

國立交通大學

電信工程學系

碩士論文

槽線洩漏波天線

Slotline leaky wave antenna

研究生：陳志豪 (Zhi-Hao Chen)

指導教授：林育德 博士 (Dr. Yu-De Lin)

中華民國九十七年七月

國立交通大學

國立交通大學

電信工程學系碩士班

碩士論文

槽線洩漏波天線

Slotline leaky wave antenna



研究生：陳志豪 (Zhi-Hao Chen)

指導教授：林育德 博士 (Dr. Yu-De Lin)

中華民國九十七年七月

槽線洩漏波天線

Sloline leaky wave antenna

研究生：陳志豪

Student : Zhi-Hao Chen

指導教授：林育德 博士

Advisor : Dr. Yu-De Lin

國立交通大學

電信工程學系碩士班



A Thesis

Submitted to Department of Communication Engineering
College of Electrical Engineering and Computer Science

National Chiao Tung University

In Partial Fulfillment of the Requirements

For the Degree of

Master of Science

In

Communication Engineering

June 2008

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十七年七月

槽線洩漏波天線

研究生：陳志豪

指導教授：林育德 博士

國立交通大學 電信工程學系

摘要

一般洩漏波天線具有低成本、高增益和掃頻等優點。在本論文中，我們將會用 SDA 加上數值分析的方法找出槽線結構的第一高階模的特性，以及含地的介質波導在高階模的物理關係。其物理關係為當槽線寬度趨近於零時，則槽線結構的第一高階模的特性就會等同於含地的介質波導在高階模的特性。之後再利用符合第一高階模的物理特性的饋入結構，激發出我們所想要的模態。

由於槽線結構的第一高階模的基本物理條件為 PMC，所以我們使用微帶線轉共平面波導的方式來饋入。微帶線轉共平面波導，是由微帶線在下，共平面波導在上，中間藉由一個耦合轉換的電路，使能量由微帶線經由轉換的電路耦合至共平面波導，使其達至寬頻的效果，並且用來當作洩漏波天線之基本饋入結構。

在本論文中，我們利用槽線結構的第一高階模的特性，設計不同槽線寬度的輻射頻帶，進而設計出符合不同槽線寬度的槽線洩漏波天線。理論的數據、模擬和量測的結果將會表現在本文中，進而確定槽線結構的第一高階模的存在。

Slotline leaky wave antenna

Student: Zhi-Hao Chen

Advisor: Dr. Yu-De Lin

Department of Communication Engineering
National Chiao Tung University

In general, the leaky wave antenna has many advantages such as low cost, frequency scanning, and high gain. The relation of the propagation characteristics of the slotline first higher mode and the higher order mode of dielectric slab are presented in detail in this paper. It is found that the first higher order mode of slotline will be formed the characteristics of the higher order mode of dielectric slab when the width of slotline approaches to zero.

Dependence of the propagation characteristics on structural parameter are analyzed. Two different widths of slotline structure will be excited by feeding the slotline with a microstrip-to-CPW transition. The reason for this feeding is to make antenna broadband. Experimental results show good agreement with our numerical results, and also confirm the existence of the slotline first higher order mode.

誌謝

首先要感謝林育德博士在碩士生涯這兩年來的指導，給我們一個優良的研究環境。在研究的過程中，給予正確的方向和經驗上的指導，更教導我們不論是做研究或做事上有的態度。

再來我非常感謝林烈全學長在碩士兩年中無私的教導，使得研究得以順利的完成，特別是在程式上的指點，真是讓我獲益良多。另外做我隔壁的程奕翔，是我的革命戰友，在遇到瓶頸的時候總是給予適當的幫助和鼓勵，也一起度過了許多的困難。其他的同學如陳建宏、陳鈺、趙家綱和學弟們，我們會互相討論互相的研究主題，也會互相幫助對方，讓我覺得這一個有良好風氣的實驗室，有了他們才使得碩士生活變得更加多采多姿。

最後要感謝最支持我的家人，我最親愛的爸爸、媽媽、弟弟還有女朋友，謝謝你們無條件的支持，讓我能夠沒有後顧之憂完成我的學業



目錄

中文摘要.....	i
英文摘要.....	ii
謝誌.....	iii
目錄.....	iv
圖錄.....	v
表錄.....	vii
第一章 導論.....	1
1.1 動機與目的.....	1
1.2 章綱大綱.....	2
第二章 基本原理和數值結果.....	3
2.1 槽線結構第一高階模數值分析.....	3
2.1.1 頻譜分析法.....	3
2.1.2 Galerkin's method.....	5
2.1.3 積分路徑的選擇.....	8
2.1.4 第一高階模.....	9
2.2 含地介質波導的高階模變化.....	10
2.3 槽線結構和含地介質波導的高階模關係.....	14
第三章 天線設計及量測結果.....	16
3.1 槽線寬度為 10mm 的洩漏波天線設計.....	16
3.1.1 饋入結構.....	16
3.1.2 天線部份的設計.....	18
3.1.3 槽線洩漏波天線實做與量測.....	19
3.2 槽線寬度為 15mm 的洩漏波天線設計.....	28
3.2.1 天線部份的設計.....	28

3.2.2 槽線洩漏波天線實做與量測.....	28
第四章 結論.....	37
Appendix-a.....	38
Appendix-b.....	43
參考文獻.....	47

圖錄

圖 2-1 槽線結構的示意圖.....	3
圖 2-2 槽線結構的橫切面示意圖.....	5
圖 2-3 E_z, E_x 基底函數的圖形.....	6
圖 2-4 第一高階模的積分路徑.....	8
圖 2-5 槽線結構的第一高階模 $\epsilon_r = 2.2$ $h=0.508\text{mm}$ $w=15\text{mm}$	9
圖 2-6 含地介質波導結構的橫切面示意圖.....	10
圖 2-7 含地介質波導結構色散圖 $\epsilon_r = 2.2$ $h=0.508\text{mm}$	11
圖 2-8 含地的介質波導結構 TM_0 圖 $\epsilon_r = 2.2$ $h=0.508\text{mm}$	11
圖 2-9 含地介質波導結構 TM_1 圖 $\epsilon_r = 2.2$ $h=0.508\text{mm}$	12
圖 2-10 含地的介質波導 $TM_1 - k_y$ vs f 關係圖 $\epsilon_r = 2.2$ $h=0.508\text{mm}$	12
圖 2-11 不同槽線寬度的槽線第一高階模 $\epsilon_r = 2.2$ $h=0.508\text{mm}$	14
圖 2-12 不同槽線寬度和 TM_1 的高階模圖 $\epsilon_r = 2.2$ $h=0.508\text{mm}$	15
圖 2-13 槽線寬度為 0.001mm 和 TM_1 的高階模圖 $\epsilon_r = 2.2$ $h=0.508\text{mm}$	15
圖 3-1 共平面波導的主模.....	17
圖 3-2 微帶線轉共平面波導的饋入結構示意圖.....	17
圖 3-3 微帶線轉共平面波導的饋入結構下層圖.....	17
圖 3-4 微帶線轉共平面波導的饋入結構上層圖.....	17
圖 3-5 槽線寬度為 10mm 的第一高階模之色散圖.....	18
圖 3-6 實際的槽線天線：槽線寬度為 10mm (a)正面.....	19
(b)反面.....	19

圖 3-7	槽線寬度為10mm 槽線天線結構設計參數示意圖.....	20
圖 3-8	槽線寬度為10mm 槽線天線電流分佈圖 (a) 14G.....	22
	(b) 16G.....	22
	(c) 18G.....	23
圖 3-9	槽線寬度為10mm 槽線天線之反射損失(S11)量測圖.....	23
圖 3-10	槽線寬度為10mm 槽線天線 14G 輻射場型.....	24
圖 3-11	槽線寬度為10mm 槽線天線 16G 輻射場型.....	24
圖 3-12	槽線寬度為10mm 槽線天線 18G 輻射場型.....	25
圖 3-13	槽線寬度為10mm 槽線天線 20G 輻射場型.....	25
圖 3-14	槽線寬度為10mm 槽線天線 22 輻射場型.....	26
圖 3-15	槽線寬度為10mm 槽線天線 24 輻射場型.....	26
圖 3-16	槽線寬度為10mm 增益對頻率關係圖.....	27
圖 3-17	實際的槽線天線:槽線寬度為15mm (a)正面.....	28
	(b)反面.....	29
圖 3-18	槽線寬度為15mm 槽線天線結構設計參數示意圖.....	29
圖 3-19	槽線寬度為15mm 槽線天線電流分佈圖 (a) 10G.....	31
	(b) 12G.....	31
	(c) 14G.....	32
圖 3-20	槽線寬度為15mm 槽線天線之反射損失(S11)量測圖.....	32
圖 3-21	槽線寬度為15mm 槽線天線 6G 輻射場型.....	33
圖 3-22	槽線寬度為15mm 槽線天線 8G 輻射場型.....	33
圖 3-23	槽線寬度為15mm 槽線天線 10G 輻射場型.....	34
圖 3-24	槽線寬度為15mm 槽線天線 12G 輻射場型.....	34
圖 3-25	槽線寬度為15mm 槽線天線 14G 輻射場型.....	35
圖 3-26	槽線寬度為15mm 槽線天線 16G 輻射場型.....	35
圖 3-27	槽線寬度為15mm 槽線天線 18G 輻射場型.....	36

圖 3-28 槽線寬度為15mm 增益對頻率關係圖.....36

表錄

Table1.....45

Table2.....20

Table3.....46

Table4.....30



第一章 序論

(Introduction)

1.1 動機與目的

在現在和未來的高科技應用上，微波和毫米波頻帶的應用將會越來越重要，舉凡汽車防撞雷達、RFID、數位電視和衛星通訊等等…在這些應用中重要的一個元件就是天線。所以期望能設計出符合上述產品規範的天線，是全世界的天線設計者共同努力的目標。近幾年平面式的天線受到設計者的青睞，因為它具有低成本、易整合、重量輕和容易大量製造等特點。在天線設計上，頻寬和增益是最重要的兩個參數，所以如果能將平面式天線做至高增益、寬頻，則天線的價值性將會大增。由於洩漏波天線一般都是平面式的架構，而且它屬於行波式

(traveling wave) 的天線，故它具有寬頻的特性。而且由於洩漏波天線的特殊模態，所以具有增益方向隨著頻率而改變 (frequency scanning) 和高增益等優點。

洩漏波天線首先由 W. Menzel 成功激發微帶線洩漏波天線，但他只有實驗數據卻沒有解釋其物理意義[1]。隨後由 A. A. Oliner 解釋微帶線洩漏波天線的物理意義[2][3]。接下來 P. Nyquist 發表了在微帶線洩漏波天線輻射頻譜的基本原理和選擇分支切割 (branch cut) 在頻譜分析法的清楚物理意義[4]。之後不同的平面式結構的高階模特性相繼被研究[5][6]。

在本論文中，我們發現槽線結構 (slotline structure) 的高階模特性比起微帶線結構，具有更寬的輻射頻帶[7][8]，而且當槽線寬度趨近於零時，他的高階模特性將會和含地介質波導 (dielectric slab) 的高階模有相同的特性。而本文主要的目的是激發槽線結構的第一高階模態在天線的應用。不同的材料參數和物理尺寸將會影響到高階模所操作的頻帶，進而會限制了洩漏波天線的頻寬。饋入電路是不能激發出正確的第一高階模的重要因素，一但饋入電路設計不當，將會激發出符合相同物理架構下的其它模態。

我們可以使用各種不同的饋入結構來激發槽線洩漏波天線。例如：微帶線

(microstrip)饋入、共平面波導(coplanar waveguide)的饋入。而在本論文中，我們提供一個新的饋入方式，就是微帶線轉共平面波導(microstrip-to-cpw)的饋入電路[9]，進而達到更寬頻和激發出較純的槽線第一高階模。最後在此研究中，我們將設計兩個不同槽線寬度的槽線洩漏波天線，並使其分別操作在不同的輻射頻帶。

1.2 章節大綱

本論文第二章介紹槽線洩漏波天線的基本原理數值分析結果，第三章介紹槽線洩漏波天線的設計及量測結果，第四章為結論。



第二章 基本原理和數值分析結果

本章我們將會介紹槽線結構(slotline structure)的第一高階模數值分析,和含地介質波導(dielectric slab)的高階模數值分析結果,來了解槽線第一高階模的特性。

2.1 槽線結構的第一高階模數值分析

2.1.1 頻譜分析法 (spectral domain approach)

圖2-1為槽線結構(slotline structure)的示意圖,這個小節我們會先用頻譜分析法(SDA) [10][11]建立槽線結構(slotline structure)的解方程式。

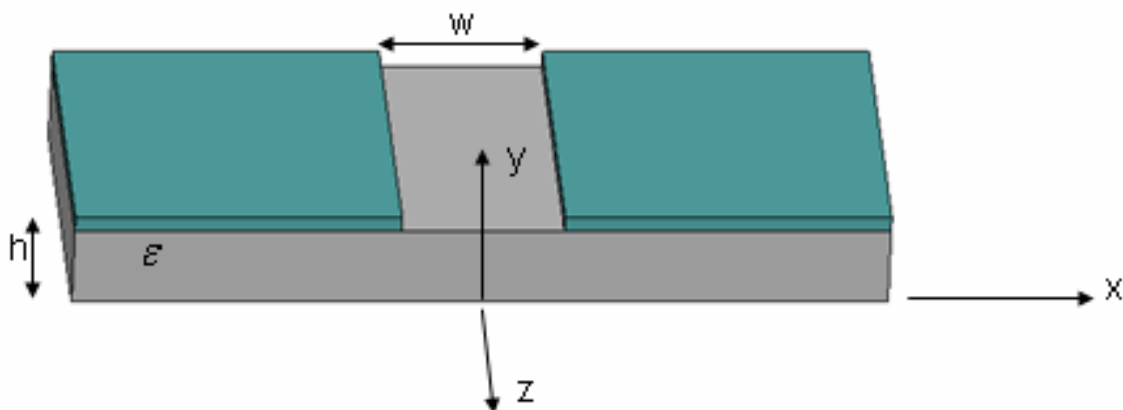


圖2-1: 槽線結構的示意圖

在推導過程中,我們使用SDA的方法建立TM-to-y和TE-to-y在不同介質中的解[12],因此我們可以得到 $y=h$ 金屬上的電流和槽線內的電場的 α -domain關係矩陣(2.1.3)。這些推導的過程我們附在Appendix-a。下列的式子,為推導後的結果。

$$\gamma_0^2 = \alpha^2 + \beta^2 - k_0^2 \quad (2.1.1)$$

$$\gamma^2 = \alpha^2 + \beta^2 - k^2 \quad (2.1.2)$$

(2.1.1)和(2.1.2)為槽線結構的波數(wavenumber)關係式。(2.1.1)為在空

氣中，而 (2.1.2) 為在介質裡。因為切線波數必須連續，所以在不同介質的水平方向的波數如 (2.1.1)、(2.1.2) 的 $\alpha^2 + \beta^2$ 要相同。

$$\begin{bmatrix} \tilde{J}_{sz} \\ \tilde{J}_{sx} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Y}_{zz} & \tilde{Y}_{zx} \\ \tilde{Y}_{xz} & \tilde{Y}_{xx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_z \\ \tilde{E}_x \end{bmatrix} \quad (2.1.3)$$

$$\gamma_{z0} = \frac{\gamma_0}{j\omega\mu_0}, \gamma_z = \frac{\gamma}{j\omega\mu_0} \quad (2.1.4)$$

$$\gamma_{y0} = \frac{\gamma_0}{j\omega\epsilon_0}, \gamma_y = \frac{\gamma}{j\omega\epsilon} \quad (2.1.5)$$

$$C_t = \coth(\gamma h) \quad (2.1.6)$$

$$\tilde{Y}_{zz} = -\frac{1}{(\alpha^2 + \beta^2)} (\beta^2 \tilde{Y}_e + \alpha^2 \tilde{Y}_h) \quad (2.1.7)$$

$$\tilde{Y}_{zx} = \frac{-\alpha\beta}{(\alpha^2 + \beta^2)} (\tilde{Y}_e + \tilde{Y}_h) \quad (2.1.8)$$

$$\tilde{Y}_{xz} = \frac{-\alpha\beta}{(\alpha^2 + \beta^2)} (\tilde{Y}_e + \tilde{Y}_h) \quad (2.1.9)$$

$$\tilde{Y}_{xx} = -\frac{1}{(\alpha^2 + \beta^2)} (\alpha^2 \tilde{Y}_e + \beta^2 \tilde{Y}_h) \quad (2.1.10)$$

$$\tilde{Y}_e = \frac{\gamma_y + 2C_t + \gamma_{y0}}{C_t \gamma_{y0} + \gamma_y}, \tilde{Y}_h = \frac{2C_t \gamma_z \gamma_{z0} + \gamma_{z0}^2 + \gamma_z^2}{C_t \gamma_z + \gamma_{z0}} \quad (2.1.11)$$

(2.1.3) 的矩陣關係，是 $y=h$ 金屬上的電流和槽線內的電場的在 α -domain 關係矩陣，也就是 Green function。而這個矩陣我們將應用在下小節，建立數值分析的結果。

2.1.2 Galerkin's method

Galerkin's method 簡單的說：如果有一方程式為 $Lf = q$ ，而將欲求解的函數，用適當的基底做展開，如： $f = c_n \sum \phi_n$ ，再用基底當權函數 (weighting function) 對方程式做內積，即 $\langle \phi_n, Lf \rangle = \langle \phi_n, q \rangle$ ，求出係數，得到解函數。

利用這樣的概念第一步我們選擇符合槽線為 PMC 架構的基底 (basis)，利用傅利葉轉換讓基底在 $space - domain$ 轉換到 $\alpha - domain$ ，來展開槽線中未知的電場。

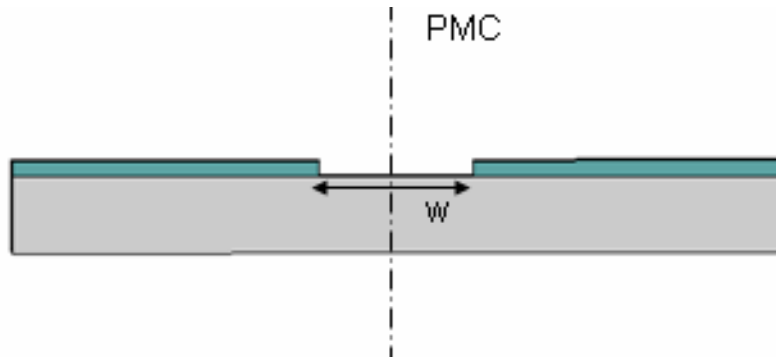


圖2-2：槽線結構的橫切面示意圖

Basis: $|x| < \frac{w}{2}$

$$E_{zm}(x) = \frac{\cos\left[\frac{(2m-1)\pi x}{w}\right]}{\sqrt{1 - \left(\frac{2x}{w}\right)^2}}, \quad m = 1, 2, \dots, N \quad (2.1.12)$$

$$E_{xm}(x) = \frac{\sin\left[\frac{(2m-1)\pi x}{w}\right]}{\sqrt{1 - \left(\frac{2x}{w}\right)^2}}, \quad m = 1, 2, \dots, M \quad (2.1.13)$$

(2.1.12) 和 (2.1.13) 是我們PMC槽線架構所選擇的兩組基底，選擇這樣的基底的原因為，在PMC平面的兩側的切線電場 (E_z) 要同向，且在槽線的邊緣處 ($x = \pm w/2$) 切線電場要為零。而在PMC平面的兩側的垂直電場 (E_x) 要反向，

且在槽線的邊緣處 ($x = \pm w/2$) 垂直電場要為最大。

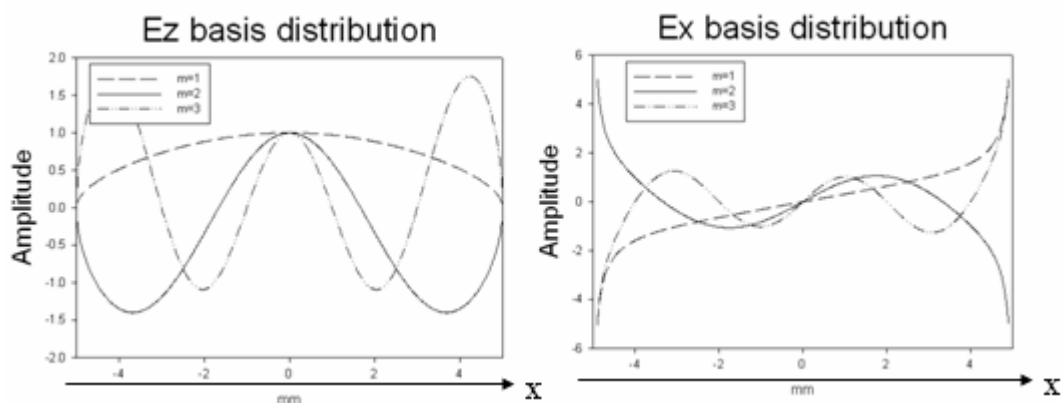


圖2-3: E_z, E_x 基底函數的圖形

圖2-3為 E_z, E_x 基底函數的圖形，在不同階數的變化。我們可以看到這些基底，都有符合PMC槽線架構的邊界條件。接下來我們利用這些基底來展開未知的電場函數，再經由傅利葉轉換如 (2.1.14) 所示。

$$\tilde{E}_z = \sum_{m=1}^N c_m \tilde{E}_{zm}(\alpha) \quad (2.1.14)$$

$$\tilde{E}_x = \sum_{m=1}^M d_m \tilde{E}_{xm}(\alpha)$$

其中

$$\tilde{E}_{zm}(\alpha) = \frac{\pi\omega}{4} \left[J_0\left(\left|\frac{\omega\alpha}{2} + \left(\frac{2m-1}{2}\right)\pi\right|\right) + J_0\left(\left|\frac{\omega\alpha}{2} - \left(\frac{2m-1}{2}\right)\pi\right|\right) \right] \quad (2.1.15)$$

$$\tilde{E}_{xm}(\alpha) = \frac{\pi\omega}{4} \left[J_0\left(\left|\frac{\omega\alpha}{2} + \left(\frac{2m-1}{2}\right)\pi\right|\right) - J_0\left(\left|\frac{\omega\alpha}{2} - \left(\frac{2m-1}{2}\right)\pi\right|\right) \right] \quad (2.1.16)$$

由2.1.1小節的 $y=h$ 金屬上的電流和槽線內的電場的在 α -domain 關係矩陣 (2.1.3)，將 (2.1.3) 乘開可以得到下列式子。

$$\tilde{J}_{sz} = \tilde{Y}_{zz} \tilde{E}_z + \tilde{Y}_{zx} \tilde{E}_x = \tilde{Y}_{zz} \sum_{m=1}^N c_m \tilde{E}_{zm}(\alpha) + \tilde{Y}_{zx} \sum_{m=1}^M d_m \tilde{E}_{xm}(\alpha) \quad (2.1.17)$$

$$\tilde{J}_{sx} = \tilde{Y}_{xz} \tilde{E}_z + \tilde{Y}_{xx} \tilde{E}_x = \tilde{Y}_{xz} \sum_{m=1}^N c_m \tilde{E}_{zm}(\alpha) + \tilde{Y}_{xx} \sum_{m=1}^M d_m \tilde{E}_{xm}(\alpha) \quad (2.1.18)$$

再來我們根據 Parseval's theorem 計算出在 α -domain 基底跟電流相乘的積分等於零 (2.1.19) 所示，原因在於在 $y=h$ 的平面上金屬的切線電場為零，槽線內沒有電流。所以在 $y=h$ 平面上不管在哪個位置基底跟電流相乘都為零。

$$\text{parseval theorem } \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{zk}(\alpha) \cdot \tilde{J}_{sz}(\alpha) d\alpha = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} E_{zk}(x) \cdot J_{sz}(-x) dx = 0 \quad (2.1.19)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{zk}(\alpha) \cdot \tilde{J}_{sz}(\alpha) d\alpha = 0 \quad k = 1 \dots N \quad (2.1.20)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{xl}(\alpha) \cdot \tilde{J}_{sx}(\alpha) d\alpha = 0 \quad l = 1 \dots M$$

我們可以用上面的式子，建立一個 $Ax=0$ (homogeneous matrix) 的矩陣，大小由 N 、 M 決定。

$$\sum_{m=1}^N Y_{km}^{(1,1)} c_m + \sum_{m=1}^M Y_{km}^{(1,2)} d_m = 0, \quad k = 1 \dots N \quad (2.1.21)$$

$$\sum_{m=1}^N Y_{lm}^{(2,1)} c_m + \sum_{m=1}^M Y_{lm}^{(2,2)} d_m = 0, \quad l = 1 \dots M$$

$$Y_{km}^{(1,1)} = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{zk}(\alpha) \cdot \tilde{Y}_{zz}(\alpha) \cdot \tilde{E}_{zm}(\alpha) d\alpha \quad (2.1.22)$$

$$Y_{km}^{(1,2)} = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{zk}(\alpha) \cdot \tilde{Y}_{zx}(\alpha) \cdot \tilde{E}_{xm}(\alpha) d\alpha \quad (2.1.23)$$

$$Y_{lm}^{(2,1)} = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{xl}(\alpha) \cdot \tilde{Y}_{zz}(\alpha) \cdot \tilde{E}_{zm}(\alpha) d\alpha \quad (2.1.24)$$

$$Y_{lm}^{(2,2)} = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{xl}(\alpha) \cdot \tilde{Y}_{zx}(\alpha) \cdot \tilde{E}_{xm}(\alpha) d\alpha \quad (2.1.25)$$

由於 $c_m, d_m \neq 0$ ，知 $\det(A) = 0$ ，且矩陣 A 中未知的變數只有一個，應用找根過程 (root-seeking process) 找到我們所要的傳波常數 β 。

2.1.3 積分路徑的選擇

由上兩小節我們已經基本建立找傳播常數 β 的方法，接下來我們要如何找到槽線第一高階模的 β 呢？重點在於 α -複數平面上的積分路徑，我們在積分路徑上必須包含含地的介質波導（dielectric slab）的表面波極點，而且要選擇適當的分支切割（branch cut）和分支點（branch point）如圖2-4所示。然後我們再利用上兩小節的方法去找出傳播常數。在此因為方便性我們將上述符號 β 以 k_z 代換 α 以 k_x 代換。 $k_z = \beta - j\alpha$ β : propagation constant α : leakage constant $\gamma = jk_y$

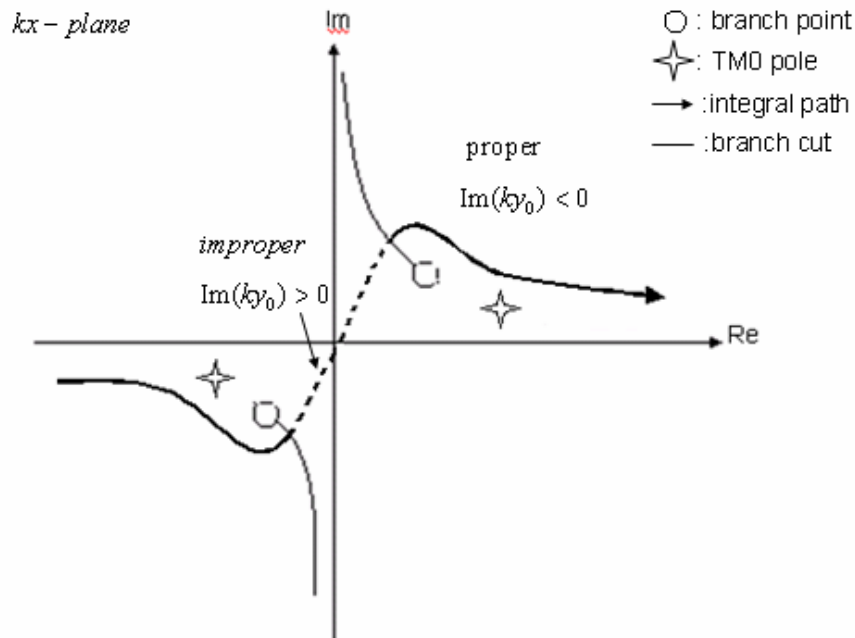


圖2-4: 第一高階模的積分路徑

$$k_z = \beta - j\alpha \quad (2.1.26)$$

$$k_x = k_{xr} + jk_{xi} \quad (2.1.27)$$

$$k_{y0}^2 = k_0^2 - k_x^2 - k_z^2 \quad (2.1.28)$$

$$\text{分支點: } k_{xb} = \sqrt{k_0^2 - (\beta - j\alpha)^2} \quad (2.1.29)$$

$$\text{TM0 極點: } k_{xp} = \sqrt{k_s^2 - (\beta - j\alpha)^2} \quad k_s: \text{含地介質波導的TM0模波數} \quad (2.1.30)$$

下一小節我們用圖2-4的積分路徑和找根過程 root-seeking process，來找到特定尺寸的槽線第一高階模。

2.1.4 第一高階模 (first higher order mode)

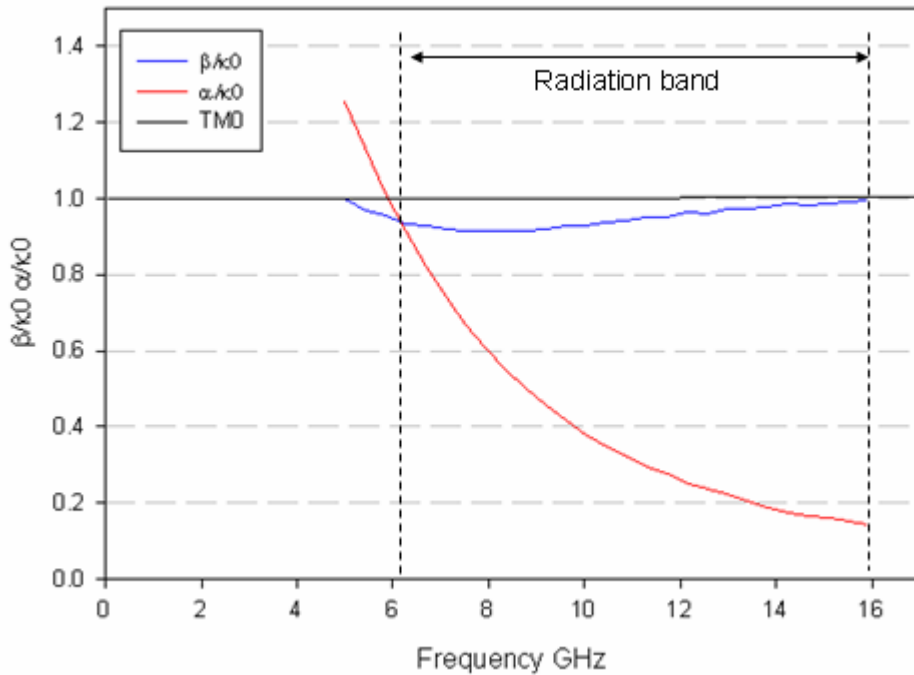


圖2-5: 槽線結構的第一高階模 $\epsilon_r=2.2$ $h=0.508\text{mm}$ $w=15\text{mm}$

一般在微帶線的洩漏波模，我們通常把它分成四個區域分別如下：

1. $\beta > k_s (TM_0)$, $\alpha=0$, bound mode region
2. $k_s > \beta > k_0$, small α , surface wave leakage region
3. $k_0 > \beta$, small α , surface wave and space wave leakage region
4. $k_0 > \beta$, large α , cutoff region

由此我們可知槽線洩漏波天線的輻射頻帶如上圖所示，定義在 $\beta < k_0$, $\alpha < \beta$ 的範圍。槽線洩漏波天線的波束寬度跟 α 值有關。假設 α 值小，表示說有較小的輻射比率，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 α 值，表示說有較大的輻射的比率，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 α/k_0 有線性相關。而其主波束的方向我們可以用一個近似公式來推估： $\cos\theta \approx \frac{\beta}{k_0}$ 。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 $\theta \cong \cos^{-1}(\beta/\kappa_0)$ ， θ 為由天線表面算起的仰角。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 β/κ_0 會隨頻率改變，所以主波束會隨頻率而掃描。

2.2 含地介質波導 (dielectric slab) 高階模的數值分析

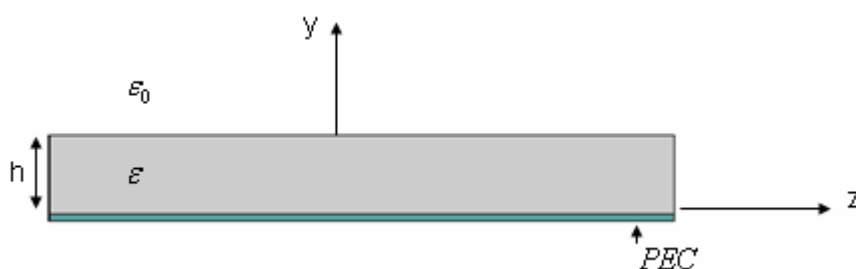


圖2-6: 含地介質波導結構的橫切面示意圖

上圖為含地介質波導 (dielectric slab) 的示意圖。首先我們將場的解分成 TM 和 TE 兩成份，而在這個結構下它有相對應的超越方程式 (2.1.32)、(2.1.33)。這些推導的過程我們將附在 Appendix-b。

$$k_{y0}^2 + k_z^2 = k_0^2 \quad (2.1.31)$$

$$k_y^2 + k_z^2 = k^2$$

$$TM : jk_{y0}\epsilon_r = \tan k_y h \quad (2.1.32)$$

$$TE : k_{y0} = jk_y \cot k_y h \quad (2.1.33)$$

如果我們假設 $k_z < k_0$, $k_z = \beta \in real$ ，則我們可以利用上面兩個式子做出含地介質波導色散特性如圖2-7所示。

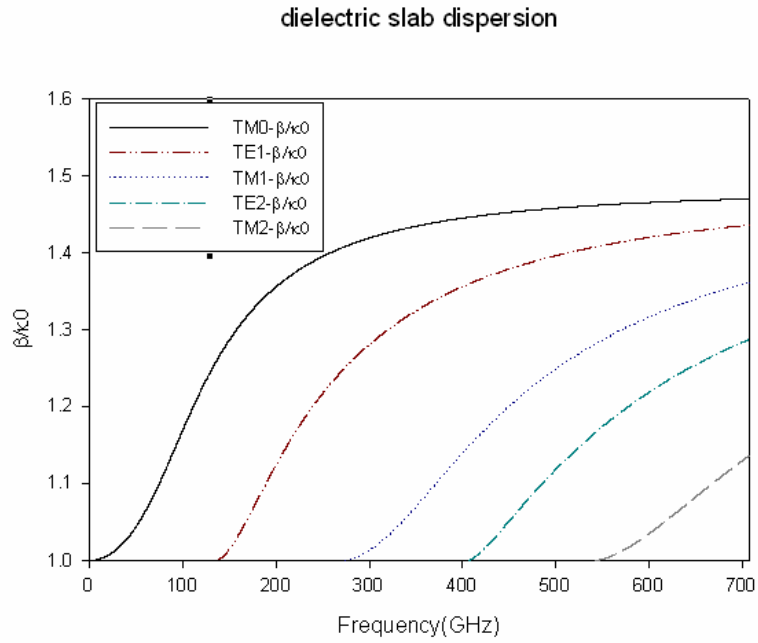


圖2-7:含地介質波導結構色散圖 $\epsilon_r = 2.2$ $h=0.508\text{mm}$

在2-7圖的截止頻率下，還有高階模的存在，此時 $k_z = \beta - j\alpha$ ，且為一複數。

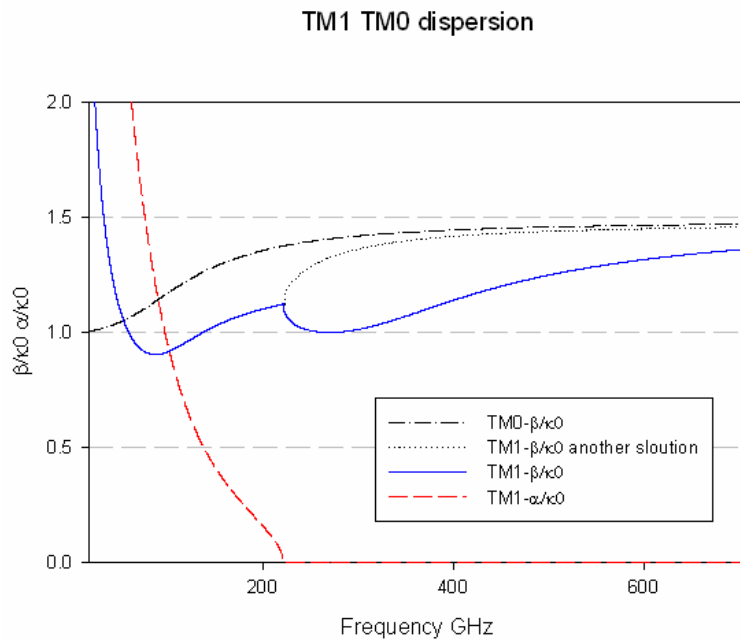
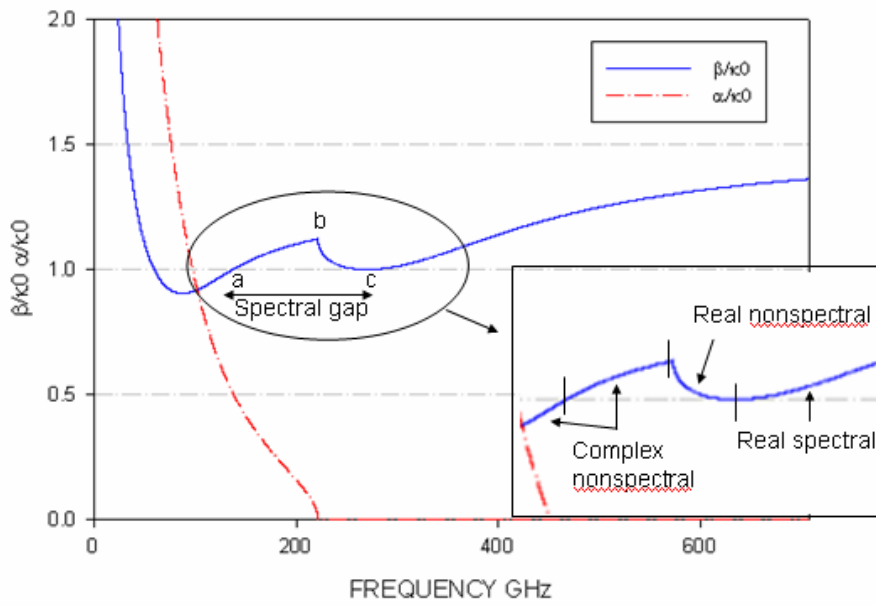


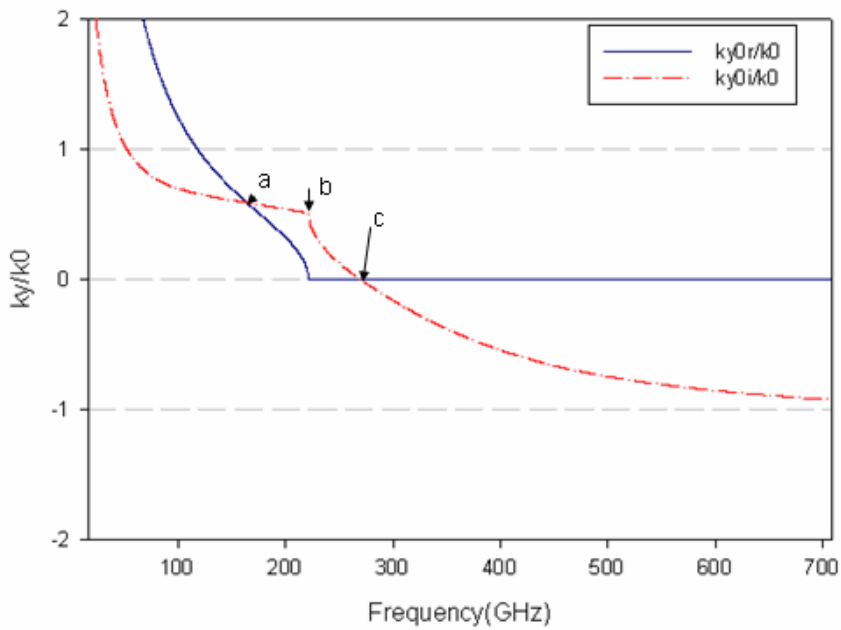
圖2-8:含地的介質波導結構TM1 TM0圖 $\epsilon_r = 2.2$ $h=0.508\text{mm}$

圖2-8中的TM1黑色虛線為藍色實線的共軛複數解，此時黑色虛線為 $k_z = \beta + j\alpha$ ； $\alpha > 0$ 但此解不合物理，因為這樣會使得波往傳播方向振幅成指數型增加。所以我們只要討論其中一種合乎物理的情況。圖2-9為 $k_z = \beta - j\alpha$ 對頻率的關係圖，圖2-10為 $k_y = k_{yr} + jk_{yi}$ 對頻率的關係圖。

TM1



2-9圖：含地介質波導結構TM1圖 $\epsilon_r = 2.2$ $h=0.508\text{mm}$



2-10圖：含地的介質波導 $TM1-k_y$ vs f 關係圖 $\epsilon_r = 2.2$ $h=0.508\text{mm}$

由於 $k_y = k_{yr} + jk_{yi}$ ，我們可以知道如果 $k_{yi} > 0$ ，則波會往空氣中成指數成長，圖

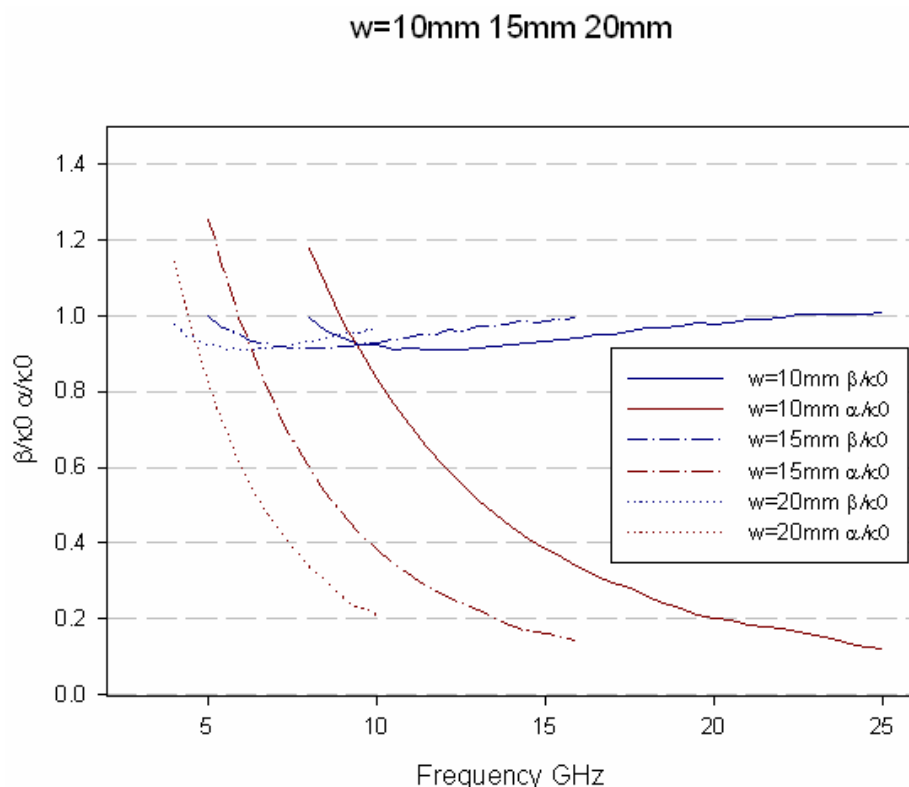
2-9的nonspectral的意義在此。在頻率小於a之下，我們稱這一段頻帶為洩漏波

模 (leaky mode) 或者稱作高階模 (higher mode)，在頻率大於 c 之上，我們稱這一段頻帶為束縛模 (bound mode)，而介於 a 跟 c 之間的頻帶我們稱之為 spectral gap，而在此頻帶上是沒有物理意義的。



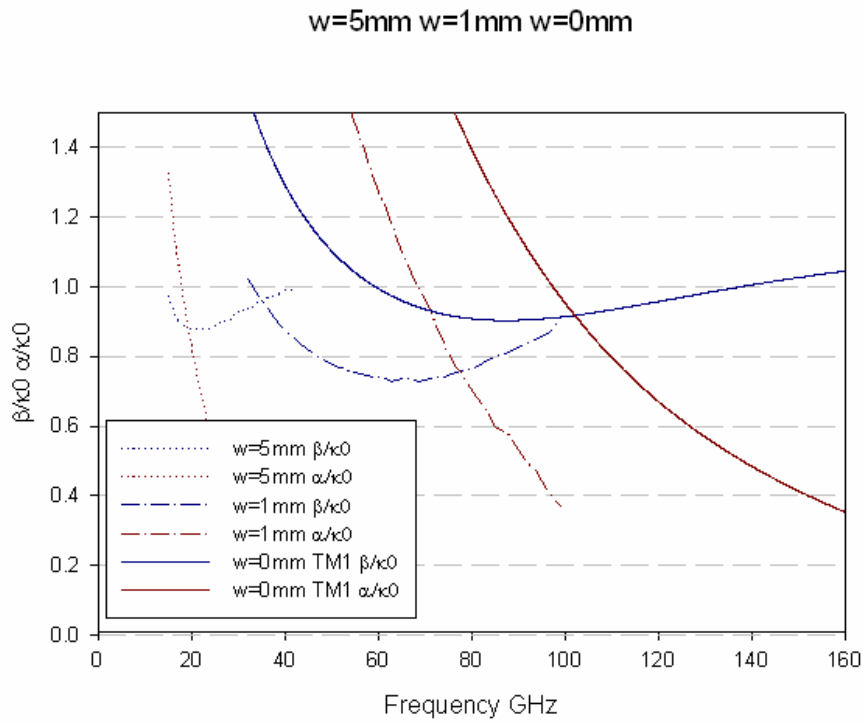
2.3 槽線結構和含地介質波導高階模關係

首先我們可以看到，當槽線寬度變小，輻射頻帶往高頻移動，當槽線寬度變大，輻射頻帶往低頻移動，如下圖所示：

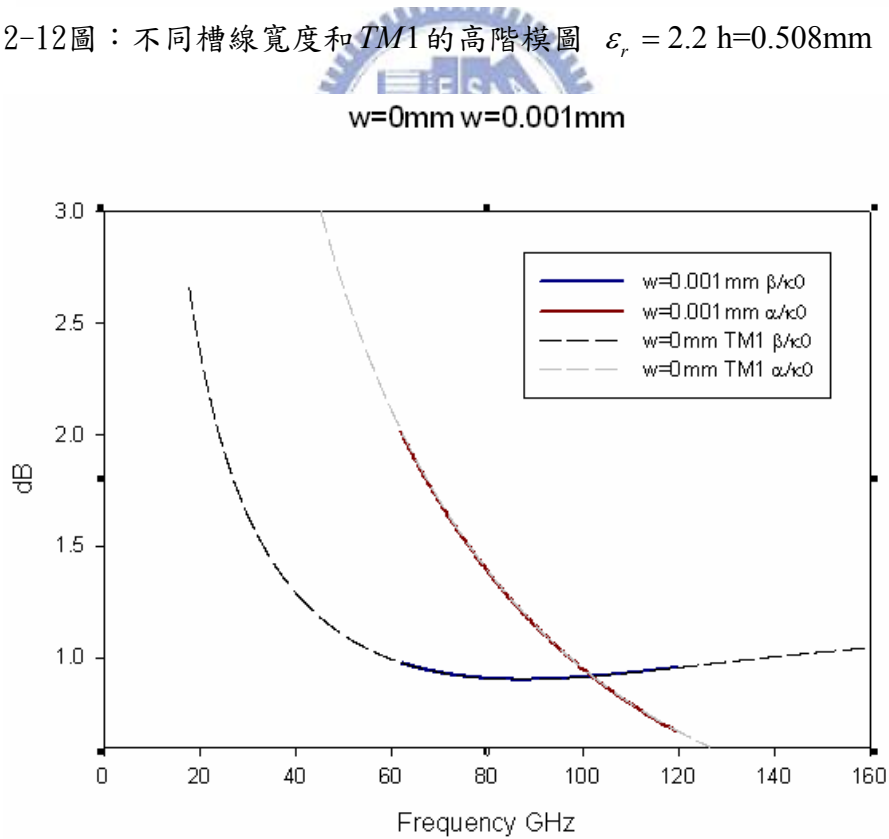


2-11圖：不同槽線寬度的槽線第一高階模 $\epsilon_r = 2.2$ $h=0.508\text{mm}$

由圖2-11我們可知，我們可知當槽線寬度變小輻射頻帶往高頻移動，但當槽線寬度趨近於零會有什麼現象呢？圖2-12為槽線寬度變化至1mm與 TM_1 的高階模圖，圖2-13為槽線寬度變化至0.001mm與 TM_1 的高階模圖，由此圖我們可以看到，當寬度變小至零，會有一個收斂現象，那也就是槽線的第一高階模會變成含地介質波導的 TM_1 的高階模。由直觀的想也是如此，當槽線寬度為零時，其結構的型態變為含地介質波導，故槽線的第一高階模有這樣的變化也不會感到意外。如果我們由電流分佈來了解的話，如圖3-8所示，電流方向大致都為縱向的，橫向的電流很小，這樣有什麼意義呢？這樣表示說幾乎沒有縱向的磁場，也就是槽線的第一高階模近似 TM 模，所以我們可以更加的確定槽線第一高階模和地介質波導的 TM_1 的高階模的關係。



2-12圖：不同槽線寬度和 TM_1 的高階模圖 $\epsilon_r = 2.2$ $h=0.508\text{mm}$



2-13圖：槽線寬度為 0.001mm 和 TM_1 的高階模圖 $\epsilon_r = 2.2$ $h=0.508\text{mm}$

第三章 天線的設計及量測結果

本章我們將會設計槽線天線來激發洩漏波模。首先我們會先介紹我們使用的饋入電路，然後計算出天線部份所需的長度使得能量能洩漏完畢。在本章我們會將設計出兩種不同槽線寬度的洩漏波天線，他們分別操作在不同的輻射頻帶。模擬和量測結果，將會展現在本文中。

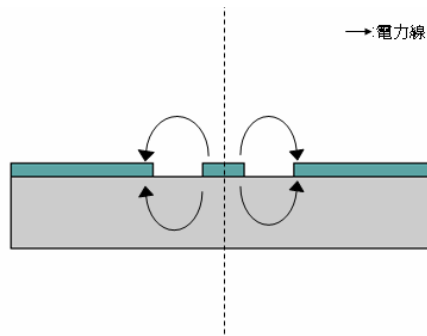
3.1 槽線寬度為10mm的洩漏波天線設計

首先我們會先介紹饋入電路的機制，再利用寬度為10mm的槽線第一高階模特性來設計天線所需要的長度，最後我們展示出所設計天線量測和模擬的結果。

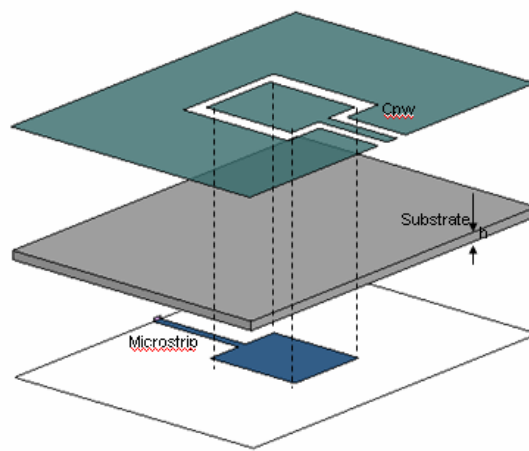
3.1.1 饋入結構

一般要激發槽線的洩漏波模，最重要的是饋入電路的設計。由於共平面波導的架構在一般的模態下的電場分佈如圖 3-1 所示。跟理論推導第一高階模的 PMC 對稱平面一樣，他們具有相同的物理邊界條件 (boundary condition)。故我們使用共平面波導來饋入槽線結構，希望能激發較純的第一高階模。如果只有單純的共平面波導激發的話，不容易將頻寬做的很寬。但我們又希望饋入電路能達到寬頻的效果，所以將原本共平面波導的電路，做了一些變化，如圖 3-2 所示，饋入電路變為微帶線轉共平面波導的形式[9]。

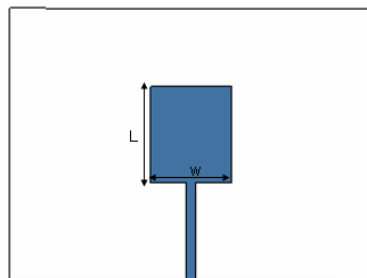
我們使用這種饋入結構，主要的利用它寬頻耦合的機制，來使得設計天線時達到更寬的頻寬。我們由圖 3-1 我們可以看到微帶線轉共平面波導，中間有一重疊的轉換電路，其實它是一種上下耦合的耦合傳輸線 (coupling transmission line)。由微波工程和電磁理論我們可以知道，頻寬跟耦合量成正比。而耦合量又跟耦合的面積有關，為甚麼呢？我們可以這樣想假設在上下兩個板子之間，有一串聯電容，當電容值越大，耦合係數也會大，則頻寬也跟著變大。



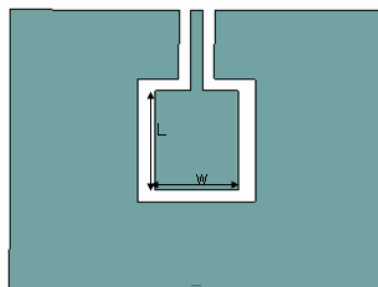
3-1圖：共平面波導的主模



3-2圖：微帶線轉共平面波導的饋入結構示意圖

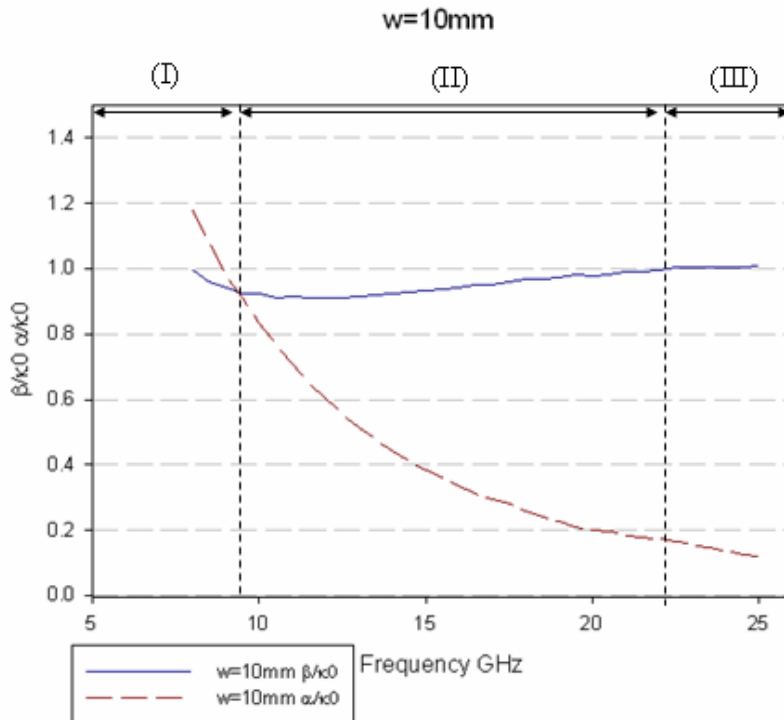


3-3圖：微帶線轉共平面波導的饋入結構下層圖



3-4圖：微帶線轉共平面波導的饋入結構上層圖

3.1.2 天線部份的設計



3-5 圖：槽線寬度為10mm的第一高階模之色散圖：

$$\epsilon_r = 2.2 \quad h = 0.508\text{mm} \quad w = 10\text{mm}$$

第一步我們先了解槽線第一高階模的 α 跟 β 得特性如圖 3-5，一般我們將第一高階模分成下列三個區域。

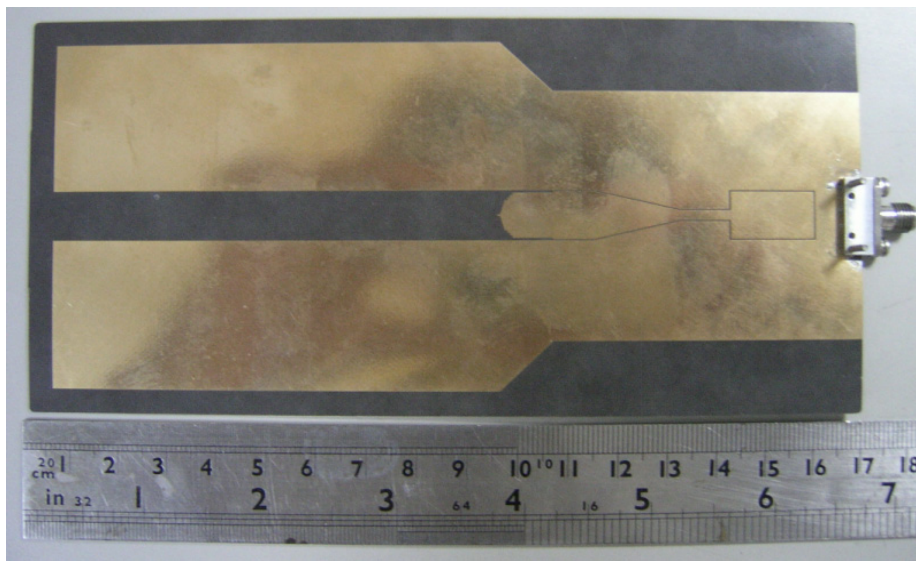
- (I) reactive region: $f < 9.5\text{G}$
- (II) radiation region: $9.5\text{G} < f < 22\text{G}$
- (III) bound region: $f > 22\text{G}$

α/κ_0 與 β/κ_0 的值和頻率、基板厚度、介電常數、槽線寬度有關。圖3-5所示的三個區域，分別代表 α 與 β 在不同頻率下的變化。在(I)區，由於衰減的特性，能量不會被輻射出去，反而會快速的衰減掉。在(II)區為輻射區域，起始點為相位常數 β 等於損耗常數 α 的交點($\beta = \alpha$)，到相位常數 β 等於自由空間波數 κ_0 ($\beta = \kappa_0$)為終點。在(III)區， $\beta > \kappa_0$ 進入 bound mode region。洩漏波天線本身的能量衰減跟 α/κ_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。選擇天線長度的標準，通常為 $e^{-2\alpha L} < 0.001$ 時

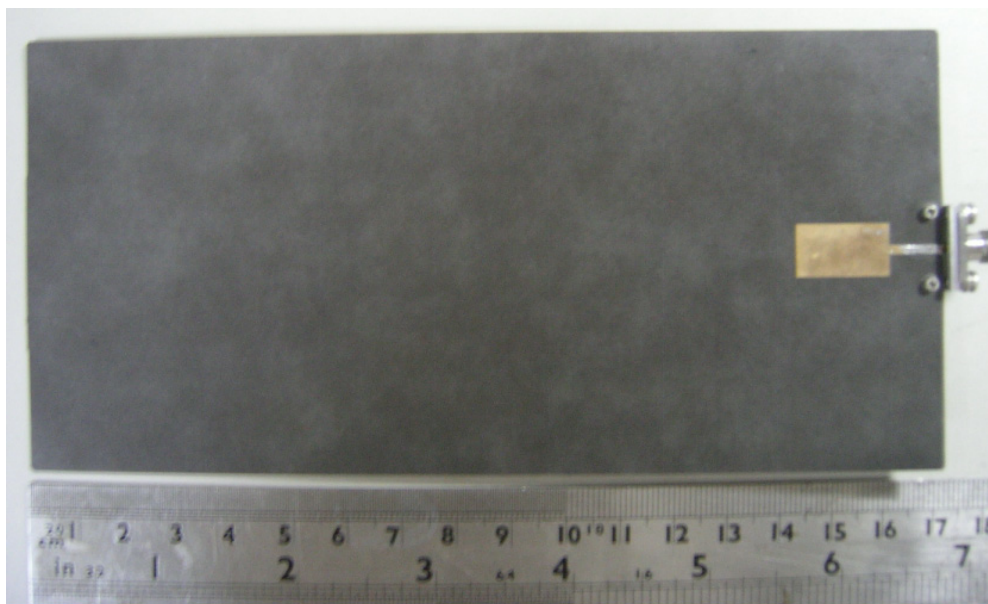
的L，也可以選擇衰減更多時的L。所以在設計天線長度我們利用圖3-5的 α 值來找到在輻射區域的頻帶內，都能把能量衰減完的長度。經由Table-1我們可以計算出要使輻射區域的所有頻率能量洩漏完畢，長度至少需要55.23mm。

3.1.3 槽線洩漏波天線實做與量測

我們利用 3.1.2 和 3.1.3 小節設計概念，設計出如 3-6 圖實際的槽線天線，圖 3-7 為槽線天線結構設計參數示意圖，而 Table-2 為設計參數的整理。



(a)



(b)

3-6 圖 實際的槽線天線：槽線寬度為10mm (a)正面 (b)背面

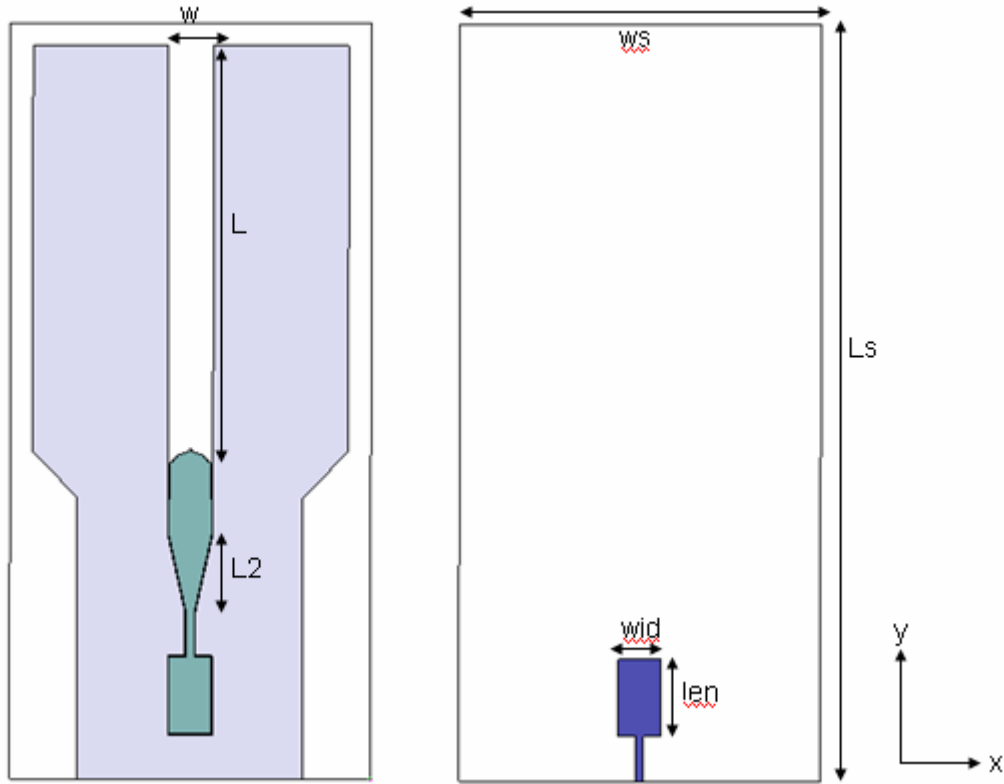


圖 3-7: 槽線寬度為10mm 槽線天線結構設計參數示意圖

Table-2 槽線寬度為10mm 槽線天線設計參數

基板介電係數	:	2.2	w	:	10mm
基板厚度	:	0.508mm	w_s	:	80mm
wid	:	9.5mm	L_s	:	167.8mm
len	:	17mm	L	:	90mm
L_2	:	17mm			

饋入的微帶線寬度為1.6mm 設計在 50 歐姆，經由一個 transition 將能量耦合至共平面波導，在經由一個緩變寬度(兩個槽線的間距 S) 的共平面波導轉至槽線部份。我們希望共平面波導兩個槽線的寬 (gap) 為 0.2mm，因為我們不希望饋入電路的輻射影響到主要天線部份的場型，所以共平面波導的 gap，我們希望能儘量的小，使得傳播的能量束縛在這 gap 之中。由於 gap 很小故在共平面波導到槽線天線部份，需要有一個緩變寬度的變化。一直到天線部分我們共平面波導的寬

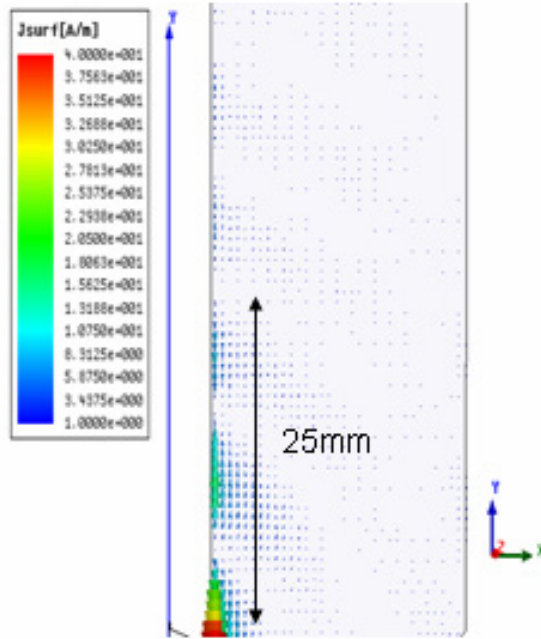
度形變成探針的方式激發天線部份。Table-2的 wid 、 len 和 L_2 是控制頻寬的重要參數，經由最佳化的設計我們可以得到最佳尺寸。圖 3-8 為槽線天線的電流分佈圖，由圖中可明顯看出洩漏波第一高階模特有的電流分佈型態，他們操做的頻率分別為 14G、16G、18G。在這些圖中我們可以看到電流在激發的端口，振幅最大之後隨著距離快速的衰減，而且頻率越低，衰減速度越快。每個圖上所標示的長度為 Table-1 所計算出能量所洩漏完的最小長度。我們跟使用模擬軟體跑出的電流分佈做比較，發現理論跟模擬的洩漏長度可以藉由圖 3-8 得到相當的印證。

接下來我們來看看圖 3-9，這個圖為槽線天線之反射損失(S11)量測圖，我們可以看到在頻率從 11.8G~26.5G 都在 -10dB 以下，頻寬有 14.7G。跟我們理論上輻射區域的頻寬 9.5G~22G，頻寬 12.5G，相去不遠。圖 3-10 到 3-15 依序為 14G~24G 的場型圖，他們的增益除了 14G 的 8.97dBi 剩下的頻段增益都有 10dBi 以上。此外由於圖 3-8 我們可以看到天線主要的電流為縱向，橫向電流很小，所以橫向的電流所造成的極化，沒有呈現在圖 3-10 到 3-15。

我們可以觀察到槽線天線的場型有兩個主波束，主波束的方向隨著頻率的增加，越往 end-fire 方向傾斜，這就是洩漏波天線的隨著頻率而掃頻的特性。而增益隨著頻率越高，隨之增加，這是因為頻率增加想對的波長越小，在槽線兩側造成的線源長度越長，所以會有較高的增益和較窄的波束寬。值得注意的是我們看到 24G 的場型，兩個主波束幾乎已經合在一起，代表掃頻的角度已接近 90 度，由圖 3-5 的理論區域來看，這個頻率操作在 bound mode region，所以有這樣的結果是可以預測的。由輻射場型我們可以看到主波束的增益跟最大旁波帶的差距大約在 5~6dB，除了 22G 跟 24G 的最大旁波帶達到 10dBi，差距縮短至只有 2~3dB。造成這樣的原因是天線整體的長度，長度越長，旁波帶越多，加上饋入電路所輻射所造成的整體建設性干涉的影響，導致 side lobe level 沒辦法降低，但饋入電路不夠長，匹配會不好，這也是天線設計上的一種 trade off。

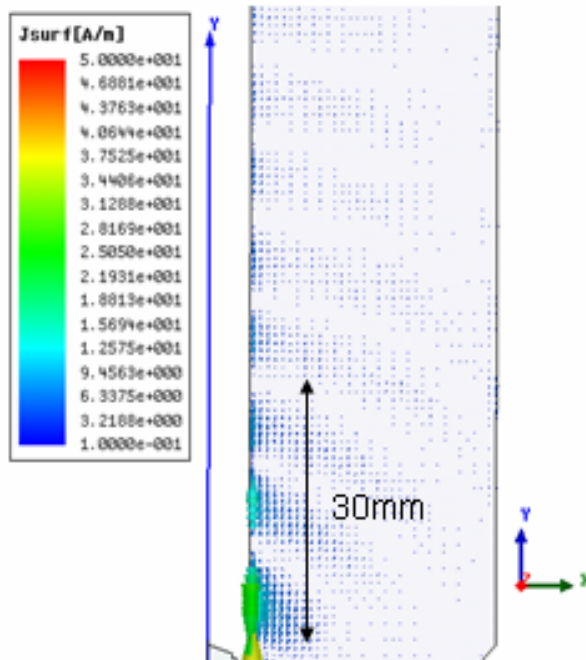
圖 3-16 為增益對頻率的關係圖，由此圖我們可以更清楚看到，增益隨著頻率增加的情形。

14G

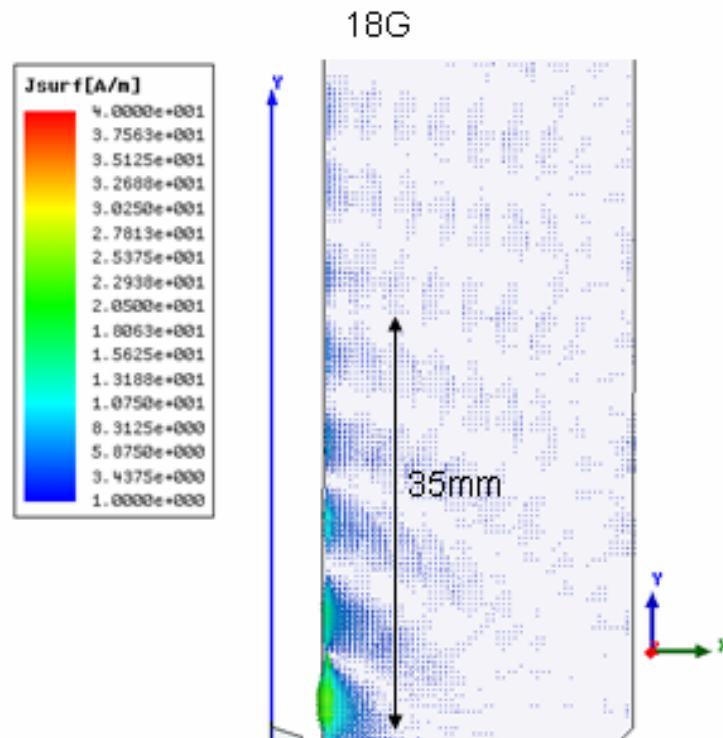


(a) 14GHz

16G

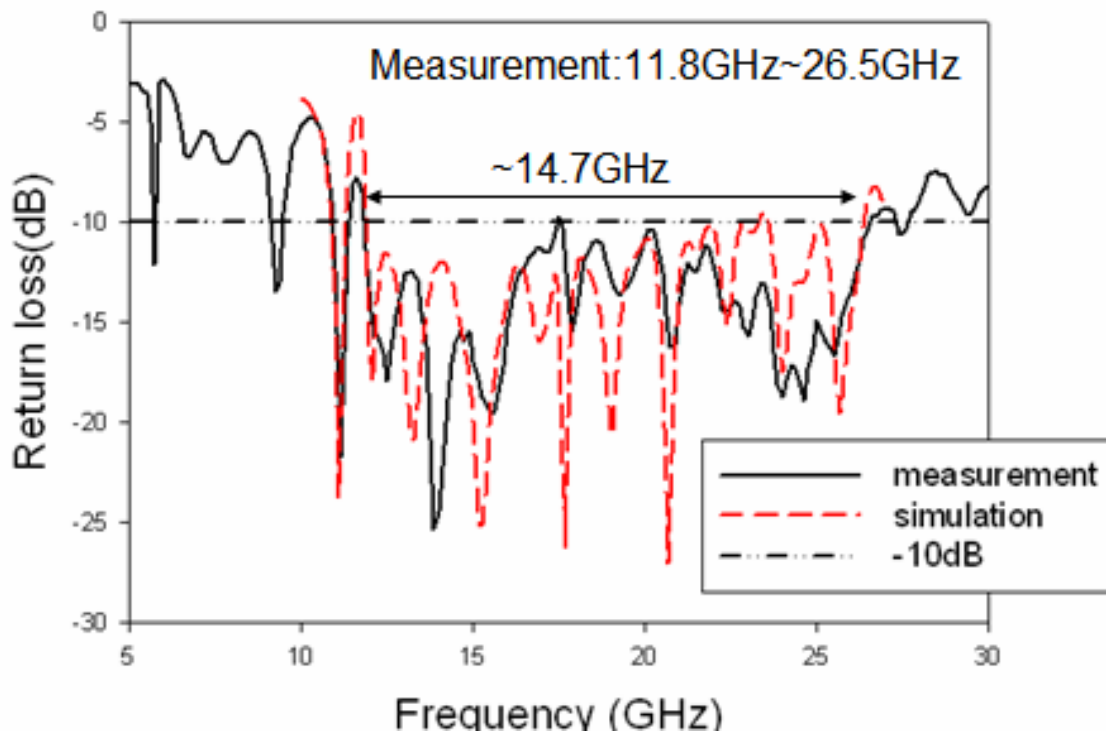


(b) 16GHz

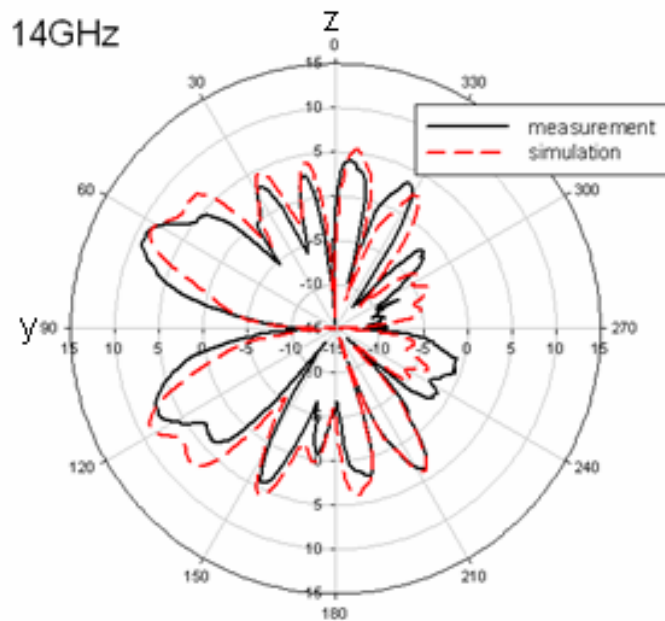


(c) 18GHz

圖 3-8 槽線寬度為10mm 槽線天線電流分佈圖(a)14GHz (b)16GHz (c)18GHz

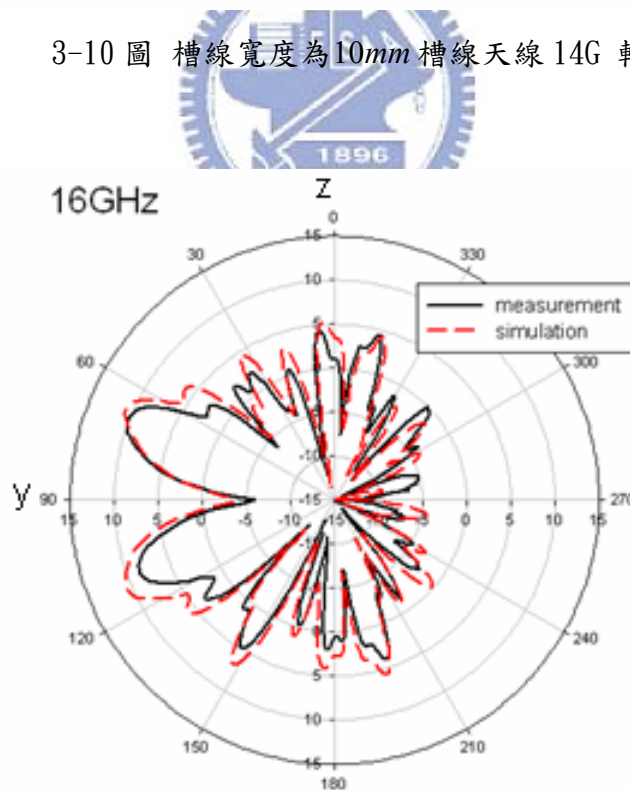


3-9 圖 槽線寬度為10mm 槽線天線之反射損失(S11)量測圖



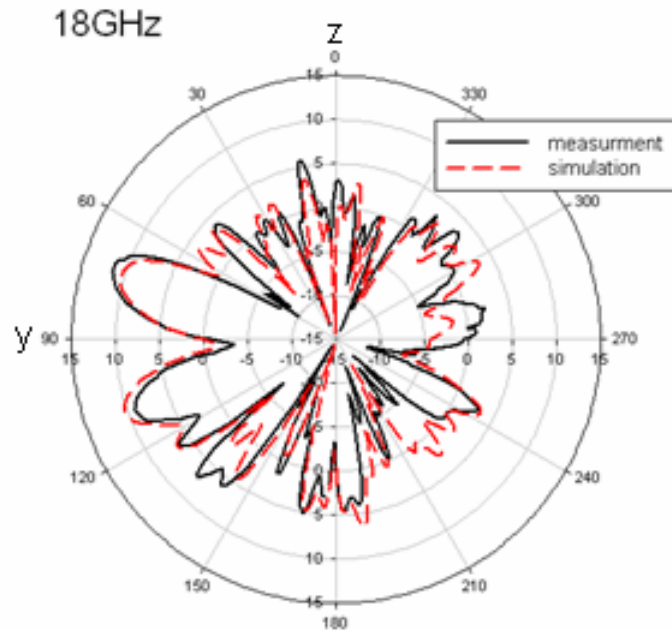
Measurement: Gain=8.97dBi Mainbeam direction=68°
Simulation: Gain=8.62dBi Mainbeam direction=61°

3-10 圖 槽線寬度為10mm 槽線天線 14G 輻射場型



Measurement: Gain=10.11dBi Mainbeam direction=71°
Simulation: Gain=10.79dBi Mainbeam direction=66°

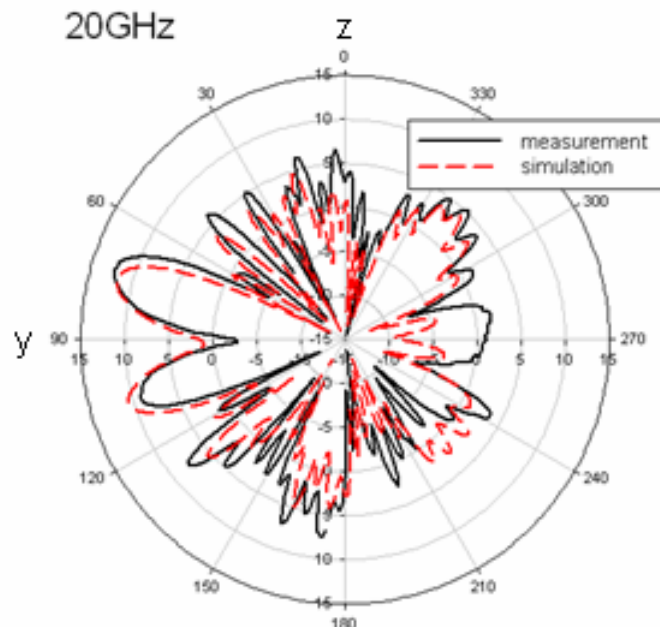
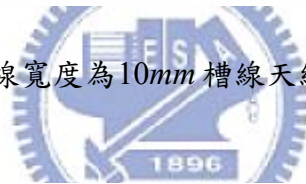
3-11 圖 槽線寬度為10mm 槽線天線 16G 輻射場型



Measurement: Gain=11.49dBi Mainbeam direction=76°

Simulation: Gain=10.41dBi Mainbeam direction=73°

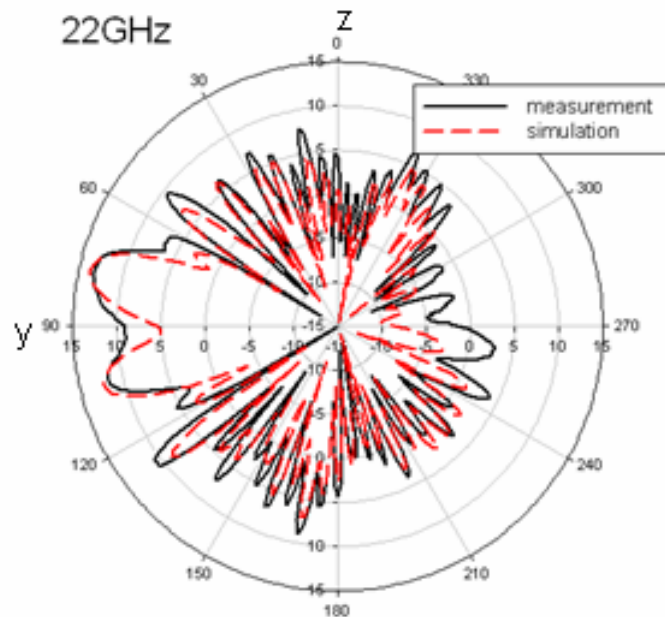
3-12 圖 槽線寬度為10mm 槽線天線 18G 輻射場型



Measurement: Gain=12.27dBi Mainbeam direction=79°

Simulation: Gain=11.66dBi Mainbeam direction=75°

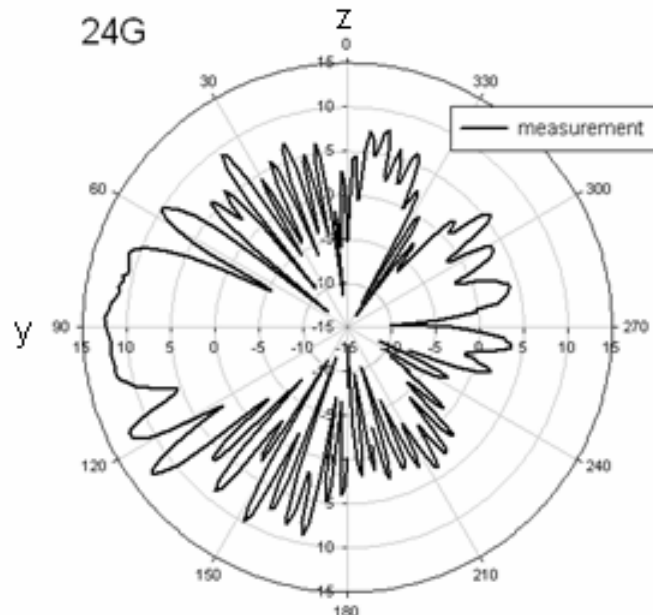
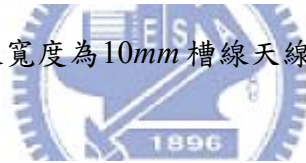
3-13 圖 槽線寬度為10mm 槽線天線 20G 輻射場型



Measurement: Gain=13.30dBi Mainbeam direction= 81°

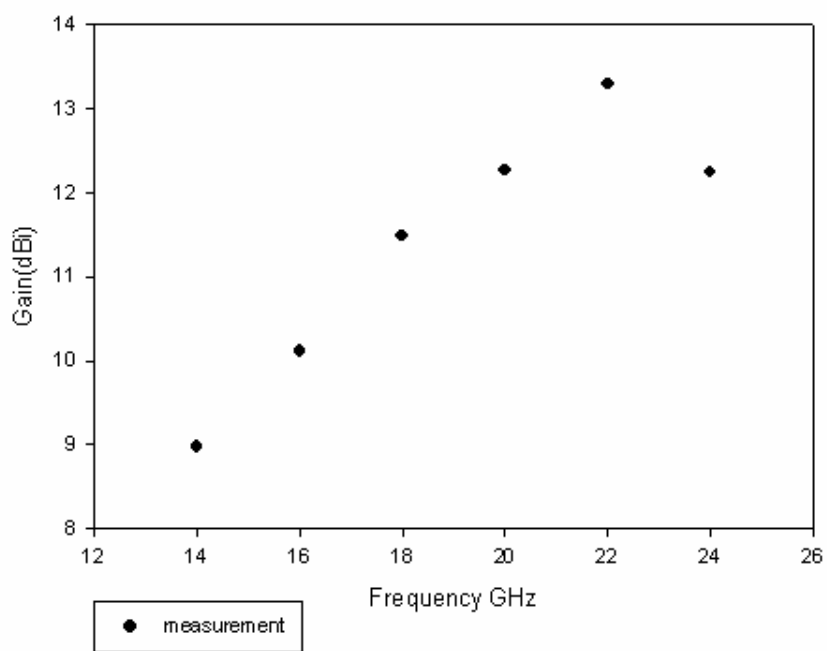
Simulation: Gain=13.67dBi Mainbeam direction= 77°

3-14 圖 槽線寬度為10mm 槽線天線 22G 輻射場型



Measurement: Gain=12.25dBi Mainbeam direction= 91°

3-15 圖槽線寬度為10mm 槽線天線 24G 輻射場型



3-16 圖 槽線寬度為10mm 增益對頻率關係圖



3.2 槽線寬度為15mm的洩漏波天線設計

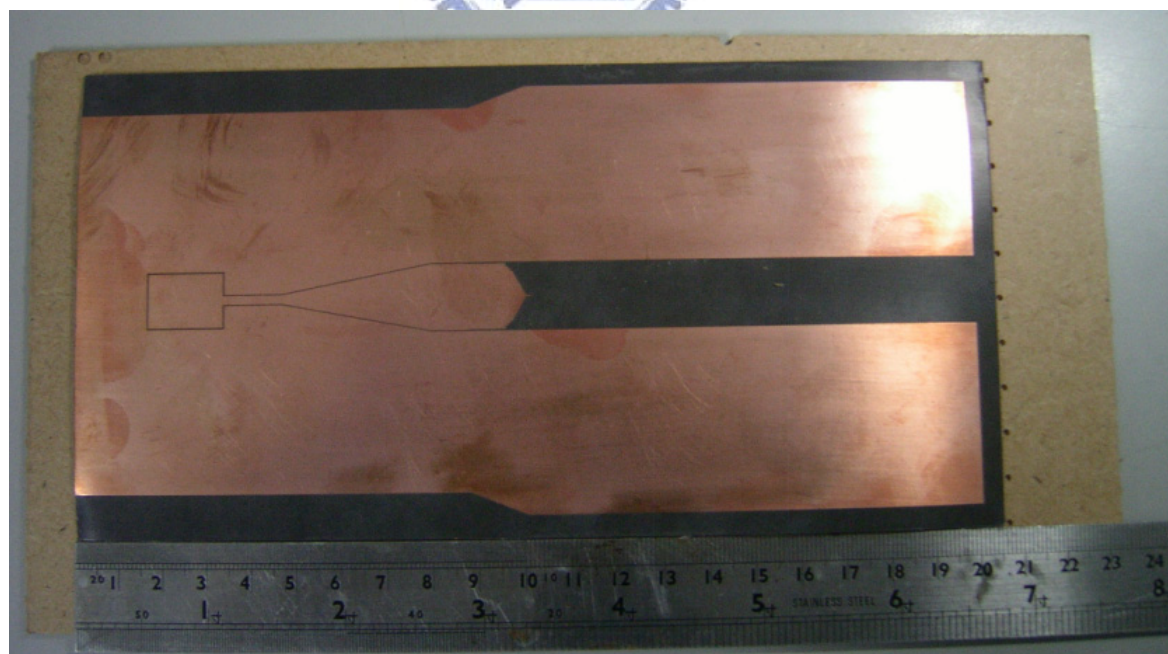
本小節的目標為設計槽線寬度為15mm的洩漏波天線，由於寬度從10mm變為15mm藉由圖2-11、圖2-5，我們可以知道第一高階模的輻射頻帶往低頻偏移，且理論的輻射頻帶為6~16G。我們使用相同的饋入電路，和相同的天線長度的設計概念，經過適當得調整得到最佳模擬的結果，最後我們展示出所設計天線量測和模擬的結果。

3.2.1 天線部份的設計

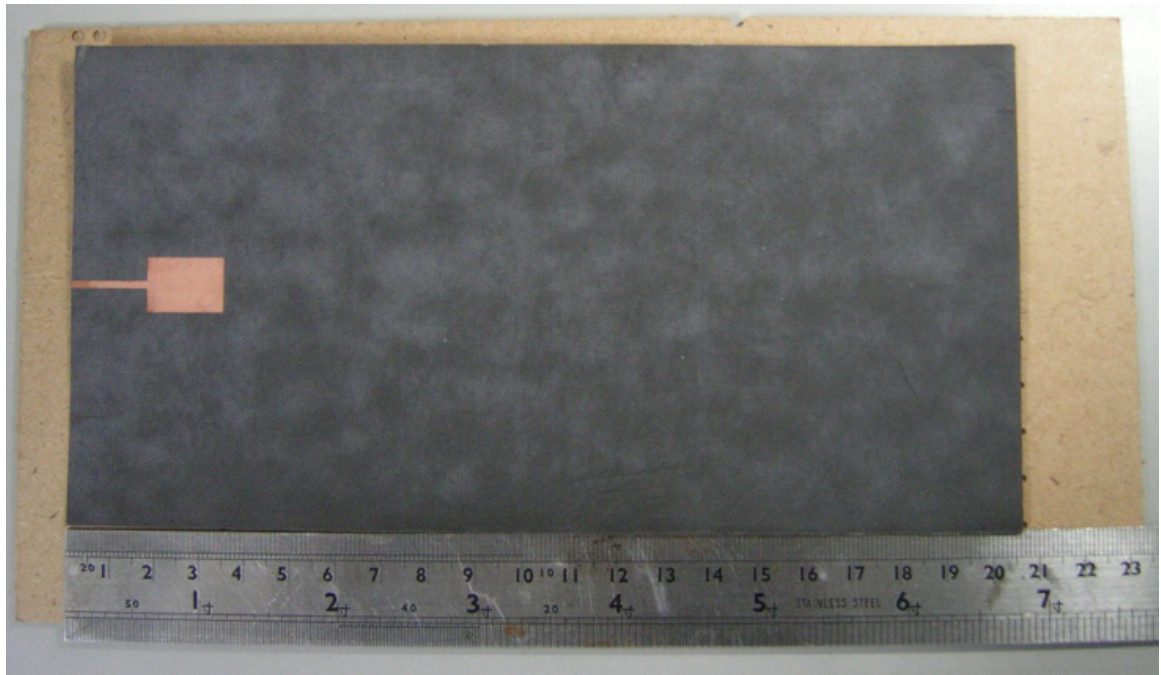
我們依據3.1.2小節設計天線部份的方法，來設計在第一高階模輻射頻帶所有頻率，把能量輻射完的最小長度。Table-3為槽線寬度為15mm下每個頻率對應 α 所計算出的最小長度。由圖表的結果得知長度至少需要75mm。

3.2.2 槽線洩漏波天線實做與量測

我們利用3.2.1和3.1小節設計概念，設計出如3-17圖實際的槽線天線，圖3-18為槽線天線結構設計參數示意圖，而Table-4為設計參數的整理。



(a)



(b)

3-17 圖 實際的槽線天線：槽線寬度為15mm (a) 正面 (b) 背面

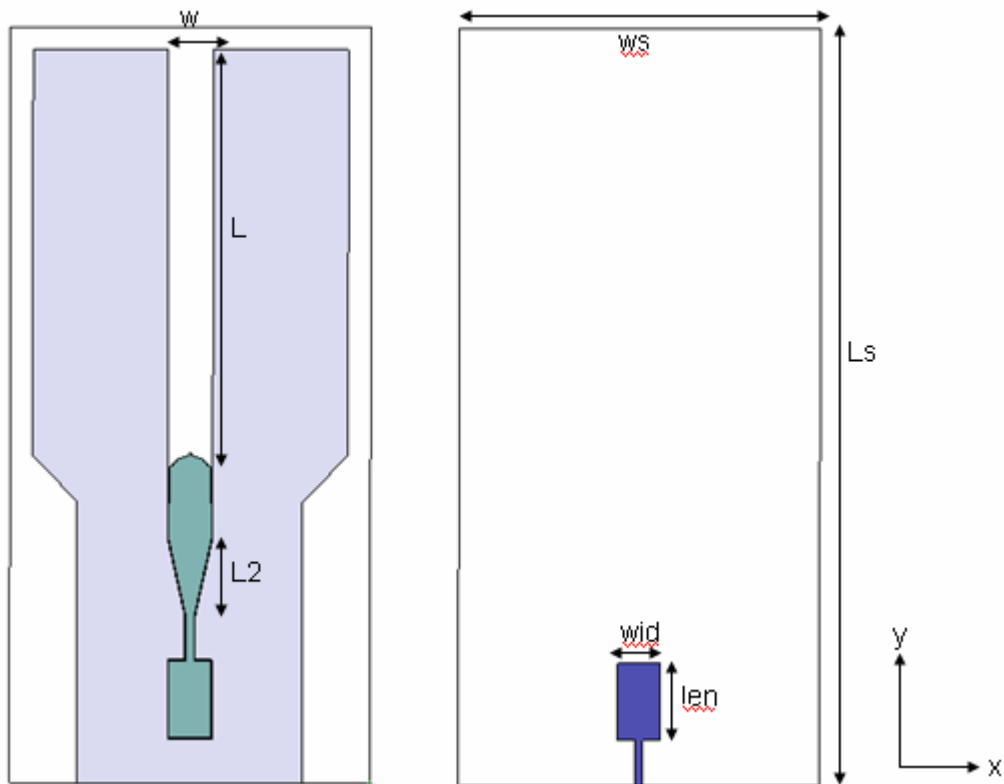


圖 3-18：槽線寬度為15mm 槽線天線結構設計參數示意圖

Table-4 槽線寬度為15mm 槽線天線設計參數

基板介電係數	: 2.2	w	: 15mm
基板厚度	: 0.508mm	w_s	: 105mm
wid	: 12mm	L_s	: 205.8mm
len	: 17mm	L	: 100mm
L_2	: 33mm		

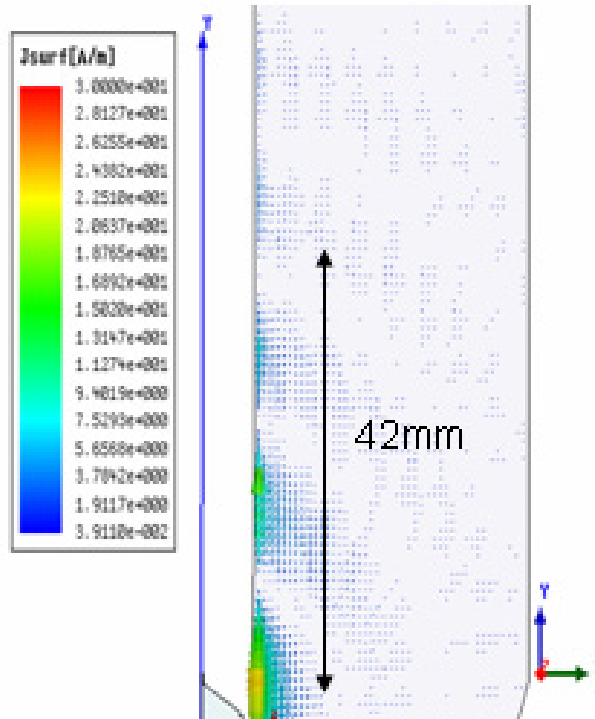
槽線寬度為15mm的天線 Table-4 的 wid 、 len 和 L_2 是控制頻寬的重要參數，經由最佳化的設計我們可以得到最佳尺寸。圖3-19為槽線天線的電流分佈圖，由圖中可明顯看出洩漏波第一高階模特有的電流分佈型態，他們操做的頻率分別為10G、12G、14G。在這些圖中我們可以看到電流在激發的端口，振幅最大之後隨著距離快速的衰減，而且頻率越低，衰減速度越快。每個圖上所標示的長度為 Table-3 所計算出能量所洩漏完的最小長度。我們跟使用模擬軟體跑出的電流分佈做比較，發現理論跟模擬的洩漏長度可以藉由圖3-19得到相當的印證。

接下來我們來看看圖 3-20，這個圖為槽線天線之反射損失(S11)量測圖，我們可以看到在頻率從7.75G~16.25G 都在-10dB 以下，頻寬有8.5G。跟我們理論上輻射區域的頻寬6.5G~16G，頻寬9.5G，相去不遠。圖 3-21 到 3-27 依序為 6G~18G 的場型圖。此外由於圖 3-19 我們可以看到天線主要的電流為縱向，橫向電流很小，所以橫向的電流所造成的極化，沒有呈現在圖 3-21 到 3-27。場型圖約從10G 才有比較好的形狀，主要原因在低頻下， α 較大，等效的線源較短，造成遠場的建設性干涉不佳，此外由於整體天線較長所以會有較多旁波帶 (side lobe)。我們可以看到槽線天線的場型有兩個主波束，主波束的方向隨著頻率的增加，越往 end-fire 方向傾斜，這就是洩漏波天線的隨著頻率而掃頻的特性。而增益隨著頻率越高，隨之增加，這是因為頻率增加想對的波長越小，在槽線兩側造成的線源

長度越長，所以會有較高的增益和較窄的波束寬。為增益對頻率的關係圖，圖

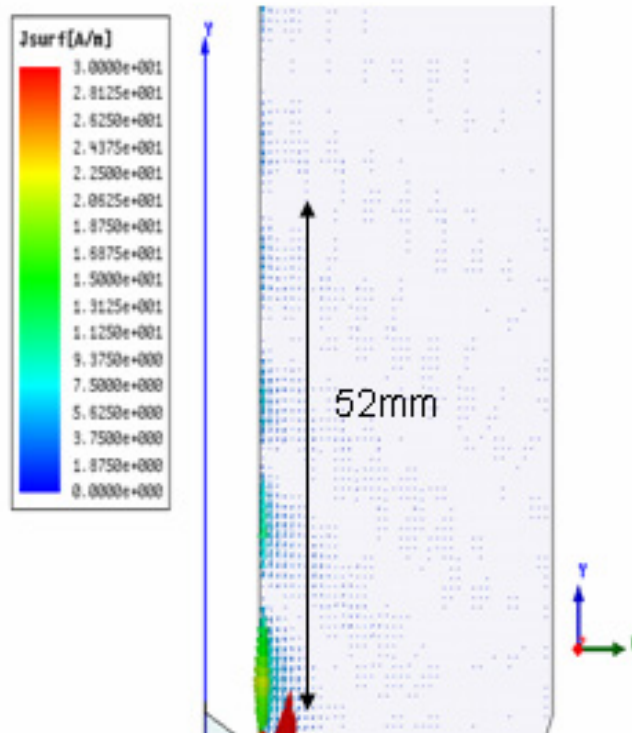
3-28 由此圖我們可以更清楚看到，增益隨著頻率增加的情形。

10G

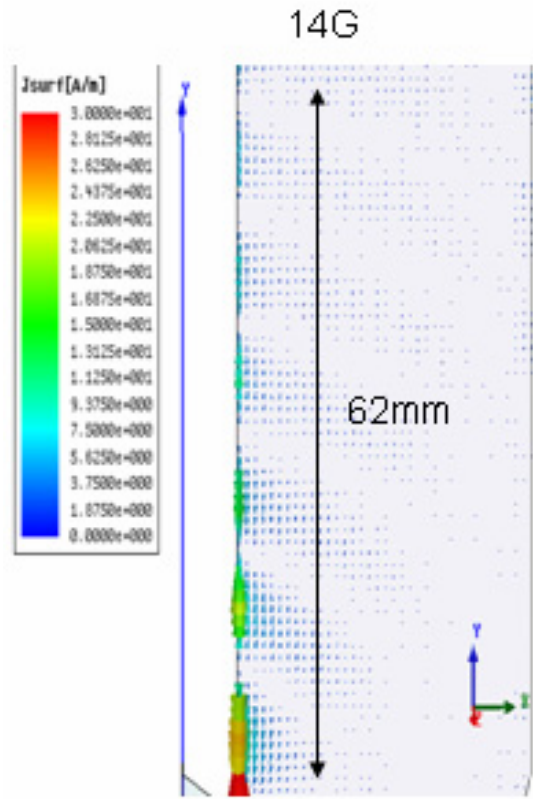


(a) 10GHz

12G

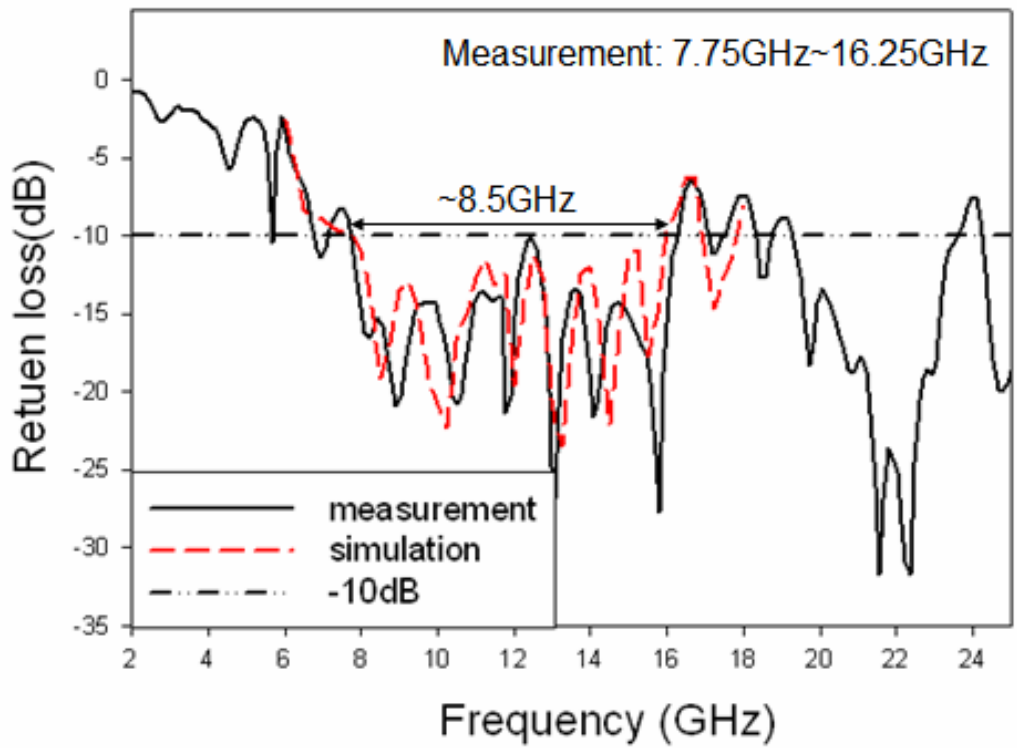


(b) 12GHz



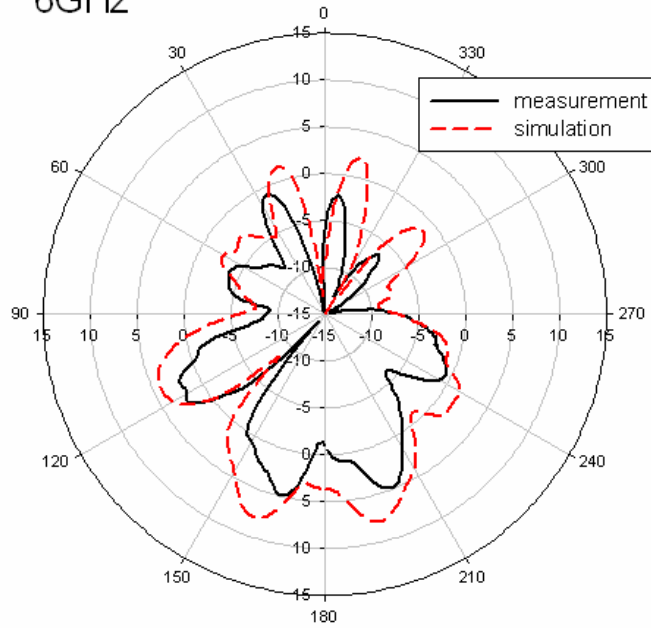
(c) 14GHz

圖 3-19 槽線寬度為15mm 槽線天線電流分佈圖 (a) 10GHz (b) 12GHz (c) 14GHz



3-20 圖 槽線寬度為15mm 槽線天線之反射損失(S11)量測圖

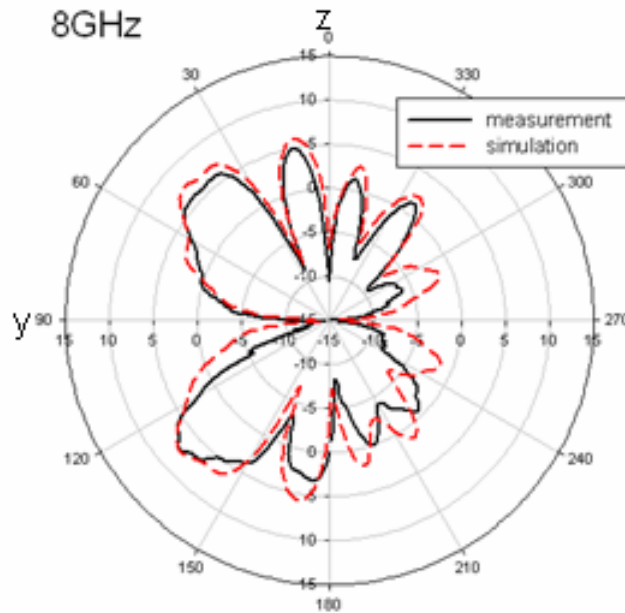
6GHz



3-21 圖 槽線寬度為15mm 槽線天線 6G 輻射場型



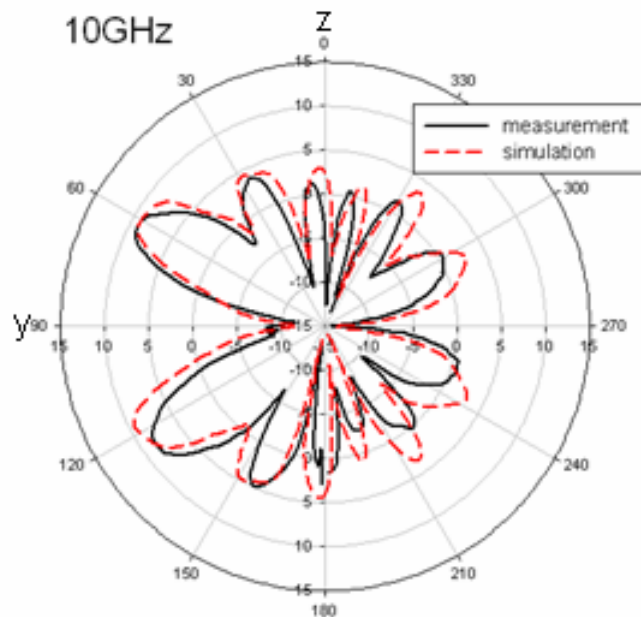
8GHz



Measurement: Gain=7.44dBi Mainbeam direction=131°

Simulation: Gain=7.50dBi Mainbeam direction=132°

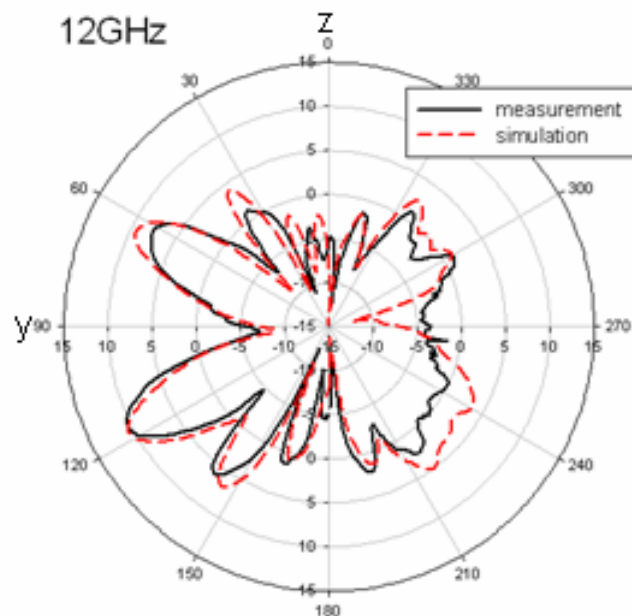
3-22 圖 槽線寬度為15mm 槽線天線 8G 輻射場型



Measurement: Gain=9.14dBi Mainbeam direction=62°

Simulation: Gain=9.35dBi Mainbeam direction=118°

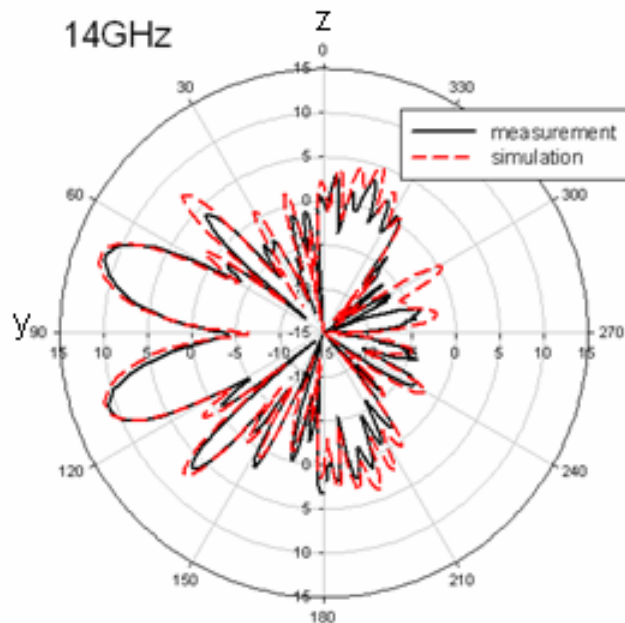
3-23 圖 槽線寬度為15mm 槽線天線 10G 輻射場型



Measurement: Gain=10.39dBi Mainbeam direction=117°

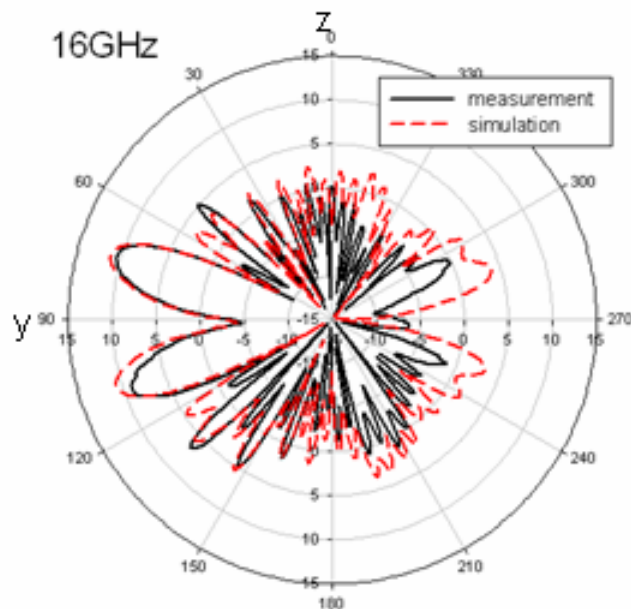
Simulation: Gain=10.60dBi Mainbeam direction=118°

3-24 圖 槽線寬度為15mm 槽線天線 12G 輻射場型



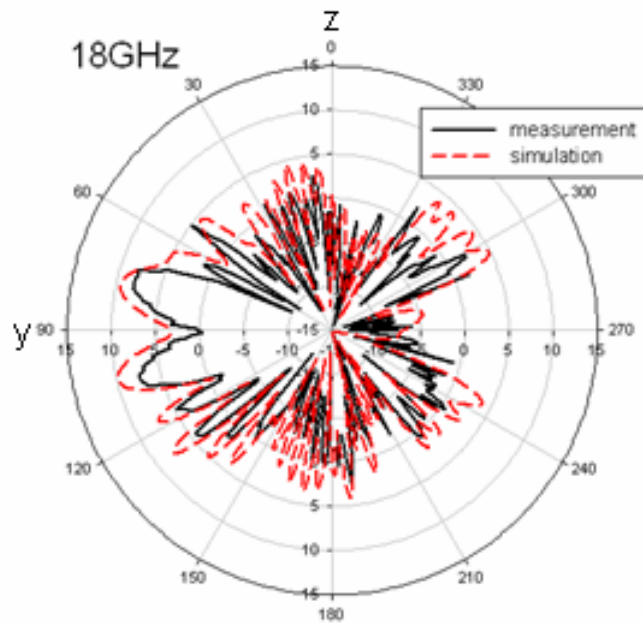
Measurement: Gain=11.23dBi Mainbeam direction=71°
Simulation: Gain=11.84dBi Mainbeam direction=71°

3-25 圖 槽線寬度為15mm 槽線天線 14G 輻射場型



Measurement: Gain=10.53dBi Mainbeam direction=73°
Simulation: Gain=11.12dBi Mainbeam direction=74°

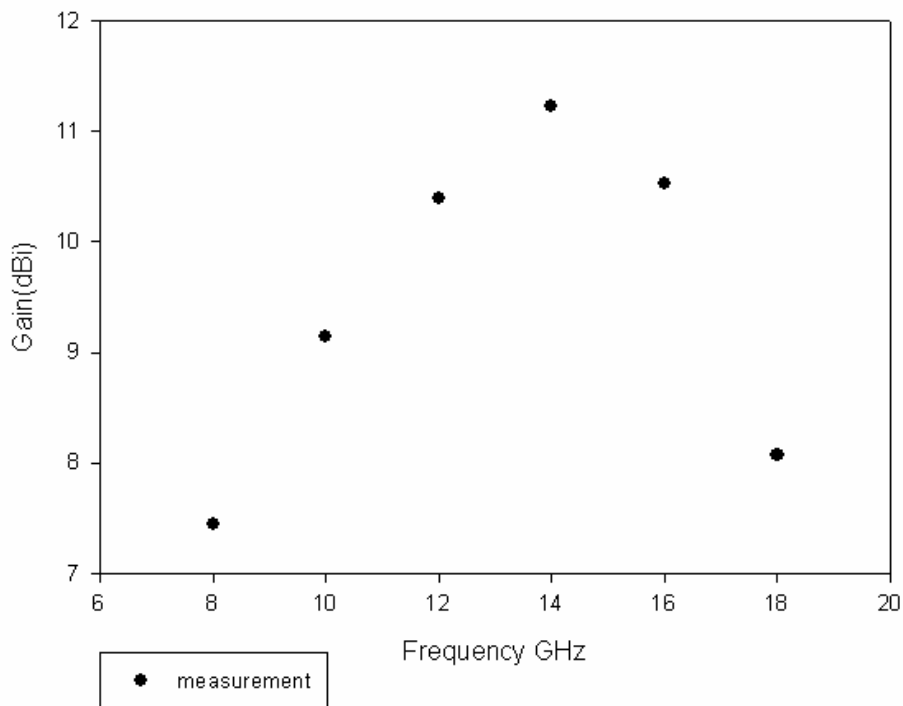
3-26 圖 槽線寬度為15mm 槽線天線 16G 輻射場型



Measurement: Gain=8.07dBi Mainbeam direction=76°

Simulation: Gain=9.50dBi Mainbeam direction=78°

3-27 圖 槽線寬度為15mm 槽線天線 18G 輻射場型



3-28 圖槽線寬度為15mm 增益對頻率關係圖

第四章 結論

我們藉由數值分析的方法，找出槽線結構的第一高階模，藉由槽線寬度的變化，我們可以知道當槽線寬度越寬，則輻射頻帶往低頻移動，槽線寬度越窄，則輻射頻帶往高頻移動。此外我們依據含地介質波導高階模特性，可以解到當槽線寬度趨近於零時，槽線結構的第一高階模會退化成含地介質波導的 TM_1 高階模。

在利用第一高階模的特性設計成天線，最重要的是激發電路。我們選擇微帶線轉共平面波導的饋入來激發，目的是使天線寬頻。在本文中，我們做了兩個槽線寬度分別為10mm、15mm，他們分別操作在不同輻射區域，我們致力於使實際的頻寬，跟理論的輻射區域一樣寬。在實際的天線上，雖然沒辦法跟理論一樣，但兩支天線的頻寬分別為77%和70%，也是相當的寬頻。至於在輻射場型上，場型通常在輻射區域相對高頻處，才有較好的增益和形狀，原因在於在相對低頻處的 α 太大導致造成等效的線源過短，無法形成有效的建設性干涉所至。



Appendix-a

Maxwell equations

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega \vec{B} - \vec{M}$$

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega \vec{D} + \vec{J}$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad \nabla \cdot \vec{J} = -j\omega \rho$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad \nabla \cdot \vec{M} = 0$$

1. if only J exists

$$\nabla \cdot \vec{A} = -j\omega \epsilon \phi_e, \quad \phi_e : \text{electric scalar potential}$$

$$(\nabla^2 + k^2) \vec{A} = -\vec{J}, \quad \vec{A} : \text{electric vector potential}$$

$$\vec{E}_e = -j\omega \mu \vec{A} + \frac{1}{j\omega \epsilon} \nabla(\nabla \cdot \vec{A})$$

$$\vec{H}_e = \nabla \times \vec{A}$$

Duality

(1) Electric (2) magnetic

$$\vec{E}$$

$$\vec{H}$$

$$\vec{H}$$

$$-\vec{E}$$

$$\vec{J}$$

$$\vec{M}$$

$$\vec{A}$$

$$\vec{F}$$

$$\mu$$

$$\epsilon$$

2. if only M exists

$$\nabla \cdot \vec{F} = -j\omega \mu \phi_f, \quad \phi_f : \text{magnetic scalar potential}$$

$$(\nabla^2 + k^2) \vec{F} = -\vec{M}, \quad \vec{F} : \text{magnetic vector potential}$$

$$\vec{E}_f = -\nabla \times \vec{F}$$

$$\vec{H}_f = -j\omega \epsilon \vec{F} + \frac{1}{j\omega \mu} \nabla(\nabla \cdot \vec{F})$$

3. J and M both exist

$$\vec{E} = \vec{E}_e + \vec{E}_h, \quad \vec{H} = \vec{H}_e + \vec{H}_h$$

$$\vec{E} = -\nabla \times \vec{F} - j\omega \mu \vec{A} + \frac{1}{j\omega \epsilon} \nabla(\nabla \cdot \vec{A})$$

$$\vec{H} = \nabla \times \vec{A} - j\omega \epsilon \vec{F} + \frac{1}{j\omega \mu} \nabla(\nabla \cdot \vec{F})$$

or

$$\vec{E} = -\nabla \times \vec{F} + \frac{1}{j\omega \epsilon} (\nabla \times \nabla \times \vec{A} - \vec{J})$$

$$\vec{H} = \nabla \times \vec{A} + \frac{1}{j\omega \mu} (\nabla \times \nabla \times \vec{F} - \vec{M})$$

Source free (J=0,M=0) $\hat{z} = j\omega\mu$, $\hat{y} = j\omega\varepsilon$

$$\text{TM}_{\text{to}y} : \vec{A} = \psi_e(x, y, z)\hat{a}_y, \vec{F} = 0$$

$$\vec{E} = -\hat{z}\vec{A} + \frac{1}{\hat{y}}\nabla(\nabla\cdot\vec{A})$$

$$\vec{H} = \nabla\times\vec{A}$$

$$E_x = \frac{1}{\hat{y}}\frac{\partial^2\psi_e}{\partial x\partial y}, \quad H_x = -\frac{\partial\psi_e}{\partial z}$$

$$E_y = \frac{1}{\hat{y}}\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2\right)\psi_e, \quad H_y = 0$$

$$E_z = \frac{1}{\hat{y}}\frac{\partial^2\psi_e}{\partial z\partial y}, \quad H_z = \frac{\partial\psi_e}{\partial x}$$

$$\text{TE}_{\text{to}y} : \vec{F} = \psi_h(x, y, z)\hat{a}_y, \vec{A} = 0$$

$$\vec{E} = -\nabla\times\vec{F}$$

$$\vec{H} = -\hat{y}\vec{F} + \frac{1}{\hat{z}}\nabla(\nabla\cdot\vec{F})$$

$$E_x = \frac{\partial\psi_h}{\partial z}, \quad H_x = \frac{1}{\hat{z}}\frac{\partial^2\psi_h}{\partial x\partial y}$$

$$E_y = 0, \quad H_y = \frac{1}{\hat{z}}\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2\right)\psi_h$$

$$E_z = -\frac{\partial\psi_h}{\partial x}, \quad H_z = \frac{1}{\hat{z}}\frac{\partial^2\psi_h}{\partial z\partial y}$$

TE_{to y} + TM_{to y}

$$E_x = \frac{1}{\hat{y}}\frac{\partial^2\psi_e}{\partial x\partial y} + \frac{\partial\psi_h}{\partial z}, \quad H_x = -\frac{\partial\psi_e}{\partial z} + \frac{1}{\hat{z}}\frac{\partial^2\psi_h}{\partial x\partial y}$$

$$E_y = \frac{1}{\hat{y}}\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2\right)\psi_e, \quad H_y = \frac{1}{\hat{z}}\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2\right)\psi_h$$

$$E_z = \frac{1}{\hat{y}}\frac{\partial^2\psi_e}{\partial z\partial y} - \frac{\partial\psi_h}{\partial x}, \quad H_z = \frac{\partial\psi_e}{\partial x} + \frac{1}{\hat{z}}\frac{\partial\psi_h}{\partial z\partial y}$$

$$\psi_e(x, y, z) = \Psi_e(x, y)e^{-\beta z} \xrightarrow{\text{F.T}} \tilde{\psi}_e(\alpha, y, z) = \tilde{\Psi}_e(\alpha, y)e^{-\beta z}$$

$$\psi_h(x, y, z) = \Psi_h(x, y)e^{-\beta z} \xrightarrow{\text{F.T}} \tilde{\psi}_h(\alpha, y, z) = \tilde{\Psi}_h(\alpha, y)e^{-\beta z}$$

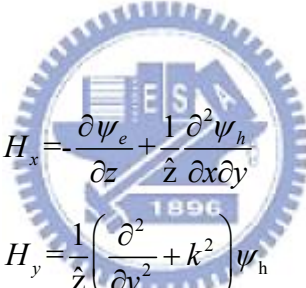
$$\frac{\partial}{\partial x} \Rightarrow -j\alpha, \quad \frac{\partial}{\partial z} \Rightarrow -j\beta$$

F.T \Rightarrow

$$\tilde{E}_x = \frac{-j\alpha}{\hat{y}}\frac{\partial^2\tilde{\psi}_e}{\partial y} - j\beta\tilde{\psi}_h, \quad \tilde{H}_x = j\beta\tilde{\psi}_e - \frac{j\alpha}{\hat{z}}\frac{\partial^2\tilde{\psi}_h}{\partial y}$$

$$\tilde{E}_y = \frac{1}{\hat{y}}\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2\right)\tilde{\psi}_e, \quad \tilde{H}_y = \frac{1}{\hat{z}}\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2\right)\tilde{\psi}_h$$

$$\tilde{E}_z = \frac{-j\beta}{\hat{y}}\frac{\partial^2\tilde{\psi}_e}{\partial y} + j\alpha\tilde{\psi}_h, \quad \tilde{H}_z = -j\alpha\tilde{\psi}_e - \frac{j\beta}{\hat{z}}\frac{\partial\tilde{\psi}_h}{\partial y}$$



Fourier transform pairs

$$F(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{i\alpha x} dx$$

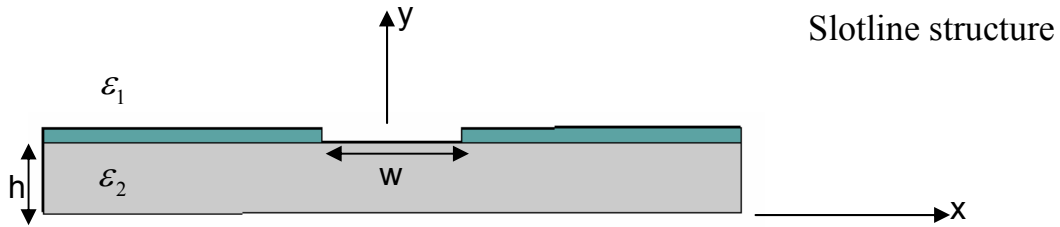
$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\alpha)e^{-i\alpha x} d\alpha$$

$$(\nabla^2 + k^2) \begin{pmatrix} \vec{A} \\ \vec{F} \end{pmatrix} = 0 \Rightarrow (\nabla^2 + k^2) \begin{pmatrix} \psi_e \\ \psi_h \end{pmatrix} = 0$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) \begin{pmatrix} \psi_e \\ \psi_h \end{pmatrix} = 0 \xrightarrow{F.T. + \frac{\partial}{\partial z} = -j\beta} \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \alpha^2 - \beta^2 + k^2 \right) \begin{pmatrix} \tilde{\psi}_e \\ \tilde{\psi}_h \end{pmatrix} = 0$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \gamma^2 \right) \begin{pmatrix} \tilde{\psi}_e \\ \tilde{\psi}_h \end{pmatrix} = 0, \tilde{\psi}_e(\alpha, y, z) = \tilde{\Psi}_e(\alpha, y) e^{-i\beta z}, \tilde{\psi}_h(\alpha, y, z) = \tilde{\Psi}_h(\alpha, y) e^{-i\beta z}$$

$$\xrightarrow{\text{neglect } e^{-i\beta z}} \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \gamma^2 \right) \begin{pmatrix} \tilde{\Psi}_e \\ \tilde{\Psi}_h \end{pmatrix} = 0, \gamma^2 = \alpha^2 + \beta^2 - k^2$$



$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \gamma_i^2 \right) \begin{pmatrix} \tilde{\Psi}_{ei} \\ \tilde{\Psi}_{hi} \end{pmatrix} = 0, \gamma_i^2 = \alpha^2 + \beta^2 - k_i^2, i = 1, 2, 3$$

$$\tilde{\Psi}_{e1} = A^e e^{-\gamma_1(y-h)}, \tilde{\Psi}_{h1} = A^h e^{-\gamma_1(y-h)}$$

$$\tilde{\Psi}_{e2} = B^e \sinh(\gamma_2 y) + C^e \cosh(\gamma_2 y), \tilde{\Psi}_{h2} = B^h \sinh(\gamma_2 y) + C^h \cosh(\gamma_2 y)$$

$$\tilde{\Psi}_{e3} = D^e e^{\gamma_3(y-h)}, \tilde{\Psi}_{h3} = D^h e^{\gamma_3(y-h)}$$

assume

$$\gamma_{y1} = \frac{\gamma_1}{\hat{y}_1}, \gamma_{y2} = \frac{\gamma_2}{\hat{y}_2}, \gamma_{y3} = \frac{\gamma_3}{\hat{y}_3}$$

$$\gamma_{z1} = \frac{\gamma_1}{\hat{z}_1}, \gamma_{z2} = \frac{\gamma_2}{\hat{z}_2}, \gamma_{z3} = \frac{\gamma_3}{\hat{z}_3}$$

assume $z=0$

$$\tilde{E}_{x1} = j\alpha\gamma_{y1}A^e e^{-\gamma_1(y-h)} - j\beta A^h e^{-\gamma_1(y-h)}$$

$$\tilde{E}_{x2} = -j\alpha\gamma_{y2}(B^e \cosh \gamma_2 y + C^e \sinh \gamma_2 y) - j\beta(B^h \sinh \gamma_2 y + C^h \cosh \gamma_2 y)$$

$$\tilde{E}_{x3} = -j\alpha\gamma_{y3}D^e e^{\gamma_3 y} - j\beta D^h e^{\gamma_3 y}$$

$$\tilde{E}_{y1} = \frac{1}{\hat{y}_1}(\gamma_1^2 + k_1^2)A^e e^{-\gamma_1(y-h)}$$

$$\tilde{E}_{y2} = \frac{1}{\hat{y}_2}(\gamma_2^2 + k_2^2)(B^e \sinh \gamma_2 y + C^e \cosh \gamma_2 y)$$

$$\tilde{E}_{y3} = \frac{1}{\hat{y}_3}(\gamma_3^2 + k_3^2)D^e e^{\gamma_3 y}$$

$$\tilde{E}_{z1} = j\beta\gamma_{y1}A^e e^{-\gamma_1(y-h)} + j\alpha A^h e^{-\gamma_1(y-h)}$$

$$\tilde{E}_{z2} = -j\beta\gamma_{y2}(B^e \cosh \gamma_2 y + C^e \sinh \gamma_2 y) + j\alpha(B^h \sinh \gamma_2 y + C^h \cosh \gamma_2 y)$$

$$\tilde{E}_{z3} = -j\beta\gamma_{y3}D^e e^{\gamma_3 y} + j\alpha D^h e^{\gamma_3 y}$$

$$\tilde{H}_{x1} = j\beta A^e e^{-\gamma_1(y-h)} + j\alpha\gamma_{z1}A^h e^{-\gamma_1(y-h)}$$

$$\tilde{H}_{x2} = j\beta(B^e \sinh \gamma_2 y + C^e \cosh \gamma_2 y) - j\alpha\gamma_{z2}(B^h \cosh \gamma_2 y + C^h \sinh \gamma_2 y)$$

$$\tilde{H}_{x3} = j\beta D^e e^{\gamma_3 y} - j\alpha\gamma_{z3}D^h e^{\gamma_3 y}$$

$$\tilde{H}_{y1} = \frac{1}{\hat{z}_1}(\gamma_1^2 + k_1^2)A^h e^{-\gamma_1(y-h)}$$

$$\tilde{H}_{y2} = \frac{1}{\hat{z}_2}(\gamma_2^2 + k_2^2)(B^h \sinh \gamma_2 y + C^h \cosh \gamma_2 y)$$

$$\tilde{H}_{y3} = \frac{1}{\hat{z}_3}(\gamma_3^2 + k_3^2)D^h e^{\gamma_3 y}$$

$$\tilde{H}_{z1} = -j\alpha A^e e^{-\gamma_1(y-h)} + j\beta\gamma_{z1}A^h e^{-\gamma_1(y-h)}$$

$$\tilde{H}_{z2} = -j\alpha(B^e \sinh \gamma_2 y + C^e \cosh \gamma_2 y) - j\beta\gamma_{z2}(B^h \cosh \gamma_2 y + C^h \sinh \gamma_2 y)$$

$$\tilde{H}_{z3} = -j\alpha D^e e^{\gamma_3 y} - j\beta\gamma_{z3}D^h e^{\gamma_3 y}$$

⇒ F.T

Boundary condition

at $y=h$ (α domain)

$$\tilde{E}_{x1} = \tilde{E}_{x2}$$

$$\tilde{E}_{z1} = \tilde{E}_{z2}$$

$$\tilde{H}_{x2} - \tilde{H}_{x1} = \tilde{J}_{zs}$$

$$\tilde{H}_{z2} - \tilde{H}_{z1} = -\tilde{J}_{xs}$$

at $y=0$

$$\tilde{E}_{x2} = \tilde{E}_{x3}$$

$$\tilde{E}_{z2} = \tilde{E}_{z3}$$

$$\tilde{H}_{x2} = \tilde{H}_{x3}$$

$$\tilde{H}_{z2} = \tilde{H}_{z3}$$

at $y=h$

$$\epsilon_1 = \epsilon_3 = \epsilon_0, \epsilon_2 = \epsilon, \mu_1 = \mu_2 = \mu_3 = \mu_0$$

$$\gamma_1 = \gamma_3 = \gamma_0, \gamma_2 = \gamma$$

$$\gamma_{y1} = \gamma_{y3} = \gamma_{y0}, \gamma_{y2} = \gamma_y$$

$$\gamma_{z1} = \gamma_{z3} = \gamma_{z0}, \gamma_{z2} = \gamma_z$$

$$\gamma_{z0} = \frac{\gamma_0}{j\omega\mu_0}, \gamma_z = \frac{\gamma}{j\omega\mu_0}$$

$$\gamma_{y0} = \frac{\gamma_0}{j\omega\epsilon_0}, \gamma_y = \frac{\gamma}{j\omega\epsilon}$$

$$\gamma_0^2 = \alpha^2 + \beta^2 - k_0^2$$

$$\gamma^2 = \alpha^2 + \beta^2 - k^2$$

$$C_t = \coth(\gamma h)$$

$$\begin{bmatrix} \tilde{J}_{sz} \\ \tilde{J}_{sx} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Y}_{zz} & \tilde{Y}_{zx} \\ \tilde{Y}_{xz} & \tilde{Y}_{xx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_z \\ \tilde{E}_x \end{bmatrix}$$

$$\tilde{Y}_{zz} = -\frac{1}{(\alpha^2 + \beta^2)}(\beta^2 \tilde{Y}_e + \alpha^2 \tilde{Y}_h)$$

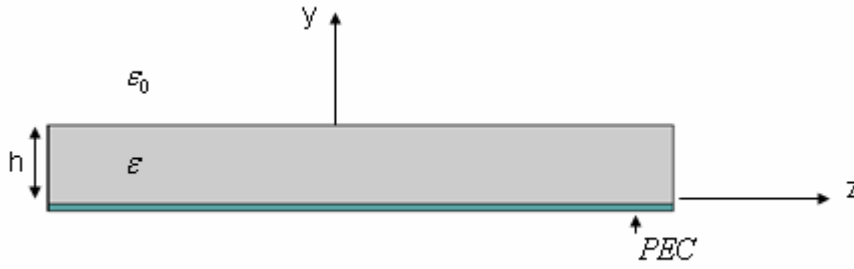
$$\tilde{Y}_{zx} = \frac{-\alpha\beta}{(\alpha^2 + \beta^2)}(\tilde{Y}_e + \tilde{Y}_h)$$

$$\tilde{Y}_{xz} = \frac{-\alpha\beta}{(\alpha^2 + \beta^2)}(\tilde{Y}_e + \tilde{Y}_h)$$

$$\tilde{Y}_{xx} = -\frac{1}{(\alpha^2 + \beta^2)}(\alpha^2 \tilde{Y}_e + \beta^2 \tilde{Y}_h)$$

$$\tilde{Y}_e = \frac{\gamma_y + 2C_t + \gamma_{y0}}{C_t \gamma_{y0} + \gamma_y}, \tilde{Y}_h = \frac{2C_t \gamma_z \gamma_{z0} + \gamma_{z0}^2 + \gamma_z^2}{C_t \gamma_z + \gamma_{z0}}$$

Appendix-b



source free

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H}$$

$$\nabla \times \vec{H} = -j\omega\varepsilon\vec{E}$$

E_z, H_z rule

$$H_x = \frac{1}{k_c^2} \left(j\omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial y} - j\beta \frac{\partial H_z}{\partial x} \right)$$

$$H_y = \frac{1}{k_c^2} \left(-j\omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial x} - j\beta \frac{\partial H_z}{\partial y} \right)$$

$$E_x = \frac{1}{k_c^2} \left(-j\beta \frac{\partial E_z}{\partial x} - j\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial y} \right)$$

$$E_y = \frac{1}{k_c^2} \left(-j\beta \frac{\partial E_z}{\partial y} + j\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial x} \right)$$

$$k_c^2 = k^2 - \beta^2$$

$$k_{y0}^2 + k_z^2 = k_0^2 \text{ -----(1)}$$

$$k_y^2 + k_z^2 = k^2 \text{ -----(2)}$$

$$jk_{y0}\varepsilon_r = \tan k_y h \text{ -----(3)}$$

cutoff: $k_{y0} = 0$

$$(3) = 0 \Rightarrow k_y = \frac{N\pi}{h} \quad N=0,1,2,\dots$$

$$(2) - (1) \xrightarrow{k_{y0}=0} k_y^2 = k_0^2 (\varepsilon_r - 1)$$

$$k_0 = k_c = \frac{N\pi}{h\sqrt{\varepsilon_r - 1}} \quad N=0,1,2,\dots$$

$$f_c = \frac{Nc}{2h\sqrt{\varepsilon_r - 1}} \quad N=0,1,2,\dots$$

TM : $H_z = 0, H_x(y, z), E_y(y, z), E_z(y, z)$

$$(\nabla^2 + k^2)\vec{H} = 0 \Rightarrow \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) H_x = 0$$

$$\therefore \nabla \times \vec{H} = j\omega\varepsilon\vec{E}$$

$$\Rightarrow E_y = \frac{-j}{\omega\varepsilon} \frac{\partial H_x}{\partial z}, E_z = \frac{j}{\omega\varepsilon} \frac{\partial H_x}{\partial y}$$

$$H_{x0} = Ae^{-jk_{y0}(y-h)} e^{-jk_z z}, y > h$$

$$H_x = B \cos k_y y e^{-jk_z z}, 0 < y < h$$

$$E_{y0} = \frac{-k_{z0}}{\omega\varepsilon_0} Ae^{-jk_{y0}(y-h)} e^{-jk_z z}, y > h$$

$$E_y = \frac{-k_z}{\omega\varepsilon} B \cos k_y y e^{-jk_z z}, 0 < y < h$$

$$E_{z0} = \frac{k_{y0}}{\omega\varepsilon_0} Ae^{-jk_{y0}(y-h)} e^{-jk_z z}, y > h$$

$$E_z = \frac{-jk_y}{\omega\varepsilon} B \sin k_y y e^{-jk_z z}, 0 < y < h$$

Boundary condition

$$y = h, H_x = H_{x0}, E_z = E_{z0}$$

$$\Rightarrow \frac{jk_{y0}\varepsilon_r}{k_y} = \tan k_y h$$

$$TE: E_z = 0, H_y(y, z), E_x(y, z), H_z(y, z) \quad k_{y0}^2 + k_z^2 = k_0^2 \text{ -----(1)}$$

$$(\nabla^2 + k^2)\vec{E} = 0 \Rightarrow \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) E_x = 0 \quad k_y^2 + k_z^2 = k^2 \text{ -----(2)}$$

$$\therefore \nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad k_{y0} = jk_y \cot k_y h \text{ -----(3)}$$

$$\Rightarrow H_y = \frac{j}{\omega\mu} \frac{\partial E_x}{\partial z}, H_z = \frac{-j}{\omega\mu} \frac{\partial E_x}{\partial y}$$

$$E_{x0} = A e^{-jk_{y0}(y-h)} e^{-jk_z z}, y > h$$

$$\text{cutoff: } k_{y0} = 0$$

$$E_x = B \sin k_y y e^{-jk_z z}, 0 < y < h$$

$$(3) = 0 \Rightarrow k_y = \frac{(N - \frac{1}{2})\pi}{h} \quad N=1, 2, \dots$$

$$H_{y0} = \frac{k_z}{\omega\mu_0} A e^{-jk_{y0}(y-h)} e^{-jk_z z}, y > h$$

$$(2) - (1) \xrightarrow{k_{y0}=0} k_y^2 = k_0^2 (\epsilon_r - 1)$$

$$H_y = \frac{k_z}{\omega\mu_0} B \sin k_y y e^{-jk_z z}, 0 < y < h$$

$$k_0 = k_c = \frac{(N - \frac{1}{2})\pi}{h\sqrt{\epsilon_r - 1}} \quad N=1, 2, \dots$$

$$H_{z0} = \frac{-k_{y0}}{\omega\mu_0} A e^{-jk_{y0}(y-h)} e^{-jk_z z}, y > h$$

$$H_z = \frac{-jk_y}{\omega\mu_0} B \cos k_y y e^{-jk_z z}, 0 < y < h$$

$$f_c = \frac{(2N - 1)c}{4h\sqrt{\epsilon_r - 1}} \quad N=1, 2, \dots$$



Boundary condition

$$y = h, H_{z0} = H_z, E_x = E_{x0}$$

$$\Rightarrow k_{y0} = jk_y \cot k_y h$$

Table-1 槽線寬度為10mm

f (GHz)	8	8.5	9	9.5	10	10.5	11
beta/k0	0.99415	0.96124	0.94033	0.92482	0.92407	0.91318	0.9139
alpha/k0	1.1802	1.0804	0.98122	0.90941	0.83431	0.76805	0.7081
alpha	197.88	192.47	185.08	181.07	174.86	169.02	163.25
L_min(mm)	17.435	17.925	18.64	19.054	19.73	20.412	21.134
	11.5	12	12.5	13	13.5	14	14.5
	0.91024	0.91181	0.913	0.91604	0.91928	0.92345	0.92781
	0.65214	0.60232	0.55644	0.51506	0.47595	0.44171	0.4118
	157.18	151.48	145.78	140.33	134.66	129.6	125.14
	21.949	22.775	23.667	24.584	25.62	26.62	27.568
	15.5	16	16.5	17	17.5	18	18.5
	0.93802	0.94382	0.94904	0.95273	0.95877	0.96841	0.96758
	0.36017	0.33428	0.30997	0.29329	0.28007	0.25988	0.24104
	117	112.1	107.19	104.5	102.72	98.04	93.457
	29.487	30.777	32.186	33.015	33.586	35.19	36.915
	19.5	20	20.5	21	21.5	22	22.5
	0.98309	0.97834	0.98244	0.99083	0.99044	0.99444	1.0028
	0.20851	0.19917	0.19738	0.18493	0.1765	0.17439	0.16526
	85.214	83.487	84.802	81.391	79.53	80.408	77.931
	40.487	41.324	40.683	42.388	43.38	42.906	44.27
	23.5	24	24.5	25			
	1.0056	1.0051	1.0055	1.007			
	0.145	0.13513	0.12632	0.11921			
	71.417	67.968	64.862	62.462			
	48.308	50.759	53.19	55.233			

Table-3 槽線寬度為15mm

f (GHz)	5	5.5	6	6.5	7	7.5	8	
beta/k0	1.0008	0.9815	0.9496	0.9389	0.9251	0.922	0.9188	
alpha/k0	1.2625	1.1095	0.9745	0.8602	0.7608	0.6737	0.599	
alpha	132.2954	127.8938	122.5442	117.18	111.6126	105.9043	100.431	
L_min(mm)	26.078	26.9755	28.1531	29.4419	30.9105	32.5766	34.3519	
	8.5	9	9.5	10	10.5	11	11.5	12
	0.9218	0.9238	0.9297	0.9354	0.9421	0.9532	0.9514	0.971
	0.5334	0.4757	0.4261	0.3848	0.3502	0.3115	0.2913	0.2599
	95.0141	89.7198	84.84	80.6466	77.0601	71.8124	70.2072	65.3686
	36.3104	38.4531	40.6648	42.7792	44.7702	48.0419	49.1403	52.7777
	12.5	13	13.5	14	14.5	15	15.5	16
	0.9628	0.983	0.9718	0.9877	0.9825	1.0036	0.9962	1.0097
	0.2372	0.2094	0.2045	0.1871	0.1808	0.1703	0.155	0.1366
	62.1502	57.0442	57.8675	54.9039	54.9456	53.545	50.3423	45.8227
	55.5106	60.4794	59.6189	62.8371	62.7893	64.4318	68.5309	75.2902

參考文獻

- [1] W. Menzel, "A new traveling-wave antenna in microstrip," *Arch. Electron. Ubertrag. Tech.*, vol. 33, pp. 137-140, 1979.
- [2] A. A. Oliner and K. S. Lee, "The nature of the leakage from higher-order modes on microstrip line," in *Proc. 1986 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, Baltimore, MD, 1986, pp. 57-60.
- [3] A. A. Oliner, "Leakage from higher modes on microstrip line with application to antenna," *Radio Sci.*, vol. 22, no.6, pp. 907-912, Nov.1987.
- [4] J. M. Grimm and D. P. Nyquist, "Spectral analysis considerations relevant to radiation and leaky modes of open-boundary microstrip transmission line," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-41, pp. 150-153, Jan. 1993
- [5] C.S. Lee and V. Nalbandian, "Planar leaky-wave microstrip antenna," in *Proc. IEEE AP-S Int. Symp. Dig.*, 1997, pp. 1126-1129.
- [6] W. Hong and Y. D. Lin, "Single-conductor strip leaky-wave antenna," *2002IEEE AP-S International Symposium*, vol.1, San Antonio, Texas, pp. 498-501, 2002.
- [7] Y. D. Lin and J. W. Sheen, "Propagation Characteristics of the slotline First Higher Order mode," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol.MTT-46, pp. 1774-4781, Oct. 1998.
- [8] Y. D. Lin and J. W. Sheen, "Mode distinction and radiation-efficiency analysis of planar leaky-wave line source," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol.45, pp. 1672-1680, Oct. 1997.

- [9] Lei Zhu and W. Menzel, "Broad-Band Microstrip-to-CPW Transition via Frequency-Dependent Electromagnetic Coupling," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol.52,no.5, May. 1998.
- [10] T. Itoh: Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-wave Passive Structures, John Wiley & Sons, New York, 1989.
- [11] T. Itoh, R. Mittra: Dispersion Characteristics of slotlines, *Electron. Lett.*, vol. 7, 1971, pp. 364-365.
- [12] R.F. Harrington: *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, John Wiley & Sons, New York, 1961.
- [13] J. Zehentner, J. Machac, "New Space leaky wave Spectrum Components on the Slotline," *Conference Proceedings of the 30th EuMC.*, vol. 2, pp. 190-193, June 2000 Paris.
- [14] J. Zehentner, J. Machac, and P. Lorenz, J. Mrkvica "Leaky Wave Radiation of a Printed Slotline Antenna," *Asia Pacific Microwave Conference.*, December 2001, accepted for presentation.
- [15] J. Zehentner, J. Machac, and M. Migliozzi "Upper Cut-Off Frequency of the Bound Wave and New Leaky Wave on the Slotline," 1997, IEEE MTT-S 1997 International Microwave Symposium Digest, Denver, CO, USA, pp. 487-490