

UNIVERSITÀ DI PISA



FACOLTÀ DI INGEGNERIA

CORSO DI LAUREA IN INGEGNERIA DELLE TELECOMUNICAZIONI

**SIMULAZIONI E MISURE PER LA VALIDAZIONE DI UN
SOLVER ELETTROMAGNETICO PER APPLICAZIONI
DI SCATTERING INVERSO**

Relatori:

Prof. **Paolo Nepa**

Ing. **Emanuele Salerno**

Candidata:

Silvia Evangelisti

ANNO ACCADEMICO 2008/2009

*“for every lie I unlearn
I learn something new
and I sing sometimes
for the war that I fight
cause every tool is a weapon
if you hold it right ”*

Ani DiFranco

Indice

Introduzione	5
1 Il problema dello scattering inverso	8
1.1 Diagnosi non distruttiva di materiali dielettrici.....	8
1.2 L'equazione dello scattering.....	9
1.3 Solver.....	13
2 Simulazioni	17
2.1 I software di simulazione elettromagnetica.....	17
2.1.1 Ansoft HFSS.....	17
2.1.2 CST Microwave Studio.....	18
2.2 Validazione del solver mediante struttura multistrato simulata.....	20
3 Misure	24
3.1 Sistema di misura.....	24
3.1.1 L'analizzatore vettoriale di reti HP 8753b	25
3.1.2 L'antenna.....	26
3.1.3 Configurazione dei campioni da testare.....	31
3.2 Misure in assenza di oggetto (sfondo).....	32
3.3 Lastra perfettamente conduttrice.....	34
3.4 Misure su singola lastra di plexiglas.....	36
3.5 Misura su singola lastra di allumina.....	39

3.6 Misure su sandwich allumina-plexiglas-allumina.....	42
4 Conclusioni.....	45
5 Appendice: antenne a tromba rettangolari.....	47
6 Appendice: l'analizzatore vettoriale di reti.....	71
7 Indice delle figure.....	74
Bibliografia.....	77

Introduzione

Il tirocinio oggetto di questa tesi è stato svolto all'interno dell'Istituto di Scienza e Tecnologie dell'Informazione "A. Faedo" (ISTI), del Consiglio Nazionale delle Ricerche (CNR) di Pisa.

Il lavoro sviluppato rientra in uno studio sul cosiddetto *problema dello scattering inverso*, che si presenta quando un oggetto di geometria e costituzione materiale sconosciuta viene illuminato da una radiazione nota e si vuole risalire alla sua struttura misurando le alterazioni prodotte in questa radiazione per effetto della sua interazione con il corpo. Le soluzioni ottenute hanno ovvie applicazioni nel campo della cosiddetta *diagnosi non invasiva*. Questa consiste in generale nel ricavare alcune proprietà di un oggetto senza che ciò comporti la sua distruzione o l'asportazione di campioni della sua struttura [1]. L'unica maniera di raggiungere questo scopo è quella di misurare qualche forma di energia emessa dall'oggetto o spontaneamente o come *risposta* a un determinato *stimolo* noto e controllabile. In questo secondo caso, si parla di diagnosi non invasiva *di tipo attivo*, e l'energia che sollecita la risposta dell'oggetto è normalmente detta *radiazione esplorante*.

La radiazione esplorante che viene presa in considerazione nello studio cui ho collaborato è un campo elettromagnetico alle frequenze delle microonde. Le sue possibili applicazioni sono numerose. In ambito industriale, analisi non invasive che utilizzano microonde sono ampiamente utilizzate per testare la qualità di prodotti quali fusoliere di aerei o condutture sotterranee che necessitano test non distruttivi per l'individuazione di eventuali danni. Nell'ingegneria civile il controllo dell'integrità di strutture in calcestruzzo che possono risultare indebolite dalla corrosione dei rinforzi interni in acciaio è di estrema importanza, così come il livello di danno dei cavi di ferro nei ponti a sospensione, che sono soggetti ad intemperie, vibrazioni e forti carichi. Nella geofisica il problema inverso assume un ruolo importante dato che l'interno della Terra non è direttamente osservabile, ma risulta misurabile la comparsa superficiale di onde che si sono propagate al suo interno. Oltre alle applicazioni industriali, anche molte applicazioni di tipo biomedico rivestono una notevole importanza e sono attualmente oggetto di ricerca da parte della comunità scientifica per i vantaggi che offrono su tecniche che sfruttano altre radiazioni esploranti. Qualche esempio si può trovare in [2].

Risalire alle caratteristiche fisico-geometriche di un corpo dielettrico in base alla diffusione che esso provoca in un campo elettromagnetico comporta l'inversione dell'equazione dello scattering, e questo è in generale un problema molto complicato. Una classe di tecniche per la soluzione del problema inverso elettromagnetico è basata su algoritmi iterativi che si avvicinano alla soluzione confrontando, ad ogni iterazione, i valori di campo misurato con i valori simulati sulla base della stima corrente delle grandezze da stimare. Ad ogni iterazione, dunque, è necessario disporre di un algoritmo (qui detto *solver diretto*, o semplicemente *solver*) che consenta di calcolare il campo diffuso note la radiazione incidente e le caratteristiche del corpo, ovvero, in altre parole, di risolvere il problema dello *scattering diretto*. L'obiettivo del presente lavoro è proprio quello di analizzare un particolare solver di simulazione elettromagnetica e valutarne le prestazioni in termini di accuratezza e di efficienza di calcolo. Questo solver è stato adottato all'interno di un algoritmo di scattering inverso proposto in [1] e [4], ed è in grado di fornire il coefficiente di riflessione di un corpo stratificato di estensione trasversa infinita illuminato da una radiazione in onda piana e incidenza normale. I requisiti da porre su un solver di questo tipo devono risultare da un compromesso tra accuratezza e tempo di calcolo. Infatti, da un lato, una soluzione accurata del problema inverso richiede un solver accurato. D'altra parte, il solver è un modulo di calcolo che deve entrare in un processo iterativo, per cui deve essere estremamente efficiente in termini di complessità computazionale.

In questa tesi si dà innanzitutto una descrizione dettagliata del solver, dopodiché si presenta una prima validazione della sua affidabilità nel caso ideale di onda piana uniforme ad incidenza normale. Il coefficiente di riflessione di numerosi oggetti multistrato è stato dapprima valutato per mezzo di codici commerciali di simulazione elettromagnetica (Ansoft HFSS e Designer) e poi confrontato con i risultati prodotti dal solver in esame.

Una seconda validazione è stata tentata anche mediante due distinte campagne di misura, con l'utilizzo di un analizzatore vettoriale di reti collegato a un'antenna a tromba standard che funge da illuminatore per gli oggetti sotto esame. Tale confronto è fondamentale per meglio capire i limiti del codice numerico quando le assunzioni fondamentali che ne giustificano l'applicabilità non possono essere rigorosamente soddisfatte.

Ciò che abbiamo osservato è che i risultati ottenuti tramite il solver concordano perfettamente con quelli dei codici commerciali. Questo prova quindi la sua affidabilità nel caso ideale di onda piana che investe con incidenza normale l'interfaccia tra mezzi stratificati infiniti.

Risultano invece assai evidenti le differenze tra i dati simulati e misurati. Per spiegare questo risultato, bisogna tener conto delle particolari modalità di misura adottate al fine di soddisfare al massimo possibile le assunzioni iniziali. Innanzitutto, si è cercato di mantenersi vicini al caso di onda incidente piana ponendo la struttura sotto test nella zona di campo lontano dell'antenna. Se tuttavia in tal modo si riesce a minimizzare la deviazione dalla planarità dell'onda incidente, questo requisito è nella pratica in contraddizione con quello di estensione infinita della struttura sotto test. Infatti, più esteso è l'oggetto illuminato maggiori saranno le deviazioni dalla planarità dell'onda incidente. Nel nostro caso, sia per ovviare a questo inconveniente sia per motivi legati alla disponibilità sul mercato di campioni dalle caratteristiche elettromagnetiche ben controllate, le dimensioni trasversali degli oggetti utilizzati sono risultate sicuramente ben lontane dal giustificare l'ipotesi di estensione infinita. Inoltre, la ridotta estensione dei campioni ha prodotto una potenza del campo retrodiffuso così bassa da pregiudicare l'accuratezza e la ripetibilità delle misure. Misure successive, realizzate con campioni di estensione ben maggiore anche se di permittività nota con minore accuratezza, hanno prodotto risultati più aderenti alle previsioni del solver analizzato.

Capitolo 1

Il problema dello scattering inverso

1.1 Diagnosi non distruttiva di materiali dielettrici

Nello scattering inverso, un oggetto sconosciuto viene investito da un campo noto al fine di stimare la sua struttura misurando i campi da esso scatterati. Si parla quindi di ispezione non invasiva dell'oggetto mediante l'uso di radiazioni elettromagnetiche, ovvero un esame dell'oggetto che non comporti la distruzione o l'asportazione di campioni della sua struttura .

Naturalmente, le proprietà interne dell'oggetto possono essere stimate solo se questo è penetrabile dalla radiazione utilizzata per indagarlo, o *radiazione esplorante*. Se la radiazione esplorante è un campo elettromagnetico, gli oggetti che possono essere indagati sono quelli di natura dielettrica. Ai fini delle applicazioni pratiche, i materiali compositi a matrice dielettrica rivestono una particolare importanza, in quanto presentano caratteristiche di resistenza alle sollecitazioni meccaniche e chimiche spesso superiori a quelle delle leghe metalliche con il vantaggio di risultare notevolmente più leggeri. Inoltre, le caratteristiche meccaniche di un materiale composito possono essere specificamente progettate per rispondere alle esigenze del particolare impiego cui esso è destinato [3]. Queste caratteristiche fanno sì che in svariati settori industriali i materiali compositi siano impiegati per la realizzazione di componenti importanti, spesso critici, giustificando così l'esigenza di sviluppare tecniche avanzate di diagnosi non distruttiva. La disponibilità di tali tecniche è un requisito molto importante se si vuole essere in grado di attuare un controllo di qualità non soltanto sui prodotti finiti, ma anche durante tutte le fasi intermedie del ciclo di produzione, e non su campione statistico, ma su tutti i pezzi prodotti. La diagnostica non distruttiva è poi indispensabile in tutti quei casi in cui si vuole controllare la funzionalità e la sicurezza di strutture o parti di strutture in esercizio.

Ogni materiale può presentare al suo interno diversi tipi di difetti a causa di anomalie di fabbricazione, fenomeni di usura o traumi di varia natura. Nel caso di materiali compositi a matrice dielettrica, le classiche tecniche di indagine basate sull'uso di raggi X o ultrasuoni non si rivelano molto efficaci ai fini della scoperta o caratterizzazione di questi difetti. Queste radiazioni sono infatti sensibili rispettivamente alla densità di massa e alla velocità del suono e non offrono prestazioni soddisfacenti nella diagnostica di materiali dielettrici in quanto gli eventuali difetti da rilevare danno luogo o a insufficiente contrasto (nel caso dei raggi X) o a eccessiva attenuazione (nel caso degli ultrasuoni) che impedisce un esame completo del pezzo.

L'interazione dell'energia elettromagnetica con il mezzo in cui essa si propaga può essere descritta nei termini delle modifiche che subisce la funzione d'onda che ne descrive la propagazione. In particolare, il mezzo assorbe parte dell'energia causando l'attenuazione dell'ampiezza dell'onda; la lunghezza dell'onda e la velocità di propagazione vengono modificate causando così la distorsione del fronte d'onda, l'alterazione della sua fase e del ritardo temporale del segnale; le variazioni dell'impedenza d'onda causano poi riflessioni di energia.

Tutti questi effetti dipendono dalla permittività complessa ϵ e dalla permeabilità magnetica μ del mezzo. Per questo motivo i metodi di controllo non distruttivo con radiazione elettromagnetica tendono a rivelare le alterazioni nei valori di ϵ e μ , al fine di evidenziare ogni tipo di anomalie, vuoti o impurità nel corpo in esame.

1.2 L'equazione dello scattering

Il problema dello scattering inverso è purtroppo assai complesso, e presenta numerose difficoltà dovute soprattutto alla natura non lineare e malposta del problema stesso.

Solitamente, lo scopo è quello di stimare la distribuzione spaziale dell'indice di rifrazione dell'oggetto attraverso l'inversione della relazione matematica che lega

la radiazione incidente, l'indice di rifrazione e il campo diffuso misurato su una determinata regione esterna all'oggetto, detta *dominio di misura*.

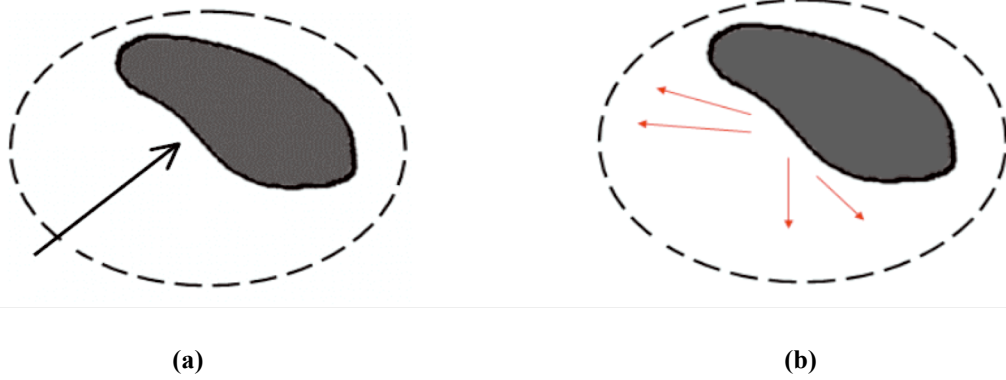


Fig.1 (a): campo incidente che investe l'oggetto; (b) campo scatterato dall'oggetto. La curva tratteggiata rappresenta il dominio di misura

I dati del problema sono la radiazione incidente e i valori del campo scatterato nel dominio di misura. La soluzione del problema è resa complessa da molti aspetti teorici di difficile gestione, primo fra tutti la non linearità dell'equazione dello scattering:

$$\Psi_s(\underline{r}) = \int G(\underline{r} - \underline{r}') \cdot O(\underline{r}') \cdot \Psi(\underline{r}') d\underline{r}' \quad (1.1)$$

In essa si esprime il campo scatterato $\Psi_s(\underline{r})$ in funzione del campo totale $\Psi(\underline{r})$, della funzione di Green $G(\underline{r})$ e della funzione incognita $O(\underline{r}) = \epsilon_r(\underline{r}) - 1$, detta *contrasto dielettrico*, che caratterizza l'oggetto.

L'equazione (1.1) non è risolvibile direttamente, in quanto il termine $\Psi(\underline{r})$ contiene il termine $\Psi_s(\underline{r})$. Per ovviare a questo problema, a determinate condizioni, si può ricorrere a metodi di linearizzazione, come ad esempio l'approssimazione di Born del primo ordine. Riscriviamo innanzitutto in modo diverso l'equazione (1.1):

$$\Psi_s(\underline{r}) = \int G(\underline{r} - \underline{r}') \cdot O(\underline{r}') \cdot \Psi_o(\underline{r}') d\underline{r}' + \int G(\underline{r} - \underline{r}') \cdot O(\underline{r}') \cdot \Psi_s(\underline{r}') d\underline{r}' \quad (1.2)$$

dove il campo totale $\Psi(\underline{r})$ è stato scomposto nella somma del campo incidente $\Psi_o(\underline{r})$ e del campo scatterato $\Psi_s(\underline{r})$. L'approssimazione di Born del primo ordine consiste nel trascurare il contributo del secondo integrale, assumendo che $\Psi_s(\underline{r})$ sia molto piccolo in confronto a $\Psi_o(\underline{r})$, e conduce quindi all'equazione:

$$\Psi_s(\underline{r}) = \int G(\underline{r} - \underline{r}') \cdot O(\underline{r}') \cdot \Psi_o(\underline{r}') d\underline{r}' \quad (1.3)$$

che risulta essere un'espressione esplicita e quindi direttamente invertibile, con diverso grado di complessità a seconda della forma di $\Psi_o(\underline{r})$.

Le assunzioni di base dell'approssimazione di Born sono verificate solo se i corpi irradiati producono una diffusione estremamente debole, cioè, nella pratica, se non sono molto estesi e hanno basso contrasto [10]. Più precisamente, considerando il caso di un oggetto cilindrico di diametro a , la condizione necessaria per l'applicabilità dell'approssimazione è che il prodotto tra il diametro dell'oggetto e l'indice di rifrazione relativo sia minore di 0.35λ , con λ lunghezza d'onda dell'onda piana incidente. Ciò limita notevolmente l'applicabilità pratica di tecniche di indagine basate su soluzioni linearizzate. Quando i materiali o le dimensioni dei corpi sotto esame non consentono di procedere con tecniche di linearizzazione dell'equazione di scattering si deve dunque ricorrere a strategie diverse. Tra queste vi è l'adozione di metodi iterativi basati sulla minimizzazione dello scarto tra i dati misurati e quelli generati per mezzo di una procedura in grado di risolvere numericamente l'equazione (1.1) una volta che siano noti $O(\underline{r})$ e $\Psi_o(\underline{r})$. In altre parole, una procedura di questo genere è in grado di risolvere numericamente il *problema dello scattering diretto*, e sarà qui chiamata *solver diretto*, o semplicemente *solver*. Tra le tecniche iterative per lo scattering inverso basate su questa strategia c'è quella proposta in [4] e [1], che si propone di ottenere la ricostruzione monodimensionale del profilo di permittività di un corpo composto da strati sovrapposti di permittività uniforme sulla base del solo rapporto tra l'involuppo complesso del campo elettromagnetico retrodiffuso e l'involuppo complesso del campo incidente, valutato per diversi valori della frequenza. Le scelte operate nello sviluppo di questa tecnica sono basate su diverse esigenze e considerazioni. Innanzitutto, la limitazione a corpi

formati da strati al loro interno omogenei è motivata dalle possibili applicazioni su opere murarie, che spesso si possono descrivere con buona approssimazione come mezzi stratificati. In questi casi, la costituzione materiale del corpo, e quindi la sua funzione di contrasto elettromagnetico, dipende soltanto dalla profondità all'interno della parete, e quindi la funzione incognita sarà monodimensionale, e monodimensionali invece che tridimensionali diverranno le equazioni (1.1) e (1.2) che definiscono il problema di ricostruzione. È stato in precedenza rilevato che questo problema inverso di dimensione ridotta può essere risolto, a patto che il corpo possa con buona approssimazione essere considerato senza perdite, solo sulla base del campo elettromagnetico retroirradiato, cioè restringendo il dominio di misura a un singolo punto, coincidente con la sorgente della radiazione incidente¹. La radiazione incidente, d'altra parte, dovrà essere composta da un numero sufficiente di onde monocromatiche con frequenze comprese entro la banda di funzionamento della strumentazione. Trattandosi dunque di un problema monodimensionale, anche il solver dovrà essere monodimensionale, consentendo così di aumentare l'efficienza numerica della tecnica di ricostruzione. Infatti, in una tecnica iterativa come quelle cui ci riferiamo, il problema diretto si deve risolvere ad ogni iterazione sulla base della stima corrente della funzione contrasto, e l'efficienza del solver diventa un requisito essenziale di applicabilità pratica della tecnica in questione. D'altra parte, il solver deve anche rispondere a requisiti di accuratezza, in quanto l'accuratezza nella soluzione del problema inverso non può non essere direttamente correlata all'accuratezza del solver. Visto che una maggiore accuratezza si paga sempre con una minore velocità di calcolo, il solver scelto da ogni particolare tecnica inversa risulterà sempre da un compromesso tra queste due esigenze.

Atteso che l'efficienza numerica del solver è già stata provata sperimentalmente [2], lo scopo di questo lavoro è quello di verificare la sua accuratezza.

Nel successivo paragrafo descriviamo in dettaglio le caratteristiche del solver, mentre la strategia seguita per validarlo, e i risultati ottenuti, sono presentati ai Capitoli 2 e 3. In particolare, al Capitolo 2 si confrontano i risultati del solver con

¹ Ciò equivale a valutare il coefficiente di riflessione complesso a diverse frequenze della superficie di interfaccia tra la parete e lo spazio interposto tra questa e il trasduttore che produce la radiazione esplorante.

quelli di software commerciale tridimensionale presi come riferimento, mentre al Capitolo 3 si descrive un sistema di misura nella banda 1.7-2.6 GHz effettivamente realizzato e si confrontano misure su campioni di contrasto noto con i corrispondenti risultati ottenuti dal solver.

1.3 Solver

Supponiamo che una parete dielettrica di spessore L , immersa in aria (Fig. 1.2), venga illuminata da un'onda elettromagnetica piana, nella banda delle microonde, incidente normalmente a una delle sue superfici. Vogliamo valutare l'involuppo complesso Ψ_s del campo diffratto dalla parete in direzione opposta a quella di propagazione della radiazione incidente. Una volta noti il contrasto dielettrico della parete, $O(\underline{r})$, e l'involuppo complesso del campo incidente, $\Psi_o(\underline{r})$, si tratta in altri termini di risolvere l'equazione (1.2) per questo caso particolare. Se si assume che la parete sia omogenea lungo i piani trasversi alla direzione di propagazione di $\Psi_o(\underline{r})$ ², il problema da risolvere diventa monodimensionale, poiché sia l'involuppo complesso dell'onda incidente sia le proprietà dielettriche della parete dipendono esclusivamente dalla coordinata di profondità stabilita lungo lo spessore della parete stessa, indicata con z in Figura 1.3.

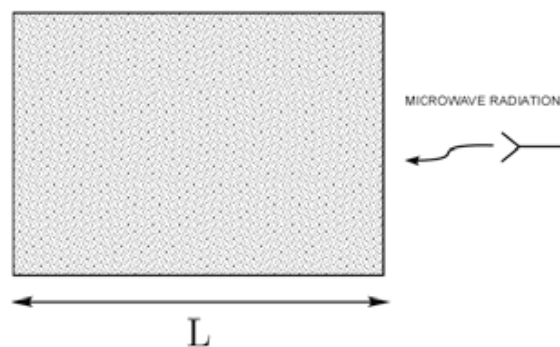


Fig. 1.2: muro dielettrico investito dalla radiazione incidente

² Il che implica anche che la parete sia di estensione infinita lungo questi piani.

La strategia seguita in [1] per risolvere questo problema si basa sulla discretizzazione della parete in un numero finito N di strati omogenei (Fig. 1.3).

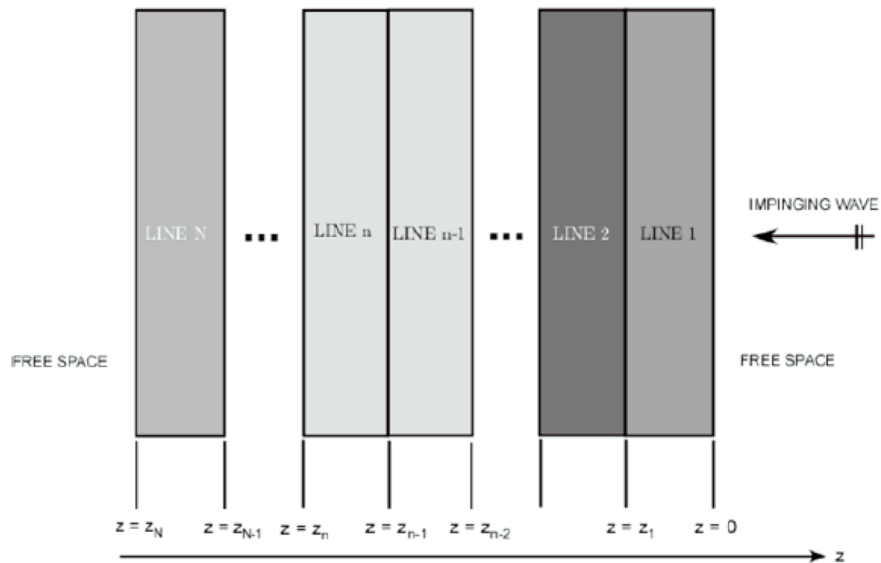


Fig. 1.3: modello discretizzato del muro

Questa struttura stratificata viene considerata come una cascata di segmenti di linee di trasmissione, ognuno caratterizzato dalla sua ammettenza caratteristica e dai coefficienti di riflessione alle interfacce con i segmenti adiacenti (Fig. 1.4).

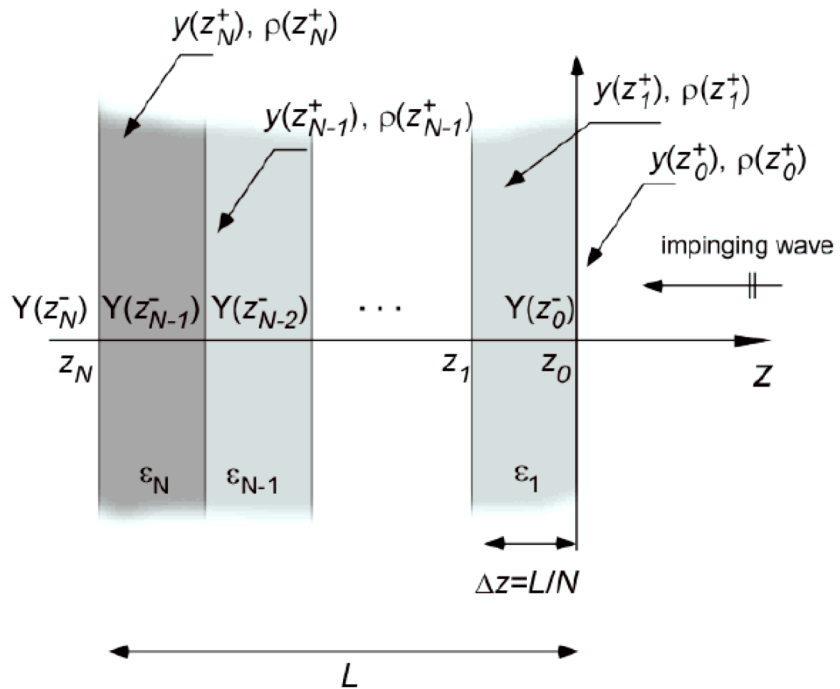


Fig. 1.4: descrizione della linea equivalente

I coefficienti di riflessione cercati si ricavano valutando l'ammettenza dell'intera linea equivalente vista dall'onda incidente all'interfaccia $z = 0$. Dato che abbiamo assunto un campo incidente in onda piana che si propaga lungo l'asse z , avremo $\Psi_0(\underline{r}) = E_{inc}(z) = E_0 e^{j\beta_0 z}$, dove β_0 è la costante di propagazione in spazio libero relativa a una generica frequenza. L'ammettenza caratteristica del generico segmento di linea di trasmissione, identificato con il pedice n , è $\omega \varepsilon_n / \beta_n$, dove ε_n è la permittività dello strato alla frequenza specificata³. Con riferimento allo schema di Fig. 1.4, inizializziamo l'ammettenza $Y(z_n^-)$ vista all'interfaccia $z = z_n$ guardando nel verso positivo dell'asse z al valore dell'ammettenza caratteristica dello spazio libero:

$$Y(z_n^-) = \omega \varepsilon_0 / \beta_0 \quad (1.4)$$

Fatto ciò, per ogni interfaccia ad ascissa z_n , fino a che $z_n = 0$, il nostro solver ripete i seguenti passi:

- calcolare l'ammettenza normalizzata $y(z_n^+)$ vista dall'interfaccia verso l'asse z negativo

$$y(z_n^+) = \frac{Y(z_n^-)}{\omega \varepsilon_n / \beta_n} \quad (1.5)$$

- calcolare il coefficiente di riflessione $\rho(z_n^+)$ all'interfaccia $z = z_n$

$$\rho(z_n^+) = \frac{[1 - y(z_n^+)]}{[1 + y(z_n^+)]} \quad (1.6)$$

³ Se si assume che tutti gli strati componenti la parete sono composti da materiale dielettrico ideale senza perdite, ogni strato sarà caratterizzato da una permittività indipendente dalla frequenza.

- ruotare il coefficiente di riflessione all'interfaccia successiva

$$\rho(z_{n-1}^-) = \rho(z_n^+) e^{-j\beta_n(z_{n-1}^- - z_n^+)} \quad (1.7)$$

- calcolare l'ammittenza caratteristica dello strato successivo

$$Y(z_{n-1}^-) = \frac{\omega \varepsilon_n [1 - \rho(z_{n-1}^-)]}{\beta_n [1 + \rho(z_{n-1}^-)]} \quad (1.8)$$

Al termine di questo processo, si ottiene un array contenente tutti i coefficienti di riflessione complessi stimati alle varie frequenze nel range considerato.

Capitolo 2

Simulazioni

2.1 I software di simulazione elettromagnetica

In questo capitolo viene presentata una prima validazione dell'affidabilità del solver nel caso ideale di onda piana uniforme ad incidenza normale.

Riportiamo prima di tutto una descrizione dei software di simulazione elettromagnetica utilizzati sia per il calcolo del coefficiente di riflessione di numerosi oggetti multistrato che per la simulazione del comportamento a vuoto dell'antenna a tromba usata come illuminatore per gli oggetti sotto esame nel corso delle campagne di misura.

2.1.1 Ansoft HFSS

Il codice Ansoft H.F.S.S. (*High Frequency Structure Simulator*) è un simulatore elettromagnetico 3D di tipo FEM (*Finite Element Method* – Metodo agli elementi finiti) che risolve cioè le equazioni di Maxwell approssimando le funzioni continue dei campi con un insieme di quantità discrete valutate nei nodi di un reticolo [5].

Per costruire la struttura da analizzare, se ne definiscono la geometria e la costituzione materiale. H.F.S.S. permette di tenere in considerazione la conducibilità elettrica, la permittività complessa e la permeabilità magnetica dei materiali, consentendo di costruire un modello fedele del problema reale [6].

Mediante un'operazione di *meshing*, il dominio occupato dalla struttura sotto esame viene suddiviso in diversi tetraedri all'interno dei quali il valore del campo elettromagnetico è dato dall'interpolazione dei rispettivi valori ai vertici. Il codice genera e rifinisce la *mesh* aumentando localmente il numero di tetraedri dove la geometria dell'oggetto presenta dettagli più fini o le sue proprietà elettriche lo

richiedono, in modo da migliorare l'accuratezza nel calcolo dei campi. Questa operazione prende il nome di *mesh refinement*.

Assegnando le condizioni al contorno di Neumann e Dirichlet ed i piani di simmetria si possono sia forzare le soluzioni del problema, eliminando a priori quelle non interessanti, sia ridurre il dominio da simulare: infatti, in caso di strutture perfettamente simmetriche, è possibile simulare una parte della struttura riducendo tempi di calcolo e risorse hardware utilizzate.

Il codice H.F.S.S. consente di effettuare vari tipi di analisi, quali ad esempio quella da noi utilizzata, *Driven Modal Analysis*, ovvero l'analisi di una struttura con sorgenti di potenza (porte) che fornisce oltre alle risonanze (frequenze e campi) la matrice di Scattering e i corrispondenti parametri S. Le *porte* costituiscono una particolare tipologia di condizioni al contorno che consentono all'energia di fluire dentro e fuori dalla struttura. Ad ogni oggetto bi o tridimensionale è possibile assegnare una o più di queste porte, dopodiché, prima che il campo elettromagnetico totale tridimensionale all'interno della struttura possa essere calcolato, è necessario determinare la configurazione del campo elettrico a ciascuna porta (excitation field pattern). Ansoft H.F.S.S. utilizza un solver arbitrario per calcolare la naturale configurazione di campo che può esistere internamente ad una struttura di trasmissione con la stessa sezione trasversale della porta definita.

In particolare H.F.S.S. assume di default che tutte le strutture siano completamente rivestite da uno schermo conduttore attraverso il quale non si propaga energia. Applicando le *wave ports* alla struttura indichiamo l'area attraverso la quale l'energia entra e esce dallo schermo.

2.1.2 CST Microwave Studio

CST Microwave Studio è un simulatore elettromagnetico 3D basato sulla Tecnica ad Integrazione Finita FIT (*Finite Integration Technique*), tecnica applicabile alla risoluzione di differenti problemi di natura elettromagnetica, dal calcolo di campi statici a problemi nel range delle microonde [7].

Differentemente dal metodo agli elementi finiti, nella tecnica FIT il dominio è discretizzato in un sistema a griglia ortogonale costituito da cubetti detti celle ed il campo elettromagnetico è calcolato ad ogni intersezione sostituendo le derivate con rapporti incrementali: è dunque un metodo alle differenze finite (FD).

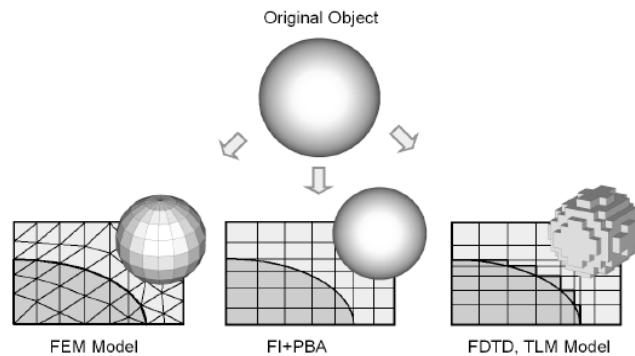


Fig. 2.1: confronto tra le diverse tecniche di meshing

Non essendo garantita la conformità della *mesh* alla geometria, è necessario usare la tecnica del PBA (*Perfect Boundary Approximation*) che combina l'ottima approssimazione geometrica del FEM e l'alta velocità di simulazione, propria del FD.

Tra i moduli risolutivi forniti da CST ricordiamo l'*Eigenmode Solver*. Esso calcola i campi elettromagnetici per strutture *loss free* (senza perdite, cioè con superfici perfettamente conduttrici, PEC) prive di sorgenti di potenza. Per il calcolo dei parametri S è possibile utilizzare sia il modulo *Eigenmode* eseguendo una *Modal Analysis*, che, previa la definizione di sorgenti di potenza (porte), calcola la matrice di scattering, sia il *Transient Solver*, che opera nel dominio del tempo.

Rispetto ad H.F.S.S., CST presenta un modulo CAD più potente, che permette di riprodurre gli smussi presenti nelle zone di giunzione, critiche per la propagazione elettromagnetica, e offre una più semplice ed intuitiva funzione di parametrizzazione. Inoltre è presente la *History list*, un log file contenente le operazioni effettuate sul dominio che permette di modificarle.

CST è un simulatore più veloce di H.F.S.S. (velocità di simulazione doppia), e non presenta gli stessi stringenti limiti di memoria; tuttavia ha il limite di non

eseguire analisi *Eigenmode – Driver Modal* su strutture con superfici a conduttività finita (non PEC).

2.2 Validazione del solver mediante struttura multistrato simulata

Come ampiamente descritto nel Capitolo 1, il solver in esame è in grado di fornire il coefficiente di riflessione di un corpo stratificato sotto due principali ipotesi riguardanti il campo incidente e la struttura del corpo sotto analisi. La prima di queste ipotesi è che il campo che investe il corpo sia un'onda piana ad incidenza normale, mentre la seconda richiede l'estensione infinita del mezzo stratificato lungo la direzione ortogonale a quella di incidenza dell'onda.

Allo scopo di effettuare una prima validazione del solver nel caso ideale in cui queste ipotesi siano soddisfatte, abbiamo calcolato il coefficiente di riflessione di alcuni oggetti multistrato mediante l'uso dei codici commerciali descritti ai precedenti paragrafi e confrontato i risultati con quelli prodotti dal solver.

La prima simulazione è stata effettuata utilizzando HFSS.

La configurazione sotto analisi è mostrata in Fig. 2.2. È composta da quattro differenti strati di estensione trasversa infinita. La radiazione incidente assunta è un'onda piana che incide normalmente sull'interfaccia tra lo spazio libero e la struttura.

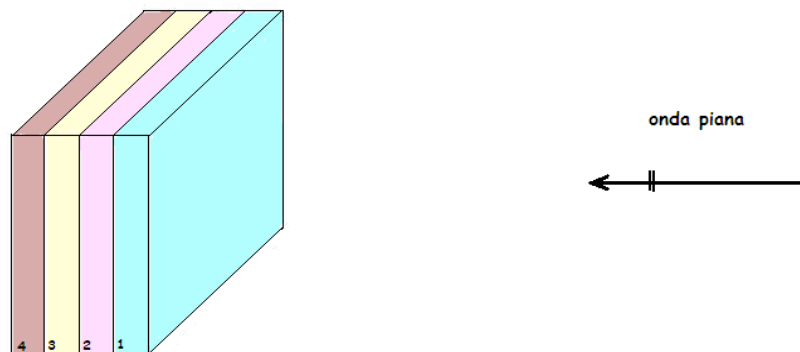


Fig. 2.2: configurazione della struttura simulata. I quattro strati hanno lo stesso spessore, ma differenti costanti dielettriche ($\epsilon_{r_1} = 8.5, \epsilon_{r_2} = 9, \epsilon_{r_3} = 1, \epsilon_{r_4} = 7$)

In Fig. 2.3 è mostrata l'ampiezza del coefficiente di riflessione all'interfaccia calcolata sia con il solver che con HFSS. I due risultati concordano molto bene e questo dimostra, almeno in questo caso, l'attendibilità del solver.

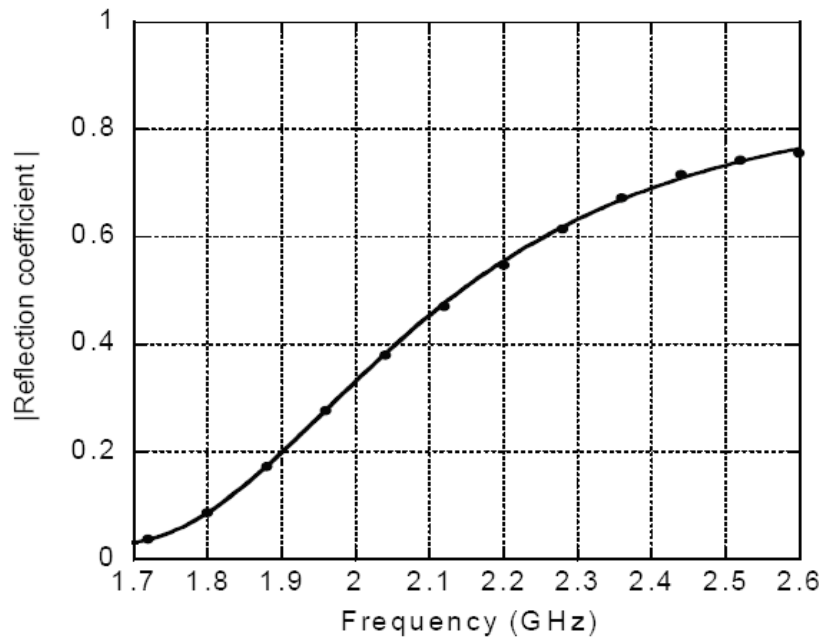


Fig 2.3: confronto tra i coefficienti di riflessione ottenuti investendo con un onda piana la struttura di Fig. 2.2. Il range di frequenze va da 1.7 GHz a 2.6 GHz. L'incidenza dell'onda è normale. La linea continua indica i risultati ottenuti con il solver mentre i punti rappresentano i risultati ottenuti con HFSS.

Una seconda simulazione prevede una configurazione composta da una singola lastra di plexiglas ($\epsilon_r = 2.0$) ancora di spessore 1 cm ed estensione trasversa infinita (Fig. 2.4).

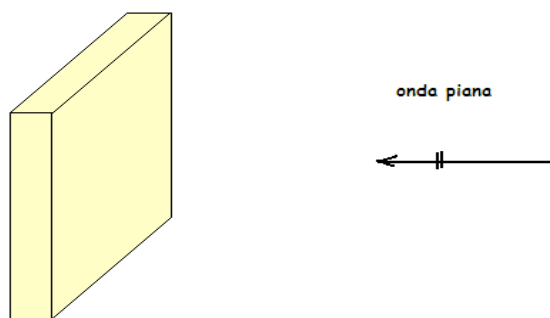


Fig. 2.4: configurazione della struttura simulata: singola lastra di plexiglas

In Fig. 2.5 si può osservare il confronto dei risultati:

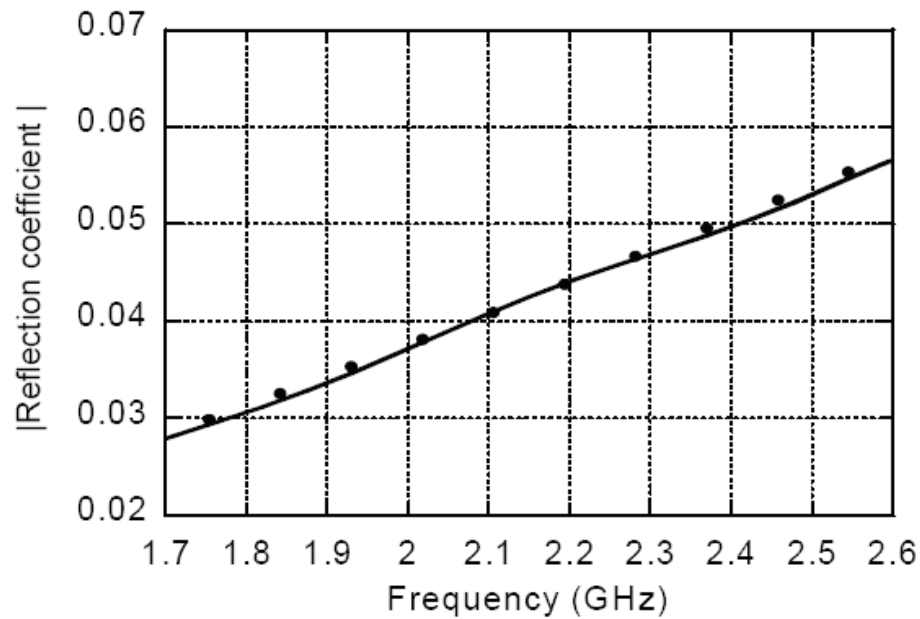


Fig. 2.5: confronto tra il coeff. di riflessione per la singola lastra di plexiglas ($\epsilon_r = 2.0$) valutato dal solver (linea continua) e da HFSS (punti)

Per la valutazione della fase del coefficiente di riflessione si è fatto uso di un ulteriore codice, Ansoft Designer, non descritto nel precedente paragrafo poiché non da me personalmente utilizzato. (La scelta di utilizzare un altro codice per il calcolo della fase è dovuta alle performance dei metodi numerici su cui si basano i solver; Designer ha dimostrato una maggiore affidabilità nella valutazione delle risposte in fase, presentando minori instabilità numeriche).

In questo caso la configurazione sotto analisi è una lastra di allumina ($\epsilon_r = 8.5$) di spessore 1 cm (Fig. 2.6).

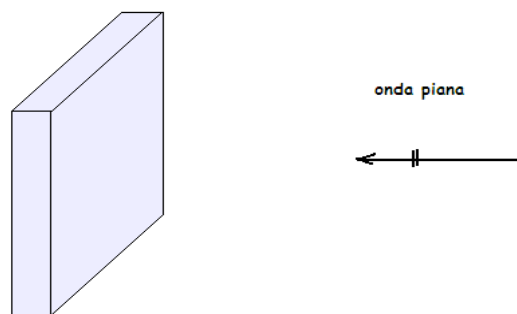


Fig. 2.6: configurazione simulata: singola lastra di allumina ($\epsilon_r = 8.5$)

Anche in questo caso l'estensione sul piano ortogonale all'onda incidente è infinita. Riportiamo i risultati in Fig. 2.7.

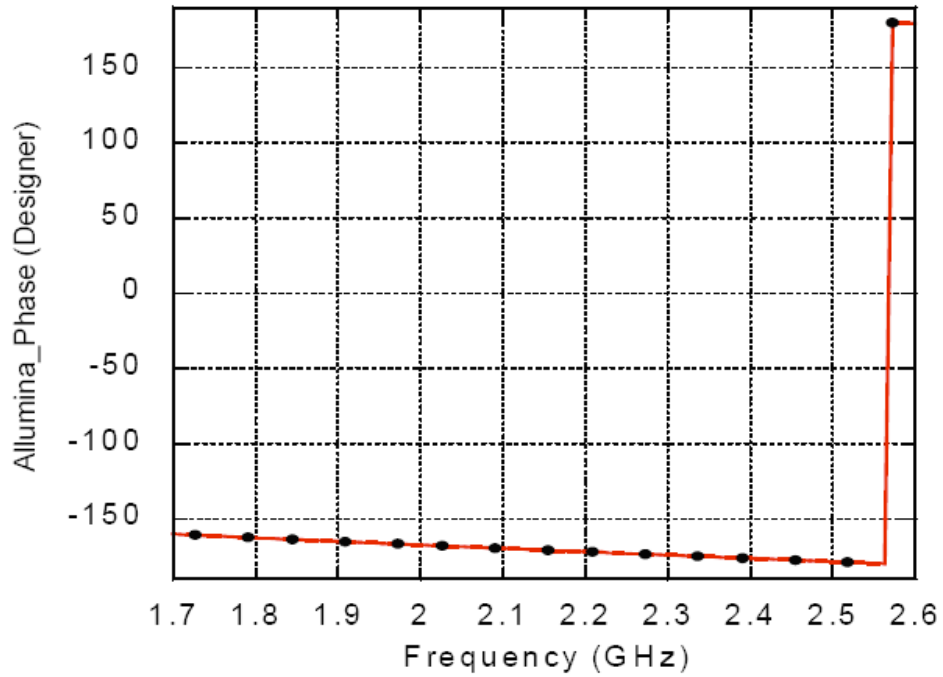


Fig. 2.7: confronto tra le fasi del coefficiente di riflessione nel caso di una lastra di allumina. La linea rossa continua rappresenta la fase calcolata utilizzando il solver, mentre i punti neri rappresentano la soluzione ottenuta con Designer

Questi confronti ci consentono di affermare l'affidabilità del solver in esame nel calcolo sia dell'ampiezza che della fase del coefficiente di riflessione, data la quasi totale concordanza dei risultati ottenuti utilizzando i codici commerciali.

Capitolo 3

Misure

Una seconda validazione dell'affidabilità del solver è stata tentata anche mediante due distinte campagne di misura, per meglio capire i limiti del codice numerico quando le assunzioni fondamentali che ne giustificano l'applicabilità non possono essere rigorosamente soddisfatte.

In questo capitolo descriveremo il banco di prova allestito per le misure, con particolare attenzione alle caratteristiche dell'antenna utilizzata come illuminatore per gli oggetti sotto esame. Riporteremo poi i risultati ottenuti nei diversi casi analizzati con le misure e i rispettivi confronti con i risultati prodotti dal solver.

3.1 Sistema di misura

In Fig. 3.1 è mostrato uno schema del banco di prova allestito per le misure costituito da un analizzatore vettoriale di reti collegato a un'antenna a tromba che funge da illuminatore per i campioni sotto test, posizionati di volta in volta al di sopra di un pannello ricoperto con materiale assorbente, necessario a garantire la minimizzazione della potenza riflessa dall'ambiente circostante al bersaglio.



Fig. 3.1: banco di misura per la raccolta dei dati in ambiente reale

3.1.1 L'analizzatore vettoriale di reti HP 8753b

L'analizzatore vettoriale di reti (VNA: *Vector Network Analyzer*), da noi utilizzato è stato un HP 8753b con banda da 300 KHz a 3GHz, kit di calibrazione N – 50 Ohm, e set di misura T/R HP85044A. In Fig. 3.2 è mostrato lo schema del set di misura collegato allo strumento, mentre nel capitolo 6 si descrive in generale il principio di funzionamento e l'uso di un VNA.

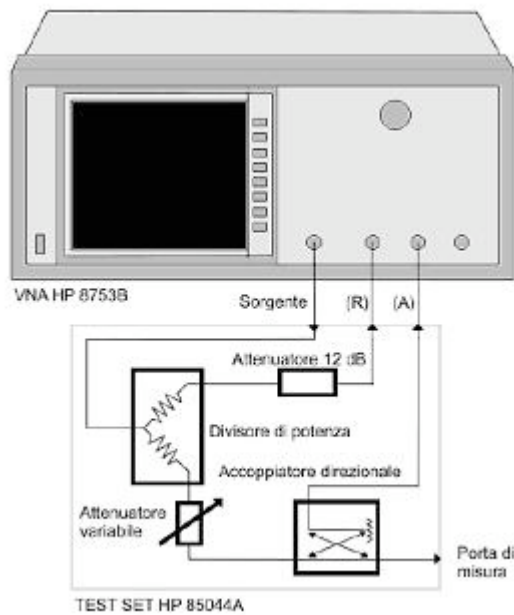


Fig. 3.2: VNA HP 8753B e Test Set HP85044A

Utilizzando un VNA di questo tipo, le misure sono ripetute entro una banda e per un numero di frequenze selezionabili dall'operatore, e presentate sullo schermo sotto forma di grafici di vario tipo. Caratteristica assai utile dello strumento è poi quella di consentire la memorizzazione delle misure di sfondo, per poterne poi effettuare la sottrazione a tutte le misure successive.

Le capacità di calcolo dello strumento consentono anche di scegliere il formato di presentazione dei risultati (diagrammi cartesiani lineari o logaritmici, diagrammi polari, carta di Smith, ecc.) e, attraverso l'interfaccia IEEE488 (un comune protocollo di comunicazione adoperato per la strumentazione di laboratorio), di collegare lo strumento a un calcolatore per effettuare l'acquisizione, la memorizzazione ed l'elaborazione dei dati.

3.1.2 L'antenna

L'antenna utilizzata come illuminatore per gli oggetti sotto esame è un'antenna a tromba piramidale WAVETRONICS 6002-00, con banda compresa tra 1.7 GHz e 2.6 GHz, mostrata in foto nella Fig. 3.3. Riportiamo nel capitolo 5 delle Appendici le peculiarità di questo tipo di antenne, che fanno parte delle cosiddette antenne ad apertura.

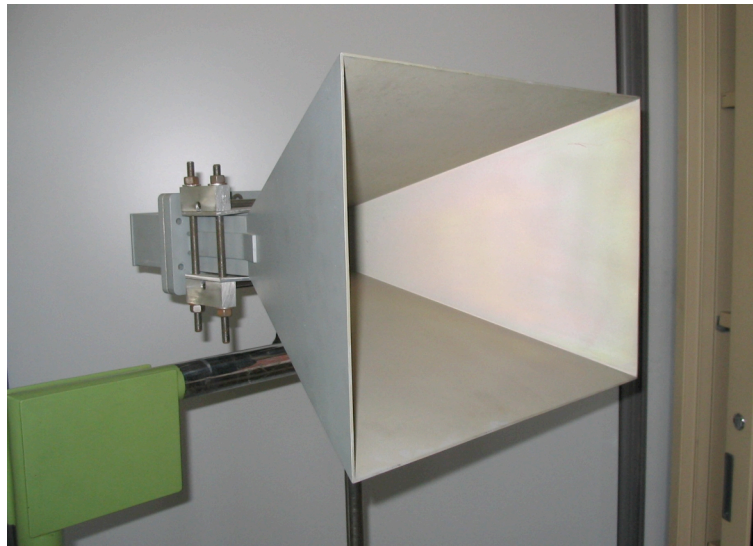


Fig.3.3: antenna a tromba WAVETRONICS 6002-00

Le figure 3.4 e 3.5 mostrano in dettaglio le caratteristiche geometriche dell'antenna, mentre nelle figure 3.6-3.11 si possono osservare la direttività ed il campo elettrico calcolati con i codici HFSS e CST descritti al capitolo precedente.

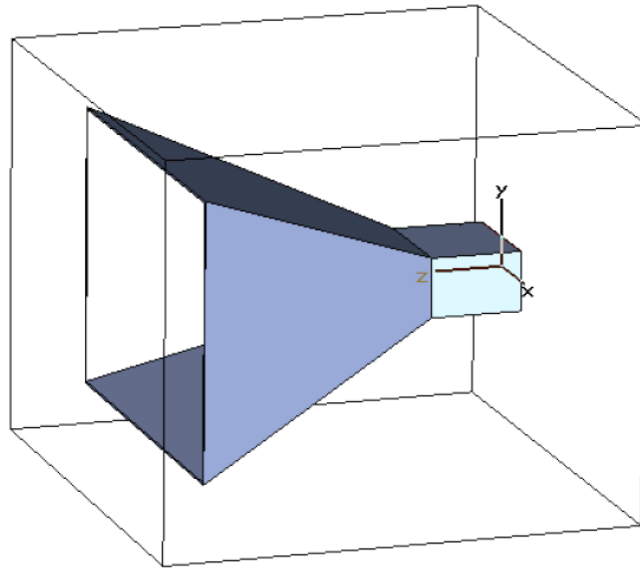


Fig. 3.4: vista tridimensionale dell'antenna a tromba

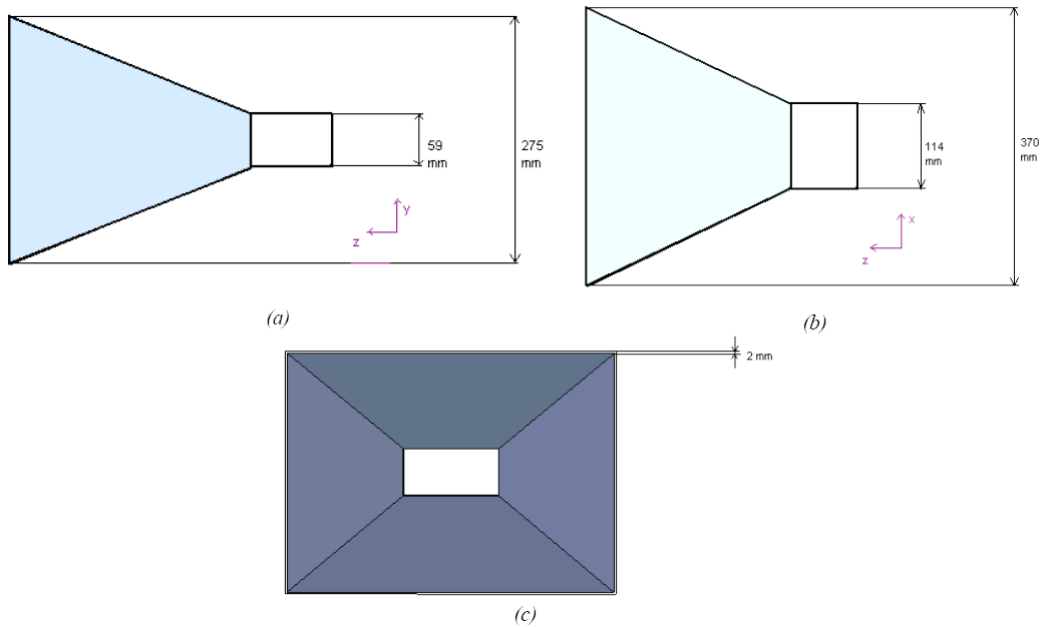


Fig. 3.5: (a) vista sul piano z-y (b) vista sul piano z-x (c) vista sul piano x-y

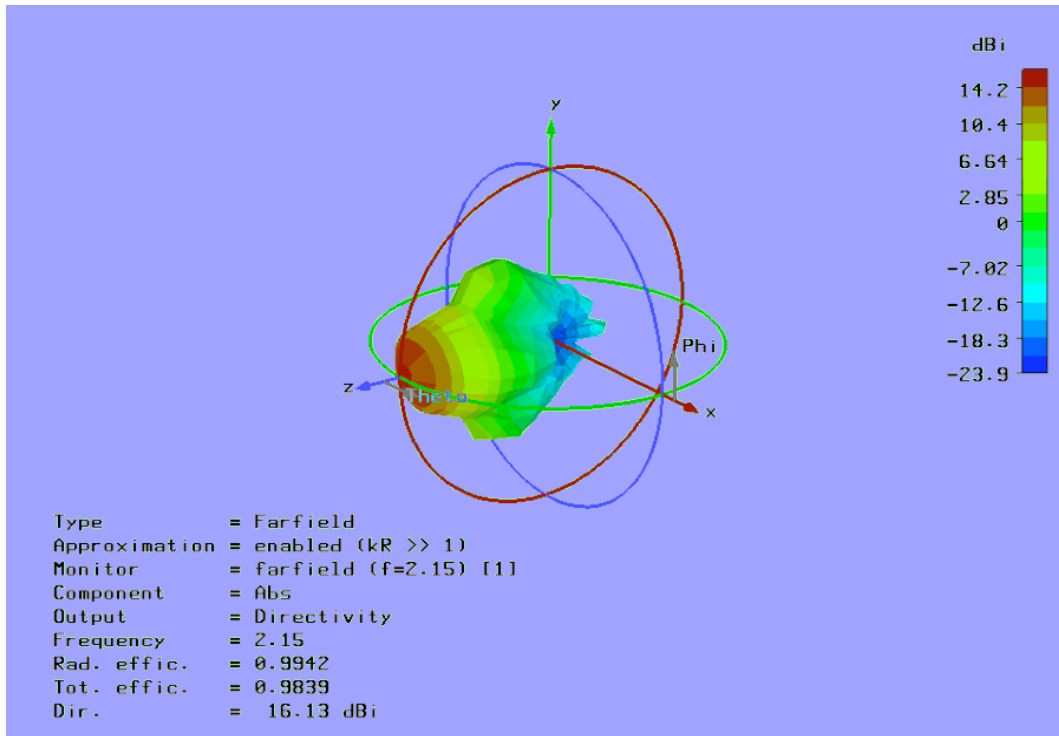


Fig. 3.6: direttività dell'antenna in spazio libero ottenuta con CST: rappresentazione tridimensionale

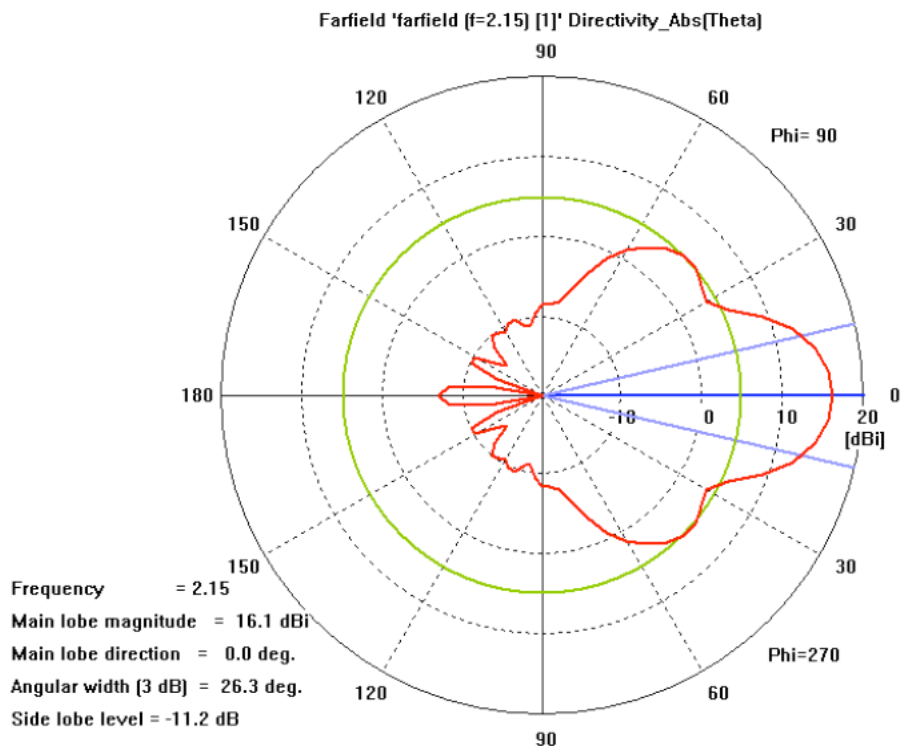


Fig. 3.7: direttività dell'antenna in spazio libero ottenuta con CST: rappresentazione polare

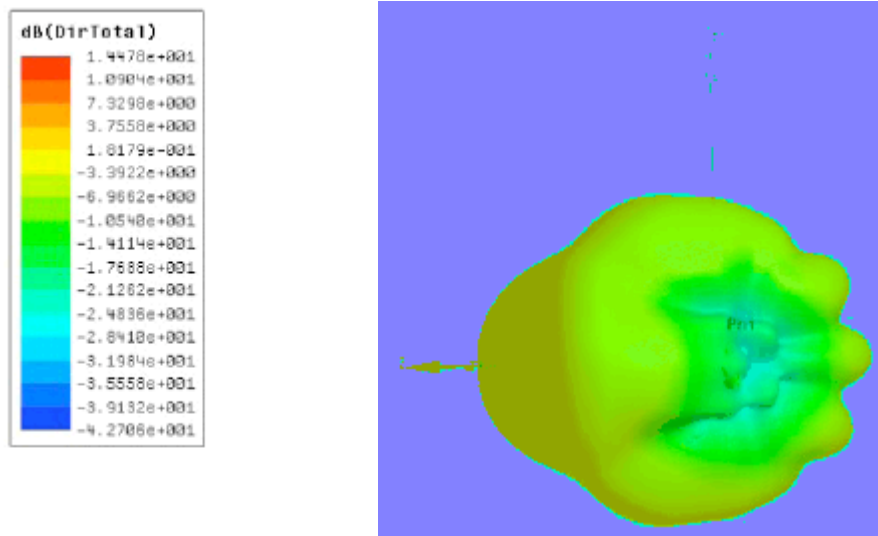


Fig. 3.8: rappresentazione tridimensionale della direttività dell'antenna in spazio libero ottenuta con HFSS

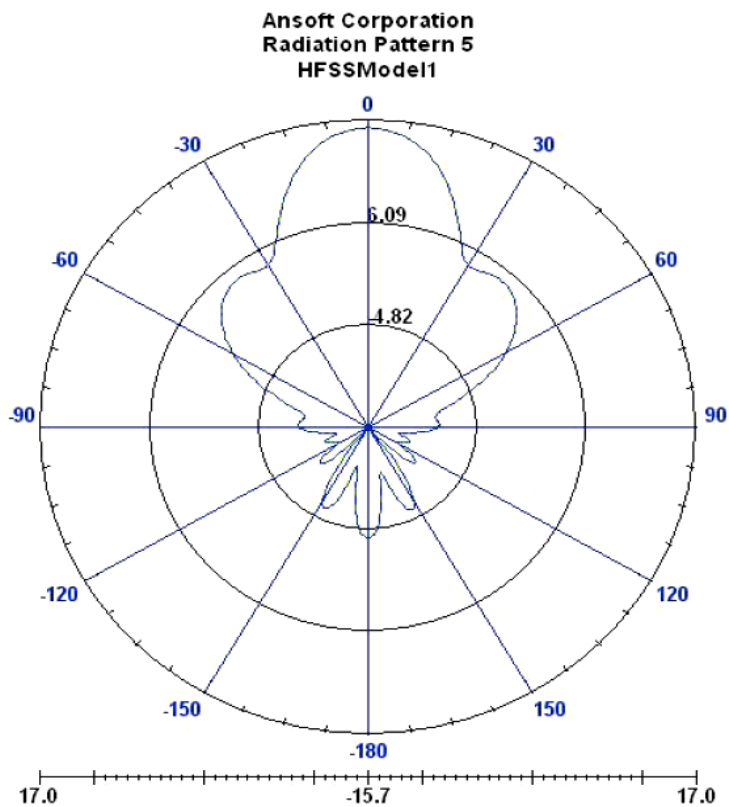


Fig. 3.9: direttività dell'antenna in spazio libero ottenuta usando HFSS: rappresentazione polare (nel piano $\phi=90$ gradi)

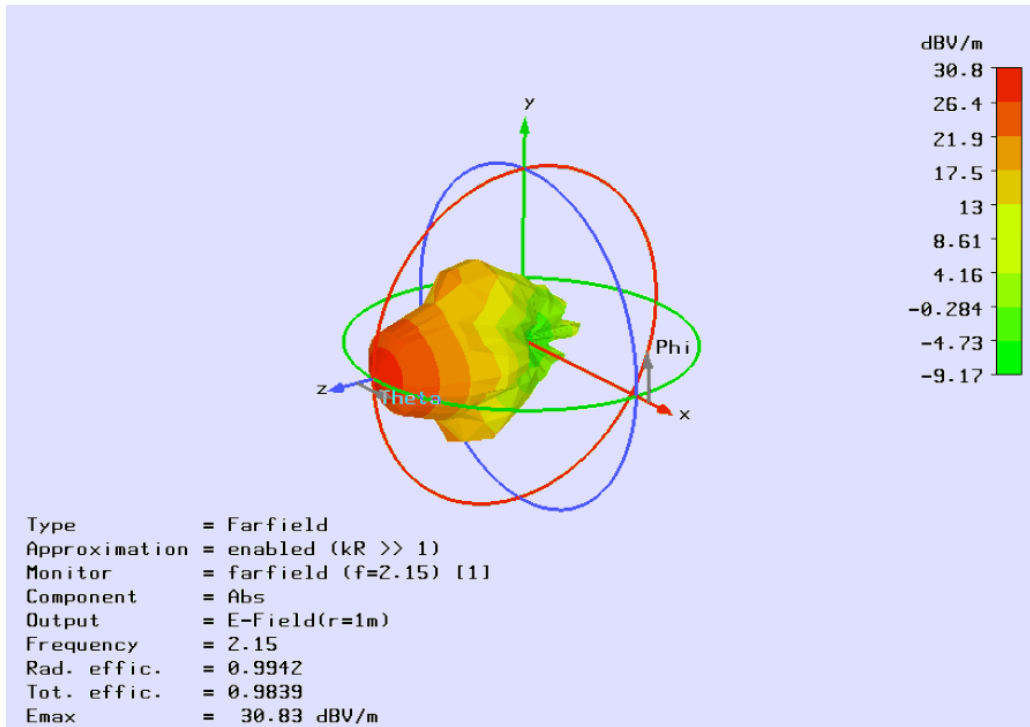


Fig. 3.10: comportamento del campo elettrico dell'antenna calcolato con CST: rappresentazione tridimensionale

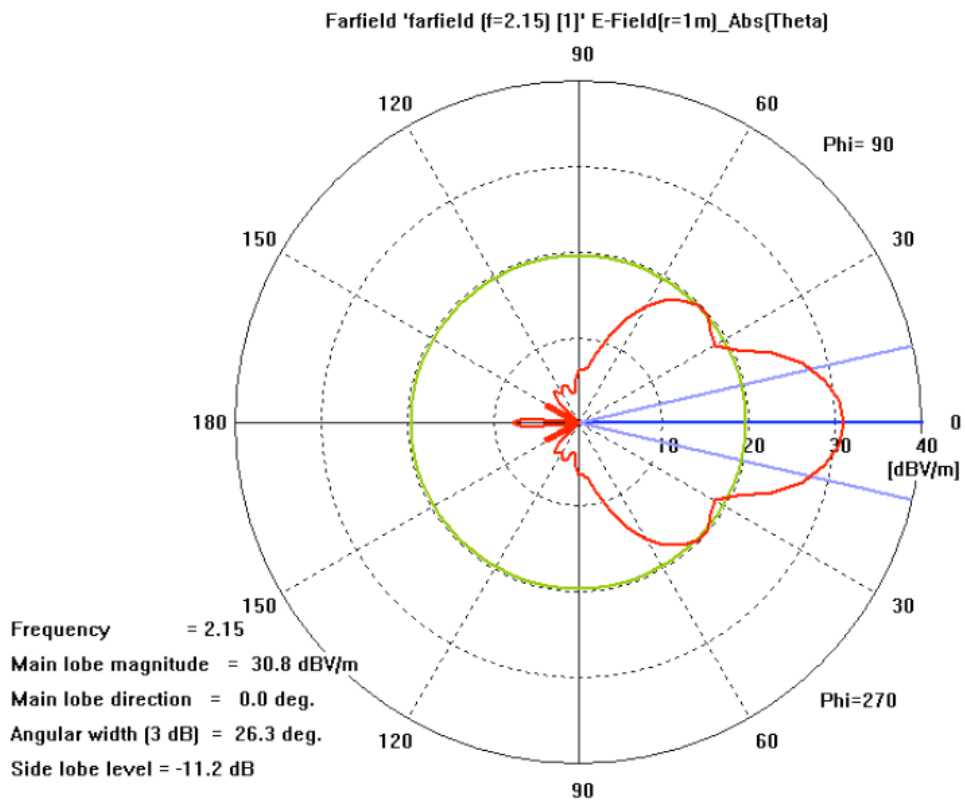


Fig. 3.11: comportamento del campo elettrico dell'antenna calcolato con CST

Come si può osservare, i diagrammi di direttività ricavati con i due diversi codici risultano abbastanza in accordo. La forma dei diagrammi è pressoché identica e gli angoli di apertura a metà potenza sono circa uguali, mentre l'ampiezza del lobo principale differisce di circa $1.5dB$.

Un possibile motivo di tale differenza è da ricercarsi in sottili dissimiglianze tra i due modelli tridimensionali dell'antenna. Infatti, mentre in CST tutto il corpo dell'antenna ha uno spessore di 2 mm, nel caso di HFSS, abbiamo necessariamente ommesso lo spessore del metallo per ragioni computazionali e considerato l'antenna come esclusivamente composta da una superficie di PEC di spessore infinitesimale [8].

3.1.3 Configurazioni dei campioni da testare

Per le misure di test abbiamo usato differenti configurazioni di campioni, ovvero piccole lastre di materiali diversi, di dimensioni pari a 10 cm x 10 cm:

- una lastra di plexiglas ($\epsilon_r = 2.0$) con spessore 1 cm
- una lastra di allumina ($\epsilon_r = 8.5$) dello stesso spessore
- una struttura a tre strati composta da una lastra di allumina, una lastra di plexiglas ed un'altra di allumina, ciascuna dello spessore di 1 cm

Dopo la calibrazione dell'analizzatore (procedura volta a migliorare l'accuratezza delle misure) abbiamo misurato lo scattering prodotto dallo sfondo (senza alcuna lastra) per poi sottrarre il suo contributo a tutte le altre misure. Come ulteriore operazione preliminare, abbiamo misurato il campo scatterato da una lastra di PEC della stessa dimensione delle lastre in esame, e lo abbiamo preso come riferimento per la normalizzazione della potenza riflessa. Nel caso del PEC infatti, ci aspettiamo il contributo massimo di potenza riflessa, e risulta quindi utile esprimere le varie misure in rapporto al caso PEC, per meglio capire il senso dei

risultati ottenuti. Grazie a questa misura siamo quindi in grado di normalizzare, per ogni frequenza, il valore del coefficiente di riflessione, e questo ci permette di confrontare questi risultati con quelli forniti dal solver nel caso ideale.

Sono state effettuate due campagne di misura distinte, in due diverse giornate.

La prima campagna comprende le misure del coefficiente di riflessione per il caso della singola lastra di plexiglas, della singola lastra di allumina, e per il caso di assenza di lastre (unico contributo dello sfondo). In essa è stata effettuata una singola calibrazione.

La seconda campagna comprende due set di misure, ognuna con la propria calibrazione, comprendenti il caso della singola lastra di plexiglas, della singola lastra di allumina, della struttura a tre strati allumina-plexiglas-allumina, della singola lastra di PEC ed il caso in assenza di oggetto. La scelta di effettuare un secondo set di misure è stata fatta per avere una sorta di “controllo” sui risultati ottenuti nel primo set.

Nei successivi paragrafi riportiamo i risultati ottenuti per il calcolo del modulo e della fase del coefficiente di riflessione per i casi appena citati, e i rispettivi confronti con i risultati prodotti dal solver.

3.2 Misure in assenza di oggetto (sfondo)

Il campo diffuso calcolato dal solver è quello che l’oggetto sotto misura produrrebbe qualora fosse isolato nello spazio. In ogni situazione reale, misurare questo campo direttamente è ovviamente impossibile per la presenza di tutti gli altri oggetti che circondano il pezzo in esame. Una maniera di ridurre questo contributo di “sfondo” è quella di eseguire le misure in un ambiente anecoico, ovvero in una camera in cui le pareti e tutte le strutture interne sono ricoperte di materiali che assorbono e dissipano i campi elettromagnetici. Questa opzione è percorribile quando le misure reali devono essere fatte in laboratorio. In ogni altro caso i valori misurati saranno contaminati da valori di sfondo, anche di ampiezza

maggiore di quella del segnale utile. In ogni modo, una certa contaminazione è presente anche in misure prese in camera anecoica. Nel nostro caso abbiamo realizzato il sistema di misura all'esterno, in modo da raccogliere riflessioni non volute solo dal pavimento e non anche dalle pareti, ed abbiamo ricoperto il supporto dei pezzi sotto misura con pannelli anecoici. Nel caso in cui l'ambiente circostante non subisca variazioni durante lo svolgimento delle misure, un'ulteriore accorgimento per la riduzione dello sfondo è quello di eseguire le misure in assenza del pezzo, memorizzarne i risultati a tutte le frequenze e quindi sottrarre questi valori alle misure fatte con il pezzo sotto esame in posizione. È quello che abbiamo fatto nelle nostre due campagne di misura dopo la calibrazione dello strumento. I risultati (in sola ampiezza) sono mostrati in Fig. 3.12 per la seconda campagna, e in fig. 3.13 per la prima campagna.

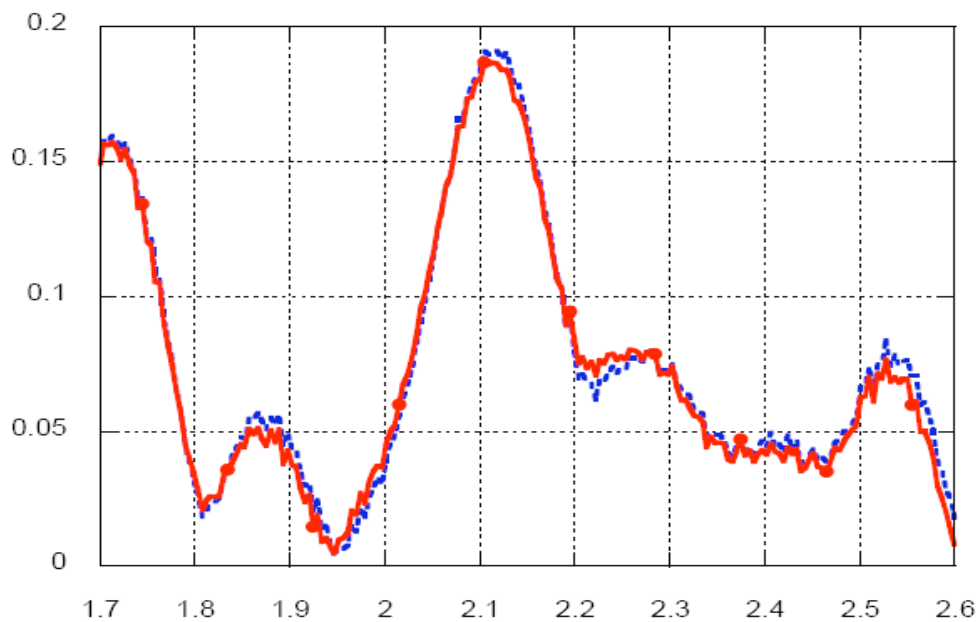


Fig. 3.12: confronto tra l'ampiezza del coefficiente di riflessione misurato in assenza di oggetto nella seconda campagna di misure, per le due diverse calibrazioni dello strumento corrispondenti ai due diversi set di misure (linea rossa continua con punti e linea blu tratteggiata)

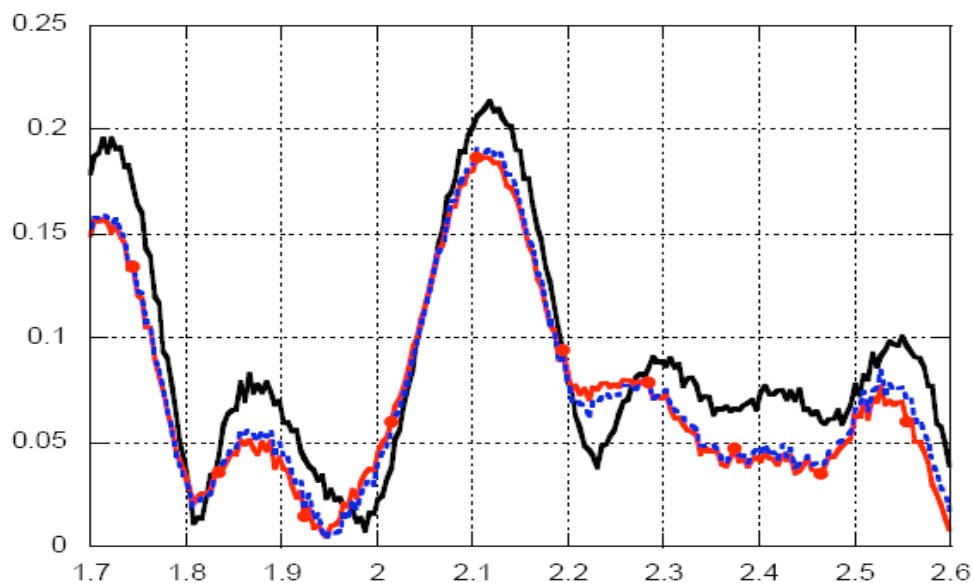


Fig. 3.13: confronto tra le ampiezze dei coefficienti di riflessione in assenza di oggetto ottenuti nella prima e nella seconda campagna di misura (rispettivamente, nero e rosso-blu)

Come si osserva dai grafici, le differenze tra i due set di misura della seconda campagna (linee rosse e blu) sono minime. I risultati della prima e seconda campagna sono invece leggermente diversi. Ciò può essere giustificato dalle variazioni delle condizioni di misura. Avendo infatti effettuato le misure all'esterno, e in due giornate distinte, inevitabili sono state le variazioni ambientali, nonché l'impossibilità di posizionare l'antenna e il supporto portacampione nelle stesse identiche posizioni.

3.3 Lastra perfettamente conduttrice

Come anticipato, sono state condotte anche misure su una lastra di rame (considerato come un PEC) avente la stessa sagoma degli oggetti dielettrici usati per la validazione del solver, allo scopo di normalizzare i risultati delle misure ed ottenere valori confrontabili tra misure reali e coefficienti di riflessione simulati. In Fig. 3.14 sono mostrati i due coefficienti di riflessione ottenuti nella seconda campagna. L'area della lastra quadrata di PEC è la stessa delle lastre di dielettrico viste precedentemente, ovvero 10 cm x 10 cm. Il contributo dello sfondo è stato

sottratto. In Fig. 3.15 si osserva la fase del coefficiente di riflessione, che è abbastanza vicina a $180^\circ / -180^\circ$ nel range di frequenze interessato. Questo assicura la correttezza del nostro riferimento di fase.

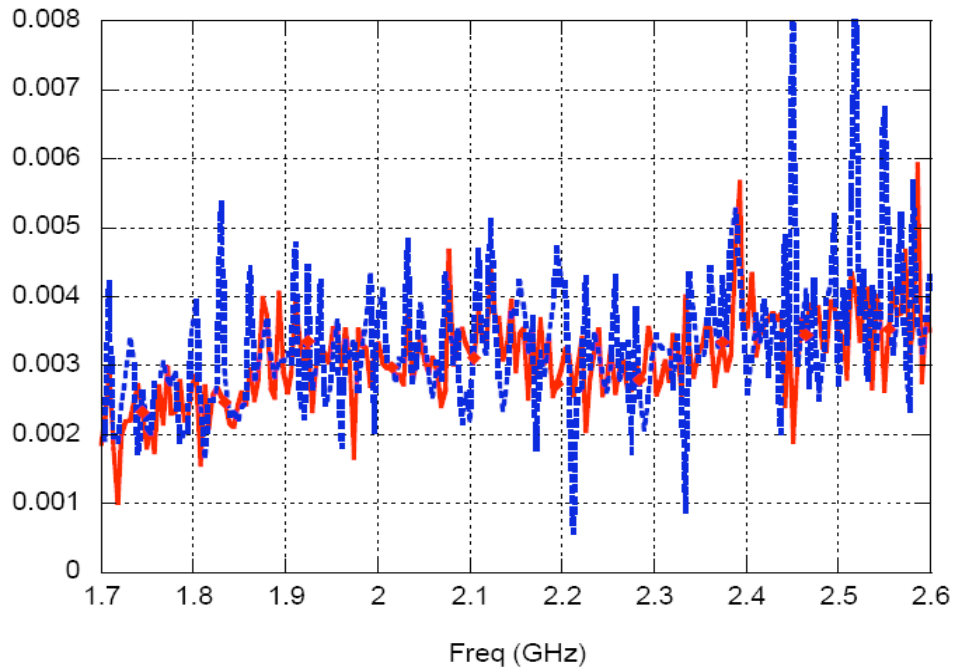


Fig. 3.14: confronto tra l'ampiezza del coefficiente di riflessione per una piastrina di PEC, nel primo (linea rossa continua con punti) e secondo (linea blu tratteggiata) set di misure della seconda campagna

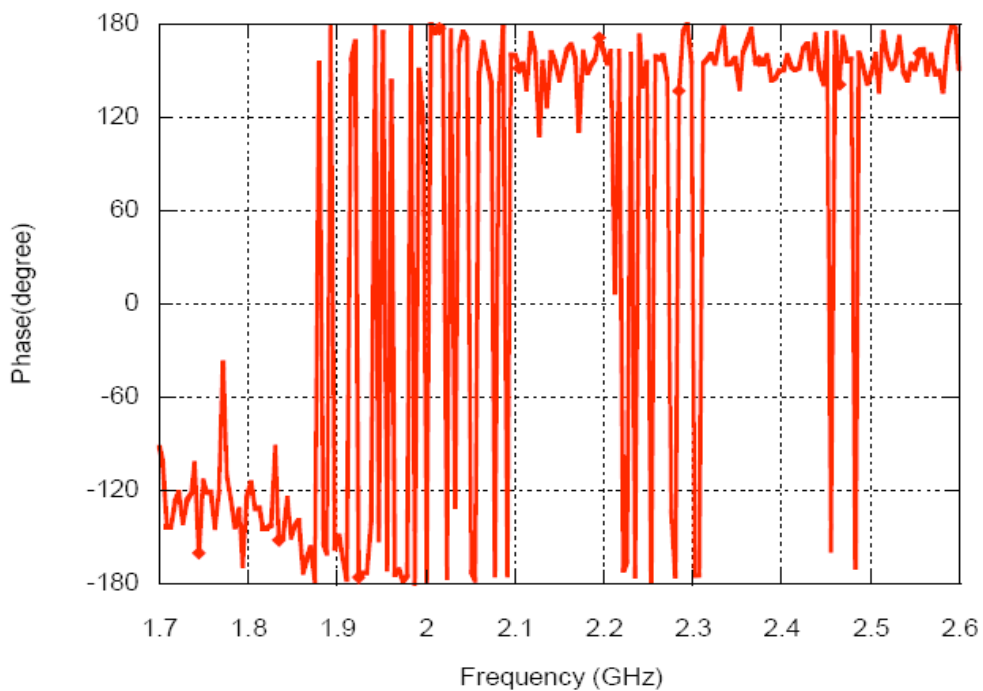


Fig. 3.15: fase del coefficiente di riflessione del secondo set di misure effettuato nella seconda campagna

Come si osserva in Fig. 3.14, le linee blu e rossa presentano differenze, anche se l'andamento è assai simile.

Come già accennato precedentemente, questo è da attribuirsi alle inevitabili variazioni delle condizioni di misura e alla loro scarsa ripetibilità.

3.4 Misure su singola lastra di plexiglas

Effettuate le misure preliminari descritte ai precedenti paragrafi, siamo passati al caso di una singola lastra di plexiglas ($\epsilon_r = 2.0$). In Fig. 3.16 e 3.17 è possibile confrontare i risultati ottenuti nelle due campagne per questo caso (in seguito alla sottrazione del contributo dello sfondo).

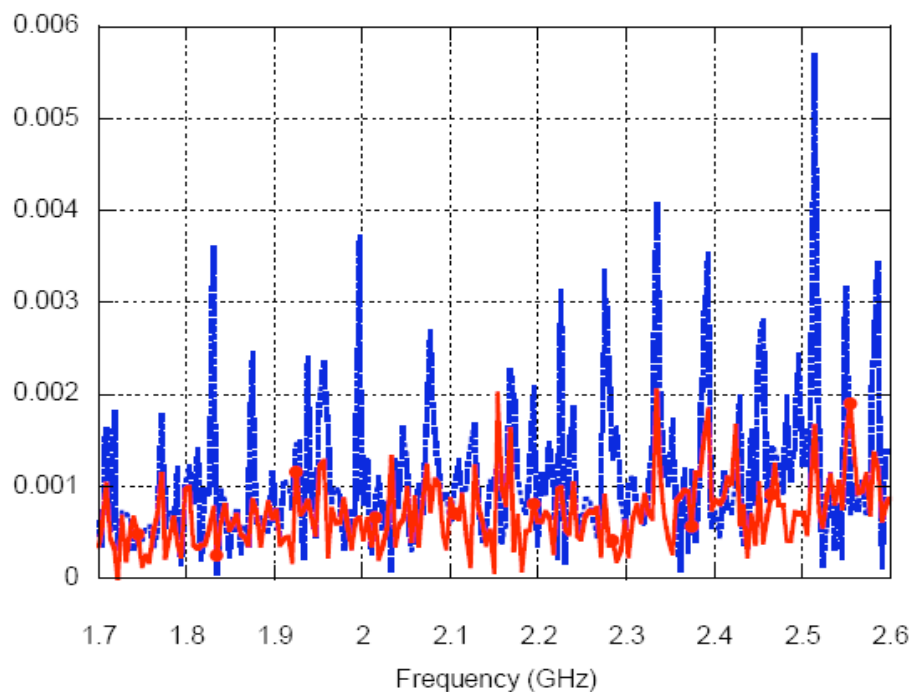


Fig. 3.16: confronto tra il coefficiente di riflessione misurato nel primo (linea rossa continua con punti) e nel secondo set di misure della seconda campagna (linea blu tratteggiata) nel caso di una singola lastra di plexiglas

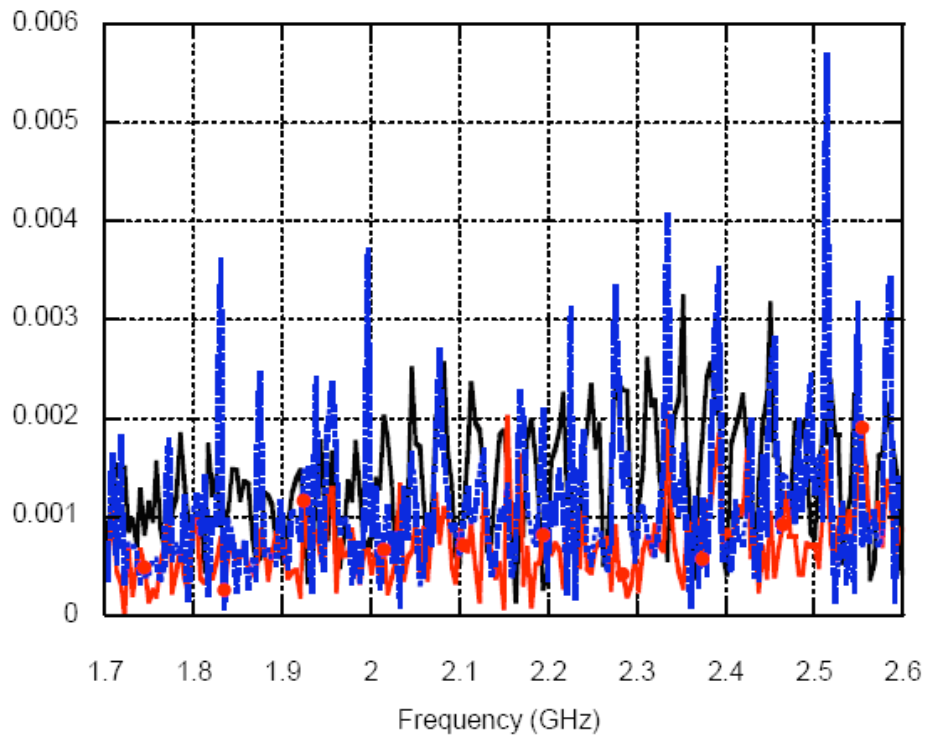


Fig. 3.17: confronto tra la prima campagna (linea nera) e la seconda (linee rossa e blu)

Anche in questo caso valgono le considerazioni fatte per la Fig. 3.14.

Per normalizzare questi dati rispetto al caso del PEC abbiamo fatto ricorso alla seguente formula, in cui f_i è la generica frequenza utilizzata all'interno del range di misura:

$$\Gamma_{norm}(f_i) = \frac{\Gamma_{plex}(f_i)}{\Gamma_{PEC}(f_i)} \quad (3.1)$$

In Fig. 3.18 si vedono le differenze tra le ampiezze del coefficiente di riflessione calcolato e quello misurato. In Fig. 3.19 è riportato il confronto tra le due fasi.

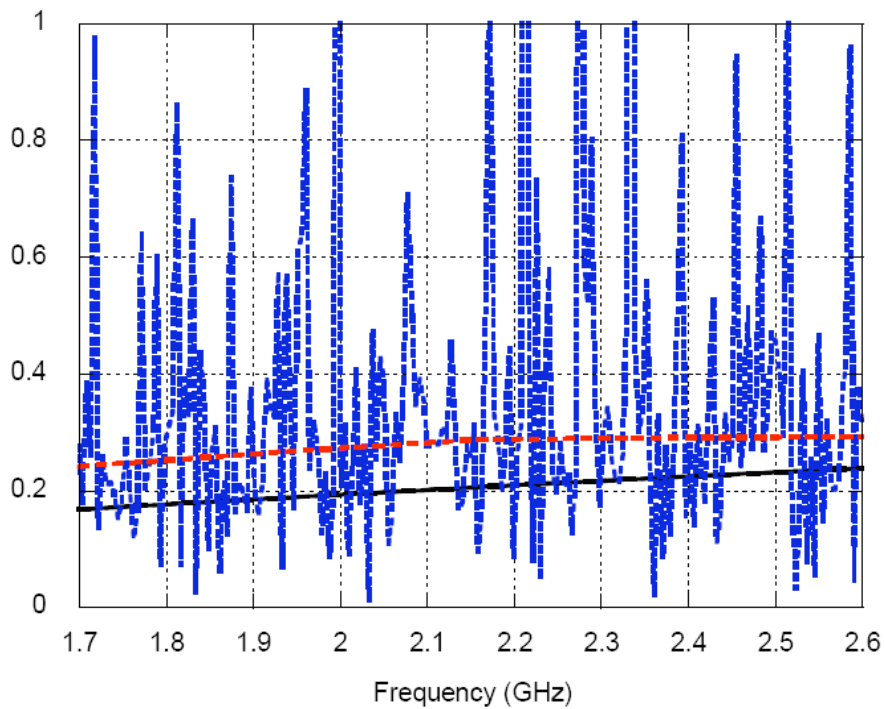


Fig. 3.18: confronto tra l'ampiezza del coefficiente di riflessione normalizzato nel caso di singola lastra di plexiglas: solver (nero), misure normalizzate (tratteggio blu), versione mediata dei dati misurati (rosso).

Come si nota da entrambi i grafici, le differenze tra i dati simulati e misurati sono evidenti, benché l'andamento sia simile. Questo problema ricorrerà un po' in tutti i casi analizzati ed è dovuto alle particolari condizioni di misura, le cui caratteristiche risultano ben lontane dalle assunzioni iniziali del solver.

Ci riferiamo in particolar modo alla dimensione dei campioni (10 cm x 10 cm), troppo lontana dall'ipotesi di estensione infinita del mezzo, su cui il solver si basa.

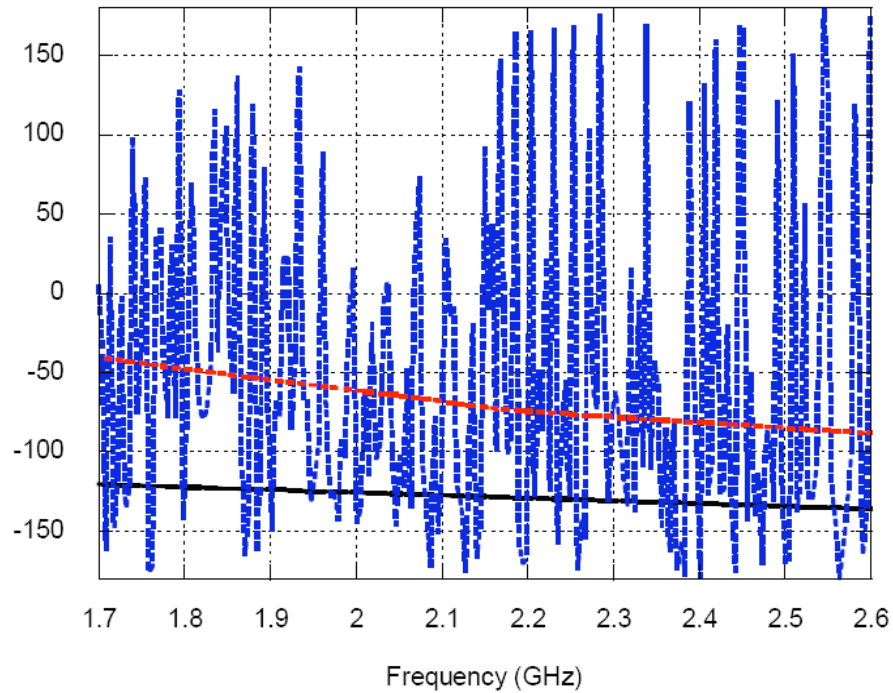


Fig. 3.19: confronto tra le fasi del coefficiente di riflessione normalizzato nel caso di singola lastra di plexiglas: solver (nero), misure normalizzate (blu tratteggiato), versione mediata dei dati misurati (rosso)

3.5 Misure su singola lastra di allumina

Abbiamo poi analizzato i risultati delle misure ottenute da una singola lastra di allumina ($\epsilon_r = 8.5$). Le Fig. 3.20 e 3.21 mostrano il confronto tra i risultati medi ottenuti in questo caso nelle due campagne.

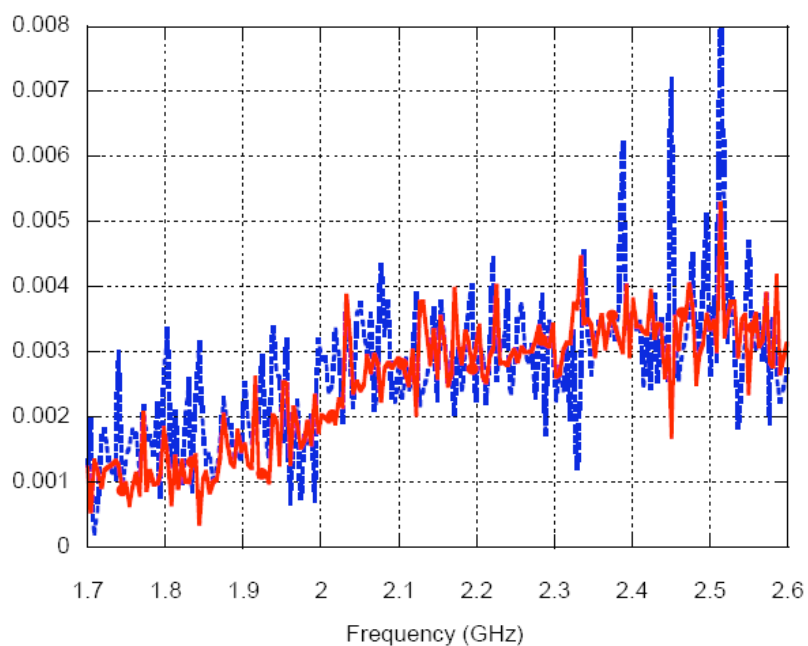


Fig. 3.20: confronto tra l'ampiezza del coefficiente di riflessione ottenuto nel caso di singola lastra di allumina nel primo (linea rossa continua con punti) e nel secondo set di misure della seconda campagna (linea blu tratteggiata)

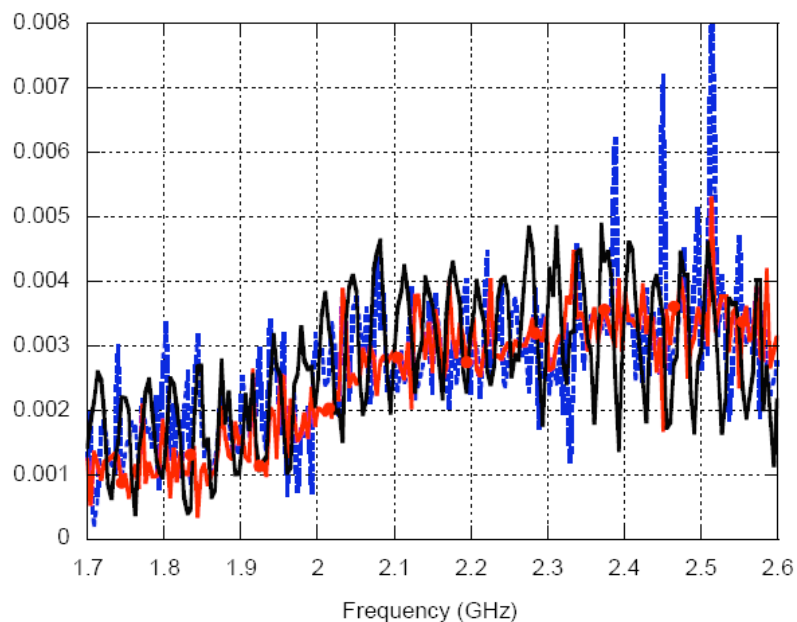


Fig. 3.21: confronto tra i risultati nel caso di singola lastra di allumina ottenuti nella prima campagna (nero) e nella seconda campagna (rosso e blu)

In Fig. 3.22 si può confrontare il modulo del coefficiente di riflessione calcolato con quello misurato. Le differenze tra le fasi sono mostrate in Fig. 3.23. Le considerazioni sono pressoché analoghe a quelle del precedente caso analizzato,

con un ulteriore aumento delle differenze tra dati simulati e misurati, in particolare nel caso dell'analisi in ampiezza.

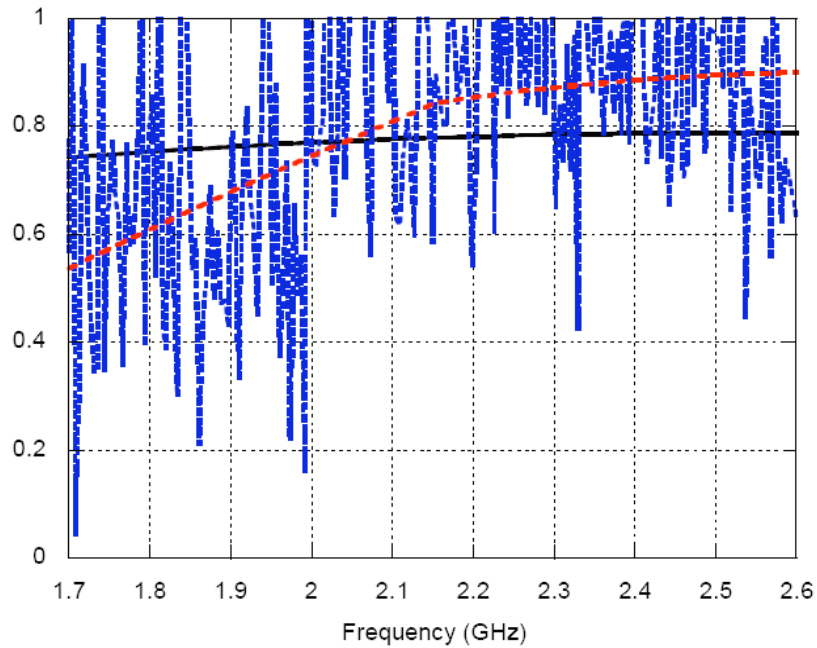


Fig. 3.22: confronto tra le ampiezze del coefficiente di riflessione normalizzato ottenuto nel caso di singola lastra di allumina: solver (nero), misure normalizzate (blu tratteggiato), versione mediata dei dati misurati (linea rossa tratteggiata)

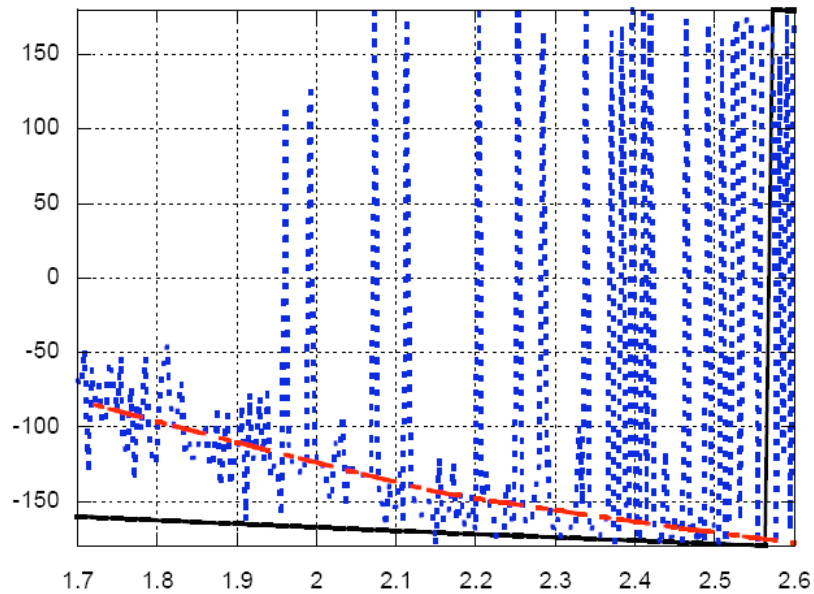


Fig. 3.23: confronto tra le fasi del coefficiente di riflessione normalizzato ottenute nel caso di singola lastra di allumina: solver (linea nera), misure normalizzate (linea blu tratteggiata), versione mediata dei dati misurati

3.6 Misure su sandwich allumina-plexiglas-allumina

L'ultimo caso analizzato è quello di un mezzo a tre strati composto da una lastra di plexiglas posta tra due lastre di allumina. Ciascuna lastra è spessa un centimetro. In Fig. 3.24 si possono osservare i risultati ottenuti nella seconda campagna per questo caso.

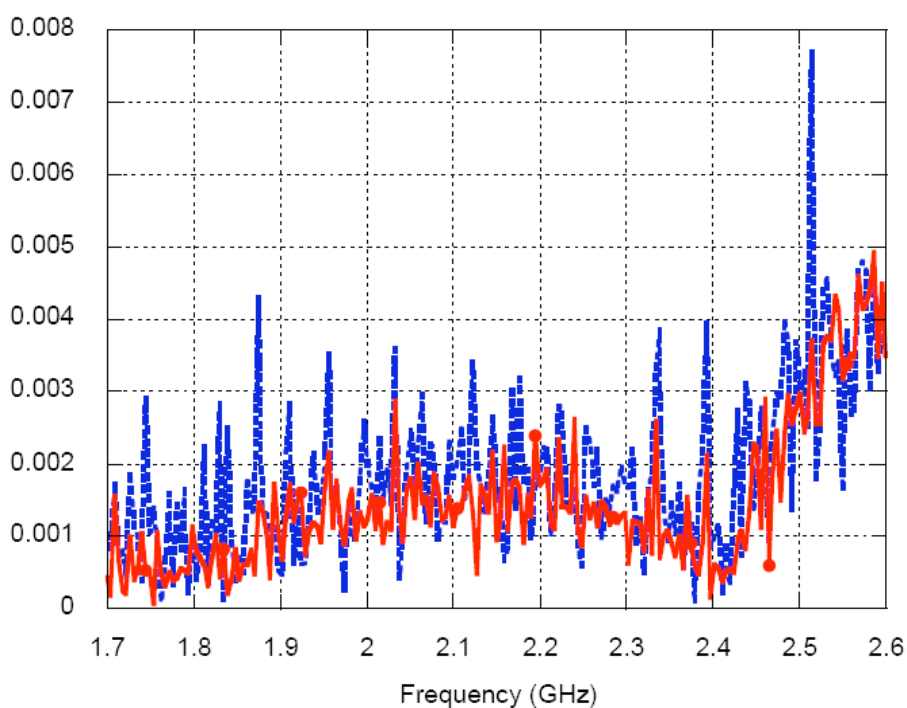


Fig. 3.24: Confronto tra le ampiezze del coefficiente di riflessione ottenuto nel caso di sandwich allumina-plexiglas-allumina nel primo (linea rossa continua con punti) e nel secondo (linea blu tratteggiata) set di misure della seconda campagna

Come nel caso precedente, è riportato il comportamento dell'ampiezza del coefficiente di riflessione calcolato, assieme a quello misurato (Fig. 3.25). Il confronto tra le fasi è mostrato in Fig. 3.26.

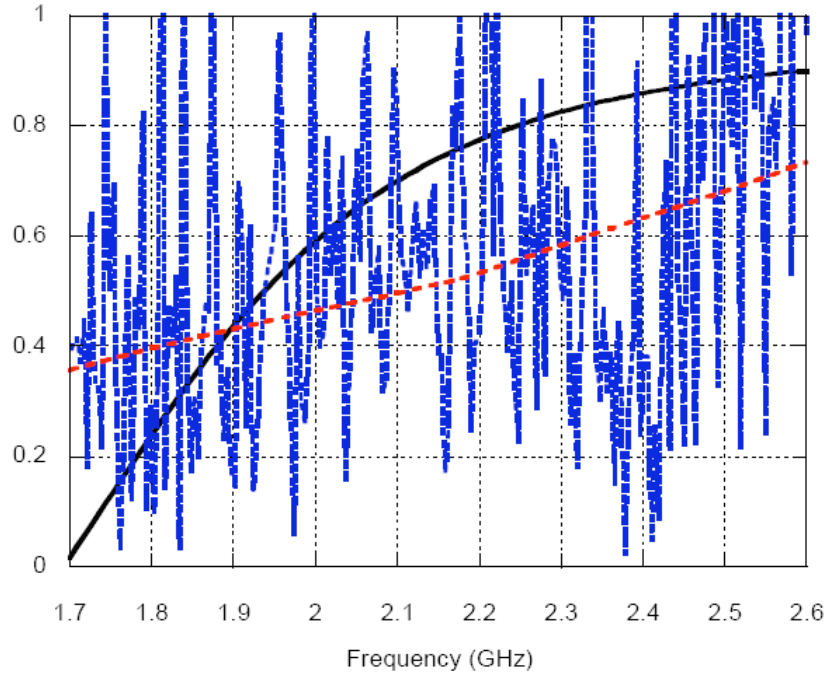


Fig. 3.25: confronto tra l'ampiezza del coefficiente di riflessione normalizzato: solver (nero), misure normalizzate (blu tratteggiato), versione mediata dei dati misurati (rosso tratteggiato)

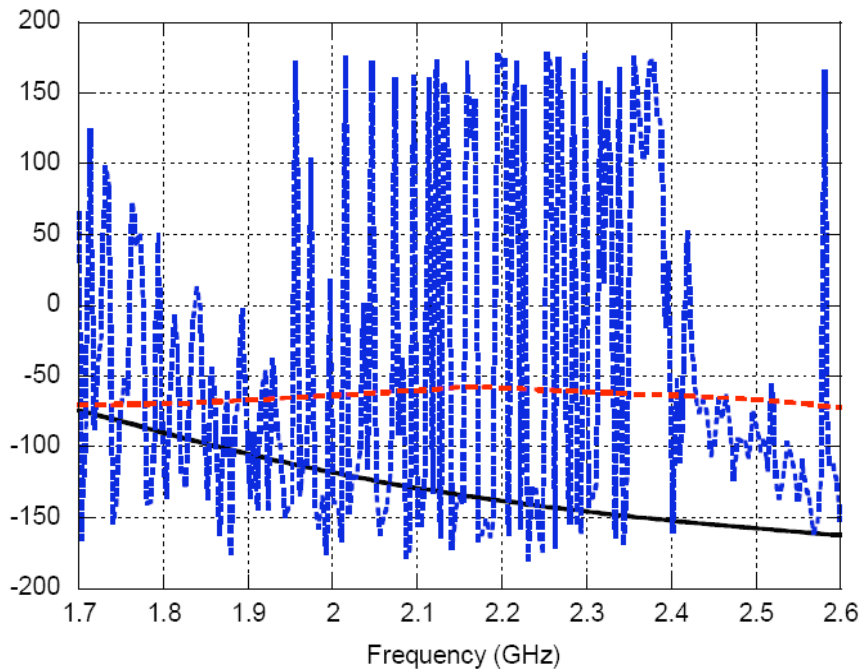


Fig. 3.26: confronto tra la fase del coefficiente di riflessione normalizzato: solver (nero), misure normalizzate (linea blu tratteggiata , versione mediata dei dati misurati (linea rossa tratteggiata)

Come previsto, essendo aumentata in questo caso la complessità della struttura del campione in esame, si osserva un ulteriore peggioramento dei risultati, inteso in termini di maggiori differenze tra dati simulati e misurati. In questo caso infatti persino l'andamento sia del modulo che della fase del coefficiente di riflessione risulta diverso, e si nota infatti un'intersezione delle rispettive curve.

Conclusioni

I risultati ottenuti utilizzando il solver concordano perfettamente con quelli dei due codici commerciali utilizzati come riferimento. Questo prova quindi l'affidabilità del solver proposto nel caso in cui le condizioni di misura si avvicinino alle condizioni ideali di onda piana e incidenza normale.

Risultano invece assai evidenti le differenze tra i dati simulati e misurati. Per spiegare questo risultato, bisogna tener conto delle particolari modalità di misura adottate al fine di soddisfare al massimo possibile le assunzioni iniziali. Innanzitutto, si è cercato di mantenersi vicini al caso di onda incidente piana ponendo la struttura sotto test nella zona di campo lontano dell'antenna. Se tuttavia in tal modo si riesce a minimizzare la deviazione dalla planarità dell'onda incidente, questo requisito è nella pratica in contrasto con quello di estensione infinita della struttura sotto test. Infatti, più esteso è l'oggetto illuminato maggiori saranno le deviazioni dalla planarità dell'onda incidente. Nel nostro caso, sia per ovviare a questo inconveniente sia per motivi legati alla disponibilità sul mercato di campioni dalle caratteristiche elettromagnetiche ben controllate, le dimensioni trasversali degli oggetti utilizzati sono risultate sicuramente ben lontane dal giustificare l'ipotesi di estensione infinita. Inoltre, la ridotta estensione dei campioni ha prodotto una potenza del campo retrodiffuso così bassa da pregiudicare l'accuratezza e la ripetibilità delle misure.

Vanno inoltre considerate le modifiche subite dalle condizioni di misura. Avendo effettuato due campagne di misura in esterno, in due giornate distinte, non si possono non considerare gli inevitabili cambiamenti dell'ambiente, ma soprattutto l'impossibilità di riprodurre in maniera perfettamente identica il posizionamento della strumentazione e dei campioni.

Tutto questo ha fatto sì che, nell'elaborazione dei risultati, gli andamenti del modulo e della fase dei coefficienti di riflessione misurati nei diversi set di misura non coincidano perfettamente, ed in particolare, ha fatto riscontrare notevoli differenze tra l'andamento dei risultati prodotti dal solver e quello dei dati misurati. Il caso migliore si è rivelato quello della singola lastra di plexiglas, Passando poi al caso dell'allumina si riscontra un primo peggioramento fino ad arrivare al caso della struttura a tre strati allumina-plexiglas-allumina in cui, visto

l'aumento della complessità della struttura, la discordanza tra dati simulati e misurati risulta ancor maggiore.

A fronte della scarsa accuratezza delle misure, e dei conseguenti risultati non soddisfacenti, misure successive [12][13] sono state realizzate con campioni di estensione maggiore, come 1m×1m. Queste misure hanno prodotto risultati più aderenti alle previsioni del solver analizzato.

5 Appendice

Antenne a tromba rettangolari

Le antenne a tromba rettangolari sono un esempio di antenne ad apertura, ovvero antenne in cui la potenza viene immessa nello spazio mediante aperture di grandi dimensioni (rispetto a λ , lunghezza d'onda) attraverso cui fluiscono le onde elettromagnetiche. Sono comunemente usate nella regione delle microonde attorno a 1 GHz [9].

Antenne di questo tipo presentano elevati guadagni, un basso rapporto d'onda stazionaria, una banda relativamente ampia, un basso peso, e una facile realizzazione.

Le tre principali tipologie di antenne a tromba rettangolari sono :

- antenne a tromba *settoriali sul piano H*
- antenne a tromba *settoriali sul piano E*
- antenne a tromba *piramidali*

Vengono alimentate con una guida d'onda rettangolare e, nell'eccitazione con il modo dominante, il piano E è quello verticale e il piano H è quello orizzontale.

Nel caso in cui la tromba serva a svasare la dimensione maggiore della guida, lasciando invariata quella minore, si parla di antenne a tromba settoriali sul piano H come mostrato in Fig. 5.1 (a). Nel caso in cui sia la dimensione del piano-E ad essere svasata, si parla invece di antenna a tromba settoriale sul piano E, come mostrato in Fig.5.1 (b). Quando entrambe le dimensioni della guida d'onda sono svasate ci si riferisce invece ad antenne a tromba piramidali, come si osserva in Fig. 5.1 (c).

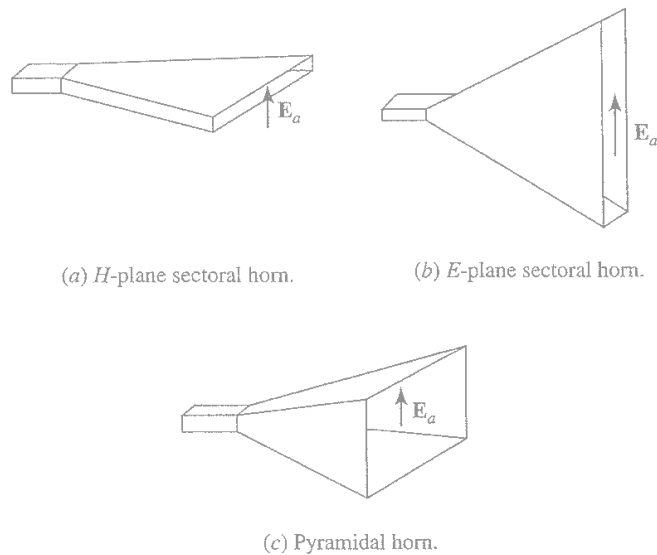


Fig.5.1: antenne a tromba rettangolare

Il funzionamento di queste antenne può essere visto come analogo a quello di un megafono, che è una tromba acustica che fornisce direttività per onde sonore.

La tromba elettromagnetica agisce come transizione dal modo in guida d'onda a quello in spazio libero. Questa transizione riduce le onde riflesse ed enfatizza quelle trasmesse.

Le antenne ad apertura sono tra le più antiche. Heinrich Hertz fece esperimenti con antenne paraboliche cilindriche a microonde nel 1898. Il fisico indiano J.Chunder Bose mise in funzione una tromba piramidale che chiamò “imbuto raccogliatore”, a 60 GHz nel 1897. Le antenne a tromba sono state diffusamente usate fino agli anni 40.

Una caratteristica di queste antenne non ancora menzionata è che la lunghezza del cammino più lungo dalla guida d'onda fino al termine della tromba introduce un ritardo di fase rispetto al centro dell'apertura.

Una delle più importanti applicazioni per le antenne a tromba è quella di alimentazione per antenne a riflettore.

5.1 Antenne a tromba settoriali sul piano H

L'antenna a tromba settoriale sul piano H di Fig. 5.2(a) è ottenuta da una guida d'onda rettangolare di dimensioni interne a e b , dove a è la dimensione maggiore che viene divaricata. L'apertura ha una larghezza A nel piano-H ed un'altezza b nel piano-E. La sezione nel piano-H di Fig. 5.2(b) mostra i parametri geometrici.

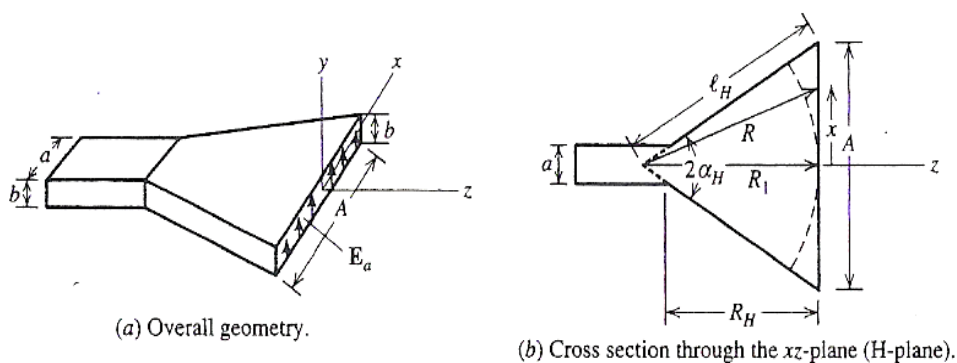


Fig. 5.2: antenna a tromba settoriale sul piano H

Dalla Fig.5.2 seguono quindi le seguenti relazioni, che verranno utilizzate nell'analisi successiva:

$$\ell_H^2 = R_1^2 + \left(\frac{A}{2}\right)^2 \quad (5.1)$$

$$\alpha_H = \tan^{-1}\left(\frac{A}{2R_1}\right) \quad (5.2)$$

$$R_H = (A - a) \sqrt{\left(\frac{\ell_H}{A}\right)^2 - \frac{1}{4}} \quad (5.3)$$

Le dimensioni A e R_H (o analogamente ℓ_H o R_1) devono essere determinate per consentire la costruzione della tromba. Analizziamo prima di tutto i principi di funzionamento, dopodiché mostriamo le procedure di progettazione per determinare le dimensioni dell'antenna.

La chiave per risolvere i problemi delle antenne ad apertura sta nel trovare i campi tangenziali all'apertura.

Come mostrato in Fig. 5.2(a) il piano di apertura per l'antenna settoriale sul piano H è nel piano xy . I campi dell'apertura derivano, ovviamente, dalla guida d'onda connessa. Come accade solitamente in pratica, assumeremo che la guida d'onda trasporta il modo dominante TE_{10} . I campi trasversali nella guida sono forniti dalle seguenti relazioni:

$$E_y = E_{og} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-j\beta_g z} \quad (5.4)$$

$$H_x = -\frac{E_y}{Z_g} \quad (5.5)$$

dove $Z_g = \eta \left[1 - (\lambda/2a)^2\right]^{1/2}$ è l'impedenza caratteristica della guida.

I campi che arrivano all'apertura sono essenzialmente un'espansione dei campi della guida. In ogni caso, le onde che arrivano nei differenti punti dell'apertura non sono in fase a causa delle diverse lunghezze dei cammini. Non determineremo questa distribuzione di fase.

La lunghezza R del cammino che va dall'apice (virtuale) della tromba nella guida fino all'apertura aumenta man mano che ci si sposta verso le estremità della bocca. Per questo, le onde che arrivano in punti dell'apertura spostati rispetto al centro di quest'ultima risultano in ritardo di fase rispetto a quelle che arrivano nel centro. La costante di fase cambia, da quella β_g nella guida, alla costante β in

spazio libero man mano che le onde avanzano nella tromba; ma per trombe relativamente ampie, la costante di fase per onde in vicinanza dell'apertura è approssimativamente quella in spazio libero.

La variazione di fase nell'apertura nella direzione x è data da:

$$e^{-j\beta(R-R_1)} \quad (5.6)$$

La fase dell'apertura è uniforme nella direzione y . Una forma approssimativa per R , dalla Fig. 5.2(b) è :

$$R = \sqrt{R_1^2 + x^2} = R_1 \left[1 + \left(\frac{x}{R_1} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (5.7)$$

$$\approx R_1 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x}{R_1} \right)^2 \right] \quad (5.8)$$

per $x \ll R_1$ che vale se $\frac{A}{2} \ll R_1$.

Quindi

$$R - R_1 \approx \frac{1}{2} \frac{x^2}{R_1} \quad (5.9)$$

La distribuzione di ampiezza è una versione espansa di quella nella guida, ovvero è di tipo cosine taper nella direzione x . Utilizzando ciò e sostituendo la (5.9) nella (5.6) si arriva alla distribuzione di campo elettrico all'apertura :

$$E_{ay} = E_o \cos\left(\frac{\pi x}{A}\right) e^{-j(\beta/2R_1)x^2} \quad (5.10)$$

all'interno dell'apertura e zero altrove. Si noti che $E_{ay}(x = \pm A/2) = 0$, come richiesto dalle condizioni al contorno. La distribuzione di fase è spesso riferita ad un errore quadratico di fase, in quanto la deviazione dalla condizione uniforme di fase varia con il quadrato della distanza dal centro dell'apertura.

L'errore quadratico di fase complica l'integrale di radiazione, ma il risultato vale lo sforzo. Utilizzando la (5.10), a seguito di una serie di sostituzioni si ottiene

$$P_y = E_o \int_{-A/2}^{A/2} \cos\left(\frac{\pi x'}{A}\right) e^{-j(\beta/2R_1)x'^2} e^{j\beta u x'} dx' \int_{-b/2}^{b/2} e^{j\beta v y'} dy' \quad (5.11)$$

che si riduce, dopo un consistente lavoro, a

$$P_y = E_o \left[\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi R_1}{\beta}} I(\theta, \phi) \right] \left\{ b \frac{\sin[(\beta b/2)\sin\theta\sin\phi]}{(\beta b/2)\sin\theta\sin\phi} \right\} \quad (5.12)$$

dove i fattori nella parentesi corrispondono a ciascuno degli integrali nella (5.10).

Il primo fattore coinvolge la funzione

$$I(\theta, \phi) = e^{j(R_1/2\beta)(\beta\sin\theta\cos\phi+\pi/A)^2} [C(s'_2) - jS(s'_2) - C(s'_1) + jS(s'_1)] + \quad (5.13)$$

$$+ e^{j(R_1/2\beta)(\beta\sin\theta\cos\phi-\pi/A)^2} [C(t'_2) - jS(t'_2) - C(t'_1) + jS(t'_1)]$$

dove

$$s'_1 = \sqrt{\frac{1}{\pi\beta R_1}} \left(-\frac{\beta A}{2} - R_1\beta u - \frac{\pi R_1}{A} \right) \quad (5.14)$$

$$s'_2 = \sqrt{\frac{1}{\pi\beta R_1}} \left(\frac{\beta A}{2} - R_1\beta u - \frac{\pi R_1}{A} \right) \quad (5.15)$$

$$t'_1 = \sqrt{\frac{1}{\pi\beta R_1}} \left(-\frac{\beta A}{2} - R_1\beta u + \frac{\pi R_1}{A} \right) \quad (5.16)$$

$$t'_2 = \sqrt{\frac{1}{\pi\beta R_1}} \left(\frac{\beta A}{2} - R_1\beta u + \frac{\pi R_1}{A} \right) \quad (5.17)$$

e le funzioni $C(x)$ e $S(x)$ sono integrali di Fresnel .

A questo punto è possibile ottenere i campi totali irradiati. Le componenti del campo elettrico lontano sono

$$E_{\vartheta} = j\beta \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} (1 + \cos\theta) \sin\phi \cdot P_y \quad (5.18)$$

$$E_{\phi} = j\beta \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} (1 + \cos\vartheta) \cos\phi \cdot P_y \quad (5.19)$$

Queste relazioni, insieme con la (5.12) danno il campo elettrico totale irradiato

$$E = j\beta E_0 b \sqrt{\frac{\pi R_1}{\beta}} \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} \left(\frac{1 + \cos\vartheta}{2} \right) (\hat{\vartheta} \sin\phi + \hat{\phi} \cos\phi) \frac{\sin[(\beta b/2)\sin\theta \sin\phi]}{(\beta b/2)\sin\theta \sin\phi} I(\theta, \phi) \quad (5.20)$$

dove $I(\theta, \phi)$ è sempre data dalla (5.13).

Dato che l'espressione completa della radiazione è piuttosto ingombrante, esamineremo i diagrammi dei piani principali. Nel piano E , $\phi = 90^\circ$ e la forma normalizzata della (5.20) è

$$F_E(\theta) = \frac{1 + \cos\theta}{2} \frac{\sin[(\beta b/2)\sin\theta]}{(\beta b/2)\sin\theta} \quad (5.21)$$

Nel piano H , $\phi = 0^\circ$, e il diagramma normalizzato sul piano H è

$$F_H(\theta) = \frac{1 + \cos\theta}{2} f_H(\vartheta) = \frac{1 + \cos\theta}{2} \frac{I(\vartheta, \phi = 0^\circ)}{I(\theta = 0^\circ, \phi = 0^\circ)} \quad (5.22)$$

Il diagramma sul piano H può essere mostrato abbastanza semplicemente utilizzando diagrammi di irradiazione universali basati sul massimo errore di fase sull'apertura. La distribuzione dell'errore di fase sull'apertura come funzione di x è, dalla (5.10)

$$\delta = \frac{\beta}{2R_1} x^2 \quad (5.23)$$

Essendo $A/2$ il massimo valore di x , l'errore di fase massimo è

$$\delta_{\max} = \frac{\beta}{2R_1} \left(\frac{A}{2} \right)^2 = 2\pi \frac{A^2}{8\lambda R_1} = 2\pi t \quad (5.24)$$

dove t è definito come

$$t = \frac{A^2}{8\lambda R_1} = \frac{1}{8} \left(\frac{A}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{R_1/\lambda} \quad (5.25)$$

La funzione $I(\vartheta, \phi = 0^\circ)$ nella (5.12) può essere espressa in funzione di t come

$$I(\vartheta, \phi = 0^\circ) = e^{j\left(\frac{\pi}{8t}\right)\left[\left(\frac{A}{\lambda}\right)\sin\vartheta + \frac{1}{2}\right]^2} [C(s_2) - jS(s_2) - C(s_1) + jS(s_1)] + \quad (5.26)$$

$$+ e^{j\left(\frac{\pi}{8t}\right)\left[\left(\frac{A}{\lambda}\right)\sin\vartheta - \frac{1}{2}\right]^2} [C(t_2) - jS(t_2) - C(t_1) + jS(t_1)]$$

dove

$$s_1 = 2\sqrt{t} \left[-1 - \frac{1}{4t} \left(\frac{A}{\lambda} \sin \vartheta \right) - \frac{1}{8t} \right] \quad (5.27)$$

$$s_2 = 2\sqrt{t} \left[1 - \frac{1}{4t} \left(\frac{A}{\lambda} \sin \vartheta \right) - \frac{1}{8t} \right] \quad (5.28)$$

$$t_1 = 2\sqrt{t} \left[-1 - \frac{1}{4t} \left(\frac{A}{\lambda} \sin \vartheta \right) + \frac{1}{8t} \right] \quad (5.29)$$

$$t_2 = 2\sqrt{t} \left[1 - \frac{1}{4t} \left(\frac{A}{\lambda} \sin \vartheta \right) + \frac{1}{8t} \right] \quad (5.30)$$

Questa funzione è graficata in Fig. 5.3 per vari valori di t . E' normalizzata al picco massimo del lobo principale in assenza di errori di fase.

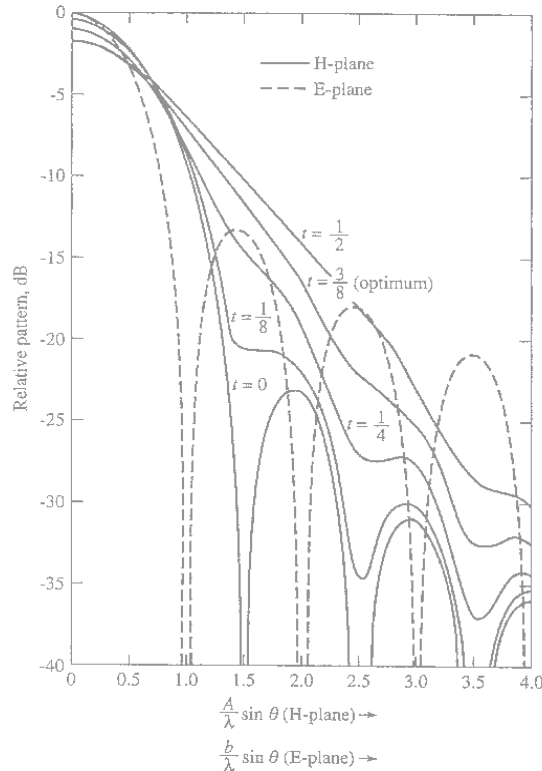


Fig. 5.3: diagrammi di irradiazione universali per i piani principali dell'antenna settoriale sul piano H mostrata in fig. 5.2. Il fattore $(1 + \cos \theta)/2$ non è incluso

Le curve in Fig. 5.3 sono diagrammi di irradiazione universali da cui si possono derivare i diagrammi di antenne per specifici valori di A, b e λ . I diagrammi sul piano H (linea continua) sono una funzione di $(A/\lambda)\sin\theta$. Il diagramma sul piano E (linea tratteggiata) è il secondo fattore della (5.21), e per esso l'ascissa è $(b/\lambda)\sin\theta$. Il fattore $(1 + \cos \theta)/2$ che compare in entrambe le funzioni (5.21) e (5.22) non è incluso in Fig. 5.3. Nella maggior parte dei casi ha un effetto minimo sul diagramma totale e può essere trascurato.

Il diagramma di $f_H(\theta)$ nella (5.22) può essere valutato con ottimi risultati utilizzando una serie di applicazioni matematiche al computer per eseguire l'integrale numerico:

$$f_H(\theta) \propto \int_{-A/2}^{A/2} \cos\left(\frac{\pi x'}{A}\right) e^{-j\beta\sqrt{R_1^2+x'^2}} e^{j\beta\sin\theta\cdot x'} dx' \quad (5.31)$$

dove la (5.11) è stata utilizzata con l'esatta espressione dell'errore di fase della (5.7) invece dell'approssimazione quadratica della (5.8). Questo evita la precedente complicata espressione e permette l'inclusione della fase esatta.

La direttività per un antenna settoriale sul piano H , ottenuta dalla formula della direttività per antenne ad apertura è:

$$D_H = \frac{b}{\lambda} \frac{32}{\pi} \left(\frac{A}{\lambda}\right) \varepsilon_{ph}^H = \frac{4\pi}{\lambda^2} \varepsilon_t \varepsilon_{ph}^H Ab \quad (5.32)$$

dove

$$\varepsilon_t = \frac{8}{\pi^2} \quad (5.33)$$

$$\varepsilon_{ph}^H = \frac{\pi^2}{64t} \left\{ [C(p_1) - C(p_2)]^2 + [S(p_1) - S(p_2)]^2 \right\} \quad (5.34)$$

$$p_1 = 2\sqrt{t} \left[1 + \frac{1}{8t} \right] \quad , \quad p_2 = 2\sqrt{t} \left[-1 + \frac{1}{8t} \right] \quad (5.35)$$

Si nota che $p_1 = -s'_1 = t'_2$ e $p_2 = s'_2 = -t'_1$ dalla 5.13 per $u = 0$.

In Fig. 5.4 è mostrata una famiglia di curve di direttività universali, dove $\lambda D_H / b$ è graficato in funzione di A/λ per vari valori di R_1/λ . Si nota che per una lunghezza assiale data R_1 , c'è una larghezza di apertura ottima A , corrispondente al picco della curva appropriata.

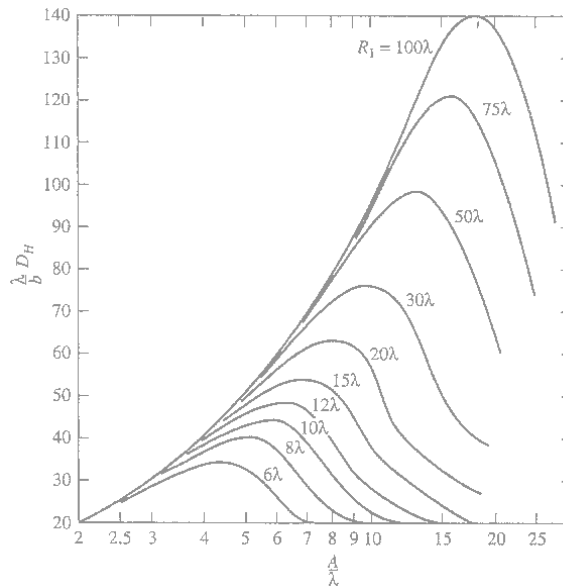


Fig. 5.4: curve di direttività universali per un antenna settoriale sul piano H

I valori di A/λ corrispondenti al funzionamento ottimale, graficato in funzione di R_1/λ producono una curva appiattita con equazione $A/\lambda = \sqrt{3R_1/\lambda}$, dando

$$A = \sqrt{3\lambda R_1} \quad \textit{optimum} \quad (5.36)$$

Per esempio il valore di A/λ per il picco della curva $R_1/\lambda = 30$ di Fig.5.4 è 9,5, e, dalla (5.36), $A/\lambda = \sqrt{3R_1/\lambda} = \sqrt{3(30)} = 9.49$. Il valore ottimale del parametro dell'errore di fase, corrispondente alla direttività ottima, si ricava dalla (5.25) con la (5.36) come

$$t_{op} = \frac{A^2}{8\lambda R_1} = \frac{3}{8} \quad \textit{optimum} \quad (5.37)$$

Il comportamento ottimale delle curve di direttività può essere spiegato abbastanza semplicemente. Per una lunghezza assiale fissata, così come la larghezza A dell'apertura è incrementata a partire da un piccolo valore, la direttività aumenta in virtù di tale incremento. La performance ottima si raggiunge

quando $t = t_{op} = \frac{3}{8}$, che corrisponde ad un ritardo di fase agli estremi dell'apertura ($x = \pm A/2$) di $\delta_{\max} = 2\pi t_{op} = 3\pi/4 = 135^\circ$. Aumentando A oltre il punto ottimale, le deviazioni di fase attraverso l'apertura portano ad un annullamento nel campo lontano e diminuzioni di direttività, come si può vedere nel diagramma di Fig. 5.4.

Le precedenti analisi possono essere svolte senza approssimazioni utilizzando tecniche numeriche insieme all'errore di fase esatto (5.7), come con l'integrale nella (5.31). In ogni caso è più facile usare un parametro corretto dell'errore di fase che include l'effetto dell'esatto errore di fase.

Il diagramma esatto è ottenuto se il valore di t nelle (5.27)-(5.30) è sostituito con il seguente

$$t_e = \left(\frac{A}{\lambda}\right)^2 \frac{1}{8t} \left\{ \left[1 + \left(\frac{\lambda}{A}\right)^2 16t^2 \right]^{1/2} - 1 \right\} \quad exact \quad (5.38)$$

Se l'errore di fase non è ampio e l'apertura è maggiore di poche lunghezze d'onda, allora $t_e \approx t$. Per esempio il caso ottimale con un apertura di 3λ ($A/\lambda = 3$) ha un parametro dell'esatto errore di fase pari a $t_e = 0.354$, che è vicino al valore approssimato di 0.375. Analogamente, le condizioni per un esatto errore di fase per la direttività si ottengono sostituendo t con t_e nella (5.35).

L'angolo a metà potenza per performance ottimali può essere determinato dal diagramma di Fig. 5.3 per $t = 3/8$. Il punto 3 dB sotto il lobo principale si ha per $\sin \theta = 0.68$, così l'angolo a metà potenza sul piano H per un ottima antenna a tomba settoriale nel piano H è $2\theta_H = \sin^{-1}(0.68\lambda/A)$; e, per $A \gg \lambda$,

$$HP_H \approx 1.36 \frac{\lambda}{A} = 78^\circ \frac{\lambda}{A} \quad optimum \quad (5.39)$$

5.2 Antenne a tromba settoriali sul piano E

Un' antenna a tromba rettangolare può anche essere creata svasando la guida nel piano-E . Si parla in questo caso di antenne a tromba settoriali sul piano-E come mostrato in Fig. 5.5.

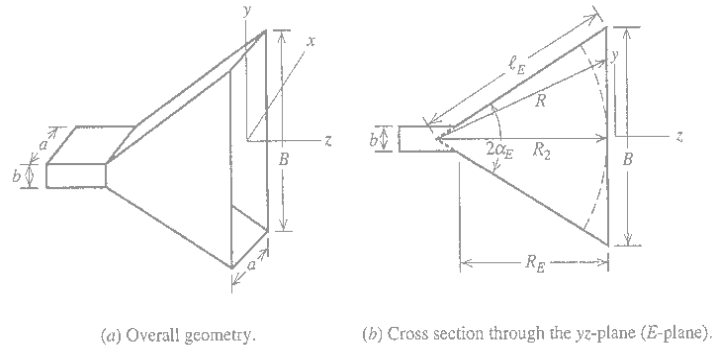


Fig. 5.5: antenna a tromba settoriale sul piano E

Le relazioni geometriche per questo tipo di antenna sono:

$$\ell_e^2 = R_2^2 + \left(\frac{B}{2}\right)^2 \quad (5.40)$$

$$\alpha_e = \tan^{-1}\left(\frac{B}{2R_2}\right) \quad (5.41)$$

$$R_E = (B - b)\sqrt{\left(\frac{\ell_e}{B}\right)^2 - \frac{1}{4}} \quad (5.42)$$

Un ragionamento analogo a quello fatto per l'antenna settoriale sul piano-H, porta alla seguente distribuzione di campo elettrico sull'apertura:

$$E_{ay} = E_o \cos \frac{\pi x}{a} e^{-j(\beta/2R_2)y^2} \quad (5.43)$$

Con gli stessi passi svolti per l'antenna settoriale sul piano-H si arriva al campo elettrico irradiato:

$$E = j\beta E_o \sqrt{\frac{\pi R_2}{\beta}} \frac{4a}{\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} e^{j(\beta R_2/2)y^2} (\hat{\theta} \sin \phi + \hat{\phi} \cos \phi) \cdot \frac{1 + \cos \theta}{2} \cdot \frac{\cos[(\beta a/2)\mu]}{1 - [(\beta a/\pi)\mu]} [C(r_2) - jS(r_2) - C(r_1) + jS(r_1)] \quad (5.44)$$

dove

$$r_1 = \sqrt{\frac{\beta}{\pi R_2}} \left(-\frac{B}{2} - R_2 v \right) , \quad r_2 = \sqrt{\frac{\beta}{\pi R_2}} \left(\frac{B}{2} - R_2 v \right) \quad (5.45)$$

Da questo segue il diagramma normalizzato sul piano-H con $\phi = 0^\circ$ come

$$F_H(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{\cos[(\beta a/2)\sin \theta]}{1 - [(\beta a/\pi)\sin \theta]^2} \quad (5.46)$$

L'errore di fase sull'apertura nel piano-E è approssimato con l'errore di fase quadratico nella (5.43) come $\delta = (\beta/2R_2)y^2$. Il massimo errore di fase si ha per $y = \pm B/2$, dando $\delta_{\max} = (\beta/2R_2)(B/2)^2 = 2\pi(B^2/8\lambda R_2) = 2\pi s$, dove definiamo il parametro di errore di fase s come

$$s = \frac{B^2}{8\lambda R_2} = \frac{1}{8} \left(\frac{B}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{R_2/\lambda} \quad (5.47)$$

L'ampiezza del diagramma sul piano-E dalla (5.44) con $\phi = 90^\circ$ può essere espressa in funzione di s come

$$|F_E(\theta)| = \frac{1 + \cos\theta}{2} |f_E(\theta)| =$$

$$= \frac{1 + \cos\theta}{2} \left\{ \frac{[C(r_4) - C(r_3)]^2 + [S(r_4) - S(r_3)]^2}{4[C^2(2\sqrt{s}) + S^2(2\sqrt{s})]} \right\}^{1/2} \quad (5.48)$$

dove

$$r_3 = 2\sqrt{s} \left[-1 - \frac{1}{4s} \left(\frac{B}{\lambda} \sin\theta \right) \right] \quad , \quad r_4 = 2\sqrt{s} \left[1 - \frac{1}{4s} \left(\frac{B}{\lambda} \sin\theta \right) \right] \quad (5.49)$$

Similmente alla (5.31) per l'antenna settoriale sul piano-H, il diagramma di un antenna settoriale sul piano-E può essere valutato tramite integrazioni numeriche dirette; $f_E(\theta)$ nella (5.48) si trova dalla

$$f_E(\theta) \propto \int_{-B/2}^{B/2} e^{-j\beta\sqrt{R_2^2 + y'^2}} e^{j\beta \sin\theta \cdot y'} dy' \quad (5.50)$$

I diagrammi universali per l'antenna settoriale sul piano-E sono graficati in Fig. 5.6.

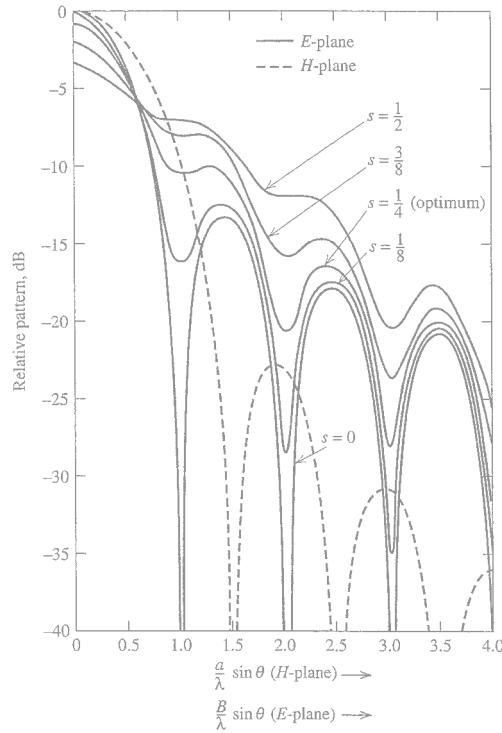


Fig. 5.6: diagrammi di irradiazione universali per i piani principali di un'antenna settoriale sul piano E come mostrata in Fig. 1.5. Il fattore $(1 + \cos\theta)/2$ non è incluso

I diagrammi sul piano-E (linea continua) per vari valori di s non sono normalizzati a 0 dB nel punto massimo, ma sono forniti relativamente al caso di assenza di errore di fase, che è $s = 0$, corrispondente a una sorgente di linea uniforme.

Il diagramma sul piano-H (curva tratteggiata) è quello di una sorgente di linea di tipo cosine-tapered, che è il secondo fattore della 5.46. Il fattore $(1 + \cos\theta)/2$ non è incluso in questi grafici.

La direttività dell'antenna settoriale sul piano-E è

$$D_E = \frac{a}{\lambda} \frac{32}{\pi} \frac{B}{\lambda} \epsilon_{ph}^E = \frac{4\pi}{\lambda^2} \epsilon_t \epsilon_{ph}^E aB \quad (5.51)$$

dove

$$\epsilon_t = \frac{8}{\pi^2} \quad (5.52)$$

$$\varepsilon_{ph}^E = \frac{C^2(q) + S^2(q)}{q^2} \quad (5.53)$$

$$q = \frac{B}{2\lambda R_2} = 2\sqrt{s} \quad (5.54)$$

In Fig. 5.7 è data una famiglia di curve universali di direttività $\lambda D_E / a$ per vari valori di R_2 / λ , come funzione di B / λ . Il picco di ciascuna curva corrisponde alla direttività ottima per il valore di R_2 .

Una curva buona per una coppia di valori B / λ e R_2 / λ per condizioni ottimali fornisce

$$B = \sqrt{2\lambda R_2} \quad \textit{optimum} \quad (5.55)$$

Il corrispondente valore di s è

$$s_{op} = \frac{B^2}{8\lambda R_2} = \frac{1}{4} \quad \textit{optimum} \quad (5.56)$$

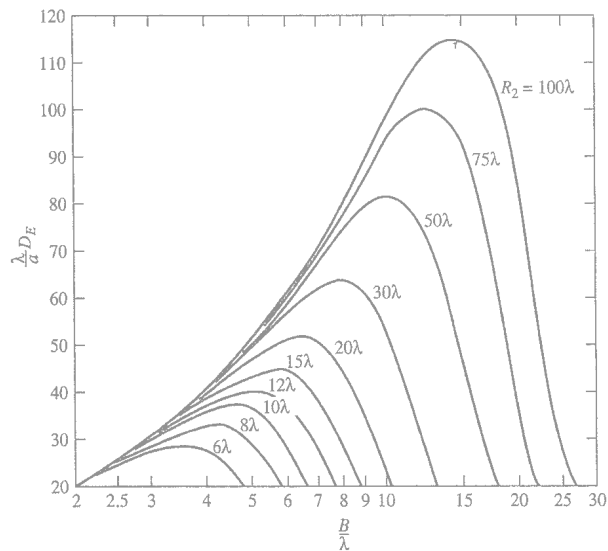


Fig. 5.7: curve di direttività universali per un antenna settoriale sul piano E

Le condizioni per un esatto errore di fase corrispondenti a fronti d'onda sferici nel piano dell'apertura possono essere facilmente incluse sostituendo s con s_e :

$$s_e = \left(\frac{B}{\lambda}\right)^2 \frac{1}{8s} \left\{ \left[1 + \left(\frac{\lambda}{B}\right)^2 16s^2 \right]^{1/2} - 1 \right\} \quad \text{exact} \quad (5.57)$$

Ovvero il diagramma e le espressioni di direttività della (5.48) e (5.51) sono rese esatte usando la (5.57).

Comunque, nella pratica, l'accuratezza non può essere ricercata quando l'apertura è piccola in quanto i campi sull'apertura non sono ben approssimati dalle condizioni in spazio libero.

La relazione per l'angolo a metà potenza per l'antenna ottima segue dal grafico per $s = 1/4$ in Fig. 5.6 ed è :

$$HP_E = 2 \sin^{-1} \frac{0.47}{B/\lambda} \approx 0.94 \frac{\lambda}{B} = 54^\circ \frac{\lambda}{B} \quad \text{optimum} \quad (5.58)$$

Il guadagno per antenne a tromba eguaglia quasi la direttività, ovvero $G_E \approx D_E$ e $G_H \approx D_H$. Il guadagno di un antenna settoriale sul piano-E è stato mostrato per essere fornito più accuratamente dalla

$$G_E = \frac{16aB}{\lambda^2 (1 + \lambda_g / \lambda)} \frac{C^2(q_1) + S^2(q_1)}{q_1^2} e^{\pi(a/\lambda)(1 - \lambda/\lambda_g)} \quad (5.59)$$

dove $\lambda_g = \lambda / \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$ è la lunghezza d'onda del modo dominante nella guida che alimenta l'antenna e $q_1 = B \left[\sqrt{2\lambda_g \ell_E} \cos(\alpha_E / 2) \right]^2$. Questa espressione fornisce valori che concordano abbastanza bene con i risultati sperimentali.

5.3 Antenna a tromba piramidale

Probabilmente la più popolare tra le antenne a tromba rettangolari è l'antenna a tromba piramidale. Come mostrato in Fig. 5.8 è svasata in entrambi i piani E ed H. Il campo elettrico sull'apertura è ottenuto combinando i risultati per le antenne settoriali sui piani-E ed H delle (5.10) e (5.43) dando

$$E_{ay} = E_o \cos\left(\frac{\pi x}{A}\right) e^{-j(\beta/2)(x^2/R_1 + y^2/R_2)} \quad (5.60)$$

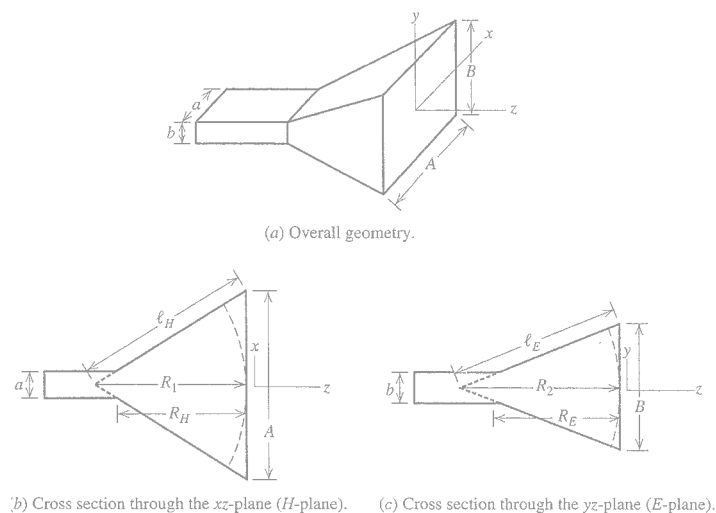


Fig. 5.8: antenna a tromba piramidale

Seguendo una procedura analoga a quella usata per le antenne settoriali si arriva all'espressione generale per il campo irradiato. I diagrammi sui piani principali sono gli stessi di quelli ottenuti dai calcoli per le antenne settoriali in quanto la distribuzione sull'apertura è separabile nelle componenti x e y .

Più precisamente i diagrammi sui piani E ed H dell'antenna piramidale eguagliano rispettivamente il diagramma sul piano E dell'antenna settoriale sul piano E e quello sul piano H dell'antenna settoriale sul piano H . Pertanto, il

diagramma sul piano E dell'antenna piramidale può essere ricavato dai grafici dei diagrammi universali di Fig. 5.6.

Dato che le antenne piramidali sono usate come standard di guadagno alle frequenze delle microonde, una valutazione accurata del guadagno risulta importante.

La direttività dell'antenna a tromba piramidale si trova abbastanza semplicemente dalla

$$D_p = \frac{\pi}{32} \left(\frac{\lambda}{a} D_E \right) \left(\frac{\lambda}{b} D_H \right) \quad (5.61)$$

I termini in parentesi sono ottenuti direttamente dalle curve di direttività per antenne settoriali di Fig. 5.4 e 5.7 rispettivamente. I valori di guadagno elaborati con la (5.61) concordano molto bene con gli esperimenti per antenne ampie. Essa include i campi dell'ottica geometrica e campi singolarmente diffratti dai bordi della tromba. L'inclusione di diffrazioni multiple e diffrazioni ai bordi derivanti da riflessioni all'interno della tromba conducono a piccole oscillazioni nel guadagno vicine a quelle predette dalla (5.61) come funzione della frequenza e d'accordo con i risultati sperimentali.

E' interessante esaminare i contributi dell'efficienza di apertura per queste antenne.

L'efficienza di radiazione e_r è vicina all'unità, così possiamo portare il guadagno ad uguagliare la direttività; le due efficienze che devono essere considerate sono l'efficienza di sagomatura ϵ_t (*aperture taper efficiency*) e l'efficienza di fase ϵ_{ph} :

$$\epsilon_{ap} = \epsilon_t \epsilon_{ph} = \epsilon_t \epsilon_{ph}^E \epsilon_{ph}^H \quad (5.62)$$

dove abbiamo scomposto l'efficienza totale di fase nei fattori dovuti a errori di fase nei piani E ed H . Il guadagno è poi espresso come

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} \epsilon_{ap} AB = \frac{4\pi}{\lambda^2} \epsilon_t AB \epsilon_{ph}^E \epsilon_{ph}^H = G_o \epsilon_{ph}^E \epsilon_{ph}^H \quad (5.63)$$

dove G_o è il guadagno senza l'effetto dell'errore di fase ed include l'efficienza dell'apertura. Le efficienze di errore di fase possono essere trovate valutando la direttività per le antenne settoriali e rimuovendo l'efficienza di sagomatura nota. I risultati di questo processo sono graficati in Fig. 5.9 come una funzione dei parametri dell'errore di fase s e t .

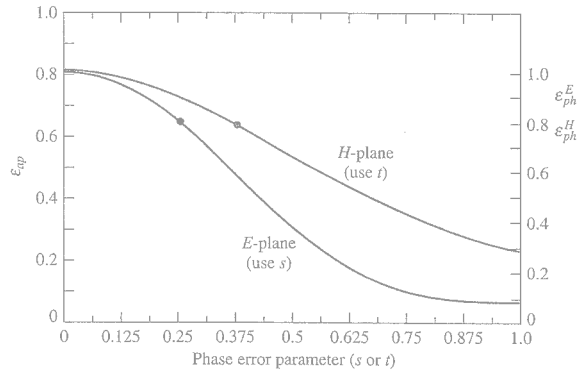


Fig. 5.9: efficienze di apertura per antenne settoriali sul piano E ed H (ordinata sinistra) ed efficienze di fase associate alle illuminazioni sui piani E ed H

Le efficienze di apertura per antenne settoriali ottime con $s = 0.25$ e $t = 0.375$ sono

$$\epsilon_{ap}^E = 0.649 \quad , \quad \epsilon_{ap}^H = 0.643 \quad \textit{optimum} \quad (5.64)$$

Entrambe includono $\epsilon_t = 0.81$. Così :

$$\epsilon_{ph}^E = \frac{\epsilon_{ap}^E}{\epsilon_t} = 0.80 \quad , \quad \epsilon_{ph}^H = \frac{\epsilon_{ap}^H}{\epsilon_t} = 0.79 \quad (5.65)$$

L'efficienza di apertura di un antenna a tromba piramidale ottimale è, dalla (5.62)

$$\epsilon_{ap}^P = \epsilon_t \epsilon_{ph}^E \epsilon_{ph}^H = 0.81(0.80)(0.79) = 0.51 \quad (5.66)$$

Il guadagno di un antenna a tromba piramidale a guadagno ottimale, sostituendo la (5.66) nella (5.63) è

$$G = 0.51 \frac{4\pi}{\lambda^2} AB \quad \text{optimum pyramidal horn} \quad (5.67)$$

E' usuale esprimere il guadagno dell'antenna in dB calcolando $10 \log_{10}$ della (5.63):

$$G_{dB} = G_{o,dB} + \varepsilon_{ph,dB}^E(s) + \varepsilon_{ph,dB}^H(t) \quad (5.68)$$

Gli ultimi due termini sono fattori di riduzione del guadagno associati agli errori di fase delle (5.34) e (5.53).

Molte applicazioni per le trombe piramidali richiedono un guadagno specifico per essere realizzate ad una frequenza di lavoro nota. Solitamente l'approccio alla progettazione a guadagno ottimo è utilizzata perché fornisce la più piccola lunghezza assiale per il guadagno specificato. Deriviamo adesso l'equazione che permette la determinazione della geometria dell'antenna ottimale per il guadagno specificato.

Il procedimento include le dimensioni interne della guida d'onda connessa, a e b , come anche le dimensioni della tromba. Ci sono tre condizioni che devono essere soddisfatte. Le prime due sono che gli errori di fase nei piani E ed H siano entrambi associati alla performance ottimale. La terza è che la struttura della tromba piramidale sia fisicamente realizzabile e correttamente connessa alla guida.

Questo si vede essere dalla Fig. 5.8

$$R_E = R_H = R_p \quad (5.71)$$

Dai triangoli simili in Fig. 5.8,

$$\frac{R_1}{R_H} = \frac{A/2}{A/2 - a/2} = \frac{A}{A - a} \quad (5.73)$$

$$\frac{R_2}{R_E} = \frac{B/2}{B/2 - b/2} = \frac{B}{B - b} \quad (5.74)$$

Imponendo la performance ottima nel piano E attraverso la (5.55) otteniamo

$$B = \sqrt{\frac{2\lambda R_E B}{B - b}} \quad \text{o} \quad B^2 - Bb - 2\lambda R_E = 0 \quad (5.75)$$

che è un'equazione quadratica con una soluzione, come segue:

$$B = \frac{1}{2} \left(b + \sqrt{b^2 + 8\lambda R_E} \right) \quad (5.76)$$

La seconda soluzione produce il caso impossibile di B negativo e viene quindi ignorata. Similmente, la condizione di performance ottima per il piano H della (5.37), insieme con la (5.73) producono

$$R_H = \frac{A - a}{A} R_1 = \frac{A - a}{A} \left(\frac{A^2}{3\lambda} \right) = \frac{A - a}{3\lambda} A \quad (5.77)$$

Imponendo la condizione di fisica realizzabilità della (5.71) con la (5.77) nella (5.76) si ha

$$B = \frac{1}{2} \left(b + \sqrt{b^2 + \frac{8A(A - a)}{3}} \right) \quad (5.78)$$

Collegando questo al guadagno specificato G si ottiene

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} \varepsilon_{ap} AB = \frac{4\pi}{\lambda^2} \varepsilon_{ap} A \frac{1}{2} \left(b + \sqrt{b^2 + \frac{8A(A-a)}{3}} \right) \quad (5.79)$$

Espandendo fino a formare un'equazione di quarto grado in A si ottiene l'equazione desiderata per la progettazione

$$A^4 - aA^3 + \frac{3bG\lambda^2}{8\pi\varepsilon_{ap}} A = \frac{3G^2\lambda^4}{32\pi^2\varepsilon_{ap}^2} \quad \text{optimum pyramidal horn} \quad (5.80)$$

design equation

Riassumiamo quindi i passi principali per il progetto di un'antenna a tromba ottimale :

- specificare il guadagno desiderato G alla lunghezza d'onda λ di lavoro e specificare le dimensioni a e b della guida connessa
- risolvere la 5.80 per A utilizzando $\varepsilon_{ap} = 0.51$
- ricavare le rimanenti dimensioni della tromba come segue : B dalla 5.67; R_1 dalla 5.36; R_H dalla 5.73; ℓ_H dalla 5.1 ; R_2 dalla 5.55 ; R_E dalla 5.74 e ℓ_E dalla 5.40 .

6 Appendice

L'analizzatore vettoriale di reti

Effettuare un'analisi di reti significa caratterizzare il comportamento di sistemi quando questi siano stimolati da segnali noti [11]. Molte grandezze sono difficilmente misurabili in queste condizioni. Quelle che si misurano abbastanza direttamente sono proprio i coefficienti di riflessione. In base ad essi, possono poi essere ricavate le impedenze normalizzate e i rapporti d'onda stazionaria. Tutte queste misure possono essere realizzate per mezzo di un unico strumento detto analizzatore di reti. In Fig. 6.1 è mostrato lo schema di principio di questo tipo di strumento (VNA: *Vector Network Analyzer*).

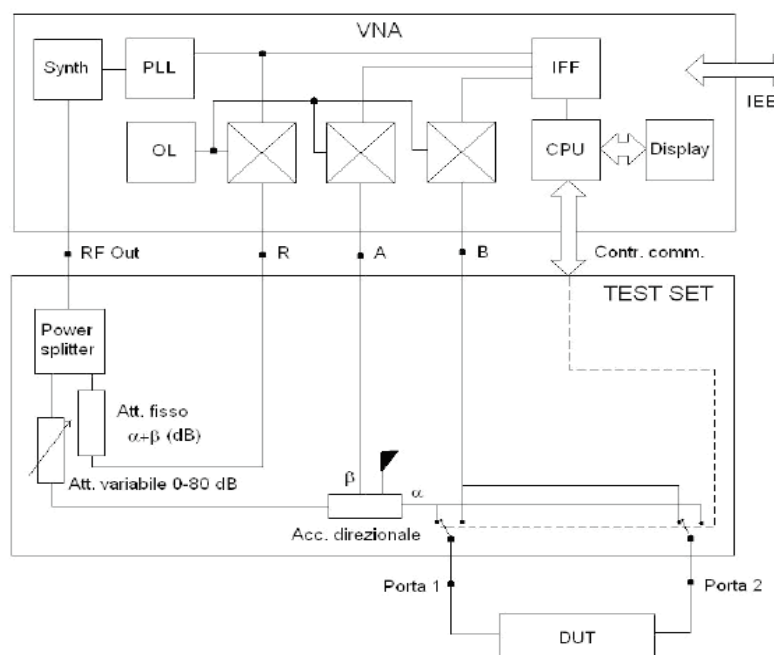


Fig. 6.1: schema di un VNA con test set per la misura dei parametri di diffusione. Synth: sintetizzatore del segnale di test. PLL: anello ad aggancio di fase. IFF: filtro selettivo a frequenza intermedia. OL: oscillatore locale. CPU: unità di elaborazione. DUT: dispositivo sotto misura.

I moderni analizzatori vettoriali di reti sono di uso relativamente facile e restituiscono misure altamente affidabili in funzione della frequenza o del tempo.

Lo strumento vero e proprio è quello racchiuso nel riquadro in alto, mentre la parte rappresentata in basso (il test set) serve per somministrare il segnale di stimolo al dispositivo sotto misura, separare il segnale incidente di riferimento dal segnale riflesso dal dispositivo, prelevare il segnale trasmesso e portare tutti i segnali da misurare agli ingressi dello strumento.

Come si vede, i tre canali in ingresso al VNA vanno in ingresso a tre mixer separati, che convertono la frequenza dei segnali sul valore fisso della frequenza intermedia. L'uscita del mixer "R" entra anche a far parte di un anello ad aggancio di fase che serve a legare la frequenza del generatore del segnale di stimolo a quella dell'oscillatore locale. Tutte e tre le uscite dei mixer vengono portate all'ingresso del filtro a frequenza intermedia (IFF), che le campiona ciclicamente, le misura in modulo e fase e le invia alla CPU per i calcoli, la correzione degli errori sistematici e l'invio al dispositivo di visualizzazione (normalmente un tubo a raggi catodici). E' così possibile misurare le ampiezze dei tre segnali di interesse e le differenze di fase tra i due segnali di misura e il segnale di riferimento, e calcolare i parametri di diffusione e tutte le grandezze ad essi collegate, come le impedenze normalizzate e i rapporti d'onda stazionaria.

L'accuratezza della misura dipende da un certo numero di errori sistematici e da errori casuali dovuti a rumore, instabilità di funzionamento a breve termine o variazioni ambientali. Per la correzione degli errori sistematici, che qui non andiamo ad elencare, si ricorre alle procedure di calibrazione, che consistono in un certo numero di misure su dispositivi standard, altamente stabili e dalle caratteristiche note con altissima precisione. In base al confronto tra i risultati di queste misure e le caratteristiche degli standard di calibrazione, il software dello strumento è in grado di correggere i valori da presentare in uscita. Le caratteristiche dello strumento e le condizioni di misura variano nel tempo, per effetto dell'invecchiamento dei componenti o altre cause. Invece di cercare di ridurre questi effetti (annullarli è assolutamente impossibile) aumentando il costo totale dello strumento, si fa affidamento sulla stabilità nel tempo dei componenti standard a patto che l'operazione di calibrazione venga effettuata con elevata frequenza. Gli standard di calibrazione sono normalmente carichi adattati alle porte dello strumento, terminazioni in cortocircuito, terminazioni in circuito aperto schermate, connettori per il collegamento diretto tra le porte 1 e 2 (detti, in Inglese, thru), tutti costruiti con materiali di elevatissima qualità ed efficienti su

bande estremamente estese (le bande di funzionamento degli analizzatori di reti vanno spesso da pochi MHz o addirittura kHz a svariate decine di GHz).

Indice delle figure

Fig.1 (a): campo incidente che investe l'oggetto; (b) campo scatterato dall'oggetto. La curva tratteggiata rappresenta il dominio di misura.

Fig. 1.2: muro dielettrico investito dalla radiazione incidente

Fig. 1.3: modello discretizzato del muro

Fig. 1.4: descrizione della linea equivalente

Fig. 2.1: confronto tra le diverse tecniche di meshing

Fig. 2.2: configurazione della struttura simulata. I quattro strati hanno lo stesso spessore, ma differenti costanti dielettriche ($\epsilon_{r_1} = 8.5, \epsilon_{r_2} = 9, \epsilon_{r_3} = 1, \epsilon_{r_4} = 7$)

Fig 2.3: confronto tra i coefficienti di riflessione ottenuti investendo con un'onda piana la struttura di Fig. 2.2. Il range di frequenze va da 1.7 GHz a 2.6 GHz. L'incidenza dell'onda è normale. La linea continua indica i risultati ottenuti con il solver mentre i punti rappresentano i risultati ottenuti con HFSS.

Fig. 2.4: configurazione della struttura simulata: singola lastra di plexiglas

Fig. 2.5: confronto tra il coeff. di riflessione per la singola lastra di plexiglas ($\epsilon_r = 2.0$) valutato dal solver (linea continua) e da HFSS (punti)

Fig. 2.6: configurazione simulata: singola lastra di allumina ($\epsilon_r = 8.5$)

Fig. 2.7: confronto tra le fasi del coefficiente di riflessione nel caso di una lastra di allumina. La linea rossa continua rappresenta la fase calcolata utilizzando il solver, mentre i punti neri rappresentano la soluzione ottenuta con Designer

Fig. 3.1: banco di misura per la raccolta dei dati in ambiente reale

Fig. 3.2: VNA HP 8753B e Test Set HP85044A

Fig. 3.3: antenna a tromba WAVETRONICS 6002-00

Fig. 3.4: vista tridimensionale dell'antenna a tromba

Fig. 3.5: (a) vista sul piano z-y (b) vista sul piano z-x (c) vista sul piano x-y

Fig. 3.6: direttività dell'antenna in spazio libero ottenuta con CST: rappresentazione tridimensionale

Fig. 3.7: direttività dell'antenna in spazio libero ottenuta con CST: rappresentazione polare

Fig. 3.8: rappresentazione tridimensionale della direttività dell'antenna in spazio libero ottenuta con HFSS

Fig. 3.9: direttività dell'antenna in spazio libero ottenuta usando HFSS: rappresentazione polare (nel piano $\phi=90$ gradi)

Fig. 3.10: comportamento del campo elettrico dell'antenna calcolato con CST: rappresentazione tridimensionale

Fig. 3.11: comportamento del campo elettrico dell'antenna calcolato con CST

Fig. 3.12: confronto tra l'ampiezza del coefficiente di riflessione misurato in assenza di oggetto nella seconda campagna di misure, per le due diverse calibrazioni dello strumento corrispondenti ai due diversi set di misure (linea rossa continua con punti e linea blu tratteggiata)

Fig. 3.13: confronto tra le ampiezze dei coefficienti di riflessione in assenza di oggetto ottenuti nella prima e nella seconda campagna di misura (rispettivamente, nero e rosso-blu)

Fig. 3.14: confronto tra l'ampiezza del coefficiente di riflessione per una piastrina di PEC, nella prima (linea rossa continua con punti) e secondo (linea blu tratteggiata) set di misure della seconda campagna

Fig. 3.15: fase del coefficiente di riflessione del secondo set di misure effettuato nella seconda campagna

Fig. 3.16: confronto tra il coefficiente di riflessione misurato nel primo (linea rossa continua con punti) e nel secondo set di misure della seconda campagna (linea blu tratteggiata) nel caso di una singola lastra di plexiglas

Fig. 3.17: confronto tra la prima (linea nera) e la seconda (linee rossa e blu) campagna

Fig. 3.18: confronto tra l'ampiezza del coefficiente di riflessione normalizzato nel caso di singola lastra di plexiglas: solver (nero), misure normalizzate (tratteggiato blu), versione mediata dei dati misurati (rosso)

Fig. 3.19: confronto tra le fasi del coefficiente di riflessione normalizzato nel caso di singola lastra di plexiglas: solver (nero), misure normalizzate (blu tratteggiato), versione mediata dei dati misurati (rosso)

Fig. 3.20: confronto tra l'ampiezza del coefficiente di riflessione ottenuto nel caso di singola lastra di allumina nel primo (linea rossa continua con punti) e nel secondo set di misure della seconda campagna (linea blu tratteggiata)

Fig. 3.21: confronto tra i risultati nel caso di singola lastra di allumina ottenuti nella prima campagna (nero) e nella seconda campagna (rosso e blu)

Fig. 3.22: confronto tra le ampiezze del coefficiente di riflessione normalizzato ottenuto nel caso di singola lastra di allumina: solver (nero), misure normalizzate (blu tratteggiato), versione mediata dei dati misurati (linea rossa tratteggiata).

Fig. 3.23: confronto tra le fasi del coefficiente di riflessione normalizzato ottenute nel caso di singola lastra di allumina: solver (linea nera), misure normalizzate (linea blu tratteggiata), versione mediata dei dati misurati.

Fig. 3.24: confronto tra le ampiezze del coefficiente di riflessione ottenuto nel caso di sandwich allumina-plexiglas-allumina nel primo (linea rossa continua con punti) e nel secondo (linea blu tratteggiata) set di misure della seconda campagna

Fig. 3.25: confronto tra l'ampiezza del coefficiente di riflessione normalizzato: solver (nero), misure normalizzate (blu tratteggiato), versione mediata dei dati misurati (rosso tratteggiato).

Fig. 3.26: confronto tra la fase del coefficiente di riflessione normalizzato: solver (nero), misure normalizzate (linea blu tratteggiata), versione mediata dei dati misurati (linea rossa tratteggiata).

Fig.5.1: antenne a tromba rettangolare

Fig. 5.2: antenna a tromba settoriale sul piano H

Fig. 5.3: diagrammi di irradiazione universali per i piani principali dell'antenna settoriale sul piano H mostrata in fig. 5.2. Il fattore $(1 + \cos\theta)/2$ non è incluso

Fig. 5.4: curve di direttività universali per un antenna settoriale sul piano H.

Fig. 5.5: Antenna a tromba settoriale sul piano E

Fig. 5.6: diagrammi di irradiazione universali per i piani principali di un antenna settoriale sul piano E come mostrata in Fig. 1.5. Il fattore $(1 + \cos\theta)/2$ non è incluso

Fig. 5.7: curve di direttività universali per un antenna settoriale sul piano E

Fig. 5.8: antenna a tromba piramidale

Fig. 5.9: efficienze di apertura per antenne settoriali sul piano E ed H (ordinata sinistra) ed efficienze di fase associate alle illuminazioni sui piani E ed H.

Fig. 6.1: schema di un VNA con test set per la misura dei parametri di diffusione. Synth: sintetizzatore del segnale di test. PLL: anello ad aggancio di fase. IFF: filtro selettivo a frequenza intermedia. OL: oscillatore locale. CPU: unità di elaborazione. DUT: dispositivo sotto misura

Bibliografia

- [1] S. Genovesi, E. Salerno, A. Monorchio, G. Manara, "A Permittivity Range Profile Reconstruction Technique for Multilayered Structures by a Line Process-Augmented Genetic Algorithm", *2005 IEEE AP-S Int.Symp.*, Washington DC, (USA), 3-8 July 2005
- [2] S. Genovesi, "Inverse scattering procedures for the reconstruction of one-dimensional permittivity range profiles", *Dottorato di Ricerca in Ingegneria dell'Informazione XIX° Ciclo, Università di Pisa, Ph.D. Dissertation, 2007*
- [3] M. Bramanti, E. Salerno, "Tecniche a microonde per la diagnosi non distruttiva dei materiali dielettrici", *Alta Frequenza Rivista di Elettronica*, Vol. 8, N. 3, maggio-giugno 1994, pp. 37-43
- [4] E. Salerno, S. Genovesi, A. Monorchio, G. Manara, "Edge-Preserving Permittivity Range Profile Reconstruction by a Genetic Algorithm", ISTI-CNR Pisa, Technical report, 2004-TR-066, December 2004.
- [5] Ansoft: "Introduction to the Ansoft Macro Language", www.ansoft.com, 2006
- [6] L. Piazza, "Eccitazione di cavità risonanti a radiofrequenza per la generazione di fasci pulsanti di particelle cariche", Tesi di Laurea in Ingegneria Elettronica, Università degli Studi di Catania, 2003-2004
- [7] CST: "Computer simulation Tecnology", www.cst.com, 2006
- [8] S. Genovesi, S. Evangelisti, "Validation of an electromagnetic solver used for inverse scattering applications" ISTI-CNR, Pisa, Internal Note 2006-B4-003, April 2006
- [9] W. L. Stutzman, G. A. Thiele "Antenna Theory and Design", Wiley 1998

- [10] M. Slaney, A. C. Kak, L. E. Larsen, "Limitations of Imaging with First Order Diffraction Tomography", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-32, No. 8, pp. 860-874, August 1984.
- [11] E. Salerno, "Appunti di microonde", ISTI-CNR, Pisa, 2008-B5-001, Febbraio 2008.
- [12] S. Genovesi, E. Salerno, A. Monorchio, G. Manara, "Permittivity range profiles reconstruction of multilayered structures from microwave backscattering data by using particle swarm optimization", *Microwave and Optical Technology Letters*, to appear, 2009.
- [13] S. Genovesi, E. Salerno, "Measurements for the validation of an electromagnetic solver", ISTI-CNR, Pisa, Nota Interna ISTI-B4-11, September 2006.

RINGRAZIAMENTI

Grazie ai miei genitori, che mi hanno dato la possibilità di studiare e di arrivare fino a qui con serenità e circondata da affetto.

Grazie al Prof. Salerno e a Simone Genovesi per la loro gentilezza e disponibilità.

Grazie a Fabio, per essermi sempre stato vicino, riuscendo a sorprendermi ogni volta.

Grazie ad Emanuela per la complicità unica che ci unisce, per avermi regalato i momenti più belli, dei quali conserverò vivo il ricordo per entrambe. Qualsiasi cosa io possa scrivere, non sarà mai abbastanza.

Grazie ad Elisa e Valentina, per i sorrisi di questi ultimi anni, per avermi fatto assaggiare profumi nuovi di nuove terre, per avermi sostenuta e ascoltata, perché non pensavo che qualcosa di così prezioso potesse nascere tra i banchi di ingegneria.

Grazie a Marco, perché ogni giorno sento che c'è qualcuno che mi vuole bene, incondizionatamente.

Grazie a Gabriele, per tutto quello che mi ha dato.

Grazie a Silvia, per avermi fatto dimenticare di essere figlia unica.

Sono tante le persone che anche solo con un sorriso mi hanno dimostrato affetto in questi anni, ma soprattutto che hanno contribuito a farmi sentire sempre viva:

la mia storica compagna di banco Valentina, Simone, Sara, Paola, Felice,

Gabriele, Giorgio, Mioara, Mavi, Laura, Davide, Elena e molti altri. A tutte

queste persone voglio dire grazie, perché ognuno mi ha regalato qualcosa di sé.

Infine voglio ringraziare una persona per me speciale, Annamaria Columbu, per avermi fatto capire che con il sorriso, la gentilezza e la comprensione, si può insegnare molto di più.