

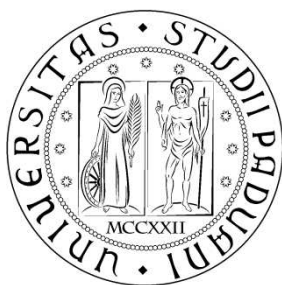
# UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI PADOVA

FACOLTA' DI INGEGNERIA

Corso di laurea in Ingegneria Elettronica

## TESI DI LAUREA

CONTROLLO NON ASSIALSIMMETRICO DELLA  
CONFIGURAZIONE DI CAMPO MAGNETICO TOROIDALE  
IN RFX-mod



Relatore: Ch.mo Prof. Cenedese Angelo

Correlatori : Dott. Ing. Giuseppe Marchiori

Consorzio RFX, Associazione EURATOM-ENEA sulla Fusione

Laureando: Alessandro Tessaro

ANNO ACCADEMICO 2012-2013



*Alla mia famiglia*



*Ringrazio il prof. Cenedese per la disponibilità e per la fiducia dimostrata.*

*Ringrazio in modo particolare l'Ing. Marchiori senza il quale questo lavoro non avrebbe avuto né inizio né fine.*

*Ringrazio i miei genitori per la pazienza, l'affetto ed il sostegno dimostratomi in questi anni.*

*Ringrazio mio fratello e la sua famiglia per il supporto, la vicinanza e l'aiuto che mi hanno sempre offerto.*

*Ringrazio i miei amici, che tra alti e bassi, mi hanno sempre sostenuto ed incitato.*



## Sommario

La fusione nucleare .....	1
CAPITOLO 1 .....	3
Introduzione alla fusione termonucleare.....	3
1.1 La reazione di fusione e il criterio di innesco .....	5
1.2 Il confinamento magnetico del plasma.....	13
1.2.1 La teoria delle orbite .....	14
1.2.2 Descrizione MHD del plasma.....	19
1.2.3 Equilibri MHD .....	23
1.3 Equilibrio in configurazioni uni-dimensionali .....	25
CAPITOLO 2 .....	33
Le configurazioni Tokamak e RFP .....	33
2.1 Il Tokamak.....	33
2.2 La configurazione RFP.....	36
2.2.1 Il Reversed Field Pinch .....	36
2.2.2 L'effetto dinamo.....	38
2.3 Le caratteristiche del RFP .....	41
CAPITOLO 3 .....	47
Caratteristiche della macchina RFX-mod .....	47
3.1 First-wall.....	49
3.2 Camera da vuoto.....	50
3.3 Scocca stabilizzante (SH) .....	51
3.4 Struttura meccanica (TSS).....	53
3.5 Avvolgimenti toroidali (TF) .....	54
3.6 Avvolgimenti a sella.....	56
3.7 Avvolgimenti Poloidali (PF) .....	57
- Avvolgimenti Magnetizzanti (M).....	58
- Avvolgimenti di Campo Verticale (FS).....	60

3.8	Caratteristiche dell'impulso.....	62
3.9	Il sistema di alimentazione del circuito toroidale di RFX-mod64	
	Descrizione del circuito e funzionamento.....	66
	Il controllo dell'alimentazione.....	70
3.10	Caratteristiche del sistema di acquisizione e controllo real-time .....	72
CAPITOLO 4 .....		75
	Identificazione.....	75
4.1	Schema della struttura di RFX-mod.....	78
4.2	Impulsi utilizzati.....	80
4.3	Calcolo funzione di trasferimento $I-\Phi$ .....	83
4.4	Calcolo dei parametri elettrici di un settore di avvolgimento toroidale.....	87
	4.4.1 Calcolo di R.....	88
	4.4.1 Calcolo di L a $f=0\text{Hz}$ .....	90
4.5	Identificazioni dei modi $m = 0, n > 0$ .....	97
CAPITOLO 5 .....		103
	Il controllo del campo magnetico toroidale .....	103
5.1	Schemi per il controllo .....	103
	5.1.1 Il trasformatore reale, concetti e relazioni fondamentali ...	104
	5.1.2 Equivalente del circuito toroidale .....	108
	5.1.3 Variabili di stato e il controllo in tensione.....	111
5.2	Implementazione Simulink.....	113
CAPITOLO 6 .....		117
	Conclusioni.....	117
Bibliografia.....		119



## La fusione nucleare

Al fine di ridurre le concentrazioni di gas a effetto serra nell'atmosfera ad un livello ecologicamente sostenibile, l'attuale sistema di approvvigionamento di energia deve cambiare notevolmente.

Oggi la maggior parte della domanda mondiale di energia elettrica è soddisfatta da combustibili fossili, principalmente da petrolio, gas naturale e carbone. Se questo modello non cambia, la scorta di petrolio e di gas si esaurirà, ad essere ottimisti, nel giro di un paio di generazioni. Le riserve di carbone sono invece più abbondanti, ma il loro utilizzo a livello locale e globale solleva preoccupazioni ambientali a causa dell'elevata emissione di CO<sub>2</sub>. Inoltre il petrolio è attualmente il principale carburante per i trasporti, ma, in futuro, per la riduzione della disponibilità di greggio e per il conseguente aumento dei prezzi, è probabile l'utilizzo di veicoli elettrici e l'uso di combustibile a idrogeno. Ciò avrà l'effetto di aumentare maggiormente la domanda di energia elettrica.

In questo contesto, nuove fonti di energia sono necessarie. Le tecnologie per le energie rinnovabili, ovvero solare, eolica, delle maree, del moto ondoso, biomassa, energia geotermica e idroelettrica, sono già in tutto sfruttate o in procinto di essere sviluppate al massimo delle possibilità. Per il loro uso futuro è prevista una buona crescita di mercato; tuttavia esse soffrono di disponibilità isolata, sono soggette ad improvvisi cambiamenti climatici locali e richiedono la gestione dello stoccaggio e/o della distribuzione alla rete di energia elettrica. Esse possono dare un grande contributo in paesi con una popolazione distribuita e con la mancanza di energia elettrica di rete, ma possono

coprire solo una piccola parte della domanda di energia proveniente dai luoghi in cui sono attualmente le nazioni sviluppate.

Per la seconda metà di questo secolo si guarda in maniera promettente anche alla possibilità di ottenere energia tramite la fusione termonucleare controllata.

Innanzitutto, la fusione promette un approvvigionamento quasi illimitato di energia. La fornitura dei combustibili con la quale opera (Deuterio e Trizio) è ampiamente disponibile in tutto il mondo. Il Deuterio è abbondante e può essere facilmente estratto dall'acqua di mare. Il Trizio può essere prodotto dal Litio che è un metallo leggero facilmente reperibile nella crosta terrestre.

Inoltre la fusione non produce emissioni di gas serra o altri gas che causano riscaldamento globale, cambiamenti climatici o effetti nocivi per l'ambiente; inoltre i rifiuti radioattivi, provenienti solo dalle parti metalliche vicine al plasma di fusione, sono molto limitati e riutilizzabili dopo un centinaio di anni, quando il processo di decadimento si esaurisce. Per finire, la reazione di fusione è intrinsecamente sicura. Solo circa due grammi di combustibile è presente nel vessel, ed è sufficiente per “bruciare” un paio di secondi. Inoltre, non innescando una reazione a catena, non è possibile che “sfugga di mano”.

# CAPITOLO 1

## Introduzione alla fusione termonucleare

La fusione termonucleare consiste in una reazione nucleare tra due nuclei leggeri che fondono in un nucleo più pesante, dando luogo a prodotti di reazione (neutroni). Questo è un fenomeno molto diffuso in natura; le reazioni di fusione nucleare sono il motore che fornisce energia al nostro sole e alle stelle in generale. La reazione di fusione tra due nuclei leggeri può avvenire se questi presentano una quantità di energia tale da vincere le forze di repulsione Coulombiane. Risulta quindi necessario fornire ai reagenti una sufficiente quantità di energia cinetica; inoltre, al fine di ottenere un numero di reazioni di fusione sufficientemente elevato, è necessario imporre loro una condizione di densità e temperatura abbastanza alte per una durata significativamente lunga; in queste condizioni il fluido raggiunge lo stato di plasma, un insieme quasi elettricamente neutro di ioni ed elettroni.

Si sono sviluppati due metodi differenti allo scopo di creare le condizioni affinché possa nascere una reazione di fusione: il confinamento magnetico (Figura 1-1) ed il confinamento inerziale.

I reattori per fusione a confinamento magnetico utilizzano forti campi magnetici per realizzare il confinamento della materia allo stato di plasma. Sapendo che una particella spontaneamente segue un moto a spirale intorno ad una linea di campo, creando delle strutture magnetiche chiuse è possibile garantire il confinamento del plasma per intervalli di tempo sufficientemente lunghi.

I reattori per fusione a confinamento inerziale, impongono condizioni di alta temperatura e densità sfruttando dei fasci laser di potenza elevata. Questi riescono a riscaldare e comprimere la materia sino a farle raggiungere le condizioni critiche, e il confinamento è garantito dalle forze inerziali.

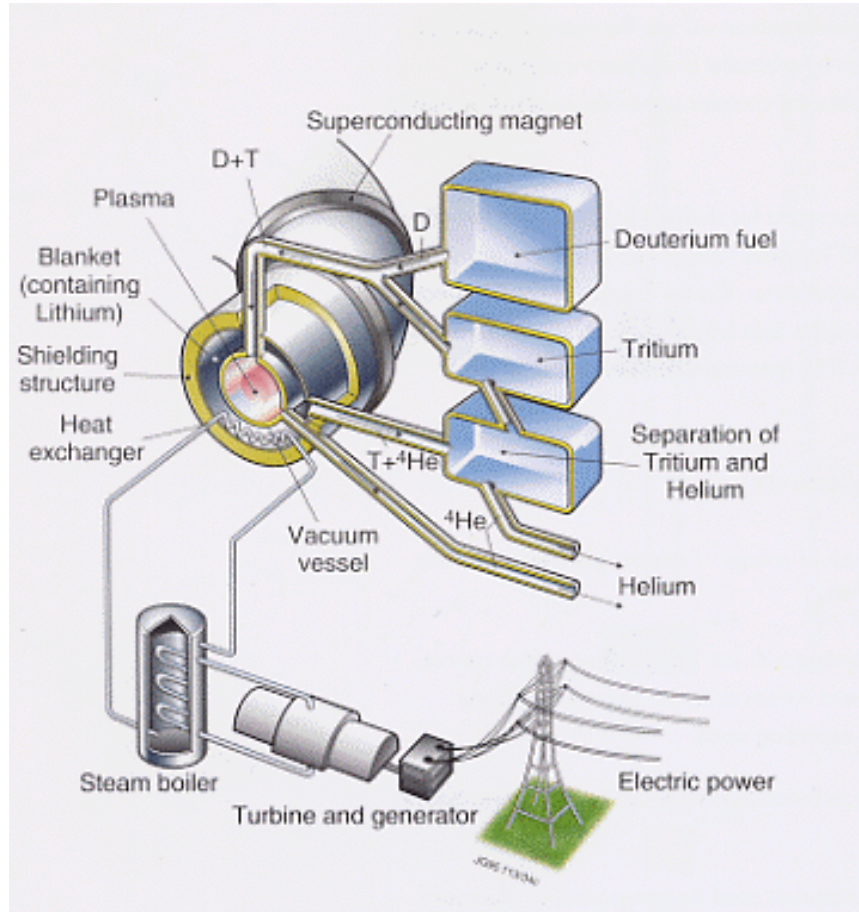
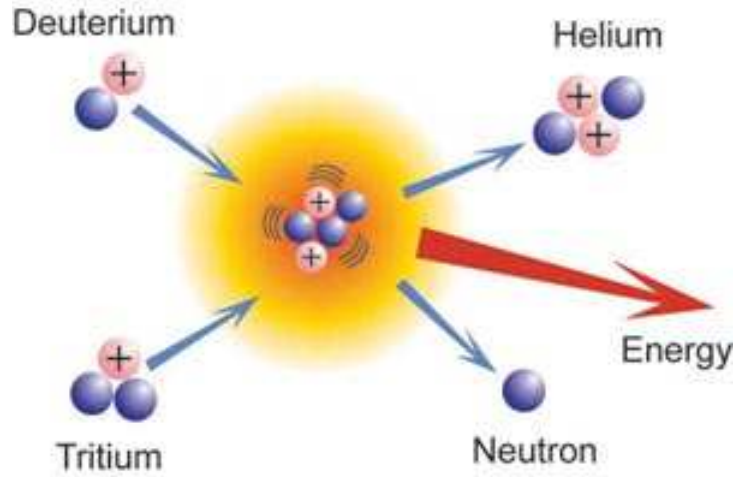


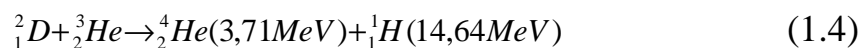
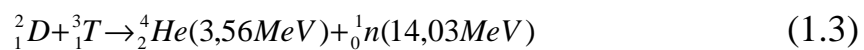
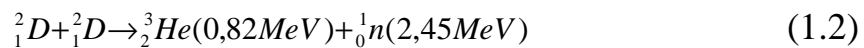
Figura 1-1: Schema di principio di un impianto a confinamento magnetico

## 1.1 La reazione di fusione e il criterio di innesco

Vengono riportati alcuni esempi di reazione di fusione:



**Figura 1-2: Reazione di fusione Deuterio-Trizio**



La reazione più favorevole in condizioni realizzabili in laboratorio è quella riportata nell'equazione 1.3. Come mostrato nella Figura. 1-3, la *sezione d'urto* della reazione di fusione D – T ha un massimo che risulta circa cento volte superiore a quello delle reazioni D – D e D – He. \*

Il trizio può essere ottenuto dalle due seguenti reazioni con il litio:

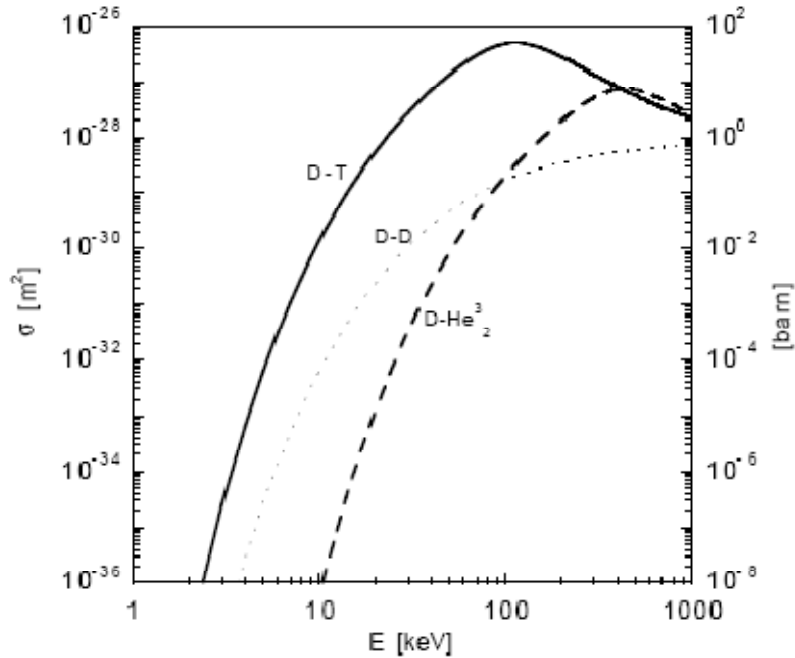


Figura 1-3: Andamento della sezione d'urto in funzione dell'energia cinetica dei reagenti

La presenza di uno strato di litio nella camera da vuoto di un reattore per fusione dovrebbe essere sufficiente a fornire una risorsa di trizio per un periodo limitato di tempo. Un altro vantaggio della reazione  $D - T$  è legato alla produzione di neutroni con contenuto energetico elevato (avendo una massa inferiore, a parità di quantità di moto complessiva, i neutroni hanno un'energia cinetica più elevata); i neutroni, poi, non essendo elettricamente carichi, non vengono confinati magneticamente, e si accumulano quindi nel mantello, in cui la loro energia cinetica viene convertita in energia termica e poi in elettricità.

In condizione di equilibrio termodinamico, un gas possiede un'energia pari a:

$$E = \frac{3}{2} NK_B T$$

dove:

E	energia del gas
N	numero di particelle
$K_B$	costante di Boltzmann
T	temperatura del gas

Dividendo per il volume occupato dal gas, si può definire l'energia per unità di volume (densità di energia):

$$\xi = \frac{3}{2} n K_B T \quad [^{\circ}\text{K}]$$

dove  $n$  rappresenta la densità di particelle. Il legame tra l'energia di un gas e la temperatura è definito dalla costante di Boltzmann; al fine di semplificare la formula si preferisce, in ambito fusionistico, esprimere la temperatura in eV ( $1\text{eV} = 11600\text{K}$ ).

Si ottiene quindi:

$$\xi = \frac{3}{2} n T \quad [\text{eV}] \quad (1.7)$$

Per un plasma elettricamente neutro il numero degli ioni è comparabile al numero degli elettroni ( $n_i \cong n_e$ ). La 1.7 può essere riscritta in questo modo:

$$\xi = \frac{3}{2} (n_i + n_e) T \cong 3n_i T \quad (1.8)$$

Affinché il bilancio energetico di un reattore per fusione sia positivo, l'energia prodotta dalla reazione di fusione deve essere superiore a quella richiesta per creare e sostenere il plasma nella macchina:

$$\dot{W} = P_{aux} + P_{\alpha} + P_N - P_{loss} > 0$$

dove:

- $\dot{W} =$  variazione dell'energia di plasma
- $P_{aux} =$  potenza fornita al plasma dall'esterno
- $P_{\alpha} =$  potenza rilasciata dalle particelle  $\alpha$
- $P_N =$  potenza nucleare
- $P_{loss} =$  potenza persa dal plasma

Per ottenere ciò ci si può basare su due criteri: il criterio di Lawson e quello di ignizione. Nelle ricerche attuali sulla fusione controllata il criterio di Lawson ha più che altro un interesse storico, mentre si preferisce utilizzare il criterio di ignizione che risulta essere più vantaggioso (Figura 1-4).

La produzione delle particelle  $\alpha$  in una reazione di fusione è proporzionale alla -densità dei reagenti ( $n_D$  ed  $n_T$ ), alla sezione d'urto e alla velocità delle particelle:

$$\frac{\partial n_{\alpha}}{\partial t} = n_D n_T \langle \sigma v \rangle$$



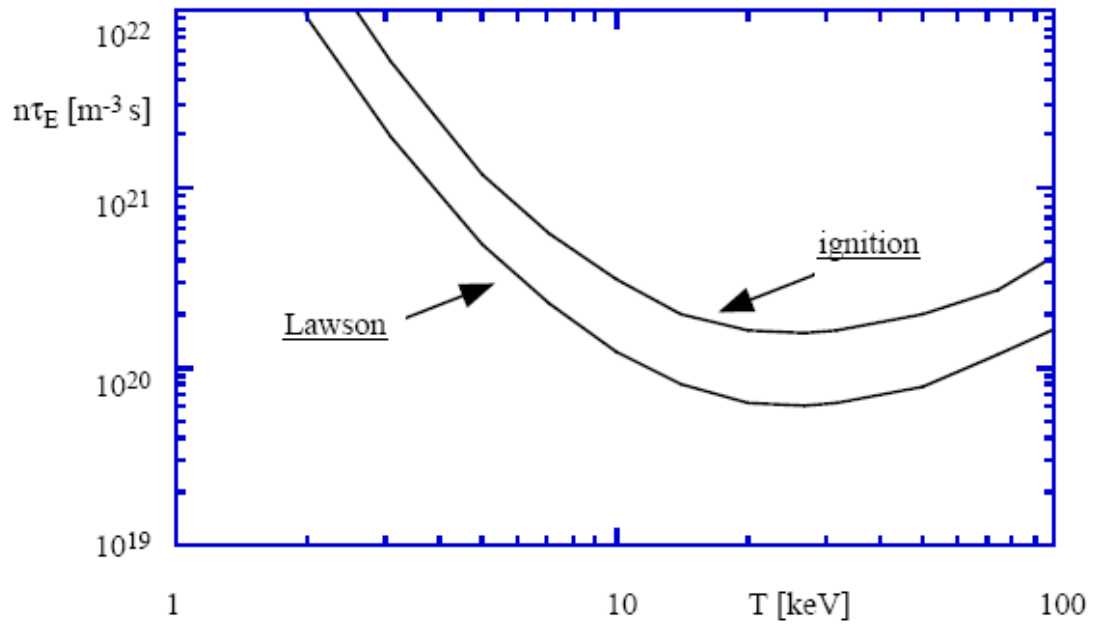


Figura 1-4: Andamento del prodotto  $nE$  in funzione della temperatura relativamente al criterio di Lawson e al criterio di ignizione

La potenza trasferita al plasma dalle particelle  $\alpha$  è quindi esprimibile come:

$$P_{\alpha} = \frac{\partial n_{\alpha}}{\partial t} E_{\alpha} = n_D n_T \langle \sigma v \rangle E_{\alpha} \quad (1.10)$$

sapendo che:

$$n_D \cong n_T \cong \frac{1}{2} n_i \cong \frac{1}{2} n$$

la (1.10) diventa:

$$P_{\alpha} = \frac{\partial n_{\alpha}}{\partial t} E_{\alpha} = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle E_{\alpha} \quad (1.11)$$

dove il termine  $E_\alpha$  rappresenta l'energia associata alla singola particella  $\alpha$  in seguito alla fusione dei reagenti. Se si lavora con temperature comprese tra 8keV e 18keV, si osserva che, con buona approssimazione, vale la relazione:

$$\langle \sigma v \rangle = c_o T^2$$

e quindi l'equazione 1.11 assume la forma:

$$P_\alpha = \frac{1}{4} n^2 c_o T^2 E_\alpha = \left( \frac{c_o E_\alpha}{4} \right) n^2 T^2 \quad (1.12)$$

La potenza persa nel plasma (Ploss), dipende da due termini:

- perdite per irraggiamento: possono essere calcolate con la relazione  $P_b = bn^2 T^{1/2}$ , dove  $P_b$  rappresenta la potenza persa per unità di volume da un plasma D – T (radiazioni di Bremsstrahlung), con una densità di elettroni  $n$  ( $n_{D,T} = \frac{1}{2}n$ ) e temperatura T;
- perdite per trasporto che dipendono dal tempo di confinamento dell'energia  $\tau_E$ .

Non essendo possibile individuare delle relazioni analitiche che permettano di esprimere le perdite per trasporto, sulla base dei risultati sperimentali si ricava:

$$P_{loss} \cong \frac{3nKT}{\tau_E} = \frac{W}{\tau_E} \quad (1.13)$$

La variazione di energia in un plasma in assenza di sorgenti (Paux e P $\alpha$  nulli) vale:

$$\dot{W} = -\frac{W}{\tau} \rightarrow W(t) = W_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$$

Il tempo di confinamento dell'energia  $\tau$  rappresenta, quindi, la costante di tempo con la quale il sistema dissipa l'energia di un plasma in assenza di altre sorgenti, che non va confusa con il tempo della durata dell'esperimento, che può essere notevolmente superiore. E' possibile quindi definire la condizione di ignizione di un plasma come:

$$P_a > P_{loss} \quad (1.14)$$

Sostituendo la 1.12 e la 1.13 nella 1.14, si ottiene

$$P_a = \frac{c_0 E_a}{4} n^2 T \geq \frac{3nT}{\tau_E} = P_{loss}$$

La condizione di ignizione può essere schematicamente riassunta in questo modo:

$$n \tau_E T \geq \frac{12}{c_0 E_a} = 5 \cdot 10^{21} m^{-3} skeV \quad (1.15)$$

dove il prodotto  $n\tau_E T$  viene comunemente indicato come prodotto triplo. Il valore più elevato di prodotto triplo è stato raggiunto con l'esperimento JET (1·1021 m<sup>-3</sup>skeV)

Ora si preferisce a esprimere i parametri utili per un plasma in funzione del *fattore di guadagno della fusione*, definito come:

$$Q = \frac{\text{potenza prodotta dalla fusione}}{\text{potenza immessa nel plasma}}$$

Per esempio, la condizione di *pareggio*, o di *breakeven*, che è quella in cui la potenza immessa nel plasma è uguale alla potenza prodotta da reazioni di fusione, corrisponde a  $Q=1$ . La situazione ideale sarebbe quella in cui il plasma si autosostiene, senza la necessità di immettere potenza dall'esterno: questa è la condizione dettata dal criterio di *ignizione* visto in precedenza e corrisponde a  $Q$  uguale a infinito.

Per rendere competitivo il costo della fusione con quello di altri metodi di produzione di energia, è quindi necessario ottenere valori di  $Q$  il più elevati possibile. Stime recenti sulla conversione di energia dei neutroni mostrano che un valore sufficiente per un plasma da fusione è  $Q=10$ . Questo nella pratica si traduce nel cercare di realizzare dei dispositivi di *riscaldamento del plasma* estremamente efficienti.

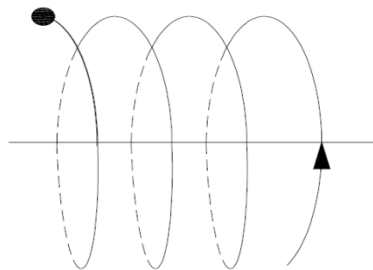
In Figura 1-5 è riportato il valore del prodotto triplo registrato su alcuni esperimenti, mentre in figura 1.6 sono riportati i valori più alti della potenza prodotta sulla macchina JET e TFTR in funzione del tempo di scarica.



ricerca sulla fusione nucleare. Negli anni sono state individuate differenti geometrie magnetiche, come ad esempio gli specchi magnetici, configurazioni lineari e toroidali e molte altre. Finora i migliori risultati sono stati ottenuti con una struttura a confinamento toroidale. Tratteremo in questo paragrafo le principali caratteristiche di questa geometria, passando a volte per quella lineare, introducendo i modelli matematici atti a descrivere il sistema.

### 1.2.1 La teoria delle orbite

Se una particella carica viene sottoposta ad un campo magnetico uniforme, questa inizierà a ruotare intorno alle linee di campo, dando luogo ad un moto circolare uniforme sul piano perpendicolare al vettore campo magnetico (orbite di Larmor) e a un moto rettilineo uniforme parallelamente al campo stesso (Figura 1-7).



**Figura 1-7: moto di una particella in un campo magnetico uniforme**

Questo risultato può essere dedotto risolvendo l'equazione di Lorentz (equazione 1.16):

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (1.16)$$

con:

$m$	massa della particella carica
$\mathbf{v}$	vettore velocità
$q$	carica della particella
$\mathbf{B}$	vettore campo magnetico

Definiamo altri due parametri utili nello caratterizzare il moto delle particelle:

- $\Omega$  = frequenza di ciclotrone: la frequenza di rotazione della particella intorno al centro di girazione:

$$\Omega = \frac{|q|B}{m} \quad (1.17)$$

- $\rho$  = raggio di Larmor: il raggio delle orbite:

$$\rho = \frac{v_{\perp}}{\Omega} \quad (1.18)$$

Dal tipo di particella considerata (ioni o elettroni) dipendono il raggio di Larmor, la frequenza di ciclotrone e il verso di rotazione della particella stessa.

Il moto della particella descritto può essere modificato dalla presenza di forze esterne, le quali perturbano il moto del centro di girazione (Figura 1-8). Un campo elettrostatico nel dominio considerato, determina un moto di deriva del centro di girazione espresso dalla seguente relazione:

$$\mathbf{V}_{E \times B} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (1.19)$$

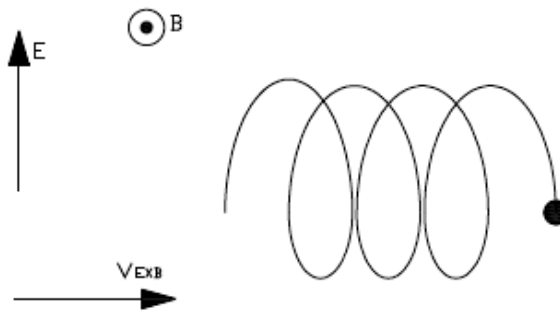


Figura 1--8: proiezione del moto di una particella sul piano ortogonale alle linee di campo in presenza di un campo elettrostatico

con:

- $\mathbf{V}_{\text{ExB}}$ = entità del moto di deriva
- $\mathbf{E}$ = vettore campo elettrico
- $\mathbf{B}$ = vettore campo magnetico

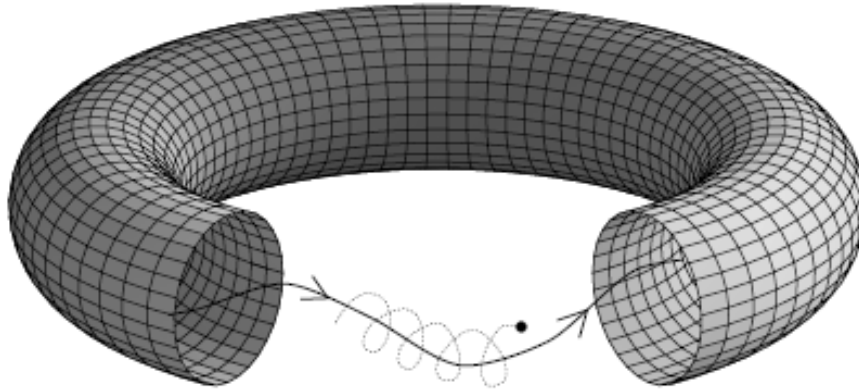
Al moto di deriva del centro di girazione possono intervenire anche altre cause. Ad esempio, se è presente un gradiente del campo magnetico o se le linee di campo non sono rettilinee, il moto della particella sul piano ortogonale al vettore campo magnetico viene perturbato secondo la relazione 1.20:

$$\mathbf{V}_D = \frac{1}{2} \frac{m}{qB} v_{\perp}^2 \frac{\mathbf{B} \times \nabla_{\perp} \mathbf{B}}{B^2} \quad (1.20)$$

Inoltre, la presenza di forze esterne, o di non uniformità del campo magnetico, produce accelerazioni della particella lungo la direzione parallela alle linee di campo.

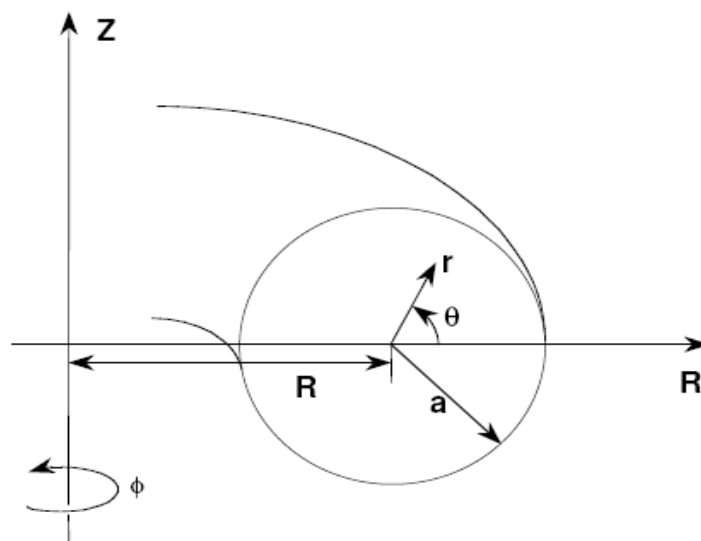


Al fine di ottenere un confinamento delle particelle, e quindi del plasma, sono state sperimentate, nel corso degli anni, diverse tecniche e geometrie (quali le bottiglie magnetiche). Alla fine quella che si è rivelata più idonea in ambito fusionistico è quella basata su una struttura a geometria toroidale.



**Figura 1-9: Rappresentazione schematica del principio di confinamento**

In Figura 1-10 viene definito un sistema di riferimento in coordinate toroidali  $(r, \theta, \phi)$ :  $r$  rappresenta la coordinata radiale, mentre  $\theta$  e  $\phi$  rispettivamente l'angolo poloidale e toroidale;  $R_0$  e  $a$  rappresentano invece il raggio maggiore ed il raggio minore della struttura toroidale.



**Figura 1-10: Rappresentazione del sistema di riferimento in coordinate toroidali**

Le linee di campo magnetico negli esperimenti a geometria toroidale presentano sia una componente poloidale  $B_\theta$ , essenzialmente generata da una corrente toroidale di plasma, che una componente di campo magnetico toroidale  $B_\phi$ , che è prodotta solo in parte dalla corrente circolante su un sistema di conduttori esterni. Infatti, come verrà descritto in seguito, nel plasma possono nascere dei campi di corrente che influenzano la componente toroidale del campo magnetico (effetto dinamo). La presenza della componente poloidale del campo magnetico è indispensabile ad annullare il moto di deriva delle particelle magneticamente confinate del plasma. Infatti la presenza di linee di campo non rettilinee e uniformi e la nascita di campi elettrostatici, sono causa di moti di deriva che con dinamiche veloci determinano la perdita di confinamento nel sistema. Le linee di campo hanno quindi una traiettoria elicoidale e giacciono su superfici toroidali chiamate *superfici magnetiche*. Le caratteristiche delle linee di campo magnetico elicoidali sono descritte attraverso il *fattore di sicurezza*  $q(r)$ , che dipende dalla coordinata radiale, come descritto nell'equazione 1.21:

$$q(r) = \frac{rB_\phi(r)}{R_0B_\theta(r)} \quad (1.21)$$

Si parla di *fattore di sicurezza* riferendosi a  $q(r)$  in quanto esso permette di determinare alcuni aspetti importanti relativi all'instabilità del plasma.

## 1.2.2 Descrizione MHD del plasma

Molte proprietà del plasma, come ad esempio le caratteristiche magnetiche del sistema in equilibrio o alcuni fenomeni d'instabilità, possono essere studiate usando un modello fluido. Esistono differenti modelli che possono essere utilizzati per descrivere il comportamento del plasma, differenziabili sulla base del grado di precisione con cui vengono rappresentati i molteplici fenomeni che coinvolgono la dinamica del plasma. In questo paragrafo verrà descritto il *modello magnetoidrodinamico resistivo (MHD)* [2], che permette di caratterizzare analiticamente plasmi non-collisionali e isotropi (la pressione cinetica nella direzione parallela alle linee di campo risulta uguale a quella in direzione ortogonale). L'ipotesi di assenza di collisioni può essere ritenuta valida se il campo magnetico risulta sufficientemente intenso e lentamente variabile nello spazio e nel tempo; in questo caso è ragionevole pensare che il campo magnetico sostituisca le collisioni nel garantire la coerenza degli elementi di fluido.

L'ipotesi di isotropia della pressione non è viceversa facilmente giustificabile, ma tuttavia, molti fenomeni importanti (come le onde MHD) non dipendono in modo rilevante dall'anisotropia.

Durante questa trattazione verrà considerato un plasma formato da ioni idrogeno, anche se il modello può essere facilmente esteso ad altre tipologie di plasma. E' possibile scrivere le equazioni della conservazione della massa e della quantità di moto per gli elettroni e per gli ioni, ricavabili calcolando i momenti dell'equazione cinetica del trasporto sotto opportune ipotesi:

$$\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_\alpha \mathbf{u}_\alpha) = 0 \quad (1.22)$$

$$\rho_\alpha \left( \frac{\partial \mathbf{u}_\alpha}{\partial t} + \mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla \mathbf{u}_\alpha \right) = \sigma_\alpha \mathbf{E} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p_\alpha + \mathbf{R}_{\alpha\beta} \quad (1.23)$$

dove:

$$\begin{aligned} \alpha, \beta &= i, e && \text{ioni o elettroni} \\ \rho_\alpha &= m_\alpha n_\alpha && \text{densità di massa} \\ \sigma_\alpha &= \pm e n_\alpha && \text{densità di carica delle particelle} \end{aligned}$$

I primi due termini al secondo membro dell'equazione 1.23 rappresentano la forza elettrostatica e la forza di Lorentz; il termine  $-\nabla p_\alpha$  è la forza di pressione cinetica, generalmente rappresentabile come un tensore, mentre il termine  $\mathbf{R}_{\alpha\beta}$  rappresenta la quantità di moto delle particelle persa a causa delle collisioni tra le particelle  $\alpha$  e le particelle  $\beta$ . Inoltre vale la relazione:  $\mathbf{R}_{\alpha\beta} = -\mathbf{R}_{\beta\alpha}$ .

Il plasma può essere considerato come un fluido omogeneo e possono essere introdotte le seguenti variabili:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_i + \rho_e && \text{densità di massa} \\ p &= p_i + p_e && \text{pressione cinetica} \\ \mathbf{u} &= \frac{(\rho_i \mathbf{u}_i + \rho_e \mathbf{u}_e)}{\rho} && \text{velocità del fluido} \\ \sigma &= e(n_i - n_e) && \text{densità di carica} \end{aligned}$$

Combinando le equazioni 1.22 e 1.23 e introducendo le nuove variabili possono essere ricavate le seguenti equazioni del fluido:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1.24)$$

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = \sigma \mathbf{E} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p \quad (1.25)$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{J} + \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p_e}{ne} \quad (1.26)$$

La 1.24 rappresenta l'equazione di conservazione della massa, la 1.25 l'equazione di conservazione della quantità di moto e la 1.26 è la legge di Ohm generalizzata.

Quest'ultima è ricavata dall'equazione di conservazione della quantità di moto espressa per le due specie. La resistività può essere espressa tramite la formula della resistività di Spitzer:

$$\eta = \frac{m_e \nu_{ei}}{ne^2} \quad (1.27)$$

dove:

$m_e$	massa dell'elettrone
$\nu_{ei}$	frequenza collisionale
$n$	densità delle particelle

Quello che generalmente viene definito come *Modello MHD resistivo*, può essere ricavato dalle equazioni 1.24, 1.25 e 1.26 sotto le seguenti ipotesi:

- quasi-neutralità del plasma ( $n_i \sim n_e$ ), che permette di trascurare il termine  $\sigma E$  nell'equazione 1.25
- raggio di Larmor degli ioni piccolo rispetto alla scala caratteristica del moto del fluido

Vengono inoltre aggiunte le quattro equazioni di Maxwell (trascurando le correnti di spostamento:  $\epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \approx 0$ ) e un'equazione termodinamica necessaria a chiudere il sistema. Per questo scopo si può utilizzare l'equazione di stato per la pressione,  $p = C^\gamma$ . L'esponente  $\gamma$  viene scelto sulla base della tipologia di fenomeno che si vuole studiare (ad esempio  $\gamma = 1$  è indicativo di una trasformazione isoterma, mentre  $\gamma = 5/3$  è rappresentativo di una trasformazione adiabatica). In altri casi il sistema viene chiuso utilizzando l'equazione di incomprimibilità del fluido:

$$\nabla \mathbf{u} = 0 \quad (1.28)$$

che può essere considerata valida nel caso di plasmi magnetizzati con campi sufficientemente intensi.

Il modello MHD resistivo può essere riassunto in questo modo:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1.29)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla p + \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \rho \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{B}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$$

dove il coefficiente  $\mu$  rappresenta la viscosità del fluido.

Molto spesso alcuni fenomeni possono essere descritti con un modello più semplice, che trascura la resistività del plasma  $\eta$  e la sua viscosità. Infatti si può dimostrare che  $\eta \propto T^{-3/2}$ , dalla quale si deduce che la resistività di un plasma è molto piccola. Anche la viscosità generalmente può essere trascurata. Si ricava quindi il modello MHD ideale, che può essere riassunto in questo modo:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1.30)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla p + \mathbf{J} \times \mathbf{B}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B})$$

$$\nabla \times \mathbf{u} = 0.$$

### 1.2.3 Equilibri MHD

La condizione di equilibrio MHD ( $\partial/\partial t = 0$ ) per un plasma stazionario ( $\mathbf{u} = 0$ ) è definita dal bilancio delle forze:

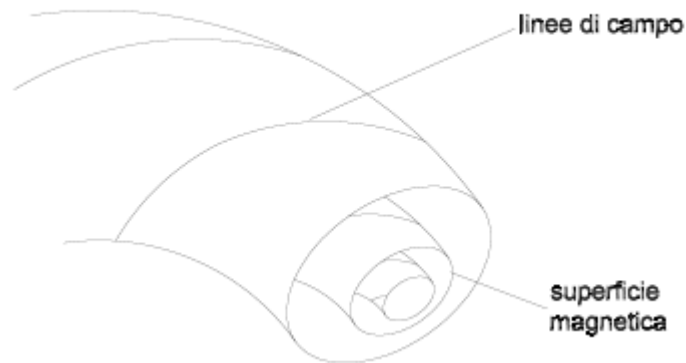
$$\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (1.31)$$

Questa equazione implica:

$$\mathbf{B} \cdot \nabla p = 0 \quad (1.32)$$

$$\mathbf{j} \cdot \nabla p = 0$$

In configurazioni magnetiche toroidali a simmetria assiale ( $\partial / \partial \varphi = 0$ ), le linee di campo magnetico giacciono su superfici toroidali annidate (Figura 1-11), dette superfici magnetiche.



**Figura 1-11: Configurazione magnetica toroidale con linee di campo su superfici toroidali**

Le relazioni ricavate implicano che le superfici magnetiche sono anche superfici isobare e che il vettore densità di corrente giace su queste superfici, ovvero che la corrente può solamente fluire lungo le superfici magnetiche ma non le può attraversare. La relazione 1.31 può essere riscritta utilizzando la legge di Ampère, ottenendo un bilancio di pressione:

$$\nabla \left( p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) = \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \quad (1.33)$$



Il rapporto tra la pressione  $p$  e la pressione magnetica  $\frac{B^2}{2\mu_0}$  permette di definire un importante parametro,  $\beta$ :

$$\beta = \frac{2\mu_0 p}{B^2} \quad (1.34)$$

indicativo della bontà del confinamento magnetico nel sistema.

### 1.3 Equilibrio in configurazioni uni-dimensionali

Sebbene le configurazioni magnetiche di equilibrio di interesse fusionistico siano di tipo toroidale, possono essere considerati inizialmente equilibri uni-dimensionali a simmetria cilindrica, in modo tale da studiare separatamente il problema dell'equilibrio MHD radiale e toroidale. Inizialmente verrà studiato il problema del bilancio delle forze radiali, ossia sistemi tali che  $\mathbf{B}$  e  $p$  dipendono solo dalla coordinata radiale  $r$ . Un cilindro di lunghezza  $L$ , con condizioni periodiche ai capi, corrisponde ad una configurazione toroidale con raggio minore  $a$  e raggio maggiore  $R_0 = L \setminus 2\pi$ , supponendo di avere un rapporto d'aspetto,  $A$ , infinito:

$$A = \frac{R_0}{a} \rightarrow \infty \quad (1.35)$$

#### ◦ Configurazione $\theta$ -pinch

La configurazione  $\theta$ -pinch [2] corrisponde all'analogo cilindrico di una configurazione toroidale con campo magnetico puramente toroidale

(Figura 1-12). Infatti, al  $\theta$ -pinch corrisponde a linee di campo rettilinee parallele lungo l'asse z del cilindro:

$$\mathbf{B} = B_z(r)\mathbf{e}_z$$

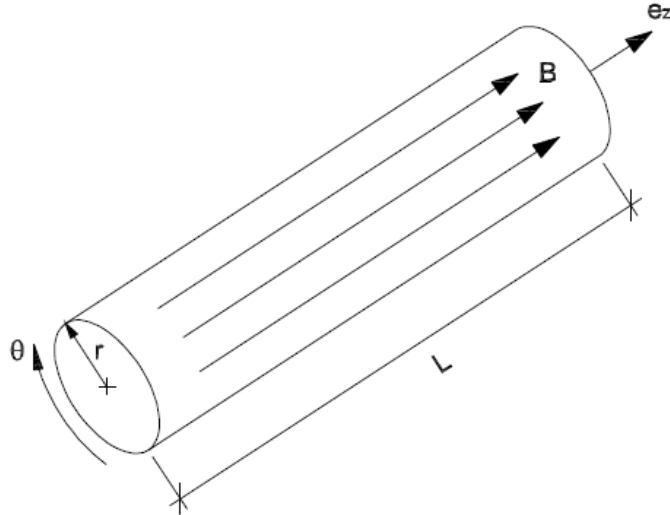


Figura 1-12: Configurazione

La particolare geometria della configurazione analizzata è tale da imporre che:

$$(\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B} = 0$$

e quindi dalla relazione 1.33 si ricava:

$$\frac{d}{dr} \left( p + \frac{B_z^2}{2\mu_0} \right) = 0 \quad (1.36)$$

che implica:

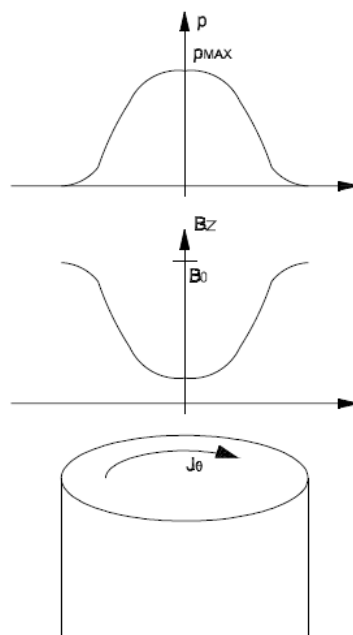
$$p + \frac{B_z^2}{2\mu_0} = \text{cost} = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \quad (1.37)$$

dove  $B_0$  rappresenta il campo magnetico generato dall'esterno (ad esempio con un solenoide che racchiude un cilindro). Il campo magnetico viene ridotto nella zona occupata dal fluido; questo fenomeno prende il nome di diamagnetismo del plasma.

Dalla legge di Ampère si ricava che l'unica componente non nulla del vettore densità di corrente è di tipo poloidale:

$$J_{\vartheta} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{dB_z}{dr} \quad (1.38)$$

Questa densità di corrente che nasce nel plasma è tale da opporsi al campo magnetico. L'andamento tipico delle grandezze in una configurazione  $\theta$ -pinch è riportato in Figura 1-13.



**Figura 1-13: Andamento delle grandezze caratteristiche in una configurazione  $\Theta$ -pinch**

◦ Configurazione z – pinch

Nella configurazione  $z$ -pinch [2], in un plasma cilindrico, si crea un campo magnetico puramente poloidale (Figura 1-14):

$$\mathbf{B} = B_\vartheta(r)\mathbf{e}_\vartheta$$

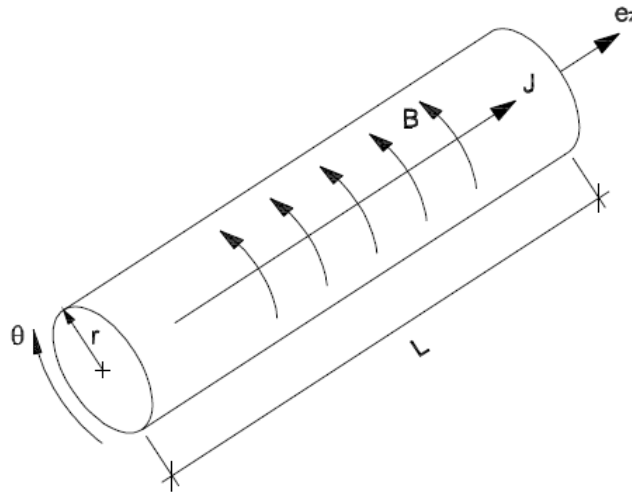


Figura 1-14: Configurazione  $z$  - pinch

Questo campo può essere prodotto da una corrente longitudinale che fluisce nel plasma stesso (legge di Ampère):

$$J_z = \frac{1}{\mu_0 r} \frac{d}{dr} (rB_\vartheta) \quad (1.39)$$

La componente radiale del bilancio delle forze nella 1.31 è:

$$J_z B_\vartheta = -\frac{dp}{dr} \quad (1.40)$$

Sostituendola nella 1.39 si ottiene:

$$\frac{dp}{dr} + \frac{B_\vartheta}{\mu_0 r} \frac{d}{dr} (r B_\vartheta) = 0 \quad (1.41)$$

che può essere riscritta in questo modo:

$$\frac{d}{dr} \left( p + \frac{B_\vartheta^2}{2\mu_0} \right) + \frac{B_\vartheta^2}{\mu_0 r} = 0 \quad (1.42)$$

dove l'ultimo termine rappresenta la forza di tensione elastica.

Introducendo il vettore curvatura:

$$\mathbf{k} = (\mathbf{e}_\parallel \cdot \nabla) \mathbf{e}_\parallel = -\frac{1}{r} \mathbf{e}_r$$

la 1.42 può essere riscritta in questo modo:

$$\nabla_\perp \left( p + \frac{B_\vartheta^2}{2\mu_0} \right) - \frac{B_\vartheta^2}{\mu_0} \mathbf{k} = 0 \quad (1.43)$$

In contrasto con il  $\theta$ -*pinch*, in uno  $z$ -*pinch* oltre la pressione magnetica concorre anche la forza di tensione elastica a confinare il plasma, fino ad arrivare a casi limite in cui c'è solo la seconda. Gli esperimenti condotti su macchine di questo tipo diedero dei risultati deludenti; infatti, nonostante si riuscisse ad ottenere un'elevata efficienza di confinamento ( $\beta = 1$ ), la mancanza di flessibilità della macchina (impossibilità di lavorare con valori di  $\beta < 1$ ) non permise di ottenere durate della scarica sufficientemente elevate, poiché alcune instabilità MHD possono essere contrastate solamente con valori bassi del parametro  $\beta$ .

◦ Il General Screw pinch

Il *General Screw pinch* [2] combina le caratteristiche del  $\theta$ - e dello  $z$ -pinch (Figura1-15). Il campo magnetico ha le seguenti caratteristiche:

$$\mathbf{B} = B_z(r)\mathbf{e}_z + B_\vartheta(r)\mathbf{e}_\vartheta$$

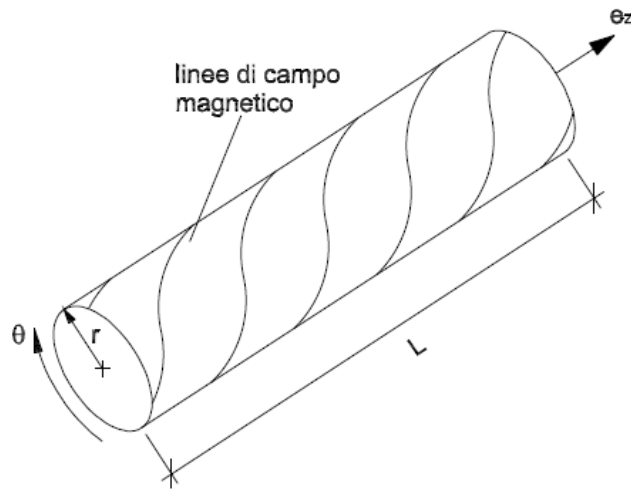


Figura 1-15: Configurazione General Screw Pinch

Le densità di corrente poloidale e longitudinale valgono:

$$J_\vartheta = -\frac{1}{\mu_0} \frac{dB_z}{dr} \quad (1.44)$$

$$J_z = -\frac{1}{\mu_0 r} \frac{dB_\vartheta}{dr}$$

Per quanto riguarda il bilancio delle forze, si ottiene:

$$J_{\vartheta} B_z - J_z B_{\vartheta} = \frac{dp}{dr} \quad (1.45)$$

Sostituendo la 1.44 si ricava:

$$\frac{d}{dr} \left( p + \frac{B_{\vartheta}^2 + B_z^2}{2\mu_0} \right) + \frac{B_{\vartheta}^2}{\mu_0 r} = 0 \quad (1.46)$$

che rappresenta l'equazione di equilibrio radiale in una configurazione *genral screw pinch*.





## CAPITOLO 2

### Le configurazioni Tokamak e RFP

I tentativi di ottenere energia tramite fusione hanno portato allo studio di diverse configurazioni di campo magnetico, del fattore di sicurezza, del parametro  $\beta$  e, quindi, di diverse tipologie di macchine per il confinamento del plasma. In particolare due configurazioni hanno avuto sviluppo e risultati molto interessanti: i tokamak e gli RFP.

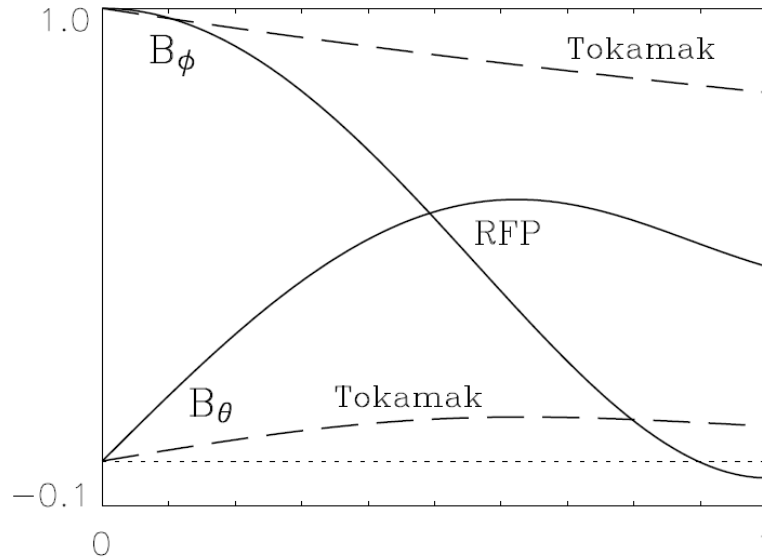
Queste due macchine presentano molti aspetti comuni, quali, ad esempio, la configurazione toroidale e la creazione del campo toroidale tramite avvolgimenti esterni percorsi da corrente elettrica; esse, inoltre, basano il loro principio di funzionamento sull'induzione di una corrente di plasma toroidale capace di generare una parte della componente poloidale del campo magnetico, indispensabile per contrastare la pressione di plasma e imporre quindi il confinamento voluto.

Molto più significative sono le differenze che queste due configurazioni presentano, differenze che vanno cercate nella natura di alcuni fenomeni fisici, nella loro dinamica e in alcuni aspetti di carattere tecnologico e progettuale e che verranno affrontati in questo capitolo.

#### 2.1 Il Tokamak

Il **tokamak** (acronimo del nome russo "тороидальная камера с магнитными катушками", cioè "Cella toroidale con bobine magnetiche") è una configurazione caratterizzata da forti campi

magnetici toroidali  $B_\phi$  e da campi poloidali di un ordine di grandezza inferiore ( $B_\phi \sim 10B_\theta$ ) [10]. L'andamento caratteristico di queste grandezze è mostrato in Figura 2-1.



**Figura 2-1: Andamenti della componente di campo magnetico toroidale e poloidale in una macchina RFP e in un tokamak. I valori sono normalizzati rispetto al valore del campo nel centro ( $r/a = 0$ )**

Il campo toroidale spesso raggiunge valori molto elevati, per questo motivo spesso i magneti vengono realizzati con materiali superconduttori.

Sulla base delle caratteristiche di campo magnetico riportate, si osserva che il fattore di sicurezza è una funzione monotona crescente di  $r$ , che presenta un minimo prossimo all'unità quando  $r = 0$  (Figura 2-2).

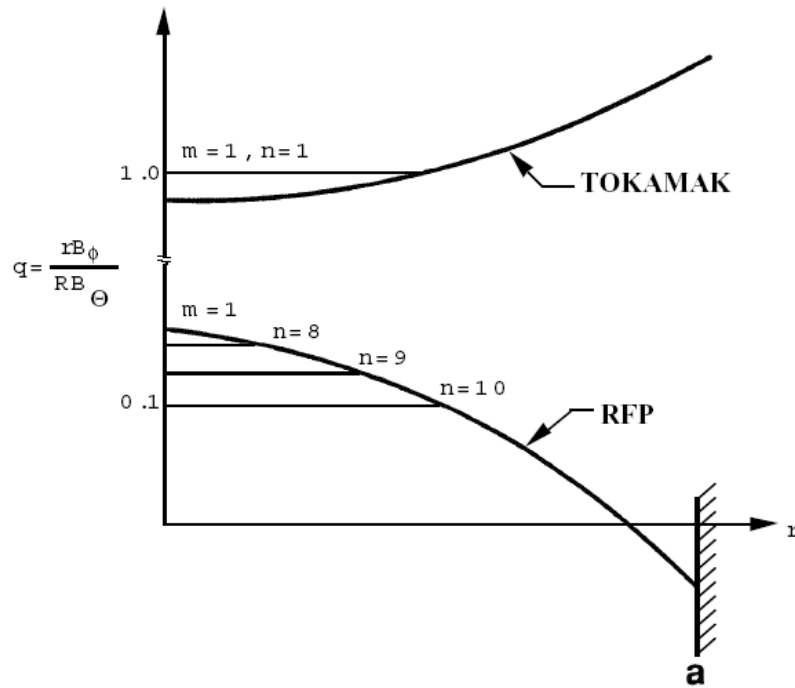


Figura 2-2: Andamenti del safety factor  $q$  in un tokamak e nella macchina RFX-mod

Tradizionalmente per scaldare il plasma si ricorre al metodo del riscaldamento ohmico; tuttavia questo si scontra con la condizione fondamentale di stabilità  $q > 1$ , che si traduce nella condizione che il campo magnetico toroidale sia molto grande rispetto alla corrente di plasma, ovvero che sia soddisfatta la condizione

$$\mu_0 I_\phi < B_\phi \frac{2\pi a^2}{R}$$

Questa è una condizione molto stringente sulle possibilità di riscaldamento ohmico ed è quindi necessario utilizzare dei riscaldamenti addizionali quali radiofrequenze prodotte da antenne e neutral beams.

Una soluzione parziale notando che la condizione sulla corrente dipende da  $a/R$ , consiste nel ridurre il più possibile il rapporto di aspetto  $R/a$  utilizzando i cosiddetti tokamak sferici.

## 2.2 La configurazione RFP

### 2.2.1 Il Reversed Field Pinch

Il RFP (acronimo di “reversed field pinch”, cioè ”Strizione a campo rovesciato”) è un’altra configurazione per il confinamento magnetico toroidale. Analogamente a quanto succede in un tokamak, il campo magnetico risultante è ottenuto dalla sovrapposizione di un campo toroidale, generato da avvolgimenti esterni, e un campo poloidale, prodotto dalla corrente toroidale indotta nel plasma.

Il RFP è uno stato di minima energia per il plasma. E’ possibile dimostrare che un plasma confinato magneticamente, sotto opportune condizioni, rilassa spontaneamente verso una configurazione con campo rovesciato al bordo come evidenziato da Taylor nelle equazioni della MHD debolmente resistiva. Questo stato è caratterizzato da una configurazione di campo dove la pressione è nulla,  $p=0$ ; questo implica che  $\nabla p = 0$  e che pertanto ci troviamo di fronte a una situazione di tipo *force-free*, nel quale cioè la corrente  $\mathbf{j}$  è ovunque parallela al campo  $\mathbf{B}$  e, quindi, la forza di Lorentz  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  è nulla.

Inoltre il plasma possiede una resistività non nulla, ed è racchiuso da una scocca perfettamente conduttrice. In questa condizione il campo magnetico è descritto dall’equazione

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{B} \quad (2.1)$$

Dove  $\mu = \mu_0(\mathbf{j} \cdot \mathbf{B}/B^2)$  è una costante.

In geometria cilindrica<sup>1</sup> le soluzioni della (1.67) sono:

$$\begin{aligned} B_r &= 0 \\ B_\theta &= B_0 J_1(\mu r) \\ B_\phi &= B_0 J_0(\mu r) \end{aligned} \quad (2.2)$$

dove  $J_0$  e  $J_1$  sono le funzioni di Bessel, e  $B_0$  è una costante che definisce il valore del campo a  $r=0$ .

Questa descrizione del campo magnetico del sistema rilassato è chiamata *Bessel Function Model* (BFM).

Per ricondurci a quantità misurabili sperimentalmente definiamo 2 parametri:

- il parametro di pinch:

$$\Theta = \frac{B_\theta(a)}{\langle B_\phi \rangle} \quad (2.3)$$

- il parametro di rovesciamento

$$F = \frac{B_\phi(a)}{\langle B_\phi \rangle} \quad (2.4)$$

dove  $\langle B_\phi \rangle = \frac{2\pi}{\pi a^2} \int_0^a B_\phi(r) r dr$  è la componente toroidale del campo magnetico mediata sulla sezione poloidale di raggio  $a$ .

---

<sup>1</sup> Per evitare approssimazioni, il calcolo si sarebbe dovuto fare in geometria toroidale, ma per semplicità si considera il toro come un cilindro periodico ( $0 \leq r \leq a$ ,  $0 \leq \theta \leq 2\pi$ ,  $0 \leq \varphi \leq 2\pi R_0$ , dove  $a$  e  $R_0$  sono il raggio minore e maggiore del toro).

Per il modello BFM troviamo

$$\Theta = \frac{\mu a}{2} \quad \text{e}$$

$$F = \frac{\mu a J_0(\mu a)}{2J_1(\mu a)} \quad (2.5)$$

Quindi la teoria di Taylor prevede che possa esistere uno stato rilassato con  $F < 0$  quando  $\Theta > 1.2$ .

Ciò è abbastanza in accordo coi dati sperimentali, come si può vedere dalla Figura 2-3 dove sono rappresentate la curva teorica ricavata dalle (1.71) e alcuni risultati sperimentali.

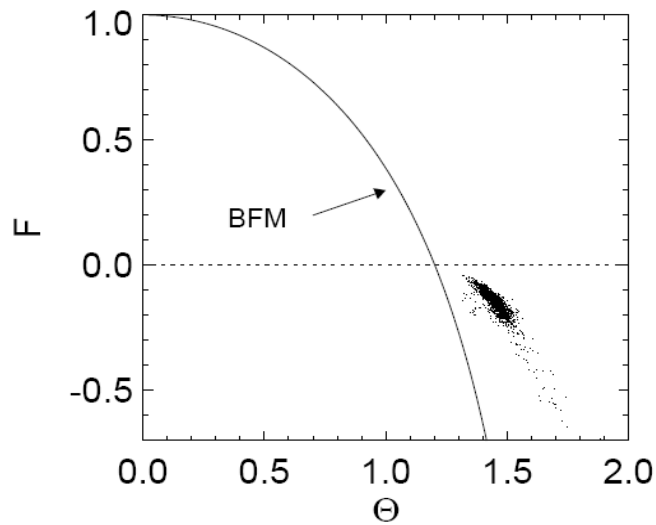


Figura 2-3: Curva F –  $\Theta$  teorica e risultati sperimentali

### 2.2.2 L'effetto dinamo

Una fondamentale caratteristica del confinamento dei plasmi dell'RFP è il fatto che la configurazione venga mantenuta per tempi molto più

lunghi di quelli che ci si aspetterebbe considerando una diffusione classica del campo magnetico all'interno di un conduttore caratterizzato da una resistività elettrica finita.

Si è già accennato nel capitolo 1 al fatto che il plasma è caratterizzato da una resistività dovuta alle collisioni tra ioni e elettroni; la resistività (Spitzer) è definita più specificatamente dalla formula:

$$\eta = \frac{\sqrt{2m}Ze^2 \ln \Lambda}{12\pi^{3/2}\epsilon_0^2 T_e^{3/2}}$$

Dove  $\ln \Lambda$  è una quantità chiamata logaritmo di Coulomb, pressoché indipendente dai parametri di plasma che vale circa 20. Alle temperature elettroniche normalmente raggiunte in plasmi RFP,  $\eta=10^{-8} \Omega m$ , valore simile a quello della resistività del rame a temperature ambiente.

Si può ora ottenere una legge dell'evoluzione temporale delle linee di campo magnetico di tipo diffusivo (vedi 1.29):

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{B} = D_{\perp} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (2.6)$$

La diffusione della componente poloidale può essere contrastata con metodi induttivi, attraverso l'uso delle bobine magnetizzanti; continuando infatti a far variare il flusso magnetico concatenato al plasma, è possibile sostenere una densità di corrente  $j_{\phi}$  in direzione toroidale, la quale può rigenerare, tramite l'equazione di Maxwell  $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}$ , la parte di flusso poloidale perso per diffusione.

Non è però possibile fare lo stesso per quanto riguarda la componente toroidale di  $\mathbf{B}$ .

L'evidenza sperimentale di questo mantenimento della configurazione per tempi superiori a quelli della diffusione resistiva implica la presenza di un meccanismo interno spontaneo di rigenerazione del flusso toroidale perso. Questo meccanismo è chiamato *dinamo*, in analogia con simili fenomeni di generazione di campo magnetico che si incontrano studiando plasmi astro- e geo-fisici.

Nella configurazione RFP il meccanismo di dinamo è responsabile della generazione di un campo elettrico omonimo  $\mathbf{E}_D$ , che si somma al campo  $\mathbf{E}_i$  indotto dall'esterno nel generare la densità di corrente  $\mathbf{j}$ , che si può scrivere come

$$\mathbf{E}_D + \mathbf{E}_i = \eta \mathbf{j}$$

Il modello sulle modalità fisiche di funzionamento dei processi di dinamo che sembra aver più riscontro sperimentale è quello *MHD*, dove la generazione del campo aggiuntivo è da imputarsi alla presenza di fluttuazioni della velocità e del campo magnetico nel plasma.

Introducendo nell'equazione  $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{j}$ , le quantità come somma di un termine medio imperturbato (con pedice  $_0$ ) e di un termine rappresentante la perturbazione (contrassegnato dalla tilde), otteniamo, mediando nel tempo entrambi i membri dell'equazione e prendendone la componente parallela al campo magnetico di equilibrio,

$$E_{\parallel 0} + \langle \tilde{\mathbf{v}} \times \tilde{\mathbf{B}} \rangle_{\parallel} = \eta j_{\parallel 0} \quad (2.7)$$



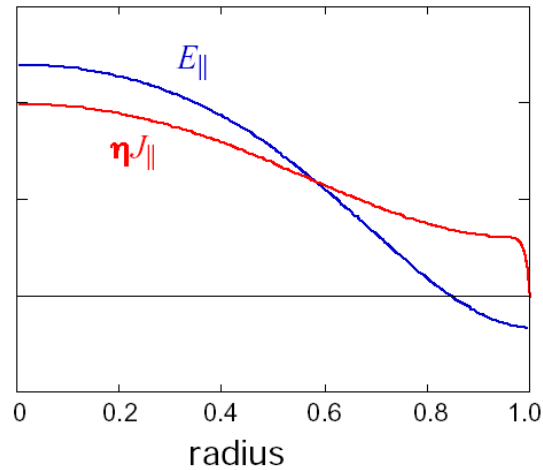


Figura 2-4: Andamento in funzione del raggio normalizzato

Il termine non lineare  $\langle \tilde{v} \times \tilde{\mathbf{B}} \rangle_{\parallel}$ , unico effetto della perturbazione sopravvissuto in seguito alla media temporale, è il responsabile della generazione del campo di dinamo. Avremo quindi un campo elettrico  $\mathbf{E}_D = \langle \tilde{v} \times \tilde{\mathbf{B}} \rangle_{\parallel}$  come risultato dell'interazione non lineare di grandezze perturbate dall'instabilità (Figura 2-4).

### 2.3 Le caratteristiche del RFP

Gli aspetti principali, che caratterizzano questo tipo di configurazione, sono:

- il campo magnetico poloidale e toroidale sono dello stesso ordine di grandezza (figura 2.1)
- il campo magnetico toroidale si annulla e diventa leggermente negativo nell'estremità della macchina (Figura 2-5). Questo determina una diminuzione del safety factor che, partendo da valori di circa  $q_0 \approx a/2R$  nel centro, si riduce a circa  $q(a) = -q_0/3$  sul bordo-plasma

- l'inversione di campo toroidale è determinata da una cospicua generazione di campo positivo nel nucleo del plasma, dovuto alla nascita di correnti poloidali e da una conseguente debole produzione di campo toroidale da parte degli avvolgimenti esterni per la conservazione del flusso. Affinché queste correnti poloidali possano permanere, devono essere indotte delle forze elettromotrici di tipo mozionale nella direzione poloidale ( $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ ), legate quindi ad un flusso di plasma

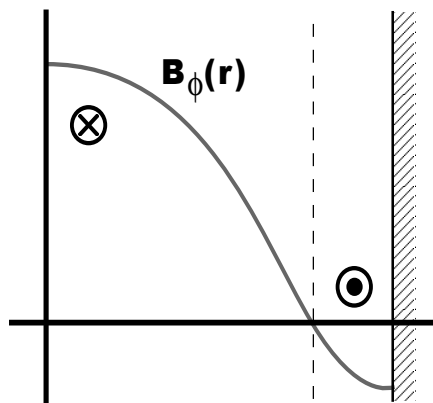


Figura 2-5: configurazione di campo magnetico toroidale lungo la direzione radiale di una sezione del toro in una macchina di tipo RFP

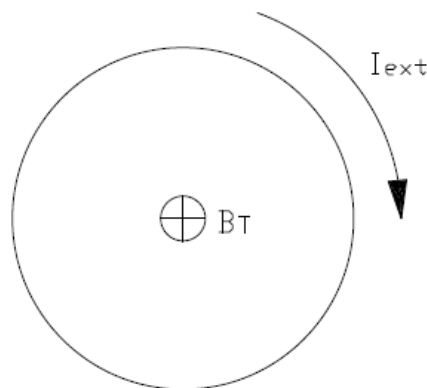
Una condizione di confinamento come quella descritta, può risultare molto interessante sotto diversi punti di vista:

- la maggior parte del campo magnetico necessario al confinamento è prodotto dalle correnti all'interno del plasma, mentre gli avvolgimenti esterni devono produrre solamente una porzione limitata di campo, quindi la loro realizzazione non è problematica da un punto di vista tecnologico (si può evitare di ricorrere a sistemi superconduttori)

- teoricamente possono essere raggiunti valori del parametro  $\beta$  molto elevati, riducendo in questo modo il valore del campo magnetico necessario al confinamento
- la corrente nel plasma segue una traiettoria elicoidale, incrementando la dissipazione di potenza per effetto Joule rispetto ad un tokamak. A parità di valore di campo magnetico centrale, si ha una corrente di circa un ordine di grandezza superiore rispetto a quella ottenibile in un tokamak, consentendo da un punto di vista teorico il raggiungimento della temperatura di ignizione senza altri sistemi di riscaldamento;
- la macchina RFP è compatta (elevata densità di potenza producibile)

Le macchine RFP sono quindi semplici, compatte e poco costose.

La configurazione RFP può essere studiata in modo intuitivo considerando una geometria cilindrica, in cui è presente un campo toroidale  $B_T$  generato da una corrente esterna poloidale  $I_{ext}$  (Figura 2-6).



**Figura 2-6: Caratteristiche iniziali di un sistema RFP in coordinate cilindriche in equilibrio instabile**

Questa condizione rappresenta un equilibrio instabile, che può essere perturbato dalla nascita di una corrente poloidale  $I_\theta$  concorde con  $I_{ext}$ , capace di aumentare il valore del campo nel nucleo del sistema (Figura 2-7). La conservazione del flusso magnetico totale, impone una diminuzione del campo magnetico ai bordi del sistema, dovuta all'aumento del campo nella parte centrale della geometria considerata. La corrente  $I_\theta$  viene attratta dalla corrente  $I_{ext}$  (sono concordi), determinando un ulteriore aumento del campo magnetico al centro e parallelamente una diminuzione nei bordi. Sotto opportune condizioni, il campo esterno e la corrente  $I_{ext}$  possono annullarsi e diventare negativi; questo comporta la nascita di una condizione di equilibrio stabile per il sistema (Figura 2-8).

L'aumento di  $B_\phi$  al centro è possibile solo con un eccesso di corrente  $j_D$  ( $= j_{||}$ ) nella regione dove  $B_\phi$  si annulla.

Questo eccesso di corrente è possibile solo con la presenza di un campo elettrico addizionale che nasce, come abbiamo visto, dalla combinazione coerente di velocità e campo magnetico.

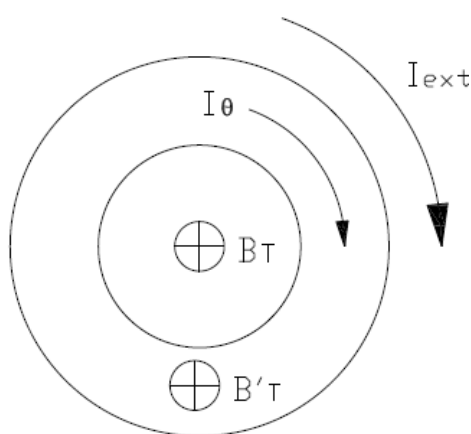
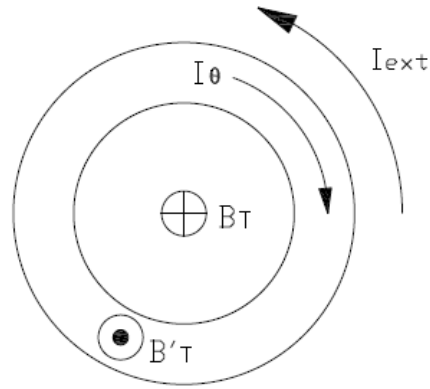


Figura 2-7: Perturbazione dell'equilibrio del sistema



**Figura 2-8: Raggiungimento della condizione di equilibrio stabile nel sistema**

Nell'impulso RFP, dunque, quando la corrente di plasma sta raggiungendo la condizione di equilibrio stazionario, sopraggiunge la necessità di agire sull'alimentazione esterna per mantenere la configurazione stabile per tutta la durata dell'impulso.

Questo avviene sostenendo l'inversione spontanea del campo magnetico, attraverso l'inversione del verso della corrente nelle bobine, e contrastando, così, la diffusione resistiva.



## CAPITOLO 3

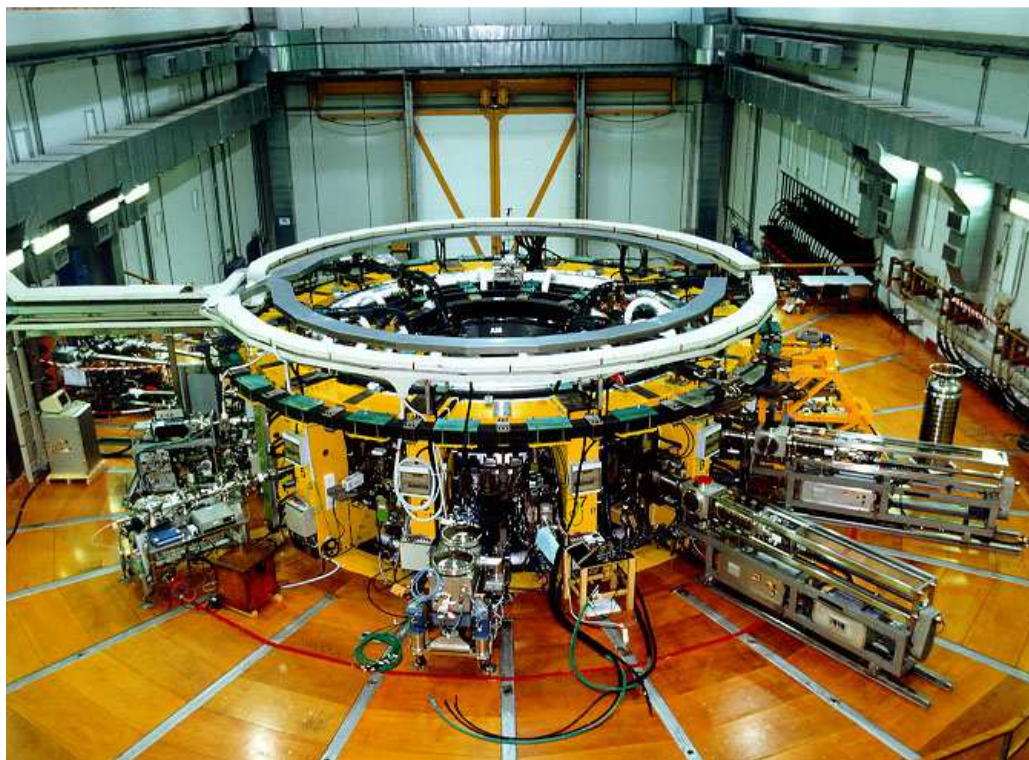
### Caratteristiche della macchina RFX-mod

RFX-mod è la versione aggiornata e migliorata di RFX, rimasta attiva fino alla sospensione dell'attività di ricerca nel 1999. Si tratta di una macchina toroidale con raggio maggiore di 2 m e raggio minore di 0,5 m realizzata a Padova dall'Associazione EURATOM-ENEA-CNR sulla fusione. Il progetto, approvato nel gennaio del 1984, è stato realizzato dal Consorzio RFX, ancora oggi protagonista di un'intensa attività di ricerca sperimentale nell'ambito della fusione nucleare. In particolare vengono studiate le modalità di confinamento magnetico del plasma in configurazione RFP, con correnti di plasma nominali massime di 2 MA e valore massimo di campo toroidale di 0,7 T [4].

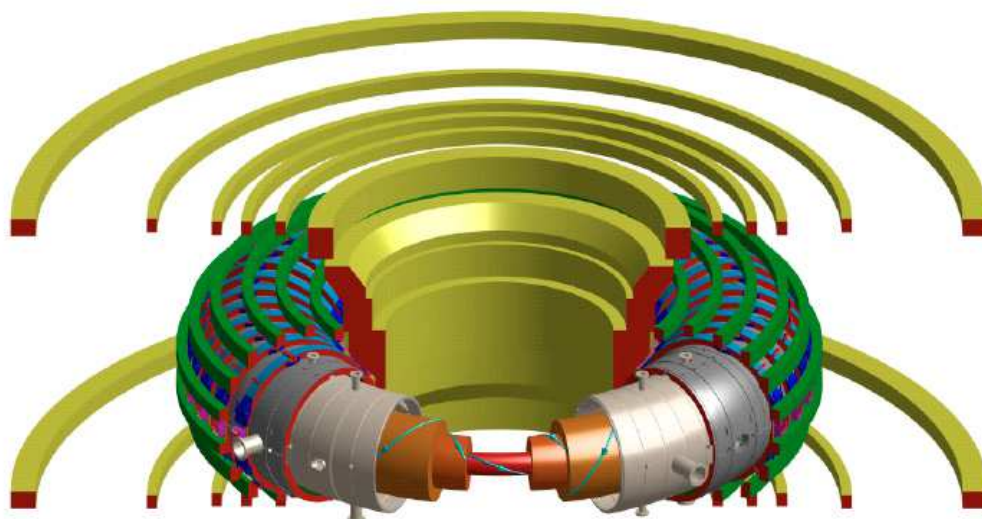
Nella fotografia in Figura 3-1 è raffigurata la macchina alimentata da una sottostazione dedicata. I campi magnetici sono prodotti dalle correnti di apposite bobine, alimentate da gruppi di conversione statica ad SCR. Sono presenti inoltre numerosi strumenti diagnostici che permettono di studiare le caratteristiche di funzionamento della macchina e del plasma.

Le numerose e importanti modifiche apportate in RFX-mod nei confronti di RFX riguardano il livello strutturale, il livello di acquisizione e quello di controllo, oltre alla progettazione e messa in opera di un nuovo sistema di alimentazione toroidale.

La struttura meccanica di RFX-mod e la sua vista in sezione sono rappresentate in Figura 3-2.



**Figura 3-1: Foto della macchina RFX-mod**

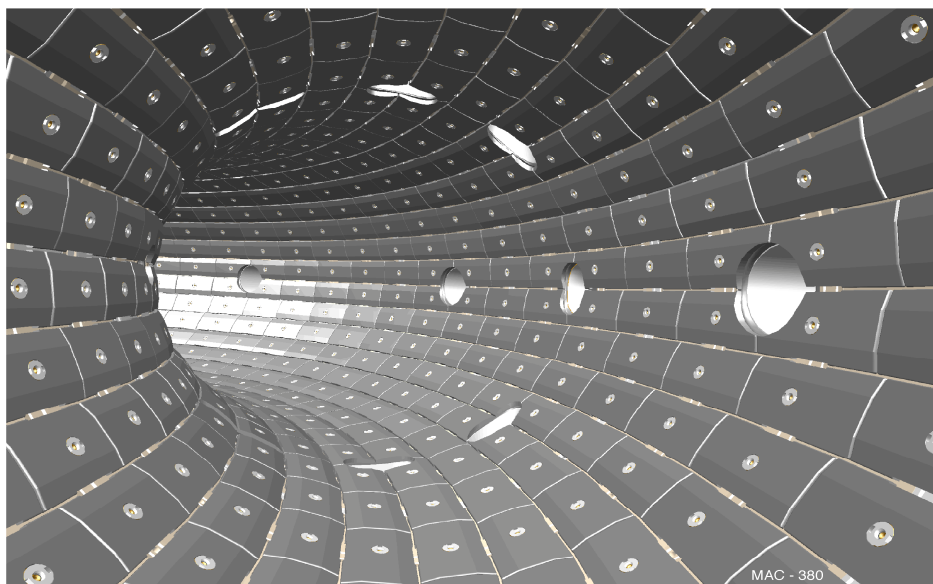


**Figura 3-2: Rappresentazione tridimensionale delle parti attive e passive di RFX-mod**



### 3.1 First-wall

Il first-wall [4] (Figura 3-3), è costituito da 2016 tegole di grafite monocristallina trapezoidali (72 in direzione toroidale 28 in direzione poloidale), con uno spessore di 18 mm, tale da garantire un'elevata vicinanza tra la superficie del plasma e la shell stabilizzante. Il first-wall deve garantire che gli impulsi termici che nascono durante le scariche di plasma non si trasmettano alle strutture metalliche che compongono il sistema. La grafite permette di tollerare queste sollecitazioni termiche e limita la quantità di impurità prodotte dal plasma. Il suo basso numero atomico permette inoltre di attenuare le perdite per irraggiamento e di aumentare quindi il tempo di confinamento.



**Figura 3-3: Rappresentazione tridimensionale del first-wall nella macchina RFX-mod**

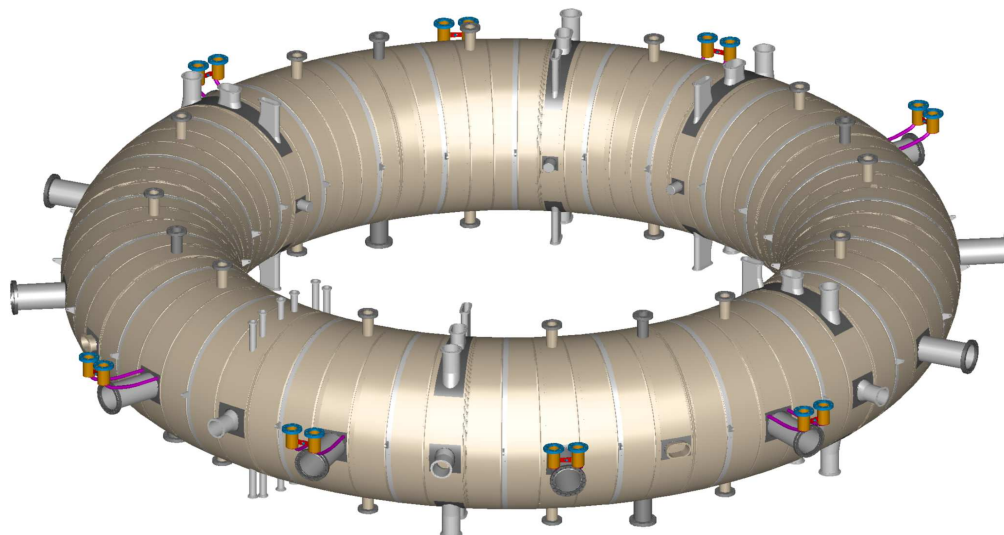
## 3.2 Camera da vuoto

La camera da vuoto [4] è realizzata in modo da avere i seguenti requisiti:

- tollerare la pressione atmosferica e gli sforzi elettrodinamici dovuti ai transitori magnetici, in particolare nella fase d'estinzione del plasma, in cui si hanno dinamiche molto veloci;
- permettere di creare un ambiente UHV (ultra-high vacuum);
- fornire un supporto al first-wall in grafite;
- limitare le perturbazioni dei campi magnetici ed elettrici dovute alla nascita di correnti parassite indotte nella struttura;
- tollerare temperature fino a 200°C, raggiunte durante i cicli di condizionamento;
- avere uno spessore più limitato possibile (~ 30 mm) in modo tale da garantire la vicinanza alla superficie del plasma della scocca stabilizzante.

Per riuscire a soddisfare queste caratteristiche il vacuum vessel è stato realizzato con una lega di alluminio, nichel, cromo e molibdeno (Inconel 625), che presenta un'ottima resistenza alla corrosione, un'elevata resistività e buone proprietà meccaniche.

La struttura è formata da 72 elementi cuneiformi (Figura 3-4), ognuno dei quali ha un angolo toroidale di 5°, costituito da una lamiera interna da 2 mm e una esterna da 1 mm uniti da una lamiera corrugata da 1 mm realizzando una struttura toroidale a sandwich. Alcuni elementi presentano delle feritoie che permettono di accedere al plasma. La resistenza toroidale del sistema è di 1,1 mΩ.



MBC-951

**Figura 3-4: Rappresentazione tridimensionale della Vacuum Vessel nella macchina RFX-mod**

### 3.3 Scocca stabilizzante (SH)

Il vacuum vessel della macchina RFX è completamente avvolto da una scocca stabilizzante [4] ora realizzata in rame. Questo importante elemento è indispensabile al fine di:

- contrastare in modo passivo le instabilità MHD;
- contribuire, nella fase iniziale della scarica all'equilibrio orizzontale del plasma creando una componente verticale di campo magnetico.



**Figura 3-5: Scocca stabilizzante in rame della macchina RFX-mod**

Al fine di cercare di raggiungere questi due obiettivi, la scocca è stata realizzata con una struttura in rame dallo spessore di 3 mm [3]. Questa scelta nasce dal compromesso tra la necessità di controllare passivamente il sistema e il bisogno di avere dei tempi di penetrazione del campo non eccessivamente elevati, in modo tale da aumentare la dinamica del controllo attivo fatto da un sistema di bobine esterne alla scocca. Le caratteristiche geometriche della scocca (Figura 3-5) e le modalità con cui sono stati realizzati i tagli toroidali e poloidali, sono tali da limitare il consumo del flusso prodotto dall'avvolgimento magnetizzante, garantendo comunque una minimizzazione degli errori di campo locale. La costante di tempo di penetrazione del campo magnetico verticale è data dalla relazione:

$$\tau = \frac{1}{2} \mu \sigma \cdot r s$$

dove:

- $\mu$  permeabilità magnetica;
- $\sigma$  conduttività elettrica;
- $r$  raggio interno;
- $s$  spessore radiale.

Si ricava una costante di tempo di penetrazione del campo verticale di circa 50 ms.

In passato la scocca era realizzata in alluminio con uno spessore di 65 mm, che conferiva alla scocca una costante di tempo di penetrazione attorno ai 450 ms, superiore alla durata di un impulso. In queste condizioni, definite le caratteristiche del plasma, la dinamica dell'equilibrio veniva determinata unicamente dalla scocca. Gli avvolgimenti esterni non potevano contribuire attivamente al controllo dell'equilibrio e tenevano controllato in modo da minimizzare i campi errore ai 2 tagli poloidali della scocca; questo campo doveva essere fornito con un certo anticipo per far sì che venisse garantita la penetrazione attraverso la scocca (campo di bias).

### 3.4 Struttura meccanica (TSS)

La TSS [4] (toroidal support structure) deve creare un supporto meccanico stabile per il vacuum vessel e per la scocca stabilizzante. Come risulta visibile in fig. 3.6, sulla superficie esterna sono state create apposite scanalature che permettono di fissare il sistema di

bobine a sella, le bobine di campo toroidale e gli anelli in ghisa che sostengono gli avvolgimenti di campo verticale (field shaping). Tutto il sistema è poi issato a 4 m di altezza con dodici aste di supporto in acciaio.

La TSS è realizzata in acciaio inossidabile, ha uno spessore di 47 mm e viene assemblata unendo quattro elementi indipendenti che creano due tagli poloidali e un taglio equatoriale. Quello equatoriale viene poi cortocircuitato con delle placche in rame mentre viene garantito l'isolamento elettrico per quelli poloidali, al fine di evitare fenomeni di accoppiamento trasformatore con gli avvolgimenti magnetizzanti.

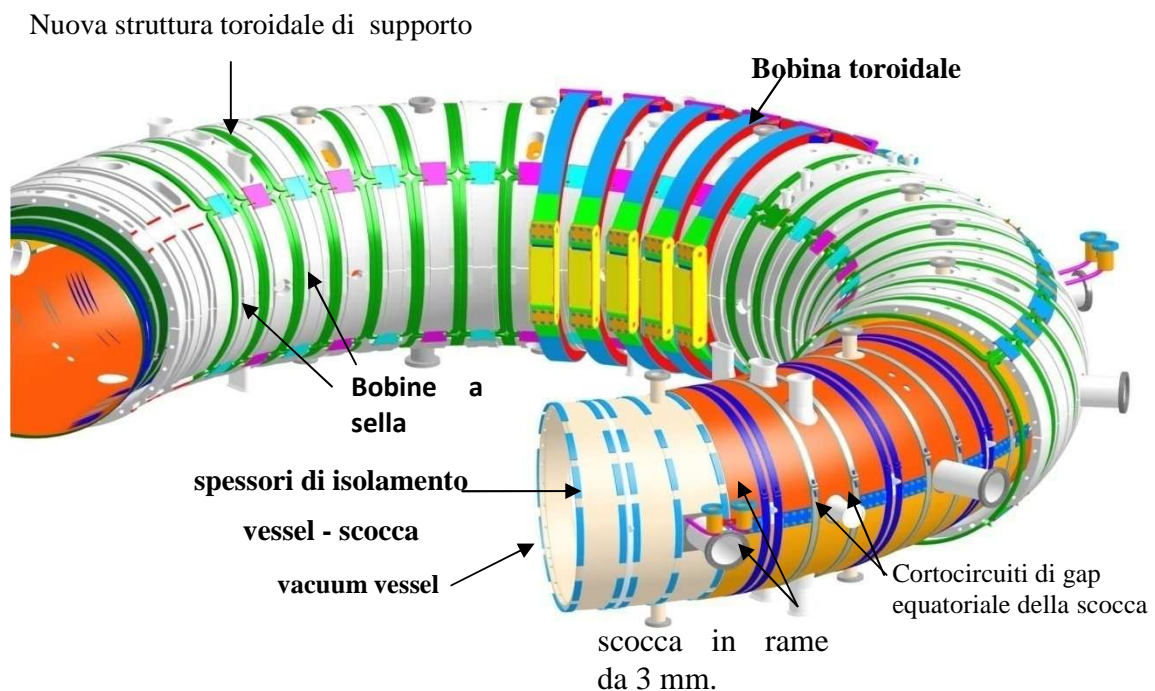


Figura 3-6: Rappresentazione tridimensionale d'insieme della struttura meccanica nella macchina RFX-mod

Gli avvolgimenti toroidali presentano le seguenti caratteristiche:

- le dimensioni degli avvolgimenti sono relativamente piccole;
- le sollecitazioni elettro-dinamiche che subiscono sono limitate;

- i problemi termici sono poco rilevanti.

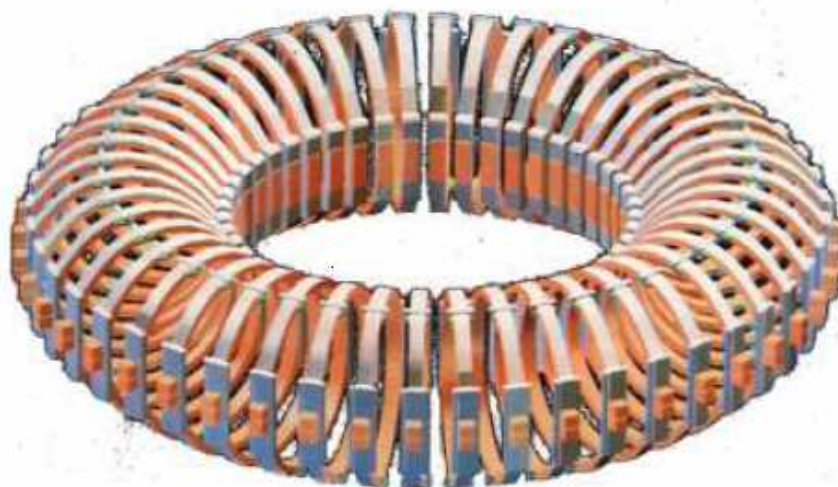
Per ridurre l'ondulazione di campo magnetico le spire sono state raggruppate in 48 bobine con la possibilità di cambiare il rapporto spire tra 192:1, 128:1, 96:1, 64:1, 32:1. Questo disturbo è dato dal rapporto tra componenti non poloidali e componenti toroidali del campo magnetico ed è circa il 4%, ritenuto accettabile; un numero maggiore di bobine avrebbe portato ad una percentuale minore ma avrebbe reso difficile l'accesso al vessel.

Ogni bobina è costituita da 8 spire di rame disposte su due strati e può sostenere una corrente massima di 18.3kA per la fase iniziale e di – 11.5kA per quella di flat-top.

La flessibilità di funzionamento viene raggiunta suddividendo gli avvolgimenti toroidali in 12 settori, ognuno consistente di 4 bobine collegate permanentemente in serie attraverso barre poste vicino ai terminali delle bobine; questi settori sono connessi ad un sistema-collettore che permette l'impostazione rapida di 6 diverse configurazioni serie-parallelo.

Le bobine sono state progettate per avere un numero di spire e un valore di induttanza regolabile per un'alta flessibilità e sono state divise in due metà in corrispondenza del piano equatoriale della macchina per far sì che l'assemblaggio degli avvolgimenti sulla scocca stabilizzante avvenga in maniera semplice.

Le bobine hanno un diametro di 1,24 m. e sono parzialmente inserite in scanalature sulla struttura.



**Figura 3-7: Rappresentazione tridimensionale degli avvolgimenti toroidali nella macchina RFX-mod**



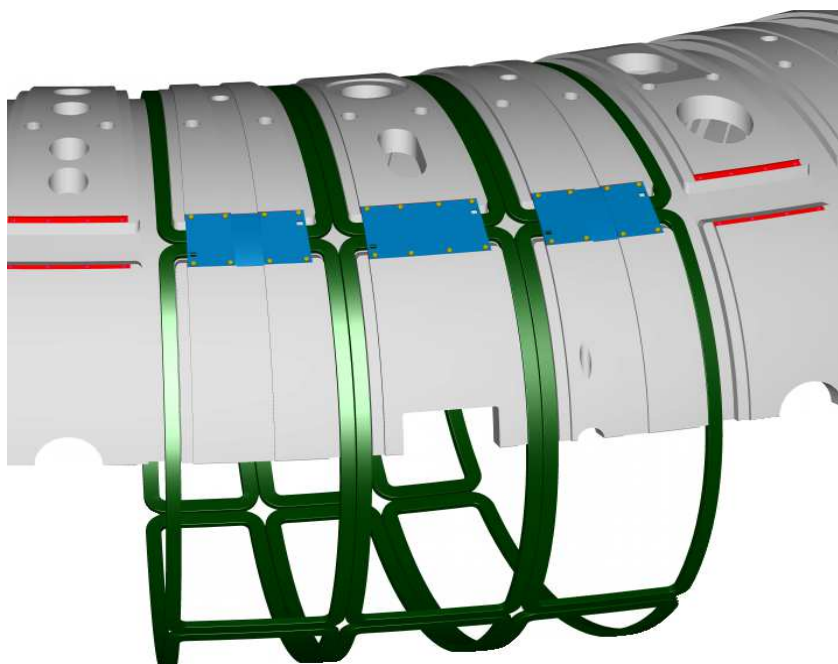
**Figura 3-8: Rappresentazione tridimensionale di un singolo avvolgimento toroidale nella macchina RFX-mod**

### 3.6 Avvolgimenti a sella



Sulla macchina RFX-mod sono stati installati 192 avvolgimenti a sella [7] capaci di produrre una f.m.m. di 24kA-spire permettendo di controllare attivamente i modi MHD del plasma. Gli avvolgimenti a sella avvolgono completamente la superficie toroidale (Figura 3-9) e impongono un campo radiale sulla base di un controllo ad anello chiuso.

Ogni avvolgimento ha un'estensione toroidale di  $7,5^\circ$  e occupa un settore poloidale di  $90^\circ$ ; presenta 60 spire che possono essere alimentate con una corrente massima di 400A; ogni avvolgimento è pilotato da un alimentatore indipendente.



**Figura 3-9: Rappresentazione tridimensionale degli avvolgimenti a sella della macchina RFX-mod**

### 3.7 Avvolgimenti Poloidali (PF)

Gli Avvolgimenti Poloidali [7] (PF - Poloidal Field windings), rappresentati in fig. 3.10, svolgono i seguenti compiti:

- generare la variazione di flusso e il campo elettrico capaci di ionizzare il gas e indurre la corrente di plasma;
- controllare il valore della corrente di plasma durante la fase di flat-top;
- effettuare un controllo di posizione orizzontale del plasma.

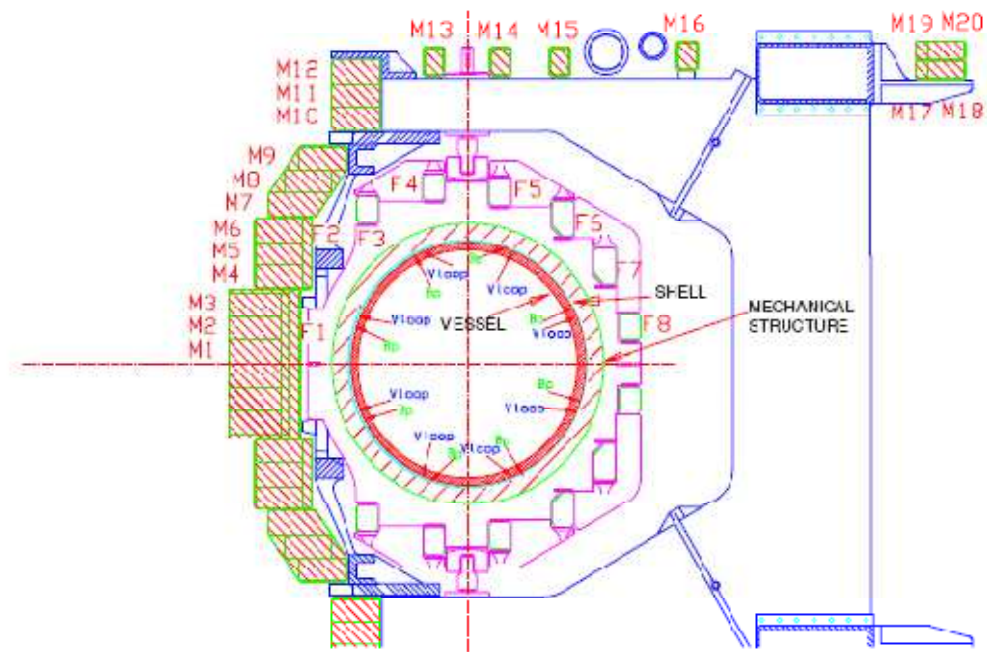


Figura 3-10: Sezione poloidale della macchina RFX-mod

Gli Avvolgimenti PF si dividono in due gruppi di bobine: gli Avvolgimenti Magnetizzanti (M) e gli Avvolgimenti di Campo Verticale o Field Shaping (FS).

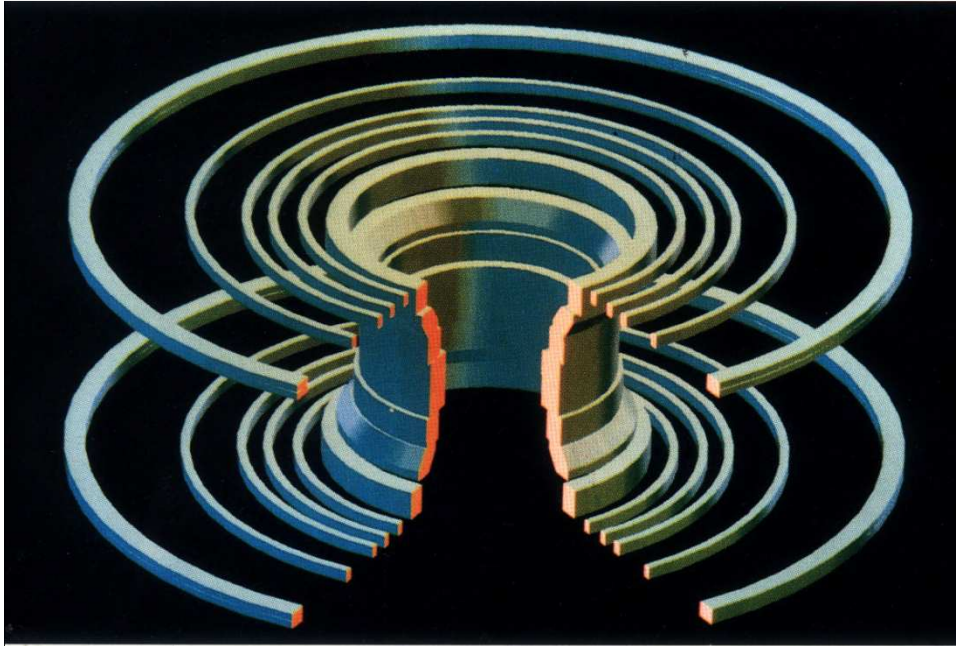
- Avvolgimenti Magnetizzanti (M)

Gli avvolgimenti magnetizzanti [5] (individuati dalla lettera M nella sezione in Figura. 3-10) hanno il compito di imporre una variazione di flusso nel sistema tale da generare la ionizzazione del gas e indurre una corrente. Il principio di funzionamento è identico a quello di un trasformatore, dove gli avvolgimenti M rappresentano il circuito primario, mentre la corrente di plasma rappresenta la corrente di reazione sul circuito secondario.

Le principali caratteristiche di questi avvolgimenti sono:

- valori elevati di flusso e di energia immagazzinata (15Wb);
- intensi sforzi elettrodinamici sulle bobine;
- valori di tensione elevati (35kV);
- dinamica delle correnti elevata con produzione di correnti parassite e fenomeni di effetto pelle non trascurabili;
- problemi termici non trascurabili.

La distribuzione delle bobine che costituiscono l'avvolgimento M è tale da ottimizzare l'accoppiamento magnetico con la corrente di plasma.



**Figura 3-11: Rappresentazione tridimensionale degli avvolgimenti magnetizzanti della macchina RFX-mod**

### - Avvolgimenti di Campo Verticale (FS)

Gli Avvolgimenti di Campo Verticale [7], rappresentati in Figura 3-12, permettono di imporre l'equilibrio del plasma unitamente alla scocca stabilizzante.

Più precisamente gli avvolgimenti FS svolgono le seguenti funzioni:

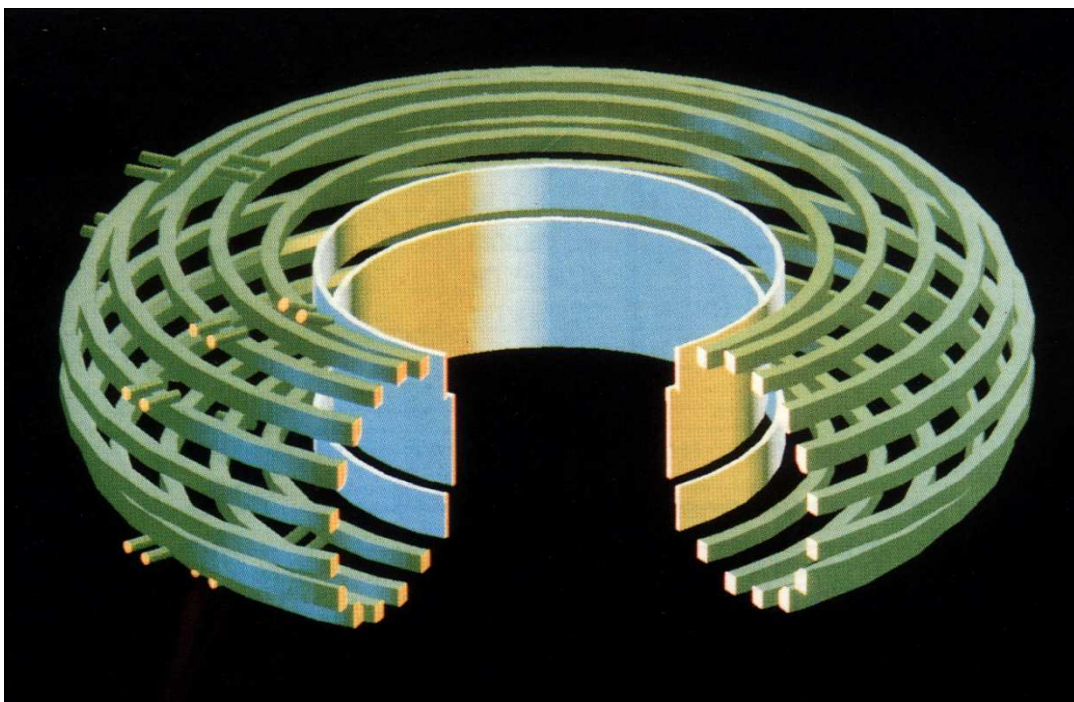
- nelle prime fasi dell'impulso effettuano un controllo del campo sulla superficie esterna della scocca al fine di evitare errori di campo sui gap;
- durante l'impulso producono un campo che impone la condizione di equilibrio orizzontale;

- producono una corrente immagine rispetto a quella di plasma in modo tale da compensare le amper-spire e ridurre i fenomeni di flusso disperso.

Il sistema è costituito da 16 bobine con 24 spire, riesce a produrre sino a 2 MA-spire con una corrente media di 5,2 kA, una tensione di 730V per spira e una tensione differenziale di 17,5 kV.

Il complesso di bobine forma 8 circuiti indipendenti. Ogni circuito è costituito da una coppia di bobine, simmetriche rispetto al piano ( $F_{iA}$  ed  $F_{iB}$ , che rappresentano rispettivamente la bobina  $i$ -esima posizionata sopra e sotto il piano equatoriale.

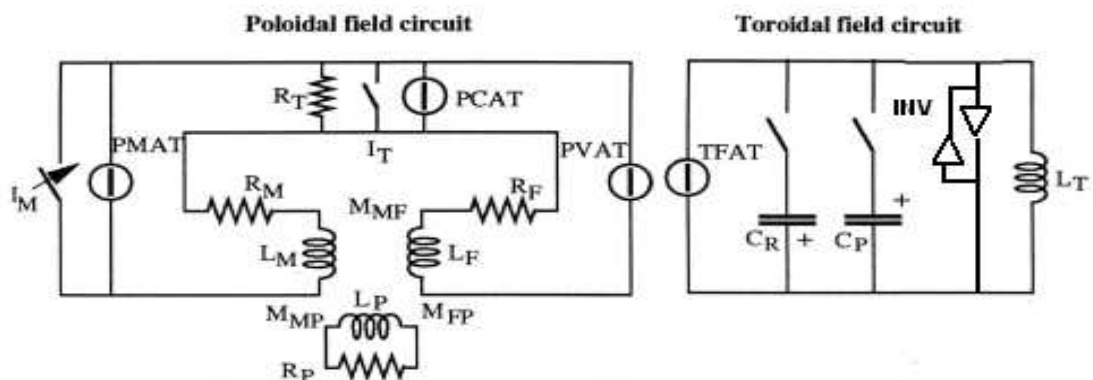
Il posizionamento delle bobine intorno alla shell permette di creare dei campi sufficientemente uniformi e garantisce l'accesso alla struttura meccanica della macchina.



**Figura 3-12: Rappresentazione tridimensionale degli avvolgimenti di campo verticale della macchina RFX-mod**

### 3.8 Caratteristiche dell'impulso

Viene rappresentato schematicamente il circuito di alimentazione degli avvolgimenti poloidali (PF) e degli avvolgimenti toroidali (TF) in Figura 3-13.



3-13: Rappresentazione schematica del circuito di alimentazione degli avvolgimenti PF e TF  
 La sequenza di operazioni che vengono eseguite durante un impulso può essere così riassunta:

- Inizialmente, prima dell'istante  $t_0$ , negli avvolgimenti di magnetizzazione M viene fatta circolare una corrente elettrica a cui è associato un certo valore di flusso; questo determina un accumulo di energia magnetica nella macchina, che viene trasferita agli avvolgimenti tramite il convertitore PMAT
- All'istante  $t_0$  la corrente sugli avvolgimenti TF raggiunge il massimo e la tensione sui condensatori CP risulta nulla. Nel circuito degli avvolgimenti PF l'interruttore IT viene aperto e IM viene chiuso, determinando una riduzione rapida della corrente e quindi del flusso

negli avvolgimenti M tramite la resistenza RT che impone un aumento della corrente di plasma

- All'istante  $t_1$  la corrente di plasma raggiunge il valore di flat-top: vengono attivati i convertitori PCAT, al fine di controllare le derivate della corrente sugli avvolgimenti M e mantenere costante la corrente di plasma. Contemporaneamente i convertitori PVAT controllano attivamente le correnti sugli avvolgimenti FS affinché venga mantenuta la condizione di equilibrio orizzontale. Il sistema permane in questa condizione operativa sino a quando la corrente sui convertitori PCAT raggiunge il valore massimo; in queste condizioni gli alimentatori non possono sostenere un'ulteriore variazione di flusso e la corrente del plasma decade.

L'andamento delle tensioni e delle correnti negli avvolgimenti durante l'impulso è rappresentato in Figura 3-14.

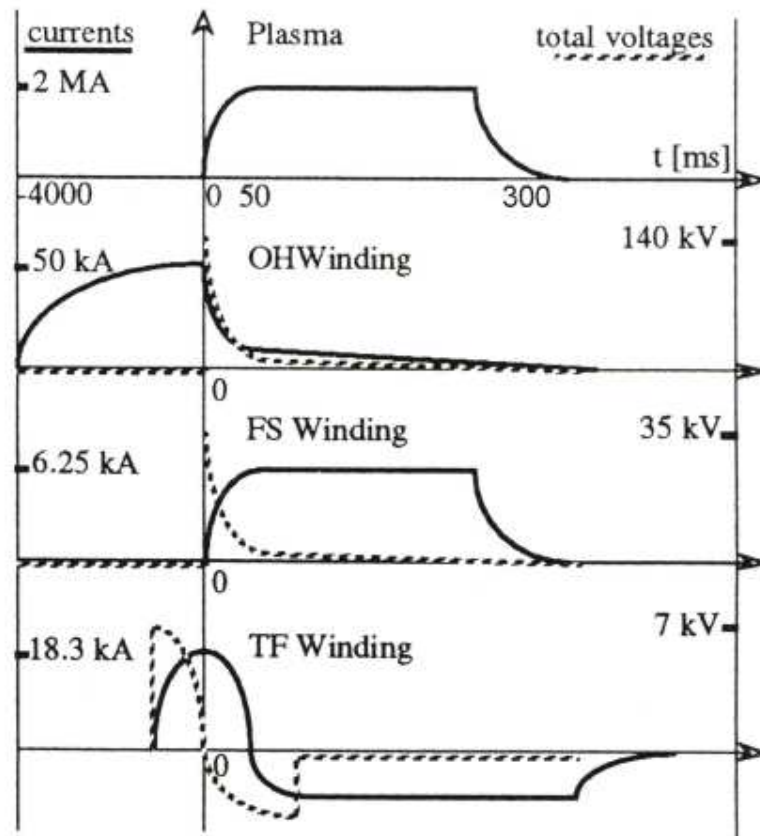


Figura 3-14: Forme d'onda di tensione e corrente sugli avvolgimenti durante un impulso caratterizzato da una corrente di plasma di flat-top ipotetica di 2MA

### 3.9 Il sistema di alimentazione del circuito toroidale di RFX-mod

Il campo magnetico toroidale [6] in RFX-mod è prodotto da 48 bobine, uniformemente distribuite lungo il toro e i cui avvolgimenti sono divisi in 12 settori.

Un particolare profilo temporale della corrente circolante negli avvolgimenti dei settori è richiesto per confinare il plasma durante gli esperimenti. Nella prima fase della scarica, prima della crescita della corrente di plasma, una corrente positiva deve percorrere le bobine per produrre un campo magnetico toroidale di bias nella regione di plasma;



quando la corrente di plasma sale, è necessario permettere l'inversione delle correnti (self reversal) o imporle (aided reversal) usando il circuito di alimentazione esterna, sostenendo così il campo inverso a bordo plasma; durante l'ultima fase dell'impulso (flat-top), la corrente inversa deve essere mantenuta e controllata. Questa procedura origina una configurazione di confinamento magnetico stabile della *Reverse Field Pinch*.

Dopo il danneggiamento nel 1999 della sala alimentazioni a causa di un incendio, si è progettato un nuovo sistema riguardante il circuito toroidale, che è attivo dal 2004 ed è basato su circuiti a stato solido chiamato *Integrated Gate Commutated Thyristors* (IGCT), di recente diffusione sul mercato. Il nuovo sistema permette di ottenere le stesse prestazioni del precedente con, in aggiunta, un miglioramento della sicurezza a garanzia, anche, della cresciuta necessità di flessibilità del sistema.

Infatti, l'analisi degli ultimi anni in RFX, ha messo in evidenza che un controllo della forma e dell'ampiezza della corrente indipendente in ogni settore toroidale è molto importante per poter impostare nuovi modi operativi permettendo migliori caratteristiche di confinamento del plasma.

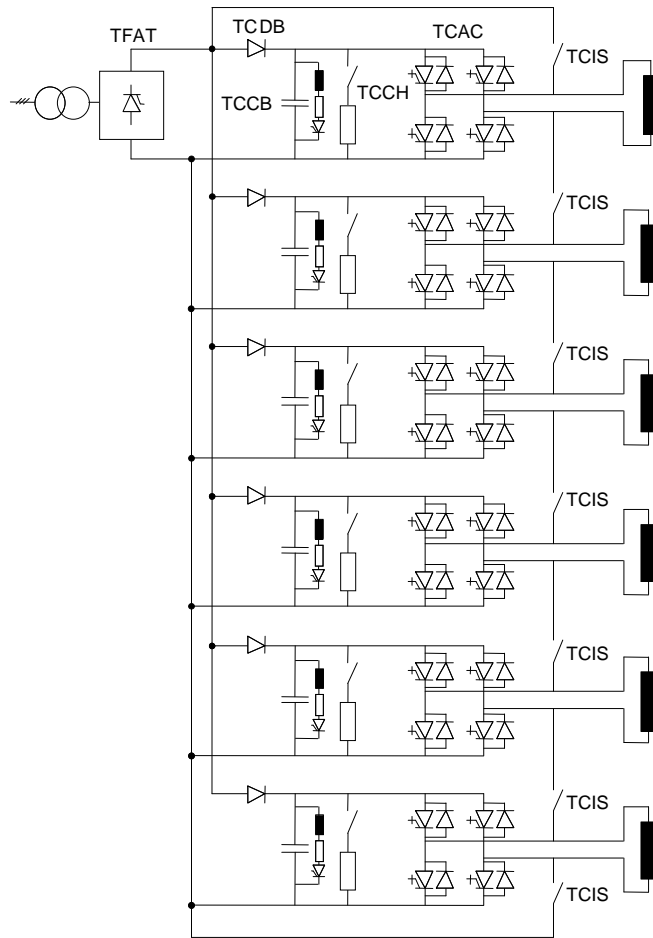
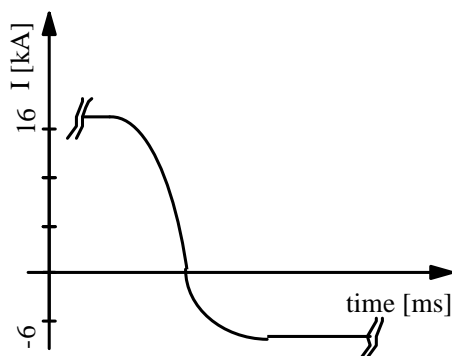


Figura 3-15: Schema elettrico di uno dei due gruppi di alimentazione toroidale

## Descrizione del circuito e funzionamento

Il principale obiettivo del sistema di alimentazione toroidale consiste nel produrre la componente toroidale del campo magnetico per impostare la configurazione RFP.

La forma d'onda di corrente tipica che deve essere applicata alle bobine è mostrata in Figura 3-16; il valore positivo massimo è 16kA e quello negativo è 6kA. In corrispondenza a questi valori si ottiene il corrispondente valore di tensione necessario a garantire la dinamica richiesta nell'inversione del campo magnetico toroidale; l'intervallo di variazione della tensione è tra -3kV e 3kV.



**Figura 3-16: Tipica forma d'onda di corrente dell'avvolgimento toroidale**

Il sistema è diviso in due gruppi identici, ognuno dei quali alimenta sei settori di avvolgimento toroidale. In figura 3.15 è mostrato lo schema elettrico di un gruppo e nella seguente tabella viene riportata la lista dei suoi principali componenti.

Num.	Label	Descrizione
1	TFAT	3 kV @ 16 kA convertitore ac/dc a thyristori
6	TCDB	4 kV @ 5.5 kA diodi di bloccaggio
6	TCCB	4 kV @ 16 mF banchi di condensatori, completi di crow-bar a thyristori (TCST)
6	TCCH	3 kV @ 3/4.6 kA circuiti chopper IGCT
6	TCAC	3 kV @ 6 kA, dc/ac inverter IGCT a quattro quadranti
7	TCIS	4 kV @ 16 kA @ 128 MA <sup>2</sup> s, interruttori statici

**Tabella 1: Lista dei principali dispositivi di un gruppo**

Il sistema opera in questo modo: nella prima fase della scarica, gli interruttori statici TCIS vengono chiusi e il convertitore TFAT alimenta gli avvolgimenti toroidali fino al raggiungimento del valore di corrente impostato, producendo così il campo di bias desiderato; quindi, quando cresce la corrente di plasma, la rapida inversione è

ottenuta aprendo gli interruttori statici. La corrente di ogni settore viene indirizzata al banco di condensatori attraverso i diodi di free-wheeling dell'inverter ac/dc TCAC.

Il dispositivo di commutazione (switch) TTCH, chiamato chopper [12], controlla la tensione applicata ad ogni avvolgimento fino a 3kV, modulando la derivata di corrente.

Una volta che la corrente ha raggiunto il valore negativo richiesto, l'inverter TCAC mette in atto un controllo a retroazione indipendente sulla corrente in ogni settore. In questa fase il convertitore TFAT (precedentemente usato per caricare gli avvolgimenti) viene destinato a alimentare gli inverter dc/ac, provvedendo alla compensazione delle perdite di potenza del circuito, mentre il sistema di chopper controlla la tensione applicata ai settori.

La corrente sui settori di avvolgimento viene controllata in modo indipendente da ciascun convertitore dc/ac; a seconda del riferimento impostato è possibile, nella fase di rovesciamento creare impulsi di PPCD [7], oscillazioni di modo  $m = 0, n = 0$  (OPCD) e componenti di campo rotante  $m = 0, n = 1, 2, \dots$  (RTFM).

Attraverso analisi basate su modelli circuitali equivalenti monospira dell'avvolgimento toroidale, della scocca della camera e del plasma sono state valutate le prestazioni ottenibili dal nuovo sistema:

- **Fase diretta:** si possono raggiungere 0.6 T; l'ampiezza del campo diretto risulta indipendente dal tempo di rovesciamento (vantaggio rispetto al precedente sistema).
- **Fase di annullamento:** si ottengono tempi di rovesciamento almeno pari a quelli del precedente sistema (10 ms).
- **Fase di rovesciamento:** campo max 0.23 T, largamente sufficiente per operare a 2 MA di corrente di plasma e con ampie

variazioni del fattore F. In Figura 3-17 (a-b-c) viene presentato schematicamente ciò che avviene durante il funzionamento del circuito, in successione temporale.

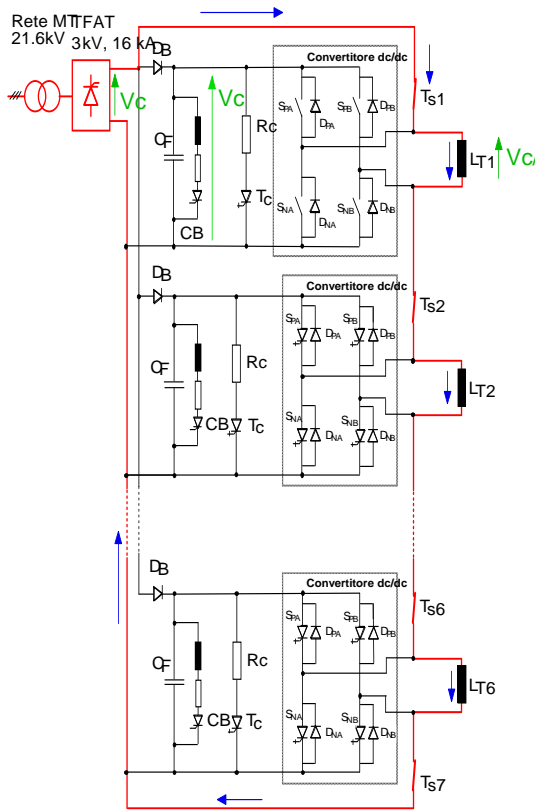


Figura 3-17-A: Fase attiva diretta

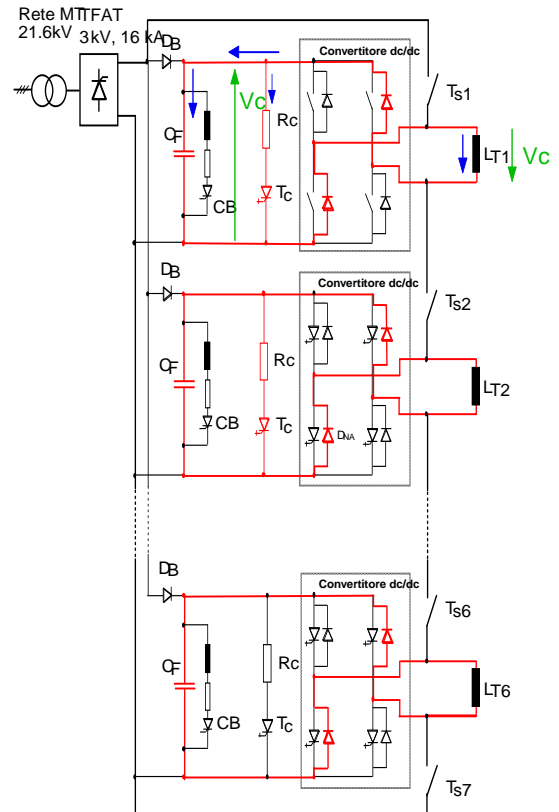
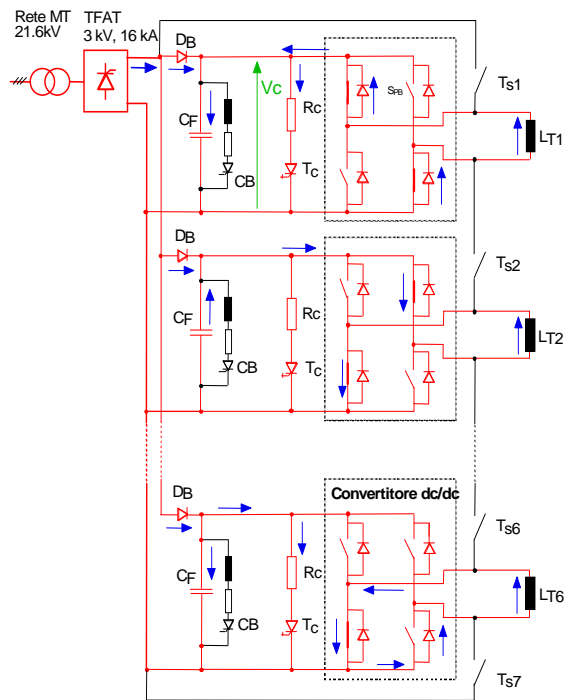
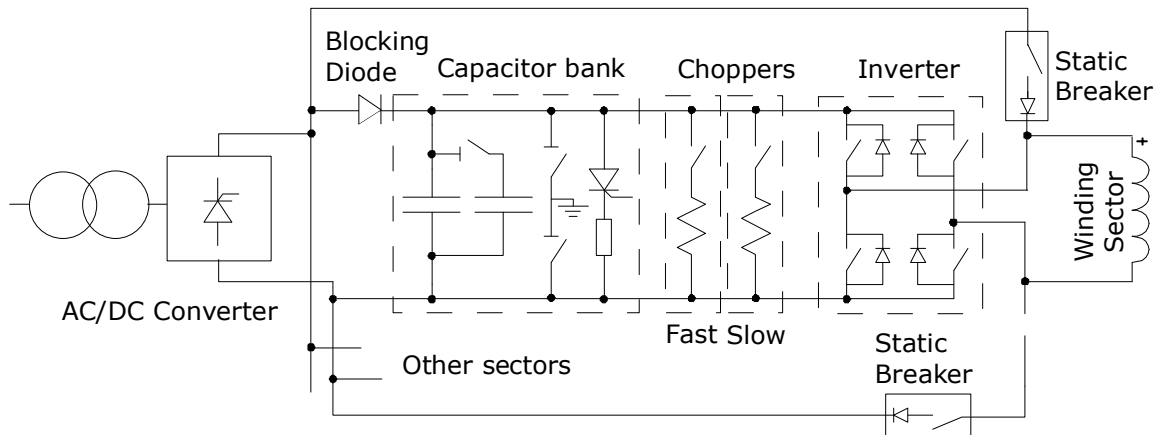


Figura 3-17-B: Fase di annullamento della corrente negli avvolgimenti



**Figura 3-17-C: Fase di inversione della corrente**

## Il controllo dell'alimentazione



**Figura 3-18: Struttura di un settore di alimentazione toroidale (1/6 pp)**

In Figura 3-18 è riportata la struttura di uno dei 12 settori di alimentazione toroidale; come si vede, ad ogni avvolgimento di settore è connesso un banco di condensatori, un chopper rapido, uno lento, un

inverter e un interruttore statico. Un convertitore ac/dc alimenta, per ognuno dei due gruppi di 6 settori, tutti i banchi di condensatori in parallelo e procura l'energia ai settori toroidali che, o sono connessi in serie se gli interruttori statici sono chiusi, o sono indipendenti e alimentati dagli inverter se gli interruttori sono aperti.

L'estrema complessità dei componenti e il loro funzionamento coordinato richiede un sistema di controllo adeguato, veloce e flessibile. Per lo scopo sono implementate due unità di controllo separate che si riferiscono rispettivamente ai settori 1-6 e 7-12; il sistema provvede a diversi tipi di funzioni di controllo come la regolazione indipendente delle forme d'onda dell'uscita di ogni inverter (tensione o corrente), regolazione della tensione dei banchi di condensatori, determinazione di condizioni di errore nell'impianto, e, di conseguenza, adozione rapida di misure di sicurezza, azione di comando sugli attuatori per ottenere specifiche sequenze di sistema divise in tre categorie in base alla velocità con cui devono essere eseguite.

Il sistema è coordinato ad alto livello dal sistema di acquisizione e controllo centrale di RFX(SIGMA) [11], che produce trigger di sincronizzazione e segnali di riferimento veloci per i regolatori degli attuatori e degli inverter e acquisisce misure provenienti dall'impianto. Inoltre è interfacciato col veloce sistema di protezione globale dell'esperimento (SGPR), che è adibito al coordinamento di tutti gli interventi di protezione dell'impianto.

L'alimentazione toroidale può comunque essere configurata manualmente e localmente attraverso un'apposita interfaccia (HMI).

In figura 3.19 è rappresentata la struttura di controllo e la sua integrazione nel controllo generale.

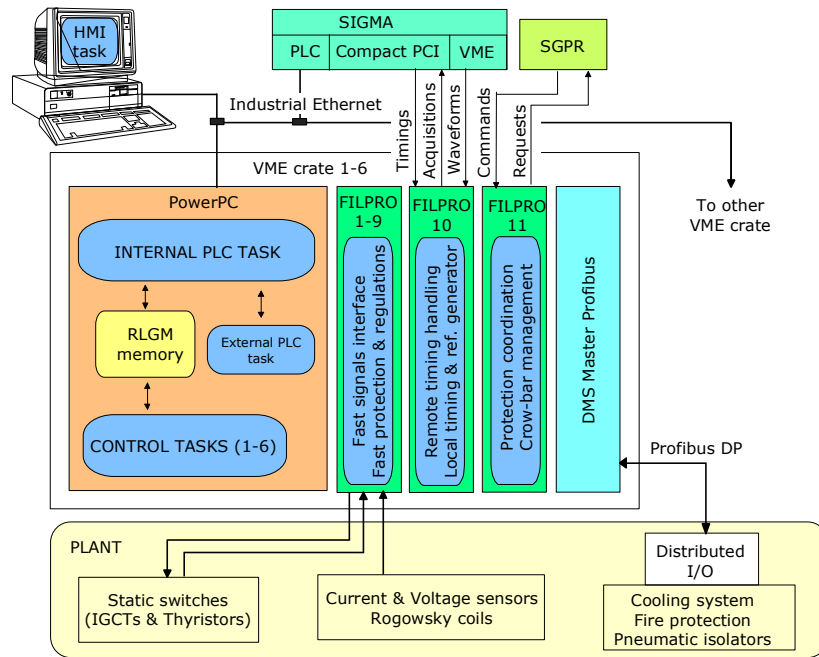


Figura 3-19: Struttura del sistema di controllo toroidale e sua integrazione nel controllo generale

### 3.10 Caratteristiche del sistema di acquisizione e controllo real-time

Durante la fase di inattività dell'esperimento RFX, dal 1999 al 2004, sono state fatte significative modifiche per migliorarne la controllabilità. Per permettere l'utilizzabilità di una vasta gamma di schemi di controllo è stato sviluppato un sistema digitale real-time che include un set di nodi (ad oggi sette), tra i quali avviene uno scambio di dati in tempo reale durante la scarica.

La comunicazione real-time [3] avviene attraverso una standard Ethernet LAN usando il protocollo UDP. La comunicazione, al di fuori del tempo di durata dell'impulso, usa una seconda Ethernet LAN con protocollo TCP/IP per gestire l'elaborazione dei dati pre- e post-impulso.



I nodi di calcolo operano tipicamente come stazioni front-end capaci di trattare canali input/output e scambiare dati durante la fase di controllo; tre nodi sono chiamati di *pre-processo* e acquisiscono ingressi analogici, mentre quattro nodi, chiamati di *controllo*, producono output analogici.

Un ciclo di controllo è tipicamente eseguito su due livelli: il primo caratterizzato dall'acquisizione dei dati di ingresso e dal calcolo di parametri intermedi che sono resi disponibili agli altri nodi, attraverso la rete; il secondo dall'elaborazione da parte degli algoritmi specifici per la generazione dei riferimenti di controllo.

I moduli ADC possono sostenere frequenze di campionamento fino a 85kHz, ben superiori alla frequenza di alcuni kHz, necessaria per evitare l'aliasing dei segnali.

Il sistema viene sincronizzato attraverso un clock esterno e i segnali di trigger raggiungono gli ADC attraverso un sistema di temporizzazione distribuito.

Il sistema di controllo [7] e acquisizione dati della macchina RFX esegue le seguenti operazioni:

- Prima dell'impulso (formazione del plasma ad alta temperatura) provvede a predisporre tutte le apparecchiature necessarie alla generazione dei campi elettromagnetici e all'acquisizione dei dati sperimentali;
- Durante l'impulso esegue il controllo dei parametri del plasma, agendo sulle alimentazioni di corrente delle bobine che generano i campi elettromagnetici necessari al confinamento;

– Al termine dell’impulso provvede all’acquisizione dei dati derivati dalle varie diagnostiche (3000-5000 canali) e all’attivazione di un insieme di programmi di post-elaborazione, i cui risultati vengono memorizzati assieme ai dati sperimentali in un database.

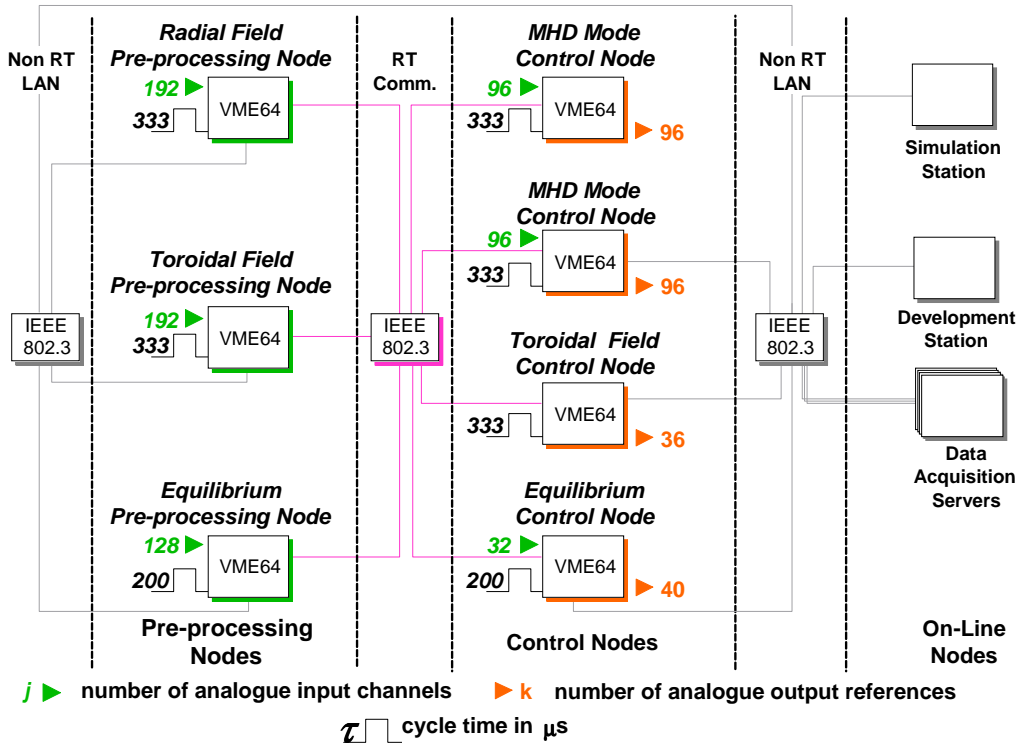


Figura 3-20: Schema del sistema di acquisizione e controllo in RFX-mod

## CAPITOLO 4

### Identificazione

Le macchine a configurazione toroidale, come gli RFP e in particolare RFX-mod, sono assialsimmetriche. Nella realtà intervengono vari fattori che inevitabilmente invalidano questa affermazione.

Il più importante è sicuramente il fatto che la configurazione magnetica di equilibrio del plasma presenta delle perturbazioni, ma oltre a questo si vanno a sommare, anche se in maniera più limitata, i seguenti fattori:

- gli anelli di irrigidimento della camera di vuoto
- i tagli nella struttura e nella scocca (equatoriali e poloidali)
- la sovrapposizione toroidale della scossa in corrispondenza dei settori 4 e 10
- i fori per gli accessi diagnostici e quelli per il pompaggio
- la struttura meccanica di supporto
- piccole imperfezioni imputabili alla costruzione...

Le perturbazioni causate dal plasma stesso sono convenzionalmente rappresentate attraverso le loro componenti armoniche  $m$  ed  $n$ , rispettivamente lungo la coordinata poloidale ( $\theta$ ) e toroidale ( $\varphi$ ). Per quanto riguarda la componente toroidale, una possibilità di azione su perturbazioni di  $m=0$  e  $n$  bassi ( $n<5$ ) è data dal controllo indipendente delle correnti dei 12 settori in cui è suddiviso l'avvolgimento toroidale (l'uso dell'avvolgimento toroidale nasce dall'esigenza di produrre una componente toroidale puramente  $m=0$ , senza "sidebands" di ordine  $m'=m \pm kM$ , per esempio  $M=4$  nel caso delle bobine a sella). I dati relativi

alla componente  $B_\phi$  sono ricavabili da 48 gruppi, ciascuno costituito di 4 sensori equispaziati poloidalmente. Le misure di flusso toroidale sono state ricavate da 10 sensori poloidali, posti sulle superficie della camera di vuoto e posizionati a distanza di  $30^\circ$  l'uno dall'altro partendo con il primo a  $25^\circ$  rispetto allo zero (mancano le sonde poste a  $295^\circ$  e  $355^\circ$ ).

Prima di progettare il controllore si è proceduto ad un lavoro di identificazione della funzione di trasferimento che lega la variabile da controllare (il flusso toroidale) con quella manipolata (tensione applicata ai settori). Infatti è necessario costruire un modello dinamico del nostro sistema. Esso si può schematizzare in un sistema avente due blocchi in cascata: un primo blocco che ha in ingresso le tensioni applicate ai settori e in uscita le 12 correnti degli stessi, mentre nel secondo si ha come ingresso le correnti di uscita del primo blocco e in uscita i flussi (Figura 4-1).

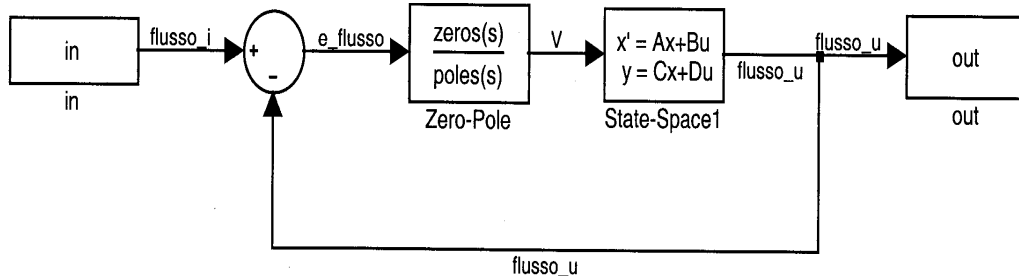


Figura 4-1: Schema in catena chiusa del sistema

La presenza di strutture passive che possono essere percorse da correnti poloidali implica che i parametri del circuito toroidale e gli accoppiamenti tra le bobine di ciascun settore e i sensori di flusso dipendono dalle frequenze.

Sono quindi possibili due approcci: nel primo si costruisce un modello che include anche la corrente nei passivi (nel nostro caso il vessel) e si

utilizzano i parametri geometrici; nel secondo si procede ad una identificazione a “scatola nera” della funzione di trasferimento del sistema, in particolare con le risposte in frequenza.

Una volta valutate le singole funzioni di trasferimento è possibile costruire una matrice corrispondente del sistema MIMO (Multiple-Input Multiple-Output) e passare a una più comoda rappresentazione alle variabili di stato, alle quali però non è possibile associare un significato fisico.

Per quanto riguarda il primo blocco del nostro modello avevamo a disposizione le misure dell'impedenza tra settori e i valori delle resistenze e delle auto- e mutuo-induttanze alla frequenza di 30Hz, 50Hz e 70Hz. Inoltre erano disponibili anche i valori a regime delle resistenze, mentre non c'erano quelli delle induttanze che, come vedremo in seguito, risultavano per noi indispensabili.

Invece per il secondo blocco non c'era alcun dato disponibile.

Si è pensato, quindi, di trovare i dati tramite un'identificazione parametrica a “scatola nera” con i dati in nostro possesso.

## 4.1 Schema della struttura di RFX-mod

In Figura 4-2 viene riportato uno schema della struttura di RFX-mod in cui si possono vedere la posizione dei vari elementi e di alcune sonde.

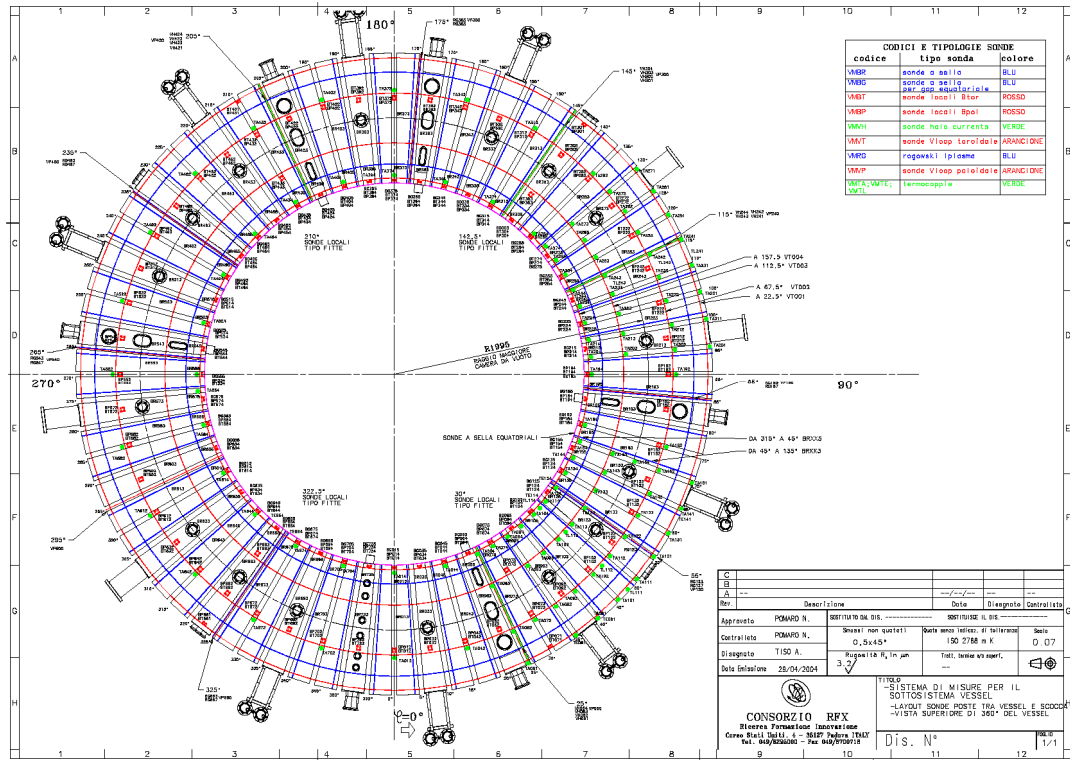
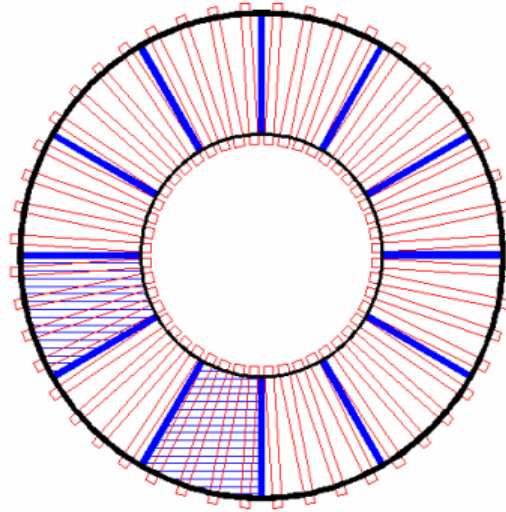
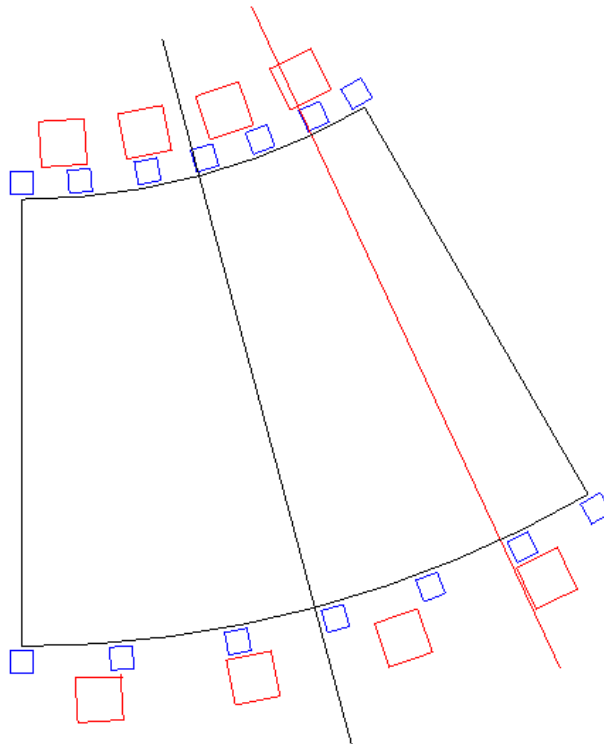


Figura 4-2: Schema meccanico della macchina RFX-mod

In Figura 4-3 sono riportati i settori in cui é presente un sensore e, in tratteggio blu, quelli in cui non é presente (settore 10 e 12), e le 48 bobine a sella e successivamente (Figura 4-4) lo schema di un singolo settore di 30° in cui si sono evidenziate la posizione della mezzeria (in nero) e quella del sensore (in rosso), spostato di 10° e la sezione delle bobine a sella (in rosso) e di quelle del Vessel (in blu).



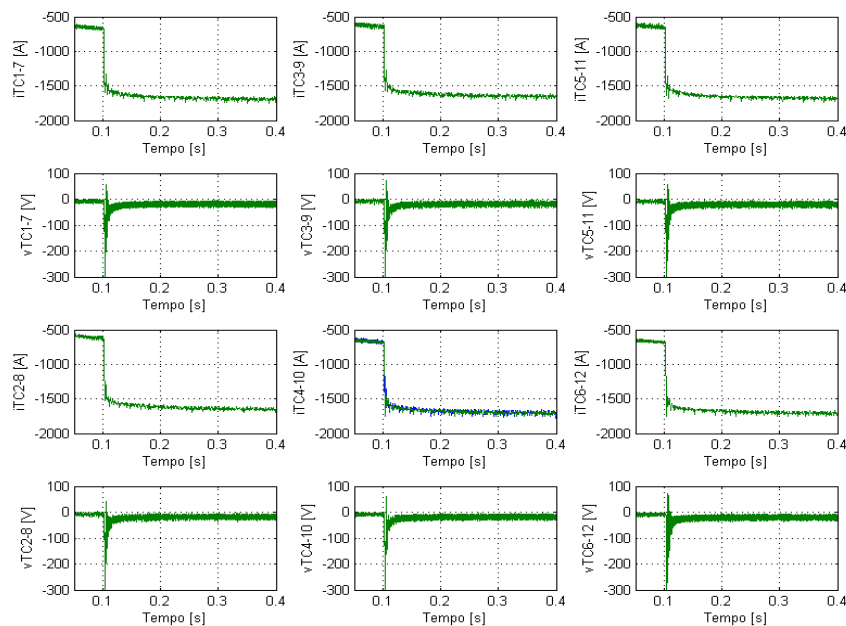
**Figura 4-3: Posizione delle bobine toroidali (in rosso) e dei settori in cui non sono presenti le sonde di Vloop poloidale (tratteggio blu)**



**Figura 4-4: Settore con evidenziata la posizione della mezzeria (in nero), quella della sonda (in rosso), le bobine toroidali (in rosso) e quelle del Vessel (in blu)**

## 4.2 Impulsi utilizzati

Per la ricerca dei dati iniziali si sono considerati gli impulsi dal 18056 al 18061 (Figura 4-5), che presentano un gradino di corrente dell'ampiezza di 1500 A. Purtroppo in questi impulsi l'alimentazione forniva contemporaneamente un gradino in due settori diametralmente opposti per cui, anche se in maniera limitata, i settori adiacenti subivano gli effetti di entrambe le alimentazioni alterando così i valori, ad esempio, dell'induttanza mutua.



**Figura 4-5: Tensioni e correnti di alimentazione dei settori degli avvolgimenti per gli impulsi dal 18056 al 18061**

Per questo si è eseguita una nuova serie di impulsi in cui si è imposto un gradino di corrente di 1500 A nel settore desiderato mentre negli altri settori veniva controllata a zero (Figura 4-6 e 4-7).



Gli impulsi in questione (elencati dal primo al dodicesimo considerando la posizione del gradino di corrente) sono: #23429, #23428, #23427, #23410, #23411, #23412, #23418, #23417, #23415, #23424, #23425, #23426; inoltre si è eseguito un altro impulso alimentando tutti i settori contemporaneamente, il #23429.

Nella ricerca ed analisi dei dati si è scelto un settore campione e poi, una volta esaurite le informazioni in esso, si sono calcolate anche per gli altri settori.

La scelta è stata fatta ricadere sul settore 5, quello avente un maggior numero di settori contigui adiacenti dotati di sensori; infatti ricordiamo che i settori 10 e 12 non hanno alcun sensore in loro corrispondenza.

Dall'analisi dei dati forniti da questi impulsi sono state ricavate le misure necessarie al fine dell'analisi e della progettazione di un regolatore: resistenza, flusso, auto- e mutua-induttanza e si sono confrontati i valori trovati con quelli della nota interna.

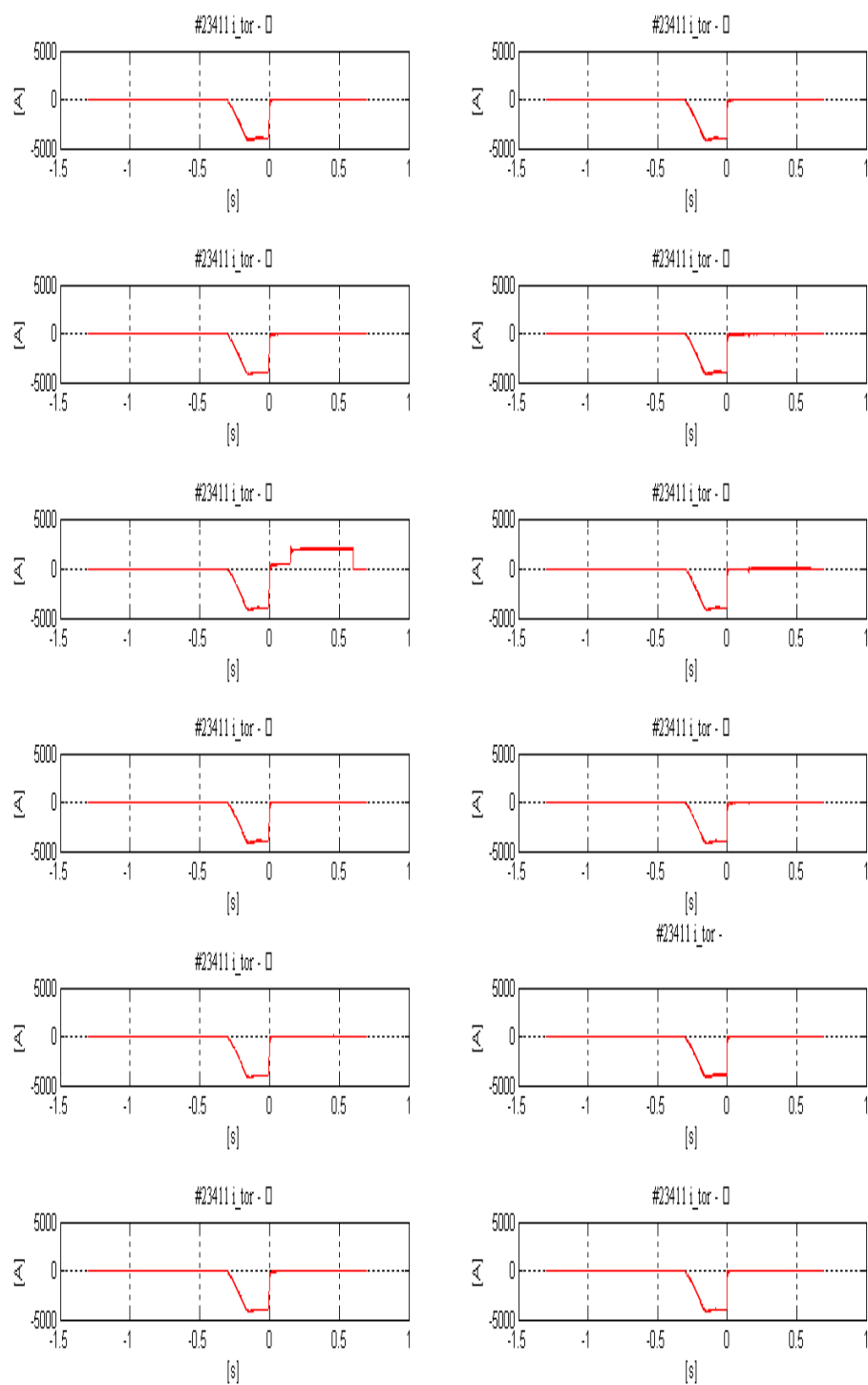
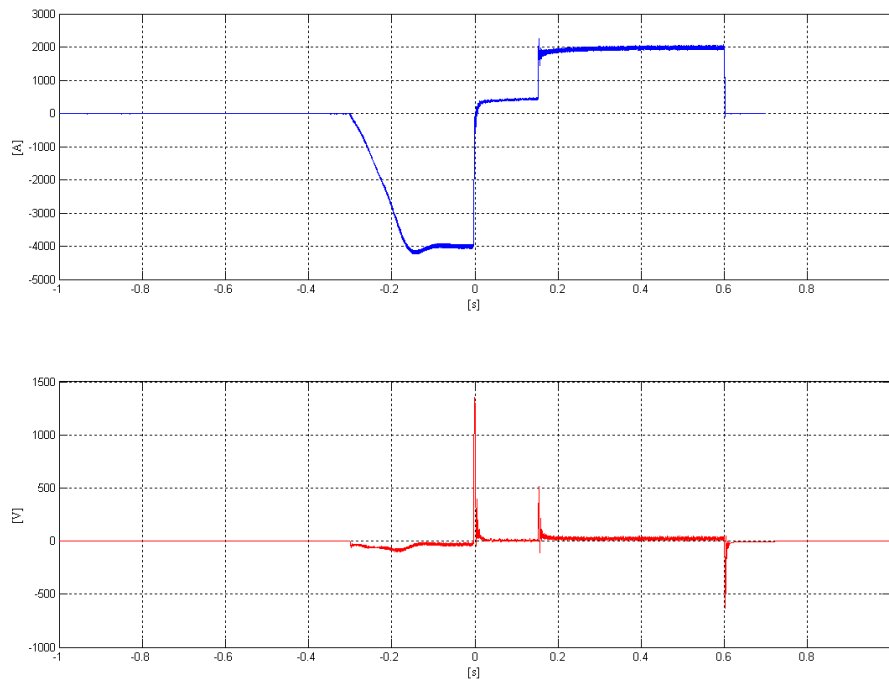


Figura 4-6: Correnti nell'impulso #23411



**Figura 4-7: Particolare di corrente e tensione di alimentazione del settore 5 per l'impulso #23411**

### 4.3 Calcolo funzione di trasferimento I- $\Phi$

Durante i calcoli eseguiti in questa trattazione si è più volte calcolata la funzione di trasferimento tramite la DFT (Discrete Fourier Transform). Per far ciò, si è seguito quanto suggerito da “Continuous and Discrete Fourier Transforms of Steplike Waveforms” [1]: si manipola, cioè, la forma d'onda originale al fine di ottenerne una nuova, creata dall'originale e dalla somma della sua copia traslata ed invertita (Figura 4-8 e 4-9); in questo modo si mantiene lo spettro originale della forma (Figura 4-10), senza introdurre l'errore dovuto al troncamento della forma d'onda.

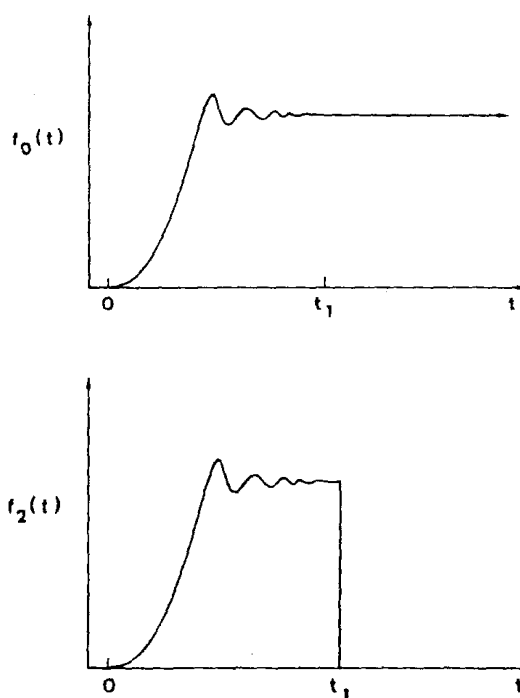


Figura 4-8: Forma d'onda originale e suo troncamento

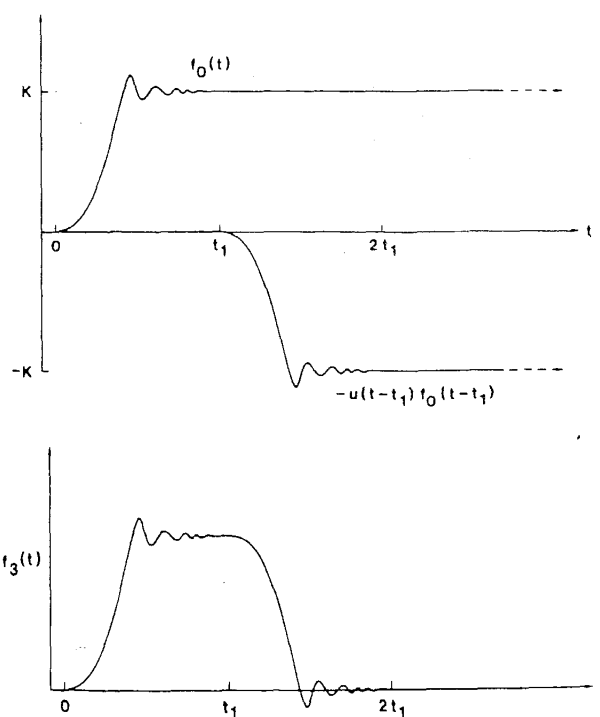


Figura 4-9: Forma d'onda originale con la sua copia invertita e traslata e loro somma

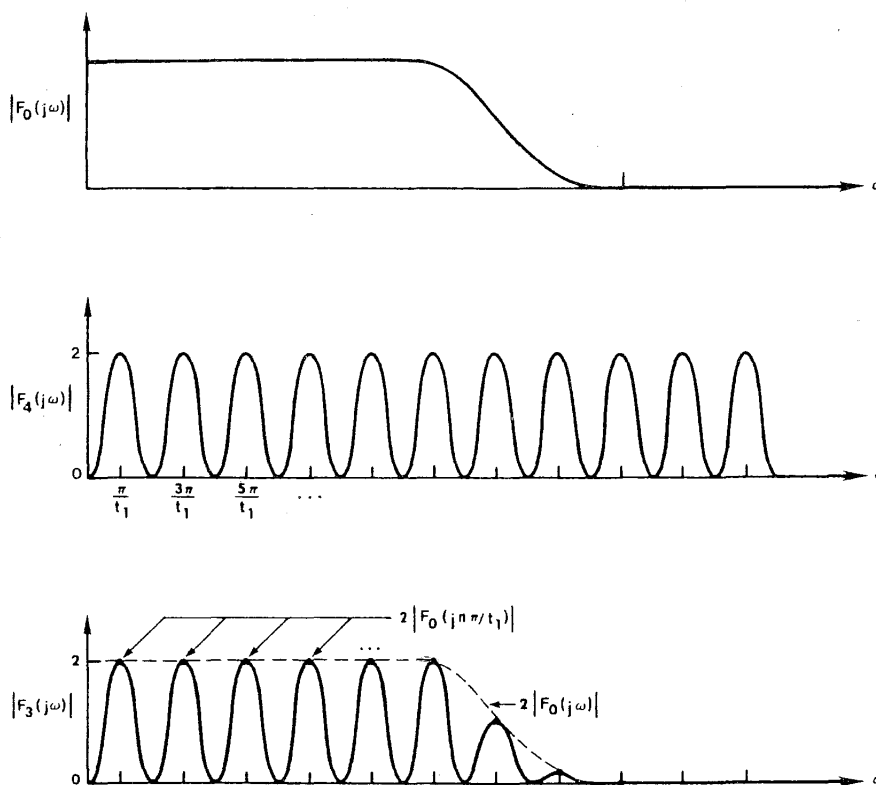


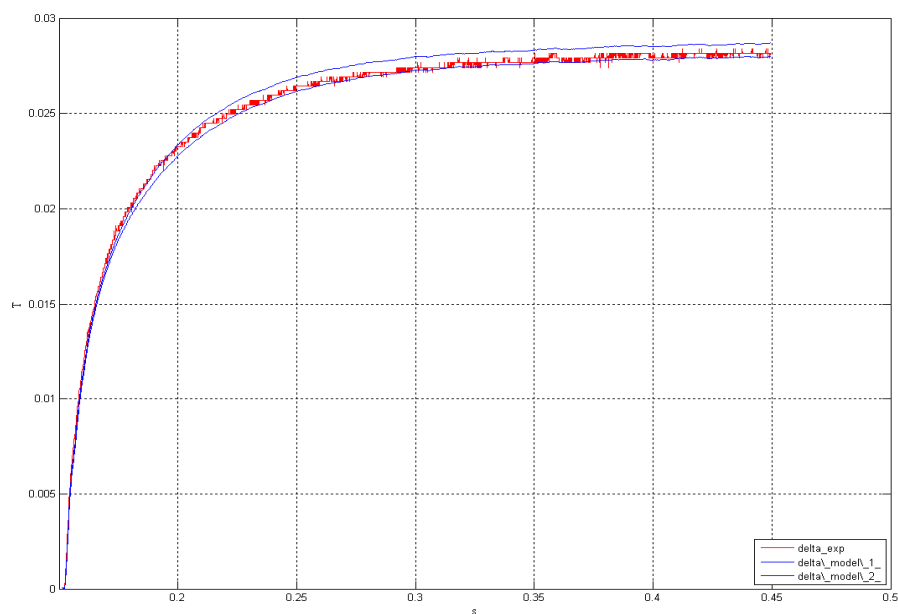
Figura 4-10: Spettro ottenuto dall'applicazione della DFT

Dopo aver ottenuto le risposte in frequenza del rapporto tra le DFT del segnale di uscita e di quello di ingresso si calcolano, grazie ad un'opportuna routine presente nella libreria di MATLAB, i parametri di una funzione razionale fratta nella variabile  $s$  che interpola i dati disponibili in modulo e fase.

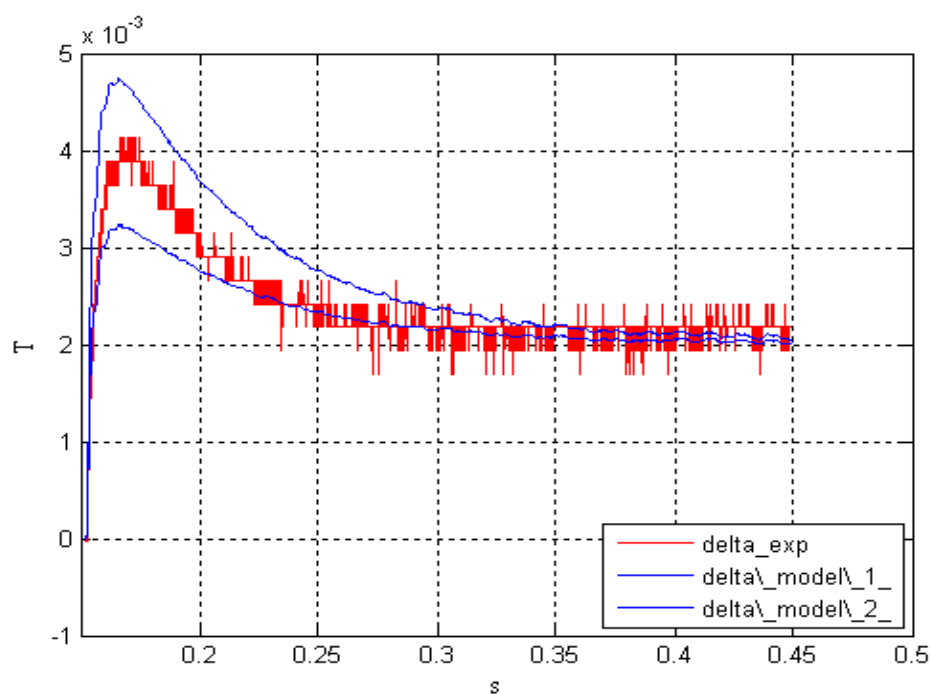
Dopo aver opportunamente troncato e modificato la forma d'onda, come appena spiegato, si sono trovati zeri e poli del sistema. Per descrivere in maniera ottimale il sistema è stato necessario approssimarlo tramite una funzione di trasferimento con due poli ed uno zero.

In Figura 4-11 si può notare l'andamento del campo reale (in rosso), nell'intervallo d'interesse, nel caso in cui il gradino di corrente sia nel settore 5 e si sia misurato il flusso nello stesso settore, mentre in blu sono stati evidenziati il minimo e il massimo valore assunto nei vari settori del

toro, sempre nel caso in cui al settore sottostante sia applicato il gradino di corrente.



**Figura 4-11:** Campo misurato dal sensore nel settore 5 con gradino di corrente nel medesimo settore.



**Figura 4-12:** Campo misurato dal sensore nel settore 3 con gradino di corrente nel settore 5

Come si può vedere nella Figura 4-12 già nel confronto tra la corrente nel settore in considerazione e il flusso nel settore posto a due posizioni precedenti, si nota la rumorosità dei dati, dovuta ad effetti di quantizzazione, perché il segnale è molto basso. Inoltre se si confrontano i valori di campo rilevati nei due sensori si può notare che già a distanza di due posizioni il campo risulta circa 6 volte più piccolo nel caso di valore massimo e 10 volte minore se si considerano i valori a regime.

Da quest'analisi si sono trovati i valori delle mutue induttanze a regime tra settori e sensori, e si è visto che, nonostante a parità di posizione relativa i valori siano molto simili, essi non mantengono la simmetria che ci si aspettava tra i settori precedenti e seguenti quello alimentato, questo perché i sensori di flusso toroidale sono spostati rispetto alla mezzeria del settore. L'analisi ha anche permesso di ottenere una prima stima delle mutue induttanze tra settori. In particolare in base ai risultati si è ritenuto sufficiente limitarsi a considerare solo gli accoppiamenti tra il settore che presentava il gradino di corrente ( $+10^\circ$ ), i 2 precedenti ( $-20^\circ$  e  $-50^\circ$ ) e il successivo ( $+40^\circ$ ).<sup>1</sup> Tutti gli altri valori sono stati scartati in quanto il loro effetto era trascurabile rispetto ai precedenti ed inoltre i valori in gioco risentivano più dell'effetto del rumore e degli errori di misura che non del flusso vero e proprio.

#### 4.4 Calcolo dei parametri elettrici di un settore di avvolgimento toroidale

---

<sup>1</sup> Tra parentesi è stata indicata la distanza in gradi dalla mezzeria del settore alimentato.

Per completare i dati in possesso, necessari per il diagramma di risposta in frequenza, si è imposta la necessità di trovare i valori a regime.

Si è quindi eseguito un calcolo delle resistenze e delle induttanze.

#### 4.4.1 Calcolo di R

Per il calcolo della resistenza si è utilizzata, la legge di Ohm:

$$V = RI$$

Come tensione di ingresso c'erano a disposizione due possibili misure: la prima, TCAC##\_UD01VA, rilevata alla base degli inverter, e la seconda, data dalla differenza delle due tensioni, TBMV##\_UT01VA e TBMV##\_UT02VA, cioè la differenza di potenziale ai nodi<sup>1</sup>.

Le prime misure, idealmente migliori, risultavano non essere utilizzabili a causa dei segnali troppo bassi che portano al loro interno degli effetti di quantizzazione, ed inoltre poco attendibili a causa di un filtraggio, progettato per il funzionamento standard, in fase di acquisizione per i valori di tensione utilizzati.

Per le seconde, nonostante ancora affette da parecchio rumore, si è trovato un buon valore di tensione, dopo aver applicato loro un filtro idoneo (Figura 4-13 e 4-14).

---

<sup>1</sup> Nell'acquisizione dei dati ## indica il particolare settore in questione, numerato in ordine crescente da 01 a 12.



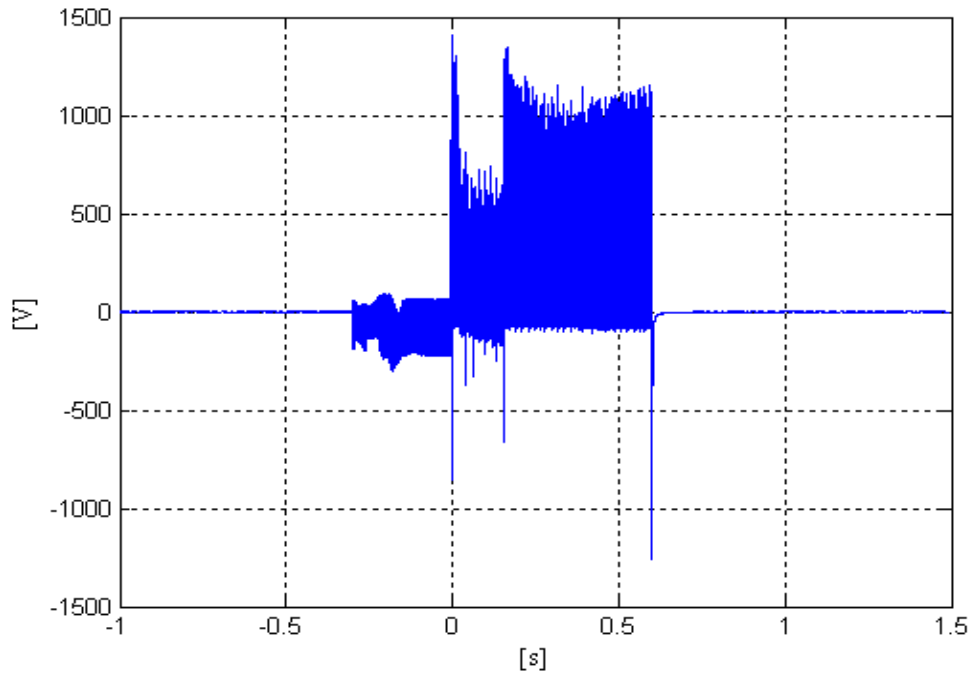


Figura 4-13: Differenza di potenziale ai nodi nel settore 5 per l'impulso #23411, non filtrata

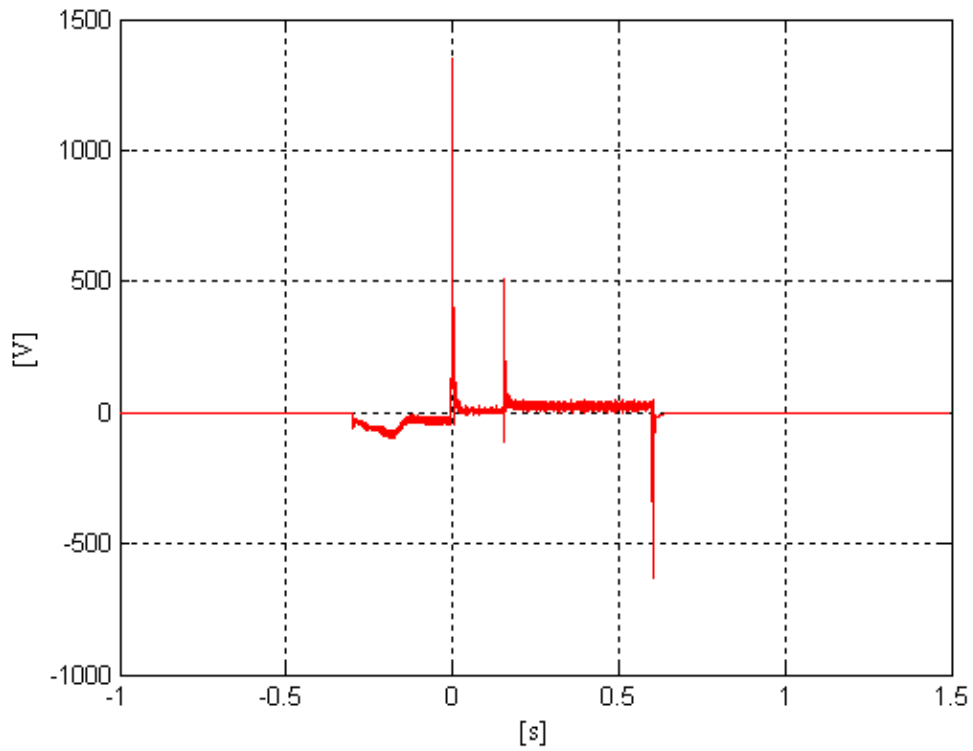


Figura 4-14: Differenza di potenziale ai nodi nel settore 5 per l'impulso #23411, filtrata

Nel calcolo del valore di resistenza sono state seguite due strade al fine di avere un controllo incrociato delle misure. Nella prima, dopo il filtraggio si è eseguita una media nell'intervallo finale del gradino di corrente, tra 0.550 s e 0.599 s, cioè quando si era certi che si fosse raggiunto il valore di regime sia per la tensione che per la corrente, e poi si è fatto il rapporto tra i due valori trovati; nella seconda si è dapprima fatto il rapporto tra i valori di tensione e di corrente e solo in un secondo momento se ne è calcolata la media, trovando sostanzialmente dei valori uguali a quelli del primo metodo.

Confrontando tra loro i dati così acquisiti e quelli della situazione a regime già in possesso, si sono trovati dei valori sostanzialmente simili, con uno scarto inferiore al 5%.

Alla fine di questa analisi si è deciso di utilizzare i parametri descritti nella nota interna e riportati nella tabella sottostante (Tabella 4-1).

R1	R2	R3	R4	R5	R6
7,89E-03	7,92E-03	7,92E-03	7,91E-03	7,91E-03	7,90E-03
R7	R8	R9	R10	R11	R12
7,91E-03	7,87E-03	7,83E-03	7,94E-03	7,88E-03	7,95E-03

**Tabella 4-1: Resistenze in ohm  $\Omega$  calcolate per i dodici settori in corrente continua**

#### 4.4.1 Calcolo di L a $f=0\text{Hz}$

I risultati ottenuti per il calcolo di L fatti tramite analisi numeriche sono stati confrontati con formule analitiche e con i risultati di analisi eseguite sui dati sperimentali disponibili, insieme ai flussi considerati nella sezione precedente. Inoltre si è suddivisa la trattazione in due casi distinti:

- tutti i settori alimentati ;

- un solo settore alimentato;

Il primo caso è stato utilizzato per avere un controllo tra i valori delle grandezze ricavate dal calcolo analitico e derivate dall'analisi dei dati sperimentali. Con il primo sistema la formula di un'induttanza toroidale (Figura 4-15), calcolata con i dati geometrici della macchina, risulta essere:

$$L = \mu_0 N_{sp}^2 \left( R - \sqrt{R^2 - \left( \frac{b-a}{2} \right)^2} \right)$$

con

$\mu_0$  = permeabilità magnetica nel vuoto

$N_{sp}$  = numero di spire

R = Raggio maggiore del toro

b-a = diametro degli avvolgimenti

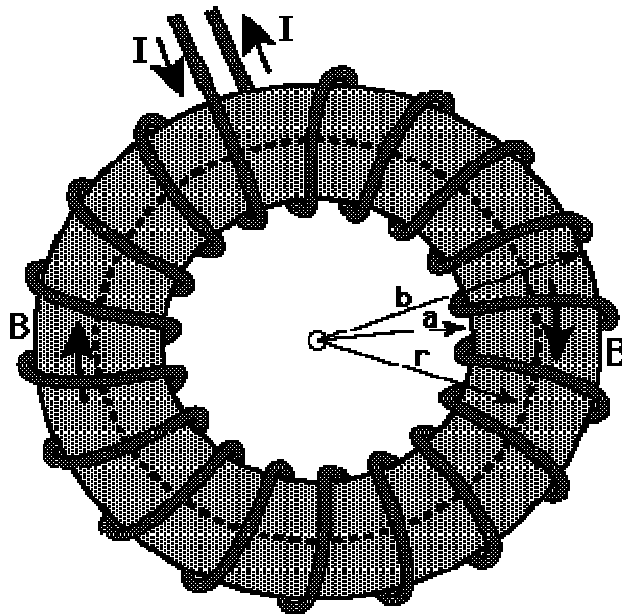


Figura 4-15: Induttanza toroidale

Con questa approssimazione si è trovato un valore di L pari a 127  $\mu$ H.

Per il modello utilizzando i dati sperimentali si è usata la seguente formula:

$$L = N_{sp} \frac{\Psi}{I}$$

con:

$N_{sp}$  = numero di spire

$\Psi$  = flusso della componente toroidale del campo magnetico

I = corrente negli avvolgimenti

Non essendo i sensori posti esattamente a livello del raggio degli avvolgimenti, deve essere inserito un termine correttivo; inoltre la corrente che noi misuriamo è quella relativa ad un settore, cioè un dodicesimo di quella che, idealmente, alimenta il toro, essendo in questo caso i settori alimentati in serie, perciò la formula finale diventa:

$$L = N_{sp} \frac{r_{rw}^2}{r_s^2} \frac{\Psi}{NI}$$

con:

$N_{sp}$  = numero di spire

$r_{tw}$  = raggio medio dell'avvolgimento toroidale

$r_s$  = superficie esterna della camera a vuoto

$\Psi$  = flusso della componente toroidale del campo magnetico

N = numero di settori

I = corrente negli avvolgimenti di un settore

In questo caso il valore trovato è di 126  $\mu\text{H}$ , in ottimo accordo con quello calcolato precedentemente e quello in nostro possesso, da cui possiamo dedurre che nei successivi calcoli dell'induttanza per via empirica dobbiamo tener presente il rapporto tra il raggio del sensore e quello degli avvolgimenti.

Dato che ci si è prefissato un controllo settoriale della componente di campo magnetico toroidale, l'analisi per l'intero toro si è fermata qui e si sono ricercati i valori di auto- e mutuo-induttanza tra i vari settori.

Per far ciò si è dapprima calcolato il valore di L considerando alimentato un solo settore ed approssimandolo come si trattasse di un solenoide corto (Figura 4-16):

$$L = \mu_0 N_{sp}^2 \frac{A}{l} = \mu_0 N_{sp}^2 \frac{\pi r_{tw}^2}{\frac{2\pi R}{N}}$$

con

$\mu_0$  = permeabilità magnetica nel vuoto

$N_{sp}$  = numero di spire

A = sezione degli avvolgimenti

l = lunghezza del solenoide

$r_{tw}$  = raggio medio dell'avvolgimento toroidale

R = raggio maggiore del plasma.

N = numero dei settori

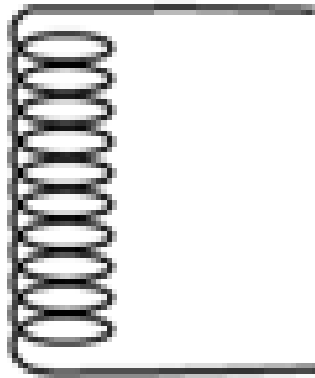


Figura 4-16: Solenoide corto

In questo caso il valore di L ottenuto è di 232  $\mu\text{H}$ .

Confrontandolo con i valori della nota (##) ci si è accorti subito che il valore trovato non risultava affidabile in quanto risultava minore di quello dell'induttanza a 30Hz, in chiaro contrasto con la teoria.

Infatti con l'approssimazione a solenoide corto si sono commessi due errori: il primo, non molto grave, di aver considerato il settore toroidale come se fosse rettilineo; il secondo, molto pesante, di aver supposto gli avvolgimenti del settore fitti, ipotesi nemmeno lontanamente verificata.

Si è allora scelto di utilizzare il modello derivato dai dati partendo dalle misure di flusso e di corrente di ogni settore:

$$L = N \frac{\Psi}{I}$$

In un primo caso si è utilizzata la DFT dei valori di flusso e di corrente dell'impulso (#23628) in cui si era eseguito un impulso sinusoidale con frequenza 50 Hz nel settore 5, al fine di ottenere una verifica dello stesso valore riportato nella nota, perciò:

$$L = N_{sp} \frac{r_{rw}^2}{r_s^2} \frac{DFT(\Phi)}{DFT(I)}$$

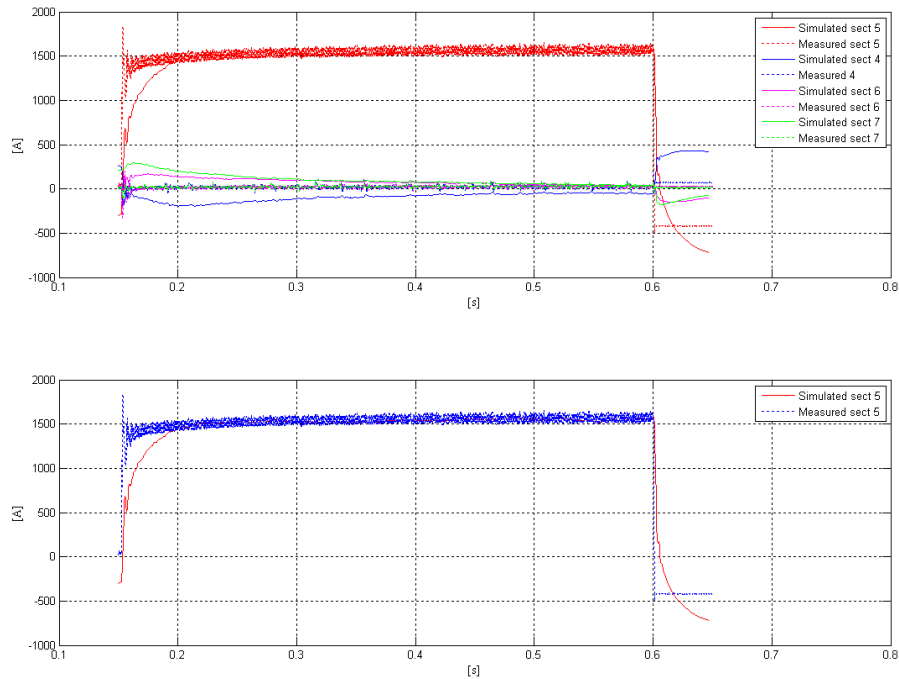
dove si è tenuto conto, come chiarito poc'anzi, del rapporto tra i raggi.

Si è poi proceduto a determinare i valori dell'induttanza nel caso fossimo a regime, cioè, con  $f = 0\text{Hz}$ , il gradino di corrente. Si sono calcolati i rapporti tra le medie del flusso e della corrente limitandoli ad un intervallo in cui il flusso si poteva supporre costante, e cioè negli ultimi 100 ms. La formula utilizzata è:

$$L = N_{sp} \frac{r_{rw}^2}{r_{vv}^2} \frac{\overline{\Psi}}{I}$$

Diversamente da prima, in questo caso sto considerando un modello in cui la corrente di Vessel appare esplicitata come variabile indipendente, modello che, come vedremo nel capitolo 5, sarà quello utilizzato per la ricerca del regolatore.

Con questa analisi si sono trovati dei buoni valori di induttanza (valori attorno a  $0,886\mu\text{H}$ ) come testimonia la Figura 4-17, ma si è voluto ugualmente condurre un calcolo analitico quale verifica, come menzionato precedentemente.



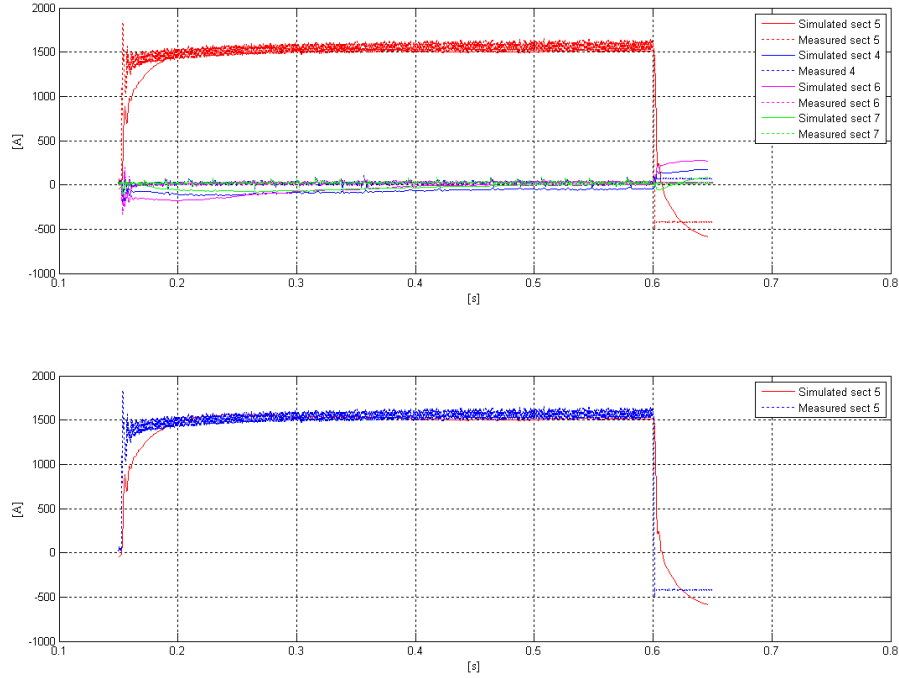
**Figura 4-17: Confronto di corrente tra i dati acquisiti e quelli simulati nei 4 settori adiacenti al gradino e particolare del solo gradino del settore 5 ottenuti con analisi numerica**

Il primo calcolo analitico ha riguardato il calcolo dell'induttanza di un settore toroidale in approssimazione cilindrica alimentato da 4 bobine equispaziate di  $7,5^\circ$ . Si è così trovato un valore pari a 1.097 mH.

Con lo stesso sistema, ma prendendo le 7 spire di un settore del Vessel, si è trovato anche il valore dell'induttanza di Vessel. Successivamente, con la stessa metodologia, si sono trovati anche i valori delle mutue induttanze tra il sensore ed il Vessel e tra il sensore e gli avvolgimenti.

Una volta completata l'acquisizione dei dati si è svolta una verifica tramite l'implementazione in Simulink di uno schema che simulasse la nostra macchina. Come si può notare dalla figura 4.18 i dati fin qui ottenuti ricostruiscono in maniera soddisfacente la curva di corrente in funzione del tempo.





**Figura 4-18: Confronto tra i dati acquisiti e quelli simulati nei quattro settori adiacenti al gradino e particolare del solo gradino del settore 5 ottenuti con calcoli analitici**

## 4.5 Identificazioni dei modi $m = 0, n > 0$

Una volta che si è riusciti a caratterizzare il modo  $m = 0, n = 0$  si è passati a identificare i modi superiori con  $n > 0$ .

Tipicamente le perturbazioni della configurazione magnetica sono descritte, in geometria cilindrica, per mezzo delle componenti della trasformata di Fourier bidimensionale:

$$\check{\psi}(\vec{r}) = \check{\psi}_0(r)e^{i(m\vartheta+n\phi)}$$

dove  $m$  rappresenta il numero di armonica poloidale e  $n$  il numero di armonica toroidale.

Nel caso della componente toroidale, la presenza di componenti di Fourier con  $n > 0$ , implica la comparsa di una componente radiale lungo il toro. L'identificazione della risposta di macchina alla creazione di queste componenti da parte dell'avvolgimento toroidale diventa quindi necessaria per avere un modello in base al quale progettare i regolatori per il controllo di queste perturbazioni.

Per eseguire l'identificazione di tali modi si sono presi in oggetto vari impulsi, più precisamente gli impulsi #18072, #18068, #18073, #18074, che hanno rispettivamente  $n$  pari a 1, 2, 3 e 4.

Per la costruzione del modello matematico si sono considerate come ingresso le 12 correnti dei settori dell'avvolgimento toroidale e come uscita la componente toroidale del campo magnetico  $B_\varphi$ , misurata da 192 sensori posti all'interno della scocca di rame in 48 gruppi equispaziati lungo il toro, ciascuno costituito da 4 sensori lungo la circonferenza poloidale.

Per eseguire ciò si è innanzitutto mediato il campo misurato dai 4 sensori disposti lungo la circonferenza poloidale, e quindi considerate le suddette componenti  $n$  della Trasformata di Fourier, sia per il campo che per la corrente.

In questa tesi ci si è limitati ad identificare la funzione di trasferimento del sistema che ha come ingresso il modulo della componente di corrente e come uscita il modulo della componente di  $B_\varphi$  (Figura 5-10).

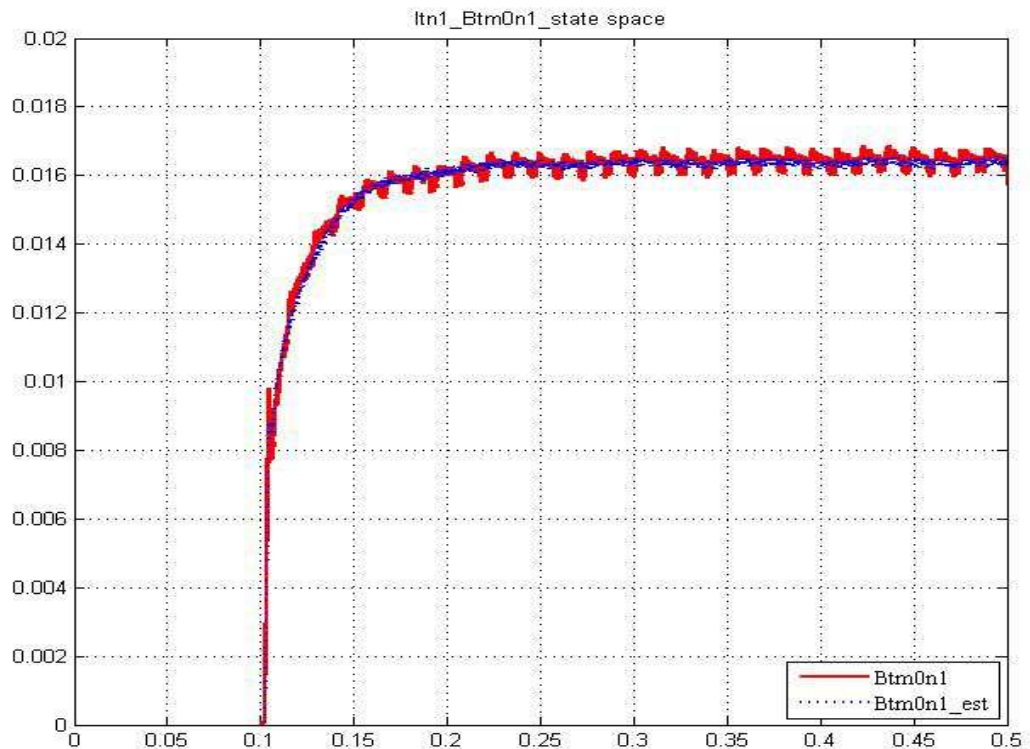
Sono stati utilizzati gli strumenti `idss` ed `ssest` di Matlab, dove `idss(A,B,C,D,K,x0,Ts)` crea un modello di stato con parametri identificabili dove  $A$ ,  $B$ ,  $C$ , e  $D$  sono i valori iniziali delle matrici nello spazio degli stati,  $K$  è un elemento disturbo,  $x_0$  dei valori di stato iniziali e  $T_s$  il tempo di campionamento ed invece `ssest(dati, nx)` stima un modello di stato utilizzando dati nel dominio del tempo o della

frequenza.  $\text{sys}$  è un modello nello spazio degli stati di ordine  $n_x$  e rappresenta:

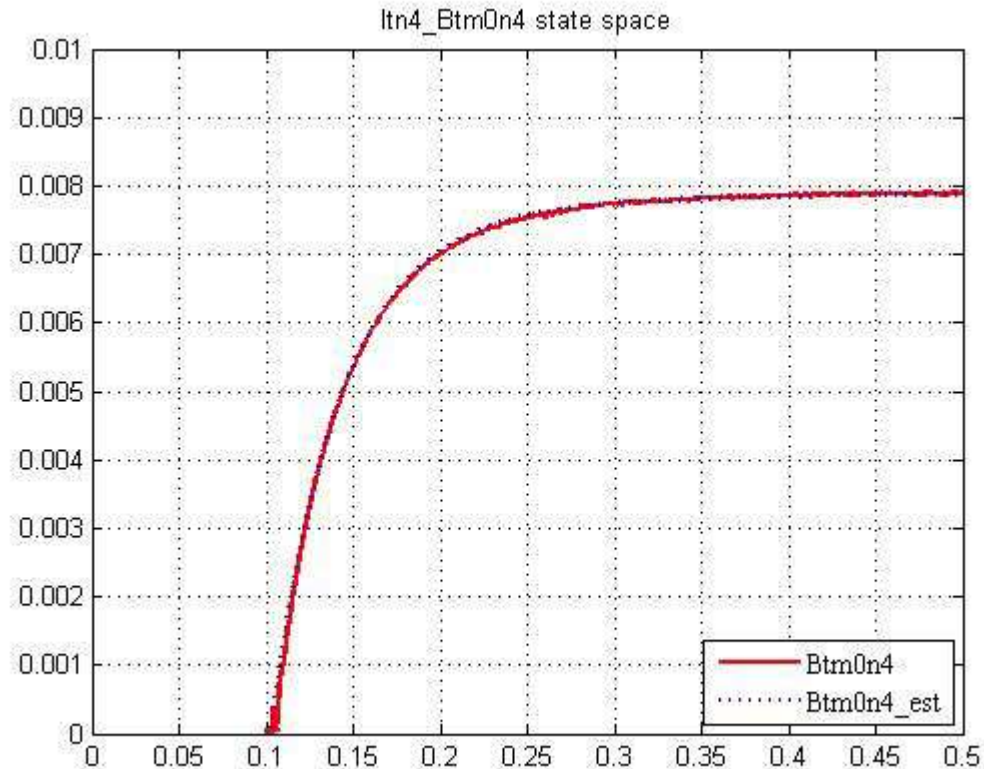
$$\begin{aligned} \dot{x}(t) &= Ax(t) + Bu(t) + Ke(t) \\ y(t) &= Cx(t) + Du(t) + e(t) \end{aligned}$$

dove  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$ , e  $K$  sono matrici nello spazio degli stati,  $u(t)$  è l'ingresso,  $y(t)$  è l'uscita,  $e(t)$  è il disturbo e  $x(t)$  è il vettore di stati  $n_x$ .

In figura 5-10 e 5-11 viene riportato il confronto tra l'andamento del campo simulato dopo la stima della funzione di trasferimento e quello reale. Sono qui presentati i due casi estremi, e cioè quello con  $n = 1$  (Figura 5-10) e quello con  $n = 4$  (Figura 5-11).



**Figura 4-19: Confronto tra i dati acquisiti (in rosso) e quelli simulati (in blu) del campo toroidale per il modo  $m = 0$ ,  $n = 1$**



**Figura 4-20: Confronto tra i dati acquisiti (in rosso) e quelli simulati (in blu) del campo toroidale per il modo  $m = 0$ ,  $n = 4$**

Le due grandi differenze che sono subito saltate all'occhio sono: primo, nel campo del modo  $n = 1$  si ha un leggero effetto oscillatorio, quasi inesistente nel modo  $n = 4$ , quando il campo giunge a regime; secondo, la rampa di salita del campo nel caso  $n = 4$  si può supporre, in prima approssimazione, uniforme, mentre nel caso  $n = 1$ , si è ipotizzata e poi verificata dalle simulazioni, la presenza di due momenti in cui la rampa cresce con due costanti di tempo  $\tau$  diverse, più veloce nella prima parte, meno rapida nella seconda.

Per scrupolo si è fatto anche un confronto delle correnti in ingresso del sistema (Figura 5-12), notando anche in questo caso delle variazioni, sebbene ad un controllo del settaggio dei parametri dell'impulso si sia

verificata una corrispondenza, se si esclude il modo  $n$ , diverso nei due casi. Ulteriori dati sperimentali sono necessari per verificare le possibili spiegazioni dei comportamenti osservati, che potrebbero essere dovuti alle caratteristiche delle strutture passive della macchina. Per esempio sarà interessante verificare l'eventuale dipendenza della risposta dalla fase spaziale della perturbazione.

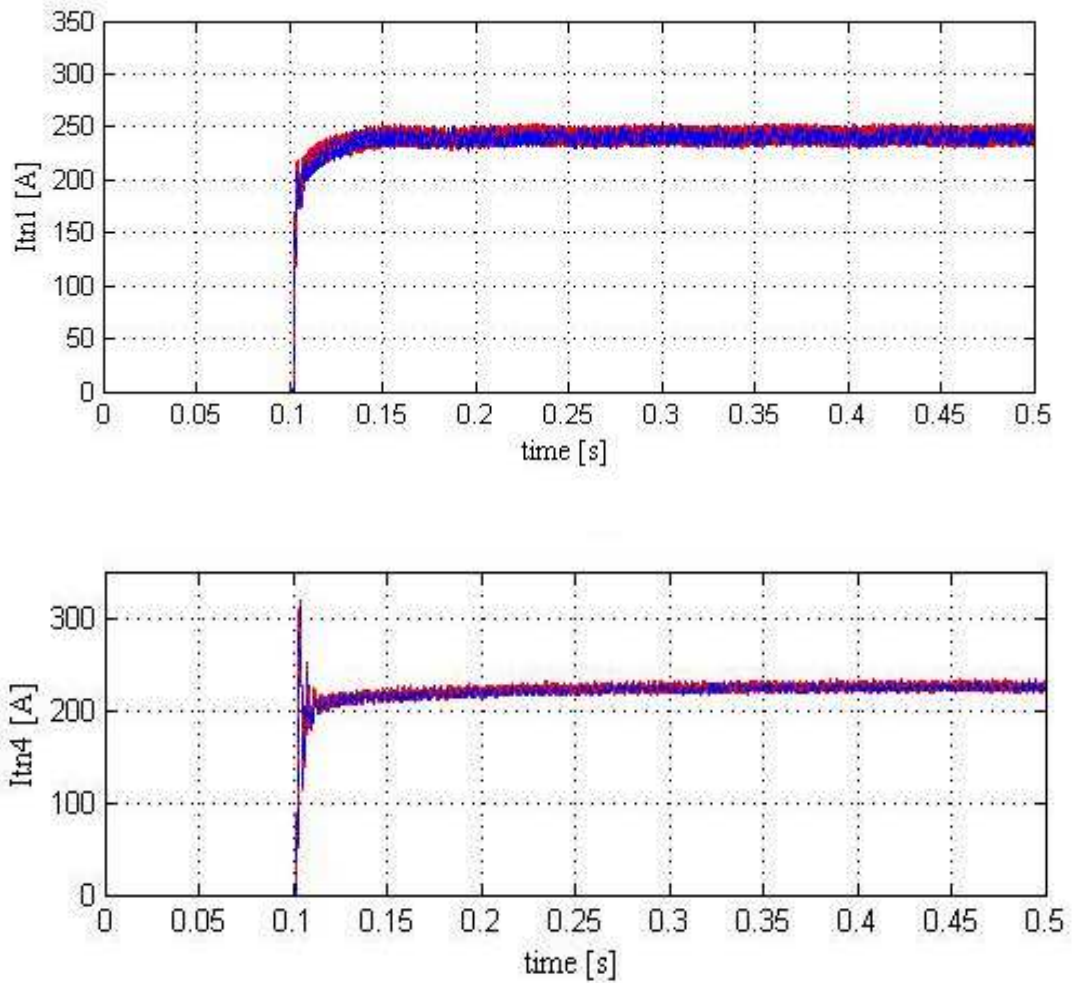


Figura 4-21: Andamento delle correnti nei due casi  $n = 1$  (sopra) e  $n = 4$  (sotto)



## CAPITOLO 5

### Il controllo del campo magnetico toroidale

Una volta ricavati i dati necessari a descrivere la situazione del campo magnetico toroidale di RFX-mod si può procedere all'ottimizzazione dei parametri tramite un sistema di controllo. Un sistema che comprende un regolatore a catena chiusa (closed-loop) inserito a monte del sistema da controllare pare essere un ottimo compromesso tra la semplicità di progettazione e la precisione di controllo.

Il progetto riguarderà inizialmente la sintesi del regolatore per un singolo settore.

L'analisi riguarderà solamente il campo magnetico alla parete, essendo uno dei parametri più importanti per la stabilità del campo e verrà applicato solo al modo  $m = 0, n = 0$ .

#### 5.1 Schemi per il controllo

Il lavoro portato a termine durante l'attività di studio all'interno del Consorzio RFX, ha portato all'analisi e allo sviluppo di uno schema per il controllo in tensione di  $B\phi(a)$ .

Come visto nel capitolo precedente si è scelto di utilizzare le grandezze ricavate per via analitica, poiché l'approccio "scatola nera" risultava essere non molto preciso.

Per la schematizzazione del modello si è allora scelto di schematizzare il nostro sistema come un trasformatore: i settori, o il settore nel caso

singolo, si comportano da primario mentre la camera a vuoto si comporta da secondario.

### 5.1.1 Il trasformatore reale, concetti e relazioni fondamentali

Per introdurre il concetto alla base della derivazione del modello equivalente che verrà studiato per lo schema di controllo in tensione della componente toroidale di campo magnetico, viene prima fatta una panoramica degli schemi, delle grandezze che intervengono parlando di un trasformatore reale e delle relazioni tra esse.

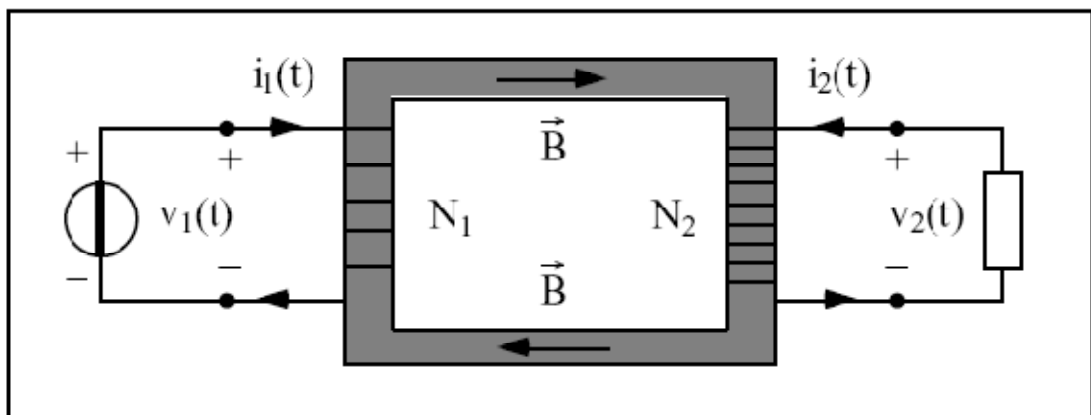


Figura 5-1: Schema del trasformatore reale con nucleo ferromagnetico

Riferendoci alla Figura 5-1, nella quale sono rappresentati ingresso e uscita di un trasformatore reale e l'accoppiamento magnetico tra i circuiti primario e secondario, vediamo come, in caso di presenza di una corrente  $i_1$  non nulla nel circuito primario e di una corrente  $i_2$  nel secondario, si abbia un flusso magnetico nel nucleo ferromagnetico pari a:



$$\Phi = \frac{N_1 i_1 + N_2 i_2}{\mathfrak{R}} = \frac{N_1 i_{1\mu}}{\mathfrak{R}} \quad (5.1)$$

con

$$\mathfrak{R} = \int \frac{dl}{\mu_0 \mu_{rel} S_{fer}} \quad , \text{ riluttanza magnetica} \quad (5.2)$$

nella quale  $S_{fer}$  è la sezione del nucleo,  $\mu_0$  e  $\mu_{rel}$  sono le costanti di permeabilità magnetica del vuoto e quella relativa al materiale, rispettivamente.

L'induttanza magnetica media  $\bar{\mathbf{B}}$ , in ogni sezione, pari a  $\langle \bar{\mathbf{B}} \rangle = \Phi / S_{fer}$ .

In (5.1) si è introdotta una corrente magnetizzante riferita al primario  $i_{1\mu}$  definita da:

$$i_{1\mu} = \frac{\mathfrak{R}\Phi}{N_1} = i_1 + \frac{N_2}{N_1} i_2 = i_1 + \frac{1}{n} i_2 \quad (5.3)$$

con

$$n = N_1 / N_2$$

I flussi concatenati con il primario e il secondario sono dati da:

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= N_1 \Phi \\ \lambda_2 &= N_2 \Phi \end{aligned} \quad (5.4)$$

La variazione del flusso nel tempo, per la legge di Faraday-Neumann induce ai morsetti dei due avvolgimenti le tensioni:

$$\begin{aligned} v_1 &= \frac{d\lambda_1}{dt} \\ v_2 &= \frac{d\lambda_2}{dt} \end{aligned} \quad \Rightarrow v_1 = n \cdot v_2 \quad (5.5)$$

Dalla 4.5, la relazione tra correnti è:

$$i_2 = -n \cdot i_1 \quad (5.6)$$

Nella Figura 5-2, rappresentante lo schema elettrico di un trasformatore reale, vediamo che la corrente all'ingresso primario è data dalla somma tra una corrente di magnetizzazione e una corrente  $i_{12}$  che assume il valore della corrente circolante nel secondario riportato al primario, attraverso la relazione

$$i_{12} = \frac{1}{n} i_2 \quad (4.7)$$

da cui risulta, quindi

$$i_{1\mu} = i_1 + i_{12} = i_1 + \frac{1}{n} i_2.$$

Il flusso concatenato con la corrente  $i_{1\mu}$  nell'induttanza  $L_{1\mu}$  è pari a  $\lambda_1 = L_{1\mu} \cdot i_{1\mu}$  e deve essere verificato dalla 5.4. Da questa, per sostituzione, si ricava  $L_{1\mu} = \frac{N_1^2}{\mathfrak{R}}$ .

Tutto questo nell'ipotesi di un accoppiamento perfetto, cioè che tutte le linee di flusso si concatenino con tutte le  $N_1$  e  $N_2$  spire, cosa che nella realtà non si verifica mai.

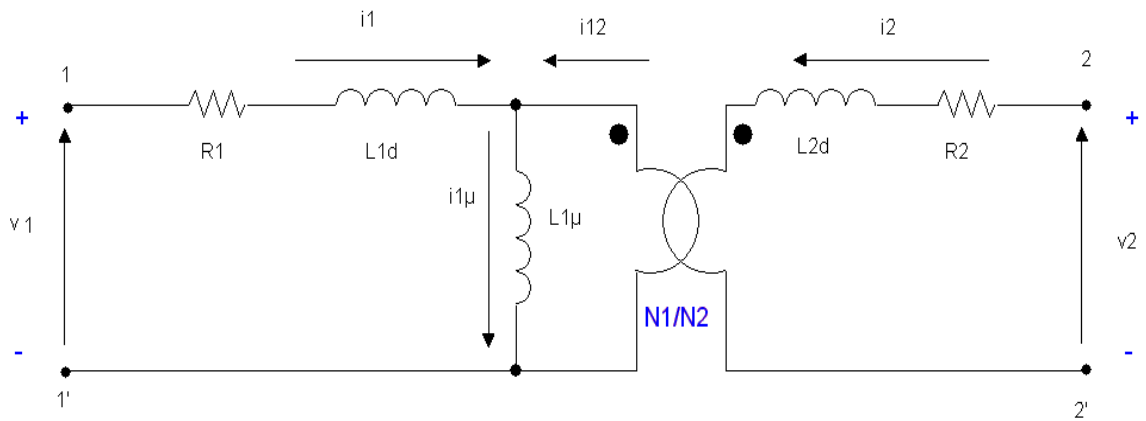
Tuttavia si suppone che per le linee di flusso “perse” valga la sovrapposizione degli effetti. Infatti il loro percorso di norma si svolge, almeno in parte, in materiali a comportamento magnetico lineare come l'aria o gli isolanti. In tal caso è dimostrabile che il comportamento del sistema corrisponde a quello che si avrebbe se oltre al flusso nel nucleo ve ne fosse uno di dispersione primario concatenato solo con le spire di quell'ingresso e dipendente dalla sola corrente  $i_1$  e un flusso secondario dello stesso tipo.

Si può supporre che tali flussi siano proporzionali alle rispettive correnti e valgano quindi le espressioni:

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= L_{1d}i_1 \\ \lambda_2 &= L_{2d}i_2\end{aligned}\tag{5.8}$$

dove i coefficienti  $L_{1d}$  e  $L_{2d}$  hanno il significato di induttanza di dispersione primaria e secondaria e si possono considerare costanti. Quindi nello schema questi due induttori sono posizionati in serie ai morsetti degli ingressi.

Oltre a questi parametri nello schema sono presenti sempre in serie due resistori  $R_1$  e  $R_2$  che tengono conto delle resistenze degli avvolgimenti, le quali, quindi, provocano cadute di tensione proporzionali alle correnti che li percorrono.



**Figura 5-2: Schema del trasformatore reale comprensivo di resistenze e induttanze di dispersione degli avvolgimenti**

Così come tensioni e correnti anche il valore degli elementi attivi e passivi del circuito possono essere ricondotti ad uno equivalente, al primario o al secondario in base alle relazioni:

$$L_{2\mu} = \frac{1}{n^2} L_{1\mu} = \frac{N_2^2}{\mathfrak{R}} \quad \text{induttanza di magnetizzazione riportata al secondario}$$

$$L_{12d} = n^2 L_{2d} \quad \text{induttanza di dispersione riportata al primario}$$

$$L_{21d} = \frac{1}{n^2} L_{1d} \quad \text{induttanza di dispersione riportata al secondario (5.9)}$$

$$R_{12} = n^2 R_2 \quad \text{resistenza dell'avvolgimento riportata al primario}$$

$$R_{21} = \frac{1}{n^2} R_1 \quad \text{resistenza dell'avvolgimento riportata al secondario}$$

### 5.1.2 Equivalente del circuito toroidale

Per comprendere intuitivamente come nasca la similitudine tra quanto sopraesposto e l'accoppiamento del circuito di alimentazione delle bobine di campo toroidale, le bobine e gli elementi componenti la macchina, è utile osservare l'immagine di Figura 5-3, nella quale sono rappresentati gli elementi di interesse; si vede come, per un modello monodimensionale, uno dei settori dell'avvolgimento toroidale, rappresentato in figura dalla vista laterale di una bobina, possa assumere il ruolo di ingresso primario del circuito, mentre la camera da vuoto, la quale è presentata qui in sezione possa assumere quello di un secondario, i cui avvolgimenti sono posti internamente a quelli del primario. In definitiva si può, quindi, considerare il vessel come un secondario accoppiato perfettamente col primario.

Nello schema circuitale equivalente non vengono perciò inserite induttanze di dispersione al secondario.

In aggiunta a ciò che è stato visto per lo schema generico, in questo sarà presente anche un'impedenza di carico, data da un resistore in uscita rappresentante il valore di resistenza di giro in direzione poloidale del vessel.

Si giunge dunque, passando attraverso lo schema di Figura 5-4, a quello definitivo di Figura 5-5.

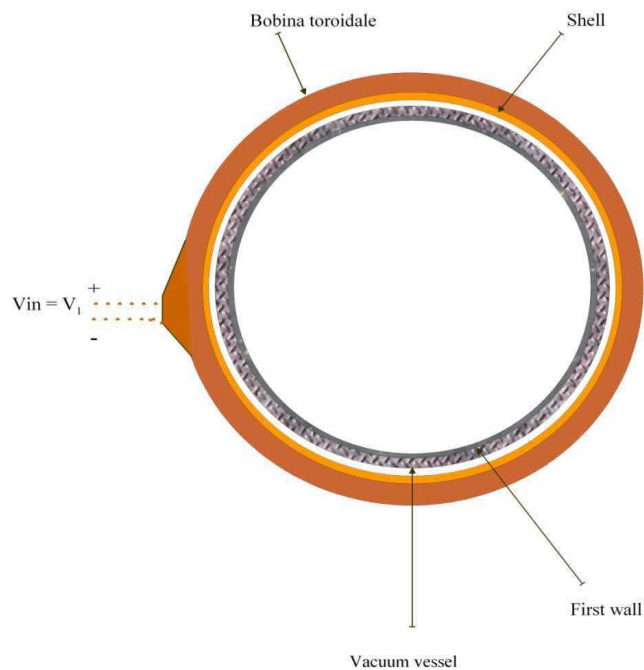


Figura 5-3: trasversale della macchina RFX-mod

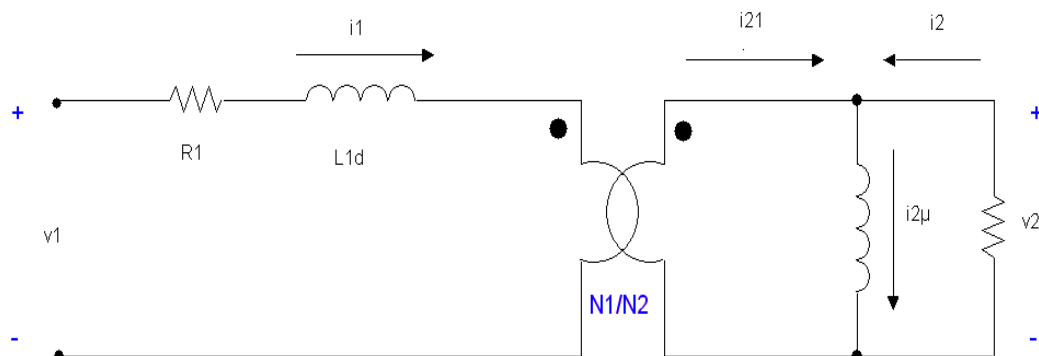


Figura 5-4: Schema del trasformatore riferito al circuito toroidale in RFX-mod

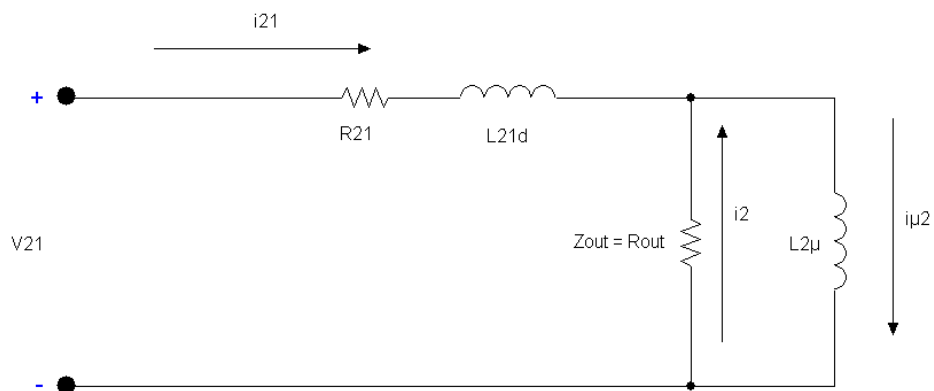


Figura 5-5: Schema equivalente del trasformatore riferito al circuito toroidale in RFX-mod

### 5.1.3 Variabili di stato e il controllo in tensione

In quanto sistemi lineari il modello fisico è convertibile nell'equivalente a variabili di stato, riconducendoci a un sistema di equazioni del tipo:

$$\begin{cases} dx/dt = Ax + Bu \\ y = Cx + Du \end{cases} ;$$

nel nostro caso diventa:

$$\begin{cases} V = LI + RI + M_v \dot{I}_v \\ 0 = L_v \dot{I}_v + R_v I_v + M_v \dot{I} \end{cases}$$

con:

V = tensione in ingresso;

L = induttanza del settore;

I = corrente nel settore;

R = resistenza del settore;

M<sub>v</sub> = mutua tra settore e vessel;

I<sub>v</sub> = corrente nel vessel;

L<sub>v</sub> = induttanza del vessel;

R<sub>v</sub> = resistenza del vessel;

E quindi

$$\begin{vmatrix} \dot{I}_1 \\ \dot{I}_2 \end{vmatrix} = b^{-1} \begin{bmatrix} -RL_V^2 & R_V L_V M_V \\ RL_V M_V & -aR_V LL_V - R_V M_V^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{vmatrix} I \\ I_V \end{vmatrix} + b^{-1} \begin{bmatrix} L_V^2 \\ -L_V M_V \end{bmatrix} \cdot V$$

$$\begin{vmatrix} Y_1 \\ Y_2 \end{vmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{vmatrix} I \\ I_V \end{vmatrix}$$

con:

$$a = 1 - L^{-1} L_V^{-1} M_V^2$$

$$b = aLL_V^2$$

Per ottenere il flusso in uscita basta modificare la nostra matrice di uscita inserendo i valori di accoppiamento tra i sensori ed il Vessel (MSV) e quello tra il sensore e gli avvolgimenti (MSV).

Il nostro sistema diventa così:

$$\begin{vmatrix} \dot{I}_1 \\ \dot{I}_2 \end{vmatrix} = b^{-1} \begin{bmatrix} -RL_V^2 & R_V L_V M_V \\ RL_V M_V & -aR_V LL_V - R_V M_V^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{vmatrix} I \\ I_V \end{vmatrix} + b^{-1} \begin{bmatrix} L_V^2 \\ -L_V M_V \end{bmatrix} \cdot V$$

$$\begin{vmatrix} Y_1 \end{vmatrix} = \begin{bmatrix} M_{sw} & M_{sv} \end{bmatrix} \cdot \begin{vmatrix} I \\ I_V \end{vmatrix} .$$

Lo schema del sistema di controllo che si basa su questi modelli è presentato in Figura 5-6.

Il segnale d'errore, prodotto in uscita al nodo sommatore attraverso il confronto tra il segnale di riferimento e quello di retroazione diventa,



dopo il regolatore, il segnale di tensione da imporre in ingresso al modello.

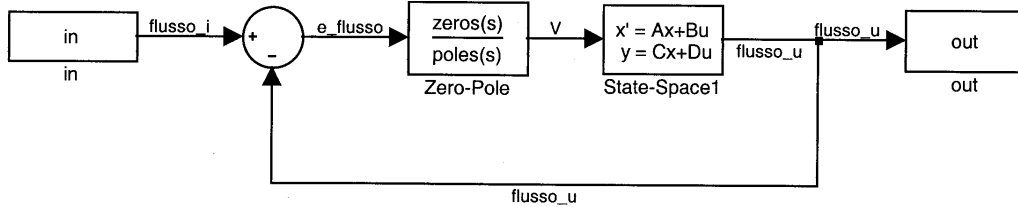


Figura 5-6: Schema Simulink della catena di controllo in tensione di Bχ(a).

## 5.2 Implementazione Simulink

Grazie allo strumento `zpkdata` di MatLab a partire dalle risposte in frequenza possiamo ricavare la funzione di trasferimento del nostro sistema. Essa risulta essere:

$$H(s) = 0.002035 \frac{(s + 57.4)}{(s + 31)(s + 200)}$$

Si è allora cercato un regolatore di tipo PID che permettesse di ottenere la risposta in catena chiusa desiderata.. Si è progettata una rete anticipatrice rappresentata dalla funzione di trasferimento:

$$H(s) = 100000 \frac{(s + 7)}{(s + 70)}$$

Inserendo quindi i valori trovati nello schema di figura 5.6 si ottiene una risposta closed-loop del sistema regolatore-modello molto soddisfacente.

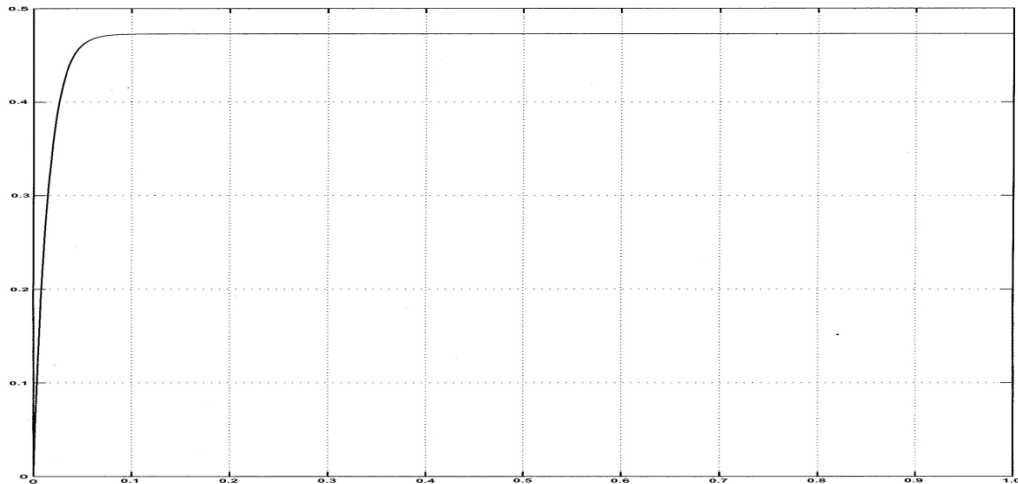


Figura 5-7: Risposta ad anello chiuso della regolatore

Una volta verificato il buon comportamento del regolatore col modello in assenza di plasma si è passato a valutarne l'efficienza nel caso sia presente il plasma. Il plasma viene rappresentato, in modo molto semplificato, come generatore ideale in quanto impone le variazioni di flusso e quindi di tensione ai capi dell'avvolgimento.

L'effetto del plasma viene quindi schematizzato tramite l'inserimento di due "disturbi", in tensione e flusso, nel sistema di Figura 5-6.

Per uno studio iniziale dell'effetto del plasma sul flusso si può assumere una rappresentazione semplificata in cui la variazione di flusso sia costituita da una rampa in salita, un tratto piano costante e, infine, una rampa in discesa che riporta il flusso a 0.

Valutando vari impulsi di plasma si sono scelti i seguenti tempi per i vari tratti:

- rampa in salita: 10ms

- tratto piano: 10ms
- rampa in discesa: 10ms

Per quanto riguarda il disturbo provocato in tensione, essendo

$$v = \frac{d\phi}{dt},$$

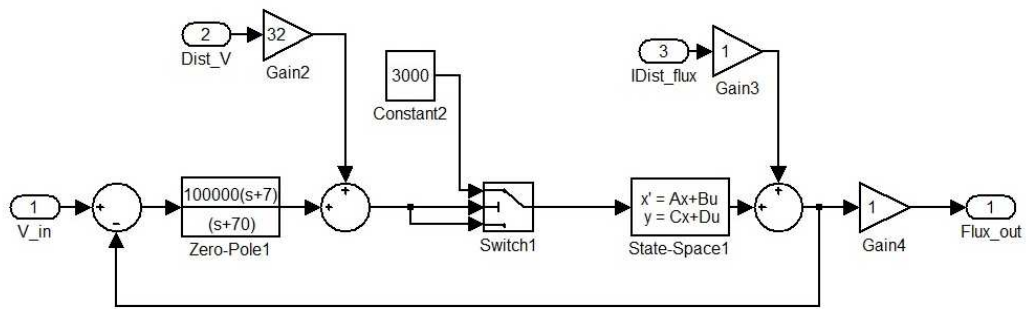
esso risulta essere costituito da un impulso rettangolare a tensione positiva seguito da uno a tensione negativa separati da un tratto a corrente costante nulla.

Si è valutato che il valore di “disturbo” di tensione del plasma si aggira al di sotto dei 3V, e quindi da:

$$v = \frac{d\phi}{dt} = \frac{dB_{\Psi}}{dt} \pi r^2$$

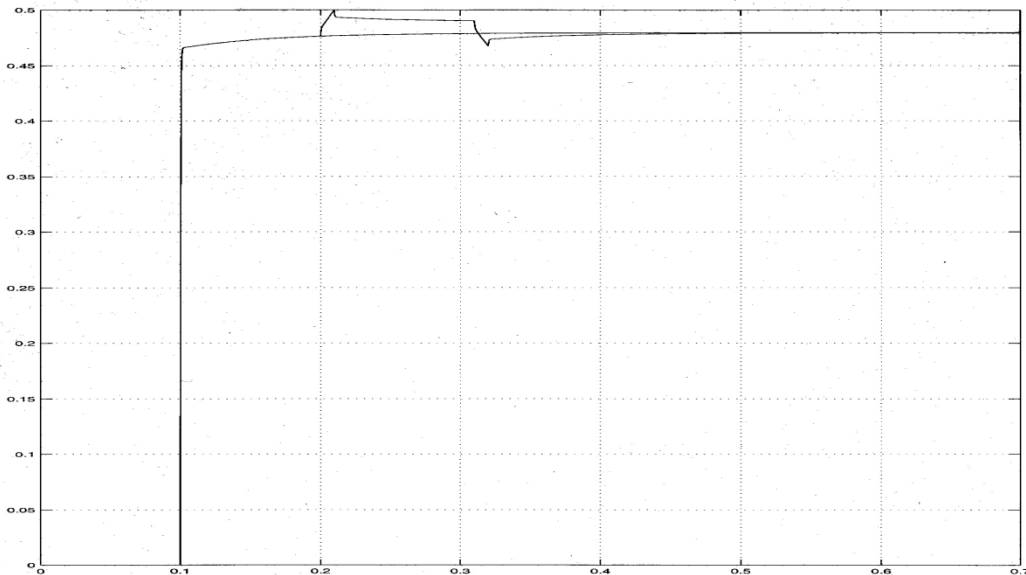
si è ricavato un valore di “disturbo” di flusso pari a 0,23 Wb.

Lo schema completo del sistema dato da regolatore, modello e disturbi diventa quindi il seguente (Figura 5-8):



**Figura 5-8: Schema completo del regolatore con l’inserimento dei “disturbi” del plasma in Tensione (Input 2 nello schema) e in flusso (Input 3 nello schema)**

Come si può vedere in Figura 5-9 i risultati ottenuti dal sistema di controllo proposto precedentemente dimostrano che la perturbazione di campo creata dal plasma viene compensata in un tempo relativamente breve e con un’ottima approssimazione paragonata all’andamento del flusso nel caso di impulso non perturbato dalla presenza del plasma.



**Figura 5-9: Confronto tra un impulso senza plasma e quello con i “disturbi” di plasma compensati**

## CAPITOLO 6

### Conclusioni

Durante questo lavoro si è visto che vengono utilizzati vari modelli di sistemi toroidali per la creazione ed il confinamento di plasma. Ci si è concentrati sul sistema RFP (Reverse Field Pinch) ed in particolar modo su uno di questi sistemi in attività, l'RFX-mod del CNR di Padova.

In prima approssimazione è possibile considerare RFX-mod come un sistema RFP toroidale simmetrico.

Ad un'analisi più approfondita si è visto che molti fattori costruttivi e meccanici inficiano questa approssimazione introducendo differenze lungo la direzione toroidale, differenze che si vengono a sommare a quelle delle perturbazioni del plasma.

Allo scopo di progettare un sistema di controllo delle perturbazioni con  $m = 0$ ,  $n > 0$  si è svolto uno studio della configurazione di campo toroidale, per poter così definire un attuatore di tale sistema dato dall'avvolgimento toroidale suddiviso in 12 settori alimentati in modo indipendente..

Per una verifica del metodo di studio su un caso noto si è prima considerato il controllo della configurazione assialsimmetrica ( $m=0$ ,  $n=0$ ), per il quale è stato progettato un regolatore presentato in questa tesi.

Si è poi passati allo studio della risposta modale del sistema che ha come ingressi le correnti dei settori e come uscita le misure della componente toroidale fornite dai 192 sensori montati sulla superficie interna della scocca, suddivisi in 48 gruppi lungo la circonferenza toroidale, ciascuno comprendente 4 sensori lungo la circonferenza poloidale. Si sono considerati i modi  $m=0$ ,  $n=1, 2, 3, 4$ ; ritenendo il numero di settori indipendenti non in grado di produrre uno spettro adeguatamente pulito oltre tale ordine.

I modelli ricavati attraverso strumenti standard di identificazione si sono dimostrati sufficientemente accurati nel riprodurre l'evoluzione dell'uscita. L'esecuzione di ulteriori impulsi a vuoto e la raccolta di altri dati sperimentali sono necessari per verificare la dipendenza delle risposte osservate dalle caratteristiche delle strutture passive della macchina, quali per esempio la presenza dei tagli poloidali ed equatoriali della scocca e della struttura meccanica di supporto.

Una volta completate tali analisi si potrà procedere al progetto di un sistema di controllo modale delle correnti dell'avvolgimento toroidale.

## Bibliografia

- [1] William L. Gans and Norris S. Nahman. “Continuous and Discrete Fourier Transforms of Steplike Waveforms”, IEEE Transactions on Instrumentation, Vol. IM-31, No. 2, 1982, pp 97-102.
- [2] J. P. Freidberg. “Ideal Magnetohydrodynamics”, Plenum press, New York, 1987
- [3] L. Zanotto, R. Piovan, T. Bolzonella, V. Toigo. “Overview of the performances of the RFX power supplies”, NT Consorzio RFX, 2004.
- [4] F. Gnesotto, P. Sonato, W. R. Baker, A. Doria, F. Elio, M. Fauri, P. Fiorentin, G. Marchiori, G. Zollino, “The plasma system of RFX”, Fusion Engineering and Design, Vol 25, No 4, January 1995, pp 335-372.
- [5] P. Fiorentin, F. Gaio, G. Marchiori, V. Toigo. “Analogue feedback control system of RFX”, Fusion Engineering and Design, 31 (1996), pp 221-238.
- [6] M. Cavinato, D. Gregoratto, G. Marchiori, R. Paccagnella, P. Brunzell, D. Yadikin. “Comparison of strategies and regulator design for active MHD modes””, Fusion Engineering and Design, 74 (2005), pp 549-553.

- [7] A. Cravotta, G. Spizzo, D. Terranova, T. Bolzonella, P. Franz, L. Marrelli, P. Martin, S. Martini, S. Ortolani. "A statistical analysis of pulsed poloidal current drive on the Reversed Field eXperiment". *Physics of Plasmas*, Vol 10, No 3, March 2003, pp 705-712.
- [8] V. Toigo, R. Piovan, L. Zanotto, A. Coffetti, M. Perna, F. Poletti, E. Rinaldi, D. Villa. "New Technological Solution for the Power Supply System of the RFX Toroidal Circuit". *Fusion Engineering*, 2003, pp. 371-374.
- [9] V. Toigo, L. Zanotto, E. Gaio, M. Perna, P. Bordignon, A. Coffetti, R. Novaro, P. Bertolotto, E. Rinaldi, G. Villa. "Component and System Tests on the RFX Toroidal Power Supply". *Fusion Engineering and Design North Holland*, Vol. 75-79, 2005, pp. 49-53
- [10] F. Hofmann, S.C. Jardin. "Plasma shape and position control in highly elongated Tokamaks", *Nuclear Fusion*, Vol. 30, No 10, 1990, pp. 2013-2022.
- [11] V. Toigo, R. Piovan, L. Zanotto, M. Perna, A. Coffetti, M. Freghierri, M. Povolero. "The Control System of the RFX Toroidal Power Supply, *Fusion Engineering and design*, Vol 75-79, November 2005, pp. 55-59.



- [12] R. Piovan, V. Toigo, L. Zanotto. “A new power supply scheme for the toroidal circuit of RFX”, *Fusion Engineering and Design*, Vol. 59-59, November 2001, pp. 17-21.