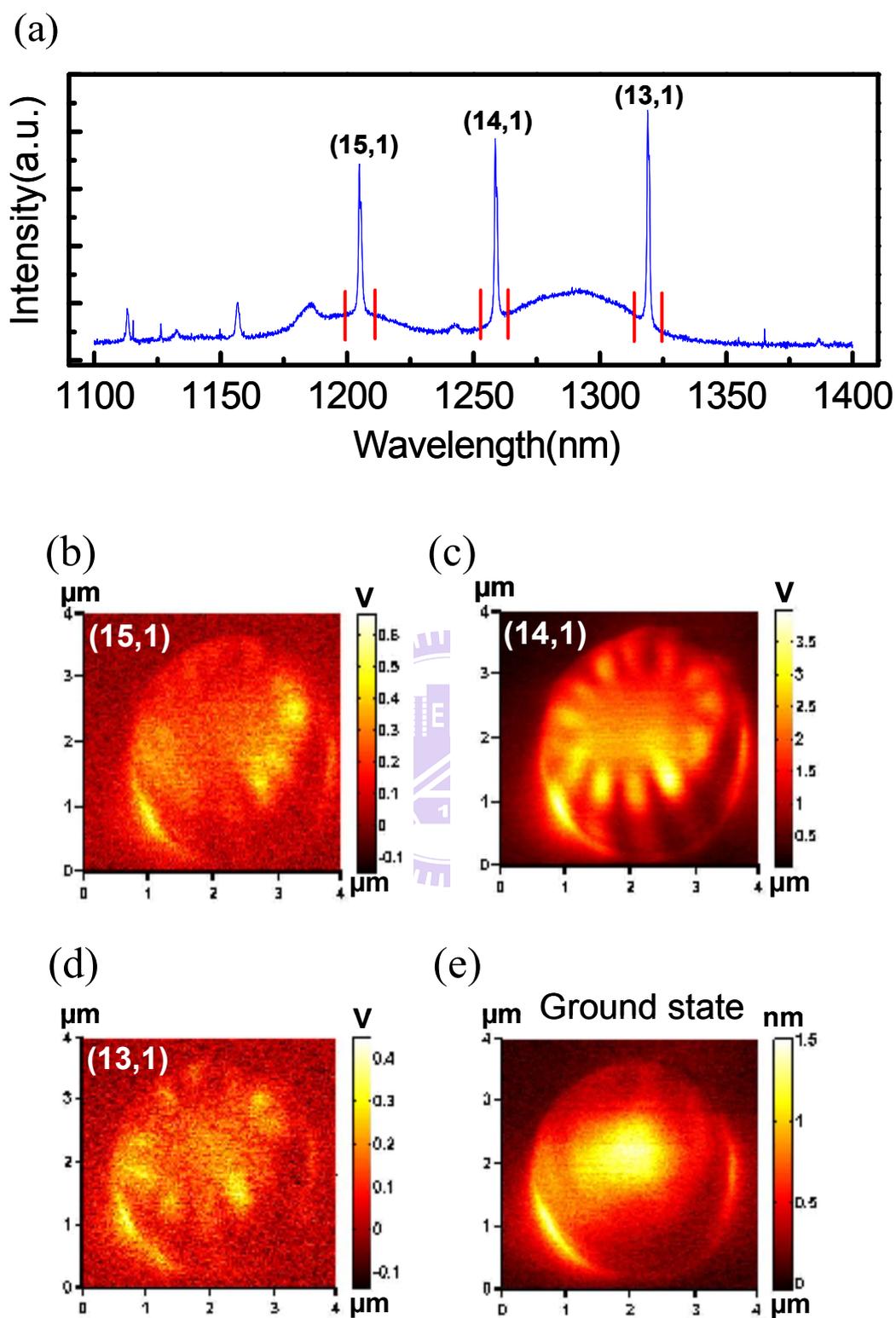


圖 4-7 (a)微碟光激螢光光譜與(b) (c) (d) 不同模態數 WGMs 與(e)量子點基態之近場影像

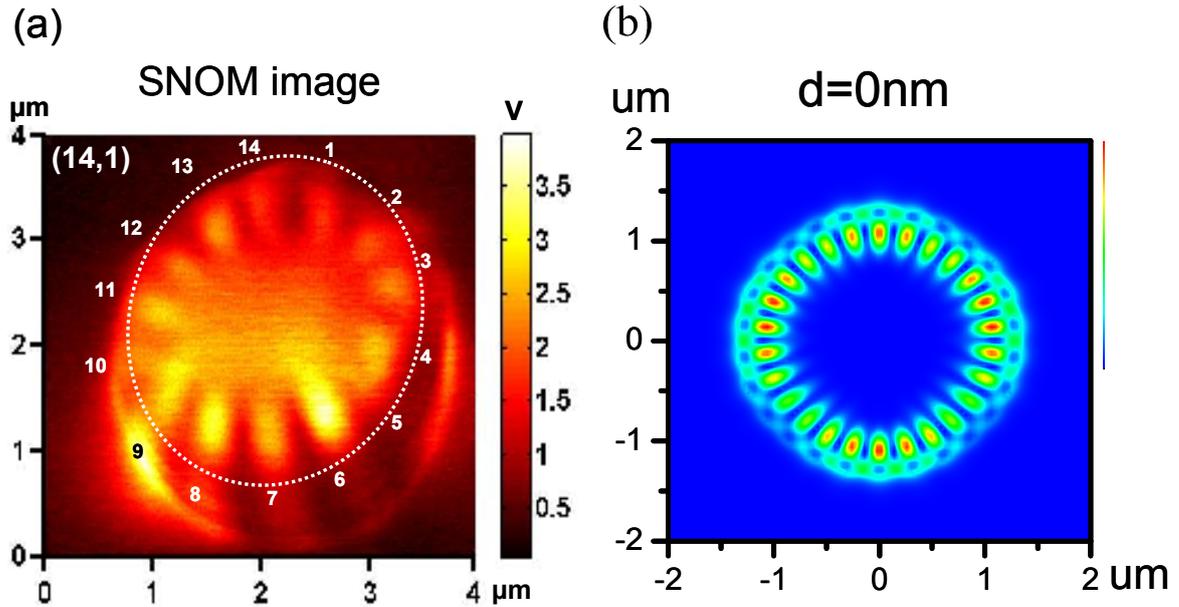


圖 4-8 WGMs(a)近場場圖與(b)FDTD 模擬場圖

圖 4-8(a)為量測到近場影像，圖 4-8(b)為 FDTD 模擬的場圖。比較後發現實驗中量測到的橢圓狀光場數目約為 14 個，而模擬的橢圓狀光場數目卻是 28 個，明顯地實驗觀察到的數目與模擬不符合，個數約為模擬的一半。

此現象在 A. M. Mintairov<sup>[14]</sup>等人在 2008 年發表的文章中也有發現。他們認為這是由於其他較低 Q 之模態，如侷限模態(Confined modes, CMs)與法布里-伯羅模態(Fabry-Perot modes, FPMs)，所造成一背景電場與 WGMs 破壞性干涉，將其中一半同方向的 WGMs 電場相消，所以才會使得 WGMs 光場數目只能觀察到一半。文獻中也用了 FDTD 模擬與實驗對照試圖證實此推論。

但在圖 4-7(a)的 PL 譜線中，並未觀察到 CMs 與 FPMs 訊號的存在。因

此，所以我們引用了 Vignolini<sup>[15]</sup>等人在 2009 發表的文獻，文獻中提到因為近場探針無鍍金屬，所以能同時收到近場與遠場的訊號，使得近場影像的解析度會降低且趨近於遠場的結果。我們利用此概念，以 FDTD 模擬隨著改變距離微碟表面的光場場圖。

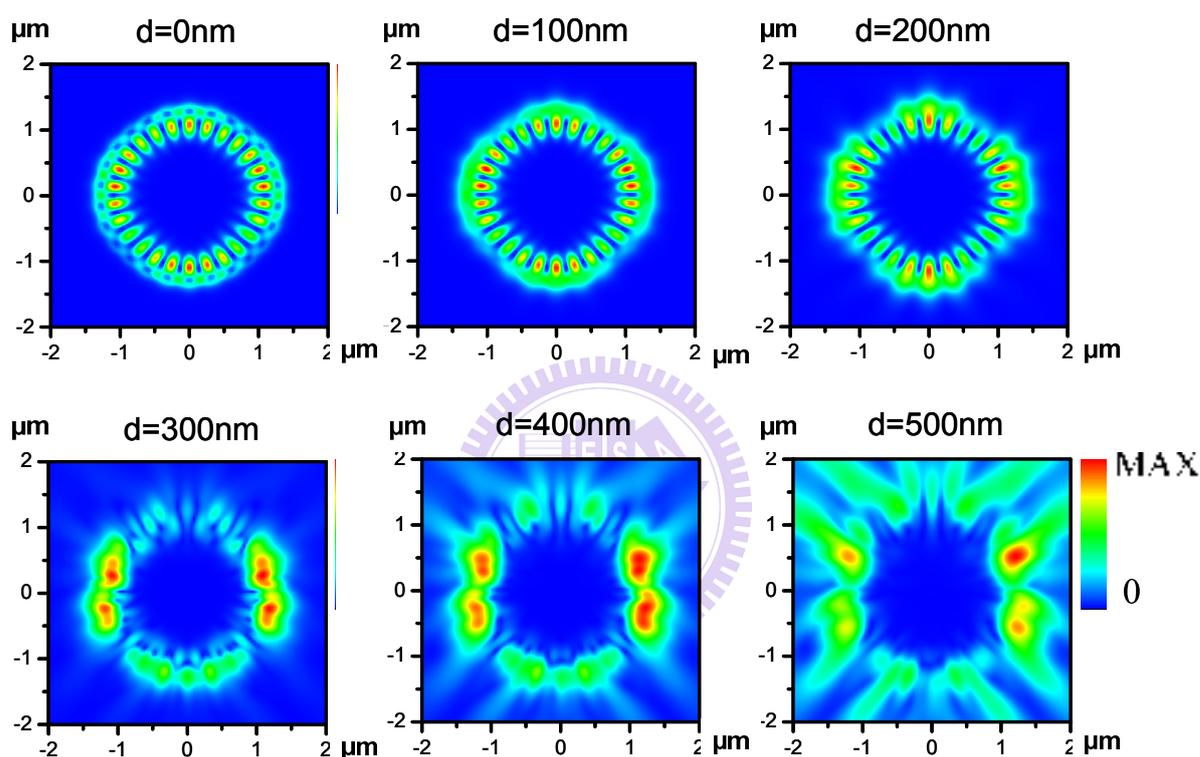


圖 4-9 FDTD 模擬電場平方場圖， $d$  為距離微碟距離

圖 4-9 中，隨著距離微碟的高度增加，橢圓狀光場更加的模糊並與相鄰的融合在一起；而實驗所量測到近場影像，便是依據針尖的形狀接收不同高度的光場疊加後的結果，造成我們觀察到的橢圓形光場數目會減少至大約一半。

## 4-2 光子晶體共振腔

光子晶體的利用週期性排列的空氣柱，產生布拉格反射(Bragg reflection)將特定波長的光侷限在共振腔區域內。而光子晶體的優點是模態體積比微碟還要小。

本研究亦利用 SNOM 觀察光子晶體中的缺陷共振腔之共振模態的光場空間分佈。首先，我們先用  $\mu$ -PL 掃描不同晶格常數( $a$ ，空氣柱間的距離)， $r/a$  值( $r$ ，空氣柱半徑)為 0.31 的光子晶體，與模擬對照後，可以確定各個模態的能量與場圖。如圖 4-10(a)所示，此為晶格常數對共振波長的關係圖，兩條實線所夾的範圍為缺陷態的區塊，標上 A、B、C、D、E、F 的 6 個能量由小到大的不同共振模態。圖 4-10(b)分別是能量由小到大的共振模態模擬場圖。在圖 4-10(a)中，主要有 6 個共振模態，我們可以觀察到隨著晶格常數的增加，6 個共振波長都會逐漸紅移，晶格常數每增加 10nm，波長約紅移 50nm。圖 4-10(b)分別為針對圖 4-10(a)所標示的 6 個模態所做的模擬場圖。

我們選擇了 4-10(a)中的 A 與 F 模態作近場量測，其中 A 模態為 L3 結構中 Q 值最高的模態。

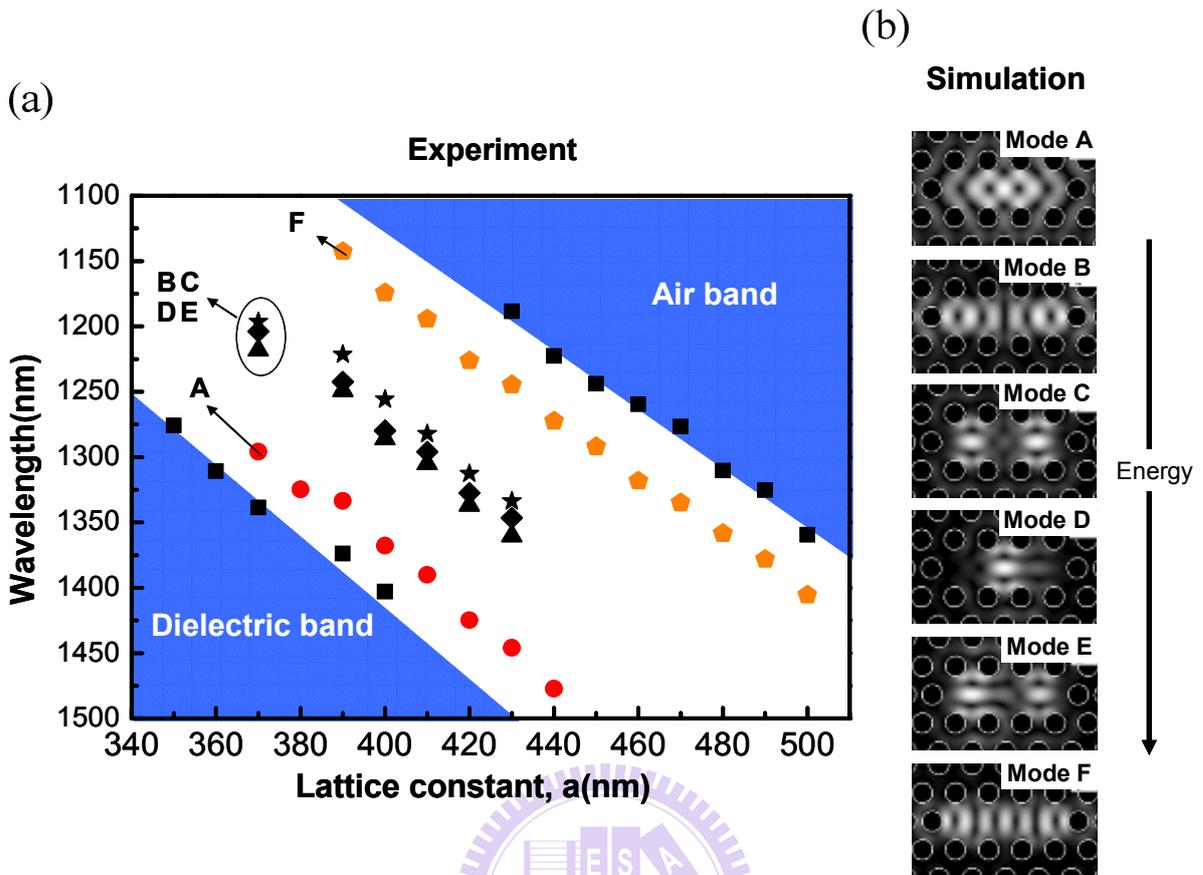


圖 4-10 L3 結構光子晶體( $r/a=0.31$ )(a)晶格常數對共振波長關係圖與(b)不同能量的共振模態模擬場圖<sup>[16]</sup>

我們根據圖 4-10(a)，挑選 A、F 模態出現的光子晶體。如圖 4-11(a)為晶格常數 380nm 與 450nm 的 PL 譜圖。圖 4-11(b)、(c)分別為對晶格常數 380nm 與 450nm 所做的近場場圖與模擬場圖。在圖 4-11(a)中的 PL 譜圖可以看到此兩個不同模態的 Q 值分別為 2422 與 375。圖 4-11(b)左圖即為 L3 結構中 Q 值最大共振模態的近場影像，圓圈為空氣柱的位置，右邊為模擬的場圖。由影像可以看到光大部分都被侷限在共振腔的區域內。光在缺陷區域中心部份有比較強的分佈，形成兩個對稱的光亮圓圈。圖 4-11(c)左圖

為對 Q 值較低的共振模態做的近場影像，此影像與模態 A 的影像有很大的不同，我們利用此影像來分辨不同的模態。

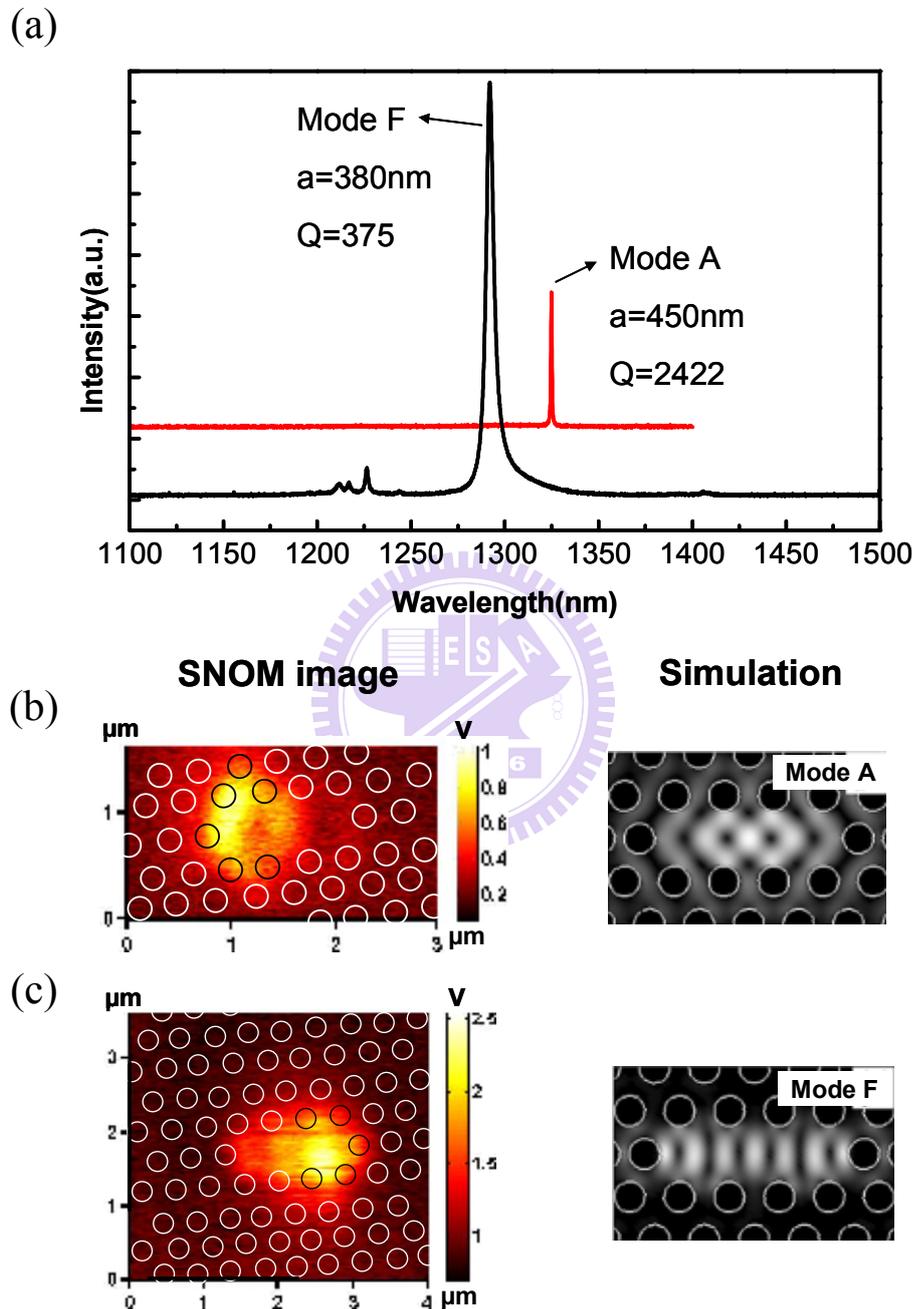


圖 4-11 (a)PL 譜圖與對不同晶格常數(b)380nm(c)450nm 光子晶體所做的近場影像與模擬場圖

由圖 4-11 的結果可以發現影像左右光的強度差異很大，第一，由於探針與樣品表面並不是完美的垂直，使得探針側邊容易收到固定方向的訊號。第二，樣品表面的粗糙也會使得光逸失出來，造成某區域的訊號特別強。另外，我們發現實驗的近場影像與模擬仍有差距，這與研究微碟的近場影像時相似，由於探針側邊無鍍金屬，收到遠場的訊號而干擾了實驗的結果。圖 4-12(a)為模態 A 的實驗近場場圖，圖 4-12(b)為 FDTD 模擬不同高度的場圖，可以發現隨著高度的增加，模態的形狀越來越大，光場的強度也由中間最強轉為外圍的區域，這些不同高度訊號疊加後，即為實驗所得到的結果。

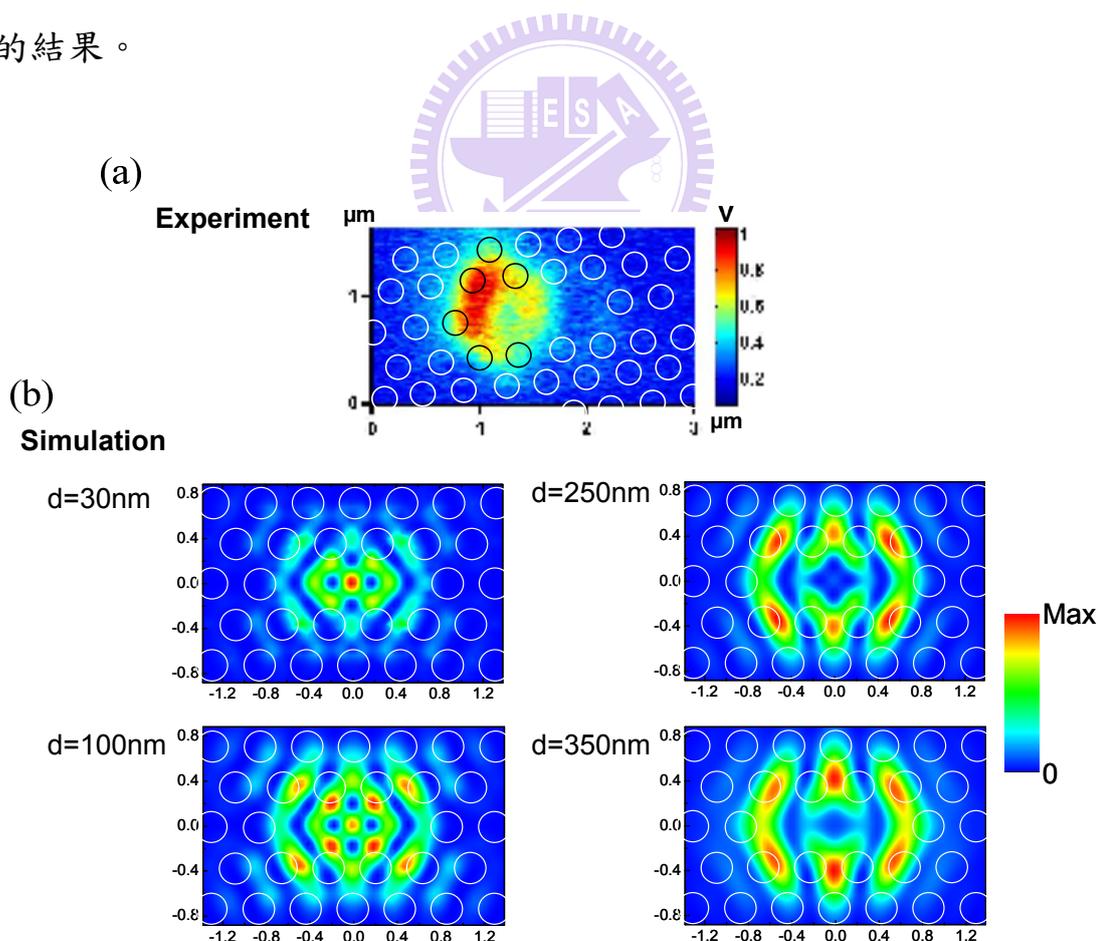


圖 4-12 L3 結構光子晶體(a)實驗與(b)不同高度的近場影像

### 4-3 奈米尺度量子點

在本章節中，主要研究由本實驗室有機金屬氣相磊晶系統(metalorganic chemical vapor deposition, MOCVD)成長的三族氮化物量子點，例如第一部份的氮化銦與第二部分的氮化銦鎵量子點。量子點的直徑大約皆都在數百奈米附近，所以需要 SNOM 提供高解析度空間近場影像配合表面形貌，精確地提供給我們單顆量子點的光學資訊。另外，此部分也包含了較巨觀的 X-ray 繞射譜線與光激發螢光光譜(PL)作為對照。

#### 4-3-1 鑑別氮化銦量子點樣品中的金屬銦顆粒

我們對氮化銦量子點掃描了大面積  $10\mu\text{m}\times 10\mu\text{m}$  的近場場圖，如圖 4-12 (a)為針對氮化銦譜峰所做的近場影像圖，4-12 (b)中為對應的表面形貌，圖 4-12 (c)為針對圖 4-12 (b)上用藍色圓圈所標示的較大顆量子點量測之近場光譜。由圖 4-12 (a)可以觀察到幾乎每個量子點都會發光，對照 4-12(b)中的量子點大小，以直徑在 1 微米左右的大顆量子點訊號最強。

另外在圖 4-12 (b)形貌圖中可以發現直徑約  $2\mu\text{m}$  的島狀物，但沒有發出明顯的紅外波段訊號。圖 4-13 為樣品 X-ray 繞射強度對  $2\theta$  作圖。由圖 4-13 可以發現除了基板氮化鎵與氮化銦量子點的訊號以外，樣品亦存在著金屬銦的訊號，為了判別島狀物是否為金屬銦的顆粒，我們利用 SNOM 對此島狀物做了更進一步的分析。

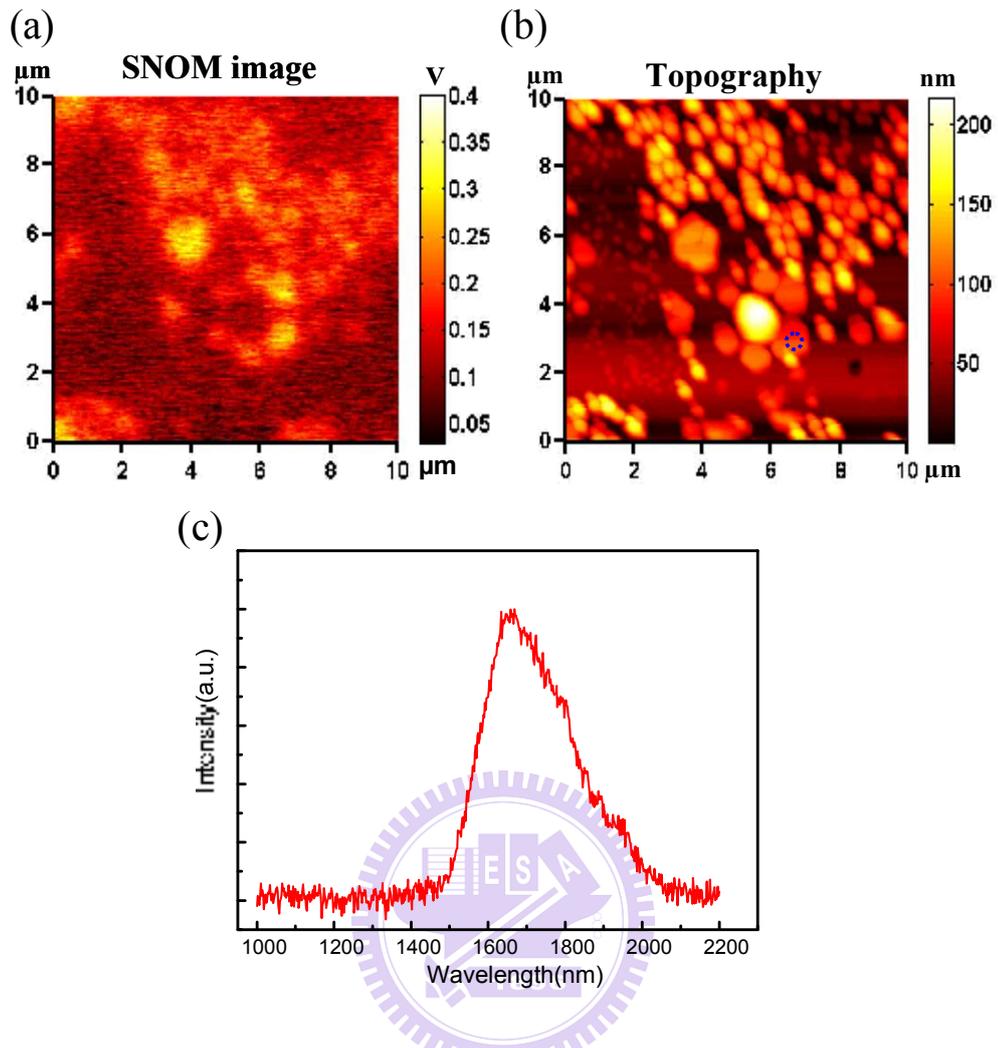


圖 4-12 氮化銦之(a)波長定在 1650nm 之近場場圖(b)樣品表面形貌

(c)針對藍色圓圈標示的量子點探測的光譜

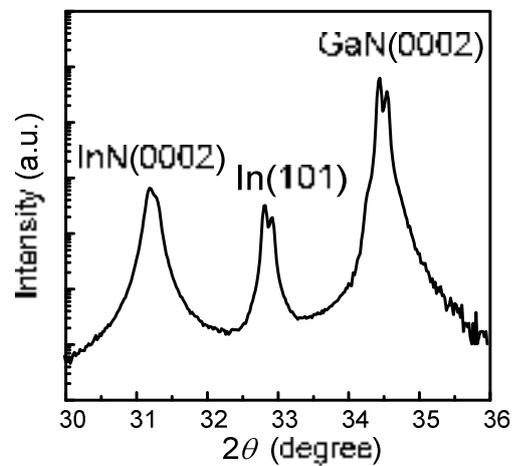


圖 4-13 氮化銦之 X-ray 繞射強度對  $2\theta$  作圖

圖 4-14(a)、(b)分別為對氮化銦量子點訊號波峰以及激發雷射波長所做的近場場圖，白色圓圈為島狀物的形狀，圖 4-14(c)為表面形貌。從圖 4-14(a)觀察此島狀物沒有氮化銦的紅外訊號，而在圖 4-14(b)中卻發現會反射激發雷射光，此為金屬反射率較高的緣故，我們可以判別此島狀物為金屬銦顆粒。在圖 4-14(c)表面形貌可知此島狀物直徑約  $2\mu\text{m}$ 、高度約  $300\text{nm}$ ，大小明顯與氮化銦不同。

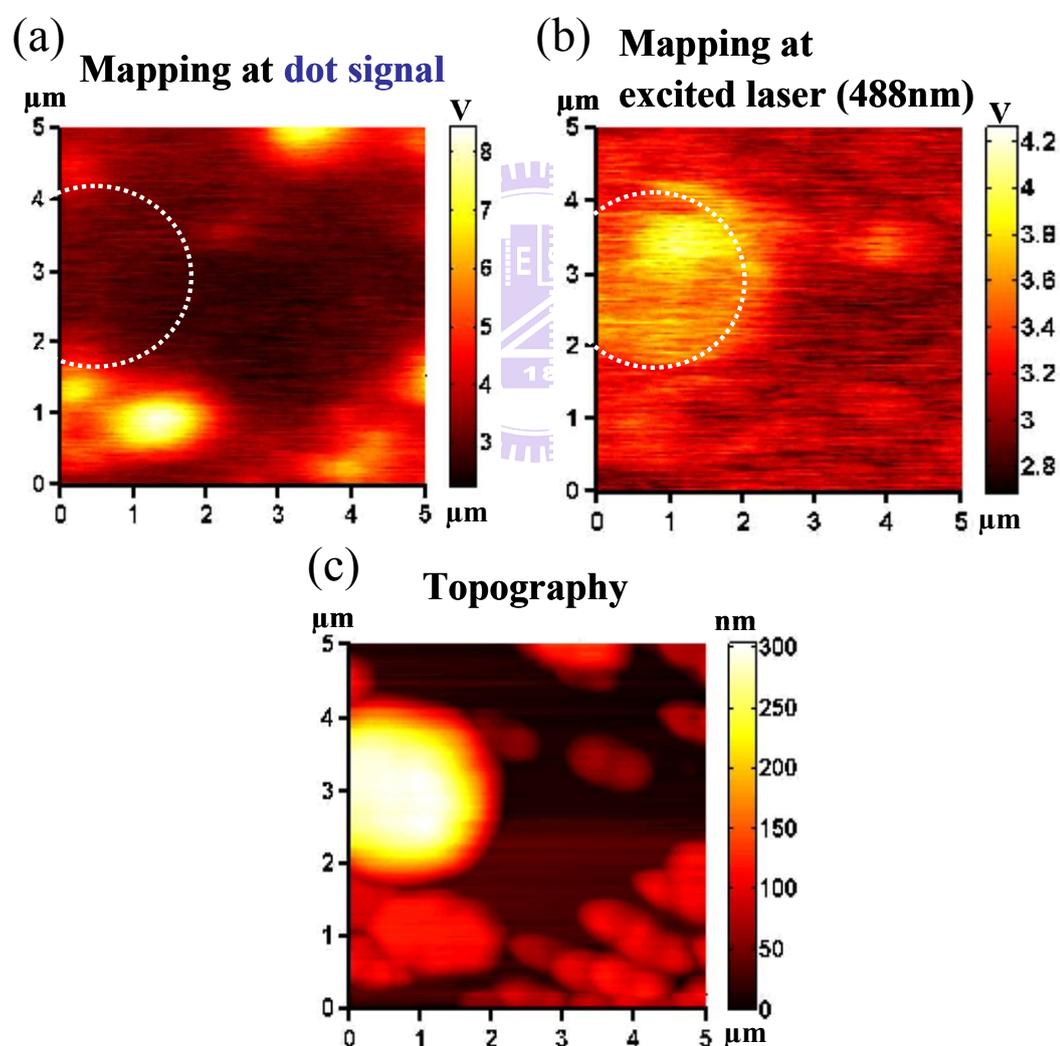


圖 4-14 針對(a)氮化銦波峰(b)激發雷射的反射光近場場圖與(c)表面形貌

### 4-3-2 分辨不同銦組成氮化銦鎵量子點之量測

我們透過調配氮化銦與氮化鎵通入的比例合成氮化銦鎵，希望藉此調變樣品的紅外發光波段。圖 4-15 (a)為氮化銦鎵 X-ray 繞射強度對  $2\theta$  作圖，圖 4-15 (b)為 Macro-PL 光譜。如圖 4-15 (a) 所示，量子點的固相銦組成相當不均勻，此現象也反映在光學特性，圖 4-15 (b)中，樣品的光激螢光譜線不但有多重譜峰，而且每個譜峰的半高寬明顯地都很寬。從巨觀上來看，氮化銦與氮化鎵晶格常數( $a_{\text{InN}}=3.540\text{\AA}$ ,  $a_{\text{GaN}}=3.186\text{\AA}$ )不匹配程度高達 11%，固相 InGaN 的互溶(miscibility)能力相當低，依據 G. B. Stringfellow 在熱平衡(thermal equilibrium)條件下的理論推測<sup>[17]</sup>，很容易出現相分離(phase separation)的現象。此現象為現今成長氮化銦鎵的一大困難。

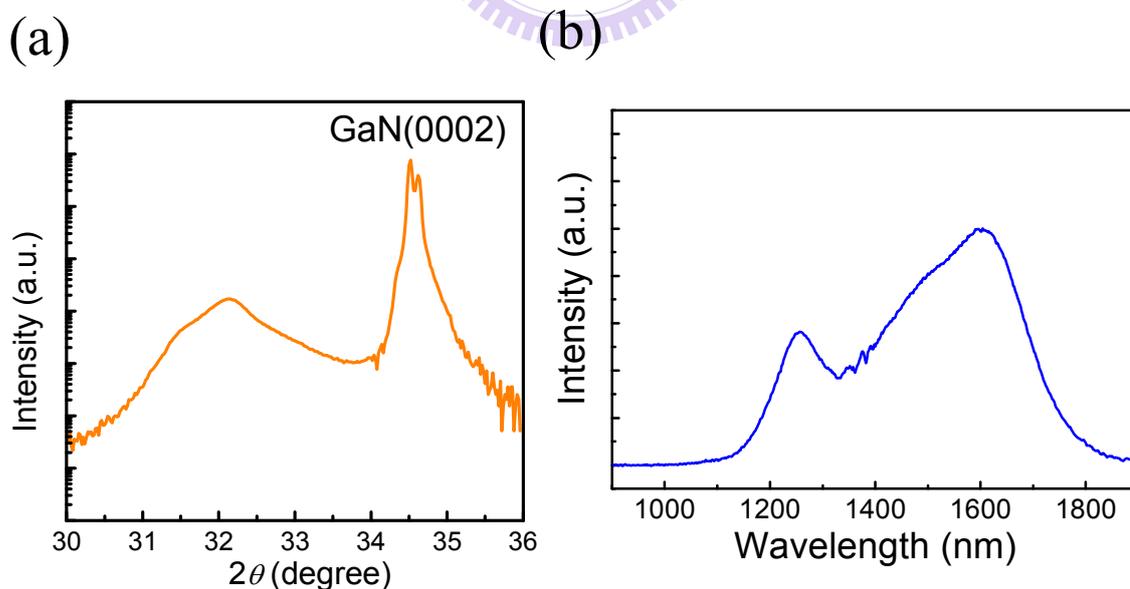


圖 4-15 氮化銦鎵之(a) X-ray 繞射強度對  $2\theta$  作圖(b)光激螢光光譜

以上的實驗都是屬於初步樣品巨觀的檢測結果，為了更深入了解樣品微觀的光學特性，我們利用 SNOM 個別觀察不同量子點。

圖 4-16 (a)、(b)是分別針對樣品 PL 中短波長(1280nm)與長波長(1530nm)所做的近場影像，圖 4-16 (c)為樣品表面形貌。圖 4-16 (a)中可以看出短波長均勻的發光，而圖 4-16 (b)中長波長的訊號則由特定的量子點發光。從圖 4-16 (c)形貌圖可以看到量子點主要分為兩種型態，一種是體積較大分佈在各處的量子點，另一種為體積較小，密度較密平鋪在整個樣品的表面的量子點。我們將發光的特性與形貌作比較後，可以觀察到樣品短波長的訊號主要來自於表面平鋪的小顆量子點均勻地發光，而長波長的訊號主要來自於體積較大的量子點，訊號不但較強也比較集中在特定的量子點。顯示此氮化銦鎘也是有相分離的現象，造成兩種不同的量子點的大小和發光波段。

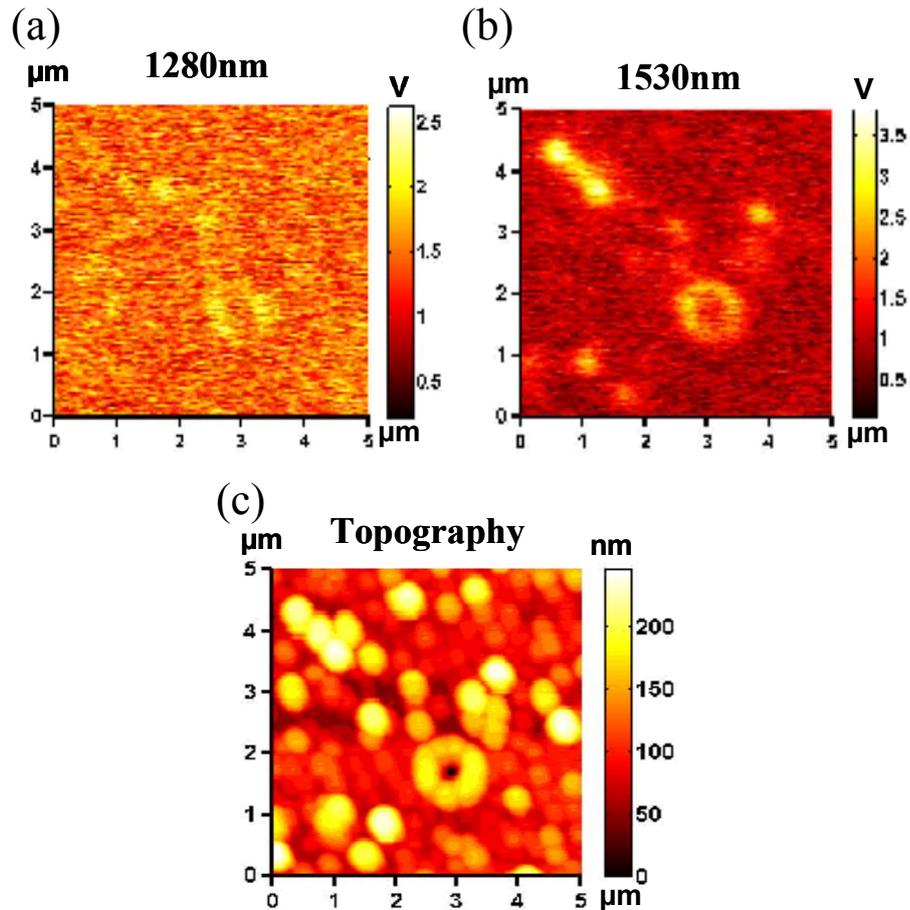


圖 4-16 分別對不同波長(a)1280nm(b)1530nm 的近場場圖與(c)表面形貌

為了更進一步確定此觀察結果，我們將光纖探針分別移動到不同大小種類的量子點。圖 4-17(a)為針對長波長訊號的近場影像，兩個虛線圓圈標示近場探針掃描量子點 PL 光譜的位置。圖 4-17 (b)為樣品形貌。圖 4-18 便是分別針對圖 4-17(a)標示的大小顆量子點所量測的 PL 光譜，大顆的較高鈹組成量子點主要發出長波長的訊號(1530nm)，小顆的較低鈹組成量子點由短波長(1280nm)的訊號主導。

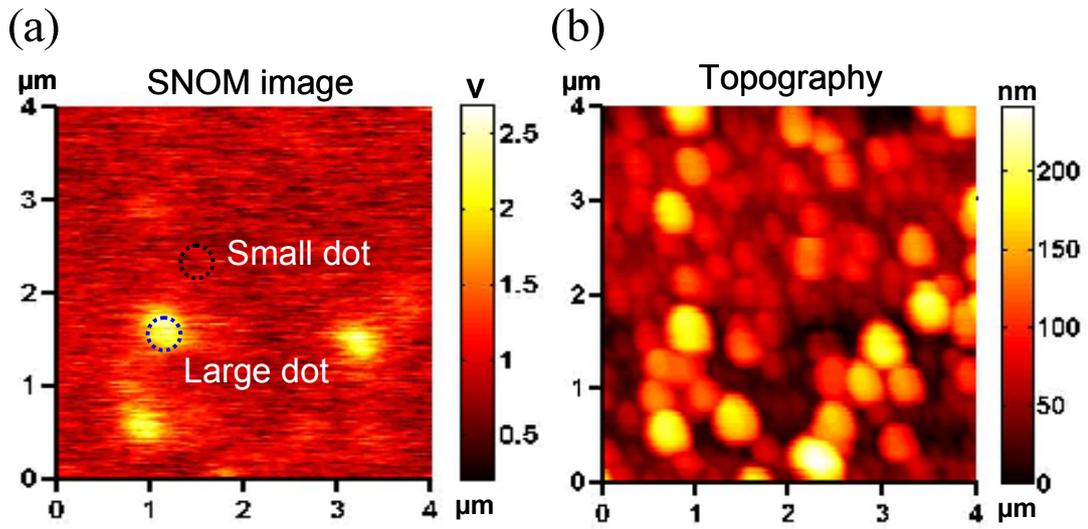


圖 4-17 對波長 1530nm 做的(a)近場場圖與(b)表面形貌

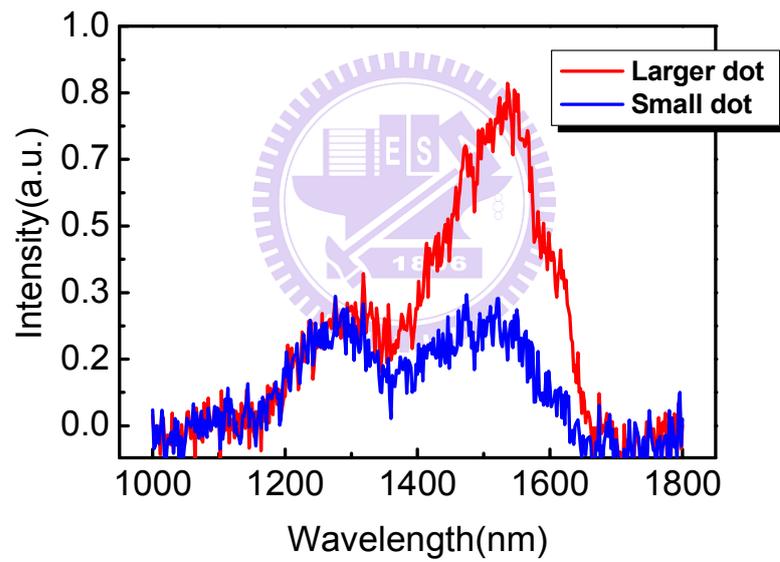


圖 4-18 針對大小顆量子點的近場螢光光譜

## 第五章 結論

在本論文中，我們成功地利用掃描式近場顯微術觀察到微碟、光子晶體與量子點在次微米尺度下的光學特性，並與模擬的結果相符合。在微碟的近場影像中，可以觀察到耳語廊模態在微碟圓周區域形成，其模態橢圓狀光場數目約為模擬的個數的一半，我們用模擬說明此現象是由於探針無鍍金屬，依據針尖的形狀接收不同高度的光場疊加後的結果。另外，我們也觀察到微碟品質因子與收集到的近場訊號強度成反比，反映了近場探針所收集的耳語廊模態是由微碟上的缺陷所散射出來。在 L3 結構光子晶體中，得到不同模態的近場影像，也與模擬出的場圖相當吻合。最後，在奈米尺度的量子點樣品中，透過量測金屬銻與量子點的光學性質的差異，提供辨別金屬銻存在的有效方法；而由氮化銻鎔量子點的近場影像發現散落在各處大顆量子點為銻組成較高，平鋪的小顆量子點為銻組成較低，這是由於相分離造成銻組成的不均勻所造成。利用掃描式近場顯微術，我們能從微米與奈米尺度的半導體樣品的高解析度影像，有效地研究樣品的微觀光學性質。

## 參考文獻

- [1] K. J. Vahala, *Nature* **424**, 839 (2003).
- [2] E. Abbe, *Archiv. F. Mikroschop* **9**, 413 (1873).
- [3] L. Rayleigh, *Phil. Mag.* **8**, 261 (1879).
- [4] E. H. Synge, *Phil. Mag.* **6**, 356 (1928).
- [5] E. A. Ash, G. Nicholls, *Nature* **237**, 510 (1972).
- [6] E. Betzig, J. K. Trautmann, J. S. Weiner, T. D. Harris, and R. Wolfe, *Appl. Opt.* **31**, 4563 (1992).
- [7] T. F. Krauss, *Nature* **2**, 777 (2003).
- [8] Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song, S. Noda, *Nature* **425**, 944 (2003).
- [9] L. Novotny, D. Pohl, B. Hecht, *Opt. Lett.* **20**, 970 (1995).
- [10] J. A. Veerman, A. M. Otter, L. Kuipers, N. F. van Hulst, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 3115 (1998).
- [11] D. R. Turner, U.S. Patent No. **4,469,554**(1984).
- [12] P. Lambelet, A. Sayah, M. Pfeffer, C. Philipona, F. Marquis-Weible, *Appl. Opt.* **37**, 31 (1998).
- [13] R. Stockle, C. Fokas, V. Deckert, R. Zenobi, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 160(1999).
- [14] A. M. Mintairov, Y. Chu, Y. He, S. Blokhin, A. Nadtochy, M. Maximov, V. Tokranov, S. Oktyabrsky, and J. L. Merz, *Phys Rev. B* **77**, 195322 (2008).
- [15] S. Vignolini, F. Intonti, F. Riboli, D. S. Wiersma, L. Balet, L. H. Li, M. Francardi, A. Gerardino, A. Fiore, and M. Gurioli, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 163102 (2009).
- [16] A. Kress, F. Hofbauer, N. Reinelt, M. Kaniber, M. Bichler, D. Schuh, G. Boehm, and J. J. Finley, *Proc. SPIE* **5733**, 114(2005)
- [17] I-hsiu Ho and G. B. Stringfellow, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 2701 (1996)