

國立交通大學
光電工程研究所
碩士論文

利用一維光子晶體對低吸收材料的介電性質、厚度之特性檢測與探討



Measurement and Study of the Dielectric
Properties and Thickness of the Low-Loss
Materials by 1-D Photonic Crystal

研究生:葉昭緯 Chao-Wei Yeh
指導教授:張振雄 Chen-Shiung Chang

中華民國九十六年七月

利用一維光子晶體對低吸收材料的介電性質、厚度之特性檢測與探討

Measurement and Study of the Dielectric Properties and Thickness of the Low-Loss Materials by 1-D Photonic Crystal

研究生：葉昭緯

Student: Chao-Wei Yeh

指導教授：張振雄

Advisor: Prof. Chen-Shiung Chang



A Thesis

Submitted to Institute of Electro-Optical Engineering College of
Electrical Engineering and Computer Science
National Chiao Tung University in Partial Fulfillment of the
Requirements for the Degree of
Master
in Electro-Optical Engineering
July 2007

Hsin-chu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十六年七月

利用一維光子晶體對低吸收材料的介電性質、厚度 之特性檢測與探討

研究生:葉昭緯

指導教授:張振雄 教授

國立交通大學光電工程研究所

摘要

在本論文中，我們利用一維光子晶體結構的性質，應用二種不同的結構設計，藉由量測穿透率值並利用傳輸矩陣法(TMM)計算出最佳化的吸收係數值，改善了在自由空間下對於低吸收材料之吸收係數的檢測結果。同時我們也應用了可調式光子晶體模組的特性，利用穿透頻率的調動結果達成了量測材料在不同頻率下吸收係數值的變化。除了理論的模擬計算外，我們也以微波實驗來驗證我們的結果。

另外我們也提出了應用等效折射率的觀點，對於非導磁性材料經由量測反射係數值，得出介電常數與厚度組成的非線性聯立方程組，最後再利用布洛依登法求解得出待測材料的介電常數、吸收係數與厚度值。

Measurement and Study of the Dielectric Properties and Thickness of the Low-Loss Materials by 1-D Photonic Crystal

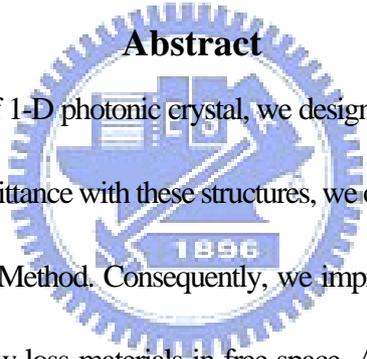
Student:Chao-Wei Yeh

Advisor:Prof. Chen-Shiung Chang

Institute of Electro-Optical Engineering College

National Chiao Tung University

Abstract

The logo of National Chiao Tung University is a circular seal. It features a central emblem with a book and a torch, surrounded by the university's name in Chinese and English. The year '1896' is inscribed at the bottom of the seal.

By using the properties of 1-D photonic crystal, we designed two different structures in this thesis. By measuring the transmittance with these structures, we obtained the optimized absorption coefficient by Transfer Matrix Method. Consequently, we improved the accuracy of absorption coefficient measurement for low-loss materials in free-space. At the same time, we applied the tunable modules of photonic crystal to obtain the absorption coefficient in different frequencies with the shift of transmission frequencies. Besides the theoretical simulation, we also verified our result by microwave experiments.

In addition, we took the aspect of effective refractive index to nonmagnetic materials. At the end, the Broyden's Method has been used to solve the nonlinear consociation equations with unknown parameters of dielectric constant and thickness. So that, we can know the dielectric constant, absorption coefficient, and the thickness of the material under test.

誌謝

經過了二年的努力，本篇論文終於得以完成。首先，我要先感謝我的指導教授張振雄老師，平日在他的悉心教導下，除了觸發我產生許多的想法外，也讓我對於光子晶體的理論基礎更為紮實、嚴謹。同時也要非常感謝謝文峰老師以及程思誠老師在meeting時，耐心地指導，給予我寶貴的建議。另外，也要特別感謝實驗室的博班學長龔彥彰，除了在實驗方面給予的幫助外，也讓我學會了如何做研究，以及思考問題的解決方法。

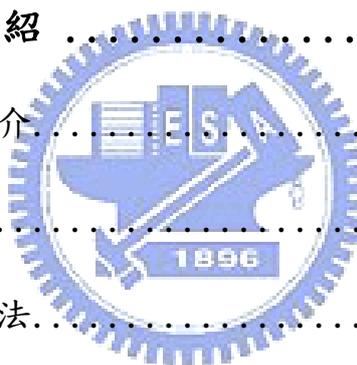
同時也要感謝實驗室裡的各位同學，在交大二年的共同生活中，一起製造的歡樂陪我跨越了無數的灰暗低潮期。假正經的大師兄；常破音的老王；什麼都會修的張祕書；行動力十足的猛姜；以及光電所裡其他的同學們，梁輝鴻、陳仕承、王韋文、立凡...等。因為認識了你們，讓這段平凡的日子，在記憶裡變得很不平凡。

最後，我要感謝我的家人與親友團們，有了他們在背後的大力支持，不只照料著我生活上以及經濟上能夠不虞匱乏，同時也讓我無後顧之憂地，全心完成碩士學業。

葉昭緯 2007. 07. 20 于交大

論文目錄

	頁次
中文摘要.....	i
英文摘要.....	ii
誌謝.....	iii
論文目錄.....	iv
圖目錄.....	vii
表目錄.....	ix
第一章 研究背景介紹	1
1-1 材料之介電常數簡介.....	1
1-2 低吸收材料之應用.....	3
1-3 常見的材料檢測方法.....	5
1-4 光子晶體簡介.....	8
第二章 模擬方法與設計理論.....	10
2-1 傳輸矩陣法 (Transfer matrix method).....	10
2-1.1 單一均勻等向介質層之計算.....	10
2-1.2 多層等向介質結構之矩陣運算法.....	15
2-2 多層介電質的等效折射率.....	18
2-2.1 合成總場之波阻抗.....	18
2-2.2 多層介電質的等效阻抗轉換.....	19



2-2.3 等效折射率.....	20
2-2.4 應用等效折射率求解未知材料之性質.....	23
2-3 布洛依登法 (Broyden's Method).....	24
2-4 可調式光子晶體模組.....	26
第三章 實驗架構與量測方法.....	30
3-1 儀器設置及架設.....	30
3-2 量測方法.....	32
第四章 結果與討論.....	35
4-1 低吸收係數材料之探討.....	35
4-1.1 運用傳輸矩陣法求解最佳化之吸收係數.....	35
4-1.2 探討吸收係數隨頻率變化之關係.....	42
4-2 運用等效折射率法求解材料之性質.....	46
4-2.1 在自由空間下求得單層材料之性質.....	46
4-2.2 理論誤差與探討.....	50
4-2.3 置入光子晶體模組求解待測材料之性質.....	53
4-3 實驗結果與探討.....	60
4-3.1 低吸收係數之測量.....	60
4-3.2 介電性質與厚度之測量.....	64
第五章 結論與未來工作.....	68

5-1 結論..... 68

5-2 未來工作..... 69

參考文獻..... 70



圖目錄

圖 1.1 各種極化機制對介電常數的貢獻與頻率的關係圖.....	2
圖 1.2 DR 結構示意圖.....	4
圖 1.3 平行板電容法測量原理圖.....	5
圖 1.4 1D,2D,3D 光子晶體結構示意圖.....	8
圖 2.1 單一均勻等向介質層之示意圖.....	10
圖 2.2 多層均勻等向介質層之示意圖.....	16
圖 2.3 雙層介電質上之垂直入射.....	18
圖 2.4 多層介電質垂直入射之電場、磁場示意圖.....	20
圖 2.5 5 層介質等效折射率及厚度示意圖.....	21
圖 2.6 5 層介質等效折射率 $N_{eff}^{(+)}$ 示意圖.....	22
圖 2.7 5 層介質等效折射率 $N_{eff}^{(-)}$ 示意圖.....	22
圖 2.8 可調式濾波器調動模組一結構圖.....	27
圖 2.9 以光子晶體設計可調式濾波器示意圖.....	27
圖 2.10 調動模組在不同調動距離之穿透頻譜.....	28
圖 2.11 探討調動模組置入光子晶體 Q 值變化之影響.....	28
圖 2.12 調動模組二、三之結構圖.....	29
圖 2.13 比較不同調動模組之調動範圍.....	29
圖 3.1 量測系統之儀器架設相關流程示意圖.....	31
圖 3.2 微波穿透率量測系統架設示意圖.....	32
圖 3.3 微波反射率量測系統架設圖.....	33
圖 4.1 具有缺陷之一維光子晶體結構.....	36
圖 4.2 10 周期光子晶體缺陷頻率穿透頻譜圖.....	37
圖 4.3 不同吸收係數對應之穿透頻譜圖.....	38
圖 4.4 待測材料為缺陷層之示意圖.....	40

圖 4.5 待測材料為缺陷層之穿透頻譜.....	40
圖 4.6 可調式光子晶體模組結構圖.....	42
圖 4.7 調動模組一在不同調動距離下之穿透頻譜.....	43
圖 4.8 在調動模組下吸收係數隨頻率變化之關係圖.....	43
圖 4.9 調動模組二在不同調動距離下之穿透頻譜.....	44
圖 4.10 在調動模組下吸收係數隨頻率變化之關係圖.....	44
圖 4.11 產生多個穿透頻率時的情形.....	45
圖 4.12 單層材料結構示意圖.....	46
圖 4.13 單層介質材料穿透及反射頻譜圖.....	47
圖 4.14 加入光子晶體模組下待測材料為缺陷層之結構示意圖.....	53
圖 4.15 11 層介質缺陷層為待測材料之穿透反射頻譜圖.....	53
圖 4.16 經調動後材料折射率的色散性質.....	57
圖 4.17 經調動後吸收係數和頻率之關係.....	57
圖 4.18 缺陷層厚度過厚時產生多根穿透頻率圖.....	59
圖 4.19 壓克力材料量測結構示意圖.....	60
圖 4.20 壓克力材料量測穿透頻譜圖.....	61
圖 4.21 壓克力材料經由 TMM 迭代結果之穿透頻譜圖.....	61
圖 4.22 壓克力材料調動結構示意圖.....	62
圖 4.23 依據圖 4.22 各調動結構之穿透頻譜實驗與迭代結果比較圖.....	62
圖 4.24 介電損耗值結果與其誤差範圍圖.....	63
圖 4.25 壓克力材料週期性結構以氧化鋁待測材料為缺陷層量測示意.....	64
圖 4.26 反射頻譜圖形之實驗與理論比較圖.....	64
圖 4.27 氧化鋁材料等效折射率法求解結果與自由空間相位法折射率值比較圖.....	65
圖 4.28 氧化鋁材料經等效折射率法求解之吸收係數結果圖.....	66
圖 4.29 穿透頻譜圖形之實驗與理論比較圖.....	67

表目錄

表 1.1 各種可作高頻基板之高分子材料.....	3
表 4.1 結構一 n_i 搜尋範圍與結果.....	38
表 4.2 不同週期數材料之吸收係數檢測範圍.....	39
表 4.3 結構二 n_i 搜尋範圍與結果.....	41
表 4.4 不同週期數材料之吸收係數檢測範圍.....	41
表 4.5 單層材料布洛依登法初始值與數值解的結果討論.....	48
表 4.6 探討不同的聯立方程式對解的影響.....	50
表 4.7 探討可容忍誤差範圍對數值解的結果影響.....	51
表 4.8 探討不同 t_r 值對數值解的結果影響.....	51
表 4.9 探討不同 J_r^{-1} 初始值對解的結果影響.....	52
表 4.10 探討對於選取不同頻率時經由反射率求解的結果.....	55
表 4.11 探討不同的聯立方程式對解的影響.....	56
表 4.12 不同材料參數之理論結果.....	58
表 4.13 多根穿透頻率時不同頻率點的求解結果.....	59
表 4.14 壓克力材料在不同排列結構下各頻率的迭代結果.....	63
表 4.15 氧化鋁材料之介電性質與厚度的求解結果.....	67

第一章 研究背景與介紹

前言：

在許多應用與元件設計上，材料的性質對於電磁波的影響佔了很大的比重。而敘述材料的性質，主要由材料的介電常數、吸收係數...等性質來做探討。而其中在微波領域裡探討低吸收材料的性質是我們較感興趣的地方，對於低吸收材料其廣泛的應用除了印刷電路基板外，常見的應用也包含有由 DR (Dielectric Resonator)結構所組成的各種元件，如：介質諧振天線(DR Antenna)[2]、介質諧振濾波器(DR Filter) [5]、介質諧振震盪器(DR Oscillator)等[3]，應用在全球定位系統(GPS)、太空通訊、以及行動電話通訊[3]等方面，因此檢測低吸收材料之性質也顯得愈來愈重要。在本章我們會先簡介這些低吸收材料之應用，並討論目前在微波材料上性質檢測的主要方法，探討其優缺點；以及介紹光子晶體的基本性質與應用，並在稍後的幾章提出如何應用光子晶體的設計概念，來完成低吸收材料的測量。

1-1 材料之介電常數簡介

不同的材料具備各種不同的特性，每一種性質都可以用一種物理量來表達。材料與電磁波的交互作用跟材料的介電常數 ϵ_r ($\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$)、導磁率 μ_r ($\mu_r = \mu_r' - j\mu_r''$)及導電率 σ 等有關。對於介電材料而言，介電常數來自於本身可以被極化的程度。而材料的極化機制可分為三種[1]，分別為：電子極化 (electronic polarization)、離子極化 (ionic polarization) 以及方向極化 (orientation polarization)。

(1) 電子極化：原子內的電子雲在外加電場下會產生偏移，而帶正電的原子核則

向反方向偏移，如此一來即形成了所謂的電子極化。這是所有介電材料在外加電場下都會發生的現象。

(2) 離子極化：此種極化只發生在離子晶體中。帶正電的離子與帶負電的離子在外加電場的作用下，會往相反方向偏移，形成了所謂的離子極化。

(3) 方向極化：此種極化只發生在材料內含有永久性電偶極。電偶極在受到外加電場的作用下，會旋轉偶極的方向至順著外加電場的方向平行排列。這種排列的趨勢會因為原子的熱振動(Thermal Vibration) 而趨緩。所以，當溫度升高時，此種極化程度會降低。

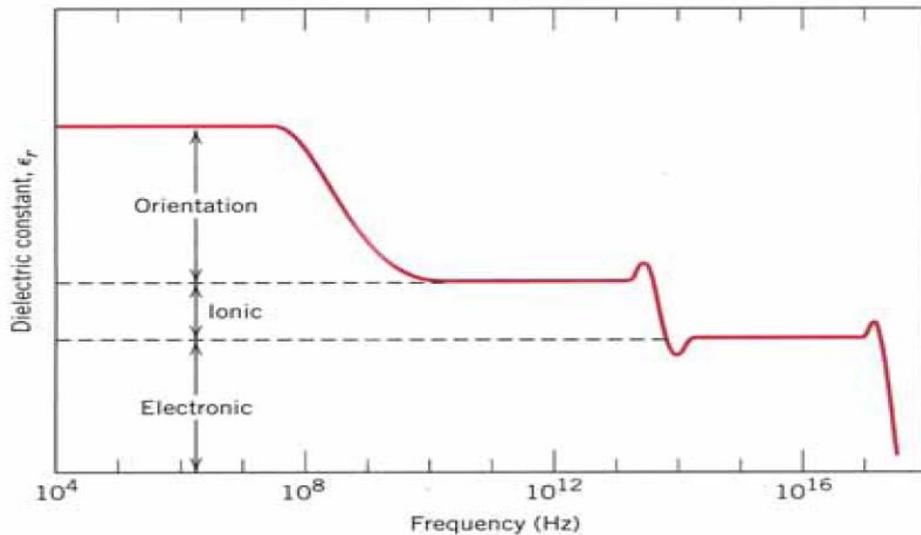


圖1.1 各種極化機制對介電常數的貢獻與頻率的關係圖

一般物質的總極化率或量測到的極化率為此三種極化的總合。在實際狀況中，由於外加電流通常是時變電流(AC)，所以造成電場是時變電場，也就是電場方向隨時間而有 180° 的改變。隨著電場方向的改變，極化的方向也隨之而變。然而，對於每一種極化作用，其感受到電場的改變後，再重新沿著新的電場方向排列，會需要一段改變極化方向的時間。定義極化方向重新排列的最小時間倒數稱為弛緩頻率(Relaxation Frequency)。隨著頻率的增加，當外加電場的頻率大過於

某一種極化機制的截止頻率時，此極化機制會因慣性作用跟不上外加頻率的變化，造成喪失該極化作用而造成該材料介電常數下降。其中系統的電位移和外加電場的相位會產生一個相位差 δ ，分別以數學式表示為 $D(\omega) = D_0 e^{i(\omega t - \delta)}$ 與 $E(\omega) = E_0 e^{i\omega t}$ ，因此介電常的複數 $\epsilon_r^*(\omega)$ 為

$$\epsilon_r^*(\omega) = \frac{D^*(t)}{\epsilon_0 E^*(t)} = \frac{D_0}{\epsilon_0 E_0} e^{-i\delta} = \epsilon_r'(\omega) - j\epsilon_r''(\omega)$$

所以 $\epsilon_r'(\omega)$ 代表了受交變電場影響的介電常數， $\epsilon_r''(\omega)$ 代表了電介質的耗損。由外加電場的頻率與介電常數的一般關係圖(圖1.1)可知，在微波頻帶 (3 ~ 300GHz) 範圍內，材料只剩下電子及離子極化等兩種機制。

1-2 低吸收材料之應用

在一些聚合物材料上，由於分子和分子之間經由共價化學鍵的鍵結，使得材料呈現與原來純分子所構成之材料性質炯然不同。而其中以含氟系聚合物材料，不僅使得材料對於電磁波的吸收損耗變得很小，並能適應在印刷電路基板上對於低介質化、多層化、薄型化、高耐熱化、低熱膨脹化的要求。

材料	填充材	填充量	介電常數 ^(a)	介電消散因子 ^(b)
PTFE			2.1	0.0002
PTFE	二氧化矽	60wt%	3	0.00017
PP			2.17	0.0002
PS			2.44	0.0002
S-PS			2.42	0.0003
S-PS	玻纖	30wt%	3.1	0.0047
APO			2.27	0.0001
LCP			2.79	0.0019
LCP	玻纖	30wt%	3.37	0.004
PEI			3.1	0.0063
PEEK			3.1	0.0022
PEEK	D-玻纖	40wt%	3.4	0.0027
BT	D-玻纖	55wt%	3.4	0.0037

(a)，(b) 均為在 25°C，10GHz 以腔體共振法所測量之介電特性。

表1.1 各種可作高頻基板之高分子材料

在這些基板上目前常見的材料有：鐵弗龍(聚四氟乙烯，俗稱Teflon，簡稱PTFE)、聚苯乙烯(PS)、聚丙烯(PP)等，均較傳統的環氧樹脂複材(FR-4)來得好。表1.1列出了各種可用作高頻基板之高分子材料之介電特性。[29]

近年來對於摻雜含有氧化鈦的陶瓷材料也能達成低吸收損耗、高溫度穩定的特性[3]，並能使介電常數值大幅提高，廣泛的應用在全球定位系統(GPS)、衛星雜訊降頻器(LNB)、以及無線通訊基地台等方面，利用DR (Dielectric Resonator) 結構(圖1.2)[4]所組成的各種元件，如：介質諧振天線(DR Antenna)、介質諧振濾波器(DR Filter)、介質諧振震盪器(DR Oscillator)等微波器件上[3]。常見的材料有 $\text{BaNd}_2\text{Ti}_5\text{O}_{14}$ 、 $\text{BaNd}_2\text{Ti}_3\text{O}_{11}$ 、 $(\text{Zr},\text{Sn})\text{TiO}_4$ 、 BaOTiO_2 、 $\text{SnO}_2\text{-TiO}_2\text{-ZrO}_2$ 、 $\text{SrO-Nb}_2\text{O}_5\text{-TiO}_2$ 等。

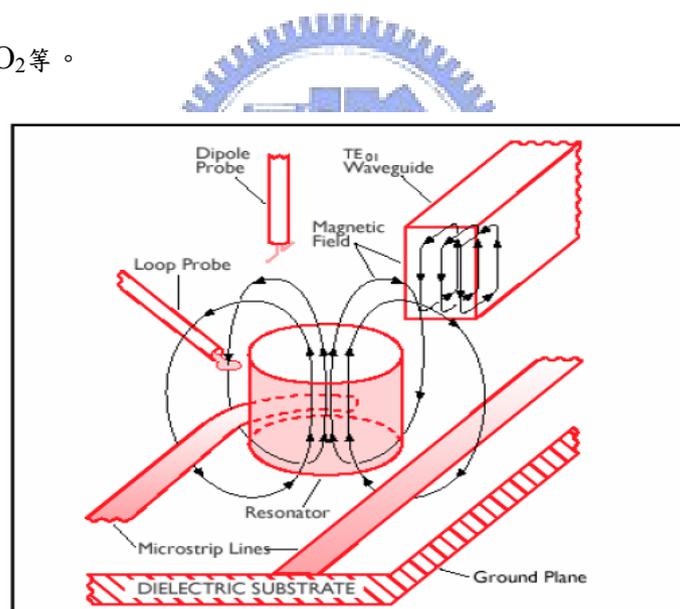


Figure 1 Dielectric Resonators, edited by D. Kajfez and P. Gullion
1986 Artech House, Inc., Norwood, MA 02602

圖 1.2 DR 結構示意圖

其中DR結構乃是利用介電質材料當作共振腔材料，使電磁波在介電材料內依傳波的模態 (mode)、材料之尺寸與介電常數之值，達成某一特定頻率的共振，並再由微帶線傳導使其達成選頻之特性。而在介質諧振濾波器上，以行動通訊基地台為例，需要極窄的可通頻帶寬 (narrow bandwidth) 約10 MHz，高的無負載

Q_u 值 (unloaded Q factor) 約25000，低的穿透損耗 (mid - passband insertion loss) 約0.5dB。這些皆與應用在共振腔裡的低吸收材料有著密切的關係，因為此對於這些微小的吸收材料 $\tan \delta < 0.01$ ，介電常數的虛部值 ϵ_r'' 就變得非常重要。下節我們將簡介一些測量的方法，並探討其優缺點。

1-3 常見的材料檢測方法

在微波領域下對於材料的複介電常數之測量，大致上可粗分為腔體法和傳輸法。腔體法內又可分為量測電容的平板電容法；和量測品質因子(Q)與共振頻率(f_0)的共振腔法；而傳輸法為主要利用量測反射(S_{11})或穿透(S_{21})等散射參數來求解材料的介電常數，主要分為波導管法、同軸探針法和自由空間法。以下將就各種方法分為四大類探討其優缺點。



(1) 平行板電容法：

此法為最早應用之測量材料介電常數的方法，藉由將待測材料置入平行板內，量測其電容值的改變量，再依幾何形狀得出其相對介電數值，如圖 1.3[1][5]。此法可簡便地提供準確的介電常數值，但當頻率大於 1GHz 之後其時變場的頻率變化過快導致其誤差會逐漸增大，故不適用於高頻色散性質的量測。

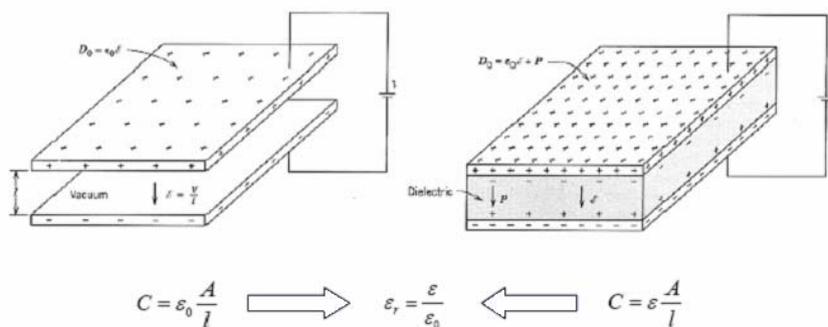


圖 1.3 平行板電容法測量原理圖

(2)共振腔法：

共振腔方法主要是將待測材料置入原先設計好的共振腔體內，藉由量測有無材料時，在腔體內部共振頻率的改變量求得材料的介電常數。由於材料的形狀並不一定皆能剛好符合腔體的大小，故其空氣孔隙常成為誤差的來源。也由於選定的模態關係，常會由於不均勻的材料表面而激發出別的模態的波，產生誤差。對於那些不能填滿腔體的材料，對於其大小和擺放位置，常見的解決方法為腔體微擾法[6][7]，藉由在選定的模態下得出和材料及腔體幾何形狀有關的常數值，再由共振頻率的改變量及Q值求得介電常數值。共振腔法可檢測的吸收係數範圍大至在 $10^{-2} \sim 10^{-5}$ [8]，雖然只能檢測低吸收係數的材料，不過其精確性也是各種方法中最準確的。另外共振腔法由於腔體的關係，通常只能獲得在選定的某單一操作頻率下材料的介電性質，無法大範圍的求得材料和頻率的色散性質。

(3)傳輸線法：

傳輸線法主要又分為矩形波導管法和同軸探針法，矩形波導管法主要是藉由量測散射參數(S-parameter)，並代入固定的模態之邊界條件下得出的傳波常數中，得出介電常數的關係[9]。或者由數值迭代方法，得出誤差方程最小時的介電常數值[10]。其中待測材料若不能符合波導管的截面積，則會因為空氣孔隙造成測量誤差，對於其擺放之位置、形狀、及大小也會對結果有影響[10][11]。至於它的測量準確性，雖沒有共振腔來得準確，但其可測的材料吸收範圍算是最廣泛的。而材料的色散性質也能得出，但僅限於本身波導管的可導通頻帶。

同軸探針法，主要是將材料緊靠在同軸傳輸線平坦的末端，藉由電磁波在此末端的變化，由反射信號求得材料的介電常數[12][13]。其中在[14]裡探討了在求解時採用的各種理論模型所產生的誤差。由於此法要求同軸傳輸線和材料緊密地貼

合，但往往由於材料的不平整產生了空氣孔隙造成誤差[15]。此法最大的優點在於不只能測量固體塊材，對於液體、粉末、柔軟材質或生物組織皆能提供可靠的介電常數值，且能較簡便地達成測量材料隨溫度的變化情形。

(4)自由空間法：

自由空間法，故名思義是指待測材料在自由空間下的測量性質，是將材料固定在一組微波發射源和接收源中間，經向量網路分析儀得出欲求之散射參數。其大至上分為三種，最早是在材料的後面加上一金屬板，藉由量測反射參數(S_{11})的實驗值並和理論值二者的誤差方程式擬合得出複介電常數值[16]。另一種是藉由量測穿透頻譜之特性並利用富利葉轉換至時域空間，得出在擺放材料後電磁波經過之時間差，因而得出介電常數實部值，至於虛部值則經由穿透率的實驗值和理論值的誤差擬合得出，故此法也稱為自由空間法中的相位法[17]。再來也有同時考慮反射(S_{11})和穿透(S_{21})係數的方式，進而求解傳播常數和特性阻抗構成的聯立方程式得出複介電常數和複導磁係數[18]。綜合以上自由空間法最大的特點是能簡便的達成材料的寬頻帶性質測量，至於其缺點則是介電常數的準確性不如腔體法來得準確，尤其是微小的吸收係數。另外也有所謂空間諧振的問題[19]，指的是對於某些特殊的頻率點材料的厚度剛好為入射波長的半波長的整數倍時，產生穿透極大、反射極小的情形，造成該頻率點的介電常數值有著極大的誤差。另外在反射及穿透係數皆採用的方法中，其求解的過程中會出現多值解，即相位模糊的問題。

因此同樣在自由空法下，我們設計了利用一維光子晶體模組，來改善對於微小吸收係數量測的精準度，以及如何避免空間諧振與相位模糊的問題。

1-4 光子晶體簡介

在本節我們先簡單地介紹光子晶體的一些基本性質。光子晶體的概念與相關理論的形成，是由 E. Yablonovitch 和 S. John 在 1987 年所提出[20]，對於不同介電常數的介電材料所構成的週期性結構，如圖 1.4。在此結構中電磁波經週期性介質散射後，某些波段的電磁波強度會因破壞性干涉而呈指數衰減，無法在系統內傳播。其基本原理如同布拉格繞射 (Bragg Diffraction) 一樣，也就是光波會在光子晶體中產生破壞性干涉，造成類似於電子能帶的光子能帶結構，進而在頻譜上形成光子能隙。光子能帶和能帶之間出現的帶隙，即為光子頻率帶隙 (Photonic Frequency Bandgap，簡稱 PBG)。具有光子能帶隙的週期性介電結構就是光子晶體 (Photonic Crystals)，或叫做光子帶隙材料 (Photonic Bandgap Materials)。

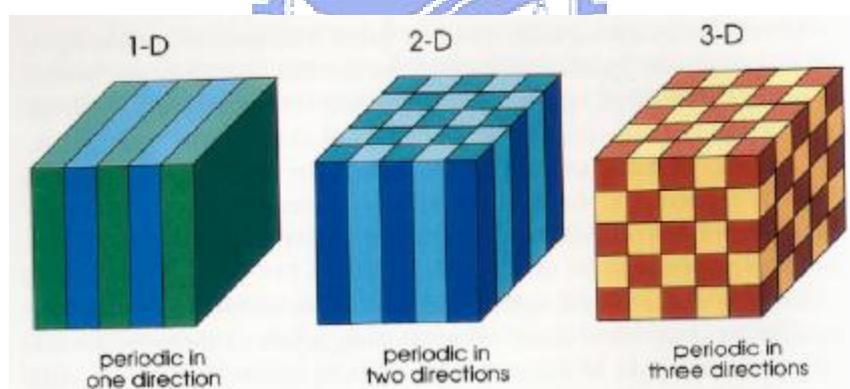


圖 1.4 1D,2D,3D 光子晶體結構示意圖

完全能隙是完美的光子晶體才可能具有的特性，但令人更感到興趣的應用，則是出現在不完美的光子晶體。研究發現，當光子晶體中的某些單元被取消或被另一種介質取代而形成缺陷時，就會使光子晶體的光子禁帶出現一些“可穿透窗口”，即光子禁帶內某些頻率會毫無損失地穿透光子晶體，我們稱其為光子晶體的缺陷態。而此缺陷態的許多特性，將使得光子晶體在微波及光學領域上具有許多有價值的應用，諸如：濾波器[31]、高效率反射鏡[32]、改善發光二極體的效

率[33]、高品質因子微諧振腔的製造，以及光子晶體光纖[34]、光子開關[35]、光子存儲器[36]、光子限幅器等各個方面。所謂一維 (1D) 的光子晶體就是光學上常常使用的多層膜，現在1D的光子晶體仍是運用最廣泛的材料。雖然以目前的趨勢來看2D及3D光子晶體具有很大的發展潛力，然而製備上的難度使得其應用無法較普遍性，所以本篇論文仍以應用1D光子晶體的特性與方便性，來做為探討的主軸。



第二章 計算及模擬方法

前言：

在本章中，我們除了介紹使用的模擬方法外，也詳細地介紹了如何由反射係數及等效折射率求解待測材料的一般性質。其中我們使用傳輸矩陣法(TMM)來做為分析一維光子晶體結構性質的模擬工具，並介紹了在最後求解材料性質時必需要求解非線性聯立方程組時所用到的布洛依登法，以及可調式光子晶體模組來達成測量寬頻帶的材料色散性質。

2-1 傳輸矩陣法(Transfer Matrix Method)[21]

2-1.1 單一均勻等向介質層之計算

首先考慮單一介質層 n_2 ，介於兩個半無窮大的介質 n_1, n_3 中，如圖 2.1 所示

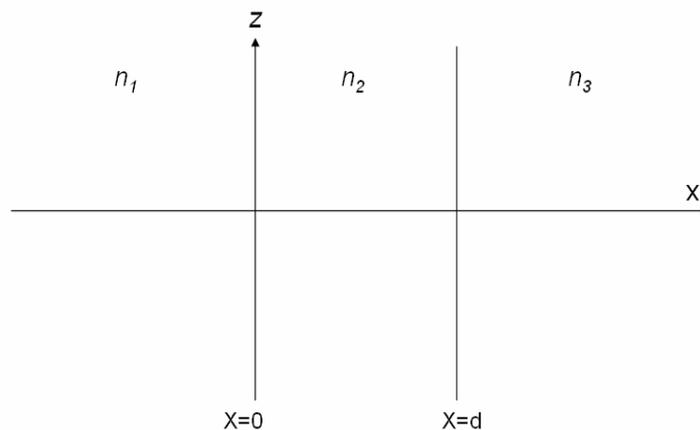


圖 2.1 單一均勻等向介質層之示意圖

並假設所有的介質均具有均勻性(homogeneous)及等向性(isotropic)，圖 2.1 整個結構之折射率分佈可以被表示成

$$n(x) = \begin{cases} n_1, & x < 0 \\ n_2, & 0 < x < d \\ n_3, & d < x \end{cases} \quad (2.1.1)$$

假設以一平面電磁波沿法線以 θ 入射介質層 n_2 ，則我們可以將電場波動方程式表示為以下的形式：

$$E(x, z) = E(x) \exp[(i(\omega t - \beta z))] \quad (2.1.2)$$

其中 β 為傳播向量在 z 方向上的分量。如果我們假設平面波是由 $x = -\infty$ 處入射，則電場向量 $E(x)$ 可以寫成

$$E_y(x) = \begin{cases} Ae^{-ik_{1x}x} + Be^{ik_{1x}x}, & x < 0, \\ Ce^{-ik_{2x}x} + De^{ik_{2x}x}, & 0 < x < d, \\ Fe^{-ik_{3x}(x-d)}, & d < x \end{cases} \quad (2.1.3)$$

在此我們假設電場向量為 s 極化(垂直入射之 x - z 平面)即 TE 波。A, B, C, D 及 F 為常數。 k_{1x} , k_{2x} , k_{3x} 為電磁波在各介質中傳輸時，波向量在 x 方向上的分量，其中

$$k_{ix} = \left[\left(\frac{n_i \omega}{c} \right)^2 - \beta^2 \right]^{1/2} = \left(\frac{\omega}{c} \right) n_i \cos \theta_i, \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.1.4)$$

θ_i 為平面波在各介質中與 x 軸之夾角。A, B, F 分別代表入射波、反射波及透射波之振幅。

由式(2.1.3)，再利用 Maxwell's 方程式，我們可推導出在各介質中的磁場向量 $H_z(x)$ 的表示式：

$$H_z(x) = \begin{cases} \frac{k_{1x}}{\omega \mu} (Ae^{-ik_{1x}x} - Be^{ik_{1x}x}), & x < 0, \\ \frac{k_{2x}}{\omega \mu} (Ce^{-ik_{2x}x} - De^{ik_{2x}x}) & 0 < x < d, \\ \frac{k_{3x}}{\omega \mu} Fe^{-ik_{3x}(x-d)} & d < x \end{cases} \quad (2.1.5)$$

其中 μ 為導磁係數。在此利用 E_y 及 H_z 必需滿足邊界條件，即在 $x=0$ 及 $x=d$ 介面

必需要連續，代入這些條件後可得關係式如下

$$A + B = C + D \quad (2.1.6a)$$

$$k_{1x}(A - B) = k_{2x}(C - D) \quad (2.1.6b)$$

$$Ce^{-ik_{2x}d} + De^{ik_{2x}d} = F \quad (2.1.6c)$$

$$k_{2x}(Ce^{-ik_{2x}d} - De^{ik_{2x}d}) = k_{3x}F \quad (2.1.6d)$$

在上述四個式子中，我們可將參數 B, C, D 及 F 統一以 A 來表示，並經過一些代數運算步驟後可得到

$$F = A \frac{4k_{1x}k_{2x}e^{-ik_{2x}d}}{(k_{1x} + k_{2x})(k_{2x} + k_{3x}) + (k_{1x} - k_{2x})(k_{2x} - k_{3x})e^{-i2k_{2x}d}} \quad (2.1.7)$$

及

$$B = A \frac{(k_{1x} - k_{2x})(k_{2x} + k_{3x}) + (k_{1x} + k_{2x})(k_{2x} - k_{3x})e^{-i2k_{2x}d}}{(k_{1x} + k_{2x})(k_{2x} + k_{3x}) + (k_{1x} - k_{2x})(k_{2x} - k_{3x})e^{-i2k_{2x}d}} \quad (2.1.8)$$

而 C 及 D 可分別寫成和 F 的關係式

$$C = \frac{1}{2}F\left(1 + \frac{k_{3x}}{k_{2x}}\right)e^{ik_{2x}d}, \quad (2.1.9)$$

$$D = \frac{1}{2}F\left(1 - \frac{k_{3x}}{k_{2x}}\right)e^{-ik_{2x}d} \quad (2.1.10)$$

如果我們利用式(2.1.4)，我們可以寫出各個介面之穿透及反射係數

$$r_{12} = \frac{k_{1x} - k_{2x}}{k_{1x} + k_{2x}}, \quad (2.1.11)$$

$$r_{23} = \frac{k_{2x} - k_{3x}}{k_{2x} + k_{3x}}, \quad (2.1.12)$$

$$t_{12} = \frac{2k_{1x}}{k_{1x} + k_{2x}}, \quad (2.1.13)$$

$$t_{23} = \frac{2k_{2x}}{k_{2x} + k_{3x}}. \quad (2.1.14)$$

將各介質界面穿透及反射係數之表示式代入(2.1.7)(2.1.8)式後，整理可得總穿透

及總反射係數之表示式

$$t = \frac{F}{A} = \frac{t_{12}t_{23}e^{-i\phi}}{1 + r_{12}r_{23}e^{-i2\phi}}, \quad (2.1.15)$$

及

$$r = \frac{B}{A} = \frac{r_{12} + r_{23}e^{-2i\phi}}{1 + r_{12}r_{23}e^{-i2\phi}}, \quad (2.1.16)$$

其中， $\phi = k_{2x}d = \frac{2\pi n_2 d}{\lambda} \cos \theta_2$ 。

在此反射率定義為能量的反射比率，

$$R = |r|^2. \quad (2.1.17)$$

穿透率定義為能量的穿透比率，

$$T = \frac{n_3 \cos \theta_3}{n_1 \cos \theta_1} |t|^2, \quad (2.1.18)$$

$\frac{n_3 \cos \theta_3}{n_1 \cos \theta_1}$ 為相速度的修正項。

假如所有介質均為實數且無吸收，則依據能量守衡可以寫出

$$R + T = 1, \quad (2.1.19)$$

在前面的敘述中，我們所計算的為單層均向且均勻的結構。但由前面的分析中我們可以想見，當計算多層介質結構時，所需要解的方程式將會變的非常複雜。因此，我們將採用矩陣法來解決此類問題，此種方法尤其適用來解決週期結構的問題。

現在我們首先考慮前面所描述的單層介質結構的問題，電場可以表示成為由向右行進波及向左行進波組成，即

$$E(x) = R e^{-ik_x x} + L e^{ik_x x} \equiv A(x) + B(x) \quad (2.1.20)$$

其中 $\pm k_x$ 為波向量在 x 方向上之分量，而 R 及 L 為在各均勻層中之常數， $A(x)$ 代

表向右行進之波的振幅，而 $B(x)$ 代表向左行進波之振幅，在此我們定義

$$\begin{aligned}
 A_1 &= A(0^-), \\
 B_1 &= B(0^-), \\
 A_2' &= A(0^+), \\
 B_2' &= B(0^+), \\
 A_2 &= A(d^-), \\
 B_2 &= B(d^-), \\
 A_3' &= A(d^+), \\
 B_3' &= B(d^+),
 \end{aligned} \tag{2.1.21}$$

在此 0^- 代表 $x=0$ 左邊界面， 0^+ 代表 $x=0$ 右邊界面。同理， d^- 及 d^+ 分別代表 $x=d$ 左邊界面及右邊界面。如果我們將各界面上之電場振幅改以行向量來表示，則我們可得以下之關係：

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = D_1^{-1} D_2 \begin{pmatrix} A_2' \\ B_2' \end{pmatrix}, \tag{2.1.22a}$$

$$\begin{pmatrix} A_2' \\ B_2' \end{pmatrix} = P_2 \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{i\phi_2} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix}, \tag{2.1.22b}$$

$$\begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = D_2^{-1} D_3 \begin{pmatrix} A_3' \\ B_3' \end{pmatrix}, \tag{2.1.22c}$$

其中 D 矩陣可以表示成

$$D_\alpha = \begin{cases} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_\alpha \cos \theta_\alpha & -n_\alpha \cos \theta_\alpha \end{pmatrix} & \text{for } s \text{ wave,} \\ \begin{pmatrix} \cos \theta_\alpha & \cos \theta_\alpha \\ n_\alpha & -n_\alpha \end{pmatrix} & \text{for } p \text{ wave,} \end{cases} \tag{2.1.23}$$

其中 $\alpha=1, 2, 3$ ；而 θ_α 為各介質層中波向量與 x 軸之夾角。而 P_2 為波傳播經過此週期層結構之傳播矩陣，其中 $\phi_2 = k_{2x} d$ 。從式(2.1.22) A_1, B_1, A_3', B_3' 之關係可表示為

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = D_1^{-1} D_2 P_2 D_2^{-1} D_3 \begin{pmatrix} A_3' \\ B_3' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_3' \\ B_3' \end{pmatrix} \quad (2.1.24)$$

在此，定義反射及穿透係數分別為

$$r = \left. \frac{B_1}{A_1} \right|_{B_3'=0} = \frac{M_{21}}{M_{11}} \quad (2.1.25)$$

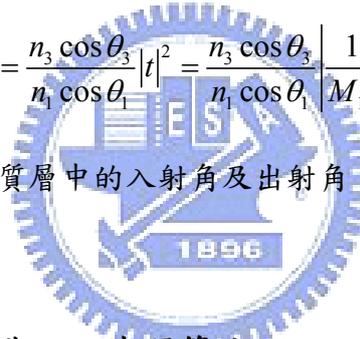
$$t = \left. \frac{A_3}{A_1} \right|_{B_3'=0} = \frac{1}{M_{11}} \quad (2.1.26)$$

而反射率及穿透率分別為

$$R = \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right|^2, \quad (2.1.27)$$

$$T = \frac{n_3 \cos \theta_3}{n_1 \cos \theta_1} |t|^2 = \frac{n_3 \cos \theta_3}{n_1 \cos \theta_1} \left| \frac{1}{M_{11}} \right|^2, \quad (2.1.28)$$

其中 θ_1 及 θ_3 為電磁波在介質層中的入射角及出射角。



2-1.2 多層等向介質結構之矩陣運算法

接下來我們將考慮計算多層等向介質結構(如圖 2.2)之矩陣運算法，首先，我們考慮此結構之折射率分佈如所示：

$$n(x) = \begin{cases} n_0, & x < x_0 \\ n_1, & x_0 < x < x_1, \\ n_2, & x_1 < x < x_2, \\ \vdots & \vdots \\ n_N, & x_{N-1} < x < x_N, \\ n_s, & x_N < x \end{cases} \quad (2.1.29)$$

其中 n_0 代表入射端的折射率， n_1, n_2, \dots, n_N 為各層之折射率， x_l 代表第 l 層與第 $l+1$ 層介面之位置， n_s 為出射端之折射率。

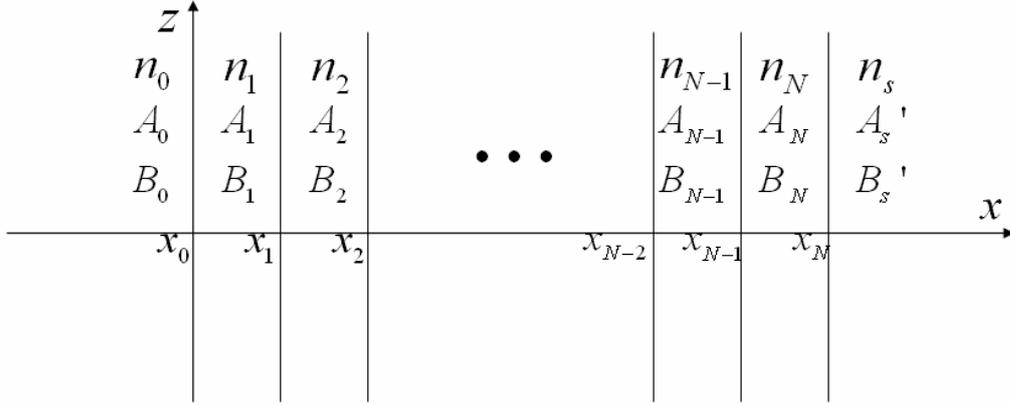


圖 2.2 多層均勻等向介質層之示意圖

各層之厚度分別為

$$\begin{aligned}
 d_1 &= x_1 - x_0 \\
 d_2 &= x_2 - x_1 \\
 &\vdots \\
 d_N &= x_N - x_{N-1}
 \end{aligned} \tag{2.1.30}$$

而電場 $E(x)$ 之分布可以寫成

$$E(x) = \begin{cases} A_0 e^{-ik_{0x}(x-x_0)} + B_0 e^{ik_{0x}(x-x_0)}, & x < x_0; \\ A_l e^{-ik_{lx}(x-x_l)} + B_l e^{ik_{lx}(x-x_l)}, & x_{l-1} < x < x_l; \\ A'_s e^{-ik_{sx}(x-x_N)} + B'_s e^{ik_{sx}(x-x_N)}, & x_N < x \end{cases} \tag{2.1.31}$$

其中，

$$k_{lx} = \left[\left(n_l \frac{\omega}{c} \right)^2 - \beta^2 \right]^{1/2} = n_l \frac{\omega}{c} \cos \theta_l, \quad l = 1, 2, \dots, N \tag{2.1.32}$$

θ_l 為電磁波行進第 l 介質層之入射角度， A_l 及 B_l 代表在 $x = x_l$ 界面之振幅。依照

前節中所分析的結果，可以得出

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} &= D_0^{-1} D_1 \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} A_l \\ B_l \end{pmatrix} &= P_l D_l^{-1} D_{l+1} \begin{pmatrix} A_{l+1} \\ B_{l+1} \end{pmatrix}, \quad l = 1, 2, \dots, N
 \end{aligned} \tag{2.1.33}$$

其中 $A_{N+1} = A'_s$, $B_{N+1} = B'_s$, 而 D 矩陣及 P 矩陣可寫成

$$D_l = \begin{cases} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_l \cos \theta_l & -n_l \cos \theta_l \end{pmatrix} & \text{for s wave,} \\ \begin{pmatrix} \cos \theta_l & \cos \theta_l \\ n_l & -n_l \end{pmatrix} & \text{for p wave,} \end{cases} \quad (2.1.34)$$

$$P_l = \begin{pmatrix} e^{ik_x d_l} & 0 \\ 0 & e^{-ik_x d_l} \end{pmatrix} \quad (2.1.35)$$

由式 (2.1.33) 整理可得

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = D_0^{-1} \left[\prod_{l=1}^N D_l P_l D_l^{-1} \right] D_s \begin{pmatrix} A'_s \\ B'_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'_s \\ B'_s \end{pmatrix} \quad (2.1.36)$$

在此，我們可以計算反射及穿透係數分別為

$$r = \left(\frac{B_0}{A_0} \right)_{B'_s=0} = \frac{M_{21}}{M_{11}}, \quad (2.1.37)$$

$$t = \left(\frac{A'_s}{A_0} \right)_{B'_s=0} = \frac{1}{M_{11}} \quad (2.1.38)$$

其中， $t = |t|^{i\theta}$ ， θ 為穿透係數之相位角。

而反射率及穿透率分別為

$$R = \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right|^2, \quad (2.1.39)$$

$$T = \frac{n_s \cos \theta_s}{n_0 \cos \theta_0} |t|^2 = \frac{n_s \cos \theta_s}{n_0 \cos \theta_0} \left| \frac{1}{M_{11}} \right|^2, \quad (2.1.40)$$

其中 θ_0 及 θ_s 為平面波在晶體中的入射角及出射角。

2-2 多層介電質的等效折射率

2-2.1 合成總場之波阻抗[22]

將任何平行於平坦界面平面上總電場強度與總磁場強度之比值，定義為合成總場的波阻抗 Z 。由圖 2.3 可得與 z 座標相依的均勻平面波之波阻抗可寫為

$$Z(z) = \frac{E_x(z)}{H_y(z)} \quad (\Omega) \quad (2.2.1)$$

對於在無限大介質內沿 $+z$ 方向傳播，即正向入射的單一行進波而言，波阻抗等於介質之本質阻抗 η ；同理沿 $-z$ 方向傳播的單一行進波而言，不論 z 為何值，波阻抗皆為 $-\eta$ 。

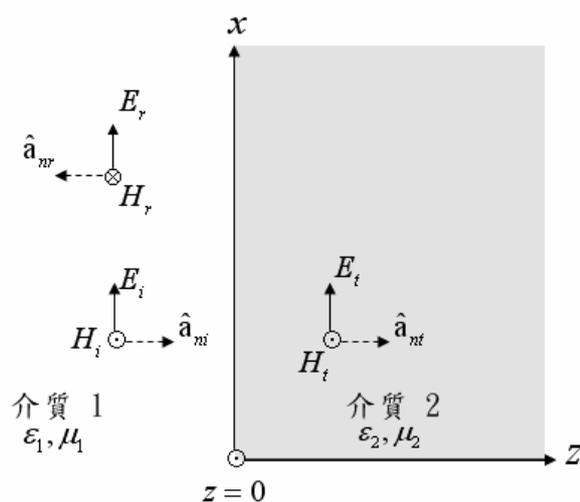


圖 2.3 雙層介電質上之垂直入射

考慮由圖 2.3 所示，均勻平面波由介質 1 垂直入射於平坦之介面介質 2，介質 2 為一無限延伸的均勻介質。我們可得出在介質 1 內之總電場與總磁場分別為

$$\begin{aligned} E_{1x}(z) &= E_{i0}(e^{-j\beta_1 z} + \gamma e^{j\beta_1 z}) \\ H_{1y}(z) &= \frac{E_{i0}}{\eta_1}(e^{-j\beta_1 z} - \gamma e^{j\beta_1 z}) \end{aligned} \quad (2.2.2)$$

其中， E_i 、 H_i 為入射之電場與磁場； E_r 、 H_r 為反射之電場與磁場； E_t 、 H_t 為透射之電場與磁場； γ 為反射係數； β 為傳播常數。由(2.2.1)知其比值在介質 1 中與

界面相距 z 距離處的合成總場波阻抗為

$$Z_1(z) = \frac{E_{1x}(z)}{H_{1y}(z)} = \eta_1 \frac{e^{-j\beta_1 z} + \gamma e^{j\beta_1 z}}{e^{-j\beta_1 z} - \gamma e^{j\beta_1 z}} \quad (2.2.3)$$

另外在交界面上由邊界條件得出 $\gamma = (\eta_2 - \eta_1) / (\eta_2 + \eta_1)$ ，與介質 1 和介質 2 的本質波阻抗有關。將其代入(2.2.3)式，並假設在界面左方 $z = -l$ 處，可得

$$Z_1(-l) = \eta_1 \frac{\eta_2 \cos \beta_1 l + j\eta_1 \sin \beta_1 l}{\eta_1 \cos \beta_1 l + j\eta_2 \sin \beta_1 l} \quad (2.2.4)$$

當 $\eta_1 = \eta_2$ 時，上式可簡化為 η_1 。表示介質在 $z = 0$ 處沒有不連續的界面，故沒有反射波。合成總場的波阻抗與介質的本質阻抗相等。

2-2.2 多層介電質的等效阻抗轉換

考慮如圖 2.4 之多層介電質界面的問題時，由於介質 2 中之總場是波在 $z = 0$ 與 $z = d$ 界面上多次反射的結果，可將之寫成兩組分別往 $+z$ 及 $-z$ 方向傳送的行進波，並由(2.2.4)式我們可得在 $z = 0$ 處，往波的行進方向看進去得到的等效波阻抗為

$$Z_2(0) = \eta_2 \frac{\eta_3 \cos \beta_2 d + j\eta_2 \sin \beta_2 d}{\eta_2 \cos \beta_2 d + j\eta_3 \sin \beta_2 d} \quad (2.2.5)$$

當我們要討論在介質 1 內的波時，就必須處理在 $z = 0$ 處的不連續，而這不連續可用一無限大介質的等效阻抗來表示(2.2.5)。故在計算介質 1 內的入射波之反射係數時，不用一一代入邊界條件來解出，只要用一等效阻抗去計算在 $z = 0$ 處之等效反射係數

$$\Gamma = \frac{E_{r0}}{E_{i0}} = \frac{Z_2(0) - \eta_1}{Z_2(0) + \eta_1} \quad (2.2.6)$$

即可。

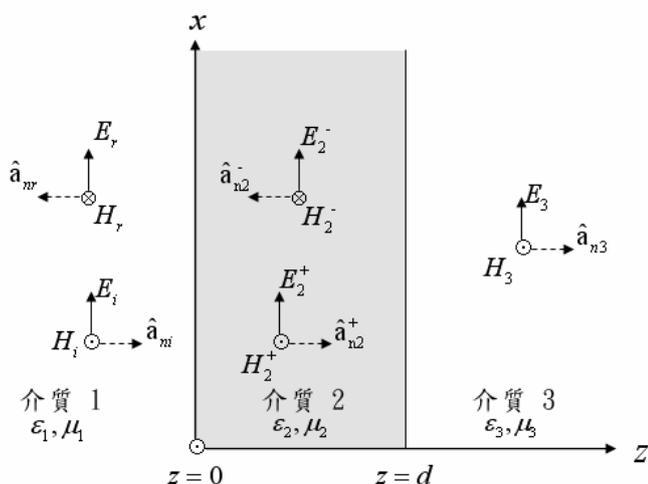


圖 2.4 多層介電質垂直入射之電場、磁場示意圖

2-2.3 等效折射率

由介質之本質波阻抗的定義知 $\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \eta_0 \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}}$ ，其中 η_0 為真空中之本質阻抗(377Ω)， ϵ_r 及 μ_r 為相對介電常數和相對導磁係數。假設使用之材料為非磁性材料，則 μ_r 為 1。並由材料折射率 $n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon_r}$ ，得出阻抗和折射率之間的轉換關係式為 $\eta = \frac{\eta_0}{n}$ 。代入(2.2.5)式，則我們可獲得兩層介質由介質 1 向介質 2、介質 3 看過去的等效折射率 N_{in} 表示為

$$\frac{\eta_0}{N_{in}} = \frac{\frac{\eta_0}{n_3} \cos \beta_2 d_2 + j \frac{\eta_0}{n_2} \sin \beta_2 d_2}{n_2 \frac{\eta_0}{n_2} \cos \beta_2 d_2 + j \frac{\eta_0}{n_3} \sin \beta_2 d_2} \quad (2.2.7)$$

同除 η_0 ，並整理可得

$$N_{in} = n_2 \frac{n_3 \cos \beta_2 d + j n_2 \sin \beta_2 d}{n_2 \cos \beta_2 d + j n_3 \sin \beta_2 d} \quad (2.2.8)$$

其中 $\beta_2 = \frac{2\pi fn_2}{c}$ 為垂直入射時，波在介質 2 中的傳播常數。

由上述所知，我們已經可以定出多層介質之間的等效折射率，現在我們舉一模型如圖 2.5 來做說明。圖 2.5 是由 5 層介質所構成，且在此我們先簡單假設 n_3 為未知的待測材料層，其餘層的材料性質皆為已知。入射波為正向入射。則由(2.2.8)式我們首先可得出由介質 n_1 向波行進方向看進去的整體等效折射率 N_{in} ，而由(2.2.6)式我們可由實驗量測得出反射係數 γ ，並由

$$\gamma = \frac{n_1 - N_{in}}{n_1 + N_{in}} \quad (2.2.9)$$

整理可得

$$N_{in} = n_1 \left(\frac{1 - \gamma}{1 + \gamma} \right) \quad (2.2.10)$$

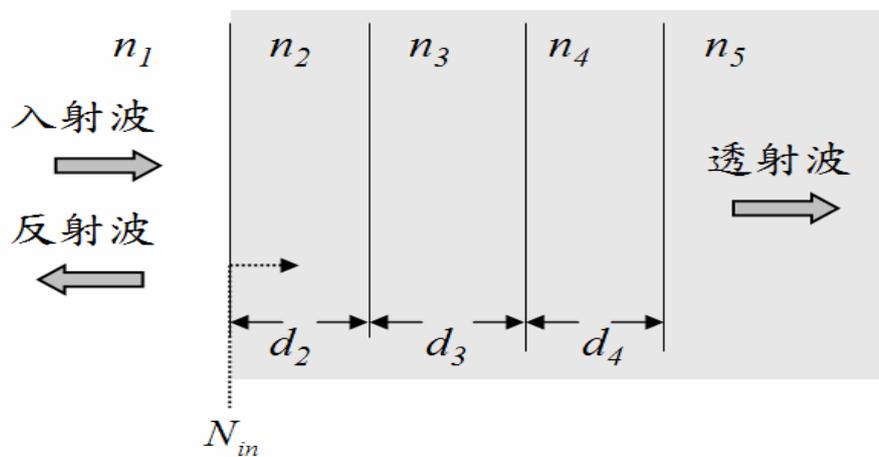


圖 2.5 5 層介質等效折射率及厚度示意圖

之後我們再假設由介質 2 往波行進方向看進去，得出介質 3、4、5 的等效折射率 $N_{eff}^{(+)}$ ，如圖 2.6。則再利用(2.2.8)式和(2.2.10)式求出由 n_1 、 n_2 及 $N_{eff}^{(+)}$ 此三層介質構成的等效折射率關係式

$$N_{in} = n_2 \frac{N_{eff}^{(+)} \cos \beta_2 d_2 + j n_2 \sin \beta_2 d_2}{n_2 \cos \beta_2 d_2 + j N_{eff}^{(+)} \sin \beta_2 d_2} \quad (2.2.11)$$

再將上式的 $N_{eff}^{(+)}$ 整理成 N_{in} 的表達式

$$N_{eff}^{(+)} = n_2 \frac{N_{in} \cos \beta_2 d_2 - j n_2 \sin \beta_2 d_2}{n_2 \cos \beta_2 d_2 - j N_{in} \sin \beta_2 d_2} \quad (2.2.12)$$

其中 N_{in} 已經可以由(2.2.10)式的反射係數 γ 來推算。

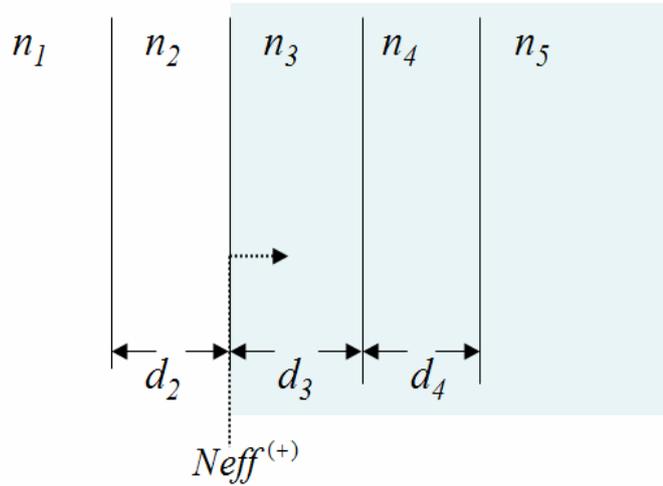


圖 2.6 5 層介質等效折射率 $N_{eff}^{(+)}$ 示意圖

同理由圖 2.7 我們也可得出未知待測材料層 n_3 右邊，向入射波方向看進去得出介質 n_4 及 n_5 的等效折射率 $N_{eff}^{(-)}$ ，其關係式為

$$N_{eff}^{(-)} = n_4 \frac{n_5 \cos \beta_4 d_4 + j n_4 \sin \beta_4 d_4}{n_4 \cos \beta_4 d_4 + j n_5 \sin \beta_4 d_4} \quad (2.2.13)$$

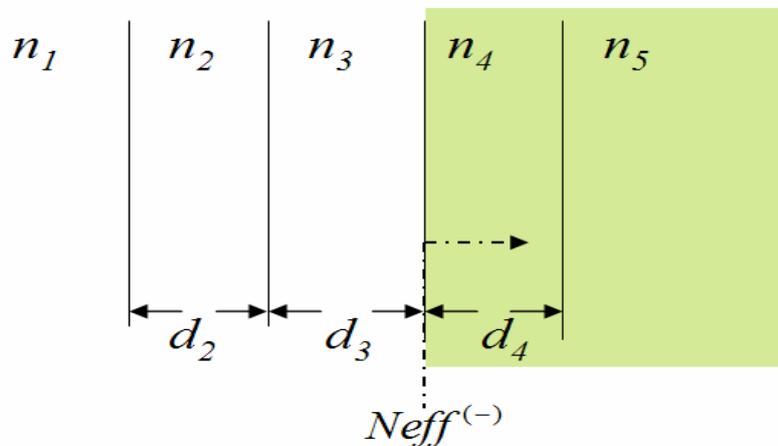


圖 2.7 5 層介質等效折射率 $N_{eff}^{(-)}$ 示意圖

故再由(2.2.12)、(2.2.13)，我們可得出以 n_2 、 n_3 及 $N_{eff}^{(-)}$ 等三層介質間 $N_{eff}^{(+)}$ 和 $N_{eff}^{(-)}$ 的關係式可表示為

$$N_{eff}^{(+)} = n_3 \frac{N_{eff}^{(-)} \cos(\beta_3 d_3) + j n_3 \sin(\beta_3 d_3)}{n_3 \cos(\beta_3 d_3) + j N_{eff}^{(-)} \sin(\beta_3 d_3)} \quad (2.2.14)$$

其中若 n_4 、 n_5 、 d_4 為已知數值，則由(2.2.13)式可得知在選定的入射頻率下， $N_{eff}^{(-)}$ 的值。同理若 n_1 、 n_2 、 d_2 為已知參數，則可由反射係數 γ 得知，介質 1 看進去整體多層介質的等效折射率 N_{in} ，再由 N_{in} 反推得出 $N_{eff}^{(+)}$ 。

2-2.4 應用等效折射率求解未知材料之性質

在(2.2.14)式中 n_3 為未知的待測材料層，若假設其厚度值 d_3 也為已知的一般情形下，我們可令 $n_3 = n_{3r} - in_{3i}$ ，而由(2.2.12)和(2.2.13)式得出的等效近射率也可寫成 $N_{eff}^{(+)} = N_r^+ - iN_i^+$ ， $N_{eff}^{(-)} = N_r^- - iN_i^-$ 。將其帶入(2.2.14)式中，並考慮在 $\beta_3 d_3 = \frac{\omega(n_{3r} - in_{3i})d_3}{c} = \varphi_3$ 中， φ_3 為一複數。故 $\cos \varphi_3$ 或 $\sin \varphi_3$ 也會為複數，所以必需分為實部和虛部討論之。

將其帶入得出之形式如下

$$N_r^+ - iN_i^+ = (n_{3r} - in_{3i}) \frac{(N_r^- - iN_i^-)(Re \cos \varphi_3 + iIm \cos \varphi_3) + i(n_{3r} - in_{3i})(Re \sin \varphi_3 + iIm \sin \varphi_3)}{(n_{3r} - in_{3i})(Re \cos \varphi_3 + iIm \cos \varphi_3) + i(N_r^- - iN_i^-)(Re \sin \varphi_3 + iIm \sin \varphi_3)} \quad (2.2.15)$$

將實部及虛部整理後，可得出

$$N_r^+ - iN_i^+ = (n_{3r} - in_{3i}) \frac{A + iB}{C + iD} \quad (2.2.16)$$

其中 A 、 B 、 C 、 D 分別為

$$A = (N_r^- Re \cos \varphi_3 - N_i^- Im \sin \varphi_3 + n_{3i} Re \sin \varphi_3 - n_{3r} Im \sin \varphi_3) \quad (2.2.16a)$$

$$B = (-N_i^- Re \cos \varphi_3 + N_r^- Im \sin \varphi_3 - n_{3r} Re \sin \varphi_3 - n_{3i} Im \sin \varphi_3) \quad (2.2.16b)$$

$$C = (n_{3r} Re \cos \varphi_3 + n_{3i} Im \sin \varphi_3 + N_i^- Re \sin \varphi_3 - N_r^- Im \sin \varphi_3) \quad (2.2.16c)$$

$$D = (-n_{3i} Re \cos \varphi_3 + n_{3r} Im \sin \varphi_3 + N_r^- Re \sin \varphi_3 + N_i^- Im \sin \varphi_3) \quad (2.2.16d)$$

再分子分母同乘 $C - iD$ 整理成純實部和純虛部的表達式

$$N_r^+ - iN_i^+ = \frac{n_{3r}(AC + BD) - n_{3i}(AD - BC)}{C^2 + D^2} - i \frac{n_{3r}(BC - AD) + n_{3i}(AC + BD)}{C^2 + D^2} \quad (2.2.17)$$

所以由實部相等及虛部相等，我們最後可以得到一聯立方程組

$$\begin{cases} N_r^+ = \frac{n_{3r}(AC + BD) - n_{3i}(AD - BC)}{C^2 + D^2} \\ N_i^+ = \frac{n_{3r}(BC - AD) + n_{3i}(AC + BD)}{C^2 + D^2} \end{cases} \quad (2.2.18)$$

其中 A 、 B 、 C 、 D 內含有 $\cos \varphi_3$ 及 $\sin \varphi_3$ 等項為非線性函數，故式子(2.2.18)變成要求解非線性聯立方程組來解出 n_{3r} 和 n_{3i} ，並不容易直接求解。故在下節我們將討論如何利用數值運算的方法來解出數值解。

2-3 布洛依登法 (Broyden's Method)[23][24]

由於我們最後在求解材料的折射率及吸收係數時，會利用到等效折射率法，最後得到由實部和虛部構成的一個非線性聯立方程組。故在本節我們將介紹一個對於求解非線聯立方程組上，常用到的方法—布洛依登法 (Broyden's Method)。

在傳統上對於求解非線性聯立方程組，以所謂的牛頓法即可達成，以下將簡介牛頓法的方法，並介紹布洛依登如何加以改進而成為布洛依登法，故希洛依登

法也有人稱它為準牛頓法(quasi-Newton methods)。

假設一含有任意變數的非線性聯立方程組 $\mathbf{f}(\mathbf{x}) = \mathbf{0}$ ，這裡的 \mathbf{f} 是指 n 個分量 $(f_1, f_2, \dots, f_n)^T$ 的行向量，並令 \mathbf{x} 是 n 個分量 $(x_1, x_2, \dots, x_n)^T$ 的行向量。而藉由一給予的初始值逐次迭代 $\mathbf{f}(\mathbf{x})$ ，直至設定的誤差範圍內，則跳出運算並輸出結果。即對於一初始的 \mathbf{x} 值假設

$$\mathbf{x}_{r+1} = \mathbf{x}_r + \Delta \mathbf{x}_r \quad r = 0, 1, 2, \dots \quad (2.3.1)$$

其中 \mathbf{x}_{r+1} 是 \mathbf{x} 在第 $(r+1)$ 次的迭代值，且 \mathbf{x}_{r+1} 是 \mathbf{x} 的改進近似，故可得出

$$\mathbf{f}(\mathbf{x}_{r+1}) \approx \mathbf{0} \quad \text{或} \quad \mathbf{f}(\mathbf{x}_r + \Delta \mathbf{x}_r) \approx \mathbf{0} \quad (2.3.2)$$

若以 n 維泰勒級數展開(2.3.2)則可得

$$\mathbf{f}(\mathbf{x}_r + \Delta \mathbf{x}_r) = \mathbf{f}(\mathbf{x}_r) + \nabla \mathbf{f}(\mathbf{x}_r) \Delta \mathbf{x}_r + \dots \quad (2.3.3)$$

其中我們忽略 $(\Delta \mathbf{x}_r)^2$ 等的高次項，並由(2.3.2)式可得

$$\mathbf{f}(\mathbf{x}_r) + \mathbf{J}_r \Delta \mathbf{x}_r \approx \mathbf{0} \quad (2.3.4)$$

其中 $\mathbf{J}_r = \nabla \mathbf{f}(\mathbf{x}_r)$ ，稱為(Jacobian Matrix)。下標 r 表示矩陣在點 \mathbf{x}_r 的計算值，且其各分量形式可寫為

$$\mathbf{J}_r = [\partial f_i(\mathbf{x}_r) / \partial x_j] \quad i = 1, 2, \dots, n \quad j = 1, 2, \dots, n \quad (2.3.5)$$

故由(2.3.4)我們可得出最後的改進近似式

$$\mathbf{x}_{r+1} = \mathbf{x}_r - \mathbf{J}_r^{-1} \mathbf{f}(\mathbf{x}_r) \quad r = 0, 1, 2, \dots \quad (2.3.6)$$

由於 \mathbf{J}_r 可能為奇異矩陣(singular)，此時反矩陣 \mathbf{J}_r^{-1} 將無法計算。故布洛依登在每次迭代時的 \mathbf{J}_r^{-1} 提出了一逐次近似的更新公式[23]

$$(\mathbf{J}_r^{-1})_{r+1} = (\mathbf{J}_r^{-1})_r - \frac{[(\mathbf{J}_r^{-1})_r \mathbf{y}_r - \mathbf{p}_r] (\mathbf{p}_r)^T (\mathbf{J}_r^{-1})_r}{(\mathbf{p}_r)^T (\mathbf{J}_r^{-1})_r \mathbf{y}_r} \quad (2.3.7)$$

其中 $\mathbf{y}_r = \mathbf{f}_{r+1} - \mathbf{f}_r$ 且 $\mathbf{p}_r = -(\mathbf{J}_r^{-1})_r \mathbf{f}(\mathbf{x}_r)$ 。

而詳細的演算步驟如下：

1. 首先輸入一個解的初值近似，且計數器 r 設為 0。
2. 對 \mathbf{J}_r^{-1} 也計算或給予一初值近似。
3. 計算 $\mathbf{p}_r = -(\mathbf{J}_r^{-1})_r \mathbf{f}(\mathbf{x}_r)$ 。
4. 求一純量 t_r 使得 $\|\mathbf{f}(\mathbf{x}_r + t_r \mathbf{p}_r)\| < \|\mathbf{f}(\mathbf{x}_r)\|$ ，其中 $\|\cdot\|$ 表示被取的向量範數 (norm)。
5. 計算 $\mathbf{x}_{r+1} = \mathbf{x}_r + t_r \mathbf{p}_r$ 。
6. 計算 $\mathbf{f}(\mathbf{x}_{r+1})$ ，若 $\|\mathbf{f}(\mathbf{x}_{r+1})\| < \varepsilon$ (ε 為使用者自行給予的可容忍誤差)，然後跳出演算程式，否則繼續步驟 7。
7. 使用(2.3.7)式的更新近似公式得出 \mathbf{J}_{r+1}^{-1} 。
8. 令 $i = i + 1$ 然後回到步驟 3。

對於傳統的牛頓法，除了確保函數的偏導數存在外，其函數的偏導數形式也必須由使用者自行計算，而布洛依登修正了這項缺點，並給予了一正確的近似公式，使得此法能使用的函數範圍更加廣闊，且省去了計算函數的偏導數形式。對於大量的未知數構成的複雜方程式系統，布洛依登法的效率尤為顯著。

2-4 可調式光子晶體模組

在[25]的論文中提及了對於一含有缺陷層的一維光子晶體，如何達成穿透頻率之可調以期應用在濾波器及色散補償器之方面。其主要是以調動缺陷層旁之調

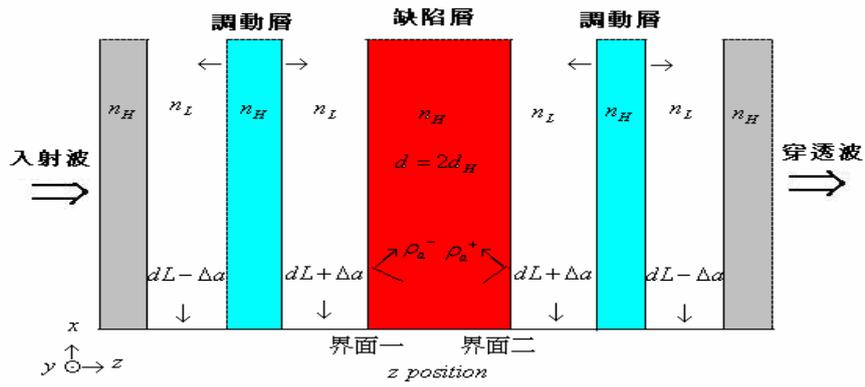


圖 2.8 可調式濾波器調動模組一結構圖

$$(n_H = 2, n_L = 1, d_H = 0.375\mu m, d_L = 0.75\mu m)$$

動層來達成，如圖 2.8。並在此調動模組外再加上一定週期數的光子晶體層數以增加其 Q 值，圖 2.9。若以中心頻率為 100THz 其調動結果如圖 2.10，Q 值的變化如圖 2.11。

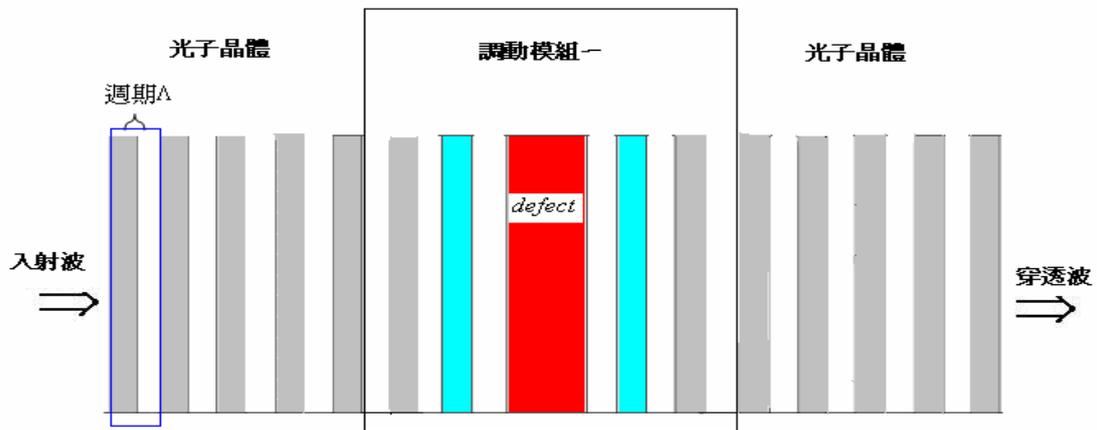


圖 2.9 以光子晶體設計可調式濾波器示意圖

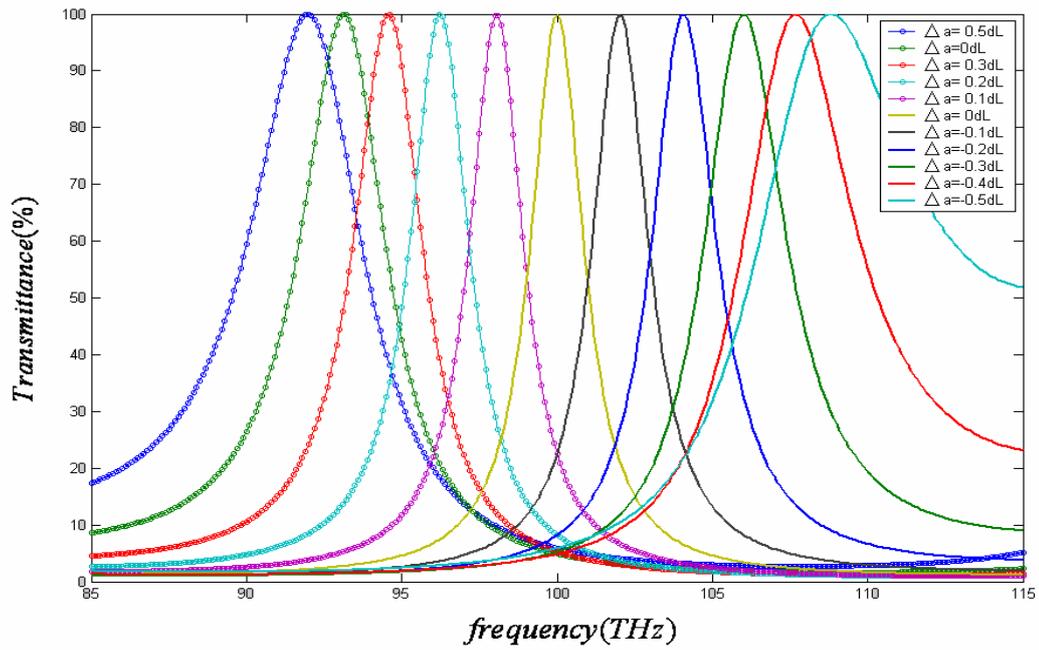


圖 2.10 調動模組在不同調動距離之穿透頻譜

($n_H = 2$, $n_L = 1$, $d_H = 0.375\mu m$, $d_L = 0.75\mu m$)

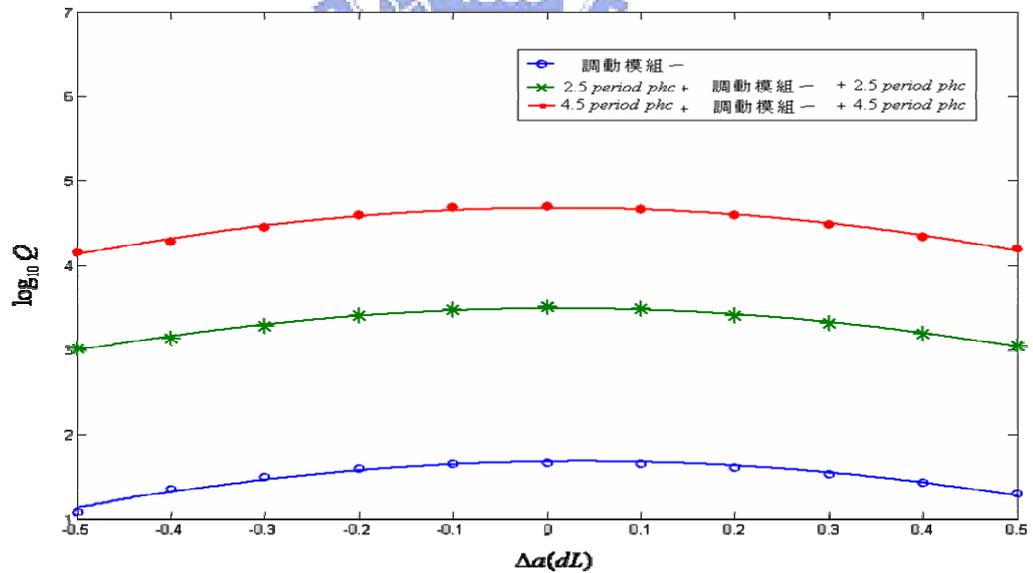


圖2.11 探討調動模組置入光子晶體Q值變化之影響

($n_H = 2$, $n_L = 1$, $d_H = 0.375\mu m$, $d_L = 0.75\mu m$)

而調動的模組不只是能調動最接近缺陷層旁的二層而已，如圖 2.12 也可調動更外層的調動層，由此我們可發現，當調動愈外層的調動層時，其變化範圍之效果較不佳，比較圖形如 2.13。

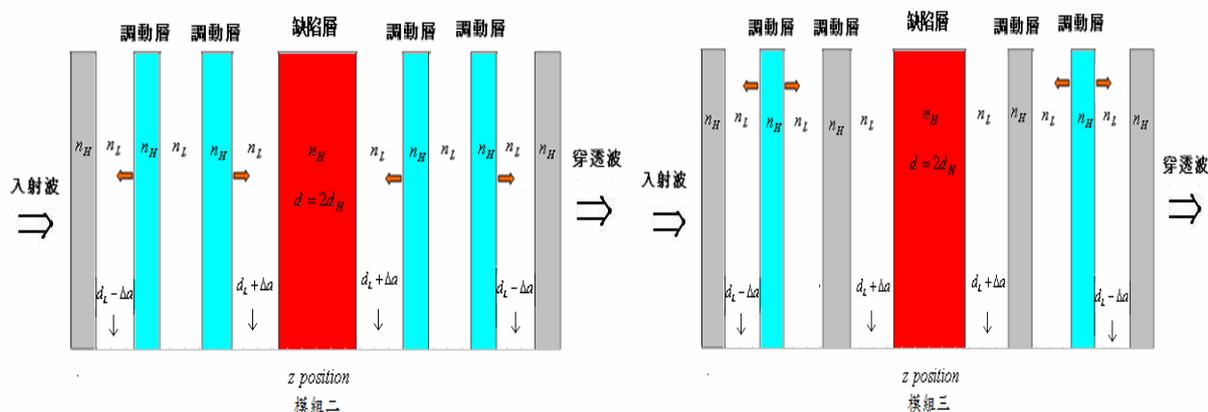


圖 2.12 調動模組二、三之結構圖

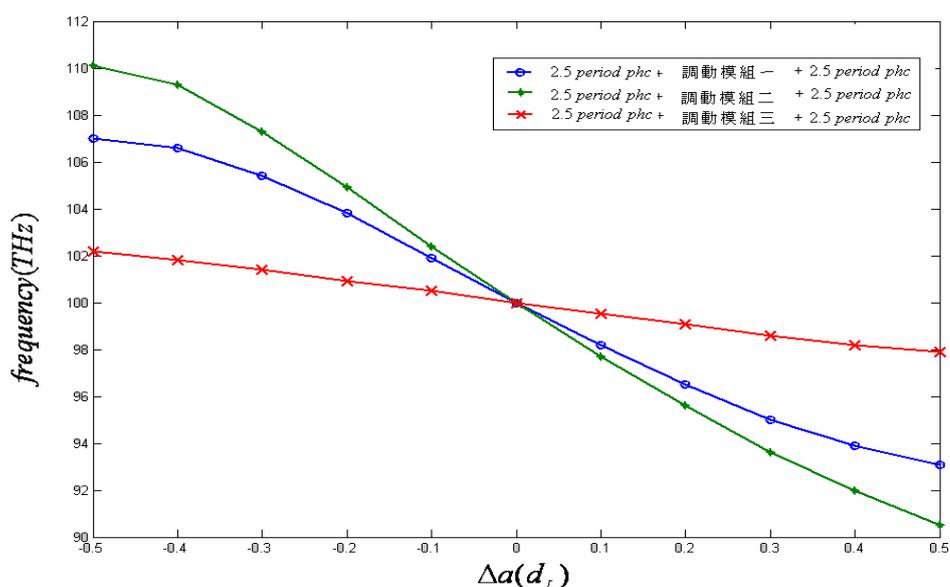


圖 2.13 比較不同調動模組之調動範圍

故由此設計架構下，我們的量測材料通常都設為缺陷層，則藉由調動缺陷層外圍的光子晶體調動層，便可改變其穿透頻率，進而得出材料在不同頻率下之折射率或吸收係數的色散性質。

第三章 實驗架構及量測方法

前言：

在計算光子晶體的出射頻譜時，通常都假設平面波入射至無限大的光子晶體上，雖然無限大的光子晶體在實際上是無法製做的，然而實驗上卻可將待測物與電磁波發射源之距離 R 取得夠遠使其滿足遠場條件（即樣品中心與邊緣相位差 $< \lambda/16$ ，即 $R > 2D^2/\lambda$ ，式中 D 為待測物之最大尺寸， λ 為入射波波長），此入射條件即可視為近似平面波入射；且為避免有限樣品邊緣繞射效應的影響，在發射與接收系統之間安置一片具有微波吸收角錐材料的金屬板，其中心製成適當的孔洞以消除有限樣品邊緣的繞射效應。因此實驗為模擬在近似平面波入射條件下，量測有限樣品構成之 1-D 光子晶體其穿透和反射頻譜關係。現將儀器架設與量測結果分述如下：



3-1 儀器設置及架設

量測系統之儀器架設相關方塊示意圖如圖 3.1 所示，所需儀器及其各項功能分述如下：

- a. 微波源 (Synthesized Sweeper)：其主要功能為提供微波發射來源。
(HP83650A)
- b. 微波頻率轉換器 (Frequency Converter)：其主要功能為提供微波參考信號及降至中頻 (IF) 以利信號分析。(HP8511A)
- c. 微波接收控制儀 (Microwave Receiver)：其主要功能為控制微波發

射與接收情形，並使之成為同步信號狀態，並提高系統的靈敏度。

(HP8530A)

- d. 微波前置放大器 (Microwave Preamplifier)：其主要功能為降低雜訊，並放大 S/N 比，並提高系統的靈敏度。(HP8449B)
- e. 耦合器 (Coupler)：其主要目的為提供一參考信號 (可調變的)，以利於 S/N 比之改善，並提高系統的靈敏度。(HP11629D)
- f. 喇叭型天線 (發射與接收)：ST 公司製作之 DRH-0118：提供一適當之 Beam Width，而能涵蓋整個待測物時，其場型變化落差較小。本系統之發射/接收天線之 Beam Width 約為 ± 8 度 (3dB)，故本次待測物均涵蓋在微波場型之 3dB 範圍內。

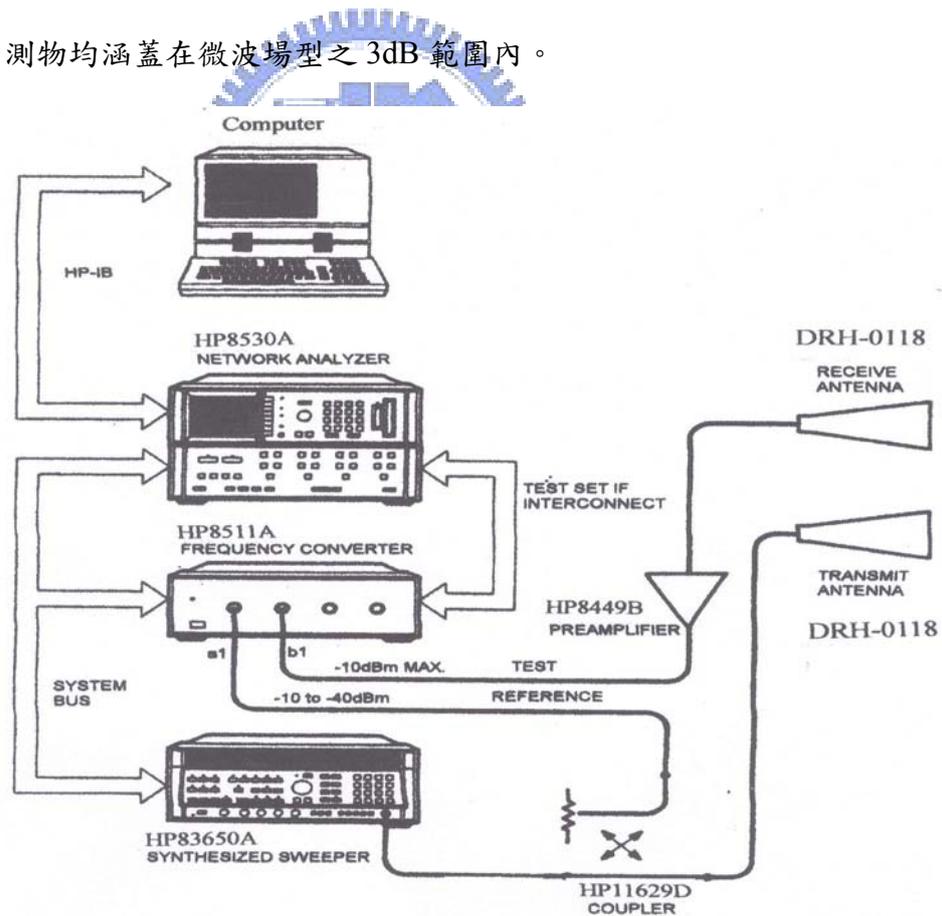


圖 3.1 量測系統之儀器架設相關流程示意圖

本套系統為自由空間量測系統，是以 HP8530 微波向量網路分析儀為量測

中心，可自由調整發射頻率，其掃頻範圍為 10MHz 至 50GHz。量測時其一段掃頻微波信號，經由發射源輸入號角型天線輻射至待測空間，再由同型號之天線接收傳輸信號，並接上向量網路分析儀。量測時如比較於內部同步之參考信號，即可測得待測物之穿透率及相位關係。為避免有限樣品邊緣繞射的影響，在發射與接收天線之間放置一塊金屬板，尺寸為 160cm×160cm，在其中間位置開一缺口，此開口大小需考慮日後待測樣品尺寸、發射/接收天線位置，以滿足平面波入射要求下，且能避免開口邊緣繞射(經實驗證明對入射頻率為 2GHz-18GHz，此開口需大於 10cm×10cm)。現因應空間限制，發射/接收天線距金屬板位置為 100cm，則選定開口為 14cm×14cm，本系統架設示意圖如圖 3.2 所示，圖中在金屬板上覆蓋 5 吋角錐型吸波材料，以降低金屬板多次反射效應。本量測系統的動態量測靈敏度，於 2 至 18GHz 可達-50dB。

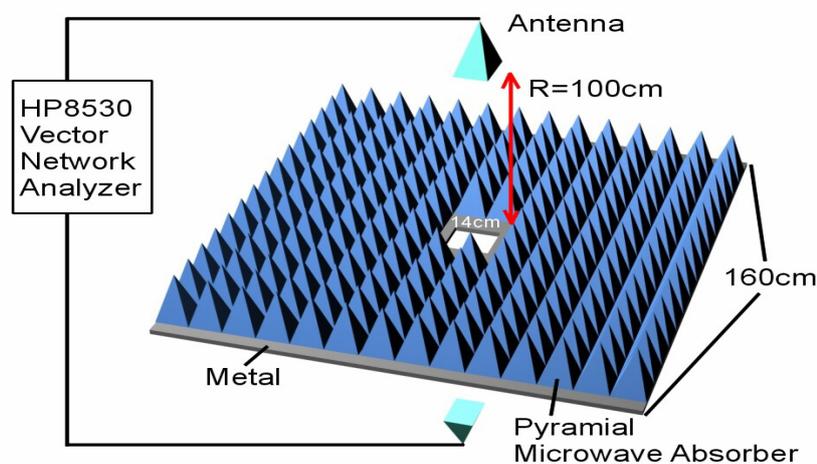


圖 3.2 微波穿透率量測系統架設示意圖

3-2 量測方法：

本文微波穿透率量測主要依據是將測量反射回波的頻率數據，應用反富立

葉轉換(IFT)功能給出以時間或距離為變量的關係圖，由圖即可清楚分辨出不同反射回波位置，再視當時實驗條件、背景強度及暗室實際空間判定時域開關(time gating)範圍。如此即可確保量測到有意義的反射回波信號，且可濾除不必要的轉接頭或背景反射信號，進而提昇量測準確度。本文是應用 HP8530 微波向量網路分析儀之反富立葉轉換，及其時域開關功能，量測待測樣品之穿透率及反射率。

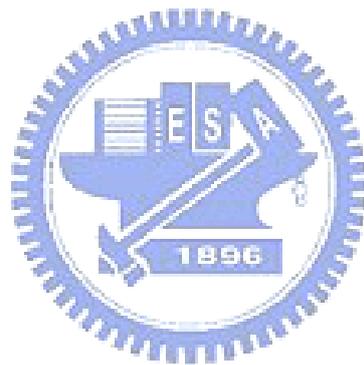
在實驗量測時，每次將會進行兩次量測，第一次於系統安裝熱機後，將樣品置於金屬板開口上方，直接量測穿透頻譜響應 T_1 。第二次則是於同樣實驗條件，移去樣品直接量測全穿透頻率信號 T_0 。因此，量測結果為 T_1/T_0 ，其中 T_1 表示樣品穿透信號強度， T_0 表示全穿透信號強度。

而在量測反射信號時，直接將樣品材料放置在一載台上，並在其後方填滿 5 吋角錐型吸波材料，以減少不必要的反射信號或背景干擾，而發射及接收信號源皆在其上方 300 公分處，彼此在發送和接收訊時會有 1 度的夾角，如圖 3.3。



圖 3.3 微波反射率量測系統架設圖

第一次直接量測光子晶體及待測物之反射頻譜響應 R_1 。第二次再於載台上放置一金屬平板，量測其自由空間中之反射信號 R_0 ，故反射率的量測結果為 R_1/R_0 。



第四章 結果與討論

前言：

在本章我們將討論如何應用光子晶體模組和等效折射率方法求解出待測材料的各項參數，並以 Matlab 程式語言軟體撰寫出各個需要用到的計算程式，並模擬出數據結果。在末節我們也進行了微波實驗的量測驗證，並對其結果進行探討。

4-1 低吸收係數材料之探討

4-1.1 運用傳輸矩陣法求解最佳化之吸收係數

首先在自由空間中談到吸收係數對穿透或反射頻譜的影響時，一般具有較大吸收係數的單層材料之量測，可以很明顯地觀察出其造成穿透率下降的效應；而對於一些具有極小吸收係數的材料，往往在量測上不易獲得穿透率或反射率的影響變化，而得出準確的吸收係數值。故在[26][27]的文獻中首先引入了利用等效介面法及一些計算上的近似，藉由量測穿透率之峰值，得出窄帶干涉濾波片 (narrow band-pass filter) 在光纖通訊頻段的消光係數(k)之檢測方法。故由此我們也提出了同樣在多層介質光子晶體的結構下，藉由實驗量測得出之穿透頻率與穿透率，並以傳輸矩陣法(TMM)來進行弱吸收係數的計算。

在 2-1 中我們介紹了傳輸矩陣法(TMM)對於多層介質的結構上，具有較方便的運算性質，其中對於對稱性的週期結構，如光子晶體結構更是能凸顯其計算上的迅速性。而也如第一章中介紹的許多測量方法裡，在微波領域裡以自由空間法

若假設以相同的待測材料平板構成如上之週期性結構，並設定此待測材料的折射率(n_H)為 $1.5-0.00145i$ ， n_L 為空氣等於 $n_0=1$ ，厚度均為帶隙中心頻率為 10GHz 下的四分之一波長厚度。由圖 4.2 可得出其穿透頻譜之關係圖。而圖 4.3 表示當模擬了在吸收係數之參數較大(0.007)或較小(0.0005)時，穿透頻率的下降關係變化。為了方便觀察起見，我們將橫軸的頻率掃描範圍縮小由 9.8~10.2GHz 的範圍。由穿透頻譜計算，我們可得出當吸收係數值較低時，穿透率會下降得較不明顯；相對地吸收係數較大時，穿透率則會較原本的值下降許多。

因此藉由量測穿透率的峰值，便能得出其與原本材料之吸收係數值的關係。故我們利用了傳輸矩陣法(TMM)，在不同地吸收係數下，根據其穿透率之差值，迭代尋找出最佳化之吸收係數值。並探討在不同地搜尋範圍下，分別給予逐次逼近的搜尋範圍，來有效率地搜尋出最佳的吸收係數，使得最後得出的穿透率值，能和實驗所得出的值相比擬。

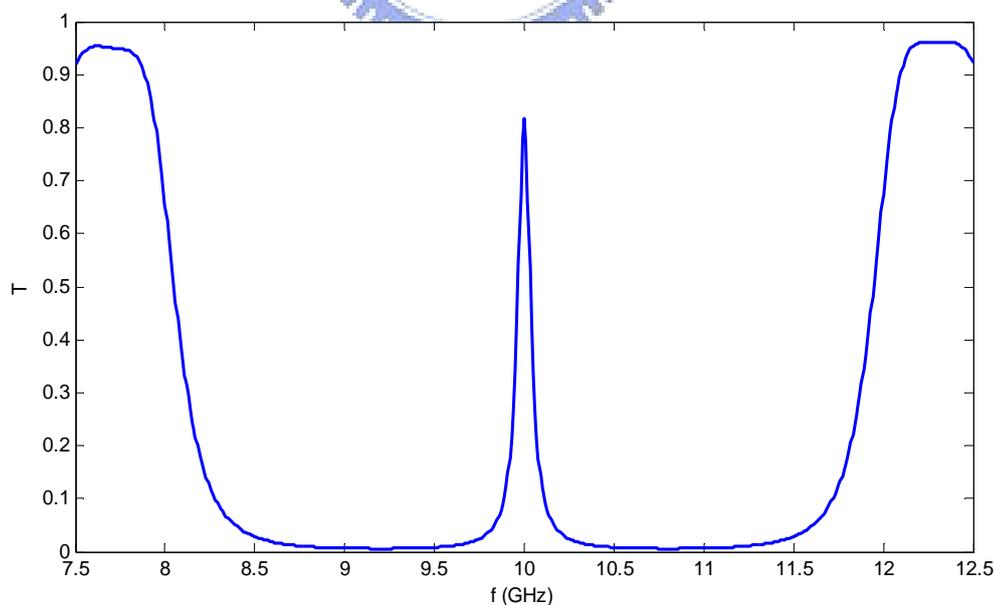


圖 4.2 10 周期光子晶體缺陷頻率穿透頻譜圖
($n_H=1.5-0.00145i$ 、 $n_L=1$ 、 $d_H=0.5cm$ 、 $d_L=0.75cm$)

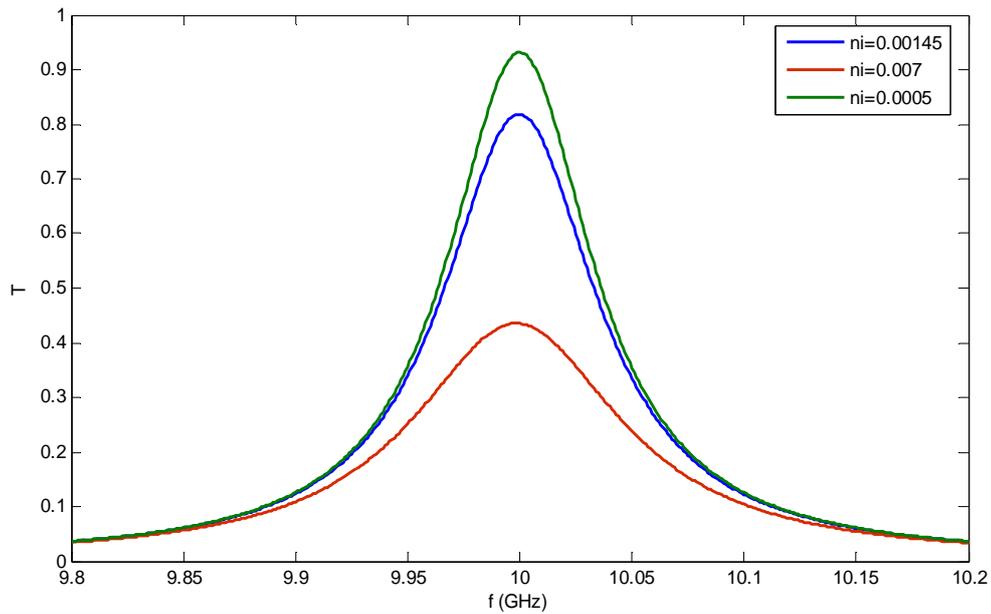


圖 4.3 不同吸收係數對應之穿透頻譜圖

$$(n_H=1.5-0.00145i, n_L=1, d_H=0.5\text{cm}, d_L=0.75\text{cm})$$

由圖 4.2 知在 10GHz 時，穿透率 $T=0.818375$ 。由於吸收係數值為小數點後 5 位，故我們取小數後 6 位的有效位數以減少運算結果的誤差。並在不同的範圍下各取 100 點逐次逼進最後的正確值，其結果如表 4.1。由最後得出的吸數係數值為 0.00145，與我們當初的設定值相符合。

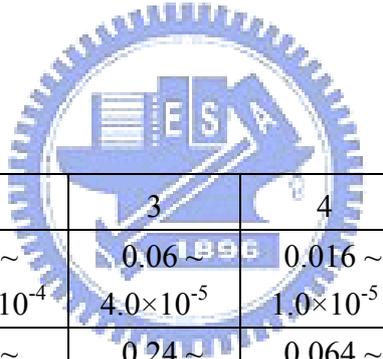
n_i 搜尋範圍(100 點)	0.001 ~ 0.1	0.00001~0.001	0.001 ~ 0.002
最佳 n_i 值	0.001	0.001	0.00145
T 差值	0.05080	0.050805	0

表 4.1 結構一 n_i 搜尋範圍與結果

(理論設定 $n_i=0.00145$)

另外，我們也以折射率 n_H 之實部為 2 的材料作為假設，以上述的設計結構

並針對不同週期數的待測材料，討論其對吸收係數的檢測結果造成的影響。即探討在缺陷層左右兩邊週期數不同的情形下吸收係數的檢測範圍，如表 4.2。考慮實驗上常見的 0.1dB 之誤差以及雜訊的干擾，設定其穿透率可用範圍為 0.99~0.1 之間。我們可得出在兩邊擺放的週期數，由 1 個週期到 6 個週期時， n_H 的吸收係數值可被檢測的範圍，大致上從 10^{-1} 到 10^{-7} 。因此，若是以光子晶體構成的結構，藉由品質因子夠好的優點，則將可測量到極其微小的吸收係數值。然而，由於不同的穿透頻率下相同的吸收係數對於穿透率的影響是不同的；且我們也忽略了材料的色散性質，故此表僅是提供在檢測時的一個參考。在檢測時可由少數層先測量，若吸收太大則減少層數，吸收太小則增加層數，直到可以量測到適合的穿透率峰值為止。



週期數	1	2	3	4	5	6
n_i	0.5 ~ 0.01	0.2 ~ 6.0×10^{-4}	0.06 ~ 4.0×10^{-5}	0.016 ~ 1.0×10^{-5}	0.004 ~ 3.0×10^{-6}	0.001 ~ 7.0×10^{-7}
ϵ_r	2.0 ~ 0.04	0.8 ~ 2.4×10^{-3}	0.24 ~ 1.6×10^{-4}	0.064 ~ 4.0×10^{-5}	0.016 ~ 1.2×10^{-5}	0.004 ~ 2.8×10^{-6}
$\tan \delta$	0.53 ~ 0.01	0.2 ~ 6.0×10^{-4}	0.06 ~ 4.0×10^{-5}	1.6×10^{-2} ~ 1.0×10^{-5}	4.0×10^{-3} ~ 3.0×10^{-6}	1.0×10^{-3} ~ 7.0×10^{-7}

表 4.2 不同週期數材料之吸收係數檢測範圍

以上提供了一個在自由空間下對於低吸數係數之測量方法，但其需要許多相同的未知樣品材料才能構成以空氣層為缺陷層的一維光子晶體結構。假若現在待測之材料只有一片，則我們也可將其置於已知性質的材料層中當作缺陷層，來作為測量。如圖 4.4。這是我們所設計的第二種方法，用來量測並取得待測材料之吸收係數值。

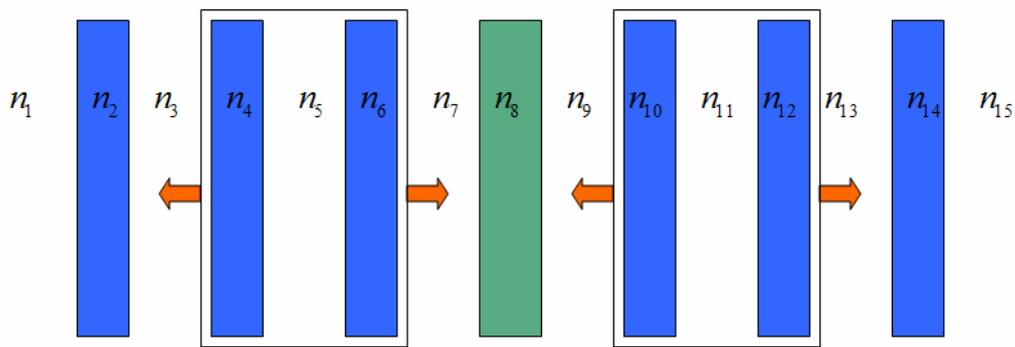


圖 4.4 待測材料為缺陷層之示意圖

其中我們設定 $n_8 = 1.5 - 0.00145i$ 為待測材料層，其厚度為 0.75cm ，而其餘之參數也如同上述之設定。 $n_1 = n_3 = n_5 = n_7 = n_9 = n_{11} = n_{13} = n_{15} = 1$ 為空氣， $n_2 = n_4 = n_6 = n_{10} = n_{12} = n_{14} = 2$ 為已知性質的材料層，空氣層厚度為 $d_L = 0.75\text{cm}$ ，已知材料層厚度為 $d_H = 0.375\text{cm}$ 。穿透頻譜的特性如圖 4.5，可得出其穿透頻率在 11.18GHz 下穿透率為 0.878203 。同理也由 TMM 方法代入不同吸收係數迭代值，求出穿透率誤差值最小時的最佳化吸收係數，如表 4.3。

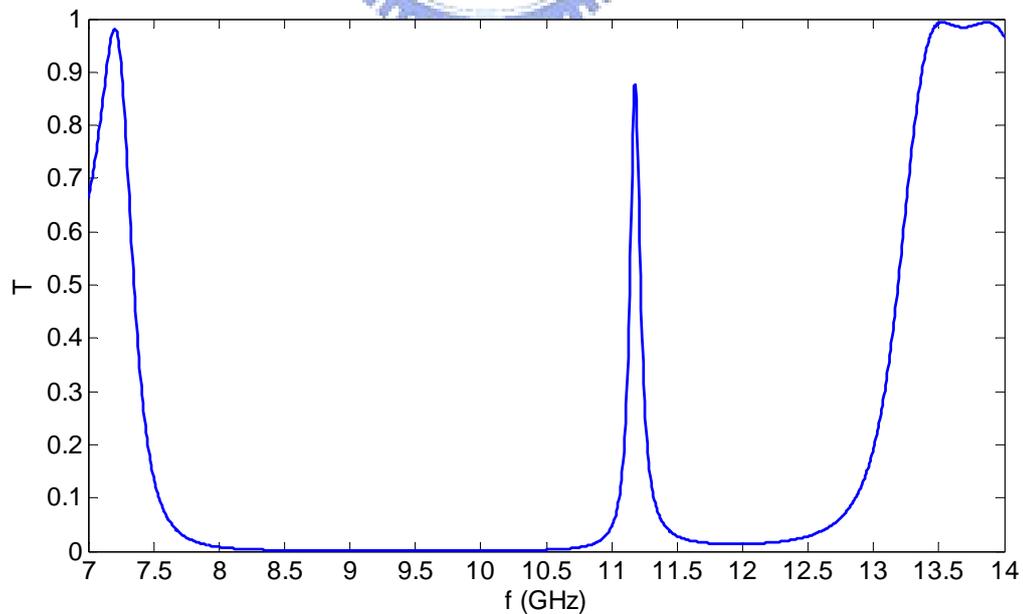


圖 4.5 待測材料為缺陷層之穿透頻譜

($n_8 = 1.5 - 0.00145i$ 、 $n_H = 2$ 、 $n_L = 1$ 、 $d_H = 0.375\text{cm}$ 、 $d_L = 0.75\text{cm}$ 、 $d_8 = 0.75\text{cm}$)

n_i 搜尋範圍(100點)	0.001~0.1	0.00001~0.001	0.001~0.002
最佳 n_i 值	0.001	0.001	0.00145
T 差值	0.035100	0.035100	0

表 4.3 結構二 n_i 搜尋範圍與結果

(理論設定 $n_i=0.00145$)

同理我們也將缺陷層外的已知材料層做層數上的改變，探討層數對吸收係數檢測範圍之影響，如表 4.4。同樣地，我們可得出隨著缺陷層外已知材料週期數的改變，可檢測的吸收係數值可由 10^{-1} 到 10^{-6} 。因此在測量時，已知材料層可先由較少週期數來測量，若測得的穿透頻率峰值尚無明顯下降時，表示待測材料之吸收係數甚微弱，可增加其層數，使穿透峰值能明顯下降。同理，若起初量得的穿透峰值過低時，可減少其層數。



已知材料週期數	1	2	3	4	5	6
n_i	0.4~ 2.0×10^{-3}	0.15~ 5.0×10^{-4}	4.5×10^{-2} ~ 1.0×10^{-4}	1.4×10^{-2} ~ 4.0×10^{-5}	4.0×10^{-3} ~ 1.0×10^{-5}	1.4×10^{-3} ~ 3.0×10^{-6}
ϵ_r	1.2~ 6.0×10^{-3}	0.45~ 1.5×10^{-3}	0.14~ 3.0×10^{-4}	4.2×10^{-2} ~ 1.2×10^{-4}	1.2×10^{-2} ~ 3.0×10^{-5}	4.2×10^{-3} ~ 9.0×10^{-6}
$\tan\delta$	0.57~ 8.0×10^{-3}	0.20~ 6.7×10^{-4}	0.06~ 5.3×10^{-4}	0.02~ 5.3×10^{-5}	5.3×10^{-3} ~ 1.3×10^{-5}	1.3×10^{-3} ~ 4.0×10^{-6}

表 4.4 不同週期數材料之吸收係數檢測範圍

4-1.2 探討吸收係數隨頻率變化之關係

由前一節的第一個設計方法中，我們可得出材料在 10GHz 時的吸收係數，但事實上不論是材料的折射率或吸收係數，其實都和頻率有著密切的關係。因此我們簡單的假設材料的吸收係數(n_i)和頻率(f)在 9~12GHz 範圍內具有一簡單的關係

$$n_i(f) = -2 \times 10^{-7} f^3 - 1.4 \times 10^{-5} f^2 + 2.7 \times 10^{-4} f + 3.5 \times 10^{-4}$$

並利用第二章所提及的可調式光子晶體濾波器的概念，藉由調動缺陷層外的調動層以達成穿透頻率的改變，以檢測材料在寬頻帶下的色散性質。而在此我們選擇調動缺陷層外的二層，二邊同時向內(-)或向外(+)調動 $0.1 \sim 0.5 d_L$ 的距離，以達成穿透頻率之飄移，結構如圖 4.6。

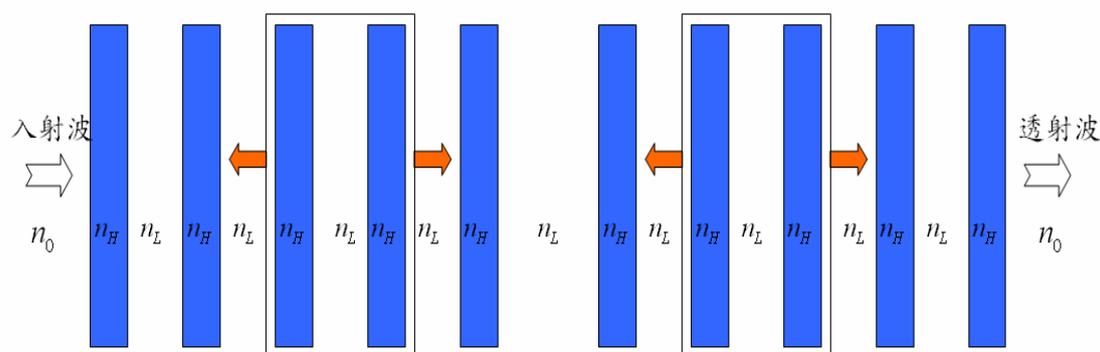


圖 4.6 可調式光子晶體模組結構圖

我們由調動層向內或向外($0.1 \sim 0.5 d_L$)調動後，其穿透頻率之飄移及穿透率之下降結果如圖 4.7 所示，穿透頻率由原本的 10GHz 分別依序飄向 9.49GHz(+ $0.5 d_L$)及 10.53GHz(- $0.5 d_L$)，穿透率也各有所不同幅度的下降。各個最後調動後的穿透頻率(9.49 ~ 10.53GHz)所對應的吸收係數值，仍可經由上節之 TMM 最佳化搜尋法找到，結果顯示如圖 4.8 的藍圈，而實線為理論的公式值。若是將調動的間距再

縮小則能在頻帶內得到更多的測量值，進而得出較準確的吸收曲線關係。

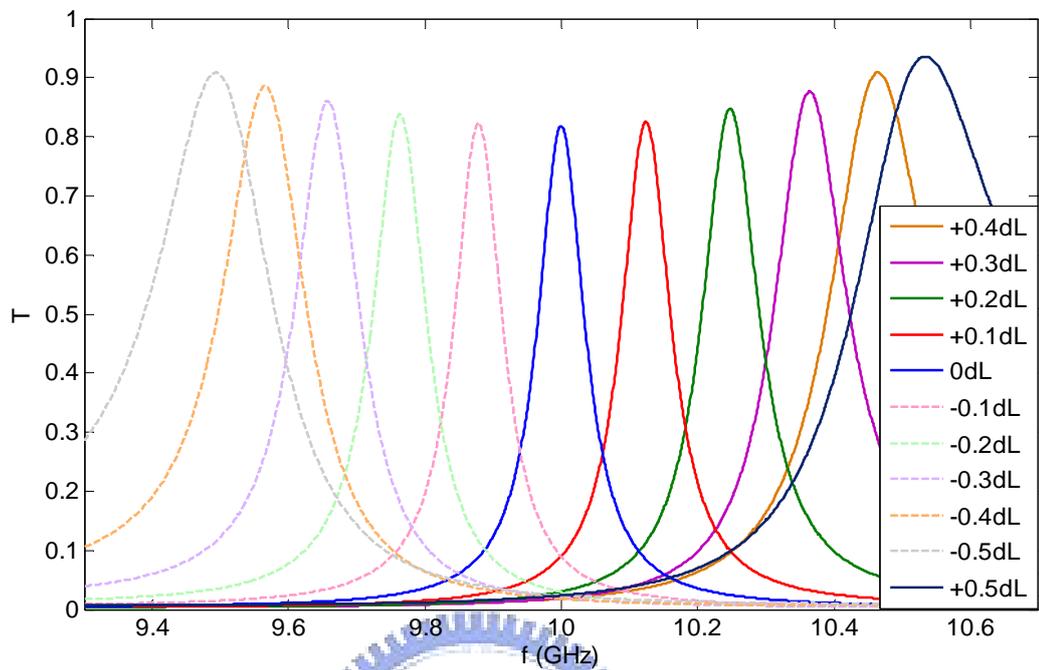


圖 4.7 調動模組一在不同調動距離下之穿透頻譜

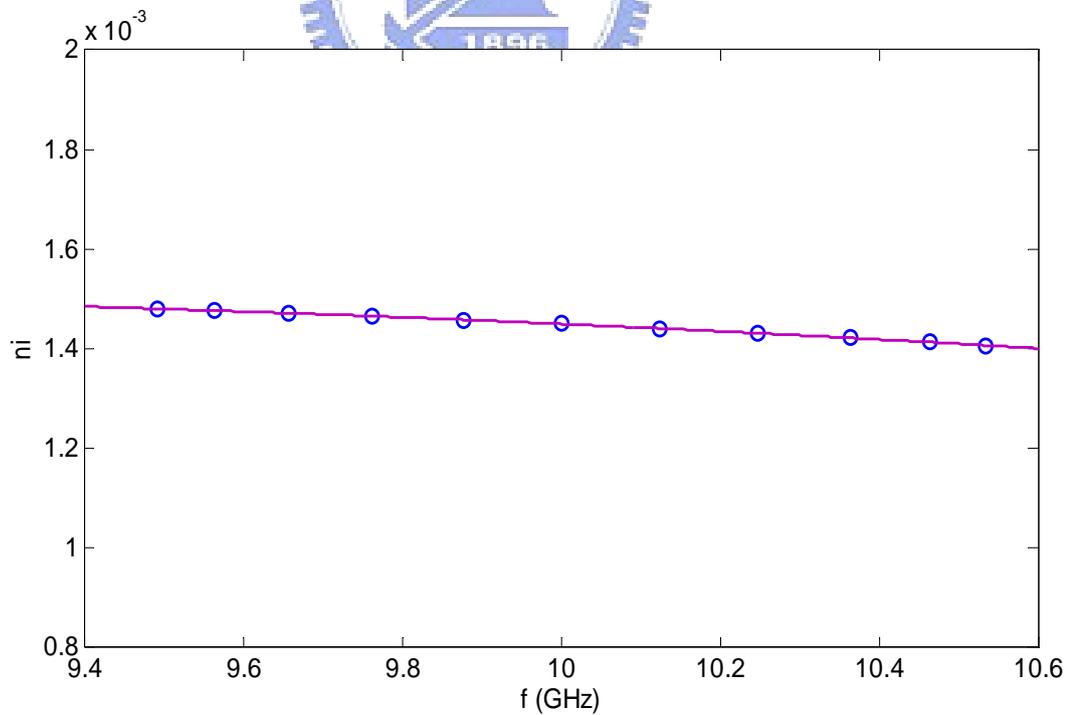


圖 4.8 在調動模組下吸收係數隨頻率變化之關係圖

因此在往後的實驗中我們可藉由光子晶體的調動機制，能方便地達成寬頻帶

性的測量，並得知材料的吸收係數隨著頻率變化的關係情形。相比於大部份的共振腔測量法，僅只能在固定的共振腔體內量得在固定的共振頻率下材料之性質，此法在量測上將可顯出更大的優勢。

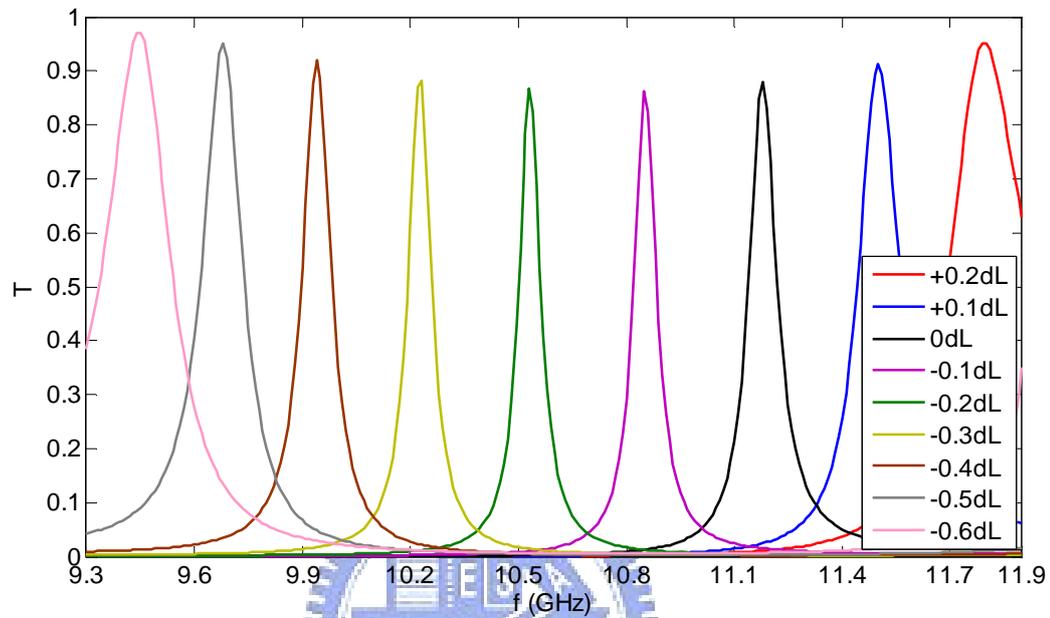


圖 4.9 調動模組二在不同調動距離下之穿透頻譜

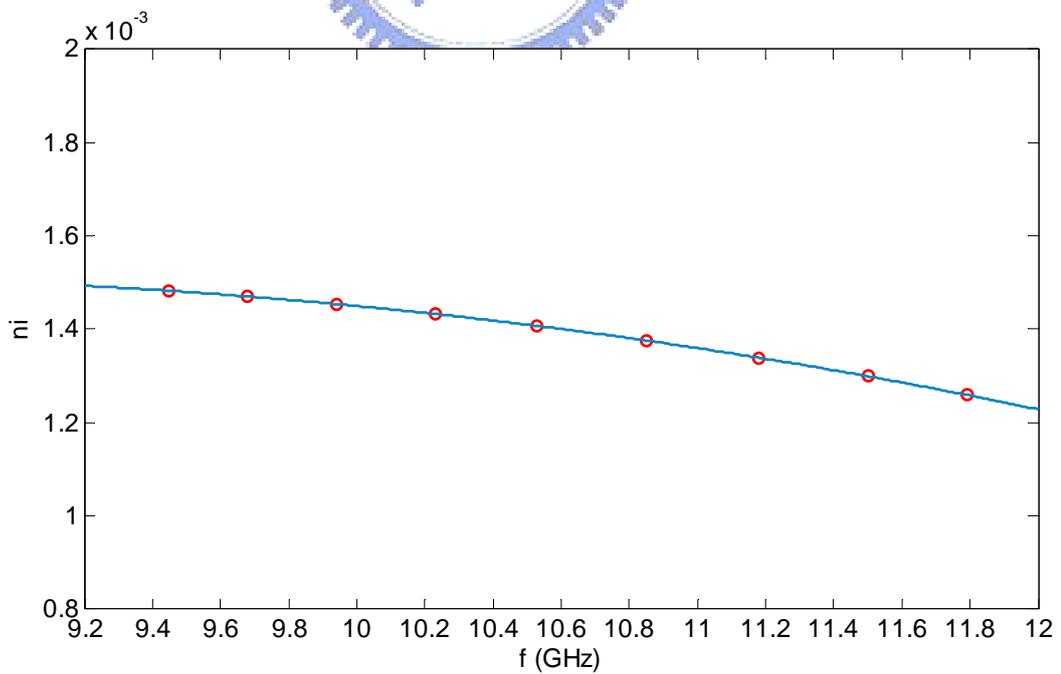


圖 4.10 在調動模組下吸收係數隨頻率變化之關係圖

同理若以第二種設計方法下，我們也可得出待測材料的吸收係數和頻率之關係圖，其穿透頻率範圍約為 9.45~11.79GHz，如圖 4.9。吸收係數隨頻率變化之關係如圖 4.10 的紅圈，為待測材料左右的二層調動層由+0.2dL~-0.6dL 的調動下各個結果。圖中實線為理論公式值。由上述的結果，我們同樣地可得出在調動後材料的吸收係數隨著頻率的變化關係情形，其結果皆與原本的理论假設值相吻合。

為了解此方法的適用範圍，若在真實情形下也許待測材料的厚度會比我們所用的已知折射率層的 2 倍厚度還厚，或者是折射率值更高的情形，而我們也進一步地作了如此的計算。發現在這些條件下，會使得穿透頻譜在禁帶中產生兩根或多根的穿透頻率值。若考結構參數如同圖 4.4 中的設定，而缺陷層 ($n_8 = 1.5 - 0.00145i$) 的厚度由原本的 0.75cm 改變為 1.5cm，其頻譜圖如圖 4.11。

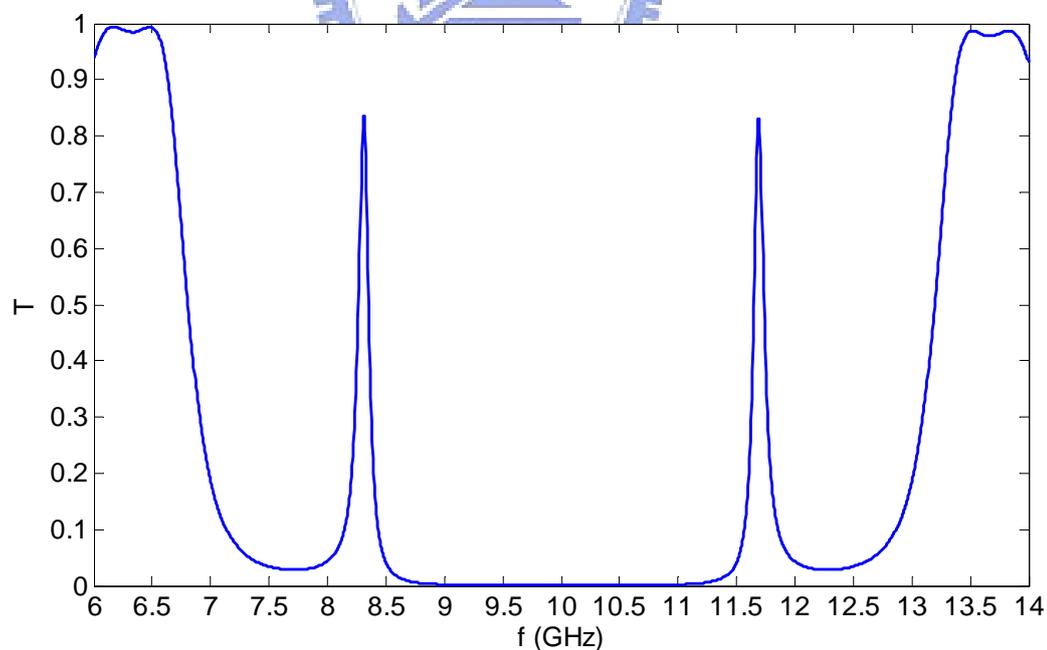


圖 4.11 產生多個穿透頻率時的情形

我們可得出穿透頻率由原本的 11.18GHz，變為 8.3 和 11.69 GHz 的二個穿透

頻率。然而我們同樣地可以選定其中某一根，即選定某一穿透頻率下的穿透率值，來求解得知其最佳的吸收係數值。且不需經過調動，便可得出在不同頻率下的吸收係數值。若再經過調動光子晶體中之調動層後，仍可得出在不同頻率區間下，更廣泛的吸收係數和頻率之間變化的關係。

4-2 運用等效折射率法求得材料之性質

4-2.1 在自由空間下求得單層材料之性質

在 2-2 中我們細詳地推導了如何利用等效折射率來求解材料的性質，其中我們設計放置待測材料為缺陷層，並由外部已知性質之材料層求出 $N_{eff}^{(-)}$ ，且藉由量測整體光子晶體之反射係數得出 $N_{eff}^{(+)}$ ，之後再代入(2.2.14)式，由實部及虛部得出一非線性聯立方程組，最後經由布洛依登法求解這非線性聯立方程組，得出欲求之材料的性質，如材料之折射率及吸收係數值等。

在此，我們先簡單地考慮同樣在自由空間下，沒有光子晶體模組時，相較於自由空間法，對於一片平板材料的特性測量，如圖 4.12。我們假設入射波為正向入射，參數設計為 $n_2=3.2-0.004i$ 厚度為 $0.469cm$ ， $n_1=n_3=1$ 為空氣。

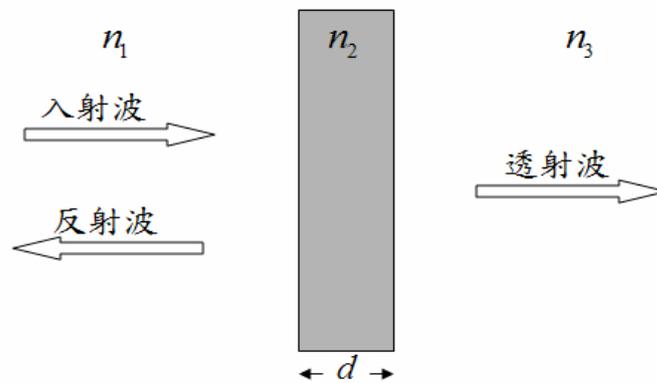


圖 4.12 單層材料結構示意圖

在自由空間法中，我們知道可藉由量測穿透和反射率值，來解出聯立方程式得出材料的性質。或者是簡單的利用相位法，即利用穿透係數值，藉由量測出擺放材料之後的相位，和原本空氣的相位差值，即可得出材料的折射率實部，或者是折射率絕對值的近似值。其中皆需要先已知材料的厚度，對於一些非平整的材料，厚度的取值往往也是誤差的主要來源。若以等效折射率法計算，其穿透及反射頻譜如圖 4.13。

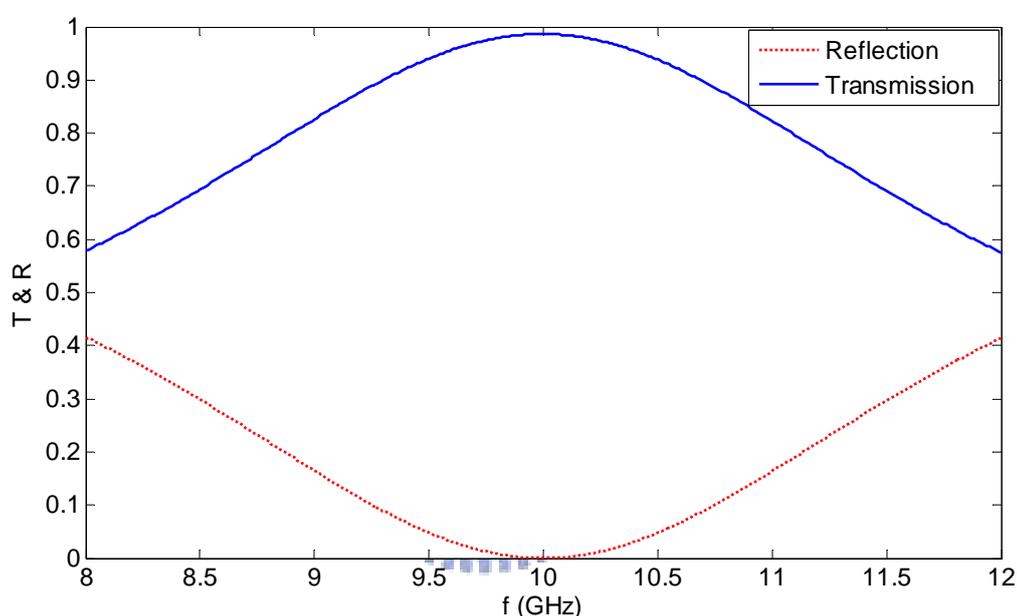


圖 4.13 單層介質材料穿透及反射頻譜圖

$$(n_2=3.2-0.004i, n_1=n_3=1, d=0.469\text{cm})$$

則由我們的定義可知 $N_{eff}^{(-)}$ 為 1，同理以反射係數 γ 求得在 9.5GHz 下， $r=-0.6312 + 0.2098i$ ，得出 $N_{in} = N_{eff}^{(+)} = 1.0328 - 0.4552i$ 。代入(2.2.18)式的結果

$$\begin{cases} 1.0328 = \frac{n_{2r}(AC + BD) - n_{2i}(AD - BC)}{C^2 + D^2} \\ 0.4551 = \frac{n_{2r}(BC - AD) + n_{2i}(AC + BD)}{C^2 + D^2} \end{cases} \quad (4.2.1)$$

其中 A、B、C、D 可簡化如下

$$A = (Re \cos \varphi + n_{2i} Re \sin \varphi - n_{2r} Im \sin \varphi) \quad (4.2.1a)$$

$$B = (Im \sin \varphi - n_{2r} Re \sin \varphi + n_{2i} Im \sin \varphi) \quad (4.2.1b)$$

$$C = (n_{2r} Re \cos \varphi + n_{2i} Im \sin \varphi - Im \sin \varphi) \quad (4.2.1c)$$

$$D = (-n_{2i} Re \cos \varphi + n_{2r} Im \sin \varphi + Re \sin \varphi) \quad (4.2.1d)$$

而 φ 值為 $\varphi = \frac{89.0872\pi}{300}(n_{2r} - in_{2i})$ 。

故(4.2.1)式為 n_{2r} 及 n_{2i} 二個未知數所組成的非線性聯立方程組。為求解此一聯立方程組，我們利用了 2-3 節所介紹的布洛依登法來求解，其結果如表 4.5。表 4.5 為固定 n_{2i} 的初始值為 0.1，可容忍誤差範圍(ε)為 0.000001， $t_r=0.01$ 。雖然最後為多值解的結果，但我們仍可得出具有物理意義($n_r > 1$ ， $n_i > 0$)的解，最後解可取為 $n_{2r} - in_{2i} = 3.1998 - 0.004i$ ，與我們當初的設定值吻合。當然若在一些特殊的情形下，如果最後得出的是多個滿足物理意義的解，則我們仍可將這些解的值再代入 TMM 中，得出穿透率或反射率的頻譜圖，再從其中篩選和實驗得出的頻譜圖最相符合的情形，便可得出我們要的正確解。故我們也利用了量測譜頻圖的特性，將原來由於初始值造成的多值解問題變成了單值解。

n_r 初始值	2.8	2.9	3.0	3.1	3.2	3.3	3.4	3.5	3.6	3.7
n_r	3.1998	-1.0287	-1.0287	3.1998	3.1998	3.1998	3.1998	-1.0287	3.1998	-1.0287
n_i	0.0040	0.2925	0.2925	0.0040	0.0040	0.0040	0.0040	0.2925	0.0040	0.2925
迭代次數	34	23	24	20	13	21	29	36	31	19

表 4.5 單層材料布洛依登法初始值與數值解的結果討論

(初始值 $n_{2r}=3.3$ ， $n_{2i}=0.1$ ， $\mathbf{J}_r^{-1}=1$ ， $t_r=0.01$ ， $\varepsilon=0.000001$)

上述所提之設計方法，無法在量測材料之折射率特性時，同時取得材料之厚度，如同在一般的量測方法中都是先已知厚度的情況下，再來求知材料的特性參數。然而此法可延伸，同時得知材料之厚度與材料特性之優點。故我們現在將等效折射率法中的厚度也設為一個未知參數，而由於原本的方程組只有二個方程式，二個方程式中無法求解三個未知數，我們尚缺少一個方程式。此時我們可再選取別的頻率下的值做為參考，得出另一組新的方程組，由這四個方程式即可解出三個未知數。因此由原本的 9.5GHz 和新取的 10.5GHz 下其四個方程式組成的方程組如下

$$\begin{cases} 1.032833 = \frac{n_{2r}(AC + BD) - n_{2i}(AD - BC)}{C^2 + D^2} & (1) \\ 0.455155 = \frac{n_{2r}(BC - AD) + n_{2i}(AC + BD)}{C^2 + D^2} & (2) \\ 1.035375 = \frac{n_{2r}(EG + FH) - n_{2i}(EH - FG)}{G^2 + H^2} & (3) \\ 0.454977 = \frac{n_{2r}(FG - EH) + n_{2i}(EG + FH)}{G^2 + H^2} & (4) \end{cases} \quad (4.2.2)$$

其中在 10.5GHz 下

$$E = (Re \cos \varphi + n_{2i} Re \sin \varphi - n_{2r} Im \sin \varphi) \quad (4.2.2a)$$

$$F = (Im \sin \varphi - n_{2r} Re \sin \varphi + n_{2i} Im \sin \varphi) \quad (4.2.2b)$$

$$G = (n_{2r} Re \cos \varphi + n_{2i} Im \sin \varphi - Im \sin \varphi) \quad (4.2.2c)$$

$$H = (-n_{2i} Re \cos \varphi + n_{2r} Im \sin \varphi + Re \sin \varphi) \quad (4.2.2d)$$

此時的 φ 值變為 $0.7\pi(n_{2r} - in_{2i})d$ ；而原本在 9.5GHz 時的 φ 為 $6.3333\pi(n_{2r} - in_{2i})d$ 。因此(4.2.2)式為 n_{2r} 、 n_{2i} 及 d 三個未知變數所組成。同理我們在其中選取了三個不同的方程式，由布洛依登法再次求解得出如表 4.6 的結果。我們得出了不論選取哪三個方程式來求解，其結果皆與原本理論的假設值相

符合。

聯立的方程式	eq(1)(2)(3)	eq(1)(2)(4)	eq(1)(3)(4)	eq(2)(3)(4)
n_r	3.203	3.204	3.204	3.204
n_i	0.004	0.004	0.004	0.004
d (cm)	0.468	0.468	0.468	0.468
迭代次數	366	353	34	147

表 4.6 探討不同的聯立方程式對解的影響

(初始值 $n_{2r}=3.3$, $n_{2i}=0.1$, $d=0.4$, $\mathbf{J}_r^{-1}=1$, $t_r=0.01$, $\varepsilon=0.000001$)

故由上述所知，我們驗證了等效折射率法的可靠性，並且對於未知的材料能給予準確的計算值。且對於厚度精確值難以測量的材料，我們也能由給予的初始值，除了解出材料的折射率、吸收係數外，最後還能得出厚度的理論近似值。雖然由理論上可由 r 求解出如同 $-0.004i$ 此等微小的吸收係數值，然而真實的實驗情形往往由於雜訊比(S/N)或儀器本身精準性，使得其難以量測過小的穿透或反射率的變化值。故在之後的小節中我們將引入光子晶體模組使得此一微小的吸收係數效應，變得更為明顯。

4-2.2 理論誤差探討

在上節中求解出的折射率值與原始的設計值皆相符合，至於其折射率的實部仍有些些微的誤差。對於這一誤差值，我們試著改變其它的參數，來探討其結果

的變化情形。在表 4.7 中我們固定 n_{2r} 、 n_{2i} 和 \mathbf{J}_r^{-1} 的初始值為 3.3、0.1 和 1， $t_r=0.01$ ，探討不同的可容忍誤差對解的穩定性之影響。觀察出在可容忍誤差範圍小於 0.0001 時，其收斂結果的精確值已不隨誤差範圍的變化而改變。

可容忍誤差	0.1	0.01	0.001	0.0001	0.00001	0.000001
n_r	3.1694	3.1995	3.1995	3.1998	3.1998	3.1998
n_i	0.0046	0.0038	0.0038	0.0040	0.0040	0.0040
迭代次數	17	19	19	21	21	21

表 4.7 探討可容忍誤差範圍對數值解的結果影響

(初始值 $n_{2r}=3.3$, $n_{2i}=0.1$, $\mathbf{J}_r^{-1}=1$, $t_r=0.01$.)

t_r	2	1	0.1	0.01	0.001	0.0001	0.00001	0.000001
n_r	-1.0287	-1.0287	3.1998	3.1998	3.1998	3.1998	3.1998	3.1998
n_i	-0.2952	-0.2925	0.0040	0.0040	0.0040	0.0040	0.0040	0.0040
迭代次數	24	20	21	43	32	107	2933	4989

表 4.8 探討不同 t_r 值對數值解的結果影響

(初始值 $n_{2r}=3.3$, $n_{2i}=0.1$, $\mathbf{J}_r^{-1}=1$, $\varepsilon=0.000001$)

同理在表 4.8 我們固定了 n_{2r} 、 n_{2i} 和 \mathbf{J}_r^{-1} 的初始值為 3.3、0.1 及 1，可容忍誤差(ε)為 0.000001，探討不同的 t_r 值對解的穩定性之影響，得出 t_r 值主要與迭代的步進次數有關，在開始時的每次步進距離較大，故容易收斂至其它的局域解。直到步進距離小於 0.1 之後，穩定地收斂至正確的解。而表 4.9 為固定 n_{2r} 、 n_{2i} 的初始值為 3.3 及 0.1， $t_r=0.01$ ，可容忍誤差為 0.000001，探討在不同的 \mathbf{J}_r^{-1} 之初始

值對解的影響。同樣地我們發現 \mathbf{J}_r^{-1} 的初始值給予，也與迭代的次數有關，和解的精確度無。

在表 4.7 中我們可知數值解由最初的 $3.1694-0.0046i$ 隨著可容忍誤差範圍的減小漸漸收斂至 $3.1998-0.0040i$ ，但實部仍然有一微小的誤差值，不隨著誤差範圍縮小而改變。而由布洛依登法的公式，得出新的迭代值和原先的值之間的關係式為 $\mathbf{x}_{r+1} = \mathbf{x}_r + t_r \mathbf{p}_r$ ，其中 $\mathbf{p}_r = -(\mathbf{J}_r^{-1})_r \mathbf{f}(\mathbf{x}_r)$ ，而 t_r 、 \mathbf{p}_r 其乘積在每次的迭代中為定值，包含了布洛依登給出對於 \mathbf{J}_r^{-1} 迭代時的近似公式，故我們估計為此計算微小誤差的主要來源。

\mathbf{J}_r^{-1} 初始值	1	0.1	0.01	0.001	0.0001
n_r	3.1998	3.1998	3.1998	3.1998	-1.0287
n_i	0.0040	0.0040	0.0040	0.0040	-0.2925
迭代次數	43	32	116	1424	4773

表 4.9 探討不同 \mathbf{J}_r^{-1} 初始值對解的結果影響

(初始值 $n_{2r}=3.3$, $n_{2i}=0.1$, $t_r=0.01$, $\varepsilon=0.000001$)

而在迭代進行的過程中， t_r 值與 \mathbf{J}_r^{-1} 的初值決定了搜尋步進的速度，與穩定性。故可由表 4.8 及 4.9 得出當 t_r 、 \mathbf{J}_r^{-1} 愈小時，迭代的次數有著顯著的增多。就如其他多值數值解的情況一樣，在求解的區域內，會存在許多的區域解或全域解。對於不同的初始值或許都會影響收斂結果的穩定性，但不影響最後收斂的精確值。因此在設定參數時，可容忍誤差範圍不能過大，而 t_r 值的設定和 \mathbf{J}_r^{-1} 值的設定若過小時，將會使迭代的次數增多，不僅使計算時間變長；且若在初值的設定與解的差值過大時，也可能會因此而陷入另一個局域解裡。

4-2.3 置入光子晶體模組求解待測材料之性質

考慮一結構如圖 4.14，其中設定未知待測材料層 $n_6 = 2.35 - 0.004i$ ，先假設其厚度值已知，為 0.75cm 。低介質層 $n_1 = n_3 = n_5 = n_7 = n_9 = n_{11} = 1$ 為空氣，而高介質層為已知性質之材料平板 $n_2 = n_4 = n_8 = n_{10} = 2$ 。

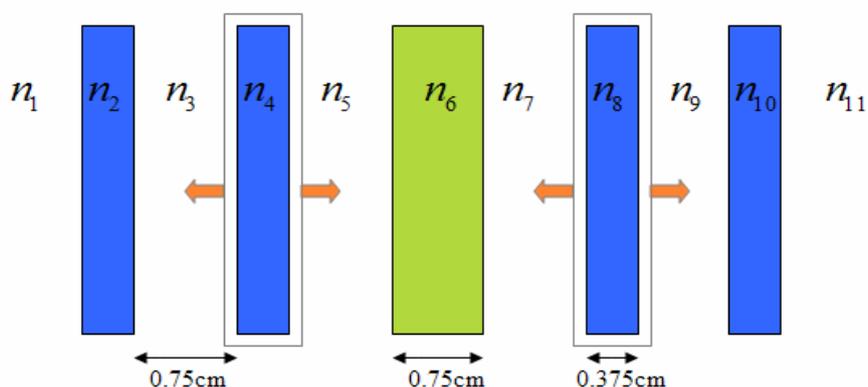


圖 4.14 加入光子晶體模組下待測材料為缺陷層之結構示意圖

低介質層厚度與高介質層厚度，皆是以帶隙中心頻率為 10GHz 的四分之一波長厚度下設計， $d_L = 0.75\text{cm}$ ， $d_H = 0.375\text{cm}$ 。其穿透與反射頻譜圖如圖 4.15。

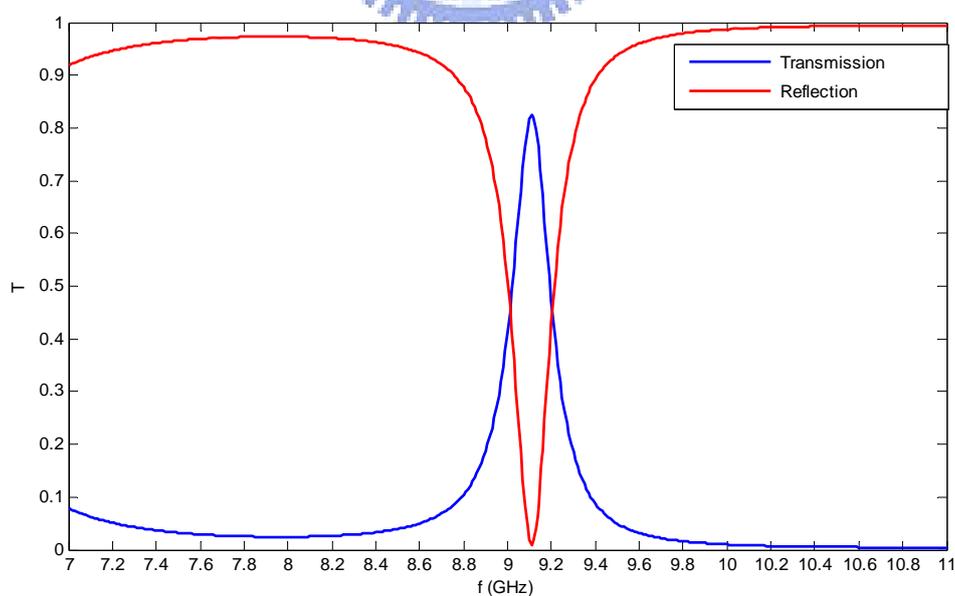


圖 4.15 11 層介質缺陷層為待測材料之穿透反射頻譜圖

$$(n_H=2.0, n_L=1, d_H=0.75\text{cm}, d_L=0.375\text{cm})$$

其最高穿透頻率約為 9.11GHz，而由於在 9.11GHz 時其反射率極低，在實驗量測時易產生誤差。故我們可選取在 9.11GHz 附近的頻率，如 9.0GHz 時的頻率，也會有因為在缺陷層內來回共振多次反射後產生穿透率下降的情形。在 9.0GHz 下時，其反射係數 (r) 為 $r = -0.6596 + 0.2745i$ ，代入 (2.2.10) 式中得出 $N_{in} = 2.5598 - 2.8712i$ ，再由式 (2.2.12) 得出 $N_{eff}^{(+)} = 0.0882 + 0.1298i$ ，並再計算 (2.2.13) 式得出 $N_{eff}^{(-)} = 0.0752 - 0.2957i$ 。最後將 $N_{eff}^{(+)}$ 及 $N_{eff}^{(-)}$ 代入最後整理之結果 (2.2.18) 及 (2.2.16a,b,c,d) 等式子，得出其非線性聯立方程組為

$$\begin{cases} 0.0882 = \frac{n_{6r}(AC + BD) - n_{6i}(AD - BC)}{C^2 + D^2} \\ 0.1298 = \frac{n_{6r}(BC - AD) + n_{6i}(AC + BD)}{C^2 + D^2} \end{cases} \quad (4.2.3)$$

其中

$$A = (0.075200 \operatorname{Re} \cos \varphi_6 - 0.295790 \operatorname{Im} \sin \varphi_6 + n_{6i} \operatorname{Re} \sin \varphi_6 - n_{6r} \operatorname{Im} \sin \varphi_6) \quad (4.2.3a)$$

$$B = (0.295790 \operatorname{Re} \cos \varphi_6 + 0.075200 \operatorname{Im} \sin \varphi_6 - n_{6r} \operatorname{Re} \sin \varphi_6 + n_{6i} \operatorname{Im} \sin \varphi_6) \quad (4.2.3b)$$

$$C = (n_{6r} \operatorname{Re} \cos \varphi_6 + n_{6i} \operatorname{Im} \sin \varphi_6 - 0.295790 \operatorname{Re} \sin \varphi_6 - 0.075200 \operatorname{Im} \sin \varphi_6) \quad (4.2.3c)$$

$$D = (-n_{6i} \operatorname{Re} \cos \varphi_6 + n_{6r} \operatorname{Im} \sin \varphi_6 + 0.075200 \operatorname{Re} \sin \varphi_6 - 0.295790 \operatorname{Im} \sin \varphi_6) \quad (4.2.3d)$$

$$\text{而 } \varphi_6 = \frac{9\pi}{20} (n_{6r} - in_{6i})。$$

故由 (4.2.3) 式可得出其二個方程式為 n_{6r} 及 n_{6i} 二個未知數所組成的非線性聯立方程組，同理我們再次地利用布洛依登法求解此一聯立方程組。在此我們的參數 t_r 值設為 0.1， \mathbf{J}_r^{-1} 初始值為 1，且誤差容忍範圍為 0.000001。最後得出 $n_6 = 2.3501 - 0.004i$ 與理論的設定值符合。同理我們也探討選取在不同頻率時的反

射係數解出的值，求解結果如下表 4.10。其中我們先暫且忽略材料的色散性質，而其計算結果皆為 $n_6=2.3501-0.0040i$ 。故我們可得出在理論求解上，不論選擇的頻率為何？皆可求解出我們設定的參數值。而在真實的實驗中也可因此得出在一定頻寬內材料的色散性質，且不需經過調動。

$f(\text{GHz})$	8.8	8.9	9.0	9.1	9.2	9.3	9.4
n_r	2.3501	2.3501	2.3501	2.3501	2.3501	2.3501	2.3501
n_i	0.0040	0.0040	0.0040	0.0040	0.0040	0.0040	0.0040

表 4.10 探討對於選取不同頻率時經由反射率求解的結果

(初始值 $n_{6r}=2.2$, $n_{6i}=0.1$, $\mathbf{J}_r^{-1}=1$, $t_r=0.1$, $\varepsilon=0.000001$)

同理，若我們再次將厚度(d)也設為未知變數，則由頻率為 9.01GHz 時得出 $r = -0.6183 + 0.2874i$ ，並反求得出 $N_{eff}^{(+)} = 0.0881 + 0.1417i$ 、及 $N_{eff}^{(-)} = 0.0749 - 0.2926i$ ，再和 9.0GHz 下的結果組成的聯立方程組如下

$$\left\{ \begin{array}{l} 0.0882 = \frac{n_{2r}(AC + BD) - n_{2i}(AD - BC)}{C^2 + D^2} \quad (1) \\ 0.1298 = \frac{n_{2r}(BC - AD) + n_{2i}(AC + BD)}{C^2 + D^2} \quad (2) \\ 0.0881 = \frac{n_{2r}(EG + FH) - n_{2i}(EH - FG)}{G^2 + H^2} \quad (3) \\ 0.1417 = \frac{n_{2r}(FG - EH) + n_{2i}(EG + FH)}{G^2 + H^2} \quad (4) \end{array} \right. \quad (4.2.2)$$

其中 A、B、C、D 為 9.0GHz 下的各項參數代入(2.2.16)得出之值，同理 E、F、G、H 為 9.01GHz 下的值，因此我們再次地選出其中三項方程式由布洛依登法求解，其各結果如表 4.11，其結果皆與理論值符合。

聯立的方程式	eq(1)(2)(3)	eq(1)(2)(4)	eq(1)(3)(4)	eq(2)(3)(4)
n_r	2.3508	2.3510	2.3511	2.3508
n_i	0.0040	0.0040	0.0040	0.0040
$d(\text{cm})$	0.7498	0.7497	0.7496	0.7498

表 4.11 探討不同的聯立方程式對解的影響

(初始值 $n_{6r}=2.2$, $n_{6i}=0.1$, $d=0.7$, $\mathbf{J}_r^{-1}=1$, $t_r=0.1$, $\varepsilon=0.000001$)

由於待測材料放入光子晶體中，不但可以量測材料之折射率與吸收係數值，甚至也能量測厚度值。但這僅是針對某一特定頻率下之特性，要能量測材料的特性隨頻率變動下之數值，就可藉著調動如同之前第二章中所提出的光子晶體調動層。所以我們對於缺陷層外的調動層經調動後(+0.4dL, +0.2dL, -0.2dL, -0.4dL)，加上原本未調動下的情形，我們可得出此 5 點不同頻率下材料的色散性質，其中我們假設材料的色散性質如下

$$n_r(f) = -0.027f^4 + 0.95f^3 - 13f^2 + 74f - 1.6 \times 10^2$$

$$n_i(f) = 0.002f^3 - 0.0055f^2 + 0.05f - 0.15$$

其中頻率 f 以 GHz 為單位。

對於折射率實部求得的色散關係值如圖 4.16 中的藍圈，實線為上述理論公式值。而虛部的吸收係數對頻率的關係圖，為圖 4.17 中的藍圈，實線為理論上述公式值。故我們証實了可藉由調動光子晶體的調動層來達成不同頻率下材料的色散性質，而若將調動的間距變小則可得出更精確的色散曲線關係。

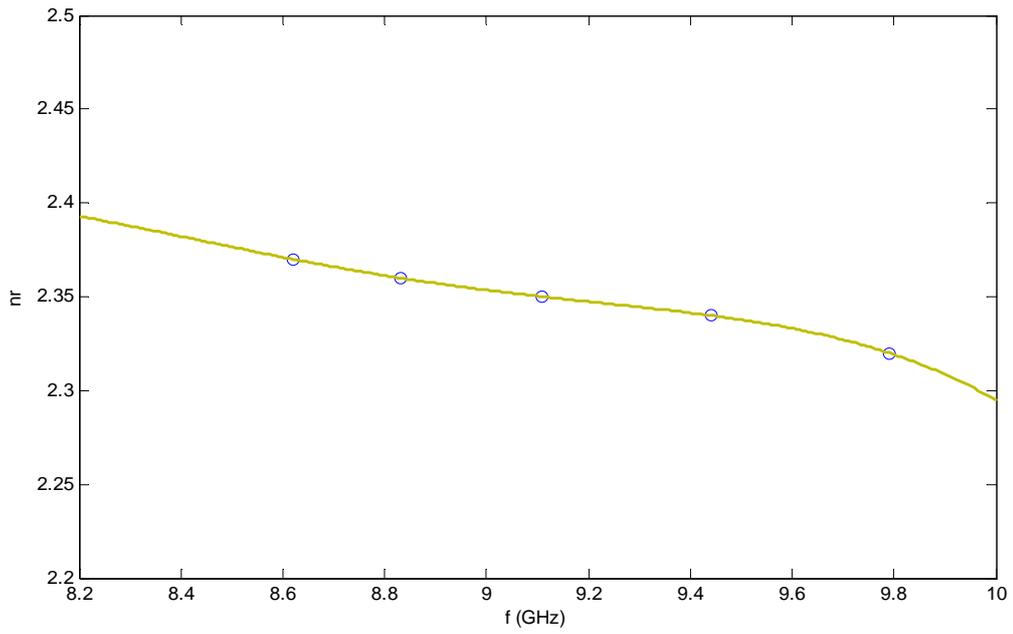


圖 4.16 經調動後材料折射率的色散性質

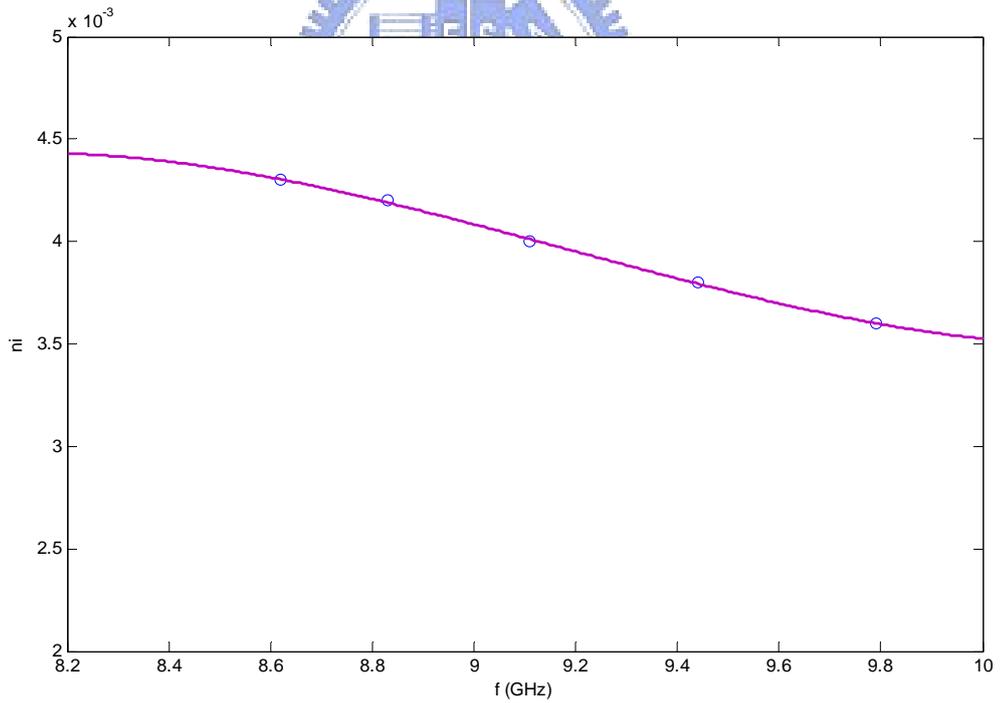


圖 4.17 經調動後吸收係數和頻率之關係

另外對於缺陷層中的待測材料，可使用下列幾類不同常見的非導磁性材料參數，因為它們常使用在微波元件中，故用以驗證我們的方法之可行性、及其穩定

性。其中材料之厚度皆固定為 0.75cm ，且將介電常數皆換為折射率來表達，而各個參數得出的結果如下表 4.12。其中第一列為各材料之理論假設值，其餘皆為我們的計算值。

	PTFE	PVC	PE	PMMA	Soda-Borosilicate Glass
$n_r - in_i$	$1.432 - 0.00014i$	$1.708 - 0.0043i$	$1.541 - 0.00018i$	$1.620 - 0.0036i$	$2.093 - 0.0057i$
n_r	1.431	1.706	1.541	1.622	2.094
n_i	0.00014	0.0043	0.00019	0.0036	0.0057
d	0.7510	0.7513	0.7500	0.7504	0.7498

表 4.12 不同材料參數之理論結果

(初始值 $J_r^{-1}=1$, $t_r=0.1$, $\varepsilon=0.000001$)

同樣地考慮了實際地真實情形，若當缺陷層材料之厚度過厚時，會使得缺陷態穿透率頻產生多根的情形，其折射率及排列的參數設定如上述模組 $n_H=2$ 、 $n_L=1$ 。若不考慮材料之色散性質下，待測材料 $n_6=2.35-0.004i$ ， $d_H=0.375\text{cm}$ ， $d_L=0.75\text{cm}$ ，而材料之厚度由 0.75cm 改為 1.5cm 。其穿透頻譜如圖 4.18，在兩根穿透頻率下取值得出在 $f=8.88\text{GHz}$ 時，反射係數 $r=-0.1923+0.0511i$ ， $N_{eff}^{(+)}=0.1064+0.3093i$ ， $N_{eff}^{(-)}=0.0789-0.3344i$ ，且在 $f=12.0\text{GHz}$ 時， $r=-0.0516+0.1331i$ ， $N_{eff}^{(+)}=0.1734-0.6923i$ ， $N_{eff}^{(-)}=0.1365-0.6675i$ 。最後都能得出 $n_6=2.3502-0.0040i$ 的值。除此之外我們再取其它附近的頻率點求出折射率和厚度值如表 4.13。這些結果說明了假使材料的厚度過厚，使得缺陷態的穿透頻率產生多根的情形，我們仍然可以經由等效折射率的方法，藉由反射係數來求得材料的性質，並且在不調動的狀況下就可得出材料在這些頻率點附近的值，使得材料

的色散性質更為簡便量測。

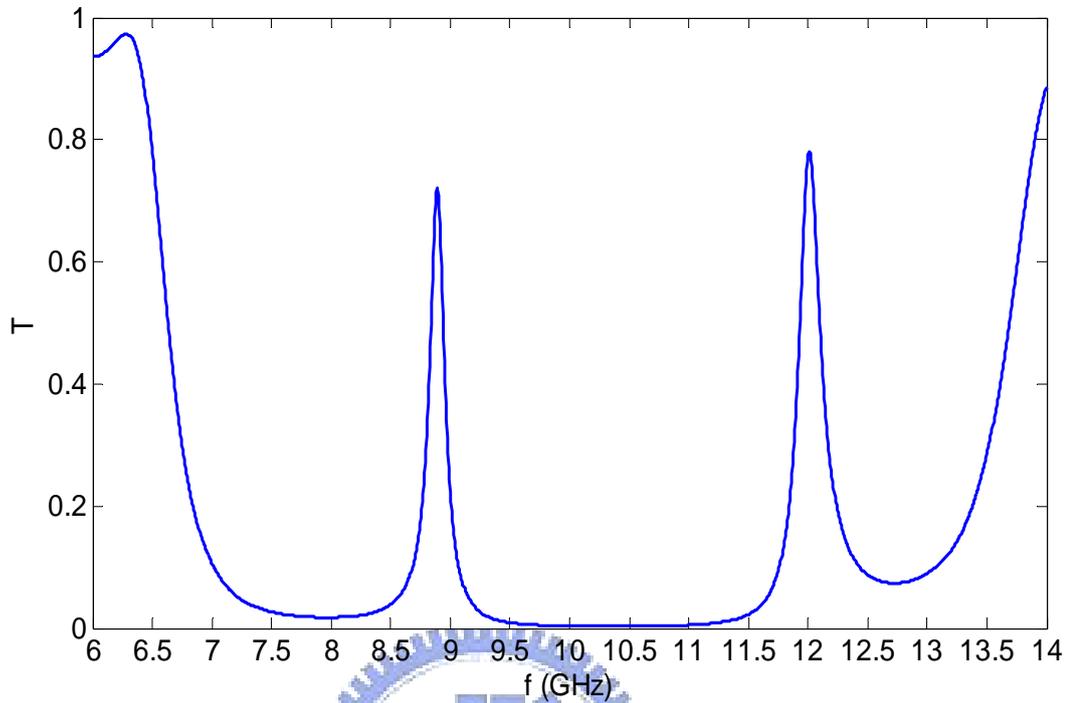


圖 4.18 缺陷層厚度過厚時產生多根穿透頻率圖

($n_6=2.35-0.004i$ 、 $n_H=2.0$ 、 $n_L=1$ 、 $d_H=0.375cm$ 、 $d_L=0.75cm$ 、 $d_6=1.5cm$)

$f(\text{GHz})$	8.83 & 8.84	8.88 & 8.89	8.97 & 8.98	11.87 & 11.88	12.0 & 12.01	12.15 & 12.16
n_r	2.347	2.346	2.347	2.346	2.346	2.347
n_i	0.004	0.004	0.004	0.004	0.004	0.004
$d(\text{cm})$	1.502	1.503	1.502	1.503	1.503	1.502

表 4.13 多根穿透頻率時不同頻率點的求解結果

(初始值 $n_{6r}=2.2$, $n_{6i}=0.1$, $d=1.0$, $\mathbf{J}_r^{-1}=1$, $t_r=0.1$, $\varepsilon=0.000001$)

4-3 實驗結果與探討

4-3.1 低吸收係數之測量

利用在 4-1 節中我們所提出的架構，即由多層待測材料以空氣為缺陷層的架構，如圖 4.19。其中我們的待測材料為壓克力平板，厚度為 $0.485(\pm 0.005)cm$ ；空氣層厚度為 $0.75cm$ ；缺陷層的空氣厚度則為 $1.5cm$ 。材料的折射率值已由自由空間中的相位法得知，在測量中的頻率變化範圍為 $1.61\sim 1.63$ 之間的已知參數值。由於 2 片或 4 片材料所構成的結構還不是一個好的腔體結構，使得材料的性質對於穿透率的影響尚未能造成明顯的下降，故我們選取了在 6 片材料下的結構進行量測。其中在尚未調動時的架構(I)，如圖 4.19。實驗量測得出的穿透頻譜如圖 4.20，其中掃頻的解析度為每 $6.25MHz$ 量測一點。穿透率在穿透頻率 $9.826GHz$ 時約為 0.817 。將其穿透率值代入 TMM 程式迭代後，得出最佳的結果 n_i 約為 0.006 ，而換算成介電常數約為 $2.621-0.0195i$ ，得出介電損耗值約為 $\tan \delta = 7.4 \times 10^{-3}$ 。而我們將得出的結果代回 TMM 程式作圖，得出如圖 4.21，與實驗所得的頻譜圖 4.20 相比較。

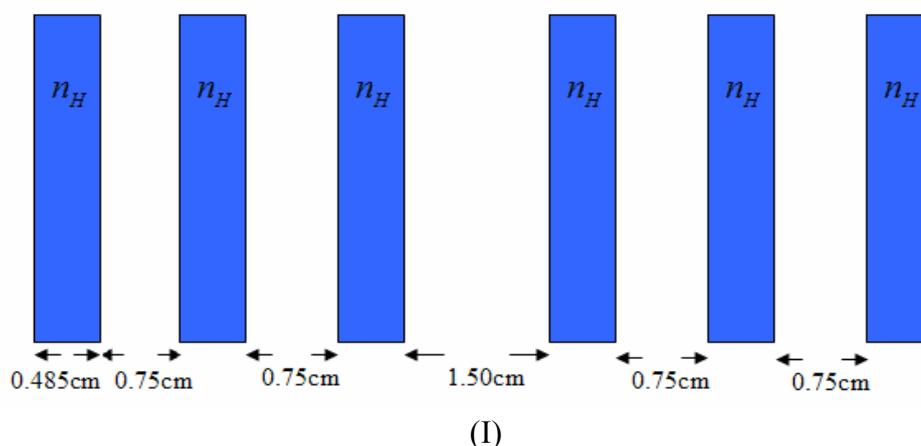


圖 4.19 壓克力材料量測結構示意圖

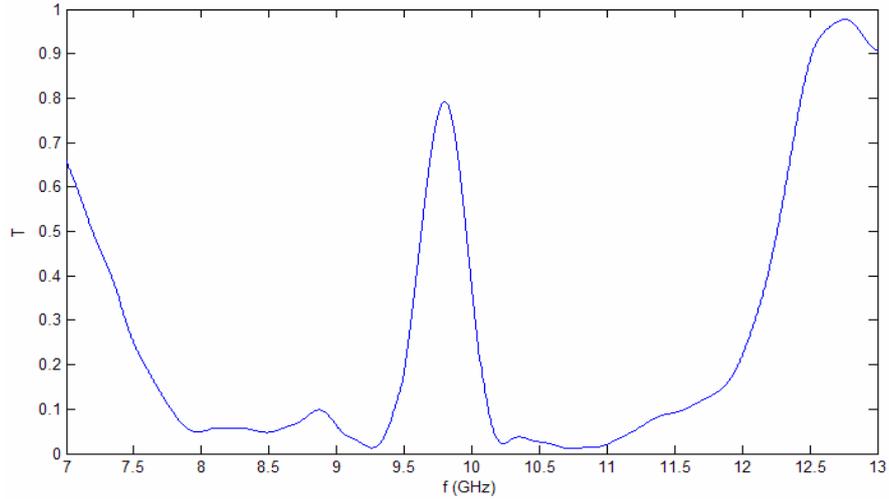


圖 4.20 壓克力材料量測穿透頻譜圖

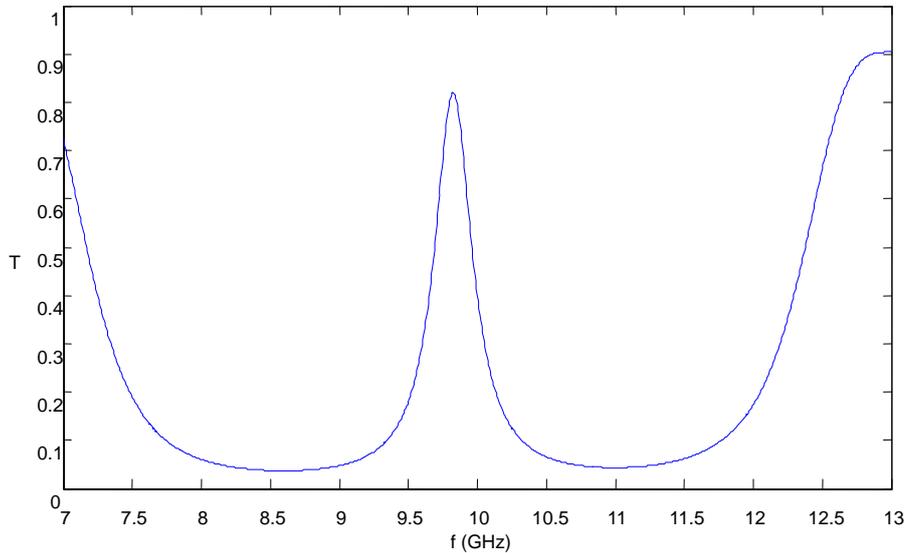


圖 4.21 壓克力材料經由 TMM 迭代結果之穿透頻譜圖

若我們對原本的結構做調動，如圖 4.22。其中結構(II)是將缺陷層改為 1.65cm，結構(III)是將外層的調動層向內移，結構(IV)是將外層的調動向外移，期望能得出材料在不同穿透頻率下，吸收係數隨頻率的變化關係。經由實驗測出如圖 4.23(左)之穿透頻譜圖，並取其穿透率之峰值進行迭代。經由計算，我們得出不同頻率下的介電損耗值結果，如表 4.14 以及圖 4.24。而圖 4.23(右)為經由 TMM 迭代得出最佳化的吸收係數後的作圖比較。

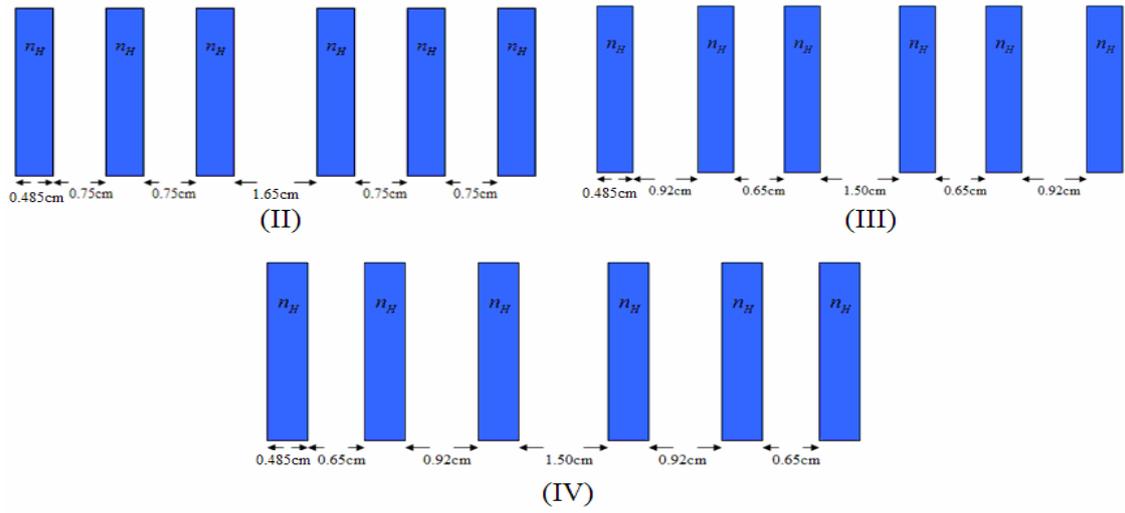


圖 4.22 壓克力材料調動結構示意圖

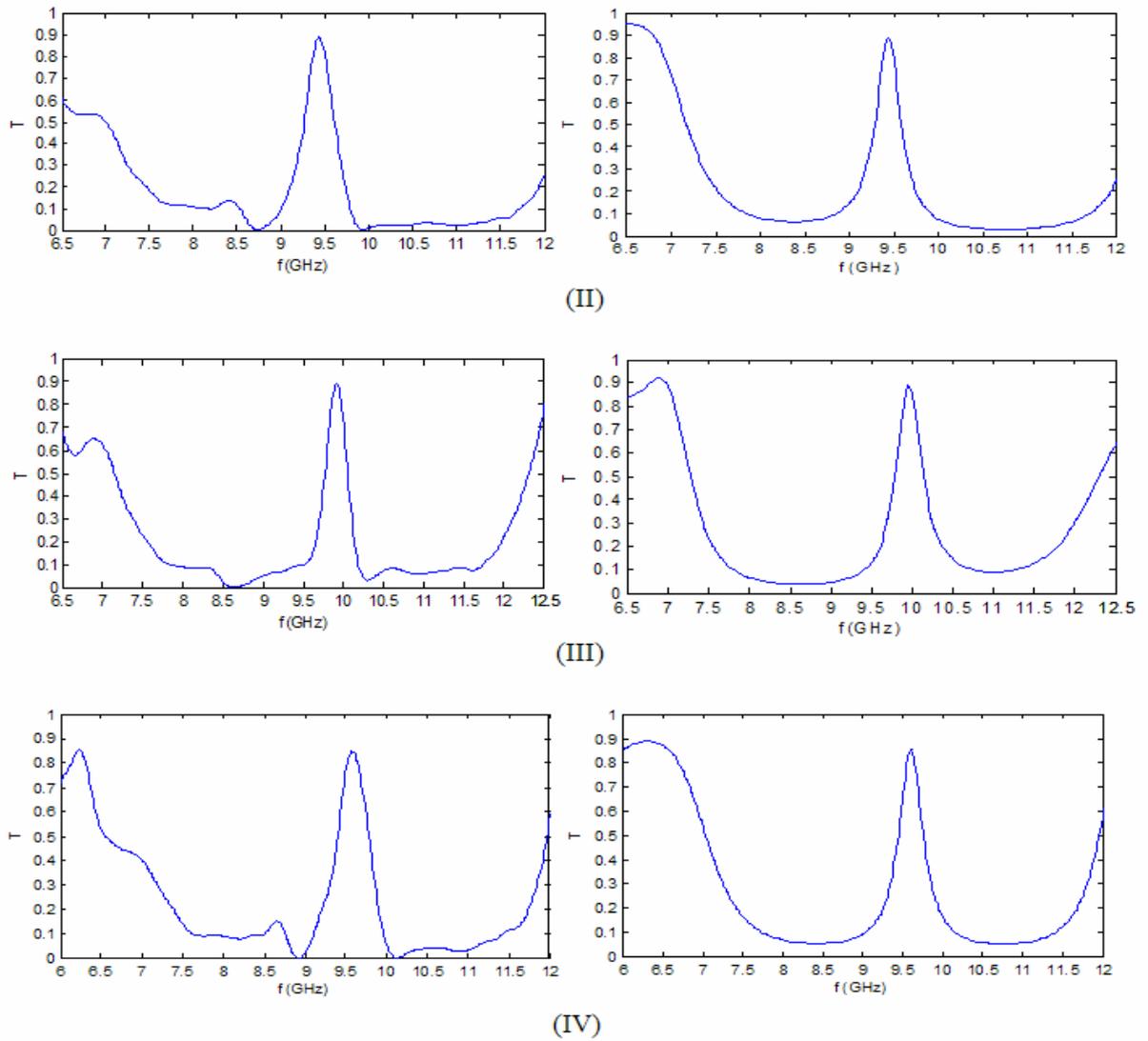


圖 4.23 依據圖 4.22 各調動結構之穿透譜頻實驗與迭代結果比較圖

	(I)	(II)	(III)	(IV)
f_p (GHz)	9.826	9.406	9.919	9.538
T	0.817	0.886	0.888	0.850
$Tan\delta$	7.4×10^{-3}	4.1×10^{-3}	4.9×10^{-3}	6.5×10^{-3}

表 4.14 壓克力材料在不同排列結構下各頻率的迭代結果

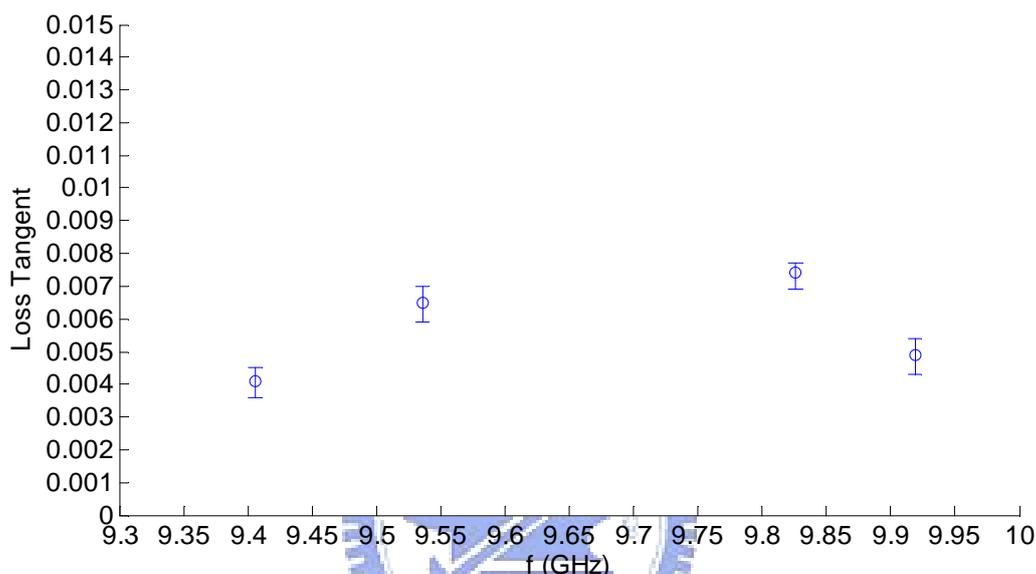


圖 4.24 介電損耗值結果與其誤差範圍圖

對於此材料在 9-10GHz 下的介電損耗，文獻[8][28]中的測量值約為 $4.4 \sim 7.5 \times 10^{-3}$ ，其中共振腔法的測量值約為 4.4×10^{-3} 。因此我們在自由空間下經由多層介質光子晶體的結構以及利用 TMM 迭代方法，改進了低吸收係數的量測精準度。雖然尚有不穩定的分佈情形，但若能再經由多次實驗平均後，取其穩態值，則對於 10^{-3} 等級的微小吸收係數，我們能獲得與腔體法的測量範圍結果相比擬的值。

另外在圖 4.24 中，為了考慮材料的厚度製成上有著些微的誤差 (± 0.005) 時，會使得穿透頻率 (f_p) 產生些微的飄移，使得以原本經由量測穿透率值得出的介電損耗值將會產生誤差。另外在實驗量測上也因為波源的不穩定，對穿透率值的量

測會產生 $\pm 0.05\text{dB}$ 的不穩定誤差值。故我們討論了，若材料厚度有著 $\pm 0.005\text{cm}$ 的誤差，以及調動時可能產生 $\pm 0.01\text{cm}$ 時的誤差，和穿透率值的量測具有 $\pm 0.05\text{dB}$ 的誤差時，得出可能出現的最大誤差值以誤差範圍(error bar)來表示。

4-3.2 介電性質與厚度之測量

我們以氧化鋁為待測材料，並將其置於以壓克力材料構成的週期性結構中為缺陷層，如圖 4.25，期望能藉由量測反射係數，與前面章節所提及之等效折射率的方法，來測得氧化鋁材料的介電性質(n_D)與厚度。

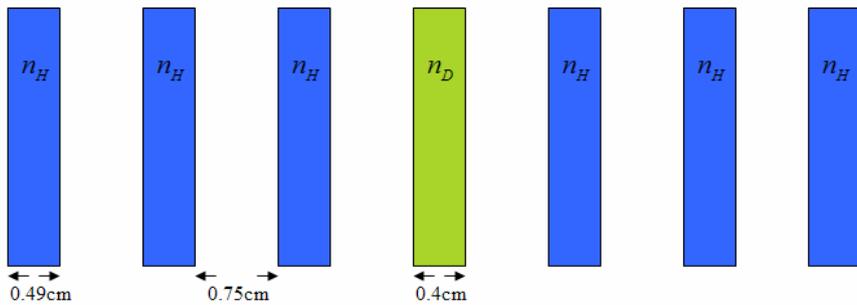


圖 4.25 壓克力材料週期性結構以氧化鋁待測材料為缺陷層量測示意

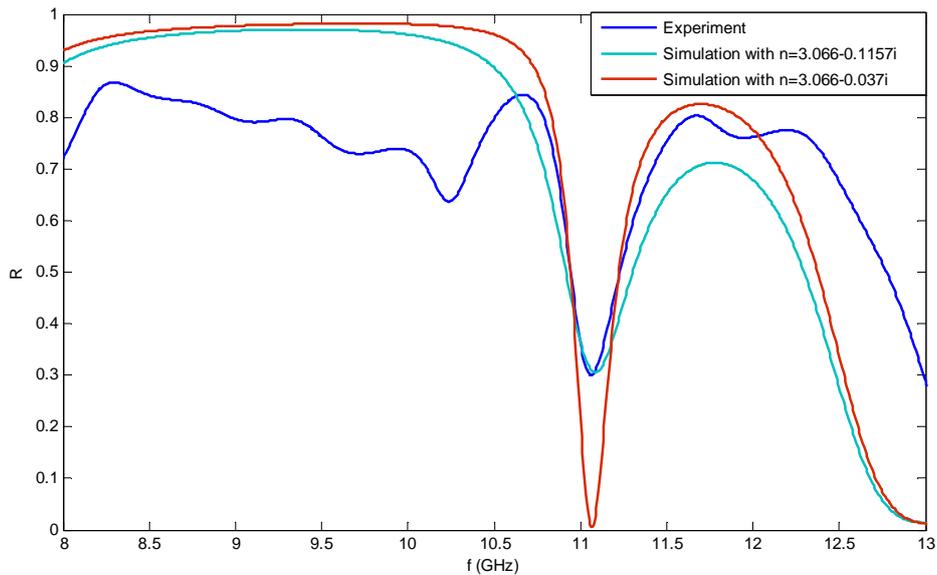


圖 4.26 反射頻譜圖形之實驗與理論比較圖

其中氧化鋁材料厚度為 0.4cm ($\pm 0.005\text{cm}$)，低介電質材料為空氣其厚度為 0.75cm 。高介電質為壓克力材料其厚度為 0.49cm ($\pm 0.005\text{cm}$)，其介電性質均假設為已知，即 $n_H = 1.58 - 0.0036i$ 。

實驗量測的反射頻譜圖形如圖 4.26 中的藍線。經由實驗的反射係數值代入 4-2.3 節中討論的方法，我們選取在不同頻率下探討求得的折射率值(圖 4.27)與吸收係數值(圖 4.28)的結果。

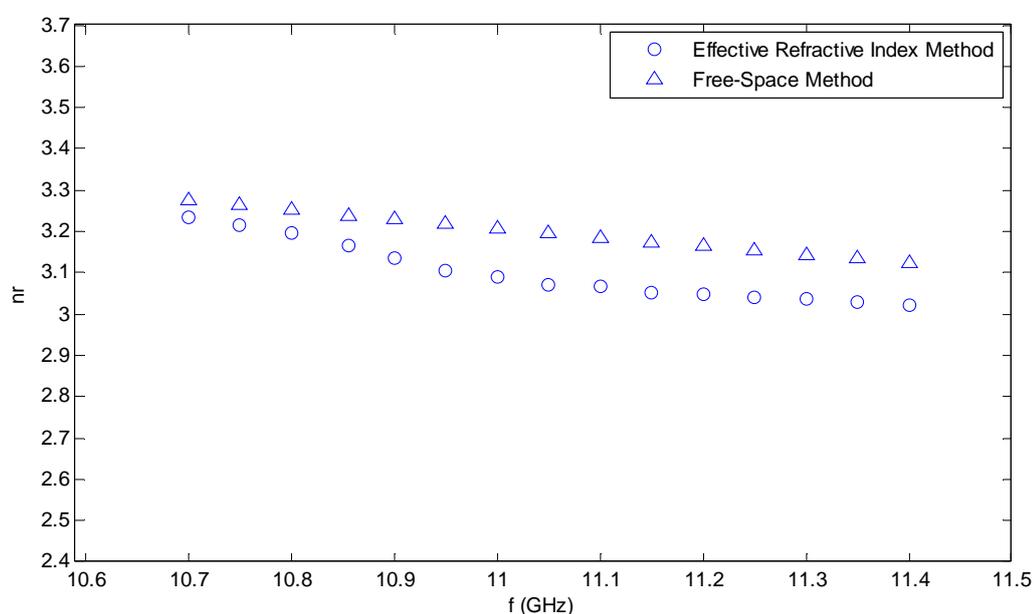


圖 4.27 氧化鋁材料等效折射率法求解結果與自由空間相位法折射率值比較圖

由於我們採用的氧化鋁材料的摻雜濃度未知，而氧化鋁材料摻雜濃度的些微改變(99%~96%)卻會造成吸收係數值高達一個數量級的變動[28]。因此在圖 4.27 中我們也對此氧化鋁材料進行自由空間相位法的量測以供比較。

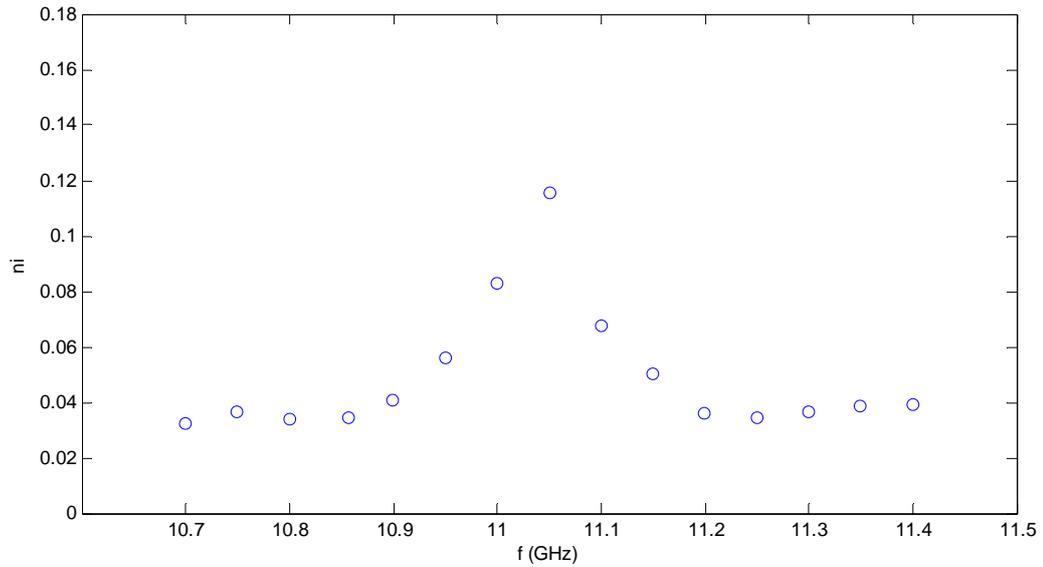


圖 4.28 氧化鋁材料經等效折射率法求解之吸收係數結果圖

對於我們得出的實驗結果，在折射率值部份得出隨著頻率(10.7~11.4GHz)的變化折射率值大致為 3.25 ~ 3.0。與一般文獻中的量測值及自由空間相位法得到的結果相近，平均誤差約為 3.05%。而吸收係數值大致上為 0.035 左右，其中在愈接近共振頻率點的值時會逐漸產生較大的誤差，這是因為由於我們的氧化鋁材料平板在量測反射信號時，因為尚未達成遠場條件，即不是完全的近似平面波入射，而產生的結果。使得我們的光子晶體結構不能產生一個好的共振腔體，故在共振點附近的反射率值才會明顯增加，而產生誤差。此外對於厚度的取值，與已知性質材料層之參數設定也會造成誤差的來源。

我們將共振頻率點附近得出的結果帶回 TMM 得出理論模擬的圖形(圖 4.26 紅線與綠線)，其中綠色線的模擬值為在 11.06GHz 下解出氧化鋁 $n=3.066-0.1157i$ 的結果，並考慮了實驗時發射與接收信號天線具有 1° 的誤差修正。

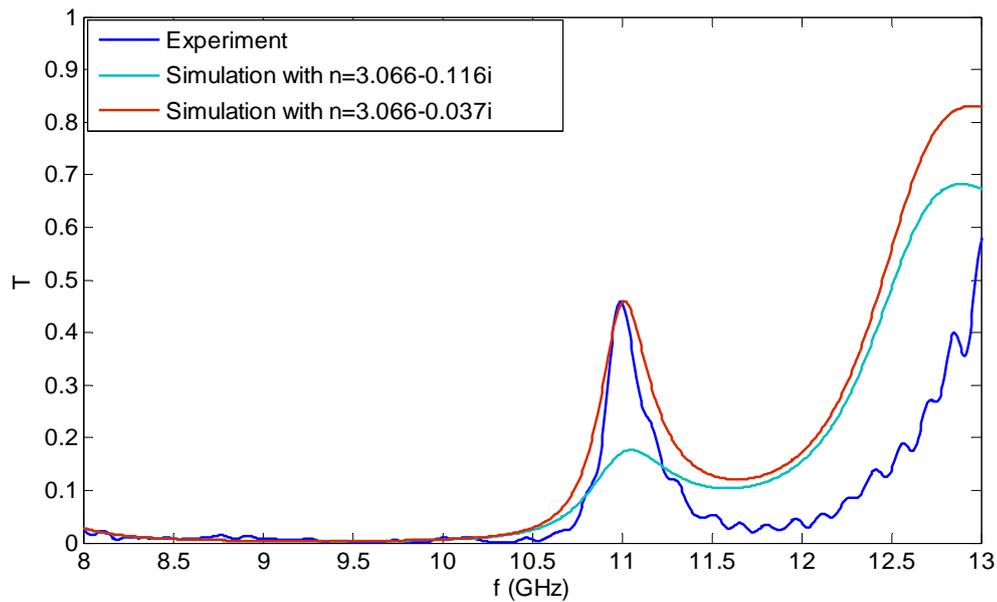


圖 4.29 穿透頻譜圖形之實驗與理論比較圖

與實驗得出的頻譜圖形在共振頻率點附近相符合；而紅色線為當我們修正了吸收係數為 0.037 後的結果，可得出除了在共振頻率點附近外其它均與實驗得出的頻譜圖形相近似。另外我們也量測了穿透頻譜圖形來做比較，如圖 4.29 藍線。同理我們也將二種不同的吸收係數值代入 TMM 作圖得出圖 4.29 中的紅線與綠線。其結果可得出對於吸收係數值為 0.037 時穿透頻譜圖形和實驗值相吻合。而在共振率點下解出的吸收係數值，由於較其它頻率點解出的值還來得大許多，因此造成了穿透率比實驗值明顯下降了許多。

f_1 (GHz)	10.80	10.90	11.00	11.10	11.20	11.30
f_2 (GHz)	10.80625	10.90625	11.0625	11.10625	11.20625	11.30625
n_r	3.191	3.139	3.09	3.066	3.047	3.039
n_i	0.032	0.039	0.083	0.067	0.036	0.039
d (cm)	0.383	0.385	0.386	0.390	0.385	0.383

表 4.15 氧化鋁材料之介電性質與厚度的求解結果

最後我們將厚度也設為未知參數，選取在不同頻率下相近的 2 個頻率點取值，求解結果如表 4.15。得出厚度與量測的值 0.4cm 相近似。

第五章 結論與未來工作

5-1 結論

在自由空間下對於低吸收材料的檢測，由於單層材料之檢測結果往往無法精確地顯現低吸收係數值，故我們設計了利用光子晶體多層介質的結構模組，利用這些模組的性質使得電磁波在排列的材料結構內來回反射的次數增加，造成了穿透率有明顯的下降，進而檢測出待測材料之微小的吸收係數值。

我們分別設計了二種不同的檢測模組，其中一個模組是將待測材料排列成週期性結構並以空氣層為缺陷層；另一模組是利用已知性質的材料排列成週期性結構並將待測材料置於缺陷層。藉由量測穿透頻譜的穿透頻率值(f_p)與率透率(T)代回傳輸矩陣法(TMM)中進行迭代計算，得出當穿透率差值最小時最佳化的吸收係數值。同時我們也利用了可調式光子晶體的特性，藉由調動缺陷層外的調動層，達成穿透頻率之可調，即達成對於材料在不同頻率下吸收係數變化的情形。另外我們也藉由微波量測實驗証實了我們所設計的結構，在自由空間下可量測出和腔體法相比擬的吸收係數值。

除了量測吸收係數值外，我們也提出了利用等效折射率的觀點，得出非導磁性材料的介電性質和厚度。即對於以待測材料為缺陷層的週期性結構下藉由量測反射係數值，得出待測材料的介電性質與厚度組成的非線性聯立方程組，再利用布洛依登法解得數值計算的結果。在理論模擬上我們成功地解得材料的各項參數值，同時我們也以微波實驗在自由空間下驗証了此法的可行性，並得出相吻合的結果。

5-2 未來工作

首先我們利用等效折射率在計算材料的介電性質時，假設了材料為非導磁性材料，即 $\mu_r = 1$ 。若我們同時考慮了 $\mu_r = \mu_r' - j\mu_r''$ ，則可得出原始的等效阻抗與 ϵ_r' 、 ϵ_r'' 、 μ_r' 、 μ_r'' 和厚度 d 等五個參數構成的關係式。同理可再次利用布洛依登法求解選取不同頻率點下得出的非線性聯立方程組，得出具有導磁性材料的介電性質。

在我們的設計及應用方法中，主要都是假設入射波為垂直入射時的情形下，且選取相鄰的頻率點得出材料的性質。假若材料的色散性質很大，則我們也可將波源改以斜向入射，並代入角度修正原本的等效折射率關係式，選擇在不同角度下的取值，得出在 TE 或 TM 波的情形下材料的介電性質。

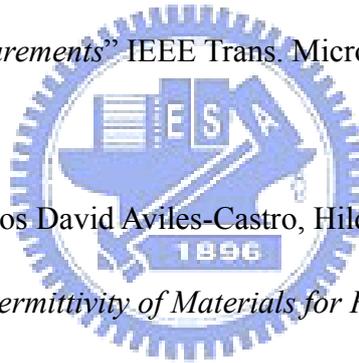
另外對於我們提出的光子晶體結構來測量低吸收係數值，與利用等效折射率方法，獲得材料的介電常數和厚度值。除了在微波領域的應用上，我們也期望能應用在光學領域波段的薄膜材料上，使得我們的應用能更為廣泛。雖然利用機械式的調動在光學領域裡難以達成，但若我們使用非線性光學材料或壓電材料來作為外層的已知材料層時，則也可藉由不同的入射光強或外加偏壓，改變材料的折射率值；甚至是利用待測材料較已知材料的厚度過厚時，產生的多根穿透頻率下，二者皆同樣可量測在不同穿透頻率下，待測材料的介電性質。

參考文獻

- [1] William D. Callister, Jr., *Materials Science And Engineering: An Introduction*.
New York: John Willey & Son.
- [2] A. Petosa, A. Ittipiboon, Y. M. Antar, D. Roscor, and M. Cuhaci., “ *Recent Advances in Dielectric-Resonator Antenna Technology*” IEEE Antennas and Propagation Magazine. Vol. 40, No. 3, June 1998.
- [3] S. Jerry Fiedziuszko, Ian C. Hunter, Tatsuo Itoh, Steven N. Stitzer, Yoshio Kobayashi, Toshio Nishikawa, Kikuo Wakino, “ *Dielectric Materials, Devices, and Circuits* ” IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 50, no. 3, pp.706-720, 2002.
- [4] IEEE Microwave Magazine September 2001.
- [5] Ian C. Hunter , Laurent Billonet, Bernard Jarry, and Pierre Guillon., “ Microwave Filters—Applications and Technology ” IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 50, No. 3, March 2002.
- [6] Andrzej W. Kraszewski, Stuart O. Nelson, “ *Observation on Resonant Cavity Perturbation by Dielectric Objects,*” IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 40, No. 1, pp. 151-155, Jan. 1992.
- [7] Binshen Meng, John Booske, and Reid Cooper, “ *Extended Cavity Perturbation Technique to Determine the Complex Permittivity of Dielectric Materials*” IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 43, No. 11, pp.2633-2635, 1995.
- [8] James Baker-Jarvis, Richard G. Geyer, John H. Grosvenor, Jr., Michael D. Janezic, Chriss A. Jones, Bill Riddle, Claude M. Weil., ” *Dielectric Characterization of Low-loss Materials A Comparison of Techniques* ” IEEE Trans. Dielectrics and

Electrical Insulation. Vol. 5 No.4, August 1998.

- [9]K. Sarabandi, F. T. Ulaby, “ *Technique for Measuring the Dielectric Constant of Thin Materials*” IEEE Trans. Instrum. Meas., vol. 37 No. 4, 1988.
- [10]Jose M. Catala-Civera, Antoni J. Canos, Felipe L. Penaranda-Foix, Elias de los Reyes Davo, “ *Accurate Determination of the Complex Permittivity of Materials With Transmission Reflection Measurements in Partially Filled Rectangular Waveguides*” IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 51, No. 1, 2003.
- [11]M. D. Deshpande, C. J. Reddy, P. I. Tiemsin, R. Cravey, “ *A New Approach to Estimate Complex Permittivity of Dielectric Materials at Microwave Frequencies Using Waveguide Measurements*” IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 45, No. 3, 1997.
- [12]Israel Garcia-Ruiz, Carlos David Aviles-Castro, Hildeberto Jardon-Aguilar, “ *Measuring Complex Permittivity of Materials for Frequencies Under 18 GHz*” Applied Microwave and Wireless, Vol. 12, No. 10, pp.92-100, October 2000.
- [13]David L. Gershon, J. P. Calame, Y. Carmel, T. M. Antonsen, “ *Open-Ended Coaxial Probe for High-Temperature and Broad-Band Dielectric Measurements*” IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 47, No. 9, September 1999.
- [14]D. Berube, F. M. Ghannouchi, P.Savard., “ *A Comparative Study of Four Open-Ended Coaxial Probe Models for Permittivity Measurements of Lossy Dielectric/Biological Materials at Microwave Frequencies*” IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 44, No. 10, October 1996.
- [15]Arai M, Binner JPG, Cross TE. “ *Estimating errors due to sample surface*



roughness in microwave complex permittivity measurements obtained using a coaxial probe ” Electronics Letters, Vol. 31, No. 2, 1995.

[16]Deepak K. Ghodgaonkar, Vasundara V. Varadan, Vijay K. Varadan, “ *A Free-Space Method for Measurement of Dielectric Constants and Loss Tangents at Microwave Frequencies* ” IEEE Trans. Instrum. Meas., vol. 37 ,No 3, 1989.

[17]Oral Buyukozturk, Tzu-Yang Yu, Jose Alberto Ortega “ *A Methodology for Determining Complex Permittivity of Construction Materials Based on Transmission-only Coherent Wide-Bandwidth Free-Space Measurements* ” Cement & Concrete Composites 28 (2006).

[18]D. K. Ghodgaonkar, V. V. Varadan, V. K. Varadan, “ *Free-Space Measurement of Complex Permittivity and Complex Permeability of Magnetic Materials at Microwave Frequencies* ” IEEE Trans. Instrum. Meas., vol. 39, No. 2, 1990.

[19]James Baker-Jarvis, Eric J. Vanzura, William A. Kissick, “ *Improved Technique for Determining Complex Permittivity with The Transmission / Reflection Method* ” IEEE Trans. On Microwave Theory and Tehcniques, VOL. 38, NO. 8, AUGUST 1990.

[20]Eli Yablonovitch., “ *Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics* ” Physical Review Letters ,Vol 58, No. 20, May 1987.

[21]Pochi Yeh ., *Optical Waves in Layered Media*. John Wiley & Sons Pte Ltd, Chapter 5. pp. 102~117.

[22]David K. Cheng ., *Field and Wave Electromagnetics 2/e*. Addison Wesley Longman, Chapter 8.

- [23] C.T.Kelly., *Iterative Methods for linear and Nonlinear Equations*. Chapter 7.
p113~132
- [24]George. Lindfield, John. Penny., *Numerical Methods Using MALAB second Edition*. 中譯，黃俊銘”數值方法-使用 Matlab 程式語言”全華科技圖書.
- [25]王昭龍 “一維光子晶體在可調式濾波器與色散補償器之設計” 國立交通大學，碩士論文(2006).
- [26]Gu. P. F, Chen. H. X, Zheng. Z. R, Liu X., “ *Determination of the Extinction Coefficient of a Weakly Absorbing Multilayer System*” ACTA PHYS SINICA – CHINA Vol. 54, No. 8, pp.3722-3725 AUG 2005.
- [27]Gu. P. F, Chen. H. X, Ai. M, Zhang. Y, Liu. Xu., “ *Determination of the Extinction Coefficient of TiO₂ and Effect of Preparation Parameters*” ACTA OPTICA SINICA – CHINA Vol. 25, No. 7, JULY 2005
- [28]T. Koryu. Ishii., *Handbook of Microwave Technology*, Academic Press (August 31, 1995) Chapter 19.
- [29] 彭志剛 “以電漿處理聚四氟乙烯表面改質之研究” 國立中央大學，碩士論文(2001)
- [30] 盧佳卉 “高頻材料介電常數量測” 國立清華大學，碩士論文 (2005)
- [31]Timothy D. Drysdale, Richard J. Blaikie, and David R. S. Cumminga” *Calculated and measured transmittance of a tunable metallic photonic crystal filter for terahertz frequencies*” APPLIED PHYSICS LETTERS, Vol.83, No.26), (2003)
- [32]Joshua N. Winn, Y.F., Shanhui Fan, and J. D. Joannopoulos, “*Omnidirectional reflection from a one-dimensional photonic crystal*” Optics Letters, Vol.23, No.20,

p.1573-1575, (1998)

- [33] Alexei A. Erchak, Daniel J. Ripin, Shanhui Fan, Peter Rakich, John D. Joannopoulos, Erich P. Ippen, Gale S. Petrich and Leslie A. Kolodziejski”
Enhanced Coupling to Vertical Radiation Using a Two-Dimensional Photonic Crystal in a Semiconductor Light-Emitting Diode”, APPLIED PHYSICS LETTERS, VOL.78, (2001)
- [34] L. Zhang, and Changxi Yang, "*Polarization Splitter Based on Photonic Crystal Fibers*" *Optics Express* Vol.11, (2003)
- [35] Yamamoto, N, Ogawa, T, Komori, K, "*Photonic Crystal Directional Coupler Switch with Small Switching Length and Wide Bandwidth*" *Optics Express*, Vol.14, No.3, (2006)
- [36] Kim Hakim Dridi, "*Mode Dispersion and Photonic Storage in Planar Defects Within Bragg Stacks of Photonic Crystal Slabs*" *JOSA B*, Vol. 21, Issue 3, pp. 522-530, (2004)

