

國立交通大學

電子物理系研究所

碩士論文

包含液態晶體之磁控式可調制之金屬光子  
晶體於兆赫波段之研究

Study on magnetically tunable metallic terahertz wave  
photonic crystals infiltrated with liquid crystal

研究生：施志昌

指導教授：趙如蘋 教授

中華民國九十九年六月

包含液態晶體之磁控式可調制之金屬光子晶體於兆赫波段  
之研究

Study on magnetically tunable metallic terahertz wave photonic  
crystals infiltrated with liquid crystal

研究生：施志昌

Student: Chih-Chang Shih

指導教授：趙如蘋 教授

Advisor: Prof. Ru-Pin Pan



A Thesis

Submitted to Department of Electrophysics  
College of Science  
National Chiao Tung University  
in Partial Fulfillment of the Requirements  
for the Degree of  
Master of Science  
in Electrophysics

June 2010

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十九年六月

# 包含液態晶體之磁控式可調制之金屬光子晶體於兆赫 波段之研究

研究生：施志昌

指導教授：趙如蘋 教授

國立交通大學電子物理系研究所

## 摘 要

光子晶體在光通訊的應用上十分廣泛，擁有光子能隙的特性，進一步的應用在濾波、波導、分光器、共振腔等元件上。而兆赫波在近二十年來技術發展突飛猛進，但應用於兆赫波段的可調式元件仍然缺乏。

本論文結合光子晶體與液態晶體的特性，探討在兆赫波段金屬光子晶體在液態晶體環境中的現象。依據我們的設計，此光子晶體具有光子能隙並可做為濾波器。利用外加磁場對樣品中的向列型液態晶體 MDA-00-3461 做配向控制，改變磁場方向以改變液態晶體的折射率，進而調控光子能隙位置及濾波效果。由實驗得到光子能隙的低頻邊界從 0.121 THz 往高頻方向移動了 6.17 GHz；高頻邊界從 0.175 THz 往高頻移動了 11.04 GHz，而濾波器的訊號極大值位於 0.187 THz 向高頻移動了 3.66 GHz，元件衰減量則從 0.851 dB 到 7.202 dB。

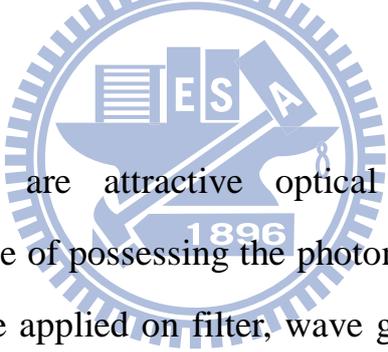
# Study on magnetically tunable metallic terahertz wave photonic crystals infiltrated with liquid crystal

Student: Chih-Chang Shih

Advisor: Prof. Ru-Pin Pan

Department of Electrophysics  
National Chiao Tung University

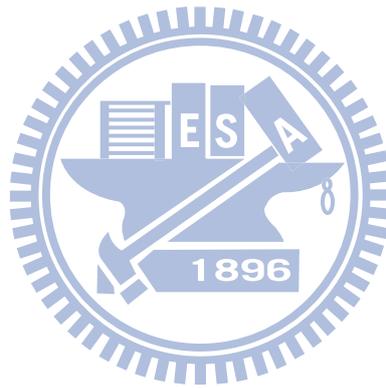
## ABSTRACT

The logo of National Chiao Tung University is a circular emblem. It features a central shield with a book, a lamp, and a gear. The letters 'ES' and 'A' are visible on the shield. Below the shield is the year '1896'. The entire emblem is surrounded by a gear-like border.

Photonic crystals are attractive optical materials on optical communication. Because of possessing the photonic band gap (PBG), the photonic crystals can be applied on filter, wave guide, beam splitter, and resonator. In the past two decades, terahertz photonics and applications have progressed remarkably. However, tunable components in terahertz range are relatively underdeveloped.

In this thesis, we investigated the phenomena of a metal photonic crystal infiltrated with liquid crystal. According to our design, the photonic crystal has specific PBG and can be utilized as a filter. The device is filled with nematic liquid crystal (NLC), MDA-00-3461. The refractive indices of NLC are magnetically switchable attributed to the NLC molecular orientations. Additionally, the corresponding PBG and the filtering performances of the device are tunable. According to our

experimental results, the low frequency boundary of PBG at 0.121 THz can be shifted to the blue by 6.17 GHz, and the high frequency boundary of PBG at 0.175 THz can be shifted to the blue by 11.04 GHz. As a tunable THz filter, the peak transmittance at 0.187 THz can be shifted to the blue by 3.66 GHz, and the insertion loss is 0.851 dB to 7.202 dB.



## 致 謝

在碩士這兩年的時間說長不長，說短不短，但卻是在學習上受益最多的時期，以往的求學經驗幾乎都是死念課本，考試證明自己的努力。但是碩士經驗則大不同，需要自己獨立，根據所學的經驗應用在自己的研究主題上，開始要知道問題所在，想辦法解決，在這過程中也受到許多人的幫助。首先要感謝趙如蘋老師，這段時間老師總是對我的實驗給了許多建議，也很關心我們學生。

感謝家任、信穎、卓帆、宗達與正彬學長們，在實驗上給了我很多的經驗和意見，這篇論文能完成，主要也是經由你們的幫忙所完成的，由衷的感謝。感謝實驗室其他的學長姐們，韋達、呈暉、兆鈺、哲瑄與天昱學長、孟秋與逸君學姐，雖然研究的方向不同，但也讓我獲得許多知識。感謝實驗室同屆的同學，家圻、中平與啟元，一起度過共同的難關。感謝實驗室的學弟，耀德、融臻與國豪，平常幫忙實驗室處理一些瑣事，是實驗室的重要成員。

感謝我的許多好朋友，一起出去玩，一起分享心得。最後要感謝爸媽，有你們一路的支持才能讓我完成碩士的學業，希望往後的未來自己也能夠獨立不讓你們操心。

# 目 錄

摘 要 .....	i
ABSTRACT.....	ii
致 謝 .....	iv
目 錄 .....	v
表目錄 .....	vii
圖目錄 .....	vii
第一章 緒論.....	1
1-1 液態晶體簡介.....	1
1-2 光子晶體簡介.....	2
1-3 兆赫波段技術與應用 .....	3
1-4 研究動機與目的.....	5
第二章 樣品製作與實驗系統架構.....	6
2-1 液晶盒樣品製作.....	6
2-1-1 清洗玻璃.....	6
2-1-2 配向劑鍍膜.....	7
2-1-3 配向膜磨刷.....	8
2-1-4 切割間隙物 (Spacer) .....	8
2-1-5 封裝液晶盒.....	9
2-2 包含液晶之光子晶體樣品製作.....	10
2-3 兆赫波量測系統.....	11
2-3-1 兆赫波產生及偵測原理.....	12
2-3-2 兆赫波量測系統架構.....	13
2-4 磁控配向量測系統.....	14
2-5 實驗數據量測與分析方法.....	16
第三章 理論與模擬分析 .....	18
3-1 折射率理論分析.....	18
3-1-1 折射率理論.....	18
3-1-2 折射率分析.....	20
3-2 時域有限差分法 (FDTD) 介紹.....	22
3-3 模擬結構與參數.....	26
3-3-1 金屬材料折射率計算 .....	26
3-3-2 模擬計算參數.....	29
第四章 實驗結果與分析 .....	31
4-1 兆赫波段下光學常數實驗結果.....	31
4-1-1 石英玻璃在兆赫波段的光學常數.....	31

4-1-2 向列型液晶 MDA-00-3461 在兆赫波段下的光學常數.....	33
4-2 金屬光子晶體於不同兆赫波光束大小與入射位置之研究.....	34
4-2-1 金屬光子晶體於不同兆赫波光束大小之實驗結果 .....	35
4-2-2 金屬光子晶體於不同兆赫波光束大小之模擬結果 .....	36
4-2-3 金屬光子晶體在相同光束大小時模擬與實驗之比較 .....	37
4-2-4 金屬光子晶體於不同兆赫波光束入射位置之模擬結果.....	38
4-3 包含液晶之金屬光子晶體經由磁控下之實驗結果 .....	39
4-3-1 正向入射 TE 波之實驗與模擬結果 .....	41
4-3-2 正向入射 TM 波與側向入射 TE、TM 波之實驗與模擬結果 .....	43
第五章 結論與未來展望 .....	47
Reference .....	49
表格 .....	51
第一章 圖片.....	53
第二章 圖片.....	56
第三章 圖片.....	65
第四章 圖片.....	69



## 表目錄

表 2-1.1 厚度為 3 mm 的玻璃基板規格及外觀。 .....	51
表 2-1.2 液晶樣品及參考樣品的厚度表。 .....	51
表 4-4.1 四種折射油在兆赫波段下之折射率實部與虛部之結果。 .....	52
表 4-4.2 液晶 MDA-00-3461 在兆赫波段下之折射率與對應不同磁控角度下的折 射率估計值。 .....	52

## 圖目錄

圖 1-1.1 膽固醇苯酯之化學結構。 .....	53
圖 1-1.2 三種液晶之圖示：(a)向列型液晶，(b)層狀型液晶，(c)膽固醇型液晶。 .....	53
圖 1-1.3 液晶的表面配向。(a)水平配向，(b)垂直配向。 .....	54
圖 1-2.1 光子晶體示意圖。 .....	54
圖 1-3.1 電磁波頻譜與其應用。兆赫波發展相對其他波段晚，因此在工業應用上 極具淺力。 .....	55
圖 1-3.2 美國聯邦通訊協議所訂定出的電磁波通訊使用規範。 .....	55
圖 2-1.1 MDA-00-3461 樣品在正交偏振片下旋轉 0 度與 45 度的亮暗變化。 ...	56
圖 2-2.1 排列出來的六角孔洞結構示意圖。 .....	56
圖 2-2.2 將金屬針插入孔洞結構 .....	57
圖 2-2.3 製作完成之金屬光子晶體 .....	57
圖 2-2.4 (a)側向拍攝位置示意圖，(b)在顯微鏡下拍攝到的圖。 .....	58
圖 2-2.5 石英玻璃盒。 .....	58
圖 2.2.6 包含液晶之金屬光子晶體樣品圖。 .....	59
圖 2-3.1 Grischkowsky 形式之光導偶極天線與兆赫波激發示意圖。 .....	59
圖 2-3.2 低溫成長之砷化鎵能帶圖。 .....	60
圖 2-3.3 兆赫波系統圖。 .....	60
圖 2-3.4 兆赫波時域圖形，圖中黑色線與紅色線分別代表排除水氣前 (R.H. 50%) 與排除水氣後 (R.H. 3%)。 .....	61
圖 2-3.5 兆赫波頻域圖形，圖中黑色線與紅色線分別代表排除水氣前 (R.H. 50%) 與排除水氣後 (R.H. 3%)。 .....	61
圖 2-4.1 放置磁鐵之壓克力架。 .....	62
圖 2-4.2 磁控系統示意圖。 .....	62

圖 2-5.1 電磁波在二維光子晶體的 TE 波與 TM 波之定義。	63
圖 2-5.2 二維六角晶格光子晶體之布里元區與對稱點的方向定義。	63
圖 2-5.3 電磁波在不同的入射方向與偏振方向下的量測。	64
圖 2-5.4 穿透率訊號計算表示圖。	64
圖 3-1.1 兆赫波經(a)液晶樣品，(b)參考樣品。	65
圖 3-2.1 三維 Yee 晶格。	65
圖 3-2.2 二維 Yee 晶格(a)TE 波，(b)TM 波。	66
圖 3-3.1 鎳金屬在不同波段下的相對介電係數。	66
圖 3-3.2 鎳金屬在不同波段下的折射率。	67
圖 3-3.3 模擬的結構圖。	67
圖 3-3.4 兆赫波時域訊號(a)實驗結果，(b)模擬結果。	68
圖 3-3.5 兆赫波頻域訊號(a)實驗結果，(b)模擬結果。	68
圖 4-1.1 石英玻璃的兆赫波時域訊號。	69
圖 4-1.2 厚度為 1mm 之石英玻璃折射率分析結果。	70
圖 4-1.3 厚度為 3mm 之石英玻璃折射率分析結果。	70
圖 4-1.4 液晶折射率量測示意圖。	70
圖 4-1.5 液晶樣品與參考樣品的時域訊號。	71
圖 4-1.6 液晶樣品在尋常光與非尋常光下與參考樣品的相位差。	71
圖 4-1.7 向列型液晶 MDA-00-3461 實部與虛部折射率分析結果。	72
圖 4-2.1 不同光圈大小下兆赫波時域圖形。	72
圖 4-2.2 不同光圈大小下兆赫波頻域圖形。	73
圖 4-2.3 實驗中金屬光子晶體在不同光圈大小下正向入射 TE 波之穿透頻譜圖。	73
圖 4-2.4 實驗中金屬光子晶體在不同光圈大小下正向入射 TM 波之穿透頻譜圖。	74
圖 4-2.5 實驗中金屬光子晶體在不同光圈大小下側向入射 TE 波之穿透頻譜圖。	74
圖 4-2.6 實驗中金屬光子晶體在不同光圈大小下側向入射 TM 波之穿透頻譜圖。	75
圖 4-2.7 模擬中金屬光子晶體在不同光圈大小下正向入射 TE 波之穿透頻譜圖。	75
圖 4-2.8 模擬中金屬光子晶體在不同光圈大小下正向入射 TM 波之穿透頻譜圖。	76
圖 4-2.9 模擬中金屬光子晶體在不同光圈大小下側向入射 TE 波之穿透頻譜圖。	76
圖 4-2.10 模擬中金屬光子晶體在不同光圈大小下側向入射 TM 波之穿透頻譜圖。	77
圖 4-2.11 金屬光子晶體在光圈大小為 5 mm 下正向入射 TE 波實驗與模擬比較。	77

.....	77
圖 4-2.12 金屬光子晶體在光圈大小為 5 mm 下正向入射 TM 波實驗與模擬比較。	78
.....	78
圖 4-2.13 金屬光子晶體在光圈大小為 5 mm 下側向入射 TE 波實驗與模擬比較。	78
.....	78
圖 4-2.14 金屬光子晶體在光圈大小為 5 mm 下側向入射 TM 波實驗與模擬比較。	79
.....	79
圖 4-2.15 改變兆赫波入射位置之模擬結構圖。	79
圖 4-2.16 光圈為 1 mm 下兆赫波於不同入射位置之穿透頻譜圖。	80
圖 4-2.17 光圈為 3 mm 下兆赫波於不同入射位置之穿透頻譜圖	80
圖 4-2.18 光圈為 5 mm 下兆赫波於不同入射位置之穿透頻譜圖。	81
圖 4-2.19 光圈為 7 mm 下兆赫波於不同入射位置之穿透頻譜圖。	81
圖 4-2.20 光圈為 9 mm 下兆赫波於不同入射位置之穿透頻譜圖。	82
圖 4-3.1 石英玻璃盒與未放置樣品之兆赫波時域訊號。	82
圖 4-3.2 石英玻璃與未放置樣品之兆赫波頻域訊號，紅線代表時域訊號未處理過之頻域圖，藍線代表時域訊號經過刪點補零之頻域圖形。	83
圖 4-3.3 包含液晶之金屬光子晶體正向入射 TE 波之穿透率頻譜圖實驗結果。	83
圖 4-3.4 包含液晶之金屬光子晶體正向入射 TE 波之穿透率頻譜圖模擬結果。	84
圖 4-3.5 包含液晶之金屬光子晶體正向入射 TE 波在磁場角度為 0 度時實驗和模擬之比較。	84
圖 4-3.6 包含液晶之金屬光子晶體正向入射 TE 波在磁場角度為 90 度時實驗和模擬之比較。	85
圖 4-3.7 包含液晶之金屬光子晶體在正向入射 TE 波下所得之光子能隙頻率位置與液晶折射率之關係。	85
圖 4-3.8 金屬光子晶體在加液晶前後之穿透率頻譜圖之比較。	86
圖 4-3.9 正向入射 TE 波，經由高斯分配函數擬合之訊號峰值位置與液晶折射率之關係。	86
圖 4-3.10 包含液晶之金屬光子晶體正向入射 TM 波之穿透率頻譜圖實驗結果。	87
.....	87
圖 4-3.11 包含液晶之金屬光子晶體正向入射 TM 波之穿透率頻譜圖模擬結果。	87
.....	87
圖 4-3.12 正向入射 TM 波，經由高斯分配函數擬合之訊號峰值位置與液晶折射率之關係。	88
圖 4-3.13 包含液晶之金屬光子晶體正向入射 TM 波在磁場角度為 0 度時實驗和模擬之比較。	88
圖 4-3.14 包含液晶之金屬光子晶體正向入射 TM 波在磁場角度為 90 度時實驗和模擬之比較。	89
圖 4-3.15 包含液晶之金屬光子晶體側向入射 TE 波之穿透率頻譜圖實驗結果。	

.....	89
圖 4-3.16 包含液晶之金屬光子晶體側向入射 TE 波之穿透率頻譜圖模擬結果。	
.....	90
圖 4-3.17 包含液晶之金屬光子晶體側向入射 TE 波在磁場角度為 0 度時實驗和模擬之比較。	90
圖 4-3.18 包含液晶之金屬光子晶體側向入射 TE 波在磁場角度為 90 度時實驗和模擬之比較。	91
圖 4-3.19 側向入射 TE 波，經由高斯分配函數擬合之訊號峰值位置與液晶折射率之關係。	91
圖 4-3.20 包含液晶之金屬光子晶體側向入射 TM 波之穿透率頻譜圖實驗結果。	
.....	92
圖 4-3.21 包含液晶之金屬光子晶體側向入射 TM 波之穿透率頻譜圖模擬結果。	
.....	92
圖 4-4.1 折射油樣品與參考樣品示意圖。	93
圖 4-4.2 四種折射油之兆赫波段下折射率與頻率之關係。	93
圖 4-4.3 正向入射 TE 波之金屬光子晶體浸潤於折射油之實驗結果。	94
圖 4-4.4 正向入射 TE 波之光子能隙位置與折射率之關係。	94
圖 4-4.5 正像入射 TE 波，經由高斯含數擬合所的之訊號峰值位置與折射率之關係，圖為環境為液態晶體、折射油與模擬之比較。	95



# 第一章 緒論

## 1-1 液態晶體簡介

液晶的發現可回溯到 1888 年，當時奧地利植物學者 F. Reinitzer 研究他合成的膽固醇苯酯 (Cholesteryl benzoate) (圖 1-1.1) 之熔解行為時，發現此化合物在 145°C 時熔解，但卻呈混濁的狀態，加熱到 179°C 時突然成為透明的液體[1]。

後來德國物理學者 O. Lehmann 以偏光顯微鏡確認這混濁的狀態是具有組織方向性的液體，而且具有光學雙折射的現象[2]，乃稱此狀態為 flussige kristalle，亦即今日的 liquid crystal。又因其是介於等方向性液體及固體之間的中間狀態，亦稱之為中間相 (Mesophase)。

液晶依其排列可分成向列型液晶 (Nematic liquid crystal, N)、層列型液晶 (Smatic liquid crystal, S) 與膽固醇型液晶 (Cholesteric liquid crystal, N\*) (圖 1-1.2)。其中，向列型液晶的形狀通常為長型或圓盤狀，其結構主要特徵為，質心位置排列無秩序性，但分子的方向有一個平均方向性，稱為方向矢 (Director，即分子的對稱軸方向)。

為了達到讓液晶整齊排列的目的，通常會在液晶分子接觸的表面做處理，表面配向可分為水平配向 (Homogeneous alignment) 與垂直配向 (Homeotropic alignment) (圖 1-1.3)。目前常用的水平配向方法是在表

面鍍上配向劑後，利用絨布磨刷，讓液晶分子順著磨刷方向排列。而垂直配向方法是在表面上鍍上 N, N-dimethyl-N-octadecyl-3-aminopropyltrimethoxysilyl chloride (DMOAP)，利用分子間的作用力，使液晶垂直於表面基板[3]。

液晶的折射率 ( $n$ )、介電常數 ( $\epsilon$ )、磁化率 ( $\chi$ )、導電度 ( $\sigma$ )、黏性係數 ( $\eta$ ) 等物理性質具有異方性，是由於與分子長軸平行方向及垂直方向上的值各為不同所致。因此可以利用介電常數或磁化率的異向性，藉由外加電場或磁場的方向來改變液晶分子的排列方向。

在本論文中所使用的液晶為向 Merck 公司購買的 MDA-00-3461，屬於向列型液晶。實驗分成兩部分。第一部分為在兆赫波段下研究 MDA-00-3461 的光學性質，所製作的基板乃利用磨刷配向而成之液晶盒。第二部分為摻雜液晶之光子晶體研究，利用磁場做液晶分子配向。

## 1-2 光子晶體簡介

近幾年來，光子晶體 (Photonic crystal, PC) 廣泛的被科學家所研究，其主要原因為光子晶體可以控制光的輻射場和傳播特性，在 1987 年，E. Yablonovitch[4]與 S. John[5]同時指出如果在電磁波的波長尺度下製作週期性排列的介質，使介電常數成週期性或某些規則排列，則電磁波在介質的行為將有如電子在晶體中般，亦會形成光能帶結構 (Photonic band

gap, PBG), 意即在某些頻率的光強度會受到破壞性干涉而呈指數衰減, 無法在光子晶體中傳播, 因此當光頻率落在光子晶體能隙範圍內必然出現全反射現象, 形成一種光子的絕緣體, 而光頻率落在光子晶體能隙範圍之上, 光子得以在光子晶體中傳播, 形成光子的導體。

光子晶體可分為一維, 二維和三維的光子晶體 (圖 1-2.1), 乃依其介電值或折射率的空間週期排列性質所分, 若材料折射率變化週期性為單一軸上的稱為一維光子晶體。折射率變化週期性為雙軸上的, 稱為二維光子晶體。折射率變化週期性為三軸的, 稱為三維光子晶體。本實驗的光子晶體樣品是屬於二維週期變化的二維光子晶體。

### 1-3 兆赫波段技術與應用

兆赫波 (又稱為次毫米波、太赫茲或遠紅外波) 頻率介於紅外光與毫米波之間 ( $f \approx 0.1 - 10 \text{ THz}$  或  $\lambda \approx 30 - 3000 \mu\text{m}$ ) (圖 1-3.1)。從十九世紀末期兆赫波便開始被研究學者所注意與探討。兆赫波段研究的開端, 主要由兩位科學家 H. Rubens[6]與 E. F. Nichols[7]早年研究離子晶體於遠紅外波段特性所奠定的根基。他們兩人對岩鹽 (NaCl)、鉀鹽 (KCl) 與氟石 (CaF<sub>2</sub>) 等晶體的色散與反射光譜進行一連串的量測與分析, 並利用離子晶體的反射特性, 成功地由寬頻光譜中濾出近乎單頻的光波, 將光波波長範圍由中紅外波段往遠紅外波段延伸至 50  $\mu\text{m}$  左右。此外,

他們也發現石英封裝的汞燈是一個提供兆赫波輻射的良好光源。直到目前，此光源還廣泛被使用。兩人可說是研究兆赫波物理和技術的先驅。

[8]

兆赫波的發射源以及偵測技術曾遇到相當大的困難，但近二十年來，由於在飛秒雷射以及半導體技術的成熟下，使其開發不僅變得可能，進而形成電磁波研究上極力發展的波段。兆赫波之蓬勃發展來自於人們發現其具有相當大的實用性。第一，多數的化學物質或分子在兆赫波段內有各自的特徵吸收譜線，可了解物質的組成。藉由觀察大氣層所釋放出的兆赫福射，可以了解大氣的組成、不同氣體的含量與分佈，進一步探討溫室效應與臭氧層破洞的影響[9]。第二，兆赫波具有高的穿透性，兆赫波如X光般可以穿透生物體或高分子聚合物，但由於兆赫波的能量低，不會如X光造成破壞性的傷害，故兆赫波可以取代X光成為下一代的生醫檢測工具。此外，兆赫波影像也被應用在半導體封裝檢測的技術[10][11][12]。第三，在通訊上，由美國聯邦通訊協議（U.S. Federal Communications Commission）所訂定出的電磁波通訊使用規範，可以看出各個波段的通訊使用已經達到飽和，只有在兆赫波段尚未被開發（圖1-3.2）；而且兆赫波通訊使用的超短脈衝包含非常廣泛的頻率範圍，對軍事通訊需要的保密特性提供一個極佳的選擇[13][14]。因此，兆赫波可望成為下一代通訊產業積極開發的方向。

## 1-4 研究動機與目的

本論文之目的為包含液態晶體之光子晶體於兆赫波段的光學特性與應用，由光子晶體的理論可以得知，在兆赫波段下光子晶體的尺寸大小約在次毫米（sub-millimeter）也就是數百微米（micrometer）的大小。近年來已有許多研究團隊利用各種方法製作出1D、2D甚至是3D的兆赫波光子晶體。E. Özbay 的研究團隊於1994年利用堆疊具有週期性排列的圓形之矽晶片或鋁圓柱，製作出在微波範圍（數十～數百GHz）下的3D光子晶體 [15][16][17][18]。M. Wada 的研究團隊於1995年後利用在 methylpentene polymer 片上鑽出具2D週期性排列的孔洞並探討此結構在紅外光譜下的表現[19][20][21]。S. W. Wang 與N. Jukam 分別利用在矽圓柱上鍍鎳[22]及深蝕刻的矽晶片[23]製作出2D的光子晶體。此外還有利用UV光去聚合高分子材料產生柱狀結構[24]，直接於金屬薄片上鑽孔產生2D的孔洞排列[25]。

另外也有研究者研究在光子晶體上浸潤液態晶體，並使用溫度控制來調變液態晶體的折射率，進而改變光子能隙的頻率位置與寬度[26][27]，但是在溫度控制的實驗過程中，方法及程序是相對複雜且緩慢的。因此本論文製作一個二維的光子晶體，使用外加場方式，以磁場對液晶產生配向，希望能製作出一個可快速控制之可調式光子晶體元件。

## 第二章 樣品製作與實驗系統架構

### 2-1 液晶盒樣品製作

在本實驗中所利用到的液晶為 MDA-00-3461，是屬於向列型液晶，為了方便在兆赫波段下得到此液晶的折射率，於是使用磨刷配向法在玻璃基板上產生配向[28][29]，並將樣品製作成水平配向的 AP(Anti parallel) 液晶樣品，並在兆赫波量測系統下做折射率量測。以下是液晶樣品的製作流程：



#### 2-1-1 清洗玻璃

- (1) 本實驗使用石英玻璃當作液晶盒的玻璃基板，玻璃基板規格如表 2-1.1。
- (2) 首先使用吹球將玻璃表面的微小灰塵清除乾淨，再用酒精擦拭後放入燒杯內，加入中性玻璃清潔劑，加水使液面蓋過玻璃，再將燒杯放入超音波振盪器中清洗 8 分鐘。
- (3) 使用清水將玻璃表面的清潔劑沖洗乾淨後，用氮氣將玻璃兩面吹乾，將其放置到另一個乾燥的燒杯內，加入丙酮 (Acetone)，使丙酮液面蓋過玻璃，再將燒杯放入超音波振盪器中清洗 8 分鐘。振盪結束後將丙酮回收以免污染。

- (4) 使用丙酮將玻璃表面的丙酮殘留物沖洗乾淨後，用氮氣將玻璃兩面吹乾，將其放置到另一個乾燥的燒杯內，加入甲醇 (Methanol)，使甲醇液面蓋過玻璃，再將燒杯放入超音波振盪器中清洗 8 分鐘。振盪結束後將甲醇回收以免污染。
- (5) 使用甲醇將玻璃表面的甲醇殘留物沖洗乾淨後，用氮氣將玻璃兩面吹乾，將其放置到另一個乾燥的燒杯內，加入去離子水(D.I Water)，使去離子水液面蓋過玻璃，再將燒杯放入超音波振盪器中清洗 8 分鐘。
- (6) 將玻璃表面以去離子水沖洗乾淨，並使用氮氣吹乾，放入烤箱中烤乾水氣 (烤箱溫度設定 100°C，烤乾時間為 1 小時)，冷卻備用。



### 2-1-2 配向劑鍍膜

為了防止玻璃表面被污染，使得配向劑無法附著，所以在清洗完玻璃當天就會進行配向劑鍍膜的步驟。利用旋轉塗佈機 (Spin-coater)，均勻的將配向劑塗佈在玻璃表面，並藉由旋轉塗佈的轉速來控制玻璃表面上鍍膜的厚度。以下是配向劑鍍膜的流程：

- (1) 配向劑為 Nissan 130B。使用前先將配向劑從冰箱拿出，放在常溫下約一個小時，待其回到室溫再開始使用。
- (2) 將玻璃放在旋轉塗佈機上面，先用吹球將玻璃上方表面的微小灰

塵清除乾淨，用微量滴管取配向劑數滴，均勻滴在玻璃表面上，並設定好旋轉步驟，其條件設定為第一步 2000 rpm (1 sec)、2000 rpm (40 sec)，第二步 3000 rpm (1 sec)、3000 rpm (40 sec)。整個塗佈過程中，室溫控制約在 25°C，濕度控制在 40%RH 以下。

- (3) 將配向劑塗佈好的玻璃放在加熱板上軟烤 80°C，時間為 6 分鐘，目的是使配向劑中的溶劑揮發。
- (4) 將軟烤完的玻璃放入已預熱高溫 170 °C 的烤箱中，硬烤 1 小時。
- (5) 硬烤完成後，將玻璃取出放入培養皿中冷卻備用。

### 2-1-3 配向膜磨刷



將鍍好配向膜的玻璃基板放在磨刷機的平台台上，先用吹球將玻璃上方表面的微小灰塵清除乾淨，設定絨布用 900 rpm 的相同轉速以及相同轉動方向磨刷玻璃基板，使玻璃表面的配向膜產生配向效果。在磨刷過程中，轉速須保持 890 rpm 使表面確實磨刷成功，為了加強配向效果，我們對每一個玻璃基板都進行了三次同樣的磨刷動作。

### 2-1-4 切割間隙物 (Spacer)

本實驗以白色鐵氟龍片當作液晶盒的間隙物，厚度為 250 微米，先切割下一片直徑為 2.54 公分的圓形鐵氟龍片，在周圍留下約 0.3 ~ 0.4 公

分的寬度形成圓環狀，並切開一個缺口以利之後填充液晶，中間被切割下的圓形空間即為填充液晶的位置。將切割好的鐵氟龍間隙物表面清潔乾淨後放置於培養皿中備用。

### 2-1-5 封裝液晶盒

取兩片已經配向磨刷好的玻璃基板，磨刷面向內，以相互平行的方式夾合，切割好的鐵氟龍在兩片玻璃基板中間當作間隙物，留下要灌入液晶的缺口，玻璃基板間除了預留缺口以外其餘都用 AB 膠將其黏合。

待 AB 膠乾了之後，將液晶盒缺口朝上放置，利用微量滴管吸取少量液晶滴在缺口上，液晶會因毛細現象吸入液晶盒中。液晶占滿液晶盒約六成左右，因空氣尚保留在其中，使液晶難以毛細現象吸入液晶盒中，於是我們將數滴液晶滴在缺口上，之後放入真空箱中抽真空，空氣會隨之排出，液晶即流進液晶盒中。

液晶全數滴入占滿所有空間後，最後以 AB 膠封合缺口，即完成 AP 液晶樣品。製作完成的樣品參數如表 2-1.2，我們另外利用正交偏振片將樣品的磨刷方向（液晶分子長軸），與檢偏器（Analyzer）夾 0 度與 45 度觀看其配向均勻度，發現有明顯明暗變化，且樣品配向均勻度良好（圖 2-1.1）。

## 2-2 包含液晶之光子晶體樣品製作

本實驗使用外層鍍鎳的琴鋼線做為二維光子晶體之針柱（台北探針公司），直徑寬度為 300 微米。由於鍍鎳的厚度為 3 ~ 5 微英吋（76.2~127 奈米），而鎳在 0.3 THz 的穿透深度（skin depth）約為 30 奈米，小於金屬針上鍍鎳的厚度，因此可將此金屬針視為純鎳材料做為本篇論文往後的模擬分析。

首先我們製作六角晶格排列的孔洞結構，利用兩種寬度分別為 270 微米與 300 微米的醫療用針灸針交互排列，在針灸針兩端利用膠帶固定位置之後將 300 微米的針灸針移除，即可得到間隔為 300 微米寬的針灸針排列。在製作出三個間隔為 300 微米寬的針灸針排列後，將其相互夾 60 度交疊，即可得到一個六角晶格排列的孔洞結構（圖 2-2.1）。

得到六角晶格排列的孔洞結構之後，將鎳金屬針依序插入孔洞固定結構（圖 2-2.2），並使用石英玻璃當作基板，利用 AB 膠在玻璃與金屬針之間做固定，放置在加熱平台烘烤加速凝固，上下玻璃基板固定之後，即得到一個二維週期性排列的金屬光子晶體樣品（圖 2-2.3）。

實際製作出的金屬光子晶體樣品的結構為六角晶格排列，其針柱的直徑經由螺旋測微器量測出直徑為 286 微米。將樣品放在光學顯微鏡下做觀察（圖 2-2.4），得到金屬針在側向的週期排列長度為 556 微米，換算成晶格常數為 642 微米。

最後我們使用石英玻璃拼成一個盒子，大小參數如圖 2-2.5，恰可放入先前所製作之金屬光子晶體樣品，將向列型液晶 MDA-00-3461 滴入石英玻璃盒，大約 7 分滿後放入真空箱抽真空，盡量使樣品內的空氣排出，重複抽真空後滴液晶的動作持續到加滿液晶為止，利用石英玻璃將上方蓋上使用 AB 膠封盒，即完成包含液晶之金屬光子晶體之製作（圖 2-2.6）。

### 2-3 兆赫波量測系統

八零年初，Mourou 及 Auston 等研究群首先嘗試將光致電導閥所產生的電脈衝以偶極天線輻射出，並使用另一偶極天線來接收，此開啟了兆赫輻射波研究之重要課題[30][31][32][33]。後續之研究包含了各種天線之研製，其中尤以 Grischkowsky 所發明之偶極天線尤為重要[34]。其後，Auston 等研究群更發現，將超短脈衝雷射照射於不同的元件結構，如 p-i-n 二極體[35]，delta-doped GaAs[36]，非對稱耦合量子井[37]，甚至從未加偏壓之半導體表面[38]亦可產生頻率在兆赫波段的電磁輻射，此即所謂兆赫輻射現象。以此方式產生之兆赫波，不但遠較傳統之兆赫波源，如自由電子雷射來得簡便，更具有時間解析度在 ps 以下的優點，同時，由此法產生之脈衝波與激發之雷射光脈衝同步（synchronized），因此可應用鎖相（phase-lock）技術來增加量測的靈敏度。

在本實驗中所使用的量測系統為兆赫波時域頻譜儀 (THz-TDS)。系統使用砷化鎵光導天線做為兆赫波發射器及偵測器，再利用步進馬達 (Delay Stage) 延遲偵測光的光程，將兆赫波在時域下的波形描繪出來。

### 2-3-1 兆赫波產生及偵測原理

實驗所使用的兆赫產生與偵測器皆為製作於矽基板上低溫成長一層砷化鎵 (LT-GaAs) 之光導天線，光導天線是由 Ni/Ge/Au 合金所組成的導線，其形式為 Grischkowsky 形式之光導偶極天線[34]，如圖 2-3.1。天線產生兆赫波脈衝的方式是利用波長 820 nm，脈衝時間為 60 fs，重複率為 90 MHz 的超快雷射，激發砷化鎵中的載子由價帶到導帶[39][40]，能帶結構如圖 2-3.2。透過外加的 1 KHz、5 V<sub>PP</sub> 方波偏壓訊號，載子加速輻射出電磁波，此電磁波即為兆赫波。

在偵測器的部分，其天線結構與發射器完全相同。仍需要超快雷射激發載子，但不需要外加偏壓。當兆赫波打入天線時提供一個很大的順變電場，驅動載子在天線間隙中流動，可藉由鎖相放大器來收集電流訊號，電流訊號大小與兆赫波的電場大小有關。若要得到完整的兆赫波脈衝圖形，可藉由延遲偵測光的光程來得到整個時域訊號。量測得到的兆赫波訊號的值是相對的，值的正負號代表電場的方向。

## 2-3-2 兆赫波量測系統架構

系統架構圖如圖 2-3.3。將波長 820 nm，脈衝時間為 60 fs，重複率為 90 MHz 的超快雷射導入 THz-TDS 系統中，利用分光鏡(Beam Splitter)將雷射光分成兩道，一道以功率 35 mW 垂直入射至激發天線；另一道以功率 30 mW 垂直入射至偵測天線。在天線之前放一個無色散之聚焦物鏡，讓雷射光可以準確打在天線的間隙上；天線背後貼上矽半球，使激發出來的兆赫波從砷化鎵射出至空氣中的折射角減小，增加兆赫波的收集率。輻射出來的兆赫波入射到拋物面鏡後，形成一道平行光。激發天線出來的兆赫波，其線偏振方向為水平天線的間隙方向(圖 2-3.1 其兆赫波的偏振方向為水平偏振)。相對的在擺放偵測天線時，也必須配合發射天線的方向，才能偵測到兆赫波。

量測時，會將樣品放置於兩個拋物面鏡之間來做測量，並於入射兆赫波的樣品面放置光圈，調節光圈大小，確保兆赫波不會因經過樣品測量區域外影響量測結果。由於本兆赫波系統的天線間隙方向是平行於光學桌面，所激發出的兆赫波偏振方向也是平行於光學桌面，因此在做樣品的光學量測前應先考慮好偏振方向對實驗的影響。

要得到一個完整的兆赫波脈衝時域訊號，必須透過延遲偵測光的光程來達到目的。一開始雷射光經過分光器分別入射到發射與偵測天線，假設此時激發光加上兆赫波與偵測光的光程是相同的，令此時  $t=0$ ，則

偵測器偵測到的是  $t=0$  時的兆赫波的電場強度。當利用步進馬達移動偵測光路的長度時，則偵測光被延遲了  $t'$  秒，此時偵測到的兆赫波是經過  $t'$  秒時的兆赫波電場強度。藉由此種方法即可將一個兆赫波脈衝完整的描繪出來。

此外，由於兆赫波對水氣的吸收非常強烈[34]，在量測之後得到的訊號中，水氣的吸收訊號跟我們所要的主訊號可能會混淆。因此我們在兆赫波系統周圍用塑膠瓦楞板隔開，上方蓋上透明塑膠罩隔絕，並在全程的量測過程中充入乾燥的氮氣，藉以排除在兆赫波系統內的水氣，使濕度控制在小於 R.H. 5%，減少兆赫波對水氣的吸收。圖 2-3.4 為兆赫波時域圖形，圖中黑色線與紅色線分別代表排除水氣前 (R.H. 50%) 與排除水氣後 (R.H. 3%)；圖 2-3.5 為兆赫波頻域圖形，圖中黑色線與紅色線分別代表排除水氣前 (R.H. 50%) 與排除水氣後 (R.H. 3%)。由圖形比較可以得知，排除水氣後的時域圖形峰值訊號較大，且訊號震盪較小，而頻域圖形可發現在 0.55 THz、0.75 THz、0.99 THz 等頻率位置不會因水氣吸收造成強度下降。

## 2-4 磁控配向量測系統

由於液晶在長軸與短軸上具有介電常數 ( $\epsilon$ ) 或磁導率 ( $\mu$ ) 的異相性，在許多液晶元件中常使用外加電場或是磁場的方式做液晶的配向控

制，本實驗即是使用外加磁場控制液晶的配向。

我們製作出一個壓克力架來放置磁鐵，使用的磁鐵為釹鐵硼 (Nd-Fe-B) 磁鐵，在壓克力架中間量測其磁場大小約為 800 gauss，在包含液晶之光子晶體樣品中，臨界磁場 (threshold field) 約等於 8 gauss[41]，遠大於臨界磁場的大小，因此足以造成液晶的配向。將壓克力架放置於具有刻度可旋轉的平台以判讀出旋轉的角度，而樣品則貼附在壓克力架中間的光圈上，此光圈是獨立於壓克力架外，不受到壓克力架的旋轉而改變方向，見圖 2-4.1。

實驗中，如圖 2-4.2 所見，磁場一開始的方向為沿 x 軸的方向，將磁鐵以 y 軸為轉軸在 x-z 平面上做旋轉，角度的定義為磁場方向與 x 軸的夾角，而兆赫波行進方向為 z 軸、偏振方向為 x 軸方向，對於兆赫波而言，所感受到的液晶折射率會從非尋常光折射率 (extra-ordinary refractive index,  $n_e$ ) 改變到尋常光折射率 (ordinary refractive index,  $n_o$ )，在其他角度下的折射率可以表示成等效折射率 (effective index,  $n_{eff}$ )，其計算方式如下：

$$n_{eff} = \left[ \frac{\sin^2(\theta)}{n_o^2} + \frac{\cos^2(\theta)}{n_e^2} \right]^{-\frac{1}{2}}。 \quad (2-1)$$

在量測中，旋轉的  $\theta$  值最大只能到 40 度，大於此值將會擋住兆赫波的訊號而無法做量測。另外實驗上依然可以得到尋常光折射率的結果，

只需把磁場的方向排列沿著圖 2-4.2 的 y 軸做排列，對於兆赫波而言，即是看到液晶的尋常光折射率。

## 2-5 實驗數據量測與分析方法

在討論實驗數據之前，必須先了解電磁波在二維光子晶體的偏振方向定義，如圖 2-5.1，電磁波的方向向著 + x 軸方向行進，當電場的偏振方向與針柱的對稱軸方向 (z 軸) 垂直，則稱此電磁波為 TE 波 (Transverse electric mode)，反之電場的偏振方向平行於針柱的對稱軸方向，則稱之為 TM 波 (Transverse magnetic mode)。

二維光子晶體的布里元區 (Brillouin zone) 與對稱點的方向定義如圖 2-5.2，而圖 2-5.3 為本論文中定義電磁波入射到金屬光子晶體樣品的入射方向與偏振方向的量測表示圖。在實驗中所定義的正向入射 (Normal incident) 對應到布里元區的  $\Gamma - M$  方向，而側向入射為  $\Gamma - K$  方向，在本論文後續的實驗結果，將會以正向入射與側向入射來表示。

在後續的實驗結果討論中，大部分數據將會以穿透率訊號呈現，一組穿透率訊號是由參考訊號和樣品量測訊號所計算出來的。兆赫波系統所量測出來的訊號為時域訊號，對我們而言，頻域訊號較為值得討論，因此分析上會將時域訊號經過快速傅立葉轉換 (FFT) 而得到頻率對訊號強度的頻域訊號圖形。得到參考訊號以及樣品訊號的頻域圖形後，直

接將樣品訊號除以參考訊號，即可得到樣品在不同頻率下的穿透率訊號  
(圖 2-5.4)。

在量測方面，為了避免系統本身的誤差，會先量測一組參考訊號，緊接著再量測一組樣品訊號，每一組訊號會量測兩次，時域訊號做快速傅立葉轉換後將兩次訊號做相除，觀看其變化判斷系統的穩定度，以確保數據取得的可靠性。



## 第三章 理論與模擬分析

### 3-1 折射率理論分析

#### 3-1-1 折射率理論

在這節是使用了 2-1 節所提到的樣品做量測，是由兩片石英玻璃基板夾一層液晶層而做成水平配向的液晶樣品，另外需量測一組單純由兩片石英玻璃基板緊密黏貼在一起的參考樣品。

假設兆赫波訊號是平面波，且正向垂直入射樣品表面。由圖 3-1.1(a) 表示兆赫波訊號通過液晶樣品的示意圖，通過液晶樣品的兆赫波電場可以表示成下式。


$$E_{LC}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_0(f) \tilde{t}_{AW} e^{i2\pi f \left(\frac{\tilde{n}_W d_{W1}}{c}\right)} \tilde{t}_{WS} FP_{LC}(f, d_S) e^{i2\pi f \left(\frac{\tilde{n}_S d_S}{c}\right)} \tilde{t}_{SW} e^{i2\pi f \left(\frac{\tilde{n}_W d_{W2}}{c}\right)} \tilde{t}_{WA} e^{-i2\pi ft} df \quad (3-1)$$

其中  $E_0(f)$  為入射兆赫波的電場值。 $d_{W1}$  和  $d_{W2}$  分別為液晶樣品第一片與第二片的玻璃厚度， $d_S$  是液晶層的厚度。 $\tilde{n}_W = n_W + i\kappa_W$  和  $\tilde{n}_S = n_S + i\kappa_S$  則為玻璃與液晶的複折射率。 $\tilde{t}_{AW}$ 、 $\tilde{t}_{WS}$ 、 $\tilde{t}_{SW}$  與  $\tilde{t}_{WA}$ ，分別指空氣到玻璃、玻璃到液晶、液晶到玻璃與玻璃到空氣之接觸面的複穿透係數。而這些複穿透係數可以表示成如下：

$$\tilde{t}_{AW} = \frac{2 \times \tilde{n}_A}{\tilde{n}_A + \tilde{n}_W} \quad , \quad \tilde{t}_{WS} = \frac{2 \times \tilde{n}_W}{\tilde{n}_W + \tilde{n}_S} \quad , \quad \tilde{t}_{SW} = \frac{2 \times \tilde{n}_S}{\tilde{n}_S + \tilde{n}_W} \quad \text{和} \quad \tilde{t}_{WA} = \frac{2 \times \tilde{n}_W}{\tilde{n}_W + \tilde{n}_A} \quad , \quad (3-2)$$

$FP_{LC}(f, d_s)$  代表在液晶層中的多次反射項 (Fabry-Perot coefficient)，可寫成：

$$\sum_{m=0}^N \left[ \tilde{r}_{SW}^{2m} e^{i2\pi f \left( \frac{\tilde{n}_s d_s}{c} \times 2m \right)} \right], \quad (3-3)$$

$\tilde{r}_{SW}$  代表液晶和玻璃的介面反射係數，寫成：

$$\tilde{r}_{SW} = \frac{\tilde{n}_S - \tilde{n}_W}{\tilde{n}_S + \tilde{n}_W}。 \quad (3-4)$$

根據圖 3-1.1(b)，兆赫波的電場穿透過兩片玻璃基板所組成的參考樣品可表示成：

$$E_{ref}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_0(f) \tilde{t}_{AW} e^{i2\pi f \left( \frac{\tilde{n}_W d_{W3}}{c} \right)} e^{i2\pi f \left( \frac{\tilde{n}_W d_{W4}}{c} \right)} \tilde{t}_{WA} e^{i2\pi f \left( \frac{\tilde{n}_A (d_S + \Delta d)}{c} \right)} e^{-i2\pi f t} df, \quad (3-5)$$

其中  $d_{W3}$  與  $d_{W4}$  代表前後兩片參考樣品的玻璃厚度。 $\tilde{n}_A = n_A + i\kappa_A$  為空氣的複折射係數。 $\tilde{t}_{AW}$  與  $\tilde{t}_{WA}$  為空氣到玻璃與玻璃到空氣接觸面之複穿透係數，分別可寫成：

$$\tilde{t}_{AW} = \frac{2 \times \tilde{n}_A}{\tilde{n}_A + \tilde{n}_W}, \quad \tilde{t}_{WA} = \frac{2 \times \tilde{n}_W}{\tilde{n}_W + \tilde{n}_A}。 \quad (3-6)$$

為了去比較液晶樣品訊號與參考樣品訊號，讓兩者的總光程相等，因此可將參考樣品計算的總光程表示成如下：

$$\begin{aligned} d_W + d_S &= d'_W + d_S + \Delta d \\ \Delta d &= d_W - d'_W \end{aligned}, \quad (3-7)$$

上式， $d_W = d_{W1} + d_{W2}$ ， $d'_W = d_{W3} + d_{W4}$ ，分別為液晶樣品與參考樣品的玻璃總厚度， $\Delta d$  則為厚度差。

在此考慮某一頻率下的情況，將 (3-1) 式除以 (3-5) 式可得到：

$$\begin{aligned}
\frac{E_{LC}(t)}{E_{ref}(t)} &= \tilde{t}_{WS} \tilde{t}_{SW} FP_{LC}(f, d_S) e^{i \frac{2\pi f}{c} (\tilde{n}_W(d_{W1}+d_{W2})+\tilde{n}_S d_S-\tilde{n}_W(d_{W3}+d_{W4})-\tilde{n}_A(d_S+\Delta d))} \\
&= \tilde{t}_{WS} \tilde{t}_{SW} FP_{LC}(f, d_S) e^{i \frac{2\pi f}{c} (\tilde{n}_W d_W+\tilde{n}_S d_S-\tilde{n}_W d'_W-\tilde{n}_A(d_S+\Delta d))} \\
&= \tilde{t}_{WS} \tilde{t}_{SW} FP_{LC}(f, d_S) e^{i \frac{2\pi f}{c} (\tilde{n}_W \Delta d+\tilde{n}_S d_S-\tilde{n}_A d_S-\tilde{n}_A \Delta d)} \\
&= \left[ \tilde{t}_{WS} \tilde{t}_{SW} FP_{LC}(f, d_S) e^{\frac{-2\pi f}{c} [(\kappa_S-\kappa_A)d_S+(\kappa_W-\kappa_A)\Delta d]} \right] \\
&\quad \times e^{i \frac{2\pi f}{c} [(n_S-n_A)d_S+(n_W-n_A)\Delta d]} \\
&= \sqrt{T_{LC}} e^{i(\phi_{LC})}
\end{aligned} \tag{3-8}$$

$T_{LC}$  和  $\phi_{LC}$  分別代表液晶層的穿透率與相位改變量。將 (3-8) 式在複數平面上以長度和角度來表示，可以將  $T_{LC}$  與  $\phi_{LC}$  表示成如下：

$$\begin{aligned}
e^{i(\phi_{LC})} &= e^{i \arg \left( \tilde{t}_{WS} \tilde{t}_{SW} \sum_{m=0}^N \left[ \tilde{r}_{SW}^{2m} e^{i 2\pi f \left( \frac{\tilde{n}_S d_S}{c} \times 2m \right)} \right]} \right)} e^{i \frac{2\pi f}{c} [(n_S-n_A)d_S+(n_W-n_A)\Delta d]} \\
\sqrt{T_{LC}} &= \left| \tilde{t}_{WS} \tilde{t}_{SW} \sum_{m=0}^N \left[ \tilde{r}_{SW}^{2m} e^{i 2\pi f \left( \frac{\tilde{n}_S d_S}{c} \times 2m \right)} \right] \right| \times e^{\frac{-2\pi f}{c} [(\kappa_S-\kappa_A)d_S+(\kappa_W-\kappa_A)\Delta d]}
\end{aligned} \tag{3-9}$$

根據 (3-9) 式，液晶的複折射率為  $\tilde{n}_S = n_S + i\kappa_S$ ，可推導出實部折射率  $n_S$  與虛部折射率  $\kappa_S$  如下：

$$\begin{aligned}
n_S &= \frac{1}{2\pi f \frac{d_S}{c}} \left[ (\phi_{LC}) - \arg \left( \tilde{t}_{WS} \tilde{t}_{SW} \sum_{m=0}^N \left[ \tilde{r}_{SW}^{2m} e^{i 2\pi f \left( \frac{\tilde{n}_S d_S}{c} \right)^{2m}} \right] \right) \right] + n_A - \frac{(n_W - n_A)\Delta d}{d_S} \\
\kappa_S &= \frac{1}{-2\pi f \frac{d_S}{c}} \ln \left[ \frac{\sqrt{T_{LC}}}{\tilde{t}_{WS} \tilde{t}_{SW} \sum_{m=0}^N \left[ \tilde{r}_{SW}^{2m} e^{i 2\pi f \left( \frac{\tilde{n}_S d_S}{c} \right)^{2m}} \right]} \right] + \kappa_A + \frac{(\kappa_W - \kappa_A)\Delta d}{d_S}
\end{aligned} \tag{3-10}$$

### 3-1-2 折射率分析

由上一小節折射率理論，可以得知折射率的實部與虛部。假設在系

統中空氣的複折射率  $\tilde{n}_A = 1$ ，從 (3-10) 式可以得到 2 個方程式以及 2 個未知數  $n_s$ 、 $\kappa_s$ 。但是每個方程式裡面又有  $\tilde{n}_s = n_s + i\kappa_s$  這個未知數，所以沒有辦法藉由這兩個方程式直接求出  $n_s$ 、 $\kappa_s$ 。但我們可以假設滿足這 2 個方程式的  $n_s$ 、 $\kappa_s$  只有一組，因此可以利用疊代法的方式將  $n_s$ 、 $\kappa_s$  逼近一個數值。

一開始先給定一組初始值帶入 (3-10) 式，就會得到另一組  $n_s$ 、 $\kappa_s$ ，將得到的  $n_s$ 、 $\kappa_s$  再帶入 (3-10) 式求一次  $n_s$ 、 $\kappa_s$ ，重覆此動作 20 次，就可以得到在特定頻率下一組精確的折射率。用同樣的方法，便可以把整個頻率波段下的折射率計算出來。

若假設液晶樣品的玻璃基版與參考樣品的玻璃基版厚度一樣，液晶層的厚度與空氣層的厚度一樣，可由相位延遲公式： $\Delta\Phi = \Delta nkd$  知道，兆赫波通過液晶樣品與參考樣品所造成的相位差為：

$$\phi_{LC} = (n_s - n_A)kd \quad (3-11)$$

由 (3-11) 式可得

$$n_s = \frac{\phi_{LC}}{kd} + 1 = \frac{(\phi_{LC}) \times c}{2\pi fd} + 1 \quad (3-12)$$

(3-12) 式即為一開始假設給定的初始值  $n_s$

因為電磁波通過液晶會因為被液晶吸收而強度下降，所以可以得到下列關係式：

$$\sqrt{T_{LC}} = e^{-\kappa_s kd} \quad (3-13)$$

由 (3-13) 式可得

$$\kappa_s = -\frac{\ln \sqrt{T_{LC}}}{kd} = -\frac{c \times \ln \sqrt{T_{LC}}}{2\pi fd} \quad (3-14)$$

(3-14) 式即為一開始假設給定的初始值  $\kappa_s$

同理，可以利用相同的折射率理論分析方式，算出實驗中所使用的玻璃基板的折射率。

### 3-2 時域有限差分法 (FDTD) 介紹

時域有限差分法 (finite difference time domain, FDTD) 是由 Kane S. YEE 於 1966 年提出[42]，利用數值方法配合馬克斯威爾方程式與中央差分法，再加上空間的電磁場做網格切割配置來計算有限空間上時域的電磁場分佈的數值分析方法。

首先考慮在各向同性介質中馬克斯威爾方程式的法拉第定律 (Faraday's Law) 與安培定律 (Ampere's Law) 的形式：

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (3-15a)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J}, \quad (3-15b)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \quad (3-15c)$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \quad (3-15d)$$

其中  $\vec{J}$ 、 $\mu$  和  $\epsilon$  假設為時間和空間的函數。

在直角坐標系中，可以將電場與磁場形式寫成  $\vec{E} = (E_x, E_y, E_z)$  與

$\vec{B} = (B_x, B_y, B_z)$ ，則 (3-15a) 式與 (3-15b) 式可改寫成只含純量之方程式：

$$-\frac{\partial B_x}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad (3-16a)$$

$$-\frac{\partial B_y}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x}, \quad (3-16b)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x}, \quad (3-16c)$$

$$\frac{\partial D_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - J_x, \quad (3-16d)$$

$$\frac{\partial D_y}{\partial t} = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - J_y, \quad (3-16e)$$

$$\frac{\partial D_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - J_z. \quad (3-16f)$$

在做數值計算前，必須將 (3-16) 式之微分形式轉換成差分形式的近似公式，因此必須將時間與空間做切割，形成離散的時間與空間格點，當切割得夠細的時候，其近似公式的誤差將減少到可以接受。在空間中定義每個格點位置為  $(i, j, k) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z)$ ，而對於任意一個包含空間和時間的函數可寫成：

$$F(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = F^n(i, j, k). \quad (3-17)$$

接著在空間做適當的切割形成 Yee 晶格，每一個電場分量由磁場分量所圍繞，相對，每一個磁場分量也由電場分量所圍繞(圖 3-2.1)。將(3-16a)式與 (3-16d) 式利用中央差分法在 Yee 晶格中做近似，而得：

$$\begin{aligned} & \frac{B_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) - B_x^{n-1/2}(i, j+1/2, k+1/2)}{\Delta t} \\ &= \frac{E_y^n(i, j+1/2, k+1) - E_y^n(i, j+1/2, k)}{\Delta z}, \\ & - \frac{E_z^n(i, j+1, k+1/2) - E_z^n(i, j, k+1/2)}{\Delta y} \end{aligned}, \quad (3-18)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{D_x^{n+1}(i+1/2, j, k) - D_x^n(i+1/2, j, k)}{\Delta t} \\
&= \frac{H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+1/2}(i+1/2, j-1/2, k)}{\Delta y}, \quad (3-19) \\
& \quad - \frac{H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k-1/2)}{\Delta z} \\
& \quad + J_x^{n+1/2}(i+1/2, j, k)
\end{aligned}$$

其他如 (3-16b) 式、(3-16c) 式、(3-16e) 式與 (3-16f) 式也可得到類似以上之結果。在計算電場的下一刻值能藉由磁場在時間間格得到，然後磁場能由所得的電場求出，由磁生電，電生磁的交替產生而得到結構中完整的電磁波計算。

在實驗上因為是二維結構，所以本論文是使用二維的時域有限差分法做為模擬的結果。此時為了簡化，假設  $\varepsilon$  和  $\mu$  為常數且在無源的狀態下  $\bar{J}=0$ ，而在二維情況下，可將電磁波分為 TE 波與 TM 波。

在 TE 波的情況下， $E_z=0$ 、 $H_x=H_y=0$ ，因此 (3-16) 式可簡化為下式：

$$-\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}, \quad (3-20a)$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y}, \quad (3-20b)$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{\partial H_z}{\partial x}。 \quad (3-20c)$$

同三維的情況，也可以將 (3-20) 式在二維的 Yee 晶格下 (圖 2-3.2(a)) 轉化成差分形式做近似，得到以下：

$$H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) = H_z^{n-1/2}(i+1/2, j+1/2) - \frac{1}{\mu} \frac{\Delta t}{\Delta x} [E_y^n(i+1, j+1/2) - E_y^n(i, j+1/2)] \quad , \quad (3-21a)$$

$$E_x^{n+1}(i+1/2, j) = E_x^n(i+1/2, j) - \frac{1}{\varepsilon} \frac{\Delta t}{\Delta y} [H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) - H_z^{n+1/2}(i+1/2, j-1/2)] \quad , \quad (3-21b)$$

$$E_y^{n+1}(i, j+1/2) = E_y^n(i, j+1/2) - \frac{1}{\varepsilon} \frac{\Delta t}{\Delta x} [H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) - H_z^{n+1/2}(i-1/2, j+1/2)] \quad \circ \quad (3-21c)$$

最後，列出 TM 波的情況  $H_z = 0$ 、 $E_x = E_y = 0$ ，(3-16) 式將簡化成：

$$\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad , \quad (3-22a)$$

$$\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{\partial E_z}{\partial y} \quad , \quad (3-22b)$$

$$\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad , \quad (3-22c)$$

同樣將 (3-22) 式在二維 Yee 晶格 (圖 2-3.2(b)) 轉化成差分形式，得到：

$$E_z^{n+1}(i, j) = E_z^n(i, j) - \frac{1}{\varepsilon} \frac{\Delta t}{\Delta x} [H_y^{n+1/2}(i+1/2, j) - H_y^{n+1/2}(i-1/2, j)] \quad , \quad (3-23a)$$

$$+ \frac{1}{\varepsilon} \frac{\Delta t}{\Delta y} [H_x^{n+1/2}(i, j+1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j-1/2)]$$

$$H_x^{n+1/2}(i, j+1/2) = H_x^{n-1/2}(i, j+1/2) - \frac{1}{\mu} \frac{\Delta t}{\Delta y} [E_z^n(i, j+1) - E_z^n(i, j)] \quad , \quad (3-23b)$$

$$H_y^{n+1/2}(i+1/2, j) = H_y^{n-1/2}(i+1/2, j) - \frac{1}{\mu} \frac{\Delta t}{\Delta x} [E_z^n(i+1, j) - E_z^n(i, j)] \quad \circ \quad (3-23c)$$

對於時域有限差分法的計算而言，最初狀態的介電值和磁導率分佈必須是已知的，並且空間與時間的切割大小是必須被考慮的。因為電磁波的傳播速度不能超過光速，這將由所切割的空間和時間所限制。

$$\sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta z)^2} > c\Delta t = \sqrt{\frac{1}{\epsilon\mu}}\Delta t, \quad (3-24)$$

因此，為了降低誤差，在空間的解析點必須夠細，相對的時間的切割點距也須隨著變小以配合空間的解析點；但過細的切割間距也會造成計算時間的拉長，因此必須在計算的時間與精確度做一個平衡考量。

### 3-3 模擬結構與參數

在本實驗中用來模擬的軟體是由 Rsoft Design Group, Inc. 公司所開發出來的模擬設計套件，名為 FullWAVE，是一高度整合之複雜光子元件模擬設計分析軟體。FullWAVE 使用的即是時域有限差分法做為模擬分析方法，藉以分析結構較複雜之光子元件，例如光子晶體、環狀共振器（ring resonators）等結構。

#### 3-3-1 金屬材料折射率計算

在做模擬分析之前，須知道材料的折射率才能做正確的分析，本實驗中使用鎳金屬針做為光子晶體的針柱，使用 Drude dispersion model 根據 M. A. Ordal 等人[43]所得到的參數，成功的計算出在兆赫波段下鎳的折射率。

一般在紅外線波段，頻率所使用的單位常為  $\text{cm}^{-1}$ ，因此在這之後的所有計算也同樣是使用  $\text{cm}^{-1}$  當作頻率單位。而複相對介電常數（complex

relative dielectric constant) 與複折射率的關係為：

$$\varepsilon_c \equiv \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 \equiv n_c^2 \equiv (n + ik)^2, \quad (3-25)$$

根據自由電子模型在外加電場（電磁波的電場）下，可以推導出 Drude model 的相對介電常數[44]：

$$\varepsilon_c = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\omega_\tau}, \quad (3-26)$$

其中  $\omega$ 、 $\omega_p$  與  $\omega_\tau$  的單位皆為  $\text{cm}^{-1}$ 。將上式拆成實部與虛部，可寫成如下：

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \omega_\tau^2}, \quad (3-27)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{\omega_\tau \omega_p^2}{\omega(\omega^2 + \omega_\tau^2)}, \quad (3-28)$$

這些方程式中， $\omega_p$  代表 plasma frequency，而  $\omega_\tau$  代表 damping frequency，為：

$$\omega_p(\text{cm}^{-1}) = \frac{1}{2\pi c} \left( \frac{4\pi N e^2}{m^*} \right)^{1/2}, \quad (3-29)$$

$$\omega_\tau(\text{cm}^{-1}) = \frac{1}{2\pi c \tau}, \quad (3-30)$$

其中， $N$  為自由電子的密度， $e$  為電子的電荷， $m^*$  是電子的等效質量， $c$  是真空中光速， $\tau$  為電子受外加電場加速，因碰撞而失去動量的時間（以上單位皆為 cgs 制）。

假設現在有一系列的  $(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$  的值，根據 (3-27) 式與 (3-28) 式可將  $\omega_\tau$  改寫成如下：

$$\omega_{\tau} = \frac{\omega \varepsilon_2}{(1 - \varepsilon_1)}, \quad (3-31)$$

將已知的  $(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$  在特定頻率下的值代入，即可得到  $\omega_{\tau}$ ，然後  $\omega_p$  可由下式得到：

$$\omega_p^2 = (\varepsilon_{\infty} - \varepsilon_1)(\omega^2 + \omega_{\tau}^2)。 \quad (3-32)$$

在 M. A. Ordal 發表的期刊上[43]，作者從實驗中得到頻率在  $180-50000 \text{ cm}^{-1}$  的  $(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$ ，利用試誤法 (trial and error) 從最低頻率開始擬合  $\omega_{\tau}$  與  $\omega_p$ ，找出與實驗最接近的值與斜率，因此得到鎳金屬的  $\omega_{\tau} = 352 \text{ cm}^{-1}$  與  $\omega_p = 39400 \text{ cm}^{-1}$ 。

將上述的  $\omega_{\tau}$  與  $\omega_p$  的值代入 (3-27) 式與 (3-28) 式，可以得到不同頻率與相對介電常數值的關係圖，如圖 3-3.1。接下來，利用 (3-25) 式，可以轉換成  $n$ 、 $\kappa$  和  $\varepsilon_1$ 、 $\varepsilon_2$  的關係式：

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon_1 + \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}}{2}}, \quad (3-33)$$

$$\kappa = \sqrt{\frac{-\varepsilon_1 + \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}}{2}}, \quad (3-34)$$

將得到的  $\varepsilon_1$  與  $\varepsilon_2$  代入 (3-33) 式與 (3-34) 式作圖，得到圖 3-3.2。最後，在本論文的模擬中使用於  $0.3 \text{ THz}$  ( $10 \text{ cm}^{-1}$ ) 下  $n = 463$  的折射率值做計算。

### 3-3-2 模擬計算參數

由於本論文所使用的樣品只在二維方向有週期性結構，因此使用二維的時域有限差分法做計算以節省模擬所需的時間。模擬的電腦設備是 Intel Core2 Due E7400 2.8GHz、記憶體為 4G、作業系統為 Windows XP 32bit。

在模擬結構中建構出與實際樣品相同的結構，由圓型的針柱排列成六角晶格的光子晶體，晶格常數為  $642 \mu\text{m}$ ，針柱的半徑為  $143 \mu\text{m}$ ，背景折射率為空氣  $n = 1$ ，有液晶摻雜時則代入液晶的  $n_{\text{eff}}$  的值。軟體中的平面為  $x$ 、 $z$  平面，長度單位為  $\mu\text{m}$ ，由圖 3-3.3 可知，在  $z$  方向上有 10 層的針柱列陣，每一層又有 8 個針柱，而針柱折射率的設定是由 3-3-1 節所得到的  $n = 463$  代入。另外實驗中提到的正向入射則是在位於  $(x, z) = (321, -4300)$  往  $+z$  軸方向上發射兆赫波，位於  $(321, 5000)$  放置偵測器接收兆赫波；而側向入射則是在位於  $(5000, 278)$  的位置上，往  $-x$  軸方向上發射兆赫波，位於  $(-4400, 278)$  放置偵測器接收兆赫波。邊界計算的設定總範圍大小為  $10000 \mu\text{m} \times 10000 \mu\text{m}$ ，切割格點為  $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ ，時間切割為  $0.016 \text{ ps}$  小於 (3-24) 式所計算出來的穩定切割時間 ( $0.047 \text{ ps}$ )。

入射的兆赫波以脈衝波 (Pulse) 做模擬，其數學表示式為：

$$g(t) = \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau} - t_d\right)^2\right] \sin\left[\frac{2\pi}{\lambda}(t) + ct^2\right], \quad (3-35)$$

模擬中設定  $\lambda = 500 \mu\text{m}$  使中心波長落在 0.6 THz 附近； $\tau$  為脈衝時間，決定脈衝波訊號衰減的時間長度，間接影響頻域訊號的寬度，在這個參數上設定為 167（此軟體所使用的時間單位為  $c_0T [\mu\text{m}]$ ,  $c_0$  為光速）； $t_d$  為脈衝訊號開始衰減的時間，因不影響模擬結果，所以使用軟體預設值  $t_d = 667$ （單位為  $c_0T$ ）； $c$  為線性調頻（chirp coefficient），指頻率隨著時間而改變的值，設定為 0。當同時比較模擬和實驗的兆赫波時域訊號（[圖 3-3.4](#)）和頻域訊號（[圖 3-3.5](#)），可以發現最大訊號皆位於 0.6 THz 左右，且頻寬皆在 3 THz 左右，在訊噪比方面模擬訊號表現較好，但也預測了模擬所得到的結果應會比實驗來的可信。



## 第四章 實驗結果與分析

### 4-1 兆赫波段下光學常數實驗結果

在這一章節中，將會介紹在兆赫波系統中，利用折射率理論分析得到兩種厚度的石英玻璃與向列型液晶 MDA-00-3461 在兆赫波段下的折射率實部與虛部的結果。

#### 4-1-1 石英玻璃在兆赫波段的光學常數

本論文中，將會使用到兩種厚度的石英玻璃，實際量測厚度分別為 1.034 mm（統宴公司）與 3.175 mm（豪晶科技），後面的討論將簡稱為 1 mm 與 3 mm。在製作液晶樣品做折射率量測的時候，使用 3 mm 的石英玻璃當作基板，而製作包含液晶之光子晶體的基板則是使用 1 mm 的石英玻璃。因此我們必須了解這兩種厚度的石英玻璃在兆赫波段下的光學常數。

首先兆赫波系統中所量測到的訊號是電場時域訊號，如圖 4-1.1。圖中黑實線是沒有放置任何樣品的電場時域訊號，另外紅線方點則是量測 1 mm 厚度的石英玻璃，藍線圓點則是量測 3 mm 厚度的石英玻璃。可以很明顯的看見厚度越厚的訊號，被延遲到比較後面，並且訊號強度也下降。這主要是因為厚度較厚，光程較大，因此訊號在時域上被延遲到比

較後方，而強度下降主要是因為材料吸收的關係，造成厚度厚的石英玻璃吸收較多的訊號。

以定量來討論，1 mm 厚石英玻璃的訊號峰值與參考 (Reference) 訊號的峰值相差 3.27 ps；而 3 mm 厚石英玻璃訊號峰值與參考訊號的峰值相差 10.07 ps。假設兩個材料折射率相等，則光程與厚度成正比，而這兩組數值正好相差約 3.08 倍，與厚度相差 3.07 倍相當的吻合。

圖 4-1.2 與圖 4-1.3 是由 3-1 節提到的折射率理論分析所計算出來的折射率實部與虛部的值，折射率表示如下：

$$\tilde{n} = n + i\kappa, \quad (4-1)$$

分析後成功得到，1 mm 的石英玻璃在 0.2 THz ~ 2.0 THz 的實部折射率平均值為 1.948、虛部折射率小於 0.012；而 3 mm 的石英玻璃在 0.2 THz ~ 2.0 THz 的實部折射率平均值為 1.954、虛部折射率小於 0.010。折射率在該段頻率下很穩定，且無明顯的吸收現象，因此在兆赫波段下是一個很好的材料來製作元件。

另外值得一提的是，1 mm 所得到折射率的震盪相對於 3 mm 的訊號大，主要原因是兆赫波訊號在石英玻璃內做多次反射影響到折射率分析，如圖 4-1.1 的紅線方點訊號可以看到，在約 40 ps 的位置上有一個小訊號，這個訊號即是經過兩次反射而產生的反射訊號，因為這個無可避免的反射訊號而造成折射率分析的震盪現象。

#### 4-1-2 向列型液晶 MDA-00-3461 在兆赫波段下的光學常數

這章節中將利用 2-1 節所提到的液晶樣品做量測，所使用的液晶為 MDA-00-3461，屬於向列型液晶，樣品經過配向使液晶有固定排列方向，量測中將液晶排列方向與電場偏振方向平行，則量測到非尋常光（extraordinary ray, e-ray）的訊號，相對的，與電場偏振方向垂直則為尋常光（ordinary ray, o-ray）的訊號，通常向列型液晶的  $n_e > n_o$ ，因此訊號將會被延遲較多，圖 4-1.4 為示意圖。而表 2-1.2 則為液晶樣品與參考樣品的相關數據圖。



首先，討論電場的時域訊號，圖 4-1.5 中黑實線代表未放樣品的系統訊號，紅線方點為參考樣品的時域訊號，藍線圓點是液晶樣品在非尋常光的訊號，綠色三角點則為液晶樣品在尋常光的訊號。由此可以看見放置參考樣品與液晶樣品所量測到的時域訊號時間皆被延遲到未放樣品的訊號後方，另外非尋常光相對於尋常光如同預測的在時間上被延遲到較後方。而考慮訊號峰值的強度大小，參考樣品與液晶樣品的時域訊號大小皆比未放置樣品的訊號小，而液晶樣品的尋常光訊號又比非尋常光訊號小，主要是玻璃和液晶的吸收所致，也可預測尋常光的吸收會較非尋常光大。

在得到兆赫波的時域訊號後，可以經由快速傅立葉轉換得到兆赫波

在不同頻率下的相位與強度圖，圖 4-1.6 即為液晶樣品在尋常光及非尋常光下與參考樣品的相位差，黑線為非尋常光的相位差，紅線為尋常光的相位差，可以看見非尋常光的相位差較尋常光相位差大，因此可以預測到非尋常光的折射率將會比較大。

圖 4-1.7 即為經過折射率理論分析得到的結果。在 0.3 THz ~ 1.5 THz 之間有穩定的實部折射率結果，經計算在這範圍之間的實部折射率平均值，得到  $n_e = 1.716$ 、 $n_o = 1.535$ ， $\Delta n = 0.181$ 。在虛部折射率方面可以得到  $\kappa_e < 0.024$ 、 $\kappa_o < 0.040$ 。因此液晶是個適合在兆赫波段下做可調控折射率的材料。



#### 4-2 金屬光子晶體於不同兆赫波光束大小與入射位置之研究

這一節主要在探討於不同的兆赫波光束大小下，尚未摻雜液晶之金屬光子晶體之穿透行為，並且決定入射樣品的兆赫波光束大小做為往後的實驗量測。利用可調式光圈來控制入射兆赫波的光束大小，樣品則直接固定在光圈後方做量測，並注意量測時皆固定在同一位置上。

實驗中量測了光圈直徑為 1、3、5、7、9 mm 的訊號，圖 4-2.1 為尚未放置樣品時的兆赫波時域訊號，可以看到訊號峰值的強度隨光圈變小而下降。圖 4-2.2 為經過快速傅立葉轉換後的兆赫波頻域圖形，可以發現，最大訊號強度隨著光圈變小而下降、最大訊號位置則是往高頻移動。

而訊噪比（最大訊號強度與雜訊強度比值）同樣隨光圈變小而下降，但其差異不大。系統的兆赫波訊號至少可解析到 3 THz。

#### 4-2-1 金屬光子晶體於不同兆赫波光束大小之實驗結果

本實驗共有四組實驗結果以供討論，分別為正向入射的 TE、TM 波和側向入射的 TE、TM 波。由於製作出來的樣品並非在二維空間上為無限週期性結構，因此必須考慮其邊界的效應，於是我們量測了不同光束大小之實驗結果。

圖 4-2.3 是正向入射 TE 波之實驗結果，可以發現在 0.3 THz ~ 0.5 THz 與 0.5 THz ~ 0.7 THz 之間有一個明顯的穿透峰值。0.2 THz ~ 0.3 THz 則有類似光子能隙的現象。在 0.8 THz 之後的頻率位置則無明顯的穿透現象。接下來見圖 4-2.4，此為正向入射 TM 波之實驗結果。約在 0.4 THz ~ 0.5 THz 與 0.6 THz ~ 0.7 THz 有明顯之穿透現象，其於頻率位置則無明顯的穿透現象。

而圖 4-2.5 與圖 4-2.6 分別為側向入射 TE 波與 TM 波之實驗結果。側向入射 TE 波在許多頻率位置上有穿透現象，明顯穿透強度較強的位置在 0.5 THz 與 0.7 THz 附近。而側向入射 TM 波在低頻穿透現象不明顯，而高頻雖有穿透，卻不大。

上述這些實驗中皆可以發現，隨著光圈大小變大，得到的穿透訊號

會減小，並非會因光束大小超過樣品的寬度大小而有穿透強度上升的現象。並且以圖 4-2.3 在 0.5 THz ~ 0.7 THz 之穿透現象做為例子，可以發現當光圈大小從大光圈調整到 1 mm，原本平穩的穿透強度會有明顯的震盪現象。

#### 4-2-2 金屬光子晶體於不同兆赫波光束大小之模擬結果

利用 FDTD 在 3-3 節所提到的結構設定做模擬，並且改變軟體中入射光束的光束大小，為了與實驗一致，同樣模擬了光束直徑為 1、3、5、7、9 mm 之不同結果。

圖 4-2.7 是正向入射 TE 波的模擬結果。在這模擬結果可以分析出於 0.3 THz ~ 0.5 THz 和 0.5 THz ~ 0.7 THz 有明顯的穿透現象，與實驗結果一致。而在 0.2 THz ~ 0.3 THz 也同樣有光子能隙的結果。圖 4-2.8 為正向入射 TM 波的模擬結果。0.43 THz ~ 0.54 THz 有較明顯的穿透現象，高頻部分也有些許穿透現象。

圖 4-2.9 與圖 4-2.10 為側向入射 TE 波與 TM 波之模擬結果。在側向入射 TE 波中，明顯的穿透現象位於 0.53 THz 與 0.71 THz 上的兩個頻率位子。而側向入射 TM 波則是在高頻的地方有較多的穿透現象，低頻位置在 0.38 THz 上才有較明顯的穿透。

在這模擬的結果可以發現於明顯穿透位置上皆有隨著光圈大小變大，

而訊號穿透強度下降的現象，這與實驗的結果非常吻合。但在模擬結果上卻無發現有如同實驗中，當光束大小為 1 mm 時，穿透訊號有隨頻率改變而震盪的現象。模擬中也發現了在原本應無訊號穿透的位置上，以正向入射 TM 波的實驗中 0.7 THz ~ 0.9 THz 為例，光圈直徑為 1 ~ 5 mm 原本沒有穿透的現象，當光圈到 9 mm 時則有少部分訊號穿透，但實驗中並未發現此現象。

#### 4-2-3 金屬光子晶體在相同光束大小時模擬與實驗之比較

在這一章節中，將上述之實驗與模擬結果做比較，以光束大小 5 mm 為例，圖 4-2.11 ~ 圖 4-2.14 分別是正向入射 TE 與 TM 波、側向入射 TE 與 TM 波之實驗與模擬之比較。在這些比較中可以發現實驗中具有穿透現象大部分在模擬中也有同樣之結果，尤以正向入射 TE 波之實驗結果最為吻合，在具有穿透現象之位置與強度皆可互相比擬。而在正向入射 TM 波中，位於 0.36 THz、0.44 THz 與 0.63THz 的三個峰值與模擬現象吻合，惟強度稍嫌不一致，而在高頻部分差異也較大。

總合而言，在低頻的穿透現象，實驗與模擬較為類似，而高頻部分則差異較大，因此在側向入射 TM 波的實驗結果中，因大部分穿透訊號位於高頻位置，因此實驗與模擬結果相差較多。

#### 4-2-4 金屬光子晶體於不同兆赫波光束入射位置之模擬結果

前三節所討論的是兆赫波光束大小對實驗結果的影響，但兆赫波光束入射的位置亦有可能影響到實驗的結果，因實驗上在入射位置不易固定，因此在本節所討論到的結果皆以模擬來預測實驗的結果。假設模擬和實驗是吻合的，改變模擬中入射兆赫波的位置不同，模擬上量測了五種兆赫波入射位置，分別以 A、B<sub>R</sub>、B<sub>L</sub>、C<sub>R</sub>、C<sub>L</sub> 做為代號，A 位置即為樣品的幾何中心位置，B<sub>R</sub>、B<sub>L</sub> 的選定為左右各移動半個晶格常數大小，選定 C<sub>R</sub>、C<sub>L</sub> 是為了了解位置偏移較大時的情況。(圖 4-2.15)。

由於其他入射位置及偏振模態結果相仿，因此本實驗只列出正向入射 TE 波的實驗結果。經過時域有限差分法的模擬計算與訊號分析，得到圖 4-2.16 ~ 圖 4-2.20，分別是由光圈大小為 1 mm 下不同入射位置穿透頻譜圖到光圈大小為 9 mm 下不同入射位置的穿透頻譜圖之實驗結果。可以發現當光圈大小大於 5 mm 時，得到的結果幾乎不因兆赫波入射位置的不同而改變，而光圈大小為 1 mm 與 3 mm 的實驗結果中差異較大的在 0.5 THz ~ 0.7 THz 之間，穿透頻譜在位置 C<sub>L</sub> 與 C<sub>R</sub> (偏離中心較遠的位置) 訊號穿透較大，位置 A、B<sub>R</sub> 與 B<sub>L</sub> 結果則差異較小，表示在實際上量測時兆赫波入射位置偏離中心不大時，得到的結果將不會差異太多。

根據 4-2-1 節 ~ 4-2-4 節的結果，為了不因兆赫波光束太小而讓兆赫

波入射位置的誤差影響實驗結果，且光束太小在某些穿透訊號上會有震盪的現象，因此光束太小不考慮。而光束太大反而會造成有特殊穿透訊號的強度變小，因此在包含液晶之金屬光子晶體的實驗中，將使用光束大小為 5 mm 做後續之實驗。

### 4-3 包含液晶之金屬光子晶體經由磁控下之實驗結果

此章節將討論金屬光子晶體在摻雜液晶之後，經由磁場控制液晶的配向，並且在兆赫波系統下所做的量測結果。利用磁場做液晶的配向，如 2-4 節所述，量測了最小角度 0 度（非尋常光折射率， $n_o$ ）到最大角度 40 度（等效折射率， $n_{eff}(40^\circ)$ ），以及如圖 2-4.2 磁場沿 y 軸方向排列所量測到的液晶尋常光折射率（ $n_e$ ）的情況，為了表示方便，此情況以  $\theta = 90^\circ$  表示。

量測中以石英玻璃盒（圖 2-2.5）當作參考樣品，圖 4-3.1 為兆赫波下的電場時域圖，黑線代表未放置參考樣品的電場時域訊號，紅線則為放置參考樣品所量測的電場時域訊號，量測時皆灌入氮氣以去除水氣。這兩個訊號除了因為參考樣品的折射率以及吸收而造成主訊號位置延遲及峰值強度下降外，可以發現參考樣品訊號的主要峰值之後還有一些小訊號產生，明顯的訊號以圖上的數字表示，可以讀出這些訊號與主要峰值的時間延遲差異，分別為 13.01 ps、66.77 ps、79.71 ps 與 92.85 ps。而

下式

$$c = \frac{n \times d}{t} \Rightarrow t = \frac{n \times d}{c}, \quad (4-2)$$

$c$  為真空下的光速， $n$  為光經過材料的折射率， $d$  為材料的厚度， $t$  為訊號延遲的時間。石英玻璃的折射率可由 4-1-1 節所計算出來的  $n = 1.954$  與厚度  $d = 1.034 \text{ mm}$  代入，可計算出經過一次石英玻璃所造成的時間延遲量為  $6.73 \text{ ps}$ ；石英玻璃盒中間以空氣的折射率  $n = 1$  做計算，寬度約為  $10 \text{ mm}$ ，所計算出來的時間延遲為  $33.33 \text{ ps}$ 。因此可以知道位置 1 為經過兩次石英玻璃的反射訊號 ( $13.46 \text{ ps}$ )，位置 2 為經過兩次空氣層的反射訊號 ( $66.66 \text{ ps}$ )，位置 3 為經過兩次石英玻璃與兩次空氣層的反射訊號 ( $80.12 \text{ ps}$ )，位置 4 為經過四次石英玻璃與兩次空氣層的反射訊號 ( $93.58 \text{ ps}$ )。將計算出來的數值與實際量測讀出來的數值相互比較，可以發現計算出來的位置與實際量測的位置相當吻合。

為了避免多次反射造成參考訊號經過快速傅立葉轉換後得到頻域圖的震盪現象，將參考樣品之時域訊號在第 2 個多次反射訊號以後的電場大小去除掉並補零，經過快速傅立葉轉換得到頻域圖形，後續之實驗結果即利用此頻域圖做訊號分析。而圖 4-3.2 為頻域訊號強度圖，黑線代表未放置參考樣品的頻域訊號，紅線為參考樣品頻域訊號，並且未經過訊號的處理，藍線則是參考樣品經由去點補零而得到的頻域訊號，兩者之間在訊號最大值與可信頻寬位置皆相同，但紅線因為多次反射現象造

成震盪較大，因此為了避免分析上的震盪，將採用藍線之結果做為參考訊號做分析。

#### 4-3-1 正向入射 TE 波之實驗與模擬結果

經由磁場控制下，在兆赫波系統中所量測到包含液晶之金屬光子晶體在正向入射 TE 波下的穿透頻譜結果如圖 4-3.3，由這實驗結果可以發現，訊號超過 0.5 THz 之後幾乎無穿透現象，而位於 0.2 THz 左右下有一個明顯的穿透現象，在角度 0 度下穿透率約 82%，而隨著角度增大，也就是液晶由非尋常光折射率調控到尋常光折射率，穿透率會漸漸下降直到 15%，並且此峰值位置也漸漸朝向高頻方向移動。接著看模擬結果，如圖 4-3.4，同樣在 0.2 THz 下有一明顯穿透訊號，而在超過 0.5 THz 後尚有一些穿透係數小於 0.3 之峰值訊號，並可發現在高頻的峰值位置經由磁場調控往高頻移動較大，低頻的穿透位置經由磁場調控往高頻移動則較小。

圖 4-3.5 與圖 4-3.6 為角度同樣為 0 度及 90 度時，模擬和實驗的比較圖，可以看出在 0.2 THz 所出現的高穿透訊號位置相當吻合，而高頻部分差異較大，在實驗中並沒有明顯的穿透現象。造成實驗和模擬的差異以定性來討論，由於模擬未考慮到吸收的影響，由 4-1-2 節量測 MDA-00-3461 的結果，發現液晶的非尋常光虛部折射率較尋常光虛部折

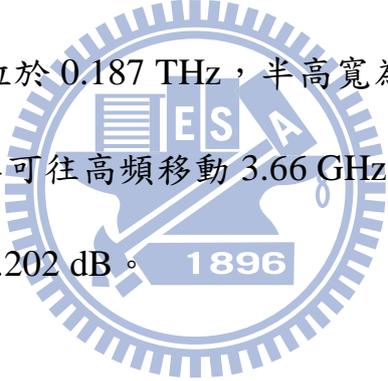
射率大，因此造成液晶往尋常光折射率調控時會有訊號衰減的趨勢。而高頻部分穿透現象消失，應是吸收係數(absorption coefficient)  $\alpha = 2\omega\kappa/c$ ，隨著頻率上升吸收係數變大，造成高頻穿透率下降所致。

在圖 4-3.3 與圖 4-3.4 中，右上方的小圖為部分頻率位置的放大圖，可以發現 0.12 THz ~ 0.18 THz 之間有一個光子能隙，在這範圍中沒有訊號穿透，因此定義穿透係數小於 0.1 時的訊號位置為光子能隙的位置，圖 4-3.7 為實驗和模擬所得到的光子能隙邊界範圍圖，橫軸為由角度轉換為液晶的等效折射率，而縱軸為光子能隙的邊界位置，黑線代表實驗結果，紅線代表模擬計算的結果，方點為低頻邊界，圓點為高頻邊界。很明顯可以發現當液晶經由磁場調控由非尋常光折射率 ( $n_e = 1.716$ ) 往尋常光折射率 ( $n_o = 1.535$ ) 調控後，無論是低頻邊界或是高頻邊界都會往高頻方向做移動，實驗中低頻邊界移動了 6.17 GHz、高頻邊界移動了 11.04 GHz，模擬中低頻邊界移動了 14.54 GHz、高頻邊界移動了 20.01 GHz，並且在實驗和模擬下皆可發現高頻邊界可調的移動量較大的現象。如果考慮光子能隙的寬度，則光子能隙的寬度從 54.32 GHz 可調控增加到 59.18 GHz，變寬了 4.86 GHz。

接著討論在 0.2 THz 左右下的峰值訊號，為了方便討論，將此訊號取出大於最大訊號 10% 的點，利用高斯分配 (Gaussian distribution) 函數做擬合，找出高斯分配含數中的最大值做比較，圖 4-3.8 即為模擬和

實驗中所得之結果，同樣將角度轉換成液晶的折射率，可以得到隨液晶藉由配向從非尋常光折射率到尋常光折射率，高斯峰值位置會往高頻移動，模擬中得到操控改變值為 25.24 GHz，而實驗中則為 4.20 GHz。

接著將加液晶前與加液晶後的非尋常光折射率與尋常光折射率結果做比較，如圖 4-3.9，當加液晶後，可以發現主要穿透訊號在加液晶前到加液晶後且經由磁控成非尋常光折射率時，訊號的峰值位置往低頻移動了 0.157 THz。而液晶磁控由非尋常光折射率調控至尋常光折射率後，往高頻移動了 3.66 GHz。我們可以將此穿透訊號當作一個具有濾波效果的濾波器，訊號極大值位於 0.187 THz，半高寬為 0.117 THz。經由磁場調控，訊號最大值之頻率可往高頻移動 3.66 GHz，元件的衰減量 (insertion loss) 從 0.851 dB 到 7.202 dB。



#### 4-3-2 正向入射 TM 波與側向入射 TE、TM 波之實驗與模擬結果

首先討論正向入射 TM 波的實驗結果，圖 4-3.10 與圖 4-3.11 分別為調控磁場在不同角度下的實驗與模擬穿透頻譜圖，實驗中，超過 0.4 THz 訊號幾乎不穿透，而位於 0.16 THz ~ 0.4 THz 左右有三個穿透峰值，由於訊號穿透率較低，因此將此位置放大顯示，圖中峰值 1 與峰值 2 的穿透訊號有些微向高頻移動的趨勢，但是穿透強度大小規率較不明顯。相對的，模擬中在相對應的位置上也有三個穿透訊號，有隨著角度變大而

往高頻移動，同樣利用高斯分配函數做擬合，圖 4-3.12 即為峰值 1 與峰值 2 所得之高斯分配函數的峰值位置，除了在折射率為 1.691，也就是角度為 20 度時的結果沒有趨勢外，其他皆有隨液晶折射率改變而造成訊號峰值移動的現象。圖 4-3.13 與圖 4-3.14 為角度為 0 度及 90 度的實驗模擬比較圖，在 0 度時可以看到實驗的三個穿透頻率與模擬的位置可以相對應，但是實驗中的峰值位置相較於模擬結果在較低頻的位置上，然而當角度為 90 度時，第三個穿透訊號幾乎因吸收而消失。

側向入射 TE 波的實驗與模擬穿透頻譜圖如圖 4-3.15 與圖 4-3.16，實驗中超過約 0.5 THz 後幾乎無穿透現象，區域放大圖中，有兩個峰值有些微隨角度增加而往高頻移動的趨勢。將實驗與模擬互相比較，如圖 4-3.17、圖 4-3.18，分別為角度 0 度及 90 度時的實驗與模擬比較圖，穿透訊號可分成兩個區域去看，可比較出兩個位置相仿的穿透訊號。因此利用高斯分配函數將兩個峰值訊號作擬合，得到圖 4-3.19 的關係圖，可發現峰值 1 有隨著折射率下降而往高頻移動的趨勢，從非尋常光折射率調控到尋常光折射率後，峰值 1 可移動 21.80 GHz，而峰值 2 移動了 14.38 GHz。

而側向入射 TM 波的實驗與模擬的穿透頻譜結果如圖 4-3.20 與圖 4-3.21，實驗中在 0.18 THz 左右有一個穿透現象，但是沒有看到其規律性，而模擬中則是在 0.22 THz 左右有穿透現象，同樣模擬也是有隨角度

增加，穿透訊號的位置向高頻移動。總體而言，側向入射 TM 波的結果並沒有看到特殊的穿透現象，主要是在未加液晶時就沒有很明顯的穿透峰值，因此在加入液晶後穿透現象也不明顯。

#### 4-4 金屬光子晶體於折射油與液態晶體之比較

在本章節中將討論金屬光子晶體浸潤於折射油之實驗結果，並以此結果與金屬光子晶體浸潤於液態晶體的結果做比較，本實驗中所使用的折射油（Certified Refractive Index Liquids, CRIL）是由 Cargille 公司所提供的。

首先我們將四種不同折射率的折射油製作成樣品，如圖 4-4.1 所示，如同 4-1 節所提到的量測方法得到這四種折射油在兆赫波段下的光學常數。圖 4-4.2 為四種折射油在兆赫波段下的折射率與頻率的關係，表 4-4.1 為四種折射油在兆赫波段下折射率的結果表，我們量測出四種折射油的折射率實部值分別是 1.492、1.537、1.646 與 1.689。表 4-4.2 為液晶 MDA-00-3461 在經由磁場控制下所得到的折射率值。我們最後選定在兆赫波段下折射率為 1.537 與 1.689 的折射油，分別去比對磁控角度為 90 度（折射率為 1.535）與 20 度（折射率為 1.691）的液態晶體。

圖 4-4.3 為光子晶體浸潤於折射油之實驗結果，圖中所表示的為正向入射 TE 波的實驗結果，與先前 4-3.1 節的實驗結果相比較，可以發現同在 0.2 THz 下皆有一個特殊穿透現象，因折射率為 1.537 的吸收系數較

低，因而使此特殊穿透現象較明顯。我們同樣討論在 0.15 THz 附近下的光子能隙的位置，整理成圖 4-4.4，圖中所顯示的黑線為光子晶體浸潤於液態晶體的實驗結果，藍線為光子晶體浸潤於折射油之實驗結果，紅線則為時域有限差分法所得之模擬結果，可以發現折射油所得到的結果在高頻邊界上可調控的範圍比較大，而低頻邊界則是在位置上較符合模擬的結果。

圖 4-4.5 為正向入射 TE 波下，將 0.2 THz 下的訊號經由高斯含數擬合後訊號峰值的位置與對應之折射率之關係，可以看見光子晶體浸潤於液態晶體的訊號峰值改變較光子晶體浸潤於折射油訊號峰值改變的幅度小。同樣由折射率為 1.54 改變到 1.69 的情況中，使用液晶的情況下，訊號峰值改變量為 4.33 GHz，而使用折射油的情況下，訊號峰值改變量為 14.89 GHz，效果比使用液晶來的好。

綜合以上之實驗結果，可以發現使用折射油的實驗結果會與模擬結果較一致，但液態晶體有其方便性，同樣能達到預期的結果，且不需破壞樣品結構，因此液態晶體的應用依然是相當的重要。

## 第五章 結論與未來展望

### 結論

我們成功的在本實驗室中架設了一套兆赫波量測系統，此系統最大可信的頻率落於 3.5 THz ~ 4 THz 左右。並且利用兆赫波量測系統得到了石英玻璃與型號為 MDA-00-3461 的液晶在兆赫波段下的光學常數，最後同樣利用兆赫波系統得到了金屬光子晶體再加入 MDA-00-3461 此款液晶前後的穿透頻譜圖，利用包含液晶之光子晶體在正向入射 TE 波下得到可調式的光子能隙，以及具可調之濾波效果的濾波器。

在石英玻璃的光學量測下，得到統晏公司所提供之 1mm 厚石英玻璃在 0.2 THz ~ 2.0 THz 下的實部折射率平均值為 1.948、虛部折射率小於 0.012。由豪晶科技公司提供之 3mm 厚石英玻璃在 0.2 THz ~ 2.0 THz 下的實部折射率平均值為 1.954、虛部折射率小於 0.010。日本 Merck 公司所提供之向列型液晶 MDA-00-3461 在 0.3 THz ~ 1.5 THz 下的實部折射率平均值， $n_e = 1.716$ 、 $n_o = 1.535$ ， $\Delta n = 0.181$ ，虛部折射率為， $\kappa_e < 0.024$ 、 $\kappa_o < 0.040$ 。

本論文所研究之兆赫波段下金屬光子晶體在不同的入射光光束大小與入射光位置，可以發現當光束大小越大，特殊穿透峰值大小會隨之下降，光束大小在直徑超過 5 mm 的情況下位置的影響差異不大，因此得

到光束大小在直徑為 5 mm 的情況下最適合。此外我們成功的在模擬與實驗下得到一致之結果，尤以正向入射 TE 波情況最吻合。

包含液晶之金屬光子晶體在正向入射 TE 波下。實驗中成功得到了磁控可調式光子能隙，光子能隙的低頻邊界從 0.121 THz 移動到 0.127 THz，總共移動了 6.17 GHz；光子能隙的高頻邊界從 0.175 THz 移動到 0.186 THz，總共移動了 11.04 GHz；光子能隙的寬度從 54.32 GHz 增加到 59.18 GHz，變寬了 4.86 GHz。另外實驗中也得到一個可調之濾波器，訊號極大值位於 0.187 THz，半高寬為 0.117 THz，經磁場調控，訊號往高頻移動 3.66 GHz，元件的衰減量從 0.851 dB 到 7.202 dB。

### 未來展望

雖然本論文成功得到一組可調式光子能隙，以及可調式濾波器，但是操作頻率範圍皆在相對低頻位置，希望未來能夠設計一組光子晶體樣品，操作頻率能在 1 THz 之後的範圍。此外由於液晶吸收雖小，但是在厚度太厚的情況下吸收變的顯著，因此希望能設計一組樣品，可以是液晶填充在孔洞結構上的，這樣能讓液晶吸收變小，且也能藉由配向控制達成調控的目的。最後的目標是，本實驗藉由磁場控制液晶配向，但是磁場控制相對於電場控制較麻煩，希望能藉由電場做出可調式電控式包含液晶之光子晶體元件。

## Reference

- [1] F. Reinitzer, *Monatshefte für Chemie*, **9**, 421 (1888).
- [2] O. Lehmann, *Z. phys. Chem.*, **4**, 462 (1889).
- [3] Frederic J. Kahn, *Appl Phys. Lett.*, **22**, 386 (1973).
- [4] E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2059 (1987).
- [5] S. John, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2486 (1987).
- [6] H. Rubens, B.W. Snow, *Phil. Mag.*, **35**, 35 (1893).
- [7] E. F. Nichols, *Phys. Rev.*, **4**, 297 (1897).
- [8] M. F. Kimmitt, *J. Biol. Phys.*, **29**, 77 (2003).
- [9] J. W. Waters, *Proc. IEEE*, **80**, 1679 (1992).
- [10] B. Ferguson, X.-C. Zhang, *Nature Materials*, **1**, 26 (2002).
- [11] D. Mittleman, “*Terahertz Imaging, Sensing with THz radiation*,” (Spring-Verlag, New York 2002).
- [12] Peter H. Siegel, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **50**, 910, (2002).
- [13] M. Tonouci, *Nat. Photonics*, **1**, pp.97-105, (2007).
- [14] Michael J. Fitch and Robert Osiander, *Johns Hopkins Apl Technical Digest*, **25**, 4, (2004).
- [15] E. Özbay, E. Michel, G. Tuttle, R. Biswas, M. Sigalas, K.-M. Ho, *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 2059 (1994).
- [16] E. Özbay, E. Michel, G. Tuttle, R. Biswas, K.-M. Ho, J. Bostak, D. M. Bloom, *Optics Letters*, **19**, 1155 (1994).
- [17] E. Özbay, E. Michel, G. Tuttle, R. Biswas, K.-M. Ho, J. Bostak, D. M. Bloom, *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 1617 (1994).
- [18] E. Özbay, *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**, 1945 (1996).
- [19] M. Wada, K. Sakoda, K. Inoue, *Phys. Rev. B*, **52**, 16297 (1995).
- [20] M. Wada, Y. Doi, K. Inoue, J. W. Haus, *Phys. Rev. B*, **55** 10443 (1997).
- [21] H. Kitahara, N. Tsumura, H. Kondo, M. Wada, J. W. Haus, Z. Yuan, N. Kawai, K. Sakoda, K. Inoue., *Phys. Rev. B*, **64** 045202 (2001).
- [22] S. W. Wang, W. Lu, X-S Chen, Z-F Li, X-C Shen, W. Wen, *J. Appl. Phys.*, **93**, 9401 (2003).
- [23] N. Jukam, M. S. Sherwin, *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 21 (2003).
- [24] D. Wu, N. Fang, C. Sun, X. Zhang, W. J. Padilla, D. N. Basov, D. R. Smith, S. Schultz, *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 201 (2003).
- [25] F. Miyamaru, M. Hangyo, *Applied Optics*, **43**, 1412 (2004).
- [26] S. W. Leonard, J. P. Mondia, H. M. van Driel, O. Toader, S. John, K. Busch, A. Birner, U. Gösele, and V. Lehmann., *Phys. Rev. B*, **61**, 2389

- (2000).
- [27]C.-S. Kee, H. Lim, Y.-K. Ha, J.-E. Kim, and Hae Yong Park, *Phys. Rev. B*, **64**, 085114, (2001).
- [28]D. W. Berreman, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1683 (1972).
- [29]J. M. Geary, J. W. Goodby, A. R. Kmetz, and J. S. Patel, *J. Appl. Phys.* **62**, 4100 (1987).
- [30]G. Mourou, C. V. Stancampiano, and D. Blumenthal, *Appl. Phys. Lett.* **38**, 470 (1981).
- [31]G. Mourou, C. V. Stancampiano, A. Antonetti, and A. Orszag, *Appl. Phys. Lett.* **39**, 295 (1981).
- [32]R. Heidemann, Th. Pfeffer, and D. Jager, *Electron Lett.* **19**, 316 (1983).
- [33]D. H. Auston, K. P. Cheung, and P. R. Smith, *Appl. Phys. Lett.* **45**, 284 (1984).
- [34]M. van Exter, Ch. Fattinger, and D. Grischkowsky, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 337 (1989).
- [35]L. Xu, X. C. Zhang, D. H. Auston, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 3357 (1991).
- [36]D. Birkedal, O. Hansen, C. B. Børensen, K. Jarasiunas, S. D. Brorson, and S. R. Keiding, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 79 (1994).
- [37]Joseph E. Avron, J. Nemirovsky, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2212 (1992).
- [38]X. C. Zhang, B. B. Hu, J. T. Darrow, and D. H. Auston, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1011 (1990).
- [39]D. Liu and J. Qin, *Appl. Optics.* **42**, 3678 (2003).
- [40]P. K. Benicewicz, J. P. Roberts, and A. J. Taylor, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 2533 (1994).
- [41]C.-L. Pan, C.-F. Hsieh, and R.-P. Pan, *Optics Express*, **13**, 3921 (2005).
- [42]Kane S. Yee, *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*, **14**, 302(1966).
- [43]M. A. Ordal, Robert J. Bell, R. W. Alexander, Jr. L. L. Long, and M. R. Querry, *Appl. Optics*, **24**, 4493(1985).
- [44]M. Fox, *Optical Properties of Solids*, Oxford University Press (2001).

## 表格

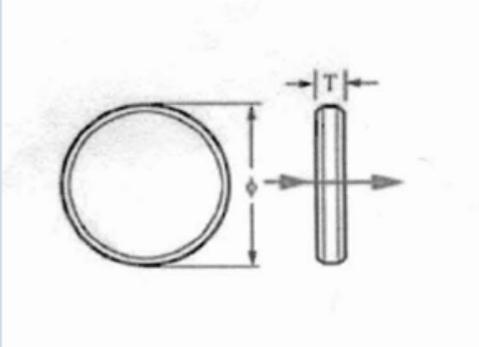
玻璃品名規格	外觀
Fused Silica Windows	
Size: $\phi = 25.4 \text{ mm}$ , $T = 3 \text{ mm}$	
Material: UV grade fused silica	
Diameter Tolerance: $+0.0, -0.1 \text{ mm}$	
Thickness Tolerance: $\pm 0.2 \text{ mm}$	
Clear Aperture: $> 80\%$	
Parallelism: 1 arc minute	
Surface Quality: 60-40 scratch and dig	
Wavefront Distortion: $\lambda/4$ per 25 mm	
Protective Bevel	

表 2-1.1 厚度為 3 mm 的玻璃基板規格及外觀。

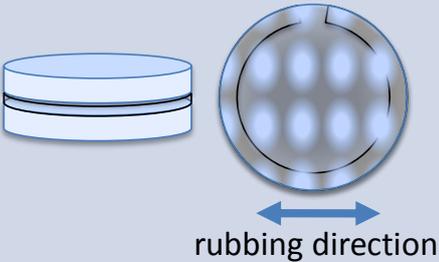
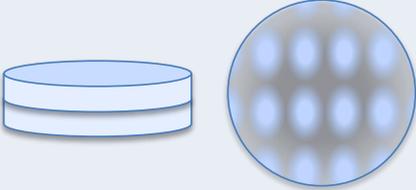
	Figures	thickness
<b>sample cell</b>		cell thickness: 6.6022 mm
		substrate thickness: 6.3480 mm
		LC layer thickness: 0.2542 mm
<b>reference cell</b>		cell thickness: 6.3302 mm

表 2-1.2 液晶樣品及參考樣品的厚度表。

	Cell 1 (1.50)	Cell 2 (1.54)	Cell 3 (1.65)	Cell 4 (1.70)
n	1.492	1.537	1.646	1.689
κ	0.00116	0.00295	0.01637	0.01396

表 4-4.1 四種折射油在兆赫波段下之折射率實部與虛部之結果。

	0° ( $n_e$ )	20°	30°	40°	90° ( $n_o$ )
n	1.716	1.691	1.665	1.634	1.535
κ	0.01198				0.02498

表 4-4.2 液晶 MDA-00-3461 在兆赫波段下之折射率與對應不同磁控角度下的折射率估計值。



# 第一章 圖片

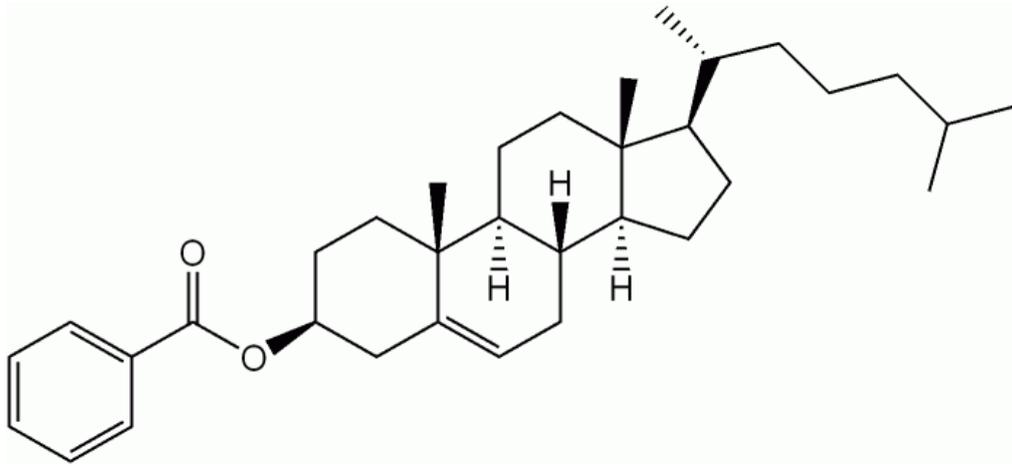


圖 1-1.1 膽固醇苯酯之化學結構。

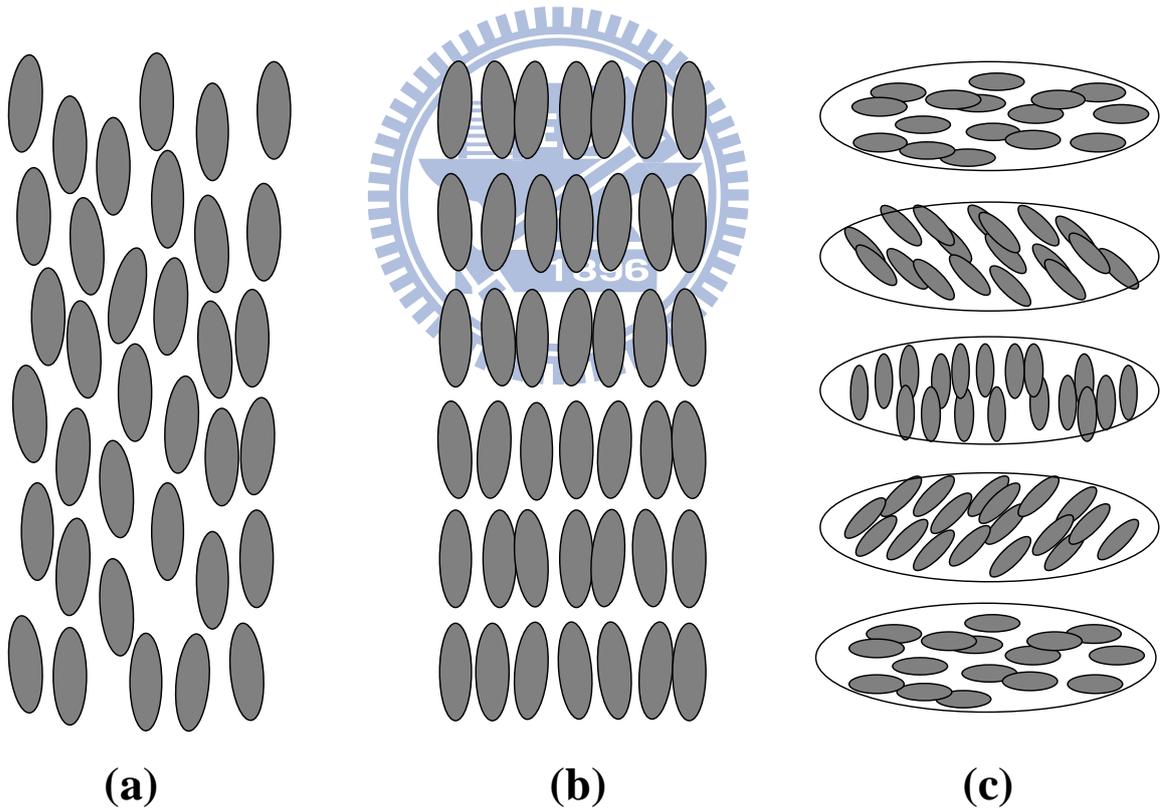
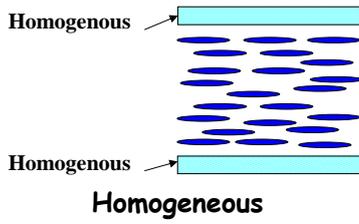
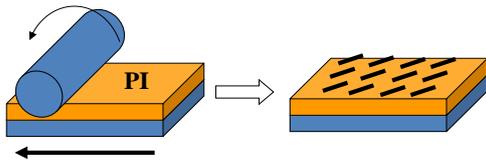


圖 1-1.2 三種液晶之圖示：(a)向列型液晶，(b)層狀型液晶，(c)膽固醇型液晶。

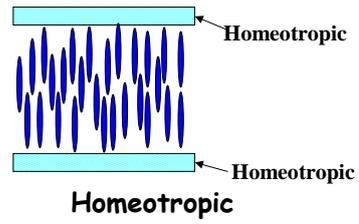
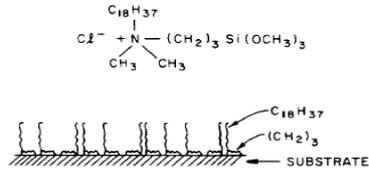
• Rubbing process



(a)

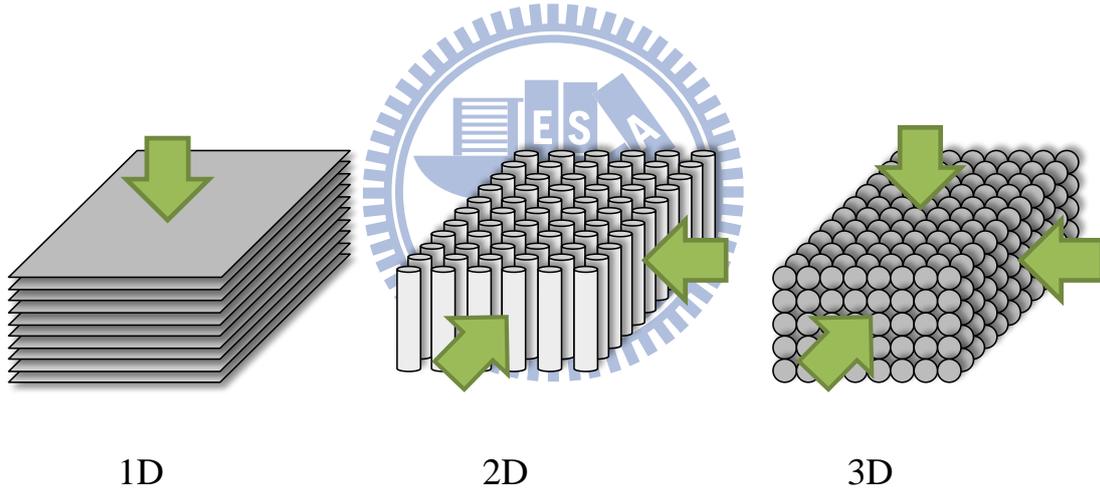
• Coated with surfactant

N,N - dimethyl - N - octadecyl - 3 - aminopropyltrimethoxysilyl chloride (DMOAP)



(b)

圖 1-1.3 液晶的表面配向。(a)水平配向，(b)垂直配向。



1D

2D

3D

圖 1-2.1 光子晶體示意圖。

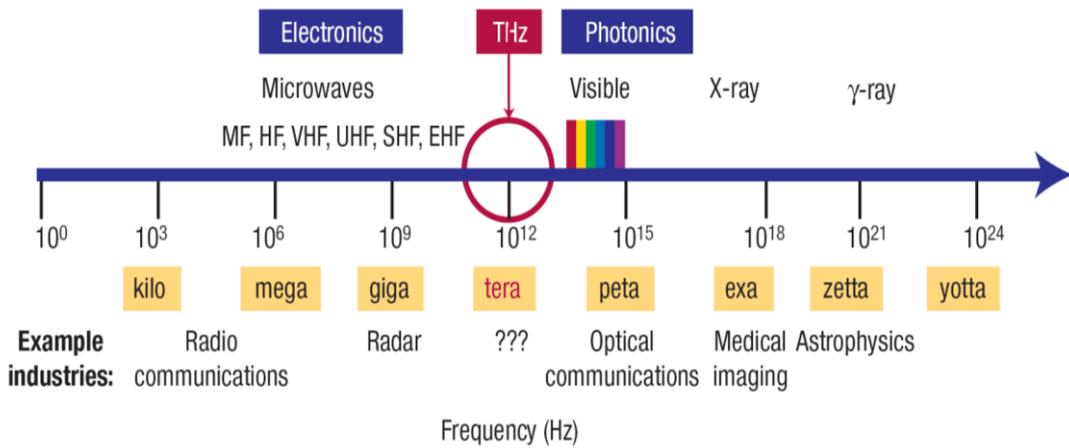


圖 1-3.1 電磁波頻譜與其應用。兆赫波發展相對其他波段晚，因此在工業應用上極具潛力。

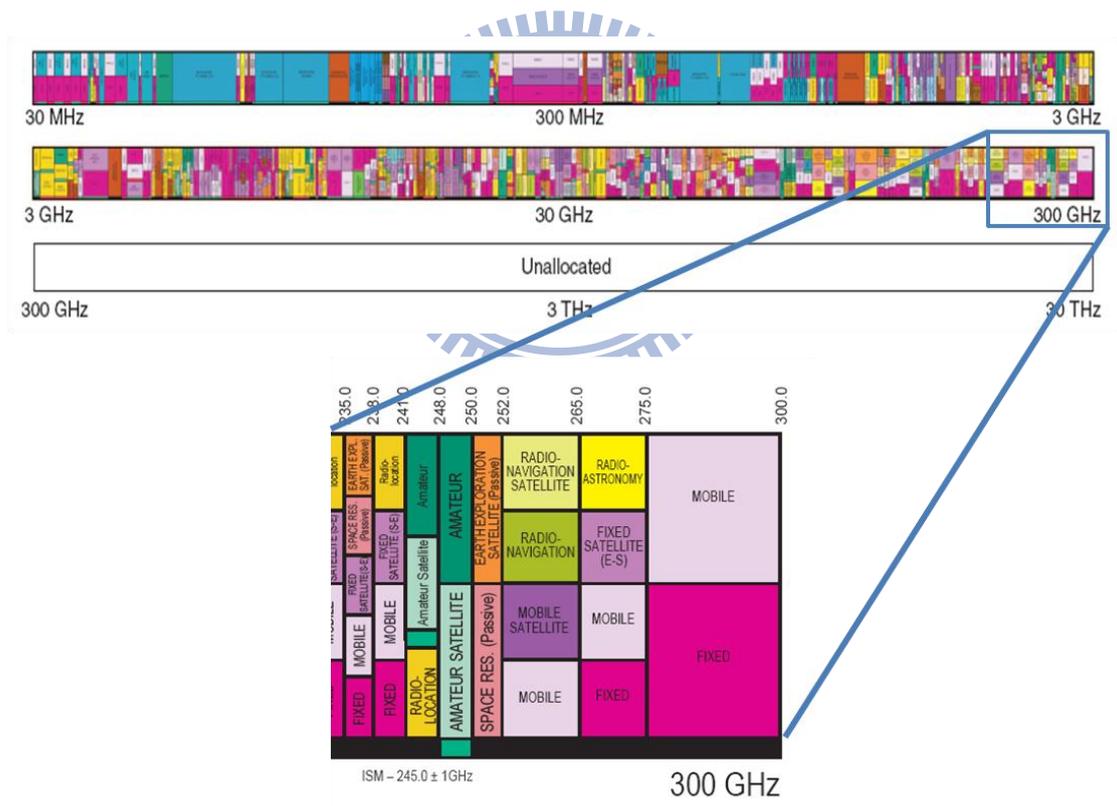


圖 1-3.2 美國聯邦通訊協議所訂定出的電磁波通訊使用規範。

## 第二章 圖片

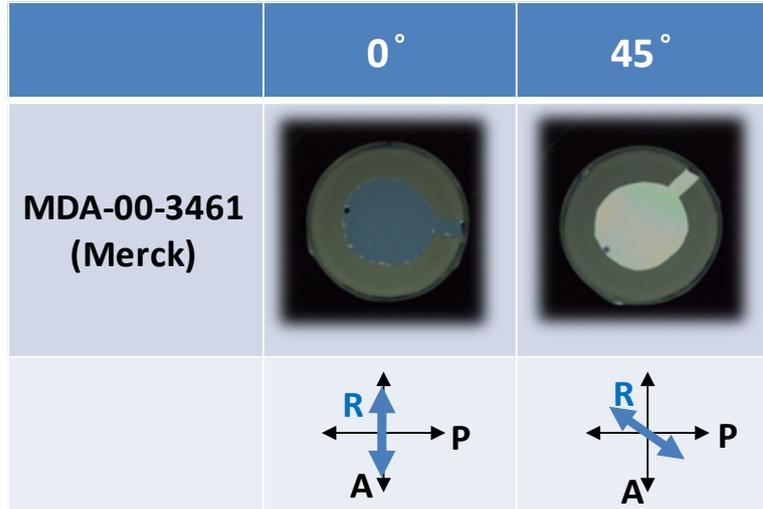


圖 2-1.1 MDA-00-3461 樣品在正交偏振片下旋轉 0 度與 45 度的亮暗變化。

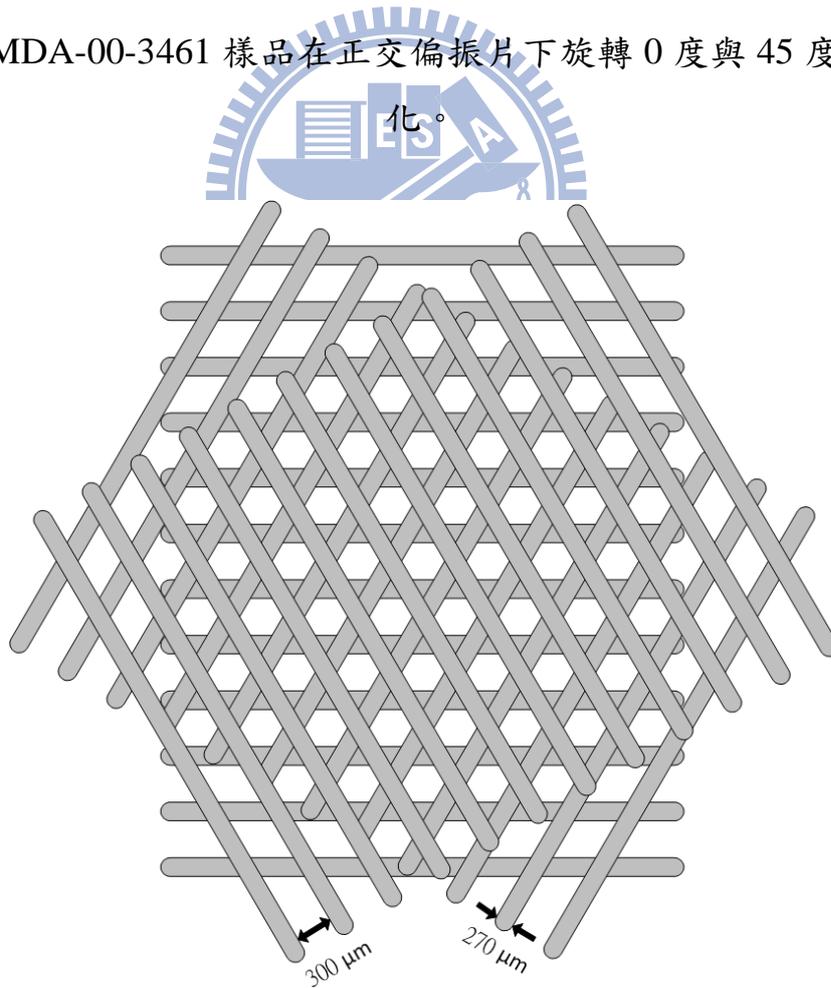


圖 2-2.1 排列出來的六角孔洞結構示意圖。

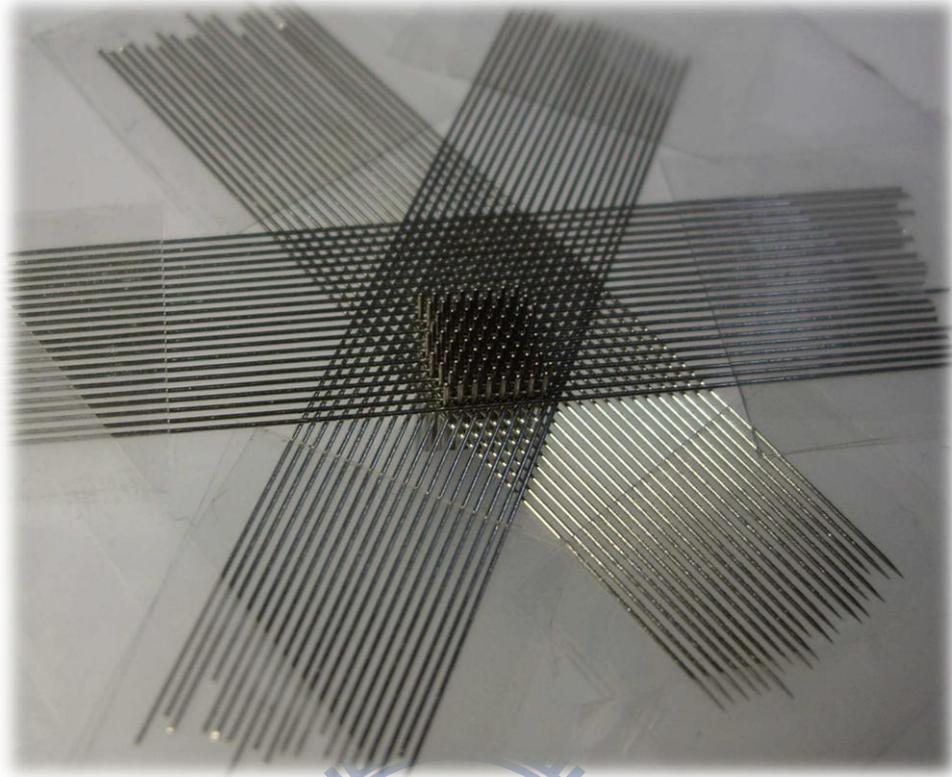


圖 2-2.2 將金屬針插入孔洞結構

示意圖	實際照片

圖 2-2.3 製作完成之金屬光子晶體

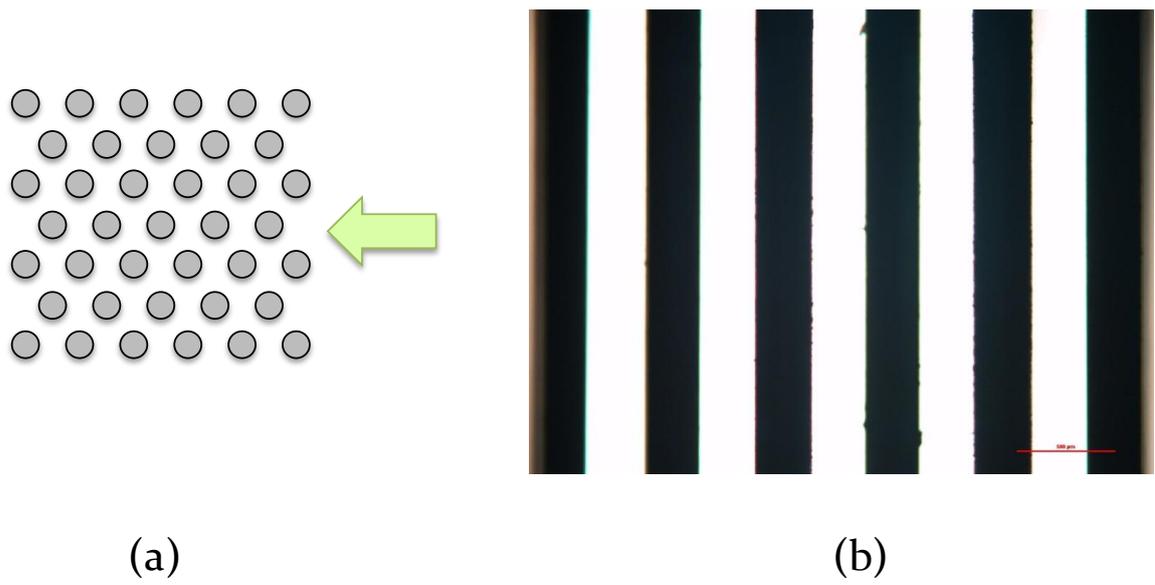


圖 2-2.4 (a)側向拍攝位置示意圖，(b)在顯微鏡下拍攝到的圖。

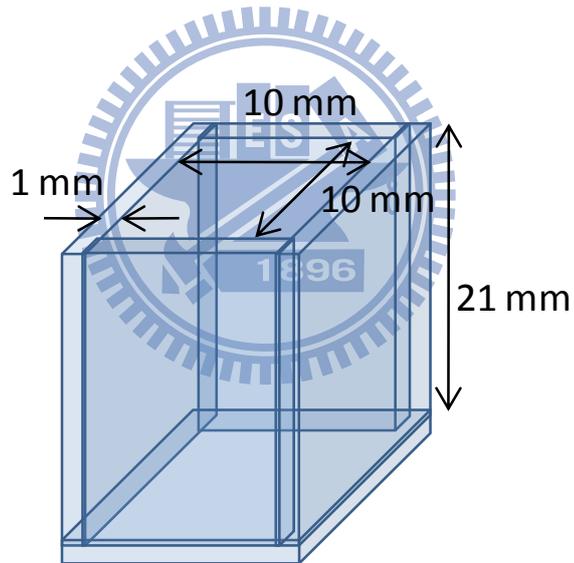


圖 2-2.5 石英玻璃盒。

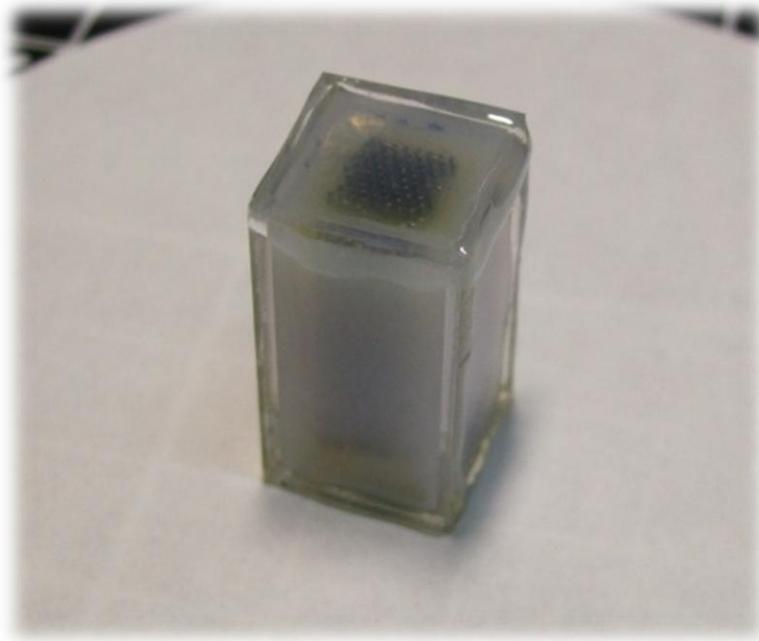


圖 2.2.6 包含液晶之金屬光子晶體樣品圖。

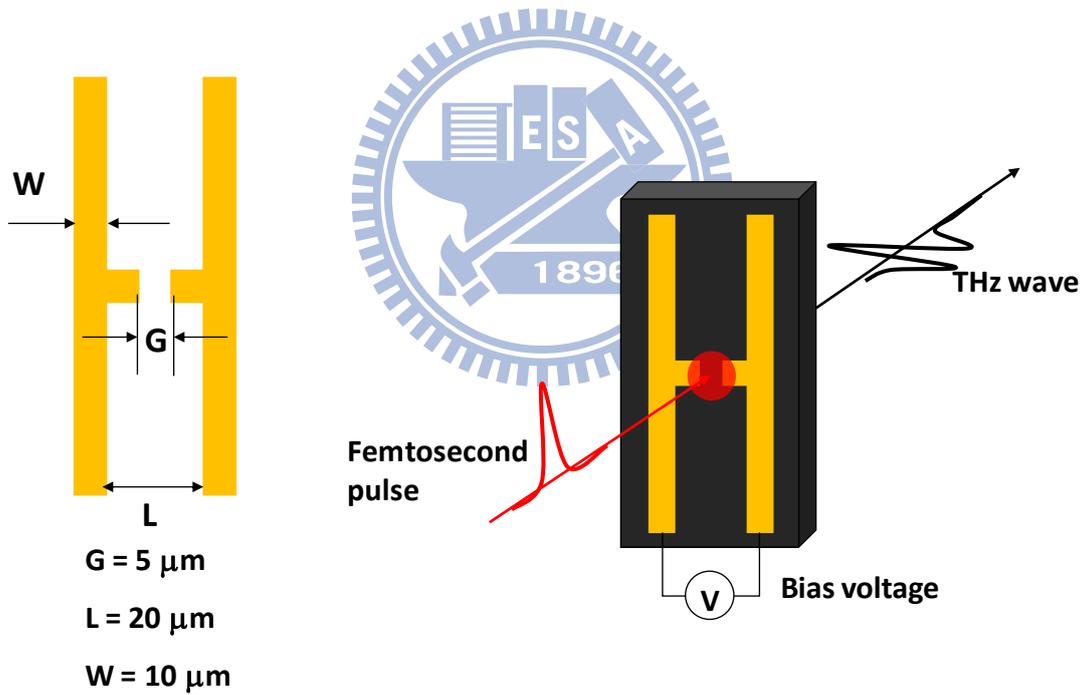


圖 2-3.1 Grischkowsky 形式之光導偶極天線與兆赫波激發示意圖。

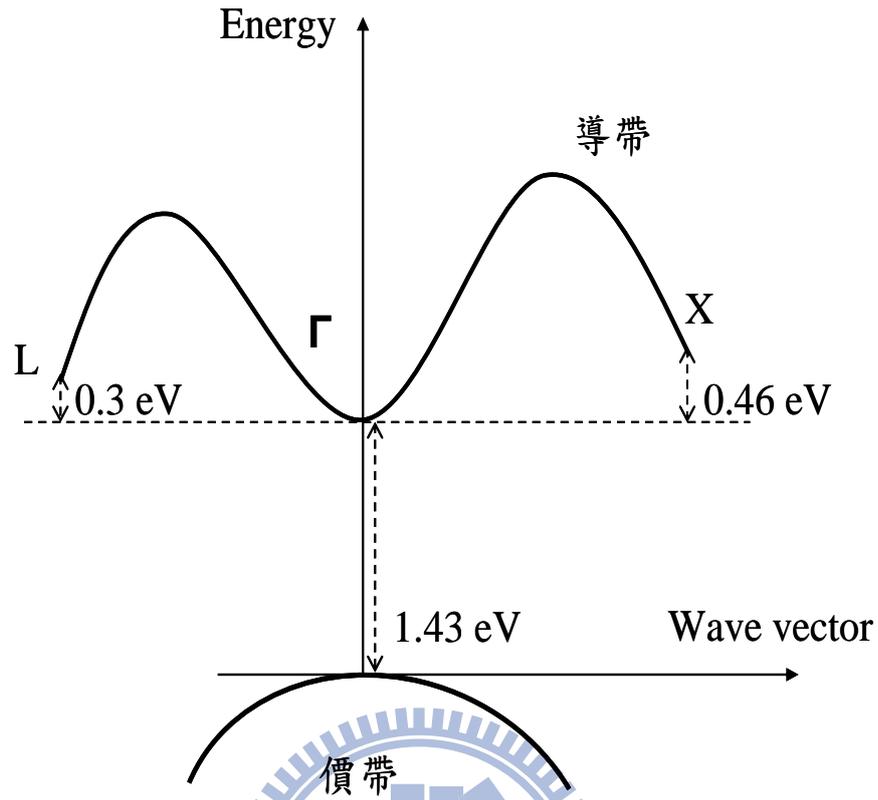


圖 2-3.2 低溫成長之砷化鎵能帶圖。

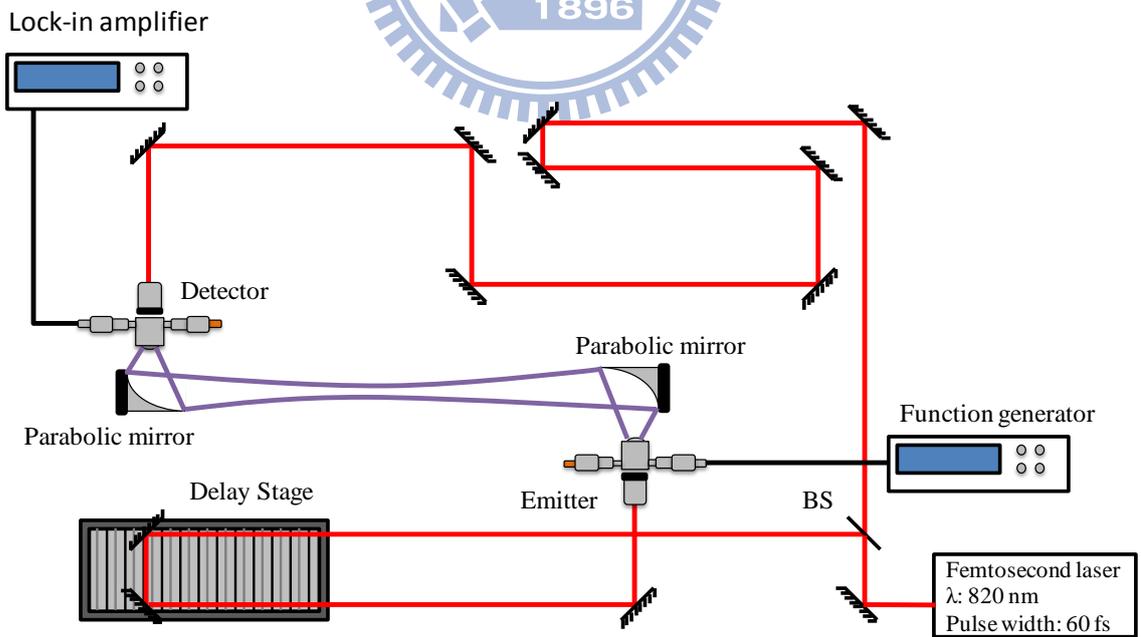


圖 2-3.3 兆赫波系統圖。

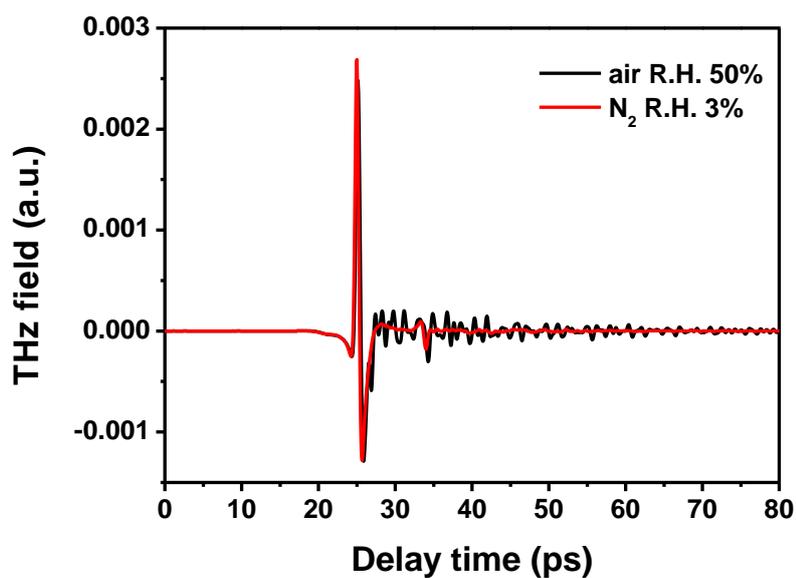


圖 2-3.4 兆赫波時域圖形，圖中黑色線與紅色線分別代表排除水氣前（R.H. 50%）與排除水氣後（R.H. 3%）。

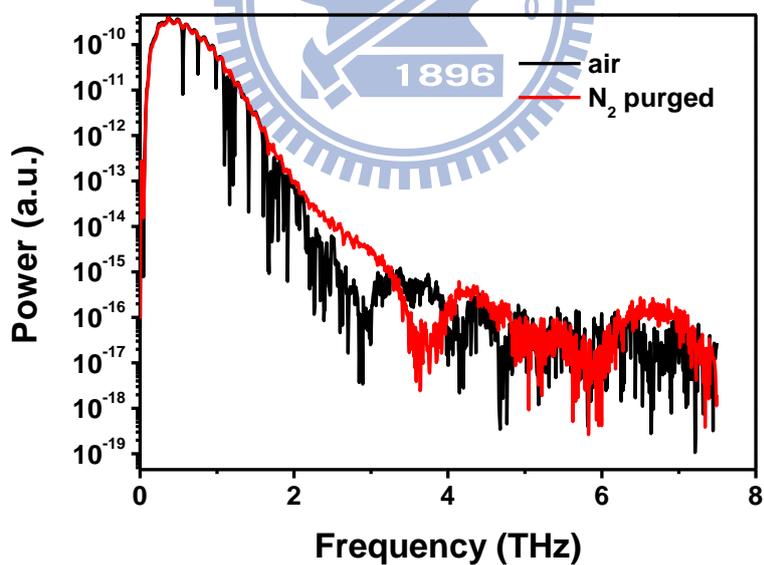


圖 2-3.5 兆赫波頻域圖形，圖中黑色線與紅色線分別代表排除水氣前（R.H. 50%）與排除水氣後（R.H. 3%）。

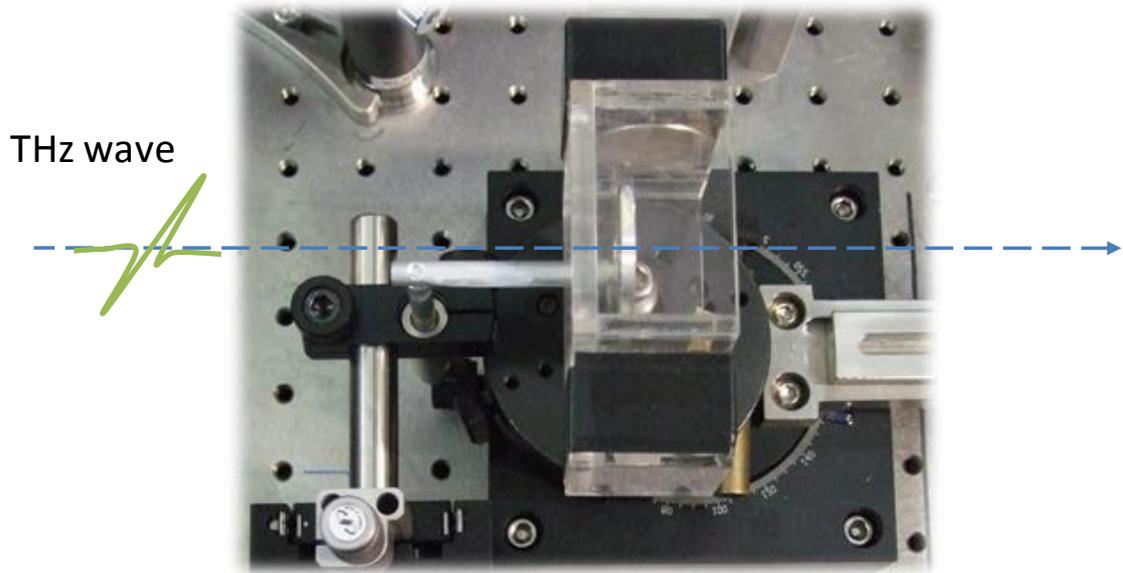


圖 2-4.1 放置磁鐵之壓克力架。

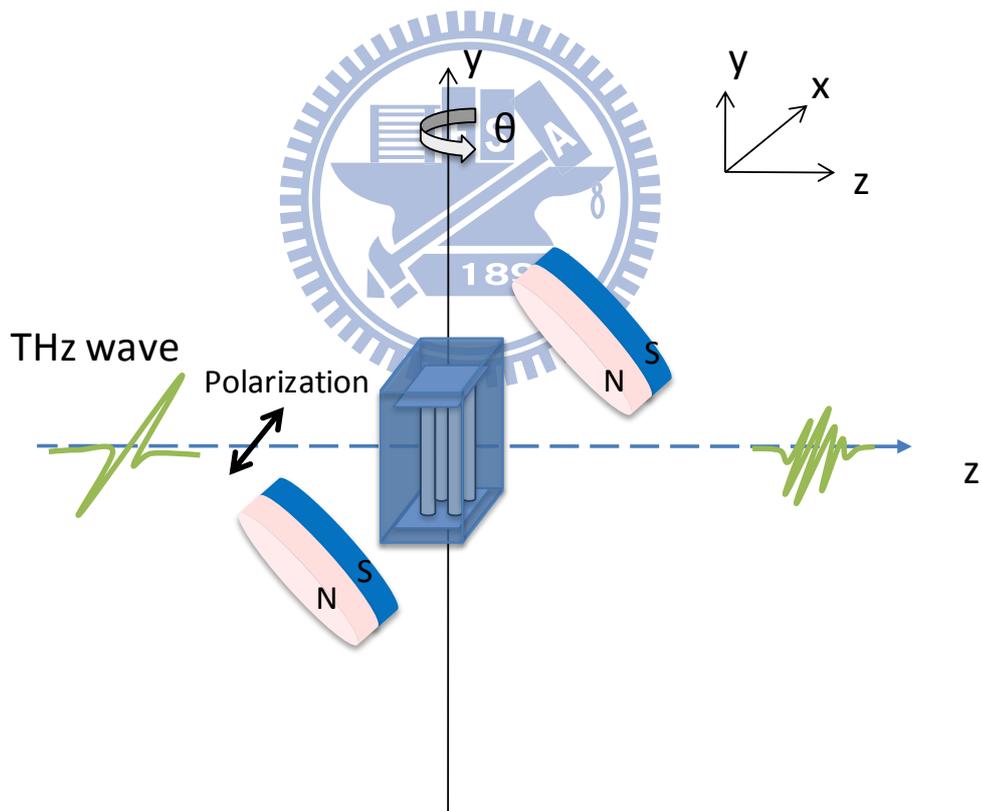


圖 2-4.2 磁控系統示意圖。

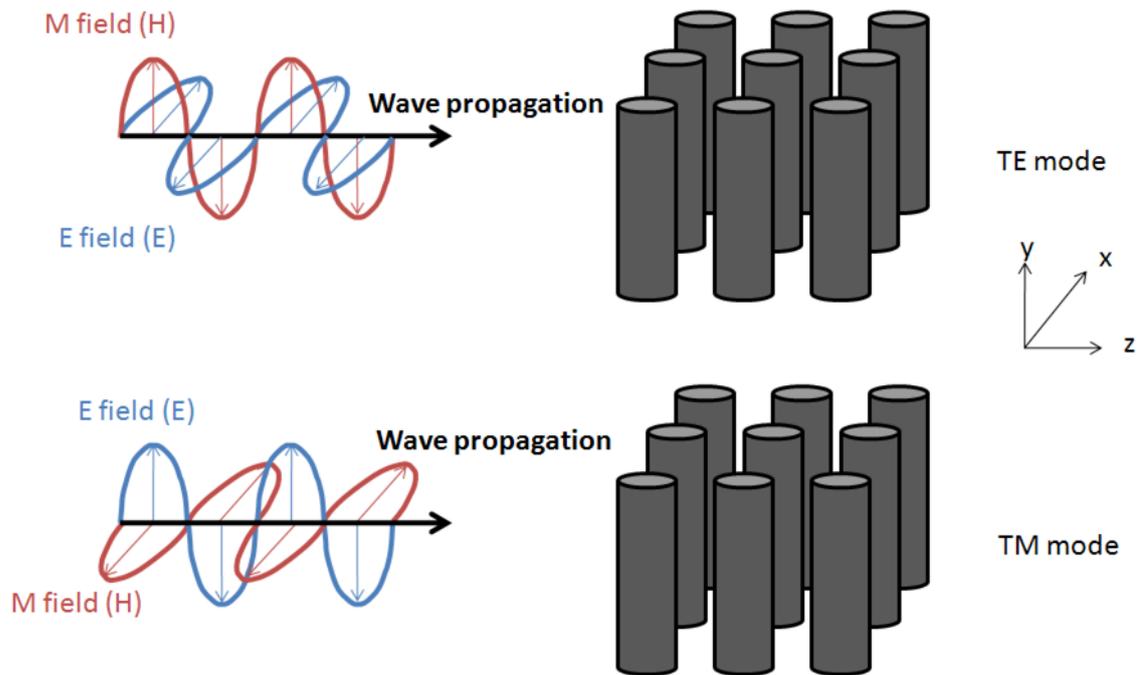


圖 2-5.1 電磁波在二維光子晶體的 TE 波與 TM 波之定義。

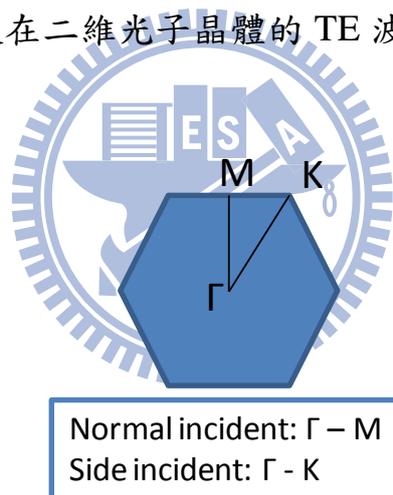


圖 2-5.2 二維六角晶格光子晶體之布里元區與對稱點的方向定義。

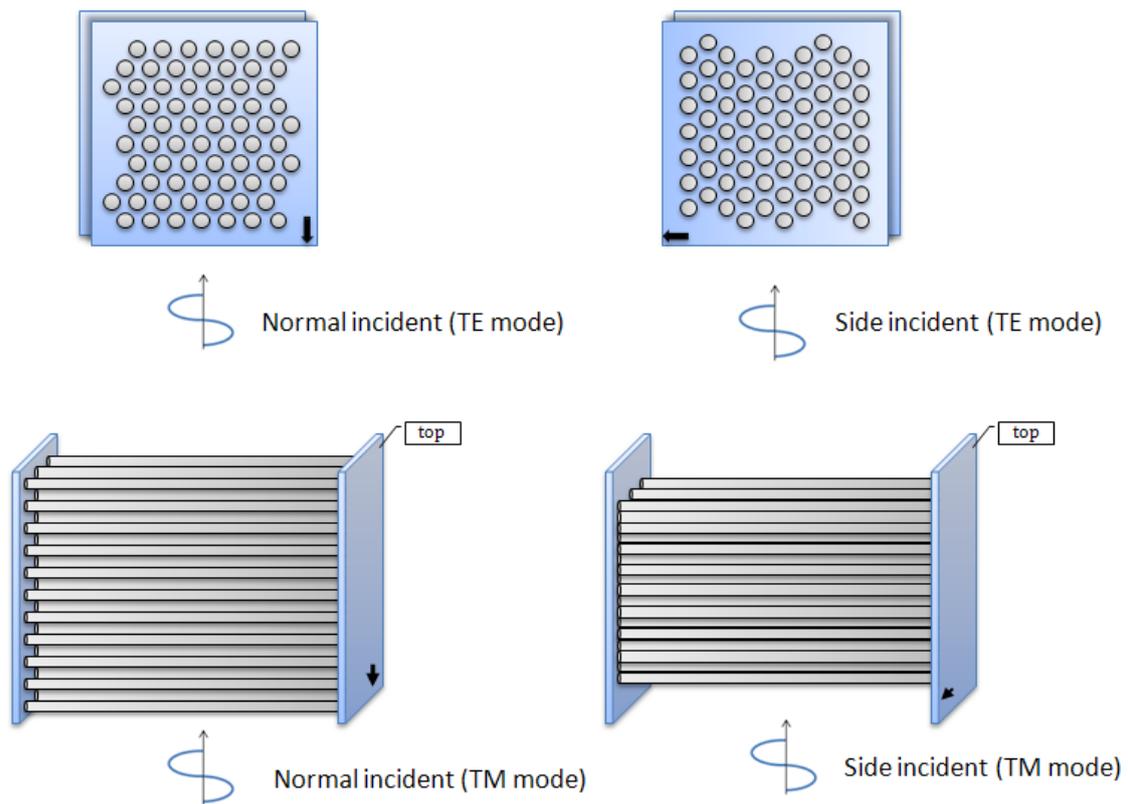


圖 2-5.3 電磁波在不同的入射方向與偏振方向下的量測。

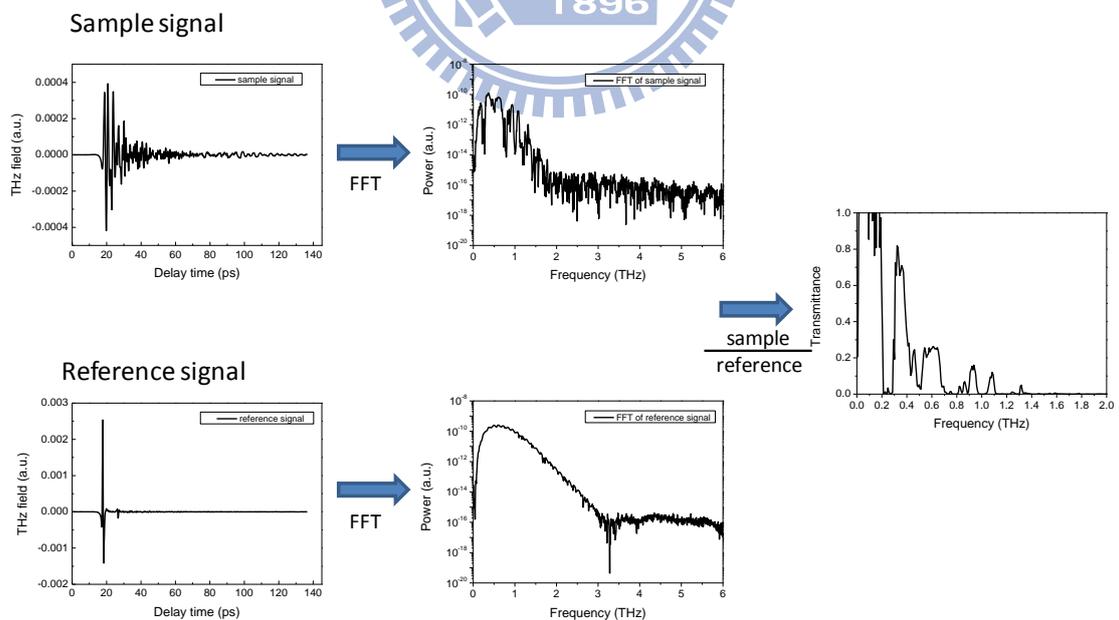


圖 2-5.4 穿透率訊號計算表示圖。

### 第三章 圖片

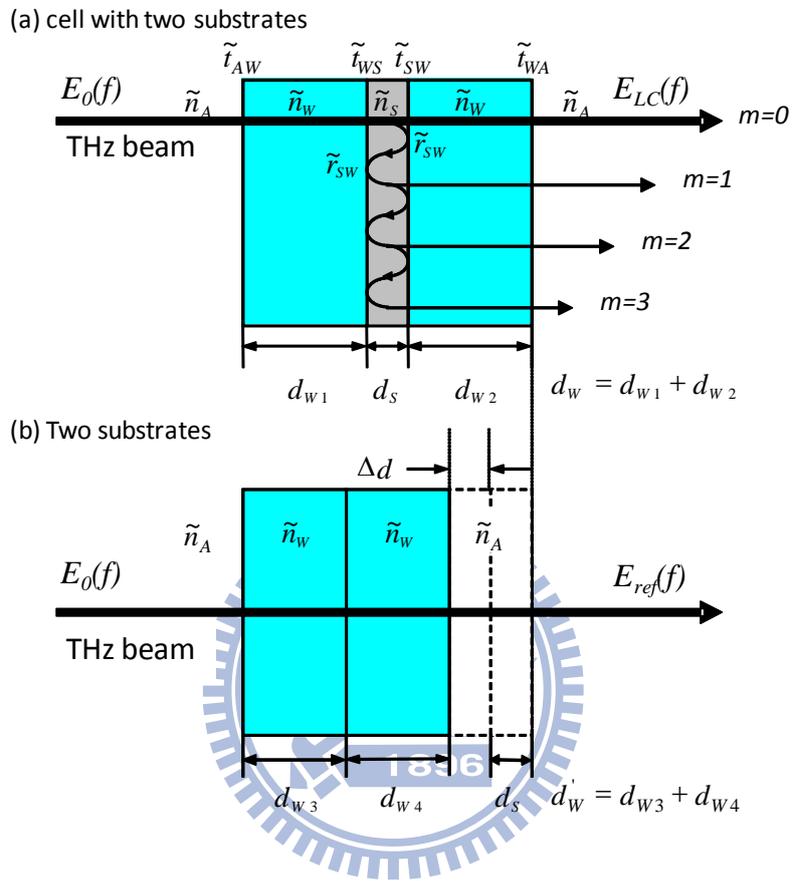


圖 3-1.1 兆赫波經(a)液晶樣品，(b)參考樣品。

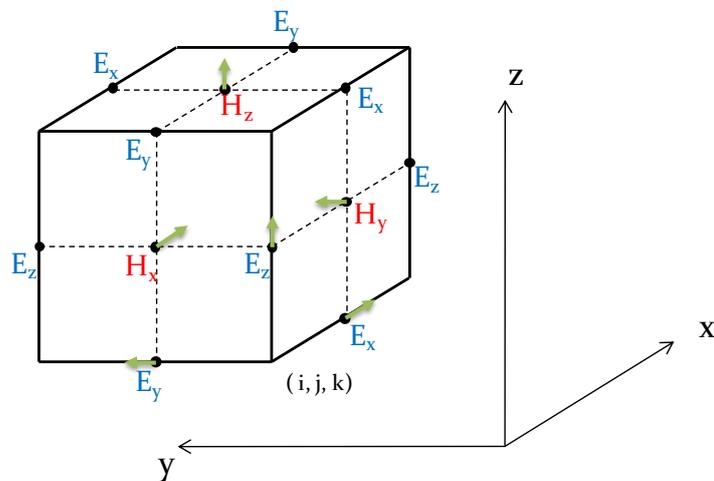


圖 3-2.1 三維 Yee 晶格。

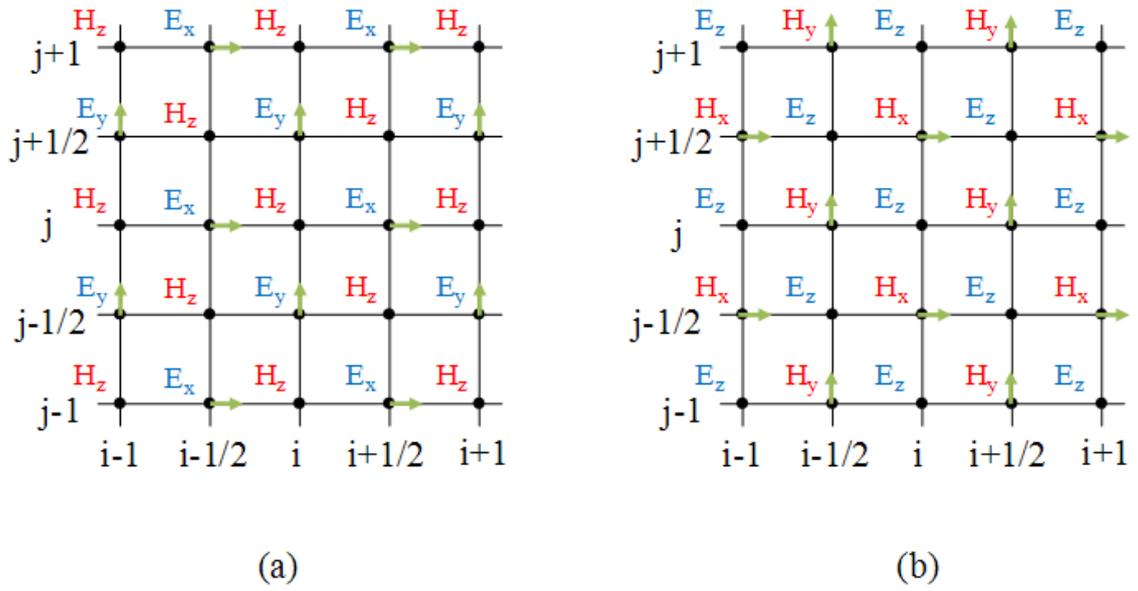


圖 3-2.2 二維 Yee 晶格(a)TE 波，(b)TM 波。

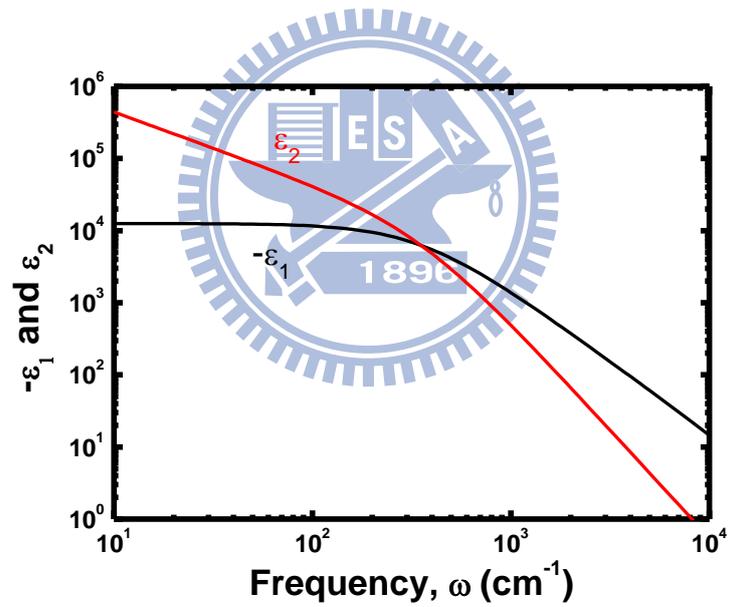


圖 3-3.1 鎳金屬在不同波段下的相對介電係數。

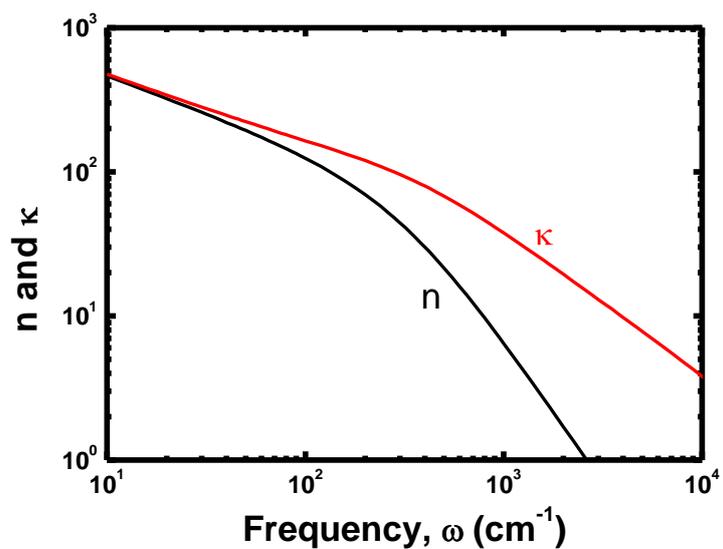


圖 3-3.2 鎳金屬在不同波段下的折射率。

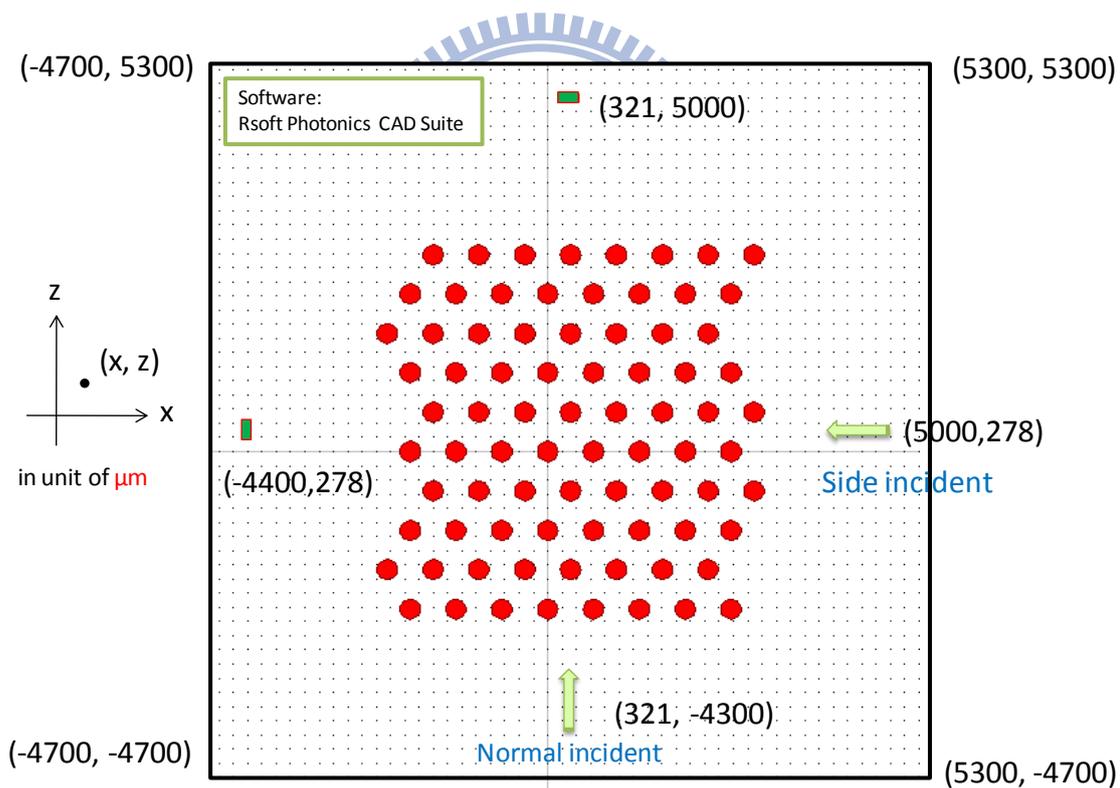
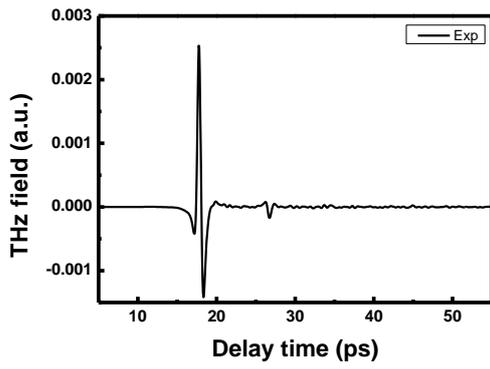
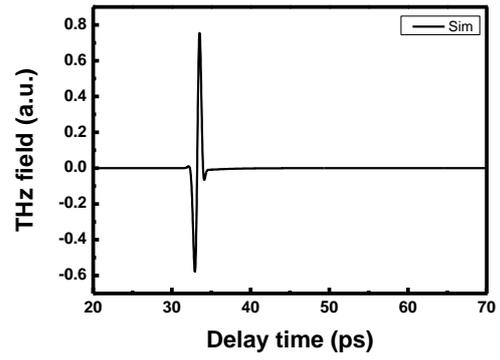


圖 3-3.3 模擬的結構圖。

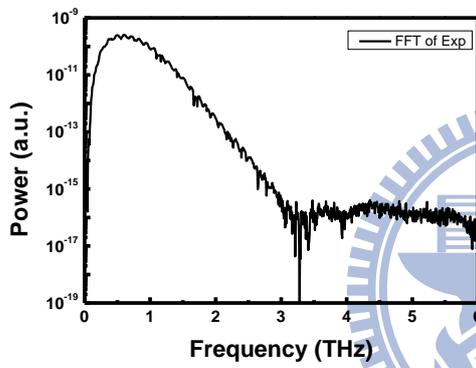


(a)

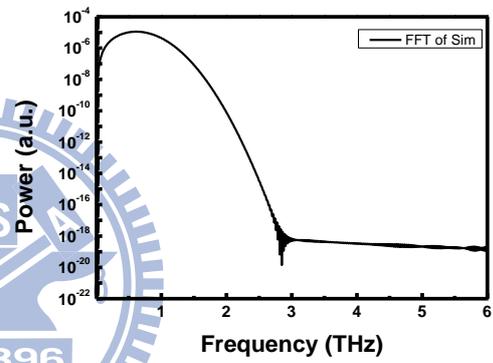


(b)

圖 3-3.4 兆赫波時域訊號(a)實驗結果，(b)模擬結果。



(a)



(b)

圖 3-3.5 兆赫波頻域訊號(a)實驗結果，(b)模擬結果。

## 第四章 圖片

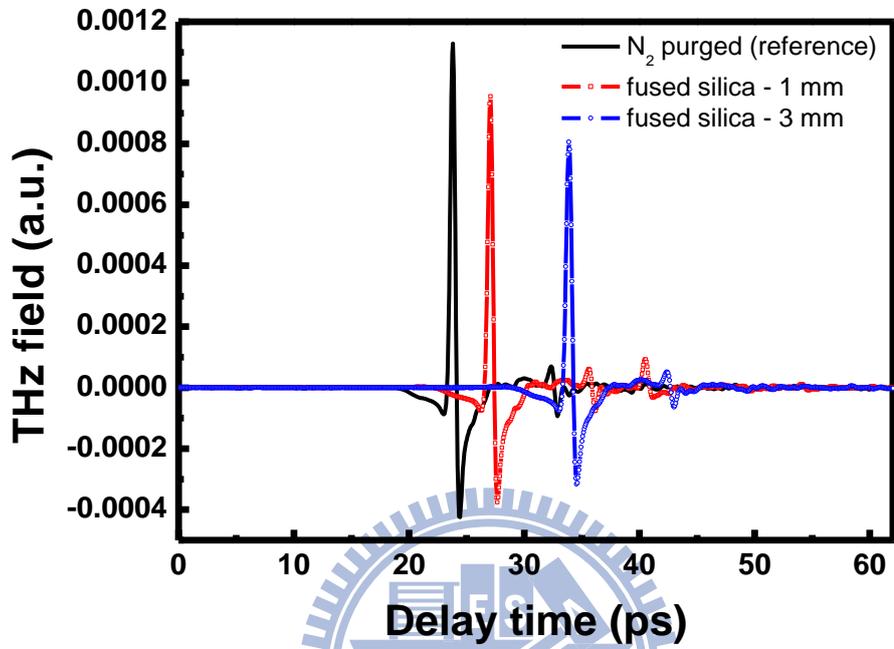


圖 4-1.1 石英玻璃的兆赫波時域訊號。

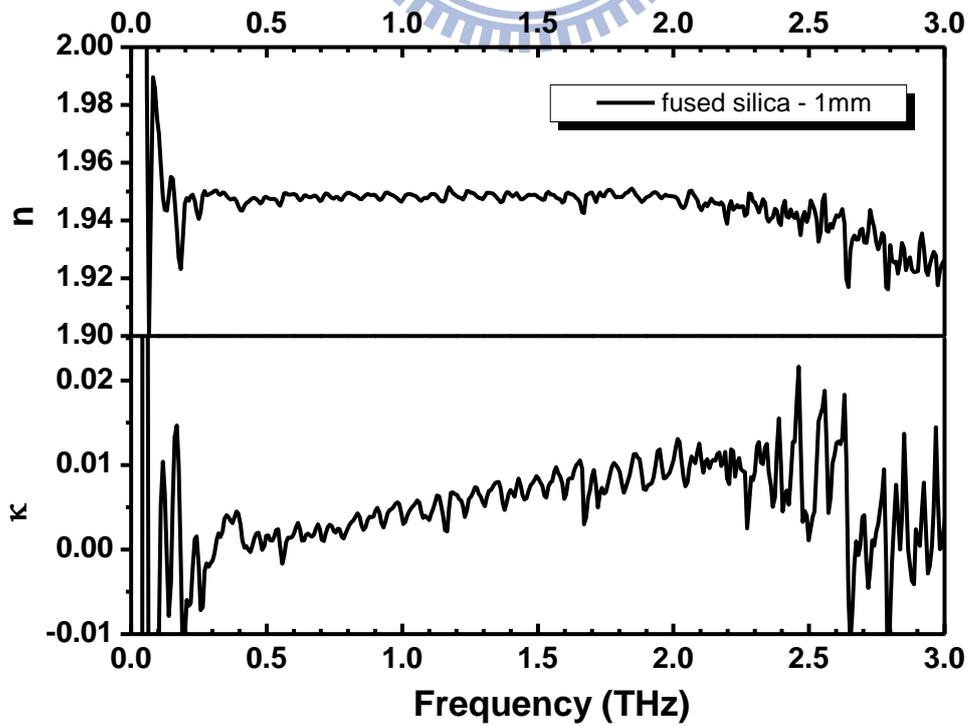


圖 4-1.2 厚度為 1mm 之石英玻璃折射率分析結果。

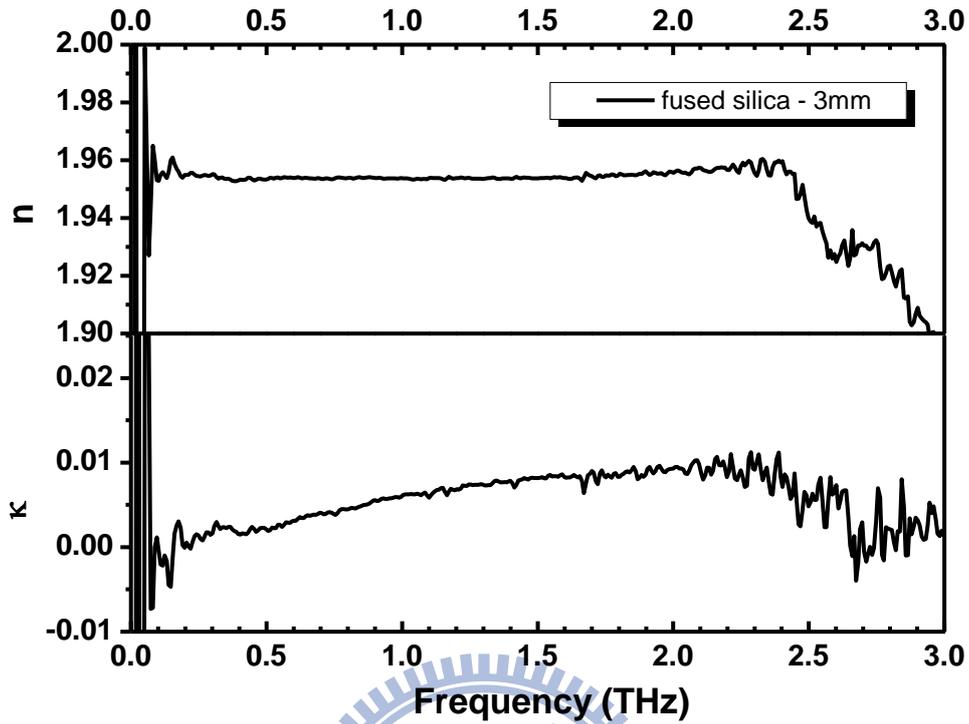


圖 4-1.3 厚度為 3mm 之石英玻璃折射率分析結果。

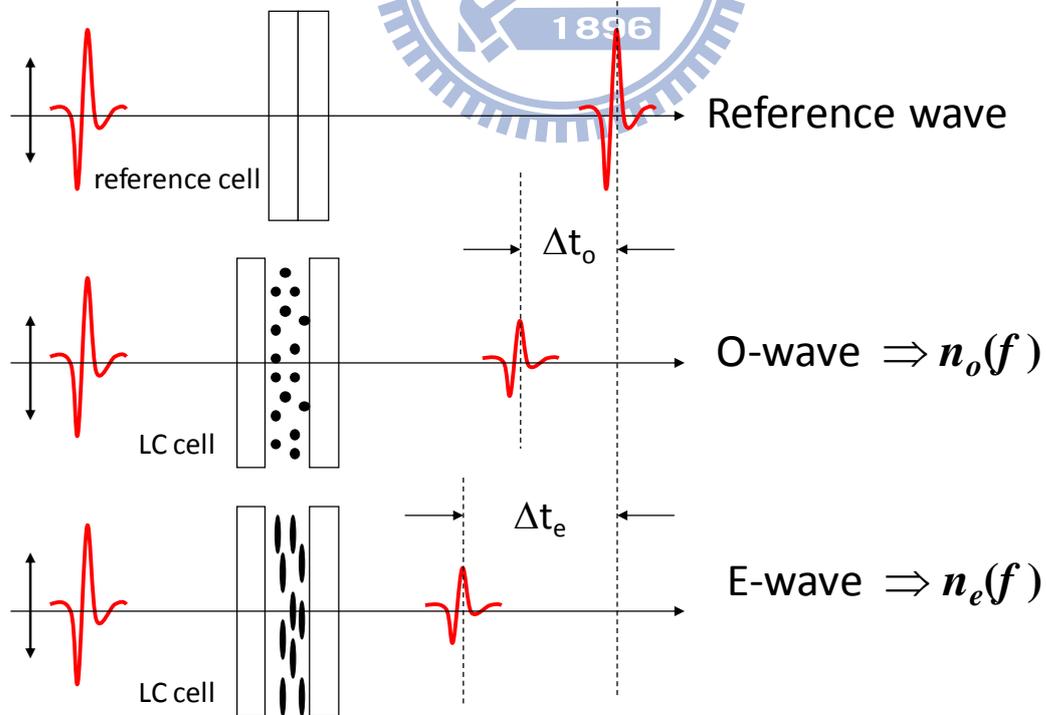


圖 4-1.4 液晶折射率量測示意圖。

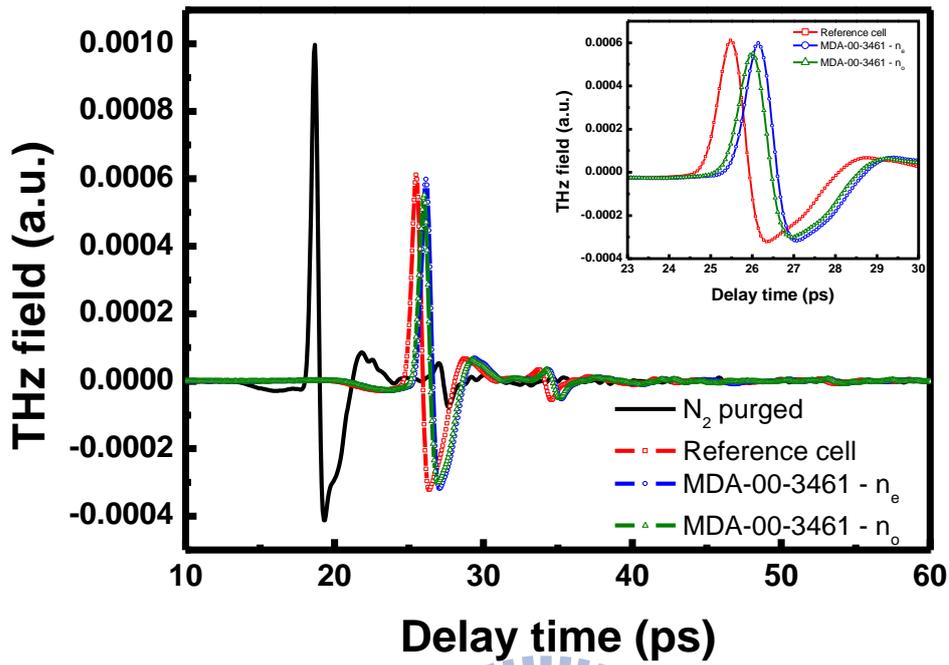


圖 4-1.5 液晶樣品與參考樣品的時域訊號。

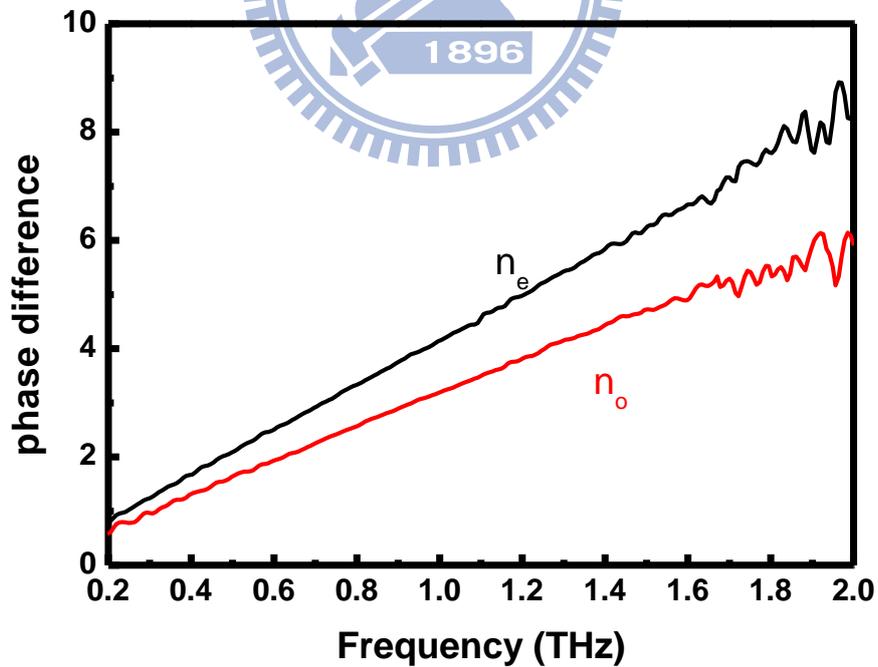


圖 4-1.6 液晶樣品在尋常光與非尋常光下與參考樣品的相位差。

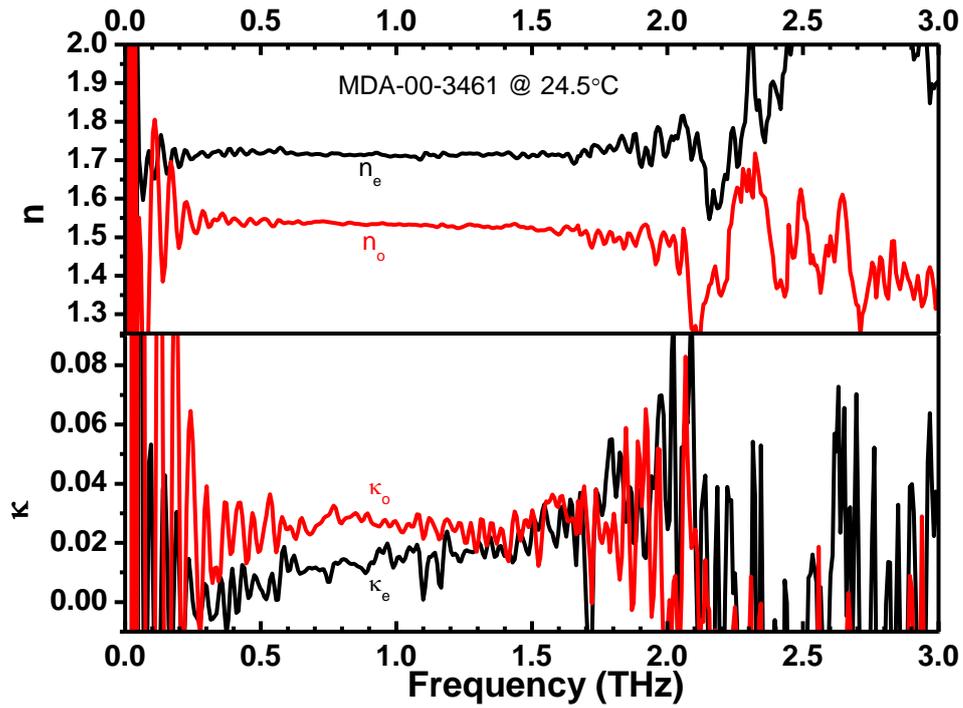


圖 4-1.7 向列型液晶 MDA-00-3461 實部與虛部折射率分析結果。

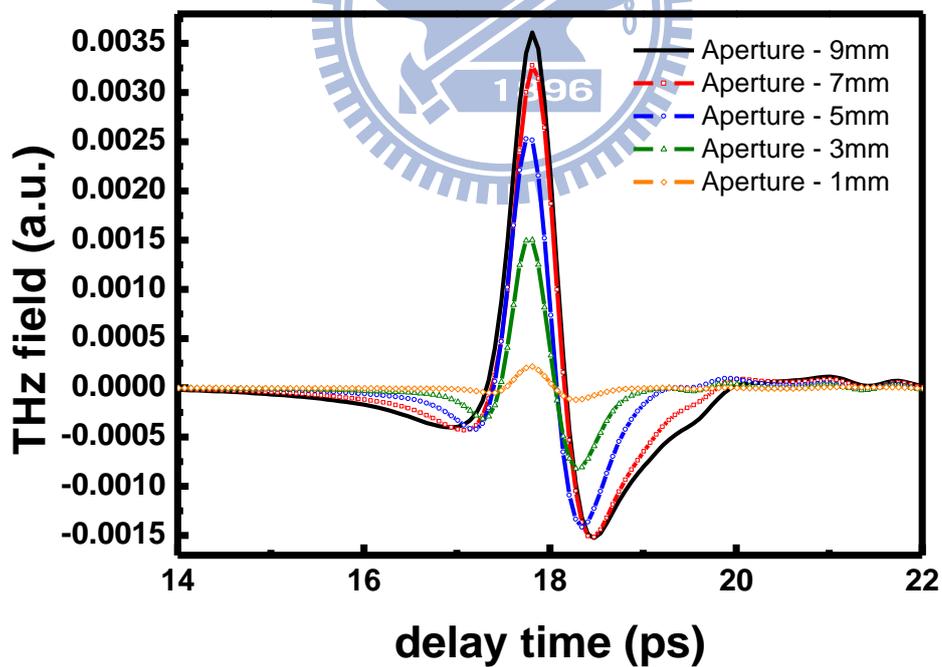


圖 4-2.1 不同光圈大小下兆赫波時域圖形。

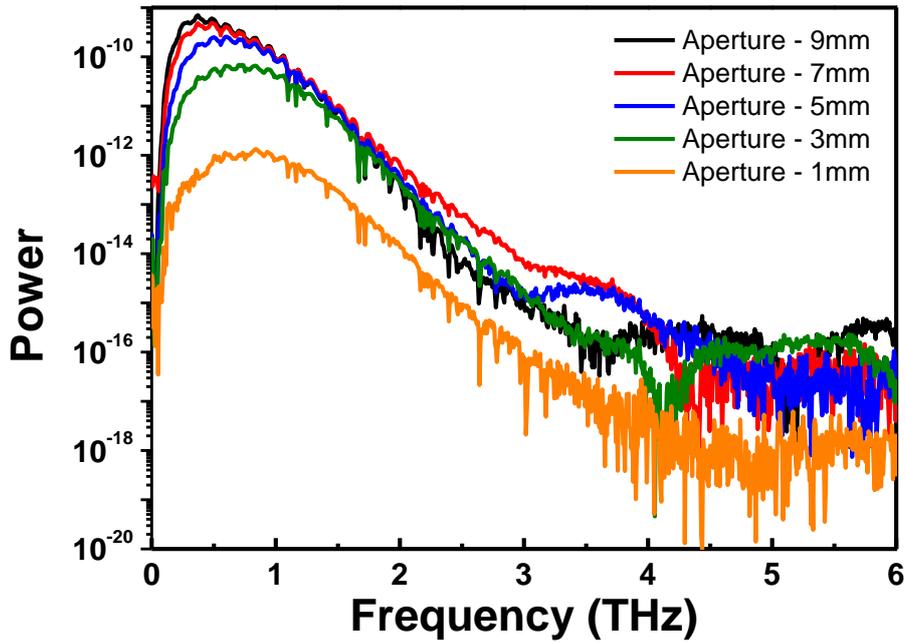


圖 4-2.2 不同光圈大小下兆赫波頻域圖形。

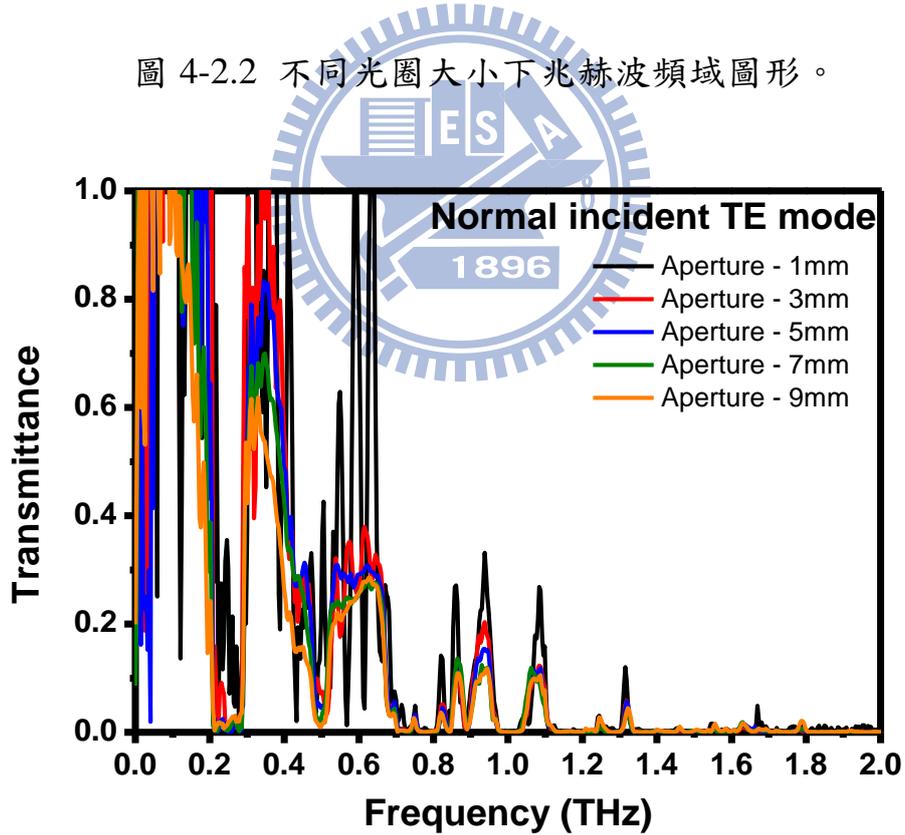


圖 4-2.3 實驗中金屬光子晶體在不同光圈大小下正向入射 TE 波之穿透頻譜圖。

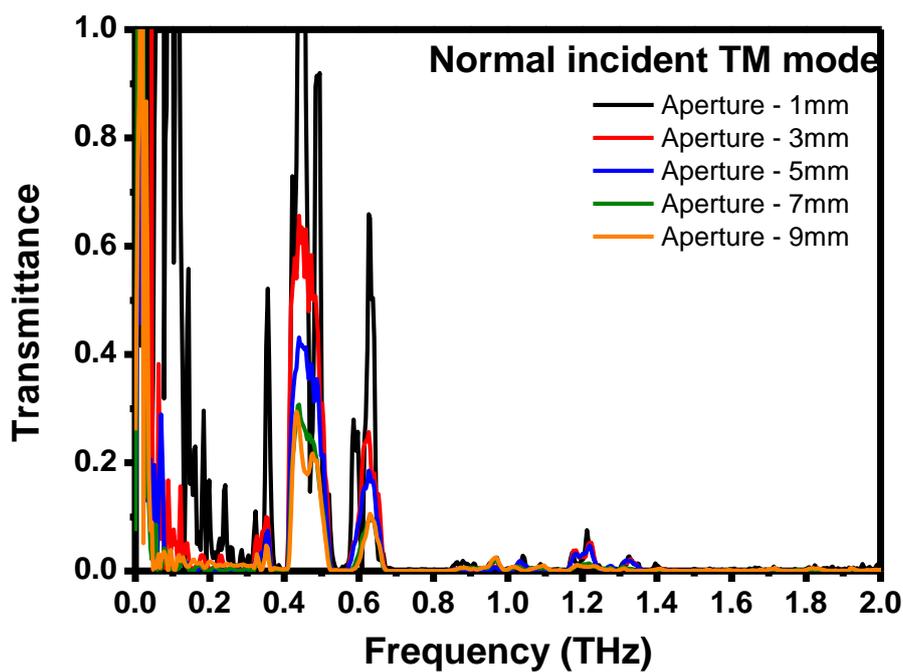


圖 4-2.4 實驗中金屬光子晶體在不同光圈大小下正向入射 TM 波之穿透頻譜圖。

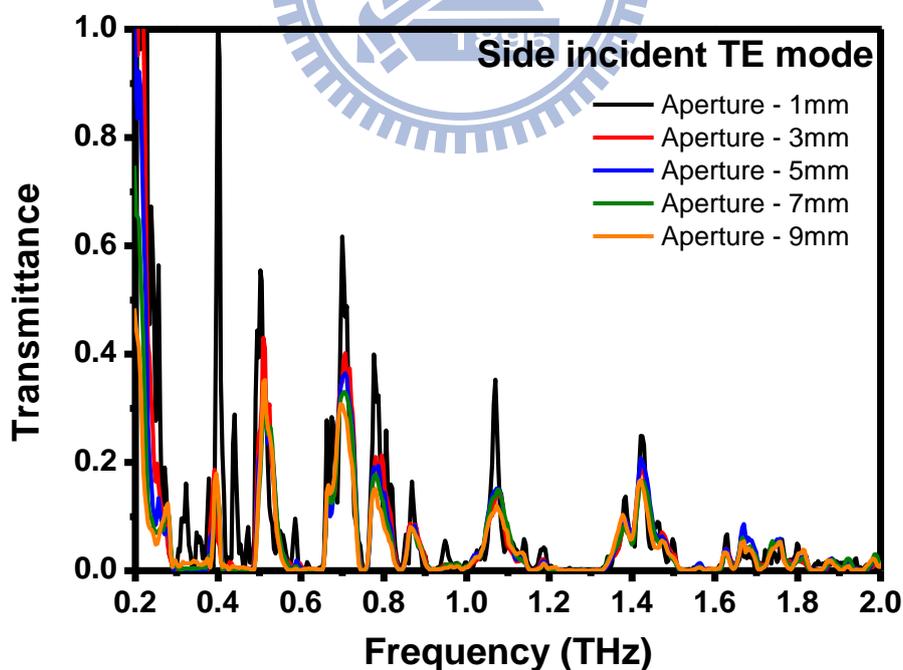


圖 4-2.5 實驗中金屬光子晶體在不同光圈大小下側向入射 TE 波之穿透頻譜圖。

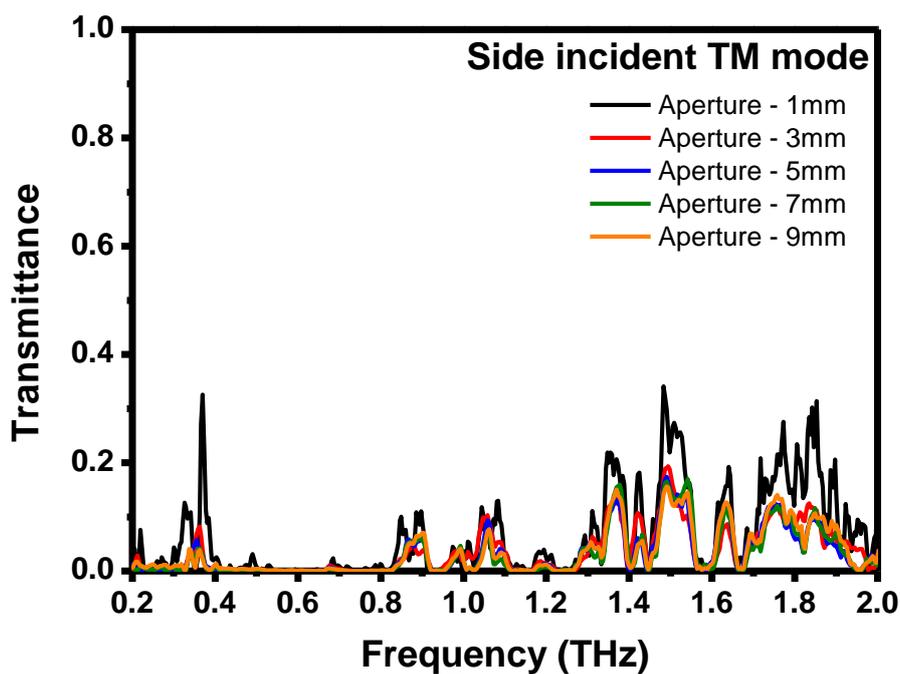


圖 4-2.6 實驗中金屬光子晶體在不同光圈大小下側向入射 TM 波之穿透頻譜圖。

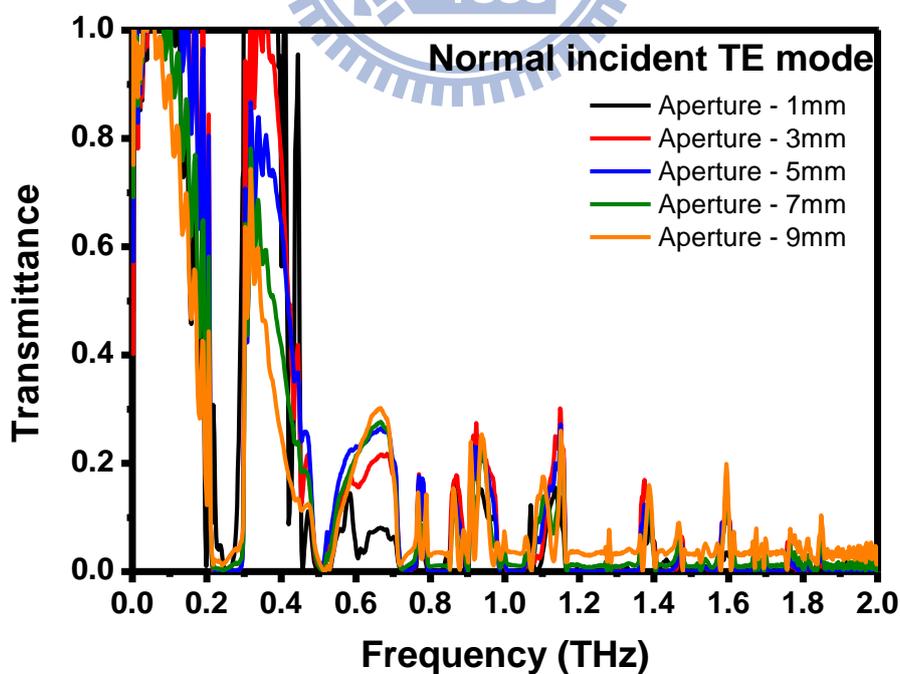


圖 4-2.7 模擬中金屬光子晶體在不同光圈大小下正向入射 TE 波之穿透頻譜圖。

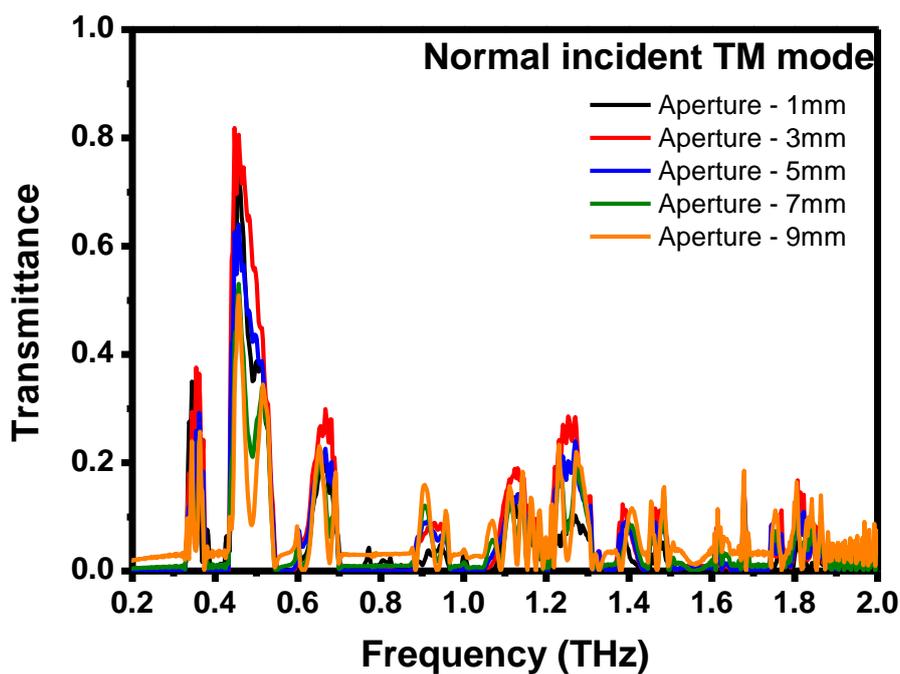


圖 4-2.8 模擬中金屬光子晶體在不同光圈大小下正向入射 TM 波之穿透  
頻譜圖。

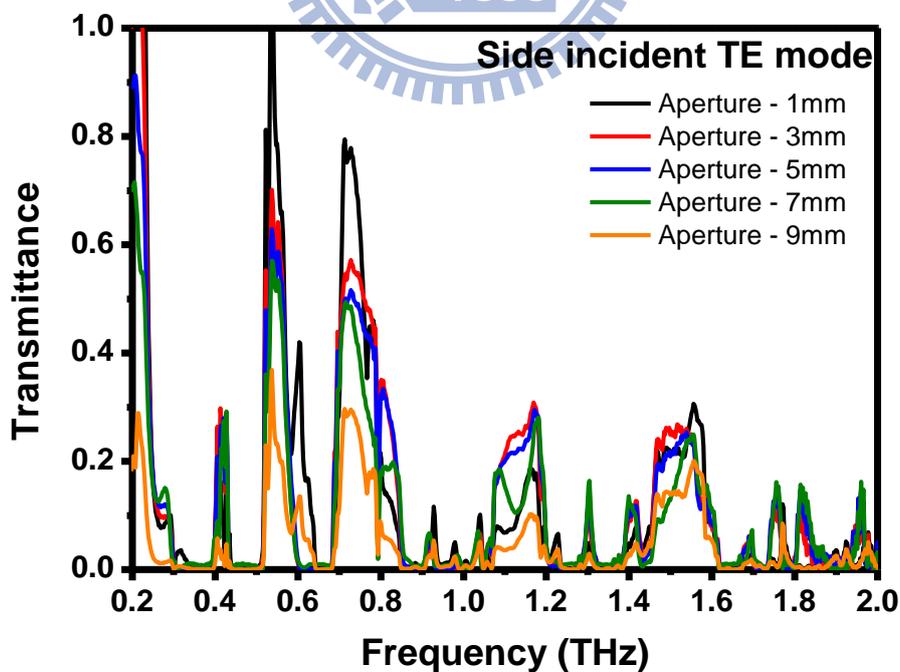


圖 4-2.9 模擬中金屬光子晶體在不同光圈大小下側向入射 TE 波之穿透  
頻譜圖。

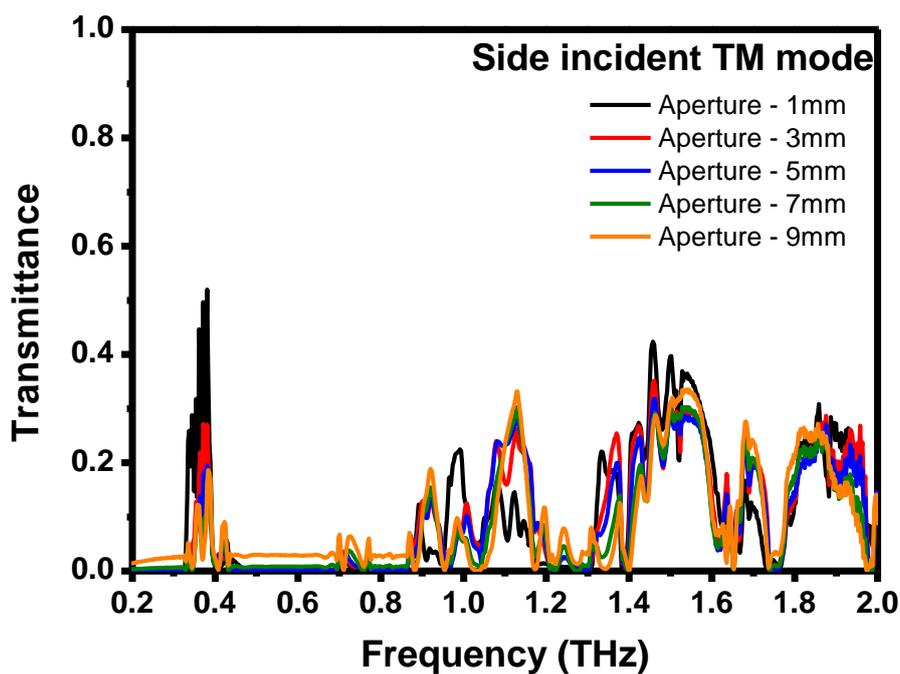


圖 4-2.10 模擬中金屬光子晶體在不同光圈大小下側向入射 TM 波之穿透頻譜圖。

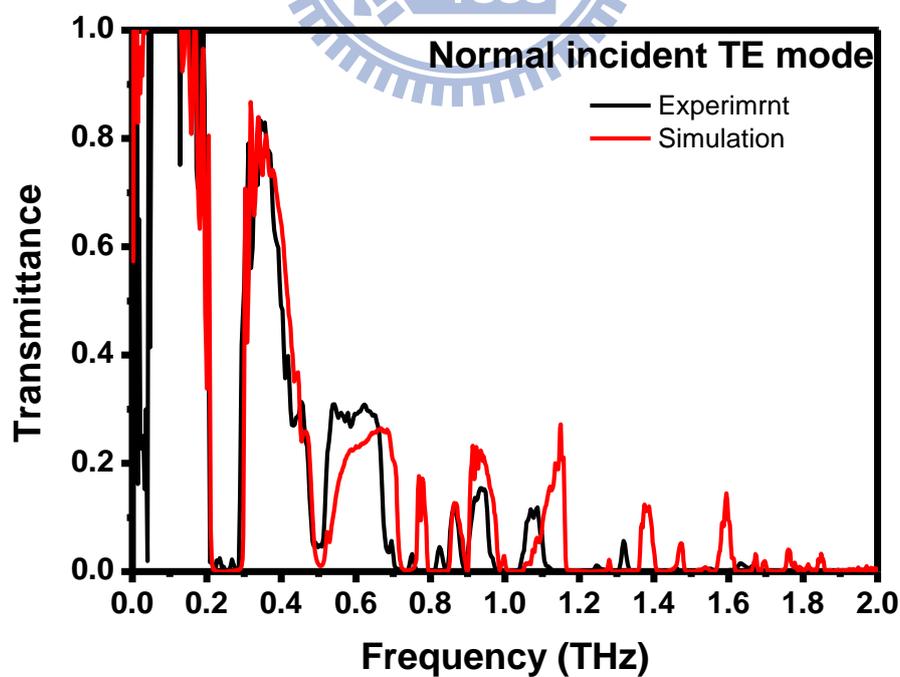


圖 4-2.11 金屬光子晶體在光圈大小為 5 mm 下正向入射 TE 波實驗與模擬比較。

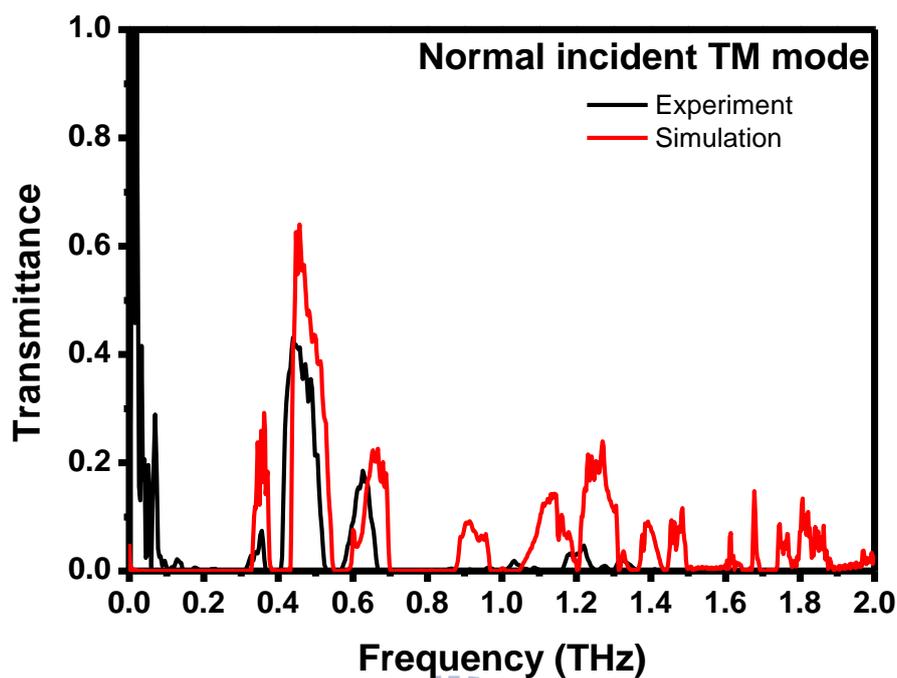


圖 4-2.12 金屬光子晶體在光圈大小為 5 mm 下正向入射 TM 波實驗與模擬比較。

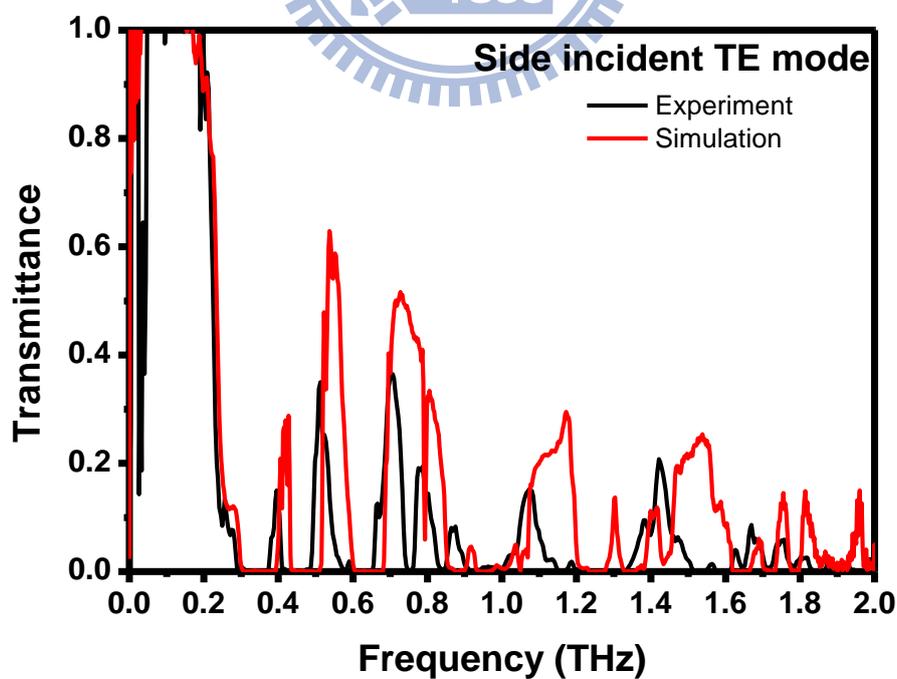


圖 4-2.13 金屬光子晶體在光圈大小為 5 mm 下側向入射 TE 波實驗與模擬比較。

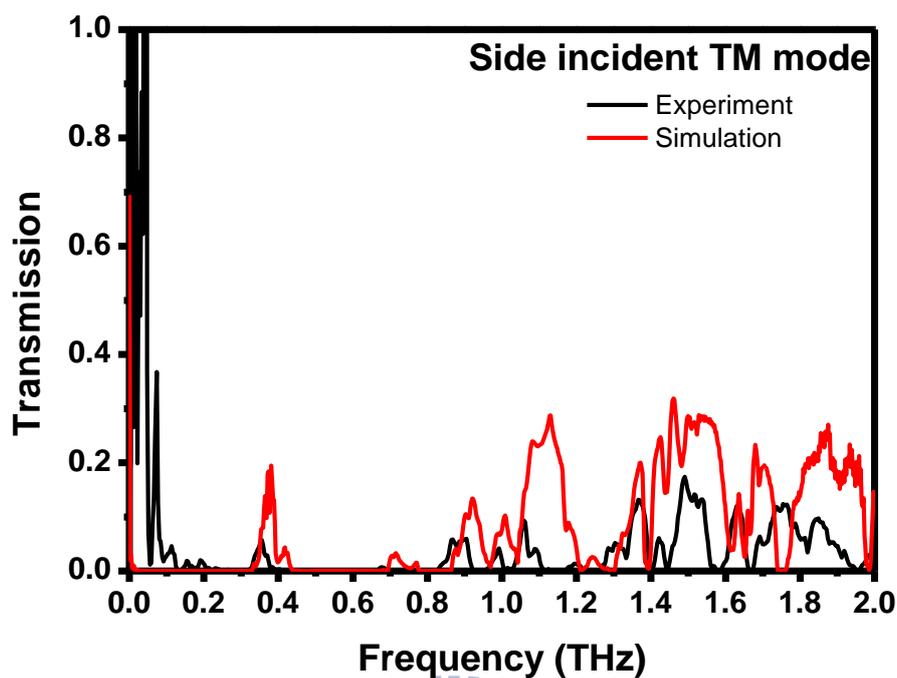


圖 4-2.14 金屬光子晶體在光圈大小為 5 mm 下側向入射 TM 波實驗與模擬比較。

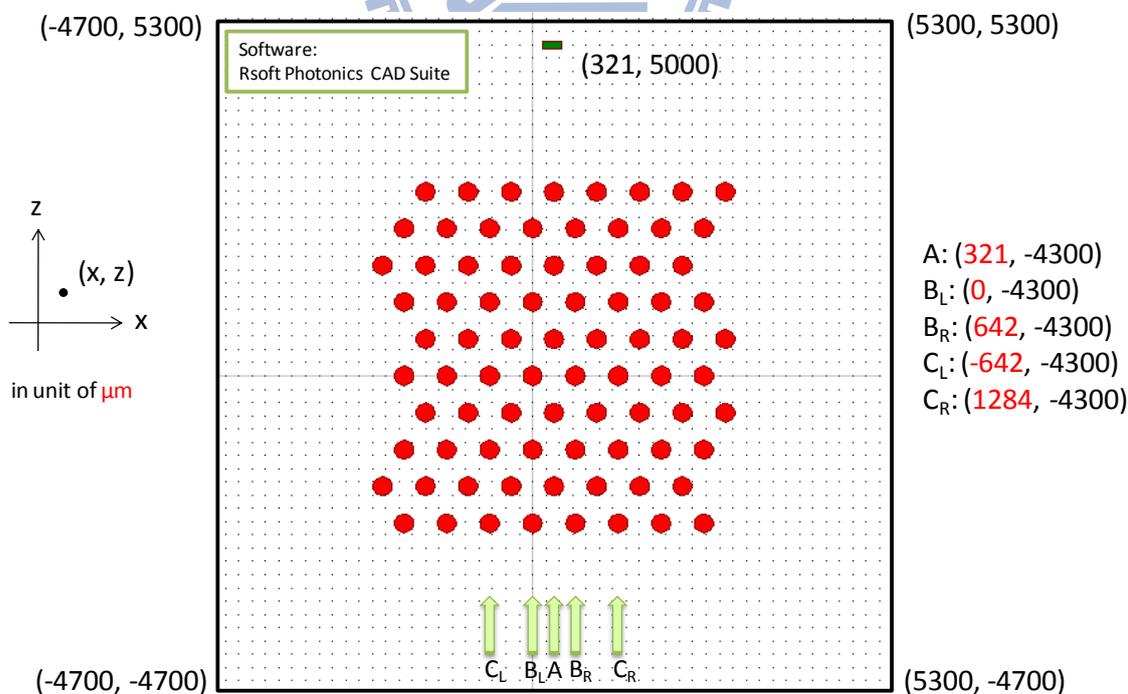


圖 4-2.15 改變兆赫波入射位置之模擬結構圖。

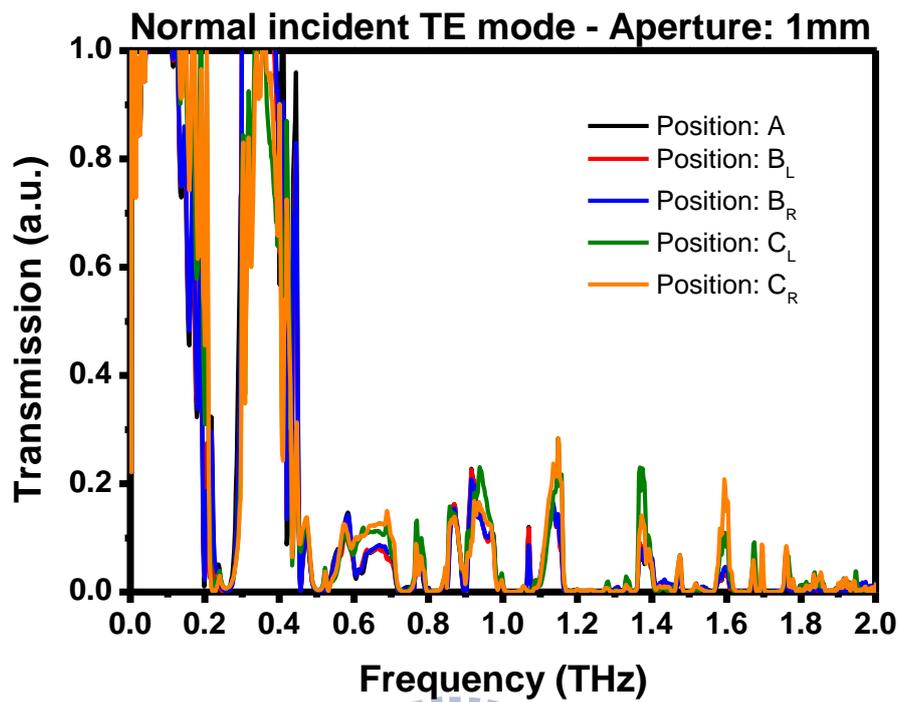


圖 4-2.16 光圈為 1 mm 下兆赫波於不同入射位置之穿透頻譜圖。

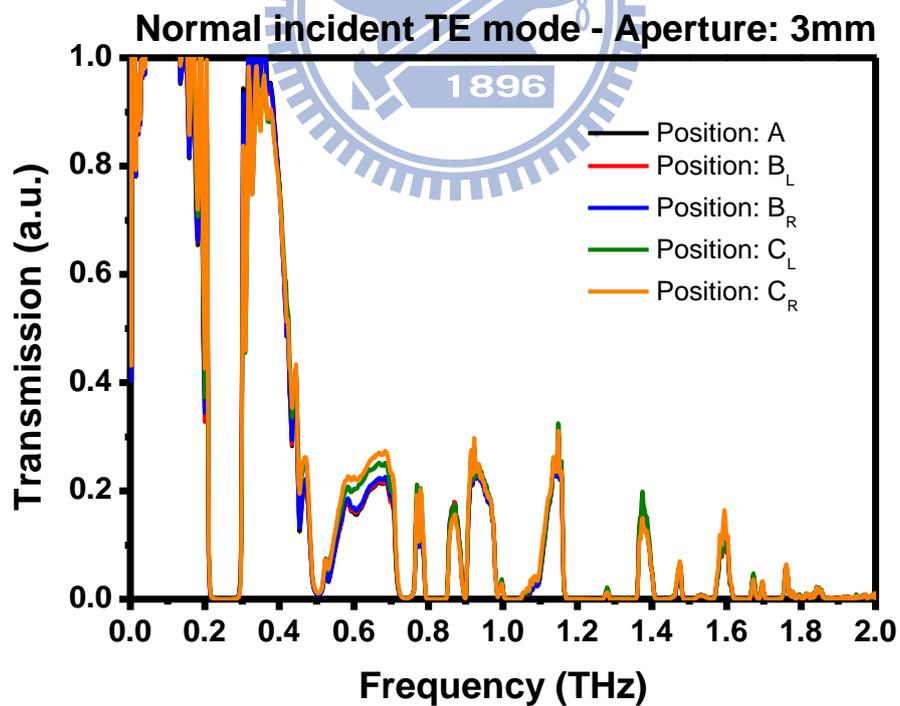


圖 4-2.17 光圈為 3 mm 下兆赫波於不同入射位置之穿透頻譜圖

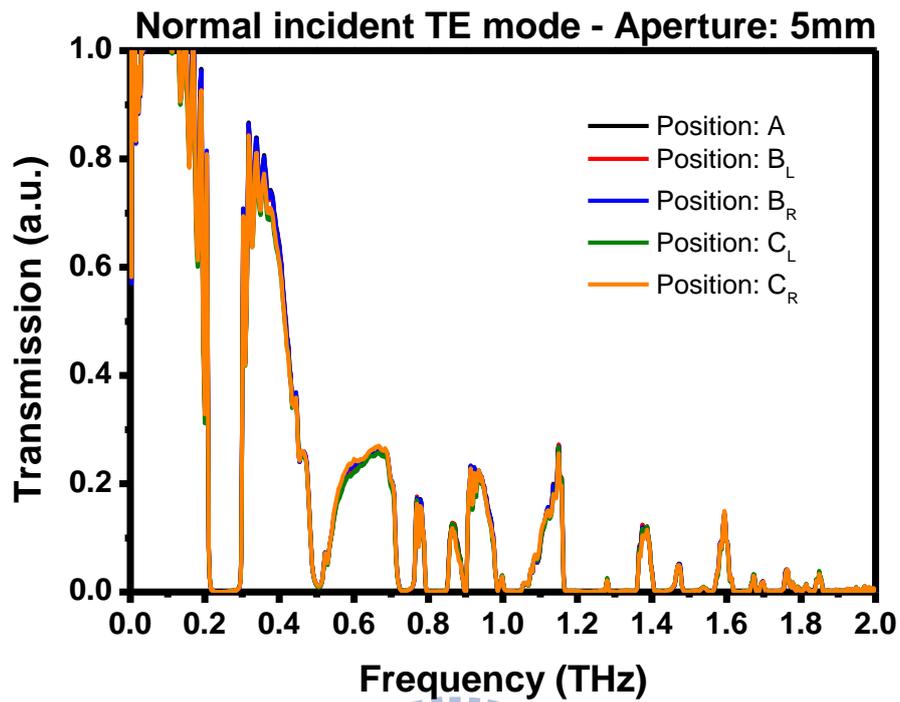


圖 4-2.18 光圈為 5 mm 下兆赫波於不同入射位置之穿透頻譜圖。

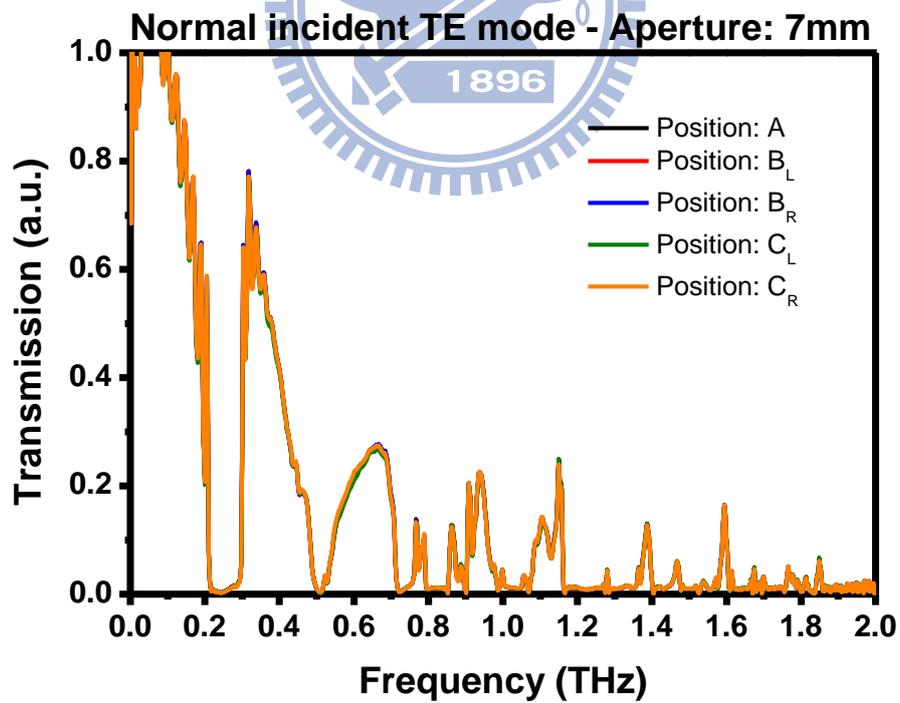


圖 4-2.19 光圈為 7 mm 下兆赫波於不同入射位置之穿透頻譜圖。

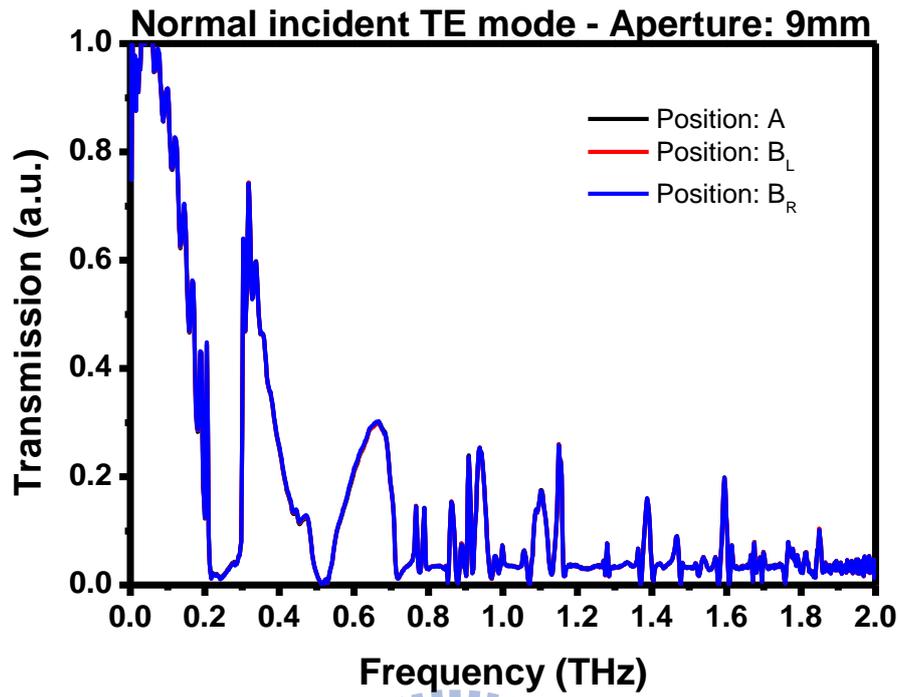


圖 4-2.20 光圈為 9 mm 下兆赫波於不同入射位置之穿透頻譜圖。

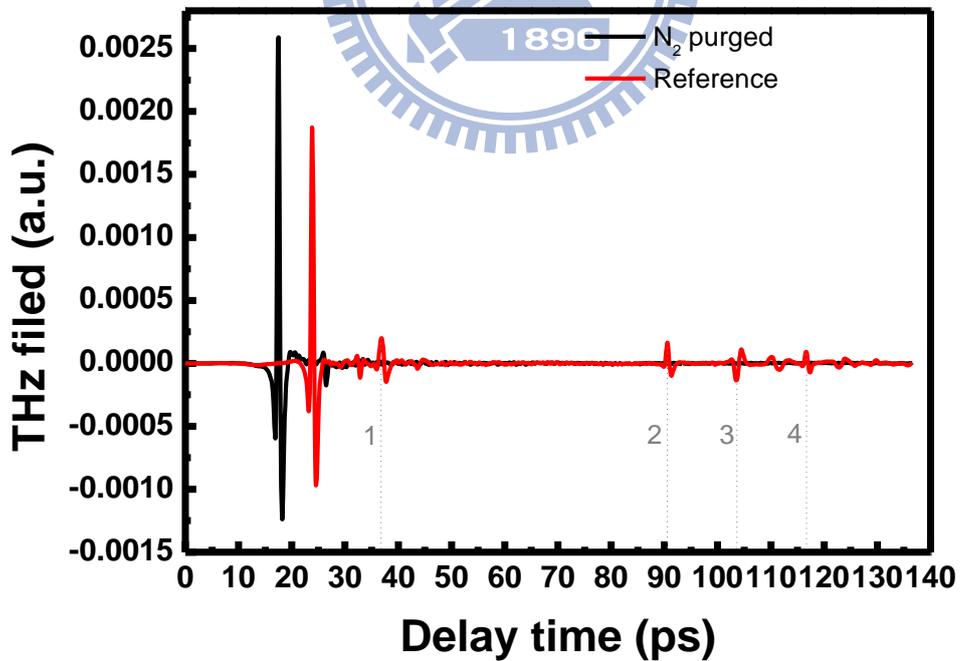


圖 4-3.1 石英玻璃盒與未放置樣品之兆赫波時域訊號。

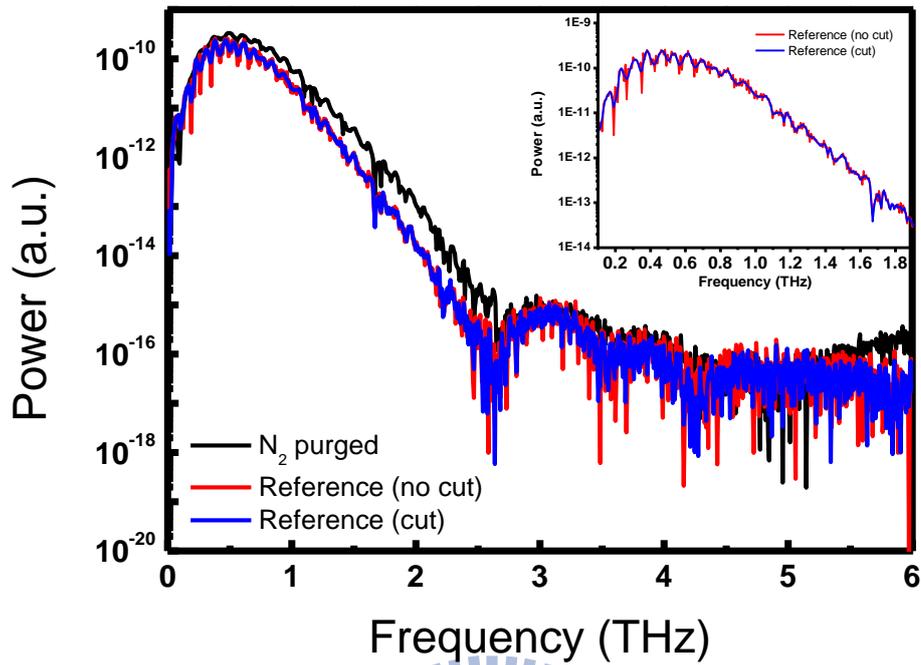


圖 4-3.2 石英玻璃與未放置樣品之兆赫波頻域訊號，紅線代表時域訊號未處理過之頻域圖，藍線代表時域訊號經過刪點補零之頻域圖形。

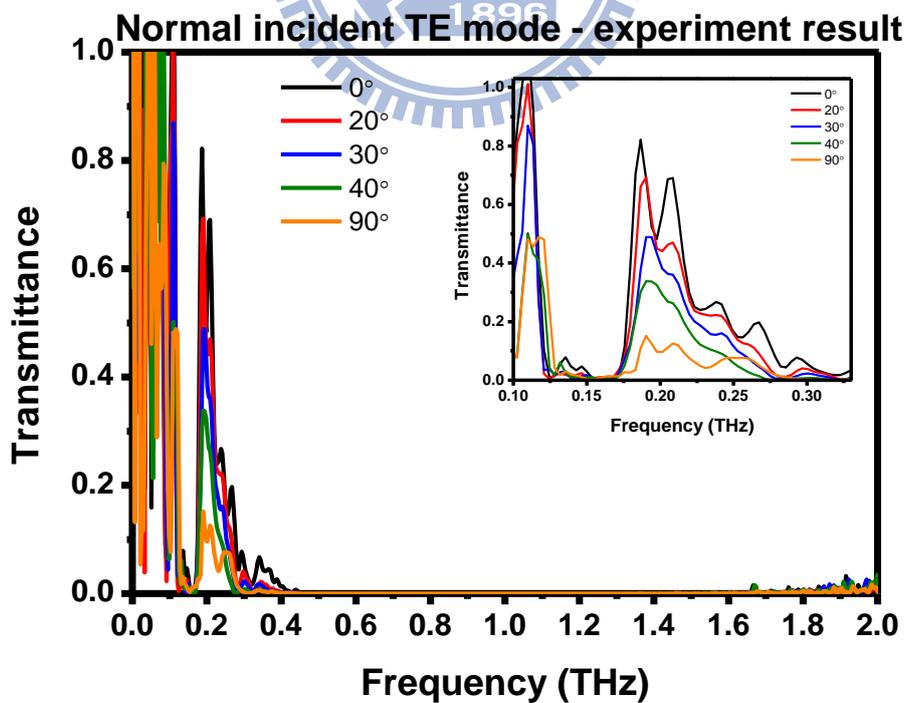


圖 4-3.3 包含液晶之金屬光子晶體正向入射 TE 波之穿透率頻譜圖實驗結果。

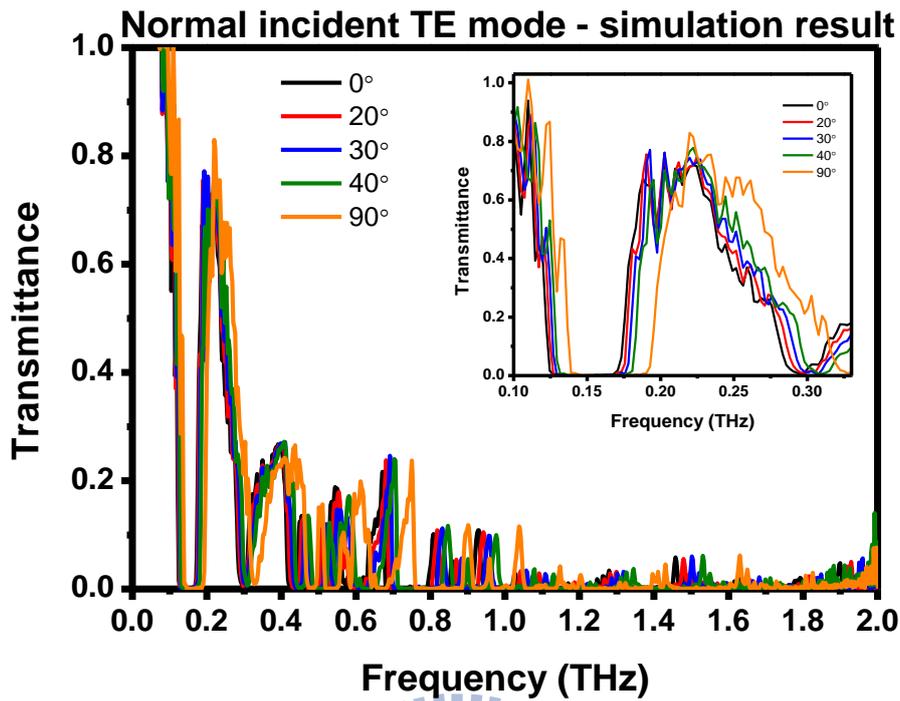


圖 4-3.4 包含液晶之金屬光子晶體正向入射 TE 波之穿透率頻譜圖模擬

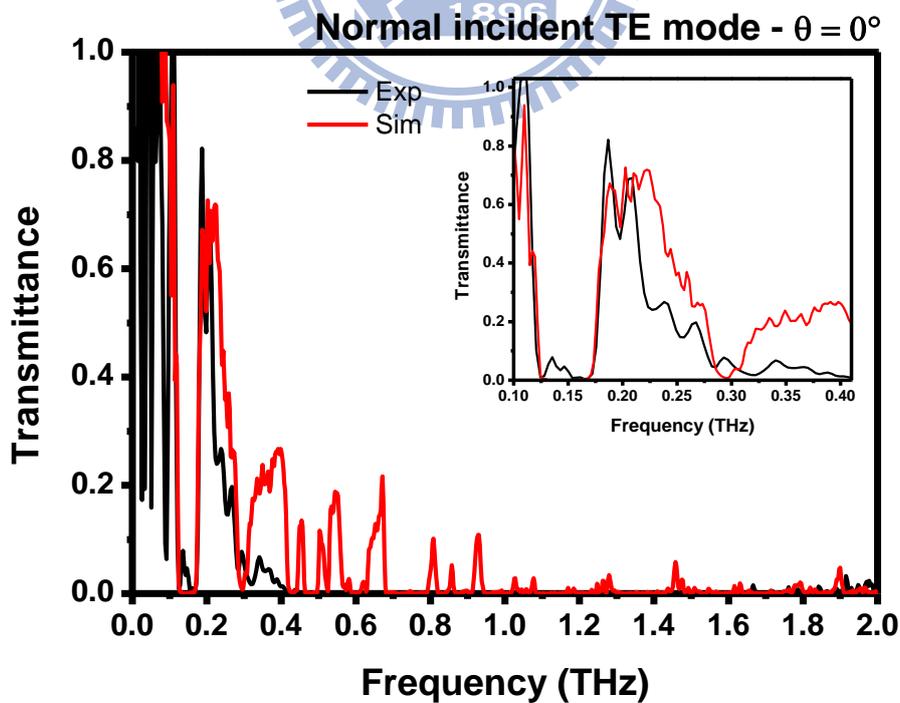


圖 4-3.5 包含液晶之金屬光子晶體正向入射 TE 波在磁場角度為 0 度時  
實驗和模擬之比較。

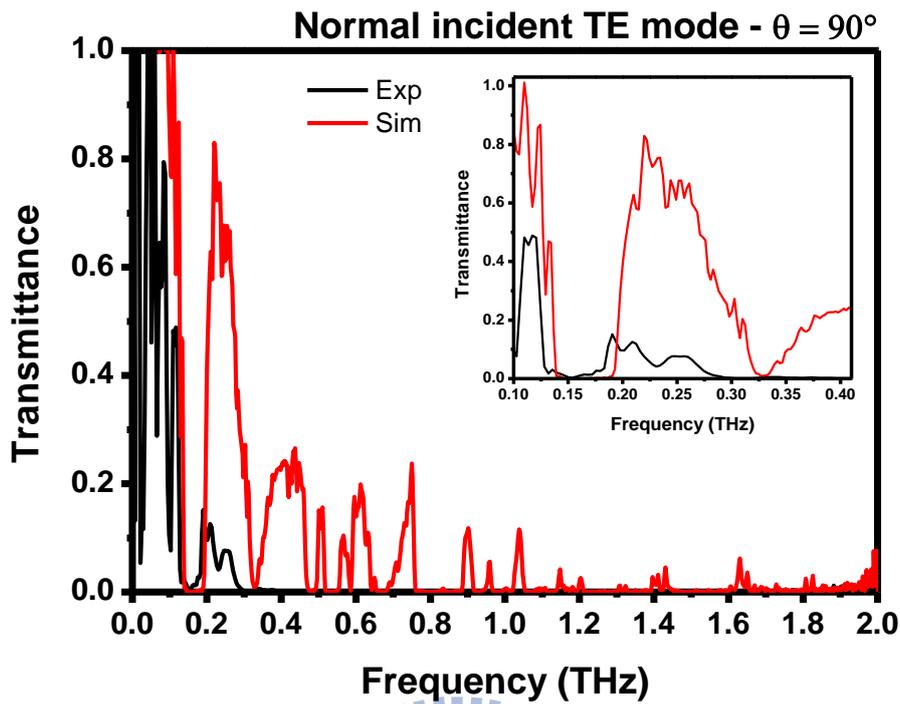


圖 4-3.6 包含液晶之金屬光子晶體正向入射 TE 波在磁場角度為 90 度時  
實驗和模擬之比較。

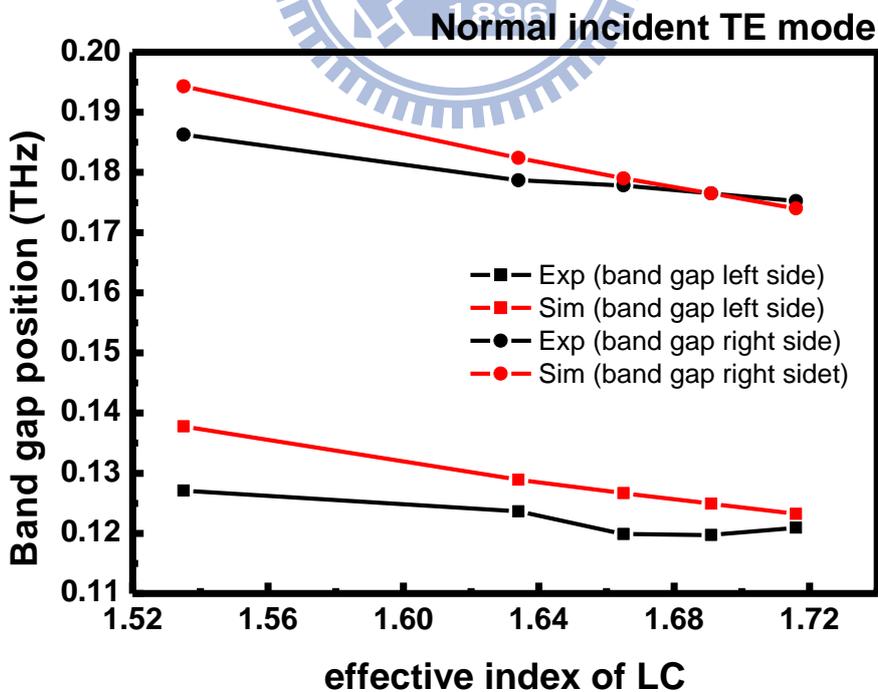


圖 4-3.7 包含液晶之金屬光子晶體在正向入射 TE 波下所得之光子能隙  
頻率位置與液晶折射率之關係。

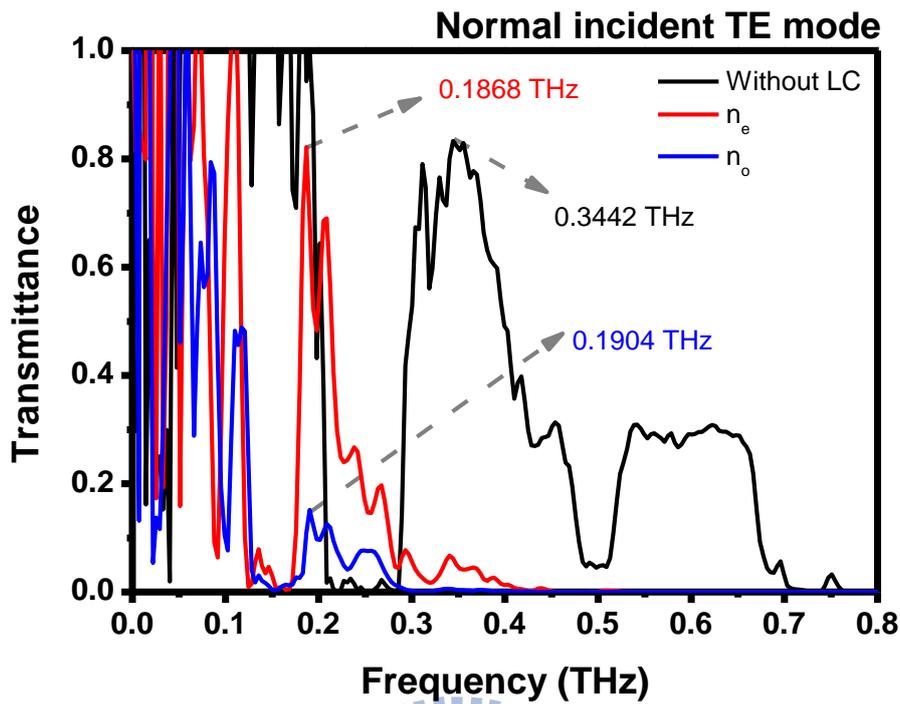


圖 4-3.8 金屬光子晶體在加液晶前後之穿透率頻譜圖之比較。

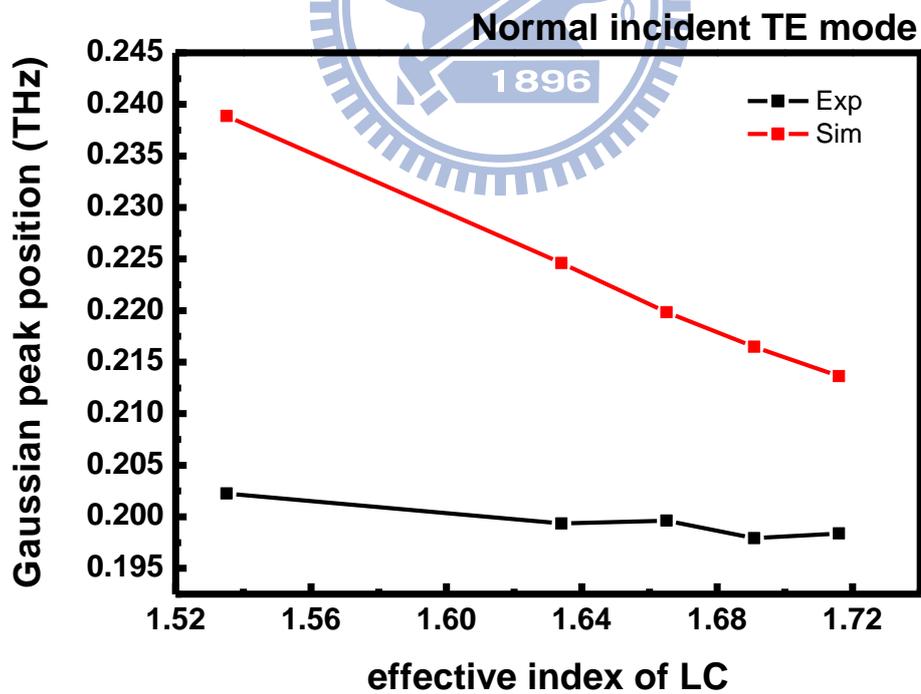


圖 4-3.9 正向入射 TE 波，經由高斯分配函數擬合之訊號峰值位置與液晶折射率之關係。

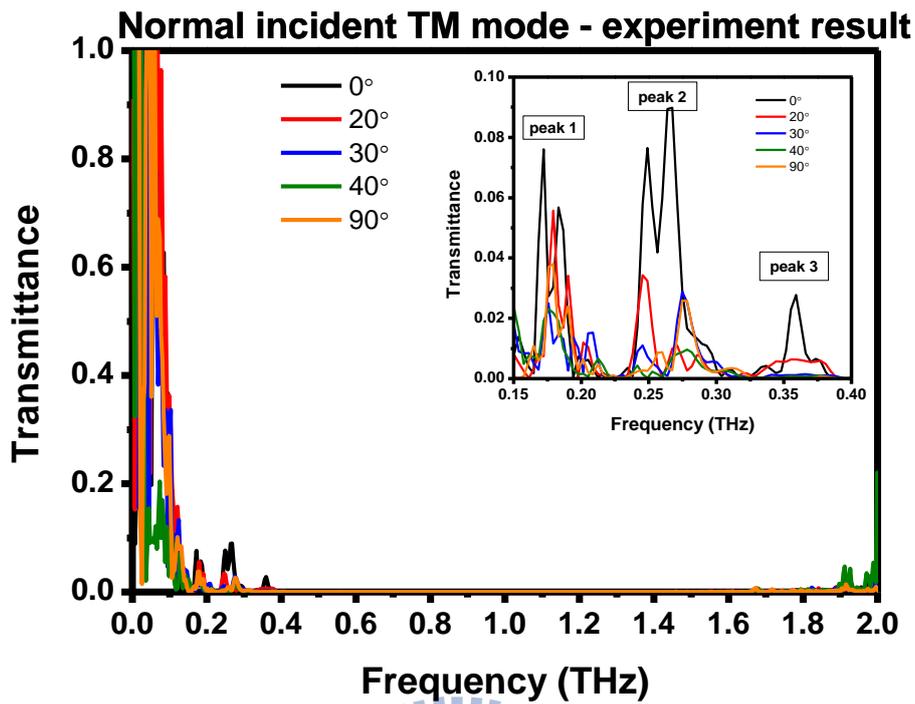


圖 4-3.10 包含液晶之金屬光子晶體正向入射 TM 波之穿透率頻譜圖實驗

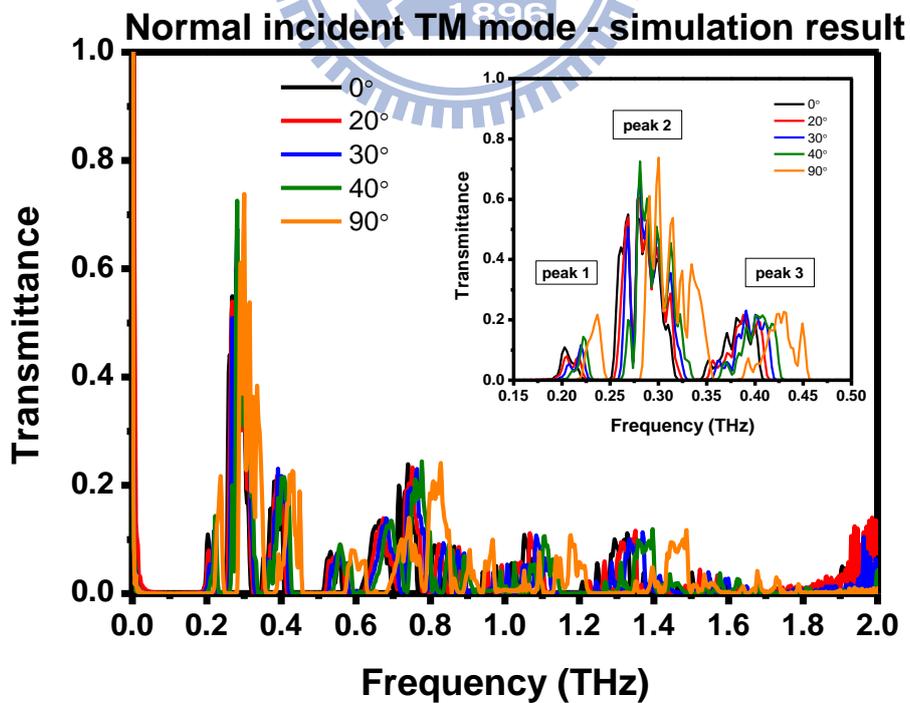


圖 4-3.11 包含液晶之金屬光子晶體正向入射 TM 波之穿透率頻譜圖模擬

結果。

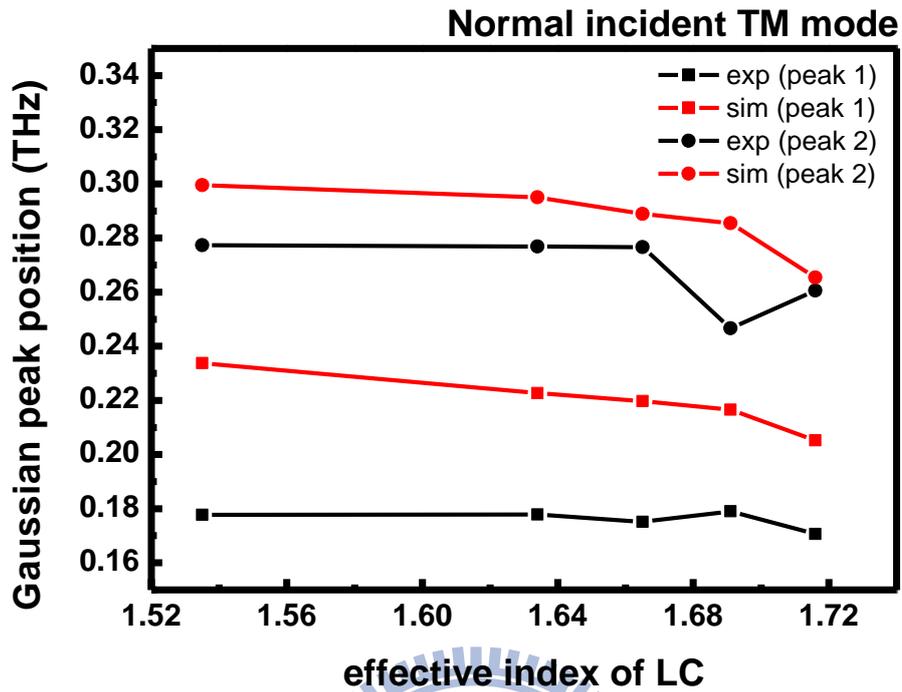


圖 4-3.12 正向入射 TM 波，經由高斯分配函數擬合之訊號峰值位置與液晶折射率之關係。

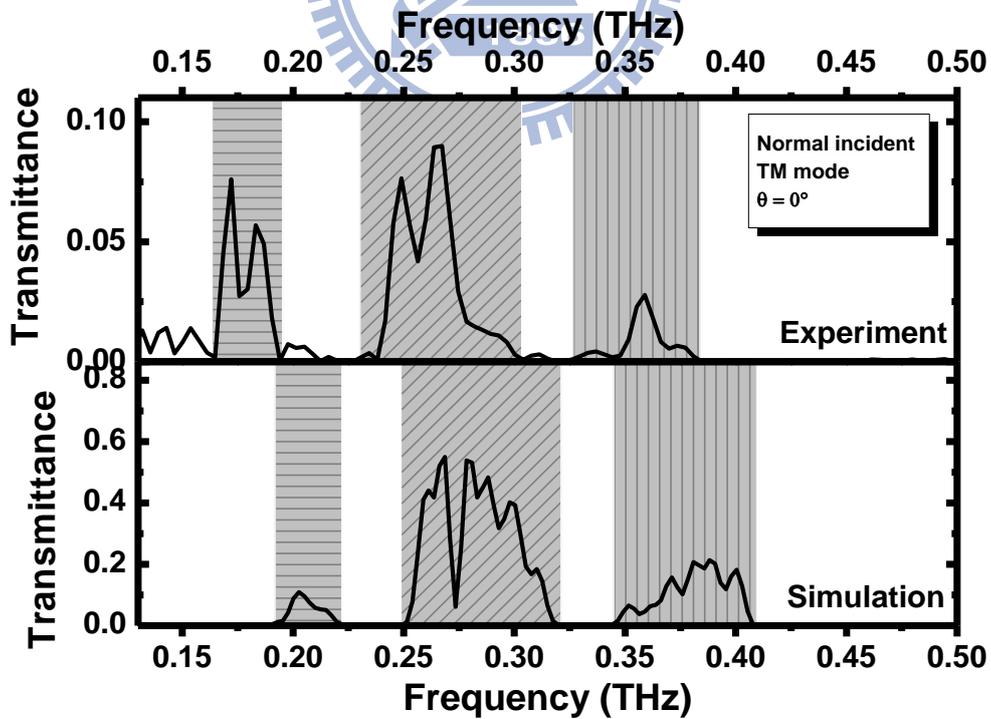


圖 4-3.13 包含液晶之金屬光子晶體正向入射 TM 波在磁場角度為 0 度時實驗和模擬之比較。

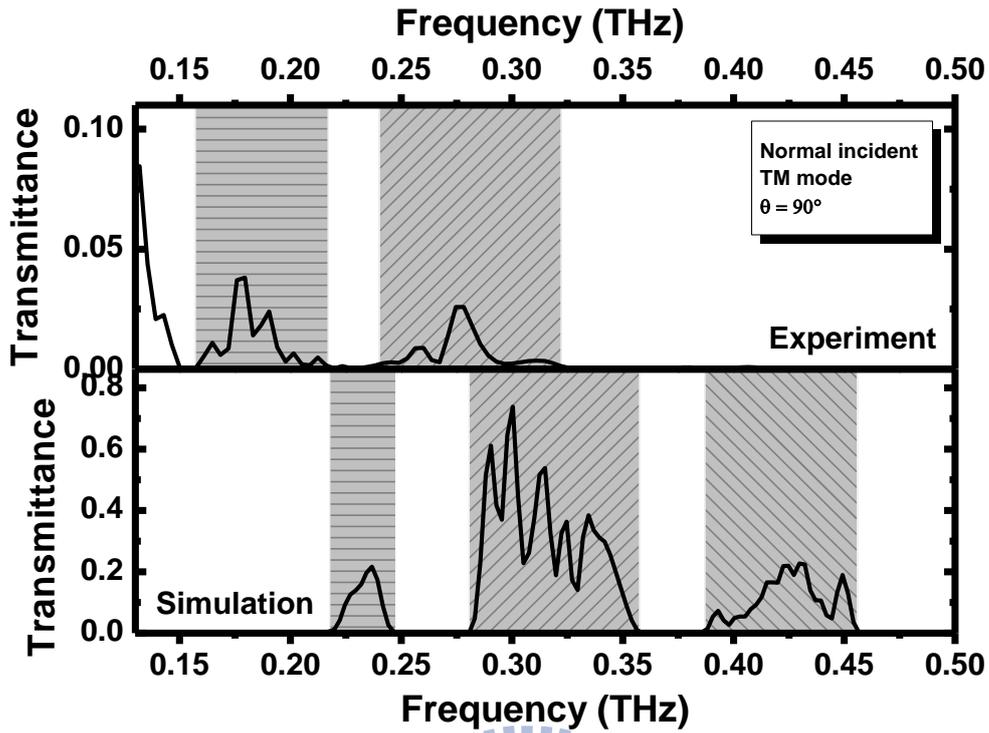


圖 4-3.14 包含液晶之金屬光子晶體正向入射 TM 波在磁場角度為 90 度時實驗和模擬之比較。

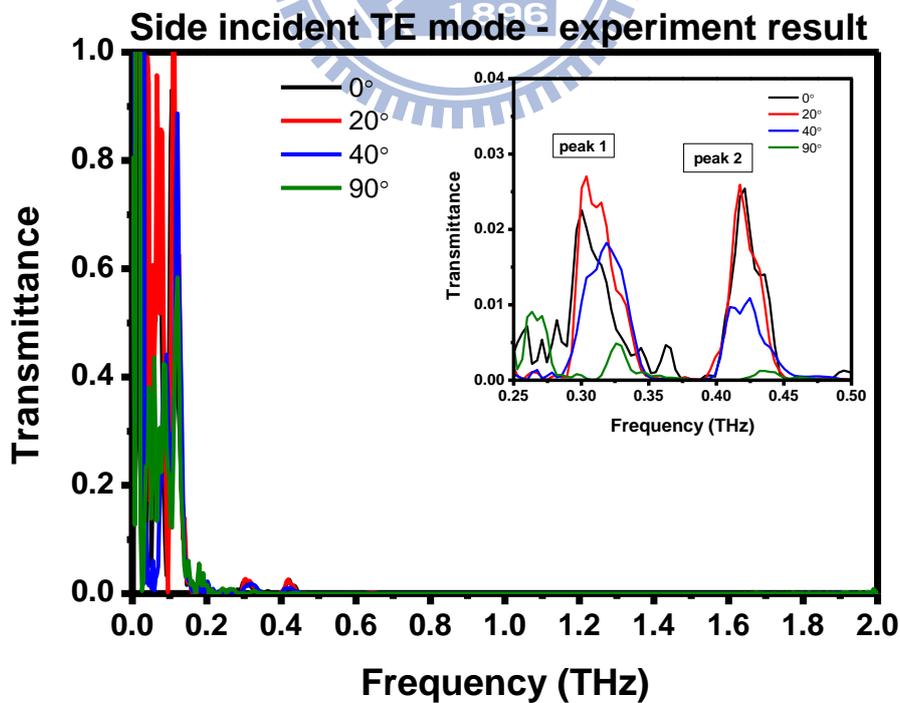


圖 4-3.15 包含液晶之金屬光子晶體側向入射 TE 波之穿透率頻譜圖實驗結果。

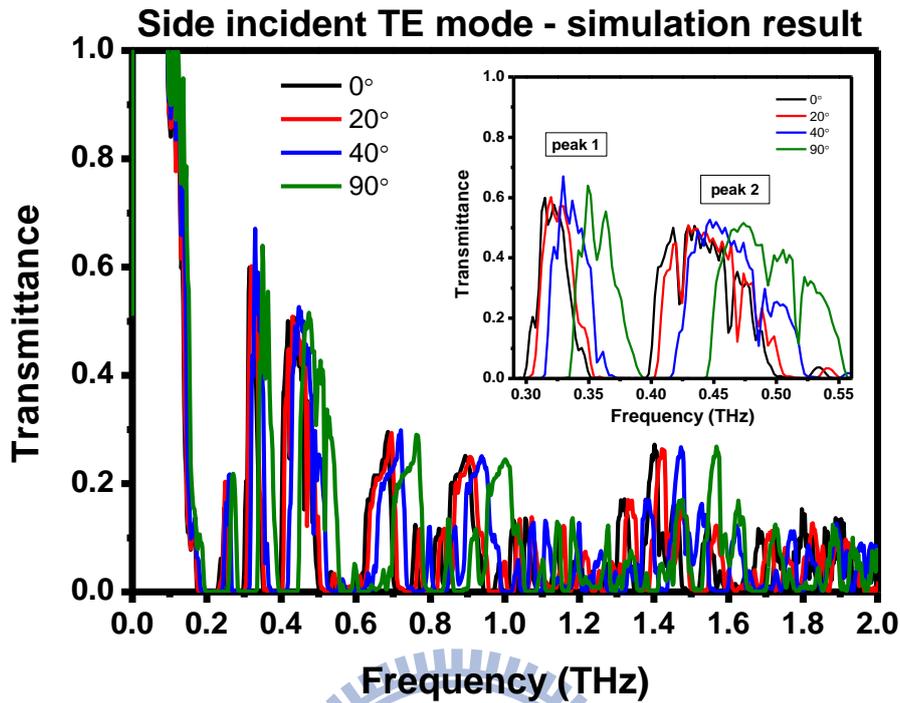


圖 4-3.16 包含液晶之金屬光子晶體側向入射 TE 波之穿透率頻譜圖模擬結果。

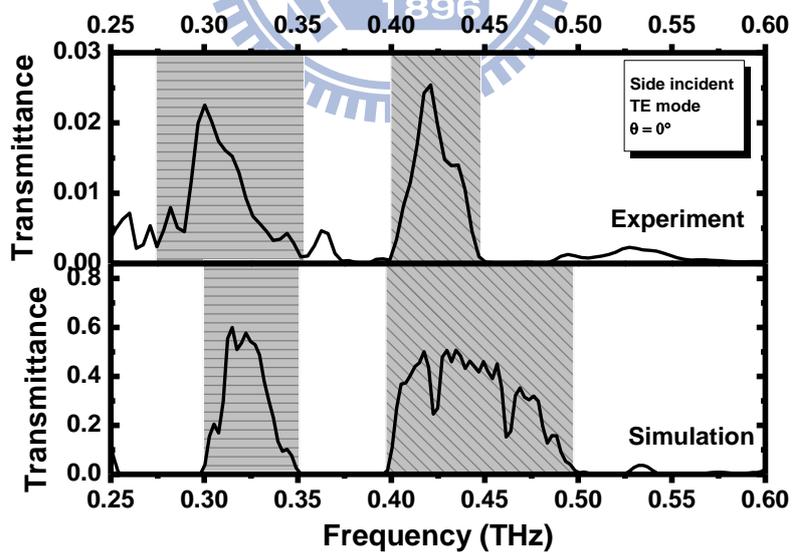


圖 4-3.17 包含液晶之金屬光子晶體側向入射 TE 波在磁場角度為 0 度時實驗和模擬之比較。

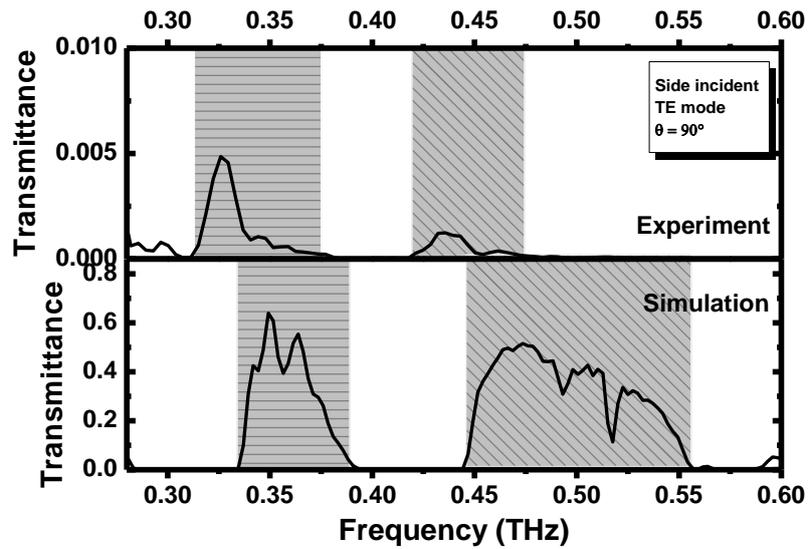


圖 4-3.18 包含液晶之金屬光子晶體側向入射 TE 波在磁場角度為 90 度時實驗和模擬之比較。

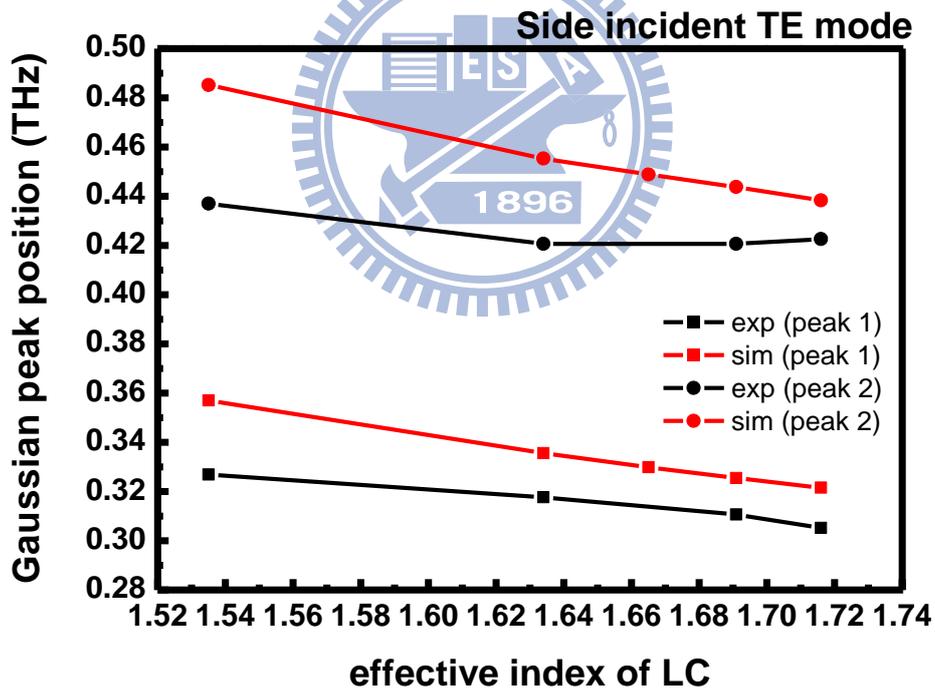


圖 4-3.19 側向入射 TE 波，經由高斯分配函數擬合之訊號峰值位置與液晶折射率之關係。

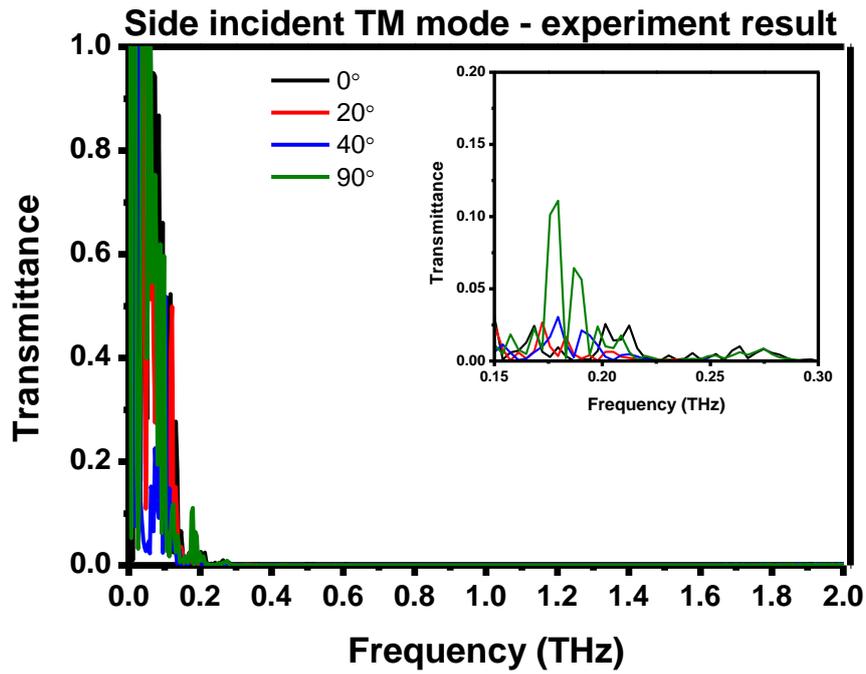


圖 4-3.20 包含液晶之金屬光子晶體側向入射 TM 波之穿透率頻譜圖實驗

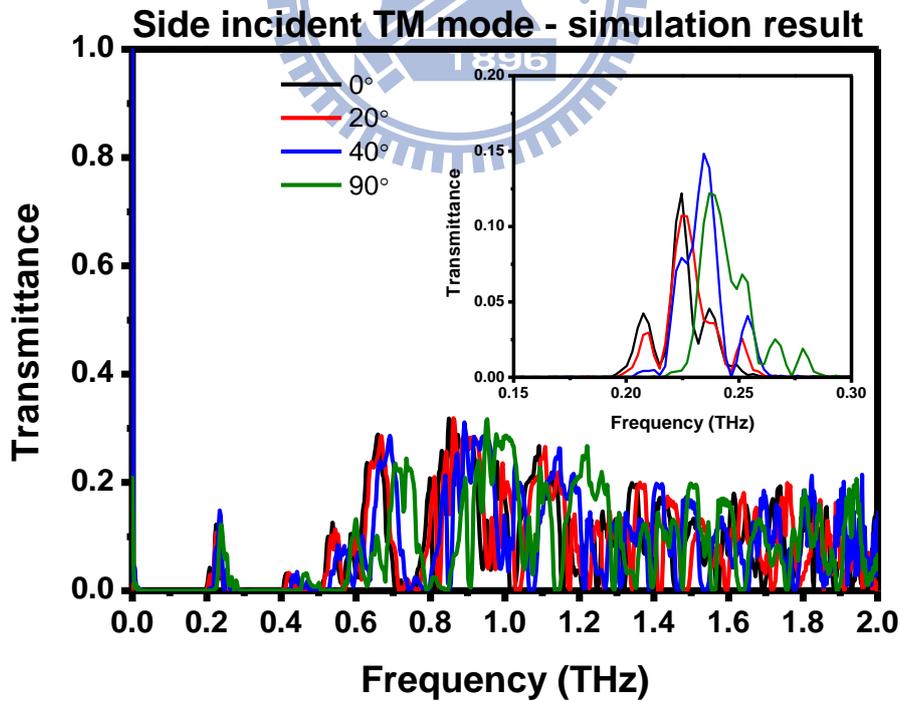


圖 4-3.21 包含液晶之金屬光子晶體側向入射 TM 波之穿透率頻譜圖模擬

結果。

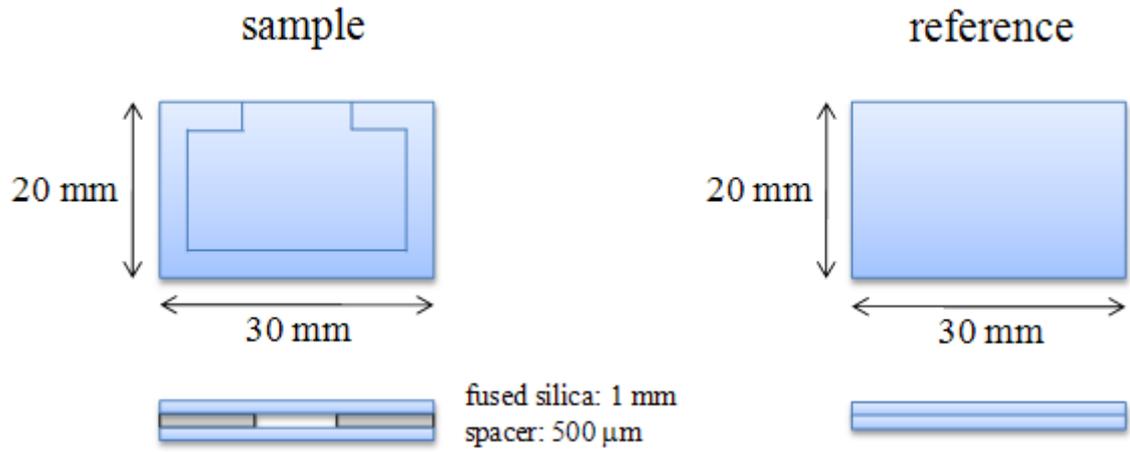


圖 4-4.1 折射油樣品與參考樣品示意圖。

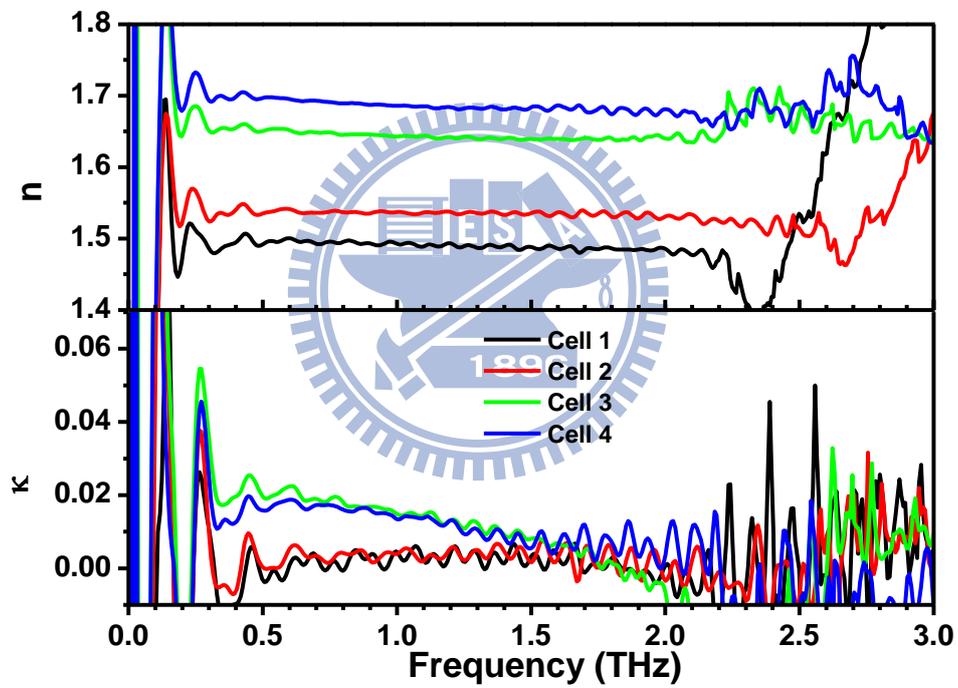


圖 4-4.2 四種折射油之兆赫波段下折射率與頻率之關係。

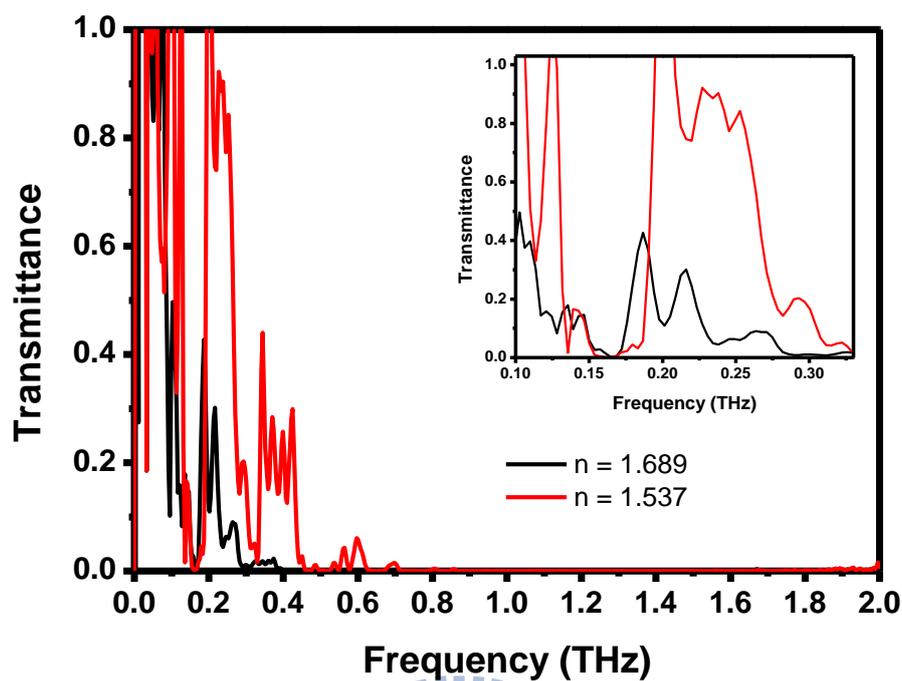


圖 4-4.3 正向入射 TE 波之金屬光子晶體浸潤於折射油之實驗結果。

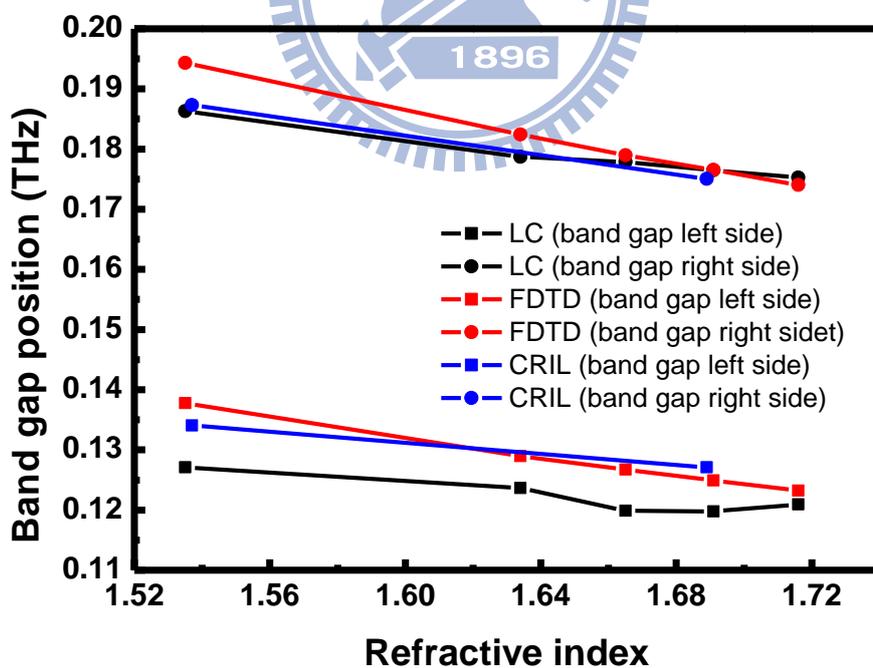


圖 4-4.4 正向入射 TE 波之光子能隙位置與折射率之關係。

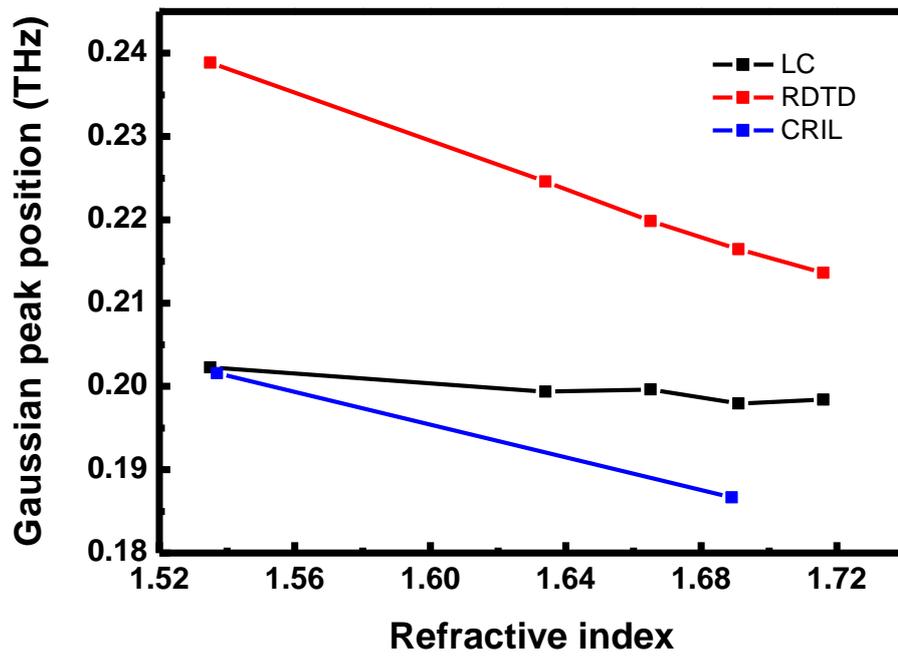


圖 4-4.5 正像入射 TE 波，經由高斯含數擬合所之訊號峰值位置與折射率之關係，圖為環境為液態晶體、折射油與模擬之比較。

