

國立交通大學

影像與生醫光電研究所

碩士論文

應用於微波通訊之一維光子晶體的穿透光譜

Transmission Spectra of One-Dimensional Photonic Crystals

Applied in Microwave Communications

研究生：張 鎧

指導教授：李 偉 教授

中華民國 102 年 8 月

應用於微波通訊之一維光子晶體的穿透光譜

Transmission Spectra of One-Dimensional Photonic

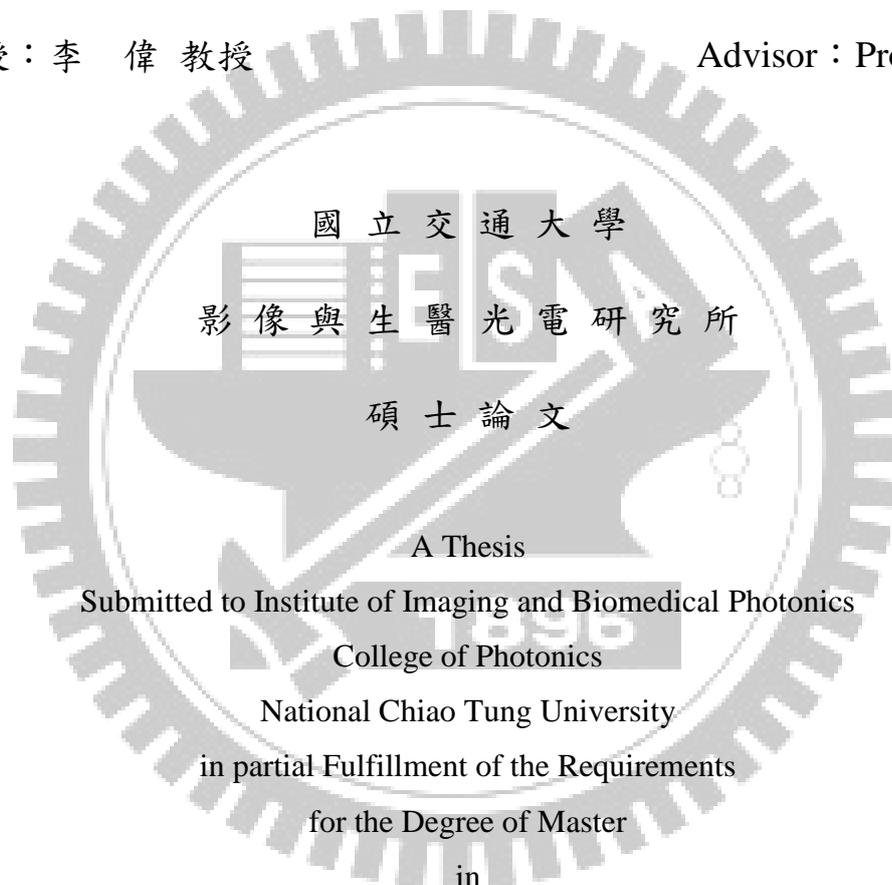
Crystals Applied in Microwave Communications

研究生：張 鎧

Student : Kai Chang

指導教授：李 偉 教授

Advisor : Prof. Wei Lee



Imaging and Biomedical Photonics

August 2013

Tainan, Taiwan, Republic of China

中華民國 102 年 8 月

應用於微波通訊之一維光子晶體的穿透光譜

學生：張 鎧

指導教授：李 偉 教授

國立交通大學 影像與生醫光電研究所碩士班

摘 要

本論文提出可應用於傳統及未來微波通訊 (E-band) 之一維光子晶體波段選擇器設計及光電特性模擬。一維光子晶體是由高低不同折射率的兩種材料依照週期性排列而來，此設計可抑制某特定頻段範圍的光穿透度，其中材料的選取，採用了一般常作為透明基板的鈉鈣玻璃，及具有電場或磁場可調控性的常用液晶 BDH-E7。在設計上，為了研究液晶軸向轉動對本論文中一維光子晶體特性的影響，因此根據 Fréedericksz transition 及牛頓法來更準確地模擬液晶在外加電場作用下的行為；除此之外，選擇適當的玻璃及液晶缺陷層厚度、數目及在結構中的位置，使其具有不同的光譜特性，並觀察液晶層於電場下之行為對一維光子晶體的影響。本論文研究一維光子晶體穿透光譜的頻段為 30 至 120 GHz，此範圍涵蓋了目前大多微波與毫米波通訊的使用頻段。在應用上，本論文提出應用於不同頻帶技術之可電控單一頻段選擇器、電磁帶通濾波器，及電磁干擾保護罩。

Transmission Spectra of One-Dimensional Photonic Crystals Applied in Microwave Communications

Student : Kai Chang

Advisor : Prof. Wei Lee

Institute of Imaging and Biomedical Photonics
National Chiao Tung University

ABSTRACT

This study is concerned with the transmissive properties of several electrically tunable one-dimensional photonic crystals (PCs) for applications in multigigabit millimeter-wave communications, especially in E-band (70–90 GHz) wireless technology. Each PC multilayer is sequentially composed of two dielectric materials with high and low refractive indices. And this design can inhibit light transmittance in some specific frequency range. From many references, we know that the characteristics of liquid crystal change with electric field and magnetic field. In order to more accurately research the properties of one-dimensional photonic crystal by the rotation effect of liquid crystal, we adopt Freedericksz transition and Newton method to simulate the behavior of liquid crystal in electric field. By kinds of defect layers compositions, we research the optical properties of these hybrid structures. By specific designs, we can get four kinds of electrically tunable frequency selectors, and a kind of bandpass filter.

誌 謝

在新竹寒風砭骨的冬天來臨前，因緣際會之下，經過重重事情，我從新竹交通大學，來到了交通大學台南校區光電學院，繼續了我的碩士研究，並在台南完成碩士學位。在這兩年的碩士生涯裡，首先必須千恩萬謝我的指導教授李偉老師。與老師初相識時，不管是老師的熱情，還是對每位學生關懷備至的照顧，以及悉心的教導，都讓我感到溫暖。且老師對學問的嚴謹更是我輩學習的典範。因此，我決定跟隨老師做研究，完成我的碩士學位。

說實話，兩年似長非長，似短非短，但與 LCP 實驗室所有學長、同學、學弟，及學妹共同相處的回憶，豐富多彩了這似長似短的兩年。想當初與同學們剛認識時的情景點滴在心，記憶猶新。在此感謝鄭皓文、李建邦及楊有承同學的幫忙，恭喜我們順利走過這兩年。實驗室與我同組的王筱丛學弟，在與你討論的過程中，總是都能讓我們有很多收穫。在此要特別感謝學弟在本篇論文中的作圖協助。

印象最深刻的，莫過於與楊有承，及劉又仁學弟去日本參加第一屆亞洲液態晶體研討會的回憶。並感謝柏昌學長幫忙修改口頭報告的投影片。第一次出國，也是第一次參加國際研討會，這樣的經驗在碩士生涯裡，是個特別的回憶。

最後在此感謝我最摯愛的雙親，有你們的支持與鼓勵，使我更有動力前進，並更有衝勁，讓我能順利完成學位。



目 錄

中文摘要.....	i
英文摘要.....	ii
誌謝.....	iii
目錄.....	v
表目錄.....	vii
圖目錄.....	viii
第一章 緒論.....	1
1.1 微波通訊未來趨勢：E 頻帶技術.....	1
1.2 論文架構.....	6
第二章 光子晶體與液態晶體簡介.....	9
2.1 光子晶體.....	9
2.2 液態晶體.....	12
2.3 一維光子晶體文獻回顧.....	15
第三章 模擬的理論依據.....	19
3.1 電磁波在一維光子晶體中的傳播.....	19
3.2 電磁波在一維光子晶體與液晶複合結構中的傳播.....	25
3.3 外加電場之下液晶在空間中的排列分布：牛頓法求解.....	30

第四章 結果與討論.....	35
4.1 設計前言	35
4.2 一維光子晶體的一般特性.....	37
4.3 一維光子晶體穿透光譜特性.....	40
4.4 具玻璃缺陷層之一維光子晶體的穿透光譜特性.....	44
4.5 具液晶缺陷層之一維光子晶體的穿透光譜特性.....	54
4.6 一維光子晶體與中央週期缺陷層複合結構之穿透光譜特性.....	58
第五章 結論與未來展望.....	61
參考文獻.....	66



表 目 錄

表 1.1	各網路傳輸技術之比較.....	4
表 4.1	FWHD/FFHD 與 CFW/CFE 隨層數變化之數據表	40
表 5.1	不同一維光子晶體結構特性整理表	63



圖 目 錄

圖 1.1	大氣對微波的平均吸收量.....	3
圖 1.2	傳統微波通訊與 E-band 微波通訊比較.....	5
圖 1.3	不同微波通訊應用頻段示意圖.....	6
圖 2.1	一維、二維、三維光子晶體示意圖.....	11
圖 2.2	(a)向列型液晶；(b)層列型液晶；(c)膽固醇型液晶.....	14
圖 3.1	電磁波由介質 1 正向入射介質 2 與介質 3 之行進示意圖.....	20
圖 3.2	正向入射一雙層結構一維光子晶體之光程示意圖.....	24
圖 4.1	一維光子晶體基礎架構示意圖.....	36
圖 4.2	波長尺度下一維光子晶體阻帶隨週期數變化之透光譜.....	36
圖 4.3	頻率尺度下一維光子晶體阻帶隨週期數變化之透光譜.....	38
圖 4.4	波長尺度下 FWHD 及 CFW 隨週期數變化圖.....	39
圖 4.5	頻率尺度下 FFHD 及 CFF 隨週期數變化圖.....	39
圖 4.6	有效折射率隨液晶傾角變化圖及示意圖.....	42
圖 4.7	單一不同位置液晶層於電場作用下之 FWHD 變化圖.....	42
圖 4.8	不同數量液晶層於電場作用下之 FWHD 變化圖.....	43
圖 4.9	一維光子晶體隨全液晶層傾角改變之透光譜特性.....	43
圖 4.10	液晶盒內液晶分子的傾角分布.....	44
圖 4.11	一維光子晶體含玻璃缺陷層 A' 之結構示意圖.....	45

圖 4.12	頻率尺度下一維光子晶體含不同位置的玻璃缺陷層之穿透光譜.	46
圖 4.13	中央缺陷層 A' 厚度對一維光子晶體缺陷模態數量的影響.....	46
圖 4.14(a)	精細度 1% 之中央缺陷層 A' 厚度為 50 mm 時的穿透光譜.....	47
圖 4.14(b)	精細度 1% 之中央缺陷層 A' 厚度為 100 mm 時的穿透光譜.	47
圖 4.15(a)	精細度 0.1% 之中央缺陷層 A' 厚度為 50 mm 時的穿透光譜.....	48
圖 4.15(b)	精細度 0.1% 之中央缺陷層 A' 厚度為 100 mm 時的穿透光譜..	48
圖 4.16	缺陷模態 (66 GHz) 隨液晶層受外加電場作用下之移動圖.....	49
圖 4.17	一維光子晶體含玻璃缺陷層 A' 及液晶層 B' 之結構示意圖.....	50
圖 4.18	隨中央玻璃缺陷層厚度增加以致缺陷模態增加之穿透光譜.	51
圖 4.19	缺陷模態隨液晶層於外加電場作用下之移動圖.....	51
圖 4.20	一維光子晶體含玻璃缺陷層 A' (A_{-3}, C, A_3) 之結構示意圖.....	53
圖 4.21	A' 層厚度對一維光子晶體複合結構影響之穿透光譜.....	53
圖 4.22	阻帶數量隨 A' 層厚度增加而上升趨勢圖.....	54
圖 4.23	一維光子晶體含中央液晶缺陷層 B' 複合結構示意圖.....	55
圖 4.24	缺陷模態隨週期數 1 至 4 變化之穿透光譜.....	56
圖 4.25	缺陷模態隨週期數 4 至 7 變化之穿透光譜.....	56
圖 4.26	不同數量之液晶層在外加電場下，缺陷模態移動趨勢圖.	57
圖 4.27	外加不同電壓於每一液晶層，缺陷模態移動光譜.....	57
圖 4.28	一維光子晶體含中央複合缺陷層複合結構示意圖.....	59

圖 4.29 一維光子晶體特性隨缺陷層週期數 1 至 8 改變之穿透光譜. 59

圖 4.30 缺陷模態隨液晶層於外加電場作用下之移動圖..... 60



第一章 緒論

1.1 微波通訊未來趨勢：E 頻帶技術

21 世紀是無線網路發達的時代。隨著 4G 長期演進技術 (Long Term Evolution; LTE) 無線網路的蓬勃發展，世界各地的人們對於無線網路的需求越來越多，此現象造成無線網路資料傳輸量的也逐漸變多。資料顯示，在 2012 年每月的無線網路資料傳輸量為 0.9 艾位元組 (EB)；專家預測在 2017 年，每月傳輸量將會達到 11.2 EB [1]。當現有傳統 6-42 GHz 頻段之無線網路通訊最高能容納的傳輸量不敷使用時，將會大大影響無線網路的穩定性。因此，尋求頻寬更大、資料傳輸速度更快的微波頻段，以解決傳統無線網路傳輸容量不夠的問題已勢在必行。為了解決第一代 E 頻帶產品無法滿足未來 LTE 對大頻寬的需求、提升產品性能、降低技術成本及合乎未來電信級的應用等問題，許多微波業者爭先恐後地投入新一代 E 頻帶產品。在 2012 年，華為公司率先提出新一代 E 頻帶無線網路產品，此產品提升了傳輸容量等性能的品質。隨著新一代 E 頻帶技術的產生，未來 E 頻帶可應用於 LTE 無線通訊的腳步已大大地邁開。

所謂的 E 頻帶，廣義來說，其頻率範圍為 60 至 100 GHz。在實際應用方面主要分為兩個頻段，其一為 71 至 76 GHz，另一為 81 至 86 GHz [2]。一般來說越高頻的電磁波，其頻寬越大，因此，利用 E 頻帶作為無線通訊

的頻段將可提供比傳統微波通訊更大範圍的傳輸量。其優勢在於其具有 10 GHz 頻寬，傳輸容量大，及頻譜使用上的花費較小等優點，非常適合未來的微波通訊發展。E-band 目前主要被用於企業級微波通訊及業餘衛星通訊上；在未來發展上，將會邁向電信級通訊規格目標前進。

事實上，E-band 頻段範圍早已被使用。美國政府長期以來，將此範圍的頻段建置在雷達與國防通訊的發展上。從 2003 年開始，美國聯邦通訊委員會（Federal Communications Commission; FCC）授予全球使用 E-band 的權利 [3-5]。主要的原因在於商業上，利用 E-band 通訊科技可提供每秒吉位元（GB）級的資料傳輸量，且其建置比設置光纖花費更少，因此更具經濟效益。此外，在市場上與傳統無線通訊發展不同的是，FCC 不願賣掉特定的頻段給出價最高的競標廠，而是採取在單一區域可有多家 E-band 業者來競爭的策略。關鍵的原因在於 E-band 具有傳送極狹窄光束的能力，不會受到其他頻段無線電的干擾 [6]。

未來無線通訊選定在 E-band 的原因如圖 1.1：當電磁波在空氣中傳遞時，會受到大氣的吸收而衰減。在傳統的微波通訊（6-40 GHz）中，大氣的衰減率很低，直到 60 GHz 頻段，電磁波在大氣的衰減率達到一個高峰。到了 70 GHz 以後，電磁波在大氣的衰減率才逐漸下降。隨著頻率的提升，電

磁波在大氣的衰減率也跟著升高。因此，考量環境及無線通訊傳輸量兩個主要的因素，E-band 不啻為一個非常好的無線通訊的頻段。

目前，E 頻帶、全球互通微波存取 (Worldwide Interoperability Microwave Access; WiMax)、微波無線電波 (Microwave radio)、60 GHz radio 及自由空間光纖 (Free Space Optics; FSO)，皆可用來作為無線網路通訊傳輸。而光纖網路 (buried fiber) 為一般有線光纖網路傳輸。表 1.1 為這些不同類型之網路傳輸的比較 [2, 7]。在無線傳輸方面，E 頻帶相對具有更高傳輸率、產品技術複雜度低、建置費用低、建置時間短，及具有監管保護傳輸的特性。因此 E 頻帶技術確實是無線網路傳輸的一個非常好的選擇。E-band 傳輸除了具有頻寬大的特點之外，還滿足安全上的顧慮。在政府、企業或是軍方傳

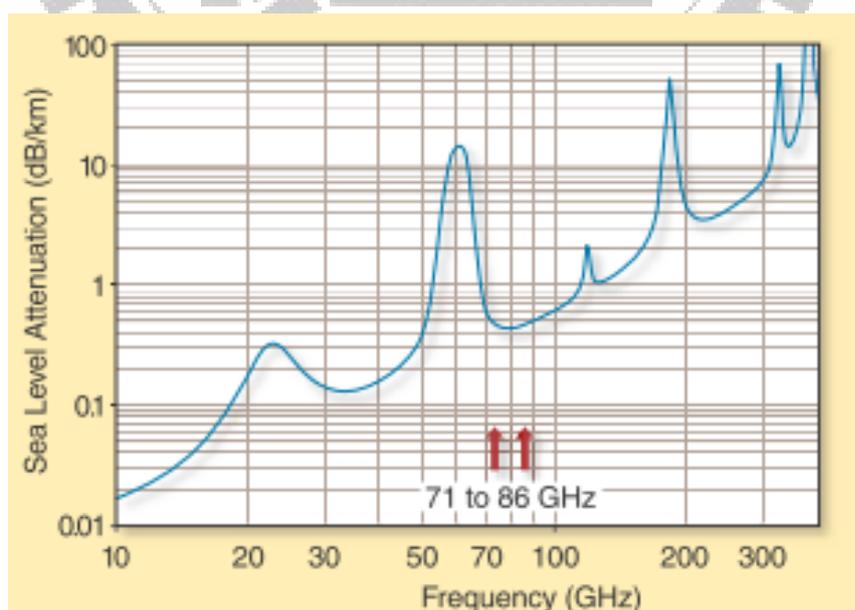


圖 1.1 大氣對微波的平均吸收量 (取自於參考文獻 [2])。

輸機密資料時，都須避免資料外洩的問題。一般在資料傳輸的技術上，有所謂的展頻跳頻（Frequency-Hopping Spread Spectrum; FHSS）的技術，此技術常被軍方及企業使用，以預防傳輸資料被截收的問題；但是如果要讓此技術的功能更好，必要的條件就是頻寬要夠寬，如此才能達到高安全性的效果。鑒於此因素，E-band 提供了非常好的條件，來提升傳輸資料時的安全性。關於 Mb/s 無線微波通訊與 Gb/s 技術中 E 頻帶的特點，圖 1.2 提供傳統微波通訊與 E-band 微波通訊的比較。

表 1.1 各網路傳輸技術之比較。

Parameter	E-band	Buried Fiber	Microwave Radio	60 GHz Radio	FSO	WiMax
Max data rates	1 Gbps	Virtually unlimited	To 311 Mbps	1 Gbps	1 Gbps	30–40 Mbps
Typical link distances	1 Mile	Virtually unlimited	3 Miles	400 Yards	200 Yards	1 Mile
Relative product complexity	Low	Low	High	Low	High	High
Cost and ownership	Low	High	Low	Low	Low	High
Installation time	Hours	Months	Hours	Hours	Hours	Half hours
Regulatory protection	Y	Y	Usually	N	N	Y

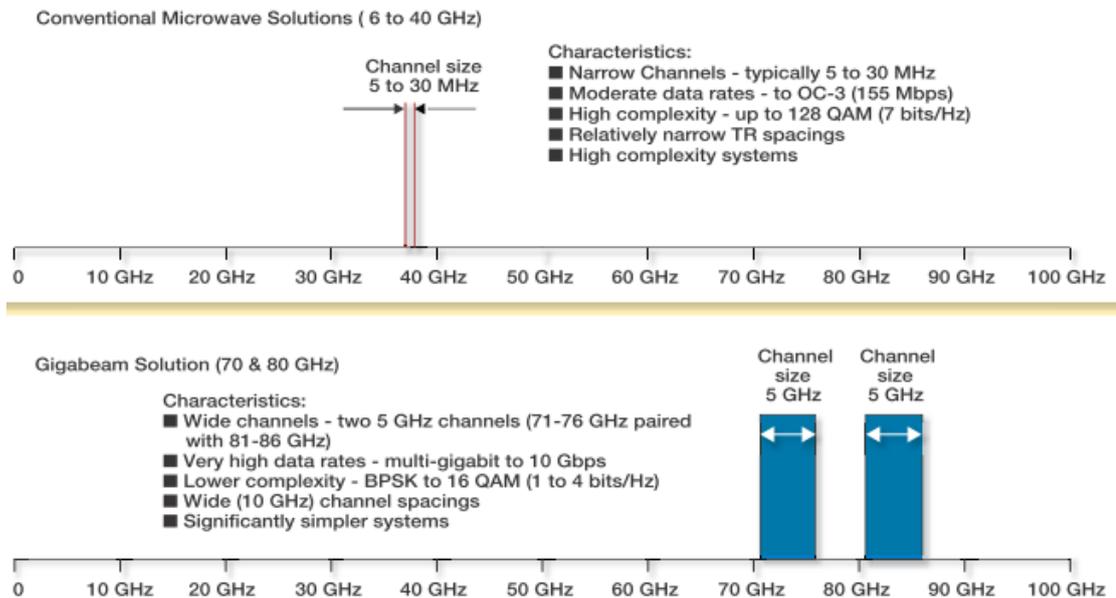


圖 1.2 傳統微波通訊與 E-band 微波通訊比較（取自參考文獻 [2]）。

綜觀以上所述，E 頻帶技術在無線微波通訊具備許多不可多得的優勢，其將會是未來微波通訊舞台的主角。除此之外，一維光子晶體也是未來通訊科技領域極度重要的一環。因此，發展可應用於 E 頻帶無線微波通訊之一維光子晶體將為未來重要的趨勢。

圖 1.3 為國際電信聯盟（International Telecommunication Union; ITU）所公佈之各類微波通訊所採用之頻段示意圖 [8]，從圖中顯示，在應用上，E-band 頻段係可以分成 19 個 250 MHz 級的區間。除此之外，微波通訊在傳遞訊號時，多以每 MHz 級的寬度為一頻道。若在這些微波通訊頻段中能夠設計出一種原件來調控所需使用的頻道，將令人期待。

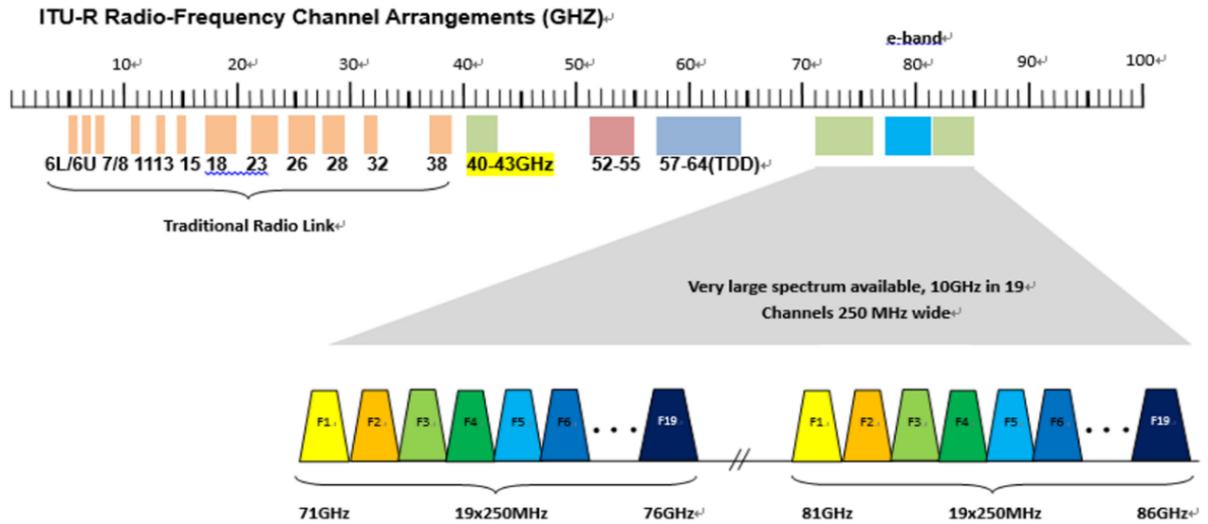


圖 1.3 不同微波通訊應用頻段示意圖 (依參考文獻 [8] 重繪)。

1.2 論文架構

本碩士論文提出一應用於廣義微波 (30–115 GHz) 頻段的電控一維光子晶體結構；利用此一維光子晶體，可抑制某個頻段的電磁波，並且允許在該頻段中某些狹窄頻段的電磁波通過此一維光子晶體結構，因此在通訊上，可作為波導及濾波器的應用。鑒於 E-band 未來的發展，吾人設計此新型電控一維光子晶體，模擬其光電特性並提出可能的應用。以下為各章內容簡要說明：

第一章：由於目前無線網路傳輸容納量即將飽和，造成無線網路「塞車」等種種情形，因此尋找一個新的無線網路通訊頻段為一重大議題。早期用於軍事通訊的 E 頻帶在 FCC 開放執照給民間業者使用後，無線網路領域中出

現了一道新的曙光。本章中提及未來通訊選擇 E 頻帶的原因，以及 E 頻帶相對於其他傳統微波波段傳輸技術的優勢。

第二章：本章旨在介紹光子晶體，液態晶體的歷史發展及一維光子晶體相關的研究。光子晶體的發展歷史從西元 1987 年至現在受到產學界的注目。光子晶體的結構可分為一維、二維、三維光子晶體，隨著使用的材料及結合的方式不同，而有多種不同的應用。再者，液晶的種類可分為向列型、層列型，及膽固醇型液晶。在光子晶體的研究上，鑒於液晶隨外加電場轉動光軸的特性，常在光子晶體內加入液晶缺陷層，而達到波段選擇器的效用。

第三章：本章提出光譜模擬的理論依據。本論文之一維光子晶體結構組成是利用高低不同折射率材料依中心反射波長理論作週期性排列而成。首先在第一部分我們解釋電磁波在一維光子晶體(類似多層膜結構)內傳播的行為；在第二部分中，我們利用牛頓法來模擬在外加電場下，液晶在液晶盒內排列的情形。第三部分為利用轉換矩陣法來計算光在此一維光子晶體傳播的行為；對於本論文所探討的一維光子晶體之穿透頻譜特性模擬，係採用免費程設 (open source) 軟體 Scilab 來完成，其基本架構先前已由本團隊 Aaron 提出應用於可見光之一維光子晶體的設計 [9]，本研究將加以修改其程式以精進其功能。在計算液晶盒中液晶分子於外加電場作用下的傾角分佈，是利用 Mathematica 來進行演算。

第四章：本章重點在於一維光子晶體之穿透頻譜特性研究。首先在第一部分我們探討一維光子晶體阻帶（stopband）寬度以及中央反射波長與頻率隨結構週期數變化的情形。此外，我們也探討不同數量的液晶層在電場作用下阻帶寬度的變化；在第二部分中，我們於一維光子晶體中不同位置加入玻璃或液晶缺陷層，並探討其在結構內不同位置中之頻譜特性的變化。除此之外，我們研究此一維光子晶體複合結構於電場作用下，缺陷模態移動的情形；第三部分旨在固定液晶缺陷層於一維光子晶體結構中央位置，我們探討不同數量液晶層於電場作用下，缺陷模態移動的差異；第四部份我們於一維光子晶體中央位置加入另一類型之週期性結構作為缺陷層，並探討其週期數對於一維光子晶體頻譜特性的影響。此外，我們同樣探討結構內之液晶層於電場作用下，缺陷模態變化的情形。

第五章：本研究所探討的一維光子晶體製作上可行，蓋因目前美國康寧公司在玻璃平滑技術上已可量產在厚度 0.4 mm 的玻璃上，且對於液晶盒的厚度要達到毫米級，在製作上也是可行的。在此章中，我們將會提到未來在實作上可能遇到的問題及其解決的方法，並提出對於此類一維光子晶體未來發展的想法。

最後，本論文所參考的文獻依文中出現順序整理於「參考文獻」中。

第二章 光子晶體與液態晶體簡介

2.1 光子晶體

光子晶體的「出現」，吸引了許多研究者紛紛找尋不同研究方向，來探究光子晶體的美妙之處。光子晶體的發展至今近 30 年的時間，目前依舊有大量的文獻圍繞在光子晶體未來的應用及發展上。

光子晶體 (photonic crystal) 名稱的建立可追溯於西元 1987 年，由美國加州大學洛杉磯分校的 E. Yablonovitch 教授 [10] 和加拿大多倫多大學的 S. John 教授 [11] 於 *Physical Review Letters* 上分別發表了兩篇創時代的研究報告。此時「光子晶體」這名詞才正式存在於科學界。在這兩篇的研究中，雖然兩位科學家對於光子晶體的研究重點並不相同 (Yablonovitch 教授的研究重點在於減少雷射自發放射的浪費；而 John 教授則是依電子能隙的理論，推論光子也可被缺陷的晶體所限制)，卻都提出了光子能隙 (photonic bandgap; PBG) —即文中提到之電磁阻帶—的概念。光子能隙是光子晶體的基本特性；即某些頻段的入射電磁波在結構當中無法穿過，而會被光子晶體反射。類比於電子在半導體晶體有所謂的電子能隙的現象，科學家將上述光子在光子晶體無法穿透的現象，稱為光子能隙。在 1980 年代末期，電子能隙的理論計算發展已經相當成熟，但光子能隙是一項非常新穎的研究，對於能隙寬度的計算，尚未發展。此外，在早期由於技術上的問題，難以將光子

晶體的結構建立在奈米級尺寸上，因此所有光子晶體的研究大多在微波級的尺度。

在光子晶體初次被提出之後，Yablonovitch 教授開始不斷嘗試各種不同的晶格排列結構，來觀察何種結構能具有真正光子能隙的特性。西元 1991 年，Yablonovitch 與其同事在貝爾通訊實驗室示範出一個具有真正光子能隙的類鑽石 (diamond-like) 結構，後來此結構就稱作 yablonovitch 結構 [12]。西元 1996 年，光子晶體的研究上有了一個里程碑：此時 Krauss 與其同事製作出世界第一個光學級的二維光子晶體 [13]。他們所使用的手段，是利用半導體的製程技術，以半導體材料製作此二維光子晶體。後來，許多研究者開始研究不同類型的光子晶體；例如 Ho 提出簡單的三維光子晶體 [14]，Lin 與 Fleming [15]，和 Noda [16] 等研究團隊，皆利用半導體技術製作出三維光子晶體。

那何謂光子晶體？在空間中，不同介電物質依週期性排列所形成的結構，就稱為光子晶體。在大自然中，也存在有光子晶體的結構，例如蝴蝶的翅膀、孔雀蛤的表面、蛋白石等物質都具有週期性的構造，並有不同且不完全的光子能隙。光子晶體的結構，可分為一維、二維、及三維，如圖 2.1。一維光子晶體，是由空間中的一個維度以介電常數週期性變化所組成的結構；二維光子晶體是在空間中二個維度顯示出週期性介電常數變化的結構；

三維光子晶體，則是在空間中所有維度呈現週期性介電常數變化所形成的結構。多層膜是一維光子晶體的簡單代表；一維光子晶體早已應用在我們的生活中，例如眼鏡上的多層膜，一般用來抗紫外線的鏡片鍍膜，即是一維光子晶體的應用。除此之外，多層膜的技術也應用在投影機、顯示器、光通訊的濾波器、波段選擇器；在光纖中的光柵也是一維光子晶體的應用。

一般計算光子能隙的方法有很多種，例如平面波展開法（plane wave expansion method）[17]，多重散射法（multiple-scattering theory）[18]，轉換矩陣法（transfer matrix method）[19]，以及有限元素法（finite element method）[20]。

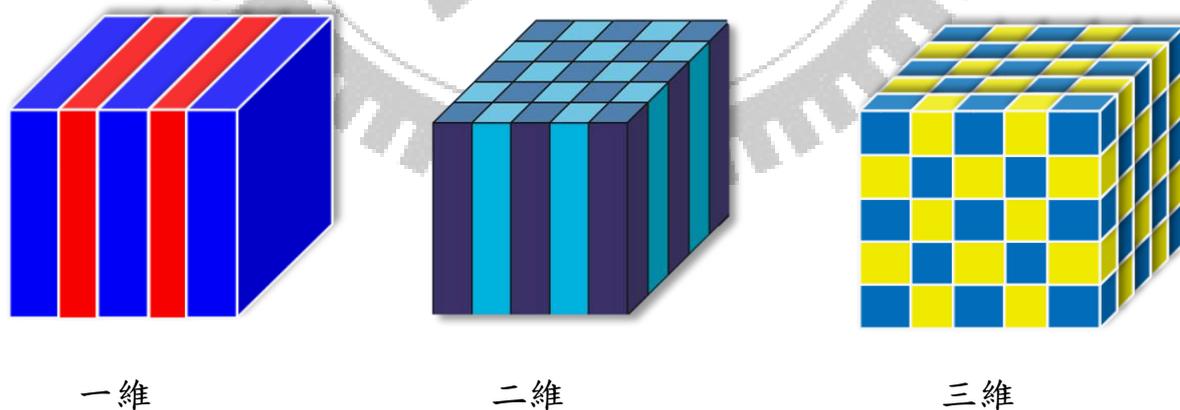


圖 2.1 一維、二維、三維光子晶體示意圖（依參考文獻 [21] 重繪）。

隨著光子晶體概念提出之後，許多研究團隊紛紛提出關於加入破壞此類週期性結構的缺陷層，並觀察缺陷對穿透光譜的影響。近幾年，有許多學者對於不同的週期性光子結構，研究加入缺陷後的結果。例如，利用程式模擬出光子晶體作為可彎曲 90° 的光波導 [22]，或將光子晶體製作成共振腔，將某些波段的光限制在腔體內部，以達到濾波的效果 [23–26]。

2.2 液態晶體

西元 1854 年是液晶初始被發現的一年——有人發現肥皂及神經細胞在含有適量的水時，會成為光學異方性的有機分子。西元 1888 年奧地利植物學家 Friedrich Reinitzer 潛心研究植物中的膽固醇，當他實驗出現今熟知的膽固醇苯甲酸酯時，發現此化合物具有兩個熔點，且在此兩個熔點之間，觀察到雙折射與顏色變化。實驗顯示，於升溫過程中，該物質在 145.5°C 時為濁狀液體； 178.5°C 時，該物質變成透明的液體；在降溫過程中，樣本從透明變為藍色，而後霧濁，再變成紫色，最後變為白色的固體 [27]。

德國物理學家 Otto Lehmann 進一步對此物質進行研究，在研究過程中，發現此物質在混濁狀態時具有一定的方向性，且具有雙折射現象 [28]。當加入電場時，他發現白色網狀的條紋，並稱此狀態為 flussige kristalle，也就是今日所稱的 liquid crystal。西元 1890 年，Ludwig Gatterman 在合成新的氧化偶氮苯化合物時，也發現了雙熔點現象，且此物質的流動性比 Reinitzer 發

現的膽固醇結構還來得好。西元 1922 年，George Freidel 對該類物質提出分類及命名。

液態晶體就其分子排列結構，可分成向列型液晶 (nematic)，層列型液晶 (smectic)，膽固醇型液晶 (cholesteric) 三種如圖 2.2(a)，其結構在偏光顯微鏡下觀察到為多數絲狀的形態。此類液晶的分子，一般都是長型的棒狀分子，分子軸方向約略平行，只具有一維的規則度；在光學上，通常為正折射；該分子於長軸方向容易滑動，黏滯力較小，為液晶種類當中最廣為應用的光電材料。層列型液晶如圖 2.2(b)，此類結構為長型的棒狀分子以層狀排列而成，各分子與該層面垂直或呈一傾斜角度，且構成分子彼此約略相互平行；層與層之間的作用力較弱，容易滑動，具有二維的流體性質。膽固醇型液晶（如圖 2.2(c)）具有與層列型類似的層狀結構，其層間的分子排列則與向列型相似；各層分子軸的方向與鄰近分子層的平均分子軸方向有微小偏轉，形成材料的旋光性；依旋光的方向，分成左旋與右旋。膽固醇液晶具有旋光性、選擇性光散射、圓偏光二色性。與前兩種液晶不同的是，膽固醇型液晶具有負值複折射性。

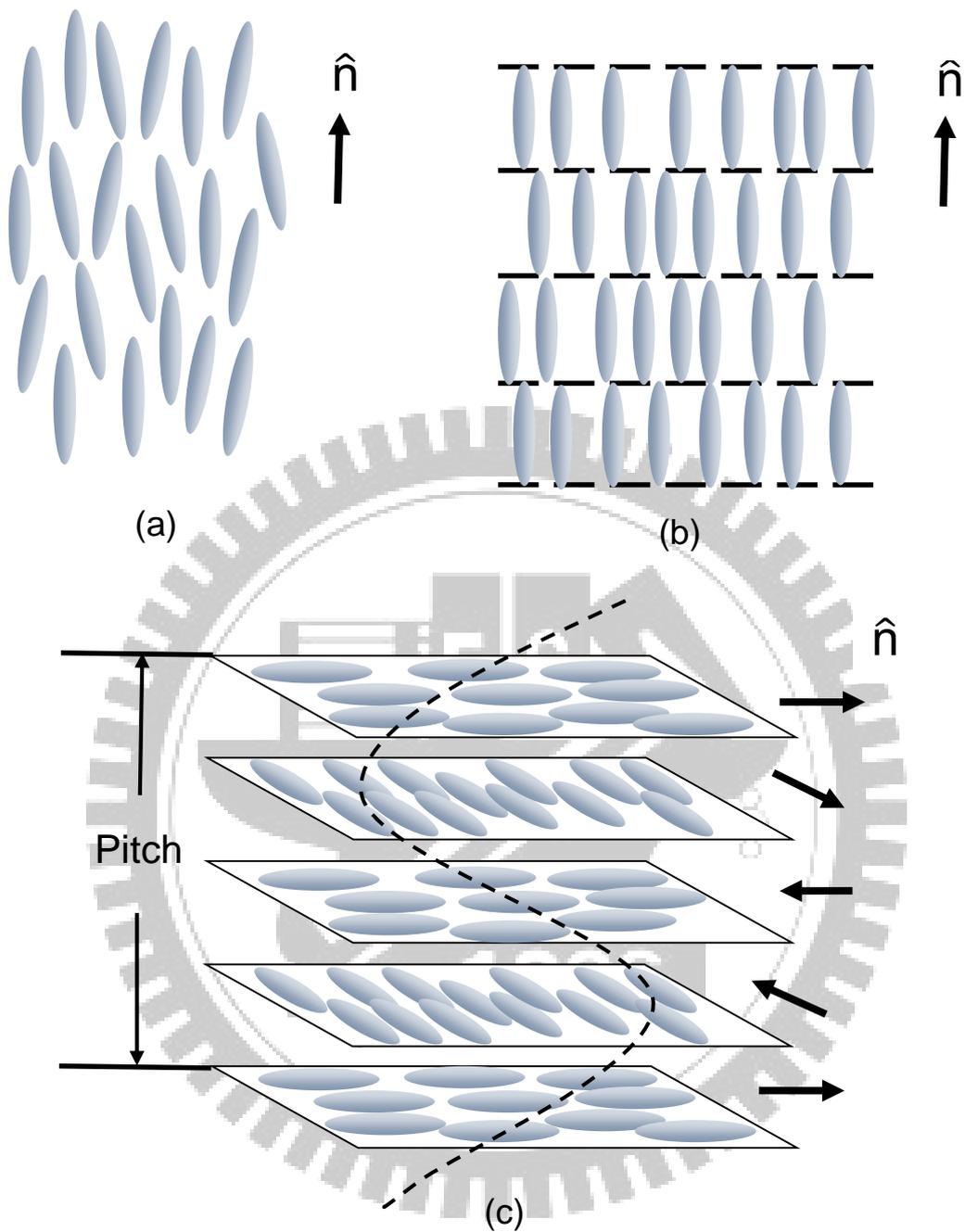


圖 2.2 (a)向列型液晶；(b)層列型液晶；(c)膽固醇型液晶（依參考文獻

[29] 重繪）。

2.3 一維光子晶體文獻回顧

隨著光子晶體的蓬勃發展，在一維光子晶體的研究領域上已有許多團隊提出不同類型的結構，並探討其光學特性。在所有一維光子晶體設計中，其中一種為具豐富應用性的可調控元件，即利用電場或磁場調控之一維光子晶體與液晶複合結構，其發展源自 2002 年由 Osaki 教授研究團隊於多層膜結構中央加入不同種類的液晶作為缺陷層，並觀察該液晶層在電場作用下所引致缺陷模態的行為 [30–36]。Zyryanov 教授研究團隊於 2008 年在一維光子晶體結構中央加入向列型液晶作為缺陷層，且在結構兩側加入穿透軸相互垂直的線偏光板，並探討液晶於電場作用下之一維光子晶體的穿透光譜特性而提出一維光子晶體光學開關 [37]。Da, Huang, and Li 於 2009 年提出一特殊可電控之一維磁光子晶體 (magnetophotonic crystal) 與液晶複合結構設計，其設計可作為可電控之光學開關 [38]。

自 2009 年起，本研究團隊與俄羅斯科學院西伯利亞分院 Zyryanov 教授所帶領的團隊共同合作，提出可磁控之一維光子晶體與向列型液晶複合結構並藉由液晶可磁控之特性，歸納出標定缺陷模態的方式以追蹤缺陷模態光譜訊號移動的情形，並設計理論來編號缺陷模態來解釋耦合現象 [39]。接著，台俄聯合團隊 Lin 等人於同年首先完成由 Ta_2O_5 與 SiO_2 週期排列之可見光波段一維光子晶體與扭轉向列型液晶的複合結構。藉由外加電場改

變中央扭轉向列型液晶在液晶盒內的傾角調控缺陷模態的位置，並討論液晶缺陷層在外加電場增大下，缺陷模態因相位延遲而產生藍移的現象；藉由混合模態 (mixed-mode) 扭轉向列型液晶特性，在一維光子晶體結構前後加入穿透軸相互垂直的偏光板與檢偏板，並藉由改變入射光的偏振角度及在特定的厚度設計之下，此一維光子晶體的設計可以作為一極狹窄單一波段選擇器 [40]；本研究團隊也改變中心缺陷層的材料種類，及改變液晶在液晶盒內的配向，使此一維光子晶體具有不同的調控特性及功能。2011 年首先由聯合團隊 Wu 等人在一維光子晶體中加入雙穩態對掌性斜垂向列型液晶 (bistable chiral tilted-homeotropic nematic; BHN) 作為缺陷層，並提出全球第一具節能之光學記憶型一維光子晶體與液晶之複合結構 [41]。Hsiao 等人提出可頻控之一維光子晶體與雙頻膽固醇液晶複合結構，藉由雙頻膽固醇液晶隨頻率變化特性，改變頻率使一維光子晶體缺陷模態的位置產生變化，而成為多頻道之波段選擇器 [42]。於同年，Hsiao 等人更提出一具有可調控之三穩態一維光子晶體與膽固醇液晶複合結構 [43]。Timofeev 等人提出一維光子晶體與扭轉向列型液晶複合結構，並討論在外加電場下，兩個不同光學態之缺陷模態彼此耦合之情形 [44]。2012 年，Chen 將層列 A 型液晶加入一維光子晶體中作為缺陷層，使此成為低能量消耗之缺陷模態可電控及可溫控之三穩態一維光子晶體複合結構 [45]。直到最近，聯合團隊 Hsiao 等人在一維光子晶體中加入 BHN 液晶，藉由此液晶隨電壓及頻率形

變的特性，並加入偏光板調控入射光的偏光角度，使此結構成為低能量損耗之雙穩態一維光子晶體複合結構 [46]。上述本團隊與 Zyryanov 教授研究團隊共同研究成果之概述，讀者可參考文獻 [47,48]。總括本聯合團隊一維光子晶體（即一維多層膜）的結構，於材料製程中，皆在玻璃基板上採用真空鍍膜法來完成。除此之外，也有研究團隊採用旋轉塗佈法來製作一維光子晶體結構，其中 Criante 與 Scotognella 於 2013 年採用旋轉塗佈法製作出奈米級的一維光子晶體結構，並探討不同類型的液晶於結構中央時之穿透光譜特性 [49]。

近年來隨著微米波及毫米波通訊的研究逐漸加溫，許多團隊紛紛朝向可應用於此兩類通訊之一維光子晶體研究議題注入心力。Mouldi 與 Kanazari 團隊於 2012 年結合兩種一維光子晶體結構，就其組合後之光學特性，提出可應用於毫米波波段之一維光子晶體電磁帶通濾波器 [50]。另外，Karim 與 Seddiki 在 2013 年提出微米級一維光子晶體模擬設計，在特定的位置下加入不同之缺陷層，並利用外加電場於缺陷層來調控缺陷模態並觀察其變化的情形 [51]。然而 Mouldi 與 Kanazari 所提出之應用於毫米波波段一維光子晶體不具可調控性，因此在應用上較侷限；Karim 與 Seddiki 提出應用於微米波之一維光子晶體具可調控性，但其缺陷模態可被調控的範圍並不大。因此，鑒於本團隊過去在可調控之一維光子晶體研究領域成果豐碩，及 E 頻帶逐漸成為未來無線網路通訊界主流之趨勢，因此本團隊藉本論文研究，提出可

應用於傳統與 E 頻帶微波通訊之可電控的一維光子晶體，並有效增寬缺陷
模態可被調控的範圍。



第三章 模擬的理論依據

3.1 電磁波在一維光子晶體中的傳播

前文提到，計算光子晶體的光子能隙方法包括有限元素法、平面波展開法，及轉換矩陣法。本論文為利用 4×4 Berreman 轉換矩陣法來計算光子晶體的光穿透性質 [52, 53]。所依據的光學原理推導如下：

首先，如圖 3.1，考慮電磁波由折射率為 n_1 之介質 1 正向入射至折射率為 n 之介質 2。當電磁波穿過介質 2 之後，再進入介質 3（在此定義其折射率為 n_T ）繼續傳遞。圖中 \mathbf{E}_I 、 \mathbf{E} 、 \mathbf{E}_T 分別為在介質 1、介質 2 及介質 3 中傳遞之電場向量，而 \mathbf{E}_I' 、 \mathbf{E}' 分別為被介質 2 及介質 3 反射之電場向量， l 為介質 2 之厚度， \mathbf{k} 為波向量。入射電磁波之磁場向量 \mathbf{H}_I 、 \mathbf{H} 、 \mathbf{H}_T 之方向為出紙面，反射電磁波之磁場向量 \mathbf{H}_I' 、 \mathbf{H}' 之方向為入紙面。電磁波在入射介質 1、介質 2 及介質 3 時，其入射的情形為連續行為，第一界面之邊界條件如下所示：

$$E_I + E_I' = E + E' \quad (3.1a)$$

$$H_I - H_I' = H - H' \quad (3.1b)$$

而在第二界面之邊界條件為

$$Ee^{ikl} + E'e^{-ikl} = E_T \quad (3.2a)$$

$$He^{ikl} - H'e^{-ikl} = H_T \quad (3.2b)$$

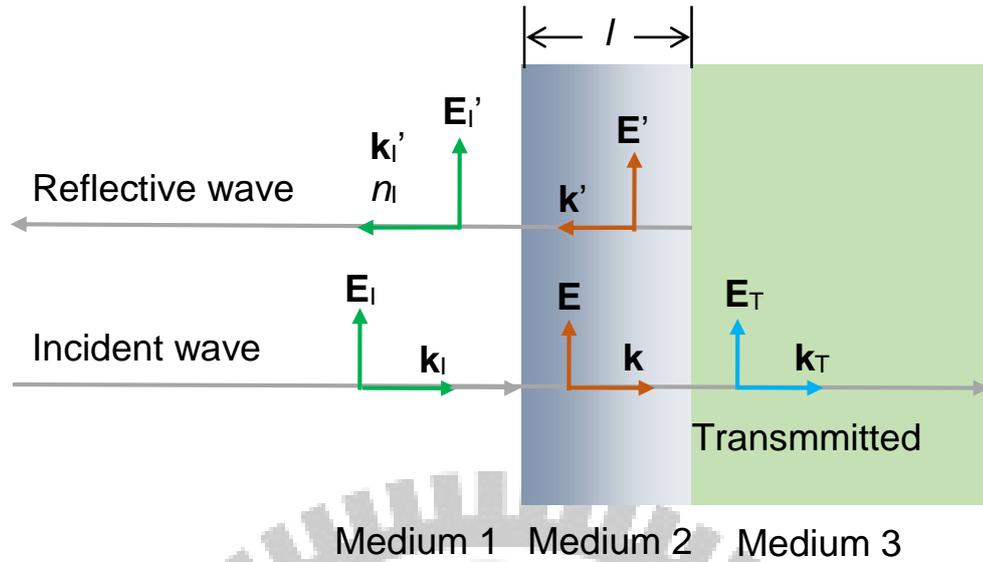


圖 3.1 電磁波由介質 1 正向入射介質 2 與介質 3 之行進示意圖。

根據馬克斯威爾方程式，電場與磁場大小之關係為

$$H = \frac{nE}{Z_0} \quad (3.3)$$

上式 Z_0 為本質阻抗 (impedance of free space)，其值為

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \approx 377 \Omega \quad (3.4)$$

若由式 (3.3) 替換式 (3.1b) 及式 (3.2b)，可得

$$n_1 E_I - n_1 E_I' = nE - nE' \quad (3.5a)$$

$$nE e^{ikl} - nE' e^{-ikl} = n_T E_T \quad (3.5b)$$

再將式 (3.2a) 改寫為

$$E e^{ikl} = E_T - E' e^{-ikl} \quad (3.6)$$

並代入式 (3.5b)，加以整理後，得

$$E = \left(\frac{n + n_T}{2n} \right) E_T e^{-ikl} \quad (3.7)$$

或

$$1 + \frac{E_1'}{E_1} = \left(\cos kl - i \frac{n_T}{n} \sin kl \right) \frac{E_T}{E_1} \quad (3.8a)$$

再將式 (3.5a) 及式 (3.5b) 代入式 (3.6)，可得

$$n_1 + n_1 \frac{E_1'}{E_1} = (-i n \sin kl + n_T \cos kl) \frac{E_T}{E_1} \quad (3.8b)$$

將式 (3.8a) 及式 (3.8b) 以矩陣之形式表示，寫成

$$\begin{pmatrix} 1 \\ n_1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 \\ -n_1 \end{pmatrix} \frac{E_1'}{E_1} = \begin{pmatrix} \cos kl & -i \frac{n_T}{n} \sin kl \\ -i n \sin kl & \cos kl \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ n_T \end{pmatrix} \frac{E_T}{E_1} \quad (3.9)$$

再簡寫成

$$\begin{bmatrix} 1 \\ n_1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 1 \\ -n_1 \end{bmatrix} r = \mathbf{M} \begin{bmatrix} 1 \\ n_T \end{bmatrix} t \quad (3.10)$$

上式中，穿透係數為

$$t = \frac{E_T}{E_1} \quad (3.11)$$

反射係數為

$$r = \frac{E_1'}{E_1} \quad (3.12)$$

其中 \mathbf{M} 為一轉置矩陣，其代表了介質 2 之物理特性，即

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \cos kl & \frac{-i}{n} \sin kl \\ -i n \sin kl & \cos kl \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

式 (3.13) 即可表示電磁波在經由介質 1 正向入射介質 2 穿透至介質 3 之行為。由其式子可知，其反射率及穿透率與 kl 的值相關， k 值為電磁波在介質中的波數， l 為各層膜之厚度；而一維光子晶體為高反射膜，若反射率要低， $\cos kl$ 值需為 0，即 kl 之值需等於 $\pi/2$ 之整數倍即

$$kl = \frac{2\pi}{\lambda} l = \frac{2\pi n_1}{\lambda_1} l = \frac{1}{2} m\pi \quad (3.14)$$

$$n_1 l = \frac{1}{4} m \lambda_1, m = 1, 3, 5, \dots \quad (3.15)$$

$n_1 l$ 即為此材料之光學厚度，而式 (3.14) 為決定一光子晶體結構所產生的光子能隙之中心反射波段。一維光子晶體之結構由高低折射係數之材料相間堆疊而成，而每層所選擇之厚度及折射率由式 (3.15) 決定。現在若考慮在介質 1 及介質 3 之間有 N 層多層膜，其厚度依序為 $l_1, l_2, l_3, \dots, l_N$ ，其折射率依序為 $n_1, n_2, n_3, \dots, n_N$ ，則可將式 (3.10) 改寫為：

$$\begin{pmatrix} 1 \\ n_1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 \\ -n_1 \end{pmatrix} r = \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2 \mathbf{M}_3 \dots \mathbf{M}_N \begin{pmatrix} 1 \\ n_T \end{pmatrix} t = \mathbf{M} \begin{pmatrix} 1 \\ n_T \end{pmatrix} t \quad (3.16)$$

其中將 \mathbf{M} 定義為

$$\mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2 \mathbf{M}_3 \mathbf{M}_N = \mathbf{M} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

由穿透係數及反射係數可算出電磁波正向入射多層膜之穿透率及反射率分別為

$$R = |r|^2 = \left| \frac{An_1 + Bn_T n_1 - C - Dn_T}{An_1 + Bn_T n_1 + C + Dn_T} \right|^2 \quad (3.18)$$

$$T = |t|^2 = \left| \frac{2n_1}{An_1 + Bn_T n_1 + C + Dn_T} \right|^2 \quad (3.19)$$

利用高低折射率相間的多層 $\lambda/4$ 鍍膜，吾人可製成高反射膜。現考慮一雙層結構，如圖 3.2 所示，其由一高折射係數 n_H 及低折射係數 n_L 之材料所組成，此為最簡單之一維光子結構。現考慮一入射光正向入射此結構，當光線每經過一層材料，其會產生 $\lambda/4$ 的相位。我們將一道入射光分為三個部分來討論，光線一為穿透過高折射係數介質及低折射係數介質之光線，光線二為先被第二界面反射再由第一界面反射穿透過兩介質之光線，光線三則為光線一在第三界面被反射再經由第二界面反射而穿透之光線。如圖所示，光線一、光線二、光線三所產生之相位分別為 $\lambda/2$ 、 λ 及 $3\lambda/2$ ，而光線一及光線二、光線二與光線三及光線一與光線三分別產生的相位差為 $\lambda/2$ 、 λ 及 $\lambda/2$ 。根據干涉理論我們知道當相差為 $\lambda/2$ 、 $3\lambda/2$ 及 $5\lambda/2$ 時，會產生破壞性干涉，所以三道光皆會被破壞，但破壞性干涉不代表光會被移除，其會反映於反射光之建設性干涉。吾人可根據式 (3.13) 寫出此高低折射係數堆疊結構之轉置矩陣

$$\begin{pmatrix} 0 & \frac{-i}{n_L} \\ -in_L & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & \frac{-i}{n_H} \\ -in_H & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{-n_H}{n_L} & 0 \\ 0 & \frac{-n_L}{n_H} \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

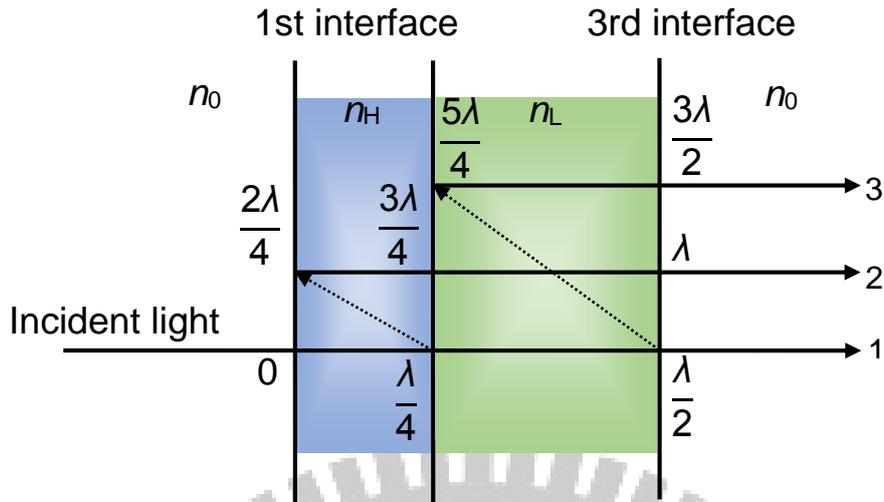


圖 3.2 正向入射一雙層結構一維光子晶體之光程示意圖。

而若其為 N 倍的高低折射係數之結構，則可將式 (3.20) 改寫為

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \frac{-n_H}{n_L} & 0 \\ 0 & \frac{-n_L}{n_H} \end{pmatrix}^N = \begin{pmatrix} \left(\frac{-n_H}{n_L}\right)^N & 0 \\ 0 & \left(\frac{-n_L}{n_H}\right)^N \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

有了這個轉置矩陣，我們可利用式 (3.16) 求出其反射率

$$R = |r|^2 = \left[\frac{\left(\frac{-n_H}{n_L}\right)^N - \left(\frac{-n_L}{n_H}\right)^N}{\left(\frac{-n_H}{n_L}\right)^N + \left(\frac{-n_L}{n_H}\right)^N} \right]^2 = \left[\frac{\left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2N} - 1}{\left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2N} + 1} \right]^2 \quad (3.22)$$

其中此反射率為特定一個波長之反射率，需改變波長再做光譜計算。

3.2 電磁波在一維光子晶體與液晶複合結構中的傳播

在本論文中所有計算電磁波在一維光子晶體結構中的傳播，皆依據 Berreman 轉換矩陣法來完成。Berreman 矩陣是從馬克斯威爾方程式推導而來，且在計算上考慮到材料的特性及系統行為的各種可能性，也使得模擬更具真實性，因此我們將此矩陣法用在一維光子晶體與液晶複合結構之光學計算。馬克斯威爾方程式為探討電磁波行為的通用理論，迄今為止，在電磁波學科及光學學科上，馬克斯威爾方程式皆為最重要的觀念。以下為利用馬克斯威爾方程式及 Berreman 矩陣法來計算一維光子晶體與液晶複合結構之推導過程 [54]；首先，我們寫出高斯單位（Gaussian Units）的四個馬克斯威爾方程式：

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.23)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (3.24)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi\rho \quad (3.25)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.26)$$

在光學計算上，由於真空中沒有電荷存在，因此通常會省略式 (3.24) 中的電流密度 \mathbf{J} 與式 (3.25) 中的自由電荷密度 ρ 。接下來將上面兩個旋波方程式（curl equations）以矩陣表示如下：

$$\begin{bmatrix}
0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial y} \\
0 & 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} & 0 & -\frac{\partial}{\partial x} \\
0 & 0 & 0 & -\frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial x} & 0 \\
0 & \frac{\partial}{\partial z} & -\frac{\partial}{\partial y} & 0 & 0 & 0 \\
-\frac{\partial}{\partial z} & 0 & \frac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 & 0 \\
\frac{\partial}{\partial y} & -\frac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 & 0 & 0
\end{bmatrix}
\begin{bmatrix}
E_x \\
E_y \\
E_z \\
H_x \\
H_y \\
H_z
\end{bmatrix}
= \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}
\begin{bmatrix}
D_x \\
D_y \\
D_z \\
B_x \\
B_y \\
B_z
\end{bmatrix}
\quad (3.27)$$

式 (3.27) 為一表示旋度演算符 (curl operator) 的 6×6 對稱矩陣。現在，在忽略非線性效應的情況之下，計算 \mathbf{E} 與 \mathbf{H} 以及 \mathbf{D} 與 \mathbf{B} 之間的關係，如下式：

$$\begin{bmatrix}
D_x \\
D_y \\
D_z \\
B_x \\
B_y \\
B_z
\end{bmatrix}
=
\begin{bmatrix}
\epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} & 0 & 0 & 0 \\
\epsilon_{21} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} & 0 & 0 & 0 \\
\epsilon_{31} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & \mu & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & \mu & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu
\end{bmatrix}
\begin{bmatrix}
E_x \\
E_y \\
E_z \\
H_x \\
H_y \\
H_z
\end{bmatrix}
\quad (3.28)$$

現在將式 (3.27) 等號左邊 6×6 矩陣定義為 \mathbf{R} ， \mathbf{E} 、 \mathbf{H} 行矩陣定義為 \mathbf{G} ；且

式 (3.28) 中 6×6 矩陣定義為 \mathbf{M} 。如此一來，式 (3.27) 可表示為：

$$\mathbf{RG} = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{MG}
\quad (3.29)$$

接下來，將 \mathbf{G} 以 $\Gamma \exp(-i\omega t)$ 的諧振形式取代，可得下式：

$$\mathbf{R}\Gamma = \frac{-i\omega}{c} \mathbf{M}\Gamma \quad (3.30)$$

其中 c 為光在真空中的傳遞速度。

接下來，我們考慮本論文中定義光行走的方向為 z 方向，且在六個變數當中，只有四個變數與 z 無關。因此在式 (3.27) 中，對 x 及 y 偏微分之變數項將在對 z 偏微分時消失。據此我們可簡化式 (3.30)：

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{bmatrix} = \frac{i\omega}{c} \mathbf{S} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{bmatrix} \quad (3.31)$$

其中 \mathbf{S} 表示為：

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} - \frac{\varepsilon_{13}\varepsilon_{31}}{\varepsilon_{33}} & \varepsilon_{12} - \frac{\varepsilon_{13}\varepsilon_{32}}{\varepsilon_{33}} & 0 & 0 \\ \varepsilon_{21} - \frac{\varepsilon_{23}\varepsilon_{31}}{\varepsilon_{33}} & \varepsilon_{22} - \frac{\varepsilon_{23}\varepsilon_{32}}{\varepsilon_{33}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.32)$$

將式 (3.32) 代入式 (3.31) 並加以化簡後，可得

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} E_x \\ H_y \\ E_y \\ -H_x \end{bmatrix} = \frac{i\omega}{c} \Delta \begin{bmatrix} E_x \\ H_y \\ E_y \\ -H_x \end{bmatrix} \quad (3.33)$$

其中介電張量 (Δ) 表示

$$\Delta = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ \varepsilon_{11} - \frac{\varepsilon_{13}\varepsilon_{31}}{\varepsilon_{33}} & 0 & \varepsilon_{12} - \frac{\varepsilon_{13}\varepsilon_{32}}{\varepsilon_{33}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ \varepsilon_{21} - \frac{\varepsilon_{23}\varepsilon_{31}}{\varepsilon_{33}} & 0 & \varepsilon_{22} - \frac{\varepsilon_{23}\varepsilon_{32}}{\varepsilon_{33}} & 0 \end{bmatrix} \quad (3.34)$$

明顯地，對於一維光子晶體中之非折射異方性材料而言， Δ 可表示為：

$$\Delta = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ \varepsilon & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & \varepsilon & 0 \end{bmatrix} \quad (3.35)$$

然而，對向列液晶此類具有雙折射的單光軸材料而言，其相關介電張量表示為：

$$\varepsilon_{LC} = \begin{bmatrix} \varepsilon_L & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_T & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_T \end{bmatrix} \quad (3.36)$$

$$\Delta_{LC} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ \varepsilon_L \cos^2 \theta + \varepsilon_T \sin^2 \theta & 0 & (\varepsilon_L - \varepsilon_T) \cos \theta \sin \theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ (\varepsilon_L - \varepsilon_T) \cos \theta \sin \theta & 0 & \varepsilon_T \cos^2 \theta + \varepsilon_L \sin^2 \theta & 0 \end{bmatrix} \quad (3.37)$$

上式中， ε_L 為液晶縱向介電常數； ε_T 為液晶橫向介電常數，而 θ 為液晶扭轉角。接下來考慮光穿透矩陣的計算，第一步先將式(3.33)作積分，並代入液晶盒的厚度。考慮一維光子晶體各介電層在計算上的精準度，通常會將這些物質切成許多厚度小的片狀結構。參考量積分計算上的便利性，

特採用指數矩陣（exponential matrix）來作計算，其中每層介質中各位置

可以下式表示：

$$\psi(z+h) = \exp(i\omega h\Delta/c)\psi(z) \quad (3.38)$$

上式為式 (3.33) 的簡化； h 為每一個薄片 Δ 厚度， z 為距離 z 軸原點正向的位置。

對於本論文一維光子晶體與液晶複合結構之模擬計算，最重要的結果

如下：

$$\begin{bmatrix} E_x + R_x \\ r_x E_x - r_x R_x \\ E_y + R_y \\ r_y E_y - r_y R_y \end{bmatrix} = \mathbf{P}_H \mathbf{P}_L \dots \mathbf{P}_H \mathbf{P}_1^{\text{LC}} \mathbf{P}_2^{\text{LC}} \dots \mathbf{P}_N^{\text{LC}} \mathbf{P}_H \dots \mathbf{P}_L \mathbf{P}_H \begin{bmatrix} T_x \\ r_x' T_x \\ T_y \\ r_y' T_y \end{bmatrix} \quad (3.39)$$

其中 E_x 、 E_y 為入射光兩個方向的分量， T_x 、 T_y 為穿透率，而 r_x 、 r_y 、 r_x' 及 r_y' 為斜向入射單元分量， \mathbf{P}_H 、 \mathbf{P}_L 及 \mathbf{P}_N^{LC} 分別為高折射率介電質之穿透矩陣、低折射率介電質之穿透矩陣及液晶穿透矩陣。根據式 (3.38)，可得

$$\mathbf{P}_H = \exp\left(\frac{i\omega h_H}{c} \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ \varepsilon_H & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & \varepsilon_H & 0 \end{bmatrix}\right) \quad (3.40)$$

$$\mathbf{P}_L = \exp\left(\frac{i\omega h_L}{c} \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ \varepsilon_L & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & \varepsilon_L & 0 \end{bmatrix}\right) \quad (3.41)$$

$$\mathbf{P}_i^{\text{LC}} = \exp\left(\frac{i\omega h_{\text{LC}}/N}{c} \Delta_i\right) \quad (3.42)$$

3.3 外加電場之下液晶在空間中的排列分布：牛頓法求解

為了瞭解外加電場對液晶的影響，且提高本論文模擬結果的準確性。本研究採用彈性體理論，加上牛頓法去模擬液晶在液晶盒內的行為 [55–58]。眾所皆知，當向列型液晶分子呈現固定指向時，其為一平衡的狀態，此時液晶分子處於自由能密度最低的狀態；當加入電場或是其他外力時，平衡受到破壞，使向列型液晶發生形變—形變分為扭曲 (twist)、彎曲 (bend)、扇張 (splay)。巨觀來看液晶分子的形變，其形變的空間已經超越分子的空間，因此，可將液晶分子因外力作用下的形變，視為一連續體的變化。本論文所探討的液晶在空間中的排列分布，主要為扇張的形式。以下為以牛頓法求解液晶在空間中的分布過程。

吉布斯 (Gibbs) 自由能公式：

$$f_s = \frac{1}{2}k_{11}(\nabla \cdot \hat{\mathbf{n}})^2 + \frac{1}{2}k_{22} \left[\hat{\mathbf{n}} \cdot (\nabla \times \hat{\mathbf{n}}) + \frac{2\pi}{p} \right]^2 + \frac{1}{2}k_{33} [\hat{\mathbf{n}} \cdot (\nabla \times \hat{\mathbf{n}})]^2 \quad (3.43)$$

$$f_e = \frac{1}{2} \mathbf{D} \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{2} \left[\Delta \varepsilon (\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{E})^2 + \varepsilon_{\perp} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E})^2 \right] \quad (3.44)$$

$$W_{sur.I,1} = \frac{1}{2} W_{\theta.I,1} \sin^2(\Delta \theta_{I,1}) \quad (3.45)$$

$$\hat{\mathbf{n}} = (\cos \theta \cos \phi, \cos \theta \sin \phi, \sin \theta) \quad (3.46)$$

此時將式 (3.46) 代入式 (3.43) 與式 (3.44)，可得

$$f_s = \frac{1}{2} \left[f(\theta) \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 + g(\theta) \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 \right] + \frac{1}{2} k_{22} \left[-2 \left(\frac{2\pi}{p} \right) \cos^2 \theta \left(\frac{d\phi}{dz} \right) + \left(\frac{2\pi}{p} \right)^2 \right] \quad (3.47)$$

$$f_e = \frac{1}{2} \left(\frac{d\nu}{dz} \right)^2 (\varepsilon_{\parallel} \sin^2 \theta + \varepsilon_{\perp} \cos^2 \theta) \quad (3.48)$$

其中 $f(\theta)$ 與 $g(\theta)$ 可表示為：

$$f(\theta) = k_{33} \sin^2 \theta + k_{11} \cos^2 \theta \quad (3.49)$$

$$g(\theta) = (k_{33} \sin^2 \theta + k_{22} \cos^2 \theta) \cos^2 \theta \quad (3.50)$$

液晶的自由能、彈性能隨外加電場大小提升而增加，假設其增加量分別為 Δf_e 及 Δf_s 。根據能量守恆定律，液晶的自由能與彈性能的能量增加量應相等。

$$\Delta f_e = \Delta f_s \quad (3.51)$$

根據液晶分子在空間中發生形變及重新排列過程皆為趨向自由能密度最小值的狀態。一般在計算自由能密度最小值時，皆採用 Euler-Langrang 方程式作變分計算，以下為求解自由能密度最小值過程：

$$\frac{\partial f_b}{\partial q_i} - \frac{d}{dz} \left(\frac{\partial f_b}{\partial (dq_i/dz)} \right) = 0, i=1,2,3... \quad (3.52)$$

將式 (3.47) 至式 (3.50) 代入上式並經過整理後，可得：

$$f(\theta) \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 + g(\theta) \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 - \frac{D_z^2}{(\varepsilon_{\parallel} \sin^2 \theta + \varepsilon_{\perp} \cos^2 \theta)} = A \quad (3.53)$$

$$g(\theta) \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 - k_{22} \frac{2\pi}{p} \cos^2 \theta = B \quad (3.54)$$

$$-\frac{dV}{dz} (\varepsilon_{\parallel} \sin^2 \theta + \varepsilon_{\perp} \cos^2 \theta) = D_z = C \quad (3.55)$$

其中 A 、 B 、 C 皆不為 z 的函數之積分常數。

液晶盒的厚度以 d 表示；液晶扭曲角定義為 ϕ 及外加電壓定義為 V 。在下列計算過程中 d 、 ϕ 及 V 皆為已知數，並將此邊界條件代入式 (3.53)，式 (3.54) 及式 (3.55) 三式當中，可得：

$$d = \left((\pm) \int_{\theta_{s1}}^{\theta_m} + (\pm) \int_{\theta_{s2}}^{\theta_m} \right) \sqrt{N(\theta)} d\theta \quad (3.56)$$

$$\phi = \left((\pm) \int_{\theta_{s1}}^{\theta_m} + (\pm) \int_{\theta_{s2}}^{\theta_m} \right) \frac{B + k_{22} \frac{2\pi}{p} \cos^2 \theta}{g(\theta)} \sqrt{N(\theta)} d\theta \quad (3.57)$$

$$V = \left((\pm) \int_{\theta_{s1}}^{\theta_m} + (\pm) \int_{\theta_{s2}}^{\theta_m} \right) \frac{D_z}{(\varepsilon_{\parallel} \sin^2 \theta + \varepsilon_{\perp} \cos^2 \theta)} \sqrt{N(\theta)} d\theta \quad (3.58)$$

其中 $N(\theta)$ 表示為

$$N(\theta) = \frac{f(\theta)}{[U + F - G + H - I]} \quad (3.59)$$

且式 (3.59) 之分母由下列各式組成

$$U = f(\theta_m) \left(\frac{d\theta}{dz} \right)_{\theta=\theta_m}^2 \quad (3.60)$$

$$F = \frac{\left(B + k_{22} \frac{2\pi}{p} \cos^2 \theta_m \right)^2}{g(\theta_m)} \quad (3.61)$$

$$G = \frac{\left(B + k_{22} \frac{2\pi}{P} \cos^2 \theta \right)^2}{g(\theta)} \quad (3.62)$$

$$H = \frac{D_z}{\left(\varepsilon_{\parallel} \sin^2 \theta + \varepsilon_{\perp} \cos^2 \theta \right)} \quad (3.63)$$

$$I = \frac{D_z^2}{\left(\varepsilon_{\parallel} \sin^2 \theta_m + \varepsilon_{\perp} \cos^2 \theta_m \right)} \quad (3.64)$$

在 d 、 ϕ 、 V 、 θ_{s1} 及 θ_{s1} 皆為已知值之情況下，於式 (3.56) 至式 (3.58) 可求出 θ_m 、 B 及 D_z ，並利用這些已知參數於下列公式求出液晶傾角、電壓及扭轉角空間分布圖。

$$z = (\pm) \int_{\theta_{s1}}^{\theta} \sqrt{N(\theta)} d\theta \quad (3.65)$$

$$\phi = (\pm) \int_{\theta_{s1}}^{\theta} \frac{B + k_{22} \frac{2\pi}{P} \cos^2 \theta}{g(\theta)} \sqrt{N(\theta)} d\theta \quad (3.66)$$

$$V = (\pm) \int_{\theta_{s1}}^{\theta} H \sqrt{N(\theta)} d\theta \quad (3.67)$$

於以上三式計算過程中當 θ 大於 θ_m 時，必須分成兩個部份（ θ_{s1} 至 θ_m 及 θ_m 至 θ ）來作計算，此外為計算上之方便將式 (3.67) 以下列式子表示：

$$V = \left((\pm) \int_{\theta_{s1}}^{\theta_m} + (\pm) \int_{\theta_{s2}}^{\theta_m} \right) H \sqrt{N(\theta)} d\theta \quad (3.68)$$

上式又可寫為

$$V = \sqrt{\frac{k_{11}}{\varepsilon_{\parallel} \delta}} \sqrt{\frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} + \delta \sin^2 \theta_m} \left((\pm) \int_{\theta_{s1}}^{\theta_m} + (\pm) \int_{\theta_{s2}}^{\theta_m} \right) \sqrt{Q(\theta)} d\theta \quad (3.69)$$

其中 $Q(\theta)$ 及 δ 分別為

$$Q(\theta) = \frac{1 + \frac{k_{33} - k_{11}}{k_{11}} \sin^2 \theta}{\left(\frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} + \delta \sin^2 \theta \right) (\sin^2 \theta_m - \sin^2 \theta)} \quad (3.70)$$

$$\delta = \frac{\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} \quad (3.71)$$

此時，若是想從式 (3.69) 來解微積分方程式，會遇到數值解無法收斂，也就是會遇到無法微分的情形。因此，採用一種常用解微積分的方法，牛頓法，來解決如此的問題。一般牛頓法的方法如下：

$$x_{j+1} = x_j - \frac{f(x_j)}{f'(x_j)}, j = 1, 2, \dots, n \quad (3.72)$$

但前面有提到，式 (3.69) 無法微分，因此採用牛頓法其中一種表示方式，利用近似的方式如下：

$$x_{j+1} = \left[x_{j-1} \cdot f(x_j) - x_j \cdot f(x_{j-1}) \right] x_j / \left[f(x_j) - f(x_{j-1}) \right] \quad (3.73)$$

利用牛頓近似法後，將得到外加某電壓下液晶盒中央 (z_m) 之液晶分子的扭轉角 θ_m ，並利用以下式子可求出在液晶盒每個位置之液晶分子的扭轉角。

$$z(\theta) = \frac{\int_{\theta_{s1}}^{\theta} B(\theta) d\theta}{\int_{\theta_{s1}}^{\theta_m} B(\theta) d\theta + \int_{\theta_{s2}}^{\theta_m} B(\theta) d\theta} d, 0 \leq z \leq z_m \quad (3.74)$$

$$z(\theta) = \frac{\int_{\theta_{s1}}^{\theta_m} B(\theta) d\theta + \int_{\theta}^{\theta_m} B(\theta) d\theta}{\int_{\theta_{s1}}^{\theta_m} B(\theta) d\theta + \int_{\theta_{s2}}^{\theta_m} B(\theta) d\theta} d, z_m \leq z \leq d \quad (3.75)$$

$$B(\theta) = \sqrt{\frac{\left(1 + \frac{k_{33} - k_{11}}{k_{11}} \sin^2 \theta \right) (1 + \delta \sin^2 \theta)}{\sin^2 \theta_m - \sin^2 \theta}} \quad (3.76)$$

第四章 結果與討論

4.1 設計前言

本論文中一維光子晶體結構設計的想法，乃根據本團隊自 2009 年起，所提出之應用於可見光波段的電控一維光子晶體光學開關、波段選擇器等，在本論文定出研究議題，並執行研究進入尾聲時，作者發現其實於 2012 年，Osaki 教授等人提出可應用於太赫茲 (THz) 頻段之電控一維光子晶體與向列型液晶複合結構設計，並探討液晶層於電場作用下反應的時間及缺陷模式移動的趨勢 [59]。由於目前可電控或磁控之一維光子晶體設計，其缺陷模式可以被調控的波長範圍較小，以致於在通訊領域中潛力的應用較受限制，因此為了使一維光子晶體於微波通訊領域的發展更具彈性，特殊一維光子晶體結構設計便因應而生。本論文所提出之結構的特色有別於一般以單一液晶層作為中央缺陷層的一維光子晶體，取而代之的是將液晶層作為一維光子晶體中之低折射率層；此結構可允許電場外加於任一液晶層，也可適當改變液晶或玻璃層的厚度及於結構中的位置，以致此一維光子晶體可應用於不同類型的微波通訊。

在討論研究結果前，我們先定義此一維光子晶體的結構位於 x - y 平面上往正 z 軸方向延伸如圖 4.1，且定義電磁波行進的方向為正 z 方向。系統中加入偏光板使得偏振光與液晶分子長軸在未加電場下時的軸向平行；同時

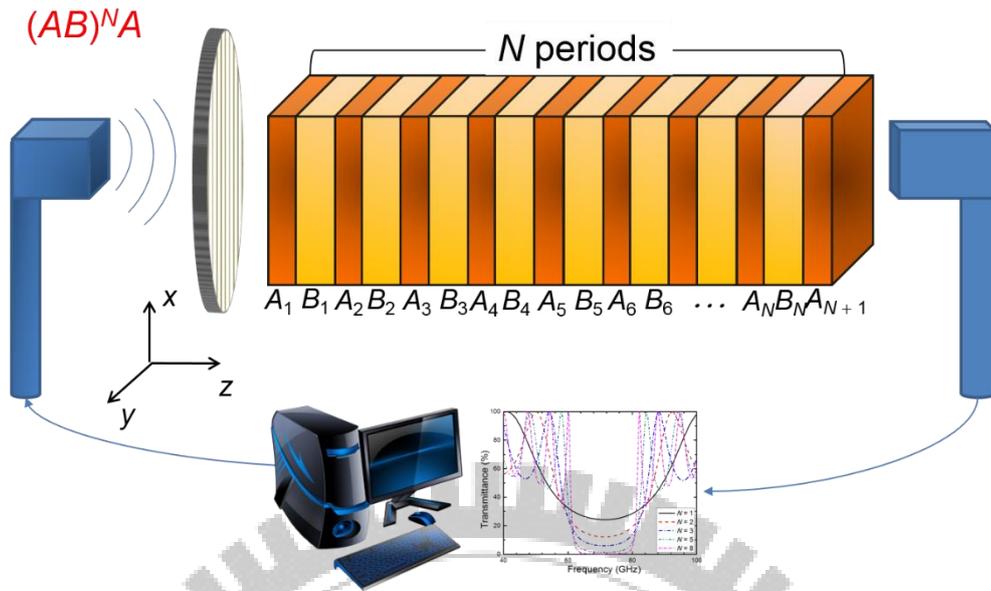


圖 4.1 一維光子晶體基礎架構示意圖。

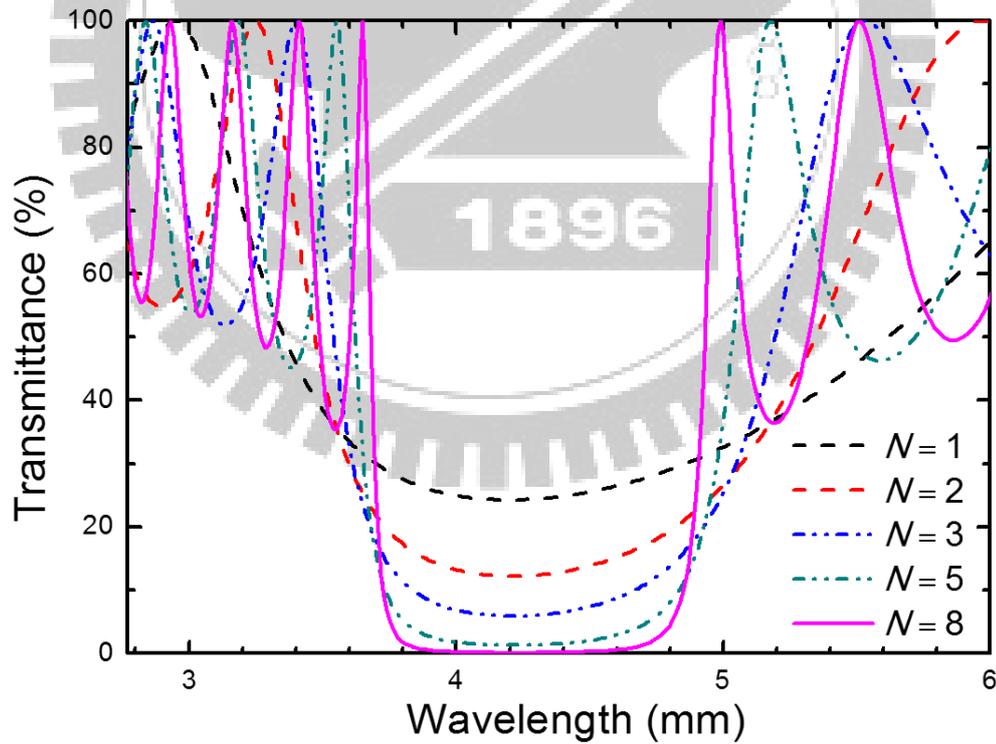


圖 4.2 波長尺度下一維光子晶體阻帶隨週期數變化之穿透光譜。

定義電場方向為正 z 軸方向。在接下來的五節內容中，我們將提出本論文應用於微波通訊之電控一維光子晶體光譜的特性，並對研究結果進行討論及敘述。

4.2 一維光子晶體的一般特性

本論文提出之一維光子晶體結構（如圖 4.1）是由在毫米波具有高折射特性的鈉鈣玻璃（soda-lime glass, $n_{\text{glass}} = 2.6$ ）[60] 與在該波段具有較低折射率之向列型液晶 E7（ $n_e = 1.78, n_o = 1.65$ ）[61]，並依據中央反射波長： $n_H d_H = n_L d_L = \lambda/4 = 4.16 \text{ mm}$ （對應頻率為 72 GHz）以高低折射率相間排列而成。此處鈉鈣玻璃稱作 A ，其厚度為 0.4 mm；液晶 E7 稱作 B ，其厚度為 0.6 mm。此一維光子晶體的結構可以 $A(BA)^N$ 來表示，其中 N 為週期數；其總層數為 $2N + 1$ 。首先，各別在波長 2.77–6 mm 及頻率 30–120 GHz 尺度範圍下，探討不同週期數 N 之一維光子晶體的穿透光譜特性。

在圖 4.2 與圖 4.3 中，阻帶（stopband）最低點之穿透率隨 N 變大而降，此意味反射波之建設性干涉效應增強，而更嚴重抑制某特定範圍之光子於結構的穿透。圖中亦顯示阻帶寬度隨 N 之增加變小；在此定義阻帶寬度為全波段半高寬（full wavelength at half depth; FWHD）或全頻段半高寬（full frequency at half depth; FFHD），其寬度為阻帶兩邊界最高穿透率的 50% 處的橫軸寬度（即相減後的絕對值）；而中央反射波長（central forbidden

wavelength; CFW) 或中心反射頻率 (central forbidden frequency; CFF) 為阻帶兩邊界最高穿透率的 50% 處所對應的橫座標之算術平均數 (即相加後之平均值)。圖 4.4 及圖 4.5 顯示不論在波長或頻率尺度下, 隨著 N 增加 FWHD 皆變小; CFW 同樣隨 N 變大而左移; 然而 CFF 幾乎不隨著 N 增加而有所移動。表 4.1 為呈現波長觀點之 FWHD 與 CFW, 以及頻率觀點之 FFHD 與 CFF 如圖 4.1 所示結構中隨週期數改變之數據, 這些數字係由圖 4.4 與圖 4.5 中擷取。

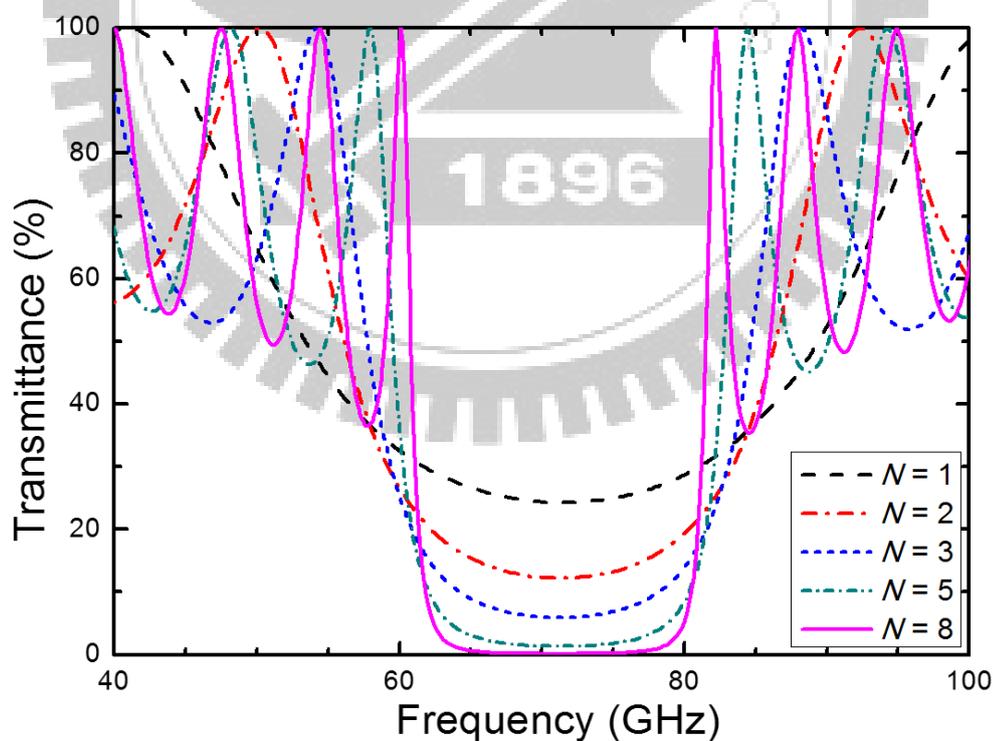


圖 4.3 頻率尺度下一維光子晶體阻帶隨週期數變化之穿透光譜。

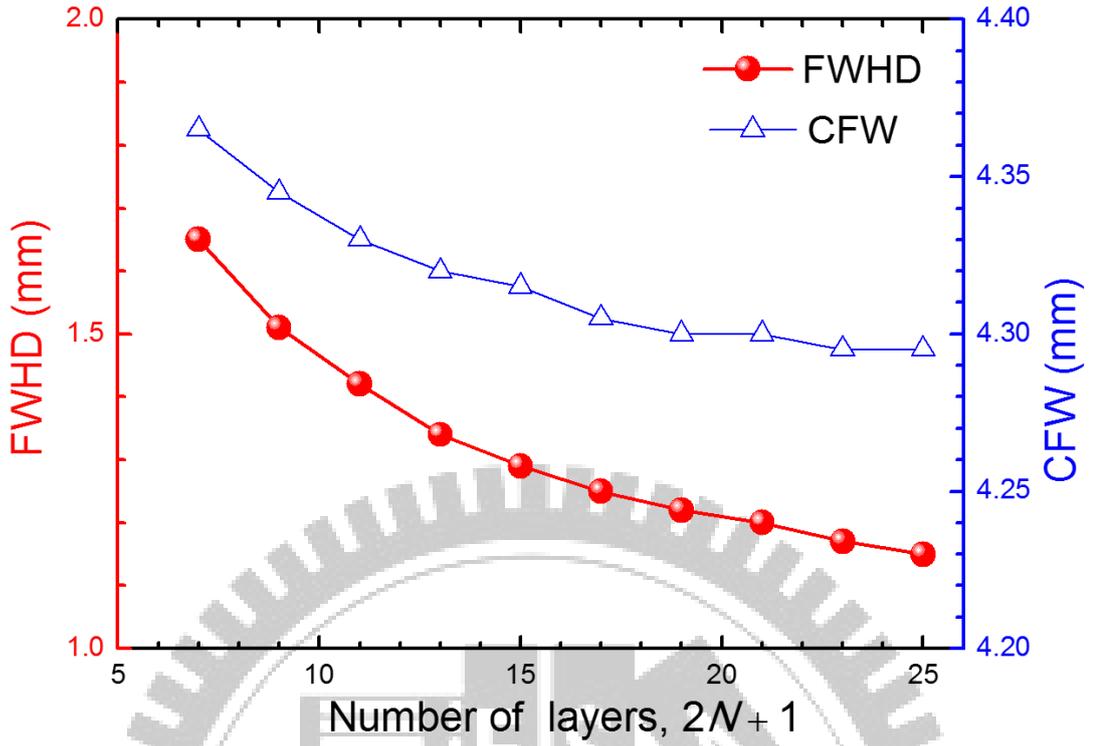


圖 4.4 波長尺度下 FWHD 及 CFW 隨週期數變化圖。

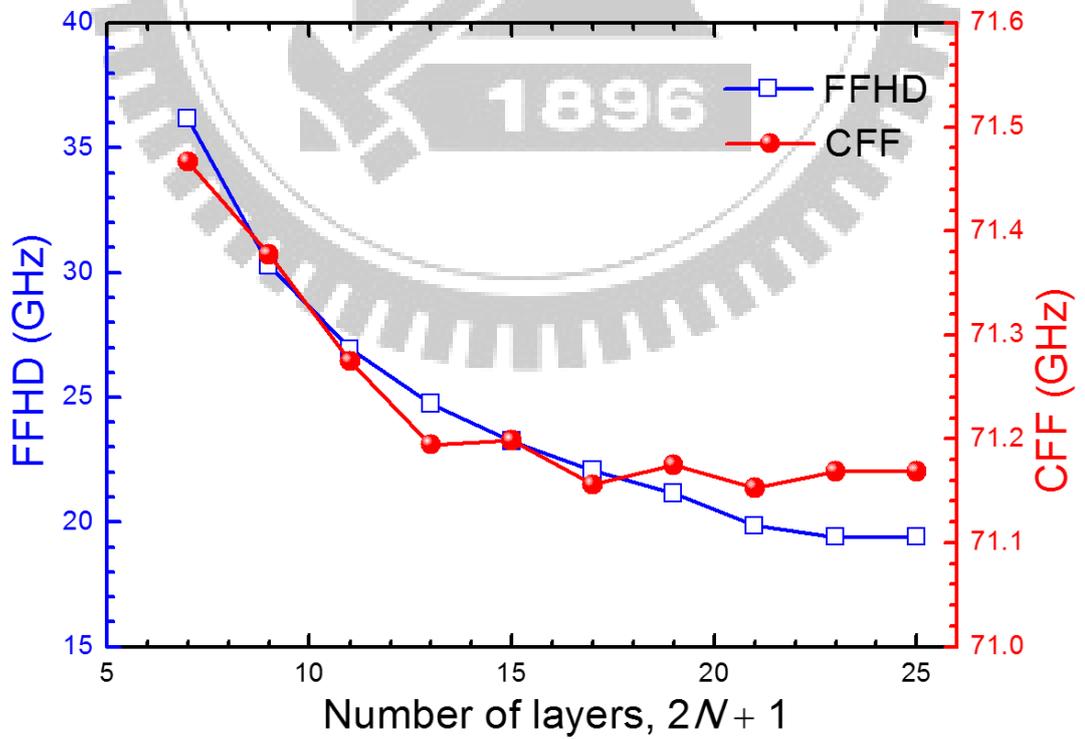


圖 4.5 頻率尺度下 FFHD 及 CFF 隨週期數變化圖。

表 4.1 FWHD/FFHD 與 CFW/CFF 隨層數變化之數據表。

Layers	FWHD/ FFHD	CFW/ CFF
3	2.27 mm/ 36.17 GHz	4.49 mm/ 71.47 GHz
5	1.87 mm/ 30.38 GHz	4.41 mm/ 71.38 GHz
7	1.65 mm/ 26.94 GHz	4.37 mm/ 71.27 GHz
11	1.42 mm/ 23.35 GHz	4.33 mm/ 71.20 GHz
17	1.25 mm/ 20.67 GHz	4.31 mm/ 71.19 GHz

4.3 一維光子晶體穿透光譜特性

根據上節一維光子晶體穿透光譜的特性，我們固定其週期數為 8 以作為後續光譜特性探討之範例。在此節我們探討不同位置或不同數量之液晶層在電場作用下，由鈉鈣玻璃與液晶所組合之一維光子晶體的穿透光譜。首先當液晶層中液晶分子受電場作用而朝電場方向偏轉時，液晶分子的有效折射率下降（如圖 4.6），使一維光子晶體的穿透光譜特性發生變化。再如圖 4.1，我們定義液晶層 B 的位置由入射光進入光子晶體之液晶層由左至右為 B_1 至 B_8 ；而玻璃層 A 由左至右為 A_1 至 A_9 。圖 4.7 說明在單一不同位置之液晶層外加電場的條件下，越靠近結構中央之液晶層對穿透光譜的影響越大

—FWHD 明顯增加，亦即在外加電場作用於液晶層對一維光子晶體影響的能力，依序為 $B_4 > B_3 > B_2 > B_1$ 。除此之外，由於該一維光子晶體結構左右對稱，因此當 B_1 至 B_4 各加入電場，其效果與各別依序從 B_5 至 B_8 加入電場的效果相同。此外，我們觀察不同數量液晶層於電場作用下 FWHD 變化的趨勢（如圖 4.8）；若結構中越多液晶層受到外加電場作用而使有效折射率變小，則 FWHD 寬度越大（ $B_{1,2,3,4} > B_{1,2,3} > B_{1,2} > B_1$ ），因此可推論當全部液晶層皆於電場作用下 FWHD 增大的效果越好；注意圖 4.7 與圖 4.8 的橫軸實為塊材的一致傾角。如圖 4.9 顯示隨液晶分子傾角越大，FWHD 變化的情形，且其趨勢為向阻帶的右邊界拓寬；左邊界之位置幾乎不動。從以上穿透光譜特性論述，此一維光子晶體結構可作為應用於微波通訊之電磁干擾防護器。由於本研究之一維光子晶體結構主要應用於微波通訊，因此後續的穿透光譜特性探討皆以頻率尺度下來呈現；除此之外，本研究將採用 3.3 節之牛頓法更精確地計算液晶盒內之液晶層於電場作用下的傾角分布（如圖 4.10）。鑒於目前一維光子晶體的研究，重點在於阻帶中產生或多或少的穿透尖峰—即缺陷模態（defect mode）所對應的通道，進而增加其可應用性。本研究將提出可應用於不同微波通訊波段的一維光子晶體複合結構，並探討其內之液晶層於電場作用下之穿透光譜特性。

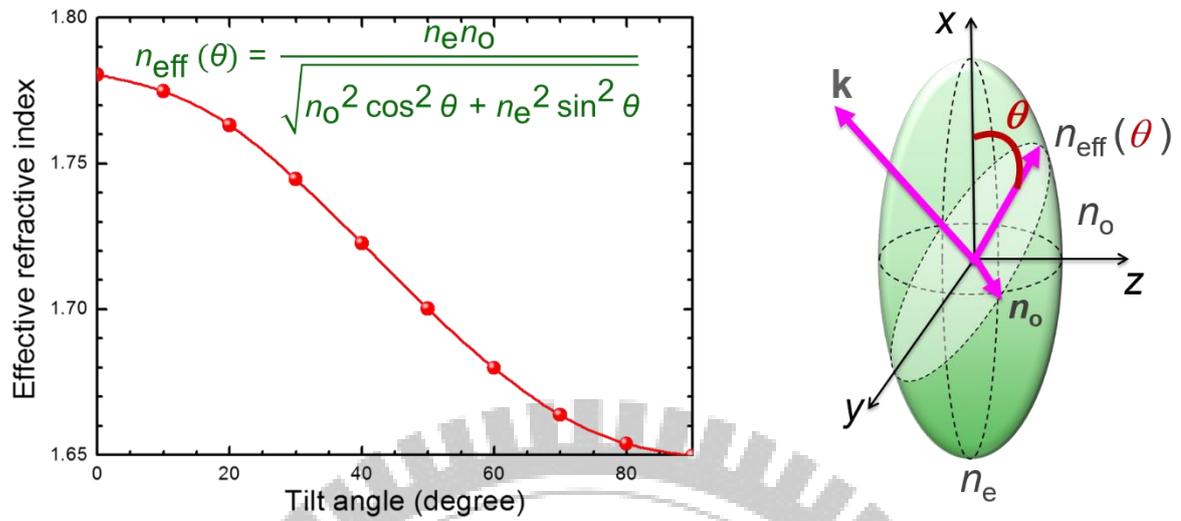


圖 4.6 有效折射率隨液晶傾角變化圖及示意圖。

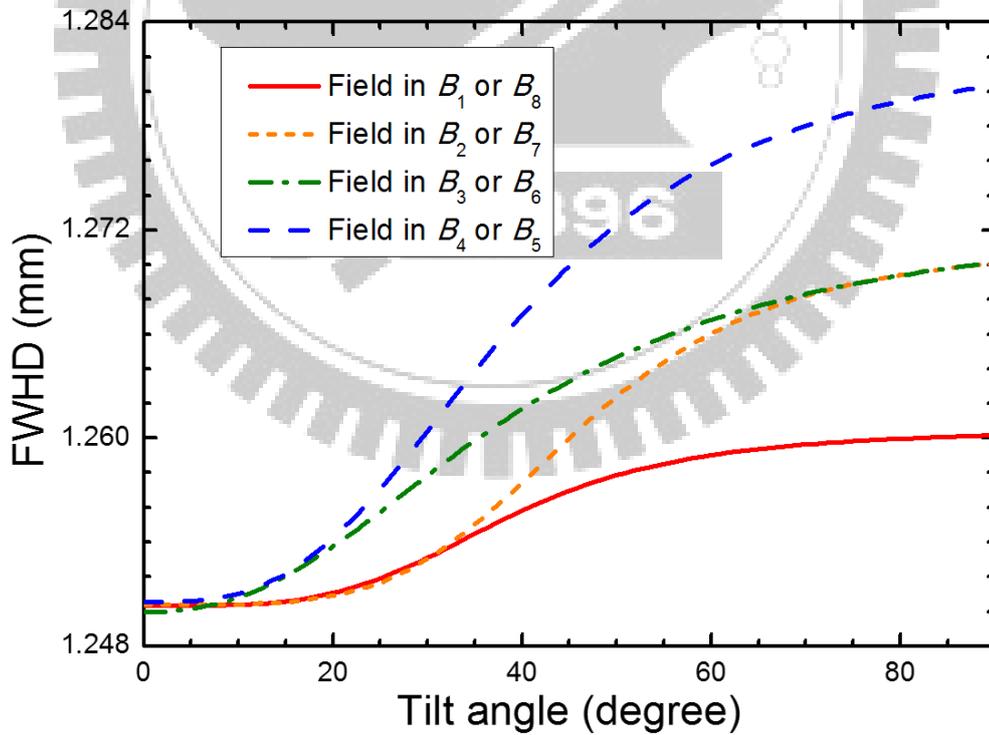


圖 4.7 單一不同位置液晶層於電場作用下之 FWHD 變化圖。

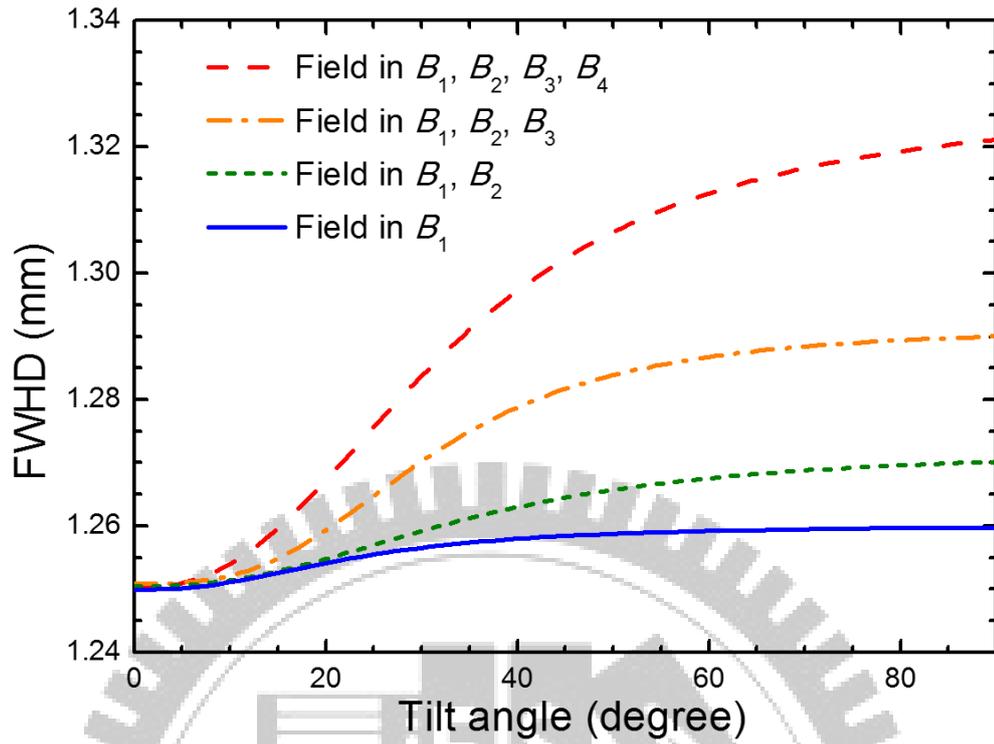


圖 4.8 不同數量液晶層於電場作用下之 FWHD 變化圖。

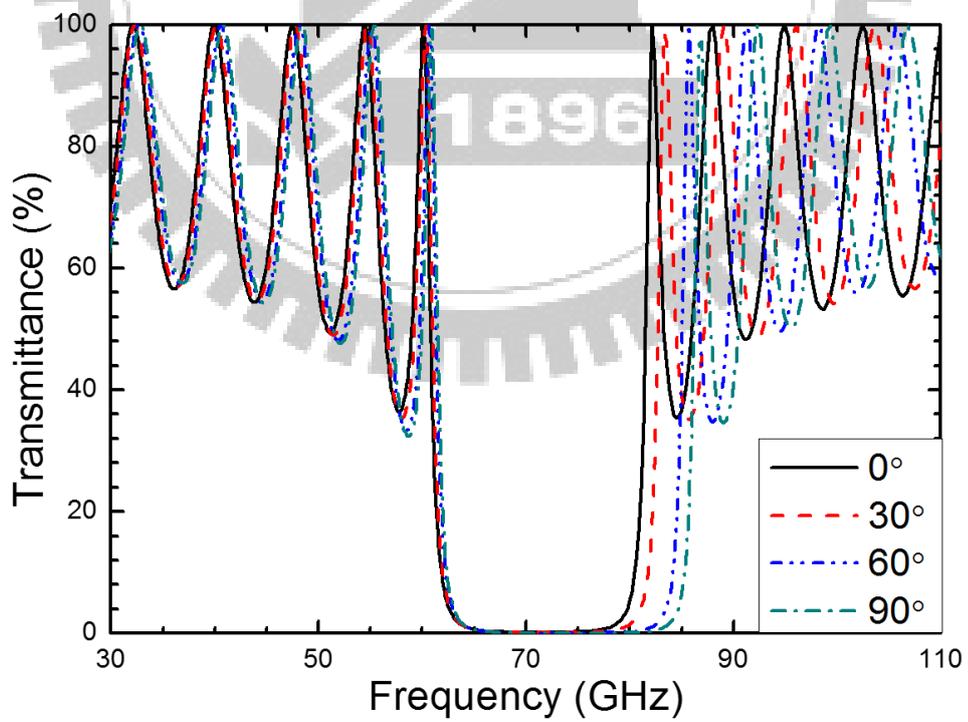


圖 4.9 一維光子晶體隨全液晶層傾角改變之穿透光譜特性。

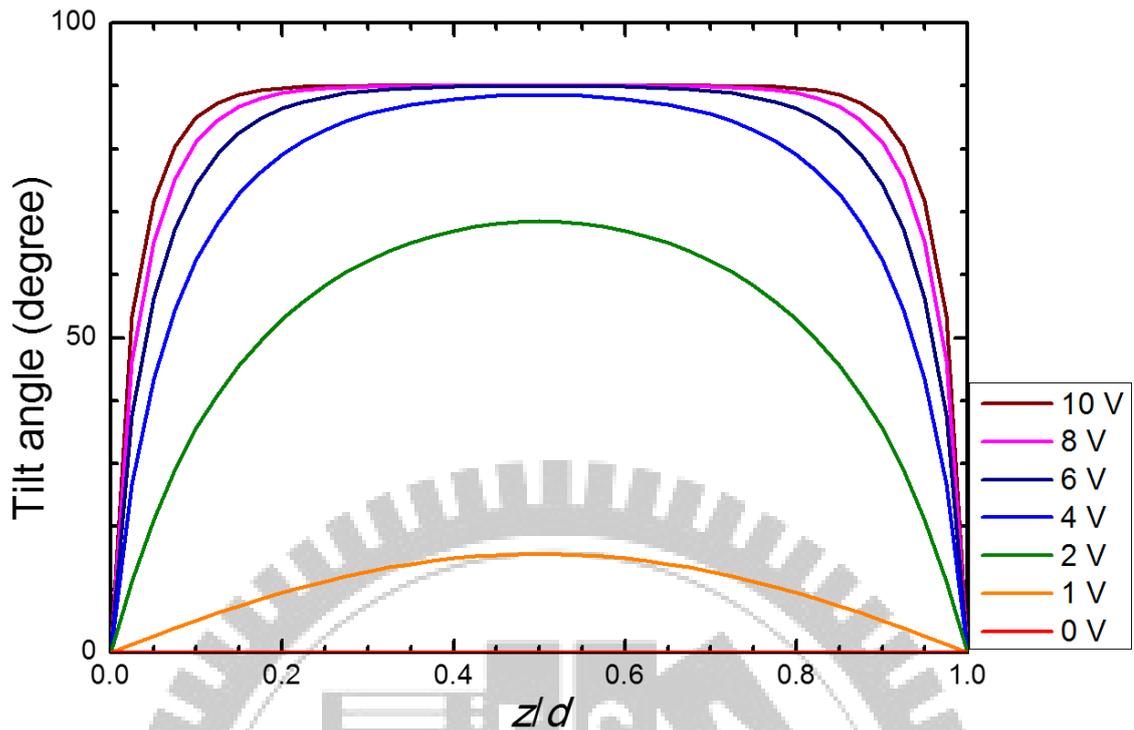


圖 4.10 液晶盒內液晶分子的傾角分布。

4.4 具玻璃缺陷層之一維光子晶體的穿透光譜特性

根據上節一維光子晶體穿透光譜特性的探討，我們將此一維光子晶體結構中央層改為厚度為 1 mm 鈉鈣玻璃當作缺陷層（其位置定義為 C ；其表示為 A' ）而形成一三明治結構，其結構可以 $(AB)^4A'(BA)^4$ 表示（圖 4.11）。其位置定義以 C 為支點往左由 B_{-4} 、 A_{-4} 至 B_{-1} 、 A_{-1} ；往右由 B_4 、 A_4 至 B_1 、 A_1 。在探究結構內液晶層受電場作用的穿透光譜特性變化前，我們先確定缺陷層於此結構中的最佳位置（使一維光子晶體具最大調控性）。如圖 4.12，當由外而內分別取代 A_4 至 C 位置之玻璃層為 A' 時，缺陷模態因建設性干涉

被干擾而在阻帶中形成；又因中央層效應，隨缺陷層位置越往 C 移動，缺陷模態的穿透率越為明顯（於 66 GHz）。鑒於以上結果，我們將 A' 固定在中央(C)位置，並探討此結構隨 A' 厚度改變之一維光子晶體透光譜特性。

圖 4.13 顯示：隨 A' 厚度從 1 mm 至 10 mm 時，缺陷模態的數量呈階梯狀上升。除此之外，我們探討在不同數學精細度 (0.01 及 0.001) 做光譜分析下，缺陷模態隨中央缺陷層 A' 厚度增加至 50 mm (圖 4.14(a) 及 圖 4.15(a)) 及 100 mm (圖 4.14(b) 及 圖 4.15(b)) 時，透光譜所呈現的特性。其結果皆顯示當 A' 厚度越大，缺陷模態太多時，反而會抑制缺陷模態的穿透率，造成缺陷模態的衰退。值得注意的是，以不同精細度來做分析時，缺陷模態彼此間的疊加情形，及缺陷峰的穿透率變化皆有差異，因此，吾人在做光譜分析時，需特別注意精細度所造成的影響。

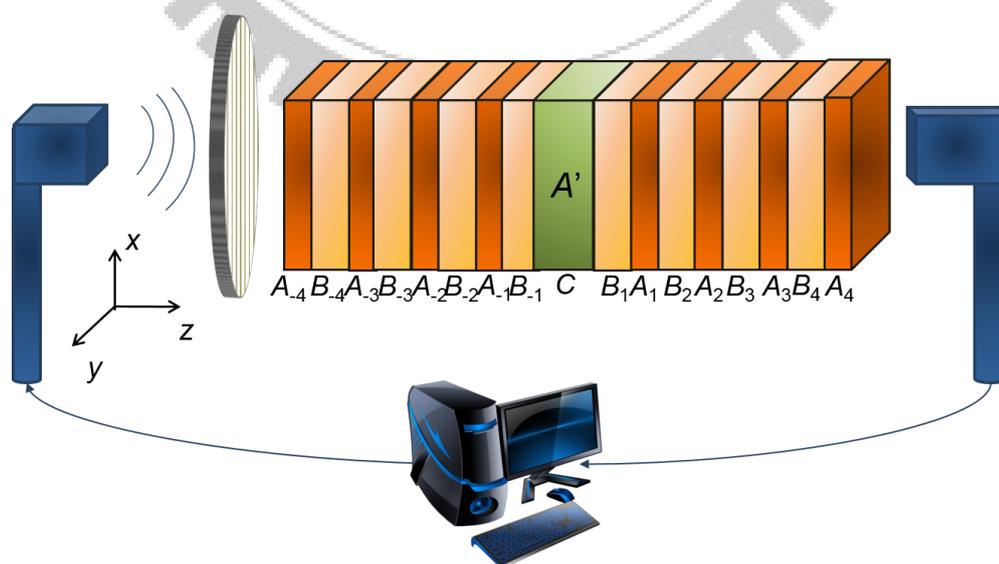


圖 4.11 一維光子晶體含玻璃缺陷層 A' 之結構示意圖。

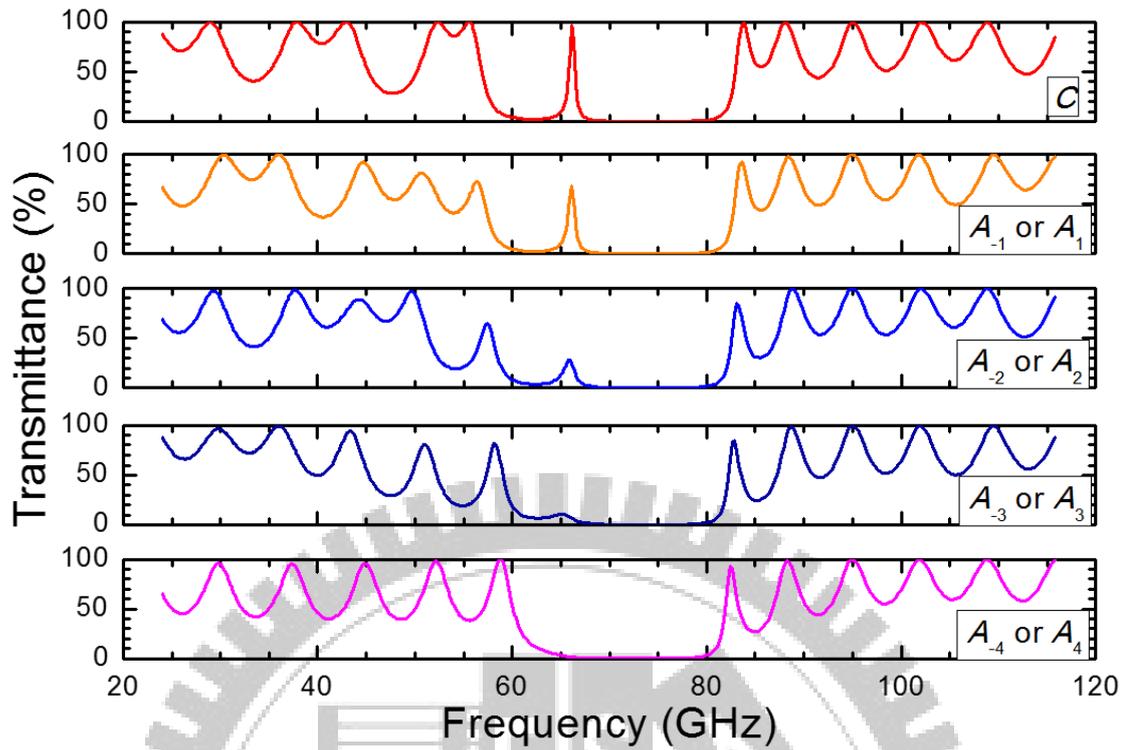


圖 4.12 頻率尺度下一維光子晶體含不同位置的玻璃缺陷層之穿透光譜。

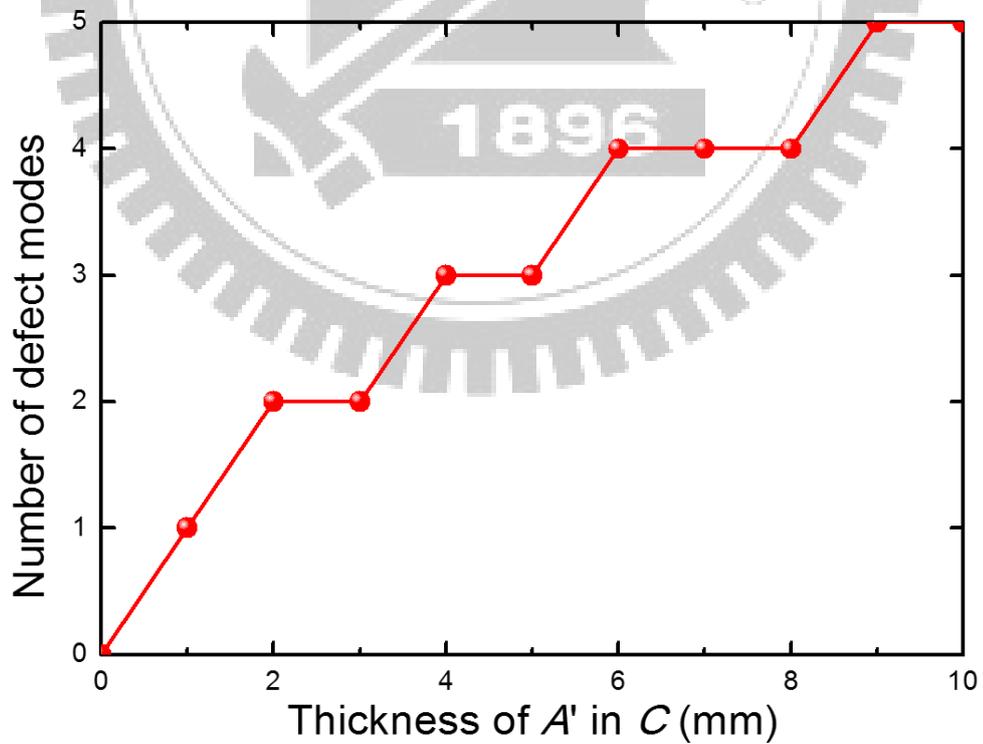


圖 4.13 中央缺陷層 A' 厚度對一維光子晶體缺陷模態數量的影響。

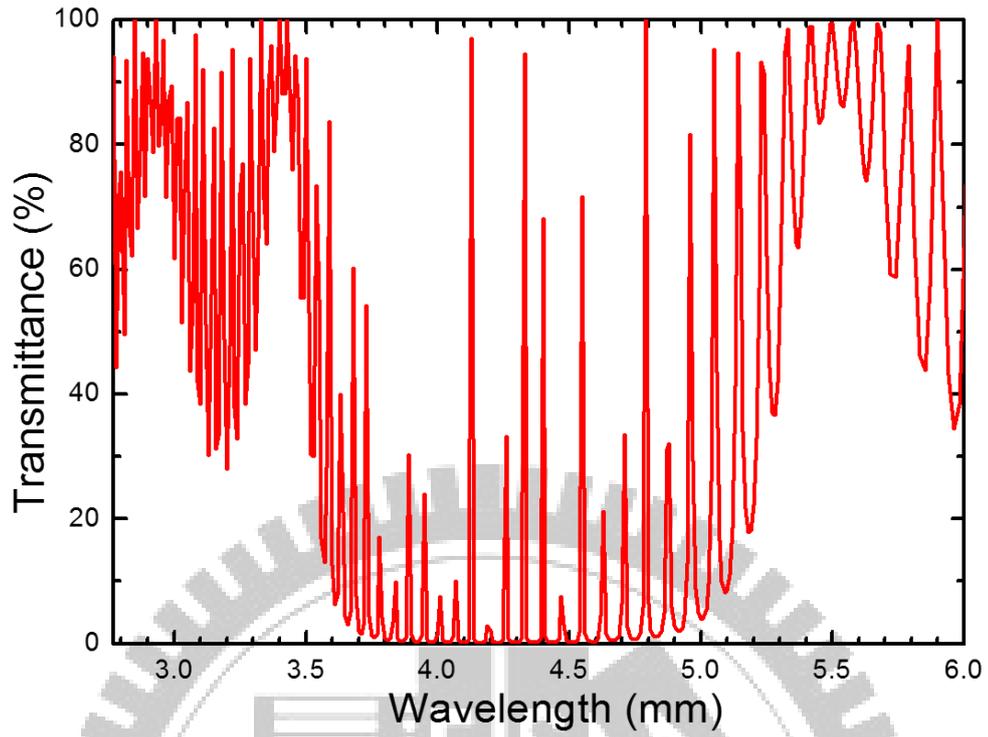


圖 4.14(a) 精細度 1% 之中央缺陷層 A' 厚度為 50 mm 時的穿透光譜。

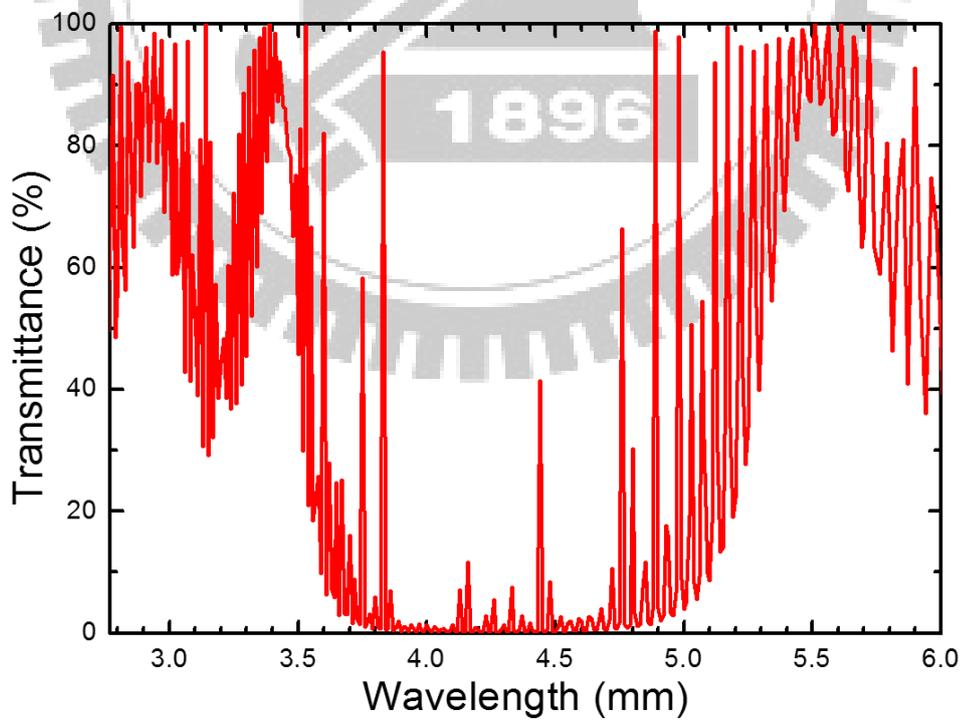


圖 4.14(b) 精細度 1% 之中央缺陷層 A' 厚度為 100 mm 時的穿透光譜。

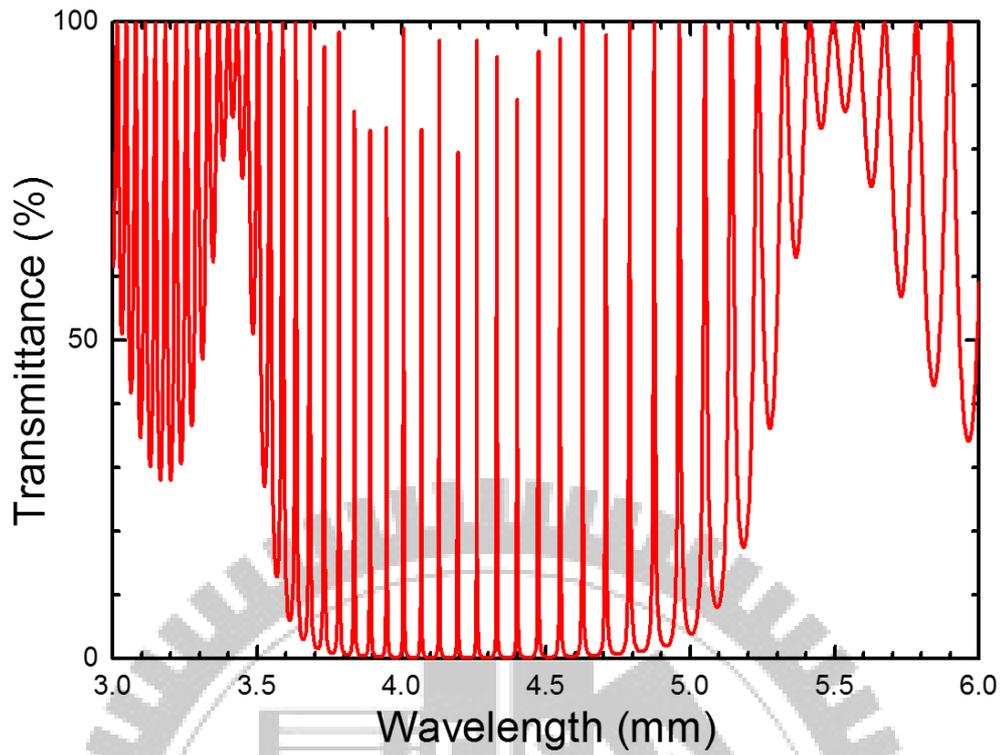


圖 4.15(a) 精細度 0.1% 之中央缺陷層 A' 厚度為 50 mm 時的穿透光譜。

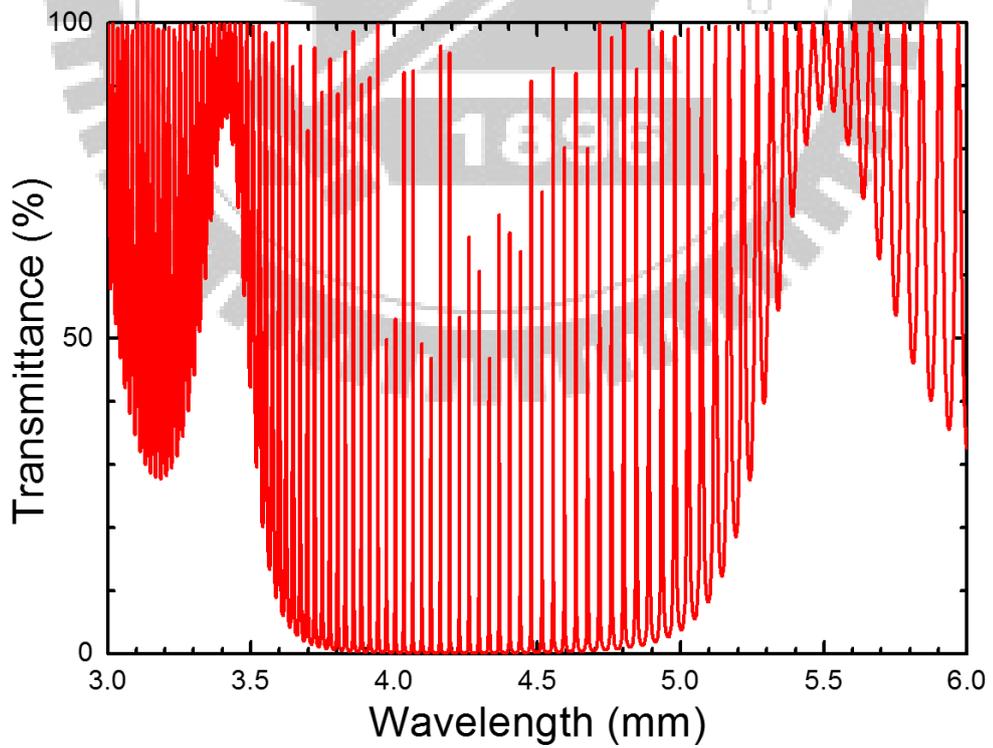


圖 4.15(b) 精細度 0.1% 之中央缺陷層 A' 厚度為 100 mm 時的穿透光譜。

在探討完中央缺陷層厚度對一維光子晶體穿透光譜特性後，為使其結構於微波通訊中具可應用性，我們將A'的厚度與位置分別固定為1 mm（單一缺陷模態）及C，並外加電場於其結構內之全部液晶層，以探究缺陷模態最大可調控的範圍。圖 4.16 顯示缺陷模態位置隨液晶層於外加電場作用下從 66 至 67.35 GHz（即缺陷模態位置移動區間落於 60 GHz 微波通訊的範圍內）的可調控範圍；由於該設計具有 1.35 GHz 的頻寬（預估每頻道間距 250 MHz，約可調控至少五個頻道），因此本一維光子晶體結構可應用於 V-band（50–75 GHz）微波通訊，且為一頻率選擇器。

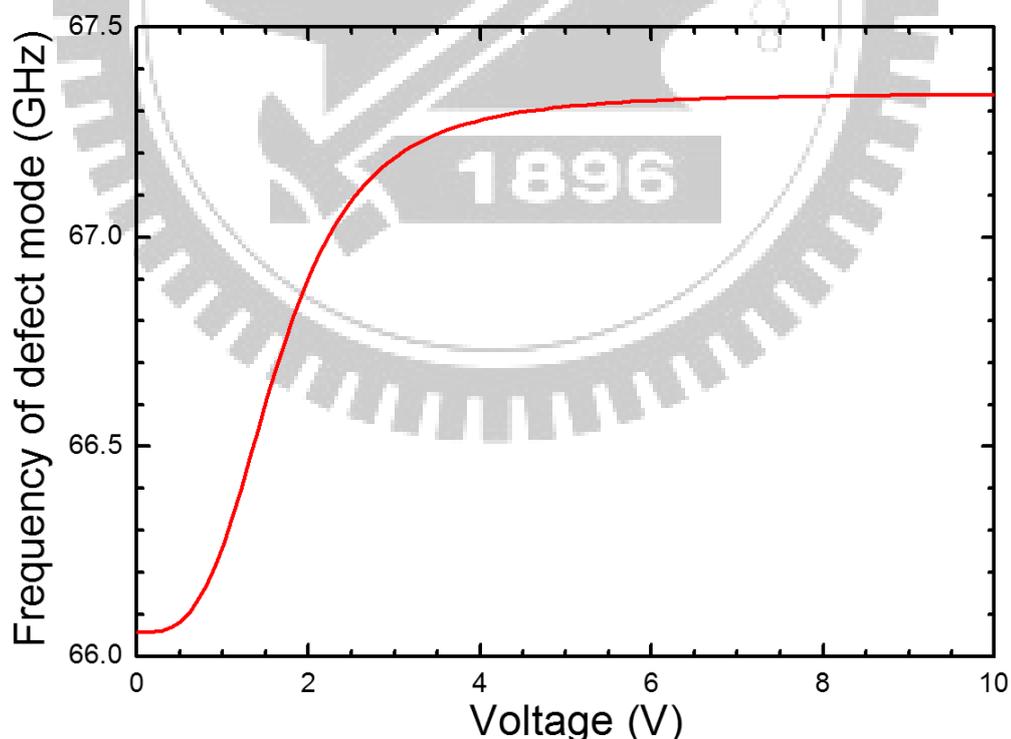


圖 4.16 缺陷模態（66 GHz）隨液晶層受外加電場作用下之移動圖。

鑒於材料特性於以下結果探討的合理性，在理想情況（不考慮玻璃層與玻璃層相疊合時，層內空氣的影響）之下，將改變缺陷層厚度或數量對一維光子晶體透光譜特性的影響視為等效。

在一維光子晶體結構設計過程中我們發現將液晶層 B 全部取代為 B' （材料與 B 相同但厚度改為 1 mm）時（如圖 4.17），探討一維光子晶體透光譜特性隨 A' 層數的變化。圖 4.18 顯示當 A' 層數為 1 時，此結構之透光譜分別於 44 至 62 GHz，及 100 至 110 GHz 區間具有兩個阻帶—橫跨 Q-band（30–50 GHz）、V-band，及 W-band（75–110 GHz）微波通訊—且在前者內有一缺陷模態位於 52.8 GHz。此外，隨著 A' 厚度增加，此兩個區域內之缺陷模態也隨之變多，且其特別之處在於層數每增加兩層，缺陷模態於兩阻帶區域內將會依序增加。

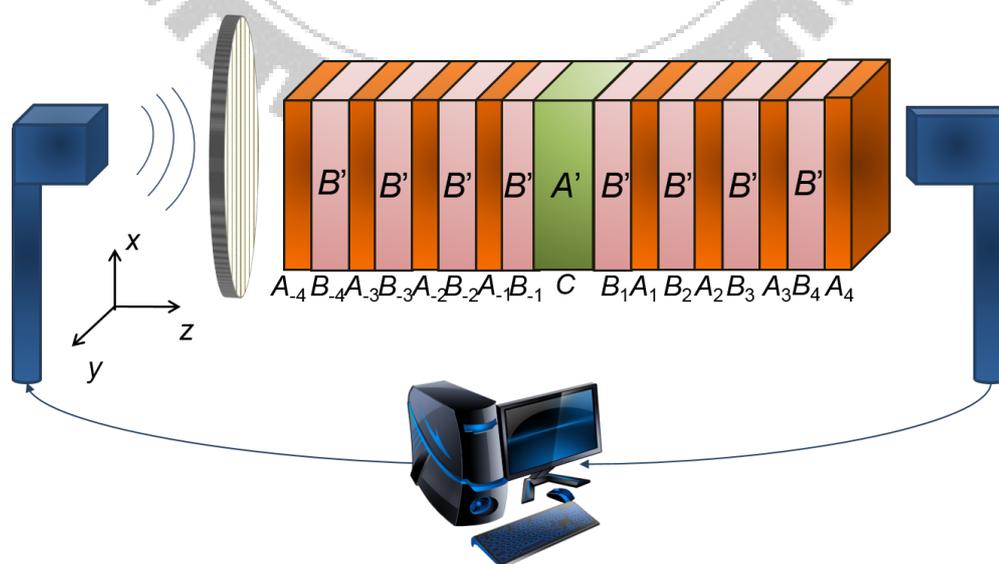


圖 4.17 一維光子晶體含玻璃缺陷層 A' 及液晶層 B' 之結構示意圖。

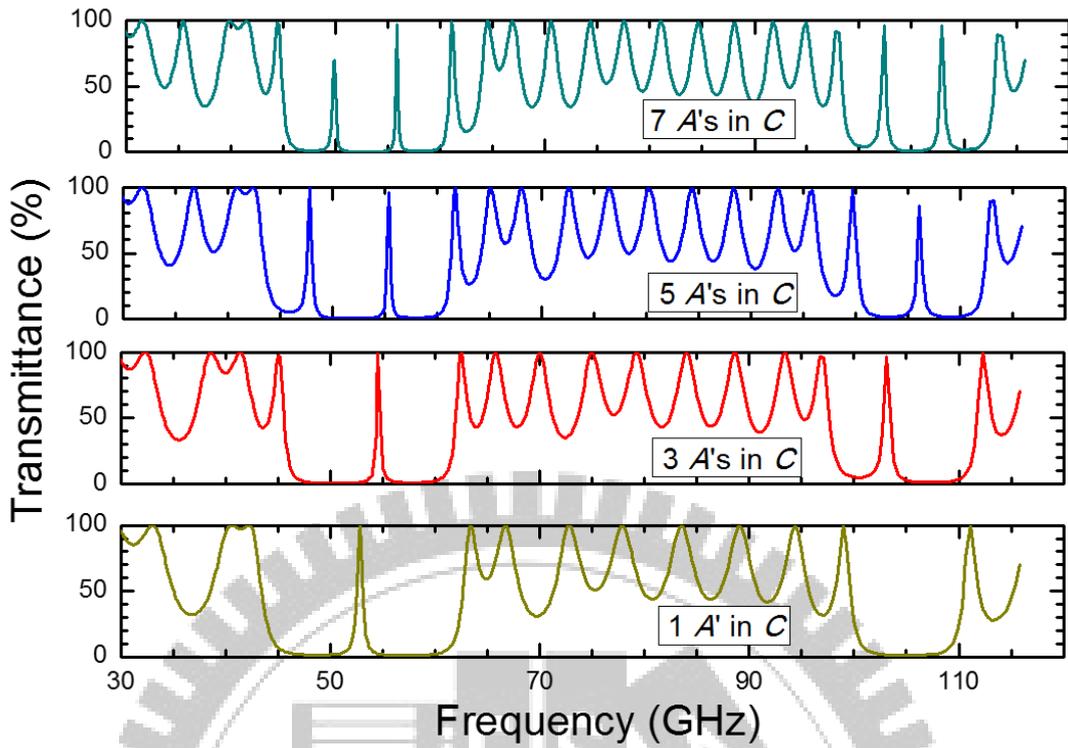


圖 4.18 隨中央玻璃缺陷層厚度增加以致缺陷模態增加之穿透光譜。

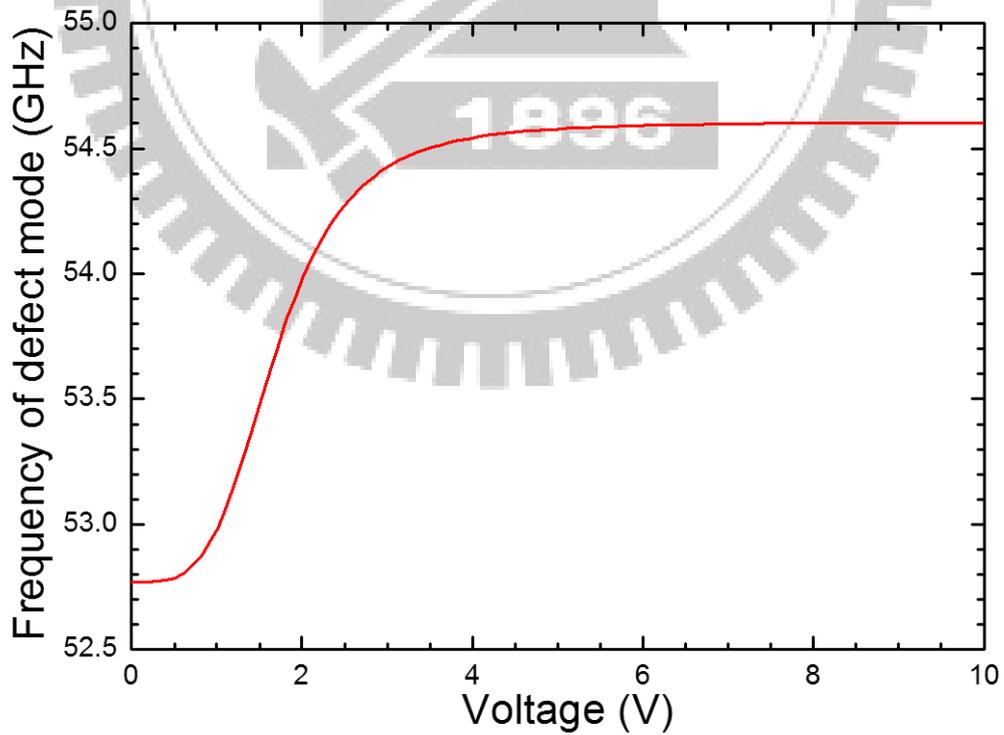


圖 4.19 缺陷模態隨液晶層於外加電場作用下之移動圖。

於探討 A' 層數對此結構之穿透光譜特性的影響後，隨即研究其在微波通訊之應用。在此考慮單一 A' 於 C 位置，觀察缺陷模態隨結構內全數液晶層在電場作用之下於穿透光譜中移動的情形。如圖 4.19，隨外加電場增大，缺陷模態最大可移動量為 1.8 GHz (52.8–54.6 GHz)；該範圍在應用上跨越約 7 個頻道 (每頻道間距 250 MHz)，因此，該類一維光子晶體結構可應用 V-band 微波通訊中，且扮演可調控之頻道選擇器。

綜合上述一維光子晶體之探究，其結構 $1/2$ 週期處均包含一缺陷層。在此我們於一維光子晶體結構，(如圖 4.20)；即在位置 (A_{-3}, C, A_3) 同為 A' 時，其光譜將在 Q-band 至 W-band 區間內產生兩個阻帶和一個通帶 (passband) 如圖 4.21。當同增加位置 (A_{-3}, C, A_3) 之 A' 厚度 (實際上為增加 A' 的整數倍厚度) 時，各阻帶區間內不會產生新的缺陷模態，而是出現更多的阻帶與通帶 (因結構內分成許多小週期)，因此考慮其實際應用，此一維光子晶體結構確實可作為一多頻段帶通濾波器。順帶一提，此處為了計算阻帶與通帶的數目，當阻帶最低點的穿透率低於 5% 時，始能算是一個阻帶。圖 4.22 為阻帶數量隨 A' 層數增加而呈現階梯狀上升的情形。

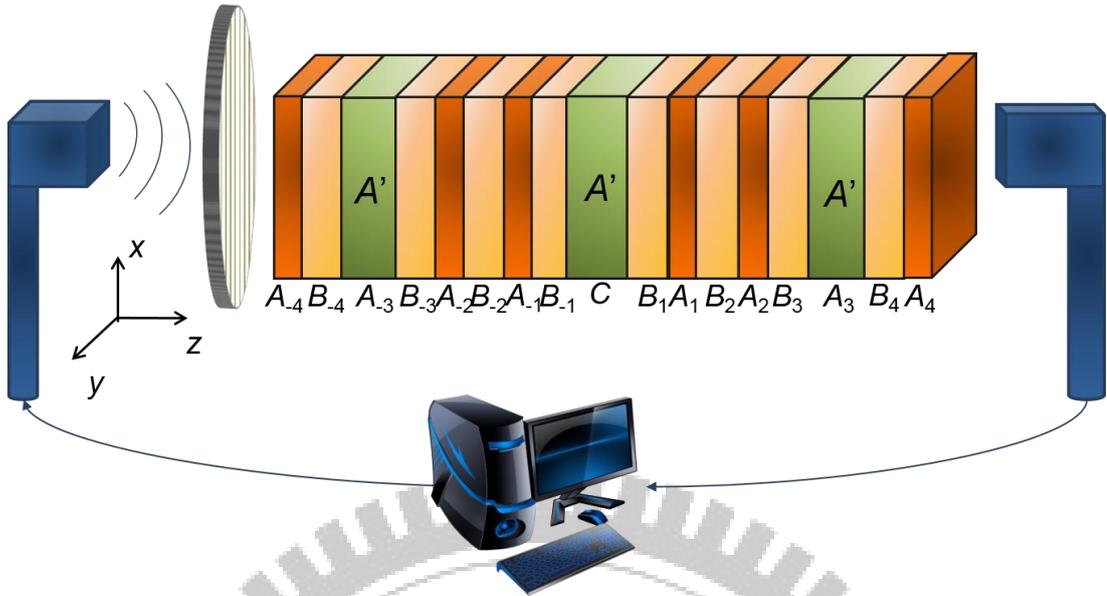


圖 4.20 一維光子晶體含玻璃缺陷層 A' (A_{-3} , C , A_3) 之結構示意圖。

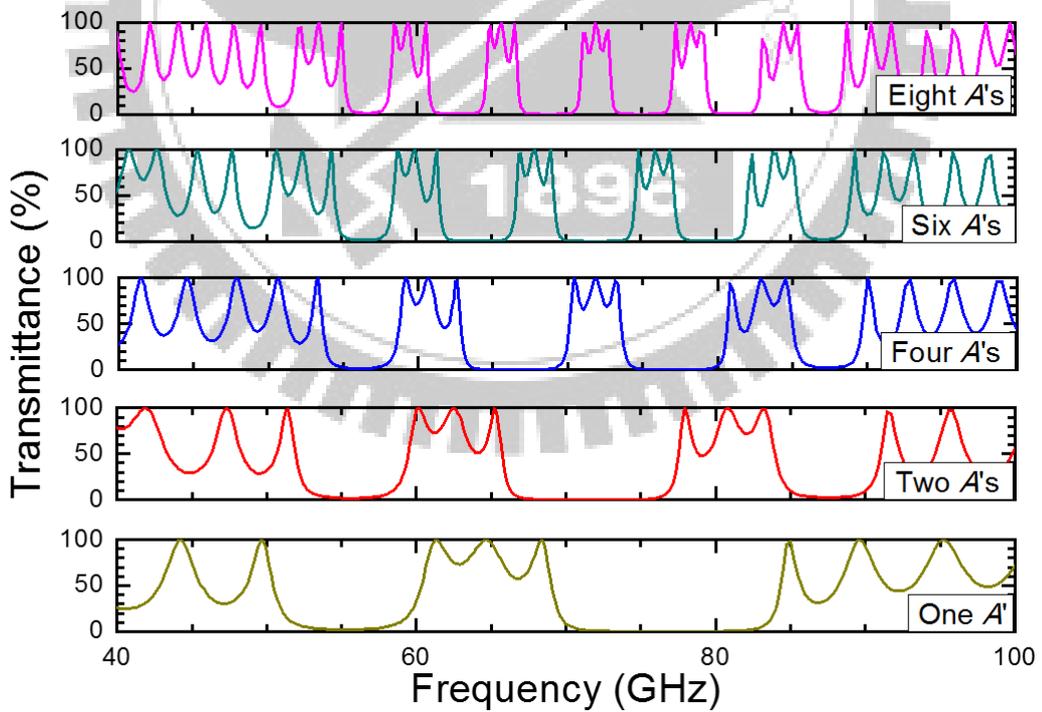


圖 4.21 A' 層厚度對一維光子晶體複合結構影響之穿透光譜。

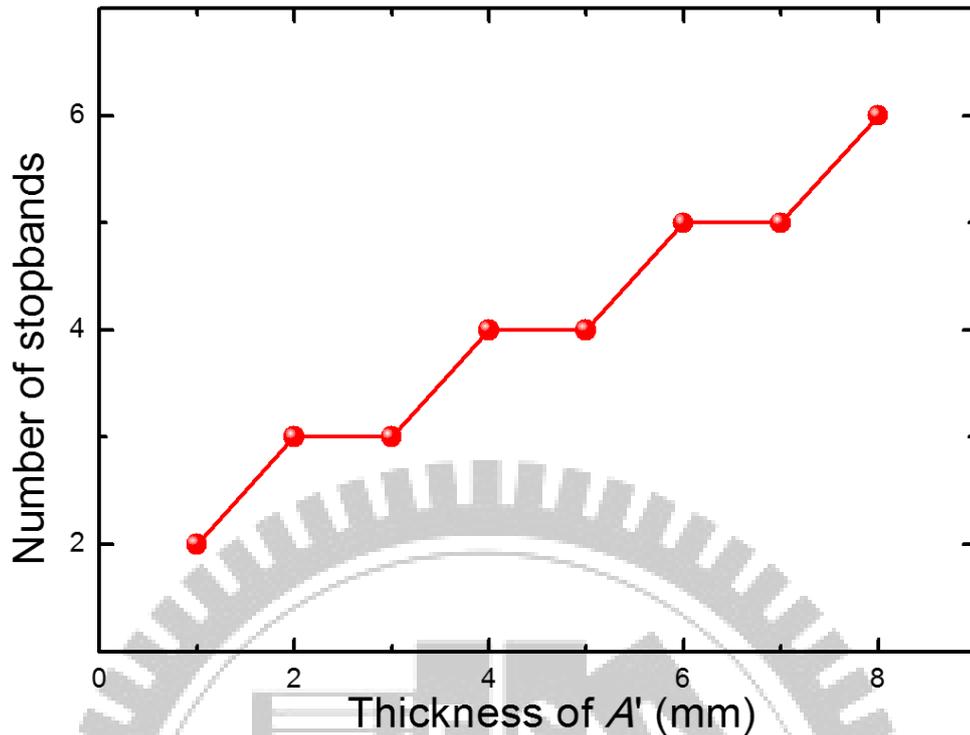


圖 4.22 阻帶數量隨 A' 層厚度增加而上升趨勢圖。

4.5 具液晶缺陷層之一維光子晶體的穿透光譜特性

若於中央位置 C 之缺陷層 A' 以厚度 1 mm 液晶缺陷層 B' 來取代，我們同樣可以觀察有趣的光譜特性。如圖 4.23，首先探討此一維光子晶體結構週期數改變對穿透光譜特性的影響（其結構週期數定義為 m ，且可以 $A(BA)^m B'(AB)^m A$ 表示）。當週期數 m 從 1 增加到 4 時缺陷峰及阻帶越加陡峭，此外位於阻帶兩旁之駝峰 (camel hump) 數也隨之增加；當週期數 m 從 4 至 7 增加時缺陷模態的位置皆位於 75 GHz 處，然而缺陷模態的穿透率卻

會隨 m 變大而下降。就此本節選擇探討週期數為 4 時之一維光子晶體穿透光譜特性，並將該結構以 $A(BA)^4B'(AB)^4A$ 表示。

週期數 m 大小對一維光子晶體之缺陷模態的穿透率及其可調控的特性影響頗大。首先比較不同數量的液晶層於同樣大小的電場作用下時，缺陷模態移動的情形。圖 4.26 顯示越多液晶層受到外加電場作用下，缺陷模態具有越多可調控之空間，且缺陷模態最多可移動 3 GHz (75–78 GHz) 的頻段範圍 (以 250 MHz 為一頻道區間，約可調控 12 個頻道)，因此，此結構可以作為一應用於 V-band 微波通訊且具有 3 GHz 範圍之可電控頻段選擇器。順帶一提，圖 4.27 為在此一維光子晶體結構中每一個液晶層於外加電場作用下，缺陷模態隨電場移動的情形。

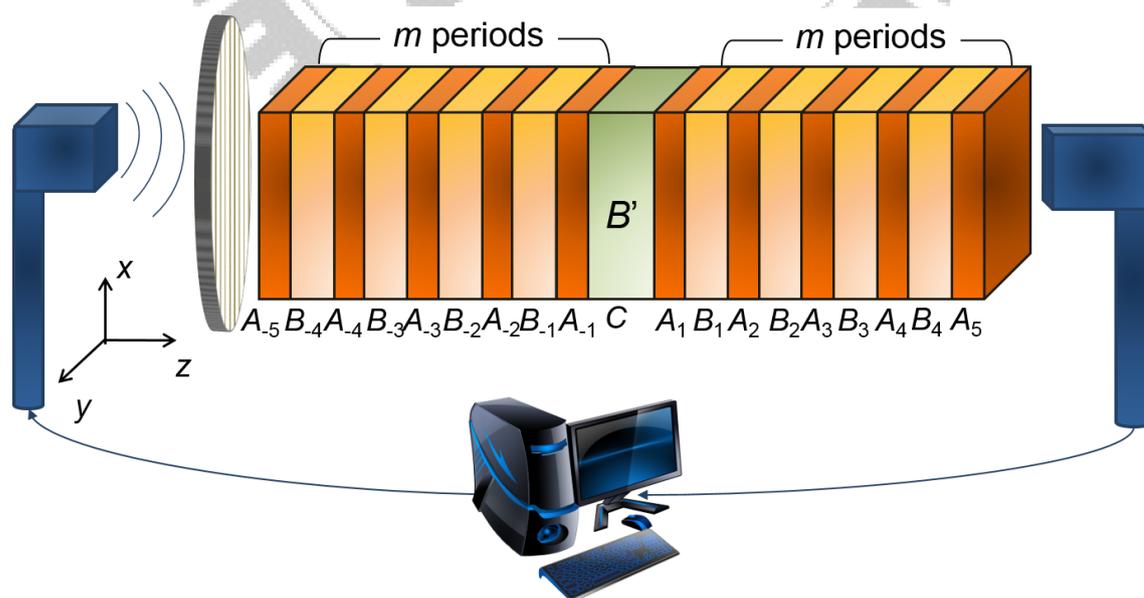


圖 4.23 一維光子晶體含中央液晶缺陷層 B' 複合結構示意圖。

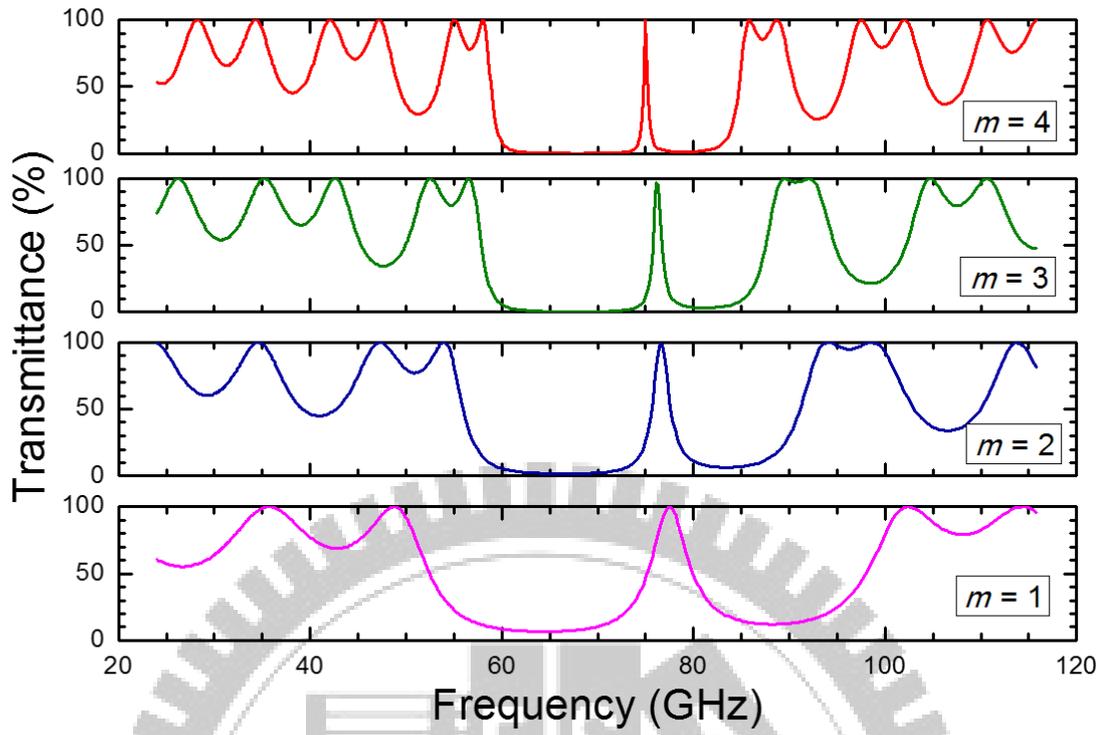


圖 4.24 缺陷模態隨週期數 1 至 4 變化之穿透光譜。

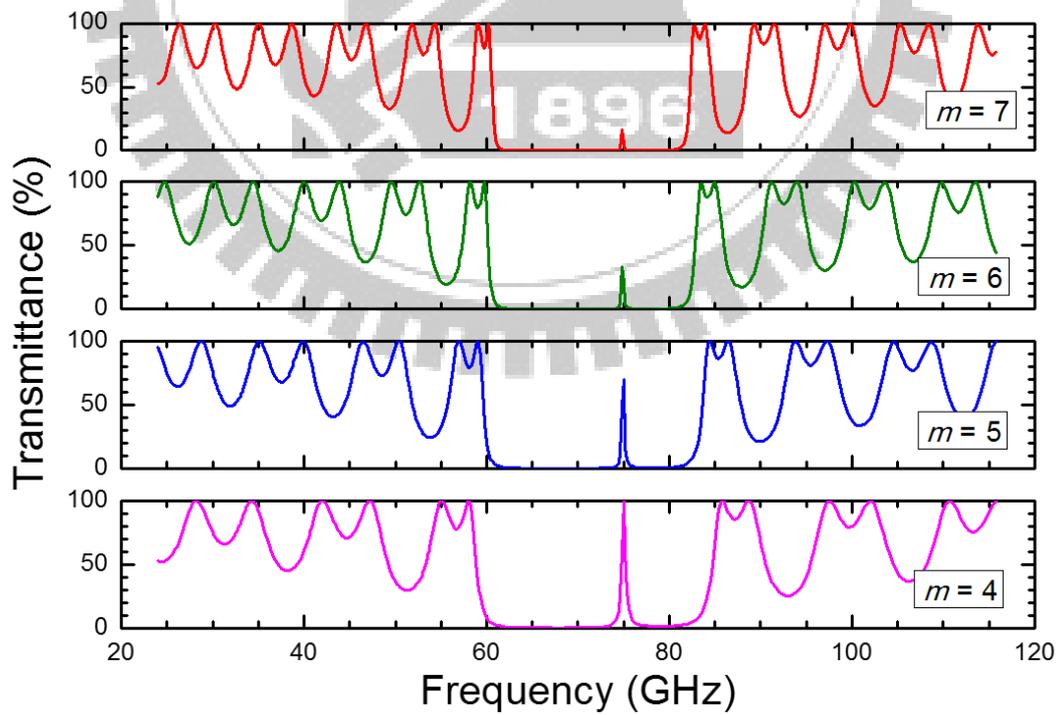


圖 4.25 缺陷模態隨週期數 4 至 7 變化之穿透光譜。

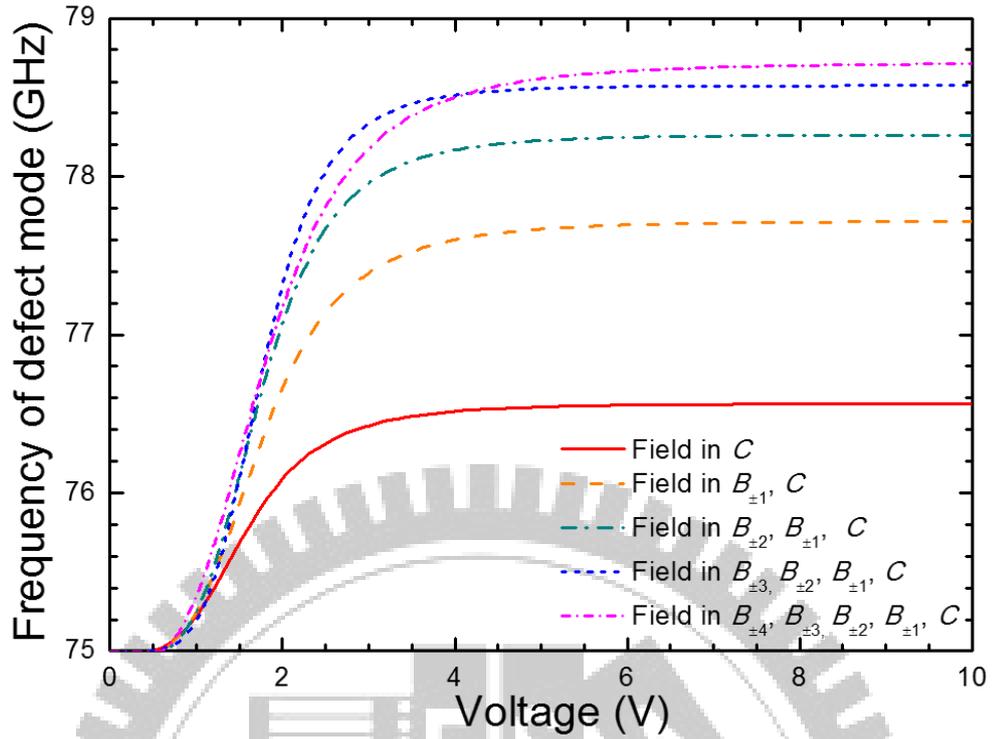


圖 4.26 不同數量之液晶層在外加電場下，缺陷模態移動趨勢圖。

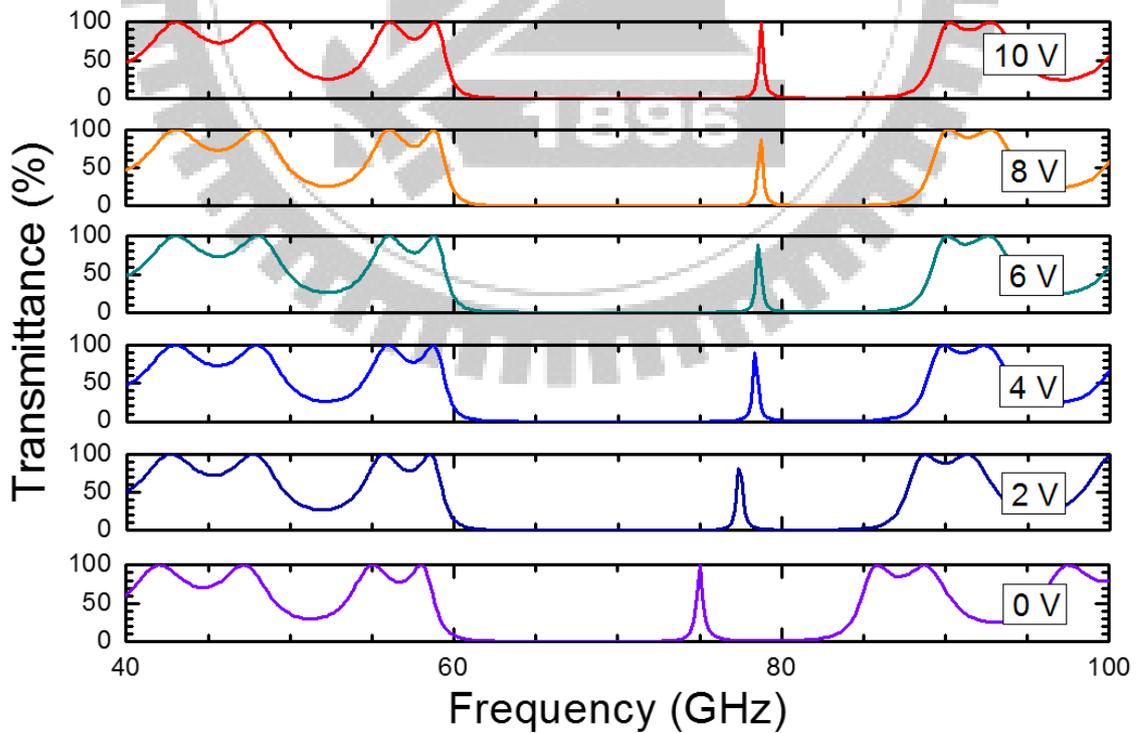


圖 4.27 外加不同電壓於每一液晶層，缺陷模態移動光譜。

4.6 一維光子晶體與中央週期缺陷層複合結構之透光譜特性

前兩節分別探討以 A' 或 B' 作為中央缺陷層之一維光子晶體的透光譜特性，若於先前提到缺陷層位於結構中央，形成三明治結構時，其缺陷模態現象最明顯，因此，本節複合缺陷層將 E^n （定義為 $B'(A'B')^n$ ）置入一維光子晶體結構之中央，並研究其透光譜的特性。首先探討週期數 n 對其透光譜特性的影響，而此一維光子晶體複合結構可以 $A(BA)^4E^n(AB)^4A$ 表示（如圖 4.28）。

如圖 4.29，當週期數 n 等於 1 時，在約 60–85 GHz 範圍之阻帶內於 73.5 GHz 有一缺陷模態；隨 n 以 2^n 從 1 增加至 8，於該阻帶內之缺陷峰數量隨之變多。其現象不難想像—如同前文所述當缺陷層數目增加，缺陷模態的數量也會增加；然而此結構透光譜特別之處在於缺陷層 E^n 的週期數越多（例如 8）時，在 30–40 GHz 及 100–110 GHz 兩頻率區間出現另兩個阻帶。在探討完週期數 n 的大小對於此型一維光子晶體複合結構透光譜特性的影響後，我們固定週期數 n 等於 1，並於結構內之每一個液晶層加入電場。如圖 4.30，此缺陷模態同樣隨著外加電壓增大而往高頻移動，且其最大可移動的頻率範圍為 3.2 GHz（73.5–76.7 GHz；12 個頻道）。缺陷模態移動的頻率範圍剛好落於 E 頻帶通訊技術所應用的頻段，因此，此一維光子晶體元件可應用於未來 E 頻帶無線通訊並作為一可電控之頻段選擇器。

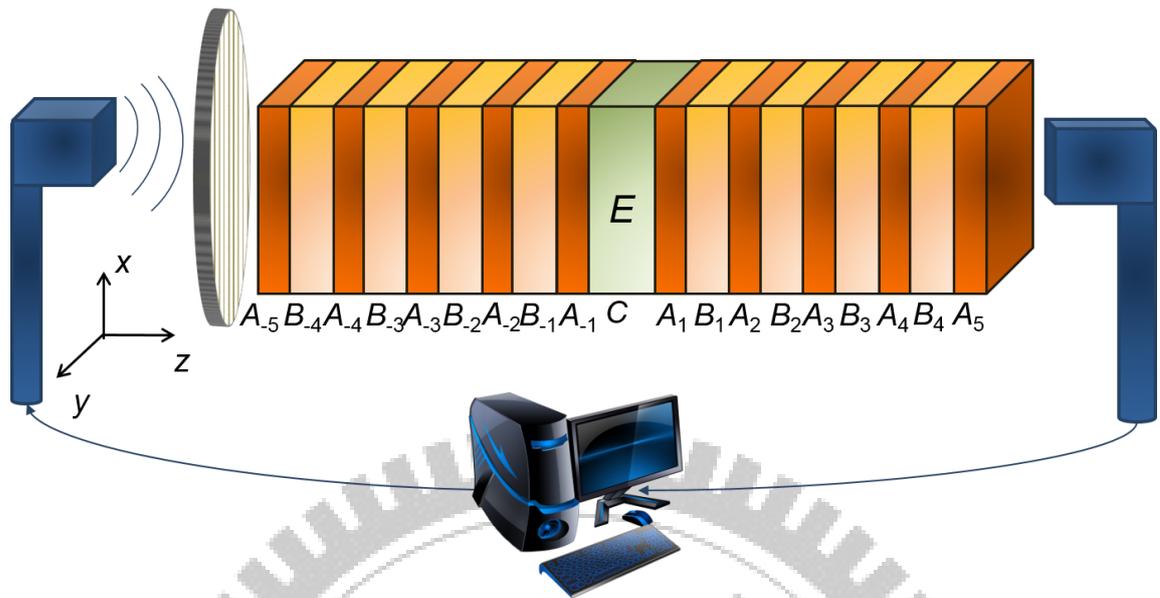


圖 4.28 一維光子晶體含中央複合缺陷層複合結構示意圖。

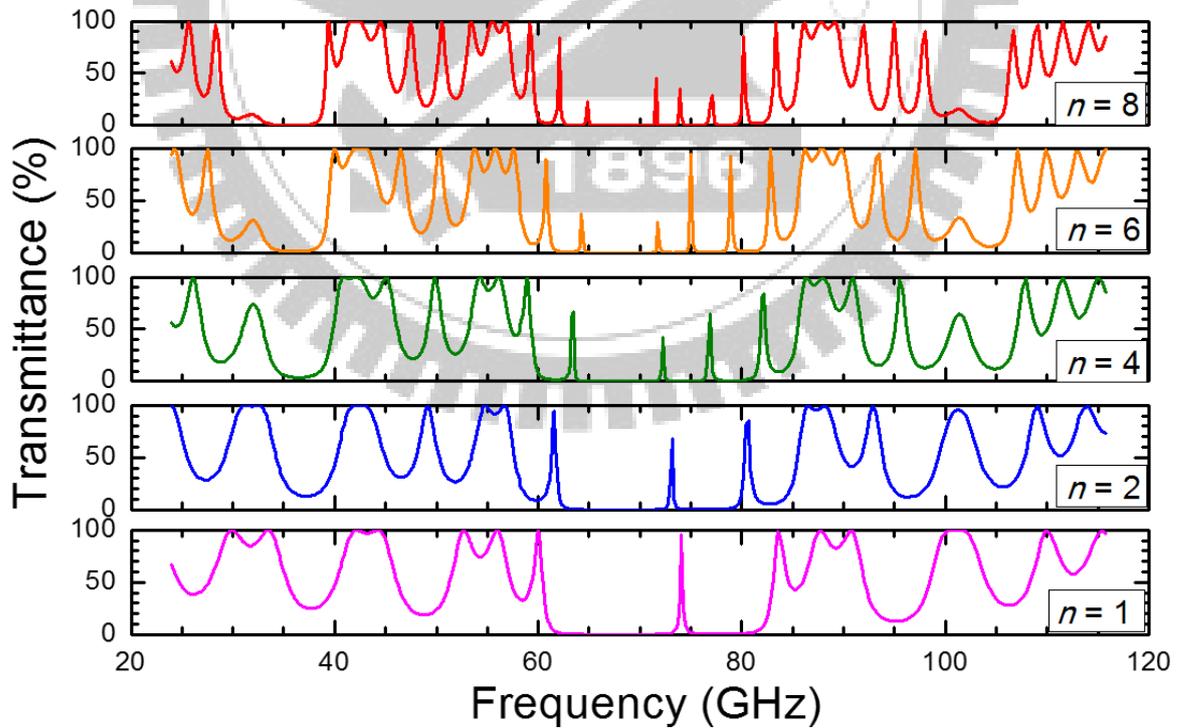


圖 4.29 一維光子晶體特性隨缺陷層週期數從 1 至 8 改變之穿透光譜。

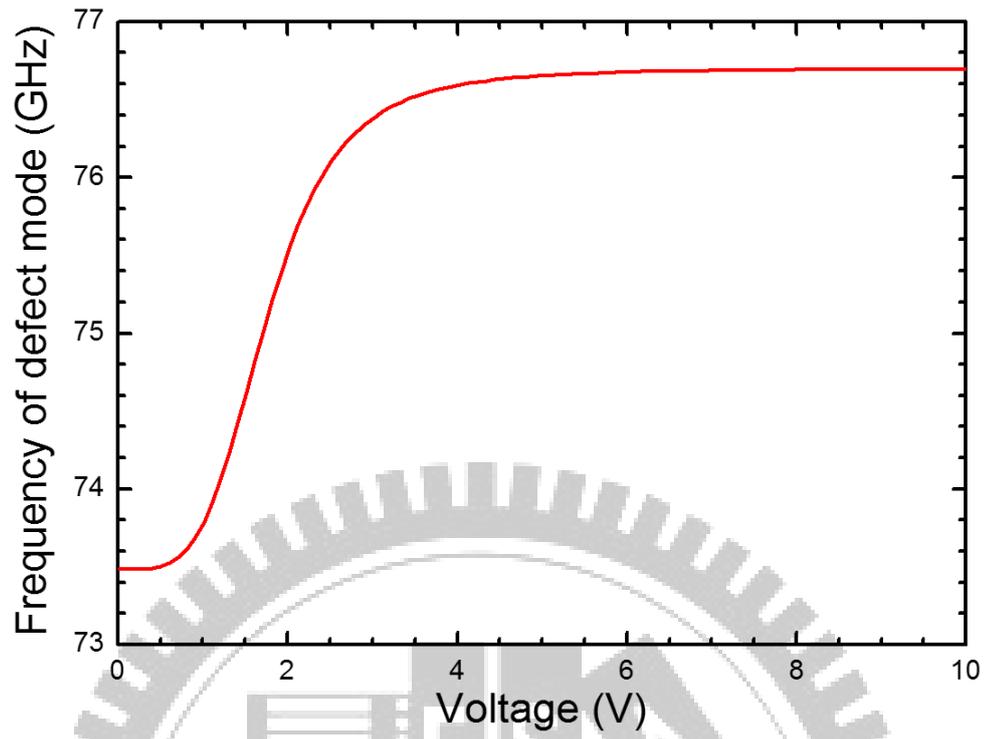


圖 4.30 缺陷模態隨液晶層於外加電場作用下之移動圖。

第五章 結論與未來展望

本論文提出可應用於未來 E-band 通訊及傳統微波通訊之一維光子晶體並探討其光學特性，此鈉鈣玻璃與液晶交錯排列的多層結構，所應用的 E-band 波段，在目前一維光子晶體的研究當中並未出現，而 E-band 無線通訊是一項非常具有未來性的科技，因此本研究的意義不言而喻。經由特殊設計，其電磁波阻帶的中央（72 GHz）剛好落在 E-band 的區間。在未加入缺陷層的情況時，波長尺度下，FWHD 及 CFW 皆會隨層數增加而下降；而在頻率尺度下的 FFHD 同樣會隨層數增加而下降，惟在非常理想的結構之下，CFD 不會隨層數增加而變化。另外，在波長尺度下，光譜自阻帶中央為左右不對稱，而在頻率尺度下則略呈左右對稱。

在一維光子晶體中加入單一缺陷層，由於中央層效應的影響，若缺陷層位於光子晶體的正中央，可令缺陷模態的光譜特性變得更明顯。除此之外，在一維光子晶體結構之中央加入缺陷層，並增加其厚度，則缺陷模態也會隨之增加，且呈現「階梯狀」的上升；但當厚度增加到為原先只有一個缺陷模態之缺陷層厚度數十倍之後，過多的缺陷模態，發生光譜疊加，反而會使得缺陷峰的數量及穿透率降低。為了得到研究上較具意義的結果，首先選用只有一個缺陷模態之情況為研究的主要考量。當固定一個缺陷模態時，將兩邊

對稱之一維光子晶體複合結構週期數 m 從 1 增至 4，缺陷模態的穿透峰越趨明顯；從 4 到 7 時，缺陷模態位置不動，但穿透率隨週期數增加而減少。

研究中增加缺陷層的數目，我們發現當缺陷層彼此間的距離靠得越近，則中央層效應越強，缺陷模態也越發明顯，且當不同數量之缺陷層在一維光子晶體結構中央時，在理想上缺陷模態增加之效果與對應該厚度之中央缺陷層效果相同。將一維光子晶體結構於 (A_{-3}, C, A_3) 分別加入 1 mm 之玻璃作為缺陷層而將結構分成三個小週期，此時該類一維光子晶體可作為一帶通濾波器；且當缺陷層的層數增加，通道的數量也會增多，但通帶的寬度也隨之減少。除此之外，本研究中可電控一維光子晶體的特性乃由於液晶光軸受到外加電場而旋轉，造成有效折射率改變，產生相位延遲效應，進而達到調控頻道的效果。基於此原理，本論文總共提出五種一維光子晶體結構，它們皆適用於目前微波通訊使用的頻段（如表 5.1），其中四種可作為微波通訊頻段選擇器（見 4.4-6 節），另一種為通帶濾波器（見 4.4 節）。再如圖 1.3，本研究中所提出之一維光子晶體結構，確實可應用於 Q-band 至 W-band 微波通訊頻段中；且其於未來無線通訊的發展相當令人期待。

目前已有研究團隊成功製作出應用於毫米波通訊之一維光子晶體。如 2005 年，由 Subramanian 教授的研究團隊使利用玻璃層夾空氣層製作一維光子晶體，並在 10 至 20 GHz 的範圍內，探討空氣層的厚度對於光子能隙

表 5.1 不同一維光子晶體結構特性整理表。

結構	特性
$(AB)^4A'(BA)^4$	<ol style="list-style-type: none"> 1. 可電控頻段選擇器。 2. 缺陷模態移動範圍為 1.35 GHz。
$(AB')^4A'(B'A)^4$	<ol style="list-style-type: none"> 1. 可電控頻段選擇器。 2. 缺陷模態移動範圍為 1.8 GHz。
$(AB)A'B(AB)^2A(BA)^2BA'(BA)$	<ol style="list-style-type: none"> 1. 電磁帶通濾波器。 2. 帶通數隨層數增加而呈階梯狀上升。
$A(BA)^4B'(AB)^4A$	<ol style="list-style-type: none"> 1. 可電控頻段選擇器。 2. 缺陷模態移動範圍為 3 GHz。
$A(BA)^4B'A'B'(AB)^4A$	<ol style="list-style-type: none"> 1. 可電控頻段選擇器。 2. 缺陷模態移動範圍為 3.2 GHz。

寬度的影響，藉此示範出一維光子晶體毫米波濾波器 [62]。在毫米波通訊之一維光子晶體的理論研究上，如前文所提，Kanazari 研究團隊結合兩種不同類型之一維光子晶體，製作出可應用於 30 至 50 GHz 毫米波通訊之帶通濾波器。綜觀這些研究，皆不具有電場或磁場可調控之特性。

為了使一維光子晶體於毫米波通訊應用增加可調控性。本論文提出之研究賦予了此類型一維光子晶體新的意義。未來承襲本論文之一維光子晶體研究，在實作上已具有相當的技術足以勝任。以玻璃材料為例，目前美國康寧公司在玻璃表面平坦化的技術已可量產高品質厚度 0.4 mm 的玻璃。此外，毫米級液晶盒厚度在製作上確實可行；2006 年，如清華大學潘犀靈教

授研究團隊在測定電場作用下液晶分子的應答時間時，其液晶盒為毫米級厚度 [63]；又如美國中佛大（University of Central Florida）的吳詩聰教授研究團隊於 2012 年也製作出具有毫米級厚度之液晶盒，並測量其在電場中的特性 [64]。即使前例可循，在實作上，可預期由於液晶層在毫米級厚度的空間內排列，可能各層厚度難以精密。當一維光子晶體具有越多液晶層時，可能會使調控特性的品質變差。對於此製作上即將面臨的挑戰，可參考 Osaki 教授團隊於 2012 年所提出之可應用於太赫茲頻段之一維光子晶體結構，將本論文之一維光子晶體液晶層改為空氣層，並令中央缺陷層依舊為液晶。然而，去除液晶層的缺點在於減低缺陷模態可調控的範圍。吾人或可在中央缺陷層的設計上，增加缺陷層的厚度及採用更大折射異方性的液晶材料，如此可彌補因減少液晶層數而降低的可調控範圍。

在實作前，需要一個更完善的程式來模擬一維光子晶體特性。目前本研究團隊 Scilab 模擬程式可模擬可見光波段及 30 至 120 GHz 範圍之一維光子晶體的光學特性。對這兩個波段，兩組程式中各需要改善的地方為：

1. 可見光的部分缺少計算向列型液晶分子在電場中之傾角的副程式；撰寫的方式可以建立一個液晶分子傾角資料庫，並在建立資料庫的過程中，參考商用軟體 DIMOS 模擬程式計算出來的結果，且結合本論文所採用的牛頓法，再使用 Mathematica 數學軟體來完成。

2. 毫米波的部分雖已有基本的液晶傾角資料庫，但資料庫範圍不夠大，因此必須擴大範圍，使模擬的準確性提高。此外，光譜波段尺度可再精細化。

具有光子能隙的光子晶體可應用於諸多光學元件，如波導、光學膜、反射鏡、光開關、通道分波器、波長分割多工器 (wave division multiplexers)，抗反射鍍膜等。一維光子晶體的應用不僅只在可見光及毫米波段，紅外通訊及太赫茲頻段之一維光子晶體的應用研究正方興未艾，因此，將本文所述一維光子晶體光學模擬程式擴大，使其涵蓋可見光波至毫米波段為未來值得投入的工作。如此一來，本團隊在可調控一維光子晶體的研究成果將更加豐盛。

參考文獻

- [1] E. Johnson, “Mobile data backhaul: The need for E-band,” *Mobile World Congress*, 1–9 (2013). <http://www.huawei.com/uk/static/HW-206550.pdf>
- [2] J. Wells, “New multi-gigabit wireless systems satisfy high-security rapid response applications,” *Military Embedded System*, (2006). <http://www.mil.embedded.com/dl.php?pdf=/pdfs/Gigabeam.Spr06.pdf>, (March, 2009).
- [3] FCC document, OMB 3060–1070, “Allocations and Service Rules for the 71–76 GHz, 81–86 GHz, 92–95 GHz bands,” **70**(249), 77054 (November, 2005).
- [4] FCC Report and Order 03–248, “Allocations and service rules for the 71–76 GHz, 81–86 GHz, 92–95 GHz bands,” Federal Communication Commission, (November, 2003). <http://www.loeacom.com/FCC-03-248A1.pdf>
- [5] FCC Bulletin 70, “Millimeter Wave Propagation: Spectrum Management Implications,” Federal Communication Commission, (July, 1997). <http://zh.scribd.com/doc/62031193/Federal-Communications-Commission-FCC-Bulletin-Number-70-Millimeter-Wave-Propagation-Spectrum-Management-Implications-July-1997>
- [6] J. Wells, “Multigigabit wireless technology at 70 GHz, 80 GHz and 90 GHz,” *RF Design Magazine*, 50–54 (May, 2006). <http://rfdesign.com/mag/605RFDF4.pdf>, (March, 2009).
- [7] H. R. Chaware and M. M. Bartere, “High-security rapid response applications using E-Band,” *International Journal of Advanced Research in Computer Science and Software Engineering* **3**(3), 444–447 (2013).
- [8] L. Macciotta, “ITU regional workshop on IMT,” *Microwave Spectrum Strategy for IMT 2000*, (June, 2010).
- [9] Archibald, *Modeling and Simulation of a One-Dimensional Photonic Crystal with a Twisted-Nematic Liquid Crystal Defect Layer*, Master Thesis, Chung Yuan Christian University (2012).
- [10] E. Yablonovitch, “Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics,” *Physical Review Letters* **58**(20), 2059–2062 (1987).

- [11] S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices,” *Physical Review Letters* **58**, 2486–2489 (1987).
- [12] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, and K. M. Leung, “Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms,” *Physical Review Letters* **67**, 2295 (1991).
- [13] T. F. Krauss, R. M. DeLaRue, and S. Brand, “Two-dimensional photonic-bandgap structures operating at near infrared wavelength,” *Nature* **383**, 699–702 (1996).
- [14] K. M. Ho, C. T. Chen, C. M. Soukoulis, R. Biswas, and M. Sigalas, “Photonic band gaps in three dimensions: New layer-by-layer periodic structures,” *Solid State Communications* **89**(5), 413–416 (1994).
- [15] S. Y. Lin and J. G. Fleming, “A three-dimensional optical photonic crystal,” *Journal of Lightwave Technology* **17**(14), 1944–1947 (1999).
- [16] S. Noda, N. Yamamoto, M. Imaba, H. Kobayashi, and M. Okano, “Alignment and stacking of semiconductor photonic bandgaps by wafer-fusion,” *Journal of Lightwave Technology* **17**(11), 1948–1955 (1999).
- [17] K. M. Ho, C. T. Chen, and C. M. Soukoulis, “Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures,” *Physical Review Letters* **65**, 3152–3155 (1990).
- [18] X. Wang, X.-G. Zhang, Q. Yu, and B. N. Harmon, “Multiple scattering theory for electromagnetic waves,” *Physical Review B* **47**, 4161–4167 (1993).
- [19] P. M. Bell, J. B. Pendry, L. M. Moreno, and A. J. Ward, “A program for calculating photonic band structures and transmission coefficients of complex structures,” *Computer Physics Communications* **85**(2), 306–322 (1995).
- [20] J. Lin, *The Finite-Element Method in Electromagnetics* (Wiley, New York, 1993), Chap. 5.7.
- [21] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic Crystals* (Princeton U. Press, Princeton, N. J., 1995).
- [22] A. Mekis, J. C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P. R. Villeneuve, and J. D. Joannopoulos, “High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides.” *Physical Review Letters* **77**, 3787–3790 (1996).

- [23] S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, and H. A. Haus, “Channel drop tunneling through localized states” *Physical Review Letters* **80**, 960–963 (1998).
- [24] M. Qiu and B. Jaskorzynska, “Design of a channel drop filter in a two-dimensional triangular photonic crystal,” *Applied Physics Letters* **83**, 1074 (2003).
- [25] J. S. Foresi, P. R. Villeneuve, J. Ferrera, E. R. Thoen, G. Steinmeyer, S. Fan, and J. D. Joannopoulos, “Photonic bandgap microcavities in optical waveguides,” *Nature* **390**, 143–145 (1997).
- [26] A. Jugessur, P. Pottier, and R. De La Rue, “Engineering the filter response of photonic crystal microcavity filters,” *Optics Express* **12**(7), 1304–1312 (2004).
- [27] F. Reinitzer, “Beiträge zur Kenntnis des Cholesterins,” *Monatshefte für Chemie* **9**, 421–441 (1888).
- [28] O. Lehmann, “Über fließende Krystalle,” *Zeitschrift für Physikalische Chemie* **4**, 462–468 (1889).
- [29] 松本正一、角田市良，劉瑞祥譯，《液晶之基礎與應用》，國立編譯館，台北，民85年，頁7。
- [30] R. Ozaki, T. Matsui, M. Ozaki, and K. Yoshino, “Electro-tunable defect mode in one-dimensional periodic structure containing nematic liquid crystal as a defect layer,” *Japanese Journal of Applied Physics* **41**(12B), L1482–L1484 (2002).
- [31] R. Ozaki, M. Ozaki, and K. Yoshino, “Defect mode switching in one-dimensional photonic crystal with nematic liquid crystal as defect layer,” *Japanese Journal of Applied Physics* **42**(6B), L669–L671 (2003).
- [32] R. Ozaki, M. Ozaki, and K. Yoshino, “Defect mode in one-dimensional photonic crystal with in-plane switchable nematic liquid crystal defect layer,” *Japanese Journal of Applied Physics* **43**(11B), L1477–L1479 (2004).
- [33] R. Ozaki, T. Matsui, M. Ozaki, and K. Yoshino, “Electrically color-tunable defect mode lasing in one-dimensional photonic-band-gap system containing liquid crystal,” *Applied Physics Letters* **82**(21), 3593–3595 (2003).

- [34] R. Ozaki, Y. Matsuhisa, M. Ozaki, and K. Yoshino, “Low driving voltage tunable laser based on one-dimensional photonic crystal containing liquid crystal defect layer,” *Molecular Crystals and Liquid Crystals* **441**, 87–95 (2005).
- [35] Y. Matsuhisa, R. Ozaki, K. Yoshino, and M. Ozaki, “High Q defect mode and laser action in one-dimensional hybrid photonic crystal containing cholesteric liquid crystal,” *Applied Physics Letters* **89**(10), 101109-1–3 (2006).
- [36] R. Ozaki, H. Moritake, K. Yoshino, and M. Ozaki, “Analysis of defect mode switching response in one-dimensional photonic crystal with a nematic liquid crystal defect layer,” *Journal of Applied Physics* **101**(3), 033503-1–6 (2007).
- [37] V. Ya. Zyryanov, V. A. Gunyakov, S. A. Myslivets, V. G. Arkhipkin, and V. F. Shabanov, “Electrooptical switching in a one-dimensional photonic crystal,” *Molecular Crystals and Liquid Crystals* **488**, 118–126 (2008).
- [38] H. X. Da, Z. Q. Huang, and Z. Y. Li, “Electrically controlled optical Tamm states in magnetophotonic crystal based on nematic liquid crystal,” *Optics Letters* **34**(11), 1693–1695 (2009).
- [39] V. Ya. Zyryanov, S. A. Myslivets, V. A. Gunyakov, A. M. Parshin, V. G. Arkhipkin, V. F. Shabanov, and W. Lee, “Magnetic-field tunable defect modes in a photonic-crystal/liquid-crystal cell,” *Optics Express* **18**(2), 1283–1288 (2010).
- [40] Y.-T. Lin, W.-Y. Chang, C.-Y. Wu, V. Ya. Zyryanov, and W. Lee, “Optical properties of one-dimensional photonic crystal with a twisted-nematic defect layer,” *Optics Express* **18**(26), 26959–26964 (2010).
- [41] C.-Y. Wu, Y.-H. Zou, I. Timofeev, Y.-T. Lin, V. Ya. Zyryanov, J.-S. Hsu, and W. Lee, “Tunable bi-functional photonic device based on one-dimensional photonic crystal infiltrated with a bistable liquid-crystal layer,” *Optics Express* **19**(8), 7349–7355 (2011).
- [42] Y.-C. Hsiao, C.-Y. Wu, C.-H. Chen, V. Ya. Zyryanov, and W. Lee, “Electro-optical device based on photonic structure with a dual-frequency cholesteric liquid crystal,” *Optics Letters* **36**(14), 2632–2634 (2011).

- [43] Y.-C. Hsiao, C.-T. Hou, V. Ya. Zyryanov, and W. Lee, “Multichannel photonic devices based on tristable polymer-stabilized cholesteric textures,” *Optics Express* **19**(24), 23952–23957 (2011).
- [44] I. V. Timofeev, Y.-T. Lin, V. A. Gunyakov, S. A. Myslivets, V. G. Arkhipkin, S. Y. Vetrov, W. Lee and V. Ya. Zyryanov, “Voltage-induced defect mode coupling in a one-dimensional photonic crystal with a twisted-nematic defect layer,” *Physical Review E* **85**(1), 011705-1–7 (2012).
- [45] C.-H. Chen, V. Ya. Zyryanov, and W. Lee, “Switching of defect modes in a photonic structure with a tristable smectic-A liquid crystal,” *Applied Physics Express* **5**(8), 082003-1–3 (2012).
- [46] Y.-C. Hsiao, Y.-H. Zou, I. V. Timofeev, V. Ya. Zyryanov, and W. Lee, “Spectral modulation of a bistable liquid-crystal photonic structure by the polarization effect,” *Optical Materials Express* **3**(6), 821–828 (2013).
- [47] 陳志恆、吳柏昌、李偉，《可調式液晶與光子晶體複合結構的光電特性與應用》，物理雙月刊，民 101 年，第 34 卷第 3 期，頁 190–198。
- [48] P.-C. Wu and W. Lee, “Tunable and Memorable Optical Devices with One-Dimensional Photonic-Crystal/Liquid-Crystal Hybrid Structures,” in *Optical Devices in Communication and Computation*, edited by Peng Xi (InTech, Croatia, September 19, 2012), Chap. 4, pp. 55–80 (ISBN 978-953-51-0763-7). Open Access at <http://www.intechopen.com/books/optical-devices-in-communication-and-computation>
- [49] L. Criante, and F. Scotognella, “Infiltration of E7 liquid crystal in a nanoparticle-based multilayer photonic crystal: fabrication and electro-optical characterization,” *Molecular Crystals and Liquid Crystals* **572**, 31–39 (2013).
- [50] A. Mouldi and M. Kanazari, “Design of microwave devices exploiting Fibonacci and hybrid periodic/Fibonacci one dimensional photonic crystals,” *Progress in Electromagnetics Research B* **40**, 221–240 (2012).
- [51] F. Karim and O. Seddiki, “Analysis of defect layers’ insertion effect on optical transmission properties of multilayer structures based on one-dimensional photonic crystals,” *Applied Optics* **52**(3), 474–479 (2013).

- [52] 林育霆，《含扭轉向列型液晶缺陷層之一維光子晶體的光學特性》，碩士論文，中原大學奈米科技碩士學位學程，民 98 年，頁 11–19。
- [53] G. R. Fowles, *Introduction to Modern Optics*, 2nd ed. (Holt, Rinehart and Winston, New York, 1975), pp. 96–102.
- [54] D. W. Berreman, “Optics in stratified and anisotropic media: 4×4 -matrix formulation,” *Journal of The Optical Society of America* **62**(4), 502–510 (1972).
- [55] D. W. Berreman, “Numerical modeling of twisted nematic devices,” *Philosophical Transactions of The Royal Society Lond A* **309**(1507), 203–216 (1983).
- [56] R. H. Self, C. P. Please, and T. J. Sluckin, “Deformation of nematic liquid crystals in an electric field,” *European Journal of Applied Mathematics* **13**(1), 1–23 (2002).
- [57] C.-J. Chen, A. Lien, and M. I. Nathan, “Simple method for the calculation of the deformation profiles in chiral nematic liquid crystal cells with asymmetric pretilt,” *Journal of Applied Physics* **81**, 70–73 (1997).
- [58] 張宗宏，《用全漏光導模光學量測對液晶盒極角錨定能之研究》，碩士論文，成功大學光電科學與工程研究所，民 96 年，頁 116–121。
- [59] T. Kumagai, R. Ito, K. Takeya, H. Yoshida, H. Kubo, A. Fujii, T. Nose, M. Tonouchi, and M. Ozaki, “Tunable terahertz filter using an etalon with a nematic liquid crystal layer and its response speed,” *Molecular Crystals and Liquid Crystals* **561**, 82–88 (2012).
- [60] T. Manabe, K. Sato, and T. Ihara, “Measurement of complex refractive index of soda-lime glass at 60 GHz by vector-network-analyser-based scatterometer,” *Electronics Letters* **28**(14), 1354–1355 (1992).
- [61] F. Yang and J. R. Sambles, “Determination of the permittivity of nematic liquid crystals in the microwave region,” *Liquid Crystals* **30**(5), 599–602 (2003).
- [62] G. S. Babu, V. Subramanian, V. Sivasubramanian, and V. R. K. Murthy, “Study of one dimensional photonic band gaps at microwave frequencies for microwave filters,” *Ferroelectrics* **327**, 19–25 (2005).

- [63] C.-F. Hsieh, R.-P. Pan, T.-T. Tang, H.-L. Chen, and C.-L. Pan, “Voltage-controlled liquid-crystal terahertz phase shifter and quarter-wave plate,” *Optics Letters* **31**(8), 1112–1114 (2006).
- [64] S. Xu, H. Ren, and S. -T. Wu, “Adaptive liquid lens actuated by liquid crystal pistons,” *Optics Express* **20**(27), 28518–28523 (2012).

