

行政院國家科學委員會專題研究計畫 成果報告

子計畫一：鈣鈦礦結構金屬氧化物薄膜物理與元件(3/3)

計畫類別：整合型計畫

計畫編號：NSC91-2112-M-009-048-

執行期間：91年08月01日至92年12月31日

執行單位：國立交通大學電子物理學系

計畫主持人：郭義雄

共同主持人：郭義雄，莊振益，儒森斯坦，吳光雄，溫增明

報告類型：完整報告

報告附件：出席國際會議研究心得報告及發表論文

處理方式：本計畫可公開查詢

中 華 民 國 92 年 12 月 30 日

行政院國家科學委員會專題研究計畫 成果報告

子計畫一：[鈣鈦礦結構金屬氧化物薄膜物理與元件\(3/3\)](#)

計畫類別：整合型計畫

計畫編號：NSC 91 - 2112 - M - 009 - 048

執行期間：91 年 08 月 01 日 至 92 年 12 月 31 日

執行單位：國立交通大學電子物理學系

計畫主持人：郭義雄
人：

報告類型：完整報告

報告附件：出席國際會議研究心得報告及發表論文

處理方式：本計畫可公開查詢

中 華 民 國 92 年 12 月 30 日

目錄

頁數

I、鈣鈦礦結構金屬氧化物薄膜物理-----	3
摘要-----	3
一、前言 -----	4
二、實驗 -----	7
三、理論分析 -----	13
3.1 微波量測基本理論-----	13
3.2 超導體之電磁特性-----	21
3.3 幾個重要的物理參數-----	25
四、結果與討論 -----	33
4.1 環形共振器-----	33
4.2 微帶線共振器-----	36
五、結論 -----	77
六、參考文獻 -----	81
II、鈣鈦礦結構金屬氧化物薄膜元件-----	83
摘要-----	83
一、研究動機與目標 -----	84
二、電路分析與原理 -----	86
三、元件量測結果與討論 -----	93
四、結論 -----	114
五、參考文獻 -----	117
本計畫已發表和即將發表之論文列表-----	118

I、鈣鈦礦結構金屬氧化物薄膜物理

摘要

本計劃為三年期之整合型計劃之結案報告，本實驗室利用微波量測分析在鋁酸釧基板兩面上蒸鍍 YBCO 薄膜的共振器，該共振器包括環形共振器以及微帶線共振器，並且對 YBCO 樣品用控氧系統改變樣品的氧含量，研究分析其中之超導機制。我們的實驗結果顯示出若是根據 BCS 理論，則高溫超導乃是一種強耦合機制，比例常數 $2\Delta(0)/k_B T_c$ 為 6~8，隨著缺氧變化， $2\Delta(0)/k_B T_c$ 其值會跟著減小，反應出高溫超導能隙與樣品之氧原子缺陷有關。進一步地，再根據 Wen 及 Lee 理論估算高溫超導體之費米液體修正常數 α^2 約為 0.5 附近，這表示高溫超導體之準粒子係為一不正常費米液體。另一方面，我們利用微帶線共振器研究高溫超導釷鉬銅氧薄膜的微結構與其內長缺陷對薄膜表面電阻之影響。利用改變鍍膜氧氣壓力條件，得到兩種不同表面型態的薄膜。經過薄膜與元件的微波量測，發現影響薄膜表面電阻的因素，並非完全決定於薄膜的表面平整度；並且，由傳輸特性及晶格常數與鍍膜氧壓的變化關係，我們推論薄膜結構中鉬取代釷的反應及內長缺陷應是影響表面電阻的重要原因。

一、前言

近年來，在基礎科學研究上，研究超導體和超流體可說仍是主流，例如今年諾貝爾獎得主 Ginzburg、Abrikosov 和 Leggett 即是從事有關這方面的研究工作。特別是高溫超導在材料科學、凝態物理及電子學的領域上都具有極大而新穎的挑戰，在應用上，它可能帶來室溫超導之巨觀的應用。本研究基於此，希望尋一穩定和幾何簡單的高溫超導電子元件樣品，用來量取精確物理參數外，並且探討此高溫超導元件之可行性應用。由我們實驗，可清楚得知在不同 underdoped 下銅氧化物高溫超導最重要的三個物理參數為能隙、穿透深度與相干長度與溫度關係，並得知 low-lying 激子在低溫時之物理特性，此三參數為提供瞭解該系統之超導機制之內涵。

基於過去的研究，我們成功的研製出在 LaAlO_3 (LAO) 基板雙面蒸鍍 YBCO 薄膜，並將其刻畫成為具有簡單幾何圖形之微波元件，該微波元件包括環形共振器[1-4]以及微帶線共振器[5]。依吾人經驗(由品質因子 Q 量測裡)在此結構樣品之材質已具有理想之磊晶狀，能測量分析到在低溫下之正確微波物理性質。進一步地，由於改善了元件雙面性能的差異性，更加深了微波研究量測穿透深度之準確度。因而，在最佳氧條件下，發現在低溫極限($T < T_c/3$)時， $\Delta\lambda = \lambda(T) - \lambda(5K)$ 可隨著溫度升高而做線性的增加，當缺氧愈多時，則 $\Delta\lambda$ 隨著溫度斜率

由 T 漸漸變為 T^2 ，直到溫度逼近 T_c 時才因為熱擾動(thermal fluctuations)而改變原有物理行為，此隨溫度變化增加的性質乃與理論 d-wave pairing 機制所預言者相當吻合。

首先，對於環狀共振器而言，由於所製作一個完整和一個有隙縫的環狀共振器可以量得比一般微波共振器（利用單晶）所無法得到的實驗數據；也就是我們在單一樣品上，得取物理量與頻率之關係。再者，我們的樣品為磊晶之薄膜，並且可在同一樣品取得不同氧含量。這兩者之數據可提供瞭解高溫超導物理行為之更多訊息。事實上，對一般人而言，單晶能提供簡化和乾淨的實驗數據。但磊晶薄膜之研製成功，不僅代表的是前述應用之前瞻性，而且提供正確的實際高溫超導性能。後者，例如點雜質對超導態與準粒子的影響，這些確實提供超導配對對稱態與準粒子之獨一無二的信息。在實驗的過程裡，我們經由量取樣品之穿透係數 S_{21} 、共振頻率 f 及其半高寬 Δf 可計算其品質因子， $Q = f / [\Delta f (1 - S_{21})]$ 。再由共振頻率隨溫度之飄移 δf ，可得知動態電感係數之變化，藉由電感與穿透深度之關係，即可求取穿透深度。利用微波表面阻抗， $Z_s(T) = R_s(T) + jX_s(T)$ 與 Drude 模式，可獲知在 ab 平面上的複數導電率 $\sigma(T)$ 。利用上述之結果，輔以改良式二流體模型，我們可獲知倫敦穿透深度及準粒子(quasiparticle) 散射之鬆弛時間對溫度和頻率的關係。由此進一步瞭解不同氧含量下

underdoped CuO_2 平面對於同一樣品之物理特性的影響。

接下來，基於表面電阻與微波元件品質的關係，我們對影響表面電阻的原因非常有興趣，動機是若可以藉由實驗控制變因改變表面電阻，我們便可以製作損耗更低，品質更佳的高溫超導微波元件。

由一些論文研究結果[6]，可以發現薄膜的表面平整度，與其表面電阻有一定程度的相關性。基於這個想法，我們製作一微帶線共振器，利用改變鍍膜時候的氧壓條件，以期得到兩種不同的表面平整度。在本實驗中，我們選擇了兩個不同的鍍膜氧壓條件：0.3Torr 與 0.05Torr，在鋁酸鐳(LaAlO_3)基板上蒸鍍雙面的釷鉕銅氧薄膜，並利用微影蝕刻技術，將其中一面的薄膜製作成微帶線共振器，以量測薄膜之表面電阻。

接著利用原子力顯微鏡的觀察，我們可以觀察兩種不同氧壓條件下所蒸鍍的薄膜，其表面平整度與型態。低氧壓條件製備的薄膜具有較平整的表面，以及顆粒較小的結晶，這與我們實驗前的預期相符合。經由微波量測，我們可以得到表面電阻對溫度的關係，結果顯示，低氧壓條件薄膜所製備的元件，並未如預期地具有較小的表面電阻。顯然表面平整度並非決定表面電阻的唯一因素，而薄膜內部結構在鍍膜條件改變後是否有明顯的改變，進而影響到其載子的傳輸行為，便成為進一步探討的課題。

二、實驗

本節將介紹高溫超導共振器的製作過程及量測。本實驗室利用脈衝雷射(PLD)在鋁酸釧基板之兩面蒸鍍上鈮鉬銅氧薄膜；脈衝雷射鍍膜技術具有蒸鍍速率高，可作同組成蒸鍍，以及不需額外電源即可產生電漿環境等優點。近年來更因可蒸鍍出特性良好之高溫超導薄膜而備受重視，其最大優點在於成長的薄膜幾乎可以完全保留與靶材相同的化學組成，所以目前已被廣泛的運用在高溫超導及組成較複雜的各種氧化物薄膜的製作。經過實驗測試，發現基板溫度 790°C ，氧壓為 0.3 Torr，準分子雷射功率為 350 mJ，重複率 5 Hz，脈衝次數 4000 下，其量測出來的臨界溫度(T_c)可達 90 K 以上，故以此條件製作薄膜；另外為了探討在低氧壓條件下所蒸鍍出的薄膜以及其元件的特性，我們另外作一組實驗，控制鍍膜時的氧壓為 0.05 Torr，其餘條件皆相同，由此觀察鍍膜時氧壓不同對薄膜及元件所造成的影響。

接著利用化學蝕刻的方式，我們可以將已蒸鍍完成雙面 A 面及 B 面之超導薄膜的鋁酸釧基板，製備成環形共振器以及微帶線共振器；將 B 面蝕刻成所需圖案，並以 A 面當接地面，如此即可獲得一個共振器。製作流程圖如圖 2-1 所示，其詳細的製作過程如下步驟：

1. 取一片以蒸鍍好雙面薄膜的基板，用氮氣槍清潔其表面，使其沒有塵埃顆粒等附著物，影響光阻的塗佈。

2. 用 3M 膠帶將 A 面保護,以防止 B 面酸蝕刻時破壞 A 面的薄膜
3. 上光阻,將樣品 B 面朝上,以真空吸附在光阻塗佈機(spinner)旋轉軸的正中央,滴 2~3 滴正光阻(AZ5214E)於樣品中央,以 1000rpm 旋轉 10 秒,4000rpm 旋轉 30 秒的過程,將光阻均勻塗佈在樣品上。
4. 將上完光阻之樣品取下,放進烤箱,以 80°C 的溫度軟烤 15 分鐘,使光阻內有機溶劑揮發,增加光阻與薄膜之間的附著性。
5. 取出軟烤完成之樣品,將其放置於光罩對準機(Karl Suss Mask Aligner)中,使用光學顯微鏡調整光罩與樣品的相對位置,確定之後將基座上升,直到樣品貼緊光罩,即可按曝光鍵,曝光時間 60 秒,汞燈能量為 279mW。
6. 將顯影液(AZ400K)與去離子水以 1:3 的比例稀釋,將曝光完之樣品放入顯影液中輕輕搖晃,直到出現圖形,之後以去離子水清洗樣品上的顯影液,將顯影完之樣品以光學顯微鏡檢查,若圖形顯影不完全,則重複顯影步驟直至圖形顯影完全。
7. 確定顯影完全之後,就可以進行蝕刻。將顯影完之樣品,在鹽酸以去離子水稀釋 150 倍中進行蝕刻,約 20 秒鐘即可出現圖形,再用光學顯微鏡檢查是否蝕刻完全,若尚有殘留的薄膜沒有蝕刻乾淨,則重複蝕刻步驟直到蝕刻完全為止。

8. 蝕刻完全之後，即可撕下樣品後面的 3M 膠帶，將樣品放入丙酮溶液中，以超音波震盪器震盪，以去除其上的光阻，之後用氮氣槍將樣品吹乾，即完成微波元件的製備。

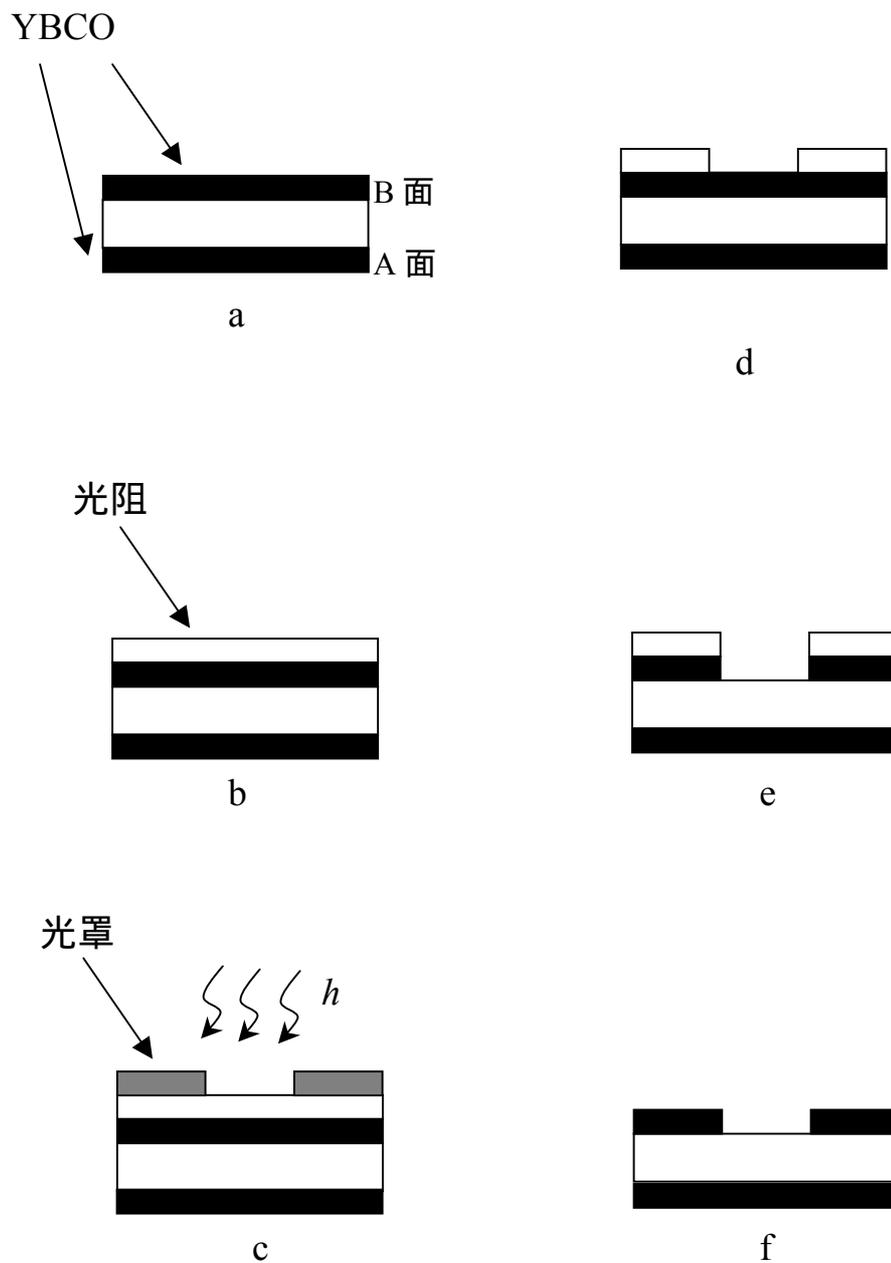


圖 2-1 微影蝕刻流程圖

● 微波量測

微波量測系統如圖 2-2 所示，本實驗室所使用的微波量測儀器，主要分成 HP8510C 微波向量網路分析儀、低溫量測真空系統以及低溫溫控器三部分。

HP8510C 微波向量網路分析儀主要分為四大部分：

- (1) 合成掃描儀(Synthesized Sweeper 45MHz~20GHz)。
- (2) S 參數測試(S Parameter Test)
- (3) 網路分析儀(Network Analyzer)
- (4) 顯示儀(Display)

由微波訊號源(RF source)產生一個入射訊號，透過傳輸線抵達元件時，會產生一個反射訊號與一個穿透訊號，這些訊號可由微處理器分析而得到我們想要的資料。操作步驟如下：

1. 確定量測儀器周圍沒有多餘的電磁雜訊影響量測，並將室溫控制在 20~21°C。
2. 將樣品以低溫銀膠固定在測試座上，必須注意裝上的時候，元件兩端的耦合線必須與量測盒上的耦合尖端接觸並對齊，如圖，否則會因阻抗不匹配而導致實驗量測的誤差。裝好之後，將熱電耦鎖在微波量測盒上，藉以觀察溫度變化。將微波量測盒的兩端接頭接上傳輸線，然後將其放入真空腔內。

3. 將此真空腔的壓力抽至 2×10^{-5} Torr，再將其置入杜耳瓶內，並從另一桶液氮筒轉移液氮至杜耳瓶內，此步驟可減少大量液氮的揮發。
4. 此時真空腔的溫度會急速下降，接上溫度計與網路分析儀接線，可看到溫度最低可降至接近 5K，即可開始進行量測。
5. 將真空腔接上幫浦，先用機械幫浦粗抽，再用渦輪機械幫浦抽至高真空，剛開始抽時，溫度會下降至 4.6K 左右，之後會慢慢上升，視抽真空的速率而定，此時即可開始量測存檔，從 5K 開始，每隔 1K 量取一次數據，直到樣品沒有訊號為止，即可結束量測。

COAXIAL TEST SETUP

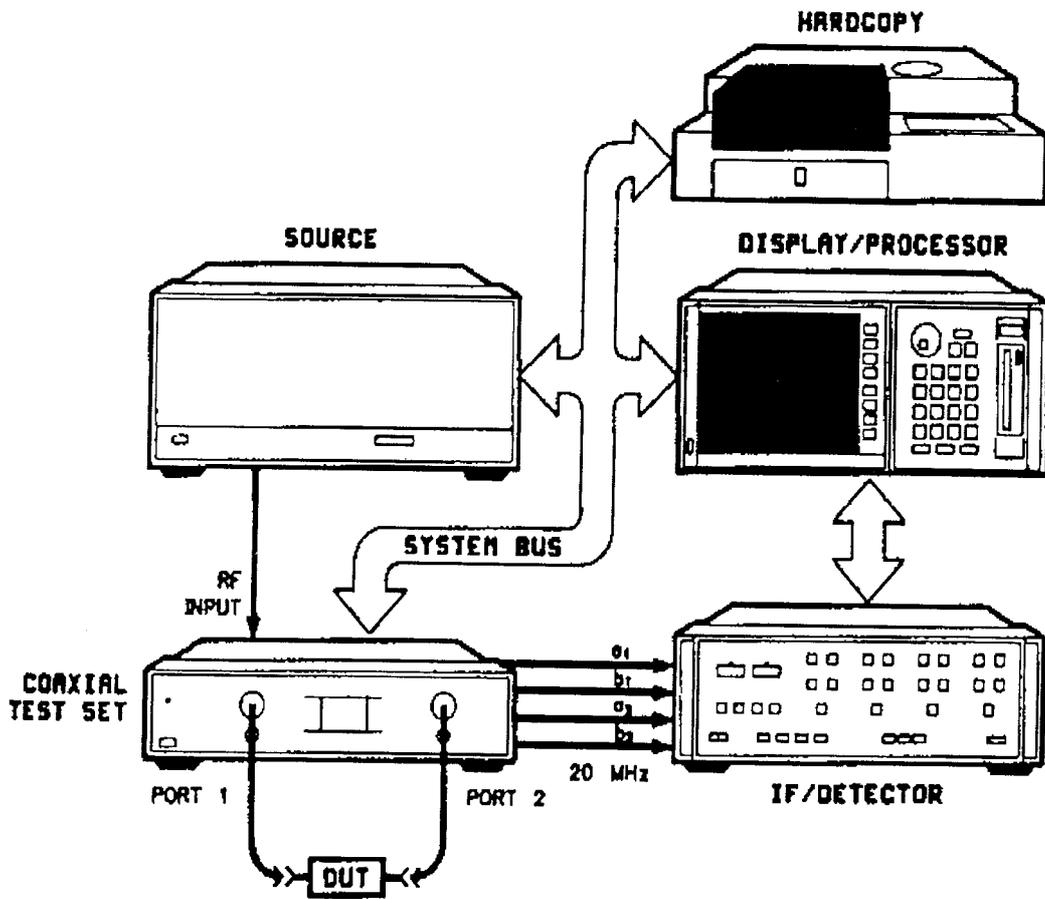


圖 2-2 微波量測系統

三、理論分析

利用微波元件的量測，來取得一些高溫超導體的重要參數，如能隙、穿透深度等，一直被認為是非常準確的方式。藉由微條微波元件，我們可以量取精確的共振頻率隨溫度變化的偏移，進而得知感應阻抗的變化，以求得超導體的穿透深度。另外，利用非負載品質因子 Q_0 (unloaded Q-factor)，經由校正二流體模型估算出超導體實數部分電導率，進一步得到準粒子的散射時間；這些訊息可以使我們更清楚 d-wave 超導體於超導態時準粒子的奇異行為，由此或許可以揭開形成古柏對之新超導機制。因此本實驗以環形共振器以及微帶線共振器作為量測超導體微波性質之工具，來取得上述之重要參數。

3-1 微波量測基本理論

在本小節中，首先介紹微波量測中最重要的 S 參數 [7](S-parameter)，接著由微條共振器的等效電路出發，推得共振器的品質因子，並討論共振器的損耗。

3-1-1 散射參數量測

對於非 TEM 傳輸線上電壓與電流的定義，是有其困難度的；此外，在微波頻段量測電壓與電流，也會有實際上的困難，原因是若直接量測，通常量到的是往某方向的行進波或駐波大小與相位；所以在

處理高頻網路時，等效電壓、等效電流、阻抗與導納矩陣的想法，就會顯得有點抽象。在各種網路表示法中，與直接測量、入射、反射、透射波觀念比較一致的，是散射參數。

散射參數主要在描述入射波、反射波與穿透波之關係，以本實驗的雙埠網路為例，所使用到的參數分別為： V_k^{in} ， V_k^{out} ， I_k^{in} ， I_k^{out} ，各自代表入射電壓相量，反射電壓相量，入射電流相量，反射電流相量，其中下標 k 為埠數($k=1,2$)。

我們定義入射波 a_k 與反射波 b_k 如下：

$$a_k = \frac{V_k^{in}}{\sqrt{Z_0}} = I_k^{in} \sqrt{Z_0} \quad (3-1)$$

$$b_k = \frac{V_k^{out}}{\sqrt{Z_0}} = I_k^{out} \sqrt{Z_0} \quad (3-2)$$

其中 Z_0 為傳輸線之特性阻抗。由前面的定義，可以得出雙埠網路入射波與反射波的關係：

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (3-3)$$

其中 S 即為散射參數，定義如下：

$$S_{ij} = \frac{V_i^-}{V_j^+} \Big|_{V_k^+ = 0 \text{ and } k \neq j} \quad (3-4)$$

也就是說， S_{ij} 可用如下的方式決定：在第 j 端埠加入射波 V_j^+ ，並在第 i 端埠量測反射波 V_i^- ，條件是除了第 j 個端埠外，其他端埠的入射

波必須設為零，也就是這些端埠的負載均需完全匹配。

定義插入損耗(Insertion loss IL)：

$$IL \equiv 10 \log \frac{P_2}{P_1} = 20 \log \frac{V_2}{V_1} \quad (3-5)$$

其中 P_2 , P_1 , V_2 , V_1 , 分別代表進入雙埠網路分析儀之前和之後的功率及電壓。由前面之定義，插入損耗可寫為：

$$IL = 10 \log \frac{b_2}{a_1} = 20 \log \frac{1}{|S_{21}|} \quad (3-6)$$

3-1-2 共振器等效電路

微波共振電路在接近共振頻率時，通常可用一個並聯或串聯的等效 RLC 集總電路模擬，由後面討論可知，本實驗中的共振電路可等效為一個串聯 RLC 共振電路，如圖 3-1 所示。其輸入阻抗為

$$Z_{in} = R + j\omega L + \frac{1}{j\omega C} \quad (3-7)$$

送入此共振電路的複數功率為

$$\begin{aligned} P_{in} &= \frac{1}{2} VI^* = \frac{1}{2} Z_{in} |I|^2 = \frac{1}{2} Z_{in} \left| \frac{V}{Z_{in}} \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} |I|^2 \left(R + j\omega L - j \frac{1}{\omega C} \right) \end{aligned} \quad (3-8)$$

被電阻 R 所消耗的功率為

$$P_{loss} = \frac{1}{2} |I|^2 R \quad (3-9)$$

儲存於電感 L 中的平均磁能為

$$W_m = \frac{1}{4}|I|^2 L \quad (3-10)$$

儲存於電容 C 中的平均電能為

$$W_e = \frac{1}{4}|V_c|^2 C = \frac{1}{4}|I|^2 \frac{1}{\omega^2 C} \quad (3-11)$$

其中 V_c 為電容兩端點的電壓。因此(3-8)中的複數功率可寫為

$$P_{in} = P_{loss} + 2j\omega(W_m - W_e) \quad (3-12)$$

且(3-7)的輸入阻抗可寫為

$$Z_{in} = \frac{2P_{in}}{|I|^2} = \frac{P_{loss} + 2j\omega(W_m - W_e)}{|I|^2 / 2} \quad (3-13)$$

在共振時，所儲存的平均電能與磁能會完全相等，即 $W_e = W_m$ 。所以，

由(3-13)與(3-9)可知，在共振時的輸入阻抗為純實數：

$$Z_{in} = \frac{P_{loss}}{|I|^2 / 2} = R \quad (3-14)$$

由(3-10)及(3-11)，且 $W_e = W_m$ ，可知共振頻率 ω_0 必須定義為：

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (3-15)$$

現在我們探討此共振電路在共振頻率附近時，其輸入阻抗的變化。

令 $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$ ，其中 $\Delta\omega$ 為很小的頻率變化，由(3-7)並利用 $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$ ，

其輸入阻抗可寫為

$$\begin{aligned} Z_{in} &= R + j\omega L \left(1 - \frac{1}{\omega^2 LC} \right) \\ &= R + j\omega L \left(\frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega^2} \right) \end{aligned} \quad (3-16)$$

再者，由 $\omega^2 - \omega_0^2 = (\omega - \omega_0)(\omega + \omega_0) = \Delta\omega(2\omega - \Delta\omega) \cong 2\omega\Delta\omega$ ，可得

$$\begin{aligned} Z_{in} &\cong R + j2L\Delta\omega \\ &\cong R + j\frac{2RQ\Delta\omega}{\omega_0} \end{aligned} \quad (3-17)$$

其中 Q 稱為品質因子，其定義為

$$\begin{aligned} Q &= \omega \frac{\text{儲存在共振器的能量}}{\text{平均功率損耗}} \\ &= \omega \frac{W_m + W_e}{P_{loss}} \\ Q &= \omega_0 \frac{2W_m}{P_{loss}} = \frac{\omega_0 L}{R} = \frac{1}{\omega_0 RC} \end{aligned} \quad (3-18)$$

本實驗中，微條共振器的結構是以間隙耦合的方式，將能量傳遞至 $\frac{\lambda}{2}$ 開路微帶線共振器中。如圖 3-2，兩微條之間的間隙，可以用一個串接的電容近似，所以微條共振器與傳輸線的等效電路就如圖 3-3 所示。此串接電容的作用可看作一個導納轉換子(如圖 3-4)，可將其轉換為一對電感再接上一段 $\frac{\lambda}{4}$ 的傳輸線，如圖 3-5。此 $\frac{\lambda}{4}$ 傳輸線會使原本 $\frac{\lambda}{2}$ 開路微條共振器轉變為一端短路的 $\frac{\lambda}{2}$ 微條共振器，因此，我們討論的共振器為一端短路的 $\frac{\lambda}{2}$ 微條共振器，其分析如下：

如圖 3-6 所示，有一段一端短路的有損傳輸線，其特性阻抗為 Z_0 ，傳播常數為 β ，衰減常數為 α 。在 $\omega = \omega_0$ 時，其長度 $l = \lambda/2$ ， $\lambda = 2\pi/\beta$ 。由傳輸線理論可知其輸入阻抗為

$$\begin{aligned} Z_{in} &= Z_0 \tanh(\alpha + j\beta)l \\ &= Z_0 \frac{\tanh \alpha l + j \tan \beta l}{1 + j \tan \beta l \tanh \alpha l} \end{aligned} \quad (3-19)$$

假設損耗很小， $\alpha l \ll 1$ ，所以 $\tanh \alpha l \cong \alpha l$ 。再者，令 $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$ ， $\Delta\omega$ 為一個很小的頻率變化，則

$$\beta l = \frac{\omega l}{v_p} = \frac{\omega_0 l}{v_p} + \frac{\Delta\omega l}{v_p}$$

其中 v_p 為傳輸線的相位速度。因為當 $\omega = \omega_0$ 時， $l = \lambda/2 = \pi v_p / \omega_0$ ，所以

$$\beta l = \pi + \frac{\Delta\omega\pi}{\omega_0}$$

因此

$$\tan \beta l = \tan\left(\pi + \frac{\Delta\omega\pi}{\omega_0}\right) = \tan \frac{\Delta\omega\pi}{\omega_0} \cong \frac{\Delta\omega\pi}{\omega_0}$$

將此式代入(3-19)，由於 $\frac{\Delta\omega\alpha l}{\omega_0} \ll 1$ ，

$$Z_{in} \cong Z_0 \frac{\alpha l + j(\Delta\omega\pi / \omega_0)}{1 + j(\Delta\omega\pi / \omega_0)\alpha l} \cong Z_0 \left(\alpha l + j \frac{\Delta\omega\pi}{\omega_0} \right) \quad (3-20)$$

與之前推導的串聯 RLC 共振電路比較，我們可以知道其等效電路的電阻為

$$R = Z_0 \alpha l \quad (3-21)$$

等效電路的電感為

$$L = \frac{Z_0 \pi}{2\omega_0} \quad (3-22)$$

等效電路的電容可由(3-15)求出

$$C = \frac{1}{\omega_0^2 L} \quad (3-23)$$

3-1-3 共振器的損耗

共振器的損耗包括許多機制，比較重要的損耗機制可分為三類，

包括介質損耗、輻射損耗以及導體損耗。分別討論如下：

1. 介質損耗

由於我們的微帶線是製作於鋁酸鐳的基板之上，因此必須考慮基板的損耗，其損耗之品質因子定義為

$$Q_d = \omega \frac{\text{儲存在共振腔的能量}}{\text{介電質功率損耗}} \quad (3-24)$$

經由電磁場理論推導，上式可寫為

$$Q_d = \frac{\int_{cavity} \mu |\vec{H}|^2 dv}{\tan(\delta) \epsilon \int_{dielectric} |\vec{E}|^2 dv} \quad (3-25)$$

其中介質損耗(loss tangent)定義為：

$$\tan(\delta) = \frac{\sigma_d}{\omega \mu} \quad (3-26)$$

σ_d 為介質的導電率。若共振器大部分由介質所構成，則(3-25)式可簡化為

$$Q_d = \frac{1}{\tan(\delta)} \quad (3-27)$$

2. 輻射損耗

電磁波在共振器中傳播，多少都會有輻射效應產生，以致於造成損耗。輻射損耗的品質因子定義為

$$Q_r = \omega \frac{\text{儲存在共振腔的能量}}{\text{平均輻射功率}} \quad (3-28)$$

經由推導及化簡可得下列表示式：

$$Q_r = 2\omega\sqrt{\mu\varepsilon} \frac{\int_{cavity} |\vec{H}|^2}{\oint_{sphere} |\vec{H}|^2 ds} \quad (3-29)$$

3. 導體損耗

導體損耗的品質因子定義如下

$$Q_c = \omega \frac{\text{儲存在共振腔的能量}}{\text{電阻的平均功率損耗}} \quad (3-30)$$

所以

$$Q_c = \omega \frac{\int_{cavity} \mu |\vec{H}|^2 dv}{\int_{conductor} \sigma_1 |\vec{E}|^2 dv} \quad (3-31)$$

由 $E = ZH$ ，上式可寫為

$$\begin{aligned} Q_c &= \frac{\omega\mu}{\sigma_1 |Z|^2} \frac{\int_{cavity} |\vec{H}|^2 dv}{\int_{conductor} |\vec{H}|^2 dv} \\ &= \frac{2\omega\mu}{\lambda\sigma_1 |Z|^2} \frac{\int_{cavity} |\vec{H}|^2 dv}{\int_{conductor} |\vec{H}|^2 ds} \end{aligned} \quad (3-32)$$

其中 λ 為穿透深度。根據後面的討論，上式積分可寫為

$$Q_c = \frac{\omega\mu}{R_s} \frac{\int_{cavity} |\vec{H}|^2 dv}{\int_{conductor} |\vec{H}|^2 ds} = \frac{\Gamma}{R_s} \quad (3-33)$$

若一個共振器包括上述三種損耗，我們可以將其與無負載品質因子的關係式寫為：

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_r} + \frac{1}{Q_c} \quad (3-34)$$

其中 Q_0 為無負載品質因子， Q_d ， Q_r 與 Q_c 分別為介質品質因子、輻射品質因子與導體品質因子。實際上，從實驗中所量測到的並非 Q_0 ，而是包含耦合能量進出損耗的負載品質因子 Q_l ，其與 Q_0 的關係式為：

$$\frac{1}{Q_l} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e} \quad (3-35)$$

其中 Q_e 為能量耦合進出共振器所產生損耗的品質因子，又稱為外在品質因子。由於我們所關心的是共振器本身的特性，因此必須找出 Q_0 與 Q_l 的關係，由微波量測理論推導可知，兩者間的關係式為：

$$Q_0 = \frac{Q_l}{1 - |S_{21}|} \quad (3-36)$$

其中 S_{21} 的定義如本章之前所定義，可直接由微波量測得到， Q_l 定義為：

$$Q_l = \frac{f_0}{\Delta f_{(3dB)}} \quad (3-37)$$

其中 f_0 為共振頻率， $\Delta f_{(3dB)}$ 為以共振頻率為中心，損耗為 3dB 時之頻寬。由上兩式，我們便可以由微波量測得出共振器的無負載品質因子 Q_0 。

3-2 超導體之電磁特性

在本小節中，在局部極限的條件下，利用二流體理論模式與馬克斯威爾方程式，我們可以推導出倫敦方程式，並且可以得知複數電導

率，及超導體薄膜的表面阻抗。

3-2-1 倫敦方程式與複數電導率

在超導體中，傳導電子可分為正常電子與超導電子兩種。超導電子成對傳輸，不會因晶格碰撞而產生能量損失，依照運動方程式，超導電子對的行為可寫為：

$$2m \frac{dv_s}{dt} = -2eE \quad (3-38)$$

其中 v_s 為超導電子對的漂移速度， e 為電子帶電量， m 為電子質量， E 則為外加電場。相同的，正常電子的傳輸也可以下列方程式表示：

$$m \frac{dv_n}{dt} + m \frac{v_n}{\tau} = -eE \quad (3-39)$$

其中 τ 為鬆弛時間。正常電子在外加電場中被加速，平均經過一段時間後，會與晶格碰撞而喪失速度，這段時間我們稱為鬆弛時間。顯然超導電子對其鬆弛時間為無限長，因此方程式中沒有與晶格碰撞所產生的效應。超導電流密度與正常電流密度分別可表示為：

$$J_s = -n_s e v_s \quad (3-40)$$

$$J_n = -n_n e v_n \quad (3-41)$$

其中 n_n 與 n_s 分別為超導電子與正常電子密度。由(3-38)和(3-40)可得

$$\Lambda \frac{\partial J_s}{\partial t} = E \quad (3-42)$$

其中 $\Lambda = \frac{m}{n_s e^2}$ 。此式即為倫敦第一方程式。

對上式兩邊取旋度可得

$$\nabla \times \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{J}_s) = \nabla \times \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (3-43)$$

利用法拉第定律

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3-44)$$

可得

$$\nabla \times \mathbf{J}_s = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3-45)$$

此式即為倫敦第二方程式。假設超導體所受到的電場為時變電場：

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{j\omega t} \quad (3-46)$$

且其超導電流密度與正常電流密度分別可表示為：

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_s &= \mathbf{J}_{s0} e^{j\omega t} \\ \mathbf{J}_n &= \mathbf{J}_{n0} e^{j\omega t} \end{aligned} \quad (3-47)$$

總電流密度與電場的關係為：

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_s = \tilde{\sigma} \mathbf{E} \quad (3-48)$$

其中 $\tilde{\sigma}$ 為二流體模型中的複數電導率。利用(3-38)、(3-39)、(3-40)

及(3-41)四式，經過代換之後分別代入(3-48)式，結果可得：

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_s = (\sigma_1 - j\sigma_2) \mathbf{E} \quad (3-49)$$

其中

$$\sigma_1 = \frac{n_n e^2 \tau}{m(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (3-50)$$

$$\sigma_2 = \frac{n_s e^2}{\omega m} + \frac{\omega n_n e^2 \tau^2}{m(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (3-51)$$

由上可知，複數電導率的實數部分主要由正常電子所貢獻，虛數部分則由正常電子與超導電子所共同貢獻。

在多數實際情況下 $(\omega\tau)^2 \ll 1$ ($f < 10^{11}$ Hz)， σ_1 及 σ_2 可簡化為

$$\sigma_1 = \frac{n_n e^2 \tau}{m} \quad (3-52)$$

$$\sigma_2 = \frac{1}{\mu_0 \omega \lambda^2} \quad (3-53)$$

其中 λ 為倫敦穿透深度(London penetration depth)。

3-2-2 表面阻抗

通常在傳統金屬中，微波共振器的品質因子，和其薄膜的表面阻抗有很大的關係，薄膜的表面越平整，損耗越小，共振器的品質因子也越高，在本實驗中，我們藉由不同的薄膜製備條件，來達到不同的表面平整度，由此可以觀察鈇銀銅氧超導表面平整度對微波共振器所產生的影響。當電磁波入射到此超導體，電磁場只能存在離表面 λ 之間的範圍， λ 稱為倫敦穿透深度。

對於一良導體而言，其表面阻抗為：

$$Z_s = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\sigma}} \quad (3-54)$$

對於超導體而言，其電導率為複數電導率，因此超導體的表面阻抗可寫為：

$$Z_s = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\tilde{\sigma}}} = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\sigma_1 - j\sigma_2}} \quad (3-55)$$

由(3-49)，可得

$$\begin{aligned}
 Z_s &= \sqrt{\frac{j\omega^2\mu_0^2\lambda^2}{\frac{n_n}{n}\sigma_n\mu_0\omega\lambda^2 - j}} \\
 &= j\omega\mu_0\lambda \sqrt{\frac{1}{1 + j\frac{n_n}{n}\sigma_n\mu_0\omega\lambda^2}} \\
 &\cong j\omega\mu_0\lambda \left(1 - j\frac{n_n}{2n}\sigma_n\mu_0\omega\lambda^2\right) \quad (3-56) \\
 &= \frac{\omega^2\mu_0^2\lambda^3 n_n \sigma_n}{2n} + j\mu_0\omega\lambda \\
 &= R_s + jX_s
 \end{aligned}$$

其中 $\sigma_n = \frac{ne^2\tau}{m}$ ， R_s 與 X_s 分別為表面阻抗的實部與虛部。

3-3 幾個重要的物理參數

藉由微波量測，我們可以得到共振頻率對溫度的變化，以及共振器品質因子對溫度的變化；利用這兩組數據，我們可以經由其他實驗驗證之理論模式，推算出高溫超導薄膜的倫敦穿透深度、表面阻抗、電導率以及準粒子的散射時間。這些重要的物理參數，提供超導體超導態中古柏對與準粒子之基本物理性質，如能隙，準粒子之量子統計性質等。這對掌控此超導體在學理與應用的研究，必有很大的幫助。本節將介紹如何利用微波量測所得數據，推算出這些物理參數。

3-3-1 倫敦穿透深度

實驗上所顯示穿透深度與溫度的關係式可表示為：

$$\lambda(T) = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2}} \quad (3-57)$$

其中 λ_0 為溫度 0 K 時的穿透深度(實驗上我們以 5 K 時的穿透深度代替)。首先，我們假定一個 λ_0 的值，由上式，我們可以得到隨溫度變化的穿透深度 $\lambda(T)$ 。利用張氏(W.K Chang)對超導微條型共振器所做的計算[8-10]，可以得到共振頻率與穿透深度的關係如下式：

$$\frac{f(T)}{f_0} = \frac{\sqrt{1 + \lambda_0 / h [2 / \tanh(t / \lambda_0) + g / \sinh(t / \lambda_0)]}}{\sqrt{1 + \lambda(T) / h [2 / \tanh(t / \lambda(T)) + g / \sinh(t / \lambda(T))]]} \quad (3-58)$$

其中 t 為薄膜的厚度， h 為基版厚度， g 為微帶線寬度接近基版厚度時之邊緣修正項。

將實驗公式所得到的 $\lambda(T)$ 代入張的公式中，我們可以得到共振頻率的比值 $\frac{f(T)}{f_0}$ ；另外，由微波量測實驗，也可得到共振頻率的比值，此與由張氏公式導出的 $\frac{f(T)}{f_0}$ 相比，便可求出實際的 λ_0 數值。

3-3-2 表面阻抗

超導體微波共振器中最主要的三個損耗，以在前面提過，分別為導體損耗，介質損耗以及輻射損耗。因此一個共振器的無負載品質因子可表示為：

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_r} \quad (3-59)$$

其中 Q_0 為無負載品質因子， Q_c ， Q_d 與 Q_r 分別為導體品質因子、介

質品質因子與輻射品質因子。在本實驗中所使用的基版為鋁酸鐳基版，其介質損耗小於 5×10^{-6} ，因此在這裡可以忽略不計；微波測試座整體四周皆鍍上金，增加金屬屏蔽效應，因此輻射所產生的損失也可以不需考慮。因此，共振器的非負載品質因子在實際上的量測上可表示為：

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_c} \quad (3-60)$$

損耗主要來自於超導體的表面電阻；由前面導體損耗的討論，我們可以得知表面電阻：

$$R_s(T) = \frac{\Gamma}{Q_0(T)} \quad (3-61)$$

其中 Γ 為共振器的幾何因子。對於超導體共振器而言， Γ 和穿透深度有關；由微波電磁理論推導，我們可以得到 Γ 的關係式為：

$$\Gamma = \frac{\mu_0 \omega h}{2} \left\{ \frac{1 + \frac{\lambda}{h} \left[2 \coth(t/\lambda) + \frac{g}{\sinh(t/\lambda)} \right]}{\coth(t/\lambda) + \frac{t/\lambda}{\sinh^2(t/\lambda)} + g \frac{1 + (t/\lambda) \coth(t/\lambda)}{2 \sinh(t/\lambda)}} \right\} \quad (3-62)$$

其中 t 為薄膜的厚度， h 為基版厚度， g 為微帶線寬度接近基版厚度時之邊緣修正項。因此得知 Γ 之值，再配合微波量測所得之無負載品質因子，我們便可得到表面電阻 R_s 。

表面電抗則可由前面推導得：

$$X_s(T) = \mu_0 \omega \lambda(T) \quad (3-63)$$

一般而言，超導體表面電抗之值皆遠大於表面電阻之值，在我們以後

實驗數據中也可以明顯看出。

3-3-3 散射時間

由上面二流體模型的推導，我們可以得到超導體的複數電導率

$\tilde{\sigma} = \sigma_1 - i\sigma_2$ ，其中

$$\sigma_1 = \frac{n_n e^2 \tau}{m(1 + \omega^2 \tau^2)}$$

$$\sigma_2 = \frac{n_s e^2}{\omega m} + \frac{\omega n_n e^2 \tau^2}{m(1 + \omega^2 \tau^2)}$$

另外，超導體的表面阻抗可寫為：

$$Z_s = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\tilde{\sigma}}} = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\sigma_1 - j\sigma_2}}$$

由

$$Z_s = R_s + jX_s$$

$$= \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\sigma_1 - j\sigma_2}}$$

$$\Rightarrow \sigma_1 - j\sigma_2 = \frac{\omega\mu}{R_s^4 + 2R_s^2 X_s^2 + X_s^4} [2R_s X_s - j(X_s^2 - R_s^2)] \quad (3-64)$$

比較等式兩邊的實部與虛部，可以得到下面的關係：

$$\sigma_1(T) = \frac{2\mu_0 \omega R_s X_s}{(R_s^2 + X_s^2)^2}$$

$$\sigma_2(T) = \frac{\mu_0 \omega (X_s^2 - R_s^2)}{(R_s^2 + X_s^2)^2} \quad (3-65)$$

由二流體模型，

$$\sigma_1(T) = \frac{n_n e^2 \tau}{m(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (3-66)$$

超導載子對負數電導率的貢獻為虛部部分：

$$\sigma_s(T) = \frac{n_s e^2}{\omega m} \quad (3-67)$$

從(3-66)及(3-67)式，我們可以得到：

$$\frac{\sigma_1(T)}{\sigma_s(T)} = \frac{n_n}{n_s} f(\omega\tau) \quad (3-68)$$

其中

$$f(\omega\tau) = \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (3-69)$$

在我們的實驗中，必須引入一個參數 X_{n0} 才能適用，我們稱 X_{n0} 為殘留

載子密度比例，與樣品本身的缺陷有關。修正的式子如下：

$$\frac{n_n(T)}{n_s(T)} = \frac{1}{(1 - X_{n0}) \left[\frac{\lambda^2(5K)}{\lambda^2(T)} \right]} - 1 \quad (3-70)$$

由文獻中實驗所量測之散射時間[11-12]，在接近 0 K 時，散射時間約

為 2×10^{-11} S，而我們的元件共振頻率在 5 GHz，因此利用(3-69)式可

得 $f(\omega\tau)$ 的值為 0.45，因此 X_{n0} 可表示為：

$$X_{n0} = \frac{2.22\sigma_1(5K)}{2.22\sigma_1(5K) + \sigma_s(5K)} \quad (3-71)$$

結合(3-68)、(3-70)與(3-71)式，我們可以得到散射率：

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2a\omega}{1 - \sqrt{1 - 4a^2}} \quad (3-72)$$

其中

$$a = \frac{\sigma_1(T) / \sigma_s(T)}{\frac{\lambda^2(T) / \lambda^2(5K)}{1 - X_{n0}} - 1}$$

由散射率，我們便可以推得散射時間 τ 。

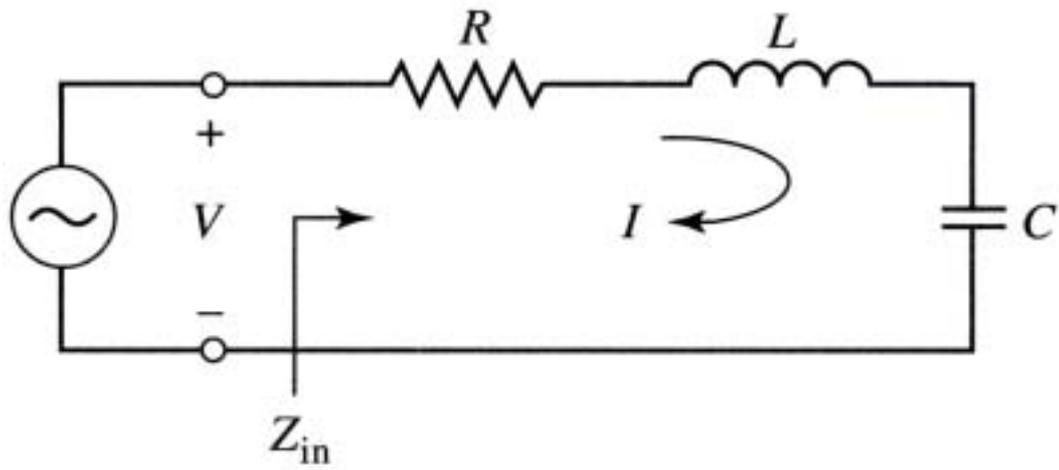


圖 3-1 串聯 RLC 共振電路[7]

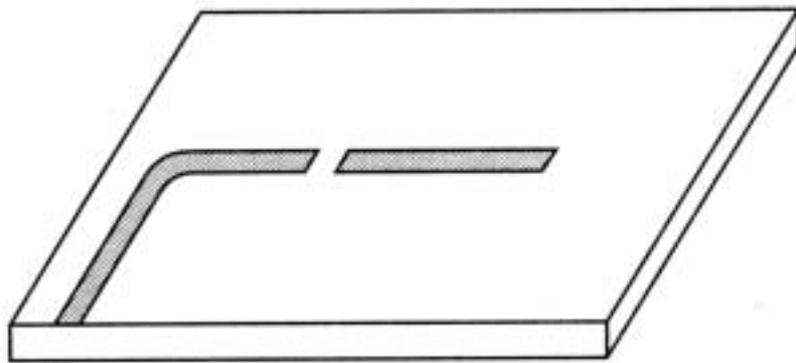


圖 3-2 微帶傳輸線與微帶餽入線間の間隙耦合[7]

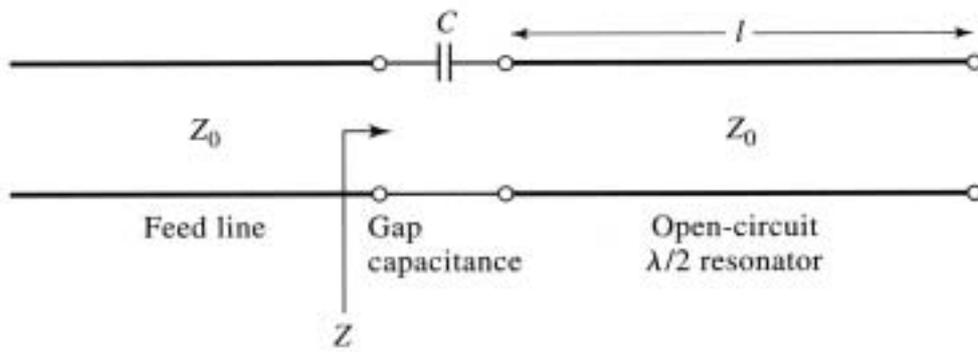
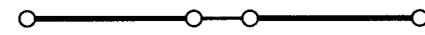
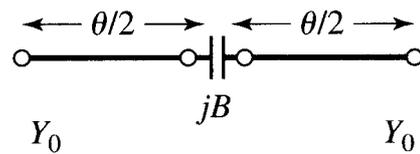


圖 3-3 間隙耦合微帶線共振器的等效電路[7]



$$J = Y_0 \tan |\theta/2|$$

$$B = \frac{J}{1 - (J/Y_0)^2}$$

$$\theta = -\tan^{-1} \frac{2B}{Y_0}$$

Admittance inverters

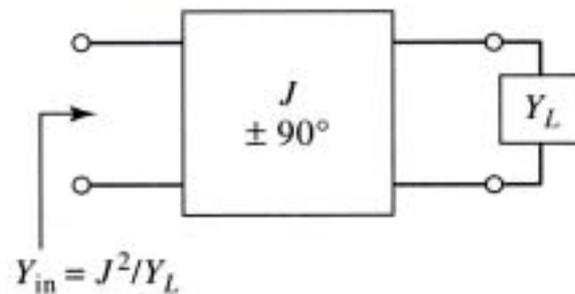


圖 3-4 導納轉換子與其電路[7]

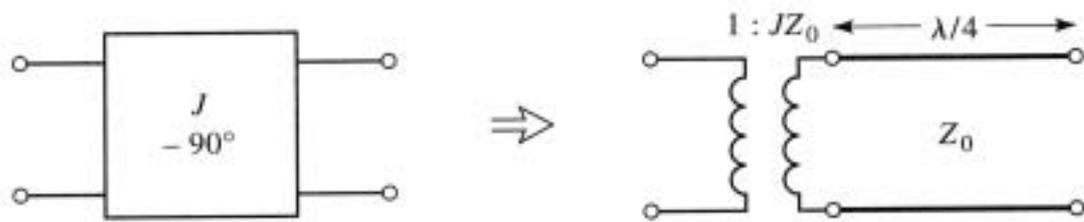


圖 3-5 導納轉換子與其等效電路[7]

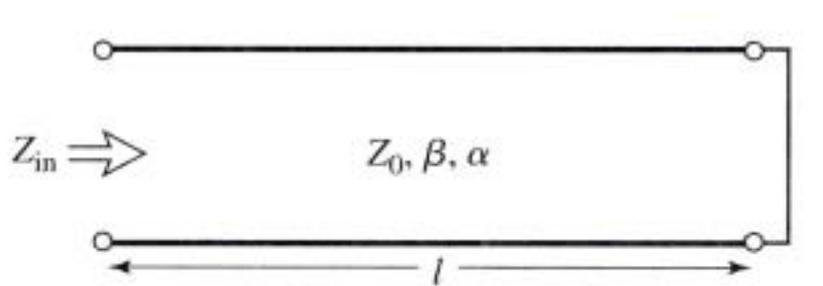


圖 3-6 一端短路的傳輸線[7]

四、實驗結果與討論

這一章我們將分成兩個小節討論，第一小節討論環形共振器具有一空隙在不同位置時的共振現象，更包括探討缺氧時鈮鉕銅氧薄膜微觀動力性質。第二小節研究藉由改變鍍膜時的氧壓，利用微帶線共振器研究高溫超導鈮鉕銅氧薄膜的微結構與其內長缺陷對薄膜表面電阻之影響。

4.1 環形共振器

經由雷射濺鍍法，我們成功地研發在鋁酸鐳(LAO)基板的上、下二面蒸鍍鈮鉕銅氧 ($YB_2Cu_3O_{7-\delta}$) 之高溫超導薄膜技術。並將薄膜研製成有隙縫或沒有隙縫之超導環形共振器 (圖 4-1)。如圖 4-1(a)，係為沒有隙縫之元件，本身具有兩個簡併模。其中一個模為整個環為一全波長，還有另外一個模，相對稱於兩個耦合線，其半邊各分裂為一半波長，對整環而言也是一個波長。因此，上述兩模即成為兩個簡併模。所以，此微波共振環如在環沿上加以場的微擾 (如圖 4-1(b)，掘一小隙縫對稱於兩耦合線上時)，立即分裂成兩個不同模。所以，可經微擾製作成一雙模(dual-mode)的共振元件。其分裂成雙模的原因可由雙擺模型加以解釋。事實上，其如同於兩個單擺經耦合後，其穩定態分別為同相位與異相位之兩態。因此，分裂後之兩頻率乃分別對應於此兩態。此外，分裂之兩頻率與原來簡併模頻率之關係乃與隙縫之位置有關。由於微條環狀共振器有此基本特性。因此，極易取得變頻，故如能掌控邊緣上場的有效干擾，則在通訊電子元件必能得一可調微波共振器。事實上，高溫超導微波元件，在臨界溫度下，其場皆侷限在表面邊緣之穿透深度裡，故若薄膜在離邊緣大於穿透深度時

之區間有些雜質或孔洞，這對於微波元件之基本性質不會造成傷害。換言之，在薄膜製造之過程，其具有極大之忍受度，這可由環中蝕刻一空穴，而其共振頻譜仍完全一樣得證[4]。

經過第三章的理論分析，可給予我們在本實驗中之一些重要結果，簡述如下：

- I. 從量測環形共振器之共振頻率的變化，可估算基板之介電常數。在 5K 時，我們獲得 LAO 基板之介電常數為 25.7，這實驗提供取得基板正確之介電常數的方法之一[2]。
- II. 我們在環形共振器耦合線的對稱位置，蝕刻一個窄的隙縫，發現原有之共振頻率將因此而分裂，此分裂的共振頻率分別位於 1/2 和 3/2 倍原來共振頻率(環型共振器)的位置。分析以上共振頻率的變化，可輕易的驗證在同一微結構下，其物理特性隨頻率之變化。此外，我們可採用等效互感模型來說明此一共振頻率分裂結果。而此模型準確性與否，可直接經由表面損耗與 ω^2 成正比做為佐證(圖 4-2)。而這種利用空隙之性質而改變頻率，在應用上可作為變頻微波之震盪器。例如，利用雷射加熱製造一人工空隙。
- III. (a) YBCO 薄膜環形共振器在滿氧($\delta = 0.05$)的狀態下，其品質因子在 15 K 時達到一萬單位以上。同時其穿透深度 $\Delta\lambda(T) = \lambda(T) - \lambda(5K)$ 對溫度($T < T_c/3$)的變化維持線性增加之關係($\Delta\lambda/T = 4.8 \text{ A/K}$)；當 YBCO 樣品之氧含量逐漸的減少時(例如 $\delta = 0.2, 0.4$)，此線性關係依舊不變，但隨著氧缺陷的增加其 $\Delta\lambda/T$ 之斜率因而變大(圖 4-3)。依據 Scalapiano 之模型 $\Delta(0) = [\lambda_0 \ln 2 / \Delta\lambda(T)] T$ ，可獲致能隙對臨界溫度的關係[13]。在微波量測上，我們獲得在滿氧時此比例常數為 $2\Delta(0)/k_B T_c = 6.0 \pm$

1.4，並且比例常數 $2\Delta(0)/k_B T_c$ 隨著氧缺陷的增加而減小，這顯示出在 0K 時的能隙大小隨著電洞濃度的減小而減小，根據 Anderson 的 R.V.B 模型，我們實驗上所量到的能隙乃是電洞對要形成 long range order 所需要的有序參數。

(b) 在不同之氧含量下，樣品的穿透深度 $\lambda(T)$ 對歸一化溫度 T/T_c 展示一致化結果，這顯示 YBCO 樣品之高溫超導的機制主要由氧化銅平面所操控。此外，我們也獲得樣品在不同氧含量下之 $\lambda(5K)$ 的大小，分別為： $\lambda(5K) = 150 \pm 14$ ($\delta = 0.05$)、 216 ± 16 ($\delta = 0.2$) 和 282 ± 20 nm ($\delta = 0.4$)；並發現共振頻率改變不至對其造成影響（表一），故此超導並無色散關係。

IV. 在我們的研究裡，準粒子的散射速率與溫度 T 存在著 $1/\tau(T) \propto a_0 + bT^3$ 的關係。此外，在低溫(5K)時其鬆弛時間 τ 大約是 3.76×10^{-11} 秒，此數值較臨界溫度時高了 500 倍（如圖 4-4）。利用測不準原理估計此散射時間所對應之能量大約為 1.75×10^{-2} meV。此發現可證實自旋擾動 (spin-fluctuations) 宰控了低能激態粒子之散射動力行為 [13-15]。

V. 導電率 $\sigma_1(T)$ 在低溫時不再明顯隨溫度變化而漸近趨平，此雖與 YBCO 單晶所獲得之結果迥異，這乃是因為我們所製作的樣品薄膜在 ab 平面上有許多的雜質分佈。我們發現，殘留導電率會隨著氧含量的摻雜濃度 (underdoped) 變化。而這些現象皆可由李氏理論予以證實 [16-18]：因準粒子之態密度隨溫度降低而減少，並且準粒子與雜質之多重非彈性散射卻隨溫度降低而增加其生命期 (lifetime)，這兩因數互相競爭下導致導電率在低溫時趨近常數。

VI. 文及李氏理論 [17, 18] 估算高溫超導體之不正常的 (abnormal)

費米液體修正常數 α^2 約為 0.5 附近，這相當於有效質量約為 1.5，這表示準粒子係為一不正常費米液體，再搭配熱導率的量測，從我們的實驗資料得出 vertex correction 介於 1 至 10 之間，並且隨著氧含量的減少該 之值隨著減少，這顯示出了在 CuO 鏈上氧原子的減少對於 quasiparticle 降低超導電流的效應減低下來。此外，在 underdoped 時氧含量摻雜濃度改變下，高溫超導的能隙與 T/T_c 的關係，具有相同函數形式 $f(T/T_c)$ 。

Oxygen	F (GHz)	$\lambda(5K)$ nm	$2\Delta/T_c$	$\{d[\lambda^2(0)/\lambda^2(T)]/dT\} (K)^{-1}$	v_F/v_Δ	α^2	β
6.95	3.61	150 ± 14	6.1 ± 2.2	$(250 \pm 50)^{-1}$	14.0	0.43 ± 0.17	5.25 ± 0.74
	1.80		6.8 ± 0.9	$(212 \pm 29)^{-1}$		0.52 ± 0.18	8.20 ± 1.05
	5.33		7.2 ± 1.0	$(370 \pm 100)^{-1}$		0.34 ± 0.16	****
6.8	3.61	216 ± 16	6.0 ± 0.5	$(200 \pm 26)^{-1}$	10.1	0.35 ± 0.08	5.57 ± 0.75
	1.80		6.5 ± 0.5	$(189 \pm 29)^{-1}$		0.38 ± 0.09	5.18 ± 0.66
	5.33		6.4 ± 0.7	$(197 \pm 17)^{-1}$		0.37 ± 0.07	2.19 ± 0.24
6.6	3.61	282 ± 20	5.0 ± 0.6	$(91 \pm 10)^{-1}$	8.7	0.53 ± 0.08	2.25 ± 0.26
	1.80		5.9 ± 1.1	$(119 \pm 13)^{-1}$		0.41 ± 0.06	3.34 ± 0.38
	5.33		6.6 ± 0.6	$(127 \pm 10)^{-1}$		0.39 ± 0.05	1.07 ± 0.11

表一. YBCO 環形共振器在不同氧含量 $\delta = 0.05$ 、 0.2 和 0.4 時量得之物理參數。

4.2 微帶線共振器

為了研究超導體薄膜表面結構及內長缺陷對其表面電阻的影響，我們藉由改變鍍膜時的氧壓，分別在氧壓為 0.3 Torr 及 0.05 Torr

下蒸鍍高溫超導薄膜，以期獲得不同的表面平整度與結晶顆粒大小，進而觀察其對表面電阻的影響；利用量測薄膜品質之儀器如電阻-溫度量測系統、原子力顯微鏡等，可以觀察到在不同氧壓條件下所製備的薄膜，其表面與結構的差異。除了研究薄膜本身的結構，我們更利用此兩種不同氧壓條件下蒸鍍的薄膜，將其以微影蝕刻的方式，製作成微帶線共振器微波元件，並藉由網路分析儀的量測，我們可以得知超導體薄膜的微波特性；經由理論模式推導與量測的結果相比較，可以獲得一些重要的物理參數，如倫敦穿透深度及複數電導率等，這些參數對我們分析不同條件薄膜的內部結構與超導體傳輸行為有很大的幫助。以下將先就薄膜本身特性的量測加以討論，並與輔以微波量測所得之物理參數兩相比較，可更清楚了解不同氧含量所蒸鍍超導薄膜之差異，以及其對於表面電阻 R_s 的影響。

4-2-1 薄膜量測

在本小節中，我們首先討論在不同氧氣壓力環境下蒸鍍的薄膜，其基本的特性。藉由原子力顯微鏡、電阻-溫度量測系統以及 X-ray 繞射儀，我們可以對這兩種薄膜的結構有所認識，並利用觀測到的結果，與國外其他研究群所做相關之研究，加以比較與討論，以期獲得更正確的解釋。

[A.]原子力顯微鏡觀測

表面電阻 R_s 對於微波元件品質的影響，近年來已經被廣泛的討論；一般認為，具有較低表面電阻的薄膜，其微波特性的表現會比較好。在許多的研究結果中可以發現[6]，高氧壓環境下所蒸鍍出來的超導薄膜，表面具有很多外長的顆粒(outgrowth)，這些外長的顆粒與超導體的表面電阻有關，且會影響其微波性質。研究中計算薄膜表面有無外長顆粒對表面電阻的影響，推論薄膜在不具外長顆粒的情形下，其表面電阻會下降。實驗結果顯示[6]，具有 c 軸軸向及外長顆粒的鈹鋇銅氧薄膜，其表面電阻在 10 GHz，77 K 時為 250-600 $\mu\Omega$ ，4.2 K 時為 16 $\mu\Omega$ ；而在相同條件下，不具外長顆粒的薄膜，其表面電阻在 10 GHz，77 K 時降為 70 $\mu\Omega$ ，4.2 K 時更可達 4 $\mu\Omega$ 。由此結果，可預期若控制成長薄膜時的條件，使得表面不具有外長顆粒，應可獲得較佳的表面平整度，且會具有較低的表面電阻 R_s 。

另文獻上亦指出[11]，改變鍍膜時候的氧氣壓力，可以有效的改善薄膜表面平整度。基於這個想法，我們在兩個不同的氧壓條件下(0.3 Torr 與 0.05 Torr)，蒸鍍超導薄膜，並保持其他的變因皆相同。鍍膜時候的氧壓改變會明顯影響雷射放電火焰的聚焦大小，其實驗狀況如圖 4-5，在 0.3 Torr 的氧壓下，雷射放電火焰聚焦範圍較小，因此蒸鍍到基板上單位面積的顆粒較多，可以預期這樣的條件下，其薄

膜的表面平整度會較差；而在 0.05 Torr 的氧壓下，雷射放電的火焰較為發散，因此蒸鍍到基板上單位面積的顆粒也相對的減少，造成薄膜的表面較為平整。

藉由原子力顯微鏡的觀測，如圖 4-6 與 4-7，我們可以清楚的看出，在 0.3 Torr 氧壓環境下蒸鍍的薄膜，其表面具有許多的外長顆粒，表面平整度大約為 7.4 nm，表面顆粒大小約為 500 nm；而在 0.05 Torr 氧壓環境下蒸鍍的薄膜，其表面不具有外長顆粒(圖中的大顆粒應為觀測時的灰塵所致)，因此表面平整度較高氧壓鍍膜條件的薄膜來的平整，大約為 2.8 nm，表面顆粒大小也只有 300 nm。

由原子力顯微鏡的觀測，我們可以證實，在低氧壓環境下所蒸鍍的超導薄膜，確實具有較佳的表面平整度，並可有效改善高氧壓條件薄膜之外長顆粒，且其結晶顆粒大小也比較小。但是將薄膜製成微波元件後，經由網路分析儀量測結果(見後面)，卻顯示在低氧壓條件下蒸鍍的薄膜，其表面電阻 R_s 並沒有低於高氧壓條件下蒸鍍的薄膜，顯然在這種表面平整度並非決定此超導體薄膜 R_s 的因素。因此我們試圖由薄膜的內部結構及其他物理特性與成長時氧壓的關係，來了解主宰表面電阻的主要原因為何？

[B.]電阻率-溫度量測

我們首先比較兩種不同薄膜的電阻率；將不同氧壓條件下製備的

薄膜，利用黃光微影蝕刻技術，將其製成微橋的圖形，並有四個等間距的接點，分別輸入電流與量取電壓值，由此可將電腦所顯示的電阻值轉換為電阻率，0.3 Torr 與 0.05 Torr 氧壓條件製備的薄膜，其量測結果如圖 4-8。由電阻率對溫度的關係，可以給我們幾個訊息：第一，由圖中可以發現，在 0.05 Torr 氧壓條件下製備的薄膜，其臨界溫度 T_c 約為 80 K，相較於 0.3 Torr 氧壓條件製備的薄膜之臨界溫度，下降了約 10 K 左右。此現象已被許多研究群所探討[19]，其原因可能是因為晶格內部中鈮-鋇原子的錯位(antisite disorder)[20]，或薄膜的氧含量降低[21]所導致。對於後一個原因，依據 J. D. Jorgensen 等人[22]以及其他一些研究群的實驗結果，我們可以估計臨界溫度 T_c 所相對應的薄膜氧含量(圖 4-9)：0.3 Torr 氧壓條件下製備的薄膜，臨界溫度約為 90 K，其相對應的氧含量約為 6.9 ($\delta = 0.1$)；而 0.05 Torr 氧壓條件下製備的薄膜，臨界溫度約為 80 K，相對應的氧含量約為 6.78 ($\delta = 0.22$)；這個現象似乎和降低鍍膜時的氧氣壓力，會造成薄膜內氧含量減少的直觀解釋極為吻合。

可是仔細觀察可以發現 0.05 Torr 氧壓條件下製備的薄膜，在室溫下的電阻率反而遠比 0.3 Torr 氧壓條件製備的薄膜小，這似乎和前面直接將 T_c 的降低歸因於薄膜氧含量的變化有不符之處。舉例而言，在本實驗室對同一鈮鋇銅氧薄膜做氧含量控制的實驗中(圖

4-10)[21]，即明顯看出氧含量降低時，薄膜電阻率通常將因銅氧平面上載子濃度降低以及氧缺陷增加而升高；在高度缺氧時，其常態電阻與溫度之關係會更明顯偏離線性行為，而出現所謂類能隙 (pseudogap) 的現象。另一方面，文獻指出[19]，在低氧壓條件下蒸鍍的薄膜，可能導致薄膜內部結構產生變化，尤其以銀原子取代鈮原子最為顯著。此取代效應會造成銅氧平面摻雜的載子數目增加以及 c-軸長度增長；由於參與傳輸的載子數目增加，因此在室溫時，0.05 Torr 氧壓條件製備的薄膜其電阻率會較 0.3 Torr 氧壓條件製備的薄膜小，這點與我們的實驗結果相吻合，間接支持銀原子取代鈮原子反應說法的可能性。

第二，觀察兩種薄膜其在 T_c 附近的變化，可以發現 0.3 Torr 氧壓條件製備的薄膜，其在 T_c 附近變化迅速，超導轉變寬度 $T_c < 1$ K；反觀 0.05 Torr 氧壓條件下製備的薄膜，電阻下降的速度較為平緩 ($T_c \sim 3$ K)；這個現象除了可能因組成相的結晶性有異之外，也有可能因 d-波對稱的特性所造成。在 0.3 Torr 氧壓條件製備的薄膜中，結晶性較低氧壓薄膜優異(內部較無缺陷，見下文 X-ray 繞射結果)，而在 0.05 Torr 氧壓條件下製備的薄膜，其中因為具有離子半徑較大的銀原子取代離子半徑較小的鈮原子，使銅氧平面感受額外應力，造成薄膜中超導結晶相有較不均勻的分佈，使超導轉變溫度變寬；或者因

應力的存在，使超導載子對感受到較強的散射擾動(fluctuation)，而使超導轉變溫度變寬。

最後，由電阻率對溫度的關係圖中可看出 0.05 Torr 氧壓條件下製備的薄膜具有較大的 0 K 外插殘餘電阻，此也可歸因於低氧壓薄膜其內部的 disorder 較大。

[C.]X-ray

為了更加了解薄膜內部的結構，並對上節所做的一些推論做更進一步的釐清，我們對兩種氧壓製備的薄膜做 X-ray 繞射儀的量測，其結果如圖 4-11、圖 4-12。由兩個圖中，我們可以看出，0.3 Torr 與 0.05 Torr 氧壓條件製備的薄膜都是高度 c-軸軸向的薄膜；由第二章實驗步驟所提供的方法，可以計算出這兩個薄膜的 c-軸長度，發現 0.05 Torr 氧壓條件製備的薄膜其 c-軸長度(11.737Å)較 0.3 Torr 氧壓條件製備的薄膜(11.689 Å)長，這種在低氧壓下 c-軸擴張的現象，到目前為止有一些實驗室研究，提出兩種主要的機制來解釋[20]。其一為前面提及的鋇-鈮原子的取代反應；在低氧壓的環境下，鈮鋇銅氧結構內由於鈮原子外圍有三個價電子，鋇原子的外圍只有兩個價電子，因此正常的情況下，一個鈮原子平均與一個半的氧原子鍵結，而鋇原子則與一個氧原子鍵結。當銅氧平面因為氧壓的缺乏而少掉一些氧原子時，在結晶成長的過程中，由於沒有足夠多的氧原子提供鈮原

子鍵結，因此銀原子有機會佔據鈮原子的位置與氧原子鍵結，進而發生取代的反應。在取代反應發生的同時，由於銀原子只有兩個價電子，較鈮原子少了一個，也就是多了一個電洞，由於超導體的載子傳輸發生在銅氧平面上，載子數的增加，降低了電阻率，由這個機制，可以合理的推論為何 0.05 Torr 氧壓條件製備的薄膜的室溫電阻率會比 0.3 Torr 氧壓條件製備的薄膜來的低的原因。

另由於鈮原子的直徑為 1.02 Å，銀原子的直徑為 1.42 Å，因此當取代反應發生時，銀原子取代鈮原子，由於銀原子直徑較大，所以會使得 c-軸發生擴張的現象；圖 4-13 之(a)表示 c 軸長度與鍍膜時氧壓關係圖，(b)表示轉換溫度對 c-軸長度的關係圖，與我們先前由 X-ray 繞射所推算出的 c-軸長度，以及兩樣品分別的臨界溫度相比較，發現相當吻合，因此可以證實銀原子取代鈮原子的反應理論有相當程度的正確性。由於取代反應造成 c-軸的擴張，我們可以預期在低氧壓製備的薄膜內部，結構會發生變形，使其傳輸的行為也跟高氧壓製備的薄膜相異。

另一種情況，則是直接由氧含量的降低所解釋(圖 4-14)；由於鈮銀銅氧中銅氧鏈(CuO chain)上的氧較容易受環境及處理條件的影響而改變(見本實驗室早期控氧實驗[23])，而當銅氧鏈上的氧缺少時，晶體結構有由正交(Orthorhombic)轉變為正方(Tetragonal)的趨勢，此

種轉變亦會造成 c-軸晶格常數增長。由文獻上報導的 c-軸長度對氧含量的關係圖(圖 4-15)[22]，可以看出氧含量的減少確與 c-軸增長比例有正比的關係。比較本實驗薄膜的臨界溫度 T_c ，c-軸長度與文獻上報導的結果，發現本實驗中 c-軸長度的擴張程度，比純粹樣品缺氧時 c-軸擴張的程度大，這可說明低氧壓條件下蒸鍍的薄膜，並非完全因為缺氧而導致 c-軸的擴張。從傳輸性質的討論，本實驗所研究的薄膜，在低氧壓條下，可能較傾向於含較多的鋇-釷原子反置換(antisite)的缺陷。進一步以不同方法來探測主要存在的缺陷以對此問題的釐清是必要的。

4-2-2 微波元件量測

在仔細分析了兩種不同氧壓製備薄膜的基本特性之後，對於微波元件量測所提供的一些超導體的重要物理量的解讀，是非常重要的。微波量測最重要的好處，是可以在單一樣品上，量取物理量與頻率的關係；而微帶線共振器是被廣泛的使用來量測這些物理量的工具。它在結構上非常簡單，因此可以減少因製程而產生的誤差，使我們可以更正確的利用所得到的結果來了解基本的物理機制。因此本實驗使用一微帶線共振器作為量測微波特性之元件，其光罩圖如圖 4-16 所示。首先我們在鋁酸釷的基板上蒸鍍雙面的釷鋇銅氧薄膜；蒸鍍雙面薄膜的原因，是因為在量測中，微波元件需要導電性極佳的接地面，而超

導薄膜顯然是最佳的選擇。我們採用相同條件的雙面膜，是希望讓結果直接反映該超導體的特性。在不同的氧壓條件(0.3 Torr 與 0.05 Torr)下，製備好兩片雙面膜，再利用實驗方法所述的微影蝕刻技術，將此兩片雙面膜製作成微帶線共振器，如圖 4-17。

將兩種不同氧壓薄膜製成的元件，分別放入微波量測的測試座中，如圖 4-18。之後依照微波量測的方法，由網路分析儀取得我們所要的微波參數。由共振頻率對溫度的變化，以及品質因子對溫度的變化，輔以前面所提之二维體理論模式，我們可以獲得一些重要的物理參數，下面將就網路分析儀所量測到的數據以及物理量加以討論，並將其結果與前面的薄膜分析做比較，來了解影響 R_s 主要的原因。

[A.]共振頻率與品質因子

利用微波網路分析儀，我們可以量測微帶線共振器其共振頻率對溫度的變化。量測結果在 5 K 時，0.3 Torr 氧壓條件製備的元件的共振頻率位置在 5.195 GHz，而 0.05 Torr 氧壓條件下製備的元件之共振頻率則為 5.186 GHz；在 77 K 時，前者共振頻率飄移至 5.182 GHz，後者則飄移至 5.156 GHz。藉由抽真空升溫，每隔 1 K 量取一次微波訊號，我們可以得到這兩個樣品其共振頻率對溫度的關係如圖 4-19、圖 4-20，縱軸為各個溫度的共振頻率對 5 K 時共振頻率的歸一，橫軸為各個溫度對臨界溫度 T_c 的歸一。

另一個可以直接由微波量測得到的數據是穿透係數 S_{21} ，利用第三章的理論分析，我們知道共振器無負載品質因子可表示為：

$$Q_0 = \frac{Q_l}{1 - |S_{21}|} \quad (4-1)$$

其中 Q_l 定義為：

$$Q_l \equiv \frac{f_0}{\Delta f_{(3dB)}} \quad (4-2)$$

其中 f_0 為共振頻率， $\Delta f_{(3dB)}$ 為以共振頻率為中心，損耗 3dB 處之頻寬。

由微波量測數據，我們得知穿透係數 S_{21} 、共振頻率 f_0 以及損耗 3dB 處之頻寬 $\Delta f_{(3dB)}$ ，利用上述二式，我們便可以求得此兩個樣品的非負載品質因子對溫度變化的關係，如圖 4-21 所示。

由圖中可看出，0.3 Torr 氧壓條件製備的元件具有較高的無負載品質因子，在低溫時甚至可高達八萬，而 0.05 Torr 氧壓條件下製備的元件，其無負載品質因子在低溫時只達三萬五千，顯示這個薄膜所製成的共振器損耗要比 0.3 Torr 氧壓條件製備的共振器損耗來得大，此結果可由之前薄膜的特性分析看出：低氧壓條件的薄膜內部具有較多的缺陷，使得在低溫時的準粒子被散射的機率增大，因此損耗也較大，這點可由之後的散射時間加以佐證。

[B.]倫敦穿透深度

利用上述共振頻率對溫度的關係，我們可以求得兩個樣品的倫敦穿透深度。首先利用實驗上的經驗公式：

$$\lambda(T) = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2}} \quad (4-3)$$

猜測一個可能的 λ_0 值，並將其代入此公式中，可獲得穿透深度對溫度的變化 $\lambda(T)$ 。由 Chang 的公式[8-10]：

$$\frac{f(T)}{f_0} = \frac{\sqrt{1 + \lambda_0 / h[2 / \tanh(t / \lambda_0) + g / \sinh(t / \lambda_0)]}}{\sqrt{1 + \lambda(T) / h[2 / \tanh(t / \lambda(T)) + g / \sinh(t / \lambda(T))]]} \quad (4-4)$$

我們已經由微波量測的數據中得到共振頻率的比值 $\frac{f(T)}{f_0}$ ，因此由上式，我們可以得到一個實驗所求出的穿透深度對溫度的變化 $\lambda(T)$ ，將這個 $\lambda(T)$ 與利用經驗公式求出來的 $\lambda(T)$ 相比較，便可得到正確的穿透深度 λ_0 值。圖 4-22 與圖 4-23 顯示兩個樣品其公式與實驗數據 fitting 的結果，0.3 Torr 氧壓條件製備的元件其穿透深度為 3550 Å，而 0.05 Torr 氧壓條件下製備的元件的穿透深度為 3100 Å，這個數值大約與超導體理論所預測的穿透深度相符合。由於 $\lambda^2(T)$ 與超導載子有關，此一結果隱含在低溫時，低氧壓條件下製備的薄膜似具較大之載子濃度，與前述銀-鈹原子取代反應之推論相吻合。

[C.]表面阻抗

依據第三章的理論分析，得知具有複數電導率的超導體其表面阻抗可表示為：

$$Z_s = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\tilde{\sigma}}} = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\sigma_1 - j\sigma_2}} \quad (4-5)$$

將 σ_1 及 σ_2 代入可得

$$\begin{aligned}
 Z_s &= \sqrt{\frac{j\omega^2\mu_0^2\lambda^2}{\frac{n_n}{n}\sigma_n\mu_0\omega\lambda^2 - j}} \\
 &= j\omega\mu_0\lambda \sqrt{\frac{1}{1 + j\frac{n_n}{n}\sigma_n\mu_0\omega\lambda^2}} \\
 &\cong j\omega\mu_0\lambda \left(1 - j\frac{n_n}{2n}\sigma_n\mu_0\omega\lambda^2\right) \quad (4-6) \\
 &= \frac{\omega^2\mu_0^2\lambda^3 n_n \sigma_n}{2n} + j\mu_0\omega\lambda \\
 &= R_s + jX_s
 \end{aligned}$$

其中 $\sigma_n = \frac{ne^2\tau}{m}$ ， R_s 與 X_s 分別為表面阻抗的實部與虛部。由上式可知，影響表面電阻 R_s 其中的一個主要的因素為正常態載子的密度。由薄膜的觀察，可知 0.05 Torr 氧壓條件下製備的薄膜具有較多的傳輸載子，由之後的電導率可知，在低溫時，此薄膜的正常態載子仍存在一定數量，因此其表面電阻會較 0.3 Torr 氧壓條件製備的薄膜來的大。

在實際上的量測，我們可藉由共振器的幾何因子 Γ 與非負載品質因子 Q_0 來求得表面電阻 R_s ，其關係式由第三章的討論為：

$$R_s(T) = \frac{\Gamma}{Q_0(T)} \quad (4-7)$$

其中 Γ 為共振器的幾何因子。對於超導體共振器而言， Γ 和穿透深度有關；由 Chang 的公式，我們可以得到 Γ 的關係式為：

$$\Gamma = \frac{\mu_0\omega h}{2} \left\{ \frac{1 + \frac{\lambda}{h} \left[2 \coth(t/\lambda) + \frac{g}{\sinh(t/\lambda)} \right]}{\coth(t/\lambda) + \frac{t/\lambda}{\sinh^2(t/\lambda)} + g \frac{1 + (t/\lambda) \coth(t/\lambda)}{2 \sinh(t/\lambda)}} \right\} \quad (4-8)$$

其中 t 為薄膜的厚度， h 為基版厚度， g 為微帶線寬度接近基版厚度時

之邊緣修正項。另外表面電抗為：

$$X_s(T) = \mu_0 \omega \lambda(T) \quad (4-9)$$

圖 4-24 與圖 4-25 顯示兩個樣品的表面電阻與電抗對溫度的關係，一般而言，表面電抗的值遠大於表面電阻。由圖可以看出，0.3 Torr 氧壓條件製備的元件在 5 K 時的表面電阻約為 $40 \mu\Omega$ ，而 0.05 Torr 氧壓條件下製備的元件 5K 時的表面電阻為 $100 \mu\Omega$ ，兩者在 77 K 時表面電阻皆約為 $0.2 m\Omega$ 。由數據可以看出，0.3 Torr 氧壓條件製備的元件在低溫時其表面電阻較低，此原因可由以觀察到的薄膜特性加以說明，藉由微波量測所算出的複數電導率實部以及散射時間，更可以提供佐證。詳細原因將在下面兩小節中討論。

[D.] 複數電導率

依據二流體模型，超導體的複數電導率之實部與虛部分別為：

$$\sigma_1 = \frac{n_n e^2 \tau}{m(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (4-10)$$

$$\sigma_2 = \frac{n_s e^2}{\omega m} + \frac{\omega n_n e^2 \tau^2}{m(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (4-11)$$

由上可知，複數電導率的實數部分主要由正常載子所貢獻，這也是我們比較關心的一個參數，因為由 σ_1 ，可以窺知在超導態時，正常載子的傳輸行為。在多數實際情況下 $(\omega\tau)^2 \ll 1$ ($f < 10^{11} \text{ Hz}$)， σ_1 可簡化為

$$\sigma_1 \cong \frac{n_n e^2 \tau}{m} \quad (4-12)$$

由此式我們知道，影響 σ_1 的兩個主要原因分別為正常態載子的密度，以及載子散射時間。

實驗上，我們可以由前面求得的表面阻抗 $Z_s = R_s + X_s$ 求得 σ_1 ：

$$\sigma_1(T) = \frac{2\mu_0 \omega R_s X_s}{(R_s^2 + X_s^2)^2} \quad (4-13)$$

並畫出 σ_1 對溫度的化關係如圖 4-26。很明顯的，我們可以看出在 0.3 Torr 氧壓條件製備的元件，溫度接近 40 K 左右 ($T/T_c \sim 0.4$)， σ_1 有一個峰值，但是在 0.05 Torr 氧壓條件下製備的元件，在 40 K 以下，其 σ_1 趨平而不再下降，形成一平台式的變化 (Plateau)。由 Bonn 等人 [24] 對單晶鈹銀銅氧所做的研究，皆發現 σ_1 在接近 40 K 附近有一個峰值，由此可知在 0.3 Torr 氧壓條件製備的薄膜其性質接近於單晶，顯示其內部結構的結晶性應與單晶相當。Bonn 等人提出對此一峰值提出解釋，主要是由於散設時間與正常態載子密度兩相競爭的結果；在溫度高於 40 K 時，主宰 σ_1 的因素，主要在於載子的散射時間，由於越接近低溫，越多的載子變成超導態，因此正常態的載子受到散射的時間間距也越長，因此 σ_1 隨著溫度下降而增加；直到轉折處，由於正常態的載子減少，會使 σ_1 降低，在溫度低於 40 K 時，正常態載子的密度變成決定 σ_1 的主要因素，因此 σ_1 又會開始下降。

反觀 0.05 Torr 氧壓條件製備的元件，其 σ_1 在 40 K 以下，便不再

有什麼變化，其理由可以由前面的原子取代反應來解釋。由於銀原子取代鉍原子，造成銅氧平面載子濃度增加，因此在低溫時，相對於 0.3 Torr 氧壓條件製備的元件，具有較多的正常態載子，因此 σ_1 並不會如 0.05 Torr 氧壓條件下製備的元件一樣隨溫度降低；也由於此薄膜在低溫時存在較多的正常態電子，由表面電阻 R_s 的表示式：

$$R_s = \frac{\omega^2 \mu_0^2 \lambda^3 n_n e^2 \tau}{2m} \quad (4-14)$$

我們可以得知，其應具有較高的表面電阻，此與實驗結果相吻合。

[E.] 散射時間

利用第三章所推導的理論公式，我們可以經由複數電導率的實部與虛部，求得準粒子的散射時間：

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2a\omega}{1 - \sqrt{1 - 4a^2}} \quad (4-15)$$

其中

$$a = \frac{\sigma_1(T) / \sigma_s(T)}{\left(\frac{1}{1 - X_{n0}}\right) \left[\frac{\lambda^2(T)}{\lambda^2(5K)}\right]^{-1}}$$

$$X_{n0} = \frac{2.22\sigma_1(5K)}{2.22\sigma_1(5K) + \sigma_s(5K)}$$

兩個樣品的散射時間如圖 4-27 所示。由圖中可以看出，在接近低溫時，0.05 Torr 氧壓條件下製備的元件的散射時間要比 0.3 Torr 氧壓條件製備的元件長，這個結果說明在 0.05 Torr 氧壓條件下製備的薄膜其內部結構的確產生一些缺陷，使得正常載子在低溫傳輸的時候，被

散射的機率增大，也因此平均散射時間比較短。這個現象與我們推測薄膜內因為原子取代反應而造成晶格的形變，是非常一致的。

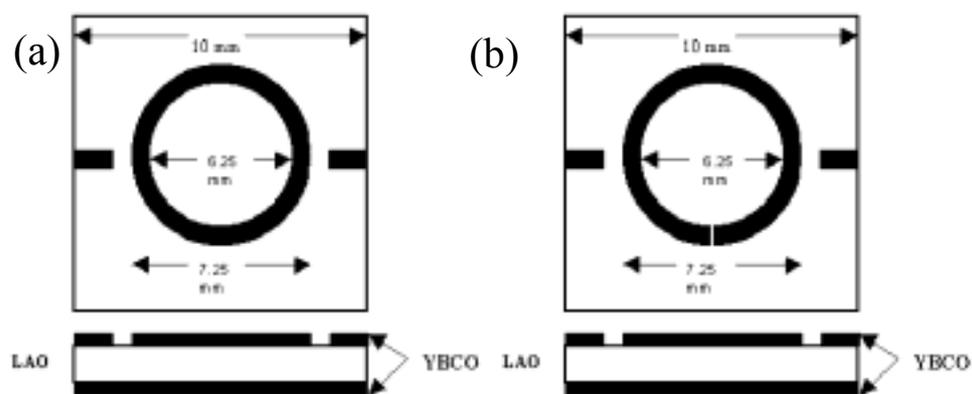


圖 4-1 (a)無隙縫和(b)有隙縫之 YBCO 超導環型共振器。

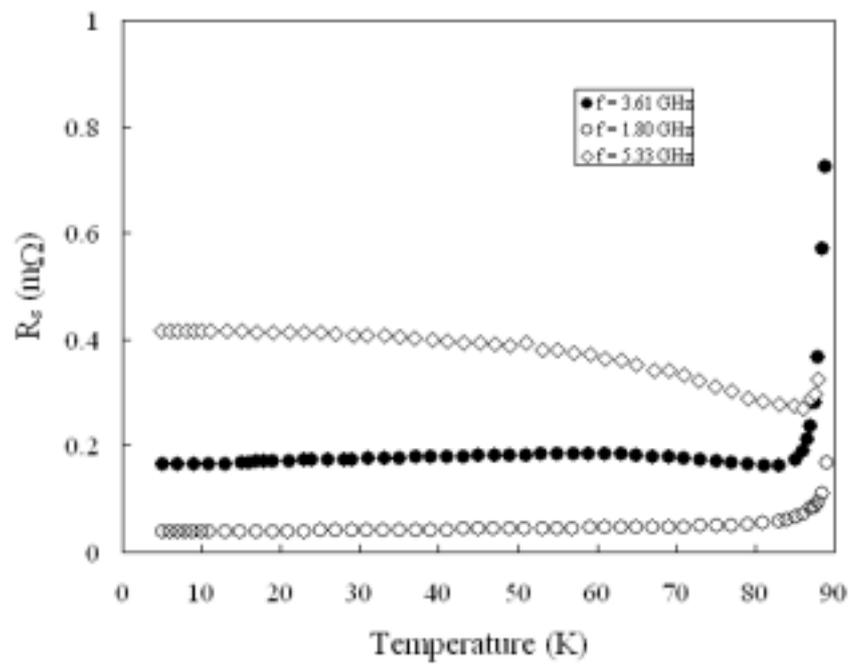


圖 4-2 YBCO 環形共振器之表面損耗與 ω^2 成正比。

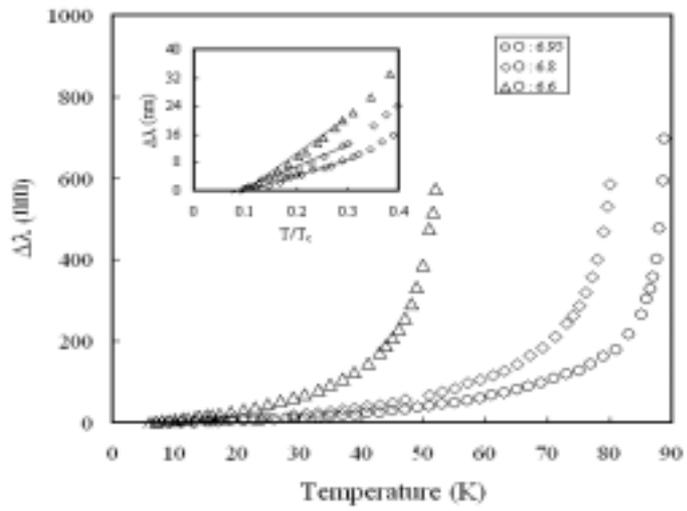


圖 4-3 YBCO 環形共振器在不同氧含量 $\delta = 0.05$ 、 0.2 和 0.4 時之 $\Delta\lambda(T)$ 與溫度之關係。

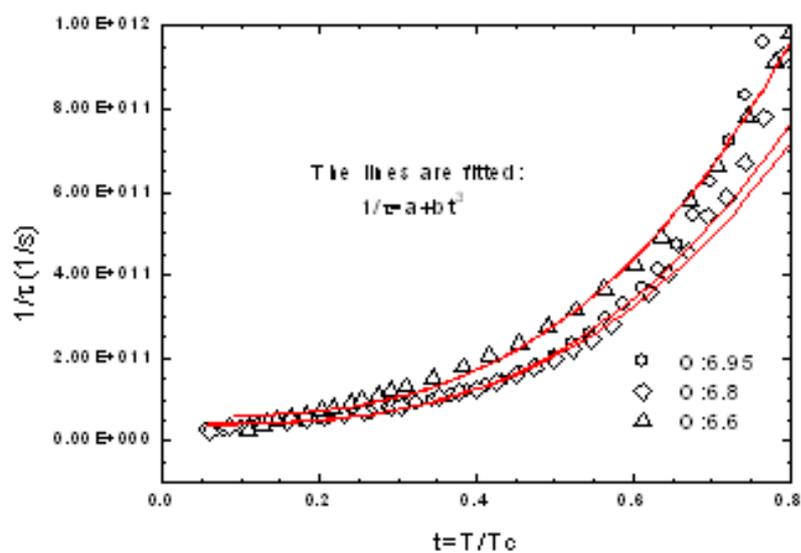


圖 4-4 YBCO 環形共振器在不同氧含量 $\delta = 0.05$ 、 0.2 和 0.4 時之 $1/\tau$ 與 T/T_c 之關係。

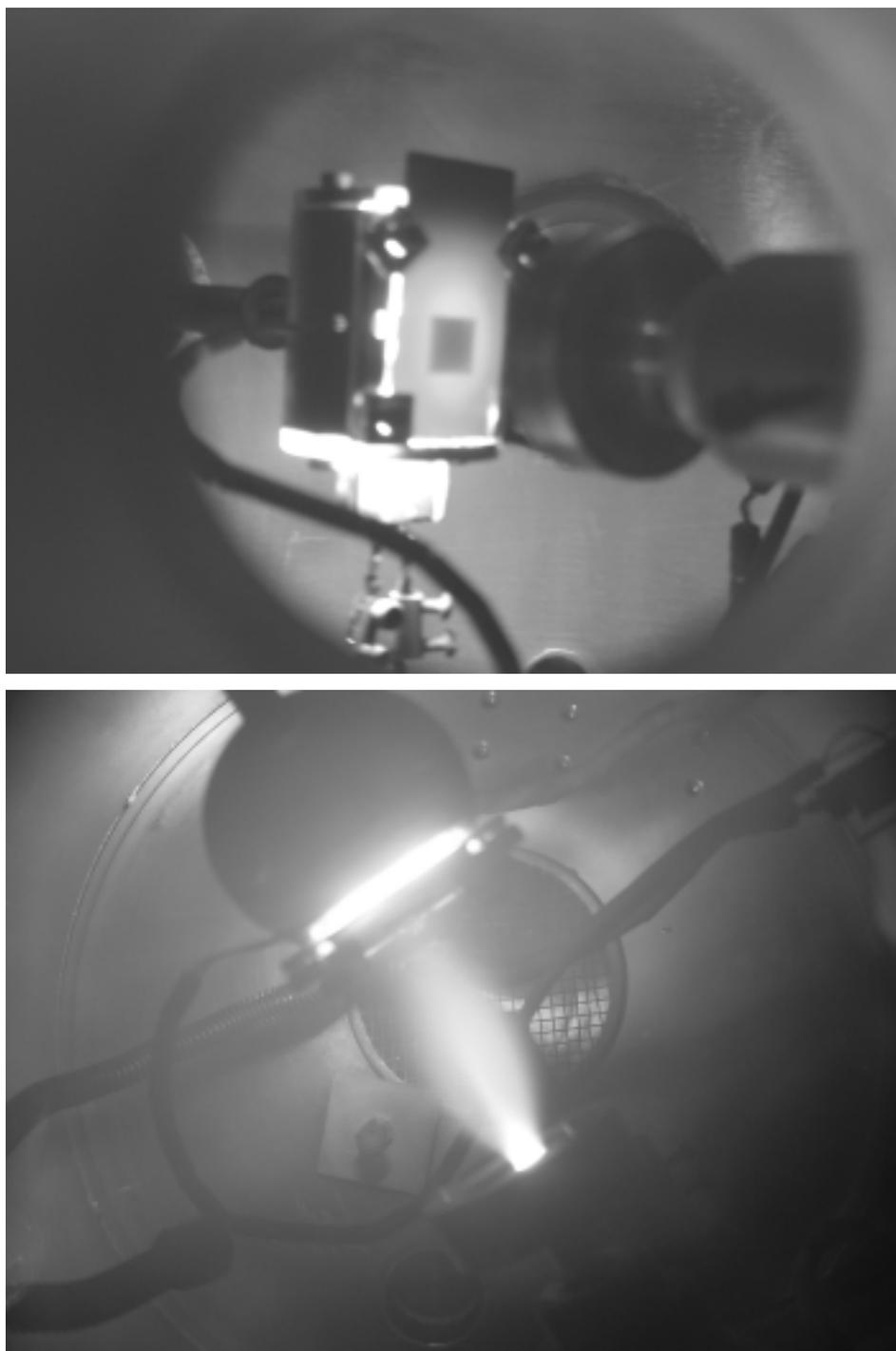
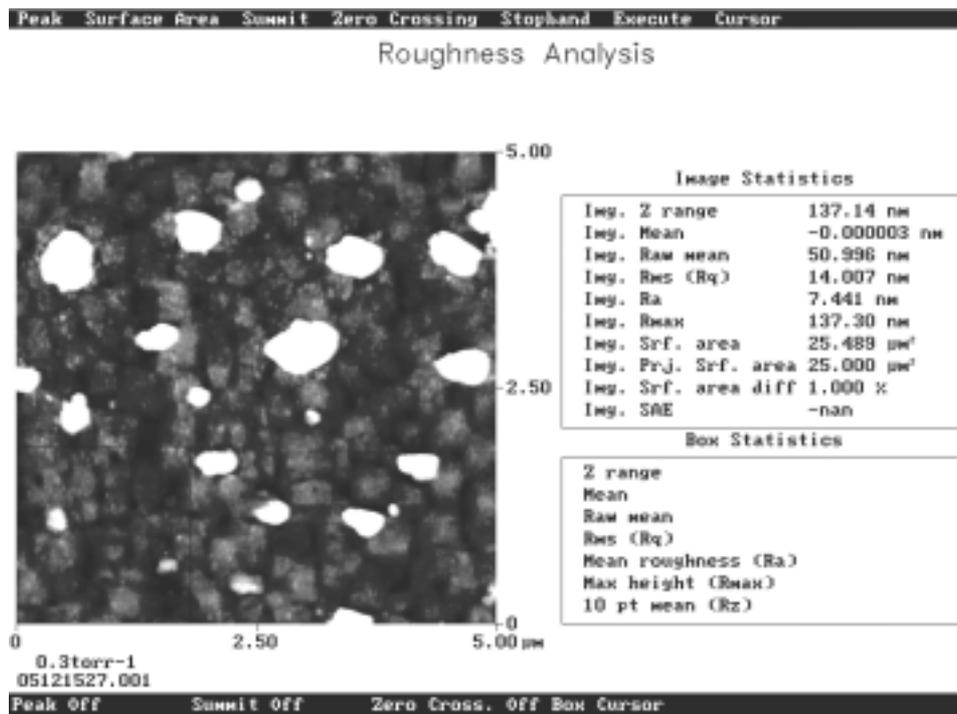
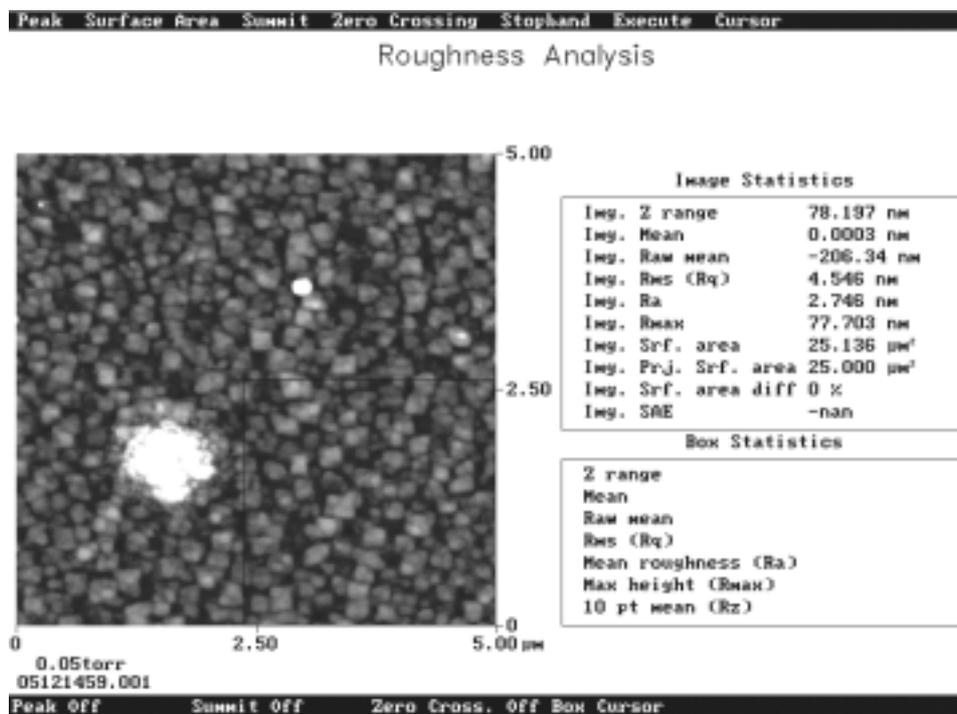


圖 4-5 基板受加熱與雷射放電蒸鍍薄膜情形。



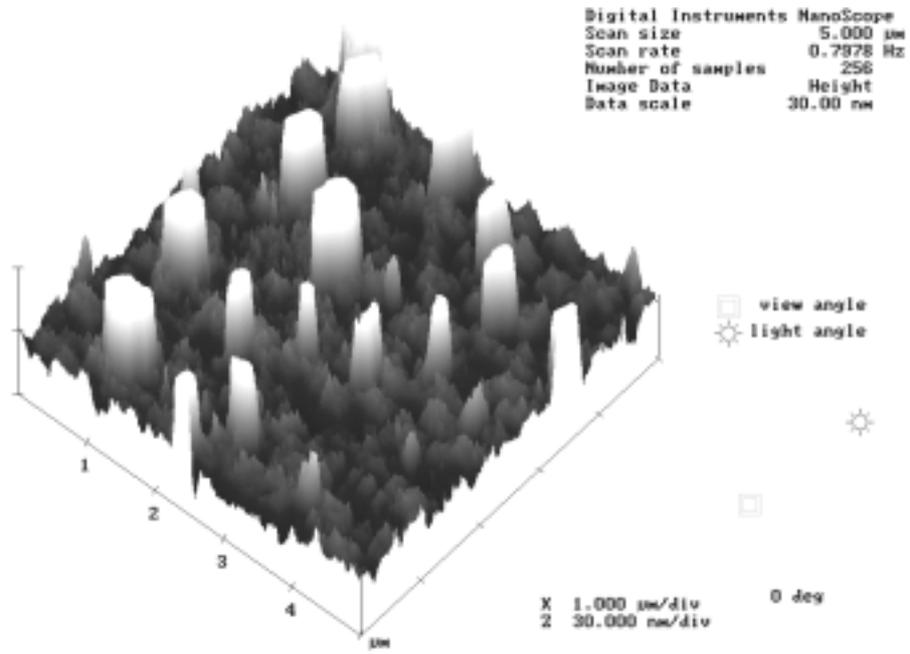
(a)



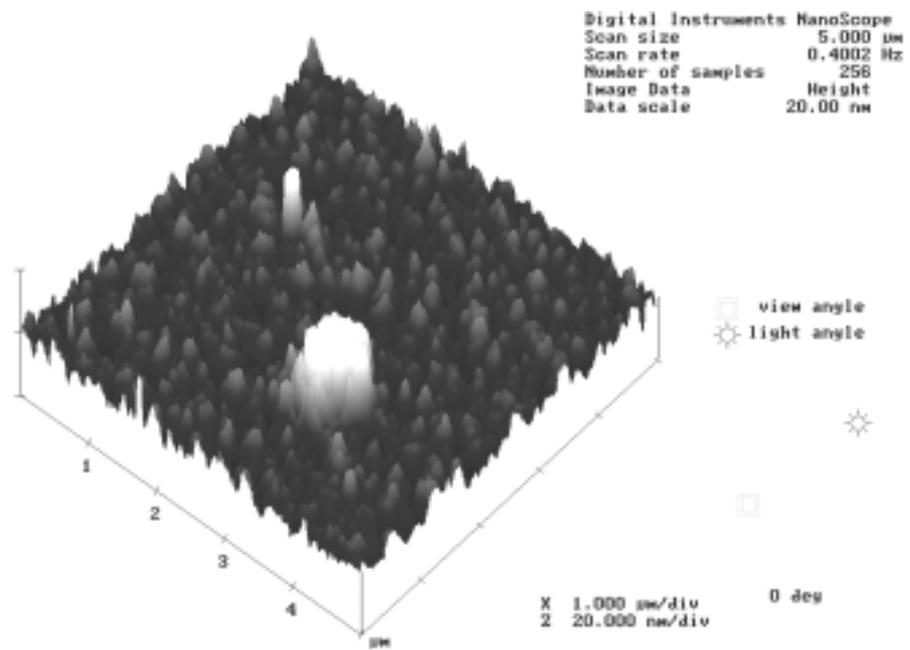
(b)

圖 4-6 不同氧壓下製備薄膜之 AFM 影像圖(表面型態與平整度)

(a)氧壓 0.3 Torr , (b)氧壓 0.05 Torr。



(a)



(b)

圖 4-7 不同氧壓下製備薄膜之 AFM 影像圖(剖面圖)

(a)氧壓 0.3 Torr , (b)氧壓 0.05 Torr。

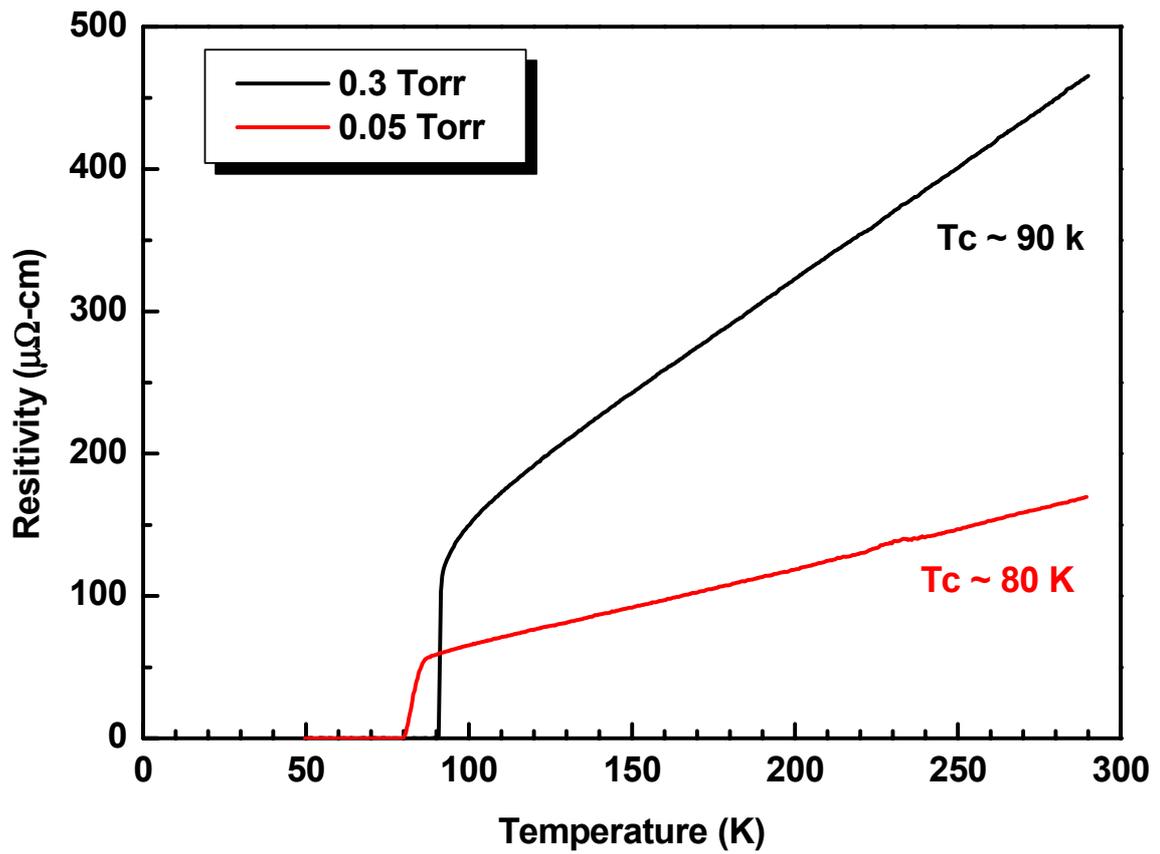


圖 4-8 兩種不同條件之薄膜其電阻率對溫度的關係。

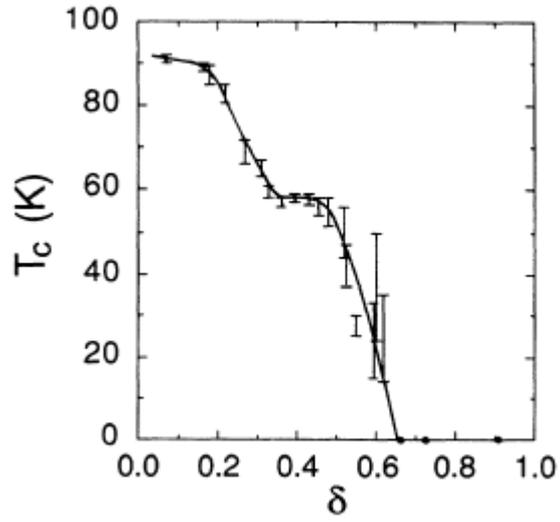


圖 4-9 臨界溫度 T_c 與相對應的薄膜氧含量[22]。

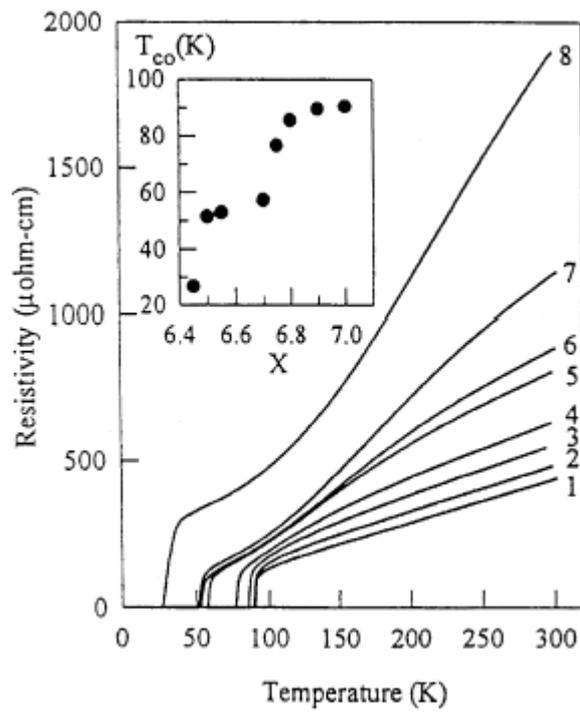


圖 4-10 不同氧含量之鈇銀銅氧薄膜電阻率與溫度之關係圖[21]。

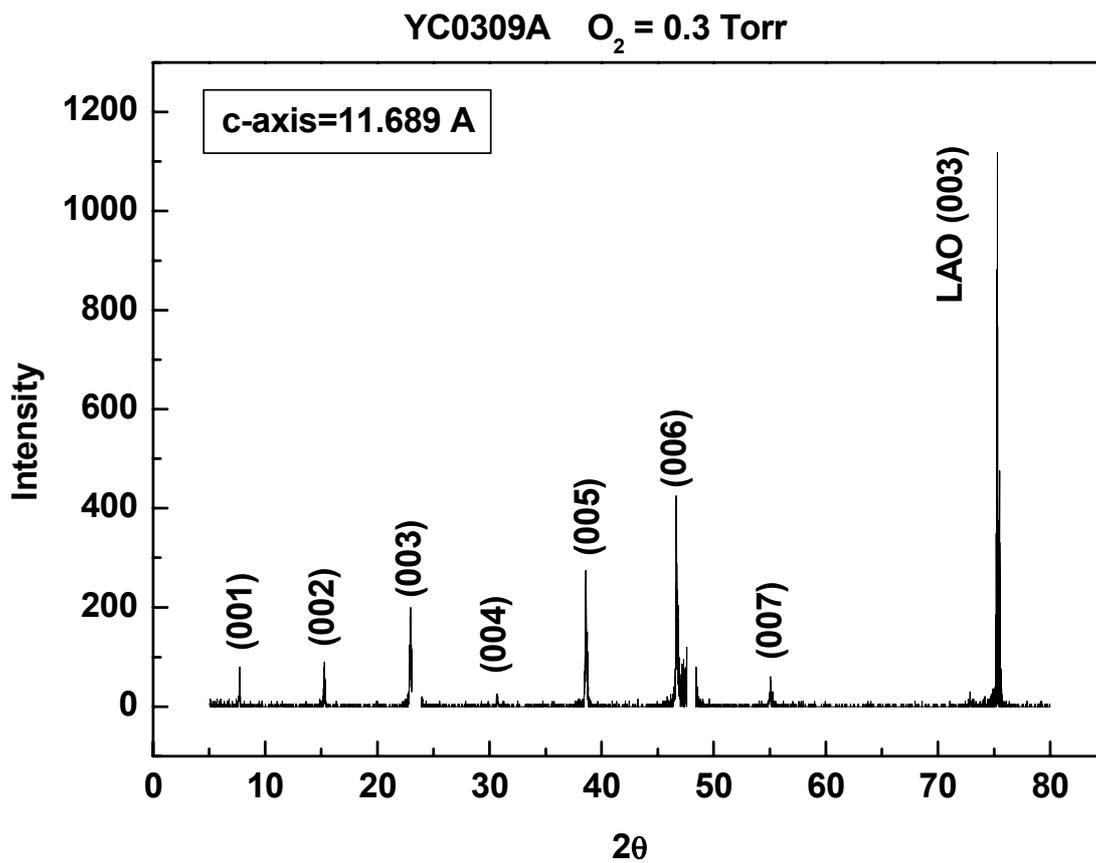


圖 4-11 0.3 Torr 氧壓條件薄膜之 X-ray 繞射結果。

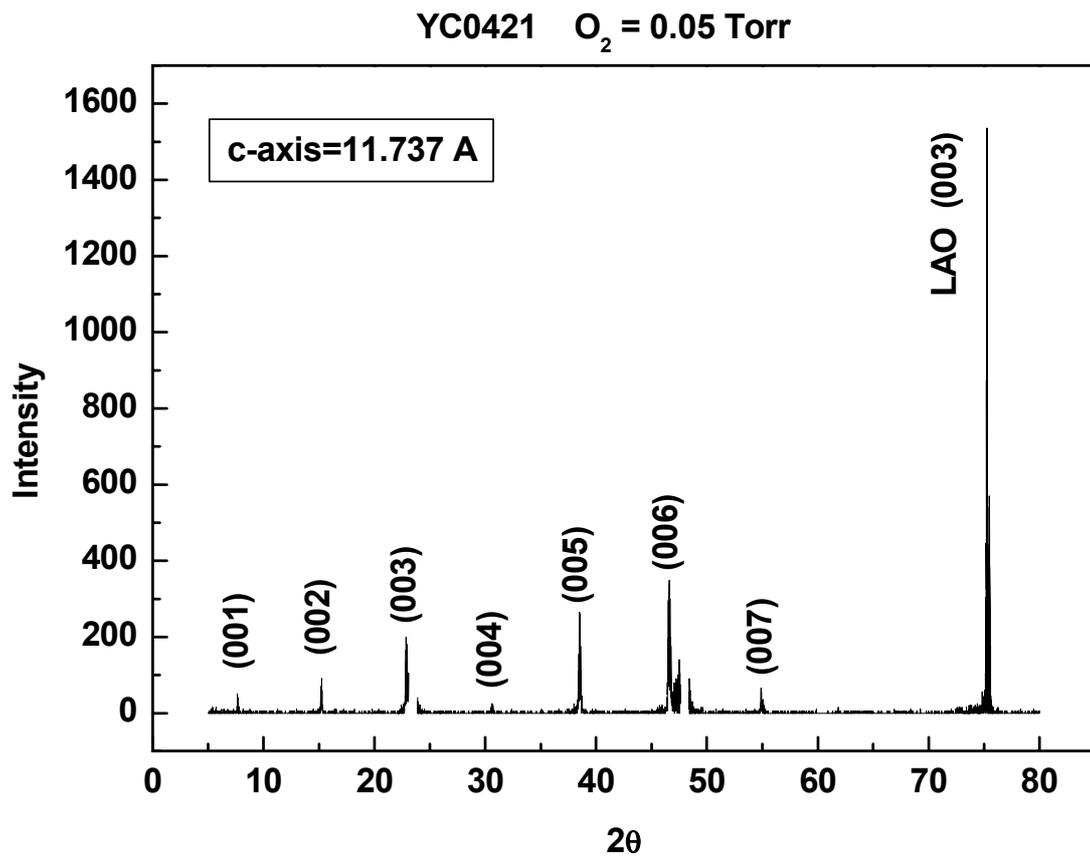
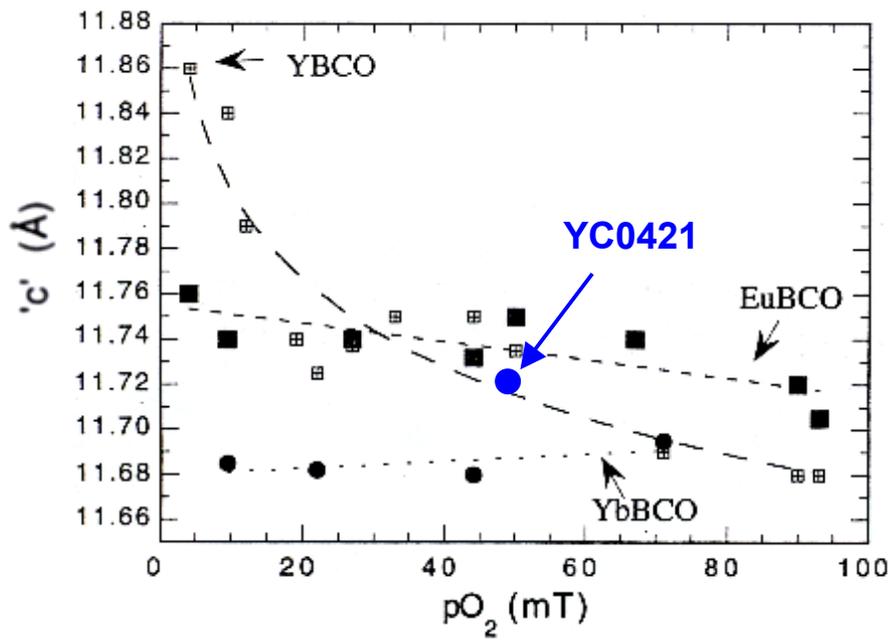
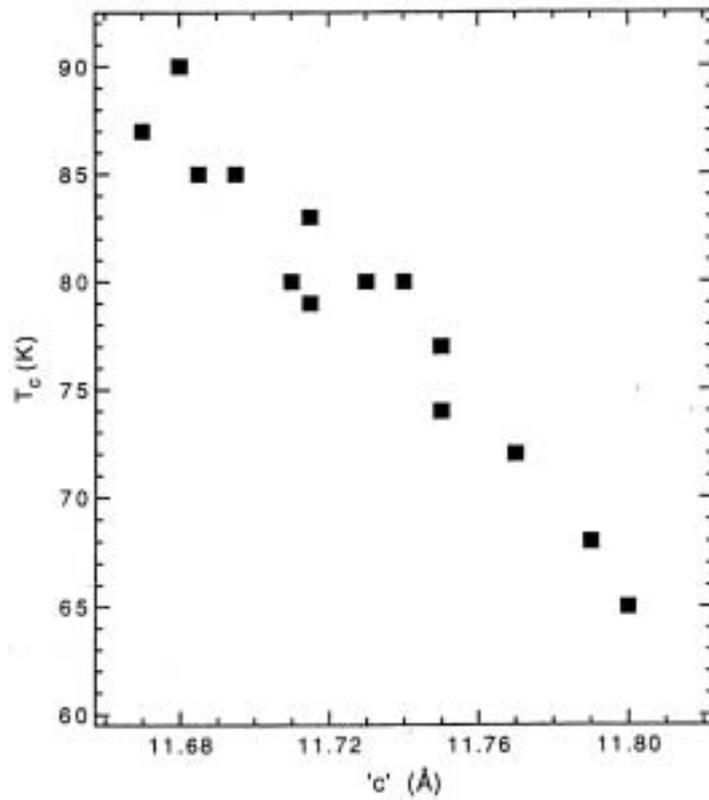


圖 4-12 0.05 Torr 氧壓條件薄膜之 X-ray 繞射結果。



(a)



(b)

圖 4-13 (a) c-軸長度與鍍膜時氧壓的關係圖[25]。

(b) 臨界溫度對 c-軸長度的關係圖[25]。

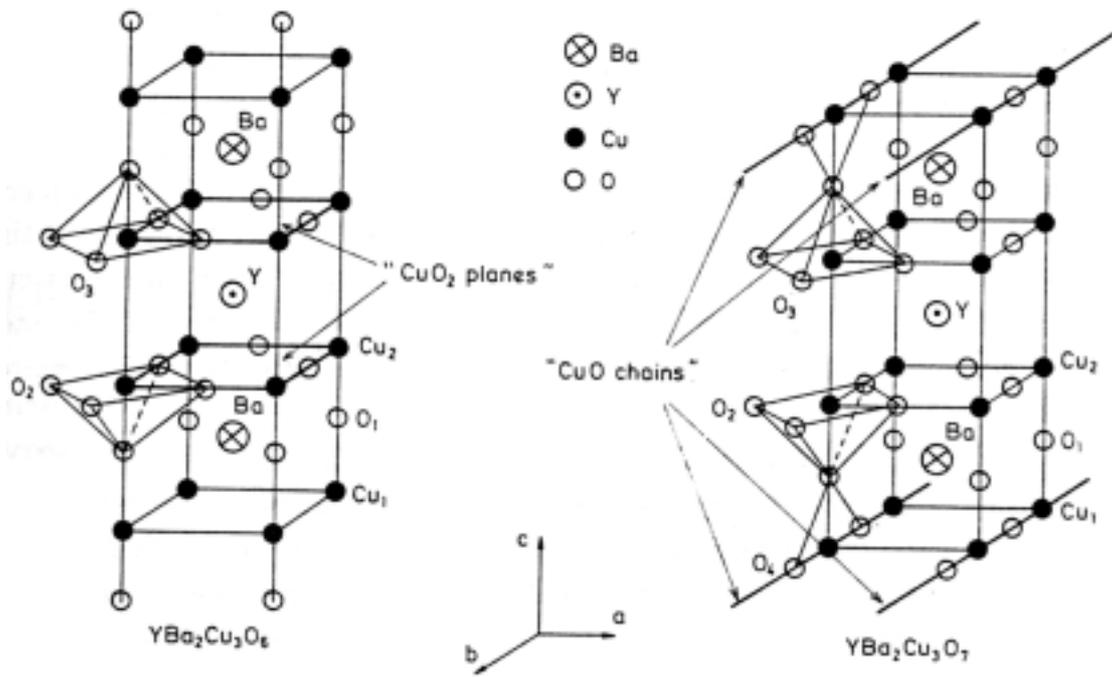


圖 4-14 兩種氧含量的鈣鋇銅氧結構[26]。

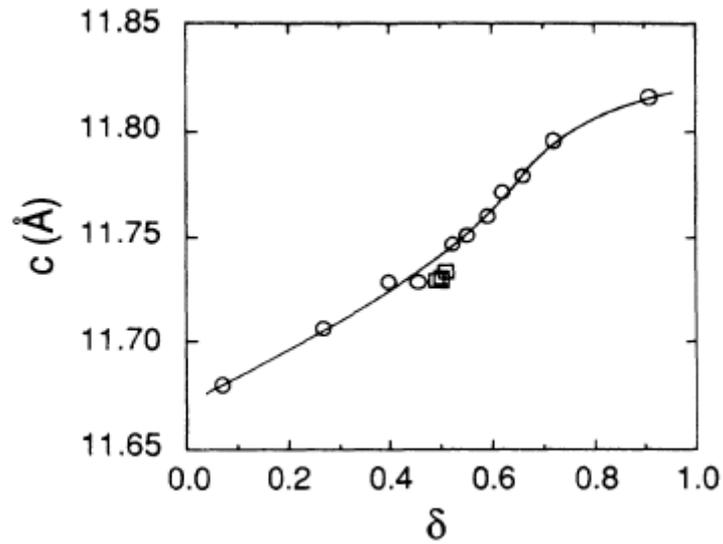


圖 4-15 c -軸長度對氧含量的關係圖[22]。

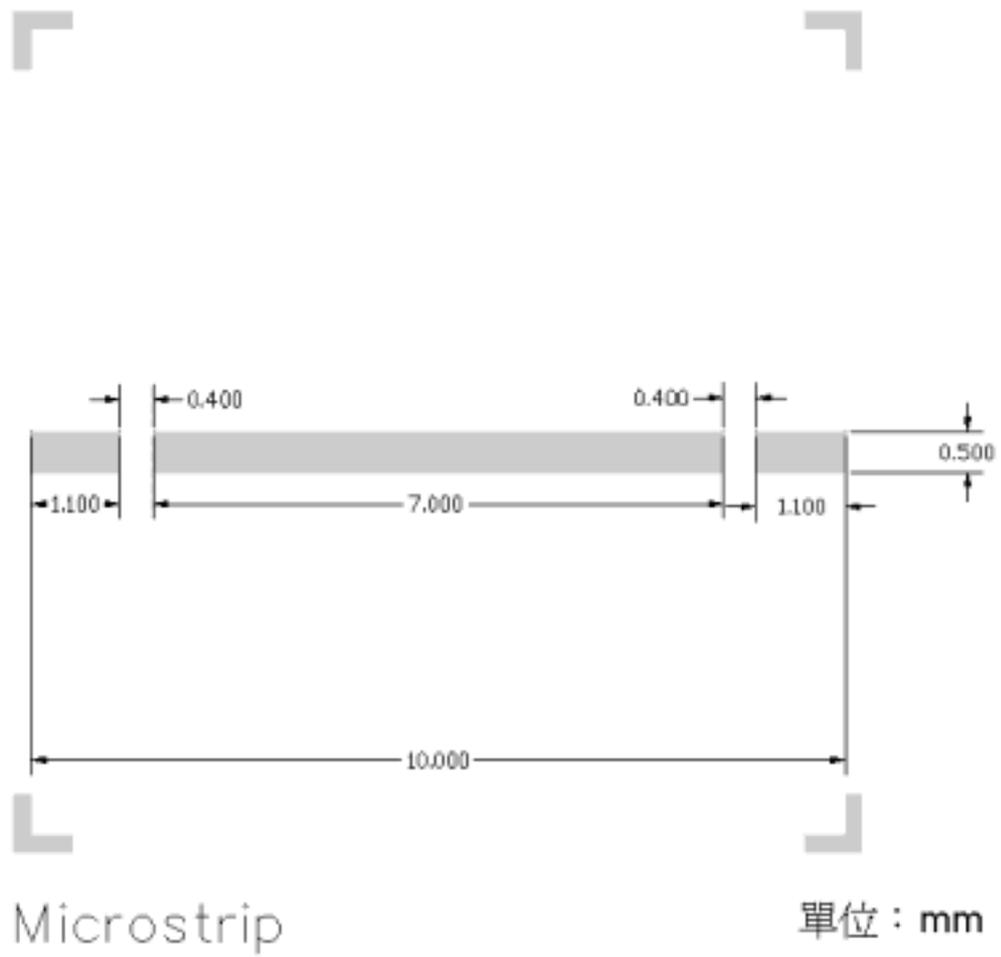
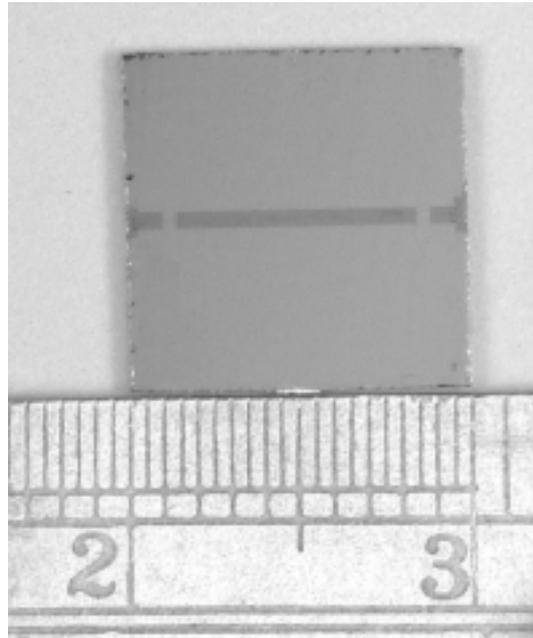
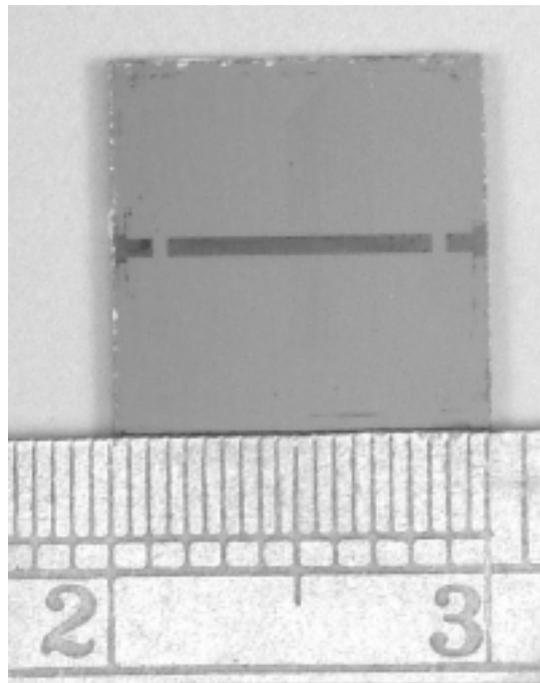


圖 4-16 光罩圖型與尺寸。



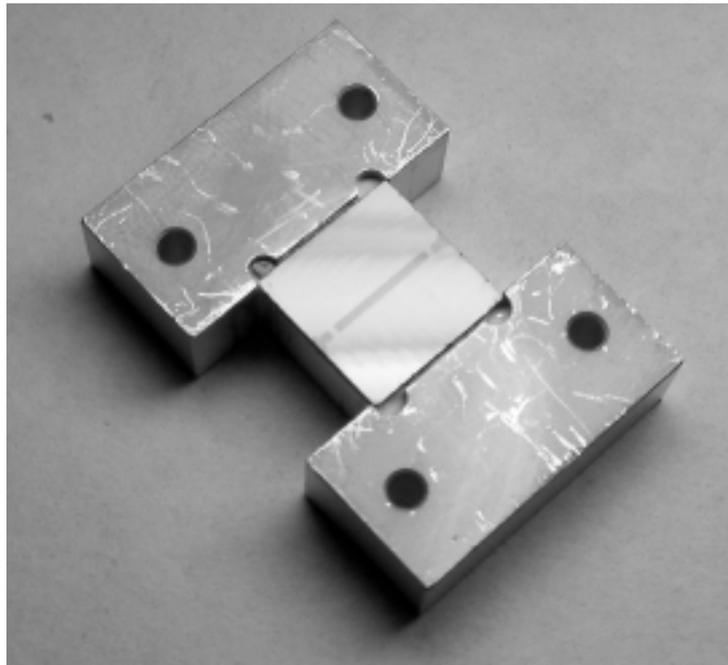
(a)



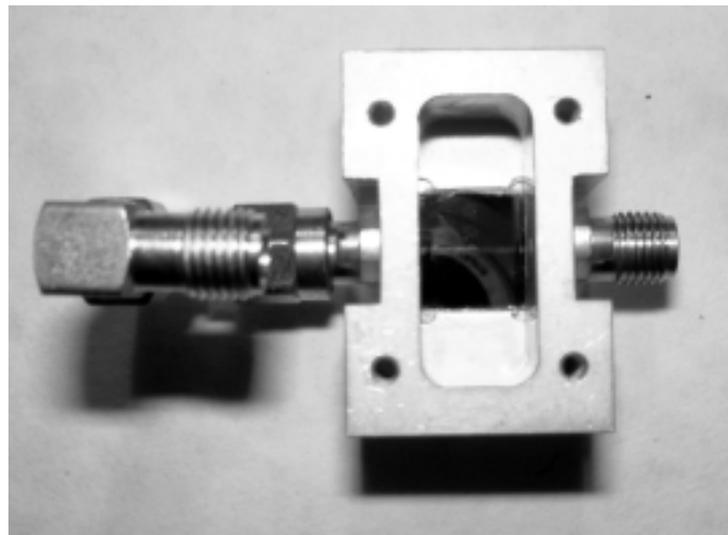
(b)

圖 4-17 不同條件製備之微帶線共振器元件

(a)氧壓 0.3 Torr , (b)氧壓 0.05 Torr。



(a)



(b)

圖 4-18 微波元件與測試座

(a)元件置於測試座上，(b)接上兩個連接埠。

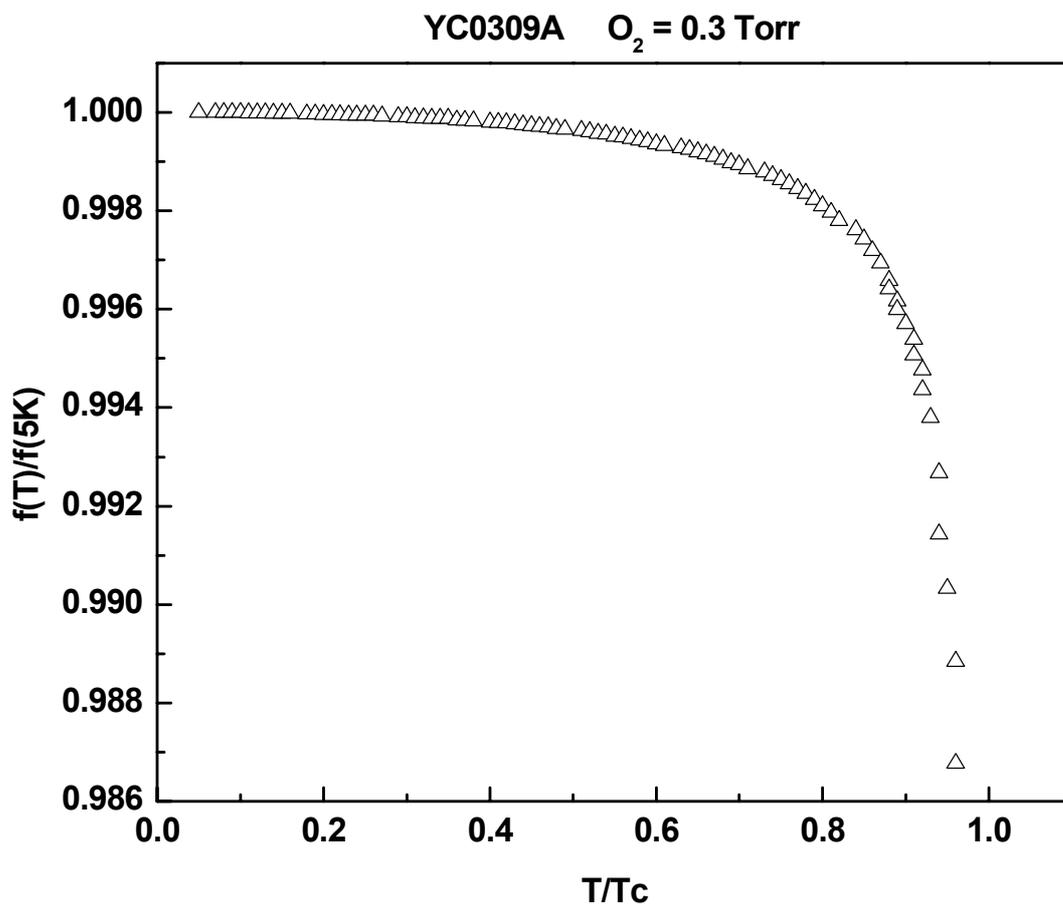


圖 4-19 歸一共振頻率對歸一溫度之關係圖。

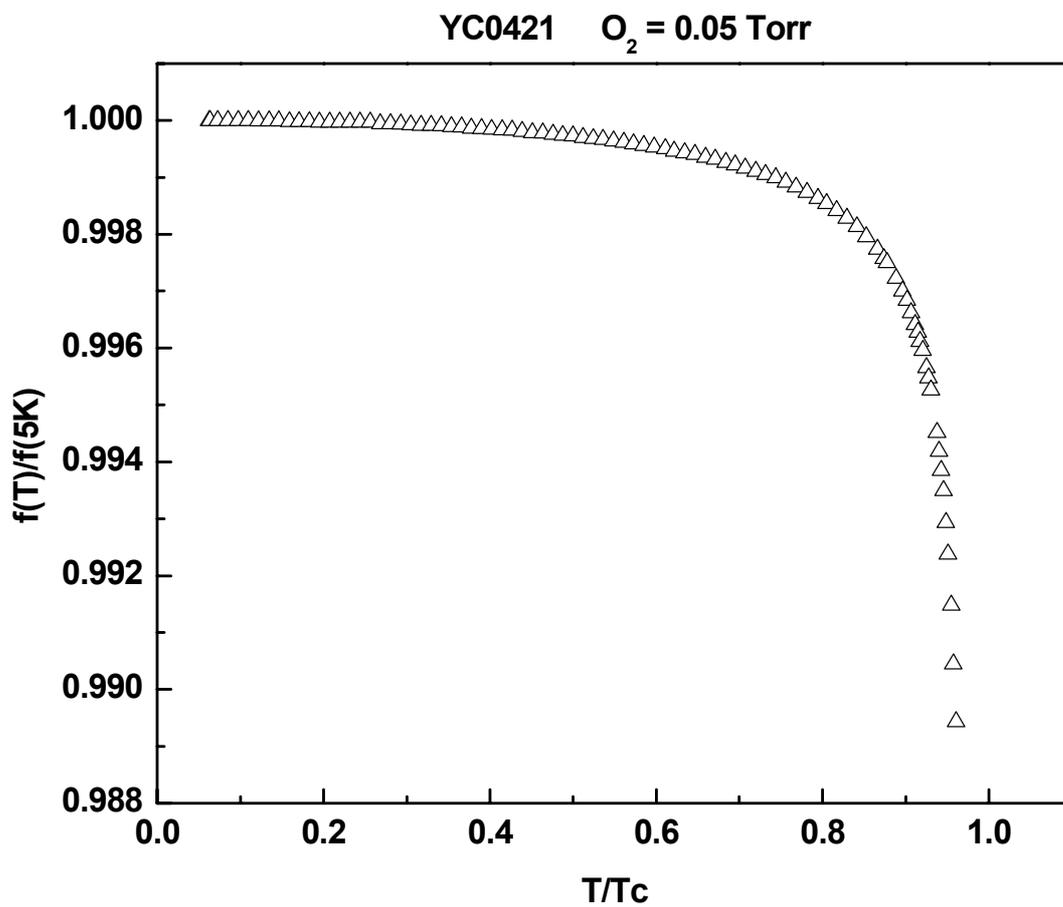


圖 4-20 歸一共振頻率對歸一溫度之關係圖。

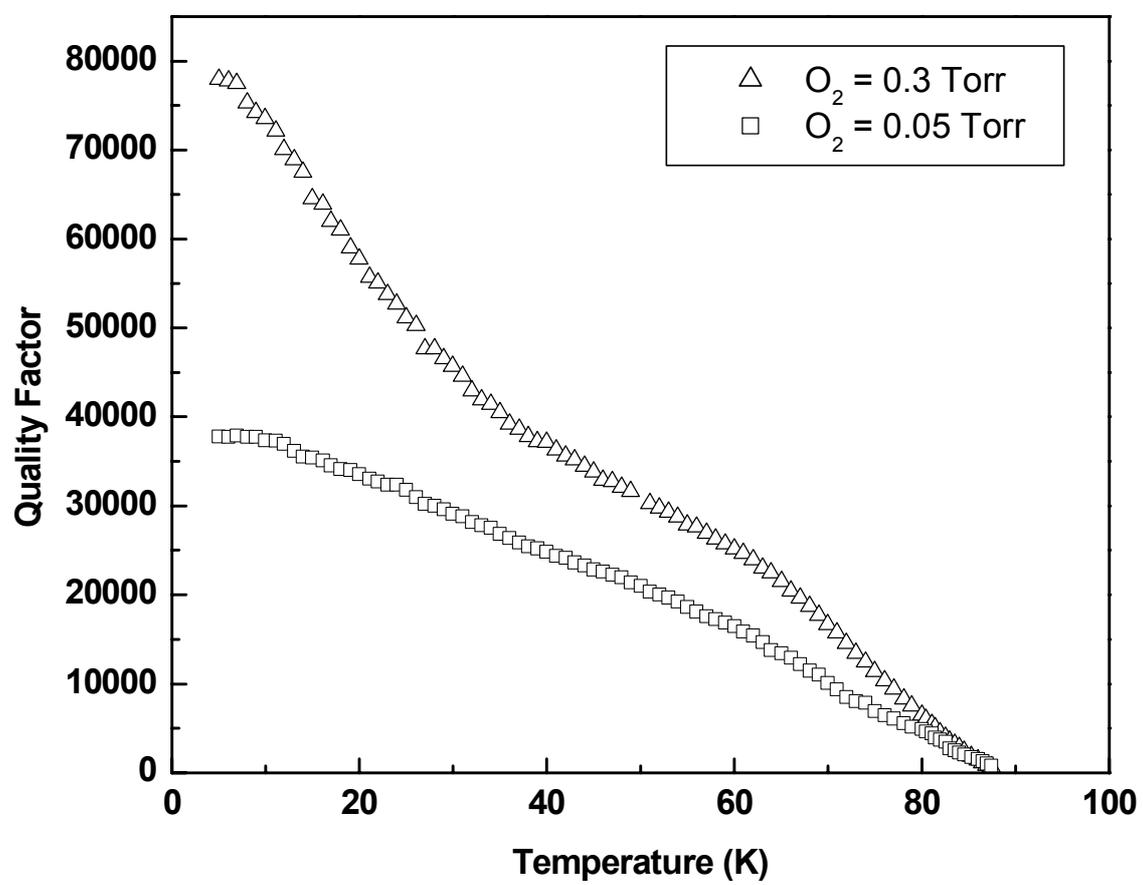
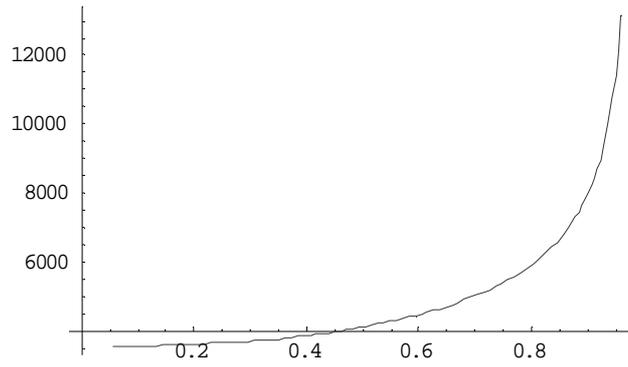
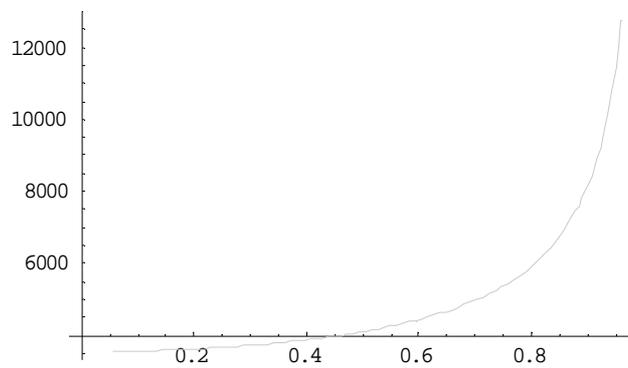


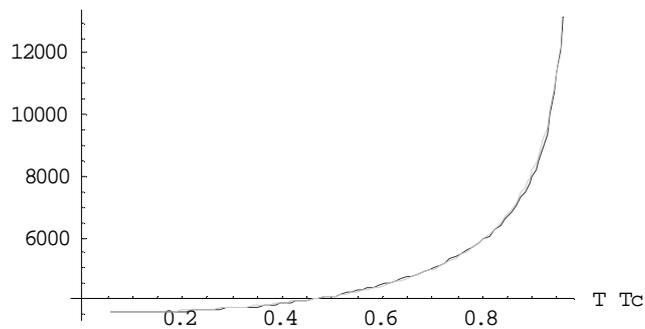
圖 4-21 不同條件樣品之無負載品質因子對溫度之關係圖。



(a)



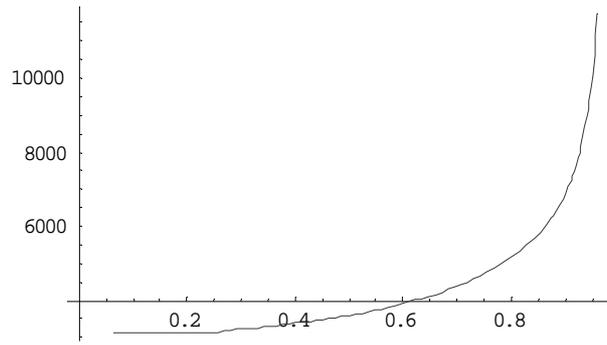
(b)



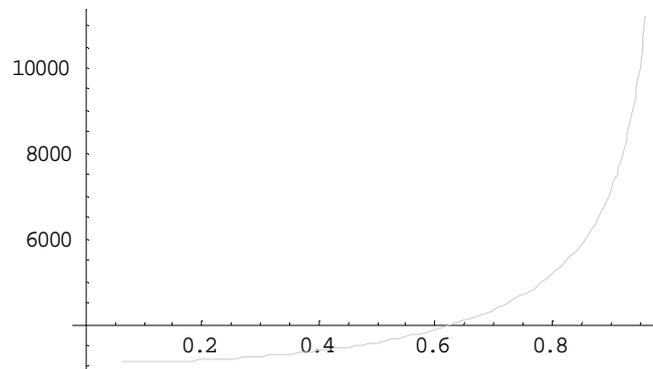
(c)

圖 4-22 0.3Torr 氧壓條件之元件其穿透深度之 fitting 結果

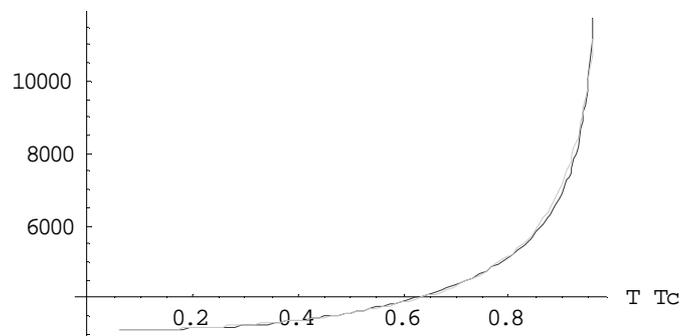
- (a) 實驗結果之穿透深度對溫度關係圖，(b)理論公式推導之關係，
 (c)實驗結果與理論 fitting 結果。



(a)



(b)



(c)

圖 4-23 0.05Torr 氧壓條件之元件其穿透深度之 fitting 結果

(b) 實驗結果之穿透深度對溫度關係圖，(b)理論公式推導之關係，

(c)實驗結果與理論 fitting 結果。

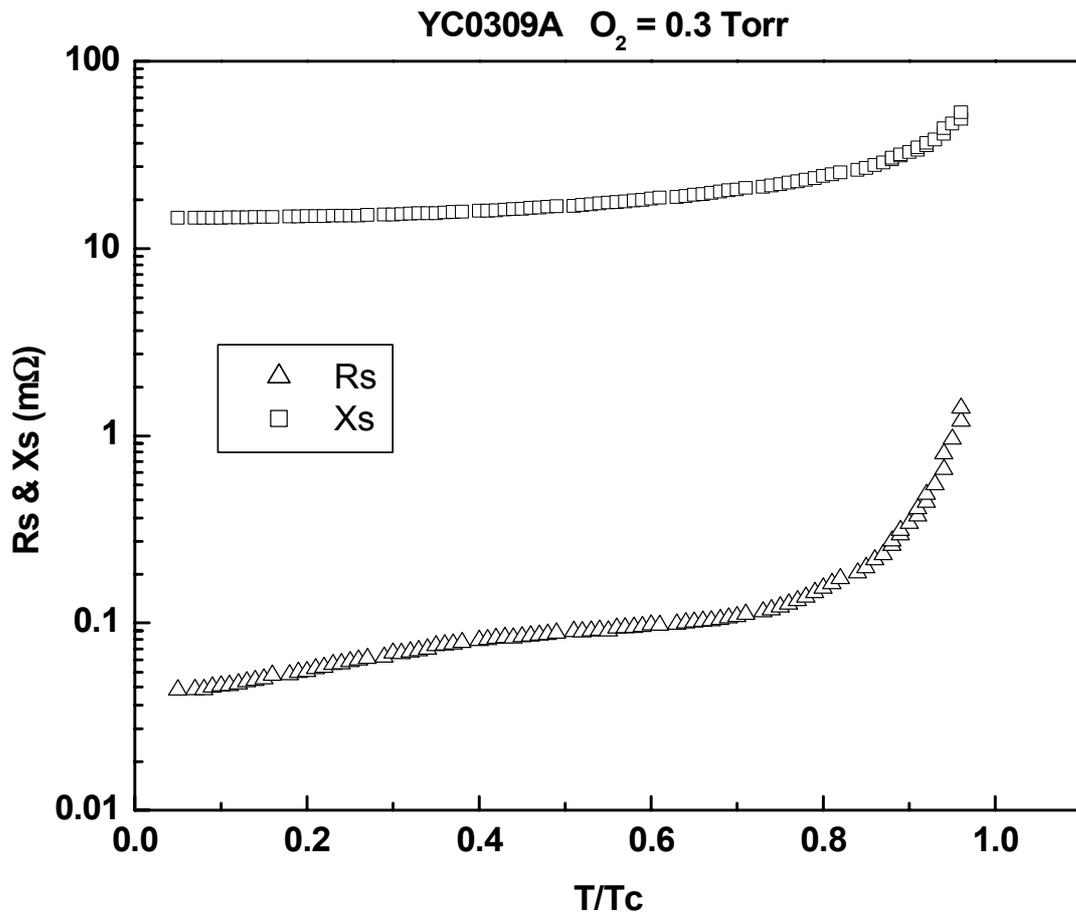


圖 4-24 氧壓條件 0.3Torr 元件之表面電阻與表面電抗
對溫度之關係。

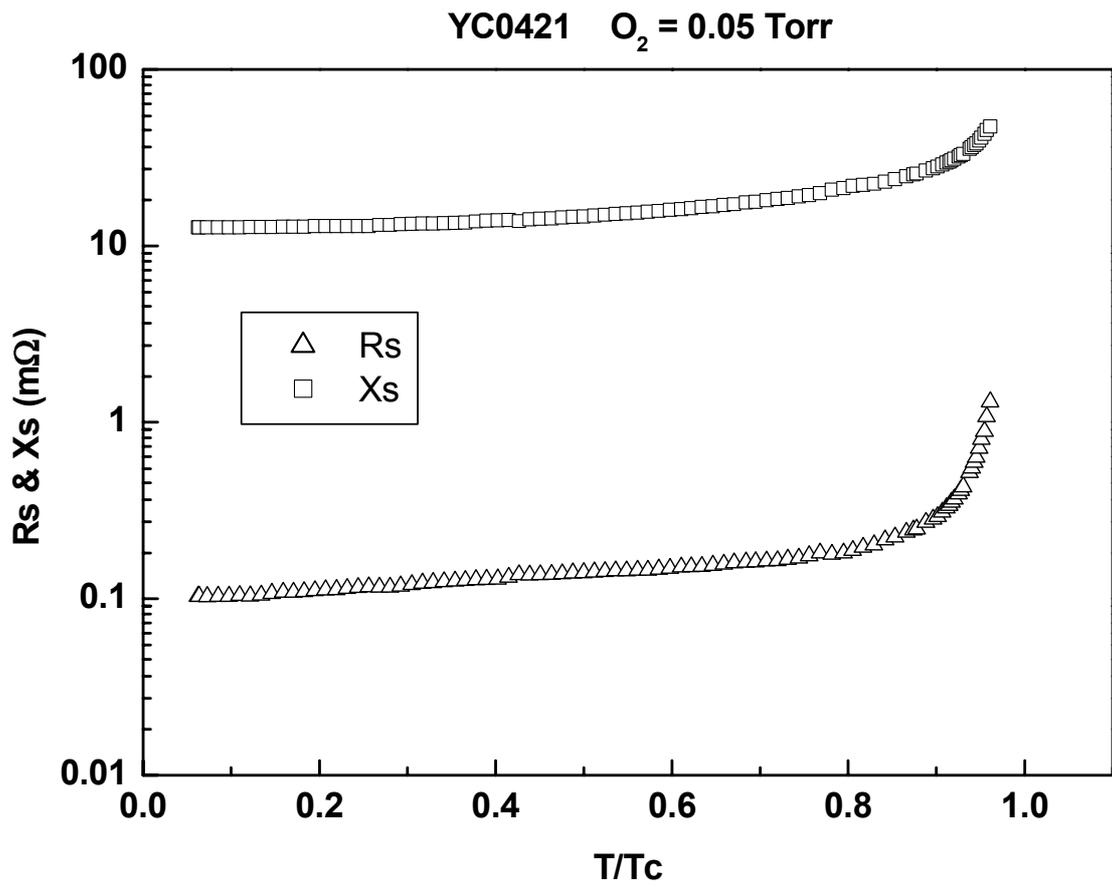


圖 4-25 氧壓條件 0.05Torr 元件之表面電阻與表面電抗

對溫度之關係。

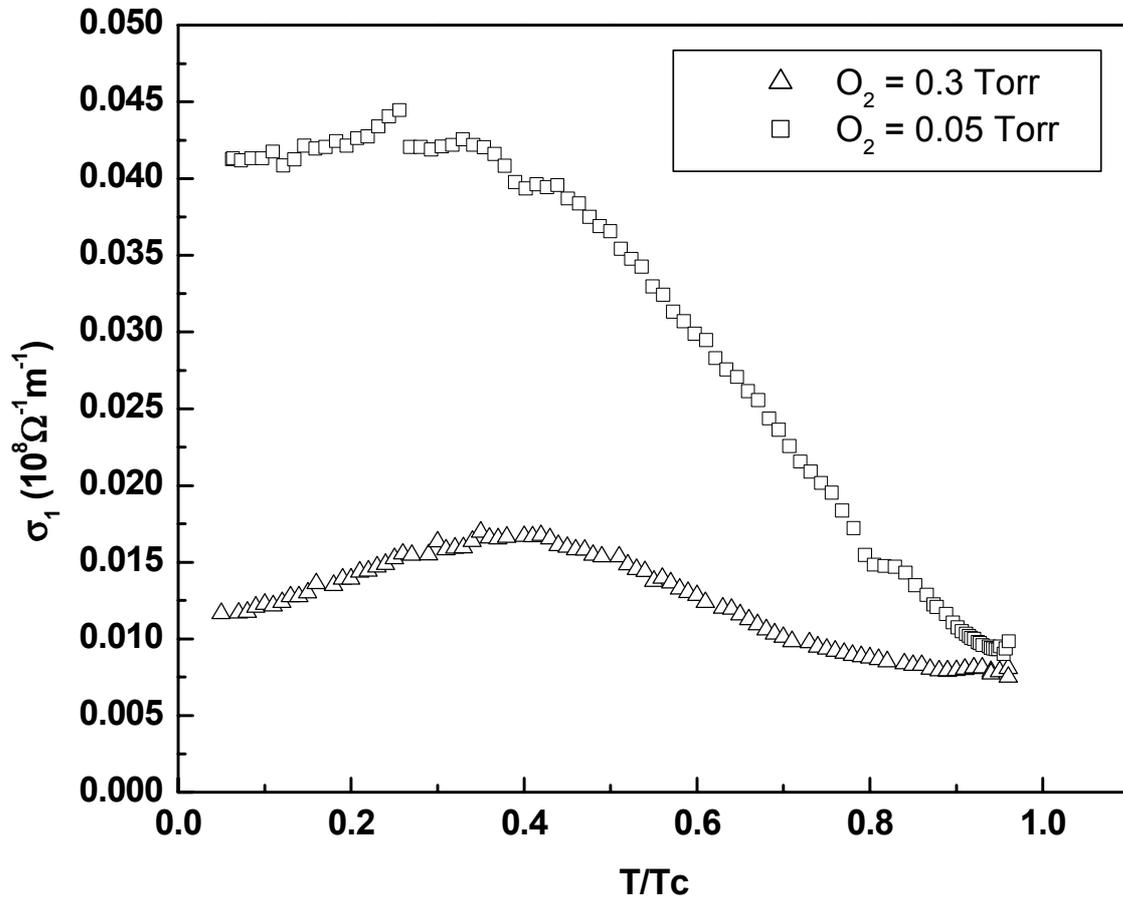


圖 4-26 氧壓條件 0.3Torr 與 0.05 Torr 元件之
複數電導率實部對歸一溫度之關係。

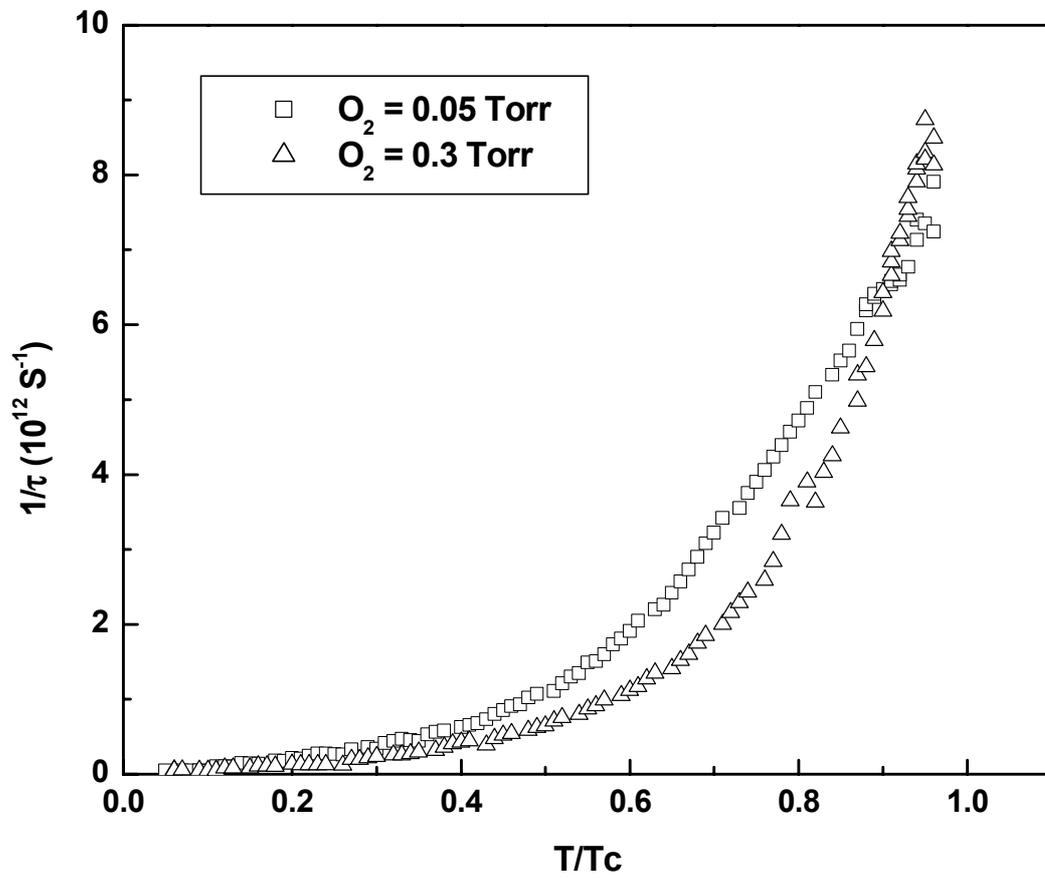


圖 4-27 兩種不同條件之元件其散射率對溫度的關係圖。

五、結論

我們成功地研發在鋁酸鐳(LAO)基板的上、下二面蒸鍍鈮銀銅氧 ($YB_2Cu_3O_{7-\delta}$) 之高溫超導薄膜技術，並將薄膜研製成超導環形共振器以及微帶線共振器。當薄膜材質已具有理想之磊晶狀，則實驗結果顯示：(a)對環形共振器而言，當溫度在 77K 時，其非負載 Q 值可高達 7500 單位以上，而在 5K 時，非負載 Q 值可超過 10^4 單位，較傳統的 YBCO-LAO-Au 共振器之 Q 值提升了數個數量級。(b)對微帶線共振器而言，當溫度在 77K 時，其非負載 Q 值可高達 10^4 單位以上，而在 5K 時，非負載 Q 值可高達 8×10^4 單位。接著藉由第三章的理論模式，且為了進一步瞭解不同氧含量對於同一樣品之物理特性的影響，我們針對此樣品作了一系列氧含量變化的研究，其結果顯示在不同之氧含量下，樣品的穿透深度 $\lambda(T)$ 對歸一化溫度 T/T_c 展示一致化結果，這顯示 YBCO 樣品之高溫超導的機制主要由氧化銅平面所操控。此外，我們也獲得樣品在不同氧含量下之 $\lambda(5K)$ 的大小，分別為： $\lambda(5K) = 150 \pm 14$ ($\delta = 0.05$)、 216 ± 16 ($\delta = 0.2$) 和 282 ± 20 nm ($\delta = 0.4$)；並發現共振頻率改變不致對其造成影響。依據 Scalapiano 之模型 $\Delta(0) = [\lambda_0 \ln 2 / \Delta \lambda(T)] T$ ，可獲致能隙對臨界溫度的關係。在微波量測上，我們獲得在滿氧時此比例常數為 $2\Delta(0) / k_B T_c = 6.0 \pm 1.4$ ，並且比例常數 $2\Delta(0) / k_B T_c$ 隨著氧缺陷的增加而減小，這顯示出在 0K 時的能隙大小隨著電洞濃度的減小而減小，根據 Anderson 的 R.V.B 模型，我們實驗上所量到的能隙乃是電洞對要形成 long range order 所需要的有序參數。

在實驗上，最重要的事情乃在於微波量測其精準度 ($\delta f / f$) 可達 10^{-6} 級之變化，係在所有量取形體穿隧深度隨溫度變化最精確者。由於高溫超導對其能隙若為 d-波時，則受晶格缺陷之影響極大，在吾

人研究中可確切予以證實 P. A. Lee 之 d-波雜質散射影響之電導理論。並且 Scalapino 等人之 d-波自旋擾動導致之準粒子生命期在非彈性散射在 Unitary limit 下呈 T^{-3} 比，吾人也可以正確予以印證。換言之，本人認為 d-波之能隙理論在微波量測應無可置疑予以確認。Wen 及 Lee 理論估算高溫超導體之費米液體修正常數 α^2 約為 0.5 附近，這表示準粒子係為一不正常費米液體。此外，underdoped 時當氧含量摻雜濃度改變，其高溫超導的機制依 Anderson 所言似乎與他的 R.V.B 理論預測頗為吻合。但是進一步確定在此”雙能隙”之架構下，如何解釋低能量的準粒子在雜質(或缺陷)之散射之正確傳導機制，必定是釐清此理論最好方法。今藉由吾人實驗，已經提供理論正確思考方向。

在本計劃中，我們也嘗試改變鍍膜時候的氧氣壓力，來得到兩種不同的薄膜表面平整度。並將此兩種薄膜利用微影蝕刻技術，製作成微帶線共振器之微波元件，藉由網路分析儀的量測，可以分別得到此兩種不同條件下製備的元件之表面電阻。我們預期擁有較佳表面平整度之薄膜，其表面電阻應會相對的降低，但實驗結果卻與預期相反，這使我們對薄膜內部結構的變化有興趣，進而做了一連串的量測與討論，以期找出真正影響表面電阻的原因。

利用原子力顯微鏡觀察兩薄膜之表面，發現低氧壓條件下製備的薄膜，表面較為平整，結晶顆粒也較小，而高氧壓條件的薄膜，具有許多的外長顆粒，相對的表面也較不平整，這點與我們預期的結果符合；由溫度-電阻的量測，我們可以看出低氧壓條件下製備的薄膜，

具有較低的臨界溫度 T_c ，其原因可能是因為晶格內部中鈹-鋇原子的錯位(antisite disorder)，或薄膜的氧含量降低所導致。

進一步的觀察，發現 0.05 Torr 氧壓條件下製備的薄膜，在室溫下的電阻率遠比 0.3 Torr 氧壓條件製備的薄膜小，這個結果與之前薄膜氧含量降低的說法矛盾，因此我們傾向於在低氧壓的條件下，薄膜內部發生了鈹-鋇原子錯位的解釋。

藉由 X-ray 繞射儀的實驗結果，可發現 0.05 Torr 氧壓條件下製備的薄膜其 c-軸晶格常數較大；由於鋇原子離子半徑較鈹原子大，因此若發生取代反應，會使鈹鋇銅氧結構的 c-軸擴張，並導致晶格扭曲，使臨界溫度 T_c 下降；以上兩個結果都可以從實驗觀測得到，更加強了鋇-鈹原子取代反應的可能性。同時由於在缺氧環境下成長的薄膜，鋇原子有機會取代鈹原子的位置，與氧原子發生鍵結；鋇原子的價電子只有兩個，因此會造成空缺，使得銅氧平面的載子數目變多，這點可以解釋低氧壓薄膜在室溫時其電阻率會比較小的原因。

將薄膜製成微帶線共振器之微波元件，藉由網路分析儀的量測，可以給我們更多的訊息，來了解影響表面電阻的主要原因。實驗結果發現，高氧壓條件的元件其複數電導率的實部在 40 K 附近會有一個峰值，此結果與單晶一致，而低氧壓條件的元件不僅在所有的溫度下均具有較大的 σ_1 ，在 40 K 以下 σ_1 逐漸趨平而形成一平台式變

化；而高氧壓條件的元件其散射時間則較長。

為了解釋上述的結果，我們引用 V. Matijasevic 等人所提出的取代反應來說明[20]。在複數電導率的實部方面，由於低氧壓薄膜在低溫時具有較多的正常態載子，因此載子數目減少的趨勢較不劇烈，與散射時間因素競爭之後，呈現趨平的結果。由於鋇-鈮原子取代反應，使晶格內部發生形變，增加正常態電子被散射的機率，這點也可由我們的實驗結果中發現。

由本實驗結果，可以發現影響薄膜表面電阻的因素，並非完全決定於薄膜的表面平整度，而與薄膜結構的取代反應及內長缺陷有很大的關聯性。如何改善表面的平整度，同時保持內部結構的穩定，以達成製作高品質微波元件的目標，是我們以後可以繼續努力的方向。

六、參考文獻

- [1.] Y. S. Gou, H. K. Zeng, J. Y. Juang, J. Y. Lin, K. H. Wu, T. M. Uen, and H. C. Li, *Physica C* 364, 408 (2001).
- [2.] H. K. Zeng, J. Y. Juang, J. Y. Lin, K. H. Wu, T. M. Uen, and Y. S. Gou, *Physica C* 351, 97 (2001).
- [3.] 鄭慧愷博士論文，交通大學電子物理所（2001）。
- [4.] 賴良星碩士論文，交通大學電子物理所（2001）。
- [5.] 吳紹偉碩士論文，交通大學電子物理所（2003）。
- [6.] Y. J. Tian, L. Li, L. P. Guo, J. Z. Liu, Z. X. Zhao, *Appl. Phys. Lett.* 65, 2356 (1994).
- [7.] David M. Pozar, *Microwave Engineering*, second edition, John Wiley & Sons, USA (1998).
- [8.] W. H. Chang, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MIT-24, 608 (1976).
- [9.] W. H. Chang, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-25, 712 (1977).
- [10.] W. H. Chang, *J. Appl. Phys.* 50, 8129 (1979).
- [11.] P. J. Turner, R. Harris, Saeid Kamal, *Phys. Rev. Lett.* 90, 237005 (2003).
- [12.] Hosseini *et al.* *Phys. Rev. B* 60, 1349 (1999).
- [13.] P. J. Hirschfeld, W. O. Putikka and D. J. Scalapino, *Phys. Rev. B* 50, 10250 (1994).
- [14.] P. J. Hirschfeld, W. O. Putikka and D. J. Scalapino, *Phys. Rev. Lett.* 71, 3705 (1993).
- [15.] S. M. Quinlan, D. J. Scalapino and N. Bulut, *Phys. Rev. B* 49, 1470 (1994)

- [16.]P. A. Lee, Phys. Rev. Lett. 71, 1887 (1993).
- [17.]X. G. Wen and P. A. Lee, Phys. Rev. Lett. 80, 2193 (1998).
- [18.]A. C. Durst and P. A. Lee, Phys. Rev. B 62, 1270 (2000).
- [19.]D. A. Rudman, F. J. B. Strok, J. C. Booth, J. Y. Juang, L. R. Vale, G. J. Beatty, C. I. Williams, J. A. Beall and R. H. Ono, IEEE Trans. Appl. Supercond. 9, 2460 (1999).
- [20.]V. Matijasevic, P. Rosenthal, K. Shinohara, A. F. Marshall, R. H. Hammond and M. R. Beasley, J. Mater. Res. 6, 682 (1991).
- [21.]J. Y. Juang, M. C. Hsieh, C. W. Luo, T. M. Uen, K. H. Wu, Y. S. Gou, Physica C 329, 45 (2000).
- [22.]J. D. Jorgensen, B. W. Veal, A. P. Paulikas, L. J. Nowicki, G. W. Crabtree, H. Claus, and W. K. Kwok, Phys. Rev. B 41, 1863 (1990).
- [23.]鈹銀銅氧高溫超導薄膜中缺氧對維度變化的影響, 魏嵩敏, 國立交通大學電子物理研究所碩士論文 (1995).
- [24.]A. Hosseini, R. Harris, S. Kamal, P. Dosanjh, J. Preston, R. Liang, W. N. Hardy, and D. A. Bonn, Phys. Rev. B 60, 1349 (1999).
- [25.]J. L. MacManus-Driscoll, J. A. Alonso, P. C. Wang, T. H. Geballe, J. C. Bravman, Physica C 232, 288 (1994).
- [26.]M. Cyrot, D. Pavuna, *Introduction to Superconductivity and High-Tc Materials*, World Scientific (1992).

II、鈣鈦礦結構金屬氧化物薄膜元件

摘要

我們在 $10 \times 10 \text{ mm}^2$ 鋁酸鐳基板之雙面成長高溫超導鈷銀銅氧薄膜，並利用微影蝕刻技術，分別製作六階的髮夾梳型微波帶通濾波器以及四階的密集式交錯耦合型方形開迴路共振腔微波帶通濾波器。量測的結果顯示，髮夾梳型微波帶通濾波器，其中心頻率為 8.25 GHz，比例帶寬 3.1%，通帶的插入損耗為 0.1 dB；密集式交錯耦合型方形開迴路共振腔微波帶通濾波器，其中心頻率為 3.01 GHz，比例帶寬 3.7%，通帶的插入損耗為 0.1 dB。

值得強調的是，中心頻率為 3.01 GHz 之密集式交錯耦合型方形開迴路共振腔帶通濾波器，就我們所知，是目前最小之濾波器元件且插入損耗也是最低。

一、研究動機與目標

近年來，隨著個人無線通訊的快速發展，電信業者對於基地台之訊號強度、品質也越來越講究，美國、歐洲、日本的許多公司，運用高溫超導技術在基地台前端的射頻濾波器上已有相當輝煌的成就[1]，其主要原因，是因為低溫系統技術的進步，除了能提升本身的效率外，也能夠越做越小，使得在這方面的能源消耗大幅減低，有助於高溫超導技術之廣泛應用。

要講求高品質的濾波效果，就非超導濾波器莫屬，因為利用超導體在超導態下直流電阻為零的特性，除了降低損耗功率外，還可減低雜訊及干擾，以及許多比一般傳統濾波器優越的特性，在行動通訊上有許多令人滿意之改善[1-3]。的確，伴隨著理論研究的推展，高溫超導技術在微波被動元件上的實際應用可行性逐漸成長中。許多的微波被動元件是製作在絕緣體上的平面式電路，其好處除了容易製作外，成本也低。

然而傳統的平行耦合式的濾波器[4]主要的缺點是尺寸過大，以超導體製作濾波器，想要大幅的降低成本，除了要有先進的低溫系統外，還必須將元件縮小密集化，才能被現在的無線通訊系統所接受與應用。另外，一個高品質之超導濾波器，必須依賴高品質的超導體薄膜，依目前的技術，面積越大的高品質薄膜越難製備。

本研究之目的就是想要製作精緻型的平面式高溫超導體微波濾波器，希望能藉由將元件的尺寸縮到最小，大幅降低成本，同時因面積不需太大可以提高薄膜之品質，使濾波之功效達到極致。

我們從濾波器的圖形設計上改良，將原本在平行耦合線濾波器中是一條長度為電磁波波長的二分之一的共振器，折成「 \square 」字形形狀，

變得比電磁波波長的四分之一還稍短一些，我們稱為髮夾梳型微波帶通濾波器；另外再將「 \square 」字形的兩端再往內折，尺寸縮小了將近 80 %，使元件圖形更小更緊密，以達到精緻型的高溫超導微波濾波器的要求，我們稱為密集式交錯耦合型方形開迴路共振腔帶通濾波器 [5, 6]。當然，若能用簡單的方法來調整濾波器的中心頻率，將可進一步補償環境因素造成的頻率變動，對高精度的功能要求提供進一步的改善。

本報告主要介紹以高溫超導薄膜製作髮夾梳型微波帶通濾波器及密集式交錯耦合型方形開迴路共振腔帶通濾波器，期望擁有插入損耗低、頻寬窄、體積小、衰減邊緣陡峭及中心頻率可調變等優點。髮夾梳型微波帶通濾波器面積小於 $10 \times 10 \text{ mm}^2$ ，經過量測之後，得到中心頻率是 8.25 GHz，通帶中最小的插入損耗為 0.1 dB，比例頻寬為 3.1%。密集式交錯耦合型方形開迴路共振腔帶通濾波器，除了讓元件體積依然維持在 $10 \times 10 \text{ mm}^2$ 以內，但是中心頻率變為 3.01 GHz，通帶中最小的插入損耗為 0.1 dB，比例頻寬為 3.7% [7, 8]。詳細的實驗細節、原理和討論分析，將在下面各章節中陳述。

二、電路分析與原理

我們設計的濾波器圖，為交錯耦合型濾波器(Cross-coupled microstrip filter)，是由四個尺寸大小相同之共振腔所排列組合而成的，如圖 2-1，由於交錯耦合能讓通帶兩側產生出一對傳輸零點，使截止頻帶外側附近的雜訊，得以被有效地衰減、消除，以提升電路本身的選擇度。本節將說明交錯耦合型濾波器的三個基本結構[6]：共振腔 1 和 4 為電耦合(electric coupling)、共振腔 2 和 3 為磁耦合(magnetic coupling)、共振腔 1 和 2 為混合型耦合(mixed coupling)。

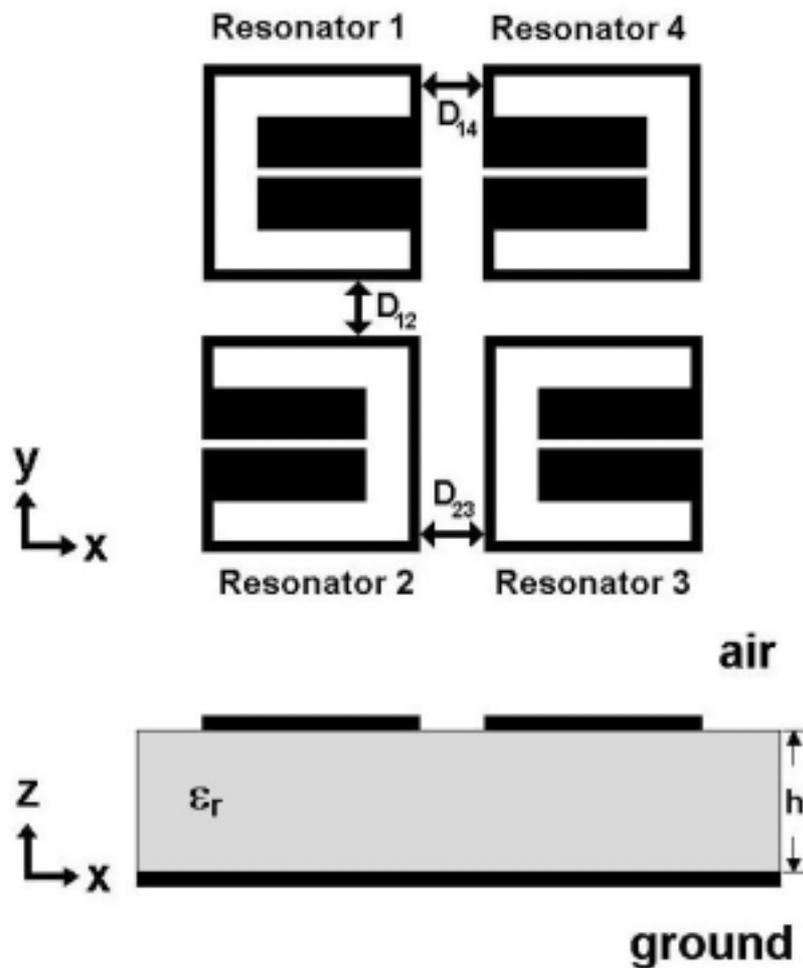


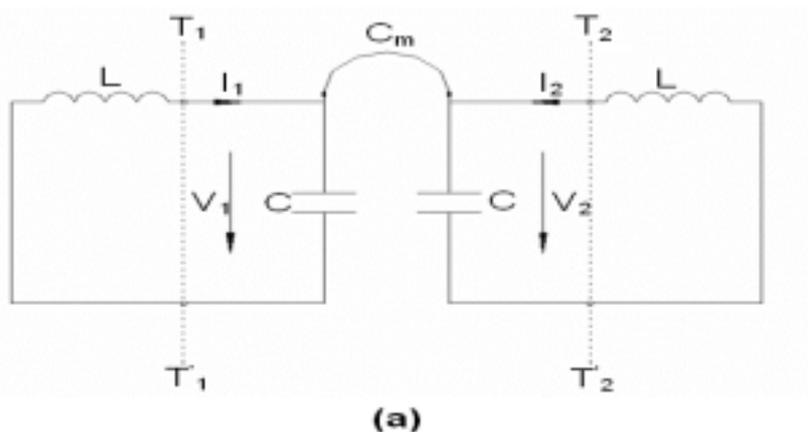
圖 2-1 四階的密集化交錯耦合型濾波器的結構，介質常數 ϵ_r 和厚度 h 。

A. 電耦合(Electric coupling)

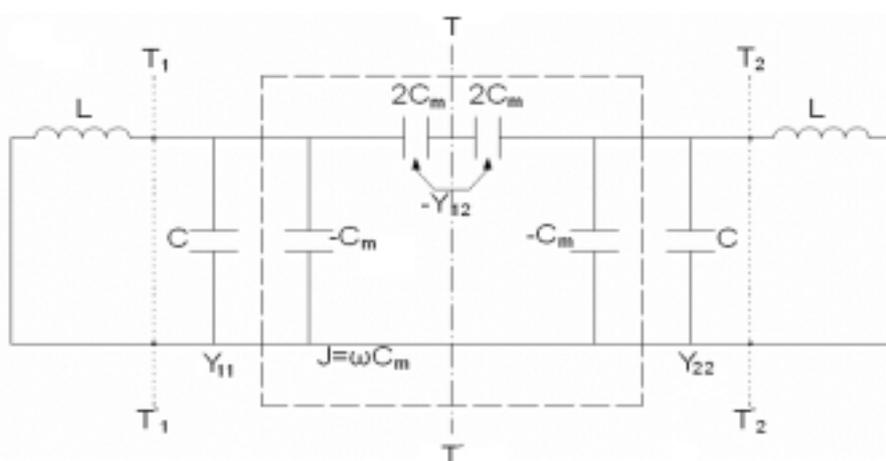
圖 2-2(a)是共振腔 1 和 4 的等效電路模型，圖中 L 、 C 是單一共振腔本身的電感和電容，因此單一共振腔之共振頻率為 $\frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ ， C_m 則表示兩個共振腔之間的耦合電容。從 T_1 - T_1' 和 T_2 - T_2' 的參考平面看入整個電路，此等效電路模型由以下的兩個數學式來表示：

$$I_1 = j\omega CV_1 - j\omega C_m V_2, \quad (2-1a)$$

$$I_2 = j\omega CV_2 - j\omega C_m V_1. \quad (2-1b)$$



(a)



(b)

圖 2-2 (a)電耦合共振腔的等效電路。(b)使用導納轉換 $J=\omega C_m$ 另一個形式的電耦合等效電路。

由數學式(2-1a, 1b)可以得出 Y 參數矩陣：

$$Y_{11} = Y_{22} = j\omega C, \quad (2-2a)$$

$$Y_{12} = Y_{21} = -j\omega C_m. \quad (2-2b)$$

依據網路理論，可以從圖 2-2(a) 的等效電路圖轉換為圖 2-2(b)。圖 2-2(b)，兩共振腔之間很明顯的用導納轉換子(Admittance inverter) $J=\omega C_m$ 表示其電耦合。以奇偶對稱分析(even-odd mode analysis)圖 2-11(b)之電路，以奇模(odd mode)分析，中心對稱的 T_1-T_1' 參考平面為電牆(即短路)，則此等效電路的共振頻率為：

$$f_o = \frac{1}{2\pi\sqrt{L(C + C_m)}}. \quad (2-3)$$

以偶模(even mode)分析，中心對稱的 T_1-T_1' 參考平面為磁牆(即開路)，則此等效電路的共振頻率為：

$$f_e = \frac{1}{2\pi\sqrt{L(C - C_m)}}. \quad (2-4)$$

由(2-3)、(2-4)可以得電耦合 M_{14} ：

$$M_{14} \equiv \frac{C_m}{C} = \frac{f_e^2 - f_o^2}{f_e^2 + f_o^2}. \quad (2-5)$$

由(2-3)、(2-4)可以看出，耦合電容有增加或減少原本單一共振腔之電容值效應，因此產生兩個幾乎對稱於原共振頻率之共振頻率。由(2-5)，也得知電耦合與此兩個共振頻率之關係。

B. 磁耦合(Magnetic coupling)

圖 2-3(a)是共振腔 2 和 3 的等效電路模型，圖中 L、C 是單一共振腔本身的電感和電容， L_m 則表示兩個共振腔之間的耦合電感。從 T_1-T_1' 和 T_2-T_2' 的參考平面看入整個電路，此等效電路模型由以下的

兩個數學式來表示：

$$V_1 = j\omega L I_1 - j\omega L_m I_2, \quad (2-6a)$$

$$V_2 = j\omega L I_2 - j\omega L_m I_1. \quad (2-6b)$$

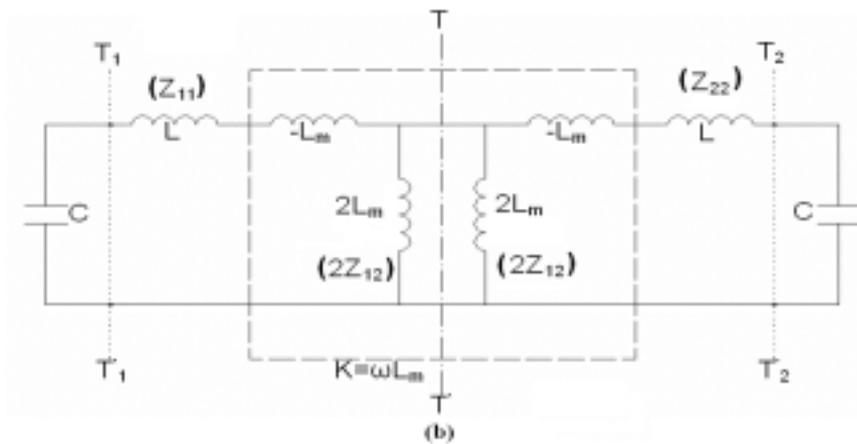
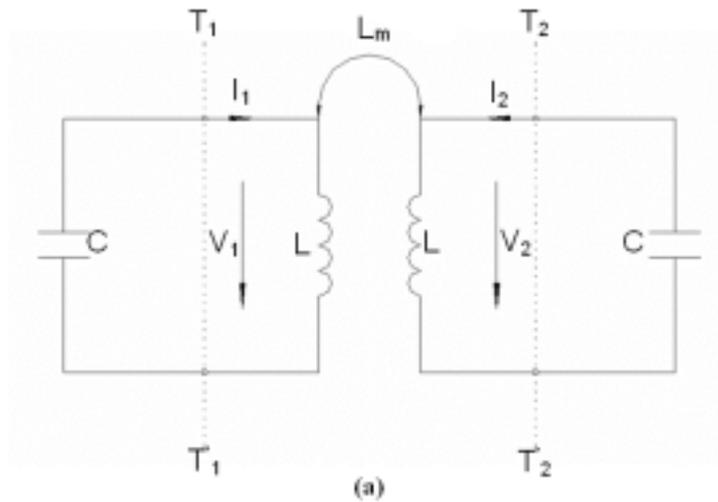


圖 2-4 (a)磁耦合共振腔的等效電路。(b)使用阻抗轉換 $K=\omega L_m$ 另一個形式的磁耦合等效電路。

由數學式(2-6a)、(2-6b)可以得出 Y 參數矩陣：

$$Z_{11} = Z_{22} = j\omega L, \quad (2-7a)$$

$$Z_{12} = Z_{21} = j\omega L_m. \quad (2-7b)$$

依據網路理論，可以從圖 2-4(a) 的等效電路圖轉換為圖 2-4(b)。

圖 2-4(b)，兩共振腔之間明顯的用阻抗轉換子(Impedance inverter) $K=\omega L_m$ 表示磁耦合。以奇偶對稱分析(even-odd mode analysis)圖

2-4(b)之電路，以奇模(odd mode)分析，中心對稱的 T_1-T_1' 參考平面為電牆(即短路)，則此等效電路的共振頻率為：

$$f_o = \frac{1}{2\pi\sqrt{C(L-L_m)}} \quad (2-8)$$

若 T_1-T_1' 參考平面為磁牆(即開路)，則此等效電路的共振頻率為：

$$f_e = \frac{1}{2\pi\sqrt{C(L+L_m)}} \quad (2-9)$$

由(2-8)、(2-9)式可以得電耦合 M_{23} ：

$$M_{23} \equiv \frac{L_m}{L} = \frac{f_o^2 - f_e^2}{f_o^2 + f_e^2} \quad (2-10)$$

由(2-8)、(2-9)可以看出，耦合電感會增加或減少原本單一共振腔之電感值效應，因此產生兩個幾乎對稱於原共振頻率之共振頻率。由(2-10)，也得知電耦合與此兩個共振頻率之關係。

C. 混合型耦合(Mixed coupling)

圖 2-5(a)是共振腔 1 和 2 的等效電路模型，圖中 L 、 C 分別是單一共振腔本身的電感和電容， C'_m 、 L'_m 則表示兩個共振腔之間的耦合電容、耦合電感。從 T_1-T_1' 和 T_2-T_2' 的參考平面看入整個電路，其 Y 參數與 Z

參數可以由以下的數學式定義：

$$Y_{11} = Y_{22} = j\omega C, \quad (2-11a)$$

$$Y_{12} = Y_{21} = j\omega C'_m. \quad (2-11b)$$

$$Z_{11} = Z_{22} = j\omega L, \quad (2-12a)$$

$$Z_{12} = Z_{21} = j\omega L'_m. \quad (2-12b)$$

依據網路理論，可以從圖 2-5(a)的等效電路圖轉換為圖 2-5(b)。

由圖 2-5(b)，兩共振腔之間使用阻抗轉換子 $J=\omega C_m$ 與導納轉換子

$K=\omega L_m$ 表示混合耦合。使用奇偶對稱分析，將中心對稱的 T_1-T_1' 參考平面分別為短路與開路，則此等效電路的共振頻率分別為：

$$f_o = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L-L'_m)(C-C'_m)}}, \quad (2-13)$$

$$f_e = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L+L'_m)(C+C'_m)}}. \quad (2-14)$$

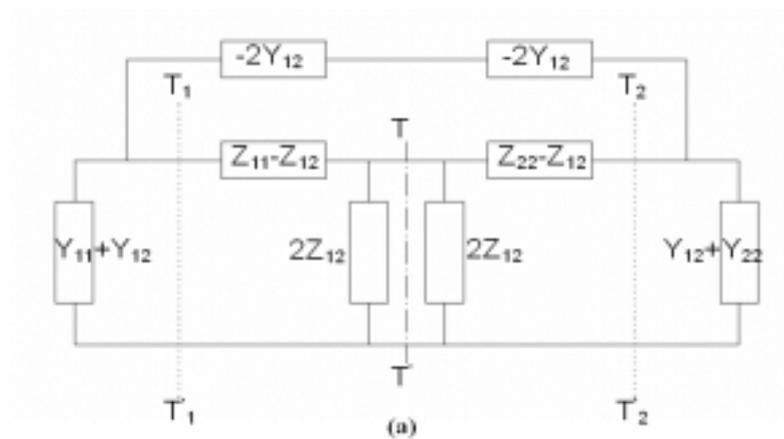
可由(2-13)、(2-14)解出：

$$M_{12} = M_{34} = \frac{f_o^2 - f_e^2}{f_o^2 + f_e^2} = \frac{CL'_m + LC'_m}{LC + L'_m C'_m}. \quad (2-15)$$

若 $LC \gg L'_m C'_m$ 則(2-15)變成：

$$M_{12} \approx \frac{C'_m}{C} + \frac{L'_m}{L} = M'_{14} + M'_{23}. \quad (2-16)$$

由上式可知共振腔 1 和 2 的耦合是由共振腔 1 和 4、2 和 3 的耦合所組成的，所以稱為混合型耦合。



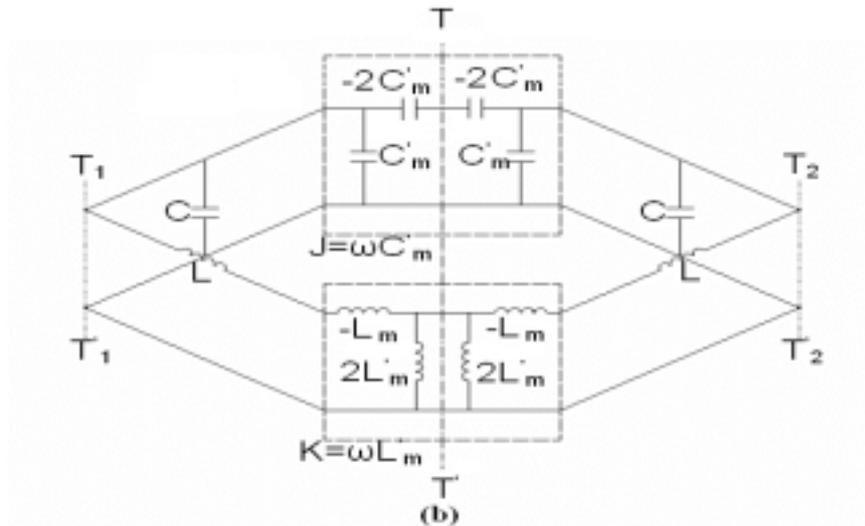


圖 2-5 (a)混合型耦合開迴路共振腔的網路。(b)使用阻抗轉換子 $K=\omega L'_m$ 和導納轉換子 $J=\omega C'_m$ 表示磁耦合和電耦合的混合形共振腔耦合的等效電路圖。

D. 密集化交錯耦合型帶通濾波器

前面已詳細介紹密集化交錯耦合型濾波器的基本結構，我們可以知道兩個共振腔之間的關係。由兩個共振腔的等效電路所解出的兩個頻率，分別設為 f_a 和 f_b ，其中 $f_b > f_a$ ，則共振腔 i 、 j 的耦合係數以 M_{ij} 表示：

$$M_{ij} = \pm \frac{f_b^2 - f_a^2}{f_b^2 + f_a^2} \quad (2-17)$$

(2-17)的正負號分別表示 M_{12} 、 M_{23} 和 M_{34} 為正值， M_{14} 為負值，表示正值耦合與負值耦合相位恰好相反，也就是說交錯耦合是由共振腔 1 和 4 的耦合相位，不同於其它的耦合結構所產生的，讓通帶兩側產生出一對傳輸零點。我們設計之密集式交錯耦合型方形開迴路共振腔帶通濾波器之設計流程將詳細介紹於下章。

三、元件量測結果與討論

本章主要介紹三個元件之量測結果(如圖 3-1 所示)，第一個元件為四階的密集式交錯耦合型方形開迴路共振腔帶通濾波器(元件代號為 YL0105)，第二個與第三個元件皆為六階的髮夾梳型帶通濾波器(元件代號分別為 YL1108、YC1219)。

第一節為元件薄膜特性量測分析，第二、三節分別討論三個元件之量測結果。

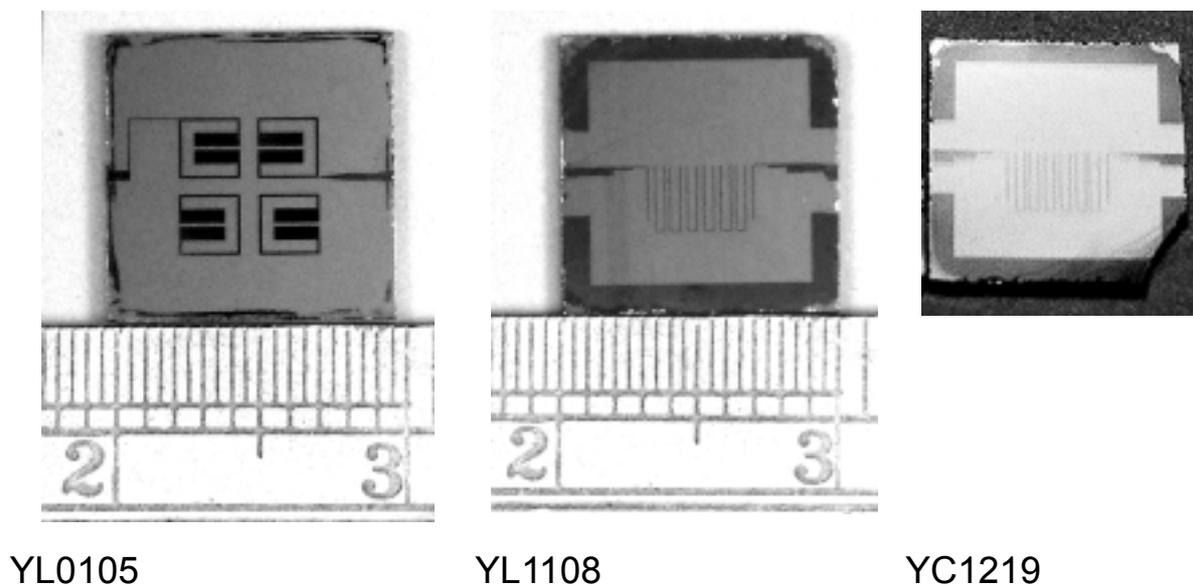


圖 3-1 三個超導體微波元件。

3.1 薄膜特性量測與分析

以下是對我們製作元件用的雙面超導體薄膜所作的量測與分析。使用電阻-溫度量測系統的量測結果，量測溫度範圍為 50~290 K，供給電流 0.1 mA，電壓上限 10 V，雷射蒸鍍第一面(first plane)之 YBCO 超導體薄膜(作為濾波器之接地用)，其臨界溫度(T_c)約 89.3

K; 雷射蒸鍍第二面(second plane)之 YBCO 超導體薄膜(作為濾波器之電路圖形用), 其臨界溫度(T_c)約 90.4 K(如圖 3-2)。

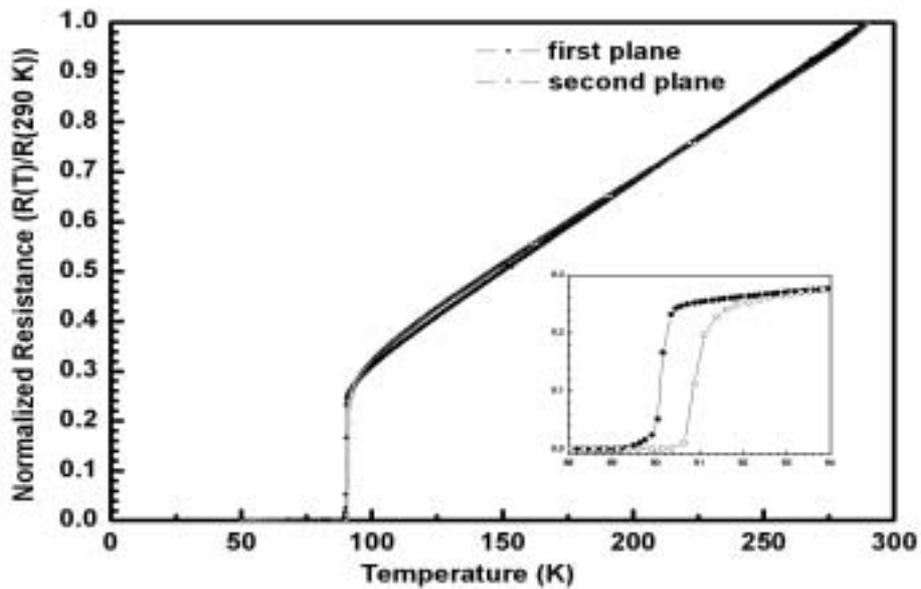


圖 3-2 電阻-溫度量測系統的量測結果。

利用 XRD 量測系統量測第二面蒸鍍之 YBCO 超導體薄膜(作為濾波器之電路圖形用), 結果如圖 3-3 所示, 圖中顯示 YBCO 薄膜之成長方向為 c 軸與我們使用之基板 LAO 相同, 顯示薄膜成長時有很好的結晶性。

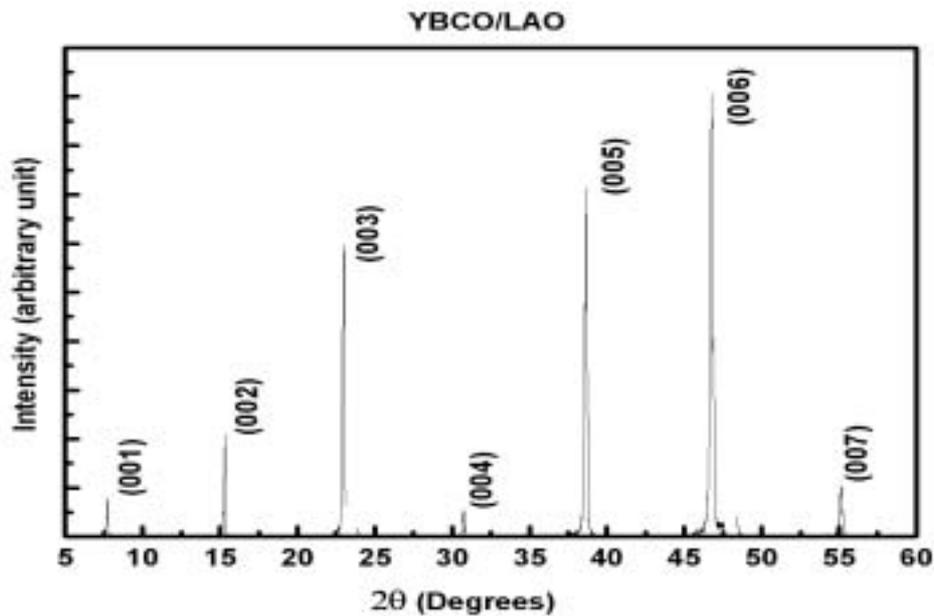


圖 3-3 XRD 量測系統量測結果。

圖 3-4 為元件 YL0105 使用 α -step 儀器量測第二面蒸鍍之 YBCO 超導體薄膜(作為濾波器之電路圖形用)之結果，我們可以觀察其超導薄膜厚度約 300 nm，圖中兩個高峰處，應為元件上之塵埃所造成。

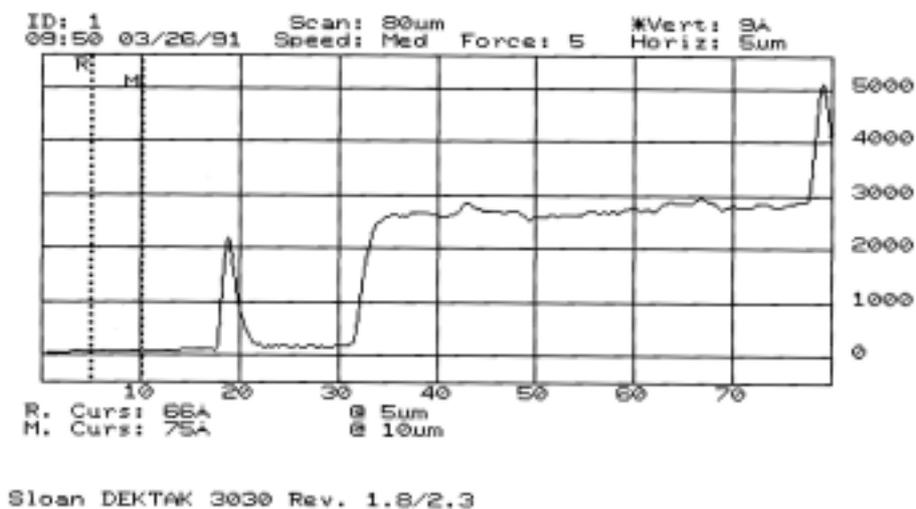


圖 3-4 α -step 儀器量測之結果。

另外，以 AFM 分析，如圖 3-5 a,b,c,d 所示，由圖中可看出薄膜表面的顆粒大小皆很平均，其 roughness 大約為 6.4 nm，可見薄膜表面相當的平整。

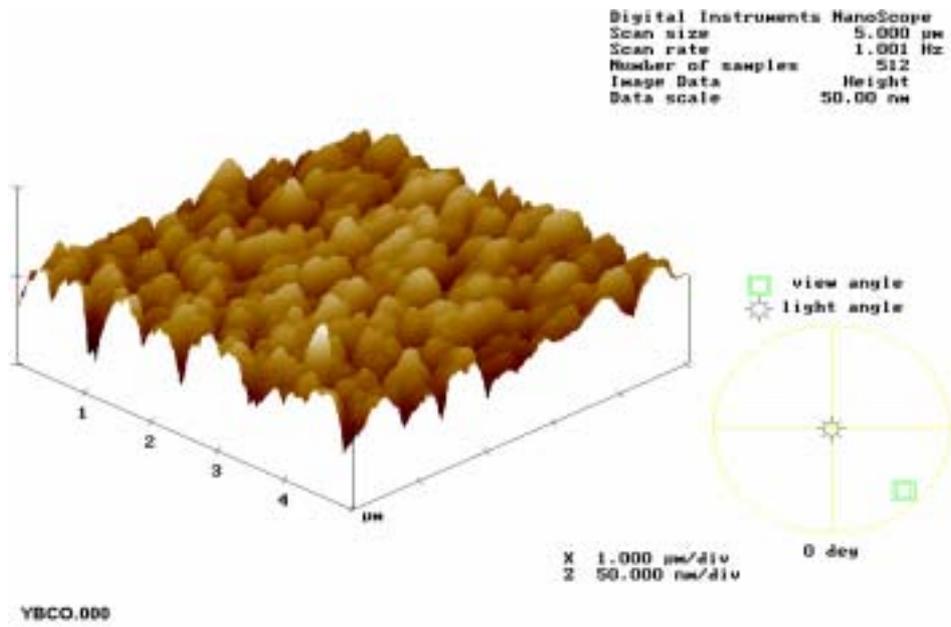


圖 3-5a 以 AFM 分析。

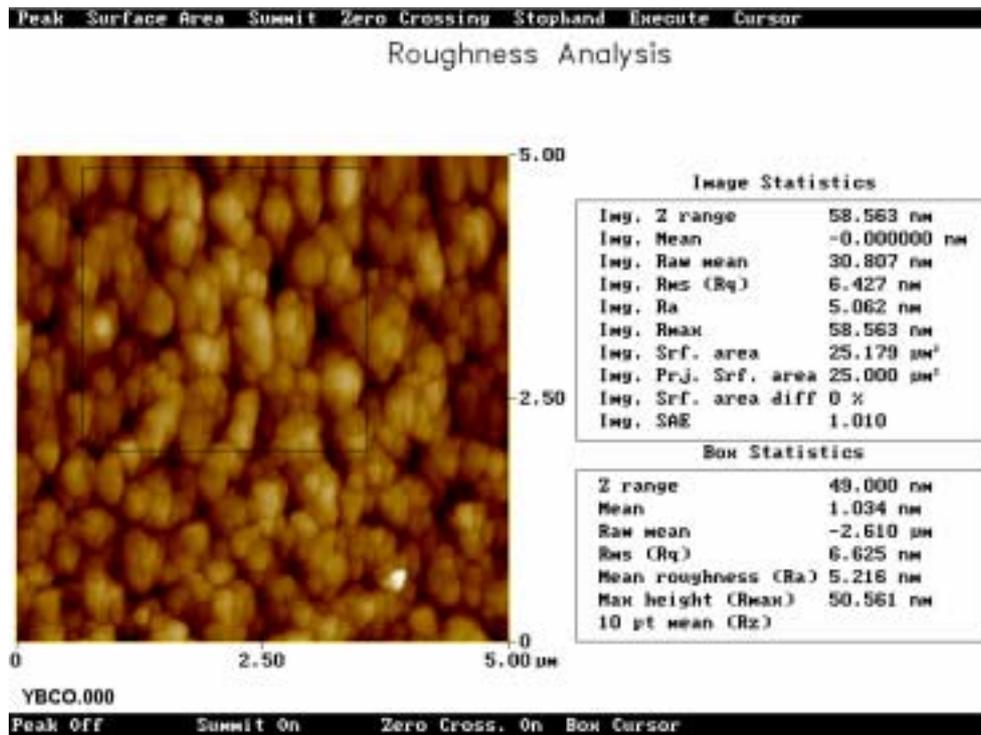


圖 3-5b 以 AFM 分析。

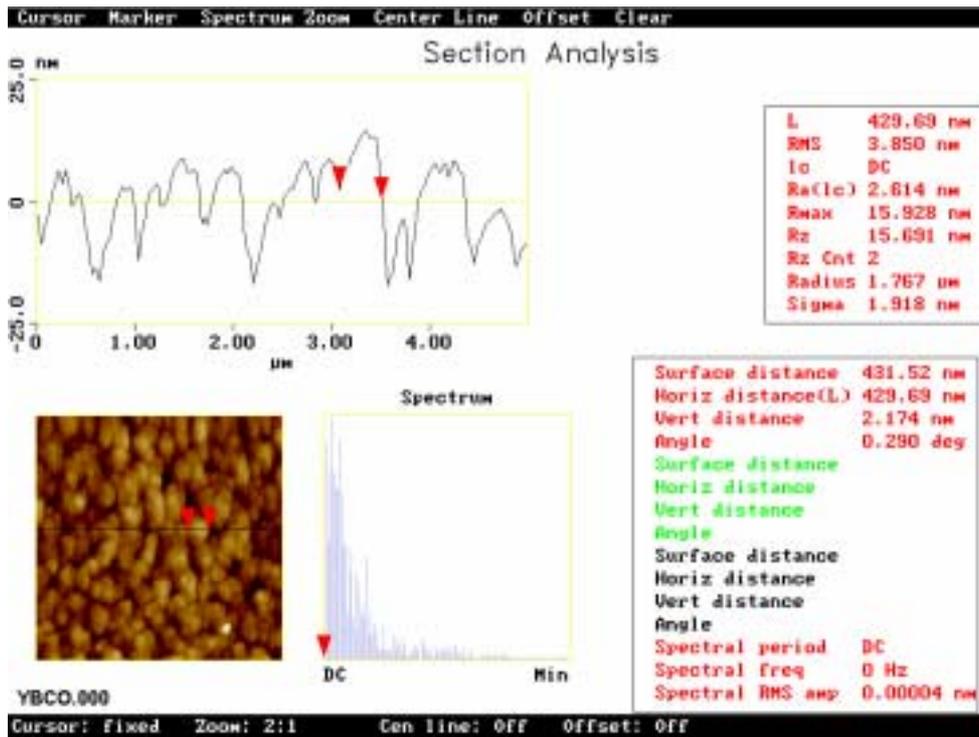


圖 3-5c 以 AFM 分析。

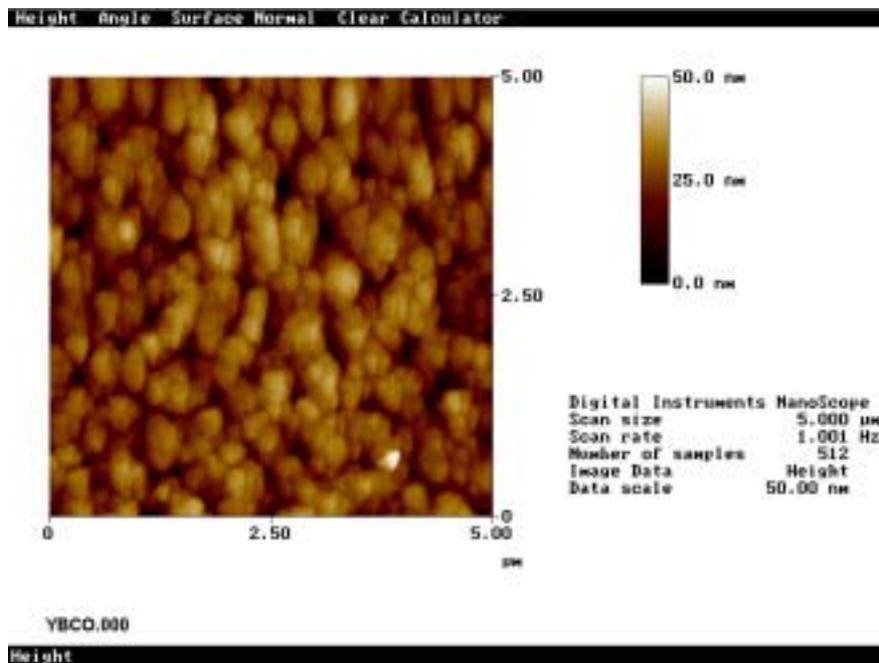


圖 3-5d 以 AFM 分析。

圖 3-6 , 圖 3-7 分別為元件 YL0105、 元件 YL1108 以光學顯微鏡觀察之影像。由影像可以看出蝕刻圖形皆完善，並無斷裂情形發生。

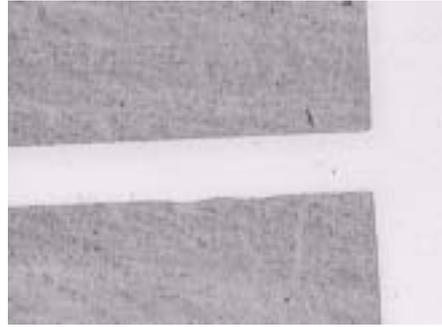
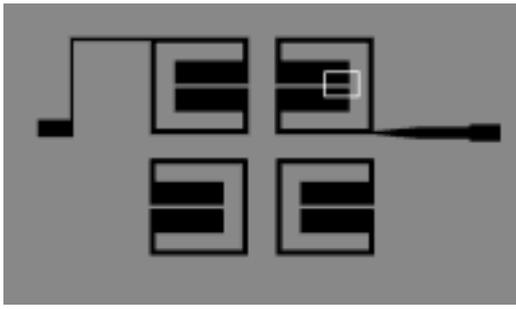
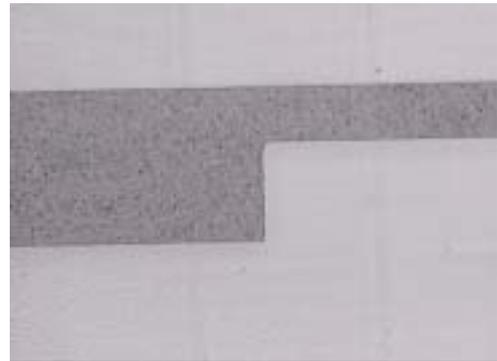
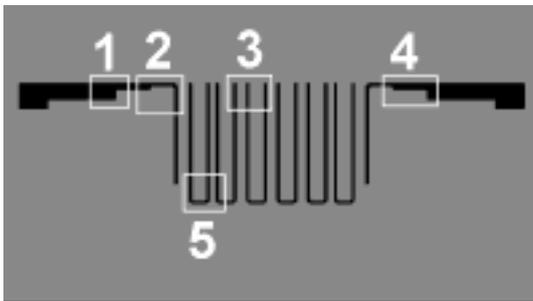
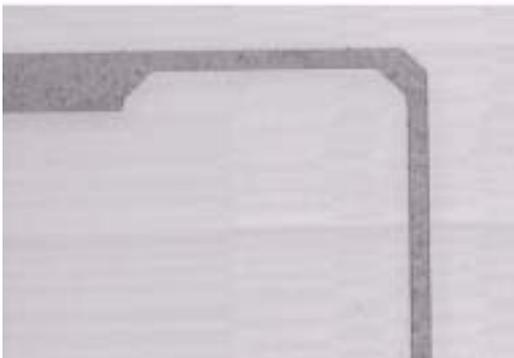


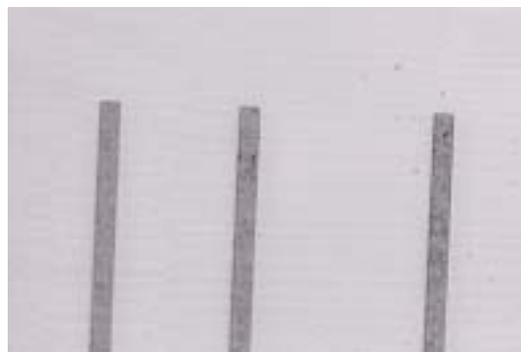
圖 3-6 元件 YL0105 以光學顯微鏡觀察之影像。



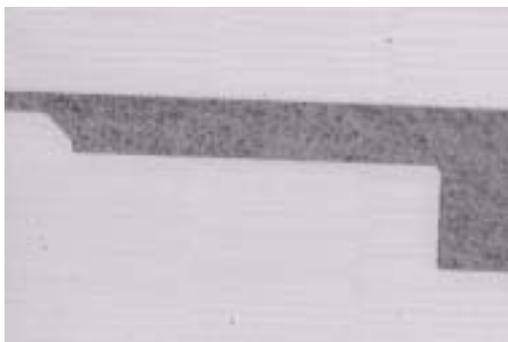
1



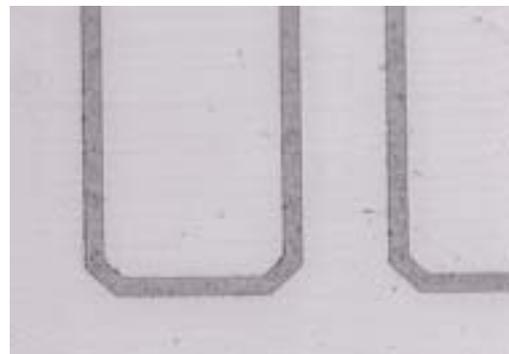
2



3



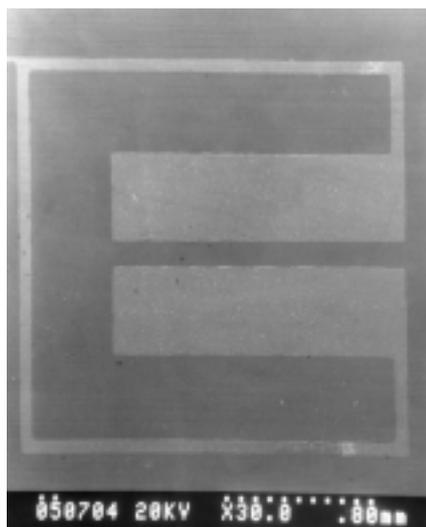
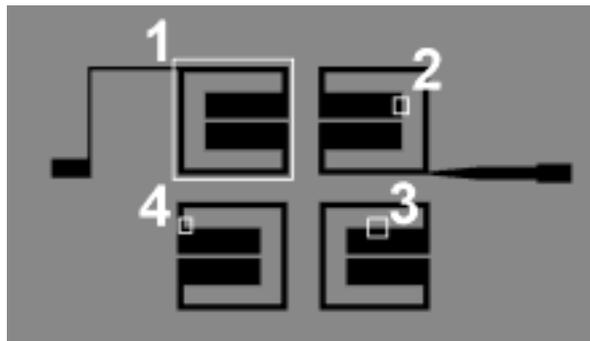
4



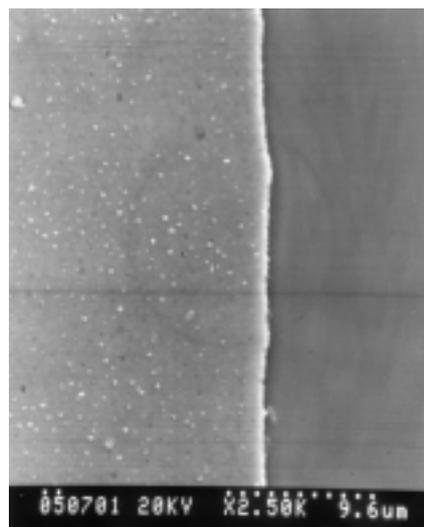
5

圖 3-7 元件 YL1108 以光學顯微鏡觀察之影像。

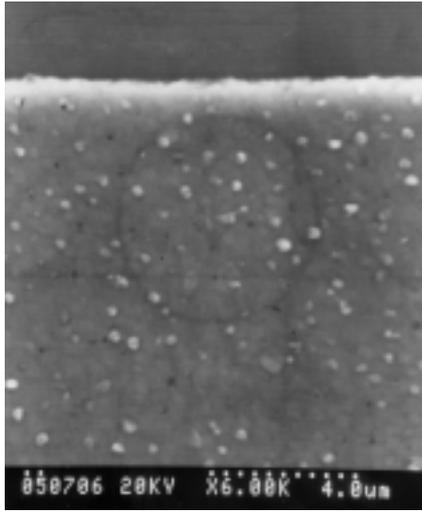
圖 3-8，圖 3-9 分別為元件 YL0105、元件 YC1219 以掃描式電子穿隧顯微鏡(SEM)觀察之影像。從圖 3-8 第四張圖可看出，原本設計需直角之圖形，放大 2500 倍後發現為圓弧狀，可見有輕微過度蝕刻情形發生。另外，放大 2000 倍以上之圖形，皆可看到均勻的小白點產生，這是以雷射蒸鍍法鍍膜皆會產生之正常現象。



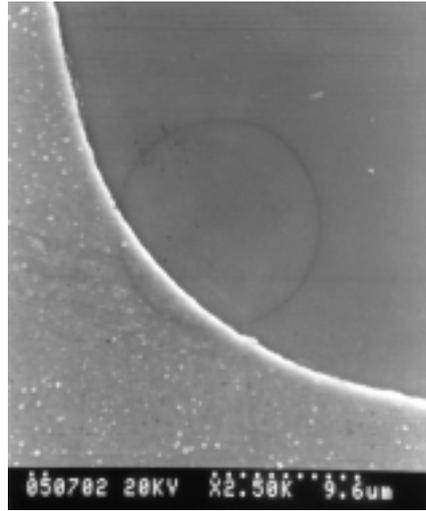
1



2

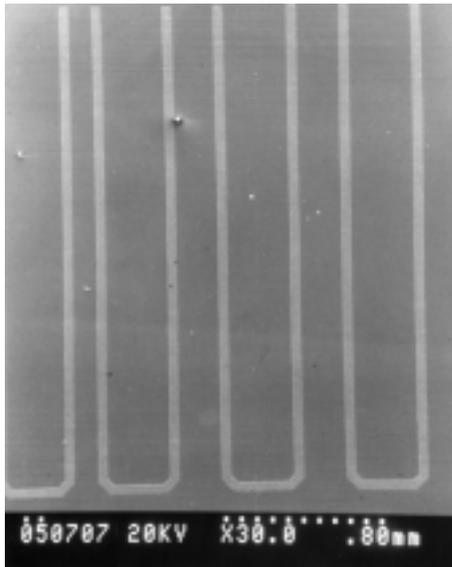
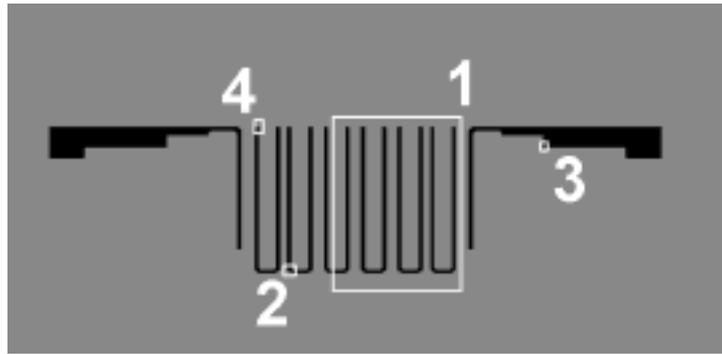


3

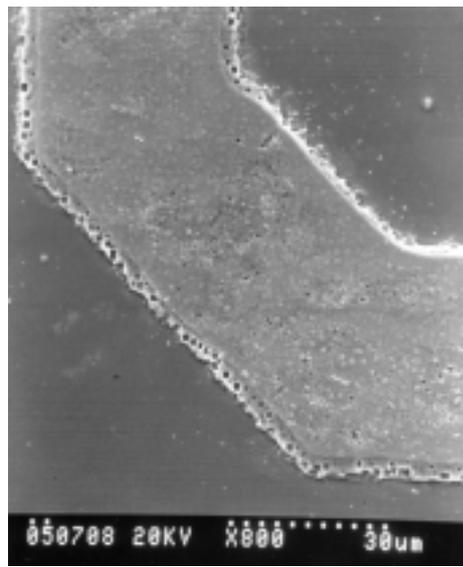


4

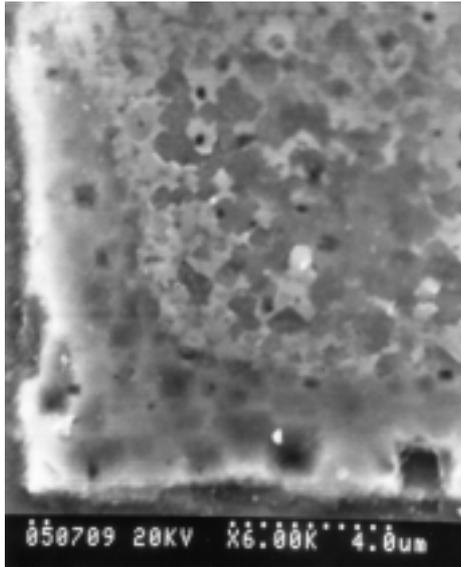
圖 3-8 元件 YL0105 之 SEM 影像。



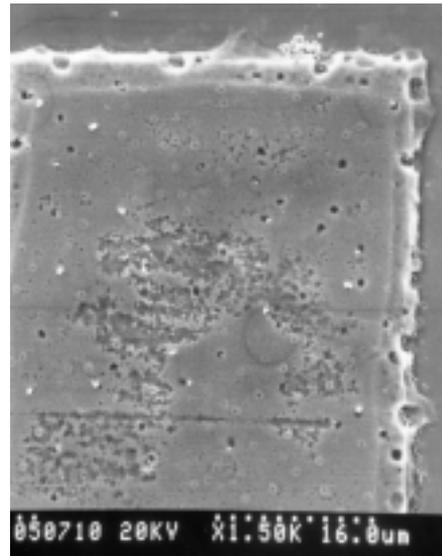
1



2



3



4

圖 3-9 元件 YC1219 之 SEM 影像。

3.2 四階的密集式交錯耦合型方形開迴路共振腔帶通濾波器之量測結果與討論

圖 3-10 為四階的密集式交錯耦合型方形開迴路共振腔帶通濾波器(元件代號 YL0105) 在 77 K 下散射參數之頻率響應，其中心頻率為 3.01 GHz，比例頻寬為 3.7 %，通帶中最小的插入損失(Insertion Loss)為 0.1 dB，除了與原先的電腦模擬結果相當符合之外，就我們所知，也是目前達到最小插入損耗之超導濾波元件；顯示以高溫超導體做為濾波器，高溫超導體確有其雄厚之應用潛力。另外，元件的截止帶均有高達 50 dB 以上的衰減率，顯示此一元件有極佳的頻率選擇性。

我們調整模擬之介電常數為 25.24，使得模擬結果之中心頻率與量測結果符合，如圖 3-10 所示。這樣的結果是可以理解的，因為介電常數在高頻下是頻率的函數，而 IE3D 軟體的模擬只是近似，並沒有介電常數與頻率的關係公式，因此才會有中心頻率的些微變化；另

一方面，由於我們濾波器在量測時，是裝置在鍍金的鋁製方形盒子內，濾波器與盒子又形同一個新的元件，由於環境系統的影響，也可能導致模擬的誤差。

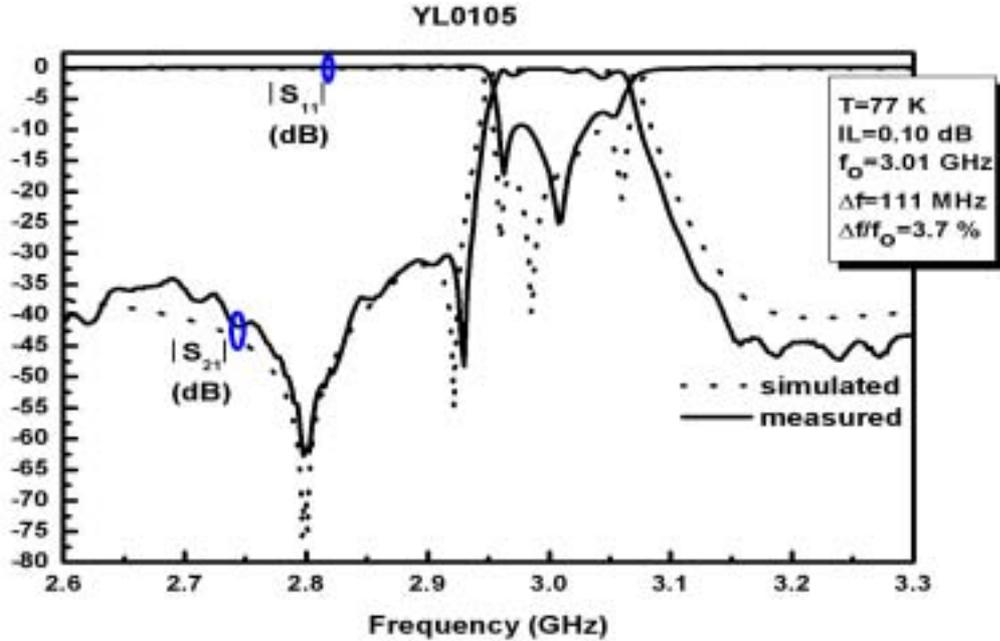


圖 3-10 YL0105 元件之散射參數頻率響應。

散射參數的相位可由所量測的散射參數之實部與虛部換算得知，將相位定在 $+180^\circ \sim -180^\circ$ 之間，可得其 S_{21} 參數相位之頻率響應 (如圖 3-11)，由於 $\varphi = \kappa x - \omega t$ ，其中 φ 為 S_{21} 之相位， κ 為電磁波在濾波器中的傳播常數， x 為電磁波在濾波器所走的距離， ω 為電磁波之角頻率， t 為電磁波在濾波器所走的時間。

由於濾波器的大小是固定的，所以我們可以假設 $x=L$ 是常數，則此時的 t 即為電磁波相位速度通過此濾波器之時間 $\frac{L}{v_p}$ ，又相速度

$v_p = \left(\frac{\kappa}{\omega}\right)^{-1}$ ，若將 φ 對 ω 微分，我們可以得到：

$$\frac{d\varphi}{d\omega} = \frac{L}{\left(\frac{d\kappa}{d\omega}\right)^{-1}} - \frac{L}{\left(\frac{\kappa}{\omega}\right)^{-1}} = \frac{L}{v_g} - \frac{L}{v_p}, \quad (3-1)$$

$(\frac{dk}{d\omega})^{-1}$ 稱之為群速度(v_g)，群速度在物理上可以解釋是一窄頻信

號傳播的速度，我們定義群速度延遲(group delay)為 $\tau_d = -\frac{d\phi}{d\omega}$ 。當

含有多頻的訊號以群速度在傳播時，相速度若不隨頻率而改變，則信號波形就不會失真；但若不同的頻率，

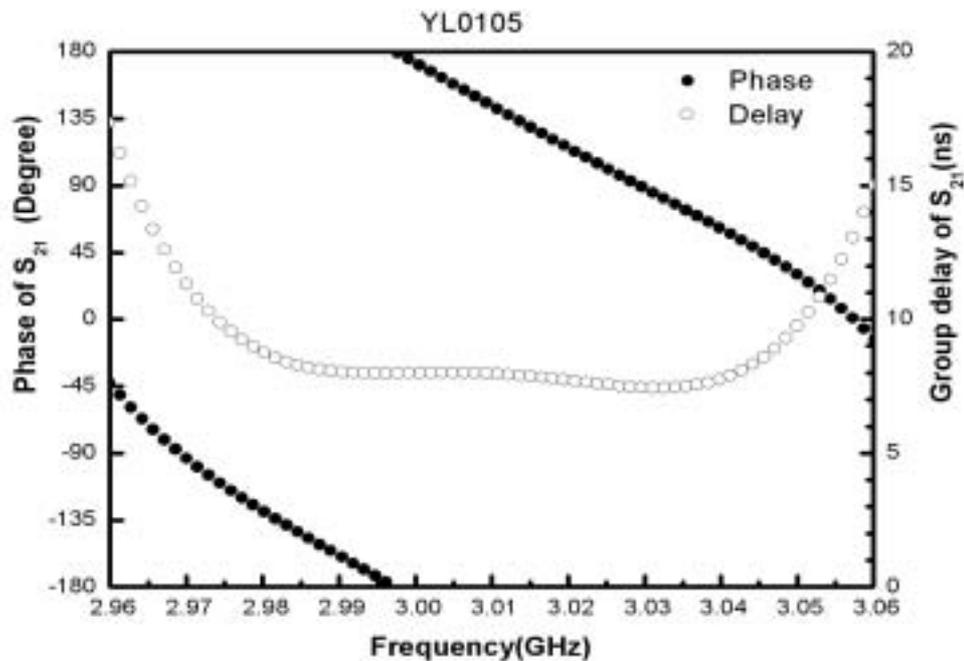


圖 3-11 元件 YL0105 S_{21} 之相位與群速度延遲之頻率響應。

相位速度也不同，快速波的相位會漸漸領先慢速波的相位，原本各頻率間的相位差就會逐漸散開，造成色散(dispertion)，導致信號失真。

因此，我們畫出通帶中的群速度延遲頻率響應(如圖 3-11)，可以看到此帶通濾波器在通帶間的相位與頻率間的關係是呈線性。換言之，群速度延遲幾乎為定值(約為 8 ns)，因此訊號幾乎沒有色散；再度顯示超導體在微波訊號的傳輸上無與倫比的優勢。

我們量測不同溫度下之 S_{21} 頻率響應(如圖 3-12)，發現其中心頻率會隨著溫度升高而減小，且當溫度愈接近臨界溫度時，其最小插入損耗也漸漸變大，濾波的效果也變差。

這個現象可由以下推論解釋：

由於

$$f_o \propto \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (3-2)$$

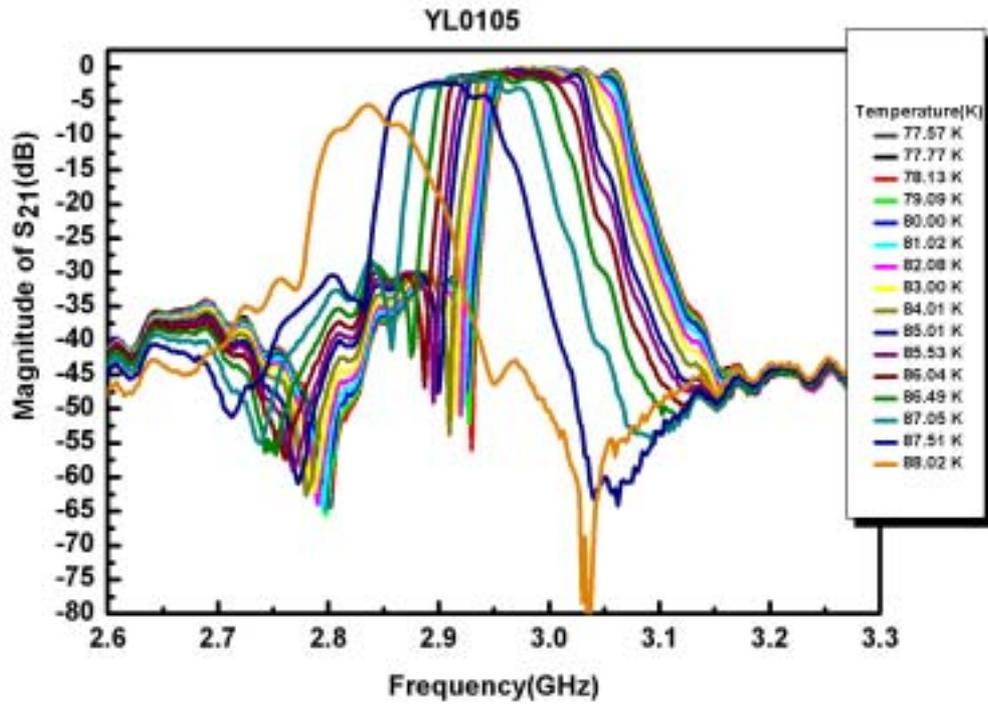


圖 3-12 元件 YL0105 在不同溫度下的 S_{21} 頻率響應。

其中 f_o 為濾波器之中心頻率， L 、 C ，分別為等效電路之電感、電容值。電容值主要決定於元件之幾何形狀與介電常數，因此電容隨溫度的影響並不大，所以可以得出以下的近似：

$$(f_o + \Delta f)^2 \propto \frac{1}{L + \Delta L}, \quad (3-3)$$

接著我們做以下計算：

$$\frac{(f_o + \Delta f)^2 - f_o^2}{f_o^2} = \frac{\frac{1}{L + \Delta L} - \frac{1}{L}}{\frac{1}{L}}, \quad (3-4)$$

$$\frac{2\Delta f}{f_0^2} = \frac{-\Delta L}{L + \Delta L} \approx \frac{-\Delta L}{L}. \quad (3-5)$$

由此可知，當電感值變大，中心頻率會變小。

再由微帶線的近似公式[14][15][16]：

$$L = \frac{\mu_0 h}{\omega} \left(1 + \frac{2\lambda_L}{d} \right). \quad (3-6)$$

其中 h 為微帶線之長度， ω 為微帶線之寬度， d 為基板之厚度， λ_L 為高溫超導之倫敦穿透深度(London penetration depth)，可知，電感值越大，其穿透深度也越大。

由經驗公式可得知高溫超導之穿透深度(λ_L)與溫度(T)的關係如下：

$$\lambda_L(T) = \lambda_L(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_C} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (3-7)$$

其中， T_C 為超導體之臨界溫度。

由(3-5 ~ 3-7)式，我們可以做以下之結論，當溫度升高，穿透深度也會變大，電感值也會跟著增加，因此中心頻率就會減小。我們觀察中心頻率對溫度的關係(圖 3-13)，發現溫度從 77 K~85 K 時，中心頻率由 3.011 GHz 偏移至 2.974 GHz，共偏移了約 37 MHz，其通帶中最小的插入損耗皆小於 0.3 dB，由此可知，此超導微波元件於 77 K~85 K 的溫度範圍內，皆屬特性良好之濾波器。

每一個溫度下的頻寬、中心頻率、比例頻寬與插入損耗如下：

溫度(K)	77.57	77.77	78.13	79.09	80.00	81.02	82.08	83.00
頻寬(MHz)	111.373	111.414	111.455	111.972	112.517	112.333	107.237	105.156
中心頻率(GHz)	3.011	3.011	3.011	3.009	3.007	3.003	2.997	2.992
比例頻寬(%)	3.70	3.70	3.70	3.72	3.74	3.74	3.58	3.51
插入損耗(dB)	0.10	0.10	0.19	0.20	0.18	0.14	0.09	0.10

溫度(K)	84.01	85.07	85.53	86.04	86.49	87.05	87.51	88.02
頻寬(MHz)	104.727	105.897	106.532	103.506	100.556	79.060	88.344	48.119
中心頻率(GHz)	2.987	2.979	2.974	2.962	2.950	2.942	2.903	2.842
比例頻寬(%)	3.51	3.55	3.58	3.49	3.41	2.69	3.04	1.69
插入損耗(dB)	0.10	0.28	0.28	0.68	0.74	1.32	2.13	5.51

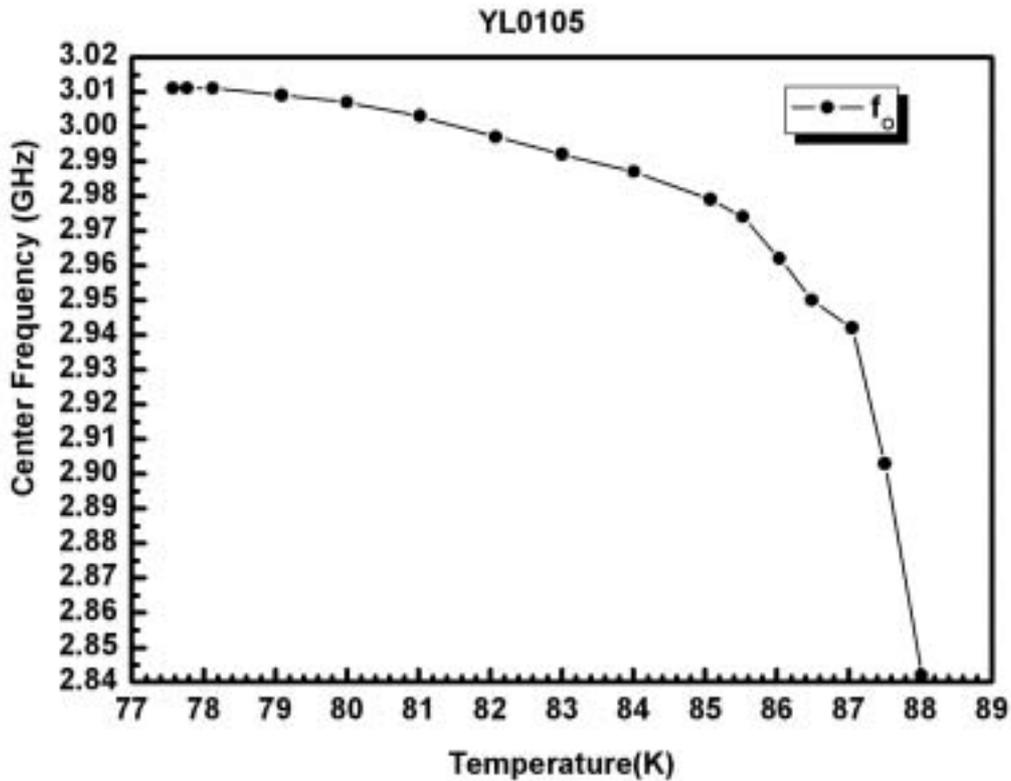


圖 3-13 元件 YL0105 中心頻率與溫度的關係。

3.3 六階的髮夾梳型帶通濾波器之量測結果與討論

本節將介紹兩個六階的髮夾梳型帶通濾波器元件之量測結果，其中一個元件(元件代號 YL1108)探討補氧前後之量測結果，另一個元件(元件代號 YC1219)則是使用鍍金之鋁製金屬墊片，來改變濾波器與其上方鍍金之鋁製金屬的距離，我們企圖調變濾波器之中心頻率，結果分述如下：

3.3.1 補氧前後之比較

我們補氧的方式是將元件放於石英管中，先將管內以渦流分子加速幫浦抽到高度真空(約 10^{-6} Torr)，再將溫度以 $20^\circ\text{C}/\text{Min}$ 的速率升至 450°C ，之後通入 800 Torr 之氧氣中，維持約五小時，接著立刻將石英管快速插入加冰塊之冰水中，以進行淬冷(quench)。淬冷後，將元件拿出即完成整個補氧過程。

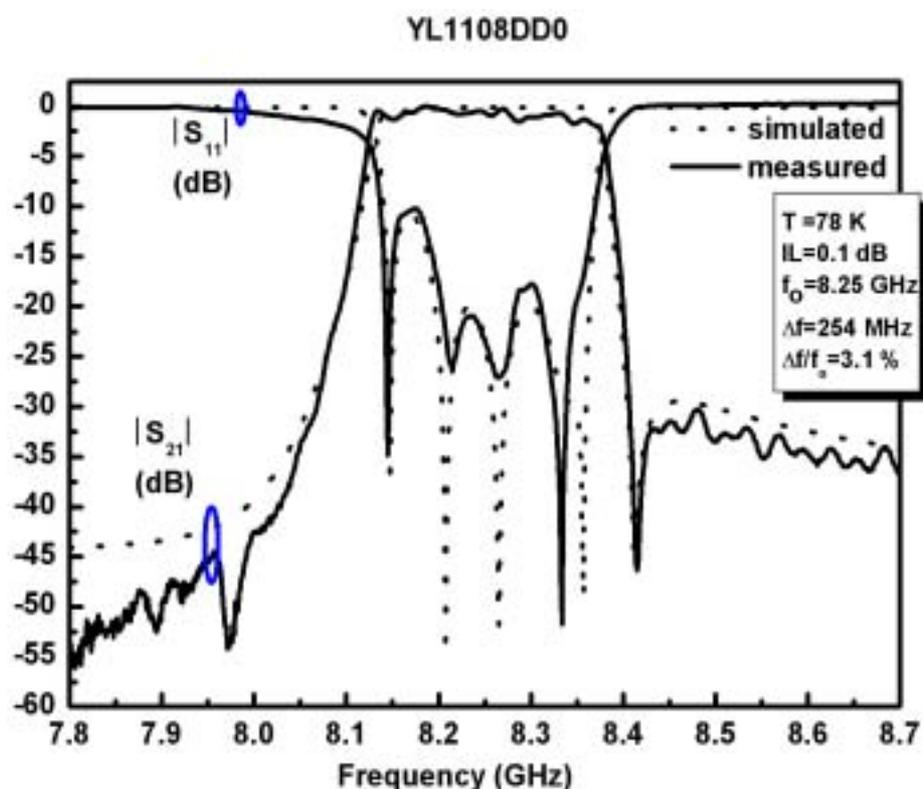


圖 3-14 元件 YL1108 補氧前之散射參數頻率響應。

我們將製作出來的髮夾梳型帶通濾波器(元件代號 YL1108), 補氧前之量測結果(如圖 3-14, 圖 3-15)與補氧後之量測結果(如圖 3-16, 圖 3-17)做比較。從實驗數據發現, 補氧後之比例頻寬由 3.1% 變小為 2.9%, 通帶中最小的插入損耗由 0.1 dB 變大為 0.80 dB, 中心頻率由 8.25 GHz 變小為 8.19 GHz。

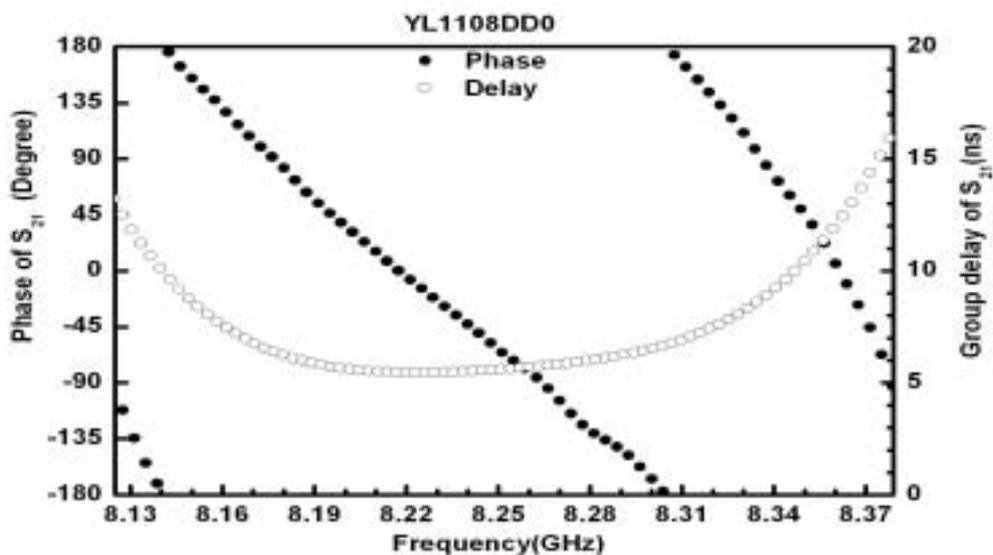


圖 3-15 元件 YL1108 補氧前之 S_{21} 相位與群速度延遲之頻率響應。

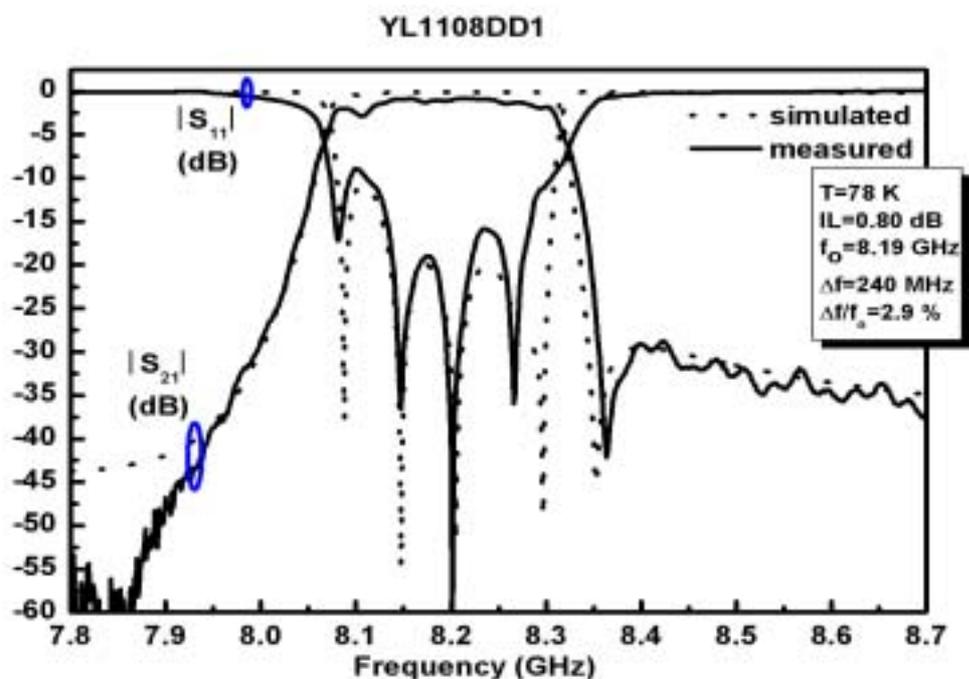


圖 3-16 元件 YL1108 補氧後之散射參數頻率響應。

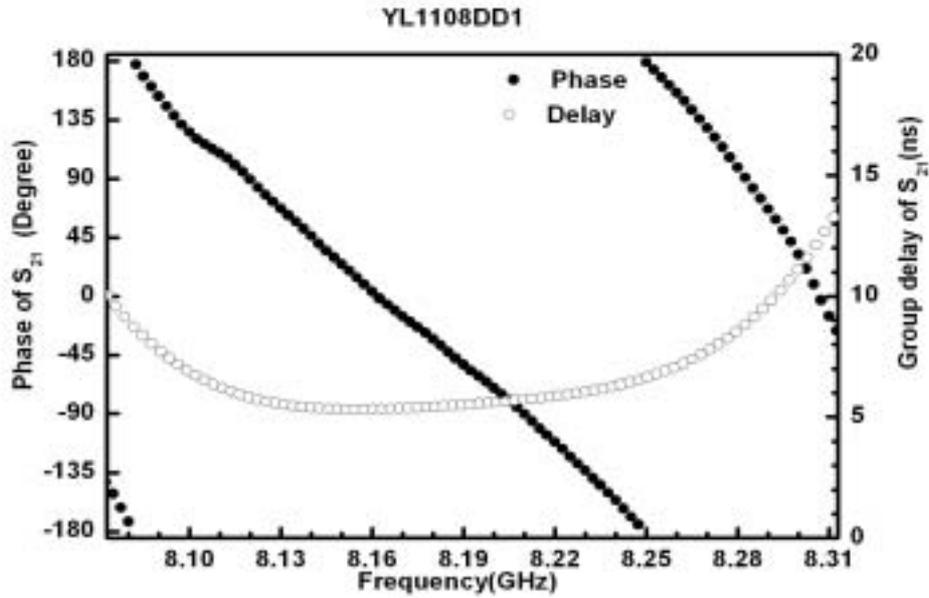


圖 3-17 元件 YL1108 補氧後之 S_{21} 相位與群速度延遲之頻率響應。

由於補氧的過程，是讓薄膜的原子位置重新排列，所以薄膜的特性也會有某種程度上的差異，因此在相同的溫度下，會有不同的穿透深度，也因此導致了中心頻率的改變。

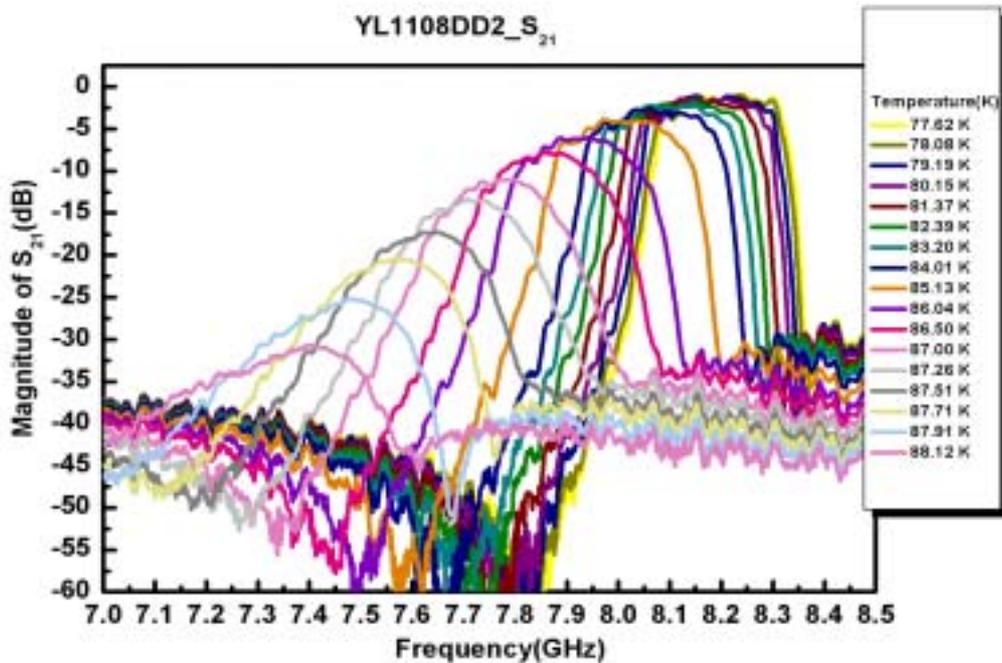


圖 3-18 元件 YL1108 補氧後，在不同溫度下的 S_{21} 頻率響應。

比較圖 3-15 與圖 3-17，在通帶中，補氧前之群速度延遲最小約 5.5 ns，變化的範圍也較大；補氧後，群速度延遲最小約 5.3 ns，變化的範圍較小，反而色散現象較小。

我們並量測補氧後之元件在不同溫度下之 S_{21} 頻率響應(如圖 3-18)，發現其中心頻率隨著溫度升高而減小。

計算每一個溫度下的頻寬、中心頻率、比例頻寬與插入損耗如下：

T(K)	77.62	78.08	79.19	80.15	81.37	82.39	83.20	84.01
頻寬(MHz)	236.986	237.659	244.436	236.468	241.233	239.602	242.814	231.620
中心頻率(GHz)	8.199	8.193	8.181	8.164	8.143	8.121	8.097	8.070
比例頻寬(%)	2.89	2.90	2.99	2.90	2.96	2.95	3.00	2.87
插入損耗(dB)	0.85	1.00	1.05	1.28	1.57	1.75	2.21	2.54

T(K)	85.13	86.04	86.50	87.00	87.26	87.51	87.71	87.91	88.12
頻寬(MHz)	227.99	206.43	192.67	185.97	188.98	191.26	198.92	196.76	210.03
中心頻率(GHz)	8.002	7.921	7.862	7.773	7.710	7.625	7.564	7.473	7.391
比例頻寬(%)	2.85	2.61	2.45	2.39	2.45	2.51	2.63	2.63	2.84
插入損耗(dB)	3.91	6.00	7.85	11.02	13.43	17.25	20.49	25.17	30.65

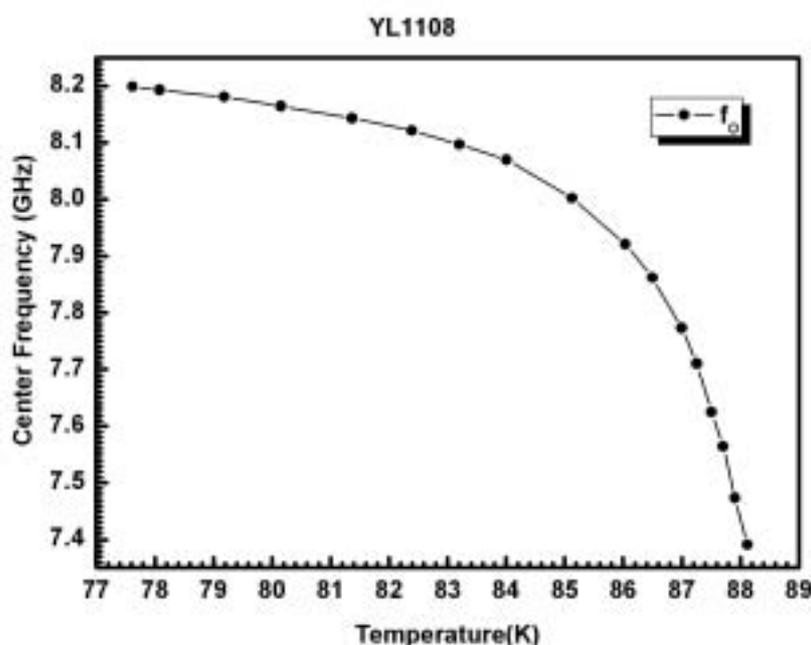


圖 3-19 元件 YL1108 中心頻率對溫度的關係。

我們觀察中心頻率對溫度的關係(圖 3-19)，發現溫度從 77

K~84K 時，中心頻率由 8.199 GHz 偏移至 8.070 GHz，共偏移了約 129 MHz，其通帶中最小的插入損耗皆小於 3 dB，由此可知，此超導微波元件於 77 K~84 K 的溫度範圍內，皆屬特性良好之濾波器。

3.4 調變頻率之結果

我們先將保存一年之元件 YC1219 重新量測(圖 3-20)，量測溫度 77 K 時，其中心頻率為 8.22 GHz，通帶中最小之差入損耗為 0.49 dB，

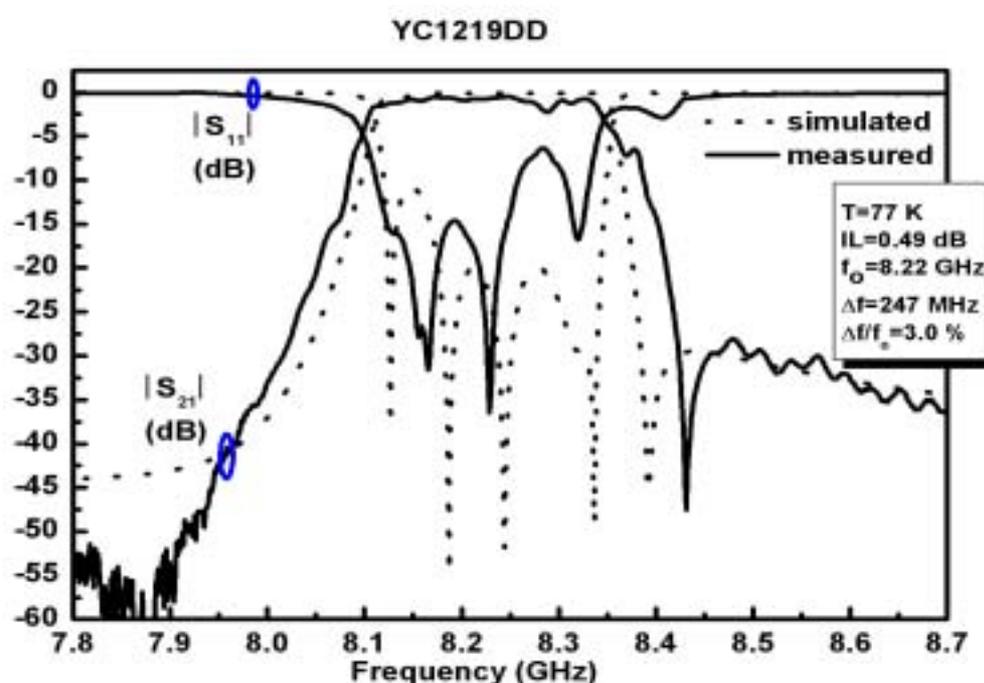


圖 3-20 元件 YC1219 之散射參數頻率響應。

頻寬為 247 MHz，比例頻寬 3.0%，算是不錯的結果。

接下來我們調整墊片之數量來改變濾波器量測座上之蓋子與濾波器之距離(H)，圖 3-21 為其示意圖。

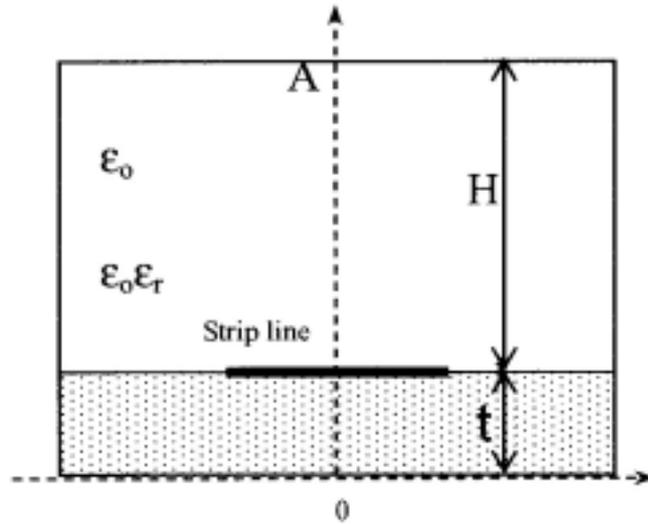


圖 3-21 濾波器元件與金屬蓋子之距離為 H。

我們改變濾波器元件與金屬蓋子之距離(H) ，分別量測其 S_{21} 之頻率響應(圖 3-22)。

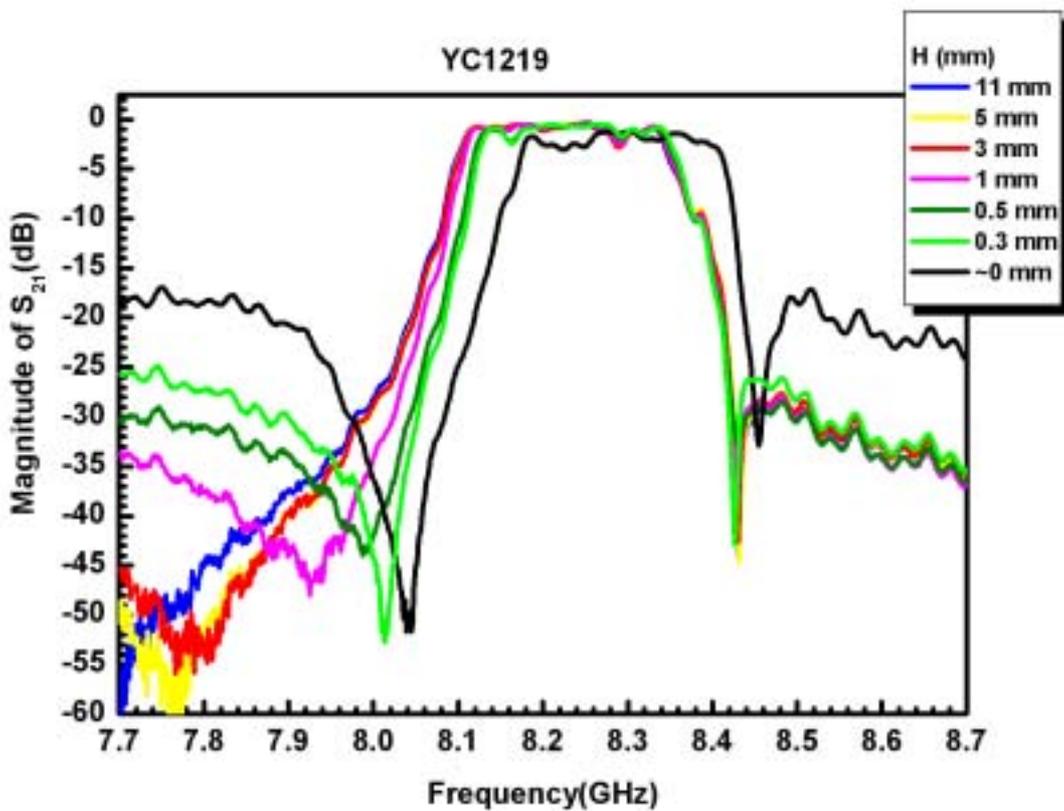


圖 3-22 改變 H 之 S_{21} 頻率響應。

我們再詳細計算每一個 H 下的頻寬、中心頻率、比例頻寬與插入

損耗如下：

H(mm)	11.0	5.0	3.0	1.0	0.5	0.3	~0.0
頻寬(MHz)	245	243	243	240	233	232	240
中心頻率(GHz)	8.224	8.225	8.226	8.228	8.236	8.240	8.293
比例頻寬(%)	2.97	2.96	2.96	2.91	2.83	2.82	2.89
插入損耗(dB)	0.30	0.21	0.32	0.30	0.46	0.47	1.09

我們觀察 H 與中心頻率的關係(圖 3-23)，隨著 H 的減小，中心頻率由 8.224 GHz 變為 8.293 GHz，其中心頻率改變了 69 MHz。

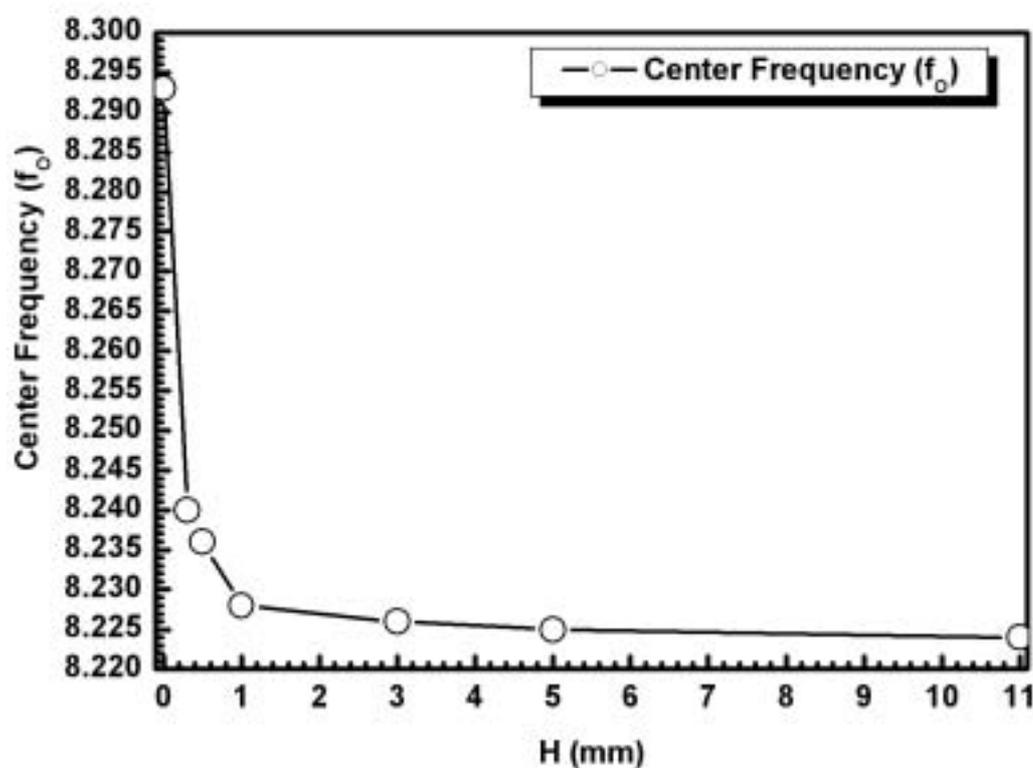


圖 3-23 H 與中心頻率的關係。

四、結論

我們以雷射蒸鍍的方法在 $1 \times 1 \text{ cm}^2$ 大小之鋁酸鐳(LaAlO_3)基板上成長品質良好之雙面高溫超導鈮銀銅氧($\text{YB}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$)薄膜，其厚度約 300 nm，薄膜表面的顆粒大小皆很平均，其表面平整度(roughness)大約為 6.4 nm，臨界溫度 T_c 皆有 89 K ~ 90 K 的水準。

以濕式蝕刻的方法，在雙面高溫超導鈮銀銅氧薄膜上製作四階的密集式交錯耦合型方形開迴路共振腔帶通濾波器與六階的髮夾梳型帶通濾波器。以光學顯微鏡觀察可以看出蝕刻圖形皆完善，並無斷裂情形發生。以掃描式電子穿隧顯微鏡(SEM)觀察之影像，原本設計需直角之圖形，放大 2500 倍後發現為圓弧狀，有輕微過度蝕刻情形發生，但由量測結果可知此現象並無傷大雅。

我們製作的四階密集式交錯耦合型方形開迴路共振腔帶通濾波器，除了通帶插入損耗低、通帶邊緣陡峭外，最重要的優點是，與一般傳統的半波長共振器組成之濾波器相比，尺寸縮小了將近 80 %。以 HP8510C 向量網路分析儀量測散射參數之頻率響應，在溫度 77 K 下校正後，量測四階的密集式交錯耦合型方形開迴路共振腔帶通濾波器結果顯示，中心頻率為 3.01 GHz，比例頻寬為 3.7 %，通帶中最小的插入損失為 0.1 dB；量測六階的髮夾梳型帶通濾波器結果顯示，中心頻率為 8.25 GHz，比例頻寬為 3.1%，通帶中最小的插入損失為

0.1 dB，除了與原先的電腦模擬結果相當符合之外，就我們所知，也是目前達到最小插入損耗之超導濾波元件；顯示以高溫超導體做為濾波器，高溫超導體確有其雄厚之應用潛力。另外，元件的截止帶均有高達 50 dB 以上的衰減率，顯示此元件有極佳的頻率選擇性。其通帶間的相位與頻率間的關係是呈線性，因此訊號幾乎沒有色散，再度顯示超導體在微波訊號的傳輸上無與倫比的優勢。

六階的髮夾梳型帶通濾波器，溫度從 77 K~84 K 時，中心頻率由 8.199 GHz 偏移至 8.070 GHz，共偏移了約 129 MHz，其通帶中最小的插入損耗皆小於 3 dB，由此可知，此超導微波元件於 77 K~84 K 的溫度範圍內，皆屬特性良好之濾波器。六階的髮夾梳型帶通濾波器，補氧前後之量測結果顯示，補氧後之比例頻寬由 3.1% 變小為 2.9%，通帶中最小的插入損耗由 0.1 dB 變大為 0.8 dB，中心頻率由 8.25 GHz 變小為 8.19 Hz。在通帶中，補氧前之群速度延遲最小約 5.5 ns，變化的範圍較大；補氧後，群速度延遲最小約 5.3 ns，變化的範圍較小，因此色散現象反而較小。改變六階的髮夾梳型帶通濾波器與其上方鍍金之鋁製金屬的距離，我們企圖調變濾波器之中心頻率，結果顯示，隨著 H 的減小，中心頻率由 8.224 GHz 變為 8.293 GHz，其中心頻率改變了 69 MHz。先前我們量測之濾波器在 77 K~85K 之間，屬於良好之濾波器，但中心頻率有些微的變動，我們可以

利用此簡單的機械式方式來調變中心頻率，以克服環境溫度造成的中心頻率偏移。

四階的密集式交錯耦合型方形開迴路共振腔帶通濾波器，當溫度從 77 K~85 K 時，中心頻率由 3.011 GHz 偏移至 2.974 GHz，共偏移了約 37 MHz，其通帶中最小的插入損耗皆小於 0.3 dB，此超導微波元件於 77 K~85 K 的溫度範圍內，皆屬特性良好之濾波器。

本實驗室在鋁酸釧基板上成長高溫超導釷鉬銅氧薄膜已行之有年，可以成長出特性良好之雙面超導薄膜，接下來，將嘗試製作不同頻率範圍之密集化高溫超導濾波器。另一方面，再次改良鍍膜方法，朝向大面積的高品質薄膜邁進。嘗試使用外加直流電壓，試圖改變其等效介電常數，藉此改變其中心頻率。

五、參考文獻

- [1] R. R. Mansour, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 50, 750 (2002).
- [2] J. S. Hong, and M. J. Lancaster, "Microstrip filters for RF/microwave applications", John Wiley & Sons, New York, 2001.
- [3] M. J. Lancaster, "Passive Microwave Device Applications of High Temperature Superconductors", Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1997.
- [4] Mitsuo Makimoto, and Sadahiko Yamashita, "Bandpass Filters Using Parallel Coupled Stripline Stepped Impedance Resonators", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* MTT-28, 1413 (1980).
- [5] J.-T. Kuo, M.-J. Tsai, "A microstrip elliptic function filter with compact miniaturized hairpin resonators," *IEEE Microwave and Guided Wave Letters.* 10, 94 (2000).
- [6] J.-S. Hong and M. J. Lancaster, "Coupling of microstrip square open-loop resonators for cross-coupled planar microwave filters," *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.* MTT-44, 2099 (1996).
- [7] H. K. Zeng, A. Hsiao, W. H. Hsu, S. W. Wu, J. Y. Lin, K. H. Wu, J. Y. Juang, T. M. Uen, Y. S. Gou, and J. T. Kuo, "Miniaturized 3 GHz Cross-Coupled Planar Microwave Filters", accepted for publication in the *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* (2003).
- [8] H. K. Zeng, A. T. Hsiao, C.F. Chen, S. W. Wu, J. Y. Juang, K. H. Wu, J. Y. Lin, T. M. Uen, Y. S. Gou, W. H. Hsu, and J. T. Kuo, "Design and Implementation of Miniaturized High-Tc Microwave Bandpass Filters for 2G and 3G Applications", accepted by *Chinese Journal of Physics* (2003).

本計畫已發表和即將發表之論文列表

1. H. K. Zeng, T. Y. Cheng, Andy Hsiao, S. W. Wu, Y. R. Chen, L. S. Lai, J. Y. Juang, J. Y. Lin, K. H. Wu, T. M. Uen, **Y. S. Gou**, and H. C. Li, R. L. Wang, "Fabrication of YBCO 6-pole microstrip hairpin-type filters at 8.25 GHz", submitted to Technical Report of IEICE.
2. H. K. Zeng, L. S. Lai, J. Y. Lin, K. H. Wu, J. Y. Juang, T. M. Uen, and **Y. S. Gou**, "Microwave Properties of YBCO Microstrip Ring Resonators with a Split Gap", submitted to Technical Report of IEICE.
3. S. Mollah, H. L. Huang, P. L. Ho, W. L. Huang, C. W. Huang, J. -Y. Lin, S. J. Liu, **Y. S. Gou**, W. -H. Li, and H. D. Yang, "Electronic and magnetic instability in $\text{Pr}_{0.65}\text{Ca}_{0.25}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$ ", submitted to Physical Review B.
4. P. I. Lin, K. H. Wu, J. Y. Juang, J. Y. Lin, T. M. Uen, and **Y. S. Gou**, "Free-Space Electro-Optic Sampling of Terahertz Radiation from Optically Excited Superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Thin Films", article in press (IEEE Trans. on Appl. Supercond.), 2003.
5. P. I. Lin, C. W. Luo, H. S. Liu, K. H. Wu, J. Y. Juang, T. M. Uen, and **Y. S. Gou** "Bipolar photogenerated terahertz radiation in biased photoconductive switches," article in press (Physica B), 2003.
6. S. F. Chen, P. I. Lin, J. Y. Juang, T. M. Uen, K. H. Wu, **Y. H. Gou**, and J. Y. Lin "Metallic percolation in $\text{La}_{0.6}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ thin films," Appl. Phys. Lett., vol. **82**, pp. 1242, Feb. 2003.
7. S. J. Liu, J. Y. Juang, K. H. Wu, T. M. Uen, **Y. S. Gou**, and J.-Y. Lin, "Grain-boundary magnetoresistance of CrO_2 films grown on TiO_2 -buffered LaAlO_3 substrates", accepted by Chinese Journal of Physics (2003).
8. S. F. Chen, W. J. Chang, S. J. Liu, J. Y. Juang, J.-Y. Lin, K. H. Wu, T. M. Uen, and **Y. S. Gou**, "Magnetoresistance of $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ thin film biepitaxial step junctions", accepted by Physica B (2003).
9. C. W. Luo, S. J. Liu, M. H. Chen, K. H. Juang, T. M. Uen, and **Y. S. Gou**, "Polarization-dependent x-ray absorption spectroscopy of in-plane aligned (100) $\text{YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_{7-y}$ thin films", accepted by Physica B (2003).
10. T. Y. Cheng, P. I. Lin, S. F. Chen, S. J. Liu, J. Y. Juang, J.-Y. Lin, K. H. Wu, T. M. Uen, **Y. S. Gou**, R. L. Wang, and H. C. Li, "Superconducting $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Thin Films Grown on Bare (1 $\bar{1}$ 02) Sapphire by Pulsed Laser Deposition", Journal of Low Temperature Physics 131, 557 (2003).
11. J.-Y. Lin, P. C. Chung, S. J. Liu, C. C. Hsiang, P. H. Lin, J. M. Lee, J. M. Chen, K. H. Wu, and **Y. S. Gou**, "Peculiar hole doping by Ca substitution in cuprate superconductors", Journal of Low Temperature Physics 131, 337 (2003).
12. S.J. Liu, S. F. Chen, J.Y. Juang, J. Y. Lin, K. H. Wu, T. M. Uen, and **Y. S. Gou**, "Growth and Transport properties of (110)-Oriented $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ Thin Films on TiO_2 -Buffered Si (110) substrates", Japanese Journal of Applied Physics: Part 2 42, L287 (2003).
13. J. M. Chen, S. J. Liu, J. M. Lee, I. P. Hong, J. -Y. Lin, **Y. S. Gou**, H. D. Yang, "Pr-induced superconductivity suppression in $\text{Y}_x\text{Pr}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ probed by soft-X-ray absorption spectroscopy: a comparative studies of $\text{Y}_x\text{Pr}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ and $\text{Y}_x\text{Pr}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ", Chemical Physics Letters 370, 180 (2003).
14. S. J. Liu, J. M. Chen, J. Y. Juang, K. H. Wu, T. M. Uen, **Y. S. Gou**, and J.-Y. Lin, "Soft x-ray absorption spectroscopy studies of (110) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$ thin film", Journal of Applied Physics 93, 2834 (2003).

15. J. M. Chen, S. J. Liu, C. F. Chang, J.-Y. Lin, **Y. S. Gou**, and H. D. Yang, "Soft x-ray absorption spectroscopy studies of doped Pr-containing cuprates", *Physical Review B* **67**, 014502 (2003).
16. I. P. Hong, J.-Y. Lin, J. M. Chen, S. Chatterjee, S. J. Liu, **Y. S. Gou**, and H. D. Yang, "Possible evidence for the existence of the Fehrenbacher-Rice band: O K-edge XANES study on $\text{Pr}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ", *Europhysics Letters* **58**, 126 (2002).
17. S. J. Lin, J. Y. Juang, K. H. Wu, T. M. Uen, **Y. S. Gou**, and J.-Y. Lin, "Transport properties of (110) CrO_2 thin films grown on TiO_2 buffered Si substrates by chemical vapor deposition", *Applied Physics Letters* **80**, 4202 (2002).
18. J.-Y. Lin, C. W. Chen, Y. C. Liu, S. J. Liu, K. H. Wu, **Y. S. Gou**, and J. M. Chen, "Physical properties and x-ray absorption spectroscopy of $\text{La}_{1-x}\text{MnO}_3$ ", *Journal of Magnetism and Magnetic materials* **239**, 48 (2002).
19. H.Y. Lee, W.D. Chang, C.H. Hsu, K.S. Liang, J.Y. Lee, J.Y. Juang, K.H. Wu, T.M. Uen, and **Y.S. Gou**, "X-ray scattering study of crystallization behavior in homoepitaxial growth of SrTiO_3 films", *THIN SOLID FILMS* **418**, 163, (2002).
20. S.J. Liu, J.Y. Juang, K.H. Wu, T.M. Uen, **Y.S. Gou**, and J.Y. Lin, "Transport properties of CrO_2 (110) films grown on TiO_2 buffered Si substrates by chemical vapor deposition", *APPLIED PHYSICS LETTERS* **80**, 4202 (2002).
21. I.P. Hong, J.Y. Lin, J.M. Chen, S. Chatterjee, S.J. Liu, **Y.S. Gou**, and H.D. Yang, "Possible evidence for the existence of the Fehrenbacher-Rice band: O K-edge XANES study on $\text{Pr}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ", *EUROPHYSICS LETTERS* **58**, 126 (2002).
22. S. J. Liu, J.M. Chen, J.Y. Juang, K.H. Wu, T.M. Uen, **Y.S. Gou**, and J.Y. Lin, "Soft x-ray absorption spectroscopy studies of (110) YBCO films", accepted by *J. Appl. Phys.*, Dec. 2002.
23. S. F. Chen, W.J. Chang, P.I. Lin, J.Y. Juang, K.H. Wu, T.M. Uen, **Y.S. Gou**, and J.Y. Lin, "Percolation in colossal magnetoresistance LCMO thin films", Accepted by *Appl. Phys. Lett.*, Dec. 2002.
24. S.J. Liu, J.Y. Juang, K.H. Wu, T.M. Uen, **Y.S. Gou**, and J.Y. Lin, "Transport properties of CrO_2 (110) films grown on TiO_2 buffered Si substrates by chemical vapor deposition", *Appl. Phys. Lett.* **80**, 4202 (2002).
25. C.C. Hsieh, K.H. Wu, J.Y. Juang, T.M. Uen, J.-Y. Lin, and **Y.S. Gou**, "Monophasic TiO_2 Films deposited on SrTiO_3 (100) by Pulsed Laser Ablation", *J. Appl. Phys.* **92**, 2518 (2002).
26. P. I. Lin, C. W. Luo, H. S. Liu, K. H. Wu, J. Y. Juang, T. M. Uen, and **Y. S. Gou**, "Bipolar Photogenerated Terahertz Radiation in Biased Photoconductive Switches", submitted to *Physica B*, Aug., 2002.
27. C.W. Luo, M.H. Chen, C.C. Chiu, S.P. Chen, K.H. Wu, J.Y. Juang, T.M. Uen, **Y.S. Gou**, and J.Y.

- Lin, “Anisotropic photoexcited carrier dynamics in (100)-, (001)-, and (110)-oriented YBCO films by polarized ultrafast optical spectroscopy”, submitted to *J. Low Temp. Phys.*, July, 2002.
28. P.I. Lin, S. F. Chen, K.H. Wu, J.Y. Juang, T.M. Uen, and **Y.S. Gou**, “Characteristics of Photogenerated Bipolar Terahertz Radiation in Biased Photoconductive Switches”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **41**, L1158 (2002).
 29. C. W. Luo, M. H. Chen, C. C. Chiu, K. H. Wu, J. Y. Juang, T. M. Uen, J.-Y. Lin, and **Y. S. Gou**, “Anisotropic Characteristics of In-plane Aligned a-axis $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Thin Films”, submitted to *J. Low Temp. Physics*, July, 2002.
 30. T. Y. Cheng, P. I. Lin, S. F. Chen, S. J. Liu, J. Y. Juang, J.-Y. Lin, K. H. Wu, T. M. Uen, **Y. S. Gou**, R. L. Wang, H. C. Li, “Superconducting $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (NBCO) Thin Films Grown on Bare (1102) Sapphire by Pulsed Laser Deposition”, submitted to *J. Low Temp. Physics*, Aug. 2002.
 31. C. W. Luo, S. J. Liu, M. H. Chen, K. H. Wu, J.-Y. Lin, J.-M. Chen, J. Y. Juang, T. M. Uen, and **Y. S. Gou**, “Polarization-Dependent X-ray Absorption Spectroscopy of In-plane Aligned (100) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Thin Films”, submitted to *Physica C*, Aug. 2002.
 32. C. W. Luo, M. H. Chen, K. H. Wu, J. Y. Juang, T. M. Uen, J.-Y. Lin and **Y. S. Gou**, “Photoexcited Carrier Relaxation in a-axis Oriented $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Thin Films Measured by Femtosecond Time-Resolved Spectroscopy”, submitted to *Physica C*, Aug., 2002.
 33. C. W. Luo, J. Y. Juang, J.-Y. Lin, K. H. Wu, T. M. Uen and **Y. S. Gou**, “Comment on “Conductivity of Underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$: Evidence for Incoherent Pair Correlations in the pseudogap Regime”, submitted to *Phys. Rev. Lett.*, May, 2002.
 34. S. F. Chen, P. I. Lin, J. Y. Juang, T. M. Uen, K. H. Wu, **Y. S. Gou**, and J.-Y. Lin, “Fluctuations of Coexisting Phase in $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ Thin Film Studied by Scanning Tunneling Microscope”, submitted to *Appl. Phys. Lett.*, July, 2002.
 35. V.A. Fedirko, M.H. Chen, C.C. Chiu, S.F. Chen, K.H. Wu, J.Y. Juang, T.M. Uen, and **Y.S. Gou**, “An Explicit Model for a Quantum Channel in 2DEG”, *Superlattices and Microstructures* **31**, 207 (2002).
 36. K.H. Wu, P.I. Lin, C.C. Hsieh, S.J. Liu, J.Y. Juang, T.M. Uen, J.Y. Lin, and **Y.S. Gou**, “Superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ films grown on TiO_2 buffer layers derived from various processes”, *PHYSICA C* **363**, 119, (2001).
 37. P.L. Lin, C.W. Liu C.C. Hsieh, K.H. Wu, J.Y. Juang, T.M. Uen, J.Y. Lin, and **Y.S. Gou**, “Characteristics of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ thin films deposited on substrates buffered by various TiO_2

- layers”, JAPANESE JOURNAL OF APPLIED PHYSICS PART 2-LETTERS **40**, 377, (2001).
38. J.Y. Lee, T.C. Wang, S.F. Chen, J.Y. Juang, J.Y. Lin, K.H. Wu, T.M. Uen, and **Y.S. Gou**, “Growth Kinetics of Homoepitaxial Strontium Titanate Films by Interrupted Pulse Laser Deposition”, Chin. J. Phys. **39**, L299 (2001).
 39. H.K. Zeng, L.S. Lai, J.Y. Juang, K.H. Wu, T.M. Uen, and **Y.S. Gou**, “Physical properties of YBCO microstrip ring resonators with a split gap”, to be submitted to IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques, September, 2001.
 40. J.Y. Lee, J.Y. Juang, K.H. Wu, T.M. Uen, and **Y.S. Gou**, “Annealing characteristics of pulsed laser deposited homoepitaxial SrTiO₃ thin films”, Surface Science **488**, 277 (2001).
 41. **Y.S. Gou**, H.K. Zeng, J.Y. Juang, J.Y. Lin, K.H. Wu, T.M. Uen, and H.C. Li, “Determination of the doping dependence of the penetration depth using YBCO microstrip ring resonators”, Physica C **364—365**, 408 (2001).
 42. P.I. Lin, C.W. Liu, C.C. Hsieh, K.H. Wu, J.Y. Juang, T.M. Uen, J.Y. Lin, **Y.S. Gou**, “Characteristics of YBCO thin films deposited on substrates buffered by various TiO₂ layers”, Jpn. J. Appl. Phys. **40**, L377 (2001).
 43. H.K. Zeng, J.Y. Juang, K.H. Wu, T.M. Uen, and **Y.S. Gou**, “Temperature Dependence of The Penetration Depth and Effective Dielectric Constant Measured by YBa₂Cu₃O_{7-x} Microstrip Ring Resonators”, Physica C **351**, 97 (2001).