

行政院國家科學委員會專題研究計畫 成果報告

子計畫一：[鈇銀銅氧氧化物薄膜物理與元件研究\(3/3\)](#)

計畫類別：整合型計畫

計畫編號：NSC 94-2112-M-009-004

執行期間：94年08月01日至95年7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

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 95 年 8 月 30 日

目 錄		頁 數
I、鈮鉬銅氧氧化物薄膜物理-----		3
摘要-----		3
一、前言 -----		5
二、實驗 -----		12
三、理論分析 -----		21
3.1 微波量測基本理論-----		21
3.2 超導體之電磁特性-----		32
3.3 幾個重要的物理參數-----		36
四、實驗結果與討論 -----		41
4.1 共振頻率與穿透深度-----		44
4.1.1 費米液體修正因子-----		54
4.2 表面阻抗與複數電導率-----		58
4.2.1 實部電導率-----		60
4.2.2 虛部電導率-----		70
五、結論 -----		78
六、參考文獻 -----		80
II、鈮鉬銅氧氧化物薄膜元件-----		83
摘要-----		83
一、研究動機與目標 -----		84
二、電路分析與原理 -----		85
三、元件量測結果與討論 -----		108
四、結論 -----		127
五、參考文獻 -----		129
本計畫已發表之論文列表-----		131

I、鈮鈹銅氧氧化物薄膜物理

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(LAO)(100)基板的上、下二面蒸鍍鈮鈹銅氧(YBa₂Cu₃O_{7-δ})及摻鈣鈮鈹銅氧(Y_{0.7}Ca_{0.3}Ba₂Cu₃O_{7-δ})之高溫超導薄膜，再製成環型或線型之超導微條共振器以研究其微波特性，並且藉由控氧技術，控制電洞濃度 p 從過摻雜到低摻雜區，致使我們可以在相同樣品上完成微波量測工作。經由量測該微波元件的微波表面阻抗， $Z_s(T) = R_s(T) + jX_s(T)$ ，可獲知在 ab 平面上的複數導電率 $\sigma(T)$ 。利用上述之結果，輔以二流體模型，我們可獲知同一樣品在不同電洞濃度時之物理特性，如倫敦穿透深度、超流體密度和複數導電率等，及它們對溫度的關係，並且將該實驗結果用來檢測現有的高溫超導理論模型，特別是李(Lee)的模型、溫跟李(Wen and Lee)的模型、艾莫利跟肯文生(Emery and Kivelson)的模型及米其氏瓦拉跟費雪(Vishveshwara and Fisher)的模型，最後，根據我們的實驗結果顯示，在具有少許無序(disorder)的薄膜樣品內，控制電洞濃度從過摻雜到低摻雜區，在超導態時的準粒子其基本特性皆可用費米液體來描述。當溫度高於臨界溫度 T_c 時，這些準粒子早已形成短距離有序(short range order)的古柏對，此時古典相位漲落扮演著一個很重要的角色。在溫度等於臨界溫度 T_c 時，超流體(古柏對)藉由約瑟芬穿隧(Josephson tunneling)形成長距離有序(long range order)的超導體。至於在超導態時($T < T_c$)，在我們樣品中，虛部電導率 $\sigma_2(T)$ 皆起因於古柏對在弱連結構裡的穿隧效應，而實部電導率 $\sigma_1(T)$ 包含兩種可能的情況，第一種， $\sigma_1(T)$ 可完全歸諸於準粒子在弱連結構裡的穿隧效應，亦即準粒子完全被侷限化(localized)，此時在超導態時的 $\sigma_1(T)$ 為熱的絕緣

(thermal insulator)相。第二種， $\sigma_1(T)$ 包含準粒子經由弱連結構的穿隧效應(準粒子被侷限化(localized))跟未經由弱連效應著(準粒子不被侷限化(delocalized))，亦即在超導態時的 $\sigma_1(T)$ 包含熱的絕緣(thermal insulator)與熱的金屬(thermal metal)兩相，此種情況，我們推測可能由於選用的鋁酸釧基板非常純(無雙晶或缺陷等)致使薄膜樣品非常接近單晶在潔淨極限下(clean limit)的結果。

一、前言

近年來，研究高溫超導體內(改變摻雜電洞載子濃度)的電子(電洞)配對機制[1-3]，及研究在此高溫超導體中，在超導態或正常態時準粒子的基本性質為何[4, 5](是否為 Landau 費米液體)可說仍是基礎科學研究的重心，這些最基本的問題，使得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。另一方面，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，在實驗技術已尋一穩定和幾何簡單的高溫超導電子元件樣品，如環型及線型共振器[6-13]，最重要的是我們可以對相同的樣品利用控氧來改變其電洞濃度，以量取精確物理參數，並且探討此高溫超導元件之可行性應用[14]。由我們實驗，可清楚得知在不同摻雜電洞濃度下(過摻雜(overdoped)、最適宜摻雜(optimally doping)、低摻雜(underdoped))鈮鉬銅氧及摻鈣鈮鉬銅氧高溫超導最重要的三個物理參數:能隙、穿透深度與相干長度與溫度的關係[11]，並得知準粒子(quasiparticles)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。

至今，現在很多實驗已經證實銅氧化物高溫超導體的超導能隙是 d-wave 對稱，例如崔利用三晶相位靈敏實驗證實所有摻雜區其銅氧化物高溫超導體的超導能隙皆是 d-wave 對稱[15,16]，而角度鑑別光激發光譜實驗 (angle-resolved photoemission

spectroscopy(ARPES))[17,18] 量測所有摻雜區的超導能隙也是 d-wave。另一方面，藉由量測穿透深度對溫度的關係，也得到超導能隙是 d-wave 一致性的結果。在所有量測穿透深度 λ 的方法中，包括交流磁化率的量測[19]，muon spin relaxation (μ sR)量測[20,21]以及微波量測[22-24]等，其中 μ sR 量測可決定穿透深度的絕對值 $\lambda(0)$ (在溫度接近 0K)，卻難以決定穿透深度隨溫度的變化關係，而微波量測雖然可靈敏的量測出穿透深度的變化 $\Delta\lambda$ ，卻難以決定穿透深度的絕對值 $\lambda(0)$ ，因此，微波量測必須和以上這些實驗相輔相成以求得精準的穿透深度 $\lambda(0)$ 。

由於微波量測實驗具有很高的靈敏度($<10^{-6}$)，因此，利用微波量測表面阻抗， $Z_s(T) = R_s(T) + jX_s(T)$ ，可獲知在 a-b 平面上的複數導電率 $\sigma(T)$ ，經由此量測出樣品的實部電導率(σ_1)及虛部電導率(σ_2)隨溫度及頻率變化的關係，可幫助我們了解在具有不同程度無序(disorder)的樣品其準粒子與古柏對的物理行為及基本性質。

事實上，時至今日，微波實驗量測高溫超導體的微波物理性質，例如實部電導率(σ_1)，仍是許多實驗學家及理論學者感興趣的問題，特別是具有不同程度缺陷(defect)或無序(disorder)的樣品，例如在潔淨極限下(clean limit)的樣品，如 Hardy 等人[25]所量測的鈹銀銅氧單晶樣品，在量測頻率 1 到 75GHz 間，溫度從 1 到 95K，在 $T < T_c$ 時，實

部電導率 σ_1 會有一寬闊的山峰存在，並且在溫度小於 20K 時， σ_1 和溫度(T)有一線性關係，而當溫度趨近於 0， σ_1 也趨近於 0，Hardy 等人指出對他們潔淨的樣品， σ_1 對溫度(T)和對頻率的關係都可用古典 Drude 模式與起因於熱激發準粒子所造成的效應來解釋，雖然 σ_1 對溫度(T)有線性關係(在低溫時)也被其它薄膜或單晶(鈹鋇鈣銅氧)樣品所觀察到，但往往在溫度趨近於 0 時， σ_1 並不會趨近於 0 而是存在一殘留電導率 σ_0 ，甚至於文獻上也報導有些薄膜或單晶樣品實部電導率 σ_1 在低溫時和溫度沒有線性關係[26]， σ_1 反而隨著溫度降低而增加，最後趨近於一個常數。綜合以上所述，我們認為原因可能是樣品內無序程度的不同，進而影響到準粒子所表現出來的物理行為。

從理論的觀點出發，考慮到在具有無序的樣品中準粒子的基本性質，李(Lee)在 1993 年[27]提出一個理論模式，預期在具有少量雜質的短距離相干 d-波高溫超導體內，位於節點上之準粒子在正常態時的波函數是延伸態，而在超導態時準粒子則處在侷限態(localized)，李的理論認為這些處在侷限態的準粒子將導致微波電導率具有熱活化的行為及熱活化能隙的存在，並且將造成倫敦穿透深度在低溫時趨平(flattening)。李進一步預測當溫度趨近於 0K 時，這些侷限態的準粒子將導致電導趨近於一個常數 $\sigma_0 = \frac{e^2}{2\pi\lambda} \frac{\xi_0}{a}$ ，其中 ξ_0 為相干長度， a 是晶格常數，再從實驗上的觀點，我們認為薄膜樣品更適合於檢測李的

模型。在 2000 年，德斯特與李[28]根據李的模型再進一步提出，此電導常數 $\sigma_0 = \frac{e^2}{2\pi\hbar} \frac{\xi_0}{a}$ 應該被費米修正因子 α^2 跟 vertex 修正因子 β 來修正，其中費米修正因子 α^2 是起因於準粒子跟準粒子間的交互作用力，而 vertex 修正因子 β 則是由於準粒子對雜質正向散射與反向散射的效應不同而來，事實上，費米修正因子 α^2 將引起電荷電流再重新被歸一化(renormalization)。溫跟李在 1997 年[29,30]也提出在 d-波節點上的準粒子，若這些準粒子具有費米液體的性質，則準粒子經由再被歸一化，即可以解釋超流體密度對溫度線性的關係，溫跟李預期在低摻雜跟最佳摻雜區，費米修正因子 α^2 應該小於或等於 1 並與摻雜電洞的濃度無關，本研究基於此，將經由微波量測實驗及其它實驗得輔助以檢測 α^2 與 β 對摻雜電洞濃度的關係，藉以檢測李的模型與溫跟李的模型。

再者，米其氏瓦拉與費雪(Vishveshwara and Fisher)[31]理論上探討準粒子傳輸物理性質將受到樣品內無序狀態很大的影響。他們發現到準粒子若是處在去侷限態(delocalized)，則此種準粒子可在樣品內自由的移動猶如其波函數是一種延伸態，另外一種即是準粒子受到無序(disorder)的影響而處於侷限態，這兩種狀態的準粒子則分別對應到兩種超導相，一是去侷限化的準粒子對應到熱的金屬相，另一則是侷限化的準粒子對應到熱的絕緣相，我們認為在具有雜質的 d-波高

溫超導體中，準粒子在超導態時多相共存的特性是非常有趣的現象，或許這可能指出不均勻相(inhomogeneity phases)在超導機制中[32]扮演一個重要的角色。

由於高溫超導體的高臨界溫度(T_c)、短相干長度與少量的超流體密度，艾莫利跟肯文生(Emery and Kivelson)[33]預期超導有序參數(order parameter)的相位漲落效應(包含熱漲落及量子漲落)扮演一個很重要的角色。基於古典相位漲落模型，艾莫利跟肯文生得出一個相圖，該相圖包含臨界溫度 T_c 及兩個能量尺度 T_θ^{\max} 與 T^{MF} ，其中 T_θ^{\max} 是相位有序溫度之上限，而 T^{MF} 是平均場轉變溫度，他們指出在低摻雜區時， T_θ^{\max} 接近於 T_c ，因此 T_c 取決於 T_θ^{\max} 而非 T^{MF} ，事實上，熱效應所造成的相位漲落也會影響到高溫超導體的傳輸物理行為，例如，鈮鉕銅氧單晶樣品的實部電導率在溫度接近 T_c 時有一尖峰存在。以上這些問題，也是本研究所要探討的。

基於過去的研究，我們利用在鋁酸鐳(LaAlO_3)基板的上、下兩面蒸鍍鈮鉕銅氧 ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) 及摻鈣鈮鉕銅氧($\text{Y}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$)之高溫超導薄膜，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以及微帶線共振器。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。

由於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，亦即可改變樣品的電洞濃度使之涵蓋整個摻雜區，相較於一般微波共振器（利用單晶）只能取得不同樣品間的實驗數據，我們縮小了不同樣品間差異性的因素。再者，藉由這兩者間實驗數據的相互輔助，可提供瞭解高溫超導物理行為之更多訊息，例如雜質對超導態與準粒子傳輸行為的影響，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。

我們的實驗結果顯示對所有的摻雜區而言，在超導態時的準粒子其基本特性皆可用費米液體來描述(如溫跟李的模型)。經由實驗和理論搭配間接得到複數電導率 $\sigma = \sigma_1 - i\sigma_2$ ，我們發現到實部 σ_1 跟虛部 σ_2 都具有熱活化能隙(thermal activation gap)的存在，我們認為這個結果指出古典熱擾動(thermal fluctuations)在高溫態的超導物理行為上扮演一個很重要的角色。若與李(Lee)的模型、艾莫利跟肯文生(Emery and Kivelson)的模型相較，頗具一致性的。再者，我們認為在薄膜樣品中，當 $T < T_c$ 時有約 150~400nm 大小之超導晶粒

(superconducting grains) 埋 在 非 超 導 矩 陣 (non-superconducting matrix) 中，這 在 強 關 聯 電 子 系 統 常 發 現 到，或 許 因 為 有 長 距 離 庫 倫 力 與 顆 粒 邊 界 所 引 起 的 效 應，而 這 種 不 均 勻 結 構 可 視 為 一 種 具 雜 亂 性 組 合 之 Josephson 接 面 網 路。以 上 這 些 結 果 指 出 inhomogeneity 在 此 強 關 聯 電 子 之 超 導 傳 輸 動 力 行 為 中 扮 演 一 個 相 當 重 要 的 角 色。由 此，提 供 在 熱 平 衡 時 一 些 在 不 同 電 洞 濃 度 p 時 一 些 有 關 物 質 性 質 的 能 量 尺 度，諸 如 熱 擾 動 成 對 時 之 溫 度、在 長 距 有 序 參 數 形 成 之 溫 度 等，幫 助 我 們 了 解 相 分 離 (phase separation) 現 象 與 相 熱 擾 動 在 不 同 材 料 參 數 條 件 下，巨 觀 的 高 溫 超 導 傳 輸 物 理 性 質。

二、實驗

本節將介紹高溫超導環型及線型共振器的製作過程及量測。本實驗室利用脈衝雷射(PLD)蒸鍍技術在鋁酸釧基板之兩面蒸鍍釷鉬銅氧及摻鈣鉬鉬銅氧薄膜；脈衝雷射鍍膜技術具有蒸鍍速率高，可作多元素化合物組成蒸鍍，以及不需額外電源即可產生電漿環境等優點。近年來，更因為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。實驗上，我們發現對鉬鉬銅氧薄膜而言，基板溫度在 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，其薄膜樣品量測出來的臨界溫度(T_c)可達 90 K 以上，經過補滿氧步驟後，該鉬鉬銅氧薄膜樣品乃是在最適宜摻雜態，之後，藉由控氧技術控制該鉬鉬銅氧薄膜樣品在低摻雜態。而對摻鈣鉬鉬銅氧薄膜，選擇基板溫度在 760°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，該薄膜樣品量測出來的臨界溫度(T_c)為 60 K 左右，再經由同步輻射及電阻率的量測，確定該摻鈣鉬鉬銅氧薄膜樣品其電洞濃度在過摻雜區(overdoped)。

為了製作環型及線型共振器，我們利用微影蝕刻的方法，將已

蒸鍍完成在兩面都具有超薄薄膜的鋁酸矽基板，其中一面製備成環型或線型圖案，另一面則當接地用，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. 將蒸鍍好在基板兩面具有雙面薄膜的樣品，用氮氣槍清潔其表面，使其沒有塵埃顆粒等附著物，而影響光阻的塗佈。
2. 上光阻，將樣品一面朝上，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 15 秒，4000rpm 旋轉 25 秒的過程，將光阻均勻塗佈在樣品上。
3. 將上完光阻之樣品取下，放進烤箱，以 80°C 的溫度軟烤 12 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。
4. 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。
5. 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，直到出現環型或線型圖案，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，若圖案顯影不完全，則重複顯影步驟直至圖案顯影完

全。

6. 確定顯影完全之後，就可以進行蝕刻。將顯影完之樣品，放在鹽酸以去離子水稀釋 150 倍之溶液中進行蝕刻，約 20 秒鐘即可出現圖案，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。
7. 蝕刻完全之後，在背面塗上光阻並且陰乾，之後，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。

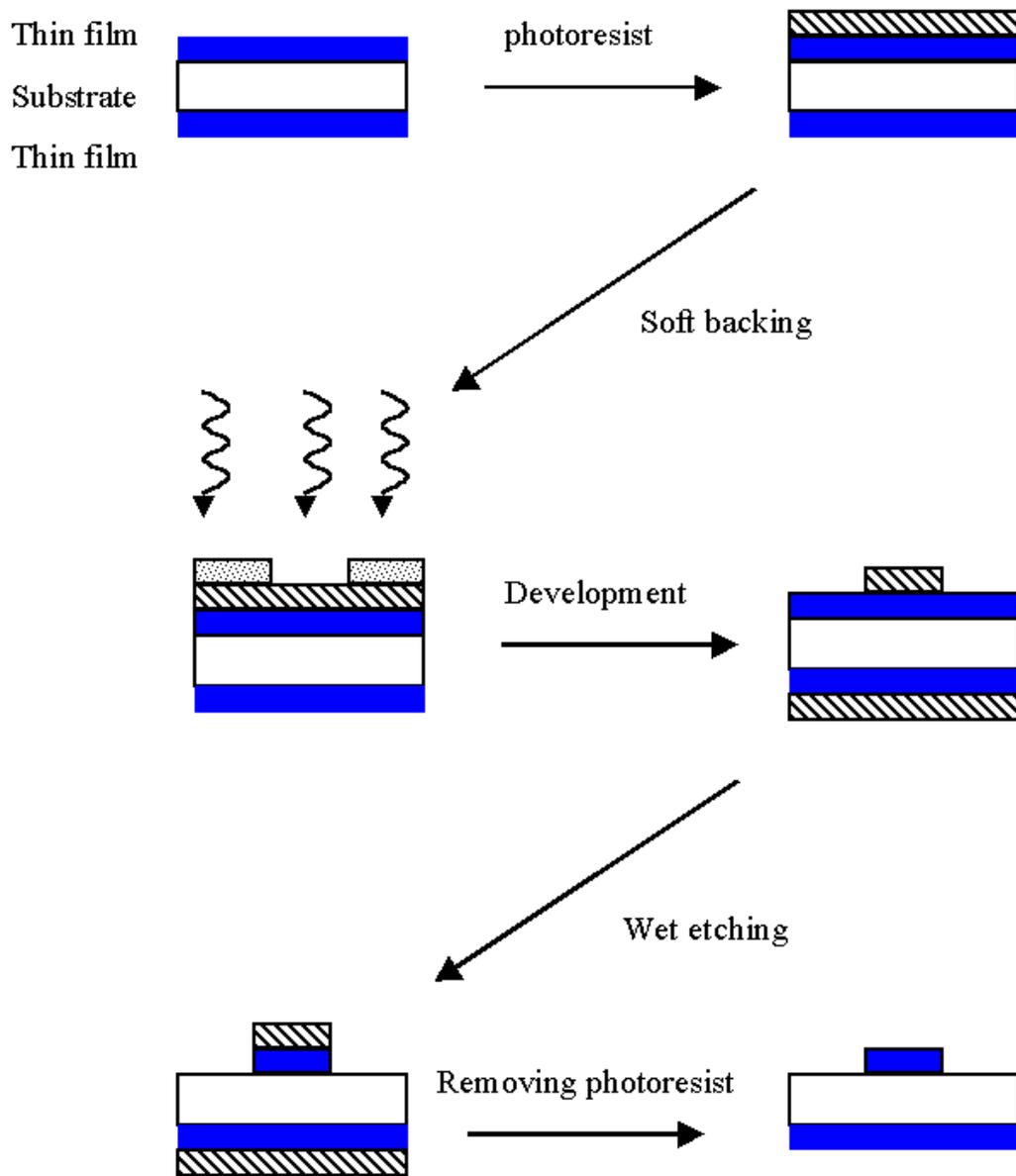


圖 2.1. 製作環型及線型共振器的微影蝕刻流程圖。

● 控氧

(a) 基本概念

為了改變鈮鉬銅氧及摻鈣鈮鉬銅氧薄膜樣品內的電洞濃度，改變樣品內的氧含量是最簡單的方法之一而又不造成晶格的扭曲，因此，我們首先必須確定樣品內的氧含量，傳統上，利用化學滴訂法確定氧含量，也就是將薄膜與塊材一同置於控氧系統中，利用薄膜與塊材相接觸達到平衡後，會擁有相同的氧含量。最後利用化學滴訂法確定塊材的氧含量，就可得薄膜之氧含量。圖 2.2 氧相圖則是源自參考文獻[34]的研究報告。氧相圖中標出多個不同氧含量 YBCO 塊材溫度與壓力的特定點。將相圖中相同氧含量的點連上，可得到特定點的斜率和截距。根據方程式(2-1)則可得到連續溫度變化對氧壓的關係，此即為控氧的主要概念；由此得知改變溫度與壓力可得到特定的氧含量。故在執行實驗時採取較簡易的定點控氧法，即固定一個特定溫度，變換不同的氧壓，來達到不同的氧含量。圖 2.3 則源自參考文獻[35]，分別為 YBCO 薄膜與塊材的氧含量對臨界溫度的關係。所以只需對薄膜而不用對塊材做熱處理，然後再對照此圖，即可得 YBCO 之氧含量。

$$\log P = a \frac{1000}{T} + b \quad (2-1)$$

P：壓力, T：溫度

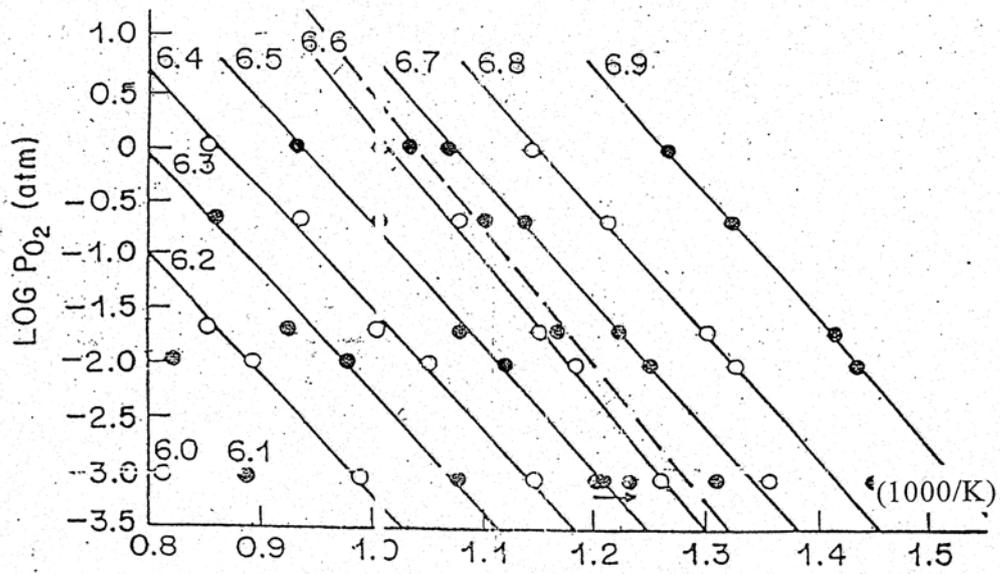


圖 2.2. 鈮鋇銅氧塊材之溫度與壓力的相圖。

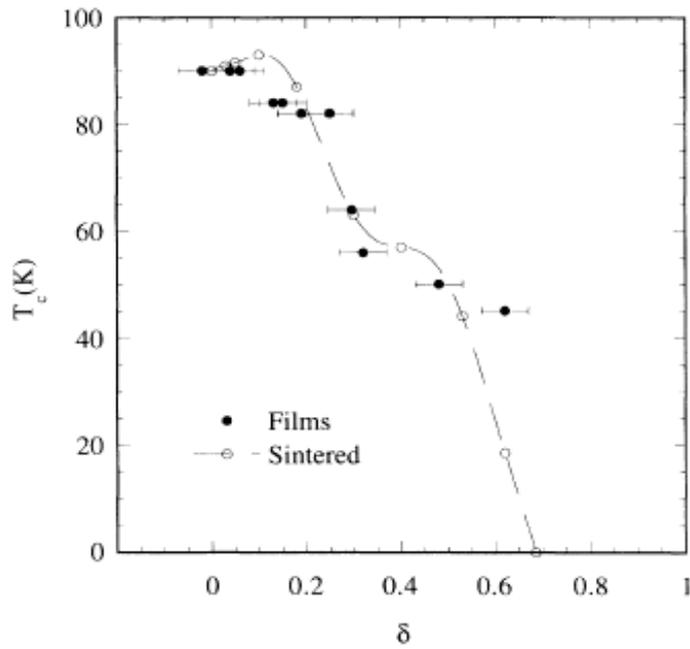


圖 2.3. 鈮鋇銅氧薄膜與塊材的氧含量對臨界溫度的關係圖。

(b) 控氧系統與流程

在控溫系統方面我們使用高溫爐和溫控器來控制溫度。在真空系統方面，由渦輪分子幫浦、油迴轉幫浦負責抽真空，控氧的過程如下：

1. 將薄膜放在石英管內，然後再將石英管置入高溫爐中。
2. 開始抽真空，當石英管內的壓力降至 2×10^{-5} torr 以下，然後執行升溫程式，在溫度到達 450°C 時，此時要關掉抽氣幫浦的閥門，放氧至目標壓力，進行 30 分鐘的熱處理。
3. 熱處理完成之後，將石英管放入以冰塊中進行淬冷(quench)，如此即完成控氧動作。

● 微波量測

本實驗室的微波量測系統如圖 2.4 所示，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 20~22°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(包括環型及線型共振器)兩端的耦合線必須與量測盒上的耦合尖端接觸並對齊，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，然後將其放入真空室內。
3. 將此真空室的壓力抽至 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. 此時真空室的溫度會急速下降，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. 將真空室接上幫浦，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。

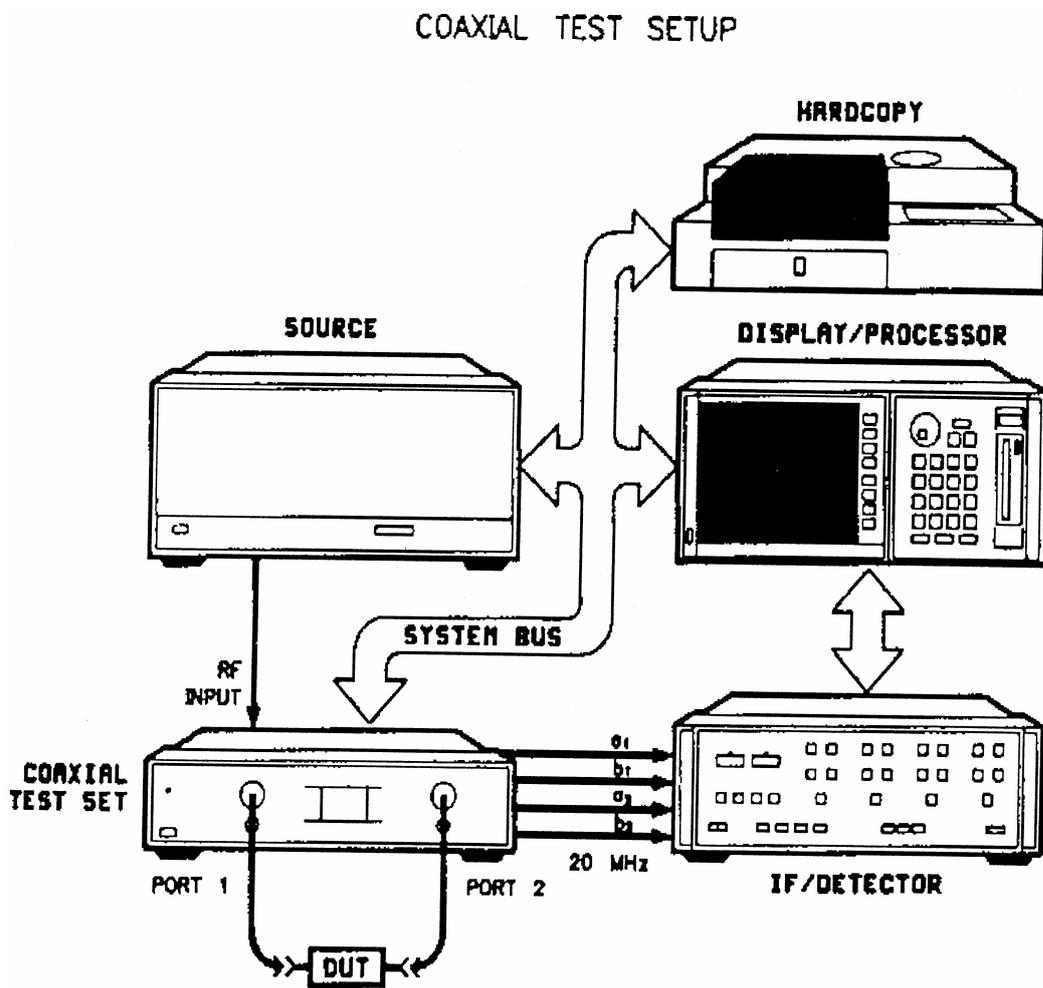


圖 2.4 微波量測系統

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對溫度的關係。另外，我們經由量測元件的非負載品質因子 Q_0 (unloaded Q-factor) 可間接得到元件的表面電阻，再利用二流體模型估算出超導體實部電導率 σ_1 與虛部電導率 σ_2 ，這些訊息不但可以使我們了解 d-wave 超導體於超導態時準粒子的奇異行為及準粒子的基本性質，更進一步地，經由分析實部電導率 σ_1 與虛部電導率 σ_2 對溫度的關係，我們可以檢測一些關於高溫超導體準粒子性質的理論模型，如李(Lee)的模型、米其氏瓦拉-費雪(Vishveshwara and Fisher)的模型，幫助我們瞭解在具有不同程度無序(disorder)的樣品，在電磁場作用下準粒子及古柏對之物理行為，藉此或許可以揭開形成古柏對之超導物理機制。因此本實驗以環型及線型微帶線共振器作為量測超導體微波性質之工具，來取得上述之重要物理量。

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 (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信號，也會有實際上的困難，原因乃是寄生電容或電感效應的影響。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。因此，在向量微波網路分析儀中，直接測量入射信號、反射信號與透射信號的乃是散射參數 S 。

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：

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

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

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。

插入損耗(Insertion loss IL)的定義為：

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

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

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

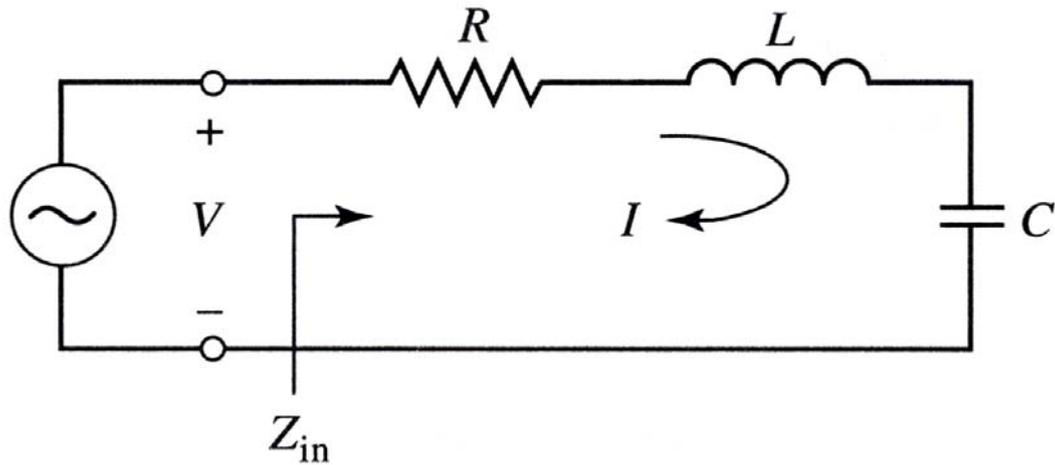


圖 3.1 串聯 RLC 共振電路。

送入此共振電路的複數功率為

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

被電阻 R 所消耗的功率為

$$P_{loss} = \frac{1}{2} |I|^2 R. \tag{3-9}$$

儲存於電感 L 中的平均磁能為

$$W_m = \frac{1}{4} |I|^2 L. \tag{3-10}$$

儲存於電容 C 中的平均電能為

$$W_e = \frac{1}{4} |V_c|^2 C = \frac{1}{4} |I|^2 \frac{1}{\omega^2 C}. \tag{3-11}$$

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

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

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

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

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：

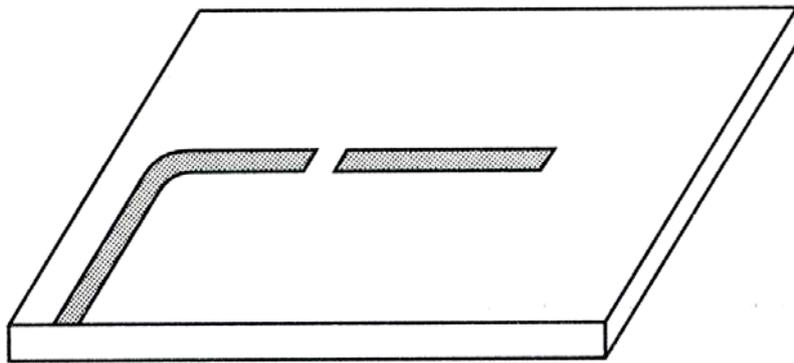


圖 3.2 微帶傳輸線與微帶餽入線間間隙耦合。

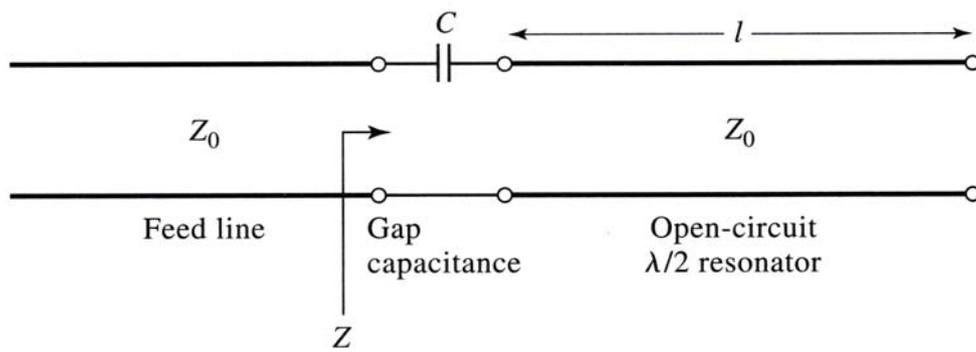
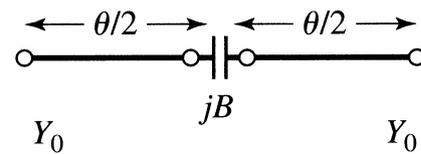


圖 3.3 間隙耦合微帶線共振器的等效電路。



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

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

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

Admittance inverters

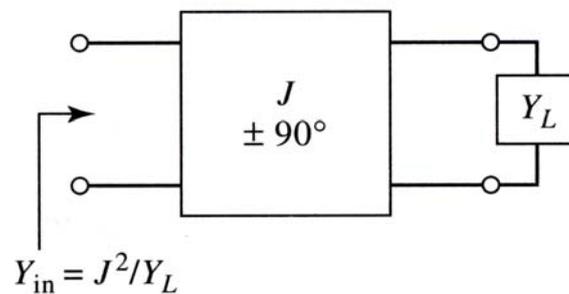


圖 3.4 導納轉換子與其電路。

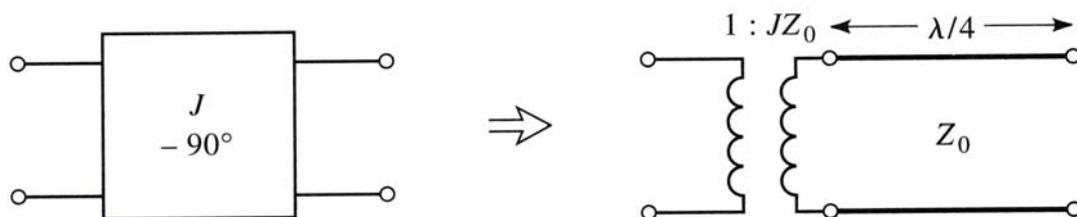


圖 3.5 導納轉換子與其等效電路。

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

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

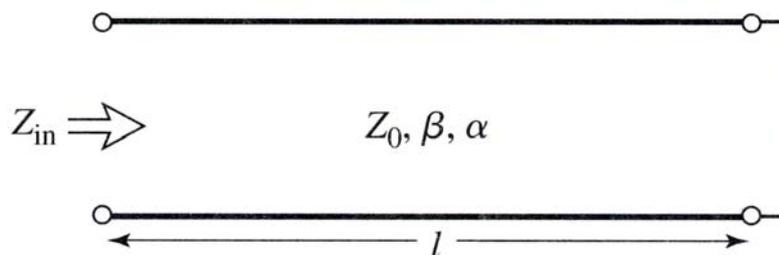


圖 3-6 一端短路的傳輸線。

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種，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矽的基板之上，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

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

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

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

由 $E = ZH$ ，上式可寫為

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

其中 λ 為穿透深度。根據後面的討論，上式積分可寫為

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

其中 Γ 是幾何因子，和共振器的幾何形狀與穿透深度 λ 有關。

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：

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

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與複數電導率的關係，最後，我們利用張的公式及 THz 等實驗的輔助，幫助我們找出在不同溫度時的穿透深度。

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，不會因為與晶格碰撞而產生能量損失，因此，在外加電場作用下，超導電子對的運動方程式可寫為：

$$2m \frac{d\vec{v}_s}{dt} = -2e\vec{E}, \quad (3-38)$$

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，正常電子的傳輸行為也可以下列方程式表示：

$$m \frac{d\vec{v}_n}{dt} + m \frac{\vec{v}_n}{\tau} = -e\vec{E}, \quad (3-39)$$

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。更進一步地，超導電流密度與正常電流密度分別可表示為：

$$\vec{J}_s = -n_s e \vec{v}_s, \quad (3-40)$$

$$\vec{J}_n = -n_n e \vec{v}_n. \quad (3-41)$$

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

$$\Lambda \frac{\partial \vec{J}_s}{\partial t} = \vec{E}. \quad (3-42)$$

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

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

利用法拉第定律

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

可得

$$\Lambda \nabla \times \vec{J}_s = -\vec{B}. \quad (3-45)$$

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：

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

且其超導電流密度與正常電流密度分別可表示為：

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

總電流密度與電場的關係為：

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

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：

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

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 $(\omega\tau)^2 \ll 1$ ($f < 10^{11} \text{ Hz}$)， 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，我們藉由製做鈮鈹銅氧及摻鈣鈮鈹銅氧之高溫超導薄膜，來達到相同的表面平整度，之後，藉由控制樣品內的氧含量，來增加薄膜樣品內的無序，由此觀察無序對薄膜平整度與準粒子傳輸行為的影響。事實上，當電磁波入射到此超導體，電磁場只能深入在離表面 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 分別為表面電阻與表面電抗。

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，THz 等實驗[36]已發表量測薄膜樣品之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 $\lambda(T)$ 。再利用張氏(W.K Chang)對超導微條型共振器所做的計算[37,38]，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 $\frac{f(T)}{f_0}$ ；之後，利用張的公式與微波量測實驗量得的 $\frac{f(T)}{f_0}$ 作數值擬合(在 $0.3T_c < T < 0.6T_c$ 間)，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，已在之前提過，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鍍基版，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，量測共振器的非負載品質因子在實際上可表示為：

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

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_{n_0} 才能適用，我們稱 X_{n_0} 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：

$$\frac{n_n(T)}{n_s(T)} = \frac{1}{(1 - X_{n_0}) \left[\frac{\lambda^2(5K)}{\lambda^2(T)} \right]} - 1. \quad (3-70)$$

由文獻中實驗所量測之散射時間，如羅志偉博士[39]利用 THz 量測 ab 平面上準粒子散射時間在低溫時約為 3×10^{-12} S，而我們的環型共振器其共振器頻率在 3.62 GHz，因此利用(3-69)式可得 $f(\omega\tau)$ 的值為 0.067，因此 X_{n_0} 可表示為：

$$X_{n_0} = \frac{14.92\sigma_1(5K)}{14.92\sigma_1(5K) + \sigma_s(5K)}. \quad (3-71)$$

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

$$a = \frac{\frac{\sigma_1(T)/\sigma_s(T)}{\lambda^2(T)/\lambda^2(5K)} - 1}{1 - X_{n_0}}.$$

四、實驗結果與討論

我們已經完成利用脈衝雷射蒸鍍法(PLD)在鋁酸鐳(LAO)基板上、下兩面蒸鍍鈮鉕銅氧($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$)及摻鈣鈮鉕銅氧($\text{Y}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$)薄膜等樣品的製作，藉由控氧技術，我們可以控制樣品氧含量的多寡，等同於控制樣品的電洞濃度，致使電洞濃度可以涵蓋整個摻雜區，表 4.1 列出環型共振器的實驗結果，表 4.2 則列出線型共振器的實驗結果，我們採取以下的經驗公式來決定電洞濃度

p :

$$\frac{T_c}{T_{c,\max}} = 1 - 82.6(p - 0.16)^2, \quad (4-1)$$

其中 T_c 為臨界溫度，而 $T_{c,\max}$ 為最高的臨界溫度。對鈮鉕銅氧($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$)薄膜而言，我們採取 $T_{c,\max} = 91\text{K}$ ，對摻鈣的鈮鉕銅氧薄膜($\text{Y}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$)而言，我們採取 $T_{c,\max} = 84\text{K}$ 。

	Oxygen content (7- δ)	T_c (K)	Hole concentrations p
YC010105A YBCO	6.95	91	0.160
	6.9	90	0.148
	6.85	86	0.134
	6.7	63	0.098
	6.6	54.5	0.090
	6.5	36.4	0.074
Ca-Y040305A Ca-YBCO	6.95	60	0.218
	6.88	68.5	0.207
	6.85	78.5	0.188
	6.76	73.5	0.121
	6.74	68	0.111
	6.5	48.5	0.088

表 4.1. 環型共振器的實驗結果與對應到各種不同的電洞濃度 p 。

	Oxygen content (7- δ)	T_c (K)	Hole concentrations p
YC020309A YBCO	6.9	90	0.148
	6.72	69.5	0.106
	6.6	54.5	0.090
YC050109A YBCO	6.9	90	0.148
	6.48	49	0.085
	6.45	22	0.064
YC050514A YBCO	6.9	90	0.148
	6.75	80.5	0.122
YC050705A YBCO	6.9	90	0.148
	6.47	43	0.080
Ca-Y050406A Ca-YBCO	6.95	61	0.217
	6.87	74.5	0.197
	6.65	62	0.103
	6.5	52.5	0.092
	6.15	42.5	0.082
	6.1	37.5	0.078
Ca-Y050527A Ca-YBCO	6.9	74.5	0.197
	6.6	53	0.093

表 4.2. 線型共振器的實驗結果與對應到各種不同的電洞濃度 p 。

圖 4.1 顯示鈮鉕銅氧 ($YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$) 及摻鈣鈮鉕銅氧 ($Y_{0.7}Ca_{0.3}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$) 薄膜之 T_c 與電洞濃度關係圖，圖中顯示在過摻雜區時，雖然電洞的濃度增加但 T_c 反而降低，圖 4.1 之插入圖是鈮鉕銅氧及摻鈣鈮鉕銅氧薄膜之 T_c 對 $T_{c,max}$ 正規化後與電洞濃度關係圖，經由插入圖的佐證，我們認為用公式(4-1)來求取樣品的電洞濃度是合理的。

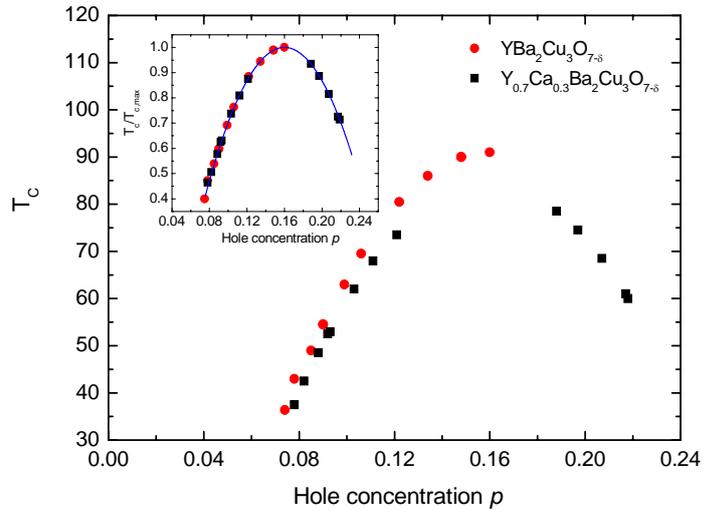


圖 4.1. 鈮鉕銅氧及摻鈣鈮鉕銅氧薄膜之 T_c 與電洞濃度關係圖，插入圖是鈮鉕銅氧及摻鈣鈮鉕銅氧薄膜之 T_c 對 $T_{c,max}$ 正規化後與電洞濃度關係圖。

4.1 共振頻率與穿透深度

我們將蒸鍍鈮鉕銅氧及摻鈣鈮鉕銅氧薄膜之樣品製做成環型及線型共振器(鈮鉕銅氧薄膜環型共振器、摻鈣鈮鉕銅氧薄膜環型共振器、鈮鉕銅氧薄膜線型共振器與摻鈣鈮鉕銅氧薄膜線型共振器)，製作微波共振器的好處乃是因其可以直接結合傳統微波電路模型，並且只需考慮到超導體的特有超導性質，如穿透深度，事實上，高溫超導微波元件，其場皆侷限在表面邊緣之穿透深度裡，因此藉由量測共振頻率可以得知超導體之穿透深度。另一方面，根據微波理論及電路模型，從量測共振器之共振頻率的變化，可估算基板之介電常數，或者

是採用等效互感模型來說明具有不同空隙位置時共振頻率分裂結果，這些工作已被本研究群詳細的討論過並發表在許多期刊上[6]。

圖 4.2 顯示鈇鋇銅氧薄膜環型共振器在不同電洞濃度 $p=0.16, 0.148, 0.134, 0.098, 0.090, 0.074$ 時其共振頻率($f \approx 3.6$ GHz at 5K) 隨溫度變化的關係圖，當溫度 T 接近 T_c 時，共振頻率急劇的變化減少著，而當溫度降低時，共振頻率 f 隨溫度降低而升高，並且由圖 4.2 中也可看出共振頻率隨著電洞濃度增加而增加，圖 4.2 之插入圖顯示歸一化之共振頻率 $f/f(5K)$ 對歸一化之溫度 T/T_c 的關係圖，在 $T < 0.6T_c$ 時， $f/f(5K)$ 與電洞濃度無關，圖 4.3 顯示摻鈣鈇鋇銅氧薄膜環型共振器在不同電洞濃度 $p=0.218, 0.207, 0.188, 0.121, 0.111, 0.088$ 時其共振頻率($f \approx 3.6$ GHz at 5K) 隨溫度變化的關係圖，其共振頻率隨溫度變化的特性與鈇鋇銅氧薄膜環型共振器相同，但在過摻雜區時 ($p=0.218, 0.207, 0.188$)，圖 4.3 顯示共振頻率隨著電洞濃度增加而減少，圖 4.3 之插入圖顯示歸一化之共振頻率 $f/f(5K)$ 對歸一化之溫度 T/T_c 的關係圖，在 $T < 0.6T_c$ 時， $f/f(5K)$ 與電洞濃度無關。圖 4.4 與圖 4.5 分別顯示鈇鋇銅氧及摻鈣鈇鋇銅氧薄膜之線型共振器的共振頻率隨溫度變化關係圖，溫度在 5K 時其共振頻率 $f \approx 5.2$ GHz，並且其共振頻率隨溫度及電洞變化關係圖和圖 4.2 與圖 4.3 相同。圖 4.6 顯示鈇鋇銅氧薄膜環型共振器其共振頻率的變化

$-\Delta f(T)/f(5K)=1-f(T)/f(5K)$ 與歸一化溫度 T/T_c 的關係圖，在 $T < 0.1T_c$ 時，共振頻率的變化 $-\Delta f(T)/f(5K)$ 幾乎趨平而不變，我們推測這是準粒子被侷限化的效應，稍後將得到證實，圖 4.7、圖 4.8 與圖 4.9 分別顯示摻鈣鈮鉬銅氧薄膜之環型共振器、鈮鉬銅氧及摻鈣鈮鉬銅氧薄膜之線型共振器的共振頻率變化 $-\Delta f(T)/f(5K)=1-f(T)/f(5K)$ ，同樣的結果顯示在 $T < 0.1T_c$ 時，共振頻率的變化 $-\Delta f(T)/f(5K)$ 幾乎不變。

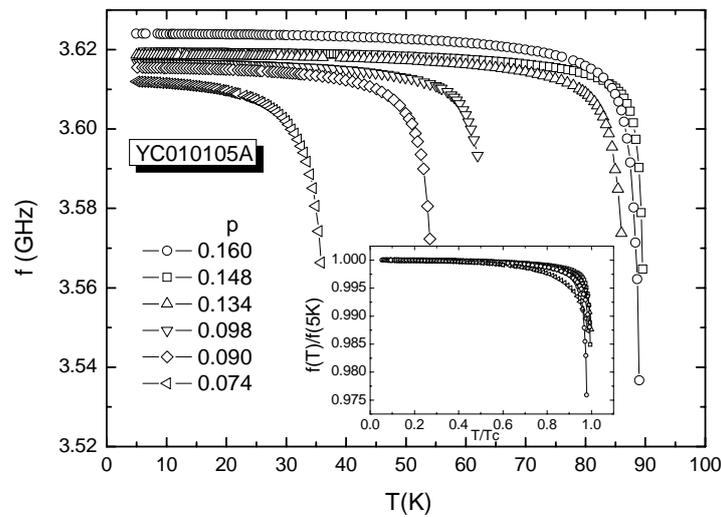


圖 4.2 鈮鉬銅氧薄膜環型共振器在不同電洞濃度時其共振頻率 f 隨溫度變化的關係圖，插入圖是歸一化之共振頻率 $f/f(5K)$ 對歸一化之溫度 T/T_c 的關係圖。

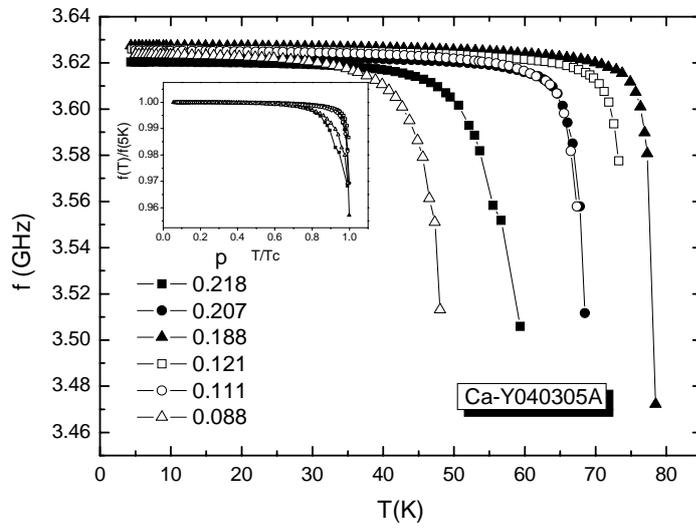


圖 4.3 摻鈣釷鋇銅氧薄膜環型共振器在不同電洞濃度時其共振頻率 f 隨溫度變化的關係圖，插入圖是歸一化之共振頻率 $f/f(5K)$ 對歸一化之溫度 T/T_c 的關係圖。

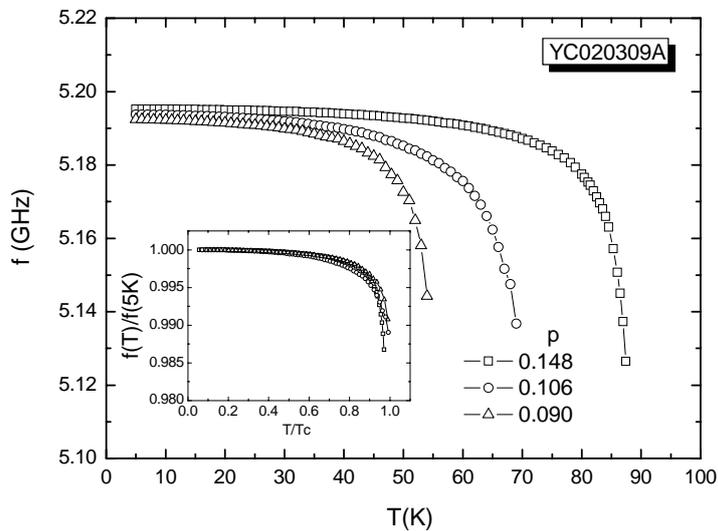


圖 4.4 釷鋇銅氧薄膜線型共振器在不同電洞濃度時其共振頻率 f 隨溫度變化的關係圖，插入圖是歸一化之共振頻率 $f/f(5K)$ 對歸一化之溫度 T/T_c 的關係圖。

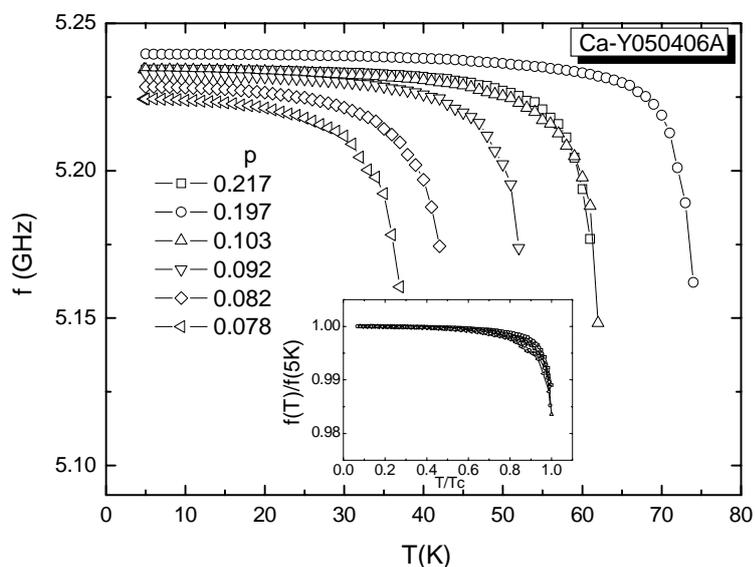


圖 4.5 摻鈣鈮鋇銅氧薄膜線型共振器在不同電洞濃度時其共振頻率 f 隨溫度變化的關係圖，插入圖是歸一化之共振頻率 $f/f(5K)$ 對歸一化之溫度 T/T_c 的關係圖。

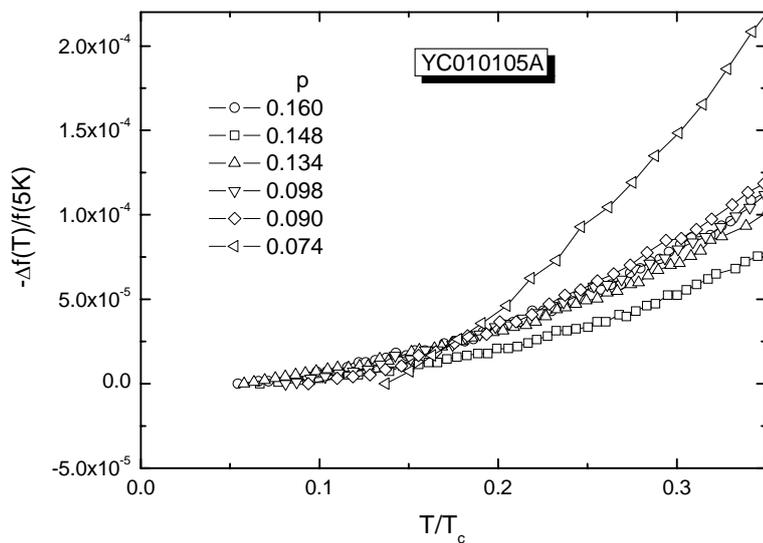


圖 4.6 鈮鋇銅氧薄膜環型共振器的共振頻率的變化 $-\Delta f(T)/f(5K)$ 與歸一化溫度 T/T_c 的關係圖。

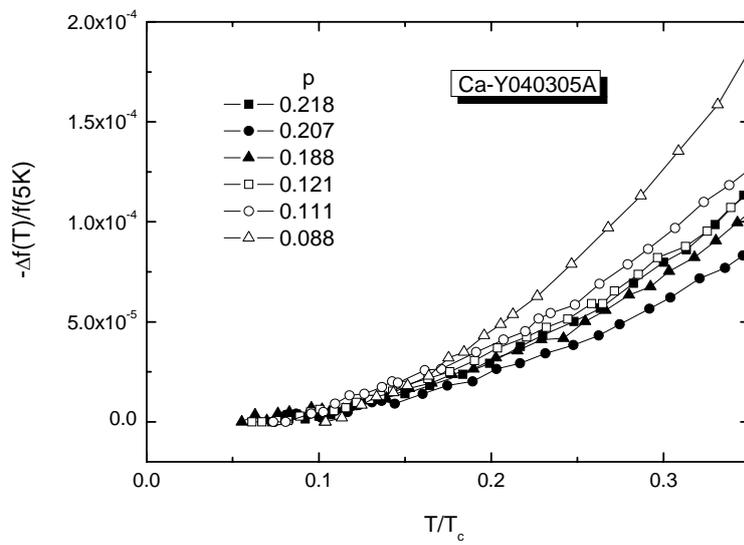


圖 4.7 摻鈣鈮鋇銅氧薄膜環型共振器的共振頻率的變化 $-\Delta f(T)/f(5K)$ 與歸一化溫度 T/T_c 的關係圖。

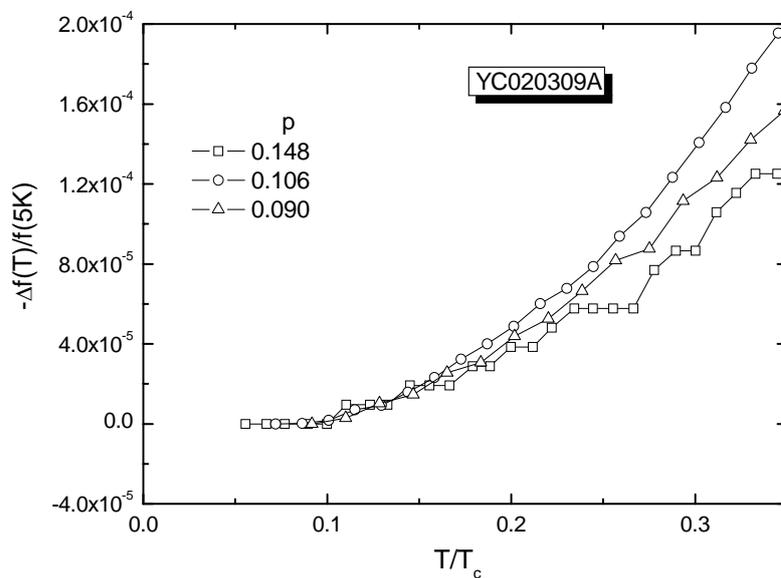


圖 4.8 鈮鋇銅氧薄膜線型共振器的共振頻率的變化 $-\Delta f(T)/f(5K)$ 與歸一化溫度 T/T_c 的關係圖。

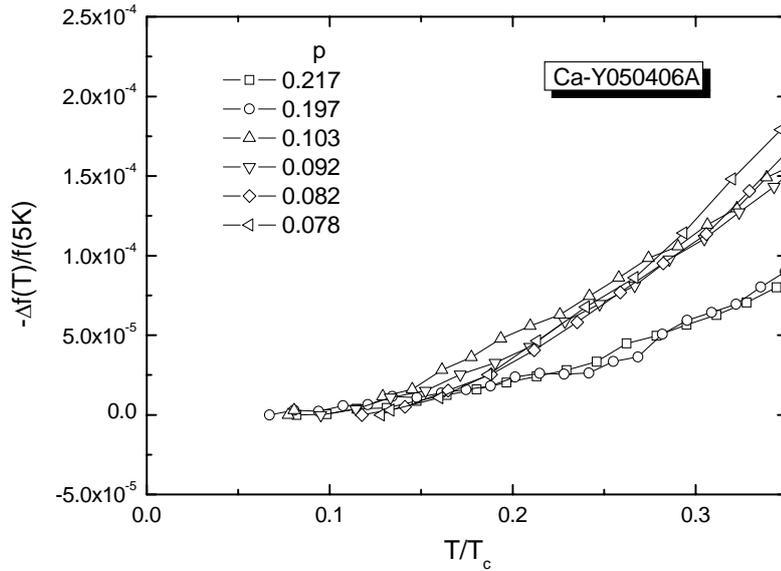


圖 4.9 摻鈣鈮鉬銅氧薄膜線型共振器的共振頻率的變化 $-\Delta f(T)/f(5K)$ 與歸一化溫度 T/T_c 的關係圖。

利用上述共振頻率對溫度的關係，我們可以求得各個樣品的倫敦穿透深度。首先利用 THz 量測等實驗上的經驗公式[36]：

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

代入 Chang 的公式：

$$\frac{f(T)}{f_0} = \frac{\sqrt{1 + \lambda_0/h[2/\tanh(t/\lambda_0) + g/\sinh(t/\lambda_0)]}}{\sqrt{1 + \lambda(T)/h[2/\tanh(t/\lambda(T)) + g/\sinh(t/\lambda(T))]}}. \quad (4-3)$$

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，我們利用數值擬合的方法在 $0.3T_c < T < 0.6T_c$ 間擬合 $\frac{f(T)}{f_0}$ ，進一步得到在 5K 時的穿透深度 $\lambda(5K)$ 與穿透深度對溫度的變化 $\lambda(T)$ 。

圖 4.10(a)與圖 4.10(b)分別顯示鈮鉬銅氧薄膜環型共振器在電洞濃度

$p=0.16$ 及 $p=0.09$ 時的擬合結果(圓形)，其中對 $p=0.16$ 時 $\lambda(5K)=145.7\text{nm}$ 與對 $p=0.19$ 時 $\lambda(5K)=195.7\text{nm}$ ，圖 4.11(a)與圖 4.11(b)分別顯示摻鈣釷銅氧薄膜環型共振器在電洞濃度 $p=0.218$ 及 $p=0.111$ 時的擬合結果(圓形)，其中對 $p=0.218$ 時 $\lambda(5K)=212\text{nm}$ 與對 $p=0.111$ 時 $\lambda(5K)=202.7\text{nm}$ ，而所有摻雜區內所求出的穿透深度對電洞濃度 p 做圖，如圖 4.12 所示，在低摻雜區時穿透深度隨著電洞濃度增加而減少，而在過摻雜區時，穿透深度隨著電洞濃度增加而增加。

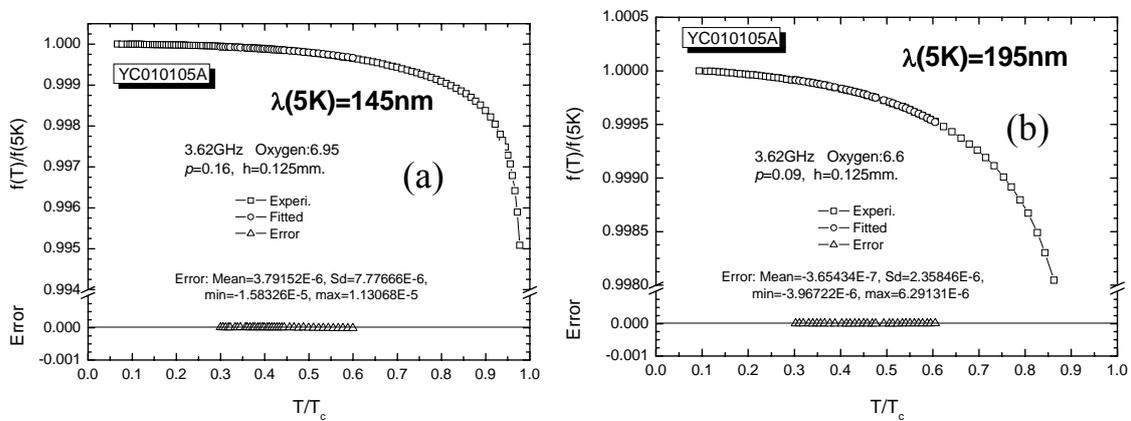


圖 4.10 鈳釷銅氧薄膜環型共振器在電洞濃度(a) $p=0.16$ 及(b) $p=0.09$ 時之歸一化共振頻率 $f(T)/f(5K)$ 的擬合結果(圓形)。

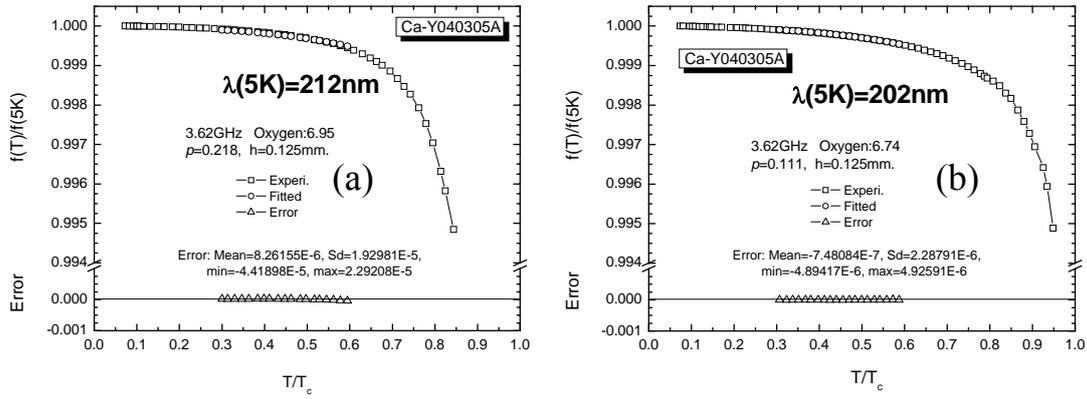


圖 4.11 摻鈣鈮鋇銅氧薄膜環型共振器在電洞濃度(a) $p=0.218$ 及 (b) $p=0.111$ 時之歸一化共振頻率 $f(T)/f(5K)$ 的擬合結果(圓形)。

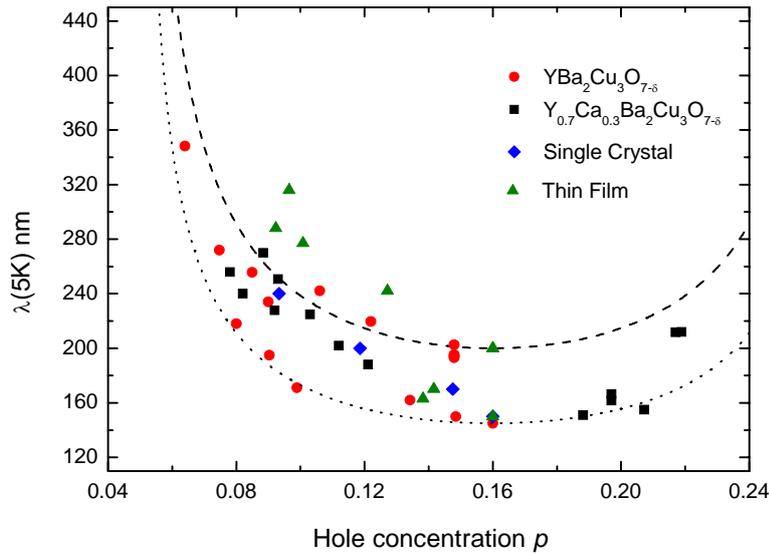


圖 4.12 在 5K 時的穿透深度對不同電洞濃度 p 的關係圖。

再進一步地，經由穿透深度隨溫度的變化，再藉由 BCS d-wave 模式的輔助，如(4-4)式：

$$\Delta\lambda(T) \cong \left[\frac{\lambda_0 \ln 2}{\Delta_0} \right] T, \quad (4-4)$$

我們就可得出在 0K 時超導能隙的大小，圖 4.13 顯示在 0K 時超導能隙的大小對不同電洞濃度 p 的關係圖，將所有量到的超導能隙的大小取平均值後約為 5.4 ± 0.7 ，這個數值和 Bonn 等人量測的超導能隙的大小頗為一致。這個數值大約與超導體理論所預測的穿透深度相符合。

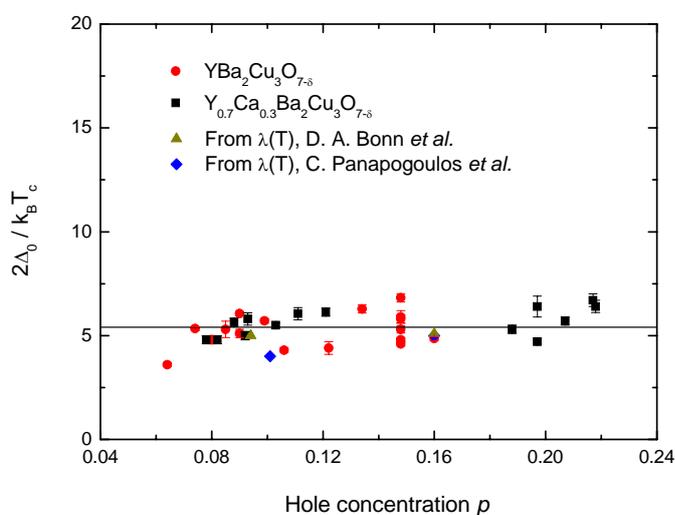


圖 4.13 在 0K 時超導能隙的大小 $\frac{2\Delta_0}{k_B T_c}$ 對不同電洞濃度 p 的關係圖。

將在 5K 時的超流體密度 $1/\lambda^2(5K)$ 對 $T_c/T_{c,max}$ 做圖，如圖 4.14 所示，在低摻雜區時顯示 $\frac{1}{\lambda^2(5K)} \propto T_c$ ，這也就是熟知的 Uemura 關係式，而在最適宜摻雜時， T_c 對 $1/\lambda^2(5K)$ 的變化關係不大而近似於一個平台，在過摻雜區時， T_c 對 $1/\lambda^2(5K)$ 的變化關係又回到 Uemura 關係式。

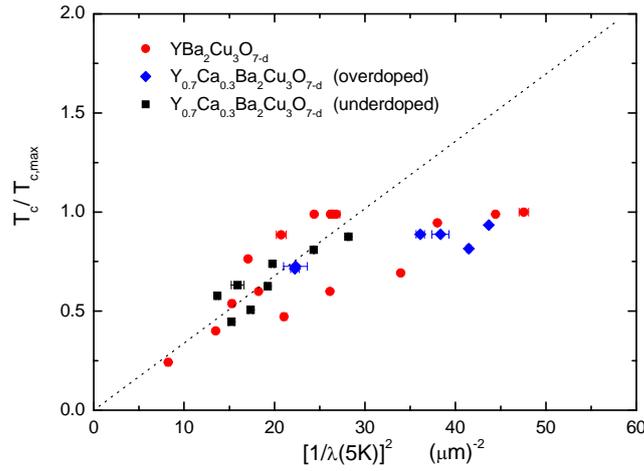


圖 4.14 在 5K 時的超流體密度 $1/\lambda^2(5K)$ 對 $T_c/T_{c,max}$ 的關係圖。

4.1.1 費米液體修正因子

圖 4.15(a)與圖 4.15(b)顯示在 $T < 0.35T_c$ 時鈮鈹銅氧及摻鈣鈮鈹銅氧薄膜環型共振器之超流體密度對正規化溫度 T/T_c 的關係曲線圖，我們觀測到在 $0.1T_c \leq T \leq 0.3T_c$ 超流體密度 $1/\lambda^2(T)$ 對溫度有線性關係，進一步採用一線性關係來擬合此區間之超流體密度，如圖 4.15(a)與圖 4.15(b)中的實線，表 4.3 並給出對環型共振器之不同摻雜電洞濃度該擬合的斜率值，表 4.4 則列出對線型共振器之不同摻雜電洞濃度該擬合的斜率值，由此斜率值，我們可以去檢測一些理論模式，特別是溫與李的理論模式，幫助我們進一步了解準粒子的基本性質。溫跟李的理論認為在 d-wave 的配對節點上熱激發準粒子在低溫時隨溫度的關係如下：

$$\frac{n_n(T)}{m} = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{k_B}{\hbar^2} \frac{n}{d} \alpha^2 \left(\frac{v_F}{v_2} \right) T, \quad (4-5)$$

其中 m 是載子質量， d/n 是沿著 c 軸 CuO_2 平面的平均距離， v_F 及 v_2 是在 d -wave 節點上正交及橫切費米面之準粒子的速度， α^2 是費米液體修正因子以修正準粒子間的交互作用力，溫跟李的理論預期 $\alpha \leq 1$ 並且 α 與摻雜電洞濃度無關。

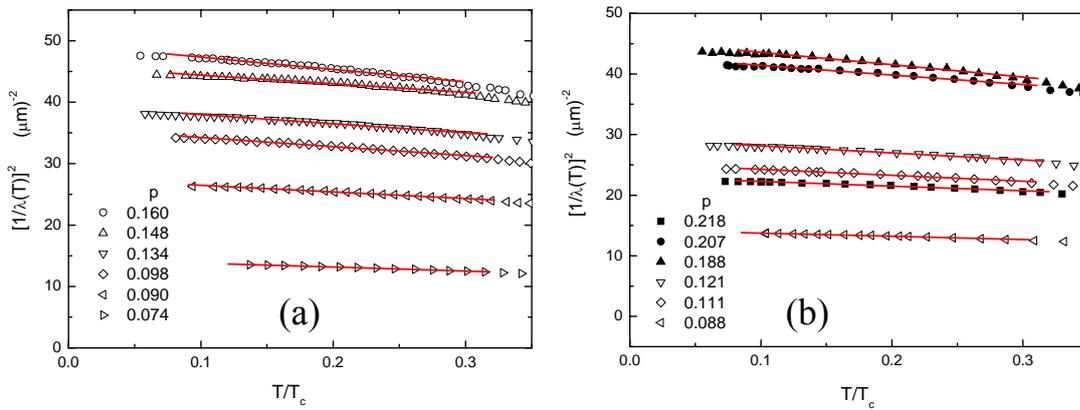


圖 4.15(a) 鈇銀銅氧及 (b) 摻鈣鈇銀銅氧薄膜環型共振器之超流體密度對正規化溫度 T/T_c (在 $T < 0.35T_c$ 時) 的關係曲線圖。

另一方面，經由電荷守恆與倫敦理論模式我們得到準粒子密度與超流體密度之關係為 $n_s(T)/m = n_s(0)/m - n_n(T)/m = 1/\mu_0 e^2 \lambda^2(T)$ ，並且得斯特與李計算 d -wave 激發態準粒子其殘留熱導率 κ_0/T 可表示為：

$$\frac{\kappa_0}{T} = \frac{k_B^2}{3\hbar} \left(\frac{n}{d}\right) \left(\frac{v_F}{v_2} + \frac{v_2}{v_F}\right) \approx \frac{k_B^2}{3\hbar} \left(\frac{n}{d}\right) \left(\frac{v_F}{v_2}\right). \quad (4-6)$$

因此，實驗上量測殘留熱導率 κ_0/T 可以求出 v_F/v_2 之值。經由 $n_s(T)/m = n_s(0)/m - n_n(T)/m = 1/\mu_0 e^2 \lambda^2(T)$ 與 (4-5) 式及 (4-6) 式，我們得到 (4-7) 式，如下：

$$\frac{d\lambda^{-2}(T)}{dT} = -2.93 \times 10^{13} \frac{\kappa_0}{T} \alpha^2. \quad (4-7)$$

所以，費米液體修正因子 α^2 可以經由超流體密度的斜率 $d\lambda^{-2}(T)/dT$ 與 κ_0/T 而得出，事實上，撒樂連等人(Sutherland et al.)在2003年已經報告鈮鉬銅氧薄膜在不同摻雜濃度下的殘留熱導率 κ_0/T 之值，藉此，我們可以得出 α^2 之值。表4.3列出環型共振器在不同電洞濃度下 α^2 的數值，表4.4則列出線型共振器在不同電洞濃度下 α^2 的數值。

	Hole concentrations p	$\lambda(5K)$ nm	$-d(1/\lambda^2(T))/d(T/T_c)$ (μm^{-2})	v_F/v_2	α^2
YC010105A YBCO	0.160	145.7±0.8	20±0.4	11.5	0.65
	0.148	150.7±0.3	14±0.4	11.1	0.47
	0.134	162.2±0.2	14.6±0.3	10.6	0.54
	0.098	171.6±0.4	14.6±0.3	9.4	0.83
	0.090	195.7±0.2	10.8±0.2	9.1	0.74
	0.074	272.0±0.3	6.4±0.1	8.5	0.70
Ca-Y040305A Ca-YBCO	0.218	212.0±2.3	7.7±0.3	23.1	0.18
	0.207	155.3±0.4	15.9±0.5	20.9	0.37
	0.188	151.3±0.2	20.4±0.6	17.1	0.51
	0.121	188.4±0.2	11.6±0.3	10.1	0.53
	0.111	202.7±0.2	9.7±0.3	9.8	0.49
	0.088	270.4±1.4	5.3±0.1	9.0	0.41

表 4.3. 環型共振器在不同電洞濃度下 α^2 的數值。

	Hole concentrations p	$\lambda(5K)$ nm	$-d(1/\lambda^2(T))/d(T/T_c)$ (μm^{-2})	v_F/v_2	α^2
YC020309A YBCO	0.148	195.4±0.8	11.6±0.5	11.1	0.39
	0.106	242.0±0.7	8.7±0.4	9.6	0.44
	0.090	234.1±0.8	8.4±0.4	9.1	0.57
YC050109A YBCO	0.148	202.5±0.4	12.6±0.4	11.1	0.43
	0.085	255.7±2.2	6.9±0.5	8.8	0.54
	0.064	348.3±5.5	*	*	*
YC050514A YBCO	0.148	194.3±0.8	13±0.4	11.1	0.44
	0.122	219.6±2.9	10.2±1.3	10.1	0.42
YC050705A YBCO	0.148	193.1±1.4	11.2±1.3	11.1	0.38
	0.080	217.9±1.4	9.3±0.5	8.7	0.84
Ca-Y050406A Ca-YBCO	0.217	211.7±6.2	6.3±0.4	22.9	0.15
	0.197	166.4±1.1	11.5±1.0	18.9	0.27
	0.103	224.9±1.0	8.8±0.7	9.5	0.51
	0.092	227.9±0.9	9.1±0.4	9.2	0.64
	0.082	240.0±1.8	8.4±0.4	8.7	0.77
	0.078	256.0±2.6	7.3±0.4	8.6	0.77
Ca-Y050527A Ca-YBCO	0.197	161.5±2.0	15.9±0.9	18.9	0.38
	0.093	250.6±5.5	5.4±0.3	9.2	0.37

表 4.4. 線型共振器在不同電洞濃度下 α^2 的數值。

圖 4.16 顯示 α 對不同電洞濃度 p 的關係曲線圖，由圖 4.16 中顯示對所有摻雜區 $\alpha < 1$ 並且 α 幾乎和摻雜電洞濃度無關，這個結果和溫與李的理論模型預期一致，因此，實驗結果顯示鈮鉕銅氧及摻鈣鈮鉕銅氧薄膜的準粒子在超導態時其基本性質是費米液體。

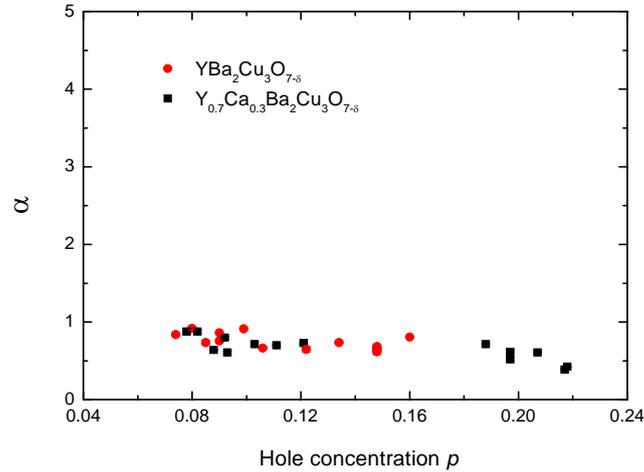


圖 4.16 費米液體修正因子 α 對不同電洞濃度 p 的關係圖。

4.2 表面阻抗與複數電導率

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：

$$R_s(T) = \frac{\Gamma}{Q_0(T)}. \quad (4-8)$$

另外表面電抗為 $X_s(T) = \mu_0 \omega \lambda(T)$ ，表面電阻 R_s 加上表面電抗 X_s 即是表面阻抗 $Z_s = R_s + iX_s$ 。圖 4.17 與圖 4.18 顯示鈮鉕銅氧薄膜線型共振器樣品在不同電洞濃度下的表面電阻與電抗對溫度的關係，一般而言，表面電抗的值大於表面電阻至少一個數量級。由圖 4.17 可以看出，在滿氧($p=0.16$)在 5 K 時的表面電阻約為 0.15 m Ω ，缺氧時表面電阻稍微變大，從圖 4.18 中可以看出，在滿氧($p=0.16$)在 5 K 時的

表面電抗約為 $5\text{ m}\Omega$ ，缺氧時表面電抗變大，實驗結果很明顯的顯示出表面電抗的值大於表面電阻至少一個數量級。

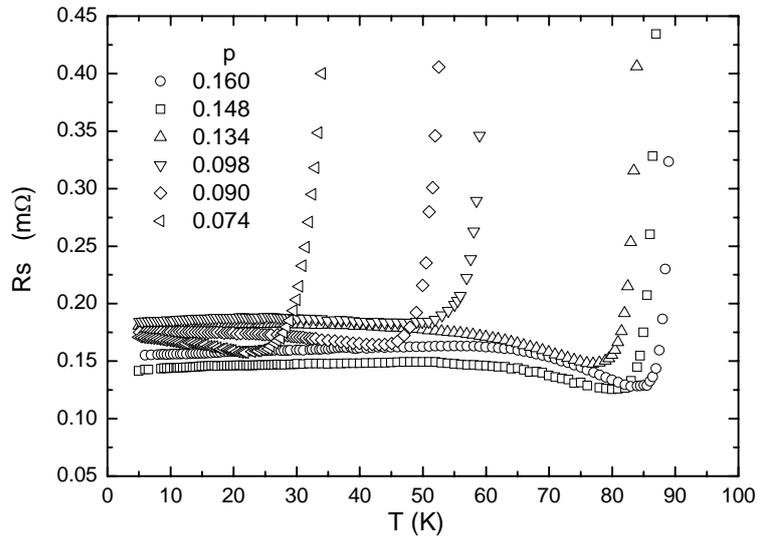


圖 4.17 鈇銀銅氧薄膜環型共振器在不同電洞濃度下的表面電阻對溫度的關係圖。

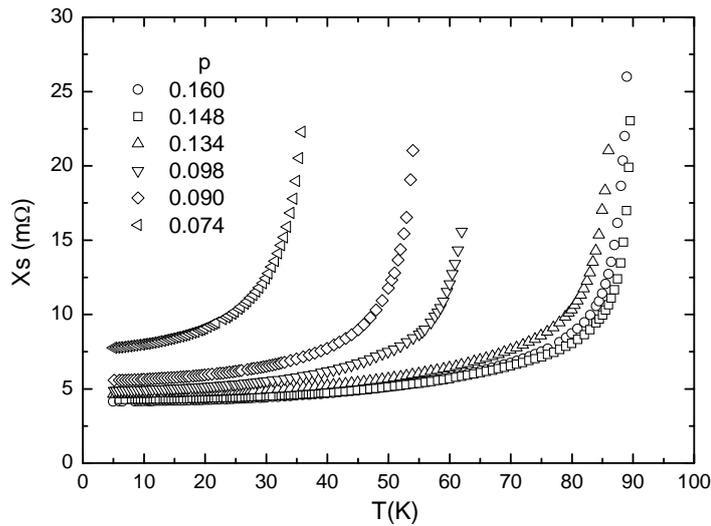


圖 4.18 鈇銀銅氧薄膜環型共振器在不同電洞濃度下的表面電抗對溫度的關係圖。

接著，我們考慮一平面電磁波在薄膜的表面上傳遞時，在 local electrodynamics 的限制下 (mean free path $l <$ penetration depth λ)，其表面電抗 $Z_s = R_s + iX_s$ 和複數電導率 $\sigma = \sigma_1 - i\sigma_2$ 具有以下的關係：

$$Z_s = R_s + iX_s = \left(\frac{i\omega\mu_0}{\sigma_1 - i\sigma_2} \right)^{1/2}. \quad (4.9)$$

(4.9) 式經過換算後，我們得到實部電導率 σ_1 跟虛部電導率 σ_2 對 R_s 和 X_s 的等式，如下：

$$\sigma_1(T) = 2\mu_0\omega X_s R_s / [X_s^2 + R_s^2]^2, \quad (4.10)$$

$$\sigma_2(T) = \mu_0\omega [X_s^2 - R_s^2] / [X_s^2 + R_s^2]^2. \quad (4.11)$$

4.2.1 實部電導率

圖 4.19 及圖 4.20 顯示鈮鉕銅氧 ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) 及摻鈣鈮鉕銅氧薄膜 ($\text{Y}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) 環型共振器隨不同電洞濃度變化其實部電導率 σ_1 隨溫度變化的關係，在將實部電導率 σ_1 對 5K 時的實部電導率 $\sigma_1(5K)$ 歸依化之後對 T_c/T 做圖，結果如圖 4.21 所示，在 $T/T_c < 0.1$ ， $\sigma_1/\sigma_1(5K) \approx 1$ 並且此結果和微觀結構的 disorder 無關，在 $0.5T_c < T < T_c$ 時，由於熱擾動 (thermal fluctuations) 造成 $\sigma_1/\sigma_1(5K)$ 急劇的下降。為了進一步分析這些實驗結果，我們採用這個公式 $\sigma_1 = \sigma_1(5K)(1 - Ae^{-xT_c/T})$ 來擬合這些實驗結果，使用的軟體是” OriginR

7.0 SR0” 程式，其中 A 和 x 是兩個擬合參數，擬合的結果列出在表 4.5。

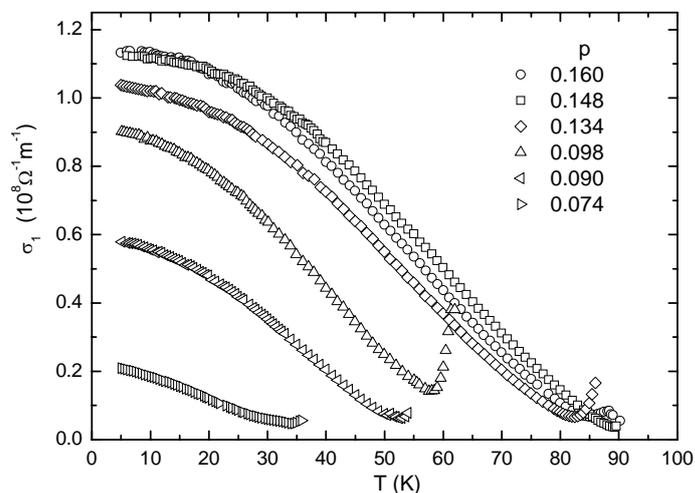


圖 4.19 鈮銀銅氧薄膜環型共振器在不同電洞濃度下的實部電導率 σ_1 對溫度的關係圖。

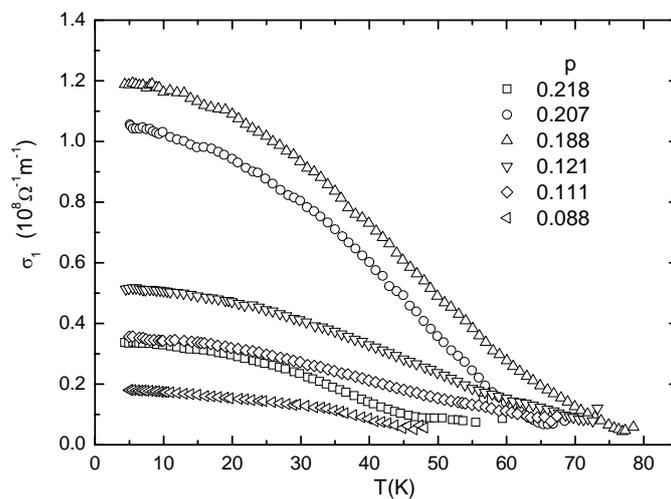


圖 4.20 摻鈣鈮銀銅氧薄膜環型共振器在不同電洞濃度下的實部電導率 σ_1 對溫度的關係圖。

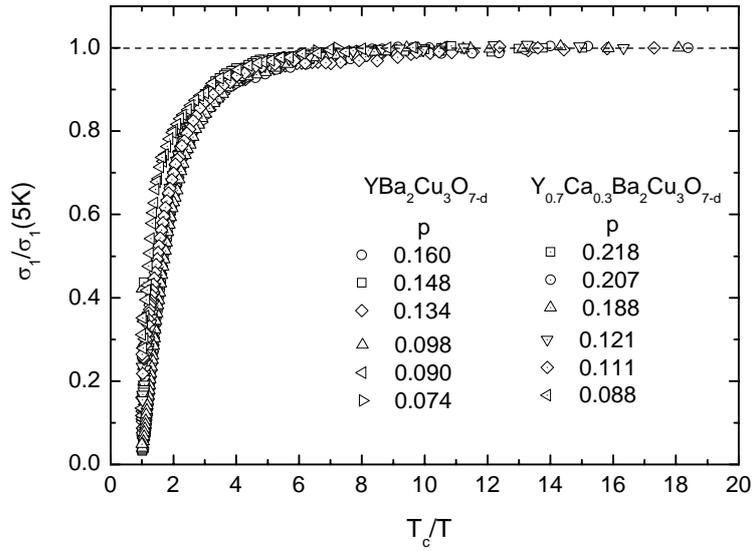


圖 4.21 實部電導率 σ_1 對 5K 時的實部電導率 $\sigma_1(5K)$ 歸依化後對 T_c/T 的關係曲線圖。

	Hole concentrations p	$\lambda(5K)$ nm	x	A	$E_{g1}(0)$ (K)	$T_{\sigma1}^*$ (K)
YC010105A YBCO	0.160	145.7±0.8	0.95±0.01	2.61±0.03	86.4±0.9	90.1±1.4
	0.148	150.7±0.3	1.15±0.01	3.18±0.03	103.5±0.9	89.4±1.0
	0.134	162.2±0.2	0.93±0.01	2.46±0.04	79.9±0.8	88.8±1.8
	0.098	171.6±0.4	0.87±0.03	2.01±0.08	54.8±1.8	78.5±5.2
	0.090	195.7±0.2	1.00±0.01	2.50±0.04	54.5±0.5	59.4±1.1
	0.074	272.0±0.3	0.79±0.01	1.80±0.03	28.7±0.3	48.9±1.5
Ca-Y040305A Ca-YBCO	0.218	212.0±2.3	0.90±0.03	2.10±0.11	54.0±1.8	72.7±5.6
	0.207	155.3±0.4	1.06±0.02	2.85±0.06	72.6±1.3	69.3±1.9
	0.188	151.3±0.2	0.92±0.01	2.52±0.03	72.2±0.7	78.1±1.3
	0.121	188.4±0.2	0.99±0.01	2.32±0.03	72.7±0.7	86.4±1.5
	0.111	202.7±0.2	0.90±0.01	1.93±0.03	61.2±0.6	93.0±2.4
	0.088	270.4±1.4	1.29±0.05	2.56±0.17	62.5±2.4	66.5±5.3

表 4.5. 實部電導率 σ_1 的擬合結果。

若我們定義 $x \cdot T_c$ (或 $x \cdot k_B T_c$, 單位: meV) 是一熱活化能隙 (thermal activation gap, $E_{g1}(0)$), 則當實部電導率 σ_1 為零時, 我們得到另外

一個特徵溫度 $T_{\sigma_1}^* = \frac{x \cdot T_c}{\ln A}$ ，圖 4.22 顯示 $E_{g_1}(0)$ 、 $T_{\sigma_1}^*$ 跟 T_c 對不同電洞濃度的變化圖，值得注意的是 $T_{\sigma_1}^*$ 對 p 的變化，在低摻雜區時，接近 Emery and Kivelson 理論所預測的相位有序溫度上限 (T_{θ}^{\max})，在過摻雜區時，則接近平均場的溫度 (T_{mean})。

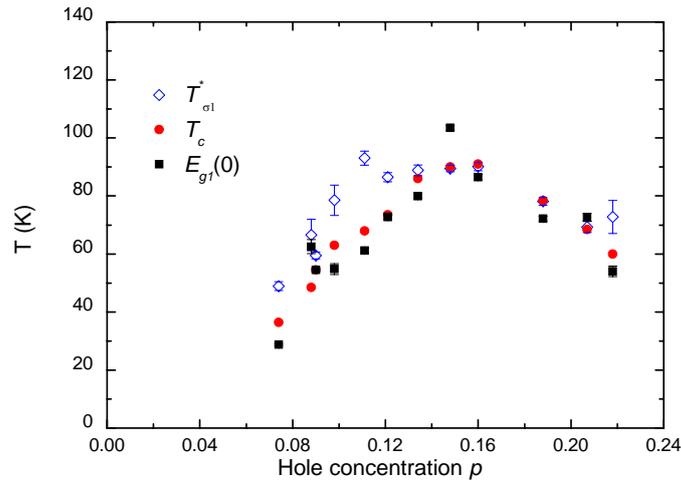


圖 4.22 熱活化能隙 $E_{g_1}(0)$ 、 $T_{\sigma_1}^*$ 跟 T_c 對不同電洞濃度 p 的關係曲線圖。

實際上，上面的擬合公式可以簡化為 $\sigma_1(5K)(1 - e^{-E_{g_1}(T)/k_B T})$ ，其中 $E_{g_1}(T) = E_{g_1}(0) - E_{g_1}(0) \times \frac{T}{T_{\sigma_1}^*}$ ，而此項 $e^{-E_{g_1}(T)/k_B T}$ 可被解釋為由於熱擾動造成相位失去的比重，在低溫區時 ($T/T_c < 0.1$)，這一項的貢獻幾乎可以忽略，實部電導率 σ_1 幾乎達到飽和，事實上，在 5K 時的電導率 $\sigma_1(5K)$ 跟量子電導 (quantum conductance: $\frac{e^2}{h}$) 是可以連接在一起，只要將量子電導除以一個幾何長度，進一步地，考慮到樣品晶粒的大小 (約 150nm~400nm) 相當於 Lee 理論的侷限長度 (localization length, $\xi_L \approx 202nm$)，而大於 quasiparticle 的 mean free path ($l \approx 75nm$)，

我們認為在我們樣品內的準粒子(quasiparticle)是處於侷限態，在巨觀量子穿隧現象裏，理論預期準粒子在經由穿隧效應時，本質上會把損耗的能量傳給環境(environment)，因此，我們認為本實驗的實部電導率主要是由這個效應造成的。事實上，橫跨我們的環形共振器寬 0.5mm 約有 1250~1700 個晶界(grain boundaries)，在整個薄膜環形共振器則約有 $65 \times 10^6 \sim 120 \times 10^6$ 個晶粒，很自然地，我們可以把這些超導晶粒看似放在非超導的矩陣上。圖 4.23 顯示一些能量尺度 Δ_0 , $T_{\sigma 1}^*$, $E_{g1}(0)$, γ_0 , ΔW , T_c and \hbar/τ (分別從實驗得到或從 Lee 的理論推算出來)對不同電洞濃度 p 時的變化圖，其中 Δ_0 是能隙， ΔW 是兩個 localized state 之 energy level 差， γ_0 是 impurity band 跟 $1/\tau$ 是 scattering rate，結果顯示出 $\hbar/\tau \approx \Delta W < \gamma_0 < E_{g1}(0) \approx T_c < T_{\sigma 1}^* < \Delta_0$ ，我們再此強調的是 $\Delta W < \gamma_0$ 跟李的理論預期一致，因此，此種樣品內的準粒子(quasiparticle)確實是處於侷限態。

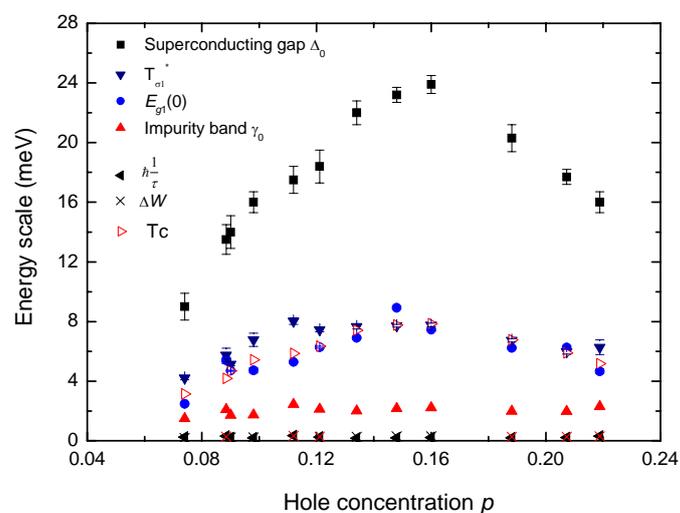


圖 4.23 各種能量尺度對不同電洞濃度 p 的關係曲線圖。

另一方面，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。李氏理論[27]預期在低溫時的導電率 σ_1 會趨近於一個常數 $\sigma_1 \approx \left(\frac{e^2}{2\pi\hbar}\right)\frac{\xi_0}{a}$ ，之後，得斯特與李的理論預期此一常數要經過修正為 $\sigma_1(5K) = \frac{e^2}{2\pi\hbar} \frac{v_F}{v_2} \alpha^2 \beta$ ，其中 α^2 是費米液體修正因子， β 是 vertex 修正因子以解釋不均勻的散射位能，從我們的實驗資料得出 vertex correction β 介於 0.5 至 4 之間(如圖 4.24)，並且與摻雜電洞濃度無關，這個結果跟得斯特與李的理論預期是一致的。

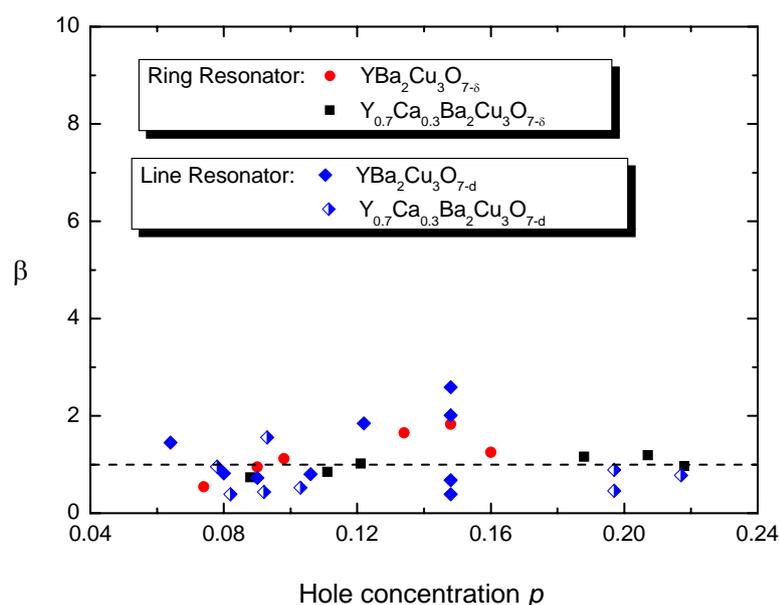


圖 4.24 vertex 修正因子 β 對不同電洞濃度 p 的關係圖。

進一步地，我們也量測鈇銀銅氧及摻鈣鈇銀銅氧薄膜線型共振器在不同電洞濃度下的實部電導率 σ_1 對溫度的變化關係，圖 4.25 顯示鈇銀銅氧線型共振器在 $p=0.148$ 、 0.106 與 0.09 時 σ_1 隨溫度的變化關係，在圖 4.25 中對鈇銀銅氧薄膜 $p=0.148$ 而言(在 $T<35K$ 時)實部電

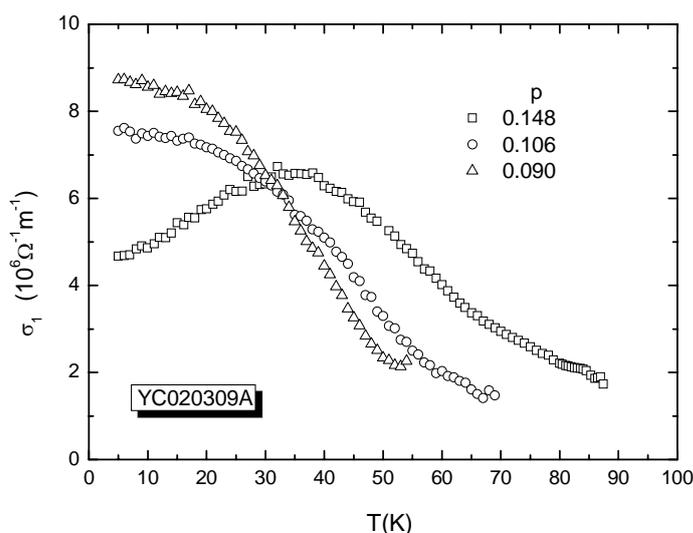


圖 4.25 鈇銀銅氧線型共振器在 $p=0.148$ 、 0.106 與 0.09 時 σ_1 隨溫度的變化關係圖。

導率 σ_1 包函一線性溫度關係，該 σ_1 對溫度的線性關係已經被哈地等人量測高純度單晶樣品之 σ_1 發表過，圖 4.25 中也很明顯地顯示出在 $T=35K$ 時，對 $p=0.148$ 而言有一寬闊的山峰存在，我們利用之前的擬合公式再加上此線性關係，因此，採用此公式 $\sigma_1 = \sigma_1(5K)[(1 - Ae^{-xT_c/T}) + a' \frac{T}{T_c}]$ 來擬合實部電導率 σ_1 ($T<60K$)，該擬合的結果為 $x = 2.16 \pm 0.08$ ， $A = 28.27 \pm 3.38$ 及 $a' = 1.46 \pm 0.02$ (如圖 4.26)，當電洞濃度減少 ($p=0.106$ 及 $p=0.09$ 時)， σ_1 對溫度的線性關係明顯消

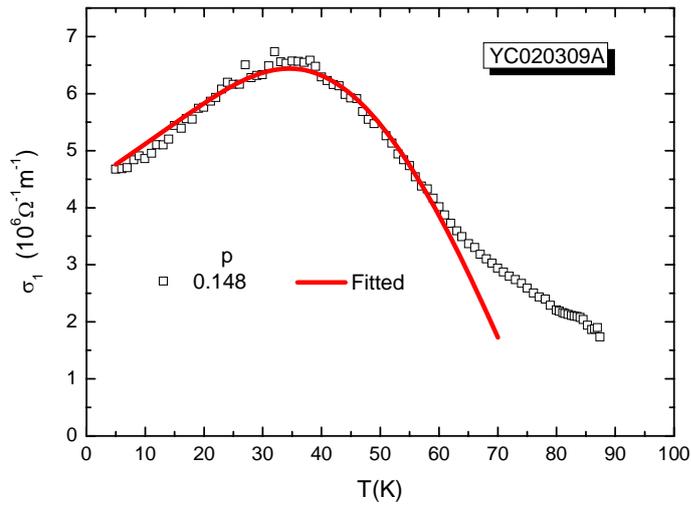


圖 4.26 鈮鉕銅氧線型共振器在 $p=0.148$ 時 σ_1 隨溫度的變化關係圖，實線是利用公式 $\sigma_1 = \sigma_1(5K)[(1 - Ae^{-xT_c/T}) + a'\frac{T}{T_c}]$ 擬合 σ_1 的結果 ($T < 60K$)。

失，並且對 $p=0.106$ 及 $p=0.09$ 在低溫時 σ_1 隨溫度降低而趨平，圖 4.27(a) 與圖 4.27(b) (實線) 則分別顯示對 $p=0.106$ 及 $p=0.09$ 利用公式 $\sigma_1 = \sigma_1(5K)(1 - Ae^{-xT_c/T})$ 的擬合結果，對線型共振器不同電洞濃度 p 詳細的擬合結果請參看表 4.6。另一方面，我們也利用 $\sigma_1 = \sigma_1(5K)[(1 - Ae^{-xT_c/T}) + a'\frac{T}{T_c}]$ 來擬合 Hardy 等人之單晶的實驗結果，其擬合參數分別為 $x = 1.13 \pm 0.02$ ， $A = 174.11 \pm 6.56$ 及 $a' = 42.44 \pm 0.44$ (如圖 4.28)。總之，實驗結果顯示 σ_1 在低溫時具有線性溫度關係可用 $\sigma_1 = \sigma_1(5K)[(1 - Ae^{-xT_c/T}) + a'\frac{T}{T_c}]$ 來擬合，並且，我們推測 $\sigma_1(5K)(1 - Ae^{-xT_c/T})$ 這部份的貢獻是由侷限化的準粒子造成，此時超導態時的準粒子是處於熱的絕緣相，而 $\sigma_1(5K)[a'\frac{T}{T_c}]$ 則是去侷限化的準粒子所貢獻，此時超導態時的準粒子是處於熱的金屬相，並且對高純度的單晶樣品或少量

雜質的薄膜樣品，此時準粒子的兩相共存。

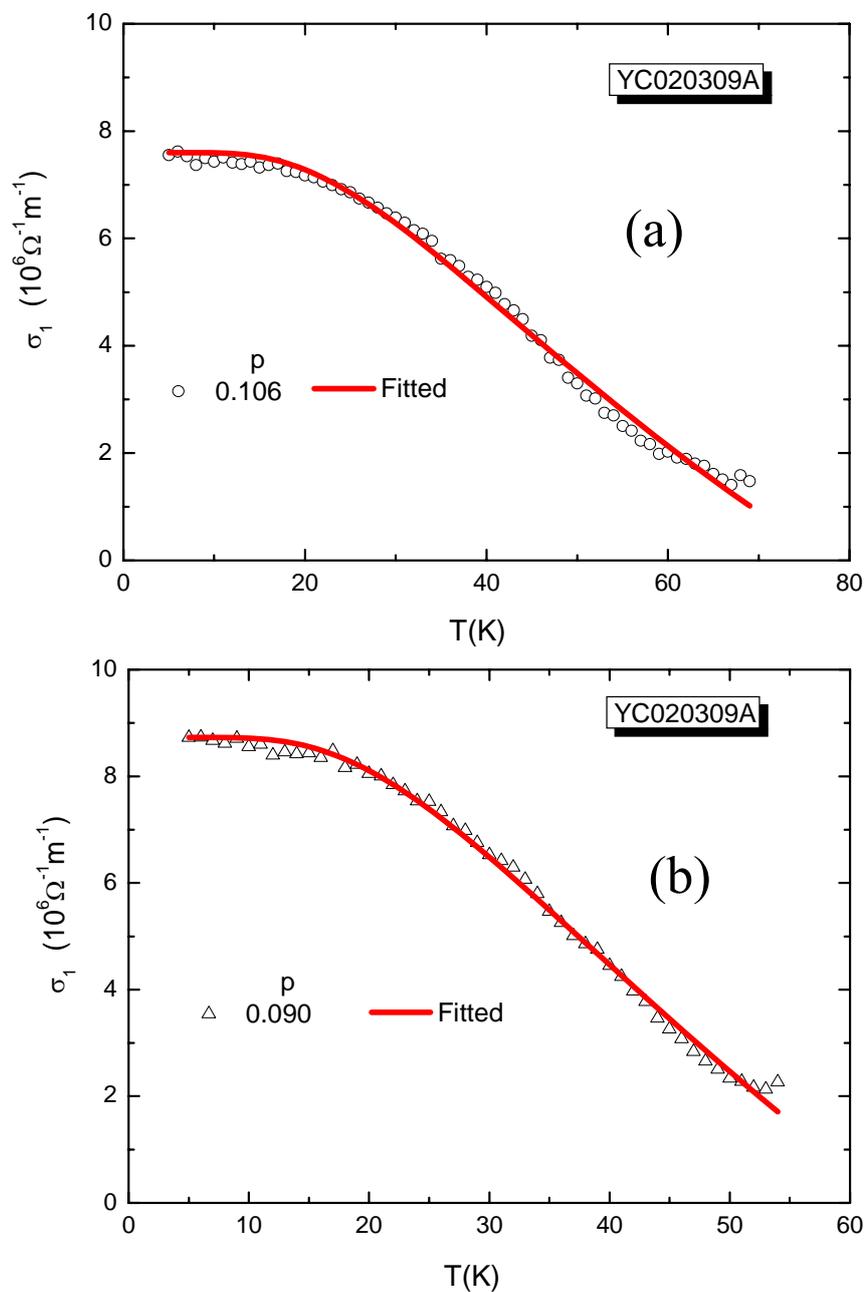


圖 4.27 鈮鉬銅氧線型共振器在(a) $p=0.106$ 及(b) $p=0.09$ 時 σ_1 隨溫度的變化關係圖，實線是利用公式 $\sigma_1 = \sigma_1(5K)(1 - Ae^{-xT_c/T})$ 擬合 σ_1 的結果。

	p	$\lambda(5K)$ nm	x	A	a'	$E_{g1}(0)$ (K)
YC020309A YBCO	0.148	195.4±0.8	2.16±0.08	28.27±3.38	1.46±0.02	194.4±7.2
	0.106	242.0±0.7	1.22±0.02	2.98±0.08	*	84.7±1.4
	0.090	234.1±0.8	1.41±0.02	3.35±0.1	*	76.8±1.1
YC050109A YBCO	0.148	202.5±0.4	1.84±0.04	9.14±0.55	0.35±0.01	165.6±3.6
	0.085	255.7±2.2	1.10±0.03	7.90±0.20	1.50±0.07	53.9±1.4
	0.064	348.3±5.5	0.78±0.15	0.80±0.17	*	17.1±3.3
YC050514A YBCO	0.148	194.3±0.8	1.12±0.01	3.08±0.06	*	100.8±0.9
	0.122	219.6±2.9	0.86±0.01	2.27±0.03	*	69.2±0.8
YC050705A YBCO	0.148	193.1±1.4	1.30±0.01	3.69±0.08	*	117±0.9
	0.080	217.9±1.4	0.74±0.01	1.23±0.03	*	31.8±0.4
Ca-Y050406A Ca-YBCO	0.217	211.7±6.2	1.91±0.05	12.01±0.67	0.96±0.02	116.5±3.0
	0.197	166.4±1.1	1.20±0.01	5.50±0.04	0.79±0.01	89.4±0.7
	0.103	224.9±1.0	1.18±0.02	10.06±0.24	2.65±0.07	73.1±1.2
	0.092	227.9±0.9	1.07±0.02	1.39±0.05	*	56.1±1.1
	0.082	240.0±1.8	1.32±0.04	1.66±0.11	*	56.1±1.7
	0.078	256.0±2.6	0.94±0.02	1.99±0.06	*	35.2±0.7
Ca-Y050527A Ca-YBCO	0.197	161.5±2.0	2.45±0.07	12.78±0.83	0.33±0.01	182.5±5.2
	0.093	250.6±5.5	0.81±0.01	1.55±0.02	*	42.9±0.5

表 4.6 線型共振器之實部電導率 σ_1 的擬合結果。

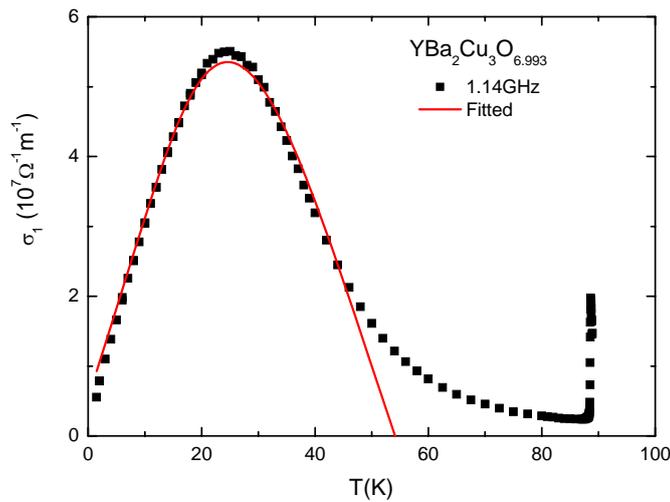


圖 4.28 鈮鈹銅氧單晶樣品的實部電導率 σ_1 隨溫度的變化關係圖，實線是利用公式 $\sigma_1 = \sigma_1(5K)[(1 - Ae^{-xT_c/T}) + a' \frac{T}{T_c}]$ 擬合 σ_1 的結果 ($T < 50K$)。

4.2.2 虛部電導率

相較於實部電導率 σ_1 ，我們也量測出現在鈮鈹銅氧及摻鈣鈮鈹銅氧薄膜環型共振器的虛部電導率 σ_2 對溫度的關係(如圖 4.29 與圖 4.30)，在 $T < T_c$ 時 σ_2 隨溫度降低而增加，並且， σ_2 的數值大於 σ_1 的

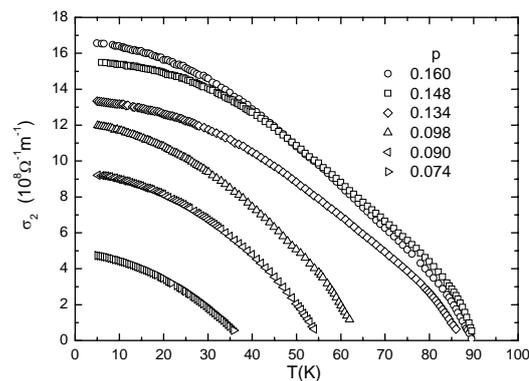


圖 4.29 鈮鈹銅氧環型共振器在不同電洞濃度時 σ_2 隨溫度的變化關係圖。

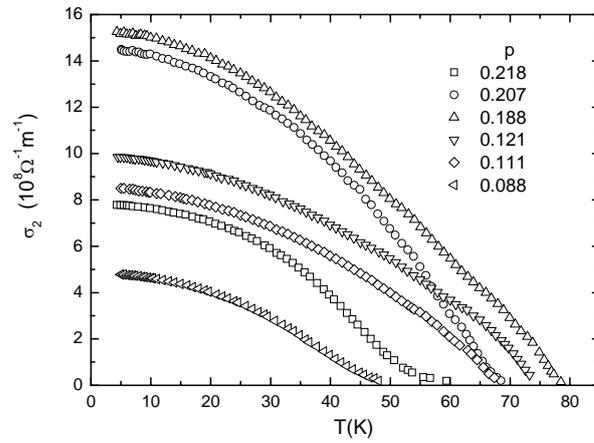


圖 4.30 摻鈣鈮鋇銅氧環型共振器在不同電洞濃度時 σ_2 隨溫度的變化關係圖。

數值至少一個數量級，圖 4.31 顯示鈮鋇銅氧及摻鈣鈮鋇銅氧薄膜環型共振器之歸一化的虛部電導率 $\sigma_2/\sigma_2(5K)$ 對 T_c/T 的關係圖，圖 4.31 中顯示在 $0.5T_c < T$ 時，由於受熱擾動的影響造成 σ_2 迅速地減少，

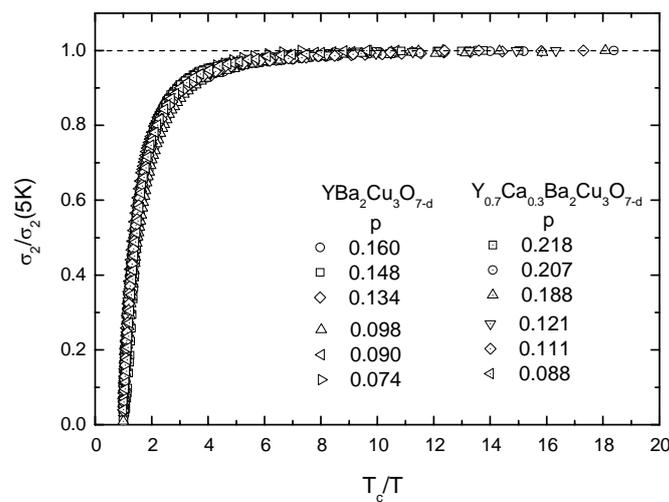


圖 4.31 鈮鋇銅氧及摻鈣鈮鋇銅氧薄膜環型共振器之歸一化的虛部電導率 $\sigma_2/\sigma_2(5K)$ 對 T_c/T 的關係圖。

我們採用跟 σ_1 相同的分析方法來分析 σ_2 ，亦即 $\sigma_2 = \sigma_2(5K)(1 - Be^{-y \cdot T_c/T})$ ，擬合的結果在表 4.7，而從分析 σ_2 中也可得到另一個 thermal activation gap ($E_{g2}(0)$)，所以 σ_2 也可寫成 $\sigma_2(5K)(1 - e^{-E_{g2}(T)/k_B T})$ ，其中 $E_{g2}(T) = E_{g2}(0) - E_{g2}(0) \times \frac{T}{T_{\sigma_2}^*}$ 。圖 4.32 顯示出 $T_{\sigma_2}^*$ 、 $E_{g2}(0)$ 和 T_c 對不同電洞濃度 p 的關係圖，結果顯示 $\frac{T_{\sigma_2}^*}{T_c} \approx 1$ ，相較於艾莫利跟肯文生 (Emery and Kivelson) 從古典熱擾動模型所預測的相圖，頗有相似之處。

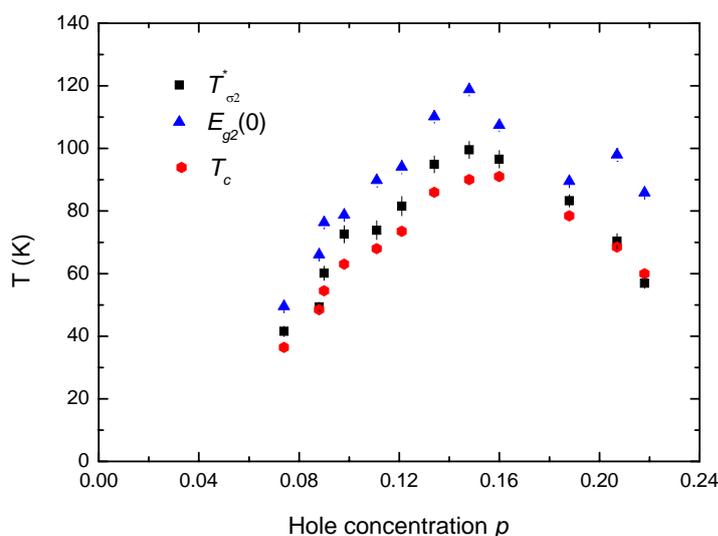


圖 4.32 各種能量尺度 $T_{\sigma_2}^*$ 、 $E_{g2}(0)$ 和 T_c 對不同電洞濃度 p 的關係圖。

	Hole concentrations p	$\lambda(5K)$ nm	y	B	$E_{g2}(0)(K)$	$T_{\sigma_2}^*(K)$
YC010105A YBCO	0.160	145.7±0.8	1.18±0.02	3.04±0.08	107.3±1.8	96.5±2.8
	0.148	150.7±0.3	1.32±0.02	3.30±0.09	118.8±1.8	99.5±2.7
	0.134	162.2±0.2	1.28±0.02	3.19±0.09	110.0±1.7	94.8±2.7
	0.098	171.6±0.4	1.25±0.02	2.96±0.11	78.7±1.2	72.5±2.7
	0.090	195.7±0.2	1.40±0.03	3.56±0.14	76.3±1.6	60.0±2.2
	0.074	272.0±0.3	1.36±0.03	3.29±0.13	49.5±1.0	41.5±1.6
Ca-Y040305A Ca-YBCO	0.218	212.0±2.3	1.43±0.02	4.52±0.17	85.8±1.2	56.8±1.6
	0.207	155.3±0.4	1.43±0.03	4.02±0.15	97.9±2.0	70.4±2.3
	0.188	151.3±0.2	1.14±0.01	2.93±0.07	89.4±0.7	83.2±1.9
	0.121	188.4±0.2	1.28±0.03	3.17±0.11	94.0±2.2	81.5±3.1
	0.111	202.7±0.2	1.32±0.03	3.37±0.14	89.7±2.0	73.8±3.0
	0.088	270.4±1.4	1.36±0.02	3.80±0.12	65.9±0.9	49.4±1.3

表 4.7. 環型共振器之虛部電導率 σ_2 的擬合結果。

圖 4.33 與圖 4.34 分別顯示鈮鉕銅氧及摻鈣鈮鉕銅氧薄膜線型共振器的虛部電導率 σ_2 對溫度的關係圖，在 $T < T_c$ 時 σ_2 隨溫度降低而增加，

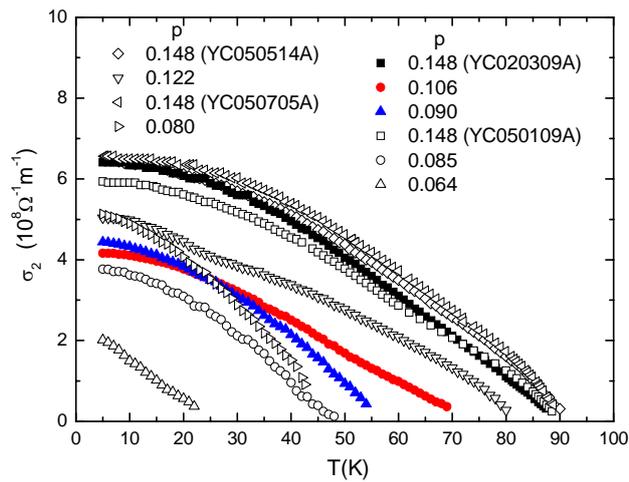


圖 4.33 鈮鉕銅氧線型共振器在不同電洞濃度時 σ_2 隨溫度的變化關係圖。

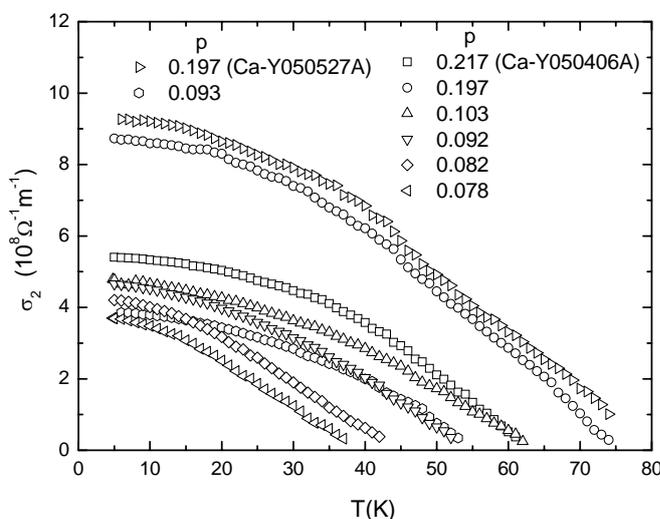


圖 4.34 摻鈣鈮鉬銅氧線型共振器在不同電洞濃度時 σ_2 隨溫度的變化關係圖。

圖 4.35 顯示鈮鉬銅氧及摻鈣鈮鉬銅氧薄膜線型共振器之歸一化的虛部電導率 $\sigma_2 / \sigma_2(5K)$ 對 T_c / T 的關係圖，和環型共振器一樣，圖 4.35 中顯示在 $0.5T_c < T$ 時，由於受熱擾動的影響造成 σ_2 迅速地減少，故我們採用 $\sigma_2 = \sigma_2(5K)(1 - Be^{-yT_c/T})$ 來分析 σ_2 ，擬合的結果在表 4.8，結果顯示出能量尺度 $T_{\sigma_2}^*$, $E_{g_2}(0)$ 和 T_c 對不同電洞濃度 p 的關係和環型共振器結果相似，圖 4.36 顯示 $T_{\sigma_2}^*$ 和 T_c 對不同電洞濃度 p 的關係圖，結果顯示 $\frac{T_{\sigma_2}^*}{T_c} \approx 1$ ，相較於艾莫利跟肯文生(Emery and Kivelson)從古典熱擾動模型所預測的相圖(如圖 4.37)，我們認為在低摻雜區時， $T_{\sigma_2}^*$ 代表的是相位有序溫度的上限 T_θ^{\max} ，而在過摻雜區時， $T_{\sigma_2}^*$ 對應到平均場轉變溫度 T^{MF} 。

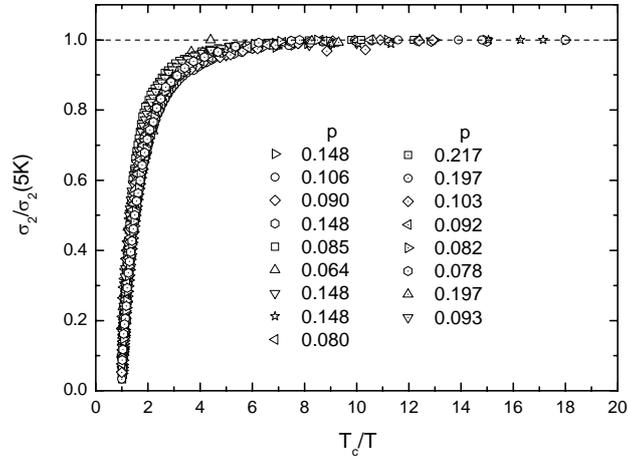


圖 4.35 鈇銀銅氧及摻鈇鈇銀銅氧薄膜環型共振器之歸一化的虛部電導率 $\sigma_2/\sigma_2(5K)$ 對 T_c/T 的關係圖。

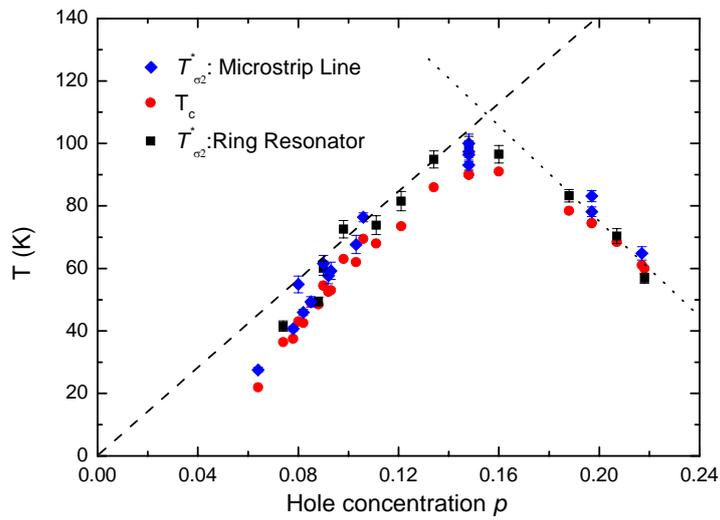


圖 4.36 能量尺度 $T_{\sigma_2}^*$ 和 T_c 對不同電洞濃度 p 的關係圖。

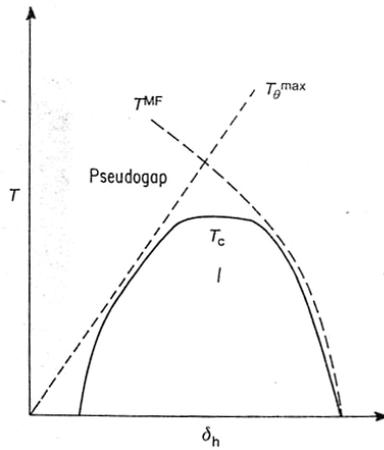


圖 4.37 艾莫利跟肯文生(Emery and Kivelson)理論預測不同的能量

尺度 T_{θ}^{\max} 、 T^{MF} 與 T_c 對不同電洞濃度的相圖。

	Hole concentrations p	$\lambda(5K)$ nm	y	B	$E_{g2}(0)$ (K)	$T_{\sigma_2}^*$ (K)
YC020309A YBCO	0.148	195.4±0.8	1.16±0.01	3.07±0.05	104.4±0.9	93.0±1.5
	0.106	242.0±0.7	1.05±0.01	2.60±0.04	72.9±0.6	76.3±1.4
	0.090	234.1±0.8	1.24±0.03	3.00±0.12	67.5±1.6	61.5±2.6
YC050109A YBCO	0.148	202.5±0.4	1.11±0.01	2.82±0.06	99.9±0.9	96.3±2.1
	0.085	255.7±2.2	1.26±0.02	3.50±0.13	61.7±0.9	49.2±1.6
	0.064	348.3±5.5	1.02±0.01	2.26±0.05	22.4±0.2	27.5±0.7
YC050514A YBCO	0.148	194.3±0.8	1.21±0.02	2.97±0.08	108.9±1.8	100.0±2.9
	0.122	219.6±2.9	*	*	*	*
YC050705A YBCO	0.148	193.1±1.4	1.38±0.01	3.58±0.08	124.2±0.9	97.3±1.8
	0.080	217.9±1.4	1.19±0.03	2.54±0.10	51.1±1.2	54.8±2.7
Ca-Y050406A Ca-YBCO	0.217	211.7±6.2	1.74±0.03	5.14±0.24	106.1±1.8	64.8±2.1
	0.197	166.4±1.1	1.32±0.01	3.52±0.08	98.3±0.7	78.1±1.5
	0.103	224.9±1.0	1.29±0.03	3.26±0.14	79.9±1.8	67.6±2.9
	0.092	227.9±0.9	1.28±0.03	3.21±0.14	67.2±1.5	57.6±2.5
	0.082	240.0±1.8	1.15±0.01	2.90±0.06	48.8±0.4	45.9±0.9
	0.078	256.0±2.6	1.16±0.01	2.91±0.06	43.5±0.3	40.7±0.8
Ca-Y050527A Ca-YBCO	0.197	161.5±2.0	1.27±0.01	3.12±0.07	94.6±0.7	83.1±1.7
	0.093	250.6±5.5	1.51±0.04	3.86±0.20	80.0±2.1	59.2±2.7

表 4.8. 線型共振器之虛部電導率 σ_2 的擬合結果。

利用李的模型我們在實部電導率 $\sigma_1(5K)$ 內引入一普遍電導值 $\frac{e^2}{2\pi h}$ ，並且在此具有無序的系統中找出許多不同的能量尺度以了解當準粒子在處於侷限態時的物理性質，依此推之，我們認為 $\sigma_2(5K)$ 也連結至此普遍電導值 $\frac{e^2}{2\pi h}$ ，再者，由於 $\sigma_2(5K)$ 是約瑟芬效應所造成，我們認為應修正成 $\sigma_2(5K) = \frac{(e^*)^2}{2\pi h} \frac{v_F}{v_2} \gamma / \zeta$ ，其中 $e^* = 2e$ 。實驗結果顯示 γ 的平均值約為 2，此 γ 值大約為 vertex 修正因子 β 的 2 倍，總而言之，實部電導率 σ_1 及虛部電導率 σ_2 皆是分別起因於在我們薄膜樣品內準粒子跟古柏對巨觀量子穿隧效應所造成。

五、結論

我們成功地在鋁酸鐳(LAO)基板的上、下二面蒸鍍鈮鉕銅氧 ($\text{YB}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) 及摻鈣鈮鉕銅氧 ($\text{Y}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) 之高溫超導薄膜，並將薄膜研製成超導環形共振器以及微帶線共振器，並且藉由控氧技術，控制電洞濃度 p 從過摻雜到低摻雜區。從共振頻率隨溫度變化的關係，並且利用張的電感公式及 THz 等實驗的輔助，我們得到倫敦 (London) 穿透深度隨溫度變化的關係及穿透深度在 5K 時的絕對值，由此我們進一步得出 d-wave 能隙的大小及一些普遍性的關係式，例如 Uemura 關係式。

經由穿透深度隨溫度變化的量測，我們得到超流體密度 $1/\lambda^2(5K)$ 隨溫度變化的關係，在低溫區 ($0.1T_c < T < 0.3T_c$)，超流體密度 $1/\lambda^2(5K)$ 隨溫度呈線性關係，根據李跟溫的理論模型，此線性關係乃是由於在節點上的準粒子受熱激發而造成，進一步地，藉由熱電導率等實驗的輔助，我們得出費米液體修正因子 α 小於 1 且幾乎和摻雜載子的濃度無關，此結果與李跟溫的理論預測一致，因此，對所有摻雜區(從過摻雜到低摻雜)在超導態時準粒子的基本性質皆可用費米液體來描述。

經由分析微波實部電導率 $\sigma_1(T) = \sigma_1(5K)(1 - e^{-E_{g1}(T)/k_B T})$ 跟虛部電導率 $\sigma_2(T) = \sigma_2(5K)(1 - e^{-E_{g2}(T)/k_B T})$ ，我們發覺到都具有熱活化能隙 (thermal activation gap) 的存在，我們認為這個結果不僅跟李 (Lee) 的理論模型一致，並且指出古典熱擾動 (thermal fluctuations) 在高溫態的超導物理行為上扮演一個很重要的角色。實部電導率 σ_1 跟虛部電導率 σ_2 乃是分別由於準粒子跟超導電子對在此弱連結結構中的穿隧效應所引起。再者，利用 $\sigma_2(5K)(1 - e^{-E_{g2}(T)/k_B T})$ 來擬合 σ_2 ，發覺到有一高於臨界溫度之能量尺度 $T_{\sigma_2}^*$ 存在，此能量尺度 $T_{\sigma_2}^*$ 對摻雜電洞濃度之相圖，若與 Emery 和 Kivelson 之理論預言的相圖相較，頗為一致，

因此，我們推論在低摻雜區時， $T_{\sigma_2}^*$ 即可能代表相位有序溫度之上限 T_{θ}^{\max} ，而在過摻雜區時， $T_{\sigma_2}^*$ 即可能代表平均場轉變溫度 T^{MF} 。

總之，根據我們的實驗結果得出在溫度高於臨界溫度 T_c ，此時短距離有序的超導電子對已經形成，而古典相位漲落在此扮演一個很重要的角色，當溫度接近臨界溫度 T_c ，長距離有序的超導特性 (T_c) 乃是古柏對藉由約瑟芬效應而造成，在超導狀態時 ($T < T_c$)，在微波頻率範圍內，超導體的電磁特性，如虛部電導率 σ_2 可歸因於在我們薄膜樣品中，古柏對在此弱連結構中藉由穿隧效應所引起的。另一方面，實部電導率 σ_1 隨溫度變化的特性，對不同樣品可歸類於兩種情況，第一種情況， σ_1 可完全歸咎於在樣品內處於侷限態的準粒子，在此弱連結構中經由穿隧效應所造成，並且準粒子此時是處在超導狀態中的熱絕緣相。第二種情況， σ_1 可歸因於準粒子兩種熱效應的貢獻，第一種效應乃是處於侷限態的準粒子經由在此弱連結構裡的穿隧效應，第二種效應是去侷限化的準粒子經由散射而來 (例如跟雙晶界 (twin boundaries) 散射)，此時 σ_1 和溫度變化的關係曲線圖與在潔淨極限下 (clean limit) 的單晶結果頗為一致，進一步地，我們推測準粒子在此超導態下具有金屬相及絕緣相兩種相共存。最後，我們必須強調的是高溫超導體超導態的形成取決於兩個特徵溫度， T_c 是長距離有序相位干涉建立起時的溫度，而 $T_{\sigma_2}^*$ 則是高於臨界溫度 T_c ，短距離有序的古柏對形成的溫度，這個結果適用於所有摻雜區。

六、參考文獻

- [1] P. W. Anderson, P. A. Lee, M. Randeria, T. M. Rice, N. Trivedi, and F. C. Zhang, cond-mat/0311467.
- [2] R. B. Laughlin, cond-mat/0209269.
- [3] Q. Chen and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. B **66**, 014512 (2002).
- [4] P. A. Lee, N. Nagaosa, and X.-G. Wen, cond-mat/0410445.
- [5] S.-S. Lee and S.-H. S. Salk, Phys. Rev. B **71**, 134518 (2005).
- [6] L. S. Lai, H. K. Zeng, J. Y. Juang, K. H. Wu, T. M. Uen, and Y. S. Gou, Physica C **443**, 9 (2006).
- [7] L. S. Lai, J. Y. Juang, K. H. Wu, T. M. Uen, and Y. S. Gou, Physica C **432**, 99 (2005).
- [8] L. S. Lai, J. Y. Juang, K. H. Wu, T. M. Uen, and Y. S. Gou, Physica C **415**, 133 (2004).
- [9] 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).
- [10] H. K. Zeng, J. Y. Juang, J. Y. Lin, K. H. Wu, T. M. Uen, and Y. S. Gou, Physica C **351**, 97 (2001).
- [11] 鄭慧愷博士論文，交通大學電子物理所(2001).
- [12] 賴良星碩士論文，交通大學電子物理所(2001).
- [13] 吳紹偉碩士論文，交通大學電子物理所(2003).
- [14] H. K. Zeng, Andy 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, IEEE Trans. on Applied Superconductivity **14**, 107 (2004).
- [15] C. C. Tsuei, J. R. Kirtley, G. Hammerl, J. Mannhart, H. Raffy, and Z. Z. Li, Phys. Rev. Lett. **93**, 187004 (2004).

- [16] C. C. Tsuei and J. R. Kirtley, *Rev. Mod. Phys.* 72, 969 (2000).
- [17] M. R. Norman, H. Ding, M. Randeria, J. C. Campuzano, T. Yokoyama, T. Takeuchi, T. Takahashi, T. Mochiku, K. Kadowaki, P. Guptasarma, and D. G. Hinks, *Nature (London)* 392, 157 (1998).
- [18] X. J. Zhou, T. Yoshida, D.-H. Lee, W. L. Yang, V. Brouet, F. Zhou, W. X. Ti, J. W. Xiong, Z. X. Zhao, T. Sasagawa, T. Kaheshita, H. Eisaki, S. Uchida, A. Fujimori, Z. Hussain, and Z.-X. Shen, *Phys. Rev. Lett.* 92, 187001 (2004).
- [19] C. Panagopoulos, J. R. Cooper, T. Xiang, G. B. Peacock, I. Gameson, and P. P. Edwards, *Phys. Rev. Lett.* 79, 2320 (1997).
- [20] D. R. Harshman, W. J. Kossler, X. Wan, A. T. Fiory, A. J. Greer, D. R. Noakes, C. E. Stronach, E. Koster, and J. D. Dow, *Phys. Rev. B* 69, 174505 (2004).
- [21] C. Bernhard, J. L. Tallon, T. Blasius, A. Golnik, and C. Niedermayer, *Phys. Rev. Lett.* 86, 1614 (2001).
- [22] D. A. Bonn, R. Liang, T. M. Riseman, D. J. Baar, D. C. Morgan, K. Zhang, P. Dosanjh, T. L. Duty, A. MacFarlane, G. D. Morris, J. H. Brewer, W. N. Hardy, C. Kallin, and A. J. Berlinsky, *Phys. Rev. B* 47, 11314 (1993).
- [23] S. Kamal, Ruixing Liang, A. Hosseini, D. A. Bonn and W. N. Hardy, *Phys. Rev. B* 58, 8933 (1998).
- [24] Yu. A. Nefyodov, M. R. Trunin, A. A. Zhohov, I. G. Naumenko, G. A. Emel'chenko, D. Yu. Vodolazov, and I. L. Maksimov, *Phys. Rev. B* 67, 144504 (2003).
- [25] A. Hosseini, R. Harris, S. Kamal, P. Dosanjh, J. Preston, Ruixing Liang, W. N. Hardy, and D. A. Bonn, *Phys. Rev. B* 60, 1349 (1999).
- [26] T. Shibauchi, A. Maeda, H. Kitano, T. Honda, and K. Uchinokura, *Physica C* 203, 315 (1992).
- [27] P. A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* 71, 1887 (1993).

- [28] A. C. Durst and P. A. Lee, Phys. Rev. B 62, 1270 (2000); A. C. Durst and P. A. Lee, Phys. Rev. B 65, 094501 (2002).
- [29] P. A. Lee and X.-G. Wen, Phys. Rev. Lett. 78, 4111 (1997).
- [30] X.-G. Wen and P. A. Lee, Phys. Rev. Lett. 80, 2193 (1998).
- [31] S. Vishveshwara and M. P. A. Fisher, Phys. Rev. B 64, 174511 (2001); S. Vishveshwara, T. Senthil, and M. P. A. Fisher, Phys. Rev. B 61, 6966 (2000); T. Senthil and M. P. A. Fisher, Phys. Rev. B 61, 9690 (2000).
- [32] S. H. Pan, J. P. O’Neal, R. L. Badzey, C. Chamon, H. Ding, J. R. Engelbrecht, Z. Wang, H. Eisaki, S. Uchida, A. K. Gupta, K. W. Ng, E. W. Hudson, K. M. Lang, and J. C. Davis, Nature (London) 413, 282 (2001).
- [33] V. J. Emery and S. A. Kivelson, Nature (London) 374, 434 (1995).
- [34] P. K. Gallagher, Advanced Ceramics Materials 2, 632 (1987).
- [35] A. Carrington, D. J. C. Walker, A. P. Mackenzie, and J. R. Cooper, Phys. Rev. B 48, 13051 (1993).
- [36] S. D. Brorson, R. Buhleier, J. O. White, I. E. Trofimov, H. U. Habermeier and J. Kuhl, cond-mat/9311027.
- [37] W. H. Chang, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-24, 608 (1976).
- [38] W. H. Chang, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-25, 712 (1977).
- [39] C. W. Luo, “Anisotropic ultrafast dynamics in YBa₂Cu₃O_{7- δ} probed by polarized femtosecond spectroscopy”, Ph. D. dissertation, National Chiao-Tung University, Hsinchu, Taiwan, R.O.C. (2003).

II、鈮鉬銅氧氧化物薄膜元件

摘要

為了適用於行動電話基地台的操作頻率(1.8GHz)，我們在 $10 \times 10 \text{ mm}^2$ 鈮酸鋁基板之雙面蒸鍍鈮鉬銅氧高溫超導薄膜，並利用三種不同類型的共振腔，以交錯耦合型帶通濾波器的設計架構，去設計中心頻率為 1.8GHz 的高溫超導濾波器。目前已將中心頻率為 1.8GHz 的帶通濾波器製造在 $1 \times 1 \text{ cm}^2$ 的鈮酸鋁 (LaAlO_3) 基板上。由量測結果顯示，此元件具有低插入損耗、高反射損耗及窄頻帶邊緣陡峭的優勢，有應用在無限通訊工業的潛力。

一、研究動機與目標

近年來，隨著無線通訊的蓬勃發展，利用超導技術改善通訊品質開始備受重視，由於高溫超導薄膜材料在微波頻段的表面電阻比普通金屬低兩個數量級以上，因此可以設計更密集的微小化共振腔合成濾波器，以縮小元件的尺寸使之益於整合積體化，而且濾波器具有極低的插入損耗、頻寬窄、通帶邊緣陡峭等近於理想的濾波性能[1]-[4]。將高溫超導濾波器用於基地台前端的射頻濾波器上，其覆蓋面積與同時間的使用量是一般基地台的兩倍，並且還有提高抗干擾能力、改善通話品質及降低手機發射功率等優勢[5]。

本實驗室已在 $1\text{cm}\times 1\text{cm}$ 的鋁酸鐳 (LaAlO_3) 基板上製備出具有插入損耗低、頻寬窄、體積小、通帶邊緣陡峭及帶外抑制好的 1.8GHz 的微型高溫超導帶通濾波器[6]-[8]，但可惜反射損耗不夠高，使得通帶訊號平整度不夠，因此離商業化的目標還有一段距離。所以本篇論文要利用 M.G. Banciu 提出的密集化微型共振腔[9]與微小化髮夾型共振腔，以交錯耦合型微帶線帶通濾波器的設計架構來製作濾波器[10]，製備出具有低插入損耗、高於 15dB 的反射損耗、頻寬窄、通帶邊緣陡峭及體積小的高溫超導濾波器，以達到可商業化的目標。

二、電路分析與原理

本章首先介紹用來描述微波網路的散射參數，並說明其物理意義[8], [11]。接著依序說明網路的奇偶模對稱分析法[12]、JK 反轉子[11]及步階阻抗共振器[13]等基本原理解，最後再說明共振腔結構如何微小化與交錯耦合型濾波器基本的耦合結構[8], [10], [14]。

2.1 散射參數(S-parameter)

在微波頻段中，因為整個元件尺寸與電磁波的波長大小差不多，所以在元件中任意兩點的電流電壓相位與大小都可能有很大的差異，因此我們不能用分析低頻電路的方法直接用於微波電路，必須擴充我們所熟知的基本電路及網路概念，以處理微波電路分析與設計的問題。

在微波頻段量測電壓與電流，有實際上的困難，因為若是直接量測，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、阻抗與矩陣的想法，就顯得有點抽象。在各種網路表示法中，最常使用的是與直接測量、入射、反射、及穿透波觀念比較一致的散射參數。散射參數是以歸一化的電壓波或電流波來描述網路。以一傳輸線為例， v^+ 及 i^+ 為往+z方向的電壓波與電流波， v^- 及 i^- 表示往-z方向的電壓波與電流波， Z_0 為傳輸線的特

性阻抗。而電壓波與電流波有以下的關係：

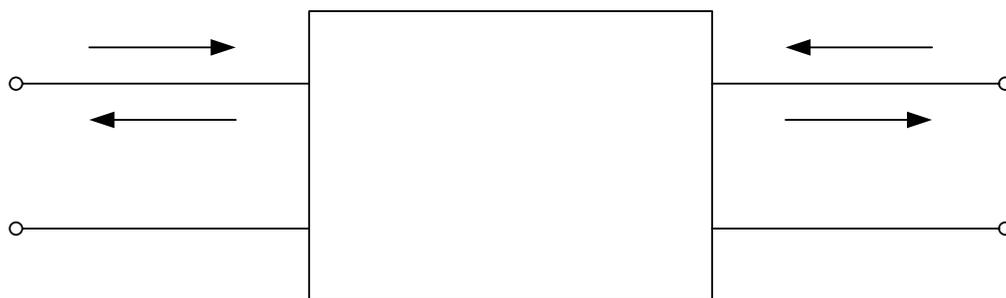


圖 2.1 雙埠網路及其電壓波與電流波。

$$V_n = v_n^+ + v_n^- \quad (2.1)$$

$$I_n = i_n^+ - i_n^- = \frac{v_n^+}{Z_0} - \frac{v_n^-}{Z_0}$$

$$\mathbf{V}_1 \quad \mathbf{i}_1^+$$

此雙埠網路如圖 2.1，為了要讓電波振幅定義更符合物理意義的

功率關係式，必須要重新定義一組電波振幅如下：

$$a_1 = \frac{v_1^+}{\sqrt{Z_{01}}} = \sqrt{Z_{01}} i_1^+ \quad (2.3)$$

$$a_2 = \frac{v_2^+}{\sqrt{Z_{02}}} = \sqrt{Z_{02}} i_2^+$$

$$\mathbf{V}_1^- \quad \mathbf{i}_1^- \quad (2.4)$$

$$b_1 = \frac{v_1^-}{\sqrt{Z_{01}}} = \sqrt{Z_{01}} i_1^- \quad (2.5)$$

$$b_2 = \frac{v_2^-}{\sqrt{Z_{02}}} = \sqrt{Z_{02}} i_2^- \quad (2.6)$$

其中 a_n 表示第 n 埠的入射波， b_n 表示反射波，而 Z_{01} 和 Z_{02} 分別代表埠 1 和埠 2 接到外面系統的特性阻抗。 b_n 及 a_n 之間的關係即為散射參數：

$$b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2 \quad (2.7)$$

$$b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2 \quad (2.8)$$

將上式表示成矩陣的形式：

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

[S]矩陣的任意一個元素可由下式決定：

$$S_{ij} = \frac{b_i}{a_j} = \frac{v_i^- \sqrt{Z_{0j}}}{v_j^+ \sqrt{Z_{0i}}} \quad (2.10)$$

當端埠特性阻抗相等時， S_{ij} 可由如下的方式決定：在第 j 端埠加入射波 v_j^+ ，並在第 i 端埠量測反射波，條件是除了第 j 個端埠外，其他端埠的入射波均必須設為零，也就是這些端埠的負載均需完全匹配。所以 S_{ii} 就是從第 i 個端埠看進去的反射係數，條件是其他端埠均接匹配負載； S_{ij} 就是從第 j 個端埠到第 i 個端埠的穿透係數，條件是其他端埠與負載均完全匹配。

在介紹本章節之前，首先需瞭解一些界定濾波器品質的參數定義，在插入損耗函數法(Insertion Loss Method)中，濾波器頻率響應函數的定義就是其插入損失的頻率響應，或功率損失比 P_{LR} ：

$$P_{LR} = \frac{\text{由波源可獲得的功率}}{\text{送到負載的功率}} = \frac{P_{inc}}{P_{load}} = \frac{1}{1 - |\Gamma(\omega)|^2} \quad (2.11)$$

這裡的 P_{LR} 就是當波源與負載均匹配時， $|S_{21}|^2$ 的倒數。以dB表示的插入損耗(IL, insertion loss)及反射損耗(RL, return loss)為：

$$IL = 10 \log |P_{LR}| = 10 \log \frac{1}{|S_{21}|^2}, \quad RL = 10 \log |S_{11}|^2 = 10 \log |1 - |S_{21}|^2| \quad (2.12)$$

通常量測被動元件的 S 參數，主要是關心 S_{11} 與 S_{21} 的頻率響應。就應用而言， S_{11} 要求低於 -15dB 為佳， S_{21} 則越大越好，理論上超導濾波器可以做到接近 0dB。

2.2 奇偶模對稱分析

假如網路具對稱性，我們可以由對稱面處將此網路拆解成兩個相似的半網路，這樣有利於分析複雜的網路。當網路處於偶模態激發時，如圖 2.2(a)，輸入與輸出同相位且等電位，對稱的界面處開路，將原來雙埠網路變成兩個完全相同的單埠網路，是為偶模網路。同理，當網路處於奇模態激發時，如圖 2.2(b)，輸入與輸出反相位且等電位，對稱的界面處短路，將原來雙埠網路變成兩個完全相同的單埠網路，是為奇模網路。

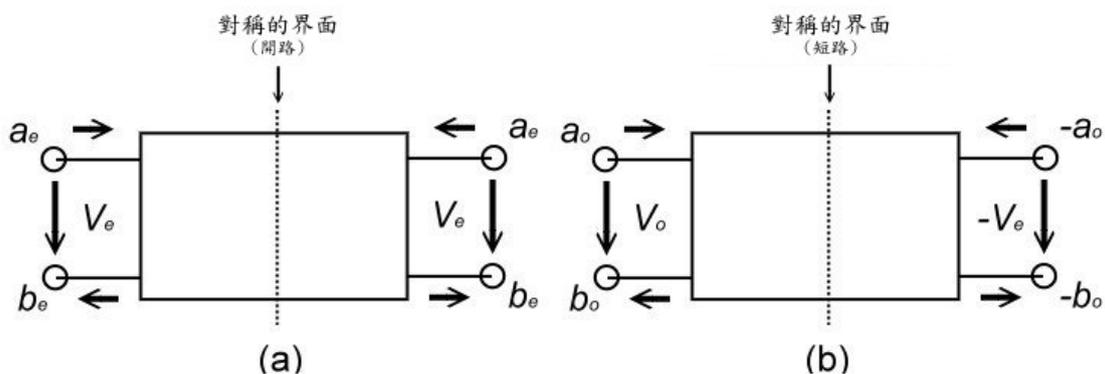


圖 2.2 對稱的雙埠網路其(a)偶模激發，和(b)奇模激發。

由於任何對稱性的雙埠網路激發後，可由激發的偶模和奇模的網路，經線性組合後獲得。因此，藉由基本的偶模和奇模網路的個別分析後，從奇偶模的參數決定雙埠網路的所有參數，將複雜對稱的網路簡化分析。

舉例來說，單埠，奇偶模的 S 參數：

$$S_{11e} = \frac{b_e}{a_e} \quad S_{11o} = \frac{b_o}{a_o} \quad (2.13)$$

下標符號 e 和 o 分別代表偶模和奇模。就對稱網路而言，其電波傳遞之間的關係：

$$\begin{aligned} a_1 &= a_e + a_o & a_2 &= a_e - a_o \\ b_1 &= b_e + b_o & b_2 &= b_e - b_o \end{aligned} \quad (2.14)$$

令 $a_2 = 0$ ，由(2.13)和(2.14)可得：

$$\begin{aligned} a_1 &= 2a_e = 2a_o \\ b_1 &= S_{11e}a_e + S_{11o}a_o \\ b_2 &= S_{11e}a_e - S_{11o}a_o \end{aligned} \quad (2.15)$$

用(2.15)代入雙埠 S 參數的定義(2.10)：

$$\begin{aligned} S_{11} &= \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0} = \frac{1}{2}(S_{11e} + S_{11o}) \\ S_{21} &= \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} = \frac{1}{2}(S_{11e} - S_{11o}) \\ S_{22} &= S_{11} \\ S_{12} &= S_{21} \end{aligned} \quad (2.16)$$

由(2.16)的最後兩式，可顯而易見其對稱性。

令 Z_{ine} 和 Z_{ino} 代表單埠，偶、奇模網路的輸入阻抗。並由(2.10)、

(2.1)及(2.2)得：

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1} \Big|_{a_2=0} = \frac{V_1/\sqrt{Z_{o1}} - \sqrt{Z_{o1}}I_1}{V_1/\sqrt{Z_{o1}} + \sqrt{Z_{o1}}I_1} \quad (2.17)$$

用 $Z_{in1}I_1$ 替代 V_1 :

$$S_{11} = \frac{Z_{in1} - Z_{o1}}{Z_{in1} + Z_{o1}} \quad (2.18)$$

從(2.18)裡，可將(2.13)化成：

$$S_{11e} = \frac{Z_{ine} - Z_{o1}}{Z_{ine} + Z_{o1}} \quad S_{11o} = \frac{Z_{ino} - Z_{o1}}{Z_{ino} + Z_{o1}} \quad (2.19)$$

將(2.19)代入(2.16)，可獲得一些有用的公式：

$$\begin{aligned} S_{11} = S_{22} &= \frac{Z_{ine}Z_{ino} - Z_{o1}^2}{(Z_{ine} + Z_{o1}) \cdot (Z_{ino} + Z_{o1})} = \frac{Y_{o1}^2 - Y_{ine}Y_{ino}}{(Y_{o1} + Y_{ine}) \cdot (Y_{o1} + Y_{ino})} \\ S_{21} = S_{12} &= \frac{Z_{ine}Z_{o1} - Z_{ino}Z_{o1}}{(Z_{ine} + Z_{o1}) \cdot (Z_{ino} + Z_{o1})} = \frac{Y_{ino}Y_{o1} - Y_{ine}Y_{o1}}{(Y_{o1} + Y_{ine}) \cdot (Y_{o1} + Y_{ino})} \end{aligned} \quad (2.20)$$

其中 $Y_{ine} = 1/Z_{ine}$ ， $Y_{ino} = 1/Z_{ino}$ 和 $Y_{o1} = 1/Z_{o1}$ 。再將阻抗及導納歸一化後，

$z = Z/Z_{o1}$ 和 $y = Y/Y_{o1}$ ，使(2.20)簡化成：

$$\begin{aligned} S_{11} = S_{22} &= \frac{z_{ine}z_{ino} - 1}{(z_{ine} + 1) \cdot (z_{ino} + 1)} = \frac{1 - y_{ine}y_{ino}}{(1 + y_{ine}) \cdot (1 + y_{ino})} \\ S_{21} = S_{12} &= \frac{z_{ine} - z_{ino}}{(z_{ine} + 1) \cdot (z_{ino} + 1)} = \frac{y_{ino} - y_{ine}}{(1 + y_{ine}) \cdot (1 + y_{ino})} \end{aligned} \quad (2.21)$$

由此可知，雙埠網路的散射參數藉奇偶模態激發後，簡化成奇、偶單埠網路，透過線性組合之後獲得。

2.3 阻抗與導納反轉子(J/K inverters)

用某一種類的傳輸線完成濾波器時，通常我們會希望整個電路中，只有串聯或並聯的傳輸線殘段，因此在某些情況下，必須做串、並聯的轉換，除了利用黑田恆等式做串、並聯轉換之外，另一種方法

便是阻抗與導納反轉子。這兩種反轉子的運用特別適合窄頻帶(<10%)的帶通或帶止濾波器的設計。

阻抗與導納反轉子為一段四分之一波長的阻抗轉換器，如圖 2.3(a)所示，若一負載阻抗接在反轉子一端，則從另一端看進去的輸入阻抗相當於特性阻抗之平方除此負載阻抗。其中阻抗反轉子以 K 表示，為四分之一波長轉換器的特性阻抗；導納反轉子以 J 表示，為四分之一波長轉換器的特性導納。利用反轉子的阻抗轉換特性可將串聯電路轉為並聯電路，或將並聯電路轉成串聯電路。反轉子最好用的地方是使原本電路中之元件值如電感、電容或電阻值，隨著 J 或 K 值改變，如圖 2.3(b)、(c)。

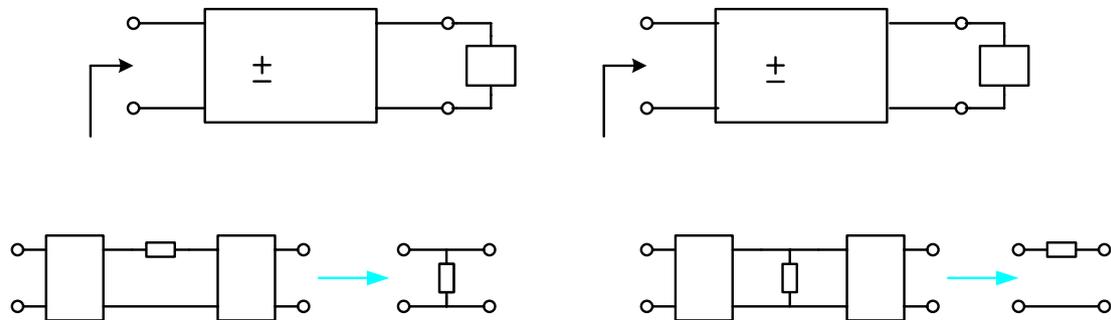


圖 2.3 (a) 阻抗與導納反轉子的操作方式；

(b) 用 J 反轉子將串聯阻阮等效為並聯導納；

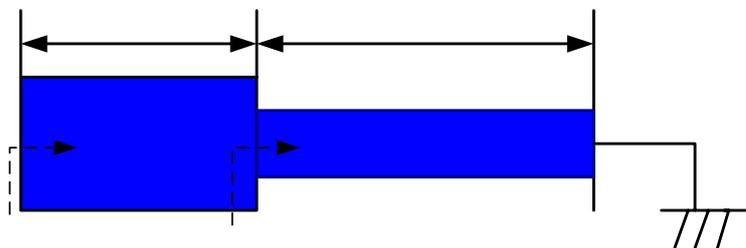
(c) 用 K 反轉子將並聯導納等效為串聯阻抗。

濾波器即是用此方法將原本並聯共振的部份轉成串聯共振，或將

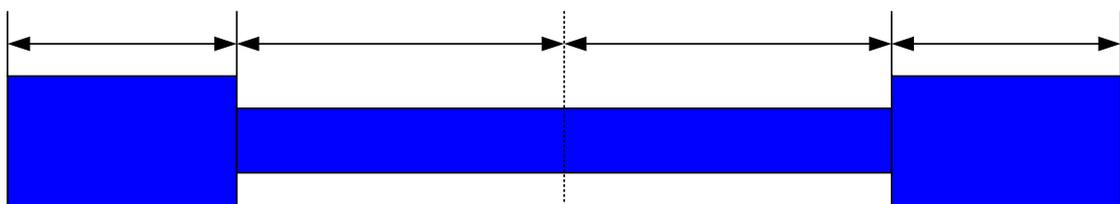
原本串聯共振的部份轉為並聯共振，經由適當地選擇 J 或 K 值可使每一個共振腔皆完全一樣，如此便大大降低電路的複雜度[15]。

2.4 步階阻抗共振腔之分析

本節探討步階阻抗共振腔(SIR, stepped impedance resonator)的特性，常見的步階阻抗共振腔有四分之一波長與半波長兩種，如圖 2.4 (a)、(b)，一般的共振腔是由阻抗均勻的四分之一或半波長微帶線所組成，而步階阻抗共振腔其特色在於是由兩種不同阻抗的微帶線串接形成共振腔，因此可控制阻抗的比值來改變共振頻率。



(a)



(b)

圖 2.4 步階阻抗共振腔(a)四分之一波長型；(b)半波長型。

圖 2.4 中，我們忽略阻抗界面不連續的影響， Z_a 與從開路面看到的阻抗 Z_{in} 為

$$\begin{aligned} Z_a &= Z_1 \frac{Z_L + jZ_1 \tan \theta_1}{Z_1 + jZ_L \tan \theta_1} = jZ_1 \tan \theta_1 \\ Z_{in} &= Z_2 \frac{Z_a + jZ_2 \tan \theta_2}{Z_2 + jZ_a \tan \theta_2} = jZ_2 \frac{Z_1 \tan \theta_1 + jZ_2 \tan \theta_2}{Z_2 - Z_1 \tan \theta_1 \tan \theta_2} \end{aligned} \quad (2.22)$$

當共振發生時， $Y_{in} = \frac{1}{Z_{in}} = 0$ ，此時

$$Z_2 - Z_1 \tan \theta_1 \tan \theta_2 = 0 \quad (2.23)$$

我們令 $R = \frac{Z_2}{Z_1}$ ，則(2.23)式可改寫為

$$\tan \theta_1 \tan \theta_2 = R \quad (2.24)$$

對一般的均勻阻抗共振腔(UIR, uniform impedance resonator)而言，只能靠著微帶線的長度來決定共振條件，而步階阻抗共振腔不只可以靠線長，還可以靠阻抗比值 R 來決定共振條件，因此步階阻抗共振腔可使設計變的更加靈活[16]。

我們令圖 2.4(a)的總電性長度(electric length)為 θ_{TA} ，圖 2.4(b)的總電性長度為 θ_{TB} ，則可以表示為

$$\begin{aligned} \theta_{TA} &= \theta_1 + \theta_2 \\ &= \theta_1 + \tan^{-1}\left(\frac{R}{\tan \theta_1}\right) \\ &= \theta_{TB} / 2 \end{aligned} \quad (2.25)$$

我們定義正規化的共振腔長度為

$$L_n = \frac{\theta_{TA}}{(\pi/2)} = \theta_{TB} / \pi \quad (2.26)$$

由於兩者經正規化的共振腔長度相等，表示其共振條件都相同，都可由(2.24)式決定，將(2.24)式作圖可得如圖 2.5

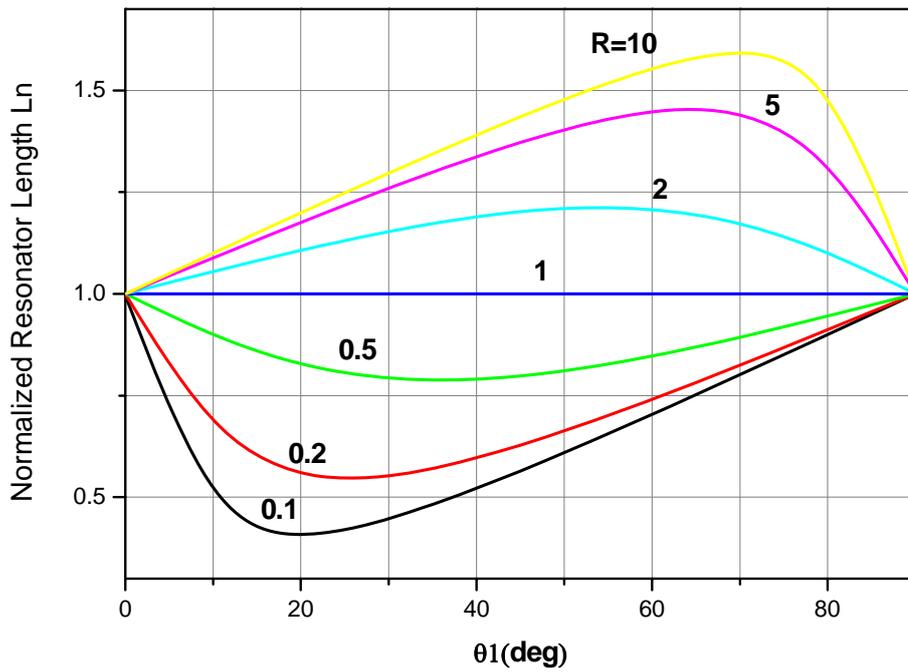


圖 2.5 L_n 與 θ_1 的關係圖

從圖中可以知道，當阻抗比值 $R=1$ 時， $L_n=1$ ，此為一般四分之一波長

或半波長共振腔。當 $R < 1$ 時，共振腔長度 L_n 可獲得較小值，在相同頻率下， L_n 下降，總電性長度 θ_T 則下降，而 $\theta_T = \beta l = \frac{2\pi}{\lambda} l$ ，在頻率不變的情況下，波長也不改變，因此共振腔長度 l 縮短。所以阻抗比值的不同，關係著共振腔的尺寸，我們可以靠著設計較小的 R 值，使共振腔進一步微小化。

2.5 共振腔結構

共振腔是構成濾波器的基本元件，而我們主要的研究目的是製造微小型濾波器元件，所以微帶線共振腔的結構與尺寸是非常關鍵的。電磁波通過微帶線時，電荷分佈因延遲現象而不均勻，造成電荷量的變動，因而在共振腔內形成電容效應，透過此現象可以改變幾何結構達成為小化的目的。圖 2.6(a) 為一般傳統的半波長共振腔，此種共振結構的濾波器尺寸顯得過大，不符合講求輕便的通訊系統。圖 2.6(b) 為步階阻抗共振腔，我們使其 $R = \frac{Z_1}{Z_0} < 1$ ，由上一節知道，隨著 R 愈小，共振腔的尺寸愈能縮短。圖 2.6(c) 為加上並聯殘段 ($l < \frac{\lambda_0}{4}$) 步階阻抗共振腔，由於加上了並聯殘段增加了電容效應，可使共振腔進一步縮小。或者我們可以從 Z_{in} 處看進去，可知 Z_{in} 為 Z_1' 與 Z_2' 並聯，我們知道並聯阻抗值會下降，所以可等效成 2.6(d)，其中 $Z_3 < Z_1$ ，因此阻抗比值 $R' < R$ ，所以共振腔的尺寸會比圖 2.6(b) 更小。我們將圖 2.6(c) 的共振腔內摺成方形開迴路共振腔，即可得如圖 2.6(e)、(f)，

因為產生了共振腔本身的電容效應，增加了耦合量，所以能有效的縮小共振腔的尺寸[9]。圖 2.6(g)為具耦合線之內折式微小化髮夾型共振腔，由於此結構末端的兩條平行耦合線長且寬且耦合線之間的間隙也非常窄，增加了許多電容效應，再加上結構末端的兩條平行耦合線加寬，也代表阻抗比值 R 變小，此圖中的 R 值達到 $1/7$ ，因此共振腔的尺寸能縮的非常小，甚至比 2.6(e)、(f)還小。

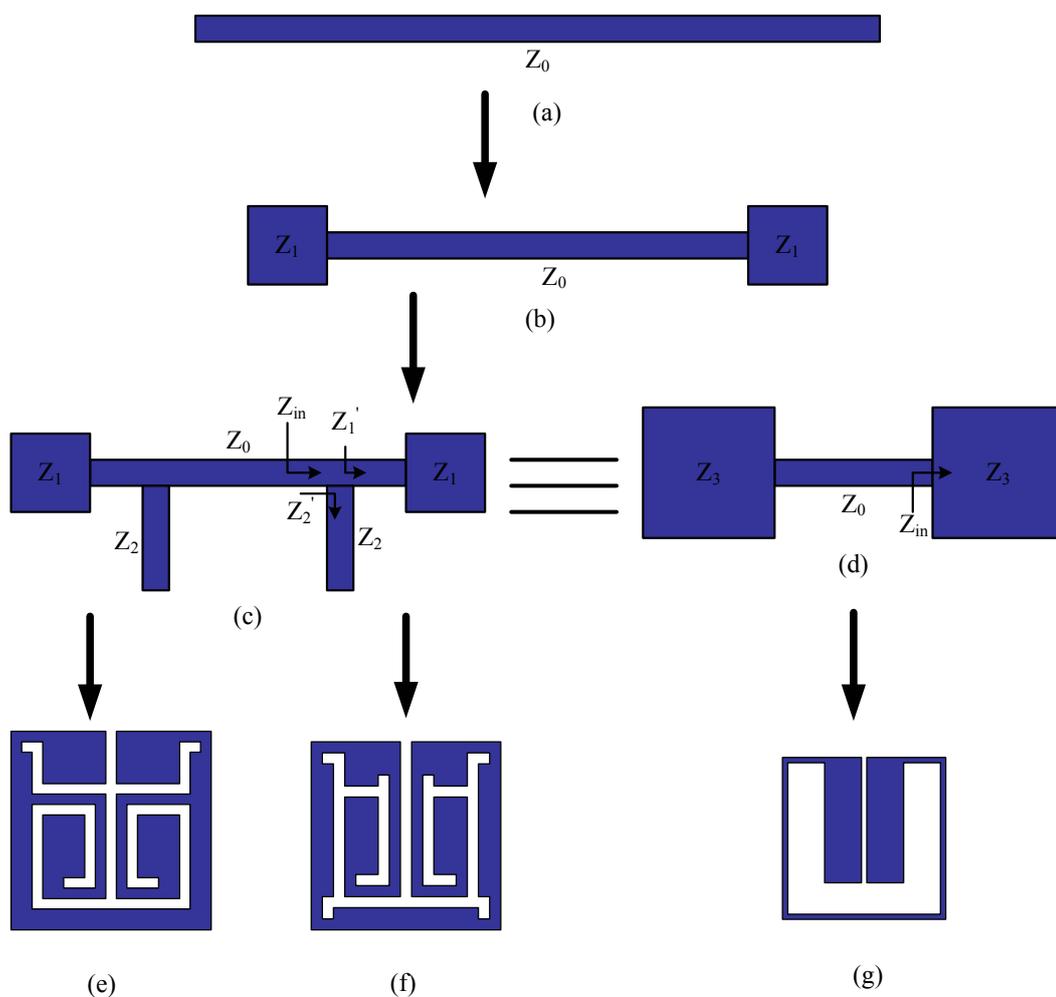


圖 2.6 共振頻率 f_0 共振腔微小化的過程

(a) 微帶線共振器；

(b) 步階阻抗共振器，阻抗比值 $R(R < 1)$ ；

- (c) 步階阻抗共振器加上並聯殘段；
- (d) 步階阻抗共振器，阻抗比值 R' ($R' < R$)；
- (e) 密集化共振腔(A type)；
- (f) 密集化共振腔(D type)；
- (g) 具耦合線之內折式微小化髮夾型共振腔；

2.6 基本耦合結構

我們將利用共振腔之間的交叉耦合，來設計具有高選擇性的濾波器。因為交錯耦合能使信號有更多不同的路徑由輸入端至輸出端，可使通帶兩側產生一對傳輸零點，使通帶外側的雜訊迅速的被衰減掉。我們採用的是微帶線方形開回路交錯耦合型濾波器，因此本節將說明交錯耦合型濾波器的三個基本的耦合結構：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 或共振腔 3 和 4 為混合型耦合(Mixed coupling)[7]，如圖 2.7 所示。

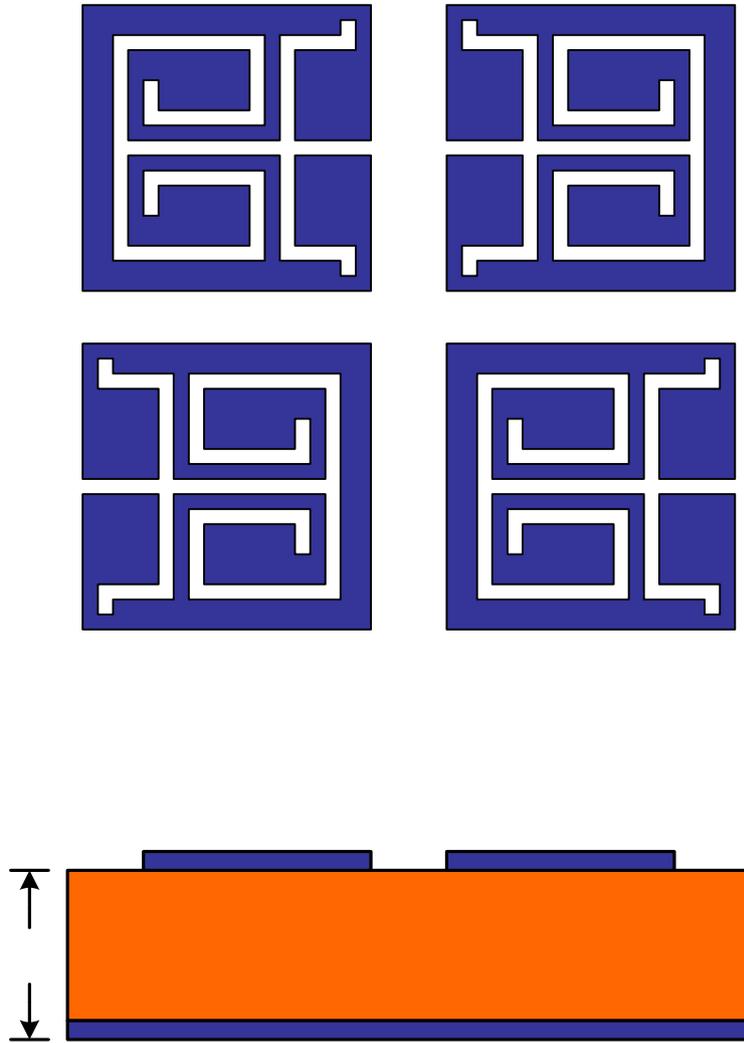


圖 2.7 2x2 排列之交錯耦合型濾波器的結構，基板介電常數 ϵ_r 和厚度 h 。

2.6.1 電耦合(Electric Coupling)

當共振腔發生共振時，每個開回路共振腔在有間隙(open-gap)端會有最大的電場密度產生，所以我們將兩個共振腔的排列如圖 2.8(a) 所示時，就會產生電耦合。圖 2.8(b)為圖 2.8(a)的等效電路模型，

其中 L 、 C 表單一共振腔本身的電感和電容，因此單一共振腔本身的共振角頻率即為 $\frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ ，而 C_m 則是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，相當於一個雙埠網路，此等效電路模型可以由下面的兩個數學式來描述：

$$I_1 = j\omega CV_1 - j\omega C_m V_2 \quad (2.27a)$$

$$I_2 = j\omega CV_2 - j\omega C_m V_1 \quad (2.27b)$$

由數學式(2.27a)和(2.27b)可以得出 Y 參數矩陣：

$$Y_{11} = Y_{22} = j\omega C \quad (2.28a)$$

$$Y_{12} = Y_{21} = -j\omega C_m \quad (2.28b)$$

根據網路理論，可以將圖 2.8(b)的等效電路轉換為圖 2.8(c)，其中兩個共振腔之間的電耦合可以用導納轉換子(Admittance inverter) $J = \omega C_m$ 來取代。接著我們利用 2.2 節所討論的奇偶模來分析此電路：若使用奇模態激發分析，則中心對稱的 $T-T'$ 參考平面即為短路(或電牆)，此時等效電路的共振頻率為：

$$f_o = \frac{1}{2\pi\sqrt{L(C+C_m)}} \quad (2.29)$$

此共振頻率將會低於單一未經耦合共振腔的共振頻率，是因為當 $T-T'$ 參考平面為短路時，耦合的效應會提升單一共振腔儲存電荷的能力；同樣的，若使用偶模態激發分析，則中心對稱的 $T-T'$ 參考平面即為開路(或磁牆)，此時等效電路的共振頻率為：

$$f_e = \frac{1}{2\pi\sqrt{L(C-C_m)}} \quad (2.30)$$

由於耦合效應減弱了單一共振腔儲存電荷的能力，所以此共振頻率會較高於單一共振腔的共振頻率。由上述可知，當電耦合發生時，將會有兩個共振頻率產生。

因此可藉由(2.29)和(2.30)算得電耦合係數 M_{14} ：

$$M_{14} = \frac{f_e^2 - f_o^2}{f_e^2 + f_o^2} = \frac{C_m}{C} \quad (2.31)$$

此時耦合量可以以電容來表示，因此又可以將電耦合結構稱為電容性耦合結構，又因 f_o 比 f_e 小，故 M_{14} 為負值。

2.6.2 磁耦合(Magnetic Coupling)

當共振腔發生共振時，每個開回路共振腔在間隙相對端會有最大的磁場密度產生，所以當兩個共振腔的排列如圖 2.9(a)所示時，就會產生磁耦合。圖 2.9(b)為圖 2.9(a)的等效電路模型，其中 L 、 C 表單一共振腔本身的電感和電容，因此單一共振腔本身的共振角頻率即為 $\frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ ， L_m 則是表示兩個共振腔之間的耦合電感。

從 T1-T1' 和 T2-T2' 的參考平面看入整個電路，相當於一個雙埠網路，此等效電路模型可以由下面的兩個數學式來描述：

$$V_1 = j\omega LI_1 + j\omega L_m I_2 \quad (2.32a)$$

$$V_2 = j\omega LI_2 + j\omega L_m I_1 \quad (2.32b)$$

由數學式(2. 32a)和(2. 32b)可以得出 Z 參數矩陣：

$$Z_{11} = Z_{22} = j\omega L \quad (2. 33a)$$

$$Z_{12} = Z_{21} = j\omega L_m \quad (2. 33b)$$

根據網路理論，可以將圖 2. 9(b)的等效電路轉換為圖 2. 9(c)，其中兩個共振腔之間的磁耦合可以用阻抗轉換子 (Impedance inverter) $K = \omega L_m$ 來取代。若使用奇模態激發分析，則中心對稱的 T-T' 參考平面即為短路(或電牆)，此時此等效電路的共振頻率為：

$$f_o = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L - L_m)C}} \quad (2. 34)$$

此共振頻率較高於單一未經耦合共振腔的共振頻率，是因為當 T-T' 參考平面為短路時，耦合的效應會降低單一共振電路所儲存的磁通量；同樣的，若使用偶模態激發分析，則中心對稱的 T-T' 參考平面即為開路(或磁牆)，此時等效電路的共振頻率為：

$$f_e = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L + L_m)C}} \quad (2. 35)$$

由於耦合效應增加了單一共振腔儲存磁通量的能力，所以此共振頻率會較低於單一未經耦合共振腔的共振頻率。由上述可知，當磁耦合發生時，將會有兩個共振頻率產生。

因此可藉由(2. 34)和(2. 35)算出磁耦合係數：

$$M_{23} = \frac{f_o^2 - f_e^2}{f_o^2 + f_e^2} = \frac{L_m}{L} \quad (2. 36)$$

此時耦合量可以以電感來表示，因此又可以將磁耦合結構稱為電感性

耦合結構，又因 f_e 比 f_0 小，故 M_{23} 為正值。

2.6.3 混合型耦合(Mixed Coupling)

如圖 2.10(a)的耦合結構，在這兩個共振腔之耦合臂上皆有電場與磁場分佈，因此此結構同時會有電耦合和磁耦合產生，稱之為混合型耦合。圖 2.10(b)為圖 2.10(a)的等效電路模型，從參考平面 T_1-T_1' 往左看入及參考平面 T_2-T_2' 往右看入可得 Y 參數，而 Z 參數可由參考平面 T_1-T_1' 往右看入及參考平面 T_2-T_2' 往左看入獲得。Y 參數與 Z 參數的定義如下：

$$Y_{11} = Y_{22} = j\omega C \quad (2.37a)$$

$$Y_{12} = Y_{21} = j\omega C_m' \quad (2.37b)$$

$$Z_{11} = Z_{22} = j\omega L \quad (2.37c)$$

$$Z_{12} = Z_{21} = j\omega L_m' \quad (2.37d)$$

式中的 C 、 L 、 C_m' 以及 L_m' 之意義可參考圖 2.10(c)，分別代表單一共振腔的電容、電感、兩共振腔之間的耦合電容以及耦合電感。根據網路理論，圖 2.10(c) 為圖 2.10(b)的等效電路模型的 JK 轉換，圖中磁耦合可以用阻抗反轉子(K inverter) $K = \omega L_m$ 來取代；電耦合可以用導納反轉子(J inverter) $J = \omega C_m$ 來取代。

分別用奇模與偶模態激發來分析此電路，即 $T-T'$ 參考平面分別用短路(電牆)和開路(磁牆)來取代，則我們就可以得此等效電路的共

振頻率分別為：

$$f_o = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L-L'_m)(C-C'_m)}} \quad (2.38)$$

$$f_e = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L+L'_m)(C+C'_m)}} \quad (2.39)$$

由(2.38)與(2.39)式可知，當混合型耦合發生時，也會有兩個共振頻率產生，它們將會衰減或增強單一共振電路所儲存的電荷或磁通量。

由(2.38)、(2.39)可計算出混合型偶合係數 M_{12} 或 M_{34} ：

$$M_{12} = \frac{f_o^2 - f_e^2}{f_o^2 + f_e^2} = \frac{CL'_m + LC'_m}{LC + L'_m C'_m} \quad (2.40)$$

假設 $L'_m C'_m \ll LC$ ，則(2.40)變成：

$$M_{12} \approx \frac{L'_m}{L} + \frac{C'_m}{C} = M_{14}' + M_{23}' \quad (2.41)$$

由上式之結果，如我們所預期的混合型耦合是由磁耦合和電耦合所組成的，且因 f_e 比 f_o 小，故 M_{12} 為正值。

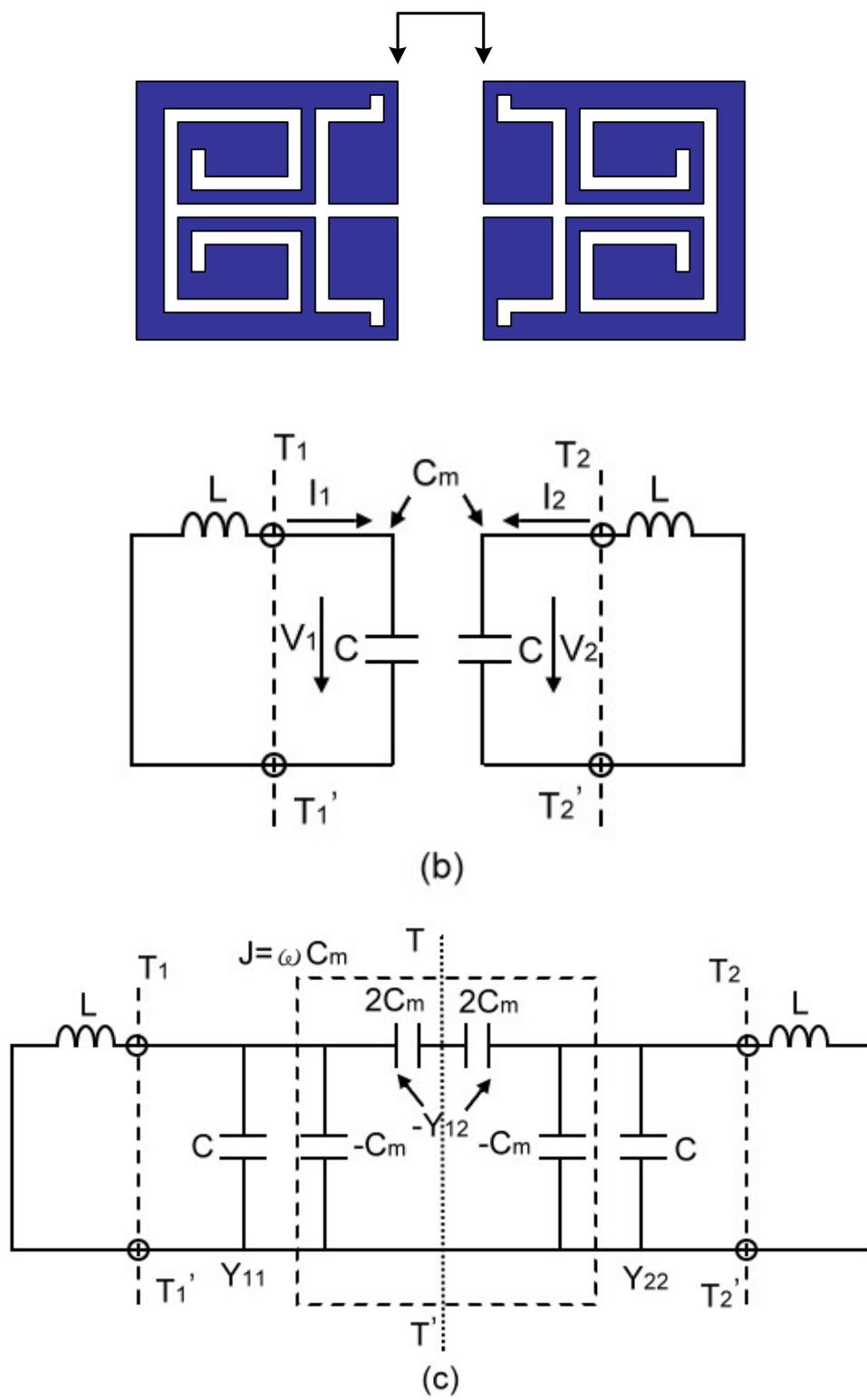


圖 2.8 (a)電耦合共振腔結構；(b)電耦合共振腔等效電路；

(c)利用導納反轉子 $J = \omega C_m$ 轉換的電耦合等效電路。

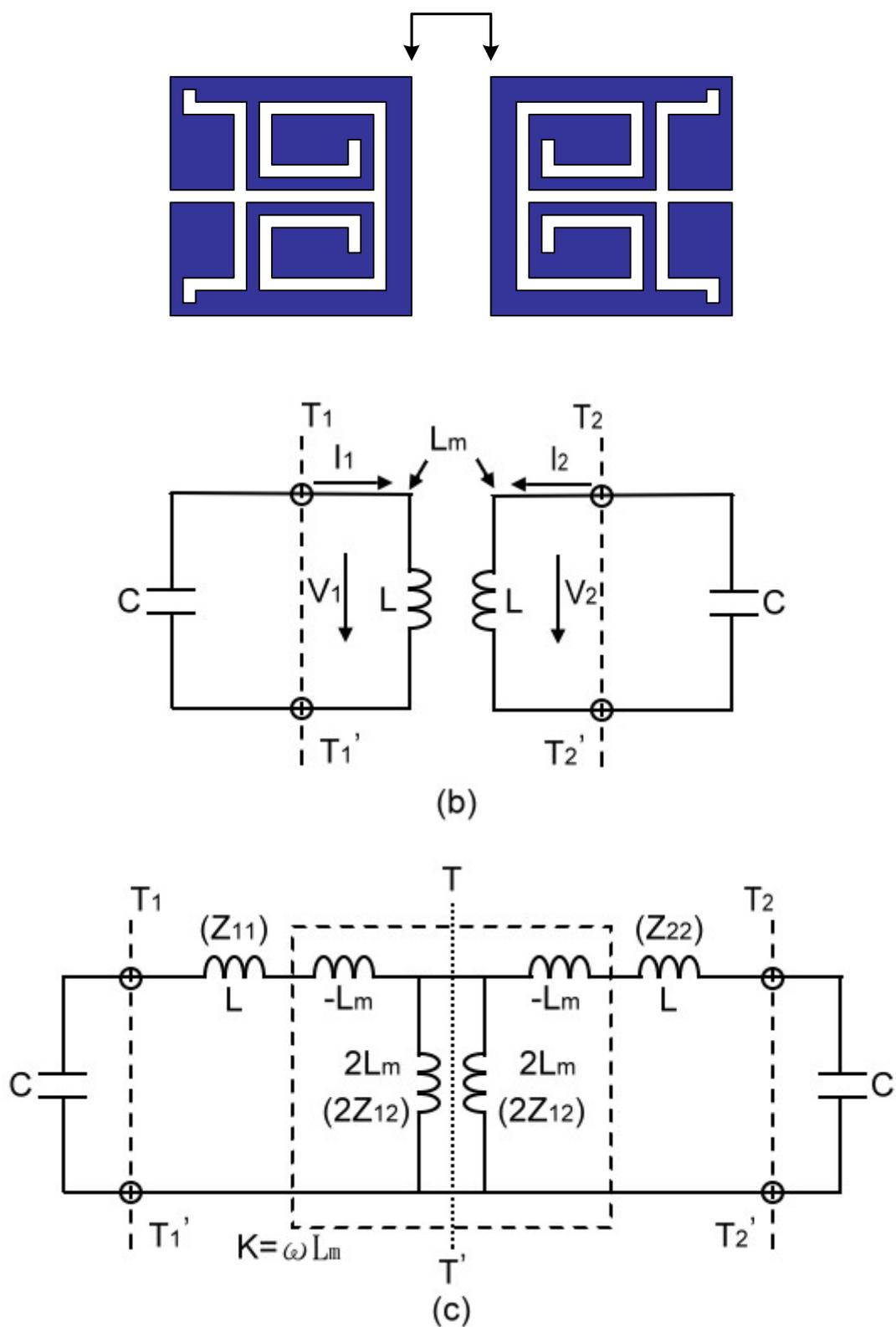


圖 2.9 (a)磁耦合共振腔結構；(b)磁耦合共振腔等效電路；

(c)利用阻抗反轉子 $K = \omega L_m$ 反轉的磁耦合等效電路。

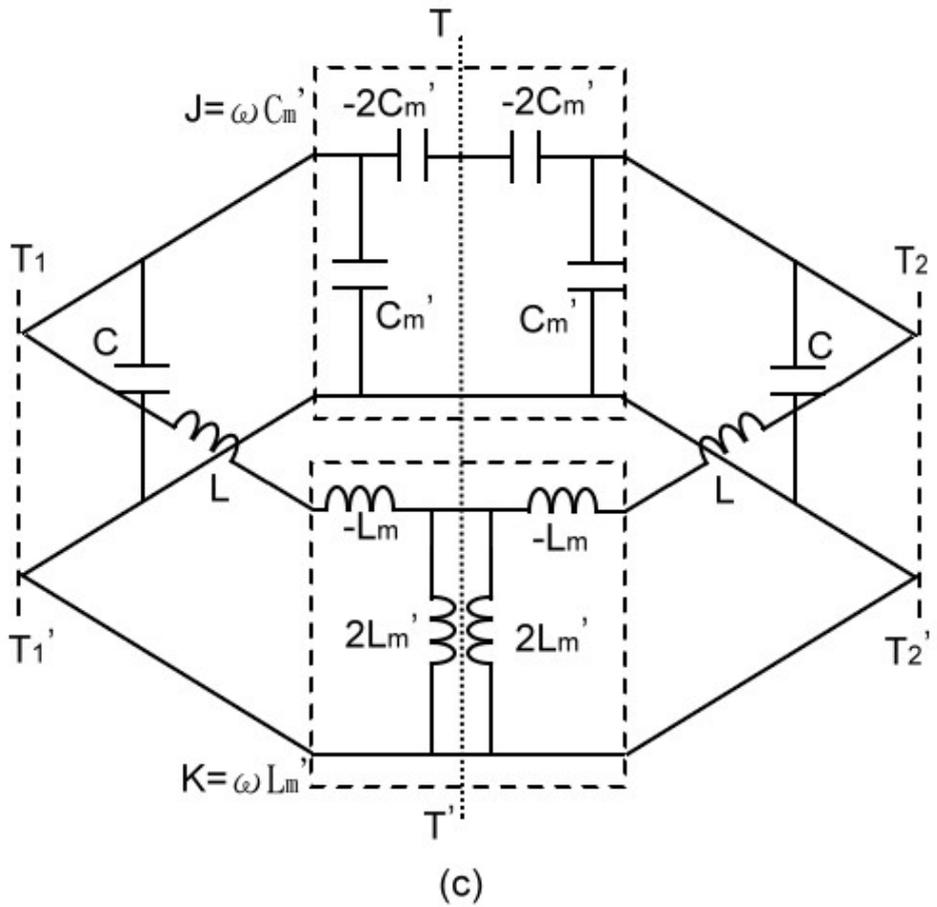
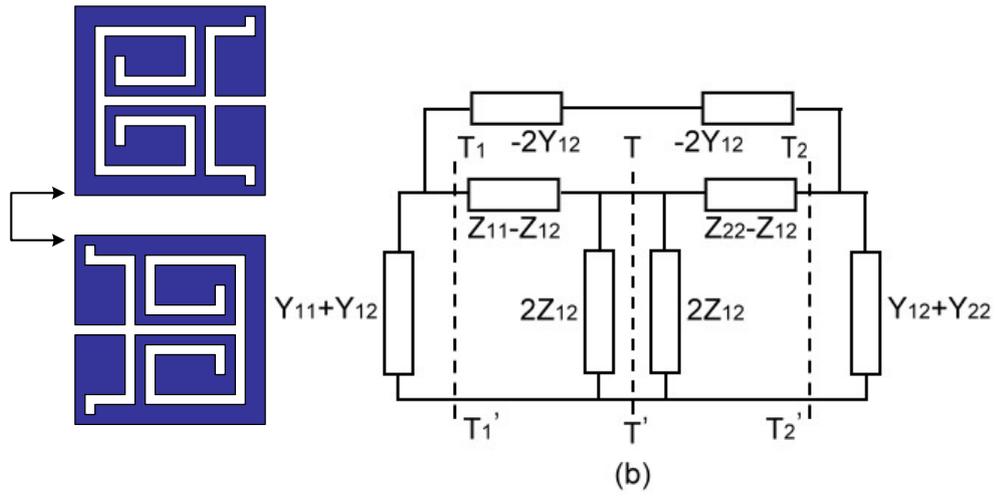


圖 2.10 (a)混合型耦合共振腔結構；(b)混合型耦合共振腔等效電

路；

(c) 利用阻抗反轉子 $K = \omega L_m'$ 和導納反轉子 $J = \omega C_m'$ 表示

磁耦合和電耦合的混合型耦合等效電路。

三、元件量測結果與討論

3.1 高溫超導薄膜特性量測與分析

我們將利用脈衝雷射蒸鍍系統(PLD)製作高溫超導的雙面薄膜，以上一章所介紹的各項儀器系統，對製備好的 HTS 薄膜進行特性的量測與分析。利用電阻-溫度(R-T)量測系統的量測結果，如圖 3.1 所示，圖中顯示此薄膜的臨界溫度(T_c)在 90.5K，其表面電阻(R_s)隨著溫度降低而沿著金屬線下降，並於臨界溫度附近衰減快速，代表超導性佳；利用 XRD 量測系統的量測結果，如圖 3.2 所示，由圖中偵測到的強度對角度的位置，顯示此 YBCO 薄膜的磊晶成長方向為 c 軸(001)；。利用 α -step 的量測結果，如圖 3.3 所示，圖中顯示此薄膜的厚度約在 260nm 左右，且膜面大致平整；利用 AFM 量測的結果如圖 3.4 所示，表面崎嶇度約 5.775nm，且顆粒大小接近。由於薄膜表面的平整度會影響到表面電阻的大小，進而影響到元件的損耗，所以會希望薄膜表面整體的顆粒愈小愈好，則其表面電阻就會愈小，元件本身的損耗也就愈低。

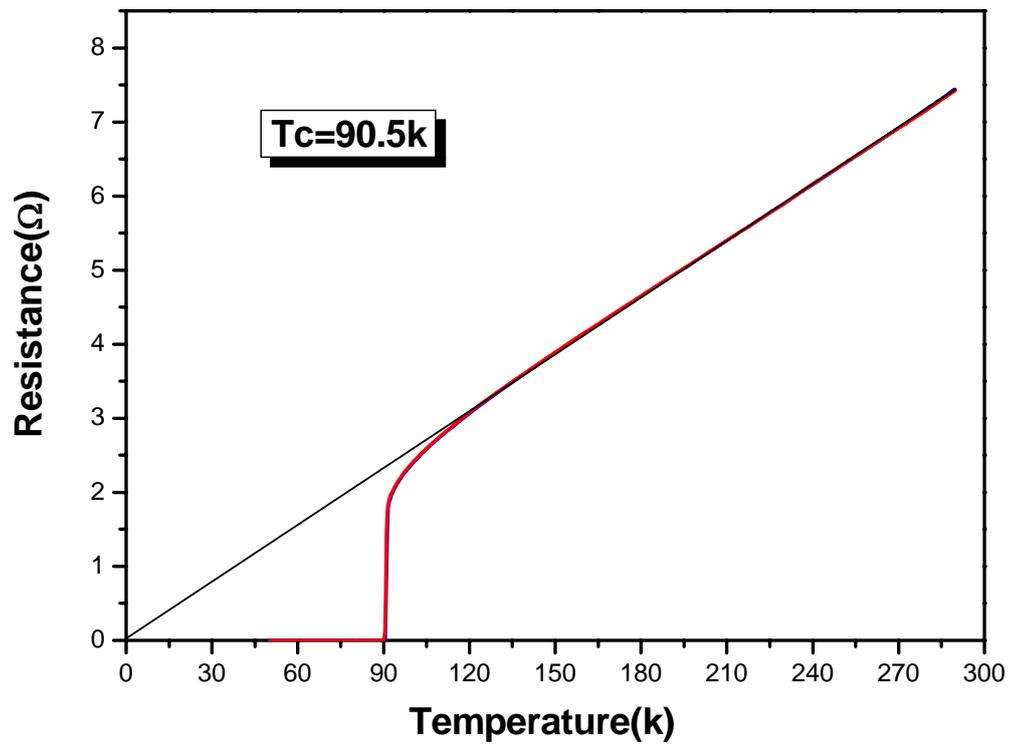


圖 3.1 R-T 量測結果。

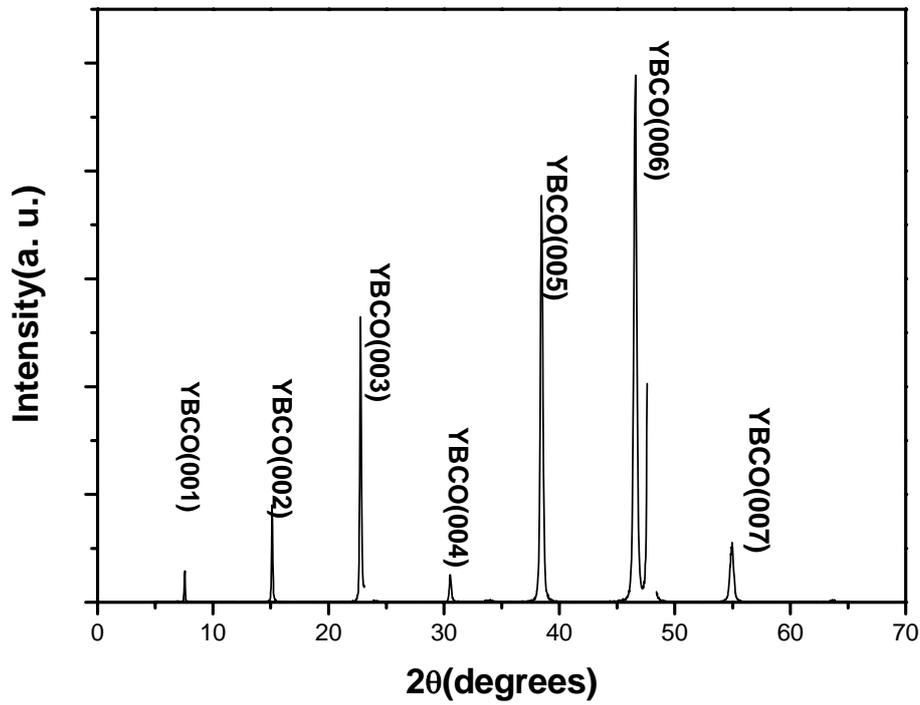


圖 3.2 XRD 量測結果。

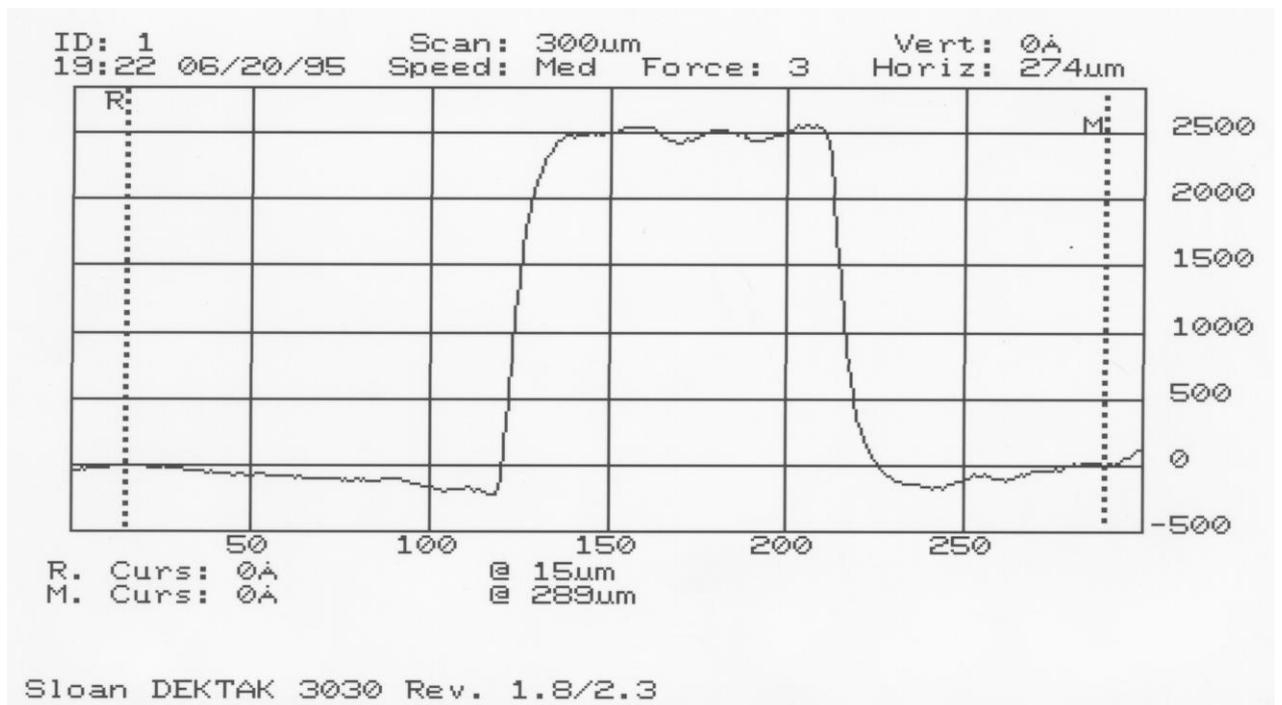


圖 3.3 α -step 量測結果。

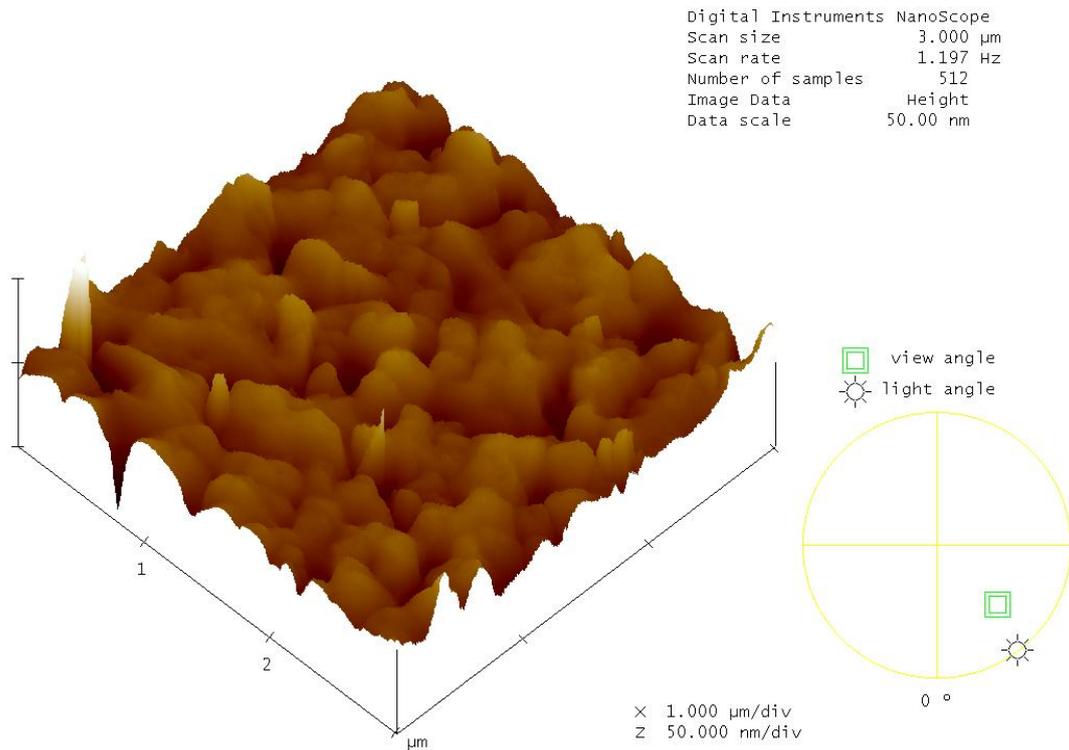
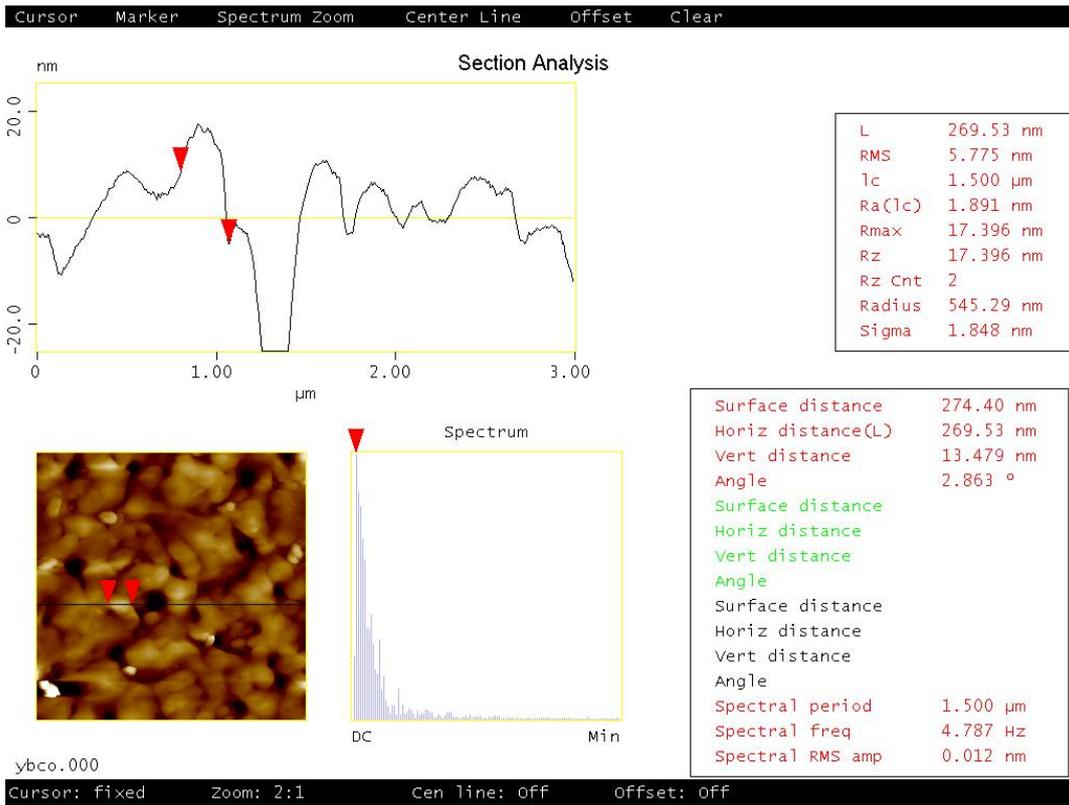


圖 3.4 薄膜的 AFM 影像分析。

3.2 高溫超導濾波器量測結果

實驗初期，我們封裝樣品時並沒有在測試座兩探針上點低溫銀膠，微波量測結果如圖 3.5 所示，圖中為 S_{11} 與 S_{21} 的頻率響應曲線。量測結果很不理想，因為其最小插入損耗甚至比反射損耗大。檢討原因後懷疑可能是濾波器輸入輸出埠與測試座兩探針接觸不良產生寄生電阻，尤其我們是直接將樣品測試座浸泡在液態氮中，可能也會有液態氮滲入輸入輸出埠與探針之間。於是我們點上銀膠重新量測後，其量測結果如圖 3.6 所示，結果顯示中心頻率為 1.86GHz、比例頻寬 (FBW) 為 2.96%、通帶中最小的插入損耗約為 1.19dB、反射損耗為 5.4dB。比較兩張圖，我們可以發現插入損耗與反射損耗皆明顯地改善。現在我們用此方法量測另外兩類型濾波器，其結果如圖 3.7、圖 3.8 所示。圖 3.7 中，結果顯示中心頻率為 1.85GHz、比例頻寬 (FBW) 為 2.27%、通帶中最小的插入損耗約為 0.12dB、反射損耗為 15.2dB。圖 3.8 中，結果顯示中心頻率為 1.82GHz、比例頻寬 (FBW) 為 2.46%、通帶中最小的插入損耗約為 0.41dB、反射損耗為 23.5dB。將實際量測結果與模擬的結果作比較，如圖 3.9(a)、(b)、(c) 所示，並將實際量測結果與電腦模擬結果的各項參數彙整成表 3.1。

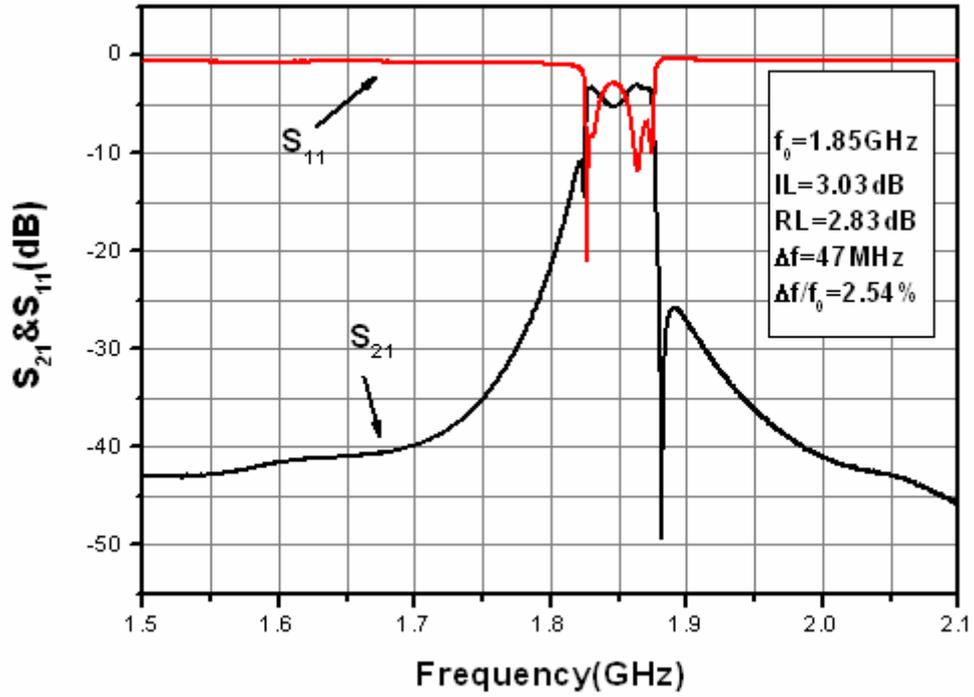


圖 3.5 未點銀膠的四階密集化共振電路之交錯耦合式帶通濾波器 (A type) 頻率響應量測結果。

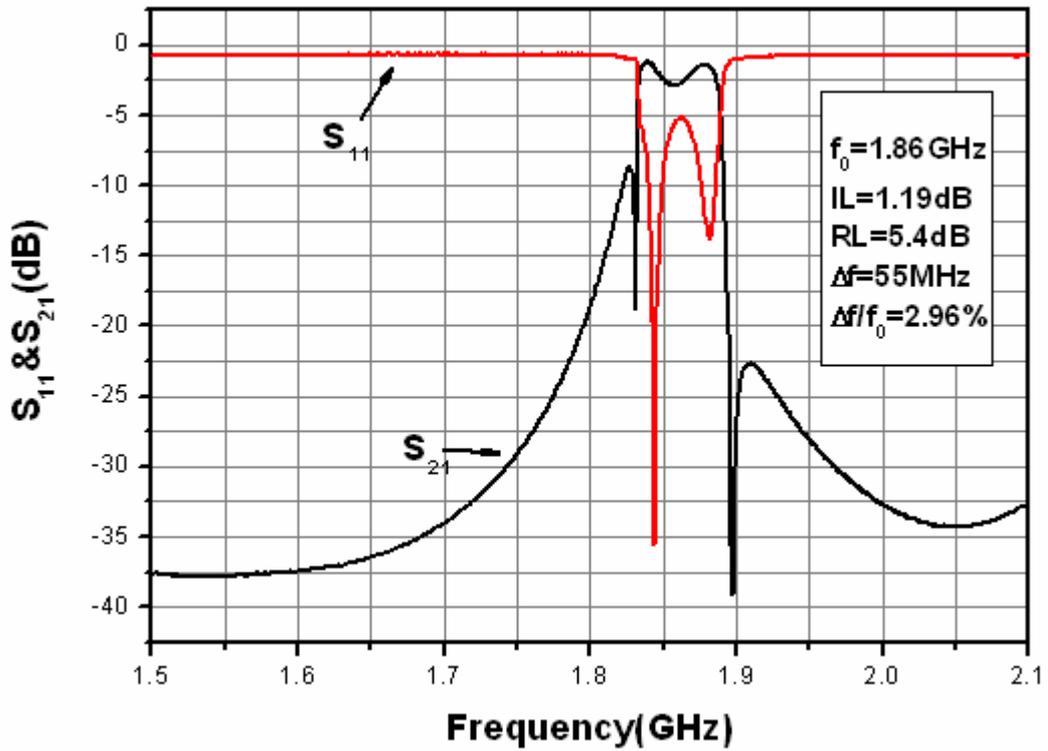


圖 3.6 四階密集化共振電路之交錯耦合式帶通濾波器(A type)的頻率響應量測結果。

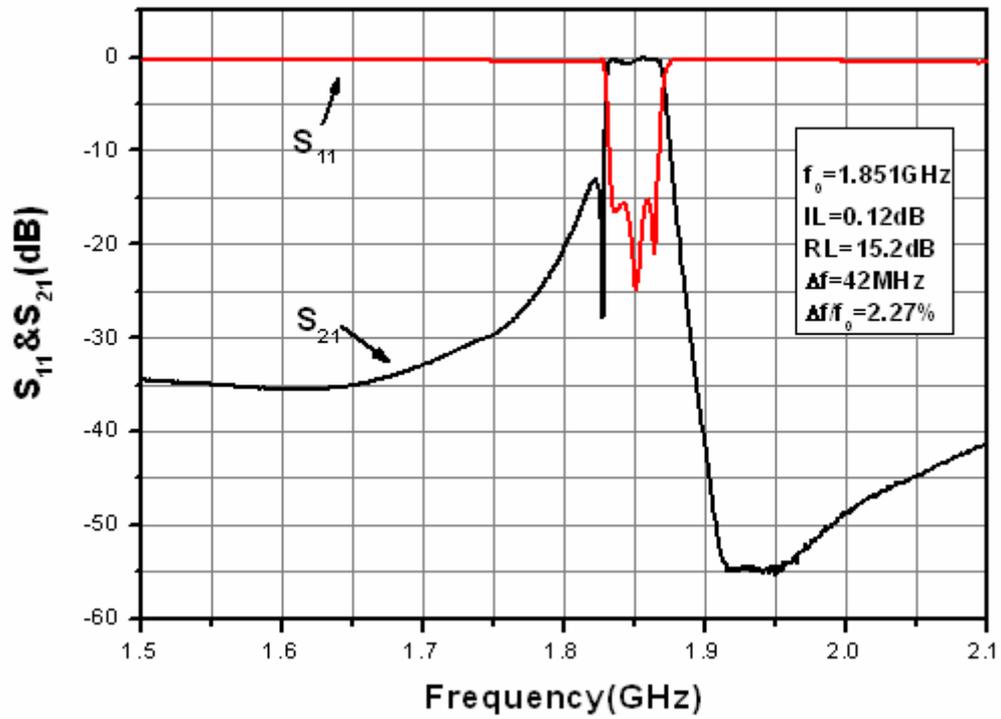


圖 3.7 四階密集化共振電路之交錯耦合式帶通濾波器(D type)的頻率響應量測結果。

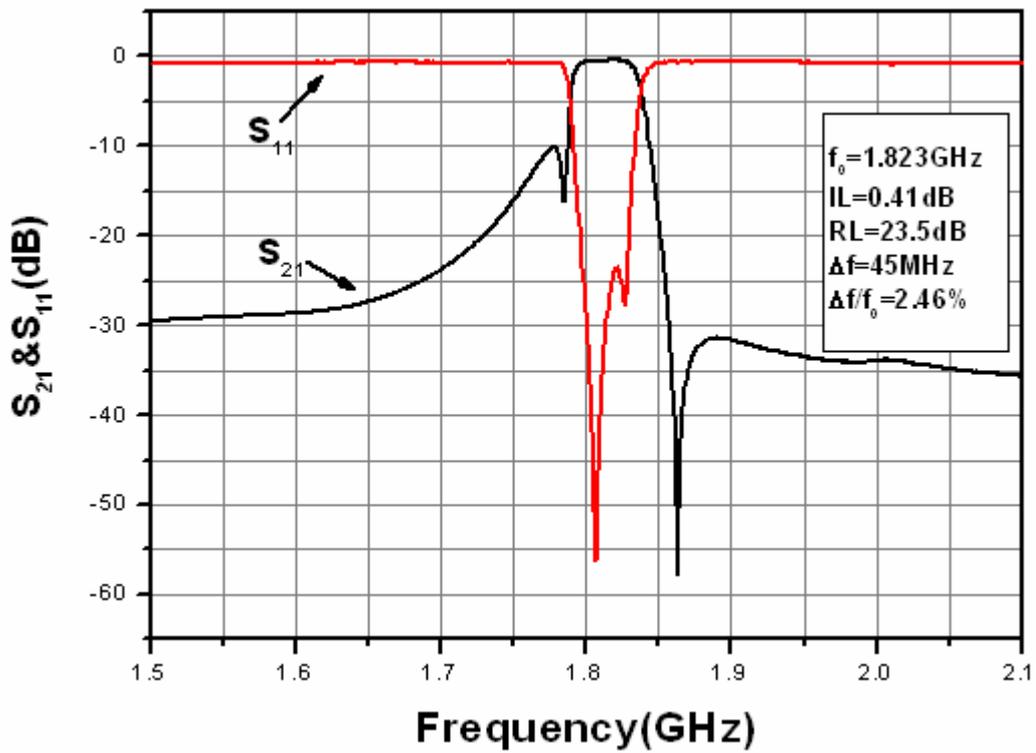


圖 3.8 四階微型共振電路之交錯耦合式帶通濾波器的頻率響應量測結果。

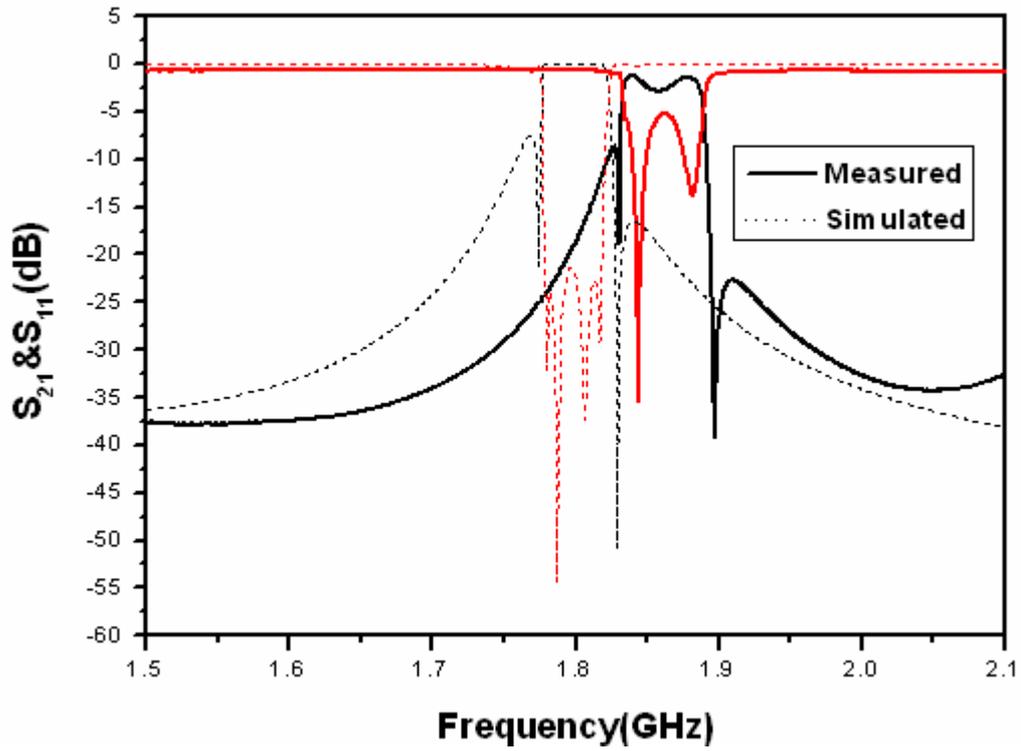


圖 3.9(a) 實際量測結果與電腦模擬結果的比較(A type)。

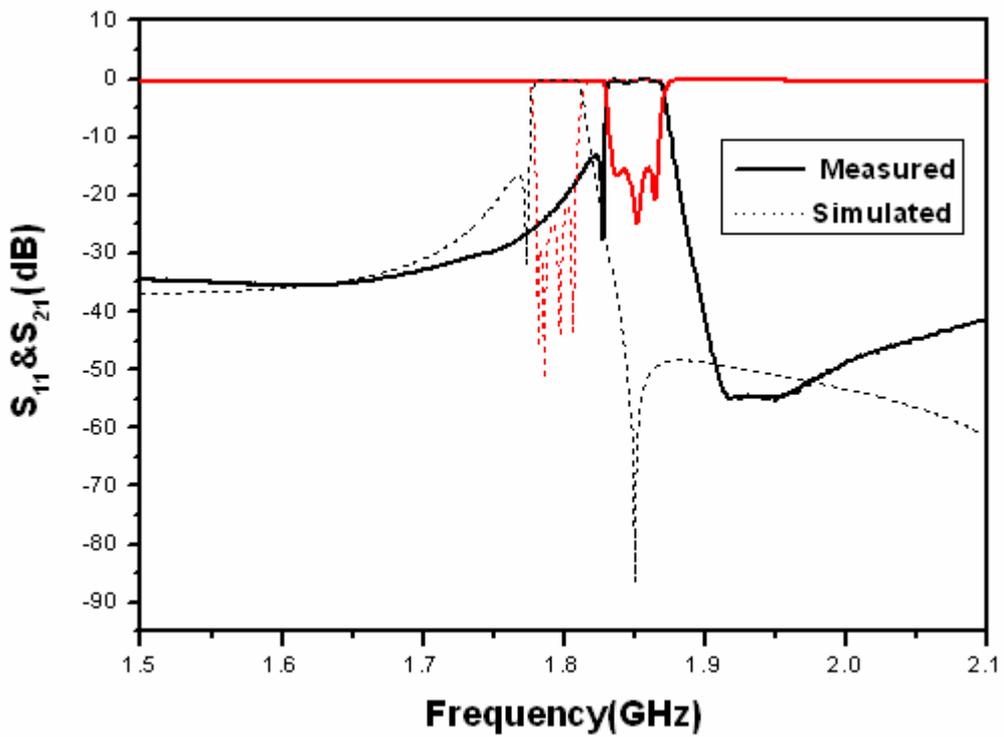


圖 3.9(b) 實際量測結果與電腦模擬結果的比較(D type)。

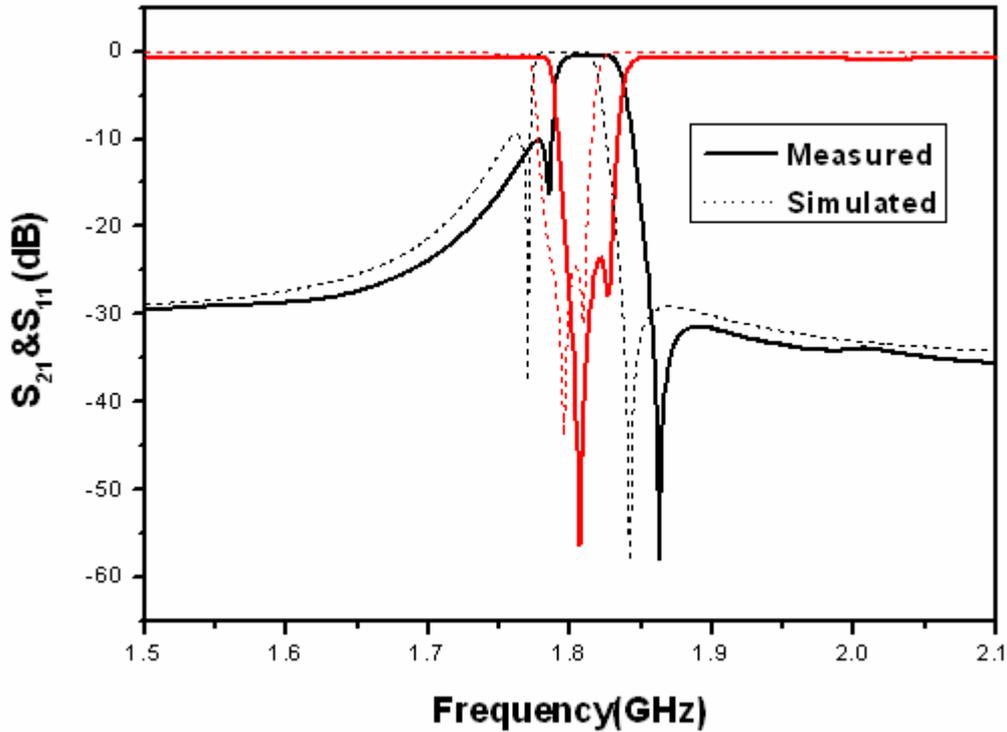


圖 3.9(c) 實際量測結果與電腦模擬結果的比較(微小化髮夾型)。

Type		f_0	FBW	IL	RL
A type	電腦模擬	1.799GHz	2.5%	0.0004dB	21.3dB
	實際量測	1.86GHz	2.96%	1.19dB	5.4dB
D type	電腦模擬	1.795GHz	2%	0.0006dB	21.7dB
	實際量測	1.85GHz	2.27%	0.12dB	15.2dB
微小化髮夾型	電腦模擬	1.797GHz	2.45%	0.0003dB	24.5dB
	實際量測	1.82GHz	2.46%	0.41dB	23.5dB

表 3.1 不同類型濾波器之電腦模擬與實際量測數據。

由以上數據可以看出，用微小化髮夾型共振腔設計的濾波器，其量測結果與電腦模擬的結果大致吻合；用密集化共振腔（D type）設計的濾波器結果也十分接近，但中心頻率偏移了 50MHz；用密集化共振腔（A type）設計的濾波器，其量測結果與電腦模擬的結果差異最大。

我們分析模擬與實際量測誤差的原因，歸納出下列幾個因素：

1. **微帶線側蝕**：由於我們是使用濕式蝕刻法製備元件，因此微帶線經蝕刻後必定會有側蝕現象，側蝕會使中心頻率飄移，這對新型共振腔而言十分嚴重，因為經由模擬與實驗，我們知道密集化共振腔的中心頻率對共振腔的尺寸大小十分敏感，線寬只要比原本少 $1\mu\text{m}$ ，中心頻率就會向上飄移 10MHz 左右，另外側蝕也會使得各共振腔的線寬大小不同，其共振頻率也不一致，使信號失真。
2. **薄膜表面平整度**：薄膜表面若不平整，會使表面電阻過大而影響元件的效能，我們用密集化共振腔 (A type) 所設計的濾波器所佔的面積太大，因此薄膜表面一定得十分平整才行。
3. **探針與輸入輸出埠的接觸**：這個因素主要也是針對用密集化共振腔 (A type) 所設計的濾波器，如圖 3.10 所示，因為面積大，若要在 $1\text{cm}\times 1\text{cm}$ 的基板上實現元件，會使得輸入輸出埠不夠長，這樣導致我們點的銀膠太接近共振腔而使電性變差。

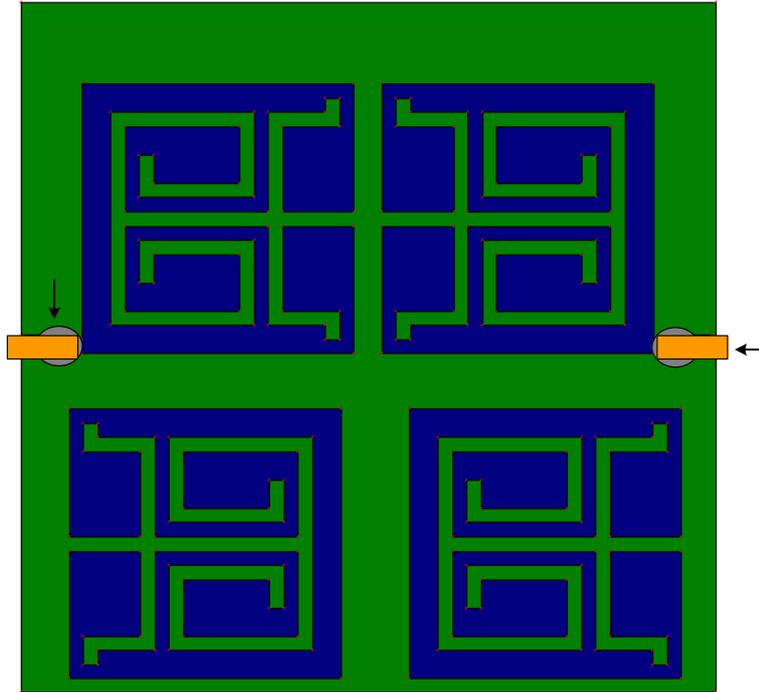


圖 3.10 探針與輸入輸出埠的接觸問題。

最後，我們將林東漢所設計的濾波器與我們所設計之相同類型共振腔的濾波器比較其量測結果，如圖 3.11 所示。從圖中可以看出，學長所設計的濾波器其插入損耗約為 11dB，而我們所設計的可達 23dB，因此通帶的平整度更佳。

銀膠

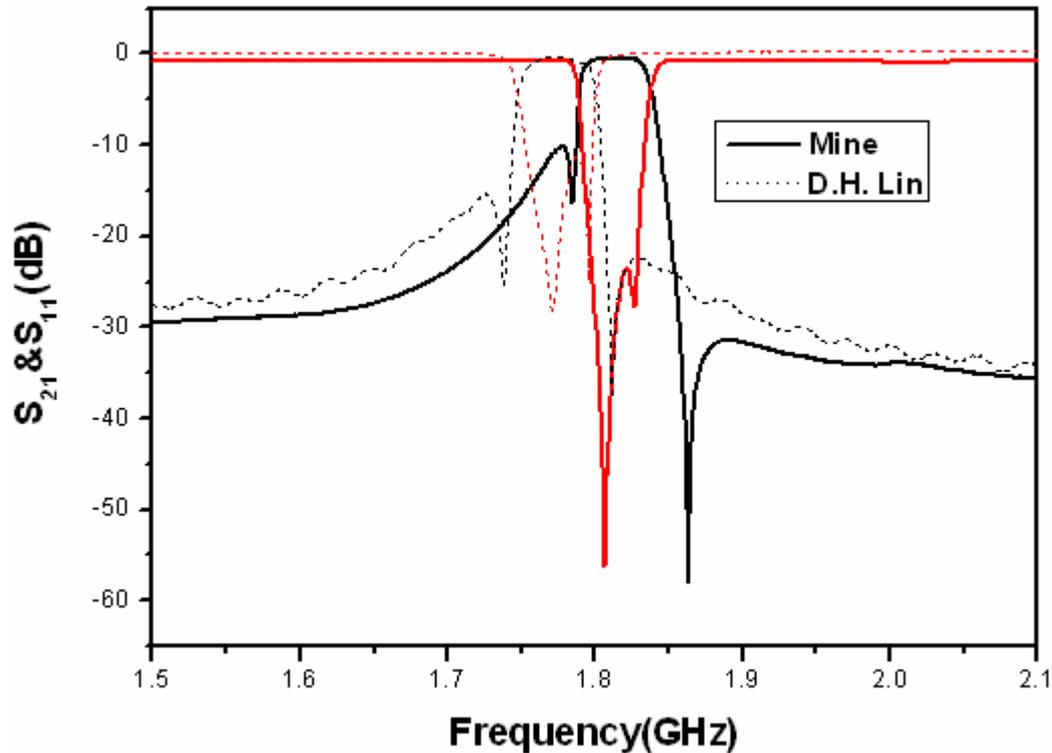


圖 3.11 實際量測結果與學長量測結果的比較(微小化髮夾型)。

3.3 具有金接點高溫超導濾波器量測結果

我們使用商購的 THEVA 雙面 YBCO 薄膜，將其雙面鍍金，製作出具有金接點與金接地的高溫超導濾波器。在製作元件之前，我們先來量測薄膜特性，利用電阻-溫度(R-T)量測系統的量測結果，如圖 3.12 所示，圖中顯示此薄膜的臨界溫度(T_c)在 92K，其表面電阻(R_s)於臨界溫度附近迅速衰減，代表超導性十分良好；利用 α -step 的量測結果，如圖 3.13 所示，圖中顯示此薄膜的厚度約在 700nm 左右且膜面大致平整；利用 AFM 量測的結果如圖 3.14 所示，表面崎嶇度約 4.126nm，且顆粒十分地小，比我們鍍的要小的多，因此膜面十分平整。

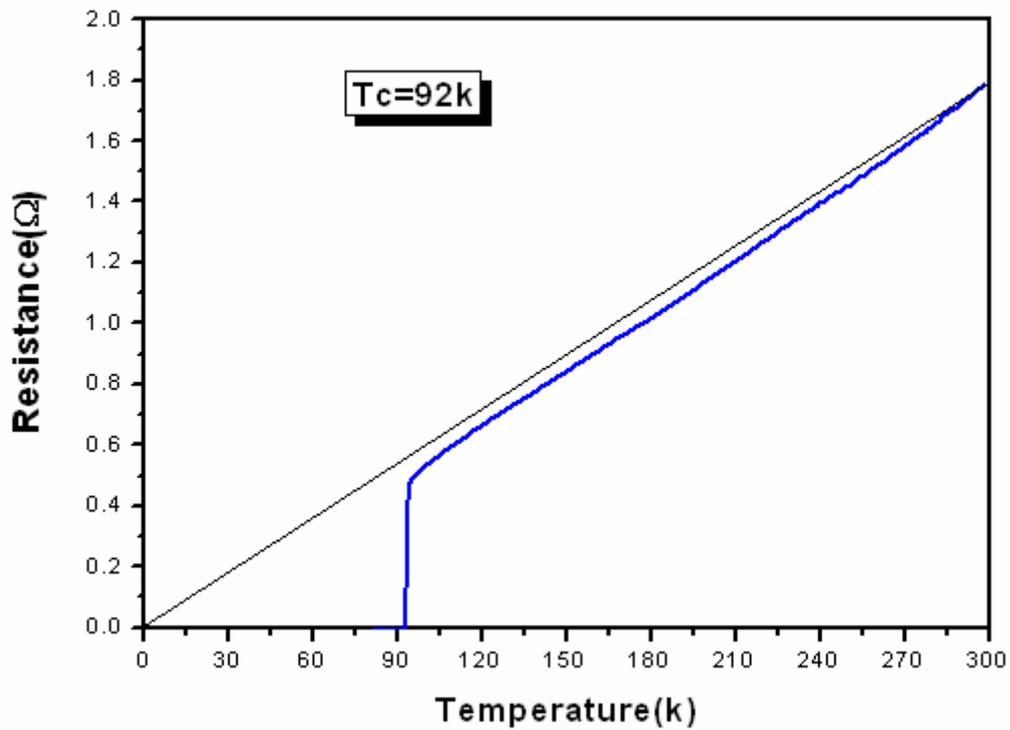


圖 3.12 商購薄膜 R-T 量測結果。

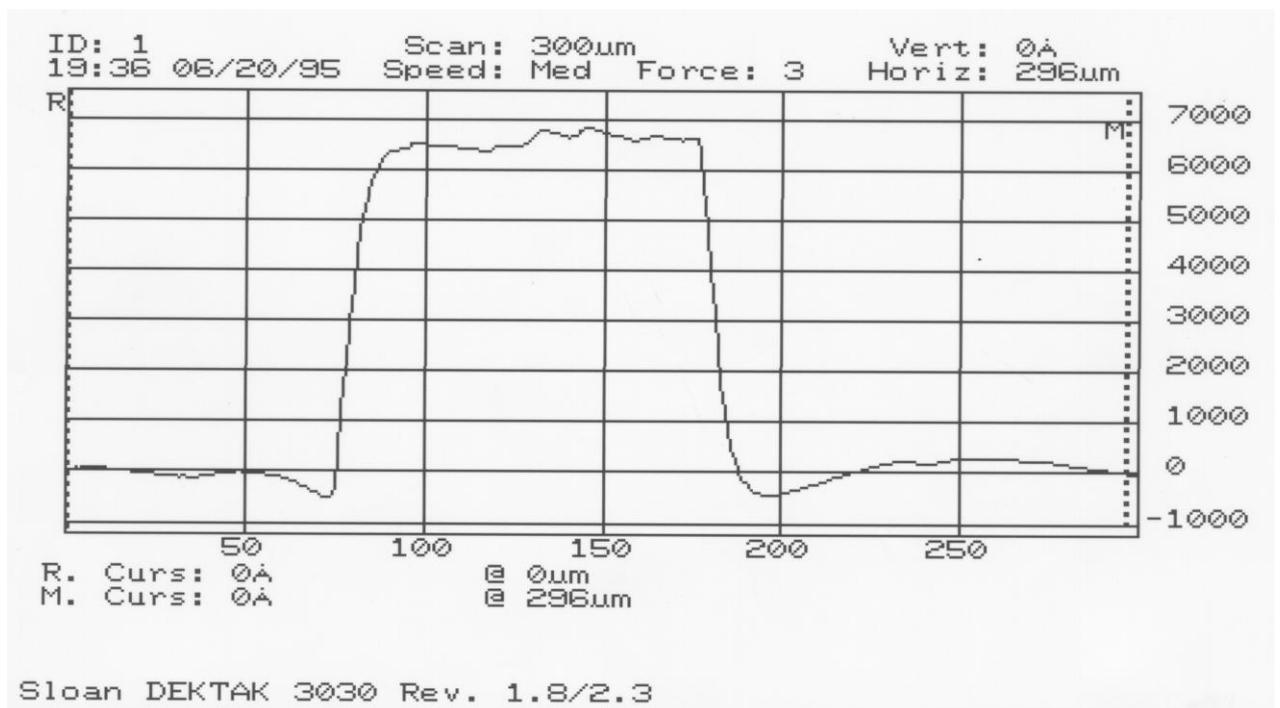


圖 3.13 商購薄膜 α -step 量測結果。

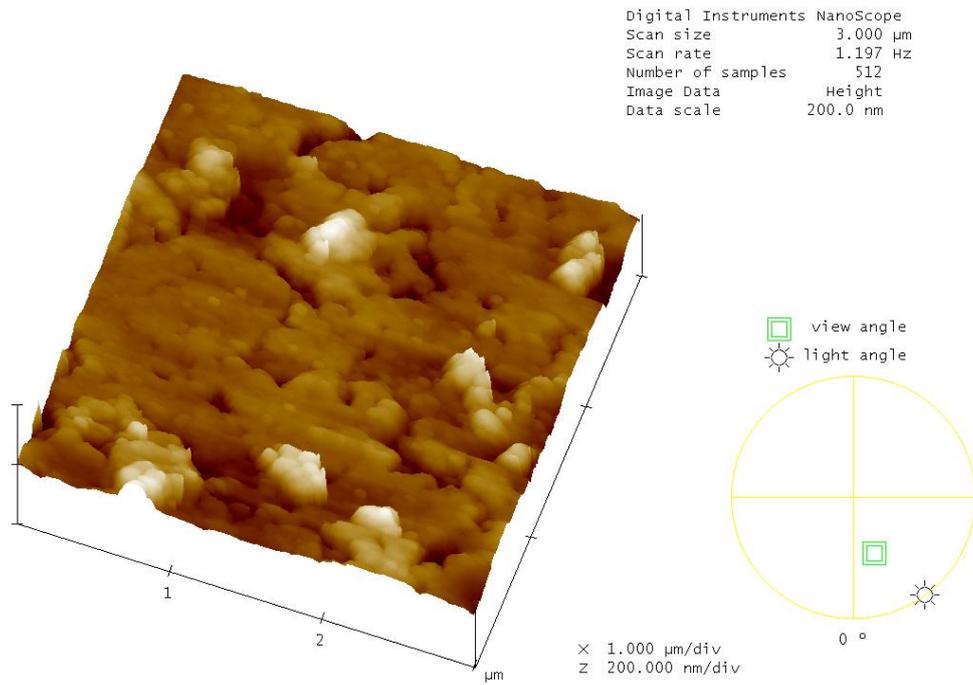
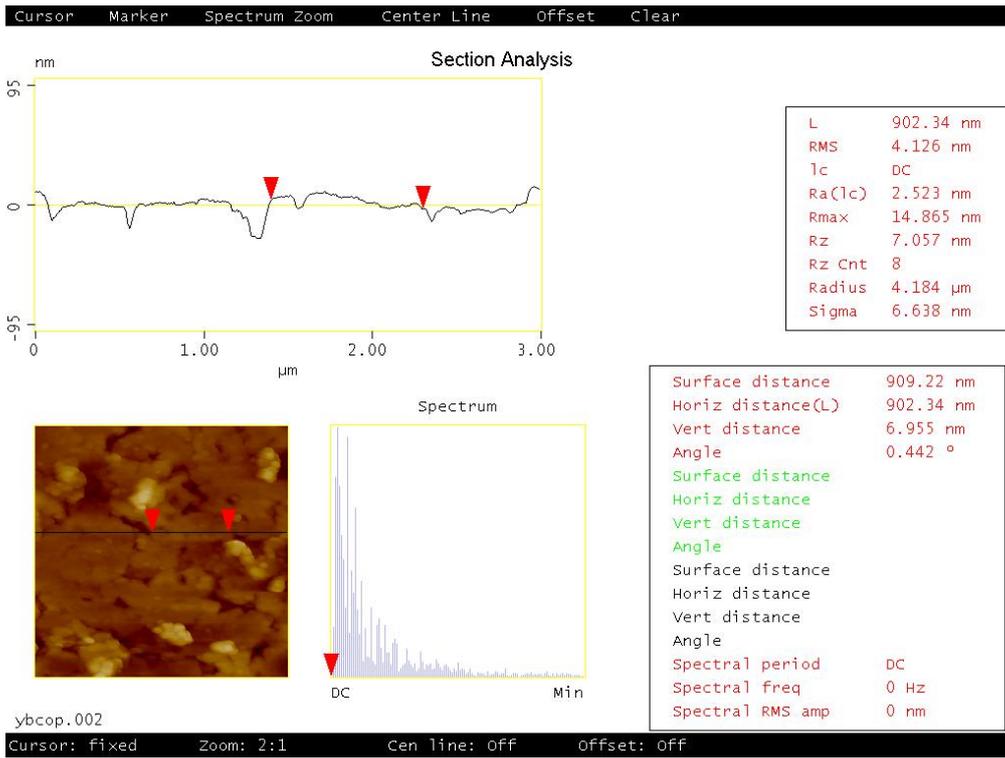


圖 3.14 商購薄膜的 AFM 影像分析。

分析完薄膜特性後，我們開始製備具有金接點與金接地的高溫超

導濾波器，其量測結果如圖 3.15、圖 3.16、圖 3.17 所示。

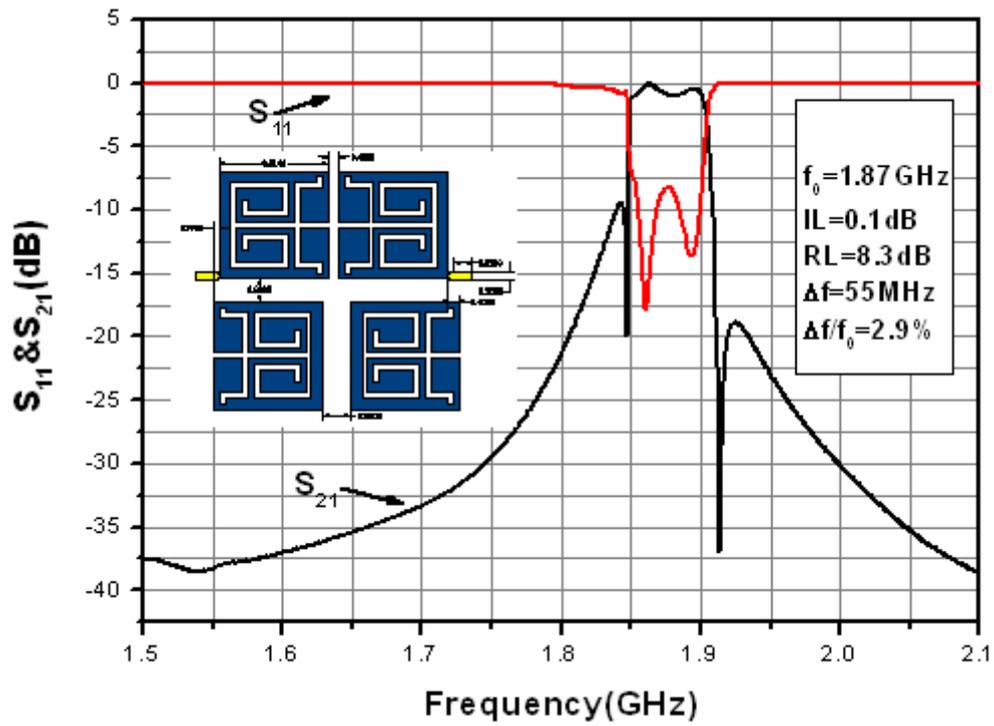


圖 3.15 具有金接點的四階密集化共振電路之交錯耦合式帶通濾波器 (A type) 頻率響應量測結果。

率響應量測結果。

圖 3.15 中，結果顯示中心頻率為 1.87GHz、比例頻寬(FBW)為 2.9%、通帶中最小的插入損耗約為 0.1dB、反射損失為 8.3dB；圖 3.16 中，結果顯示中心頻率為 1.86GHz、比例頻寬(FBW)為 2.96%、通帶中最小的插入損耗為 0.0002 dB、反射損失為 13dB；圖 3.17 中，結果顯示中心頻率為 1.84GHz、比例頻寬(FBW)為 2.77%、通帶中最小的插入損耗為 0.01 dB、反射損失為 17.1dB。由以上數據我們發現濾波器的插入損耗皆大大提升了，因此我們知道，在樣品在輸入輸出埠上與背面再鍍一層金，可降低接觸電阻並使接地效果更好。另外我們也發現中心頻率偏移的更厲害，這是因為我們是將兩吋的超導樣品直接做黃光微影蝕刻，蝕刻完時再將之切為許多 1cm×1cm 的樣品，因為面積大，所以做濕式蝕刻時需花比較久的時間讓每個圖案都成形，以致於會有蝕刻過頭的情形。

最後我們將圖 3.17 的樣品浸碘化鉀將背面的金與金接點除去，量測其頻率響應，結果如圖 3.18 所示，並將這類型濾波器的各個量測結果的各項參數彙整成表 3.2。

	電腦模擬	PLD 蒸鍍	商購鍍金	商購去金
中心頻率	1.797GHz	1.82GHz	1.84GHz	1.84GHz
比例頻寬	2.45%	2.46%	2.77%	2.6%
最小插入損耗	0.0003dB	0.41dB	0.01dB	0.28dB
反射損耗	24.5dB	23.5dB	17.1dB	16.5dB

表 3.2 四階微型密共振電路之交錯耦合式帶通濾器

各個量測結果參數的比較。

分析此表，我們可以得到下列幾點：

1. 除了最小插入損耗外，我們自己蒸鍍的薄膜所製成的樣品與電腦模擬的最為接近，這是因為側蝕情況較輕微所致，原因前面已討論。
2. 比較鍍金和去金後量測的結果，可以發現有鍍金的樣品其插入損耗與反射損耗均改善許多，最小插入損耗甚至趨近於零，可以說影響非常大。
3. 因為反射損耗都在 15dB 以下，故這四種參數的通帶皆十分平整。
4. 本實驗室利用 PLD 蒸鍍的超導薄膜，雖然薄膜厚度不到商購薄膜的厚度的一半，但比較 PLD 蒸鍍與商購製成的樣品，發現最小插入損耗差異並不大，因此可知薄膜厚度的影響並不大，而且超導薄膜有水準直逼商購超導薄膜的趨勢。

四、結論

我們成功地利用兩種不同類型的共振腔，以交錯耦合型帶通濾波器的架構，在 $1\text{cm}\times 1\text{cm}$ 的鋁酸鐳 (LaAlO_3) 基板上設計中心頻率為 1.8GHz 的高溫超導濾波器，而且元件有極低的插入損耗，可降低功率損耗；反射損耗高於 15dB ，使通帶十分平整；信號在通帶外衰減迅速，能減少頻寬資源的浪費與提升抗雜訊干擾的能力，離應用在無線通訊的基地台的前端電路上又更進一步。

比較無金接點和接地的高溫超導濾波器與具有金接點和接地的高溫超導濾波器，量測結果顯示，最小插入損耗從 0.28dB 降到 0.01dB ，插入損耗從 16.5dB 提高到 17.1dB ，因此證明了金接點能有效地降低接觸電阻，而金接地可更易於電性的傳導。

尺寸微小化的高溫超導濾波器，雖然有節省冷卻成本、容易整合積體化等優點，但製備元件時也得更嚴謹才行。由於面積小，所以在做濕式蝕刻時，側蝕問題比大面積的元件來的嚴重。因此最好用更好的蝕刻技術來製作濾波器，如：電子束微影蝕刻 (E-Beam Lithography) 技術或離子蝕刻 (Ion Milling) 等乾式蝕刻技術，如此元件的傳輸線側蝕現象應可改善。

本實驗室用脈衝雷射蒸鍍系統所製成的超導薄膜雖然品質直逼商購薄膜，但樣品的良率實在太低，尤其若要做大面積的超導濾波器

元件，不僅臨界溫度要高、薄膜磊晶成長要佳，薄膜表面平整度還得十分良好才行。而我們即使是在相同鍍膜條件下蒸鍍一批樣品，每片薄膜的表面平整度、平均厚度及臨界溫度等，仍有些許差異。導致良率太低的因素很多，可能是基板加熱不均勻、雷射能量改變、靶材經雷射打後的凹陷程度、反射鏡的角度等。任何參數一改變，皆可能導致濾波器元件的品質改變。

五、參考文獻

- [1] T. Kinpara, M. Kusunoki, M. Mukaaida, and S. Ohsima, "Design of cross-coupled microstrip bandpass filter," *Physica C*, vol. 357-360, pp.1503-1506, Aug. 2001.
- [2] B. A. Willemsen , "HTS Filter Subsystems for Wireless Telecommunications," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , Vol.11, pp.60-67, Mar. 2001.
- [3] H. T. Kim, B. C. Min, Y. H. Choi, S. H. Moon, S. M. Lee, Byungdu Oh, J. T. Lee, I. Park, and C. C. Shin, "A Compact Narrowband HTS Microstrip Filter for PCS Applications," *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, Vol. 9, pp.3909-3912, June 1999.
- [4] M. S. Gashinova, M. N. Goubina, G. Zhang, I. A. Kolmakov, Y. A. Kolmakov, and I. B. Vendik, "High-Tc Superconducting Planar Filter With Pseudo-Chebyshev Characteristic," *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, Vol.51, pp.792-795, Mar. 2003.
- [5] R. W. SIMON, R. B. HAMMOND, S. J. BERKOWITZ, and B. A. WILLEMSSEN, "Superconducting Microwave Filter Systems for Cellular Telephone Base Station," *Proceedings of the IEEE*, Vol. 92, No. 10, pp. 1585-1596, Oct. 2004.
- [6] Hui-Kai Zeng, Andy Hsiao, Wei-Hsiu Hsu, Shao-Wei Wu, Jiunn-Yuan Lin, Kaung-Hsiung Wu, Jenh-Yih Juang, Tseng-Ming Uen, Yi-Shun Gou, and Jen-Tsai Kuo "Miniaturized 3GHz Cross-Coupled Planar Microwave Filters," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 14, No. 1, pp.107-111, Mar. 2004.
- [7] 陳錡楓, "微小型高溫超導微波濾波器之設計與製作," 國立交通大學電子物理系碩士論文(2003).
- [8] 林東漢, "1.8GHz 微小型高溫超導微波帶通濾波器之研究," 國立交通大學電子物理系碩士論文(2005).
- [9] M. G. Banciu, R. Ramer, and A. Ioachim, "Compact Microstrip Resonators for 900 MHz Frequency Band," *IEEE Microwave and Wireless Components letters*, VOL. 13, NO. 5, MAY 2003.
- [10] J. S. Hong, and M. J. Lancaster, "Couplings of Microstrip Square Open-Loop Resonators for Cross-Coupled Planar microwave filters,"

- IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., MTT-44, pp.2099-2109, Nov.1996.
- [11] David M. Pozar, "Microwave Engineering," John Wiley & Sons, New York. 1998, 2nd ed.
- [12] J. S. Hong, and M. J. Lancaster, "Microstrip Filters for RF/Microwave Applications," John Wiley & Sons, INC. New York, 2001, ch2.
- [13] Morikazu Sagawa, Mitsuo Makimoto, and Sadahiko Yamashita, "Geometrical Structures and Fundamental Characteristics of Microwave Stepped-Impedance Resonators," IEEE Trans. Microwave Theory and Tech, VOL. 45, NO. 7, JULY 1997.
- [14]陳奕璋, "具高選擇性微帶線方形開迴路共振濾波器," 國立台灣科技大學電子工程學系碩士論文(2001).
- [15]莊嘉成, "三階交錯耦合微帶線帶通濾波器之研製," 國立成功大學電機工程學系碩士論文(2002).
- [16]林健倫, "微波雙頻帶(2.4/5.2GHz)濾波器設計," 國立台灣科技大學電子工程學系碩士論文(2003).

本計畫已發表之論文列表

1. L. S. Lai, H. K. Zeng, J. Y. Juang, K. H. Wu, T. M. Uen, and **Y. S. Gou**, “Physical properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films using microstrip ring resonators technique”, *Physica C* 443, 9 (2006).
2. L. S. Lai, J. Y. Juang, K. H. Wu, T. M. Uen, and **Y. S. Gou**, “Temperature Dependence of Superfluid Density in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and $\text{Y}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Thin Films: A Doping Dependence Study of the Linear Slope”, *Physica C* 432, 99 (2005).
3. C. W. Luo, P. T. Shih, Y. -J. Chen, M. H. Chen, K. H. Wu, J. Y. Juang, J.-Y. Lin, T. M. Uen, and **Y. S. Gou**, “*Spatially resolved relaxation dynamics of photoinduced quasiparticles in the underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$* ”, *Phys. Rev. B* 72, 092506 (2005).
4. W. J. Chang, J. Y. Tsai, H. -T. Jeng, J. -Y. Lin, Kenneth Y. -J. Zhang, H. L. Liu, J. M. Lee, J. M. Chen, K. H. Wu, T. M. Uen, **Y. S. Gou**, and J. Y. Juang, “Electronic structure and transport properties of $\text{La}_{0.7}\text{Ce}_{0.3}\text{MnO}_3$ ”, *Phys. Rev. B* 72, 132410 (2005).
5. T. C. Wang, J. Y. Lee, C. C. Hsieh, J. Y. Juang, K. H. Wu, T. M. Uen, and **Y. S. Gou**, “Activated Kinetics of Room-Temperature-Deposited SrTiO_3 Thin Films Investigated by Reflection-High-Energy-Electron-Diffraction-Minitored Annealing at Different Heating Rates”, *Japanese Journal of Applied Physics* 44, 1067 (2005).
6. T. C. Wang, J. Y. Juang, K. H. Wu, T. M. Uen, and **Y. S. Gou**, “Thermally activated Diffusion Observed by In situ Reflection High Energy Electron Diffraction Intensity Monitoring on Interrupted SrTiO_3 Homoepitaxial Growth”, *Japanese Journal of Applied Physics* 43, 771 (2004).
7. H. K. Zeng, Andy 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”, *IEEE Trans. on Applied Superconductivity* 14, 107 (2004).
8. T. C. Wang, J. Y. Lee, C. C. Hsieh, J. Y. Juang, K. H. Wu, T. M. Uen, and **Y. S. Gou**, “RHEED in-situ Monitored Step Edge Diffusion During Interrupted Laser Ablation Epitaxy Growth of SrTiO_3 ”, *Chinese Journal of Physics* 42, 710 (2004).
9. W. J. Chang, C. C. Hsieh, J. Y. Juang, C. H. Hsu, J. Y. Lin, K. H. Wu, T. M. Uen, and **Y. S. Gou**, “Effects of compressive epitaxial strain on the magneto-transport properties of single-phase electron-doped $\text{La}_{0.7}\text{Ce}_{0.3}\text{MnO}_3$ films”, *J. Appl. Phys.* 96, 4357 (2004).
10. L. S. Lai, J. Y. Juang, K. H. Wu, T. M. Uen, and **Y. S. Gou**, “Microwave properties of a $\text{Y}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ microstrip ring resonator with various hole concentrations”, *Physica C* 415, 133 (2004).
11. P. I. Lin, C. W. Luo, H. S. Liu, S. F. Chen, K. H. Wu, J. Y. Juang, T. M. Uen, **Y. S. Gou**, and J.-Y. Lin, “*On the origin of photogenerated terahertz radiation from current-biased superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films*”, *J. Appl. Phys.* 95, 8046 (2004).
12. 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).
13. 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).
14. 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).

15. 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).
16. 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).
17. 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 (1102) Sapphire by Pulsed Laser Deposition”, *Journal of Low Temperature Physics* **131**, 557 (2003).
18. C.W. Luo, M. H. Chen, K. H. Wu, J.-Y. Lin, J. Y. Juang, T. M. Uen, and **Y. S. Gou**, “Photoexcited carrier relaxation in a-axis oriented $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films measured by femtosecond time-resolved spectroscopy”, *Physica C* **388-389**, 477 (2003).
19. 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”, *Physica C* **388-389**, 435 (2003).
20. 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”, *Physica B* **336**, 267 (2003).
21. 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”, *Chinese Journal of Physics* **41**, 406 (2003).
22. 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.
23. 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 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films”, *J. Low Temp. Phys.*, **131**, 545 (2003).
24. C. W. Luo, M. H. Chen, C. C. Chiu, S. P. Chen, K. H. Wu, J.-Y. Lin, J. Y. Juang, T. M. Uen, and **Y. S. Gou**, “Anisotropic photoexcited carrier dynamics in (100)-, (001)-, and (110)-oriented YBCO films by polarized ultrafast optical spectroscopy”, *J. Low Temp. Phys.*, **131**, 767 (2003).
25. C. W. Luo, J. Y. Juang, J.-Y. Lin, K. H. Wu, T. M. Uen, and **Y. S. Gou**, “Comment on “Conductivity of underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$: evidence for incoherent pair correlations in the pseudogap regime””, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 179703 (2003).
26. C. W. Luo, M. H. Chen, S. J. Liu, K. H. Wu, J. Y. Juang, T. M. Uen, J.-Y. Lin, J.-M. Chen, and **Y. S. Gou**, “Anisotropic electronic structure of in-plane aligned a-axis $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films”, *J. Appl. Phys.* **94**, 3648 (2003).
27. C. W. Luo, M. H. Chen, S. P. Chen, K. H. Wu, J. Y. Juang, J.-Y. Lin, T. M. Uen, and **Y. S. Gou**, “Spatial Symmetry of Superconducting Gap in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Obtained from Femtosecond Spectroscopy”, *Phys. Rev. B* **68**, 220508(R) (2003).
28. 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”, *Physica B* **329-333**, 1651 (2003).
29. 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”, *IEEE Trans. on Applied Superconductivity* **13**, 20 (2003).
30. 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).
31. 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).
 32. C.C. Hsieh, K.H. Wu, J.Y. Juang, T.M. Uen, J.-Y. Lin, and **Y.S. Gou**, “Monophasic TiO₂ Films deposited on SrTiO₃(100) by Pulsed Laser Ablation”, *J. Appl. Phys.* **92**, 2518 (2002).
 33. 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 SrTiO₃ films”, *THIN SOLID FILMS* **418**, 163, (2002).
 34. 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 La_{1-x}MnO₃”, *Journal of Magnetism and Magnetic materials* **239**, 48 (2002).
 35. S. J. Lin, J. Y. Juang, K. H. Wu, T. M. Uen, **Y. S. Gou**, and J.-Y. Lin, “Transport properties of (110) CrO₂ thin films grown on TiO₂ buffered Si substrates by chemical vapor deposition”, *Applied Physics Letters* **80**, 4202 (2002).
 36. I. P. Hong, J.-Y. Lin, J. M. Chem, 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 Pr_{1-x}Ca_xBa₂Cu₃O₇”, *Europhysics Letters* **58**, 126 (2002).
 37. 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-δ} Microstrip Ring Resonators”, *Physica C* **351**, 97 (2001).
 38. 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).
 39. **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).
 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. 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).
 42. 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 YBa₂Cu₃O₇ films grown on TiO₂ buffer layers derived from various processes”, *PHYSICA C* **363**, 119, (2001).
 43. J.Y. Lee, J.Y. Juang, K.H. Wu, T.M. Uen, and **Y.S. Gou**, “Temperature dependence of RHEED oscillation in homoepitaxial growth of SrTiO₃(100) films on stepped substrates”, *Surface Science* **449**, L235 (2000).
 44. J.Y. Juang, M.C. Hsieh, C.W. Luo, T.M. Uen, K.H. Wu, and **Y.S. Gou**, “Fluctuation-enhanced conductivity in YBa₂Cu₃O_x (6.5≤x≤6.95) and Tl₂Ba₂Ca₂Cu₃O_{10±δ} Superconducting thin films”, *Physica C* **329**, 45 (2000).
 45. J.Y. Lee, J.Y. Juang, J.H. Ou, Y.F. Chen, K.H. Wu, T.M. Uen, and **Y.S. Gou**, “RHEED intensity oscillations in homoepitaxial growth of SrTiO₃ films”, *Physica B* **284-288**, 2099 (2000).

46. K.H. Wu, C.W. Luo, J.Y. Juang, T.M. Uen, and **Y.S. Gou**, “Ultrafast dynamics in Pr-doped and oxygen-deficient YBCO films by femtosecond spectroscopy”, *Physica B* **284-288**, 939 (2000).
47. K.H. Wu, C.W. Luo, J.Y. Juang, T.M. Uen, and **Y.S. Gou**, “Femtosecond Spectroscopy Studies of Ultrafast Dynamics in $\text{Pr}_x\text{Y}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ and $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Thin Films at Different Temperatures”, *Chin. J. Phys.* **38**, 279 (2000).
48. H.K. Zeng, K.H. Wu, J.Y. Juang, T.M. Uen, and **Y.S. Gou**, “High-Q YBCO microwave ring oscillators”, *Physica B*, **284-288**, 2079 (2000).
49. H.K. Zeng, **Y.S. Gou**, J.Y. Juang, K.H. Wu, and T.M. Uen, “Effects of Split Gap on The Microwave Properties of YBCO Microstrip Ring Resonators”, *Physica C* **341-348**, 2665 (2000).
50. S.J. Liu, J.Y. Lin, J.M. Chen, P. Nachimuthu, C.W. Luo, K.H. Wu, J.Y. Juang, T.M. Uen, and **Y.S. Gou**, “A comparison between the Fehrenbacher-Rice and the Liechtenstein-Mazin models”, *Physica C* **341-348**, 615 (2000).
51. H.K. Zeng, J.Y. Juang, K.H. Wu, T.M. Uen, and **Y.S. Gou**, “Temperature Dependence of The Penetration Depth in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Measured by Microwave Ring Resonators”, *Physica C* **341-348**, 2669 (2000).