

國 立 交 通 大 學

電信工程研究所

碩 士 論 文

使用雙層介質合成波導於圓極化槽孔陣列
天線

**Circular Polarized Slotted Antenna Array
Based on Double-Layer Substrate
Integrated Waveguide**

研究生：錢曉晴 (Hsiao-Ching Chien)

指導教授：林育德 博士 (Dr. Yu-De Lin)

中 華 民 國 九 十 九 年 九 月

國 立 交 通 大 學

電 信 工 程 研 究 所

碩 士 論 文

使 用 雙 層 介 質 合 成 波 導 於 圓 極 化 槽 孔 陣 列
天 線

**Circular Polarized Slotted Antenna Array
Based on Double-Layer Substrate
Integrated Waveguide**

研 究 生：錢 曉 晴 (Hsiao-Ching Chien)

指 導 教 授：林 育 德 博 士 (Dr. Yu-De Lin)

中 華 民 國 九 十 九 年 九 月

使用雙層介質合成波導於圓極化槽孔陣列天線

Circular Polarized Slotted Antenna Array Based on Double-Layer Substrate Integrated Waveguide

研究生：錢曉晴

Student : Hsiao-Ching Chien

指導教授：林育德 博士 Advisor : Dr. Yu-De Lin

國立交通大學

電信工程研究所

碩士論文

A Thesis

Submitted to Department of Communication Engineering

College of Electrical Engineering and Computer Engineering

National Chiao Tung University

In Partial Fulfillment of the Requirements

For the Degree of

Master of Science

In

Communication Engineering

September 2010

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十九年九月

使用雙層介質合成波導於圓極化槽孔陣列天線

學生：錢曉晴

指導教授：林育德 博士

國立交通大學電信工程研究所碩士班

摘要

本論文以波導耦合之概念將能量由主波導(Main-line)的槽孔以共振的方式饋入支波導(Brach-line)，再經由可產生圓極化之四槽孔元件組成陣列輻射能量，產生一高增益的主波束在邊射方向(Broadside)，其邊緣波束等級(side lobe level)可經由良好的設計大幅降低。我們使用介質合成波導(Substrate integrated waveguide, SIW)來實現此天線，因此導波波長會小於空氣中的波長，當設計的元件間距約為一倍的導波波長時，就可以避免光柵波瓣(Grating lobe)的產生。

圓極化之元件設計，為兩對接近垂直角度的矩形槽孔構成，其中旋轉角度為正的一對矩形槽孔為激發電場 0° ，令一對旋轉為負角度的矩形槽孔則激發相位差 90° 的電場。再藉由控制矩形槽孔的長度以達到設計元件時所需要的激發量，也因此各輻射元件會稍微偏離共振長度。各元件本身因為幾何條件的不同，造成激發時相位的變化，為了使每個元件可以達到等相位激發，我們可以利用元件間距作相位補償。

最後設計出圓極化的陣列天線於 12GHz 的頻段，此天線之優點有高增益、高指向性、製作較傳統的波導更為輕巧，未來可將其應用在衛星天線上。

Circular Polarized Slotted Antenna Array Based on Double-Layer Substrate Integrated Waveguide

Student: Hsiao-Ching Chien

Advisor: Dr. Yu-De Lin

Institute of Communication Engineering
National Chiao Tung University

Abstract

The thesis based on the concept of the waveguide coupling employs resonant slots to couple power from the main waveguide to crossed branch waveguides. An antenna array which is composed of the circularly polarized (CP) four-slots radiated elements can result in a high gain at the broadside direction. The side lobe level (SLL) can be greatly reduced by appropriate design. In the substrate integrated waveguide (SIW), the guided wavelength is less than the wavelength in air. When the array spacing is around a guided wavelength, the grating lobe can be avoided.

The circularly polarized element consists of two orthogonal rectangular slots pair. One rotated with positive angle excites zero phase of electric field and the other one with negative angle excites the ninety degrees phase of electric field. In order to achieve the varies excitations for our design, we control the length of rectangular slot. Therefore every element must be slightly off-resonance. The varies slots geometries cause the varies phase excitations. We can choose array spacing to do phase compensation to get equiphase excitations of the array element.

Finally, we design the circularly polarized array antenna at the 12GHz frequency band which can be applied to the satellite antenna. It has better performance than traditional waveguide, especially high gain, high directivity and more compact size.

誌謝

首先感謝指導教授 林育德博士，在碩二上學期時給我機會接下交通部的計畫，讓我學習到很多有關無線通訊的知識和辦理事情的能力，並且在碩士這兩年的生涯中，給予我研究的方向和每個禮拜的指導，使我在天線領域方面收穫良多，也才能順利完成碩士學業。感謝黃瑞彬教授、周錫增教授在口試的時候前來指導，提供天線改進的方式以及此天線的優缺點，使我獲益良多。也感謝元智大學的周錫增教授提供球面近場天線量測室做圓極化天線的量測。

感謝已畢業的烈全、信良、侑賢和仁佑學長，在碩一給我的指導，學習到如何使用模擬軟體、儀器設備、實做天線等，使得實作天線方面以及撰寫論文得以順利完成。還有漢維和健候，平常互相幫助以及互相討論研究。感謝光子晶體實驗室的正元學長在研究上的幫助，以及宏麒在碩二時給予很多精神上的支持和研究上的建議。感謝峻志、亞儒、奇哲學弟，使得碩士生活變得豐富有趣。感謝薔芸，平常幫忙實驗室很多事情，以及給我很多鼓勵，有她的陪伴使我的碩士生活非常充實。感謝元智大學的同學廷瑞和學弟協助我完成天線量測的資料。

最後感謝支持我的家人，奶奶、爸爸、媽媽、姊姊還有弟弟，謝謝你們無條件的支持，提供給我無須擔憂的環境，讓我也能夠順利完成我的學業。

目錄

中文摘要.....	i
英文摘要.....	ii
誌謝.....	iii
目錄.....	iv
圖錄.....	v
表錄.....	viii
第一章 導論.....	1
1.1 動機與目的.....	1
1.2 章節介紹.....	2
第二章 介質合成波導.....	3
2.1 介質合成波導之等效與基本特性.....	3
2.1.1 介質合成波導之等效.....	3
2.1.2 介質合成波導之基本特性.....	4
2.2 介質合成波導之轉接電路.....	7
第三章 矩形波導開槽饋入分析.....	10
3.1 旋轉槽孔散射分析.....	10
3.1.1 廣大金屬面中心饋入槽孔.....	10
3.1.2 旋轉槽孔散射分析.....	11
3.1.3 等效電路.....	15
3.1.4 槽孔內等效磁流的幅射能量.....	16
3.1.5 等效串接阻抗值.....	17
3.2 斜槽耦合分析.....	18
3.2.1 斜槽耦合之散射矩陣.....	18
3.2.2 斜槽耦合之阻抗關係式.....	20

3.2.3 斜槽耦合之模擬.....	23
第四章 介質合成波導應用於圓極化天線之設計.....	26
4.1 天線設計流程.....	26
4.1.1 圓極化之元件設計.....	27
4.1.2 陣列設計流程.....	30
4.1.3 元件擺設位置.....	33
4.2 線性陣列天線之設計與模擬.....	35
4.2.1 線性陣列天線模擬.....	35
4.2.2 遠場輻射場型.....	37
4.3 平面陣列天線之模擬與量測.....	42
4.3.1 饋入電路結構設計.....	42
4.3.2 天線實做與量測.....	44
4.3.3 遠場輻射場型的模擬與量測.....	48
4.4 天線孔徑效率.....	59
第五章 結論.....	60
參考文獻.....	61

圖錄

圖 2-1 (a)介質合成波導結構.....	3
(b)矩形波導的等效圖.....	3
圖 2-2 參數K 為導通孔直徑和週期對截止波長規一化的函數.....	6
圖 2-3 洩漏損耗為導通孔直徑和週期對截止波長規一化的函數[15 ,Fig.6].....	6
圖 2-4 介質波導的應用區域與導通孔維度之關係[15 ,Fig.7].....	7
圖 2-5 微帶線轉換電路.....	8
圖 2-6 (a)準 TEM 模態.....	8

(b) TE_{10} 模態.....	8
圖 2-7 基板合成波導與等效矩形波導之 S 參數.....	8
圖 3-1 廣大金屬面中心饋入槽孔示意圖.....	11
圖 3-2 槽孔內電場分佈.....	11
圖 3-3 矩形波導內槽孔示意圖.....	12
圖 3-4 旋轉槽孔在矩形波導寬邊示意圖.....	14
圖 3-5 傳輸線上串接一正規化阻抗示意圖.....	15
圖 3-6 四埠矩形波導斜槽耦合示意圖.....	19
圖 3-7 四埠矩形波導斜槽耦合示意圖.....	21
圖 3-8 四埠矩形波導斜槽耦合模擬之相關參數與邊界條件.....	23
圖 3-9 阻抗與旋轉槽孔長度的變化.....	24
圖 3-10 四埠矩形波導斜槽耦合返回耗損模擬值.....	24
圖 3-11 四埠矩形波導斜槽耦合之耦合係數.....	25
圖 4-1 等效波導耦合示意圖.....	26
圖 4-2 二槽孔圓極化元件示意圖.....	27
圖 4-3 圓極化元件最佳化設計流程.....	28
圖 4-4 二槽孔圓極化元件示意圖.....	28
圖 4-5 二槽孔與四槽孔元件散射參數比較圖.....	29
圖 4-6 二槽孔與四槽孔元件軸比比較圖.....	30
圖 4-7 線性陣列元件的歸一化能量激發大小.....	32
圖 4-8 槽孔長度對元件透射大小與相位的關係.....	34
圖 4-9 槽孔長度對槽孔元件之右圓極化電場相位的關係.....	35
圖 4-10 四槽孔圓極化 1×16 陣列天線架構示意圖.....	36
圖 4-11 兩端皆設定為埠之天線反射損耗與透射之模擬.....	37
圖 4-12 等效波導末端為短路時之天線反射損耗模擬圖.....	37
圖 4-13 yz 平面之遠場輻射場型 (a) 11.7GHz	38

(b) 12.0GHz	39
(c) 12.07GHz	39
(d) 12.15GHz	40
(e) 12.38GHz	40
(f) 12.7GHz.....	41
圖 4-14 天線在 yz 平面之遠場輻射場型.....	41
圖 4-15 天線在邊射方向之軸比對頻率.....	42
圖 4-16 主波導功率分波器	43
圖 4-17 功率分波器之模擬 S 參數.....	44
圖 4-18 加上主波導耦合饋入之圓極化 8x16 平面陣列天線.....	45
圖 4-19 天線實作照片 (a)正面.....	46
(b)背面.....	46
(c)近照.....	47
(d)槽孔對位近照.....	47
圖 4-20 天線量測與模擬之反射損耗比較圖.....	48
圖 4-21 天線在邊射方向的軸比模擬與量測圖	49
圖 4-22 yz 平面之輻射場型模擬與量測 (a)12.15GHz	49
(b)12.25GHz.....	50
(c)12.35GHz	50
(d)12.45GH.....	51
圖 4-23 天線在 yz 平面遠場輻射場型(右圓極化)	51
圖 4-24 xz 平面之輻射場型模擬與量測 (a)12.15GHz	52
(b)12.25GHz	53
(c)12.35GHz.....	53
(d)12.45GHz.....	54
圖 4-25 天線在 xz 平面遠場輻射場型(右圓極化)	54

表錄

表 2-1 矩形波導的場分布以及各項參數.....	9
表 2-2 基板合成波導與等效矩形波導之參數.....	7
表 3-1 四埠矩形波導斜槽耦合相關設計參數.....	23
表 4-1 天線各項設計參數.....	27
表 4-2 圓極化槽孔元件參數.....	28
表 4-3 九種型態的槽孔元件參數.....	29
表 4-4 線性陣列元件的歸一化能量.....	32
表 4-5 線性陣列元件之各項參數.....	33
表 4-6 元件間距補償參數.....	35
表 4-7 天線整體參數.....	35
表 4-8 天線饋入端相關參數.....	43
表 4-9 加上主波導耦合饋入之圓極化 8x16 平面陣列天線設計參數.....	45
表 4-10 天線在 yz 平面遠場輻射場型量測結果.....	52
表 4-11 天線在 xz 平面遠場輻射場型量測結果.....	55
表 4-12 頻率 11.7GHz~12.45GHz 之右圓極化增益量測與模擬值.....	56
表 4-13 利用量測增益計算之孔徑效率.....	59

第一章 導論

1.1 動機與目的

1947 年，Stevenson 發表了槽孔天線在矩形金屬波導裡的等效電路[1]。由於矩形金屬波導能承受大功率，以及其饋入簡單的優點，該結構饋入的槽孔陣列天線被大量運用在軍事雷達系統上。

1988 年，Ando, et al. 發表了放射狀線槽孔天線(radial line slot antenna, RLSA) [2]，運用在直播衛星收發，該天線需具有高輻射增益與高效率的特性，並且在邊射方向(broadside)有一鉛筆束(pencil beam)的輻射場型[3]。

介質合成波導(Substrate Integrated Waveguide)是近年來用以取代傳統波導的熱門題材，由於介質合成波導是製作在印刷電路板上面，因此很容易與微帶線(Microstrip line)、共平面波導(Coplanar waveguide)、或其他平面電路整合成微波/毫米波系統，其具備了製程簡單、易於整合的優點；並且包含了傳統波導的低損耗、承載高功率容量(High power capacity)、高品質因素(High Q factor)的特點[4]-[6]。

許多人也將介質合成波導應用在濾波器(Filter)、耦合器(Coupler)、功率分配器(Power divider)、天線(Antenna)等設計[7]-[10]。

在天線方面的運用，於金屬面上開一矩形槽孔並偏移其中心線構成線性極化天線陣列；或者利用 $+45^\circ/-45^\circ$ 槽孔對(slot pair)作線極化天線，再以雙饋入變換相位(Alternating Phase)的方式作成圓極化天線；也有利用兩個接近正交 90° 的槽孔構成一個圓極化的元件(element)，以單饋入的方式來實現圓極化天線；之後更出現改良式的元件，是以兩對接近正交的槽孔對，共四個槽孔構成單一元件，其優點為大幅增加天線的輻射效率。[11]-[14]。

直播衛星(Direc Broadcast Satellite, DBS)是通過衛星將影像、圖片、文字和聲音等節目進行點對面的廣播，直接提供廣大用戶接收，根據國際電聯(ITU)的規

定，直播衛星一般屬衛星廣播業務(BSS)，採用的頻段為廣播專用的 Ku 頻段(我國屬全球規劃 III 區，上行頻段為 17.3-17.8 GHz，下行頻段為 11.7-12.2GHz)。而使用衛星進行點對點的節目傳輸，將節目傳送至地面廣播電視台或有線電視台轉播，則是利用固定衛星業務(FSS)，使用的頻段有 C 頻段和 Ku 頻段(上行為 14.0-14.5GHz，下行為 12.25-12.75GHz)。

在本論文中，為了使介質合成波導能夠實現於衛星天線的運用，設計出二維的圓極化天線陣列於中心頻率 12GHz，應用於 Ku 頻段的直播衛星或者固定衛星業務的下行頻段。此天線具備高指向性以及高增益的特性，並且在邊射方向具有高指向性的鉛筆束輻射場型；而圓極化的主要優點為避免發射與接收的天線因極化不匹配而造成極化損耗，因為接收天線只需要對準發射天線即可，不需要考慮其極化的角度，在應用上可以使接收裝置更具有彈性。

1.2 章節介紹



在本論文的第二章介紹介質合成波導過去的研究和其與波導等效的物理性質。在第三章介紹矩形槽孔在金屬波導寬邊的分析，利用斜槽耦合的概念做耦合分波器之設計。第四章是介質合成波導結構應用於天線設計，利用電流漸變分布設計出低旁波瓣(side lobe)和高指向性的天線陣列，再藉由適當的設計達成等相位激發，最後提供量測和模擬的遠場輻射場型。第五章為結論。

第二章 介質合成波導

2.1 介質合成波導之等效與基本特性

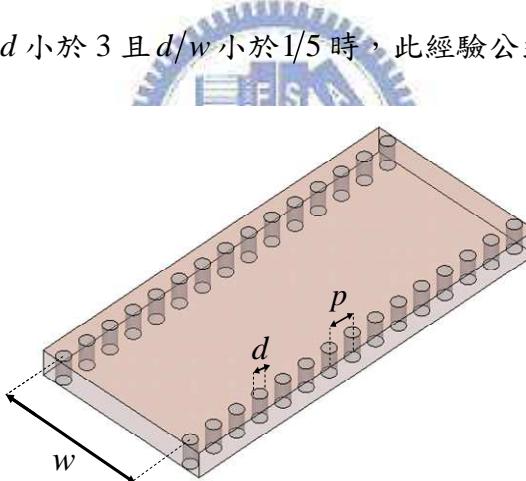
2.1.1 介質合成波導之等效

圖 2-1(a) 為介質合成波導的結構，製作在低損耗的印刷電路板上，並由兩側金屬導通孔而成，類似於矩形波導兩側的金屬壁構造，如圖 2-1(b)。

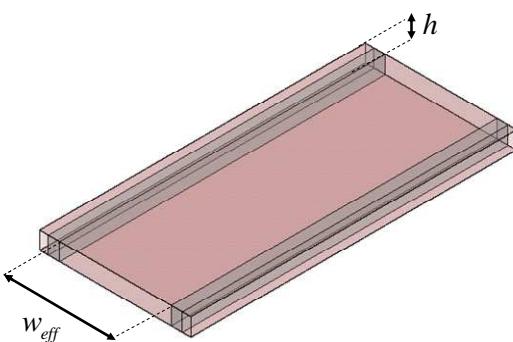
在這裡使用文獻[8]中提到的經驗公式去設計合成波導的等效寬度，公式如下：

$$w_{eff} = w - 1.08 \cdot \frac{d^2}{p} + 0.1 \cdot \frac{d^2}{w} \quad (2-1)$$

這裡的 d 和 p 代表金屬導通孔的直徑和週期，而 w 代表兩導通孔牆之間(中心對中心)的距離。當 p/d 小於 3 且 d/w 小於 $1/5$ 時，此經驗公式是非常精確的。



(a)介質合成波導結構



(b)矩形波導的等效圖

圖 2-1 (a)介質合成波導結構 (b)矩形波導的等效圖

2.1.2 介質合成波導之基本特性

引用參考資料[15]，我們可以看出導通孔的維度為介質合成波導寬度的函數關係。先引入一參數 $K = w_{eff} / w$ ，並代入(2-1)式得到

$$w_{eff} = \frac{w_{eff}}{K} - 1.08 \cdot \frac{d^2}{p} + 0.1 \cdot \frac{d^2 K}{w_{eff}} \quad (2-2)$$

設傳播模態保持在 TE_{10} 模，因此當波導寬邊為半波長時即為此模態的截止波長，故截止波長 $\lambda_c = 2w_{eff}$ ，代入上式後可得

$$\frac{\lambda_c}{2} = \frac{\lambda_c/2}{K} - 1.08 \cdot \frac{d^2}{p} + 0.1 \cdot \frac{d^2 K}{\lambda_c/2} \quad (2-3)$$

再對截止波長 λ_c 做歸一化後可寫成

$$\frac{p}{\lambda_c} = \frac{1.08(d/\lambda_c)^2}{0.2K(d/\lambda_c)^2 + 0.5/K - 0.5} \quad (2-4)$$

圖 2-2 為 K 曲線在與截止波長歸一化的導通孔直徑 d/λ_c 和歸一化之週期 p/λ_c 的平面上，我們訂參數 K 的變化從 0.7 到 0.99，其中虛線以下為 $d/\lambda_c \geq p/\lambda_c$ 的區塊，此區域為不可能實現的區域，因為導通孔不可重疊。

為了確保我們使用的介質合成波導是傳輸效能高且損耗很小，引用[15]如圖 2-3 為不同的導通孔直徑和週期對應不同的洩漏損耗變化，我們所設計的頻率為 12GHz，截止波長使用的導通孔直徑為 1mm，週期為 2mm，可大約估計洩漏損耗在 10^{-4} Np/rad 以內。其中洩漏損耗對中心頻率 $k_0 = 1.5k_c$ 做歸一化，其中的虛線為導通孔直徑和週期相等時，因為導通孔緊靠在一起而沒有洩漏損耗。週期對導通孔直徑的比例越大，兩側空隙就會越大，伴隨著洩漏損耗的升高，洩漏損耗常數特性曲線從 10^{-6} 到 10^{-2} Np/rad。

我們必須知道介質合成波導中，在什麼情況下洩漏損耗的量的是可以接受的。因此我們先計算傳統矩形波導的介質損耗和導體損耗，引用[16]可將損耗寫成下列式子：

$$\alpha_d = \frac{k_0^2 \tan \delta}{2k_z} \quad (2-5)$$

$$\alpha_c = \frac{R_m}{a_e \eta \sqrt{1 - \frac{k_c^2}{k_0^2}}} \left[\frac{a_e}{b} + 2 \frac{k_c^2}{k_0^2} \right] \quad (2-6)$$

其中 $R_m = \sqrt{\omega \mu_0 / 2\sigma}$ ， $\eta = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0 \epsilon_r}$ ， $\tan \delta$ 為介質損耗因子， σ 為金屬導電係數。

一般而言，介質合成波導的操作頻率在 10GHz 到 300GHz 並且使用低損耗的介質材料，用在此頻帶的介質相對係數通常在 2 到 13 的範圍，較高的相對介質係數也可以使用在較低頻。而在這些材料當中的介質損耗則在 10^{-3} 和 10^{-4} Np/rad 之間，用在介質合成波導覆蓋的金屬通常為銅，其導電係數為 $\sigma \approx 5 \times 10^7$ 。將介質損耗和導體損耗結合，其損耗大約也是在 10^{-3} 和 10^{-4} Np/rad 之間。因此我們可以選擇適當的導通孔維度，使得洩漏損耗在 10^{-4} Np/rad 以下，如此一來就不會增加波導的總損耗，在此區域內可以做良好的導波區(Guided-wave region)。



引用[15]如圖 2-4 所示，洩漏損耗也可以用來設計洩漏波天線，當洩漏損耗大於波導的損耗即 $\alpha_l/k_0 > 10^{-3}$ 時，該區域為洩漏波區域(Leaky-wave region)。在高洩漏損耗的洩漏波天線區域和低洩漏損耗的導波區域之間為一禁止區域(Forbidden region)，其原因為對於被動元件而言該區洩漏損耗過高，而對洩漏波天線而言其洩漏損耗過低而無法有效率應用。

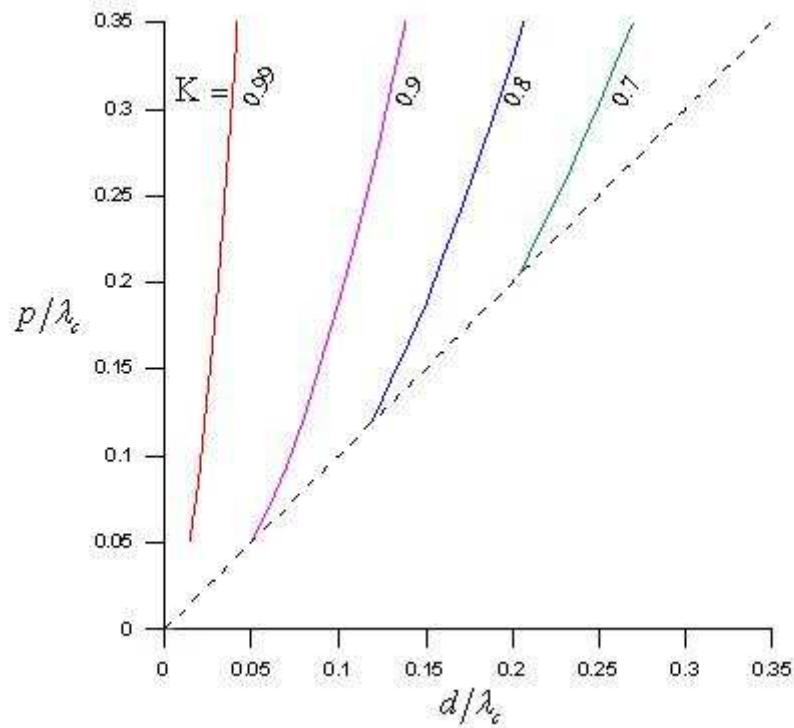


圖 2-2 參數 K 為導通孔直徑和週期對截止波長規一化的函數

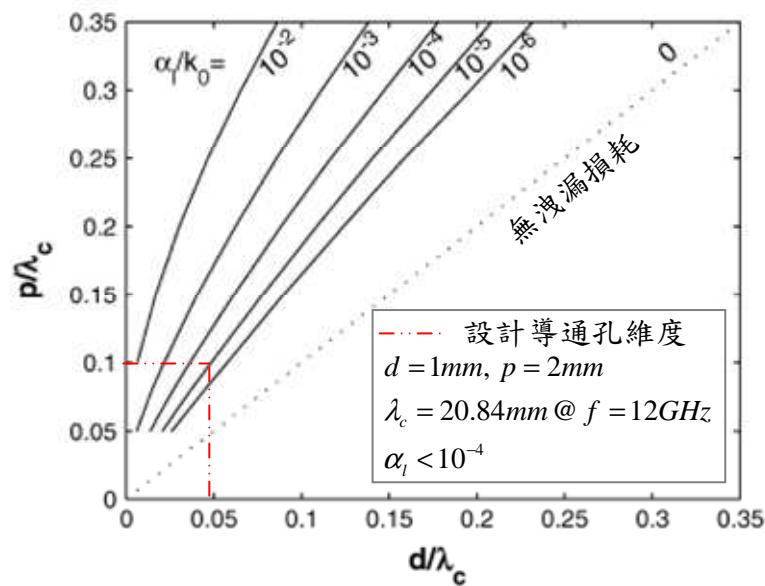


圖 2-3 洩漏損耗為導通孔直徑和週期對截止波長規一化的函數[15 ,Fig.6]

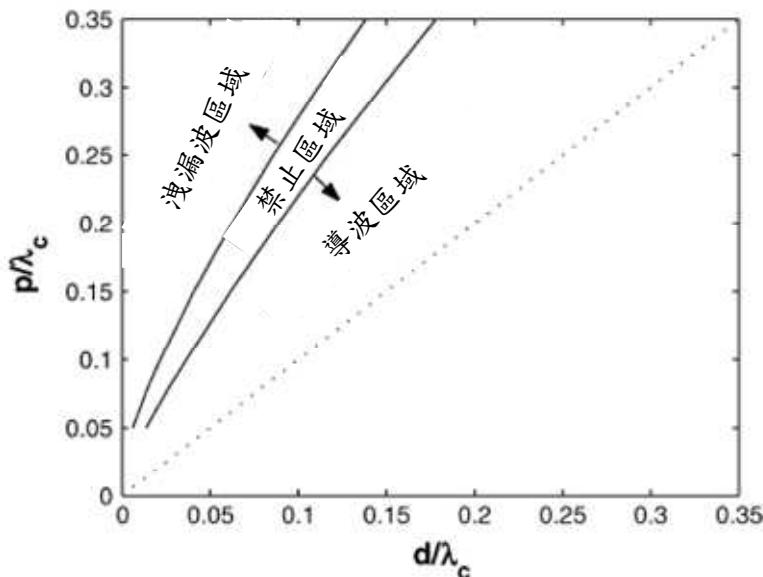


圖 2-4 介質波導的應用區域與導通孔維度之關係[15 ,Fig.7]

2.2 介質合成波導之轉接電路

首先我們引用文獻[4]中的微帶線轉換電路(transition)做饋入，結構如圖 2-5 所示。基板用 Duroid 5880 毫米波基板，介電常數 2.2，損耗正切 0.0009，其電路相關參數列於表 2-1。其饋入電路是微帶線到封閉矩形波導的轉換電路，前端為 50Ω 微帶線和漸變型(taper)微帶線，以及基板合成波導所組成。漸變型微帶線主要是將準 TEM 模態(圖 2-6a)轉換到基板合成波導的 TE_{10} 模態(圖 2-6b)。在轉換電路的設計當中，調整漸變型微帶線的兩個參數達成阻抗匹配即可。

依照經驗公式所設計的合成波導，我們可以利用高頻模擬軟體 HFSS 11 去驗證其散射參數。如圖 2-7 所示，返回損耗(Return loss)於操作頻帶 11.7GHz~12.7GHz 皆小於-15dB，插入損失(Insertion loss)在-0.6dB 以上，實線部分為基版合成波導之參數曲線，虛線部份為等效矩形波導之參數曲線，兩種結構的模擬結果一致，所以我們可以利用等效波導來模擬。

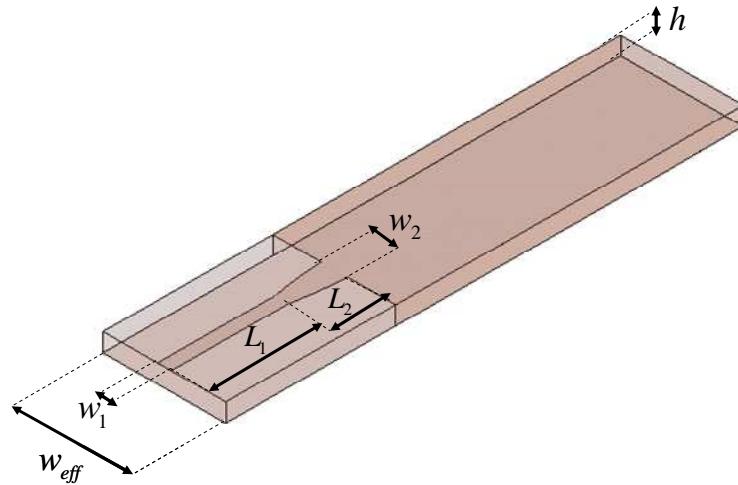


圖 2-5 微帶線轉換電路

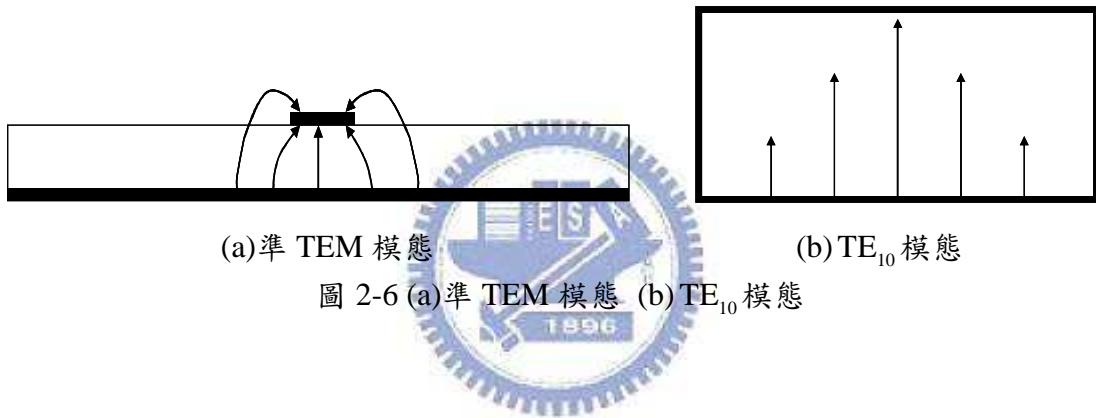


圖 2-6 (a)準 TEM 模態 (b)TE₁₀ 模態

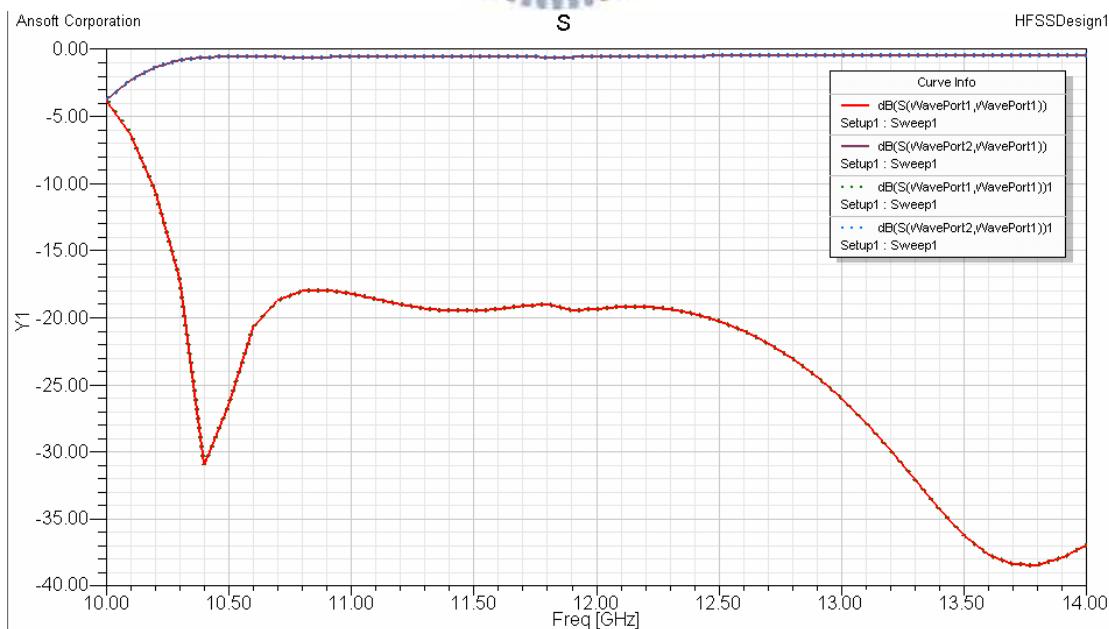


圖 2-7 基板合成波導與等效矩形波導之 S 參數

表 2-1 基板合成波導與等效矩形波導之參數

波導類型	w	p	d	w_1	w_2	L_1	L_2
基板合成波導	$10.951mm$	$2mm$	$1mm$	$1.16mm$	$2.23mm$	$4.52mm$	$4.42mm$
封閉矩形波導	$w_{eff} = 10.42mm$			$1.16mm$	$2.23mm$	$4.52mm$	$4.42mm$



第三章 矩形波導開槽饋入分析

本章將介紹矩形波導斜槽耦合饋入的原理，並做斜槽耦合的分析。在第二章時已經介紹過，可將介質合成波導(SIW)等效成封閉矩形波導，故可參考 Rober S. Elliott 的導波與微波電路介紹[16]、以及天線理論與設計[17]書中所提到的矩形金屬波導饋入槽孔方式，在矩形波導的寬邊開一矩形槽孔，並且將槽孔偏移中心位置或者旋轉槽孔時，槽孔會因為截斷原本的電流路徑而激發，將能量輻射出去。

3.1 旋轉槽孔散射分析

3.1.1 廣大金屬面中心饋入槽孔

在 Robert S. Elliott 的天線理論與設計[17]中，可以從 Booker's relation 中得到一個結論：經由廣大金屬面中心饋入一個槽孔天線與一個耦極天線（dipole antenna）成互補關係(complementary)，因此可將槽孔天線想像成耦極天線。圖 3-1 為廣大金屬面中心饋入槽孔的天線示意圖，當 $2l \gg 2w$ 時，可視此槽孔為兩條於 P_1 、 P_2 饋入之傳輸線，且於 $z = \pm l$ 短路，於是傳輸線裡會形成駐波，槽孔的電場將近似成：

$$\bar{E}_{slot} = \tilde{x} \frac{V_m}{2w} \cdot \sin[k(l - |z|)] \quad (3-1)$$

其中 V_m 為饋入電壓的峰值。

如同耦極天線，若 $2l$ 等於半波長時，饋入端 $P_1 P_2$ 的電壓會有最大值，如圖 3-2，其電流分佈類似半波長耦極天線。

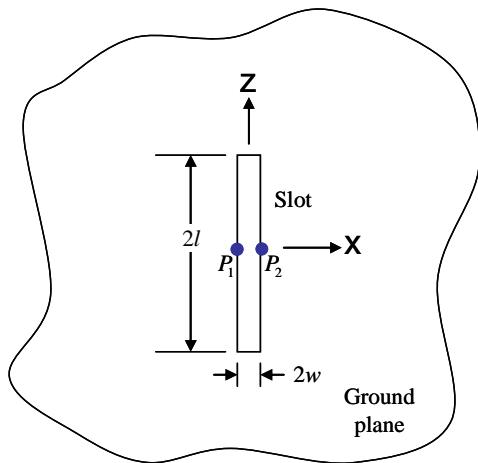


圖 3-1 廣大金屬面中心饋入槽孔示意圖

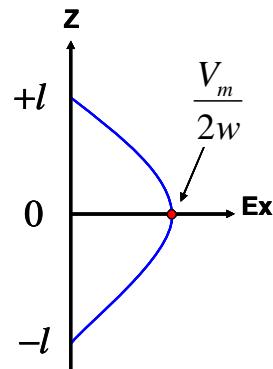


圖 3-2 槽孔內電場分佈

3.1.2 旋轉槽孔散射分析

對於一個理想的矩形波導，其四周為無損耗的完美金屬導體，並且藉由選擇適當的矩形波導維度(a, b)，使波導內部只有單模態 TE_{10} 模傳遞，因此可依據功率守恆的觀念推導出開槽於波導上的電磁場分布。利用三個條件：入射波的功率、假設已知槽孔內之電場可算由槽孔輻射出的功率、和往前散射以及向後散設的波，即可得到槽孔激發之後的場與槽孔偏移或旋轉的關係。以下為矩形波導內電場與磁場正規化的表示：

TE_{mn} mode	TM_{mn} mode
$\begin{cases} H_z = jH_{az}e^{\mp\gamma_a z} \\ E_t = E_{at}e^{\mp\gamma_a z} \\ H_t = E_{at}e^{\mp\gamma_a z} \end{cases}$	$\begin{cases} E_z = \pm jE_{az}e^{\mp\gamma_a z} \\ E_t = E_{at}e^{\mp\gamma_a z} \\ H_t = \pm H_{at}e^{\mp\gamma_a z} \end{cases}$

(3-2)

假設在波導寬邊上開一個矩形狹長槽孔，如圖 3-3 所示。將此結構分成三個範圍：(1) $z \leq z_1$ ，(2) $z_1 \leq z \leq z_2$ ，(3) $z_2 \leq z$ 。定義封閉面 S 包圍此結構於 z_1 和 z_2 之間，並將此封閉面 S 分為三個區域：(1) S_1 ：表示在 $z = z_1$ 的截面，(2) S_2 ：表示在 $z = z_2$ 的截面，(3) S_3 ：表示剩餘的四面金屬牆（邊界條件為 PEC）。

接著假設兩種能夠存在於 S 封閉面內的場：

(E_1, H_1) ：從無窮遠入射一電磁波，受槽孔而擾動的電磁場。

(E_2, H_2) ：往 $+Z$ 或 $-Z$ 入射的 TE/TM 波電磁場。

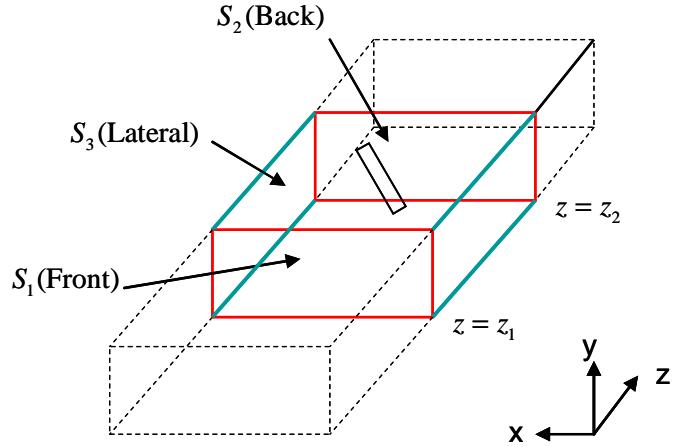


圖 3-3 矩形波導內槽孔示意圖

由於上述的兩種場皆為無源封閉面內的解，因此可從互易定理(Reciprocity Theorem)分析，兩者電磁場滿足下列等式：

$$\int_S (\underline{E}_1 \times \underline{H}_2 - \underline{E}_2 \times \underline{H}_1) \cdot d\underline{S} = 0 \quad (3-3)$$

$(\underline{E}_2, \underline{H}_2)$ 是 (3-2a)、(3-2b) 理想矩形波導內存在的場，而 $(\underline{E}_1, \underline{H}_1)$ 我們做如下假設：

$$\begin{aligned} \underline{E}_{1t} &= \sum_a C_a \underline{E}_{at} e^{-\gamma_a z}, \quad z \geq z_2 & \underline{E}_{1t} &= \sum_a B_a \underline{E}_{at} e^{+\gamma_a z}, \quad z \leq z_1 \\ \underline{H}_{1t} &= \sum_a C_a \underline{H}_{at} e^{-\gamma_a z}, \quad z \geq z_2 & \underline{H}_{1t} &= -\sum_a B_a \underline{H}_{at} e^{+\gamma_a z}, \quad z \leq z_1 \end{aligned} \quad (3-4)$$

其中下標 t 表示橫向 (transverse)， C_a 為往 +Z 方向傳遞波的擾動振幅， B_a 為往 -Z 方向傳遞波的擾動振幅， \underline{E}_{at} 、 \underline{H}_{at} 為矩形波導各種模態的橫向電、磁場， Σ 則表示矩形波導裡 TE 或 TM 模態混合存在。此假設在 $z_1 \leq z \leq z_2$ 裡不成立，因為沒有考慮到槽孔擾動產生的複雜模態。接著考慮邊界條件：

- (1) \underline{E}_{2t} 在 S_3 上為零，
- (2) \underline{E}_{1t} 在 S_3 上為零，除了槽孔部份

代入(3-3)式 $\int_S (\underline{E}_1 \times \underline{H}_2 - \underline{E}_2 \times \underline{H}_1) \cdot d\underline{S} = 0$

$$\begin{aligned} &\Rightarrow \int_{S_3+S_4} (\underline{E}_1 \times \underline{H}_2 - \underline{E}_2 \times \underline{H}_1) \cdot d\underline{S} + \int_{S_1+S_2} (\underline{E}_1 \times \underline{H}_2 - \underline{E}_2 \times \underline{H}_1) \cdot d\underline{S} = 0 \\ &\Rightarrow \int_{S_3} (\underline{E}_1 \times \underline{H}_2) \cdot d\underline{S} = \int_{S_1} (\underline{E}_2 \times \underline{H}_1 - \underline{E}_1 \times \underline{H}_2) \cdot d\underline{S} + \int_{S_2} (\underline{E}_2 \times \underline{H}_1 - \underline{E}_1 \times \underline{H}_2) \cdot d\underline{S} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \int_{slot} (\underline{E}_1 \times \underline{H}_2) \cdot d\underline{S} = I_1 + I_2 \quad (3-5)$$

$$I_1 = \int_{S_1} (\underline{E}_2 \times \underline{H}_1 - \underline{E}_1 \times \underline{H}_2) \cdot d\underline{S}$$

$$I_2 = \int_{S_2} (\underline{E}_2 \times \underline{H}_1 - \underline{E}_1 \times \underline{H}_2) \cdot d\underline{S}$$

在 I_1 與 I_2 中，由於模態的正交性，最後會只剩下同一種模態。我們先討論 $(\underline{E}_2, \underline{H}_1)$ 為一往 $+Z$ 方向傳的波：因為 I_1 為在 S_1 上積分， $(\underline{E}_1, \underline{H}_1)$ 的傳播方向為 $-Z$ ，只有當 γ_a 等於 γ_b 時 ($e^{+\gamma_a z}, e^{-\gamma_b z}$)，乘積項才會留下來；而對 I_2 而言為在 S_2 上積分， $(\underline{E}_1, \underline{H}_1)$ 的傳播方向為 $+Z$ ，所以即使 γ_a 等於 γ_b ($e^{-\gamma_a z}, e^{-\gamma_b z}$)，其積分仍為零，結果如下：

$$\begin{cases} I_1 = 2B_b \int_{S_1} (\underline{E}_{bt} \times \underline{H}_{bt}) \cdot \tilde{z} dS_1 \\ I_2 = 0 \end{cases} \Rightarrow B_b = \frac{\int_{slot} (\underline{E}_1 \times \underline{H}_2) \cdot d\underline{S}}{2 \int_{S_1} (\underline{E}_{bt} \times \underline{H}_{bt}) \cdot \tilde{z} dS_1} \quad (3-6)$$

反之，考慮往 $-Z$ 方向傳的波，可得下列式子：

$$\begin{cases} I_1 = 0 \\ I_2 = 2C_b \int_{S_2} (\underline{E}_{bt} \times \underline{H}_{bt}) \cdot \tilde{z} dS_2 \end{cases} \Rightarrow C_b = \frac{\int_{slot} (\underline{E}_1 \times \underline{H}_2) \cdot d\underline{S}}{2 \int_{S_2} (\underline{E}_{bt} \times \underline{H}_{bt}) \cdot \tilde{z} dS_2} \quad (3-7)$$

考慮旋轉 ϕ 角度的矩形槽孔，並控制橫向波導維度使其為單模態 TE_{10} 傳播，其傳播方向為 $+Z$ ，如圖 3-4。我們對槽孔的正中心另定義一座標 (ζ, ξ) ，首先，先做座標轉換的動作：

$$\begin{aligned} \tilde{z} &= \tilde{\xi} \cos \phi + \tilde{\zeta} \sin \phi & \tilde{x} &= -\tilde{\xi} \sin \phi + \tilde{\zeta} \cos \phi \\ \tilde{\xi} &= -\tilde{x} \sin \phi + \tilde{z} \cos \phi & \tilde{\zeta} &= \tilde{x} \cos \phi + \tilde{z} \sin \phi \end{aligned} \quad (3-8)$$

(3-6)、(3-7)的分母剛好為 2 倍的入射能量，在此重新定義 $S_{TE_{10}}$ 並將(3-2)式代入：

$$S_{TE_{10}} = \int_{S_1} (\underline{E}_{10,t} \times \underline{H}_{10,t}) \cdot \tilde{z} dS_1 = \frac{\omega \mu_0 \beta_{10}}{(\pi/a)^2} \int_0^b d\eta \int_0^a \sin^2 \frac{\pi \xi}{a} d\xi = \frac{\omega \mu_0 \beta_{10} ab}{2(\pi/a)^2} \quad (3-9)$$

重新定義座標後，原(3-1)槽孔內的電場也要跟著做調整：

$$\bar{E}_{slot} = \tilde{\xi} \frac{V_m}{2w} \cdot \sin [k(l - |\zeta|)] \quad (3-10)$$

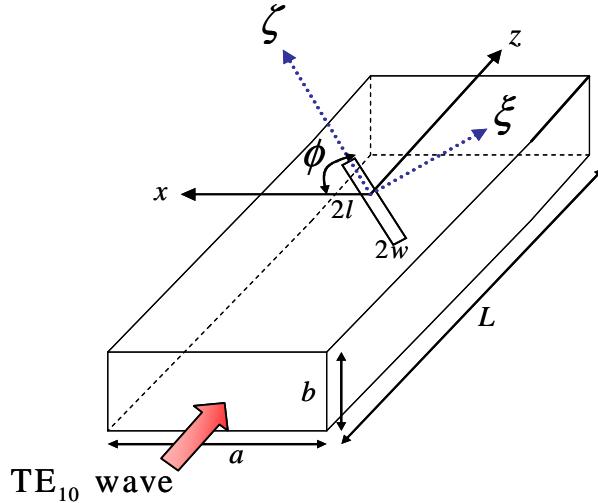


圖 3-4 旋轉槽孔在矩形波導寬邊示意圖

V_s 為假設從中心饋入的電壓峰值，假設槽孔內波數 $k_s = k_0 \sqrt{(1+\epsilon_r)/2}$ 。將(3-2)

、(3-10)代入(3-6)的分子：

$$\begin{aligned}
 & \int_{slot} (\underline{E}_1 \times \underline{H}_2) \cdot \tilde{y} \, dS \\
 &= \int_{-w}^w \int_{-\ell}^{\ell} \frac{V_s}{2w} \sin k_s (\ell - |\zeta|) \tilde{\xi} \times \tilde{x} \frac{-\beta}{\pi/a} \sin \left(\frac{\pi x}{a} \right) e^{-j\beta_{10}\zeta} \cdot \tilde{y} \, d\zeta \, d\xi \\
 &= \frac{-V_s \beta \cos \phi}{2w(\pi/a)} \cdot K_1
 \end{aligned} \tag{3-11}$$

由(3-9)、(3-11)可得到(3-6)：

$$B_{TE_{10}} = \frac{-V_s \pi \cos \phi}{2wa^2 b \omega \mu_0} \cdot K_1 \tag{3-12}$$

同理，(3-7)：

$$\begin{aligned}
 C_{TE_{10}} &= \frac{-V_s \pi \cos \phi}{2wa^2 b \omega \mu_0} \cdot K_2 \\
 K_2 &= \int_{-w}^w \int_{-\ell}^{\ell} \sin k_s (\ell - |\zeta|) \sin \left[\frac{\pi}{a} (-\xi \sin \phi + \zeta \cos \phi) \right] e^{j\beta_{10}\xi \cos \phi} e^{j\beta_{10}\zeta \sin \phi} \, d\zeta \, d\xi
 \end{aligned} \tag{3-13}$$

從(3-12)、(3-13)可經由數學軟體 Matlab 計算得知兩個方向擾動後的波振幅有下列關係：

$$B_{TE_{10}} = -C_{TE_{10}} \tag{3-14}$$

3.1.3 等效電路

圖 3-5 為一傳輸線上串接一正規化阻抗的示意圖。我們假設左右端有完美匹配電路，代表不會有反射波從兩端彈回。假設傳輸線上的電壓電流波為：

$$\left. \begin{array}{l} V(z) = Ae^{-j\beta z} + Be^{j\beta z} \\ I(z) = Ae^{-j\beta z} - Be^{j\beta z} \end{array} \right\} \quad z < 0 \quad (3-13a)$$

$$\left. \begin{array}{l} V(z) = (A+C)e^{-j\beta z} \\ I(z) = (A+C)e^{-j\beta z} \end{array} \right\} \quad z > 0 \quad (3-13b)$$

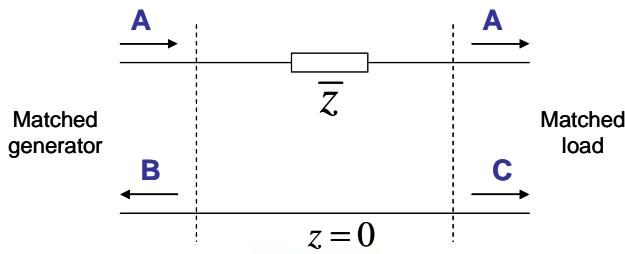


圖 3-5 傳輸線上串接一正規化阻抗示意圖

代入邊界條件至 (3-13)： $I(0^-) = I(0) = I(0^+)$ 可得：

$$B = -C \quad (3-14)$$

如果 B 為實數

$$\bar{Z} = \bar{r} = \frac{Z}{Z_0} = \frac{2B}{A - B} \quad (3-15)$$

其中：矩形波導的阻抗為 TE_{10} mode： $Z_0 = \frac{k\eta}{\beta}$ 。

由 (3-14) 我們得知當 $B = -C$ 時，物理意義為一傳輸線上串接一阻抗。所以從 (3-12) 及 (3-14) 我們可以下結論：矩形金屬波導餌入的槽孔可以等效成傳輸線上串接一阻抗，物理意義為槽孔截斷了上層金屬板的電流，在槽孔內部激發了電場向外輻射。(3-15) 式為槽孔對波導內部為一等效串接阻抗的正規化阻抗值，只要我們能知道 $A_{TE_{10}}$ 及 $B_{TE_{10}}$ 便能求得其值。

從能量守恆觀點可列出下列等式：

$$P_{inc} = P_{ref} + P_{tr} + P_{rad} \quad (3-18)$$

我們將 P_{inc} 、 P_{ref} 、 P_{tr} 用(3-9)的 $S_{TE_{10}}$ 表示：

$$P_{inc} = \frac{1}{2} A \cdot A^* \cdot S_{TE_{10}} = \frac{\omega \mu_0 \beta_{10} ab}{4(\pi/a)^2} A \cdot A^*$$

$$P_{ref} = \frac{1}{2} B \cdot B^* \cdot S_{TE_{10}} = \frac{\omega \mu_0 \beta_{10} ab}{4(\pi/a)^2} B \cdot B^*$$

$$P_{tr} = \frac{1}{2} (A + C) \cdot (A + C)^* \cdot S_{TE_{10}} = \frac{\omega \mu_0 \beta_{10} ab}{4(\pi/a)^2} (A + C) \cdot (A + C)^* = \frac{\omega \mu_0 \beta_{10} ab}{4(\pi/a)^2} (A - B) \cdot (A - B)^*$$

將上列三式代回(3-18)，可得槽孔輻射的能量為：

$$P_{rad} = \frac{\omega \mu_0 \beta_{10} ab}{4(\pi/a)^2} [A^2 - B^2 - (A - B)^2] = \frac{\omega \mu_0 \beta_{10} ab}{2(\pi/a)^2} B(A - B) \quad (3-19)$$

同樣的，只要我們能知道 $A_{TE_{10}}$ 及 $B_{TE_{10}}$ 便能求得輻射的能量值，這對我們求得等效

阻抗有很大的幫助。

3.1.4 槽孔內等效磁流的輻射能量

從天線理論一書[17]，我們知道一長度極短的電 dipole 在遠場的場如下：



$$\bar{E}_\theta = \frac{I \cdot dz}{4\pi} j\omega\mu \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin\theta \quad (3-20a)$$

$$\bar{H}_\phi = \frac{I \cdot dz}{4\pi} j\beta \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin\theta \quad (3-20b)$$

從 duality 觀點，磁 dipole 在遠場的場為：

$$\bar{H}_\theta = \frac{I_m \cdot dz}{4\pi} j\omega\epsilon \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin\theta \quad (3-21a)$$

$$\bar{E}_\phi = -\frac{I_m \cdot dz}{4\pi} j\beta \frac{e^{-j\beta r}}{r} \quad (3-21b)$$

我們將(3-10)式槽孔裡的電場依 Schelkunoff Equivalence Principle 等效成磁流：

$$\bar{J}_m = 2E_s \tilde{\zeta} = I_m \frac{\sin k_s (\ell - |\zeta|)}{w} \tilde{\zeta} \quad (3-22)$$

$$I_m = \frac{V_s}{\sin k_s \ell}$$

將(3-22)代入(3-21)並對 ζ 積分：

$$H_\theta = j\omega\epsilon_0 \sin\theta \frac{e^{-jk_0 r}}{4\pi r} \int_{-w}^w \int_{-\ell}^\ell \frac{I_m \sin k_s (\ell - |\zeta|)}{w} e^{jk_0 \zeta \cos\theta} d\zeta d\ell$$

$$= j\omega\epsilon_0 I_m k_s \sin\theta \frac{e^{-jk_0 r}}{\pi r} \cdot \frac{[\cos k_s \ell - \cos(k_0 \ell \cos\theta)]}{k_0^2 \cos^2\theta - k_s^2} \quad (3-22a)$$

$$E_\phi = -jk_0 I_m k_s \sin\theta \frac{e^{-jk_0 r}}{\pi r} \cdot \frac{[\cos k_s \ell - \cos(k_0 \ell \cos\theta)]}{k_0^2 \cos^2\theta - k_s^2} \quad (3-22b)$$

有了遠場的電磁場後，要求得輻射功率，我們繼續計算波印亭向量：

$$\begin{aligned} \bar{S} &= \frac{1}{2} \bar{E} \times \bar{H}^* \\ &= \frac{1}{2} \frac{V_s^2}{\sin^2 k_s \ell} \frac{k_0 \omega \epsilon_0 k_s^2 \sin^2\theta}{\pi^2 r^2} \left(\frac{[\cos k_s \ell - \cos(k_0 \ell \cos\theta)]}{k_0^2 \cos^2\theta - k_s^2} \right)^2 \tilde{r} \end{aligned} \quad (3-23)$$

接著我們對(3-23)做半球面積分：

$$\begin{aligned} P_f &= \iint \bar{S} \cdot d\bar{S} \\ &= \frac{1}{2} k_0 \omega \epsilon_0 \frac{V_s^2}{\sin^2 k_s \ell} \frac{k_s^2}{\pi^2} \int_{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin^2\theta}{r^2} \frac{1}{k_s^4} \left[\frac{\cos k_s \ell - \cos(k_0 \ell \cos\theta)}{\frac{k_0^2}{k_s^2} \cos^2\theta - 1} \right]^2 r^2 \sin\theta d\theta d\phi \\ P_f &= \frac{V_s^2}{2\pi\eta_0 \sin^2 k_s \ell} \frac{k_0^2}{k_s^2} \int_0^\pi \left[\frac{\cos k_s \ell - \cos(k_0 \ell \cos\theta)}{1 - \frac{k_0^2}{k_s^2} \cos^2\theta} \right]^2 \sin^3\theta d\theta \end{aligned} \quad (3-24)$$

最後我們由磁流分佈求得一矩形槽孔對空氣輻射的總功率為(3-24)。

3.1.5 等效串接阻抗值

(3-19)、(3-24)皆為槽孔消耗的功率表示式，差別在(3-19)為對內的電路觀點；而(3-24)為對外的輻射觀點。兩者應該相等，其等式為：

$$\begin{aligned} P_{rad} &= \frac{\omega \mu_0 \beta_{10} ab}{2(\pi/a)^2} B(A-B) \\ &= \frac{V_s^2}{2\pi\eta_0 \sin^2 k_s \ell} \frac{k_0^2}{k_s^2} \int_0^\pi \left[\frac{\cos k_s \ell - \cos(k_0 \ell \cos\theta)}{1 - \frac{k_0^2}{k_s^2} \cos^2\theta} \right]^2 \sin^3\theta d\theta \end{aligned} \quad (3-25)$$

為了計算方便，我們令 $K_3 = \int_0^\pi \left[\frac{\cos k_s \ell - \cos(k_0 \ell \cos \theta)}{1 - \frac{k_0^2}{k_s^2} \cos^2 \theta} \right]^2 \sin^3 \theta d\theta$ ，(3-25)可得：

$$A - B = \frac{1}{B} \frac{\pi}{a^3 b \omega \mu_0 \beta_{10}} \frac{V_s^2}{\eta_0 \sin^2 k_s \ell} \frac{k_0^2}{k_s^2} \cdot K_3 \quad (3-26)$$

接著我們將(3-26)與(3-12)代入(3-17)的等式裡：

$$\bar{r} = \frac{2B}{A - B} = \frac{\frac{2\pi^2 V_s^2 \cos^2 \phi}{4a^2 \mu_0^2 a^4 b^2 w^2} \cdot K_1^2}{\frac{\pi}{a^3 b \omega \mu_0 \beta_{10}} \frac{V_s^2}{\eta_0 \sin^2 k_s \ell} \frac{k_0^2}{k_s^2} \cdot K_3}$$

將 K_1 、 K_3 代入上式整理可得：

$$\begin{aligned} \bar{r} &= 0.131 \frac{\lambda^3}{\lambda_g ab} \left[A(\theta) \sin \theta + \frac{\lambda_g}{2a} B(\theta) \cos \theta \right]^2 \\ A(\theta) &\left\{ = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}u\right)}{1-u^2} \pm \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}v\right)}{1-v^2} \right. \\ B(\theta) &\left. \left\{ = \frac{\lambda}{2a} \sin \theta \pm \frac{\lambda}{\lambda_g} \cos \theta \right. \right. \\ u &\left. \left. \right\} = \frac{\lambda}{2a} \sin \theta \pm \frac{\lambda}{\lambda_g} \cos \theta \right. \\ \theta &= \pi/2 - \phi \end{aligned} \quad (3-27)$$

得到矩形金屬波導餌入槽孔的等效阻抗值(3-27)。

3.2 斜槽耦合分析

此節引用作者 Rengarajan 於 1989 年提出的中心斜槽波導耦合器，將金屬波導的厚度考慮進去之下進行數值分析，其結果可以推廣到當主波導和分支波導為相異的情況[18]。

3.2.1 斜槽耦合之散射矩阵

圖 3-1 為四埠矩形波導斜槽耦合示意圖，在主波導(Main-line)的上層金屬開一槽孔，以及垂直於主波導的分支波導(Branch-line)，在其下層金屬開一槽孔，使能量可以藉由共振的方式從斜槽耦合。由文獻[17]旋轉槽孔的等效電路為串聯阻抗，因此主波導寬邊上的斜槽與分支波導寬邊上的斜槽皆可等效成串聯阻抗，

故斜槽耦合餽入的槽孔電路可以看作串聯-串聯電路。

經由主波導耦合至分支波導的能量，其能量大小是由槽孔的旋轉角度 ϕ 來決定（參考軸為主波導的縱軸），耦合至分支波導兩邊的能量大小一樣。由於反對稱的背向散射TE₁₀模態，主波導中反射到埠一與向前散射的埠二的波為反相，分支波導中往埠三與埠四散射的波同樣為反相。當 $\phi=45^\circ$ 時，散射的能量往四個埠皆為四分之一；當 $\phi=0^\circ$ 時，所有的能量都傳至埠二。因此可將槽孔旋轉角度在範圍 $0^\circ \leq \phi \leq 45^\circ$ 中調整，來控制耦合到分支波導的能量。

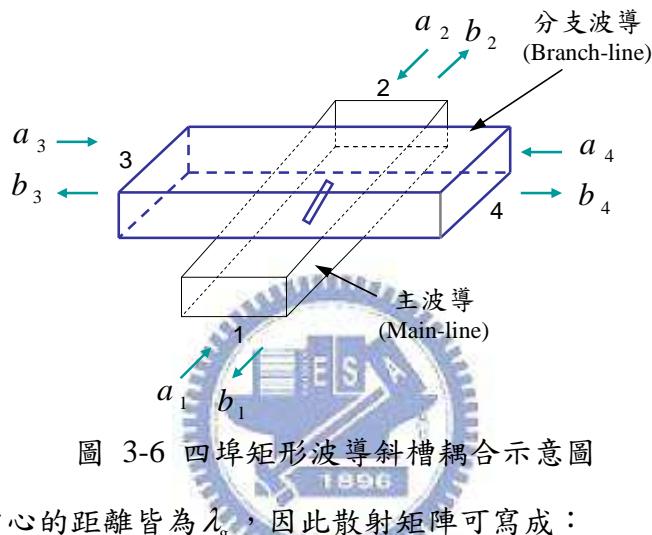


圖 3-6 四埠矩形波導斜槽耦合示意圖

令所有埠端到中心的距離皆為 λ_g ，因此散射矩陣可寫成：

$$[s] = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} & s_{14} \\ s_{21} & s_{22} & s_{23} & s_{24} \\ s_{31} & s_{32} & s_{33} & s_{34} \\ s_{41} & s_{42} & s_{43} & s_{44} \end{bmatrix} \quad (3-28)$$

由於對稱或反對稱，可以將散射參數簡化， $s_{11}=s_{22}=u$ ， $s_{33}=s_{44}=v$ ，

$s_{13}=-s_{14}=w=s_{31}=-s_{41}$ ， $s_{12}=s_{21}=x$ ， $s_{23}=-s_{24}=y=s_{32}=-s_{42}$ ， $s_{34}=s_{43}=z$ 。

因此散射矩陣可簡化為：

$$[s] = \begin{bmatrix} u & x & w & -w \\ x & u & y & -y \\ w & y & v & z \\ -w & -y & z & v \end{bmatrix} \quad (3-29)$$

假設交界為無損耗且槽孔在共振長度 $2l_r(\phi)$ ，所有的散射矩陣元素皆為純實數，

因此實數矩陣可滿足以下條件：

$$\begin{cases} \sum_{n=1}^N s_{nj} s_{nj}^* = 1 \\ \sum_{n=1}^N s_{nj} s_{nk}^* = 0 \end{cases} \quad (3-30)$$

故可寫出下列等式：

$$\begin{cases} u^2 + x^2 + 2w^2 = 1 \\ x^2 + u^2 + 2y^2 = 1 \\ w^2 + y^2 + v^2 + z^2 = 1 \\ 2ux + 2wy = 0 \\ uw + xy + vw - wz = 0 \\ -w^2 - y^2 + 2vz = 0 \end{cases}$$

經過整理之後可以得到下列關係：

$$\begin{cases} x = v = 1 - u \\ z = u \\ w = -y = \pm \sqrt{u(1-u)} \end{cases} \quad (3-31)$$

其中的正負號代表槽孔旋轉角度的正或負，因次再將散射矩陣寫成更簡潔的形式：

$$[s] = \begin{bmatrix} u & v & w & -w \\ v & u & -w & w \\ w & -w & v & u \\ -w & w & u & v \end{bmatrix} \quad (3-32)$$

其中 $u = s_{11}(\phi)$ ， $v = 1 - s_{11}(\phi)$ ， $w = \pm \sqrt{s_{11}(\phi)[1 - s_{11}(\phi)]}$ ，故此矩陣可由在共振情況時耦合槽孔的旋轉角度 ϕ 之參數來決定。

3.2.2 斜槽耦合之阻抗關係式

當我們在分支波導的兩端加上負載，可以看作在終端平面(t_3 和 t_4)距離 $3\lambda_g/4$ 的地方加上導納 Y_3 和 Y_4 ，也就是距離中心槽孔耦合處 $\lambda_g/4$ 的地方，詳見圖 3-7。由主波導的觀點來看，當波行進到斜槽處會遇到一阻礙，而激發出反對稱的波耦合至分支波導上，因此可將此阻礙看作等效的阻抗元件 Z ，我們希望可

以找到阻抗 Z 與耦合槽孔的維度和在分支波導上的負載的連結關係。

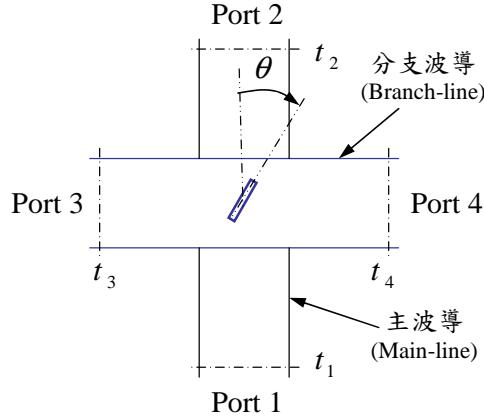


圖 3-7 四埠矩形波導斜槽耦合示意圖

假設槽孔旋轉角度 θ 且其共振長度為 $2l_r(\theta)$ ，我們令平面 t_2 短路，並在終端平面 t_3 和 t_4 內距離 $3\lambda_g/4$ 的地方加上導納 Y_3 和 Y_4 ，則歸一化的模態電壓可以寫成：

$$\begin{aligned} v(0) &= a_2 + b_2 = 0 \\ v_3 \left(\frac{3\lambda_g}{4} \right) &= a_3 e^{-j3\pi/2} + b_3 e^{j3\pi/2} \\ v_4 \left(\frac{3\lambda_g}{4} \right) &= a_4 e^{-j3\pi/2} + b_4 e^{j3\pi/2} \end{aligned} \quad (3-33)$$

當 $v_3(3\lambda_g/4)(Y_3/G_0) = -i_3(3\lambda_g/4)$ 且 $v_4(3\lambda_g/4)(Y_4/G_0) = -i_4(3\lambda_g/4)$ 時，可推論以下式子：

$$\begin{aligned} b_2 &= -a_2 \\ j(a_3 - b_3) \frac{Y_3}{G_0} &= -j(a_3 + b_3) \\ j(a_4 - b_4) \frac{Y_4}{G_0} &= -j(a_4 + b_4) \end{aligned} \quad (3-34)$$

當分支波導的導納特性阻抗歸一化 $G_0 = 1$ ，可將上二式寫為

$$\begin{aligned} b_3 &= \frac{(Y_3/G_0)+1}{(Y_3/G_0)-1} a_3 \\ b_4 &= \frac{(Y_4/G_0)+1}{(Y_4/G_0)-1} a_4 \end{aligned} \quad (3-35)$$

利用 $[b] = [S][a]$ 可推得

$$\begin{aligned} b_1 &= ua_1 + va_2 + wa_3 - wa_4 \\ -a_2 &= va_1 + ua_2 - wa_3 + wa_4 \\ b_3 &= wa_1 - wa_2 + va_3 + ua_4 \\ b_4 &= -wa_1 + wa_2 + ua_3 + va_4 \end{aligned}$$

整理以上式子可得

$$\begin{aligned} b_1 - a_1 &= (1+u+v)a_2 \\ b_3 - a_3 &= -\frac{u}{w}(1+u+v)a_2 \\ b_4 - a_4 &= \frac{u}{w}(1+u+v)a_2 \end{aligned} \quad (3-36)$$

因此

$$\frac{b_4 - a_4}{b_1 - a_1} = -\frac{b_3 - a_3}{b_1 - a_1} = \frac{u}{w} = \pm \sqrt{\frac{s_{11}(\theta)}{1 - s_{11}(\theta)}} = \pm \kappa(\theta) \quad (3-37)$$

定義該節點之耦合係數為 $\kappa(\theta)$ ，歸一化的模態電流於埠 1 為 $i_1(0) = i_{ML} = a_1 - b_1$ ，

歸一化的模態電壓於負載 Y_3 為 $v_3(3\lambda_g/4) = j(a_3 - b_3)$ ，歸一化的模態電壓於負載 Y_4

為 $v_4(3\lambda_g/4) = j(a_4 - b_4)$ ，因此分支波導的歸一化模態電壓可以定義為

$$v_{BL} = j(a_4 - b_4) = -j(a_3 - b_3) \quad (3-38)$$

我們可以得到分支波導的電壓與主波導的電流的關係

$$v_{BL} = \pm j\kappa(\theta)i_{ML} \quad (3-39)$$

其中的正負符號代表槽孔旋轉角度的正負，而因子 j 代表分支波導的模態電壓為距離槽孔 $\lambda_g/4$ 處當參考點，而主波導的模態電流為距離槽孔 λ_g 處當參考點。

接下來計算槽孔轉換的複數功率

$$\frac{1}{2}i_{ML}i_{ML}^* \frac{Z}{Z_0} = \frac{1}{2}v_{BL}v_{BL}^* \left(\frac{Y_3}{G_0} + \frac{Y_4}{G_0} \right) \quad (3-40)$$

結合(3-39)~(3-40)式可以得到

$$\frac{Z}{Z_0} = \kappa^2(\theta) \left(\frac{Y_3}{G_0} + \frac{Y_4}{G_0} \right) \quad (3-41)$$

因此我們得到了阻抗對耦合槽孔的維度以及分支波導上的負載之關係，當槽孔長

度為共振長度時， Z/Z_0 為純實數。

3.2.3 斜槽耦合之模擬

圖 3-8 為模擬斜槽耦合的架構，使用的板材為 Duroid5880， $\epsilon_r = 2.2$ ，令埠二距離斜槽一倍導波波長並設完美電導體作為短路，埠三和埠四為完美匹配負載 (Perfect matching load, PML)。圖 3-9 為模擬單一旋轉槽孔之矩形波導時，調整斜槽長度 L_s 使其達到共振之阻抗，可以看到在 $L_s/L_r = 1$ 的中心點阻抗虛部為零，阻抗實部為最大值，相關設計參數如表 3-1。

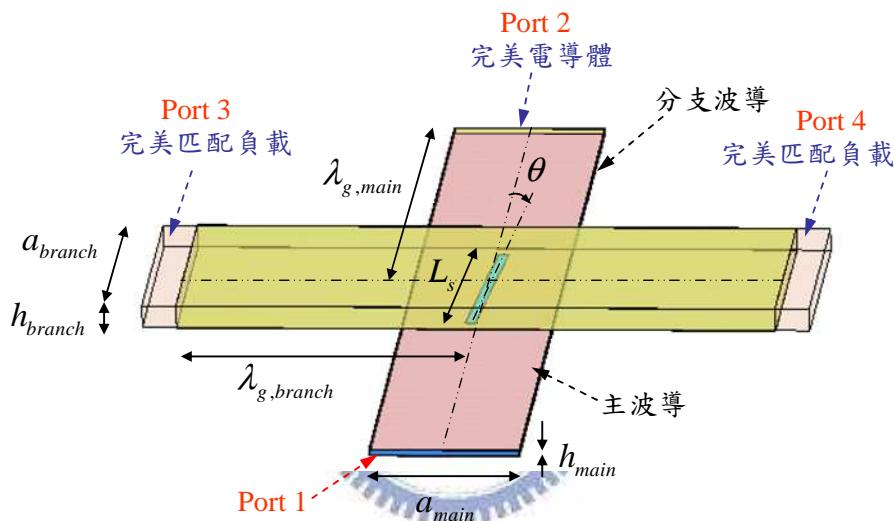


圖 3-8 四埠矩形波導斜槽耦合模擬之相關參數與邊界條件

表 3-1 四埠矩形波導斜槽耦合相關設計參數

a_{main}	a_{branch}	h_{main}	h_{branch}	$\lambda_{g,main}$	$\lambda_{g,branch}$	θ	L_s
28.66mm	20.86mm	0.381mm	1.575mm	28.66mm	20.86mm	4.9°	12.24mm

圖 3-10 為模擬四埠矩形波導斜槽耦合的返回耗損模擬，圖 3-11 為當 $\theta = 4.9^\circ$ 時耦合係數 $\kappa(\theta)$ 對頻率的變化，可以利用上一小節算出在頻率 12GHz 時之阻抗 R/Z_0 為 0.18。

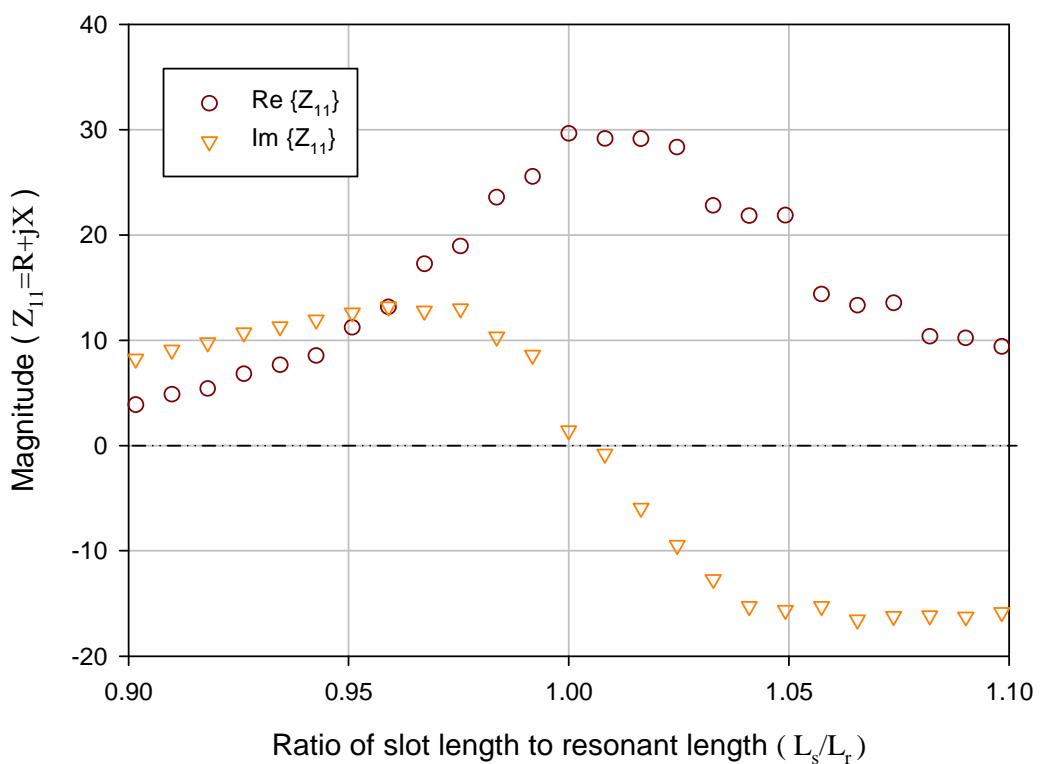


圖 3-9 阻抗與旋轉槽孔長度的變化

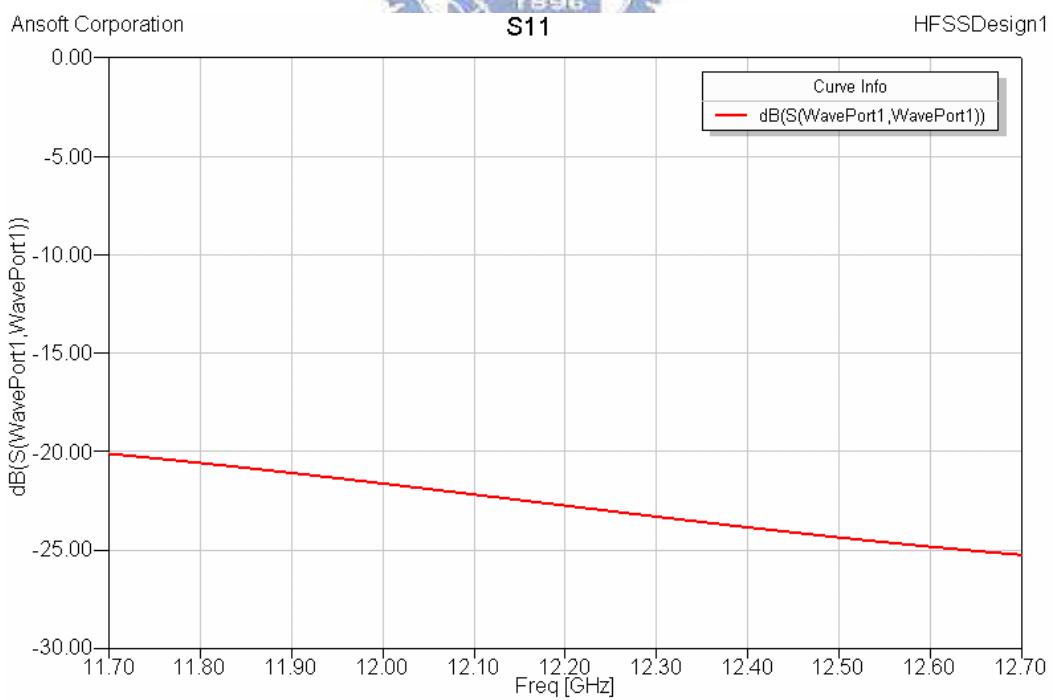


圖 3-10 四埠矩形波導斜槽耦合返回耗損模擬值

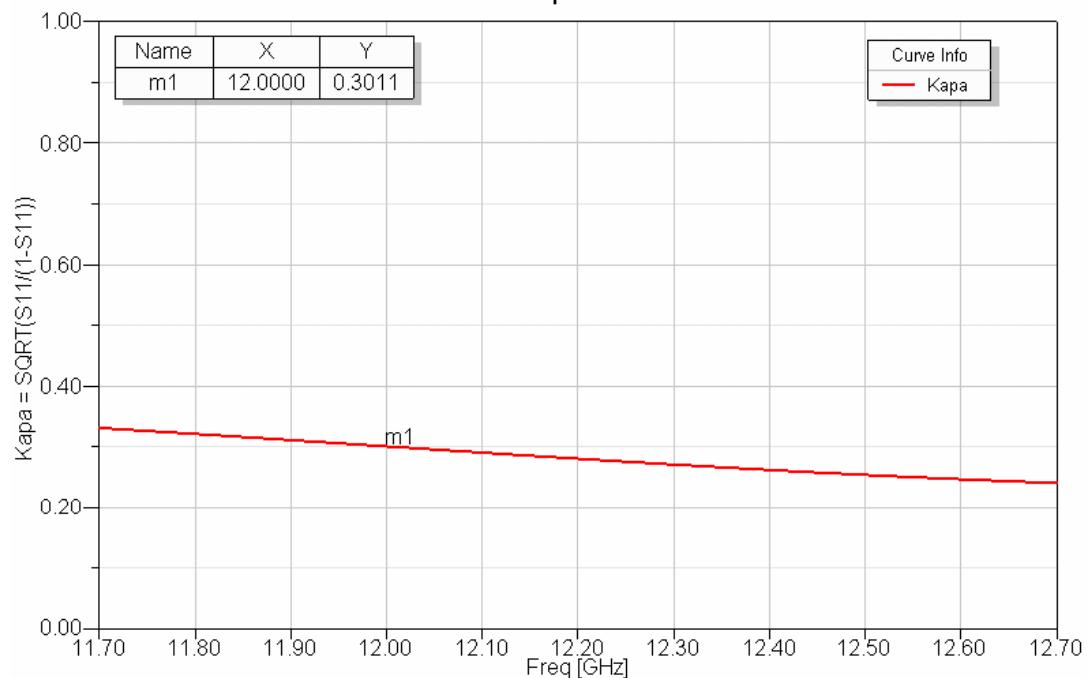


圖 3-11 四埠矩形波導斜槽耦合之耦合係數



第四章 介質合成波導應用於圓極化天線之設計

本章利用第二章的介質合成波導以及第三章的矩形波導開槽饋入做天線設計的基礎，在4.1節中說明圓極化元件之設計流程，先決定天線陣列的等效波導寬度，再設計具有良好圓極化特性的輻射元件，藉由適當的安排輻射元件的擺設位置使各個元件等相位激發以達到良好的輻射效率。4.2節為1x16線性陣列天線之設計，4.3節為天線饋入電路之設計和8x16陣列天線之設計，並附上模擬和實際量測的比較圖。

4.1 天線設計流程

圖4-1為一波導耦合示意圖，為了使主波導饋入為等相位激發，其饋入槽孔的間距為半波長，分支波導的等效金屬壁為共用，因此主波導與分支波導的關係為：

$$\lambda_{g,main}/2 = a_{eff,branch} + t \quad (4-1)$$

其中 $\lambda_{g,main}$ 為主波導的波長， $a_{eff,branch}$ 為分支波導的等效寬度， t 為金屬厚度，相關設計參數如表4-1。

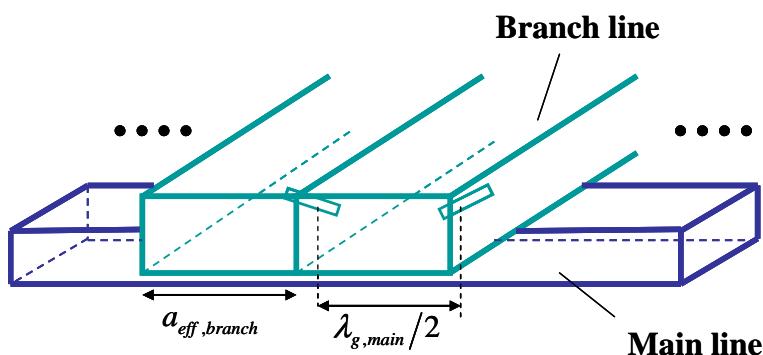


圖4-1 等效波導耦合示意圖

首先決定天線設計的主頻率在12GHz，並操作於單模態 TE_{10} 模，由波導理論可以得到操作頻率的安全範圍(safety margin)需小於0.9倍的第二模態截止頻率

f_c^{20} ，並且可以在操作頻率大於 1.2 倍的第一截止頻率 f_c^{10} 時達到最好的傳輸效率，因此最佳操作頻帶在 $f = 11.7\text{GHz} - 12.7\text{GHz}$ 。

表 4-1 天線各項設計參數

	a_{eff} (mm)	h (mm)	t (mm)	λ_g (mm)	f_c^{10} (GHz)	f_c^{20} (GHz)
Main line	10.42	0.381	0.035	28.66	9.71	17.4
Branch line	14.31	1.575	0.035	20.86	7.07	14.1

4.1.1 圓極化之元件設計

藉由槽孔適當的安排使單一輻射元件產生相位差 90° 且激發大小相等的電場，我們將參考文獻[12] [13]當中使用的槽孔擺放方式，以及參考在文獻[14]當中所提及的槽孔擺放方式，以增加元件的輻射效率。

圖 4-2 為二槽孔圓極化元件示意圖，由一對 y 軸旋轉角度 $\pm\phi$ 的矩形狹長槽孔所構成，在 3.2 節提到耦合槽孔的旋轉角度可以控制槽孔的激發量，槽孔長度為 L_s 主要控制激發量，槽孔寬度為 w_s ，兩槽孔偏移中心 $\pm x$ 是為了避免槽孔重疊；槽孔相距為 s 主要控制軸比量，當軸比值接近 1 時達到完美的圓極化。在這裡我們使用模擬軟體 HFSS11 做軸比值的最佳化，其流程如圖 4-3 所示，先固定槽孔的長度之後，找到槽孔距離 s 使軸比值小於 0.5dB ，如果沒有找到適合的槽孔距離，則再增加角度 ϕ 或者減少偏移量 x 。

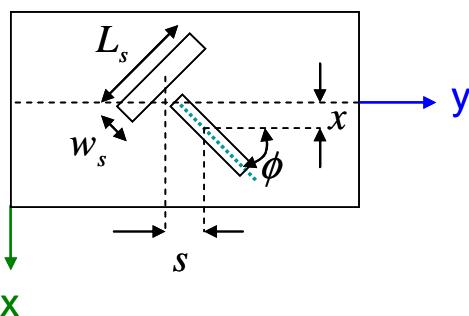


圖 4-2 二槽孔圓極化元件示意圖

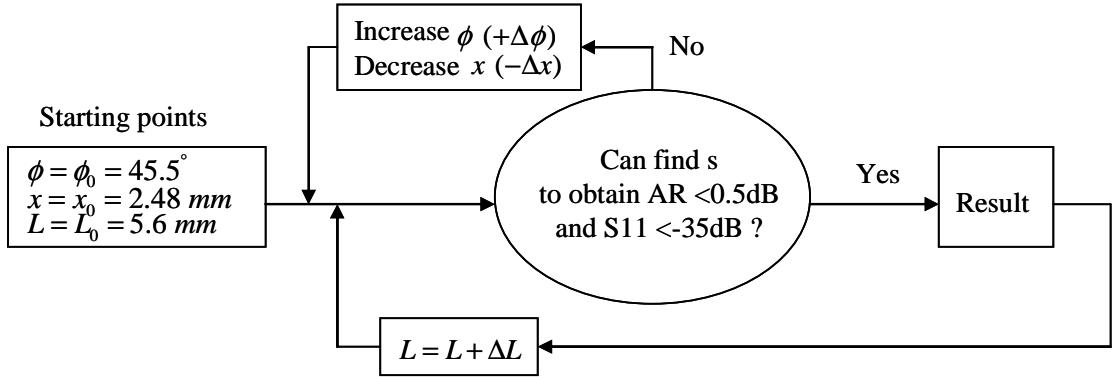


圖 4-3 圓極化元件最佳化設計流程

接著引用文獻[14]裡面的四槽孔圓極化元件如圖 4-4，架構與圖 4-2 的二槽孔圓極化元件相同，只是在二槽孔距離 d_{slot} 的地方再多增加兩個槽孔。我們將二槽孔元件與四槽孔元件做比較，使用的參數如表 4-2。圖 4-5 為兩種架構的散射參數比較圖，可以看出四槽孔元件的返回耗損較二槽孔元件低；圖 4-6 為軸比值的比較圖，四槽孔元件的軸比較低，圓極化效果較佳。由於四槽孔元件具有較好的返回耗損以及軸比頻寬，因此我們採用四槽孔的元件作為圓極化天線的輻射元件。表 4-3 為九種型態的槽孔元件，每個角度都對應某個範圍的槽孔長度以及槽孔偏移量。

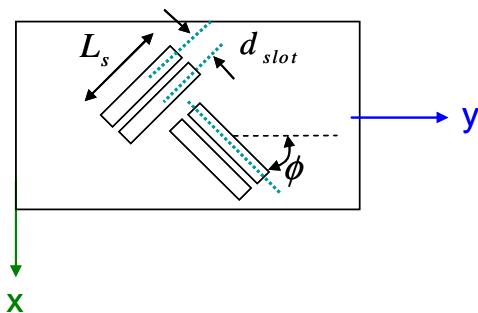


圖 4-4 二槽孔圓極化元件示意圖

表 4-2 圓極化槽孔元件參數

	d_{slot} (mm)	L_s (mm)	w_s (mm)	x (mm)	s (mm)	ϕ (deg)
2 slots	-					
4 slots	0.7	8.16	0.5	2.45	3.79	53

表 4-3 九種型態的槽孔元件參數

Type	ϕ (deg)	L_s (mm)	x (mm)
A	45.5	5.6 - 5.8	2.481
B	48	5.8 - 6.2	2.48
C	49	6.2 - 6.6	2.475
D	50	6.6 - 7.0	2.472
E	51.5	7.0 - 7.6	2.46
F	53	7.6 - 8.2	2.45
G	54.5	8.2 - 8.7	2.44
H	56	8.7 - 8.9	2.43
I	57.5	8.9 - 9.15	2.42

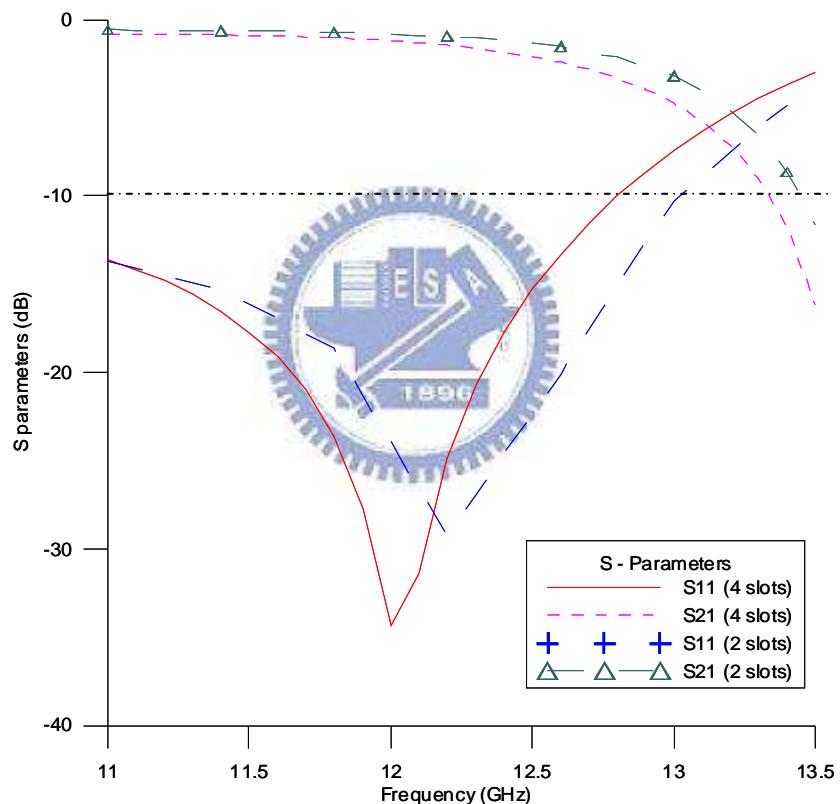


圖 4-5 二槽孔與四槽孔元件散射參數比較圖

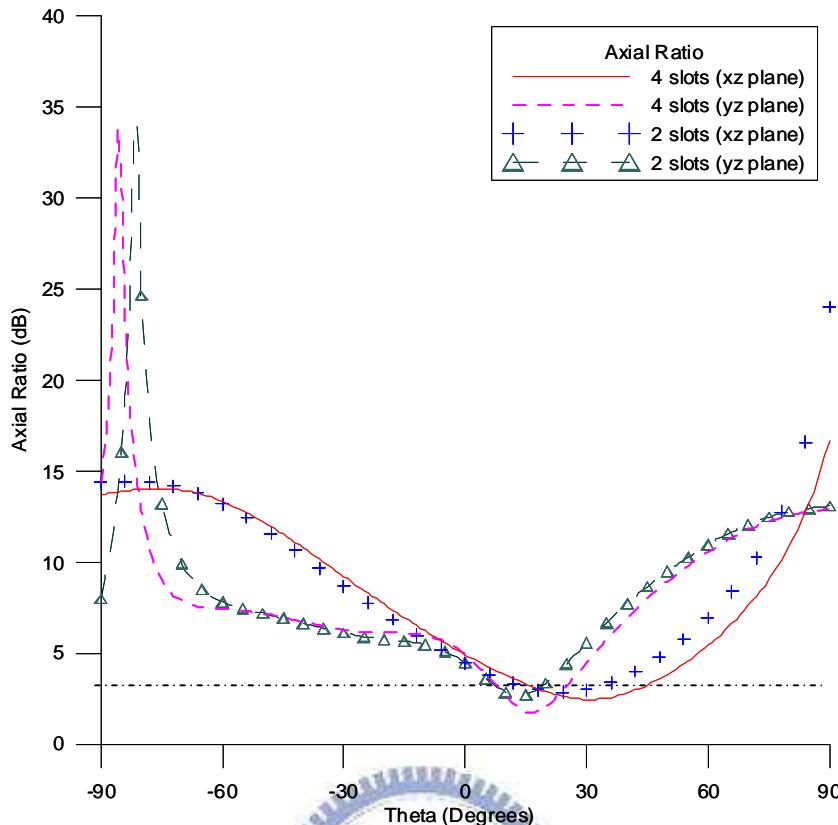


圖 4-6 二槽孔與四槽孔元件軸比比較圖

4.1.2 陣列設計流程

在所設計的陣列天線當中每個元件都會輻射能量，因此在等效波導內的 TE_{10} 模行波的複數振幅為漸漸變小，若 V_n 為碰到第 n 個元件之前的複數振幅， V_{n+1} 為與第 n 個元件交互作用的複數振幅，若考慮第 n 個元件輻射的能量時，透射參數可以寫成：

$$T^{(n)} = V_{n+1} / \hat{V}_n \quad (4-3)$$

其中

$$\hat{V}_n = V_n e^{-j\beta_{10}d_{n-1}} \quad (4-4)$$

若 $P_{irr}^{(n)}$ 為第 n 個元件輻射的正規化能量，則激發大小可寫成

$$|C_n| = \sqrt{P_{irr}^{(n)}} \quad (4-5)$$

首先應決定各個元件的激發大小 C_n ，並且設計成等相位(由行波相位和激發

的右圓極化電場相位決定)。為了方便設計，假設每個元件之間的反射很少，設 P_{inc}^n 為陣列中第 n 個元件的入射能量，輻射能量為

$$P_{irr}^n = P_{inc}^{(n)} \left[1 - |T^{(n)}|^2 \right] \quad (4-6)$$

並且重複下面的遞迴式算出 $|T^{(n)}|$

$$|T^{(1)}| = \sqrt{1 - P_{irr}^{(1)}} \quad (4-7)$$

$$|T^{(n)}| = \sqrt{1 - \frac{P_{irr}^{(n)}}{P_{inc}^{(n-1)} |T^{(n-1)}|^2}} \quad n=2, \dots, N \quad (4-8)$$

由(4.6)可得知

$$T^{(n)} = \sqrt{1 - \frac{P_{irr}^{(n)}}{P_{inc}^{(n)}}} \quad (4-9)$$

再由(4.8)(4.9)得到

$$P_{inc}^{(n)} = P_{inc}^{(n-1)} \left[|T^{(n-1)}|^2 \right] \quad (4-10)$$

當 $V_1 = 1$ ， $P_{inc}^{(1)} = P_{in} = 1$ ，名義輻射效率(nominal radiation efficiency) $\eta = \sum_n P_{irr}^{(n)} \leq 1$ 。表 4-5 為各元件的歸一化能量，其名義輻射效率為 0.9934。我們希望天線的能量能夠集中、旁波瓣低一點，由天線理論[20]可以得知當電流分佈使用漸變分佈(tapered excitation)，即所有的電流相位相同，但是電流的強度為中間的元件最大，漸漸往兩邊變小，此種電流分佈形式會使遠場場型的旁波瓣較小，圖 4-10 為 1x16 線性陣列的激發大小分佈。

當元件間距 d_n 接近一倍的導波波長，可忽略高階模的交互作用，則

$S_{21}^{(n)} = T^{(n)}$ 。在決定了激發大小(C_n)之後，槽孔長度(L_n)可以從透射參數($S_{21}^{(n)}$)的大小和相位求得，兩個正交的槽孔對間距(s_n)可從已知的槽孔長度(L_n)做最佳化流程後求得，表 4-6 為所設計的陣列元件之各項參數。

表 4-4 線性陣列元件的歸一化能量

n	S_{21}	P_{irr}	P_{inc}	C_n
1	0.985	0.0298	1.0000	0.1726
2	0.9832	0.0323	0.9702	0.1798
3	0.9775	0.0417	0.9379	0.2043
4	0.9632	0.0647	0.8962	0.2544
5	0.9443	0.0900	0.8314	0.3001
6	0.9141	0.1219	0.7414	0.3491
7	0.8769	0.1431	0.6195	0.3783
8	0.8619	0.1225	0.4764	0.3500
9	0.8367	0.1061	0.3539	0.3258
10	0.8085	0.0858	0.2477	0.2929
11	0.7794	0.0636	0.1619	0.2521
12	0.7742	0.0394	0.0984	0.1985
13	0.7576	0.0251	0.0590	0.1585
14	0.8148	0.0114	0.0338	0.1066
15	0.7716	0.0091	0.0225	0.0953
16	0.7009	0.0068	0.0134	0.0825
Total radiated power ($\sum P_{irr}^n$) : 0.9934				
Residual power : 0.0066				

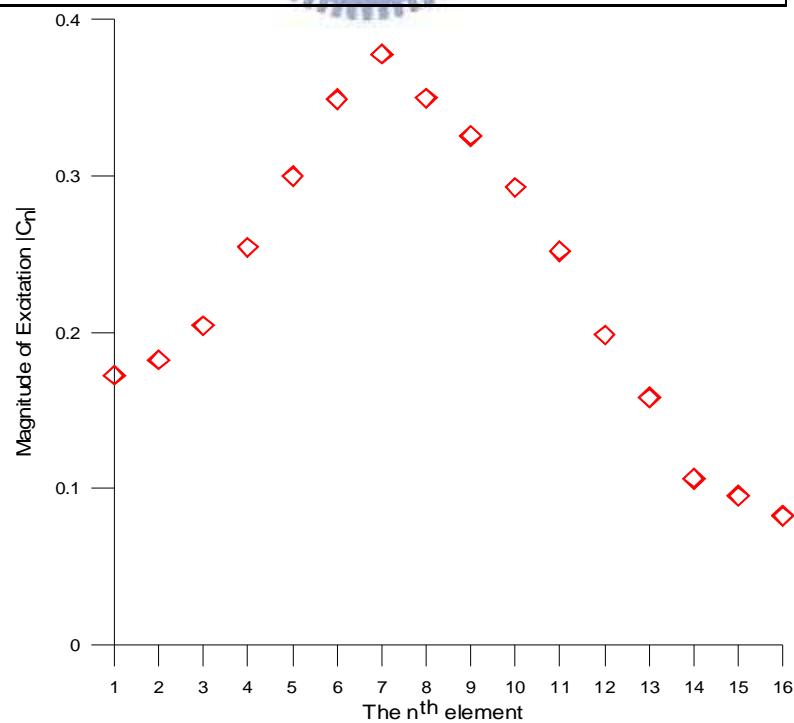


圖 4-7 線性陣列元件的歸一化能量激發大小

表 4-5 線性陣列元件之各項參數

n	Type	ϕ_n (deg)	x_n (mm)	L_n (mm)	s_n (mm)
1	A	45.5	2.481	5.66	4.49
2	A	45.5	2.481	5.8	4.4
3	C	49	2.475	6.23	4.55
4	D	50	2.472	6.8	4.46
5	E	51.5	2.46	7.2	4.37
6	F	53	2.45	7.68	4.11
7	F	53	2.45	8.16	3.9
8	F	53	2.45	8.2	3.79
9	G	54.5	2.44	8.42	3.69
10	G	54.5	2.44	8.65	3.48
11	H	56	2.43	8.78	3.42
12	H	56	2.43	8.87	3.4
13	H	56	2.43	8.85	3.42
14	G	54.5	2.44	8.58	3.51
15	H	56	2.43	8.79	3.41
16	I	57.5	2.42	9.15	3.01

4.1.3 元件擺設位置

如果需要達到良好的圓極化特性，必須控制每一個元件都能夠等相位激發，因此我們必須知道電場在波導內行進時經過槽孔時的相位變化。文獻[19]提到：假設入射電場為 TE_{10} 模態時，若切割在波導寬邊上的槽孔為下列兩種情況 (1)縱向或橫向(longitudinal/transverse) (2)中心傾斜某個角度(center-inclined)，則電場相位將會是 $(0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ)$ 四個值之一，其與縱向/橫向槽孔的偏移量以及中心傾斜角度的大小無關。而另一種複合(compound)槽孔，同時偏移中心 x 且旋轉角度 ϕ ，可以激發 $0^\circ \sim 360^\circ$ 任何相位，而本篇所需探討的四槽孔元件就是這種型態的。

考慮行波從第一個元件走到第二個元件時波導內電場的相位變化，設元件的間距為 d_n ，在前一小節提到使用模擬軟體 HFSS 做單一圓極化元件的最佳化設計流程，我們在此模型中設置兩個埠觀察 S_{21} 的相位變化，圖 4-8 為十六個不同元

件的透射電場的相位變化 $\angle S_{21}$ 。

在波導外激發之右圓極化電場也會因為複合槽孔而有不同的相位變化，為了觀察每個元件的右圓極化電場之相位變化，我們在等效波導的寬邊上設定一條中心線並指定為右圓極化的電場近場，而模擬單一元件的等效波導長度為兩倍導波波長，圖 4-9 為十六個不同元件的右圓極化電場 $\angle ERHCP$ 的相位變化。

當槽孔元件為複合槽孔的情況下，因各個元件的幾何大小亦不同，元件的間距已不是原來的一倍導波波長，必須做相位補償修正以達到等相位激發。假設第 n 個元件的透射電場相位為 $\phi_n = \angle S_{21}$ ，右圓極化電場相位差為

$$\Delta\theta_n = \angle E_{(L_n+1)} - \angle E_{L_n} \text{，故元件間距可修正為：}$$

$$d_n = (1 + \frac{\phi_n}{2\pi} + \frac{\Delta\theta_n}{2\pi})\lambda_g \quad (4-11)$$

表 4-6 為經過角度補償之後所修正的元件間距參數，其中 $q_n = 1 + \frac{\phi_n}{2\pi} + \frac{\Delta\theta_n}{2\pi}$ 。

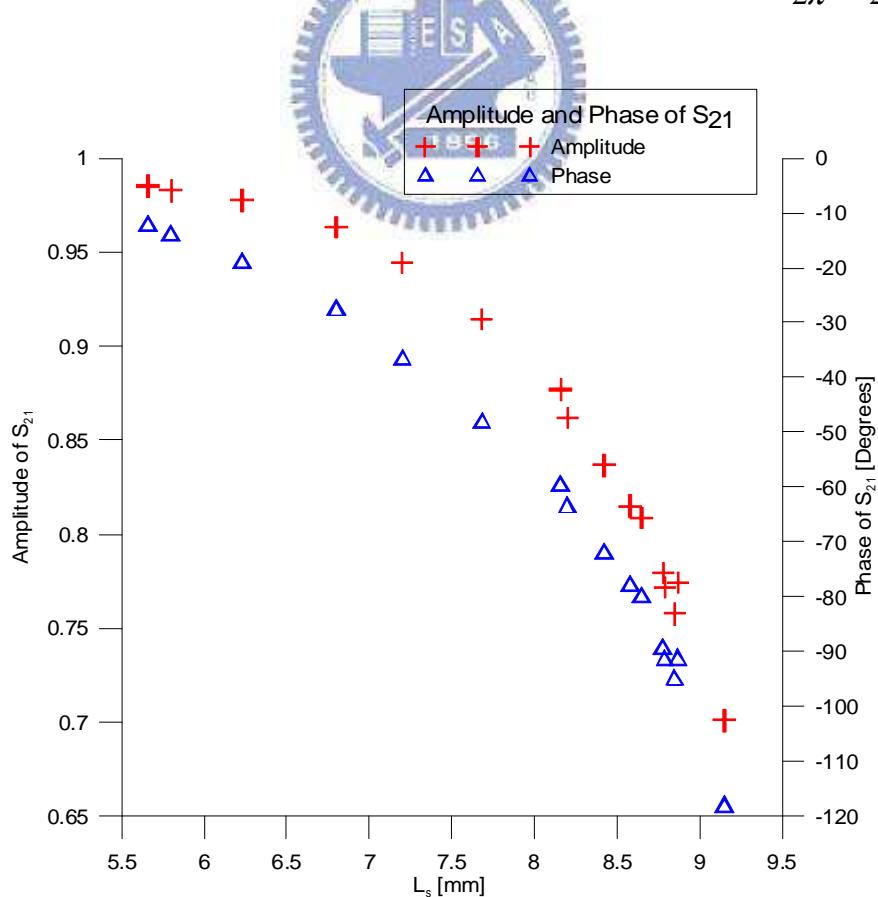


圖 4-8 槽孔長度對元件透射大小與相位的關係

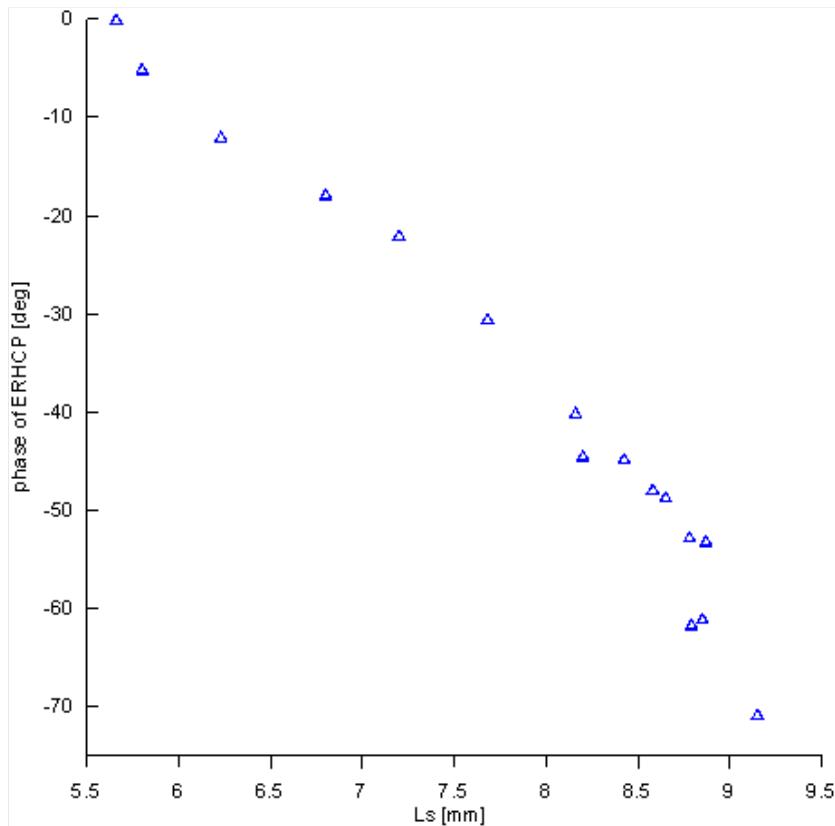


圖 4-9 槽孔長度對槽孔元件之右圓極化電場相位的關係

表 4-6 元件間距補償參數

n	1	2	3	4	5	6	7	8
q_n	0.9485	0.9446	0.9305	0.9113	0.8741	0.8394	0.8220	0.8223
n	9	10	11	12	13	14	15	
q_n	0.7885	0.7664	0.7500	0.7239	0.7722	0.7451	0.7203	

4.2 線性陣列天線之設計與模擬

4.2.1 線性陣列天線模擬

我們利用四槽孔圓極化元件作為輻射的元件，並以電流緩變分佈來設計陣列天線，相關參數如表 4-5 ~ 4-7 所示，使用的板材為 Duroid5880， $\epsilon_r = 2.2$ ，厚度為 1.575mm。圖 4-10 為模擬 1x16 線性陣列的模型，利用 HFSS 電磁模擬軟體，我們先用等效波導來進行模擬。

表 4-7 天線整體參數

a	d_{in}	d_{end}	L_o
14.31mm	15.65mm	15.65mm	289mm

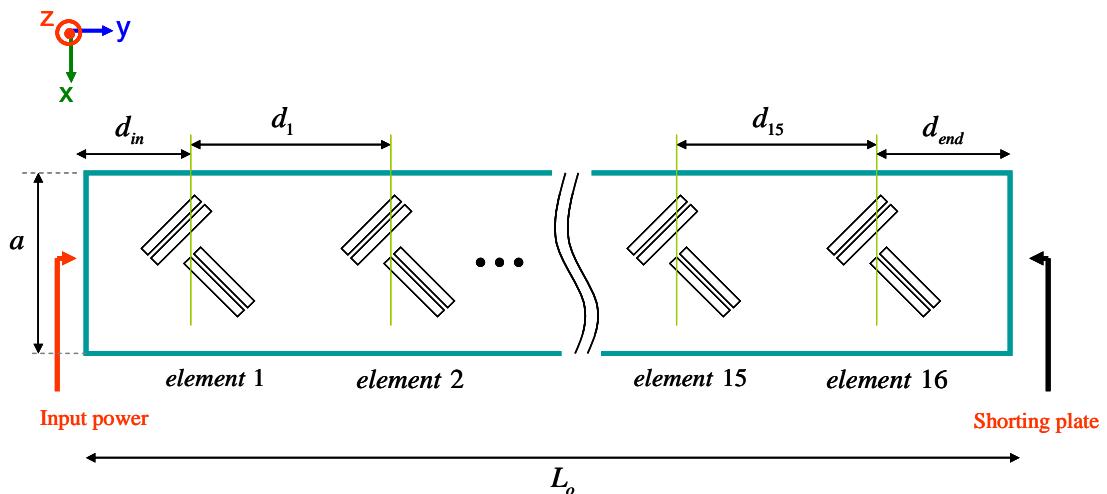


圖 4-10 四槽孔圓極化 1×16 陣列天線架構示意圖

在等效波導的末端，如果使用吸收體，會降低陣列效能 η ，其解決方法有兩種：(1)終端匹配元件(terminal matching element)，可將剩餘能量輻射出去不會降低軸比效能，但是會改變遠場場型，因為剩餘的能量皆會由最後的元件輻射出去。(2)短路(short-circuiting)，可將剩餘能量反彈再利用，但會改變遠場場型、降低軸比效能，因為此槽孔元件只有單向性，反射回來的波會激發出我們不想要的左圓極化波。當剩餘能量小於 2% 時，使用方法(1)就約等同於方法(2)。

圖 4-11 為測試天線的行波傳到等效波導的末端時所剩餘的能量，其中透射係數 S_{21} 在頻率 12.15GHz 之後小於 -17dB，也就是 98% 以上的能量輻射出去，只有低於 2% 的剩餘能量。因此在等效波導末端我們設定完美導體板(PEC)做短路。圖 4-12 為天線反射損耗模擬圖，此為等效波導末端設定短路的情況，設計頻帶為 11.7GHz 到 12.7GHz，頻寬為 1GHz。

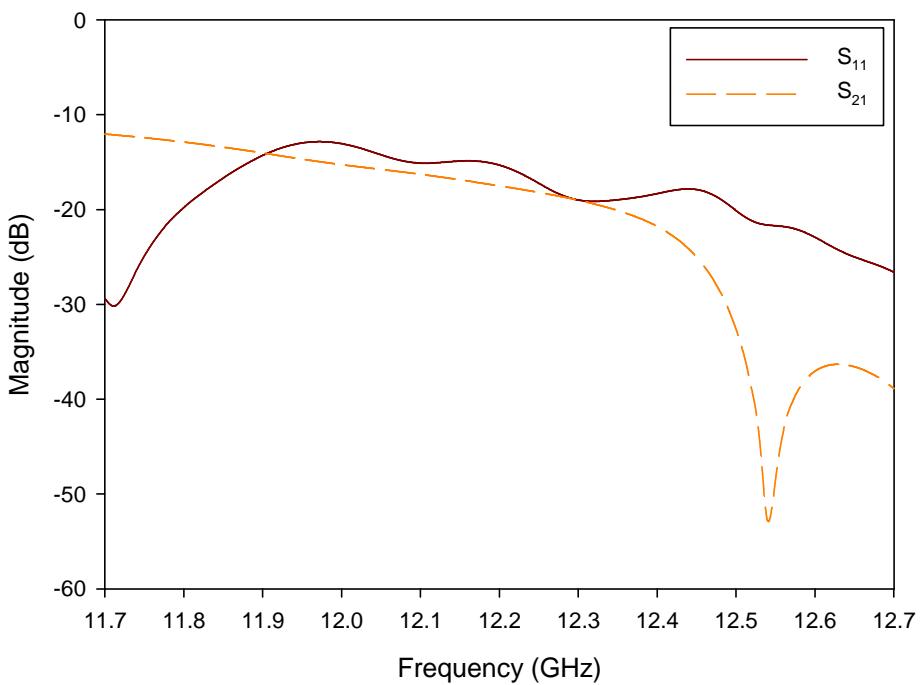


圖 4-11 兩端皆設定為埠之天線反射損耗與透射之模擬

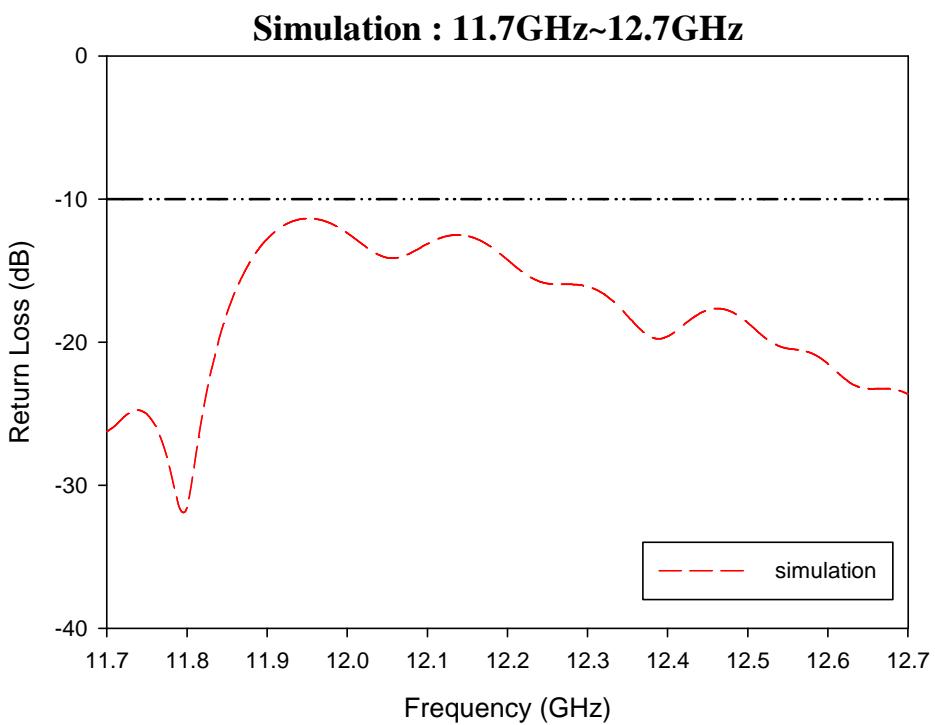
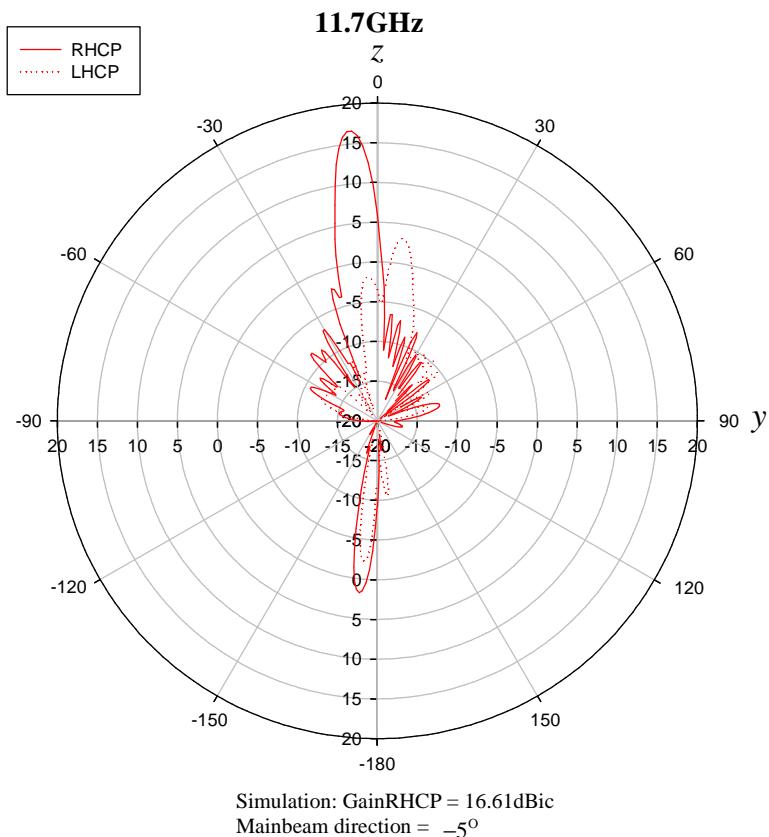


圖 4-12 等效波導末端為短路時之天線反射損耗(S11)模擬圖

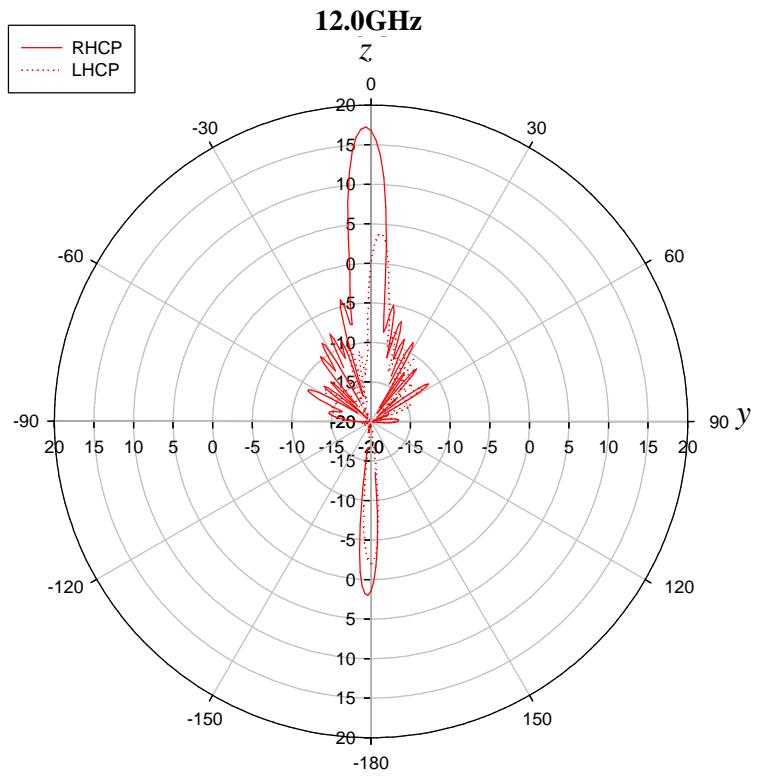
4.2.2 遠場輻射場型

圖 4-13 為此天線在 yz 平面遠場輻射場型的模擬值，實線為右圓極化的輻射

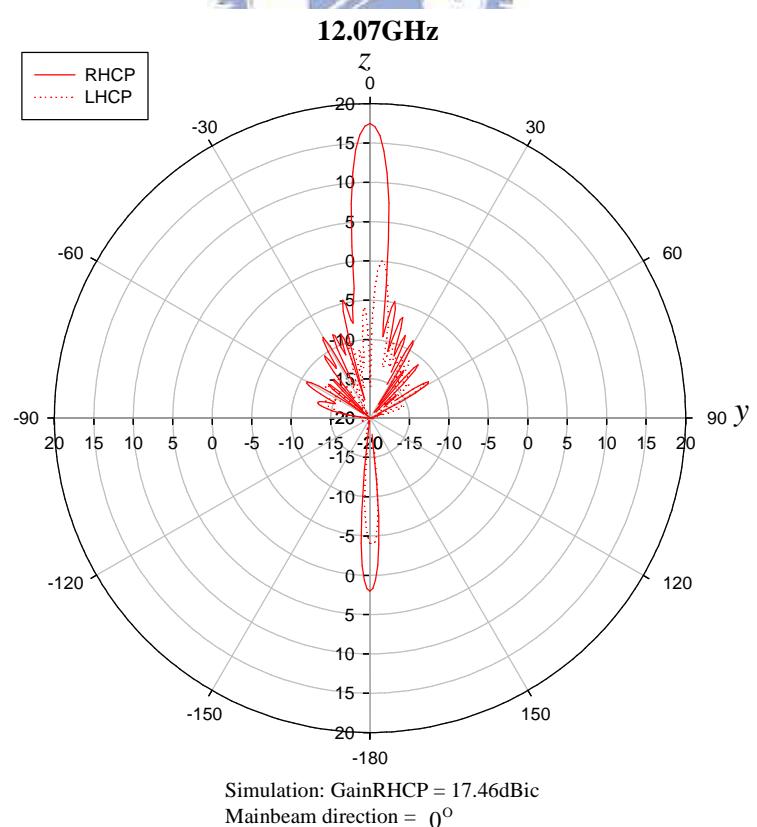
場型是我們主要極化的方向，虛線為左圓極化場型是我們想要抑制的方向，其操作頻率分別為 11.7GHz、12.0GHz、12.07GHz、12.15GHz、12.38GHz、12.7GHz。圖 4-13 為把上述頻率的輻射場型統整在一起，主波束的角度會隨頻率增加往順時針方向偏移，而增益值會因為偏離主頻率而下降。圖 4-14 為此天線在邊射(Broadside)方向的軸比對頻率做圖，3dB 的軸比頻寬範圍從 11.98GHz~12.16GHz、12.32GHz~12.44GHz、12.55GHz~12.7GHz。



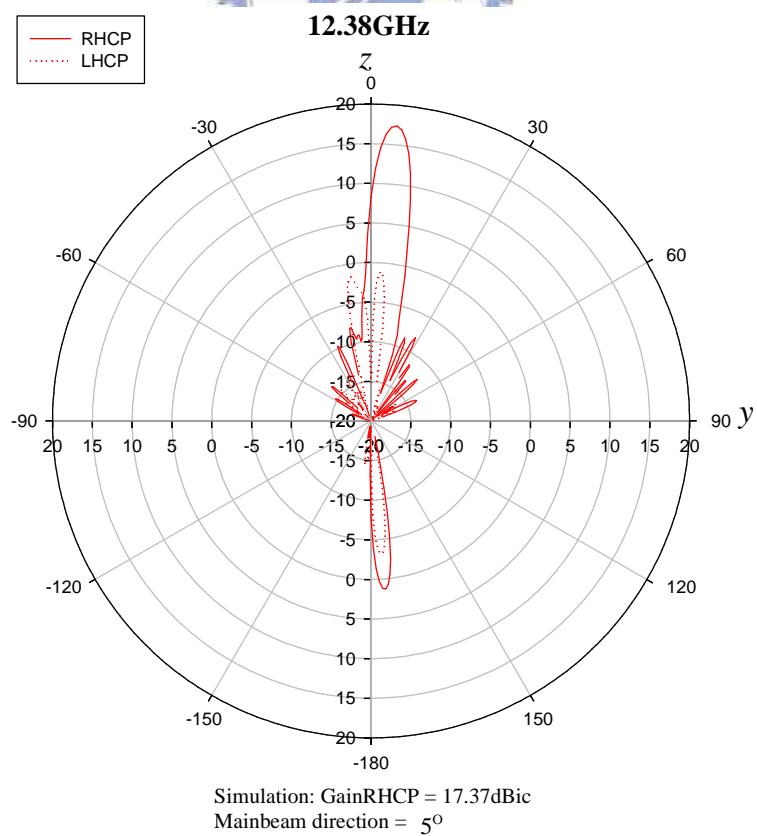
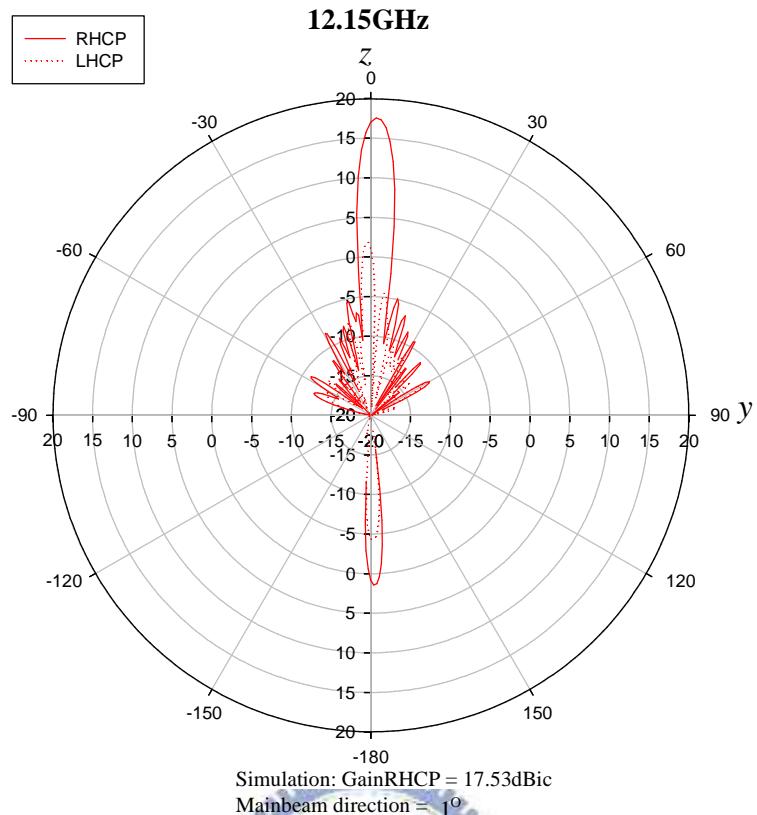
(a) 11.7GHz



(b) 12.0GHz



(c) 12.07GHz



(e) 12.38GHz

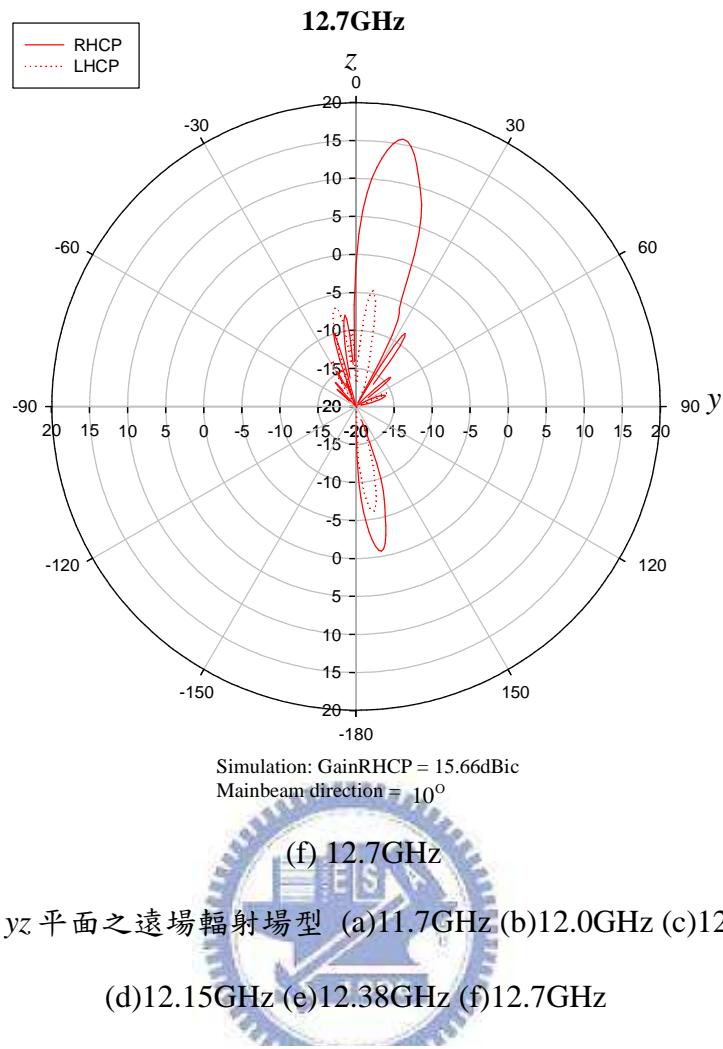


圖 4-13 yz 平面之遠場輻射場型 (a)11.7GHz (b)12.0GHz (c)12.07GHz

(d)12.15GHz (e)12.38GHz (f)12.7GHz

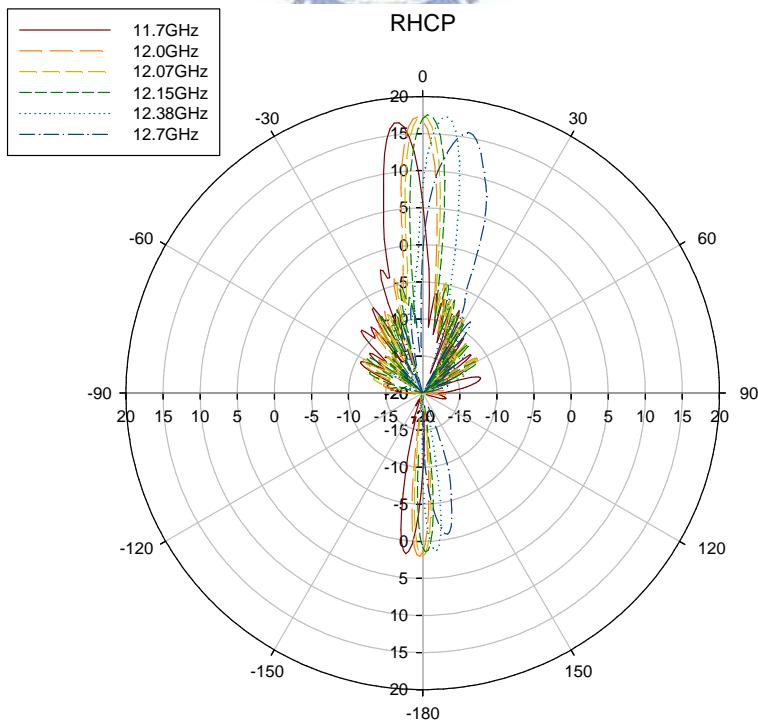


圖 4-14 天線在 yz 平面之遠場輻射場型

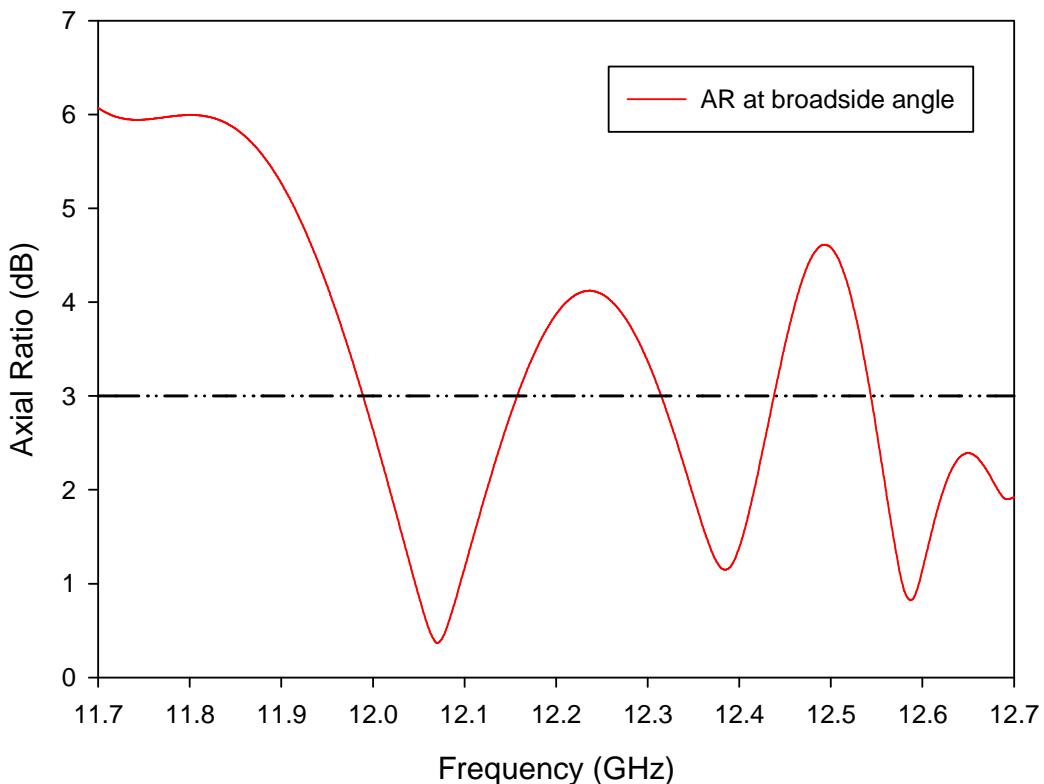


圖 4-15 天線在邊射方向之軸比對頻率

4.3 平面陣列天線之模擬與量測

我們希望可以改善軸比頻寬，使可用的圓極化頻帶連續，因此我們嘗試將陣列擴展到二維的平面陣列。

4.3.1 饋入電路結構設計

圖 4-16 為主波導功率分波器架構，利用第三章所描述的波導耦合概念所設計，分為兩層，下層為一個主波導當作分波器，並利用第二章微帶線轉接電路來作為其前端饋入，以便量測時可直接與 SMA 接頭連接，微帶線阻抗為 50Ω 以緩變的方式轉接到 30Ω 的等效主波導，饋入端之相關參數以及槽孔旋轉角度如表 4-8 所示。上層為天線輻射的分支波導所構成，我們在分支波導的左端設完美導體板做短路，使能量可以反彈回來再利用；在分支波導的右端先以完美匹配負載

來取代 8×16 個元件，以節省模擬功率分波器的時間，圖 4-17 為模擬的反射係數與透射係數。

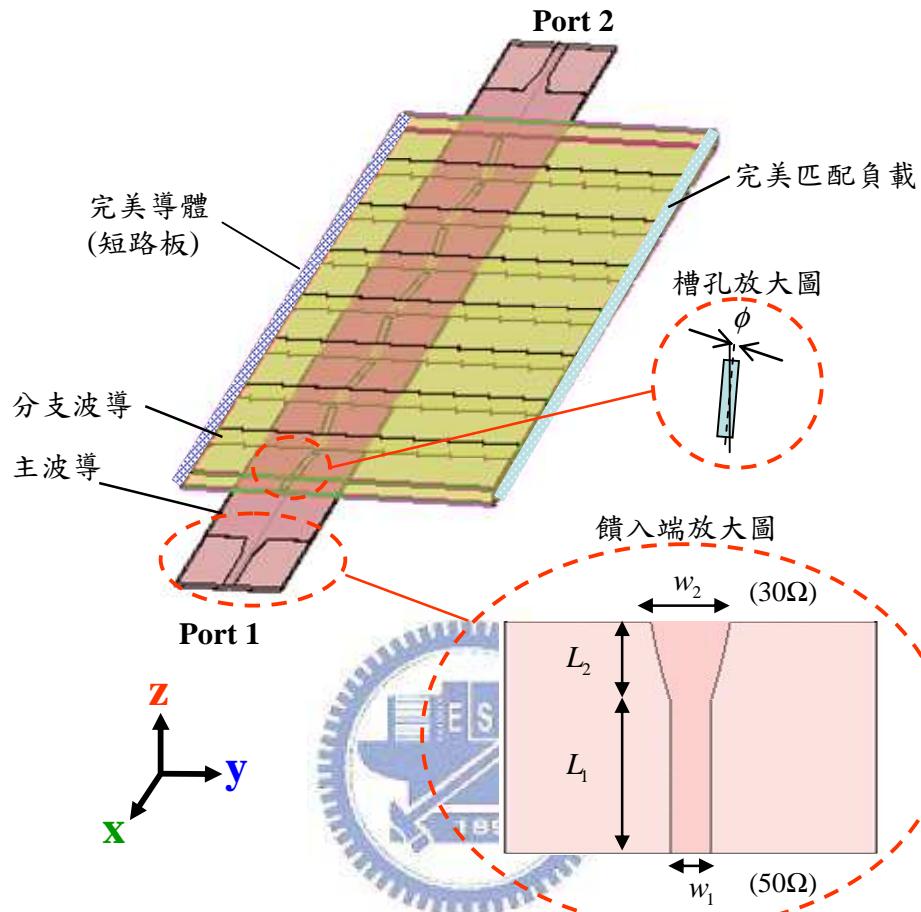


圖 4-16 主波導功率分波器

表 4-8 天線饋入端相關參數

w_1	w_2	L_1	L_2	ϕ
1.16mm	2.23mm	10mm	5mm	4.9°

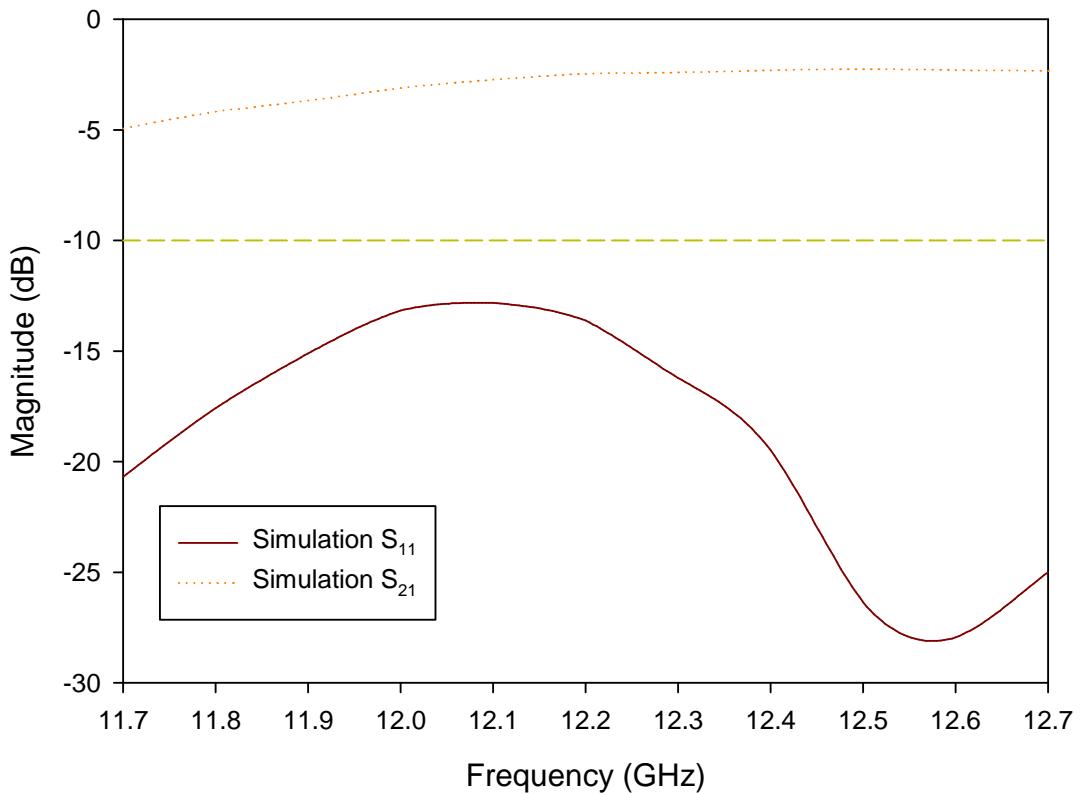


圖 4-17 功率分波器之模擬 S 參數

4.3.2 天線實做與量測

圖 4-18 為加上主波導耦合饋入之 8x16 平面陣列天線示意圖，由微帶線轉接至主波導後，再將能量分至八個分支波導，每一個分支波導上的 16 個元件為上一節的線性陣列所構成。我們將實際情況考慮進去，以銅柱代替波導之金屬壁，將等效波導寬度改成介質波導寬度，由於此架構為雙層電路板，在實作時我們再加上對位孔方便以塑膠螺絲固定，表 4-9 為各項天線設計參數。

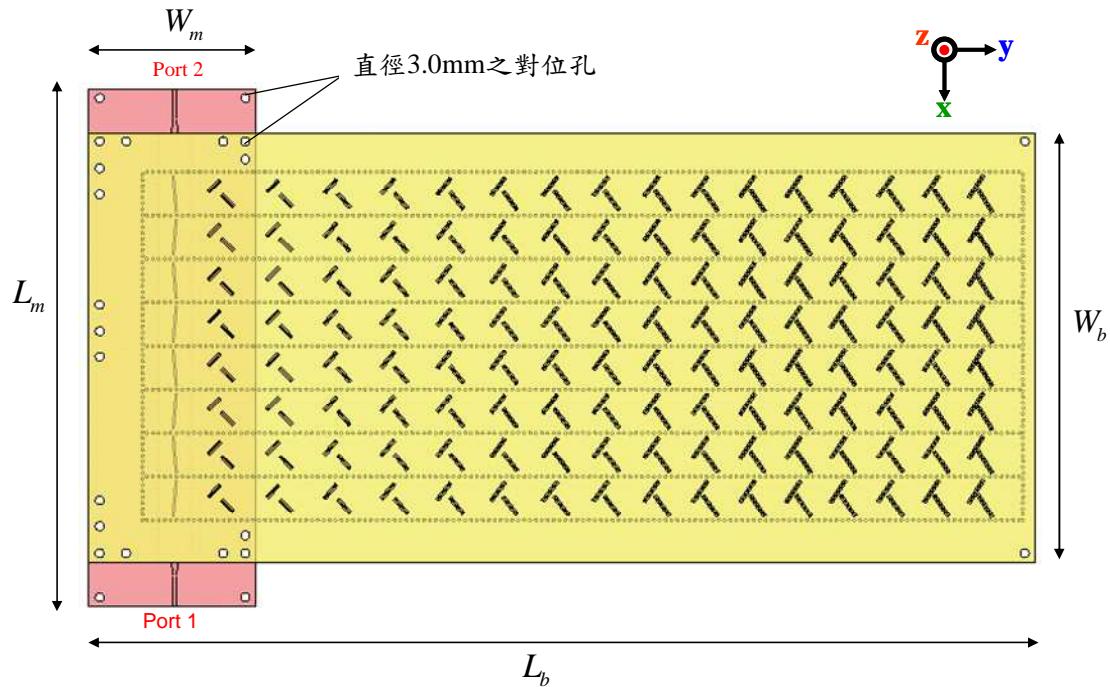
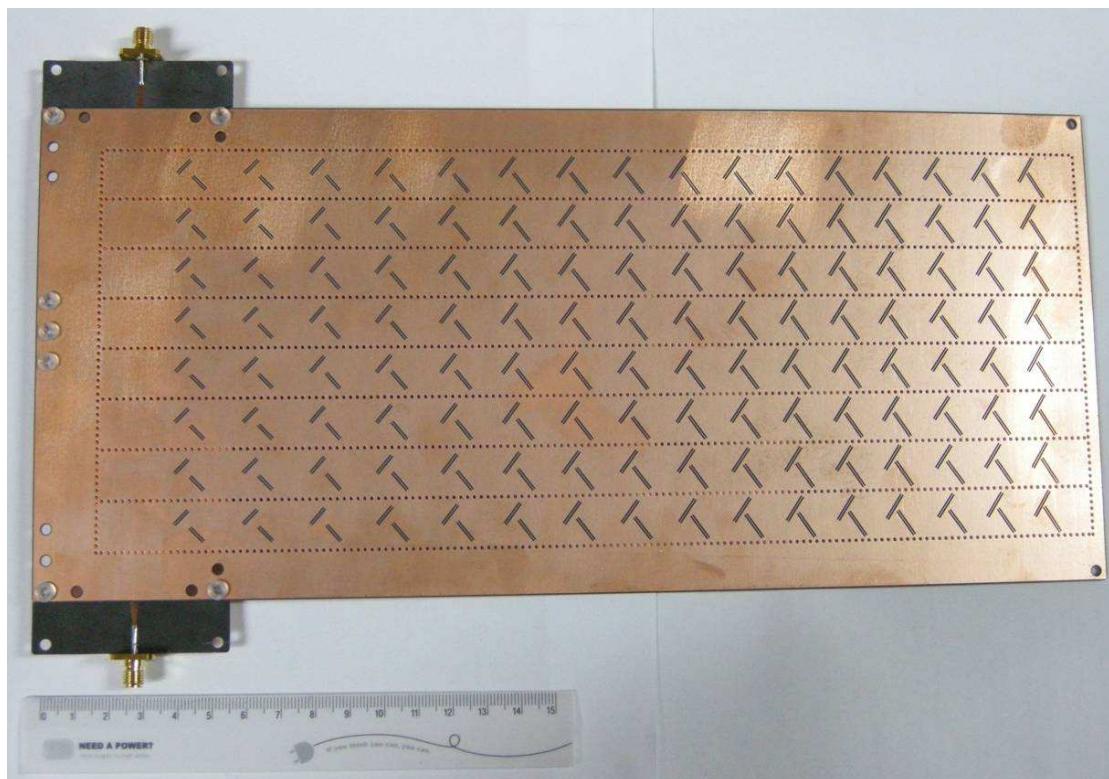


圖 4-18 加上主波導耦合餌入之圓極化 8x16 平面陣列天線

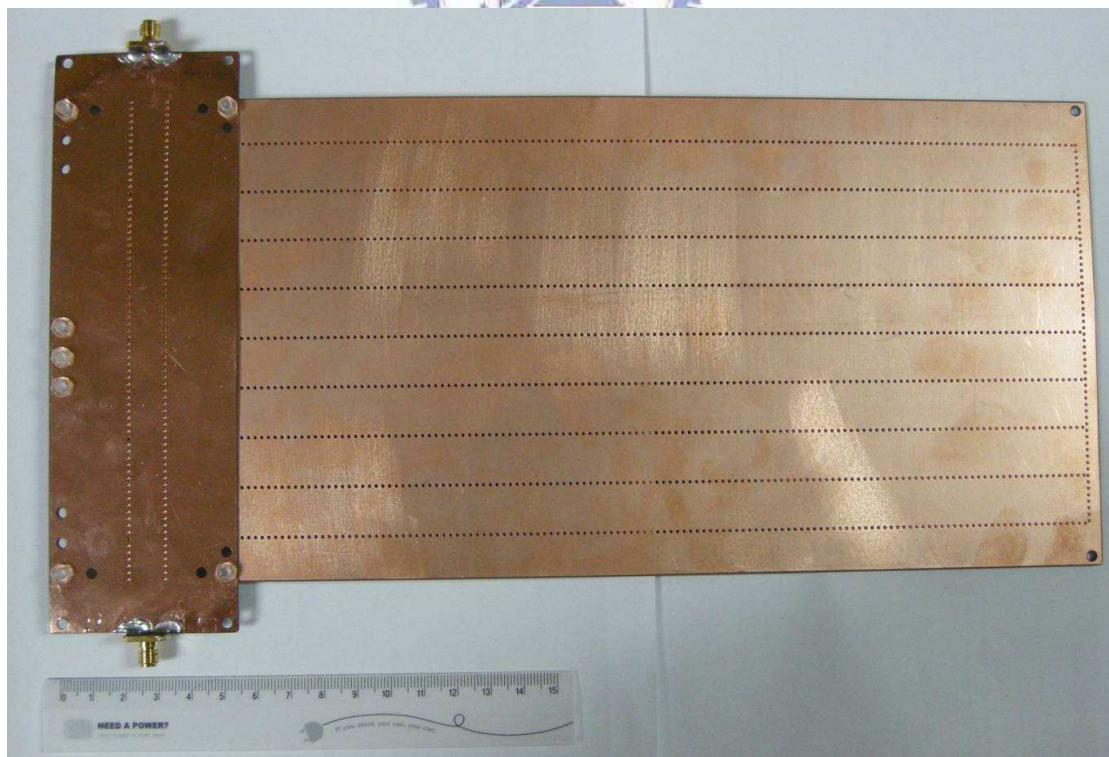
表 4-9 加上主波導耦合餌入之圓極化 8x16 平面陣列天線設計參數

L_m	W_m	L_b	W_b
176mm	56.951mm	321.5mm	146mm

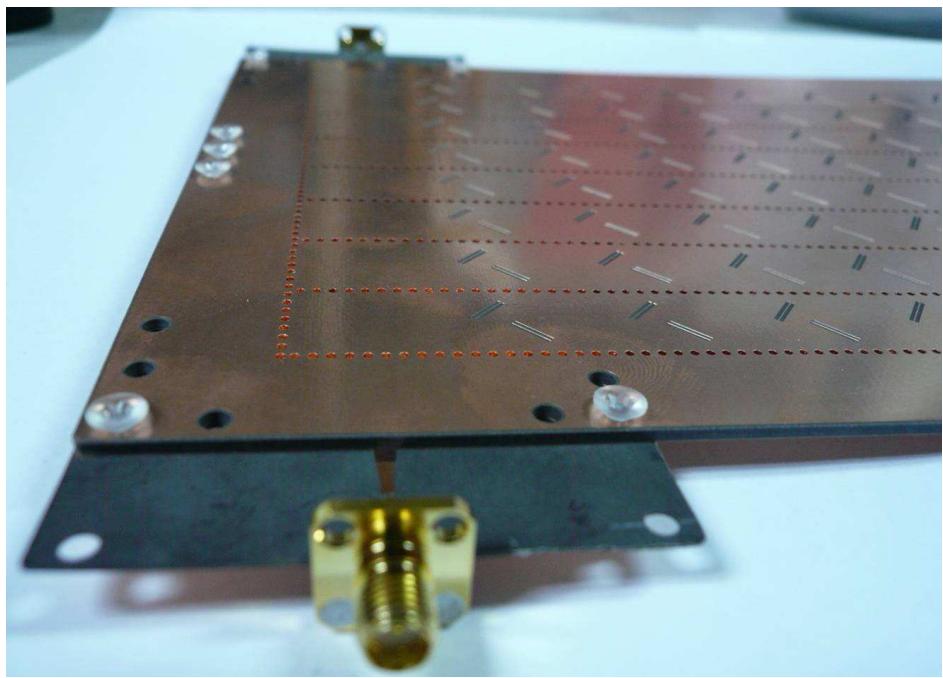
圖 4-19 為天線實作圖，導通孔為鑽孔後在表面鍍銅。圖 4-20 為天線反射損耗量測與模擬比較圖，可以看到實際量測頻率從 11.7GHz 到 11.84GHz 以及 12.07GHz 到 12.7GHz 都在-10dB 以下，只有在 11.85GHz 到 12.06GHz 反射較多約在-7dB 附近；而模擬值頻率從 11.7GHz 到 11.82GHz 以及 12.04GHz 到 12.7GHz 都在-10dB 以下，只有在 11.83GHz 到 12.03GHz 反射較多約在-8dB 附近。



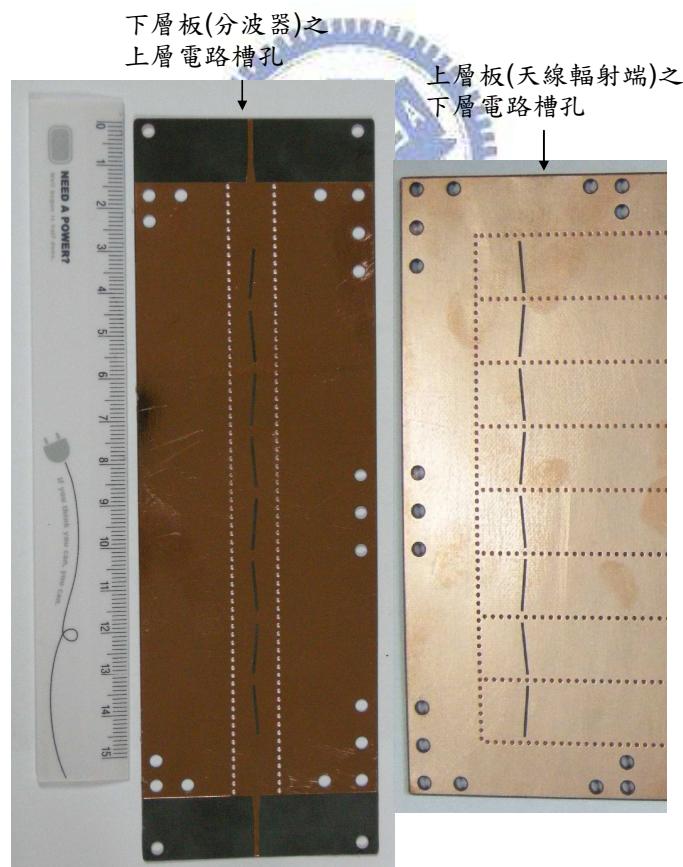
(a)正面



(b)背面



(c)近照



(d)槽孔對位近照

圖 4-19 天線實作照片 (a)正面 (b)背面 (c)近照 (d)槽孔對位近照

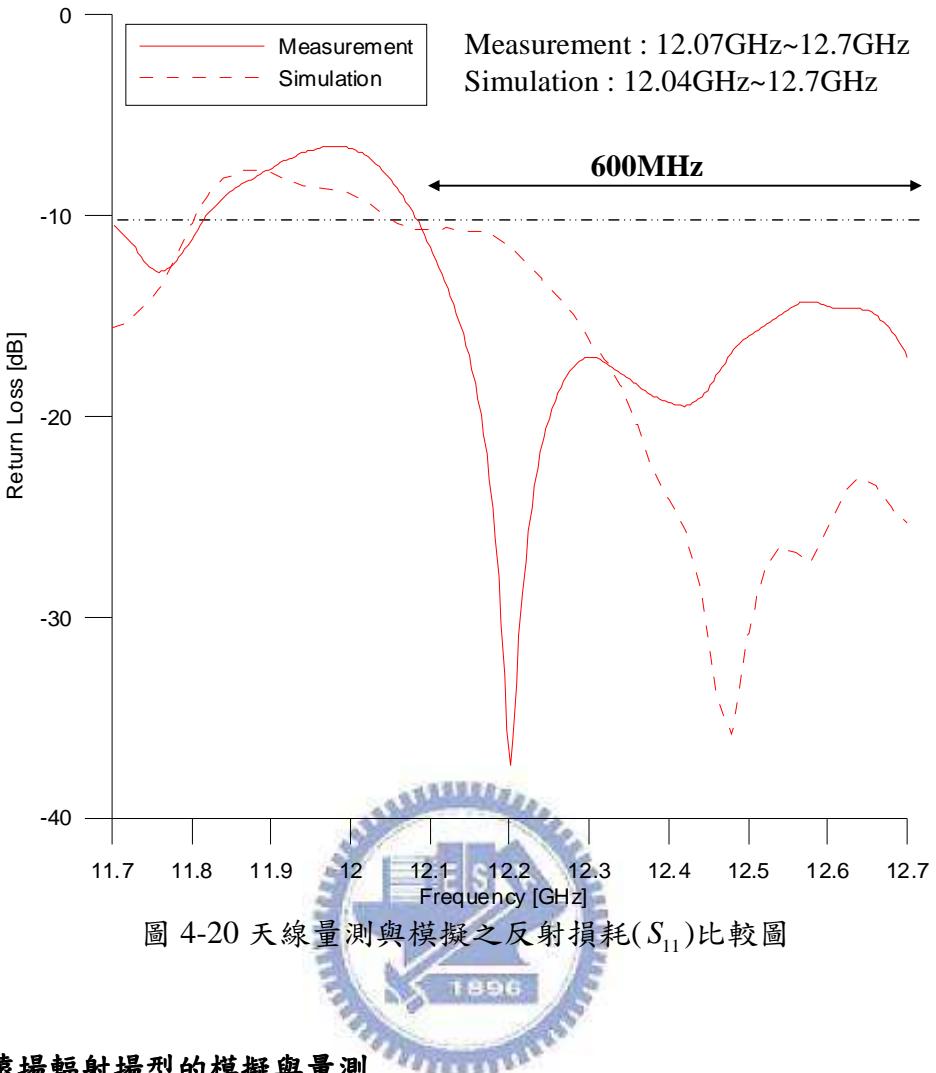


圖 4-20 天線量測與模擬之反射損耗(S_{11})比較圖

4.3.3 遠場輻射場型的模擬與量測

圖 4-21 為此天線在邊射方向的軸比模擬與量測圖，可以看出 3dB 頻寬的量測值從 12.15GHz 到 12.55GHz，有 400MHz 的頻寬，與模擬值 12.06GHz 到 12.59GHz 有 530MHz 的頻寬比較，趨勢接近但頻寬略為縮減了 130MHz，可能是實做上的誤差。圖 4-22 為 yz 平面之遠場輻射場型的模擬與量測圖，我們將實際 3dB 軸比頻寬內的幾個頻率點做比較，其操作頻率分別為 12.15GHz、12.25GHz、12.35GHz、12.45GHz。圖 4-23 為統整量測的遠場輻射場型，可以看出頻率增加時場型方向也是往順時針方向移動，與模擬狀況一致。

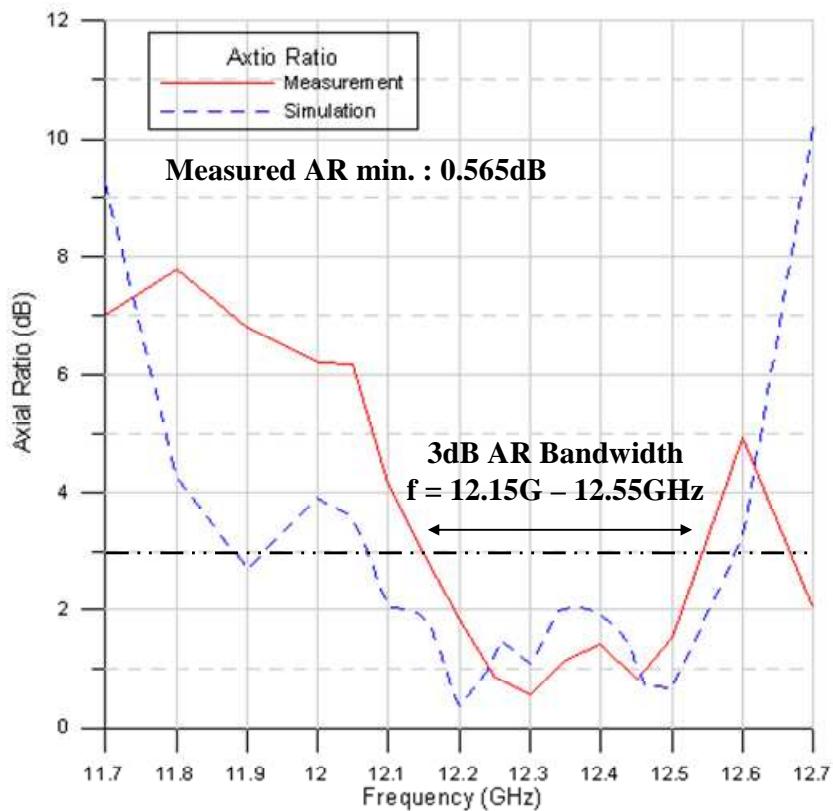
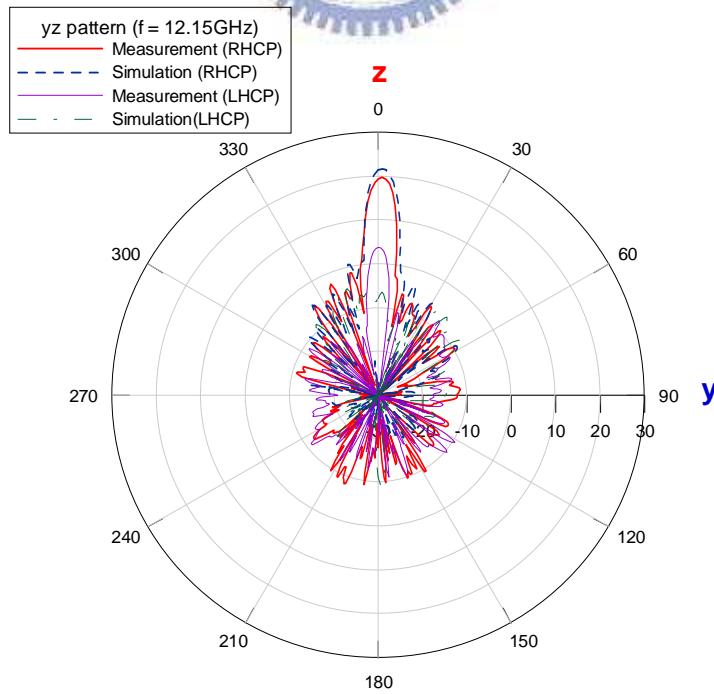


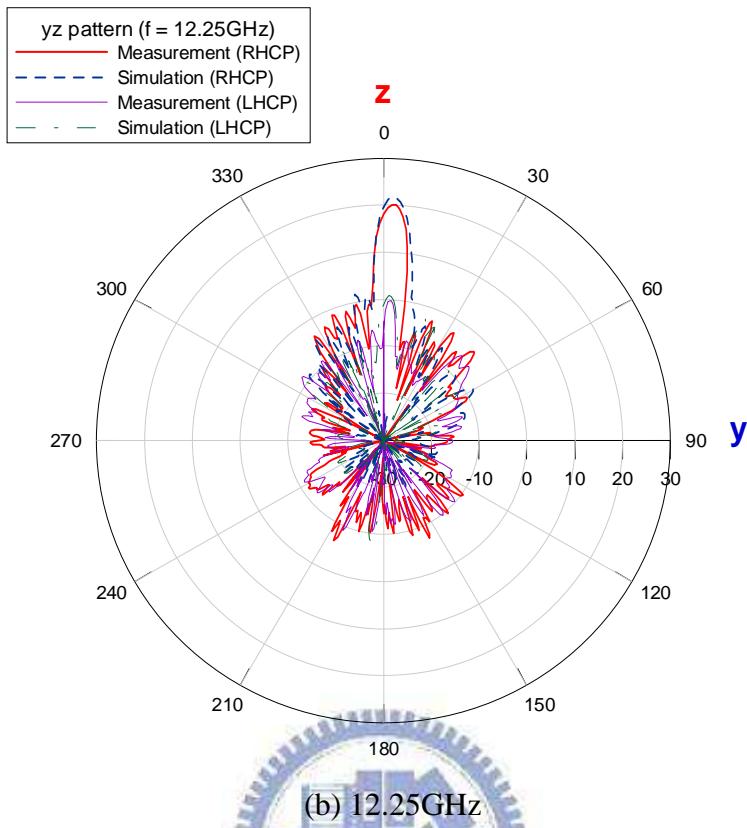
圖 4-21 天線在邊射方向的軸比模擬與量測圖

Simulation : 21.69dBic Measurement : 19.66dBic

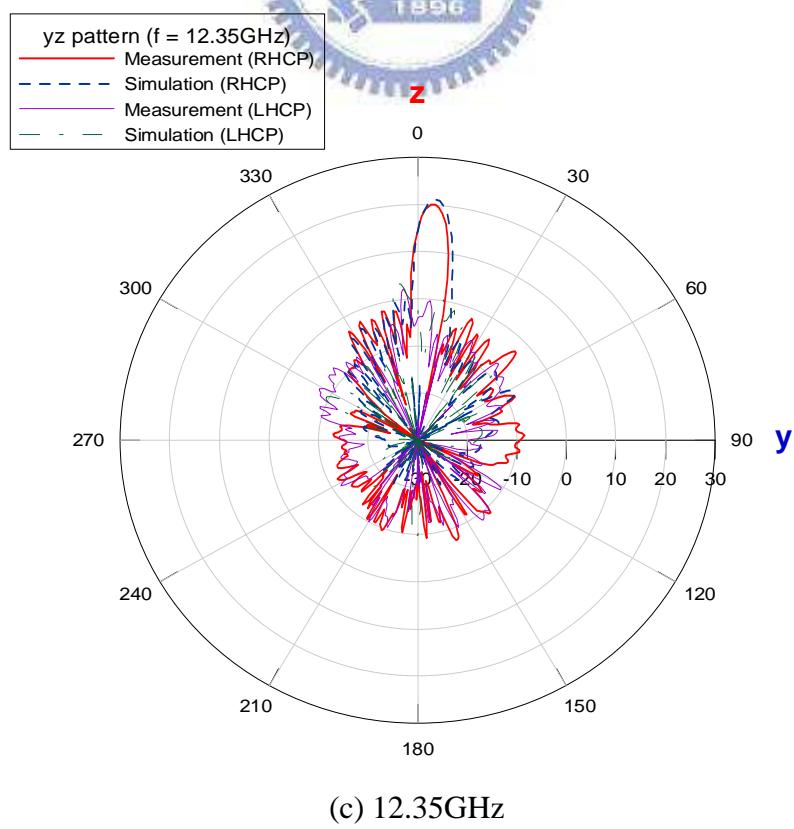


(a) 12.15GHz

Simulation : 21.67dBic Measurement : 20.07dBic



Simulation : 21.14dBic Measurement : 20.06dBic



Simulation : 19.37dBiC Measurement : 18.1dBiC

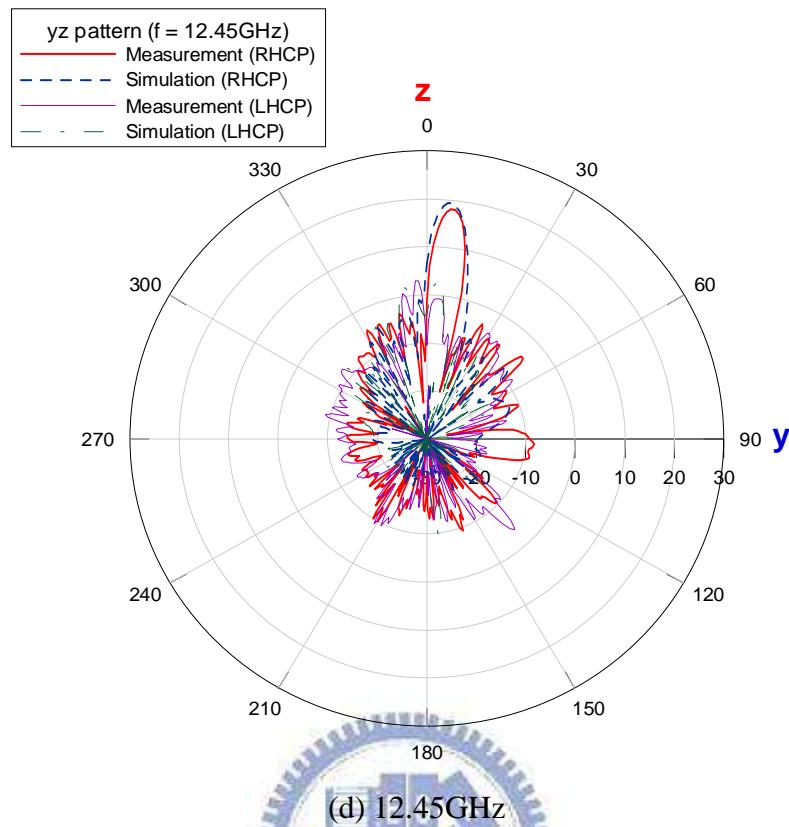


圖 4-22 yz 平面之輻射場型模擬與量測圖 (a) 12.45GHz (b) 12.25GHz (c)
12.35GHz (d) 12.45GHz

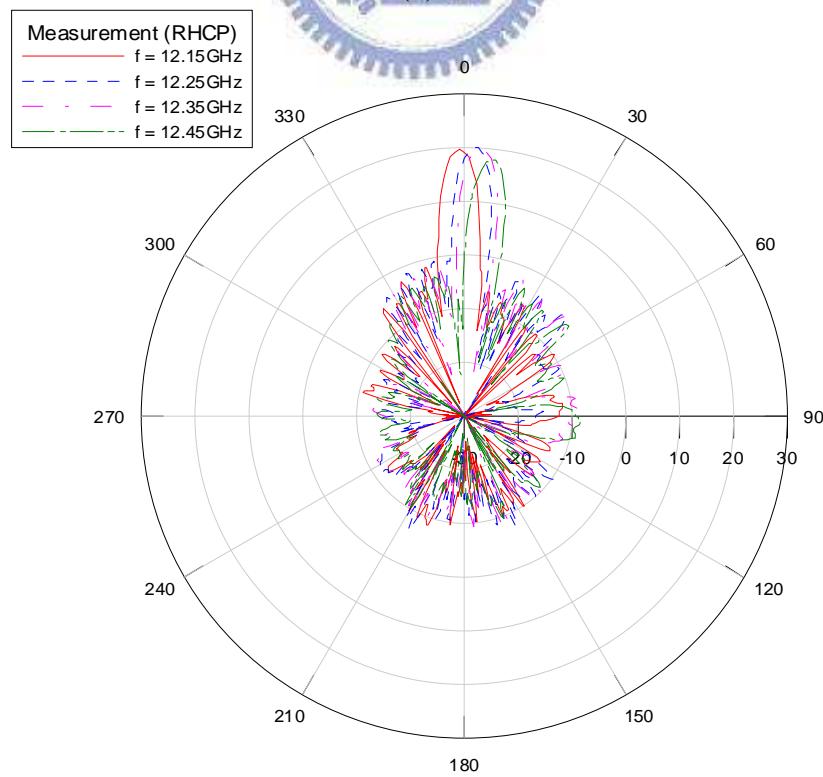


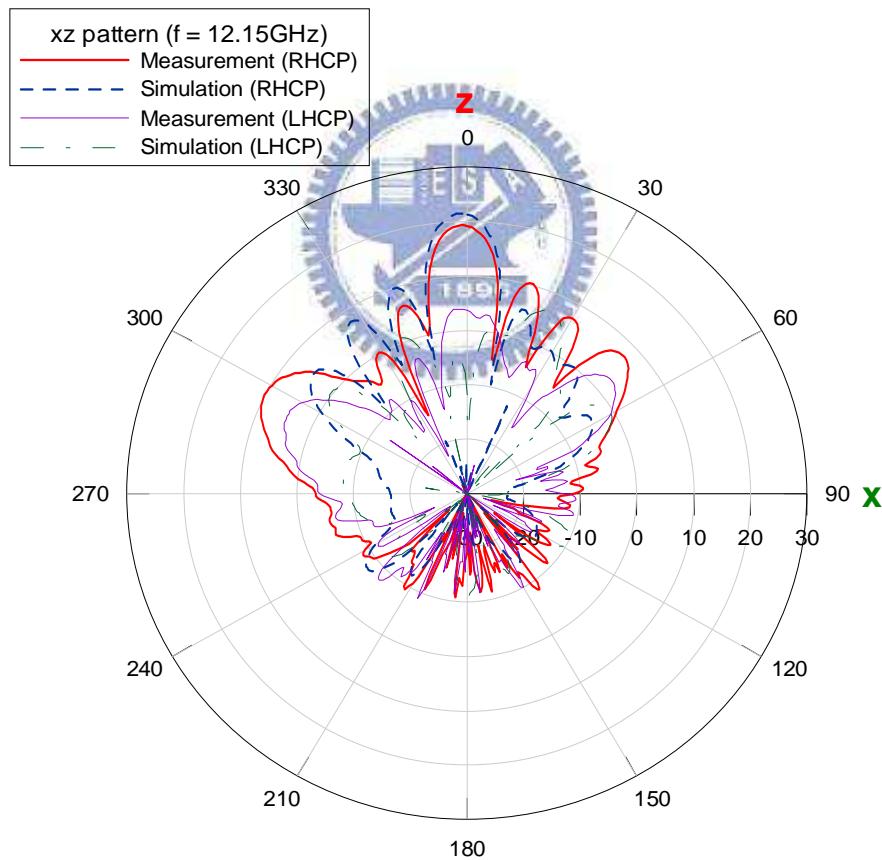
圖 4-23 天線在 yz 平面遠場輻射場型(右圓極化)

圖 4-24 為 xz 平面之遠場輻射場型的模擬與量測圖，其操作頻率分別為 12.15GHz、12.25GHz、12.35GHz、12.45GHz。圖 4-25 為統整量測的遠場輻射場型，其主波束角度會隨頻率增加而往逆時針方向移動。表 4-10、4-11 分別為天線在 yz 平面以及 xz 平面的輻射場型之最大增益以及主波束方向。

表 4-10 天線在 yz 平面遠場輻射場型量測結果

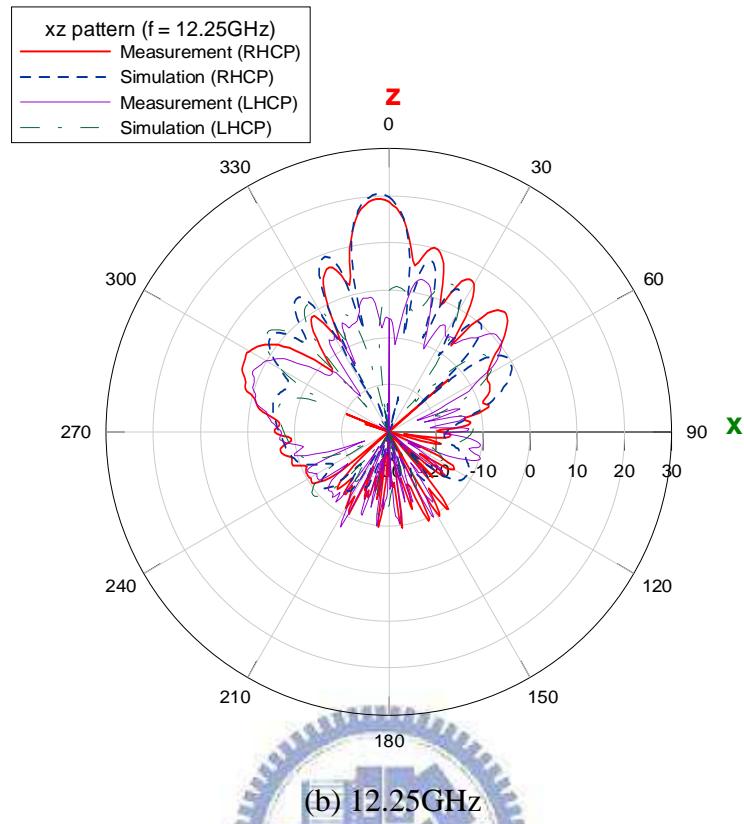
頻率(GHz)	12.15	12.25	12.35	12.45
圓極化增益(dBic)	19.66	20.08	20.06	18.1
角度(degree)	1	2	4	6

Simulation : 21.49dBic Measurement : 19.3dBic

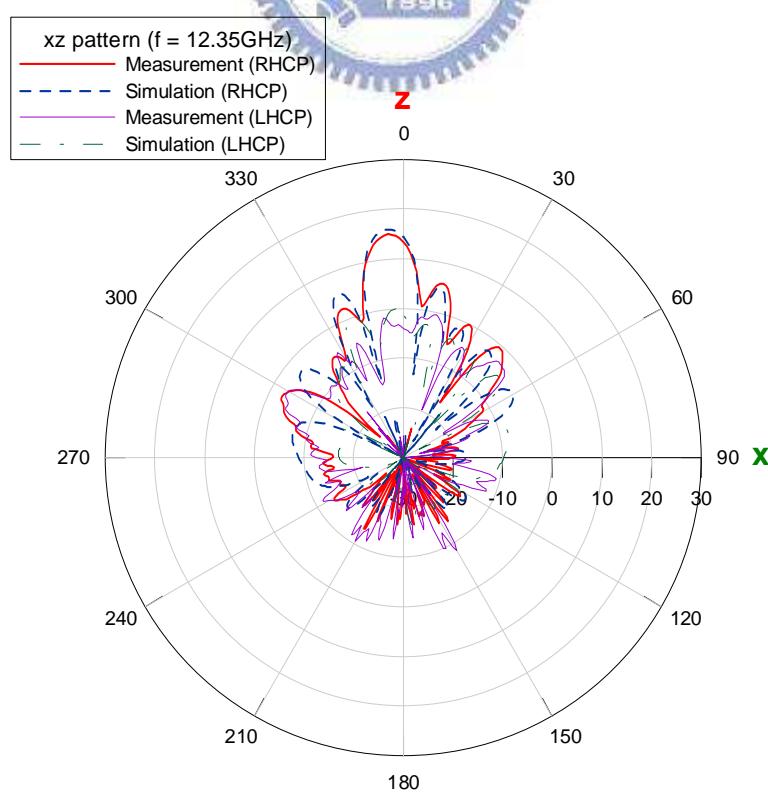


(a) 12.15GHz

Simulation : 20.32dBiC Measurement : 19.26dBiC



Simulation : 16.09dBiC Measurement : 15.05dBiC



Simulation :9.44dBiC Measurement : 8.38dBiC

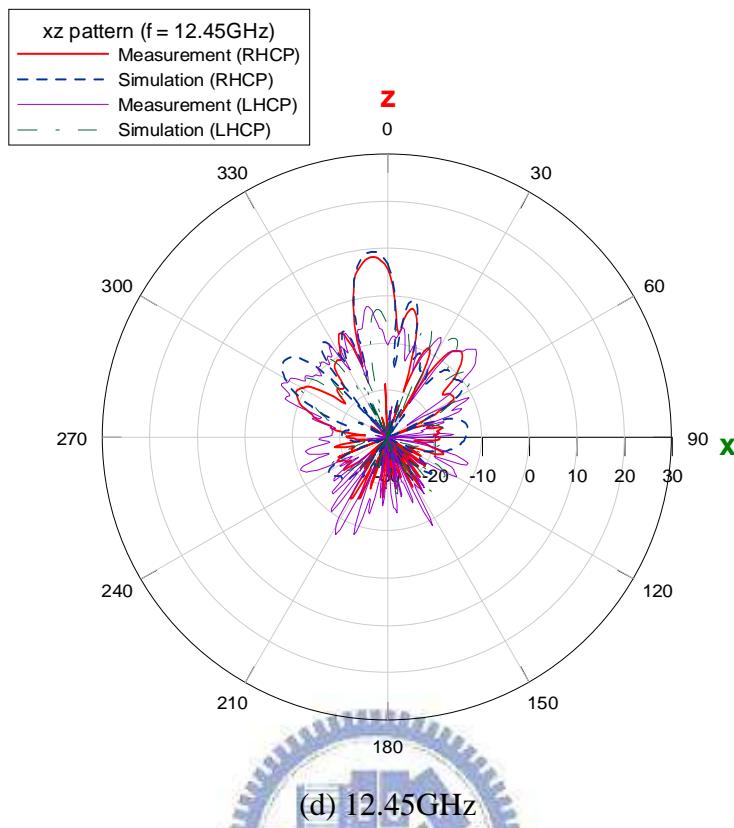


圖 4-24 xz 平面之輻射場型模擬與量測圖 (a) 12.15GHz (b) 12.25GHz (c)
12.35GHz (d) 12.45GHz

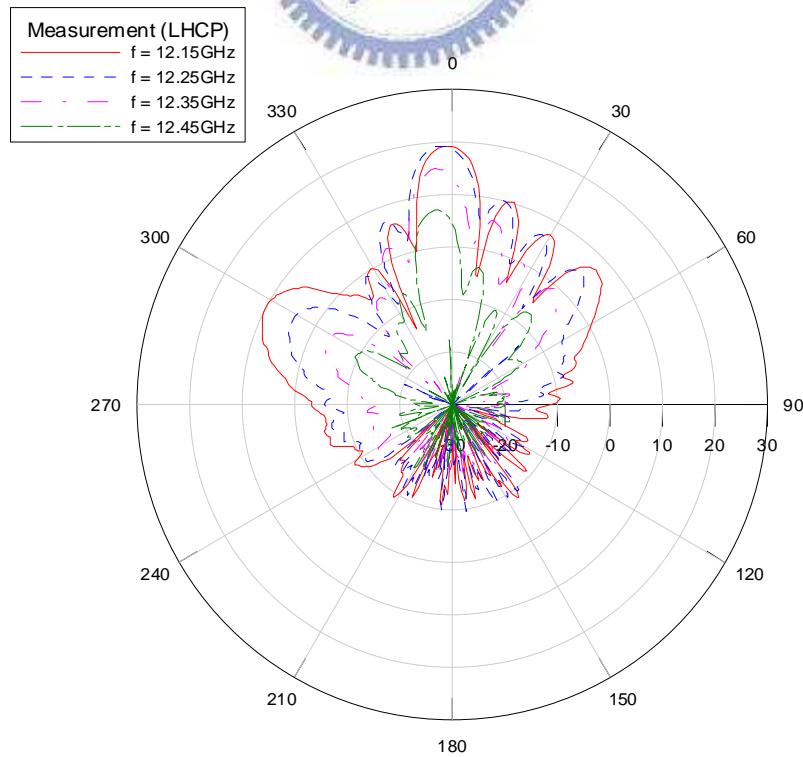
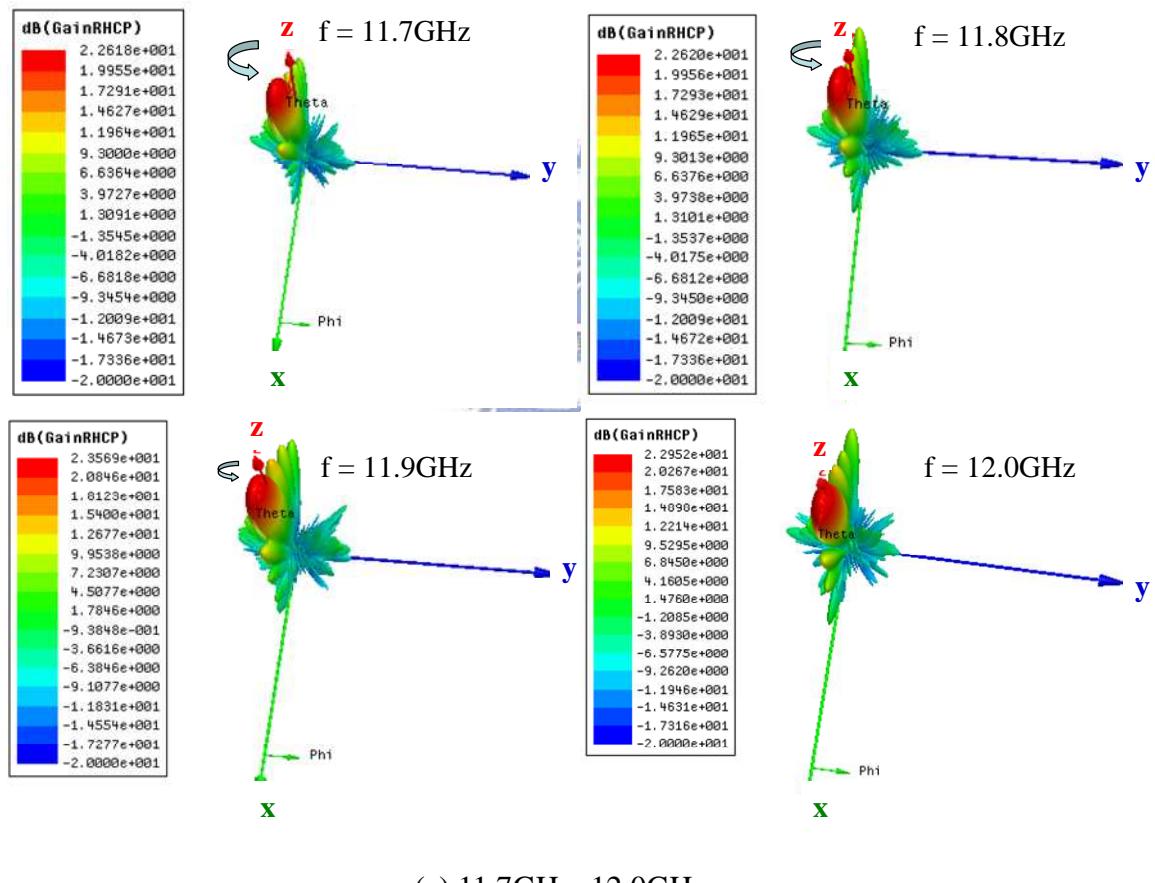


圖 4-25 天線在 xz 平面遠場輻射場型(右圓極化)

表 4-11 天線在 xz 平面遠場輻射場型量測結果

頻率(GHz)	12.15	12.25	12.35	12.45
圓極化增益(dBic)	19.3	19.26	15.05	8.38
角度(degree)	-1	-3	-4	-6

圖 4-26 為 3D 模擬遠場輻射場型，可以由 yz 平面觀察到主波束的位置為往順時針方向移動，由 xz 平面觀察到主波束的位置為往逆時針方向移動，右圓極化的增益峰值變化很小，表 4-12 為右圓極化的模擬與量測之增益值。圖 4-27 為量測頻率 12.3GHz 之輻射場型，圖 4-28 為元智球面近場量測系統的實測照片。



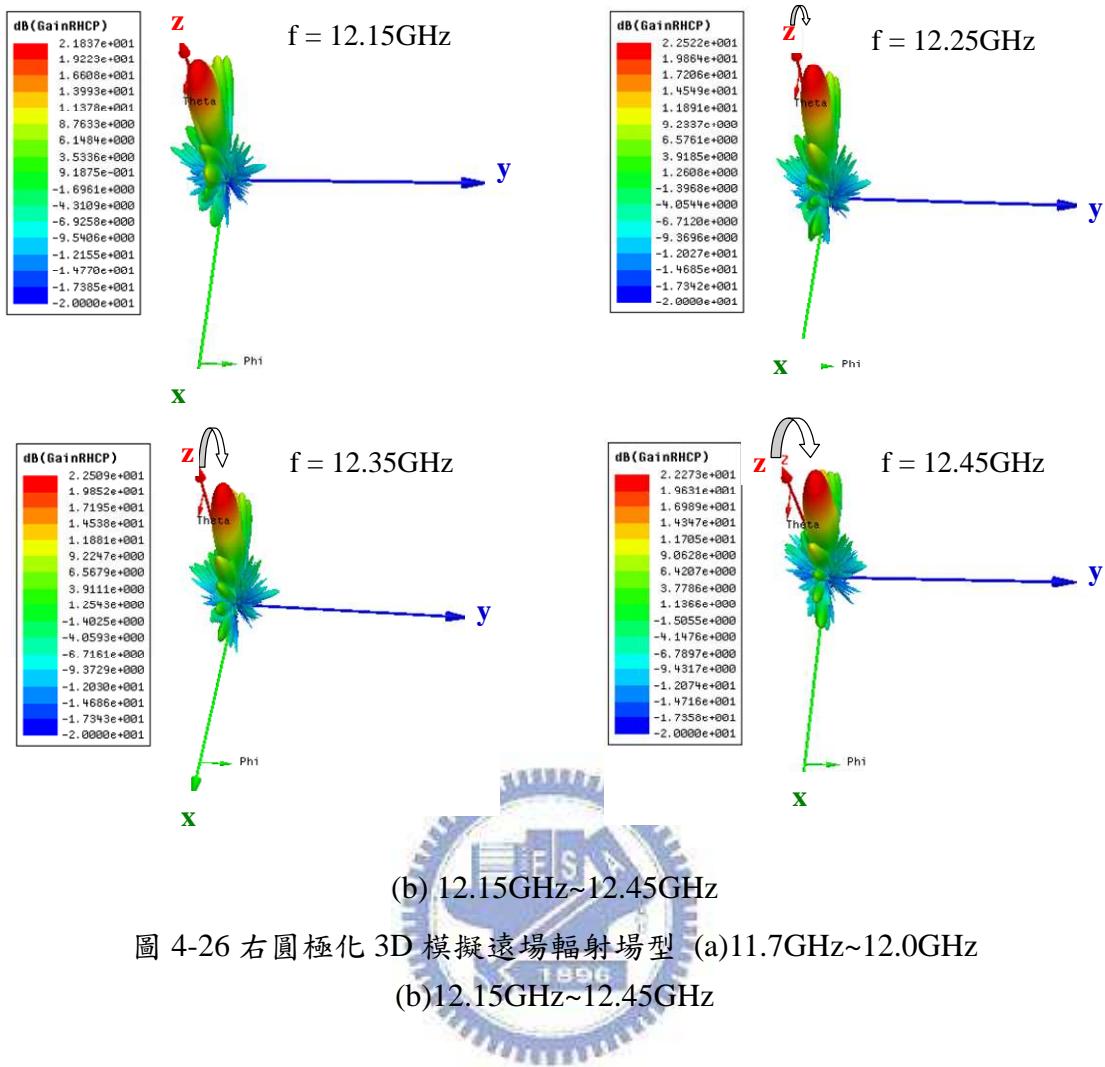
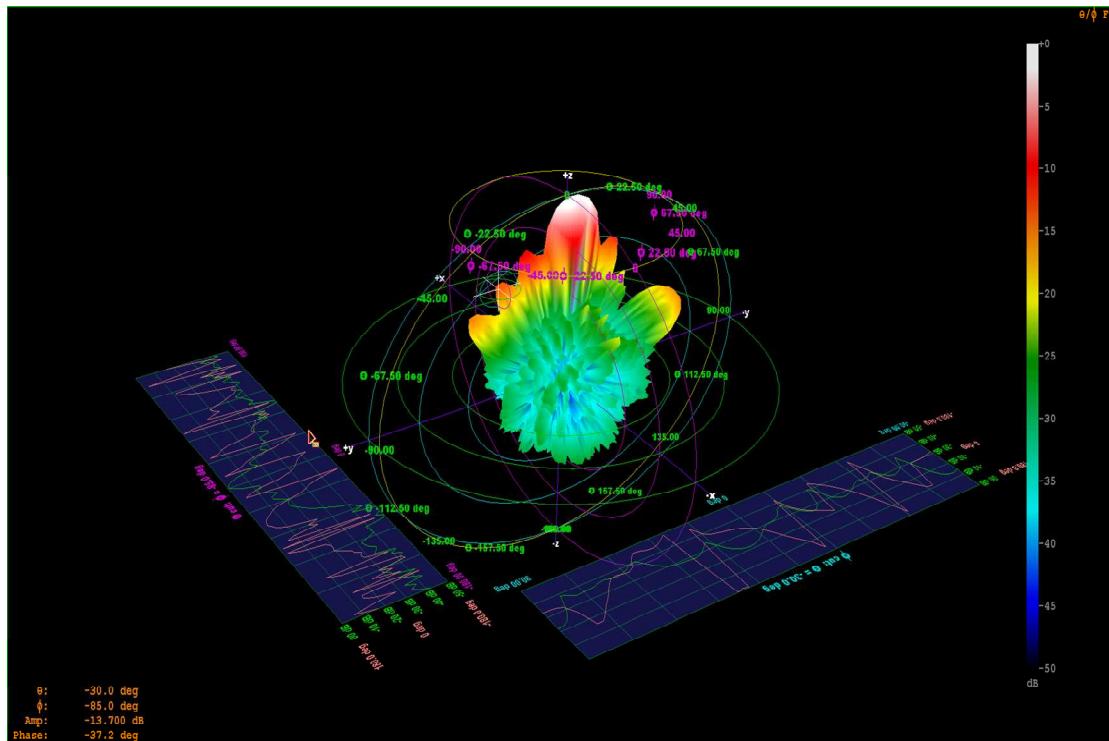


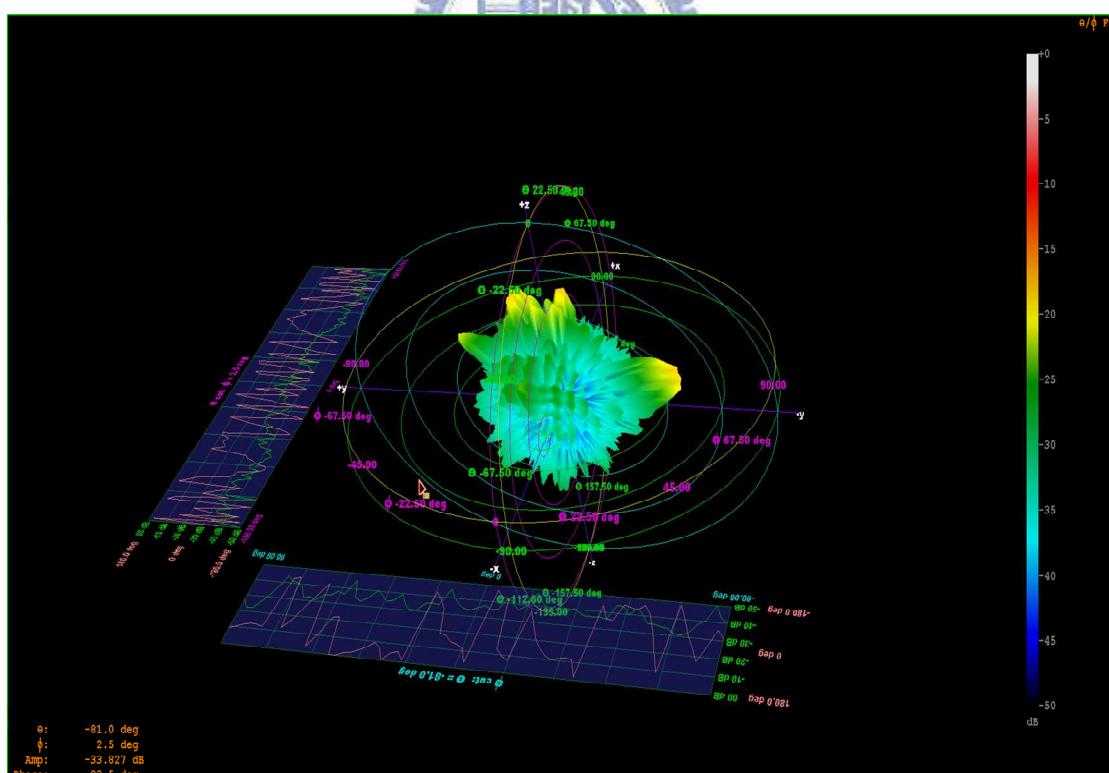
圖 4-26 右圓極化 3D 模擬遠場輻射場型 (a)11.7GHz~12.0GHz
 (b)12.15GHz~12.45GHz

表 4-12 頻率 11.7GHz~12.45GHz 之右圓極化增益量測與模擬值

Frequency (GHz)	11.7	11.8	11.9	12.0	12.15	12.25	12.35	12.45
Measured Gain (dBic)	20.67	20.93	20.42	21.71	19.66	20.39	21.15	20.87
Simulated Gain (dBic)	22.62	22.62	23.57	22.95	21.84	22.52	22.51	22.27



(a) 右圓極化



(b) 左圓極化

圖 4-27 操作頻率 12.3GHz 之近場量測 3D 場型(a)右圓極化 (b)左圓極化

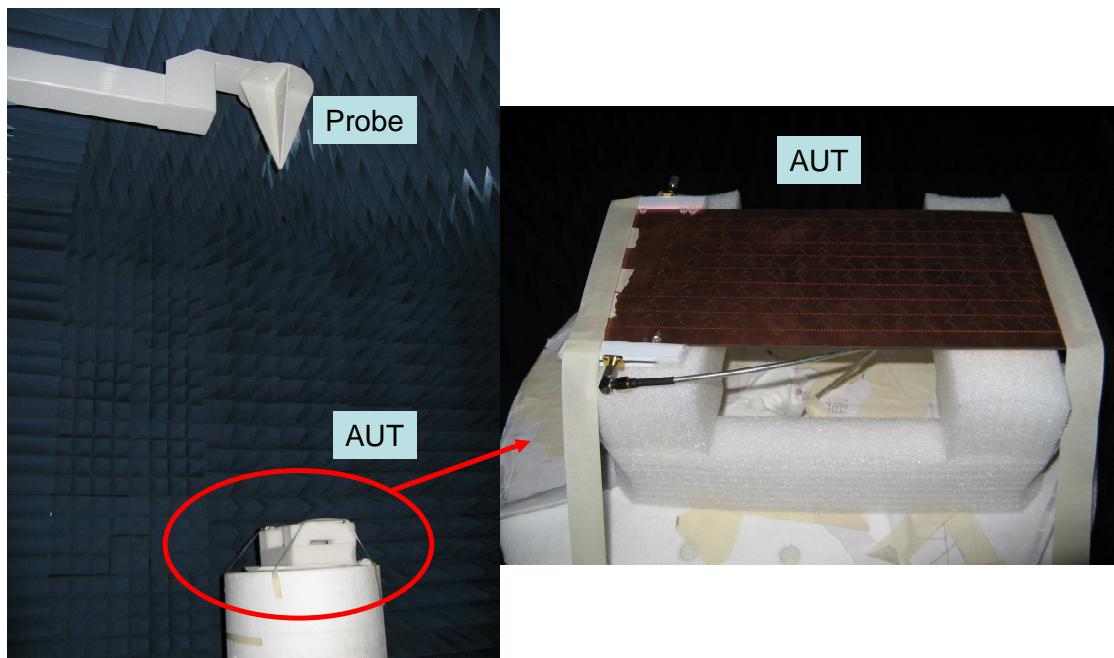


圖 4-28 元智大學球面近場量測系統

4.4 天線孔徑效率

天線的孔徑效率 ϵ_{ap} (Aperture efficiency) 是衡量天線物理面積下它所達到多少效率的指標。參考天線理論[20]一書中增益值可表示為

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_e = \frac{4\pi}{\lambda^2} \epsilon_{ap} A_p \quad (4-12)$$

轉換 (4-12) 後，可得：

$$\epsilon_{ap} = \frac{G}{A_p} \cdot \frac{\lambda^2}{4\pi} \quad (4-13)$$

其中：G 為天線輻射增益值， A_p 為天線物理面積。

天線的物理面積是以天線的最長邊乘以最寬邊的面積，不是以天線實際所佔的面積來做計算。由 (4-13) 式可知，在得到天線的輻射增益值與天線的物理面積後就可以去求得孔徑效率，我們利用量測增益值去計算 8x16 平面陣列天線之效能，可以得到表 4-13。

我們計算了兩種天線面積的孔徑效率，第一種為原始定義的總面積，最長邊

乘以最寬邊 $A_1 = 321.5mm \times 176mm$ ，第二種為分支波導上實際的槽孔天線面積，

最長邊乘以最寬邊 $A_2 = 321.5mm \times 146mm$ 。

表 4-13 利用量測增益計算之孔徑效率

頻率(GHz)	11.7	11.8	11.9	12.0	12.15	12.25	12.35	12.45
孔徑效率 ϵ_{ap,A_1} (面積 A_1)	10.26	10.89	9.68	13.03	8.13	9.62	11.45	10.74
孔徑效率 ϵ_{ap,A_2} (面積 A_2)	12.36	13.13	11.67	15.71	9.8	11.59	13.81	12.95



第五章 結論

(Conclusion)

我們利用介質合成波導來實現圓極化高增益的陣列天線，所使用的元件為本身就具有圓極化效果，因此藉由最佳化設計流程找出每一個具有良好圓極化槽孔的元件，再利用相位補償的方式使各個元件得以等相位激發。在設計一排線性陣列時所需考慮的是盡量讓能量可以在合成波導的末端用完，當剩餘能量小於 2% 時可避免末端用短路時所造成的反效果，即反彈能量太多使所需抑制的左圓極化將原本激發的右圓極化波抵消。因此我們先計算出每個元件需輻射的能量，來找出所需要的槽孔長度(與輻射能量成正比)，再進行最佳圓極化流程找出最適合的元件。

圓極化的一項重要指標為 3dB 的軸比頻帶，由於設計 1×16 線性陣列時頻帶很窄，所以我們再將此天線做成平面陣列，利用波導耦合饋入的方式由主介質波導將能量送到各個分支介質波導，前端饋入的地方我們使用微帶線轉接波導的緩變方式將準 TEM 波轉成 TE_{10} 波，而微帶線的前端再用 50 歐姆的 SMA 接頭接收訊號。其圓極化量測結果使用的是元智大學的近場球面量測系統，量測與模擬的軸比頻帶接近，有 $400MHz$ 的頻寬，而量測的增益值不如預期，右圓極化的增益值大約在 $21dBic$ ，其推論原因為分波器的能量沒有使用完畢就被阻抗吸收，

本論文設計可再深入探討之改良：(1)將槽孔間距拉近成一半的導波波長，可增加天線指向性。(2)將分支波導之間的距離拉遠不共用一排銅柱，可以改善耦合效應。(3)饋入改成兩端 8×16 子天線將增益拉高到 $30dBic$ ，則可應用於 Ku 頻段的直播衛星或者固定衛星業務的下行頻段。因此使用雙層介質合成波導來實現圓極化陣列天線是可行的，但能量饋入的方式還需要再做更進一步的改良，此天線具備高指向性以及高增益的特性，並且在邊射方向具有高指向性的鉛筆束輻射場型。

参考文献

- [1] R. J. Stevenson, “Theory of slots in rectangular waveguides,” *J. App. Phys.* ,vol. 19, 1948, pp. 24-38.
- [2] M. Ando, K. Sakurai, N. Goto, K. Arimura and Y. Itoh, “A radial line slot antenna for 12 GHz satellite TV reception,” *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-33, no. 12, pp.1347-1353, Dec. 1985.
- [3] Hirokawa, M. Ando, N. Goto, N. Takahashi, T. Ojima, and M. Uematsu, “A single layer slotted leaky waveguide array antenna for mobile reception of direct broadcast from satellite,” *IEEE Trans. Veh. Technol.*, vol. 44, no. 4, pp. 749–755, Nov. 1995.
- [4] D. Deslandes and K. Wu, “Integrated microstrip and rectangular waveguide in planar form,” *IEEE Microw. Guided Wave Lett.*, vol. 11, no.2, pp. 68–70, Feb. 2001.
- [5] D. Deslandes and K. Wu, “Integrated transition of coplanar to rectangular waveguides,” in *IEEE MTT-S Int. Dig.*, 2001, pp. 619–622.
- [6] D. Deslandes and K. Wu, “Single-Substrate integration technique of planar circuits and waveguide filters,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 51, no. 2, pp. 593–596, Feb. 2003.
- [7] P. Chen, W. Hong, Z. Kuai, and J. Xu, “A Substrate Integrated Waveguide Circular Polarized Slot Radiator and Its Linear Array,” *IEEE Antennas and Wireless Propag. Letters*, vol. 8, 2009.
- [8] F. Xu, and K. Wu, “Guided-Wave and Leakage Characteristics of Substrate Integrated Waveguide,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech*, vol. 53, no. 1, pp. 66-73, Jan 2005.
- [9] G. Montisci, “Design of circularly polarized waveguide slot linear arrays ,”

IEEE Trans. Antenna Propag. , vol. 54, no. 10, pp. 3025-3029, Oct. 2006.

- [10] Y. Songnan, S. H. Suleiman, and A. E. Fathy, “Ku-band slot array antennas for low profile mobile DBS applications: Printed vs. machined,” in Proc. IEEE AP-S Int. Symp., Jul. 2006, pp. 3137–3140.
- [11] Z. Chen, W. Hong, Z. Kuai, J. Chen, and K. Wu, “Circularly polarized slot array antenna based on Substrate Integrated Waveguide”, Proc. ICMMT 2008, pp. 1066–1069.
- [12] G. Montisci, M. Musa, and G. Mazzarella, “Waveguide slot antennas for circularly polarized radiated field,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 52, no. 2, pp. 619–623, Feb. 2004.
- [13] G. Montisci, “Design of circularly polarized waveguide slot linear arrays ,” *IEEE Trans. Antenna Propag.* , vol. 54, no. 10, pp. 3025-3029, Oct. 2006.
- [14] P. Chen, W. Hong, Z. Kuai, and J. Xu, “A Substrate Integrated Waveguide Circular Polarized Slot Radiator and Its Linear Array,” *IEEE Antennas and Wireless Propag. Letters*, vol. 8, 2009.
- [15] D. Deslandes and K. Wu, “Accurate modeling, wave mechanisms, and design considerations of a substrate integrated waveguide,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 54, no. 6, pp. 2516–2526, Jun. 2006.
- [16] R. S. Elliott., “*An Introduction to Guided Waves and Microwave Circuits*,” Prentice Hall, 1993.
- [17] R. S. Elliott., “*Antenna Theory and Design*,” Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1981.
- [18] S. R. Rengarajan, “Analysis of a centered-inclined waveguide slot coupler,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 37, no. 5, pp.884-889, May 1989.
- [19] R. Wu, B. Q. Gao, Z. H. Xue, W. M. Li, B. Liu, "Full-Wave Analysis of Broad Wall Slot's Characteristics in Rectangular Waveguides", *IEEE Trans. Antennas*

Propagat., vol. 52, no. 9, pp. 2436–2444, Sep. 2004.

- [20] WL. Stutzman and GA. Thiele, “Antenna Theory and Design”, 2nd ed. New York: Wiley, 1998, p. 172.

