

國立交通大學

電子工程學系電子研究所

碩士論文

以光子晶體陣列調整雷射模態

**Modification of Laser Mode by Photonic Crystal
Array**

研究生：孔祥義

指導教授：林國瑞博士

中華民國一〇一年十一月

以光子晶體陣列調整雷射模態

Modification of Laser Mode by Photonic Crystal Array

研究生：孔祥義

Student : Shiang-Yi Khong

指導教授：林國瑞博士

Advisor : Gray Lin



中華民國一〇一年十一月

以光子晶體陣列調整雷射模態

學生：孔祥義

指導教授：林國瑞博士

國立交通大學

電子工程學系電子研究所碩士班

摘要

本論文在一般邊射型雷射的脊狀波導上製作光子晶體陣列，利用光子晶體對光的繞射效應，引發 Vernier Effect 達到雷射橫向模態拍頻，使原本多模態雷射轉變為單模雷射。我們參考了耦合式共振腔雷射的方式，達到 Vernier Effect 以改善雷射模態。在論文中我們會先介紹 Vernier Effect 以及如何在邊射型雷射上產生 Vernier Effect，接著我們首先使用半高寬較寬的量子點元件製作較長共振腔的元件，配合經過 Vernier Effect 後共振腔縱模模態的計算，證實製作光子晶體後的雷射頻譜與計算的縱模模態趨勢吻合，接著我們利用雷射頻譜半高寬較窄的量子井元件製作短共振腔的光子晶體雷射，也確實看到了單模操作的雷射頻譜。相較於其他改善雷射模態的方法，本論文證實了利用小範圍的光子晶體陣列引發 Vernier Effect 即可改善雷射模態，並且理論上對於不同波長的元件，我們只要調整光子晶體週期結構，即可達到模態改善的效果。在我們的實驗中，最後成功得到穩定在單模操作的雷射，最好的邊模抑制比以及半高寬分別為 40dB 以及 0.11nm。

Modification of Laser Mode by Photonic Crystal Array

Student : Shiang-Yi Khong

Advisor : Gray Lin

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

Abstract

In this thesis, we demonstrate a laser mode modulation by photonic crystal in-plane diffraction inducing Vernier Effect. A multimode edge emitting laser has been transfer to a single mode operation laser. We refer a couple cavity laser[8] that how to induce the Vernier Effect on edge emitting laser, and enhance laser spectrum. At first, we introduce Vernier Effect and describe how we create it on our device. We use a quantum dots(QDs) sample to fabricate long cavity laser device, and it has more boarder FWHM in laser spectrum. By calculating the cavity response after Vernier Effect and comparing to our device laser spectrum with PHCs Array. And then, we show a single mode operation laser with quantum well(QW)active layer. By using QW active layer we can get much shorter cavity length and more narrow FWHM in laser spectrum than QDs laser. Comparing to other way to modulate laser mode , we demonstrate a novel way to modulate laser mode. In our work, we get a single mode operation laser with SMSR 40dB and FWHM 0.11nm.

致謝

這篇論文得以完成，首先要感謝我的指導教授林國瑞教授，您的務實經驗教導我以更實際的角度面我們的研究題目。在撰寫過程中也適時給予建議以及指正。同時感謝口試委員李建平教授以及林聖迪教授，對於我的研究提出的建議以及看法。李建平教授對於我的題目提出了許多我沒有想過的問題以及看法，深刻地讓我體會到我的渺小，未來我對於其他的研究甚至出社會後我都會保持這份心態繼續努力下去。也感謝林聖迪教授平常對我的關心以及推動，另外您對於研究的態度以及專業性都是我非常敬佩的。

感謝同屆的好友們，林佑龍、賴博亞、許方則，這兩年半說長不長，說短卻也不短，從修課到實驗以及口試這個過程中，都有你們的陪伴以及協助，是我碩士生涯中最滿足的一件事。未來我們或許不在彼此身邊，但是相信我們還是會繼續支持彼此並且一路向未來邁進下去。

感謝巫朝陽學長，除了在研究各方面的協助外，一路上對於我們碩士生涯的心態分享以及關心，對於我而言你不僅僅是一位學長而以。感謝實驗室的學長姐們：沒有傅英哲學長、鄭旭傑學長、張家豪學長以及周柏存學長在實驗上的教導以及經驗分享，我的研究絕對沒有辦法完成。感謝所有曾在幫助過我的學長姐學弟們，沒有你們的熱心以及關心絕對不會有今天的我。

最後要感謝我的家人們，讓我能夠毫無後顧之憂的專注於研究上，感謝你們對我的關心，每次你們給我撥電話，我常常因為實驗而草草的應付，讓你們感到擔心我非常的抱歉。

碩士兩年半，我在各個方面有所成長，不只是學業能力方面，更多的是做事態度方面以及待人處事之道，感謝這兩年半所有的同伴們，希望我們在不久的將來就有機會再相聚。天下沒有不散的筵席，但是有不斷的情誼。

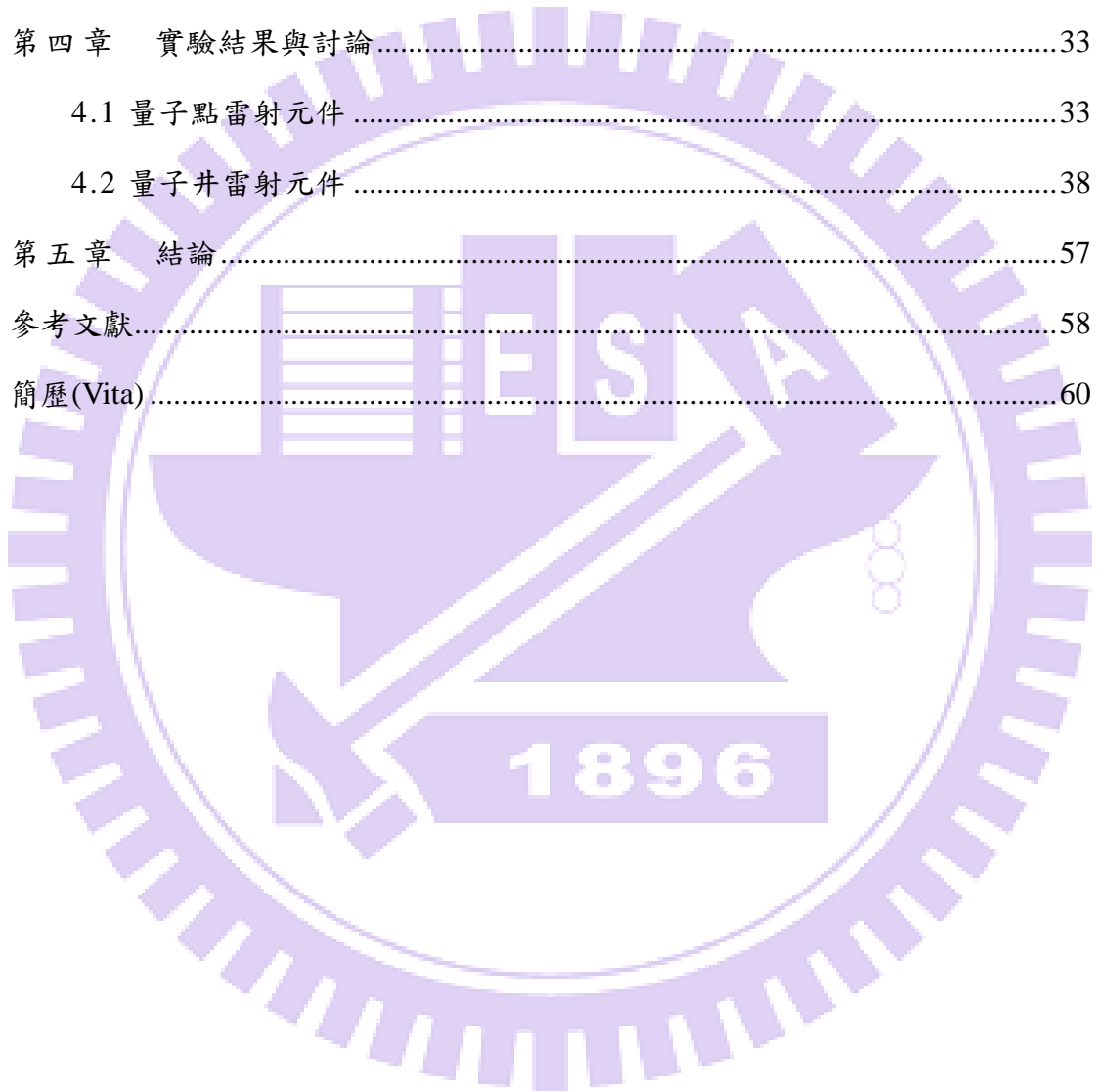
孔祥義
2012年11月

目錄

內容

中文摘要.....	i
英文摘要.....	ii
致謝.....	iii
目錄.....	iv
圖目錄.....	vi
表格目錄.....	ix
第一章 緒論.....	1
第二章 半導體雷射及光子晶體概述.....	3
2.1 半導體雷射操作原理.....	3
2.1.1 理想量子系統.....	3
2.1.2 雷射的臨界條件.....	5
2.1.3 雷射的縱模與模距.....	9
2.2 光子晶體.....	10
2.2.1 光子晶體概述.....	10
2.2.2 光子晶體能帶.....	12
2.2.3 準光子晶體(Qusai Photonic Crystal).....	14
2.3 Vernier Effect.....	18
2.3.1 原理概述.....	18
2.3.2 Fabry-Perot Cavity Response Calculation.....	20
第三章 實驗設計.....	23
3.1 元件設計.....	23
3.2 實驗樣品準備與雷射製程.....	24

3.2.1 樣品準備.....	24
3.2.2 光子晶體雷射製程.....	28
3.3 量測系統架設.....	31
3.3.1 L-I-V 量測系統.....	31
3.3.2 雷射頻譜量測系統.....	32
第四章 實驗結果與討論.....	33
4.1 量子點雷射元件.....	33
4.2 量子井雷射元件.....	38
第五章 結論.....	57
參考文獻.....	58
簡歷(Vita).....	60



圖目錄

圖 2.1 能帶與能隙示意圖	3
圖 2.2 各種理想量子系統所對應之能態分布(a)塊材(b)量子井(c)量子線(d)量子點.....	4
圖 2.3 兩能階模型與載子三種交換作用圖	5
圖 2.4 量子點雷射基態和激發態能階圖	6
圖 2.5 光強度在 Fabry-perot 共振腔中變化的情形.....	8
圖 2.6 hexagonal 晶格 SEM 圖.....	11
圖 2.7 hexagonal 晶格折射率圖	11
圖 2.8 hexagonal 晶格之能帶圖.....	13
圖 2.9 空氣柱六角晶格光子晶體製作於 GaAs 基本上之能帶圖($r = \text{filling factor}$)	13
圖 2.10 (3.4.6.4) Archimedean lattice (a) Crystal lattice, primitive unit cell.(b) Brillouin Zone.....	14
圖 2.11 (3.4.6.4) Archimedean lattice bandgap	14
圖 2.12 (4.8) lattice (a) Crystal lattice, primitive unit cell. (b) Brillouin Zone. (c) BandGap.....	15
圖 2.13 光子晶體 FDTD 模擬圖.....	16
圖 2.14 脊狀波導附近光子晶體俯視圖	16
圖 2.15 光子晶體反射頻譜 (a) 週期 230nm 直徑 200nm (b) 週期 240nm 直徑 200nm	17
圖 2.16 常見游標尺	18
圖 2.17 雙共振腔系統示意圖	18
圖 2.18 允許在共振腔內震盪的模態示意圖	19
圖 2.19 光經由 Fabry-Perot Cavity 示意圖.....	20
圖 2.20 光在 Fabry-Perot Cavity 共振示意圖.....	21

圖 2.21 (a) Response of different cavity length (b) After Vernier Effect.....	22
圖 3.1 元件操作原理示意圖	23
圖 3.2 Lm5204 三層量子井雷射磊晶結構示意圖.....	25
圖 3.3 Lm5204 濕式蝕刻雷射波導寬度 10 μ m (a)L-I-V (b)長度 1000 μ m 的 Spectrum ..	25
圖 3.4 Lm5204 濕式蝕刻雷射波導寬度 20 μ m (a)L-I-V (b)長度 1000 μ m 的 Spectrum ..	26
圖 3.5 Lm5140 三層量子點雷射磊晶結構示意圖	26
圖 3.6 Lm5140 濕式蝕刻雷射波導寬度 10 μ m (a)L-I-V (b)長度 1000 μ m 的 Spectrum ..	27
圖 3.7 Lm5140 濕式蝕刻雷射波導寬度 20 μ m (a)L-I-V (b)長度 1000 μ m 的 Spectrum ..	27
圖 3.8 光子晶體雷射製成圖	29
圖 3.9 光子晶體俯視圖	30
圖 3.10 L-I-V 量測系統示意圖.....	31
圖 3.11 雷射光學頻譜量測系統示意圖	32
圖 4.1 Lm5140 光子晶體雷射元件側視圖 (a) 寬度 3 μ m (b) 寬度 5 μ m.....	33
圖 4.2 Lm5140 光子晶體雷射元件俯視圖.....	33
圖 4.3 共振腔長度 800 μ m 內共振腔 780 μ m 經 Vernier Effect 後的縱模模態.....	34
圖 4.4 共振腔長度 800 μ m 寬度 5 μ m 元件普通雷射頻譜.....	35
圖 4.5 共振腔長度 800 μ m 寬度 5 μ m 變電流光子晶體雷射頻譜.....	36
圖 4.6 共振腔長度 800 μ m 寬度 5 μ m 變溫度光子晶體雷射頻譜.....	37
圖 4.7 Lm5204 光子晶體雷射元件側視圖 (a) 寬度 3 μ m (b) 寬度 5 μ m.....	38
圖 4.8 Lm5204 光子晶體雷射元件俯視圖.....	38
圖 4.9 共振腔長度 300 μ m 光子晶體雷射經 Vernier Effect 後的縱模模態.....	39
圖 4.10 共振腔長度 400 μ m 光子晶體雷射經 Vernier Effect 後的縱模模態.....	39
圖 4.11 共振腔長度 600 μ m 光子晶體雷射經 Vernier Effect 後的縱模模態.....	40
圖 4.12 共振腔長 600 μ m (a)寬度 3 μ m 元件雷射頻譜.(b)寬度 5 μ m 元件普通雷射頻譜.	40

圖 4.13 共振腔長度 600 μm 寬度 3 μm 變電流光子晶體雷射頻譜 (1)	41
圖 4.14 共振腔長度 600 μm 寬度 5 μm 變電流光子晶體雷射頻譜 (1)	43
圖 4.15 共振腔長度 600 μm 寬度 5 μm 變溫度光子晶體雷射頻譜 (1)	43
圖 4.16 共振腔長度 600 μm 寬度 5 μm 變電流光子晶體雷射頻譜 (2)	45
圖 4.17 共振腔長度 600 μm 寬度 5 μm 變電流光子晶體雷射頻譜 (3)	46
圖 4.18 共振腔長度 600 μm 寬度 5 μm 雙模態雷射頻譜重疊圖	47
圖 4.19 共振腔長度 400 μm 寬度 3 μm 普通雷射頻譜	48
圖 4.20 共振腔長度 400 μm 寬度 3 μm 變電流光子晶體雷射頻譜 (1)	49
圖 4.21 共振腔長度 400 μm 寬度 3 μm 變溫度光子晶體雷射頻譜	50
圖 4.22 共振腔長 300 μm (a)寬度 3 μm 元件雷射頻譜.(b)寬度 5 μm 元件普通雷射頻譜.	51
圖 4.23 共振腔長度 300 μm 寬度 3 μm 變電流光子晶體雷射頻譜	52
圖 4.24 共振腔長度 300 μm 寬度 3 μm 變溫度光子晶體雷射頻譜	53
圖 4.25 共振腔長度 300 μm 寬度 5 μm 變電流光子晶體雷射頻譜	54
圖 4.26 共振腔長度 300 μm 寬度 5 μm 雷射頻譜重疊圖	55
圖 4.27 共振腔長度 300 μm 寬度 5 μm 變溫度光子晶體雷射頻譜	55

表格目錄

表格 4.1.1 共振腔長度 800 μm 普通雷射	35
表格 4.1.2 共振腔長度 800 μm 寬度 5 μm 元件變電流量測	36
表格 4.1.3 共振腔長 800 μm 寬度 5 μm 元件變溫度量測	37
表格 4.2.1 共振腔長度 600 μm 普通雷射	40
表格 4.2.2 共振腔長度 600 μm 寬度 3 μm 元件變電流量測 (1)	41
表格 4.2.3 共振腔長度 600 μm 寬度 5 μm 元件變電流量測 (1)	43
表格 4.2.4 共振腔長度 600 μm 寬度 5 μm 元件變溫度量測 (1)	44
表格 4.2.5 共振腔長度 600 μm 寬度 5 μm 元件變電流量測 (2)	45
表格 4.2.6 共振腔長度 600 μm 寬度 5 μm 元件變電流量測 (3)	47
表格 4.2.7 共振腔長度 400 μm 普通雷射	48
表格 4.2.8 共振腔長度 400 μm 寬度 3 μm 元件變電流量測 (1)	49
表格 4.2.9 共振腔長度 400 μm 寬度 3 μm 元件變溫度量測	50
表格 4.2.10 共振腔長度 300 μm 普通雷射	51
表格 4.2.11 共振腔長度 300 μm 寬度 3 μm 元件變電流量測	52
表格 4.2.12 共振腔長度 300 μm 寬度 3 μm 元件變溫度量測	53
表格 4.2.13 共振腔長度 300 μm 寬度 5 μm 元件變電流量測	55
表格 4.2.14 共振腔長度 300 μm 寬度 3 μm 元件變溫度量測	56

第一章 緒論

半導體雷射概念在 1961 年提出後就開始蓬勃發展，雷射共振腔結構、半導體材料和磊晶方法都有很大的進步。異質接面 (hetero-junction) 結構，將能隙較小的材料置於兩能隙較大的材料之間，可以改善半導體載子的局限能力，目前常見的脊狀波導 (Ridge waveguide) 可以提供雷射較好的光局限能力，使半導體雷射的閾值電流可以有效地降低，並且在室溫下可以連續 (CW) 操作。

半導體雷射有著體積輕巧、操作功率低以及光譜頻寬窄等優點，日前被大量使用在資料傳輸、通訊等方面。尤其在當距離通訊越長時，最好能夠達到所謂單模 (Single mode) 操作的情況，因為不同波長的光會有不同的色散情形，當傳輸距離被拉長後會愈見明顯，會使得傳輸資料的失真、重疊等等，進而造成資料損毀並且影響了傳輸量及速度等等。

而常見幾種達到單模操作方法，如傳統 DFB 雷射[1]，當磊晶至主動層時暫停磊晶，然後直接在主動層上方製作光柵結構，再繼續完成磊晶，這種方法對主動層氧化以及磊晶汙染考量甚大，邊模抑制比(SMSR)通常 25dB。外腔式架構雷射[2]，另外外部獨立的光柵以及鏡面反射系統，選擇特定波長雷射，但是由於需要外部系統的輔助，在元件整合以及光強度部分都有所缺陷。光子晶體缺陷型雷射[3]，這種微利用光子晶體的共振腔面射型雷射，可以使特定波長在共振腔內存在達到雷射，但是這方面的元件功率非常的低，製程也非常要求，目前比較多利用來作量子點精細結構方面的研究。其他還有利用具有特殊光柵的光纖[4,5]。另外也有在波導周圍做光柵結構的側向耦合式 DFB 雷射[6,7]，利用脊狀波導周圍靠近主動層的光柵結構做 DFB 雷射，但是需要在很大的範圍至做光柵，製作成本上是非常不划算的。

而本論文中，我們參考了藉由在脊狀波導以及周圍製作光子晶體鏡面[8,9]，造成 Vernier Effect[10,11]達到單模雷射的原理，亦即利用空間模態的互相拍頻得以改善原本半導體雷射由於主動層的均勻現象以及不均勻的拓寬，使得半導體雷射可以在單模且連續被操作。在論文的第二章我們會詳細描述關於半導體雷射原理、光子晶體理論以及 Vernier Effect 相關理論，第三章是我們的製程以及量測系統介紹，在第四章是我們利用量子點雷射元件以及量子井雷射元件，在較長共振腔的量子點雷射元件製作出兩模態雷射的元件，加以分析也驗證了利用 Vernier Effect 形成模態拍頻的現象，然後利用較短共振腔的量子井雷射元件下成功製作出可以單模操作的元件。

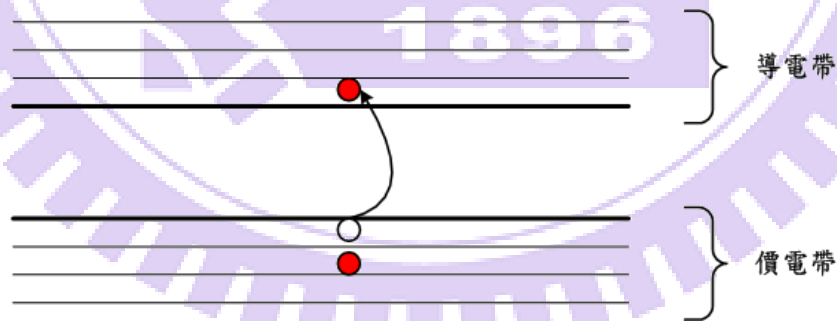


第二章 半導體雷射及光子晶體概述

2.1 半導體雷射操作原理

2.1.1 理想量子系統

在半導體[12]中，鄰近的原子彼此間的交互作用相當的強烈，使得原先量子化的能階會分裂成帶(Band)狀的離散能階，在原子平衡距離下，電子允許的能階會以能帶(Energy Band)的形式呈現，而能帶的寬度和原子間的交互作用力之強弱有關。由包利不相容原理可知，當原子結合再一起形成晶體時，其中的電子不能有相同的量子數，而且無論系統尺寸如何改變，整個系統的電子量子態總數不變，因此原為相同量子數的離散能階會分裂成能帶，使每個電子能夠分別佔據能帶中不同的量子態。其中電子會由低能階開始往高能階填滿，在絕對零度下，最後一個被填滿的能帶我們稱之為價電帶(Valance Band)，第一個沒有被電子填滿的能帶我們稱之為導電帶(Conduction Band)，而價電帶跟導電帶之間的能量差距稱為能隙(Bandgap)。在室溫下，價電帶的電子會吸收環境的熱能躍遷至導電帶，而在價電帶缺少電子的部份我們稱為電洞(hole)。如圖 2.1。



圖二.1 能帶與能隙示意圖

半導體中的能階數目會與其原子數目差不多，大約在每立方公分 10^{22} 個左右，而這些能階並不是均勻分布在能帶上面，為了描述原子在能階的分布情況，我們定義了能態密度(Density Of State ,DOS)，能態密度的數學符號為 $\rho(E)$ ，其定義為：

$$\rho(E) = \frac{1}{V} \left(\frac{dN}{dE} \right) \quad (2.1)$$

DOS 為單位體積內每單位能量所允許存在的能態數目。以下列出常見理想量子系統中對應的能態密度函數，圖 2.2 為常見理想量子系統以及分布函數示意圖：

Bulk :

$$E(\vec{k}) = E(k_x, k_y, k_z) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) + E_0 \quad (2.2)$$

$$\rho^{3D}(E) = \frac{\left(\frac{2m^*}{\hbar}\right)^{3/2}}{2\pi^2} (E - E_0)^{1/2} \quad (2.3)$$

Quantum Well (QW) :

$$E(\vec{k}) = E(k_x, k_y) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[k_x^2 + k_y^2 + \left(\frac{n\pi}{L_z}\right)^2 \right] + E_0 \quad (2.4)$$

$$\rho^{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi\hbar L_z} \sum_n \Theta(E - E_n) \quad (2.5)$$

Quantum Wire (QWire) :

$$E(\vec{k}) = E_{m,n}(k_x) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[k_x^2 + \left(\frac{m\pi}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_z}\right)^2 \right] + E_0 \quad (2.6)$$

$$\rho^{1D}(E) = \frac{n_{QWire} \sqrt{2} m^*}{\pi\hbar^2} \sum_{n,m} (E - E_{n,m})^{-1/2} \quad (2.7)$$

Quantum Dots (QDs) :

$$E(\vec{k}) = E_{l,m,n} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[\left(\frac{l\pi}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_z}\right)^2 \right] + E_0 \quad (2.8)$$

$$\rho^{0D}(E) = 2n_{QD} \sum_{n,m,l} \delta(E - E_{n,m,l}) \quad (2.9)$$

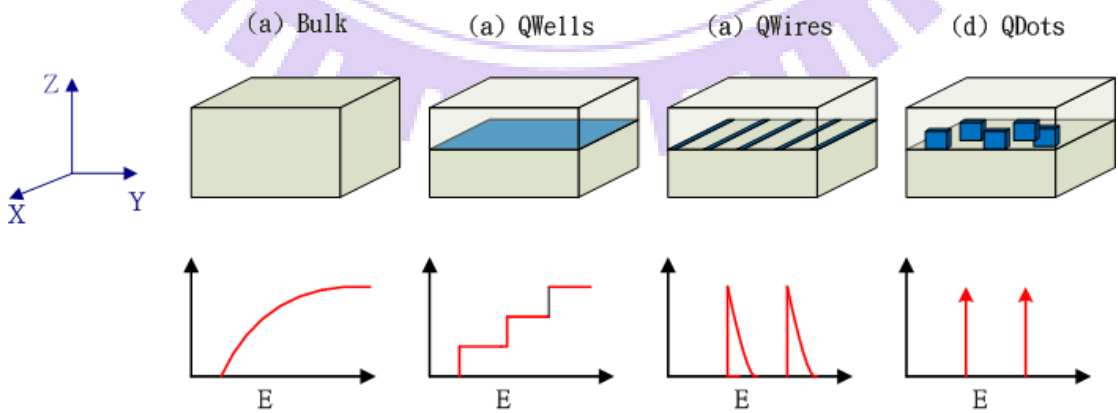
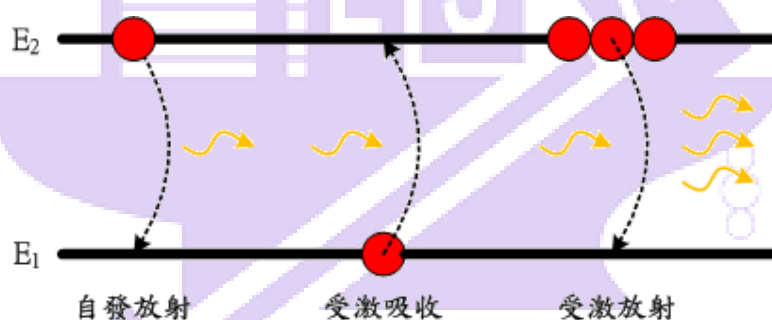


圖 2.2 各種理想量子系統所對應之能態分布 (a)塊材 (b)量子井 (c)量子線 (d)量子點

2.1.2 雷射的臨界條件

半導體雷射又稱做雷射二極體，類似於一般的發光二極體是透過導電帶的電子與價電帶再主動層復合(recombination)，自發性發光(Spontaneous emission)產生光子(photon)。而不同於一般發光二極體的地方，雷射必須有四大要件才能夠形成雷射。分別為：(1)增益介質(gain medium)(2)幫浦系統(pumping system)(3)光學共振腔(4)輸出耦合。除了少部分的光材料吸收外，大部分光子在共振腔內中來回反射傳播，產生受激吸收(Stimulated absorption)和受激放射(Stimulated emission)激發其他電子電洞對復合產生產生同調(Coherent)的光子，如圖 2.3 所示，新生成的光子會與入射光子有相同的頻率與方向，當累積足夠多的電子電洞，光子可以不斷地激發新的光子克服吸收和損耗及產生雷射。



圖二.3 兩能階模型與載子三種交換作用圖

在熱平衡條件下， $n \times p = n_i^2$ ，其中 n 為電子濃度， p 為電洞濃度， n_i 為本質半導體的濃度。為了克服半導體內散射和吸收所造成的損耗，需要導電帶上的電子數目大於價電帶上面的電子數目而產生居量反轉(Population inversion) $n \times p > n_i^2$ ，使得有足夠的載子產生受激放射以克服損耗。為了方便描述電子電洞的濃度，我們在此引入了非平衡的費米能階， $f_c(E_c)$ 和 $f_v(E_v)$ ，居量反轉為導電帶上的電子數目 $f_c(E_c)$ 大於價電帶上的電子數目 $f_v(E_v)$ 。 $f_c(E_c) > f_v(E_v)$ ，然而居量反轉在半導體中需要遵 Fermi-Dirac 分布：

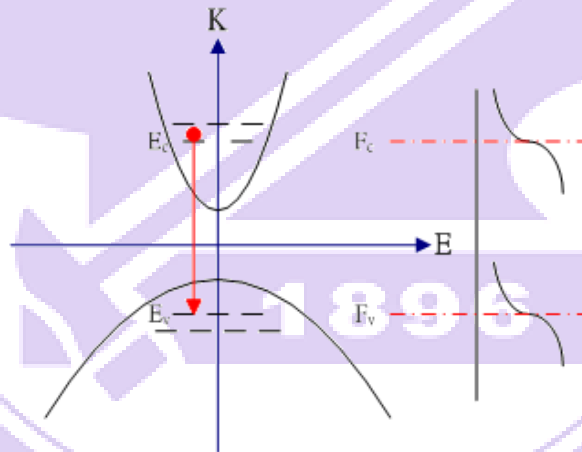
$$f_c(E_c) = \frac{1}{1 + \exp((E_c - F_c)/k_B T)} \quad (2.10)$$

$$f_v(E_v) = \frac{1}{1 + \exp((E_v - F_v)/k_B T)} \quad (2.11)$$

居量反轉必須滿足下列的不等式(2.12)，

$$F_c - F_v \geq E_c - E_v = E_g \quad (2.12)$$

上面不等式為電子和電洞的費米能階能量差大於或等於半導體中導電帶和價電的能隙差距(E_g)，當等號情形發生時，雷射光共振腔裡面不會被放大也不會被吸收，稱之為透明狀態 (Transparency condition)，此時的電流密度稱為透明載子濃度 (Transparency carrier density)，此時我們將其增益視為零。因此我們可以瞭解當半導體雷射主動層中注入越多的載子後，準費米能階會分裂成 F_c 和 F_v ，當注入的載子越來越多， F_c 和 F_v 就分別越往 E_c 和 E_v 移動，當準費米能階之間的能量差大於能隙時，半導體會開始有增益的能力，當雷射的增益和損耗平衡時，雷射就可以穩定的操作，圖 2.4 為量子點雷射基態和激發態能階圖。



圖二.4 量子點雷射基態和激發態能階圖

當雷射光在共振腔內來回震盪時，我們假設其強度為 Φ ，雷射光的強度會因為材料內部的吸收而產生衰減， α 為吸收係數（absorption coefficient），雷射光從鏡面射出時也會造成共振腔內的光強度衰減，我們利用 α_i 來表示雷射光在共振腔內的總損耗， α_m 來代表從鏡面射出的鏡面損耗。當半導體發生居量反轉時，由於受激放射大量產生，所以雷射內部的吸收係數 α 從正號變成負號。為了方便描述光吸收（light absorption）和受激放射所產生的光放大（light amplification），我們在這裡定義光增益係數（Optical gain coefficient）， G 。

現在我們考慮一個Fabry-perot共振腔，如圖 2.5 所示，左右兩邊 R_1 及 R_2 為自然劈裂鏡面的反射率，可以直接利用材料折射率計算，如式(2.13)，其中 n_r 為等效折射率。

$$R_1 = R_2 = \left(\frac{n_r - 1}{n_r + 1}\right)^2 \quad (2.13)$$

現在我們假設光從左邊的鏡面往右邊的鏡面傳遞，光在左邊鏡面時的原始強度為 Φ_0 ，當光經由 L 的長度前進至右邊鏡面時，強度變為 $\Phi_0 \exp[(G - \alpha_i)L]$ ，光打到右邊反射率為 R_2 的鏡面反射後，其光準備開始往左邊的鏡面傳遞，強度改變為 $R_2 \Phi_0 \exp[(G - \alpha_i)L]$ ，經過 L 的距離後回到左邊鏡面起始的位置，強度變為 $R_2 \Phi_0 \exp[2(G - \alpha_i)L]$ ，當光受到左邊鏡面反射回到共振腔內時，強度變更為 $R_1 R_2 \Phi_0 \exp[2(G - \alpha_i)L]$ ，以此類推。我們知道當雷射在穩定操作的情況下，左右來回一次鏡面後的強度要和原是強度一樣，如(2.14)式。

$$\Phi_0 = R_1 R_2 \Phi_0 \exp[2(G - \alpha_i)L] \quad (2.14)$$

利用(2.14)式，我們可以推導出(2.15)式。

$$G_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) = \alpha_i + \alpha_m \quad (2.15)$$

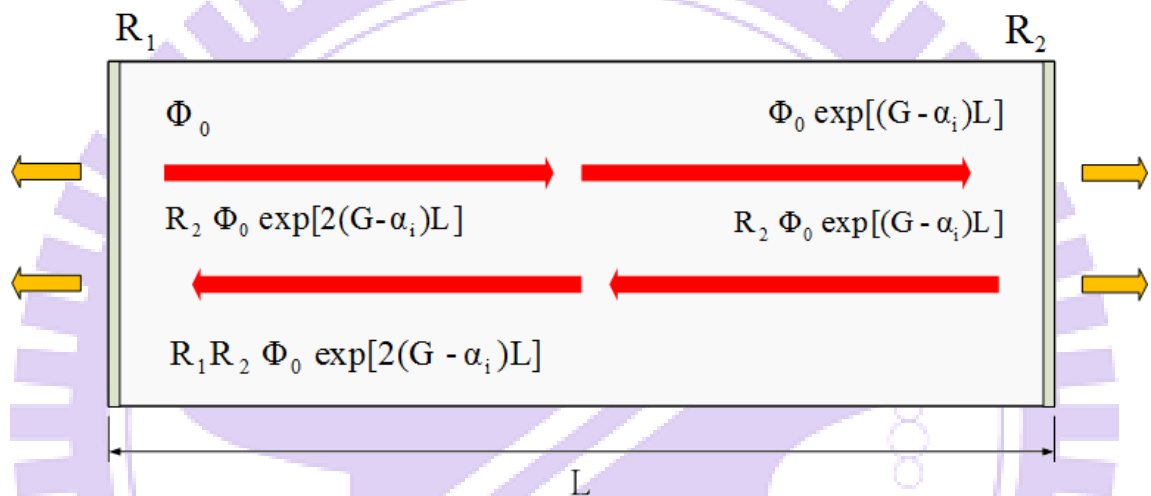
G_{th} 為閾值增益（threshold gain），當 G_{th} 產生時的電流密度我們為閾值電流密度（threshold Current density）。我們更進一步的考慮載子和光的作用，這裡定義一

個新參數 Γ ，光學侷限因子 (optical confinement factor)， Γ 為居量反轉造成的載子所佔的體積 V_n 除以光強度在共振腔內所佔的體積 V_p ，式(2.16)。

不同的橫向光學模態 (transverse optical mode) 和主動層會有不同的重疊方式，所以閾值增益 G_{th} 要乘以 Γ 才是真實的增益， ΓG_{th} 為模態增益 (modal gain)。

$$\Gamma = \frac{V_n}{V_p} \quad (2.16)$$

$$\Gamma G_{th} = \Gamma \left[\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \right] \quad (2.17)$$



圖二.5 光強度在 Fabry-perot 共振腔中變化的情形

2.1.3 雷射的縱模與模距

考慮由前節所敘述共振腔，相位部分需要滿足駐波條件，相位變化要等於 2π ，光才可以存有在共振腔內：

$$2kL = q \cdot 2\pi \quad (2.18)$$

又考慮到 $k = \frac{2n_r\pi}{\lambda}$ ，帶入(2.18)式後：

$$q = \left(\frac{2n_r}{\lambda}\right) \cdot L \quad (2.19)$$

其中 q 為正整數，也就是共振腔中震盪的雷射半波長的數目，稱之為雷射縱模 (longitudinal mode)。假設共振腔不變，縱模由 q 變化到 $q - 1$ ，對應的波長由 λ 變成 $\lambda + \Delta\lambda$ ：

$$\left(\frac{2n_r}{\lambda}\right)L - 1 = \left(\frac{2n_r}{\lambda + \Delta\lambda}\right)L \quad (2.20)$$

整理可得：

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2n_r L} \quad (2.21)$$

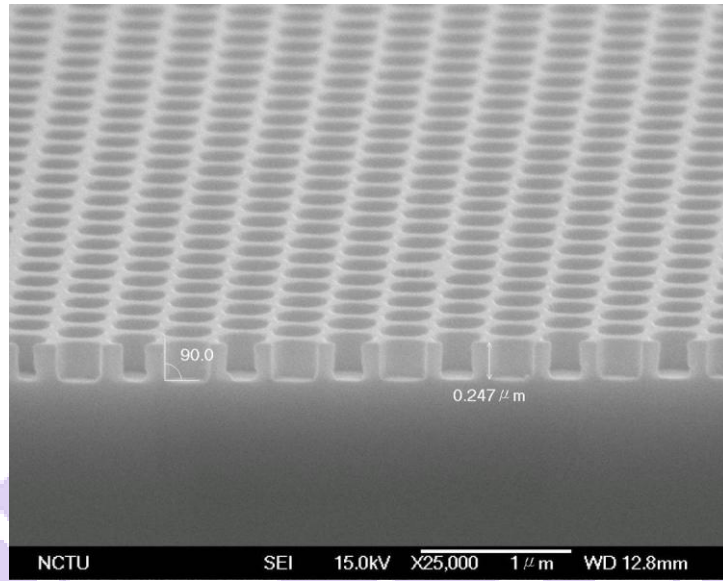
其中 $\Delta\lambda$ 即為雷射縱模之間的模距 (mode spacing)。通常雷射的共振腔決定後，雷射的模距也就決定了，而雷射光也只會在這定允許的波長發光。在理想的半導體雷射中，雷射增益一旦到達閾值增益後，其餘過剩的載子將不再提供增益而會改以雷射光的形式輸出，雷射頻譜也只會維持單模操作。在現實中，由於主動層在空間中會有不均勻的現象，造成增益頻譜的不均勻展寬 (inhomogeneous broadening)，使得其他模態的增益也會達到閾值增益，使得半導體雷射為多縱模操作。

2.2 光子晶體

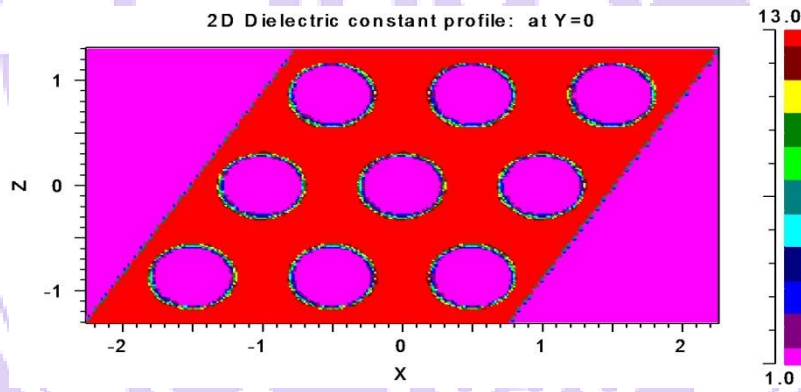
2.2.1 光子晶體概述

光子晶體[13]的概念最早由 E.Yablonovitch 教授以及 S.John 教授不約而同在 1987 年所提出[14、15]，此一概念簡單地說就是折射率在空間上具有週期性變化的物質。電磁波在物質中看到週期性變化的折射率，有如電子在周期性排列的晶格結構中會形成能帶一樣，會形成光子的能帶結構，無須改變物質的內在化學性質，就可以得到我們想要的光特性。例如可以產生光能隙 (Photonic bandgap) 以及光能帶 (Photonic band)，而對於落在光能隙或光能帶中的光就不被允許往光子晶體的方向傳遞，利用此種概念經過特殊設計的光子晶體陣列，可以使光或電磁波造成特定頻率或波長的光往特定的方向前進，而其光的能帶結構就如果電子於固態晶體中的能帶結構，因而使光的振幅、相位、極化方向及波長等具有獨特性質。

在這邊我們先簡單的介紹最常見的 hexagonal 週期排列光子晶體，如圖 2.6，圖 2.7 為折射率分布圖，經由計算後所得到的能帶結構圖。由能帶圖我們可以發現光子晶體會分別形成 TE 以及 TM 的能帶，而對於我們邊緣型雷射為基礎來說，我們著重在於 TE 的能帶，因為考慮到光的傳遞方向以及光的侷限維度來說，一般光在共振腔內皆為 TE 模態存在。然而這不是我們在此實驗中所真正使用的光子晶體結構及其能帶圖，由於我們還必須考慮的基板 (Substrate) 材料，以及光子晶體內不一定由空氣柱所組成，另外還有類光子晶體 (Quasi-photonic crystal) 形式的晶格等等，所謂類光子晶體是指不是完美的週期性結構，但還是有其週期可言的情形，而其結果會跟一般光子晶體一樣會形成光能隙以及光能帶，下節我們會對於能帶的計算做敘述。



圖二.6 hexagonal 晶格 SEM 圖



圖二.7 hexagonal 晶格折射率圖

2.2.2 光子晶體能帶

光子晶體能帶[16]的計算我們可以很簡單的利用固態物理理論，電磁波在遇到週期性晶格排列時，需要遵守不隨時變薛丁格方程式：

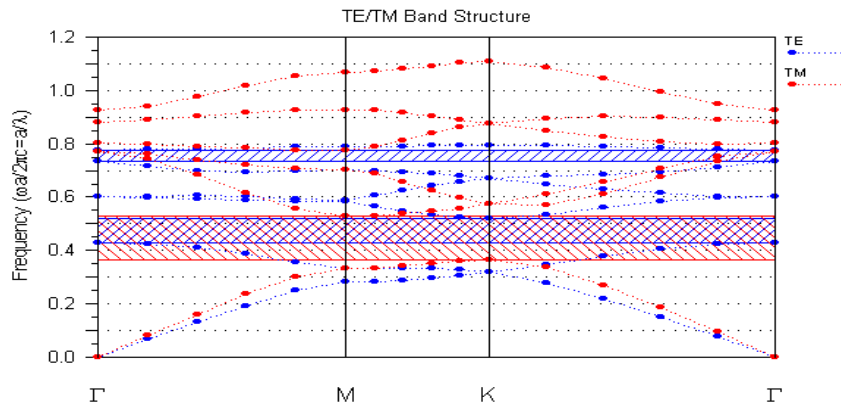
$$\left[-\frac{\hbar}{2m^*}\nabla^2 + V(r)\right]\Psi(r) = E\Psi(r) \quad (2.22)$$

這裡 m^* 是等效質量， $V(r)$ 是對應到晶格週期性排列的位能， $\Psi(r)$ 是電子的波函數， E 是電子能量的特徵值。解出所允許的特徵值後，在能帶結構圖中會出現能隙的情形，當晶格位能夠大時，能隙會像各方向擴張然後形成完整的能帶。

而在光子晶體的情況中，週期性介電質變化等同於固態物理中的週期性晶格位能，當物質間介電質常數變化差夠大的時候，物質吸收會非常小，而造成大部分的光子在介面都形成散射。由(2.22)式以及 Maxwell's Equation 我們可以得到光子在光子晶體中所需遵守的式子：

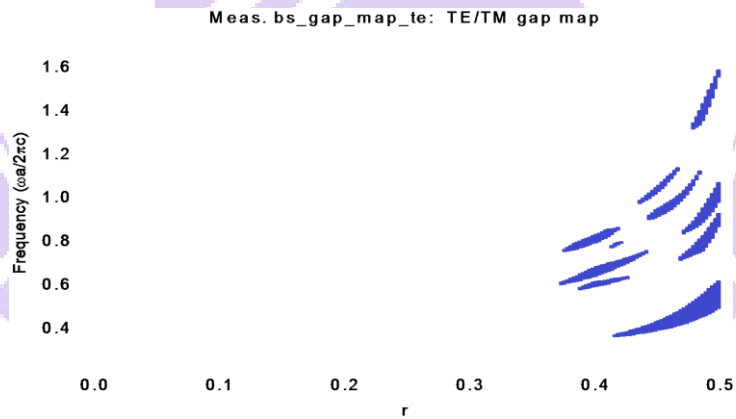
$$\nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon(r)} \nabla \times H(r)\right) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 H(r) \quad (2.23)$$

$\epsilon(r)$ 為光子晶體中週期變化的介電質常數，對於特定的頻率 ω ，可以由(2.23)算出對應的光模態分布 $H(r)$ 。經由這些計算，我們可以得到相對應的特徵值以及特徵向量。而在此波數 (wave vectors) 可以告訴我們隨著位置變化而對應的相位，而能帶的數目會隨著頻率增加而增加。如圖 2.8。



圖二.8hexagonal 晶格之能帶圖

但是在實驗中，我們是在 GaAs 上製做空氣柱的光子晶體，我們利用光學模擬軟體 R-Soft，進行六角光子晶體能帶模擬，圖 2.9 為在 GaAs 基板上製做空氣柱形式六角晶格結構光子晶體的能帶圖，可以看到其能帶範圍小並且非常破碎，考量到製程誤差的因素，沒有辦法使用在我們的實驗中，於是我們便採用了準光子晶體的形式，請參照下一節的描述。



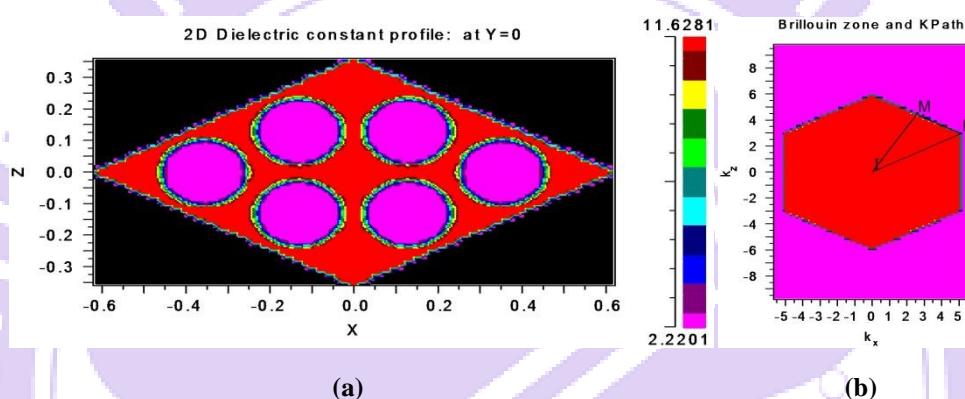
圖二.9 空氣柱六角晶格光子晶體製作於 GaAs 基本上之能帶圖(r = filling factor)

2.2.3 準光子晶體(Qusai Photonic Crystal)

有別於傳統光子晶體的概念[17]，每一個週期內並不只由一個光子晶體所構成，而是由特定方式排列的結構形成一個周期，在進行周期性排列形成晶格結構。而在其他研究中[18]則是計算出了各種不同的準光子晶體期能帶結構形式。

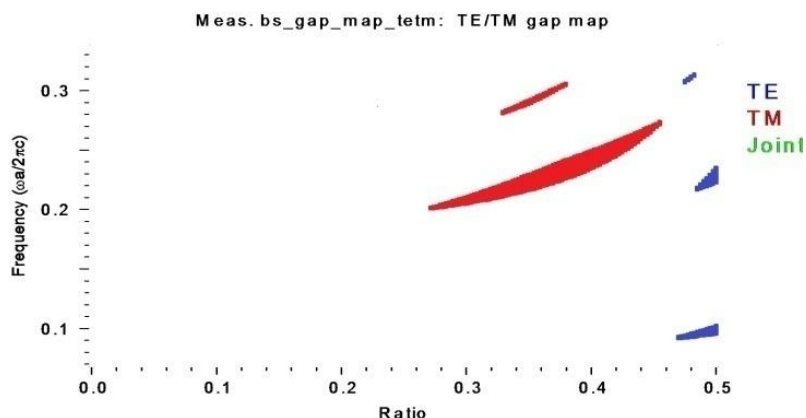
在本研究中我嘗試了兩種準光子晶體結構的模擬，並且透過能帶模擬及計算找出適合的周期以及對應的半徑關係。

第一種為 (3.4.6.4) 阿基米德晶格，其排列方式如圖 2.10：



圖二.10 (3.4.6.4) Archimedean lattice (a) Crystal lattice, primitive unit cell.(b) Brillouin Zone.

由 Brillouin Zone 的形狀，我們可以發現這種準光子晶體的圖像與一般三角晶格結構的光子晶體一樣，而而此種結構的能帶結果，圖 2.11，幾乎沒有我們需求的 TE 能帶的存在，所以並不能利用於我們的元件上面。



圖二.11 (3.4.6.4) Archimedean lattice bandgap

另外一種結構是 (4.8) 光子晶體，圖 2.12 為光子晶體周期排列結構以及能帶計算結果：

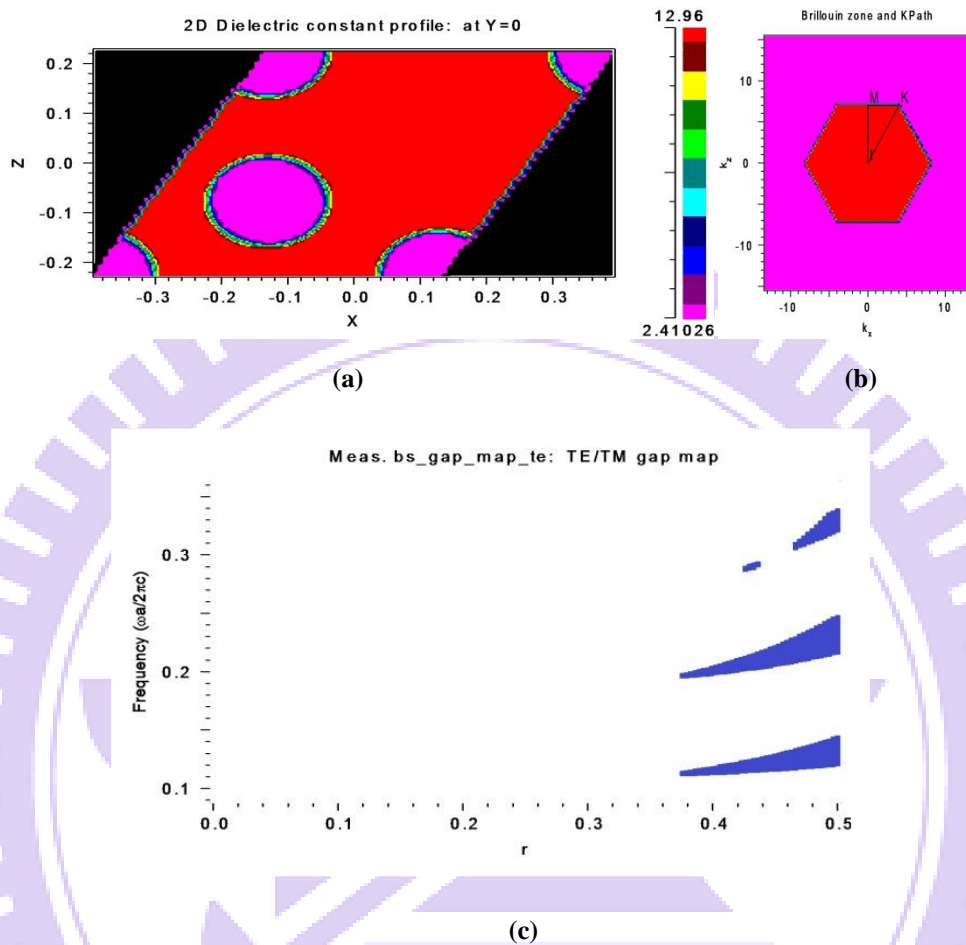
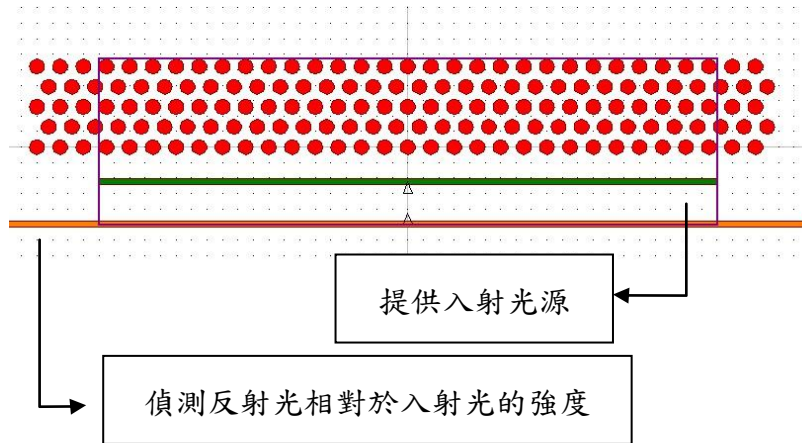


圖 2.12 (4.8) lattice (a) Crystal lattice, primitive unit cell. (b) Brillouin Zone. (c) BandGap.

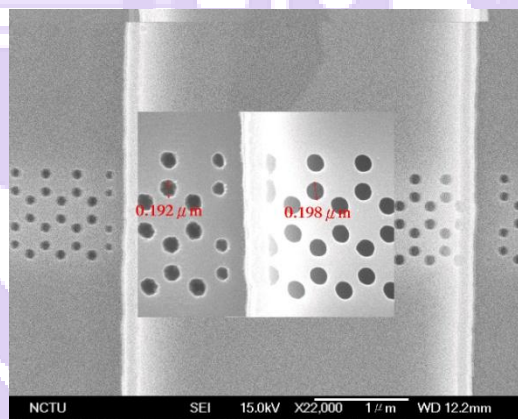
在 (4.8) 結構中，其 Brillouin Zone 圖像同樣與三角晶格結構相同，由圖(c)我們發現其 TE 能帶的存在，並且其能帶大小可以承受在製程過程中所造成的 Filling Factor 誤差，所以在接下來的實驗中即採用了此種的準光子晶體結構。

而對於考量到製程上，在利用電子束顯影以及光子晶體蝕刻的過程中，我們定義的光子晶體週期是不會受到製程影響改變的，所以我們便固定光子晶體的直徑大小，用改變光子晶體週期的方式，來選擇我們所需要的光子晶體結構。而首先我們利用 R-Soft 進行 FDTD 模擬光子晶體的反射率，圖 2.13 為我們模擬的設計，在二微環境中，利用一入射光入射光子晶體陣列，然後觀察其反射回來的光強度，與入射光源強度做歸一，即可以知道光子晶體對波長的反射頻譜圖。



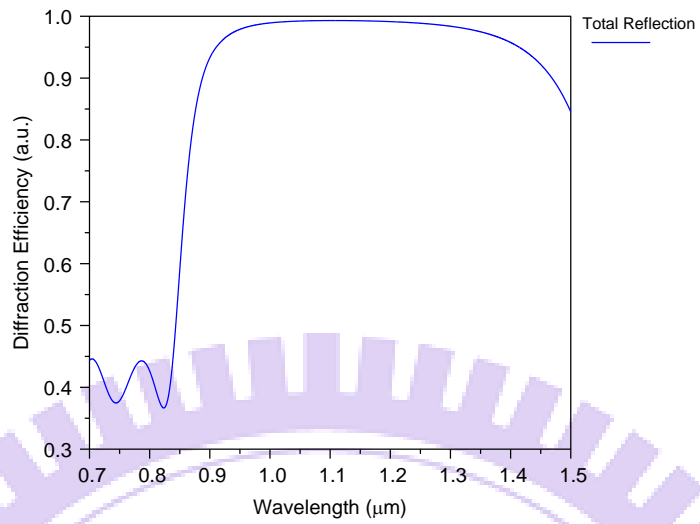
圖二.13 光子晶體 FDTD 模擬圖

由圖 2.14 看到在製程中我們經由參數調變，可以在脊狀波導上穩定的製作出直徑大小為 $0.2\mu\text{m}$ 的光子晶體，於是我們以此為依據進行改變光子晶體週期間隔的模擬。

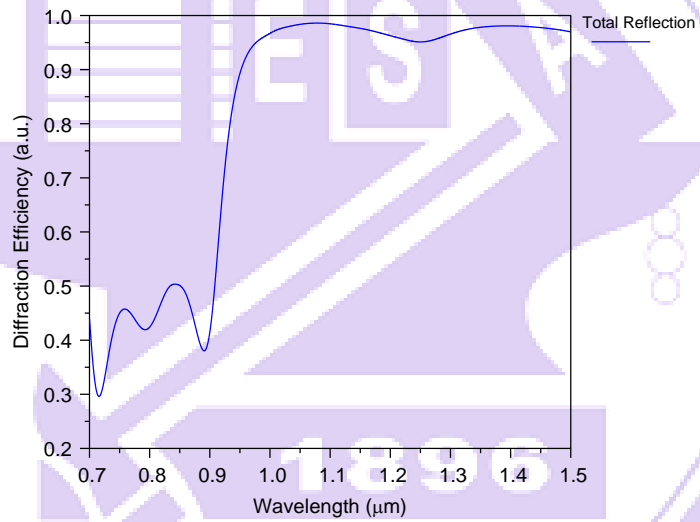


圖二.14 脊狀波導附近光子晶體俯視圖

圖 2.15 為我們經由 FDTD 模擬得到的光子晶體陣列對波長的反射頻譜圖，圖中縱軸 Total Reflection 為光子晶體反射回來的反射率，我們可以看到在光子晶體週期為 230nm 以及 240nm 時反射頻譜非常寬，在 $0.9\mu\text{m}\sim 1.4\mu\text{m}$ 都有著非常高的反射率，我們實驗中預計使用的 InGaAs 量子井以及量子點元件，其理論的基態波長分別為 980nm 以及 1100nm ，都在我們的反射頻譜中，於是後續製程變此為條件。



(a)



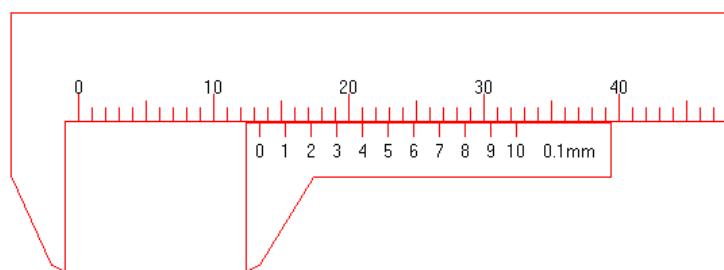
(b)

圖二.15 光子晶體反射頻譜 (a) 週期 230nm 直徑 200nm (b) 週期 240nm 直徑 200nm

2.3 Vernier Effect

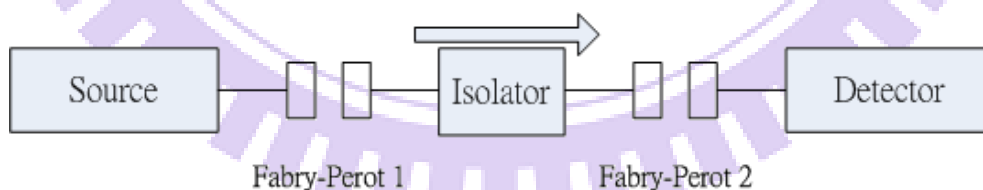
2.3.1 原理概述

所謂的 Vernier Effect 原理其實像是一個外腔式雷射的架構，除了雷射元件本身的雷射模態外，同時還要滿足外腔式結構的縱模模態才會達到雷射，也就是一種讓模態有著二次對準的機制，在這邊簡單的利用游標卡尺的例子來做說明，圖 2.16 為一般常見游標尺，在游標尺上有刻度較大的主尺以及刻度較小副尺兩者，正常使用的情況之下會先利用主尺大致將長度標定出來，然後再利用刻度較小地副尺將長度準確的標定出來。



圖二.16 常見游標尺

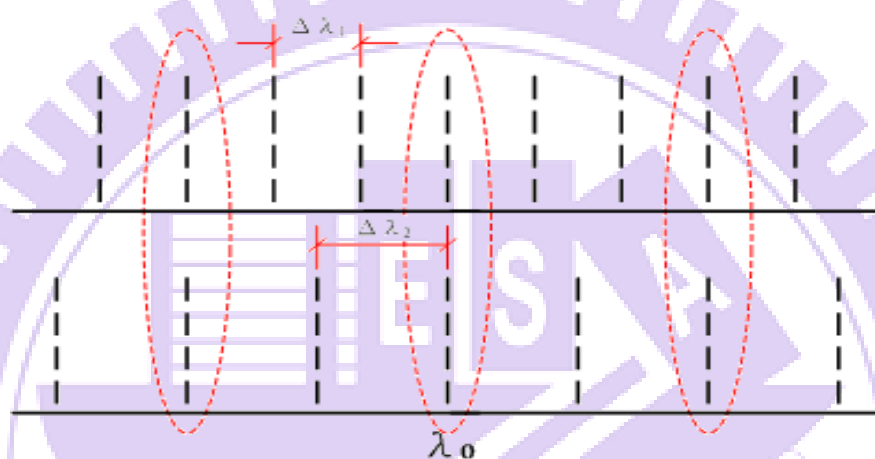
由圖 2.17，現在我們用兩個材料相同但長度不同 Fabry-Perot 共振腔系統來做說明，當長度不同時其各自的縱模模態也會不一樣。



圖二.17 雙共振腔系統示意圖

系統中我們有兩個共振腔，然後在共振腔中間放置一 Isolator，現在我們將光源利用光纖耦合到第一個共振腔內(簡稱為 FP1)，此時因為共振腔的特性會得到可以在 FP1 內存有的共振腔模態頻譜，接著光會經由 Isolator 進入的二個共振腔(簡稱為 FP2)，並且由於 Isolator 的緣故，光不會再回至 FP1 導致彼此影響，

當光進入 FP2 後，依照共振腔的特性，光同樣要滿足 FP2 的共振腔模態，但是由於經由 Isolator 的光是以經先滿足了 FP1 的共振腔模態，所以最後在 Dector 端會看到的頻譜是同時滿足了 FP1 以及 FP2 的共振腔模態的頻譜。由(2.21)式當當 FP1 與 FP2 長度不同時，由圖 2.18 可以看到其共振腔對應的縱模模態也會改變，其中被虛線圈起來的為同時滿足兩共振腔的縱模模態，理論上最後 Dector 接收到的頻譜會是由虛線圈起來的模態組成

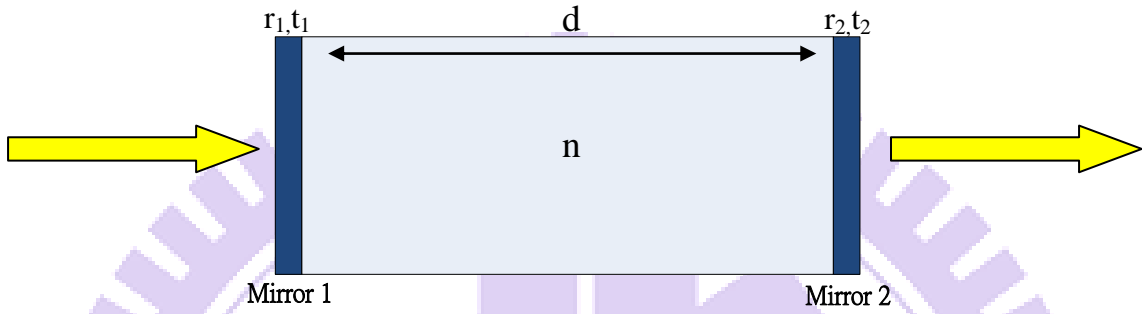


圖二.18 允許在共振腔內震盪的模態示意圖

而在本實驗中，我們是利用在脊狀波導中不同的橫模其所對應到各自的縱模模態，這個縱模模態的差距是來自於在我們元件中，橫向模態在脊狀波導內傳導時，會有部分的光向外消散，當傳至靠近光子晶體時，這部分漏出光會被光子晶體陣列反射回來，由於受到光子晶體陣列反射的光其等效看到的共振腔長度會改變，而另外一部分的光則是不受光子晶體影響，形成雙共振腔的情況，由(2.21)式可以得到分別對應的不同縱模模態，並且當光入射時光子晶體有繞射效應，使得橫向模態彼此拍頻，導致在光在脊狀波導中需要同時滿足兩組共振腔條件所對應的縱模模態才能在中存在。藉此可以改原本雷射的雷射頻譜圖像，使其模態產生拍頻使得雷本身由於均勻或不均勻造成的半高寬得以改善，藉此有可能使元件達到單模操作的情況，詳細的推導以及計算將在下節做敘述。

2.3.2 Fabry-Perot Cavity Response Calculation

在本小節中，我們利用傳遞矩陣法來計算 Fabry-Perot 共振腔的響應頻譜，而代表的意義其實就是直接對應到我們前面所敘述的雷射縱模模態的頻譜。由圖 2.19，首先我們考慮一個常見的 Fabry-Perot 共振腔系統：



圖二.19 光經由 Fabry-Perot Cavity 示意圖

共振腔長度為 d ，其中 r_1 、 r_2 、 t_1 、 t_2 分別為對應 Mirror₁、Mirror₂ 的反射係數以及穿透係數，現在另一道光由左至右傳遞，經由 Mirror₁、介質以及 Mirror₂，我們能夠將傳遞矩陣表示成下式：

$$M = \begin{bmatrix} \frac{1}{t_1} & \frac{r_1^*}{t_1^*} \\ \frac{r_1}{t_1} & \frac{1}{t_1^*} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{j\theta} & 0 \\ 0 & e^{-j\theta} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{1}{t_2} & \frac{r_2^*}{t_2^*} \\ \frac{r_2}{t_2} & \frac{1}{t_2^*} \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

$$\theta = nk_0d \quad \& \quad \left(\frac{r}{t}\right)^* = -\left(\frac{r}{t}\right) \quad (2.25)$$

由傳遞矩陣 M 得知，對 M_{11} 取倒數則為光由左傳至右的整體穿透係數，如下式：

$$t = \frac{1}{M_{11}} = \frac{t_1 t_2 e^{-j\theta}}{1 - r_1 r_2 e^{-j2\theta}} \quad (2.26)$$

而穿透率定義為穿透係數取絕對值平方值，如下：

$$T \equiv |t|^2 = \frac{(1 - |r_1|^2)(1 - |r_2|^2)}{1 + |r_1 r_2|^2 - r_1 r_2 e^{-j2\theta} - r_1^* r_2^* e^{-j2\theta}} \quad (2.27)$$

假設 r_1 、 r_2 與相位無關或是相位相等的情況下：

$$r_1 r_2 e^{-j2\theta} = r_1^* r_2^* e^{-j2\theta} \quad (2.28)$$

將(2.28)回代(2.27)經過計算可整理成下式：

$$T = \frac{(1 - |r_1|^2)(1 - |r_2|^2)}{(1 - |r_1 r_2|)^2 + 4|r_1 r_2| \sin^2 \theta} \quad (2.29)$$

接著我們我們定義兩個共振腔參數， T_{\max} 以及 F 。 T_{\max} 表示光經過共振腔後的最大穿透率，若在不考慮吸收的狀況之下應為 1。 F 為此共振腔的品質因子：

$$T_{\max} = \frac{(1-|r_1|^2)(1-|r_2|^2)}{(1-|r_1 r_2|^2)} \quad (2.30)$$

$$F = \frac{\pi\sqrt{|r_1 r_2|}}{1-|r_1 r_2|} \quad (2.31)$$

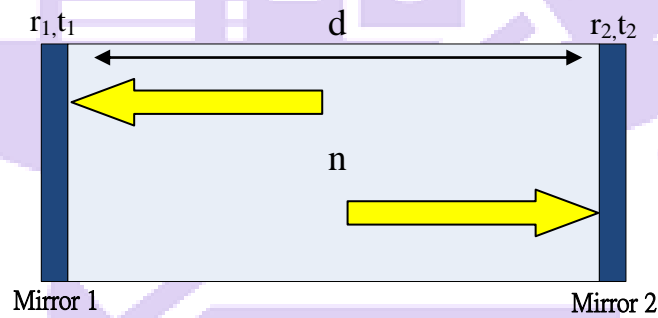
由上面兩式再回代回(2.29)後，可將其簡化成：

$$T = \frac{T_{\max}}{1 + \left(\frac{2F}{\pi}\right)^2 \sin^2 \theta} \quad (2.32)$$

再將(2.25)式代入(2.32)即可以得到對應各不同波長穿透的響應頻譜。

$$T(\lambda) = \frac{T_{\max}}{1 + \left(\frac{2F}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{2\pi nd}{\lambda}\right)} \quad (2.33)$$

接下來利用同樣的概念，不過現今考慮為光在共振腔內共振的情況，如圖 2.20：



圖二.20 光在 Fabry-Perot Cavity 共振示意圖

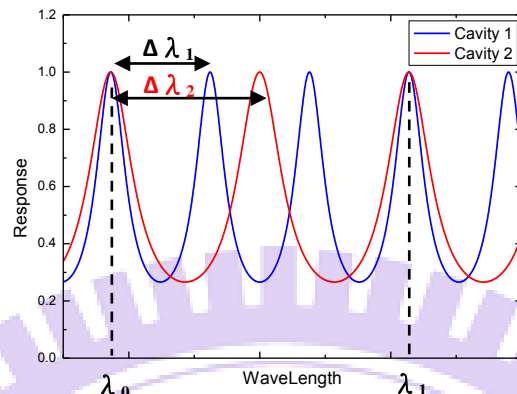
可以由(2.33)很快的等效出共振腔內的反射的響應頻譜：

$$R(\lambda) = \frac{R_{\max}}{1 + \left(\frac{2F}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{2\pi nd}{\lambda}\right)} \quad (2.34)$$

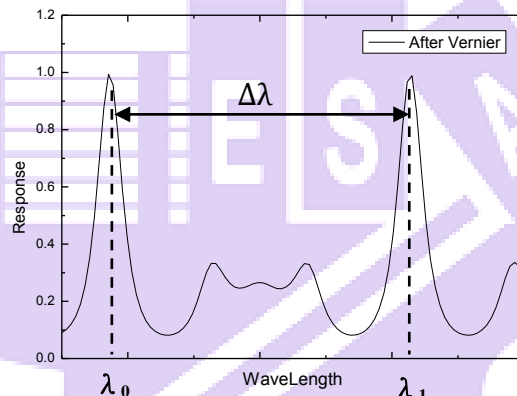
其中 R_{\max} 為共振腔內最大反射的值，在不考慮共振腔內有吸收的情況下同樣為 1。

現在我們先假設上一節所提到之雙共振腔拍頻的情況，若現今兩共振腔長度比例為 2:3 去計算其對應共振腔的響應頻譜，由(2.21)式可知當共振腔長度在此情況下， $3\Delta\lambda_1 = 2\Delta\lambda_2$ ，而當在這個值時會有第二個重疊的 peak。然後在經過 Vernier Effect 後則變成需要同時滿足兩共振腔的響應，此時直接將兩響應頻譜相乘，則可以得到最後的響應頻譜，而對應我們的元件中，只有同時允許存有的 peak 值

才會在共振腔內共振，然後達到雷射。如圖 2.21：



(a)



(b)

圖二.21 (a) Response of different cavity length (b) After Vernier Effect

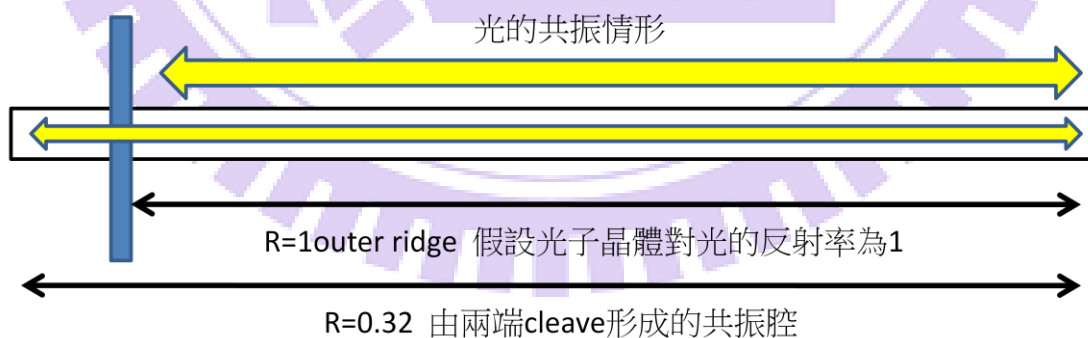
現在我們得到了這雙共振腔系統經由 Vernier Effect 後的響應頻譜，圖(b)。現在只要考慮光源的頻譜，如果是全波段光源的話，那麼就會看到像是圖 2.21 頻譜，如果是我們使用的雷射的話，由於雷射頻譜的半高寬通常很窄，若雷射半高寬小於我們雙共振腔系統的 $\Delta\lambda$ ，理論上可以形成單模操作的雷射頻譜，反之若雷射半高寬等於或大於 $\Delta\lambda$ 則會出現兩個模態雷射的情況。

第三章 實驗設計

3.1 元件設計

首先我們希望可以在雷射元件製做出雙重共振腔的雷射，於是我們製作一光子晶體陣列橫跨於雷射波導以及波導周圍的區域，利用光子晶體會形成能帶的特性做為鏡面，並且由於光入射光子晶體時會產生平面繞射，使得光會彼此耦合。

圖 3.1 為我們元件的設計，由外側光子晶體-自然劈裂面形成第一個共振腔，另外則是中間脊狀波導的部分，由自然劈裂面-自然劈裂面形成的第二個共振腔，構成雙共振腔系統來達到橫向模態拍頻造成雷射縱模的改善。利用在橫向模態在脊狀波導中傳遞時，會因為波導侷限能力的差異，使得有部分的光在波導區域外，而這些漏出的部分傳遞至光子晶體陣列時，會被光子晶體反射回來，而另外一部分的光則是不受光子晶體反射，繼續傳遞至劈裂面，形成雙共振腔的系統，得到分別對應的兩種模距的縱模模態，並且當光入射時光子晶體產生平面繞射，使得這些橫向模態會彼此耦合，則該雷射要同時滿足兩種縱向模態才會達到閾值條件，藉由此空間模態的互相拍頻得以改善原本半導體雷射主動層由於均勻或不均勻的拓寬，使得半導體雷射可以在單模且連續的情況下操作。



圖三.1 元件操作原理示意圖

3.2 實驗樣品準備與雷射製程

3.2.1 樣品準備

我們在實驗中分別使用了兩種不同的磊晶結構來做比較，編號 Lm5204 本實驗室磊晶的為三層 InGaAs 量子井結構，量子井結構由於雷射增益足夠，可以將共振腔長度切到 200~300 μm 左右還可以正常達到雷射。接著我們使用也是本實驗室磊晶的 Lm5140 來做光子晶體雷射，結構為三層 InGaAs 量子點雷射，InGaAs 量子點相對於 InAs 量子點，由於其量子點尺度較大，所以雷射增益也較大，而一般量子點雷射受限於雷射增益問題，共振腔長度大約只會到 1000 μm 左右，而 InGaAs 量子點雷射我們預計可以到達 500 μm 左右。

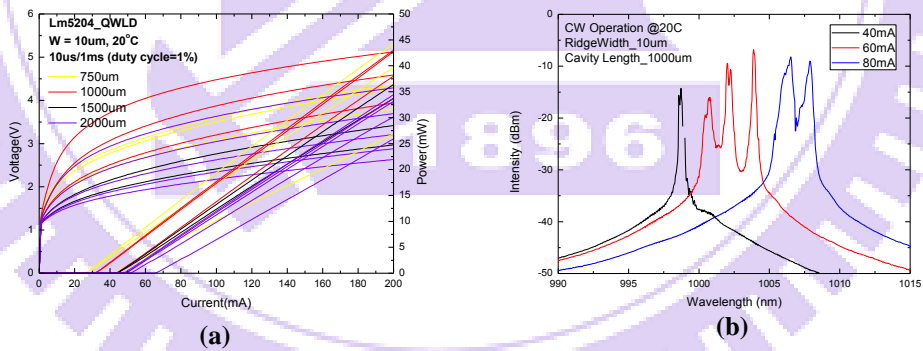
選用這些樣品的原因為，量子井雷射能夠將共振腔切到很短，而在短共振腔常的情況下，由第二章所提出的理論，因為經過 Vernier Effect 後的 Mode Spacing 會大於一般雷射頻譜的半高寬，達到單模操作的雷射。然後由於量子點雷射有比較寬的半高寬，拿來做長共振腔的元件，理論上可以看到經過 Vernier Effect 後兩個模態以上的雷射，並且觀察在此種結構下，量子井與量子點對於 Vernier Effect 是否有差異。

圖 3.2 為 Lm5204 三層量子井磊晶結構圖，利用分子束磊晶在 n+ 參雜的 GaAs 基本上成長 200nm 的 buffer layer，接著成長 1.4 μm 的 Al_{0.4}GaAs 做為 n-cladding layer，然後再成長主動層區域，主動層為三層量子井所組成，量子井之間的 Spacer 為 30nm，主動層上面分別被 100nm 的折射率漸變的 SCH 所包覆，接著成長與 n 端對稱的 p-cladding layer，最後成長 250nm 的 p-contact layer。

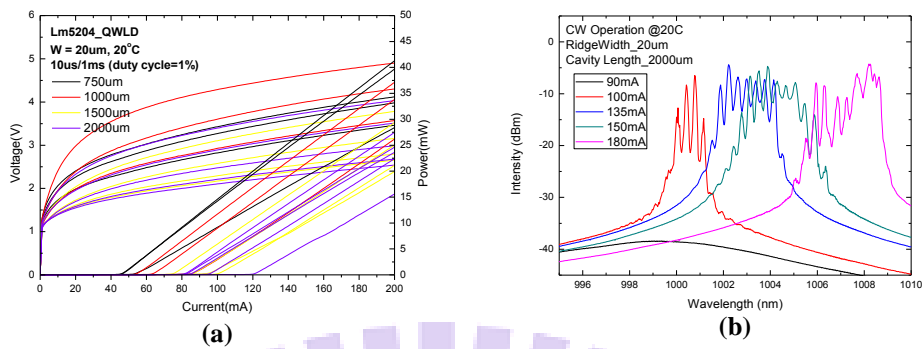


圖三.2 Lm5204 三層量子井雷射磊晶結構示意圖

在樣品磊晶完成後，先製作一次濕式蝕刻的雷射製程，得到該試片雷射的特性，圖 3.3 為 Lm5204 樣品做成濕蝕刻雷射元件時，波導寬度 $10\mu\text{m}$ 的 L-I-V 特性以及雷射頻譜，圖 3.4 為波導寬度 $20\mu\text{m}$ 時的 L-I-V 特性以及雷射頻譜。



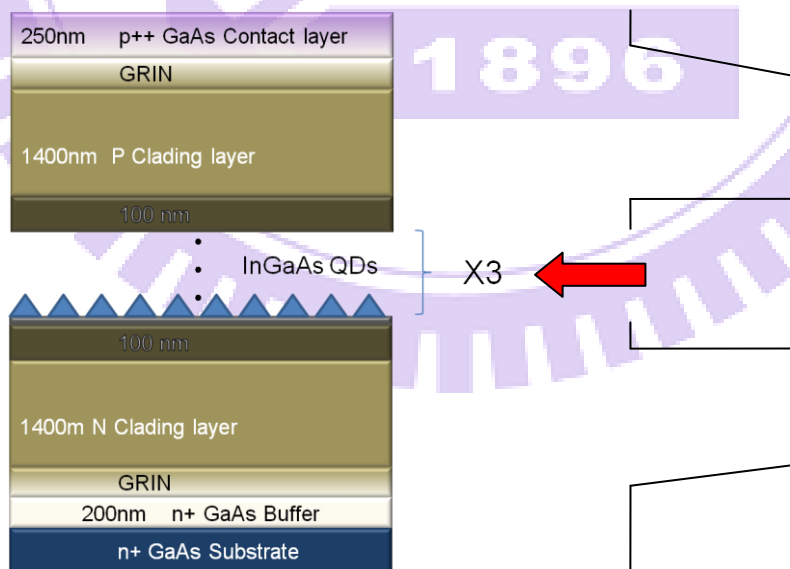
圖三.3 Lm5204 濕式蝕刻雷射波導寬度 $10\mu\text{m}$ (a)L-I-V (b)長度 $1000\mu\text{m}$ 的 Spectrum



圖三.4 Lm5204 濕式蝕刻雷射波導寬度 20 μm (a)L-I-V (b)長度 1000 μm 的 Spectrum

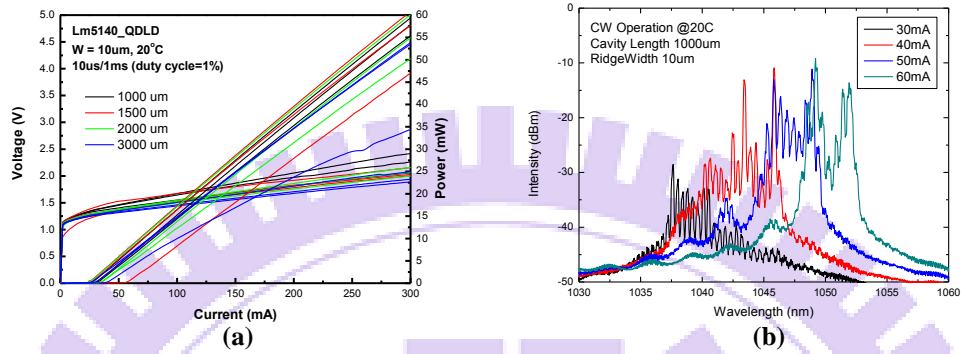
由圖 3.3(b)以及圖 3.4(b)，我們可以推得樣品 Lm5204 當共振腔長度縮短到 600 μm ~800 μm 左右時，發光波長大約會若在 995nm~1000nm，是在我們實驗中所使用的光子晶體能帶中。

圖 3.5 為 Lm5140 三層量子點雷射結構圖，利用分子束磊晶在 n+參雜的 GaAs 基本上成長 200nm 的 buffer layer，接著成長 1.4 μm 的 Al_{0.4}GaAs 做為 n-cladding layer，然後再成長主動層區域，主動層為三層 InGaAs 量子點所組成，量子點之間的 Spacer 為 45nm，主動層上面分別被 100nm 的 SCH 所包覆，接著成長與 n 端對稱的 p-cladding layer，最後成長 250nm 的 p-contact layer。

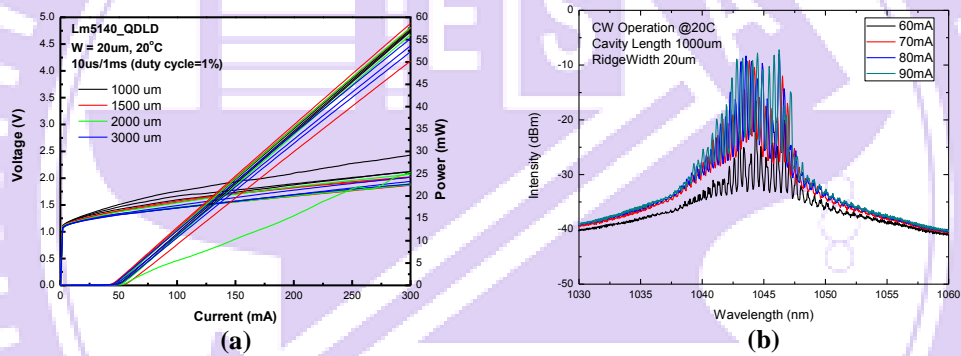


圖三.5 Lm5140 三層量子點雷射磊晶結構示意圖

在樣品磊晶完成後，先製作一次濕式蝕刻的雷射製程，得到該試片雷射的特性，圖 3.6 為 Lm5204 樣品做成濕蝕刻雷射元件時，波導寬度 $10\mu\text{m}$ 的 L-I-V 特性以及雷射頻譜，圖 3.7 為波導寬度 $20\mu\text{m}$ 時的 L-I-V 特性以及雷射頻譜。



圖三.6 Lm5140 濕式蝕刻雷射波導寬度 $10\mu\text{m}$ (a)L-I-V (b)長度 $1000\mu\text{m}$ 的 Spectrum

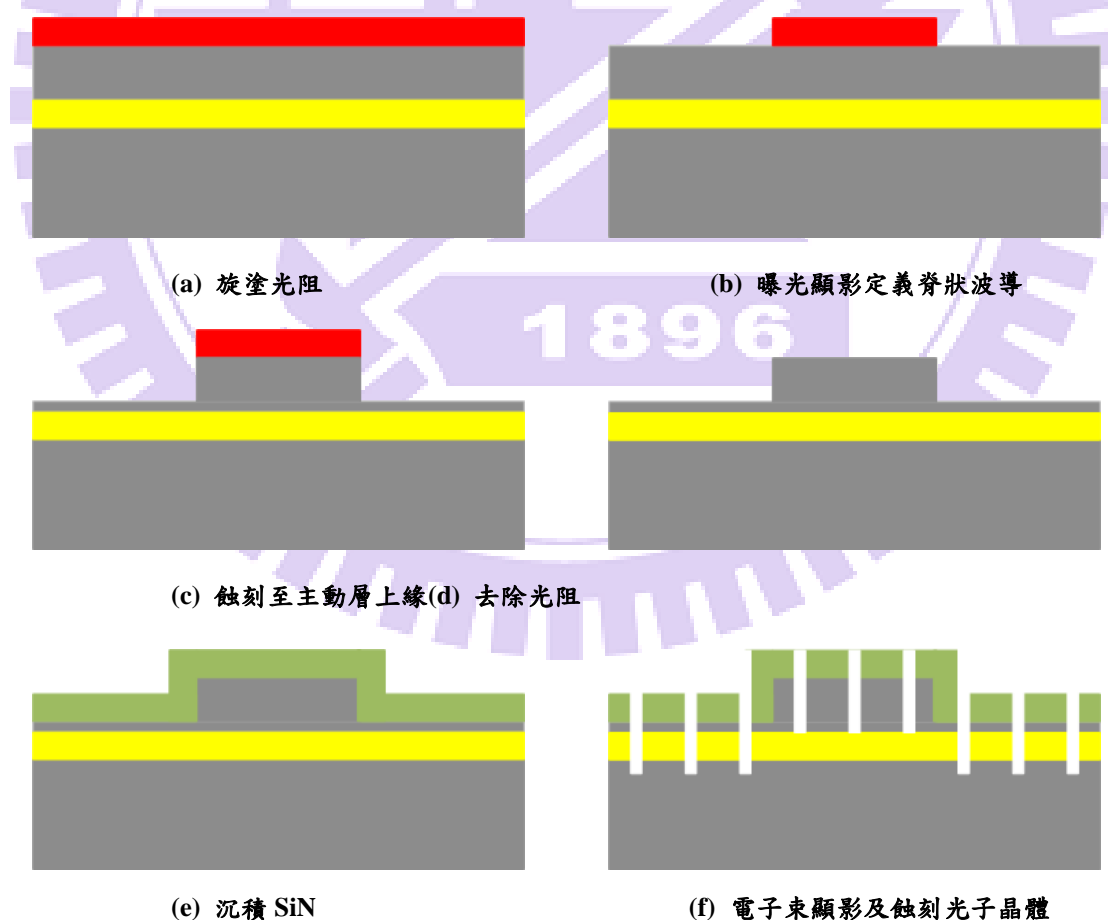


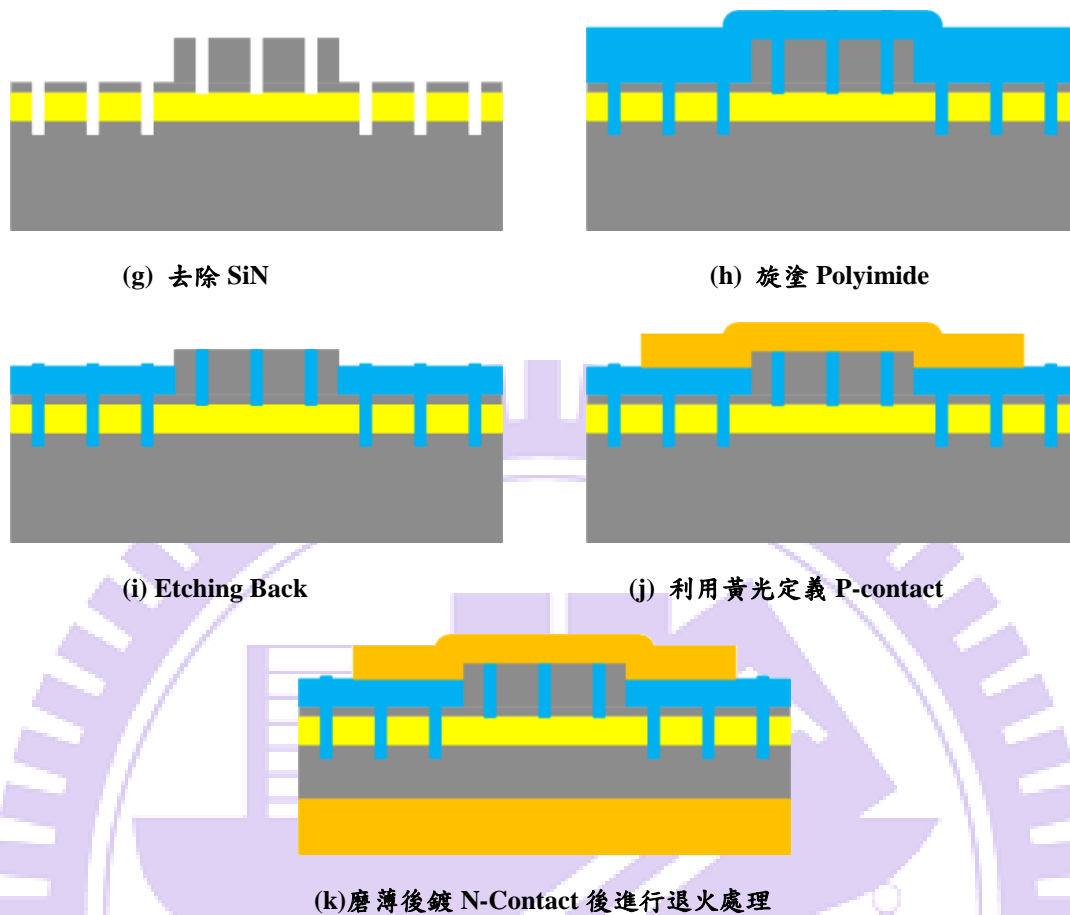
圖三.7 Lm5140 濕式蝕刻雷射波導寬度 $20\mu\text{m}$ (a)L-I-V (b)長度 $1000\mu\text{m}$ 的 Spectrum

由圖 3.6(b)以及圖 3.7(b)，我們可以推得樣品 Lm5140 當共振腔長度縮短到 $300\mu\text{m}\sim 600\mu\text{m}$ 左右時，發光波長大約會若在 $1020\text{nm}\sim 1030\text{nm}$ ，是在我們實驗中所使用的光子晶體能帶中。

3.2.2 光子晶體雷射製程

圖 3.8 為光子晶體雷射製程步驟示意圖，首先將晶圓清洗完畢後，利用旋塗將光阻均勻塗佈在晶圓表面，接著利用第一道黃光定義脊狀波導的區塊，曝光顯影後進行脊狀波導的蝕刻。接著沉積 SiN，用來做為光子晶體的 Hard Mask。利用電子束微影系統定義出光子晶體的圖案，接著利用離子電漿耦合蝕刻將圖案轉到脊狀波導上面，接著將 SiN 去除。然後將 Polyimide 旋塗在元件表面用來做為脊狀波導間的絕緣層，做 Etching Back 至脊狀波導的部分露出來後，利用第二道黃光定義出上方金屬 P-type Contact 的圖案。然後做背面磨薄，目的為降低電阻以及利於進行劈裂時可以切出短共振腔的元件。接著將背面鍍 N-type Contact 後進行退火處理及完成製程。



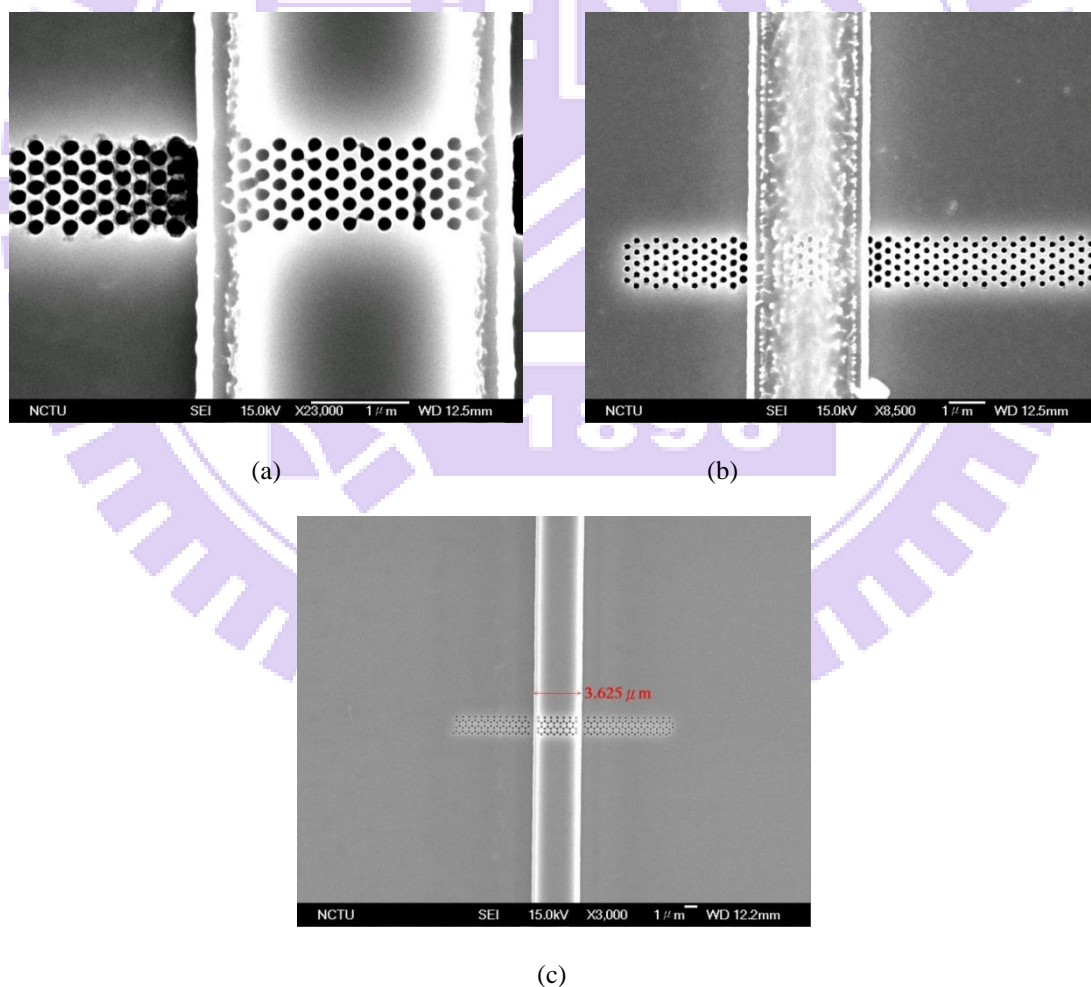


圖三.8 光子晶體雷射製成圖

但是在製程中，光子晶體的製作是非常困難的一件事情，由於我們是先製作出脊狀波導，才利用電子束微影系統製作光子晶體，脊狀波導附近有焦距的高低差別，對於電子束對焦是非常不利的，以及脊狀波導周圍的光阻厚度不均勻且難以控制，使得在光子晶體的圖案轉換到 SiN 上時會有失真變形，或是部分的 SiN 在這個步驟就已經被蝕刻掉了。

圖 3.9 (a) 是光子晶體製程中，將圖像轉換到 GaAs 基本上的步驟後所的 SEM，此時還未把 SiN 去除，可以看到在脊狀波導上的光子晶體有變形並且失真的情況，在波導周圍處的有些甚至已經連在一起形成裂縫。而脊狀波導周圍的 SiN 也可以看到已經蝕刻完了，露出了 GaAs，這使得脊狀波導的形狀會變成不是矩形的波導，對於元件可能有影響。由圖 3.9 (b)，有些元件經過製程後，則會因為脊狀波導上的光阻厚度不均勻且厚度不足，使得波導上表面 SiN 已經有部分被蝕刻完畢

露出波導的部分，造成波導變形，而且我們可以看到波導上方的光子晶體甚至都隨著波導被蝕刻而消失了。於是我們便將 SiN 成長得厚度變薄，雖然此行為會使得光子晶體在轉換到 GaAs 基本上時，無法蝕刻的太深，但是由於蝕刻機台的限制了最深的蝕刻深度，所以我們便可以找到一個可以蝕刻到足夠深度，卻又不會有光阻厚度不足造成在將光子晶體轉換到 SiN 的這個步驟時就已經蝕刻到其他 SiN 的部分。圖 3.9 (c) 為製程參數適當調整過後，光子晶體圖案已經轉換至波導上並且將 SiN 蝕刻去除後，大範圍下可以看到波導的形狀除了邊緣些微的有被蝕刻外，基本上是保持的完整的情況，而波導周圍由於高低差造成的電子束聚焦失真也是有所改善，並且沒有出現蝕刻過頭造成光子晶體彼此連在一起的情況。

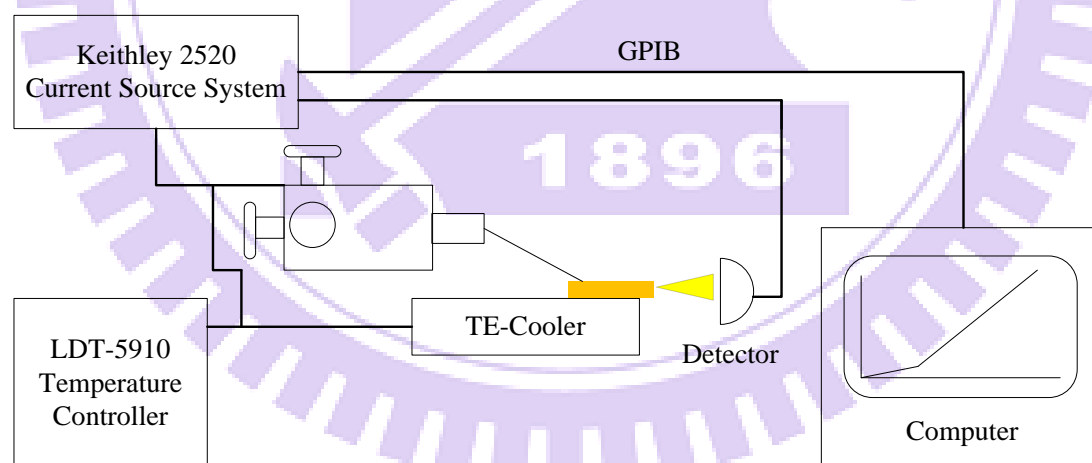


圖三.9 光子晶體俯視圖

3.3 量測系統架設

3.3.1 L-I-V 量測系統

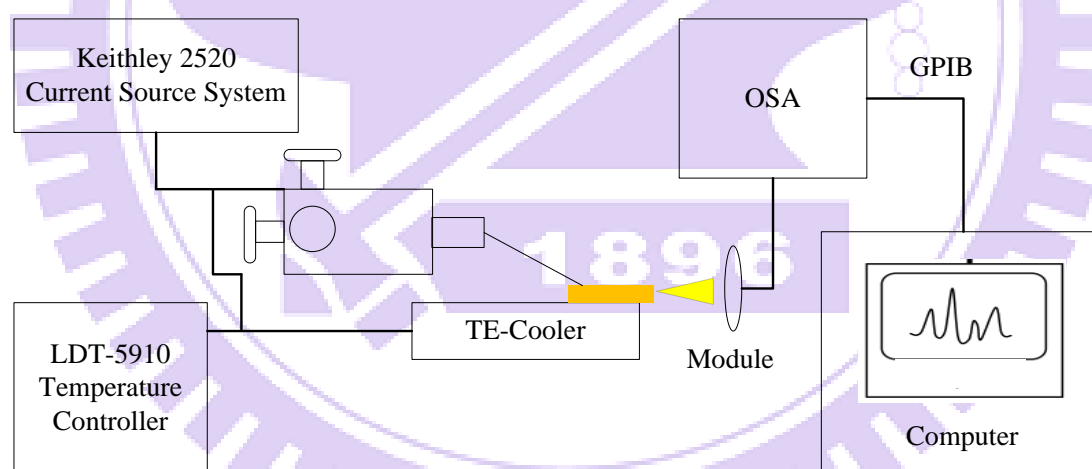
L-I-V 量測是半導體雷射中最基本的量測，藉由量測雷射的 L-I-V 曲線，我們可以得到元件的基本特性：閾值電流(I_{th})、斜率效應(η_s)、串聯電阻(R_s)以及導通電壓(Turn-on Voltage)等，進一步做分析則可以萃取的雷射的內部損耗(α_i)、鏡面損耗(α_m)、雷射增益以及飽和增益等參數。圖 3.12 為本實驗室所架設 L-I-V 量測系統示意圖，我們將雷射元件置於具有電子溫控器的銅製載具上，藉以控制元件操作時的溫度，接著利用 Keithley 2520 電流源供應器提供載子注入元件使其雷射，而光會打在 Ge 偵測器上，然後轉成光電流經過計算後將結果回傳至電腦控制軟體上，而電性則會由電流源的部分計算回傳至電腦，然後就可以得到 L-I-V 圖。



圖三.10 L-I-V 量測系統示意圖

3.3.2 雷射頻譜量測系統

從量測雷射頻譜可以得知元件的發光波段以及半高寬等光學性質，經由變溫
量測可以知道溫度對於雷射頻譜的影響程度，而在本實驗中主要探討的就是頻譜
特性，希望能夠做出單模操作的頻譜特性。雷射頻譜量測與 L-I-V 量測架設差別
不大，圖 3.13 為本實驗所架設雷射頻譜量測系統示意圖，將雷射元件置於銅製
載具上，接著利用 Keithley 2520 提供 Pulse 電流源或是直流電流源來操作元件，
而光會經由 Lens Module 收進 Mutimode 光纖，傳至光學頻譜分析儀上，利用電
腦經由 GPIB 控制光學頻譜分析儀，我們便可以將頻譜數據回傳電腦得到雷射的
頻譜，如此我們便可以藉由雷射頻譜的半高寬的大小以及邊模抑制比的強度來定
義該元件是否為單模操作雷射。

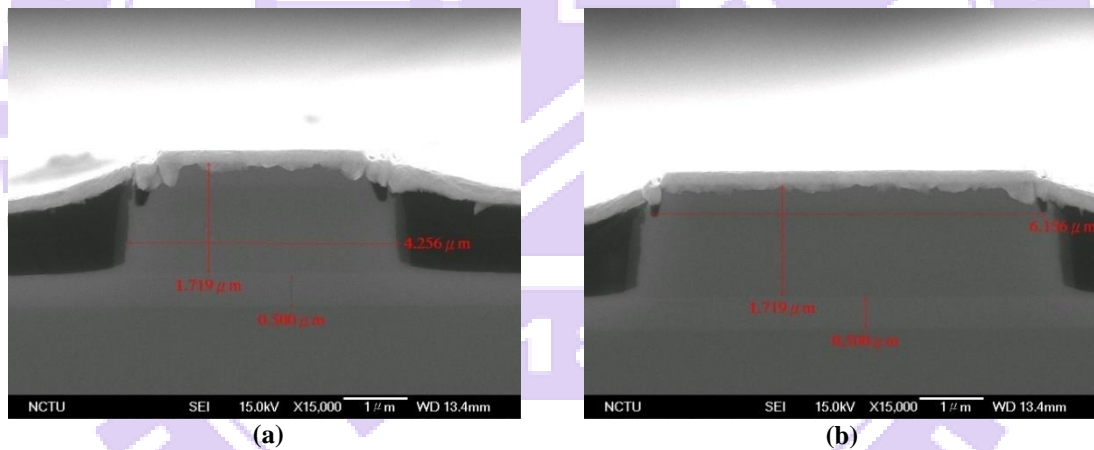


圖三.11 雷射光學頻譜量測系統示意圖

第四章 實驗結果與討論

4.1 量子點雷射元件

圖 4.1 為 Lm5140 量子點樣品經過光子晶體雷射製程後的 SEM 側視圖，圖 4.2 為 SEM 俯視圖，由側視圖中我們看到脊狀波導的蝕刻深度，差不多停留在主動層之上，這樣在光子晶體蝕刻後，光子晶體會完全貫穿主動層，對於光會有非常強的微擾，並且由俯視圖我們可以看到，光子晶體陣列距離靠近的自然劈裂距離為 $20\mu\text{m}$ ，也就是說由光子晶體-自然劈裂面形成的內共振腔長度為 $800\mu\text{m}$ 扣掉 $20\mu\text{m}$ ，如此一來我們便可以計算，經過 Vernier Effect 後的共振腔響應頻譜，再拿來與 Lm5140 光子晶體雷射實際量測到的頻譜對照，便可以知道在脊狀波導上製做光子晶體陣列對雷射模態拍頻效果如何。



圖四.1 Lm5140 光子晶體雷射元件側視圖 (a) 寬度 $3\mu\text{m}$ (b) 寬度 $5\mu\text{m}$



圖四.2 Lm5140 光子晶體雷射元件俯視圖

首先我們先來看共振腔長度 $800\mu\text{m}$ 的元件，圖 4.3 為共振腔長度 $800\mu\text{m}$ 以及內共振腔長度 $780\mu\text{m}$ ，經過 Vernier Effect 後理論的共振腔縱模模態，經過 Vernier Effect 的縱模模態 $\Delta\lambda$ 約為 4nm ，然後我們發現，由於共振腔長度稍長，造成縱模模態除了對準的模態外，周圍模態的強度也很高，這有可能造成雷射的半高寬變寬，或是直接成為多模態雷射。

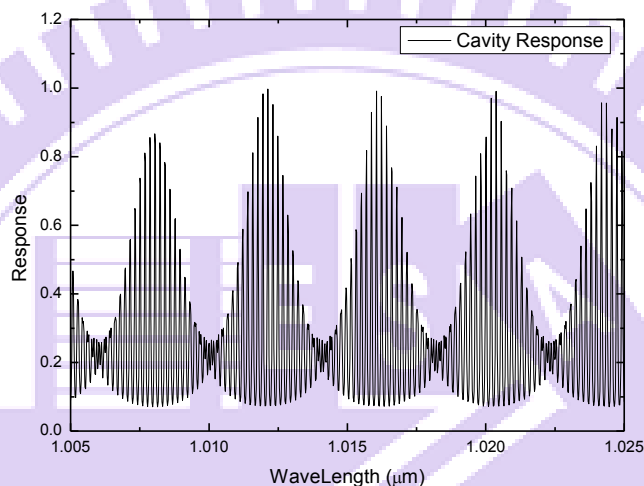
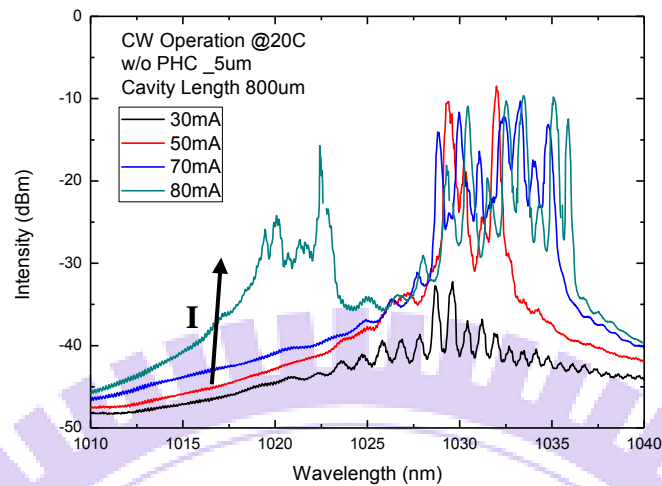


圖 4.3 共振腔長度 $800\mu\text{m}$ 內共振腔 $780\mu\text{m}$ 經 Vernier Effect 後的縱模模態

現在我們來看共振腔長度 $800\mu\text{m}$ 波導寬度 $5\mu\text{m}$ 的元件，圖 4.4 為沒有製作光子晶體陣列的元件，可以看到雷射頻為多模態雷射的頻譜，中心波長大概在 1030nm ，中心波長隨著電流增加的熱效應而紅移，其雷射的半高寬為 $4\sim 5\text{nm}$ ，略大於我們所計算經過 Vernier Effect 後的縱模模態頻譜，推論有製作光子晶體陣列後，元件有可能會呈現兩個模態雷射的雷射頻譜。



圖四.4 共振腔長度 800 μm 寬度 5 μm 元件普通雷射頻譜

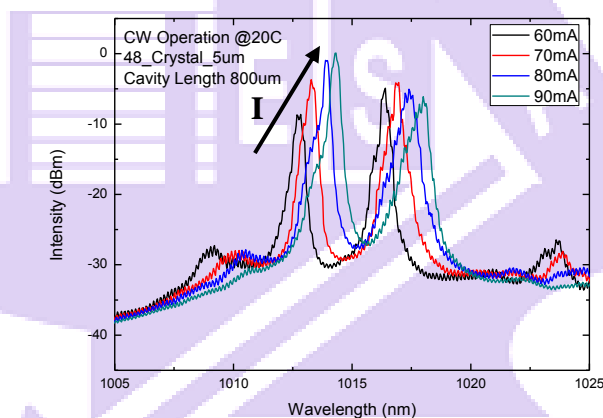
表格 0.1 共振腔長度 800 μm 普通雷射

Current	Wavelength (nm)	FWHM (nm)	SMSR (dB)
40mA	1030.2	4.2	-
70mA	1033.2	5.2	-

接著我們量測光子晶體雷射元件，圖 4.5 為共振腔長度 800 μm 脊狀波導寬 5 μm 的光子晶體雷射元件變電流的雷射頻譜，當操作電流為 60mA 時，我們確實看到有兩個波長在雷射，分別為 1012.4nm 以及 1016.4nm，FWHM 分別為 0.22nm 以及 0.2nm，除了這兩個波長在雷射外，周圍還可以看到有其他的沒有達到雷射共振腔模態的情形，而主要兩個雷射波長間隔為 4nm，隨著的操作電流上升，波長開始應高載子注入以及元件累積的熱效應開始紅移，當操作電流為 90mA 時，兩個波長分別紅移到 1014.2nm 以及 1018nm，其 FWHM 分別改變為 0.2nm 以及 0.4nm，兩波長間隔為 3.8nm，與前面所計算的理論值 4nm，幾乎是吻合的，這個些微的差距可能是來自於實際的折射率與我們計算時用的理論的折射率並不會相同。

圖 4.6 為該元件做變溫量測的雷射頻譜圖，當溫度上升到 25 $^{\circ}\text{C}$ 時，其雷射波長因為熱效應的影響紅移，中心波長分別移動到 1013nm 以及 1016.8nm，雷射

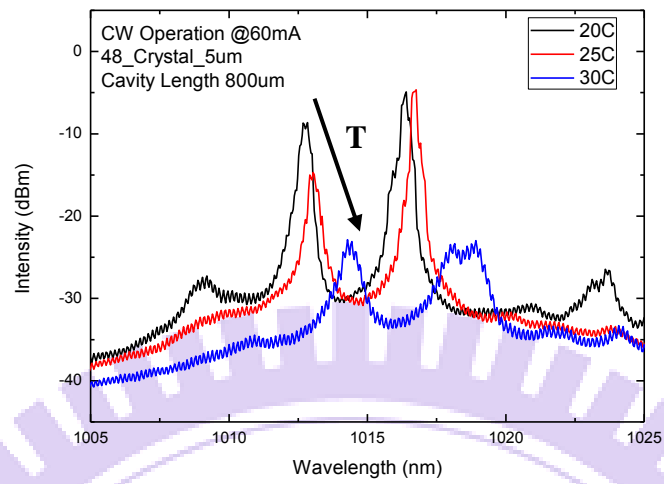
的 FWHM 並沒有明顯變化分別為 0.22nm 以及 0.18nm，兩個主要雷射波長的間隔為 3.8nm 與 20°C 時差距不大，同樣與共振腔響應的計算值差不多，當溫度上升到 30°C 後，雷射特性已經開始衰退，但是還是可以看到共振腔的模態，雷射波長分別為 1014.2nm 以及 1018.4nm，FWHM 只剩下 0.26nm 以及 1.4nm，主要雷射波長的間隔為 4.2nm，這個變化是來自於較長波長的雷射 FWHM 變寬很多，造成波長間隔的誤差。元件雷射波長對於溫度的變化為 0.18nm/°C，於對於一般 InGaAs 量子點而言，溫度對於波長的變化通常約為 0.4nm/°C，我們這種利用共振腔模態拍頻的情況，對於元件對溫度的穩定性是有改善的。



圖四.5 共振腔長度 800 μ m 寬度 5 μ m 變電流光子晶體雷射頻譜

表格 0.2 共振腔長度 800 μ m 寬度 5 μ m 元件變電流量測

Current	Wavelength (nm)	FWHM (nm)	SMSR (dB)
60mA	1012.4	0.22	-
	1016.4	0.2	-
70mA	1013.2	0.22	-
	1016.8	0.22	-
80mA	1014	0.17	-
	1017.4	0.23	-
90mA	1014.2	0.2	-
	1018	0.4	-



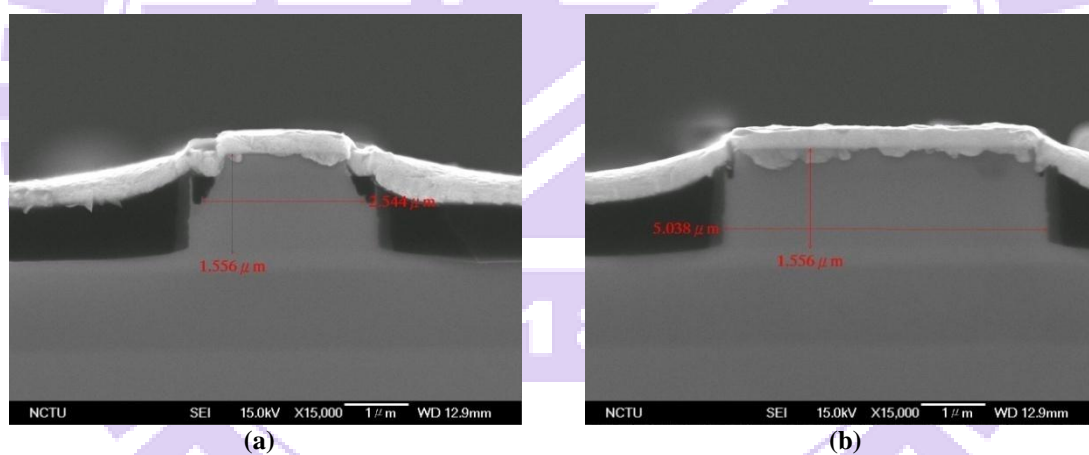
圖四.6 共振腔長度 800 μm 寬度 5 μm 變溫度光子晶體雷射頻譜

表格 0.3 共振腔長 800 μm 寬度 5 μm 元件變溫度量測

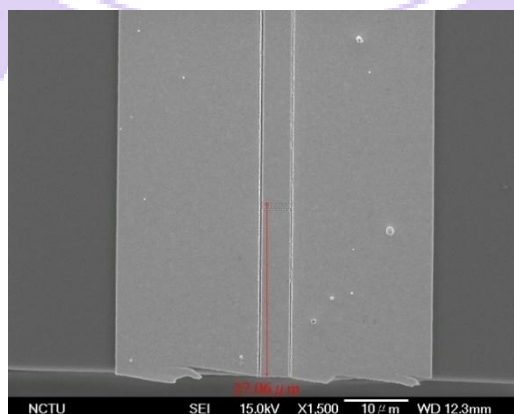
Temp.	Wavelength (nm)	FWHM (nm)	SMSR (dB)
20C	1012.4	0.22	-
	1016.4	0.2	-
25C	1013	0.22	-
	1016.8	0.18	-
30C	1014.2	0.26	-
	1018.4	1.4	-

4.2 量子井雷射元件

接著我們利用 Lm5204 量子井雷射來製作光子晶體雷射，由於量子井雷射增益相較於量子點來說較大，所以我們可以製作出更短共振腔的元件，在共振腔縮短的時候，雷射頻譜經過 Vernier Effect 後的 Mode Spacing 會越來越大，在考慮到量子井雷射的半高寬後，我們預期光子晶體雷射會達到單模操作的情形。圖 4.7 為脊狀波導的側視圖，可以看到脊狀波導蝕刻至主動層上方即停止，圖 4.8 為光子晶體雷射俯視圖，光子晶體陣列距離靠近的自然劈裂面約為 $30\mu\text{m}$ ，由光子晶體-自然劈裂面所組成的內共振腔長度則為元件長度扣掉 $30\mu\text{m}$ ，而由於我們製程設計的因素，對於不同長度的元件，其光子晶體陣列距離自然劈裂面的距離是固定的，知道這個距離後，我們便能預測對應不同長度的元件，經過 Vernier Effect 後，會是單模雷射或是雙模態雷射。

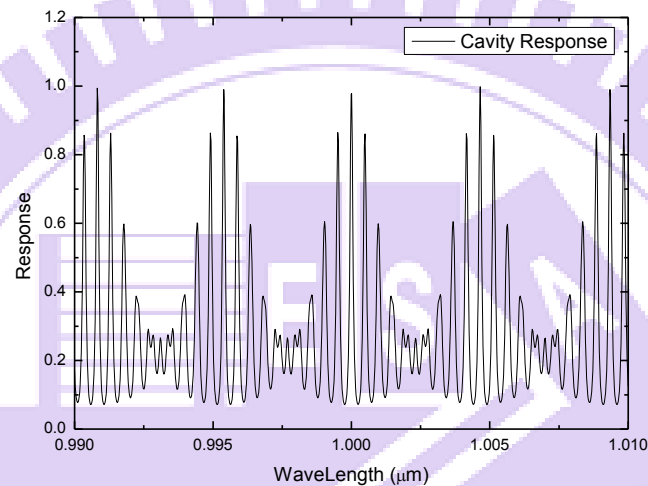


圖四.7 Lm5204 光子晶體雷射元件側視圖 (a) 寬度 $3\mu\text{m}$ (b) 寬度 $5\mu\text{m}$

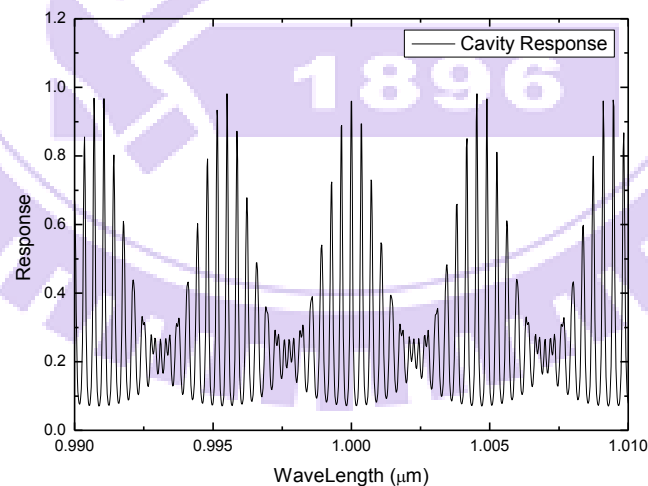


圖四.8 Lm5204 光子晶體雷射元件俯視圖

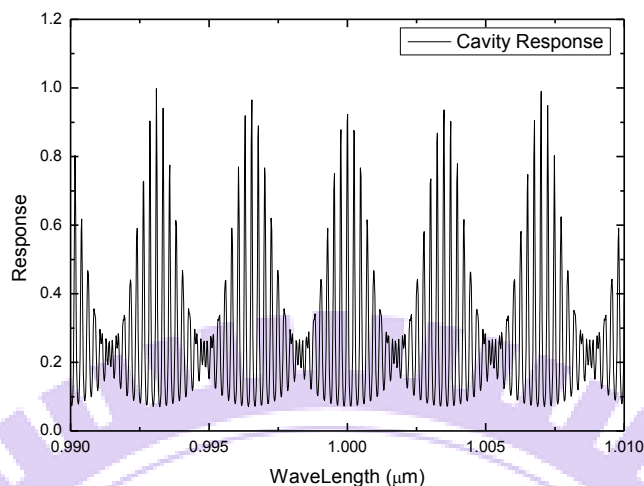
我們利用量子井樣品製作的光子晶體雷射元件長度有 $300\mu\text{m}$ 、 $400\mu\text{m}$ 、 $600\mu\text{m}$ ，其光子晶體-自然劈裂面的內共振腔長度分別為 $270\mu\text{m}$ 、 $370\mu\text{m}$ 、 $570\mu\text{m}$ ，圖 4.9 至圖 4.11 為該長度經過 Vernier Effect 後理論的共振腔縱模態，其中完全對準的模態間格分別為 5nm 、 4.8nm 、 4nm ，隨著共振腔長度變長，經過 Vernier Effect 後的間隔越小，但是這也跟內共振腔長度與元件本身長度差距有關係。



圖四.9 共振腔長度 $300\mu\text{m}$ 光子晶體雷射經 Vernier Effect 後的縱模模態

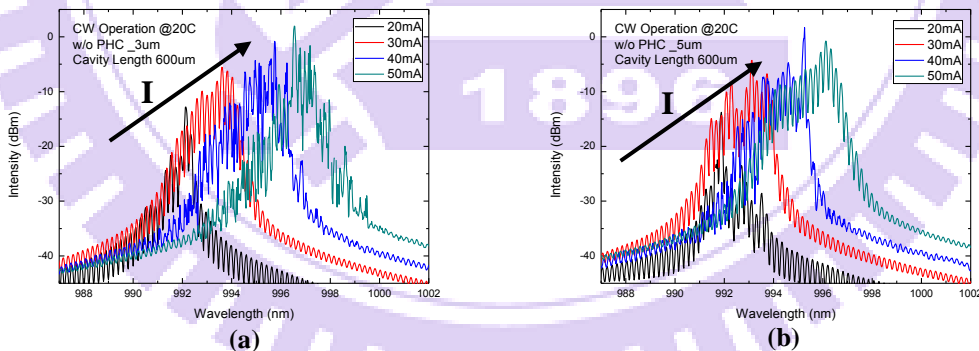


圖四.10 共振腔長度 $400\mu\text{m}$ 光子晶體雷射經 Vernier Effect 後的縱模模態



圖四.11 共振腔長度 600µm 光子晶體雷射經 Vernier Effect 後的縱模模態

首先我們先來看共振腔長度 600µm 的元件，圖 4.12 為元件長度 600µm 時，沒有製作光子晶體陣列的雷射頻譜，可以看到脊狀波導寬度 3µm 以及 5µm 的雷射，中心波長都在 992nm 附近，半高寬約都在 3~4nm，與我們前面所計算 600µm 經過 Vernier Effect 後的共振縱模模距差不多，我們可以預期有製作光子晶體的元件，在較低電流時即可能為單模態雷射以及雙模態雷射的情形。

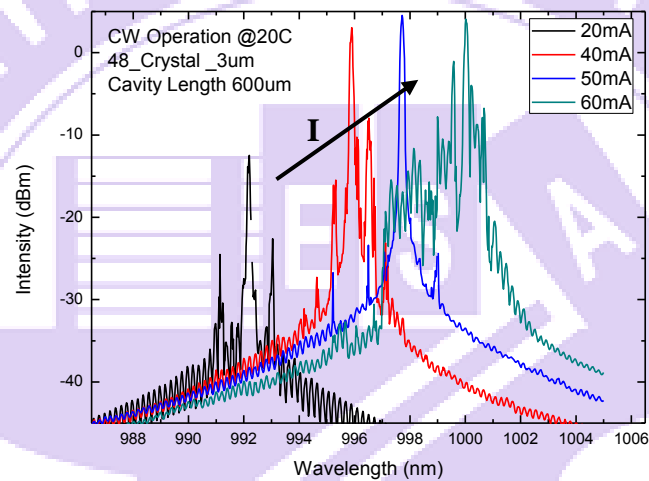


圖四.12 共振腔長 600µm (a)寬度 3µm 元件雷射頻譜.(b)寬度 5µm 元件普通雷射頻譜.

表格 0.1 共振腔長度 600µm 普通雷射

RidgeWidth	Wavelength (nm)	FWHM (nm)	SMSR (dB)
3µm	992	3.4	-
5µm	992.2	3	-

圖 4.13、圖 4.14 為兩個波導寬度 $3\mu\text{m}$ 的元件做變電流量測的雷射頻譜，在圖 4.13 的雷射頻譜中，我們可以看發現除了主要強度最強的模態外，旁邊也有其他模態發光，原因可能為當 mode spacing 變小時，其完全對準的模態周圍的模態其共振腔響應也會較靠近主要模態，且響應值會較高，可能會使周圍的模態達到雷射，當雷射操作在 50mA 時，周圍模態的改善效果最好，而此時的 FWHM 為 0.15nm ，SMSR 為 25dB ，當電流增加到 60mA 時，則改變為多模態雷射。



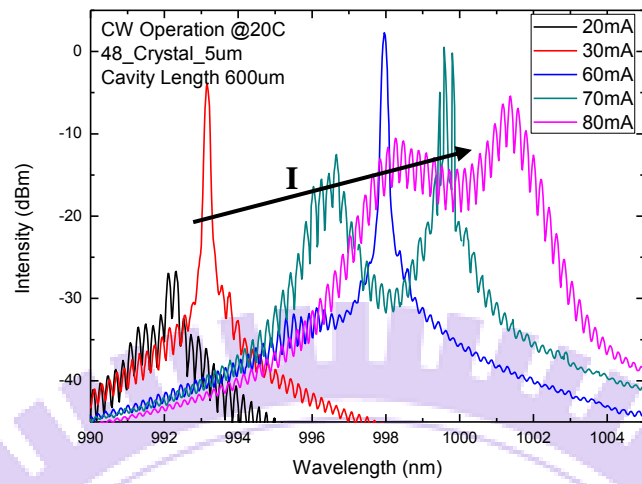
圖四.13 共振腔長度 $600\mu\text{m}$ 寬度 $3\mu\text{m}$ 變電流光子晶體雷射頻譜 (1)

表格 0.2 共振腔長度 $600\mu\text{m}$ 寬度 $3\mu\text{m}$ 元件變電流量測 (1)

Current	Wavelength (nm)	FWHM (nm)	SMSR (dB)
20mA	991.8	0.13	12
40mA	996	0.13	13
50mA	998.2	0.15	25
60mA	1000.6	-	-

接下我們討論三個共振腔長度同樣為 $600\mu\text{m}$ ，波導寬度為 $5\mu\text{m}$ 的元件，圖 4.14、圖 4.15 為元件 1 的變電流以及變溫度量測的雷射頻譜，在變電流量測中，到在 30mA 時即為單模雷射，中心波長在 992.8nm 、FWHM 為 0.15nm 以及 SMSR 為 26dB ，隨著電流增加中心波長產生紅移，當電流增加到 60mA 時，中心波長紅移到 998nm 、FWHM 以及 SMSR 維持在 0.15nm 以及 25dB ，可以說是非常穩定的單模雷射，當電流增加的 70mA 以後，開始出現兩個模態的雷射，兩個波長分別為 996nm 以及 999.6nm ，而波長相差 3.6nm ，經由計算經過 Vernier Effect 後的共振腔響應頻譜，得到理論的間隔為 4nm ，在考慮載載注入以及雷射增益的移動後，形成兩波長的雷射頻譜，而短波長處較靠近雷射增益，所以旁邊不完全對準的模態也會也可能雷射，FWHM 為 1.3nm ，而長波長處則只有較少的不完全對準模態雷射，FWHM 為 0.5nm 。

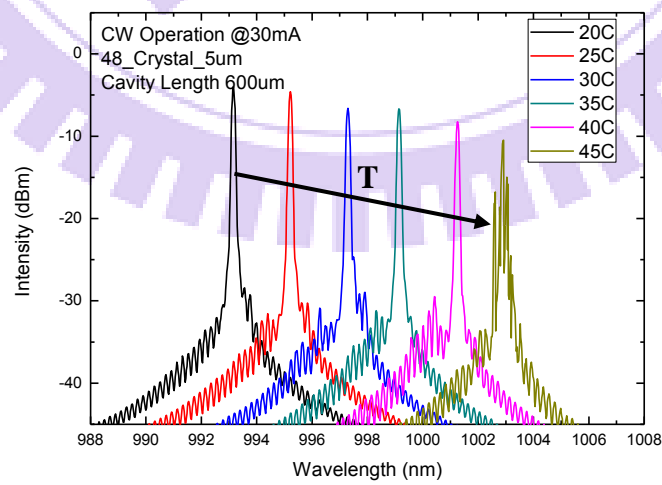
在變溫度的量測中，將操作電流設定在 30mA ，進行變溫量測，在 20°C 時中心波長在 992.8nm ，其 FWHM 為 0.15nm 以及 SMSR 為 26dB ，隨著溫度上升，雷射的中心波長開始紅移，而雷射功率也有些微的降低，造成 SMSR 開始衰退，當溫度升高到的 40°C 時，中心波長紅移到 1001.4nm ，其 FWHM 維持在 0.15nm ，但是 SMSM 由於溫度上升後到成雷射功率下降，降低為 21dB ，當溫度上升到 45°C 後，雷射操作已經不是那麼的穩度，模態也開始雜亂，但是其 FWHM 還是有 0.17nm ，SMSR 由於模態雜亂而無法估計，而該元件對溫度的變化為 $0.43\text{nm}/^\circ\text{C}$ 。



圖四.14 共振腔長度 600 μ m 寬度 5 μ m 變電流光子晶體雷射頻譜 (1)

表格 0.3 共振腔長度 600 μ m 寬度 5 μ m 元件變電流量測 (1)

Current	Wavelength (nm)	FWHM (nm)	SMSR (dB)
30mA	992.8	0.15	26
60mA	998	0.15	25
70mA	996	1.3nm	-
	999.6	0.5nm	

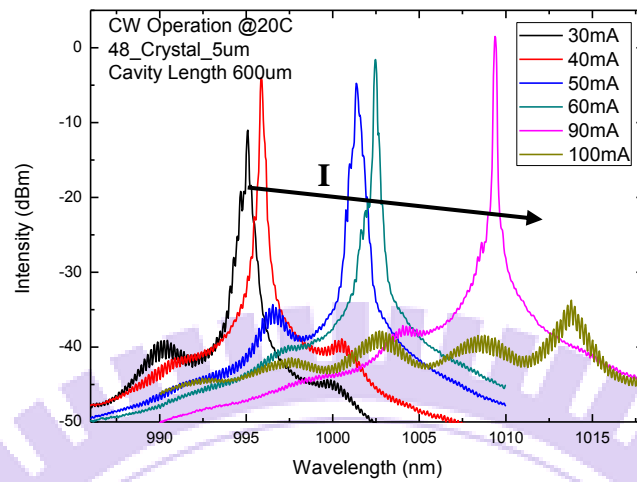


圖四.15 共振腔長度 600 μ m 寬度 5 μ m 變溫度光子晶體雷射頻譜 (1)

表格 0.4 共振腔長度 600 μm 寬度 5 μm 元件變溫度量測 (1)

Temp.	Wavelength (nm)	FWHM (nm)	SMSR (dB)
20C	992.8	0.15	26
30C	997.2	0.15	24
40C	1001.4	0.15	21
45C	1003	0.17	-

圖 4.16 為共振腔長度 600 μm 寬度 5 μm ，元件 2 的變電流量測的雷射頻譜，在變電流量測結果中，我們可以看到在達到閾值後，中心波長在 993.8nm，FWHM 為 0.2nm 以及 SMSR 為 28dB，但是中心左邊以及右邊都有 Vernier Effect 後共振腔模態的出現，並且間隔與理論計算的值相符，大約為 4nm，操作電流在 40mA 與 50mA 間，他的中心波長有一個模態躍遷的現象，推論為雷射增益隨著熱效應往長波長移動時，造成了從短波長模態跳到較長波長的模態雷射，中心波長由 995.8nm 變為 1001.2nm，FWHM 由 0.15nm 變為 0.18nm，SMSR 由 35dB 降至 30dB，當電流上升至 60mA 時單模雷射的情形又微微提升了，FWHM 增進到 0.15nm 以及 SMSR 為 37dB，此元件操作在三倍閾值電流 90mA 時，雷射頻譜依舊是非常好的單模雷射，中心波長位於 1009.2nm，FWHM 為 0.14nm 以及 SMSR 到達 40dB，是非常好的單模雷射，而電流加至 100mA 時，元件由於 100mA 的直流電源嚴重累積的熱效率導致無法雷射，僅剩下符合共振腔模態的自發性輻射的光，但還可以看出經過 Vernier Effect 後其共振腔模態拍頻的效果。



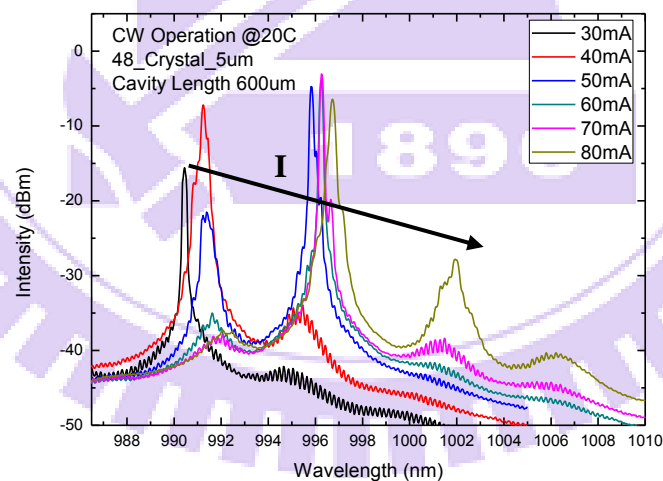
圖四.16 共振腔長度 600 μ m 寬度 5 μ m 變電流光子晶體雷射頻譜 (2)

表格 0.5 共振腔長度 600 μ m 寬度 5 μ m 元件變電流量測 (2)

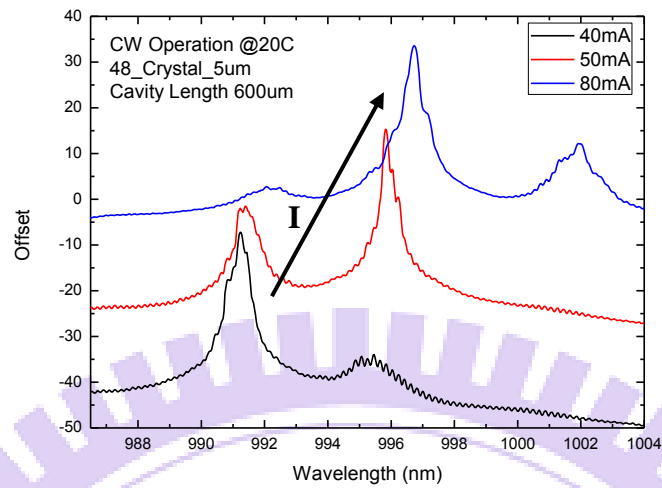
Current	Wavelength (nm)	FWHM (nm)	SMSR (dB)
40mA	995.8	0.15	35
50mA	1001.2	0.18	30
60mA	1002.4	0.15	37
90mA	1009.2	0.14	40

圖 4.17 為共振腔長度 600 μ m 寬度 5 μ m，元件 3 的變電流量測的雷射頻譜，圖 4.18 為出現雙模態雷射頻譜的重疊圖，由變電流量頻譜中，我們明確的看到了大約每隔 5nm 就有一個共振腔模態的峰值出現，當電流操作在 30mA 時，其中心波長在 990nm，FWHM 為 0.16nm 以及 SMSR 為 27dB，操作電流提升到 40mA 時有兩個模的出現，但是主要的雷射的模態，其 FWHM 為 0.17nm 並沒有太大的改變，而 SMSR 還是有 26dB，在電流上升到 50mA 的時候，由於雷射增益的

紅移使得主要雷射的波長跑到較長波長的完全對準的共振腔模態，此時比較像是兩模態的雷射其波長分別為 991.2nm 以及 995.6nm，兩波長相差 4.4nm 與我們計算的結果幾乎吻合，短波長處的 FWHM 為 0.3nm 而長波長處的 FWHM 為 0.16nm，其 SMSR 為 17dB，並不是很好，接著操作電流增加到 60mA，991.2nm 的波長已經不在雷射，而雷射的波長紅移到 996.2nm，其 FWHM 為 0.15nm 以及 SMSR 為 32dB，為一單模雷射的頻譜，而波長的紅移來自於熱效應，當操作電流增加到 70mA 時，該元件的單模雷射頻譜達到最好，其中心波長為 996.8nm，FWHM 為 0.14nm 以及 SMSR 達到了 36dB，電流在往上加至 80mA 時，元件開始又轉變為兩模態的雷射，主要雷射波長為 997nm 以及 1001.8nm，FWHM 為 0.18nm 以及 2nm，SMSR 只剩下 20dB，接下來元件就因為過熱而損毀了。由此張頻譜可以看到經過 Vernier Effect 後的共振腔模態，以及雷射頻譜由於熱效應紅移相對於共振腔模態造成的模態躍遷。



圖四.17 共振腔長度 600 μ m 寬度 5 μ m 變電流光子晶體雷射頻譜 (3)



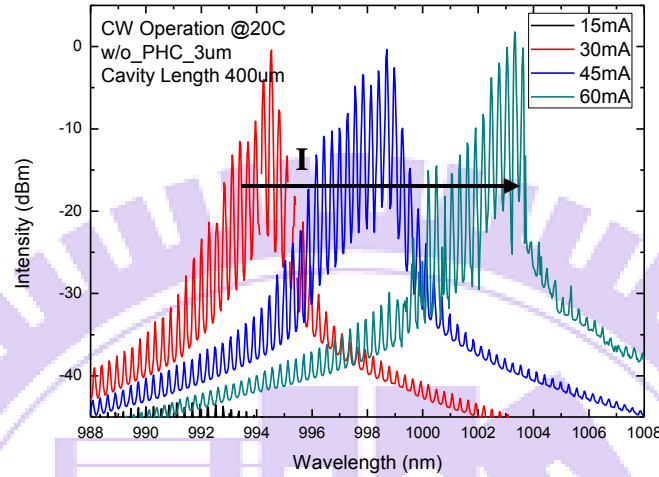
圖四.18 共振腔長度 600 μm 寬度 5 μm 雙模態雷射頻譜重疊圖

表格 0.6 共振腔長度 600 μm 寬度 5 μm 元件變電流量測 (3)

Current	Wavelength (nm)	FWHM (nm)	SMSR (dB)
30mA	990	0.16	27
40mA	991	0.17	26
50mA	991.2	0.3	17
	995.6	0.16	
60mA	996.2	0.15	32
70mA	996.8	0.14	36
80mA	997	0.18	20
	1001.8	2	

接著我們來看共振腔長度 400 μm 的元件，圖 4.19 為元件長度 400 μm 時，沒有製作光子晶體陣列的雷射頻譜，可以看到脊狀波導寬度 3 μm 的雷射，中心波長都在 992nm 附近，半高寬約在 3~4nm，略小於我們前面所計算 400 μm 經過 Vernier Effect 後的共振縱模模距，我們預期在製作光子晶體後的元件，在較低電流時可

能為單模雷射，當電流加到足夠高的時候，應該還是會有雙模態雷射的情況出現。



圖四.19 共振腔長度 400 μ m 寬度 3 μ m 普通雷射頻譜

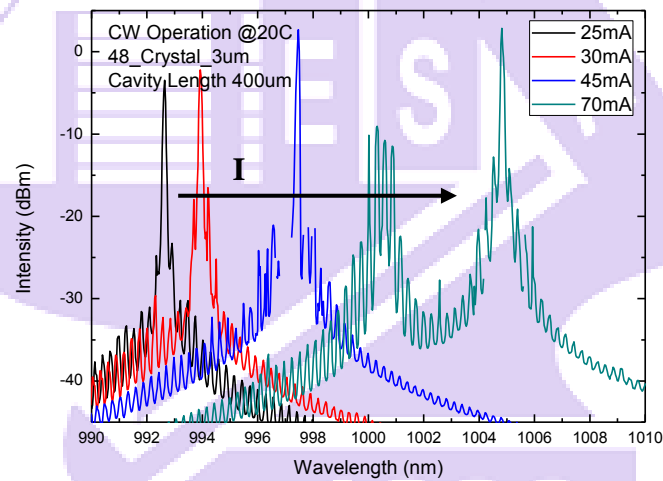
表格 0.7 共振腔長度 400 μ m 普通雷射

RigdeWidth	Wavelength (nm)	FWHM (nm)	SMSR (dB)
3 μ m	994.2	3.6	-

圖 4.20 為共振腔長度 400 μ m 波導寬度 3 μ m 的元件，變電流量測的雷射頻譜，由雷射頻譜量測中，當操作電流為 25mA 時中心波長為 992.2nm，FWHM 為 0.14nm 以及 SMSR 為 24dB，隨著電流增加到 45mA，中心波長紅移到 997.4nm，其 FWHM 為 0.15nm 以及 SMSR 為 25dB，並沒有很明顯的改變，當電流繼續增加到 70mA 的時候有另外一個模態雷射，波長分別為 1000.4nm 以及 1005.2，較短波長處的 FWHM 為 1.1nm，長波長處的 FWHM 為 0.18nm，而兩個模態差距為 4.8nm。經由計算共振腔長度 400 μ m 時的縱模模態，可以推斷這兩個模態可能為光子晶體雷射的縱模模態同時有兩個對準的模態在達當雷射閾值增益，我們得到共振腔縱模模態差距為 4.8nm，與我們雷射頻譜量測到的 4.8nm 相同，而在短

波長處為多模態雷射，可能是完全對準的模態周圍的模態因為電流足夠高而達到雷射閾值增益，這跟在操作在高電流下，雷射本身增益頻譜的移動有關。

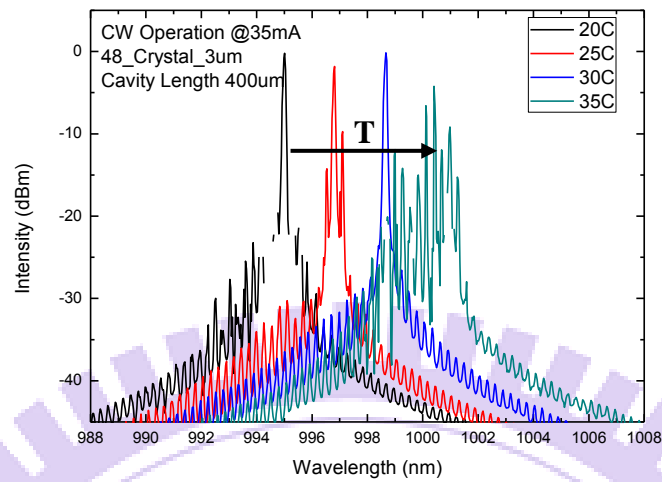
圖 4.21 為該元件做變溫度量測的雷射頻譜，我們把元件操作在 35mA 做變溫度量測，由雷射頻頻譜量測中，當溫度為 20°C 中心波長 994.8nm，FWHM 為 0.17nm 以及 SMSR 為 24dB，隨著溫度升高而中心波長紅移，當溫度到達 30°C 時，雷射的中心波長移動到 998.4，FWHM 為 0.17nm 以及 SMSR 為 27dB，溫度在往上增加到 35°C 後，該元件特性已經開始衰退，計算雷射中心波長對溫度的變化量為 0.36nm/°C。



圖四.20 共振腔長度 400 μ m 寬度 3 μ m 變電流光子晶體雷射頻譜 (1)

表格 0.8 共振腔長度 400 μ m 寬度 3 μ m 元件變電流量測 (1)

Current	Wavelength (nm)	FWHM (nm)	SMSR (dB)
25mA	992.2	0.14	24
30mA	993.8	0.15	26
45mA	997.2	0.15	25
70mA	1000.4	1.1	-
	1005.2	0.18	-

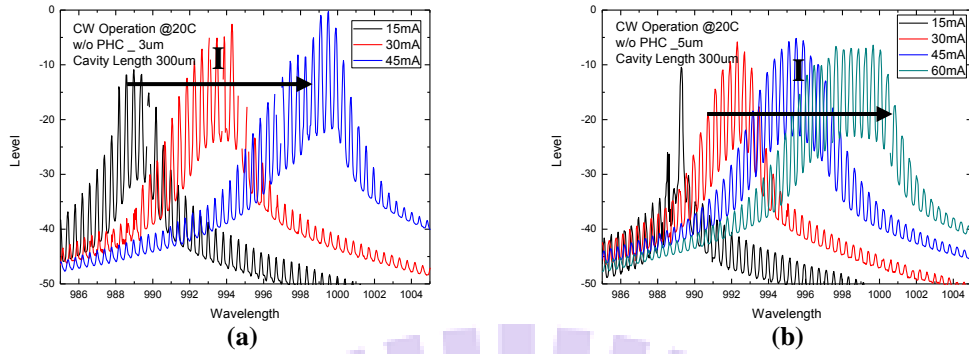


圖四.21 共振腔長度 400 μm 寬度 3 μm 變溫度光子晶體雷射頻譜

表格 0.9 共振腔長度 400 μm 寬度 3 μm 元件變溫度量測

Temp.	Wavelength (nm)	FWHM (nm)	SMSR (dB)
20C	994.8	0.17	24
25C	996.8	0.15	-
30C	998.4	0.15	27
35C	1000.	2	-

最後我們來看共振腔長度 300 μm 的元件，圖 4.22 為長度 300 μm ，寬度分別為 3 μm 以及 5 μm 沒有製作光子晶體的元件雷射頻譜，由雷射頻譜中，我們得到雷射的半高寬大約為 3~4nm，小於前面所計算的共振腔縱模模距，我們預期得到可以更穩定地單模操作的雷射頻譜，隨著電流升高，雷射的半高寬由於載子注入變多造成更多的模態雷射而變寬，而且由於注入電流增加，元件熱效應更為嚴重，造成其雷射的中心波長有紅移的現象。



圖四.22 共振腔長 300 μm (a)寬度 3 μm 元件雷射頻譜.(b)寬度 5 μm 元件普通雷射頻譜.

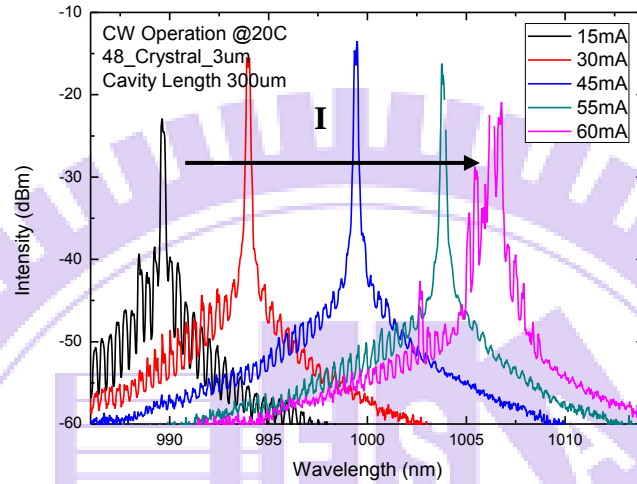
表格 0.10 共振腔長度 300 μm 普通雷射

RigideWidth	Wavelength (nm)	FWHM (nm)	SMSR (dB)
3 μm	988.4	3.4	-
5 μm	992.6	3.6	-

圖 4.23 為共振腔長度 300 μm 波導寬度 3 μm 光子晶體雷射變電流量測雷射頻譜，由雷射頻譜量測中，共振腔長度 300 μm 寬度 3 μm 的元件，我們看到了雷射頻譜有了很明顯的變化，在電流為 30mA 時，其 FWHM 從原本的 4nm 變為 0.14nm，而其 SMSR 達到 27dB，可以說此元件達到了單模操作的情況，當隨著電流升高，其中心波長也會因為熱效應造成紅移，但是元件的 FWHM 以及 SMSR 並沒有甚麼太大的變化，分別為 0.15nm 以及 27dB，而且甚至可以在三倍閾值電流以上還能夠在單模情況下操作，到了四倍閾值電流後才會出現多模雷射的情況，相較於前面 400 μm 長度的元件而言，可以容忍的電流直變得更大。

圖 4.24 為該元件做變溫度量測的雷射頻譜，將電流操作在 25mA 做變溫量測，由雷射量測品譜中，在操作溫度 20 $^{\circ}\text{C}$ 時，元件的中心波長在 991.8nm，其 FWHM 為 0.14nm 以及 SMSR 為 25dB，隨著溫度上升中心波長熱效應產生紅移，當溫度上升到 40 $^{\circ}\text{C}$ 該元件依舊是單模雷射，中心波長紅移到 1000nm，其 FWHM 維持在 0.14nm 以及 SMSR 為 25dB，主要為中心波長的雷射強度由於溫度的提

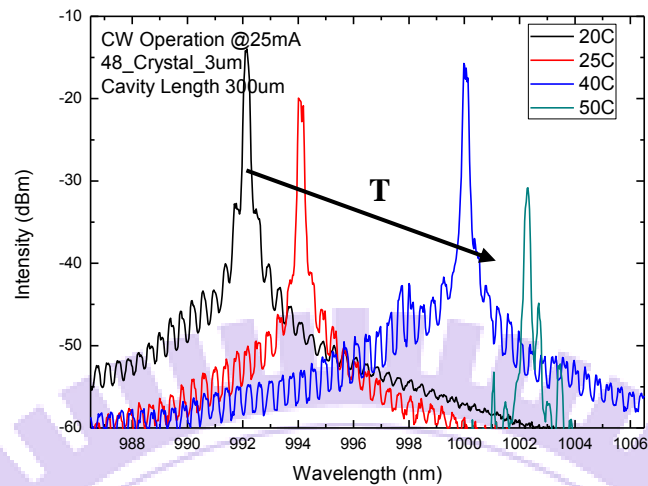
高造成強度降低，一直升高到50°C 後強度下降到與原本的邊模相差 10dB，而當溫度再繼續升高該元件就不會雷射了，我們可以得到雷射波長對溫度的改變大約為0.3nm/°C。



圖四.23 共振腔長度 300 μ m 寬度 3 μ m 變電流光子晶體雷射頻譜

表格 0.11 共振腔長度 300 μ m 寬度 3 μ m 元件變電流量測

Current	Wavelength (nm)	FWHM (nm)	SMSR (dB)
15mA	989.6	0.16	17
30mA	993.4	0.14	27
40mA	999.2	0.14	27
55mA	1003.8	0.14	25



圖四.24 共振腔長度 300 μm 寬度 3 μm 變溫度光子晶體雷射頻譜

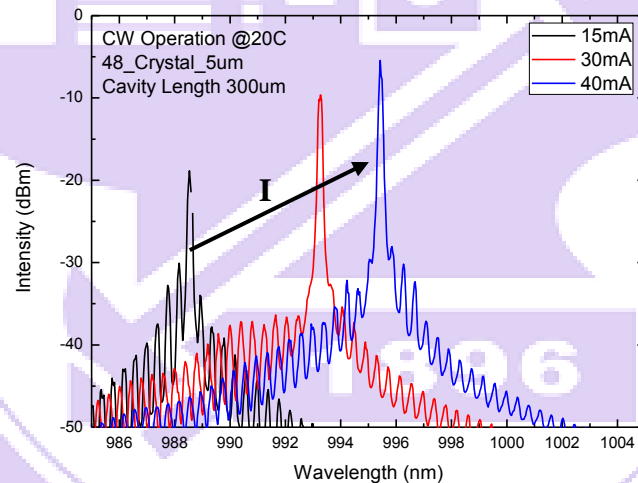
表格 0.12 共振腔長度 300 μm 寬度 3 μm 元件變溫度量測

Temp.	Wavelength (nm)	FWHM (nm)	SMSR (dB)
20C	991.8	0.14	27
30C	993.8	0.14	25
40C	1000	0.15	27
50C	1002.2	0.18	10

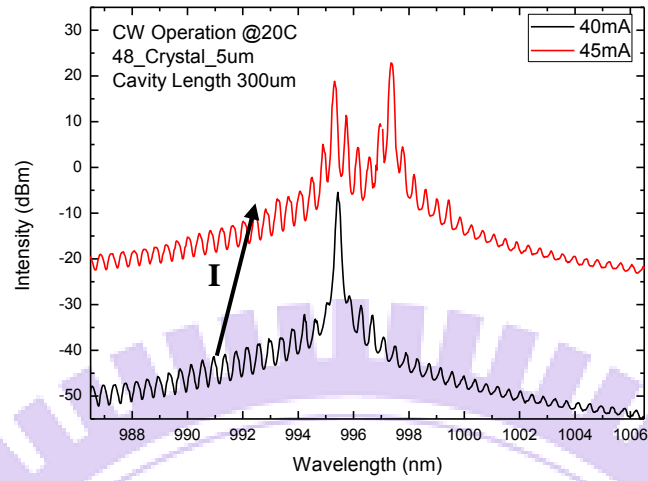
圖 4.25 是共振腔同度同樣為 300 μm ，波導寬度為 5 μm 的光子晶體雷射變電流量測雷射頻譜，由雷射量測頻譜中，當操作電流為 15mA 時，中心波長為 988.4nm，FWHM 為 0.16nm 以及 SMSR 為 17dB，隨著電流增加中心波長也會跟著紅移，而在電流為 30mA 時中心波長為 992.8nm，其 FWHM 為 0.14nm 以及 SMSR 為 28dB，操作電流為 40mA 時，中心波長為 995.8nm，FWHM 維持在 0.14nm，SMSR 稍微降低到 27dB，而圖 4.26 為操作電流 40mA 與操作電流為 45mA 重疊，雷射頻譜中好像有另外一個模態雷射，但是這兩個模態的差異僅 2.5nm，由共振腔響應的計算，兩個完全對準的間隔應該相差 5nm，所以我們可以推斷他不是另

外一個完全對準的共振腔模態雷射，而是由於電流到三倍閾值電流時，另外周圍不完全對準的縱模模態克服模態拍頻的結果，形成類似兩個模態的雷射頻譜。

圖 4.27 為對該元件做變溫定量測的雷射頻譜，我們將操作電流固定在 30mA，由雷射頻譜中，當溫度為 20°C 其中心波長 992.8nm，FWHM 為 0.14nm 以及 SMSR 為 25dB，而中心波長隨著溫度上升而紅移，上升到 30°C 時中心波長紅移至 997.8nm，FWHM 為 0.14nm 以及 SMSR 為 27dB，當溫度上升到 35°C 有其他的模態強度上升，導致 SMSR 下降至 15dB，已無法說是單模雷射的情況，而其雷射中心波長對溫度變化的影響約為 0.4nm/°C，與寬度 3 μ m 的元件有些不同，應該是由於磊晶以及製程的不均勻造成的差異。



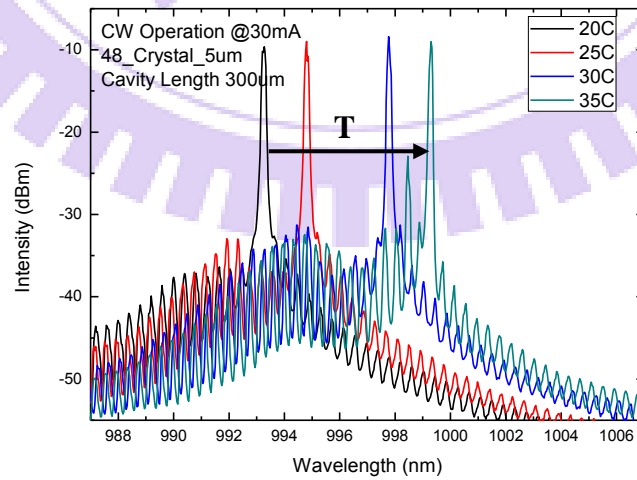
圖四.25 共振腔長度 300 μ m 寬度 5 μ m 變電流光子晶體雷射頻譜



圖四.26 共振腔長度 300 μm 寬度 5 μm 雷射頻譜重疊圖

表格 0.13 共振腔長度 300 μm 寬度 5 μm 元件變電流量測

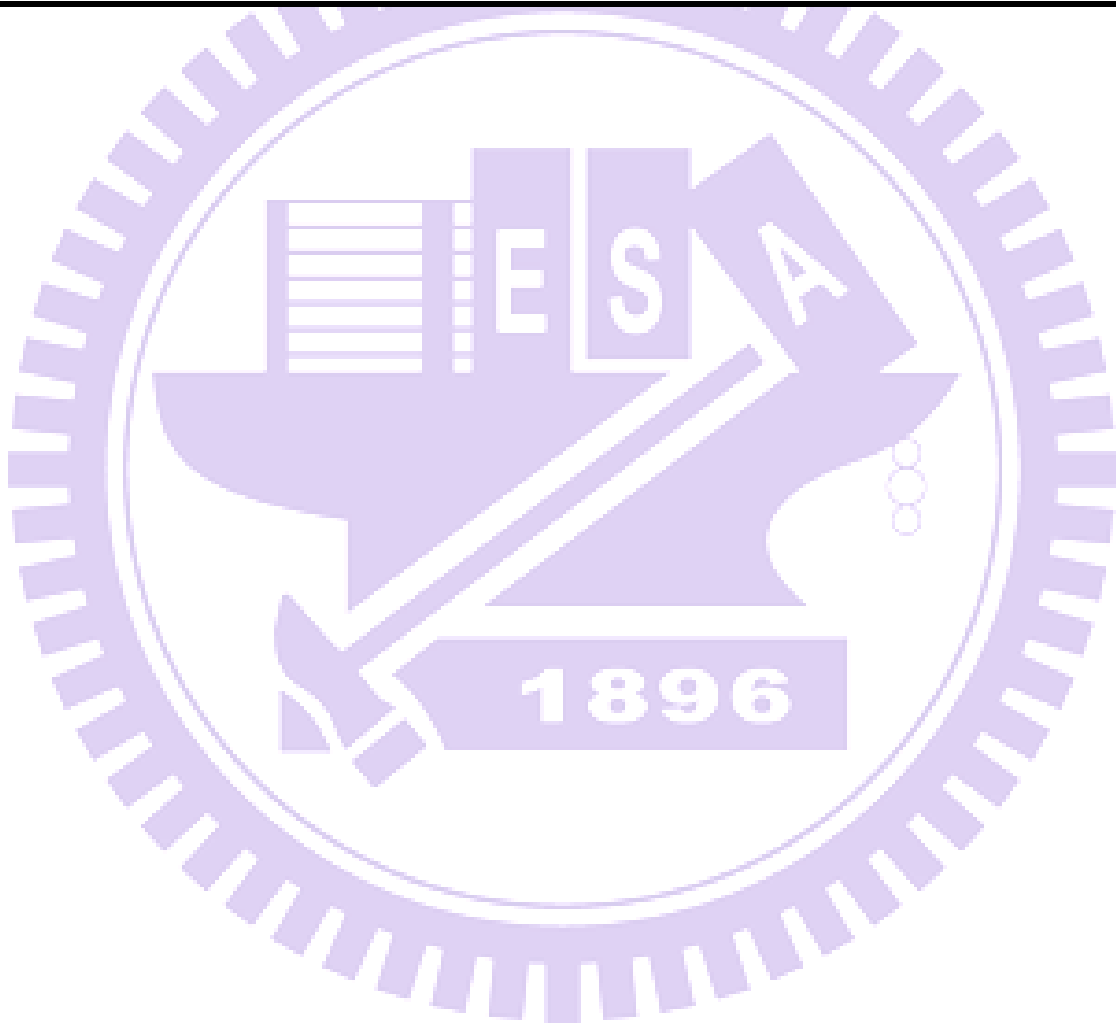
Current	Wavelength (nm)	FWHM (nm)	SMSR (dB)
15mA	988.4	0.16	17
30mA	992.8	0.14	28
40mA	995.8	0.14	27
45mA	997.4nm	0.16	X



圖四.27 共振腔長度 300 μm 寬度 5 μm 變溫度光子晶體雷射頻譜

表格 0.14 共振腔長度 300 μm 寬度 5 μm 元件變溫度量測

Temp.	Wavelength (nm)	FWHM (nm)	SMSR (dB)
20C	992.8	0.14	25
25C	993.8	0.14	26
30C	997.8	0.15	27
35C	999.4	0.18	15



第五章 結論

在雷射元件中，雷射頻譜需要滿足 Fabry-Perot 共振腔模型，而我們藉由製作一個橫跨脊狀波導以及波導外圍的光子晶體陣列，利用在橫向模態在脊狀波導中傳遞時，會因為波導侷限能力的差異，使得有部分的光在波導區域外，而這些漏出的部分傳遞至光子晶體陣列時，會被光子晶體反射回來，而另外一部分的光則是不受光子晶體反射，繼續傳遞至劈裂面，形成雙共振腔的系統，得到分別對應的兩種模距的縱模模態，並且當光入射時光子晶體產生平面繞射，使得這些橫向模態會彼此耦合，則該雷射要同時滿足兩種縱向模態才會達到閾值條件，藉由此空間模態的互相拍頻得以改善原本半導體雷射主動層由於均勻或不均勻的拓寬。我們也成功的做出能夠在直流源下連續操作的光子晶體雷射，並且藉由分析了較長共振腔長度元件的雷射頻譜，也證明了雷射頻譜是被 Vernier Effect 後的縱模模態所限制的，而在我們所製作的元件中，半高寬大多都在 0.2nm 以下而邊模抑制比基本上都有 25dB 以上，而最好的結果中其半高寬僅有 0.11nm，同時邊模抑制比達到了 40dB，對於雷射而言是非常好的單模操作的情況。

另外相較於利用 DFB 雷射、外腔式架構雷射、光子晶體缺陷型雷射以及利用具有特殊光柵的光纖，另外還有在脊狀波導上做出一維光柵的側向耦合式 DFB 雷射，以達到單模操作的雷射，我們的元件在半高寬以及邊模抑制比上也是非常好的。此外在實現的困難度上，我們在雷射的脊狀波導上製作小範圍的陣列即可以達到單模操作，傳統 DFB 雷射必須在主動層上製作光柵後再重新磊晶其他層，對於磊晶是相當困難的，而光子晶體缺陷型雷射以及側向耦合式 DFB 雷射在製程上相較於我們的作法更為困難，另外外腔式雷射或是利用光纖調整的方式，則是受制於無法整合在雷射元件上，所以有些微的落差。並且我們只要透過適當的調整光子晶體的週期排列以及晶格結構，便可以將其應用到不同的波長的邊射型雷射上。

參考文獻

- [1] M. Reinhardt, M. Fischer, M. Kamp, J. Hofmann, and A. Forchel, "1.3 μ m GaInNAs-AlGaAs Distributed Feedback Lasers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol.12, pp.239, 2000.
- [2] C.A. Park, C.J. Rowe, J. Byun, "Single-mode behavior of a multimode 1.55 μ m laser with a fibre-grating external cavity," *Electronic Letters*, vol.22, pp.1132, 1986.
- [3] H.G Park, S.H. Kim, S.H. Kwon, J.K. Yang, J.H. Baek, "Electrically driven single-cell photonic crystal laser," *Science*, vol.305, pp.1444, 2004.
- [4] A. Bergonzo, J. Jacquet, D. De Gaudemaris, J. Landreau, A. Plais, A. Vuong, H. Sillard, T. Fillion, O. Durand, H. Krol, A. Accard, and I. Riant, "Widely vernier tunable external cavity laser including a sampled fiber bragg grating with digital wavelength selection," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol.15, pp.1144, 2003.
- [5] J.O. Wesström, S. Hammerfeldt, J. Buus, R. Siljan, R. Laroy, H. Vries, "Design of a Widely Tunable Modulated Grating Y-branch Laser using the Additive Vernier Effect for Improved Super-Mode Selection," *IEEE 18th International Semiconductor Laser Conference*, pp.99, 2002.
- [6] Y. Watanabe, N. Chen, "Laterally coupled strained MQW ridge waveguide distributed-feedback laser diode fabricated by wet-dry hybrid etching process," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol.10, pp.1688, 1998.
- [7] R.C. Tiberio, P.F. Chapman, "Laterally coupled distributed feedback laser fabricated with electron-beam lithography and chemically assisted ion-beam etching," *American Vacuum Society Technol B*, vol.12, pp.3746, 1994.
- [8] T. D. Happ, A. Markard, M. Kamp, A. Forchel, "Single-mode operation of coupled-cavity lasers based on two-dimensional photonic crystals," *Applied Physics Letters*, vol.79, pp.4091, 2001.
- [9] X.Zhao, K.A.Williams, P.J.Bennett, Y.Chu, R.V.Penty, I.H.White, Y.X. Lin, Y.C. Yu, Y.L. Huang, D.J.Kang, M.G.Blamire, "Novel single mode laser operation using 2-D photonic crystal," *Semiconductor Laser Conference, 2004. Conference Digest 2004 IEEE 19th*

International, pp.129, 2004.

- [10] C. Roychoudhuri, "Response of Fabry-Perot interferometers to light pulses of very short duration," *Journal of the Optical Society of America*, vol.65, pp.1418, 1975.
- [11] K. Blratekjaer, "Theoretical concepts of a novel Vernier based fringe counting fibre optic sensor," *IEE Proceeding Optoelectron*, vol.144, pp.126, 1997.
- [12] 盧廷昌,王興宗,“半導體雷射導論,”五南出版社,2008.
- [13] 盧廷昌,王興宗,“半導體雷射技術,”五南出版社,2010.
- [14] E. Yablonovitch, "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics," *Physical Review Letters*, vol.58, pp.2059, 1987.
- [15] S. John, "Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices," *Physical Review Letters*, vol.58, pp.2486, 1987.
- [16] D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade, "Photonic crystals molding the flow of light," 2008.
- [17] D. Jovanović, R. Gajić, "Optical properties of the (3.4.6.4) hexagonal Archimedean photonic crystal," *Journal of Nanophotonics*, vol.5, 051820-1, 2011.
- [18] K.Meda, T. Dotera, and T. Gemma, "Photonic band structure calculations of two-dimensional Archimedean tiling patterns," *Physical Review B*, vol.75, 195122, 2007.

簡歷(Vita)

姓名：孔祥義 (Shiang-Yi Khong)

性別：男

出生年月日：民國 77 年 6 月 21 日

籍貫：台灣屏東縣

學歷：

國立屏東高級中學 (2003.9 - 2006.6)

國立高雄大學應用物理學系學士 (2006.9 - 2010.6)

國立交通大學電子工程系碩士 (2010.9 - 2012.12)

碩士論文題目：

以光子晶體陣列調整雷射模態

Modification of Laser Mode by Photonic Crystal Array

