



**Università degli Studi di Roma “La Sapienza”**

**Facoltà di Ingegneria**

*Corso di Laurea in Ingegneria Elettronica*

*Tesi di Laurea*

**Progetto di un accoppiatore in guida d’onda  
per una struttura accelerante ad onda  
viaggiante in banda X**

**Candidato:**

*Agostino Marinelli*

**Relatore:**

Prof. Luigi Palumbo

**Correlatore:**

Dott. David Alesini

**Anno Accademico 2003/04**

*dedica*

*a Francesca*

# Indice

<b>1 Fotoiniettori a RF per la produzione di fasci di elettroni ad alta brillantezza</b>	<b>5</b>
1.1 Introduzione . . . . .	5
1.2 Il fotoiniettore ibrido . . . . .	7
1.3 Oggetto di studio della tesi . . . . .	10
<b>2 Strutture ad onda viaggiante</b>	<b>11</b>
2.1 Meccanismo di accelerazione e parametri caratteristici di una struttura ad onda viaggiante . . . . .	11
2.2 Propagazione in una struttura periodica . . . . .	14
2.2.1 Armoniche spaziali e curva di dispersione . . . . .	14
2.2.2 Modello circuitale . . . . .	15
<b>3 Specifiche e problematiche di progetto dell'accoppiatore</b>	<b>21</b>
3.1 Simulazione numerica di una singola cella . . . . .	21
3.2 Accoppiamento di una struttura traveling wave con una guida d'onda di alimentazione esterna . . . . .	24
3.3 Modello equivalente della struttura completa . . . . .	27
3.4 Il problema dell'accoppiamento . . . . .	29
3.4.1 Relazione fra coefficiente di riflessione alla porta di alimentazione e matrice di scattering dell'accoppiatore	29
3.4.2 La specifica di progetto . . . . .	30

3.5	Problemi inerenti l'utilizzo di HFSS nel progetto dell'accoppiatore . . . . .	32
<b>4</b>	<b>Progetto dell'accoppiatore</b>	<b>35</b>
4.1	Verifica indiretta del corretto accoppiamento . . . . .	35
4.2	Applicazione del metodo con HFSS . . . . .	38
4.3	Algoritmo di ottimizzazione del coupler con HFSS . . . . .	40
4.4	Problemi relativi all'implementazione dell'algoritmo . . . . .	42
4.4.1	Scelta degli incrementi $\Delta R_c^*$ e $\Delta w^*$ . . . . .	42
4.4.2	Punto di partenza dell'algoritmo . . . . .	43
4.4.3	Limitazione dei termini noti . . . . .	43
4.4.4	Calcolo di $\alpha$ e $\beta$ in modulo $2\pi$ . . . . .	44
4.5	Risultati ottenuti . . . . .	44
<b>5</b>	<b>Interpretazione dei risultati</b>	<b>46</b>
5.1	Valutazione dell' $s_{11}$ . . . . .	46
5.2	Scansione di $\alpha$ e $\beta$ in un intorno della soluzione . . . . .	50
<b>6</b>	<b>Conclusioni e sviluppi futuri</b>	<b>52</b>
6.1	Conclusioni . . . . .	52
6.2	Sviluppi futuri . . . . .	53
<b>A</b>	<b>La macro Hfss per l'ottimizzazione del coupler</b>	<b>54</b>
A.1	Struttura del programma . . . . .	54
A.2	La macro principale . . . . .	55
	<b>Ringraziamenti</b>	<b>66</b>

# Capitolo 1

## Fotoiniettori a RF per la produzione di fasci di elettroni ad alta brillantezza

### 1.1 Introduzione

Lo sviluppo della teoria del laser a elettroni liberi, ha posto l'accento sulla necessità di sviluppare sorgenti di fasci di elettroni ad alta brillantezza. La brillantezza è definita come:

$$B = \frac{2I}{\epsilon^2} \quad (1.1)$$

con  $I$  pari alla corrente del fascio e  $\epsilon$  pari all'emittanza trasversa del fascio. La centralità della brillantezza del fascio nel funzionamento di una sorgente di radiazione FEL, è dovuta alla legge di scala della minima lunghezza d'onda ottenibile al variare di questa [1]:

$$\lambda^{min} \propto \frac{1}{\sqrt{B}}. \quad (1.2)$$

L'architettura piú diffusa per un fotoiniettore prevede una cavità risonante posta sull'uscita di un fotocatodo, detta cannone a RF, seguita da un

acceleratore lineare (comunemente detto LINAC) ad onda viaggiante. I due dispositivi sono separati da un tratto di “beam tube” e la loro distanza è studiata in maniera da ottimizzare l’emittanza del fascio all’uscita della sezione LINAC. In figura 1.1 è mostrato un esempio di cannone a RF operante a 2.856 GHz (questo cannone sarà montato nel fotoiniettore del progetto SPARC, presso i laboratori nazionali di Frascati dell’INFN).

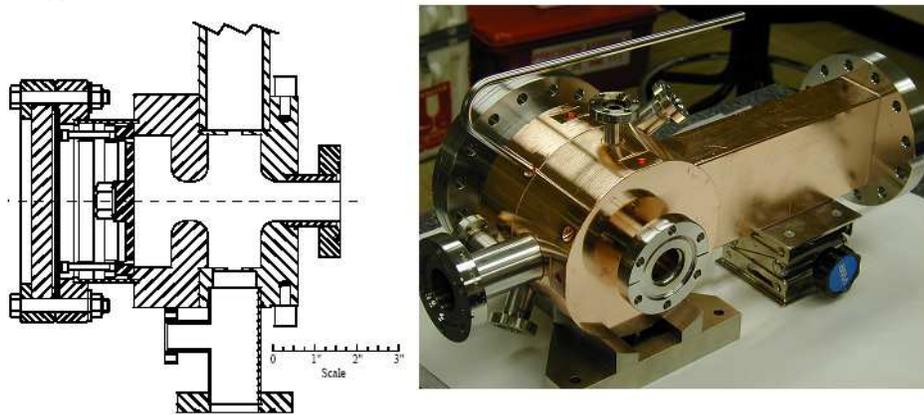


Figura 1.1 *Cannone a 2.856 GHz*

Lo studio dei fotoiniettori ha portato all’elaborazione di leggi di scala delle proprietà del fascio prodotto, al crescere della frequenza operativa. In particolare, scalando le dimensioni geometriche del dispositivo proporzionalmente alla lunghezza d’onda del campo elettromagnetico, e scalando le ampiezze dei campi (al fine di riprodurre la dinamica trasversa e longitudinale del fascio), come [2]:

$$E_0 \propto \lambda^{-1} \quad H_0 \propto \lambda^{-1} \quad (1.3)$$

si ha [2]:

$$B \propto \lambda^{-2}. \quad (1.4)$$

Appare quindi evidente il vantaggio di progettare fotoniettori a frequenze sempre più alte. L'ostacolo principale, in questo senso, è il limite di breakdown a RF, che varia nel seguente modo [3]:

$$E_0^{max} \propto f^{\frac{1}{3}}. \quad (1.5)$$

In particolare, degli studi preliminari sulla possibilità di scalare a 17 GHz il progetto di cannone a RF in figura 1.1, hanno mostrato come l'ampiezza dei campi richiesti a tali frequenze (dell'ordine dei  $600 \frac{MV}{m}$ ) è ampiamente oltre il limite di breakdown.

Risulta quindi evidente, che se si vogliono sfruttare i vantaggi derivanti dall'operare ad alte frequenze, è necessario ideare nuove architetture per i fotoniettori.

## 1.2 Il fotoiniettore ibrido

Questa tesi si colloca nell'ambito del progetto di un fotoiniettore ibrido (di cui mostriamo uno schema di principio in figura 1.2) a 11.424 GHz. Lo schema prevede un cannone a RF e una sezione LINAC ad onda viaggiante operante nel modo  $\frac{2\pi}{3}$ , integrati in un unico dispositivo. La struttura è accoppiata a una guida d'onda di alimentazione tramite una cella dotata di apertura (detta accoppiatore) posta fra i due dispositivi acceleranti.

Uno schema di questo tipo permette di ottenere elevate prestazioni in termini di brillantezza pur operando con campi di ampiezze più basse rispetto a quelle richieste da un fotoiniettore non integrato. In questa struttura, infatti, il fascio di elettroni viene accelerato in maniera continua <sup>1</sup>, evitando gli inconvenienti derivanti dal porre un tratto di "beam tube" fra cannone e LINAC. In questo modo si evita di far passare il fascio di elettroni attraverso

---

<sup>1</sup>È importante notare che anche il campo nella cella di accoppiamento contribuisce all'accelerazione del fascio

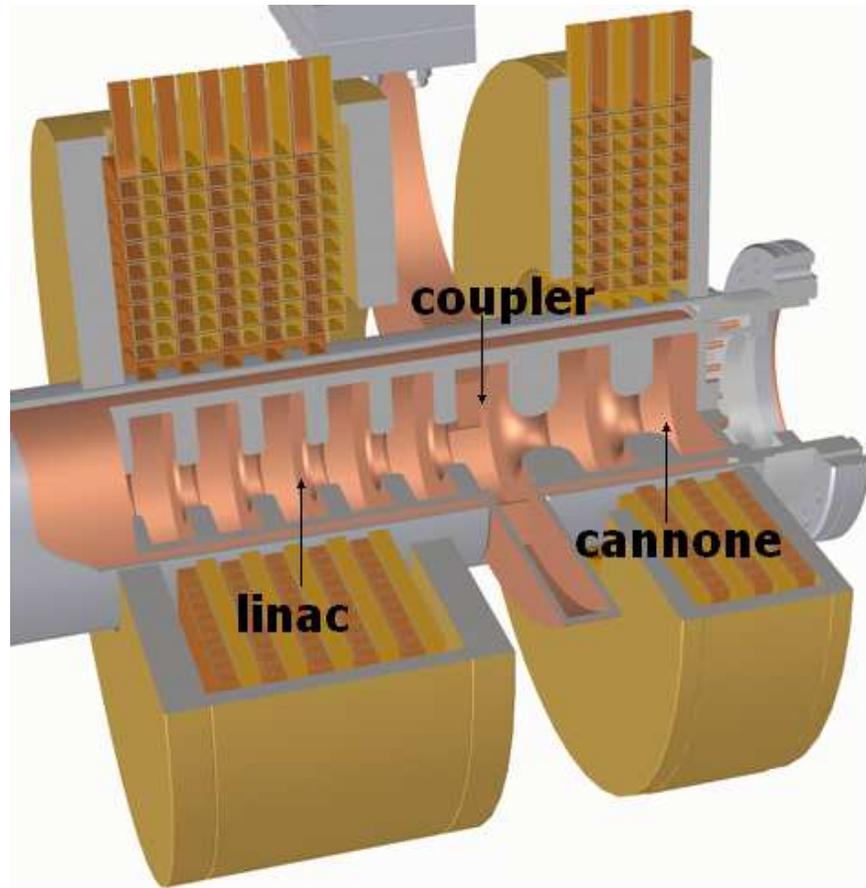
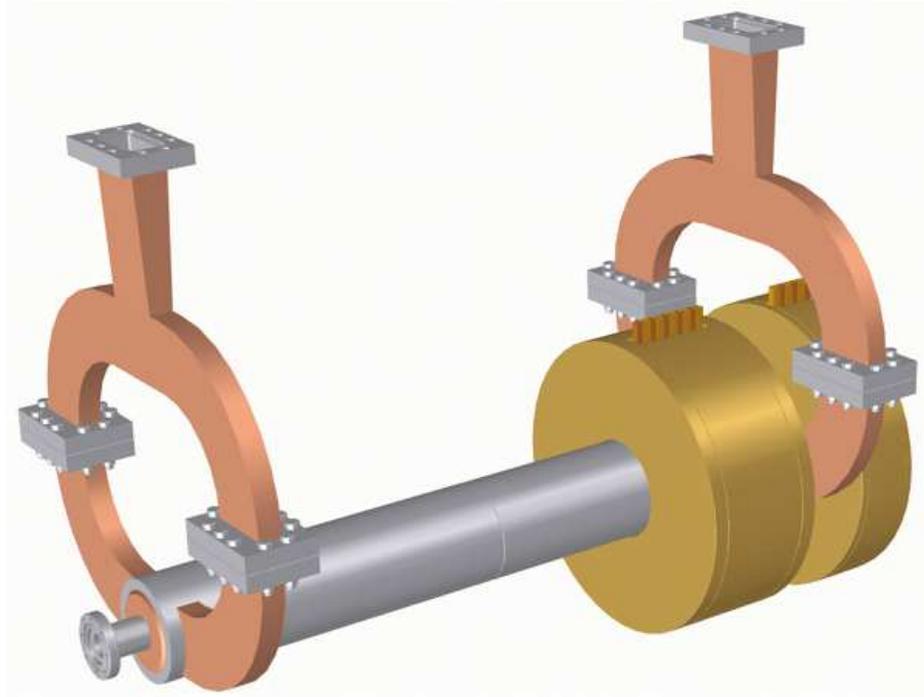


Figura 1.2 *Schema del fotoiniettore ibrido*

un tratto di sezione non accelerante quando l'energia degli elettroni non è ancora tale da poter considerare trascurabili gli effetti delle forze di repulsione all'interno del fascio.

Il fotoiniettore ibrido, inoltre, presenta diversi vantaggi a livello tecnologico [3]:

- l'integrazione dei due componenti rende la struttura estremamente compatta.
- Il sistema di alimentazione è più semplice, essendo il fotoiniettore ali-



**Figura 1.3** *Schema del fotoiniettore ibrido*

mentato solo centralmente.

- Grazie all'assenza dell'onda riflessa nella fase transiente di riempimento del cannone, si evitano i costi e le difficoltà di progetto derivanti dalla presenza di circolatori o di componenti analoghi.

Il progetto del fotoiniettore procederà per diversi passi:

- studiare il dimensionamento di un coupler per la sola strutture traveling wave.
- Progettare la struttura standing wave.
- Procedere al progetto dell'accoppiatore per la struttura intera.

## 1.3 Oggetto di studio della tesi

In questa tesi si tratterà il primo punto del progetto: il dimensionamento di un accoppiatore per una struttura accelerante operante nel modo  $\frac{2\pi}{3}$  ad 11.424 GHz. Questo lavoro, oltre a fornire un punto di partenza per il successivo dimensionamento della struttura intera<sup>2</sup>, si propone di descrivere una procedura valida in generale per il dimensionamento di un accoppiatore in guida d'onda per una struttura traveling wave.

Nel capitolo 2 si trattano in generale le strutture acceleranti ad onda viaggiante e si propone un circuito equivalente, a costanti distribuite, per una struttura periodica con coupler e guida d'onda di alimentazione.

Nel capitolo 3, con l'ausilio del modello circuitale, vengono chiarite le specifiche di progetto del coupler. In particolare si mostra come le specifiche di assenza di riflessioni nella guida di alimentazione e nella struttura periodica, si traducono in un'unica specifica sull' $s_{11}$  del coupler.

Nel capitolo 4 sono esposte le modalità di dimensionamento del coupler: si dimostra la validità di un metodo di verifica per il corretto accoppiamento fra guida d'onda e struttura periodica; si sfrutta il risultato precedente per elaborare un algoritmo di dimensionamento del coupler, applicabile con il programma di simulazione elettromagnetica HFSS. Infine si espongono i risultati dell'esecuzione dell'algoritmo applicato alla struttura di interesse in questa tesi (modo  $\frac{2\pi}{3}$  a 11.424 GHz).

Nel capitolo 5 è eseguita la verifica della validità dei risultati forniti dall'algoritmo di ottimizzazione: tramite simulazioni della struttura periodica con le due guide d'onda ed i relativi coupler, si calcola il modulo dell' $s_{11}$  e l'avanzamento di fase per cella nella struttura periodica. In questo modo è possibile verificare se le specifiche di progetto sono soddisfatte.

---

<sup>2</sup>La parte standing wave opera a potenze di circa un ordine di grandezza più basse rispetto alla struttura traveling wave. Il coupler dimensionato per la sola parte traveling, quindi, sarà ragionevolmente simile a quello per la struttura completa.

# Capitolo 2

## Strutture ad onda viaggiante

### 2.1 Meccanismo di accelerazione e parametri caratteristici di una struttura ad onda viaggiante

Una struttura accelerante ad onda viaggiante (detta anche LINAC o acceleratore lineare) è un dispositivo in grado di accelerare particelle cariche attraverso un'onda elettromagnetica propagante al suo interno. Il meccanismo di accelerazione che si realizza all'interno di una struttura di questo tipo è caratterizzato da due condizioni fondamentali:

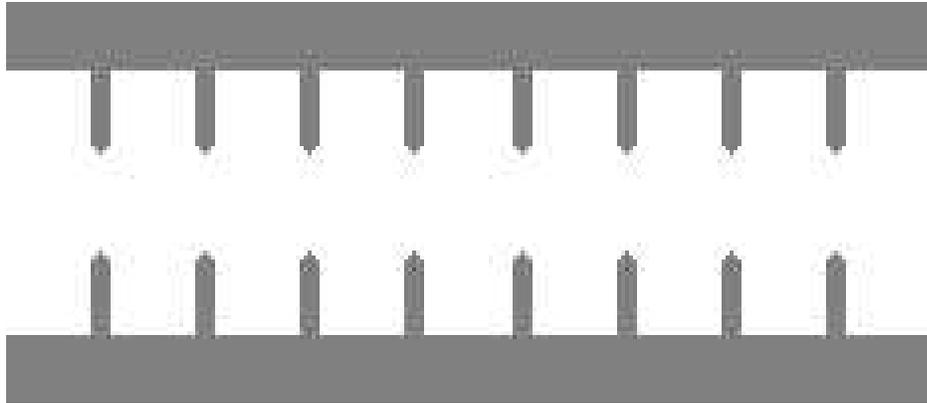
- il campo elettrico è parallelo alla direzione di propagazione dell'onda;
- la velocità di fase dell'onda è uguale alla velocità della particella che viene accelerata.

La seconda condizione implica che la propagazione dell'onda sia sincrona rispetto al moto della particella così da permettere a quest'ultima di interagire con un campo elettrico con fase costante. È importante notare come la condizione di sincronismo non può essere verificata dal campo elettromagnetico

che si propaga in una guida d'onda uniforme, per il quale vale la seguente relazione [4]:

$$v_{fase} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{k_t^2 c^2}{\omega^2}}} \quad (2.1)$$

e quindi  $v_{fase} > c$ . La condizione di sincronismo può invece verificarsi in una struttura periodica ma non uniforme, come, ad esempio, una guida d'onda circolare caricata periodicamente con dei dischi metallici forati sull'asse (detti iridi). La presenza di riflessioni sui carichi periodici provoca la riduzione della velocità di fase rispetto alla guida d'onda circolare.



**Figura 2.1** *Guida d'onda caricata periodicamente.*

In una struttura periodica, ad una certa frequenza di eccitazione del campo, la velocità di fase è costante, il che sottintende che la particella sia già a velocità relativistica (cioè circa uguale alla velocità della luce) quando si trova al suo interno. Questa assunzione non è valida in generale ma lo è nelle applicazioni a cui si rivolge questa tesi (acceleratori per elettroni).

Oltre alla velocità di fase, un altro parametro di grande importanza in una sezione accelerante ad onda viaggiante, è l'avanzamento di fase per cella (una cella è un tratto della struttura di lunghezza pari al periodo  $L$ ). Nelle strutture acceleranti in uso tale avanzamento di fase è generalmente  $\frac{2\pi}{3}$ . I

motivi di questa scelta sono molteplici e per una loro trattazione accurata si rimanda ai testi in bibliografia [5]. Ci limitiamo a dire che:

- a questa scelta corrisponde una condizione di ottimo del rapporto fra campo elettrico sull'asse e sulle iridi (rapporto che vorremmo il piú alto possibile);
- una struttura di questo tipo presenta alcuni vantaggi a livello di misure e di simulazioni numeriche grazie al legame fra il modo  $\frac{2\pi}{3}$  di un insieme di risonatori accoppiati e il modo  $\frac{2\pi}{3}$  in propagazione (è possibile ad esempio ottenere la frequenza a cui corrisponde tale avanzamento di fase chiudendo fra due pareti metalliche due celle e due semi-celle e misurando la frequenza del modo  $\frac{2\pi}{3}$  del risonatore cosí costruito).

La frequenza operativa della struttura è determinata da un compromesso fra diverse esigenze: a frequenze piú alte corrispondono guadagni di energia maggiori a parità di lunghezza della sezione accelerante, il che suggerisce di aumentare il piú possibile la frequenza; d'altra parte tale aumento di frequenza è limitato dalle disponibilità tecnologiche (ad esempio la disponibilità di generatori di potenza per le frequenze richieste o la precisione nella costruzione dei componenti che diminuiscono di grandezza all'aumentare della frequenza).

Notiamo come i tre parametri appena descritti, determinano univocamente la lunghezza  $L$  di una cella, valendo la seguente relazione [6]:

$$v_{fase} = \frac{\omega L}{\Delta\phi}. \quad (2.2)$$

Un altro parametro significativo è la velocità di gruppo. Questa grandezza corrisponde alla velocità di propagazione dell'energia elettromagnetica nella struttura. Se si intende alimentare la struttura in maniera pulsata, bisogna tenere conto del suo valore per stimare il tempo necessario al campo per "riempire" l'intera struttura accelerante.

## 2.2 Propagazione in una struttura periodica

### 2.2.1 Armoniche spaziali e curva di dispersione

Lo studio della propagazione elettromagnetica all'interno di una struttura periodica, si basa sul teorema di Floquet il quale afferma che: per il campo elettrico (e analogamente per il campo magnetico), di un modo che si propaga all'interno di una struttura di questo genere, ad una data frequenza, vale la seguente proprietà [7]:

$$\vec{E}(x, y, z + L) = e^{-\gamma L} \vec{E}(x, y, z) \quad (2.3)$$

dove  $L$  è il periodo spaziale e  $z$  è l'asse di periodicità. Supponendo  $\gamma$  immaginaria e pari a  $j\beta_c$  (condizione che può verificarsi in una struttura priva di perdite), seguendo il teorema di Floquet, il campo elettrico propagante lungo l'asse  $z$  può essere espresso nella seguente forma [6]:

$$E = E_p(z) e^{-j\beta_c z} \quad (2.4)$$

con  $E_p$  funzione periodica di periodo  $L$ . Sviluppando in serie di Fourier  $E_p$  otteniamo:

$$E = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} E_n e^{-j(\beta_c + \frac{2n\pi}{L})z}. \quad (2.5)$$

Il campo elettrico propagante può quindi essere visto come la sovrapposizione di infinite armoniche spaziali che si propagano ognuna con una velocità di fase costante e pari a  $\frac{\omega}{\beta_c + \frac{2n\pi}{L}}$ . In una struttura accelerante, solitamente, l'armonica di ordine 0 è sincrona con la particella accelerata, mentre le altre armoniche, avendo velocità di fase minore della velocità della particella, hanno su di essa un effetto nullo in media.

Dalla 2.5 segue che la curva di dispersione di una struttura periodica ha andamento periodico. Infatti se ad una certa frequenza è associata la costante di propagazione  $\beta_c$ , allora alla stessa frequenza saranno associate tutte le

costanti  $\beta_c + \frac{2n\pi}{L}$ .

Un'altra caratteristica della curva di dispersione di una struttura periodica è la presenza di intervalli di frequenze in cui l'onda propaga, detti bande passanti, e intervalli di frequenza in cui l'onda non propaga, detti "stopband".

Un esempio di curva di dispersione è riportato in figura 2.2.

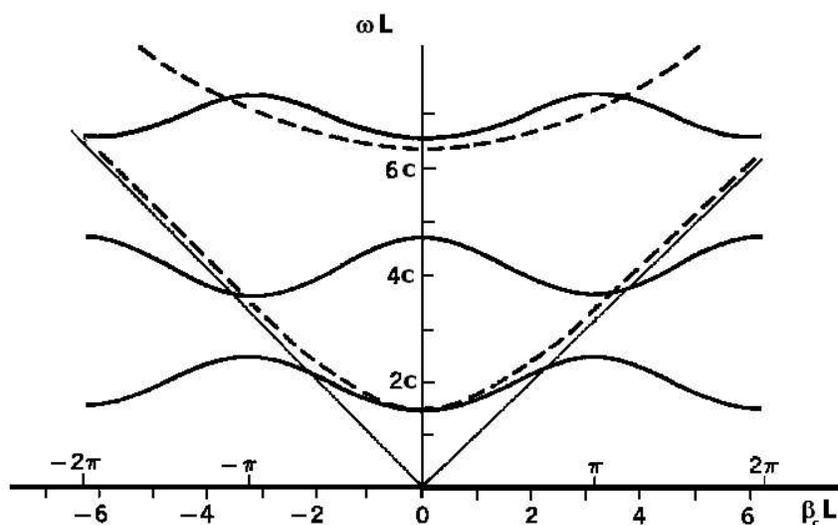


Figura 2.2 Esempio di curva di dispersione di una struttura periodica.

Con riferimento al grafico in figura è possibile dare un'interpretazione grafica alla velocità di fase e alla velocità di gruppo di un'armonica: la prima vale [4]  $\frac{\omega}{\beta}$  ed è il coefficiente angolare della retta passante per l'origine che interseca la curva nel punto che identifica l'armonica; la seconda, invece, definita come [4]  $\frac{\partial \omega}{\partial \beta_c}$  è il coefficiente angolare della retta tangente alla curva in quel punto.

### 2.2.2 Modello circuitale

Faremo riferimento al caso della guida d'onda priva di perdite caricata periodicamente. Per questa struttura la singola cella può essere schematizzata,

secondo l'usuale formalismo delle guide d'onda, come l'insieme di una rete due porte reciproca e priva di perdite (che modella l'iride) e due tratti di linea di trasmissione, con impedenza caratteristica  $Z_w$  e costante di propagazione  $\beta_0$  (l'avanzamento di fase in ogni tratto è  $\frac{\Theta}{2}$ ) come mostrato in figura 2.3. Questo modello è approssimato in quanto si basa sull'ipotesi che i modi evanescenti eccitati dall'iride siano già trascurabili all'ingresso della cella. In realtà, nella cella che prenderemo in esame, l'effetto dei modi di ordine superiore è piccolo ma non trascurabile. Il modello, tuttavia, descrive il comportamento del dispositivo con sufficiente precisione<sup>1</sup>. La cella intera può

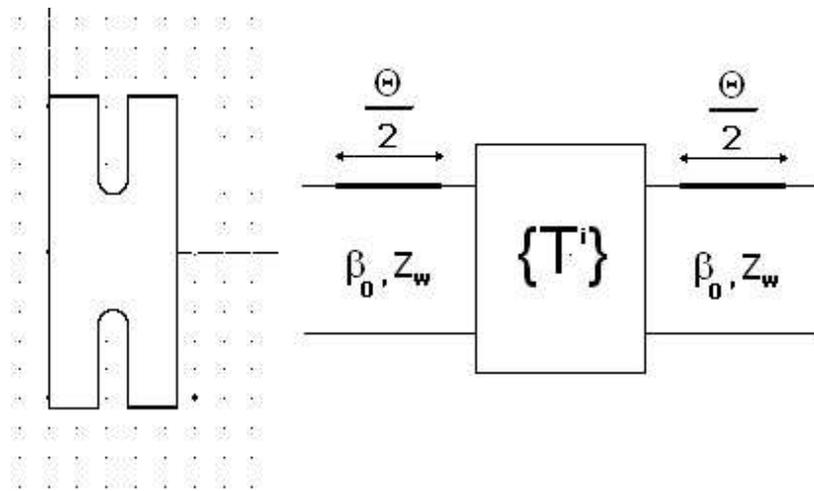


Figura 2.3 Singola cella con modello circuitale.

essere schematizzata come una rete due porte la cui matrice di trasmissione

<sup>1</sup>Bisogna precisare che in una guida circolare caricata con iridi, il modo accelerante di interesse è di tipo TM01, mentre il modo fondamentale della guida non caricata è il TE11. Si potrebbe quindi pensare che i carichi periodici possano eccitare anche il modo TE11, nel qual caso la schematizzazione precedente non sarebbe valida. Tuttavia, la geometria delle iridi ci garantisce che un modo di tipo dipolare come il TE11 non può essere eccitato da un' iride su cui incide un TM01.

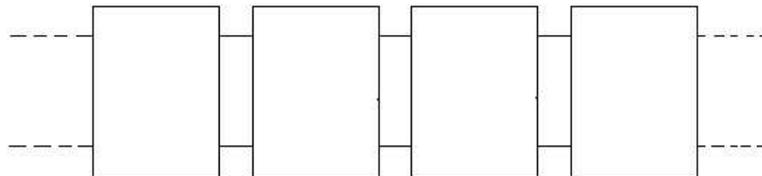
T è legata alla matrice  $T^I$  dell'iride dalla seguente relazione [8]:

$$T = \begin{Bmatrix} t_{11}^I e^{j\Theta} & t_{12}^I \\ t_{21}^I & t_{22}^I e^{-j\Theta} \end{Bmatrix} \quad (2.6)$$

o equivalentemente per la matrice di scattering:

$$S = \begin{Bmatrix} s_{11}^I e^{-j\Theta} & s_{12}^I e^{-j\Theta} \\ s_{21}^I e^{-j\Theta} & s_{22}^I e^{-j\Theta} \end{Bmatrix}. \quad (2.7)$$

La struttura periodica, dunque, è schematizzabile come un array infinito di reti due porte in cascata (figura 2.4).



**Figura 2.4** *Struttura periodica*

Per ricavare la costante di propagazione del modo che propaga nella struttura, scriviamo la relazione che lega fra loro le tensioni alle due porte di ogni cella:

$$\begin{Bmatrix} v_1^+ \\ v_1^- \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} v_2^- \\ v_2^+ \end{Bmatrix} \quad (2.8)$$

dove il verso positivo delle tensioni si riferisce al verso entrante nella rete. Applicando il teorema di Floquet abbiamo:

$$v_2^- = e^{-\gamma L} v_1^+ \quad v_2^+ = e^{-\gamma L} v_1^- \quad (2.9)$$

e quindi:

$$\begin{Bmatrix} v_1^+ \\ v_1^- \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} e^{-\gamma L} v_1^+ \\ e^{-\gamma L} v_1^- \end{Bmatrix} \quad (2.10)$$

da cui:

$$\begin{pmatrix} t_{11} - e^{-\gamma L} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} - e^{-\gamma L} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_1^+ \\ v_1^- \end{pmatrix} = 0 \quad (2.11)$$

Otteniamo dunque un sistema lineare omogeneo in  $v_1^+$  e  $v_1^-$ . Tale sistema ammette soluzioni non nulle solo se è nullo il determinante della matrice dei coefficienti. Cioè se:

$$e^{2\gamma L} - (t_{11} + t_{22})e^{\gamma L} + (t_{11}t_{22} - t_{12}t_{21}) = 0 \quad (2.12)$$

essendo per una rete reciproca  $(t_{11}t_{22} - t_{12}t_{21}) = 1$  la soluzione cercata è [8]:

$$\cosh(\gamma L) = \frac{t_{11} + t_{22}}{2} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{s_{12}} + \frac{1}{s_{12}^*} \right) = \frac{\cos(\alpha)}{|s_{12}|} = \frac{Z_{11} + Z_{22}}{2Z_{12}} \quad (2.13)$$

dove  $\alpha$  è la fase dell' $s_{12}$ . Se  $\cos(\alpha) < |s_{12}|$  allora  $\gamma$  è immaginario (ci riferiremo ad esso come  $j\beta_c$ ) e l'onda si propaga senza attenuazione; se  $\cos(\alpha) > |s_{12}|$  invece  $\gamma$  è reale e l'onda è attenuata; se  $\cos(\alpha) = |s_{12}|$  allora  $\gamma = 0$  o  $j2n\pi/L$ , nel qual caso si ha un'onda stazionaria. Se  $\gamma$  è una soluzione della 2.13 allora lo è anche  $-\gamma$  il che significa che l'onda può propagarsi in entrambi i versi. È di fondamentale importanza notare che l'onda che si propaga con costante  $\gamma$ , che chiameremo onda periodica, è in realtà la sovrapposizione di un'onda progressiva e di una regressiva presenti nei tratti di guida d'onda fra due iridi. Come era stato accennato nel paragrafo 2.1 sono le riflessioni sulle iridi la causa del rallentamento della velocità di fase.

Definiamo ora un altro parametro caratteristico dell'onda periodica. Detta  $Z_L$  l'impedenza alla porta 2 di una cella, allora l'impedenza alla porta 1 è :

$$Z_1 = Z_{11} - \frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_L + Z_{22}} \quad (2.14)$$

Esistono due valori  $Z_c$  che verificano la seguente proprietà:

$$Z_c = Z_{11} - \frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_c + Z_{22}} \quad (2.15)$$

e sono [8]:

$$Z_c^\pm = \frac{Z_{11} - Z_{22}}{2} \pm \sqrt{\frac{Z_{11} + Z_{22}}{2} - Z_{12}^2} \quad (2.16)$$

Se nella struttura si propaga l'onda periodica in un solo verso, allora per la 2.3 ad ogni porta l'impedenza sarà la stessa. Infatti:

$$\vec{E}(z + L) = \vec{E}(z)e^{\gamma L} \quad \vec{H}(z + L) = \vec{H}(z)e^{\gamma L} \quad (2.17)$$

e dunque il rapporto fra tensione e corrente è lo stesso ad ogni porta. Per quanto detto finora tale impedenza sarà una delle due  $Z_c^\pm$ . La scelta fra le due dipende dal verso di propagazione. Per chiarire quest'ultima affermazione poniamo la 2.16 sotto questa forma (sfruttando l'ultima delle 2.13):

$$Z_c^\pm = \frac{Z_{11} - Z_{22}}{2} + Z_{12} \sinh(\pm \gamma L) \quad (2.18)$$

Le due grandezze definite precedentemente prendono il nome di impedenze caratteristiche della struttura periodica e svolgono un ruolo analogo a quello dell'impedenza caratteristica di una linea di trasmissione.

Analizziamo ora l'effetto di un carico su una struttura periodica. Supponiamo che il carico si trovi al posto della porta d'ingresso dell' $n+1$ -esima cella come mostrato in figura 2.5. Il carico genererà una riflessione sulla linea di trasmissione (posta sull'uscita dell'ultima cella, secondo il modello adottato) con un coefficiente:

$$\Gamma^L = \frac{Z_L - Z_w}{Z_L + Z_w}. \quad (2.19)$$

Questa riflessione comporta la comparsa di un'onda periodica propagante nel verso opposto rispetto a quella incidente. Si può dimostrare che il coefficiente di riflessione dell'onda periodica è (il segno + si riferisce al verso delle  $z$  positive) [8]:

$$\frac{V^{p-}}{V^{p+}} = \Gamma_L^p = -\frac{Z_c^- Z_L - Z_c^+}{Z_c^+ Z_L - Z_c^-}. \quad (2.20)$$

All'ingresso della cella  $s$  il coefficiente di riflessione è:

$$\Gamma_s^p = \Gamma_L^p e^{j2\beta_c L(s-n-1)} \quad (2.21)$$

Mentre per quanto riguarda l'impedenza vale la seguente relazione [8]:

$$Z_s = \eta + Z \frac{Z_L - \eta + jZ \tan(\beta_c L(n-s+1))}{Z + j(Z_L - \eta) \tan(\beta_c L(n-s+1))} \quad (2.22)$$

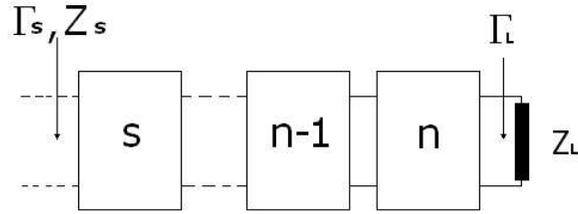


Figura 2.5 *Struttura periodica caricata.*

dove:

$$\eta = \frac{Z_{11} - Z_{22}}{2} \quad Z = Z_{12} \sinh(\gamma L) \quad (2.23)$$

In generale, quindi, le caratteristiche di propagazione dell'onda periodica nei due versi sono diverse. Notiamo però che se le celle sono simmetriche, e quindi  $Z_{11} = Z_{22}$ , allora:

$$Z_c^+ = -Z_c^- = Z \quad \eta = 0 \quad (2.24)$$

e le 2.20 2.21 2.22 si riducono alle usuali relazioni per una linea di trasmissione con impedenza caratteristica  $Z$  e costante di propagazione  $\beta_c$ , caricata da un'impedenza  $Z_L$ .

Una struttura periodica con celle simmetriche, quindi, è assimilabile, esternamente, a un tratto di linea di trasmissione con impedenza caratteristica  $Z_c$  e costante di propagazione  $\beta_c$ . Per ulteriori approfondimenti si rimanda ai testi in bibliografia [8] [9].

## Capitolo 3

# Specifiche e problematiche di progetto dell'accoppiatore

### 3.1 Simulazione numerica di una singola cella

Per una struttura periodica del tipo preso in esame esistono espressioni analitiche approssimate che legano le dimensioni geometriche di una cella ai parametri fondamentali dell'onda periodica descritti nel paragrafo 2.1 [6]. Queste

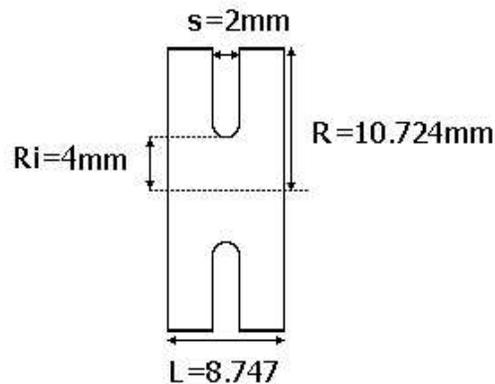


Figura 3.1 *Dimensioni della singola cella.*

relazioni forniscono un buon punto di partenza per il progetto della cella il quale, però, deve necessariamente essere svolto per via numerica con l'ausilio di codici di simulazione elettromagnetica. La progettazione della cella non è stata argomento di questo lavoro, essendone già noti i parametri geometrici (mostrati in figura 3.1 [10]). È stata effettuata solo una verifica dei valori a disposizione ed una leggera correzione finalizzata alla semplificazione delle simulazioni successive.

Il codice utilizzato per la simulazione numerica è HFSS, che risolve le equazioni di Maxwell nel dominio della frequenza, mediante il metodo degli elementi finiti.

HFSS permette di simulare un tratto di struttura periodica molto semplicemente: si impone una condizione al contorno di tipo “master-slave” sulle due facce esterne della cella, che consiste nell'imporre un avanzamento di fase a scelta al campo elettromagnetico, e il modulo “eigen-mode solver” calcola la frequenza a cui corrisponde l'avanzamento di fase scelto e l'andamento del campo elettromagnetico all'interno della cella. In tal modo, data una singola cella della struttura accelerante, è possibile ricavare l'intera curva di dispersione della struttura infinita.

Per la cella con le dimensioni di figura 3.1 il modo operativo è il  $\frac{2\pi}{3}$  alla frequenza di 11.424 GHz. In figura 3.3 è riportato l'andamento del campo elettrico sull'asse (modulo e fase) fornito dal codice.

I modi acceleranti di interesse sono di tipo TM01, in cui le linee di campo di  $\vec{H}$  sono delle circonferenze centrate sull'asse della cella. È quindi possibile simulare solo uno spicchio di cella imponendo una condizione al contorno del tipo “simmetry/perfect-H” come mostrato in figura 3.2.

HFSS simula un solido di rotazione approssimandolo con un poliedro di n facce, con n stabilito dall'utente. Scegliere un numero piccolo di facce diminuisce il costo computazionale di una simulazione ma impone una correzione delle dimensioni della superficie ruotata per non modificare il volume del so-

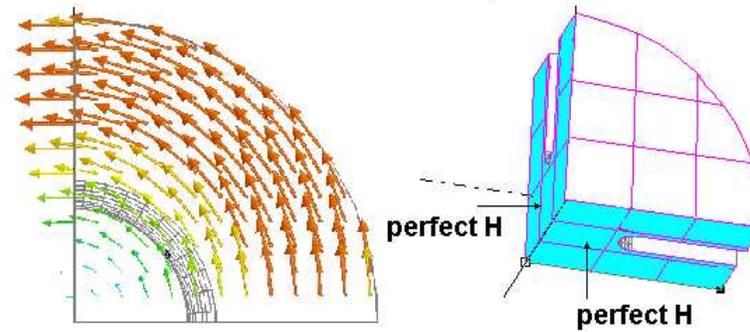


Figura 3.2 Campo magnetico e condizioni di simmetria su una faccia della cella.

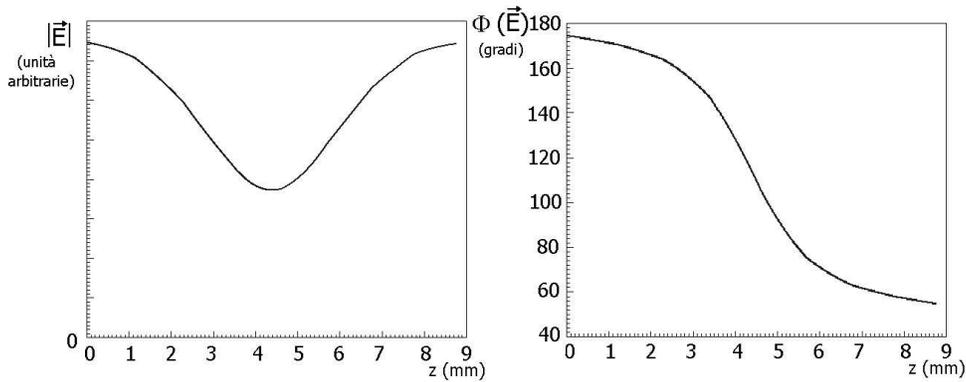


Figura 3.3 Campo elettrico in modulo e fase sull'asse della cella.

lido (e quindi, in prima approssimazione, la frequenza operativa calcolata dal codice) rispetto al caso di rotazione perfetta. La correzione da apportare al raggio della rotazione è espressa con buona approssimazione dalla seguente formula [11]:

$$R' = R \sqrt{\frac{\frac{\pi}{N}}{\text{tg}(\frac{\pi}{N})}} \quad (3.1)$$

dove N è il numero di lati, R' il raggio corretto e R il raggio iniziale.

Per la simulazione di figura 3.2 è stato scelto un numero di lati pari a 10 per

una rotazione di 90 gradi (le simmetrie dell'intero oggetto in esame, come vedremo, permettono di simulare 1/4 di struttura) che ha portato a un nuovo raggio della cella pari a 10.716 mm. La simulazione, eseguita con il nuovo raggio, ha fornito una frequenza operativa di 11.423GHz, accettabile per i nostri scopi.

### 3.2 Accoppiamento di una struttura traveling wave con una guida d'onda di alimentazione esterna

Una sezione LINAC ad onda viaggiante accelera fasci di particelle con campi elettromagnetici di altissima intensità. La potenza in ingresso ad una sezione accelerante può arrivare a valori dell'ordine della decina di Mw. Per fornire tale potenza si ricorre all'utilizzo di generatori di potenza a RF detti klystron. L'onda generata dal klystron viene trasmessa attraverso una guida d'onda rettangolare operante nel modo fondamentale  $TE_{10}$ . Allo scopo di fornire la massima energia al fascio e proteggere il dispositivo di alimentazione, è necessario accoppiare la guida d'onda al LINAC riducendo il più possibile le riflessioni all'ingresso della sezione accelerante. Questa necessità si traduce in una specifica sul valore del coefficiente di riflessione alla porta di alimentazione. Solitamente si richiede  $vswr < 1,2$  e cioè  $|\Gamma| < 0,09$ . Questa specifica deve essere rispettata facendo propagare nella struttura periodica la sola onda progressiva, in quanto la presenza di riflessioni all'interno di questa diminuisce l'efficienza nell'accelerazione del fascio. L'avanzamento di fase per cella, infatti, è pari a quello nominale solo in assenza di onda riflessa. Questo punto sarà trattato in dettaglio più avanti.

Lo schema di accoppiamento generalmente utilizzato è mostrato in figura 3.4. La guida d'onda è collegata alla struttura periodica tramite una cavità

cilindrica dotata di apertura detta accoppiatore (o coupler). In generale alla fine della struttura è presente un altro coupler, identico a quello di alimentazione, collegato ad una guida d'onda dalla quale fuoriesce la potenza.

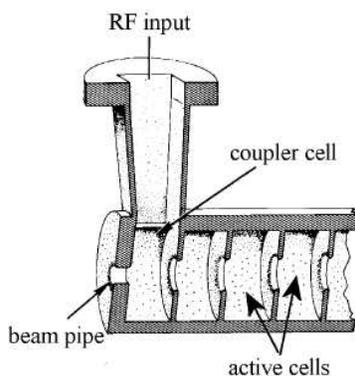


Figura 3.4 *Schema di accoppiamento asimmetrico.*

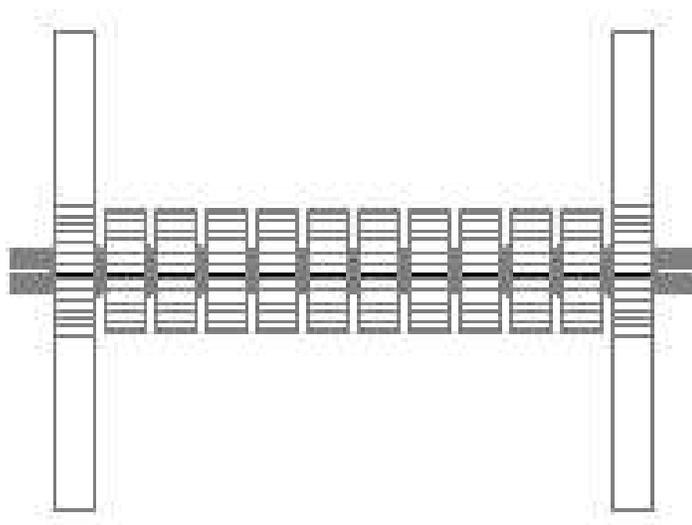
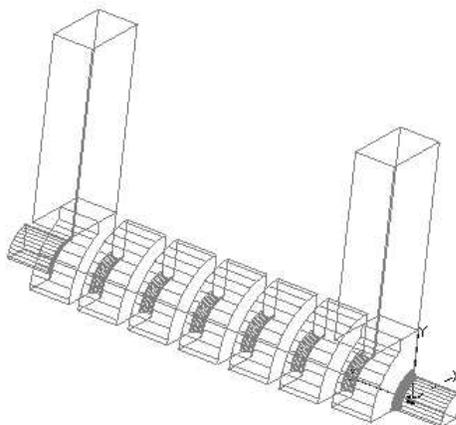


Figura 3.5 *Schema di accoppiamento simmetrico.*

Questo schema di alimentazione, a causa della sua asimmetria, può generare nella cella del coupler campi elettrici di tipo dipolare, che possono causare



**Figura 3.6** *Schema di accoppiamento simmetrico tagliato secondo le condizioni di simmetria.*

una deflessione del fascio. Esistono tecniche per ovviare a questo problema, per le quali si rimanda ai testi in bibliografia [5].

Per semplificare il piú possibile le simulazioni numeriche, è stato utilizzato uno schema alternativo a quello precedente. In questo schema, mostrato in figura 3.5, la struttura è alimentata simmetricamente da due guide d'onda. Per garantire la simmetria del campo elettromagnetico, ed evitare, quindi, la presenza di componenti deflettenti, i campi che alimentano le due guide d'ingresso sono uguali in modulo e in fase. Questa simmetria consente di semplificare notevolmente le simulazioni. Si può simulare, infatti, solo un quarto di struttura, imponendo sui tagli una condizione al contorno di tipo “simmetry/perfectH”. Tale condizione è coerente con la configurazione di campo nelle guide d'onda in quanto, per il modo  $TE_{10}$ , il campo magnetico a metà della guida è trasversale alla direzione di propagazione.

Per semplicità, ci riferiremo sempre al caso di strutture prive di perdite. Come vedremo piú avanti, questa posizione è cautelativa rispetto al caso di conducibilità finita delle pareti.

### 3.3 Modello equivalente della struttura completa

Per la struttura completa, con lo schema di accoppiamento simmetrico e le condizioni di simmetria assegnate, è possibile elaborare un circuito equivalente a costanti distribuite. Le due guide d'onda sono schematizzabili come due linee di trasmissione uguali con impedenza caratteristica  $Z_0$  e costante di propagazione  $j\beta_0$ . I due coupler sono invece rappresentati come reti due porte uguali orientate in maniera opposta<sup>1</sup>. La struttura periodica, invece, è un array di  $n$  reti due porte in cascata posto fra i due coupler. Per quanto visto nel paragrafo 2.2, essendo le celle simmetriche, queste reti due porte si comportano come tratti di linea di trasmissione con impedenza caratteristica  $Z_c$  e costante di propagazione  $j\beta_c$ . Quest'ultima affermazione deve essere interpretata con una certa cautela: le celle sono assimilabili a tratti di linea di trasmissione solo se le guardiamo da una delle due porte; nei punti intermedi, invece, questa schematizzazione non è valida. Il coupler sarà de-

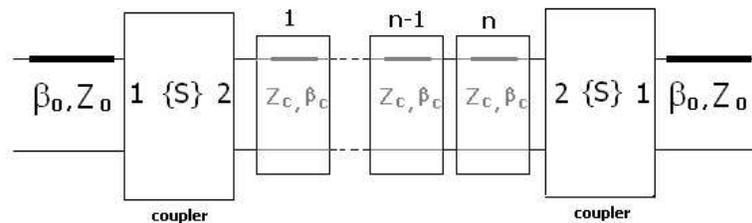


Figura 3.7 Modello circuitale della struttura alimentata.

scritto tramite una matrice di scattering. Il legame fra le tensioni alle porte

<sup>1</sup>Le due reti due porte comprendono anche un tratto di guida d'onda e la prima semicella della struttura periodica.

del coupler è espresso dalla seguente relazione:

$$\begin{Bmatrix} v_1^- \\ v_2^{p-} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} v_1^+ \\ v_2^{p+} \end{Bmatrix}. \quad (3.2)$$

Per  $v_2^{p+}$  e  $v_2^{p-}$  si intendono le ampiezze delle onde periodiche rispettivamente entranti e uscenti alla porta 2. Dalla 3.2 emerge una sostanziale differenza rispetto alla definizione usuale di matrice di scattering. Il termine  $s_{11}$ , ad esempio, può essere interpretato come il coefficiente di riflessione alla porta 1 quando la porta 2 è chiusa con un'impedenza  $Z_c$  (impedenza caratteristica della struttura periodica). Nella definizione usuale, invece, per determinare il termine  $s_{11}$  bisognerebbe chiudere la porta 2 su un'impedenza pari all'impedenza caratteristica di una guida d'onda circolare.

D'ora in avanti faremo riferimento alla matrice di scattering del coupler definita secondo la 3.2.

### 3.4 Il problema dell'accoppiamento

#### 3.4.1 Relazione fra coefficiente di riflessione alla porta di alimentazione e matrice di scattering dell'accoppiatore

Per chiarire il problema dell'accoppiamento, accennato nel paragrafo 3.2, calcoliamo l'espressione del coefficiente di riflessione alla porta d'ingresso del coupler di alimentazione, con la porta d'uscita del secondo coupler adattata. Con riferimento al modello circuitale della struttura alimentata (figura 3.8),

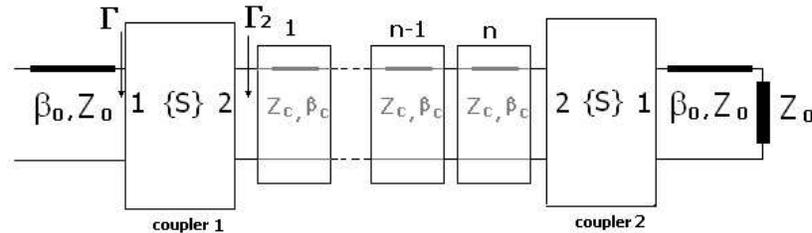


Figura 3.8 Modello circuitale.

la relazione fra le onde entranti e uscenti alle due porte del primo coupler è:

$$\begin{Bmatrix} v_1^- \\ v_2^- \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} v_1^+ \\ v_2^+ \end{Bmatrix}. \quad (3.3)$$

Poiché il secondo coupler è adattato in uscita, il coefficiente di riflessione alla porta 2 di quest'ultimo è proprio  $s_{22}$ . Quindi per la 2.21 il rapporto fra onda entrante e uscente alla porta 2 del coupler di alimentazione vale:

$$\Gamma_2 = \frac{V_2^+}{V_2^-} = s_{22} e^{-j2n\beta_c L}. \quad (3.4)$$

Inserendo la 3.4 nella 3.3 otteniamo il coefficiente di riflessione  $\Gamma$  alla porta 1 del coupler di alimentazione (coupler 1):

$$\Gamma = \frac{V_1^-}{V_1^+} = s_{11} + s_{12} s_{21} \frac{s_{22} e^{-j2n\beta_c L}}{1 - s_{22}^2 e^{-j2n\beta_c L}}. \quad (3.5)$$

Ricordando che  $\frac{1}{1-q} = \sum_{t=0}^{+\infty} q^t$  poniamo la 3.5 sotto questa forma:

$$\Gamma = \frac{V_1^-}{V_1^+} = s_{11} + s_{12}s_{21} \sum_{t=1}^{+\infty} s_{22}^{2t-1} e^{-j2n\beta_c Lt}. \quad (3.6)$$

Dalla 3.6 si vede che  $\Gamma$  (che è pari, a meno dello sfasamento introdotto dalla guida d'onda, al coefficiente di riflessione alla porta di alimentazione) è composto da due parti: la prima è l' $s_{11}$  del coupler e tiene conto delle riflessioni sul coupler stesso; la seconda può essere interpretata come la sovrapposizione di infinite riflessioni dell'onda periodica fra i due coupler (ogni onda riflessa dal secondo torna indietro e di nuovo viene parzialmente riflessa dal primo) che arrivano alla guida d'onda moltiplicate per il termine  $s_{12}s_{21}$ .

A questo punto è evidente il concetto espresso nel paragrafo 3.2: si può avere un coefficiente di riflessione nullo facendo sì che i due termini della 3.6 siano uguali in modulo e opposti in fase, ma in questo modo non avremmo nella struttura periodica la sola onda progressiva e l'avanzamento di fase per cella non sarebbe quello nominale. Per accoppiare correttamente la guida alla struttura, dunque, dobbiamo far sì che entrambi termini siano nulli. Questa condizione è ottenibile, per una rete reciproca e priva di perdite come il coupler, annullando l' $s_{11}$ <sup>2</sup>.

### 3.4.2 La specifica di progetto

Nel paragrafo 3.2 è stata data una specifica sul coefficiente di riflessione, dettata dall'esigenza di proteggere l'alimentatore dalla potenza riflessa al-

---

<sup>2</sup>Ricordiamo che per una rete reciproca e priva di perdite valgono le seguenti relazioni [8]:

$$s_{11} = \alpha e^{j\theta_{11}} \quad s_{22} = \alpha e^{j\theta_{22}} \quad (3.7)$$

$$s_{12} = s_{21} = \sqrt{1 - \alpha^2} e^{j\theta_{12}} \quad \theta_{11} + \theta_{22} = 2\theta_{12} \pm \pi \quad (3.8)$$

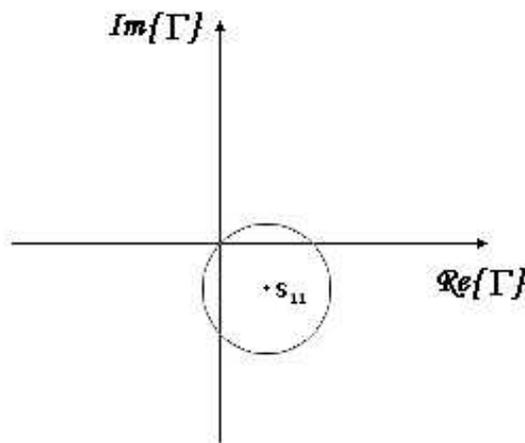
l'ingresso del LINAC. La condizione richiesta è:

$$|\Gamma| < 0.09. \quad (3.9)$$

Alla luce di quanto detto nel paragrafo 3.4.1, è necessario tradurre la 3.9 in una specifica sull' $s_{11}$  del coupler. A questo scopo notiamo che la 3.5 per  $|s_{11}| \ll 1$  si semplifica e diventa:

$$\Gamma = s_{11}(1 - e^{j(2\theta_{22} - 2n\beta_c L)}). \quad (3.10)$$

Al variare del numero di celle  $n$ , il coefficiente di riflessione si trova, nel piano



**Figura 3.9** Coefficiente  $\Gamma$  al variare di  $n$  per  $|s_{11}| \ll 1$ .

complesso, su una circonferenza di raggio  $|s_{11}|$  passante per l'origine. Quindi nel peggiore dei casi sarà  $|\Gamma| = 2|s_{11}|$  e la specifica sull' $s_{11}$  deve essere:

$$|s_{11}| < 0.045. \quad (3.11)$$

Ricordiamo che stiamo trattando il caso di assenza di perdite, quindi quest'ultima specifica è estremamente cautelativa. Nel caso reale, infatti, l'onda riflessa arriverà alla porta di alimentazione attenuata e il coefficiente di riflessione sarà sempre minore in modulo di  $2|s_{11}|$ . Notiamo che ottenuta la specifica sull' $s_{11}$  del coupler, la struttura sarà accoppiata correttamente per un qualunque numero di celle.

### 3.5 Problemi inerenti l'utilizzo di HFSS nel progetto dell'accoppiatore

Una struttura traveling wave completa, con coupler e guide di alimentazione, può essere simulata con HFSS tramite il modulo driven solution. In questa modalità di funzionamento, si definiscono delle porte sulla superficie esterna del volume disegnato e si assegna una frequenza di eccitazione del campo. Su ogni porta viene imposto il campo elettromagnetico relativo al modo fondamentale di una guida d'onda avente la stessa forma della porta. Il codice calcola il campo elettromagnetico nella struttura e i parametri della matrice di scattering della giunzione così costruita. L'utente può scegliere l'ampiezza e la fase del campo ad ogni porta.

Si potrebbe pensare di simulare solamente la guida d'onda e il coupler, ponendo una porta in ingresso alla guida ed una sull'uscita del coupler, ed estrarre direttamente il valore dell' $s_{11}$ . Questo equivarrebbe, tuttavia, a porre sull'uscita del coupler una guida d'onda circolare e non una struttura periodica. Il valore ottenuto per l' $s_{11}$ , pertanto, non sarebbe significativo. Non è possibile, in generale, ottenere direttamente l' $s_{11}$  del coupler (definito secondo la 3.2) da una simulazione.

La struttura di cui ci occupiamo è accessibile solo dalle guide di alimentazione (si veda la figura 3.10). L'elemento 11 della matrice di scattering fornita dal codice imponendo due porte all'ingresso delle due guide è, a meno di uno sfasamento introdotto dalla guida di ingresso, il coefficiente di riflessione  $\Gamma$  alla porta d'ingresso del coupler, studiato nel paragrafo precedente.

Questa limitazione ci pone diversi problemi. Infatti è relativamente semplice trovare le dimensioni del coupler che ci garantiscono  $\Gamma = 0$  ma come è stato più volte ripetuto questa condizione non è sufficiente per i nostri scopi.

Per mostrare chiaramente questo concetto, si osservi il grafico in figura 3.11. Esso mostra i risultati di una simulazione della struttura, operante nel modo

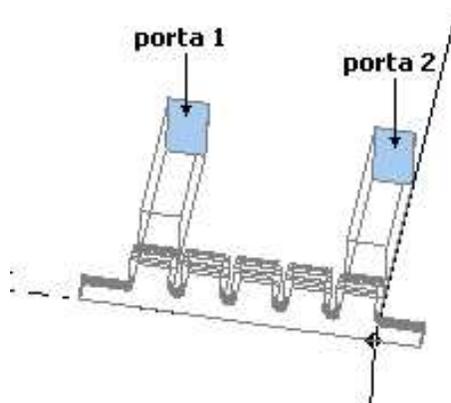


Figura 3.10 *Struttura intera con porte*

$\frac{2\pi}{3}$  a 11.424 GHz, con due celle. Il codice ha fornito  $|\Gamma| = 0.018$ . Dal plot della fase del campo elettrico lungo l'asse, però, si vede come l'avanzamento di fase per cella non è pari a quello nominale (-120 gradi).

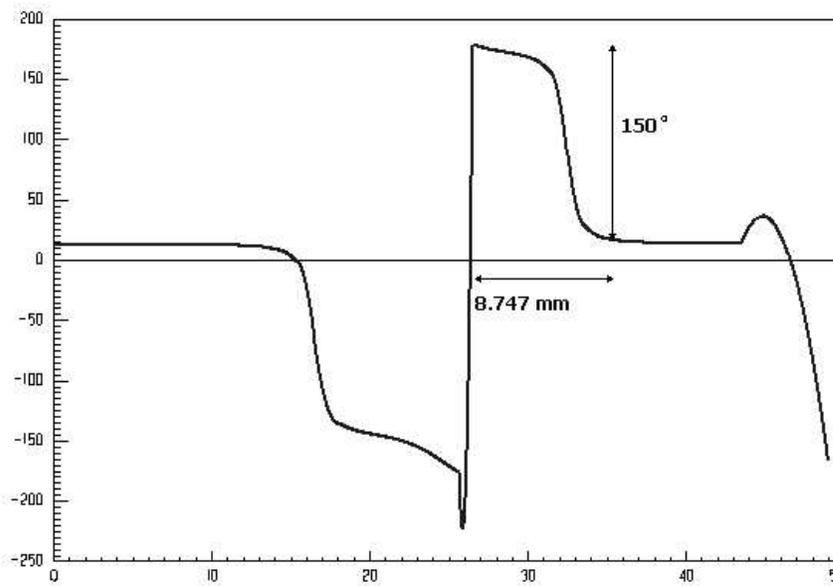


Figura 3.11 *Fase del campo elettrico lungo l'asse.*

Il risultato di figura 3.11 è stato ottenuto partendo da un coupler con rag-

gio  $R_c = 10.716mm$  (pari al raggio di una cella) e finestra d'accoppiamento quadrata di lato  $l = 6.747mm$  (pari alla lunghezza di una cella senza l'iride), variando gradualmente il raggio del coupler fino ad ottenere il coefficiente di riflessione desiderato ( $R_c = 10.4mm$ ). Questo risultato, pur non essendo sufficiente, tornerà utile piú avanti per l'algoritmo di ottimizzazione del coupler che sarà sviluppato nel prossimo capitolo.

# Capitolo 4

## Progetto dell'accoppiatore

### 4.1 Verifica indiretta del corretto accoppiamento

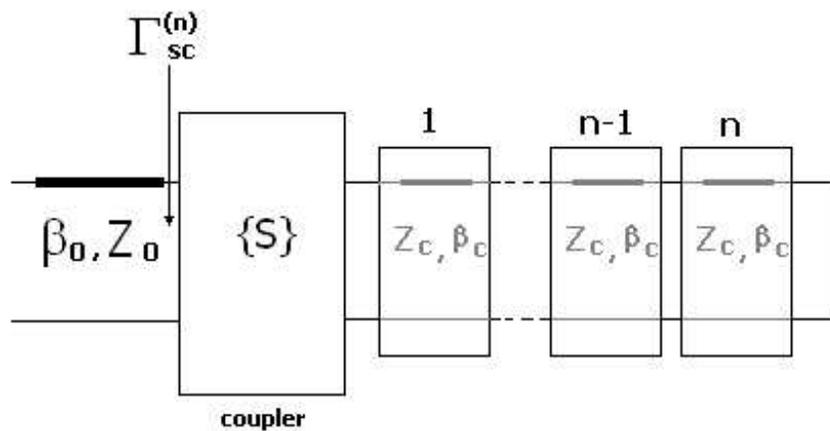


Figura 4.1

In questo paragrafo ricaviamo un teorema molto utile per stabilire se il coupler è dimensionato correttamente. Prendiamo in considerazione il modello di figura 4.1. Questo schema rappresenta un tratto di struttura periodica

con guida di alimentazione e coupler, cortocircuitata all'uscita dell' $n$ -esima cella. Definiamo  $\Gamma_{sc}^{(n)}$  il coefficiente di riflessione alla porta 1 del coupler <sup>1</sup>.

Dimostriamo che [12] :

$$s_{11} = 0 \iff \frac{\Gamma_{sc}^{(n+2)}}{\Gamma_{sc}^{(n+1)}} = \frac{\Gamma_{sc}^{(n+1)}}{\Gamma_{sc}^{(n)}} = e^{-j2\beta_c L}. \quad (4.1)$$

Cominciamo col dimostrare la prima implicazione ( $\implies$ ). Detta  $Z_1^m$  l'impedenza alla porta 1 del coupler con la porta 2 adattata (cioè con l'impedenza alla porta 2 pari esattamente a  $Z_c$ ), l' $s_{11}$  del coupler vale:

$$\frac{Z_1^m - Z_0}{Z_1^m + Z_0} \quad (4.2)$$

ed è uguale a 0 solo se:

$$Z_0 = Z_1^m = Z_{11} - \frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_c + Z_{22}}. \quad (4.3)$$

Per un coupler privo di perdite i parametri  $Z_{ij}$  sono immaginari ( $jB_{ij}$ ) e la 4.3 diventa:

$$Z_0 = jB_{11} + \frac{B_{12}B_{21}}{Z_c + jB_{22}}. \quad (4.4)$$

Chiamiamo  $Z_{sc1}^{(n)}$  l'impedenza alla porta 1 del coupler con l'uscita dell'ultima cella cortocircuitata:

$$Z_{sc1}^{(n)} = jB_{11} + \frac{B_{12}B_{21}}{jZ_c \tan(n\beta_c L) + jB_{22}} = jB_{sc}^{(n)}. \quad (4.5)$$

Per la definizione precedente,  $\Gamma_{sc}^{(n)}$  vale:

$$\Gamma_{sc}^{(n)} = \frac{j(B_{11} - \frac{B_{12}B_{21}}{Z_c \tan(n\beta_c L) + B_{22}}) - Z_0}{j(B_{11} - \frac{B_{12}B_{21}}{Z_c \tan(n\beta_c L) + B_{22}}) + Z_0}. \quad (4.6)$$

Essendo  $\Gamma_{sc}^{(n)}$  il rapporto di due numeri complessi coniugati il suo modulo sarà necessariamente 1. E quindi:

$$\left| \frac{\Gamma_{sc}^{(n+2)}}{\Gamma_{sc}^{(n+1)}} \right| = \left| \frac{\Gamma_{sc}^{(n+1)}}{\Gamma_{sc}^{(n)}} \right| = 1. \quad (4.7)$$

---

<sup>1</sup>questa definizione vale per la struttura cortocircuitata con un qualunque numero  $n$  di celle

Per quanto riguarda la fase

$$\phi\left(\frac{\Gamma_{sc}^{(n+1)}}{\Gamma_{sc}^{(n)}}\right) = \phi\left(\frac{\frac{j(B_{11} - \frac{B_{12}B_{21}}{Z_c \tan((n+1)\beta_c L) + B_{22}}) - Z_0}{j(B_{11} - \frac{B_{12}B_{21}}{Z_c \tan((n+1)\beta_c L) + B_{22}}) + Z_0}}}{\frac{j(B_{11} - \frac{B_{12}B_{21}}{Z_c \tan(n\beta_c L) + B_{22}}) - Z_0}{j(B_{11} - \frac{B_{12}B_{21}}{Z_c \tan(n\beta_c L) + B_{22}}) + Z_0}}}\right) = 2\phi\left(\frac{j(B_{11} - \frac{B_{12}B_{21}}{Z_c \tan((n+1)\beta_c L) + B_{22}}) - Z_0}{j(B_{11} - \frac{B_{12}B_{21}}{Z_c \tan(n\beta_c L) + B_{22}}) - Z_0}\right). \quad (4.8)$$

Sostituendo la 4.4 nella 4.8 otteniamo, dopo alcuni passaggi algebrici:

$$\phi\left(\frac{\Gamma_{sc}^{(n+1)}}{\Gamma_{sc}^{(n)}}\right) = 2\phi\left(\frac{Z_c - jZ_c \tan((n+1)\beta_c L)}{Z_c - jZ_c \tan(n\beta_c L)} \frac{Z_c \tan(n\beta_c L) + B_{22}}{Z_c \tan((n+1)\beta_c L) + B_{22}}\right) = \quad (4.9)$$

$$-2(\tan^{-1}(\tan((n+1)\beta_c L)) - \tan^{-1}(\tan(n\beta_c L))) = -2\beta_c L + 2k\pi. \quad (4.10)$$

E la proposizione è dimostrata per ogni n intero.

Per dimostrare la proposizione inversa notiamo che la condizione:

$$\phi\left(\frac{\Gamma_{sc}^{(n+1)}}{\Gamma_{sc}^{(n)}}\right) = 2\phi\left(\frac{j(B_{11} - \frac{B_{12}B_{21}}{Z_c \tan((n+1)\beta_c L) + B_{22}}) - Z_0}{j(B_{11} - \frac{B_{12}B_{21}}{Z_c \tan(n\beta_c L) + B_{22}}) - Z_0}\right) = -2\beta_c L \quad (4.11)$$

può essere posta sotto la seguente forma:

$$\frac{(B_{sc}^{(n)} - B_{sc}^{(n+1)})Z_0}{-Z_0^2 + B_{sc}^{(n)} B_{sc}^{(n+1)}} = -\tan(\beta_c L) \quad (4.12)$$

con:

$$B_{sc}^{(n)} = B_{11} - \frac{B_{12}B_{21}}{Z_c \tan(n\beta_c L) + B_{22}}. \quad (4.13)$$

La 4.12 è una equazione di secondo grado in  $Z_0$  e da luogo a due condizioni indipendenti fra i parametri  $Z_0, Z_c, \{B_{ij}\}$ , una delle quali sarà certamente la 4.4. Quindi una sola equazione del tipo:

$$\frac{\Gamma_{sc}^{(n+1)}}{\Gamma_{sc}^{(n)}} = e^{-j2\beta_c L} \quad (4.14)$$

non basta per dire che  $s_{11} = 0$ . Tuttavia mettendo a sistema le due equazioni:

$$\frac{\Gamma_{sc}^{(n+1)}}{\Gamma_{sc}^{(n)}} = e^{-j2\beta_c L} \quad (4.15)$$

$$\frac{\Gamma_{sc}^{(n+2)}}{\Gamma_{sc}^{(n+1)}} = e^{-j2\beta_c L} \quad (4.16)$$

otteniamo un sistema di due equazioni di secondo grado in  $Z_0$  che hanno almeno una soluzione in comune (la 4.4). Poiché le due equazioni hanno coefficienti diversi, esse possono avere al più una soluzione in comune. Questa soluzione, perciò, sarà necessariamente la 4.4, quindi:

$$\frac{\Gamma_{sc}^{(n+2)}}{\Gamma_{sc}^{(n+1)}} = \frac{\Gamma_{sc}^{(n+1)}}{\Gamma_{sc}^{(n)}} = e^{-j2\beta_c L} \implies s_{11} = 0 \quad (4.17)$$

e il teorema è dimostrato.

Questo teorema è valido per una struttura operante a qualunque frequenza e per ogni modo operativo.

## 4.2 Applicazione del metodo con HFSS

Le considerazioni fatte nel paragrafo precedente possono essere messe in pratica con HFSS. Applicheremo il metodo alla struttura operante nel modo  $\frac{2\pi}{3}$  a 11.424 Ghz.

Simuliamo la struttura mostrata in figura 4.2, cioè la guida di alimentazione con il coupler ed una mezza cella (che consideriamo facente parte del coupler) chiusa con un cortocircuito. Ponendo una porta all'ingresso della guida il codice fornisce un coefficiente di riflessione pari, a meno dello sfasamento introdotto dalla guida, al coefficiente  $\Gamma_{sc}^{(0)}$ . Quindi un coefficiente con modulo unitario ed una certa fase. Il teorema dimostrato ci garantisce che l' $s_{11}$  del coupler è nullo se e solo se si verificano le seguenti condizioni:

- Aggiungendo una cella (si veda la figura 4.3), ed eseguendo la stessa simulazione, otteniamo un coefficiente di riflessione (pari, a meno dello sfasamento introdotto dalla guida, a  $\Gamma_{sc}^{(1)}$ ) sfasato di -240 gradi rispetto al precedente.
- Aggiungendo ancora una cella (si veda la figura 4.4) otteniamo un coefficiente di riflessione (pari, a meno del solito sfasamento, a  $\Gamma_{sc}^{(2)}$ ) sfasato rispetto al precedente ancora di -240 gradi.

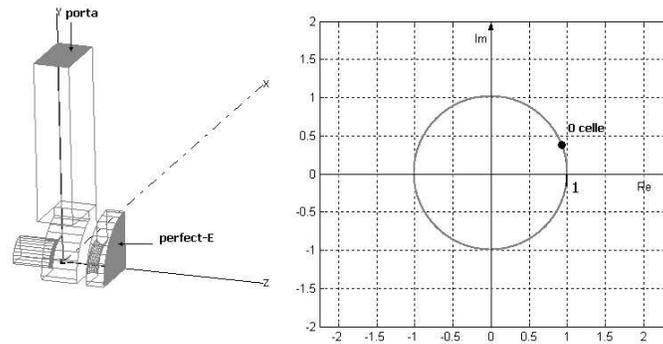


Figura 4.2 Schema HFSS con 0 celle e relativo coefficiente  $\Gamma_{sc}^{(0)}$

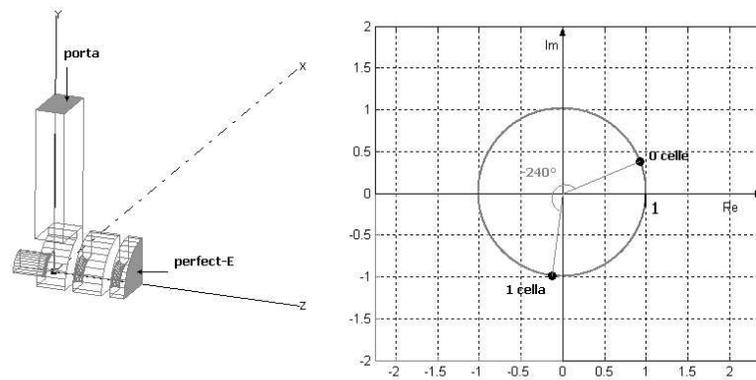


Figura 4.3 Schema HFSS con 1 cella e relativo coefficiente  $\Gamma_{sc}^{(1)}$

Se  $s_{11}$  del coupler è nullo, dunque, i tre coefficienti calcolati sono disposti, sul piano complesso, sui vertici di un triangolo equilatero inscritto in una circonferenza di raggio unitario centrata nell'origine.

Il metodo può essere applicato anche con un numero maggiore di celle. Tuttavia la scelta più conveniente è quella di adottare il numero minimo di celle, in maniera da ridurre al minimo il costo computazionale delle simulazioni.

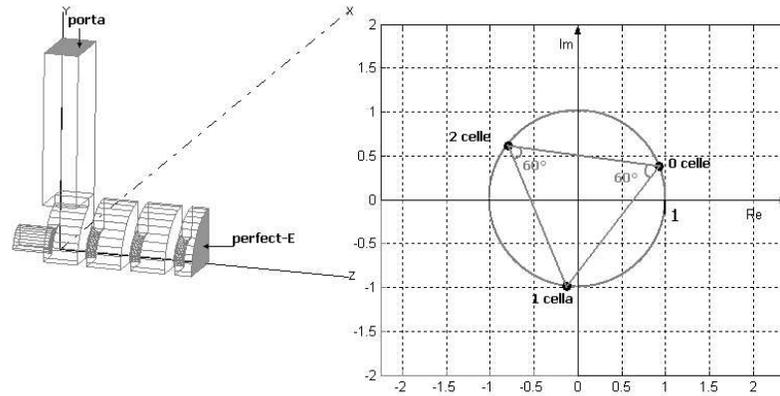


Figura 4.4 Schema HFSS con 2 celle e relativo coefficiente  $\Gamma_{sc}^{(2)}$

D'ora in avanti useremo le seguenti definizioni:

$$\alpha = \phi \left( \frac{\Gamma_{sc}^{(1)}}{\Gamma_{sc}^{(0)}} \right) \tag{4.18}$$

$$\beta = \phi \left( \frac{\Gamma_{sc}^{(2)}}{\Gamma_{sc}^{(1)}} \right) . \tag{4.19}$$

Per il coupler descritto nel paragrafo 3.5 ( $R_c = 10.4mm$ , finestra quadrata di lato  $l = 6.747mm$ ) il codice ha fornito i seguenti valori (in gradi):

$$\alpha = -328 \quad \beta = -180 \tag{4.20}$$

che confermano quanto detto a commento della figura 3.11.

### 4.3 Algoritmo di ottimizzazione del coupler con HFSS

Sfruttando i risultati del paragrafo 4.1 è possibile implementare un semplice algoritmo per l'ottimizzazione delle dimensioni del coupler. L'algoritmo che descriveremo è valido in generale. Ci riferiremo, però, alla struttura di interesse per il nostro progetto (modo  $\frac{2\pi}{3}$  a 11.424 Ghz).

Per ottenere la condizione di corretto accoppiamento, si variano due parametri geometrici del coupler: il raggio  $R_c$  e la lunghezza  $w$  di un lato della finestra di accoppiamento (il lato ortogonale all'asse). In realtà i parametri

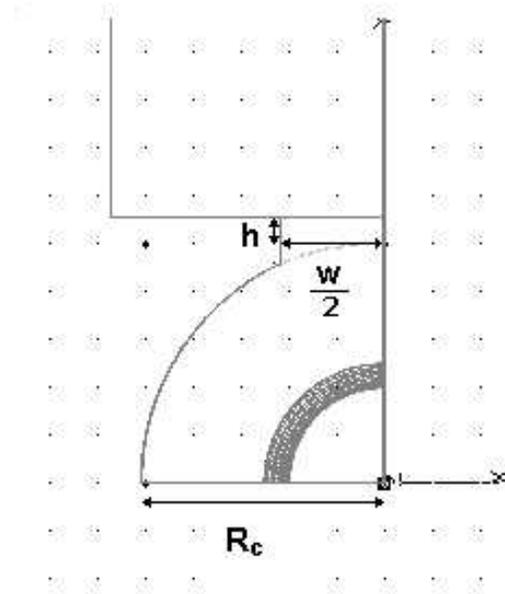


Figura 4.5 Parametri geometrici del coupler

di scattering del coupler dipendono anche dagli altri parametri geometrici. Per il presente algoritmo, però, è sufficiente variarne solo due. Le dimensioni fissate degli altri parametri sono:  $h=1\text{mm}$  (spessore della finestra di accoppiamento) e  $l=6.747\text{mm}$  (lunghezza del secondo lato). Le dimensioni della prima mezza cella, che consideriamo facente parte del coupler, sono fisse.

L'algoritmo è di tipo iterativo:

- si parte da due valori di  $R_c$  e  $w$  e si calcolano tramite HFSS le fasi  $\alpha$  e  $\beta$ .
- si variano, uno alla volta, i parametri  $R_c$  e  $w$  di due quantità  $\Delta R_c^*$   $\Delta w^*$  assegnate e si calcolano  $\frac{\Delta\alpha}{\Delta R_c^*}$ ,  $\frac{\Delta\alpha}{\Delta w^*}$ ,  $\frac{\Delta\beta}{\Delta R_c^*}$ ,  $\frac{\Delta\beta}{\Delta w^*}$ .

- linearizzando l'andamento di  $\alpha$  e  $\beta$ , si scrive il seguente sistema:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial R_c} \Delta R_c + \frac{\partial \alpha}{\partial w} \Delta w = \Delta \alpha \quad (4.21)$$

$$\frac{\partial \beta}{\partial R_c} \Delta R_c + \frac{\partial \beta}{\partial w} \Delta w = \Delta \beta \quad (4.22)$$

in cui le derivate parziali sono approssimate con i rapporti incrementali calcolati.

- si impongono dei termini noti pari rispettivamente a

$$\Delta \alpha = -240 - \alpha \quad (4.23)$$

$$\Delta \beta = -240 - \beta. \quad (4.24)$$

- Si risolve il sistema lineare ottenendo nuovi valori di  $R_c$  e  $w$ .
- Si calcolano  $\alpha$  e  $\beta$  relativi ai nuovi valori. Se differiscono da  $-240$  gradi per meno di una quantità prestabilita si interrompe l'algoritmo; altrimenti si ripete la procedura.

Questo algoritmo è stato implementato con una macro HFSS (riportata in appendice) che esegue tutti i passi automaticamente fermandosi una volta arrivata alla soluzione. È stato scelto un errore accettabile di 1 grado per l'interruzione delle iterazioni.

## 4.4 Problemi relativi all'implementazione dell'algoritmo

### 4.4.1 Scelta degli incrementi $\Delta R_c^*$ e $\Delta w^*$

La scelta degli incrementi dei due parametri è una scelta di compromesso. Il rapporto incrementale, infatti, approssima la derivata parziale con una precisione che aumenta al diminuire dell'incremento della variabile. Tuttavia,

minore è l'incremento, minori saranno le rispettive variazioni di  $\alpha$  e  $\beta$ , le quali devono essere molto maggiori dell'errore introdotto dal codice (altrimenti la stima della derivata parziale non è affidabile).

Per l'implementazione con HFSS è stata scelta una convergenza sulla fase di  $\Gamma^{(n)}$  di 0.3 gradi (la convergenza è una stima dell'errore introdotto dal codice). Per gli incrementi sono stati scelti i seguenti valori:

$$\Delta R_c^* = 0.01mm \quad \Delta w^* = 0.02mm \quad (4.25)$$

che forniscono variazioni dell'ordine dei 10 gradi, molto maggiori di 0.3.

#### 4.4.2 Punto di partenza dell'algoritmo

Il punto di partenza per la prima iterazione dell'algoritmo non può essere scelto del tutto casualmente. Intuitivamente, infatti, possiamo aspettarci che  $l's_{11}$  abbia un andamento "piatto" per valori prossimi a 1 in modulo. Cioè che in una situazione di forte disadattamento fra guida d'onda e coupler, non sia possibile dare una stima affidabile delle derivate parziali.

Un buon criterio è quello di scegliere una coppia  $R_c, w$  per la quale  $\Gamma \simeq 0$  con un certo numero di celle. È stata utilizzata la coppia  $R_c = 10.4, w = 6.747$  di cui si è discusso in precedenza.

#### 4.4.3 Limitazione dei termini noti

La linearizzazione dell'andamento di  $\alpha$  e  $\beta$  su cui si basa l'algoritmo di ottimizzazione è valida soltanto per variazioni "piccole" dei parametri geometrici del coupler. Una scelta dei termini noti del sistema 4.21 come quella descritta precedentemente può portare a soluzioni che invalidano l'ipotesi di linearità, facendo divergere l'algoritmo. Per risolvere questo problema si può pensare di limitare i termini noti del sistema, cioè:

- se  $|-240 - \alpha| < \Delta\alpha^{max}$  allora  $\Delta\alpha = -240 - \alpha$

- altrimenti  $\Delta\alpha = \pm\Delta\alpha^{max}$

e analogamente per  $\Delta\beta$ .

Per questo progetto è stato scelto un termine noto massimo di 20 gradi.

#### 4.4.4 Calcolo di $\alpha$ e $\beta$ in modulo $2\pi$

La condizione  $s_{11} = 0$  è in realtà una condizione su  $\tan(\alpha)$  e  $\tan(\beta)$ . Eseguire l'ottimizzazione su  $\alpha$  e  $\beta$  introduce una apparente indeterminazione. HFSS, infatti, fornisce  $\phi(\Gamma_{sc}^{(n)})$  compreso nell'intervallo  $[-180^\circ, 180^\circ)$ . Calcolando  $\alpha$  e  $\beta$  come differenza di due fasi otteniamo valori compresi nell'intervallo  $[-360^\circ, 360^\circ)$ . Quindi ad un valore di  $\frac{\Gamma_{sc}^{(1)}}{\Gamma_{sc}^{(0)}}$  possono corrispondere due valori diversi di  $\alpha$  (similmente per  $\beta$ ). Questo problema si risolve semplicemente calcolando  $\alpha$  e  $\beta$  in modulo  $2\pi$  nell'intervallo  $[-240^\circ - 180^\circ, -240^\circ + 180^\circ)$ . La scelta di questo particolare intervallo è giustificata dalla necessità di allontanare il più possibile dalla condizione di ottimo (-240 gradi) il punto di discontinuità di  $\alpha$  e  $\beta$ .

## 4.5 Risultati ottenuti

L'algoritmo di ottimizzazione, implementato con una macro HFSS, ha portato a risultati molto soddisfacenti, convergendo ai valori di ottimo con cinque iterazioni. Nella tabella 4.1 sono riportati i valori di  $R_c$  e  $w$  assieme a  $\alpha$  e  $\beta$  relativi a ogni iterazione. Per quanto riguarda il raggio ottenuto, bisogna ricordare che le simulazioni sono state eseguite scegliendo un numero di lati pari a 10 (vedi paragrafo 3.1), per ottenere il raggio effettivo bisogna quindi ricorrere alla formula 3.1 e dividere  $R_c$  per il fattore correttivo.

---

iterazione	$R_c$ (mm)	w (mm)	$\alpha$ (gradi)	$\beta$ (gradi)
0	10.4	6.747	-328	-180
1	10.351	7.354	-308.6	-247.4
2	10.292	7.887	-284.5	-253.6
3	10.191	8.721	-235.3	-270.3
4	10.177	8.697	-239.4	-252
<b>5</b>	<b>10.168</b>	<b>8.690</b>	<b>-239.4</b>	<b>-240.2</b>

Tabella 4.1 *Risultati delle singole iterazioni*

# Capitolo 5

## Interpretazione dei risultati

### 5.1 Valutazione dell' $s_{11}$

La teoria sviluppata nel paragrafo 4.1 ci garantisce che l' $s_{11}$  del coupler è nullo per  $\alpha = \beta = -240$ . Il risultato dell'algoritmo di ottimizzazione, però, è affetto dagli errori di calcolo introdotti dal codice di simulazione. È necessario, quindi, fornire una valutazione dell' $s_{11}$  per capire se la specifica di progetto è soddisfatta. A questo scopo richiamiamo la relazione fra il coefficiente di riflessione  $\Gamma$  alla porta 1 del coupler di alimentazione e l' $s_{11}$  stesso nell'ipotesi di  $|s_{11}| \ll 1$ :

$$\Gamma = s_{11}(1 - e^{j(2\theta_{22} - 2n\beta_c L)}). \quad (5.1)$$

Se scriviamo due equazioni del tipo 5.1 relative rispettivamente a  $n$  celle e  $n+1$  celle <sup>1</sup> otteniamo:

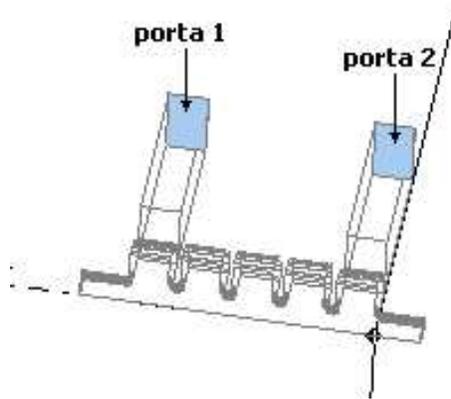
$$\Gamma(n+1) = s_{11}(1 - e^{j(2\theta_{22} - 2(n+1)\beta_c L)}) \quad (5.2)$$

$$\Gamma(n) = s_{11}(1 - e^{j(2\theta_{22} - 2n\beta_c L)}). \quad (5.3)$$

---

<sup>1</sup>La notazione  $\Gamma(n)$  si riferisce al coefficiente di riflessione della struttura con due coupler e  $n$  celle

Simulando con HFSS la struttura intera (vedi figura 5.1) rispettivamente con  $n$  e  $n+1$  celle (piú due mezza celle inglobate nei coupler) possiamo calcolare



**Figura 5.1** Modello HFSS per il calcolo di  $\Gamma(2)$

$\Gamma(n)$  e  $\Gamma(n+1)$  (a meno dello sfasamento introdotto dalla guida). A questo punto mettendo a sistema le 5.2, 5.3, otteniamo un sistema di due equazioni in due incognite dal quale estrarre il valore di  $s_{11}$ .

Sono state eseguite simulazioni con diversi numeri di celle, i cui risultati sono riportati nella tabella 5.1

n	$ \Gamma(n) $	$\phi(\Gamma(n))$ gradi
0	0.042	-137.1
1	0.047	-76.4
2	0.0026	-12.3
3	0.043	-131.6
4	0.042	-76

**Tabella 5.1** coefficienti  $\Gamma(n)$

Il calcolo dell' $s_{11}$  è stato eseguito con 0-1 celle e con 1-2 celle e ha fornito

i seguenti risultati:

$$|s_{11}|[0 - 1] = 0.0255 \quad |s_{11}|[1 - 2] = 0.0263 \quad (5.4)$$

che rientrano ampiamente nella specifica di progetto. I due risultati sono molto simili, il che conferma la validità del modello utilizzato.

Come era stato notato nel paragrafo 3.4.1 al variare del numero di celle, i coefficienti di riflessione si dispongono, nel piano complesso, su una circonferenza passante per l'origine centrata in  $s_{11}$ . In particolare, per la nostra struttura, operante nel modo  $\frac{2\pi}{3}$ , questi occupano i vertici di un triangolo equilatero inscritto nella circonferenza ripetendosi con periodicità 3 (in quanto  $3 * 2\beta L = 4\pi$ ). I dati di tabella 5.1 confermano, con buona approssimazione, quanto previsto dai calcoli. In figura 5.2 sono mostrati i dati della tabella 5.1 sul piano complesso. Infine, osserviamo il grafico di figura 5.3. Il

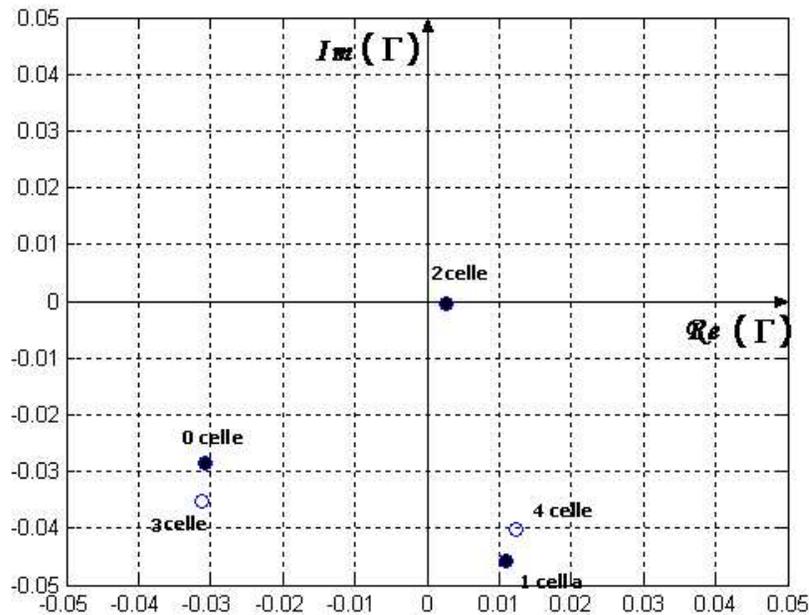


Figura 5.2 Coefficienti  $\Gamma(n)$  ottenuti con il coupler ottimizzato

grafico mostra l'andamento della fase nella struttura simulata con tre celle con il coupler ottimizzato. L'avanzamento di fase per cella, stavolta, è pari, con buona approssimazione, a quello nominale. La specifica di far propagare la sola onda progressiva nella struttura periodica è stata quindi ottenuta.

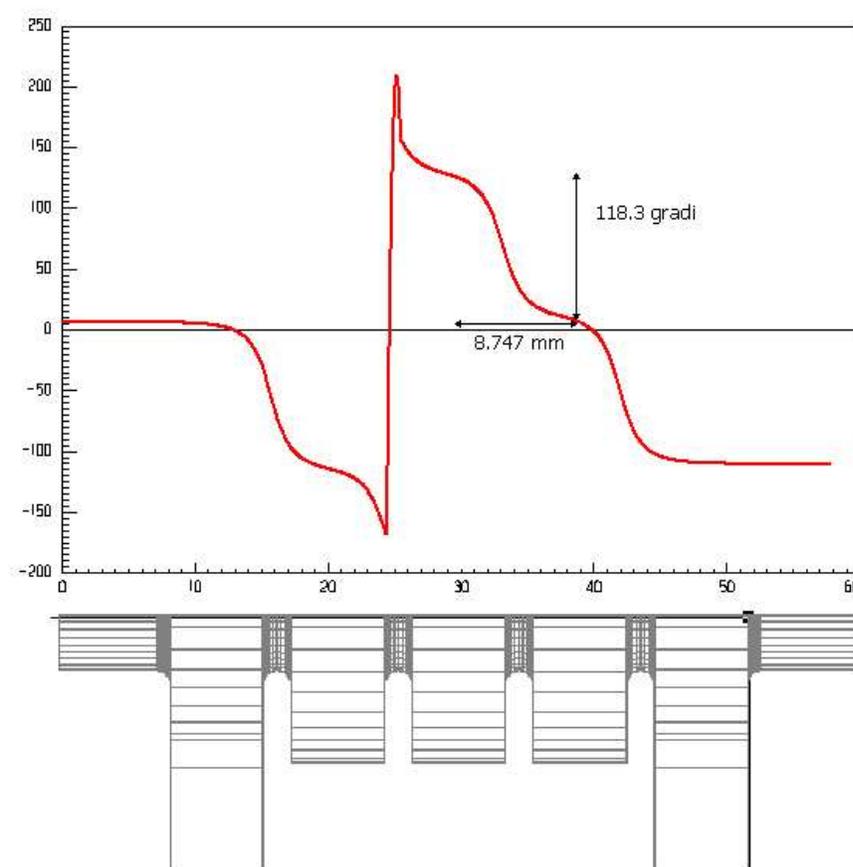


Figura 5.3 *Fase del campo elettrico sull'asse con il coupler ottimizzato.*

## 5.2 Scansione di $\alpha$ e $\beta$ in un intorno della soluzione

Per comprendere meglio i risultati ottenuti, é stato interessante calcolare le fasi  $\alpha$  e  $\beta$  in un insieme discreto di valori  $(R_c, w)$  intorno al punto di ottimo trovato. Questa scansione é stata eseguita analizzando, sul piano  $R_c, w$  un rettangolo con lato  $R_c$  pari a 0.8 mm e lato  $w$  pari a 4 mm. L'area é stata scandita con otto passi lungo l'asse  $R_c$  e nove passi lungo l'asse  $w$ , ottenendo quindi 72 coppie  $(\alpha, \beta)$ . Ancora una volta é stata utilizzata una macro HFSS che ha eseguito tutti i passi automaticamente, scrivendo su un file ".dat" i risultati calcolati. Per capire qualitativamente l'andamento di  $s_{11}$ , é riportato in figura un plot del modulo del vettore  $\theta$  cosí definito:

$$\theta = (|e^{+j\alpha} - e^{-j\frac{4\pi}{3}}|, |e^{+j\beta} - e^{-j\frac{4\pi}{3}}|). \quad (5.5)$$

Il modulo di  $\theta$  é nullo solo nella condizione di coupler ottimizzato. La grandezza  $\theta$  cosí definita, inoltre, non risente della discontinuitá delle fasi  $\alpha$  e  $\beta$ . Dai risultati della scansione possiamo dedurre che esiste una sola coppia  $(R_c, w)$  che ottimizza il coupler una volta fissati gli altri parametri geometrici.

Per verificare questa ipotesi é stata eseguita l'ottimizzazione del coupler partendo da una coppia di valori diversa rispetto alla precedente ottimizzazione. Partendo dalla coppia  $R_c = 9.77mm, w = 10.19mm$  l'algoritmo ha fornito  $R_c^{ottimo} = 10.167mm, w^{ottimo} = 8.682mm$ , praticamente uguali ai valori trovati in precedenza.

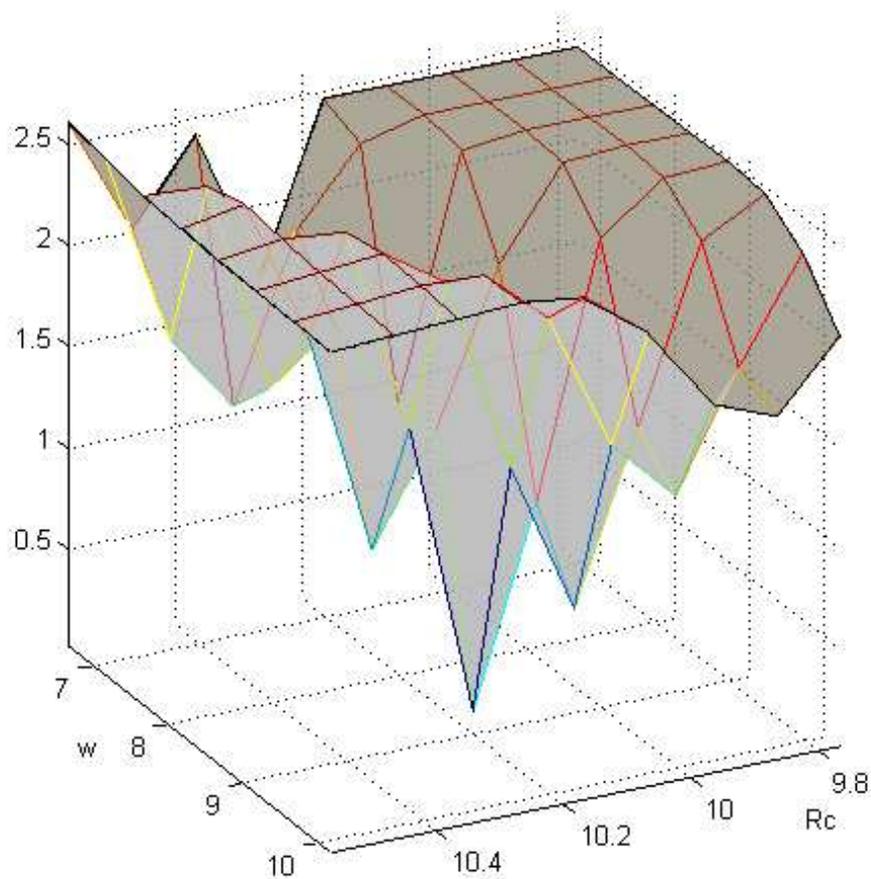


Figura 5.4 *Plot di  $|\theta|$*

# Capitolo 6

## Conclusioni e sviluppi futuri

### 6.1 Conclusioni

In questa tesi ci proponevamo di accoppiare una guida d'onda di alimentazione ad una struttura accelerante traveling wave operante nel modo  $\frac{2\pi}{3}$  a 11.424 GHz. Le specifiche di progetto erano:

- limitare le riflessioni nella guida d'onda.
- far propagare nella struttura periodica la sola onda progressiva.

Per fare questo abbiamo svolto diversi passi:

- è stato proposto un circuito equivalente a costanti distribuite per la struttura intera con guide di alimentazione e coupler. Con l'aiuto di questo modello è stato chiarito il problema dell'accoppiamento. In particolare si è visto come le due specifiche di progetto si riducono ad un'unica specifica sull' $s_{11}$  del coupler:

$$|s_{11}| < 0.045. \quad (6.1)$$

- Con l'ausilio del modello equivalente è stata dimostrata la validità di un metodo di verifica per la condizione di corretto accoppiamento.

- È stato sviluppato un algoritmo di validità generale per l'ottimizzazione del coupler. L'algoritmo è stato implementato con una macro HFSS ed è stato applicato al caso in esame (modo  $\frac{2\pi}{3}$  a 11.424 GHz). Questo procedimento ha fornito le dimensioni di un coupler che verificasse la condizione di accoppiamento secondo il metodo di verifica esposto precedentemente.
- È stata simulata la struttura intera con il coupler ottimizzato e un numero di celle variabile da 1 a 5. I risultati di queste simulazioni sono stati utilizzati per: dare una stima dell' $s_{11}$  del coupler tramite i coefficienti di riflessione  $\Gamma(n)$ ; verificare che, soddisfatta la specifica sull' $s_{11}$ , l'avanzamento di fase per cella fosse pari quello nominale.

## 6.2 Sviluppi futuri

Il progetto del fotoiniettore ibrido proseguirà secondo il programma esposto nel capitolo introduttivo. I prossimi passi saranno:

- progettare la cavità risonante con una finestra di accoppiamento disposta assialmente.
- procedere al progetto dell'accoppiatore per l'intera struttura.

# Appendice A

## La macro Hfss per l'ottimizzazione del coupler

### A.1 Struttura del programma

L'algoritmo di ottimizzazione del coupler esposto nel paragrafo, è stato implementato con Hfss. È stata scelta la seguente struttura:

- la macro principale (file macro.mac) gestisce l'intero algoritmo: i dati di partenza sono registrati sul file "fasi.dat". La macro principale legge il file e registra i dati in esso contenuti in due database: "dati" e "fasi". A questo punto parte il ciclo "while": finché  $\alpha$  e  $\beta$  non soddisfano la condizione di ottimo si esegue la seguente procedura: vengono incrementate separatamente la variabili  $R_C$  e  $w$ , lanciando le simulazioni della struttura cortocircuitata con 0,1 e 2 celle. Nel database "dati" vengono registrati i risultati di queste simulazioni. La macro calcola tutti i parametri del sistema lineare 4.21, risolve il sistema e lancia le simulazioni per il calcolo dei nuovi valori di  $\alpha$  e  $\beta$ . Ad ogni iterazione, vengono registrati i risultati (nuovi valori di  $R_c$ ,  $w$ ,  $\alpha$  e  $\beta$ ) sul database "fasi", che viene salvato nel file "fasi.dat".

- Le simulazioni vengono lanciate indirettamente: macro.mac richiama la macro sim.mac che a sua volta richiama una macro per ogni modulo di Hfss necessario alla simulazione (“3D Draw”, “Setup material”, “Setup boundaries and sources”, “Setup solution”, “Postmatrix data”). Alla fine della simulazione sim.mac registra i dati prelevati dal modulo “Postmatrix data” nel database “dati”.

Si è scelto di registrare i risultati ad ogni iterazione come prevenzione per le eventuali interruzioni (indesiderate) dell’esecuzione della macro. In questo modo, infatti, in caso di interruzione dell’esecuzione, è sufficiente lanciare la macro principale, la quale legge dal file “fasi.dat” il risultato dell’ultima iterazione e lo utilizza come dato di partenza.

## A.2 La macro principale

In seguito è riportato il codice della macro principale:

```
UseCommandSet "Solve Setup"  
UseCommandSet "Emissions Setup"  
UseCommandSet "Matrix Data"  
UseCommandSet "hfss"  
UseCommandSet "Default"  
UseCommandSet "mod3view"  
UseCommandSet "mod3proj"  
UseCommandSet "Modeler3"  
UseCommandSet "Generic Module"  
UseCommandSet "Solve Setup"  
UseCommandSet "Emissions Setup"  
UseCommandSet "MatrixData"  
UseCommandSet "Default"  
UseCommandSet "Boundary Kernel"
```

```
UseCommandSet "Generic Module"
UseCommandSet "mod3view"
UseCommandSet "mod3proj"
UseCommandSet "Boundary Module"
#crea il database su cui registrare i due sfasamenti alla fine di ogni iterazione
importrawdatabse "c:\fasi.dat" "fasi"
assign righefasi databasegetrows "fasi"
assign righefasi sub righefasi 1
#Questa macro esegue l'ottimizzazione del coupler
#dati iniziali
assign Riniz databasegetfield "fasi" righefasi 0
assign Ainiz databasegetfield "fasi" righefasi 1
assign fase0iniz databasegetfield "fasi" righefasi 2
assign fase1iniz databasegetfield "fasi" righefasi 3
assign fase2iniz databasegetfield "fasi" righefasi 4
#parametri matematici del sistema
assign Drc 0.01          #incremento del raggio per approssimare le derivate parziali
assign Dl 0.02          #incremento del lato della finestra d'accoppiamento per app
assign Maxterm 20       #massimo termine noto nel sistema lineare (se un termine n
assign maxdf 1          #massimo scostamento dai valori ottimi dei due sfasamenti(
assign max -60          #massima fase di alfa o beta attendibile (es :se alfa=-1
newdatabase 6 "dati"    #crea il database che contiene i dati del progetto
databaseaddrow "dati"  #aggiunge la prima linea del database

databasesetfield "dati" 0 0 Riniz
databasesetfield "dati" 0 1 Ainiz
databasesetfield "dati" 0 2 0
databasesetfield "dati" 0 3 fase0iniz
databasesetfield "dati" 0 4 fase1iniz
databasesetfield "dati" 0 5 fase2iniz
```

```

assign bool 1
assign imacro databasegetrows "dati"
assign nmacro (sub imacro 1)

exportdatabase "dati" "C:\dati.dat" "yes"

while bool
    assign imacro databasegetrows "dati" #           li chiamo cosi' perche' g
    assign imacro sub imacro 1           #iniz      indice dei dati di parten
    assign mmacro add imacro 1           #Rc        indice dei dati della sim
    assign nmacro add imacro 2           #L         indice dei dati della sim
    assign omacro add imacro 3           #Corretta indice dei dati della sim
    databaseaddrow "dati"
    assign Rcx (databasegetfield "dati" imacro 0)
    assign lato (databasegetfield "dati" imacro 1)
    assign Rcx add Rcx Drc
    databasesetfield "dati" mmacro 0 Rcx
    databasesetfield "dati" mmacro 1 lato
    assign cont 2

    while gt cont -1
        databasesetfield "dati" mmacro 2 cont
        exportdatabase "dati" "C:\dati.dat" "yes"
        fileexec "D:\progetti_hfss\progetti_agostino\sim.mac"
        exportdatabase "dati" "C:\dati.dat" "yes"
        assign cont sub cont 1
    end

    databaseaddrow "dati"
    assign Rcx (databasegetfield "dati" imacro 0)
    assign lato (databasegetfield "dati" imacro 1)

```

```
assign lato add lato D1
databasesetfield "dati" nmacro 0 Rcx
databasesetfield "dati" nmacro 1 lato
assign cont 2

while gt cont -1
    databasesetfield "dati" nmacro 2 cont
    exportdatabase "dati" "C:\dati.dat" "yes"
    fileexec "D:\progetti_hfss\progetti_agostino\sim.mac"
    exportdatabase "dati" "C:\dati.dat" "yes"
    assign cont sub cont 1
end

#variabili ausiliarie per l'elaborazione dei dati :
#con i parametri variati

assign f0 (databasegetfield "dati" imacro 3)
assign f1 (databasegetfield "dati" imacro 4)
assign f2 (databasegetfield "dati" imacro 5)
assign f0R (databasegetfield "dati" mmacro 3)
assign f1R (databasegetfield "dati" mmacro 4)
assign f0L (databasegetfield "dati" nmacro 3)
assign f1L (databasegetfield "dati" nmacro 4)
assign f2L (databasegetfield "dati" nmacro 5)
#calcolo di alfa
assign alfa sub f1 f0
if (ge alfa 0)
    assign alfa sub alfa 360
end

if (ge alfa max)
    assign alfa (add -360 alfa) #se la differenza difase e
```

```
end #probabile che gli sfasamenti
#calcolo di beta
assign beta sub f2 f1
if (ge beta 0)
    assign beta (add beta -360)
end
if (ge beta max)
    assign beta (add -360 beta)
end

#calcolo di alfaR
assign alfaR sub f1R f0R
if (ge alfaR 0)
    assign alfaR (add -360 alfaR)
end

if (ge alfaR max)
    assign alfaR (add -360 alfaR)
end

#calcolo di betaR
assign betaR sub f2R f1R
if (ge betaR 0)
    assign betaR (add betaR -360)
end

if (ge betaR max)
    assign betaR (add -360 betaR)
end

#calcolo di alfaL
```

```

assign alfaL sub f1L f0L
if (ge alfaL 0)
    assign alfaL (add alfaL -360)
end

```

```

if (ge alfaL max)
    assign alfaL (add -360 alfaL)
end

```

```

#calcolo di betaL
assign betaL sub f2L f1L
if (ge betaL 0)
    assign betaL (add betaL -360)
end

```

```

if (ge betaL max)
    assign betaL (add -360 betaL)
end

```

```

assign deltaalfaL sub alfaL alfa
assign deltaalfaR sub alfaR alfa
assign deltabetaL sub betaL beta
assign deltabetaR sub betaR beta

```

#Incrementi dei due sfasari

```

assign Dalfa_DR div deltaalfaR Drc
assign Dalfa_DL div deltaalfaL Dl
assign Dbeta_DR div deltabetaR Drc
assign Dbeta_DL div deltabetaL Dl

```

#Derivate parziali dei due sfasari

```

assign alfanoto sub -240 alfa
if (gt alfanoto maxterm)

```

#calcola i termini noti

#altrimenti impone maxterm

```

        assign alfanoto maxterm
    end

    if (gt (mul -1 maxterm) alfanoto)
        assign alfanoto (mul -1 maxterm)
    end

    assign betanoto sub -240 beta
    if (gt betanoto maxterm)
        assign betanoto maxterm
    end

    if (gt (mul -1 maxterm) betanoto)
        assign betanoto (mul -1 maxterm)
    end

#ora il programma risolve il sistema di equazioni  $Dalfa/DR \cdot \delta R + Dalfa/DL \cdot \delta L =$ 
#
#
#e pone le soluzioni come DeltaR e DeltaL

    assign densys sub (mul Dalfa_DR Dbeta_DL) (mul Dalfa_DL Dbeta_DR) #d
    assign numdeltaR sub (mul alfanoto Dbeta_DL) (mul betanoto Dalfa_DL) #n
    assign numdeltaL sub (mul betanoto Dalfa_DR) (mul alfanoto Dbeta_DR) #n
    assign DeltaR div numdeltaR densys
    assign DeltaL div numdeltaL densys
    assign Rcx (databasegetfield "dati" imacro 0)
    assign lato (databasegetfield "dati" imacro 1)
    assign Rcx add Rcx DeltaR #incrementa Rc del val
    assign lato add lato DeltaL #incementa L del valor
    databaseaddrow "dati"
    databasesetfield "dati" omacro 0 Rcx
    databasesetfield "dati" omacro 1 lato
    assign cont 2

```

```
while gt cont -1                                     #esegue le tre simulaz
    databasesetfield "dati" omacro 2 cont
    exportdatabase "dati" "C:\dati.dat" "yes"
    fileexec "D:\progetti_hfss\progetti_agostino\sim.mac"
    exportdatabase "dati" "C:\dati.dat" "yes"
    assign cont sub cont 1
end
assign f0fin databasegetfield "dati" omacro 3
assign f1fin databasegetfield "dati" omacro 4
assign f2fin databasegetfield "dati" omacro 5
assign alfafin (sub f1fin f0fin)                     #calcola i valori fina
if (ge alfafin 0)
    assign alfafin (add alfafin -360)
end
if (ge alfafin max)
    assign alfafin add alfafin -360
end
assign betafin (sub f2fin f1fin)
if (ge betafin 0)
    assign betafin (add betafin -360)
end
if (ge betafin max)
    assign betafin add betafin -360
end
databaseaddrow "fasi"                               #inserisce i valori fin
assign pmacro databasegetrows "fasi"
assign pmacro sub pmacro 1
databasesetfield "fasi" pmacro 5 alfafin
databasesetfield "fasi" pmacro 6 betafin
databasesetfield "fasi" pmacro 0 Rcx
databasesetfield "fasi" pmacro 1 lato
```

```

databasesetfield "fasi" pmacro 2 f0fin
databasesetfield "fasi" pmacro 3 f1fin
databasesetfield "fasi" pmacro 4 f2fin
exportdatabase "fasi" "C:\fasi.dat" "yes"

assign margin1 add -240 maxdf
assign margin2 sub -240 maxdf
assign bool1 or (ge alfafin margin1) (ge margin2 alfafin)
assign bool2 or (ge betafin margin1) (ge margin2 betafin)
assign bool or bool1 bool2

end          #fine di tutto il ciclo

exportdatabase "dati" "C:\dati.dat" "yes"
```

# Bibliografia

- [1] L. Palumbo. Appunti dal seminario *Free electron laser-SASE*. 2004.
- [2] J. Rosenzweig et al. Optimal scaled photoinjector designs for fel applications. *Proceedings of the 1999 particle accelerator conference*, 1999.
- [3] J. Rosenzweig. Comunicazione privata. 2004.
- [4] P. Lampariello G. Gerosa. *Lezioni di Campi Elettromagnetici*. Edizioni Ingegneria 2000.
- [5] P.M. Lapostolle et A.L. Septier. *Linear Accelerators*. North Holland PublihersCompany, Amsterdam, 1970.
- [6] Thomas Wangler. *RF LINEAR ACCELERATORS*. J.Wiley & sons, Inc., Canada, 1998.
- [7] C.C.Johnson. *Field and Wave Electrodinamic*. McGraw-Hill Book Co.,Inc, New York, 1965.
- [8] Robert E. Collin. *Field Theory of Guided Waves*. IEEE Press, New York, 1990.
- [9] Robert E. Collin. *Foundations for microwave engineering*. IEEE Press, New York, 1992.
- [10] B.Spataro. *Comunicazione privata*. 2004.

- [11] A. Falone. Sviluppo e test di una cavità accelerante multi-cella ad 11.424 ghz. *Tesi di Laurea in ingegneria elettronica*, 2004.
- [12] D. Alesini. *Comunicazione privata*. 2004.

## Ringraziamenti

Vorrei ringraziare innanzitutto il Prof. Palumbo per avermi dato la possibilità di svolgere questo lavoro, per il suo continuo supporto e per i suoi consigli.

Un grandissimo ringraziamento va al mio correlatore, il Dott. David Alesini, che mi ha seguito con grande impegno e con tanta pazienza. Gli sono grato per la sua disponibilità e soprattutto per i suoi preziosi insegnamenti.

Ringrazio inoltre il Dott. Andrea Mostacci per la sua incredibile disponibilità e per aver sempre trovato il tempo di aiutarmi (e di rispondere alle mie domande...), il Dott. Bruno Spataro per il tempo che mi ha dedicato e il Professor J. Rosenzweig per avermi coinvolto in questo progetto.

Un capitolo a parte lo meritano i miei compagni di laboratorio, con i quali ho condiviso tante giornate. Grazie a loro questo periodo è stato un momento felicissimo della mia vita. Gabriele (Gabriel Omar Mazzoccoli), Antonio (maestro di scienza, maestro di vita...), Luca e Federica: GRAZIE DI CUORE.

Non posso dimenticare, inoltre, Livia e Luigi senza i quali non sarei mai venuto a conoscenza della possibilità di svolgere questa tesi.

Last but not least, ringrazio la mia famiglia che mi ha sempre sostenuto e incoraggiato in questi tre anni di studio.