

# 第一章 序論

## (Introduction)

### 1.1 動機與目的

在一般的平面傳輸線上會產生輻射及洩漏的特性在近幾年愈來愈受到重視，由於這些洩漏的能量會對其他鄰近的電路或元件造成影響[1]。因為傳輸線上洩漏波高階模的特性，所以它的頻寬會比一般諧振天線像貼片天線(patch antenna)、偶極天線(dipole antenna)寬。也因為洩漏波天線的製作上的簡單性，使它們非常適合應用在毫米波的頻段。洩漏波天線可以有不同的應用，例如它們具有掃頻(frequency-scanning)的特性，即天線的主波束會隨頻率有不同角度的改變[2]，點對點高增益(point-to-point high gain)天線[3]，將天線整合振盪器做成主動天線[4]，還有多波束(multi-beam)的天線[5]-[6]。

洩漏波天線的頻寬主要受到我們基板的介電係數影響，假設介電係數等於一，洩漏波的頻寬可以完全的呈現出來，但是一般傳統的微波基板的介電係數不是等於一，所以會限制了洩漏波天線的頻寬。另一方面為了激發洩漏波的高階模，我們可以使用各種不同的饋入結構來達成[7]-[8]。在本論文中我們使用槽孔耦合(aperture-coupling)的方法來激發第一高階模，用共平面波導(coplanar waveguide)的方法來激發第二高階模。

使用不同的饋入結構可以各別去實現第一或是第二高階模，例如我們可以使用 CPS(coplanar -strip)或是利用槽線耦合的方式來激發第一高階模，也就是奇模。再者，第二高階模的電流呈現偶對稱，所以它為一偶模，不同的模態會有不同的電流分佈，也會有不同的場型，而一般要激發洩漏波天線困難的地方就是我們必須針對不同的模態去設計一個適合的饋入結構。本論文主要是將原本第一高階模需要較長的長度使波的能量可以衰減完，所以天線本身會相當大，我們將它繞起來，雖然在天線場型會有一些改變，但是可以將尺寸縮小。在單一導體第二高階模，我們可以做出一個相當寬頻的天線，使用相當傳統的共平面波導的饋入

結構，就可以實現第二高階模。

## 1.2 章節介紹

本論文第二章介紹洩漏波天線的基本理論，第三章主要介紹第一高階模環洩漏波天線的設計及模擬和實驗結果，第四章則介紹單一導體第二高階模天線的設計及實驗結果。最後，第五章則對以上兩種不同模態的天線在設計上遇到的困難及未來我們可以去改善的方法做個總結。



## 第二章 基本原理及特性

本章我們將會介紹微帶洩漏波天線的基本原理及它的一些現象，以及槽孔耦合的原理。

### 2.1 洩漏波天線的原理及其特性

在 1979 年，W.Menzel 提出洩漏波天線的想法[9]。1986 年，Oliner 教授及 Lee 博士推導出洩漏波的橫向共振特性及輻射範圍的判定，使得我們可以更有系統去設計洩漏波天線[10]。

微帶洩漏波天線第一高階模的電流分佈為一奇模，而且它會隨長度輻射功率，為一行進波天線，電流強度隨行進距離遞減。圖 2-1 是傳輸線第一高階模隨時間不同的電流分佈圖。

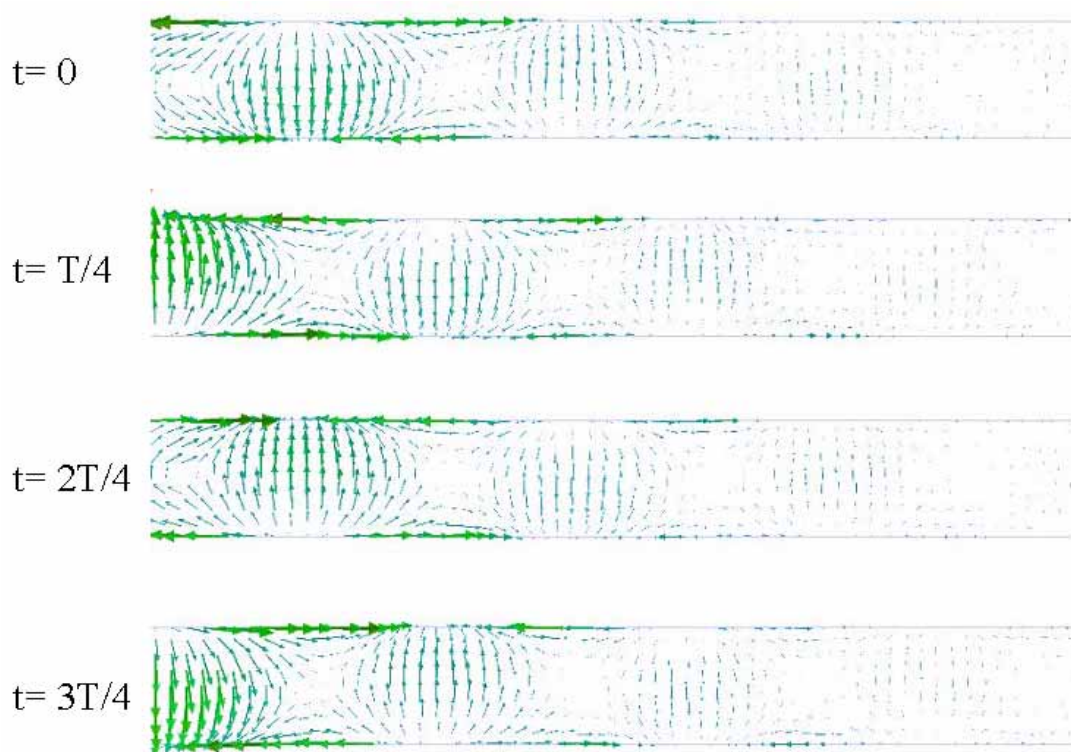


圖 2-1：微帶線上第一高階模之電流分布與時間關係圖( $T$ =周期)。

由於洩漏波本身的特性，洩漏波天線的傳播常數為一複數( $\gamma = \beta - j\alpha$ )，相位常數為  $\beta$ ，損耗常數為  $\alpha$ 。一般微帶線上的電場  $E = E_0 e^{-j\beta x} e^{-\alpha x}$ ， $x$  是波行進的方向。

圖 2-2 為微帶線正規化的傳播特性曲線圖，相位常數  $\beta/k_0$ ，損耗常數  $\alpha/k_0$  ( $k_0$  為自由空間中波數)，兩者的值皆會隨頻率呈現改變。

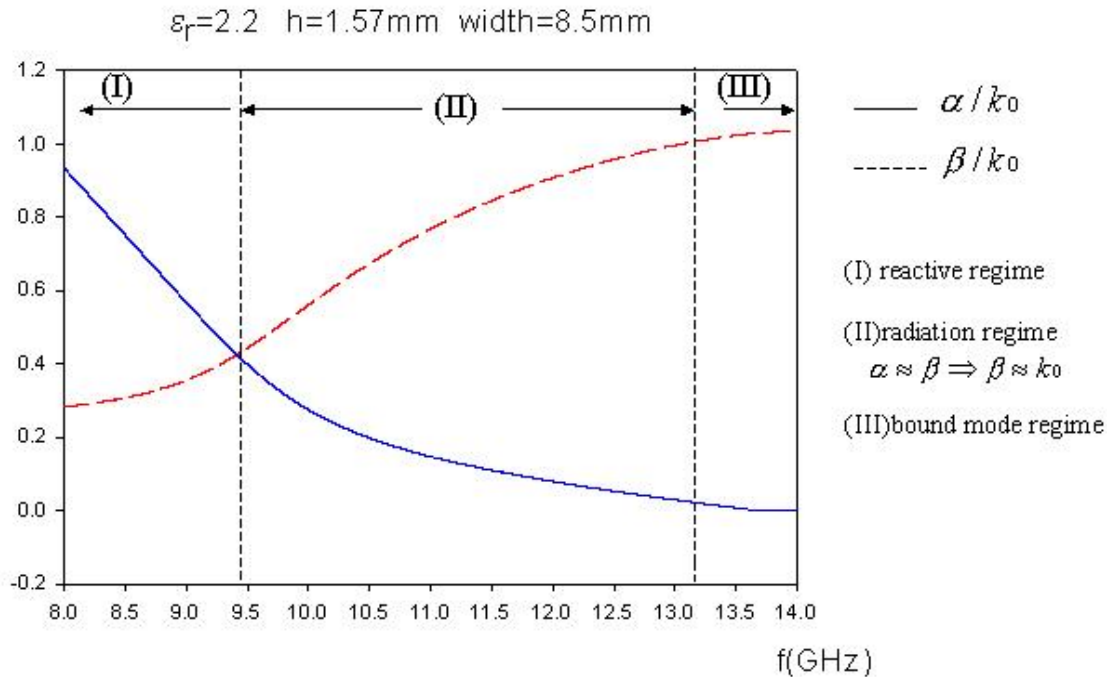


圖 2-2：微帶線上第一高階模正規化之傳播常數特性曲線圖

$\alpha$  與  $\beta$  的值和頻率、基板厚度、介電常數、微帶線寬度皆有關。圖 2-2 所示的三個區域，分別代表  $\alpha$  與  $\beta$  在不同頻率下的變化，在(I)區，由於衰減的特性，所以能量不會被輻射出去，反而會快速的衰減掉。對洩漏波天線而言，(II)區為輻射區域，起始點為相位常數  $\beta$  等於損耗常數  $\alpha$  的交點 ( $\beta \sim \alpha$ )，到相位常數  $\beta$  等於自由空間波數  $k_0$  ( $\beta \sim k_0$ ) 為終點。當在(III)區， $\beta > k_0$ ，進入 bound mode 區域，在這區域大部分能量傳播，看不到輻射的現象。

當基板的介電常數升高， $\beta/k_0$  會快速的增加，甚至會導致輻射區域的消失。再者，當基板的厚度增加(在相同的介電常數下)，輻射區域的頻段會變小，這是由於增加厚度，容易激發表面波的產生，使洩漏波的頻段變窄。

洩漏波天線本身的能量衰減跟  $\alpha/k_0$  有關，能量的衰減呈現一指數的變化，所以當我們想將天線的能量幾乎都洩漏出來，我們必須要有足夠的天線長度來將能量衰減完，避免能量會從天線的另一端反射回來。

天線的場型主要可以用三個特性來表示：主波束的指向角度、3dB波束寬及

旁波束的分佈。在洩漏波天線中，主波束的指向角度  $\theta \cong \cos^{-1}(\beta/k_0)$ ， $\theta$  為由微帶線表面算起的仰角。由於洩漏波天線本身為一行波天線，它的輻射波束會隨行進方向呈現半錐形分佈，而且由於  $\beta$  隨頻率改變，所以主波束會隨頻率而掃描。

圖 2-3 為微帶洩漏波天線的空間波分佈

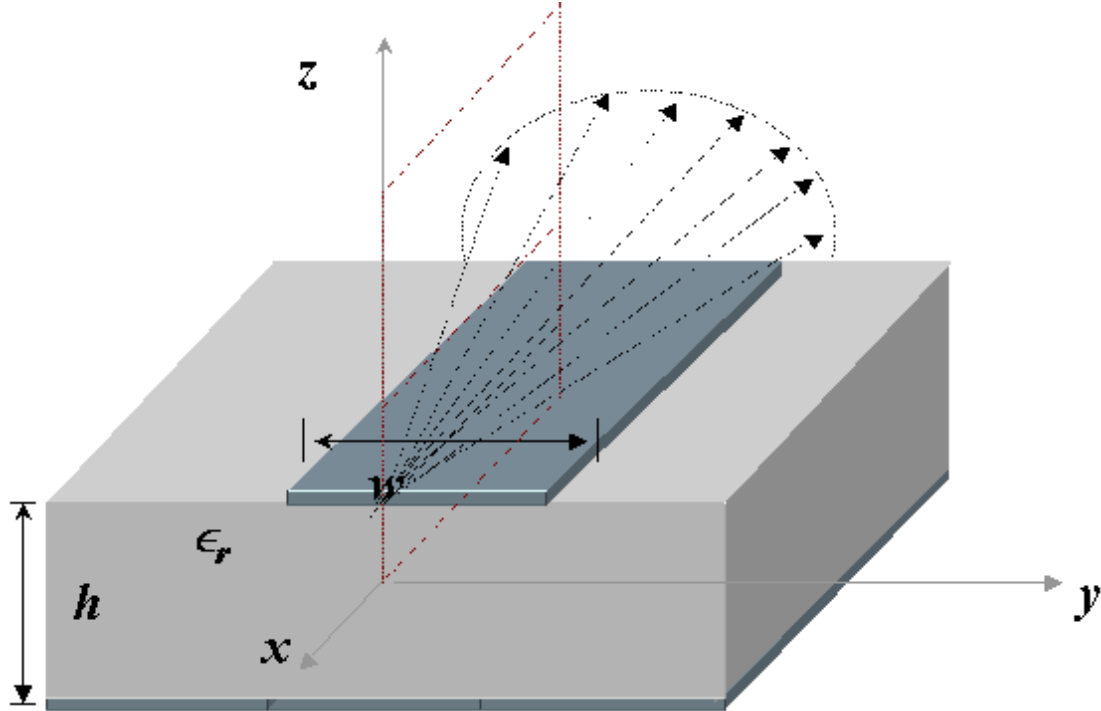


圖 2-3：洩漏波天線於微帶線上的空間波分佈(斜線箭頭部分)。

微帶洩漏波天線的波束寬度跟  $\alpha$  值有關，假設  $\alpha$  小，表示說有小的輻射比率，將可等效視做一較長的線源天線，因此可得到較窄的波束寬度。較大的  $\alpha$  值，表示說有大的輻射的比率，將可等效視做一較短的線源天線，因此可得到較大的波束寬度，波束的寬度  $\Delta\theta$  跟  $\alpha/k_0$  有線性相關。

## 2.2 槽孔耦合饋入的原理

由於本論文第一高階模的饋入方式是用槽孔耦合的方式，一般來說，因為第一高模階為一奇模，所以我們使用槽孔耦合的方式來達成。槽孔耦合饋入微帶天線的方式於 1985 年由 D.M. Pozar 所提出[11]，其等效電路如圖 2-4 所示，我們藉

由調整 $l_m$ 的大小來達成阻抗匹配，將槽孔放在中間來激發第一高階模。由於中間的槽孔只是做耦合用，所以 $W_s$ 不需很大，且為了防止槽孔共振模及場型後波瓣過大， $l_s$ 長度不可為 $0.5\lambda_g$ 。利用槽孔耦合可以降低饋入電路對天線場型的影響，而且我們也可以將天線及饋入電路各別去最佳化。

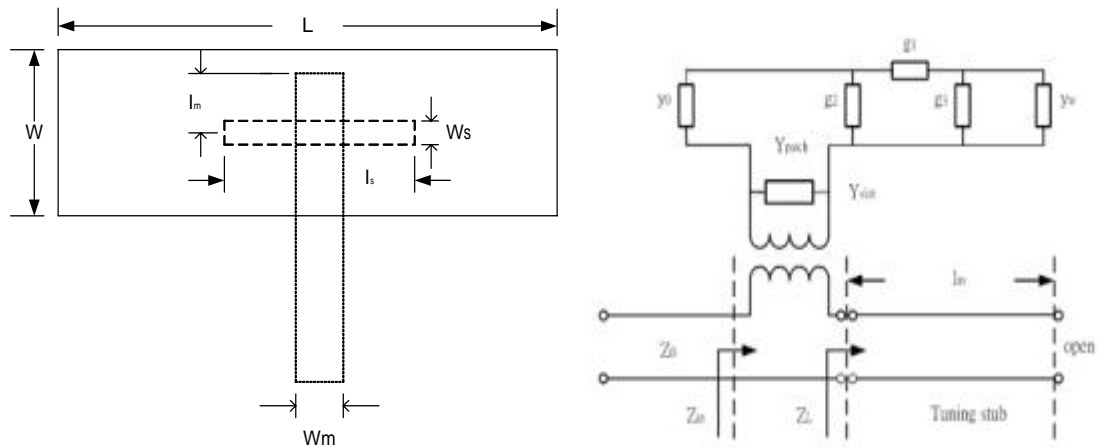


圖 2-4 中央饋入槽孔耦合天線結構(左圖)及等效電路(右圖)





## 第三章

### 環形第一高階模洩漏波天線

一般洩漏波天線為了將它的輻射特性表現出來，需要較長的長度來將能量洩漏完，因此會使天線本身的尺寸過大。在這一章，我們提出將原本長條形的天線繞成環形，再利用槽孔耦合的方法來激發第一高階模，來降低尺寸。

#### 3.1 前言

在本章中，我們提出可以將原先不論是邊緣饋入或是中央饋入的長條形洩漏波天線結構，如圖 3-1 所示。將它繞成一環形來縮小尺寸，如圖 3-2 所示。圖 3-1 所示，其中我們在設計洩漏波天線必須先決定它的輻射範圍，之後再決定  $L$  的長度，因為洩漏波的能量呈現指數衰減，我們可以使用一近似的式子：剩餘在天線末端功率( $e^{-2\alpha L}$ )小於百分之十算出天線的長度  $L$ 。在設計上，從邊緣用槽孔饋入，在遠場可看到一個主波束，且會有掃頻的現象。而從中央饋入時，在遠場的場型會看到兩個主波束，一樣會隨頻率增加，其波束隨頻率增加往 end-fire 的方向偏。

通常為了避免激發贴片天線的模態，在選定  $L$  的長度必須要夠長，把洩漏波的能量都漏完。但當我們繞成環形時必須要注意當我們在激發洩漏波模態的同時，亦有可能激發環形天線的諧振模，由於諧振模本身會比較窄頻，且它的電流分佈也不同於洩漏波天線，諧振模的電流分佈會沿著環形在共振，不像洩漏波的電流是在環的兩邊在共振，且在邊緣的電流方向是呈現反向的狀態。再者，一般因為我們的  $L$  很長，所以會激發相當高階的諧振模，所以在遠場的場型會呈現多個波束，造成不規則的場型，不像洩漏波模的場型比較單純。在本論文中，我們要仔細的設計饋入電路，盡量不要激發諧振模的產生，或是不要讓諧振模出現在我們洩漏波的頻段中。

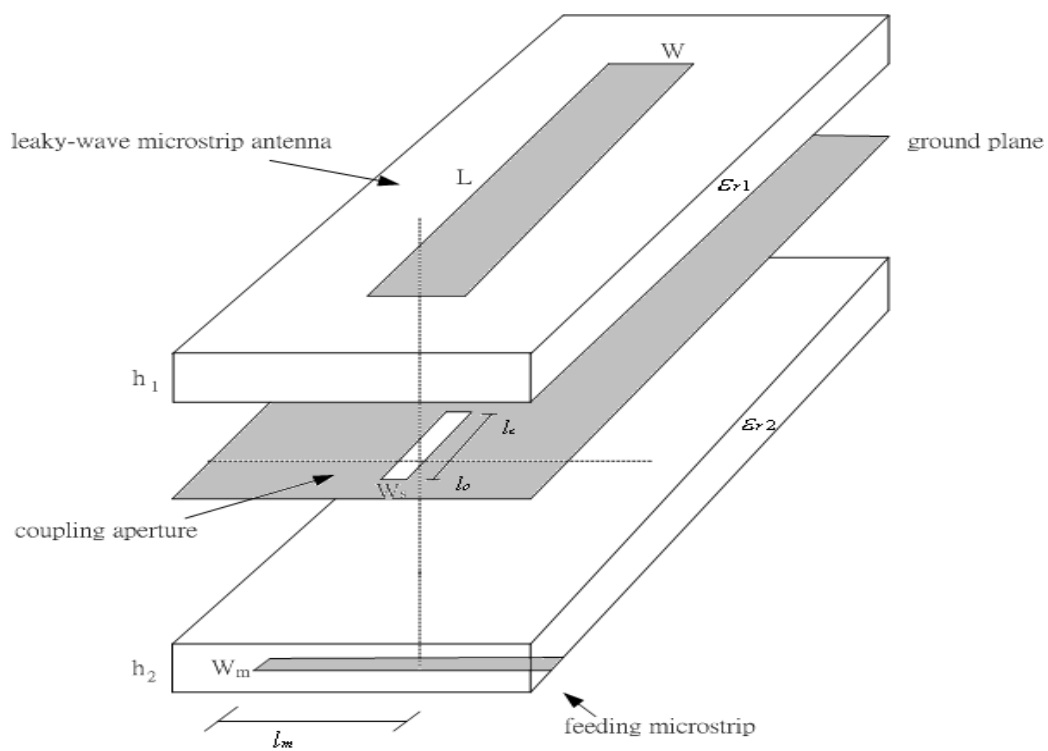


圖 3-1 邊緣饋入第一高階模洩漏波天線

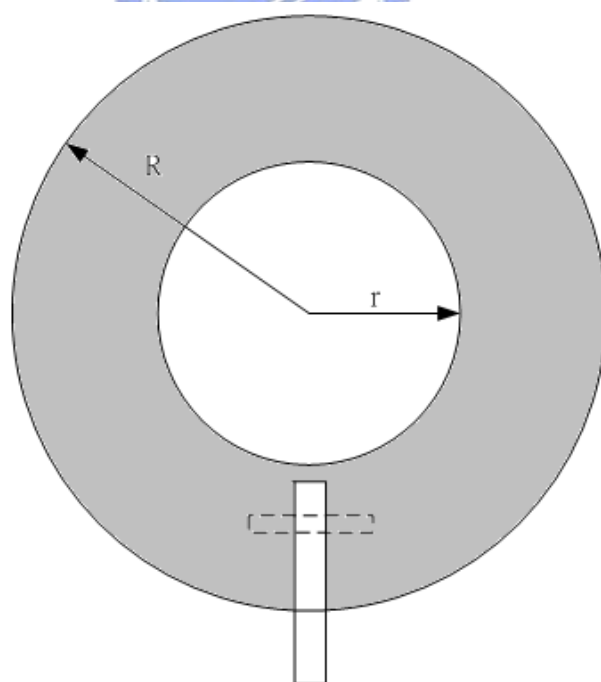


圖 3-2 中央饋入環形第一高階模洩漏波天線

$$(R-r=W, 2\pi R=L)$$



## 3.2 設計流程

為了先知道我們所需要的長度  $L$  為多少，我們先模擬出未折繞的天線。  
在這之前，我們必須先決定我們所要的洩漏波頻段在什麼頻率，圖 3-3 和 3-4 是兩個不同寬度微帶線第一高階模正規化特性曲線圖。

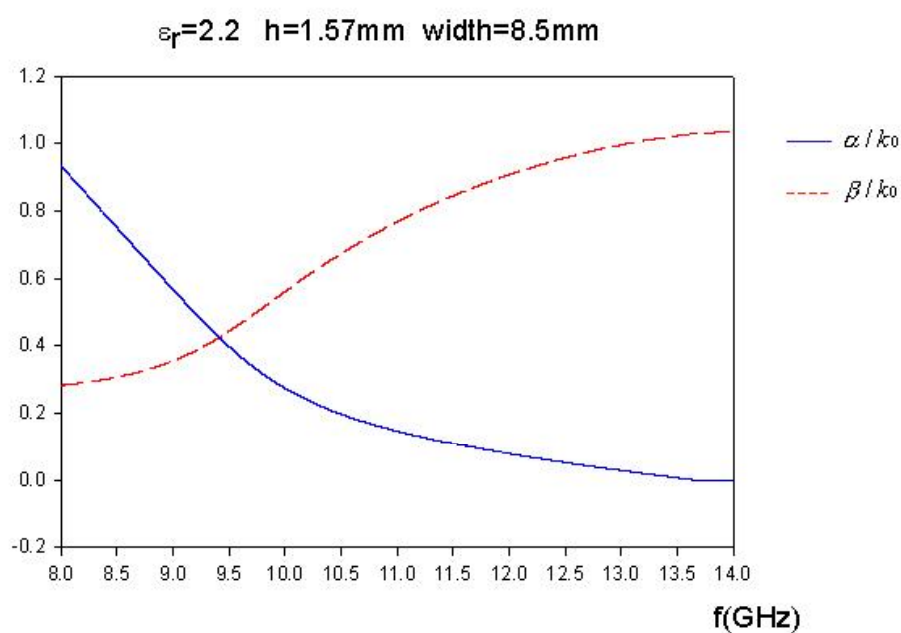


圖 3-3 寬度 8.5mm 微帶線第一高階模正規化特性曲線圖

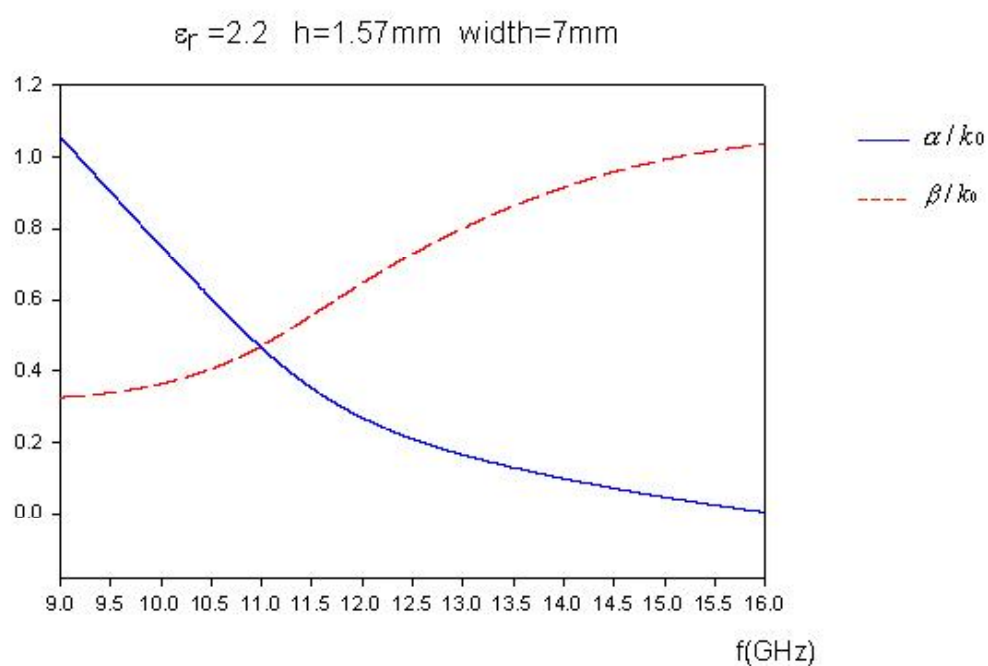


圖 3-4 寬度 7mm 微帶線第一高階模正規化特性曲線圖

不同寬度的微帶線的輻射範圍也會不同，愈窄的微帶線它的輻射範圍會向高頻移動，這是因為它的等效共振路徑比較短的緣故。在這一章中，我們會先做出兩個不同輻射範圍的環形洩漏波天線，再將這兩個天線串接起來，以造成一個更寬的天線。

### 3.2.1 未折繞平面洩漏波天線

為了整個模擬過程的完整性，在這裡我們先各別去模擬出未折繞的天線，然後再模擬折繞的天線進而去實做出來。首先我們先模擬輻射範圍 9.5GHz~13GHz 未折繞的天線，圖 3-5 是  $W=8.5\text{mm}$ ， $L=110\text{mm}$ ， $L_s=10\text{mm}$  較低頻洩漏波天線

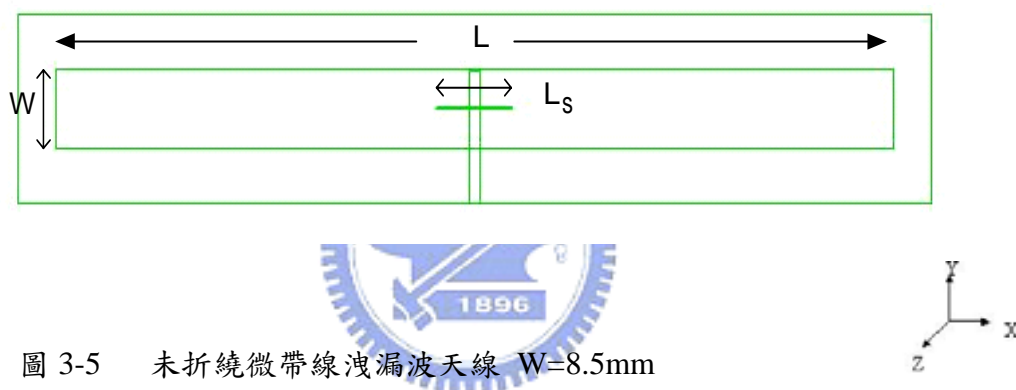


圖 3-5 未折繞微帶線洩漏波天線  $W=8.5\text{mm}$

圖 3-6 是模擬  $W=8.5\text{mm}$  的  $S_{11}$ ，洩漏波的範圍從 9.5GHz 至 12GHz 均低於  $-10\text{dB}$ ，與圖 3-3 所預測的範圍是符合的。

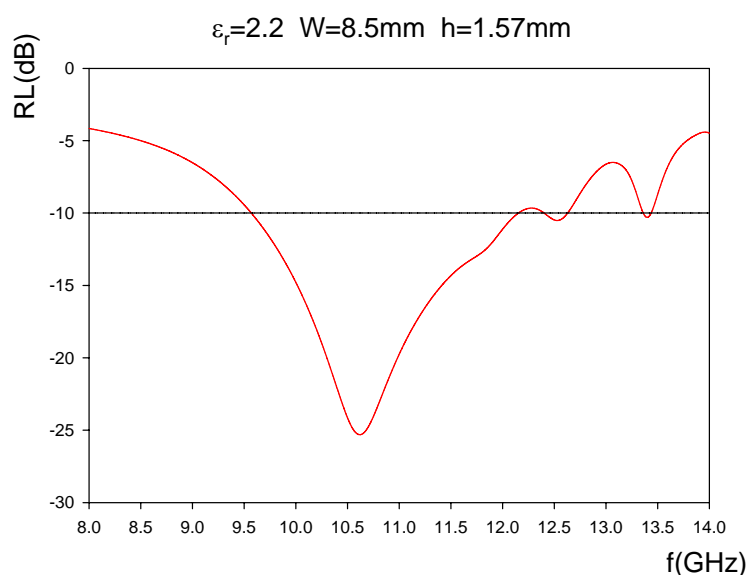


圖 3-6 較低頻段未折繞長條形洩漏波天線  $S_{11}$

從[12]，我們可以知道一般從中央饋入長條形的洩漏波天線，其遠場的場型會隨頻率的增加其主波束朝向end-fire的移動，前面提到偏離角度是與 $\beta/k_0$ 有關，當頻率上升， $\beta/k_0$ 也緩慢的上升，造成 $\theta \cong \cos^{-1}(\beta/k_0)$ 愈來愈小， $\theta$ 為由微帶線表面起算的仰角。所以在遠場可看出場型由原先的一個主波束漸漸變成兩個主波束。圖 3-7 是模擬的遠場場型圖，可以看出當頻率升高，主波束有向end-fire偏的現象。

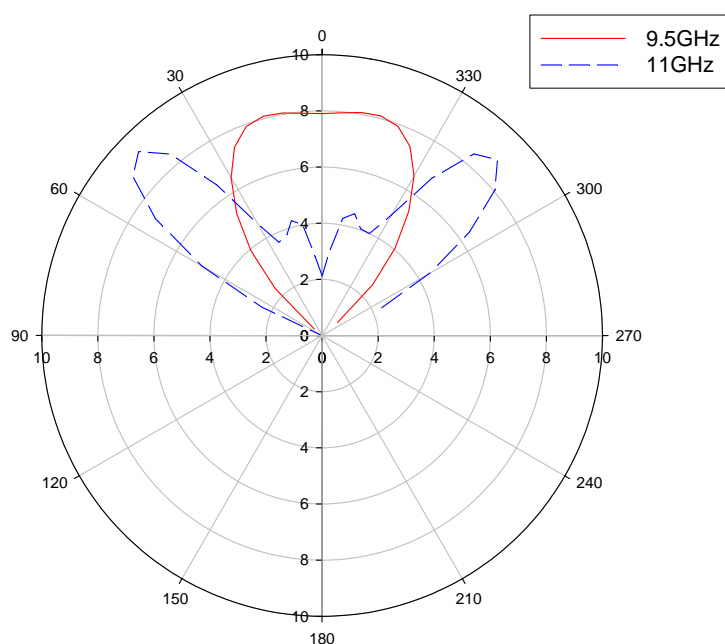


圖 3-7 不同頻率 xz plane (H plane)的遠場場型

電流分佈如前所示，呈現一橫向共振的現象而且愈往邊緣有愈弱的分佈，如圖 3-8 所示

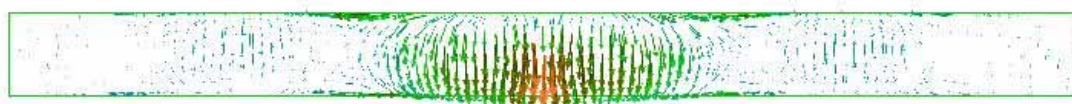


圖 3-8 10.5GHz 長條形洩漏波天線電流分佈

接下來再模擬  $W=7\text{mm}$  輻射範圍比較高頻的長條形洩漏波天線，圖 3-9 是模擬的 S 參數，圖 3-10 為遠場的場型，一樣可以看出會向 end-fire 移動，圖 3-11 則是電流分佈圖。

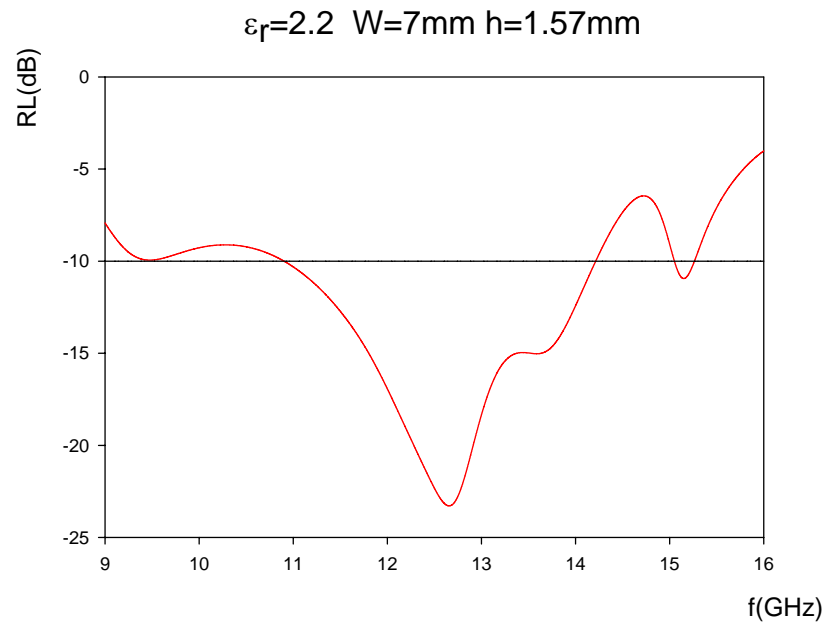


圖 3-9 較高頻段未折繞長條形洩漏波天線 $S_{11}$

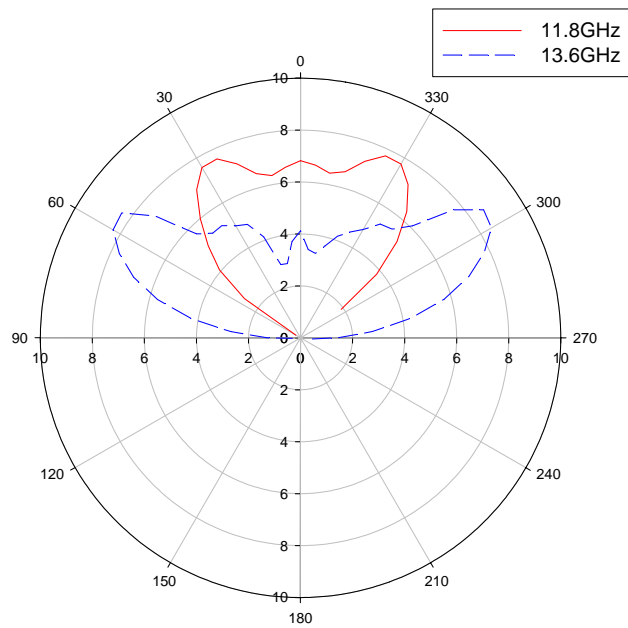


圖 3-10 不同頻率 xz plane (H plane)的遠場場型

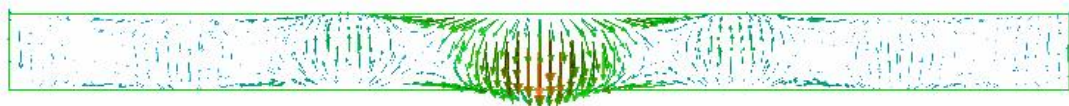


圖 3-11 12.8GHz 長條形洩漏波天線電流分佈

### 3.3 環形第一高階模洩漏波天線

前面所提的長條形洩漏波天線需要較長的長度來將能量洩漏完，所以會讓天線的尺寸變得很大，為了縮小尺寸，我們提出環形洩漏波天線型式來達到縮小尺寸，又有不錯的效果。圖 3-12 是較低頻段的環形洩漏波天線

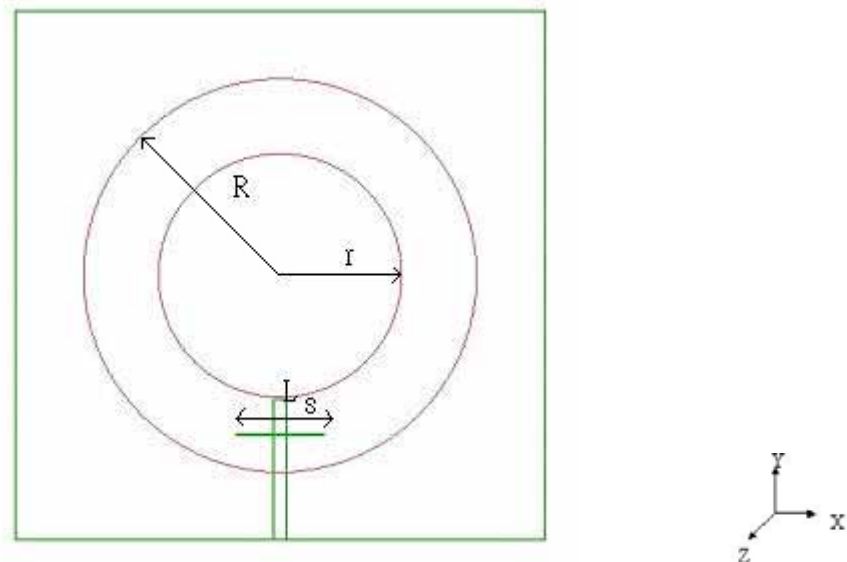


圖 3-12  $R=26.5\text{mm}$ ， $r=18\text{mm}$ ， $Ls=10\text{mm}$  環形洩漏波天線

計算整個未折繞的長度  $L=2\pi R=166\text{mm}$ ，足夠讓洩漏波的能量洩漏完，圖 3-13 是模擬及量測的  $S$  參數

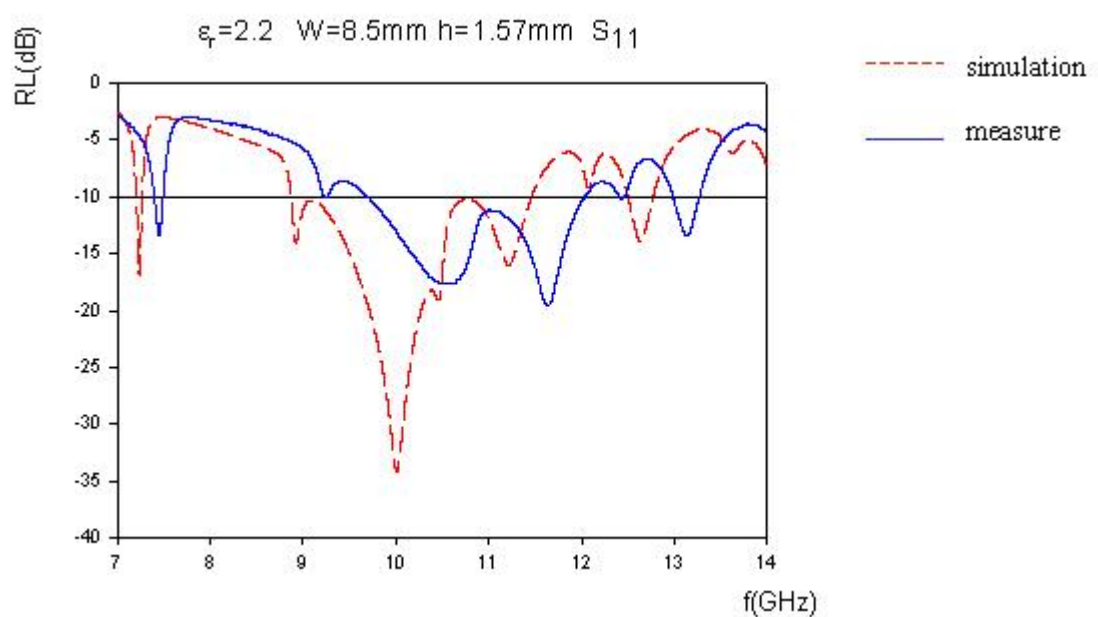


圖 3-13 較低頻段環形洩漏波天線  $S$  參數圖



圖 3-14  $R=26.5\text{mm}$ ， $r=18\text{mm}$ ， $L_s=10\text{mm}$  環形洩漏波天線實體照相圖

量測出來比模擬往高頻移了幾百 MHz，但其形狀是相似的，在輻射範圍外會有幾根掉超過-10dB，主要是因為本身環形天線是一個封閉的結構，當我們使用槽孔耦合的方法，會激發環形天線的諧振模，但是我們比較關心的是我們如何不讓諧振模出現在我們洩漏波的輻射範圍內，所以我們必須去觀察在洩漏波輻射範圍內每一個 S 參數的最低點它們的電流分佈，以確認我們不是激發諧振模，或是將諧振模混在洩漏波第一高模階中。圖 3-15 和圖 3-16 是在我們所要的輻射範圍內在不同頻率的電流分佈。

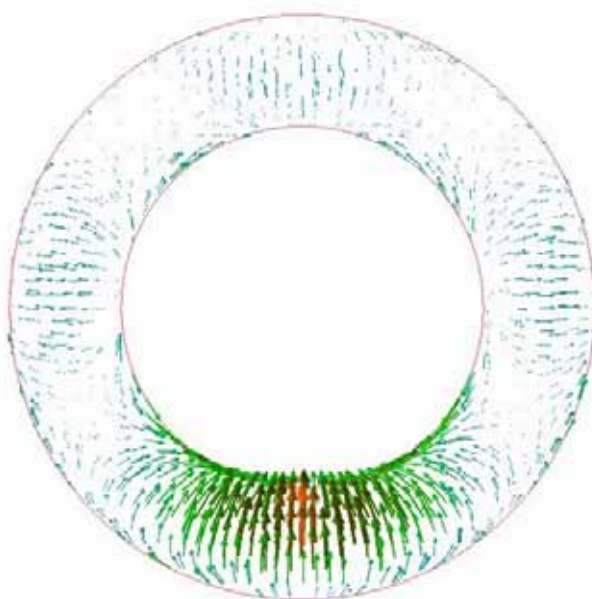


圖 3-15 10GHz 環形洩漏波天線電流分佈



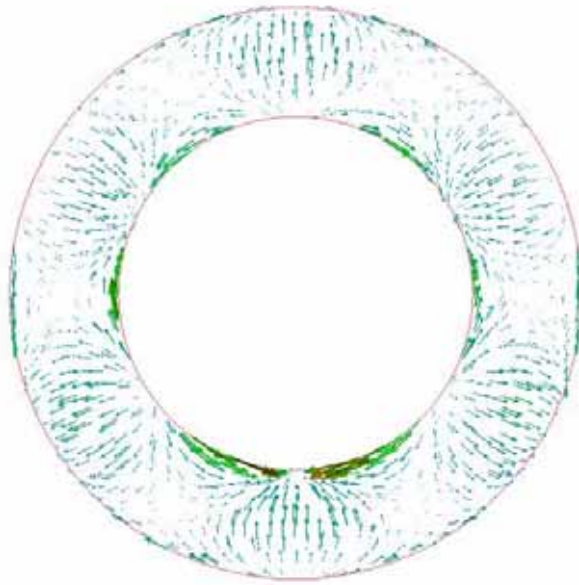


圖 3-16 11.2GHz 環形洩漏波天線電流分佈

圖 3-15 可以明顯的看出是第一高階模的電流分佈圖，電流在內環和外環呈現反向，且電流強度隨距離的增加有愈來愈弱的趨勢。在圖 3-16 這些現象雖然比較不明顯，但仍可看出為一第一高階模的電流分佈。圖 3-17 我們秀出一般的諧振模的電流分佈，跟第一高階模比較電流諧振的方式不同，為繞著環形方向諧振，而且電流方向在環的兩側是呈現同向的狀態。

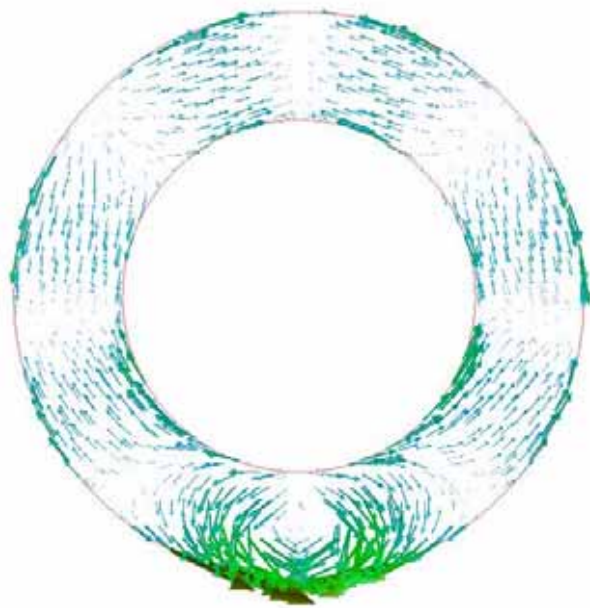


圖 3-17 7.3GHz 一般諧振模的電流分佈

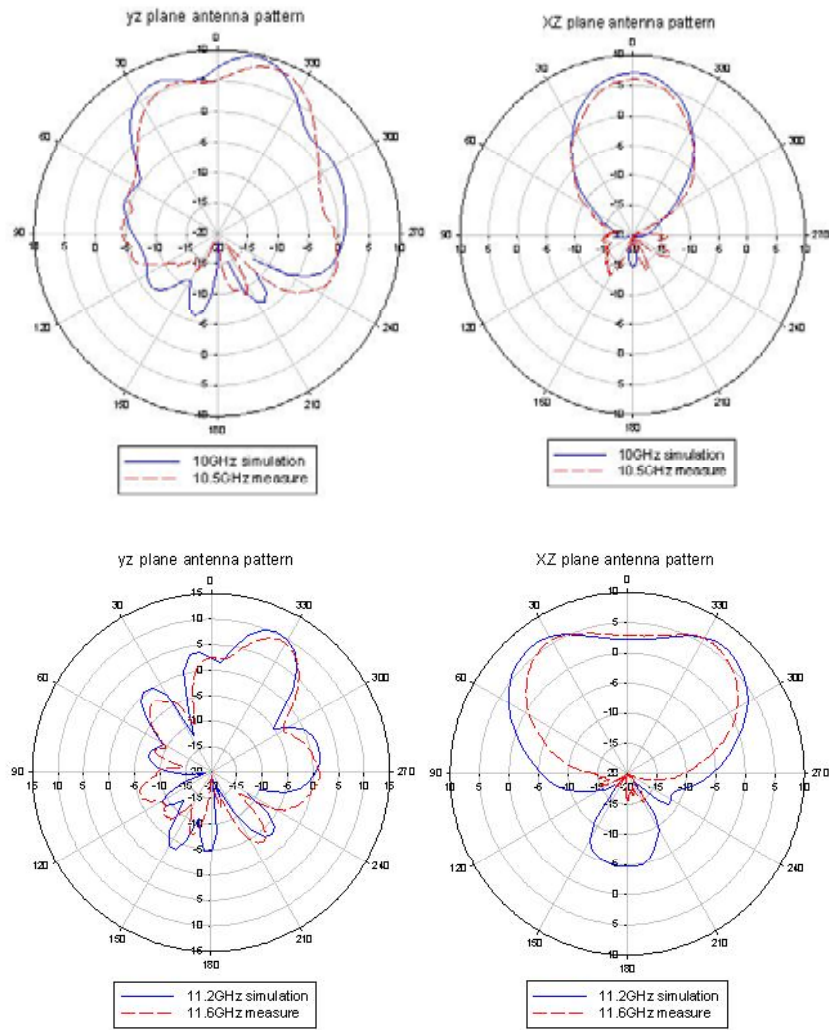


圖 3-18 模擬及量測環形洩漏波天線場型圖

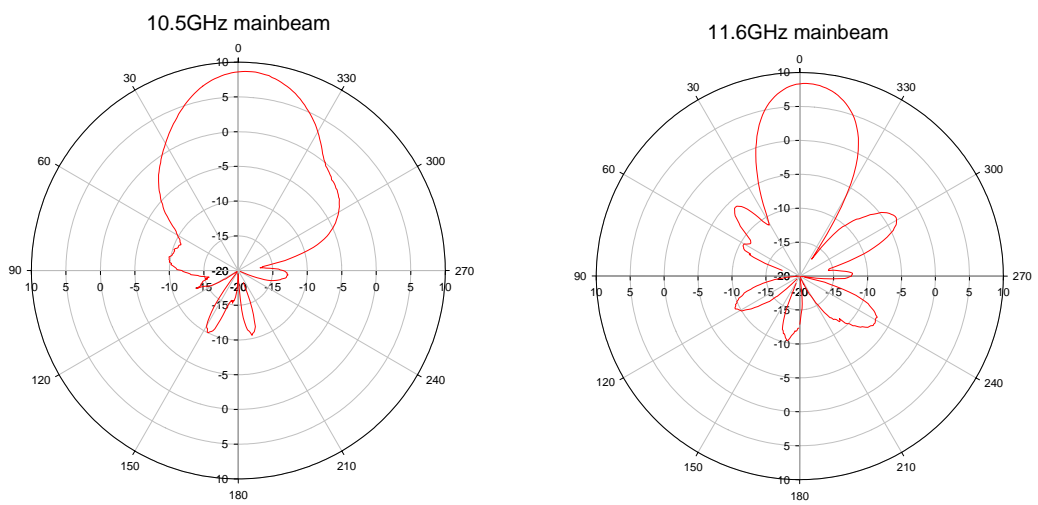


圖 3-19 10.5GHz 和 11.6GHz 的最大主波束

圖 3-18 模擬及量測的場型圖，在  $xz$  平面可以看到場型有向 end-fire 偏的趨勢，跟一般長條形的洩漏波天線是一樣的。而在  $yz$  平面，由於我們將天線折繞起來，所以在  $yz$  平面的場型的最大主波束會有傾斜的現象。圖 3-19 是稍微傾斜角度去各別找最大主波束所量測出來的場型圖，在 10GHz 其最大增益為 8.2dBi，11.6GHz 時為 8.5dBi。

模擬出比較低頻的輻射範圍之後，我們把寬度縮小，變為  $W=7\text{mm}$ ，再去模擬及實做出環形洩漏波天線，從圖 3-4 看出  $W=7\text{mm}$  的洩漏波天線其輻射範圍理論上在 11GHz~15GHz，但是在我們實際上模擬及實做只有 11GHz~13.5GHz，仍在可接受的範圍，同時我們為了將兩個環串聯起來增加頻寬，在選比較高頻的輻射範圍會稍微重疊到低頻的頻段，將兩個頻段的天線的頻寬疊加起來。圖 3-20 是較高頻段的環形洩漏波天線

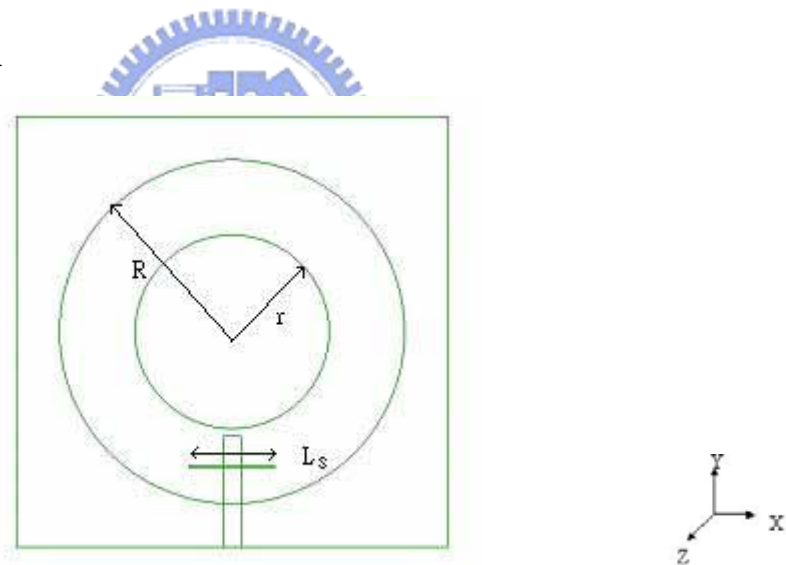


圖 3-20  $R=16\text{mm}$ ， $r=9\text{mm}$ ， $L_s=8\text{mm}$  環形洩漏波天線

在比較高頻的頻段未折繞長度  $L=2\pi R=100\text{mm}$ ，因為我們在之後要將兩個環串聯起來，所以設計上把比較高的輻射頻段設計成較小的環。圖 3-21 是模擬及量測的  $S_{11}$

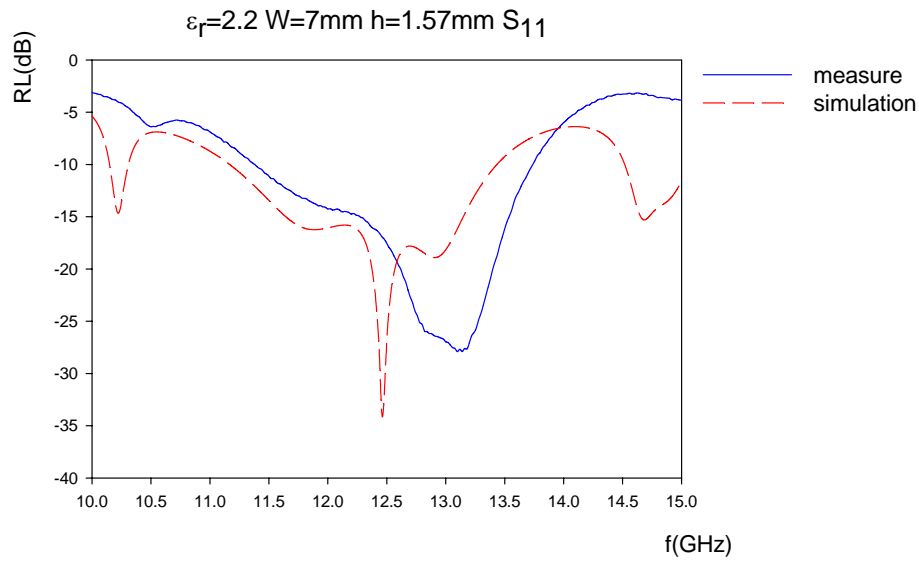


圖 3-21 較高頻段環形洩漏波天線 S 參數圖

圖 3-22 是實際的天線結構圖



圖 3-22  $R=16\text{mm}$ ， $r=9\text{mm}$ ， $L_s=8\text{mm}$  環形洩漏波天線實體照相圖

我們一樣再看 12.5GHz 時的電流分佈圖，圖 3-23 是  $R=16\text{mm}$  的環的電流分佈

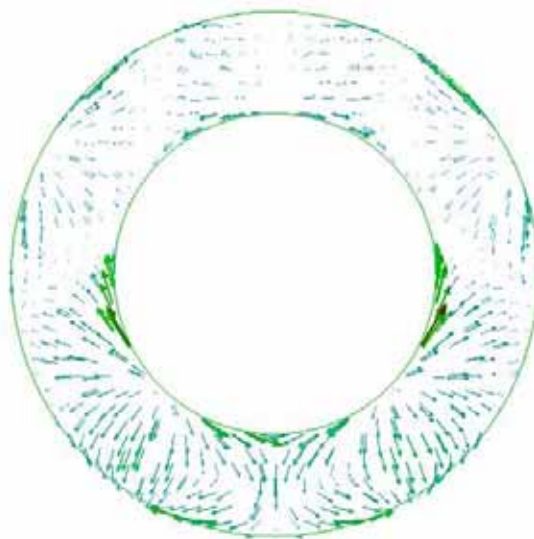


圖 3-23 12.5GHz 環形洩漏波天線電流分佈

由於環的尺寸較小，所以可看出有半個環的部份有比較強的電流，至於電流方向在環的內外還是呈現一反向的狀態，為一微帶線第一高階模的電流分佈。

由前面所提可知，環形洩漏波天線的主波束會偏離 broadside 方向，同理在較高頻段的環形洩漏波天線的場型也會有這種現象。

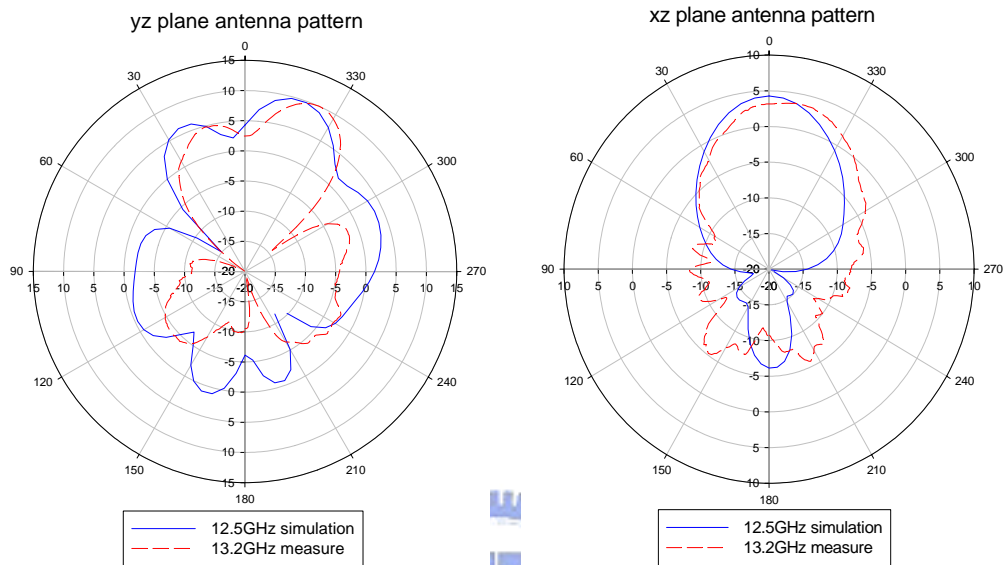


圖 3-24 模擬及量測環形洩漏波天線場型圖

同樣為了找最大主波束，一樣將天線傾斜去量最大主波束，圖 3-25 為量測的最大主波束，最大增益為 9.2dBi。

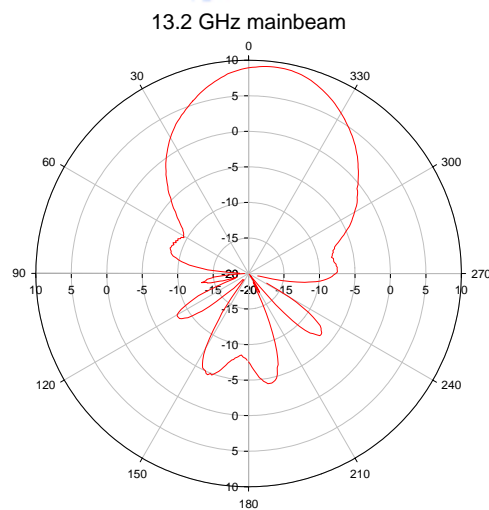


圖 3-25 13.2GHz 最大主波束

### 3.4 串聯同心環第一高階模洩漏波天線

為了將兩個不同洩漏波的頻段疊在一起，我們讓兩個不同寬度不同洩漏波的頻段的環串聯以達到加寬頻寬的效果。由於串聯兩個不同頻段的環形天線，其饋入的電路不同於前面的饋入結構，不能用一根傳輸線直接饋入，所以我們將原本的一根相同寬度的傳輸線讓它在第二個環的饋入電路變細，且加上一根開路的殘段以達成阻抗匹配。圖 3-26 是我們的天線結構

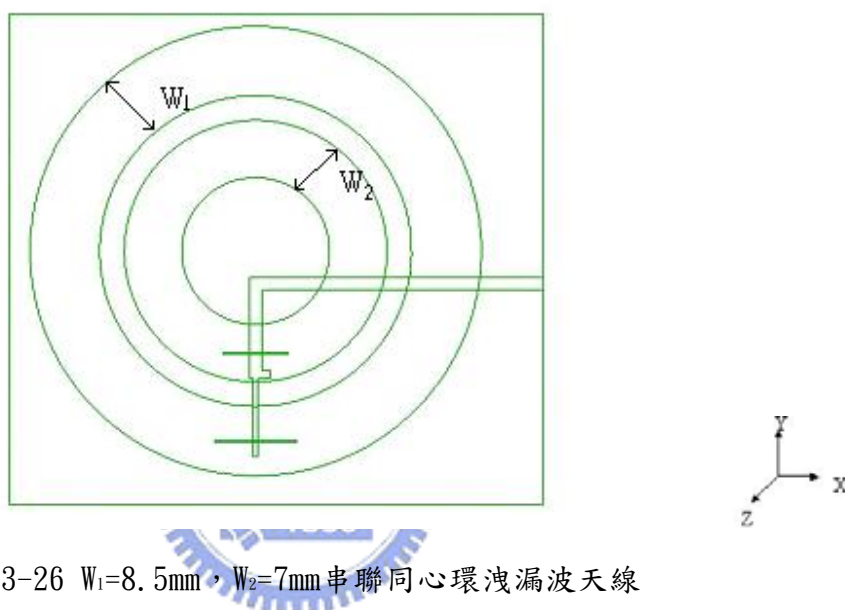


圖 3-26  $W_1=8.5\text{mm}$ ， $W_2=7\text{mm}$ 串聯同心環洩漏波天線

圖 3-27 是模擬及量測的 $S_{11}$

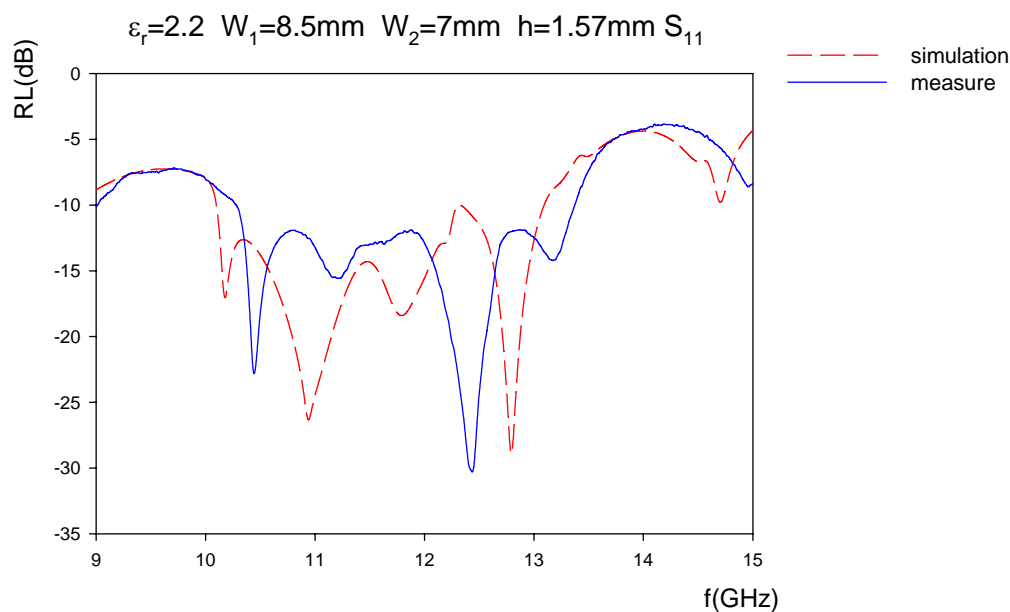


圖 3-27 串聯同心環洩漏波天線 $S_{11}$



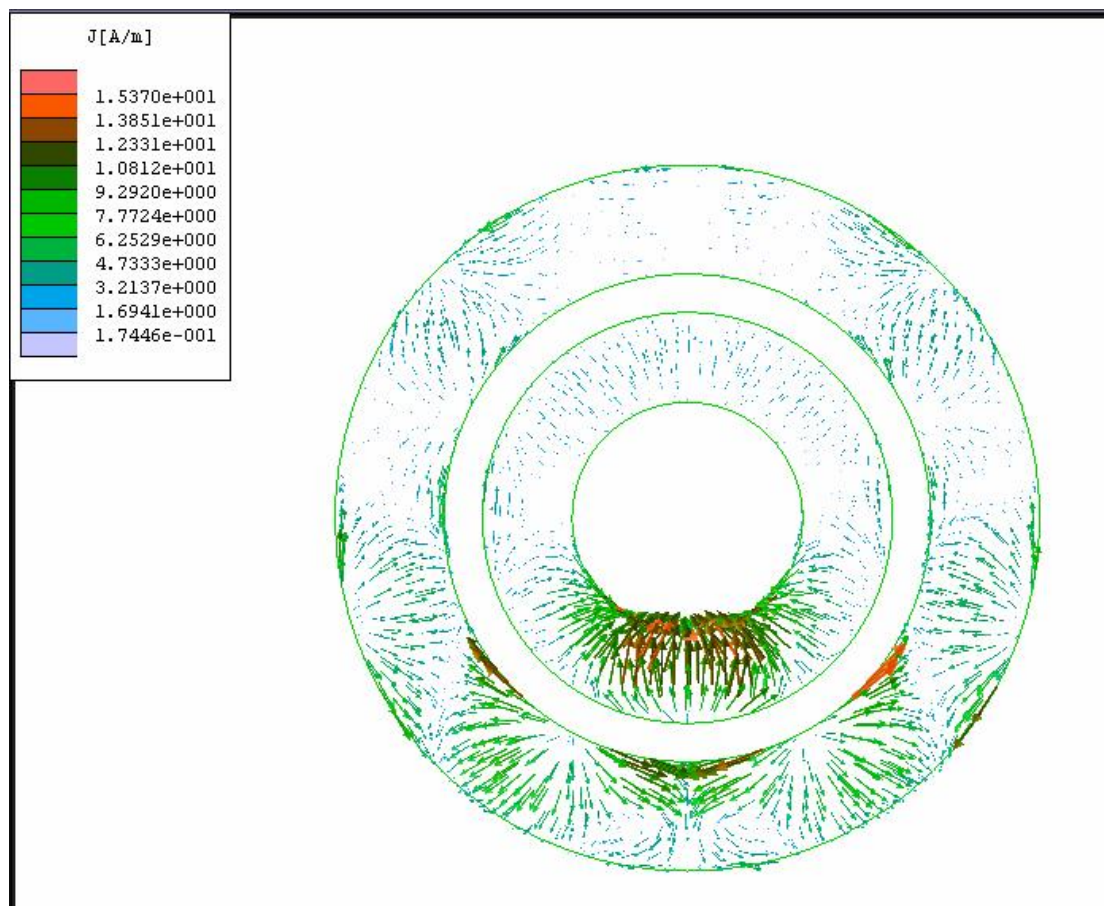


圖 3-28 11.8GHz 串聯兩同心環之電流分佈

圖 3-29 為實際串聯同心環的照相

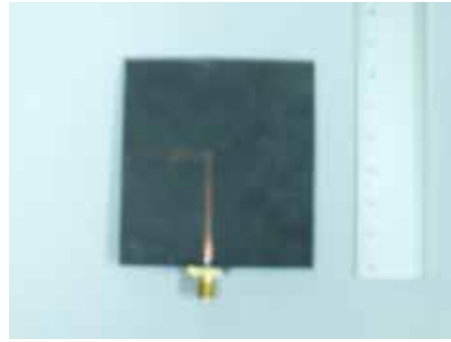
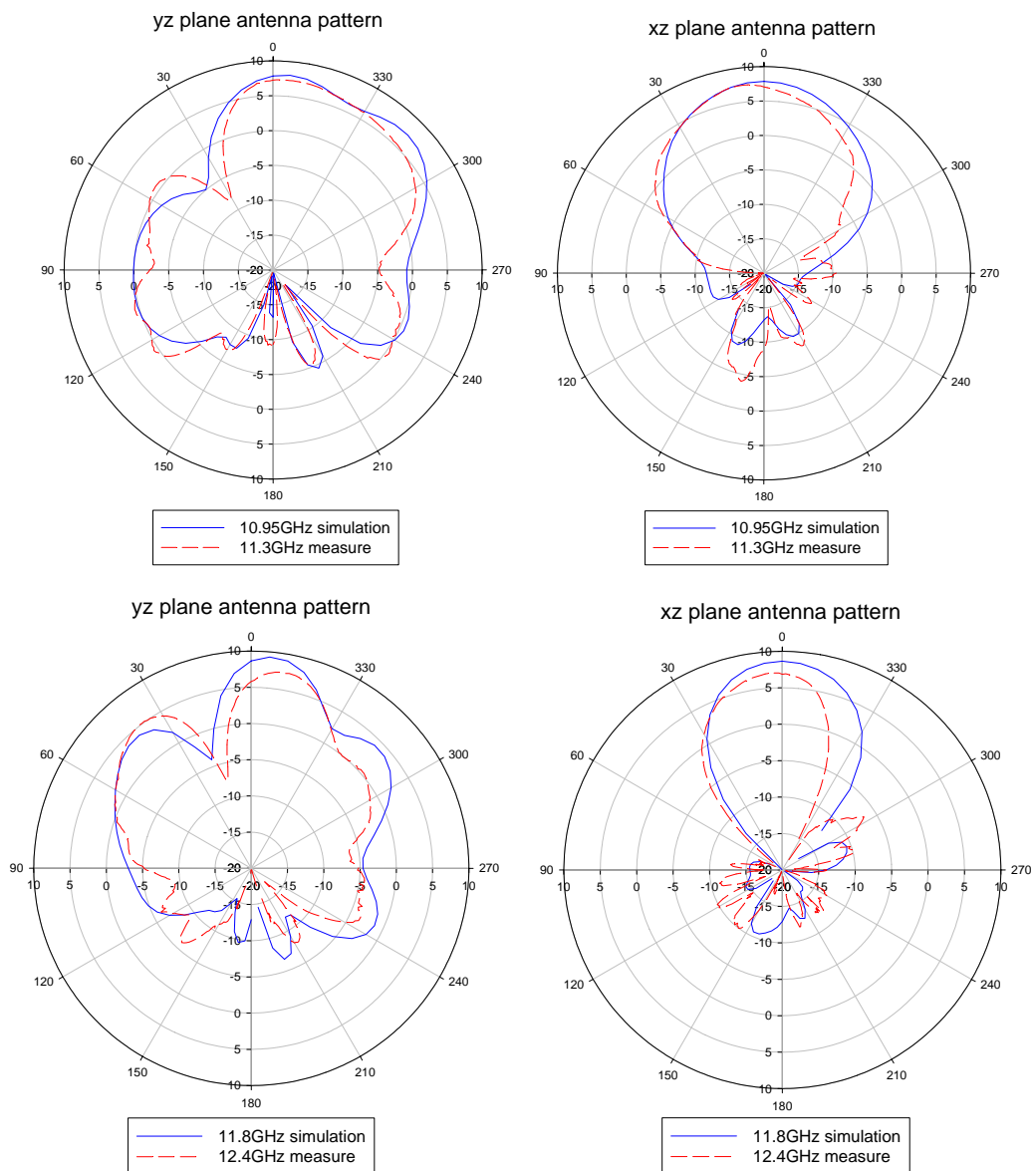


圖 3-29 串聯同心環，外環寬度=8.5mm，內環寬度=7mm 實體照相圖

圖 3-30 是模擬及量測的場型圖



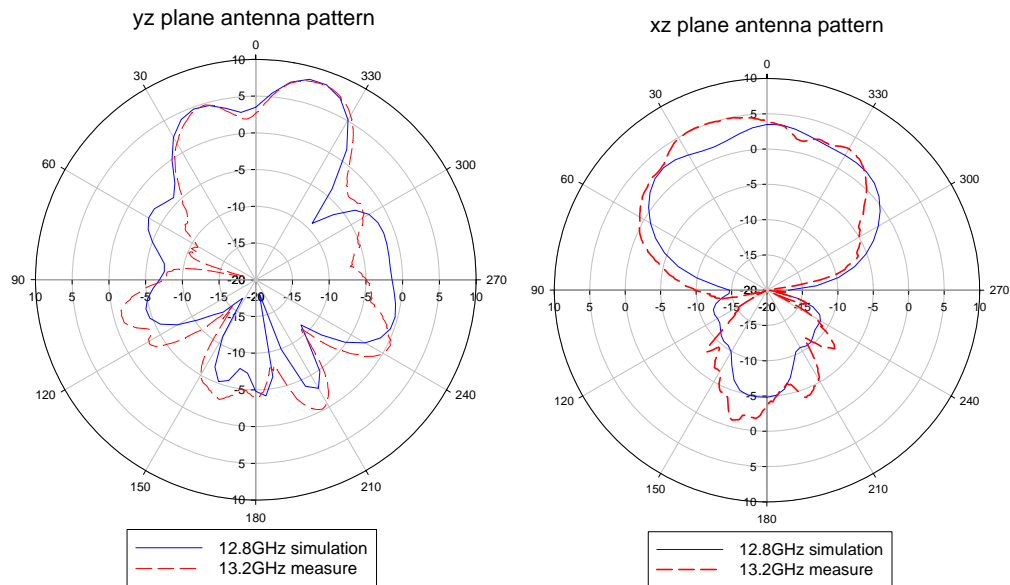


圖 3-30 串聯環形洩漏波天線模擬及量測場型比較

不管是在那個頻率點模擬及量測的場型都相似，其最大增益皆接近 10dBi，在這裡要說明 xz 平面所量出來的場型不一定會是最大主波的位置，因為天線本身有折繞過，所以最大主波束的位置會偏掉，所以先由兩個不同平面去找最大主波束的位置，之後我們再將天線傾斜一個角度去找最大主波束。如圖 3-30 在 13.2GHz 時主波束明顯不在 0 度，所以我們須找最大主波束，如圖 3-31 所示

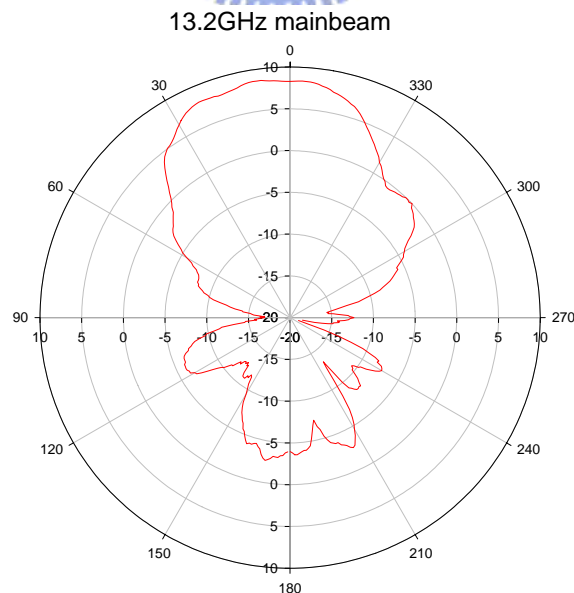


圖 3-31 13.2GHz 最大主波束

## 第四章

### 單一導體第二高階模洩漏波天線

#### 4.1 前言

所謂的單一導體洩漏波天線，意指沒有金屬在天線下方，有別於微帶洩漏波天線有金屬在天線下方。一般傳統的微帶洩漏波天線的頻寬大約只有 20%，主要是受限於基板的介電常數及饋入的電路。我們使用全波分析之積分方程對單一導體帶狀天線的結構做第二高階漏波模特性分析。

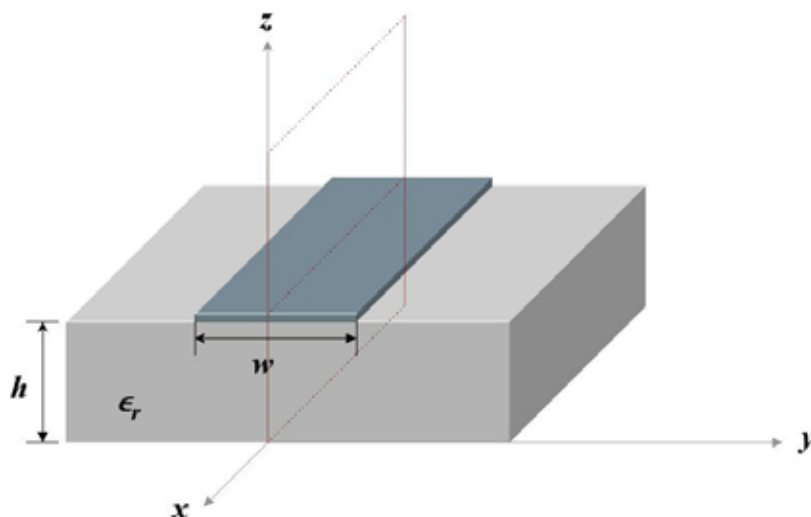


圖 4-1 單一導體帶狀天線結構圖

單一導體帶狀天線由xz平面為中心其電流分佈可以分成奇模或是偶模，奇模我們可以等效成有一完全電牆(perfect electric wall)在帶狀天線中央，而偶模則是等效成一完全磁牆(perfect magnetic wall)在中央。由於單一導體結構沒有金屬在基板下方，所以 $TE_0$ 和 $TM_0$ 表面波模(surface wave mode)可以存在在單一導體的結構，這種現象可能會產生一些不一樣的特性在我們的單一導體洩漏波天線。因為單一導體洩漏波天線本身寬頻的特性，所以必須有一寬頻的饋入結構。在[13]中，已經設計一寬頻的平衡至非平衡轉換器的饋入結構來激發單一導體第一高階模洩漏波天線，並可以得到良好的效果。在本論文中，由於單一導體第二高階模天線本身比第一高階模天線寬頻，且第二高階模的模態為偶模，而第

一高階模為一奇模，所以其饋入電路是不相同的。在第一高階模，由於是奇模，所以需要非平衡饋入，也就是一正一負的饋入，如圖 4-2 所示

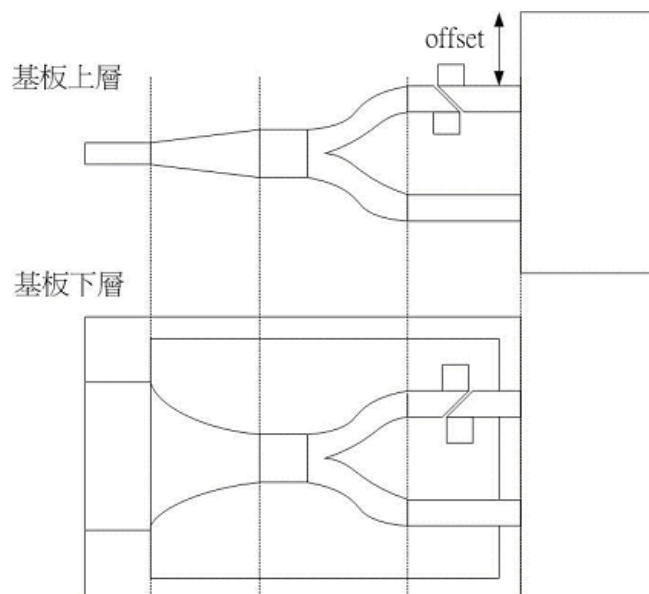


圖 4-2 第一高階模的饋入電路

圖 4-2 的饋入電路雖然也很寬頻，但主要是用於第一高階模的天線，在第二高階模的饋入方式必須找一個寬頻且又適合第二高階模的饋入電路。圖 4-2 的詳細參數及設計過程請看[14]。

為了激發第二高階模，我們使用一寬頻的饋入結構，也就是共平面波導 (coplanar waveguide) 的結構來激發出單一導體洩漏波第二高階模，在這裡的共平面波導結構我們是採用有金屬在基板下方，並不是一般的只有單一平面的共平面波導。我們是利用共平面波導其特殊的極性來達成之前所提及需要用偶模去激發的單一導體天線，圖 4-3 是單純的饋入結構不加單一導體天線，我們在前端使用一  $50\Omega$  的寬度的傳輸線，在這裡是一個共平面波導的結構，之後再慢慢緩變成三條電流極性為負、正、負的傳輸線，在這時便不是共平面的結構，反而像是三條彼此有距離且不同極性的傳輸線，我們使用這結構來激發第二高階模。

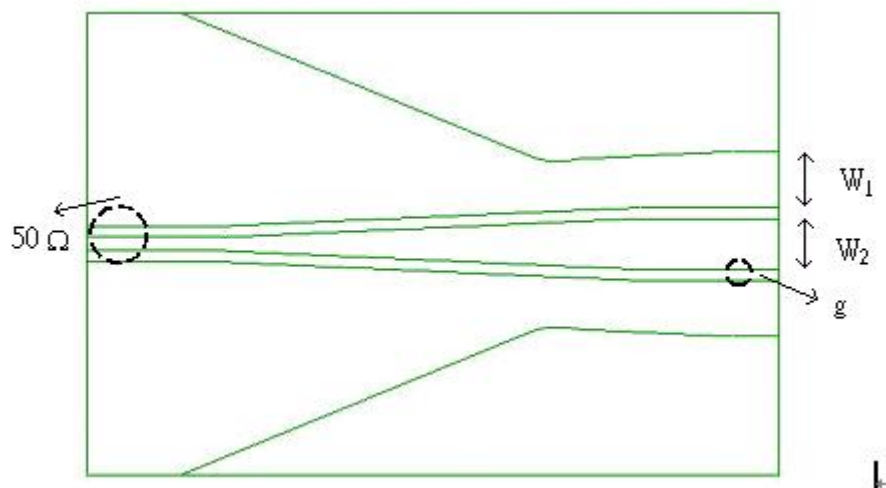


圖 4-3 共平面波導饋入結構， $W_1=6.05\text{mm}$ ， $W_2=5.5\text{mm}$ ， $g=1.2\text{mm}$





## 4.2 積分方程計算

為了簡算計算的程序，假設此單一導體結構在x及y方向皆無限延伸，且此結構近似為很薄，所以在單一導體上的表面電流 $J_s$ 只有x及y分量。根據結構上的對稱性，天線上的模態可被表示為奇對稱或是偶對稱，相當於放置一個完全磁牆或是完全電牆在天線中央，所以在這導體上的電流可以依模態的不同被分成奇對稱或偶對稱。

當場傳播往正x方向，可將表面電流表示成下式

$$J_s = \left[ \hat{x} J_x(y) + \hat{y} J_y(y) \right] e^{-jk_x x}$$

這裡 $J_x(y)$ 和 $J_y(y)$ 分別為單一導體上x方向及y方向的電流，傳播常數

$k_x = \beta - j\alpha$ ， $\beta$ 為相位常數， $\alpha$ 為衰減常數。再將 $J_x(y)$ 和 $J_y(y)$ 用已知的展開函數的線性結合表示成下式

$$J_x(y) \approx \sum_{n=1}^N a_n J_{xn}(y) \quad J_y(y) \approx \sum_{m=1}^M b_m J_{ym}(y)$$

在這裡 $a_n$ 和 $b_m$ 為未知的電流係數，而展開函數的選擇必須考慮此結構的電流為奇對稱或是偶對稱。其電場可用格林函數及表面電流 $J_s$ 表示如下式

$$E(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\omega/2}^{\omega/2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{EJ}(k_x, k_y, z) e^{jk_x(x-x')} e^{jk_y(y-y')} dk_x dk_y J_s(x', y') dx' dy'$$

在這單一導體結構，格林函數可被表示為下列式子

$$\tilde{G}_{EJ}^{ij} = \left[ \frac{f_e^{ij}(k_x, k_y)}{D_e(k_{yp})} + \frac{f_m^{ij}(k_x, k_y)}{D_m(k_{yp})} \right] e^{-u_0(z-h)}$$

$$u_0 = \sqrt{k_y^2 + k_x^2 - k_0^2}$$

$$k_{yp} = \sqrt{k_s^2 - k_x^2}$$

這裡 $k_0$ 為自由空間中波數， $k_s$ 為表面波模的波數， $i$ 和 $j$ 各可以用來代表x及y

方向的分量，在後面的附錄附上格林函數的詳細式子。可用矩陣及滿足電場在導體邊緣為零的邊界條件解出複數的  $k_x$ 。由於積分路徑本身在  $k_y$  平面為一從  $-\infty$  至  $\infty$  的開路積分，必須選擇適合的積分路徑來解  $k_x$  且要滿足在這積分路徑下物理意義。因為有  $TE_0$  及  $TM_0$  表面波模同時存在此一單一導體結構，有兩個適當的表面波極點  $k_{yp}$  出現在  $k_y$  平面。如圖 4-4 所示

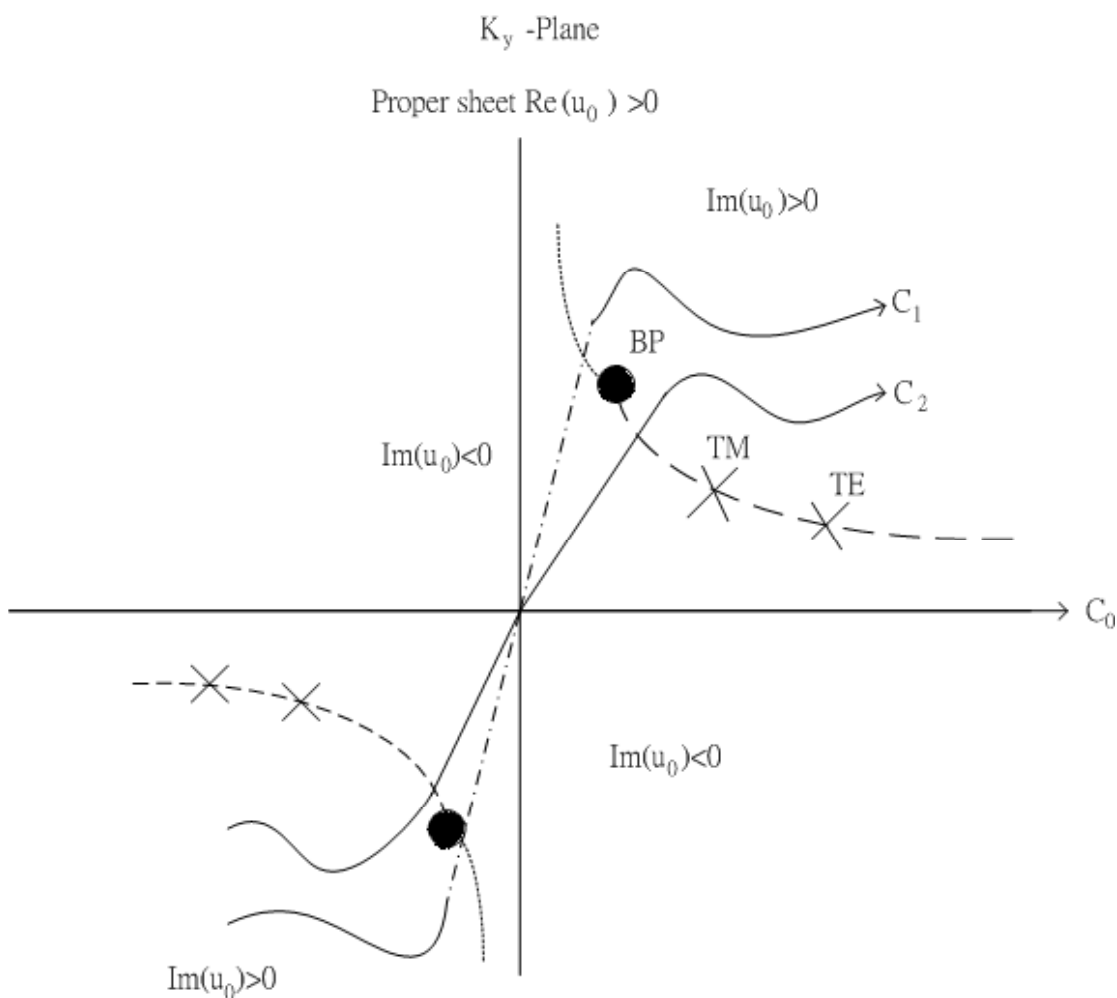


圖 4-4 在  $k_y$  平面逆傅葉轉換積分路徑

●: 分枝點, ×: 適當的表面波極點, 長虛線: 分枝切割線

虛點線: 積分路徑在不適當的平面

定義分枝切割線，也就是 TM 和 TE 表面波極點所在的線上滿足  $\text{Im}(u_0) = 0$ ，這個黎曼平面可以被分成適當平面  $\text{Re}(u_0) > 0$  (衰減至  $+z$  方向)，不適當平面  $\text{Re}(u_0) < 0$  (向  $+z$  方向增加)， $\text{Im}(u_0) > 0$  指出傳送出的波(向  $+z$ )， $\text{Im}(u_0) < 0$  指入射進來的波(向  $-z$ )。

對bound mode而言，積分路徑接近適當平面的實數軸，如 $C_0$ ，在此一情況，分枝點及表面波極點都位於虛數軸上。 $C_1$ 路徑代表我們在計算時已考慮表面波的效應。而路徑 $C_2$ 的部分路徑位於不適當的平面且也已考慮表面波的發生，而在不適當的平面其 $u_0$ 的虛部是跟適當平面的 $u_0$ 異號，這個積分路徑代表洩漏波的實際發生。



### 4.3 設計流程

在本節中，我們先找出第二高階模 $\alpha$ 與 $\beta$ 對頻率的關係，固定天線的寬度以達成我們想要的頻寬，之後再用前一節提到的饋入結構來實現單一導體第二高階模洩漏波天線，最後將實做出來的天線加以量測，以確認它的頻寬及場型。

在這一章中，我們使用RT Duroid5880 即 $\epsilon_r=2.2$ ，厚度 $h=0.508\text{mm}$ 的基板來實現我們的天線，圖 4-4 為規一化相位常數 $\beta$ 及規一化衰減常數 $\alpha$ 在不同的天線寬度對頻率的變化圖

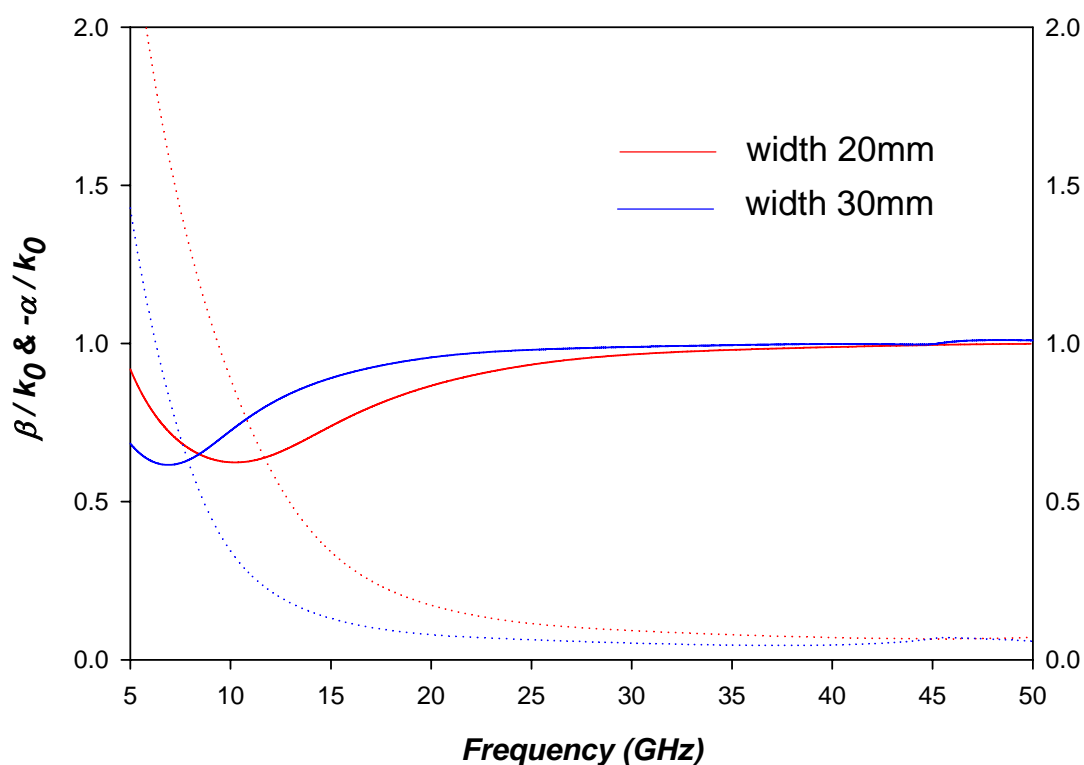


圖 4-5 單一導體第二高階模正規化傳播特性曲線圖

$$\epsilon_r=2.2, h=0.508\text{mm}$$

由圖 4-5 可看出當天線的寬度愈寬，其輻射範圍會往低頻移動，如上一章所說這是因為其等效諧振路徑變長的原因，致使輻射範圍向低頻移。在寬度為 20mm 時，其輻射範圍是從 $(\beta/k_0 \approx \alpha/k_0)$ 的頻率點到 $(\beta \approx k_0)$ 頻率點，也就是從 12GHz 至

53GHz，其放大的頻率圖在圖 4-6

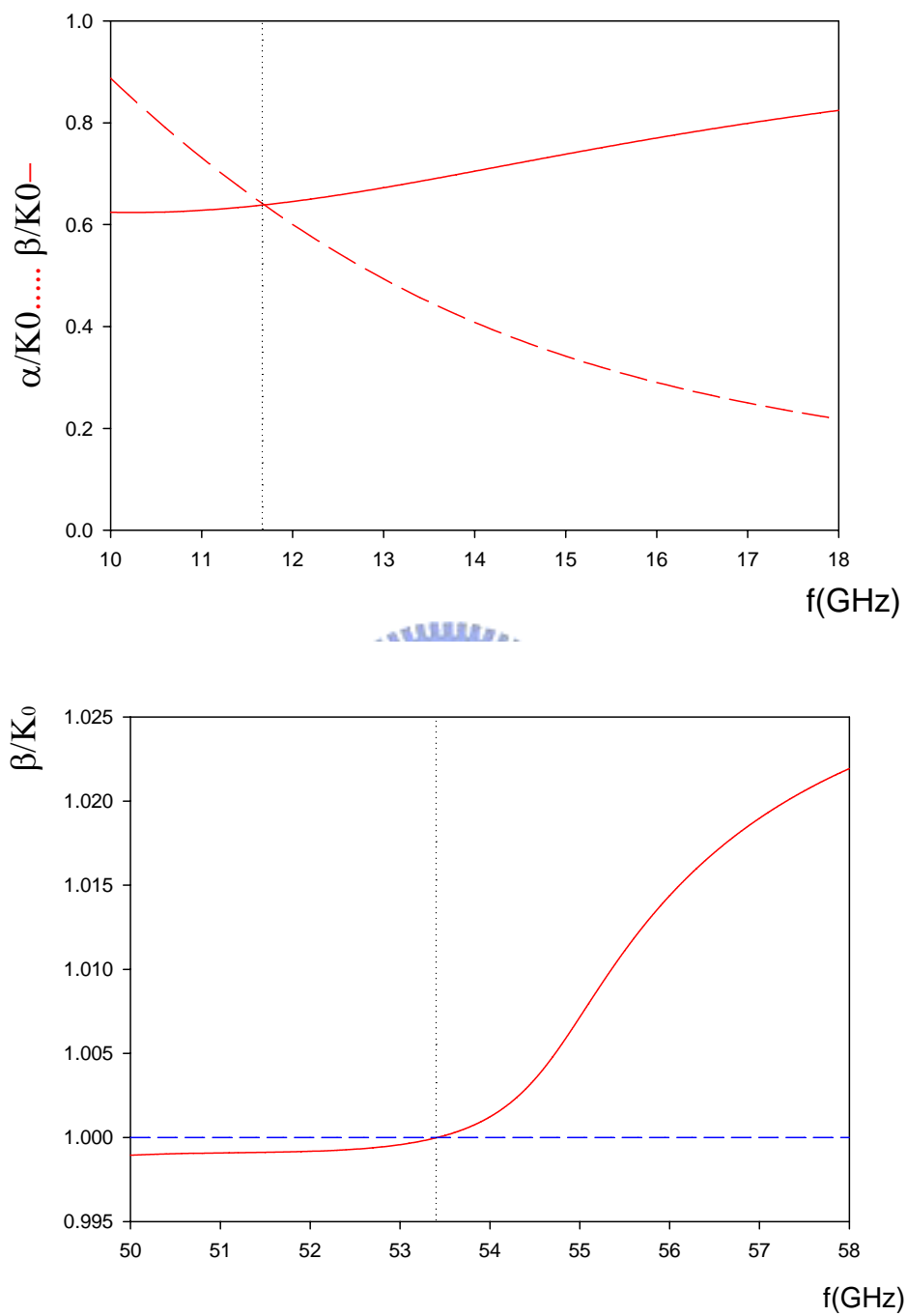


圖 4-6 天線寬度 20mm， $\beta/k_0$  及  $\alpha/k_0$  對頻率放大圖

從圖 4-6 可知，單一導體第二高階模洩漏波天線是一非常寬頻的天線，甚至比單一導體第一高階模寬，第二高階模頻寬比例約為 4.4:1。

回到圖 4-5，有一個需要注意的地方，我們可以看出  $\beta/k_0$  是呈現一個緩慢上升的曲線，且  $\beta/k_0$  與  $\alpha/k_0$  的交點亦在大約 0.62，且在接近 1 時也緩慢上升，由前面所述，洩漏波的場型最大主波束的仰角  $\theta \cong \cos^{-1}(\beta/k_0)$ ，所以可預測其場型大致都接近在 end-fire 的方向。

圖 4-7 我們模擬出第三及第四高階模之傳播特性曲線圖

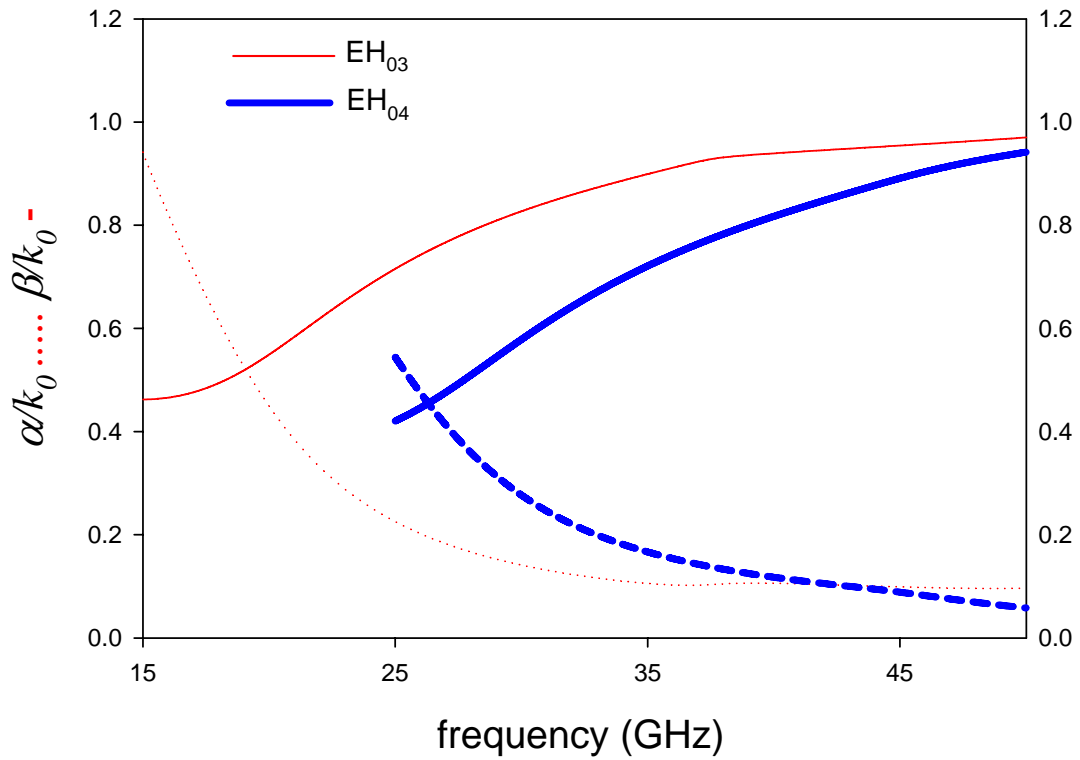


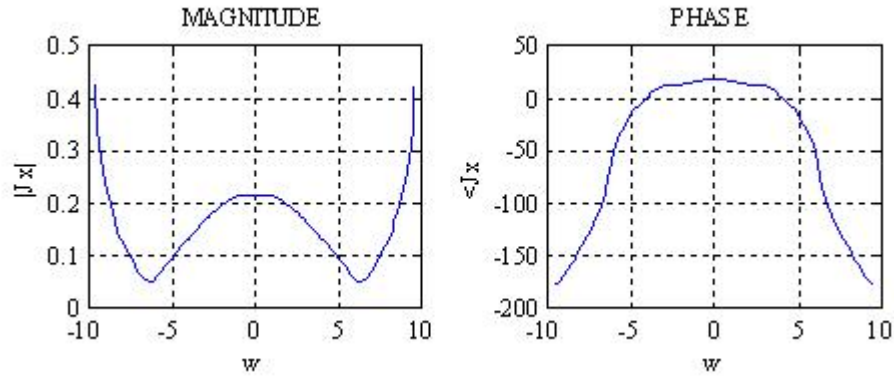
圖 4-7 單一導體洩漏波第三及第四高階模傳播特性曲線圖

$$\epsilon_r = 2.2, h = 0.508 \text{ mm}, W = 20 \text{ mm}$$

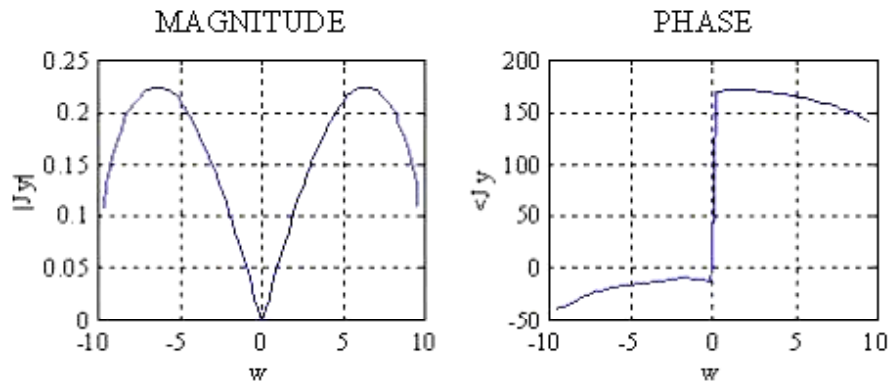
在固定寬度後，可觀察到愈高階的模態，其輻射範圍向高頻移動，不同的模態就需要不同的饋入結構，第三高階模為一奇模，而第四高階模為一偶模，就如同第二高階模為一偶模，我們就必須使用共平面波導的饋入方式來激發。



前面提到第二高階模為一偶模，圖 4-8、圖 4-9、圖 4-10 是不同頻率模擬出來電流大小及方向，為了驗證其電流，我們分成 x 方向及 y 方向分佈，從天線的結構來看也就是分成縱向及橫向分佈。



(a)

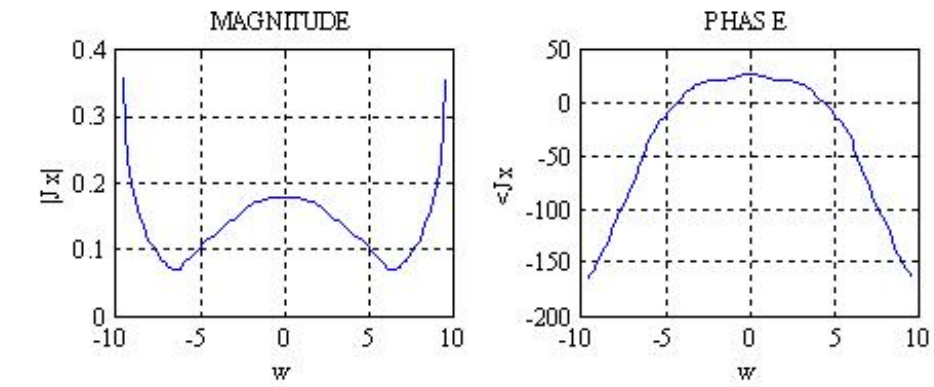


(b)

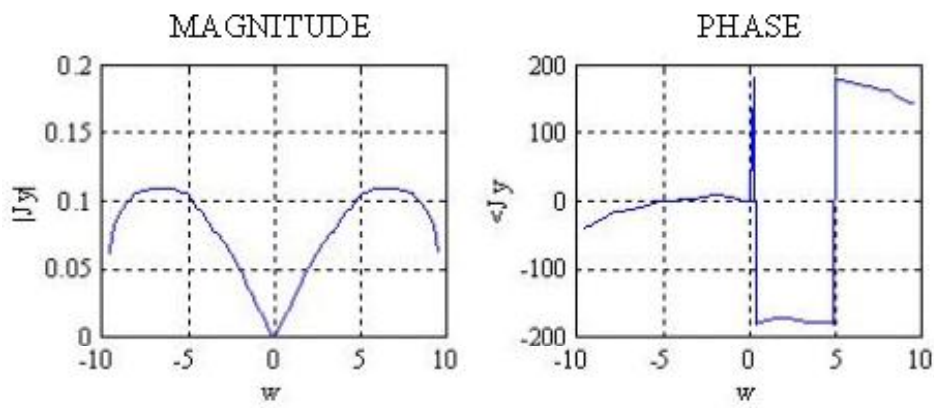
圖 4-8 17GHz 第二高階模電流分佈(a)縱向 x 方向電流(b)橫向 y

方向電流( $W=20\text{mm}$ ， $h=0.508\text{mm}$ ， $\epsilon_r=2.2$ )

在縱向 x 方向，相對於  $W=0$  的位置，各跟左右邊緣相位差 180 度，為一偶模。而橫向 y 方向電流以  $W=0$  而言，左右電流反向從中心流出，符合負、正、負的橫向特性。再由其電流特性推知第二高模的遠場場型應有兩根主波束，有別於第一高階模的一根主波束。再由以上的電流分佈，在設計饋入電路可參考其電流大小的分佈位置，一般來說，我們必須把我們的饋入電路饋入到電流強度較大的位置，以期望可以容易激發出我們所需的模態。

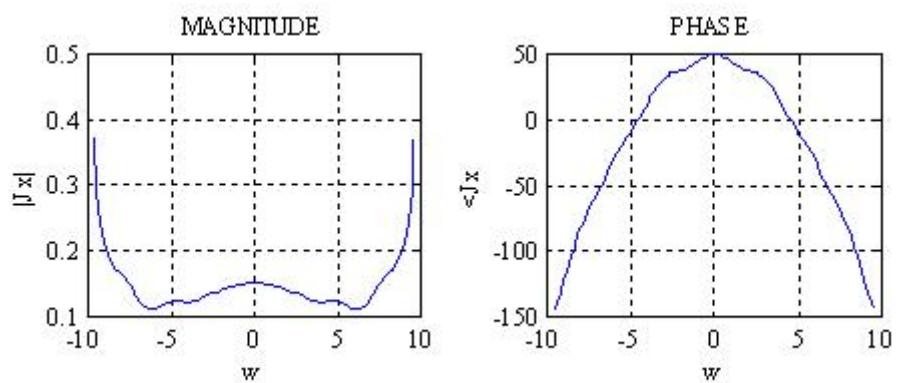


(a)

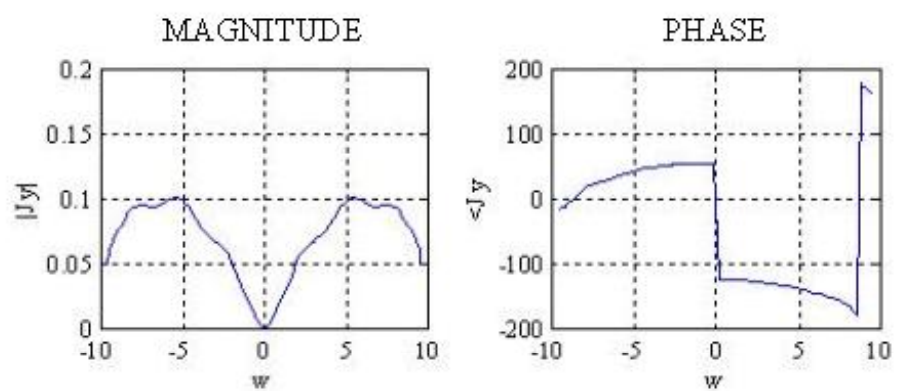


(b)

圖 4-9 25GHz 第二高階模電流分佈(a)縱向 x 方向電流(b)橫向 y 方向電流( $W=20\text{mm}$ ， $h=0.508\text{mm}$ ， $\epsilon_r=2.2$ )



(a)



(b)

圖 4-10 36GHz 第二高階模電流分佈(a)縱向 x 方向電流(b)橫向 y 方向電流( $W=20\text{mm}$ ， $h=0.508\text{mm}$ ， $\epsilon_r=2.2$ )

#### 4.4 量測結果

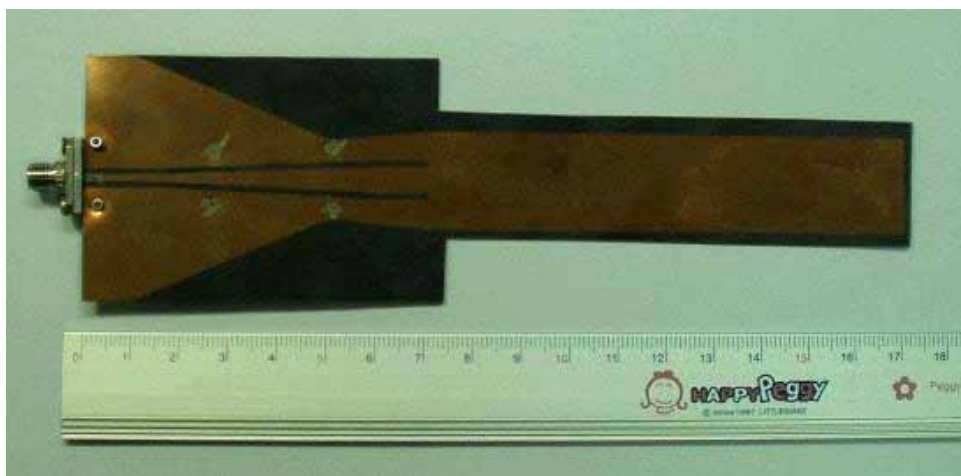


圖 4-11  $W=20\text{mm}$ ，天線長度 $L=100\text{mm}$ ， $h=0.508\text{mm}$ ， $\epsilon_r=2.2$

單一導體洩漏波第二高階模天線

圖 4-11 為實際天線之圖，我們在饋入電路的左右各加上 via hole 為了使共平面波導不要有其他我們不要的模態產生，也就是使兩側的地相同電位。

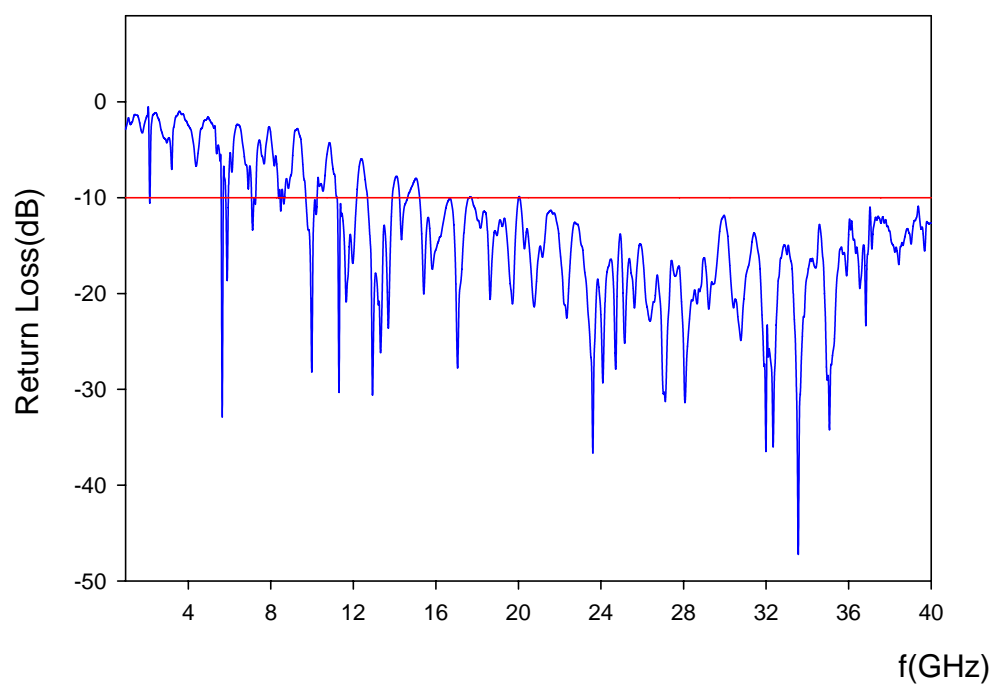


圖 4-12 量測第二高階模天線的 $S_{11}$ ，基板厚 $h=0.508\text{mm}$

$\epsilon_r=2.2$ ， $W=20\text{mm}$

在量測天線場型前，見圖 4-1，我們定義 xy 平面為天線 E 平面，因為電流在此平面上流動，而 xz 平面為 H 平面。

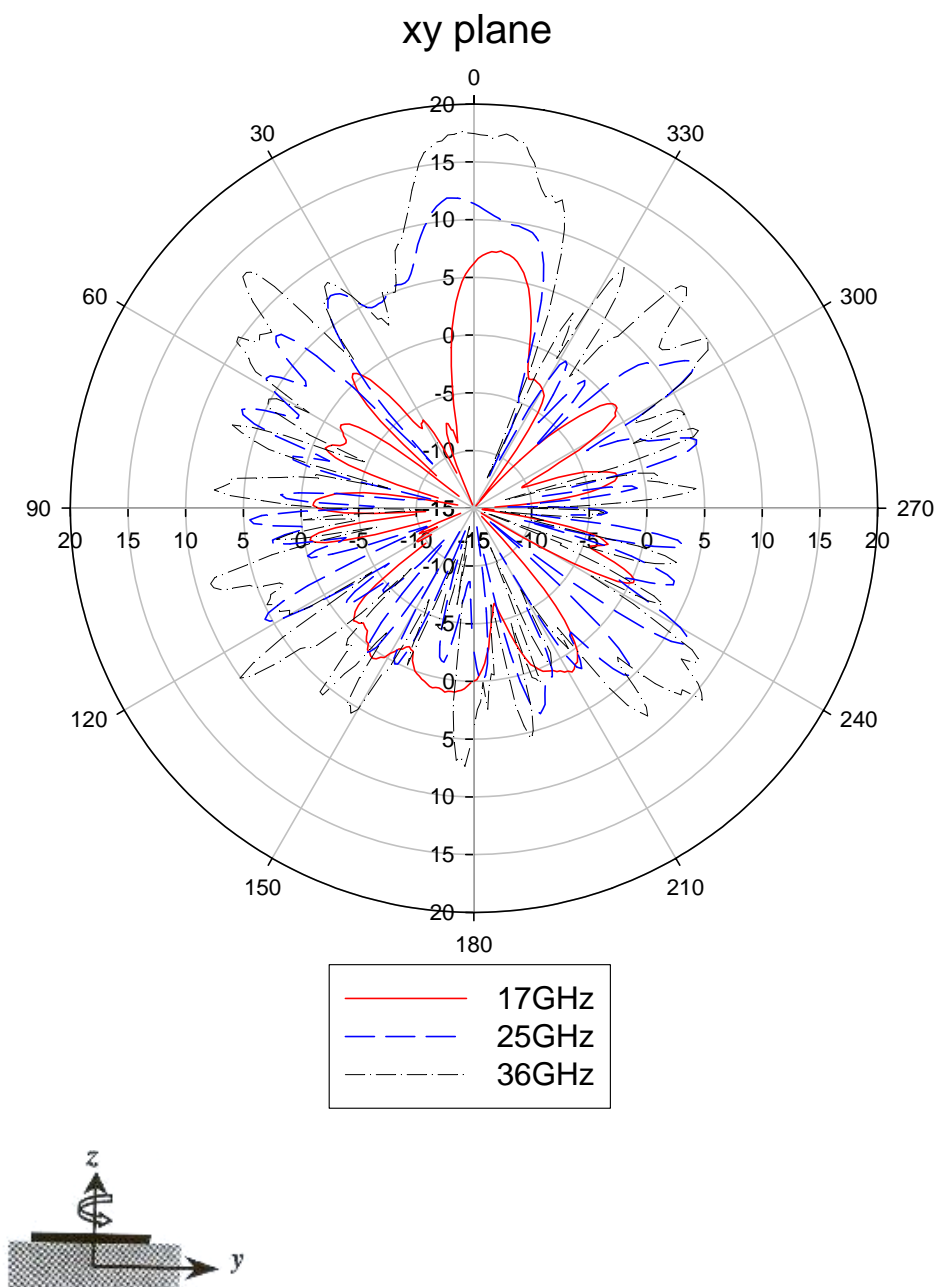


圖 4-13 不同頻率量測的 xy 平面場型(E 平面)

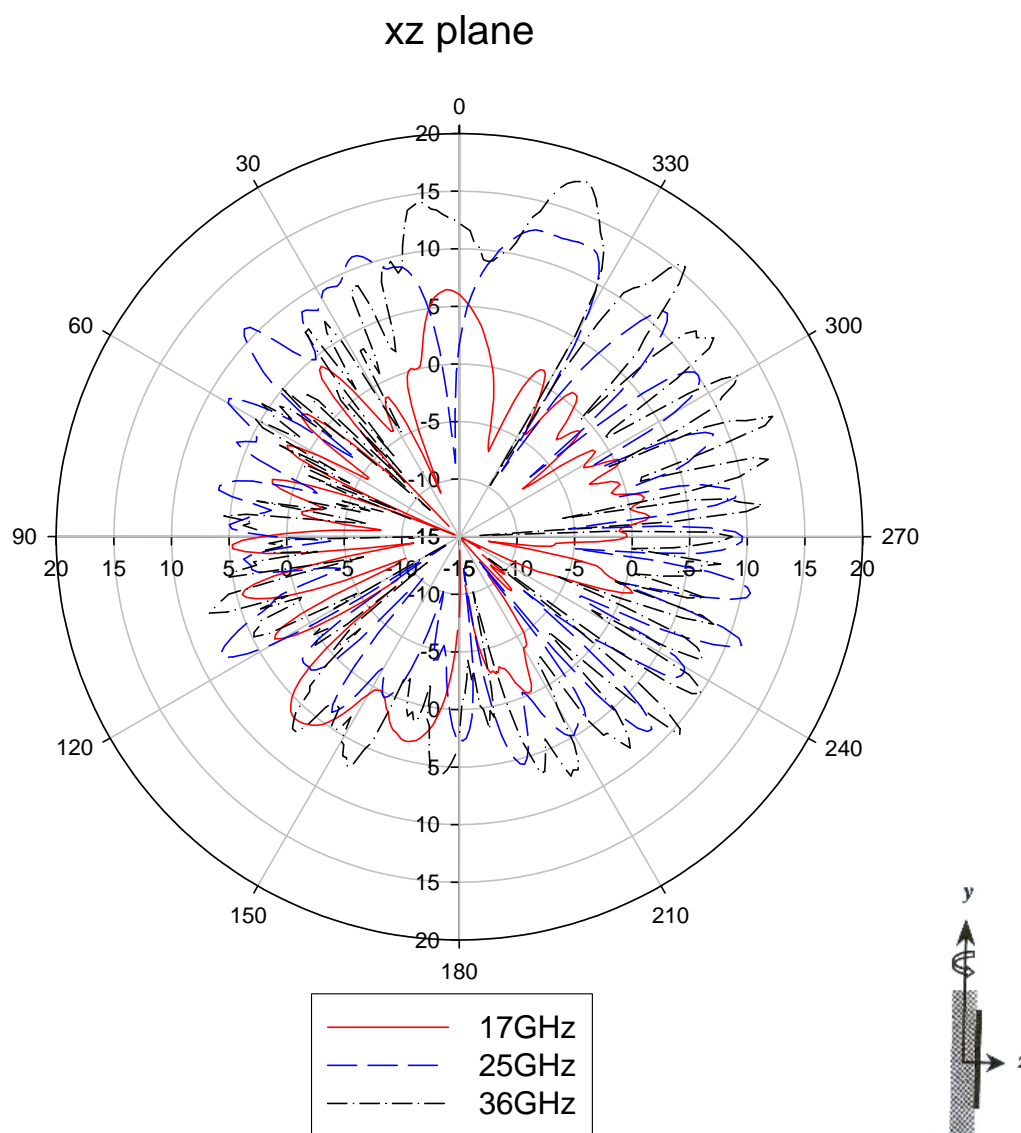


圖 4-14 不同頻率量測 xz 平面場型(H 平面)

圖 4-13 為 E 平面的場型，可看到當頻率愈高，天線增益愈高，本來預期在 xy 平面其場型會有兩個主波束，但有可能因為饋入電路彼此太接近，造成合成一個主波束，圖 4-13 的場型是稍微將天線向上傾斜 10 度角所量測到。

由於單一導體天線底下沒有金屬，所以在量測 xz 平面時會有兩個波束出現，在角度 0 度時為最小，其中會有一邊的波束比較小，因為底下有  $\epsilon_r = 2.2$  的基板存在，使得其中一側的波束會比較小，大約小了 3dBi 左右，如圖 4-14 所示。

圖 4-15~20 為不同頻率下且每隔 5 度量測一次的場型圖

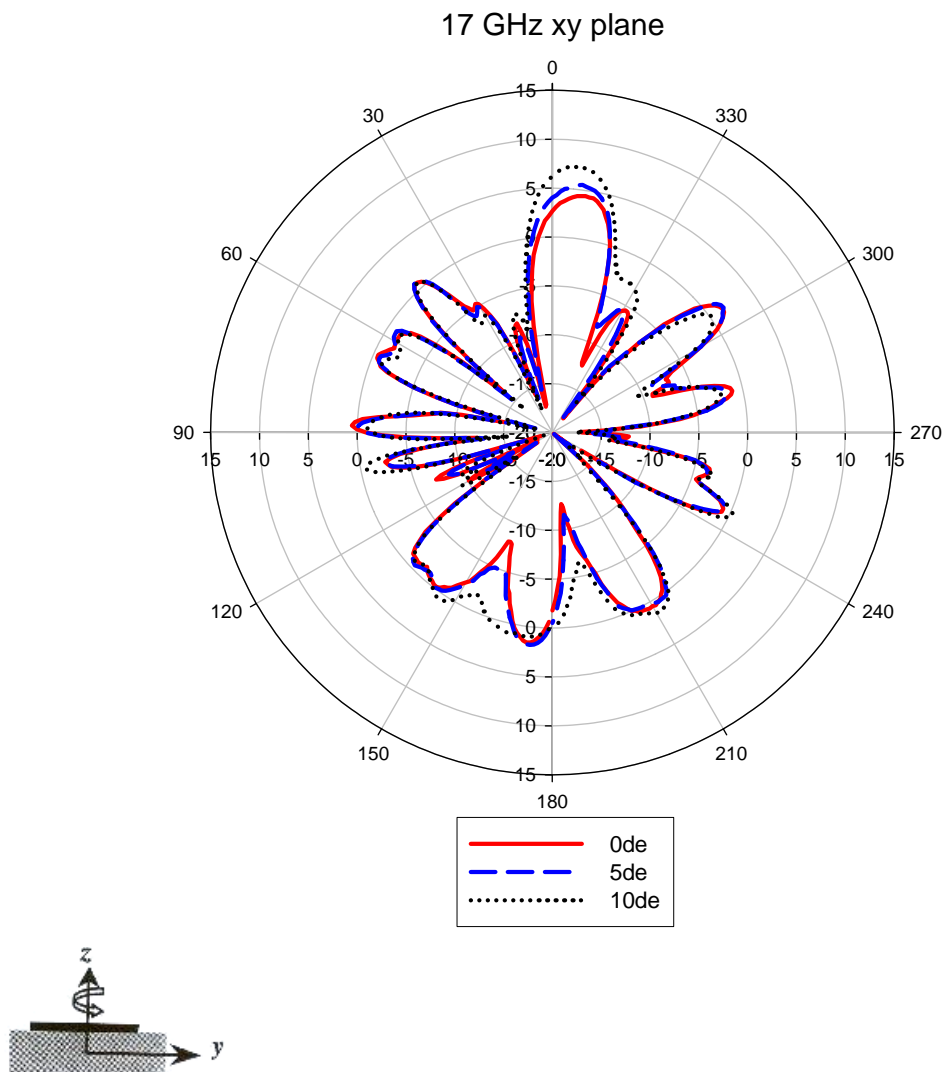


圖 4-15 17GHz 不同角度 xy 平面場型

前面提到由於單一導體的  $\beta/k_0$  隨頻率變化不大，以致於其 xy 平面的場型接近 end-fire 方向，圖 4-15 顯示最大增益在將天線向上傾斜 10 度所量測到，最大增為 7dBi。



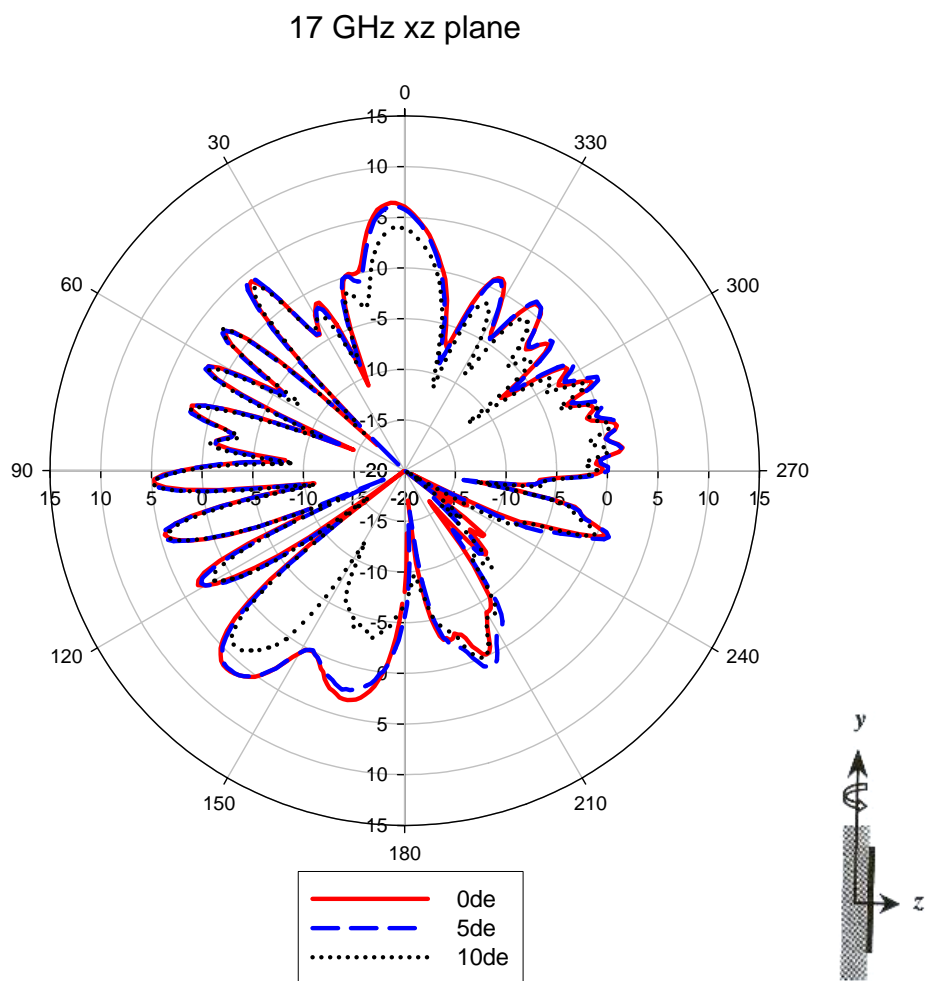


圖 4-16 17GHz 不同角度 xz 平面場型

在 17GHz 因為處於剛開始有洩漏波的現象，所以並沒有很清楚看到左右各有一個主波束。

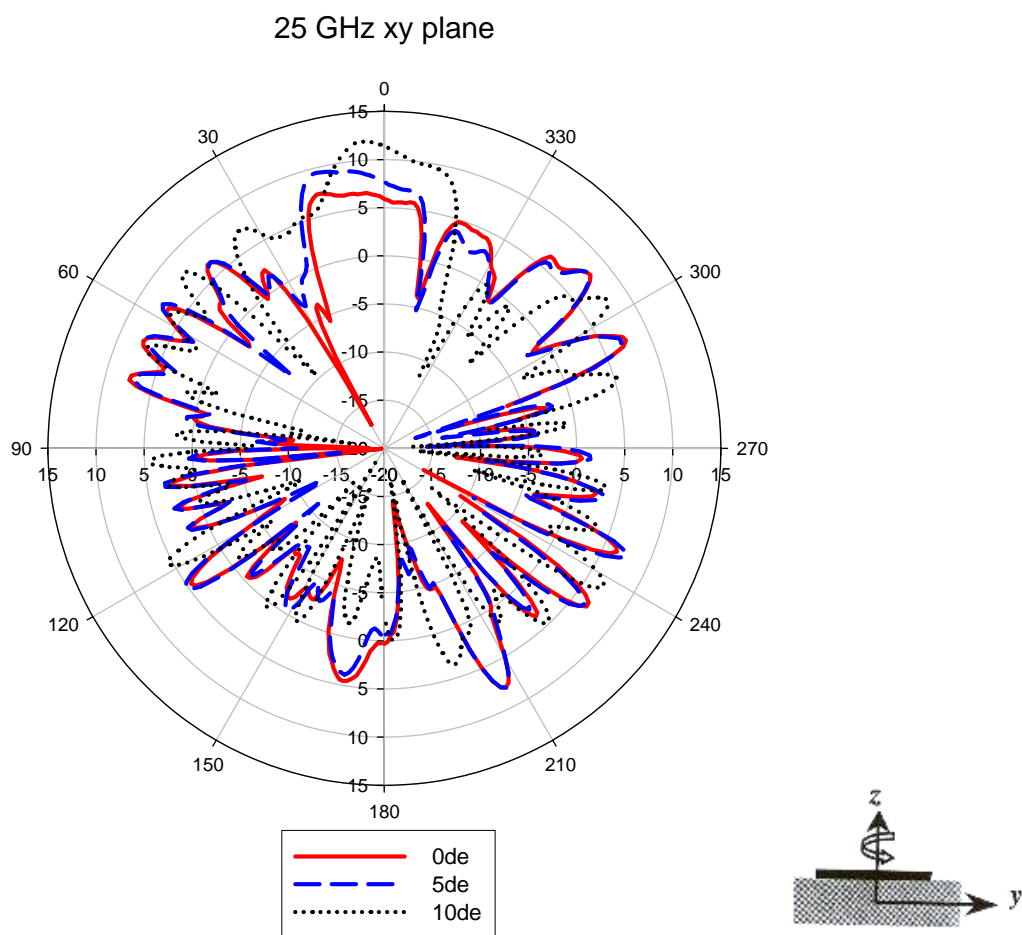


圖 4-17 25GHz 不同角度 xy 平面場型

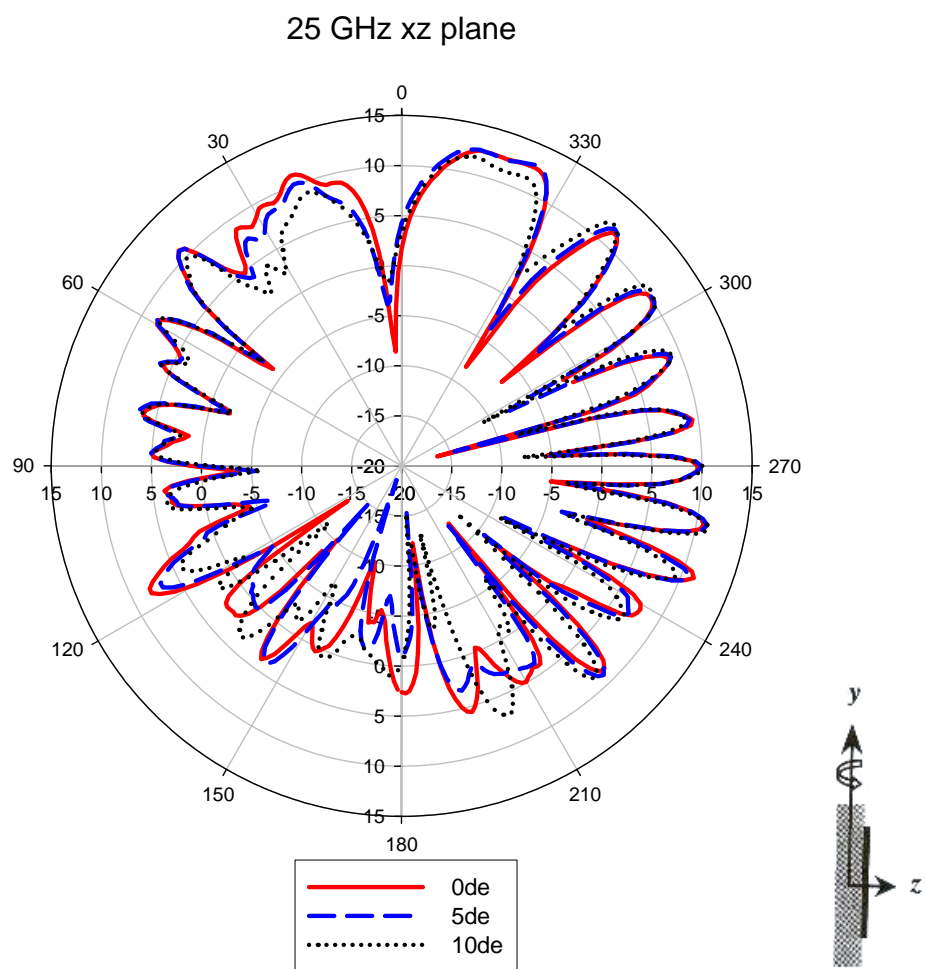


圖 4-18 25GHz 不同角度 xz 平面場型

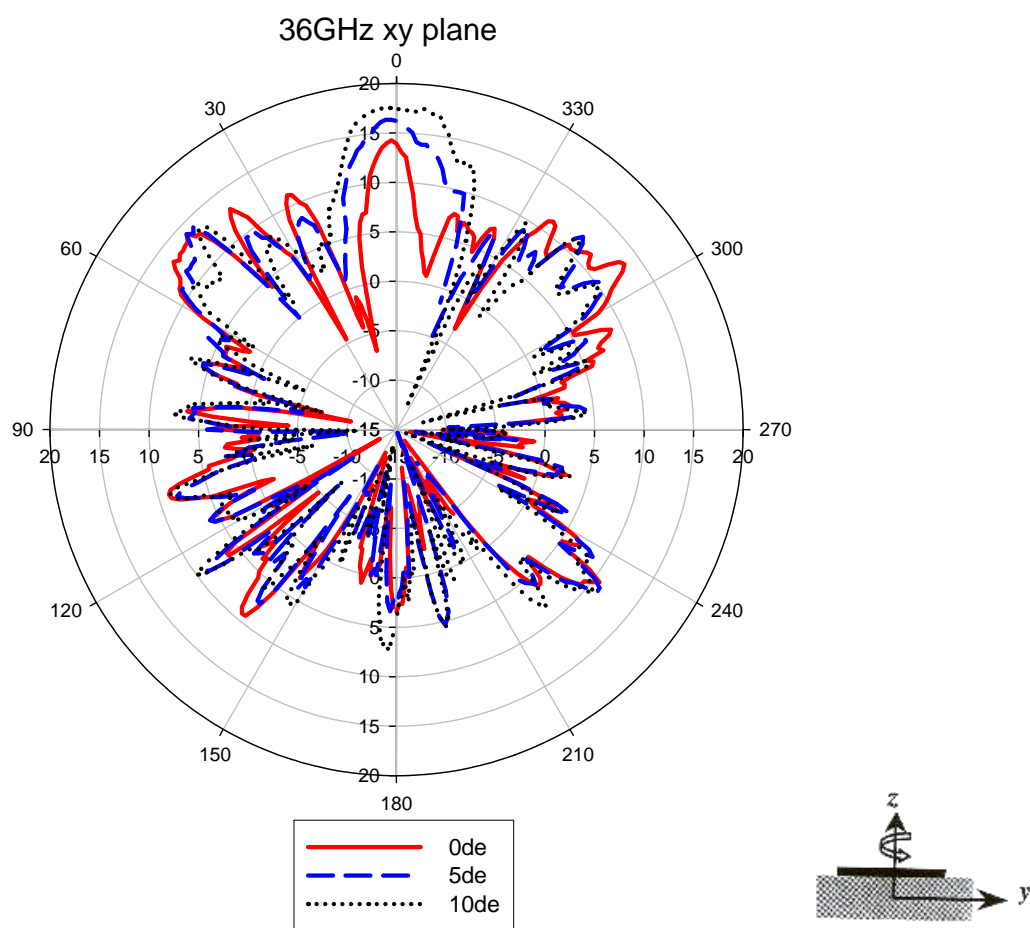


圖 4-19 36GHz 不同角度 xy 平面場型

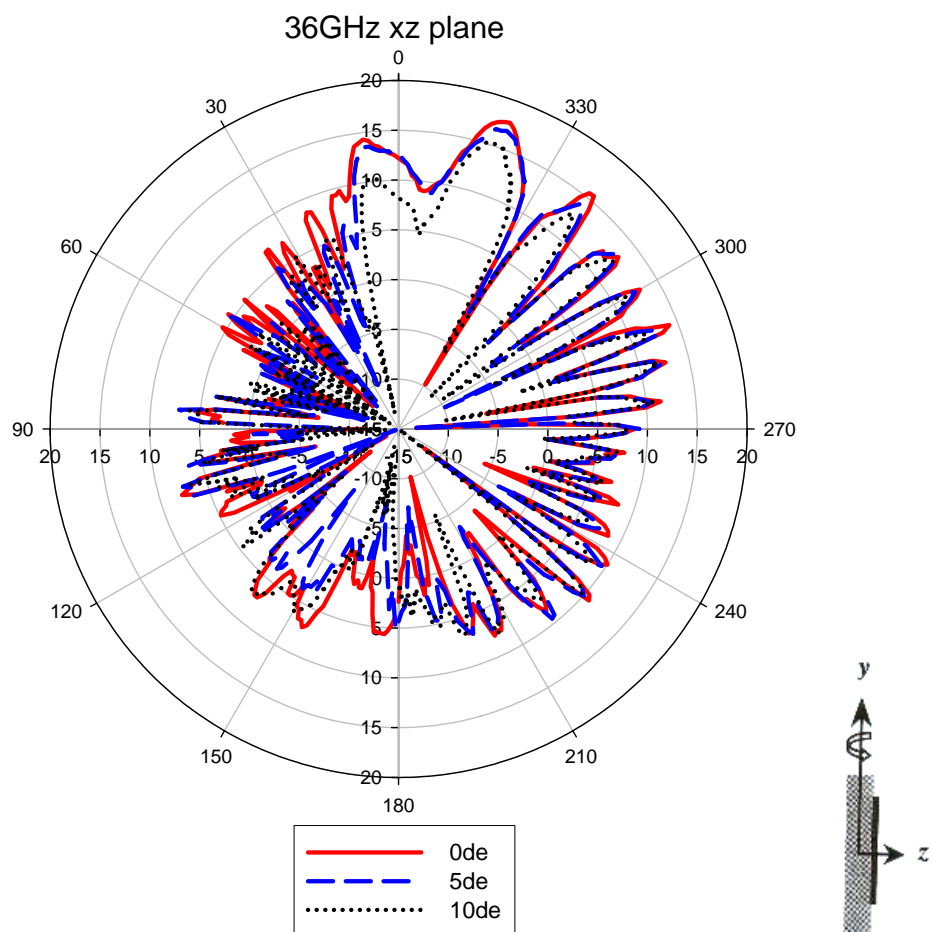


圖 4-20 36GHz 不同角度 xz 平面場型

## 第五章 結 論

### (Conclusion)

環形第一高階模天線比傳統的微帶洩漏波天線小，且因為使用槽孔耦合，可降低天線場型的旁波束。由於本論文所做的頻段屬於比較高頻，未來可考慮將頻段向下調，符合工業界所需之頻段。由於是封閉結構，諧振模有可能會產生，必須注意其電流分佈以避免諧振模出現。槽孔耦合饋入網路的位置對激發模態有很重要的影響，不同大小的槽孔及它的位置決定是否可以激發出模態。

在未來，可以使用環形第一高階模天線進而去達成圓極化天線產生，只要設計好夠寬頻的饋入網路，在這方面可以繼續去研究。

單一導體第二高階模洩漏波天線使用一寬頻的共平面波導饋入方式，有別於傳統的微帶洩漏波天線，它具有相當寬頻的特性，從 12GHz~53GHz 約為 4.4:1 頻寬比。也因為其規一化相位常數  $\beta/k_0$  在整個頻段接近於 1，造成其場型最大主波束固定在 end-fire 方向。

## 參考文獻

- [1] H. Shigesawa, M. Tsuji, and A. A. Oliner, "Dominant mode power leakage from printed-circuit waveguide, " *Radio sci*, vol.26, pp.559-564, Mar-Apr.1991
- [2] G. J. Chou and C.-K.C. Tzuang, "An integrated quasi-planar leaky-wave antenna, " *IEEE Trans. Antennas Propagat*, vol.44, pp.1078-1085, Aug 1996
- [3] C.-K.C. Tzuang, S.-P. Liu, and G. J. Chou, "Integrated active leaky-wave antenna employing arched microstrip line, " in *Proc. 8<sup>th</sup> Asia. Pacific Microwave conf.* pp.335-338, 1995
- [4] G. J. Chou and C.-K.C. Tzuang, "Oscillator-type active integrated antenna: the leaky mode approach, " *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* , vol.44, pp.2265-2272, Dec 1996
- [5] T. L. Chen and Y. D. Lin, "Excitation of the microstrip higher order leaky modes by aperture-coupling method, " *Proc. IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.* June 2000, pp.625-628
- [6] T. L. Chen and Y. D. Lin, "Aperture-coupled microstrip second higher order leaky-mode antenna, " in *Proc. 14<sup>th</sup> Asia-Pacific Microwave conf.* pp.1060-1063, 2001
- [7] Y. D. Lin, J. W. Sheen and C.-K.C. Tzuang, "Analysis and design of feeding structures for microstrip leaky wave antenna, " *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* Vol.44, pp.1540-1547, Sept. 1996
- [8] Y. Qian, B. C. C. Chang, T. Itoh, K. C. Chen and C.-K.C. Tzuang, "High-efficiency and broadband excitation of leaky mode in microstrip structures, " in *Proc. IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.* June 1999, pp.1419-1422
- [9] W. Menzel, "A new traveling-wave antenna in microstrip, " *Archiv. Electro. Ubertrag. Tech.* , vol.33, pp.137-140, 1979



- [10] A. A. Oliner and K. S. Lee, "The nature of the leakage from higher-order modes on microstrip line," in 1986 *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig. Baltimore*. 1986, pp.57-60
- [11] D. M. Pozar, "A microstrip antenna aperture coupled to a microstrip line," *Electron. Lett.* Vol.21, pp.49-50, Jan 17, 1985
- [12] C. Luxey and J. M. Latheurte, "Simple design of dual beam leaky-wave antennas in microstrips," *Microwave antennas and propagation, IEE proceedings* Dec, 1997
- [13] W. Hong and Y. D. Lin, "Single-conductor strip leaky-wave antenna," to appear in *IEEE Trans. Antennas Propagation* vol.1, 16-21 June 2002
- [14] W. Hong, "Broadband Microstrip Leaky-Wave Antennas," *Ph. D Thesis*, 2002

