

國立交通大學

電子工程學系電子研究所

碩士論文

波導模態共振之元件應用

Device Applications of Guided-mode Resonance

研究生：賴國瑋

指導教授：林聖迪教授

中華民國一〇〇年九月

波導模態共振之元件應用

Device Applications of Guided-mode Resonance

研究生：賴國瑋

Student : Kuo-wei Lai

指導教授：林聖迪 教授

Adviser : Dr. Sheng-Di Lin

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所

碩士論文

A Thesis

Submitted to Department of Electronics Engineering

Institute of Electronics

College of Electrical and Computer Engineering

National Chiao Tung University

in Partial Fulfillment of the Requirements

for the degree of

Master of Science

in

Electronics Engineering

September 2011

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國一〇〇年九月

波導模態共振之元件應用

研究生:賴國璋

指導教授:林聖迪 教授

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士班

摘要

本論文探討波導模態共振(Guide-mode resonance, GMR)為機制的兩個元件應用。第一個應用是遠紅外線寬頻高反射率之反射鏡，結構是在 GaAs 基板上面成長低折射率的 SiO_x ，其上再製作高折射率 Ge 的三角晶格二維光柵。依此結構製作出中心 $8 \mu\text{m}$ ，反射率達 95% 以上之反射鏡，可應用於紅外波段的光電元件，如量子點紅外線偵測器。第二個元件是適用於 $0.95 \mu\text{m}$ 波段之波長選擇光偵測器，其結構是以布拉格反射鏡(distributed Bragg reflector, DBR)和波導模態共振光柵所形成的共振腔，在特定波長增強光的偵測效率，藉由改變波導模態共振光柵洞的大小，可調變等效共振腔的等效長度，以調變吸收光的波長。在文中完整討論以光柵繞射理論、波導理論以及等效介質理論為基礎的設計原理，還有針對兩個元件的設計、製作與實驗結果進行分析比較，並驗證波導模態共振理論應用於光電元件整合的可行性。

Device Applications of Guided-mode Resonance

Student : Kuo-wei Lai

Advisor : Dr. Sheng-Di Lin

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

Abstract

In this thesis, we introduce two device applications of Guide-mode resonance (GMR). First one is broad-band reflector for far infrared on GaAs substrate, we deposit low refractive index material SiO_x , and then fabricate a two-dimensional triangular lattice grating made by high refractive index Ge. With this structure, we have obtained a reflector with 95% high reflectivity at $8\mu\text{m}$. The reflector can be integrated with far infrared photonic device such as quantum dot infrared photodetector (QDIP). Second device is wavelength sensitive PIN photodetector using guided-mode resonance for $0.95\mu\text{m}$. The cavity is formed by bottom distributed Bragg reflector (DBR) and top GMR grating to enhance detection efficiency. By changing the filling factor of the grating, effective cavity length can be tuned. Therefore, we can fabricate an array of resonant cavity enhanced (RCE) photodiodes on a single chip, on which every photodiode aims for a specific wavelength by means of GMR grating design. In this thesis, we discuss the design principle based on grating diffraction theory, wave guide theory and equivalent medium theory. We aim at the analysis of the design, fabrication and experimental results of the two device applications to verify that GMR is feasible to be integrated into photonic devices.

誌謝

碩士論文得以完成，首先要感謝我的指導教授林聖迪老師，指導我做研究的方法，培養自己找答案、解決問題的能力，以及寫作論文的技巧，讓我獲益良多。感謝口試委員李柏聰、盧廷昌、林國瑞老師，口試時給我的指導與意見，讓我的論文內容更加完善。

感謝小傅學長不辭辛勞的幫我寫 E-beam、調參數，感謝 Queena 學姊熬夜替我成長晶片，若非你們的幫助，波長選擇光偵測元件無法順利完成。感謝巫俠學長總是能幫助我解決量測上的問題，口試前還麻煩你幫忙買咖啡。感謝岳民和小傅學長，在奈米中心停權爭議上擔任我的律師，免於受停權之苦。感謝旭傑、小豪和小傅學長辛苦維護機台，才能順利進行實驗。感謝任偉學長帶我初次進入製程與封裝的領域。感謝已畢業的柏仰學長留下波導模態共振相關的豐富資料，讓研究得以延續。感謝小金學長在我量測的時候陪我討論數據結果並解決量測問題。感謝黃光達人偉程學長提供 DUV 短波長曝光技術，反射鏡才能順利完成。最後感謝同屆一起打拼的夥伴們，雖然我們研究的方向都不相同，但是互相討論激盪也學到不少相關知識，尤其是一同東奔西跑做製程、一起廢寢忘餐量數據更是碩士班期間難忘的回憶。

碩士班兩年經歷許多努力與波折，思維態度也漸漸轉變。思維上，從教科書般的線性邏輯思維轉變到系統化辯證思維；態度上，從保守嚴謹的態度轉變到勇於嘗試的態度。不敢說誰優誰劣，但十分感謝碩士班這兩年所帶來的成長體驗。

最後要感謝父母的養育之恩，有你們辛苦的栽培和默默的支持才有今日的我，在此致上最誠摯的感謝與祝福。

目錄

中文摘要	i
英文摘要	ii
誌謝	iii
目錄	iv
圖目錄	vii
第一章 波導模態共振基本原理	1
1.1 光柵繞射異常現象簡介	1
1.2 波導模態共振效應	4
1.2.1 波導理論	5
1.2.2 等效介質理論	8
1.2.3 嚴格耦合波分析	11
1.3 波導模態共振原理之特性	18
1.3.1 共振位置	18
1.3.2 共振線寬	19
第二章 遠紅外線高反射率反射鏡	22
2.1 動機	22
2.2 結構與設計原理	22
2.3 反射頻譜模擬	24

2.3.1	模擬結構	24
2.3.2	模擬結果	25
2.4	元件製程	26
2.4.1	製作流程	26
2.4.2	製程結果	27
2.5	量測系統	29
2.6	實驗結果與討論	30
2.7	結論	36
第三章	波長選擇光偵測器	37
3.1	動機	37
3.2	結構與設計原理	37
3.2.1	波長選擇光偵測器之演變由來	39
3.2.2	波導光柵	40
3.2.3	漸進式布拉格反射鏡	41
3.2.4	共振腔長	42
3.2.4	吸收層	46
3.3	吸收頻譜模擬	47
3.3.1	模擬結構與參數	47
3.3.2	模擬結果	48

3.3.3	波導光柵反射頻譜與吸收頻譜之關係.....	50
3.3.3	腔長與可調範圍之關係.....	51
3.4	元件製程.....	53
3.4.1	製作流程.....	53
3.4.2	製程結果.....	54
3.5	量測系統.....	57
3.5.1	偵測器光響應度(responsivity spectrum)量測系統.....	57
3.5.2	光響應度校正系統.....	58
3.5.3	暫態響應量測.....	59
3.5.4	電激發螢光(electroluminescence, EL)量測.....	60
3.6	實驗結果與討論.....	61
3.6.1	確認吸收層及 DBR 條件.....	61
3.6.2	波長選擇偵測元件量測結果.....	63
3.6.3	分析半高寬過寬之原因.....	69
3.6.4	其他基本特性量測.....	82
3.7	結論.....	85
第四章 總結與未來展望.....		86
參考文獻.....		87
簡歷.....		89

圖目錄

圖 1.1.1	Rayleigh anomaly[3].....	2
圖 1.1.2	Ag 金屬光柵中所產生的 surface plasma resonance effect[4].....	2
圖 1.1.3	介電質光柵波導結構中的 guided-mode resonance[4]	3
圖 1.2.1	GMR 物理機制示意圖[5]	4
圖 1.2.2	光柵波導結構[6].....	5
圖 1.2.3	單一平面波導與電場分佈公式.....	6
圖 1.2.4	等效介質近似示意圖[6].....	10
圖 1.2.5	GaAs ($n_2 = 3.54$)及空氣($n_1 = 1$)之等效折射率與填充因子之關係圖[6]..	11
圖 1.2.6	波導光柵之光繞射示意圖.....	12
圖 1.2.7	波導光柵本徵方程式曲線[12].....	17
圖 1.3.1	$n_{eff} = 1.8$ 、 $n_{eff} = 2.2$ 之 TE_0 mode 本徵函數曲線[6].....	18
圖 1.3.2	共振線寬與折射調制之關係圖[13].....	20
圖 1.3.3	共振線寬與填充因子之關係圖[13].....	20
圖 1.3.4	共振線寬與模態侷限強度之關係[13].....	21
圖 2.2.1	Ge、SiO ₂ 、GaAs 之 n , k 模擬色散(dispersion)頻譜.....	24
圖 2.3.1	模擬結構 (a)三角晶格光柵結構，(b)反射鏡元件結構.....	24
圖 2.3.2	光柵、SiO ₂ 和基板不同組合之反射率比較.....	25
圖 2.3.3	不同 SiO ₂ 厚度之反射率比較.....	26
圖 2.4.1	8 μm 反射鏡製作流程圖.....	27
圖 2.4.2	反射鏡元件俯視圖， $r/a = 0.33$ (a) OM 和(b) SEM 照片.....	28
圖 2.4.3	反射鏡元件俯視圖， $r/a = 0.355$ (a) OM 和(b) SEM 照片.....	28
圖 2.4.4	反射鏡元件俯視圖， $r/a = 0.37$ (a) OM 和(b) SEM 照片.....	28
圖 2.5.1	反射率量測系統.....	29

圖 2.6.1	不同 r/a 光柵之反射率頻譜實驗結果.....	30
圖 2.6.2	唯 Ge 光柵模擬反射率頻譜.....	31
圖 2.6.3	實驗與模擬比較.....	32
圖 2.6.4	反射率與穿透率比較.....	33
圖 2.6.5	SiO_x+GaAs 實驗與模擬反射頻譜比較.....	34
圖 2.6.6	SiO_x+GaAs 實驗與擬合模擬反射頻譜比較.....	34
圖 2.6.7	Ge 光柵+ SiO_x+GaAs 實驗與擬合模擬反射頻譜比較.....	35
圖 3.2.1	(a)磊晶結構、(b)模擬結構及(c)對應之光場.....	38
圖 3.2.2	光偵測器演變過程，各偵測器之光場分佈與量子效率公式 (a)PIN 光偵測器、(b)RCE 光偵測器、(c)波長選擇光偵測器、(d)偵測器之 RC 電路圖.....	39
圖 3.2.3	RCE 量子效率頻譜[18].....	40
圖 3.2.4	(a) GaAs 二維方形晶格光柵反射率頻譜，(b)二維方形晶格光柵，(c)懸空光柵.....	41
圖 3.2.5	GaAs/AlAs 介面之間的 super lattice 結構.....	42
圖 3.2.6	等效共振腔長示意圖.....	43
圖 3.2.7	(a)元件內部電場分佈、(b)低折射率波導電場分佈、(c)高折射率波導電場分佈.....	43
圖 3.2.8	平面波導電場分佈公式.....	44
圖 3.2.9	$\lambda = 950 \text{ nm}$ ，不同光柵厚度 T_g ，平面波導邊界斜率與等效折射率的比較.....	45
圖 3.2.10	(a)二維方形晶格光柵的填充因子和等效折射率的關係、平面波導邊界斜率與填充因子之關係，(b)最大洞與最小洞圖.....	45
圖 3.3.1	(a)模擬結構參數、(b)單一週期模擬圖、(c)無限延伸光柵.....	47
圖 3.3.2	10 種不同填充因子的共振吸收頻譜.....	48
圖 3.3.3	共振波長對應的元件光場分佈.....	48
圖 3.3.4	共振波長、計算平面波導斜率之比較.....	49

圖 3.3.5	GMR 反射頻譜和元件共振吸收頻譜之比較	50
圖 3.3.6	GMR 反射尖峰與共振尖峰飄移、吸收率大小	51
圖 3.3.7	可調範圍與吸收值之比較，腔長(a) 600 nm、(b) 620 nm、(c) 640 nm、(d) 660 nm	52
圖 3.4.1	波長選擇光偵測器製作流程.....	53
圖 3.4.2	MBE 磊晶截面圖 (a) Lm5006、(b) Rn970、(c)Rn979	55
圖 3.4.3	光柵塌陷.....	56
圖 3.4.4	懸空光柵俯視.....	56
圖 3.4.5	金屬電極與光窗.....	56
圖 3.4.6	懸空光柵側視.....	56
圖 3.5.1	FTIR 偵測器光響應度頻譜量測系統	57
圖 3.5.2	Responsivity 校正量測系統	58
圖 3.5.3	暫態響應量測系統.....	59
圖 3.5.4	EL 量測系統	60
圖 3.6.1	實際與模擬 Graded DBR 反射頻譜之比較.....	61
圖 3.6.2	Rn979 之 PL 發光頻譜：未蝕刻(黑實線)、蝕刻 80 秒(紅實線)；Rn979 未蝕刻 反射頻譜(藍虛線)	62
圖 3.6.3	波長選擇光偵測元件光響應度頻譜.....	63
圖 3.6.4	單純元件和光柵元件的光響應度頻譜比較.....	64
圖 3.6.5	掏空但無光柵(黑線)、懸空光柵(紅線)元件之光響應度比較.....	64
圖 3.6.6	零偏壓和負偏壓之頻譜比較.....	65
圖 3.6.7	變溫量測頻譜.....	66
圖 3.6.8	折射率藍移與激子藍移之比較.....	66
圖 3.6.9	波長選擇光偵測器之光響應度頻譜.....	68
圖 3.6.10	共振尖峰與半高寬之實驗和模擬的比較.....	68
圖 3.6.11	半高寬過寬之可能原因樹狀圖.....	69

圖 3.6.12	非光柵區域來源示意圖.....	70
圖 3.6.13	實作 SEM 照片，支撐懸空光柵.....	70
圖 3.6.14	運算過(3.5)式的頻譜(紅線)與原始頻譜(黑線)光響應度之比較.....	71
圖 3.6.15	204 K 負偏壓弭平 InGaAs 能帶邊緣.....	73
圖 3.6.16	折射率隨溫度變小之藍移現象.....	73
圖 3.6.17	$R_1 = 0.35、0.55、0.75$ 的量子效率頻譜.....	75
圖 3.6.18	Rn979 光柵表面側視.....	76
圖 3.6.20	Rn979(未經製程)光學顯微鏡 1000 倍下之表面.....	77
圖 3.6.21	Rn979 (經製程)進行 AFM 量測，範圍 10 μm 見方.....	78
圖 3.6.22	AFM 立體圖，高低範圍 80 nm，水平範圍 10 μm 見方.....	78
圖 3.6.23	模擬表面粗糙的 CAD 圖.....	79
圖 3.6.24	模擬表面粗糙反射率頻譜.....	79
圖 3.6.25	模擬表面粗糙和完美光柵反射率頻譜比較.....	79
圖 3.6.26	30 週期與 50 週期小洞之響應度半高寬比較.....	81
圖 3.6.27	30 週期與 50 週期大洞之響應度半高寬比較.....	81
圖 3.6.28	半高寬問題總結.....	82
圖 3.6.29	EL 發光頻譜.....	83
圖 3.6.30	EL normalized 發光頻譜.....	83
圖 3.6.31	暫態響應.....	84
圖 3.6.32	IV 量測.....	85

第一章 波導模態共振基本原理

1.1 光柵繞射異常現象簡介

根據一般光柵繞射理論，繞射光的強度分佈不管隨著波長或角度均應緩慢連續變化，因為繞射的分頻效果與干涉的波程差效應都是連續變化。然而於 1902 年，美國約翰霍普金斯大學教授 R. W. Wood 發現光柵繞射的光波有異常(anomaly)的現象[1]，此異常現象就是經過光柵作用的繞射光在特定的波長或角度光強度會有急遽的變化，並非大家熟悉的緩慢變化。此異常現象是當時的光柵繞射理論所無法解釋的，因此延宕了數十年都無人解決。

直到 1965 年 Hessel 跟 Oliner 把光柵繞射的異常現象做了整理[2]，整理結果說明正常繞射理論仍是對的，所以異常現象一定是繞射光能量重新分配的結果，或是光柵與其他結構或材料特性有關，即光和其他結構或材料共振的結果。於是 Hessel 跟 Oliner 將這種異常的現象區分成兩大類：

第一類稱為“Rayleigh anomaly”，即繞射光能量重新分配的結果。

第二類稱為“Resonance anomaly”，即光和其他結構或材料共振的結果。

其中第二類又可細分為兩種，一種是 Surface-plasma resonance，即光和自由電子共振的結果；另一種是 Guided-mode resonance，即光和波導結構共振的結果

Rayleigh anomaly 產生的原因是能量重新分配的的結果，如圖 1.1.1 所示，當光波的繞射角度使的某階繞射光(在此為 $m = 1$)跟光柵表面相切時，此時這道光波正處於可以延 Z 軸傳播與不能延 Z 軸傳播的極限，若這時再稍微增加入射角或者是增加波長，則 $m = 1$ 的波再也不能延 Z 軸傳播，而形成漸逝波(evanescent wave)，而為了滿足能量守恆， $m = 1$ 光波的能量必須重新分配到其他階可以傳播的繞射光上(在此為 $m = 0$)，所以 $m = 0$ 的光波在這個角度或波長強度就會有急遽的變化。

Resonance anomaly 產生之原因是光波經由光柵的耦合效應，把入射光耦合到電磁波的表面模態(surface modes)。若是金屬光柵，則是入射光耦合到金屬的自由電子震盪模態，在發生共振的地方光波會被樣品強烈的吸收，如下圖 1.1.2 所示，稱之為 Surface-plasma resonance。若是介電質光柵，則是入射光耦合到介電質的波導模態，在發生共振的地方會光波會被樣品強烈的反射，如下圖 1.1.3，稱之為 Guided-mode resonance。

其中 Guided-mode resonance(簡稱 GMR，中文「波導模態共振」)正是本論文的理論基礎，因此我們將只深入探討 GMR 所產生的效應及其應用。

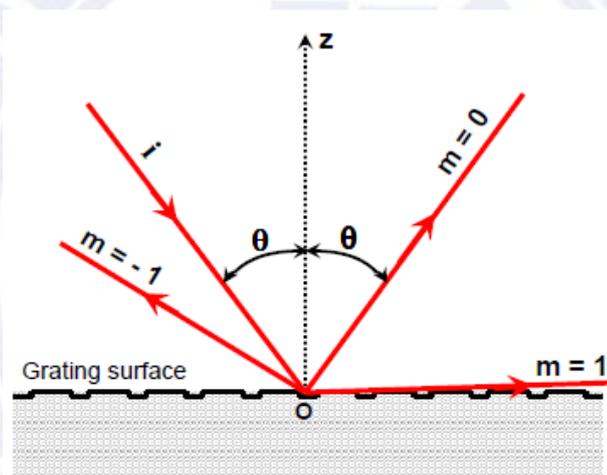


圖 1.1.1 Rayleigh anomaly[3]

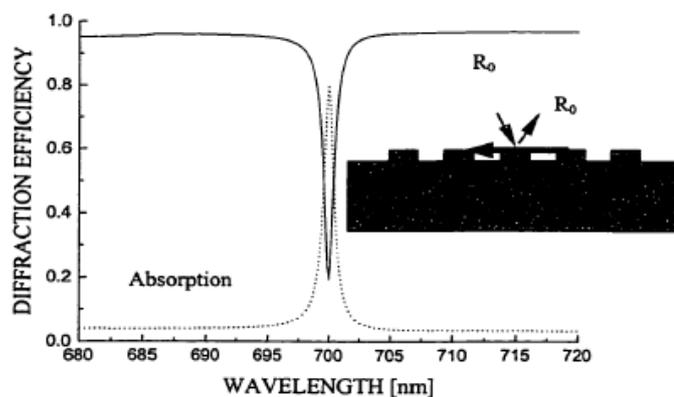
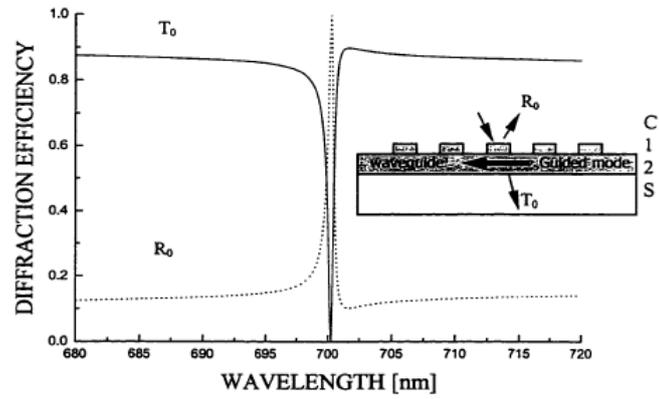
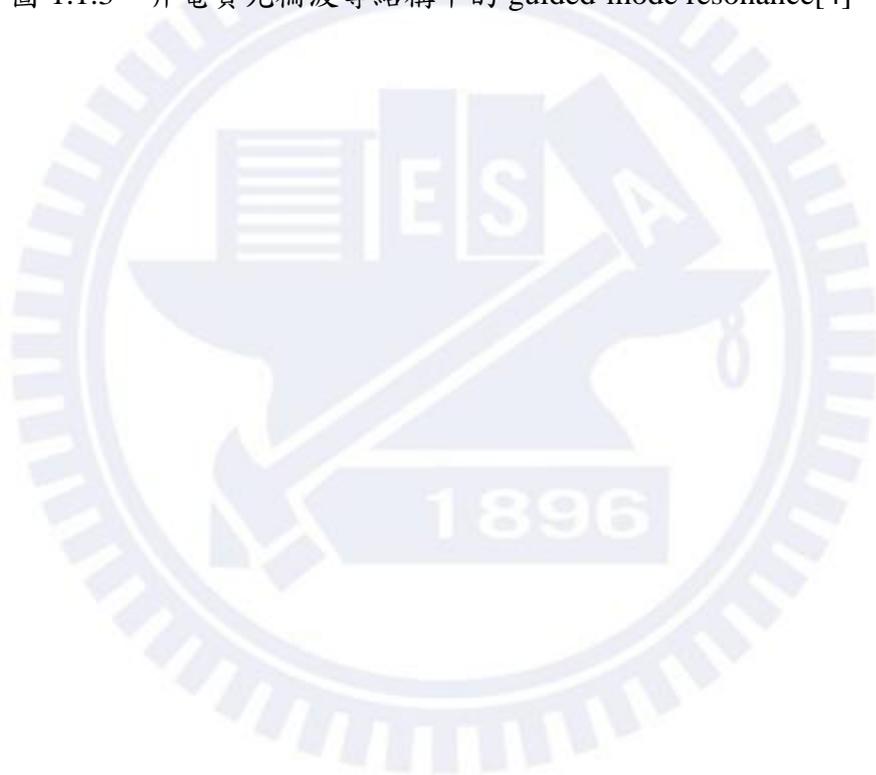


圖 1.1.2 Ag 金屬光柵中所產生的 surface plasma resonance effect[4]



(c)

圖 1.1.3 介電質光柵波導結構中的 guided-mode resonance[4]



1.2 波導模態共振效應

波導模態共振大致的物理機制是：光柵的繞射光耦合到光柵本身的波導模態，亦即當入射光波在某個特定波長剛好跟平面波導結構產生相位匹配(phase match)，此波長的光就會被光柵耦合到波導的模態而在波導中傳遞，但是由於光柵的存在，光波無法永遠沿著波導傳遞，因為行進過程中會被光柵再次繞射出去，形成洩漏模態(leaky mode)，利用多次干涉模型(multiple interference model)發現，再次耦合出去的光波(穿透方向)會跟零階的透射波產生完全破壞性干涉，即沒有光能夠穿透，而耦合出去的光波(反射方向)會建設性干涉，所以反射率為 100%，於該波段 GMR 是完美的反射鏡[5]，如圖 1.2.1 所示。

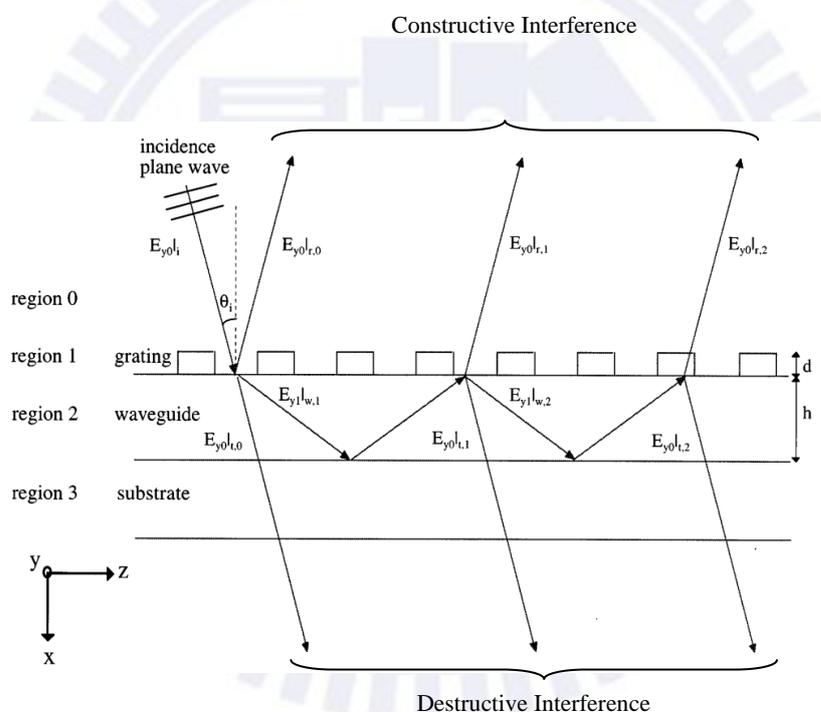


圖 1.2.1 GMR 物理機制示意圖[5]

波導模態共振的效應中，光柵扮演耦合器(coupler)的角色，將入射光耦合到波導中，再由波導結構來傳遞光波，所以元件結構必須包含光柵及波導這兩個部分，缺一不可，但是若光柵使用高折射率的材料如 Ge ($n = 4.0$)、GaAs ($n = 3.54$)，則只要設計讓光柵的等效折射率(effective index)大於其他膜層的折射率，那麼光柵就同時具有耦合器及波導結構，也可以產生波導共振的效應，如圖 1.2.2，而且此光柵波導合一的結構使光柵的耦合效果更佳，因為光柵和波導若分開，則光柵繞射的光要耦合進波導仍須經過一層介面

(光柵與波導之間的介面)，使得耦合效果變差，合一結構則無此問題；除此之外，製程也較為容易。本論文即是採用光柵波導結構合一(簡稱波導光柵)的設計。

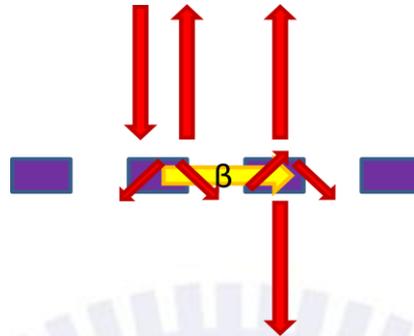


圖 1.2.2 光柵波導結構[6]

分析波導模態共振效應必須結合許多理論，在之後的章節都會一一提及，並且將這些理論結合於波導模態共振效應，最後討論其性質及應用。首先在 1.2.1 中簡單介紹波導理論(Waveguide theory)；接著在 1.2.2 中介紹等效介質理論(EMT : effective medium theory)；最後在 1.2.3 中介紹嚴格耦合波分析(RCWA)，並推導出光柵波導產生共振在光柵結構上的條件限制。

1.2.1 波導理論

波導的用途在於讓光波在介質中傳導，不讓光波四處傳遞。在介電質中，光容易被侷限在折射率較高的介質裡，為此波導的基本結構必須包含高折射率的光學介質(稱為 core)並且被低折射率的光學介質(稱為 cladding)所包覆著，好讓光波能在 core 裡面進行全反射，以此傳導。

其中最簡單的波導結構為平板波導(slab waveguide)，如圖 1.2.3 所示，結構中有三層介電質:介質 2 (厚度為 d ，折射率為 n_2)，介質 1 跟 3 (折射率分別為 n_1 及 n_3)，其中 $n_2 > n_1$ 且 $n_2 > n_3$ ，當折射率滿足上述條件時，電磁波就可以靠全反射的效應將能量延 z 軸方向傳遞。在一般的波導結構中，通常介質 1 為基板，介質 3 為空氣，假設 $n_1 > n_2 > n_3$ 。

TE mode

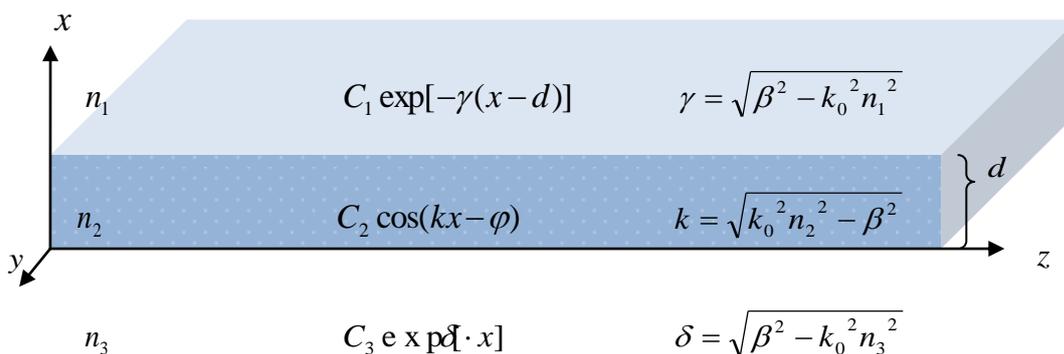


圖 1.2.3 單一平面波導與電場分佈公式

對於線性、等向性的介電質波導而言電磁場所滿足的 Maxwell equations 如下：

$$\nabla \cdot (\epsilon \vec{E}) = 0, \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0, \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \epsilon_0 n^2(x) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (1.4)$$

假設波導模態的電磁場為時空分離的

$$\vec{E}(r, t) \sim \exp[-i\omega t], \quad (1.5)$$

$$\vec{H}(r, t) \sim \exp[-i\omega t], \quad (1.6)$$

代入 Maxwell equations 得

$$\nabla \times \vec{E} = -i\omega\mu_0 \vec{H}, \quad (1.7)$$

$$\nabla \times \vec{H} = -i\omega\epsilon_0 n^2(x) \vec{E}, \quad (1.8)$$

結合上面(1.7)、(1.8)式，再配合向量等式 $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}$ 可得

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = \frac{\omega^2}{c^2} n^2(x) \vec{E}. \quad (1.9)$$

在介質中 $\nabla \cdot (\epsilon \vec{E}) = 0$ ，唯在介面 $\neq 0$ ；所以在介質中 $\nabla \cdot \vec{E} = 0$ ，至於介面則由邊界條件 (Boundary conditions) 處理，故得

$$\nabla^2 \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} n^2(x) \vec{E} = 0, \quad (1.10)$$

同理可得

$$\nabla^2 \bar{H} + \frac{\omega^2}{c^2} n^2(x) \bar{H} = 0. \quad (1.11)$$

假設 TE mode (即 $E_z = 0$) 的解為 x 、 z 分離的，其式如下

$$\bar{E}(x, z) = E_y(x) \exp[i\beta \cdot z] \cdot \hat{y}, \quad (1.12)$$

代入(1.10)式得

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\omega^2}{c^2} n^2(x) E_y - \beta^2 E_y = 0, \quad (1.13)$$

$E_y(x)$ 為模態場分佈(mode-field profile)， β_v 為傳播常數(propagation constant)，或寫為

$$\frac{\partial^2 E_v(x)}{\partial x^2} + (k^2 - \beta_v^2) E_v(x) = 0. \quad (1.14)$$

上式即為 TE 波導方程式，只有符合 $E_v(x)$ 的場才能在波導的 z 方向傳播，其中 $E_v(x)$ 為第 v 個模態的場分佈(mode-field profile)， $k^2 = \omega^2 n^2(x) / c^2$ 式的解為

$$E_v(x) = \begin{cases} C_1 \exp[-\gamma(x-d)] & , x > d \\ C_2 \cos k(x-\varphi) & , 0 \leq x \leq d \\ C_3 \exp[\delta(x)] & , x < 0 \end{cases} \quad (1.15)$$

其中

$$\gamma = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_1^2} \quad (1.16)$$

$$k = \sqrt{k_0^2 n_2^2 - \beta^2} \quad (1.17)$$

$$\delta = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_3^2} \quad (1.18)$$

代入邊界條件：電場要連續、磁場要連續(即電場微分連續)，整理得

$$\tan(\varphi) = \frac{\delta}{k}, \quad (1.19)$$

$$\tan(kd - \varphi) = \frac{\gamma}{k}, \quad (1.20)$$

利用三角函數等式 $\tan(A - B) = \frac{\tan A - \tan B}{1 + \tan A \tan B}$ 可進一步整理得

$$\tan(kd) = \frac{k(\gamma + \delta)}{k^2 - \gamma\delta}, \quad (1.21)$$

上式即為 TE mode 的波導本徵方程式。

TM mode

同理 TM mode 的波導方程式為

$$\frac{\partial^2 H_v(x)}{\partial x^2} + (k^2 - \beta_v^2)H_v(x) = 0, \quad (1.22)$$

波導本徵方程式為

$$\tan(kd) = \frac{\frac{k}{n_2^2} \left(\frac{\gamma}{n_1^2} + \frac{\delta}{n_3^2} \right)}{\frac{k^2}{n_2^4} - \frac{\gamma\delta}{n_1^2 n_3^2}}. \quad (1.23)$$

在之後的章節，TE、TM mode 的波導方程及波導本徵方程會和光柵繞射及嚴格耦合波分析結合在一起，以此來預測波導模態共振發生的位置。不過在此之前先介紹之後會經常使用的等效介質理論。

1.2.2 等效介質理論

在波導模態共振中，光柵本身就是波導，但是光柵明顯為不均勻的介質，如何將它視為一層均勻介質的波導？為此我們必須引用等效介質理論，將不均勻的光柵看做是一層等效的均勻介質。

光柵的光學性質除了可以使用馬克斯威爾方程(Maxwell equations)來精確的計算之外(如嚴格耦合波分析)，還可以使用等效介質理論(簡稱 EMT)來分析。等效介質理論是一種光柵的近似方法，當光柵的週期比光波長小很多時，光柵可用一層均勻的介質來等效，而均勻介質的折射率稱為等效折射率 n_{eff} (effective index)。

在這篇論文當中，所討論的光柵其週期都比入射光的波長小一到兩倍左右，雖然差異不大，但仍能運用等效介質理論的近似方法，其好處是不須經過繁雜耗時的數值計算，

即可預估光柵波導大致的光學性質(如反射頻譜、穿透頻譜等)，在設計光學元件上也提供了結構參數的初始值，可以節省尋找結構參數的時間。

不過目前等效介質理論僅能對一維光柵做分析，對於二維的光柵還是得用嚴格耦合波分析法¹，但是此理論提供我們的觀念是：光柵等效成波導，其 n_{eff} 是可以預估的；還有 n_{eff} 對TE、TM波是不同的，下面將說明對於一維光柵，因為結構的不對稱性，TE和TM波等效折射率算法不同。

TE 模態等效折射率 n_{TE}

如圖 1.2.4 所示，TE mode 的電場方向平行於光柵的方向，故電場座落在邊界的平面上，而根據馬克斯威爾方程式的邊界條件，電場的切線分量在邊界必須連續，所以在 n_1 及 n_2 中的電場是相同的，用符號 E 來表示，由於兩個區域分屬不同的材料，所以介電常數不同，造成電位移場 D (electric displacement)不相同，分別為

$$D_1 = \varepsilon_1 E, \quad (1.24)$$

$$D_2 = \varepsilon_2 E, \quad (1.25)$$

若根據光柵的寬度權重計算平均電位移場 D ，則

$$D = \frac{t_1 \varepsilon_1 E + t_2 \varepsilon_2 E}{t_1 + t_2}. \quad (1.26)$$

等效介電常數 ε_{TE} 就可以藉由平均的電場 E 及電位移 D 得到

$$\varepsilon_{TE} = \frac{D}{E} = \frac{t_1 \varepsilon_1 + t_2 \varepsilon_2}{t_1 + t_2} = (1-f)\varepsilon_1 + f\varepsilon_2, \quad (1.27)$$

其中 f 為填充因子(filling factor)，定義為 $t_2/(t_1+t_2)$ 。將上式換算成等效折射率，得

$$n_{TE} = \sqrt{(1-f)n_1^2 + fn_2^2}. \quad (1.28)$$

¹長波長的光看到短週期的光柵如同看到均勻介質，所以用 10 μm 的光波正面入射光柵，以嚴格耦合波分析演算法得到模擬反射頻譜，再與平面波導的模擬反射頻譜做比較，若相等代表平面波導的折射率等於

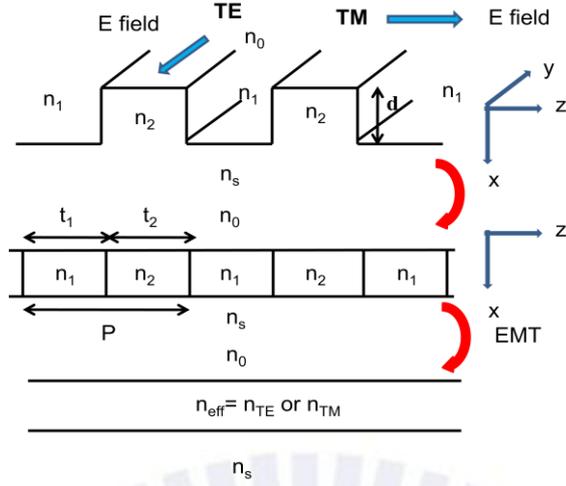


圖 1.2.4 等效介質近似示意圖[6]

TM 模態等效折射率 n_{TM}

如圖 1.2.4 所示，TM mode 的電場方向垂直於光柵的方向，故電場垂直邊界的平面，根據馬克斯威爾方程式的邊界條件，沒有界面電荷存在下，電位移場 D 的法線分量在邊界必須連續 $\hat{n} \cdot (D_1 - D_2) = \rho_s = 0$ ，用符號 D 來表示。由於兩個區域的介電常數不同，造成電場 E (electric field) 不相同，分別為

$$E_1 = \frac{D}{\epsilon_1}, \quad (1.29)$$

$$E_2 = \frac{D}{\epsilon_2}, \quad (1.30)$$

所以若根據光柵的寬度權重來計算平均電位移場 E ，則

$$E = \frac{t_1 \frac{D}{\epsilon_1} + t_2 \frac{D}{\epsilon_2}}{t_1 + t_2}. \quad (1.31)$$

等效介電常數 ϵ_{TM} 就可以藉由平均的電場 E 及電位移 D 得到

$$\epsilon_{TM} = \frac{D}{E} = \frac{(t_1 + t_2)\epsilon_1\epsilon_2}{t_1\epsilon_2 + t_2\epsilon_1} = \frac{\epsilon_1\epsilon_2}{f\epsilon_1 + (1-f)\epsilon_2}, \quad (1.32)$$

其中 f 為填充因子 (filling factor)，定義為 $t_2 / (t_1 + t_2)$ 。將上式換算成等效折射率，得

$$n_{TM} = \sqrt{\frac{n_1^2 n_2^2}{fn_1^2 + (1-f)n_2^2}}. \quad (1.33)$$

(1.28)及(1.33)式的正確性可以藉由設定 fill factor 為 0 或 1 得知，在此兩種極端的情況之下等效折射率應該要等於 n_1 或 n_2 ，還有此二式實際上為等效折射率的一階近似，其精確的公式可參考文獻[7]。

圖 1.2.5 所示，圖中所考慮的材料為 GaAs ($n_2 = 3.54$)及空氣($n_1 = 1$)所組成的次波長光柵其等效折射率 n_{TE} 及 n_{TM} 與 fill factor f 之間的關係，在圖中可以觀察到等效折射率會隨著 fill factor 不同而有所變化，故次波長光柵可以做為可變折射率的人造材料，此性質對於設計抗反射層是非常有幫助的。另外，在圖中也可以觀察到 n_{TE} 一定會大於 n_{TM} ，此性質是可以簡單的證明為

$$n_{TE}^2 - n_{TM}^2 = \frac{f(1-f)(n_1^2 - n_2^2)^2}{fn_1^2 + (1-f)n_2^2} \geq 0. \quad (1.34)$$

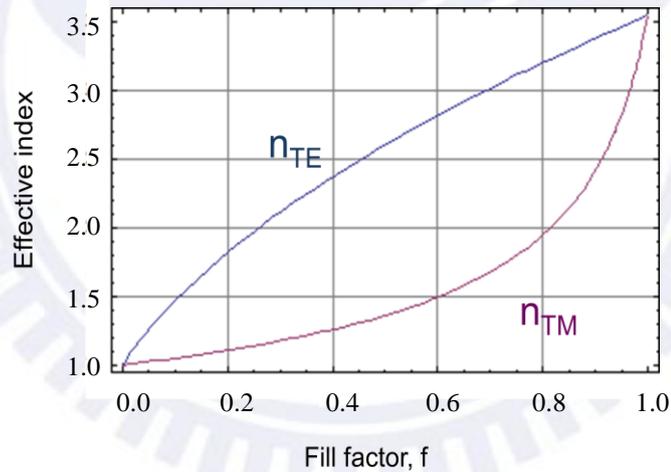


圖 1.2.5 GaAs ($n_2 = 3.54$)及空氣($n_1 = 1$)之等效折射率與填充因子之關係圖[6]

1.2.3 嚴格耦合波分析

既然波導模態共振將光柵視為波導，光柵週期必須小於入射光波長(次波長光柵)，所以當計算其細部的繞射效率時，古典的光柵繞射理論已不適用，必須使用馬克斯威爾方程式來精確求解。求解方法有數種，其中一種是由 Gaylord 及 Moharam 所發展的演算法，叫做嚴格耦合波分析(Rigid Coupled Wave Analysis, RCWA)[8-9]。

嚴格耦合波分析不是一般傳統的疊代決定性法對馬克斯威爾方程式求解，而是用傅立葉級數將光柵週期及電磁波展開，代入方程式再配合邊界條件來求解，其解反映不同階的光與週期性介質作用後的穩態結果，而解的精確度決定於傅立葉展開的項數。應用上，嚴格耦合波分析可以考慮任何極化方向和任何入射角度的計算，並且可以使用在任何週期性形式的結構中，如介電質光柵、金屬光柵、一維光柵、光子晶體、多層膜堆疊光柵等。

本論文將使用 Rsoft Design Group 寫的 DiffracMOD 3.1 模擬軟體來模擬元件的反射率、穿透率、吸收率及光場分佈，此軟體的演算法正是嚴格耦合波分析。接下來將介紹如何用嚴格耦合波理論分析波導光柵[10-11]。

假設波導光柵的結構如圖 1.2.6 所示，為了讓波導模態存在，光柵層的平均介電常數須大於上下的區域，即 $\varepsilon_a > \varepsilon_1$ ， $\varepsilon_a > \varepsilon_3$ 。

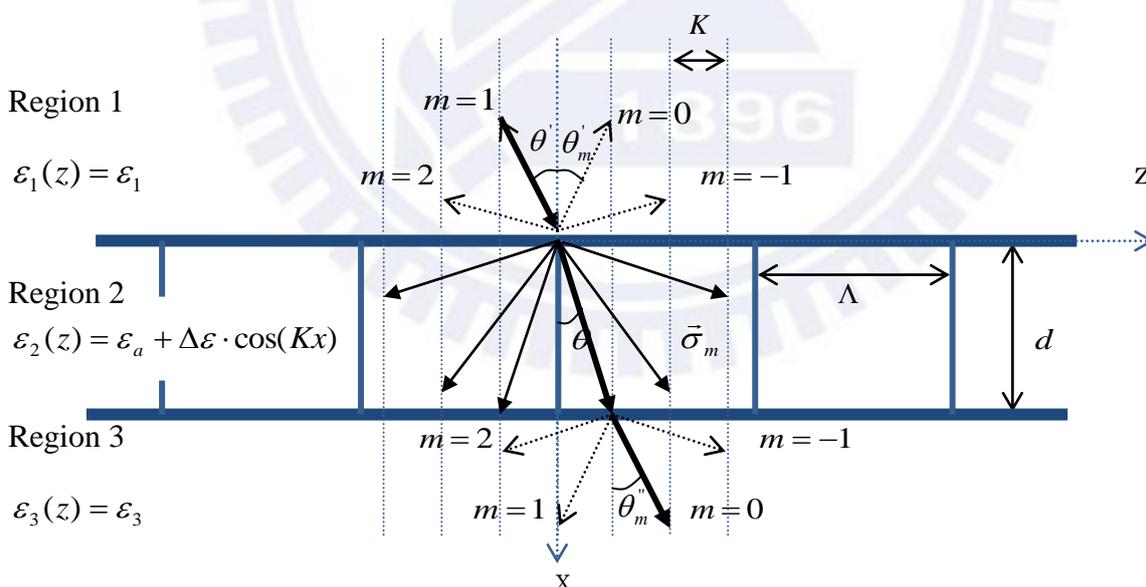


圖 1.2.6 波導光柵之光繞射示意圖

假設入射光為 TE 極化光，光柵材料為無損耗且無多餘正負電荷的介質，則穩態的電場分佈須符合的方程式如下：

$$\text{Region 1 : } \quad \nabla^2 E_y(x, z) + k_0^2 \varepsilon_1(z) E_y(x, z) = 0 \quad (1.35)$$

$$\text{Region 2 : } \quad \nabla^2 E_y(x, z) + k_0^2 \varepsilon_2(z) E_y(x, z) = 0 \quad (1.36)$$

$$\text{Region 3 : } \quad \nabla^2 E_y(x, z) + k_0^2 \varepsilon_3(z) E_y(x, z) = 0 \quad (1.37)$$

為了簡單說明不同階的光在光柵的現象，所以將波導光柵的結構簡化為一維且單一餘弦波結構：

$$\varepsilon_1(z) = \varepsilon_1 \quad (1.38)$$

$$\varepsilon_2(z) = \varepsilon_a + \Delta\varepsilon \cdot \cos(Kz) \quad (1.39)$$

$$\varepsilon_3(z) = \varepsilon_3 \quad (1.40)$$

其中 ε_a 為介電常數平均值、 $\Delta\varepsilon$ 為調制介電常數的振幅、 $K = 2\pi/\Lambda$ 、 Λ 為光柵週期。接著下面列出 Region 1、Region 2、Region 3 的總電場：

Region 1 總電場：

$$\begin{aligned} E_1 &= \exp(-i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}) + \sum_{m=-\infty}^{\infty} R_m \exp(-i\vec{k}_{1m} \cdot \vec{r}) \\ &= \exp\{-i[k_1(\sin\theta'z + \cos\theta'x)]\} \\ &+ \sum_{m=-\infty}^{\infty} R_m \exp\{-i[(k_2 \sin\theta - mK)z + \sqrt{k_1^2 - (k_2 \sin\theta - mK)^2}x]\} \end{aligned} \quad (1.41)$$

其中 R_m 代表第 m 階反射波的振幅、 $k_1 = k_0\sqrt{\varepsilon_1}$ 、 $k_2 = k_0\sqrt{\varepsilon_a}$ 。

Region 2 總電場：

$$\begin{aligned} E_2(x, z) &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} S_m(x) \exp(-i\vec{\sigma}_m \cdot \vec{r}) \\ &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} S_m(x) \exp\{-i[(k_{2z} - mK)z + k_{2x}x]\} \end{aligned} \quad (1.42)$$

其中 $S_m(z)$ 代表光柵內第 m 階繞射光的振幅，根據 Floquet theorem，光柵區域內(Region 2)的繞射波的波向量 $\vec{\sigma}_m$ 須滿足 Floquet condition 如下

$$\vec{\sigma}_m = \vec{k}_2 - m\vec{K} = (k_{2z} - mK)\hat{z} + k_{2x}\hat{x}, \quad (1.43)$$

其中 $k_2 = k_0\sqrt{\varepsilon_a}$ 、 $k_{2z} = k_2 \sin\theta$ 、 $k_{2x} = k_2 \cos\theta$ ， θ 為光柵中零階繞射波的繞射角度。

Region 3 總電場：

$$\begin{aligned}
 E_3(x, z) &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} T_m \exp[-i\bar{k}_{3m} \cdot (\bar{r} + d\hat{x})] \\
 &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} T_m \exp\{-i[(k_2 \sin \theta - mK)z + \sqrt{k_3^2 - (k_2 \sin \theta - mK)^2} x]\} \quad (1.44)
 \end{aligned}$$

其中 T_m 代表第 m 階透射波的振幅、 $k_3 = k_0 \sqrt{\epsilon_3}$ 。

利用(1.41)~(1.43)式，配合上電磁波於 $x=0$ 及 $x=d$ 滿足的邊界條件，會得到無限多組線性方程式，依照 Gaylord 及 Moharam 所發展的演算法[8-9]，可以求得 R_m 、 S_m 及 T_m ，再根據繞射效率(Diffraction efficiency)的定義，可得到 Region 1 及 Region 3 的繞射效率分別為

$$\text{反射率：} DE_{1m} = \text{Re}\left(\frac{\bar{k}_{1m} \cdot \hat{x}}{\bar{k}_{10} \cdot \hat{x}}\right) R_m R_m^* = \text{Re}\left[\frac{\sqrt{1 - (\sin \theta' - m \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_1} \Lambda})^2}}{\cos \theta'}\right] R_m R_m^* \quad (1.45)$$

$$\text{穿透率：} DE_{3m} = \text{Re}\left(\frac{\bar{k}_{3m} \cdot \hat{x}}{\bar{k}_{10} \cdot \hat{x}}\right) T_m T_m^* = \text{Re}\left[\frac{\sqrt{\frac{\epsilon_3}{\epsilon_1} - (\sin \theta' - m \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_1} \Lambda})^2}}{\cos \theta'}\right] T_m T_m^* \quad (1.46)$$

Region 2 是波導光柵的區域，也是波導模態共振的核心所在，所以特別將 Region 2 的電場拿出來討論。首先把式(1.42)的 $-ik_{2x}x$ 項合併於振幅項 $S_m(x)$ 得到下式²

$$E_y(x, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \hat{S}_m(x) \exp[-i(k_{2z} - mK)z], \quad (1.47)$$

接著將上式代入 Region 2 的電場分佈方程式(1.36)式，得到耦合波方程式(coupled wave equation)

$$\frac{d^2 \hat{S}_m(z)}{dz^2} - 4\pi^2 \left[\left(\frac{\sqrt{\epsilon_a} \sin \theta}{\lambda} - \frac{m}{\Lambda} \right)^2 - \frac{\epsilon_a}{\lambda^2} \right] \hat{S}_m(z) + 2\pi^2 \frac{\Delta \epsilon}{\lambda^2} [\hat{S}_{m-1}(z) + \hat{S}_{m+1}(z)] = 0. \quad (1.48)$$

²分開電場的 x, z 分量是為了方便耦合波方程式和波導本徵方程式作類比。

當 $\Delta\varepsilon$ 增加，耦合波方程式越複雜，越無法以人工計算，所以欲求得正確的結構參數及頻譜可以利用嚴格耦合波分析(RCWA)模擬軟體得到。例如之後製作光柵的結構，其折射率分佈為步階函數(step function)變化，傅立葉展開的耦合波方程式如(1.49)式

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \hat{S}_m(z)}{dz^2} + [k_0^2 n_{eff}^2 - (n_{eff} \sin \theta - m \frac{\lambda}{\Lambda})^2] \hat{S}_m(z) \\ + k_0^2 \Delta\varepsilon \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(n\pi f)}{n\pi} [\hat{S}_{m-1}(z) + \hat{S}_{m+1}(z)] = 0 \end{aligned} \quad (1.49)$$

其中 f 為填充因子。

弱調制波導光柵

所謂弱調制光柵即考慮 $\Delta\varepsilon \rightarrow 0$ 的情況，則(1.48)式可簡化為

$$\frac{d^2 \hat{S}_m(z)}{dz^2} + k_0^2 [\varepsilon_a - (\sqrt{\varepsilon_a} \sin \theta - m \frac{\lambda}{\Lambda})^2] \hat{S}_m(z) = 0, \quad (1.50)$$

其中 $k_0 = 2\pi/\lambda$ ，仔細觀察發現上式與平面波導內電場滿足的方程式(1.51)式形式相同

$$\frac{\partial^2 E_v(x)}{\partial x^2} + (k^2 - \beta_v^2) E_v(x) = 0, \quad (1.51)$$

，亦即波導光柵可視為平面波導，相對應的參數分別為

$$\beta_v = k_0 (\sqrt{\varepsilon_a} \sin \theta - m \frac{\lambda}{\Lambda}), \quad (1.52)$$

$$k = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_a - \beta_v^2}, \quad (1.53)$$

$$\gamma = \sqrt{\beta_v^2 - k_0^2 \varepsilon_1}, \quad (1.54)$$

$$\delta = \sqrt{\beta_v^2 - k_0^2 \varepsilon_3}, \quad (1.55)$$

若波導要有解，則 k 、 γ 和 δ 必須是實數，故 β_v 須滿足以下不等式(1.56)式

$$k_0 \max\{\sqrt{\varepsilon_1}, \sqrt{\varepsilon_3}\} \leq |\beta_v| \leq k_0 \sqrt{\varepsilon_a}, \quad (1.56)$$

整理得

$$\max\{\sqrt{\varepsilon_1}, \sqrt{\varepsilon_3}\} \leq \left| \sqrt{\varepsilon_a} \sin \theta - m \frac{\lambda}{\Lambda} \right| \leq \sqrt{\varepsilon_a}, \quad (1.57)$$

若上下介質均為空氣，正向入射且取第零階繞射，則可寫成簡易的不等式(1.58)式

$$1 \leq \frac{\lambda}{\Lambda} \leq n_{eff}, \quad (1.58)$$

此式可用來預估光柵所需的週期和材料，也說明欲在 λ 產生波導共振，光柵週期 Λ 必須小於 λ ，也就是所謂的次波長光柵 (sub-wavelength grating)。

既然弱調制波導光柵能視為平面波導，參數也都一一對應，代表我們能求出波導光柵的本徵方程式。以 TE mode 為例，只要將對應的參數(1.52 ~ 1.55)式代入平面波導的本徵方程式(1.21)，整理即得波導光柵的本徵方程式如下

$$\frac{2\pi}{\Lambda} \sqrt{n_{eff}^2 - \left(m \frac{\lambda}{\Lambda}\right)^2} \cdot \frac{d}{\Lambda} = \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{\left(m \frac{\lambda}{\Lambda}\right)^2 - n_1^2}}{\sqrt{n_{eff}^2 - \left(m \frac{\lambda}{\Lambda}\right)^2}} \right) + \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{\left(m \frac{\lambda}{\Lambda}\right)^2 - n_3^2}}{\sqrt{n_{eff}^2 - \left(m \frac{\lambda}{\Lambda}\right)^2}} \right) + \nu\pi. \quad (1.59)$$

由上式可以觀察到 λ/Λ 和 d/Λ 可視為方程式的兩個變數，所以可將 λ/Λ 對 d/Λ 做圖，而得到圖 1.2.7，圖中不同的曲線代表不同的模態 $TE_{m,\nu}$ ，表示第 m 階繞射、第 ν 階波導模態之 GMR 模態。若已經選取了適當的波長、週期與第零階 TE mode 為共振的模態，則可以根據交點 A 得到對應的 d/Λ ，因為週期已知，故可以得到光柵的厚度。因此我們可藉由波導光柵的本徵方程精準設計弱調制光柵的結構參數，得到想要的共振波長。

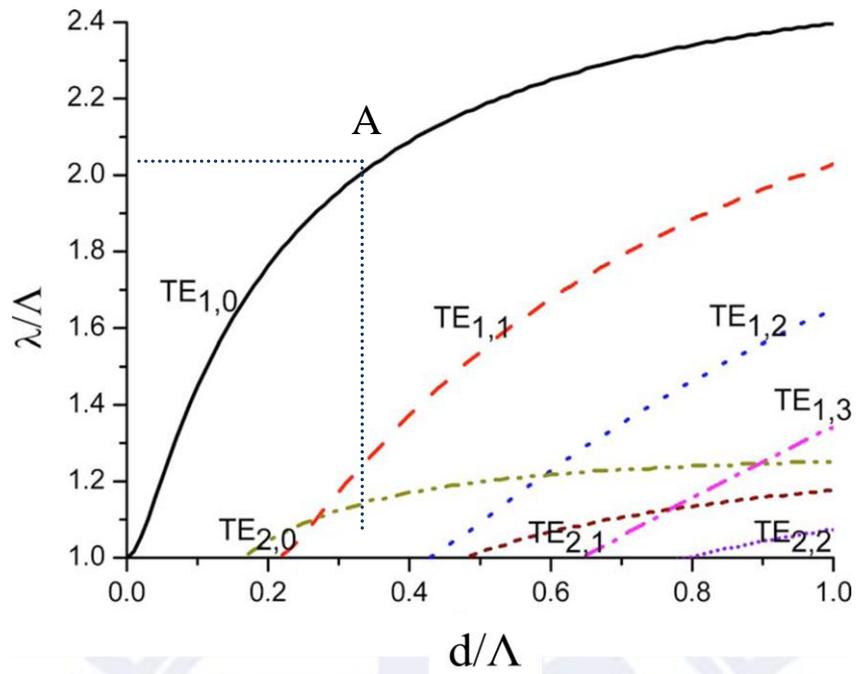


圖 1.2.7 波導光柵本徵方程式曲線[12]

弱調制波導光柵本徵方程式用處很大，雖然波導光柵多為強調制光柵，無法直接使用本徵方程式曲線求解，但是弱調制波導光柵可以做為選擇光柵結構參數之參考，大幅縮短模擬的範圍與時間。

1.3 波導模態共振原理之特性

波導模態共振效應的性質跟光柵的結構參數息息相關，本節將會討論光柵的厚度 d 、週期 Λ 、填充因子 f (filling factor)、折射率調制 $\Delta\varepsilon$ 等對於共振位置(1.3.1 項)、共振線寬(1.3.2 項)的影響。

1.3.1 共振位置

共振位置與厚度 d

從波導光柵的本徵方程式曲線可清楚知道(圖 1.2.7)，當光柵厚度愈薄，共振波長愈短。直觀地從波導模型想像，平面波導越薄，垂直平面方向的侷限越窄，上下共振的波長自然變短。

共振位置與填充因子 f

填充因子決定等效折射率，而等效折射率決定光波在介質的長短，所以影響共振位置。從不同等效折射率的本徵方程式曲線比較(圖 1.3.1)知道，填充因子愈小，共振波長愈短。同樣以波導模型類推，當等效折射率越小，對光而言相當於波導越窄，所以共振波長自然變短。

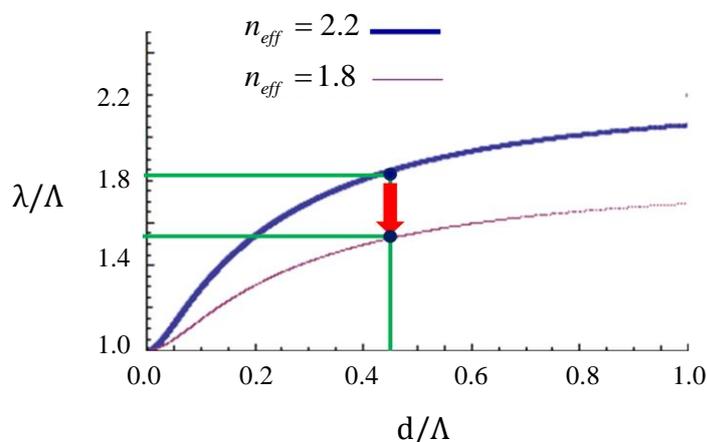


圖 1.3.1 $n_{eff} = 1.8$ 、 $n_{eff} = 2.2$ 之 TE_0 mode 本徵函數曲線[6]

共振位置與週期 Λ

光柵週期與共振位置的關係無法從本徵函數曲線得知，必須從相位匹配條件求得

$$n_1 \sin \theta_i = n_{eff} \sin \theta + m \frac{\lambda}{\Lambda}, \quad (1.60)$$

其中 n_1 為入射區域折射率， n_{eff} 為光柵等效折射率， θ_i 為入射角， θ 為折射角， λ 為波長， Λ 為光柵週期， $m = 0, 1, 2, \dots$ 。

電磁波經由光柵耦合到波導時，須滿足相位匹配條件(1.60)，即平行波導光柵的 k 分量要相等。上式可以觀察到當週期變大時，為了使等式成立，共振波長必須變長，故得知週期愈大，共振波長愈長。

1.3.2 共振線寬

波導模態共振效應反射率頻譜的線寬主要決定於光柵的耦合效率(coupling efficiency)和元件結構的模態侷限(mode confinement)，線寬之寬窄決定波導光柵各種不同的應用。

光柵的耦合效率

波導共振的結構當中，光柵提供了電磁波能量的耦合損耗(coupling loss)，繞射強度越強的光柵其共振線寬會越寬。從(1.49)式的光柵耦合項(第三項)之係數可以觀察到，影響光柵耦合效率的因素分別是光柵折射率調制 $\Delta\epsilon$ 還有填充因子 f ，其式如下

$$\Delta\epsilon \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(n\pi f)}{n\pi}, \quad (1.61)$$

發現 $\Delta\epsilon$ 越大，耦合項越大；亦即光柵調制愈強，共振線寬愈寬，如圖 1.3.2。(1.61)式的級數和大小主要由 $n=1$ 的項決定，故耦合項於 $f=0.5$ 時有最大值，所以當填充因子等於 0.5 時，共振線寬最寬，如圖 1.3.3。

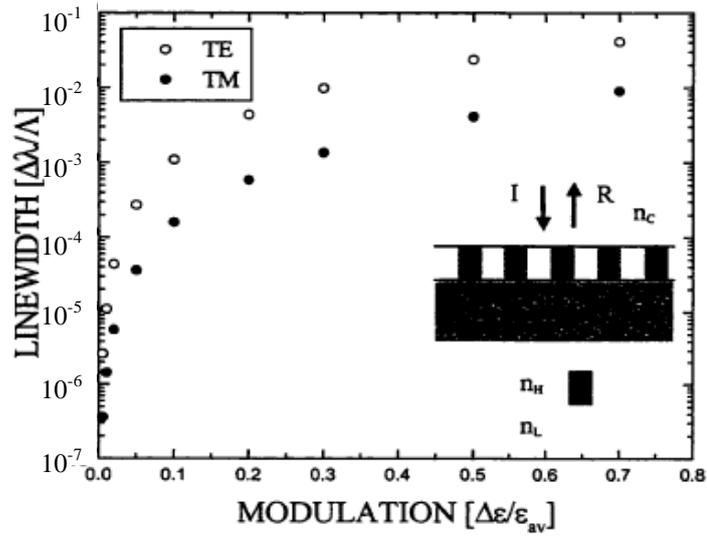


圖 1.3.2 共振線寬與折射調制之關係圖[13]

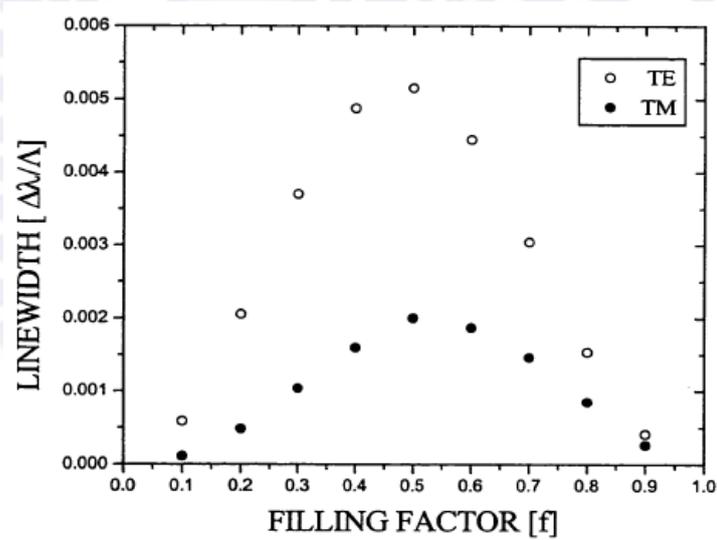


圖 1.3.3 共振線寬與填充因子之關係圖[13]

元件結構的模態侷限

波導折射率與上下介質的折射率差異程度會影響模態侷限的程度，模態侷限的程度會影響共振線寬的大小，如圖 1.3.4 所示當波導層的平均折射率 $\sqrt{\epsilon_g}$ 與環境折射率 $\sqrt{\epsilon_1}$ 差越大時，共振的線寬越寬，故具有較強侷限的波導結構會有較寬的線寬，舉一個極端的例子來說，若波導的平均折射率與環境折射率相同，此時雖然仍有光柵的結構存在，但

是波導的結構已經消失，所以無法產生波導共振模式的效應，也可以說共振的線寬趨近於零，故當模態侷限的強度越強，共振的線寬越寬。

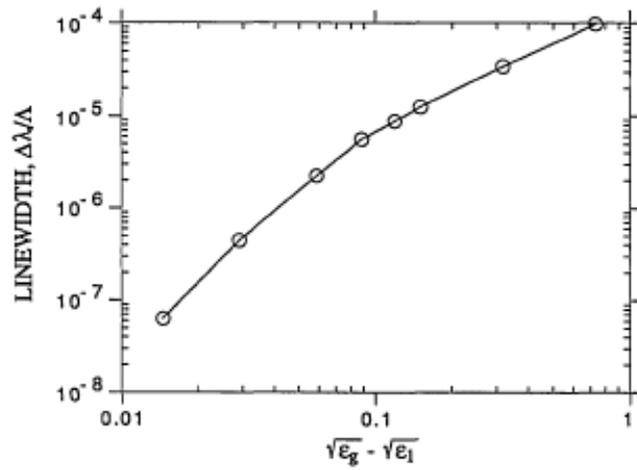


圖 1.3.4 共振線寬與模態侷限強度之關係[13]

第二章 遠紅外線高反射率反射鏡

2.1 動機

為了驗證波導模態共振是否有如預期的高反射率頻譜，我們曾製作出 100 μm 見方的 GaAs 懸空二維光柵，並量測 1 μm 附近的反射率[6]³。量測時因為光柵太小，必須將入射光聚焦在光柵上，量反射回來的光，然而聚焦的光並非真正的平行光，而是由 0 到 12 度角入射光所組合而成的，所以反射頻譜和模擬大相逕庭。雖然可用不同角度入射的模擬圖線性組合出較接近的頻譜，但這只會讓之後的分析更加繁複，並非長遠之計。

有鑑於此，我們決定製作 5 mm 見方的二維光柵，但是又發現用 E-beam 寫如此大的面積太曠日廢時，非得用曝光機製作不可。所以最後考慮製作週期約 5 μm ，且在 8 μm 波段有高反射率的大尺寸光柵，因為根據電磁波的等效原理，只要能驗證大尺寸的光柵有效果，那麼就等於驗證小尺寸的光柵也有。

至於選擇 8 μm 波段是為了配合實驗室量子點紅外線偵測器(QDIP)，此偵測器在 8 μm 有最佳的光電轉換效率。若將 8 μm 反射鏡做在偵測器背面，就能把未吸收的光反射回去再吸收，增加 QDIP 的光電轉換效率。

2.2 結構與設計原理

原本計畫將 GaAs 光柵等比例放大製作即可，但發現面積太大掏空後光柵因支撐力不足而塌陷。可是因為 MBE(分子束磊晶系統)長晶的材料折射率均十分相近，若要製作 GaAs 波導共振光柵，非得掏空才行。最後我們決定換材料，一開始計畫配合 PECVD 可以沉積出 SiN_x 和 SiO_x ，做出折射率 2.05 的 SiN_x 光柵，下面是低折射率 1.45 的 SiO_x ，即不須煩惱支撐的問題。可是經過計算後發現， Δn (2.05-1.45) 不夠大，光波無法有效地在波導光柵內傳導，很難產生波導模態共振；除此之外，根據本徵函數曲線(圖 1.3.1)，在同樣波長共振，等效折射率越小的光柵，光柵厚度須越厚，計算後發現 SiN_x 光柵需

³ 做如此小之原因為 E-beam 寫大面積圖案太耗時，況且未來要整合於光電元件上面積也不行太大。

要 $2\ \mu\text{m}$ 以上的厚度才能在 $8\ \mu\text{m}$ 產生波導共振，此厚度無法用掀去光阻(lift off)的製程做出來，因為光阻厚度約 $1.2\ \mu\text{m}$ 左右，故只好另尋他法加以解決。

最後我們選擇鍺 Ge (折射率 $n = 4$) 當光柵材料，底部的低折射率材料為 SiO_2 ($n = 1.45$)，因為未來希能將此光柵應用於 III-V 族光電半導體特別是 GaAs 材料，所以最底下的基板(substrate)選 GaAs。之所以選 Ge 做為光柵材料的原因是它具有較高的折射率，光波容易在波導光柵內傳導，產生波導共振，而且實驗室也具備 Ge 原料和 E-Gun 蒸鍍機台，重點是只需要 $0.8\ \mu\text{m}$ 的厚度，可以用掀去光阻做出光柵，製程相當簡單。

設計波導光柵的參數有：光柵厚度、週期、洞大小(或填充因子 Filling Factor)以及晶格種類等。首先週期必須是次波長(subwavelength)才行，所以先設週期為比波長 $8\ \mu\text{m}$ 略小之長度 $6\ \mu\text{m}$ ；填充因子設做 0.5，如此才有最大的共振線寬，讓 $8\ \mu\text{m}$ 附近都有高反射率。有了以上參數，用一維波導光柵的本徵函數曲線來預估光柵厚度，估出 TE mode 的光柵厚度是 $0.30\ \mu\text{m}$ ，TM mode 則是 $2.16\ \mu\text{m}$ ，所以光柵厚度之平均值約 $1.23\ \mu\text{m}$ 。此二維光柵的晶格種類選定為三角晶格，因為它的第一階繞射較強。

以上參數只是大概估計範圍，畢竟本徵函數曲線只適用一維且弱調制的光柵，所以真正的參數仍依賴模擬軟體萃取。模擬調變參數之後，得到的最佳結構參數是：光柵厚度 $0.78\ \mu\text{m}$ 、週期 $a = 5\ \mu\text{m}$ 、洞半徑 $r = 0.35*a$ ($r/a = 0.35$)，而 SiO_2 厚度是 $1.3\ \mu\text{m}$ (圖 2.3.1)。

此外另一項重要的參數是 nk 色散頻譜(圖 2.2.1)，其中 Ge 和 GaAs 在長波段的折射率幾乎不變，分別定為 4.0 和 3.3。但是 SiO_2 的折射率於長波段並非 1.45，在 $10\ \mu\text{m}$ 附近有強烈吸收，不過我們期望正好利用那裏的低折射率讓波導共振更好，同時高吸收係數的地方可以視同金屬材質會將光反射回去，做出寬頻的反射鏡。

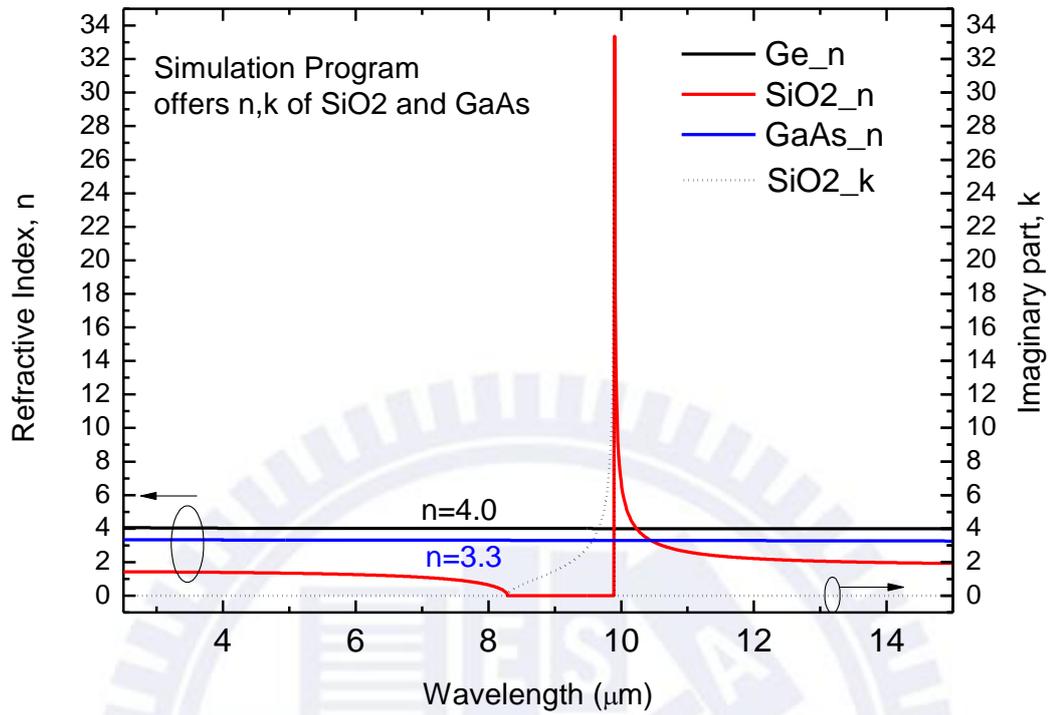


圖 2.2.1 Ge、SiO₂、GaAs 之 n, k 模擬色散(dispersion)頻譜

2.3 反射頻譜模擬

2.3.1 模擬結構

模擬結構是 GaAs 基板上疊 SiO₂，再疊上三角晶格 Ge 光柵(圖 2.3.1)。

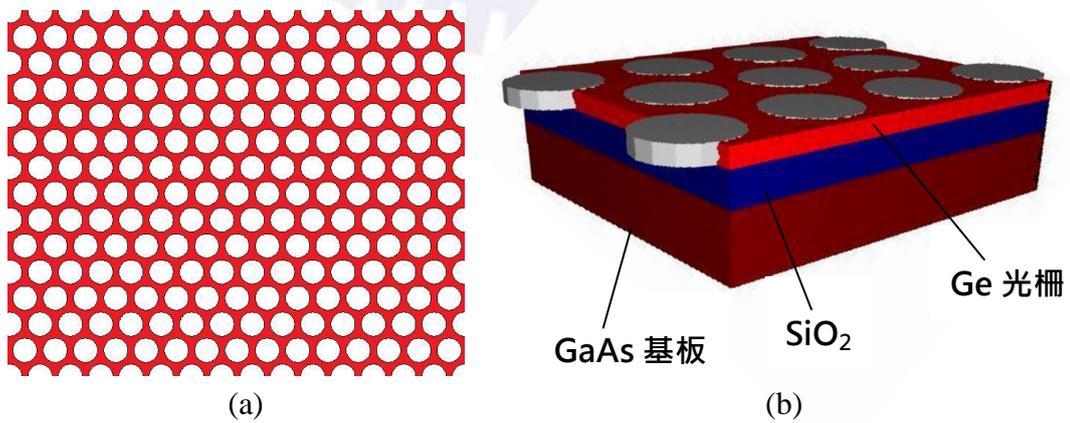


圖 2.3.1 模擬結構 (a)三角晶格光柵結構，(b)反射鏡元件結構

2.3.2 模擬結果

模擬結果如圖 2.3.2，發現藍線 Ge 光柵在 8 μm 附近的確出現波導模態共振，讓反射率達到 1.0，此高反射率延伸至 10 μm 仍有 0.8 的反射率，這是強調制光柵造成的結果。紅線是光柵加 SiO_2 的反射頻譜， SiO_2 在高吸收係數的地方的確可以視同金屬材質會將光反射回去，和 Ge 光柵聯合造成 8 ~ 10 μm 的高反射率區域。但是黑線是光柵和 SiO_2 加 GaAs 基板，GaAs 基板反而使波導共振變弱了，分析可能因為 SiO_2 太薄，當光在波導共振的時候，露出去的光尚未在 SiO_2 干涉完全就被 GaAs 介面破壞了。

為此我們模擬不同 SiO_2 厚度的反射頻譜(圖 2.3.3)，發現當厚度越厚，波導模態共振越明顯，反射率越高，代表 GaAs 介面會影響光在 SiO_2 的干涉。此外，紅線(沒 GaAs 基板) 9 μm 有凹陷，那是波導共振和 SiO_2 高吸收係數的地方交接之處，雖偏低但仍具高反射率，不過和綠線(有 GaAs 基板)比較後發現若加了 GaAs 基板反而更把凹陷推高。

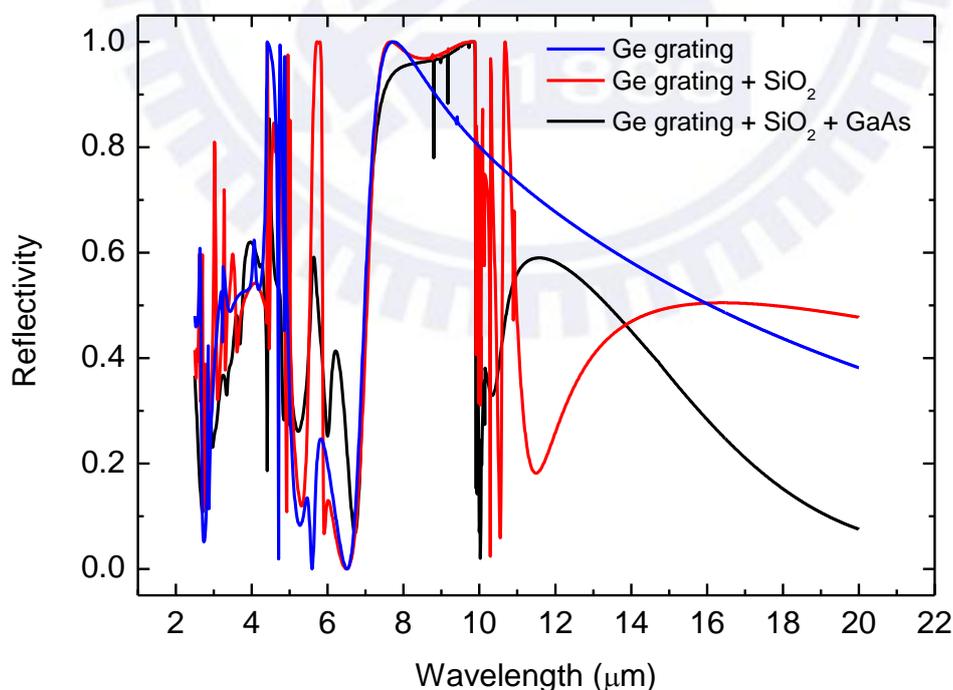


圖 2.3.2 光柵、 SiO_2 和基板不同組合之反射率比較

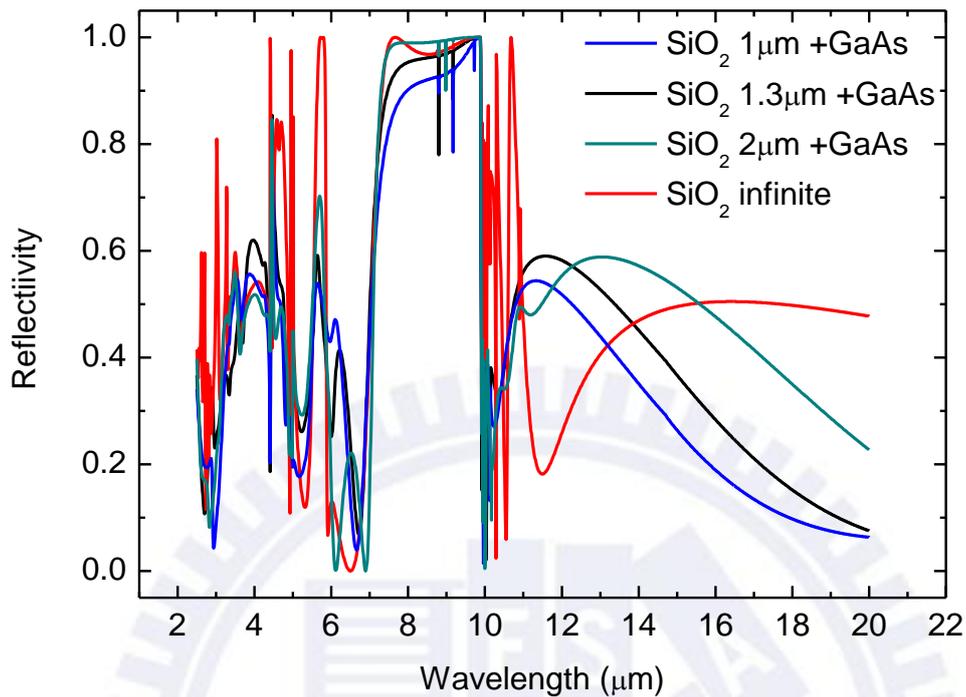


圖 2.3.3 不同 SiO₂ 厚度之反射率比較

2.4 元件製程

2.4.1 製作流程

首先拿一片 GaAs 晶片，用丙酮和水沖洗乾淨，再拿去浸泡 HCl : H₂O = 1 : 3 的溶液來去除表面的氧化物(native oxide)，防止待會沉積 SiO_x 因表面氧化物導致鍵結不好，造成 SiO_x 剝落；然後用電漿輔助化學氣相沉積系統(PECVD)於 80°C 沉積厚約 1.3 μm 的 SiO_x；接著鋪上光阻 5214E 用 DUV 對準曝光機(波長 230 nm) 曝出洞直徑約 3 μm、最小線寬約 1 μm 的圖案；接下來用單電子槍蒸鍍機(E-gun Evaporator)蒸鍍上厚約 0.78 μm 的 Ge；最後用丙酮去除光阻及多餘 Ge 即完成(因 Ge 易水解，故不能用水沖洗)。圖 2.4.1 是製作流程圖。

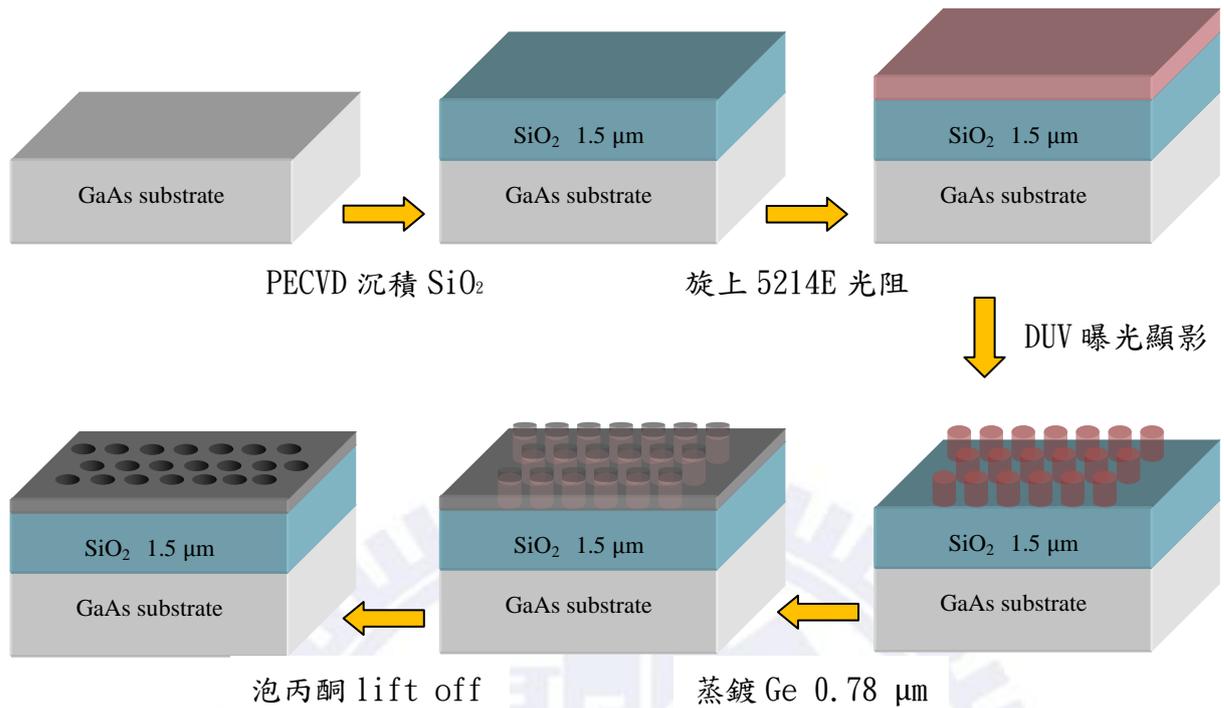
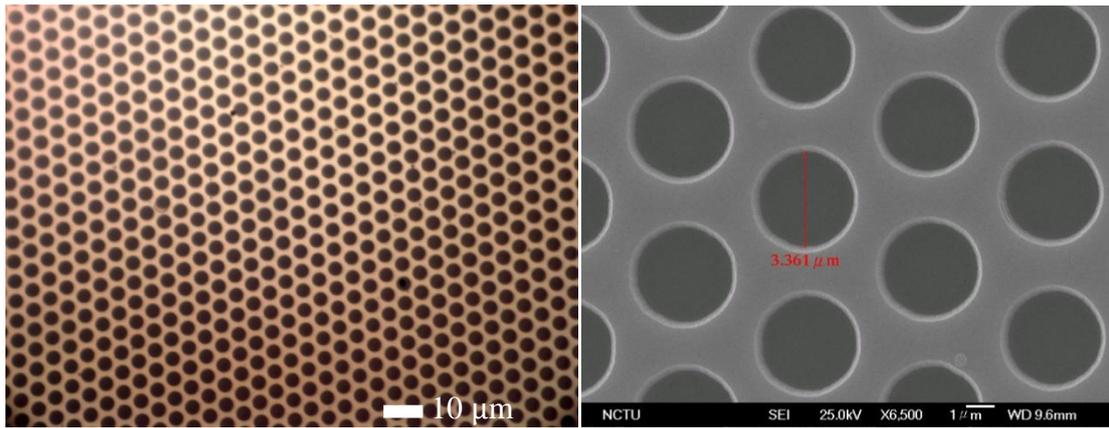


圖 2.4.1 8 μm 反射鏡製作流程圖

2.4.2 製程結果

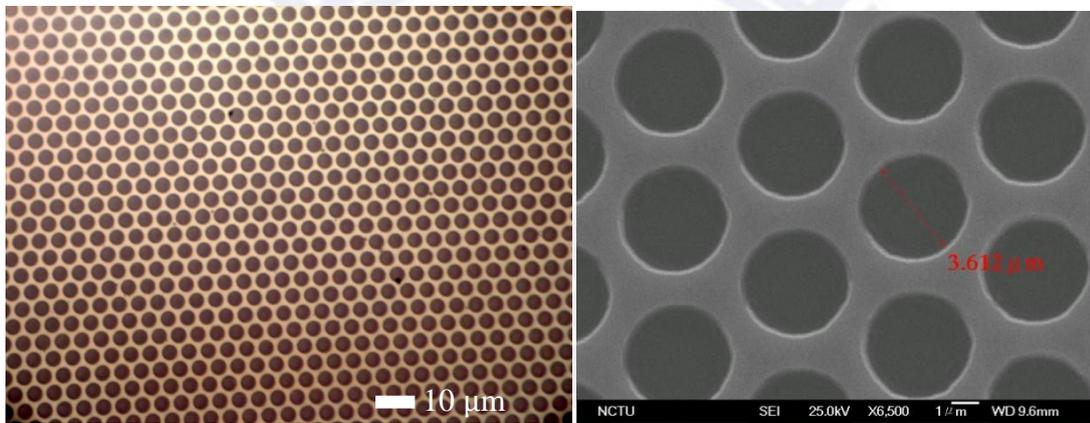
圖 2.4.2、圖 2.4.3、圖 2.4.4 呈現三種不同洞大小(後面以 r/a 比代稱, r 是洞半徑, a 是週期)的 OM 和 SEM 照片。洞愈大, 圓周愈不圓, 因為洞越大相對的線寬越小, 曝光干涉的效應越嚴重所致。



(a)

(b)

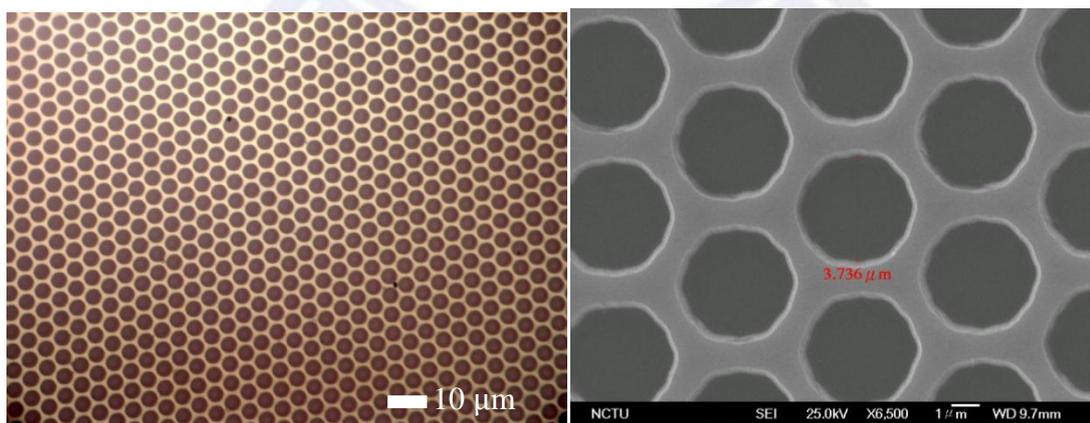
圖 2.4.2 反射鏡元件俯視圖， $r/a = 0.33$ (a) OM 和(b) SEM 照片



(a)

(b)

圖 2.4.3 反射鏡元件俯視圖， $r/a = 0.355$ (a) OM 和(b) SEM 照片



(a)

(b)

圖 2.4.4 反射鏡元件俯視圖， $r/a = 0.37$ (a) OM 和(b) SEM 照片

2.5 量測系統

傅立葉紅外線光譜儀(Fourier transform infrared spectroscopy, FTIR)利用麥克森干涉裝置和傅立葉轉換原理，提供寬頻(0.7 μm ~ 20 μm)的頻譜量測，量測範圍廣且速度快。我們可以利用它量測長波長頻譜的反射率與穿透率。

量測系統如圖 2.5.1，首先 FTIR 發出鎢絲燈光源，經過 KBr 分光鏡(5 μm ~ 20 μm)分光，麥克森干涉後的光射出 FTIR 系統；為了量到樣品的反射率(必須正向入射)，又要配合 FTIR 儀器的內建偵測器的位置，所以必須加裝光學鏡組。樣品前 45 度角放一片 ZnSe 分光鏡，用來導出正向反射出來的光；還有三面反射鏡是用來把導出來的反射光導入內建偵測器裡。最後 FTIR 將訊號送回電腦得到反射頻譜。

FTIR 量到的反射頻譜只是相對的，需經過校正。校正方法是把原本樣品換成金，量金的反射率，然後套入換算公式：(0.98 約是金在長波段的反射率)

$$\text{反射率}(\lambda) = 0.98 * \text{樣品反射頻譜} / \text{金反射頻譜} \quad (2.1)$$

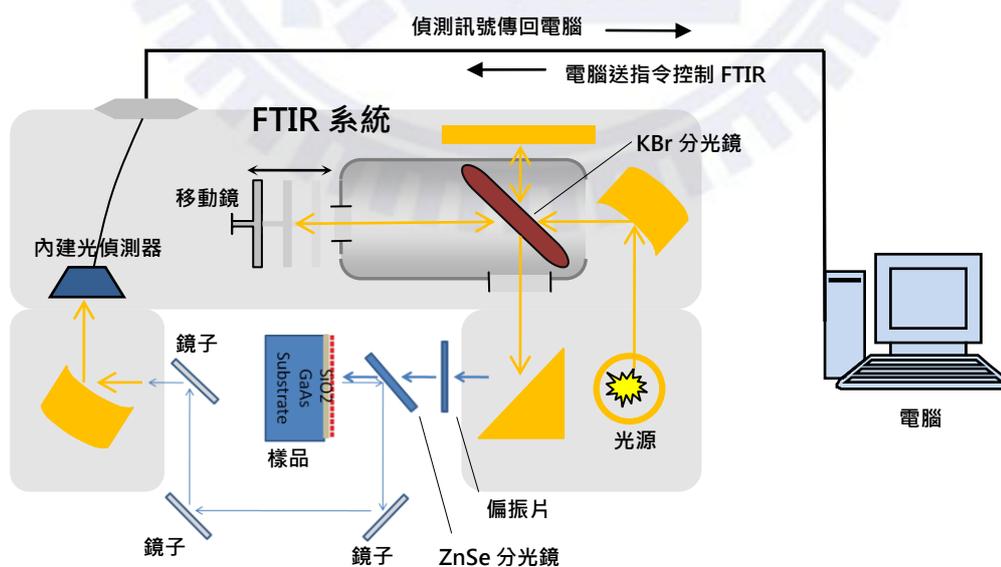


圖 2.5.1 反射率量測系統

2.6 實驗結果與討論

實驗結果顯示反射鏡元件確實具有波導模態共振的現象，圖 2.6.1 是不同 r/a 光柵之比較圖，顯示當 r/a 比越大，共振漸漸藍移。與唯 Ge 光柵模擬反射率頻譜(圖 2.6.2)做比較，發現兩者頻譜都隨著 r/a 比愈大而藍移，與模擬相符。根據波導本徵曲線可知，等效折射率變小(即 r/a 比變大)，共振藍移，與理論相符。最高反射率位置坐落於 $8\ \mu\text{m}$ ，與設計應用的預期相同，不但可於遠紅外線波段達成高反射的效果，還可變化光柵洞的大小來左右平移反射頻譜，因應不同的需求。

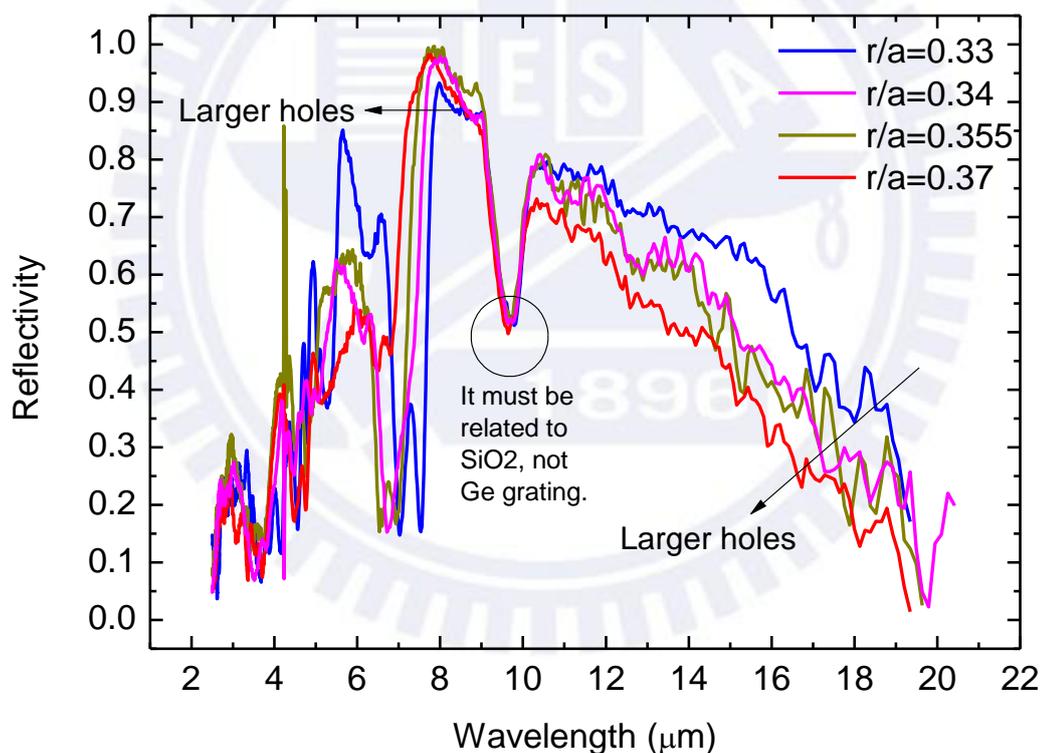


圖 2.6.1 不同 r/a 光柵之反射率頻譜實驗結果

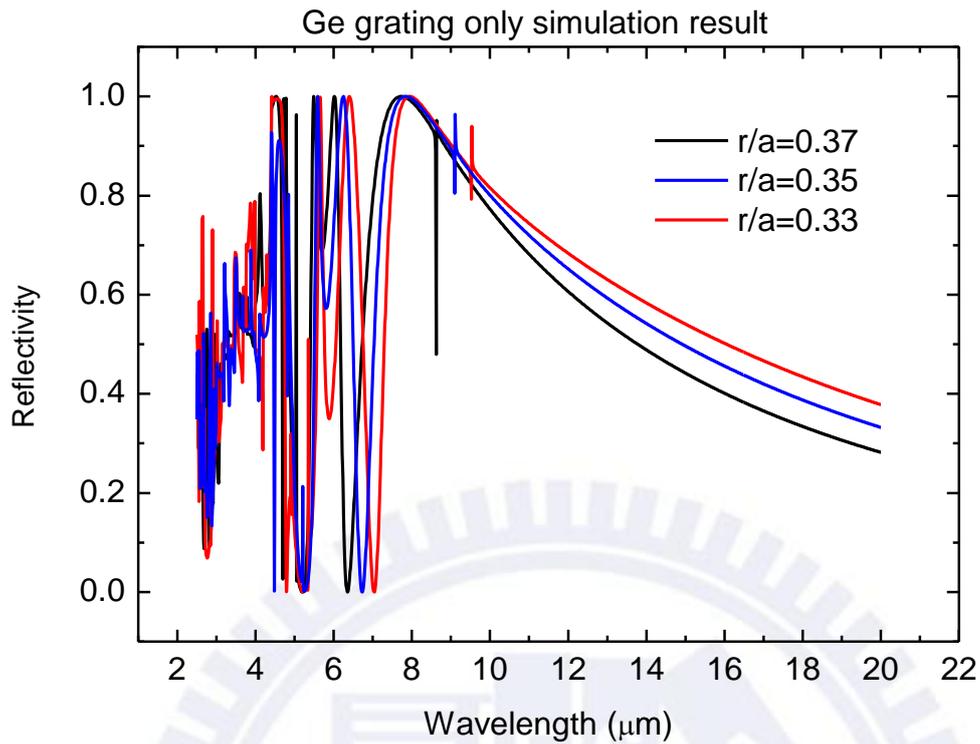


圖 2.6.2 唯 Ge 光柵模擬反射率頻譜

圖 2.6.3，黑線是實驗量測頻譜，紅線是模擬的結果。發現 7 ~ 8 μm 的曲線疊合較佳，但 9 到 10 μm 之間卻有明顯的差異，實驗結果顯示 9 到 10 μm 反射率偏低，且出現兩處凹陷，如圖中箭頭所示。首先要確認凹陷是否為 Ge 光柵造成的，回到圖 2.6.1，在頻譜 12 μm 以上和 8 μm 附近均有藍移現象，然而中間凹陷處並未隨著 r/a 比變化而變化，始終停留在原地，這代表凹陷並非 Ge 光柵造成的。

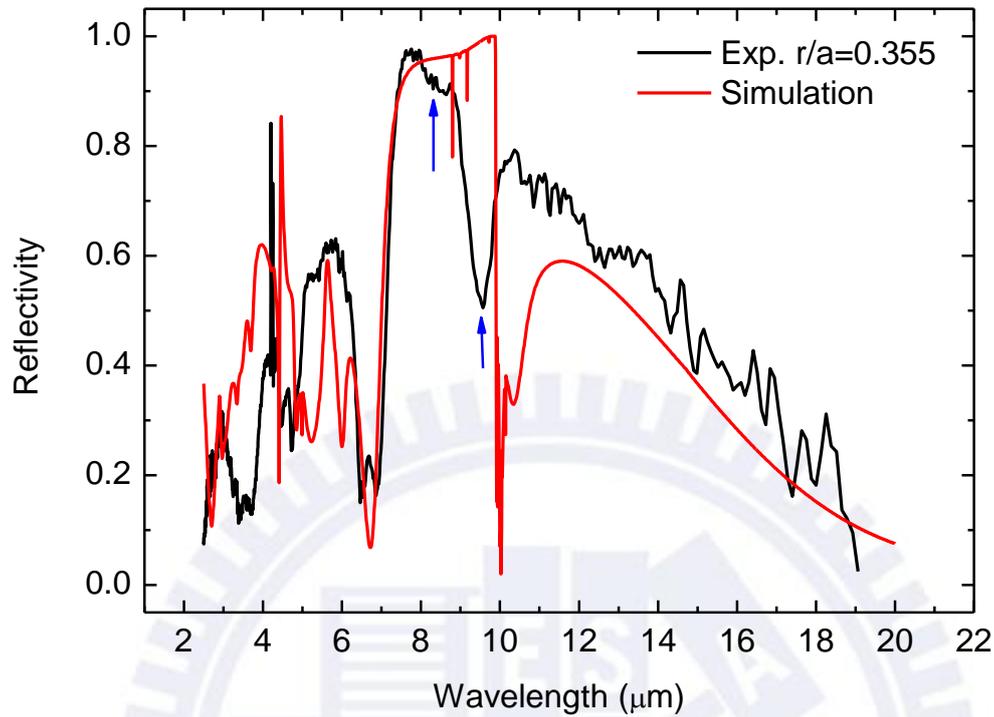


圖 2.6.3 實驗與模擬比較

推測應是 SiO_x 造成的原因，因為 SiO_x 在該處特有的吸收所致(圖 2.2.1)，為此我們量測樣品的穿透頻譜以確認該凹陷是否為 SiO_x 吸收。圖 2.6.4 是反射率(黑線)與穿透率(紅線)⁴，發現 8.2 到 9.3 μm 之間得穿透率很低，而 Ge 與 GaAs 於遠紅外波段均不吸收，故證明它是 SiO_x 吸收造成。所以表示模擬軟體提供的 SiO_2 折射與吸收色散頻譜和我們用 PECVD 沉積出來的不同。

⁴ 穿透率目前無法校正出正確的值，所以用歸一化(Normalized)頻譜代替；穿透率值越低，其值越正確，所以仍可以判斷 SiO_x 的吸收位置。

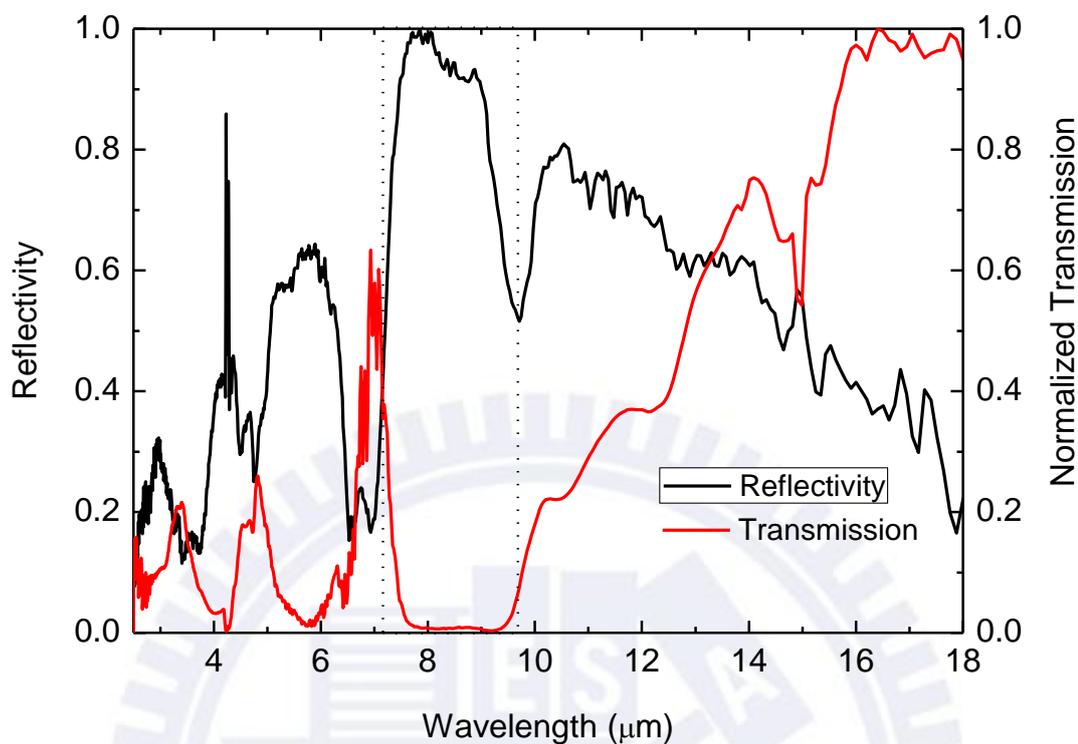


圖 2.6.4 反射率與穿透率比較

為了萃取出 PECVD 於 80°C 沉積的 SiO_x 的色散頻譜，我們接下來針對單純 SiO_x 在 GaAs 上的樣品進行分析。首先看圖 2.6.5，黑線是模擬的 SiO_x+GaAs 反射頻譜，在 $10\ \mu\text{m}$ 位置的反射率既高且窄，紅線是 PECVD 成長的 SiO_x ，而且反射最高峰在 $9\ \mu\text{m}$ 而非 $10\ \mu\text{m}$ ，兩者差異甚多，主要的原因是兩者的矽氧比與緻密程度不同。利用實驗量測 SiO_x 在 GaAs 上的反射頻譜，再配合模擬，曲線擬合(curve fitting)出相似的 SiO_x 折射與吸收色散頻譜。圖 2.6.6 是擬合與實驗反射頻譜比較，曲線擬合大致上和實驗頻譜類似，接著套用擬合的折射與吸收色散頻譜來模擬整體的反射鏡元件。

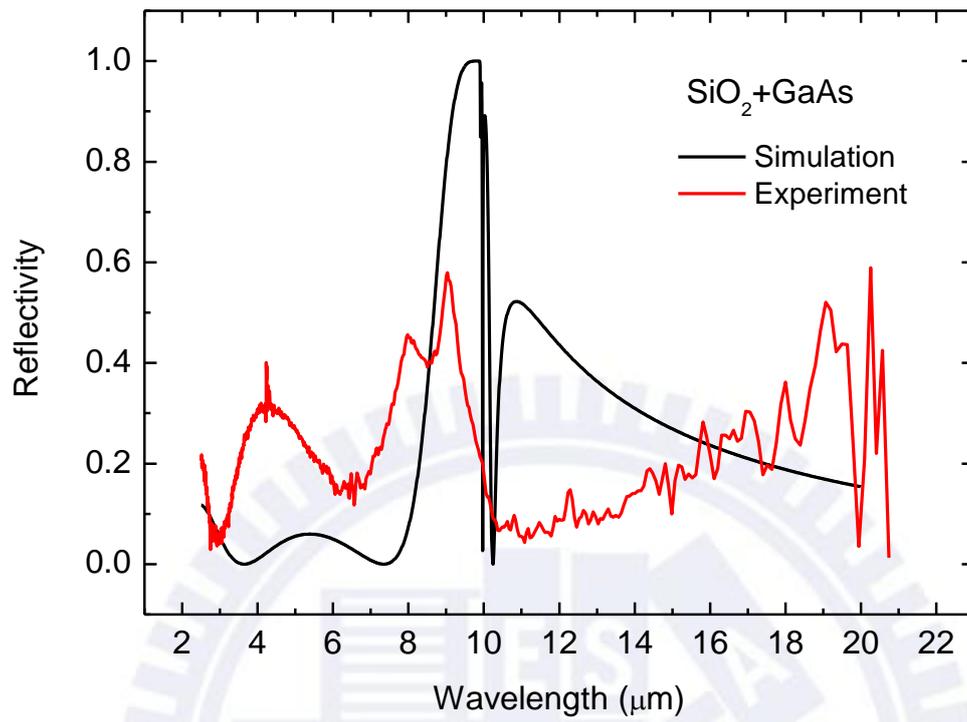


圖 2.6.5 SiO_x+GaAs 實驗與模擬反射頻譜比較

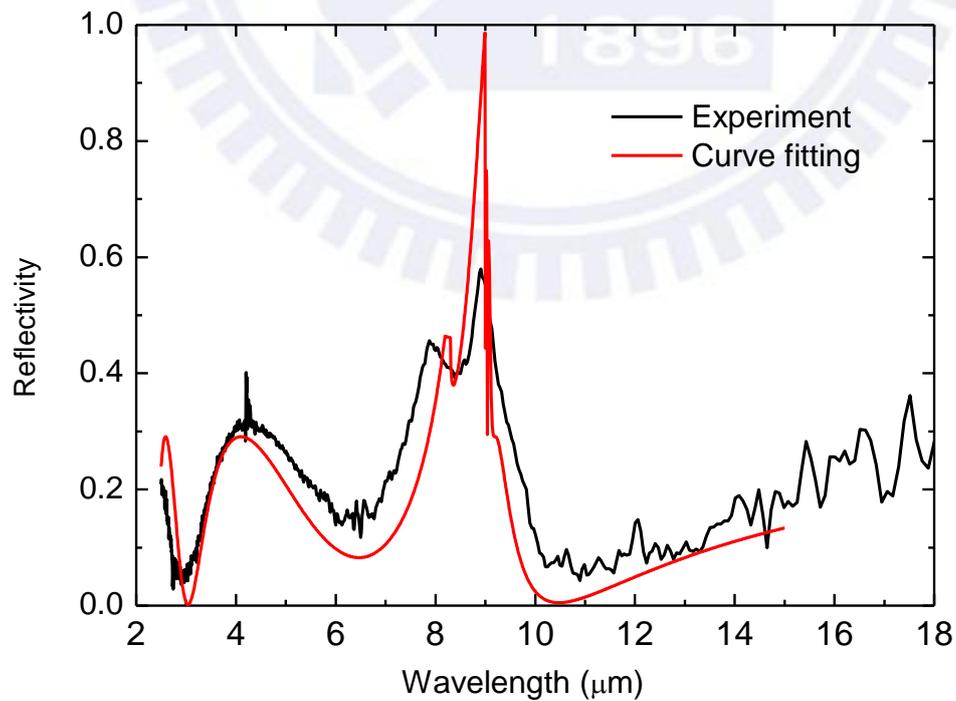


圖 2.6.6 SiO_x+GaAs 實驗與擬合模擬反射頻譜比較

圖 2.6.7 是最終的模擬結果與實驗之比較，發現曲線趨勢吻合許多，特別是 7 μm 到 10 μm 之處。而 8 ~ 9 μm 與 10 μm 附近的凹陷都出現於模擬頻譜上，其中 8 ~ 9 μm 之凹陷是 SiO_x 吸收造成的，而 10 μm 附近的凹陷是該處折射率突然增高(圖 2.2.1)使得光柵失去波導作用所造成的。此圖說明波導模態共振現象是可以實現的。

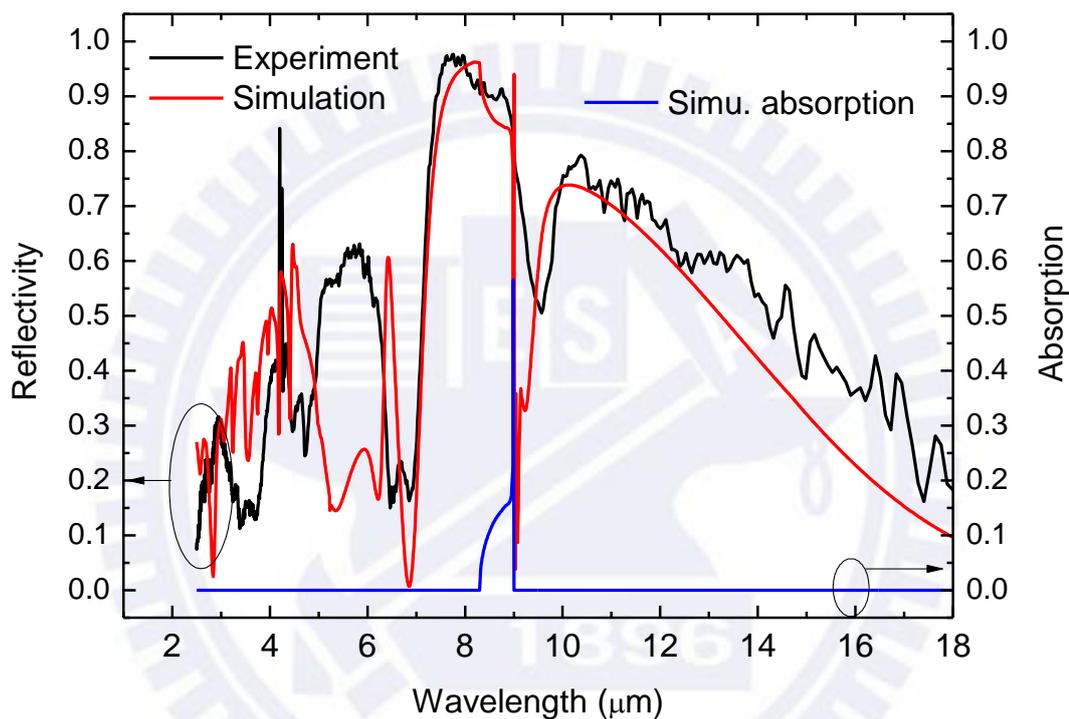


圖 2.6.7 Ge 光柵+ SiO_x +GaAs 實驗與擬合模擬反射頻譜比較

2.7 結論

從反射頻譜可知反射鏡元件仍具有波導光柵的高反射率特性，雖然受到 SiO_x 的影響，但於 $8\ \mu\text{m}$ 附近高反射率猶存，其優點與意義如下。

應用上，可應用於遠紅外線之光電元件上，譬如用來製作在共振型的光偵測器上。此外藉由製作不同洞大小的光柵，可調變反射鏡的反射尖峰，讓反射尖峰坐落於光偵測器的最大響應度上，增加光偵測器的偵測率。

製作上，此元件不使用 e-beam 微影，只須黃光微影製作即可，簡易又省時，可大面積大量製作。此外波導光柵反射鏡相較於 DBR 反射鏡的優勢是製作厚度較薄，在遠紅外波段其優點更為顯著，可省下將近十倍之材料。

理論驗證上，此實驗也證明波導模態共振理論是正確的、可預期的，即使大尺寸的元件也具有波導共振的特性，根據電磁波的等效原理，我們相信小尺寸光柵也有同樣的效果，因此希望能更進一步將波導光柵應用於光電元件上。

第三章 波長選擇光偵測器

3.1 動機

從上一章的結果我們知道利用波導模態共振原理做出高反射率光柵是可行的，因此接下來我們更進一步地將波導光柵應用於光電元件上，也就是本章要介紹的波長選擇光偵測器。

1990 年代關於波導光柵的研究多停留在理論模擬階段，實作較少；2000 年後，波導光柵理論漸趨成熟，製程技術進步，所以實作的論文也隨之變多，但是多半是針對波導光柵本身的研究，關於波導光柵應用於光電元件的研究並不多。大約 2006 年後，有些人開始將波導光柵應用於發光元件，例如垂直共振腔面射型雷射(vertical cavity surface emitting laser, VCSEL)[14]，或是微機電[15]，或是漸變式 GMR 與 CCD 結合[16]，或是各種感測器(sensor)，例如折射率、濕度、壓力[17]或生物感測器等等，然而幾乎沒有將波導光柵應用於光偵測元件的研究發表。為此我們決定把波導光柵和光偵測器結合起來，然後設計出波長選擇光偵測器，探討其特性及可能的應用。

3.2 結構與設計原理

波長選擇光偵測器設計基礎源自於共振腔體強化 (resonance cavity enhanced, RCE) PIN 光偵測器，簡稱 RCE 光偵測器[18]，它的結構是上下兩層 DBR 夾住吸收層，形成腔體產生共振，藉此加強吸收層的光吸收效率。此結構可以縮短吸收層厚度而且仍能維持高吸收率，還能縮短載子遷移距離以加快元件反應速度。

然而傳統 RCE 光偵測器的共振波長往往被腔長 (cavity length) 所限制住，一次長晶僅能得到一種腔長，無法隨意調變共振波長。為此我們利用波導模態共振原理設計出波長選擇光偵測器，以波導光柵取代上層的 DBR，藉由改變波導光柵的填充因子 (filling factor) 來改變共振腔等效長度，如此一來就能在一片晶圓上製作許多不同共振波長的

RCE 光偵測元件。除此之外，我們把較厚的 DBR 換成較薄的波導光柵，可以節省不少長晶的成本與時間。填充因子定義如下：

$$1 - \pi \frac{r^2}{\Lambda^2}, \quad (3.1)$$

其中 r 為洞的半徑， Λ 為光柵週期。

下圖(圖 3.2.1)是波長選擇光偵測器的結構圖，由波導光柵、DBR、共振腔、吸收層四部分所構成，下面各節將一一介紹每部分的設計原理，最後把各部分整合起來模擬並且描述整個元件的基本特性。

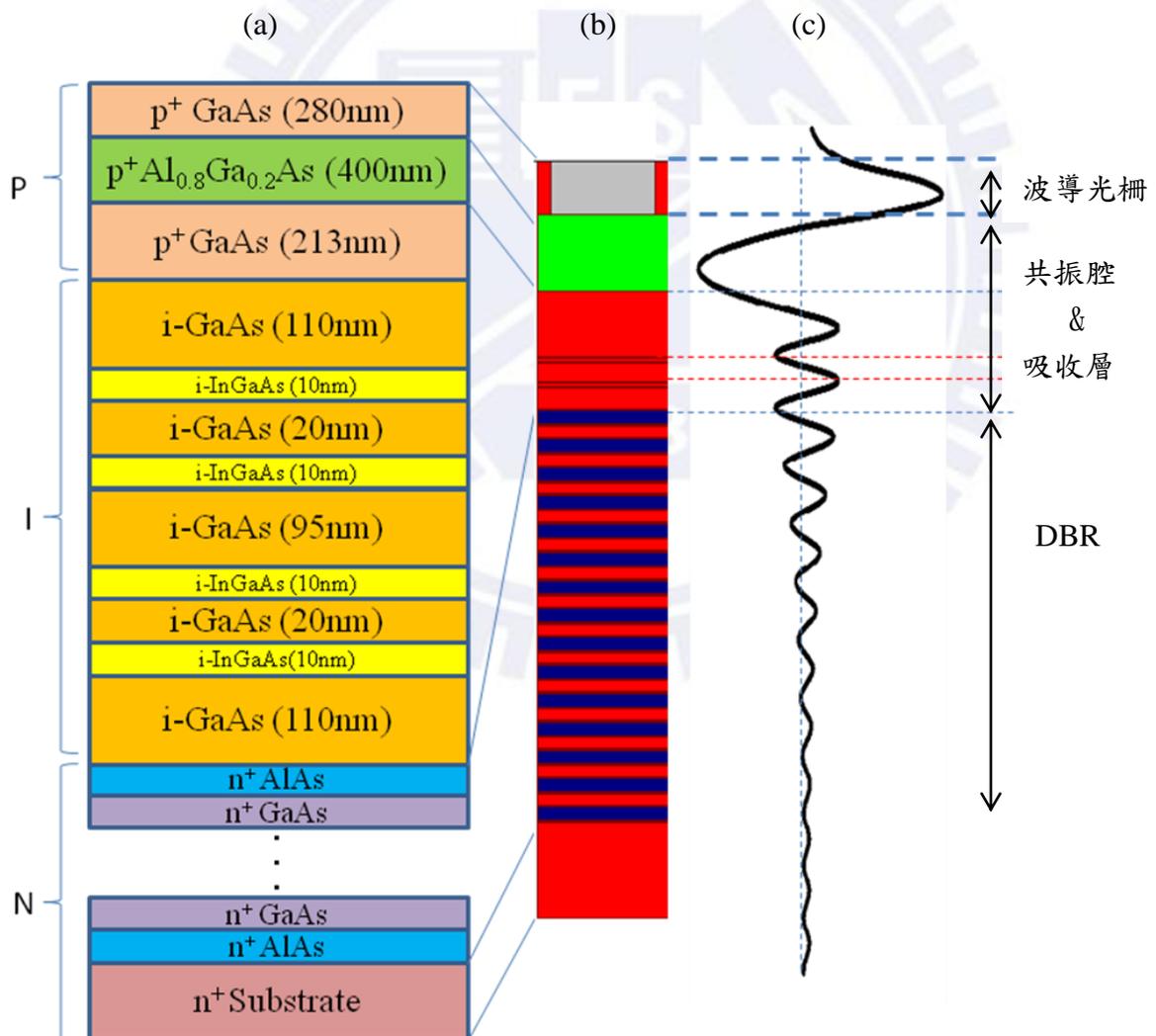


圖 3.2.1 (a)磊晶結構、(b)模擬結構及(c)對應之光場

3.2.1 波長選擇光偵測器之演變由來

介紹波長選擇光偵測器的部件之前，必須先介紹其前身 PIN 光偵測器與 RCE 光偵測器，因為諸多基礎原理仍源自於它們。

配合圖 3.2.2 解說波長選擇光偵測器之演變由來：圖 3.2.2 (a) PIN 光偵測器利用厚度較厚的 I 層來吸收光，其優點是吸收頻寬大，但缺點是反應速度慢。為了增加反應速度和量子效率，上下加裝 DBR 反射鏡，進而演變形成 RCE 光偵測器，如圖 3.2.2 (b)，其優點為光波侷限在共振腔內增加量子效率(圖 3.2.3)、腔長變短增加反應速度⁵，但缺點為共振吸收波長固定無法變動。為了能調變共振吸收波長，將 RCE 光偵測器上面的 DBR 換成波導光柵，演變形成波長選擇偵測器，如圖 3.2.2 (c)，它不但保留了 RCE 光偵測器的共振吸收優點，還能藉由設計不同的波導光柵，達成調變共振吸收波長的功能。

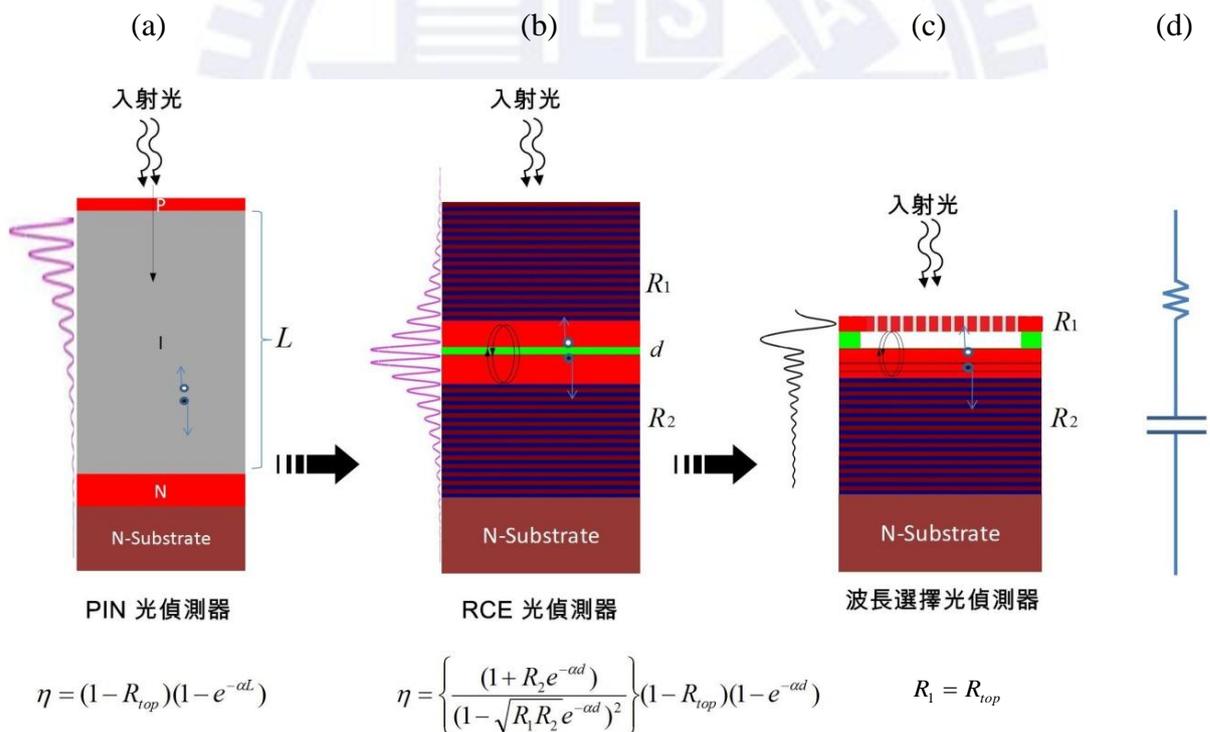


圖 3.2.2 光偵測器演變過程，各偵測器之光場分佈與量子效率公式 (a)PIN 光偵測器、(b)RCE 光偵測器、(c)波長選擇光偵測器、(d)偵測器之 RC 電路圖

⁵ 腔長不能太短，否則會增加元件 PN 接面的電容，拉長 RC 時間常數(圖 3.2.2 (b))反而降低反應速度。高量子效率換來的是只能吸收特定波長的光，甚至抑制其他波段的光，如圖 3.2.3。

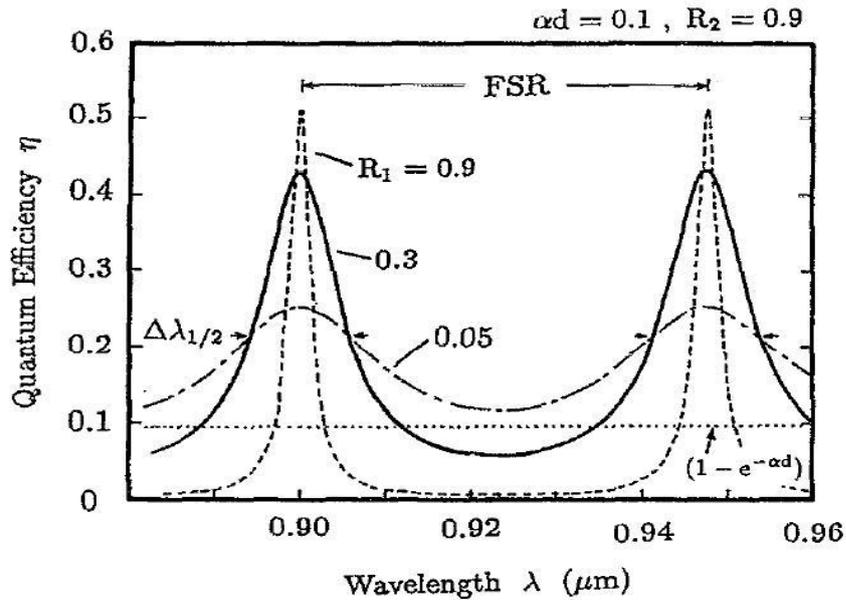


圖 3.2.3 RCE 量子效率頻譜[18]

3.2.2 波導光柵

以波導光柵取代 RCE 上層的 DBR 是此偵測器的設計重點。根據前面章節的波導光柵原理，配合模擬軟體，我們利用高折射率差的物質 GaAs ($n = 3.54$) 和 Air ($n = 1$) 來設計出在 $0.95 \sim 1 \mu\text{m}$ 附近有寬頻高反射率的光柵，(圖 3.2.4 (a))，即使變動填充因子， $0.95 \sim 1 \mu\text{m}$ 附近仍有高反射率，其參數為：光柵週期 570 nm 、厚度 260 nm 。

此外為了讓兩種不同偏振方向的光皆能反射，所以設計成圓洞方形晶格(square lattice)排列的二維光柵(圖 3.2.4 (b))。此光柵必須懸空於 PIN 偵測器之上，使光柵上下充滿低折射率的空氣，讓光得以在光柵內全反射傳導，如此才能發揮波導光柵的功能以取代 DBR (圖 3.2.4 (c))。

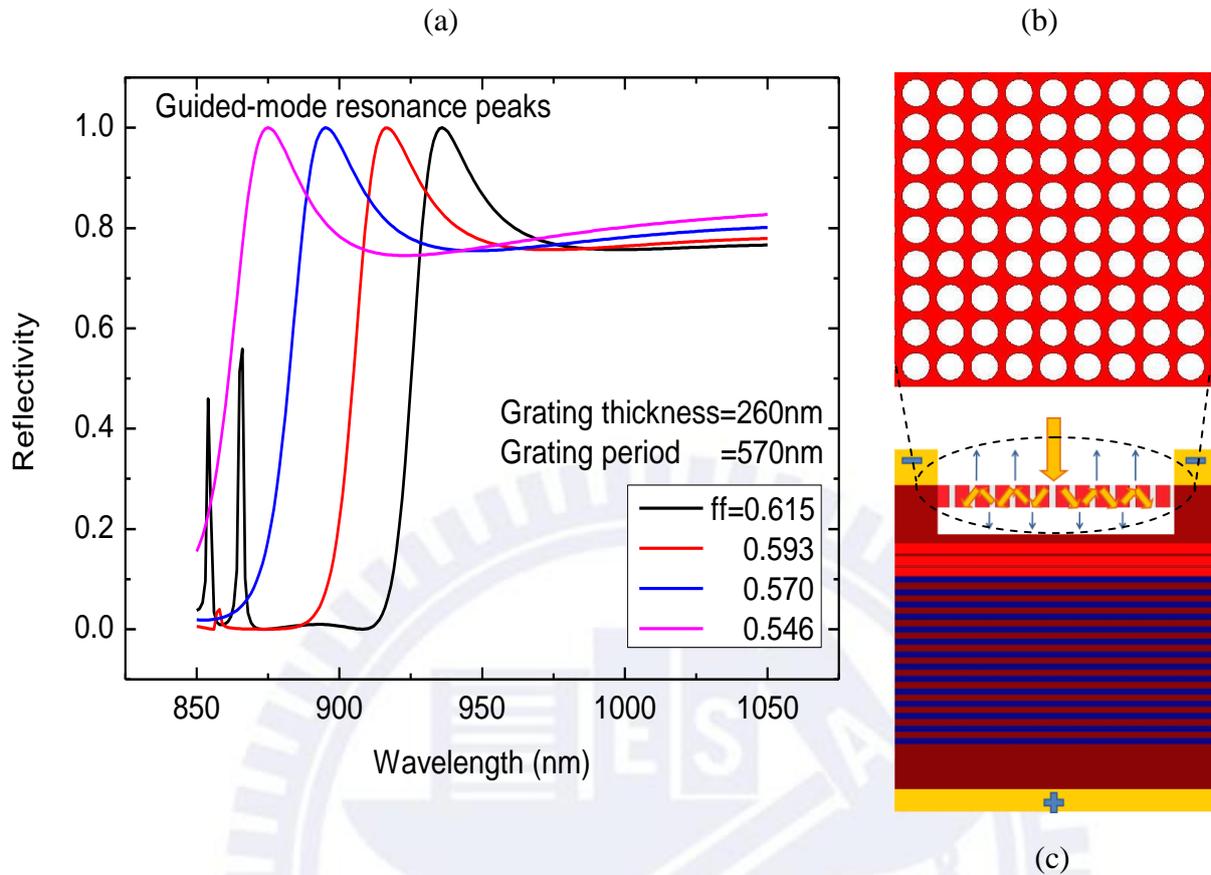


圖 3.2.4 (a) GaAs 二維方形晶格光柵反射率頻譜，(b)二維方形晶格光柵，(c)懸空光柵

3.2.3 漸進式布拉格反射鏡

RCE 光偵測器下層的反射鏡仍是傳統 DBR，其結構為 14.5 層的 $\lambda/4$ n 型 GaAs/AlAs 堆疊成。為了減低 DBR 異質界面(heterojunction)能帶不連續造成的電阻，每層 GaAs/AlAs 介面之間皆插入漸進式的超晶格(super-lattice)(圖 3.2.5)來降低電阻。

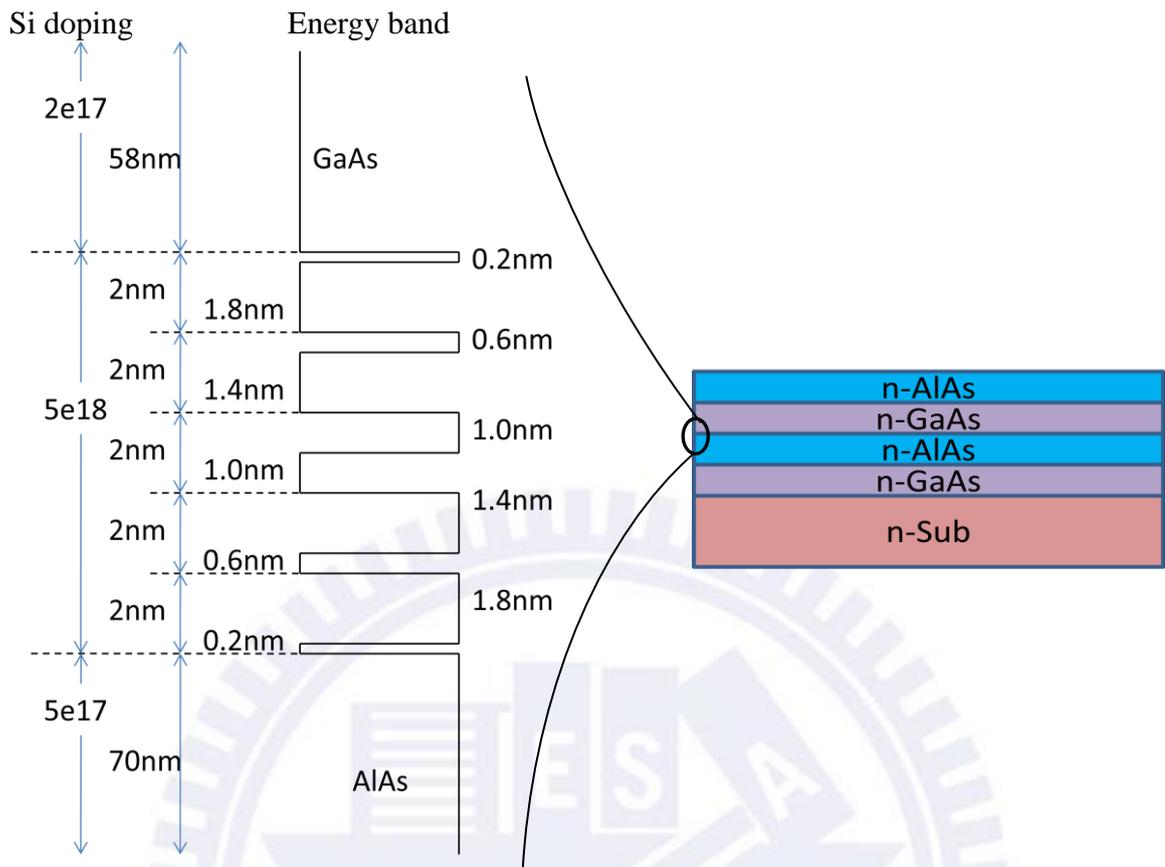


圖 3.2.5 GaAs/AlAs 介面之間的 super lattice 結構

3.2.4 共振腔長

共振腔長亦為波長選擇偵測器的設計重點，因為腔長決定吸收波長。有別於一般傳統的 RCE 光偵測器由上下 DBR 決定共振腔長，波長選擇偵測器的腔長則是由波導光柵與底部的 DBR 決定。不但如此，藉由調變波導光柵的填充因子可以調變共振腔長，其概念源於簡單的想法：改變波導光柵的填充因子相當於改變波導光柵的等效折射率，所以改變等效的共振腔長(圖 3.2.6)。其細部原理可從元件的電場分布說明(圖 3.2.7(a))：光柵內的電場分佈猶如均勻平面波導內的第零階波導模態(zero order guided-mode)電場分佈(圖 3.2.7(b))，因此當增加光柵填充因子，即增加波導光柵等效折射率，造成電場分布更被侷限於波導光柵內(圖 3.2.7(c))，最後根據電磁波的邊界條件，更長波長的光會留在共振腔內共振讓吸收層吸收，以此達成選擇吸收波長的目的。

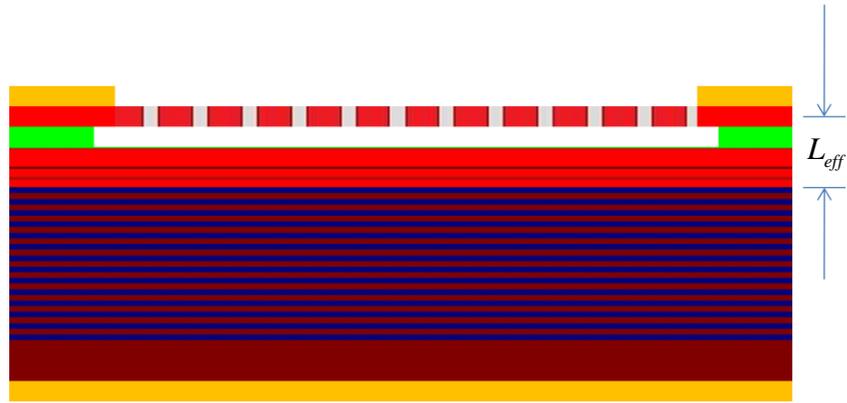


圖 3.2.6 等效共振腔長示意圖

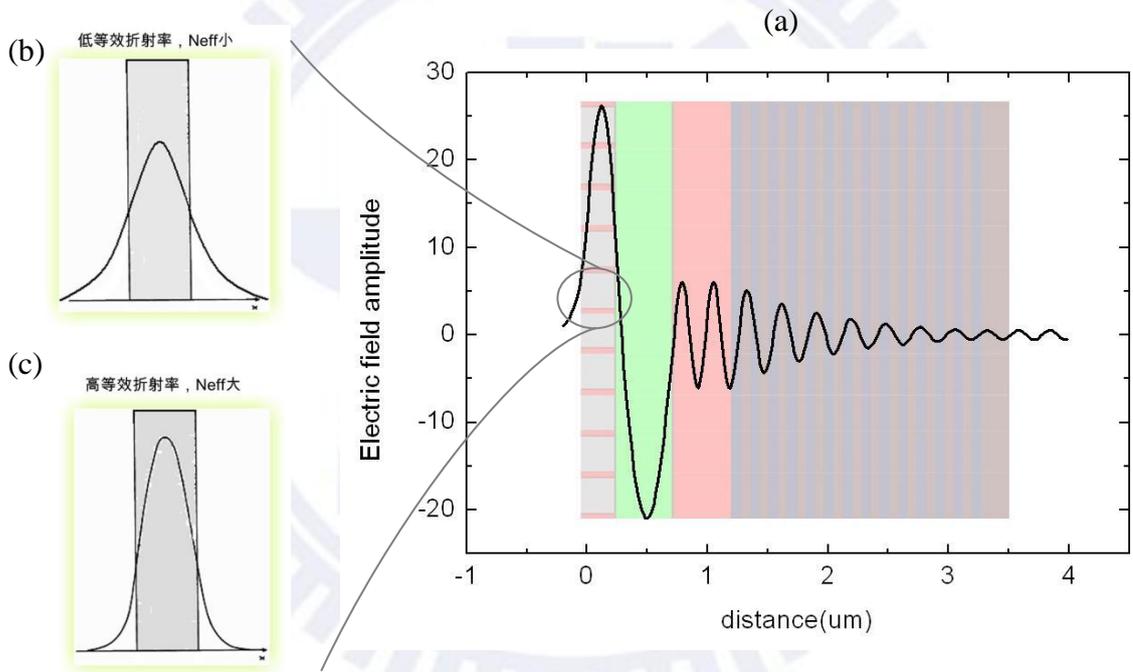


圖 3.2.7 (a)元件內部電場分佈、(b)低折射率波導電場分佈、(c)高折射率波導電場分佈

既然波導的電場分布和邊界條件決定哪個波長能在共振腔內產生共振尖峰，因此波導邊界的電場斜率就扮演重要的角色，而改變等效折射率即可改變電場斜率。回顧平面波導的電場分佈公式(圖 3.2.8)，波導邊界的斜率與等效折射率的關係式：

$$\gamma = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 (n_{eff}^2 - n_0^2) - k^2} \quad (3.2)$$

且令 $k \approx \frac{2\pi}{2Tg}$ ，因為波導內的電場約半個 cosine 週期。

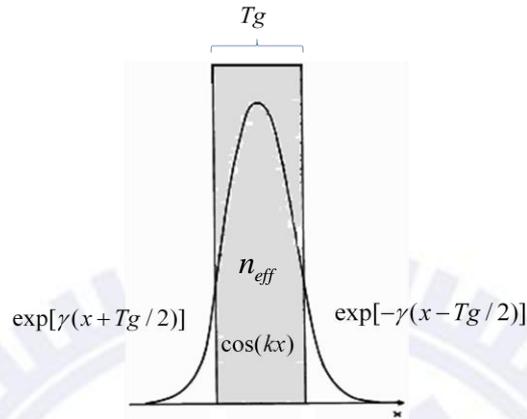


圖 3.2.8 平面波導電場分佈公式

畫出關係式圖 3.2.9，發現等效折射率 2~3 之內(兩虛線之間)⁶，若要波導抓住光場，在邊界上有電場斜率，則光柵厚度必須大於 280 nm，所以光柵不能太薄(小於 170 nm)。除此之外，已知斜率的變化量代表共振波長可調變的量，又發現厚度 280 nm 的斜率變化量較 400 nm 的變化大一些，所以預估光柵設計的最佳厚度是 280 nm 左右，況且 300 nm 到 400 nm 光柵太厚，會有多餘的波導模態(guided mode)干擾反射率頻譜。此方法可以用來預測、設計波導光柵的厚度，先縮小範圍，再利用模擬軟體找出最佳值。

等效折射率 2~3 之間相當於填充因子 0.42~0.8 之間，如圖 3.2.10 之黑線⁷，兩者呈線性關係，斜率 2.46。紅線是平面波導邊界斜率與填充因子之關係，如預期斜率和填充因子呈正相關。

⁶ 因為洞至大至小都有它的極限，譬如說洞大到光柵勉強能懸空，所以可以調變的 n_{eff} 只有 2~3 左右。

⁷ 此等效折射率計算方法為：長波長的光看到短週期的光柵如同看到均勻介質，所以用 10 μm 的光波正面入射光柵的模擬反射頻譜，和平面波導的模擬反射頻譜做比較，若相等代表平面波導的折射率等於光柵的等效折射率。

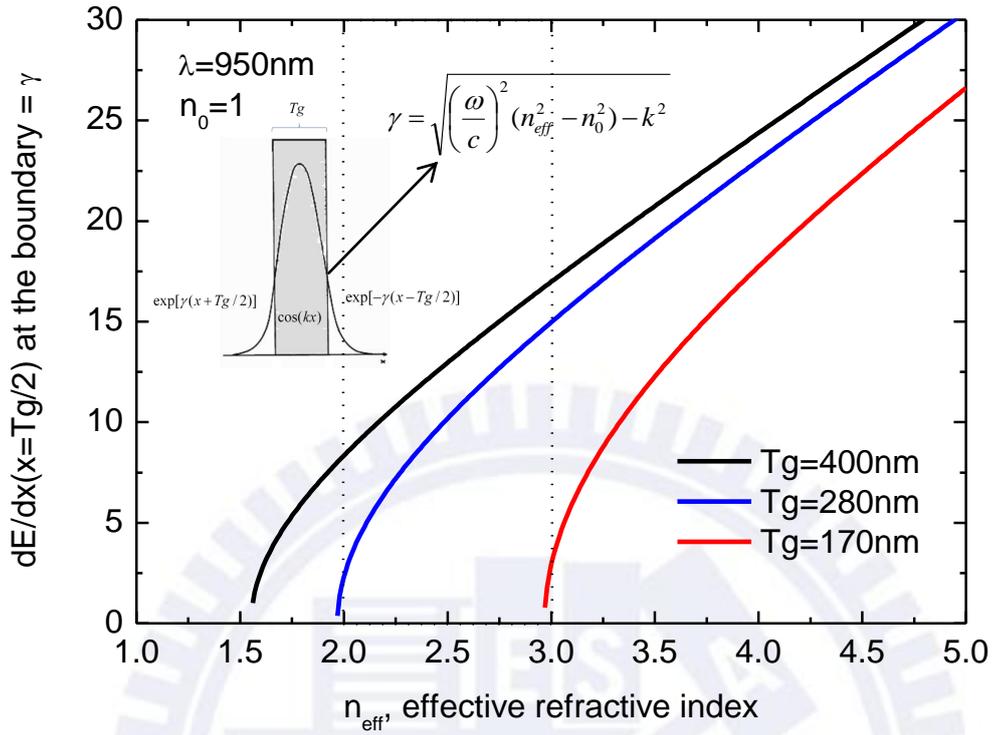


圖 3.2.9 $\lambda = 950\text{ nm}$ ，不同光柵厚度 Tg ，平面波導邊界斜率與等效折射率的比較

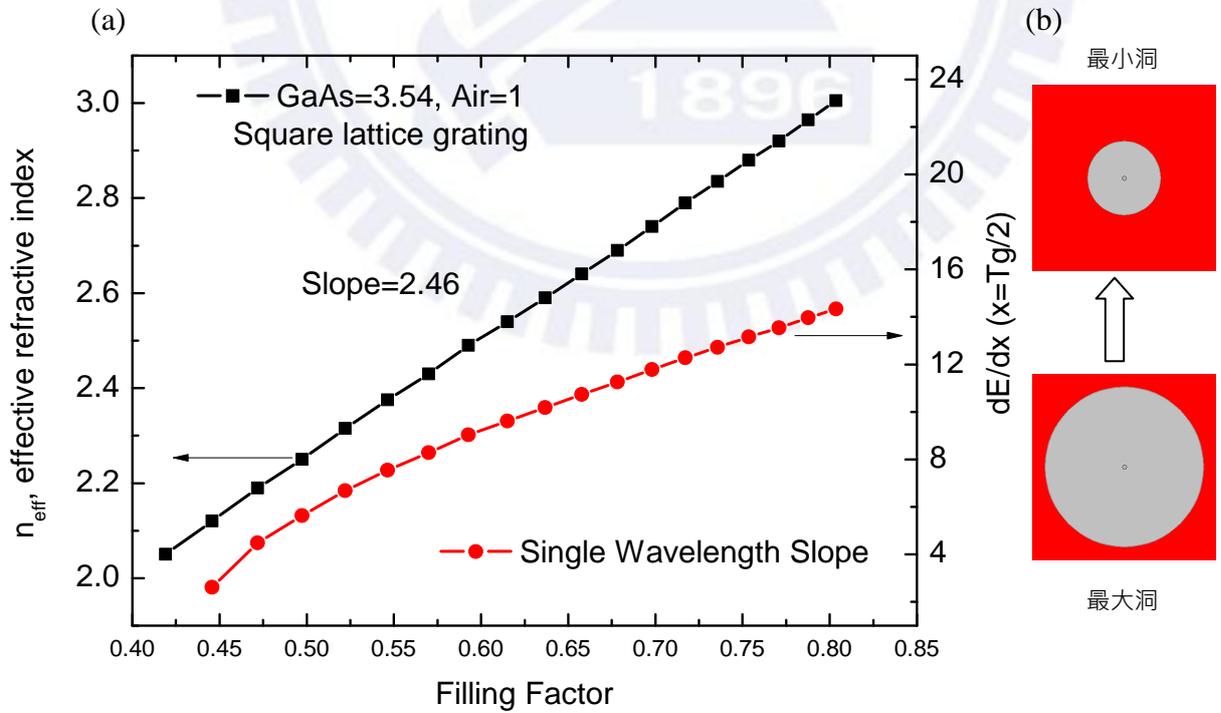


圖 3.2.10 (a)二維方形晶格光柵的填充因子和等效折射率的關係、平面波導邊界斜率與填充因子之關係，(b)最大洞與最小洞圖

3.2.4 吸收層

吸收層是將光轉成電子的區域，本偵測器的吸收層是 10 nm 的 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 多層量子井，吸收波段在 975 nm，兩層量子井間隔 20 nm 為一組，共兩組，置於共振光場的波腹(anti-nodes)位置，以期得到最大的吸收效率。



3.3 吸收頻譜模擬

3.3.1 模擬結構與參數

模擬程式是用 Rsoft Design Group 寫的 DiffracMOD 3.1，演算法是嚴格耦合波分析 (RCWA)，專門模擬週期性結構的元件，模擬只考慮物質的形狀、折射率 n 和吸收係數(折射率虛部 k) (圖 3.3.1)，模擬出來之結果有反射率、穿透率、吸收率以及光場分佈。GaAs 和 AlAs 的折射率分 n 別是 3.54 和 2.97；為模擬方便，假定 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 的折射率實部 n 同 GaAs，其吸收係數(折射率虛部 k) 為 0.1 [19]。

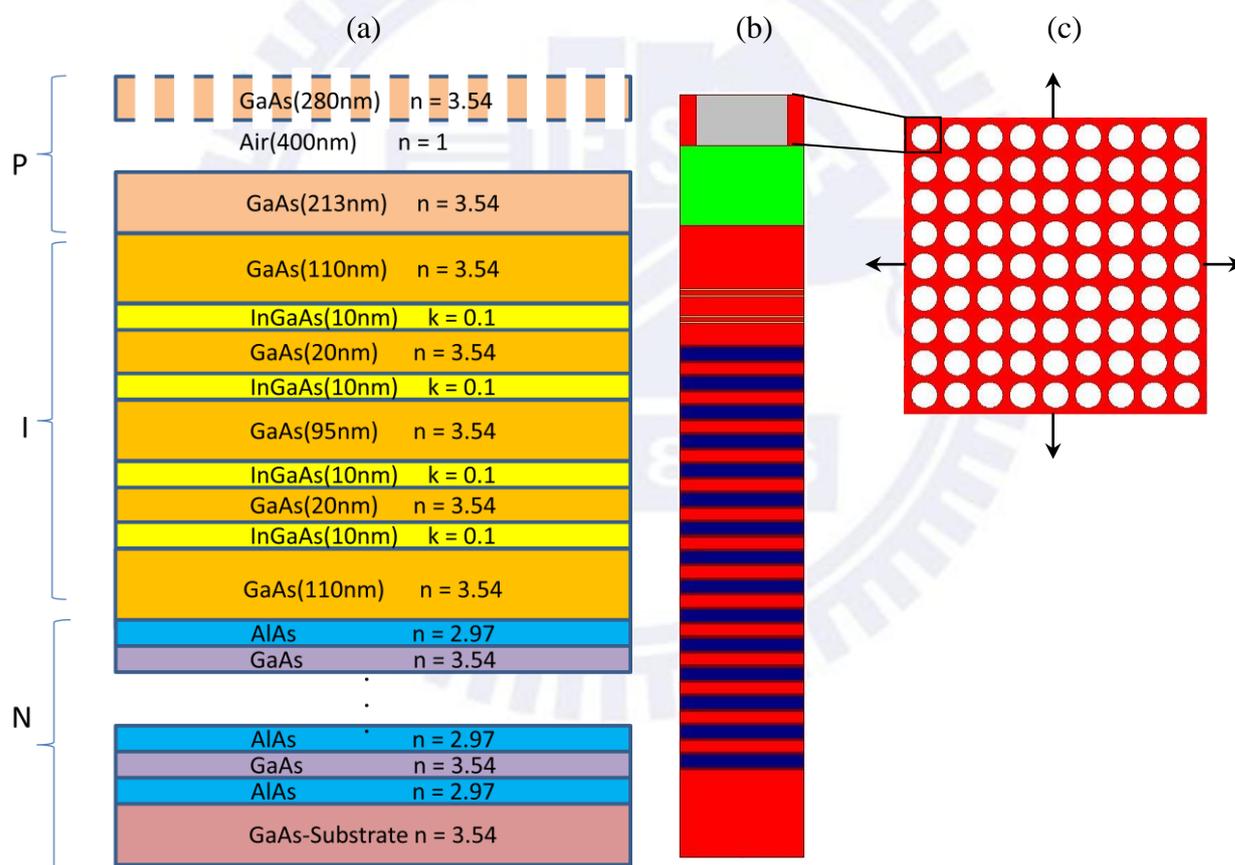


圖 3.3.1 (a)模擬結構參數、(b)單一週期模擬圖、(c)無限延伸光柵

3.3.2 模擬結果

圖 3.3.2 是模擬出來的吸收頻譜，發現隨著填充因子變大，共振波長紅移的現象，波長從 930 nm 到 970 nm，可調範圍共 40 nm。圖 3.3.3 是對應的元件光場分佈。

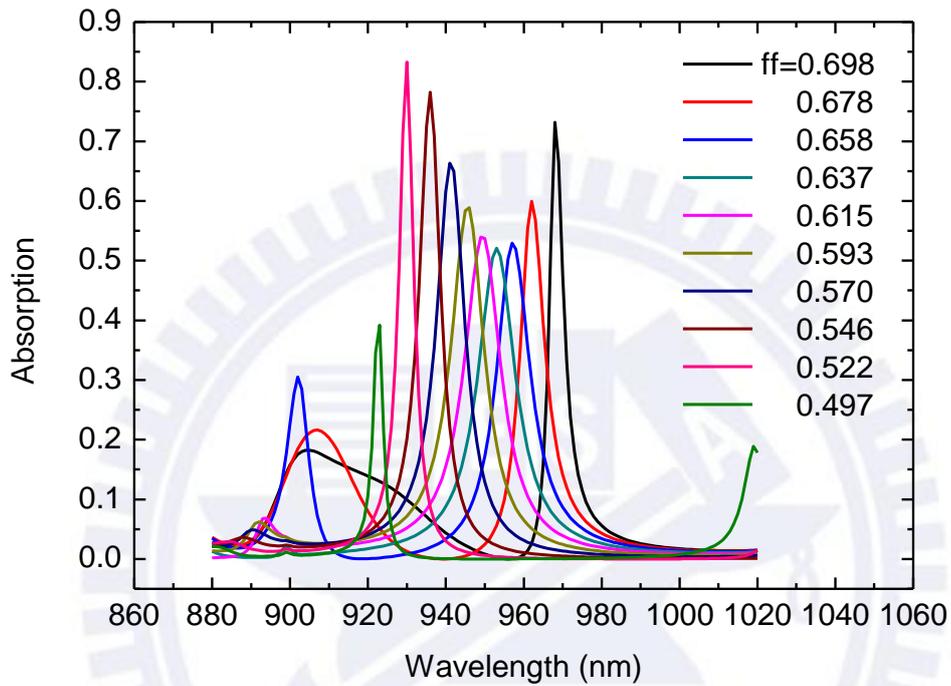


圖 3.3.2 10 種不同填充因子的共振吸收頻譜

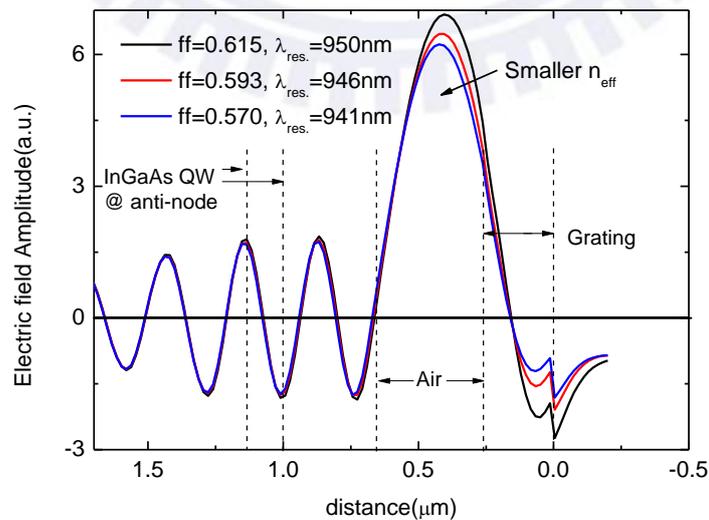


圖 3.3.3 共振波長對應的元件光場分佈

上面兩張圖驗證我們元件的構想是正確的。填充因子變大，共振波長紅移，代表改變波導光柵的填充因子相當於改變等效的共振腔長之想法是正確的；而模擬元件之光場分佈受光柵填充因子的影響而變化，代表以光柵電磁場邊界條件牽動共振波長之細部原理也是正確的。所以如圖 3.3.4，隨著填充因子增加，平面波導電場分佈變窄，斜率因而變大(紅線)，導致元件的共振波長拉長，往長波長調變(藍線)。

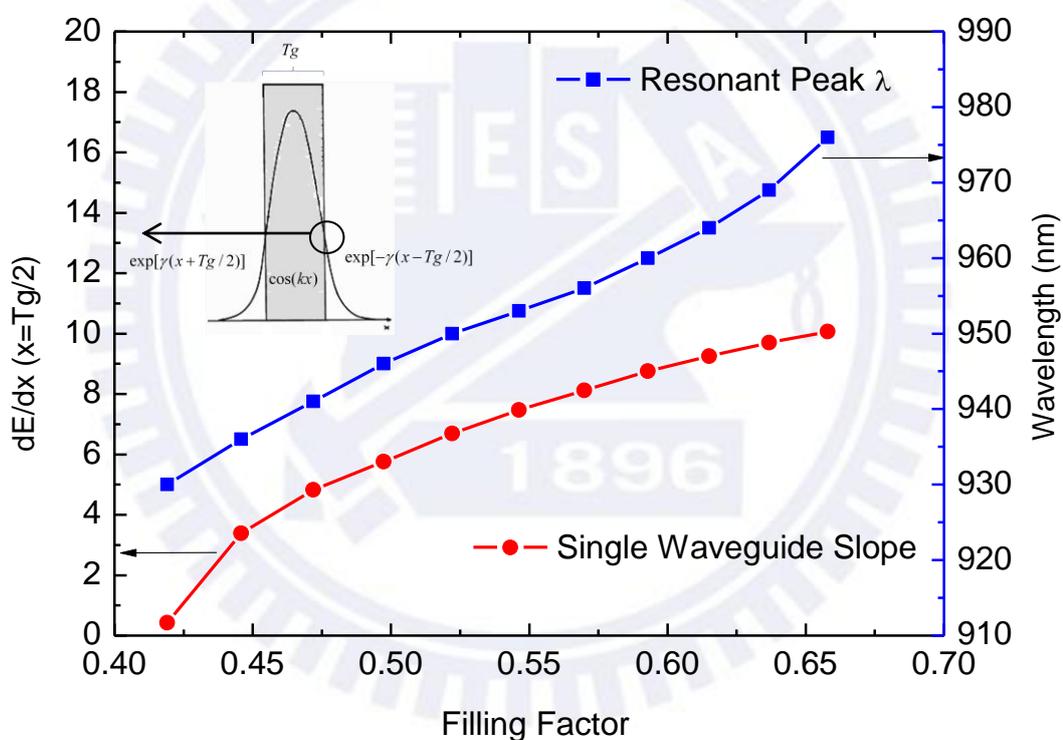


圖 3.3.4 共振波長、計算平面波導斜率之比較

3.3.3 波導光柵反射頻譜與吸收頻譜之關係

圖 3.3.5 是 GMR 反射頻譜和元件共振吸收頻譜之比較，每種顏色代表每種填充因子的反射與吸收頻譜，發現 GMR 反射尖峰和元件共振吸收會隨著填充因子變小而藍移，但 GMR 藍移的速度較元件共振吸收快很多。因為改變等效折射率，等於改變 GMR 根本結構，影響重大；對整體元件來說，只是些微改變共振腔長，所以可調範圍有限。不過 GMR 的高反射頻寬很寬，所以反射頻譜變動再快反射率也降低甚微。

共振吸收波長只和 GMR 之等效折射率有關，與 GMR 之反射頻譜無關，僅提供高反射率鏡面。然而等效折射率改變時，GMR 反射頻譜之變化較共振吸收波長之變化快，為了維持共振位置的高反射率，故須設計寬頻的高反射率 GMR。

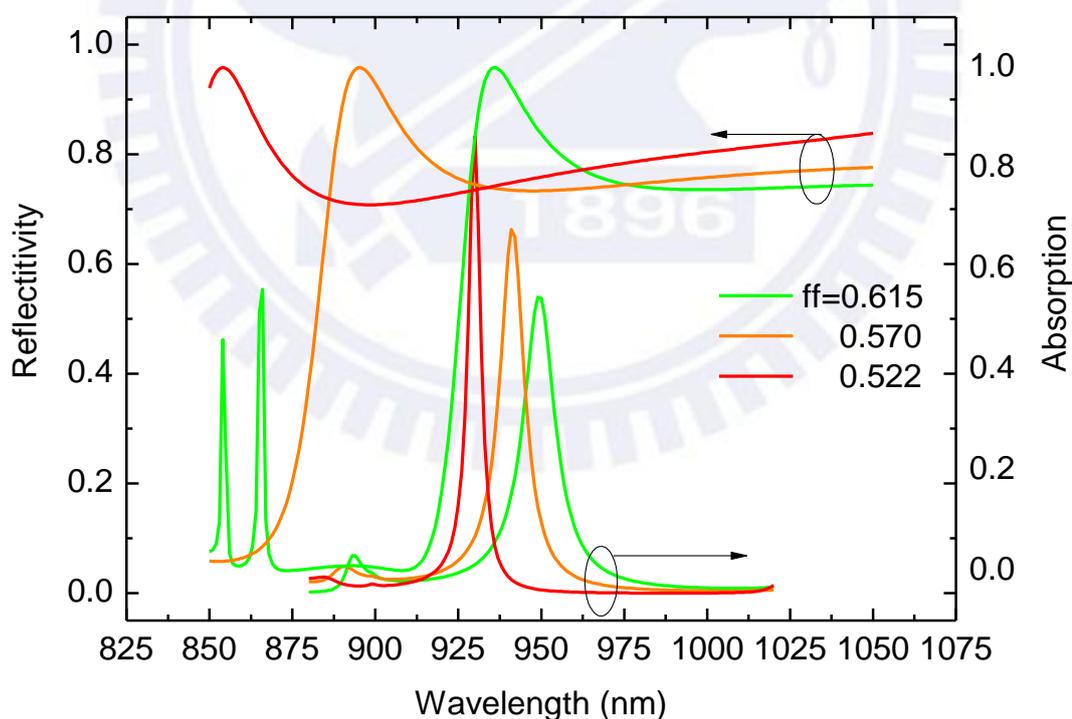


圖 3.3.5 GMR 反射頻譜和元件共振吸收頻譜之比較

3.3.3 腔長與可調範圍之關係

腔長與可調範圍之間有密切的關係，關係相當複雜至今尚未明瞭其原理，但是定性上分析，發現是兩種不同共振型態之間的取捨(trade off)，此定性分析可當作設計共振腔長之準則。

波長選擇偵測器裡面同時含有兩種共振型態，一個是波導共振，另一個是共振腔共振，兩種共振型態的交互作用複雜，經過數次模擬，可以歸納出一些簡單的結論：當波導共振強勢的時候，共振腔共振就偏弱；當共振腔共振強勢的時候，波導共振就弱勢。推測可能是光場在空間中要能量守恆，不能兩者同時達到最大共振的關係所致。

舉例來說，如圖 3.3.6 顯示當 GMR 反射尖峰的波長位置(黑線，即波導共振最強烈的地方)愈靠近吸收尖峰(紅線)時，吸收值(藍線)愈小，而吸收值代表共振腔內的電場強度，也就是當波導共振太強烈，共振腔共振效果就變弱。

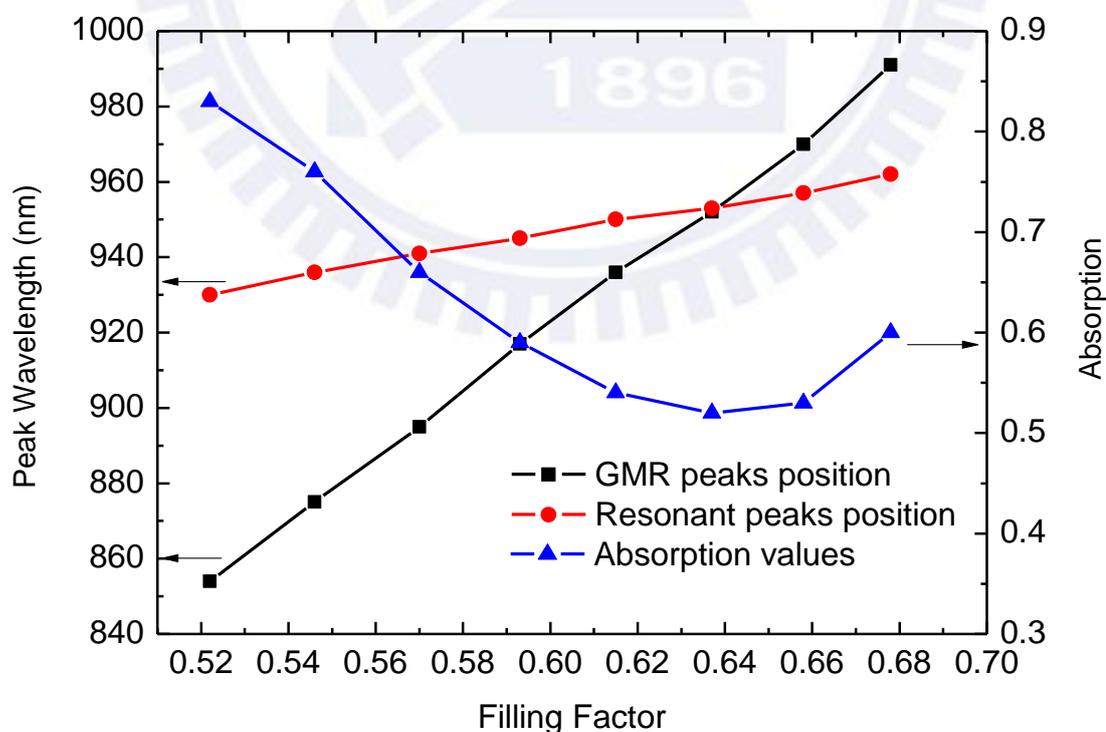


圖 3.3.6 GMR 反射尖峰與共振尖峰飄移、吸收率大小

相對的圖 3.3.7 顯示，隨著共振腔長的變化(a) ~ (d)，吸收值漸漸變高(吸收值高代表共振腔共振強烈)，可調範圍卻變窄(可調範圍代表波導共振的影響程度強烈)，所以說當共振腔共振太強，波導共振可調的效果就相對變弱了(如圖 3.3.5(d))；同理若波導共振可調範圍變寬，共振腔共振之吸收值就減弱(如圖 3.3.5(a))。這就是兩種不同共振型態之間的取捨，因此在設計共振腔長時，必須依賴模擬來選擇腔長的大小，讓兩種共振充分合作，才能達成波長選擇的效果。

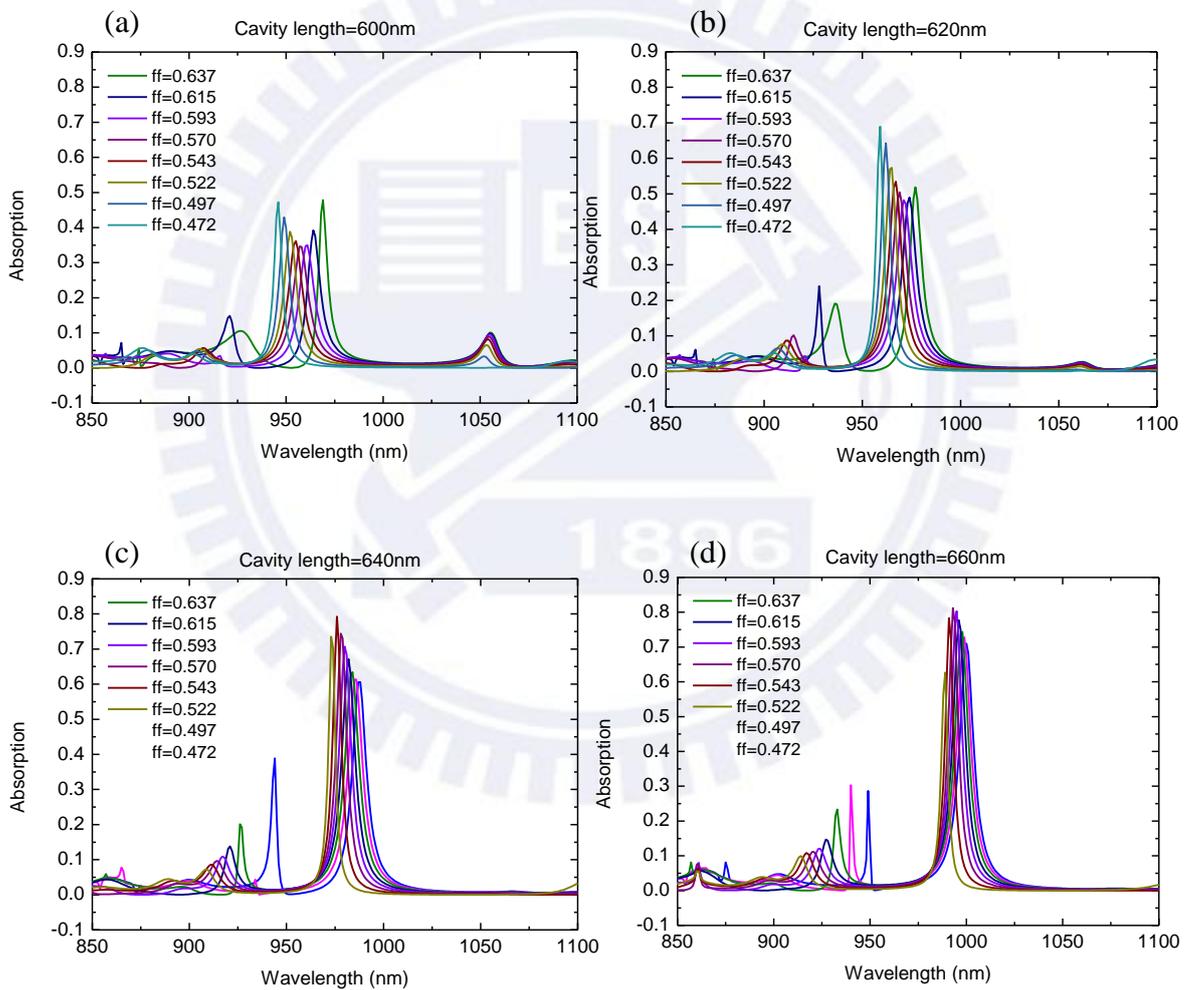


圖 3.3.7 可調範圍與吸收值之比較，腔長⁸(a) 600 nm、(b) 620 nm、(c) 640 nm、(d) 660 nm

⁸ 此腔長並非等效腔長 L_{eff} ，而是模擬時 i-layer 加 p-layer (不含空氣和光柵) 的腔長，此圖主要說明腔長的變化與可調範圍之關係。

3.4 元件製程

3.4.1 製作流程

首先，利用分子束磊晶(molecular beam epitaxy, MBE)系統成長經模擬決定所需的結構；再用電漿輔助化學氣相沉積系統(PECVD)沉積 SiN_x 當作硬光罩(hard mask)。接著用電子束微影系統(e-beam lithography system)於 PMMA 上定義光柵的圖案，然後用電感耦合電漿蝕刻機(ICP/RIE)乾蝕刻出 GaAs 光柵。定義元件平台(mesa)用傳統的光罩對準曝光機及濕蝕刻($\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O} = 1:8:80$)製作；p 型(Ti/Au)及 n 型(Ni/Ge/Au)的金屬電極則由單電子槍蒸鍍機(e-gun evaporator)製作。最後用稀釋氫氟酸(DHF, $\text{HF}:\text{H}_2\text{O} = 1:25$)蝕刻掉 AlGaAs 犧牲層形成懸空的波導光柵。下圖為製作的流程圖。

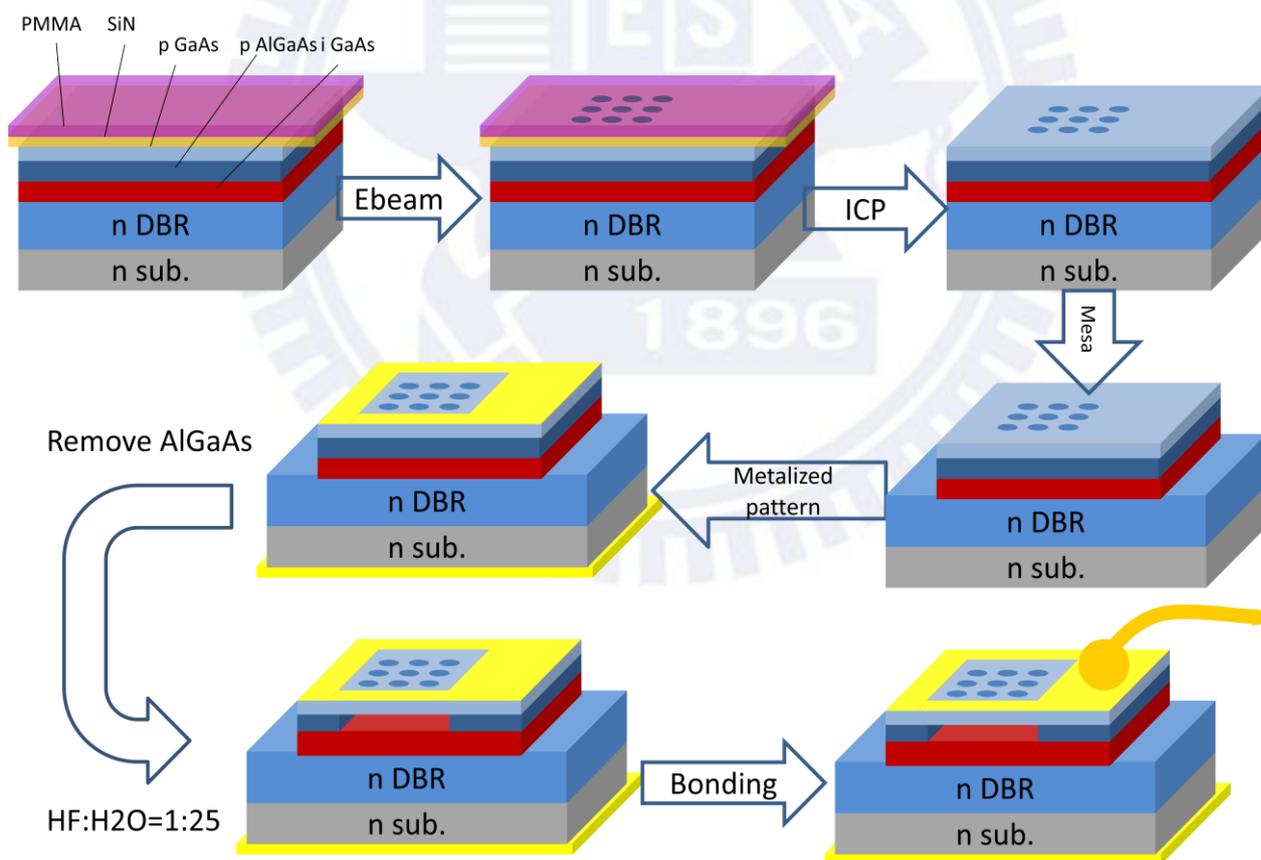


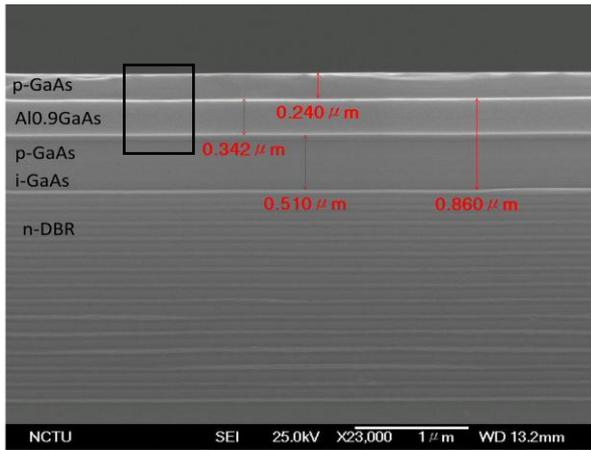
圖 3.4.1 波長選擇光偵測器製作流程

3.4.2 製程結果

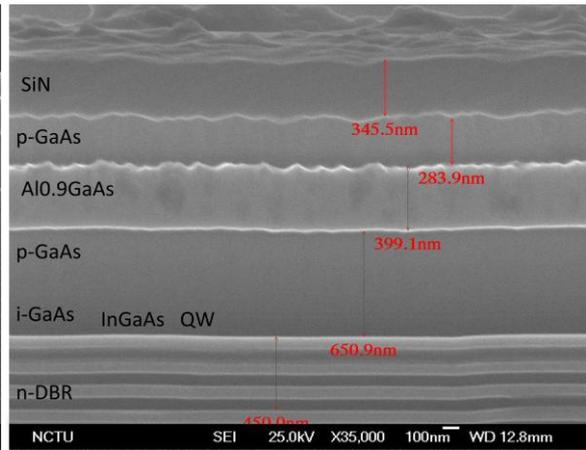
第一片晶片編號 Lm5006 (圖 3.4.2(a))，磊晶平整，可惜磊晶到後面階段(如方框所示) Ga 的量不足，共振腔長及光柵層厚度皆變薄，且 InGaAs 厚度變薄，吸收波長變到 936 nm，除此之外最上層的 GaAs 因為 Ga 不足，造成質地較軟，所以掏空 AlGaAs 犧牲層後，光柵延伸不到三個週期即塌陷(如圖 3.4.3 圓圈所示)。第二片編號 Rn970，從 AlGaAs 開始長得不平整，不平整一直延伸到 GaAs 層，試做發現掏空 AlGaAs 掏不乾淨，原因是 AlGaAs 沒排列好，並非單純均勻的 AlGaAs 晶體，而是一塊 Al、一塊 GaAs 等的混合物。第三片是 Rn979，我們將 $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ 換成 $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ ，發現 GaAs 層平緩許多，但仍有起伏，拿去做製程發現可以掏空，且有共振的效果，所以之後的實驗結果都是用 Rn979 製作出來的。

經過一系列嘗試後，元件總算順利完成(圖 3.4.4、3.4.5、3.4.6)。最後將晶片背面塗上可導電的銀膠，黏在訂做好的 LCC 板上，並用打線機把每顆元件一一打上金線，以連接外部量測線路，封裝完成後即可開始量測。

(a) Lm5006



(b) Rn970



(c) Rn979

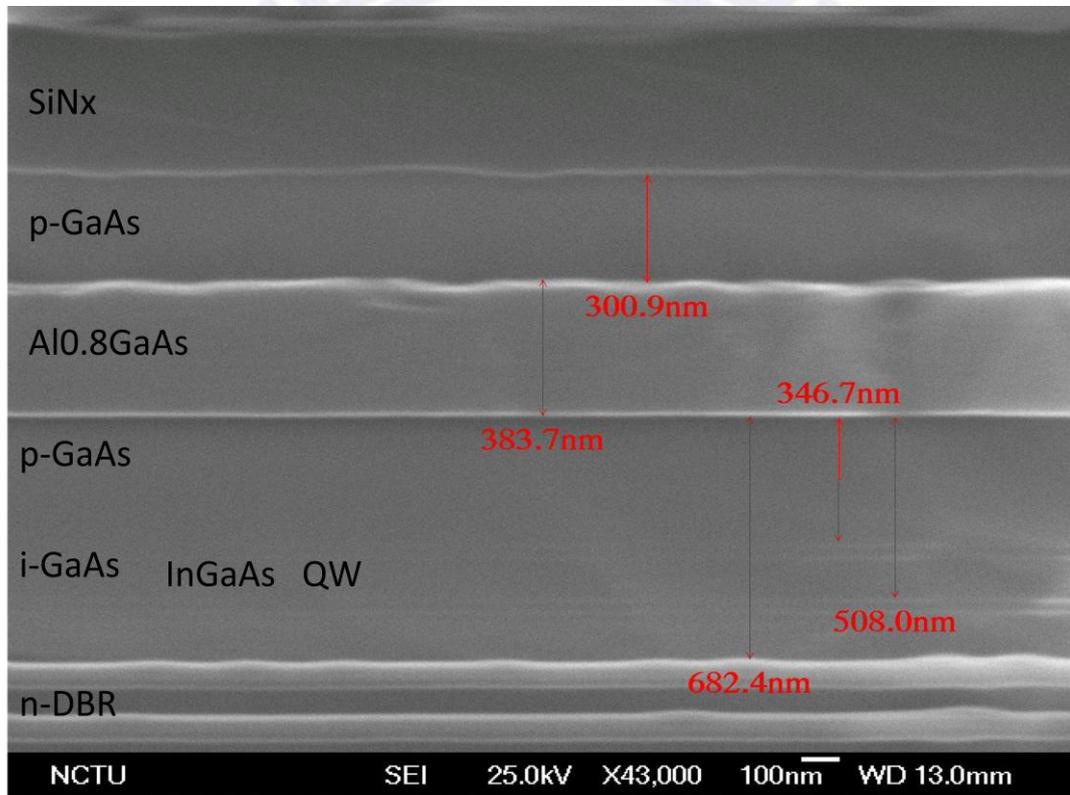


圖 3.4.2 MBE 磊晶截面圖 (a) Lm5006、(b) Rn970、(c) Rn979

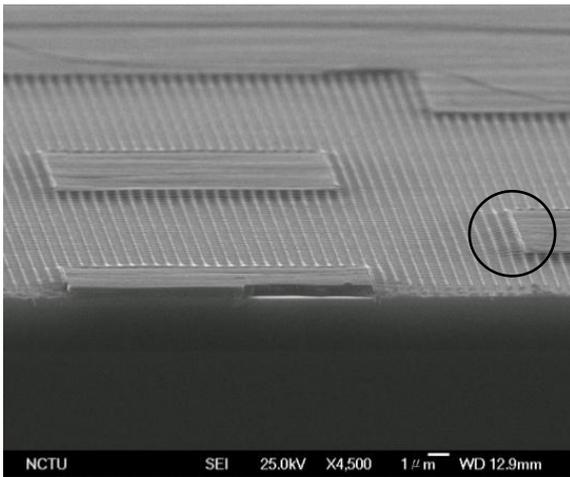


圖 3.4.3 光柵塌陷

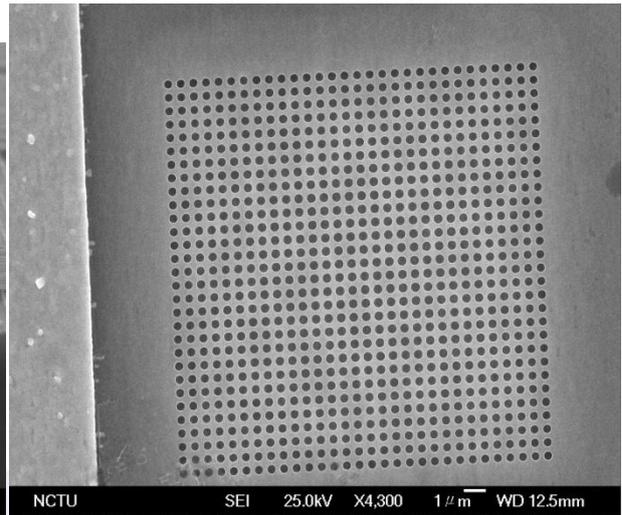


圖 3.4.4 懸空光柵俯視

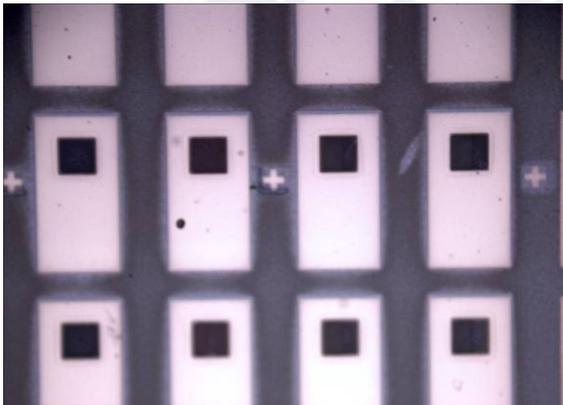


圖 3.4.5 金屬電極與光窗

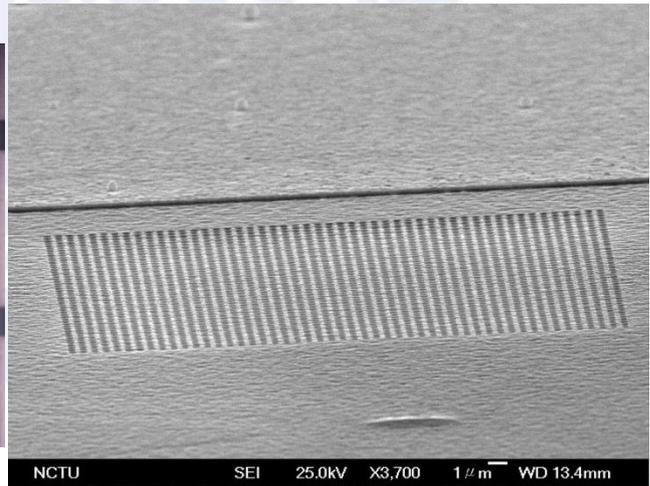


圖 3.4.6 懸空光柵側視

3.5 量測系統

3.5.1 偵測器光響應度(responsivity spectrum)量測系統

傅立葉紅外線光譜儀(FTIR)利用麥克森干涉裝置和傅立葉轉換原理，提供寬頻(0.7 μm ~ 20 μm)的頻譜量測，量測範圍廣且速度快，主要用途是量分子結構的吸收頻譜，比如某分子吸收特定波長的光，那麼 FTIR 內建偵測器就不會於特定波長產生光電流訊號。

但在此論文我們要量 850 nm 到 1150 nm 的波段，利用 FTIR 量測快速、使用方便、提供穩定光源等優點來量測偵測器，只要把 FTIR 內建的偵測器換成波長選擇偵測器，直接量測光電流，得到光響應度頻譜即可，這只是相對頻譜，絕對頻譜仍需做校正。

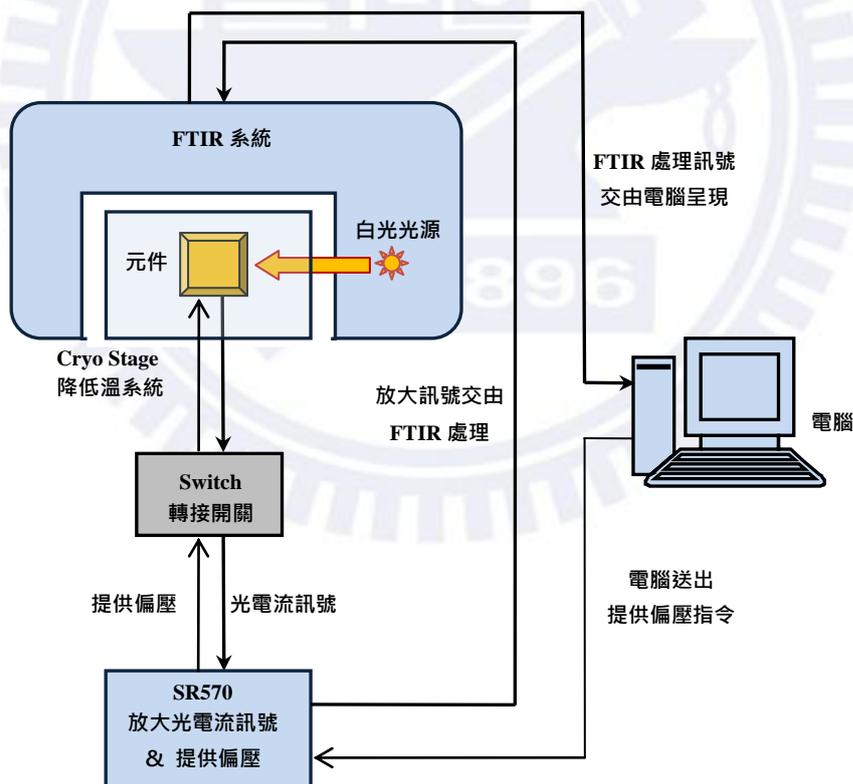


圖 3.5.1 FTIR 偵測器光響應度頻譜量測系統

3.5.2 光響應度校正系統

FTIR 量到的光響應度頻譜只是相對的，若要得到絕對的頻譜需進行校正。校正方法有兩種，雷射校正和黑體輻射校正，長波段頻譜多用黑體輻射校正，因為長波段雷射稀少，而我們量測的波段(800 nm ~ 1150 nm)屬短波段，用 850 nm 雷射校正即可。首先將光纖對入功率量測器(power meter)，量到雷射光的功率，再把光纖對入偵測器上(光點必須比元件的光窗小)，用 4145B 量到光電流(圖 3.5.2)，將兩者相除：光電流(A)/ 雷射光功率(W)，就是 850 nm 的光響應度，其他波段的值皆跟著一起調整即可。FTIR 應用程式為了方便一般分析分子結構的使用者，自動把光電轉換效率都除以對應的波長，變成類似外部量子效率(EQE)的頻譜：

$$EQE(\lambda) = \text{Responsivity}(\lambda) \times \frac{1240}{\lambda(\text{nm})}, \quad (3.3)$$

所以必須將波長乘回去量到的頻譜才可以進行校正，

$$\text{量到的頻譜}(\lambda) \times \lambda \times \text{校正常數} = \text{Responsivity}(\lambda) (\text{A/W}), \quad (3.4)$$

其中校正常數 = $(1240 \times 850 \text{ nm 雷射量的 Responsivity}) / (850 \times \text{量到的頻譜}(850))$

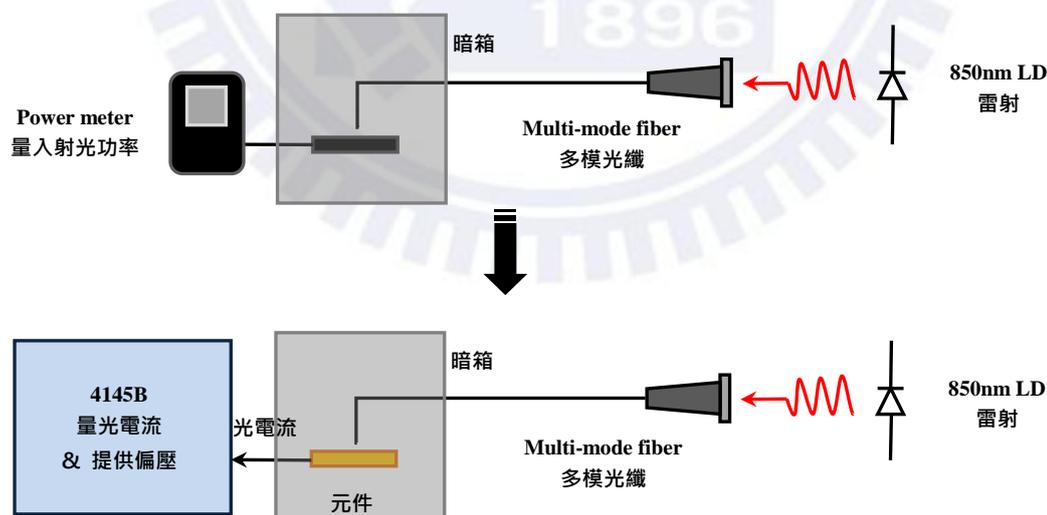


圖 3.5.2 Responsivity 校正量測系統

3.5.3 暫態響應量測

用 908 nm 脈衝雷射(pulsed laser 脈衝寬 73 ps)打入元件光窗，從示波器上的光電流脈衝訊號可以看出暫態響應，系統裝置如圖 3.5.3。

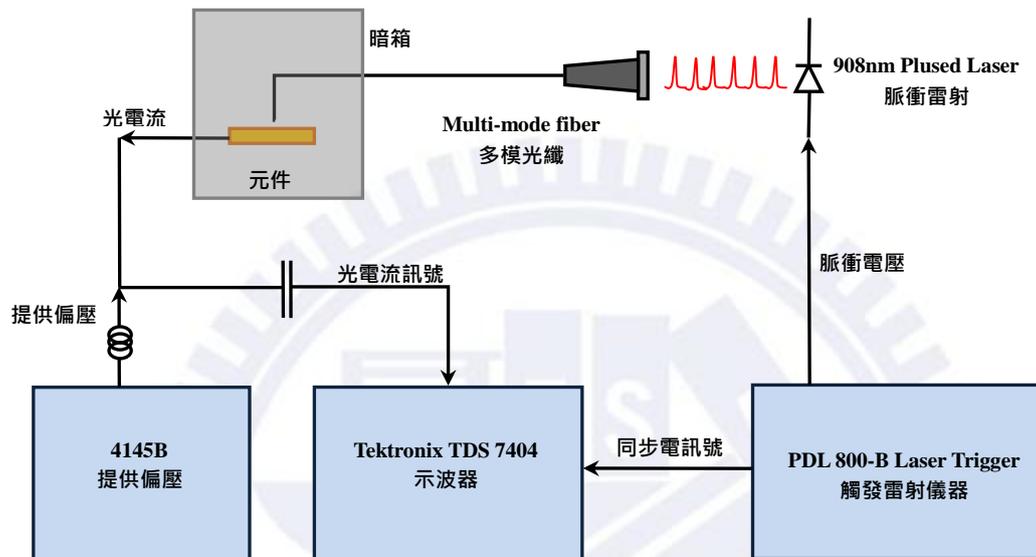


圖 3.5.3 暫態響應量測系統

3.5.4 電激發螢光(electroluminescence, EL)量測

通電流給樣品，讓樣品發光，光譜儀分光得到樣品的發光頻譜，系統裝置如圖 3.5.4。

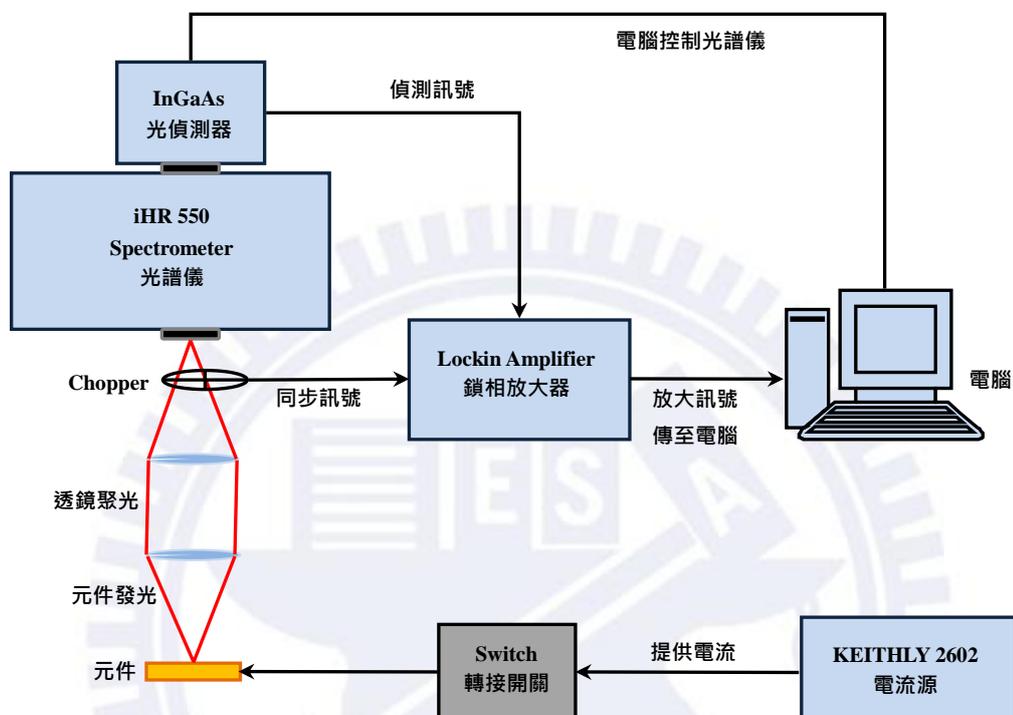


圖 3.5.4 EL 量測系統

3.6 實驗結果與討論

我們用 MBE 先後成長了三片晶片，其編號分別是 Lm5006、Rn970 和 Rn979。其中 Rn979 是裡面品質最好的一片，所以我們將呈現 Rn979 的結果，其他兩片則可做為比較。

3.6.1 確認吸收層及 DBR 條件

做製程之前，我們把 MBE 成長好的晶片進行 PL (photoluminescence) 和 DBR 反射率量測，先確保 InGaAs 量子井的吸收波長在 975 nm 以上以及 DBR 反射頻譜中心波長在 950 nm 左右且禁止帶(stop band)延伸 50 nm 以上。

圖 3.6.1 是 Graded DBR 的反射頻譜(黑線)，把 Rn979 拿去蝕刻到 DBR 量到的頻譜。圖中可知中心波長在 956 nm，禁止帶延伸約 70 nm，反射率 0.91。和模擬(紅線)比較，實際的反射率比模擬的低，禁止帶延伸較短，可能蝕刻時多蝕刻掉幾層 DBR 的關係，不過實際的 Graded DBR 已達到我們的要求。

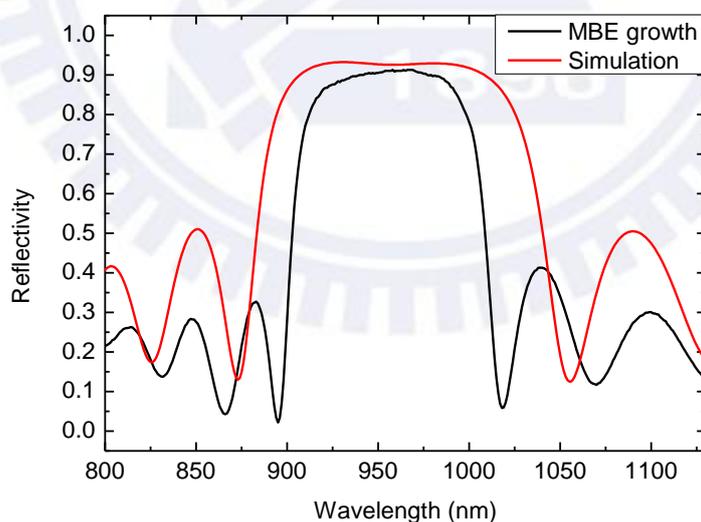


圖 3.6.1 實際與模擬 Graded DBR 反射頻譜之比較

為了確認 InGaAs 量子井的吸收波長，因此進行 PL 量測(圖 3.6.2)，其中黑實線是未蝕刻 Rn979 的 PL 發光頻譜，發現頻譜內發光尖峰林立，無法判斷 InGaAs 量子井發光位置，推斷其原因是 DBR 與晶片表面形成之腔體影響 PL 頻譜所致，因為和未蝕刻反射

頻譜(藍虛線)比較，發現 PL 發光強之處正好是樣品穿透率高之處，表示此處的光波長符合腔體而共振易透出。

為此我們蝕刻晶片 80 秒到將近 InGaAs 量子井的位置，如此一來不但去除腔體影響之因素，還能減少 488 nm 雷射被上層 GaAs 吸收的機會，讓 InGaAs 充分激發發光。圖 3.6.2 中紅實線的尖峰就是 InGaAs 量子井的發光，波長在 992 nm，已達到 975 nm 以上的要求。

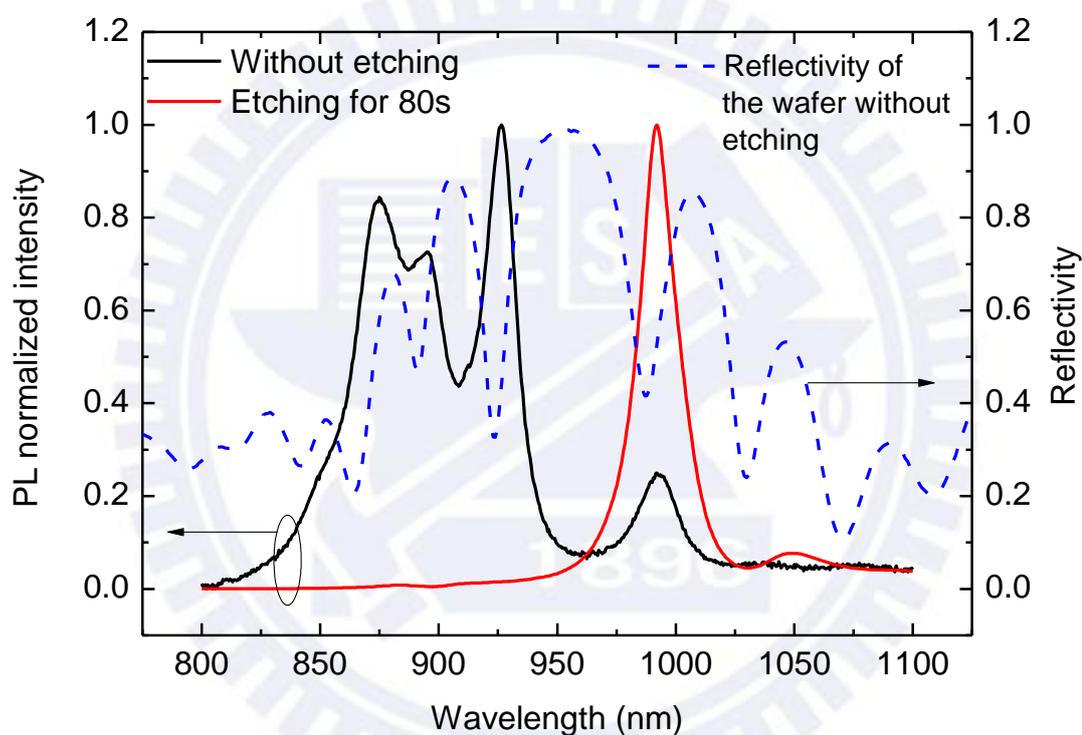


圖 3.6.2 Rn979 之 PL 發光頻譜：未蝕刻(黑實線)、蝕刻 80 秒(紅實線)；Rn979 未蝕刻反射頻譜(藍虛線)

3.6.2 波長選擇偵測元件量測結果

單一元件量測分析

單一元件量測的結果如圖 3.6.3，首先觀察 870 nm 的平台是 GaAs 塊材的能帶邊緣。951 nm 是元件共振光響應尖峰，其光響應度(responsivity)峰值約為 0.196 A/W，對應的外部量子效率(external quantum efficiency, EQE)約為 25%。982 nm 是 InGaAs 量子井的能帶邊緣，其右側 1002 nm 是能階較低的激子(exciton)。接下來會經由各種不同的量測方法來一一分析與確認元件的特性。

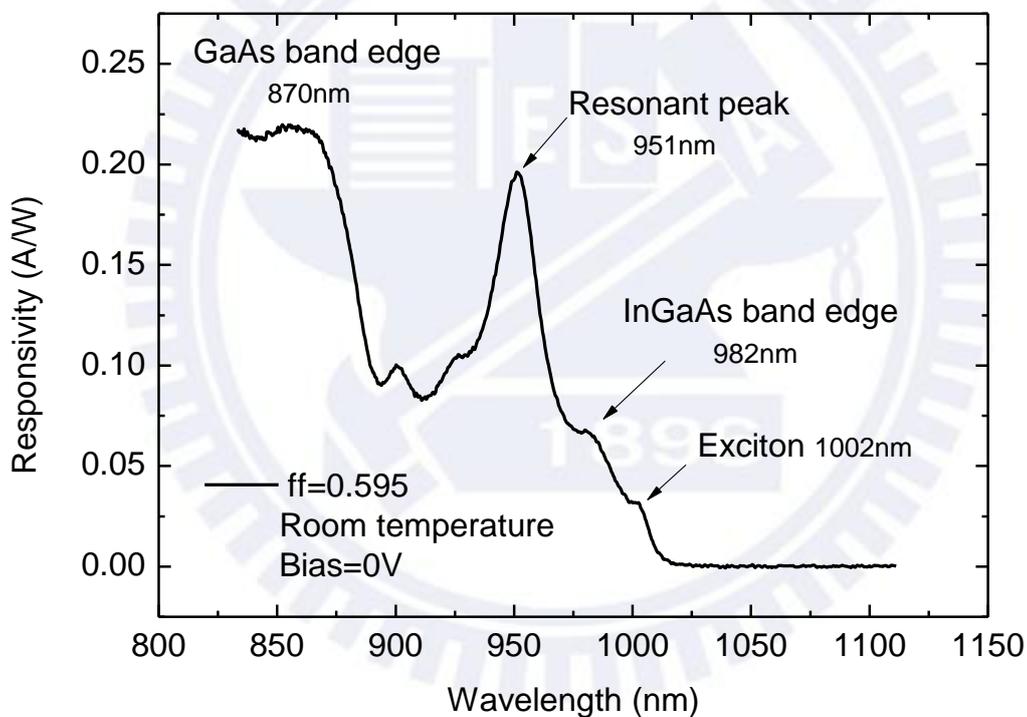


圖 3.6.3 波長選擇光偵測元件光響應度頻譜

圖 3.6.4 是沒光柵元件(沒寫 E-beam 的單純元件)和有光柵元件的吸收頻譜，從圖中發現有光柵的共振頻譜和沒光柵的頻譜差異甚多，光柵顯現它特殊的效果。

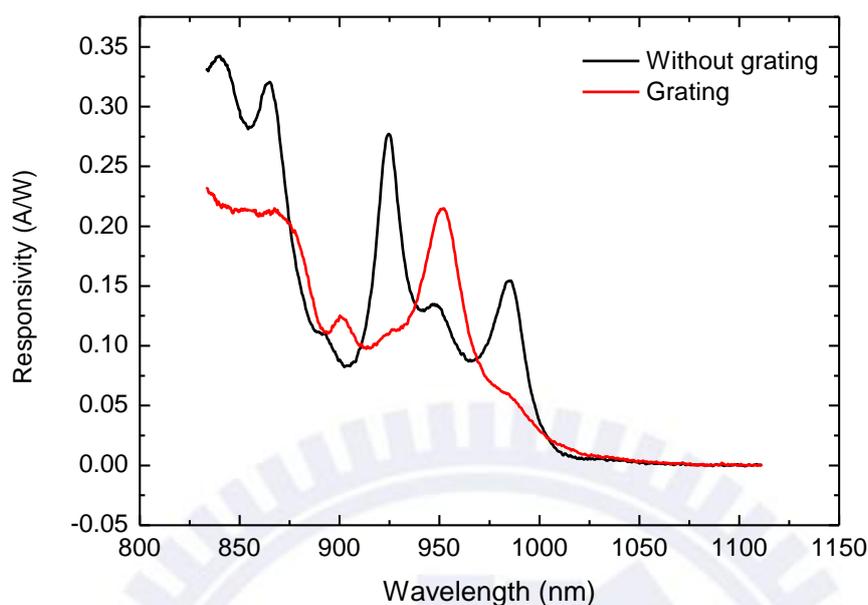


圖 3.6.4 單純元件和光柵元件的光響應度頻譜比較

為了加強確認共振尖峰是由光柵造成的，我們設計了較小(50 μm 見方)且側面可掏空的光罩，分別做出掏空 AlGaAs 但沒有光柵以及光窗全是光柵的元件來做比較。圖 3.6.5 的黑線是掏空 AlGaAs 但沒有光柵的頻譜，其頻譜平坦，沒有共振的峰值。

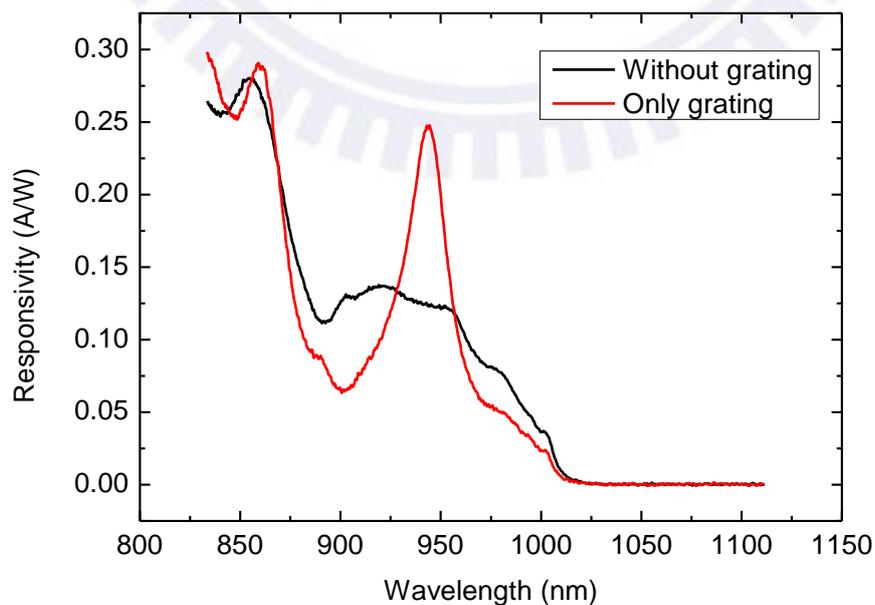


圖 3.6.5 掏空但無光柵(黑線)、懸空光柵(紅線)元件之光響應度比較

接著進行加偏壓量測，過程中施加負偏壓，以確認頻譜中哪些隆起是元件內部電子效應產生的，哪些峰值是整體元件結構共振產生的。室溫下(293 K)(圖 3.6.6)：零偏壓時，發現 982 nm 和 1002 nm 有兩包隆起；加負偏壓時，兩包隆起被弭平且紅移。根據 Stark effect 量子井在外加偏壓下，能階下降，所以紅移；因為外加電場拉開電子和電洞，兩者的波函數重疊部分變少，所以吸收強度變弱。由此推斷 982 nm 是 InGaAs 的能隙吸收，而 1002 nm 是量子井內能階較低的激子(exciton)吸收；870 nm 附近是 GaAs 的能隙吸收，大偏壓下亦有紅移和吸收變弱的現象，但右邊那小峰並非激子吸收，因為 GaAs 屬塊材無能障可留住激子吸收光。值得注意的是，頻譜未受外加電場影響的是在 951 nm 的共振尖峰，可見此吸收並非電子特有能階的吸收，而是整體元件結構共振產生的，畢竟電場無法輕易影響元件結構及光場的行為。

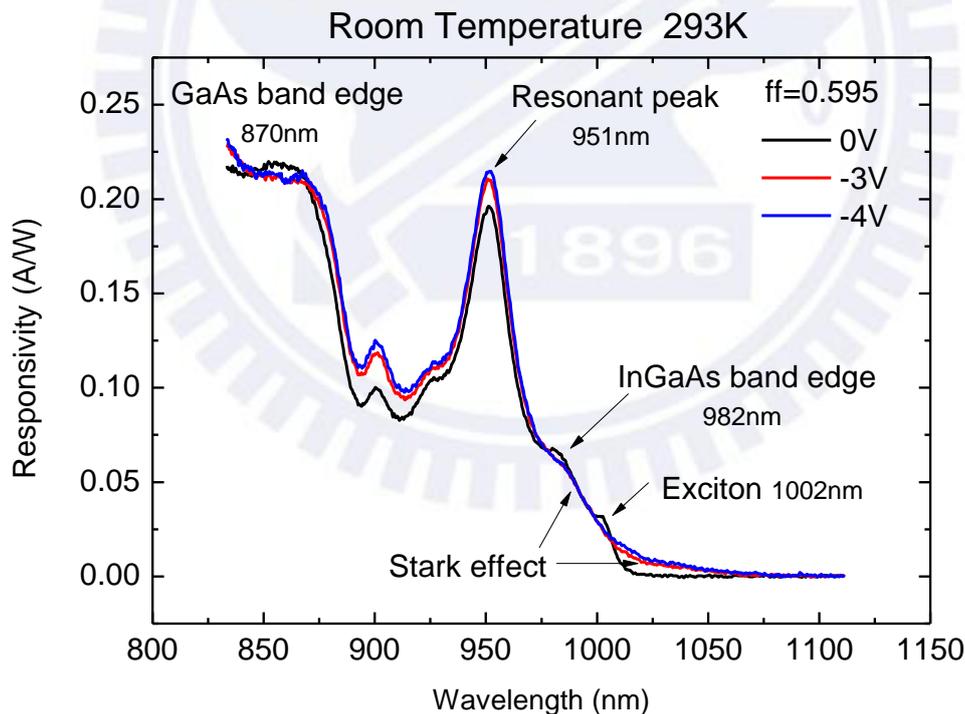


圖 3.6.6 零偏壓和負偏壓之頻譜比較

接著進行變溫量測，變溫從 293 K、250 K、200 K、150 K、100 K、65 K 依次降溫 (圖 3.6.7)，隨溫度下降，材料能隙(band gap)均變大，故 InGaAs 和 GaAs 的能隙吸收都

藍移，激子吸收也藍移，約每 10 K 藍移 2.1 nm。共振尖峰也有些微藍移(0.09 nm/10K)，但不若能隙藍移那麼大(圖 3.6.8)，推斷是 GaAs 之折射率隨溫度降低而下降，使得共振腔等效長度變短，所以共振波長變短，由此驗證共振尖峰為元件結構共振之效果。

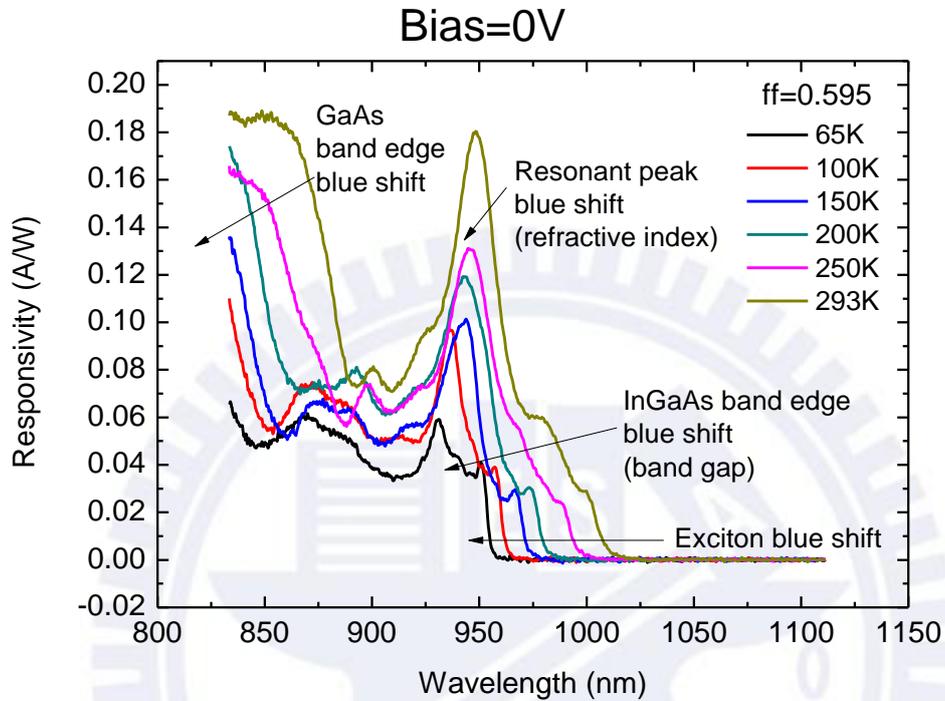


圖 3.6.7 變溫量測頻譜

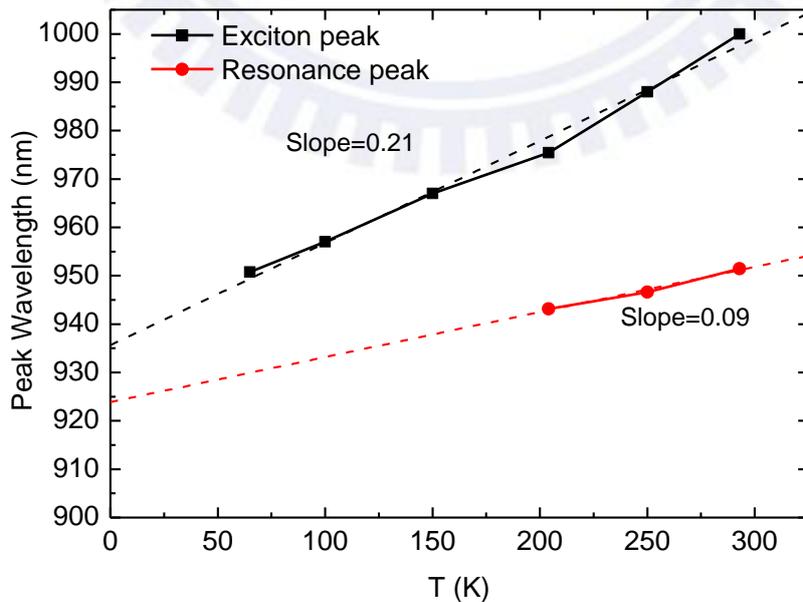


圖 3.6.8 折射率藍移與激子藍移之比較

從圖 3.6.7 發現一個有趣的現象是 InGaAs 的能帶邊緣(band edge)藍移太快，漸漸影響共振尖峰。從圖可看出 293 K 到 200 K 時，能帶邊緣移到共振尖峰側邊，使得共振尖峰變胖；溫度繼續降低 150 K 到 65 K，能帶邊緣甚至截斷原來的共振尖峰，只留下左半邊的共振吸收，產生共振尖峰半高寬變窄的錯覺。順帶一提，當溫度降低時，電子越不容易利用熱跑出量子井形成光電流，所以共振尖峰訊號漸弱，

變化填充因子之量測分析

圖 3.6.9 是室溫下用 FTIR 量測四種不同填充因子波導光柵元件的光響應度頻譜，同樣 875 nm 以下的隆起是 GaAs 的吸收，而 950 nm 附近的尖峰是 InGaAs 量子井的共振吸收，可清楚看見隨著填充因子 ff 變大(0.615 到 0.678)，光響應波長也如預期地跟著往長波長調變(分別是 946 nm、949 nm、951 nm、954 nm)，每個填充因子的響應度尖峰間隔約 3 nm，顯示透過調整填充因子，能夠移動共振尖峰。其平均光響應度(Responsivity)峰值約為 0.177 A/W，對應的外部量子效率(external quantum efficiency, EQE)約為 23%。

圖 3.6.10 是實驗數據和模擬數據的比較圖，發現兩者差異最大的地方在於半高寬，實驗的半高寬約 28 nm，而模擬的半高寬約 8 nm。至於共振的位置和可調範圍雖略有不同，但調變均在數個奈米之間(實驗約 3 nm，模擬約 4 nm)，並不影響共振調變的本質，然而半高寬的寬度卻決定波長選擇的解析度，是元件偵測性能的指標之一。所以接下來會針對實驗半高寬變寬的現象逐步分析造成的原因。

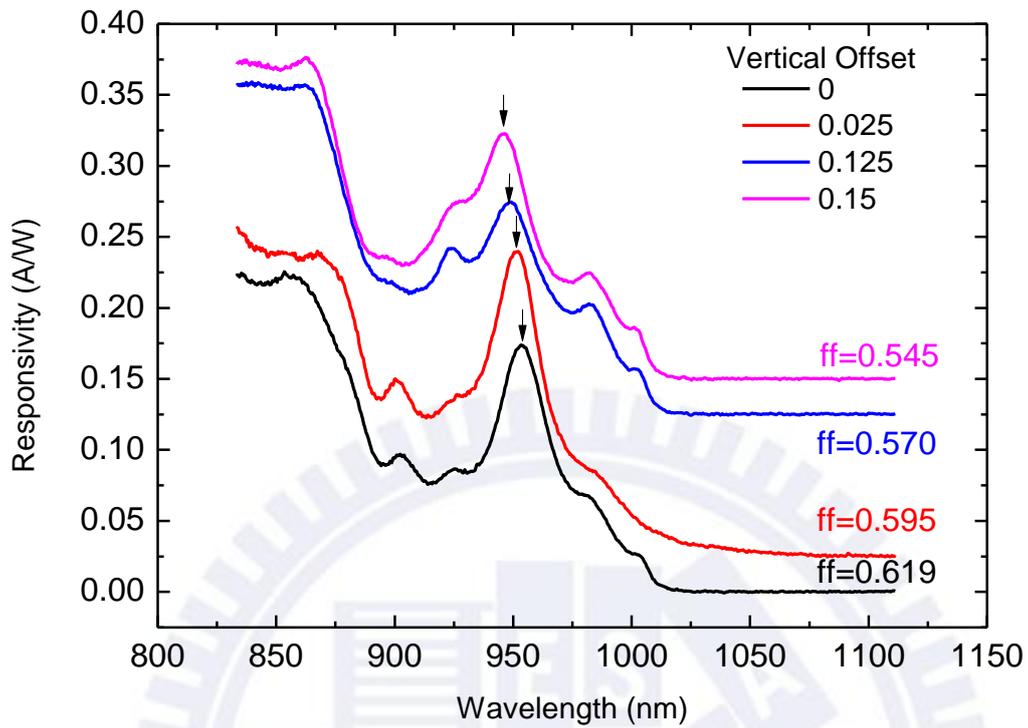


圖 3.6.9 波長選擇光偵測器之光響應度頻譜

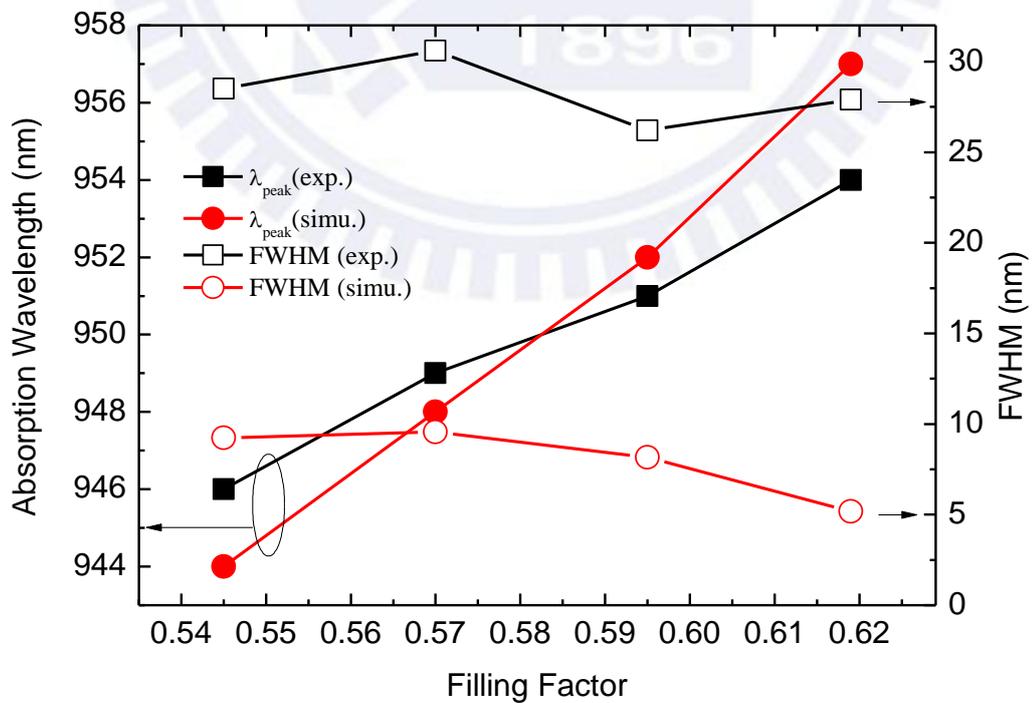


圖 3.6.10 共振尖峰與半高寬之實驗和模擬的比較

3.6.3 分析半高寬過寬之原因

半高寬過寬之可能原因，可分為非光柵區域、熱效應和光柵結構，其中非光柵區域又分為邊緣無掏空區及光窗掏空區兩類，熱效應分為光柵熱振動與電子熱效應兩類，光柵結構分為週期數目、洞不均勻和表面不平三類(圖 3.6.11)。

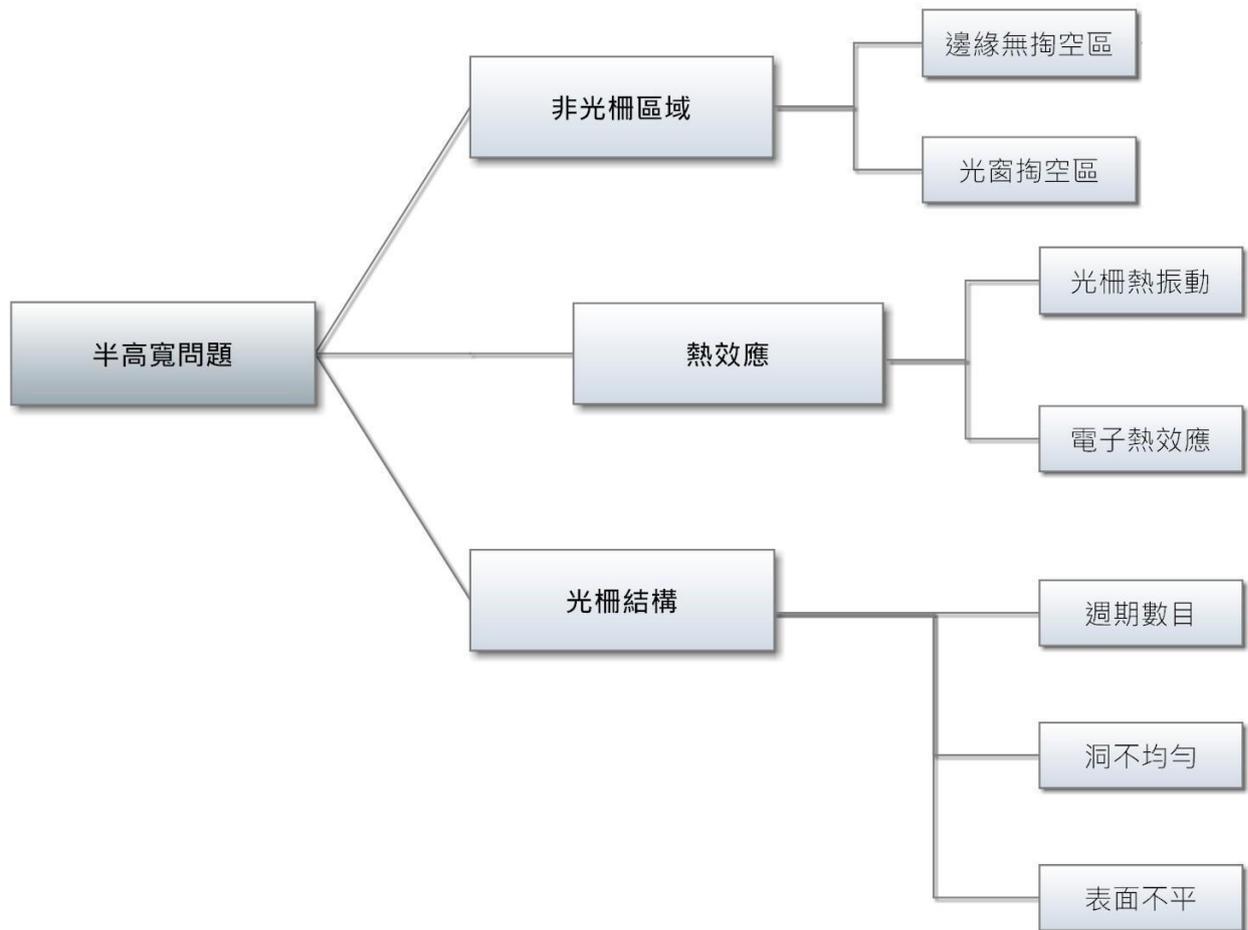


圖 3.6.11 半高寬過寬之可能原因樹狀圖

非光柵區域

首先懷疑是非光柵區域的原因，即吸收頻譜上有部分的吸收是非光柵區域所疊加而成的，造成半高寬很寬的錯覺。非光柵區域的來源有兩個(圖 3.6.12)，一個是元件邊緣的區域，另一個是光窗裡面的區域。這兩個區域都是當時製程上必須取捨的地方，邊緣部分是為了讓第二道鍍金屬的對準曝光有 $5\ \mu\text{m}$ 的容錯空間而設的；而光窗部分是當初製作光罩時，光窗為 $100\ \mu\text{m}$ 見方，後來疑慮大面積光柵有塌陷下彎的可能，因此退而求其次，讓光窗中間預留區域不寫 E-beam，掏空的時候可留下部分未蝕刻掉的柱子來支撐光柵(圖 3.6.13)。

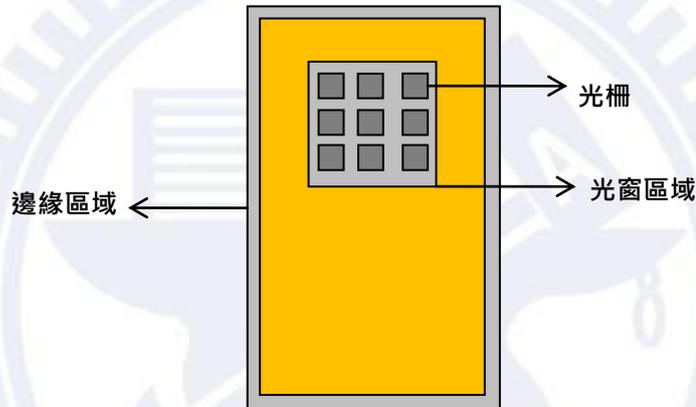


圖 3.6.12 非光柵區域來源示意圖

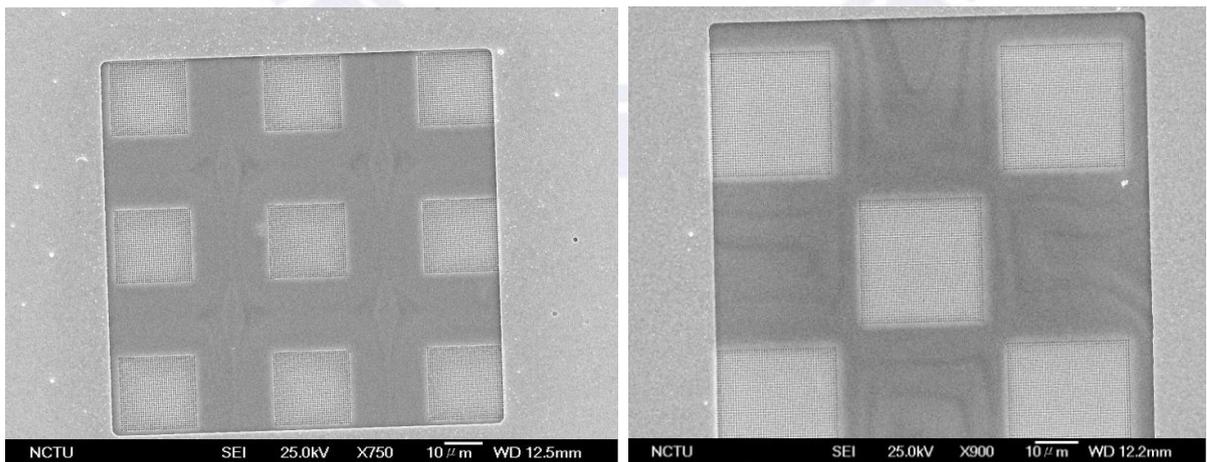


圖 3.6.13 實作 SEM 照片，支撐懸空光柵

首先確認邊緣區域的部分，從圖 3.6.4 發現光柵共振尖峰兩旁有些微隆起，那是邊緣區域頻譜疊加的結果。確認邊緣區域是否有影響的方法是：

$$\text{有光柵頻譜} - \text{沒光柵頻譜} * (\text{邊緣區域面積} / \text{總面積}) \quad (3.5)$$

運算過(3.5)式後的結果，發現主峰的半高寬沒變(圖 3.6.14)，表示主峰並未受到其他峰值影響；而且主峰下面內縮，表示主峰甚至寬到影響了兩旁峰值。從這結果可確認邊緣區域的峰值並非造成半高寬變寬的原因。

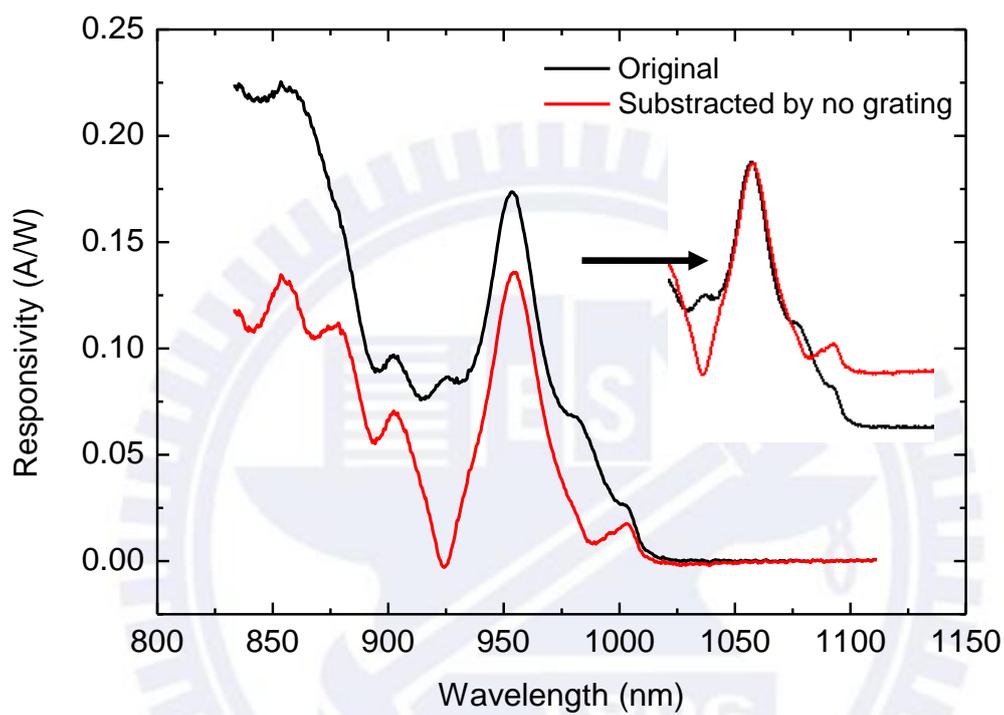


圖 3.6.14 運算過(3.5)式的頻譜(紅線)與原始頻譜(黑線)光響應度之比較

接著確認光窗區域的影響，從圖 3.6.5 非光柵區域沒有共振的峰值可影響頻譜，所以確認光窗內非光柵區域也不是造成半高寬過寬的原因；紅線是光窗內都是光柵的頻譜，發現有共振尖峰，所以從這兩條頻譜得知共振尖峰的確是光柵造成的，而且其他非光柵的區域也不足以影響它。

既然半高寬變寬的原因不是非光柵區域造成，代表說並非元件外在的因素，而是元件本身的因素所致，所以接下來會著重在光柵本身或是偵測器本身來探討問題所在。

光柵熱振動或吸收層電子熱效應

我們懷疑懸空光柵因為熱而上下振動，使得共振腔長不停變化，造成吸收頻譜半高寬變寬；或著是吸收層某些電子的熱效應有關，之所以會懷疑吸收層是因為模擬元件時我們只考慮光柵、共振腔和 DBR 等結構的折射率分佈，只考慮到電磁波在元件內的行為，沒有考慮到光和電交互作用的行為，電子在量子井的分佈，還有電子產生後形成光電流中間的過程均未考慮，只是單純地取 InGaAs 塊材在 950 nm 的吸收係數 $0.1 \mu\text{m}^{-1}$ 設做參數跑模擬。當然這些吸收層的因素都太複雜無法一一分析，所以將它通通歸於熱，因為我們認為折射率對溫度的變化遠小於吸收層電子行為對熱的變化，因此要回顧之前的變溫量測，觀察熱效應是否是半高寬變寬的主因。

為了避免先前提到的變溫量測 InGaAs 能帶邊緣影響共振尖峰，我們先選出 293 K、250 K 和 200 K 的頻譜做比較，畢竟只要有 50 K ~ 100 K 的溫度變化就足夠觀察熱效應。然後再外加負偏壓弭平 InGaAs 能帶邊緣的吸收強度(圖 3.6.15)，讓能帶邊緣影響的效應降至最低，其結果可以從圖 3.6.16 看出來，不論溫度高低，半高寬都不變，只有折射率隨溫度變小而變小的藍移現象，約每 50 K 藍移 4.1 nm。

從變溫量測我們得到一些重要的結論：懸空光柵不會因為熱而上下震動，吸收層電子的熱效應只影響光電流的大小，不影響共振尖峰的半高寬；共振尖峰的吸收完全取決於共振腔內的光場強度，亦即控制光場強度的元件結構才是決定半高寬的關鍵。

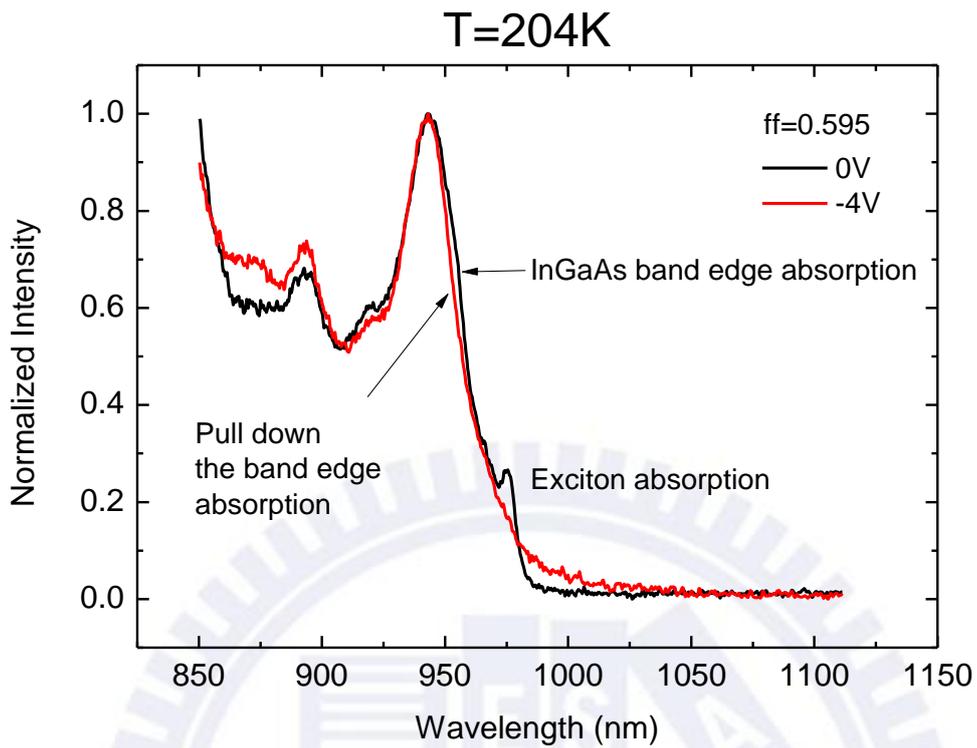


圖 3.6.15 204 K 負偏壓彈平 InGaAs 能帶邊緣

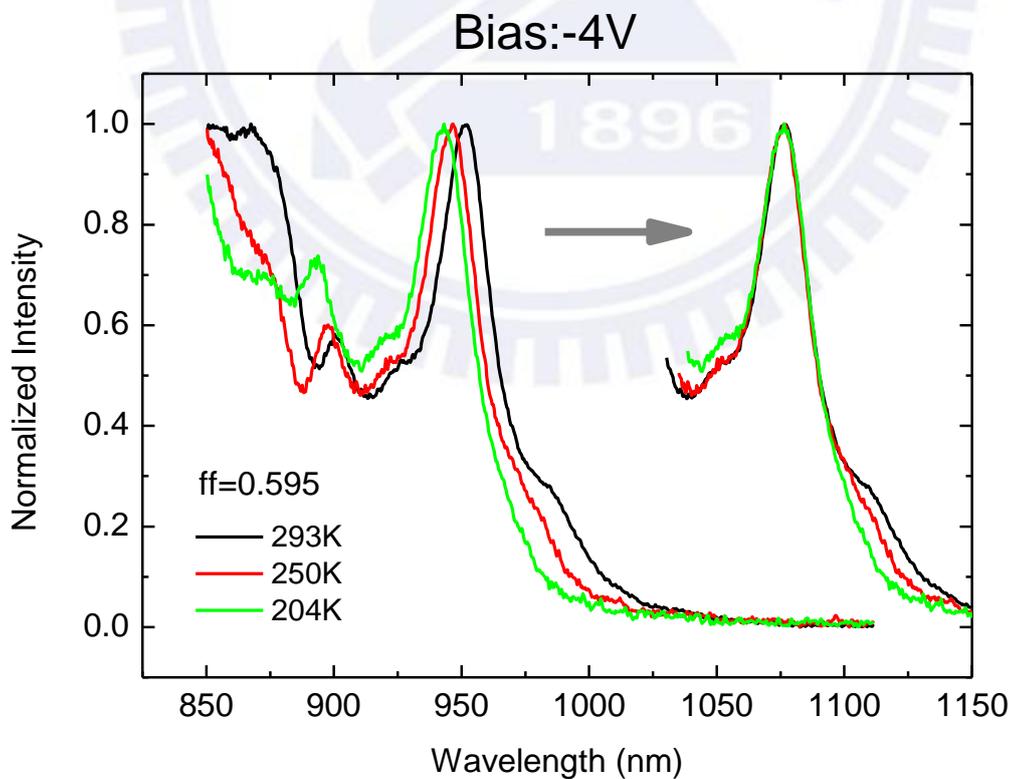


圖 3.6.16 折射率隨溫度變小之藍移現象

元件結構分析

既然元件結構是關鍵，接下來用 RCE 光偵測器建立的數學模型來分析元件各部位對半高寬之影響。數學模型如下：

$$\eta = \left\{ \frac{(1 + R_2 e^{-\alpha d})}{1 - 2\sqrt{R_1 R_2} e^{-\alpha d} \cos(2\beta L_{eff} + \psi_1 + \psi_2) + R_1 R_2 e^{-2\alpha d}} \right\} (1 - R_1)(1 - e^{-\alpha d}), \quad (3.6)$$

其中 η 是量子效率(quantum efficiency)， R_1 是波導光柵反射率， R_2 是 DBR 反射率約 0.91， α 是 InGaAs 吸收係數， d 是 InGaAs 厚度， $\beta = 2\pi/\lambda$ ，等效腔長 $L_{eff} = L_{GaAs}n + L_{Air}n_0$ ， ψ_1, ψ_2 假設為零。

不論 R_1 、 R_2 、 α 、 d 、 L_{eff} 均會影響半高寬，但有程度之分。 L_{eff} 主要是讓尖峰波長左右平移，而我們要的波段在 950 nm 左右，腔長變化不劇烈，故影響弱。 α 和 d 主要是決定尖峰高低，雖 α 和 d 愈小，半高寬愈窄，但影響弱，舉例 α 增加 3 倍 d 增加 2 倍，半高寬也才增加 2 ~ 3 nm 而已。至於 R_1 、 R_2 不論尖峰高低、半高寬均有決定性的影響， R_2 是 DBR 反射率 0.91 不太變動， R_1 是波導光柵反射率，也是製程變動最大的地方。圖 3.6.17 $R_1 = 0.35$ 、 0.55 、 0.75 ，半高寬分別是 11 nm、19 nm、31 nm，和圖 3.6.10 對照發現模擬的半高寬和反射率與 $R_1 = 0.75$ 的十分接近，所以從實際的半高寬約 28 nm，推測波導光柵的反射率一定比 0.75 低。

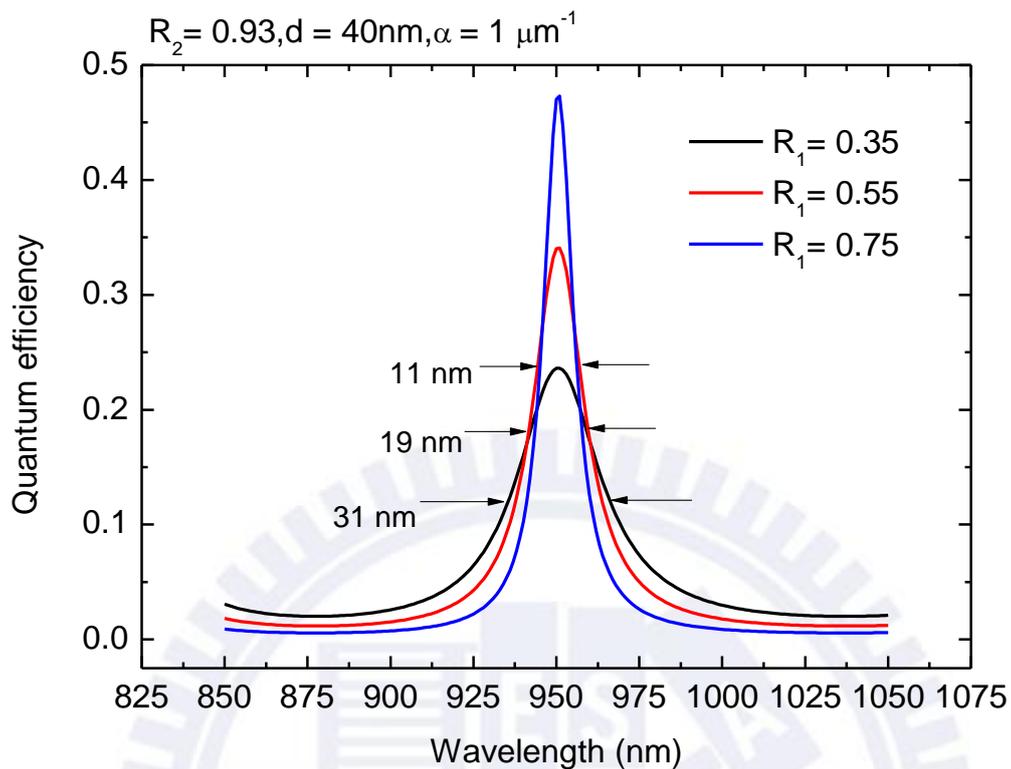


圖 3.6.17 $R_1 = 0.35$ 、 0.55 、 0.75 的量子效率頻譜

R_2 、 α 、 d 和 L_{eff} 在可變動的範圍內都不足以大幅增加半高寬，唯 R_1 ，即波導光柵的反射率可以大幅增加半高寬，所以接下來要針對波導光柵的結構與反射率下降的問題進行分析。

波導光柵表面粗糙不平

光波在波導內順利傳遞，首要條件是波導表面要足夠平整(至少在數個波長以上都要平整)，若表面太粗糙(起伏程度到波長尺寸的等級)會讓光波散射，所以波導光柵表面粗糙不平會造成反射率下降。

MBE 磊晶成長不平是表面粗糙的主要原因，如圖 3.6.18 表面起伏明顯，相較於圖 3.6.19 只長 GaAs 和 AlGaAs(成長得平整)的掏空練習片，其表面平滑許多。製程過程中也會加深起伏，ICP 撞擊和 DHF 濕蝕刻都會讓表面更加粗糙。

為了瞭解最後粗糙的程度，用光學顯微鏡(圖 3.6.20)可看出未經製程的晶片已有細微的皺摺，用原子力顯微鏡(AFM)掃描經過製程但上沒做光柵的偵測器(圖 3.6.21-22)，發現最大起伏 52 nm，平均起伏約 35 nm，每 2.5 μ m 約 4 個凸起，也就是每個週期約 0.9 個凸起。

按照上述粗糙程度，畫出模擬 CAD 檔，只模擬 2 \times 2 週期，用橢球表面做起伏(圖 3.6.23)。模擬出來的結果如圖 3.6.24-25，發現反射率下降許多，從原本 0.8 左右掉到 0.5X，雖然還是沒有降到 0.35，可能是因為只有 2 \times 2 週期，隨機亂度不夠，或是橢球表面起伏不夠複雜，但是已找到反射率下降的原因。

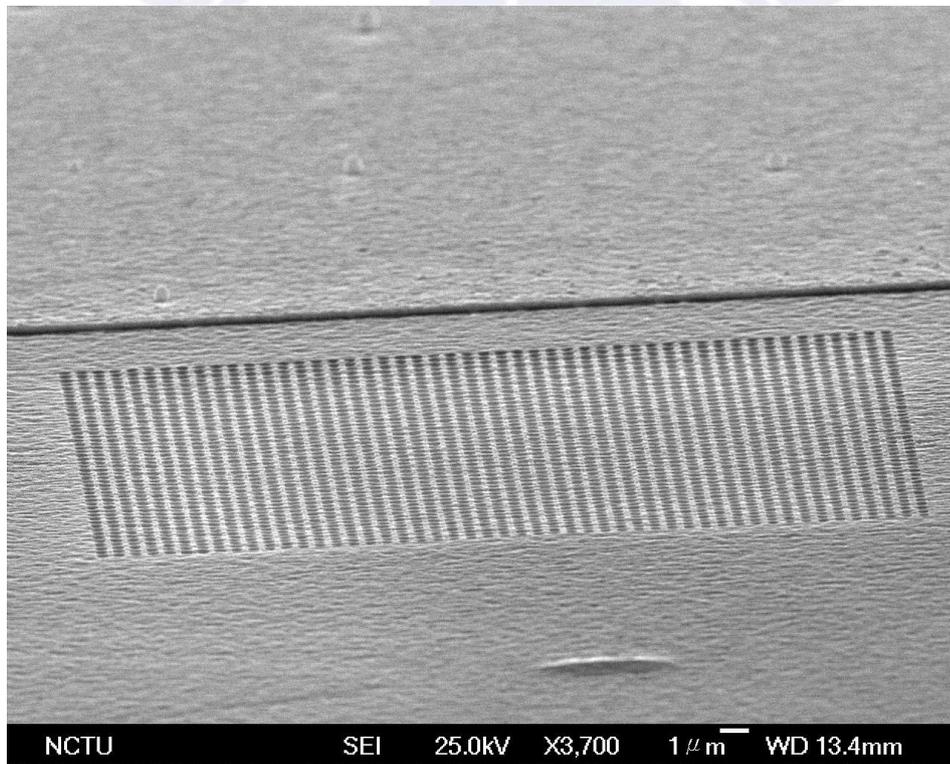


圖 3.6.18 Rn979 光柵表面側視

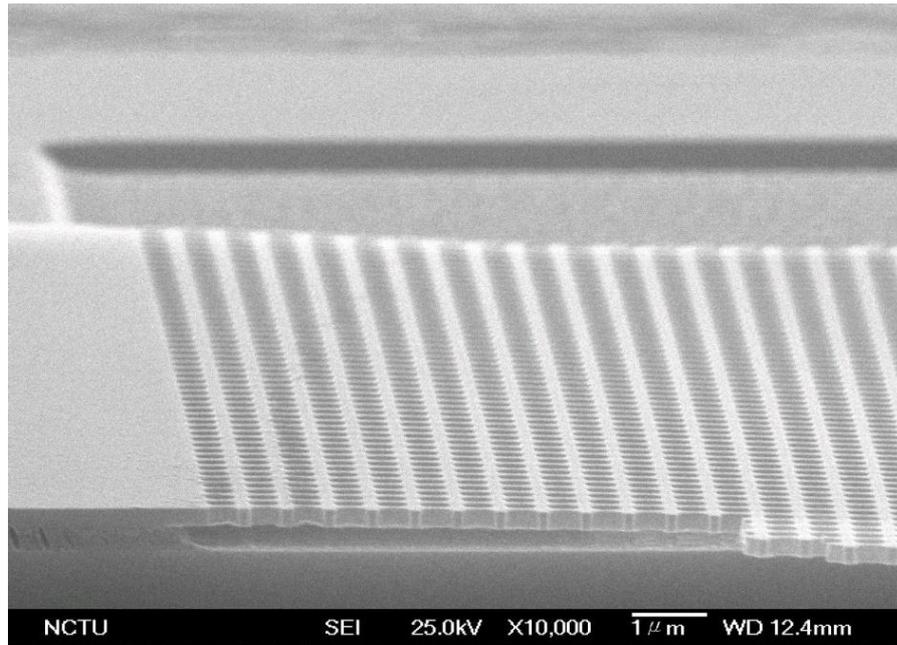


圖 3.6.19 Lm4987 只長 GaAs 和 AlGaAs(成長得平整)的掏空練習片表面側視

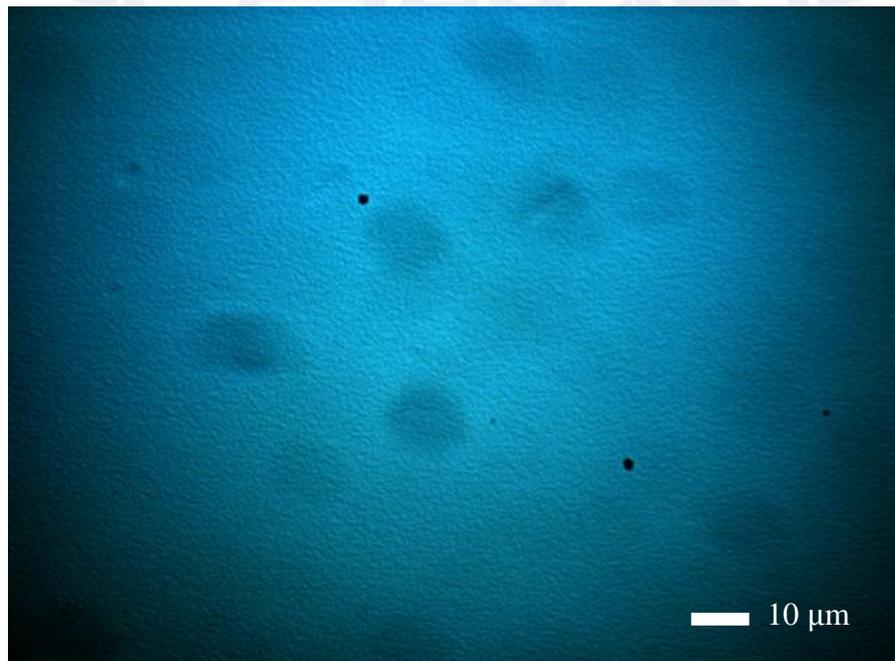


圖 3.6.20 Rn979(未經製程)光學顯微鏡 1000 倍下之表面

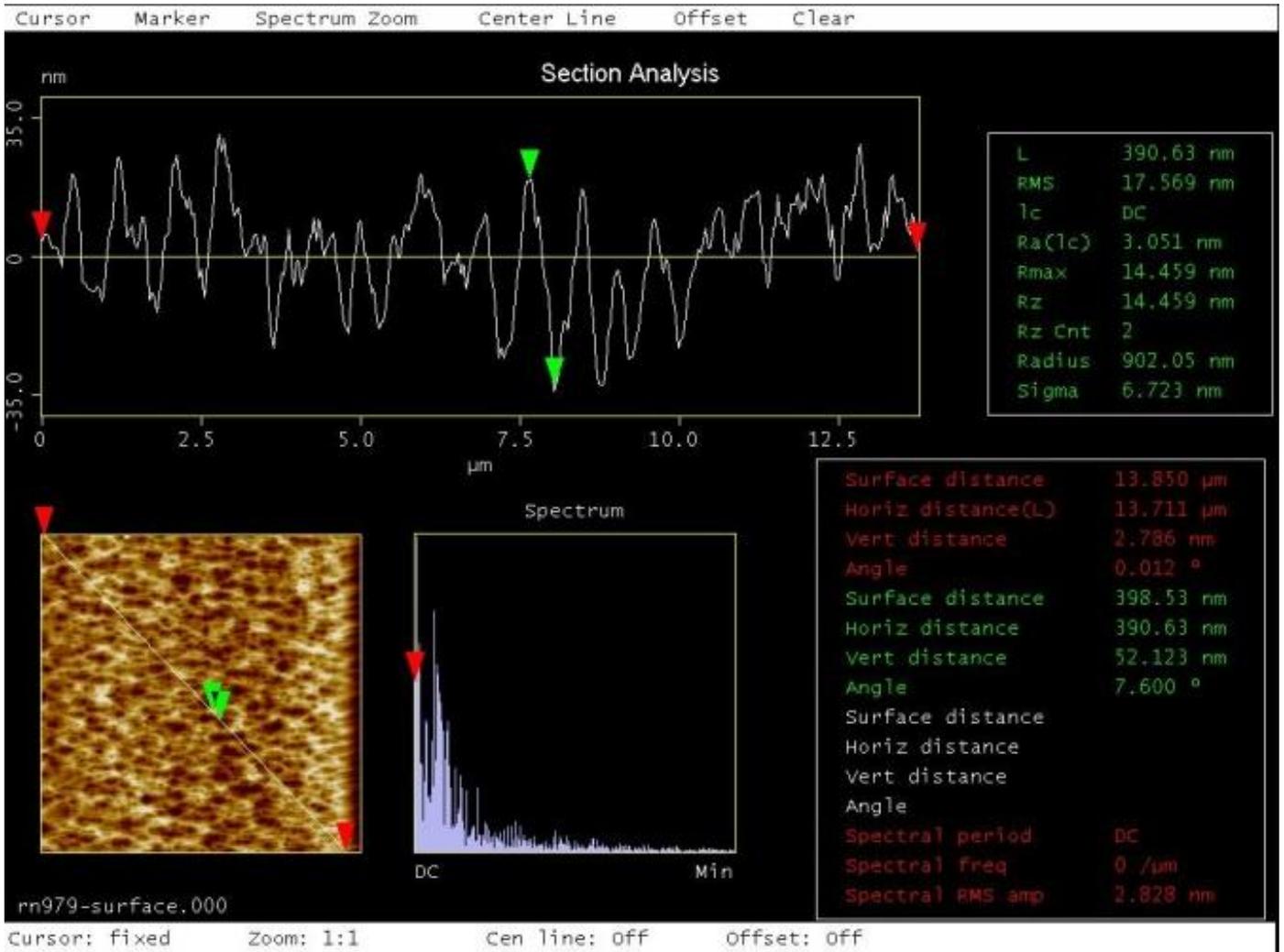


圖 3.6.21 Rn979 (經製程)進行 AFM 量測，範圍 10 μm 見方

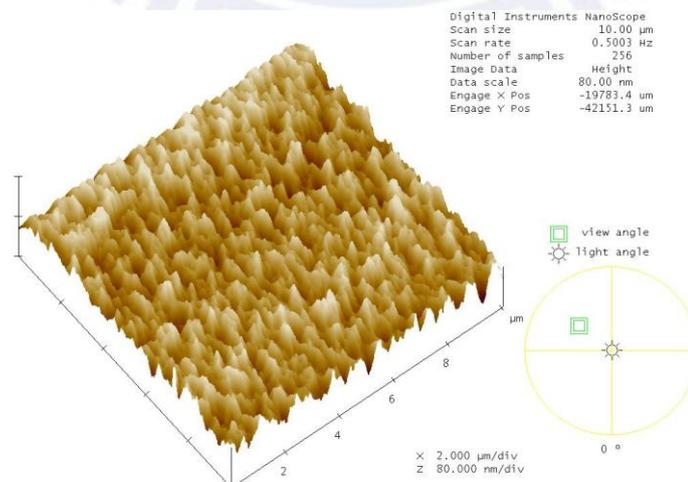


圖 3.6.22 AFM 立體圖，高低範圍 80 nm，水平範圍 10 μm 見方

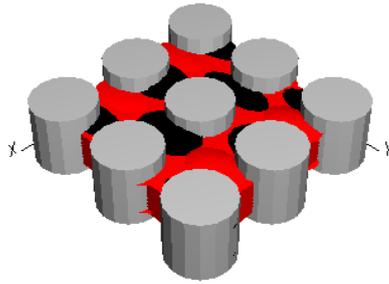


圖 3.6.23 模擬表面粗糙的 CAD 圖

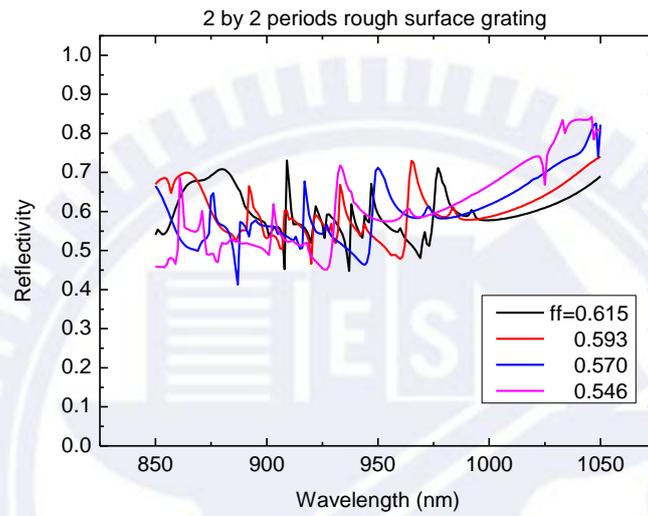


圖 3.6.24 模擬表面粗糙反射率頻譜

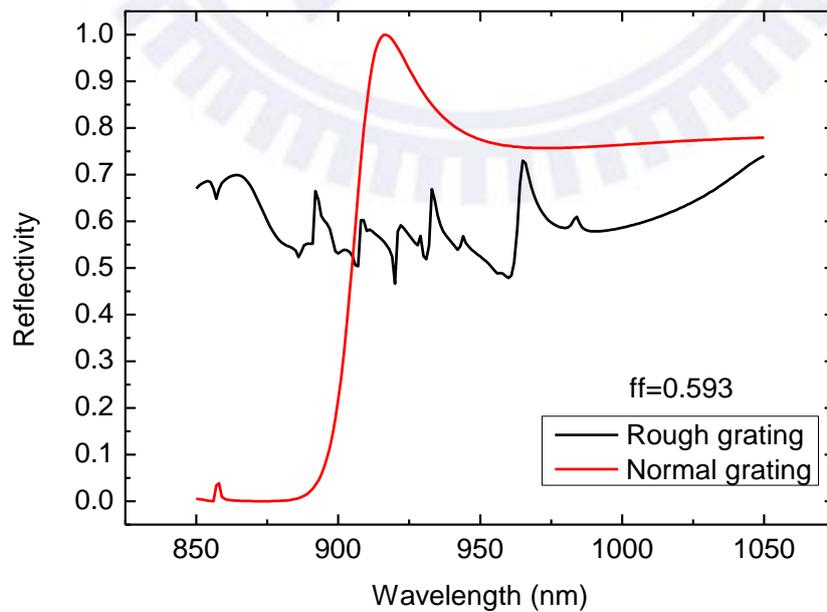


圖 3.6.25 模擬表面粗糙和完美光柵反射率頻譜比較

光柵週期數不夠或洞不均勻

波導光柵的本質仍是波導，故需要延伸一定的距離讓光在二維波導內傳導行進，若距離短到讓光沒辦法產生足夠的共振效應，反射率就會降低，所以推測光柵週期數目不夠可能是導致反射率下降的原因；而洞不均勻會讓等效折射率不一致，共振效果降低。然而實際上我們並未經過模擬得到反射率降低與光柵週期數不夠或洞不均勻之關係⁹，只能透過實作得知半高寬與週期數目不夠或洞不均勻之關係。

不過有一篇學術論文探討有關有限大小的波導光柵[20]，裡面有粗略的概算公式，用來概算只要多少個週期的光柵就能達到預期的效果：

$$N = \frac{C}{A(\Delta n)^2}, \quad (3.7)$$

其中 N 為週期個數、 C 為 1 ~ 10 的個位常數、 $A = 0.05014$ 、 Δn 為光柵折射率差值。算出來的結果約 3 到 30 個週期就能達到預期的效果。

除此之外還有洞不均勻也是影響的因素，E-beam 是造成不均勻的主因，因為寫 E-beam 時洞與洞之間會互相影響，造成邊緣的洞較小，往中間跑會逐漸變大也逐漸變一致。所以當週期數目愈多，不均勻愈小；洞愈大，不均勻越大。圖 3.6.26 和圖 3.6.27 是 35 個週期與 50 個週期不同洞大小的實驗比較圖，發現洞小的不論週期數多寡半高寬均相同(圖 3.6.26)，推斷週期數目是足夠的；而洞大的週期數多者半高寬窄(圖 3.6.27)，可知洞不均勻程度愈小半高寬愈窄；再者洞小的半高寬都比洞大的窄(比較圖 3.6.26-27)，足見洞不均勻程度愈小半高寬愈窄。

從上述結論我們知道週期數目是足夠的，不影響半高寬，而洞不均勻程度會影響半高寬，但影響的量不大，約 5 nm。反射率低導致半高寬過寬，但是半高寬過寬不代表反射率低，所以只能推論洞愈不均勻，半高寬愈寬。

⁹ DiffractMOD 只能模擬週期性的結構，若單一週期內累積太多孔洞，則運算時間會成指數成長，如果刻意縮短運算時間，運算又不夠精準，所以用模擬來探討反射率下降不可行。

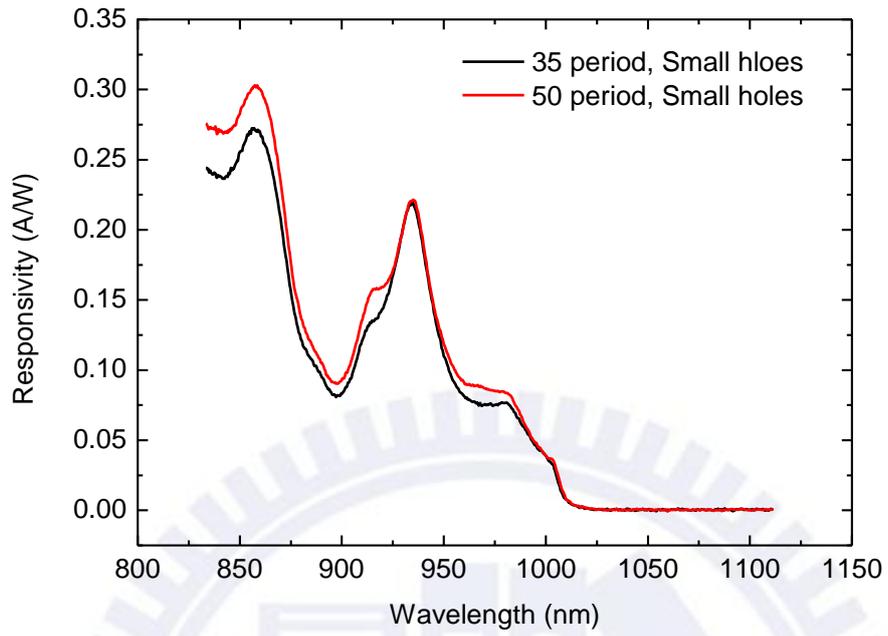


圖 3.6.26 30 週期與 50 週期小洞之響應度半高寬比較

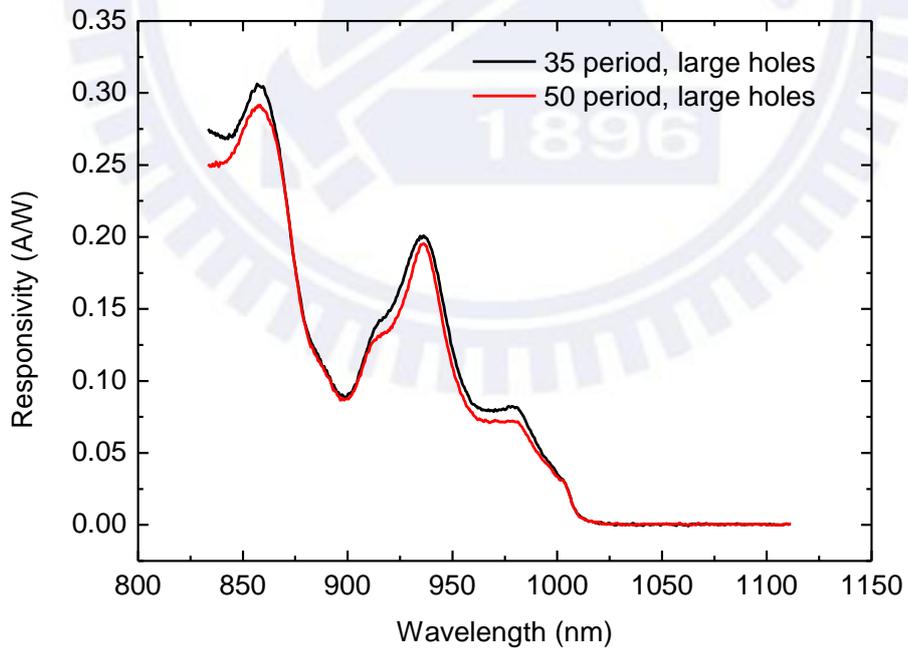


圖 3.6.27 30 週期與 50 週期大洞之響應度半高寬比較

小結

從圖 3.6.28 得知，光柵結構完美程度決定半高寬胖瘦，E-beam 微影雖有影響，但影響不大，長晶表面不平整才是主要的原因。

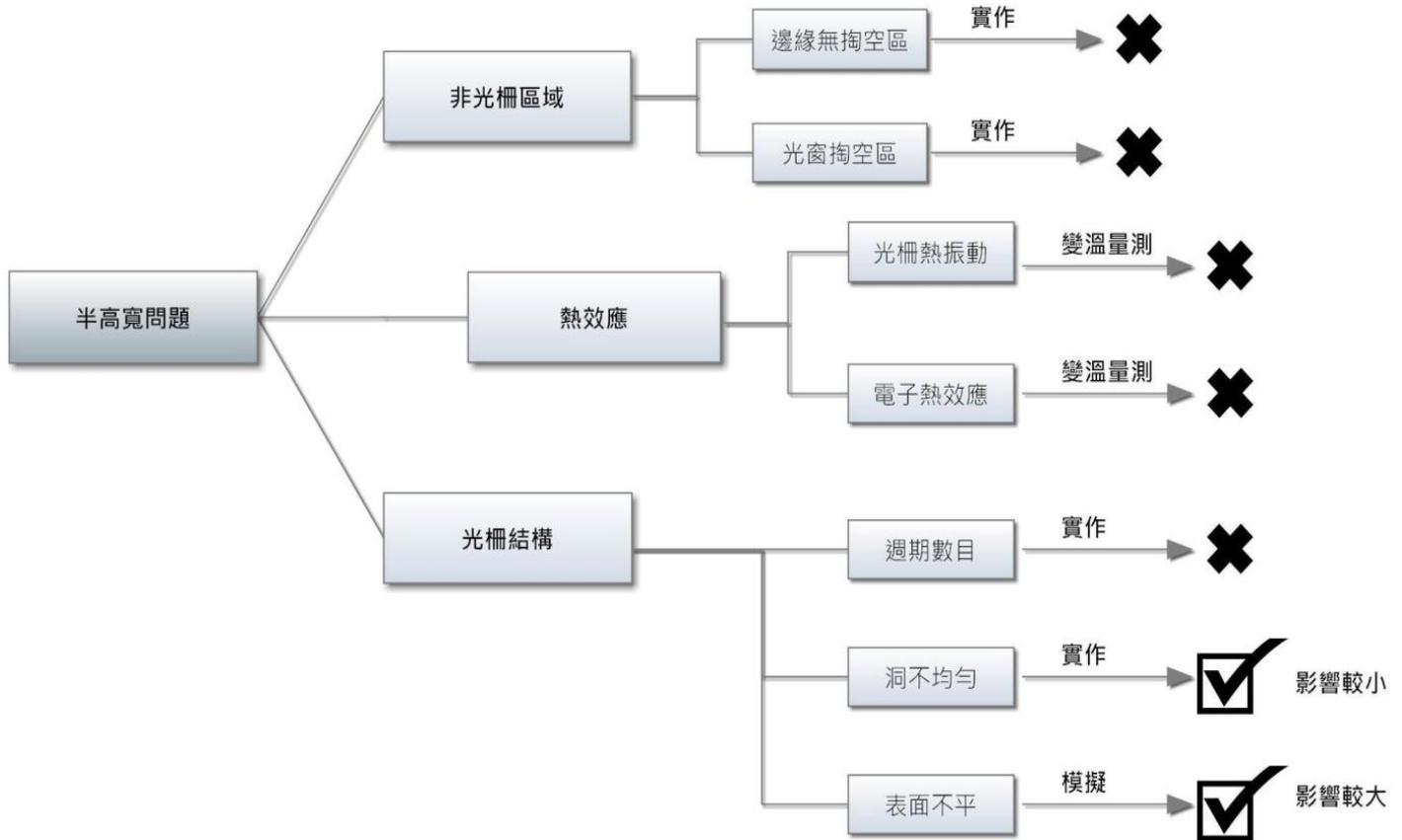


圖 3.6.28 半高寬問題總結

3.6.4 其他基本特性量測

電激發螢光(EL)量測

圖 3.6.29 和 3.6.30 是 EL 發光頻譜，發現頻譜中有明顯兩塊隆起，右邊約 990 nm 之隆起推測是 InGaAs 本身發光的波長加上共振腔及 DBR 的效應產生的，因為紅線無光柵元件的發光位置在 990 nm，與 PL 的發光尖峰相同，而掏空光柵元件右側之發光尖峰均在 987 nm。左邊 950 nm 附近的隆起推斷是波導光柵與 DBR 共振的結果，因為只有三個掏空光柵元件才有此現象，而且發光位置也有飄移(ff = 0.595 和 ff = 0.545 分別是 957

nm 和 951 nm), $ff = 0.595$ 這類元件屬結構特性較佳的元件, 發光強度相對強, 但是仍不若 InGaAs 能隙發光強。

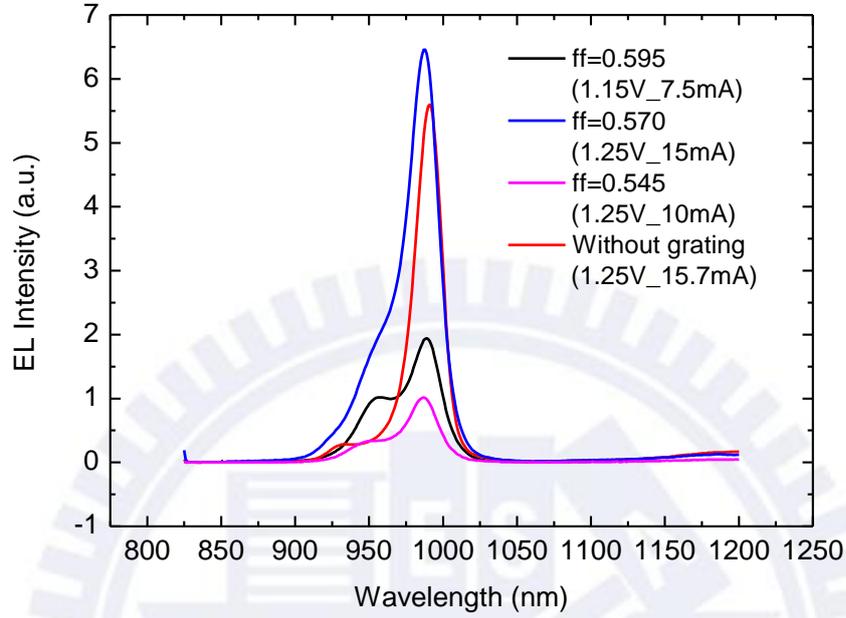


圖 3.6.29 EL 發光頻譜

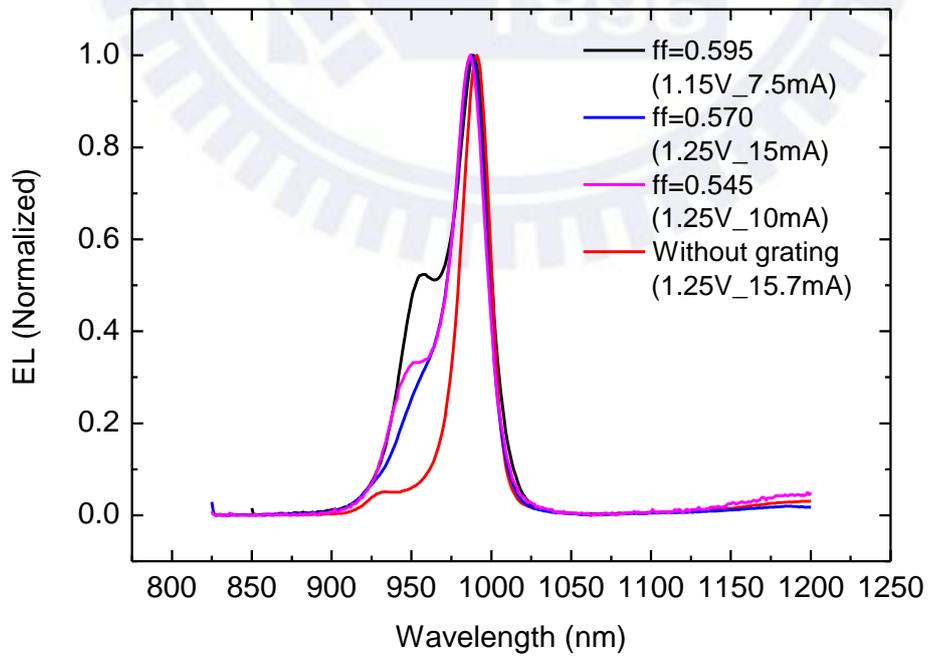


圖 3.6.30 EL normalized 發光頻譜

暫態響應

波長選擇光偵測器繼承 RCE 偵測器的好處，i-layer 比一般 PIN 偵測器短，反應速度比較快，因此額外量測它的暫態響應。圖 3.6.31 是偵測器的暫態響應圖，用 908 nm 脈衝雷射(pulsed laser)量的，脈衝寬 73 ps，紅線是光電流反應訊號，黑線是觸發雷射的電壓脈衝訊號，從紅線的半高寬知道暫態響應約 1.2 ns 左右。

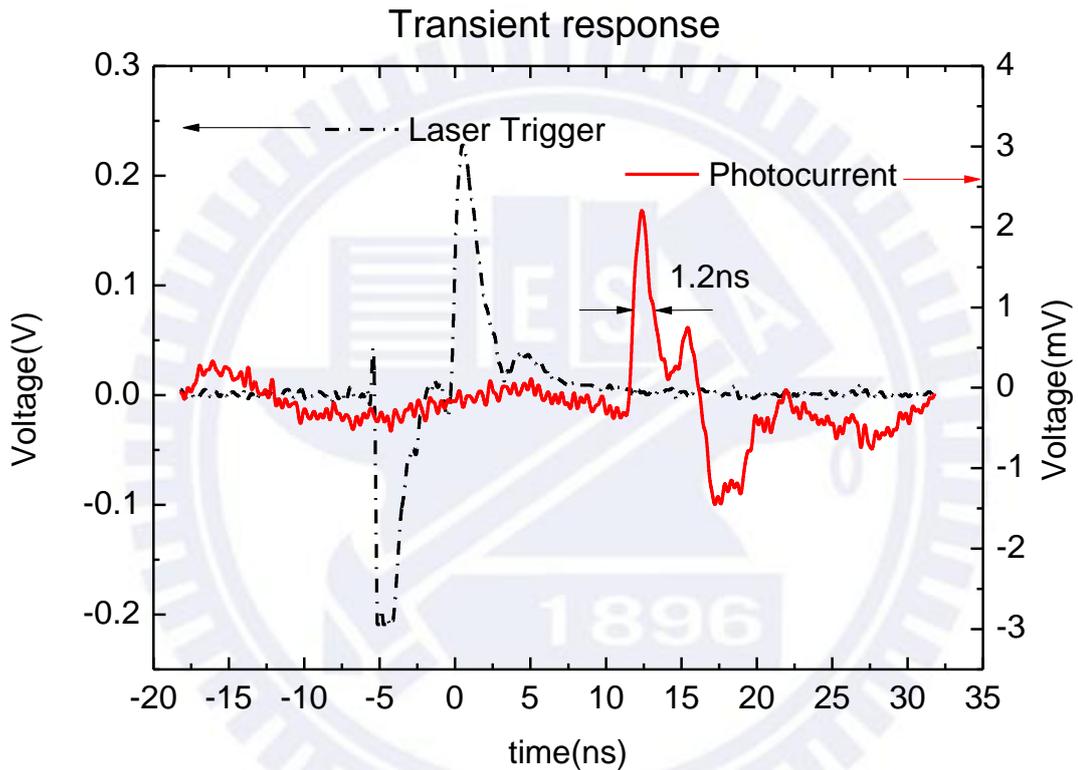


圖 3.6.31 暫態響應

電性量測

IV 特性如圖 3.6.32，每條線對應不同的填充因子。填充因子等於 0.545 與 0.570 的元件 IV 特性很差(可能是 mesa 蝕刻讓特性變差)，但共振響應度仍存在(只有偏壓等於零才有，其他偏壓均因雜訊太大而無法分辨共振位置)，可見共振響應與 IV 特性無明顯的關係，其中填充因子等於 0.595 是 IV 特性最好的元件，所以取此元件做變壓量測，最大偏壓可到 -6 V。

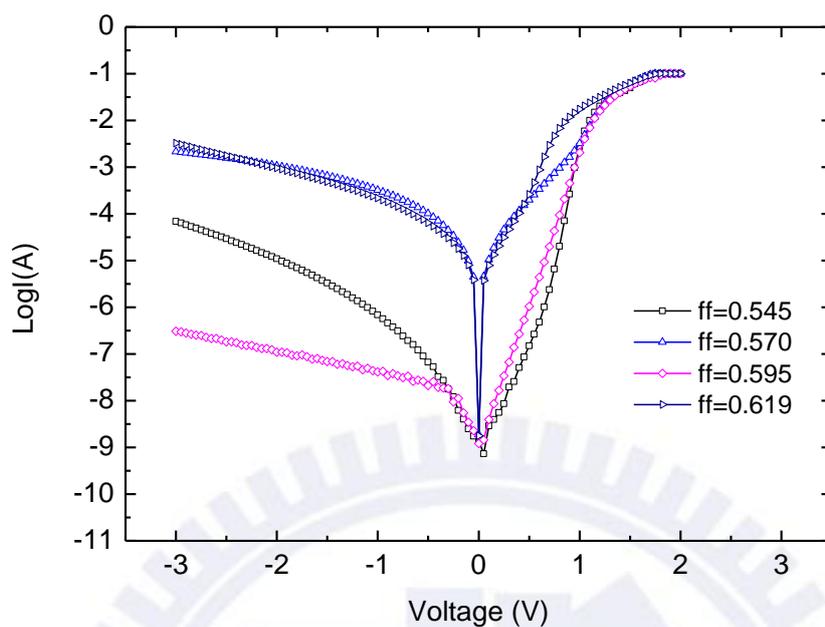


圖 3.6.32 IV 量測

3.7 結論

波長選擇光偵測器成功地將波導光柵和光電元件整合在一起，從波長選擇的物理機制、元件各部位的設計、整合模擬、元件製程步驟、量測結果到分析問題均於本章做了詳細的討論，也成功製作出由波導光柵、共振腔與 DBR 三者作用之共振光響應尖峰，而且調大填充因子，共振光響應尖峰跟著紅移。雖然實作元件效果不如模擬吸收頻譜預期的完美完整，但是我們還是針對半高寬的議題做了詳盡的探討與分析，最後發現長晶表面的粗糙不平是半高寬的問題癥結，也發現元件的性能主要取決於元件的外部結構。

波導模態共振原理和 PIN 偵測器整合的例子鮮少，透過我們的努力成功將兩者結合，其優點為保留 RCE 的共振吸收優點，但比 RCE 更省材料，並且可作於同一晶片上達到選擇波長偵測的功能，期待未來能做出更多更好與波導模態共振相關的光電整合應用與貢獻。

第四章 總結與未來展望

我們根據波導模態共振的物理機制(光柵與波導之耦合)可預測波導共振的位置，並且依據理論預測可實作出各種高反射率之反射鏡，如遠紅外線波段反射鏡(8 μm 附近有 95% 以上之反射率)，其結果不但證實了波導模態共振原理之正確性，同時可作為共振型偵測器之應用，特別是長波段偵測器，可取代 DBR。然而波導光柵不應只偏重在單一波導光柵之功能，而是要與其他元件互相整合作用，因此我們更進一步將波導光柵整合於光電元件 RCE-PIN 偵測器上，使波導光柵和共振腔及 DBR 三者互相共振作用，做出波長選擇偵測器，達成選擇吸收波長之目的(於 950 nm 有 8 nm 之共振吸收範圍)，讓波導光柵不只應用在 VCSEL 發光元件上，也能應用於 RCE-PIN 光偵測器上。不但如此，以 GMR 取代 DBR 的優點為：晶片磊晶完畢後，可藉由設計不同的光柵來調變等效共振腔長，解決了傳統 RCE 磊晶完畢後，無法調整共振腔長之窘境。

波導模態共振理論自 1990 年代開始發展，到 2000 年理論發展完全，開始出現許多濾波器相關的應用，如今更漸漸與光電元件整合，讓光電元件具備許多特殊功能。此論文依循波導模態共振發展的軌跡，將波導模態共振的原理、驗證、應用做了一系列詳細的探討，並且設計出波長選擇偵測器，成功製作出來並量測其特性，接著分析問題癥結找出改善性能之方向。然而波長選擇偵測器中，波導光柵共振與共振腔共振之間的關係有待釐清，雖然定性上的分析可知其原理，但不足以改善偵測器之性能，故必須加上定量分析才能設計出完善的架構。期待未來能做出可調範圍更大、解析度更好(半高寬更窄)的波長選擇偵測器；或許嘗試各種不同形狀的光柵(如三角晶格光柵)加寬可調範圍，或者加強製程技術，提高波長選擇解析程度等等。最後期待未來看到更多與波導模態共振原理相關之光電整合應用與貢獻。

參考文獻

- [1] R. W. Wood, "Remarkable spectrum from a diffraction grating," *Philos. Mag.*, vol. 4, 396, 1902.
- [2] A. Hessel, and A. A. Oliner, "A new theory of Wood's anomalies on optical gratings," *Appl. Opt.*, vol. 10, 1275, 1965.
- [3] M. Sarrazin, and J. P. Vigneron, "Bounded modes to the rescue of optical transmission," *Europhys. News*, vol. 38, 27, 2007.
- [4] D. Shin, "Resonance properties of periodic waveguides and their applications," Ph. D. dissertation, the University of Texas at Arlington, 1999.
- [5] A. Sharon, D. Rosenblatt, and A. A. Friesem, "Resonant grating-waveguide structures for visible and near-infrared radiation," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 14, 2985, 1997.
- [6] 周柏仰, 波導共振模態濾波器的製作與模擬, 碩士論文, 2010。
- [7] D. L. Brundrett, E. N. Glytsis, and T. K. Gaylord, "Homogeneous layer models for high-spatial-frequency dielectric surface-relief gratings: conical diffraction and antireflection designs," *Appl. Opt.*, vol. 33, 2695, 1994.
- [8] M. G. Moharam, and T. K. Gaylord, "Rigorous coupled-wave analysis of planar grating diffraction," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 71, 811, 1981.
- [9] M. G. Moharam, Eric B. Grann, and Drew A. Pommet, "Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 12, 1068, 1995.
- [10] S. S. Wang, R. Magnusson, and J. S. Bagby, "Guided-mode resonances in planar dielectric layer diffraction gratings," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 7, 1470, 1990.
- [11] S. S. Wang, and R. Magnusson, "Theory and application of guided-mode resonance filters," *Appl. Opt.*, vol. 32, 2606, 1993.
- [12] Tian Sang, *et.al.*, "Systematic study of the mirror effect in a poly-Si subwavelength

- periodic membrane,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 26, 559, 2009.
- [13] D. Shin, S. Tibuleac, T. A. Maldonado, and R. Magnusson, “Thin-film optical filters with diffractive elements and waveguides,” *Opt. Eng.*, vol. 37, 2634, 1998.
- [14] M. C. Y. Huang, Y. Zhou, and C. J. Chang-Hasnain, “A surface emitting laser incorporating a high-index-contrast subwavelength grating,” *Nature Photon.*, vol. 1, 119, 2007.
- [15] S. Boutami, *et.al.*, “Highly selective and compact tunable MOEMS photonic crystal Fabry-Perot filter,” *Opt. Express*, vol. 14, 3129, 2006.
- [16] N. Ganesh, *et.al.*, “Compact wavelength detection system incorporating a guided mode resonance filter,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, 081103, 2007.
- [17] S. Foland, KH Choi, JB Lee, “Pressure-tunable guided-mode resonance sensor for single wavelength characterization,” *Opt. Lett.*, vol. 35, 3871, 2010.
- [18] K. Kishino, *et.al.*, “Resonant cavity-enhanced (RCE) photodetectors” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 21, 2025, 1991.
- [19] M. S. Alam, *et.al.*, “Refractive Index, Absorption Coefficient, and Photoelastic Constant: Key Parameters of InGaAs Material Relevant to InGaAs-Based Device Performance” *Indium Phosphide & Related Materials, 2007. IPRM '07 IEEE 19th International Conference*, 343, 2007.
- [20] J. Saarinen, E. Noponen, J. Turunen, “Guided-mode resonance filters of finite aperture” *Opt. Eng.*, vol. 34, 2560, 1995.

簡歷

姓名：賴國瑋 (Kuo-Wei Lai)

性別：男

出生年月日：民國 75 年 12 月 30 日

學歷：國立交通大學電子物理系學士 (94.9 ~ 98.6)

國立交通大學電子研究所碩士 (98.9 ~ 100.8)

碩士論文題目：

波導模態共振之元件應用

Device Applications of Guided-mode Resonance