

Studio e progettazione di un filtro a microstriscia HTS (High temperature superconductor) per applicazioni radioastronomiche in banda C.

Ing. F. Schillirò Istituto di Radioastronomia del CNR

Prof. S. Barbarino Università degli Studi di Catania- Facoltà di Ingegneria

Ing. F. Consoli Università degli Studi di Catania- Facoltà di ingegneria

Rapporto tecnico IRA 381/06:

Indice

Introduzione	pag.4
1. Superconduttività	pag.5
1.1 Breve storia dei superconduttori	pag.5
1.2 Proprietà dei superconduttori ad alta T_C (HTS)	pag. 8
1.3 Substrati per la crescita di film sottili di HTS	pag.17
1.4 Applicazioni dei filtri in HTS	pag.18
2. Filtri a Microonde di Tipo Quasi-Ellittico	pag.21
2.1 Filtri con Due Zeri di Trasmissione	pag.21
2.1.1 Caratteristiche del Filtro	pag.21
2.1.2 Sintesi del Filtro	pag.22
2.2 Filtri Quasi Ellittici con Risonatori Square Open-Loop	pag.25
2.3 Filtro in Rame a 300 K	pag.25
2.3.1 Specifiche richieste	pag.25
2.3.2 Parametri del prototipo Passa-Basso	pag.26
2.3.3 Coefficienti di Accoppiamento e Fattore di Qualità Esterno	pag.27
2.3.4 Dimensionamento della Microstrip Line	pag.27
2.3.5 Dimensionamento della Feed Line	pag.28
2.3.6 Dimensionamento della distanza tra i risonatori	pag.29
2.3.7 Layout Finale del Filtro	pag.33
2.3.8 Risultati della Simulazione	pag.34
2.3.9 Ottimizzazione del Filtro	pag.35
2.4 Filtro in Rame a 300 K	pag.38
2.4.1 Layout Finale del Filtro	pag.39
2.4.2 Risultati della simulazione ed ottimizzazione	pag.40

2.5 Confronto tra il filtro in rame a 300 K ed a 77 K	
	pag.41
2.6 Filtro di tipo quasi ellittico in Rame in HTS	pag.44
2.6.1 Specifiche richieste	pag.44
2.6.2 Parametri del Prototipo Passa basso	pag.44
2.6.3 Coefficienti di Accoppiamento e Fattore di Qualità Esterno	pag.45
2.6.4 Dimensionamento della Microstrip Line	pag.45
2.6.5 Dimensionamento della Feed Line	pag.47
2.6.6 Dimensionamento della distanza tra i risuonatori	pag.48
2.6.7 Layout Finale del Filtro	pag.52
2.6.8 Risultati della Simulazione	pag.52
2.6.9 Ottimizzazione del Filtro	pag.54
2.7 Confronto tra i filtri in rame ed in HTS a 77 K	pag.56
Bibliografia	pag.58

Introduzione

Negli ultimi anni si è registrato un notevole aumento delle attività legate alle telecomunicazioni con un conseguente sfruttamento delle risorse e dei canali disponibili in tutte le bande dello spettro radio. Questo fenomeno ha costretto gli studiosi di radioastronomia non solo a proteggere le bande allocate introducendo diversi metodi di mitigazione e cancellazione delle interferenze, ma anche a eliminare i segnali ai bordi delle bande interessate al fine di evitare fastidiosi fenomeni di intermodulazione che possono alterare il contenuto spettrale di interesse radioastronomico, senza tuttavia abbassare il debolissimo livello energetico dei segnali utili ricevuti da un radiotelescopio.

A questo proposito è nata l'idea di montare subito prima del front-end, quindi del primo stadio di amplificazione a radio frequenza, dei sistemi filtranti ad alta selettività ma anche a bassa perdita, che possano realizzare queste due specifiche; tali filtri possono essere realizzati con dispositivi planari, solitamente microstrip lines e con materiali HTS che sono superconduttori già alla temperatura di 90 K, da qui la definizione di alta temperatura critica. Sfruttare queste proprietà della materia per le applicazioni radioastronomiche diventa non solo sempre più comodo in quanto il front end di un ricevitore per radioastronomia è tipicamente raffreddato a temperature anche al di sotto dei 77 K, ma quasi essenziale visto la debolissima perdita per inserzione introdotta da questo tipo di dispositivi che, quindi, potrebbero essere utilizzati in futuro anche per costruire altre famiglie di dispositivi.

Questo lavoro descrive le fasi di studio delle prestazioni e di progettazione di un filtro HTS passa banda per applicazioni radioastronomiche in banda C (4.75 - 5.05 GHz) a 77 K, utilizzando una configurazione di tipo square open loop su microstrip lines che permette di realizzare dei filtri di tipo semi ellittico, quindi un compromesso tra alta selettività, accettabile piattezza di banda e buona reiezione delle bande laterali attenuate.

Il progetto finale in materiali HTS è ottenuto attraverso le fasi di progettazione e realizzazione di filtri in rame con dielettrico di tipo commerciale Duroid 6010LM sia a temperatura ambiente che a 77 K, al fine di testare la metodologia di progettazione con materiali più economici e facilmente realizzabili, ma anche di studiare le problematiche legate alle condizioni di lavoro criogeniche.

1. Superconduttività

La superconduttività ad alta temperatura (HTS) costituisce l'avanguardia dell'odierna tecnologia dei sistemi di comunicazione, dei sistemi elettronici, della strumentazione medica e dei sistemi militari alle microonde. I filtri a superconduttore giocano un ruolo importante in molte applicazioni, specialmente in quelle per la prossima generazione dei sistemi di comunicazione mobili. Molti filtri a superconduttore sono semplicemente delle strutture a microstriscia con pista metallica costituita da sottili strati di HTS. Per il progetto dei filtri a microstriscia in HTS, è essenziale comprendere alcune importanti proprietà dei superconduttori e dei substrati per la crescita degli strati HTS più adeguati.

1.1 Breve storia dei superconduttori

I superconduttori, materiali che presentano una resistenza nulla al passaggio della corrente elettrica che li attraversa, sono una delle ultime frontiere della scoperta scientifica. Non soltanto i limiti della superconduttività non sono stati ancora individuati, ma le teorie che spiegano il comportamento dei superconduttori sono costantemente revisionate. La superconduttività venne osservata per la prima volta nel mercurio dal fisico olandese Heike Kamerlingh Onnes dell'Università di Leyda nel 1911. Quando Onnes raffreddò il mercurio alla temperatura dell'elio liquido ($T_C = 4 \text{ K}$) la sua resistenza precipitò improvvisamente. La temperatura alla quale avviene questo passaggio dallo stato di conduzione normale allo stato superconduttore è indicata come temperatura di transizione o critica (T_C).

Nei decenni successivi vennero scoperti altri metalli, leghe e composti superconduttori. Nel 1941 il nitrato di niobio si rivelò superconduttore a 16 K, nel 1953 il silicato di vanadio mostrò proprietà superconduttive a 17 K; nel 1962 venne sviluppato il primo cavo superconduttore per uso commerciale, realizzato con una lega di niobio e titanio. La prima teoria largamente accettata della superconduttività fu avanzata nel 1957 dai fisici americani John Bardeen, Leon Cooper e John Schrieffer. La loro *Teoria della superconduttività* divenne nota come la teoria BCS. La teoria BCS risulta matematicamente complessa e si propone di spiegare la superconduttività per gli elementi chimici e le leghe semplici alle temperature prossime allo zero assoluto. Comunque, a temperature più alte e con sistemi superconduttori differenti la teoria BCS si rivela inadeguata per una completa comprensione della superconduttività. La teoria BCS si basa sull'osservazione, evidenziata da L. Cooper, che, se tra gli elettroni vicini alla superficie di Fermi si stabilisce un'interazione attrattiva anche debolissima (si introduce così il concetto di coppie di Cooper), ciò porta alla formazione di coppie di elettroni legati e di conseguenza lo stato

normale diviene instabile. Ammettendo che gli elettroni vicini alla superficie di Fermi interagiscono in modo attrattivo, la teoria BCS presenta un modello per la superconduttività

Un altro passo significativo della teoria venne fatto nel 1962, quando Brian D. Josephson prevede che oltre al normale effetto tunnel consistente nel passaggio di elettroni tra due superconduttori separati da un barriera di materiale isolante è possibile un effetto tunnel coerente consistente nel passaggio, nelle stesse condizioni, di coppie di Cooper, ottenendo così una ‘supercorrente’ attraverso la barriera.. La sua previsione venne confermata nel 1963 e gli valse il premio Nobel nel 1973. Questo fenomeno è noto come “effetto Josephson” ed è stato applicato a dispositivi elettronici come gli SQUID, uno strumento capace di rilevare i più deboli campi magnetici.

Nel 1964 Bill Little dell’Università di Stanford suggerì la possibilità di superconduttori organici (basati sul carbonio). Il primo di questi superconduttori teorici fu sintetizzato con successo nel 1980; il composto studiato, il $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$, deve essere raffreddato ad una temperatura di transizione estremamente bassa ($T_C = 1.2 \text{ K}$) e soggetto a pressione elevata per manifestare proprietà superconduttive. Ma, la sua semplice esistenza provò la possibilità di “progettare” molecole modellate per comportarsi in una determinata maniera.

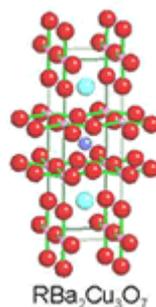


Figura 1.1 – Struttura cristallina dei cuprati di Bario.

Da allora bisognò attendere il 1986, anno in cui venne fatta una scoperta rivoluzionaria nel campo della superconduttività. Alex Müller e Georg Bednorz, ricercatori presso l’IBM Research Laboratory a Rüschlikon, in Svizzera, crearono un fragile composto ceramico che manifestava proprietà superconduttive alla più alta temperatura allora conosciuta: 30 K. Cosa rese questa scoperta così straordinaria fu che i materiali ceramici erano considerati normalmente isolanti; infatti, essi presentano una scarsa conducibilità elettrica. Perciò, i ricercatori non li avevano reputati possibili superconduttori ad alta temperatura. Il composto di lantanio, bario, rame ed ossigeno che Müller e Bednorz sintetizzarono, si comportò in un modo tuttora inspiegabile dal punto di vista teorico.

Nel gennaio del 1987 un gruppo di ricerca presso l'Università di Alabama – Huntsville sostituì il lantanio con l'ittrio nella molecola di Muller e Bednorz ed ottenne l'incredibile temperatura critica di 92 K. Questo materiale (oggi noto come YBCO) si è rivelato superconduttore a temperature più elevate di quella dell'azoto liquido – un comune refrigerante, in Figura 1.1 ne è evidenziata la struttura cristallina. La Figura 1.2 mostra, invece, il confronto tra gli andamenti della resistenza, al variare della temperatura, nel rame e nel YBCO (con substrato allumina e LAO).

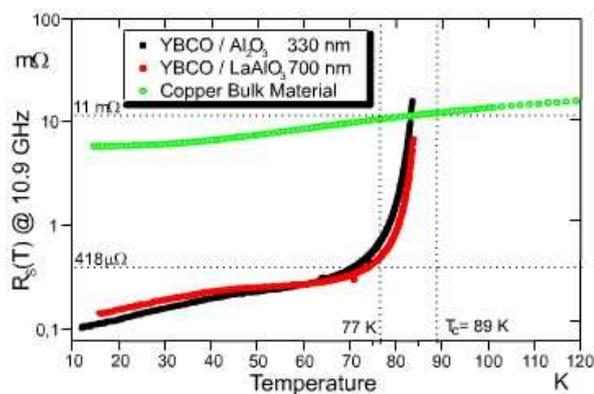


Figura 1.2 – Dipendenza della resistenza dalla temperatura nel rame e nel YBCO.

Ulteriori passi in avanti si sono fatti usando degli elementi rari – e spesso tossici – con base la struttura perovskite. La classe corrente (o “sistema”) dei superconduttori ceramici con le più alte temperature di transizione è quella dei cuprati con mercurio. La temperatura critica record di 138 K è ora detenuta da un cuprato di mercurio, con tallio drogato, e bario, calcio, rame ed ossigeno.

Sebbene nessun passo avanti significativo nella temperatura critica dei superconduttori sia stato ottenuto negli anni recenti, altre scoperte di uguale importanza sono state fatte. Nel 1997 alcuni ricercatori scoprirono che ad una temperatura molto prossima allo zero assoluto, una lega di oro e di indio era sia un superconduttore sia un magnete naturale. Il senso comune sostiene che un materiale con tali proprietà non dovrebbe esistere. Gli anni recenti hanno anche visto la scoperta del primo superconduttore ad alta temperatura che non contiene rame e la scoperta del primo superconduttore plastico.

Sorprendenti scoperte come queste hanno obbligato a riesaminare continuamente le teorie sulla superconduttività ed a considerare combinazioni di elementi sempre nuove.

1.2 Proprietà dei superconduttori ad alta T_C (HTS)

I superconduttori sono materiali, come già evidenziato, che presentano una resistenza intrinseca nulla in regime di corrente continua quando vengono raffreddati al di sotto di una certa temperatura. La temperatura alla quale la resistenza mostra un cambiamento repentino è nota come la temperatura critica o di transizione, indicata con T_C . Per regime di corrente alternata, la resistenza non va a zero al di sotto di T_C , ma incrementa all'aumentare della frequenza. Comunque, alle frequenze tipiche delle microonde e delle RF (nella banda dei cellulari, per esempio), la resistenza di un materiale superconduttore è probabilmente un millesimo rispetto a quella del migliore dei conduttori ordinari. E' certamente bassa abbastanza da rendere significativo il miglioramento nelle prestazioni dei filtri a microstriscia alle microonde ed alle radio – frequenze (RF).

Sebbene i superconduttori vennero scoperti 1911, per almeno 75 anni dopo la loro scoperta, tutto quello che si conosceva sui superconduttori richiedeva una temperatura di transizione estremamente bassa, intorno ai 30 K o inferiore; questo limitava le applicazioni di questi primi superconduttori. Una rivoluzione nel campo della superconduttività avvenne nel 1986 con la scoperta di superconduttori con temperature di transizione superiori ai 77 K, il punto di ebollizione dell'azoto liquido. Questi superconduttori sono pertanto noti come superconduttori ad alta temperatura (HTS).

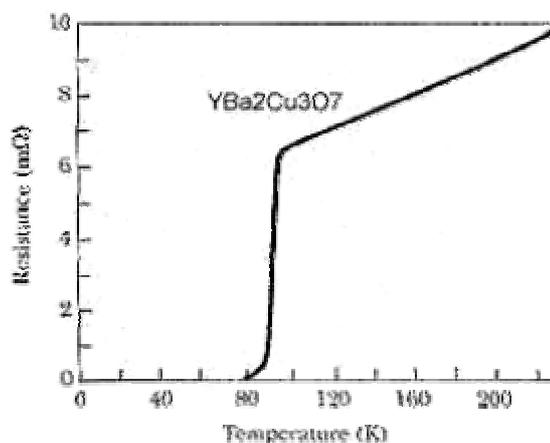


Figura 1.3 – Variazione della resistenza in funzione della temperatura per YBCO

La crescita di strati di HTS e la realizzazione di filtri a microstriscia in HTS sono compatibili con i circuiti integrati alle microonde sia ibridi che monolitici. Sebbene ci siano centinaia di superconduttori ad alta temperatura con varie temperature di transizione, il cuprato di ittrio e di bario (YBCO) ed il cuprato di tallio, bario e calcio (TBCCO) sono di gran lunga i due materiali HTS più conosciuti e commercialmente disponibili. Questi

materiali sono elencati nella Tabella 1 insieme alle loro temperature di transizione tipiche. In Figura 1.3 si può, inoltre, apprezzare la curva che mostra la brusca transizione della resistenza del YBCO in corrispondenza della propria temperatura di transizione.

Materiali	T_C (K)
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-x} (YBCO)	≈ 92
Tl ₂ Ba ₂ CaCu ₂ O _x (TBCCO)	≈ 105

Tabella 1 – Tipici materiali HTS

La superconduttività può essere spiegata come una conseguenza di elettroni accoppiati e non viaggianti nel reticolo cristallino di un solido. Gli elettroni accoppiati viaggiano sotto l'influenza di un campo elettrico senza perdite resistive. In aggiunta, a causa dell'agitazione termica presente nel solido, alcune di queste coppie di elettroni sono separate, così che alcuni elettroni normali sono sempre presenti alle temperature sopra lo zero assoluto. E' inoltre possibile modellare la superconduttività in termini della conduttività complessa $\sigma_1 - j\sigma_2$, e tale modello è chiamato il modello a due correnti.

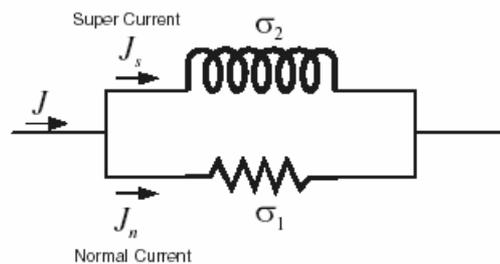


Figura 1.4 – Semplice modello circuitale per la conduttività

Un semplice circuito equivalente è illustrato in Figura 1.4, che descrive la conduttività in un superconduttore. J indica la densità totale di corrente e J_s e J_n sono le densità di corrente dovute rispettivamente alle coppie di elettroni ed agli elettroni normali. La corrente totale nel circuito si divide tra l'induttanza e la resistenza, quest'ultima rappresenta la dissipazione. Al diminuire della frequenza, la reattanza induttiva decresce ed una corrente

più elevata attraversa l'induttore. Quando la corrente è costante l'induttanza cortocircuita completamente la resistenza, consentendo il libero passaggio della corrente.

Come conseguenza del modello a due correnti, la conduttività di un superconduttore è un numero complesso esprimibile come:

$$\sigma = \sigma_1 - j\sigma_2 = \sigma_n \left(\frac{T}{T_C} \right)^4 - j \frac{1}{\omega \mu \lambda_0^2} \left[1 - \left(\frac{T}{T_C} \right)^4 \right] \quad (1.1)$$

dove σ_n rappresenta la conduttività per lo stato normale a T_C e λ_0 è un parametro costante, il cui significato sarà presto chiarito. Si noti che il calcolo della (1.1) non è strettamente valido per valori di temperatura prossimi a T_C .

Normalmente l'approssimazione $\sigma_2 \gg \sigma_1$ può essere fatta per superconduttori di buona qualità badando che la temperatura di esercizio non sia troppo prossima a quella di transizione, dove più elettroni nello stato normale sono presenti. Facendo questa approssimazione, un importante parametro detto profondità di penetrazione, basato sul modello a due correnti, è dato da:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{\omega \mu \sigma_2}} \quad (1.2)$$

sostituendo σ_2 dalla (1.1) nella (1.2) si ottiene:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_C} \right)^4}} \quad (1.3)$$

dove λ_0 è la profondità di penetrazione quando la temperatura tende a zero Kelvin. In dipendenza dalla qualità dei superconduttori, un valore tipico di λ_0 è circa 0.2 μm per HTS.

La profondità di penetrazione è definita come la distanza caratteristica della superficie del superconduttore tale per cui un'onda piana incidente che si propaga nel superconduttore è attenuata di -3 dB dal suo valore iniziale. Questo fenomeno è analogo all'effetto pelle dei conduttori normali, rappresentante la profondità alla quale i campi elettromagnetici penetrano i superconduttori, e definisce l'estensione di una regione vicina alla superficie del superconduttore nella quale la corrente può essere indotta. La profondità di penetrazione è indipendente dalla frequenza, ma può dipendere dalla temperatura, come si può notare dalla (1.3). Questa dipendenza è diversa da quella osservata nell'effetto pelle dei

normali conduttori. Si ricorda infatti, che per l'effetto pelle dei normali conduttori vale la formula:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma_n}} \quad (1.4)$$

dove δ è la profondità di penetrazione e σ_n è la conduttività di un normale conduttore, a tal proposito si osserva che quest'ultima è un numero reale e non più complesso. Nonostante sia soliti porsi nelle condizioni di ritenere σ_n indipendente dalla frequenza, la profondità di penetrazione nell'effetto pelle rimane una funzione della frequenza.

Un ulteriore aspetto distintivo dei superconduttori è che una corrente o campo continui non possono penetrare completamente in essi. Ciò è, certamente, abbastanza dissimile dal caso dei normali conduttori, nei quali c'è la completa penetrazione della corrente continua nel materiale. A riprova di ciò, una corrente continua decade dalla superficie del superconduttore entro il materiale in un modo molto simile a quello della corrente alternata, ovvero proporzionalmente a e^{-z/λ_L} , dove z è la coordinata dalla superficie nel materiale e λ_L è la distanza di penetrazione di London. Inoltre λ_L è la distanza entro la quale la corrente continua decade di 3 dB rispetto al proprio valore alla superficie del superconduttore. Nel modello a due correnti, il valore della profondità di penetrazione in un superconduttore in dc sarà lo stesso di quello della profondità di penetrazione in ac.

Un altro parametro importante per i materiali superconduttori è l'impedenza superficiale. In generale, risolvendo le equazioni di Maxwell per un'onda piana uniforme in un metallo di conduttività σ , si ottiene un'impedenza superficiale data da:

$$Z_s = \frac{E_t}{H_t} = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma}} \quad (1.5)$$

dove E_t e H_t sono le componenti tangenziali di campo elettrico e magnetico alla superficie. Questa definizione dell'impedenza superficiale è generale ed applicabile anche per i materiali superconduttori. Per essi occorre sostituire σ con $\sigma_1 - j\sigma_2$, e si ottiene:

$$Z_s = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{(\sigma_1 - j\sigma_2)}} \quad (1.6)$$

dove parte reale e parte immaginaria possono essere messe in evidenza, come nella formula che segue:

$$Z_S = R_S + jX_S = \frac{\sqrt{\omega\mu}}{2} \left(\frac{\sqrt{k+\sigma_1} - \sqrt{k-\sigma_1}}{k} + j \frac{\sqrt{k-\sigma_1} + \sqrt{k+\sigma_1}}{k} \right) \quad (1.7)$$

con $k = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$. Ponendo $k \approx \sigma_2$ e $\sqrt{1 \pm \sigma_1/\sigma_2} \approx 1 \pm \sigma_1/(2\sigma_2)$ per $\sigma_2 \gg \sigma_1$, e sostituendo σ_2 con $(\omega\mu\lambda^2)^{-1}$, si ottiene:

$$R_S = \frac{\omega^2 \mu^2 \sigma_1 \lambda^3}{2} \quad \text{e} \quad X_S = \omega\mu\lambda_L \quad (1.8)$$

E' importante notare che per il modello a due correnti, appurata l'indipendenza di σ_1 e λ dalla frequenza, la resistenza superficiale R_S aumenterà come ω^2 . Ciò è di importanza pratica per giustificare l'applicabilità dei superconduttori ai dispositivi alle microonde, come con i normali conduttori, come sarà discusso nel seguito della presente trattazione. R_S dipenderà anche dalla temperatura. La Figura 1.27 illustra un comportamento tipico di R_S dipendente dalla temperatura, dove R_0 è una resistenza di riferimento. Inoltre, la reattanza superficiale nella (1.8) può essere espressa come $X_S = \omega L$, dove l'induttanza $L = \mu\lambda_L$ è detta induttanza cinetica od interna. Il significato di questo termine risiede nella propria dipendenza dalla temperatura, che sarà tenuta in conto principalmente per lo spostamento in frequenza dei filtri a superconduttore rispetto alla stessa.

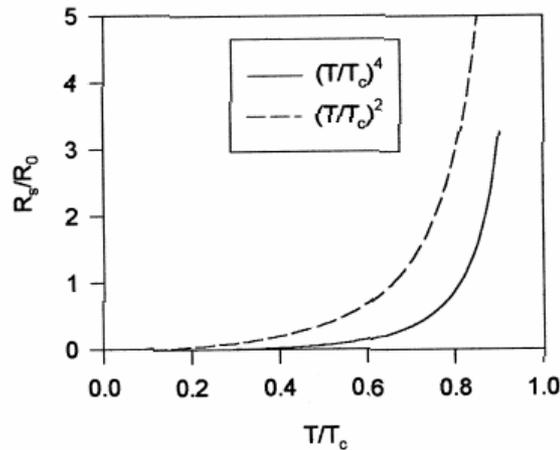


Figura 1.5 – Dipendenza della resistenza superficiale dei superconduttori dalla temperatura

A dimostrazione di ciò, la Figura 1.6 mostra una dipendenza tipica dalla temperatura di un risonatore a microstriscia in HTS, ottenuta sperimentalmente, dove la frequenza di risonanza f_0 è normalizzata dalla frequenza di risonanza a 60 K. La stabilità termica dei

sistemi di raffreddamento per i filtri in HTS può essere migliore di 0.5 K; inoltre lo spostamento in frequenza potrebbe non costituire un vincolo per molte applicazioni.

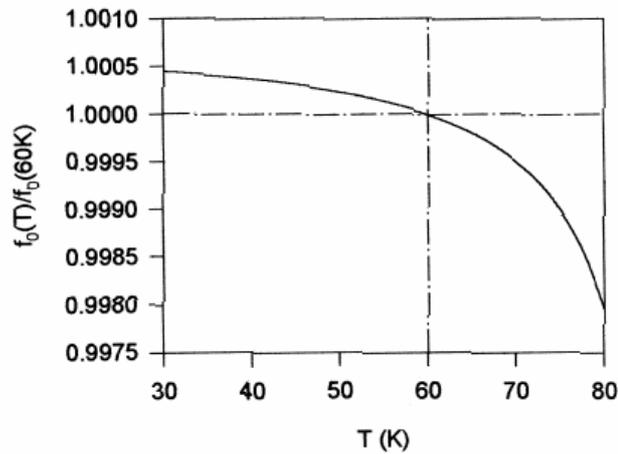


Figura 1.6 – Dipendenza dalla temperatura della frequenza di risonanza di un risonatore a microstriscia in materiale HTS.

Strati di materiale superconduttore sono i costituenti fondamentali per l'applicazione nei filtri, e risulta condizione imprescindibile per una corretta programmazione conoscerne a fondo le proprietà. L'espressione dell'impedenza superficiale descritta precedentemente è valida per strati infinitamente sottili; e può essere modificata per tener conto dello spessore finito della striscia HTS. Se t è lo spessore di suddetta striscia, allora l'impedenza superficiale verrà espressa in ragione della formula seguente:

$$Z_f = R_s \left\{ \coth\left(\frac{t}{\lambda}\right) + \frac{t}{\lambda} \frac{1}{\sinh^2\left(\frac{t}{\lambda}\right)} \right\} + jX_s \coth\left(\frac{t}{\lambda}\right) \quad (1.9)$$

dove R_s e X_s sono date dalla (1.8). Di nuovo $\sigma_2 \gg \sigma_1$ è assunto nella derivazione delle precedenti espressioni. L'effetto dello spessore finito degli strati sottili di superconduttore tende ad aumentare sia la resistenza che la reattanza superficiale della striscia stessa. La Figura 1.7 mostra la resistenza superficiale degli strati sottili di HTS come una funzione di t/λ ; indicando che, con lo scopo di ridurre la resistenza superficiale della striscia superconduttrice, lo spessore di questa dovrebbe essere più grande da tre a quattro volte della profondità di penetrazione. Ciò è analogo al requisito dei dispositivi alle microonde

con strati sottili di materiale conduttore normale, dove lo spessore del conduttore dovrebbe essere almeno tre o quattro volte più stretto della profondità di penetrazione, provocata dall'effetto pelle.

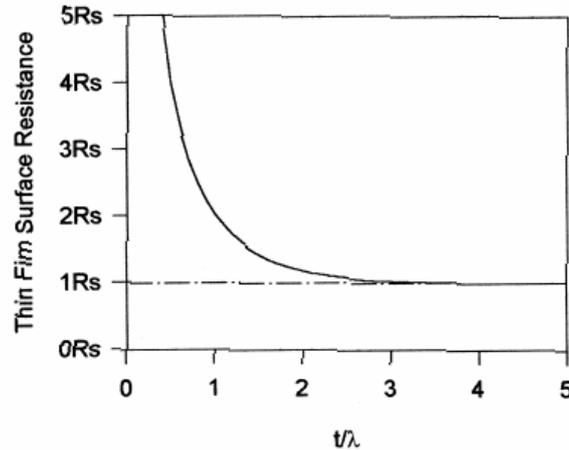


Figura 1.7 – Andamento della resistenza superficiale di strati sottili di superconduttore espressa come funzione normalizzata del proprio spessore.

A questo punto, è spontaneo comparare la resistenza superficiale del materiale HTS con quella di un normale conduttore. Per quest'ultimo la resistenza e la reattanza superficiale sono uguali e possono essere espresse mediante la medesima espressione qui di seguito riportata:

$$R_s = X_s = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma_n}} \quad (1.10)$$

Come si evince dalla formula (1.10), entrambe le grandezze sono proporzionali alla radice quadrata della frequenza. Poiché la resistenza superficiale di un superconduttore aumenta molto rapidamente (con il quadrato della frequenza), esiste una frequenza alla quale la resistenza superficiale dei conduttori normali diventa più bassa di quella dei superconduttori. Questo fenomeno è meglio noto con il nome di frequenza di scambio (crossover frequency).

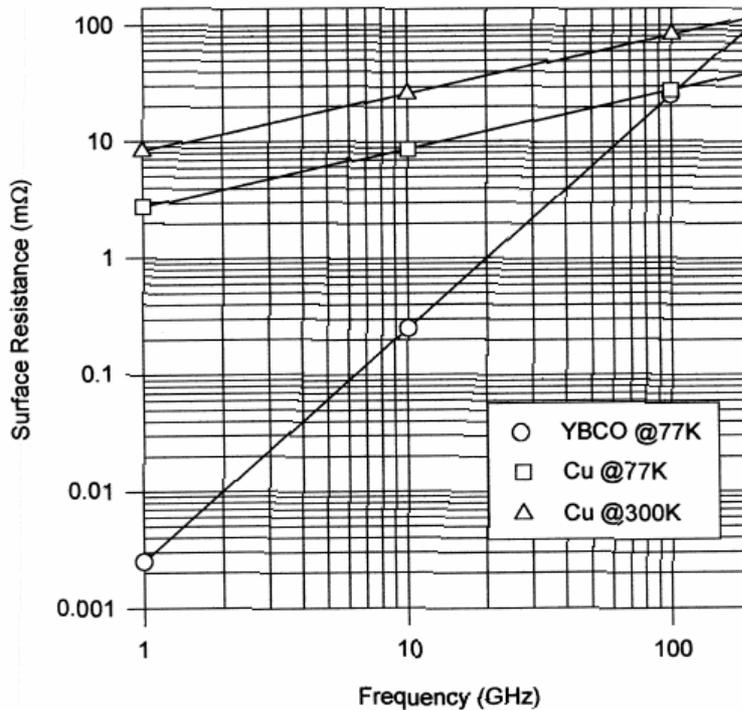


Figura 1.8 – Confronto della resistenza superficiale del YBCO a 77 K e del rame in funzione della frequenza

La Figura 1.8 mostra il confronto tra la resistenza superficiale del YBCO a 77 K con quella del rame, come una funzione della frequenza. I valori tipici usati per ottenere questo andamento grafico sono:

- Resistenza superficiale degli strati sottili di YBCO (10 GHz e 77 K) = 0.25 mΩ
- Resistenza superficiale del rame (10 GHz e 77 K) = 8.7 mΩ
- Resistenza superficiale del rame (10 GHz e 300 K) = 26.1 mΩ

In questo caso, la frequenza di scambio tra rame e strati di HTS a 77 K è circa 100 GHz.

Si può osservare dalla Figura 1.8 che a 2 GHz la resistenza superficiale degli strati sottili di HTS a 77 K è un migliaio di volte più piccola di quella del rame a 300 K. Sulla base della trattazione dei fattori di qualità dei risonatori a microstriscia svolta nei capitoli successivi, si può ragionevolmente assumere che un risonatore a microstriscia in rame abbia un fattore di qualità del conduttore $Q_C = 250$ a 2 GHz e a 300 K. Quindi il Q del conduttore è inversamente proporzionale alla resistenza superficiale, se lo stesso risonatore è realizzato con strati sottili di HTS, segue così che il relativo Q_C può assumere valori superiori a 250×10^3 .

I materiali superconduttori alle microonde mostrano delle non linearità quando sono esposti a campi elettromagnetici particolarmente intensi, e pertanto le loro proprietà quali la conduttività, la permittività elettriche e la permeabilità magnetica cominciano a dipendere da questi campi. Questo fenomeno si verifica anche nei materiali HTS. Si è appurato che la resistenza superficiale degli strati HTS, che è in relazione con la conduttività precedentemente trattata, si degrada quando il campo magnetico presenterà nella striscia un picco anche solo moderatamente elevato. Fintantoché l'intensità del campo magnetico si mantiene al di sotto di un valore critico, la resistenza superficiale salirà bruscamente così come gli strati HTS cominceranno a perdere proprietà superconduttrici. Questo valore critico del massimo dell'intensità di campo magnetico è conosciuto come il campo critico ed è indicato da H_C , ed il suo valore può essere correlato con quello della densità di corrente continua dalla formula:

$$J_C = \frac{H_C}{\lambda_L} \quad (1.11)$$

dove λ_L è la profondità di penetrazione di London, che ha lo stesso valore di λ nella (1.2), e J_C è detta densità di corrente critica. J_C è un parametro importante per la caratterizzazione dei materiali HTS. E' dipendente dalla temperatura ed assume un valore tipico a 10^6 A/cm² a 77 K per un buon superconduttore. Si osservi che la (1.11) è valida solo quando striscia HTS è diverse volte più stretta della profondità di penetrazione.

Non linearità nella resistenza superficiale non solo aumentano le perdite dei filtri in HTS, ma causano anche i problemi di intermodulazione e di generazione armonica. Ciò, in generale, limita la potenza maneggiabile dei filtri in HTS. In molte applicazioni, come in un ricevitore dove i filtri HTS operano a potenze ridotte, gli effetti della linearità sono trascurabili quando non siano presenti forti segnali interferenti e quando la banda passante osservata non sia estremamente ridotta. Per applicazioni di elevata potenza di filtri in HTS, la capacità di trattare potenza di un filtro HTS può, in generale, essere aumentata seguendo due possibili vie. Il primo metodo, dal punto di vista del materiale HTS, è di incrementare la densità di corrente critica J_C per migliorare il materiale od operare con il filtro ad una temperatura inferiore; J_C aumenterà con il diminuire della temperatura. Il secondo metodo, dal punto di vista del progetto alle microonde, consiste nel ridurre la densità massima di corrente nel filtro distribuendo la corrente più uniformemente su di un'area più estesa. Filtri ad alta potenza in HTS sono in grado di gestire più di 100 W, come è stato dimostrato.

1.3 Substrati per la crescita di film sottili di HTS

Gli strati superconduttori vanno accresciuti su alcuni tipi di substrati che devono essere inerti, compatibili con la crescita di strati di buona qualità, e anche avere proprietà alle microonde appropriate per le specifiche applicazioni. Con l'intento di ottenere una buona crescita epitassiale, le dimensioni del reticolo cristallino alla superficie del substrato dovrebbero adattarsi alle dimensioni dei reticoli dei superconduttori. Se ciò non si verifica, degli sforzi di tensione o compressione possono manifestarsi negli strati, producendo difetti e dislocazioni. In alcuni casi, i substrati possono reagire chimicamente, causando la creazione di livelli di impurità e facendo crollare la qualità della striscia superconduttrice. Gravi lesioni possono essere causate negli strati se le espansioni termiche del substrato e della striscia non sono adeguatamente adattate. Alcuni dei problemi qui sollevati possono essere superati mediante l'applicazione di un strato cuscinetto (buffer layer) tra la striscia ed i substrati. Inoltre, la superficie dei substrati dovrebbe essere liscia e priva di difetti ed accoppiamenti se possibile. Ciò causa delle crescite indesiderate e dei meccanismi che possono danneggiare la struttura e la qualità della striscia. Per le applicazioni alle microonde, è di fondamentale importanza che i substrati abbiano una bassa tangente di perdita del dielettrico ($\tan\delta$). Se la tangente di perdita non è sufficientemente bassa, allora il vantaggio di usare un superconduttore non avrebbe motivo d'essere. E' anche desiderabile, in molte applicazioni, che la costante dielettrica relativa (ϵ_r) di un substrato non vari troppo con la temperatura, migliorando la stabilità termica delle applicazioni finali. Ad ogni buon conto, la costante dielettrica relativa deve essere agevolmente riproducibile e non variare apprezzabilmente da campione a campione, e questo è molto importante per consentire una produzione di massa.

Con tutti i precedenti requisiti, non c'è da sorprendersi se un substrato ideale per strisce HTS non sia stato ancora trovato. Tuttavia, una serie di eccellenti substrati, che manifestano proprietà alle microonde più che buone per strisce HTS di elevata qualità, sono di uso comune. Nonostante ciò, i substrati oggi più largamente usati e commercialmente disponibili sono l'alluminato di lantanio (LaAlO_3 o LAO), l'ossido di magnesio (MgO) e l' Alumina (Al_2O_3 - allumina). Il LAO presenta una costante dielettrica relativa più grande di quelle dell'ossido di magnesio e dell' Alumina. L' Alumina è un substrato a basse perdite e basso costo ma la sua costante dielettrica è non isotropa e richiede uno strato cuscinetto per accrescere buoni strati di HTS. L'ossido di magnesio è, in generale, un ottimo substrato per le applicazioni ma è meccanicamente friabile. La Tabella 2.1 elenca alcuni tipici parametri dei substrati su indicati . Per i substrati in Alumina, il

valore delle costanti dielettriche relative è fornito per gli assi parallelo ed ortogonale all'asse c (asse del cristallo) a causa dell'anisotropia del cristallo stesso.

<i>Substrato</i>	ϵ_r (tipico)	$\tan \epsilon$ (tipico)
LaAlO ₃	23.6 @ 77 K	7.6×10^{-6} @ 77 K e 10 GHz
MgO	9.6 @ 77 K	5.5×10^{-6} @ 77 K e 10 GHz
Alumina	11.6 asse - c @ 77 K	1.5×10^{-6} @ 77 K e 10 GHz
	9.4 \perp asse - c @ 77 K	

Tabella 2.1 – Substrati per strisce HTS

1.4 Applicazioni dei filtri in HTS

I filtri a microstriscia in HTS sono dispositivi che utilizzano strati sottili superconduttori (HTS) invece dei convenzionali strati conduttori. In generale, grazie alle perdite molto basse del superconduttore, l'uso di strati sottili HTS può portare a significativi miglioramenti nelle prestazioni del filtro a microstriscia per quanto concerne le perdite di inserzione in banda passante e la selettività. Queste qualità si rivelano particolarmente vincolanti per le prestazioni dei filtri a banda stretta, i quali giocano un ruolo importante in molte applicazioni.

Si può affermare così che l'applicazione dei filtri in HTS nelle stazioni base riceventi garantisce un'alta selettività, alta reiezione fuori banda, basso rumore e basse perdite di inserzione per ricevitori wireless. Nuovi progetti di filtri in HTS, nei quali le perdite di accoppiamento e l'area occupata dal singolo risonatore sono minimizzate, mostrano migliori prestazioni e dimensioni più contenute rispetto ai filtri in HTS che si basano sui metodi di progettazione convenzionali.

I filtri planari con sottili film HTS presentano, come appurato, basse perdite e, quando sono multiplexati in banchi di filtri, hanno il vantaggio di volumi più piccoli rispetto a quelli dei filtri realizzati con la tecnologia convenzionale e di prestazioni confrontabili. In vengono analizzate le questioni relative all'applicazione dei filtri in HTS per la preselezione nel front-end dei ricevitori a microonde. Queste problematiche includono la figura di rumore e la distorsione dovuta alla intermodulazione del terzo ordine. In Figura 3.1 è illustrato lo schema a blocchi del front-end del ricevitore usato per sviluppare le considerazioni svolte nell'articolo citato.

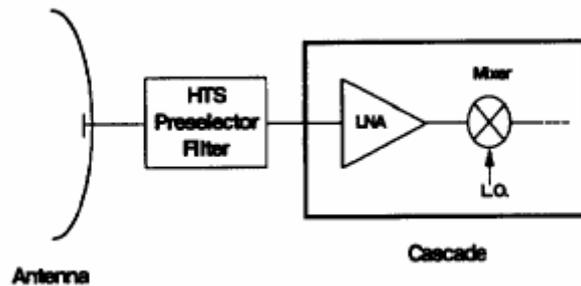


Figura 1.9 – Diagramma a blocchi semplificato del front-end di un ricevitore.

Per concludere il paragrafo vengono di seguito descritte le problematiche e le nuove grandezze importanti per filtri in HTS in quelle applicazioni dove è richiesto un maggior livello di potenza.

In linea generale, esistono tre fattori primari che limitano la potenza trattabile dai filtri in microstriscia per applicazioni a microonde:

- Il crollo alle radiofrequenze;
- Il riscaldamento nei materiali;
- Le non – linearità presenti nei materiali.

Per un filtro HTS si riscontrano i medesimi limiti in termini di potenza sfruttabile. Il crollo alle radiofrequenze si verifica con campi elettrici di forte intensità. Usando un substrato più spesso con una costante dielettrica più bassa ed evitando l'uso di aperture di accoppiamento troppo piccole, si può ridurre la concentrazione del campo elettrico. Il riscaldamento è associato con la dissipazione nei materiali, inclusi i dielettrici ed i conduttori. Questo può giocare un ruolo minore nella limitazione della capacità di trattare la potenza per filtri HTS con elevato fattore di qualità (Q) usando strati HTS di alta qualità ed un substrato con bassa tangente di perdita. Le non linearità nei materiali, associate specialmente con la resistenza superficiale non lineare dei superconduttori, appaiono essere il maggiore interesse per la progettazione di filtri HTS ad elevata potenza.

Aumentando la potenza in ingresso di un filtro HTS aumenterà la densità massima di corrente alla superficie del superconduttore. Quando la densità di corrente massima oltrepassa la densità di corrente critica del materiale HTS, la resistenza superficiale sale repentinamente, provocando la transizione dal proprio stato superconduttore allo stato non superconduttore, ed eventualmente il crollo delle prestazioni del filtro HTS. Comunque, prima che il massimo della densità di corrente superi il valore critico, si verifica un altro effetto dovuto alla non linearità della resistenza superficiale, che può limitare la potenza utilizzabile dal filtro HTS. Questo fenomeno è conosciuto come doppio tono o intermodulazione del terzo ordine (IMD). Nel caso di impedenza non lineare $Z = Z(I)$, la

tensione sarà una funzione non lineare della corrente, $V(t) = I(t)Z(I) \approx a_1 I(t) + a_2 I^2(t) + \dots$. se si applica un segnale fondamentale a doppio tono $I(t) = I_1 \sin \omega_1 t + I_2 \sin \omega_2 t$, si avranno dei prodotti di intermodulazione alle frequenze $m\omega_1 \pm n\omega_2$ dove m ed n sono due numeri interi. Nonostante presentino questi prodotti, i segnali IMD del terzo ordine a $2\omega_1 - \omega_2$ e $2\omega_2 - \omega_1$ sono di interesse primario poiché possono ricadere nella banda passante del filtro, causando interferenza con i segnali desiderati. Per misurare la IMD del terzo ordine in un filtro, segnali a doppio tono sono usualmente adattati per avere i medesimi livelli di potenza all'ingresso del filtro, e per avere frequenze tali che i segnali IMD del terzo ordine sono nella banda passante del filtro. La potenza della fondamentale e la potenza dell'IMD del terzo ordine all'uscita del filtro sono misurate e tracciate come funzione della potenza applicata in ingresso. In un grafico doppiamente logaritmico, la pendenza dell'IMD del terzo ordine è circa 3 dB, rispetto ad 1 per la fondamentale. Conseguentemente, l'intersezione si presenta quando la potenza di uscita nella fondamentale diventa uguale alla potenza di uscita nell'IMD del terzo ordine. Questo punto di intersezione, misurato in dBm, è noto come il punto di intersezione del terzo ordine (TOI o IP3) ed è usato come figura di merito per valutare le non linearità presenti nel filtro. Un'elevata intercetta indica un'elevata capacità del filtro di trattare potenza.

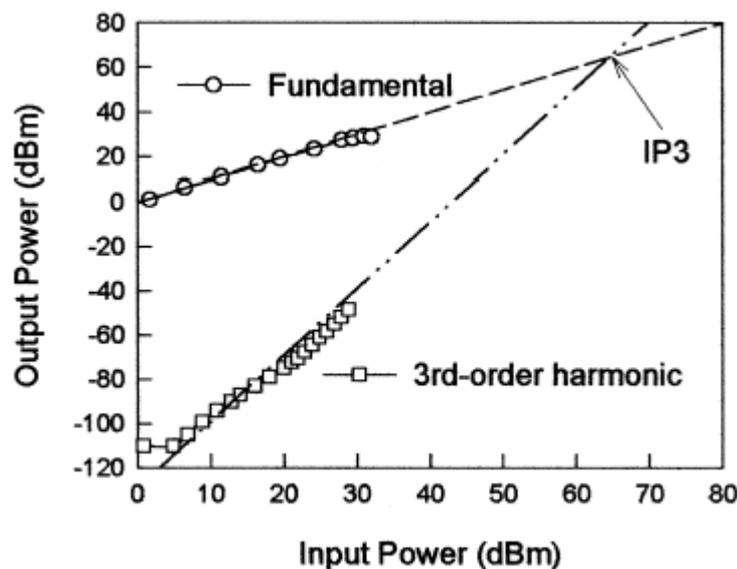


Figura 1.10 – Determinazione del punto intercetta del terzo ordine (IP3)
Mediante estrapolazione lineare dei dati misurati.

Nella pratica, questa intercetta non può essere misurata direttamente, ma può essere valutata tracciando i livelli della fondamentale e dell'intermodulazione a doppio tono a livelli di potenza più bassi, ed allora usando l'interpolazione lineare determinare l'intercetta, come si evince dalla Figura 1.32, nel seguito riportata.

2. Filtri a Microonde di Tipo Quasi-Ellittico

L'incremento nella domanda di filtri a microonde con selettività sempre maggiore ha portato ad escludere l'uso di filtri di tipo Chebyshev in quanto esso richiede un progetto con elevato numero di poli ed un maggior insertion loss in banda, a petto di una maggiore semplicità di progettazione; per ovviare a questi problemi, a fronte di un aumento della complessità di calcolo, sono stati proposti dei filtri con zeri di trasmissione aventi una risposta in frequenza di tipo quasi-ellittico.

2.1 Filtri con Due Zeri di Trasmissione

Nelle seguenti sezioni verranno illustrate le caratteristiche generali e la sintesi di filtri di tipo quasi-ellittico aventi soltanto due zeri di trasmissione a frequenze finite vicine alle frequenze di taglio.

Questi filtri si dicono di tipo quasi ellittico in quanto presentano una risposta in frequenza avente un andamento simile a quella dei filtri di tipo ellittico, ma con una selettività leggermente inferiore, comunque sicuramente superiore rispetto a quella dei filtri Chebyshev.

2.1.1 Caratteristiche del Filtro

La funzione di trasferimento del filtro è data dalla seguente relazione

$$|S_{21}(j\Omega)|^2 = \frac{1}{1 + \epsilon^2 F_n^2(\Omega)} \quad (2.1)$$

$$\epsilon = \frac{1}{\sqrt{10^{-0.1L_R} - 1}} \quad (2.2)$$

dove

$$F_n(\Omega) = \cosh \left\{ (n-2) \cosh^{-1}(\Omega) + \cosh^{-1} \left(\frac{\Omega_a \Omega - 1}{\Omega_a - \Omega} \right) + \cosh^{-1} \left(\frac{\Omega_a \Omega + 1}{\Omega_a + \Omega} \right) \right\} \quad (2.3)$$

in cui si ricorda che Ω è la frequenza normalizzata alla frequenza di cut-off del prototipo passa-basso del filtro, ϵ è la costante di ripple che si ha in base alla specifica del return loss $L_R = 20 \log |S_{11}|$ espresso in dB, mentre n è il numero di poli del filtro. Si può notare che per $\Omega_a \rightarrow \infty$ la funzione di trasferimento del filtro degenera ad una risposta di tipo Chebyshev.

In corrispondenza delle frequenze $\pm\Omega_a$ (con $\Omega_a > \Omega_c = 1$) sono localizzati gli zeri di trasmissione. Queste frequenze possono essere calcolate con le trasformazioni in frequenza, come segue

$$\omega_{a1} = \omega_0 \frac{-\Omega_a FBW + \sqrt{(\Omega_a FBW)^2 + 4}}{2}$$

$$\omega_{a2} = \omega_0 \frac{\Omega_a FBW + \sqrt{(\Omega_a FBW)^2 + 4}}{2}$$
(2.4)

2.1.2 Sintesi del Filtro

Gli zeri di trasmissione per questo tipo di filtro possono essere realizzati mediante un accoppiamento trasversale fra due risonatori non adiacenti di un filtro standard di tipo Chebyshev. Dal prototipo passa-basso mostrato in Figura 2.1 è possibile ricavare i parametri del filtro nel modo seguente

$$g_1 = \frac{2 \sin(\pi/2n)}{\gamma}$$
(2.5)

$$g_i g_{i-1} = \frac{4 \sin \frac{(2i-1)\pi}{2n} \sin \frac{(2i-3)\pi}{2n}}{\gamma^2 + \sin^2 \frac{(i-1)\pi}{n}}$$
(2.6)

dove

$$\gamma = \sinh\left(\frac{1}{2} \sinh^{-1} \frac{1}{\epsilon}\right)$$
(2.7)

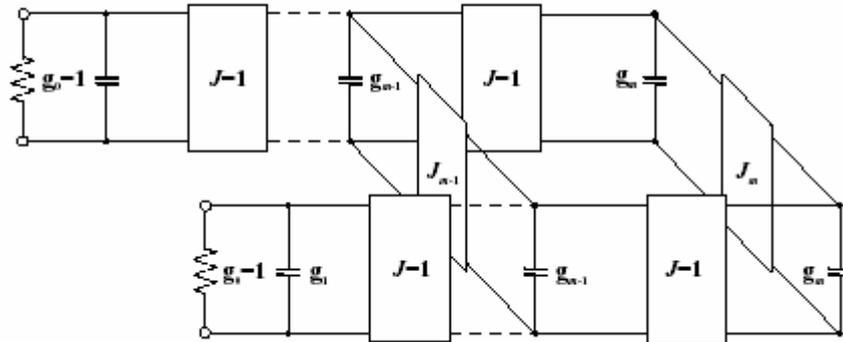


Fig. 2.1 Prototipo passa-basso per un filtro quasi ellittico

Gli invertitori di ammettenza che rappresentano gli accoppiamenti trasversali J_m e J_{m-1} sono dati dalle seguenti relazioni:

$$J_m = \frac{1}{\sqrt{S}}$$

$$J_{m-1} = 0$$
(2.8)

dove

$$S = (\sqrt{1 + \epsilon^2} + \epsilon)^2$$
(2.9)

Per introdurre degli zeri di trasmissione alle frequenze $\Omega = \pm\Omega_a$ è necessario che sia

$$J_{m-1} = \frac{-J'_m}{(\Omega_a g_m)^2 - (J'_m)^2} \quad (2.10)$$

Introducendo J_{m-1} è necessario modificare il valore di J_m nel seguente modo

$$J'_m = \frac{J_m}{1 + J_m J_{m-1}} \quad (2.11)$$

dove J'_m è il valore di J_m aggiornato. Le due equazioni 2.10 e 2.11 devono essere risolte in maniera iterativa usando i valori iniziali di J_m e J_{m-1} date dalle 2.8 .

Il metodo precedentemente descritto viene molto usato nella progettazione di filtri di tipo quasi ellittico, tuttavia risulta essere poco accurato soprattutto quando si vuole realizzare un'elevata selettività collocando gli zeri di trasmissione vicino alle frequenze di cut-off. Per ovviare a questo problema, di seguito viene presentata una procedura più accurata per il calcolo dei parametri del prototipo passa-basso, nel caso di $L_R = -20$ dB e per un filtro a quattro poli ($n = 4$) con $1.8 \leq \Omega_a \leq 2.4$.

$$\begin{aligned} g_1(\Omega_a) &= 1.22147 - 0.35543\Omega_a + 0.18337\Omega_a^2 - 0.0447\Omega_a^3 + 0.00425\Omega_a^4 \\ g_2(\Omega_a) &= 7.22106 - 9.48678\Omega_a + 5.89032\Omega_a^2 - 1.65776\Omega_a^3 + 0.17723\Omega_a^4 \\ J_1(\Omega_a) &= -4.30192 + 6.26745\Omega_a - 3.67345\Omega_a^2 + 0.9936\Omega_a^3 - 0.10317\Omega_a^4 \\ J_2(\Omega_a) &= 8.17573 - 11.36315\Omega_a + 6.96223\Omega_a^2 - 1.94244\Omega_a^3 + 0.20636\Omega_a^4 \end{aligned} \quad (2.12)$$

Equazioni analoghe per lo stesso filtro a sei ed a otto poli vengono riportati in Nella figura 2.2 (a) è riportato l'andamento teorico della risposta in frequenza in frequenza, per S_{12} di un filtro quasi-ellittico a quattro poli, per due diversi valori di Ω_a confrontato con la risposta in frequenza di un filtro Chebyshev avente lo stesso numero di poli. Per completezza, nella figura vengono riportate anche le risposte in frequenza per un filtro a sei poli (figura 2.2(b)), e per uno ad otto poli (figura 2.2(c)).

Dalle figure 2.2 è possibile vedere la maggiore selettività di questi filtri, comparati sempre con quelli di tipo Chebyshev, che è tanto maggiore quanto minore è Ω_a , cioè quanto più vicini sono gli zeri di trasmissione alle frequenze di cut-off; tuttavia minore è Ω_a maggiori saranno i picchi di S_{12} dei lobi secondari, pertanto bisogna trovare un giusto compromesso fra la selettività desiderata e l'ampiezza dei lobi secondari in dB.

Nella figura 2.2 (a) è riportato l'andamento teorico della risposta in frequenza in frequenza, per S_{12} di un filtro quasi-ellittico a quattro poli, per due diversi valori di Ω_a confrontato con la risposta in frequenza di un filtro Chebyshev avente lo stesso numero di poli. Per completezza, nella figura vengono riportate

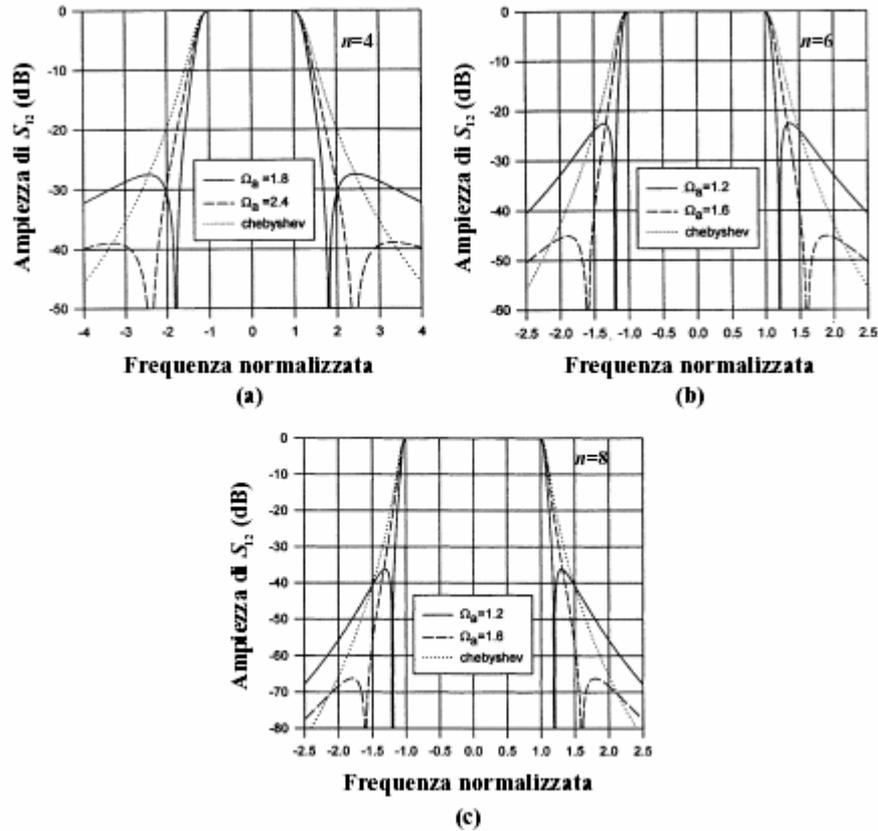


Fig. 2.2 Risposta in frequenza teorica per S_{12} di un filtro quasi ellittico a quattro poli(a), a sei poli (b), ad otto poli (c).

anche le risposte in frequenza per un filtro a sei poli (figura 2.2(b)), e per uno ad otto poli (figura 2.2(c)). Dalle figure 2.2 è possibile vedere la maggiore selettività di questi filtri, comparati sempre con quelli di tipo Chebyshev, che è tanto maggiore quanto minore è Ω_a , cioè quanto più vicini sono gli zeri di trasmissione alle frequenze di cut-off; tuttavia minore è Ω_a maggiori saranno i picchi di S_{12} dei lobi secondari, pertanto bisogna trovare un giusto compromesso fra la selettività desiderata e l'ampiezza dei lobi secondari in dB. Infine, ricavati i parametri per il prototipo passa basso con le equazioni 2.12, si possono ottenere i parametri di progetto per un filtro passa-banda, ovvero i coefficienti di accoppiamento fra i risonatori ed i fattori di qualità esterni, riferendoci alla struttura generale di figura 2.3, con le seguenti relazioni:

$$\begin{aligned}
 Q_{ei} &= Q_{co} = \frac{g_1}{FBW} \\
 M_{i,i+1} &= M_{n-i,n-i+1} = \frac{FBW}{\sqrt{g_i g_{i+1}}} \quad \text{per } i = 1, \dots, m-1 \\
 M_{m,m+1} &= \frac{FBW \cdot J_m}{g_m} \quad m = n/2 \\
 M_{m-1,m+2} &= \frac{FBW \cdot J_{m-1}}{g_{m-1}}
 \end{aligned}
 \tag{2.13}$$

2.2 Filtri Quasi Ellittici con Risonatori Square Open-Loop

I filtri passa-banda di tipo quasi ellittico, con due zeri di trasmissione, possono essere realizzati con strutture di tipo square open-loop. Alcuni esempi di questi filtri sono illustrati in figura 2.4 .

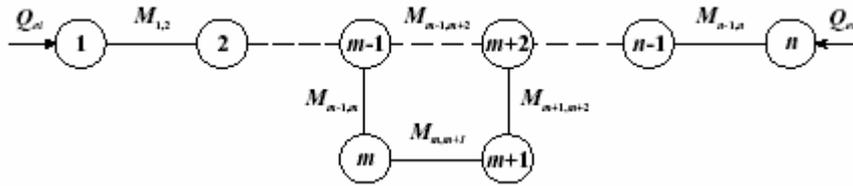


Fig. 2.3 Struttura generale di accoppiamento di un filtro passa-banda con due zeri di trasmissione

I metodi di progettazione di un filtro in microstrip lines in rame a temperatura ambiente a quattro poli saranno descritti di seguito, per poi estrapolare la stessa metodologia anche al filtro in rame a 77 K criogenico e quello in HTS anch'esso criogenico.

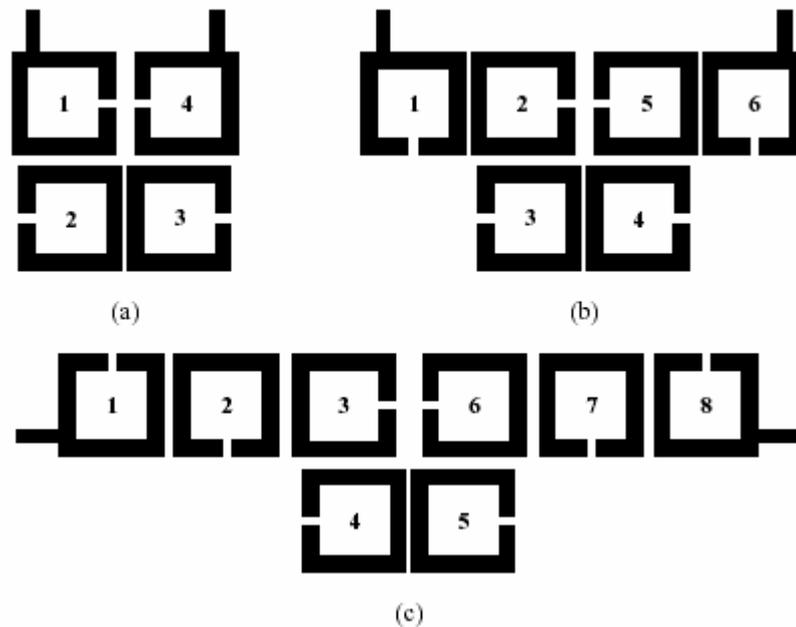


Fig. 2.4 Layout di filtri passa banda quasi ellittici a 4, 6, 8 poli.

2.3 Filtro in Rame a 300 K

Nella seguente sezione viene illustrata la progettazione di un filtro di preselezione in rame a quattro poli in banda C (4.7÷5.05 GHz), funzionante in condizioni di temperatura ambiente.

2.3.1 Specifiche Richieste

Le specifiche richieste per il filtro da progettare sono riportate nella Tabella 2.1 e sono relative alla banda passante del ricevitore 5 GHz presente alla stazione radioastronomia di Noto.

Specifica	Valore
Frequenza di taglio inferiore	$f_1 = 4.7$ GHz
Frequenza di taglio superiore	$f_2 = 5.05$ GHz
Return loss in banda	$L_R = -20$ dB
Reiezione fuori banda	$L_{As} = 30$ dB a $f_s = 4.56$ GHz

Tab. 2.1 Specifiche di progetto del filtro in rame a 300 K

Da queste specifiche si possono ricavare i seguenti parametri di progetto:

$$FBW\% = \frac{f_2 - f_1}{\sqrt{f_1 f_2}} \simeq 7.18\% \quad (2.14)$$

$$f_0 = \sqrt{f_1 f_2} \simeq 4.872 \text{ GHz}$$

dove FBW è la fractional bandwidth ed f_0 è la frequenza di centro banda.

2.3.2 Parametri del Prototipo Passa-Basso

Per determinare i parametri del prototipo passa-basso a quattro poli, bisogna innanzitutto ricavare Ω_a , ovvero bisogna determinare a quale frequenza collocare gli zeri di trasmissione per ottenere la reiezione fuori banda richiesta. Dalle specifiche sulla reiezione fuori banda e dalle relazioni (2.1) e (2.2) si ricava che

$$L_{As} = 10 \log \frac{1}{|S_{21}(j\Omega_s)|^2} \quad (2.15)$$

$$F_n(\Omega_s) = \sqrt{(10^{0.1L_{As}} - 1)(10^{-0.1L_R} - 1)}$$

dove Ω_s si ricava dalle trasformazioni in frequenza di f_s come segue:

$$\Omega_s = \frac{\Omega_c}{FBW} \left(\frac{f_s}{f_0} - \frac{f_0}{f_s} \right) \simeq 1.826 \quad \text{con } \Omega_c = 1 \quad (2.16)$$

Trovato Ω_s , per ricavare Ω_a occorre risolvere la seguente equazione

$$\begin{aligned} \cosh^{-1} \left(\frac{\Omega_a \Omega_s - 1}{\Omega_a - \Omega_s} \right) + \cosh^{-1} \left(\frac{\Omega_a \Omega_s + 1}{\Omega_a + \Omega_s} \right) = \\ = \cosh^{-1} \left\{ \sqrt{(10^{0.1L_{As}} - 1)(10^{-0.1L_R} - 1)} \right\} - (n - 2) \cosh^{-1}(\Omega_s) \end{aligned} \quad (2.17)$$

da cui si ricava che $\Omega_a = 2.0085$.

Da queste equazioni si ricavano i parametri per il prototipo passa-basso

$$\begin{aligned} g_1(\Omega_a) = 0.9543 \quad J_1(\Omega_a) = -0.1611 \\ g_2(\Omega_a) = 1.38115 \quad J_2(\Omega_a) = 1.0587 \end{aligned} \quad (2.18)$$

2.3.3 Coefficienti di Accoppiamento e Fattore di Qualità Esterno

Dai parametri del prototipo passa basso precedentemente ricavati, si ottengono i seguenti valori per i coefficienti di accoppiamento fra i risonatori ed il fattore di qualità esterno:

$$\begin{aligned}
 Q_{es} = Q_{eo} &= \frac{g_1}{FBW} = 13.29 \\
 M_{1,2} = M_{3,4} &= \frac{FBW}{\sqrt{g_1 g_2}} = 0.06254 \quad (\kappa_B) \\
 M_{1,4} &= \frac{FBW \cdot J_1}{g_1} = -0.01212 \quad (\kappa_E) \\
 M_{2,3} &= \frac{FBW \cdot J_2}{g_2} = 0.05504 \quad (\kappa_M)
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

2.3.4 Dimensionamento della Microstrip Line

Dimensionare la microstrip line, che verrà utilizzata nel filtro, significa ricavare i seguenti parametri caratteristici

1. λ_{g0} cioè la lunghezza d'onda guidata.
2. ϵ_{re} cioè la costante dielettrica efficace.

Per fare ciò occorrono, naturalmente, le caratteristiche del substrato scelto, che, in questo progetto, è il RT/Duroid 6010LM. Questo tipo di substrato presenta le seguenti caratteristiche principali:

Caratteristica	Valore
Costante Dielettrica	$\epsilon_r = 10.2$
Tangente di Perdita	$\tan \delta = 0.0023$
Conducibilità del Rame	$\sigma = 5.88 \cdot 10^7 \text{ S/m}$
Spessore del Substrato	$h = 1.27 \text{ mm}$
Spessore del Rame	$t = 0.035 \text{ mm}$

Tabella 2.2 Caratteristiche principali del substrato RT Duroid 6010LM

Da considerazioni di ordine pratico e geometrico si è scelta la larghezza del risonatore ripiegato pari a $W = 0.5 \text{ mm}$. Da questo dato e da quelli forniti in tabella è possibile ricavare la costante dielettrica efficace e il valore di lunghezza d'onda ad essa legato;

$$\epsilon_{re} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left(1 + \frac{10h}{W} \right)^{-0.8} = 6.437 \tag{2.20}$$

dove i parametri a e b sono ricavati come segue:

$$a = 1 + \frac{1}{49} \ln \left[\frac{\left(\frac{W}{h}\right)^4 + \left(\frac{W}{52h}\right)^2}{\left(\frac{W}{h}\right)^4 + 0.432} \right] + \frac{1}{18.7} \ln \left[1 + \left(\frac{W}{18.1h}\right)^3 \right] = 0.94014 \quad (2.21)$$

$$b = 0.564 \left(\frac{\epsilon_r - 0.9}{\epsilon_r + 3} \right)^{0.053} = 0.55363$$

Il valore ricavato per la lunghezza d'onda efficace e dunque per la lunghezza di ogni singolo risonatore sono dati da:

$$\lambda_{g0} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_{re}}} = \frac{c}{f_0 \sqrt{\epsilon_{re}}} = 23.8 \text{ mm} \quad (2.22)$$

$$l = \frac{\lambda_{g0}}{2} = 11.9 \text{ mm} \quad (2.23)$$

Da queste formule è possibile ricavare i valori numerici:

$$\epsilon_{re} = 6.482 \quad \lambda_{g0} = 24.136 \text{ mm} \quad l = 12.068 \text{ mm} \quad (2.24)$$

In figura 2.5 è illustrato un singolo **risonatore square open loop** dimensionato secondo i parametri calcolati in precedenza.

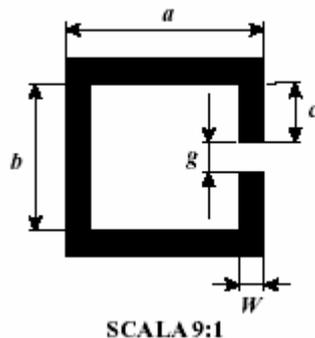


Figura 2.5: Risonatore square open loop utilizzato nel progetto del filtro in rame a 300 K.

2.3.5 Dimensionamento della Feed Line

La struttura di I/O usata nel progetto è illustrata nella Figura 2.6(a), in cui il valore di W_{fl} è stato dimensionato per ottenere un'impedenza caratteristica $Z_c = 50$, tale da garantire un adattamento tra il circuito di alimentazione ed il filtro stesso.

a	=	3.865 mm
b	=	2.857 mm
c	=	1.133 mm
g	=	0.6 mm
W	=	0.5 mm

Tabella 2.3 Dimensioni del risonatore

Il valore di t , l_{f1} , W_{f2} ed l_{f2} , invece, sono stati dimensionati opportunamente per ottenere il valore del fattore di qualità esterno $Q_{ei,o}$ desiderato, che nel nostro caso è $Q_{ei,o} = 13.29$. In base alle tecniche di progetto basate sui grafici dei group delay e della fase del coefficiente S_{11} , mostrati in Figura 2.6(b), ottenuti dalla simulazione EM della struttura di Figura 2.6(a), si ha che

$$Q_e = \frac{f_0}{\Delta f_{\pm}} = \frac{f_0}{f_+ - f_-} \simeq 13.42 \quad (2.25)$$

dove $f_- = f_{\phi_0+90^\circ} = 4.718$ GHz e $f_+ = f_{\phi_0-90^\circ} = 5.083$ GHz, in cui $\phi_0 = -74.78^\circ = -74.78_-$ è la fase di S_{11} in corrispondenza di $f_0 = 4.9$ GHz.

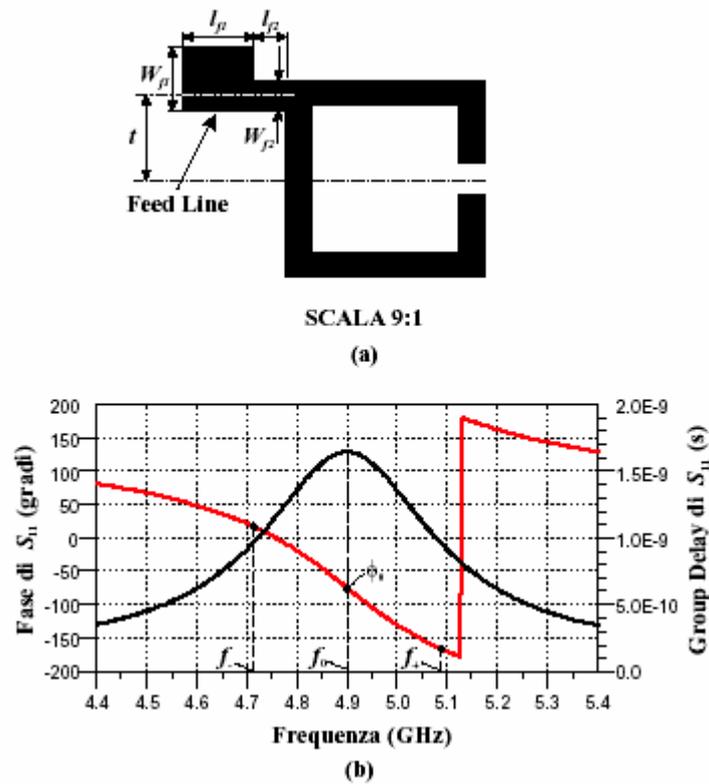


Figura 2.6: Risuonatore I/O con feed line 2.6 (a), risposta in frequenza di S_{12} 2.6 (b) .

Le dimensioni della feed line ricavate dalla metodologia di progetto sono riportate in tabella 2.4.

W_{f1}	=	1.246 mm
l_{f1}	=	1.385 mm
W_{f2}	=	0.6 mm
l_{f2}	=	0.618 mm
t	=	1.685 mm

Tabella 2.4 Dimensioni della feed line

2.3.6 Dimensionamento delle Distanze fra i Risonatori

In base a quanto esposto bisogna dimensionare le distanze fra i vari risonatori per ottenere i coefficienti di accoppiamento desiderati; per fare ciò abbiamo già visto che bisogna ricorrere ad una simulazione EM.

Distanza fra i Risonatori 1 e 4 ($s_{1,4}$)

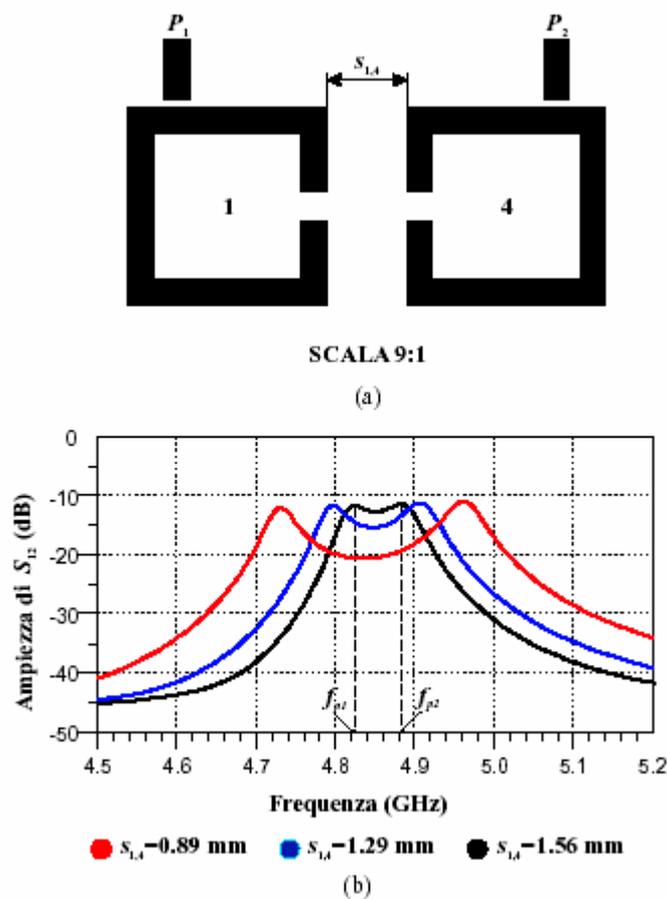


Figura 2.7: Accoppiamento elettrico tra i risonatori 1 e 4 (a), risposta in frequenza di S_{12} (b)

Facendo riferimento alla struttura di Figura 2.4(a), i risonatori 1 e 4 presentano un accoppiamento elettrico e pertanto bisogna dimensionare la loro distanza, $s_{1,4}$ in maniera tale che il coefficiente di accoppiamento elettrico sia $k_E = M_{1,4} = -0.01212$, per soddisfare le specifiche richieste per il filtro. Nella Figura 2.7(a) è illustrata la struttura utilizzata per simulare l'accoppiamento elettrico fra i due risonatori specificati, mentre nella Figura 2.7(b) è mostrato l'andamento della risposta in frequenza di S_{12} , in ampiezza, al variare della distanza $s_{1,4}$.

Dalla Figura 2.7(b) si vede che per $s_{1,4} = 1.56$ mm si ottengono due picchi di risonanza per S_{12} alle frequenze, dalle quali si ricavano i valori di accoppiamento:

$$f_{p1} = 4.824 \text{ GHz} \quad f_{p2} = 4.882 \text{ GHz} \quad (2.26)$$

$$M_{1,4} = -\frac{f_{p2}^2 - f_{p1}^2}{f_{p2}^2 + f_{p1}^2} \simeq -0.0119$$

Distanza fra i Risonatori 2 e 3 ($s_{2,3}$)

Facendo riferimento alla struttura di Figura 2.4(a), i risonatori 2 e 3 presentano un accoppiamento magnetico e pertanto bisogna dimensionare la loro distanza $s_{2,3}$ in maniera tale che il coefficiente di accoppiamento magnetico sia $K_M = M_{2,3} = 0.05504$, per soddisfare le specifiche richieste per il filtro.

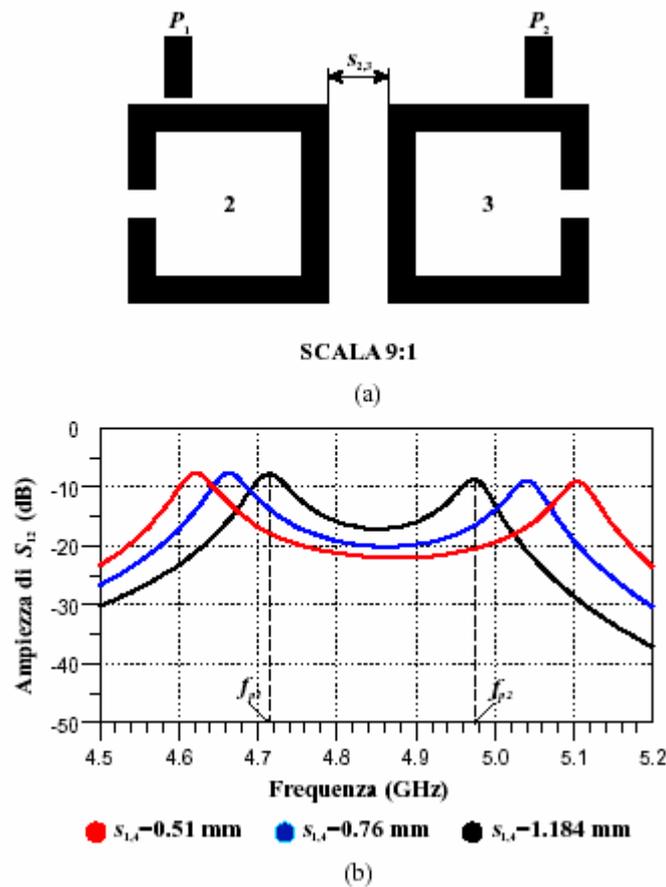


Figura 2.8: Accoppiamento magnetico tra i risonatori 2 e 3 (a), risposta in frequenza di S_{12} (b)

Nella Figura 2.8(a) è illustrata la struttura utilizzata per simulare l'accoppiamento magnetico fra i due risonatori specificati, mentre nella Figura 2.8(b) è mostrato l'andamento della risposta in frequenza di S_{12} , in ampiezza, al variare della distanza $s_{2,3}$. Dalla Figura 2.8(b) si vede che per $s_{2,3} = 1.184 \text{ mm}$ si ottengono due picchi di risonanza per S_{12} alle frequenze

$$f_{p1} = 4.714 \text{ GHz} \quad f_{p2} = 4.973 \text{ GHz} \quad (2.27)$$

dalle quali si ricava:

$$M_{2,3} = \frac{f_{p2}^2 - f_{p1}^2}{f_{p2}^2 + f_{p1}^2} \simeq 0.0534 \quad (2.28)$$

che è all'incirca il valore desiderato.

Distanza fra i Risonatori 1 e 2 ($s_{1,2}$)

In quest' ultimo caso la distanza fra i risonatori 1 e 2 coincide con quella fra i risonatori 3 e 4 ($s_{1,2} = s_{3,4}$), visto la simmetria dell'intera struttura. Facendo riferimento alla Figura 2.4(a), i risonatori 1 e 2 ed analogamente 3 e 4, presentano un accoppiamento misto e pertanto bisogna dimensionare la loro distanza $s_{1,2} = s_{3,4}$, in maniera tale che il coefficiente di accoppiamento misto sia $K_B = M_{1,2} = M_{3,4} = 0.0625$ per soddisfare le specifiche richieste per il filtro.

Nella Figura 2.9(a) è illustrata la struttura utilizzata per simulare l'accoppiamento misto fra i due risonatori specificati, mentre nella Figura 2.9(b) è mostrato l'andamento della risposta in frequenza di S_{12} , in ampiezza, al variare della distanza $s_{1,2}$.

Nella Figura 5.9(a) l'offset d fra i due risonatori 1 e 2 viene calcolato nel seguente modo:

$$d = \frac{s_{1,4} - s_{2,3}}{2} \quad (2.29)$$

e dai valori di $s_{1,4}$ ed $s_{2,3}$ calcolati in precedenza si ottiene $d=0.188$ mm.

Dalla figura 2.9 (b) si evince che per $s_{1,2} = s_{3,4} = 1.003$ mm si ottengono due picchi di risonanza per S_{12} alle frequenze

$$f_{p1} = 4.7 \text{ GHz} \quad f_{p2} = 5 \text{ GHz} \quad (2.30)$$

da cui si ricava

$$M_{1,2} = M_{3,4} = \frac{f_{p2}^2 - f_{p1}^2}{f_{p2}^2 + f_{p1}^2} \simeq 0.062 \quad (2.31)$$

che è all'incirca il valore desiderato.

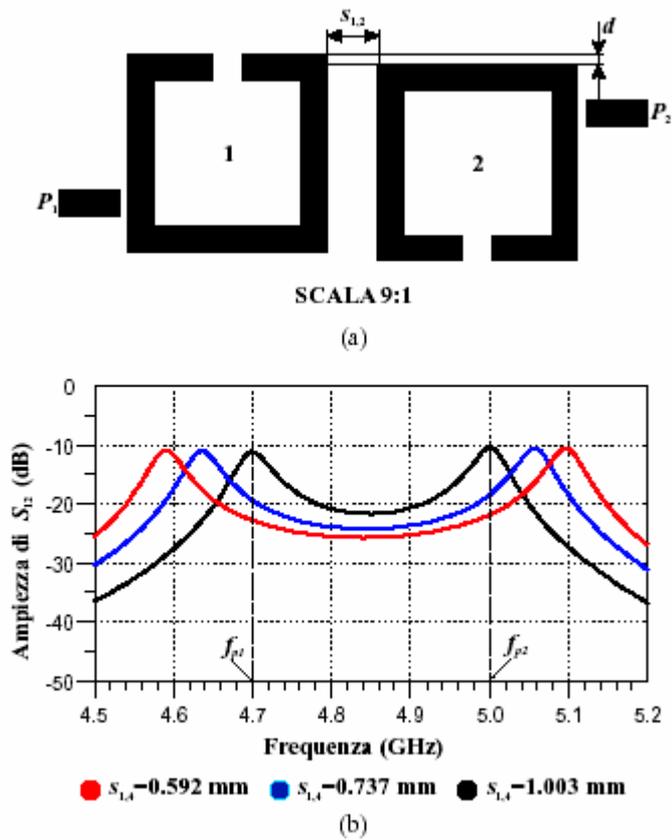


Figura 2.9: Accoppiamento misto tra i risonatori 1 e 2 (a), risposta in frequenza di S_{12} (b)

2.3.7 Layout Finale del Filtro

Dai parametri precedentemente calcolati è possibile, a questo punto, ottenere il layout finale del filtro che è mostrato in Figura 2.10, mentre nella Tabella 2.5 sono riportate le dimensioni delle distanze fra i risonatori del filtro precedentemente dimensionate.

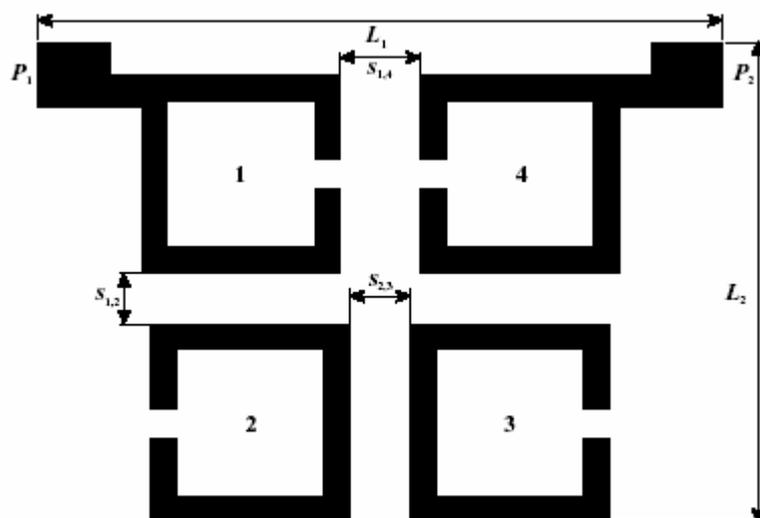


Figura 2.10: Layout finale del filtro in rame a 300 K.

$s_{1,4}$	=	1.56 mm
$s_{2,3}$	=	1.184 mm
$s_{1,2}$	=	1.003 mm
L_1	=	13.31 mm
L_2	=	9.27 mm

Tabella 2.5: Dimensioni delle distanze tra i risuonatori del filtro e del layout.

2.3.8 Risultati della Simulazione

Nella seguente sezione vengono presentati i risultati della simulazione EM, basata sul metodo dei momenti, della struttura di Figura 2.10 ed illustrati nella Figura 2.11; in (a) viene mostrato l'andamento dell'ampiezza di S_{11} in dB al variare della frequenza, mentre in (b) viene mostrato l'andamento dell'ampiezza di S_{12} al variare della frequenza.

Osservando l'andamento di S_{11} della Figura 2.11(a) si può notare che si ha un picco di -15.238 dB in banda passante alla frequenza di $f_p = 5.02$ GHz, mentre il return loss in banda doveva essere di $L_R = S_{11} = -20$ dB; ciò vuol dire che si ha un disadattamento che dovrà successivamente essere corretto in fase di ottimizzazione.

Osservando, invece, il coefficiente S_{12} della Figura 2.11(b) si può vedere l'andamento tipico della risposta in frequenza dei filtri di tipo quasi ellittico, ovvero la presenza di due zeri di trasmissione ed un'elevata selettività, per la precisione di 134.5 dB/GHz, a sinistra della banda passante, e di 255.9 dB/GHz a destra della banda stessa.

Osservando sempre la risposta in frequenza per S_{12} si possono inoltre vedere che i lobi secondari hanno un'ampiezza differente, ovvero si ha una risposta in frequenza asimmetrica; infatti si ha un'ampiezza di $S_{12} = -15.162$ dB ad $f_{L2} = 5.24$ GHz e di $S_{12} = -27.956$ dB ad $f_{L1} = 4.12$ GHz. Questa asimmetria della risposta in frequenza del filtro, non prevista nelle fasi di progettazione e neanche nella risposta in frequenza teorica (vedere Figura 2.2), è dovuta agli accoppiamenti indesiderati fra i risonatori 1 e 3, così come fra i risonatori 2 e 4.

Osservando sempre la Figura 2.11(b) è possibile vedere che la banda di selezione del filtro a -3 dB, rispetto al valore di $S_{12} = -1.52$ dB alla frequenza centrale del filtro $f_0 = 4.89$ GHz, è compresa fra le frequenze $f_1 = 4.7$ GHz e $f_2 = 5.07$ GHz.

Tutto ciò vuol dire che si ha una banda passante a -3 dB leggermente maggiore, visto che la seconda frequenza di taglio doveva essere $f_2 = 5.05$ GHz. Inoltre è possibile vedere che non si ha una banda piatta, più un eventuale ripple, così come previsto nello studio teorico di questi filtri, ma invece un andamento leggermente a campana, dovuto alle perdite dello strato conduttore realizzato in rame ed alle perdite nel dielettrico, dovuto al basso valore di ϵ_r ed alla tangente di perdita $\tan \delta$.

Dai risultati ottenuti nella prima simulazione si ha una risposta in frequenza che si discosta da quella desiderata, pertanto risulta a questo punto necessario un processo di ottimizzazione del layout del filtro per ottenere le specifiche richieste.

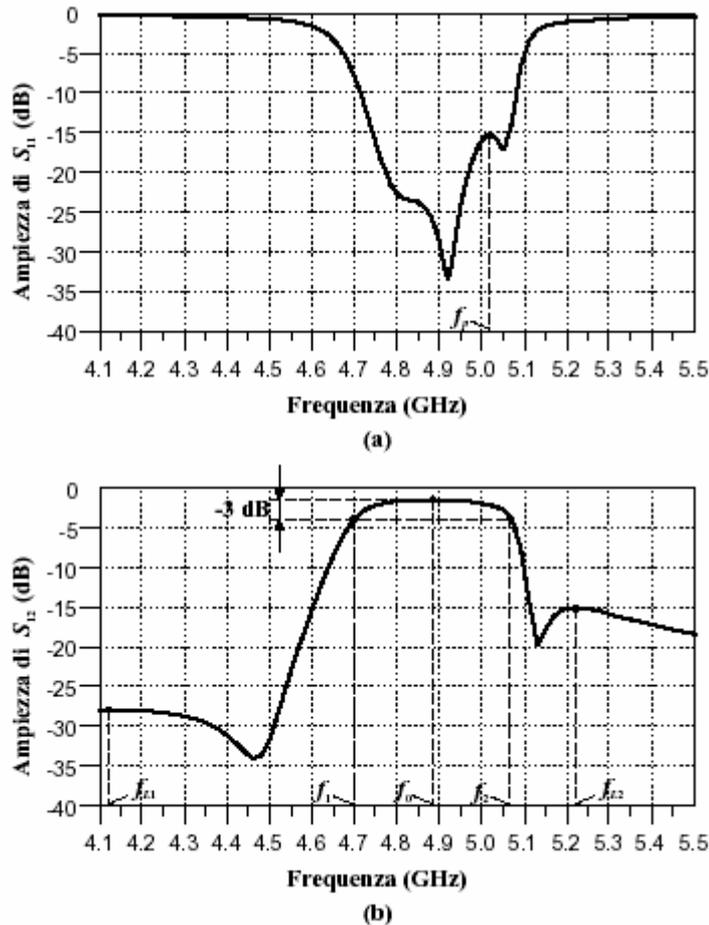


Figura 2.11: Risposta in frequenza del filtro, S_{11} in (a), S_{12} in (b).

2.3.9 Ottimizzazione del Filtro

Molti CAD usati per la progettazione dei circuiti a microonde hanno uno o più tool per l'ottimizzazione del layout che consente di ottenere le specifiche richieste. Questi tool si basano su diversi algoritmi matematici di ottimizzazione tramite i quali si cerca, in generale, di minimizzare una certa funzione errore. Nella Tabella 2.6 sono riportati, per poter essere confrontati, i valori iniziali ed ottimizzati delle dimensioni del layout del filtro. La risposta in frequenza del filtro ottimizzato, confrontata con quella di Figura 2.11, è riportata in Figura 2.12.

Osservando la Figura 2.12(a) possiamo vedere che il picco indesiderato di S_{11} è sceso fino al valore di -19.709 dB alla frequenza $f_p = 4.985$ GHz, rispetto invece al valore di -15.238 dB a 5.02 GHz.

Parametro	Valore Iniziale (mm)	Valore Ottimo (mm)
$s_{1,4}$	1.56	1.9085
$s_{2,3}$	1.184	1.4195
$s_{1,2}$	1.003	1.034
g	0.62	0.6024

Tabella 2.5: Dimensioni delle distanze tra i risuonatori del filtro prima e dopo l'ottimizzazione.

Dalla Figura 2.12(b), invece, si può vedere che l'ampiezza dei lobi secondari è stata ridotta fino a -32 dB per il lobo di sinistra e fino a -20 dB per il lobo di destra. Inoltre la banda passante a -3 dB è stata ridotta sino ad ottenere le due frequenze di taglio pari a $f_1 = 4.7$ GHz ed $f_2 = 5.045$ GHz. Per quanto riguarda la selettività del filtro ottimizzato, è di 115.67 dB/GHz a sinistra della banda passante, leggermente inferiore rispetto ai 134.5 dB/GHz per il filtro di partenza, e di 256.9 dB/GHz a destra della banda passante, che è in pratica uguale a quella dell'altro filtro.

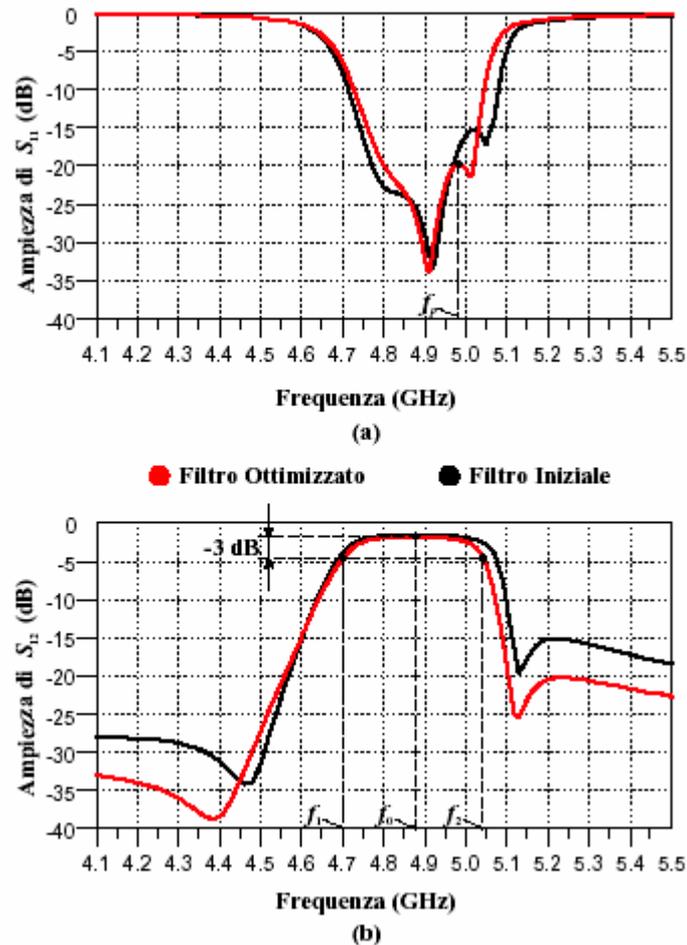


Figura 2.12: Confronto tra le risposte in frequenza dei due filtri per S_{11} in (a), S_{12} in (b).

Nella Figura 2.13 è riportato un ingrandimento della banda passante dei due filtri messi a confronto, in cui si può notare che il processo di ottimizzazione se da una parte ha migliorato molte caratteristiche del filtro iniziale, dall'altro ha comportato un incremento della perdita in banda passante portandoci da -1.521 dB a 4.885 GHz iniziali a -1.748 dB a 4.87 GHz finali.

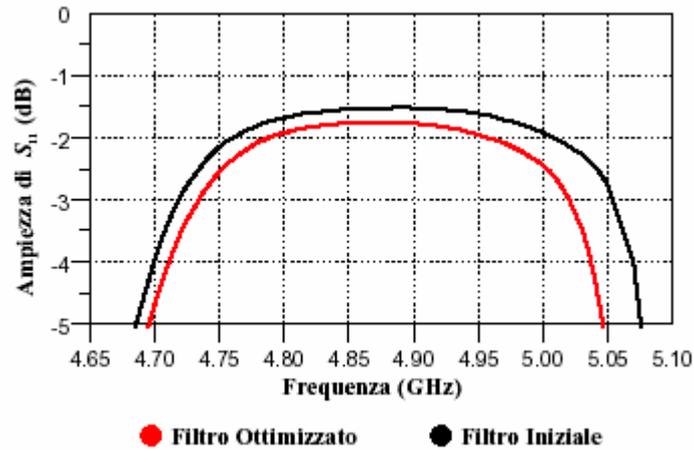


Figura 2.13: Ingrandimento della risposta in frequenza dei due filtri per S_{11} in (a), S_{12} in (b).

Infine nella Figura 2.14 è possibile osservare la distribuzione della corrente e del campo elettrico nel filtro; l'intensità di colore più chiara denota una maggiore intensità per entrambi i rami di accoppiamento magnetico.

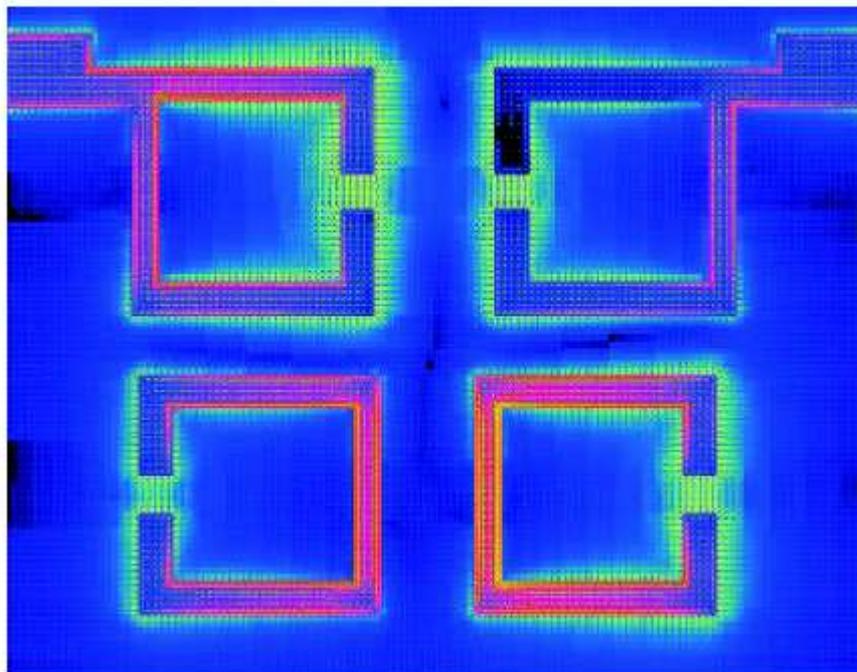


Figura 2.14: Distribuzione della corrente e del campo elettrico nel filtro a 300 K.

2.4 Filtro in rame a 77 K.

In questa sezione viene affrontato lo studio di un filtro in rame avente le stesse specifiche di quello realizzato nei precedenti capitoli, ma alla temperatura criogenica di 77 K.

Verranno quindi presentati i risultati della progettazione, delle simulazioni e della ottimizzazione del filtro in altre condizioni operative come la temperatura criogenica.

Per quanto riguarda le caratteristiche della microstrip line, ovvero la costante dielettrica efficace e la lunghezza d'onda guidata, queste variano al variare della temperatura in quanto al variare della temperatura varia la costante dielettrica relativa del substrato, così come è illustrato nella Figura 2.15.

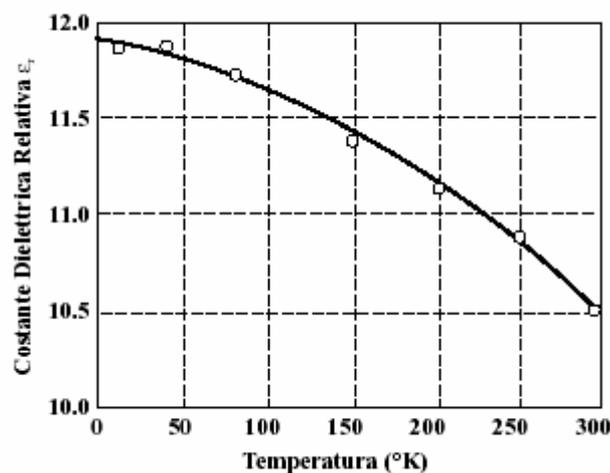


Figura 2.15: Andamento sperimentale della costante dielettrica relativa di RT/Duroid 6010LM al variare della temperatura .

Dalla Figura 2.15 è possibile vedere che per $T=77$ K si ottiene una ϵ_r pari a 11.75; ciò comporterà una riduzione delle dimensioni complessive del layout del filtro in quanto si ha una riduzione della lunghezza d'onda guidata.

Le altre caratteristiche del substrato alla temperatura di 77 K rimangono invece invariate rispetto ai valori che essi avevano a temperatura ambiente; ciò che cambia, invece, è la resistenza superficiale del rame che vale $R_s = 6$ Ohm. Da ciò è possibile ricavare la conducibilità del rame a 77 K, utilizzando

l'espressione della resistenza superficiale ad alta frequenza

$$R_s = \sqrt{\frac{\omega \mu}{2\sigma}} \quad (2.32)$$

da cui si ricava che $\sigma = 5.483 \cdot 10^8$ S/m, che all'incirca un ordine di grandezza maggiore rispetto al valore a temperatura ambiente; la cosa comporta una minore perdita in banda passante del filtro.

Imponendo anche stavolta una larghezza del risonatore pari a $W=0.5$ mm , si ottengono i seguenti valori:

$$\epsilon_{re}=7.436 \quad \lambda_{g0}=22.5514 \text{ mm} \quad l=11.2757 \text{ mm}$$

da questi parametri si possono ricavare le dimensioni del risonatore e del filtro square open loop , riportati in tabella 2.6.

a	3.5289	mm
b	2.528	mm
c	1.1296	mm
g	0.27	mm
W	0.5	mm

Tabella 2.6: Dimensioni dei risonatori del filtro in rame a 77 K .

I parametri a,b,c,g,W fanno riferimento alla struttura ormai nota del risonatore square open loop.

2.4.1 Layout Finale del Filtro

Da questi ultimi parametri come fatto precedentemente per il caso a 300 K, è possibile, ottenere i parametri di fattore di qualità esterno ed i coefficienti di accoppiamento elettrico e magnetico; da questi ultimi è possibile ricavare le distanze dei risonatori, le loro lunghezze e le spaziature, ovvero il layout finale del filtro che è mostrato in Figura 2.16, mentre nella Tabella 2.7 sono riportate le dimensioni delle distanze fra i risonatori del filtro precedentemente dimensionate.

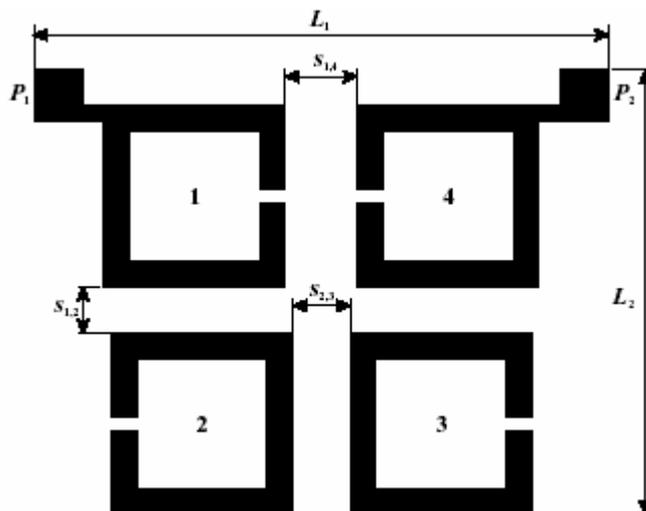


Figura 2.16: Layout finale del filtro criogenico in rame

Parametro	Valore iniziale (mm)	Valore ottimo (mm)
$s_{1,4}$	1.412	1.81227
$s_{2,3}$	1.127	1.382
$s_{1,2}$	0.9156	1.02375
g	0.27	0.2705
L_1	11.22	
L_1	8.715	

Tabella 2.7: Dimensioni delle distanze tra i risonatori del filtro in rame a 77 K .

2.4.2 Risultati della Simulazione ed ottimizzazione

Nella seguente sezione vengono presentati i risultati della simulazione EM, basata sul metodo dei momenti, della struttura di Figura 2.16 ed illustrati nella Figura 2.17. Nella Figura 2.17(a) viene mostrato l'andamento dell'ampiezza di S_{11} in dB al variare della frequenza, mentre in Figura 2.17(b) viene mostrato l'andamento dell'ampiezza di S_{12} al variare della frequenza.

Osservando l'andamento di S_{11} si può notare che si ha un picco di -15.675 dB in banda passante alla frequenza di $f_p = 5.02$ GHz, mentre il return loss in banda doveva essere di $L_R = S_{11} = -20$ dB; ciò vuol dire che si ha un disadattamento che dovrà successivamente essere corretto in fase di ottimizzazione. Osservando, invece, l'andamento di S_{12} della Figura 2.17(b) si può vedere l'andamento tipico della risposta in frequenza dei filtri di tipo quasi ellittico, ovvero due zeri di trasmissione ed un'elevata reiezione fuori banda, per la precisione una selettività di 153.84 dB/GHz, a sinistra della banda passante, e di 386.6 dB/GHz a destra della banda stessa.

Osservando sempre la risposta in frequenza di S_{12} si possono inoltre vedere che i lobi secondari hanno un'ampiezza differente, ovvero si ha una risposta in frequenza asimmetrica; infatti si ha un'ampiezza di $S_{12} = -14.445$ dB ad $fL2 = 5.2$ GHz e di $S_{12} = -27.956$ dB ad $fL1 = 4.12$ GHz. Questa asimmetria della risposta in frequenza del filtro, non prevista nelle fasi di progettazione e neanche nella risposta in frequenza teorica (vedere Figura 2.2), è dovuta agli accoppiamenti indesiderati fra i risonatori 1 e 3, così come fra i risonatori 2 e 4. Osservando sempre la Figura 2.17(b) è possibile vedere che la banda di selezione del filtro a -3 dB, rispetto al valore di $S_{12} = 1.52$ dB alla frequenza centrale del filtro $f_0 = 4.89$ GHz, è compresa fra le frequenze $f_1=4.7$ GHz e $f_2=5.07$ GHz.

Tutto ciò vuol dire che si ha una banda passante a -3 dB leggermente maggiore, visto che la seconda frequenza di taglio doveva essere $f_2 = 5.05$ GHz. Inoltre è possibile vedere che non si ha una banda piatta, più un eventuale ripple, così come previsto nello studio teorico di questi filtri, ma invece un

andamento leggermente a campana; questo è dovuto alle perdite dello strato conduttore, realizzato in rame ed alle perdite nel dielettrico per il basso valore di ϵ_r ed alla tangente di perdita $\tan \delta$.

Dai risultati ottenuti nella prima simulazione si ha una risposta in frequenza che si discosta da quella desiderata quindi il processo di ottimizzazione del layout del filtro per ottenere le specifiche richieste comporta un miglioramento delle prestazioni, soprattutto in termini di reiezione di banda ma non di selettività, come si evince dalla figura .

I valori del layout ottimo sono nella terza colonna della tabella 2.7.

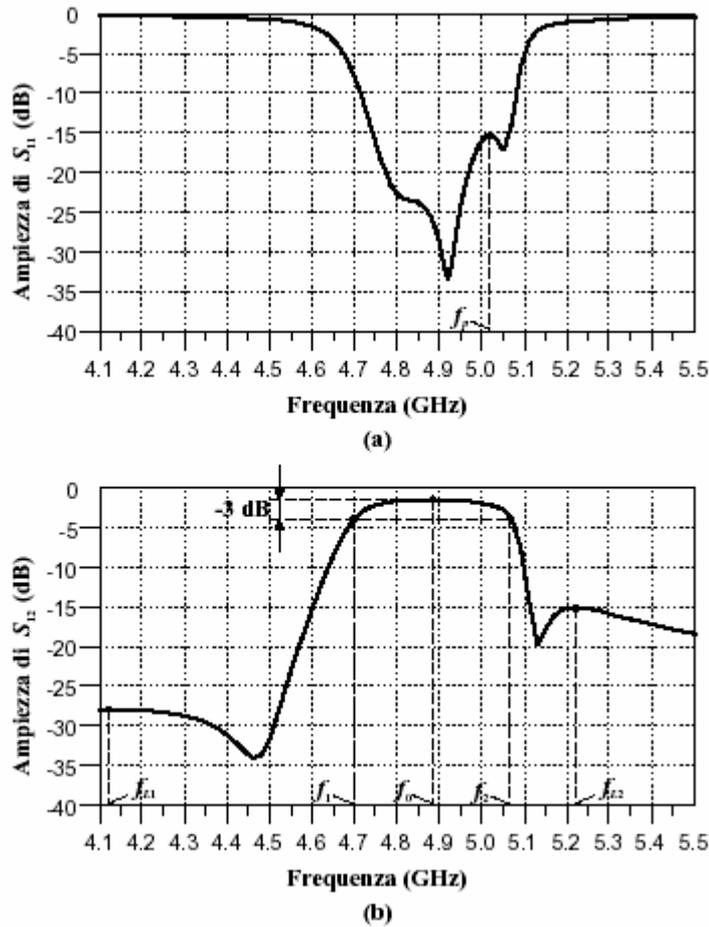


Figura 2.17: Risposta in frequenza di filtro per $S_{1,1}$ ed $S_{1,2}$

2.5 Confronto fra i Filtri in Rame a Temperatura di 300 K e di 77 K

A questo punto risulta utile il confronto fra i due filtri in rame progettati e simulati a due diverse temperature, cioè quello alla temperatura ambiente di 300 K e quello alla temperatura criogenica di 77 K. Nella Figura 2.19 è riportato il confronto fra le risposte in frequenza dei due filtri; da questa figura si può osservare la leggera differenza fra le due larghezze di banda.

Per il filtro a 77 K si ha una banda passante pari a $\Delta f_1 = 324$ MHz (4.727 ÷ 5.051GHz), mentre per il filtro a 300 K si ha una banda pari a $\Delta f_2 = 345$ MHz (4.7 ÷ 5.045GHz).

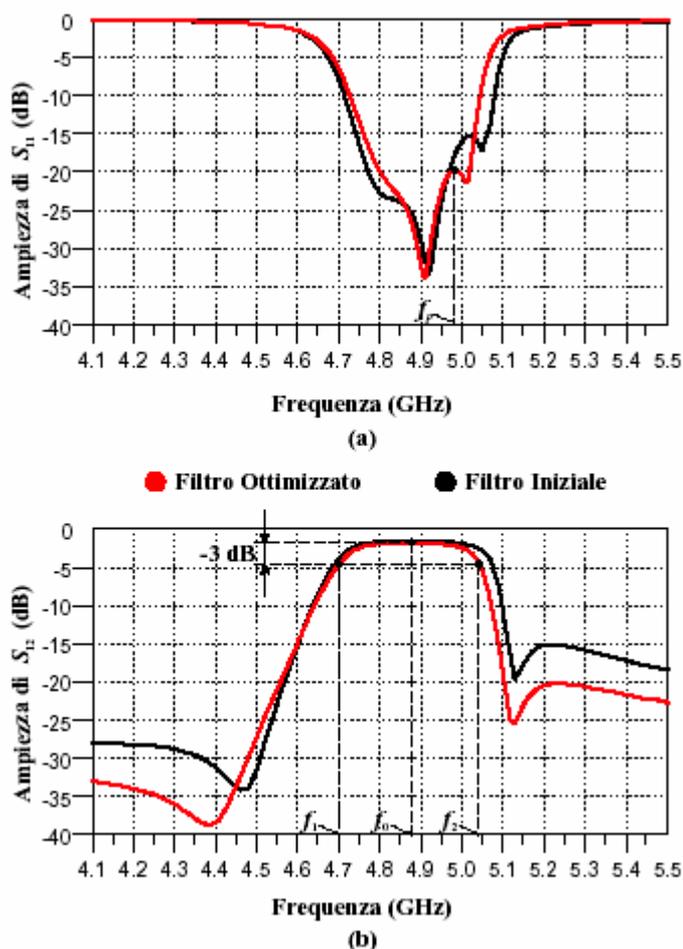


Figura 2.18: Risposta in frequenza di filtro ottimizzato e confronto con il filtro non ottimizzato per $S_{1,1}$ ed $S_{1,2}$

Dal confronto fra le due risposte in frequenza si è riscontrata una maggior selettività nel filtro a 77 K; infatti si ha una selettività di 128.49 dB/GHz alla sinistra della banda passante per il filtro a 77 K, contro i 115.67 dB/GHz per quello a 300 K.

Analogamente si ha una selettività 344.12 dB/GHz alla destra della banda passante per il filtro a 77 K, contro i 256.9 dB/GHz per quello a 300 K.

Inoltre si può vedere, sempre dalla Figura 2.19, che con il filtro a 77 K si ha una reiezione quasi uguale rispetto a quella del filtro a 300 K; infatti questa è pari a -32.45 dB alla sinistra della banda passante, rispetto ai -32.65 dB del filtro a 300 K, ed una reiezione di -19.6 dB, alla destra della banda passante, rispetto ai -20.245 dB di quello in rame. Da tutto ciò si può concludere che si è riscontrato un leggero peggioramento nella reiezione per il filtro in rame a 77 K. Infine nella Figura 2.20 viene mostrato un ingrandimento delle due risposte in frequenza di S_{12} , per mettere in evidenza la minor perdita in banda passante che presenta il filtro a 77 K; infatti si è ottenuto un valore

massimo di -1.222 dB contro -1.748 dB per il filtro a 300 K, con una riduzione delle perdite di 0.526 dB.

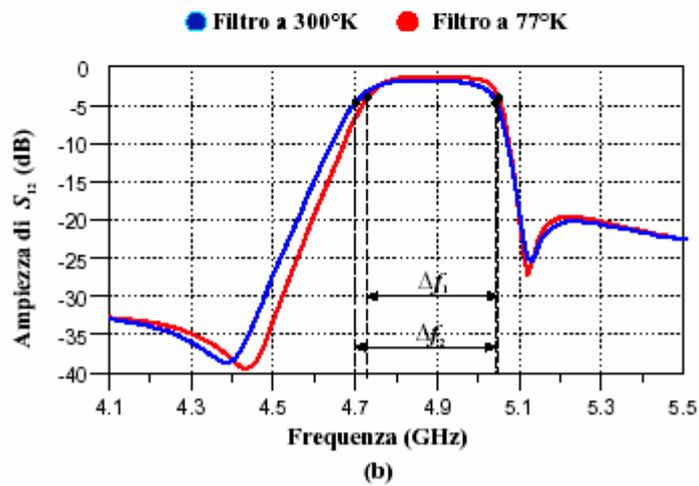
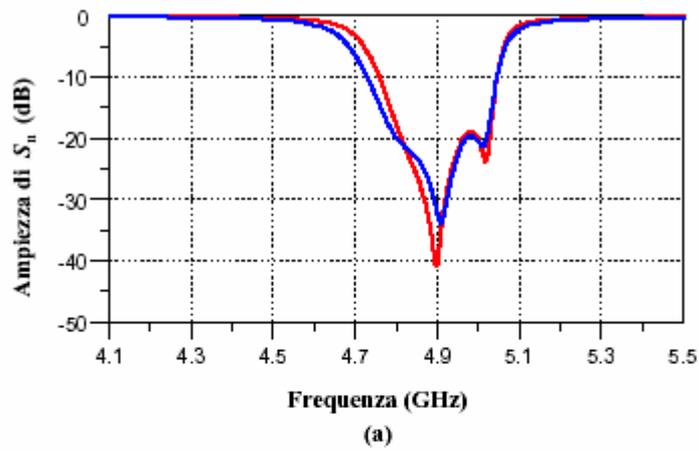


Figura 2.19: Risposta in frequenza e confronto tra i due filtri a 300 e 77

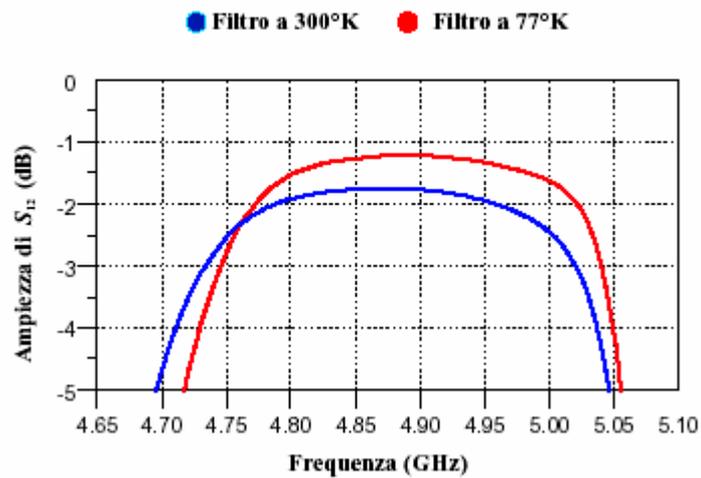


Figura 2.20: Risposta in frequenza e confronto tra i due filtri a 300 K e 77 K

2.6 Filtro di Tipo Quasi Ellittico in HTS

Nella seguente sezione viene illustrata la progettazione di un filtro di preselezione in HTS, alla temperatura criogenica di 77 K, avente quattro poli, in banda C (4.7÷5.05 GHz).

2.6.1 Specifiche Richieste

Le specifiche richieste per il filtro sono riportate nella Tabella 2.8.

Specifica	Valore
Frequenza di taglio inferiore	$f_1 = 4.7 \text{ GHz}$
Frequenza di taglio superiore	$f_2 = 5.05 \text{ GHz}$
Return loss in banda	$L_R = -20 \text{ dB}$
Reiezione fuori banda	$L_{As} = 30 \text{ dB}$ a $f_s = 4.535 \text{ GHz}$

Tabella 2.8- Specifiche per il filtro in HTS

$$FBW\% = \frac{f_2 - f_1}{\sqrt{f_1 f_2}} \simeq 7.18\% \quad (2.33)$$

$$f_0 = \sqrt{f_1 f_2} \simeq 4.872 \text{ GHz}$$

dove FBW è la fractional bandwidth ed f_0 è la frequenza di centro banda.

2.6.2 Parametri del Prototipo Passa-Basso

Per determinare i parametri del prototipo passa-basso a quattro poli, bisogna innanzitutto ricavare Ω_a , ovvero bisogna determinare a quale frequenza collocare gli zeri di trasmissione per ottenere la reiezione fuori banda richiesta. Dalle specifiche sulla reiezione fuori banda e dalle relazioni (2.1) e (2.2) viste precedentemente

$$L_{As} = 10 \log \frac{1}{|S_{21}(j\Omega_s)|^2} \quad (2.34)$$

$$F_n(\Omega_s) = \sqrt{(10^{0.1L_{As}} - 1)(10^{-0.1L_R} - 1)}$$

dove Ω_s si ricava dalle trasformazioni in frequenza di f_s come segue

$$\Omega_s = \frac{\Omega_c}{FBW} \left(\frac{f_s}{f_0} - \frac{f_0}{f_s} \right) \simeq 2 \quad \text{con } \Omega_c = 1 \quad (2.35)$$

Trovato Ω_s , per ricavare Ω_a bisogna risolvere la seguente equazione trascendente

$$= \operatorname{cosh}^{-1} \left\{ \sqrt{(10^{0.1L_{As}} - 1)(10^{-0.1L_R} - 1)} \right\} - (n - 2) \operatorname{cosh}^{-1}(\Omega_s) \quad (2.36)$$

da cui si ricava che $\Omega_a \approx 2.4$.

In questo progetto si è preferito avere degli zeri di trasmissione leggermente più distanti dalle frequenze di taglio per far sì che, a causa della inevitabile asimmetria della risposta in frequenza, non si abbia un'ampiezza troppo grande per il lobo secondario alla destra della banda passante, come è stato evidenziato in precedenza. Infine dalle equazioni (2.12) si ottengono i seguenti parametri per il prototipo passa-basso:

$$\begin{aligned} g_1(\Omega_a) &= 0.94772 & J_1(\Omega_a) &= -0.10642 \\ g_2(\Omega_a) &= 1.34408 & J_2(\Omega_a) &= 1.00086 \end{aligned} \quad (2.37)$$

2.6.3 Coefficienti di Accoppiamento e Fattore di Qualità Esterno

Dai parametri del prototipo passa basso precedentemente ricavati, si ottengono i seguenti valori per i coefficienti di accoppiamento fra i risonatori ed il fattore di qualità esterno:

$$\begin{aligned} Q_{ext} = Q_{eo} &= \frac{g_1}{FBW} = 13.192 \\ M_{1,2} = M_{3,4} &= \frac{FBW}{\sqrt{g_1 g_2}} = 0.0636 \quad (\kappa_B) \\ M_{1,4} &= \frac{FBW \cdot J_1}{g_1} = -0.00806 \quad (\kappa_E) \\ M_{2,3} &= \frac{FBW \cdot J_2}{g_2} = 0.0535 \quad (\kappa_M) \end{aligned} \quad (2.38)$$

2.6.4 Dimensionamento della Microstrip Line

Dimensionare la microstrip line in materiale HTS, che verrà utilizzata nel filtro, significa ricavare i seguenti parametri caratteristici:

1. λ_{g0} : Lunghezza d'onda guidata.
2. ϵ_{re} : Costante dielettrica efficace.

Per fare ciò occorrono, naturalmente, le caratteristiche del substrato. In questo progetto è stato scelto un substrato di all'Alluminato di Lantanio (LaAlO_3 spesso indicato come LAO), mentre come superconduttore ad alta temperatura critica è stato scelto lo YBCO. Le caratteristiche principali di questi due materiali sono riassunte nella Tabella 2.9.

Materiale	Caratteristiche
LAO	$\epsilon_r = 23.6$ $\tan \delta = 6 \cdot 10^{-5}$ $h = 0.5 \text{ mm}$
YBCO	$\lambda_{L0} = 180 \text{ nm}$ $\sigma_n = 4 \cdot 10^5 \text{ S/m}$ $t = 0.3 \text{ }\mu\text{m}$

Tabella 2.9- Caratteristiche del substrato e superconduttore

Dai parametri mostrati nella Tabella 2.9 si può calcolare l'impedenza superficiale della microstrip-line in base alle equazioni (6.35) (6.47) si ottiene

$$R_f = R_s \left\{ \coth \left(\frac{t}{\lambda_L} \right) + \frac{t}{\lambda_L} \frac{1}{\sinh^2 \left(\frac{t}{\lambda_L} \right)} \right\} = 5.294 \cdot 10^{-6} \Omega \quad (2.39)$$

$$X_f = X_s \coth \left(\frac{t}{\lambda_L} \right) = 12.5 \cdot 10^{-3} \Omega$$

dove

$$R_s = \frac{(\omega\mu)^2 \sigma_1 \lambda_L^3}{2} = 2.924 \cdot 10^{-6} \Omega \quad X_s = \omega\mu\lambda_L = 10.16 \cdot 10^{-3} \Omega \quad (2.40)$$

e

$$\sigma_1 = \sigma_n \left(\frac{T}{T_C} \right)^4 = 2.143 \cdot 10^5 \text{ S/m} \quad \lambda_L = \frac{\lambda_{L0}}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_C} \right)^4}} = 264.2 \text{ nm} \quad (2.41)$$

Bisogna mettere in evidenza che il valore di $R_f = 5.294 \cdot 10^{-6}$ è all'incirca un ordine di grandezza più piccolo rispetto al valore di $60 \cdot 10^{-6}$ che si ottiene dai dati sperimentali; ciò è dovuto a dei fenomeni di non linearità che si hanno in un superconduttore che incrementano il valore della resistenza superficiale rispetto allo stesso valore teorico. Da opportuni compromessi si impone una larghezza $W = 0.2 \text{ mm}$ per la microstrip-line e dalle espressioni viste nel capitolo 1 segue che

$$\epsilon_{re} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left(1 + \frac{10h}{W} \right)^{-ab} = 14.33 \quad (2.42)$$

dove

$$a = 1 + \frac{1}{49} \ln \left[\frac{\left(\frac{W}{h} \right)^4 + \left(\frac{W}{52h} \right)^2}{\left(\frac{W}{h} \right)^4 + 0.432} \right] + \frac{1}{18.7} \ln \left[1 + \left(\frac{W}{18.1h} \right)^3 \right] = 0.9412 \quad (2.43)$$

$$b = 0.564 \left(\frac{\epsilon_r - 0.9}{\epsilon_r + 3} \right)^{0.053} = 0.5593$$

Dal valore di ϵ_{re} si ricava la lunghezza d'onda guidata come segue

$$\lambda_{gD} = \frac{\lambda_D}{\sqrt{\epsilon_{re}}} = \frac{c}{f_D \sqrt{\epsilon_{re}}} = 16.26 \text{ mm} \quad (2.44)$$

Pertanto la lunghezza di un singolo risonatore a mezz'onda sarà

$$l = \frac{\lambda_{gD}}{2} = 8.13 \text{ mm} \quad (2.45)$$

Ottimizzando i parametri precedenti al fine di ottenere la frequenza di risonanza desiderata, si ottengono i seguenti valori

$$\epsilon_{re} = 14.611 \quad \lambda_{gD} = 16.096 \text{ mm} \quad l = 8.049 \text{ mm} \quad (2.46)$$

Nella Figura 2.21 è illustrato un singolo risonatore square open-loop dimensionato secondo i parametri precedentemente calcolati. Nella Tabella 2.10 sono riportate le dimensioni del singolo risonatore.

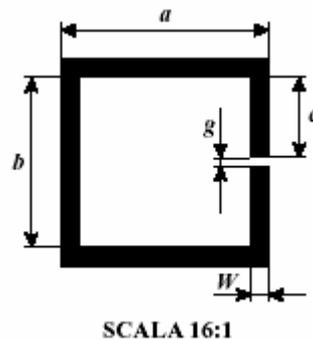


Figura 2.21- Layout di un singolo risonatore.

a	=	2.275 mm
b	=	1.875 mm
c	=	0.8125 mm
g	=	0.25 mm
W	=	0.2 mm

Tabella 2.10- Dimensioni del singolo risonatore

2.6.5 Dimensionamento della Feed Line

La struttura di Input/Output (I/O) usata nel progetto è illustrata nella Figura 2.22(a), in cui il valore di W_{f1} è stato dimensionato per ottenere un'impedenza caratteristica $Z_c = 50$.

Il valore di t , l_{f1} , W_{f2} ed l_{f2} , invece, sono stati dimensionati opportunamente per ottenere il valore del fattore di qualità esterno $Q_{ei,o}$ desiderato, che nel nostro caso è $Q_{ei,o} = 13.192$. In base a quanto visto precedentemente, dai grafici del group delay e della fase del coefficiente di riflessione S_{11} , mostrati in Figura 2.22(b), ottenuti dalla

$$Q_e = \frac{f_0}{\Delta f_{\pm}} = \frac{f_0}{f_+ - f_-} \simeq 13.1916 \quad (2.47)$$

dove $f_- = f_{\Phi_0+90^\circ} = 4.6889$ GHz ed $f_+ = f_{\Phi_0-90^\circ} = 5.0583$ GHz, in cui $\Phi_0 = -72.096$ è la fase di S_{11} in corrispondenza di $f_0 = 4.873$ GHz.

In definitiva le dimensioni della feed line ottenute sono riportate nella Tabella 2.11.

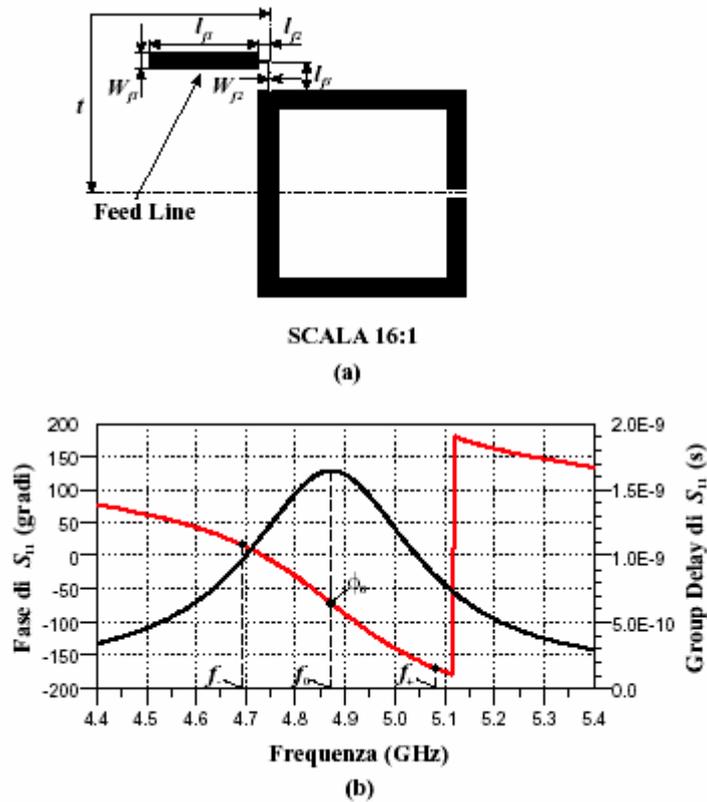


Figura 2.22- Dimensionamento della feed line.

W_{f1}	=	0.172 mm
l_{f1}	=	1.182 mm
W_{f2}	=	0.027 mm
l_{f2}	=	0.129 mm
l_{f3}	=	0.293 mm
t	=	1.088 mm

Tabella 2.11- Dimensioni del singolo risuonatore

2.6.6 Dimensionamento delle Distanze fra i Risonatori

In base a quanto esposto in precedenza bisogna dimensionare le distanze fra i vari risonatori per ottenere i coefficienti di accoppiamento desiderati; per fare ciò abbiamo già visto che bisogna ricorrere ad una simulazione EM .

Distanza fra i Risonatori 1 e 4 ($s_{1,4}$)

Facendo riferimento alla struttura di un filtro di tipo quasi ellittico a quattro poli (vedere Figura 2.4(a)), i risonatori 1 e 4 presentano un accoppiamento elettrico e pertanto bisogna dimensionare la loro distanza, $s_{1,4}$, in maniera tale che il coefficiente di accoppiamento elettrico sia $K_E = M_{1,4} = -0.00806$, per soddisfare le specifiche richieste per il filtro stesso.

Nella Figura 2.23(a) è illustrata la struttura utilizzata per simulare l'accoppiamento elettrico fra i due risonatori specificati, mentre nella Figura 2.23(b) è mostrato l'andamento della risposta in frequenza di S_{12} , in ampiezza, al variare della distanza $s_{1,4}$.

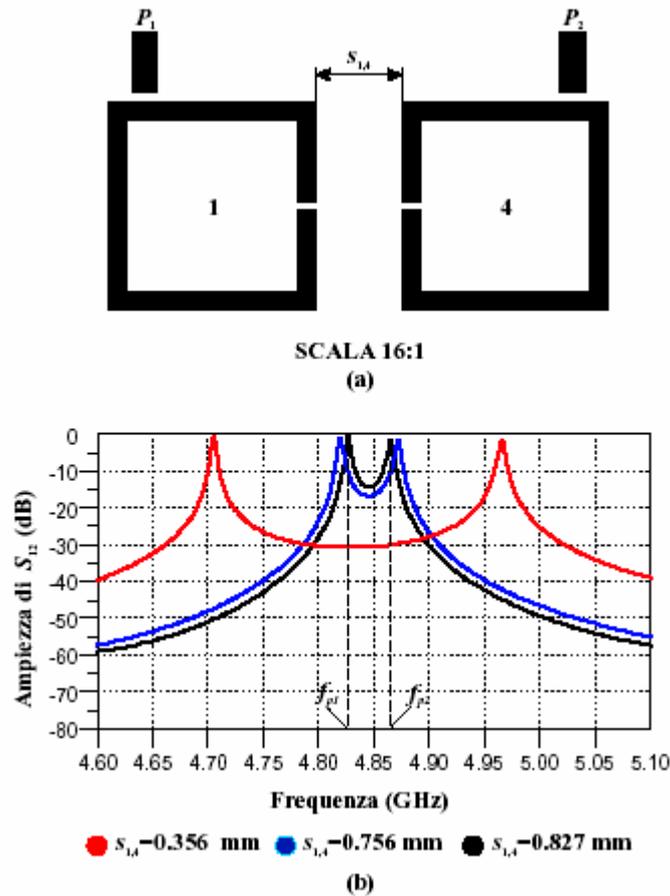


Figura 2.23. Coefficiente di accoppiamento 1,4.

Dalla Figura 2.23(b) si vede che per $s_{1,4} = 0.827$ mm si ottengono due picchi di risonanza per S_{12} alle frequenze di

$$f_{p1} = 4.8655 \text{ GHz} \quad f_{p2} = 4.8265 \text{ GHz} \quad (2.48)$$

da cui si ricava

$$M_{1,4} = -\frac{f_{p2}^2 - f_{p1}^2}{f_{p2}^2 + f_{p1}^2} \simeq -0.00805 \quad (2.49)$$

che è all'incirca il valore desiderato.

Distanza fra i Risonatori 2 e 3 ($s_{2,3}$)

In base a quanto detto, i risonatori 2 e 3 presentano un accoppiamento magnetico e pertanto bisogna dimensionare la loro distanza, $s_{2,3}$, in maniera tale che il coefficiente di accoppiamento magnetico sia $K_M = M_{2,3} = 0.0535$, per soddisfare le specifiche richieste per il filtro. Nella Figura 2.24(a) è illustrata la struttura utilizzata per simulare l'accoppiamento magnetico fra i due risonatori specificati, mentre nella Figura 2.24(b) è mostrato l'andamento della risposta in frequenza di S_{12} , in ampiezza, al variare della distanza $s_{2,3}$. Dalla Figura 2.24(b) si vede che per $s_{2,3} = 0.526$ mm si ottengono due picchi di risonanza per $S_{1,2}$ alle frequenze di

$$f_{p1} = 4.712 \text{ GHz} \quad f_{p2} = 4.968 \text{ GHz} \quad (2.50)$$

da cui si ricava

$$M_{2,3} = \frac{f_{p2}^2 - f_{p1}^2}{f_{p2}^2 + f_{p1}^2} \simeq 0.0528 \quad (2.51)$$

che è all'incirca il valore desiderato.

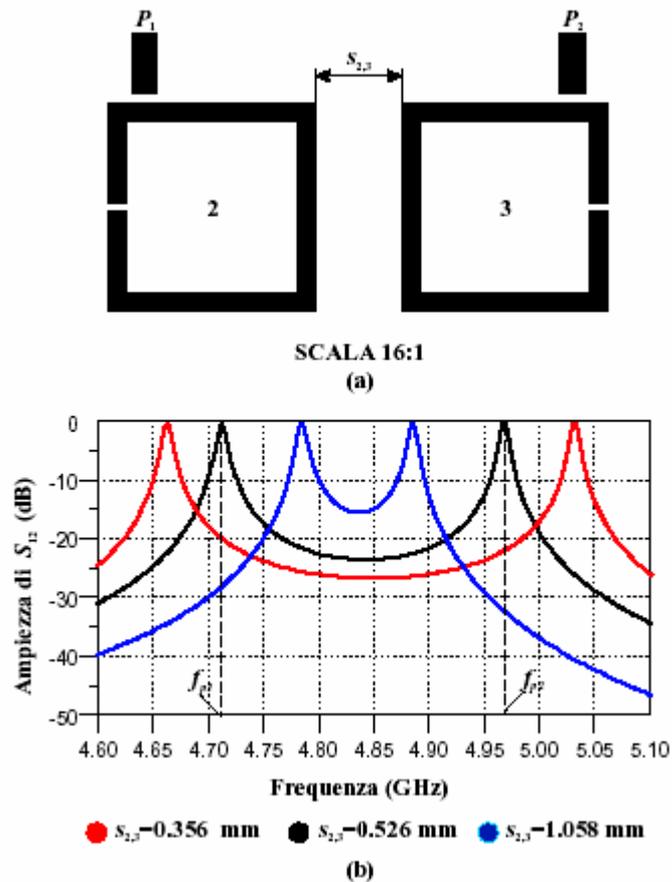


Figura 2.24. Coefficiente di accoppiamento 2,3.

Distanza fra i Risonatori 1 e 2 ($s_{1,2}$)

I risonatori 1 e 2, ed analogamente 3 e 4 visto la simmetria della struttura, presentano un accoppiamento misto e pertanto bisogna dimensionare la loro distanza $s_{1,2} = s_{3,4}$, in maniera tale che il

coefficiente di accoppiamento misto sia $K_B = M_{1,2} = M_{3,4} = 0.0636$, per soddisfare le specifiche richieste per il filtro.

Nella Figura 2.25(a) è illustrata la struttura utilizzata per simulare l'accoppiamento misto fra i due risonatori specificati, mentre nella Figura 2.25(b) è mostrato l'andamento della risposta in frequenza di S_{12} , in ampiezza, al variare della distanza $s_{2,3}$. Nella Figura 2.25(a) l'offset d fra i due risonatori 1 e 2 viene calcolato nel seguente modo

$$d = \frac{s_{1,4} - s_{2,3}}{2} \quad (2.52)$$

e dai valori di $s_{1,4}$ ed $s_{2,3}$ precedentemente calcolati si ottiene $d = 0.1508$ mm.

Dalla Figura 2.25(b) si vede che per $s_{1,2} = s_{3,4} = 0.404$ mm si ottengono due picchi di risonanza per $S_{1,2}$ alle frequenze di

$$f_{p1} = 4.69 \text{ GHz} \quad f_{p2} = 4.998 \text{ GHz} \quad (2.53)$$

da cui si ricava

$$M_{1,2} = M_{3,4} = \frac{f_{p2}^2 - f_{p1}^2}{f_{p2}^2 + f_{p1}^2} \simeq 0.0635 \quad (2.54)$$

che è all'incirca il valore desiderato.

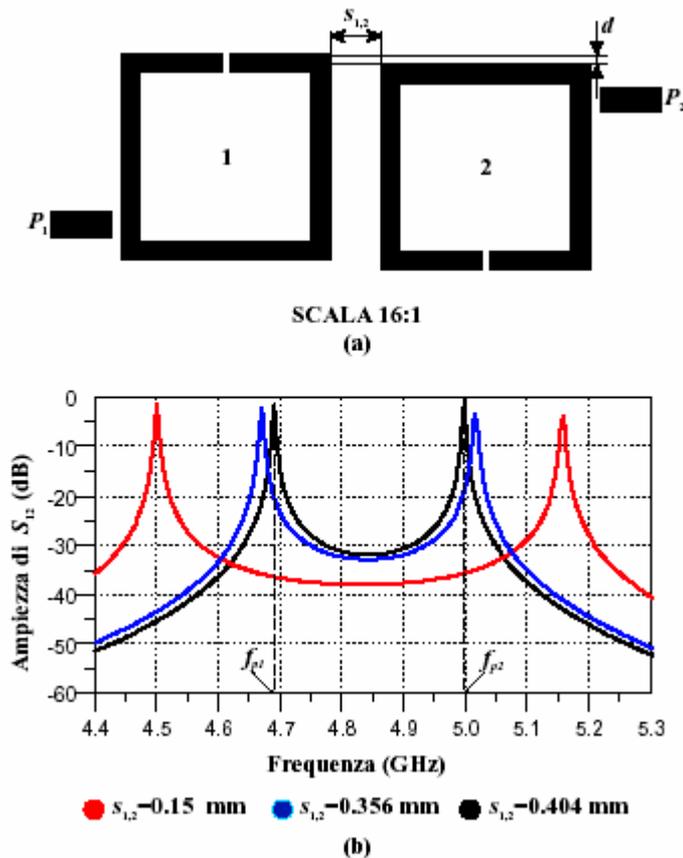


Figura 2.25. Coefficiente di accoppiamento 1,2.

2.6.7 Layout Finale del Filtro

Dai parametri precedentemente calcolati è possibile, a questo punto, ottenere il layout finale del filtro che è mostrato in Figura 2.26, mentre nella Tabella 2.12 sono riportate le dimensioni delle distanze fra i risonatori del filtro precedentemente dimensionate.

$s_{1,4}$	=	0.8276 mm
$s_{2,3}$	=	0.526 mm
$s_{1,2}$	=	0.404 mm
L_1	=	7.865 mm
L_2	=	5.457 mm

Tabella 2.12. Dimensioni delle distanze tra i risonatori e relative lunghezze.

2.6.8 Risultati della Simulazione

Nella seguente sezione vengono presentati i risultati della simulazione EM, basata sul metodo dei momenti, della struttura di Figura 2.26 ed illustrati nella Figura 2.27. Nella Figura 2.27(a) viene mostrato l'andamento dell'ampiezza di S_{11} in dB al variare della frequenza, mentre in Figura 2.27(b) viene mostrato l'andamento

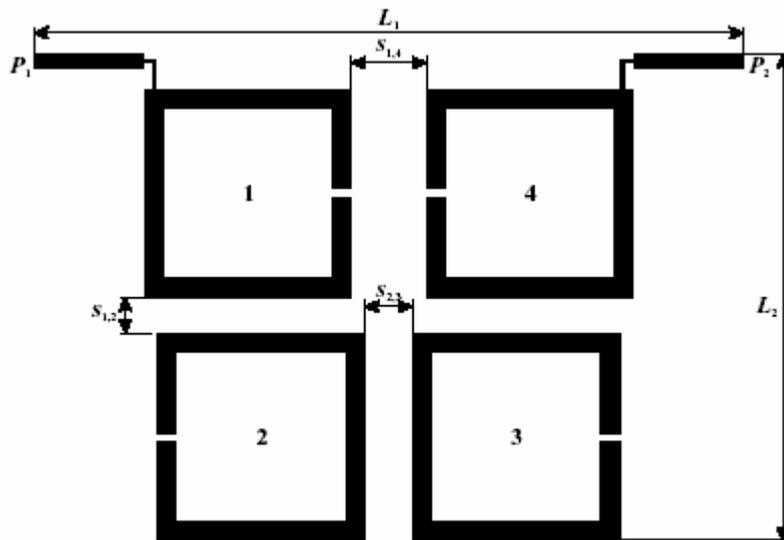


Figura 2.26. Layout della struttura HTS

dell'ampiezza di S_{12} al variare della frequenza. Osservando l'andamento di S_{11} della Figura 6.27(a) si può notare che si ha un picco di -11.096 dB in banda passante alla frequenza di $f_p = 4.99$ GHz, mentre il return loss in banda doveva essere di $L_R = S_{11} = -20$ dB; ciò vuol dire che si ha un disadattamento che dovrà successivamente essere corretto in fase di ottimizzazione.

Dall'andamento di S_{12} della Figura 2.27(b) si può vedere l'andamento tipico della risposta in frequenza dei filtri di tipo quasi ellittico, ovvero due zeri di trasmissione ed un'elevata selettività;

infatti si è ottenuta una selettività di 170.33 dB/GHz a sinistra della banda passante, e di 295.26 dB/GHz a destra della banda stessa.

Osservando sempre la risposta in frequenza di S_{12} si possono inoltre vedere che i lobi secondari hanno un'ampiezza differente, ovvero si ha una risposta in frequenza asimmetrica; infatti si ha una ampiezza di $S_{12} = -27.969$ dB ad $f_{L2} = 5.34$ GHz e di $S_{12} = -38.55$ dB ad $f_{L1} = 4.15$ GHz.

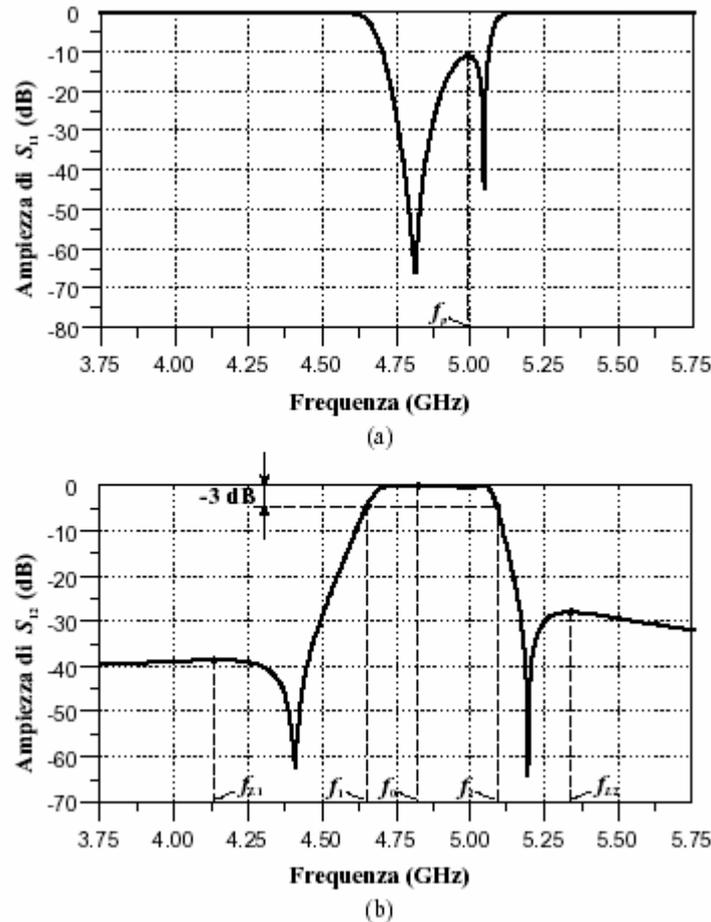


Figura 2.27. Andamento di S_{11} ed S_{21} per il filtro HTS.

Questa asimmetria della risposta in frequenza del filtro, come già spiegato, è dovuta agli accoppiamenti indesiderati fra i risonatori 1 e 3, così come fra i risonatori 2 e 4. Osservando sempre la Figura 6.27(b) è possibile vedere che la banda di selezione del filtro a -3 dB, rispetto al valore di $S_{12} = -0.0222$ dB alla frequenza $f_0 = 4.841$ GHz, è compresa fra le frequenze $f_1 = 4.662$ GHz e $f_2 = 5.082$ GHz. Infine nella Figura 6.28 è possibile osservare un ingrandimento della risposta in frequenza di S_{12} per evidenziare il ripple in banda passante. Si può notare che rispetto la valore massimo di $S_{12} = -0.0222$ dB alla frequenza $f_0 = 4.841$ GHz, si ha un valore minimo di $S_{12} = -0.3739$ dB alla frequenza $f_r = 4.991$ GHz, cioè alla stessa frequenza f_p per cui si ha un picco nella risposta di S_{11} in banda passante; ciò comporta un ripple pari a 0.35 dB che è ben lontano dal valore desiderato di 0.04321 dB (che corrisponde ad un return loss di $L_R = -20$ dB).

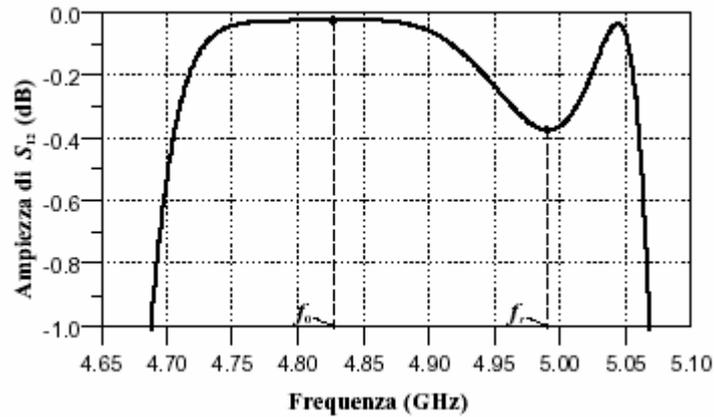


Figura 2.28. Deviazione del ripple in banda di S_{21} per il filtro HTS.

Dai risultati ottenuti nella prima simulazione si ha, quindi, una risposta in frequenza che si discosta da quella desiderata, pertanto risulta necessario un processo di ottimizzazione del layout del filtro per ottenere le specifiche richieste.

2.6.9 Ottimizzazione del Filtro

Per ottimizzare il filtro si è scelto di modificare i seguenti parametri del layout $S_{1,4}$, $S_{2,3}$, $S_{1,2}$, W_{f1}

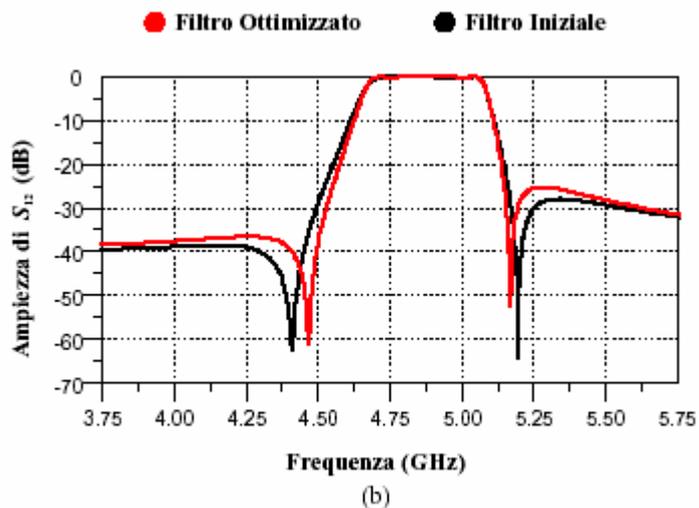
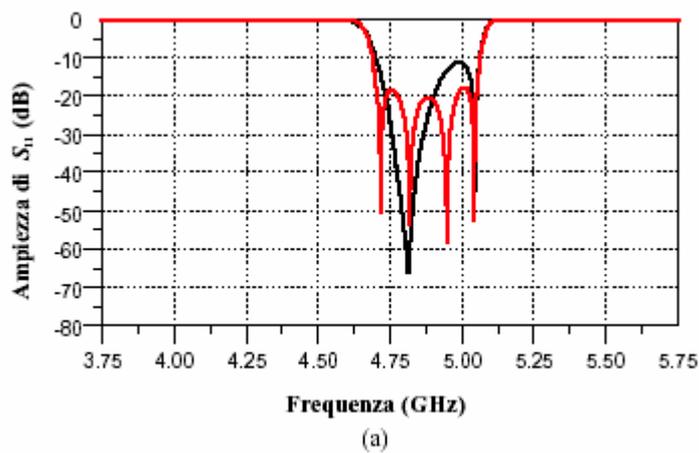


Figura 2.29. Confronto tra le prestazioni del filtro non ottimizzato e quello ottimizzato.

Il tool di ottimizzazione del CAD è stato impostato in maniera tale che venisse ridotto il ripple in banda passante fino al valore desiderato, ovvero che $S_{11} < -20$ dB per $f = 4.7 \div 5.05$ GHz.

La risposta in frequenza del filtro ottimizzato, confrontata con quella di Figura 6.14, è riportata in Figura 2.29. Osservando la 2.29(a) possiamo vedere che il picco indesiderato di S_{11} è sceso; inoltre si è ottenuta una notevole simmetria per la risposta in frequenza di S_{11} . Dalla Figura 2.29(b), invece, si può vedere che l'ampiezza dei lobi secondari è leggermente aumentata dovuto al fatto che gli zeri di trasmissione sono stati avvicinati di più alle frequenze di taglio rispetto ai valori iniziali. Per quanto riguarda la selettività del filtro ottimizzato, sempre confrontata con quella del filtro iniziale, è di 215.36 dB/GHz a sinistra della banda passante, che è maggiore rispetto ai 170.33 dB/GHz per il filtro di partenza, e di 362.28 dB/GHz a destra della banda passante, anch'essa maggiore rispetto ai 295.26 dB/GHz del filtro iniziale; pertanto se da una parte si è avuto un leggero peggioramento a causa dell'aumento dell'ampiezza dei lobi secondari, dall'altro si è ottenuto un aumento in selettività.

Infine nella Figura 2.30 è riportato un ingrandimento della banda passante dei due filtri messi a confronto, in cui si può notare che il processo di ottimizzazione è riuscito a ridurre il ripple sino al valore 0.07652 rispetto al valore iniziale di 0.35.

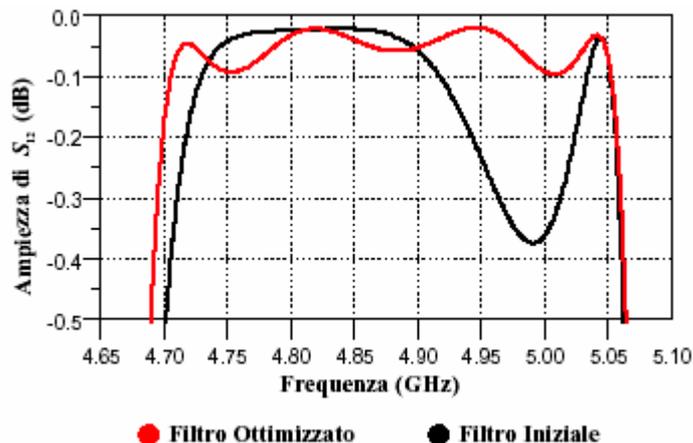


Figura 2.30. Confronto tra le prestazioni del filtro non ottimizzato e quello ottimizzato: ripple in banda per S_{21} .

Nella Figura 2.31 riportiamo inoltre la risposta in frequenza del filtro ottimizzato per S_{12} ed S_{11} in un range di frequenza più ampio per mettere in evidenza la seconda armonica che è alla frequenza di 9.394 GHz, cioè all'incirca pari a $2f_0$, dove f_0 è l'armonica fondamentale, ovvero la frequenza centrale del filtro.

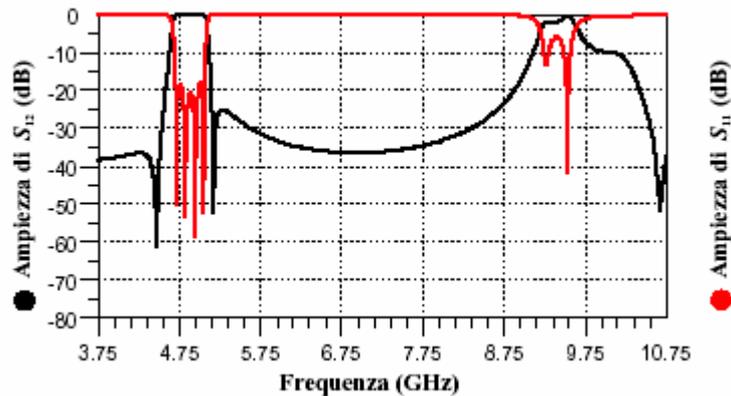


Figura 2.31. Risposta del filtro HTS a banda larga.

2.7 Confronto fra i Filtri in Rame ed in YBCO alla Temperatura di 77 K

A questo punto risulta utile il confronto fra i due filtri progettati e simulati alla temperatura criogenica di 77 K, cioè quello in rame e quello in YBCO. Nella Figura 2.32 è riportato il confronto fra le risposte in frequenza dei due filtri; da questa figura si può innanzitutto osservare la minor perdita in banda passante che presenta il filtro a superconduttore. Si è ottenuto, infatti, un valore massimo di -0.0218 dB per il filtro in YBCO, con un ripple di soli 0.0765 dB in banda passante, contro -1.222 dB per il filtro in rame, con una riduzione delle perdite di 1.2 dB. Inoltre sempre dalla Figura 2.32 si può vedere che la banda a -3 dB dei due filtri è leggermente differente; per la precisione si ha una larghezza di banda pari a $\Delta f_1 = 420$ MHz ($4.662 \div 5.082$ GHz) per il filtro in HTS, mentre si ha una larghezza di banda pari a $\Delta f_2 = 324$ MHz ($4.727 \div 5.051$ GHz) per il filtro in rame.

Un ulteriore miglioramento che si è ottenuto con il filtro a superconduttore è la maggior selettività; infatti si ha una selettività di 215.36 dB/GHz alla sinistra della banda passante per il filtro in HTS, contro i 128.49 dB/GHz per quello in rame. Analogamente si ha una selettività 362.28 dB/GHz alla destra della banda passante per il filtro in HTS, contro i 344.12 dB/GHz per quello in rame. Da tutto ciò si evince che si è ottenuto un incremento notevole della selettività soprattutto alla sinistra della banda passante.

Infine si può vedere sempre dalla Figura 2.32 che con il filtro in HTS si è ottenuto anche un incremento nella reiezione rispetto a quello in rame alla stessa temperatura; infatti si ha una reiezione di -36.506 dB, alla sinistra della banda passante, rispetto ai -32.45 dB del filtro in rame, ed una reiezione di -25.16 dB, alla destra della banda passante, rispetto ai -19.604 dB di quello in rame.

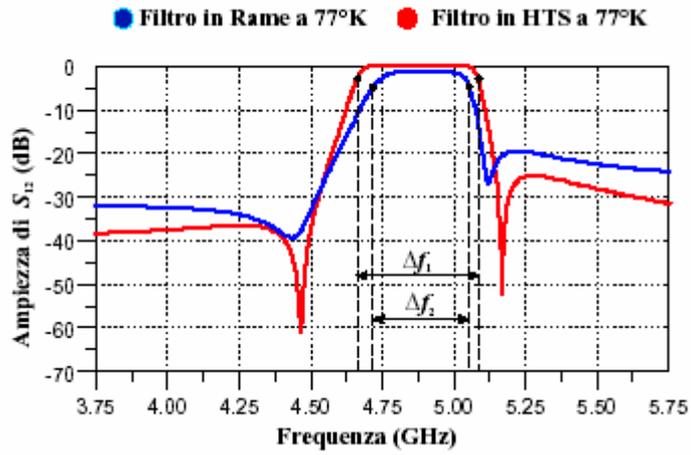


Figura 2.32. Confronto HTS e rame a 77 K.

Nella Figura 2.33 viene, invece, mostrato un ingrandimento delle due risposte infrequenza di S_{12} , per mettere in evidenza la minor perdita in banda passante che presenta il filtro in HTS rispetto a quello in rame.

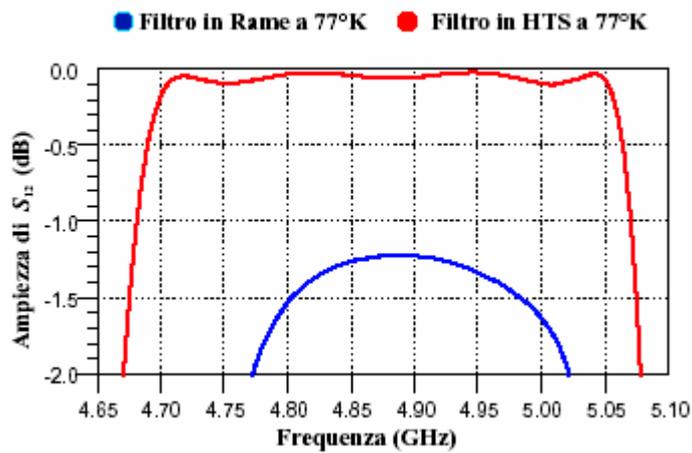


Figura 2.33. Confronto del particolare in banda tra HTS e rame a 77 K.

Bibliografia

- [1] R.E.Collins: Foundations for Microwave Engineering, McGraw Hill, New York 1992.
- [2] F.E.Gardioli: Broadband Patch Antennas, Artech House, Boston 1996.
- [3] S.Barbarino: Appunti di Campi Elettromagnetici.
- [4] S.Barbarino: Appunti di Microonde.
- [5] R.F.Harrington: Field Computation by Moment Methods, Editorial Board William Perkins, 1992.
- [6] E.O.Hammerstad: "Equation for Microstrip Circuit Design", in Proceedings of the European Microwave Conference, Amburgo 1975, pag.268 - 272.
- [7] E.Hammerstad-O.Jensen: "Accurate Models for Microstrip Computer Aided Design", IEEE MTT-S, Int. Microwave Symp. 1980, pag.407 - 409.
- [8] F.Schnieder-W.Heinrich: "Model of Thin-Film Microstrip Line for Circuit Design", IEEE MTT, Gennaio 2001, pag.104 - 110.
- [9] A.R.Djordjevic-T.K.Sarkar: "Closed-Form Formulas for Frequency Dependent Resistance and Inductance per Unit Length of Microstrip and Strip Transmission Lines", IEEE MTT, Giugno 1994, pag.241 - 248.
- [10] R.A.Pucel-D.J.Masse-C.P.Hartwing: "Losses in Microstrip, IEEE MTT, Giugno 1968, pag.342-350. Vedere anche Correction to Losses in Microstrip", IEEE MTT, Dicembre 1968, pag.1064.
- [11] M.Kobayashi: "A Dispersion Formula Satisfying Recent Requirement in Microstrip CAD", IEEE MTT, Agosto 1988, pag.1246 - 1250.
- [12] G.D.Vendelin: "Limitations on Strip Line Q", Microwave Journal, Maggio 1980, pag.272.
- [13] R.Garg-I.J.Bahl: "Characteristics of Coupled Microstrip Lines", IEEE MTT, Luglio 1979, pag.700 - 705.
- [14] M.Kirshning-R.H.Jansen: "Accurate Wide-Range Design Equations for Parallel Coupled Microstrip Lines", IEEE MTT, Gennaio 1984, pag.83 - 90.
Vedere anche le correzioni in IEEE MTT, Marzo 1985, pag.288.
- [15] W.J.Getsinger: "Dispersion of Parallel-coupled Microstrip", IEEE MTT, vol.MTT-21 1973, pag.144-145.
- [16] K.C.Gupta-R.Garg-I.Bahl-P.Bhartis: Microstrip Lines and Slotlines, Artech House, Boston, 1996.
- [17] M.J.Lancaster-J.S.Hong: Microstrip Filters for RF/Microwave Applications, John Wiley & sons INC, New York, 2001.

- [18] G.Mattaei-L.Young-E.M.T.Jones: Microwave Filters, Impedance Matching Networks and Coupling Structures, Artech House, Norwood, 1980.
- [19] M.J.Lancaster-J.S.Hong: "Coupling of Microstrip Square Open-Loop Resonators for Cross-Coupled Planar Microwave Filters", IEEE MTT, vol.MTT-44, Dicembre 1996, pag.2099-2109.
- [20] R.Levy: "Filters with Single Transmission Zeros at Real and Imaginary Frequencies", IEEE MTT, vol.MTT-24, 1976, pag.172-181.
- [21] J.S.Hong-M.J.Lancaster: "Design of Selective Microstrip Bandpass Filters with a Single Pair of Attenuation Poles at Finite Frequencies", IEEE MTT, vol.MTT-48, Luglio 2000, pag.1098-1107.
- [22] Shu-Ang Zhou: Electrodynamics of Solids and Microwave Superconductivity, John Wiley & Sons, New York 1999.
- [23] M.J.Lancaster: Passive Microwave Device Applications of High-Temperature Superconductor, Università di Cambridge, Cambridge 1997.
- [24] F. Schnieder and W. Heinrich, "Model of thin – film microstrip line for circuit design," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 49, No. 1, January 2001.
- [25] B. C. Wadell, "Transmission line design handbook", 1991 Artech House, INC. – 685 Canton Street – Norwood, MA 02062.
- [26] R. R. Mansour, "Microwave Superconductivity," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 50, No. 3, March 2002.
- [27] M. V. Jacob et al, "Microwave and microstructural studies of silver doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ thin films," Superconductor Science and Technology.
- [28] K. B. Bhasin et al, "Performance of a Y–Ba–Cu–O superconducting filter / GaAs low noise amplifier hybrid circuit," 1992 IEEE MTT–S Digest.
- [29] F. Abbas, "Propagation in a multilayer structure of superconductors and dielectrics," Physica C 254 (1995) 291 – 306.
- [30] M. A. Hein, "Progress, properties and prospects of passive high – temperature superconductive microwave devices in Europe," Supercond. Sci. Technol. 10 (1997) 867 – 871. Printed in the UK.
- [31] E. K. Hollmann, O. G. Vendik, A. G. Zaitsev e B. T. Melekh, "Substrates for high- T_C superconductor microwave integrated circuits," Supercond. Sci. Technol. 7 (1994) 609 – 622.
- [32] M. Klauda et al, "Superconductors and cryogenics for future communications systems," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 48, No. 7, July 2000.

- [33] E. R. Soares, J. D. Fuller, P. J. Marozick and R. L. Alvarez, "Application of high – temperature – superconducting filters and cryo – electronics for satellite communication," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 48, No. 7, July 2000.
- [34] J. Mazierska and M. V. Jacob, "High temperature superconducting filters for mobile communications," Proceedings of the International Symposium on Recent Advances in Microwave Technology, ISRAMT'99, Malaga, Dec. 13 – 17, 1999.
- [35] R. R. Romanofsky et al, "A cryogenic K-band ground terminal for NASA's Direct-Data- Distribution space experiment," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 48, No. 7, July 2000.
- [36] R. R. Mansour et al, "Development of space qualifiable HTS communication subsystems," IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 11, No. 1, March 2001.
- [37] S. H. Talisa, M. A. Robertson, B. J. Meler and J. E. Sluz, "Dynamic range considerations for high – temperature superconducting filter applications to receiver front-ends," 1994 IEEE MTT – S Digest.
- [38] A. Porch and C. E. Gough, "Microwave applications of high – temperature superconductors," Electronic Materials.
- [39] M. Zeisberger et al, " $Tl_2Ba_2Ca_1Cu_2O_x$ thin films for microstrip filters," IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 9, No. 2, June 1999.
- [40] W. G. Lyons et al, "High – T_C superconductive microwave filters," IEEE Transactions on Magnetics, vol. 27, No. 2, March 1991.
- [41] D. S. Mallory and A. M. Kadin, "An electrically tunable high – T_C microwave bandpass filter," IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 7, No. 2, June 1997.
- [42] D. – C. Chung, W. – I. Huh and B. – S. Han, "Realization of high T_C superconducting microstrip filter for communication," Proceedings of the 5th International Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials, May 25 – 30, 1997, Seoul, Korea.
- [43] A. Fujimaki et al, "Broad band software – defined radio receivers based on superconductive devices," IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 11, No. 1, March 2001.
- [44] J. S. Wong, "Microstrip tapped – line filter design", IEEE Trans., MTT – 27, 1, 1979, 44 – 50.
- [45] I. Vendik et al, "Narrow – band 10 – pole Y–Ba–Cu–O filter on sapphire substrate," IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 11, No. 1, March 2001.

- [46] G. L. Matthaei, N. O. Fenzi, R. J. Forse and S. M. Rohlfing, "Hairpin – comb filters for HTS and other narrow – band applications," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 45, No. 8, August 1997.
- [47] H. T. Kim et al, "A compact narrowband HTS microstrip filter for PCS applications," IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 9, No. 2, June 1999.
- [48] S. Caspi and J. Adelman, "Design of combline and interdigital filters with tapped – line input," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 36, No. 4, April 1998.
- [49] C. Ernst and V. Postoyalko, "Tapped – line interdigital filter equivalent circuits," 1997 IEEE MTT – S Digest.
- [50] K. – C. Huang et al, "A miniaturized interdigital microstrip bandpass filter," IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 9, No. 2, June 1999.
- [51] D. Zhang et al, "A 19 – pole cellular bandpass filter using 75 – mm – diameter high temperature superconducting thin films," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, vol. 5, No. 11, November 1995.
- [52] J.-S. Hong and M. J. Lancaster, "Design of highly selective microstrip bandpass filters with a single pair of attenuation poles at finite frequencies," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 48, No. 7, July 2000.
- [53] D. – C. Chung and B. – S. Han, "HTS microstrip filters using H – type resonators," IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 11, No. 1, March 2001.
- [54] B. – C. Min, Y. H. Choi, S. K. Kim and B. Oh, "Cross – coupled band – pass filter using HTS microstrip resonators," IEEE Transactions on Applied superconductivity, vol. 11, No. 1, March 2001.
- [55] G. L. Matthaei and G. L. Hey-Shipton, "Novel staggered resonator array superconducting 2.3 GHz bandpass filter," 1993 IEEE MTT- S Digest.
- [56] C. K. Ong et al, "High – temperature superconducting bandpass spiral filter," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, vol. 9, No. 10, October 1999.
- [57] H. Kayano et al, "2 GHz band superconducting band – pass filter with parallel resonators structure," Toshiba Corporation 1, Japan.
- [58] H. T. Su, F. Huang and M. J. Lancaster, "Highly miniature HTS microwave filters," IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 11, No. 1, March 2001.
- [59] D. Zhang et al, "Compact forward – coupled superconducting microstrip filter for cellular communication," IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 5, No. 2, June 1995.

- [60] H. Xu, E. Gao and Q. Y. Ma, "Active tuning of high frequency resonators and filters," Manuscript received September 19, 2000.
- [61] B. Marcilhac et al, "Frequency agile microwave devices based on Y-Ba-Cu-O / Sr-Ti-O // La-Al-O structure," IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 11, No. 1, March 2001.
- [62] J. S. Hong, M. J. Lancaster, D. Jedamzik and R. B. Greed, "8 – pole superconducting quasi – elliptic function filter for mobile communications application," 1998 IEEE MTT – S Digest.
- [63] Z. M. Hejazi, P. S. Excell and Z. Jiang, "Compact dual – mode filters for HTS satellite communication systems," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, vol. 8, No. 8, August 1998.
- [64] J. Terrell and T. Riley, "High temperature superconducting filter – a maturing technology," 1999 IEEE.
- [65] W. Hattori, T. Yoshitake and K. Takahashi, "An HTS 21 – pole microstrip filter for IMT-2000 base stations with steel attenuation," IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 11, No. 3, September 2001
- [66] M. Reppel, "Novel HTS microstrip resonator configurations for microwave bandpass filters," Tesi di Laurea, Witten, Germany, Sept. 2000.
- [67] L. Zhu, W. Menzel, K. Wu and F. Boegelsack, "Theoretical characterization and experimental verification of a novel compact broadband microstrip bandpass filter," APMC 2001.
- [68] G. Macchiarella and M. Santoniccolo, "An original technique for computer – aided tuning of microwave filters," EUMC 2002.
- [69] G. G. Gentili, G. Macchiarella e M. Politi, "Tecniche di space – mapping per il progetto di filtri a microonde," Giornata di studio su circuiti, dispositivi e tecnologie per le microonde e le onde millimetriche, Orvieto 4 – 5 Luglio 2002.
- [70] J. W. Bandler et al, "Electromagnetic design of high-temperature superconducting microwave filters," 1994 IEEE MTT – S Digest
- [71] H. H. S. Javadi et al, "Jet Propulsion Laboratory/NASA Lewis Research Center Space Qualified Hybrid High Temperature Superconducting/Semiconducting 7.4 GHz Low-Noise Downconverter for NRL HTSSE-II Program," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 44, No. 7, July 1996.

[72] D. – C. Chung et al, “Comparison between high – T_C superconducting microstrip filters and normal conducting counterparts,” IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 9, No. 2, June 1999.

[73] T. S. Laverghetta, “Microwave materials and fabrication techniques”, third edition, 2000 Artech House, Inc. 685 Canton Street, Norwood, MA 02062.

[74] H. Fuke et al, “Tuning properties of 2 GHz superconducting microstrip – line filters,” IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 11, No. 1, March 2001.

[75] G. Manara, A. Monorchio e P. Nepa, “Appunti di Campi Elettromagnetici,” SEU – Servizio Editoriale Universitario di Pisa, gennaio 2001.