

DOTTORATO DI RICERCA

INGEGNERIA ELETTRONICA, INFORMATICA E DELLE TELECOMUNICAZIONI

CICLO XXIV

Settore Concorsuale di afferenza: 09/F1 - CAMPI ELETTROMAGNETICI

Settore Scientifico Disciplinare di afferenza: ING-INF/02 - CAMPI ELETTROMAGNETICI

**Co-simulazione e co-progetto  
non lineare\elettromagnetico  
di sistemi wireless non convenzionali**

**Presentata da:**

Ing. Nicola Arbizzani

---

**Coordinatore Dottorato:**

Chiar.mo Prof. Luca Benini

**Relatore:**

Chiar.mo Prof. Vittorio Rizzoli

**Correlatori:**

Dott. Ing. Diego Masotti  
Prof. Ing. Alessandra Costanzo



A Maria Stella.

A Laura.



# Indice

Introduzione	9
<b>1 Rappresentazione di un collegamento RF tramite generatori di Norton equivalenti alle porte</b>	<b>15</b>
Introduzione	15
1.1 Teoria di Base	18
1.1.1 Reazione	18
1.1.2 Teorema di Reciprocità	19
Dimostrazione	19
1.1.3 Uso del teorema di reciprocità con le antenne	22
1.1.4 Modello circuitale: calcolo del generatore equivalente di Norton	26
1.1.5 Alimentazione dell'antenna ricevente: calcolo di U in funzione della potenza disponibile del generatore	27
1.1.6 Teorema di Love (Equivalenza)	29
1.1.7 Calcolo approssimato della $\mathbf{J}_{eq}$	32
1.1.8 Nuovo approccio per il calcolo esatto della $\mathbf{J}_{eq}$	36
1.2 Calcolo dei campi $\mathbf{E}$ e $\mathbf{H}$	39
1.2.1 Dipendenza di $\mathbf{E}$ e $\mathbf{H}$ dal momento $\mathbf{M}$	39
1.2.2 Dipendenza dei campi dalla componente X del momento	41
1.2.3 Dipendenza dei campi dalla componente Y del momento	42
1.2.4 Dipendenza dei campi dalla componente Z del momento	44
1.3 Applicazione del metodo rigoroso per la valutazione della $\mathbf{J}_{eq}$	46
1.3.1 Dipoli	48
Calcolo del campo tramite la discretizzazione del Momento Equivalente Esteso	50

	Campo approssimato in zona di Fraunhofer . . . . .	51
1.4	Piano Integrale: dimensioni e mesh . . . . .	51
1.4.1	Percorso del collegamento e definizione del passo della mesh . . . . .	52
1.4.2	Piano circolare . . . . .	54
	Mesh variabile . . . . .	54
	Mesh fissa (a passo costante) . . . . .	59
	Posizione ottimale del piano . . . . .	62
1.4.3	Piano quadrato . . . . .	65
1.4.4	Dimensioni del piano . . . . .	68
1.5	Applicazione e confronto dei metodi proposti per il calcolo della $J_{eq}$ . . . . .	69
1.5.1	Dipolo disposto lungo l'asse Z . . . . .	69
	Metodo A) Calcolo approssimato . . . . .	69
	Metodo B) Calcolo Integrale, Modello analitico . . . . .	70
	Metodo C) Calcolo Integrale, Modello del Dipolo Di- scretizzato e applicazione del Metodo dei Mo- menti . . . . .	71
	Metodo D) Calcolo Integrale, Valori dei campi ottenuti tramite simulatore commerciale CST . . . . .	72
1.5.2	Confronto risultati . . . . .	72
1.6	Misure sperimentali con antenne Patch . . . . .	73
1.6.1	Patch allineate . . . . .	75
1.6.2	Patch disassate . . . . .	78
1.7	Conclusioni . . . . .	79
<b>2</b>	<b>Descrizione rigorosa degli effetti elettromagnetici del package di circuiti a RF</b>	<b>81</b>
	Introduzione . . . . .	81
2.1	Formulazione teorica del metodo[30] . . . . .	83
2.1.1	Formule base di reciprocità . . . . .	83
2.1.2	Calcolo della corrente sul package . . . . .	85
2.1.3	Calcolo dei generatori di Norton . . . . .	88
2.1.4	Osservazioni conclusive . . . . .	89

2.2	Procedura Operativa . . . . .	91
2.2.1	Quadro complessivo . . . . .	91
2.2.2	Estrazioni CST . . . . .	91
	Correnti superficiali . . . . .	92
	Campo incidente sul package: estrazione da CST del campo vicino . . . . .	93
	Campo presente in una cavità alle frequenze di risonanza	94
2.2.3	Elaborazioni . . . . .	95
	Elaborazione dei dati estratti: Campi e Correnti super- ficiali . . . . .	95
	Impostazioni delle simulazioni del package . . . . .	99
	Calcolo delle matrici <b>Q</b> e <b>R</b> . . . . .	100
2.3	Risultati delle simulazioni del Package . . . . .	101
2.3.1	Dimensioni del package . . . . .	101
	Frequenze di risonanza . . . . .	102
2.3.2	Grafici dei campi ottenuti a 7 e 21 GHz . . . . .	103
	Risultati di <b>CST</b> . . . . .	104
	Risultati di <b>HFSS</b> . . . . .	107
2.4	Amplificatore 8 [GHz] a un FET . . . . .	123
2.4.1	Risultati senza Package . . . . .	123
	Risultati <b>MWO</b> . . . . .	125
	Risultati <b>CST</b> e <b>HFSS</b> . . . . .	129
2.4.2	Risultati con Package . . . . .	133
	Risultati <b>CST</b> e <b>HFSS</b> . . . . .	135
	Risultati con Package con l'applicazione del metodo descritto . . . . .	141
2.5	Conclusioni . . . . .	146
<b>3</b>	<b>Rid: sistema di localizzazione di TAG attivi in ambienti in- door</b>	<b>149</b>
	Introduzione . . . . .	150
3.1	Descrizione Hardware . . . . .	153
3.1.1	Alimentazione . . . . .	153
3.1.2	Microcontrollore . . . . .	153

3.1.3	Front-end . . . . .	154
3.1.4	Rat-Race . . . . .	155
3.1.5	Balun-Adattatori . . . . .	156
3.1.6	Phase Shifter . . . . .	157
3.1.7	Convertitori DAC . . . . .	157
3.1.8	Antenne . . . . .	158
3.2	Progettazione e funzionamento . . . . .	159
3.2.1	Caratteristiche tecniche e principio di funzionamento .	160
	Logica di funzionamento: modalità operative . . . . .	166
3.2.2	Parte Digitale . . . . .	172
3.2.3	Antenne . . . . .	172
3.2.4	Phase Shifter . . . . .	179
	Phase Shifter commerciale . . . . .	180
	Phase Shifter distribuito . . . . .	181
3.2.5	Balun e Adattatore . . . . .	189
3.2.6	Rat-Race . . . . .	192
3.3	Misure . . . . .	196
3.3.1	Scenari indoor . . . . .	196
3.3.2	Oggetti in movimento . . . . .	197
3.3.3	Selettività del RID . . . . .	198
	Misure ripetute in isofrequenza . . . . .	200
	Misure ripetute con frequency-hopping . . . . .	202
	Osservazioni . . . . .	204
	Conclusioni . . . . .	207

# Introduzione

Trent'anni fa la ricerca concentrava le sue attenzioni sui metodi di simulazione per il progetto assistito dal calcolatore di circuiti e sottosistemi lineari e non (Computer Aided Design, CAD), sebbene nelle industrie non fossero ancora pronti per queste innovazioni. Infatti, in quel periodo i circuiti venivano ancora progettati usando metodi formali di sintesi e, spesso, considerandoli in condizioni di piccoli segnali, e questo obbligava a lunghe e costose fasi di correzione al progetto. Al crescere delle frequenze d'impiego di tali circuiti e alle conseguenti riduzione delle dimensioni dei medesimi le azioni di "tuning" dei circuiti sono diventate sempre più difficili. Con l'avvento poi dei circuiti monolitici a microonde questi interventi a fine progetto sono risultati addirittura impossibili. E il CAD per i circuiti a microonde (basato soprattutto sul metodo del Bilanciamento Armonico) è diventato uno standard anche a livello industriale. Lo stesso si può dire quando, circa una ventina di anni or sono, l'uso di frequenze sempre più elevate ha spostato l'interesse del mondo accademico verso l'accurata modellizzazione dei circuiti distribuiti, con conseguente sviluppo dei simulatori elettromagnetici. La complessità algoritmica iniziale di questi ultimi, e i tempi elevati di simulazione mal si combinavano con le esigenze temporali del mondo produttivo; ma l'evoluzione di questi strumenti di calcolo e l'aumento della potenza di calcolo dei computer, ne migliorò progressivamente le prestazioni al punto di giustificarne e consigliarne sempre più l'impiego, qualora fosse richiesta una elevata accuratezza in sede progettuale. La storia ha quindi dato ragione ai ricercatori: oggi è difficile trovare aziende dedicate alla progettazione di sistemi wireless che non utilizzino simulatori circuitali a RF basati sul metodo del Bilanciamento Armonico e simulatori elettromagnetici almeno per gli elementi radianti del transceiver. L'attività di ricerca condotta nei tre anni del corso di dottorato ha avuto,

come fulcro, lo sviluppo e l'applicazione pratica di tecniche di co-simulazione e co-progetto non lineare/elettromagnetico di sistemi wireless "non convenzionali". Con questo appellativo, durante tutto il lavoro di tesi, ci si riferirà a quella vasta categoria di radio collegamenti che si contrappongono a quelli tradizionali, ossia ai "*sistemi wireless convenzionali*" la cui configurazione è costituita da un trasmettitore e un ricevitore situati a grande distanza l'uno dall'altro in un mezzo normale e omogeneo, orientati in modo da garantire il massimo trasferimento di potenza. Quando queste condizioni non sono verificate, o perché i due attori del collegamento non sono sufficientemente distanti e/o perché la direzione del collegamento è lontana da quella di massimo trasferimento di potenza, ci si trova nel caso "non convenzionale", ossia tutti i radio-sistemi, oggi in via di rapida diffusione in tutti i settori merceologici, che non rispondono alla configurazione standard e per i quali non è più lecita la descrizione del campo incidente sul ricevitore mediante l'approssimazione di onda piana uniforme. Gli approcci al problema disponibili all'interno della comunità scientifica mancano, da diversi punti di vista, del rigore del metodo oggetto di questo lavoro di tesi, che rappresenta quindi, nell'opinione dello scrivente, un valido passo avanti nella descrizione numerica dei collegamenti radio. I metodi comunemente usati per eseguire l'analisi di un collegamento radio sono i cosiddetti metodi sistemistici[1], ossia metodi che descrivono i vari blocchi del trasmettitore e del ricevitore del collegamento mediante modelli comportamentali, mentre le antenne sono tipicamente considerate come radiatori isotropi. Questi veloci metodi di calcolo trascurano però le interazioni tra i vari blocchi dei circuiti non lineari e tra front-end e antenna: sull'importanza di queste interazioni nulla si può dire a priori, ma non considerarle può portare in certi casi a valutazioni della tratta radio molto lontane dalla realtà. Altri gruppi di ricerca fanno ricorso a semplici modelli equivalenti a costanti concentrate per descrivere gli elementi radianti del collegamento[2], anziché utilizzare un accurato modello elettromagnetico. Questo approccio semplificato obbliga ovviamente a calcolare il modello per ognuna delle frequenze (e relative armoniche) impiegate nel collegamento (ad es. nell'energy harvesting multi-frequenza), mentre un modello elettromagnetico larga banda risolve automaticamente il problema, garantendo anche una maggiore accuratezza. Un altro fattore molto impor-

tante nel bilancio di una tratta radio riguarda le interazioni dei front-end con l'ambiente che li circonda. Nelle ordinarie analisi di radiocollegamenti queste interazioni non sono prese in considerazione, attribuendo alle antenne il ruolo di radiatori isotropi e puntiformi che non influenzano quindi il trasferimento del segnale[3], oppure si tiene conto dell'influenza che l'antenna ha sulla sola stima del canale di propagazione[4]. Al contrario invece gli accoppiamenti elettromagnetici tra antenna (o schiera di antenne) e il front-end influenzano fortemente sia le proprietà radianti dell'antenna, sia il comportamento non lineare del ricetrasmittitore[5]. La letteratura scientifica ha offerto anche approcci accurati al problema dell'analisi di radiocollegamenti, ma anche in questi casi l'introduzione di importanti approssimazioni rende tali metodi non adatti all'analisi di sistemi wireless non convenzionali. Ad esempio i fenomeni di scattering e diffrazione che si verificano negli scenari realistici di propagazione sono inevitabilmente causa di trasferimenti di potenza tra componenti ortogonali del campo trasmesso; viceversa in [6] l'impiego di fattori di guadagno scalari nella descrizione del canale radio mediante raggi elettromagnetici impedisce di tenere conto della potenza trasferita alla componente cross-polarizzata del segnale.

L'approccio utilizzato per risolvere queste complesse problematiche, che costituisce l'idea unificante e il filo conduttore dell'attività svolta, è stato lo sviluppo di un sistema di CAD originale che combina le più avanzate tecniche di analisi circuitale non lineare e di analisi elettromagnetica consentendo una co-simulazione rigorosa di interi sistemi wireless a livello circuitale. Il trasmettitore viene analizzato con tecniche circuitali non lineari basate sul metodo del Bilanciamento Armonico, inserendo nella sotto-rete lineare le antenne caratterizzate per via elettromagnetica tenendo conto della eventuale presenza di centri di scattering nella tratta radio. Il campo irradiato viene calcolato anch'esso tramite tecniche numeriche a partire dal regime elettrico del trasmettitore, e funge da input del sistema ricevente. Sul lato del ricevitore si dà una rigorosa rappresentazione circuitale degli effetti dei campi incidenti per mezzo di generatori equivalenti di Norton, calcolati mediante i teoremi di reciprocità e di equivalenza; il ricevitore può quindi essere analizzato nuovamente con simulatori circuitali non lineari. Per implementare queste tecniche sono state realizzate procedure per estrarre ed elaborare automaticamente

dai simulatori elettromagnetici commerciali basi-dati di informazioni riguardanti le distribuzioni spaziali di grandezze elettromagnetiche quali i campi irradiati e le densità di corrente sulle superfici dei centri di scattering. La sfida ambiziosa che questo lavoro di tesi intende lanciare è quella di proporre questo rigoroso metodo numerico come strumento di analisi e progetto dei complessi radiocollegamenti descritti. La pretesa non è quella di sostituire i più veloci, ma approssimati, metodi sistemistici, bensì di costituire un valido riferimento per questi, per verificare in certi casi la validità, in altri casi la scarsa accuratezza. Così quindi, come fu decenni fa per il CAD dei circuiti non lineari, oggi il mondo produttivo non può o fa fatica ad affidarsi al complesso strumento di calcolo qui proposto. Ma in un non lontano futuro è convinzione dello scrivente che anche la piattaforma di calcolo multi-dominio qui sviluppata potrebbe diventare uno standard di progetto nel settore industriale delle Telecomunicazioni dedicato ai radiocollegamenti a RF, con enfasi particolare ai collegamenti wireless non convenzionali.

La prima applicazione dei concetti sopra esposti ha riguardato la valutazione della potenza ricevuta da qualsiasi sistema ricevente (come i sistemi di recupero energetico dall'ambiente "energy harvesting"), anche in condizioni di campo vicino. Per l'applicazione di questo metodo sono state utilizzate delle correnti superficiali (equivalenti) distribuite su un piano virtuale posto tra il trasmettitore e il ricevitore. A questo scopo si è resa necessaria l'implementazione di ulteriori procedure per l'esecuzione di operazioni di integrazione discreta. In particolare, le ricerche hanno permesso di definire la migliore posizione del piano di integrazione rispetto ai sistemi ricevente e trasmittente, la discretizzazione ottimale del piano di integrazione in funzione della frequenza di lavoro e la dimensione del piano di integrazione sufficiente a garantire la convergenza dell'integrale. Per la verifica del nuovo metodo è stata eseguita una campagna di misure su antenne a microstriscia risonanti alla frequenza di 5.8 [GHz]. Le antenne sono state poste sia in condizioni di radiocollegamento tradizionale (zona di Fraunhofer e orientazione nelle rispettive direzioni di massimo irraggiamento) sia in condizioni di radiocollegamento non convenzionale (zona di campo vicino e orientazione disassata rispetto alle direzioni di massimo irraggiamento, condizioni che non permettono di descrivere il campo ricevuto come un'onda piana uniforme). Le misure hanno permes-

so di confermare la bontà del rigoroso metodo di calcolo oggetto del lavoro di tesi in qualsiasi condizione di collegamento, riscontrando un'ottima corrispondenza tra i valori calcolati e i valori misurati. Si è così ottenuta una corretta valutazione degli effetti prodotti da un campo incidente non approssimabile localmente con un'onda piana, il che si è rivelato di fondamentale importanza soprattutto per i sistemi operanti con segnali di potenza molto bassa (harvesting da RF) per i quali è indispensabile una stima molto accurata del campo ricevuto. Infatti, un aspetto qualificante delle tecniche di co-simulazione consiste nella possibilità di tenere conto in maniera rigorosa delle proprietà dispersive delle antenne nonché delle interazioni di queste con i front end, anche in presenza di forti non linearità (inclusi, per esempio, sistemi a commutazione per lo stoccaggio dell'energia).

La stessa filosofia di calcolo è stata applicata per la modellistica degli effetti di un package metallico sulle prestazioni di circuiti integrati lineari e non lineari. In questo caso in luogo delle correnti (equivalenti) distribuite su un piano sono state utilizzate le correnti superficiali (fisiche) sul package prodotte dal campo irradiato dal circuito da esso racchiuso. Come benchmark è stato utilizzato un amplificatore a FET, per il quale sono stati riscontrati picchi di guadagno molto selettivi, sintomo di potenziale instabilità, in prossimità della frequenza di risonanza del package. I risultati sono stati validati per confronto con simulatori commerciali basati sul metodo FEM, rispetto ai quali si sono ottenuti tempi di calcolo inferiori di due ordini di grandezza con ottima rispondenza dei risultati numerici. In questo caso è il layout del circuito che funge contemporaneamente da "trasmettitore" e da "ricevitore", mentre il package è trattato come un centro di scattering. In altre parole, la distribuzione di corrente sulla sua superficie interna, sostenuta dalle correnti che fluiscono nel circuito e valutata per via elettromagnetica, reirradia un campo i cui effetti retroattivi sul circuito vengono quantificati introducendo nella topologia i generatori di Norton (in questo caso dipendenti) di cui si è detto sopra.

La tecnica di simulazione e progetto sviluppata nell'ambito della ricerca si presta anche in maniera ottimale all'analisi e al progetto di sensori wireless, anche operanti in ambienti altamente non omogenei. A questo particolare settore è dedicato il terzo capitolo di questa tesi, dove è visibile il progetto e la

realizzazione di un sistema di telerilevamento impiegato per la localizzazione di TAG attivi all'interno di edifici. Il radiocollegamento tra il localizzatore, chiamato RID (*Remotely Identify and Detect*), e i numerosi TAG, applicati ad oggetti anche di natura diversa, rientra, se non per tutto almeno per alcuni di questi, nella categoria dei radiocollegamenti non convenzionali, per i quali un'accurata stima del bilancio di tratta è di fondamentale importanza. Il RID, gestito da un microcontrollore (MSP430) interconnesso a due front end (CC2500), combina la tecnica "monopulse radar" alla scansione elettronica degli array di antenne, ottenuta grazie alla presenza di due Phase Shifter che permettono il controllo del fattore di schiera. Ovviamente, data la necessaria compattezza della soluzione portatile adottata, è stato indispensabile l'uso combinato di simulatori circuitali ed elettromagnetici in sede progettuale. Il RID è stato sviluppato nell'ambito di un Progetto Europeo "Smart Objects For Intelligent Applications" (SOFIA), indirizzato alla domotica e alla gestione intelligente della manutenzione delle grandi strutture.

# Capitolo 1

## Rappresentazione di un collegamento RF tramite generatori di Norton equivalenti alle porte

### Introduzione

Non sempre è semplice eseguire una corretta valutazione dell'interazione presente tra due circuiti connessi tramite il canale radio. Molte sono le tecniche usate, sia in condizioni Line-of-Sight (LOS) che nelle condizioni Non-line-of-sight (NLOS):

- Modelli empirici (Okumura-Hata, Epstein-Peterson)
- Modelli statistici (Walfish-Ikegami, COST 259)
- Modelli semi-deterministici (Berg, Saunders-Bonar)
- Modelli deterministici (Ray Tracing)

Tutti i metodi sopra elencati non sono più validi quando antenna trasmittente e antenna ricevente non sono l'una nella regione di Fraunhofer dell'altra, quando, quindi, gli effetti reattivi sono ancora presenti e difficili da quantificare, se non tramite simulazioni elettromagnetiche complesse, lunghe e onerose. Oltre a questo, la progettazione "classica" rappresenta queste iterazioni in maniera troppo semplicistica, caratterizzando spesso le antenne

come semplici carichi resistivi negli stadi in trasmissione, o come normali generatori connessi alla porta d'ingresso dei ricevitori (con potenze proporzionali a quanto calcolato con i metodi sopra esposti). Oltre a questo, in alcune situazioni diventa fondamentale conoscere correttamente l'interazione tra i due circuiti: basti pensare ad un sistema di recupero energetico (energy harvesting) necessario all'alimentazione di parti di sistemi non raggiungibili tramite cavi (sensori posti sull'estremità di un braccio robotizzato, etc...). In questo caso, conoscendo le caratteristiche della sorgente (potenza emessa, WSVR e diagrammi di radiazione) e del sistema ricevente (WSVR e diagrammi di radiazione), con il metodo qui descritto diventa possibile quantificare rigorosamente l'effetto di un circuito sull'altro.

La presente trattazione si basa sull'applicazione di due teoremi fondamentali nel campo dell'elettromagnetismo: il "*Teorema di reciprocità*" e il "*Teorema di equivalenza*". L'applicazione di questo metodo richiede solamente l'estrazione del campo irradiato dai due sistemi in studio, in un insieme di punti giacenti su un piano e opportunamente scelti. Il risultato sarà la rappresentazione a livello circuitale dell'azione del sistema trasmittente su quello ricevente tramite un generatore di Norton equivalente ( $J_{eq}$ ) connesso alla porta ricevente. Così facendo risulta possibile integrare in fase di progetto in un simulatore non-lineare anche l'effetto del canale e una rappresentazione rigorosa dei sistemi riceventi e trasmittenti, rappresentazione basata su modelli ottenuti dalle simulazioni elettromagnetiche.

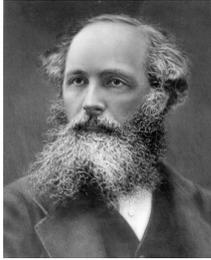
## Simulazioni eseguite, misure e risultati

Per verificare il corretto funzionamento del metodo di calcolo della  $J_{eq}$  presentato in questo capitolo, ci si è avvalsi di una sua implementazione in ambiente MatLab. Sono state eseguite delle prove utilizzando dei semplici dipoli, sia in ricezione che in trasmissione. Il campo da essi irradiato è stato calcolato in più modi:

- modello analitico
- metodo dei momenti (modello discretizzato)
- simulazione elettromagnetica

La verifica sperimentale è stata svolta utilizzando delle antenne Patch, sia posizionandole in modo perfettamente allineato sia in modo disassato. I risultati hanno confermato la validità di questo metodo, mettendo in evidenza l'errore che si compie con l'impiego di metodi approssimati.

## 1.1 Teoria di Base



Il Teorema di Reciprocità[15] è conseguenza diretta della teoria dell'elettromagnetismo sviluppata da Maxwell<sup>1</sup>, ed è uno dei tasselli fondamentali per lo studio delle interazioni tramite i campi elettromagnetici di circuiti differenti. Oltre ad esso, in questa prima parte del capitolo sarà trattata l'applicazione del teorema al caso specifico di due antenne al fine di ottenere una equazione rigorosa e una approssimata, con particolare attenzione ai circuiti equivalenti del sistema. Altra equazione fondamentale che sarà utile nelle elaborazioni successive è il Teorema di Equivalenza, che applicato alla soluzione rigorosa sopra citata ne consentirà il calcolo in maniera semplice e sempre rigorosa. Tutto questo sarà discusso nella prima parte del capitolo. Nella seconda parte del capitolo verranno valutati alcuni casi specifici di collegamenti (sia convenzionali che non) nei quali saranno applicati i risultati precedentemente ottenuti, validandoli con misure sperimentali.

### 1.1.1 Reazione

Al fine di spiegare il teorema di reciprocità risulta importante definire il concetto di **Reazione**. Si consideri, allora, un insieme di correnti impresse  $\{\mathbf{J}_i^b, \mathbf{M}_i^b\}$ , rispettivamente elettriche e magnetiche, definite in una regione dello spazio  $V$  (limitata o illimitata), e il campo elettromagnetico  $\{\mathbf{E}^a, \mathbf{H}^a\}$  definito nella stessa regione  $V$ , ma non necessariamente coincidente con il capo generato dalle sorgenti impresse  $\{\mathbf{J}_i^b, \mathbf{M}_i^b\}$ .

**Definizione 1.1** *Si definisce **reazione** del campo  $\{\mathbf{E}^a, \mathbf{H}^a\}$  sulle sorgenti*

---

<sup>1</sup> James Clerk Maxwell N. Edimburgo 13 giugno 1831, M. Cambridge 1879. Il suo più importante lavoro, le “**Equazioni di Maxwell**”, è l'unificazione di quelli sull'elettricità e sul magnetismo di Michael Faraday, André-Marie Ampère. Lo presentò alla Royal Society nel 1864. Le quattro equazioni sono il punto più alto raggiunto dalla fisica classica.

Inoltre, grazie ai dati disponibili all'epoca, Maxwell misurò sperimentalmente la velocità delle onde, giungendo al risultato che esse viaggiavano a circa 310'740'000 m/s. Maxwell nel 1865 scriveva: “*Questa velocità è così vicina a quella della luce che ho ragione di supporre che la luce stessa sia un'onda elettromagnetica*”. Maxwell era nel giusto e la scoperta delle onde elettromagnetiche fu uno dei trionfi assoluti della fisica ottocentesca.[16]

$\{\mathbf{J}_i^b, \mathbf{M}_i^b\}$  nella regione di volume  $V$  la quantità scalare:

$$R = \langle a, b \rangle = \iiint_V (\mathbf{E}^a \bullet \mathbf{J}_i^b - \mathbf{H}^a \bullet \mathbf{M}_i^b) \, dV \quad (1.1)$$

### 1.1.2 Teorema di Reciprocità

**Teorema 1.1** Consideriamo una regione  $V$  sede di due coppie di sorgenti (ossia correnti impresse)  $\{\mathbf{J}_i^a, \mathbf{M}_i^a\}$  e  $\{\mathbf{J}_i^b, \mathbf{M}_i^b\}$ , rispettivamente generatori dei campi  $\{\mathbf{E}^a, \mathbf{H}^a\}$  e  $\{\mathbf{E}^b, \mathbf{H}^b\}$ , occupata da un mezzo lineare, stazionario, non dispersivo, dissipativo e isotropo, e delimitata da una superficie  $S$  su cui è fissata una normale esterna  $\hat{\mathbf{n}}_0$  e su cui è assegnata una condizione al contorno del tipo impedenza  $\mathbf{E}_t = Z_s \mathbf{H}_t \times \hat{\mathbf{n}}_0$  (o una condizione di ammettenza  $\mathbf{H}_t = Y_s \hat{\mathbf{n}}_0 \times \mathbf{E}_t$ ). Allora, la **reazione** del campo  $\{\mathbf{E}^a, \mathbf{H}^a\}$  sulle sorgenti  $\{\mathbf{J}_i^b, \mathbf{M}_i^b\}$  coincide con la **reazione** del campo  $\{\mathbf{E}^b, \mathbf{H}^b\}$  sulle sorgenti  $\{\mathbf{J}_i^a, \mathbf{M}_i^a\}$ , cioè:

$$\iiint_V (\mathbf{E}^a \bullet \mathbf{J}_i^b - \mathbf{H}^a \bullet \mathbf{M}_i^b) \, dV = \iiint_V (\mathbf{E}^b \bullet \mathbf{J}_i^a - \mathbf{H}^b \bullet \mathbf{M}_i^a) \, dV \quad (1.2)$$

Il teorema continua a valere anche se il mezzo che riempie la regione  $V$  è anisotropo, purché i diadici di permittività e permeabilità si possano esprimere come matrici diagonali in qualche sistema di coordinate cartesiani ortogonali. Inoltre il teorema si può estendere a regioni dello spazio illimitate, purché sia assegnata, come condizione al contorno, la condizione di radiazione.

#### Dimostrazione

Per semplicità si considererà il caso di una **regione limitata**, riempita da un mezzo isotropo, con una condizione di impedenza sulla superficie  $S$ . Tale situazione è schematizzata nella figura 1.1. Le equazioni di Maxwell cui soddisfano i campi  $\{\mathbf{E}^a, \mathbf{H}^a\}$  e  $\{\mathbf{E}^b, \mathbf{H}^b\}$  sono rispettivamente:

$$\nabla \times \mathbf{E}^a = -j\omega\mu\mathbf{H}^a - \mathbf{M}_i^a \quad (1.3a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}^a = j\omega\epsilon_c\mathbf{E}^a + \mathbf{J}_i^a \quad (1.3b)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}^b = -j\omega\mu\mathbf{H}^b - \mathbf{M}_i^b \quad (1.4a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}^b = j\omega\epsilon_c\mathbf{E}^b + \mathbf{J}_i^b \quad (1.4b)$$

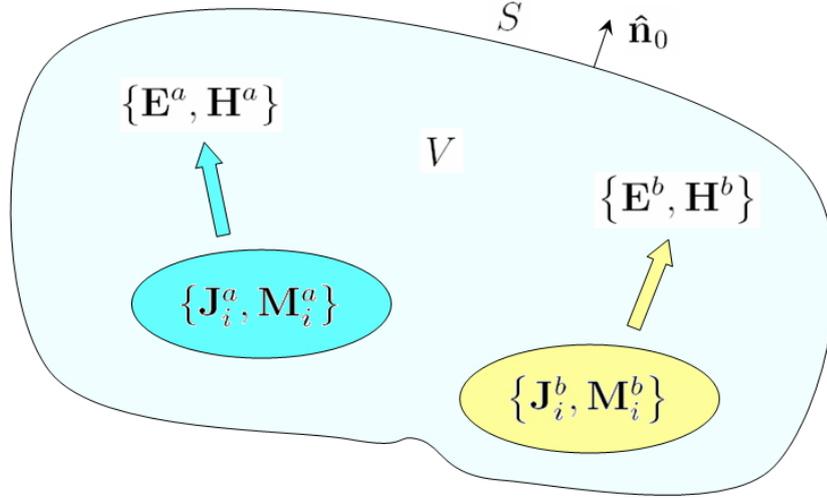


Figura 1.1: Schema del problema per l'illustrazione del teorema di reciprocità

Moltiplicando scalarmente la (1.3a) per  $\mathbf{H}^b$  e la (1.3b) per  $\mathbf{E}^b$  e sommando i risultati membro a membro, si ottiene:

$$\mathbf{H}^b \bullet \nabla \times \mathbf{E}^a + \mathbf{E}^b \bullet \nabla \times \mathbf{H}^a = -j\omega\mu \mathbf{H}^b \bullet \mathbf{H}^a - \mathbf{H}^b \bullet \mathbf{M}_i^a + j\omega\epsilon_c \mathbf{E}^a \bullet \mathbf{E}^b + \mathbf{E}^a \bullet \mathbf{J}_i^a \quad (1.5)$$

Analogamente, moltiplicando scalarmente la (1.4a) per  $\mathbf{H}^a$  e la (1.4b) per  $\mathbf{E}^a$  e sommando i risultati membro a membro, si ottiene:

$$\mathbf{H}^a \bullet \nabla \times \mathbf{E}^b + \mathbf{E}^a \bullet \nabla \times \mathbf{H}^b = -j\omega\mu \mathbf{H}^b \bullet \mathbf{H}^a - \mathbf{H}^a \bullet \mathbf{M}_i^b + j\omega\epsilon_c \mathbf{E}^b \bullet \mathbf{E}^a + \mathbf{E}^b \bullet \mathbf{J}_i^b \quad (1.6)$$

Sottraendo poi, membro a membro, la (1.5) dalla (1.6), riordinando i termini ed integrando il tutto sulla regione  $V$ , si ricava:

$$\begin{aligned} & \iiint_V (\mathbf{H}^b \bullet \nabla \times \mathbf{E}^a - \mathbf{E}^a \bullet \nabla \times \mathbf{H}^b) \, dV - \\ & - \iiint_V (\mathbf{H}^a \bullet \nabla \times \mathbf{E}^b - \mathbf{E}^b \bullet \nabla \times \mathbf{H}^a) \, dV = \\ & = \iiint_V (\mathbf{E}^b \bullet \mathbf{J}_i^a - \mathbf{H}^b \bullet \mathbf{M}_i^a) \, dV - \iiint_V (\mathbf{E}^a \bullet \mathbf{J}_i^b - \mathbf{H}^a \bullet \mathbf{M}_i^b) \, dV \quad (1.7) \end{aligned}$$

Sfruttando l'identità vettoriale:

$$\nabla \bullet (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = \mathbf{A} \bullet \nabla \times \mathbf{B} - \mathbf{B} \bullet \nabla \times \mathbf{A} \quad (1.8)$$

la (1.7) può essere scritta come:

$$\begin{aligned}
& \iiint_V \nabla \cdot (\mathbf{E}^a \times \mathbf{H}^b) \, dV - \iiint_V \nabla \cdot (\mathbf{E}^b \times \mathbf{H}^a) \, dV = \\
& = \iiint_V \nabla \cdot [(\mathbf{E}^a \times \mathbf{H}^b) - (\mathbf{E}^b \times \mathbf{H}^a)] \, dV = \\
& = \iiint_V (\mathbf{E}^b \cdot \mathbf{J}_i^a - \mathbf{H}^b \cdot \mathbf{M}_i^a) \, dV - \iiint_V (\mathbf{E}^a \cdot \mathbf{J}_i^b - \mathbf{H}^a \cdot \mathbf{M}_i^b) \, dV
\end{aligned} \tag{1.9}$$

Applicando il teorema della divergenza al termine centrale della (1.9) si ottiene la *relazione fondamentale del teorema di reciprocità*:

$$\begin{aligned}
& \iint_S \hat{\mathbf{n}}_0 \cdot [(\mathbf{E}^a \times \mathbf{H}^b) - (\mathbf{E}^b \times \mathbf{H}^a)] \, dS = \\
& = \iiint_V (\mathbf{E}^b \cdot \mathbf{J}_i^a - \mathbf{H}^b \cdot \mathbf{M}_i^a) \, dV - \iiint_V (\mathbf{E}^a \cdot \mathbf{J}_i^b - \mathbf{H}^a \cdot \mathbf{M}_i^b) \, dV
\end{aligned} \tag{1.10}$$

A questo punto occorre studiare due casi:

1. la superficie  $S$  possiede  $Z_S \neq 0$ , ossia non è un *PEC*
2. la superficie  $S$  possiede  $Z_S = 0$ , ossia è un *PEC*

Nel primo caso risulta comodo utilizzare la condizione d'impedenza del bordo, ossia che  $\mathbf{E}_t = Z_S \mathbf{H}_t \times \hat{\mathbf{n}}_0$ . Così facendo, dalla (1.10) si ottiene:

$$\begin{aligned}
& \iint_S [\hat{\mathbf{n}}_0 \cdot (\mathbf{E}^a \times \mathbf{H}^b) - \hat{\mathbf{n}}_0 \cdot (\mathbf{E}^b \times \mathbf{H}^a)] \, dS = \\
& = \iint_S \frac{1}{Z_S} (\mathbf{E}_t^b \cdot \mathbf{E}^a - \mathbf{E}_t^a \cdot \mathbf{E}^b) \, dS \\
& = \iint_S \frac{1}{Z_S} [\mathbf{E}_t^b \cdot (\hat{\mathbf{n}}_0 E_n^a + \mathbf{E}_t^a) - \mathbf{E}_t^a \cdot (\hat{\mathbf{n}}_0 E_n^b + \mathbf{E}_t^b)] \, dS = \\
& = \iint_S \frac{1}{Z_S} (\mathbf{E}_t^b \cdot \mathbf{E}_t^a - \mathbf{E}_t^a \cdot \mathbf{E}_t^b) \, dS = 0
\end{aligned} \tag{1.11}$$

Nel secondo caso, invece, sfruttiamo le proprietà delle superfici dei *PEC*, ossia che  $\mathbf{E}_t = 0$ . Da essa ricaviamo che l'unica componente non nulla rimane quella perpendicolare alla superficie. Questo è importante in quanto vale anche la seguente proprietà:

$$\hat{\mathbf{n}}_0 \times \mathbf{E} = \hat{\mathbf{n}}_0 \times (\hat{\mathbf{n}}_0 E_n + \mathbf{E}_t) = \hat{\mathbf{n}}_0 \times \hat{\mathbf{n}}_0 E_n = 0 \tag{1.12}$$

Sfruttando un'ulteriore identità vettoriale (mantenendo le stesse operazioni e ruotando i termini il risultato non cambia):

$$\mathbf{A} \bullet (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = \mathbf{C} \bullet (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = \mathbf{B} \bullet (\mathbf{C} \times \mathbf{A}) \quad (1.13)$$

e analizzando il primo membro della (1.10), grazie alla (1.12), possiamo scrivere:

$$\begin{aligned} \iint_S [\hat{\mathbf{n}}_0 \bullet (\mathbf{E}^a \times \mathbf{H}^b) - \hat{\mathbf{n}}_0 \bullet (\mathbf{E}^b \times \mathbf{H}^a)] \, dS = \\ = \iint_S [\mathbf{H}^b \bullet (\hat{\mathbf{n}}_0 \times \mathbf{E}^a) - \mathbf{H}^a \bullet (\hat{\mathbf{n}}_0 \times \mathbf{E}^b)] \, dS = 0 \end{aligned} \quad (1.14)$$

Pertanto dalla (1.11) e dalla (1.14), utilizzate dipendentemente dall'ambiente in cui è inserito il sistema, otteniamo che

$$0 = \iiint_V (\mathbf{E}^b \bullet \mathbf{J}_i^a - \mathbf{H}^b \bullet \mathbf{M}_i^a) \, dV - \iiint_V (\mathbf{E}^a \bullet \mathbf{J}_i^b - \mathbf{H}^a \bullet \mathbf{M}_i^b) \, dV \quad (1.15)$$

ossia

$$\iiint_V (\mathbf{E}^a \bullet \mathbf{J}_i^b - \mathbf{H}^a \bullet \mathbf{M}_i^b) \, dV = \iiint_V (\mathbf{E}^b \bullet \mathbf{J}_i^a - \mathbf{H}^b \bullet \mathbf{M}_i^a) \, dV \quad (1.16)$$

c.v.d.

Il teorema di reciprocità stabilisce quindi che, quando sono verificate le sue ipotesi, sussiste una “intercambiabilità” tra due distinti insiemi di sorgenti: se le sorgenti  $\{\mathbf{J}_i^a, \mathbf{M}_i^a\}$ , agendo da sole, danno luogo ad un certo campo  $\{\mathbf{E}^a, \mathbf{H}^a\}$  nei punti che in una diversa situazione sono sede di un'altra sorgente  $\{\mathbf{J}_i^b, \mathbf{M}_i^b\}$ , allora il campo  $\{\mathbf{E}^b, \mathbf{H}^b\}$  (generato dalle sorgenti  $\{\mathbf{J}_i^b, \mathbf{M}_i^b\}$  quando agiscono da sole) nei punti che sono sede delle sorgenti  $\{\mathbf{J}_i^a, \mathbf{M}_i^a\}$  non è indipendente dal campo  $\{\mathbf{E}^a, \mathbf{H}^a\}$ .

Il teorema di reciprocità è pertanto uno strumento potente per calcolare il campo generato da certe sorgenti in una certa regione, partendo dalla conoscenza di un campo già noto prodotto nella stessa regione da sorgenti diverse.

### 1.1.3 Uso del teorema di reciprocità con le antenne

Se consideriamo due antenne immerse in un mezzo omogeneo, normale passivo praticamente privo di perdite, poste ad una distanza  $r$  (tra i centri di

fase dei momenti equivalenti) che garantisca la loro presenza nelle rispettive zone di Fraunhofer (l'una dell'altra), e verificata la relazione:

$$r \gg \lambda \quad (1.17)$$

allora risulta applicabile facilmente il teorema di reciprocità[13].

Consideriamo due scenari, visibili nella figura 1.2 e descritti dalle lettere “a” e “b”, così composti:

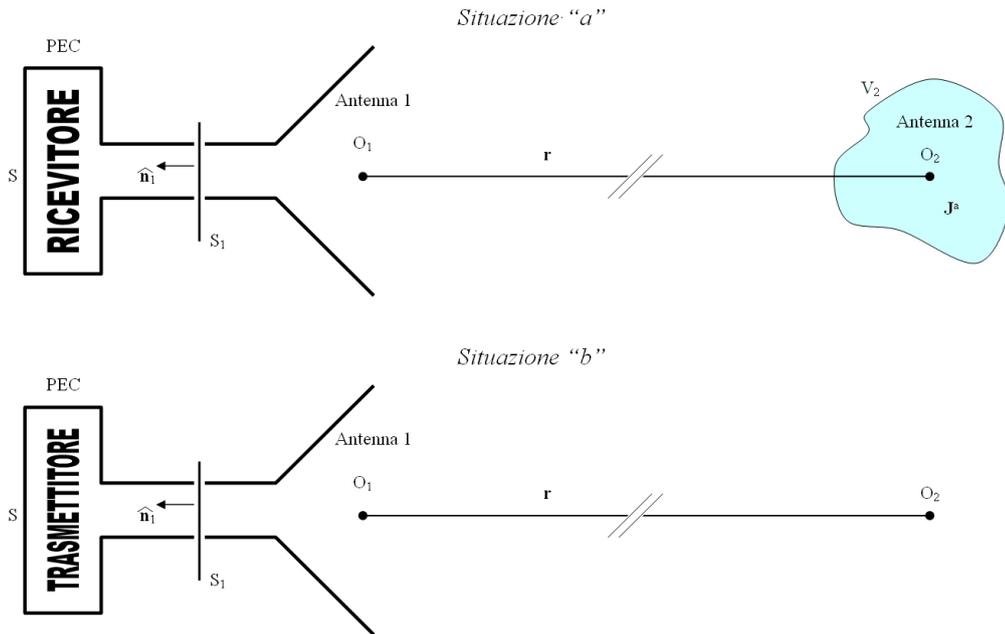


Figura 1.2: Situazioni “a” e “b” per l’applicazione del teorema di reciprocità

- a) – l’antenna 2 funge da trasmittente ed è descritta mediante la schematizzazione di *correnti impresse* (solo elettriche di densità  $\mathbf{J}_2$ ) diverse da zero solo nei punti di una regione limitata  $\mathbf{V}_2$ ;  
 – l’antenna 1 (ricevente) è una struttura fisica dotata di una sola porta TEM connessa ad una rete monoporta passiva (ricevitore) tramite la sua unica porta  $S_1$ ;  
 – la struttura è in PEC, tranne che nei punti di  $S_1$ ;  
 – le sorgenti saranno solo quelle dell’antenna 2, ossia:

$$\mathbf{M}_i^a = 0 \quad (1.18a)$$

$$\mathbf{J}_i^a = \mathbf{J}_2(P_2) \quad (1.18b)$$

$$(P_2 \in V_2) \quad (1.18c)$$

- il campo magnetico  $\{\mathbf{E}^a, \mathbf{H}^a\}$  è quello irradiato dalle sorgenti del punto precedente in presenza *dell'antenna 1 e del ricevitore*, soddisfacente le condizioni di radiazione di Sommerfeld. In questo caso è possibile definire sulla porta del ricevitore una *tensione* e una *corrente* come segue:

$$\mathbf{E}_t^a(P_S) = V^a \mathbf{e}_1(P_S) \quad (1.19a)$$

$$\mathbf{H}_t^a(P_S) = I^a \mathbf{h}_1(P_S) \quad (1.19b)$$

$$(P_S \in S_1) \quad (1.19c)$$

dove  $V^a$  e  $I^a$  sono la tensione e la corrente alla porta del ricevitore, ed  $\mathbf{e}_1(P_S)$  e  $\mathbf{h}_1(P_S)$  sono i campi vettoriali reali tangenti alla superficie  $S_1$  e soddisfacenti la condizione di normalizzazione:

$$\iint_{S_1} \mathbf{e}_1(P_S) \times \mathbf{h}_1(P_S) \bullet \hat{\mathbf{n}} \, dS = 1 \quad (1.20)$$

- descriviamo il ricevitore tramite la sua matrice di impedenza  $Z_R$ , ottenendo:

$$V^a = Z_R I^a \quad (1.21)$$

- l'antenna 1 viene descritta con la sua matrice di impedenza  $Z_1$ .
- b)**
- non è presente l'antenna 2 (pertanto si avrà  $\mathbf{J}_2(P_2) \equiv 0$ );
  - l'antenna 1 funge da trasmittente;
  - il trasmettitore risulta fisicamente equivalente al ricevitore del caso "a" (tranne che ora imporrà le correnti);
  - il campo irradiato dall'antenna, soddisfacente le condizioni di Sommerfeld, è indicato  $\{\mathbf{E}^b, \mathbf{H}^b\}$ ;
  - alle componenti tangenti delle intensità di campo sulla porta 1 si può dare la forma:

$$\mathbf{E}_t^b(P_S) = V^b \mathbf{e}_1(P_S) \quad (1.22a)$$

$$\mathbf{H}_t^b(P_S) = I^b \mathbf{h}_1(P_S) \quad (1.22b)$$

$$(P_S \in S_1) \quad (1.22c)$$

dove  $V^b$  e  $I^b$  sono la tensione e la corrente alla porta del trasmettitore;

– l'antenna 1 carica il trasmettitore con un'impedenza  $Z_1$ , ottenendo:

$$V^b = -Z_1 I^b \quad (1.23)$$

Applichiamo ora il teorema di reciprocità, nella forma espressa dall'equazione (1.10), semplicemente cambiata di segno, per comodità. In questo caso il dominio di integrazione, definito  $D_\infty$ , è rappresentato da tutto lo spazio esclusa la regione racchiusa in  $S$  (ossia la zona occupata dal ricevitore o dal trasmettitore a seconda del caso in analisi). Consideriamo, come contorno, una *superficie sferica*  $S_\infty$  con centro in un punto al finito, raggio infinito e la superficie  $S$ . Si ha che il contorno del dominio di integrazione soddisfa la seguente equazione:

$$\partial D_\infty = S_\infty \cup S \quad (1.24)$$

Si noti che le uniche sorgenti racchiuse nel dominio di integrazione sono quelle indicate dalla (1.18), relative alla situazione "a", mentre all'esterno di  $D_\infty$  agisce la distribuzione di correnti impresse dal trasmettitore relativo alla situazione "b". Il teorema di reciprocità diviene:

$$\begin{aligned} \iint_S \hat{\mathbf{n}}_i \bullet [(\mathbf{E}^b \times \mathbf{H}^a) - (\mathbf{E}^a \times \mathbf{H}^b)] \, dS = \\ = \iiint_{D_\infty} (\mathbf{E}^a \bullet \mathbf{J}_i^b - \mathbf{H}^a \bullet \mathbf{M}_i^b) \, dV - \iiint_{D_\infty} (\mathbf{E}^b \bullet \mathbf{J}_i^a - \mathbf{H}^b \bullet \mathbf{M}_i^a) \, dV \end{aligned} \quad (1.25)$$

Nel primo termine è stato annullato il contributo relativo alla superficie  $S_\infty$  in quanto i campi, per ipotesi, soddisfano la condizione di radiazione. Come indica la figura 1.2,  $\hat{\mathbf{n}}_i$  è il versore normale alla superficie  $S$  orientato verso l'esterno di  $D_\infty$ . Tenuto conto di quanto indicato sulle sorgenti e sulla natura della superficie  $S$ , la (1.25) si può semplificare come segue:

$$\iint_{S_1} \hat{\mathbf{n}}_i \bullet [(\mathbf{E}^b \times \mathbf{H}^a) - (\mathbf{E}^a \times \mathbf{H}^b)] \, dS = - \iiint_{V_2} (\mathbf{E}^b \bullet \mathbf{J}_2) \, dV \quad (1.26)$$

Considerando quanto indicato dalle (1.19) e dalle (1.22), e tenendo conto dell'equazione di normalizzazione (1.20), il primo membro della (1.26) si può

indicare come:

$$\begin{aligned}
& \iint_{S_1} \hat{\mathbf{n}}_i \bullet [(\mathbf{E}^b \times \mathbf{H}^a) - (\mathbf{E}^a \times \mathbf{H}^b)] \, dS = \\
& = \iint_{S_1} \hat{\mathbf{n}}_i \bullet [(\mathbf{E}_t^b(P_S) \times \mathbf{H}_t^a(P_S)) - (\mathbf{E}_t^a(P_S) \times \mathbf{H}_t^b(P_S))] \, dS = \\
& = (V^b I^a - V^a I^b) \iint_{S_1} \mathbf{e}_1(P_S) \times \mathbf{h}_1(P_S) \bullet \hat{\mathbf{n}} \, dS = \\
& = (V^b I^a - V^a I^b) \quad (1.27)
\end{aligned}$$

Se adesso consideriamo la (1.23) e la (1.21), otteniamo:

$$V^b I^a - V^a I^b = -(Z_1 + Z_R) I^a I^b \quad (1.28)$$

Infine, considerando la (1.18), la relazione di reciprocità (1.26) assume la forma:

$$(Z_1 + Z_R) I^a I^b = \iiint_{V_2} (\mathbf{E}^b(P_2) \bullet \mathbf{J}_2(P_2)) \, dV_2 \quad (1.29)$$

### 1.1.4 Modello circuitale: calcolo del generatore equivalente di Norton

Facendo riferimento allo scenario descritto in figura 1.2, analizziamo il circuito equivalente delle due situazioni. In questo paragrafo calcoleremo mediante la  $J_{eq}$  del generatore di Norton gli effetti del sistema trasmittente su quello ricevente, da applicare in parallelo all'ammettenza  $Y_R$  del sistema ricevente. Partendo con l'applicazione del teorema di Kirchhoff delle tensioni nel circuito della "situazione a" di figura 1.3 otteniamo:

$$I^a = -\frac{J_{eq}}{1 + Z_R Y_1} \quad (1.30)$$

Con l'applicazione del teorema di Kirchhoff delle correnti nel circuito della "situazione b" di figura 1.3 otteniamo:

$$I^b = -\frac{U Y_1}{1 + Z_R Y_1} \quad (1.31)$$

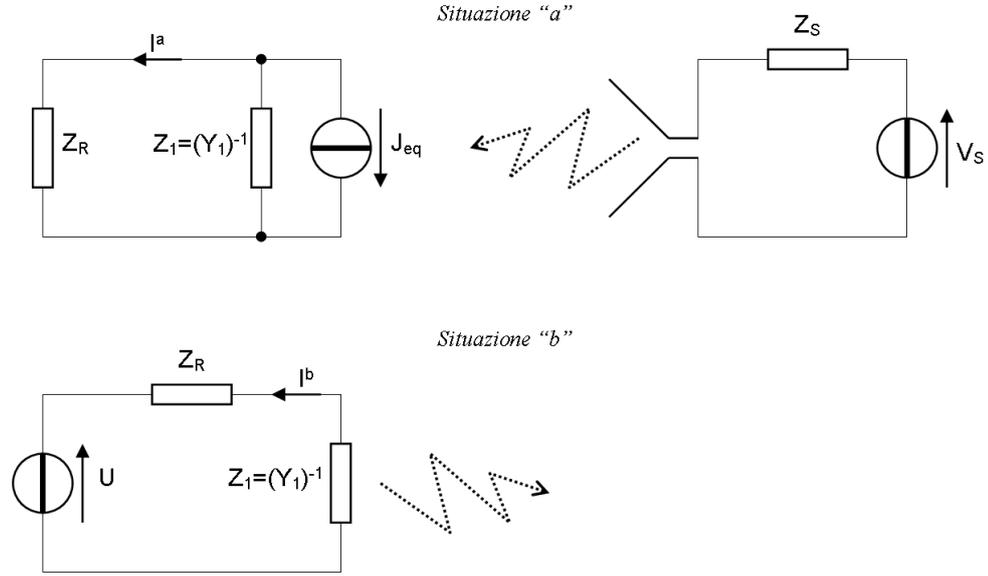


Figura 1.3: Schemi circuitali delle situazioni "a" e "b" per l'applicazione del teorema di reciprocità

Infine, combinando le equazioni (1.30) e (1.31) con la (1.29) si ottiene:

$$\begin{aligned}
 (Z_1 + Z_R) \frac{J_{eq}}{1 + Z_R Y_1} \frac{U Y_1}{1 + Z_R Y_1} &= \iiint_{V_2} (\mathbf{E}^b(P_2) \bullet \mathbf{J}_2(P_2)) \, dV_2 \\
 (1 + Z_R Y_1) \frac{1}{Y_1} \frac{J_{eq}}{1 + Z_R Y_1} \frac{U Y_1}{1 + Z_R Y_1} &= \iiint_{V_2} (\mathbf{E}^b(P_2) \bullet \mathbf{J}_2(P_2)) \, dV_2 \\
 \frac{U J_{eq}}{1 + Z_R Y_1} &= \iiint_{V_2} (\mathbf{E}^b(P_2) \bullet \mathbf{J}_2(P_2)) \, dV_2 \quad (1.32)
 \end{aligned}$$

da cui:

$$J_{eq} = \frac{1}{U} \frac{1}{1 + Z_R Y_1} \iiint_{V_2} (\mathbf{E}^b(P_2) \bullet \mathbf{J}_2(P_2)) \, dV_2 \quad (1.33)$$

### 1.1.5 Alimentazione dell'antenna ricevente: calcolo di U in funzione della potenza disponibile del generatore

Le notazioni indicate dalla figura 1.4 rappresentano "situazione b" di figura 1.3. Il generatore presenta un'impedenza caratteristica del valore di  $Z_R$ , che

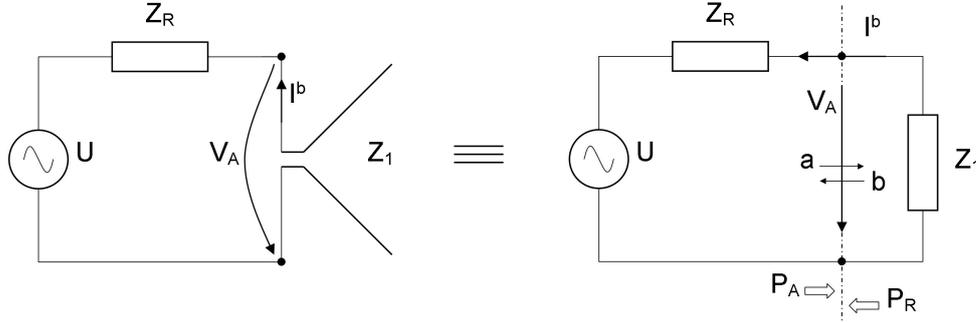


Figura 1.4: Schema alimentazione e schema equivalente circuitale

consideriamo, come spesso si impone, uguale alla resistenza di normalizzazione  $Z_R = R_0 (= 50\Omega)$ . Siccome l'antenna presenta un'impedenza del valore di  $Z_1 \neq R_0$ , non è garantito l'accoppiamento coniugato, e quindi non avremo il massimo trasferimento di potenza dal generatore all'antenna. Diventa necessario calcolare il valore della corrente  $I^b$  che alimenta l'antenna. Per quanto riguarda il valore dell'impedenza  $Z_1$  è possibile ottenerlo attraverso un simulatore elettromagnetico. Il valore della  $I^b$  risulta:

$$I^b = \frac{U}{R_0 + Z_1} \quad (1.34)$$

Per poter confrontare il campo generato dall'antenna in esame con quello calcolato da un qualsiasi simulatore elettromagnetico diventa necessario riuscire a calcolare il valore della  $U$  in funzione della potenza con cui il simulatore alimenta l'antenna. Definiamo  $P_A [W]$  la potenza incidente fornita alla porta dal simulatore.

$$\begin{aligned} P_A &= \frac{1}{2} |a|^2 = \frac{1}{2} \left| \frac{1}{2} \left( \frac{V}{\sqrt{R_0}} + I\sqrt{R_0} \right) \right|^2 = \frac{1}{8} \left| \frac{V}{\sqrt{R_0}} + \frac{V}{Z_1} \sqrt{R_0} \right|^2 = \\ &= \frac{|V|^2}{8 R_0} \left| 1 + \frac{R_0}{Z_1} \right|^2 = \frac{|V|^2}{8 R_0} |1 + R_0 Y_1|^2 \end{aligned} \quad (1.35)$$

La tensione  $V$  dipende direttamente da  $U$ :

$$V = U \frac{Z_1}{R_0 + Z_1} = \frac{U}{\frac{R_0}{Z_1} + 1} = \frac{U}{1 + R_0 Y_1} \quad (1.36)$$

pertanto, con le opportune sostituzioni, si ottiene:

$$P_A = \frac{1}{8 R_0} \left| \frac{U}{1 + R_0 Y_1} \right|^2 |1 + R_0 Y_1|^2 = \frac{|U|^2}{8 R_0} \quad (1.37)$$

ossia:

$$U = \sqrt{8 R_0 P_A} \quad (1.38)$$

### 1.1.6 Teorema di Love (Equivalenza)

Il Teorema di Equivalenza[15] sarà fondamentale per gli sviluppi della nuova metodologia per il calcolo accurato della  $J_{eq}$  nelle condizioni di collegamento non convenzionali.

Dalle espressioni delle equazioni di Maxwell (prive del termine di densità di corrente magnetica impressa) sembrerebbe che, per risolvere il problema elettromagnetico, sia sempre necessario individuare una ben precisa funzione del punto  $J_i$  corrispondente alle autentiche sorgenti fisiche. Però, ai fini della determinazione del campo in una assegnata regione dello spazio non sempre è necessario: è possibile sostituire insiemi di sorgenti assegnate con altri insiemi “equivalenti”, ossia tali da, purchè non si variano le condizioni al contorno, produrre nella regione assegnata lo stesso campo generato dalle sorgenti originali.

Nel seguito si considereranno mezzi lineari, stazionari, non dispersivi e con

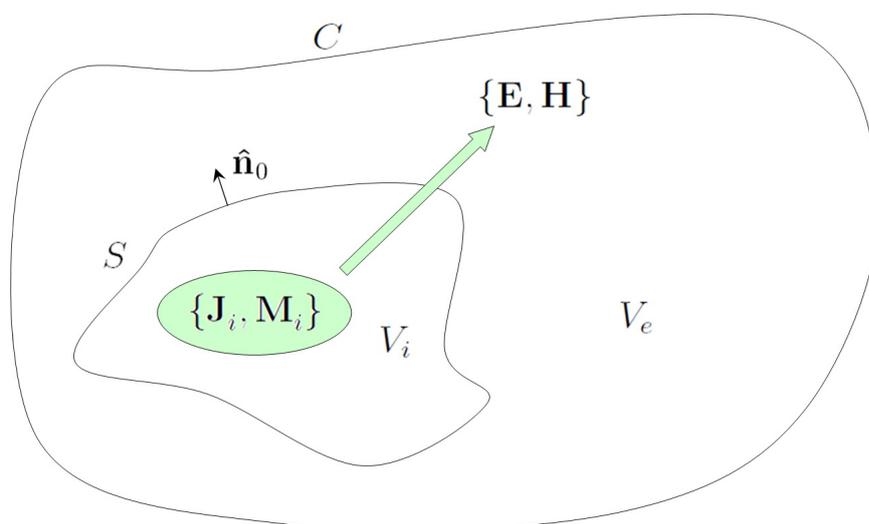


Figura 1.5: Sistema di sorgenti  $\{J_i, M_i\}$ , campo da esse generato  $\{E, H\}$  e suddivisione della regione  $V$ , delimitata da  $C$

conducibilità non nulla, tali cioè da consentire l'applicazione del teorema di

unicità. Per la dimostrazione del Teorema di Love occorre considerare una regione  $V$  dello spazio, delimitata dalla superficie  $C$ , in cui è, definito il campo elettromagnetico. Su  $C$  si suppongano assegnate condizioni al contorno tali che il campo risulti unico in tutto  $V$ , se specificate in esso le sorgenti impresse  $\{\mathbf{J}_i, \mathbf{M}_i\}$ . Si supponga inoltre che l'insieme di sorgenti  $\{\mathbf{J}_i, \mathbf{M}_i\}$  si trovi in una porzione interna di  $V$ , definita  $V_i$ , delimitata da una superficie  $S$  con normale esterna  $\hat{\mathbf{n}}_0$ , chiusa e regolare, tale che risulti nulla la presenza di sorgenti nella regione compresa tra  $S$  e  $C$ , che definiremo  $V_e$ . Naturalmente  $V$  può anche essere l'intero spazio: in tal caso  $C$  è all'infinito e si ammette verificata la condizione di radiazione.

Se si vuole determinare il campo nella sola regione  $V_e$  (priva di sorgenti), allora, in base al teorema di unicità, qualsiasi insieme di sorgenti poste in  $V_i$  o su  $S$  che diano luogo al corretto valore del componente tangenziale di  $\mathbf{E}$  (o di  $\mathbf{H}$ ) sulla faccia esterna di  $S$ , genera in  $V_e$  un campo  $\{\mathbf{E}, \mathbf{H}\}$  coincidente con quello generato dalle vere sorgenti  $\{\mathbf{J}_i, \mathbf{M}_i\}$ . Al fine di illustrare il teorema di

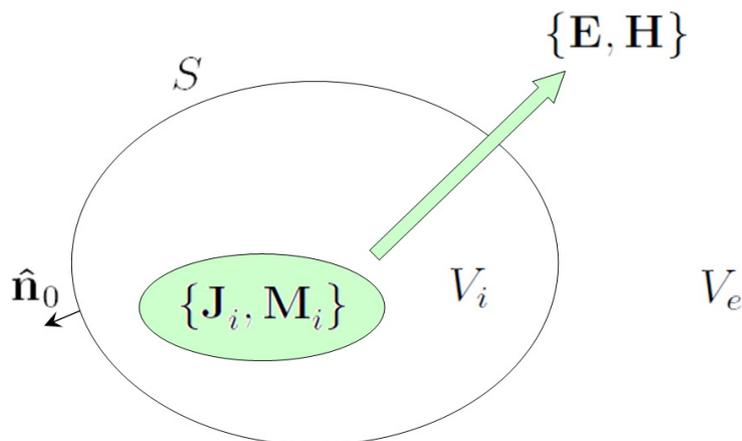


Figura 1.6: Sistema di sorgenti  $\{\mathbf{J}_i, \mathbf{M}_i\}$ , campo da esse generato  $\{\mathbf{E}, \mathbf{H}\}$  e regione illimitata  $V$  suddivisa dalla superficie  $S$  in  $V_i$  (limitata e che contiene le sorgenti) e  $V_e$  (illimitata).

equivalenza si consideri dunque la situazione di figura 1.6, dove si è assunto che la regione  $V_e$  sia illimitata. Il sistema di sorgenti  $\{\mathbf{J}_i, \mathbf{M}_i\}$  sarà l'unico responsabile del campo  $\{\mathbf{E}, \mathbf{H}\}$  (soddisfacente la condizione di radiazione), e sia  $\{\mathbf{E}_s, \mathbf{H}_s\}$  il valore assunto da tale campo sui punti della superficie  $S$ . Si

consideri ora un altro campo  $\{\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1\}$  definito in tutto lo spazio come:

$$\{\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1\} = \begin{cases} \{0, 0\} & \text{in } V_i \\ \{\mathbf{E}, \mathbf{H}\} & \text{in } V_e \end{cases} \quad (1.39)$$

e un sistema di correnti superficiali impresse  $\{\mathbf{J}_s, \mathbf{M}_s\}$  definite sulla superficie  $S$  come:

$$\{\mathbf{J}_s, \mathbf{M}_s\} = \{\hat{\mathbf{n}}_0 \times \mathbf{E}_s, \mathbf{H}_s \times \hat{\mathbf{n}}_0\} \quad (1.40)$$

La situazione è illustrata in figura 1.7. In  $V_e$  il campo  $\{\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1\}$  coincide

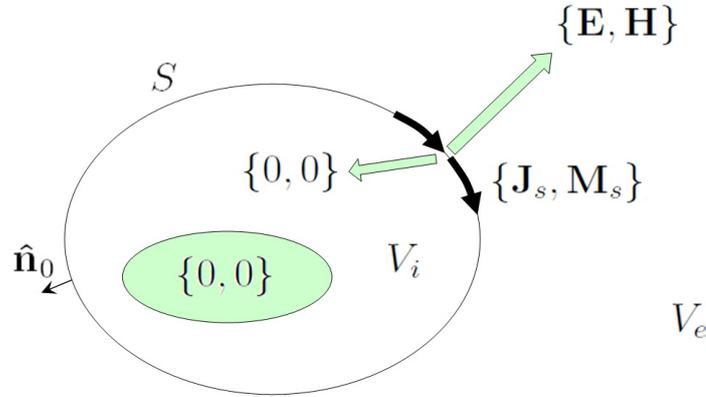


Figura 1.7: Problema equivalente al problema di figura 1.6. Il campo  $\{\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1\}$  è uguale al campo  $\{\mathbf{E}, \mathbf{H}\}$  in  $V_e$  e identicamente nullo in  $V_i$ . Le sorgenti equivalenti sono le densità di corrente superficiale  $\{\mathbf{J}_s, \mathbf{M}_s\}$  definite sulla superficie  $S$ .

con il campo  $\{\mathbf{E}, \mathbf{H}\}$  che è soluzione delle stesse equazioni di Maxwell; in questo caso non sono presenti sorgenti in  $V_i$  e il campo identicamente nullo  $\{0, 0\}$  è ancora una possibile soluzione delle equazioni di Maxwell. Il campo  $\{\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1\}$  è discontinuo a causa della superficie  $S$ , essendo presenti su di essa delle distribuzioni superficiali di corrente, e il valore della discontinuità è in accordo con il fatto che:

$$(\mathbf{E}_1^+ - \mathbf{E}_1^-) \times \hat{\mathbf{n}}_0 = (\mathbf{E}_s - 0) \times \hat{\mathbf{n}}_0 = \mathbf{E}_s \times \hat{\mathbf{n}}_0 = \mathbf{M}_s \quad (1.41)$$

$$\hat{\mathbf{n}}_0 \times (\mathbf{H}_1^+ - \mathbf{H}_1^-) = \hat{\mathbf{n}}_0 \times (\mathbf{H}_s - 0) = \hat{\mathbf{n}}_0 \times \mathbf{H}_s = \mathbf{J}_s \quad (1.42)$$

In questo caso si è indicato con  $\{\mathbf{E}_1^+, \mathbf{H}_1^+\}$  e  $\{\mathbf{E}_1^-, \mathbf{H}_1^-\}$  il valore del campo rispettivamente sulla faccia esterna e sulla faccia interna di  $S$ . Perciò il campo

$\{\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1\}$  è una soluzione delle equazioni di Maxwell in presenza delle sorgenti  $\{\mathbf{J}_s, \mathbf{M}_s\}$  : per il teorema di unicità, tale soluzione è anche l'unica. Si può pertanto affermare quanto segue:

**Definizione 1.2** *Il campo elettromagnetico  $\{\mathbf{E}, \mathbf{H}\}$  all'esterno di una superficie chiusa  $S$  che racchiuda le sue sorgenti  $\{\mathbf{J}_i, \mathbf{M}_i\}$  è esprimibile in termini di sorgenti equivalenti  $\{\mathbf{J}_s, \mathbf{M}_s\}$ , che possono essere determinate a partire dalla conoscenza delle componenti tangenziali del campo  $\{\mathbf{E}, \mathbf{H}\}$  sulla superficie  $S$  stessa.*

Questa è anche la formulazione elettromagnetica del noto principio di Huygens, che considera ciascun punto dello spazio investito dal campo come una nuova sorgente del campo stesso.

### 1.1.7 Calcolo approssimato della Jeq

Per questa trattazione risulta necessario ricordare il calcolo semplificato del campo irradiato a grande distanza[8] (zona di Fraunhofer):

$$\mathbf{E}(P) \approx -j \frac{\exp(-j\beta r)}{2\lambda r} [\eta \hat{\mathbf{r}} \times \mathfrak{M}(\theta, \phi) \times \hat{\mathbf{r}} + \mathfrak{N}(\theta, \phi) \times \hat{\mathbf{r}}] \quad (1.43)$$

$$\mathbf{H}(P) \approx -j \frac{\exp(-j\beta r)}{2\lambda r} \left[ \hat{\mathbf{r}} \times \mathfrak{M}(\theta, \phi) + \frac{1}{\eta} \hat{\mathbf{r}} \times \mathfrak{N}(\theta, \phi) \times \hat{\mathbf{r}} \right] \quad (1.44)$$

dove i termini  $\mathfrak{M}$  ed  $\mathfrak{N}$  rappresentano rispettivamente il *Momento Elettrico* e il *Momento Magnetico*, definiti come segue[9] per sorgenti di qualsiasi natura:

$$\mathfrak{M}(\theta, \phi) \approx \iiint_V \mathbf{J}_i(P_o) \exp(\sigma \bar{\mathbf{r}} \bullet \bar{\mathbf{w}}) dV_o \quad (1.45a)$$

$$\mathfrak{N}(\theta, \phi) \approx \iiint_V \mathbf{M}_i(P_o) \exp(\sigma \bar{\mathbf{r}} \bullet \bar{\mathbf{w}}) dV_o \quad (1.45b)$$

Consideriamo l'integrale a secondo membro della (1.33) (che è il medesimo della (1.29)). Si indichi con  $V_1$  la regione limitata occupata dall'insieme del trasmettitore e dell'antenna 1 della situazione "b" di figura 1.2. Per calcolare il campo  $\mathbf{E}^b(P_2)$ , si può sostituire la disomogeneità del mezzo legata alla presenza della regione  $V_1$  con una distribuzione di correnti di polarizzazione,

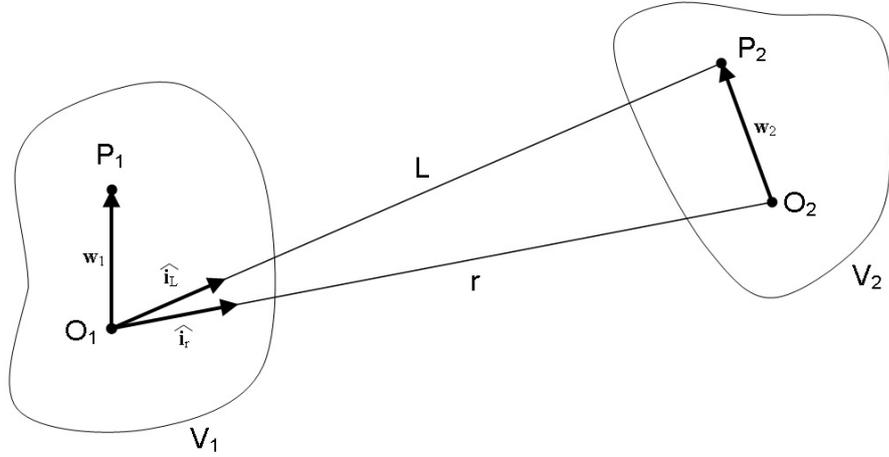


Figura 1.8: Calcolo approssimato della  $\mathbf{J}_{eq}$ : scenario in considerazione

per ipotesi di natura solamente elettrica e di densità  $\mathbf{J}_1(P_1)$ , dove  $P_1$  è un punto generico di  $V_1$ . Facendo riferimento alla figura 1.8, definiamo i seguenti termini:

$$\bar{\mathbf{w}}_1 = P_1 - O_1 \quad (1.46)$$

$$\bar{\mathbf{w}}_2 = P_2 - O_2 \quad (1.47)$$

$$\bar{\mathbf{r}} = O_2 - O_1 \quad (1.48)$$

$$L = |P_2 - O_1| \quad (1.49)$$

$$\hat{\mathbf{i}}_1 = \frac{P_2 - O_1}{L} \quad (1.50)$$

Facendo uso della (1.45a), data la sola presenza delle correnti elettriche come sorgenti del campo  $\mathbf{E}^b(P_2)$ , il momento equivalente della sorgente  $\mathbf{J}_1(P_1)$  rispetto al centro di fase  $O_1$ , calcolato nella direzione del punto ( $P_2$ ), si può scrivere nella forma:

$$\mathfrak{M}_1(P_2) \approx \iiint_{V_1} \mathbf{J}_1(P_1) \exp(j\beta \bar{\mathbf{w}}_1 \cdot \hat{\mathbf{i}}_1) dV_1 \quad (1.51)$$

Dalle relazioni indicate nella (1.46), e ovviamente dalla figura 1.8, si ottiene

$$\begin{aligned} L = |\bar{\mathbf{r}} + \bar{\mathbf{w}}_2| &= \sqrt{(\bar{\mathbf{r}} + \bar{\mathbf{w}}_2) \cdot (\bar{\mathbf{r}} + \bar{\mathbf{w}}_2)} = \\ &= \sqrt{r^2 + w_2^2 + 2(\bar{\mathbf{r}} + \bar{\mathbf{w}}_2) \cdot \hat{\mathbf{i}}_1} \approx r + \bar{\mathbf{w}}_2 \cdot \hat{\mathbf{i}}_1 \quad (1.52) \end{aligned}$$

l'approssimazione si è ottenuta sviluppando la radice quadrata come serie di Taylor, arrestandosi ai termini di primo ordine. È ragionevole pensare che  $L/r \approx 1$  per  $r \rightarrow \infty$ . Pertanto, l'ultima equazione della (1.46), considerando che  $L \approx r$ , può essere scritta come

$$\hat{\mathbf{i}}_1 = \hat{\mathbf{i}}_r + \frac{\bar{\mathbf{w}}_2}{r} \quad (1.53)$$

che sostituito nella (1.51) fornisce

$$\mathfrak{M}_1(P_2) \approx \iiint_{V_1} \mathbf{J}_1(P_1) \exp(j\beta \bar{\mathbf{w}}_1 \bullet \hat{\mathbf{i}}_r) \exp\left(j\beta \frac{\bar{\mathbf{w}}_1 \bullet \bar{\mathbf{w}}_2}{r}\right) dV_1 \quad (1.54)$$

Se si definiscono  $W_1$  e  $W_2$  come le massime distanze dei punti delle antenne 1 e 2 dai rispettivi centri di fase, ricordando che in zona di Fraunhofer valgono le disuguaglianze

$$r \gg \frac{W_1^2}{r} \quad r \gg \frac{W_2^2}{r} \quad (1.55)$$

è possibile apportare ulteriori approssimazioni:

$$\beta \frac{\bar{\mathbf{w}}_1 \bullet \bar{\mathbf{w}}_2}{r} \leq 2\pi \frac{W_1 W_2}{\lambda r} \ll 2\pi \Rightarrow \exp\left(j\beta \frac{\bar{\mathbf{w}}_1 \bullet \bar{\mathbf{w}}_2}{r}\right) \approx 1 \quad (1.56)$$

quindi si ottiene dalla (1.54)

$$\mathfrak{M}_1(P_2) \approx \iiint_{V_1} \mathbf{J}_1(P_1) \exp(j\beta \bar{\mathbf{w}}_1 \bullet \hat{\mathbf{i}}_r) dV_1 \approx \mathfrak{M}_1(O_2) \approx \mathfrak{M}_1(\theta_2, \phi_2) \quad (1.57)$$

che abbinata alla (1.43) mi permette di calcolare  $\mathbf{E}^b(P_2)$ :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^b(P_2) &\approx -j\eta \frac{\exp(-j\beta L)}{2\lambda L} \hat{\mathbf{i}}_1 \times \mathfrak{M}_1(P_2) \times \hat{\mathbf{i}}_1 \approx \\ &\approx -j\eta \frac{\exp(-j\beta L)}{2\lambda r} \hat{\mathbf{i}}_r \times \mathfrak{M}_1(\theta_2, \phi_2) \times \hat{\mathbf{i}}_r \end{aligned} \quad (1.58)$$

Ne segue

$$\begin{aligned} &\iiint_{V_2} (\mathbf{E}^b(P_2) \bullet \mathbf{J}_2(P_2)) dV_2 \approx \\ &-j \frac{\eta}{2\lambda r} \hat{\mathbf{i}}_r \times \mathfrak{M}_1(\theta_2, \phi_2) \times \hat{\mathbf{i}}_r \bullet \iiint_{V_2} \mathbf{J}_2(P_2) \exp(-j\beta L) dV_2 \approx \\ &\approx -j\eta \frac{\exp(-j\beta r)}{2\lambda r} \hat{\mathbf{i}}_r \times \mathfrak{M}_1(\theta_2, \phi_2) \times \hat{\mathbf{i}}_r \bullet \iiint_{V_2} \mathbf{J}_2(P_2) \exp[-j\beta(L-r)] dV_2 \triangleq \\ &\triangleq \mathbf{E}_1 \bullet \iiint_{V_2} \mathbf{J}_2(P_2) \exp[-j\beta(L-r)] dV_2 \end{aligned} \quad (1.59)$$

Si noti che per la prima delle (1.43) (considerata, come in questo caso, senza sorgenti magnetiche) si ha

$$\mathbf{E}_1 \approx \mathbf{E}^b(O_2) \quad (1.60)$$

dove  $\mathbf{E}^b(O_2)$  è l'intensità di campo elettrico sostenuta dall'antenna 1 nel centro di fase dell'antenna 2 in assenza di quest'ultima. Dalla (1.52) otteniamo:

$$L \approx r + \bar{\mathbf{w}}_2 \bullet \hat{\mathbf{i}}_r \quad \Rightarrow \quad L - r \approx \bar{\mathbf{w}}_2 \bullet \hat{\mathbf{i}}_r \quad (1.61)$$

con questo termine possiamo semplificare l'integrale della (1.59) come segue

$$\begin{aligned} \iiint_{V_2} \mathbf{J}_2(P_2) \exp[-j\beta(L-r)] dV_2 &\approx \\ &\approx \iiint_{V_2} \mathbf{J}_2(P_2) \exp[-j\beta(\bar{\mathbf{w}}_2 \bullet \hat{\mathbf{i}}_r)] dV_2 \approx \mathfrak{M}_1(O_2) \end{aligned} \quad (1.62)$$

dove si è indicato con  $\mathfrak{M}_2(O_1)$  il momento equivalente della sorgente  $\mathbf{J}_2(P_2)$  rispetto al centro di fase  $O_2$ , calcolato nella direzione del punto  $O_1$ . Combinando la (1.33) con le (1.59), (1.62) si ottiene

$$J_{eq} = \frac{1 + Z_R Y_1}{U} \approx \mathbf{E}_1 \bullet \mathfrak{M}_2(O_1) \quad (1.63)$$

Consideriamo adesso  $\mathbf{E}_2$ , ossia l'intensità di campo elettrico sostenuta dall'antenna 2 nel centro di fase dell'antenna 1 in assenza di quest'ultima. Sempre per la prima delle (1.43) si ha

$$\mathbf{E}_2 \approx -j\eta \frac{\exp(-j\beta r)}{2\lambda r} (-\hat{\mathbf{i}}_r) \times \mathfrak{M}_2(O_1) \times (-\hat{\mathbf{i}}_r) \quad (1.64)$$

Essendo  $(-\hat{\mathbf{i}}_r) \times \mathfrak{M}_2(O_1) \times (-\hat{\mathbf{i}}_r) \approx \mathfrak{M}_2(O_1) - \mathfrak{M}_2(O_1) \bullet \hat{\mathbf{i}}_r \hat{\mathbf{i}}_r$  si ha

$$\mathbf{E}_1 \bullet \mathbf{E}_2 \approx -j\eta \frac{\exp(-j\beta r)}{2\lambda r} \mathbf{E}_1 \bullet \mathfrak{M}_2(O_1) \quad (1.65)$$

che posta nella (1.63) mi da il risultato finale atteso:

$$J_{eq} = j \frac{1 + Z_R Y_1}{U} \frac{2\lambda r}{\eta} \exp(j\beta r) \mathbf{E}_1 \bullet \mathbf{E}_2 \quad (1.66)$$

Nelle trattazioni successive, la (1.66) verrà utilizzata come termine di paragone della nuova teoria. Sarà utilizzata impiegando una notazione leggermente

differente[17]. Saranno individuati due “attori” nel collegamento: *antenna trasmittente* (o sorgente a RF) e *antenna ricevente* (o harvester). La forma che prenderà la (1.66) sarà la seguente:

$$\begin{aligned} J_{eq} &= j \frac{2\lambda r}{\eta} e^{j\beta r} \frac{\mathbf{E}_{inc}(r, \theta, \phi) \bullet \mathbf{E}_A(r, \theta, \phi)}{\frac{U}{1+R_o Y_A(\omega)}} = \\ &= j \frac{2\lambda r [1 + R_o Y_A(\omega)] e^{j\beta r}}{\eta U} \mathbf{E}_{inc} \bullet \mathbf{E}_A \quad (1.67) \end{aligned}$$

Infatti, i valori di  $\mathbf{E}_{inc}(r, \theta, \phi)$  e  $\mathbf{E}_A(r, \theta, \phi)$  sono rispettivamente il campo elettrico nel centro di fase dell’harvester generato dall’antenna trasmittente posta alla distanza  $r$  nella direzione  $(\theta, \phi)$ , e del campo elettrico nel centro di fase dell’antenna trasmittente generato dall’harvester alimentato da un generatore con tensione  $U$  e resistenza interna  $R_o$ . La  $Y_A$  rappresenta l’ammettenza dell’harvester, in funzione della frequenza, ottenuta tramite simulazioni EM (o calcolata analiticamente, qualora possibile).

Questa relazione, sebbene approssimata, è molto utile nel fornire una rappresentazione circuitale degli effetti del campo incidente sull’antenna ricevente qualora questo sia esprimibile mediante *onda piana uniforme*, ossia nel caso in cui le due antenne siano nella zona di Fraunhofer l’una dell’altra (link convenzionale). A questo punto è possibile simulare il circuito ricevente con un tradizionale simulatore circuitale (ad esempio basato sull’Harmonic Balance).

### 1.1.8 Nuovo approccio per il calcolo esatto della $J_{eq}$

Nel progetto di sistemi wireless non convenzionali, cioè non soddisfacenti le condizioni di cui sopra, diventa fondamentale valutare correttamente l’impatto che un trasmettitore esterno può avere sul circuito in studio, al fine di poter considerare accuratamente gli effetti elettromagnetici che impone su di esso. Se si pensa alla Rectenna, sapere esattamente il range (tipicamente molto basso) del generatore equivalente permette la migliore ottimizzazione del circuito rettificatore, in quanto si possono conoscere i valori massimi di correnti con cui lavorano i componenti del circuito non lineare. In questo ambito, le equazioni ottenute fino ad ora non sempre sono efficaci: il teorema di reciprocità, nella forma (1.33), diventa difficile da implementare mentre l’equazione approssimata non sempre valuta correttamente la  $J_{eq}$ ; essa cade

in difetto se non ci troviamo in zona di Fraunhofer, in quanto non sono più applicabili le approssimazioni che permettono di considerare il campo incidente come un'onda piana uniforme. Infatti, considerare il campo incidente come un vettore costante produce un errore di fase  $o(W^2/\lambda d)$ , dove  $W$  è la dimensione dell'antenna ricevente e  $d$  è la distanza dal trasmettitore, e questo errore è trascurabile, per definizione, se le antenne sono nelle reciproche zone di Fraunhofer. Oltre al fattore di fase bisogna mettere in conto anche l'errore di ampiezza: la (1.67) introduce un errore d'ampiezza  $o(W^2/d^2)$  se e solo se il ricevitore si trova lungo una direzione di massima radiazione del trasmettitore, altrimenti l'errore introdotto può essere molto più grande a seconda del diagramma di radiazione dell'antenna trasmittente.[28]

Per ovviare a questo problema è stata studiata una nuova metodologia che parte dall'applicazione congiunta del teorema di reciprocità e del teorema di equivalenza, garantendo un approccio rigoroso in qualsiasi condizione di collegamento ci si trovi (non necessita essere in zona di Fraunhofer). A questo

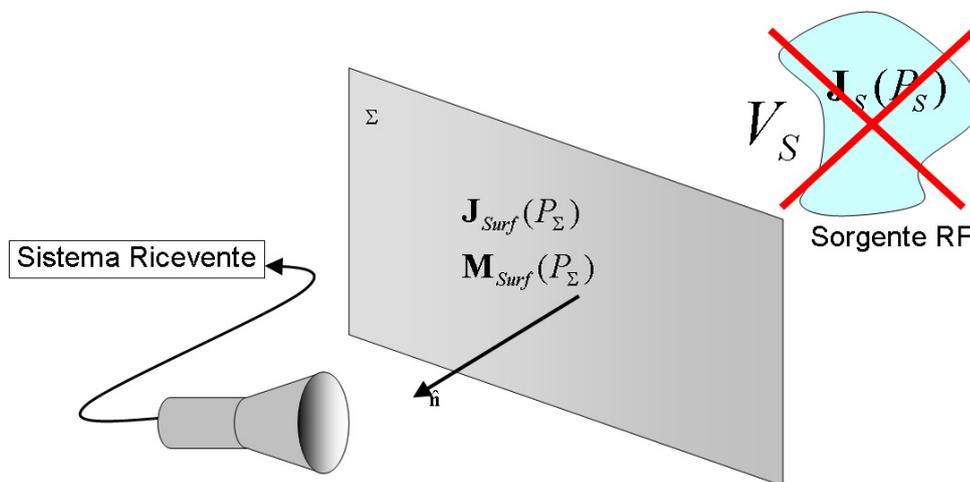


Figura 1.9: Situazione considerata per il calcolo rigoroso di  $\mathbf{J}_{eq}$

scopo, consideriamo un arbitrario piano  $\Sigma$  situato tra le due antenne, come visibile in figura 1.9, e applichiamo il teorema di equivalenza per sostituire il trasmettitore con le correnti superficiali elettriche e magnetiche equivalenti

su  $\Sigma$ .

$$\mathbf{J}_{surf}(P_\Sigma) = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_s(P_\Sigma) \quad (1.68)$$

$$\mathbf{M}_{surf}(P_\Sigma) = \mathbf{E}_s(P_\Sigma) \times \hat{\mathbf{n}} \quad (1.69)$$

dove  $(P_\Sigma)$  rappresenta un punto qualsiasi del piano  $\Sigma$ . Se nella (1.33) assumiamo le seguenti notazioni:

$$Z_R = R_0$$

$$Y_1 = Y_A(\omega)$$

$$V_2 = V_S$$

$$\mathbf{E}^b(P_2) = \mathbf{E}_S(P_\Sigma)$$

$$\mathbf{J}_2(P_2) = \mathbf{J}_S(P_\Sigma)$$

e applichiamo il teorema di equivalenza[28], per il calcolo della corrente  $J_{eq}$  del generatore di Norton posto in parallelo all'ammettenza dell'antenna ricevente otteniamo quanto segue:

$$\begin{aligned} J_{eq} &= \frac{1}{\frac{U}{1+R_0Y_A(\omega)}} \iiint_{V_S} \mathbf{J}_S(P_S) \bullet \mathbf{E}_H(P_S) dV_S \approx \\ &\approx \frac{1}{\frac{U}{1+R_0Y_A(\omega)}} \iint_{\Sigma} [\mathbf{J}_{surf}(P_\Sigma) \bullet \mathbf{E}_H(P_\Sigma) - \mathbf{M}_{surf}(P_\Sigma) \bullet \mathbf{H}_S(P_\Sigma)] d\Sigma = \\ &= \frac{1}{\frac{U}{1+R_0Y_A(\omega)}} \hat{\mathbf{n}} \bullet \iint_{\Sigma} [\mathbf{E}_S(P_\Sigma) \times \mathbf{H}_H(P_\Sigma) - \mathbf{E}_H(P_\Sigma) \times \mathbf{H}_S(P_\Sigma)] d\Sigma \end{aligned} \quad (1.70)$$

L'approssimazione è dovuta alla dimensione finita del piano: si avrebbe l'uguaglianza se la superficie piana risultasse infinita. Concentrando l'attenzione sul solo integrale, valutiamo l'espressione esplicita dell'integrando analizzando tutte le sue componenti:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_S(P_\Sigma) \times \mathbf{H}_H(P_\Sigma) &= \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{x}} & \hat{\mathbf{y}} & \hat{\mathbf{z}} \\ E_{Sx} & E_{Sy} & E_{Sz} \\ H_{Hx} & H_{Hy} & H_{Hz} \end{pmatrix} = \\ &= (E_{Sy}H_{Hz} - E_{Sz}H_{Hy}) \hat{\mathbf{x}} + (E_{Sz}H_{Hx} - E_{Sx}H_{Hz}) \hat{\mathbf{y}} + \\ &\quad + (E_{Sx}H_{Hy} - E_{Sy}H_{Hx}) \hat{\mathbf{z}} \quad (1.71a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}_H(P_\Sigma) \times \mathbf{H}_S(P_\Sigma) &= \\
&= (E_{Hy}H_{Sz} - E_{Hz}H_{Sy}) \hat{\mathbf{x}} + (E_{Hz}H_{Sx} - E_{Hx}H_{Sz}) \hat{\mathbf{y}} + \\
&\quad + (E_{Hx}H_{Sy} - E_{Hy}H_{Sx}) \hat{\mathbf{z}} \quad (1.71b)
\end{aligned}$$

Da cui otteniamo:

$$\begin{aligned}
J_{eq} \approx \frac{1}{1+R_0Y_A(\omega)} \hat{\mathbf{n}} \bullet \iint_{\Sigma} [(E_{Sy}H_{Hz} - E_{Sz}H_{Hy} - E_{Hy}H_{Sz} + E_{Hz}H_{Sy}) \hat{\mathbf{x}} + \\
+ (E_{Sz}H_{Hx} - E_{Sx}H_{Hz} - E_{Hz}H_{Sx} + E_{Hx}H_{Sz}) \hat{\mathbf{y}} + \\
+ (E_{Sx}H_{Hy} - E_{Sy}H_{Hx} - E_{Hx}H_{Sy} + E_{Hy}H_{Sx}) \hat{\mathbf{z}}] d\Sigma \quad (1.72)
\end{aligned}$$

## 1.2 Calcolo dei campi $\mathbf{E}$ e $\mathbf{H}$

Al fine dell'applicazione del nuovo metodo di valutazione della  $J_{eq}$ , e per la sua validazione, è necessario poter calcolare i campi in prossimità delle rispettive sorgenti. Pertanto, nella sezione seguente verranno studiate le dipendenze dei campi  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{H}$  dai momenti  $\mathbf{M}$ , al fine di poter implementare, nelle sezioni successive, dei modelli matematici di antenne semplici (dipoli) per poter calcolare correttamente il campo da loro emesso e quantificare, per via numerica, i valori delle  $J_{eq}$  al variare della discretizzazione del piano  $\Sigma$ .

### 1.2.1 Dipendenza di $\mathbf{E}$ e $\mathbf{H}$ dal momento $\mathbf{M}$

Partiamo dal calcolo rigoroso dei campi  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{H}$  (anche in zona prossima della sorgente)[12]. Nel caso in cui la sorgente sia solamente di natura elettrica si ha:

$$\begin{aligned}
\mathbf{E} = \frac{\eta}{2\pi} \left(1 - j\frac{\lambda}{2\pi r}\right) \frac{\exp(-j\beta r)}{r^2} (\mathfrak{M} \bullet \hat{\mathbf{r}}) \hat{\mathbf{r}} - \\
- j\frac{\eta}{2\lambda} \left(1 - j\frac{\lambda}{2\pi r} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2}\right) \frac{\exp(-j\beta r)}{r} \hat{\mathbf{r}} \times \mathfrak{M} \times \hat{\mathbf{r}} \quad (1.73a)
\end{aligned}$$

$$\mathbf{H} = -j\frac{1}{2\lambda} \left(1 - j\frac{\lambda}{2\pi r}\right) \frac{\exp(-j\beta r)}{r} \hat{\mathbf{r}} \times \mathfrak{M} \quad (1.73b)$$

dove è stata definita la distanza dall'origine del sistema di riferimento al punto in cui viene calcolato il campo dalla:

$$r \triangleq \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (1.74)$$

Il Momento  $\mathfrak{M}$  può essere scomposto nelle sue componenti cartesiane, ossia:

$$\mathfrak{M} = M_x \hat{\mathbf{x}} + M_y \hat{\mathbf{y}} + M_z \hat{\mathbf{z}} \quad (1.75)$$

Per valutare correttamente il campo è necessario calcolare esplicitamente i termini  $(\mathfrak{M} \bullet \hat{\mathbf{r}})$ ,  $(\hat{\mathbf{r}} \times \mathfrak{M} \times \hat{\mathbf{r}})$  e  $(\hat{\mathbf{r}} \times \mathfrak{M})$ . Si ha:

$$\begin{aligned} \mathfrak{M} \bullet \hat{\mathbf{r}} &= M_r = M_x \sin(\theta) \cos(\phi) + M_y \sin(\theta) \sin(\phi) + M_z \cos(\theta) = \\ &= M_x \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} + M_y \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} + M_z \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} = \\ &= x \frac{M_x}{r} + y \frac{M_y}{r} + z \frac{M_z}{r} \quad (1.76) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{r}} \times \mathfrak{M} \times \hat{\mathbf{r}} &= (\hat{\mathbf{r}} \times \mathfrak{M}) \times \hat{\mathbf{r}} = \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{x}} & \hat{\mathbf{y}} & \hat{\mathbf{z}} \\ \frac{x}{r} & \frac{y}{r} & \frac{z}{r} \\ M_x & M_y & M_z \end{pmatrix} \times \hat{\mathbf{r}} = \\ &= \left[ \left( \frac{y}{r} M_z - \frac{z}{r} M_y \right) \hat{\mathbf{x}} + \left( \frac{z}{r} M_x - \frac{x}{r} M_z \right) \hat{\mathbf{y}} + \left( \frac{x}{r} M_y - \frac{y}{r} M_x \right) \hat{\mathbf{z}} \right] \times \hat{\mathbf{r}} = \\ &= \left[ \frac{z}{r} \left( \frac{z}{r} M_x - \frac{x}{r} M_z \right) - \frac{y}{r} \left( \frac{x}{r} M_y - \frac{y}{r} M_x \right) \right] \hat{\mathbf{x}} + \\ &+ \left[ \frac{x}{r} \left( \frac{x}{r} M_y - \frac{y}{r} M_x \right) - \frac{z}{r} \left( \frac{y}{r} M_z - \frac{z}{r} M_y \right) \right] \hat{\mathbf{y}} + \\ &+ \left[ \frac{y}{r} \left( \frac{y}{r} M_z - \frac{z}{r} M_y \right) - \frac{x}{r} \left( \frac{z}{r} M_x - \frac{x}{r} M_z \right) \right] \hat{\mathbf{z}} = \\ &= \left[ (z^2 + y^2) \hat{\mathbf{x}} - (xy) \hat{\mathbf{y}} - (xz) \hat{\mathbf{z}} \right] \frac{M_x}{r^2} + \\ &+ \left[ -(xy) \hat{\mathbf{x}} + (x^2 + z^2) \hat{\mathbf{y}} - (yz) \hat{\mathbf{z}} \right] \frac{M_y}{r^2} + \\ &+ \left[ -(xz) \hat{\mathbf{x}} - (zy) \hat{\mathbf{y}} + (x^2 + y^2) \hat{\mathbf{z}} \right] \frac{M_z}{r^2} \quad (1.77) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{r}} \times \mathfrak{M} &= \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{x}} & \hat{\mathbf{y}} & \hat{\mathbf{z}} \\ \frac{x}{r} & \frac{y}{r} & \frac{z}{r} \\ M_x & M_y & M_z \end{pmatrix} = \\ &= \left( \frac{y}{r} M_z - \frac{z}{r} M_y \right) \hat{\mathbf{x}} + \left( \frac{z}{r} M_x - \frac{x}{r} M_z \right) \hat{\mathbf{y}} + \left( \frac{x}{r} M_y - \frac{y}{r} M_x \right) \hat{\mathbf{z}} = \\ &= (z \hat{\mathbf{y}} - y \hat{\mathbf{z}}) \frac{M_x}{r} + (x \hat{\mathbf{z}} - z \hat{\mathbf{x}}) \frac{M_y}{r} + (y \hat{\mathbf{x}} - x \hat{\mathbf{y}}) \frac{M_z}{r} \quad (1.78) \end{aligned}$$

## 1.2.2 Dipendenza dei campi dalla componente X del momento

Per focalizzare meglio la dipendenza dei campi dal momento che li genera valuteremo il legame tra le componenti dei campi e quelle dei momenti generanti. Per far ciò ipotizzeremo la presenza di una sola componente del momento generante, ripetendo l'operazione per tutte e tre le componenti cartesiane. Questo perché la seguente trattazione diventi immediatamente applicabile per la maggior parte delle antenne che presentano, tipicamente, una sola componente del momento (es.: dipolo), o una componente predominante sulle altre. Qualora le antenne in considerazione presentino più componenti, data la linearità del problema, sarà sufficiente sovrapporre gli effetti. Nel primo caso tratteremo la presenza della sola componente lungo l'asse  $\hat{\mathbf{x}}$ . Pertanto il momento varrà:

$$\mathfrak{M} = M_x \hat{\mathbf{x}} + M_y \hat{\mathbf{y}} + M_z \hat{\mathbf{z}} \triangleq M_x \hat{\mathbf{x}}$$

Le equazioni (1.76), (1.77) e (1.78) diventano:

$$\mathfrak{M} \bullet \hat{\mathbf{r}} = x \frac{M_x}{r} \quad (1.79)$$

$$\hat{\mathbf{r}} \times \mathfrak{M} \times \hat{\mathbf{r}} = [(z^2 + y^2) \hat{\mathbf{x}} - (xy) \hat{\mathbf{y}} - (xz) \hat{\mathbf{z}}] \frac{M_x}{r^2} \quad (1.80)$$

$$\hat{\mathbf{r}} \times \mathfrak{M} = (z \hat{\mathbf{y}} - y \hat{\mathbf{z}}) \frac{M_x}{r} \quad (1.81)$$

Sostituendo le (1.79) nelle (1.73), otteniamo il calcolo esatto dei campi in funzione del momento elementare  $M_x$ :

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \frac{\eta}{2\pi} \left(1 - j \frac{\lambda}{2\pi r}\right) \frac{x \exp(-j\beta r)}{r^3} \left(\frac{x}{r} \hat{\mathbf{x}} + \frac{y}{r} \hat{\mathbf{y}} + \frac{z}{r} \hat{\mathbf{z}}\right) M_x - \\ &- j \frac{\eta}{2\lambda} \left(1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2}\right) \frac{\exp(-j\beta r)}{r^3} [(z^2 + y^2) \hat{\mathbf{x}} - \\ &- (xy) \hat{\mathbf{y}} - (xz) \hat{\mathbf{z}}] M_x = \\ &= \frac{\eta \exp(-j\beta r)}{2 r^3} \left\{ \frac{x}{\pi} \left(1 - j \frac{\lambda}{2\pi r}\right) \left(\frac{x}{r} \hat{\mathbf{x}} + \frac{y}{r} \hat{\mathbf{y}} + \frac{z}{r} \hat{\mathbf{z}}\right) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{j}{\lambda} \left(1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2}\right) [(z^2 + y^2) \hat{\mathbf{x}} - (xy) \hat{\mathbf{y}} - (xz) \hat{\mathbf{z}}] \right\} M_x \end{aligned} \quad (1.82a)$$

$$\mathbf{H} = j \frac{1}{2\lambda} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} \right) \frac{\exp(-j\beta r)}{r^2} (y \hat{\mathbf{z}} - z \hat{\mathbf{y}}) M_x \quad (1.82b)$$

Esplicitiamo le componenti cartesiane:

$$E_x = \frac{\eta e^{-j\beta r}}{2 r^3} \left\{ \frac{x^2}{r\pi} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} \right) - j \frac{z^2 + y^2}{\lambda} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} \right) \right\} M_x \quad (1.83a)$$

$$\begin{aligned} E_y &= \frac{\eta e^{-j\beta r}}{2 r^3} \left\{ \frac{xy}{r\pi} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} \right) + j \frac{xy}{\lambda} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} \right) \right\} M_x = \\ &= \frac{\eta e^{-j\beta r}}{2 r^3} \left\{ \frac{1}{r\pi} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} \right) + j \frac{1}{\lambda} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} \right) \right\} xy M_x \end{aligned} \quad (1.83b)$$

$$\begin{aligned} E_z &= \frac{\eta e^{-j\beta r}}{2 r^3} \left\{ \frac{xz}{r\pi} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} \right) + j \frac{xz}{\lambda} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} \right) \right\} M_x = \\ &= \frac{\eta e^{-j\beta r}}{2 r^3} \left\{ \frac{1}{r\pi} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} \right) + j \frac{1}{\lambda} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} \right) \right\} xz M_x \end{aligned} \quad (1.83c)$$

$$H_x = 0 \quad (1.83d)$$

$$H_y = -j \frac{z}{2\lambda} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} \right) \frac{e^{-j\beta r}}{r^2} M_x \quad (1.83e)$$

$$H_z = j \frac{y}{2\lambda} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} \right) \frac{e^{-j\beta r}}{r^2} M_x \quad (1.83f)$$

### 1.2.3 Dipendenza dei campi dalla componente $\mathbf{Y}$ del momento

In questo caso saranno presenti solamente le componenti lungo l'asse  $\hat{\mathbf{y}}$ :

$$\mathfrak{M} = M_x \hat{\mathbf{x}} + M_y \hat{\mathbf{y}} + M_z \hat{\mathbf{z}} \triangleq M_y \hat{\mathbf{y}}$$

Le equazioni (1.76), (1.77) e (1.78) diventano:

$$\mathfrak{M} \bullet \hat{\mathbf{r}} = y \frac{M_y}{r} \quad (1.84a)$$

$$\hat{\mathbf{r}} \times \mathfrak{M} \times \hat{\mathbf{r}} = \left[ -(xy) \hat{\mathbf{x}} + (x^2 + z^2) \hat{\mathbf{y}} - (yz) \hat{\mathbf{z}} \right] \frac{M_y}{r^2} \quad (1.84b)$$

$$\hat{\mathbf{r}} \times \mathfrak{M} = (x \hat{\mathbf{z}} - z \hat{\mathbf{x}}) \frac{M_y}{r} \quad (1.84c)$$

Sostituendo le (1.84) nelle (1.73) otteniamo il calcolo esatto dei campi in funzione del momento elementare  $M_y$ :

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \frac{\eta}{2\pi} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} \right) \frac{y \exp(-j\beta r)}{r^3} \left( \frac{x}{r} \hat{\mathbf{x}} + \frac{y}{r} \hat{\mathbf{y}} + \frac{z}{r} \hat{\mathbf{z}} \right) M_y - \\ &- j \frac{\eta}{2\lambda} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} \right) \frac{\exp(-j\beta r)}{r^3} \left[ -(xy) \hat{\mathbf{x}} + \right. \\ &+ (x^2 + z^2) \hat{\mathbf{y}} - (yz) \hat{\mathbf{z}} \left. \right] M_y = \\ &= \frac{\eta \exp(-j\beta r)}{2 r^3} \left\{ \frac{y}{\pi} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} \right) \left( \frac{x}{r} \hat{\mathbf{x}} + \frac{y}{r} \hat{\mathbf{y}} + \frac{z}{r} \hat{\mathbf{z}} \right) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{j}{\lambda} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} \right) \left[ -(xy) \hat{\mathbf{x}} + (x^2 + z^2) \hat{\mathbf{y}} - (yz) \hat{\mathbf{z}} \right] \right\} M_y \end{aligned} \quad (1.85a)$$

$$\mathbf{H} = j \frac{1}{2\lambda} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} \right) \frac{\exp(-j\beta r)}{r^2} (z \hat{\mathbf{x}} - x \hat{\mathbf{z}}) M_y \quad (1.85b)$$

Come nel caso precedente, esplicitiamo le componenti cartesiane:

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{\eta e^{-j\beta r}}{2 r^3} \left\{ \frac{xy}{r\pi} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} \right) + j \frac{xy}{\lambda} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} \right) \right\} M_y = \\ &= \frac{\eta e^{-j\beta r}}{2 r^3} \left\{ \frac{1}{r\pi} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} \right) + j \frac{1}{\lambda} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} \right) \right\} xy M_y \end{aligned} \quad (1.86a)$$

$$E_y = \frac{\eta e^{-j\beta r}}{2 r^3} \left\{ \frac{y^2}{r\pi} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} \right) - j \frac{x^2 + z^2}{\lambda} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} \right) \right\} M_y$$

(1.86b)

$$\begin{aligned}
E_z &= \frac{\eta e^{-j\beta r}}{2 r^3} \left\{ \frac{yz}{r\pi} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} \right) + j \frac{yz}{\lambda} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} \right) \right\} M_y = \\
&= \frac{\eta e^{-j\beta r}}{2 r^3} \left\{ \frac{1}{r\pi} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} \right) + j \frac{1}{\lambda} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} \right) \right\} yz M_y
\end{aligned} \tag{1.86c}$$

$$H_x = j \frac{z}{2\lambda} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} \right) \frac{e^{-j\beta r}}{r^2} M_y \tag{1.86d}$$

$$H_y = 0 \tag{1.86e}$$

$$H_z = -j \frac{x}{2\lambda} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} \right) \frac{e^{-j\beta r}}{r^2} M_y \tag{1.86f}$$

### 1.2.4 Dipendenza dei campi dalla componente **Z** del momento

Per completezza, terminiamo questa trattazione matematica inserendo i campi generati dalle componenti lungo l'asse  $\hat{\mathbf{z}}$ , così come fatto per gli altri assi nei paragrafi precedenti:

$$\mathfrak{M} = M_x \hat{\mathbf{x}} + M_y \hat{\mathbf{y}} + M_z \hat{\mathbf{z}} \triangleq M_z \hat{\mathbf{y}}$$

Le equazioni (1.76), (1.77) e (1.78) diventano:

$$\mathfrak{M} \bullet \hat{\mathbf{r}} = z \frac{M_z}{r} \tag{1.87a}$$

$$\hat{\mathbf{r}} \times \mathfrak{M} \times \hat{\mathbf{r}} = \left[ -(xz) \hat{\mathbf{x}} - (zy) \hat{\mathbf{y}} + (x^2 + y^2) \hat{\mathbf{z}} \right] \frac{M_z}{r^2} \tag{1.87b}$$

$$\hat{\mathbf{r}} \times \mathfrak{M} = (y \hat{\mathbf{x}} - x \hat{\mathbf{y}}) \frac{M_z}{r} \tag{1.87c}$$

Sostituendo le (1.87) nelle (1.73), come nei casi precedenti, otteniamo il calcolo esatto dei campi in funzione del momento elementare  $M_z$ :

$$\begin{aligned}
\mathbf{E} &= \frac{\eta}{2\pi} \left(1 - j\frac{\lambda}{2\pi r}\right) \frac{z \exp(-j\beta r)}{r^3} \left(\frac{x}{r}\hat{\mathbf{x}} + \frac{y}{r}\hat{\mathbf{y}} + \frac{z}{r}\hat{\mathbf{z}}\right) M_z - \\
&- j\frac{\eta}{2\lambda} \left(1 - j\frac{\lambda}{2\pi r} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2}\right) \frac{\exp(-j\beta r)}{r^3} \left[-(xz)\hat{\mathbf{x}} - \right. \\
&- (zy)\hat{\mathbf{y}} + (x^2 + y^2)\hat{\mathbf{z}}\left.] M_z = \\
&= \frac{\eta \exp(-j\beta r)}{2 r^3} \left\{ \frac{z}{\pi} \left(1 - j\frac{\lambda}{2\pi r}\right) \left(\frac{x}{r}\hat{\mathbf{x}} + \frac{y}{r}\hat{\mathbf{y}} + \frac{z}{r}\hat{\mathbf{z}}\right) - \right. \\
&\quad \left. - \frac{j}{\lambda} \left(1 - j\frac{\lambda}{2\pi r} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2}\right) \left[-(xz)\hat{\mathbf{x}} - (zy)\hat{\mathbf{y}} + (x^2 + y^2)\hat{\mathbf{z}}\right] \right\} M_z
\end{aligned} \tag{1.88a}$$

$$\mathbf{H} = j\frac{1}{2\lambda} \left(1 - j\frac{\lambda}{2\pi r}\right) \frac{\exp(-j\beta r)}{r^2} (x\hat{\mathbf{y}} - y\hat{\mathbf{x}}) M_z \tag{1.88b}$$

Esplicitiamo le componenti cartesiane:

$$\begin{aligned}
E_x &= \frac{\eta e^{-j\beta r}}{2 r^3} \left\{ \frac{xz}{r\pi} \left(1 - j\frac{\lambda}{2\pi r}\right) + j\frac{xz}{\lambda} \left(1 - j\frac{\lambda}{2\pi r} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2}\right) \right\} M_z = \\
&= \frac{\eta e^{-j\beta r}}{2 r^3} \left\{ \frac{1}{r\pi} \left(1 - j\frac{\lambda}{2\pi r}\right) + j\frac{1}{\lambda} \left(1 - j\frac{\lambda}{2\pi r} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2}\right) \right\} xz M_z
\end{aligned} \tag{1.89a}$$

$$\begin{aligned}
E_y &= \frac{\eta e^{-j\beta r}}{2 r^3} \left\{ \frac{zy}{r\pi} \left(1 - j\frac{\lambda}{2\pi r}\right) + j\frac{zy}{\lambda} \left(1 - j\frac{\lambda}{2\pi r} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2}\right) \right\} M_z = \\
&= \frac{\eta e^{-j\beta r}}{2 r^3} \left\{ \frac{1}{r\pi} \left(1 - j\frac{\lambda}{2\pi r}\right) + j\frac{1}{\lambda} \left(1 - j\frac{\lambda}{2\pi r} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2}\right) \right\} zy M_z
\end{aligned} \tag{1.89b}$$

$$E_z = \frac{\eta e^{-j\beta r}}{2 r^3} \left\{ \frac{z^2}{r\pi} \left(1 - j\frac{\lambda}{2\pi r}\right) - j\frac{x^2 + y^2}{\lambda} \left(1 - j\frac{\lambda}{2\pi r} - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2}\right) \right\} M_z \tag{1.89c}$$

$$H_x = -j\frac{y}{2\lambda} \left(1 - j\frac{\lambda}{2\pi r}\right) \frac{e^{-j\beta r}}{r^2} M_z \tag{1.89d}$$

$$H_y = j \frac{x}{2\lambda} \left( 1 - j \frac{\lambda}{2\pi r} \right) \frac{e^{-j\beta r}}{r^2} M_z \quad (1.89e)$$

$$H_z = 0 \quad (1.89f)$$

### 1.3 Applicazione del metodo rigoroso per la valutazione della $J_{eq}$

Con la trattazione che segue si applicherà il nuovo metodo rigoroso di valutazione della  $J_{eq}$  tra un'antenna trasmittente, che si chiamerà *Sorgente*, e un'antenna ricevente, che si chiamerà *Harvester*. Così facendo si determinerà il valore della corrente del generatore di Norton ( $J_{eq}$ ) da applicare in parallelo all'ammettenza dell'antenna ricevente per rappresentare gli effetti indotti dall'antenna trasmittente sul sistema ricevente, modello di fondamentale importanza per la rappresentazione nei simulatori non lineari degli accoppiamenti tra i due sistemi. Questa indagine sarà condotta utilizzando, sia in ricezione che in trasmissione, dei dipoli ma, grazie alla linearità del problema, i risultati ottenuti potranno essere estesi a qualsiasi situazione (anche collegamenti non convenzionali in campo vicino). La prima parte della sezione studierà la discretizzazione migliore del piano  $\Sigma$  per avere una buona convergenza del risultato. Per il calcolo dei campi incidenti sul piano  $\Sigma$  saranno implementate due metodologie differenti: la prima metodologia prevede l'uso del *metodo dei Momenti*, calcolando il momento dell'antenna tramite una sua discretizzazione (in questo caso il valore del campo incidente sarà rigoroso in tutte le zone dello spazio attorno al dipolo, compreso la zona di campo vicino); il secondo metodo prevede l'uso delle forme analitiche chiuse del diagramma di radiazione che sono valide solamente in zona di Fraunhofer.

Lo scenario in cui si studierà la nuova metodologia ipotizza che:

1. l'antenna ricevente sia uguale all'antenna trasmittente (dipoli);
2. ogni antenna abbia il suo sistema di riferimento posto nel rispettivo centro di fase e ogni sistema di riferimento si possa ottenere semplicemente eseguendo una traslazione lungo un asse dell'altro ( $\vec{x}$ ,  $\vec{y}$  o  $\vec{z}$ );

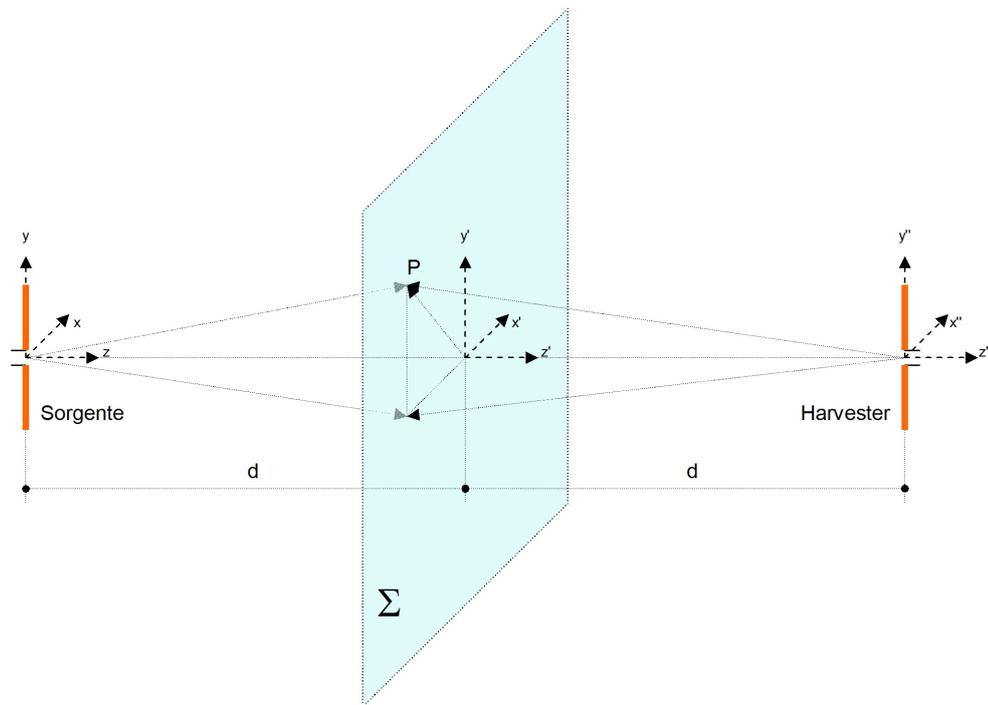


Figura 1.10: Collegamento lungo l'asse  $Z$  di due antenne poste sui rispettivi assi  $Y$ , paralleli tra loro

3. la direzione del collegamento coincida con l'asse di cui sopra dei due sistemi di riferimento (in figura 1.10 viene utilizzato l'asse  $\vec{z}$ )
4. le due antenne si trovino alla distanza  $2 * d$ ;
5. le antenne siano poste sui piani perpendicolari alla direzione di traslazione scelta precedentemente;
6. le due antenne siano orientate per il massimo accoppiamento (ossia che il lobo di massima radiazione dell'una sia orientato verso l'altra antenna, e viceversa); nei casi specifici che saranno trattati la condizione sarà sempre verificata in quanto i dipoli sono omnidirezionali nel piano contenente il segmento che congiunge le origini dei due sistemi di riferimento;
7. il piano  $\Sigma$  su cui verrà eseguito il calcolo integrale si trovi alla distanza  $d$  dalla Sorgente e, conseguentemente, alla distanza  $-d$  dall'Harvester, secondo i rispettivi sistemi di riferimento; la trattazione non sfrutterà questa condizione al fine di poter porre il piano su cui verrà calcolato

l'integrale in un qualsiasi punto tra le due antenne; come però si evincerà dagli esiti delle prove, la posizione intermedia del piano  $\Sigma$  è la più conveniente in quanto i valori della  $J_{eq}$  che si ottengono ponendolo in altri punti non convergono al valore atteso (sono sempre inferiori).

### 1.3.1 Dipoli

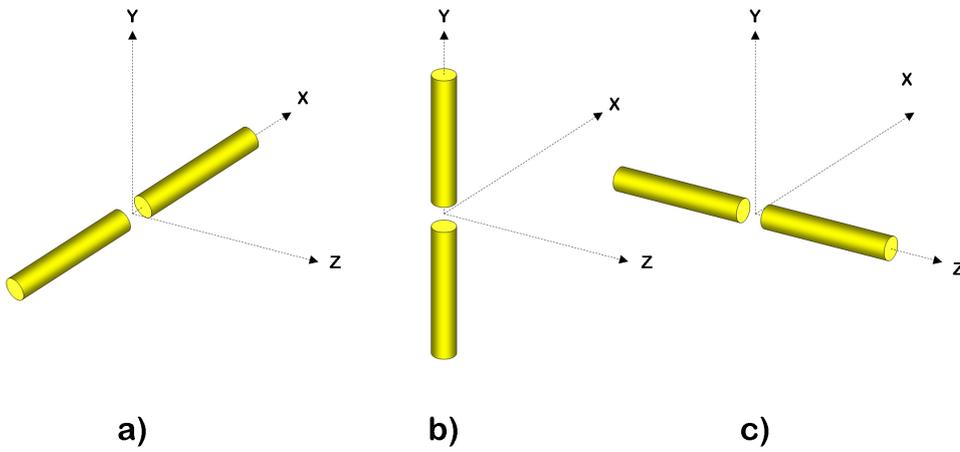


Figura 1.11: Disposizione dei Dipoli di lunghezza  $\lambda/2$  lungo i vari assi. Nei tre casi specifici si potranno associare agli assi  $(\alpha, \gamma, \kappa)$  rispettivamente le terne  $(x, y, z)$ ,  $(y, z, x)$  e  $(z, x, y)$ .

Come anticipato, in questa sezione verranno analizzati i campi creati da dipoli posti sui vari assi cartesiani. Con le opportune sostituzioni, la trattazione può essere ricondotta ad un solo caso in cui chiameremo gli assi cartesiani  $\hat{\alpha}, \hat{\gamma}$  e  $\hat{\kappa}$ . Per riportarci ai tre casi specifici, dove i dipoli saranno posti rispettivamente sugli assi  $\hat{x}, \hat{y}$  e  $\hat{z}$  come visibile in figura 1.11, saranno necessarie le seguenti sostituzioni:

1. dipolo posto lungo l'asse  $\hat{x} \Rightarrow \alpha = x, \quad \gamma = y, \quad \kappa = z;$
2. dipolo posto lungo l'asse  $\hat{y} \Rightarrow \alpha = y, \quad \gamma = z, \quad \kappa = x;$
3. dipolo posto lungo l'asse  $\hat{z} \Rightarrow \alpha = z, \quad \gamma = x, \quad \kappa = y;$

Il dipolo sarà di lunghezza  $2L$ , corrispondente a  $\lambda/2$  in termini di lunghezza d'onda. Le dimensioni delle antenne richiedono il calcolo del Momento

Equivalente Esteso in ogni punto del piano/spazio[10]:

$$\mathbf{M}(r, \theta, \phi) = \iiint_V \mathbf{J}_i(P_o) \frac{r}{|\bar{\mathbf{r}} - \bar{\mathbf{w}}|} \exp[-\sigma(|\bar{\mathbf{r}} - \bar{\mathbf{w}}| - r)] dV_o \quad (1.90)$$

Se trascuriamo la sezione del conduttore del dipolo, l'integrale si può calcolare considerando la sola distribuzione di corrente lungo i rami. In questo caso si definisce[14]:

$$\begin{cases} \mathbf{J}_i(P_o) = I(\alpha_o) \hat{\alpha} = \begin{cases} I_o \sin[\beta(L + \alpha_o)] \hat{\alpha} & \alpha \leq 0 \\ I_o \sin[\beta(L - \alpha_o)] \hat{\alpha} & \alpha > 0 \\ 0 \hat{\alpha} & |\alpha| > L \end{cases} \\ \sigma = j\beta \\ I_o = j2A \exp(-j\beta L) \end{cases} \quad (1.91)$$

Quello che si ottiene è:

$$\begin{aligned} \mathbf{M}(r, \theta, \phi) &= \hat{\alpha} \int_{-L}^{+L} I(\alpha_o) \frac{r}{|\bar{\mathbf{r}} - \alpha_o \hat{\alpha}|} \exp[-j\beta(|\bar{\mathbf{r}} - \alpha_o \hat{\alpha}| - r)] d\alpha_o = \\ &= \hat{\alpha} \int_{-L}^{+L} I(\alpha_o) \frac{\sqrt{\alpha^2 + \gamma^2 + \kappa^2}}{\sqrt{(\alpha - \alpha_o)^2 + \gamma^2 + \kappa^2}} * \\ &\quad * e^{[-j\beta(\sqrt{(\alpha - \alpha_o)^2 + \gamma^2 + \kappa^2} - \sqrt{\alpha^2 + \gamma^2 + \kappa^2})]} d\alpha_o = \mathbf{M}(\alpha, \gamma, \kappa) \end{aligned} \quad (1.92)$$

Avendo sostituito  $r$  con la sua definizione  $\sqrt{\alpha^2 + \gamma^2 + \kappa^2}$ . Definendo, per semplicità di scrittura,  $DistA \triangleq |\bar{\mathbf{r}} - \alpha_o \hat{\alpha}|$ , portando fuori dall'integrale i termini costanti e tornando ad esprimere la distanza del punto  $P(\alpha, \gamma, \kappa)$  dal centro di fase del dipolo con il termine  $r$  otteniamo:

$$\begin{aligned} \mathbf{M}(\alpha, \gamma, \kappa) &= \hat{\alpha} r e^{j\beta r} \int_{-L}^{+L} I(\alpha) \frac{e^{-j\beta DistA}}{DistA} d\alpha_o = \\ &= \hat{\alpha} r e^{j\beta r} \left\{ \int_{-L}^0 I_o \sin[\beta(L + \alpha_o)] \frac{e^{-j\beta DistA}}{DistA} d\alpha_o + \right. \\ &\quad \left. \int_0^{+L} I_o \sin[\beta(L - \alpha_o)] \frac{e^{-j\beta DistA}}{DistA} d\alpha_o \right\} \end{aligned} \quad (1.93)$$

### Calcolo del campo tramite la discretizzazione del Momento Equivalente Esteso

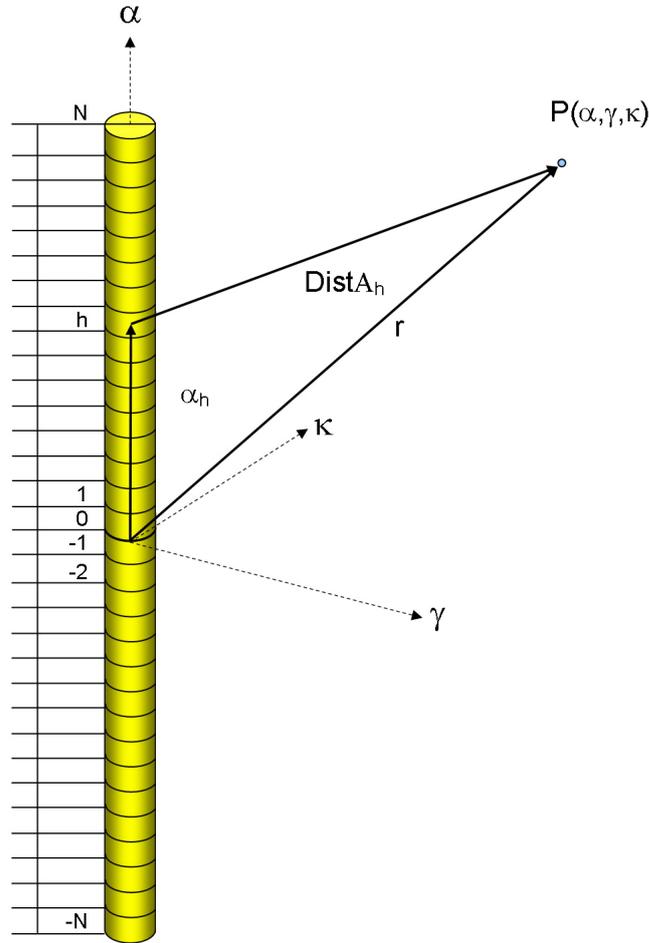


Figura 1.12: Dipolo  $2L=\lambda/2$  suddiviso in  $2N$  parti uguali posto lungo l'asse  $\alpha$

Consideriamo il gap dell'alimentazione trascurabile rispetto alle dimensioni dell'antenna e discretizziamo il dipolo, suddividendolo in  $2 * N$  parti, come si vede in figura 1.12, dove sono indicati i seguenti termini:

$$\alpha_h \triangleq \alpha_o(h) = \frac{L}{N}h + \frac{L}{2N} = \frac{2h+1}{2N}L \quad h \in [-N; (N-1)] \quad (1.94)$$

$$DistA_h \triangleq \sqrt{\left(\alpha - \frac{2h+1}{2N}L\right)^2 + \gamma^2 + \kappa^2} \quad h \in [-N; (N-1)] \quad (1.95)$$

Per il calcolo dell'integrale si valuterà la corrente nei punti mediani dei segmenti che si sono creati dalla discretizzazione del dipolo. Pertanto, l'equazione (1.93) diviene

$$\begin{aligned}
\mathbf{M}(\alpha, \gamma, \kappa) &\approx \hat{\alpha} (r e^{j\beta r}) \left\{ \sum_{h=-N}^0 I_o \sin \left[ \beta L \left( 1 + \frac{2h+1}{2N} \right) \right] \frac{e^{-j\beta \text{Dist}A_h} L}{\text{Dist}A_h N} + \right. \\
&+ \left. \sum_{h=1}^{N-1} I_o \sin \left[ \beta L \left( 1 - \frac{2h+1}{2N} \right) \right] \frac{e^{-j\beta \text{Dist}A_h} L}{\text{Dist}A_h N} \right\} = \\
&= \hat{\alpha} \frac{L I_o r e^{j\beta r}}{N} \left\{ \sum_{h=-N}^0 \sin \left[ \beta L \frac{2(N+h)+1}{2N} \right] \frac{e^{-j\beta \text{Dist}A_h}}{\text{Dist}A_h} + \right. \\
&\quad \left. + \sum_{h=1}^{N-1} \sin \left[ \beta L \frac{2(N-h)-1}{2N} \right] \frac{e^{-j\beta \text{Dist}A_h}}{\text{Dist}A_h} \right\} \quad (1.96)
\end{aligned}$$

### Campo approssimato in zona di Fraunhofer

Come anticipato all'inizio di questa sezione, qualora ci trovassimo in Zona di Fraunhofer risulterebbe possibile calcolare direttamente i campi prodotti dal dipolo tramite l'applicazione di una forma analitica chiusa ottenuta direttamente dal modello del dipolo (e dal suo diagramma di radiazione). Anche in questo caso si ipotizza il dipolo di lunghezza  $2L$ , alimentato al centro da una corrente  $I_o$ . Le equazioni che descrivono i campi sono le seguenti:

$$\mathbf{E}(r, \theta, \phi) = j\eta I_o \frac{\exp(-j\beta r) \cos[\beta L \cos(\theta)] - \cos(\beta L)}{2\pi r \sin(\theta)} \hat{\theta} \quad (1.97a)$$

$$\begin{aligned}
\mathbf{H}(r, \theta, \phi) &= \frac{1}{\eta} \hat{\mathbf{r}} \times \mathbf{E}(r, \theta, \phi) = \\
&= jI_o \frac{\exp(-j\beta r) \cos[\beta L \cos(\theta)] - \cos(\beta L)}{2\pi r \sin(\theta)} \hat{\phi} \quad (1.97b)
\end{aligned}$$

La (1.97) ipotizza il dipolo orientato lungo l'asse  $\hat{\mathbf{z}}$ . Questo risultato può essere applicato, con una semplice rotazione, anche per i dipoli posti lungo gli altri assi ( $\hat{\mathbf{x}}$  e  $\hat{\mathbf{y}}$ ).

## 1.4 Piano Integrale: dimensioni e mesh

In questa sezione verrà analizzato il piano su cui eseguire l'integrale superficiale: la sua dimensione, la posizione e la suddivisione ottimale. In parti-

colare, valutando la distanza che intercorre tra il punto del piano e i centri di fase della sorgente e del ricevitore, si troverà una formula analitica chiusa per dimensionare opportunamente la suddivisione del piano in funzione della frequenza in uso e della distanza.

### 1.4.1 Percorso del collegamento e definizione del passo della mesh

In questa prima parte si studierà il collegamento con la tecnica dell'ottica geometrica. Si ipotizza che i raggi partano (e arrivino) dal centro di fase delle antenne, come visibile in figura 1.13. I punti in cui i raggi intersecano la superficie  $\Sigma$  saranno selezionati per la discretizzazione del piano stesso. La suddivisione del piano avverrà per cerchi e corone circolari, a loro volta suddivisi a spicchi. Tutti i punti appartenenti ad una corona circolare saranno equidistanti dai centri di fase delle due antenne. L'unica imposizione riguar-

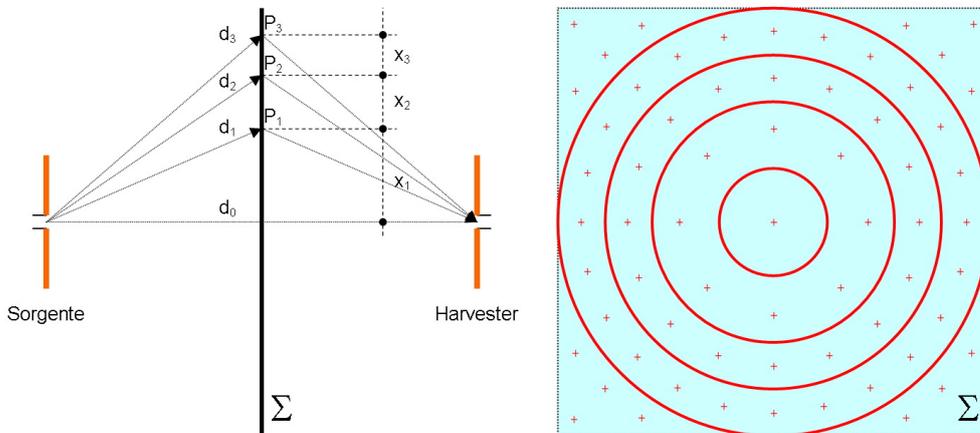


Figura 1.13: Modellizzazione, tramite Ray Tracing, del collegamento tra Sorgente e Harvester

derà la lunghezza dei percorsi: la differenza tra le lunghezze dei raggi di due corone attigue sarà posta pari a  $\lambda/k$ , dove  $k$  indica lo step di discretizzazione che si vuole assumere. Pertanto, sempre facendo riferimento alla figura 1.13, definendo  $d_0$  la lunghezza del percorso tra uno dei centri di fase di una antenna e il piano  $\Sigma$ , e  $d_1$  quello del primo raggio di lunghezza maggiore, si ha:

$$2 d_1 = 2 d_0 + \frac{\lambda}{k} \quad \Rightarrow \quad d_1 = d_0 + \frac{\lambda}{2k} \quad (1.98)$$

procedendo per i raggi successivi si ottiene

$$d_2 = d_1 + \frac{\lambda}{2k} = d_0 + 2 \frac{\lambda}{2k} \quad (1.99)$$

$$d_3 = d_2 + \frac{\lambda}{2k} = d_0 + 3 \frac{\lambda}{2k} \quad (1.100)$$

...

$$d_n = d_0 + n \frac{\lambda}{2k} \quad (1.101)$$

Il raggio  $r_n$ , che caratterizza la distanza dal punto centrale del piano  $\Sigma$  di tutti i punti della n-esima corona circolare, varrà:

$$\begin{aligned} \sqrt{d_n^2 - d_0^2} &= \sqrt{d_0^2 + n^2 \frac{\lambda^2}{4k^2} + 2 n d_0 \frac{\lambda}{2k} - d_0^2} = \\ &= \sqrt{2 n d_0 \frac{\lambda}{2k} + n^2 \frac{\lambda^2}{4k^2}} = \frac{n\lambda}{k} \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{d_0 k}{n\lambda}} \end{aligned} \quad (1.102)$$

A questo punto è possibile calcolare il passo della discretizzazione della mesh, ovvero i termini  $x_n$  come indicati in figura 1.13:

$$x_n = r_n - r_{n-1} = \frac{n\lambda}{k} \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{d_0 k}{n\lambda}} - \frac{(n-1)\lambda}{k} \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{d_0 k}{(n-1)\lambda}} \quad (1.103)$$

Per valori di  $n$  molto grandi, i termini fratti sotto radice tendono a 0. Pertanto, per  $n \rightarrow \infty$  si può scrivere:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} x_n \approx \frac{n\lambda}{k} \sqrt{\frac{1}{4}} - \frac{(n-1)\lambda}{k} \sqrt{\frac{1}{4}} \approx \frac{\lambda}{2k} \quad (1.104)$$

Questa soluzione porta a definire, per tutto il piano, un fattore di mesh pari a:

$$x_n = \frac{\lambda}{2k} \quad (1.105)$$

La soluzione è valida nelle ipotesi su cui è basata, ossia che il piano si trovi equidistante dalle due antenne in studio.

### 1.4.2 Piano circolare

Una prima scelta sulla mesh del piano, ampiamente descritta nella sezione precedente, prevede una geometria circolare. Con questa geometria sono state eseguite varie simulazioni, sempre impiegando i dipoli come Sorgente e Harvester, per indagare sul passo da scegliere e sulla dimensione del piano  $\Sigma$  per garantire la convergenza della soluzione. È stata provata sia la mesh variabile, definita nella formula (1.103), che la mesh fissa (formula (1.105)), adottando vari valori di  $k$ . Escluso il cerchio associato all'origine, negli anelli successivi si è operata la suddivisione che segue: la prima corona circolare è stata suddivisa in otto zone, le corone circolari successive aggiungono sempre un numero costante di punti. Dalle prove svolte si è visto che il numero ottimale di punti da aggiungere è **quattro**. La figura 1.13 mostra il caso specifico dove i punti in aggiunta erano otto, condizione che porta velocemente alla crescita del numero totale dei punti da elaborare, con conseguente richiesta eccessiva di risorse per il calcolo dei campi incidenti sul piano  $\Sigma$ . Il numero dei punti di ogni corona circolare si può quindi calcolare con il seguente algoritmo:

$$\#Punti_1 = 8 \quad (1.106)$$

$$\#Punti_2 = 8 + 4 = 12 \quad (1.107)$$

...

$$\#Punti_n = \#Punti_{n-1} + 4 \quad (1.108)$$

#### Mesh variabile

Per quanto riguarda la mesh variabile, osservabile in figura 1.13, si è visto che non rappresenta la soluzione ottimale: sicuramente con valori di  $k$  molto elevati si ottengono soluzioni raffinate, ma il ridotto numero di punti attorno all'origine del piano  $\Sigma$ , ossia il punto di intersezione tra il piano e il segmento  $d_0$ , moltiplicato per l'area piuttosto grande della circonferenza associata (rispetto alla discretizzazione delle corone circolari), porta ad avere delle grosse variazioni nel risultato finale. Consideriamo le seguenti condizioni di collegamento:

- due dipoli posti ad una distanza di 200 [mm],

- operanti a  $1 [GHz]$ ,
- lunghi  $\frac{\lambda}{2}$
- orientati lungo  $\hat{\mathbf{z}}$ ,
- la congiungente dei due centri di fase giace su  $\hat{\mathbf{y}}$ ,
- il campo irradiato viene calcolato per mezzo della (1.88), ovvero della (1.89),
- la Sorgente è alimentata da una  $P_A = 0.5 [W] = 27 [dBm]$ ,
- il momento dei dipoli calcolato per mezzo della (1.96), con una discretizzazione definita da  $N = 20$  (ovvero in 40 parti)

La  $J_{eq}$  che si ottiene in funzione del parametro  $k$  è visibile in figura 1.14. Si

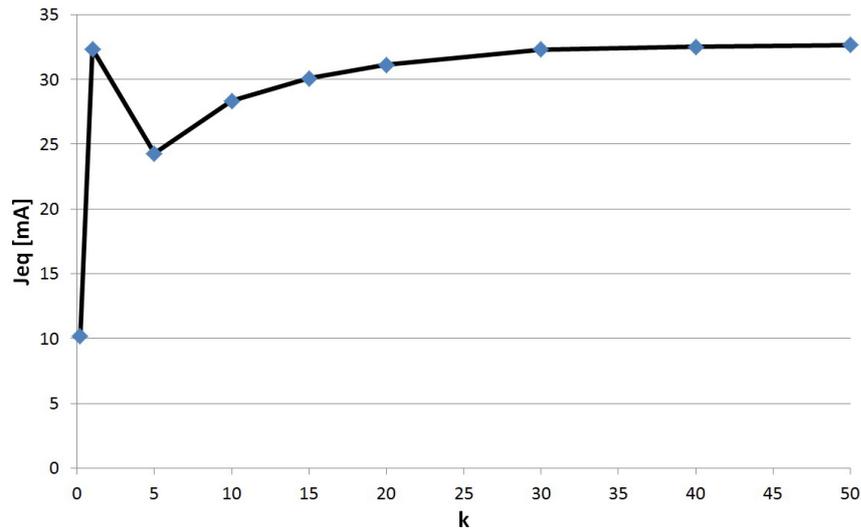


Figura 1.14:  $J_{eq}$  al variare del parametro  $k$  per la discretizzazione della mesh

vede chiaramente che il valore finale della  $J_{eq}$ , eccetto il caso particolare per  $k = 1$ , decresce al calare di  $k$ . Il valore risulta stabile per  $k \geq 30$ , numero molto alto che impone una discretizzazione del piano  $\Sigma$  molto dettagliata.

Il metodo matematico impiegato per calcolare l'integrale superficiale permette di valutare la convergenza dell'integrale stesso grazie alla metodologia con cui si è scelto di discretizzare il piano: i punti sono tabulati partendo dall'origine (definita precedentemente), passando alla prima corona circolare e procedendo con le successive, spostandosi verso l'esterno. Questo permette di sospendere il calcolo ogni qual volta si concludono i punti di una corona

circolare, e di registrare in un report il valore parziale. Gli andamenti dei risultati parziali, in funzione del numero della corona circolare, sono visibili in figura 1.15. Il primo grafico, associato a  $k = 30$ , mostra una buona

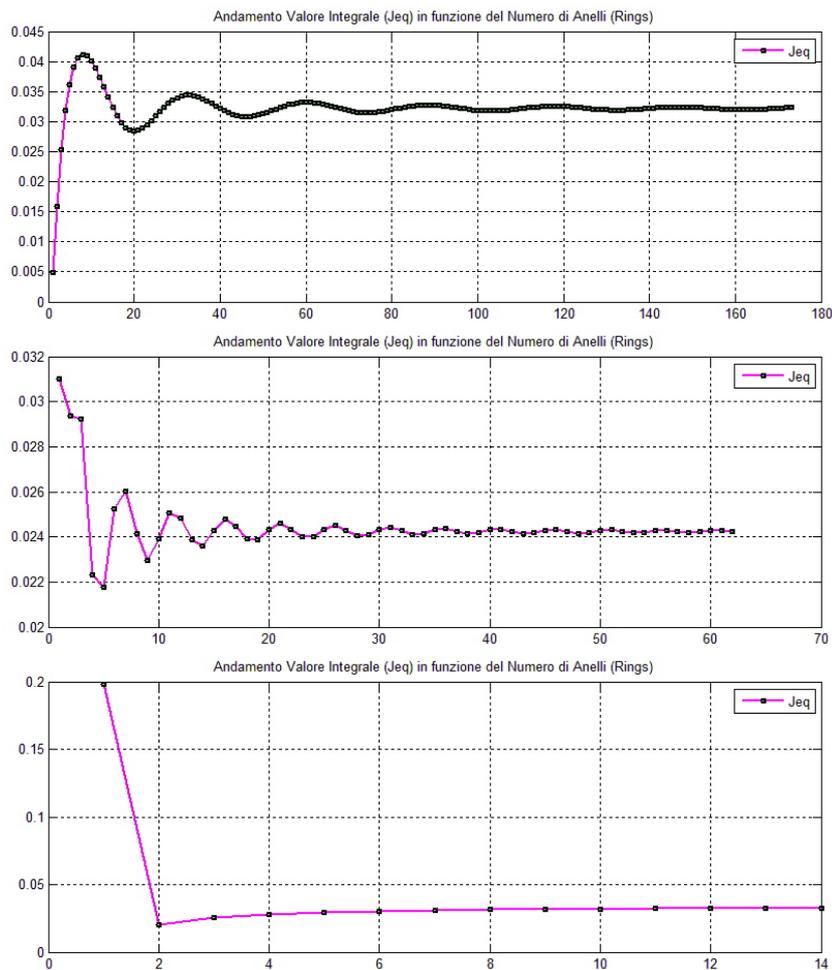


Figura 1.15: Convergenza integrale  $J_{eq}$  con mesh variabile, per  $k = 30, 5$  e  $1$

convergenza del risultato e un'oscillazione residua limitata. Anche il secondo grafico, associato a  $k = 5$ , presenta una discreta convergenza, ma mostra un comportamento anomalo nei primi valori, a conferma dell'importanza di una buona discretizzazione dei punti attorno all'origine del piano  $\Sigma$ , ed un valore finale molto diverso da quello ottenuto con una mesh più fine. Il terzo grafico, associato a  $k = 1$ , nonostante il valore finale sia casualmente quello atteso, mostra un andamento molto diverso dai precedenti. È invece positivo il fatto che il primo grafico si presenti come un'oscillazione smorzata, dato

che tale comportamento era quello atteso: di fatto il contributo dei primi anelli è costruttivo perché lo sfasamento relativo dei vari percorsi rimane confinato in un determinato range. Per gli anelli successivi questa condizione non sarà più soddisfatta, ed il contributo dei raggi non sarà più costruttivo: si creerà una variazione negativa nel risultato finale. Il fenomeno si ripete ciclicamente, formando il grafico smorzato ottenuto. L'effetto mostrato è ben conosciuto in letteratura negli studi sulla diffrazione elettromagnetica, ed è descritto mediante gli *Ellissoidi di Fresnel*.

L'integrazione parziale che si esegue riproduce il cosiddetto fenomeno della *Diffrazione da Apertura Circolare*, ossia si comporta come se il piano  $\Sigma$  fosse

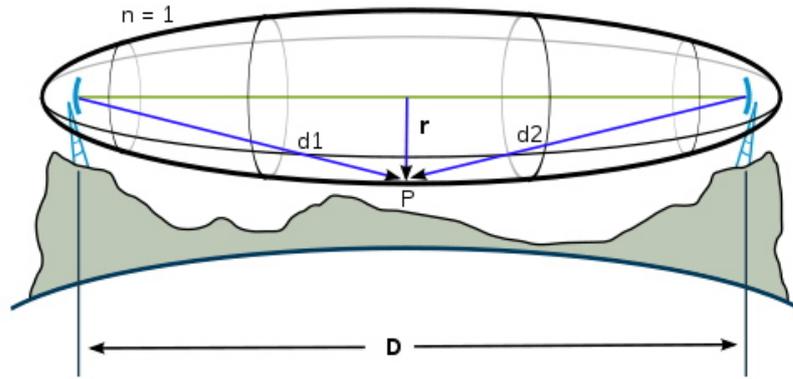


Figura 1.16: Ellissoidi di Fresnel[20]

formato da un conduttore elettrico perfetto, ad esclusione della zona circolare su cui si esegue l'integrale. La cosa è confermata dal valore del raggio per il quale si ha il massimo valore della  $J_{eq}$ : per  $k = 30$  questa condizione si verifica tra la settima e l'ottava corona circolare, quindi per quei raggi caratterizzati da un ritardo pari a

$$2 d_7 - 2 d_0 = \frac{7\lambda}{k} = \frac{7\lambda}{30} \approx \frac{\lambda}{4} \Rightarrow \text{sfasamento di } \frac{\pi}{2} \quad (1.109)$$

Come scritto, la condizione varia nuovamente attorno al ventesimo anello, che corrisponde al segmento  $d_{19}$  (nel grafico si ha il primo punto, associato a  $d_0$ , sull'ascissa 1):

$$2 d_{19} - 2 d_0 = \frac{19\lambda}{k} = \frac{19\lambda}{30} \approx \frac{2\lambda}{3} \Rightarrow \text{sfasamento di } \frac{4\pi}{3} \quad (1.110)$$

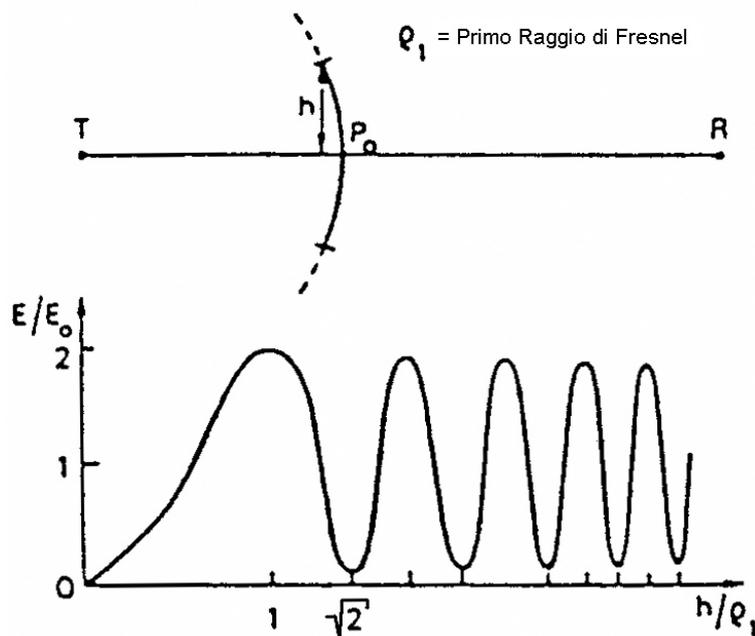


Figura 1.17: Diffrazione da apertura circolare[21]: valori del campo in funzione del raggio dell'apertura

Il picco positivo si ritrova al trentaduesimo anello:

$$2 d_{31} - 2 d_0 = \frac{31\lambda}{k} = \frac{31\lambda}{30} \approx \lambda \Rightarrow \text{sfasamento di } 2\pi \quad (1.111)$$

Questo fenomeno è stato riscontrato anche con passi di griglia differenti e a distanze tra i dipoli differenti. In particolare, se si adotta un valore  $k = 20$  ci si attende il primo massimo per la quinta corona circolare, il primo minimo per la quindicesima corona circolare e il massimo successivo per la ventesima corona circolare:

$$\begin{aligned} 2 d_5 - 2 d_0 &= \frac{5\lambda}{20} = \frac{\lambda}{4} \\ 2 d_{15} - 2 d_0 &= \frac{15\lambda}{20} = \frac{3\lambda}{4} \\ 2 d_{20} - 2 d_0 &= \frac{20\lambda}{20} = \lambda \end{aligned}$$

Il fenomeno è visibile in figura 1.18, dove la distanza tra i dipoli è rispettivamente pari a  $2\lambda$ ,  $10\lambda$  e  $20\lambda$ . In tutti e tre i casi si riscontra quanto ipotizzato precedentemente: il primo massimo alla quinta corona circolare, il

primo minimo alla quindicesima corona circolare e il massimo successivo alla ventesima corona circolare.

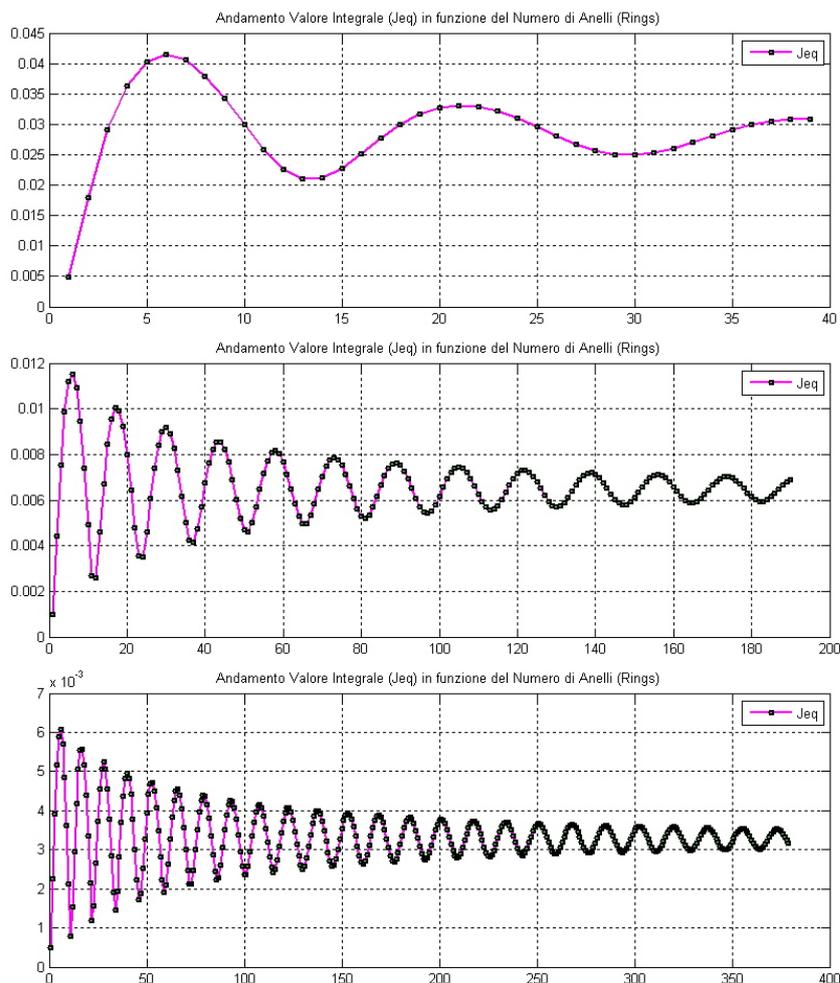


Figura 1.18: Convergenza integrale Jeq con mesh variabile, per  $k = 20$ , al variare della distanza tra le antenne:  $2\lambda$ ,  $10\lambda$ ,  $20\lambda$

### Mesh fissa (a passo costante)

La scelta di adottare una distanza fissa tra i raggi su cui posizionare i punti d'integrazione presenta molteplici vantaggi. In primo luogo permette di semplificare l'algoritmo per la discretizzazione del piano  $\Sigma$ , in secondo luogo si ottiene una mesh molto più fine nella regione attorno all'origine del piano dove, normalmente, si concentra un importante contributo del campo. Tutti

questi fattori contribuiscono ad ottenere il valore della  $J_{eq}$  con minore incertezza, riducendo il numero di iterazioni necessarie e velocizzando il processo. Lo studio sulla scelta del passo migliore della mesh è stato condotto a distanze dei dipoli differenti, e più precisamente a 200 [mm] e a 2000 [mm]. Le altre condizioni sono analoghe al caso precedente:

- dipoli operanti a 1 [GHz],
- lunghi  $\frac{\lambda}{2}$
- orientati lungo  $\hat{\mathbf{z}}$ ,
- la congiungente dei due centri di fase giace su  $\hat{\mathbf{y}}$ ,
- il campo irradiato viene calcolato per mezzo della (1.88), ovvero della (1.89),
- la Sorgente è alimentata da una  $P_A = 0.5 [W] = 27 [dBm]$ ,
- il momento dei dipoli calcolato per mezzo della (1.96), con una discretizzazione definita da  $N = 20$  (ovvero in 40 parti)

La  $J_{eq}$  che si ottiene nei due casi, in funzione del parametro  $k$ , è visibile in figura 1.19. Il risultato dell'integrale, nel caso in cui  $2d_0 = 200 [mm]$ , rimane costante per valori di  $k \geq 5$ , mentre per  $2d_0 = 2000 [mm]$  il risultato converge per valori di  $k$  ancora più bassi ( $k \geq 2$ ). La convergenza è stata verificata anche a frequenze differenti (10 [GHz] con  $2d_0 = 200 [mm]$ ) ottenendo lo stesso risultato:  $k \geq 2$ . Come anticipato, il caso  $2d_0 = 200 [mm]$  è stato studiato anche con la mesh variabile e questo permette di fare alcuni confronti. Intanto, il valore della  $J_{eq}$  a cui convergono le due metodologie di mesh non è il medesimo: per la mesh variabile otteniamo una  $J_{eq} = 32.5 [mA]$ , mentre con la mesh fissa il valore risulta  $J_{eq} = 41.9 [mA]$ . Siccome i risultati sono così differenti e, per la frequenza di 1 [GHz] su cui eseguiamo queste simulazioni, la zona in cui abbiamo operato fino ad ora è di campo vicino, può essere utile considerare un altro collegamento caratterizzato dalla distanza tra le antenne di  $2d_0 = 10000 [mm] = 10 [m]$ , che garantisce la locazione in zona di Fraunhofer l'una dell'altra. Così facendo risulta possibile calcolare la  $J_{eq}$  anche tramite l'equazione di Friis[11] trascurando l'attenuazione supplementare:

$$P_R = P_T g_t g_R \left( \frac{\lambda}{4\pi r} \right)^2 \quad \text{in forma lineare} \quad (1.112)$$

$$P_R = P_T + G_T + G_R + 20 \log_{10} \left( \frac{\lambda}{4\pi r} \right) \quad \text{in dB} \quad (1.113)$$

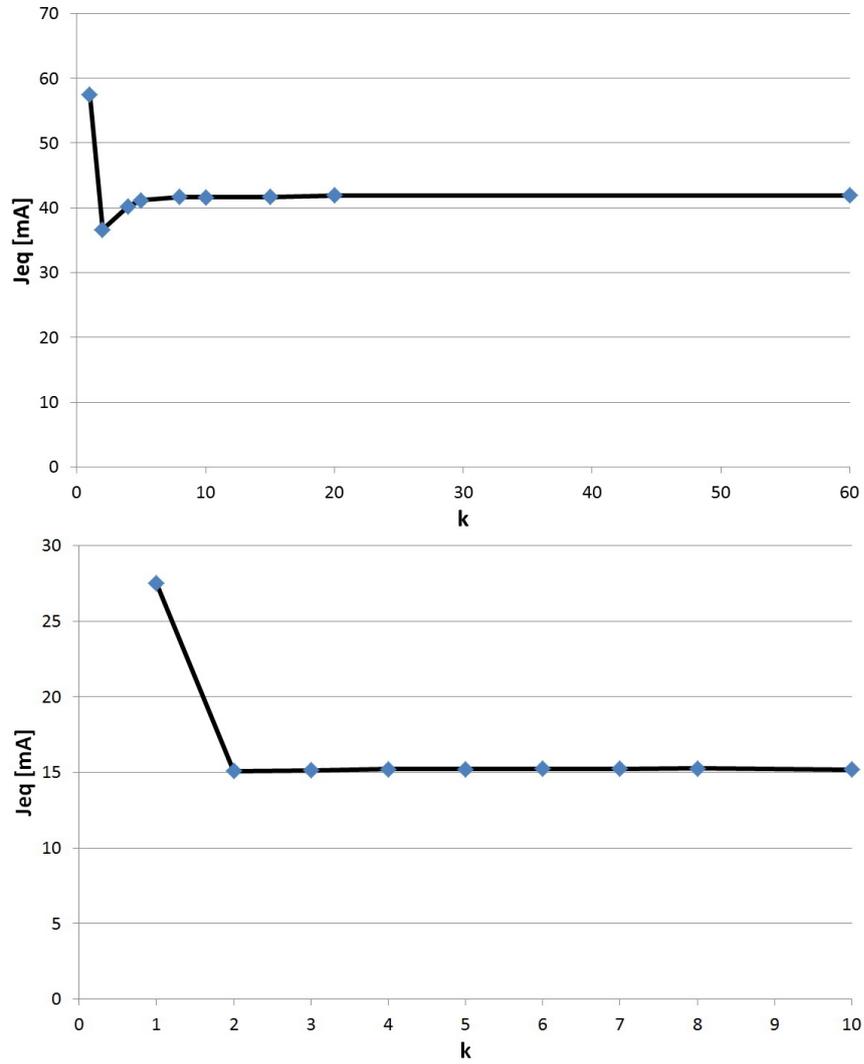


Figura 1.19:  $J_{eq}$  al variare del parametro  $k$  per la discretizzazione della mesh fissa, per  $d=200[\text{mm}]$  e  $d=2000[\text{mm}]$

Dal valore della potenza ricevuta si ottiene direttamente il valore della  $I_A$  (indicata in figura 1.3):

$$P_R = \frac{1}{2} V_A I_A = \frac{1}{2} Z_R I_A^2 \quad \Rightarrow \quad I_A = \sqrt{2 \frac{P_R}{Z_R}} \quad (1.114)$$

Tramite l'equazione (1.30), ipotizzando  $R_0 = \Re\{Z_R\}$ , risulta possibile ottenere il valore della  $J_{eq}$ :

$$|J_{eq}| = |I_A (1 + R_0 Y_1)| = I_A \sqrt{(1 + R_0 \Re\{Y_1\})^2 + (R_0 \Im\{Y_1\})^2} \quad (1.115)$$

Ipotizzando  $Y_1 \in \mathbb{R}$  e imponendo anche che  $R_0 = Z_1 = 1/Y_1$  il risultato diviene:

$$|J_{eq}| = |I_A (1 + 1)| = 2 I_A \quad (1.116)$$

Ricordando che il dipolo a mezz'onda ha un guadagno di  $2.15 [dBi]$ , dalla formula di Friis otteniamo  $P_R = -21.14 [dBm]$ , che corrisponde ad un valore di  $J_{eq}$  pari a  $0.918 [mA]$ . Applicando un fattore  $k = 30$  alla mesh variabile e un fattore  $k = 5$  alla mesh fissa, imponendo un raggio di  $15 [m]$  al piano  $\Sigma$ , i risultati ottenuti dai due metodi sono rispettivamente  $1.14 [mA]$  e  $0.923 [mA]$ . Come si osserva, il primo risultato (mesh variabile) discosta sensibilmente (24.05%) dal valore ottenuto con la formula di Friis, mentre con la mesh a passo fisso la differenza è molto piccola (0.51%), a conferma della bontà di questo metodo di meshing. Inoltre, il valore di  $k$  richiesto per una buona convergenza risulta differente nei due casi: per la mesh variabile occorre  $k \geq 30$  mentre per la mesh fissa è  $k \geq 5$ . Il fatto che la mesh variabile necessiti di un  $k$  così elevato rafforza quanto detto in precedenza: occorre una buona discretizzazione della superficie attorno all'origine (i primi termini d'integrazione possono condizionare fortemente il risultato complessivo).

Come per la mesh variabile, i punti con cui si discretizza  $\Sigma$  sono scelti con il medesimo algoritmo; unica differenza è, ovviamente, il raggio che risulta fisso, contrariamente a quanto fatto per la mesh variabile. Anche in questo caso, la  $J_{eq}$  viene calcolata riportando e graficando i risultati parziali, come visibile in figura 1.20.

### Posizione ottimale del piano

Per le conclusioni tratte dai paragrafi precedenti, si è scelto di operare unicamente con **mesh fissa**. La teoria sviluppata fino ad ora è valida se il piano d'integrazione  $\Sigma$  si trova equidistante dalle due antenne. Ciò nonostante sono state svolte alcune prove per verificare fino a che punto i risultati sono ancora attendibili, mantenendo la stessa griglia e spostandola verso la sorgente o verso l'harvester. Il risultato è visibile in figura 1.21 e, data la simmetria del sistema, si osserva la specularità dei risultati: spostarsi verso la sorgente o verso l'harvester di uguale misura provoca le medesime variazioni sulla  $J_{eq}$ .

Le prove sono state eseguite sempre con le condizioni definite in 1.4.2. Per

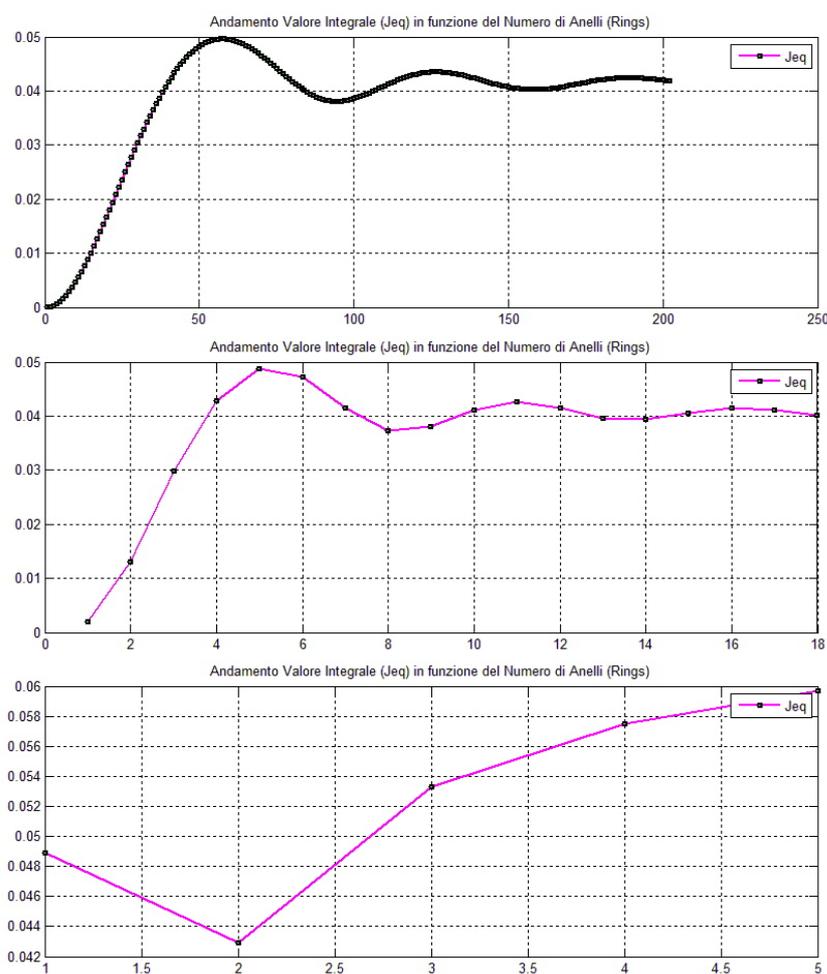


Figura 1.20: Convergenza integrale Jeq con mesh fissa, per  $k = 60, 5$  e  $1$

la mesh si è scelto un passo molto fine:  $k = 60$ . Escludendo i risultati a  $5 [mm]$  dalla sorgente o dall'harvester, si nota un calo del valore ottenuto al crescere della distanza del piano d'integrazione dalla posizione centrale. La motivazione può essere trovata sempre riferendosi agli ellissoidi di Fresnel: spostandosi dalla posizione centrale, l'ellissoide di Fresnel riduce il suo raggio e la mesh varia il suo rapporto tra la dimensione della cella e il raggio del primo ellissoide. Il comportamento è il medesimo che si ha riducendo il numero  $k$  che definisce il passo della mesh. Il risultato rimane comunque stabile se lo spostamento del piano resta in un intorno del 10% della posizione centrale. Quanto affermato è sempre osservabile nei risultati parziali dell'integrazione, visibili in figura 1.22: se il piano è posto ad una distanza di  $5 [mm]$  da uno

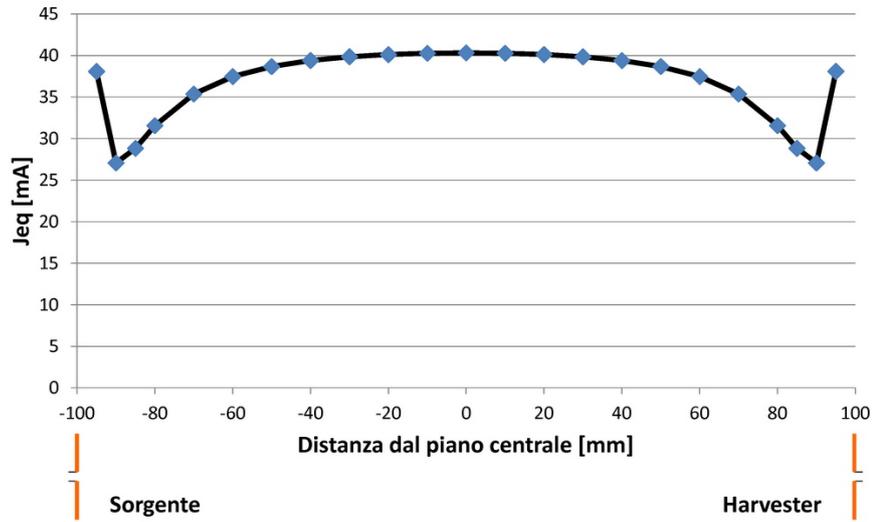


Figura 1.21: Andamento complessivo della  $J_{eq}$  al variare della posizione del piano  $\Sigma$

dei due dipoli si osserva una risposta oscillante già dalle prime integrazioni, sintomo di una griglia sub-ottima. Questo comportamento è rilevabile fino a valori della distanza da uno dei due dipoli  $\leq 20$  [mm].

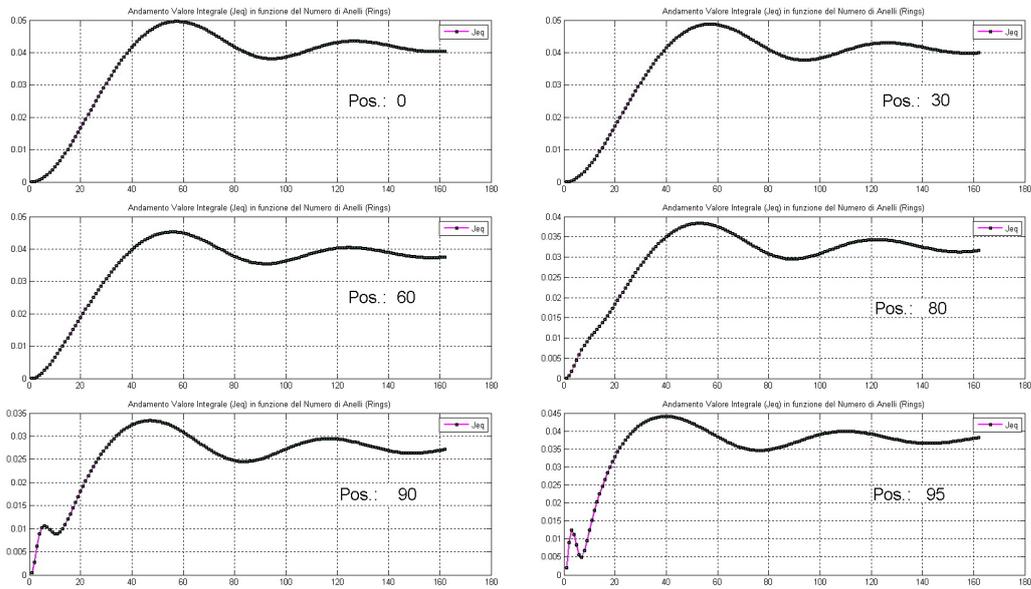


Figura 1.22: Convergenza integrale  $J_{eq}$  con mesh fissa al variare della posizione del piano  $\Sigma$  dal centro (posizioni 0, 30, 60, 80, 90 e 95)

### 1.4.3 Piano quadrato

I risultati ottenuti con i piani  $\Sigma$  di forma circolare hanno presentato un inconveniente, soprattutto quando la distanza tra Sorgente e Harvester inizia a diventare elevata: la convergenza richiede superfici  $\Sigma$  molto grandi. Quanto detto è già osservabile in figura 1.18, ma un esempio più significativo è visibile in figura 1.23. Dall'involuppo complessivo (prima immagine) si osserva una

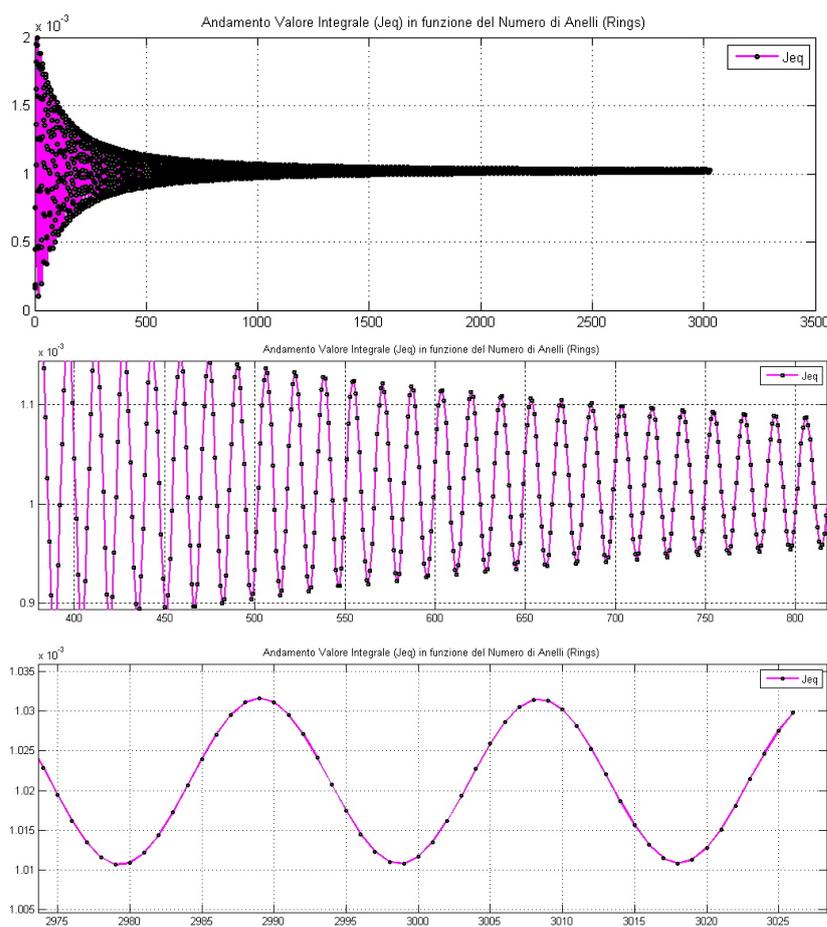


Figura 1.23: Convergenza integrale  $J_{eq}$  con piano  $\Sigma$  circolare di raggio 30 [m], per antenne poste a distanza  $2d_0 = 9$  [m]

lenta convergenza al valore atteso. La terza immagine mostra in dettaglio gli ultimi risultati parziali dell'integrale: l'oscillazione rimane confinata tra i valori 1.011 [mA] e 1.032 [mA], ossia una variazione di  $\pm 1\%$  attorno al valore medio. Occorre precisare che se le due antenne si trovano in zona di Fraunho-

fer è possibile utilizzare altre metodologie di calcolo per ottenere comunque dei risultati affidabili. Come si vedrà dalle sezioni successive, il metodo qui esposto diventa efficace e efficiente quando gli altri metodi approssimati cadono in difetto.

Come si osserva dalla figura 1.24, la scelta di un piano quadrato riduce note-

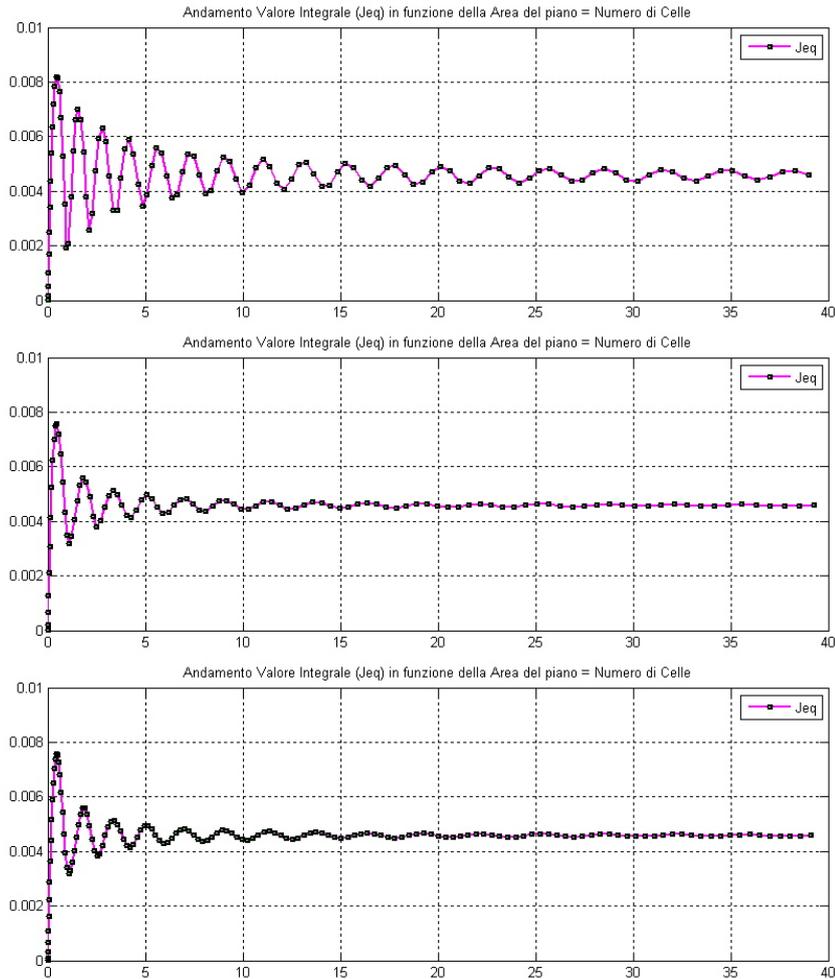


Figura 1.24: Convergenza integrale  $J_{eq}$  con piano  $\Sigma$  circolare, nel primo caso, e quadrato nei restanti

volmente le oscillazioni. La figura figura 1.24 confronta le due metodologie di mesh a parità d'area d'integrazione. I dettagli del collegamento sono i medesimi del caso 1.4.2, a patto che la distanza del collegamento è di  $2000 [mm]$ . Per la discretizzazione si è scelto il parametro  $k = 5$  per tutti e tre gli integrali. Per quanto riguarda il caso quadrato, sono state eseguite due mesh

differenti: la prima utilizza il medesimo passo usato per il raggio del caso circolare mentre la seconda mesh riduce il passo di un fattore  $\sqrt{2}$  al fine di imporre lo stesso passo della mesh circolare sulla diagonale della mesh quadrata. Un dettaglio delle tre mesh è visibile in figura 1.25. Come anticipato,

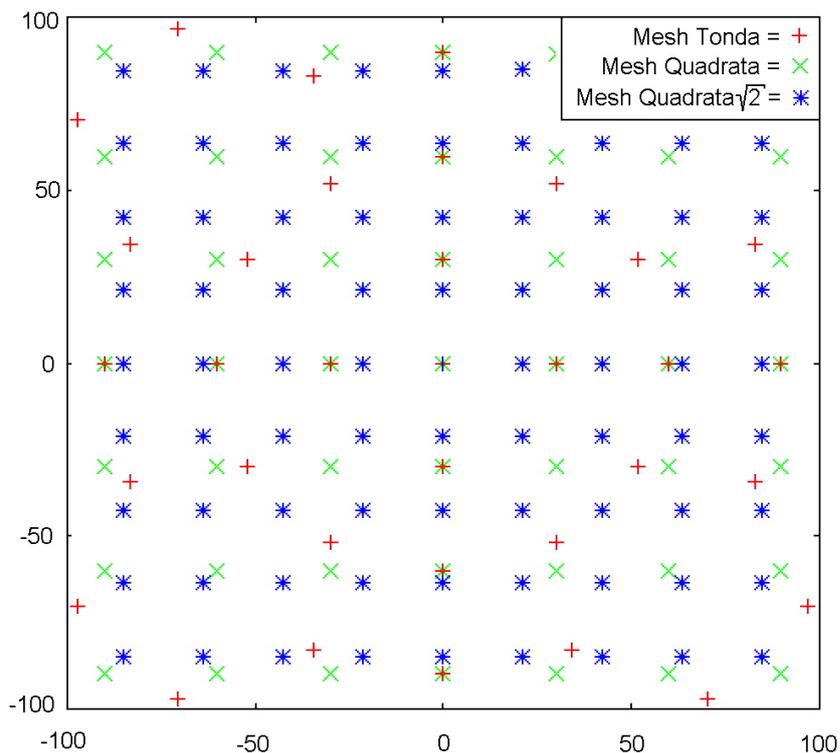


Figura 1.25: Sovrapposizione mesh circolare e mesh quadrate con i due passi

la convergenza con la mesh quadrata, a parità d'area d'integrazione, risulta migliore rispetto alla mesh circolare. Non sono presenti vantaggi nell'imporre il passo più fine in quanto il risultato ottenuto è il medesimo ma con un impegno maggiore nel calcolo.

La scelta della mesh circolare fa sì che tutti i punti di ogni circonferenza si trovino *in fase* tra di loro, dato che la lunghezza del percorso dell'onda è il medesimo, e questo enfatizza l'oscillazione. La cosa non è vera per la mesh quadrata: i valori parziali della  $J_{eq}$  saranno intrinsecamente mediati dato che i percorsi dei singoli punti che formano un anello sono differenti tra di loro.

### 1.4.4 Dimensioni del piano

Non è stata studiata una regola specifica che associa la distanza tra le antenne alla dimensione del piano  $\Sigma$ . Dalle numerose prove che sono state svolte si è osservato che scegliere il lato del piano  $Lato_{\Sigma} = 5 d_0$ , ossia di due volte e mezzo la distanza tra le antenne, ha sempre dato risultati soddisfacenti. Come già mostrato nei paragrafi precedenti, all'aumentare della distanza tra le antenne aumenta anche il livello di ripple sul segnale, pertanto deve aumentare anche il rapporto tra la dimensione del piano e la distanza tra le antenne stesse ( $Lato_{\Sigma} = 6, 7, 8 \dots d_0$ ). Per come è stato pensato l'algoritmo con cui si definiscono i punti del piano, ossia partendo dal centro ed estendendolo con degli anelli come graficato in figura 1.26, se il risultato non mostra una buona

50	51	52	53	•	•	•	
81	26	27	28	29	30	31	32
80	49	10	11	12	13	14	33
79	48	25	2	3	4	15	34
•	47	24	9	1	5	16	35
•	46	23	8	7	6	17	36
•	45	22	21	20	19	18	37
	44	43	42	41	40	39	38

Figura 1.26: Algoritmo per la discretizzazione della superficie  $\Sigma$  quadrata

convergenza (cioè è ancora presente un livello di ripple elevato) è possibile estendere il piano in uso aggiungendo semplicemente dei nuovi punti attorno a quelli già presenti, e riprendere il calcolo dell'integrale dal punto in cui ci si era arrestati.

## 1.5 Applicazione e confronto dei metodi proposti per il calcolo della $J_{eq}$

In questa sezione si confronterà la  $J_{eq}$  ottenuta usando il calcolo approssimato (1.67) con quelle ottenute tramite il metodo dell'integrale superficiale e i vari modelli di dipolo (analitico, calcolo del momento e simulato elettromagneticamente).

### 1.5.1 Dipolo disposto lungo l'asse Z

Consideriamo i dipoli orientati lungo i rispettivi assi  $\vec{z}$  e i rispettivi centri di fase distanti tra di loro  $2[m]$ . La frequenza di risonanza dei dipoli sarà quella usata fino ad ora:  $1[GHz]$ . Pertanto si avrà  $\lambda$  del valore di circa  $0.29979[m]$ . Valuteremo il caso in cui la congiungente dei due centri di fase corrisponde ai rispettivi assi  $\hat{x}$ . Per ovvie ragioni, se la congiungente tra le antenne corrispondesse all'asse  $\hat{y}$  il risultato atteso sarebbe il medesimo (sarebbe sufficiente effettuare una rotazione dei sistemi di riferimento per passare da una configurazione all'altra, senza cambiare la natura fisica del problema).

#### Metodo A) Calcolo approssimato

Tale modello sarebbe valido solamente in Zona di Fraunhofer, ossia se soddisfatte le condizioni:

$$\left. \begin{array}{l} d \gg W = 2L = \frac{\lambda}{2} \approx 0.15 [m] \\ d \gg \frac{2W^2}{\lambda} = \frac{8L^2}{\lambda} = 2\lambda \approx 0.6 [m] \\ d \gg \lambda \equiv d > 10\lambda \approx 3 [m] \end{array} \right\} \text{Zona di Fraunhofer} \left. \vphantom{\begin{array}{l} d \gg W = 2L = \frac{\lambda}{2} \approx 0.15 [m] \\ d \gg \frac{2W^2}{\lambda} = \frac{8L^2}{\lambda} = 2\lambda \approx 0.6 [m] \\ d \gg \lambda \equiv d > 10\lambda \approx 3 [m] \end{array}} \right\} \text{Campo Lontano} \quad (1.117)$$

Avendo scelto  $d_0 = 1[m]$ , anche se non siamo nella zona di Campo Lontano, il modello matematico risulta valido in quanto sono soddisfatte le richieste per la Zona di Fraunhofer. Per il calcolo approssimato si richiederà al simulatore CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> il valore della  $\mathbf{E}_{inc}$  nei centri di fase dell'altra antenna, ossia ad una distanza di  $2[m]$  dal proprio centro di fase.

I valori ottenuti tramite la formula (1.67) sono:

$J_{eq}Re$ [mA]	$J_{eq}Im$ [mA]	$ J_{eq} $ [mA]	$Arg\{J_{eq}\}$ [°]
3.13	-1.68	3.55	-28.17

Tabella 1.1: Valori ottenuti dal calcolo approssimato

### Metodo B) Calcolo Integrale, Modello analitico

Anche per il modello analitico valgono le considerazioni fatte nel paragrafo precedente. Pertanto le approssimazioni che si eseguono nel calcolo dei campi sul piano intermedio alla distanza di 1 [m], al fine dell'esecuzione del calcolo integrale definito nell'equazione (1.70), sono trascurabili. Il piano  $\Sigma$  è stato suddiviso in quadrati di lato 0.025 [m], ossia  $k = 12$ , per garantire una buona convergenza. Per il calcolo dei campi sulla superficie  $\Sigma$  si è applicata l'equazione (1.97). I risultati parziali sono visibili nella figura 1.27 sia in funzione dell'area di integrazione (proporzionale al numero di celle) che in funzione del numero di cornici.

La dimensione totale della superficie (quadrato di 2.425 [m] di lato, per un

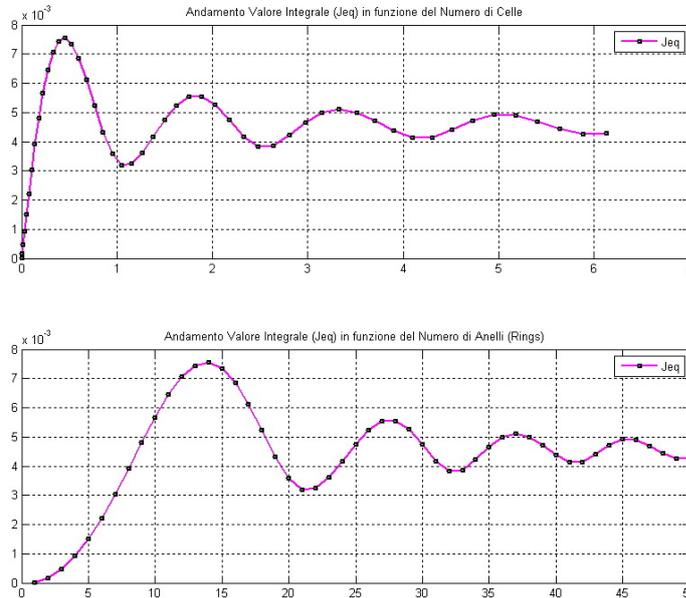


Figura 1.27: Convergenza del calcolo Integrale utilizzando i valori dei campi ottenuti dal modello Analitico

totale di 50 cornici) ha garantito una discreta convergenza dei risultati. In questo caso si è ottenuto quanto segue:

$J_{eq}Re$ [mA]	$J_{eq}Im$ [mA]	$ J_{eq} $ [mA]	$Arg \{J_{eq}\}$ [°]
3.53529	2.4459	4.29892	34.6776

Tabella 1.2: Valori ottenuti con il Calcolo Integrale e il modello Analitico

### Metodo C) Calcolo Integrale, Modello del Dipolo Discretizzato e applicazione del Metodo dei Momenti

Per la valutazione della  $J_{eq}$  si è ripetuta la procedura indicata nel paragrafo precedente, esclusi i valori dei campi sostenuti dal trasmettitore e dall'harvester che sono stati ottenuti per mezzo delle equazioni (1.89) e (1.96). I risultati sono visibili in figura 1.28 e in tabella 1.3.

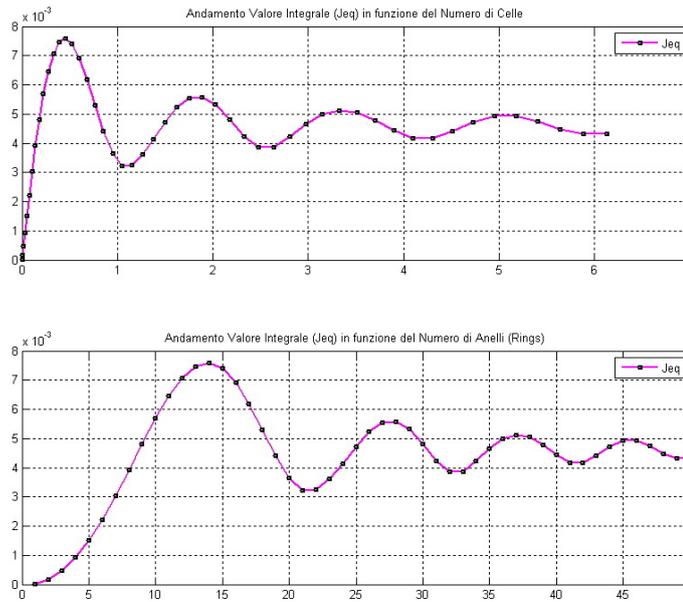


Figura 1.28: Convergenza del calcolo Integrale utilizzando i valori dei campi ottenuti col Metodo dei Momenti

$J_{eq}Re$ [mA]	$J_{eq}Im$ [mA]	$ J_{eq} $ [mA]	$Arg \{J_{eq}\}$ [°]
3.81917	2.00832	4.31502	27.7378

Tabella 1.3: Valori ottenuti con il Calcolo Integrale e il Metodo dei Momenti

### Metodo D) Calcolo Integrale, Valori dei campi ottenuti tramite simulatore commerciale CST

Per terminare il confronto analizziamo i risultati ottenuti impiegando il simulatore commerciale CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup>. I risultati sono visibili in figura 1.29 e in tabella 1.4.

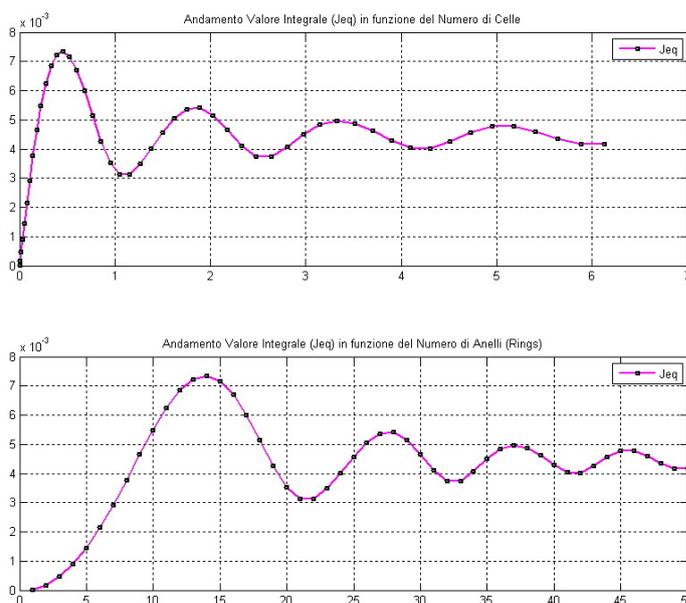


Figura 1.29: Convergenza del calcolo Integrale utilizzando i valori dei campi ottenuti dal simulatore commerciale CST

$J_{eqRe}$ [mA]	$J_{eqIm}$ [mA]	$ J_{eq} $ [mA]	$Arg\{J_{eq}\}$ [°]
2.64182	3.23003	4.17281	-129.279

Tabella 1.4: Valori ottenuti con il Calcolo Integrale e il simulatore commerciale CST

### 1.5.2 Confronto risultati

Per quanto riguarda l'andamento dell'integrale nei tre casi in cui si valuta l'equazione (1.70), si osserva che la convergenza segue sempre lo stesso andamento qualitativo. Per il confronto tra i moduli della  $J_{eq}$  raccogliamo tali valori nella tabella 1.5:

	Metodo A	Metodo B	Metodo C	Metodo D
$ J_{eq} $ [mA]	3.55	4.29892	4.31502	4.17362

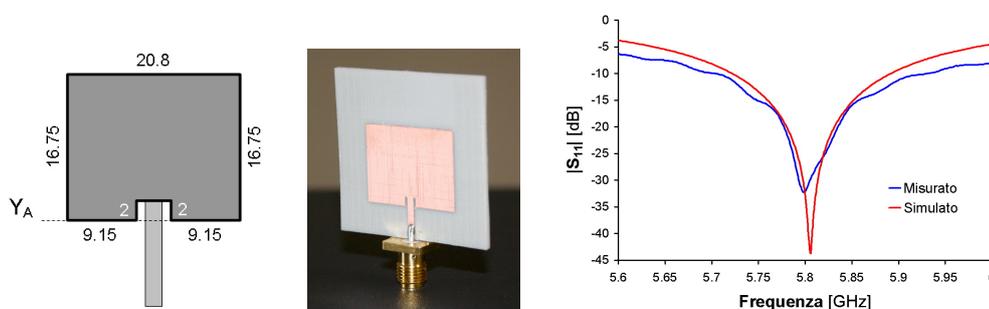
Tabella 1.5: Confronto delle  $J_{eq}$ 

Tutti i valori ottenuti sono dello stesso ordine di grandezza. I valori ottenuti con l'applicazione della (1.70) sono molto prossimi tra loro, a conferma che i vari modelli impiegati sono equivalenti. Il valore ottenuto con l'applicazione della (1.67) rispetto a quelli ottenuti dalla (1.70) si scosta di circa il 16 %.

## 1.6 Misure sperimentali con antenne Patch

Per verificare la bontà del metodo descritto fino ad ora, sono state eseguite delle misure utilizzando due antenne Patch operanti a  $5.8$  [GHz], visibili in figura 1.30.

Le antenne sono state costruite su Teltec dello spessore di  $1.524$  [mm], dal-

Figura 1.30: Antenna utilizzata per le misure e diagramma  $|S_{11}|$ 

le dimensioni quadrate di  $35$  [mm] di lato, caratterizzato da  $\epsilon_r = 2.08$  e  $\tan \delta = 0.0006$ . Le dimensioni della Patch sono indicate direttamente in figura. L'antenna risona correttamente alla frequenza per cui è stata progettata, come si può apprezzare dai grafici presenti sempre in figura 1.30 che mostrano la buona corrispondenza tra progetto e misure. Altri parametri che caratterizzano l'antenna sono il guadagno di  $7.15$  [dB] e l'efficienza di radiazione dell'82%, come visibili in figura 1.31. Sono state svolte misure che

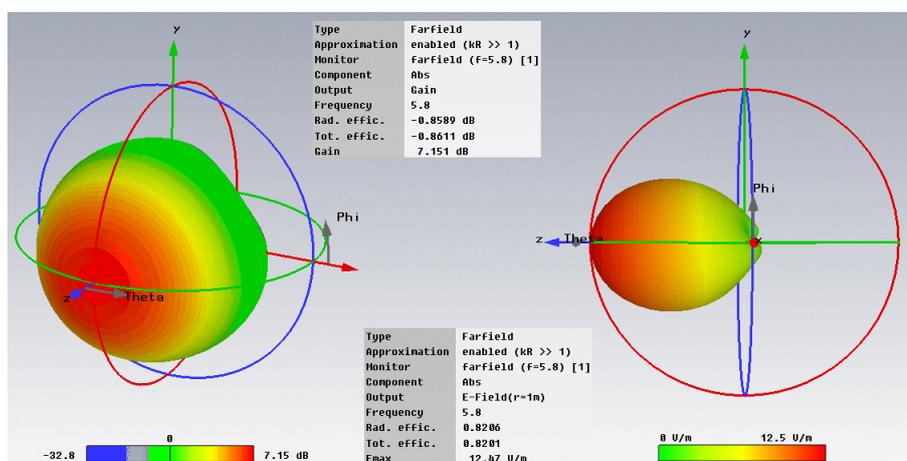


Figura 1.31: Diagrammi di radiazione dell'antenna Patch utilizzata per le misure: a sinistra è mostrato il Guadagno mentre a destra il  $|\mathbf{E}|$  a 1 [m] di distanza

prevedevano:

- collegamento con le antenne patch poste una di fronte all'altra in asse
- collegamento con le antenne patch poste una di fronte all'altra disassate di 100 [mm]

In entrambi i casi si è stimato il valore della  $J_{eq}$  ipotizzando di spostare le antenne a determinate distanze, come mostrato in figura 1.32. Per quanto riguarda primo caso (antenne in asse) si è scelto di eseguire le misure a cinque distanze:  $1\lambda$ ,  $3\lambda$ ,  $6\lambda$ ,  $10\lambda$  e  $30\lambda$ . Nel caso delle antenne disassate ci si è limitati ad eseguire le misure in tre zone distinte, ossia in zona di campo vicino, in zona intermedia e in zona di Fraunhofer, ossia per  $1\lambda$ ,  $6\lambda$  e  $30\lambda$ . Lo schema di figura 1.33 rappresenta il link del collegamento. In particolare, i due cavi utilizzati per connettere le antenne con i rispettivi strumenti (generatore e analizzatore di spettro, visibili in figura 1.34) introducono, alla frequenza operativa, un'attenuazione supplementare pari a:

- $A_{TX} = 5.4 [dB]$
- $A_{RX} = 2 [dB]$

Questi valori, così come i valori dell' $|S_{11}|$  dell'antenna, sono stati ottenuti tramite l'analizzatore di spettro che implementa al suo interno la possibilità

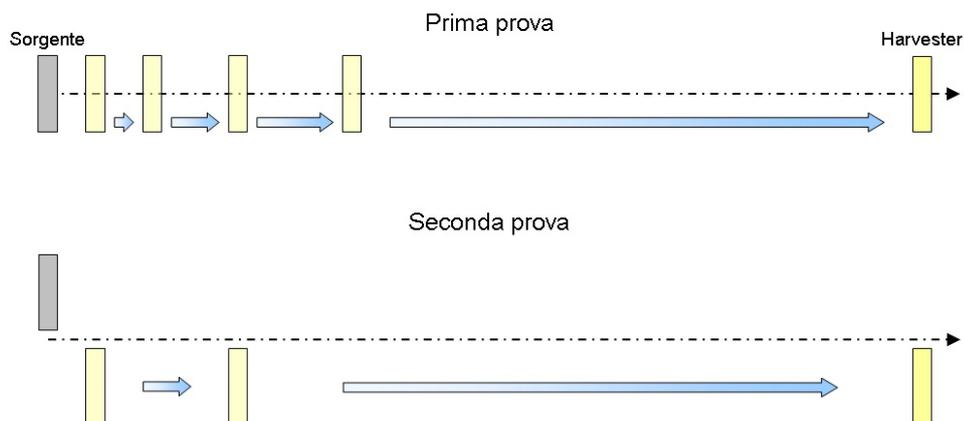


Figura 1.32: Passi eseguiti durante le misure

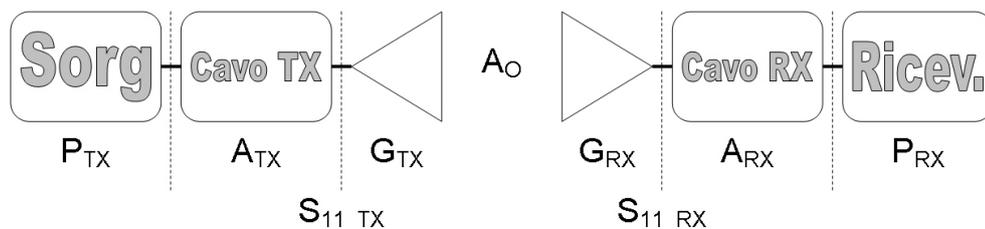


Figura 1.33: Schema a blocchi del collegamento

di misurare la “*Two Port Insertion Loss*” (perdita d’inserzione) e il “*Return Loss*”. La conoscenza di questi dati è di fondamentale importanza per poter confrontare le misure sperimentali con quanto ipotizzato per via numerica: il Return Loss permetterà di calcolare l’ammettenza  $Y_A$  dell’antenna (ipotizzando che la parte reattiva alla risonanza sia molto limitata, e possa quindi essere considerata nulla), mentre le attenuazioni supplementari dei cavi permetteranno di conoscere il valore effettivo delle potenze presenti alle porte delle antenne. Per quanto riguarda i guadagni  $G_{TX}$  e  $G_{RX}$  assumeremo validi i valori ottenuti tramite il simulatore elettromagnetico CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup>.

### 1.6.1 Patch allineate

Come termine di paragone per il nuovo metodo di misura si è scelto di utilizzare l’equazione (1.67), sia per questa prova che per quella successiva. I valori dei campi da utilizzare per entrambe le equazioni sono stati estrat-



Figura 1.34: Strumenti usati per le misure

ti direttamente dalla simulazione elettromagnetica di CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> dell'antenna patch. Le misure sono state svolte trasmettendo una portante a  $5.8 [GHz]$  a tre potenze differenti: 0, 5 e  $10 [dBm]$ . I valori misurati in ricezione, come atteso, variano di 5 e  $10 [dBm]$  al rispettivo crescere della potenza del generatore; data la linearità del sistema, nelle tabelle e nei grafici verranno riportati i valori della potenza ricevuta ipotizzando che il generatore trasmetta  $0.5 [W]$ , ossia  $27 [dBm]$ , che è la stessa condizione con cui vengono eccitate le porte dal simulatore elettromagnetico CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup>. Inoltre saranno aggiunti altri  $5.4 [dBm]$  per compensare le perdite dovute al cavo di interconnessione tra l'antenna in trasmissione e il generatore. In figura 1.35 è possibile osservare la misura effettuata con l'analizzatore di spettro quando la distanza tra le antenne patch è di  $d_0 = \lambda$  e il generatore emette la portante con  $P_{TX} = 10 [dBm]$ , senza alcuna correzione. I risultati della tabella 1.6 sono visibili in forma grafica nella figura 1.36.

Metodo	$d_0 = 1\lambda$	$d_0 = 3\lambda$	$d_0 = 6\lambda$	$d_0 = 10\lambda$	$d_0 = 30\lambda$
Approssimato	95.22	34.46	17.38	10.45	3.48
Nuovo Metodo	87.65	33.00	16.91	10.49	3.52
Misurato	87.01	31.18	15.47	8.58	2.14

Tabella 1.6: Confronto delle  $J_{eq}$  con le misure - Antenne Patch in linea

Come si osserva sia dalla tabella 1.6 che dalla figura 1.36, i valori dei due metodi sono molto simili, e vengono confermati anche dalle misure. Solo per  $d_0 = \lambda$  il nuovo metodo risulta più preciso rispetto all'equazione approssimata, che in zona di campo vicino cade in difetto perché l'ipotesi di onda piana uniforme non è più valida.

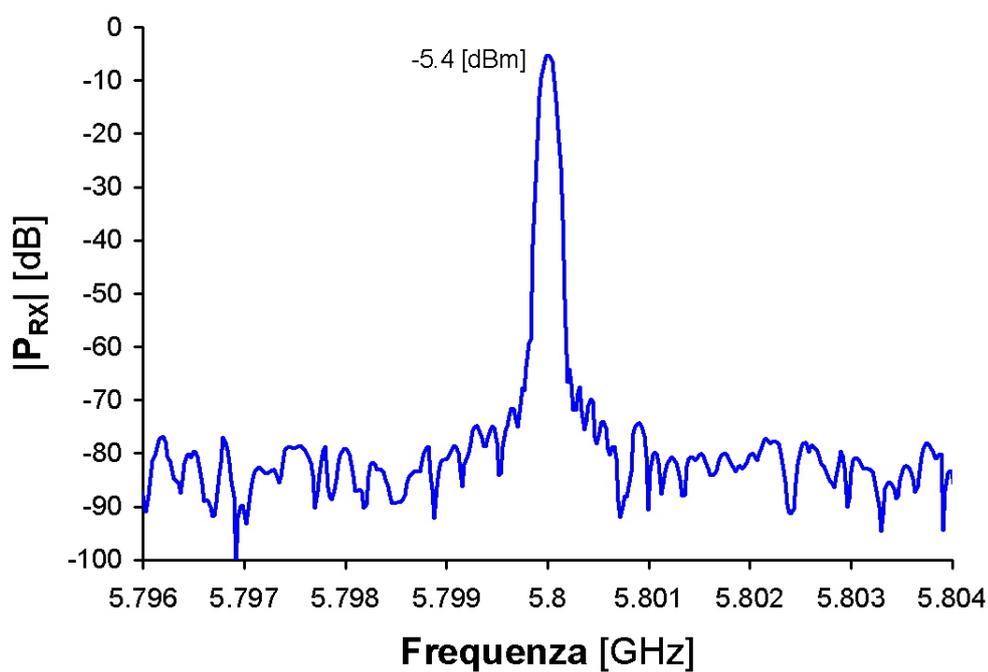


Figura 1.35: Misura  $P_{RX}$  per  $d_0 = \lambda$  con  $P_{TX} = 10$  [dBm]

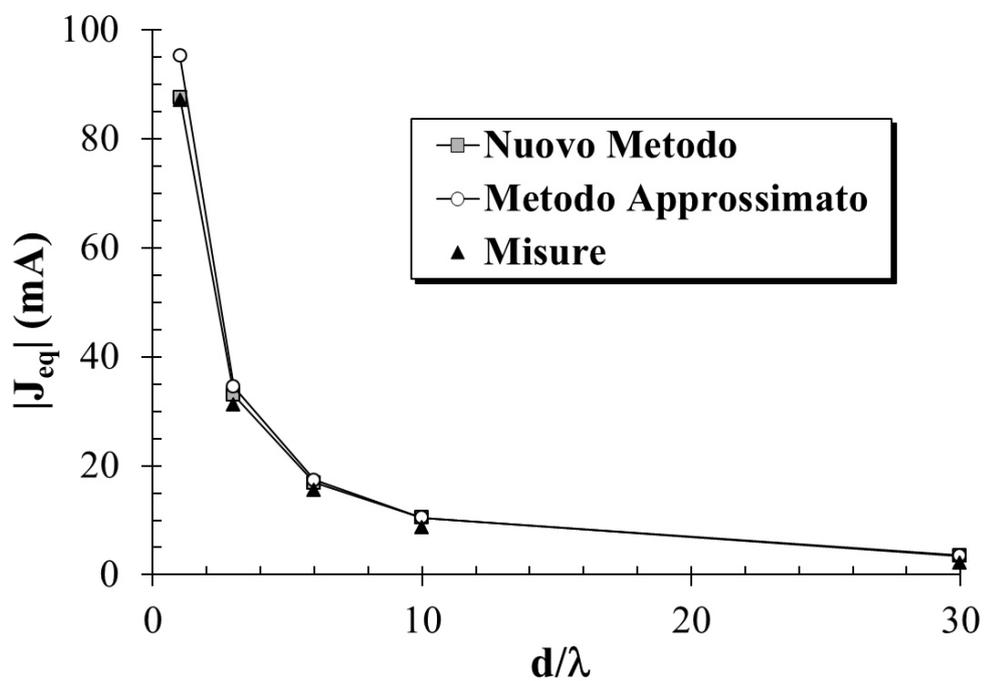


Figura 1.36: Confronto tra i valori Misurati di  $J_{eq}$  e quelli calcolati: antenne allineate

## 1.6.2 Patch disassate

In queste condizioni otteniamo, volutamente, un link la cui direzione è diversa da quella di massima irradiazione delle antenne. Quindi, in questo caso, **l'ipotesi di onda piana uniforme non è mai valida** e l'errore che si commette nel ritenerla valida cresce al diminuire della distanza del collegamento. In questo caso, il nuovo metodo risulta più preciso rispetto al metodo approssimato, e le misure visibili sia in tabella 1.7 che in figura 1.37 ne sono la conferma.

Metodo	$d_0 = 1\lambda$	$d_0 = 6\lambda$	$d_0 = 30\lambda$
Approssimato	3.87	13.19	3.43
Nuovo Metodo	8.02	10.85	2.60
Misurato	7.90	11.50	2.40

Tabella 1.7: Confronto delle  $J_{eq}$  con le misure - Antenne Patch disassate

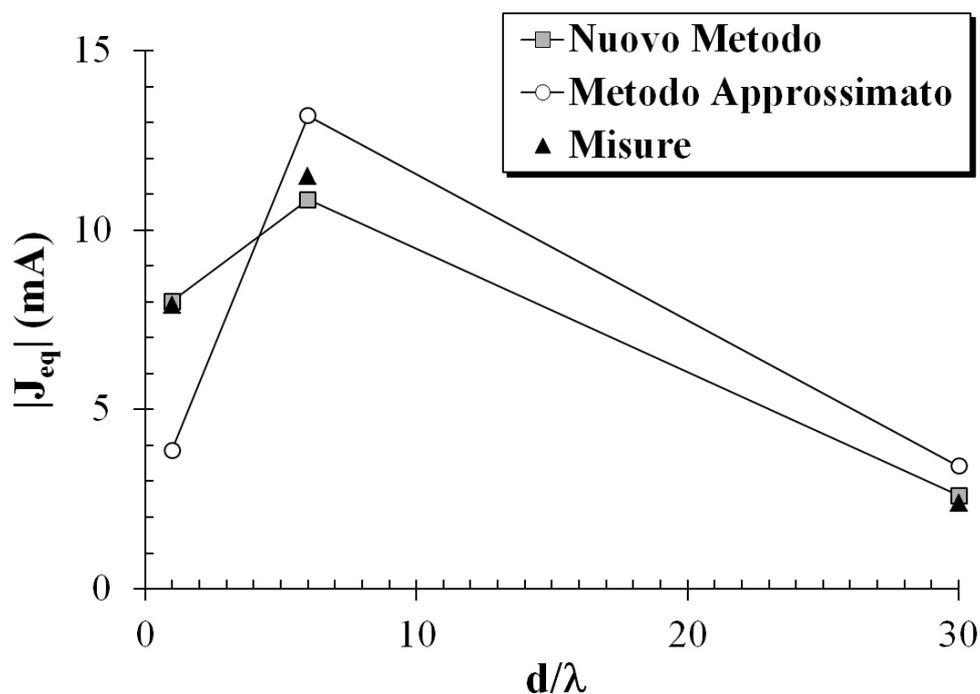


Figura 1.37: Confronto tra i valori Misurati di  $J_{eq}$  e quelli calcolati: antenne disassate

## 1.7 Conclusioni

In questo capitolo è stata descritta la nuova metodologia, fondata sul teorema di reciprocità e sul teorema di equivalenza, per poter valutare il valore della  $J_{eq}$  del generatore di Norton da applicare alla porta dell'antenna ricevente che rappresenta gli effetti prodotti dall'antenna trasmittente. La nuova metodologia è stata confermata con una campagna di misure.



## Capitolo 2

# Descrizione rigorosa degli effetti elettromagnetici del package di circuiti a RF

### Introduzione

La produzione di circuiti per applicazioni in radio frequenza richiede processi di ottimizzazione sempre più accurati, precisi e veloci. I processi di progettazione attuali si basano sull'ottimizzazione dei singoli componenti del sistema di trasmissione/ricezione, seguiti da aggiustamenti finali che rendono il prodotto perfettamente funzionante.

Avere a disposizione un simulatore circuitale che riesca a considerare contemporaneamente tutto il sistema permetterebbe l'ottimizzazione globale del progetto, senza la necessità di apportare aggiustamenti una volta assemblati i vari blocchi. Inoltre, costituirebbe uno strumento rigoroso in grado di valutare la validità o meno dei modelli impiegati nei simulatori di tipo sistemistico, sicuramente più veloci ma meno accurati.

Per avere una rappresentazione circuitale corretta di tutti i blocchi che compongono il sistema finale, oltre a rappresentare nel modo più rigoroso possibile gli elementi radianti e la loro interazione basandosi su quanto indicato nel capitolo precedente, occorre poter considerare tutti i componenti attivi e passivi presenti, comprese le schermature metalliche.

La teoria che verrà illustrata in questo capitolo è stata pensata per dare una

risposta a questa problematica, ossia per creare una modellizzazione matematica degli effetti del Package sui circuiti che vengono dallo stesso schermati. La rappresentazione degli accoppiamenti elettromagnetici tra circuiti differenti o parti differenti dello stesso circuito avviene nello stesso modo utilizzato fino ad ora in qualsiasi radiocollegamento non convenzionale: si rappresentano gli effetti del circuito interferente come *Generatori di Norton* alle porte del circuito in esame, che si comporta quindi come antenna ricevente dal punto di vista dei campi incidenti su di esso. La teoria qui esposta estende questo concetto, legando le correnti dei generatori di Norton alle grandezze in essere sui circuiti in esame che sono le sorgenti del campo all'interno del Package. Così facendo, il circuito rappresentato all'interno di un simulatore non-lineare permette di integrare, in maniera rigorosa, gli effetti lineari/elettromagnetici dovuti alla presenza del package.

## **Simulazioni eseguite e risultati**

Per le simulazioni necessarie per la verifica della nuova teoria sono stati impiegati i due simulatori commerciali elettromagnetici, CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> e Ansoft HFSS<sup>™</sup>, che risolvono i sistemi rispettivamente nel dominio del tempo e della frequenza. Oltre ad essi è stato usato il simulatore circuitale non lineari AWR Design Environment 2010 basato sul metodo *Harmonic Balance*.

## 2.1 Formulazione teorica del metodo[30]

La presente sezione è la trattazione teorica sviluppata dal Chiar.mo Prof. Vittorio Rizzoli che, sfruttando la teoria dello scattering e il teorema di reciprocità, sta alla base del calcolo dei generatori equivalenti di Norton, oppure della matrice di ammettenza modificata, per simulare la presenza di un package attorno al dispositivo in esame.

Sia dato un circuito integrato a microonde non lineare la cui sotto-rete lineare è descritta mediante il layout, e si supponga che il circuito sia racchiuso entro un package metallico descritto mediante superficie regolare  $S_P$ , contorno di un conduttore metallico perfetto che circonda completamente il circuito. La distanza dei punti di  $S_P$  dai punti del circuito sia tale da rendere le interazioni significative, e sia grande abbastanza da non consentire una analisi elettromagnetica diretta del circuito racchiuso nel package. Si vuole eseguire l'analisi del circuito con il metodo del bilanciamento armonico tenendo conto della presenza del package

### 2.1.1 Formule base di reciprocità

Il metodo di calcolo è basato sulla combinazione della teoria dei problemi di scattering e dal teorema di reciprocità. L'idea base consiste nel descrivere gli effetti della presenza del package ai fini dell'analisi circuitale mediante un insieme di generatori di Norton connessi in parallelo alle device ports. Come in un generico problema di scattering, il campo  $\{\mathbf{E}, \mathbf{H}\}$  all'interno del package viene descritto come la sovrapposizione di un campo incidente  $\{\mathbf{E}_i, \mathbf{H}_i\}$ , irradiato dal circuito in assenza del package (cioè in spazio libero) e di un campo diffuso  $\{\mathbf{E}_s, \mathbf{H}_s\}$ , reirradiato dal package. Questo campo reirradiato sostituisce l'onda piana uniforme incidente sul circuito nel problema di compatibilità elettromagnetica, e i suoi effetti vengono rappresentati circuitualmente mediante i generatori di Norton, con una procedura di calcolo concettualmente analoga a quella usata nel caso di onda piana incidente, ma operativamente diversa come descritto nel seguito.

Si indichi con  $J_{P_m}$  la corrente impressa del generatore di Norton connesso a una generica device port ( $1 \leq m \leq n_D$ ). È ovvio che nella situazione qui considerata  $J_{P_m}$  non è una costante, ma dipende dal regime elettrico del circuito. Per trovare questa dipendenza, si comincia col considerare una situazione in

cui tutte le device ports della sotto-rete lineare, salvo la  $m$ -esima, **vengono cortocircuitate**, e il circuito così ottenuto viene trattato come una ordinaria antenna monoporta descritta mediante il layout. Il campo incidente  $\{\mathbf{E}_{im}, \mathbf{H}_{im}\}$  in queste condizioni, nonché l'impedenza d'antenna  $Z_{Am}$ , vengono determinati mediante una ordinaria analisi elettromagnetica dell'antenna in assenza del package e con un confine assorbente. La densità di corrente sulla metallizzazione del circuito nelle stesse condizioni sarà indicata con  $J_{Lm}(P_L)$ . Si può ora pensare di applicare il teorema di reciprocità in maniera simile a quanto fatto con le antenne (capitolo 1.1, sezione 1.1.3). Facendo riferimento alla figura 1.2, la situazione “b” è quella sopra descritta. L'antenna 1 non è altro che il circuito visto alla  $m$ -esima device port, e il trasmettitore è semplicemente costituito da un generatore di tensione di forza elettromotrice  $U$  e impedenza  $R_0$  (livello di impedenza del sistema). Tenendo conto che il verso di riferimento per la corrente  $I^b$  è quello entrante nel trasmettitore, le grandezze elettriche relative alla situazione “b” sono:

$$Z_1 = Z_{Am} \quad (2.1a)$$

$$Z_T = Z_R = R_0 \quad (2.1b)$$

$$I^b = -\frac{U}{R_0 + Z_{Am}} \quad (2.1c)$$

$$\mathbf{E}^b(P) = \mathbf{E}_{im}(P) \quad (2.1d)$$

Si consideri ora la situazione “a”. In questo caso l'antenna 2 è costituita dal package, e la densità di corrente impressa  $J^a$  non è altro che la componente della densità di corrente superficiale sulla superficie  $S_P$  che sostiene il campo diffuso o reirradiato, ovvero

$$\mathbf{J}_i^a(P_2) = \mathbf{J}_S(P_P) \delta(n) = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_S(P_P) \delta(n) \quad (2.2)$$

Nella (2.2), la densità di corrente  $\mathbf{J}_S(P_P)$  si intende eccitata sulla superficie del package dal campo incidente irradiato dal circuito in una situazione di eccitazione del tutto generica, descritta dal vettore delle tensioni alle device ports. Il calcolo di  $\mathbf{J}_S(P_P)$  verrà eseguito nel prossimo paragrafo. L'antenna 1 è invece sempre costituita dal circuito con tutte le device ports cortocircuitate tranne la  $m$ -esima, e il ricevitore si riduce all'impedenza di normalizzazione  $R_0$ . Tenendo conto del fatto che il verso positivo per  $I^a$  è quello entrante nel

ricevitore, si ha pure

$$I^a = -\frac{J_{Pm}}{1 + R_0 Y_{Am}} \quad (2.3)$$

Ricordando che

$$\mathbf{J}_2(P_2) = \mathbf{J}_i^a(P_2) \quad (2.4)$$

si può far uso direttamente della relazione di reciprocità che qui si scrive:

$$(Z_1 + Z_R) I^a I^b = \iiint_{V_2} \mathbf{J}_2(P_2) \bullet \mathbf{E}^b(P_2) dV_2 \quad (2.5)$$

Sostituendo nella (2.5) le equazioni precedenti si ottiene ancora

$$J_{Pm} = \frac{1 + R_0 Y_{Am}}{U} \iint_{S_P} \mathbf{J}_S(P_P) \bullet \mathbf{E}_{im}(P_P) dS_P \quad (2.6)$$

Si noti che la (2.6) è assolutamente generale e rigorosa, nel senso che la sua validità *non è condizionata dall'ipotesi che il package sia posizionato nella zona di Fraunhofer* del circuito visto come antenna. Ai fini delle applicazioni, conviene riformulare la (2.6) mediante il campo incidente normalizzato. Osservato che per la linearità del problema il campo  $\{\mathbf{E}_{im}, \mathbf{H}_{im}\}$  è proporzionale a  $U$ , si può introdurre la definizione

$$[\mathbf{E}_{im}(P), \mathbf{H}_{im}(P)] = U [\mathbf{e}_{im}(P), \mathbf{h}_{im}(P)] \quad (2.7)$$

dove le lettere minuscole denotano il campo incidente eccitato da un generatore di ampiezza unitaria ( $U = 1V$ ). Si ha allora

$$J_{Pm} = (1 + R_0 Y_{Am}) \iint_{S_P} \mathbf{J}_S(P_P) \bullet \mathbf{e}_{im}(P_P) dS_P \quad (2.8)$$

## 2.1.2 Calcolo della corrente sul package

Per eseguire questo calcolo si deve valutare il campo complessivo, e qui occorre naturalmente una precisazione. Se il simulatore elettromagnetico è in grado di analizzare regolarmente il circuito racchiuso nel package, allora questo calcolo risolve completamente il problema e il metodo qui proposto è inutile. Se invece l'analisi è mal condizionata, significa che il simulatore ha

difficoltà a rendere contemporaneamente soddisfatte le condizioni al contorno sul layout del circuito e sul package a causa delle differenze di scala tra le due superfici. Per svincolarsi da questa difficoltà, sembra allora ragionevole fare l'ipotesi che il circuito sia "visto" dal sistema come una sorgente elementare (a causa delle sue ridotte dimensioni) e quindi il campo complessivo possa essere calcolato per via elettromagnetica come il campo in una cavità (quella racchiusa dal package) eccitata da una sorgente elementare (il circuito). Si consideri di nuovo il circuito con tutte le porte cortocircuitate salvo la  $m$ -esima, come nella situazione "b" di figura 1.2 di pagina 23. In queste condizioni il momento del circuito visto come antenna elettrica elementare è dato da

$$\mathfrak{M}_m^b = \iint_{S_L} \mathbf{J}_{Lm}(P_L) dS_L \quad (2.9)$$

dove  $S_L$  è la superficie metallica del circuito (layout) e  $P_L$  è un suo punto generico. Nelle stesse condizioni, la corrente di alimentazione del circuito è data dalla terza delle (2.1a) cambiata di segno. Poiché la sorgente è vista come elementare, il suo momento è proporzionale alla corrente di alimentazione, per cui se quest'ultima assume un valore generico  $I_m$  il momento diviene

$$\mathfrak{M}_m = \mathfrak{M}_m^b \frac{I_m}{I_b} \quad (2.10)$$

ossia

$$\begin{aligned} \mathfrak{M}_m &= \frac{I_m (R_0 + Z_{Am})}{U} \iint_{S_L} \mathbf{J}_{Lm}(P_L) dS_L = \\ &= I_m (R_0 + Z_{Am}) \iint_{S_L} \mathbf{j}_{Lm}(P_L) dS_L \end{aligned} \quad (2.11)$$

nella quale, analogamente alla (2.7), si è introdotta la densità di corrente normalizzata  $\mathbf{j}_{Lm}(P_L)$  definita da

$$\mathbf{J}_{Lm}(P_L) = U \mathbf{j}_{Lm}(P_L) \quad (2.12)$$

Si consideri ora il circuito in presenza del package e in una condizione generica di eccitazione descritta da un vettore di tensioni  $V_{Dn}$  applicate alle device ports ( $1 \leq m \leq n_D$ ). La corrente alla porta  $m$ -esima è data da

$$I_m = J_{Pm} + \sum_{n=1}^{n_D} Y_{Lmn} V_{Dn} \quad (2.13)$$

nella quale i parametri  $Y_{Lmn}$  sono gli elementi della matrice  $\mathbf{Y}_L$  calcolata per via elettromagnetica in assenza del package (in quanto gli effetti di quest'ultimo sono introdotti dai generatori  $J_{Pm}$ ). Si noti che

$$Z_{Am} = \frac{1}{Y_{Lmn}} \quad (2.14)$$

Il momento complessivo del circuito nella situazione considerata è quindi la sovrapposizione di  $n_D$  contributi del tipo (2.12) con correnti di alimentazione espresse dalle (2.13), e vale

$$\begin{aligned} \mathfrak{M} &= \sum_{m=1}^{n_D} \mathfrak{M}_m = \\ &= \sum_{m=1}^{n_D} (R_0 + Z_{Am}) \iint_{S_L} \mathbf{j}_{Lm}(P_L) dS_L \left( J_{Pm} + \sum_{n=1}^{n_D} Y_{Lmn} V_{Dn} \right) = \\ &= \sum_{m=1}^{n_D} \mathbf{A}_m J_{Pm} \sum_{n=1}^{n_D} \mathbf{B}_n V_{Dn} \quad (2.15) \end{aligned}$$

nella quale si sono introdotti i vettori

$$\mathbf{A}_m = (R_0 + Z_{Am}) \iint_{S_L} \mathbf{j}_{Lm}(P_L) dS_L \quad (2.16a)$$

$$\mathbf{B}_n = \sum_{m=1}^{n_D} Y_{Lmn} \mathbf{A}_m \quad (2.16b)$$

Si può ora procedere al calcolo del campo elettromagnetico mediante l'analisi elettromagnetica della cavità eccitata da una sorgente elettrica elementare, per i motivi sopra esposti. Indicato con

$$[\mathfrak{E}(\mathbf{M}), \mathfrak{H}(\mathbf{M})] \quad (2.17)$$

il campo sostenuto da una sorgente di momento  $\mathbf{M}$ , per la (2.15) si ha

$$\mathbf{E}(P) = \sum_{m=1}^{n_D} \mathfrak{E}(\mathbf{A}_m) J_{Pm} + \sum_{n=1}^{n_D} \mathfrak{E}(\mathbf{B}_n) V_{Dn} \quad (2.18a)$$

$$\mathbf{H}(P) = \sum_{m=1}^{n_D} \mathfrak{H}(\mathbf{A}_m) J_{Pm} + \sum_{n=1}^{n_D} \mathfrak{H}(\mathbf{B}_n) V_{Dn} \quad (2.18b)$$

Il campo incidente è invece semplicemente una combinazione lineare dei campi  $\{\mathbf{E}_{im}, \mathbf{H}_{im}\}$  già introdotti nel paragrafo precedente. Il meccanismo della

combinazione lineare è simile a quello utilizzato nella (2.15), salvo che in questo caso  $J_{Pm} = 0$  perché il campo incidente è calcolato in assenza del package. Si ha quindi

$$\begin{aligned} (\mathbf{E}_i, \mathbf{H}_i) &= \sum_{m=1}^{n_D} (R_0 + Z_{Am}) (\mathbf{e}_{im}, \mathbf{h}_{im}) \sum_{n=1}^{n_D} Y_{Lmn} V_{Dn} = \\ &= \sum_{n=1}^{n_D} \left[ \sum_{m=1}^{n_D} Y_{Lmn} (R_0 + Z_{Am}) (\mathbf{e}_{im}, \mathbf{h}_{im}) \right] V_{Dn} = \sum_{n=1}^{n_D} (\mathbf{e}_n, \mathbf{h}_n) V_{Dn} \end{aligned} \quad (2.19)$$

nella quale si sono introdotti i campi vettoriali

$$\mathbf{e}_n(P) = \sum_{m=1}^{n_D} Y_{Lmn} (R_0 + Z_{Am}) \mathbf{e}_{im}(P) \quad (2.20a)$$

$$\mathbf{h}_n(P) = \sum_{m=1}^{n_D} Y_{Lmn} (R_0 + Z_{Am}) \mathbf{h}_{im}(P) \quad (2.20b)$$

La densità di corrente sul package che sostiene il campo reirradiato è allora

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_S(P_P) &= \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_S(P_P) = \hat{\mathbf{n}} \times [\mathbf{H}(P_P) - \mathbf{H}_i(P_P)] = \\ &= \sum_{m=1}^{n_D} \hat{\mathbf{n}} \times \mathfrak{H}(\mathbf{A}_m) J_{Pm} + \sum_{n=1}^{n_D} \hat{\mathbf{n}} \times [\mathfrak{H}(\mathbf{B}_n) - \mathbf{h}_n(P_P)] V_{Dn} \end{aligned} \quad (2.21)$$

### 2.1.3 Calcolo dei generatori di Norton

Facendo uso della (2.21) nella (2.8) si ottiene

$$\begin{aligned} J_{Pm} &= (1 + R_0 Y_{Am}) \left\{ \sum_{n=1}^{n_D} J_{Pn} \iint_{S_P} \hat{\mathbf{n}} \times \mathfrak{H}(\mathbf{A}_n) \bullet \mathbf{e}_{im}(P_P) dS_P + \right. \\ &\quad \left. + \sum_{n=1}^{n_D} V_{Dn} \iint_{S_P} \hat{\mathbf{n}} \times [\mathfrak{H}(\mathbf{B}_n) - \mathbf{h}_n(P_P)] \bullet \mathbf{e}_{im}(P_P) dS_P \right\} \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$(1 \leq m \leq n_D)$$

Nella prima sommatoria a secondo membro della (2.22) si è cambiato l'indice  $m$  in  $n$  per chiarezza di linguaggio. Si introducano ora le grandezze (aventi

il significato di reazioni elettromagnetiche normalizzate)

$$Q_{mn} = (1 + R_0 Y_{Am}) \iint_{S_P} \hat{\mathbf{n}} \times \mathfrak{H}(\mathbf{A}_n) \bullet \mathbf{e}_{im}(P_P) dS_P \quad (2.23a)$$

$$R_{mn} = (1 + R_0 Y_{Am}) \iint_{S_P} \hat{\mathbf{n}} \times [\mathfrak{H}(\mathbf{B}_n) - \mathfrak{h}_n(P_P)] \bullet \mathbf{e}_{im}(P_P) dS_P \quad (2.23b)$$

nonché le matrici quadrate

$$\mathbf{Q} \equiv [Q_{mn}] \quad (2.24a)$$

$$\mathbf{R} \equiv [R_{mn}] \quad (2.24b)$$

le  $n_D$  equazioni (2.22) si possono allora compattare nell'unica equazione vettoriale

$$\mathbf{J}_P = \mathbf{QJ}_P + \mathbf{RV}_D \quad (2.25)$$

dove si sono introdotti i vettori  $\mathbf{J}_P$ ,  $\mathbf{V}_D$  delle correnti di Norton e delle tensioni alle device ports, rispettivamente, entrambi di dimensioni  $n_D$ . Dalla (2.25) si ottiene finalmente la soluzione del problema:

$$\mathbf{J}_P = [\mathbf{1}_{n_D} - \mathbf{Q}]^{-1} \mathbf{RV}_D \equiv \mathfrak{D} \mathbf{V}_D \quad (2.26)$$

dove con  $\mathbf{1}_{n_D}$  si è indicata la matrice identità. Come previsto, le correnti impresse dei generatori di Norton non sono costanti, bensì *funzioni lineari delle tensioni applicate alle device ports*. In pratica, anche ai fini dell'analisi HB, tutto va come se la matrice ammettenza della sottorete lineare non fosse semplicemente  $\mathbf{Y}$ , bensì

$$\mathbf{Y}_T = [\mathbf{1}_{n_D} - \mathbf{Q}]^{-1} \mathbf{R} + \mathbf{Y}_L \equiv \mathfrak{D} + \mathbf{Y}_L \quad (2.27)$$

## 2.1.4 Osservazioni conclusive

Il metodo è abbastanza complicato da implementare. Tuttavia, dal punto di vista delle analisi elettromagnetiche esso richiede soltanto:

1. la normale analisi elettromagnetica del circuito basata sul layout al fine di determinare la matrice ammettenza e il campo irradiato;
2. due analisi elettromagnetiche della cavità eccitata da un elemento di corrente orientato in direzioni  $x$  e  $y$ , rispettivamente.

Tutte le altre grandezze si possono ottenere con operazioni lineari ordinarie il cui costo è irrisorio in confronto a quello delle analisi EM. E' quindi lecito attendersi che il tempo di calcolo sia ragionevole.

Dal punto di vista filosofico, il metodo evita la difficoltà di dover imporre contemporaneamente le condizioni al contorno sul chip e sul package, cioè su componenti di dimensioni molto diverse, spezzando il problema EM in due parti. In assenza del package il circuito viene analizzato in maniera ordinaria nello spazio libero; in presenza del package il circuito viene ridotto a un elemento di corrente. Ciò presenta il vantaggio di ricondurre un'analisi mal condizionata a due analisi canoniche indipendenti. Così facendo però si introducono due incongruenze di carattere fisico, ovvero:

1. si perde il dettaglio dell'interazione tra il campo complessivo e il Layout circuitale, dal momento che quest'ultimo è sostituito da un elemento di corrente;
2. si perde l'accoppiamento tra i due aspetti del fenomeno EM, il quale nella realtà esiste, in quanto il campo reirradiato dal package dipende (attraverso il campo incidente) dal regime elettrico del circuito, che a sua volta viene modificato dall'incidenza sul circuito stesso del campo reirradiato.

Il procedimento descritto serve appunto a eliminare queste due incongruenze ripristinando la correttezza fisica della descrizione. Per quanto riguarda il primo punto la soluzione è offerta dalla rappresentazione circuitale degli effetti del package in termini di generatori di Norton attraverso il concetto di scattering e il teorema di reciprocità. L'equazione chiave in questo senso è ovviamente la (2.6). Per quanto riguarda il secondo punto la soluzione è data dal calcolo del momento attraverso l'analisi del circuito, tenendo conto dell'effetto dei generatori di Norton (ancorché incogniti). L'equazione chiave sotto questo punto di vista è la (2.22), in cui le correnti di Norton vengono espresse in funzione di se stesse, oltre che dell'eccitazione applicata dall'esterno, reintroducendo così per via algebrica l'accoppiamento prima eliminato dalla separazione dell'analisi EM.

Una volta implementato correttamente, il metodo potrebbe rivelarsi molto utile nella risoluzione di una varietà di problemi SIP (system in package)

oggi difficili da trattare in modo rigoroso. Si pensi ad esempio (ma è solo un caso fra tanti) a un sistema multichip in cui un certo numero di chip MMIC sono racchiusi entro un medesimo package. In un caso come questo occorre: calcolare gli accoppiamenti tra i chip e i loro effetti sulla funzionalità del sistema (non lineare); determinare la forma più opportuna del package ed eventualmente introdurre in posizioni opportune materiale assorbente per eliminare eventuali effetti nocivi; ecc..

## 2.2 Procedura Operativa

La seguente sezione illustra le operazioni da svolgere per ricavare le correnti incognite dei generatori di Norton partendo da risultati di simulazioni e da calcoli. Verranno applicati i risultati analitici ottenuti nella sezione 2.1.

### 2.2.1 Quadro complessivo

Per risolvere il problema ed ottenere il valore delle correnti, o la nuova matrice  $\mathbf{Y}_T$ , risulta fondamentale calcolare (o ottenere tramite simulazioni) i seguenti termini (nell'ordine):

$$\mathbf{j}_{Lm} \quad (2.28a)$$

$$\mathbf{A}_m \quad (2.28b)$$

$$\mathbf{B}_m \quad (2.28c)$$

$$[\mathfrak{E}(\mathbf{M}), \mathfrak{H}(\mathbf{M})] \quad (2.28d)$$

$$[\mathbf{e}_{im}(P), \mathbf{h}_{im}(P)] \quad (2.28e)$$

$$[\mathfrak{e}_n(P), \mathfrak{h}_n(P)] \quad (2.28f)$$

$$\mathbf{Q} \quad (2.28g)$$

$$\mathbf{R} \quad (2.28h)$$

### 2.2.2 Estrazioni CST

Per quanto riguardano le risposte ai punti “a”, “d” e “e” indicati nella equazione (2.28), risulta necessario avvalersi di un simulatore elettromagneti-

co, come CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> o come Ansoft HFSS<sup>™</sup>. Come indicato nella sezione 2.1, occorrerà simulare:

- il singolo DIE in spazio libero, con la condizione al contorno di piano elettrico in corrispondenza della metallizzazione inferiore del substrato e la condizione di radiazione nelle restanti superfici che delimitano il volume d'integrazione del simulatore. Inoltre occorre distanziare opportunamente il confine superiore dalle piste (dimensione paragonabile alla lunghezza d'onda maggiore in gioco)
- il singolo package eccitato da due elementi di corrente (riferiti come massa al package stesso) in direzione  $x$  e  $y$  (piano su cui deve trovarsi il layout del DIE), appoggiati sopra ad un piccolo parallelepipedo delle dimensioni e dello stesso materiale del substrato del DIE.

### Correnti superficiali

Dalla prima simulazione sarà possibile ottenere le distribuzioni di corrente superficiali del layout al fine di calcolare, per mezzo di un'ulteriore procedura, i momenti equivalenti delle sorgenti (porta per porta), ossia ricavare  $\mathbf{A}_m$  e, successivamente,  $\mathbf{B}_n$  (rispondere ai punti, in ordine, (2.28a), (2.28b) e (2.28c)).

CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> permette di estrarre i valori del campo magnetico in prossimità dei conduttori, campo dal quale si può ottenere il valore della corrente superficiale. É stata realizzata un'opportuna macro in Visual Basic for Applications (**VBA**) che, una volta definite le aree in cui suddividere i conduttori e i rispettivi punti in cui calcolare la corrente superficiale, calcola il momento equivalente totale restituendo l'integrale superficiale. Tale procedura può eseguire l'integrale di superficie *sul campo E*, *sul campo H* o *sulle  $J_s$*  a seconda delle scelte operate nelle finestre di dialogo. Ricordando che la corrente superficiale (indotta o impressa) interviene come termine di discontinuità tra due materiali omogenei (in questo caso mediamente sono aria e conduttore), e che soddisfa la seguente equazione[7], già introdotta come (2.2):

$$\mathbf{J}_S = \hat{\mathbf{i}}_n \times \mathbf{H} \quad (2.29)$$

risulta possibile calcolare il termine  $\mathbf{A}_m$  modificando la (2.16a) come segue:

$$\begin{aligned}
\mathbf{A}_m &= \left( A_{mx} \hat{\mathbf{i}} + A_{my} \hat{\mathbf{j}} \right) = (R_0 + Z_{Am}) \iint_{S_L} \mathbf{j}_{Lm}(P_L) dS_L = \\
&= (R_0 + Z_{Am}) \iint_{S_L} \hat{\mathbf{i}}_n \times \mathbf{H}(P_L) dS_L = \\
&= (R_0 + Z_{Am}) \iint_{S_L} \hat{\mathbf{k}} \times \left[ H_x(P_L) \hat{\mathbf{i}} + H_y(P_L) \hat{\mathbf{j}} \right] dS_L = \\
&= (R_0 + Z_{Am}) \left[ \iint_{S_L} H_y(P_L) \hat{\mathbf{i}} dS_L - \iint_{S_L} H_x(P_L) \hat{\mathbf{j}} dS_L \right] \quad (2.30)
\end{aligned}$$

dove si è posto  $\mathbf{J}_s = \mathbf{j}_{Lm}$ ,  $\hat{\mathbf{i}}_n = \hat{\mathbf{k}}$  e posizionato il DIE sul piano  $xy$  con la normale rivolta come l'asse  $z$ . Il termine  $\mathbf{B}_n$ , invece, si ottiene direttamente dalla (2.16b), una volta estratto dal simulatore la matrice  $\mathbf{Y}$  del DIE.

La procedura sul campo magnetico si è resa necessaria in quanto CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> non esegue direttamente l'integrale superficiale delle correnti, al contrario di altri simulatori come Ansoft HFSS<sup>TM</sup>. Pertanto, si fa eseguire a CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> l'integrale delle componenti  $\hat{\mathbf{x}}$  e  $\hat{\mathbf{y}}$  del campo magnetico  $H$  in prossimità dei conduttori (alle frequenze che eccitano i modi risonanti nella cavità o a altre frequenze di interesse) e, una volta ottenuti i valori, si eseguono le seguenti associazioni:

$$\begin{cases} j_{Lm x} &= -H_y \\ j_{Lm y} &= H_x \end{cases} \quad (2.31)$$

Queste operazioni sono svolte dalla macro scritta per CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup>, sopra citata.

### Campo incidente sul package: estrazione da CST del campo vicino

Per conoscere i valori del campo incidente sul package prodotto dal DIE è stata scritta una nuova macro in **VBA** che permette di ricavare da CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> i valori di  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{H}$  in punti elencati in un apposito file indicato nella procedura. In realtà, questa macro è già stata usata nel capitolo 1, perché con essa si calcolavano i valori dei campi per l'integrale superficiale per il calcolo della  $J_{eq}$  ampiamente descritto. La macro ottiene i valori dei campi sfruttando la funzione per il calcolo del Farfield

di CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup>, *richiedendo espressamente di non applicare le approssimazioni per il campo lontano*. Per la modellizzazione del package occorrerà far eseguire l'estrazione dei campi in punti ben definiti giacenti sulla superficie interna del package. La funzione di CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> risponde con tutte le componenti del campo  $\mathbf{E}$  (e del campo  $\mathbf{H}$ ) in coordinate sferiche: la nuova macro provvede alla loro conversione in coordinate cartesiane. Considerando il campo  $\mathbf{E}$  come appartenente ad una sfera di raggio  $\tilde{r}$  si ha:

$$\mathbf{e}_i(\theta, \phi, r = \tilde{r}) = E_{i\theta}(\theta, \phi, \tilde{r}) \hat{\boldsymbol{\theta}} + E_{i\phi}(\theta, \phi, \tilde{r}) \hat{\boldsymbol{\phi}} + E_{ir}(\theta, \phi, \tilde{r}) \hat{\mathbf{r}} \quad (2.32)$$

la conversione in coordinate cartesiane porta ad avere (nei punti  $(x, y, z)$  associati al raggio  $\tilde{r}$ ):

$$\begin{aligned} & \left[ E_{i\theta} \left( \frac{zx}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \sqrt{x^2 + y^2}} \hat{\mathbf{x}} + \frac{zy}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \sqrt{x^2 + y^2}} \hat{\mathbf{y}} + \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \hat{\mathbf{z}} \right) + E_{i\phi} \left( -\frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \hat{\mathbf{x}} + \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \hat{\mathbf{y}} \right) + \right. \\ & \left. + E_{ir} \left( \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \hat{\mathbf{x}} + \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \hat{\mathbf{y}} + \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \hat{\mathbf{z}} \right) \right] = \\ & = E_{ix}(x, y, z) \hat{\mathbf{x}} + E_{iy}(x, y, z) \hat{\mathbf{y}} + E_{iz}(x, y, z) \hat{\mathbf{z}} \quad (2.33) \end{aligned}$$

in definitiva si ottengono le seguenti relazioni:

$$\begin{cases} E_{ix} = E_{i\theta} \frac{zx}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \sqrt{x^2 + y^2}} - E_{i\phi} \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} + E_{ir} \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \\ E_{iy} = E_{i\theta} \frac{zy}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \sqrt{x^2 + y^2}} + E_{i\phi} \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} + E_{ir} \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \\ E_{iz} = -E_{i\theta} \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} + E_{ir} \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \end{cases} \quad (2.34)$$

### Campo presente in una cavità alle frequenze di risonanza

La simulazione del package permette di ottenere il campo al suo interno in funzione del momento  $\mathbf{M}$ , ossia dare risposta al punto (2.28d). Terminate le simulazioni è sufficiente estrarre i valori dei campi in corrispondenza del package ed elaborarli opportunamente, data la linearità del problema, per ottenere i termini da inserire nella (2.23) che fornisce i termini della matrice incognita.

La simulazione va eseguita collocando, nella posizione in cui andrà posto il DIE, un parallelepipedo delle dimensioni e del materiale dielettrico del substrato del DIE e un piccolo cilindro ad esso appoggiato, caricato all'estremità opposta della porta d'alimentazione con una resistenza da 50  $[\Omega]$ . Tale cilindro svolge le veci di un dipolo elementare. Per i progetti su cui è stato testato questo metodo si è utilizzato un cilindro in PEC della lunghezza di 1  $[mm]$  e del diametro di 0.25  $[\mu m]$ . La simulazione va eseguita orientando il cilindro prima nel verso dell'asse  $x$  e poi nel verso dell'asse  $y$ , dato che si considera il DIE adagiato sul piano  $xy$ . I valori del campo che si ottengono possono così essere associati, rispettivamente, ai campi che sostengono le componenti  $\mathbf{J}_{\mathbf{S}_x}$  e  $\mathbf{J}_{\mathbf{S}_y}$  delle correnti superficiali del DIE.

Le varie frequenze di risonanza possono essere calcolate usando la seguente espressione:

$$\omega_{m,n,k} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{k\pi}{d}\right)^2} \quad (2.35)$$

Con la simulazione del package si ottengono i valori del campo  $\mathbf{H}$  sui punti precedentemente scelti sulle pareti del package; tali punti devono coincidere con quelli in cui viene richiesto il farfield (campo incidente in assenza di package).

### 2.2.3 Elaborazioni

I dati estratti numericamente sono frutto di simulazioni eseguite imponendo sui circuiti in esame condizioni di alimentazione e carico differenti da quanto previsto dalla teoria descritta in questa tesi: occorre quindi normalizzare o adattare tali valori prima di poterli utilizzare nelle formule precedentemente descritte.

#### Elaborazione dei dati estratti: Campi e Correnti superficiali

I risultati fino ad ora ottenuti, esclusi quelli relativi al solo package, fanno riferimento a condizioni di prova differenti da quelle illustrate nella sezione 2.1, ovvero i DIE non vengono alimentati come richiesto nel caso di matrice  $\mathbf{Y}$  (generatore di tensione alla porta eccitata e cortocircuiti alle porte non eccitate) ma sono simulati con le condizioni della matrice  $\mathbf{S}$  (porta d'alimen-

tazione caratterizzata da una impedenza pari a  $Z_0$  e porte non alimentate caricate con la stessa impedenza di normalizzazione, che mediamente vale  $Z_0 = R_0 = 50 [\Omega]$ ). Pertanto, i valori dei fields ottenuti non possono essere usati direttamente, ma devono essere rielaborati al fine di ottenere le stesse condizioni richieste dalla teoria (alimentazione per la matrice  $\mathbf{Y}$ ).

Per rendere più chiaro questo concetto occorre un'ulteriore precisazione. I simulatori provvedono (secondo la definizione di matrice  $\mathbf{S}$ ) all'alimentazione del circuito n-porte mediante n analisi successive; ad ogni analisi una sola porta viene eccitata da un segnale ad una potenza prestabilita (CST usa  $0.5 [W]$ ) e fornisce la misura della potenza uscente (o riflessa) a tutte le porte. Una volta eseguite tutte le n- simulazioni si è a conoscenza della potenza uscente da ogni porta in funzione di quella entrante in un'altra o nella stessa. Da qui è possibile risalire all'intensità d'onda incidente ( $a$ ) e riflessa ( $b$ ) alle porte. Non solo, conoscendo i vari complessi di  $a$  e  $b$  è possibile ottenere le tensioni e le correnti alle porte (purché porte TEM). Se partiamo dal caso semplice di una sola porta valgono le seguenti espressioni[18]:

$$\begin{cases} a &= \frac{1}{2} \left( \frac{V}{\sqrt{Z_c}} + I\sqrt{Z_c} \right) \\ b &= \frac{1}{2} \left( \frac{V}{\sqrt{Z_c}} - I\sqrt{Z_c} \right) \end{cases} \quad (2.36)$$

Si può estendere il caso a un  $N$ -porte generico (la definizione si riferisce alla sola porta  $i$ -esima):

$$\begin{cases} a_i &= \frac{1}{2} \left( \frac{V_i}{\sqrt{Z_{ci}}} + I_i\sqrt{Z_{ci}} \right) \\ b_i &= \frac{1}{2} \left( \frac{V_i}{\sqrt{Z_{ci}}} - I_i\sqrt{Z_{ci}} \right) \end{cases} \quad (2.37)$$

Ora occorre esprimere  $\mathbf{a}$  in funzione di  $\mathbf{V}$ , in modo da poter alimentare il circuito mediante una sola porta con  $1V$  e far sì che tutte le altre abbiano tensioni nulle, al fine di ottenere la stessa condizione necessaria per la descrizione della matrice  $\mathbf{Y}$ . Il legame lineare che si trova tra le tensioni e le intensità d'onda  $a_i$  sarà estendibile a tutti i risultati ottenuti dalle simulazioni (campi, correnti superficiali, etc.).

Per prima cosa rimuoviamo la dipendenza dalla corrente  $I_n$  sommando tra di loro le due equazioni della (2.37). Se ripetiamo l'operazione per tutte  $N$  le

porte otteniamo il seguente sistema:

$$\begin{cases} a_1 + b_1 &= \frac{V_1}{\sqrt{Z_{c1}}} \\ a_2 + b_2 &= \frac{V_2}{\sqrt{Z_{c2}}} \\ \dots & \\ a_i + b_i &= \frac{V_i}{\sqrt{Z_{ci}}} \\ \dots & \\ a_N + b_N &= \frac{V_N}{\sqrt{Z_{cN}}} \end{cases} \quad (2.38)$$

Esprimendo i termini  $b_n$  in funzione di  $a_m$ , ricordando che  $\mathbf{b} = \mathbf{S}\mathbf{a}$ , si ha:

$$\begin{cases} a_1 + \sum_{m=0}^N S_{1m} a_m &= \frac{V_1}{\sqrt{Z_{c1}}} \\ a_2 + \sum_{m=0}^N S_{2m} a_m &= \frac{V_2}{\sqrt{Z_{c2}}} \\ \dots & \\ a_i + \sum_{m=0}^N S_{im} a_m &= \frac{V_i}{\sqrt{Z_{ci}}} \\ \dots & \\ a_N + \sum_{m=0}^N S_{Nm} a_m &= \frac{V_N}{\sqrt{Z_{cN}}} \end{cases} \quad (2.39)$$

Esprimendola in forma matriciale si ha

$$\mathbf{1}_N \bullet \mathbf{a} + \mathbf{S} \bullet \mathbf{a} = (\mathbf{1}_N + \mathbf{S}) \bullet \mathbf{a} = \mathbf{G} \bullet \mathbf{V} \quad (2.40)$$

avendo definito

$$\begin{aligned} \mathbf{G} &= \text{diag} \left[ \frac{1}{\sqrt{Z_{ci}}} \right] \\ \mathbf{V} &= [V_1; V_2; \dots; V_i; \dots; V_N]^T \\ \mathbf{a} &= [a_1; a_2; \dots; a_i; \dots; a_N]^T \\ \mathbf{1}_N &= \text{diag} [1] \quad (\text{matrice identità}) \end{aligned}$$

Dalla formula (2.40) è possibile ricavare il legame tra le tensioni alle porte e i rispettivi valori dei termini  $a_i$  da utilizzare:

$$\mathbf{a}^Y = \mathbf{a} = (\mathbf{1}_N + \mathbf{S})^{-1} \bullet \mathbf{G} \bullet \mathbf{V} \quad (2.41)$$

## ELABORAZIONE CORRENTI SUPERFICIALI

Siccome esiste una dipendenza lineare tra le correnti superficiali calcolate dalle simulazioni e le eccitazioni alle porte usate per ottenerle, è possibile normalizzare tali correnti e combinarle tra loro, moltiplicandole per i coefficienti necessari (che si ricavano dalla (2.41)) per ottenere il valore della corrente superficiale che si avrebbe nelle condizioni di eccitazione per la matrice  $\mathbf{Y}$  precedentemente descritte. In sostanza, applicando la relazione (2.42) otteniamo la corrente superficiale che si avrebbe qualora il circuito fosse alimentato da un generatore di tensione a  $1V$  ad una sola porta ( $j$ -esima) con tutte le restanti porte cortocircuitate:

$$\mathbf{J}_{\mathbf{L}(j)}^{\mathbf{Y}} = \sum_{i=1}^N \mathbf{J}_{\mathbf{L}}^{\mathbf{a}_i} \frac{a_{i(j)}^{\mathbf{Y}}}{a_i} = \sum_{i=1}^N \mathbf{J}_{\mathbf{L}}^{\mathbf{a}_i} \frac{a_{i(j)}^{\mathbf{Y}} \bullet a_i^*}{|a_i|^2} \quad (2.42)$$

Come già anticipato, CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> eccita i circuiti con una potenza di  $0.5 [W]$  e senza sfasamenti, salvo diverse indicazioni in fase di impostazione della simulazione. Pertanto vale la seguente uguaglianza[19]:

$$\frac{1}{2} [W] = \frac{1}{2} |a_i|^2 \Rightarrow a_i = 1 \quad (2.43)$$

Inoltre, come già anticipato, si definiscono le impedenze alle porte uguali tra loro e di valore reale:  $Z_0 = R_0 = 50 [\Omega]$ . Pertanto la matrice  $\mathbf{G}$  si semplifica e diviene una matrice diagonale con tutti i termini uguali a  $\frac{1}{\sqrt{50}} \approx 0.1414213562$ . In definitiva, il calcolo delle correnti superficiali (e dell'integrale di esse) nelle condizioni d'eccitazione tipiche della matrice  $\mathbf{Y}$  valgono:

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_{\mathbf{L}(j)}^{\mathbf{Y}} &= \sum_{i=1}^N \mathbf{J}_{\mathbf{L}}^{\mathbf{a}_i} a_{i(j)}^{\mathbf{Y}} = \sum_{i=1}^N \mathbf{J}_{\mathbf{L}}^{\mathbf{a}_i} \sum_{j=1}^N [(\mathbf{1}_N + \mathbf{S})^{-1} \bullet \mathbf{G}]_{ij} \mathbf{V}_j = \\ &= \sum_{i=1}^N \mathbf{J}_{\mathbf{L}}^{\mathbf{a}_i} [(\mathbf{1}_N + \mathbf{S})^{-1} \bullet \mathbf{G}]_{ij} \quad (2.44) \end{aligned}$$

dove si è assunto  $\mathbf{V}_j = [0; 0; \dots; \mathbf{1}; \dots; 0]$ , ossia nullo in tutte le componenti tranne la  $j$ -esima che assume il valore unitario.

## ELABORAZIONE CAMPI INCIDENTI

Tutti i ragionamenti fatti sulle correnti superficiali si possono riportare direttamente anche sui campi, grazie alla linearità del problema. Pertanto è possibile mostrare direttamente il risultato finale, del tutto analogo a quanto indicato nella (2.44):

$$\mathbf{e}_i^Y(j) = \sum_{k=1}^N \mathbf{e}_i^{\mathbf{a}^k} a_{k(j)}^Y = \sum_{k=1}^N \mathbf{e}_i^{\mathbf{a}^k} [(\mathbf{1}_N + \mathbf{S})^{-1} \bullet \mathbf{G}]_{kj} \quad (2.45a)$$

$$\mathbf{h}_i^Y(j) = \sum_{k=1}^N \mathbf{h}_i^{\mathbf{a}^k} \frac{a_{k(j)}^Y}{\sqrt{2}} = \sum_{k=1}^N \mathbf{h}_i^{\mathbf{a}^k} [(\mathbf{1}_N + \mathbf{S})^{-1} \bullet \mathbf{G}]_{kj} \quad (2.45b)$$

## Impostazioni delle simulazioni del package

I risultati ottenuti dalle simulazioni del package si riferiscono, come descritto in precedenza, al campo sostenuto dall'elemento infinitesimo inserito all'interno del package stesso. Per l'applicazione del metodo per la modellizzazione del package occorre ottenere il valore del campo nel Package che si avrebbe qualora fossero le correnti superficiali del DIE ad eccitarlo.

Se indichiamo col termine  $\mathbf{H}(\mathbf{M}_x)$  i risultati ottenuti eccitando il package con il dipolo infinitesimo posto parallelo all'asse  $x$  e, analogamente,  $\mathbf{H}(\mathbf{M}_y)$  i risultati ottenuti eccitando il package con il cilindro posto parallelo all'asse  $y$ , allora il campo magnetico sul package può essere ottenuto in funzione dei momenti sul DIE (ossia rispondendo al punto (2.28f)) applicando le seguenti relazioni:

$$\mathbf{H}(\mathbf{A}_{mx}) = \mathbf{H}(\mathbf{M}_x) \frac{\mathbf{A}_{mx}}{\mathbf{M}_x} \quad (2.46a)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{A}_{my}) = \mathbf{H}(\mathbf{M}_y) \frac{\mathbf{A}_{my}}{\mathbf{M}_y} \quad (2.46b)$$

Il momento elementare del dipolo che eccita la cavità può essere approssimato come segue:

$$\mathbf{M}_x = I L \hat{\mathbf{i}} \quad (2.47)$$

dove però è complicato il calcolo della corrente  $I$ . Pertanto conviene ottenere tale corrente direttamente dalla simulazione. Il momento elementare varrà:

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_x &= \iint_{S_{dip}} \mathbf{J}_s \exp \left\{ \sigma \vec{w} \bullet \hat{\mathbf{i}}_r \right\} dS_L \approx \iint_{S_{dip}} \mathbf{J}_s dS_L \approx \iint_{S_{dip}} \mathbf{J}_{sx} dS_L = \\ &= \iint_{S_{dip}} \Re [\mathbf{J}_{sx}] dS_L + j \iint_{S_{dip}} \Im [\mathbf{J}_{sx}] dS_L = \{ \Re [M_x] + j \Im [M_x] \} \hat{\mathbf{i}} \quad (2.48) \end{aligned}$$

dove  $S_{dip}$  corrisponde alla superficie del dipolo. La combinazione delle (2.46) con la (2.48) risolve il punto (2.28f)), ossia il calcolo del campo all'interno del Package sostenuto dalle correnti presenti sul DIE.

### Calcolo delle matrici $\mathbf{Q}$ e $\mathbf{R}$

Gli ultimi termini da calcolare sono le matrici  $\mathbf{Q}$  e  $\mathbf{R}$ , ossia i punti (2.28g) e (2.28h). Si applicano direttamente le equazioni descritte nella sezione 2.1. In particolare, occorrerà implementare in un qualsiasi software le equazioni (2.20a) e (2.20b), qui riportate per chiarezza:

$$\epsilon_n(P) = \sum_{m=1}^{n_D} Y_{Lmn} (R_0 + Z_{Am}) \mathbf{e}_{im}(P) \quad (2.49a)$$

$$\mathfrak{h}_n(P) = \sum_{m=1}^{n_D} Y_{Lmn} (R_0 + Z_{Am}) \mathbf{h}_{im}(P) \quad (2.49b)$$

Si ricorda che per quanto riguarda i termini ( $\mathbf{e}_{im}$ ,  $\mathbf{h}_{im}$ ) occorre usare i valori rielaborati secondo quanto indicato nella sessione 2.2.3 di questo capitolo.

I valori ottenuti dall'equazioni (2.20) (ossia dalle (2.49)) possono essere inseriti direttamente nella (2.23b) assieme al campo sostenuto dal package e al campo incidente opportunamente trattato, ottenendo così la matrice  $\mathbf{R}$ .

$$R_{mn} = (1 + R_0 Y_{Am}) \iint_{S_P} \hat{\mathbf{n}} \times [\mathfrak{J}(\mathbf{B}_n) - \mathfrak{h}_n(P_P)] \bullet \mathbf{e}_{im}(P_P) dS_P \quad (2.50)$$

Per la matrice  $\mathbf{Q}$ , invece, è possibile applicare direttamente la (2.23a), che per chiarezza è riportata di seguito:

$$Q_{mn} = (1 + R_0 Y_{Am}) \iint_{S_P} \hat{\mathbf{n}} \times \mathfrak{J}(\mathbf{A}_n) \bullet \mathbf{e}_{im}(P_P) dS_P \quad (2.51)$$

In conclusione, note le matrici  $\mathbf{Q}$  e  $\mathbf{R}$  è possibile calcolare sia le correnti dei generatori di Norton tramite la (2.26), o la matrice ammettenza  $\mathbf{Y}_T$  comprendente il package tramite la (2.27). Le due equazioni risultano:

$$\mathbf{J}_P = [\mathbf{1}_{n_D} - \mathbf{Q}]^{-1} \mathbf{R} \mathbf{V}_D \equiv \mathfrak{D} \mathbf{V}_D \quad (2.52a)$$

$$\mathbf{Y}_T = [\mathbf{1}_{n_D} - \mathbf{Q}]^{-1} \mathbf{R} + \mathbf{Y}_L \equiv \mathfrak{D} + \mathbf{Y}_L \quad (2.52b)$$

## 2.3 Risultati delle simulazioni del Package

Nella seguente sezione saranno mostrati i risultati delle simulazioni del package, con particolare attenzione al piano  $z = z_{max}$  alle frequenze di risonanza 7 e 21 [GHz].

### 2.3.1 Dimensioni del package

Per poter verificare l'interazione del package con un DIE si è scelto di dimensionare il Package in maniera tale che la prima frequenza di risonanza e la sua terza armonica cadano entro la banda di funzionamento dei circuiti amplificatori considerati. Inoltre si è cercato un compromesso nelle dimensioni affinché le distanze tra DIE e package non siano né troppo piccole (altrimenti sarebbero preponderanti gli effetti capacitivi), né troppo grandi (e quindi distanti dal caso reale). I risultati che si ottengono, dopo aver eseguito tutte le operazioni descritte nella sezione 2.2, vengono trattati da simulatori non lineari basati sul metodo *Harmonic Balance*. Per analizzare gli effetti del Package risulta sufficiente estrarre informazioni solamente alle frequenze vicine alla frequenza di risonanza e alle sue armoniche, dato che è plausibile attendersi interazioni circuito-Package soprattutto attorno a esse. Scegliendo come armonica fondamentale la frequenza di 7 [GHz], imponendo che una dimensione del package sia ininfluyente e che le altre due siano uguali tra loro (Package a base quadrata), dalla (2.35):

$$\left. \begin{array}{l} m = 0; n = 1; k = 1; b = d \\ \omega_{0,1,1} = \frac{\pi}{b} \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \epsilon_0}} \end{array} \right\} b = \frac{\pi}{\omega_{0,1,1}} \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \epsilon_0}} = \frac{1}{2 * f_{c0,1,1}} \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \epsilon_0}} \quad (2.53)$$

Ricordando che  $\mu_0 \cong 4\pi * 10^{-7} \left[\frac{H}{m}\right]$  e che  $\epsilon_0 \cong 8.85 * 10^{-12} \left[\frac{F}{m}\right]$  si ottiene:

$$b \approx \frac{1}{2 * 7 * 10^9} \sqrt{\frac{2}{4\pi * 10^{-7} * 8.85 * 10^{-12}}} \approx 30.291 [mm] \quad (2.54)$$

Per cercare di soddisfare tutte le ipotesi iniziali si è scelto di definire l'altezza del package pari a  $10 [mm]$ , ossia  $z_{MAX} [mm]$ . Pertanto il package è a forma di parallelepipedo, di dimensioni  $30.291 X 30.291 X 10 [mm]$ , come visibile in figura 2.1

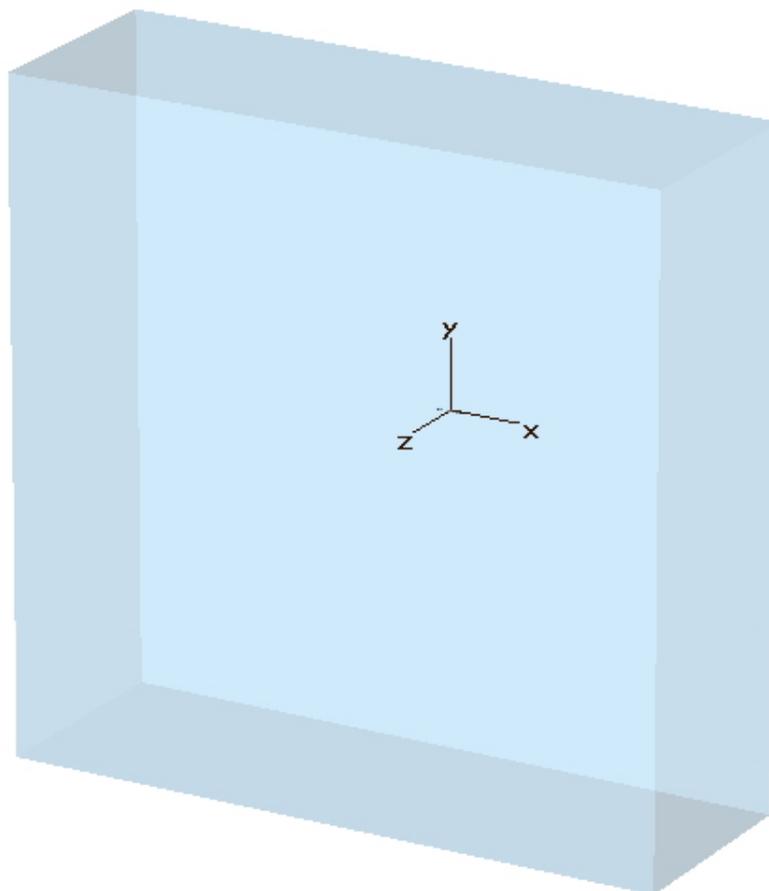


Figura 2.1: Package

### Frequenze di risonanza

Se si calcolano le frequenze di risonanza della cavità utilizzando sempre la formula (2.35) e si graficano, associando un asterisco ad ognuna di esse, si ottiene la figura 2.2.

Le analisi, come anticipato, si concentrano solo attorno alla frequenza fondamentale e alle sue armoniche e qualora il DIE venisse progettato per operare su bande contenenti altre frequenze di risonanza occorrerà, ovviamente,

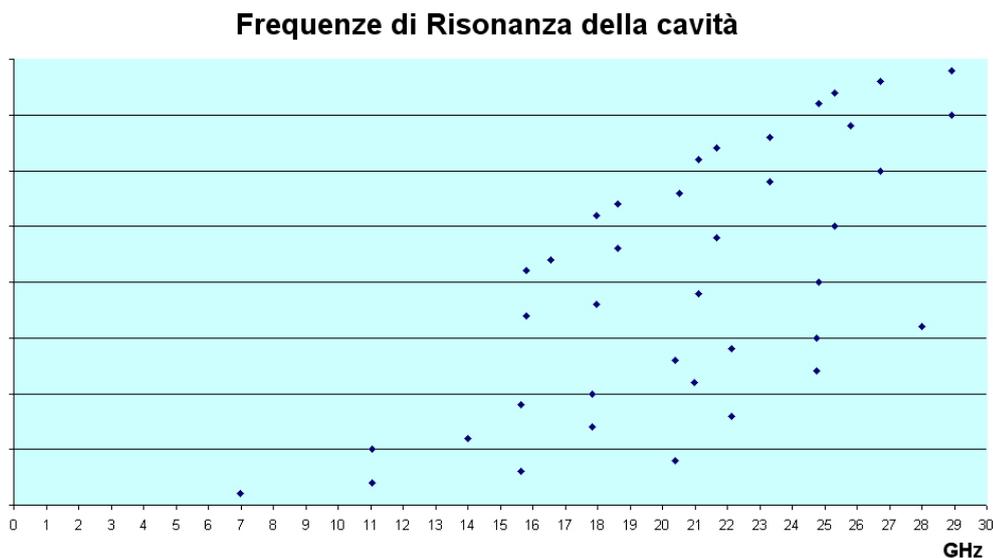


Figura 2.2: Frequenze di risonanza nominali del package (senza il parallelepipedo di dielettrico al suo interno)

estrarre i dati relativi al package attorno a queste altre frequenze. Nella tabella 2.1 sono elencati alcuni valori.

m	n	k	frequenza [GHz]	m	n	k	frequenza [GHz]
0	1	1	7.000	0	1	3	15.653
0	2	1	11.068	0	2	3	17.847
0	3	1	15.653	0	3	3	21.000
0	4	1	20.408	0	4	3	24.749
0	1	2	11.068	0	1	4	...

Tabella 2.1: Alcune frequenze di risonanza nominali del package (senza il parallelepipedo di dielettrico al suo interno)

### 2.3.2 Grafici dei campi ottenuti a 7 e 21 GHz

Per calcolare i valori dei campi all'interno del Package sostenuti dal dipolo infinitesimo si è proceduto utilizzando due simulatori elettromagnetici: CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> e Ansoft HFSS<sup>™</sup>. Il primo simulatore, CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup>, calcola il campo presente nel dominio d'integrazione mediante il metodo **Finite-Difference Time-Domain (FDTD)**, quindi nel

dominio del tempo (alimenta la struttura dalle porte indicate al simulatore e studia la propagazione del campo al passare del tempo). Ansoft HFSS<sup>TM</sup>, invece, è un simulatore elettromagnetico basato sul **F**inite-**E**lement-**M**ethod (**FEM**) e risolve il sistema nel dominio della frequenza. Per problemi risonanti, come quello che tratteremo con il Package, risulta più adatto il metodo usato da Ansoft HFSS<sup>TM</sup>.

Le simulazioni sono state eseguite su un computer con le seguenti caratteristiche:

- Processore: Pentium 4
- Clock: 2.53 [GHz]
- Ram: 1.5 [GB]
- HD: 160 [GB] EIDE

### Risultati di CST

I risultati che si ottengono con CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup>, versione CST STUDIO SUITE<sup>TM</sup> 2010.02, sono qualitativamente analoghi a quelli ottenuti da Ansoft HFSS<sup>TM</sup>, che vedremo di seguito. Come anticipato, CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> eccita la cavità con un segnale a Banda Larga e risolve il problema di Maxwell nel dominio del tempo. Il termine delle simulazioni avviene qualora l'energia del sistema arriva al di sotto di un determinato valore, impostabile come indicato dalla casella in giallo nell'immagine 2.3, oppure se è trascorso troppo tempo, misurato in numero di cicli (la durata del ciclo è dettata dalla durata dell'impulso che eccita il circuito, casella in giallo nell'immagine 2.4). Durante le simulazioni è possibile controllare il valore dell'energia residua del sistema. Non essendo presenti elementi dissipativi (sia le pareti del package che il dipolo sono costituiti di *PEC*), l'energia che la cavità immagazzina per effetto della risonanza rimane quasi costante nel tempo, e quindi non si riesce a soddisfare la richiesta di CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> di minima energia per l'arresto della simulazione, come mostrato in figura 2.5, e il termine delle simulazioni avviene per *time-out*.

La durata delle simulazioni, come si vedrà in seguito, risulta notevolmente superiore rispetto quella di Ansoft HFSS<sup>TM</sup>. Ciò è dovuto alle condizioni che determinano l'arresto delle simulazioni, ovvero il numero massimo di cicli (con 1000 cicli il PC descritto in questa sezione ha impiegato mediamente

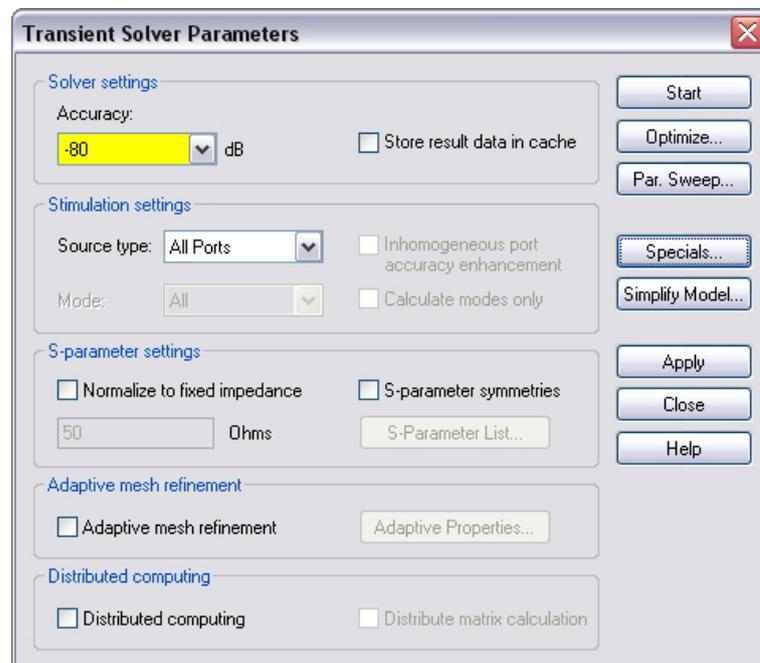


Figura 2.3: Settaggio parametro minima energia per il termine della simulazione

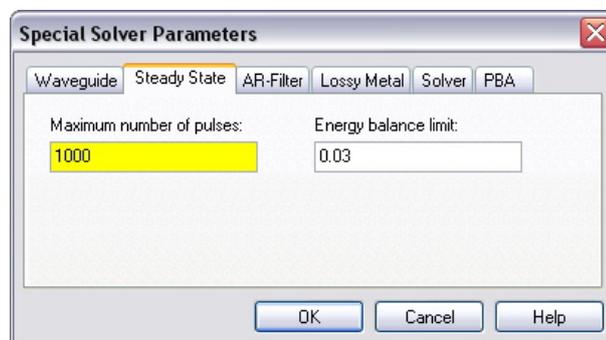


Figura 2.4: Settaggio parametro massimo tempo per il termine della simulazione

75 ore), dato che il valore dell'energia residua non è mai sceso sotto la soglia impostata. Nonostante l'andamento qualitativo dei campi sia analogo a quanto si ottiene con Ansoft HFSS<sup>TM</sup>, i valori numerici variano sensibilmente a seconda del numero di cicli massimo impostato. Comunque, a parità di condizioni di simulazione i risultati ottenuti con l'eccitazione lungo  $x$  sono analoghi a quanto ottenuto con l'eccitazione lungo  $y$ .

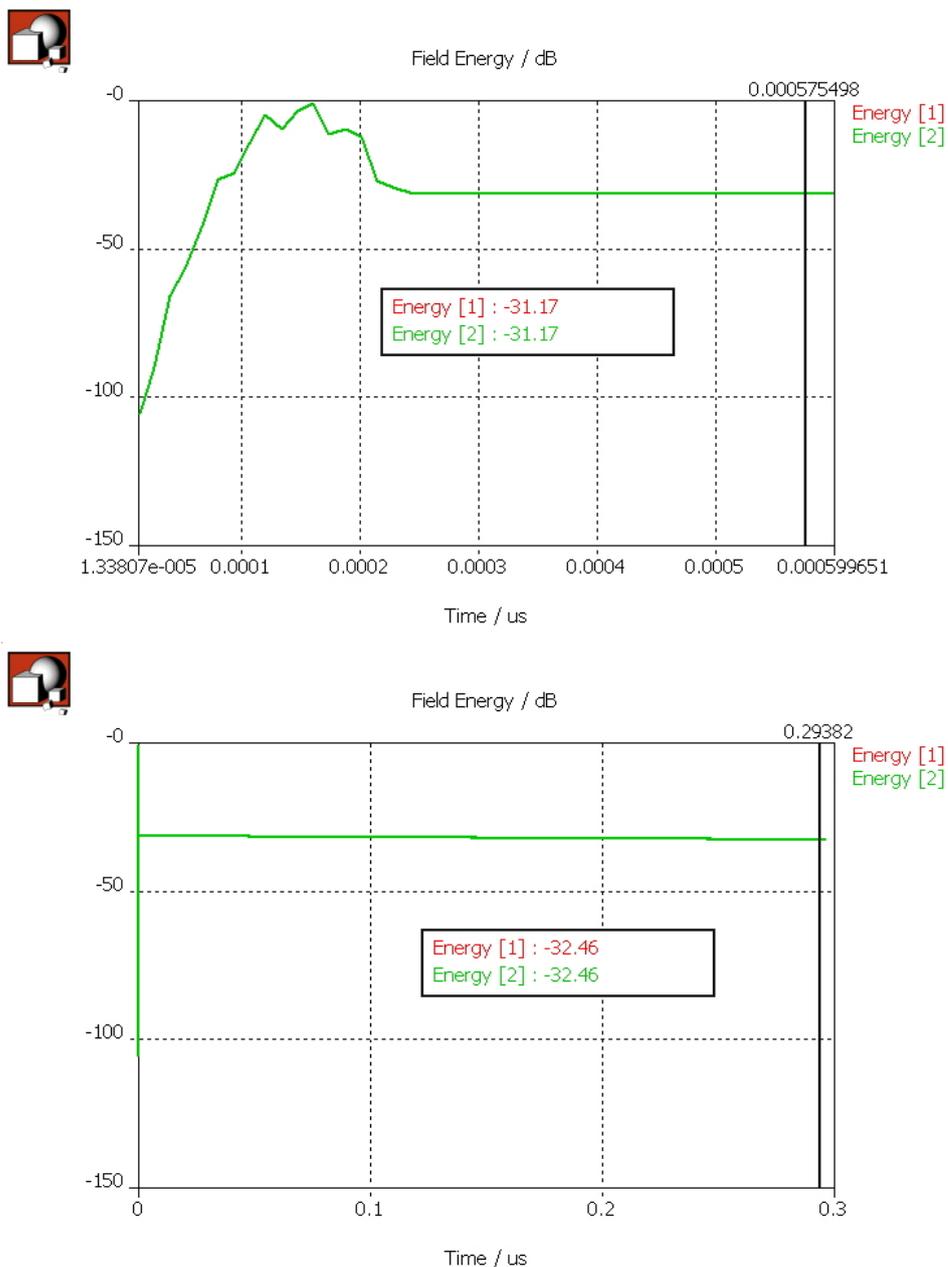


Figura 2.5: andamento dell'energia durante la simulazione e al suo termine per *Time-Out*

Occorre osservare che con il metodo **FDTD** non viene discriminata bene la frequenza di risonanza in quanto i valori dei campi alle frequenze adiacenti ad esse sono simili.

A causa di questi inconvenienti, si è deciso non usare i campi all'interno del

package ottenuti con CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup>.

### Risultati di HFSS

La versione di Ansoft HFSS<sup>™</sup> è la 11.0 del 18 Luglio 2007. Il tempo totale della simulazione del package è di **14 minuti e 52 secondi**, con **5** passaggi per la convergenza del valore di  $S$  a  $40 [GHz]$  (modifica della mesh affinché la variazione tra una simulazione e l'altra non risultasse superiore a 0.02), ottenendo in totale **13987 tetraedri**. Come già indicato precedentemente, si eccita la cavità con un dipolo infinitesimo ( $1 [mm]$  di lunghezza) adagiato sopra ad un supporto delle dimensioni e del materiale utilizzato per il substrato del DIE. Questo perché la sua presenza all'interno del package altera lievemente la frequenza di risonanza del sistema. I valori dei campi ottenuti hanno evidenziato gli effetti della risonanza, ovviamente, sia in termini di campo magnetico che di campo elettrico. Sono stati esportati i valori dei campi alle frequenze:

- da 6.990 a 7.010  $[GHz]$  a passi di 1  $[MHz]$
- da 13.980 a 14.020  $[GHz]$  a passi di 2  $[MHz]$
- da 20.970 a 21.030  $[GHz]$  a passi di 3  $[MHz]$

sia per quanto riguarda la simulazione del package con eccitazione lungo l'asse  $x$ , che con l'eccitazione lungo l'asse  $y$ . In entrambi i casi i risultati ottenuti sono significativi soprattutto alle frequenze di 6.996 e 20.988  $[GHz]$  mentre già alle frequenze adiacenti i valori risultano più piccoli di almeno un ordine di grandezza, come visibile nelle figure 2.6, 2.8, 2.10, 2.12, 2.7, 2.9, 2.11 e 2.13 che rappresentano tali campi a parità di fondo-scala. Pertanto, nonostante i valori numerici dei campi a 14  $[GHz]$  siano stati estratti e utilizzati per il calcolo delle matrici  $\mathbf{Y}_T$ , non verranno rappresentati graficamente in questo capitolo perché poco significativi. Inoltre sono state graficate solamente le componenti principali dei modi della cavità in quanto le altre componenti hanno valori molto inferiori.

I modi eccitati sono i  $\mathbf{TE}_{0,1,1}$  e del  $\mathbf{TE}_{0,3,3}$ . Nelle immagini che seguono, pertanto, sono visibili le sole componenti principali dei modi, ossia  $E_z$ ,  $H_x$  e  $H_y$ : in particolare si hanno valori maggiori nelle componenti reali del campo  $\mathbf{E}$  e nelle componenti immaginarie del campo  $\mathbf{H}$ . Questo vale ad entrambe le

frequenze e per entrambe le eccitazioni del package. Si ricorda che le equazioni che definiscono il campo all'interno della cavità sono:

$$h_{xm,n,k} = C_1 \frac{\gamma_{m,n}}{k_{cm,n}^2} \frac{m\pi}{a} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{k\pi z}{d}\right) \quad (2.55a)$$

$$h_{ym,n,k} = C_1 \frac{\gamma_{m,n}}{k_{cm,n}^2} \frac{n\pi}{b} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{k\pi z}{d}\right) \quad (2.55b)$$

$$h_{zm,n,k} = C_1 \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{k\pi z}{d}\right) \quad (2.55c)$$

$$e_{xm,n,k} = C_1 \frac{j\omega\mu}{k_{cm,n}^2} \frac{n\pi}{b} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{k\pi z}{d}\right) \quad (2.55d)$$

$$e_{ym,n,k} = -C_1 \frac{j\omega\mu}{k_{cm,n}^2} \frac{m\pi}{a} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{k\pi z}{d}\right) \quad (2.55e)$$

$$e_{zm,n,k} = 0 \quad (2.55f)$$

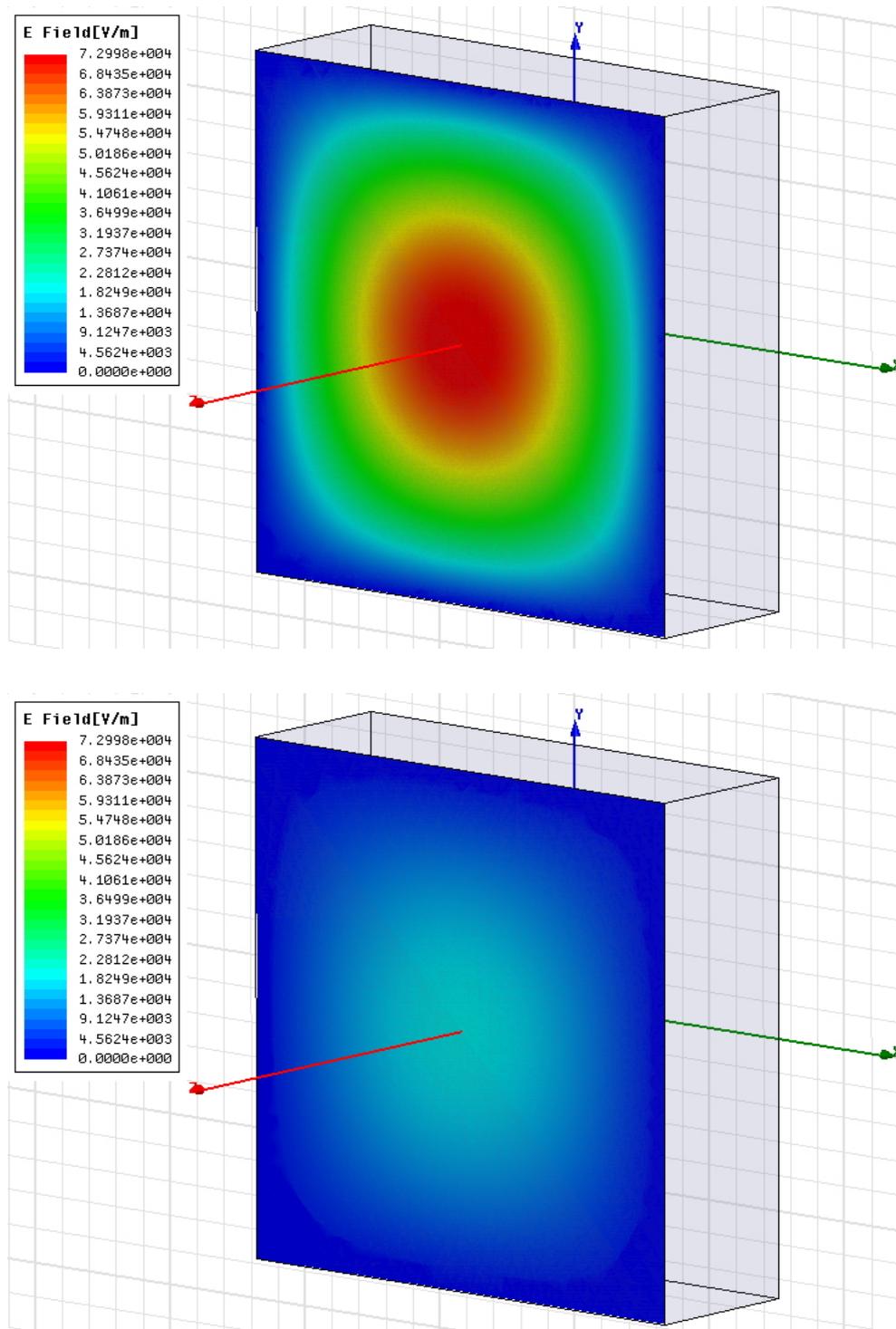


Figura 2.6: Confronto campo  $E$  a frequenza di risonanza e adiacente con eccitazione lungo  $x$ :  $6.996 \text{ [GHz]}$

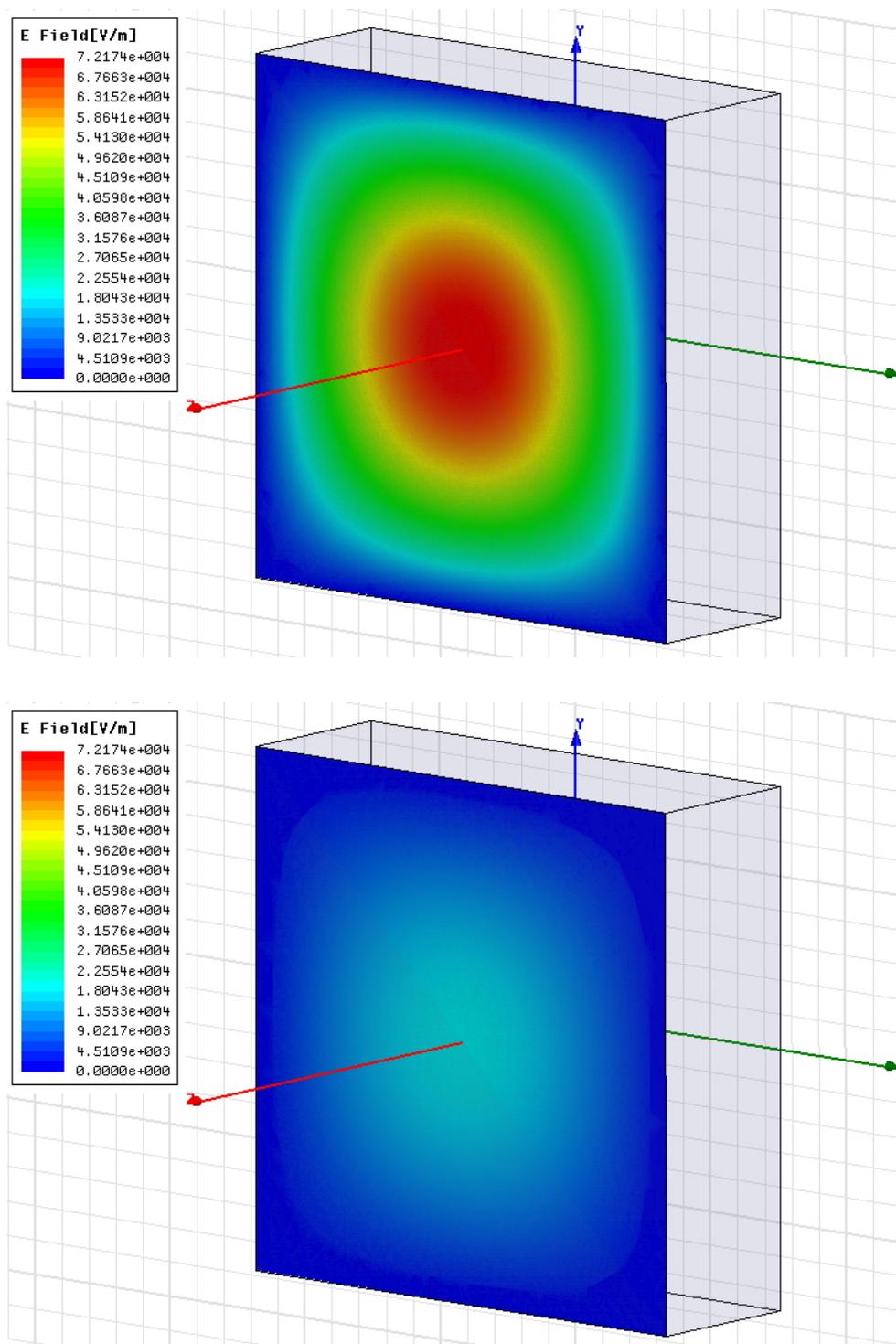


Figura 2.7: Confronto campo  $E$  a frequenza di risonanza e adiacente con eccitazione lungo  $y$ : 6.996 [GHz]

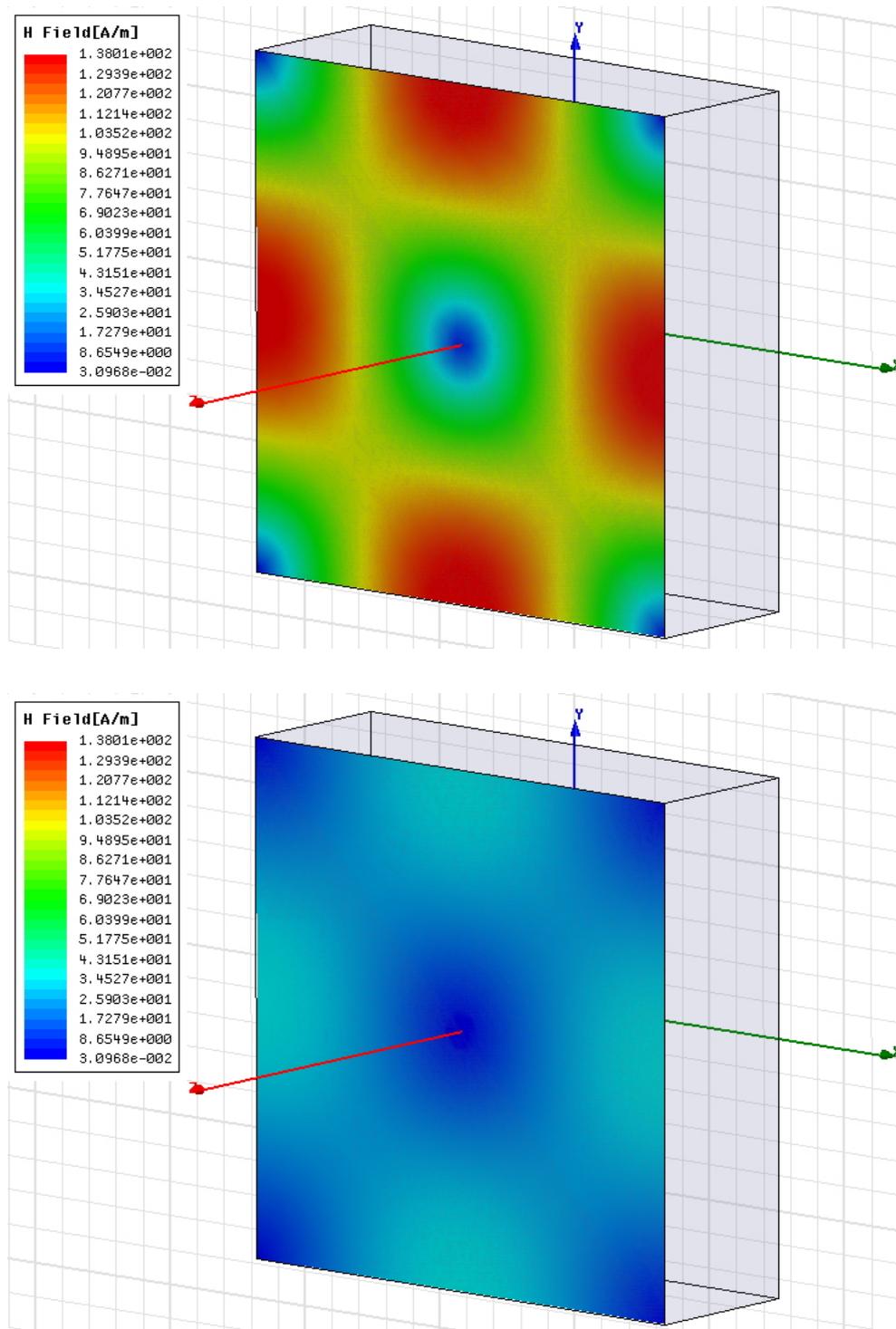


Figura 2.8: Confronto campo  $H$  a frequenza di risonanza e adiacente con eccitazione lungo  $x$ : 6.996 [GHz]

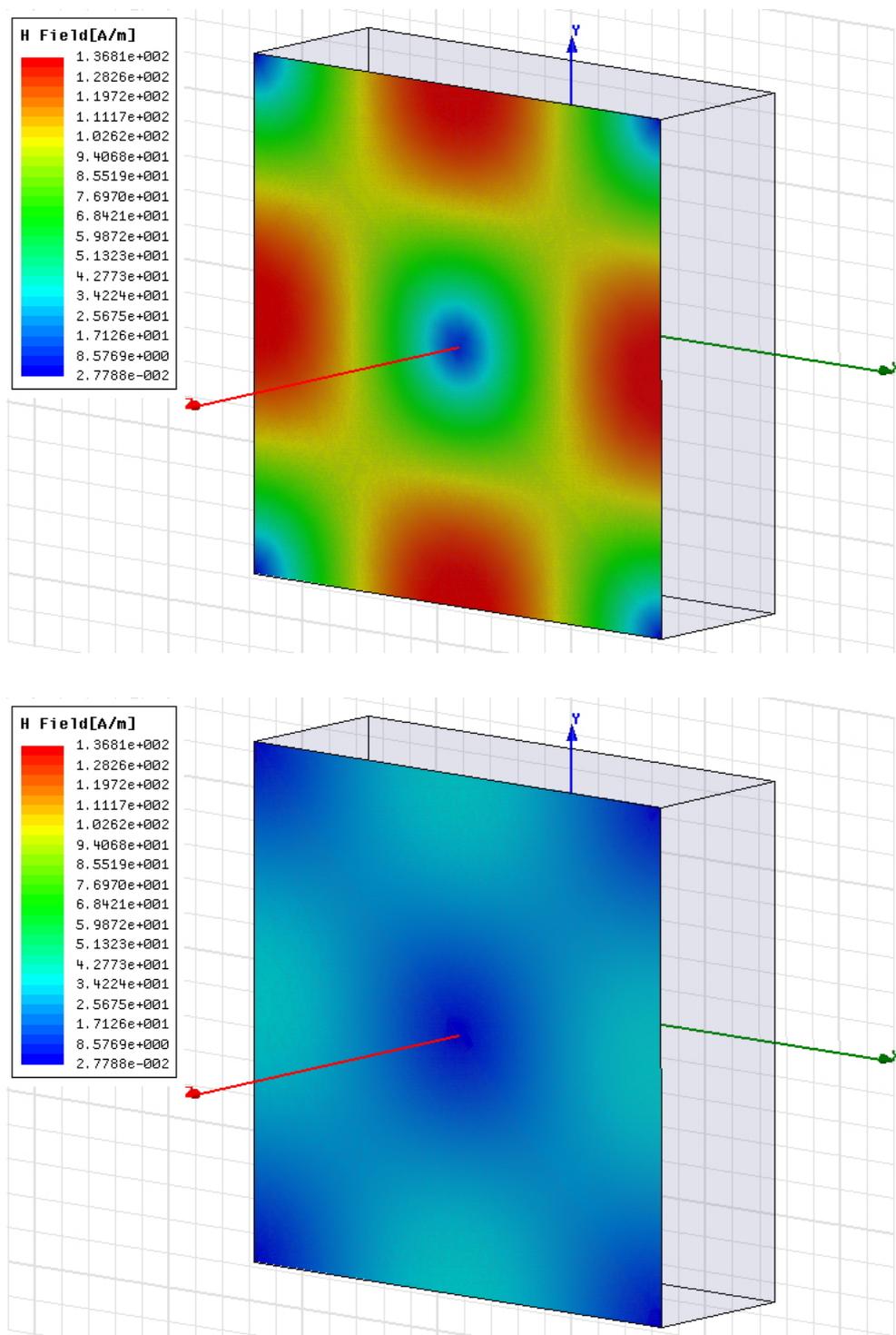


Figura 2.9: Confronto campo  $H$  a frequenza di risonanza e adiacente con eccitazione lungo  $y$ : 6.996 [GHz]

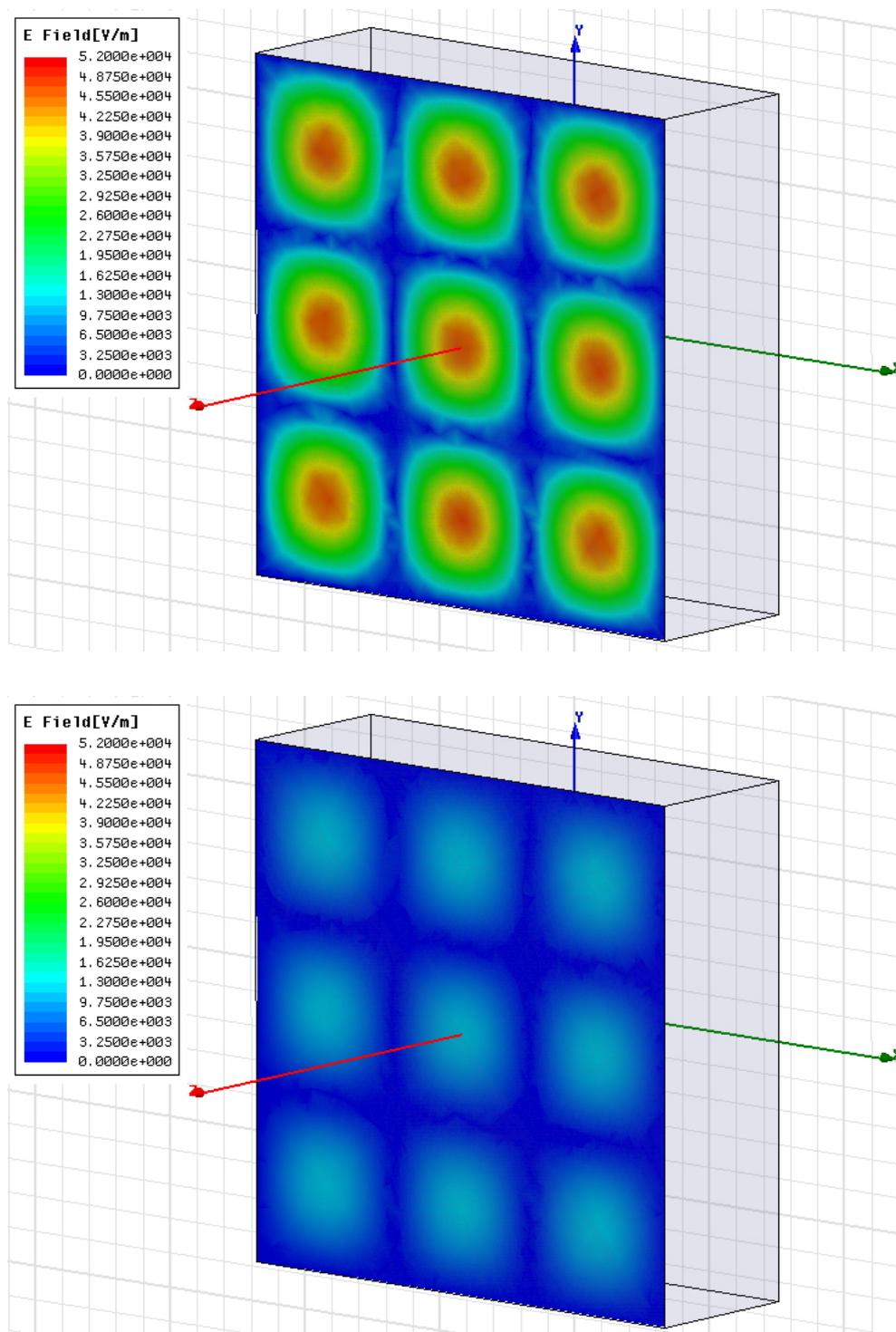


Figura 2.10: Confronto campo  $E$  a frequenza di risonanza e adiacente con eccitazione lungo  $x$ : 20.988 [GHz]

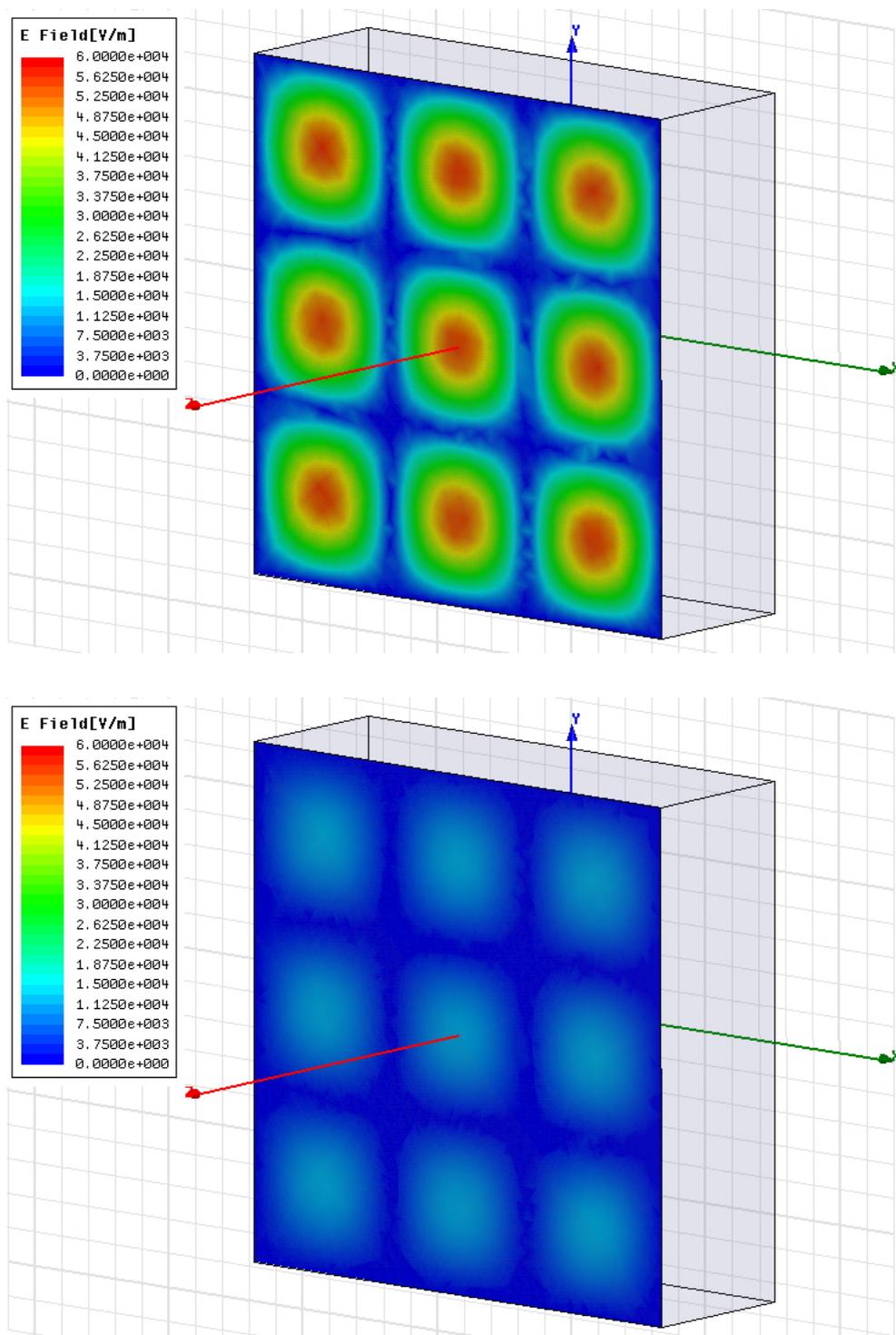


Figura 2.11: Confronto campo  $E$  a frequenza di risonanza e adiacente con eccitazione lungo  $y$ :  $20.988 [GHz]$

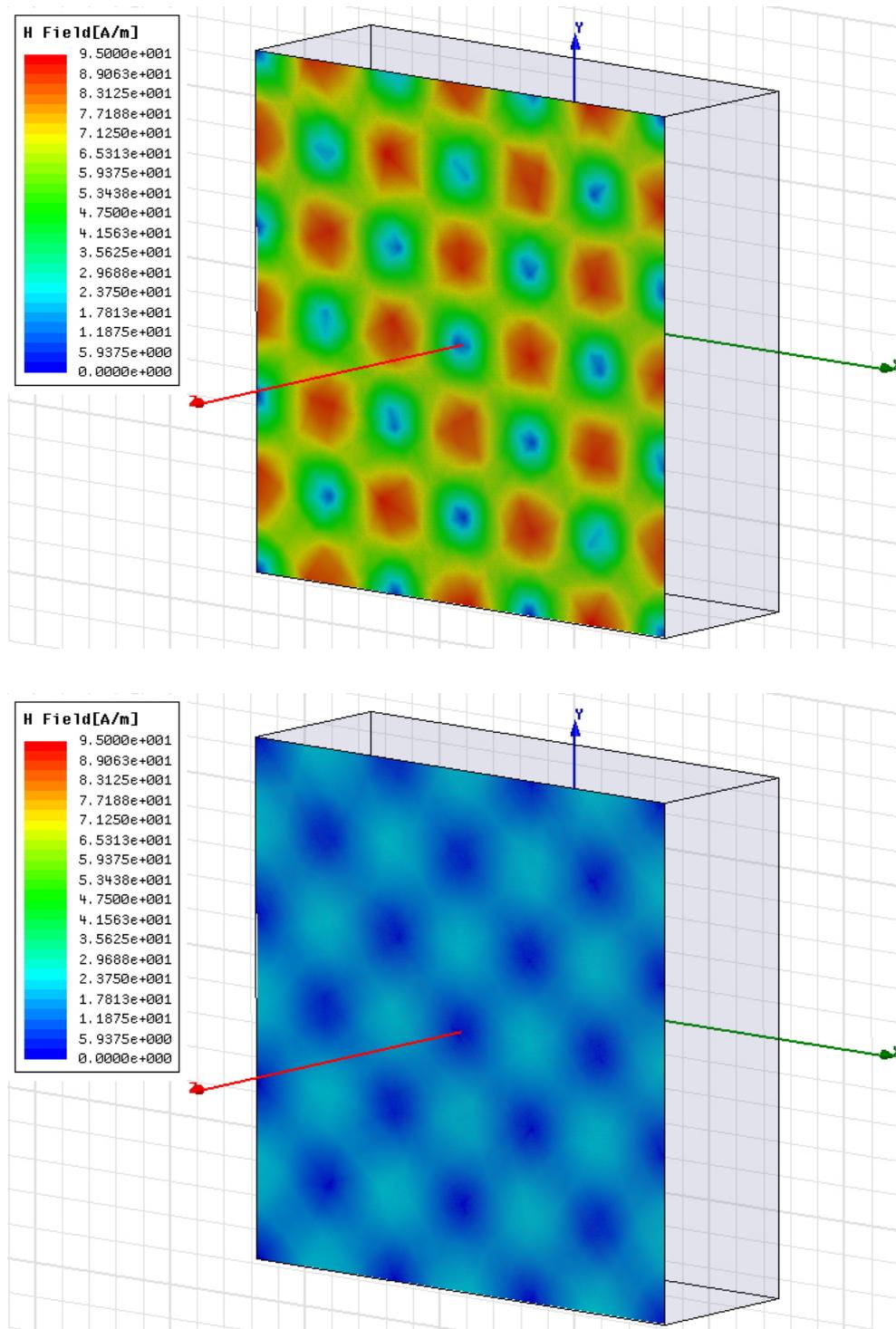


Figura 2.12: Confronto campo  $H$  a frequenza di risonanza e adiacente con eccitazione lungo  $x$ : 20.988 [GHz]

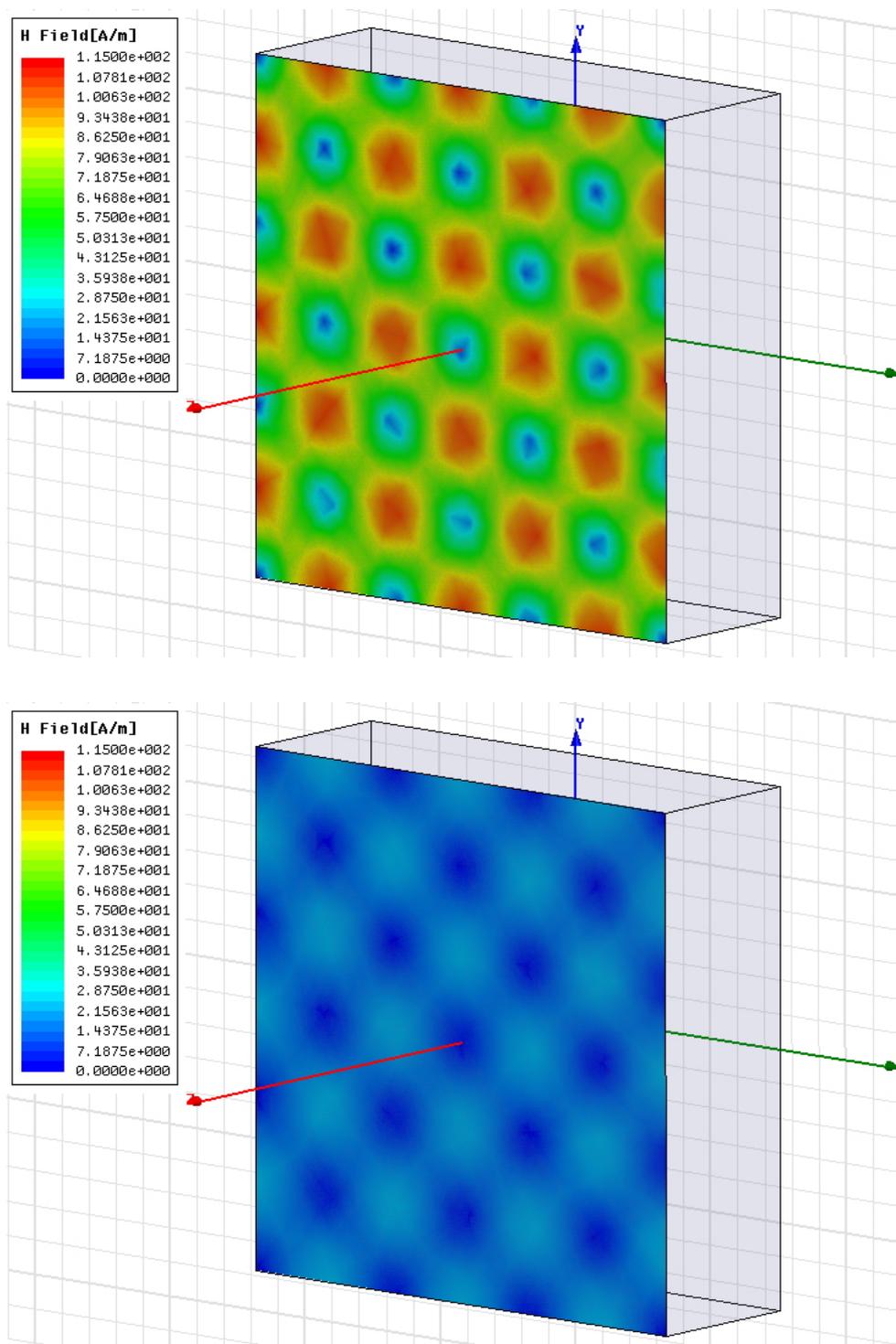


Figura 2.13: Confronto campo  $H$  a frequenza di risonanza e adiacente con eccitazione lungo  $y$ : 20.988 [GHz]

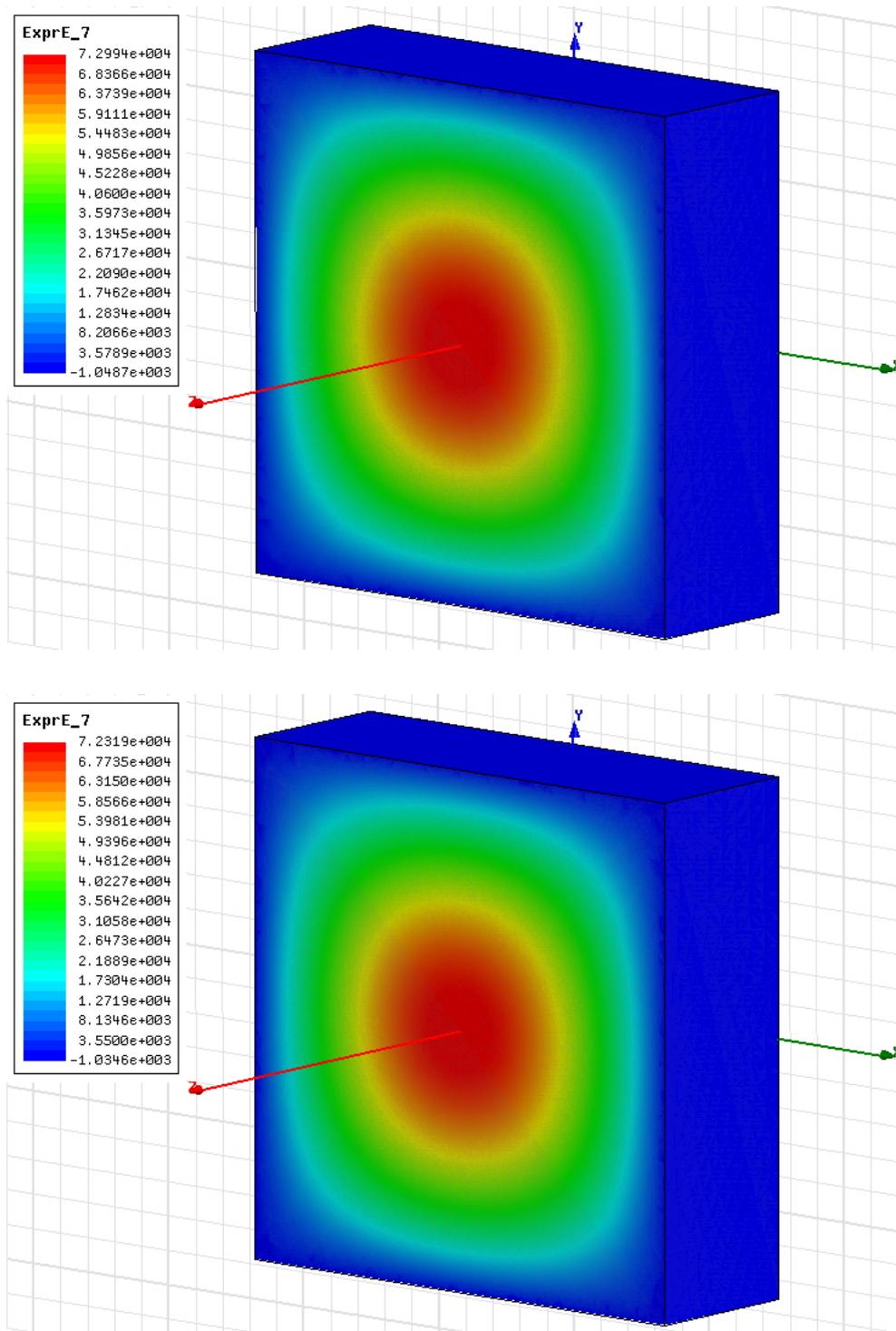


Figura 2.14: Campo  $\Re\{E_z\}$  a  $6.996 [GHz]$  (eccitazione lungo  $x$  sopra e  $y$  sotto)

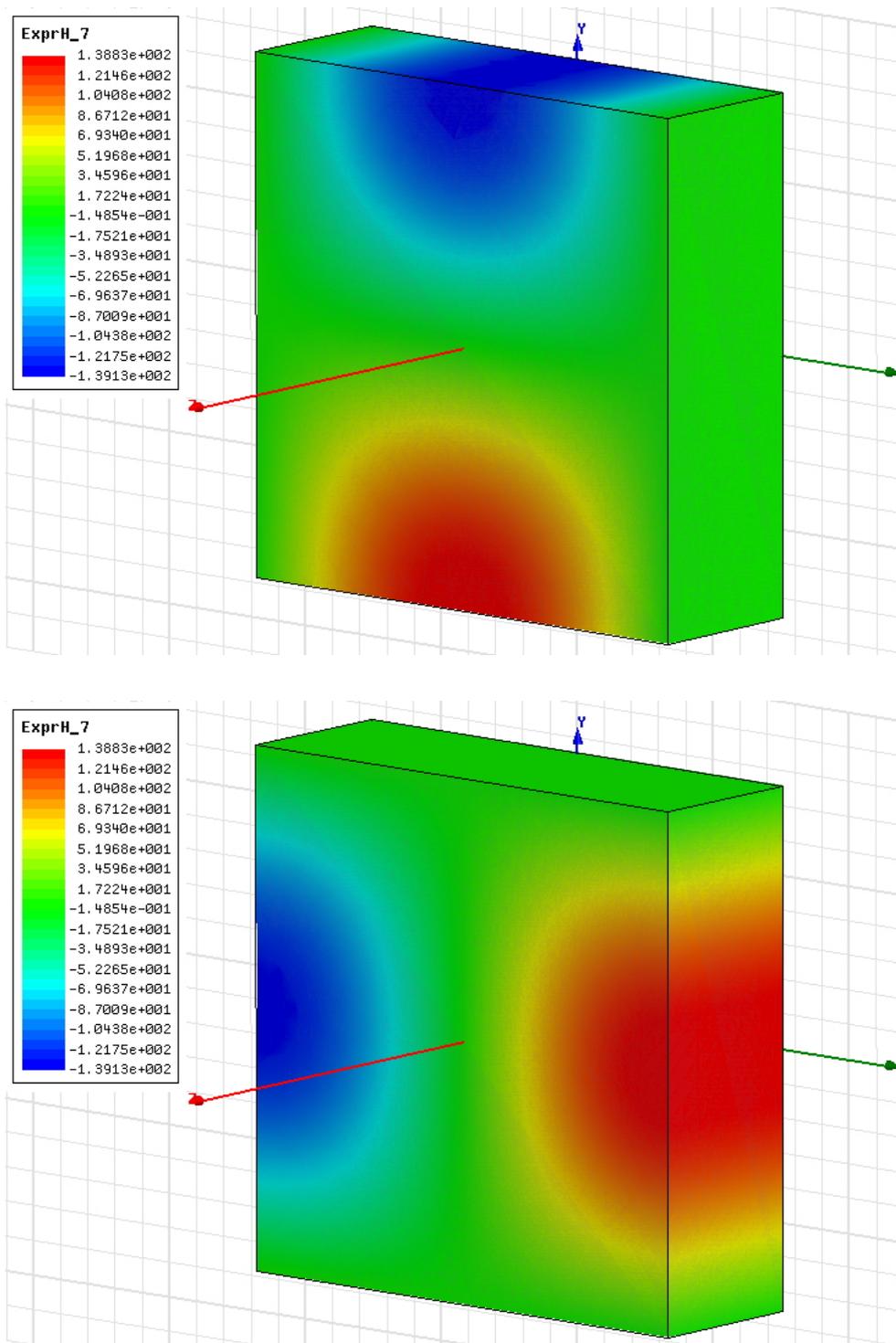


Figura 2.15: Campo  $\Im \{H_x\}$  e  $\Im \{H_y\}$  a 6.996 [GHz] (eccitazione lungo  $x$ )

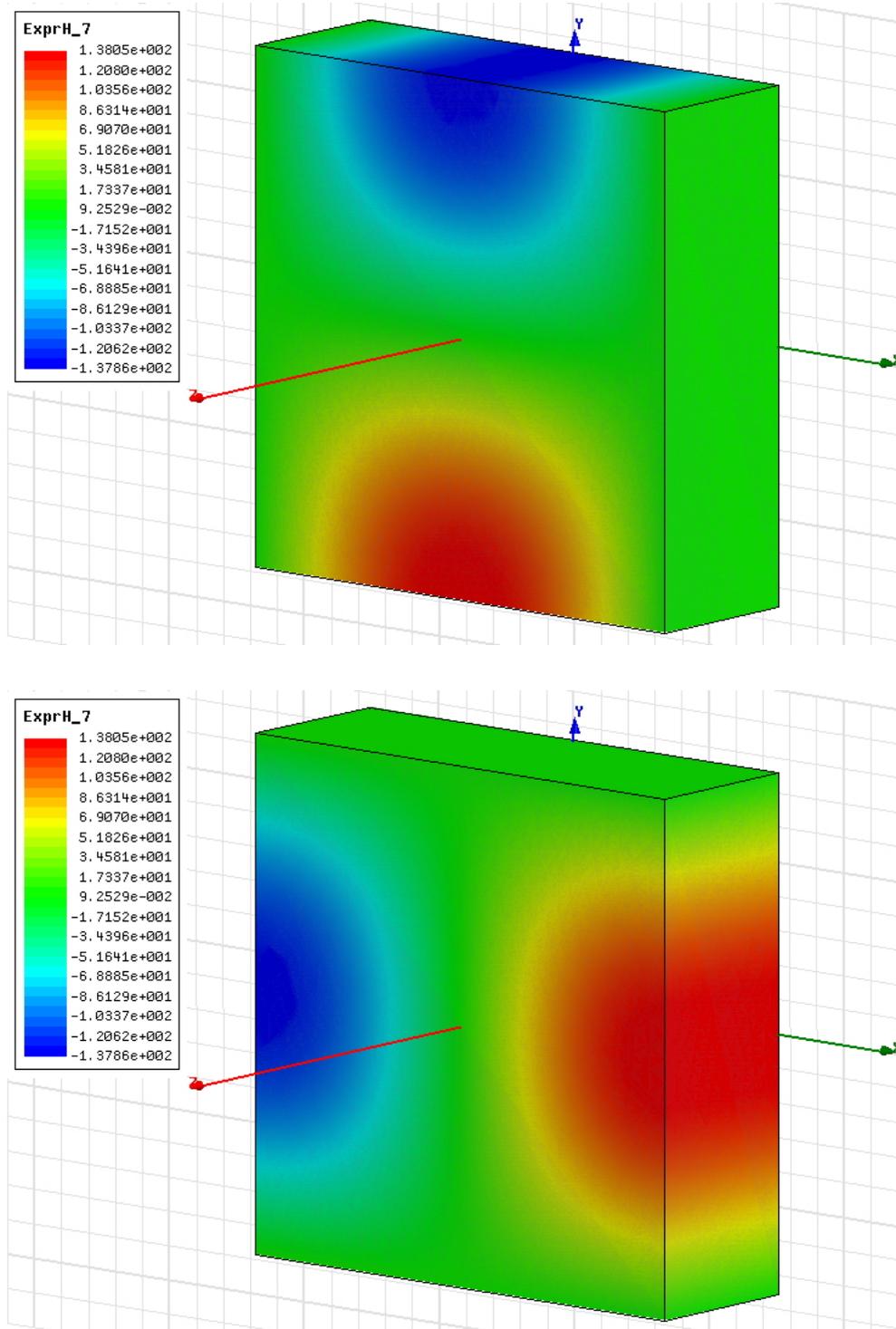


Figura 2.16: Campo  $\mathfrak{S}\{H_x\}$  e  $\mathfrak{S}\{H_y\}$  a 6.996 [GHz] (eccitazione lungo  $y$ )

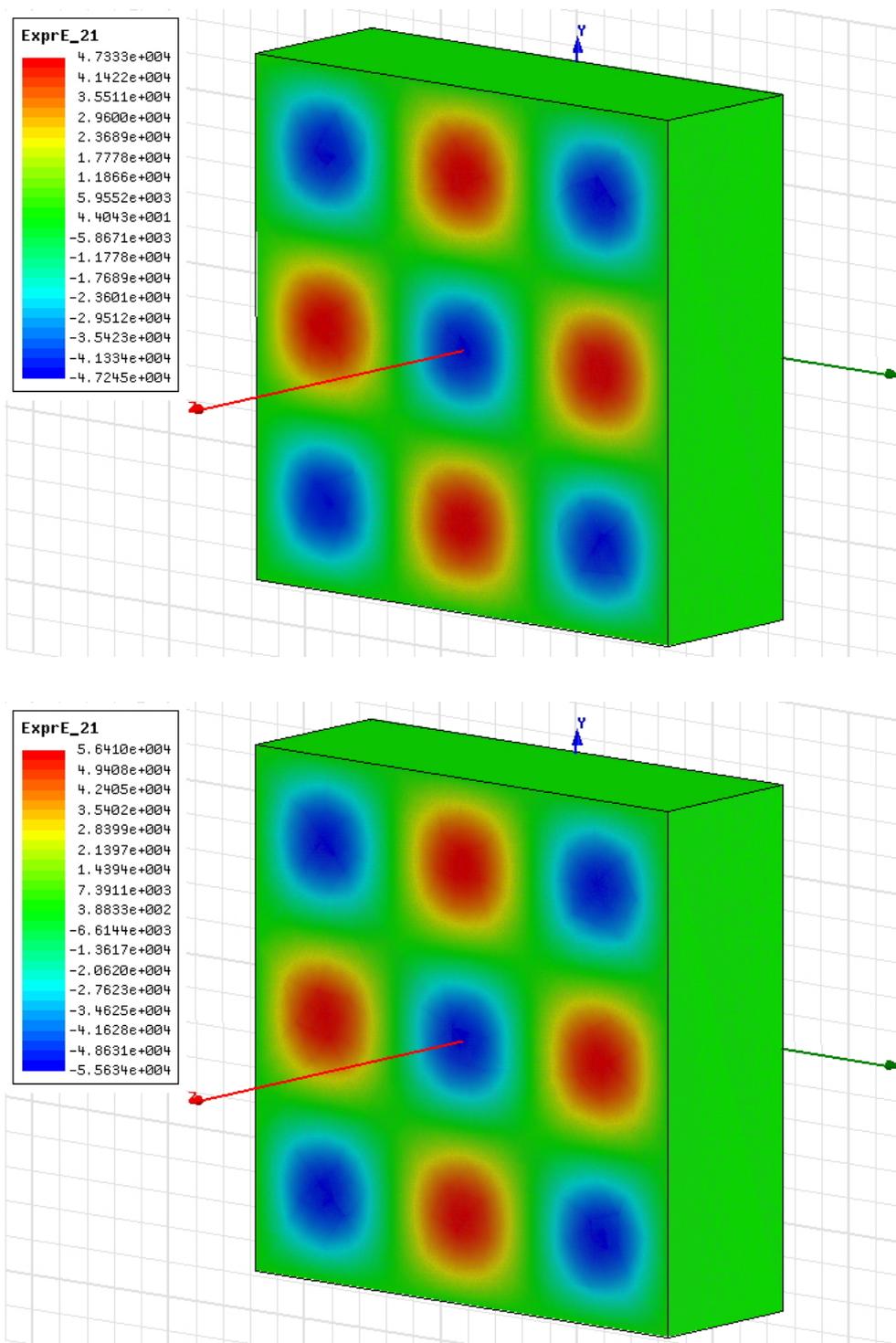


Figura 2.17: Campo  $\Re\{E_z\}$  a 20.988 [GHz] (eccitazione lungo  $x$  sopra e  $y$  sotto)

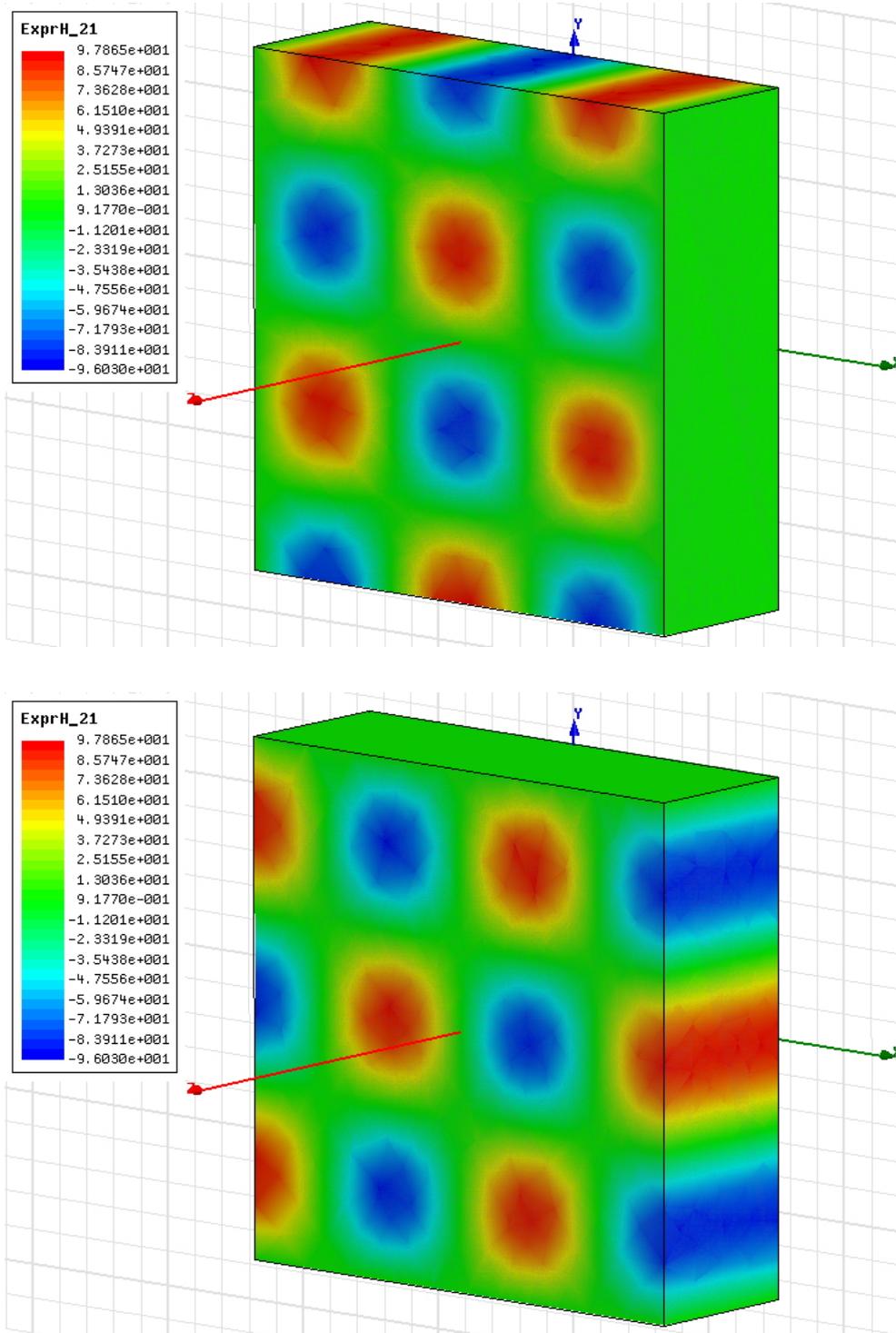


Figura 2.18: Campo  $\Re \{H_x\}$  e  $\Re \{H_y\}$  a  $20.988 [GHz]$  (eccitazione lungo  $x$ )

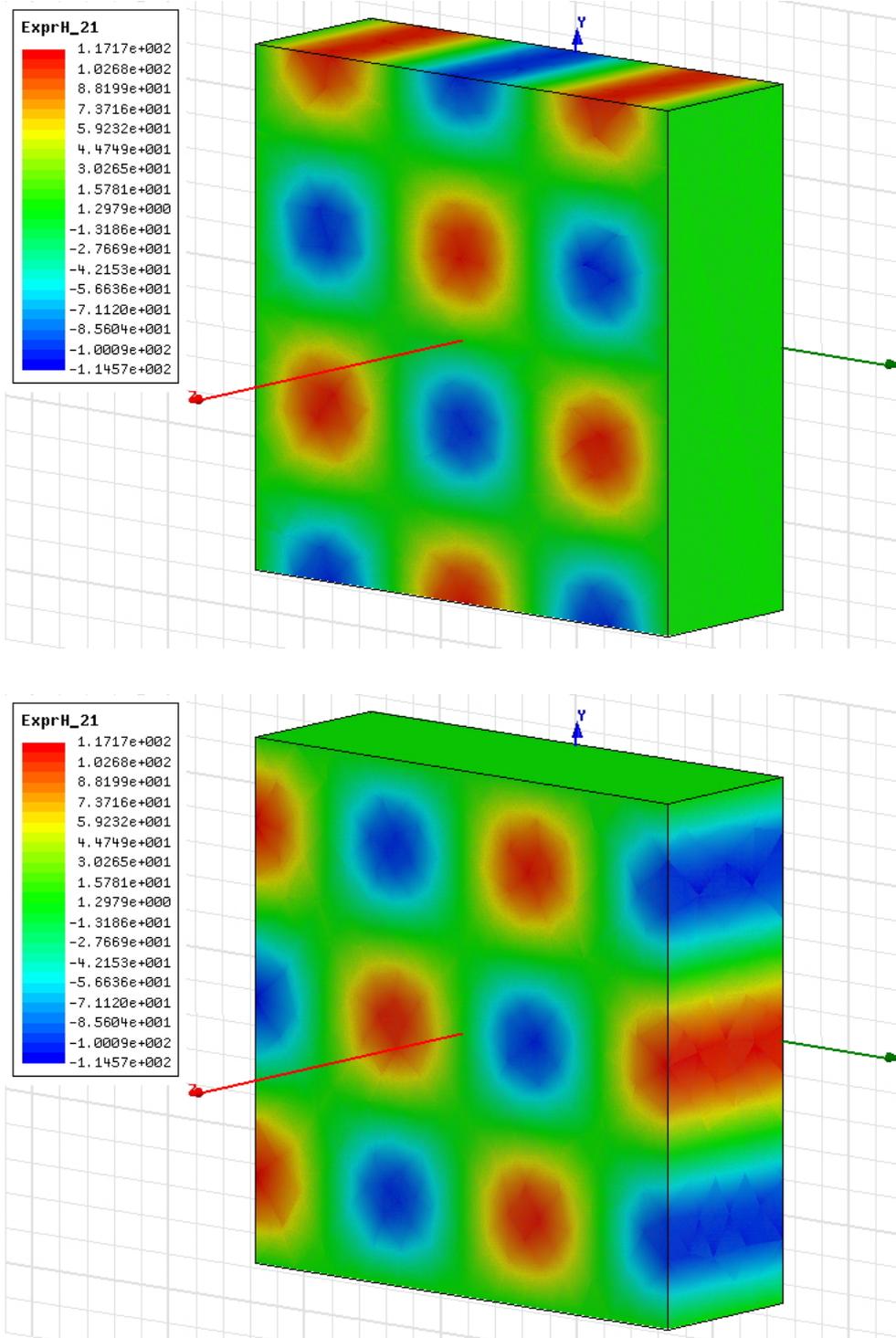


Figura 2.19: Campo  $\Im \{H_x\}$  e  $\Im \{H_y\}$  a 20.988 [GHz] (eccitazione lungo  $y$ )

## 2.4 Amplificatore 8 [GHz] a un FET

Il circuito in esame è un amplificatore per segnali con frequenza massima di 8 [GHz]. Saranno illustrate le grandezze caratteristiche e le loro variazioni in funzione del modello usato, ossia se il circuito viene caratterizzato tramite modelli matematici o tramite risultati di simulazioni elettromagnetiche, sia in presenza che in assenza del package.

### 2.4.1 Risultati senza Package

Le prime simulazioni, e l'ottimizzazione della topologia dell'amplificatore, sono state eseguite tramite AWR Design Environment 2010 (Microwave Office **MWO**), versione *9.05r build 4980rRev1 - MWO-449, VSS-350*. Pertanto sono stati utilizzati i modelli matematici di spezzoni di stub aperti delle librerie del software. In seconda istanza sono state ripetute le stesse simulazioni inserendo, al posto della topologia descritta con i componenti di libreria, la matrice **S** ottenuta da CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> (**CST**) e la matrice **S** ottenuta da Ansoft HFSS<sup>™</sup> (**HFSS**). Il progetto simulato con **CST** e con **HFSS** è stato realizzato importando la topologia circuitale da **MWO**, visibile in figura 2.20. Le dimensioni del DIE sono: 6000 [ $\mu m$ ] lungo  $x$  per 3200 [ $\mu m$ ] lungo  $y$ . La microstriscia più sottile misura 40 [ $\mu m$ ] di larghezza: questa è la dimensione inferiore che i simulatori elettromagnetici devono riuscire a discretizzare mediante la loro mesh, ed è circa 8300 volte più piccola rispetto la dimensione maggiore del package. La grande differenza tra queste due dimensioni permette di comprendere come la discretizzazione di tutto il sistema (DIE e package) richieda un grosso dispendio di risorse (memoria e tempo per il calcolo), mentre la simulazione disgiunta del package e del DIE permetta di creare la mesh ottimale in ogni condizione, usando solamente le risorse necessarie. La figura 2.21 mostra quanto inserito in **CST** e la figura 2.22 mostra quanto inserito in **HFSS**.

Lo schema disegnato in **MWO** è visibile nella figura 2.23, mentre lo schema definito in **MWO** con inserita la matrice **S** ottenuta da **CST** o da **HFSS** è visibile in figura 2.24. È stato scelto questo circuito perché la sua topologia è ricca di discontinuità in microstriscia (curve, spigoli e salti d'impedenza), particolari che la rendono sensibile alla presenza del Package visto che, in

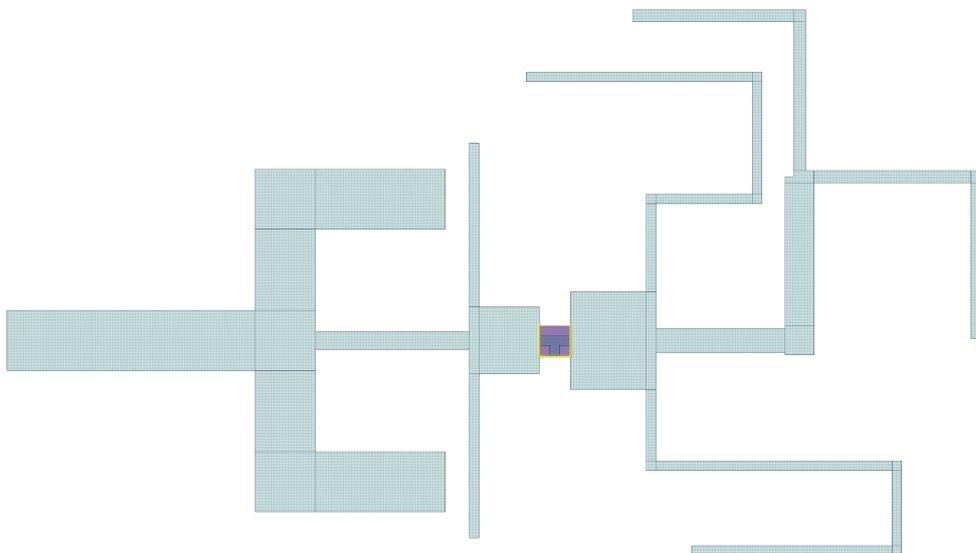


Figura 2.20: Layout disegnato con MWO. Dimensioni: 6000 X 3200 [ $\mu m$ ]

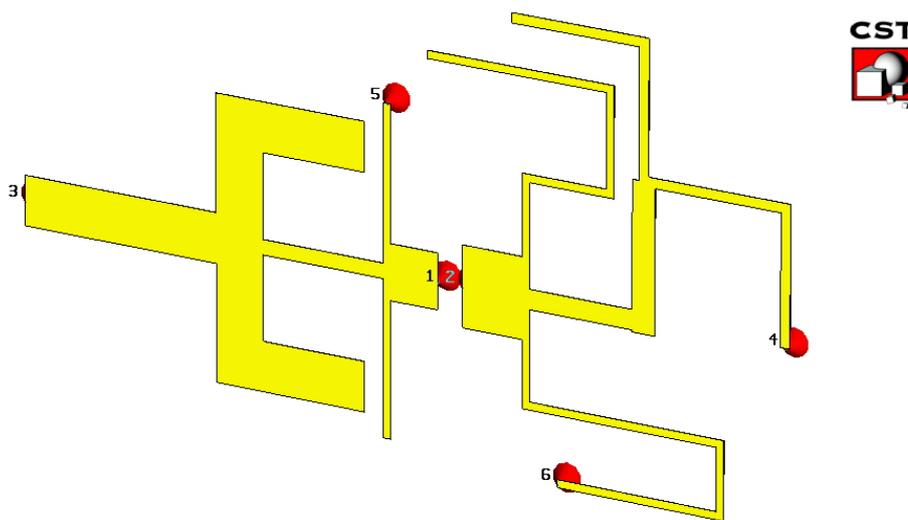


Figura 2.21: Layout disegnato con CST. Dimensioni: 6000 X 3200 [ $\mu m$ ]

corrispondenza di ogni variazione della sezione trasversale di una microstriscia vengono eccitati i modi superiori radianti della struttura. Nelle ottimizzazioni si è posto come obiettivo primario il *Guadagno di Trasduzione*. Pertanto, i risultati riportati ottenuti dalle simulazioni di **MWO** riguardano prevalentemente questa funzione di rete, definita come:

$$G_T = \frac{P_L}{P_A} \quad (2.56)$$

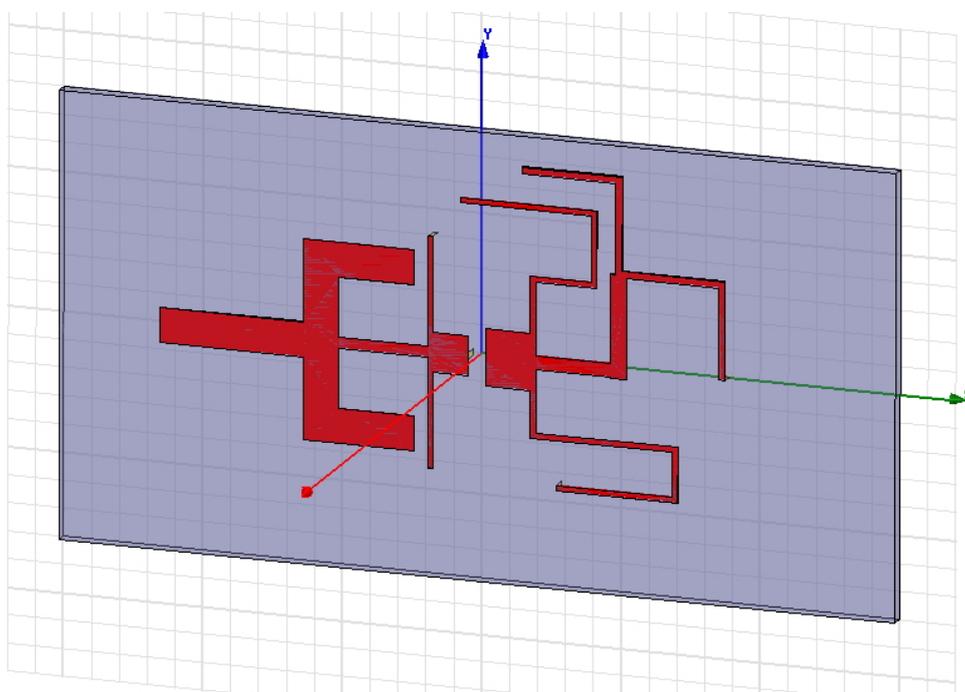


Figura 2.22: Layout disegnato con HFSS. Dimensioni: 6000 X 3200 [ $\mu m$ ]

dove  $P_L$  è la potenza attiva afferente al carico e  $P_A$  è la potenza disponibile fornita dal generatore posto in ingresso all'amplificatore.

L'amplificatore contiene un dispositivo attivo di tipo FET (MF T421A11 11V 1) simulato con il modello **Materka**.

## Risultati MWO

### GUADAGNO DI TRASDUZIONE IN FUNZIONE DELLA FREQUENZA

In figura 2.25 sono visibili i risultati delle simulazioni di **MWO** ottenuti usando i modelli in forma chiusa del software stesso. I grafici sono stati ottenuti per differenti livelli di potenza del segnale in ingresso, elencati nella legenda a destra dell'immagine. Come si può notare, fintanto che il segnale in ingresso rimane inferiore a 10 [ $dBm$ ] non si hanno effetti di compressione e il Guadagno di Trasduzione non subisce variazioni a parità di frequenza. Per segnali di 15 e 20 [ $dBm$ ] di potenza in ingresso, invece, il Guadagno di Trasduzione cala anche alle frequenze inferiori ai 7 [ $GHz$ ]. É comunque visibile il

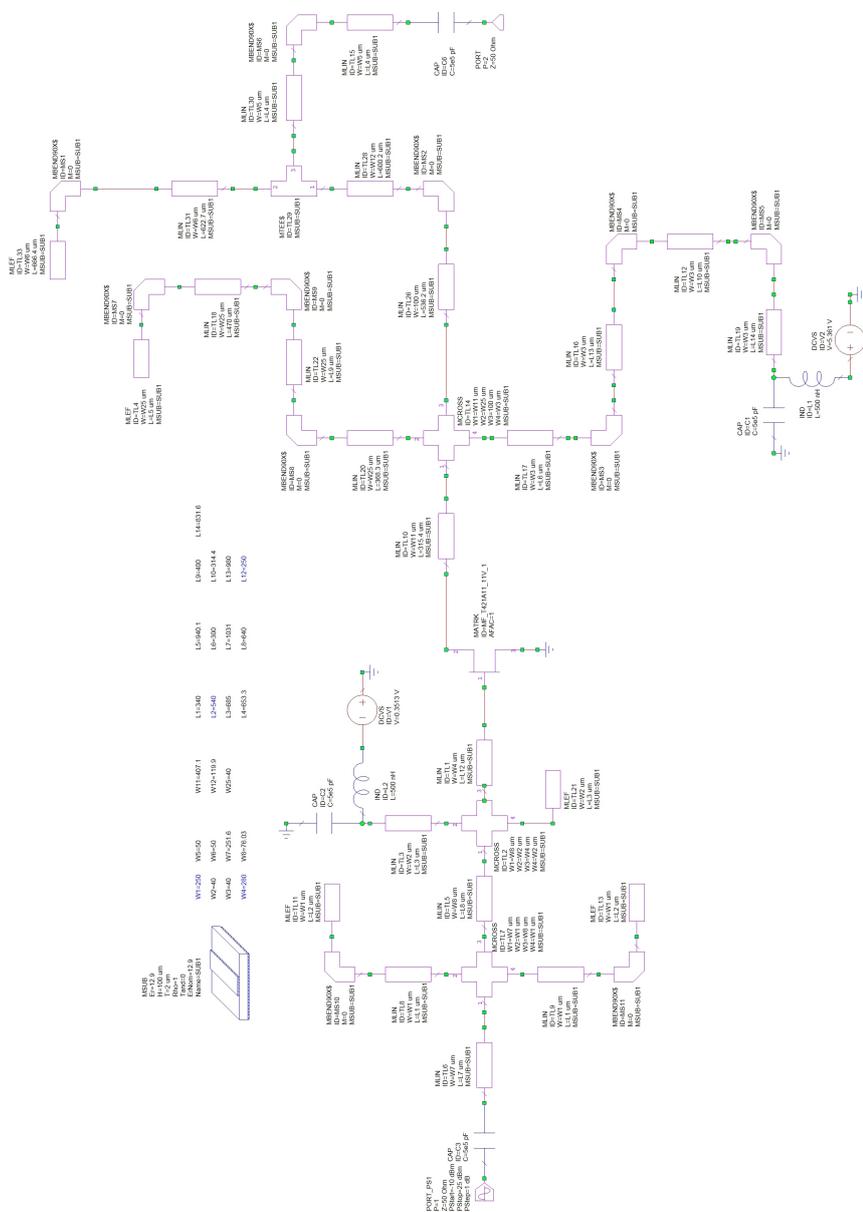


Figura 2.23: Circuito disegnato con MWO

tipico calo del Guadagno già al crescere delle frequenze, in particolare per frequenze superiori a 8 [GHz] tale calo è indipendente dalla potenza d'ingresso.

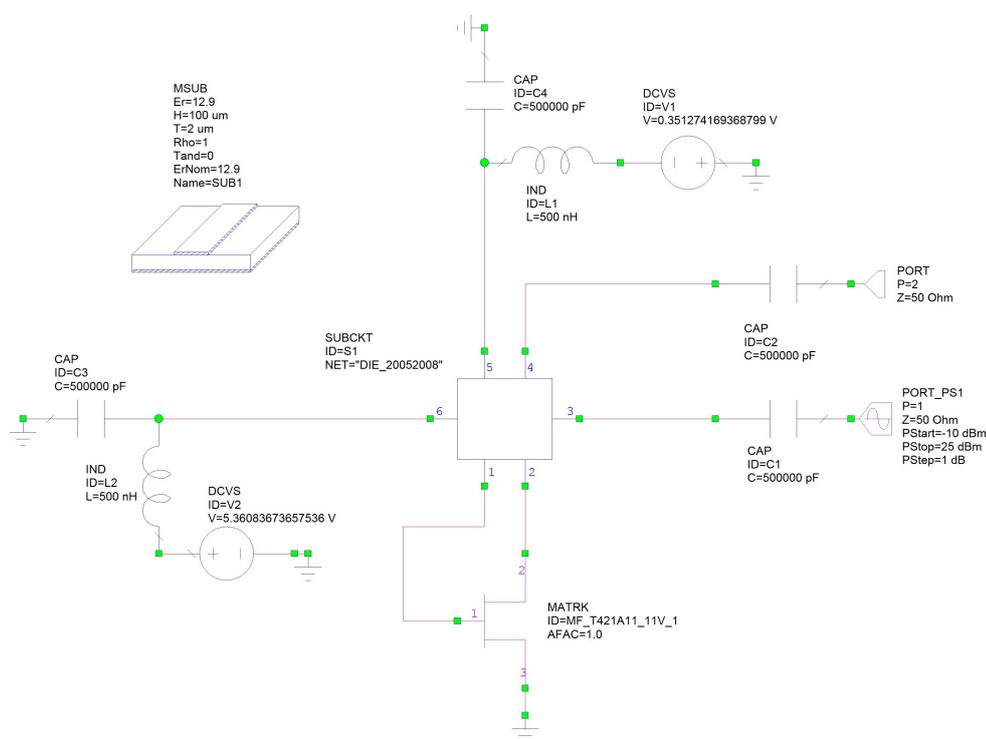


Figura 2.24: Circuito disegnato con MWO con inserita la matrice  $\mathbf{S}$  ottenuta da CST

#### GUADAGNO DI TRASDUZIONE AL VARIARE DELLA POTENZA IN INGRESSO

Concentriamo l'attenzione al comportamento dell'amplificatore solamente alle frequenze attorno ai  $7\text{ [GHz]}$  al variare del parametro  $P_A$ .

Come visibile in figura 2.26, e come già accennato nel paragrafo precedente, all'aumentare della  $P_A$  si ha una diminuzione del Guadagno di Trasduzione. Ciononostante, l'andamento del guadagno nella banda selezionata è pressoché costante. Se ci si concentra sul guadagno a potenze  $P_A$  piccole si possono apprezzare valori che si aggirano attorno ai  $6.8\text{ [dB]}$  con variazioni di  $\pm 0.4\text{ [dB]}$ . Inoltre, come nel paragrafo precedente, si osserva una diminuzione del  $G_T$  all'aumentare della frequenza.

#### RETURN LOSS (PERDITE DI RITORNO)

Il Return Loss alla porta d'ingresso viene calcolato da MWO al variare della potenza del segnale ( $P_A$ ). Le simulazioni ottenute usando i modelli di

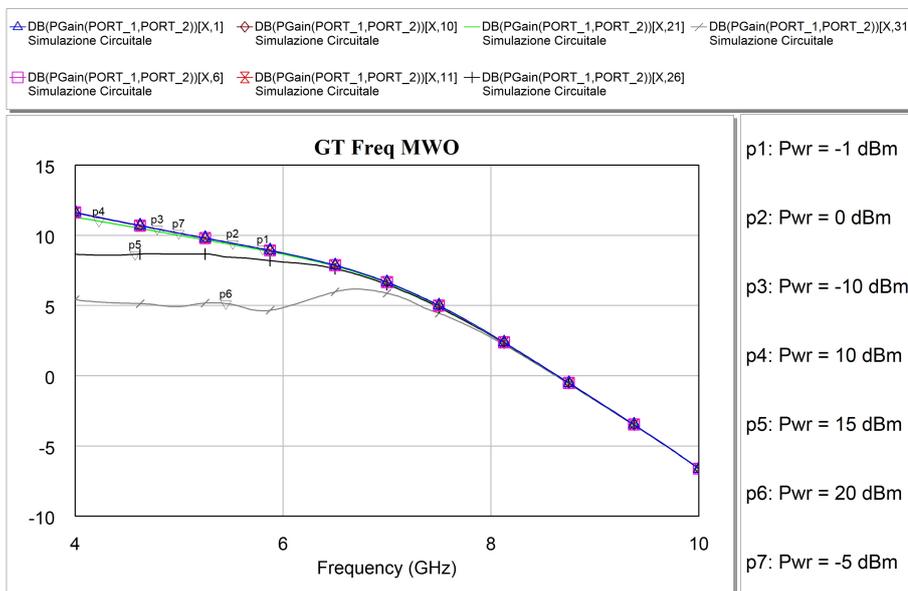


Figura 2.25: Guadagno di trasduzione ottenuto con i modelli di MWO al variare della frequenza

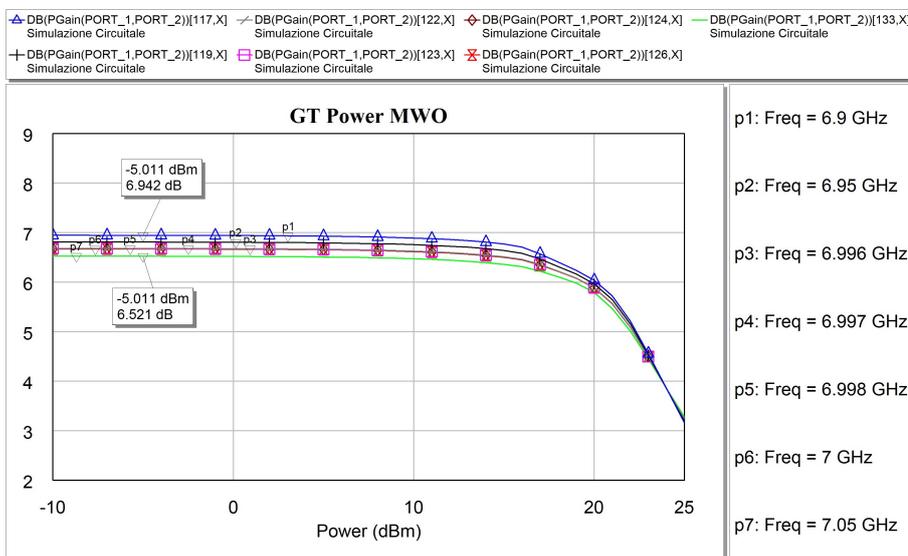


Figura 2.26: Guadagno di trasduzione ottenuto con i modelli di MWO al variare della Potenza in Ingresso

**MWO** mostrano il migliore adattamento dai 6 ai 7 [GHz]. Inoltre il valore migliore (ossia quello minore) si ottiene quando in ingresso si ha la minore potenza.

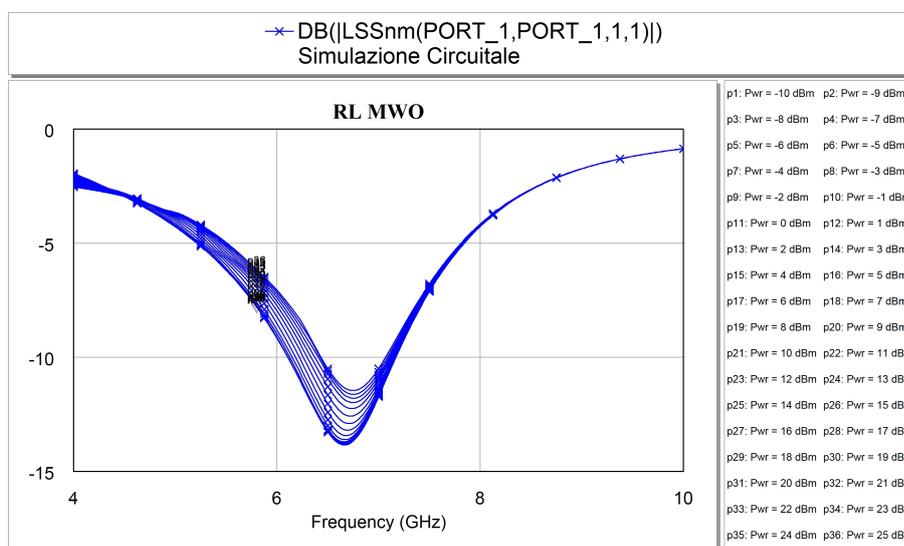


Figura 2.27: Perdita di Ritorno ottenuta con i modelli di MWO al variare della frequenza

### Risultati CST e HFSS

Le matrici  $\mathbf{S}$  sono state ottenute da **CST** e da **HFSS**. La simulazione di **CST** ha dato risposta dopo 22 ore, 48 minuti e 44 secondi (circa 3 ore e 30 minuti per porta), lavorando con una mesh di 251022 celle, mentre la simulazione di **HFSS** è durata 1 ora, 52 minuti e 17 secondi, lavorando con una mesh di 32979 celle. Occorre precisare che i metodi di Mesh del volume d'integrazione sono differenti: **CST** lavora con una suddivisione dello spazio in parallelepipedi, tagliando tutto il volume con piani paralleli agli assi cartesiani e passando in punti significativi come gli spigoli delle piste o come le connessioni delle porte. **HFSS**, come descritto in precedenza, applica il **FEM**, e quindi suddivide gli oggetti presenti nel dominio d'integrazione in tanti *tetraedri*.

L'impostazione di **CST** prevedeva l'arresto ad un livello energetico di  $-60$  [dB] e impostava il *Maximum Number of pulses* a 20. Inoltre calcolava i parametri  $S$  suddividendo le frequenze da 0 a 30 [GHz] in 6001 punti (ossia a passi di 5 [MHz]). L'impostazione della *Mesh* prevedeva la suddivisione dello spazio con geometria *Hexahedral*, 35 *Lines per wavelenght*, 20 *Lower Mesh limit*,  $2 \mu\text{m}$  come *Smallest mesh step* e 1.8 come *Equilibrate mesh ratio*, escludendo la funzione di *Subgridding*.

Per quanto riguarda **HFSS**, invece, le impostazioni prevedono un adattamento della Mesh alla frequenza di 40 [GHz] fintanto che le variazioni dei parametri  $S$  non siano inferiori a 0.02, per un massimo di 15 passi. In questo caso si è ottenuta la convergenza dopo 12 passi. Le ulteriori impostazioni di **HFSS** richiedevano il calcolo dei Fields come indicato nella seguente tabella:

- da 6.995 a 7.005 [GHz] a passi di 1 [MHz], Metodo DISCRETO
- da 13.990 a 14.010 [GHz] a passi di 2 [MHz], Metodo DISCRETO
- da 20.985 a 21.015 [GHz] a passi di 3 [MHz], Metodo DISCRETO
- da 0 a 30 [GHz] a passi di 250 [MHz], Metodo FAST

#### GUADAGNO DI TRASDUZIONE IN FUNZIONE DELLA FREQUENZA

In figura 2.28 sono visibili i risultati delle simulazioni di **MWO** calcolati usando le matrici **S** ottenute da **CST** e da **HFSS**, come indicato nella didascalia della figura stessa. Anche in questo caso, i grafici sono stati ottenuti per differenti livelli di potenza in ingresso, elencati nella legenda a destra dell'immagine. Gli andamenti, e quindi anche le considerazioni, sono molto simili al caso di simulazione con modelli di **MWO** vista nel paragrafo precedente. L'unica differenza si ha per i risultati

che si ottengono a frequenze inferiori ai 7 [GHz] con la potenza in ingresso di 15 e 20 [dBm]: usando i modelli di **CST** e di **HFSS** i valori sono lievemente superiori rispetto a quanto ottenuto con il modello matematico di **MWO**. Entrambi i grafici mostrano una compressione del Guadagno alle frequenze superiori a 8 [GHz], indipendentemente dalla potenza d'ingresso. In particolare i risultati ottenuti con il modello di **CST** iniziano a calare a frequenze inferiori rispetto ai risultati ottenuti con il modello di **HFSS** i quali, a loro volta, calano a frequenze inferiori rispetto ai risultati ottenuti con il modello di **MWO**. Il fatto che i risultati ottenuti usando le matrici **S** calino a frequenze inferiori è probabilmente dovuto agli accoppiamenti parassiti tra ingresso e uscita che tali simulazioni tengono in considerazione, mentre nel progetto completo con **MWO** non sono state incluse in alcun componente.

#### GUADAGNO DI TRASDUZIONE AL VARIARE DELLA POTENZA IN INGRESSO

Se concentriamo l'attenzione alle frequenze attorno ai 7 [GHz], possiamo

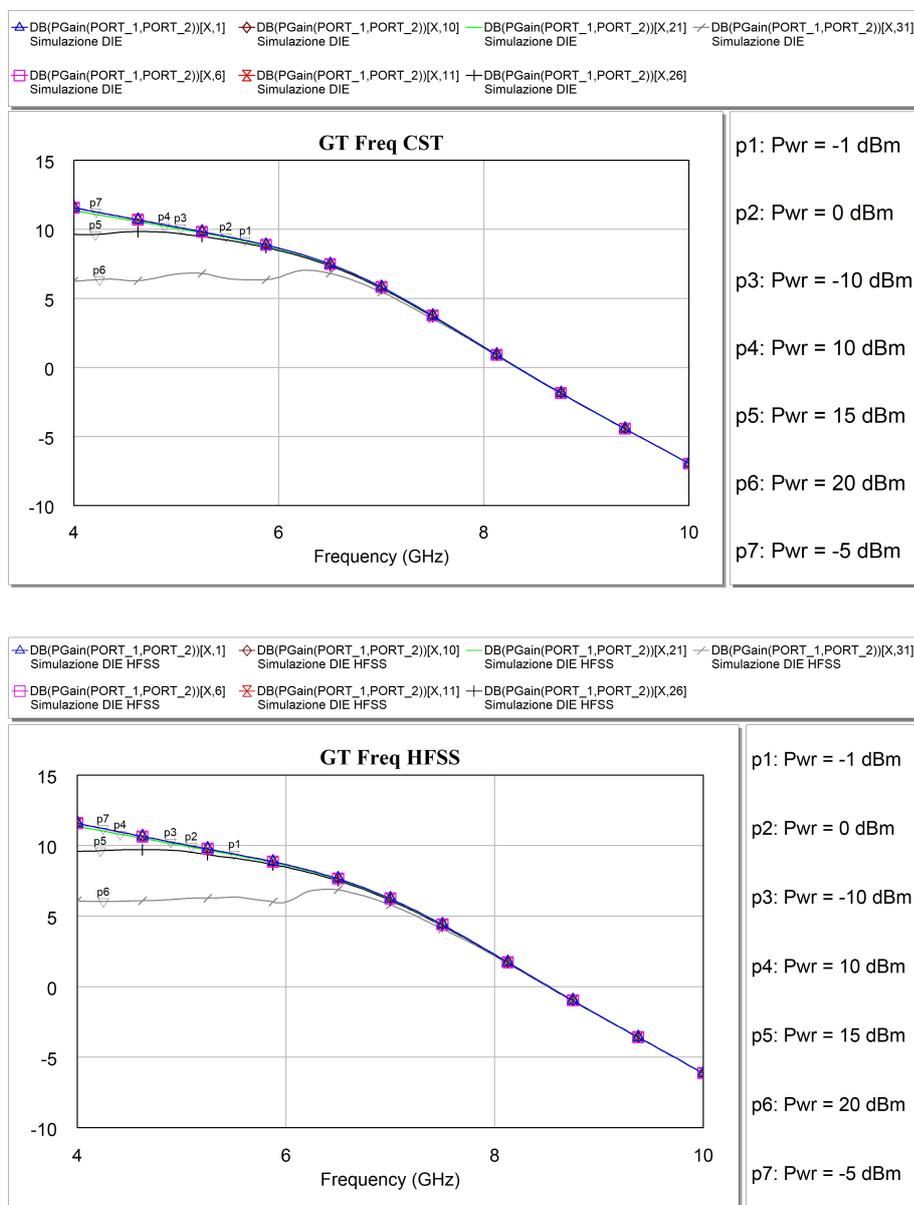


Figura 2.28: Guadagno di trasduzione ottenuto con la matrice  $\mathbf{S}$  da CST (sopra) e con la matrice  $\mathbf{S}$  da HFSS (sotto) al variare della frequenza

valutare meglio il comportamento dell'amplificatore al variare della *Potenza in Ingresso* ( $P_A$ ). Come visibile in figura 2.29, e come già accennato nel paragrafo precedente, all'aumentare della  $P_A$  si ha una diminuzione del Guadagno di Trasduzione. Inoltre si può osservare che i risultati ottenuti impiegando le matrici  $\mathbf{S}$  ottenute da **CST** e da **HFSS** mostrano, a questa frequenza,

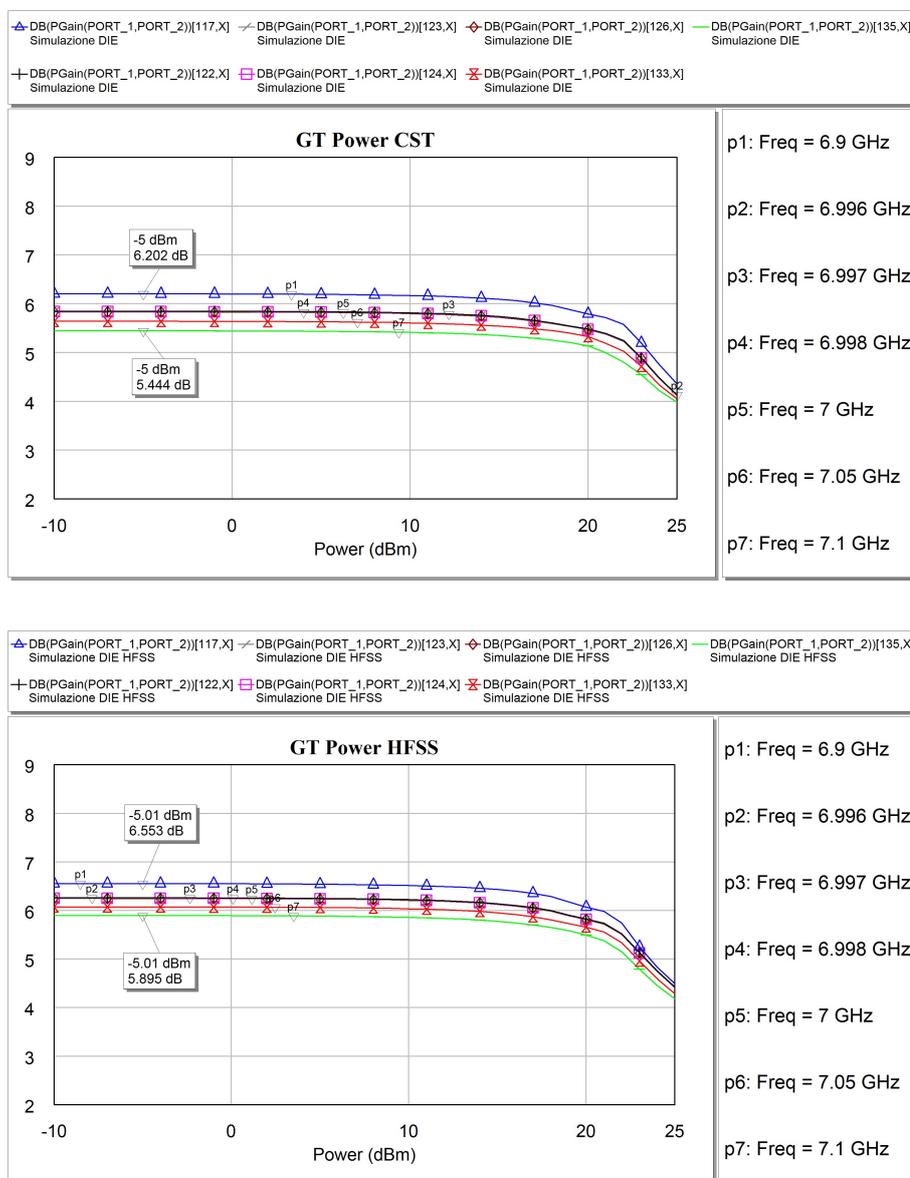


Figura 2.29: Guadagno di trasduzione ottenuto con la matrice  $S$  da CST (sopra) e con la matrice  $S$  da HFSS (sotto) al variare della Potenza in Ingresso

guadagni inferiori rispetto a quelli ottenuti usando il modello di **MWO**. In particolare il guadagno che si ha usando il modello di **CST** risulta inferiore rispetto al guadagno ottenuto usando il modello di **HFSS** (il primo si aggira attorno ai 6 [dB],  $\pm 0.5$  [dB] mentre il secondo ha valori di 6.5 [dB],  $\pm 0.5$  [dB]). Questo si era già osservato nei risultati precedenti, in merito al calo del guadagno a frequenze inferiori dipendentemente dal modello im-

piegato nelle simulazioni. Analizzando i valori massimi e minimi del guadagno, rispettivamente alle frequenze minime e massime, é possibile calcolare la pendenza approssimata della curva alla frequenza di 7 [GHz]. I risultati sono:

- $\Delta_{G_T MWO} = \frac{6.521-6.942}{7.1-6.9} \left[ \frac{dB}{GHz} \right] \cong -2.105 \left[ \frac{dB}{GHz} \right]$
- $\Delta_{G_T CST} = \frac{5.444-6.202}{7.1-6.9} \left[ \frac{dB}{GHz} \right] \cong -3.790 \left[ \frac{dB}{GHz} \right]$
- $\Delta_{G_T HFSS} = \frac{5.895-6.553}{7.1-6.9} \left[ \frac{dB}{GHz} \right] \cong -3.290 \left[ \frac{dB}{GHz} \right]$

Questo risultato indica che la pendenza della curva  $G_T(f)$ , commentata nel paragrafo precedente, attorno alla frequenza di 7 [GHz] é maggiore quando vengono impiegate le matrici **S** rispetto ai valori che si ottengono usando i modelli di **MWO**. Inoltre si ha pendenza maggiore quando si usa la matrice **S** calcolata da **CST** rispetto a quella ottenuta da **HFSS**.

#### RETURN LOSS

Come per le simulazioni di **MWO**, il *Return Loss* viene calcolato al variare della potenza in ingresso. In questo caso si osservano i migliori accoppiamenti a frequenze inferiori rispetto ai risultati ottenuti con **MWO**, ossia dai 5.5 ai 6.5 [GHz] per le simulazioni con il modello di **CST** e a frequenze di poco superiori per il modello **HFSS**. Anche in questo caso il valore migliore (ossia quello minore) si ottiene quando in ingresso si ha la minore potenza. Come già indicato in precedenza, nelle simulazioni che impiegano le matrici **S** ottenute da un simulatore elettromagnetico si può ipotizzare che i valori del Return Loss risultino inferiori a causa degli accoppiamenti parassiti presenti tra le piste connesse al Gate del Fet e quelle connesse al Drain, accoppiamenti non contemplati dai modelli circuitali usati da **MWO**.

### 2.4.2 Risultati con Package

Anche le simulazioni per vedere gli effetti del Package sono state eseguite usando **MWO**, il simulatore per circuiti *Non Lineari* basato sul metodo *Harmonic Balance*. Per verificare l'efficacia del metodo per la descrizione degli effetti del package sui circuiti a RF, invece, è stato sviluppato un programma in cui sono implementate le procedure descritte nella sezione 2.2 che

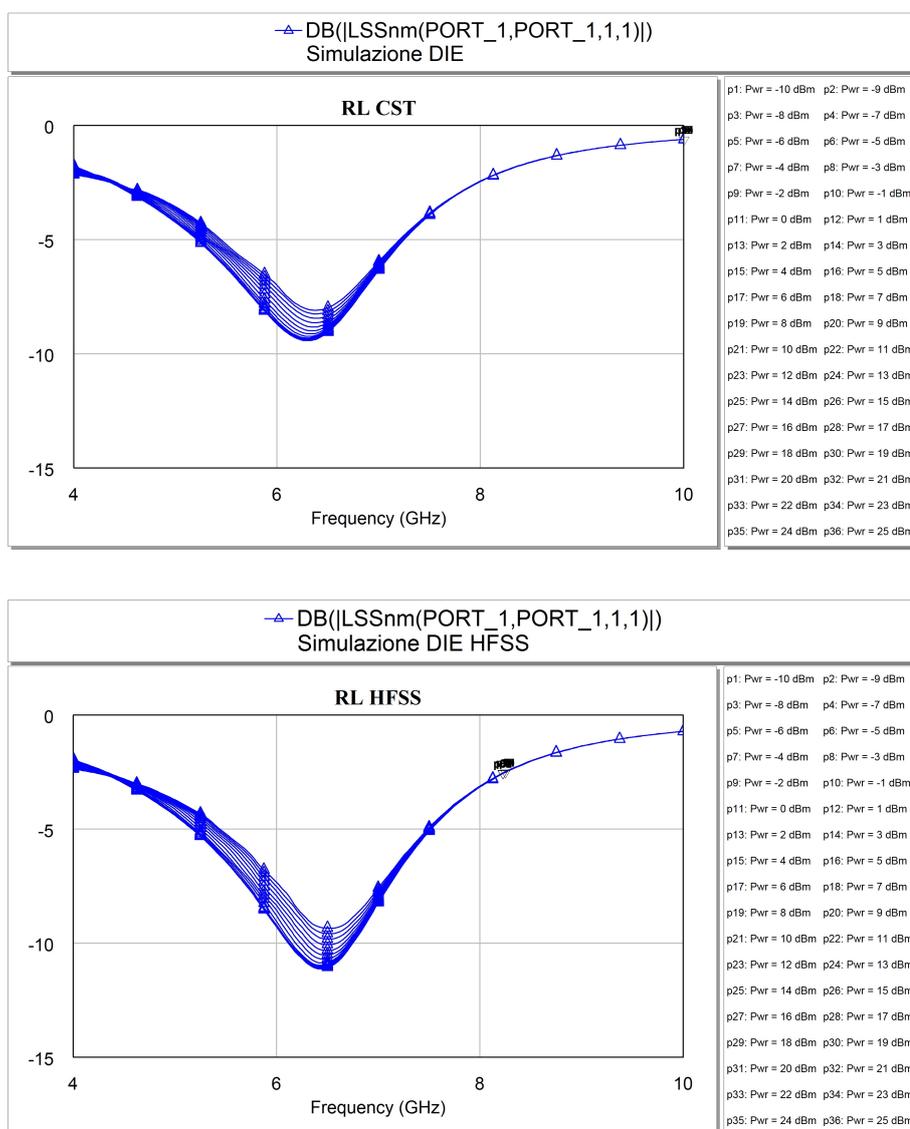


Figura 2.30: Perdita di Ritorno ottenuta con la matrice  $\mathbf{S}$  da CST (sopra) e con la matrice  $\mathbf{S}$  da HFSS (sotto) al variare della frequenza

operano sui dati estratti dai simulatori elettromagnetici (campi incidenti sul Package e sostenuti dal DIE, matrici  $\mathbf{S}$  e  $\mathbf{Y}$ , ecc.). Per quanto riguarda i risultati ottenuti modellando il DIE e l'effetto del Package con i due simulatori elettromagnetici, si sono osservate delle sostanziali differenze usando la matrice  $\mathbf{S}$  calcolata da CST o la matrice  $\mathbf{S}$  calcolata da HFSS. Questo perché, come sarà apprezzabile nei prossimi paragrafi, il metodo FDTD impiegato da CST non riesce ad evidenziare correttamente le risonanze (problema

già evidenziato nella sezione 2.3 riguardo le simulazioni del Package), mentre **HFSS**, risolvendo il sistema direttamente nel dominio delle frequenze, risulta più adatto a questo tipo di problema.

### Risultati CST e HFSS

I seguenti risultati sono stati ottenuti usando **MWO** come simulatore non lineare e inserendo le matrici **S** contenenti gli effetti sia del DIE che del package, ottenute da **CST** e da **HFSS**. Il progetto simulato con **CST** è visibile in figura 2.31. La figura 2.32 mostra, invece, il corrispondente progetto di **HFSS**.

Lo schema disegnato in **MWO** è uguale a quello mostrato nella figura 2.24

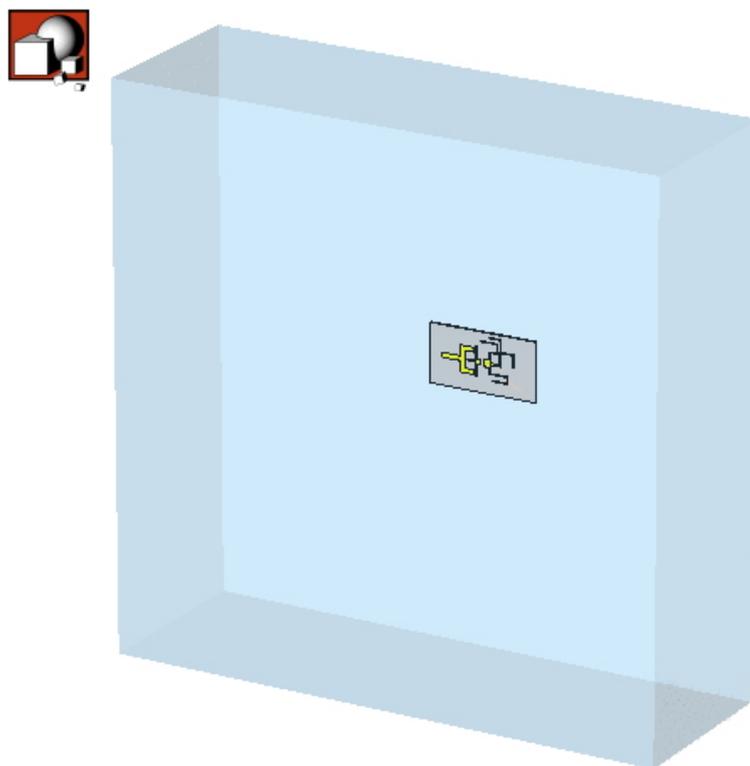


Figura 2.31: Circuito e Package descritti con CST

per la simulazione del circuito senza gli effetti del package, a patto che il componente centrale cambi in funzione della matrice **S** che si utilizza.

Per quanto riguarda i risultati occorre fare alcune precisazioni. Come anticipato, i dati ottenuti da **CST** in termini di campi sono calcolati risolvendo

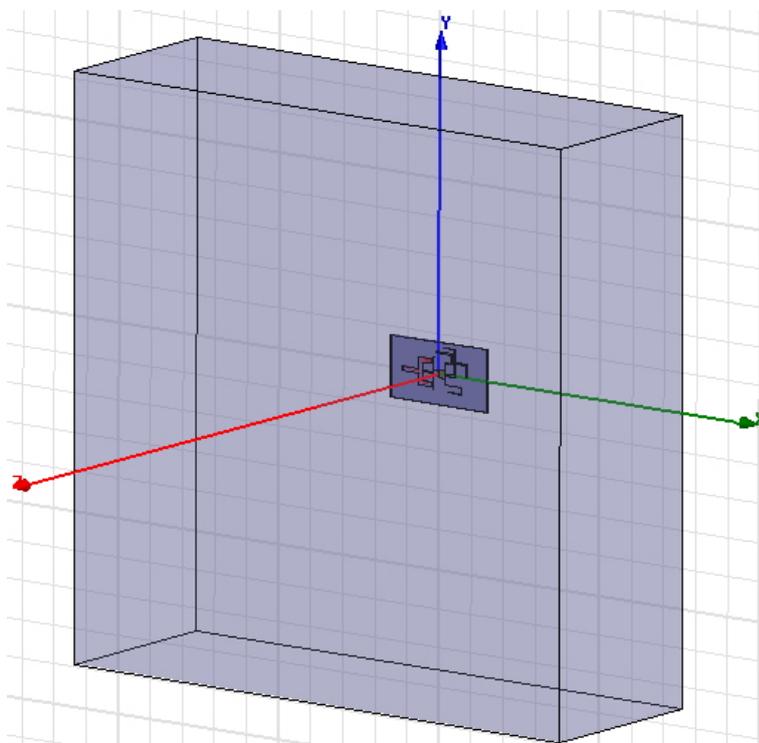


Figura 2.32: Circuito e Package descritti con HFSS

le equazioni di Maxwell nel dominio dei tempi, e le informazioni nel dominio delle frequenze si ottengono a seguito di una *Trasformazione di Fourier* (il software impiega la **FFT**). Pertanto il dettaglio dei dati è fortemente legato alla discretizzazione sia temporale che in frequenza. La simulazione suddivide il range di frequenze da 0 a 30 [GHz] in 6001 punti, ossia estrae un valore ogni 5 [MHz]. Per quanto riguarda i dati ottenuti da **HFSS**, invece, è stato richiesto uno sweep in frequenza a passi di 250 [MHz], oltre che tre simulazioni più mirate attorno alle frequenze di 7, 14 e 21 [GHz], a passi rispettivamente di 1, 2 e 3 [MHz] (metodo Discreto). La simulazione completa, invece, calcola i parametri della matrice **S** suddividendo le frequenze da 0 a 30 [GHz] a passi di 250 [MHz], e applicando il metodo Interpolato (come definito da **HFSS**), ossia continua a risolvere il circuito in determinate frequenze scelte dal software stesso fintanto che il risultato non presenta un errore inferiore allo 0.5 % dalla curva interpolata ottenuta con le simulazioni svolte fino a quel momento, per un massimo di 50 simulazioni.

Un ulteriore fattore da evidenziare sulla simulazione eseguita da **CST** ri-

guarda la sua durata. Come per la simulazione del solo Package, anche in questo caso a determinarne l'arresto è stato il numero massimo di cicli, in quanto il livello energetico si è stabilizzato a valori superiori al limite imposto ( $-60 [dB]$ ). Per questa simulazione si è volutamente ridotto il numero massimo di cicli da eseguire, ossia si è passati da 1000 del Package a 20. I valori energetici dei campi a cui si è arrivati variano a seconda della porta che eccita il circuito: il range è comunque tra i  $-30.61 [dB]$  e i  $-36.57 [dB]$ . La simulazione di ogni porta ha impegnato il computer per un tempo che oscilla tra le 7 ore e 25 minuti e le 8 ore e 10 minuti, per un totale di **45 ore 51 minuti e 32 secondi**. Il livello energetico a cui si è giunti non garantisce, comunque, una precisione elevata. Le ulteriori impostazioni di **CST** riguardano la *Mesh*: si è prevista la suddivisione dello spazio con geometria *Hexahedral*, *20 Lines per wavelenght*, *15 Lower Mesh limit*,  $2 \mu m$  come *Smallest mesh step* e 1.5 come *Equilibrate mesh ratio*, escludendo la funzione di Subgridding. Così facendo si sono ottenute 443420 Meshcells.

La simulazione di **HFSS** ha impiegato, invece, **27 ore 34 minuti e 44 secondi** a causa dell'elevato numero di tetraedri (54767) con cui è stata suddivisa la struttura per avere la convergenza dei parametri  $S$  in 10 passi. Per questi risultati non ha senso parlare di livelli energetici in quanto, come precedentemente detto, **HFSS** impiega il metodo **FEM**, ossia lavora direttamente in frequenza. Oltre alle impostazioni precedentemente riportate, il calcolo della Mesh tramite il metodo adattativo ha richiesto a **HFSS** di raggiungere la convergenza dei parametri della matrice  $\mathbf{S}$  alla frequenza di  $40 [GHz]$  (massimo  $\Delta S$  di 0.02).

#### GUADAGNO DI TRASDUZIONE IN PRESENZA DEL PACKAGE E IN FUNZIONE DELLA FREQUENZA

In figura 2.33 sono visibili i risultati delle simulazioni di **MWO** ottenuti usando le matrici  $\mathbf{S}$  calcolate da **CST** e da **HFSS**. Come per i risultati precedenti, per ottenere i grafici si è provveduto ad eccitare il sistema con differenti livelli di potenza, elencati nella legenda a destra dell'immagine. Anche in presenza del package, fintanto che il segnale in ingresso rimane inferiore a  $10 [dBm]$  non si hanno effetti di compressione e il Guadagno di Trasduzione

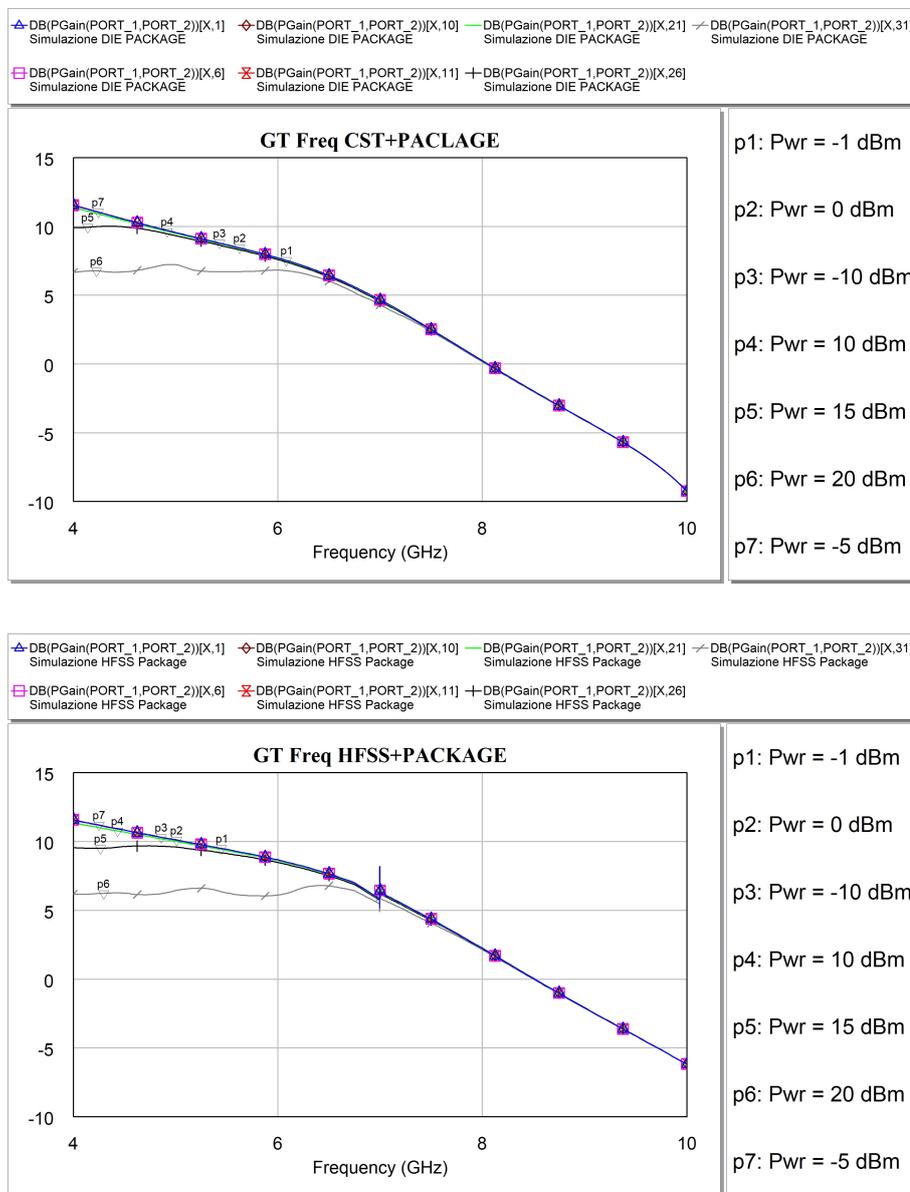


Figura 2.33: Guadagno di trasduzione in presenza del Package ottenuto con la matrice  $S$  da CST (sopra) e con la matrice  $S$  da HFSS (sotto) al variare della frequenza

non subisce variazioni a parità di frequenza. Per segnali di 15 e 20 [dBm] di potenza in ingresso, come in precedenza, il Guadagno di Trasduzione cala anche alle frequenze inferiori ai 7 [GHz]. Anche in questo caso e in maniera più accentuata rispetto ai risultati senza Package, entrambi i grafici mostrano una perdita di Guadagno alle frequenze superiori a 8 [GHz], indipendente-

mente dalla potenza d'ingresso, con una pendenza lievemente superiore. In particolare i risultati ottenuti con il modello di **CST** iniziano a calare a frequenze inferiori rispetto ai risultati ottenuti con il modello di **HFSS**.

Già da questi grafici, però, è possibile notare una forte differenza tra quanto si ottiene usando la matrice **S** calcolata da **CST** rispetto all'impiego della matrice **S** calcolata da **HFSS**: nel secondo caso è apprezzabile una forte variazione del guadagno alla frequenza di risonanza del package, ossia attorno ai 7 [GHz]. Se si concentra l'attenzione sull'intervallo delle frequenze prossime ai 7 [GHz] è possibile osservare che alla frequenza di 6.997 [GHz] si ha un forte aumento del Guadagno di Trasduzione. In particolare il picco massimo del Guadagno ha valori che si aggirano attorno ai 9 [dB], come è visibile in figura 2.34, rispetto il valore medio del guadagno alle frequenze limitrofe che si aggira attorno ai 6 [dB]. Come osservato, la frequenza di risonanza di tutto il sistema subisce una deviazione (cala di 3 [MHz]).

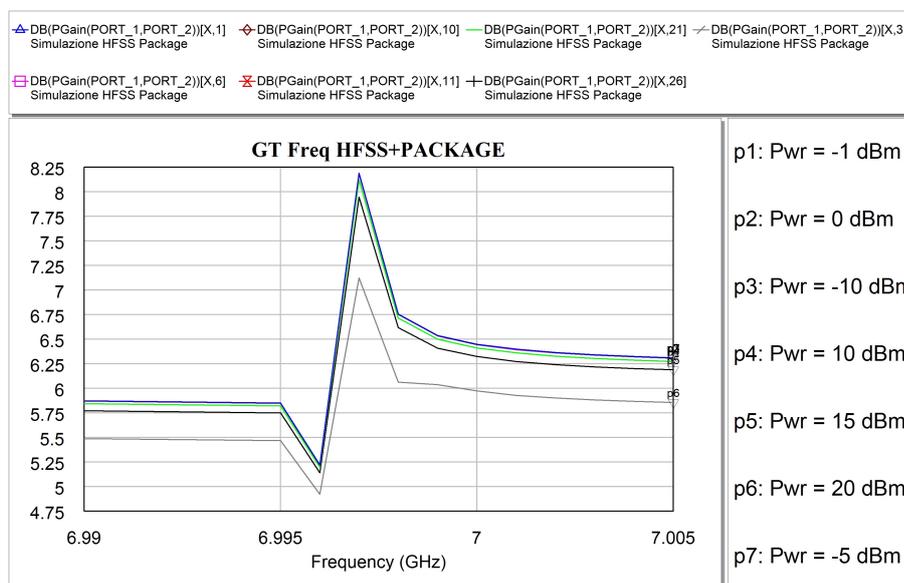


Figura 2.34: Guadagno di trasduzione in presenza del Package ottenuto con la matrice **S** da HFSS. Dettaglio attorno i 7 [GHz]

### GUADAGNO DI TRASDUZIONE IN PRESENZA DEL PACKAGE AL VARIARE DELLA POTENZA IN INGRESSO

Anche in questo caso, concentrando l'attenzione alle frequenze attorno alla

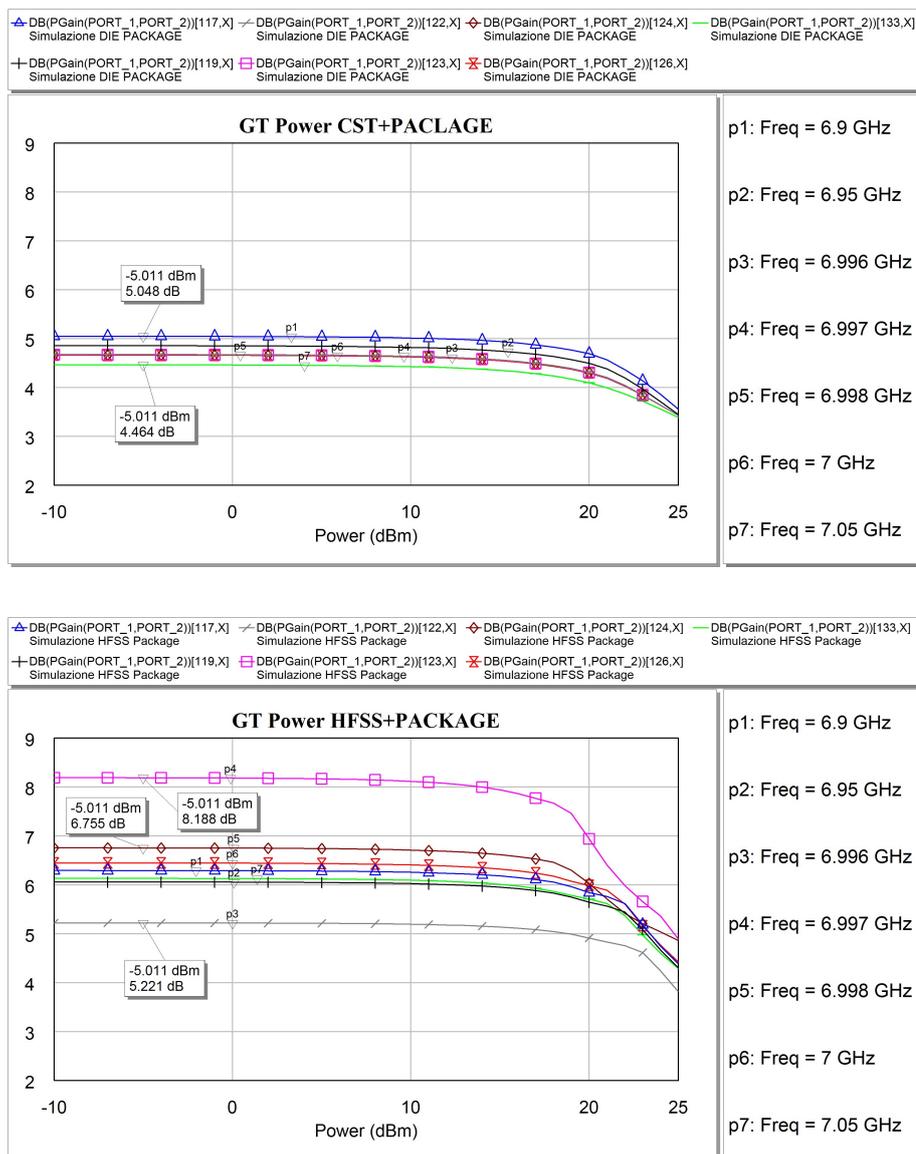


Figura 2.35: Guadagno di trasduzione in presenza del Package ottenuto con la matrice  $S$  da CST (sopra) e con la matrice  $S$  da HFSS (sotto) al variare della Potenza in Ingresso

frequenza di risonanza di 6.997 [GHz], possiamo valutare meglio il comportamento dell'amplificatore al variare della *Potenza in Ingresso* ( $P_A$ ). Come

visibile in figura 2.35, e come già accennato nei paragrafi precedenti, all'aumentare della  $P_A$  si ha sempre una diminuzione del Guadagno di Trasduzione. Inoltre i risultati ottenuti impiegando la matrice  $\mathbf{S}$  (contenente l'effetto del Package) ottenuta da **CST** mostrano guadagni inferiori rispetto a tutti i risultati precedentemente esposti. La differenza dei risultati è dovuta al fatto che la simulazione completa è molto meno accurata (per quanto riguarda il DIE) di quella ottenuta con lo stesso metodo ma col solo DIE. I risultati ottenuti usando la matrice di **HFSS**, invece, evidenziano l'aumento del guadagno alla frequenza di risonanza in quanto la traccia indicata dal marker  $P_4$  si trova a valori superiori a tutte le altre. Da osservare che la traccia con guadagno inferiore contraddistinta dal marker  $P_3$ , invece, risulta quella alla frequenza adiacente alla frequenza di risonanza.

#### RETURN LOSS IN PRESENZA DEL PACKAGE

Le simulazioni ottenute usando la matrice  $\mathbf{S}$  comprendente gli effetti del Package calcolata da **CST** mostrano un adattamento migliore rispetto a quanto osservato usando la matrice  $\mathbf{S}$  senza gli effetti del Package. Oltre a questo, i *Return Loss* calcolati impiegando matrici  $\mathbf{S}$  generate con **CST** mostrano il migliore accoppiamento dai 6 ai 6.5 [GHz], al contrario di quanto si ottiene usando i modelli matematici di **MWO** o la matrice  $\mathbf{S}$  comprendente gli effetti del Package calcolata da **HFSS**, che mostrano un buon accoppiamento a qualsiasi potenza d'ingresso dai 6 ai 7 [GHz].

Anche nel Return Loss è ben visibile l'effetto del Package, in quanto il valore ottenuto usando la matrice  $\mathbf{S}$  calcolata da **HFSS** presenta un picco positivo sempre nell'intorno della frequenza di risonanza, come visibile sia nella figura 2.36 che nella figura 2.37, dove è stato evidenziato l'andamento in una piccola banda attorno ai 7 [GHz].

Come già osservato in precedenza, il valore migliore di qualsiasi simulazione (ossia quello minore) si ottiene quando in ingresso si ha la minore potenza.

#### Risultati con Package con l'applicazione del metodo descritto

In questa fase possiamo confrontare quanto ottenuto con le simulazioni elettromagnetiche con i risultati che si ottengono grazie all'applicazione del me-

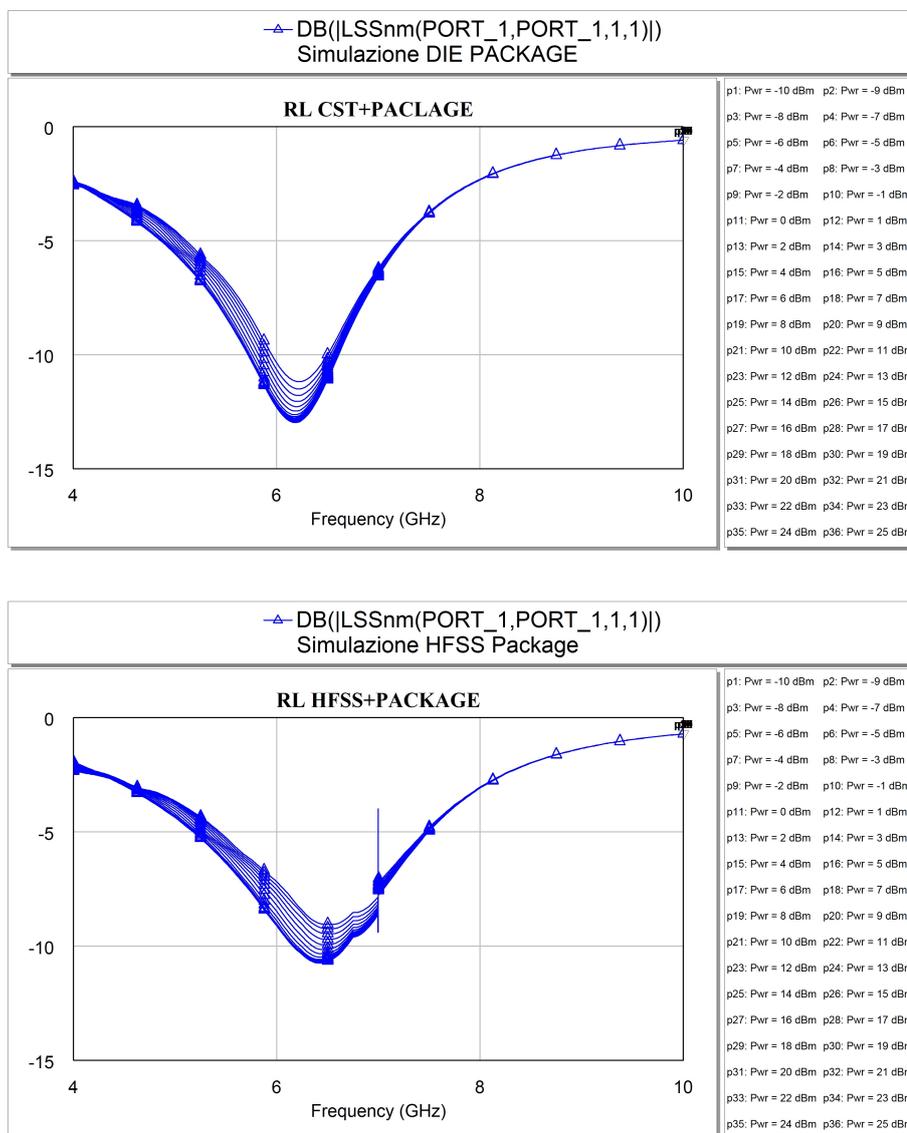


Figura 2.36: Perdita di Ritorno in presenza del Package ottenuta con la matrice  $S$  da CST (sopra) e con la matrice  $S$  da HFSS (sotto) al variare della frequenza

todo per la modellizzazione del package sul circuito RF, precedentemente descritta.

#### GUADAGNO DI TRASDUZIONE

L'applicazione del metodo per la modellizzazione del package è stata eseguita

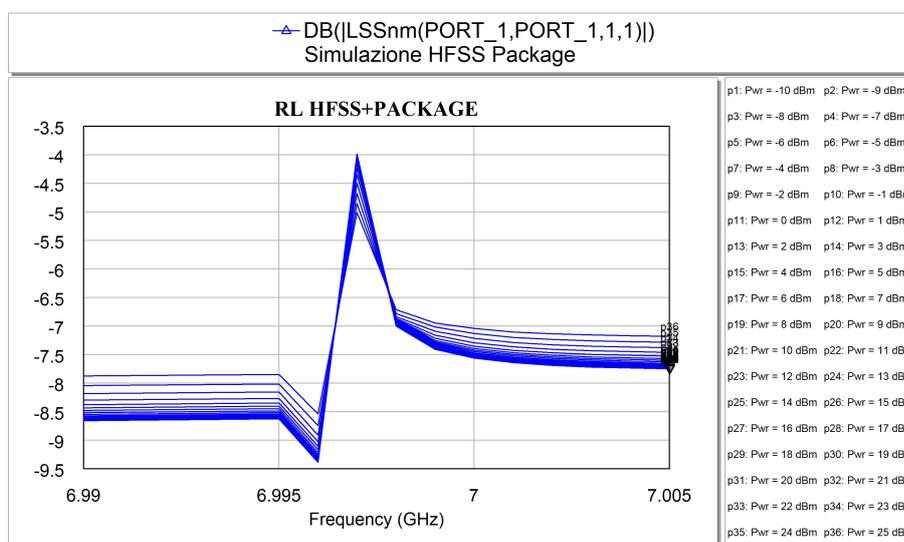


Figura 2.37: Perdita di Ritorno in presenza del Package ottenuta con la matrice  $\mathbf{S}$  di HFSS: dettaglio attorno a  $7 \text{ [GHz]}$

usando i valori del campo ottenuti con la simulazione di **HFSS** per quanto riguarda i campi sostenuti nel Package. Per il campo incidente sul Package e le correnti superficiali presenti sul Die si è deciso di utilizzare i valori ottenuti dalle simulazioni di **CST**. Questo perché **HFSS** risponde correttamente ed evidenzia la presenza del package, al contrario di **CST**. Questa informazione, oltre alle osservazioni fatte riguardo alle variazioni e inaffidabilità dei risultati ottenuti da **CST** riguardo le simulazioni del solo Package, ha portato alla scelta dell'uso di **HFSS** per ottenere dei valori affidabili riguardo i campi sostenuti nel Package. La scelta dell'uso dei risultati di **CST** per il calcolo dei campi incidenti e delle correnti superficiali (momenti) ha un duplice motivo:

- facilità dell'estrazione dei valori dei campi irradiati e degli integrali superficiali grazie alla implementazione di macro in linguaggio *VBA* nel simulatore
- dimostrazione che il nuovo metodo può essere applicato come strumento per affrontare il problema delle cavità risonanti nei simulatori basati sul metodo **FDTD**

La risposta dell'amplificatore con gli effetti dovuti alla presenza del package, ottenuta con l'applicazione del metodo descritto, è visibile in figura 2.38, assieme alle risposte ottenute impiegando le matrici  $\mathbf{S}$  ottenute dalle analisi

elettromagnetiche.

La prima osservazione riguarda la frequenza di risonanza di tutto il sistema.

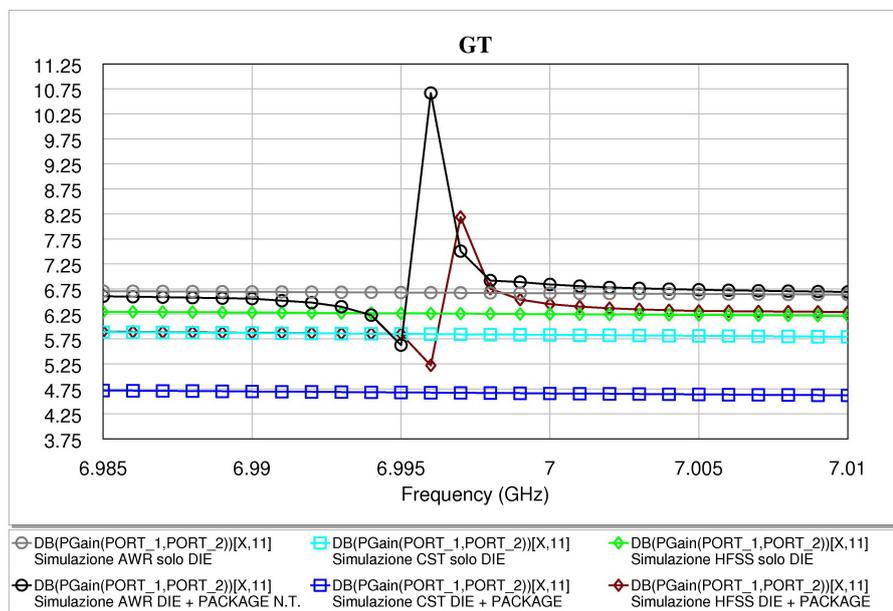


Figura 2.38: Risposta del circuito attorno alla frequenza di 7 [GHz]

Come detto in precedenza, i valori ottenuti usando la matrice  $\mathbf{S}$  di **HFSS** mostrano una frequenza di risonanza inferiore ai 7 [GHz]: lo stesso si può dire per il metodo per la modellizzazione del package, come si evince dalla figura 2.38 in cui si nota che il picco valutato raggiunge gli 11 [dB] ed è leggermente spostato in basso in frequenza (di 1 [MHz]). Inizialmente sono state svolte delle prove che usavano un package completamente vuoto (senza il parallelepipedo rappresentante il substrato del DIE). In questo caso si era evidenziata la stessa variazione di guadagno proprio ai 7 [GHz], ossia alla frequenza di risonanza nominale del Package. Questo conferma che le dimensioni del DIE non sono completamente trascurabili rispetto alle dimensioni del package, come ipotizzato nelle condizioni iniziali, e quindi la sua presenza perturba la frequenza di risonanza di tutto il sistema facendola calare di qualche [MHz].

## RETURN LOSS

Con il simulatore circuitale **NONLIN**, sviluppato presso il **DEIS\_UNI-**

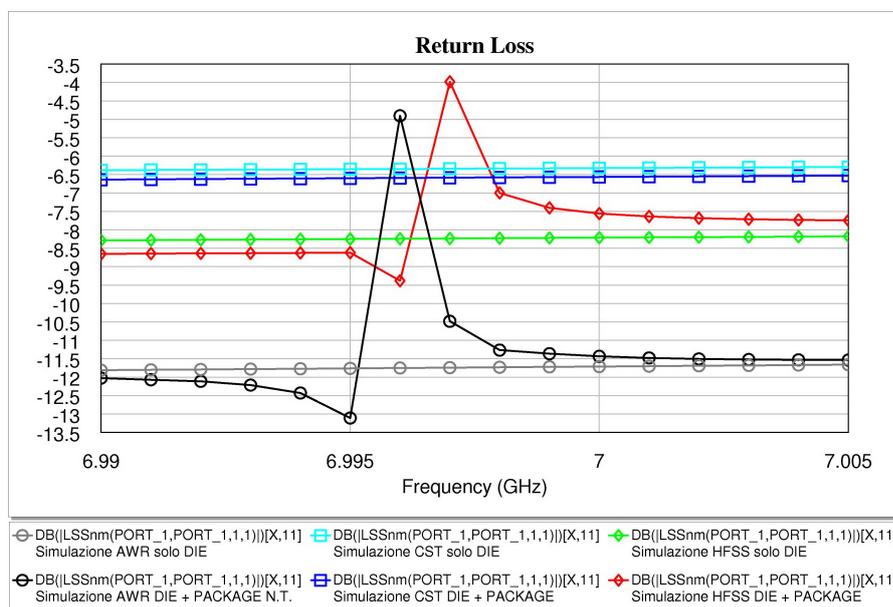


Figura 2.39: Perdita di Ritorno attorno alla frequenza di 7 [GHz]

**BO**, si è potuto valutare anche la Perdita di Ritorno. Osservando i grafici di figura 2.39 si osserva un andamento analogo tra quanto calcolato usando le matrici ottenute con il metodo per la modellizzazione del package e quanto calcolato usando la matrice  $\mathbf{S}$  ricavata da **HFSS**. Come nel caso precedente, la frequenza di risonanza risulta leggermente inferiore (comportamento atteso) ma le variazioni che si hanno al valore della perdita di ritorno sono dello stesso ordine di grandezza.

#### OSSERVAZIONE

A seguito di quanto si è visto con le analisi precedenti, si può affermare che *l'andamento ottenuto con il metodo per la modellizzazione del package rispecchia quanto ottenuto con la  $\mathbf{S}$  calcolata da **HFSS**, a conferma della validità del metodo; impiegando invece la matrice  $\mathbf{S}$  calcolata da **CST** con il metodo **FDTD** non sono apprezzabili gli effetti della risonanza.*

## 2.5 Conclusioni

I risultati delle simulazioni effettuate hanno evidenziato il forte problema nel rilevare gli effetti delle risonanze tramite simulatori che adottano la tecnica **FIT** associata al metodo **FDTD** al contrario di simulatori che lavorano direttamente nel dominio delle frequenze con metodi quali il **FEM** o il Metodo dei Momenti. Pertanto, la tesi qui sviluppata si propone come strumento di supporto ai primi simulatori, potendo da essi estrarre tutte le informazioni utili ai fini della sua applicazione, o ai secondi permettendo di risparmiare tempo.

Il metodo proposto prevede, come ampiamente descritto, la simulazione del solo DIE e la simulazione del Package. Da queste occorre estrarre delle informazioni riguardanti i campi (sostenuti o irradiati) e le correnti superficiali. Il tempo maggiore di elaborazione rimane sempre quello impiegato dalle simulazioni elettromagnetiche. Per poter confrontare l'impegno delle risorse (tempi di calcolo) nella successiva tabella sono riportati i tempi che sono stati necessari per i calcoli svolti per questa tesi:

- Simulazione Package con HFSS = 14 min 52 sec
- Simulazione Package con CST = Variabile (75 ore perché impostati molti cicli di time-out)

Occorre evidenziare che con **CST** sono state eseguite molte simulazioni caratterizzate dal diverso numero di cicli di time-out (da 10 a 1000). Come già indicato, i risultati che si ottengono sono differenti tra loro sia come fase che come modulo (escursioni di almeno un ordine di grandezza). Non trovando correlazione tra le impostazioni del simulatore e i valori ottenuti si desume che tale strumento sia poco affidabile.

Per quanto riguarda le tempistiche delle simulazioni degli amplificatori si ha:

- Ampli 8GHz solo DIE con HFSS = 1 Ora 52 min 17 sec
- Ampli 8GHz solo DIE con CST = 22 Ore 48 min 44 sec

Questi tempi andranno paragonati ai tempi delle simulazioni di tutto il sistema completo:

- Ampli 8GHz DIE + Package con HFSS = 27 Ore 34 min 44 sec
- Ampli 8GHz DIE + Package con CST = 45 Ore 51 min 32 sec

Come è possibile constatare, *l'impiego di **CST** con il metodo per la modellizzazione del package comporta un tempo paragonabile a quello della simulazione di tutto il sistema completo con **HFSS**, escluso il tempo di simulazione del package. Se invece si utilizza il metodo per la modellizzazione del package congiuntamente a **HFSS** si riesce a ridurre sensibilmente (circa 1/10) il tempo globale, evitando di simulare tutto il sistema.*

In tutte queste considerazioni non è stato contemplato il tempo per l'applicazione del metodo per la modellizzazione del package (estrazione dei Fields, calcolo degli integrali superficiali e calcolo della matrice  $\mathbf{Y}_T$ ), tempo comunque molto piccolo rispetto a quelli appena elencati, e quindi trascurabile.



## Capitolo 3

### Rid: sistema di localizzazione di TAG attivi in ambienti indoor

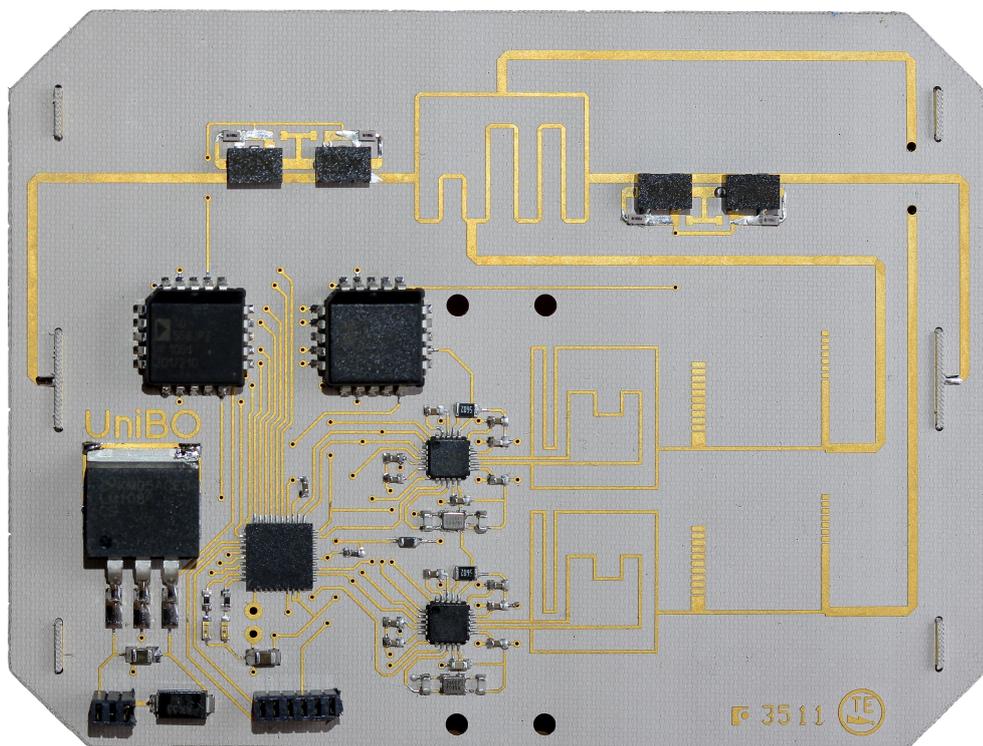


Figura 3.1: RID

## Introduzione

Come precedentemente definito, i “*sistemi wireless convenzionali*” sono tutti quei sistemi la cui configurazione è costituita da un trasmettitore e un ricevitore situati a grande distanza l’uno dall’altro in un mezzo normale e omogeneo, e che tramite il canale radio si trasferiscono informazioni. In questo capitolo, il sistema che verrà progettato e testato opererà in condizioni molto differenti: sebbene per le frequenze impiegate potremmo trovarci in zona di Fraunhofer, sicuramente non saranno rispettate le altre prerogative (polarizzazione, direzione di massimo accoppiamento, mezzo omogeneo, etc...), ed il canale radio verrà utilizzato per scambiare pochissime informazioni in forma diretta (Id dei TAG) ma moltissime in forma indiretta (misure delle potenze ricevute al variare delle condizioni di collegamento). La non omogeneità del mezzo si riferisce agli ambienti in cui è impiegato il sistema qui proposto. Nell’ambito di spazi domestici e/o industriali[31], la possibilità di **interagire** con oggetti presenti nell’ambiente permette una migliore gestione delle risorse e tempi sempre minori di intervento in caso di guasti. La possibilità di **individuare** e **segnalare** alla società di manutenzione le parti danneggiate, con gesti semplici e naturali, agevola sia gli utenti che gli addetti alla manutenzione. In quest’ambito, è stato sviluppato e testato un sistema intelligente RFID, denominato RID (*Remotely Identify and Detect*), in grado di selezionare gli oggetti, eventualmente nascosti, distribuiti appunto in ambienti elettromagnetici ostili.

Questo si è ottenuto implementando, nella tecnologia RFID, la tecnica **Radar Monopulse**, che permette di individuare la direzione di provenienza dei segnali emessi dai TAG posti in prossimità (o all’interno) degli oggetti presenti nell’ambiente. Sia per gli oggetti taggati che per il sistema di localizzazione sono stati impiegati dei ricetrasmittitori a basso costo. La procedura prevede una prima fase, denominata **Selection**, nella quale l’utente seleziona l’oggetto da segnalare. Il RID rileva le caratteristiche dell’oggetto “puntato” memorizzate nel TAG, e invia le informazioni all’unità centrale. Le stesse informazioni vengono poi utilizzate nella seconda fase, denominata **Detection**, per guidare gli addetti alla manutenzione nella localizzazione dello stesso oggetto. In entrambe le modalità operative gli oggetti vengono rilevati con

successo per mezzo della misura del loro campo lontano irradiato. Il RID contiene al suo interno un array di antenne a due elementi, due Phase Shifter, un rat-race e due front-end, il tutto gestito da un microcontrollore. Per la sua progettazione sono state impiegate simulazioni elettromagnetiche, per la caratterizzazione delle parti lineari del circuito, e simulazioni non-lineari per l'ottimizzazione di tutto il sistema, con particolare attenzione alla sezione del Phase Shifter, tassello fondamentale per il controllo del Radar Monopulse.

Le caratteristiche vincenti del RID sono legate a tre elementi fondamentali, che lo rendono unico nel suo genere rispetto ad altri sistemi di localizzazione[27]: economicità del prodotto, scansione elettronica e capacità di rilevare più TAG contemporaneamente. L'economicità del prodotto è una conseguenza diretta legata alla componentistica che costituisce i front-end e il microcontrollore: sono prodotti dalla Texas Instruments e rappresentano i componenti di punta, oltre che per il prezzo contenuto, per quanto riguarda i minori consumi. Anche la scansione elettronica è una scelta importante per il progetto perché è molto più veloce rispetto ad una scansione meccanica, non necessita di manutenzione ed è molto più affidabile nel tempo. Infine, la possibilità di localizzare contemporaneamente più TAG permette di impiegare il RID anche per scopi differenti rispetto alla gestione di spazi intelligenti, come indicato fino ad ora. Ad esempio, se collegato ad un sistema di gestione intelligente di nastri trasportatori, può regolare il flusso degli oggetti taggati trasportati dai nastri definendo l'ordine con cui essi arriveranno, oltre ad indicare precisamente quando e quale di essi si troverà innanzi al RID stesso posto, ovviamente, in prossimità degli scambi.

Il RID è stato sviluppato nell'ambito del progetto europeo **SOFIA**[22] - (**S**mart **O**bjects **F**or **I**ntelligent **A**pplications).

Tratto dal sito <http://www.sofia-project.eu/>: *SOFIA project is research project targeting to make 'information' in the physical world available for smart services - connecting physical world with information world. Common target is to enable and maintain cross-industry interoperability, to foster innovation while maintaining value of existing legacy and to create new user interaction and interface concepts to enable users to benefit from smart environments.*

*SOFIA is funded through the European Artemis programme under the sub-*

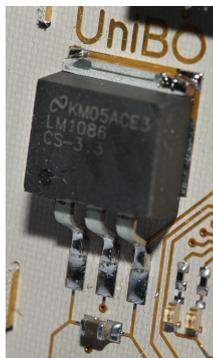
*programme SP3 Smart environments and scalable digital service.*

## 3.1 Descrizione Hardware

In questa sezione verrà descritto l'hardware del RID, ossia le varie parti che lo compongono, indicando le funzioni che svolgono e i dettagli tecnici che ne hanno determinato la scelta. Il RID è suddiviso in otto parti:

1. alimentazione
2. Microcontrollore (CPU o unità di controllo)
3. due Front-end
4. stadi balun-adattatori
5. rat-race
6. Phase Shifter
7. Convertitori Digitali-Analogico (DAC)
8. Antenne

### 3.1.1 Alimentazione



L'alimentazione della scheda è molto semplice in quanto non sono richieste tensioni negative. I circuiti digitali e i front-end prevedono una tensione fissa di 3.3 [V], mentre i convertitori DAC richiedono un valore di tensione di almeno 12 [V]. Pertanto il RID prevede due morsetti di alimentazione nei quali collegare un alimentatore esterno che fornisce 13.2 [V] continui. Per evitare problemi di polarità è stato inserito all'interno del RID un diodo in serie all'alimentazione. La tensione per i circuiti digitali viene ottenuta gra-

zie all'integrato **LM1086-CS-3.3** “Low Dropout Positive Regulators”, sempre alimentato a valle del diodo per evitare le inversioni di polarità.

### 3.1.2 Microcontrollore

Il microcontrollore selezionato per il RID è il modello **MSP430F2274** prodotto dalla **Texas Instruments**: è il dispositivo più completo della famiglia “F22”, opera a 16 [bit] con *architettura RISC* ed è equipaggiato con 32 [KB] + 256 [B] di *Flash Memory* e 1 [KB] di *RAM*. La CPU dialoga direttamente con i due front-end (CC2500) tramite *connessione SPI*, svolgendo il ruolo Master. La selezione del front-end con cui dialogare avviene tramite due op-

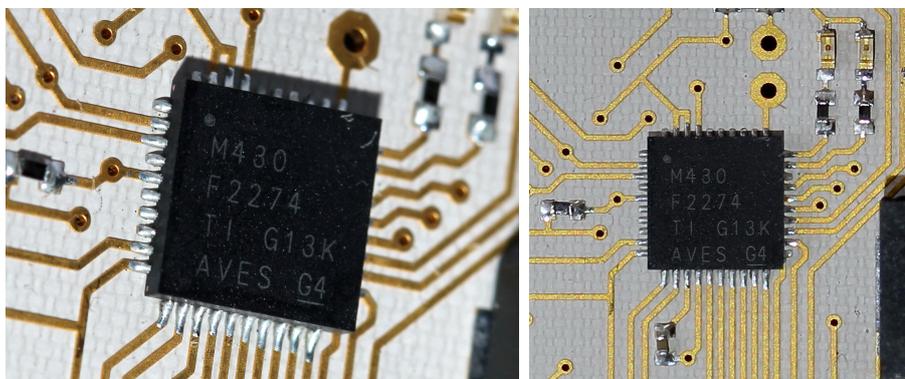


Figura 3.2: MSP430

portune uscite digitali connesse ai rispettivi pin *CS* (chip select) dei CC2500. Di contro, i due front-end possono indicare la necessità di comunicare eventuali dati ricevuti attraverso due ingressi dedicati del microcontrollore, configurati come interrupt. La scelta del microcontrollore è stata dettata, oltre che per le prestazioni, dalla caratteristica fondamentale che lo distingue dagli altri, ovvero dal ridotto consumo:  $220 [\mu A]$  quando attivo e meno di  $1 [\mu A]$  in fase di stand-by. Oltre alla gestione dei front-end, il microcontrollore comanda, attraverso 10 uscite digitali (8 dati e 2 *CS*), due *convertitori Digitale Analogico (DAC)* che servono per comandare i Phase Shifter (vedi rispettive sezioni).

### 3.1.3 Front-end

I front-end del RID sono composti principalmente dal **CC2500 “Low-Cost Low-Power 2.4 [GHz] RF Transceiver”**, prodotto sempre dalla Texas Instruments. Il CC2500 riceve i comandi direttamente dal MSP430 tramite il bus SPI, come già descritto nel paragrafo del microcontrollore. L’uscita bilanciata del CC2500 si interfaccia al sistema trasmittente attraverso un *balun ed un successivo adattatore*. Dal punto di vista tecnologico, il CC2500 è stato adottato per molteplici motivi:

- il consumo ridotto: correnti inferiori ai  $400 [nA]$  in condizioni di stand-by,  $13.3 \div 19.6 [mA]$  in ricezione e  $11.1 \div 21.5 [mA]$  in trasmissione;
- la sensitivity elevata:  $-104 [dBm]$  @ data rate =  $2.4 [kBaud]$ , modulazione = 2-FSK;

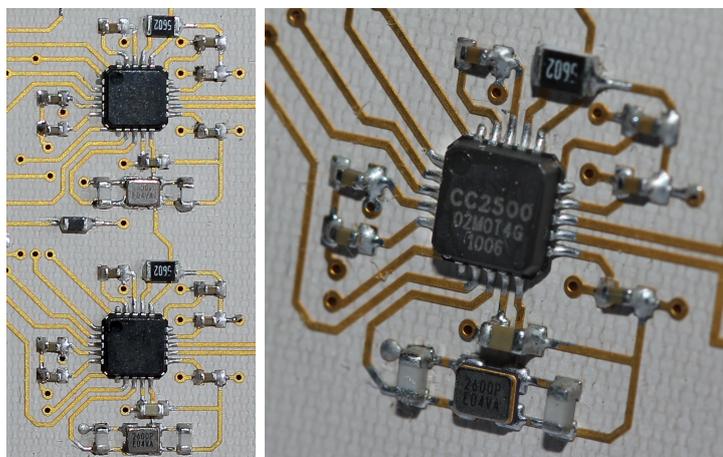


Figura 3.3: Front-End

- la facilità di programmazione.

Il RID dispone di due stadi front-end, ognuno dei quali connesso ad una porta del rat-race: questo determinerà la funzione che ogni stadio dovrà svolgere, ossia la selettività della misura in funzione dei diagrammi di radiazione del sistema radiante a cui saranno connessi. Per questo motivo, uno stadio prende il nome di Somma ( $\Sigma$ ) e l'altro il nome di Differenza ( $\Delta$ ).

### 3.1.4 Rat-Race

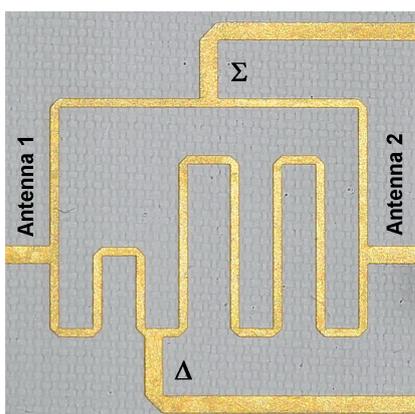


Figura 3.4: Rat-Race

Rappresenta uno dei **tasselli fondamentali del sistema**. La sua funzione è quella di *connettere con gli opportuni sfasamenti i front-end alle antenne*,

al fine di creare le due porte  $\Sigma$  e  $\Delta$  (il cui significato sarà spiegato nella sezione 3.2); inoltre mantiene le due porte disaccoppiate (tra di esse sono presenti due interconnessioni lunghe rispettivamente  $\lambda/2$  e  $\lambda$ , e quindi il segnale di una porta giunge all'altra attraverso due percorsi, uno in fase e l'altro in contro-fase, facendo sì che il segnale risultante sia nullo). In fase di progettazione del Rat-Race si è adottata una topologia meandrizzata per motivi di ingombro, ottenendo comunque un buon funzionamento nella banda compresa tra i 2.4 e i 2.5 [GHz].

### 3.1.5 Balun-Adattatori

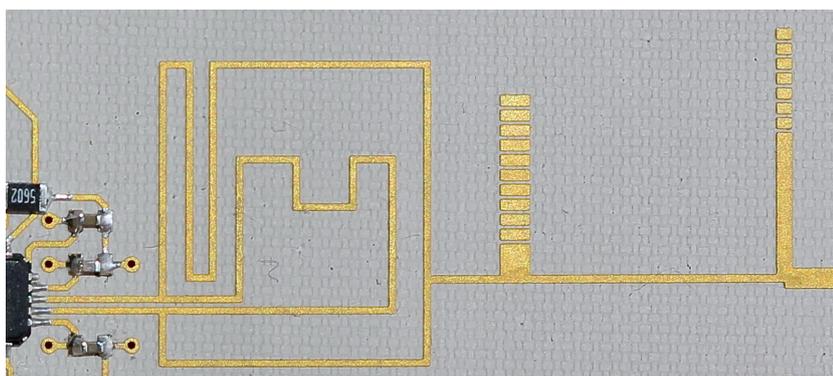


Figura 3.5: Balun e Adattatori

Come anticipato in precedenza, l'uscita del CC2500 è di tipo *bilanciato*, e presenta un'impedenza complessa del valore di  $(80 + j74) [\Omega]$ , molto diversa dalla  $Z_c = R_0 = 50 [\Omega]$  utilizzata nella parte restante del RID. Il circuito è stato *ottimizzato tramite simulatore elettromagnetico CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup>*. Il primo stadio (balun) è stato ottenuto prendendo come spunto la topologia del rat-race: le due porte somma e differenza contribuiscono ad una uscita del rat-race con uno sfasamento reciproco di  $\pi$ . Questo permette di invertire la fase di una delle uscite, per far sì che il segnale risultante sia dato dalla sovrapposizione degli effetti di due segnali in fase tra loro (rami esterni). Il circuito interno, che completa il rat-race, aiuta l'eventuale soppressione di segnali fuori dalla banda di funzionamento del dispositivo. A valle del rat-race è posto un adattatore d'impedenza a doppio stub, con la predisposizione

di alcune piazzole utili al perfezionamento dell'adattamento tra CC2500 e la restante parte del circuito.

### 3.1.6 Phase Shifter

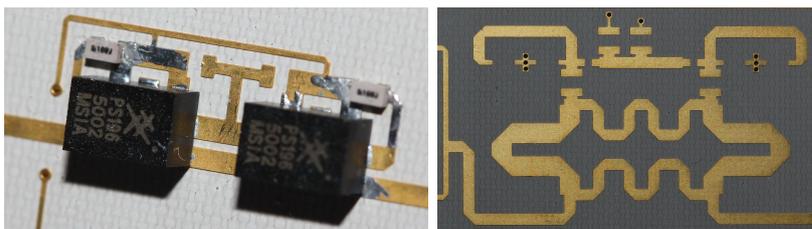


Figura 3.6: Phase Shifter

L'altro **tassello fondamentale** che caratterizza il RID è composto dai **Phase Shifter** inseriti tra il Rat-race ed ogni antenna. La loro funzione è quella di *variare il fattore di schiera delle antenne agendo solamente sulla fase*. Questo permette di *controllare la direzione di osservazione del RID*, agendo contemporaneamente sulla direzione di minimo per la  $\Delta$  e la direzione di massimo per la  $\Sigma$  (che rimangono sempre coincidenti tra di loro grazie al Rat-race). Sono stati inseriti su entrambi i lati per mantenere la simmetria del progetto e permettere la regolazione della direzione del lobo in entrambe le direzioni. Sono stati impiegati due differenti tipologie di Phase Shifter: commerciale e progettuale. La soluzione commerciale impiega il **PS196-315 “Voltage Controlled Phase Shifter 1.5 ÷ 3.0 [GHz]”** di **Skyworks**, che introduce uno sfasamento, controllato con una tensione continua compresa tra 1 e 10 [V], tra  $25^\circ$  e  $110^\circ @ 2.4 [GHz]$ . Per il RID è necessario ottenere uno sfasamento pari almeno a  $\pi$ , pertanto sono stati inseriti due PS196-315 in cascata per lato. La versione progettuale, invece, impiega un divisore Branch-line caricato da due varicap (progetto eseguito con la collaborazione dell'Ing. Massimo Del Prete).

### 3.1.7 Convertitori DAC

I convertitori DAC sono necessari per *selezionare opportunamente le tensioni di controllo per i Phase Shifter che ne determinano lo sfasamento*. Il

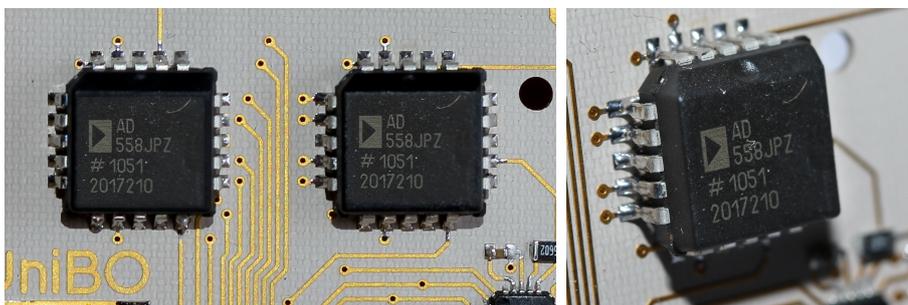


Figura 3.7: AD558 - Convertitore Digitale/Analogico

componente scelto per questo scopo è l'AD558 "DACPORT Low Cost, Complete,  $\mu$ P-Compatible 8 [Bit] DAC" della Analog Device. I motivi fondamentali della scelta sono molteplici:

- la presenza al suo interno di un registro Latches per poter memorizzare il dato da convertire, potendo così collegare i due convertitori sullo stesso bus dati;
- la necessità della singola alimentazione, nonostante l'uscita possa spaziare da 0 a 10 [V],
- la rapidità nella variazione dell'uscita (800 [ns] per un salto full-scale),
- il ridotto assorbimento degli ingressi digitali (100 [ $\mu$ A] max),
- la soglia del livello logico "1" (2 [V] < 3.3 [V] in uscita dall'MSP430),
- il consumo ridotto (15 ÷ 20 [mA]).

Il RID, come anticipato, è equipaggiato di due convertitori DAC, ognuno dedicato al controllo dello sfasamento dell'alimentazione di una sola antenna.

### 3.1.8 Antenne



Figura 3.8: Antenne RID

Le specifiche con cui sono state pensate e progettate le antenne sono state dettate dalla possibilità di spaziare con il RID in un angolo di  $\pm 45^\circ$  rispetto la direzione broad-side dell'array. Questa necessità si traduce nell'esigenza di **controllare il diagramma di radiazione complessivo dell'array operando solamente sul fattore di schiera**, ovvero che il diagramma di radiazione della singola antenna sia costante il più possibile in quest'arco angolare al fine di non degradare il segnale proveniente dalle direzioni differenti rispetto a quella di massima direttività della singola antenna. La soluzione ottimale sarebbe stata un'antenna omnidirezionale rispetto al piano su cui si effettua la misura. La scelta finale è ricaduta sulla tipologia **“Printed Dipole Antenna”** [24] che presenta una discreta omnidirezionalità sul piano interessato. La presenza del piano di massa parziale la rende leggermente direttiva, ma l'antenna presenta un angolo d'apertura a metà potenza di  $128^\circ$  e nell'angolo di interesse ( $\pm 45^\circ$  dalla direzione di massimo) la direttività varia solamente di  $1.25 [dB]$  rispetto al valore massimo. L'antenna è stata *ottimizzata elettromagneticamente* tramite il simulatore CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup>. L'ottimizzazione ha tenuto conto delle condizioni di lavoro dell'antenna, ossia delle connessioni con il circuito stampato del RID sul quale sono presenti gli altri elementi sopra descritti e soprattutto del piano di massa di tale circuito. Per confronto, si è misurato il coefficiente di riflessione dell'antenna collegandola direttamente ad un opportuno connettore, e simulando tale condizione, riscontrando un ottimo paragone.

## 3.2 Progettazione e funzionamento

In questa sezione, dopo aver definito le caratteristiche del RID e il suo funzionamento, verranno descritti e mostrati i vari passi della progettazione dell'hardware, seguendo il seguente ordine:

1. Parte Digitale
2. Antenne e Phase Shifter
3. Balun e Adattatore
4. Rat-Race

Per inquadrare meglio come sono interconnesse le varie sezioni che compongono il RID può venire in aiuto lo schema a blocchi del sistema di figura 3.9.

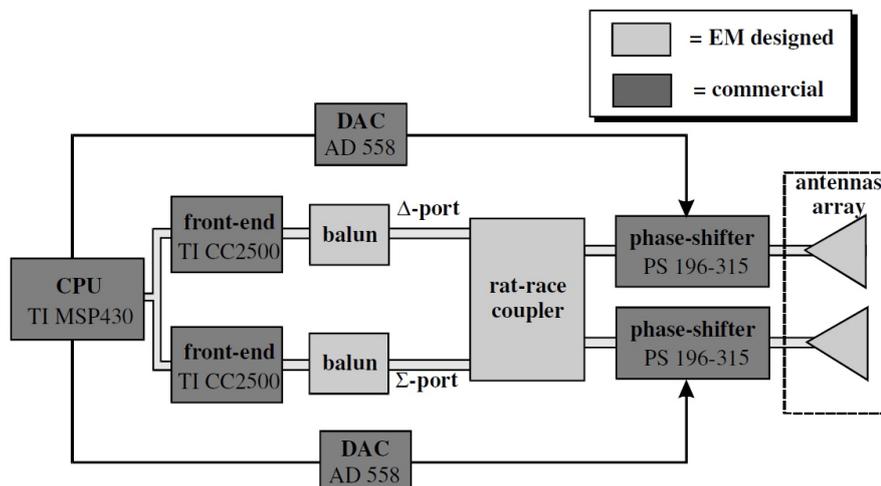


Figura 3.9: Schema a blocchi del RID

### 3.2.1 Caratteristiche tecniche e principio di funzionamento

Il RID è stato pensato per localizzare i *TAG attivi* in ambienti indoor. Il principio su cui si basa è il **Monopulse Radar**: alimentando opportunamente la schiera di antenne (due simili tra di loro)[32] montate su di esso, si possono ottenere le informazioni necessarie per la localizzazione dei TAG sfruttando il campo irradiato dai TAG stessi. Le misure di campo vengono eseguite direttamente dai due stadi front-end grazie alla lettura e successiva memorizzazione nei registri dell'**RSSI** (**R**eceived **S**ignal **S**trength **I**ndicator). Ma per comprendere meglio il principio fisico che permette la localizzazione dei TAG occorre ragionare sul **Fattore di Schiera** che governa il diagramma di radiazione del sistema.

Il Fattore di Schiera è una funzione matematica che compare nel calcolo dei campi lontani di antenne composte: è possibile calcolarlo quando le sorgenti sono composte da elementi uguali tra di loro, dislocati nello spazio tramite semplici traslazioni e nell'ipotesi di assenza di interazioni (scattering) tra di

essi. Quindi, il Fattore di Schiera dipende solamente dalla dislocazione fisica degli elementi che compongono l'array di antenne e da come tali elementi vengono alimentati. Il campo totale che un array irradia si ottiene semplicemente *moltiplicando il campo prodotto dal singolo elemento per il Fattore di Schiera*: poter controllare il Fattore di Schiera permette quindi di controllare la direzione verso cui l'array orienta il suo lobo.

Definiamo le seguenti grandezze (la figura 3.10 può aiutare nella compren-

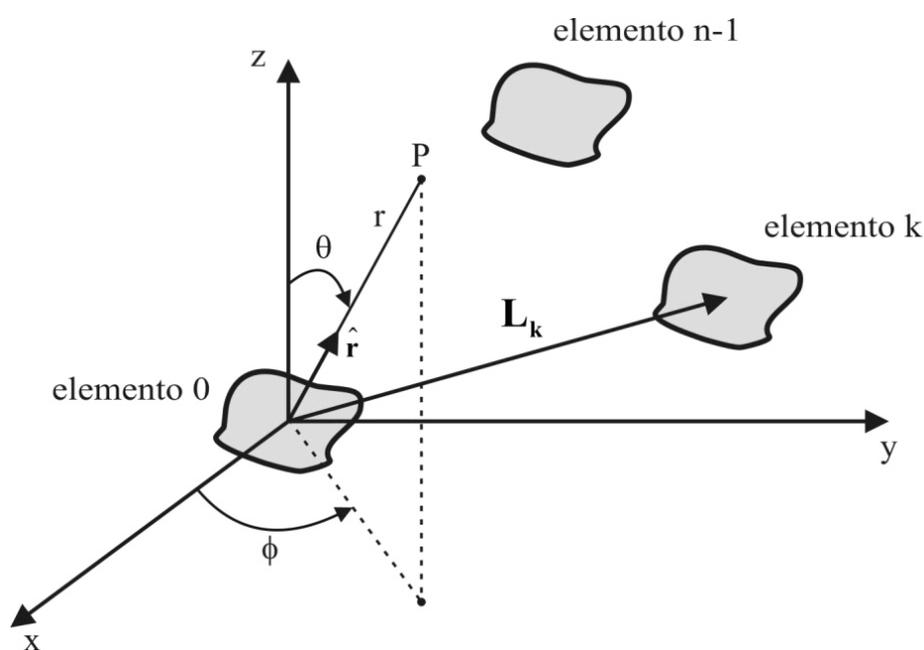


Figura 3.10: Fattore di schiera - caso generale

sione delle definizioni):

- $\Lambda_k$  è il coefficiente che definisce l'ampiezza dell'alimentazione dell'antenna k-esima rispetto all'antenna base (elemento 0), posta nell'origine;
- $\delta_k$  è il coefficiente che definisce lo sfasamento dell'alimentazione dell'antenna k-esima rispetto all'antenna base;
- $\mathbf{L}_k$  è il vettore che definisce lo spostamento dell'antenna k-esima rispetto all'antenna base.

Il Fattore di Schiera si ottiene dalla seguente equazione:

$$\begin{aligned}
 F(\theta, \phi) &= \sum_{k=0}^{n-1} \Lambda_k \exp\{-j\delta_k\} \exp\left\{j \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{L}_k \bullet \hat{\mathbf{r}}\right\} = \\
 &= \sum_{k=0}^{n-1} \Lambda_k \exp\left\{j \left(\frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{L}_k \bullet \hat{\mathbf{r}} - \delta_k\right)\right\} \quad (3.1)
 \end{aligned}$$

Se definiamo  $\mathbf{E}_0(r, \theta, \phi)$  il campo elettrico prodotto da un singolo elemento della schiera, il campo totale irradiato dall'array varrà:

$$\mathbf{E}(r, \theta, \phi) = \mathbf{E}_0(r, \theta, \phi) F(\theta, \phi) \quad (3.2)$$

$$|\mathbf{E}(r, \theta, \phi)| = |\mathbf{E}_0(r, \theta, \phi)| |F(\theta, \phi)| \quad (3.3)$$

Tornando al solo Fattore di Schiera, nel caso in analisi la definizione si semplifica grazie al numero limitato di antenne allineate lungo  $\hat{\mathbf{x}}$  (2 antenne  $\Rightarrow k = 1$ ):

- $\Lambda_1 = 1$
- $\delta_1$  variabile a seconda delle esigenze
- $\mathbf{L}_1 = L_a \hat{\mathbf{x}}$

Pertanto il fattore di schiera diventa:

$$F(\theta, \phi) = 1 + \exp\left\{j \left(\frac{2\pi}{\lambda} L_a \cos(\phi) \sin(\theta) - \delta_1\right)\right\} \quad (3.4)$$

Eseguiamo una prima indagine limitandoci al piano  $xy$  e ipotizzando che i TAG si trovino su di esso. Il Fattore di Schiera si semplifica in quanto il termine  $\sin(\theta)$  può essere omissso ( $= 1$ ): verifichiamo due condizioni estreme nell'alimentazione dei dipoli:

- a)  $\delta_1 = 0$
- b)  $\delta_1 = \pi$

L'andamento del **solo Fattore di Schiera** è visibile in figura 3.11. Le prime osservazioni importanti, che stanno alla base del RID, sono le seguenti:

- a) verso la direzione broad-side abbiamo un massimo **poco selettivo**;
- b) questa condizione può essere utile nella creazione di schiere End-Fire, ma la nostra osservazione si concentra in direzione broad-side dove ritroviamo un **minimo molto selettivo**.

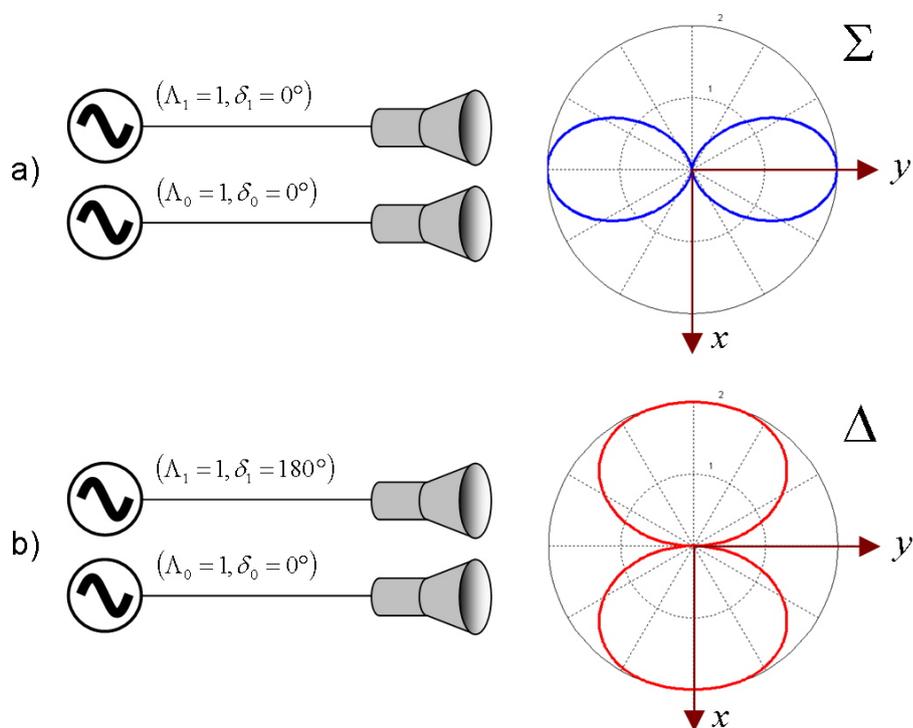


Figura 3.11: Fattore di schiera - condizioni in analisi

In conclusione, associando alla condizione *a)* il front-end  $\Sigma$  e alla condizione *b)* il front-end  $\Delta$  possiamo localizzare i TAG **ricercando la direzione di provenienza dei segnali in maniera grossolana grazie alla direzione di massimo, e in maniera molto precisa grazie alla ricerca del minimo**. Definiamo allora la figura di merito **Maximum Power Ratio (MPR)**[33]:

$$\text{MPR} = \Sigma [dB] - \Delta [dB] \quad (3.5)$$

Per comprendere appieno il suo significato occorrono alcune precisazioni. Innanzitutto i diagrammi mostrati non rappresentano il diagramma di radiazione del sistema ma solo il Fattore di Schiera. Come già spiegato in precedenza, per ottenere il diagramma di radiazione del sistema occorre moltiplicare il fattore di schiera per il diagramma di radiazione della singola antenna. Il risultato che si otterrà eliminerà i campi irradiati nella direzione  $-\hat{y}$ , al fine di massimizzare il campo in direzione  $\hat{y}$  opposta in cui si eseguirà la ricerca dei TAG. La seconda precisazione riguarda il funzionamento del RID. Per

comprendere e individuare le direzioni da cui provengono i segnali dei TAG, il RID esegue una scansione angolare. La prima versione del RID eseguiva la scansione angolare per mezzo di un motore elettrico. Il sistema si è dimostrato poco pratico, ma la sua realizzazione è stata di fondamentale importanza per verificare l'efficacia della metodologia di ricerca. Nel progetto descritto in questa tesi si è deciso di rimuovere la scansione meccanica e di sostituirla con una scansione elettronica, ossia di agire sul termine  $\delta_1$ . Questo permette di orientare a proprio piacere il lobo del fattore di schiera al fine di spaziare su un determinato settore angolare, senza introdurre movimenti meccanici. Rimane la necessità di spostare contemporaneamente (mantenendoli il più allineati possibile) sia il diagramma di radiazione del caso *a*) che quello del *b*). Questo si è ottenuto inserendo tra i due front-end e le antenne un **Rat-race**: un front-end alimenterà le antenne *in fase* perché il segnale da lui emesso incontrerà, fisicamente, due percorsi di pari lunghezza, mentre l'altro front-end alimenterà le antenne in controfase perché il segnale da lui emesso incontrerà due percorsi differenti tra di loro di un fattore  $\lambda/2$ . Il primo front-end prende il nome  $\Sigma$  (Somma) mentre il secondo si chiama  $\Delta$  (Differenza). Per creare la rotazione dei diagrammi di radiazione si è deciso, come anticipato nella sezione precedente, di inserire dei Phase Shifter tra le uscite del Rat-race e le antenne: così facendo si agisce direttamente sul parametro  $\delta_1$ . Per  $\Sigma$  si avrà uno sfasamento tra le antenne coincidente proprio con  $\delta_1$  mentre per  $\Delta$  lo sfasamento varrà  $\delta_1 + 180^\circ$ . Gli andamenti dei diagrammi di radiazione al variare della fase introdotta dal Phase Shifter sono visibili nelle figure 3.12 e figure 3.13, dove lo sfasamento viene inserito rispettivamente nel ramo di destra e nel ramo di sinistra.

Ovviamente, i diagrammi delle figure 3.12 e 3.13 rappresentano già il diagramma di radiazione completo, ossia tengono conto anche del diagramma di radiazione della singola antenna. Come ci si attendeva ci sono due condizioni particolari:

- 1- introducendo uno sfasamento di  $90^\circ$  i diagrammi di radiazione di  $\Sigma$  e  $\Delta$  sono uguali ma speculari;
- 2- introducendo uno sfasamento di  $180^\circ$  i diagrammi di radiazione si invertono completamente e a  $\Sigma$  viene associato il diagramma di  $\Delta$  quando misura in direzione broadside, e viceversa.

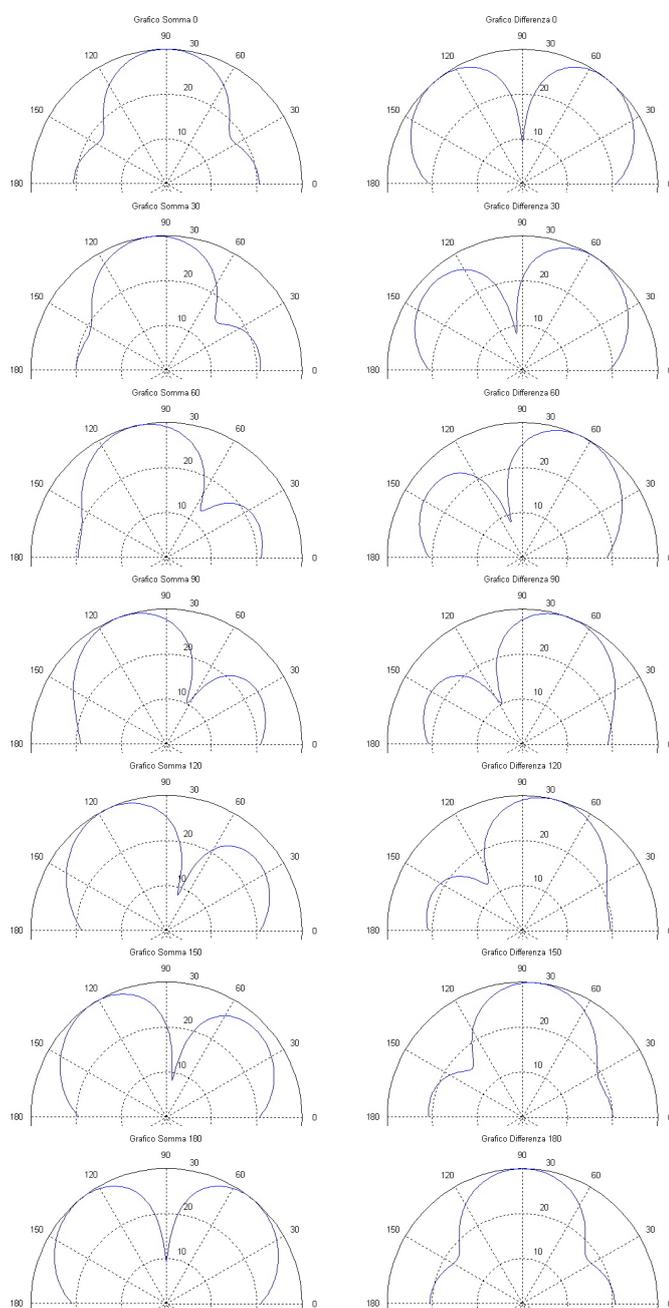


Figura 3.12: Diagramma di Radiazione al variare di  $\delta_1$  nel ramo di destra (risp.  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $150^\circ$  e  $180^\circ$ )

Quello appena descritto rappresenta l'aspetto fisico/tecnologico che caratterizza il RID, ossia la possibilità di localizzare la direzione di provenienza dei segnali trasmessi dai TAG (in una dimensione).

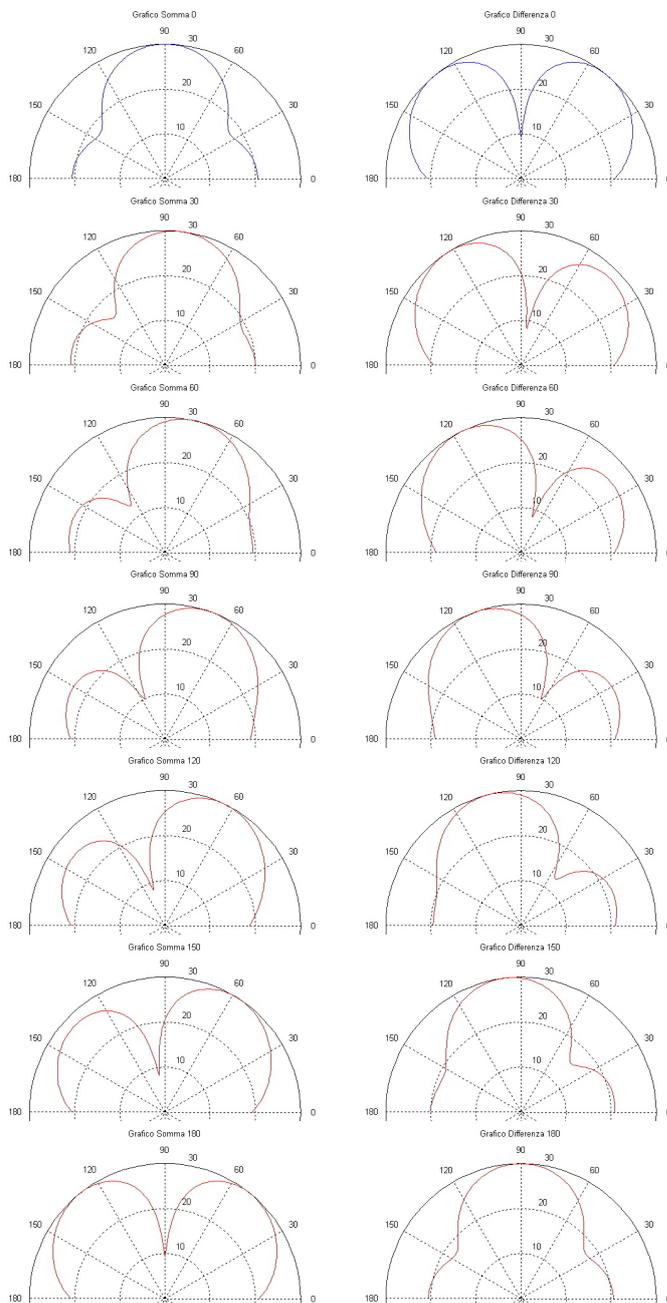


Figura 3.13: Diagramma di Radiazione al variare di  $\delta_1$  nel ramo di sinistra (risp.  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $150^\circ$  e  $180^\circ$ )

### Logica di funzionamento: modalità operative

Come descritto nell'introduzione, il RID è stato studiato per interagire con oggetti presenti nell'ambiente, per permettere una migliore gestione delle ri-

sorse, con tempi di intervento sempre più brevi in caso di guasto. Quindi, il normale utente del RID dovrà usarlo con gesti semplici e intuitivi: questa fase d'utilizzo è stata denominata **Selection**. Viceversa, il manutentore impiegherà il RID per individuare gli oggetti/dispositivi su cui operare, segnalati precedentemente dall'utente: questa fase è stata denominata **Detection**

### SELECTION

In questa fase, per segnalare l'oggetto su cui far intervenire i manutentori, oppure indicare per qualche motivo al sistema centrale un opportuno dispositivo, sarà sufficiente "puntare" l'oggetto e premere un pulsante sul PDA (connesso tramite la seriale al RID). Il RID, tramite la scansione angolare, riuscirà ad individuare l'oggetto su cui si punta semplicemente riconoscendo il rispettivo TAG associato all'oggetto che gli si presenta dinnanzi. L'algoritmo

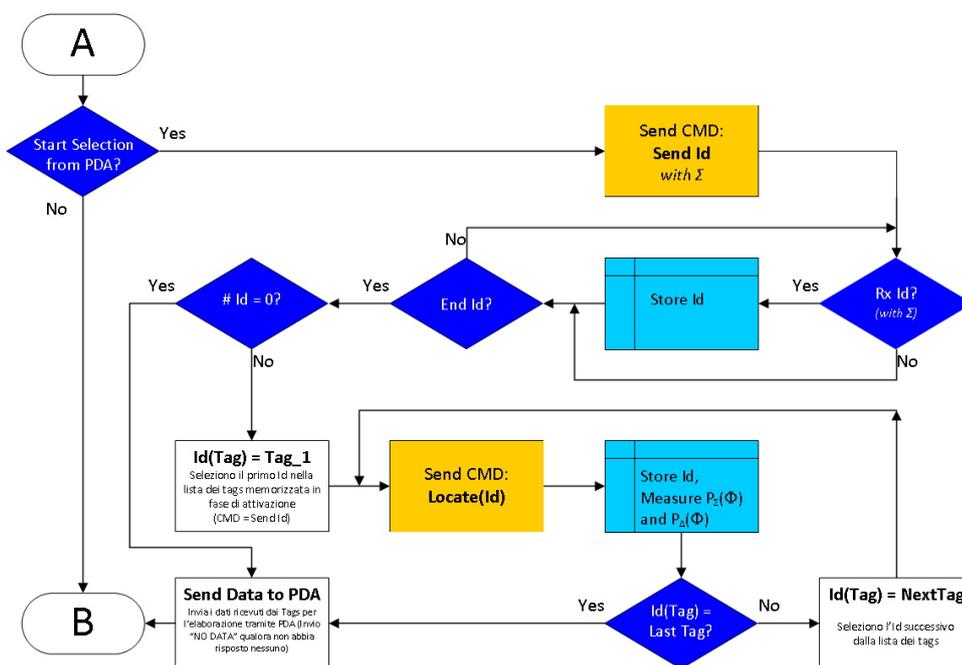


Figura 3.14: Flow Chart di massima della fase Selection

che governa la fase di Selection è descritto dalla Flow Chart di figura 3.14. Come si può osservare, il RID rimane in attesa dei comandi da parte del PDA (o di un computer) provenienti dalla porta seriale sull'operazione da eseguire.

Quando il comando inviato dal PDA risulta essere `START SELECTION`, il RID si attiva e invia ai TAG, sul canale radio, il comando specifico `SEND ID`. I TAG che ricevono il comando, con un algoritmo di anti collisione implementato in essi, rispondono inviando il loro Id (identificativo). Il RID rimane in attesa delle risposte da parte dei TAG per un tempo massimo programmabile (attualmente posto a 200 [ms]): in questa fase registra gli Id dei TAG che rispondono alla sua richiesta. Terminato il tempo d'attesa, il RID passa alla fase di localizzazione vera e propria: polarizzando opportunamente i Phase Shifter varia i diagrammi di radiazione per  $\Sigma$  e per  $\Delta$  facendo in modo che la scansione angolare parta da sinistra e si sposti verso destra. Ad ogni posizione angolare interpella i TAG (presenti nella lista che ha creato nella fase precedente) uno alla volta con il comando `LOCATE(ID)` e ne misura la potenza del segnale ricevuto, sia con  $\Sigma$  che con  $\Delta$ , tramite l'RSSI. La durata di questa fase varia in funzione del numero di TAG rilevati e del numero di angoli per i quali si vuole eseguire la misura. La versione attuale, che può gestire fino a 9 TAG contemporaneamente, esegue 80 misure a 40 angoli differenti (una misura per  $\Sigma$  e una per  $\Delta$  ad ogni angolo). Per ogni misura di ogni TAG impiega circa 2 [ms], quindi il tempo di scansione va da un minimo di 80 [ms] (nel caso di un solo TAG rilevato) ad un massimo di 720 [ms] (nel caso di 9 TAG). Nella versione attuale del software, i dati vengono immagazzinati nella RAM del RID, e poi trasferiti tutti insieme al PDA una volta terminata la scansione. In questo modo si velocizza il processo di scansione a discapito del numero massimo di TAG rilevabili. É possibile aumentare il numero di TAG (oltre 200) modificando leggermente la procedura di trasmissione dei dati verso il PDA, ovvero non memorizzando le misure nel RID ma inviandole di volta in volta al PDA. Questa scelta comporta un tempo di scansione molto più alto, ma potrebbe essere adottato per applicazioni dedicate con variazioni lente dello scenario, come applicazioni che non richiedono lo spostamento del RID ma ne prevedono l'installazione fissa (es.: individuazione di oggetti muniti di TAG transitanti su un nastro trasportatore). Terminata la scansione, tutte le misure saranno in gestione del PDA, che avrà il compito di calcolare la figura di merito **MPR** (3.5) ed individuare quale TAG presenti il valore massimo più vicino al centro, ossia alla direzione puntata dall'utente. Per comprendere meglio cosa il RID invia al PDA analizziamo l'esempio di figura 3.15, dove

sono stati posti in linea quattro TAG. Nella prima figura di 3.16 sono visibili

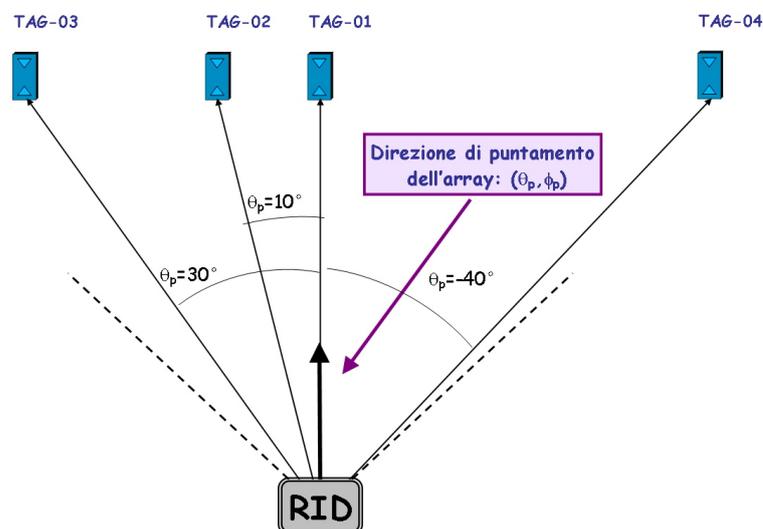


Figura 3.15: Esempio di Selection

i segnali distinti che  $\Sigma$  (linee continue) e  $\Delta$  (linee tratteggiate) misurano per ogni TAG (distinti dai colori) ottenuti tramite simulazione elettromagnetica del sistema. La seconda figura è analoga alla prima, ma mostra solamente le informazioni utili di ogni TAG nel rispettivo intorno angolare. Il PDA calcola il **MPR** e il risultato è visibile in figura 3.17, dove si può osservare il picco centrale associato al TAG puntato. A questo punto la Selection è terminata e il PDA può indicare la selezione del TAG-01 al sistema centrale.

#### DETECTION

Mentre la fase di Selection serve per selezionare l'oggetto che "si punta", del quale non si conosce l'Id, la fase di Detection è molto più semplice ed è stata pensata per localizzare un TAG del quale si conosce l'Id. Pertanto, il RID richiama direttamente il TAG interessato tramite il comando `LOCATE(ID)`. Se non ottiene risposta entro un determinato tempo il RID deduce che il TAG cercato non si trova nel suo raggio d'azione, altrimenti indica all'operatore (manutentore) in che direzione muoversi. Anche questo processo è descritto tramite una Flow Chart, visibile in figura 3.18.

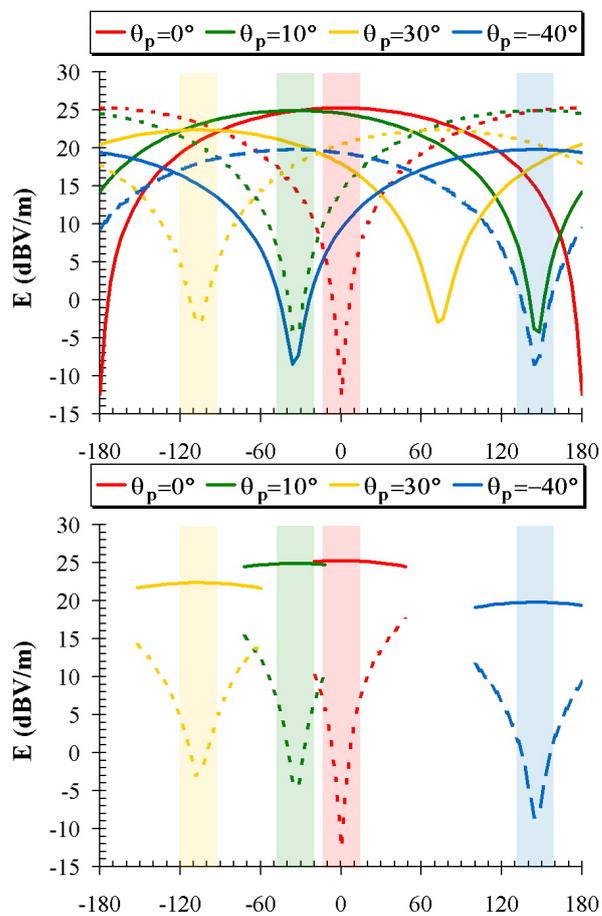


Figura 3.16: Esempio di Selection - Segnali inviati dal RID al PDA

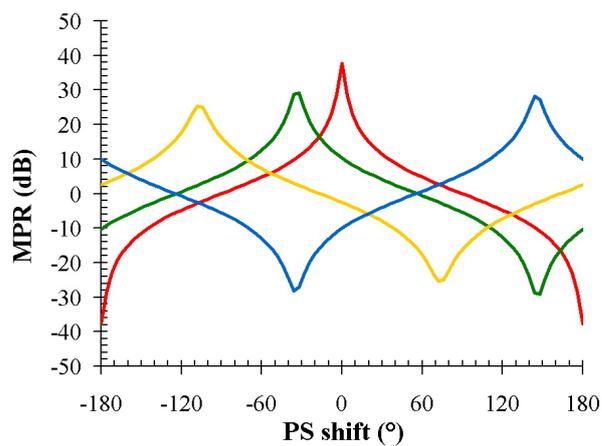


Figura 3.17: Esempio di Selection - MPR

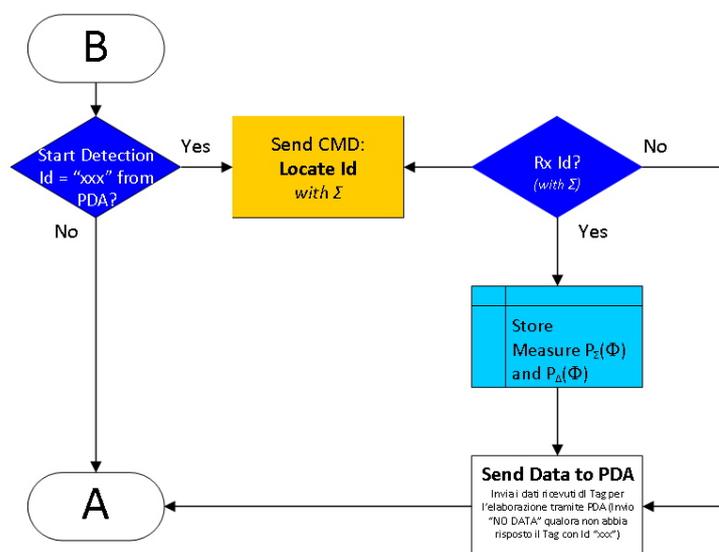


Figura 3.18: Flow Chart di massima della fase Detection

## TAG

I TAG impiegati sono il modello commerciale della Texas Instruments “eZ430-

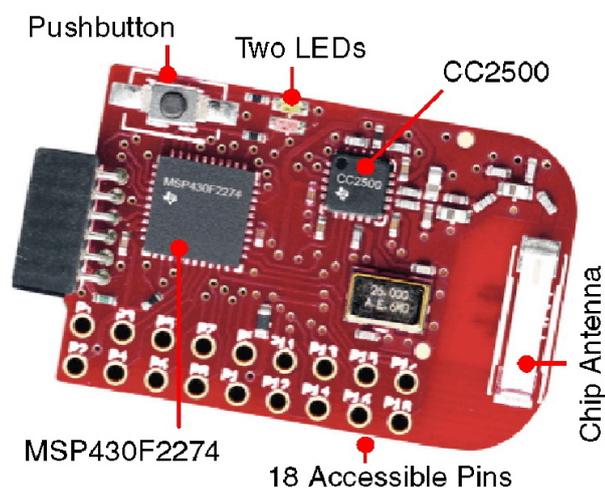


Figura 3.19: TAG

RF2500”, visibile in figura 3.19, equipaggiati con lo stesso microcontrollore e lo stesso front-end implementati nel RID, come sarà spiegato in seguito. La loro programmazione è molto semplice: devono rispondere ai due comandi inviati dal RID (SEND ID e LOCATE(ID)) tramite l’invio verso il RID del

proprio Id. Nel primo caso, all'interno del CC2005 sarà abilitato l'algoritmo di anti-collisione, che determina in maniera casuale l'istante in cui inviare il proprio Id, per permettere al RID di non perderne nemmeno uno. Nel secondo caso non saranno presenti problemi di collisione in quanto uno e un solo TAG dovrà rispondere all'appello. La risposta da parte del TAG sarà immediata, per non introdurre ulteriori ritardi durante la fase di scansione del RID.

### 3.2.2 Parte Digitale

Come già anticipato, il RID si interfaccia via radio con i TAG commerciali della Texas Instruments "eZ430-RF2500", dei quali Texas Instruments fornisce gli schemi dettagliati che sono stati presi come spunto per la progettazione di questa parte. La sostanziale differenza della parte digitale del RID e quella del singolo sensore si riscontra nel numero di front-end (CC2500) che il microcontrollore gestisce: il singolo sensore occupa il bus SPI con un solo CC2500 mentre il RID ne gestisce due, come descritto nella presentazione dell'hardware. L'altra differenza sostanziale riguarda la presenza dei due convertitori DAC, utilizzati per polarizzare opportunamente i Phase Shifter (come sarà descritto in seguito). Lo schema elettrico è visibile in figura 3.20.

In figura 3.21 è invece visibile la disposizione dei componenti della parte digitale sullo stampato del RID in scala 2 : 1. Come si può osservare, per permettere di inviare informazioni immediate all'operatore sono stati inseriti due led (rosso e verde). Attualmente sono usati per definire se il RID è in fase di attesa (led verde), di misura (led Rosso) e di trasmissione dati verso il PDA (led rosso lampeggiante). Il RID dispone anche di una porta di comunicazione seriale utilizzabile sia per dialogare con il PDA, che per la programmazione del microcontrollore.

### 3.2.3 Antenne

La parte digitale, date le basse frequenze con cui opera (il quarzo di riferimento per il CC2500 lavora a 26 [MHz]), non presenta particolari esigenze riguardo al substrato su cui realizzarla. Pertanto si è deciso di realizzare tutto il circuito sullo stesso substrato, la cui scelta diventa fortemente vincolata

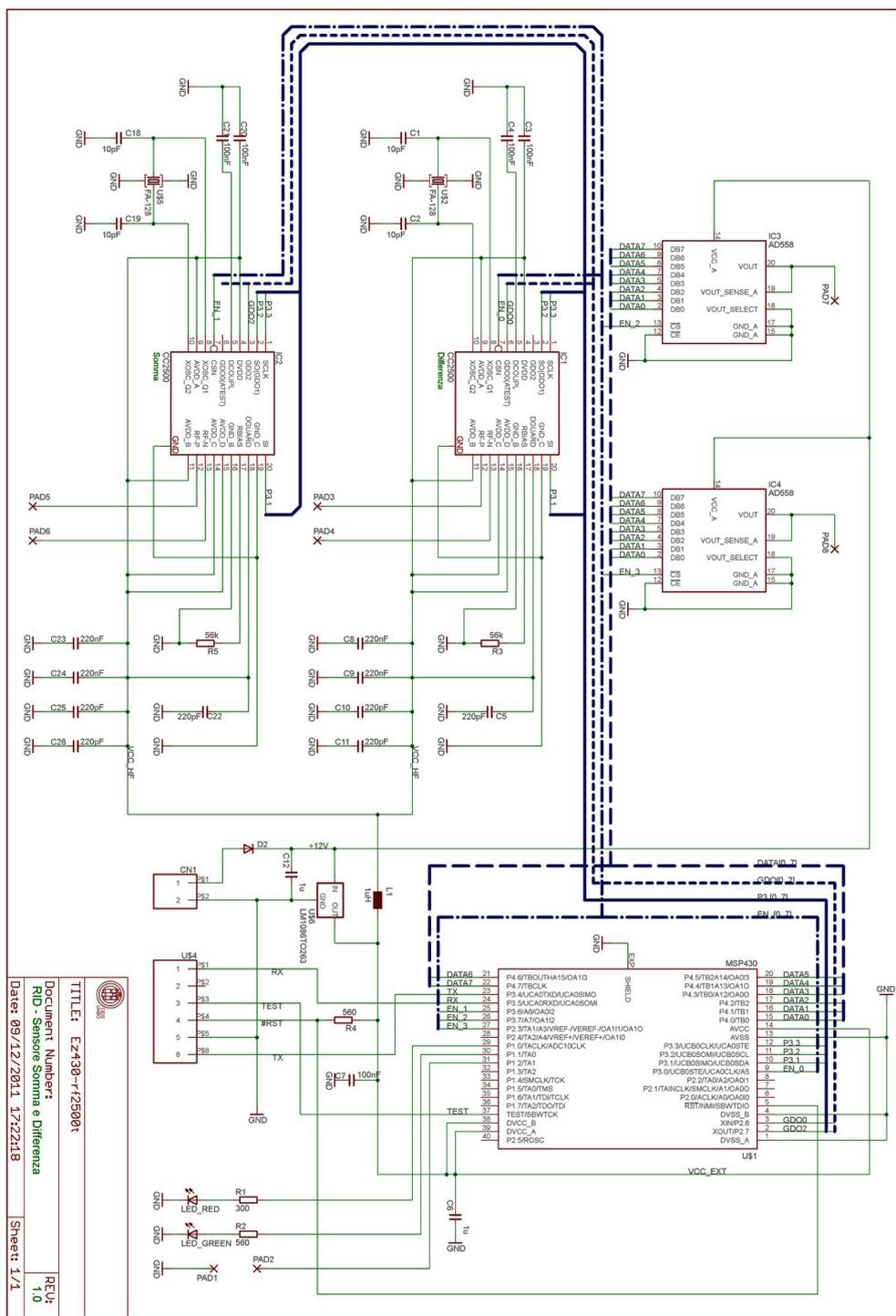


Figura 3.20: Schema elettrico del RID

alle specifiche richieste dalla parte a radiofrequenza. Il progetto è stato realizzato su **Taconic RF-60**, caratterizzato da  $\epsilon_r = 6.15$ ,  $\tan \delta = 0.0028$ , da

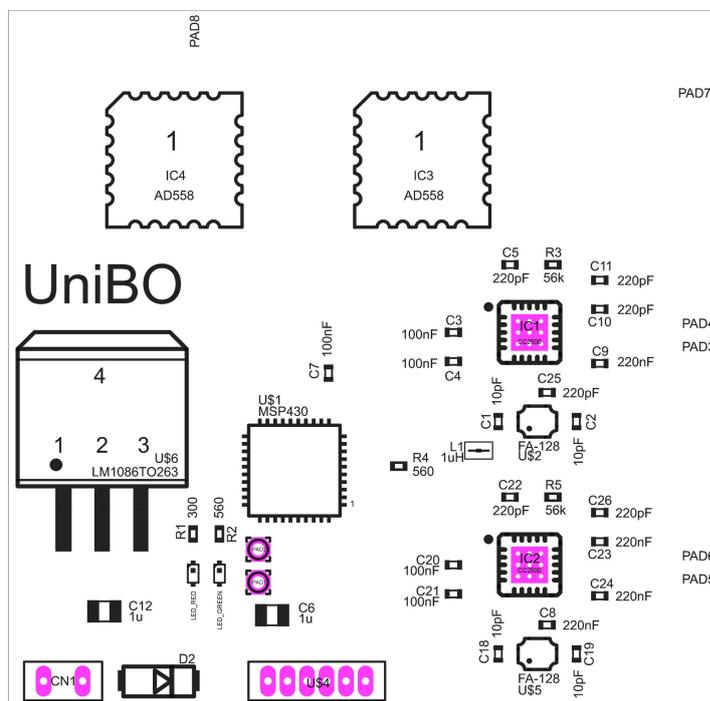


Figura 3.21: Disposizione dei componenti del RID, in scala 2:1

uno spessore del dielettrico di  $635 \mu\text{m}$  e dallo spessore delle metallizzazioni di  $35 \mu\text{m}$ . La scelta di un substrato caratterizzato da questo valore dell' $\epsilon_r$  rappresenta un compromesso tra substrati con valori maggiori, che favorirebbero la miniaturizzazione dei circuiti distribuiti, e substrati con valori molto più bassi, spesso utilizzati per la realizzazione di antenne.

Le antenne, come elementi radianti, non devono essere troppo direttive, altrimenti lo diviene anche la superficie di radiazione totale della schiera, penalizzando i segnali ricevuti dai sensori posti lateralmente rispetto al sensore puntato. La tipologia d'antenna che, per antonomasia, non pregiudicherebbe tali segnali è il dipolo, il quale, posto su un qualsiasi asse verticale risulta omnidirezionale rispetto al piano orizzontale normale a tale asse. Si è quindi ricercata una soluzione di questo tipo[24]. Logicamente, combinando in una schiera due semplici dipoli il diagramma di radiazione nel piano di scansione presenterebbe dei lobi di retro-irradiazione (non voluti). La soluzione che si è adottata per il RID, visibile in figura 3.8, è quella di un monopolo che, per la presenza di un piano di massa parziale, mostra un diagramma di radiazione in un solo semi-spazio. Questa caratteristica verrà enfatizzata (ossia

migliorato il rapporto avanti/indietro) grazie al piano di massa del circuito finale su cui saranno fissate le antenne. La figura 3.22 mostra l'ottimo andamento del termine  $S_{11}$  ottenuto dalle simulazioni elettromagnetiche di CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup>, mentre i diagrammi di radiazione associati alla sola simulazione dell'antenna sono visibili in figura 3.23.

L'adattamento dell'antenna è soddisfatto ampiamente per tutta la banda

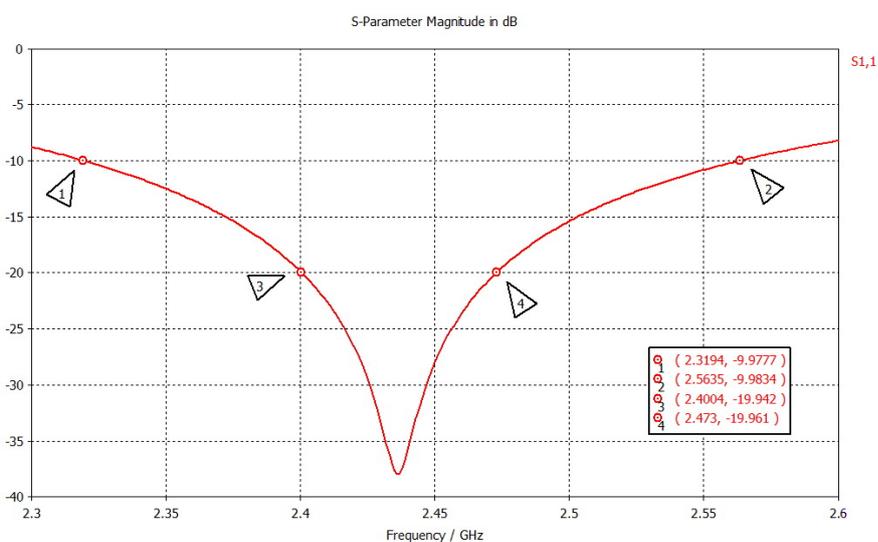


Figura 3.22: Andamento coefficiente di riflessione delle antenne

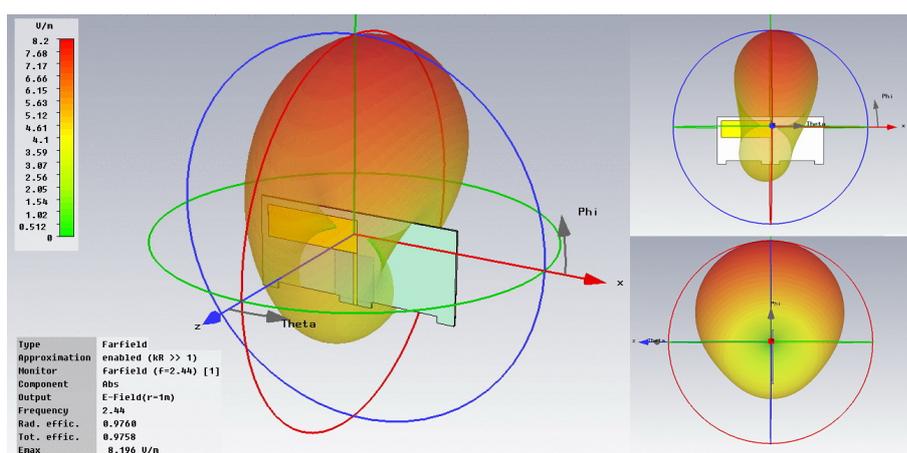


Figura 3.23: Campo  $E$  a 1 [m] di distanza dall'antenna

di lavoro del RID, e i suoi diagrammi di radiazione rispecchiano le attese:

nella direzione di massimo il diagramma si presenta poco selettivo nel piano di scansione, ma abbastanza selettivo nel piano ortogonale. Il coefficiente di riflessione  $S_{11}$  è stato misurato, ma per far questo è stato necessario inserire un connettore sull'antenna che ne ha condizionato fortemente la risposta a causa di un campo di retroirradiazione non trascurabile che interessa proprio il connettore e il cavo. Per verificare la corrispondenza tra questa misura e le simulazioni si è ripetuta la simulazione tramite CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> dell'antenna con il connettore, ed i risultati sono coerenti, come visibile in figura 3.24. Il fissaggio delle antenne al RID avviene per mezzo di tre

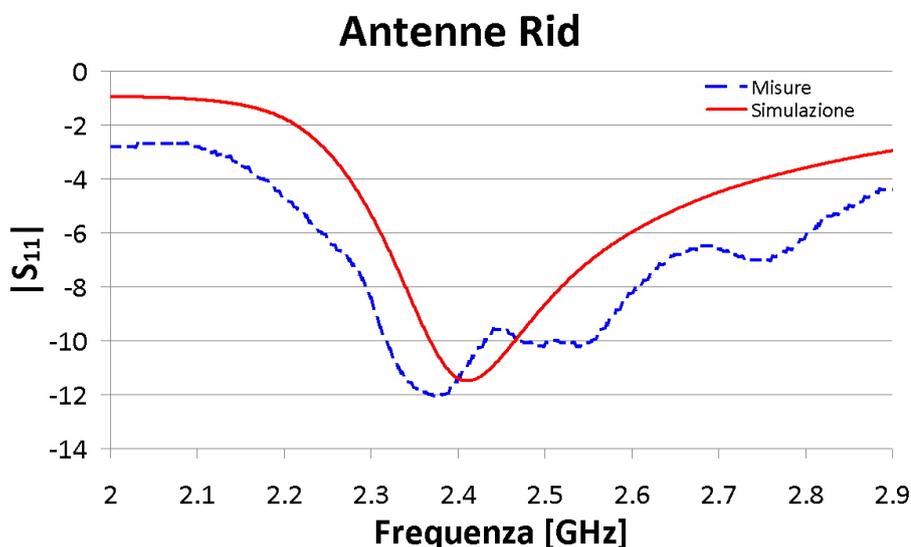


Figura 3.24: Simulazione e misura del coefficiente di riflessione delle antenne con connettore

aperture nella piastra base. Nell'apertura centrale si crea la giunzione tra la pista proveniente dai Phase Shifter e quella d'alimentazione dell'antenna. Il collegamento di massa, invece, avviene con il piano posteriore della scheda principale del RID, come visibile in figura 3.25. La scelta della distanza tra le antenne si è basata sulla massimizzazione della direttività della schiera. Il valore della direttività, in funzione della distanza  $L_a$ , dello sfasamento tra le antenne  $\delta_1$  e della funzione di radiazione della singola antenna  $f(\theta, \phi)$ , si ottiene dalla seguente formula[29]:

$$D = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi f^2(\theta, \phi) \left| \cos\left(\frac{\pi L_a}{\lambda} \sin\theta \cos\phi - \frac{\delta_1}{2}\right) \right|^2 \sin\theta d\theta d\phi} \quad (3.6)$$

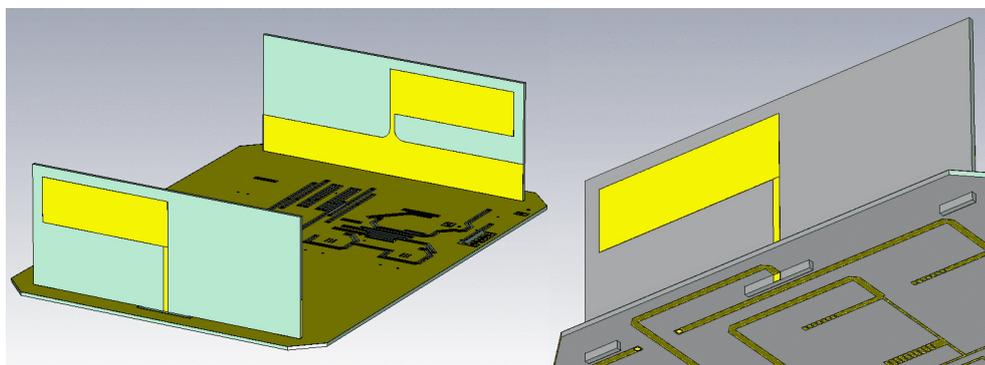


Figura 3.25: Fissaggio antenne alla scheda principale del RID

Per quanto riguarda il RID, il termine  $\delta_1$  varia in funzione delle tensioni di controllo applicate ai Phase Shifter. La figura 3.26 è stata ottenuta imponendo  $\delta = 0$ , ossia nelle condizioni di partenza dell’algoritmo di selezione quando il RID deve attivare solamente i TAG che gli si trovano dinnanzi. Come si evince dalla figura 3.26, la massima direttività si ottiene imponendo una distanza  $L_a = 0.65\lambda = 80 [mm]$  tra le antenne, che è proprio la distanza scelta per il RID.

Il RID non realizza esattamente una schiera d’antenne nel senso stretto della

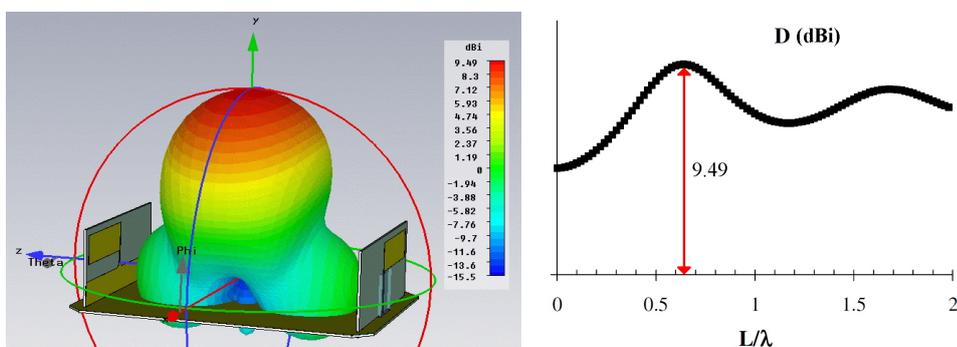


Figura 3.26: Calcolo distanza da imporre tra le antenne del RID al fine di massimizzare la direttività, e grafico della Superficie di Radiazione ottenuto.

definizione, ossia che ogni elemento della schiera sia ottenuto tramite una traslazione dell’elemento posto nell’origine, ma è equipaggiato con due antenne ottenute per “effetto specchio” (mirroring). Si può considerare che formino una schiera (ossia siano uguali tra di loro) solo se si assume nullo lo spessore del substrato su cui le antenne sono realizzate ( $635 [\mu m]$ ). La condizione può

essere considerata valida perché la distanza che intercorre mediamente tra i TAG e il RID è superiore di almeno tre ordini di grandezza, ed almeno un ordine di grandezza rispetto alla dimensione della lunghezza d'onda nell'aria, dove il campo viene propagato. Questo è dimostrato dalle misure dei diagrammi di radiazione al variare della fase di alimentazione delle antenne (creata per mezzo dei Phase Shifter opportunamente comandati), visibile in figura 3.27, dove si trova corrispondenza con quanto ipotizzato e quanto misurato. I diagrammi sono stati ottenuti usando, in ricezione, una parabola

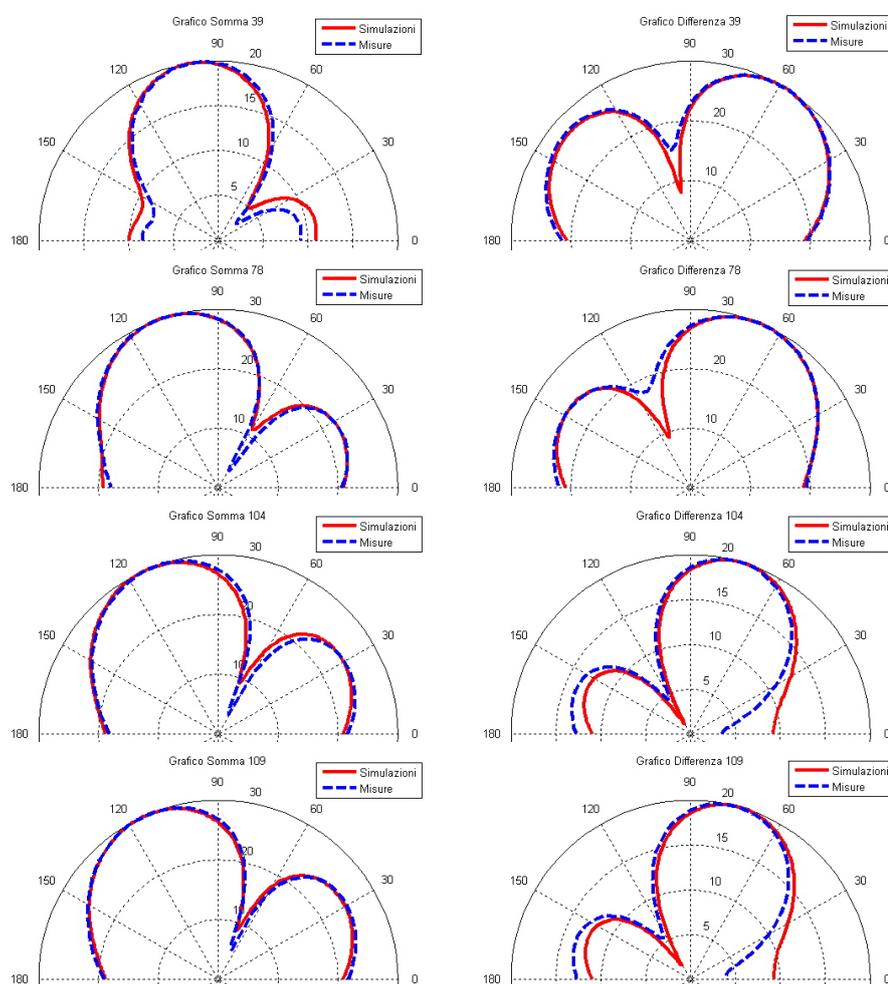


Figura 3.27: Simulazioni e misure dei daigrammi di radiazione

primo fuoco con un'antenna patch posta nel suo fuoco. La rotazione del RID è stata eseguita mediante un motore passo-passo (200 passi/giro) connesso ad un riduttore di giri dal rapporto 3 : 1 (figura 3.28). Questo metodo di



Figura 3.28: Sistema di misura dei diagrammi di radiazione

misurazione dei diagrammi di radiazione limita l'effetto dei cammini multipli presenti in tutti gli ambienti (escluse le camere anecoiche) sfruttando la forte direttività tipica dei sistemi a riflettore parabolico. Infatti, se si ragiona con l'ottica geometrica, l'antenna patch posta nel fuoco riceve solamente le onde piane che incidono sul riflettore giungendovi parallele all'asse della parabola stessa. Tutte gli altri raggi che giungono sullo specchio parabolico con inclinazioni differenti vengono riflessi con direzioni che non interessano il fuoco della parabola e quindi non ricevibili dall'antenna patch.

### 3.2.4 Phase Shifter

Come indicato precedentemente, i Phase Shifter inseriti tra il Rat-race e le antenne, sono di due tipologie: componenti commerciali prodotti dalla società Skyworks (modello PS196-315) o modello distribuito (progetto in collaborazione con l'Ing. Massimo Del Prete).

### Phase Shifter commerciale

Il componente introduce nominalmente una variazione di fase di circa  $100^\circ$ , non sufficienti per eseguire tutta la scansione angolare. Per questo motivo il RID prevede, per ogni antenna, due Phase Shifter inseriti in serie tra di loro. Il componente non risulta particolarmente lineare nella variazione della Fase in funzione della tensione di controllo: questo si ripercuote nella linearità della scansione angolare. Pertanto si è deciso di effettuare una campagna di misura della direzione del minimo di  $\Delta$  in funzione della tensione di controllo dei Phase Shifter controllata dai DAC. Non si è preso in esame  $\Sigma$  perché presenta un angolo piuttosto ampio e non è quindi adatto allo scopo; Inoltre, è sempre tramite  $\Delta$  che si identifica correttamente la posizione dei TAG perché i suoi dati contengono un contributo informativo maggiore. Il risultato è visibile in figura 3.29 dove la parte alta del grafico prevede la variazione della tensione del DAC di destra mantenendo costante a 1 [V] la tensione dell'altro convertitore, mentre la parte inferiore inverte questa condizione. La curva ottenuta permette di definire quaranta punti opportuni per cercare

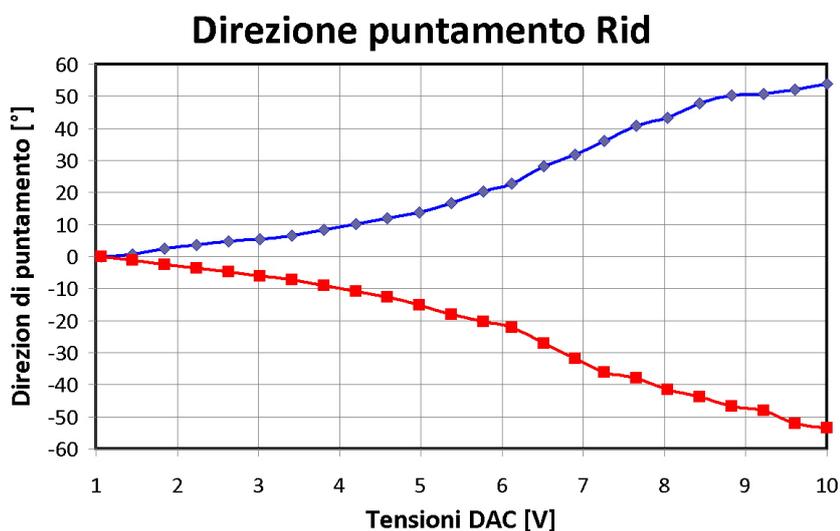


Figura 3.29: Andamento direzioni di puntamento del RID in funzione della tensione applicata dai DAC ai Phase Shifter

di rendere il più lineare possibile la scansione angolare.

### Phase Shifter distribuito

È stato realizzato un “continuously electrically tunable Phase Shifter”, per la cui realizzazione si è scelta la ben nota architettura reflection-type, mostrata in figura 3.30. La soluzione è costituita da un accoppiatore a 3 [dB]

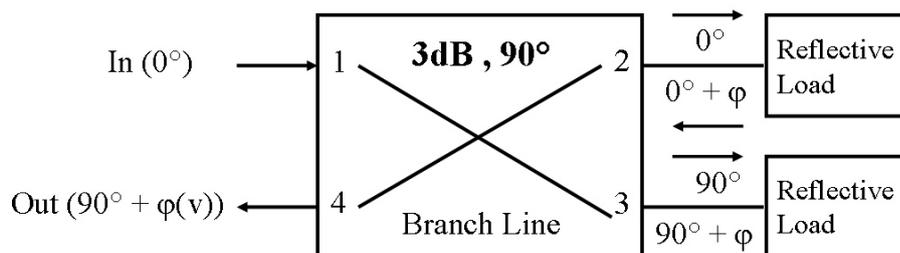


Figura 3.30: Generica architettura del Phase Shifter

che divide il segnale di ingresso in due segnali in quadratura. Questi segnali sono poi riflessi da opportuni carichi reattivi (Reflective Load) e ricombinati in fase alla porta di uscita del Phase Shifter e in contro fase alla porta di ingresso. Questo principio permette di garantire un buon adattamento alle porte anche se sono presenti componenti reattivi. Il progetto del Phase Shifter si riduce, quindi, al solo dimensionamento dei reflective load. Tali carichi dovranno variare la loro impedenza in funzione della tensione di controllo. Questo comportamento si ottiene utilizzando dei diodi varicap che si comportano come capacità variabili in funzione della tensione di polarizzazione inversa, collegata ai convertitori DAC tramite una semplice rete di bias. Le principali caratteristiche che si richiedono in fase di progetto del Phase Shifter sono:

- Minima return loss ( $< -10$  [dB])
- Minima insertion loss ( $< -10$  [dB])
- Massimo sfasamento ottenibile (almeno  $180^\circ$ )
- Linearità della fase in funzione della tensione
- Sfasamento costante in funzione della frequenza

Mentre i primi due punti sono risolti grazie alla particolare architettura scelta, gli ultimi tre sono più difficili da conseguire. Infatti, tali specifiche dipendono unicamente dai reflective load che, come detto, sono componenti non lineari.

Per quanto riguarda il massimo sfasamento ottenibile, si ha un suo aumento con l'aumentare della variazione di impedenza prodotta dai reflective load. Sfortunatamente i diodi varicap non sono in grado di produrre variazioni significative della propria impedenza, come visibile in figura 3.31, dove è mostrata la caratteristica del diodo BB833, scelto per questo progetto, che opera fino a 2.5 [GHz]. La capacitance ratio <sup>1</sup> tipica è pari a 12.4, ed è ovviamente

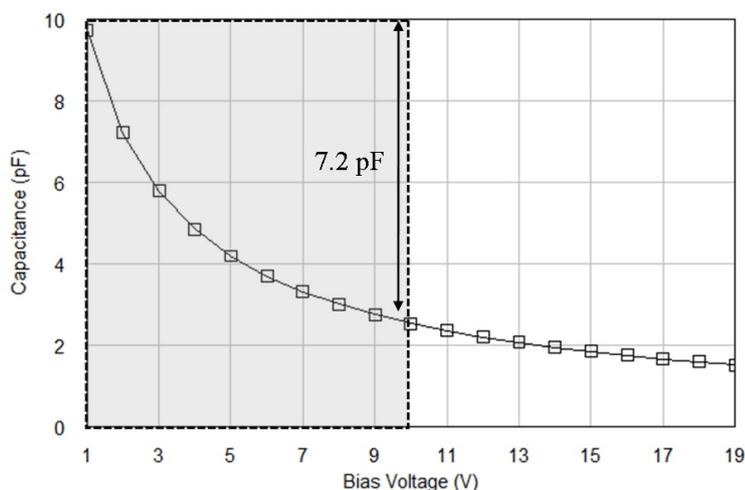


Figura 3.31: Caratteristica a 1MHz del diodo varicap selezionato

riferita alla massima tensione a cui può operare il diodo, ovvero 28 [V]. Tuttavia, nel progetto del RID la massima tensione di lavoro è di 10 [V], quindi il rapporto si riduce al valore di 4.08, come mostrato sempre in figura 3.31, dove è evidenziata la zona di effettivo utilizzo (e la corrispondente variazione di capacità usufruibile).

Per superare tali limiti sono state elaborate topologie in grado di accrescere lo sfasamento fino a, teoricamente, 360°, a discapito della linearità della variazione. In termini pratici, maggiore è lo sfasamento minore sarà la linearità e viceversa. Perciò il dimensionamento del Phase Shifter dovrà necessariamente essere frutto di un compromesso tra le due specifiche a seconda della loro importanza. Per gli scopi di questo progetto la linearità è una specifica secondaria rispetto allo sfasamento massimo. Inoltre, anche per questa tipologia come per la precedente, la linearità è sempre ottenibile mediante

<sup>1</sup>Rapporto tra il valore massimo e il valore minimo della capacità che presenta il varicap nelle condizioni estreme di polarizzazione

un'opportuna mappatura delle tensioni di controllo del Phase Shifter.

Il progetto del Phase Shifter è stato diviso in due fasi:

1. progettazione dell'accoppiatore branch line
2. ottimizzazione dei reflective load

#### PROGETTO ACCOPPIATORE BRANCH LINE

Il branch line è un classico accoppiatore usato in molte applicazioni. La sua configurazione standard è mostrata nella figura 3.32 a sinistra. Tale soluzione risulta, in questo progetto, ingombrante. Per ridurre le dimensioni sono stati inseriti ripiegamenti (bend) lungo i quattro rami dell'accoppiatore, avendo cura di compensare le discontinuità introdotte attraverso il cosiddetto chamfering (taglio degli angoli), come già realizzato precedentemente per il rat-race. La configurazione finale, mostrata in figura 3.32 a destra, è stata ottenuta mediante ottimizzazione circuitale e successiva verifica per mezzo di simulazione elettromagnetica. Le prestazioni finali simulate del nuovo bran-

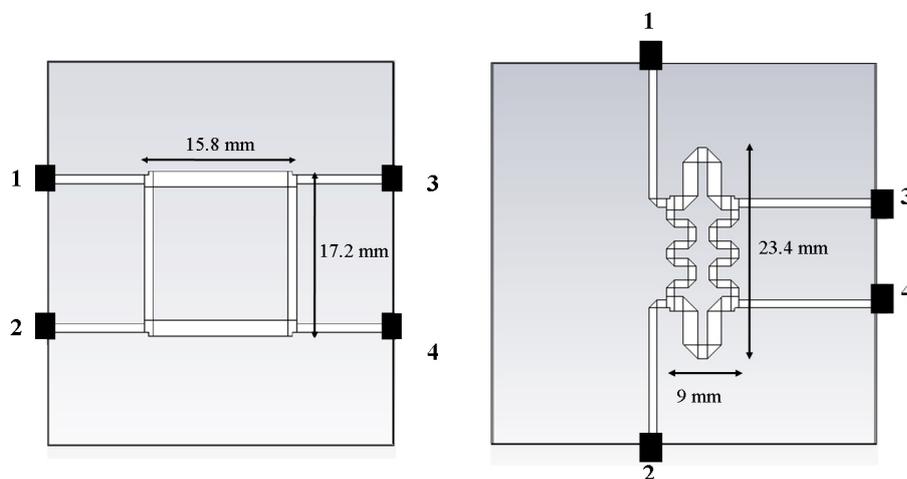


Figura 3.32: Standard Branch-Line e versione meandrizata

ch line sono mostrate nelle figure 3.33 e 3.34, dove si evince che le specifiche richieste da un ibrido a  $3 [dB]$  e con sfasamento di  $90^\circ$  sono soddisfatte nella banda di interesse ( $2.4 \div 2.5 [GHz]$ ).

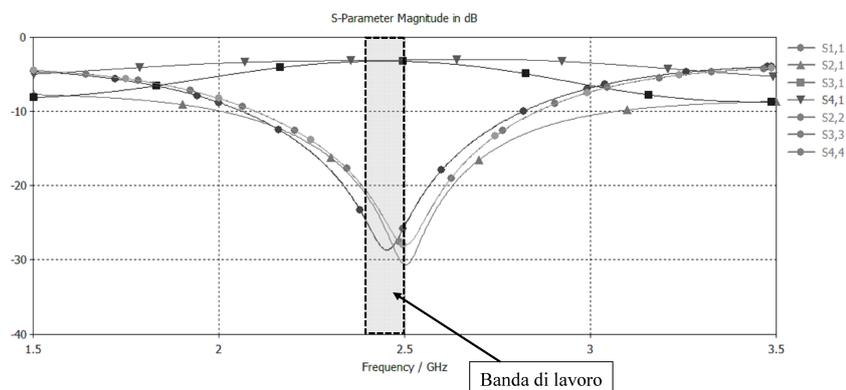


Figura 3.33: Moduli della matrice di scattering simulata del branch line meandrizzato

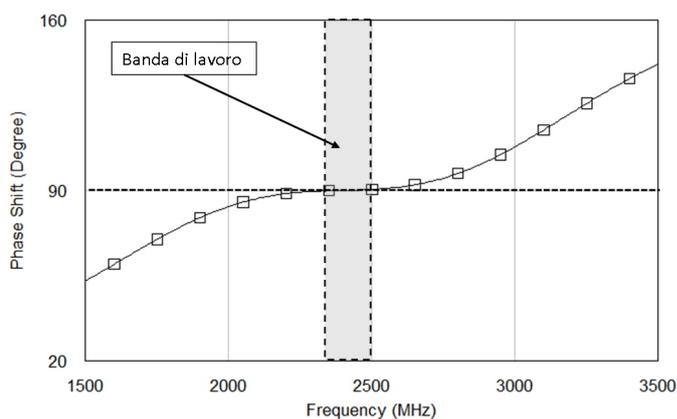


Figura 3.34: Simulazione dello sfasamento introdotto dal branch line meandrizzato

#### PROGETTO DEL REFLECTIVE LOAD

I reflective load per i Phase Shifter basati sul branch-line sono mediamente costituiti da un solo diodo varicap polarizzato inversamente. Tuttavia il massimo sfasamento ottenibile è limitato a circa  $90^\circ$ . In letteratura esistono pubblicazioni [26] che illustrano diverse topologie per ottenere sfasamenti maggiori. Il principio su cui si basano è l'inserimento di uno zero (risonanza) nella funzione impedenza del carico in modo da ottenere una significativa variazione di impedenza. In questo progetto tale risonanza è stata ottenuta inserendo un secondo diodo varicap collegato al primo mediante una linea a  $\lambda/4$  (figura 3.35) in modo da trasformare la capacità variabile in induttan-

za variabile. La fase di ottimizzazione non-lineare ha interessato proprio il

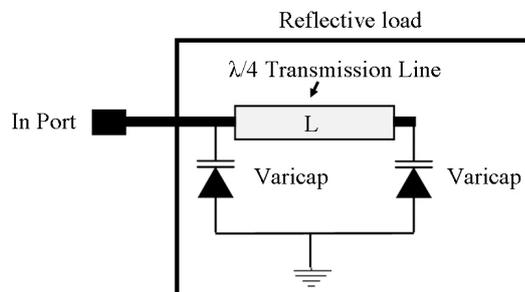


Figura 3.35: Topologia scelta del reflective load

dimensionamento di tale linea per ottenere una soluzione che soddisfi le specifiche. I risultati finali sono mostrati in figura 3.36 e la topologia ottenuta è mostrata in figura 3.37. Come si evince dai grafici, le specifiche sono ampiamente soddisfatte nella banda di lavoro e per tutte le tensioni di controllo previste.

#### ANALISI DI STABILITÀ

Il dispositivo è stato progettato nell'ipotesi che i parametri fisici e geometrici della struttura siano quelli nominali, e che le varie porte si interfaccino con le parti restanti del circuito, caratterizzate dalle co-simulazioni non lineari/elettromagnetiche. Tuttavia, in fase di realizzazione le dimensioni fisiche delle piste non sempre rispettano quelle di progetto, così pure i modelli matematici dei componenti non garantiscono una corretta corrispondenza. Per rendere il progetto del circuito robusto a tali variazioni si procede con una analisi/ottimizzazione statistica del circuito. In questo progetto sono state due le cause che hanno spinto a intraprendere tale approccio. La prima deriva da una caratteristica intrinseca dei reflection-type Phase Shifter, per cui un buon adattamento alle porte e una buona insertion loss sono garantiti solo se i reflective load risultano identici; diversamente le performance degradano in maniera significativa. In secondo luogo, data la frequenza di lavoro elevata, piccole variazioni di lunghezza (per esempio prodotte dal mal posizionamento dei componenti discreti sui pad del circuito) creano variazioni di fase non trascurabili. L'analisi statistica del circuito è stata eseguita applicando una statistica uniforme ai parametri elencati in tabella 3.1. La

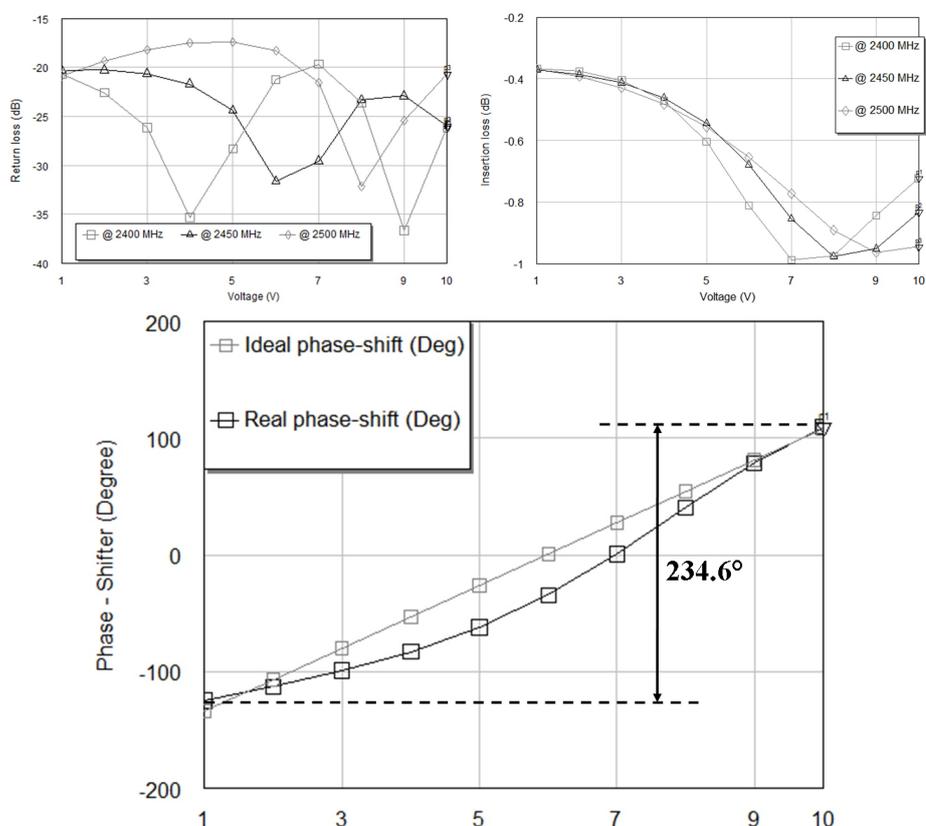


Figura 3.36: Return loss, insertion loss e sfasamento della soluzione finale del Phase Shifter

percentuale di variazione è indicata nell'ultima colonna della tabella. I parametri scelti sono quelli non deterministici del diodo varicap e le dimensioni della linea a  $\lambda/4$  e dei pad dei componenti discreti. I risultati dell'analisi statistica della soluzione finale sono mostrati nella figura 3.38. Dalle figure si osserva che le specifiche sono sempre rispettate, anche se return loss e insertion loss subiscono un peggioramento. Inoltre si riduce anche il massimo sfasamento ottenibile. Comunque è evidente che la configurazione finale soddisfa sempre le specifiche richieste.

Come per il modello commerciale, le misure del Phase Shifter non sono state effettuate in maniera canonica (con un analizzatore di rete vettoriale), ma bensì si è utilizzato una metodologia a posteriori, ovvero si è proceduto nello stesso modo impiegato per il Phase Shifter commerciale (misurando la rotazione del diagramma di radiazione in funzione della tensione generata dai

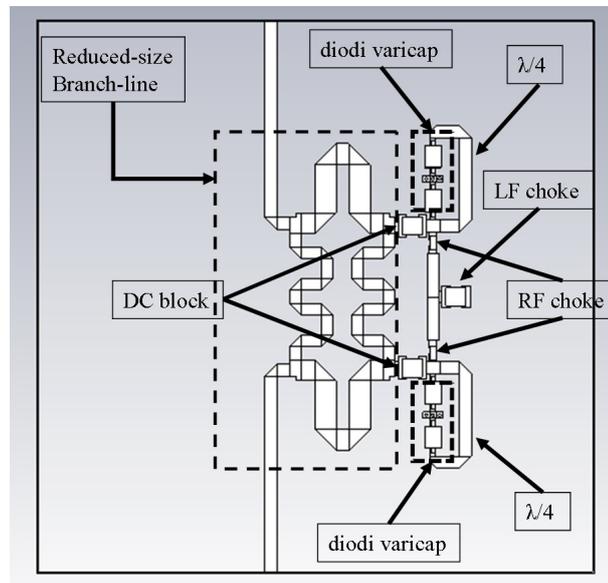


Figura 3.37: Topologia finale del Phase Shifter

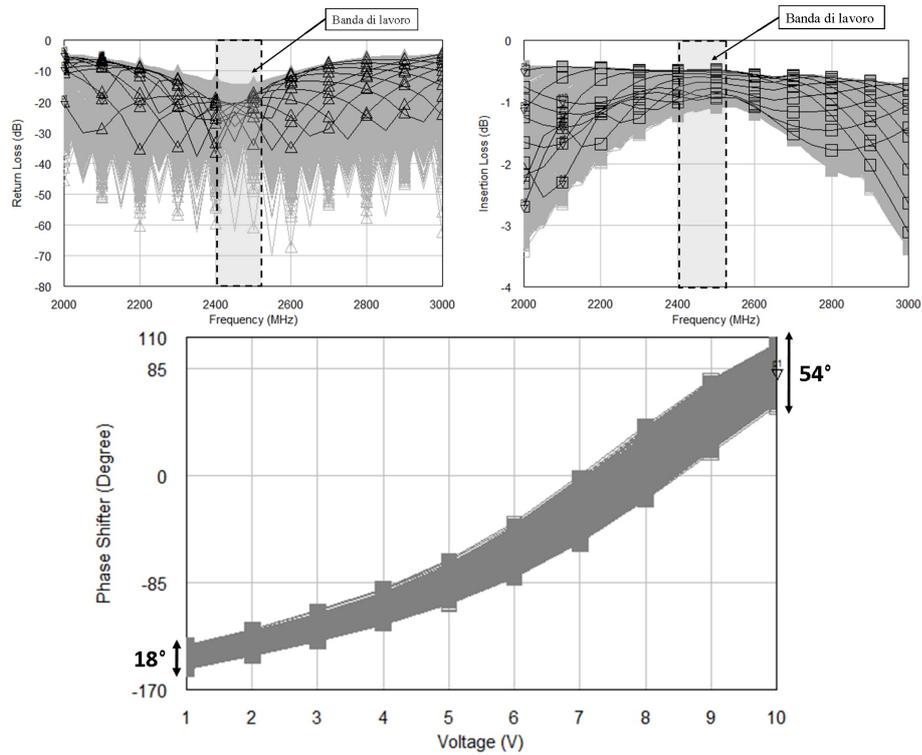


Figura 3.38: Return loss, insertion loss e sfasamento della soluzione finale applicando l'analisi statistica

Parametri	Valori nominali	Percentuali di variazione
$C_{j0}$	0.029 [nF]	10%
$I_s$	4.2156e-11 [mA]	10%
$V_j$	0.39089 [V]	10%
$R_s$	0.10785 [ $\Omega$ ]	5%
$L_{\frac{\lambda}{4}}$	14.4 [mm]	5%
$L_{cap\ pad}$	1,7 [mm]	10%
$L_{ind\ pad}$	1 [mm]	3%
$L_{diode\ pad}$	1,2 [mm]	3%

Tabella 3.1: Elenco dei parametri soggetti a variazione

DAC). Tuttavia, questo metodo permette solo di determinare lo sfasamento che introduce il Phase Shifter e non gli altri parametri della matrice di scattering. Seguendo il procedimento descritto precedentemente e applicando la regola fornita dal simulatore EM (ogni 3° di sfasamento alle porte si ha 1° di rotazione del diagramma), si sono ottenute le curve di figura 3.39. Rispetto alla simulazione lo sfasamento si è ridotto, come ci aspettavamo, ma comunque vengono raggiunti e superati i 180° di sfasamento.

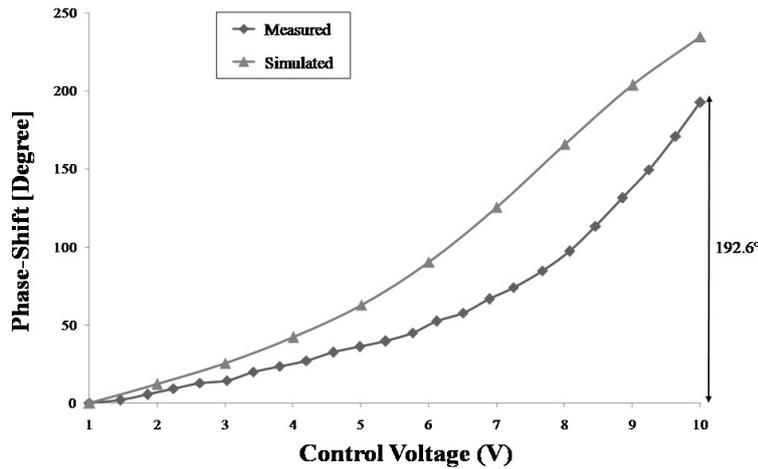


Figura 3.39: Simulazione dello sfasamento introdotto dal branch line meandrizzato

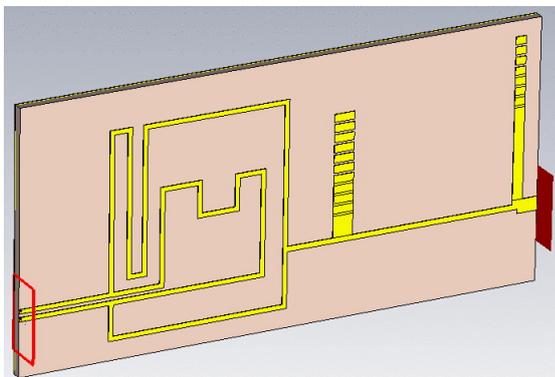


Figura 3.40: Balun e Adattatore doppio stub nel simulatore CST

### 3.2.5 Balun e Adattatore

Tutto il circuito distribuito è stato progettato adottando, come resistenza di normalizzazione,  $R_0 = 50 [\Omega]$ . Come già indicato nella sezione 3.1.5, la porta del CC2500 presenta l'impedenza complessa del valore di  $(80 + j74) [\Omega]$ , e la sua uscita è di tipo *bilanciato*: diventa necessario rendere la porta da bilanciata a sbilanciata e, successivamente, adattarla. Il progetto del balun, pensato e progettato inizialmente tramite il simulatore circuitale AWR Design Environment 2010, ma poi ottimizzato tramite il simulatore elettromagnetico CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup>, sfrutta semplicemente una linea di ritardo applicata ad uno dei due terminali del CC2500. La linea, meandrizzata, è caratterizzata da  $Z_c = 80 [\Omega]$  (stessa parte reale della porta del CC2500), ossia realizzata adottando la larghezza di  $0.3 [mm]$ . Il ramo più lungo misura  $49.895 [mm]$ , che corrisponde ad una lunghezza elettrica di  $285^\circ$  a  $2.4 [GHz]$  e  $297^\circ$  a  $2.5 [GHz]$ , mentre la linea corta misura  $17.63 [mm]$  (lunghezza elettrica di  $101^\circ$  a  $2.4 [GHz]$  e  $105^\circ$  a  $2.5 [GHz]$ ). Come constatato dai valori appena elencati, la differenza di sfasamento tra i due rami si attesta nominalmente attorno ai  $180^\circ$ . All'interno del balun è presente anche una pista ad anello meandrizzata che congiunge l'inizio dei due rami appena descritti e la sua lunghezza è di  $36.5 [mm]$ : la presenza di questa connessione non crea variazioni nella banda di funzionamento del RID mentre contribuisce ad effettuare un filtraggio ai segnali fuori della banda, come si è potuto osservare dalle due simulazioni elettromagnetiche della stessa topologia caratterizzate dalla sua presenza/assenza.

Per quanto riguarda l'adattamento, è stato usato un adattatore a doppio stub, la cui ottimizzazione è stata affidata inizialmente al simulatore circuitale AWR Design Environment 2010 e poi al simulatore elettromagnetico CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup>. Una volta ottenuta la topologia più adatta allo scopo si è eseguito un confronto tra il modello di AWR Design Environment 2010 (sia con la pista aggiuntiva tra le porte di cui sopra, che senza) e il modello di CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> (solo con la pista aggiuntiva) riscontrando una buona corrispondenza. I risultati di AWR Design Environ-

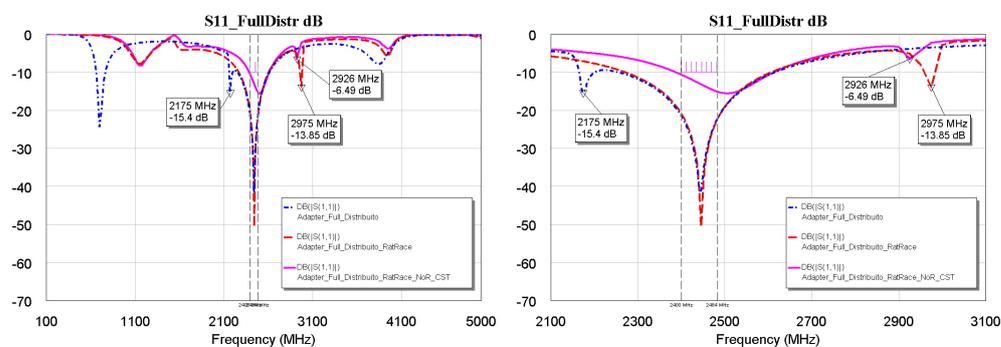
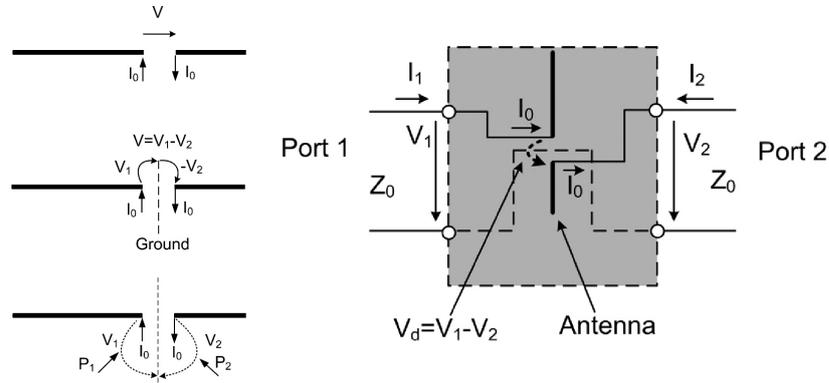


Figura 3.41: Andamento del coefficiente di riflessione a valle dell'adattatore doppio stub, osservando verso il CC2500

ment 2010 e di CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> di tutto il circuito balun e adattatore sono visibili in figura 3.41

Nella realizzazione finale, visibile in figura 3.40, si è deciso di accorciare leggermente gli stub e di predisporre delle piazzole per effettuare il tuning una volta montati i componenti. Per decidere come predisporre le piazzole sono state eseguite numerose simulazioni di CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> nelle quali si è fatta variare la lunghezza degli stub chiudendo o aprendo i collegamenti con le piazzole. In questo caso, CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> interpretava il circuito come un "3-porte" perché non considerava la porta connessa al CC2500 come porta bilanciata ma ne creava due riferite a massa (e quindi sbilanciate). Per calcolare il valore dell'impedenza visibile al CC2500 ci si è avvalsi del metodo descritto nell'articolo [23], dove si inserisce una massa virtuale a metà della porta bilanciata per creare due

Figura 3.42: Circuito per la misura della  $Z_d$ 

porte sbilanciate (come in figura 3.42). Per la definizione di matrice  $Z$  si ha:

$$V_1 = Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2$$

$$V_2 = Z_{21}I_1 + Z_{22}I_2$$

Considerando  $I_1 = I_0$  e  $I_2 = -I_0$ , la tensione differenziale diventa:

$$V_d = V_1 - V_2 = (Z_{11} - Z_{21} - Z_{12} + Z_{22}) I_0 \quad (3.7)$$

e l'impedenza risulta:

$$Z_d = \frac{V_d}{I_0} = (Z_{11} - Z_{21} - Z_{12} + Z_{22}) \quad (3.8)$$

Applicando la conversione tra matrice  $Z$  e matrice  $S$ , riferita a  $R_0$ , si ottiene:

$$Z_d = \frac{2R_0(1 - S_{11}S_{22} + S_{12}S_{21} - S_{12} - S_{21})}{(1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{12}S_{21}} \quad (3.9)$$

L'equazione (3.9) si può semplificare qualora sussistano le condizioni  $S_{11} = S_{22}$  e  $S_{12} = S_{21}$  (che rappresentano, ad esempio, carichi simmetrici e bilanciati):

$$Z_d = \frac{2R_0(1 - S_{11}^2 + S_{21}^2 - 2S_{12})}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2} \quad (3.10)$$

Il calcolo del coefficiente di riflessione si ottiene da:

$$\rho = \frac{Z_d - Z_c^*}{Z_d + Z_c^*} \quad (3.11)$$

Nel caso in esame verrà applicata la (3.9) perché non è soddisfatta la condizione  $S_{11} = S_{22}$ . Il risultato è visibile in figura 3.43, dove vengono mostrate le migliori condizioni d'adattamento, che si verificano collegando 3 o 4 piazzole in ogni stub.

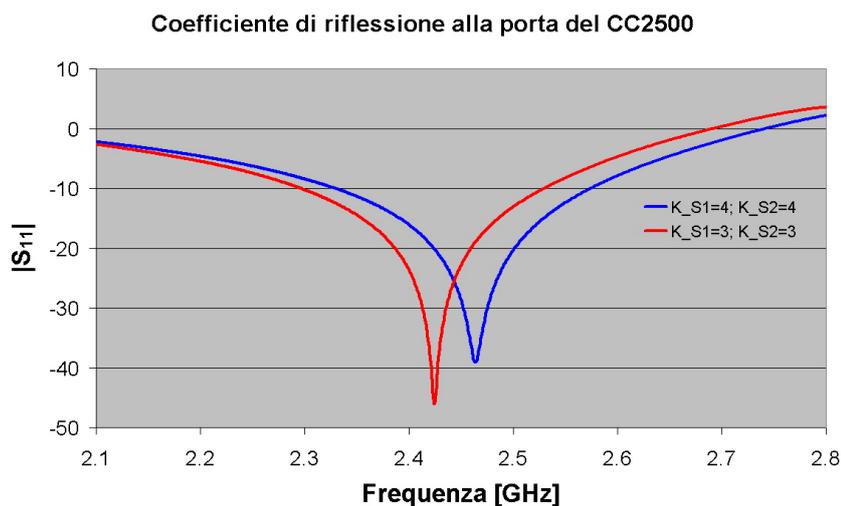


Figura 3.43: Valori del coefficiente di riflessione alla porta del CC2500

### 3.2.6 Rat-Race

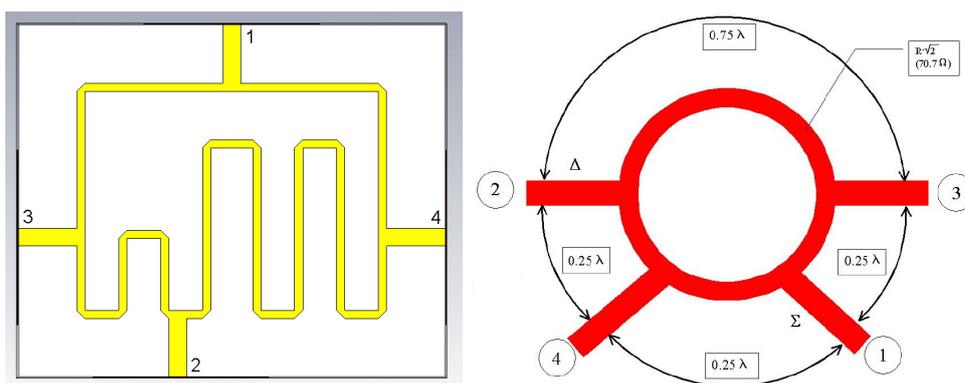


Figura 3.44: Rat Race nel simulatore CST e schema funzionale[25]

Del compito del Rat-Race (figura 3.44) e del suo funzionamento se ne è già parlato precedentemente: in sostanza il suo compito è quello di connettere  $\Sigma$  e  $\Delta$  alle antenne ma con fasi differenti e facendo in modo che  $\Sigma$  e  $\Delta$  risultino isolati tra di loro. Pertanto, le specifiche tecniche da soddisfare sono

poche e semplici, e tutte si riferiscono alle frequenze comprese nella banda di funzionamento del RID, ossia da 2.4 a 2.5 [GHz]. Considerando le antenne connesse alle porte numerate 3 e 4, come visibile in figura 3.44,  $\Sigma$  connesso alla porta 1 e  $\Delta$  alla porta 2, diventa necessario:

- a)  $\arg \{S_{41}\} - \arg \{S_{31}\} \approx 0^\circ$
- b)  $\arg \{S_{42}\} - \arg \{S_{32}\} \approx 180^\circ$
- c)  $|S_{11}| \approx |S_{22}| \approx |S_{33}| \approx |S_{44}| \leq -20 [dB]$
- d)  $|S_{21}| \approx |S_{43}| \leq -20 [dB]$
- e)  $|S_{31}| \approx |S_{32}| \approx -3 [dB]$
- f)  $|S_{41}| \approx |S_{42}| \approx -3 [dB]$

Il Rat Race, opportunamente progettato, risponde a tutte queste richieste. Nel caso del RID, la sua realizzazione non poteva essere nella forma “canonica” (circolare, visibile in figura 3.44) per il ridotto spazio disponibile. Si è quindi cercato di compattarne la realizzazione meandrizzando i suoi rami. La struttura ad anello è stata progettata usando una microstriscia con impedenza caratteristica di  $Z_0 * \sqrt{2} \approx 71 [\Omega]$ , ossia con piste di larghezza di 0.4212 [mm]. La lunghezza dei rami è stata ottimizzata tramite il simulatore elettromagnetico CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup>. Il percorso tra le porte 1 e 3, identico a quello tra le porte 1 e 4, è risultato di lunghezza di 15.05 [mm] che corrisponde idealmente ad uno sfasamento di 87.25° a 2.4 [GHz] e di 90.89° a 2.5 [GHz] (senza gomiti). Il percorso tra le porte 2 e 3, invece, è risultato di lunghezza pari a 15.48 [mm], mentre quello tra le porte 2 e 4 è di 47.88 [mm], ossia 3.09 volte più grande rispetto al percorso precedente. I risultati più importanti, riguardati i punti a) e b), sono raccolti nella tabella 3.2 e visibili in figura 3.45, e confermano le differenze angolari molto piccole richieste in tutta la banda. Le restanti specifiche sono tutte soddisfatte in una banda molto ampia, maggiore di 500 [MHz], centrata rispetto a 2.45 [GHz], come visibile in figura 3.46. In particolare, i valori richiesti dai punti e) e f) presentano variazioni massime di 0.1 [dB].

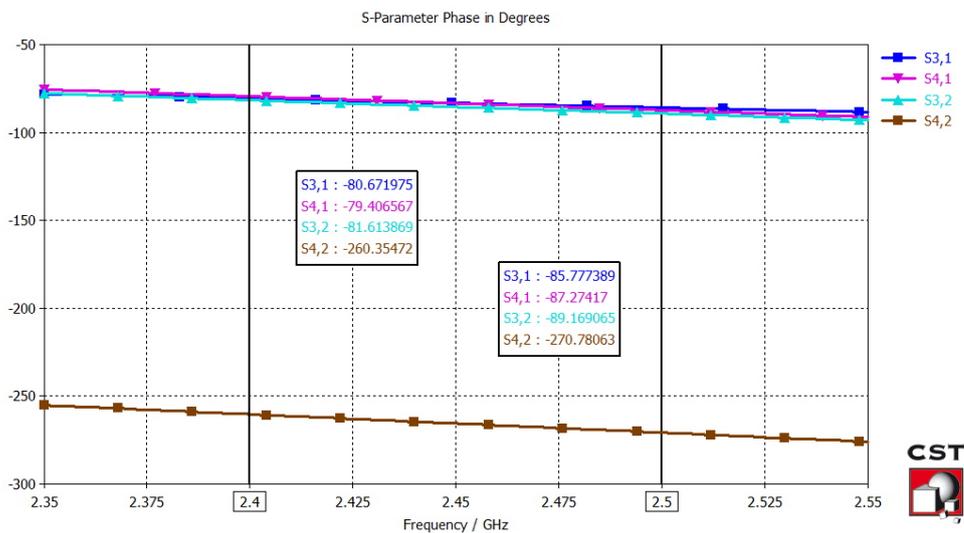


Figura 3.45: Sfasamenti nel Rat-Race

Frequenza [GHz]	$\arg \{S_{41}\}$ [°]	$\arg \{S_{31}\}$ [°]	$\arg \{S_{41}\} - \arg \{S_{31}\}$ [°]
2.4	-79.41	-80.67	<b>1.26</b>
2.5	-87.27	-85.78	<b>-1.49</b>

Frequenza [GHz]	$\arg \{S_{42}\}$ [°]	$\arg \{S_{32}\}$ [°]	$\arg \{S_{42}\} - \arg \{S_{32}\}$ [°]
2.4	-260.35	-81.61	<b>-178.74</b>
2.5	-270.78	-89.17	<b>-180.83</b>

Tabella 3.2: Sfasamenti nel Rat-Race

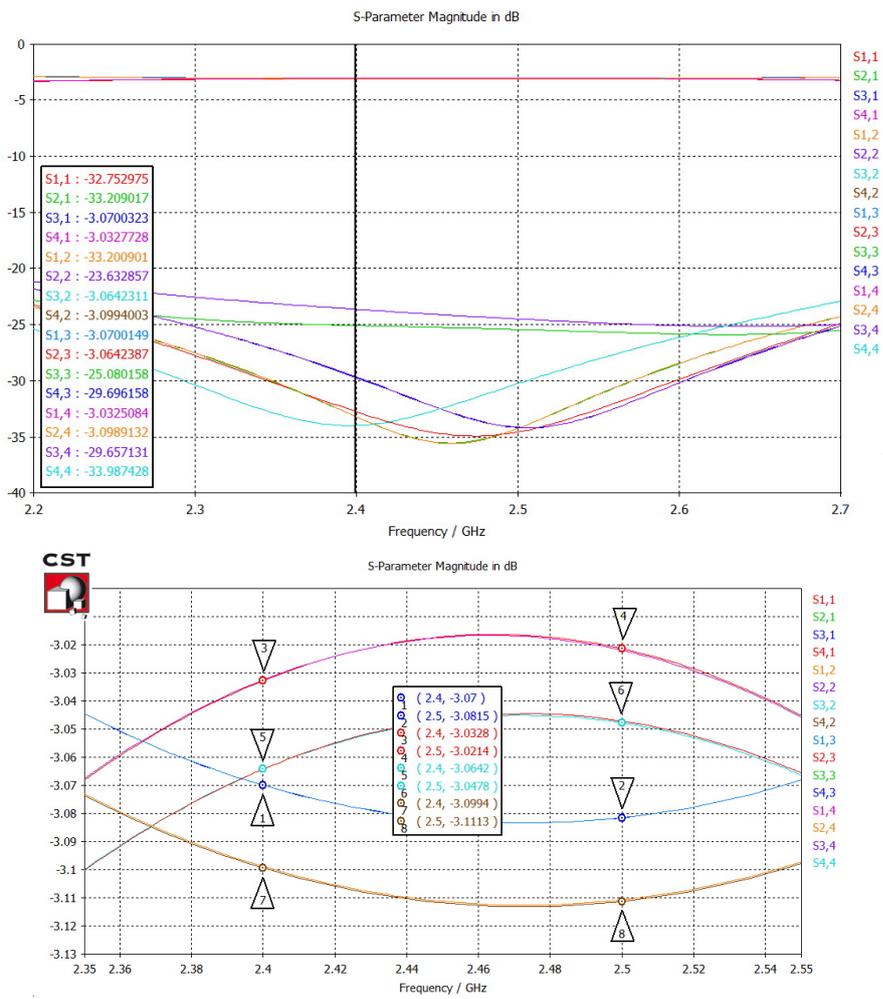


Figura 3.46: Moduli della matrice  $S$  del Rat-Race

### 3.3 Misure

In questa sezione saranno mostrati i risultati ottenuti in alcuni scenari dove il RID ha dimostrato la validità del progetto individuando correttamente il TAG su cui era orientato e la disposizione dei TAG presenti. Le prove sono state effettuate sia con TAG posti in posizioni statiche, che con TAG in movimento, ed anche in questo caso il RID è riuscito ad indicare correttamente la disposizione degli oggetti su cui erano stati posti. In ultimo saranno mostrati i risultati di una campagna di misure finalizzata alla ricerca della selettività del RID. Per queste misure sono stati usati entrambi i RID, ovvero sia quello equipaggiato dal Phase Shifter commerciale che quello equipaggiato dal Phase Shifter discreto, ma i risultati ottenuti sono analoghi grazie alla taratura che si esegue ad ogni dispositivo per linearizzare la scansione angolare. Pertanto saranno mostrati solamente alcuni risultati ottenuti, senza indicare da quale RID sono stati prodotti.

#### 3.3.1 Scenari indoor

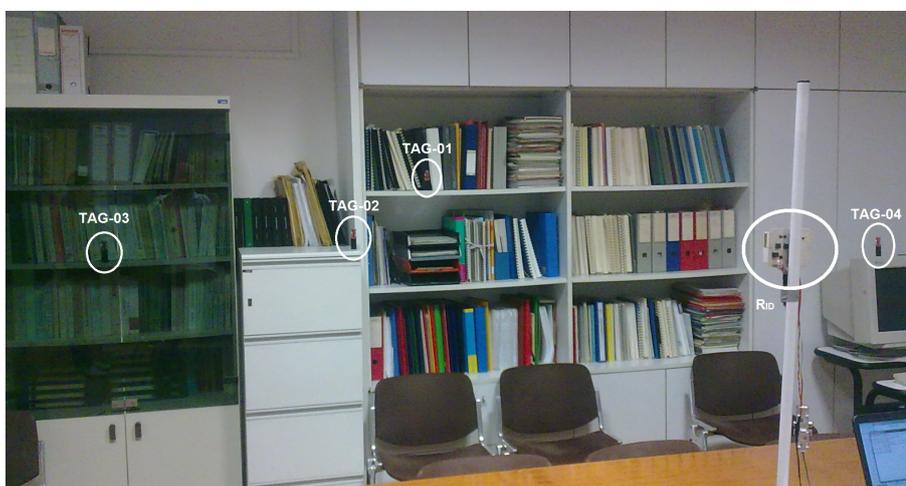


Figura 3.47: Disposizione dei TAG in un ambiente indoor affetto da Fading

Facendo riferimento alla figura 3.17, si è cercato di riproporre la stessa condizione in ambiente idoor. La distanza tra il RID e i il piano in prossimità del quale si trovano i TAG è di 3 [m]. Le distanze dei TAG dal TAG centrale sono visibili in tabella 3.3.

Il risultato ottenuto è in stretta corrispondenza con quanto ipotizzato tra-

	TAG_03	TAG_02	TAG_01	TAG_04
Distanze relative	-1.73	-0.53	0.00	2.52

Tabella 3.3: Distanze relative tra i TAG

mite simulazione elettromagnetica, come si può constatare dalla figura 3.48. I grafici sono sufficientemente esaustivi senza bisogno di ulteriori commenti.

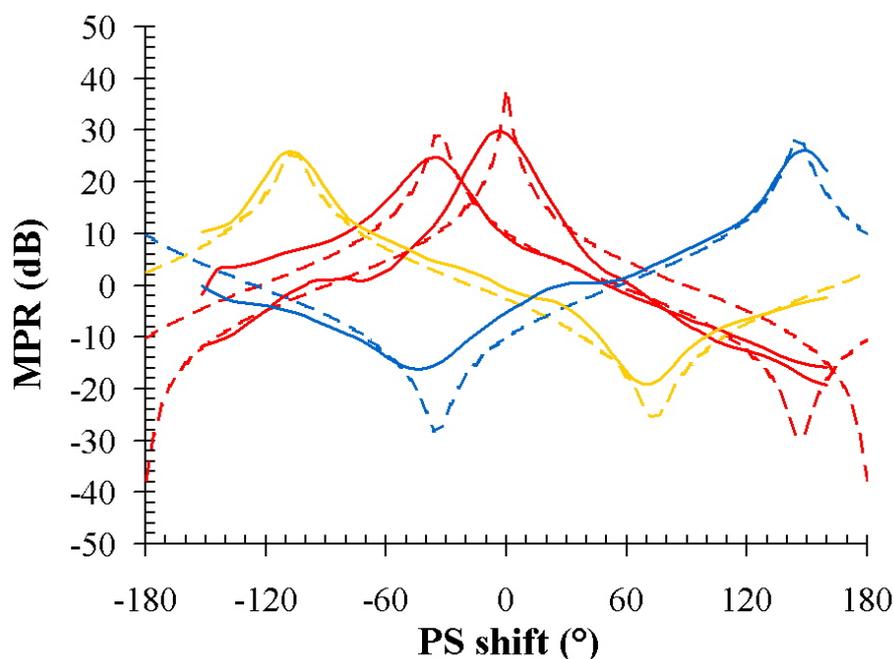


Figura 3.48: Disposizione dei TAG in un ambiente indoor affetto da Fading

### 3.3.2 Oggetti in movimento

La prova qui descritta è stata di fondamentale importanza per verificare il corretto funzionamento del RID anche con oggetti in movimento. Nelle misure che saranno mostrate, il RID è stato in grado di individuare correttamente la disposizione dei TAG, nonché di segnalare quale di essi si trovava di fronte nel momento iniziale della scansione. Lo scenario prevedeva sei oggetti (durante le prove sono stati usati dei libri) ognuno di essi equipaggiato da un

TAG. Gli oggetti erano posti su di un nastro, a sua volta appoggiato su di un tavolo, ad una distanza di  $15 [cm]$  l'uno dall'altro, e venivano trascinati ad una velocità di circa  $0.5 [\frac{m}{s}]$ , al fine di simulare un normale nastro trasportatore (es.: i nastri trasportatori per le valige, presenti negli aeroporti). Il RID era posto a  $1.5 [m]$  dal piano su cui scorrevano gli oggetti, e impiegava circa  $500 [ms]$  per eseguire la scansione, tempo durante il quale gli oggetti si spostavano di circa  $0.25 [m]$ , ossia  $25 [cm]$ . Lo scenario descritto e i risultati ottenuti dalle misure sono visibili in figura 3.49.

Come si evince dal grafico del MPR, e come anticipato in questa sezione, il

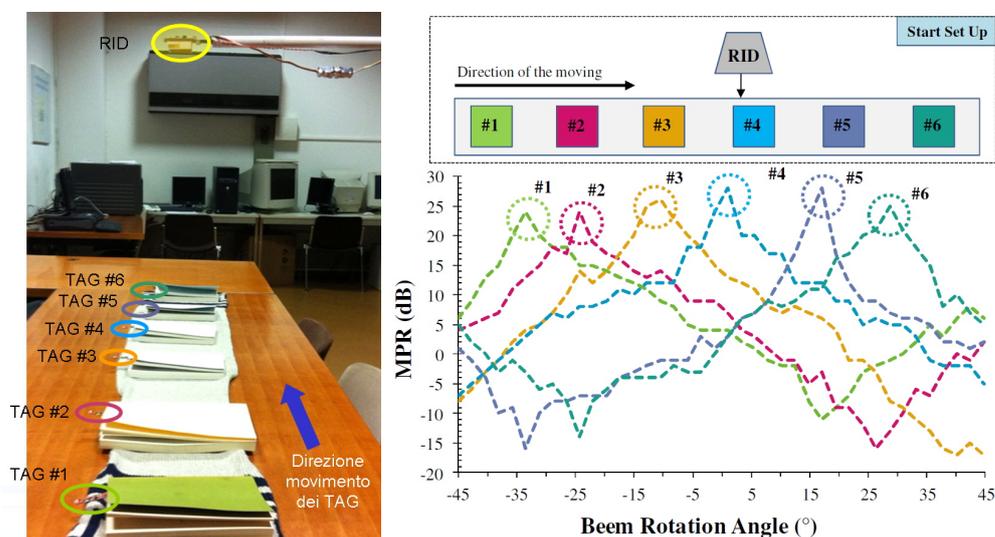


Figura 3.49: TAG posti su oggetti (libri) che si spostano su un piano e relative misure

RID individua correttamente la sequenza dei TAG che gli si mostra innanzi, e pone al centro del grafico il rispettivo TAG su cui puntava all'inizio della scansione. Oltre a questa informazione, i picchi delle serie dei dati presenti nel grafico, rappresentanti l'angolo di puntamento del RID verso il rispettivo TAG, sono circa equidistanti, così come i rispettivi oggetti a cui sono associati.

### 3.3.3 Selettività del Rid

Per misurare fino a che punto e con che definizione il RID riesce a rilevare la corretta posizione di uno o più TAG, si è portata la scansione angolare alla

massima risoluzione possibile, che avviene quando si comandano i DAC con tutti i valori numerici ammissibili (bit per bit), ovvero non soltanto usando i quaranta valori tabulati scelti per la funzione SELECTION descritta nella sezione 3.2.1. Così facendo, la scansione angolare non risulta più lineare per colpa della non linearità dei Phase Shifter (sia per il modello commerciale che per quello distribuito), ma questo non pregiudica la capacità del RID di individuare l'angolo ottimale da cui provengono i segnali dei TAG attivati. Di fatto, i DAC generano tutti i valori possibili di tensione da 1 a 10 [V], che corrispondono alla conversione di tutte le “parole” comprese da 27 a 255 (da **1B** a **FF** in esadecimale); la figura 3.50 mostra proprio l'andamento delle tensioni di comando in uscita dai DAC che polarizzano i Phase Shifter durante una scansione angolare. Ovviamente, ad ogni variazione delle “parole” di comando dei DAC viene eseguita la misura dell'RSSI dei due TAG in analisi. In totale si effettuano 456 misure per ogni TAG durante una singola scansione.

Lo scenario in cui sono state eseguite le misure è visibile in figura 3.51. La

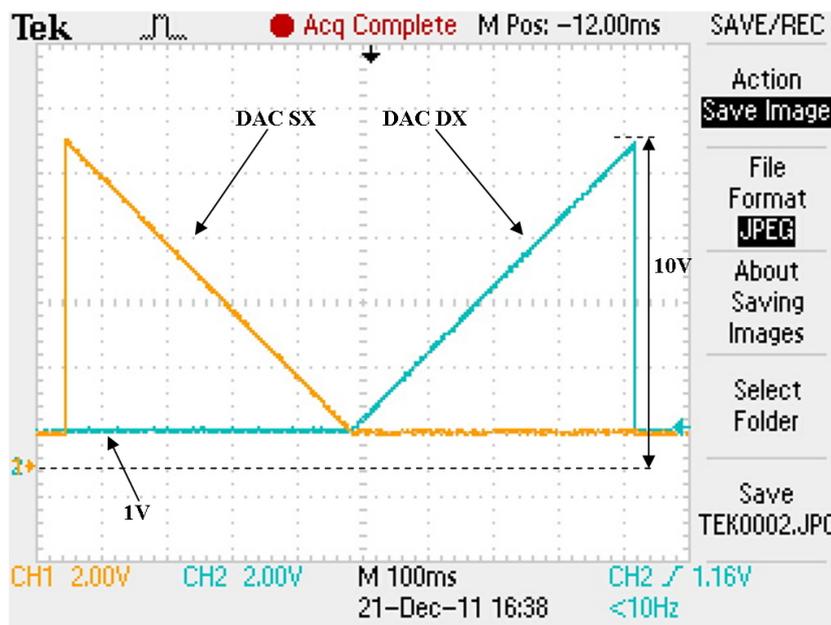


Figura 3.50: Andamento delle tensioni dei DAC del RID durante una scansione angolare

prova consiste nella rilevazione della posizione di due TAG in determinate

condizioni “relative”, ossia si parte ponendo i due TAG a contatto tra di loro (distanza nulla) e si allontanano gradualmente a passi di 1 [cm] fino ad arrivare alla distanza di 20 [cm]. La misura vera e propria, che sarà graficata successivamente, rappresenta la differenza di posizione tra i due TAG rilevata dal RID, in termini di “parole” di controllo dei DAC.

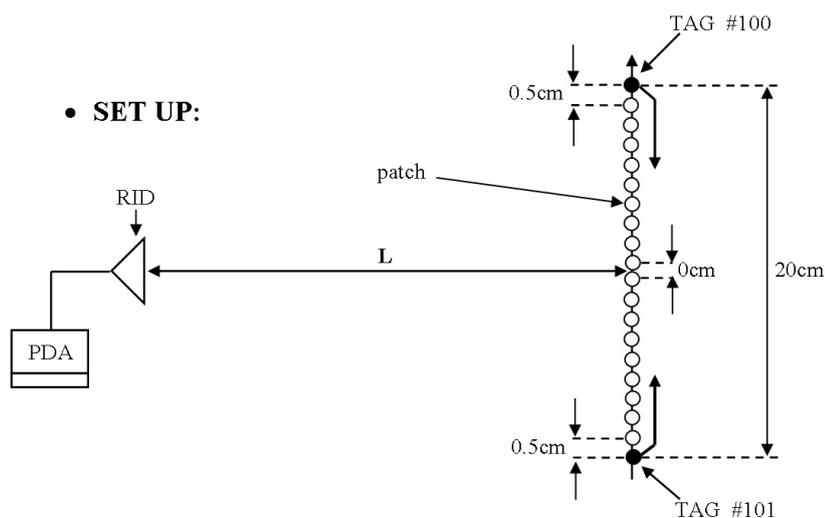


Figura 3.51: Setup per la determinazione della selettività del RID

### Misure ripetute in isofrequenza

Ogni misura è stata ripetuta quattro volte, senza variare la frequenza di lavoro e la posizione dei TAG e del RID, per contrastare l’effetto del fading e del rumore bianco del canale/sistema attraverso la media dei risultati ottenuti. I TAG sono equipaggiati con antenne del tipo patch, anziché le quasi omnidirezionali chip-antenna in dotazione, in modo da ridurre il mutuo accoppiamento. La direzione di provenienza è stata determinata usando solamente i dati ottenuti da differenza ( $\Delta$ ) anziché l’MPR, al fine di ridurre l’incertezza causata dal rumore e dal fading del canale somma.

La direzione di provenienza dei segnali, corrispondente alla direzione di puntamento dei TAG, è stata ottenuta usando quattro metodologie differenti di elaborazione sui dati ottenuti dalla media delle quattro scansioni:

1. Ricerca del minimo del RSSI senza alcuna elaborazione

2. Ricerca del minimo del RSSI applicando la funzione smooth di Matlab (che armonizza l'andamento della curva)
3. Ricerca del minimo del RSSI applicando l'interpolazione di 2° grado
4. Ricerca del minimo del RSSI applicando l'interpolazione di 3° grado

Le figure che seguono mostrano l'andamento di queste serie.

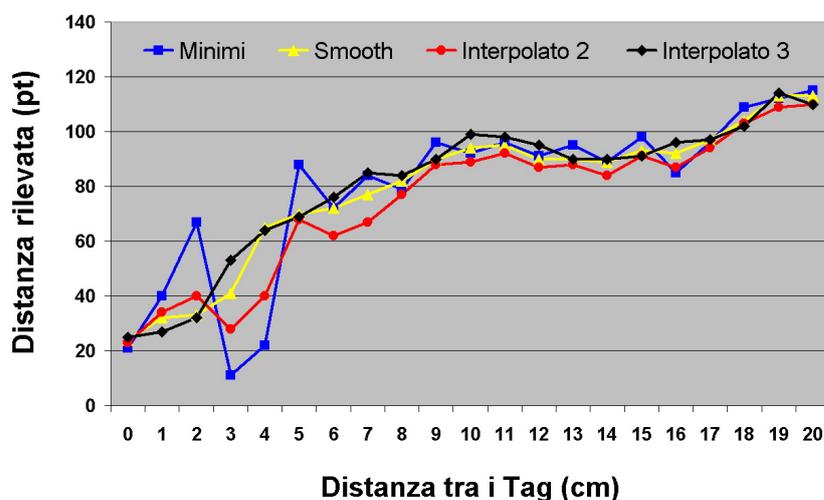


Figura 3.52: Andamento distanza tra i TAG con il RID posto a 1 [m] da essi

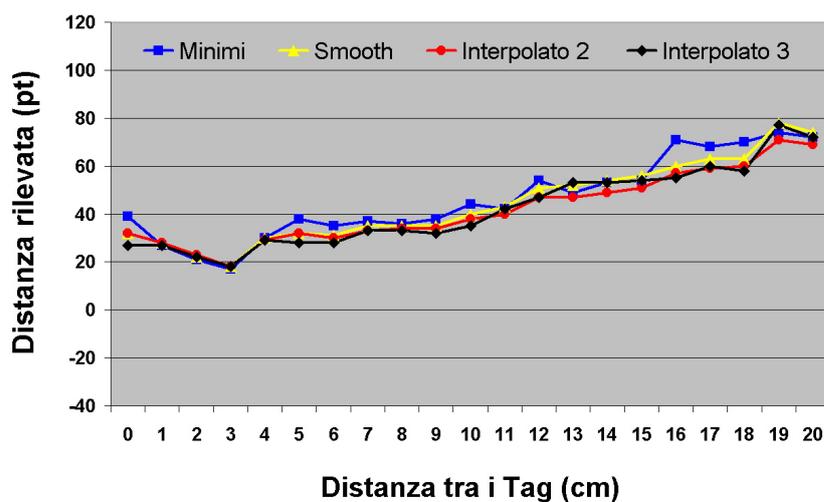


Figura 3.53: Andamento distanza tra i TAG con il RID posto a 2 [m] da essi

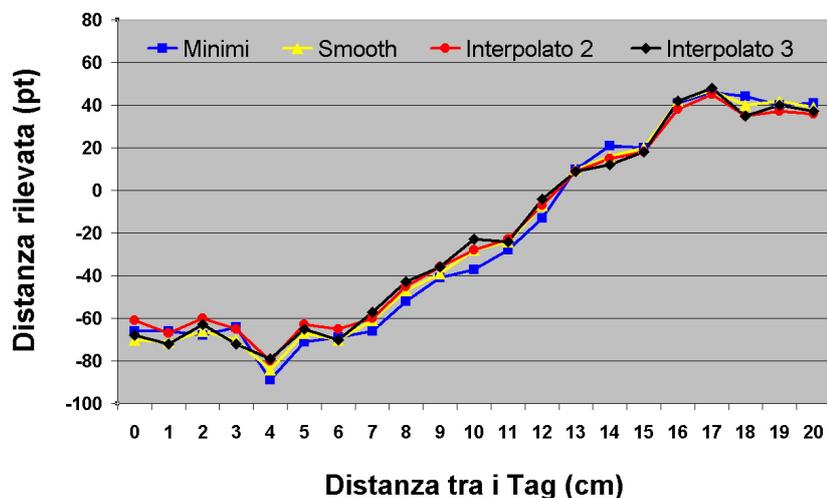


Figura 3.54: Andamento distanza tra i TAG con il RID posto a 3 [m] da essi

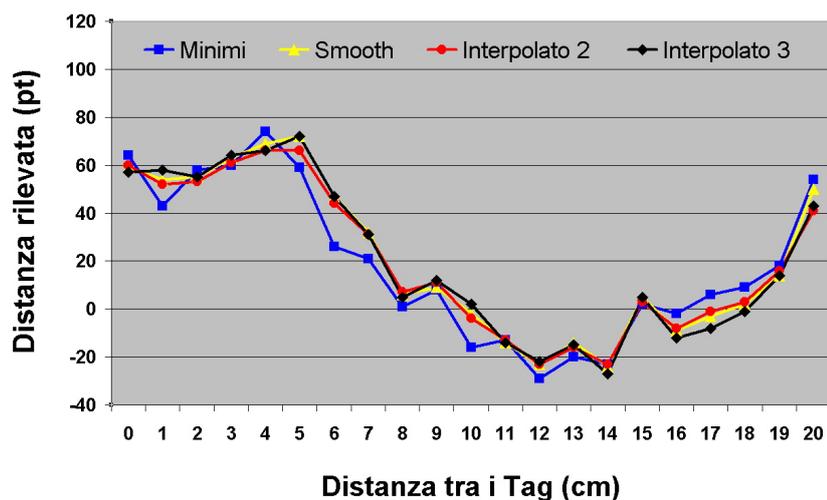


Figura 3.55: Andamento distanza tra i TAG con il RID posto a 4 [m] da essi

### Misure ripetute con frequency-hopping

Le misure su cui si eseguono le analisi sono frutto della media dei dati ottenuti da quattro scansioni angolari svolte su quattro frequenze differenti, anziché in isofrequenza come nel caso precedente. Questo è stato fatto per combattere in maniera ancora più efficiente il fading di canale. Le frequenze usate sono le seguenti:

1. Prima scansione a 2435.75 [MHz]
2. Seconda scansione a 2460.50 [MHz]

3. Terza scansione a 2463.00 [MHz]

4. Quarta scansione a 2464.75 [MHz]

I grafici che seguono mostrano i risultati ottenuti.

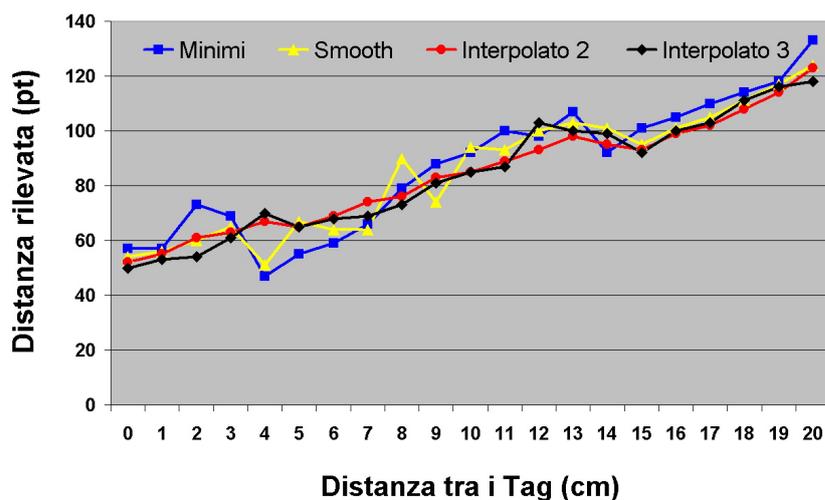


Figura 3.56: Andamento distanza tra i TAG con il RID posto a 1 [m] da essi e riducendo l'effetto del Fading grazie alla tecnica del Frequency Hopping

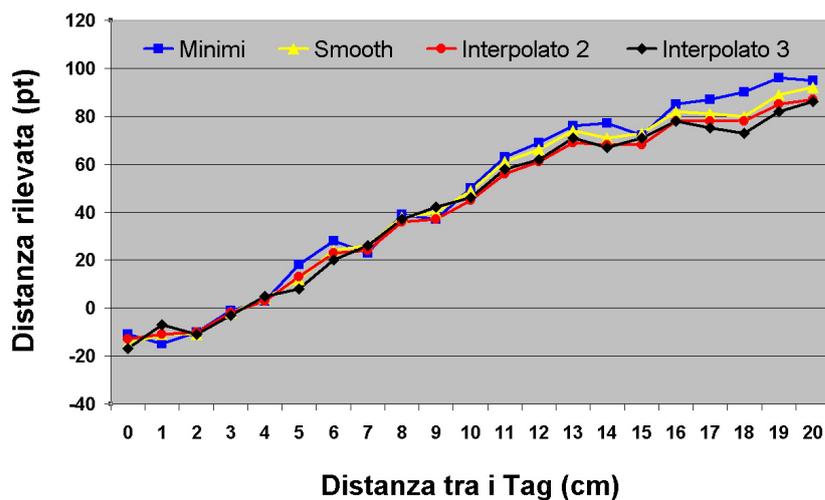


Figura 3.57: Andamento distanza tra i TAG con il RID posto a 2 [m] da essi e riducendo l'effetto del Fading grazie alla tecnica del Frequency Hopping

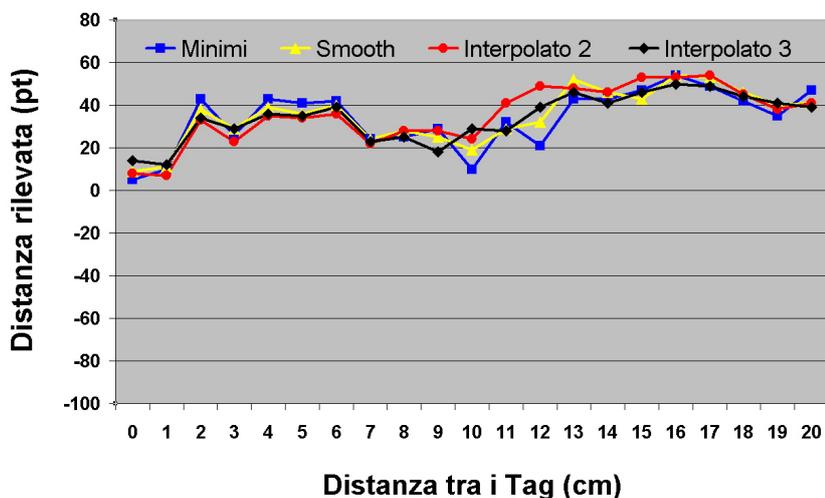


Figura 3.58: Andamento distanza tra i TAG con il RID posto a 3 [m] da essi e riducendo l'effetto del Fading grazie alla tecnica del Frequency Hopping

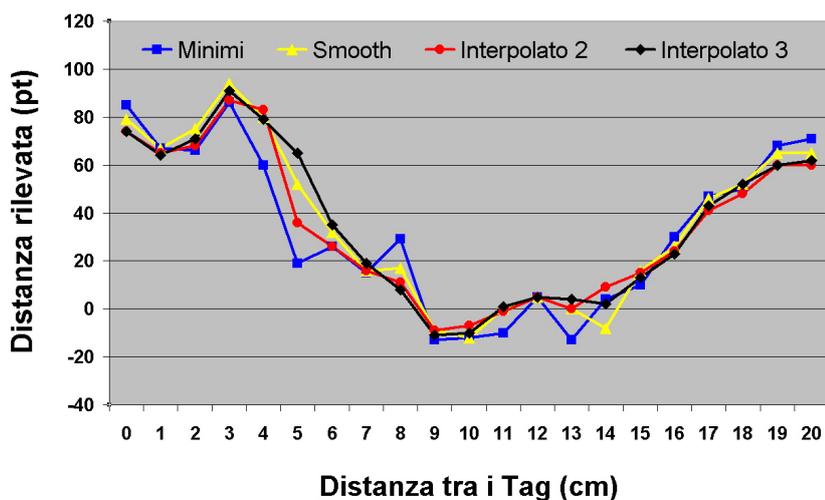


Figura 3.59: Andamento distanza tra i TAG con il RID posto a 4 [m] da essi e riducendo l'effetto del Fading grazie alla tecnica del Frequency Hopping

### Osservazioni

Sia per le misure in isofrequenza che per quelle con frequency hopping, si attendevano dei grafici “lineari”, ovvero che il RID vedesse crescere progressivamente la distanza che intercorre tra i due TAG. Purtroppo questo non è sempre avvenuto e, soprattutto per grandi distanze tra RID e TAG, l'andamento è tutt'altro che regolare. Le condizioni migliori si hanno per distanze

---

medio/basse (max  $2 [m]$ ) con l'applicazione del metodo frequency-hopping. Fortunatamente, la distanza di  $2 [m]$  è una distanza tipica di rilevamento di oggetti con TAG in ambiente indoor. Quindi, tenendo presente questo limite applicativo, il RID offre una accurata selettività.



# Conclusioni

I sistemi a microonde, col passare degli anni, stanno diventando sempre più complessi. La loro progettazione richiede l'uso di tecniche di simulazione che riescano a considerare contemporaneamente tutto il sistema. L'approccio comune adottato ancora oggi consiste nel suddividere il sistema in blocchi funzionali, ricavare un modello comportamentale per ciascun blocco e, infine, valutare le prestazioni dell'intero sistema combinando tali modelli a cascata. Questo approccio ignora alcuni aspetti essenziali del comportamento del sistema, come ad esempio le interazioni non lineari tra i blocchi, gli effetti lineari e non lineari di riflessioni nei collegamenti tra i blocchi e gli accoppiamenti tra i sottosistemi. Queste approssimazioni possono causare delle condizioni imprevedibili per i sistemi in studio, e può variare di poco o drasticamente il loro comportamento. Questo comporta la necessità di apportare successivamente correzioni, modeste o sostanziali, al progetto finale per contrastare gli effetti indesiderati e imprevedibili che si possono verificare usando i simulatori sistemistici. È quindi evidente la necessità di avere a disposizione un potente e rigoroso strumento di riferimento per stabilire l'accuratezza dei simulatori sistemistici e per contribuire allo sviluppo di modelli comportamentali avanzati e affidabili. La risposta a questa esigenza è un simulatore completo a livello circuitale di tutto il sistema, dal trasmettitore al ricevitore, compresa la parte del canale radio.

La possibilità di rappresentare l'interazione tra due sistemi, tramite l'inserzione di un generatore di Norton alla porta ricevente, ha permesso di inserire in maniera rigorosa, all'interno dei simulatori non-lineari, gli effetti del collegamento wireless. La condizione risulta valida per qualsiasi tipo di collegamento, sia quello convenzionale, ma soprattutto per quello non convenzionale, dove non risulta possibile approssimare con un'onda piana il campo incidente.

Questo metodo permette di prevedere, in modo accurato, i valori di corrente da associare al generatore di Norton in funzione di tutti i parametri fisici del problema (caratteristiche elettriche delle antenne, disposizione delle stesse nello spazio, etc...). Nel nostro caso ha permesso di valutare l'interazione tra un sistema di localizzazione di TAG e i TAG stessi (valori confermati dalle misure sperimentali). Basandosi sempre sulla stessa teoria, ma introducendo anche l'effetto di scattering, si è ottenuto un metodo rigoroso per la valutazione degli effetti di un package sul circuito che viene da esso schermato. Come anticipato nell'introduzione, questo metodo numerico potrebbe diventare uno standard di progetto, o per lo meno un modello di riferimento, nella progettazione di sistemi wireless commerciali.

## Sviluppi futuri o in corso di studio

Al fine di verificare la bontà del metodo rigoroso di calcolo descritto nel Capitolo 1 in un'applicazione e scenario realistico, una breve parentesi della attività di Dottorato è consistita nel progetto di una antenna rettificatrice (rectenna) multibanda in tecnologia planare per scopi di energy harvesting. La volontà di sintonizzare 4 modi risonanti dell'antenna (la topologia di partenza era una patch ad anello) in corrispondenza delle frequenze degli standard della telefonia mobile (900, 1800, 2150 [MHz]) e del WiFi (2450 [MHz]) rappresentava un problema troppo complesso da affrontare con gli strumenti tradizionali offerti dai simulatori elettromagnetici: il mio ruolo in questa attività è stato quello di interfacciare il simulatore elettromagnetico con la libreria Algoritmo Genetico di Matlab, al fine di ottimizzare automaticamente una topologia che offrisse le risonanze in corrispondenza delle frequenze di progetto. L'esito dell'ottimizzazione è stato molto soddisfacente, al punto da consentire all'Ing. Massimo Del Prete di ottimizzare il circuito di alimentazione/rettificazione dell'antenna. È stato realizzato in questo periodo un prototipo dell'intero sistema e sono in corso, proprio in questi giorni, lunghe campagne di misura: per quanto riguarda l'antenna "genetica" le misure ottenute sono in accordo con le simulazioni, sia per le informazioni inerenti il campo vicino (parametri di diffusione) sia per quelle di campo lontano (diagrammi di radiazione). Più articolata è invece la campagna di misura della

potenza raddrizzata in uscita dalla rectenna, per la quale sarà necessario ancora un po' di tempo.

Per quanto riguarda invece il sistema di localizzazione dei TAG, saranno possibili ulteriori sviluppi per migliorarne le prestazioni in termini di selettività: ciò può essere ottenuto lavorando contemporaneamente sulla definizione di nuovi algoritmi di elaborazione delle misure (software) e/o progettando un nuovo sistema di antenne più direttivo (hardware). Inoltre c'è l'intenzione di complicare leggermente il progetto, dotandolo di una schiera bidimensionale di quattro elementi che consenta la scansione elettronica su un intero piano per poter selezionare e rilevare oggetti muniti di TAG non allineati, ma disposti in modo più casuale, al fine di agevolare ulteriormente il compito dell'eventuale manutentore che debba individuare un guasto in un ambiente multi-TAG.

Infine, la teoria per la valutazione degli effetti del package sui circuiti schermati ha messo in evidenza la comparsa di guadagni elevati in corrispondenza della frequenza di risonanza del package. Un'indagine molto interessante può essere quella di investigare la comparsa di fenomeni di instabilità dovuti alla risonanza del package utilizzando l'efficiente e rigoroso strumento di calcolo implementato in questo lavoro di tesi. Il gruppo di ricerca nel quale ho svolto la mia attività è già in possesso di accurati algoritmi per la ricerca di soluzioni spurie (biforcazioni di Hopf) nei circuiti non lineari a microonde. L'analisi del circuito (tipicamente autonomo, ossia un oscillatore) comprensivo della descrizione del package può essere condotta con il tradizionale metodo del Bilanciamento Armonico abbinato alla teoria matematica delle biforcazioni per decidere della stabilità o meno della soluzione trovata. Uno studio di questo genere potrebbe anche consentire di progettare un oscillatore che sfrutti proprio la cavità come elemento risonante per la stabilizzazione della frequenza di oscillazione.



# Ringraziamenti

Mi piacerebbe poter dire un semplicissimo “GRAZIE A TUTTI!”, per essere sicuro di non fare torto a nessuno, ma ritengo che sarebbe riduttivo e ingiusto verso tutte le persone che mi sono state accanto, che mi hanno sostenuto e/o che hanno lavorato con e per me in questi anni di dottorato.

Un primo sentito ringraziamento al Chiar.mo Prof. Vittorio Rizzoli, per gli argomenti che mi ha proposto, le teorie su cui ho potuto lavorare e che mi hanno permesso di arricchire la mia (scarsa) conoscenza; ma soprattutto per tutte le preziose informazioni e consigli che mi ha donato e per tutto il tempo che mi ha dedicato come Tutor.

Ringrazio vivamente il Prof. Diego Masotti e la Prof. Alessandra Costanzo, con i quali ho avuto la gioia di collaborare attivamente in queste ricerche, per tutti gli insegnamenti che mi hanno profuso e per il bellissimo clima cordiale e familiare che si è creato durante questi anni di studio e ricerca.

Ringrazio il Prof. Franco Mastri per le preziose informazioni che mi ha fornito per il corretto uso del simulatore non lineare “NONLIN”, del quale è uno dei padri e profondo conoscitore, e il Chiar.mo Prof. Alessandro Lipparini, per l’immensa disponibilità che mi ha sempre mostrato e per i Suoi preziosi insegnamenti ricevuti durante gli anni universitari.

Ringrazio i miei compagni di corso, Dott. Ing. Francesco Donzelli e Ing. Martino Aldrigo, e tutti gli altri colleghi con cui ho avuto il piacere di collaborare nello sviluppo dei nuovi prototipi: Ing. Giacomo Bichicchi, Ing. Manuel Faccioli e Ing. Massimo Del Prete, prezioso collaboratore nello sviluppo, realizzazione e misure del RID.

Ancora un sentito grazie a tutti i miei colleghi di lavoro che mi hanno dato la possibilità, sopperendo alle mie indisponibilità, di dedicare tempo alla ri-

cerca.

Ringrazio la mia famiglia: Franco, Anna Maria, Emanuela, Francesco, Matteo, Sara, Stefano, Luciana e Patrizia. La loro disponibilità e il loro appoggio è sempre stato preziosissimo e fondamentale.

Ringrazio tutti i miei amici che mi sono stati accanto in tutto questo tempo.

Ma il ringraziamento più importante è per mia moglie Laura, che in tutti questi anni di studio (e lavoro) mi è sempre stata di grandissimo aiuto, condividendo con me tutte le gioie per i risultati e le preoccupazioni per le tappe difficili e avverse.

Ringrazio anche il mio angioletto Maria Stella, che è arrivato proprio durante questi anni di dottorato: il tuo arrivo mi ha riempito il cuore di gioia e mi ha fatto capire cosa sia veramente importante nella vita!

Nicola Arbizzani

# Bibliografia

- [1] Simulink e AWR-VSS, come esempi di simulatori sistemistici, che fanno uso di modelli comportamentali
- [2] A. Douyere, J.D.Lan Sun Luk, F. Alicalapa, "High efficiency microwave rectenna circuit: modelling and design", *Electronics Letters* Vol. 44, No. 24 Nov. 2008, pp.1409 - 1410.
- [3] T. K. Sarkar et al., *Smart Antennas*. Hoboken, NJ: Wiley Interscience, 2003.
- [4] H A. Konanur, K. Gosalia, S. Krishnamurthy, B. Hughes and G. Lazzi, "Increasing Wireless Channel Capacity Through MIMO Systems Employing Co-Located Antenna", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 53, no. 6, pp. 1837-1844, Jun. 2005.
- [5] V. Rizzoli, A. Costanzo, D. Masotti, M. Aldrigo, F. Donzelli, V. Degli Esposti., "Integration of non-linear, radiation, and propagation CAD techniques for MIMO link design", *International Journal of Microwave And Wireless Technologies*, accepted for publication
- [6] J. W. Wallace and M. A. Jensen, "Mutual coupling in MIMO wireless systems: a rigorous network theory analysis," *IEEE Trans. Wireless Commun.*, Vol. 3, no. 4, pp. 1317-1326, July 2004
- [7] "Lezioni di Campi Elettromagnetici - Propagazione libera e Antenne" di Vittorio Rizzoli - Progetto Leonardo - Capitolo IV, paragrafo 1-3, formula (IV.30)

- 
- [8] “Lezioni di Campi Elettromagnetici - Propagazione libera e Antenne” di Vittorio Rizzoli - Progetto Leonardo - Capitolo IX, paragrafo 2-4, formula (IX.140)
- [9] “Lezioni di Campi Elettromagnetici - Propagazione libera e Antenne” di Vittorio Rizzoli - Progetto Leonardo - Capitolo IX, paragrafo 2-1, formula (IX.108)
- [10] “Lezioni di Campi Elettromagnetici - Propagazione libera e Antenne” di Vittorio Rizzoli - Progetto Leonardo - Capitolo IX, paragrafo 2-1, formula (IX.96)
- [11] “Lezioni di Campi Elettromagnetici - Propagazione libera e Antenne” di Vittorio Rizzoli - Progetto Leonardo - Capitolo IX, paragrafo 5-1, formula (IX.276)
- [12] “Lezioni di Sistemi d’Antenna” di Vittorio Rizzoli e Diego Masotti - Progetto Leonardo - Capitolo II, paragrafo 1-2, formule (II.1-41)
- [13] “Lezioni di Sistemi d’Antenna” di Vittorio Rizzoli e Diego Masotti - Progetto Leonardo - Capitolo II, paragrafo 2-1, formule (II.2-5)
- [14] “Lezioni di Sistemi d’Antenna” di Vittorio Rizzoli e Diego Masotti - Progetto Leonardo - Capitolo III, paragrafo 2-1, formule (III.2-8) (III.2-9)
- [15] “Dispense per il corso di Campi Elettromagnetici I - Teorema di Reciprocità, Teoremi di Equivalenza, Simmetrie” di Fabrizio Frezza, appunti di Giampiero Lovat, Facoltà di Ingegneria, Corso di laurea specialistica in Scienze per l’Ingegneria, Università “La Sapienza” di Roma, AA 2003-2004
- [16] [http://it.wikipedia.org/wiki/James\\_Clerk\\_Maxwell](http://it.wikipedia.org/wiki/James_Clerk_Maxwell)
- [17] “CAD of Multi-resonator rectenna for micro-power generation” di Vittorio Rizzoli, Giacomo Bichicchi, Alessandra Costanzo, Francesco Donzelli and Diego Masotti - Microwave Integrated Circuits Conference, 2009. EuMIC 2009. European - Page(s): 331,334 - formula (1)

- [18] “PROPAGAZIONE ELETTROMAGNETICA GUIDATA - Parte Seconda” di Vittorio Rizzoli e Alessandro Lipparini - Progetto Leonardo - Capitolo 7 - Paragrafo 7.3 - formula (7.3-16)
- [19] “PROPAGAZIONE ELETTROMAGNETICA GUIDATA - Parte Seconda” di Vittorio Rizzoli e Alessandro Lipparini - Progetto Leonardo - Capitolo 7 - Paragrafo 7.3 - formula (7.3-20)
- [20] [http://it.wikipedia.org/wiki/Zona\\_di\\_Fresnel](http://it.wikipedia.org/wiki/Zona_di_Fresnel)
- [21] [http://www.elettra2000.it/vdegliespsti/Dispense%20Propagazione%20e%20Pianificazione%20LM/7\\_Diffrazione.pdf](http://www.elettra2000.it/vdegliespsti/Dispense%20Propagazione%20e%20Pianificazione%20LM/7_Diffrazione.pdf)
- [22] <http://www.sofia-project.eu/>
- [23] “Impedance Characterization of RFID Tag Antennas and Application in Tag Co-Design”, Xianming Qing, Chean Khan Goh and Zhi Ning Chen, IEEE transaction on microwave theory and techniques, vol. 57, NO. 5, May 2009
- [24] “Planar antennas for wireless communications” di Kin-Lu Wong, editore Wiley, Figura 5.65, pag 255, cap. 5.7 “Pifa dor dual Wlan or ism bands”
- [25] [http://www.uniroma2.it/didattica/Elettr\\_Microonde/deposito/8\\_Parte.pdf](http://www.uniroma2.it/didattica/Elettr_Microonde/deposito/8_Parte.pdf)
- [26] “Compact Variable Reflective-Type SiGe Phase Shifter Using Lumped Elements for 5GHz Applications”, K. Hettak, G.A. Morin, 5th European Microwave Integrated Circuits Conference, 27-28 September 2010, Paris, France.
- [27] “Wireless Indoor Localization Using Dynamic Monopulse Receiver”, Jen-Chieh Wu, Chia-Chan Chang, Ting-Yueh Chin, Sheng-Fuh Chang, Mao-Ching Chiu, Chia-Yang Hsu and Ruey-Hsuan Lee, European Radar Conference, 30 September - 01 October 2010, Paris, France.
- [28] “CAD Procedure for Predicting the Energy Received by Wireless Scavenging Systems in the Near- and Far-field Regions” di Vittorio Rizzoli, Diego Masotti, Nicola Arbizzani and Alessandra Costanzo - Microwave

- Symposium Digest (MTT), 2010 IEEE MTT-S International - Page(s): 1768,1771 - formula (1) and (6)
- [29] “Design and test of a smart-space interaction device combining RFID and electromagnetic interferometry” di Alessandra Costanzo, Masotti Diego, Sara Bartolini, Tullio Salmon Cinotti, Emanuele Montanari e Nicola Arbizzani - Microwave Symposium Digest (MTT), 2011 IEEE MTT-S International - formula (3)
- [30] “Coupled Numerical and Field-Theoretical Computation of the Effects of Circuit-Package Interactions on the Linear and Nonlinear Performance of Active MMIC’s” di V. Rizzoli, D. Masotti, A. Costanzo, and N. Arbizzani, 2009 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (Boston), Jun. 2009, pp. 1481-1484.
- [31] “RID: Remotely Identify and Detect hidden objects for smart-space-based maintenance optimization” di M. Del Prete, N. Arbizzani, D. Masotti and A. Costanzo, Second Artemis Technology Conference (Bologna), Sept. 2011, pp. 1-3.
- [32] “A Microwave Sensor System Based on Reverse Modelling of the Array Factor” di A. Costanzo, D. Masotti. N. Arbizzani, and V. Rizzoli, Proceedings of the 6th European Conference on Antennas and Propagation 2012 (Prague), March 2012
- [33] “Detection of closely-spaced objects by a low-cost reader at 2.45 GHz”, di Alessandra Costanzo , Diego Masotti, Nicola Arbizzani and Massimo Del Prete, 2012 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (Montreal), June 2012