

**UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
DI PADOVA**

UNIVERSITÀ' DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Ingegneria Industriale DII

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria dell'Energia Elettrica

**Caratterizzazione dell'isolamento elettrico tra
componenti affacciati al plasma per il progetto
dell'esperimento RFX-mod2**

Relatore: Prof. Francesco Gnesotto

Correlatori: Dott. Matteo Zuin

Dott. Roberto Cavazzana

Laureanda: Laura Marsango

ANNO ACCADEMICO 2016/2017

Sommario

Questo lavoro di tesi si inserisce nell'ambito della ricerca sulla fusione nucleare controllata ed è indirizzato allo studio delle modifiche al progetto della nuova macchina in configurazione Reversed Field Pinch denominata RFX-mod2, evoluzione della precedente RFX-mod. Il lavoro riguarda la caratterizzazione del fenomeno della formazione degli archi elettrici che potrebbero formarsi fra le superfici affacciate al plasma, in particolare i tegoli in grafite e la scocca di rame in presenza di un plasma tenue, durante le terminazioni veloci della corrente nella colonna di plasma. Durante tali terminazioni la tensione di origine induttiva può superare il valore di 1 kV. Tale situazione è stata riprodotta in laboratorio mediante l'utilizzo di una coppia di elettrodi in rame e grafite polarizzati ed immersi in un plasma di background.

Nella prima parte della tesi sono forniti, in forma sintetica, i concetti principali alla base della fusione nucleare e della fisica dei plasmi; segue la descrizione della campagna sperimentale effettivamente eseguita in laboratorio e dei risultati ottenuti. Le campagne sperimentali hanno permesso di dimostrare che la formazione di archi elettrici tra gli elettrodi è possibile nelle condizioni sperimentali alle quali si troverebbe ad operare il plasma di bordo di RFX-mod2 secondo il progetto attuale; è stato però dimostrato che una sequenza sufficientemente numerosa di impulsi, con associata formazione d'arco e flusso di particelle energetiche, sia in grado di produrre una progressiva variazione delle proprietà superficiali degli elettrodi, fino al raggiungimento di un efficace condizionamento caratterizzato dall'assenza di archi. I risultati del lavoro di tesi hanno suggerito alcune variazioni del progetto della macchina RFX-mod2, per la quale sarà inoltre prevista l'applicazione di tecniche di condizionamento delle superfici in preparazione delle scariche con plasma.

Abstract

This thesis regards the controlled nuclear fusion research and it is aimed at studying the changes of the design for the new Reversed Field Pinch machine named RFX-mod2, the evolution of the previous RFX-mod. The thesis deals with the characterization of the phenomenon of formation of electrical arcs that may form between the plasma-facing surfaces, in particular the graphite tiles and the copper shell in the presence of a low-ionized plasma during the fast termination of the plasma current. During these terminations, the inductive voltage can exceed the value of 1 kV. This condition was reproduced in laboratory by using a pair of polarized copper and graphite electrodes immersed in a background plasma.

The first part of the thesis provides, in a synthetic form, the main concepts about nuclear fusion and plasma physics; the following part describes the experimental campaign carried out in the laboratory and the results obtained. The experimental campaigns have shown that the formation of electrical arcs between the electrodes is possible under the experimental conditions in which the RFX-mod2 edge plasma would operate, according to the present design; however, it has been demonstrated that a sufficiently large number of pulses with associated arc formation and energy particle flow, can produce a progressive change in surface properties of the electrodes until effective conditioning is achieved by the absence of arcs. The results of the thesis work suggested some improvements to the design of RFX-mod2, which will also be subject to surface conditioning techniques in preparation of plasma discharges.

INDICE

INTRODUZIONE	11
1 LA FUSIONE TERMONUCLEARE CONTROLLATA	15
1.1 Le reazioni di fusione	15
1.2 Il bilancio di potenza in un reattore a fusione	19
1.3 Sistemi di confinamento	21
1.4 Le tipologie di configurazioni a confinamento magnetico toroidale	23
2 IL CONFINAMENTO MAGNETICO RFP: GLI ESPERIMENTI RFX-mod E RFX-mod2	27
2.1 La configurazione RFP	27
2.2 RFX-mod: parametri caratteristici e struttura della macchina	30
2.2.1 La prima parete	31
2.2.2 La camera da vuoto	32
2.2.3 La scocca stabilizzatrice	33
2.2.4 La struttura toroidale di supporto	34
2.2.5 Il sistema magnetico	35
2.3 Le modifiche di RFX-mod: RFX-mod2	37
2.4 Composizione della nuova struttura toroidale e dettaglio delle funzioni delle varie parti	39
2.4.1 La prima parete di RFX-mod2	39
2.4.2 La scocca stabilizzatrice	40
2.4.3 La struttura toroidale di supporto	40
2.5 Differenze tra RFX-mod e RFX-mod2 al bordo del plasma	41

2.5.1 RFX-mod	41
2.5.2 RFX-mod2: le interazioni fra le pareti e il bordo del plasma	45
3 LA TEORIA DELLO STRATO DI DEBYE E LA SONDA DI LANGMUIR	55
3.1 Lo strato di Debye	55
3.2 La sonda di Langmuir	65
3.2.1 Il modello di interpolazione dei dati a quattro parametri	67
4 L'APPARATO SPERIMENTALE	71
4.1 La camera da vuoto	71
4.1.1 L'esterno della camera da vuoto	71
4.1.2 L'interno della camera da vuoto, il sistema di elettrodi e di generazione del plasma	74
4.2 Gli elettrodi	75
4.2.1 L'elettrodo in rame	75
4.2.2 L'elettrodo in grafite policristallina	76
4.3 La sonda di Langmuir e l'apparato circuitale di alimentazione	77
4.3.1 Dettaglio della sonda di Langmuir	78
4.4 L'apparato sperimentale di alimentazione degli elettrodi	79
4.4.1 Configurazione sperimentale per test di polarizzazione elettrodi in bassa tensione (LV)	80
4.4.2 Configurazione sperimentale per test di polarizzazione elettrodi in alta tensione (HV)	81
4.5 Elenco della strumentazione utilizzata	83

5 LE CAMPAGNE DI MISURA	85
5.1 La generazione del plasma	85
5.1.1 La creazione del vuoto e l'immissione del gas in camera	86
5.1.2 Il filamento di tungsteno e il fenomeno dell'emissione termoionica	87
5.2 La caratterizzazione del plasma con la sonda di Langmuir	88
5.2.1 Misura della corrente di saturazione ionica	89
5.2.2 Misura della temperatura elettronica	91
5.2.3 Misura del potenziale di plasma e della densità elettronica	91
5.2.4 La fireball	93
5.3 Test di polarizzazione degli elettrodi	93
5.3.1 Test di polarizzazione degli elettrodi in bassa tensione (LV)	94
5.3.2 Test di polarizzazione degli elettrodi in alta tensione (HV)	94
6 RISULTATI SPERIMENTALI, ANALISI DEI DATI E DISCUSSIONE	97
6.1 Caratterizzazione del plasma mediante la sonda di Langmuir: risultati ottenuti	97
6.1.1 Densità elettronica in funzione della corrente di plasma in Argon	98
6.1.2 Densità elettronica in funzione della pressione in Argon	99
6.1.3 Temperatura elettronica in funzione della corrente di plasma in Elio	100
6.1.4 Densità elettronica al variare della corrente di plasma in Elio	101
6.2 Analisi della formazione degli archi elettrici tra due elettrodi polarizzati in presenza di plasma tenue	102

6.2.1 Test di polarizzazione degli elettrodi in bassa tensione tra 0 V e ± 80 V in presenza di plasma di background in Argon e in Elio	102
6.2.2 Test di polarizzazione degli elettrodi in bassa tensione tra ± 100 V e ± 2200 V in presenza di plasma di background in Elio	110
CONCLUSIONI	121
RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI	123

Introduzione

Uno dei maggiori problemi che l'umanità deve affrontare in epoca moderna riguarda la produzione dell'energia. È noto come fattori quali la crescita demografica mondiale e lo sviluppo tecnologico richiedano risorse sempre maggiori che si ripercuotono in una richiesta di energia via via crescente. Gli studi sulla fusione termonucleare controllata (FTC) si inseriscono nell'ambito della ricerca di fonti energetiche alternative ai combustibili fossili e compatibili con la preservazione degli equilibri naturali. Rispetto ad altre possibili fonti, la FTC è attraente per l'abbondanza dei reagenti naturali necessari, per l'assenza di emissioni inquinanti o ad effetto serra; rispetto alla fissione nucleare, la fusione è potenzialmente vantaggiosa sia per la sicurezza intrinseca del processo sia per la mancanza di radionuclidi, prodotti della reazione, a lungo tempo di decadimento. Le ricerche sulla fusione per usi pacifici hanno visto un crescente sviluppo dagli anni '60, tanto da portare al progetto dell'esperimento ITER, attualmente in fase di costruzione in Francia. Nell'ambito più generale degli studi svolti finora sulla fusione termonucleare controllata come fonte di energia, a Padova si trova la macchina RFX-mod, il più grande esperimento su scala mondiale in configurazione Reversed Field Pinch. L'esperimento, in funzione dal 2004 e già evoluzione del precedente RFX, ha raggiunto il valore di progetto di 2 MA di corrente di plasma in tale configurazione magnetica. Gli interessanti risultati, ottenuti nell'ambito della fisica dei plasmi dall'esperimento RFX-mod, hanno suggerito la possibilità di esplorare nuovi ambiziosi regimi sperimentali, mediante la progettazione e la realizzazione di significative modifiche all'esperimento stesso.

Questo lavoro di tesi si inserisce nell'ambito dello studio che tali modifiche strutturali possono indurre sui fenomeni di tipo elettromagnetico associati all'interazione tra il plasma prodotto e le strutture passive che costituiscono il "front-end" della macchina, ossia i componenti a diretto contatto con il plasma. Il nuovo ambizioso esperimento, che prenderà il nome di RFX-mod2, sarà in particolare caratterizzato da un front-end magnetico rinnovato, ottenuto eliminando l'esistente camera da vuoto in Inconel 625, al fine di ridurre la distanza tra il plasma e le strutture conduttive che lo circondano (prevalentemente la scocca in rame) migliorandone così le proprietà di stabilizzazione passiva. Tali modifiche hanno lo scopo principale di permettere l'esplorazione di nuove condizioni sperimentali alle più elevate correnti di plasma e

di studiare la formazione spontanea di configurazioni magnetiche caratterizzate da equilibri elicoidali quasi-stazionari con interessanti proprietà di confinamento.

Secondo la configurazione proposta, in RFX-mod2 la presente scocca di rame avrà la funzione di supporto della prima parete di grafite e si troverà, fissata a quest'ultima, in contatto con il gas debolmente ionizzato presente al bordo della colonna toroidale di plasma.

In tali condizioni, ed in presenza di transienti ed elevate tensioni indotte (durante la formazione della colonna di plasma o durante le fasi di terminazione rapida della stessa), modelli fisici semplificati prevedono la possibilità della formazione di pericolosi archi elettrici tra le diverse sezioni della scocca di rame e tra questa e la prima parete formata da tegoli in grafite in presenza del plasma di bordo. La possibile generazione di tali archi è uno dei punti più critici dell'attuale progetto.

Il lavoro svolto in questa tesi riguarda lo studio sperimentale del fenomeno della formazione di archi elettrici tra elettrodi cui siano applicate tensioni impulsive dell'ordine dei kV in presenza di un plasma tenue. È da notare come tale studio sia quasi assente nella letteratura oggi esistente.

Per studiare il fenomeno dal punto di vista sperimentale, è stato necessario progettare e realizzare un apparato che potesse riprodurre, all'interno di una camera da vuoto, condizioni simili a quelle tipiche di un plasma di bordo in un esperimento da fusione. Per modellizzare i diversi componenti del progetto di RFX-mod2 affacciati al plasma è stato realizzato un sistema di elettrodi in rame ed in grafite. Per la generazione degli impulsi di tensione, infine, durante il lavoro di tesi, è stato progettato e realizzato un apposito alimentatore in alta tensione, particolarmente flessibile ed adatto ad esplorare un ampio spettro di condizioni sperimentali.

La tesi è così suddivisa: il *primo capitolo* introduce sinteticamente alcuni concetti generali riguardanti la fusione termonucleare controllata; nel *secondo capitolo* vengono descritti il funzionamento di una macchina in configurazione toroidale Reversed Field Pinch, il dettaglio della struttura di RFX-mod e infine le modifiche proposte per la realizzazione dell'esperimento RFX-mod2. Viene inoltre riportato un modello per la descrizione ed il calcolo delle tensioni indotte sulle strutture di bordo durante le fasi transienti, associate a rapide variazioni della corrente di plasma. Nel *terzo capitolo* vengono forniti i concetti basilari della fisica dei plasmi, con particolare attenzione alla teoria dello strato di Debye; è inoltre fornita una panoramica teorica sullo strumento di diagnostica utilizzato per la caratterizzazione del plasma, ovvero la

sonda di Langmuir. Nel *quarto capitolo* è fornita la descrizione dell'apparato sperimentale realizzato. Nel *quinto capitolo* vengono illustrati i dettagli della campagna di misura, facendo riferimento sia ad aspetti teorici che alla descrizione dei passi che hanno portato alla realizzazione dell'esperimento. Nel *sesto capitolo*, infine, sono riportati i risultati ottenuti durante le campagne sperimentali, sia in termini di caratteristiche del plasma prodotto, che di vera e propria analisi del fenomeno della formazione di archi elettrici tra gli elettrodi.

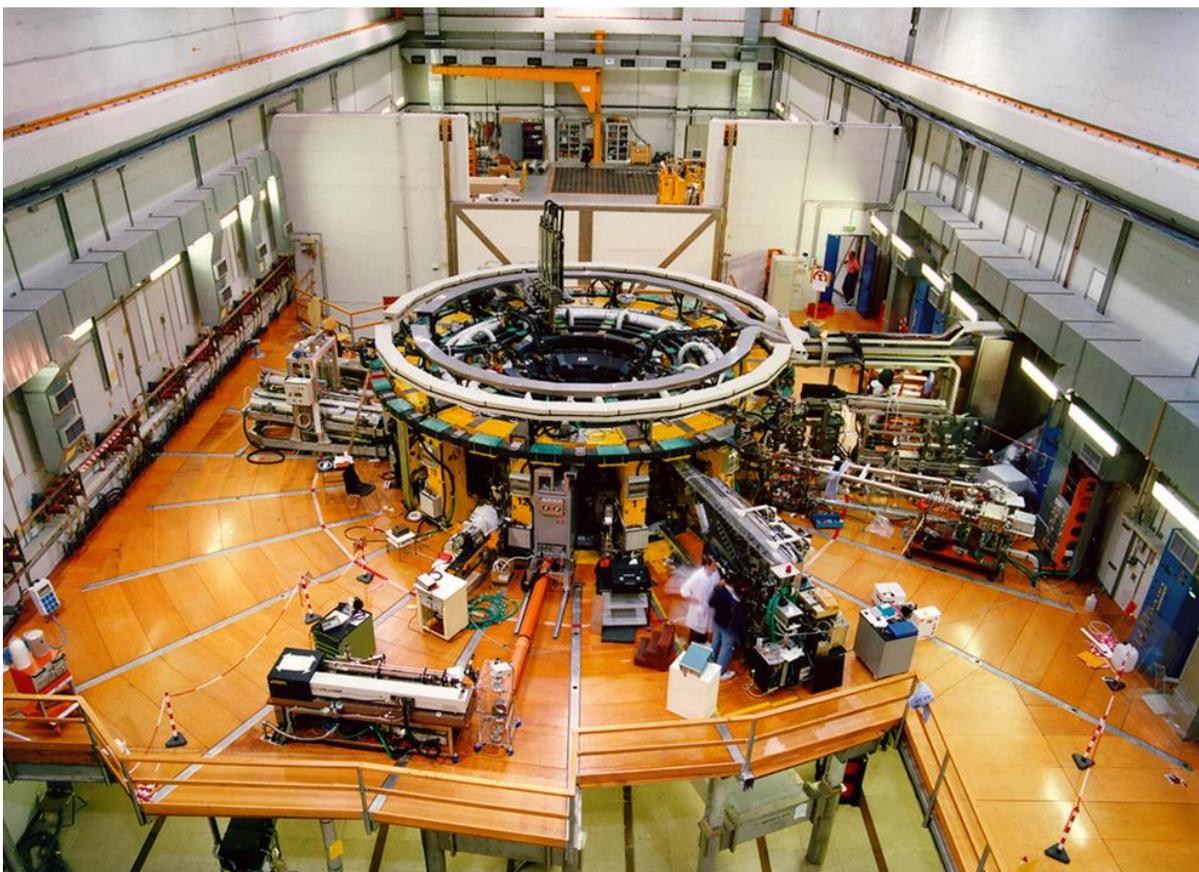


Fig. 1: Visione dall'alto della macchina RFX-mod.

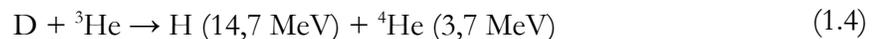
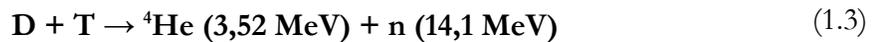
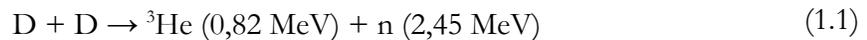
Capitolo 1

La Fusione Termonucleare Controllata

1.1 Le reazioni di fusione

Le reazioni che avvengono all'interno di un reattore nucleare a fusione sono reazioni di fusione nucleare in cui atomi leggeri fondono insieme producendo dei sottoprodotti ed energia. Quest'energia in uscita si manifesta come energia cinetica degli atomi prodotto della reazione. Ciò che si forma all'interno della camera da vuoto di un reattore a fusione è un gas totalmente ionizzato che prende il nome di *plasma*: esso è un fluido conduttore in quanto composto da particelle cariche libere e quindi le reazioni di fusione all'interno del reattore coinvolgono i nuclei atomici.

Per quantificare la probabilità che una reazione nucleare avvenga, si definisce il concetto di *sezione d'urto*, che è la probabilità che un nucleo che viene bersagliato contro un altro nucleo si fonda con quest'ultimo. Questa grandezza ha le dimensioni di un'area e si misura in *barn*, un sottomultiplo del m^2 ed in particolare vale $10^{-28}m^2$. Le principali reazioni di fusione che coinvolgono Deuterio (D) e Trizio (T), due isotopi dell'Idrogeno che differiscono per il numero di neutroni nel nucleo, sono le seguenti:



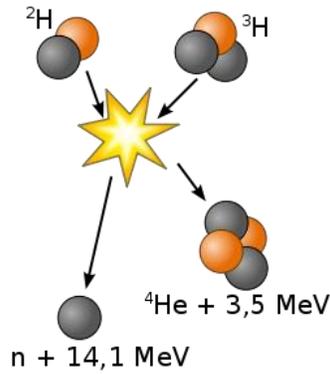


Figura 1.1: Dettaglio della reazione di fusione Deuterio-Trizio

Se si analizzano le sezioni d'urto delle reazioni appena riportate, si può notare che la più probabile è quella fra Deuterio e Trizio (si veda la figura 1.2) per energie cinetiche dei reagenti che vanno dai 10 ai 100 keV. Il risultato è dunque la formazione di una particella α e un neutrone e, in maniera inversamente proporzionale alle masse dei due elementi, si ha la ripartizione dell'energia.

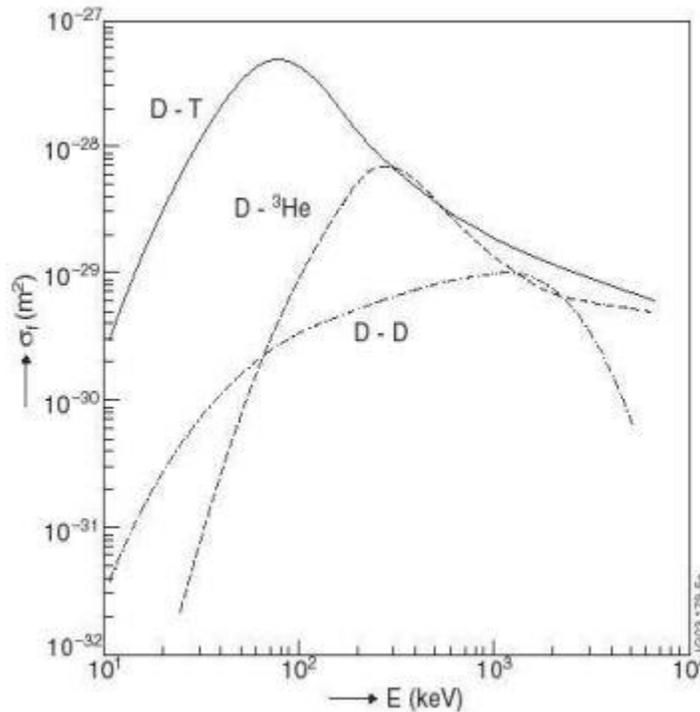


Figura 1.2: Sezioni d'urto delle reazioni in funzione dell'energia cinetica della particella incidente

Analizziamo ora come avvengono le reazioni di fusione di Deuterio e Trizio. I due atomi hanno carica netta positiva. Se questi vengono avvicinati compaiono delle forze di repulsione elettrostatiche che fanno sì che i due atomi si allontanino (fig. 1.3).

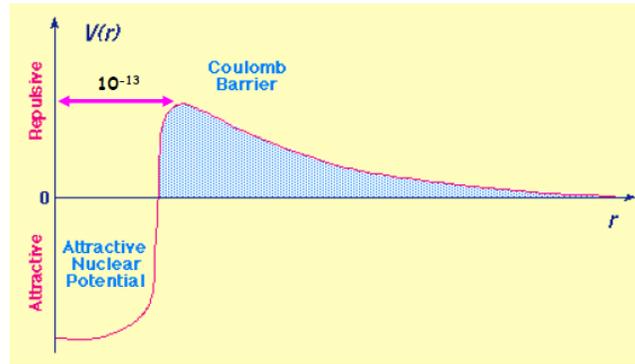


Figura 1.3: Potenziale elettrostatico in funzione della distanza fra i nuclei

Se però l'energia cinetica dei due nuclei è sufficiente a superare la forza di repulsione Coulombiana, questi si portano a distanze tali affinché entrino in gioco le forze nucleari di attrazione che lavorano a distanze paragonabili alle dimensioni del nucleo. In questo modo i due nuclei possono fondere e creare energia. Inoltre la meccanica quantistica ci assicura che la probabilità di fusione non è nulla anche quando i nuclei possiedono energia inferiore ad U_M , energia di repulsione Coulombiana. Ciò accade a causa di un fenomeno quanto-meccanico detto *effetto tunnel*. Per aumentare l'energia cinetica dei nuclei è quindi fondamentale riscaldarli e portarli a temperature elevatissime dell'ordine dei 100 keV entrando cioè nella zona di massimo della curva della sezione d'urto di Deuterio e Trizio. Come detto, a tale energia i neutroni prodotti dalle reazioni D-T possiedono un'elevata energia cinetica e mantenerli confinati in un materiale diventa un'operazione difficile se non impossibile. Devono essere pertanto ricercati dei metodi affinché questi vengano rallentati e sfruttati per la conversione dell'energia cinetica in termica che verrà poi sfruttata in centrale per la produzione finale di energia elettrica da distribuire in rete. Per fare ciò viene utilizzato un *blanket* di Litio come moderatore sul quale possono collidere i neutroni ad elevata energia. Il Litio è anche utilizzato per la produzione del Trizio, un elemento radioattivo che non si trova in natura, il cui tempo di dimezzamento è di ~ 12 anni, che continuerà a circolare in un circuito separato per evitarne il

continuo rifornimento esterno e mantenere in sicurezza la centrale (in caso di guasto il danno rimarrebbe comunque confinato alla centrale in quanto il Trizio presente in un reattore a fusione va dagli 1 ai 10 grammi) vedi figura 1.4. Un reattore a fusione gode pertanto di una sicurezza intrinseca in quanto il Trizio, che è l'unico elemento radioattivo, non esce dal circuito in nessun momento del ciclo.

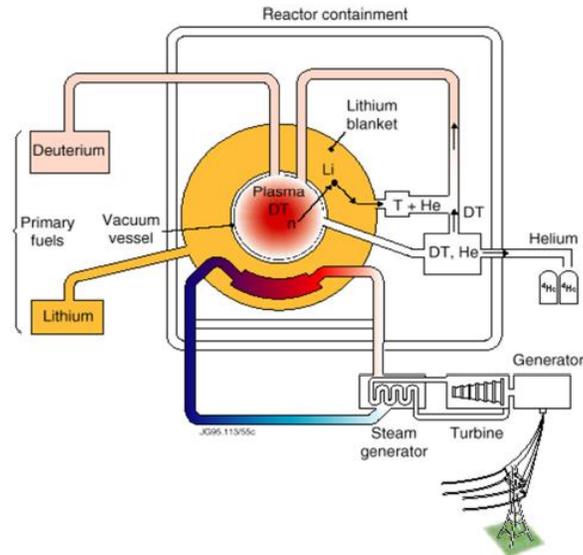


Figura 1.4: Il ciclo del combustibile in un reattore a fusione termonucleare

Il Litio è un elemento che si trova in natura in forma di due isotopi Li^6 (7,4%) e Li^7 (92,6%). Sebbene la frazione di Li^7 sia molto più disponibile in natura, il Li^6 sarà quello utilizzato nel blanket. Le reazioni che coinvolgono il Litio sono le seguenti:



e si può notare che l'energia estratta è molto maggiore nella prima reazione [1].

1.2 Il bilancio di potenza in un reattore a fusione

In un reattore è molto importante considerare il bilancio di potenza tra ciò che viene immesso in termini di energia (per riscaldare il plasma) e ciò che viene prodotto in termini di energia cinetica che verrà convertita in elettrica in un secondo momento. Definiamo *reattività* il numero di reazioni per unità di volume nell'unità di tempo $g = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle$ [s⁻¹ m⁻³] essendo n_1 ed n_2 le densità dei nuclei considerati, v la loro velocità relativa e σ la già definita sezione d'urto di fusione. La potenza termonucleare prodotta per unità di volume P_{th} è il prodotto della reattività g per l'energia prodotta in una singola reazione di fusione Q_{th} che nel caso della reazione D-T è pari a 17,6 MeV che come abbiamo visto è la somma dell'energia dei neutroni e delle particelle α prodotte. Se la miscela di reagenti è di 50% D e 50% T, le densità elettroniche sono $n_1 = n_2 = \frac{n}{2}$, la potenza termonucleare di fusione prodotta per unità di volume è $P_{th} = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle Q_{th}$ [W m⁻³]. Questa potenza è uguale alla somma tra la potenza P_α necessaria a riscaldare il plasma (20% P_{th}) e P_n utilizzata per produrre potenza elettrica utile (80% P_{th}). Non mancano però da considerare anche le perdite di potenza nel plasma P_l somma della potenza persa per fenomeni di trasporto e per radiazione, in particolare per radiazione di Bremsstrahlung (accelerazione e frenamento dovute agli urti coulombiani). Il diagramma successivo in figura 1.5 mostra il bilancio di potenza nel plasma, dove con P_h si definisce la potenza che deve essere immessa dall'esterno a causa dell'esistenza delle perdite P_l .

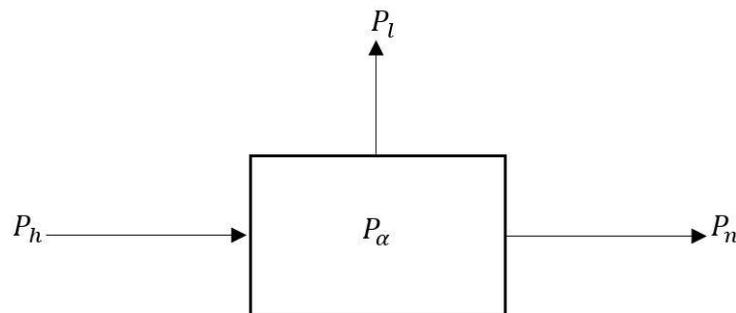


Figura 1.5: Bilancio di potenza in ingresso e in uscita al plasma

Una condizione interessante si ha quando non è necessario fornire potenza esterna di riscaldamento, ma è sufficiente la potenza delle particelle α per bilanciare le perdite P_l . Questa condizione è detta *ignizione* ed è rappresentata dal prodotto triplo:

$$n T \tau_E > 3 \cdot 10^{21} \text{ [m}^{-3} \text{ keV s]} \quad (1.7)$$

che è il prodotto di densità, temperatura e tempo di confinamento espresso nel piano di Lawson nella seguente figura 1.6.

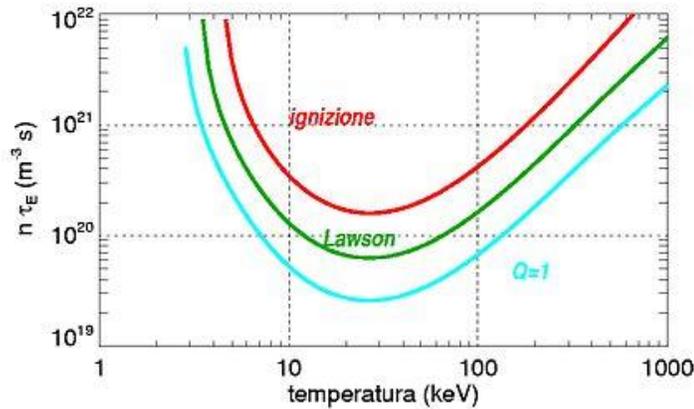


Figura 1.6: Il piano di Lawson

Definiamo con Q il *guadagno* inteso come il rapporto tra la potenza di fusione e la potenza di riscaldamento esterno. Dal piano di Lawson si possono individuare le seguenti condizioni di funzionamento:

- $Q < 1$: la potenza termica prodotta dalla fusione è minore della potenza termica fornita per riscaldare il plasma;
- $Q = 1$: *breakeven*, la potenza termica prodotta è uguale alla potenza fornita dall'esterno;
- $Q > 1$: la potenza termica prodotta è maggiore di quella fornita dall'esterno e il reattore funziona come amplificatore di potenza;
- $Q = \infty$: condizione di *ignizione*, la potenza prodotta dalle reazioni di fusione e associata alle particelle α supera la potenza persa e non è necessario alcun rifornimento di energia dall'esterno.

Il miglior risultato ottenuto finora è del 1997 con il reattore Jet in cui il guadagno Q è stato 0.65. Ancora però non è stato possibile almeno uguagliare la potenza prodotta con quella immessa e quindi avere un bilancio positivo. Il prossimo passo sarà ITER, reattore in costruzione a Cadarache nel sud della Francia, il cui guadagno stimato è $Q = 10$ [1].

1.3 Sistemi di confinamento

Ciò che si viene a creare all'interno della camera del reattore a fusione è il *plasma*, definito come "il quarto stato della materia". Si tratta di un gas parzialmente o totalmente ionizzato e tale stato si ottiene portando il gas a valori di temperatura sufficientemente elevati da scindere gli atomi in ioni i^+ ed elettroni e^- . Il plasma è per tale motivo un fluido conduttore, ma complessivamente la sua carica è neutra. La disciplina che studia la dinamica di questo tipo di fluidi, il cui comportamento dipende dai campi elettrici e magnetici creati dalle particelle cariche presenti al loro interno, è la magnetoidrodinamica MHD.

Come già accennato, il plasma all'interno della camera del reattore si trova a decine di keV e per confinarlo non si può contare su alcun tipo di contenitore materiale poiché nemmeno i materiali con le migliori performance in termini di resistenza alle alte temperature potrebbero sostenere tali carichi. Sono stati studiati pertanto metodi alternativi per il confinamento di plasmi da laboratorio. Distinguiamo i seguenti:

- *confinamento inerziale*: il plasma è prodotto dall'implosione di piccole quantità di combustibile (deuterio e trizio allo stato liquido) che restano compresse per inerzia alcuni ns prima di esplodere e rilasciare energia. Il combustibile si trova sotto forma di piccole sfere ricoperte da una corteccia di materiale plastico. Attorno alla sfera in posizione radiale vengono posizionati dei laser che quando sono azionati colpiscono la corteccia e provocano l'implosione del combustibile contenuto nella sfera. In questo processo adiabatico, temperatura e densità aumentano, mentre il volume della sfera cala fino a raggiungere le condizioni di ignizione. L'inerzia dei nuclei D e T mantiene unito il combustibile per il tempo necessario allo sviluppo di un numero di reazioni di fusione sufficiente ad avere un bilancio energetico positivo. Il processo dura finché la miscela combustibile D-T non si espande e si diluisce. Essendo il tempo di confinamento molto breve (alcuni ns), sono necessarie elevate densità dei

combustibili deuterio e trizio ($\sim 10^{30}$ *particelle m⁻³*) per ottenere le condizioni necessarie ad innescare le reazioni di fusione;

- *confinamento magnetico*: il plasma prodotto, composto da particelle cariche, viene confinato grazie all'applicazione di campi magnetici. Com'è noto, le particelle dotate di massa m , carica q e velocità \mathbf{v} e immerse in un campo magnetico \mathbf{B} , risentono della *forza di Lorentz*, che ha la seguente espressione:

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (1.8)$$

Eguagliando l'accelerazione di Lorentz con l'accelerazione radiale, nel caso in cui la velocità delle particelle sia solo ortogonale a \mathbf{B} , si ottiene il valore di una quantità fondamentale del confinamento, il *raggio di Larmor*, che identifica il raggio della circonferenza sulla quale spirano le particelle intorno alle linee di campo magnetico.

$$\frac{v_{\perp}^2}{r} = \frac{qvB}{m} \quad (1.9)$$

$$\Rightarrow r_l = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (1.10)$$

Esistono più configurazioni a confinamento magnetico, ma la più promettente (poiché vengono evitate le perdite in direzione longitudinale che troviamo nelle configurazioni lineari) è sicuramente quella toroidale nella quale le linee di campo magnetico si chiudono su loro stesse formando una configurazione a ciambella, detta "toro".

Il sistema di coordinate in tale geometria è il seguente:

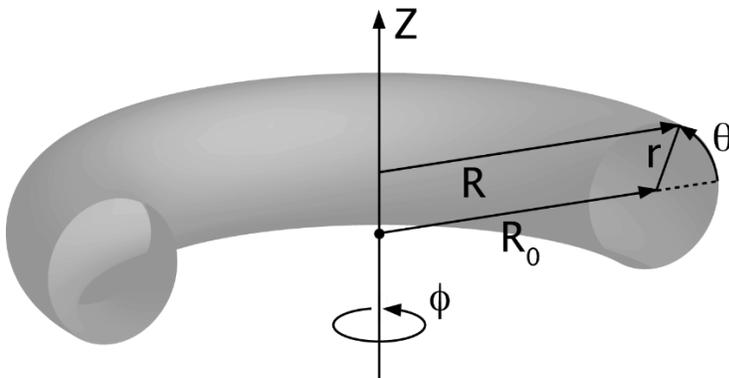


Fig. 1.7: Sistema di coordinate toroidali

- coordinata radiale minore r : varia tra il centro del plasma e il bordo esterno;
- angolo toroidale ϕ : misura le rotazioni lungo la circonferenza del toro;
- angolo poloidale θ : misura le rotazioni intorno all'asse minore del toro.

Per la legge di Ampere, il campo magnetico B_φ prodotto dalle bobine toroidali, non è uniforme, ma è inversamente proporzionale al raggio r :

$$B_\varphi = \frac{\mu_0 NI}{2\pi r} \quad (1.11)$$

A causa della disuniformità di B , si ha una deriva radiale delle particelle cariche (e quindi una separazione di carica in direzione verticale) che deve essere confinata, pena la loro perdita nel toro. Per fare ciò viene inserita un'altra componente di campo magnetico poloidale, grazie ad altre configurazioni di bobine esterne al toro, che evitano la deriva delle particelle. In questo modo quindi le particelle si muovono all'interno del toro secondo una direzione elicoidale. Si possono introdurre due nuovi parametri che descrivono il fenomeno: la *trasformata rotazionale* $\iota = \Delta|_{\Delta\varphi=2\pi}$ è l'angolo che una linea di campo forma su un piano poloidale quando ha percorso un giro in direzione toroidale e il *fattore di sicurezza* $q = \frac{2\pi}{\iota}$ che viceversa rappresenta il numero di giri in direzione toroidale che una linea di campo deve fare per percorrere un giro poloidale completo. In configurazione toroidale quindi la trasformata rotazionale è in grado di annullare gli effetti di deriva verticale. [1]

1.4 Le tipologie di configurazioni a confinamento magnetico toroidale

Le tipologie di configurazioni a confinamento magnetico sono tre e hanno caratteristiche differenti in base alle correnti di plasma interne al toro e ai campi magnetici che vengono applicati. In questo paragrafo ci si limita a introdurre una descrizione basica di due delle tre in quanto alla configurazione Reversed Field Pinch, utilizzata nell'esperimento padovano più grande al mondo noto come RFX, verrà dedicato totalmente il capitolo 2.

- **STELLARATOR**: è stata la prima configurazione magnetica, concepita a Princeton negli anni '50. È una configurazione non assialsimmetrica in cui la camera di scarica è di forma elicoidale, come la colonna di plasma. Le due componenti di campo magnetico toroidale e

poloidale sono prodotte dall'esterno da bobine superconduttive non planari. Sebbene la complessità costruttiva sia un punto sfavorevole, l'assenza di corrente assiale nel plasma permette il lavoro in regime stazionario e non impulsivo come le altre configurazioni toroidali; [2]



Fig. 1.8: Configurazione magnetica Stellarator

- TOKAMAK: acronimo che deriva da una serie di parole russe, definisce una configurazione a camera toroidale. Per ragioni di stabilità, la componente di campo toroidale è molto intensa rispetto al campo poloidale e raggiunge valori di quasi 10 volte superiori, il che determina un limite alla corrente di plasma. Il sistema magnetico vede la presenza di magneti di campo toroidale, costituiti da bobine che avvolgono la camera poloidalmente, che producono il campo B_ϕ . È inoltre presente un solenoide centrale per l'induzione della corrente che scorre nell'anello di plasma e che genera la componente di campo poloidale B_θ , secondo il principio del trasformatore, necessaria al confinamento. Infine le bobine di equilibrio per il controllo di forma e posizione, coassiali con il toro, interagendo con la corrente indotta nel plasma, producono una forza che si oppone all'espansione della spira di plasma, causata dal passaggio di corrente e dalla pressione interna, e che permette quindi di evitare il contatto di quest'ultimo con le pareti (evitandone quindi il raffreddamento e la perdita di potenza). Il funzionamento di un Tokamak è a impulsi. La ridotta intensità della corrente di plasma I_p non è sufficiente a mantenere le condizioni di fusione all'interno della camera e per questo motivo in un Tokamak è sempre necessaria la presenza di un riscaldamento addizionale esterno. [1]

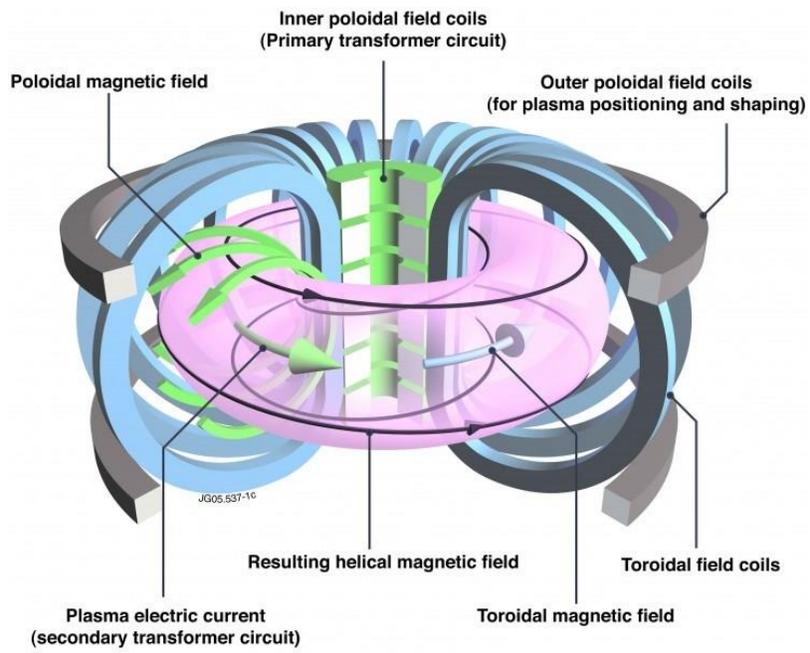


Fig. 1.9: Configurazione magnetica Tokamak

Capitolo 2

Il confinamento magnetico RFP: gli esperimenti RFX-mod e RFX-mod2

Questo capitolo contiene una breve descrizione della configurazione per il confinamento magnetico Reversed Field Pinch, per mezzo della quale opera il principale esperimento RFP su scala mondiale: RFX-mod. Il suffisso mod, che sta per “*modified*”, indica una campagna di modifiche che sono state apportate alla prima configurazione dell’esperimento chiamato RFX che iniziò ad operare negli anni ‘90. La nuova macchina entrò in funzione nel 2004, dotata di un innovativo sistema attivo per il controllo in tempo reale delle instabilità di plasma.

Il Consorzio RFX, sede dell’esperimento, svolge l’attività di ricerca e formazione nell’ambito della fusione nucleare controllata; i suoi soci sono il CNR, l’Università di Padova, l’ENEA (Agenzia nazionale per le nuove tecnologie, l’energia e lo sviluppo economico sostenibile), l’INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) e le Acciaierie Venete. Sono ora in via di sviluppo ulteriori modifiche di RFX-mod che porteranno alla realizzazione di RFX-mod2: questa nuova configurazione ha come obiettivo il miglioramento degli studi di fisica 3D del plasma attraverso una più robusta transizione a regimi di confinamento migliorato sia in configurazione RFP che Tokamak.

2.1 La configurazione RFP

Negli esperimenti di fusione termonucleare, assieme al Tokamak e allo Stellarator visti nel capitolo precedente, viene studiata la configurazione magnetica che prende il nome di Reversed Field Pinch. Il Reversed Field Pinch si può identificare come un tipo particolare di “*screw-pinch*”, nel quale sono presenti due componenti di campo magnetico fondamentali per il confinamento del plasma all’interno della camera toroidale. La prima componente, toroidale, è

prodotta sia da sistemi esterni di bobine in rame sia da correnti in direzione poloidale nel plasma, che è noto essere un fluido conduttore; la seconda, poloidale, è prodotta da correnti in direzione toroidale nel plasma stesso. Si ha, così, la generazione di una topologia magnetica con linee di campo elicoidali. Vediamo ora il principio di funzionamento di un RFP.

Il RFP è un sistema assialsimmetrico toroidale nel quale il plasma, come detto, è confinato grazie all'interazione tra la corrente di plasma I_p e i campi magnetici indotti in parte dalla stessa corrente di plasma e in parte da avvolgimenti esterni nei quali scorrono elevate correnti in particolari direzioni. Il sistema di avvolgimenti detto *magnetizzante*, concatenato con la camera da vuoto, svolge la funzione iniziale di formazione della corrente di plasma. Negli avvolgimenti viene fatta scorrere un'elevata corrente; la variazione di flusso associata alla variazione di tale corrente induce, per la legge di Faraday-Neumann, una tensione in direzione toroidale che ha come primo effetto la ionizzazione del gas di processo (idrogeno o suoi isotopi) precedentemente immesso in camera. Questa tensione poi induce un'elevata corrente in direzione toroidale nel plasma, che a sua volta genera un campo magnetico in direzione poloidale B_θ . Il plasma si può vedere quindi come il secondario del trasformatore il cui primario è l'avvolgimento magnetizzante (vedi figura seguente 2.1).

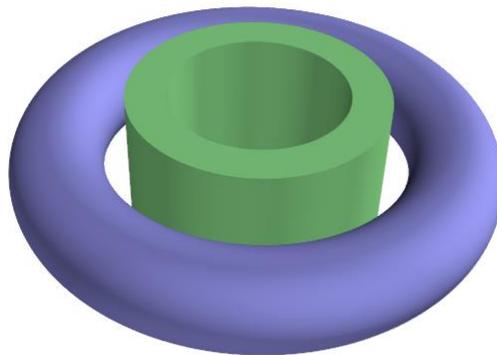


Fig. 2.1: L'avvolgimento magnetizzante (in verde) è il primario del trasformatore del quale il plasma (in blu) svolge la funzione di secondario.

Ai fini dell'equilibrio della colonna toroidale di plasma, sono necessarie altre componenti di campo magnetico, prodotte da avvolgimenti esterni. Esistono quindi un sistema di *bobine toroidali* che generano il campo in direzione toroidale B_ϕ e un sistema di *bobine poloidali* che generano il campo verticale B_v . [2]

Uno schema riassuntivo di quanto spiegato si ha nella seguente figura 2.2:

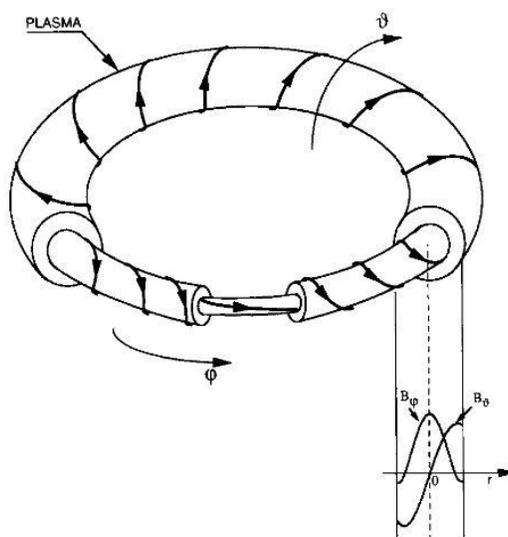


Fig. 2.2: L'anello di plasma in configurazione RFP [3]

La corrente di plasma, che si crea a causa della combinazione dei campi magnetici esterni e prodotti dalla stessa, avrà una caratteristica forma ad elica che evolve in maniera spontanea.

Le instabilità che si sviluppano in un plasma RFP, mediante un processo denominato dinamo, modificano la topologia magnetica, introducendo componenti di corrente di plasma in direzione poloidale che modificano il profilo del campo magnetico toroidale indotto dalle bobine esterne. In particolare, il RFP è caratterizzato dalla presenza a bordo plasma di una regione nella quale il campo toroidale si annulla per poi cambiare segno spostandosi verso zone radialmente più esterne. Questo rovesciamento del campo toroidale dà il nome alla configurazione *reversed field* che si identifica come uno stato di minima energia magnetica.

La configurazione RFP, a differenza di quella Tokamak, potrebbe operare a qualunque livello di corrente di plasma senza richiedere un magnete toroidale superconduttore; un altro potenziale vantaggio consiste nella possibilità di raggiungere la condizione di ignizione senza un sistema di riscaldamento addizionale. Per raggiungere questa condizione sarebbe dunque sufficiente solamente il riscaldamento ohmico dovuto alla corrente di plasma che può raggiungere valori di molti MA, molto più elevati rispetto al caso di un Tokamak. A fronte di questo, l'RFP presenta un confinamento dell'energia del plasma molto peggiore di quello di un Tokamak di pari dimensioni; inoltre, un limite intrinseco che si riscontra nel funzionamento di un RFP è la necessità di lavorare ad impulsi, mentre lo Stellarator è intrinsecamente stazionario e il Tokamak lo potrebbe diventare grazie alle tecniche di "current drive" in via di sviluppo.

2.2 RFX-mod: parametri caratteristici e struttura della macchina

RFX-mod è la principale macchina al mondo in configurazione Reversed Field Pinch ed è la versione rinnovata della precedente RFX rimasta attiva fino al 1999. È stata costruita negli anni tra il 2000 e il 2004 e dal 2016 sono in programma ulteriori modifiche che danno nome al progetto di RFX-mod2.

Vediamo nella seguente tabella alcuni parametri che caratterizzano la macchina RFX-mod:

Raggio maggiore	$R = 2m$
Raggio minore	$a = 0.459m$
Volume del plasma	$V = 10 m^3$
Corrente di plasma	$I_p = 0.2 \div 2 MA$
Temperatura elettronica sull'asse	$T_e = 200 \div 1500 eV$
Densità elettronica media	$n_e = 1 \cdot 10^{19} \div 10 \cdot 10^{19} m^{-3}$
Tensione di giro	$V_\Phi = 1 \div 50 V$
Durata della scarica	$\Delta t \leq 0.5s$

La struttura interna della macchina è illustrata in figura 2.3:

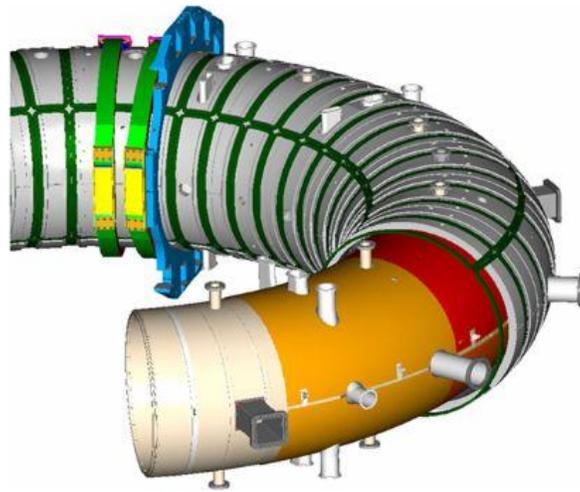


Fig. 2.3: Layout della struttura di RFX-mod. In bianco la camera da vuoto; in arancione la scocca di rame; in grigio la struttura toroidale di supporto [4]

Vediamo ora in dettaglio la composizione della struttura toroidale e le funzioni di ciascuna parte.

2.2.1 La prima parete

La prima parete è la parete che si interfaccia direttamente con il plasma. È composta da 2016 tegoli di forma trapezoidale in grafite (72 in direzione toroidale e 28 in direzione poloidale) di 18 mm di spessore, fissati singolarmente agli anelli di irrigidimento della camera da vuoto. Il materiale e la forma dei tegoli sono stati scelti per ridurre al minimo la distanza del plasma dalla scocca stabilizzatrice, sostenere gli elevatissimi flussi termici provenienti dal plasma e le conseguenti tensioni meccaniche indotte e infine per evitare la contaminazione del plasma con elementi ad alto numero atomico Z . Nella figura seguente 2.4 vediamo un'immagine del sistema di fissaggio dei tegoli agli anelli della camera da vuoto e un assieme dell'intera prima parete dopo l'installazione dei tegoli stessi [5].

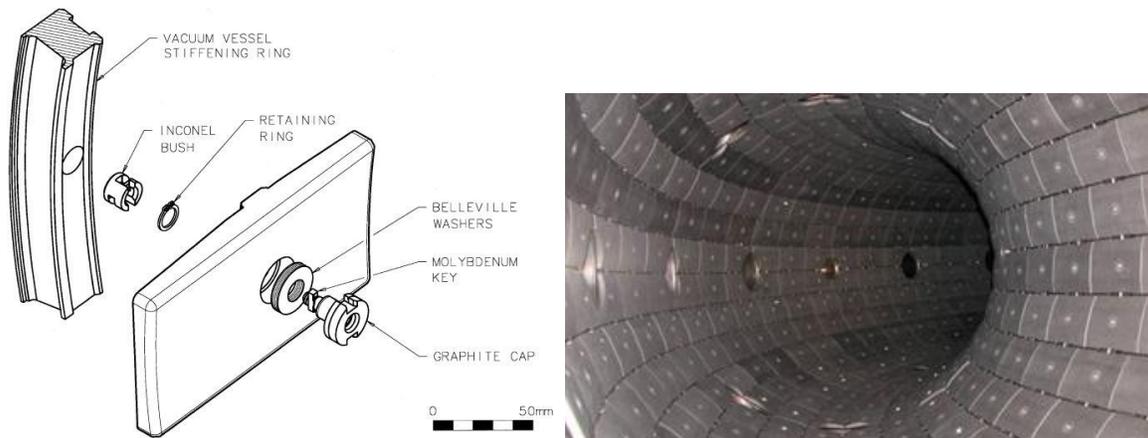


Fig. 2.4: La prima parete di RFX-mod e un particolare del montaggio di un tegolo all'anello della camera da vuoto.

2.2.2 La camera da vuoto

La camera da vuoto è una struttura realizzata in Inconel 625, una lega amagnetica composta da nichel, cromo e molibdeno. È composta da una lamiera esterna di 1 mm di spessore, una interna di 2 mm di spessore e nella regione fra le due è alloggiata una lamiera corrugata spessa 0.5 mm. La struttura è interamente saldata. Le sue funzioni sono molteplici:

- deve assicurare il livello di ultra alto vuoto previsto dall'impianto di pompaggio;
- deve sopportare la pressione atmosferica e i notevoli sforzi elettrodinamici che si creano durante i transitori magnetici, in particolare lo start-up e le terminazioni veloci del plasma;
- deve supportare il sistema di tegoli che compongono la prima parete;
- la sua struttura deve mantenere le perturbazioni dei campi elettrici e magnetici dovuti alle correnti parassite entro limiti specifici e per questo motivo è obbligatorio l'utilizzo di materiali non-magnetici e di resistività la più alta possibile;
- deve assicurare la massima vicinanza del plasma alla scocca stabilizzatrice. [5]

In figura 2.5 viene mostrato il dettaglio di uno dei 72 anelli che formano la camera:

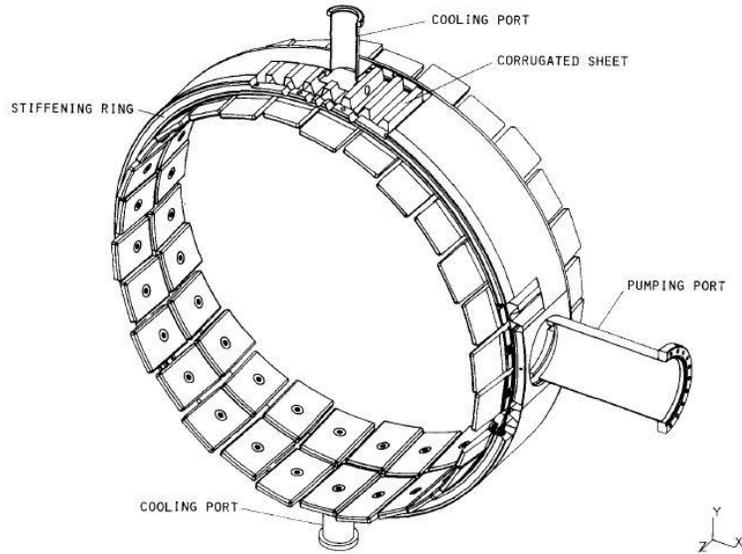


Fig. 2.5: Un particolare di un anello della camera da vuoto di RFX-mod

2.2.3 La scocca stabilizzatrice

La scocca stabilizzatrice è una struttura di rame che avvolge la camera da vuoto nella sua interezza mediante l'assemblaggio di 4 sezioni mostrate in figura 2.6. Questa scocca sostituisce la precedente di RFX in alluminio, assicurando migliori prestazioni in termini di controllo delle instabilità di plasma grazie al minore tempo di penetrazione del campo magnetico (circa 50 ms rispetto ai circa 450 ms della macchina RFX). La scocca presenta uno spessore di 3 mm, ridotto rispetto alla precedente e ciò assicura una maggiore prossimità al plasma. [6] Grazie a ciò, il campo magnetico verticale, generato dal sistema di bobine esterne, può penetrare più velocemente attraverso la scocca per assicurare un migliore controllo attivo della configurazione magnetica all'interno della camera da vuoto: la costante di penetrazione di questo campo attraverso la scocca si può misurare come $\tau = \mu_0 \sigma b h / 2 = 50 \text{ ms}$ in cui μ_0 è la permeabilità magnetica del vuoto e σ è la resistività del materiale della scocca. [4]



Fig. 2.6: La scocca stabilizzatrice di RFX-mod

Le giunzioni poloidale ed equatoriale sono state accuratamente progettate per assicurare la penetrazione dei campi elettrici e magnetici all'interno della regione di plasma. Il giunto equatoriale esterno è cortocircuitato attraverso l'utilizzo di una serie di piattelli in rame che sono fissati ad entrambe le due metà della scocca; nella sezione equatoriale interna viene invece mantenuta un'apertura in aria di 20 mm. Per quanto riguarda la direzione poloidale invece, un giunto è ottenuto attraverso l'inserzione di un foglio di PTFE di 2 mm di spessore tra i due settori della scocca che coprono un'angolatura di 23° in direzione toroidale, il secondo giunto è cortocircuitato attraverso una saldatura.

2.2.4 La struttura toroidale di supporto

La struttura toroidale di supporto è la struttura più esterna della macchina ed è stata realizzata per supportare nella sua superficie interna sia la camera da vuoto che la scocca di rame. È una struttura di acciaio austenitico amagnetico di 47 mm di spessore, composta di quattro parti che vengono collegate mediante dei giunti equatoriali e poloidali; il giunto equatoriale interno è cortocircuitato da lastre di rame. Sulla superficie esterna della struttura sono realizzate delle cave che permettono il posizionamento degli avvolgimenti di campo toroidale e del sistema di bobine a sella. [6]

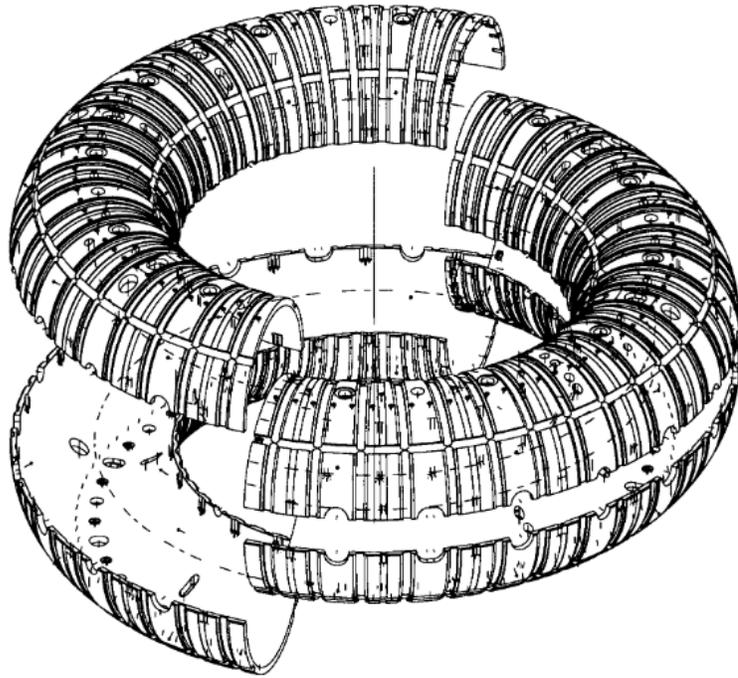
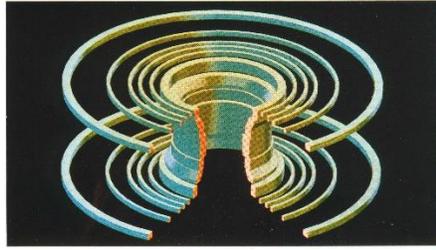


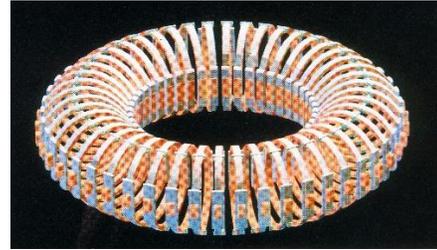
Fig. 2.7: Struttura toroidale di supporto

2.2.5 Il sistema magnetico

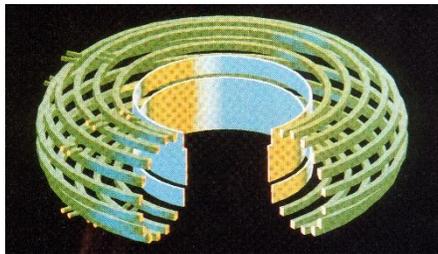
Il sistema magnetico è composto da quattro tipi differenti di bobine di rame che avvolgono la camera da vuoto le cui funzioni sono differenziate. *L'avvolgimento magnetizzante* assicura la variazione nel tempo del flusso magnetico per creare e sostenere la corrente toroidale di plasma. La corrente massima è 50 kA e produce un flusso massimo di 15 Wb. Le 48 *bobine toroidali* avvolgono l'intero toro e generano campo magnetico toroidale massimo di 0.7 T. Queste bobine sono raggruppate in 12 blocchi di 4 bobine ciascuno, alimentati in modo indipendente. *L'avvolgimento per il controllo di campo* è formato da 16 bobine che avvolgono il toro in direzione toroidale e attraverso la corrente che le percorre generano un campo magnetico poloidale che controlla la posizione della colonna di plasma durante le scariche [7]. Infine un sistema di 192 *bobine a sella* è montato in opportune cave realizzate nella struttura toroidale di supporto: le singole bobine trasportano un massimo di corrente di 400 A e producono un campo massimo locale di circa 50 mT che assicura il controllo in tempo reale delle instabilità magnetoidrodinamiche del plasma [6].



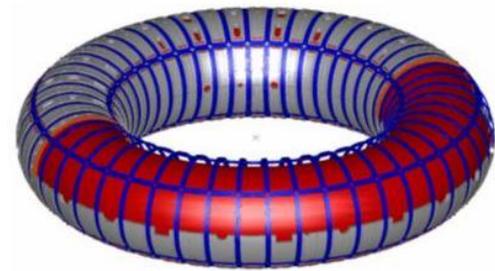
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig. 2.8: Il sistema magnetico: (a) avvolgimento magnetizzante, (b) bobine toroidali, (c) avvolgimenti per il controllo di campo, (d) bobine a sella. [8]

2.3 Le modifiche di RFX-mod: RFX-mod2

Durante più di 10 anni di campagne sperimentali, RFX-mod ha operato con notevole affidabilità e flessibilità ed ha raggiunto gli obiettivi che erano stati prefissati ovvero il raggiungimento di una corrente di plasma di 2 MA e di una temperatura elettronica del plasma interno al toro di 1,5 keV. È stata inoltre dimostrata la possibilità, prevista dai modelli MHD, di ottenere alle più alte correnti di plasma, la formazione spontanea di configurazioni magnetiche caratterizzate da equilibri elicoidali quasi-stazionari (denominati di Singola Elicità) con interessanti proprietà di confinamento [9]. RFX-mod è stata operata anche in configurazione Tokamak in regimi con fattore di sicurezza $q(a) < 2$ [9].

Dati i risultati significativi ottenuti con questa macchina, è ora in corso una campagna di modifiche che hanno lo scopo di migliorare il controllo magnetoidrodinamico del plasma e gli studi di fisica 3D attraverso una robusta transizione a più elevati regimi di confinamento chiamati *Singola Elicità* in configurazione RFP e *modo-H* in configurazione Tokamak.

Per ottenere questi obiettivi, sono state proposte modifiche [9] alla struttura meccanica della precedente macchina RFX-mod che si possono riassumere come segue:

- la camera da vuoto verrà rimossa e sarà così aumentata la vicinanza del plasma alla scocca di rame per ridurre la deformazione dell'ultima superficie magnetica chiusa, per minimizzare la coppia frenante nel plasma e conseguentemente per migliorare i regimi elicoidali di confinamento del plasma;
- verrà modificata la struttura interna della macchina, che sarà formata da: 1) *prima parete* di tegoli di grafite in contatto con il plasma 2) *scocca stabilizzatrice* di rame anch'essa in contatto con il plasma nella sua parete interna e 3) *struttura toroidale* di supporto e di tenuta del vuoto di acciaio;
- saranno implementate nuove diagnostiche per il controllo del plasma e per le misure dei parametri dello stesso;
- per favorire la transizione dal modo L al modo H in modalità Tokamak, si avrà l'integrazione di un *Neutral Beam Injector*.

In figura 2.9 vediamo una panoramica della struttura di RFX-mod nella quale sono evidenziate le parti oggetto di modifica:

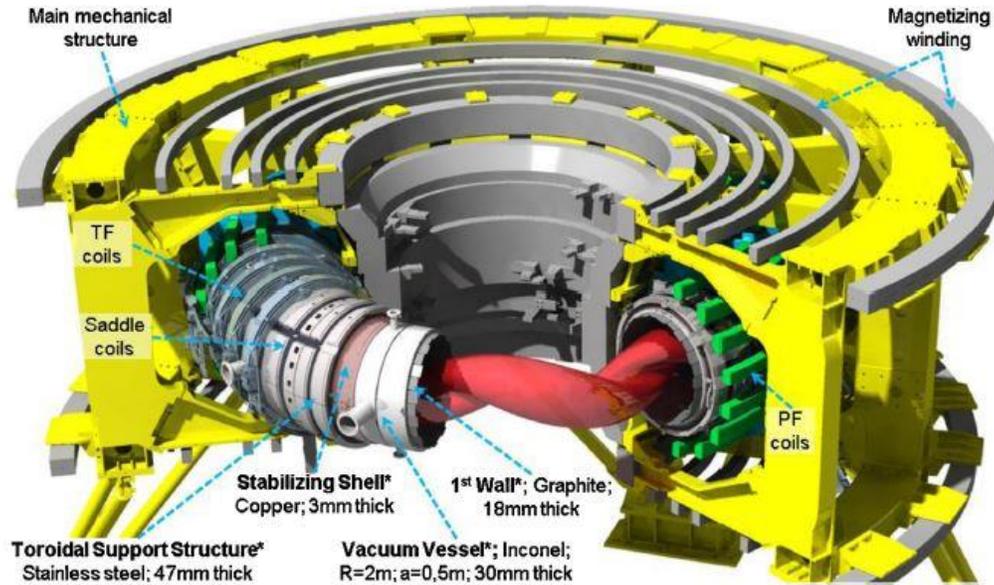


Fig. 2.9. Panoramica della struttura di RFX-mod. In grassetto sono evidenziate le parti oggetto di modifica.

La struttura di RFX-mod2 si ottiene da quella di RFX-mod rimuovendo la presente camera da vuoto di Inconel 625 (Vacuum Vesse, VV), fissando la nuova prima parete (First Wall, FW) alla scocca stabilizzante di rame (Passive Stabilizing Shell, PSS) già esistente e trasferendo la struttura di tenuta del vuoto al limite esterno della presente struttura toroidale che prenderà il nome di Vacuum Toroidal Support Structure (VTSS). Nella figura seguente è possibile notare l'aumento della vicinanza del plasma con la scocca di rame che si ottiene grazie alla rimozione della camera da vuoto in Inconel 625: [9]

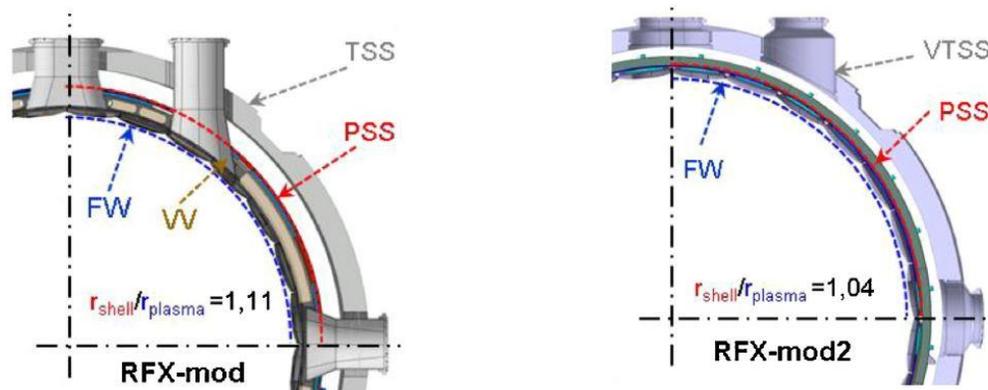


Fig. 2.10: Confronto tra le configurazioni RFX-mod e RFX-mod2 dopo la rimozione della camera da vuoto di Inconel.

2.4 Composizione della nuova struttura toroidale e dettaglio delle funzioni delle varie parti

In questa sezione viene fornita la descrizione dettagliata dei componenti che formeranno la nuova struttura toroidale e le motivazioni per le quali si intende apportare queste modifiche.

2.4.1 La prima parete di RFX-mod2

Il progetto per RFX-mod2 prevede che la prima parete sia composta da una struttura di 72 anelli toroidali che supportano ciascuno 28 tegoli di grafite policristallina posti lungo la circonferenza minore del toro. Gli anelli sono realizzati in materiale termoplastico chiamato Torlon®; ciascun tegolo viene fissato al rispettivo anello attraverso un sistema di boccole di acciaio compatibile con l'attuale sistema di manutenzione dei tegoli assicurato da un braccio robotico. La grafite utilizzata assicura il controllo dell'immissione di impurezze nel plasma e la forma rinnovata dei tegoli assicurano una maggiore resistenza ai carichi termici localizzati sperimentati con RFX-mod ($>10 \text{ MW/m}^2$) [9].

2.4.2 La scocca stabilizzatrice

La scocca stabilizzatrice è una struttura toroidale di rame di spessore 3 mm ed è la stessa che si trova in RFX-mod. Attualmente essa è fissata alla camera da vuoto mediante bande in acciaio che sostengono gli sforzi elettrodinamici che nascono a causa delle correnti indotte lungo tutta la superficie della scocca. In RFX-mod2 la scocca stabilizzatrice passiva sarà supportata da un nuovo insieme di 72 anelli, fatti di materiale termoplastico e rinforzati con piattelli di acciaio [9]. Ogni anello supporta anche la serie poloidale di 28 tegoli mediante una nuova serie di boccole che provvedono simultaneamente a bloccare sia la scocca che i tegoli.

2.4.3 La struttura toroidale di supporto

La struttura toroidale di supporto è una struttura di acciaio (AISI 304L) composta di 4 sezioni, ciascuna delle quali si estende per 180° sia in direzione poloidale che toroidale e sono separate da quattro giunti nelle due direzioni. In RFX-mod2 la struttura toroidale di supporto avrà anche la funzione di camera da vuoto e ciò richiede che i giunti e le 150 aperture che si trovano attualmente sulla superficie vengano chiusi e sigillati assicurando la tenuta. L'aspetto più critico della nuova struttura è lo sviluppo di una soluzione metallo/termoplastica da utilizzare per i giunti affinché venga garantita la tenuta del vuoto e che allo stesso tempo permetta la penetrazione del campo elettro-magnetico all'interno della camera [9].

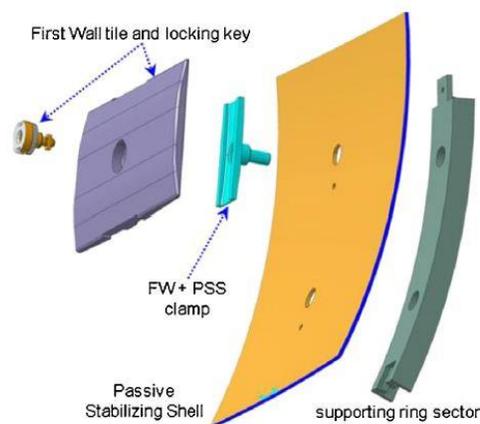


Fig. 2.11: Esploso del sistema tegoli/scocca stabilizzatrice

Per quanto riguarda il sistema magnetico di RFX-mod2 si rimanda al paragrafo 2.2, in quanto non sono state apportate modifiche rispetto al sistema già collaudato di RFX-mod.

2.5 Differenze tra RFX-mod e RFX-mod2 al bordo del plasma

Come abbiamo visto nei paragrafi precedenti, l'assieme della struttura toroidale è differente nelle due macchine RFX-mod e RFX-mod2 e in questa tesi sono studiate le ripercussioni della modifica della struttura sull'interazione fra il plasma e le pareti che vengono poste in contatto con lo stesso. Nei seguenti paragrafi vengono evidenziate le suddette differenze e viene introdotto il motivo per cui è stata intrapresa la campagna sperimentale oggetto di questa tesi di laurea.

2.5.1 RFX-mod: le interazioni fra le pareti e il bordo del plasma

Richiamando ciò che è stato descritto nel paragrafo 2.2 rispetto alla struttura toroidale di RFX-mod, possiamo vedere in figura 2.12 uno schema di principio che mostra una linearizzazione dell'assieme toroidale: in questo caso le strutture in contatto con il plasma sono i tegoli della prima parete e la camera da vuoto in Inconel 625, alla quale sono fissati i tegoli stessi. La scocca stabilizzatrice e la struttura meccanica di supporto invece sono esterne alla camera da vuoto e non hanno nessun tipo di interazione rispetto al campo elettrico toroidale applicato. Inoltre sia nelle configurazioni di RFX che di RFX-mod ci si trovava a lavorare con un vessel continuo e quindi senza punti di interruzione, pertanto la differenza di potenziale tra il vessel (e quindi anche i tegoli) e il plasma, risulta essere pressoché nulla trovandoci in presenza di due conduttori continui (trascurando il valore del potenziale flottante). Quanto appena spiegato trova un'illustrazione nella seguente figura 2.12 in cui vengono mostrati il vessel, al quale sono fissati i tegoli (in grigio), a contatto con il plasma.

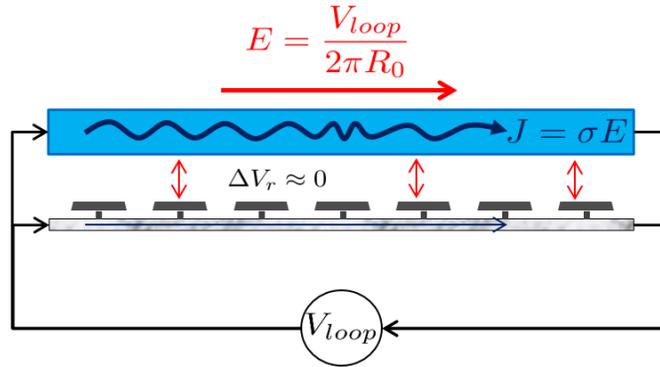


Fig. 2.12: Prima parete e camera da vuoto in contatto con il plasma

La tensione di giro è quella tensione che, per la legge di Faraday-Neumann, viene indotta nell'anello di plasma in conseguenza alla variazione del flusso magnetico, che si presenta nel momento in cui viene variata la corrente nell'avvolgimento magnetizzante. Questa forza elettromotrice per definizione risulta pari anche alla circuitazione del campo elettrico, oltre che alla variazione del flusso magnetico nel tempo:

$$V_{loop} = \oint E \cdot ds = \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = 2\pi R E_{\varphi} \quad (2.1)$$

$$E_{\varphi} = \frac{V_{loop}}{2\pi R} \quad (2.2)$$

All'interno del toro viene quindi indotto un campo elettrico pressoché uniforme.

È stato dunque possibile simulare quanto descritto attraverso un modello circuitale che calcolasse la differenza di potenziale tra il plasma e i tegoli e la relativa corrente che scorre tra i due. Le simulazioni, visibili nella seguente figura 2.13, dimostrano che la tensione, come già detto, è nulla mentre la corrente, che assume valori di qualche mA, può essere distinta nelle due componenti di saturazione ionica ed elettronica e ciò può essere modellizzato attraverso una resistenza variabile che segue la curva V-I di Langmuir.

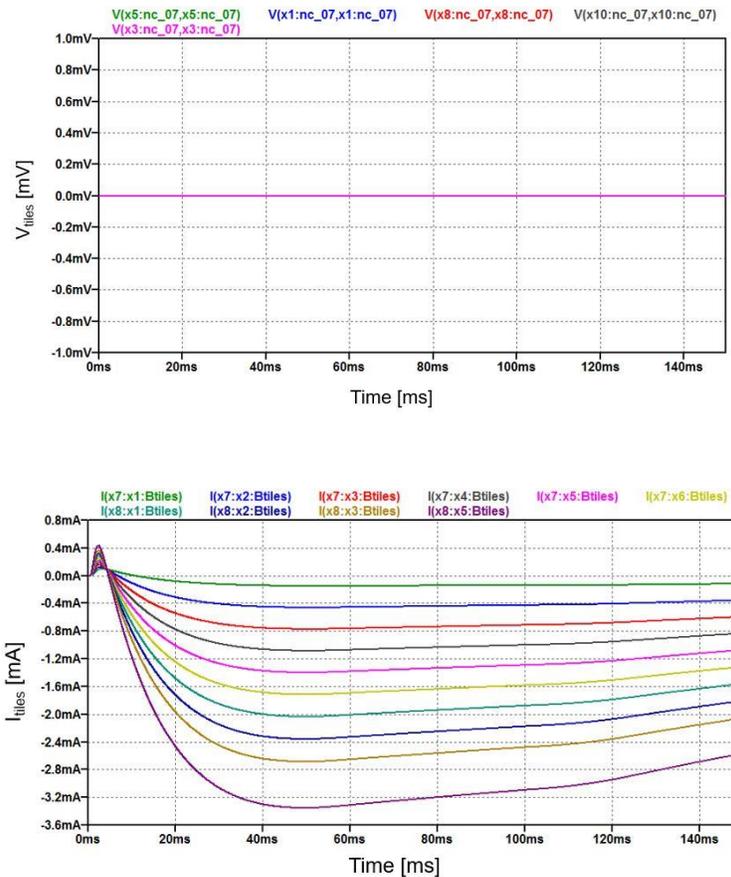


Fig. 2.13: Simulazioni delle forme d'onda di tensione e corrente dei tegoli della prima parete di RFX-mod.

La struttura di RFX-mod vede la presenza di un'ulteriore parete conduttrice che si trova sottoposta a tale tensione indotta: la scocca di rame. Essa non è un conduttore continuo a causa della presenza di tagli (gap) necessari, come abbiamo già detto, per permettere la penetrazione all'interno della camera dei campi magnetici prodotti dai sistemi di bobine esterne. La scocca, pertanto, non vede la presenza di correnti toroidali sulla sua superficie: si verrà quindi a creare una differenza di potenziale non nulla tra la scocca e le superfici conduttrici continue al suo interno. Anche la scocca però, essendo conduttrice, vedrà la presenza della tensione di giro, prodotta della variazione del flusso del campo magnetico, e quindi di un campo elettrico. All'interno del conduttore (rame) però non scorre alcuna corrente e quindi il campo elettrico sarà nullo; d'altra parte, valendo sempre la 2.1, ci sarà un'unica zona nella quale si concentrerà tutto il campo elettrico prodotto dalla tensione di giro,

ovvero la zona del gap. La relazione tra il campo elettrico e la tensione al gap si può esprimere in prima approssimazione come segue:

$$E = \frac{V_{gap}}{\delta_{gap}} \quad (2.3)$$

essendo δ_{gap} lo spessore del gap nella scocca.

Dalle campagne sperimentali intraprese in passato sulla macchina RFX-mod, è stato possibile ricavare importanti informazioni sulle evoluzioni temporali assunte da alcuni parametri: la corrente di plasma, la tensione di giro e poloidale nonché i campi magnetici toroidale e poloidale. In questa sezione sono però considerate solo le prime due ovvero la corrente che scorre nella colonna di plasma e la tensione di giro ed in particolare è studiato il caso in cui nel plasma avviene una terminazione veloce. Lo scopo di questi studi è stato quello di valutare il massimo valore della tensione di giro toroidale che si può creare, secondo quanto detto in precedenza, tra i due lembi della scocca di rame. Ciò che è emerso viene riportato nella figura seguente: la corrente di plasma, che durante il *flat-top* ha valore di 2 MA, raggiunge il valore nullo in soli 2 ms e conseguentemente la tensione di giro aumenta fino a raggiungere il proprio massimo pari a circa 1 kV.

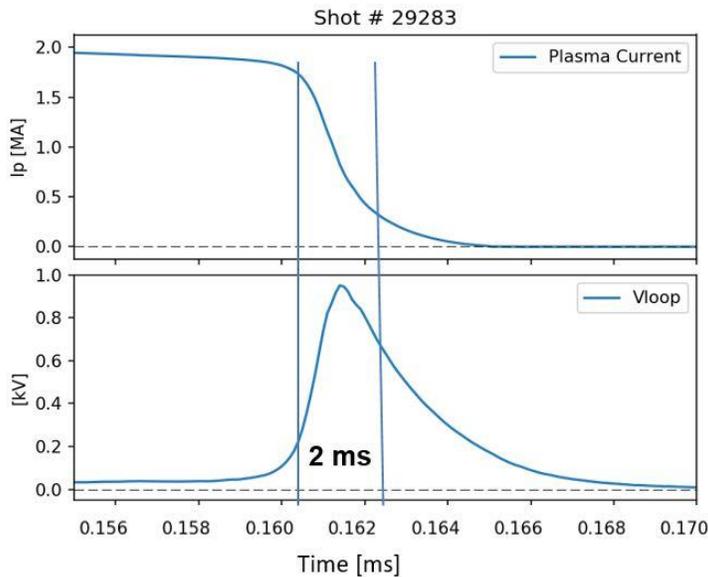


Fig. 2.14: Evoluzioni temporali della corrente di plasma e della tensione di giro in RFX-mod, nel caso di terminazione veloce del plasma.

2.5.2 RFX-mod2: le interazioni fra le pareti e il bordo del plasma

Per quanto riguarda la prevista struttura di RFX-mod2, abbiamo detto che la campagna di modifiche prevede il rinnovamento dell'intera struttura toroidale e ciò si ripercuote necessariamente sull'interazione del plasma con le pareti conduttrici con cui si troverà in contatto. La figura seguente 2.15 mostra uno schema rettificato della struttura toroidale che mette bene in evidenza la grande differenza rispetto a RFX-mod: in RFX-mod2 la scocca conduttrice viene posta in contatto con il plasma attraverso la parete di tegoli e tutta questa struttura viene posta poi all'interno della camera da vuoto che diventa la parete più esterna.

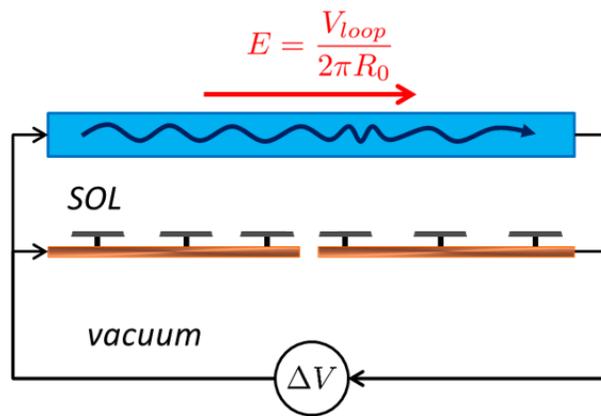


Fig. 2.15: Scocca stabilizzatrice e tegoli in contatto con il plasma

Anche per il progetto di RFX-mod2 è stato pertanto necessario studiare il problema delle sovratensioni che si possono creare tra le strutture conduttrici e il plasma: in particolare la scocca di rame, alla quale sono fissati i tegoli in grafite, sarà il conduttore “non continuo” in contatto con le particelle del plasma. È stato quindi realizzato un modello [10] che offre, mediante opportune simulazioni, gli andamenti delle tensioni che si produrranno. Essendo il plasma un fluido conduttore ed essendo quest'ultimo in contatto con la scocca di rame attraverso i tegoli, necessariamente in questo caso si verranno a creare delle correnti entranti ed uscenti lungo tutta l'estensione della scocca stabilizzatrice. Tale comportamento è illustrato nella figura 2.16 in cui ogni tegolo in grafite è stato schematizzato attraverso un generatore di Langmuir cui corrisponde la caratteristica V-I, in cui si distinguono due comportamenti differenti in corrispondenza della zona di saturazione ionica ed elettronica.

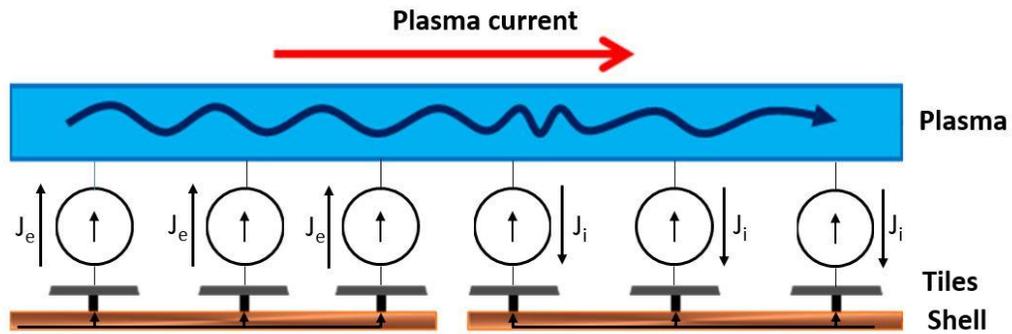


Fig. 2.16: Schematizzazione del sistema di tegoli di grafite e della scocca di rame in contatto con il plasma in RFX-mod2

Si sarebbe potuto affrontare questo problema attraverso uno studio agli elementi finiti, ma essendo la scocca ricoperta da 72 anelli toroidali di tegoli di grafite, è stato possibile discretizzare il problema creando un modello semplificato, riprodotto lungo tutta la superficie toroidale come è illustrato in figura 2.17.

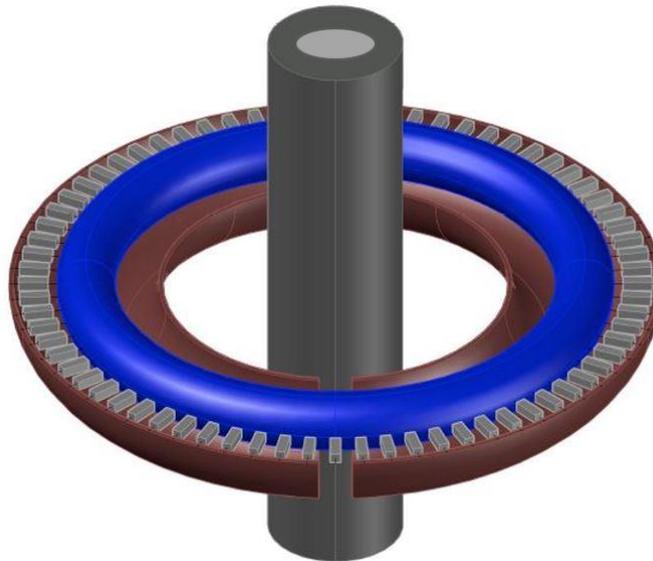


Fig. 2.17: Discretizzazione del sistema di scocca di rame, tegoli in grafite e plasma

Il plasma ha un comportamento ohmico-induttivo ed è stata calcolata la sua resistenza conoscendo la tensione di giro e la corrente di plasma, mentre per la scocca è stato possibile calcolare la sua resistenza equivalente noti lo spessore, la superficie e la resistività del rame come segue:

$$R_p = \frac{V_{loop}}{I_p} = \frac{20}{10^6} = 20 \mu\Omega \quad (2.4)$$

$$R_{shell} = \frac{\rho_{Cu} \cdot 2 \cdot \pi \cdot R_0}{3 \cdot 2 \cdot \pi \cdot b} = 22 \mu\Omega \quad (2.5)$$

Il plasma, i tegoli in grafite ed infine la scocca di rame sono stati modellizzati [10] attraverso resistori, induttori e generatori di corrente come è illustrato nella figura seguente 2.18:

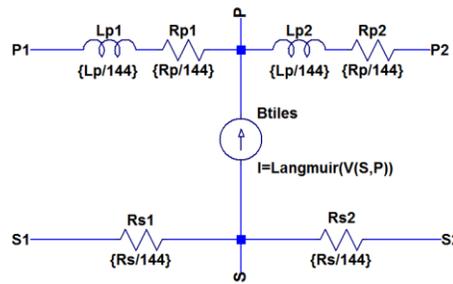


Fig. 2.18: Modello circuitale per una sezione di 1/72 del sistema di plasma, tegoli di grafite e scocca di rame

Come abbiamo detto in precedenza, ciascun tegolo segue la caratteristica di Langmuir, che nel modello [10] è stato possibile approssimare con la relazione calcolata nel capitolo 3 (vedi Equazione 3.45). È stato successivamente possibile calcolare sia la corrente di saturazione ionica sia la corrente di saturazione elettronica e quindi ricavare con buona approssimazione la caratteristica di Langmuir del tegolo (che per ragioni di instabilità numeriche è stata approssimata alla funzione tangente iperbolica). Quanto appena descritto è visibile in figura 2.19.

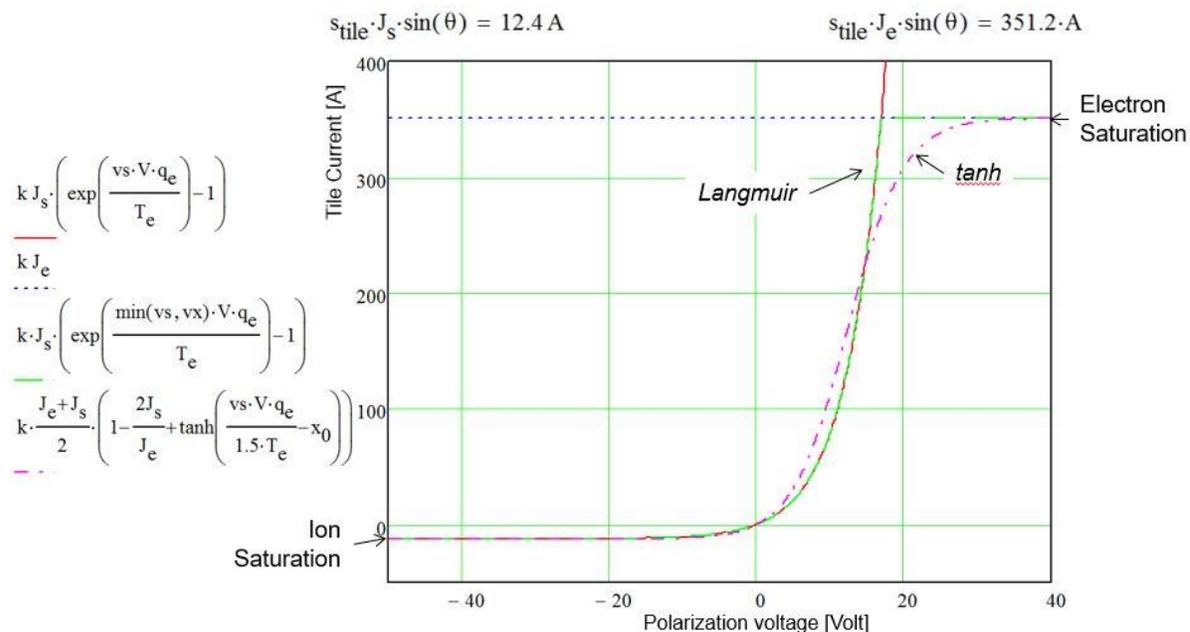


Fig. 2.19: Caratteristica V-I del tegolo di grafite

Ognuno di questi settori modella 6 anelli e quindi per ottenere l'intera regione toroidale sarà necessario porre in serie 12 settori ($6 \cdot 12 = 72$): il passo successivo del modello [10], quindi, prevede l'inserzione in serie dei 12 settori che simulano l'intero giro toroidale, ricordando di mantenere il gap nella parte che rappresenta la scocca di rame (figura 2.20).

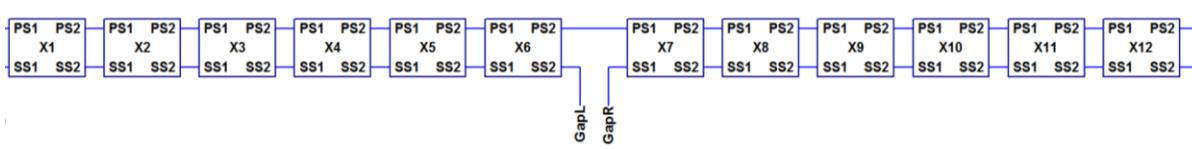


Fig. 2.20: Modello della struttura toroidale formata dal plasma, dai tegoli in grafite e dalla scocca di rame (in presenza del gap)

Ricordando che il circuito di alimentazione e le strutture conduttrici della macchina funzionano secondo il principio del trasformatore del quale il plasma è il circuito secondario, è possibile giungere alla conclusione del modello circuitale. Viene costruito il circuito equivalente del trasformatore riportando tutte le grandezze al secondario (lato plasma). Nel modello circuitale di figura 2.21 [10] sono evidenti nella parte di sinistra le alimentazioni del sistema magnetico poloidale. Il flusso poloidale disperso è stato modellizzato con un'induttanza di dispersione che, calcolata, risulta pari a $L_v = 1,2 \mu\text{H}$.

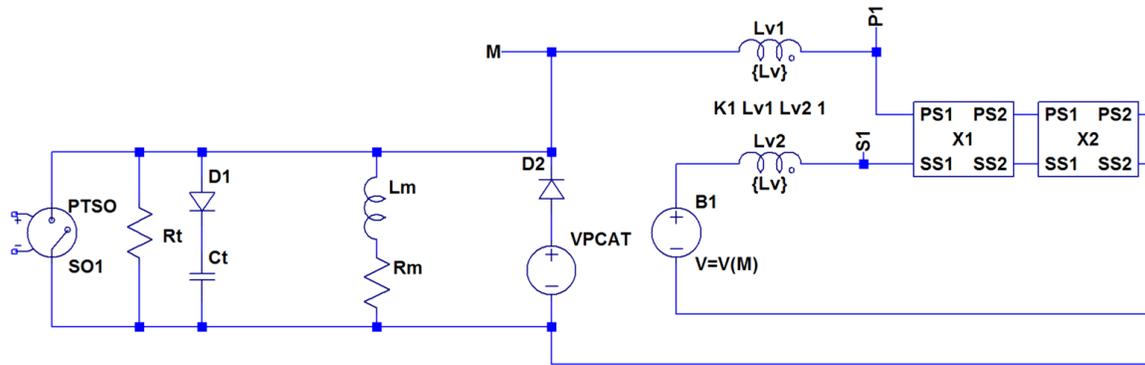


Fig. 2.21: Circuito equivalente lato plasma

Come nel caso analizzato in precedenza, anche per la struttura di RFX-mod2 è stata calcolata la corrente che scorre nei tegoli, sia in verso uscente in direzione del plasma che entrante nella scocca di rame. Nella seguente mappa in figura 2.22 viene mostrato, in scala cromatica, il valore della corrente di ogni tegolo lungo la direzione toroidale (la cui posizione viene mostrata in figura nell'asse delle ordinate) e in funzione del tempo, durante una terminazione veloce della corrente di plasma. Si può notare che anche in questo caso esistono due regioni distinte in cui vengono raggiunti sia i valori della corrente di saturazione ionica che elettronica lungo tutta la serie toroidale dei tegoli.

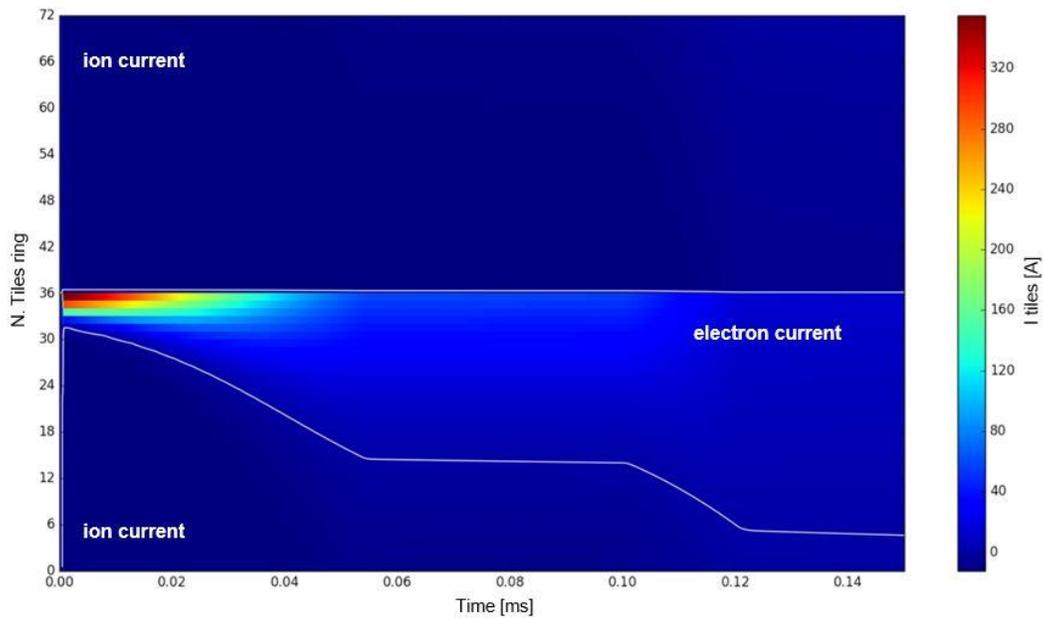


Fig. 2.22: Andamento nel tempo della corrente lungo la serie toroidale dei 72 anelli di tegoli

In particolare, dalle simulazioni risulta che in corrispondenza del “taglio” nella scocca di rame la corrente assume un valore massimo > 300 A. Gli effetti previsti da tale simulazione [10] per questa stessa configurazione sono:

- la probabile formazione di archi elettrici tra i tegoli in corrispondenza del gap durante le terminazioni veloci;
- in corrispondenza del gap sarà presente un flusso di particelle cariche che si verranno a creare a causa della presenza dell’elevato campo elettrico in questa regione: tale flusso sarà governato dalla tensione di giro.

Per eliminare questi problemi è stata decisa la connessione di tutti i tegoli, che vengono quindi resi equipotenziali, attraverso una gabbia resistiva continua alloggiata all’esterno della scocca di rame [10], che viene mostrata nella seguente figura 2.23:

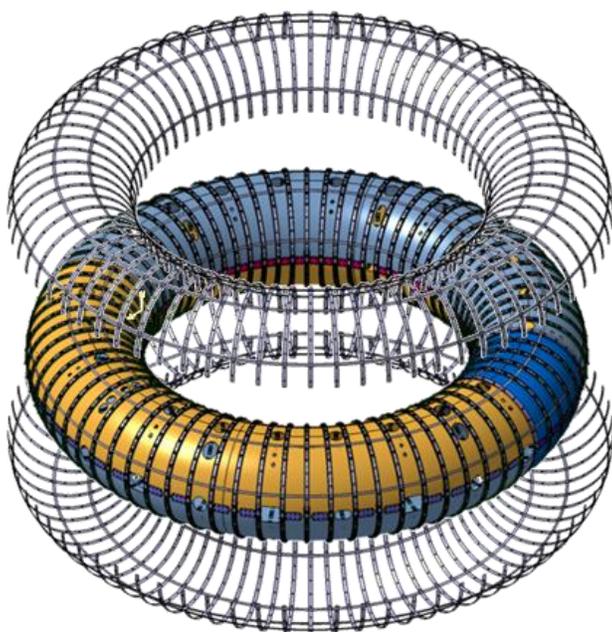


Fig. 2.23: Dettaglio del posizionamento della gabbia metallica resistiva

Anche in questo caso è stato necessario, sempre mediante il modello citato in precedenza [10], simulare gli effetti che si verificano nel momento in cui, in presenza della gabbia metallica, si creano delle sovratensioni in corrispondenza delle terminazioni veloci del plasma.

I risultati delle simulazioni sono stati riportati in figura 2.24, nella quale sono state riportate le evoluzioni temporali delle forme d'onda della corrente di plasma e della tensione di giro in presenza di una terminazione veloce del plasma.

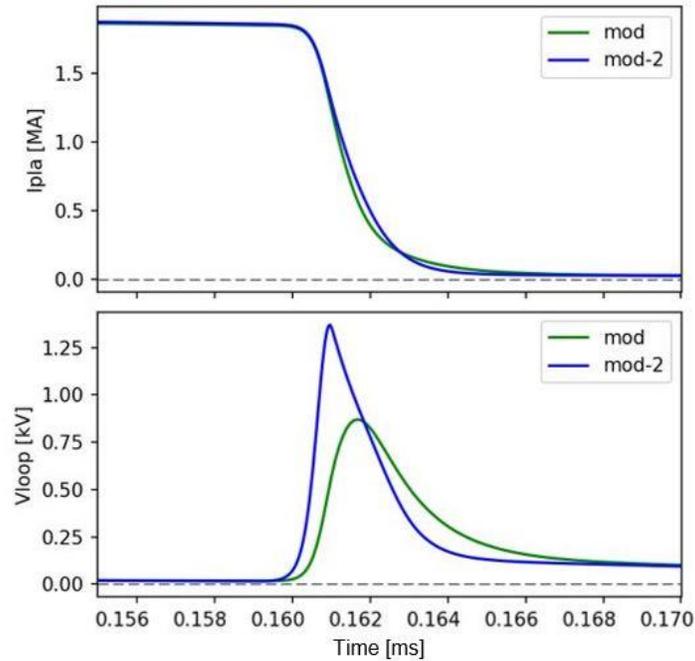


Fig. 2.24: Evoluzioni temporali della corrente di plasma e della tensione di giro in RFX-mod2, nel caso di terminazione veloce del plasma.

È evidente che in questa nuova configurazione, il valore massimo raggiunto dalla tensione di giro [10], corrispondente all'annullamento della corrente di plasma, assume un valore molto più elevato rispetto al caso studiato nel paragrafo 2.5.1 di RFX-mod, ed in particolare raggiunge quasi 1.5 kV. La causa sta nel fatto che dal punto di vista elettrico, il vessel ($R_v = 1,2 \text{ m}\Omega$) viene sostituito con la struttura a gabbia metallica ($R = 50\text{-}100 \text{ m}\Omega$ in fase di definizione). La resistenza più elevata riduce la costante di decadimento $\tau \sim L/R$ del sistema, causando l'incremento di tensione evidenziato.

Nella nuova configurazione della macchina fra la prima parete e la scocca di rame si verrà a formare uno strato di plasma di densità e temperatura elettroniche inferiori rispetto al plasma principale (figura 2.25).

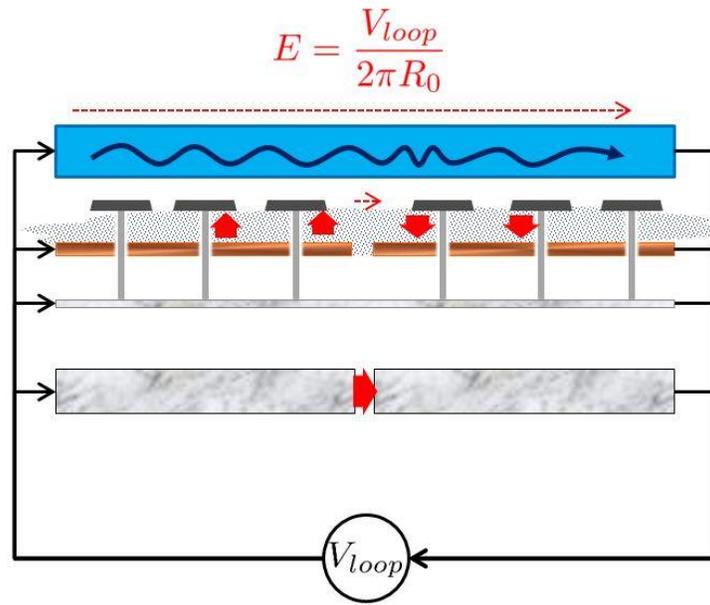


Fig. 2.25: Assetto del progetto della nuova struttura toroidale di RFX-mod2.

Da studi svolti in precedenza sulla macchina RFX-mod, tali parametri caratteristici del plasma al bordo del toro assumono i valori $n_e \approx 10^{17} \text{ m}^{-3}$ e $T_e \approx 10^{15} \text{ eV}$. Tuttavia, se si risolve l'interazione tra plasma e tegoli uniformando il campo elettrico (con la gabbia resistiva), rimane una significativa differenza di potenziale tra il retro dei tegoli e la scocca.

Il lavoro svolto durante questa tesi ha quindi lo scopo di verificare sperimentalmente il fenomeno degli archi elettrici nel momento in cui tra i due elettrodi in rame e in grafite, che simulano la scocca di rame e i tegoli della prima parete, vengano applicate tensioni impulsive di valori pari al risultato di queste simulazioni [10].

Capitolo 3

La teoria dello strato di Debye e la sonda di Langmuir

La fase preliminare della campagna sperimentale mira a caratterizzare il plasma di background nel quale si trovano immersi i due elettrodi all'interno della camera da vuoto. Per queste operazioni è fondamentale l'utilizzo della sonda di Langmuir che, per semplicità costruttiva ed affidabilità, è lo strumento più comunemente utilizzato per la caratterizzazione di tutti i tipi di plasmi di laboratorio. Per introdurre la teoria che sta alla base del funzionamento della sonda, è fondamentale fare riferimento alla teoria dello strato di Debye, uno strato di carica positiva che si crea ogni qualvolta ci sia l'inserimento di un elettrodo conduttore all'interno di un plasma.

3.1 Lo strato di Debye

In generale, mentre gli effetti dell'inserimento di un oggetto, che sia conduttore o meno, all'interno di un gas sono facili da analizzare poiché l'interazione fra i due è data solo da urti elastici, in presenza di un plasma la situazione diventa più complicata a causa delle cariche positive e negative libere presenti in esso. Se l'oggetto che poniamo all'interno è un conduttore, che come vedremo sarà la nostra sonda di Langmuir, questo sarà investito prima da un flusso di elettroni che, avendo una massa inferiore a quella degli ioni, possiedono una velocità superiore, se si suppone uguale la temperatura delle due specie. Per questo motivo se un conduttore flottante, o elettricamente isolato, viene immerso in un plasma, esso prima tenderà ad assumere un potenziale negativo rispetto al plasma respingendo gli elettroni incidenti, poi si raggiungerà una situazione di equilibrio in cui il potenziale dell'oggetto sarà tale da rendere uguali i flussi di ioni e di elettroni. Ciò a cui si giunge è la formazione attorno all'oggetto di uno strato di carica positiva con potenziale funzione della distanza dall'oggetto. Questo *strato* è

detto *di Debye* e le sue dimensioni sono molto piccole rispetto a quelle dell'oggetto (tipicamente nei plasmi prodotti in laboratorio questa lunghezza è dell'ordine di 10-100 μm).

Si vuole ora mostrare l'andamento di densità ionica ed elettronica e potenziale nello spessore dello strato di Debye. Ragioniamo in ipotesi di geometria unidimensionale. Un oggetto conduttore è posto all'interno del plasma ad una distanza $x = s$. L'origine del riferimento $x = 0$ è identificata come il punto di confine tra il plasma principale (in condizioni indisturbate) e lo strato [11] che quindi avrà uno spessore $\Delta x = s$ come mostrato in figura:

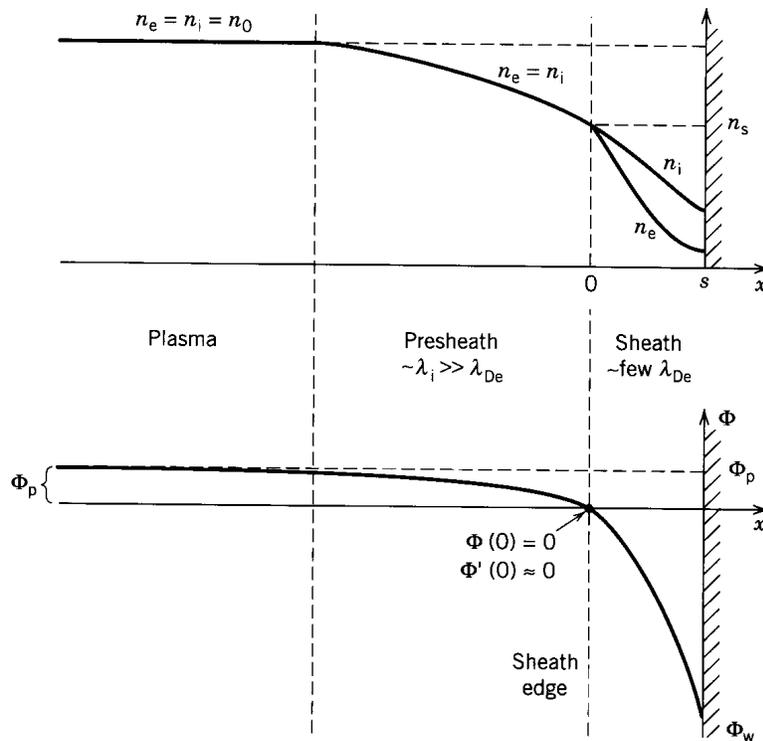


Fig. 3.1: Andamento delle densità ionica ed elettronica e del potenziale all'interno dello strato di Debye

Ricaviamo ora le leggi che governano questi andamenti.

Per quanto riguarda il moto del fluido elettronico all'interno del plasma, l'equazione del bilancio di quantità di moto è la seguente:

$$m_e n_e \left[\frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} + (\mathbf{v}_e \cdot \nabla) \mathbf{v}_e \right] = -en_e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla p_e - \nu m_e n_e \mathbf{v}_e \quad (3.1)$$

in cui \mathbf{v}_e è la velocità media del fluido elettronico, n_e la sua densità, p_e la sua pressione, \mathbf{E} e \mathbf{B} i campi elettrico e magnetico e ν rappresenta la frequenza di collisione degli elettroni con gli ioni. In condizioni stazionarie (e quindi con derivata rispetto al tempo nulla), con campo magnetico $\mathbf{B} = \mathbf{0}$ e in ipotesi di velocità media nulla degli elettroni $\mathbf{v}_{ex} = \mathbf{0}$, e infine trascurando le collisioni tra ioni ed elettroni, si può dimostrare che l'equazione diventa un bilancio tra la forza esercitata dal campo elettrico e quella dovuta al gradiente di pressione. L'equazione descrive quindi il confinamento elettrostatico degli elettroni:

$$en_e E_x + \frac{dp_e}{dx} = 0 \quad (3.2)$$

Per definizione, il campo elettrico è pari al gradiente del potenziale elettrostatico $E_x = -\frac{d\Phi}{dx}$, mentre la pressione è uguale al prodotto della densità per la temperatura $p_e = n_e T_e$. Se infine si ipotizza una temperatura uniforme, che quindi non dipende dalla distanza x , dopo opportune sostituzioni e integrazioni si ottiene la *relazione di Boltzmann*, che lega densità e potenziale elettrostatico:

$$n_e = n_s \exp\left(\frac{e\Phi}{T_e}\right) \quad (3.3)$$

n_s è costante ed è la densità misurata all'interfaccia tra lo strato e il plasma a $x = \mathbf{0}$ in cui si pone che il potenziale sia $\Phi = 0$. Si osserva che la densità elettronica decresce per potenziali negativi e ciò accade per l'effetto di repulsione del potenziale negativo rispetto agli elettroni che cercano di raggiungere l'oggetto.

Vediamo ora ciò che concerne gli ioni. Come gli elettroni, anche gli ioni sono governati da un'equazione che ne regola il moto. L'ipotesi di velocità media nulla deve però essere rimossa

in quanto gli ioni sono accelerati dal gradiente di potenziale verso l'oggetto. La temperatura in questo caso non è un parametro significativo essendo molto bassa e anche il termine del gradiente di pressione può essere trascurato. In questo caso otteniamo:

$$m_i v_i \frac{dv_i}{dx} = -e \frac{d\Phi}{dx} \quad (3.4)$$

che integrata fornisce la relazione tra velocità e potenziale elettrostatico in termini di conservazione dell'energia:

$$\frac{1}{2} m_i v_i^2 - \frac{1}{2} m_i v_{is}^2 = -e\Phi \quad (3.5)$$

e allo stesso modo v_{is} rappresenta la velocità media degli ioni nel punto in cui il potenziale è nullo e quindi a $x = 0$. Utilizziamo ora una seconda equazione che esprime la conservazione del numero degli ioni poiché siamo interessati a definire una relazione tra densità e potenziale come nel ragionamento precedente circa gli elettroni:

$$n_i v_i A = \text{cost.} \quad (3.6)$$

n_i è la densità degli ioni mentre A rappresenta la superficie attraversata dal loro flusso, che nel caso unidimensionale trattato è una costante. Ricordiamo che la conservazione del numero degli ioni vale nella porzione di plasma in cui il numero di eventi di ionizzazione è trascurabile e per questo motivo vale nello spessore di Debye, che ha dimensioni molto piccole.

Essendo il prodotto a primo membro uguale ad una costante, possiamo imporre l'uguaglianza con il prodotto tra densità e potenziale in corrispondenza dell'interfaccia strato-plasma ovvero dove il potenziale è nullo. La relazione quindi diventa:

$$n_i v_i = n_s v_{is} \quad (3.7)$$

Visto che all'interfaccia vale la condizione di quasi-neutralità, possiamo dire che la densità n_s è la stessa per ioni e per elettroni.

Dalla relazione di conservazione dell'energia, ricaviamo ora il valore di v_i come segue:

$$v_i = \sqrt{v_{is}^2 - \frac{2e\Phi}{m_i}} \quad (3.8)$$

Sostituiamo ora questa espressione nella relazione della conservazione del numero di ioni e otteniamo il valore della densità ionica che stavamo cercando:

$$n_i = n_s \left(1 - \frac{2e\Phi}{m_i v_{is}^2}\right)^{-1/2} \quad (3.9)$$

Anche in questo caso si può notare che la densità ionica decresce al diminuire del potenziale Φ , anche se in modo meno accentuato rispetto al caso elettronico.

Le densità elettronica e ionica si possono combinare insieme per definire la relazione con il potenziale elettrostatico grazie all'*equazione di Poisson*:

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (3.10)$$

dove $\rho = e(n_i - n_e)$ è la densità di carica. Se poi nell'espressione di ρ si vanno ad inserire le espressioni appena trovate delle densità ionica ed elettronica, si giunge al risultato ricercato ovvero l'effettiva dipendenza dal potenziale elettrostatico:

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \frac{en_s}{\epsilon_0} \left[\exp\left(\frac{e\Phi}{T_e}\right) - \left(1 - \frac{2e\Phi}{m_i v_{is}^2}\right)^{-1/2} \right] \quad (3.11)$$

Vogliamo ora semplificare l'analisi dell'equazione e per fare ciò introduciamo delle normalizzazioni. In primis definiamo la *velocità sonica ionica*, che è la velocità caratteristica con la quale si propagano le onde nel plasma che sono analoghe alle onde sonore nei gas neutri. Questa velocità si identifica con c_s ed ha la seguente espressione:

$$c_s = \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} \quad (3.12)$$

È opportuno notare che la temperatura al numeratore è quella degli elettroni, mentre la massa al denominatore è quella degli ioni.

Un'ulteriore semplificazione può essere introdotta definendo la *lunghezza caratteristica dello strato di Debye*:

$$\lambda_d = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T_e}{n_s e^2}} \quad (3.13)$$

che, come già detto, è delle dimensioni di 10-100 μm .

Introduciamo ora alcuni parametri adimensionali:

$$\psi = -\frac{e\Phi}{T_e} \quad (3.14)$$

$$M_0 = \frac{v_{is}}{c_s} \quad (3.15)$$

$$\xi = \frac{x}{\lambda_d} \quad (3.16)$$

Introducendo questi parametri, possiamo finalmente giungere alla semplificazione dell'equazione del potenziale elettrostatico:

$$\psi'' = \left(1 + \frac{2\psi}{M_0^2}\right)^{-1/2} - e^{-\psi} \quad (3.17)$$

Moltiplichiamo ora entrambi i membri per ψ' e integriamo tra 0 e ξ . Ipotizziamo che in $\xi = 0$ si abbia campo elettrico nullo ovvero sia $\psi = 0$ e anche $\psi' = 0$. Ciò che si ottiene è quindi:

$$\int_0^\xi \psi'' \psi' d\xi = \int_0^\xi \left(1 + \frac{2\psi}{M_0^2}\right)^{-1/2} \psi' d\xi - \int_0^\xi e^{-\psi} \psi' d\xi \quad (3.18)$$

la cui integrazione ci porta al seguente risultato:

$$\frac{1}{2} \psi'^2 = M_0^2 \left[\left(1 + \frac{2\psi}{M_0^2}\right)^{1/2} - 1 \right] + e^{-\psi} - 1 \quad (3.19)$$

L'equazione ricavata necessita di un'ulteriore integrazione per essere risolta, ma ciò è possibile solo numericamente. Facciamo però la seguente considerazione: essendo il primo membro sempre positivo, anche il secondo lo sarà. Eseguendo quindi lo sviluppo in serie di Taylor del secondo membro intorno al punto $\psi = 0$ e arretandolo al termine di secondo ordine, si ottiene:

$$\frac{1}{2} \psi^2 \left(1 - \frac{1}{M_0^2}\right) \quad (3.20)$$

Affinché questo secondo membro sia >0 , deve essere $M_0 \geq 1$ e quindi, ricordando la definizione di M_0 data in precedenza, $v_{is} \geq c_s$ il che significa che gli ioni devono arrivare all'interfaccia strato-plasma con una velocità almeno pari a c_s . In altri termini, perché ciò accada, è necessaria la presenza di un piccolo campo elettrico che li acceleri e questo è possibile solo se esiste un pre-strato (*presheath*) di plasma quasi neutro in cui è presente il campo elettrico necessario alla suddetta accelerazione. Per trovare a questo punto il valore della velocità ionica nell'interfaccia plasma-strato, si utilizzano l'equazione di conservazione del numero degli ioni e l'equazione di bilancio di quantità di moto degli ioni. Si considerano in questo caso uguali le

densità di ioni ed elettroni e si introduce un tasso di ionizzazione S che tiene conto dell'effetto della ionizzazione. Otteniamo in questo caso sono le seguenti equazioni:

$$\frac{d}{dx}(nv_i) = S \quad (3.21)$$

$$nm_i v_i \frac{dv_i}{dx} = enE - Sm_i v_i \quad (3.22)$$

Per la legge di Boltzmann, il campo elettrico si può esprimere in termini di densità e temperatura elettronica (ipotizzata indipendente da x) nel modo seguente:

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dx} = -\frac{eE}{T_e} \quad (3.23)$$

e quest'ultima equazione ci permette di riscrivere la seconda equazione in questo modo:

$$nm_i v_i \frac{dv_i}{dx} = -T_e \frac{dn}{dx} - Sm_i v_i \quad (3.24)$$

Dalla prima equazione si ricava:

$$\frac{dn}{dx} = \frac{S}{v_i} - \frac{n}{v_i} \frac{dv_i}{dx} \quad (3.25)$$

che sostituita alla seconda equazione ci dà:

$$nm_i v_i \frac{dv_i}{dx} = -T_e \frac{S}{v_i} + T_e \frac{n}{v_i} \frac{dv_i}{dx} - Sm_i v_i \quad (3.26)$$

Introducendo ora il numero di Mach $M = \frac{v_i}{c_s}$, che è una variabile, si ottiene l'equazione che descrive l'accelerazione degli ioni:

$$\frac{dM}{dx} = \frac{S}{nc_s} \frac{1 + M^2}{1 - M^2} \quad (3.27)$$

Si può notare che l'equazione è divergente per $M \rightarrow 1$ e quindi per $M = 1$ vengono meno le ipotesi di quasi-neutralità e quindi di uguaglianza delle densità ionica ed elettronica. Ciò significa che all'interfaccia vi è una transizione ad un altro regime che è quello proprio dello strato di Debye. Si ottiene quindi che la velocità degli ioni quando entrano nello strato è esattamente pari alla velocità sonica ionica $v_i = c_s$ e questo criterio appena dimostrato è detto *di Bohm*. Se imponiamo ora che i flussi di ioni ed elettroni siano uguali, e quindi che la corrente che scorre sia nulla, si ottiene il valore del *potenziale flottante*, che è appunto il valore del potenziale al quale si porta un conduttore flottante immerso in un plasma. Se si calcola il valore del flusso degli elettroni, introducendo un altro termine detto *velocità termica elettronica* la cui espressione è la seguente

$$v_{te} = \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \quad (3.28)$$

si ottiene

$$\Gamma_e = \frac{1}{4} n_s v_{te} \exp\left(\frac{e\Phi_w}{T_e}\right) \quad (3.29)$$

Dove con Φ_w si intende il valore del potenziale sulla superficie dello strato. Il potenziale flottante è negativo rispetto al plasma e il flusso elettronico cala avvicinandosi alla superficie. Gli ioni viceversa verranno accelerati verso lo strato e il flusso ionico sarà lo stesso in qualsiasi punto dello strato e in particolare sarà uguale a quello presente all'ingresso:

$$\Gamma_i = n_s c_s \quad (3.30)$$

Come detto, essendo uguali i flussi elettronico e ionico, si può ricavare il potenziale del conduttore come segue:

$$\Gamma_e = \Gamma_i \quad (3.31) \quad \Phi_w = -\frac{1}{2} T_e \ln \left(\frac{m_i}{2\pi m_e} \right) \quad (3.32)$$

Se poi la differenza di potenziale tra plasma e l'interfaccia con lo strato è $\Phi_p = \frac{T_e}{2e}$ e n_o è la densità del plasma imperturbato, si può ricavare la densità all'ingresso dello strato:

$$n_s = n_o \exp \left(-\frac{e\Phi_p}{T_e} \right) \cong 0.61 n_o \quad (3.33)$$

Per ricavare infine il valore del potenziale flottante, detto V_p il potenziale del plasma rispetto a massa, si trova che

$$V_F = V_p - \alpha \frac{T_e}{e} \quad (3.34)$$

dove α è una costante che dipende dal tipo di gas considerato. Si può notare quindi che il potenziale flottante ha un valore sempre minore del potenziale di plasma.

Vediamo ora come la teoria dello strato di Debye permetta di descrivere il funzionamento della sonda di Langmuir, strumento utilizzato per la caratterizzazione dei plasmi di laboratorio.

3.2 La sonda di Langmuir

La sonda di Langmuir è uno strumento utilizzato per la misura di parametri di plasma quali la temperatura elettronica, la densità e il suo potenziale. È costituita semplicemente da un elettrodo fatto di materiale conduttore che viene immerso nel plasma e viene alimentato da un generatore che possa erogare sia tensioni positive che negative. Benché il plasma, essendo un gas ionizzato, venga perturbato quando viene introdotto al suo interno un oggetto, la sonda di Langmuir resta lo strumento più frequentemente utilizzato per le misure di tali parametri di plasma, in quanto è particolarmente semplice da realizzare e da utilizzare [11].

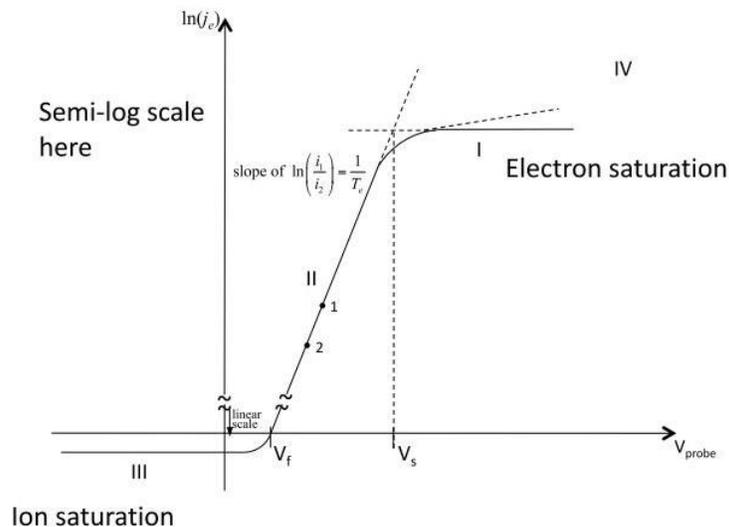


Figura 3.2: Curva caratteristica $I(V)$ di una sonda di Langmuir ideale, immersa in un plasma.

La caratteristica ideale della sonda (Fig. 3.2) presenta due saturazioni della corrente che corrispondono alla situazione in cui il potenziale applicato all'elettrodo sonda sia così negativo che tutti gli elettroni vengano respinti (ramo ionico) e alla situazione opposta in cui il potenziale applicato sia così positivo da respingere tutti gli ioni (ramo elettronico). Il potenziale che si ha quando la corrente è nulla (intersezione con l'asse delle ascisse) e quindi quando il flusso degli ioni è uguale a quello degli elettroni è detto *flottante*.

Vogliamo ora trovare un'espressione analitica della curva V-I: per ottenerla è utile ricordare le relazioni ricavate nel paragrafo precedente per i flussi ionico ed elettronico e sostituirli all'interno dell'espressione della corrente. Definendo A l'area della sonda, che deve avere un valore piccolo per evitare un'eccessiva perturbazione del plasma al suo inserimento, si definisce la corrente elettrica che fluisce dalla sonda al plasma come segue:

$$I = eA \left[\frac{1}{4} n_s v_{te} \exp\left(\frac{e\Phi}{T_e}\right) - n_s c_s \right] \quad (3.35)$$

che si può riscrivere tenendo conto dell'espressione trovata in precedenza per il potenziale flottante nel modo seguente:

$$I = I_{s_i} \left[\exp\left(\frac{e(V - V_F)}{T_e}\right) - 1 \right] \quad (3.36)$$

dove I_{s_i} è la corrente di saturazione ionica:

$$I_{s_i} = \frac{1}{2} A e n_0 c_s \quad (3.37)$$

Mediante opportune sostituzioni è possibile giungere alla fine a ricavare parametri di plasma quali n , V_f , T_e e V_p .

Nei casi in cui la densità di plasma e quindi la corrente di saturazione ionica siano molto piccole, si può utilizzare l'espressione della corrente di saturazione elettronica per valutare la densità di plasma tramite la formula:

$$I_{s_e} = \frac{1}{4} A e n v_{te} \quad (3.38)$$

La fase preliminare dell'attività oggetto di questa tesi si ripropone pertanto di caratterizzare il plasma di background in particolari condizioni operative che si ritrovano durante le fasi di sperimentazione. Successivamente, mediante un modello che permette di interpolare la caratteristica V-I, sono stati ricavati i parametri di plasma sopra citati.

3.2.1 Il modello di interpolazione dei dati a quattro parametri

Il modello di interpolazione dei dati a quattro parametri può essere generalizzato all'interno della teoria della sonda di Langmuir ed è un modello che è stato utilizzato durante le campagne sperimentali di RFX. Mediante questo modello è possibile dedurre dai dati sperimentali quattro parametri che caratterizzano il plasma sui quali si basa la caratteristica V-I della sonda. I parametri di riferimento sono i seguenti: temperatura elettronica T_e , potenziale flottante V_F , densità di plasma n , nonché la pendenza del ramo ionico della curva identificata con il parametro R . Si assume che, quando una particella entra nello strato di Debye della sonda, essa venga raccolta da quest'ultima. Con quest'ipotesi si possono calcolare le aree di raccolta ioniche ed elettroniche nel modo seguente:

$$A_i = A_{if}[1 + \alpha(x_p - x_{pf})] \quad (3.39)$$

$$A_e = A_{ef}[1 + \beta(x_p - x_{pf})] \quad (3.40)$$

dove A_{if} e A_{ef} sono le aree di raccolta ioniche ed elettroniche quando la sonda si trova al potenziale flottante; x_p è lo spessore dello strato della sonda mentre x_{pf} è lo stesso spessore quando la sonda si trova al potenziale flottante. α e β invece sono due parametri che non dipendono dal potenziale della sonda.

Dalla legge di Child-Langmuir si può assumere una dipendenza della tensione $V^{3/4}$ lungo lo strato. Per differenze di potenziale nell'intervallo $-100 < V - V_p \leq 0$ tipicamente esplorato nelle campagne sperimentali, può essere assunta una dipendenza lineare $(V_p - V)^{3/4} \approx \frac{1}{3}(V_p - V)$, dove V_p è il potenziale di plasma e V è il potenziale della sonda. Sostituendo la relazione appena trovata all'interno dell'equazione di Child-Langmuir, si può stimare la dipendenza della tensione dallo spessore dello strato formatosi intorno alla sonda ottenendo la seguente espressione:

$$x_p = \sqrt{\frac{8}{9} \varepsilon_0 \frac{1}{n} \sqrt{\frac{2}{ek(T_i - T_e)}} \frac{1}{3} (V_p - V)} = Z(V_p - V) \quad (3.41)$$

Per potenziali di sonda minori del potenziale di plasma, dalla teoria della sonda di Langmuir, la corrente della sonda è data da:

$$I = -A_i \exp\left(-\frac{1}{2}\right) nec_s + A_e ne \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \exp\left(e \frac{V}{kT_e}\right) \quad (3.42)$$

dalla quale è possibile ricavare la seguente espressione del potenziale flottante:

$$V_f = \frac{kT_e}{2e} \left\{ \ln \left[\left(\frac{A_{if}}{A_{ef}} \right)^2 \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \frac{2\pi m_e}{m_i} \right] - 1 \right\} \quad (3.43)$$

Combinando le equazioni appena trovate si può calcolare la corrente I in funzione della corrente di saturazione ionica:

$$I = I_s [1 + R(V_f - V)] \left[1 - \frac{1 + S(V_f - V)}{1 + R(V_f - V)} \exp\left(e \frac{V - V_f}{kT_e}\right) \right] \quad (3.44)$$

nella quale sono stati introdotti i parametri $R = \alpha Z$ e $S = \beta Z$.

L'equazione è caratterizzata da due termini che non sono contenuti nella caratteristica standard V-I: il primo termine è relativo alla corrente ionica di saturazione, il secondo è il fattore che moltiplica l'esponenziale. Queste due correzioni sono trascurabili per $V \approx V_f$, mentre sono rilevanti per $V \ll V_f$ e $V \gg V_f$. La porzione di caratteristica per $V \gg V_f$ è comunque trascurata nell'analisi dei dati per la sonda singola di Langmuir, mentre la porzione per $V \ll V_f$

corrisponde alla corrente di saturazione ionica in cui l'esponenziale è trascurabile. In ogni caso, per quanto riguarda l'intervallo di tensioni che solitamente si esplorano negli esperimenti, è possibile trascurare nella formula della corrente I appena trovata il contributo della componente elettronica e correggere la parte riguardante la corrente ionica di saturazione come segue:

$$I = I_s [1 + R(V_f - V)] \left[1 - \exp\left(e \frac{V - V_f}{kT_e}\right) \right] \quad (3.45)$$

I parametri che si ricavano da questo modello della caratteristica sono pertanto V_f e T_e . La densità di plasma si ottiene dalla formula della corrente di saturazione ionica dopo aver stimato l'area A_{if} , area di raccolta della sonda quando questa si trova al potenziale flottante. Infine il parametro R fornisce la stima della pendenza della curva V-I nel ramo ionico. [12]

Capitolo 4

L'Apparato sperimentale

Per simulare gli effetti che si hanno applicando una tensione impulsiva tra due elettrodi, i cui dettagli saranno esplicitati nel capitolo 5, sono state svolte campagne sperimentali utilizzando una camera da vuoto all'interno della quale è stato generato un plasma debolmente ionizzato. Ricordando che lo scopo della tesi riguarda lo studio della possibile formazione di archi tra le strutture affacciate al plasma (in particolare i tegoli in grafite e la scocca stabilizzatrice di rame) di RFX-mod2, all'interno della nostra camera da vuoto sono stati posizionati due elettrodi affacciati di rame e grafite che riproducono le due pareti della macchina. Sono state eseguite una serie di prove applicando una tensione impulsiva al sistema e variando in un ampio intervallo alcuni parametri elettrici, di plasma e geometrici. Questo capitolo contiene una descrizione dettagliata dell'apparato sperimentale realizzato identificando la strumentazione utilizzata sia per caratterizzare il plasma prodotto che per svolgere le prove sperimentali vere e proprie.

4.1 La camera da vuoto

4.1.1 L'esterno della camera da vuoto



Fig. 4.1: La camera da vuoto



Fig 4.2: Supporto del filamento di tungsteno

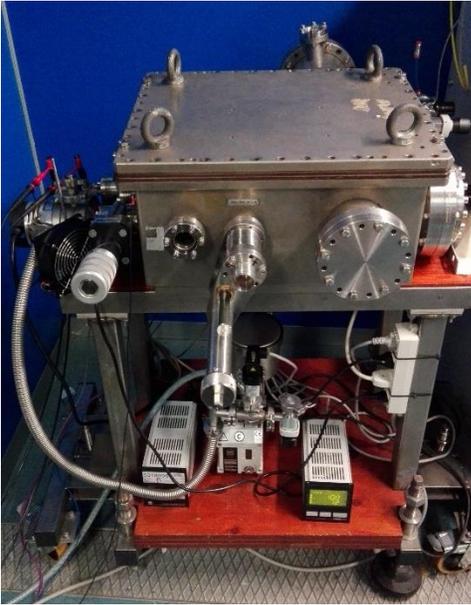


Fig. 4.3: L'assetto della camera da vuoto e dell'impianto da vuoto

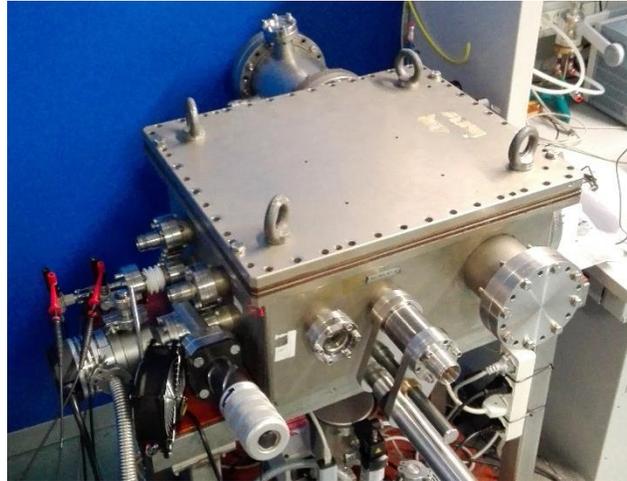


Fig. 4.4: La camera da vuoto e l'apparato di alimentazione degli elettrodi (a sinistra)

In figura 4.1 è mostrata la *camera da vuoto* utilizzata per l'attività sperimentale. Essa è costituita da un parallelepipedo di acciaio inossidabile di dimensioni 48.5×40.5 cm e di altezza 23.5 cm con un coperchio rimovibile dello stesso materiale di dimensioni 44.5×53.5 cm. La tenuta del vuoto è assicurata da una guarnizione di Viton®, un O-ring in elastomero molto resistente che viene alloggiata in una scanalatura del profilo a sezione quadrata che si trova sulla faccia inferiore del coperchio.

Le superfici laterali della camera sono dotate di passanti sui quali sono collocati gli accessi per la strumentazione elettrica e da vuoto. In figura 4.1 sono mostrati alcuni degli accessi citati: in particolare notiamo sulla faccia frontale la presenza di un *manipolatore* (su cui è alloggiato mediante una morsettiera uno dei due elettrodi) la cui funzione è quella di variare meccanicamente la posizione relativa di un elettrodo rispetto all'altro, riportandola su una scala graduata visibile all'esterno della camera.

Nella faccia di destra visibile sempre in figura 4.1, notiamo la presenza di una manopola che controlla una *valvola* che serve per l'immissione del gas in camera; nella stessa figura è inoltre visibile una flangia dotata di una finestra in quarzo utile alle osservazioni ottiche dei fenomeni che si sviluppano all'interno della camera.

Il retro della camera è invece dotato di un passante nel quale è posto il *filamento di tungsteno* (fig. 4.2) che, come descritto nel paragrafo 5.1.2, sarà portato in condizioni di emissione termoionica per la generazione del plasma. È dotato di morsetti che ne permettono il collegamento all'alimentazione offerta da un generatore in DC.

In figura 4.3 viene mostrato l'apparato per la realizzazione dell'Alto Vuoto in camera. È formato da una *pompa rotativa a palette* che viene utilizzata nel campo dei bassi e medi vuoti e ha la funzione di raggiungere un livello di pre-vuoto necessario all'utilizzo di una *pompa turbomolecolare* posta in cascata. La pompa turbomolecolare può essere azionata quando la rotativa abbia ridotto la pressione a monte di essa a valori minori o uguali a 10^{-1} mbar. I valori di pressione limite per le pompe rotative sono dell'ordine di $10^{-1} \div 10^{-2}$ mbar, mentre grazie alle pompe turbomolecolari si possono raggiungere valori di pressione dell'ordine dei $10^{-6} \div 10^{-7}$ mbar [13]. Il pre-vuoto viene misurato da un *vacuometro Pirani* (che si basa sul principio del ponte di Wheatstone) posizionato tra la pompa rotativa e la pompa turbomolecolare. La pressione in camera viene invece misurato da una *testa a ionizzazione*.

In figura 4.4 è mostrato l'apparato di alimentazione dei due *elettrodi* e la relativa struttura utile allo svolgimento delle misure, alla quale vengono fissate le sonde di tensione e di corrente.

4.1.2 L'interno della camera da vuoto, il sistema di elettrodi e di generazione del plasma

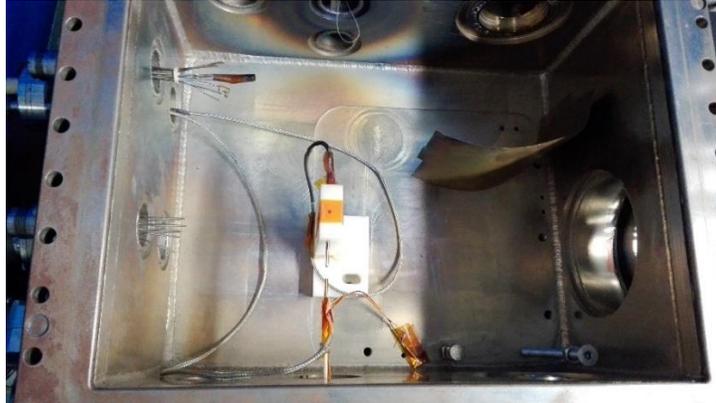


Fig. 4.5: L'interno della camera da vuoto

In figura 4.5 è mostrato l'interno della camera da vuoto. La struttura che merita più attenzione è quella nella quale viene alloggiato il sistema dei due elettrodi affacciati. Come già detto, uno dei due elettrodi viene supportato dal manipolatore (in basso in figura); l'altro elettrodo invece viene posizionato su un supporto isolante di polietilene. I due elettrodi una volta posizionati sui supporti risultano perfettamente allineati.

Per l'alimentazione degli elettrodi sono utilizzati dei cavi con una schermatura elettrica verso il plasma costituita da una calza esterna di rame.

Nel passante in alto in figura 4.5 è mostrato il filamento di tungsteno utilizzato per la generazione del plasma. Il diametro del filamento è di 0.254 mm e la lunghezza totale è di 13 cm. La lunghezza della superficie esposta è di 10 cm mentre la restante superficie del filamento viene utilizzata per il fissaggio alla morsettiera e al relativo passante.

Di fondamentale importanza è stato inoltre l'utilizzo del nastro Kapton® per l'isolamento dei cablaggi. Le elevate prestazioni in termini di resistenza alle alte temperature e la compatibilità con l'alto vuoto permettono di mantenere l'isolamento in ogni condizione operativa in camera.

4.2 Gli elettrodi

Componente fondamentale dell'esperimento sono gli elettrodi, in quanto in questo lavoro di tesi si vuole studiare la formazione di archi elettrici una volta che questi vengano alimentati in tensione in presenza di un plasma tenue di background.

4.2.1 L'elettrodo in rame

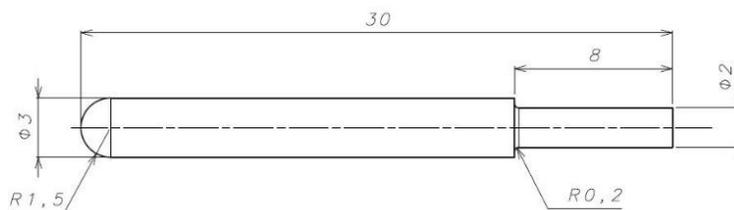


Fig. 4.6: Elettrodo di rame: progetto e realizzazione

In figura 4.6 in alto è riportato il disegno dell'elettrodo con le relative quote mentre in basso vediamo la rappresentazione in foto dello stesso una volta realizzato. Si tratta di una forma cilindrica di lunghezza di 30 mm totali con una terminazione semisferica di raggio 1.5 mm. Di questi 30 mm, 8 sono stati lavorati con una filettatura che ne permette il fissaggio ai supporti per l'alimentazione. Il diametro di questa parte è inferiore a quello del cilindro e vale 2 mm. La lunghezza della superficie esposta al plasma è di 22 mm.

4.2.2 L'elettrodo in grafite policristallina

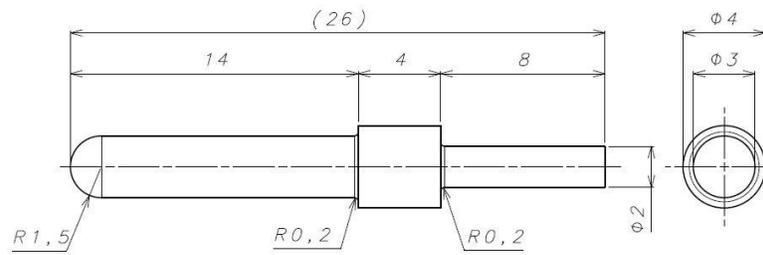


Fig. 4.7: Elettrodo di grafite policristallina: progetto e realizzazione

Anche in questo caso in fig. 4.7 si riportano il disegno e la foto post-realizzazione dell'elettrodo in grafite policristallina. La lunghezza totale è di 26 mm e anche in questo caso è evidente la filettatura di lunghezza 8 mm. L'elettrodo è di forma cilindrica con una terminazione emisferica di 1.5 mm di raggio. La lunghezza della superficie dell'elettrodo esposta al plasma è di 14 mm.

Dettaglio dei sistemi dei due elettrodi affacciati

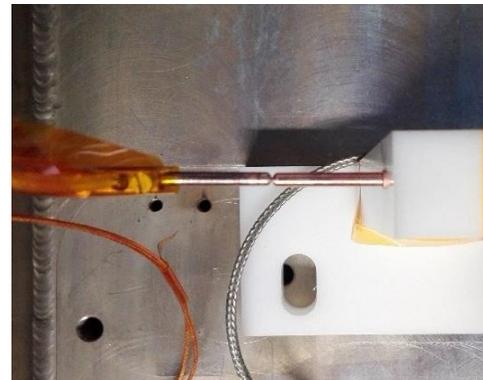
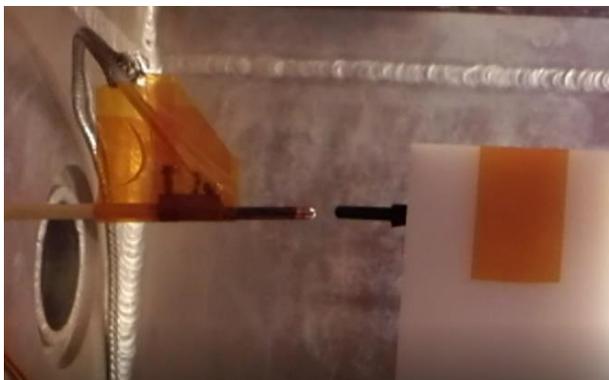


Fig. 4.8: Sistemi di elettrodi affacciati. A sinistra: rame-grafite, a destra: rame-rame

4.3 La sonda di Langmuir e l'apparato circuitale di alimentazione

Per caratterizzare il plasma che è stato generato all'interno della camera in termini di densità e temperatura elettroniche e potenziale di plasma, è stata utilizzata una diagnostica che prende il nome di *sonda di Langmuir*, la cui base teorica è stata riportata nel paragrafo 3.2: si tratta di un oggetto conduttore che viene inserito nel plasma e che viene alimentato da un generatore che fornisce tensioni positive e negative. I gas impiegati nelle prove sperimentali sono l'Argon e l'Elio e la sonda di Langmuir nei due casi è stata installata in corrispondenza della posizione occupata dagli elettrodi in quanto si vuole caratterizzare il plasma presente in quella zona.

Lo schema di principio di una sonda alimentata da un circuito ideale è il seguente:

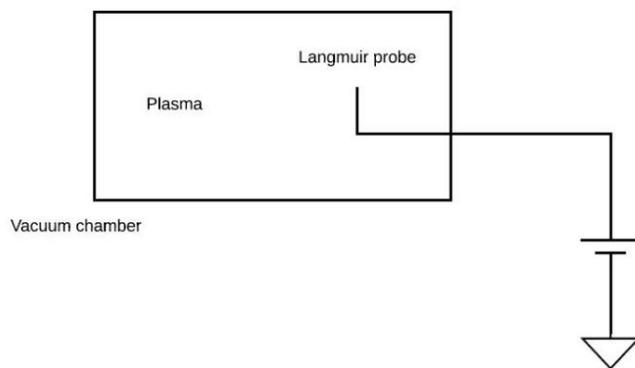


Fig. 4.9: Lo schema di principio di una sonda di Langmuir ideale [15]

La sonda viene inserita all'interno della camera da vuoto nella quale è presente il plasma e viene alimentata da un generatore a quattro quadranti come descritto nel paragrafo 3.2. In corrispondenza di tensioni sufficientemente negative si avrà una saturazione della corrente, corrispondente al ramo ionico, in cui il flusso di ioni sarà diretto verso la sonda; viceversa, per tensioni sufficientemente positive, si ottiene una saturazione elettronica della corrente che corrisponde ad un flusso elettronico verso la sonda [15].

4.3.1 Dettaglio della sonda di Langmuir

La sonda di Langmuir, utilizzata per la caratterizzazione dei plasmi in Argon e in Elio, è rappresentata nella seguente figura 4.10:



Fig. 4.10: Sonda di Langmuir utilizzata per la caratterizzazione del plasma

Lo strumento è montato sul manipolatore descritto nel paragrafo 4.1.1 ed è stato utilizzato per analizzare la stessa porzione di plasma che si trova tra gli elettrodi affacciati. La sonda è stata realizzata mediante un cilindro di tungsteno di lunghezza pari a 9 mm e diametro pari a 1 mm. L'area della superficie esposta al flusso delle particelle vale 28 mm^2 . Affinché siano minime le perturbazioni causate dall'inserimento di questo conduttore nel plasma, il cilindro di tungsteno è stato incapsulato all'interno di un sottile tubo di quarzo.

Nella seguente foto 4.11 è invece mostrata una panoramica dell'apparato circuitale per l'alimentazione della sonda.

Una volta alimentato e polarizzato il filamento di tungsteno, grazie a due differenti alimentatori posti in serie per la generazione del plasma, la sonda viene alimentata da un generatore *Keeco BOP 100-4M* a quattro quadranti; viene eseguita una scansione tra -100 V e +100 V e infine viene misurata la corrente raccolta dalla sonda come tensione su un resistore di Shunt.

In questo modo si riesce a ricavare la caratteristica V-I della sonda e dopo opportune operazioni, i cui dettagli verranno illustrati nel paragrafo 5.2, si giunge a conoscere i parametri significativi del plasma.

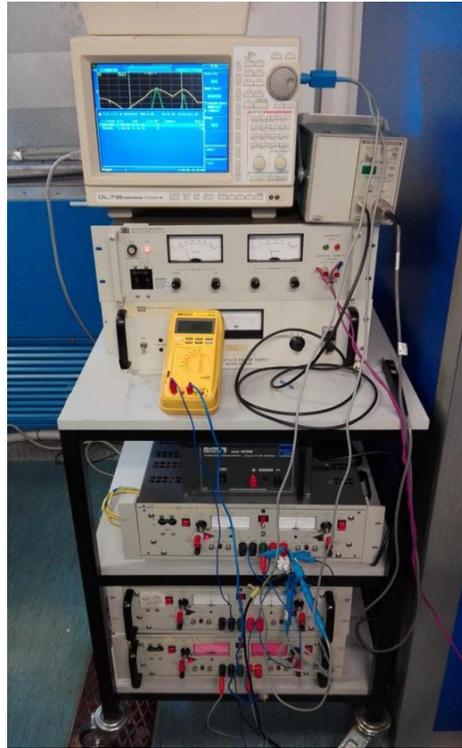


Fig. 4.11: Apparato di alimentazione della sonda di Langmuir

4.4 L'apparato sperimentale di alimentazione degli elettrodi

In questa sezione verrà fornita una descrizione dell'apparato sperimentale utilizzato per caratterizzare la formazione degli archi elettrici tra gli elettrodi di rame e grafite in presenza di un plasma tenue. Si è proceduto alla configurazione di due differenti apparati a seconda dei livelli di tensione applicati: nella prima fase (paragrafo 4.4.1) sono stati utilizzati alimentatori commerciali che coprono un intervallo di tensione LV compreso tra ± 100 V; nel paragrafo 4.4.2 si passerà invece alla descrizione dell'apparato utilizzato per applicare tensioni HV comprese tra 100 V e 2200 V, per le quali è stato progettato e realizzato un alimentatore *ad hoc*.

Per entrambe le campagne sperimentali si possono però identificare dei passi in comune che si identificano come segue:

- installazione del sistema degli elettrodi (l'uno montato sul manipolatore, l'altro sul supporto fisso) e richiusura della camera da vuoto;
- messa in funzione dell'impianto da vuoto per raggiungere pressioni di Medio-Alto Vuoto all'interno della camera ($P \approx 8 \cdot 10^{-6}$ mbar);
- apertura controllata della valvola a spillo e immissione del gas (Argon o Elio) per il livello di pressione di lavoro desiderato;
- regolazione di tensione e corrente applicate al filamento di tungsteno e polarizzazione del filamento stesso per la generazione del plasma;

Una volta generato il plasma, che vedremo avere una densità di qualche $10^{15} \div 10^{16}$ particelle per metro cubo (vedi §6.1), vengono alimentati gli elettrodi.

4.4.1 Configurazione sperimentale per test di polarizzazione elettrodi in bassa tensione (LV)

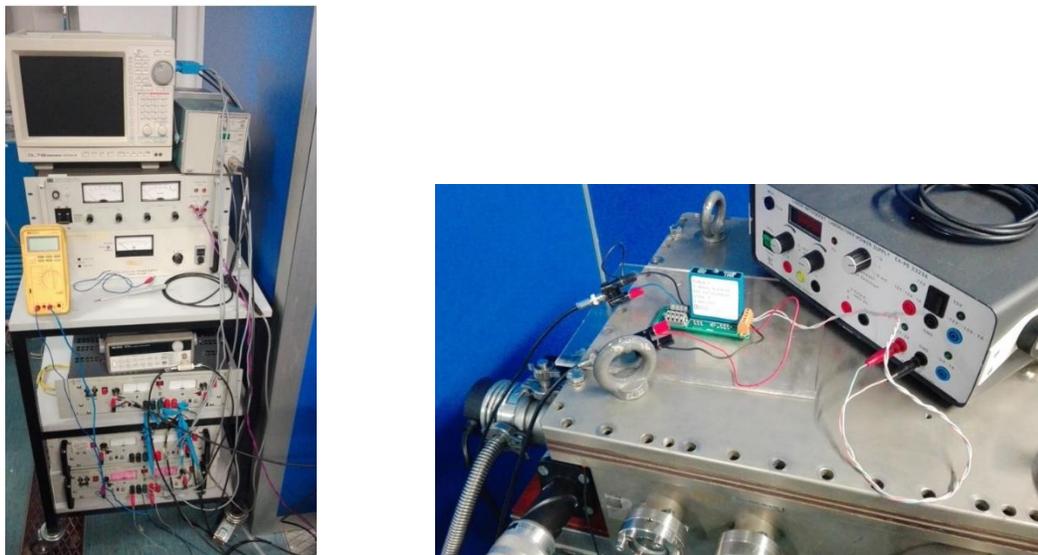


Fig. 4.12: L'apparato circuitale di alimentazione degli elettrodi per tensioni applicate $0 V \div 80 V$

Gli elettrodi installati vengono alimentati da tensioni impulsive di ampiezza variabile in un intervallo che si estende tra 0 V e ± 80 V. L'obiettivo è quello di studiare il fenomeno della formazione di archi in un sistema di elettrodi flottante e quindi anche il sistema circuitale di alimentazione dovrà essere flottante. Per tale motivo, essendo tutti gli alimentatori utilizzati connessi a terra mediante il cavo di collegamento alla rete elettrica, è stato utilizzato un modulo di isolamento *5B41 Isolated wideband voltage input* che isola le uscite e applica la tensione al sistema flottante e quindi permette di polarizzare un elettrodo rispetto all'altro secondo il principio della sonda doppia di Langmuir. In particolare gli elettrodi sono alimentati da un *Kepeco BOP 100-4M* pilotato da un generatore di funzione a onda quadra le cui uscite sono isolate mediante il modulo di isolamento sopra citato. Vedremo in dettaglio i valori dei parametri impostati sul generatore di funzione nel capitolo 5 relativo alla campagna sperimentale.

4.4.2 Configurazione sperimentale per test di polarizzazione elettrodi in alta tensione (HV)

Per evitare gli effetti delle capacità verso terra dei generatori commerciali utilizzati nelle prove in bassa tensione, per tensioni applicate nell'intervallo [100 V ÷ 2200 V] viene utilizzato un alimentatore progettato e realizzato appositamente per questo esperimento. In figura viene mostrato uno schema semplificato dell'apparato circuitale per mostrare l'idea che ne sta alla base:

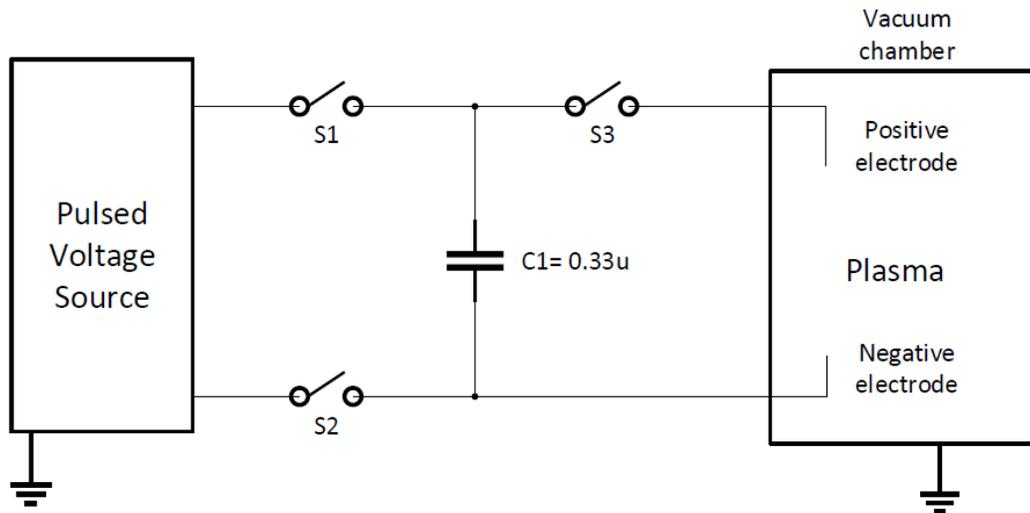


Fig. 4.13: Schema semplificato del circuito di alimentazione di tensione impulsiva di alta tensione
 [100 V ÷ 2200 V]

Viene utilizzato un generatore di alta tensione *Bertan 210-30R*, che fornisce tensioni continue nell'intervallo [0 ÷ 3000] V, per alimentare il generatore che fornisce uscite isolate rispetto e terra per l'alimentazione degli elettrodi. La tensione massima applicabile all'alimentatore è dell'ordine dei 2500 V, pena il danneggiamento dei componenti interni. Il funzionamento può essere riassunto nel modo seguente: come nel caso di bassa tensione (vedi § 4.4.1), questo alimentatore viene pilotato da un generatore di funzione commerciale (*Stanford research system, Inc. Model DG535*) a quattro canali che fornisce forme d'onda impulsive e quindi dei gradini di tensione agli elettrodi secondo un duty cycle che può essere impostato di volta in volta. L'alimentatore realizzato è provvisto di condensatori che vengono caricati dal generatore di funzione: durante il tempo morto di quest'ultimo, l'energia capacitiva accumulata dai condensatori viene scaricata sul sistema di elettrodi.

In questo modo verrà valutata la formazione di archi tra gli elettrodi polarizzandone uno rispetto all'altro e mantenendo il sistema flottante, quindi senza collegamenti verso terra e minimizzando le capacità parassite.

Dettaglio della progettazione dell'alimentatore

Nell'inserto a pagina 125 viene fornito lo schema circuitale dell'alimentatore utilizzato per la polarizzazione degli elettrodi.

4.5 Elenco della strumentazione utilizzata

Nel seguito è fornito l'elenco di tutte le apparecchiature utilizzate durante la campagna sperimentale.

- **oscilloscopio *Yokogawa DL716***: oscilloscopio digitale a 16 canali isolati, banda passante 1 MHz, con risoluzione del convertitore analogico/digitale a 12 bit;
- **oscilloscopio *Tektronix TPS2024***: oscilloscopio digitale a 4 canali isolati, banda passante 200 MHz, funzionamento a batteria per una durata continua di 8 ore;
- **multimetro *HP 971A***: funzionamento sia come amperometro che come voltmetro;
- **alimentatore *Kepco BOP 100-4M***: è un alimentatore bipolare di potenza ad alta velocità operativa, fornisce un'alimentazione in DC e può essere controllato da un generatore di funzioni. Le tensioni erogate coprono un intervallo di ± 100 V, mentre le correnti di ± 4 A;
- **alimentatore *HP 6274B***: è un alimentatore in DC regolabile. Le tensioni erogate coprono un intervallo di $0 \div 60$ V, mentre le correnti di $0 \div 15$ A;
- **generatore di funzione *Stanford Research System, INC. Model DG535***: Viene utilizzato come generatore di onde quadre;
- **alimentatore di alta tensione *Bertan Model 210-03R***: alimentatore per alte tensioni in DC regolabile, con range ± 3 kV e $\pm 0,1$ A;
- **generatore di funzione *HP 33120 A***: è un generatore di funzioni e di forme d'onda arbitrarie a 12 bit e 40 MS/s, banda passante 15 MHz. Viene utilizzato come generatore di onde quadre;
- **alimentatore *EA-PS 2323A***: è un alimentatore in DC che viene utilizzato per alimentare in tensione il modulo di isolamento. La tensione copre un range tra 0 e 5 V;

- **modulo di isolamento *5B41 Isolated wideband voltage input***: è un modulo utilizzato per condizionare il segnale di tensione analogica in ingresso e restituire delle uscite isolate. La banda passante è a 10 kHz;
- **sonde di corrente *Tektronix A6312***: viene utilizzata accoppiata all'amplificatore *Tektronix AM503 B*. La larghezza di banda è 100 MHz;
- **sonde di tensione *Yokogawa 701943***: sonda passiva di tensione con larghezza di banda fino a 500 MHz. Il rapporto di attenuazione è 1/10;
- **amplificatore sonda di corrente *Tektronix AM503 B***: è un amplificatore del segnale in uscita dalla sonda di corrente che viene acquisito successivamente dal canale d'ingresso dell'oscilloscopio. Può essere accoppiata in DC o in AC. La banda passante è a 20 MHz.

Capitolo 5

Le campagne di misura

In questo capitolo viene fornita la descrizione della campagna sperimentale intrapresa per lo svolgimento della tesi. In primis si definirà come sia stato possibile innescare il plasma tenue all'interno della camera da vuoto, successivamente si passerà a descrivere come si sono svolti i test di polarizzazione degli elettrodi in presenza di tale plasma.

5.1 La generazione del plasma

Il metodo più frequentemente usato per creare un plasma in laboratorio consiste nell'applicazione di un campo elettrico ad un gas neutro. Come accennato in precedenza, i gas utilizzati nello svolgimento della campagna sperimentale sono stati Argon ed Elio. La condizione affinché l'innescamento della scarica sia il più semplice possibile è che il gas si trovi a pressioni piuttosto basse, ovvero dell'ordine di qualche centesimo di millibar. Come sappiamo, in un gas sono presenti in ogni caso un certo numero di elettroni liberi a causa della radioattività di fondo e dei raggi cosmici che ne ionizzano gli atomi che lo compongono. Quando viene applicato un campo elettrico esterno di sufficiente intensità, questi elettroni liberi sono in grado di ionizzare gli atomi presenti nel gas generando altri elettroni e così via finché non si raggiunge un valore di tensione di *breakdown* che genera un processo a valanga dal quale ha origine il plasma.

Date queste semplici premesse teoriche, per la campagna sperimentale intrapresa è stato utilizzato un filamento di tungsteno in emissione termoionica come sorgente di plasma. Esso viene riscaldato mediante il passaggio di un'elevata corrente e successivamente polarizzato: in questo modo il filamento inizia ad emettere elettroni fino a raggiungere una condizione particolare per la quale si possa innescare il plasma. È importante ricordare che le particelle che compongono il plasma non vengono confinate all'interno della camera da vuoto: ciò significa

che non è applicato nessun campo magnetico esterno, per esempio mediante magneti permanenti.

Vedremo in dettaglio, nei seguenti paragrafi, come si è proceduto per la formazione del plasma.

5.1.1 La creazione del vuoto e l'immissione del gas in camera

Come accennato, i primi passi sono la creazione del vuoto nella camera e l'immissione del gas in quantità tale per cui questo si trovi a valori di pressione di qualche centesimo di millibar. Questa condizione operativa si ottiene azionando l'impianto da vuoto del quale si può trovare una descrizione esaustiva nel paragrafo 4.1.1.

La sequenza di operazioni che devono essere compiute per avviare l'impianto da vuoto sono le seguenti:

- una volta richiuso il coperchio della camera da vuoto, viene azionata la pompa rotativa con la valvola di immissione del gas chiusa;
- è necessario attendere qualche minuto affinché la pompa rotativa riduca la pressione all'interno della camera ad un valore minore o uguale a 10^{-2} mbar;
- raggiunti i valori ottimali per il funzionamento della pompa turbomolecolare, questa può essere azionata in cascata con la pompa rotativa fino a raggiungere valori di pressione all'interno della camera sufficientemente bassi ed in particolare inferiori a 10^{-4} mbar (alto vuoto).

Una volta che all'interno della camera si siano raggiunte le condizioni di vuoto desiderate, si procede all'immissione del gas (Argon o Elio). Viene aperta la valvola di immissione del gas che si trova in uno dei passanti della camera da vuoto e adiacente alla valvola a spillo. È probabile che quest'operazione causi un brusco aumento della pressione del gas in camera a causa del volume di gas che resta intrappolato fra le valvole; in tal caso è necessario attendere che l'impianto di pompaggio riporti la pressione ai livelli desiderati. Infine è possibile regolare l'immissione del gas in camera attraverso la valvola a spillo connessa direttamente alla camera da vuoto.

5.1.2 Il filamento di tungsteno e il fenomeno dell'emissione termoionica

Una volta raggiunte le condizioni di alto vuoto in camera, la generazione del plasma avviene grazie al fenomeno dell'emissione termoionica di un filamento di tungsteno (della cui installazione si è già discusso nel paragrafo 4.1.2) e alla successiva applicazione di un campo elettrico fra il catodo (filamento) e l'anodo (camera da vuoto) che permette l'accelerazione degli elettroni e l'innesco del plasma. Nella seguente figura 5.1 vediamo uno schema semplificato del circuito elettrico di alimentazione del filamento:

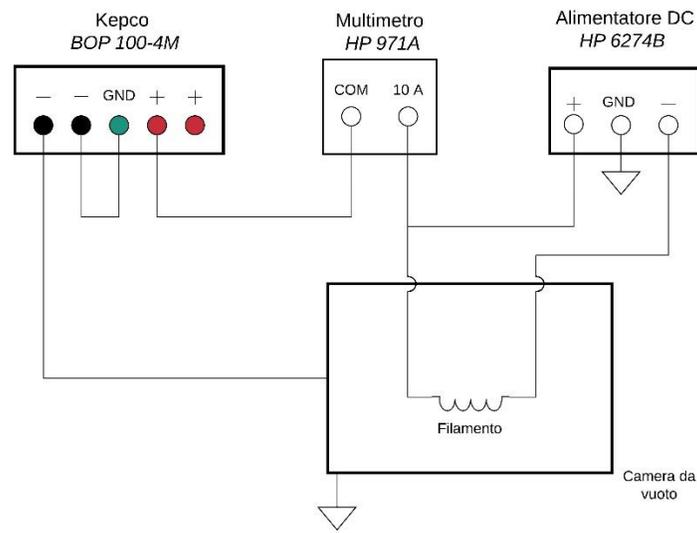


Fig. 5.1: Circuito elettrico di alimentazione del filamento di tungsteno per la formazione del plasma.

Il fenomeno dell'emissione termoionica consiste nell'emissione indotta di elettroni da parte di un metallo (che nel nostro caso si identifica con il filamento di tungsteno) una volta riscaldato mediante il passaggio di una corrente elettrica. A causa dell'aumento della temperatura, conseguentemente aumenta anche l'energia cinetica degli elettroni che riescono a staccarsi dalla superficie emittitrice del filamento restando comunque in prossimità della stessa. Questo fenomeno è descritto dalla *legge di Richardson* che esprime la densità di corrente elettronica dovuta all'emissione termoionica:

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{e\Phi}{kT}\right) \quad (5.1)$$

Nella formula compaiono il lavoro di estrazione Φ , ovvero la minima energia che occorre fornire per estrarre un elettrone da un metallo, la carica dell'elettrone e , la costante di Boltzmann k , una costante denominata A che dipende dal tipo di materiale che compone il filamento e infine T che rappresenta la temperatura del filamento di tungsteno [15].

Dopo aver riscaldato il filamento, è necessario utilizzare un ulteriore generatore che serve a polarizzare il catodo di tungsteno negativamente rispetto all'anodo. In questo modo gli elettroni subiscono un'accelerazione e creano una sorta di cannone elettronico in grado di ionizzare gli atomi e produrre il plasma.

Per l'alimentazione in corrente continua del filamento viene utilizzato un generatore *DC power supply HP 6274B* che lavora in un intervallo di tensione $V = [0 \div 70]$ V e corrente $I = [0 \div 18]$ A. È fondamentale aumentare in maniera graduale i valori di tensione e corrente, pena il danneggiamento del filamento. I valori di tensione e corrente applicati durante la campagna sperimentale non hanno mai superato i valori di $V = 12$ V e $I = 7$ A.

Per quanto riguarda invece la polarizzazione del filamento è stato utilizzato un alimentatore *Kepeco BOP 100-4M* a quattro quadranti. Un polo è collegato ad un estremo del filamento, mentre l'altro è collegato a terra (potenziale della camera). Durante questa operazione, viene applicata una tensione negativa e costante di $V = -100$ V.

5.2 La caratterizzazione del plasma con la sonda di Langmuir

In questo paragrafo vedremo quali sono stati i passi della campagna sperimentale che ci hanno portato alla caratterizzazione del plasma di background. La diagnostica utilizzata nell'esperimento è stata la sonda di Langmuir, frequentemente utilizzata per la sua semplicità e versatilità. Mediante questo strumento è stato possibile caratterizzare il plasma in termini di parametri caratteristici quali la corrente di saturazione ionica, la densità e la temperatura

elettroniche e i potenziali di plasma e flottante. Nei seguenti paragrafi viene riportata una descrizione esaustiva di come è stato possibile misurare tali parametri.

5.2.1 Misura della corrente di saturazione ionica

La sonda di Langmuir, essendo un oggetto conduttore immerso in un plasma, si trova ad un potenziale flottante V_f sempre inferiore al potenziale di plasma V_p e viene avvolta da uno strato di Debye di carica positiva che, come abbiamo visto nel paragrafo 3.1, scherma il plasma da tale potenziale. Se applichiamo alla sonda una tensione V molto negativa rispetto al potenziale di plasma, lo spessore di tale strato x_p varia come nell'equazione 4.31, valida perché a $V \ll V_p$ respinge tutti gli elettroni per pressioni non troppo elevate. Come abbiamo visto quindi, si ottiene la dipendenza dello spessore dello strato dalla tensione come segue:

$$x_p \propto (V_p - V)^{\frac{3}{4}} \quad (5.2)$$

Di conseguenza lo spessore dello strato aumenta al diminuire della tensione applicata alla sonda e ciò comporta un aumento dell'area di raccolta della sonda e quindi della corrente misurata. Questo fenomeno, che si ottiene sperimentalmente, impedisce la saturazione della parte ionica, per $V < 0$, della caratteristica V-I. Nella seguente figura possiamo vedere il grafico della caratteristica V-I ottenuta durante una delle prove sperimentali svolte nella quale si può chiaramente notare quanto è stato appena illustrato:

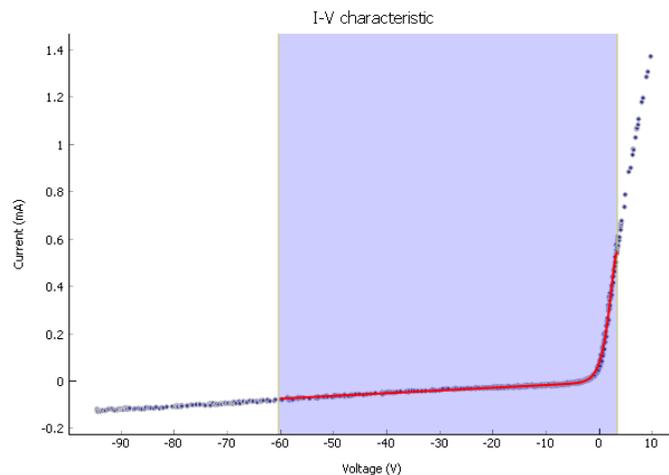


Fig. 5.2: Esempio della caratteristica V-I ottenuta durante le prove sperimentali

Nell'intervallo usuale per l'analisi della zona di saturazione ionica, compreso tra 0 e -100 V, lo strato può essere linearizzato secondo la formula già calcolata nel capitolo 3:

$$x_p \cong Z(V_p - V) \quad (5.3)$$

Essendo però lo spessore dello strato piccolo rispetto all'area della sonda, la corrente di saturazione ionica può essere calcolata approssimando l'area efficace di raccolta della sonda alla sola area geometrica, facilmente calcolabile mediante la misura delle sue dimensioni.

Come riportato nel paragrafo 3.2.1, la corrente della sonda è pari a:

$$I = I_s [1 + R(V_f - V)] \left[1 - \exp\left(e \frac{V - V_f}{kT_e}\right) \right] \quad (5.4)$$

mentre la corrente ionica di saturazione viene calcolata nel modo seguente:

$$I_{si} = \frac{1}{2} A e n_0 c_s \quad (5.5)$$

È stato possibile calcolare la corrente ionica di saturazione anche con una seconda modalità procedendo ad una scansione in funzione della corrente di plasma. La corrente I_p viene variata negli intervalli [300 ÷ 1800] mA e [100 ÷ 2000] mA, rispettivamente del caso di plasma in Argon e in Elio, attraverso il passaggio di corrente nel filamento e contemporaneamente la sonda è stata alimentata con tensioni nell'intervallo [-100 ÷ 0] V. In questo modo, nella direzione della sonda di Langmuir scorre una corrente di ioni data dal flusso di particelle verso il conduttore che si trova polarizzato negativamente. Per mezzo di una sonda di tensione in ingresso all'oscilloscopio *Yokogawa DL716*, viene acquisito il corrispondente valore della tensione istantanea sulla sonda: la corrente di saturazione ionica relativa viene invece calcolata dalla tensione su un resistore di Shunt posto in serie al generatore *Keeco BOP 100-4M*. Dalla legge di Ohm, la corrente di saturazione ionica si può calcolare come segue:

$$I_{s_i} = \frac{V_{sonda}}{R_{shunt}} (V)_{[-100,0]} \quad (5.6)$$

5.2.2 Misura della temperatura elettronica

La misura della temperatura elettronica T_e viene svolta valutando la parte positiva nell'asse delle ordinate della curva V-I della sonda di Langmuir di figura 5.2. Ricordiamo che la corrente totale I della curva caratteristica V-I può essere scritta come somma della corrente ionica e della corrente elettronica che possiamo generalizzare come segue:

$$I = I_i + I_e = eA(\Gamma_e - \Gamma_i) \quad (5.7)$$

nella quale compaiono i flussi elettronico e ionico e l'area della sonda.

Abbiamo inoltre già visto nel capitolo 3 che la corrente può essere calcolata anche nel modo seguente sostituendo al suo interno la formula della corrente di saturazione ionica calcolata al punto precedente:

$$I = I_{s_i} \left[\exp\left(\frac{e(V - V_F)}{T_e}\right) - 1 \right] = \frac{1}{2} A e n_0 c_s \left[\exp\left(\frac{e(V - V_F)}{T_e}\right) - 1 \right] \quad (5.8)$$

Invertendo la formula si può calcolare la sola componente elettronica della corrente e mediante interpolazione esponenziale dei punti sperimentali determinare la temperatura elettronica.

5.2.3 Misura del potenziale di plasma e della densità elettronica

Dai paragrafi precedenti 5.2.1 e 5.2.2 è stato possibile ricavare i parametri I_{s_i} , V_f e T_e mediante i quali è ora possibile ricavare il potenziale di plasma dall'equazione 3.34:

$$V_p = V_f + \alpha \frac{T_e}{e} \quad (5.9)$$

Ricordiamo che α è una costante che dipende dal tipo di gas e vale $\alpha = \frac{1}{2} \left[\ln \left(\frac{m_i}{2\pi m_e} \right) + 1 \right]$ mentre T_e è la temperatura elettronica espressa in eV.

Infine, invertendo la formula della corrente di saturazione ionica e sostituendo i parametri calcolati nei punti precedenti, è possibile stimare la densità elettronica come segue:

$$n_e \cong \frac{2I_{s_i}}{eAc_s} \quad (5.10)$$

espressa in particelle/m³.

Intervalli esplorati nelle prove sperimentali per le caratterizzazioni del plasma

Gas	I _p [A]	P [mbar]
Argon	0,3 ÷ 1,8	3,6·10 ⁻³
/	/	8,4·10 ⁻³
/	/	2·10 ⁻²
/	/	1·10 ⁻¹
Gas	I _p [A]	P [mbar]
Elio	0,1 ÷ 2	3·10 ⁻⁴
/	/	2·10 ⁻³
/	/	1·10 ⁻²
/	/	3·10 ⁻¹

- L'area della sonda è stata calcolata trascurando l'area della base del cilindro in corrispondenza della terminazione della sonda, in quanto molto minore della superficie laterale corrispondente.
- La sonda è stata installata sul manipolatore in posizione d= 9 cm.

5.2.4 La fireball

Durante le scansioni con la sonda di Langmuir, si è verificata in particolari condizioni operative una fenomenologia identificata con il nome di *fireball*. Studi sperimentali del fenomeno hanno dimostrato che una fireball è una struttura di plasma localizzato, nel nostro caso esattamente in corrispondenza dell'area di raccolta della sonda di Langmuir, che consiste in un nucleo di carica positiva, attorno al quale si crea un doppio strato, formato da due gusci adiacenti di carica negativa e positiva. È quindi come se si venisse a formare attorno alla sonda un doppio strato di Debye, di cui si è ampiamente discusso nel paragrafo 3.1. La fireball si presenta quando la polarizzazione della sonda avviene a tensioni superiori al potenziale di plasma ed in particolare a tensioni positive di + 100 V. La caratteristica V-I della fireball è caratterizzata da fenomeni di isteresi [15]. Alcune foto di fireball che sono state sperimentate durante la campagna di misura saranno riportate nel capitolo 6.

5.3 Test di polarizzazione degli elettrodi

Per quanto riguarda i test di polarizzazione degli elettrodi si può fare riferimento alla descrizione dell'apparato circuitale fornita nel capitolo 4. Per coprire il più ampio intervallo di condizioni di funzionamento, al fine di comprendere al meglio il fenomeno della formazione degli archi elettrici tra gli elettrodi polarizzati, sono stati individuati i parametri significativi da far variare durante la sequenza di prove:

- tipo di gas (argon ed elio);
- pressione del gas, dalla quale dipendono sia la densità che la collisionalità delle particelle del plasma;
- materiale di cui sono realizzati gli elettrodi e differente configurazione dei due elettrodi affacciati (rame-rame, rame-grafite);
- distanza fra i due elettrodi affacciati;
- tensione applicata fra gli elettrodi;
- polarità degli elettrodi;
- corrente di plasma.

Sia nel caso di studio in bassa tensione che per l'alta tensione, sono state applicate tra gli elettrodi forme d'onda di tensione impulsive mediante un generatore di funzione.

5.3.1 Test di polarizzazione degli elettrodi in bassa tensione (LV)

Il circuito di alimentazione degli elettrodi utilizzato per l'intervallo di tensioni tra 0 V e ± 80 V è stato descritto nel paragrafo 4.4.1. I dati sono stati acquisiti mediante l'oscilloscopio *Yokogawa DL716* (vedi § 4.5).

5.3.2 Test di polarizzazione degli elettrodi in alta tensione (HV)

Il circuito di alimentazione degli elettrodi utilizzato per l'intervallo di tensioni tra 0 V e ± 80 V è stato descritto nel paragrafo 4.4.2. Anche in questo caso i dati sono stati acquisiti mediante l'oscilloscopio *Yokogawa DL716* (vedi § 4.5).

Intervalli esplorati di I_p , p , d e ΔV

- SISTEMA RAME-GRAFITE: elettrodo in grafite polarizzato negativamente rispetto all'elettrodo in rame.

I_p [A]	P [mbar]	d [mm]	ΔV [V]	Figura n°
0,5	10^{-2}	5	100 ÷ 2000	6.13
/	/	2	2000	
1,5	/	2	/	
/	/	5	/	
1,5	/	10	/	
0,5	$2,7 \cdot 10^{-3}$	5	/	
1,5	/	/	/	
0,5	$3 \cdot 10^{-1}$	5	/	
1,5	/	/	/	
0,5	$3 \cdot 10^{-4}$	2	/	
/	$2 \cdot 10^{-3}$	/	/	
/	$2 \cdot 10^{-1}$	/	/	

- SISTEMA RAME-GRAFITE: elettrodo in rame polarizzato negativamente rispetto all'elettrodo in grafite.

I_p [A]	P [mbar]	d [mm]	ΔV [V]	Figura n°
0,5	10 ⁻²	5	400	
/	/	/	800	6.14
/	/	/	1500	6.14
/	/	/	2000	
1,5	10 ⁻²	/	1000	

- SISTEMA RAME-RAME

I_p [A]	P [mbar]	d [mm]	ΔV [V]	Figura n°
0,5	10 ⁻²	5	200 ÷ 2200	6.15 (a)
1,5	/	5	400 ÷ 2200	6.15 (b)
0,5	/	2	2200	6.15 (c)
/	/	10	/	/
1,5	/	2	/	/
/	/	10	/	/
0,5	3·10 ⁻⁴	2	/	6.15 (d)
/	/	5	/	/
/	/	10	/	/
1,5	/	2	/	/
/	/	5	/	/
/	/	10	/	/
0,5	2·10 ⁻³	2	/	/
/	/	5	/	/
/	/	10	/	/
1,5	/	2	/	/
/	/	5	/	/
/	/	10	/	/

0,5	$5 \cdot 10^{-1}$	2	/	/
/	/	5	/	/
/	/	10	/	/
1,5	/	2	/	/
/	/	5	/	/
/	/	10	/	/

Sempre nel sistema di elettrodi rame-rame, viene invertita la polarità degli elettrodi.

I_p [A]	P [mbar]	d [mm]	ΔV [V]	Figura n°
0,5	10^{-2}	5	200 ÷ 2200	6.15 (e)
1,5	10^{-2}	2	2200	6.15 (f)
/	/	5	/	/
/	/	10	/	/
/	$3 \cdot 10^{-1}$	2	/	/
/	/	5	/	/
/	/	10	/	/
0,5	$3 \cdot 10^{-4}$	2	/	/
/	/	5	/	/
/	/	10	/	/
1,5	/	2	/	/
/	/	5	/	/
/	/	10	/	/
0,5	$2 \cdot 10^{-3}$	2	/	/
/	/	5	/	/
/	/	10	/	/
1,5	/	2	/	/
/	/	5	/	/
/	/	10	/	/

Capitolo 6

Risultati sperimentali, analisi dei dati e discussione

6.1 Caratterizzazione del plasma mediante la sonda di Langmuir: risultati ottenuti

In questo paragrafo verranno mostrati i risultati che ci hanno portato alla caratterizzazione del plasma debolmente ionizzato che è stato innescato all'interno della camera da vuoto.

La sonda utilizzata, sia nel caso di plasma di Argon che di Elio, scansiona la porzione di plasma che si trova tra gli elettrodi. In particolare, la sonda è stata installata sul manipolatore descritto nel paragrafo 4.1.1 impostando, sulla scala graduata presente su quest'ultimo, una distanza di 9 cm.

6.1.1 Densità elettronica in funzione della corrente di plasma in Argon

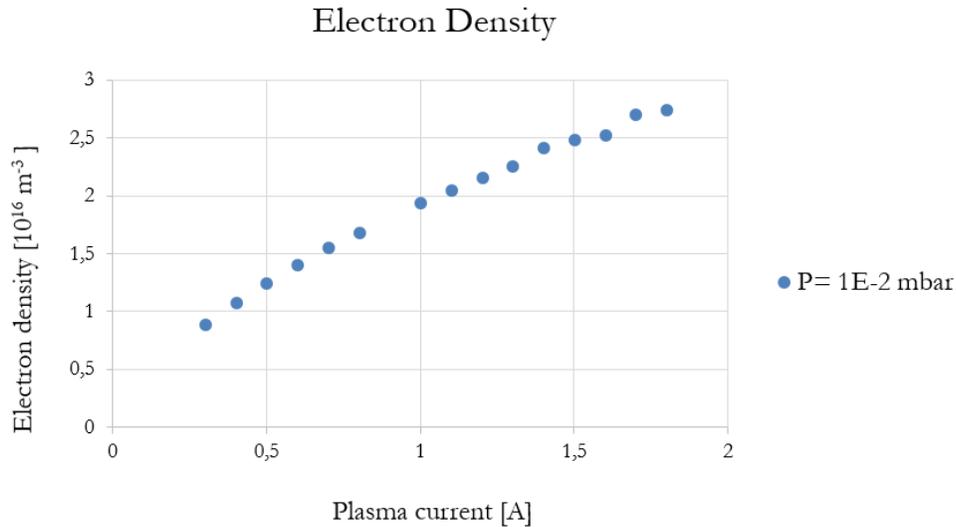


Fig. 6.1: Densità elettronica in funzione della corrente di plasma alla pressione costante di 10^{-2} mbar, Argon

È stata svolta una scansione al variare della corrente di plasma nell'intervallo tra 0,3 A e 1,8 A, mantenendo la pressione dell'Argon ad un valore costante e pari a 10^{-2} mbar garantito dall'impianto di pompaggio. La densità elettronica, che abbiamo visto nel paragrafo 5.2.3 essere proporzionale alla corrente di saturazione ionica (in ipotesi di temperatura elettronica costante), aumenta in questo intervallo secondo un andamento pressoché lineare all'aumentare della corrente di plasma.

Si può notare inoltre che la densità elettronica è quasi triplicata all'aumentare della corrente nell'intervallo considerato.

6.1.2 Densità elettronica in funzione della pressione in Argon

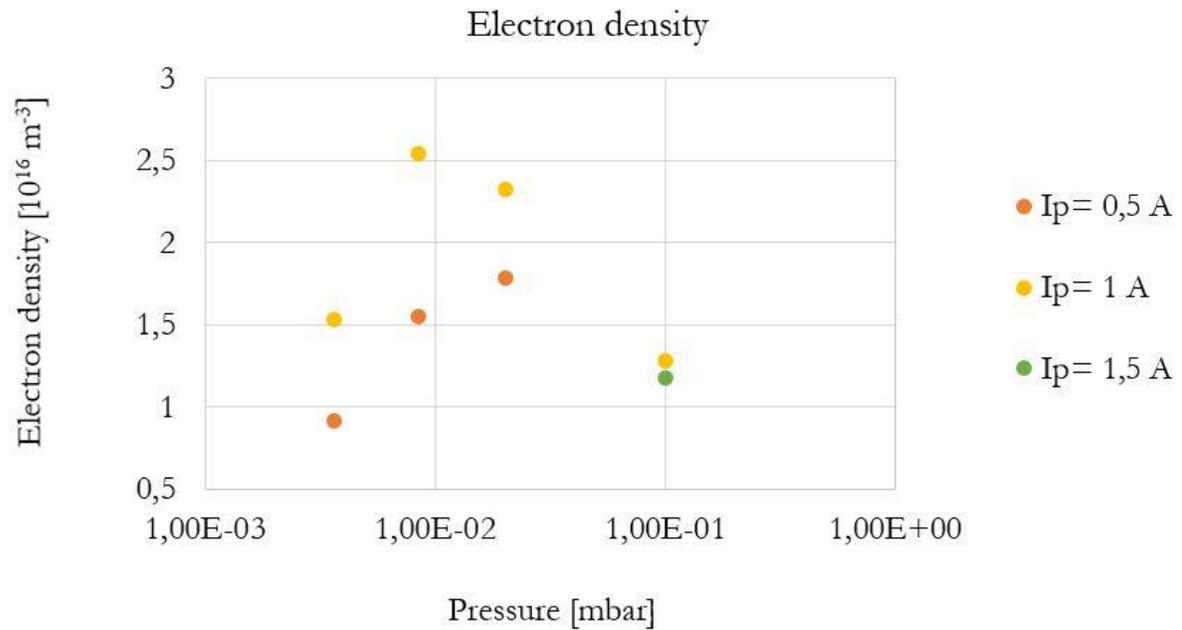


Fig. 6.2: Densità elettronica in funzione della pressione del gas per tre diversi valori della corrente di plasma, Argon

In figura 6.2 è mostrato l'andamento della densità elettronica al variare della pressione del gas nell'intervallo tra $3,6 \cdot 10^{-3}$ mbar e $1 \cdot 10^{-1}$ mbar per tre differenti valori della corrente di plasma. Come si deduce dal grafico, non si rileva alcuna dipendenza chiara della densità elettronica dalla pressione di lavoro.

6.1.3 Temperatura elettronica in funzione della corrente di plasma in Elio

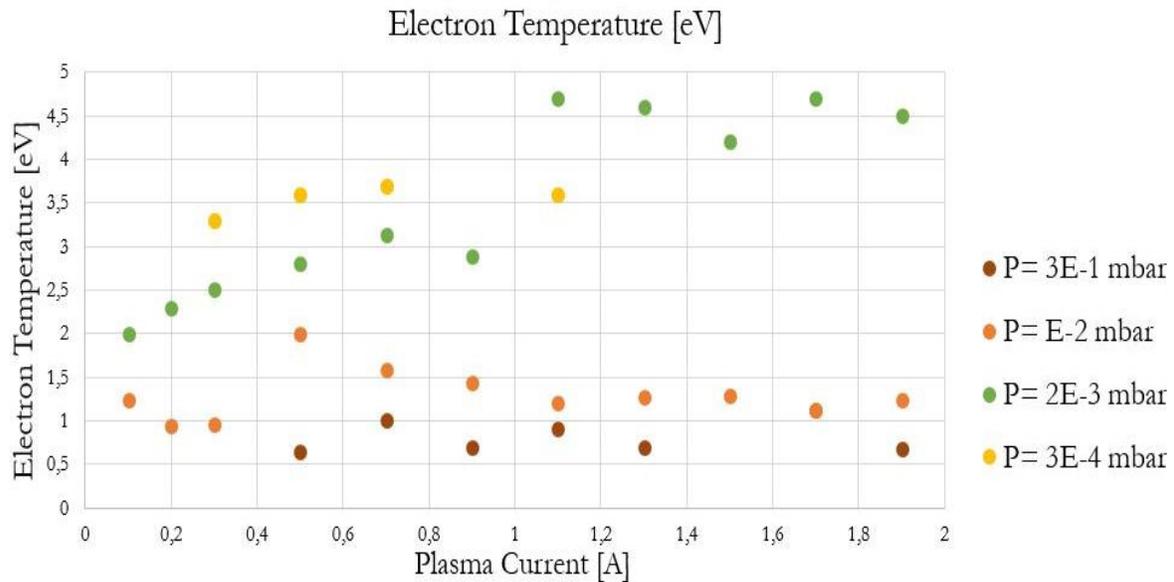


Fig. 6.3: Temperatura elettronica in funzione della corrente di plasma, Elio

In figura 6.3 sono riportati gli andamenti della temperatura elettronica in funzione della corrente di plasma considerando quattro differenti valori di pressione nei casi in cui si sia utilizzato Elio come gas di lavoro.

Si può definire un comportamento comune negli andamenti della temperatura elettronica per i quattro valori di pressione: la temperatura elettronica infatti resta pressoché costante all'aumentare della corrente di plasma e il suo valore medio aumenta all'aumentare della pressione.

6.1.4 Densità elettronica al variare della corrente di plasma in Elio

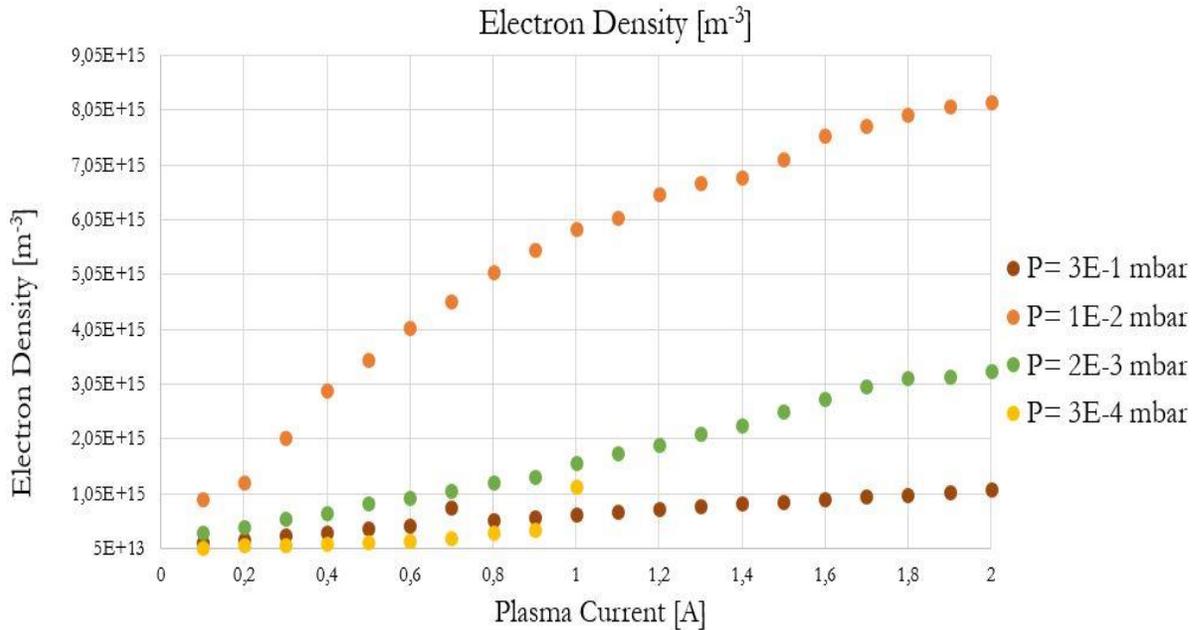


Fig. 6.4: Densità elettronica in funzione della corrente di plasma, Elio

Come per il caso dell'Argon, anche per il caso di plasma in Elio è stata svolta la caratterizzazione della densità elettronica in funzione della corrente di plasma. Per i quattro valori di pressione di $3 \cdot 10^{-1}$ mbar, 10^{-2} mbar, $2 \cdot 10^{-3}$ mbar e $3 \cdot 10^{-4}$ mbar si può osservare una dipendenza quasi-lineare della densità elettronica dalla corrente di plasma. Rispetto al caso in Argon però, in Elio sono state svolte prove in un più ampio intervallo di condizioni sperimentali variando la pressione di lavoro. Il motivo di questa scelta riguarda il fatto che la maggior parte dei test di polarizzazione degli elettrodi è stato svolto con questo tipo di plasma di background.

6.2 Analisi della formazione degli archi elettrici tra due elettrodi polarizzati in presenza di plasma tenue

6.2.1 Test di polarizzazione degli elettrodi in bassa tensione tra 0 V e ± 80 V in presenza di plasma di background di Argon e di Elio

La campagna sperimentale ha avuto inizio utilizzando come materiali per i due elettrodi affacciati *rame e grafite*. Questa scelta permette di modellizzare le interazioni tra la scocca stabilizzatrice (in rame) e i tegoli della prima parete (in grafite) durante le fasi con plasma in cui la tensione toroidale indotta risulti particolarmente elevata. È stato quindi scelto di applicare una tensione in onda quadra compresa nell'intervallo tra 0 V e ± 80 V. La condizione iniziale di riferimento prevede un plasma di background di Argon alla pressione di 10^{-2} mbar, la cui corrente di plasma corrispondente misura 1 A. Gli elettrodi sono stati posizionati ad una distanza di 5 mm e l'impulso di tensione di -80 V, che polarizza negativamente l'elettrodo in grafite, è mantenuto per una durata di 2,5 s. Tale tempo è molto superiore a quello caratteristico delle scariche impulsive di RFX-mod il cui valore tipico è di 0,5 s, con fasi durante le quali possono generarsi tensioni superiori ai 50 V che non durano più di 10 ms. Il duty cycle impostato è pari all'80%.

Come già descritto, il sistema di elettrodi viene mantenuto flottante, pertanto una volta che un elettrodo viene polarizzato ad una determinata tensione rispetto all'altro, si potrà valutare la formazione di un arco elettrico quando anche nelle forme d'onda di tensione e corrente di entrambi gli elettrodi vengano misurati dei valori non nulli di tensione e corrente.

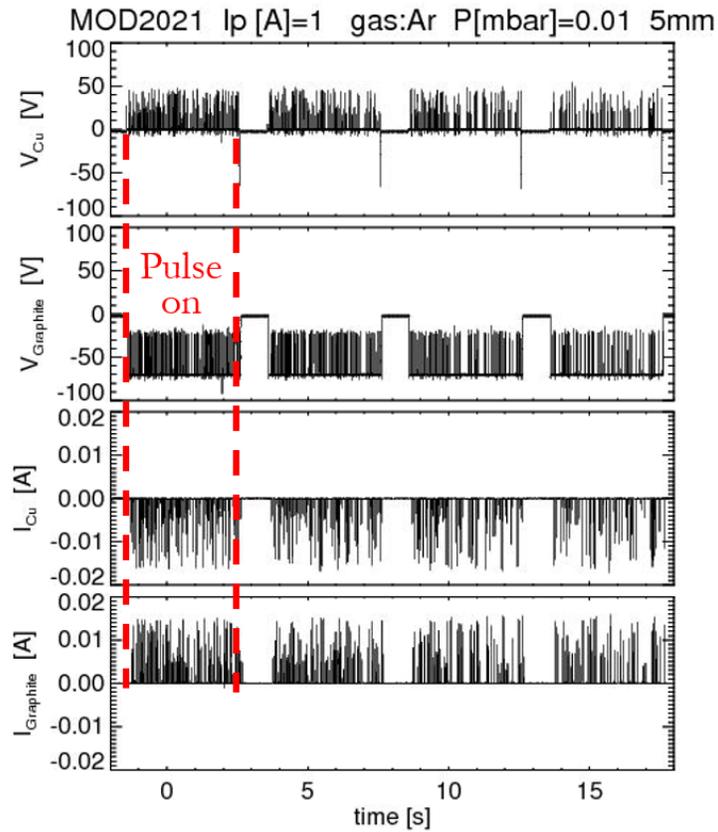


Fig. 6.5: Grafici delle forme d'onda di tensione e corrente sugli elettrodi di rame e grafite nel caso di polarizzazione negativa dell'elettrodo di grafite a -80 V a $I_p = 1\text{ A}$, $P = 10^{-2}\text{ mbar}$ e $d = 5\text{ mm}$ in presenza di plasma in Argon.

In figura 6.5 vengono riportate le forme d'onda delle tensioni applicate agli elettrodi (misurate rispetto al potenziale di terra) e le relative correnti. La forma *frastagliata* nelle forme d'onda di tensione e corrente designa la formazione di archi nel caso in cui l'elettrodo di grafite sia polarizzato negativamente rispetto all'elettrodo in rame. Nei primi 10 secondi di esposizione degli elettrodi alla tensione impulsiva non si riscontra una diminuzione evidente del numero di archi elettrici nel tempo.

Successivamente, impostando gli stessi valori di corrente di plasma di 1 A , pressione del gas di 10^{-2} mbar e distanza tra gli elettrodi di 5 mm , è stata invertita la polarità degli elettrodi ed è stato studiato il caso in cui l'elettrodo in rame venga polarizzato negativamente rispetto

all'elettrodo in grafite sempre ad una tensione in onda quadra di -80 V. Il duty cycle impostato in questo caso è pari al 20%.

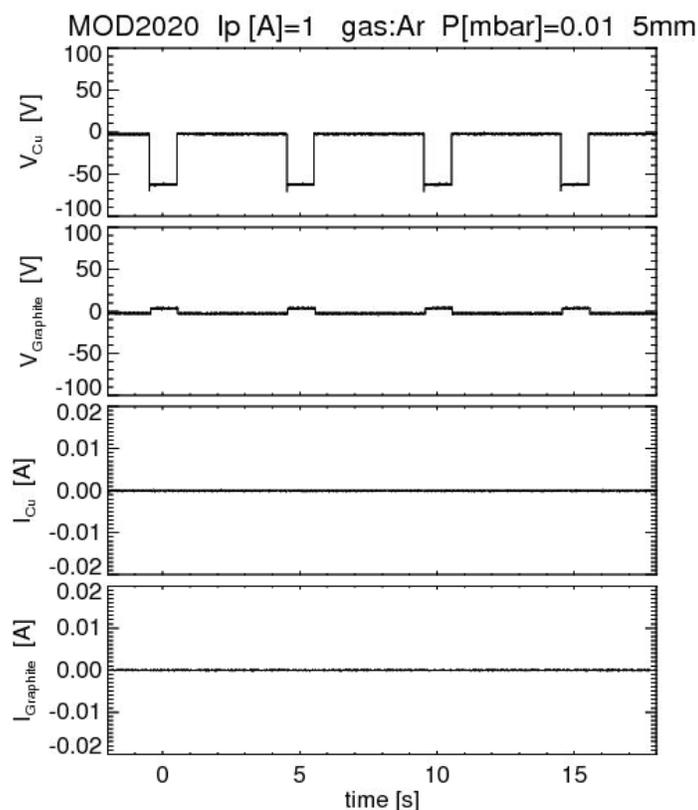


Fig. 6.6: Grafici delle forme d'onda di tensione e corrente sugli elettrodi di rame e grafite nel caso di polarizzazione negativa dell'elettrodo rame a $-80V$ a $I_p = 1 A$, $P = 10^{-2} mbar$ e $d = 5 mm$ in presenza di plasma in Argon.

Nei grafici delle forme d'onda di tensione e corrente degli elettrodi di rame e grafite mostrati in figura 6.6 è evidente che, quando l'elettrodo in rame viene polarizzato negativamente rispetto all'elettrodo in grafite a tensioni di -80 V, non si riscontra la formazione di archi elettrici fra gli elettrodi in presenza di plasma tenue.

È stata quindi variata la configurazione geometrica degli elettrodi ed assemblato il sistema che prevede l'utilizzo di due elettrodi in *rame*. Come nelle prove precedenti, si è studiata la formazione degli archi elettrici nel caso in cui vengano variati alcuni parametri operativi quali la pressione del gas, la distanza tra gli elettrodi e la corrente di plasma. Da questo punto fino al concludersi della campagna sperimentale è stata abbandonata l'idea di utilizzare il gas Argon per la formazione del plasma, ma è stato utilizzato l'Elío in quanto più vicino per caratteristiche fisiche ai gas di lavoro delle campagne di RFX-mod (He, D, H).

Nelle seguenti figure vengono mostrati i grafici delle forme d'onda di tensione e corrente di entrambi gli elettrodi in rame in differenti condizioni sperimentali, che possono essere lette nella parte superiore del grafico.

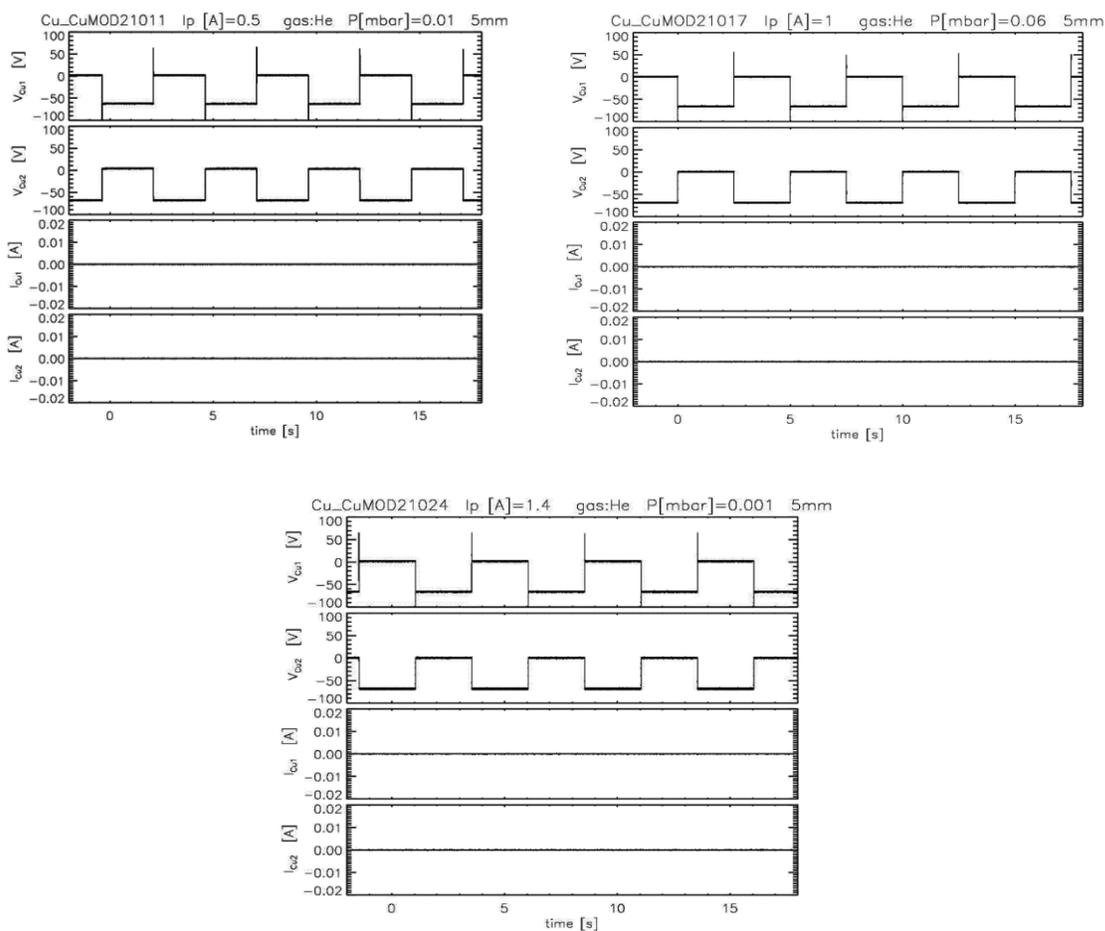


Fig 6.7: Grafici delle forme d'onda di tensione e corrente su entrambi gli elettrodi in rame a determinate condizioni operative di I_p , P e d.

Nel caso in cui gli elettrodi affacciati siano di rame e tra di essi venga applicata una differenza di potenziale di 80 V con un duty cycle pari al 50%, non si nota la presenza di archi elettrici nemmeno al variare delle condizioni operative impostate circa la corrente di plasma e la pressione del gas. Vista l'assenza di scariche elettriche, si è deciso così di aumentare il valore della tensione applicata fino ad avere una differenza di potenziale tra gli elettrodi di 100 V.

Ciò che ci si potrebbe aspettare è la comparsa di archi elettrici tra gli elettrodi: ciò che si presenta invece è l'innesco del fenomeno della *fireball* del quale è stata sviluppata una breve trattazione teorica nel paragrafo 5.2.4. Questo fenomeno non ha nulla a che vedere con la fisica dell'arco elettrico, ma è una condizione particolare e poco studiata tipica della fisica dei plasmi. La *fireball* denota infatti la comparsa di un doppio strato di Debye durante la polarizzazione a tensioni positive di un elettrodo immerso in un plasma. Nelle immagini seguenti viene mostrata la formazione della *fireball* su entrambi gli elettrodi in rame, dopo aver polarizzato un elettrodo alla volta rispetto all'altro che si trova al potenziale di terra: la tensione applicata è di +100 V, mentre la pressione del gas in camera è di 10^{-1} mbar.

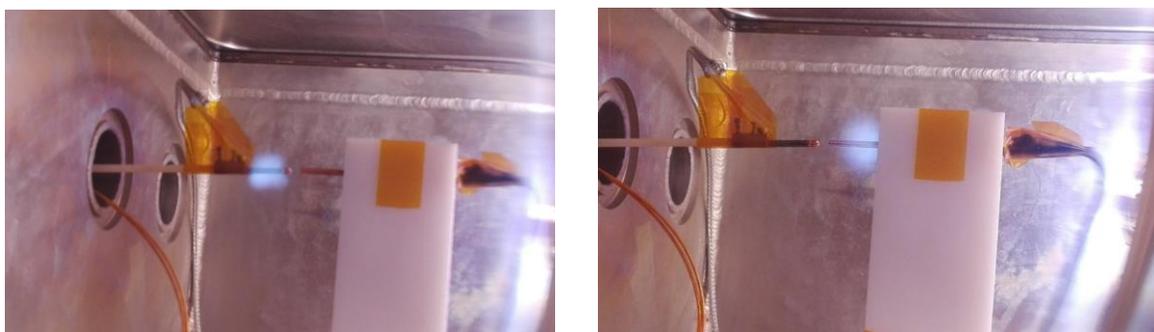


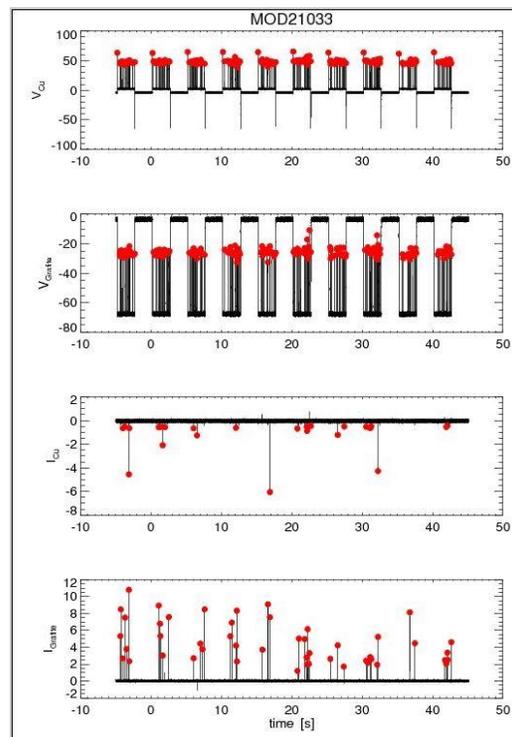
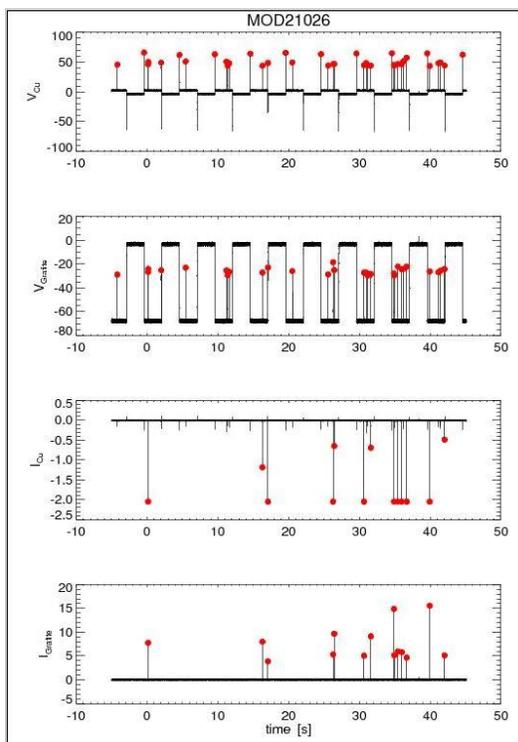
Fig. 6.8: Fenomeno della “*fireball*” visibile sui due elettrodi in rame.

Il passo successivo è stato quello di riassemblare la configurazione degli elettrodi di *rame* e *grafite* studiata precedentemente, per verificare il comportamento della formazione degli archi elettrici fra i due elettrodi nel tempo. Il motivo di tale scelta sta nel fatto che si vuole analizzare il possibile *condizionamento* degli elettrodi nel caso in cui questi si trovino a determinate condizioni prestabilite per un determinato periodo di tempo. Sono state acquisite in forma

continua le forme d'onda di tensione e corrente sugli elettrodi, lasciando imperturbate le condizioni operative, nell'intervallo temporale di qualche ora.

Nelle figure seguenti si possono vedere degli esempi di tali acquisizioni in ordine cronologico. Ricordiamo che l'elettrodo in grafite è polarizzato negativamente rispetto all'elettrodo in rame con impulsi di tensione applicati di durata 2,5 s, mentre le condizioni operative in cui ci si trova sono le seguenti:

Tensione [V]	Pressione [mbar]	Corrente di plasma [A]	Distanza tra gli elettrodi [mm]	Gas
-80 V	10^{-2}	0,5	5	Elio



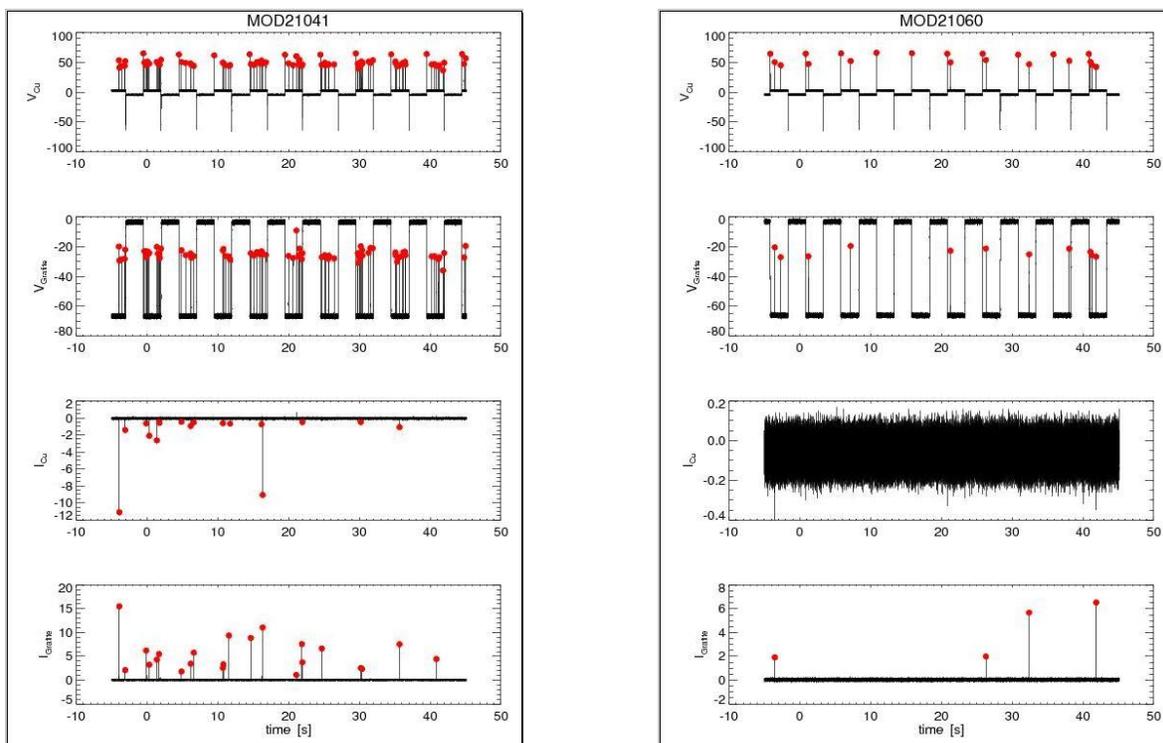


Fig. 6.9: Grafici delle forme d'onda di tensione e corrente sugli elettrodi di rame e grafite. In rosso, dettaglio degli archi elettrici nel tempo.

Si osserva che la formazione di archi sembra essere un fenomeno dipendente dal tempo di applicazione degli impulsi di tensione. È stato quindi realizzato un algoritmo di riconoscimento di tali archi elettrici per studiarne il comportamento statistico. Il seguente grafico 6.10 sintetizza ciò che è stato evidenziato nelle forme d'onda di figura 6.9. Viene mostrato l'andamento complessivo del numero di archi formatisi per ogni secondo di applicazione dell'impulso in funzione dei minuti progressivi di applicazione della tensione.

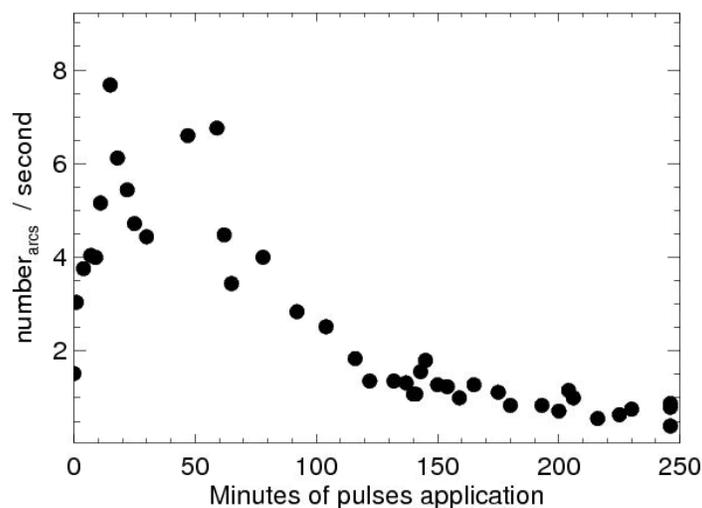


Fig. 6.10: Grafico complessivo del numero di archi al secondo formati in funzione dei minuti di applicazione dell'impulso di tensione di -80 V .

È provato che nei primi 50 minuti di applicazione dell'impulso, il numero di archi elettrici che si creano tra gli elettrodi raggiunge un valore massimo, e che successivamente il fenomeno diventa sempre meno frequente fino ad annullarsi dopo ≈ 250 minuti di applicazione.

Questo risultato sembra indicare che la formazione di archi ripetuti è in grado di produrre una forma di condizionamento degli elettrodi polarizzati, modificandone le proprietà superficiali.

In figura 6.11 viene mostrata una fotografia di un tipico arco elettrico che si è potuto osservare durante la campagna sperimentale. È evidente che la scarica non avviene nelle terminazioni degli elettrodi, come ci si potrebbe aspettare. Si può notare, infatti, come l'arco si sviluppi seguendo un cammino che non soddisfa la condizione di minima distanza tra i due elettrodi affacciati e quindi di massimo campo elettrico.

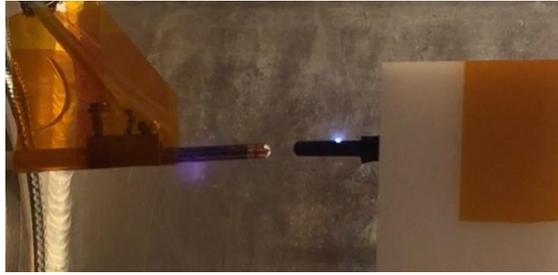


Fig. 6.11: Dettaglio di un arco elettrico fra gli elettrodi di rame e grafite.

6.2.2 Test di polarizzazione degli elettrodi in alta tensione tra ± 100 V e ± 2200 V in presenza di plasma di background di Elio

Dati i risultati della campagna sperimentale ottenuti in bassa tensione ed essendo stato appurato il fenomeno di condizionamento dell'elettrodo nel tempo visto nel paragrafo precedente, si è passati all'utilizzo dell'alimentatore di alta tensione appositamente progettato e realizzato per il presente lavoro di tesi, mediante il quale le tensioni applicate in onda quadra coprono un intervallo tra i ± 100 V e i ± 2200 V.

Esempi di forme d'onda di tensione e corrente in presenza di un arco elettrico

In figura 6.12 viene mostrato un confronto fra le forme d'onda di tensione e corrente al verificarsi di un arco elettrico (in rosso), rispetto al caso di un impulso di tensione (in nero) di 1500 V di durata pari a 50 ms senza la formazione di un arco. Nel caso in cui l'applicazione dell'impulso non provochi un arco elettrico fra gli elettrodi (in nero nel grafico), si osserva una lenta diminuzione della tensione applicata nel tempo che, come spiegato nel capitolo 4, dipende dalle proprietà circuitali del sistema di alimentazione accoppiato al plasma di background. Come descritto sempre nel capitolo 4, il condensatore da $0,33 \mu\text{F}$ viene caricato in un intervallo temporale precedente all'istante $t_0 = 0$, identificato come istante di applicazione dell'impulso. Nei successivi 50 ms, il condensatore scarica sul sistema di elettrodi la propria energia capacitiva accumulata e la tensione applicata si discosta dal valore nominale che in questo particolare esempio vale 1500 V.

Nel caso in cui, durante l'applicazione dell'impulso, avvenga un arco elettrico tra gli elettrodi, in rosso nei grafici, si nota un brusco calo della tensione visibile nel grafico a destra, con un conseguente aumento della corrente d'arco che ha forma d'onda impulsiva e tipicamente raggiunge valori di qualche mA.

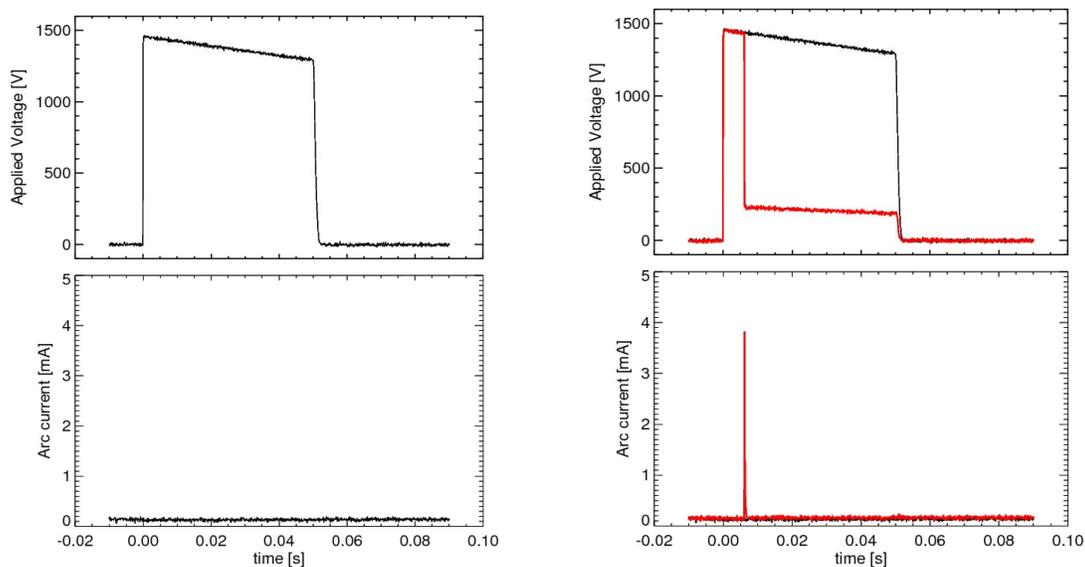


Fig. 6.12: Forme d'onda di tensione e corrente di un impulso di tensione a 1500 V (in nero) e in presenza di un arco elettrico (in rosso)

È stata studiata per prima la configurazione di elettrodi di *rame* e *grafite*, essendo questo il caso nel quale è stato riscontrato l'innescò del fenomeno d'arco elettrico tra i conduttori già in bassa tensione, come descritto nei paragrafi precedenti.

Dall'esperienza della sperimentazione in bassa tensione che aveva evidenziato come la formazione di archi ripetuti abbia l'effetto di condizionare gli elettrodi portando all'estinzione degli archi stessi, si è deciso di investigare la possibilità che tale fenomeno avvenga anche nel caso di alte tensioni applicate. Si è proceduto polarizzando negativamente l'elettrodo in grafite rispetto all'elettrodo in rame, tramite una scansione del valore della tensione di impulso tra 100 V e 2000 V. Tale tensione è stata variata nel tempo a intervalli regolari di 100 V, ed è stato

registrato il numero di archi elettrici in funzione della tensione stessa, a cui indirettamente corrisponde anche il passare del tempo. La durata dell'impulso di tensione è pari a 10 ms. Si è ottenuto il grafico della figura 6.13:

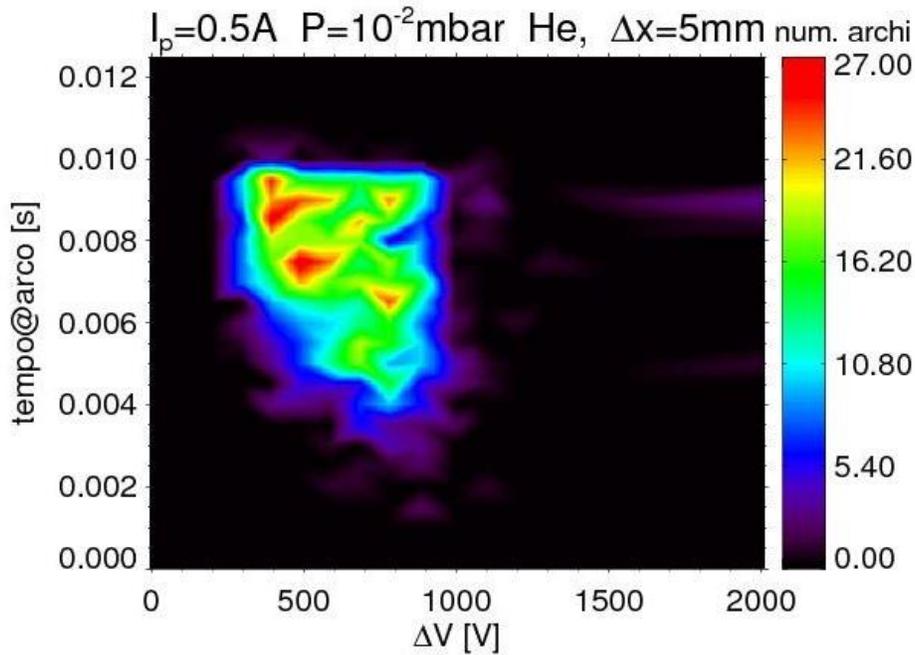


Fig. 6.13: Curva che riporta l'andamento del numero di archi in funzione dell'aumento progressivo della tensione applicata e dell'istante in cui si presenta l'arco, considerando una durata dell'impulso pari a 10 ms.

La figura 6.13 illustra l'analisi statistica della formazione di archi che si verificano durante i 10 ms di applicazione dell'impulso. In particolare, per ogni valore di tensione applicata si individua la distribuzione statistica dei tempi intercorsi dall'inizio della scarica (indicato in ordinata nel grafico come tempo@arco) ai quali l'arco elettrico si forma. In pratica, quello illustrata in scala di colori è una serie di istogrammi, uno per ogni valore di tensione applicata, che è stata progressivamente aumentata da 300 a 2000V ad intervalli di 100V).

In rosso viene rappresentato il valore massimo nel numero di archi che si sono presentati in corrispondenza di un certo intervallo temporale e di una determinata tensione (27 archi). Il colore nero è associato alle condizioni sperimentali nelle quali non si è osservata la formazione di archi elettrici.

Le considerazioni che si possono fare in relazione alla mappa in figura 6.13 sono molteplici. Con l'aumentare progressivo della tensione applicata, circa in corrispondenza dei 300 V, si ha la comparsa di un elevato numero di archi elettrici: essi si presentano tipicamente dopo 7/8 ms. Il valore di picco nel numero degli eventi si raggiunge quando la tensione applicata si aggira nell'intorno dei 500 V. Si può notare che, in quest'intervallo, la scarica elettrica avviene sempre prima (considerati i 10 ms della durata dell'impulso), presentandosi già nei primi 2 ms. Questo comportamento procede fino ad un valore di tensione che si aggira intorno ai 1000 V: dopo questo limite infatti, il numero di eventi vede una rapida diminuzione fino ad un effettivo annullamento. È necessario ricordare l'importanza della variabile implicita nel grafico di figura 6.13: il fattore tempo. Il condizionamento dell'elettrodo infatti, avviene solo se viene aumentata la tensione a intervalli regolari nel tempo: se ad esempio il valore iniziale dell'impulso fosse di 1000 V, si otterrebbe una curva simile a quella di figura 6.13 nell'intervallo compreso tra i 300 V e i 1000 V. A questo punto sono state variate le condizioni operative quali la pressione, la corrente di plasma e la distanza tra gli elettrodi e ciò che si riscontra è che non viene perso il condizionamento dell'elettrodo confermando l'azzeramento del numero di eventi.

E' stata quindi invertita la polarità degli elettrodi, polarizzando l'elettrodo in rame negativamente rispetto all'elettrodo in grafite. Le condizioni operative scelte sono state $I_p = 0,5$ A, $P = 10^{-2}$ mbar, $d = 5$ mm mentre la durata della scarica è stata portata a 50 ms, per evidenziare l'eventuale possibilità di formazione di archi anche in tempi più lunghi. Ricordiamo che la stessa condizione operativa è stata studiata anche nel caso in bassa tensione i cui risultati ottenuti sono riportati nel paragrafo 6.2.1.

Si è ottenuto in questo caso un risultato completamente differente, visibile in figura 6.14, dove si riportano gli andamenti della percentuale di impulsi con archi elettrici tra gli elettrodi di rame e grafite in funzione del numero di impulsi applicati.

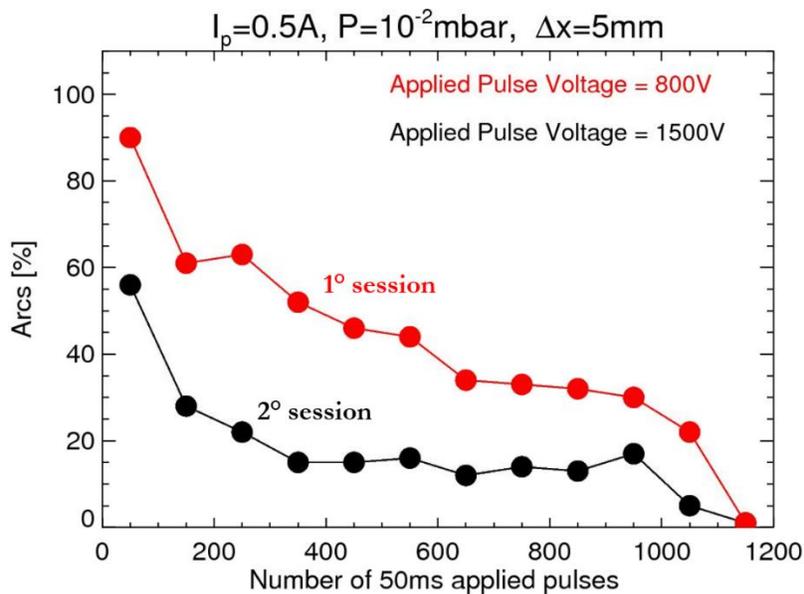


Fig. 6.14: Andamento della percentuale di impulsi con archi tra gli elettrodi di rame e grafite in funzione del numero di impulsi di tensione applicati. In rosso la curva che si riferisce al caso di tensione applicata pari a 800 V, in nero pari a 1500 V. La sessione a 1500 V è stata eseguita al termine di quella a 800 V.

Nei grafici di figura 6.14 sono state riportate due sessioni operative, di oltre 1000 impulsi ciascuna, alle tensioni di 800 V e 1500 V. In particolare, è stata eseguita inizialmente la sessione a 800 V, al termine della quale, una volta osservata l'estinzione degli archi elettrici, è stata eseguita la sessione a 1500V. Analizzando l'andamento nel tempo della prima sessione, si può notare come inizialmente la percentuale di impulsi con archi assuma un valore pari al 90%; successivamente, è evidente come il numero di archi abbia andamento decrescente fino ad annullarsi a fine sessione. Nella successiva prova, con impulsi di tensione pari a 1500 V, si può notare come il valore in percentuale iniziale sia ridotto (<60%) rispetto alla sessione precedente e come anche in questo caso la funzione abbia un andamento decrescente e si annulli dopo circa 1100 impulsi.

Tali risultati sembrano indicare come anche nel caso di alta tensione (ad un valore ripetuto e fissato), l'effetto di condizionamento superficiale degli elettrodi sia attivo ed efficiente nel ridurre la probabilità di archi.

Date queste evidenze sono state analizzate altre condizioni operative e in particolare sono state variate la pressione, la corrente di plasma e la distanza tra gli elettrodi. Si può osservare che, una volta raggiunto il condizionamento dell'elettrodo in una determinata condizione sperimentale, tale condizionamento garantisce la totale assenza di archi elettrici nei successivi stati operativi: per questi non si è ritenuto necessario riportare i risultati.

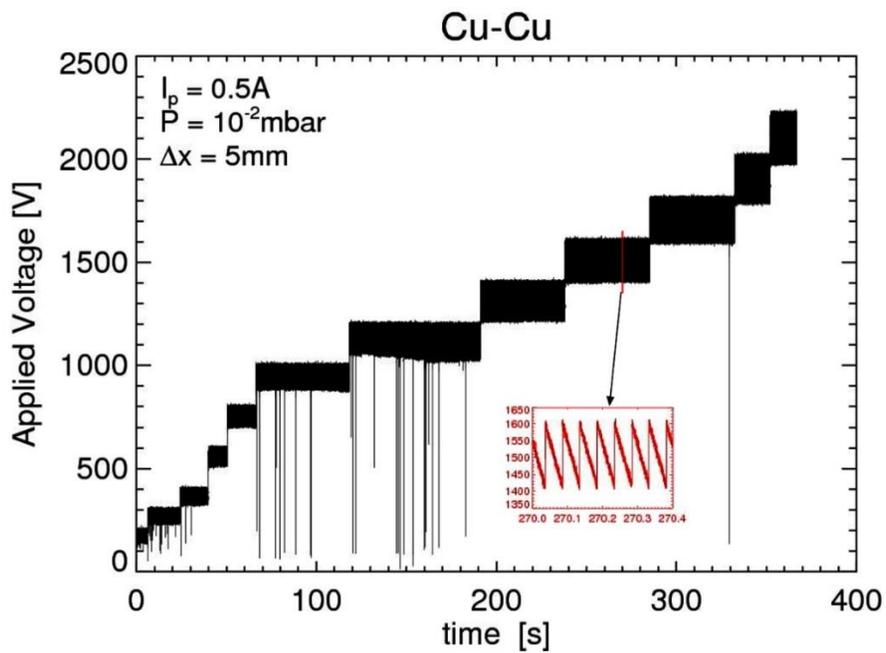
L'ultima parte della campagna sperimentale è stata dedicata allo svolgimento di prove nelle quali gli elettrodi affacciati fossero entrambi di *rame* sottoposti a impulsi di tensione nell'intervallo tra 300 V e 2200 V. Ricordiamo come i risultati ottenuti in bassa tensione avessero mostrato la totale assenza di archi elettrici in tutte le condizioni operative esplorate.

I grafici in figura 6.15 riportano l'andamento della tensione dell'elettrodo in funzione del tempo. Nei grafici sono riportati per ogni forma d'onda solo gli intervalli temporali di effettiva applicazione di una tensione non nulla. Il grafico riporta quindi nell'asse delle ascisse la coordinata tempo in secondi.

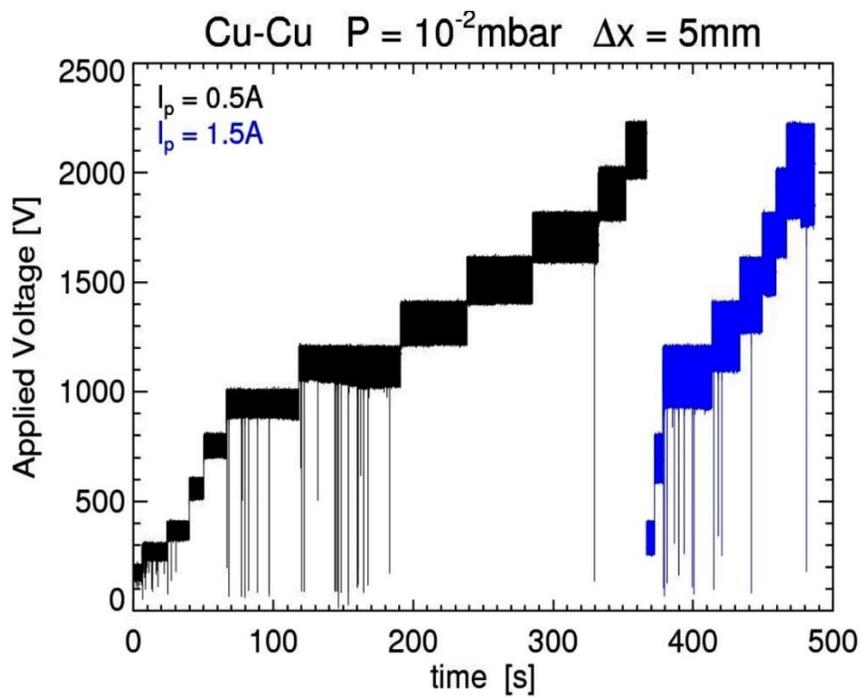
Nei grafici, gli archi elettrici possono essere identificati come gli istanti nei quali si verificano cadute di tensione pressoché istantanee, che si possono riconoscere osservando i picchi verso il basso; la durata di ogni impulso è stata impostata pari a 50 ms.

Le prove mirano anche in questo caso a verificare il fenomeno di condizionamento degli elettrodi in quanto, a differenza delle prove in bassa tensione, in questo caso la presenza di archi elettrici risulta rilevante già alle tensioni più basse esplorate.

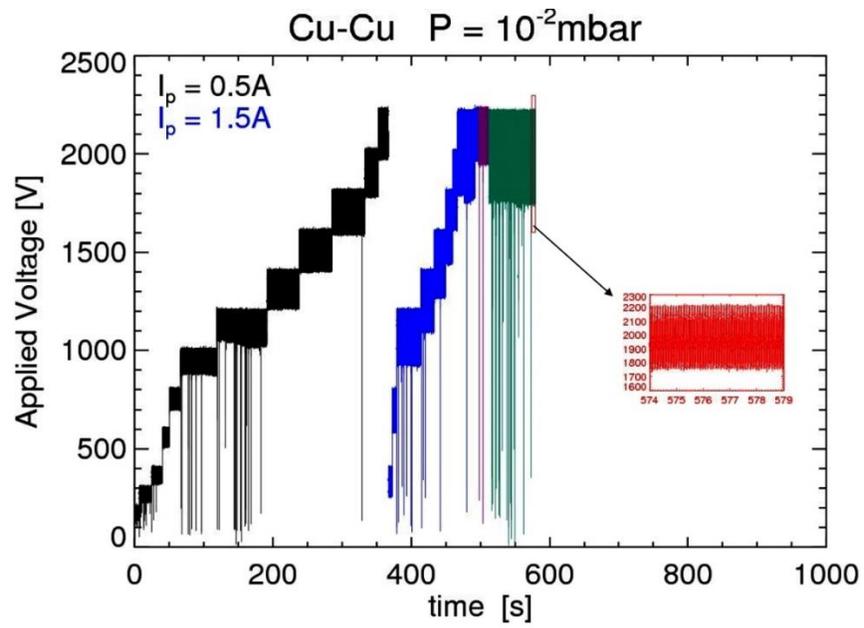
Sono state variate di volta in volta le condizioni operative, riportate nella parte superiore del grafico; il criterio che è stato utilizzato per determinare l'effettivo condizionamento dell'elettrodo afferma che "l'elettrodo si ritiene condizionato quando la frequenza f degli eventi diventi minore all'1%", ovvero nel nostro caso quando per 5 secondi ($=50\text{ms} \times 100$) consecutivi di applicazione della tensione non siano visibili archi tra gli elettrodi. Ottenuto tale condizionamento, le condizioni operative sono state modificate (aumentando la tensione di impulso applicata o modificando parametri quali distanza tra gli elettrodi, pressione di lavoro, corrente di plasma e polarità della tensione).



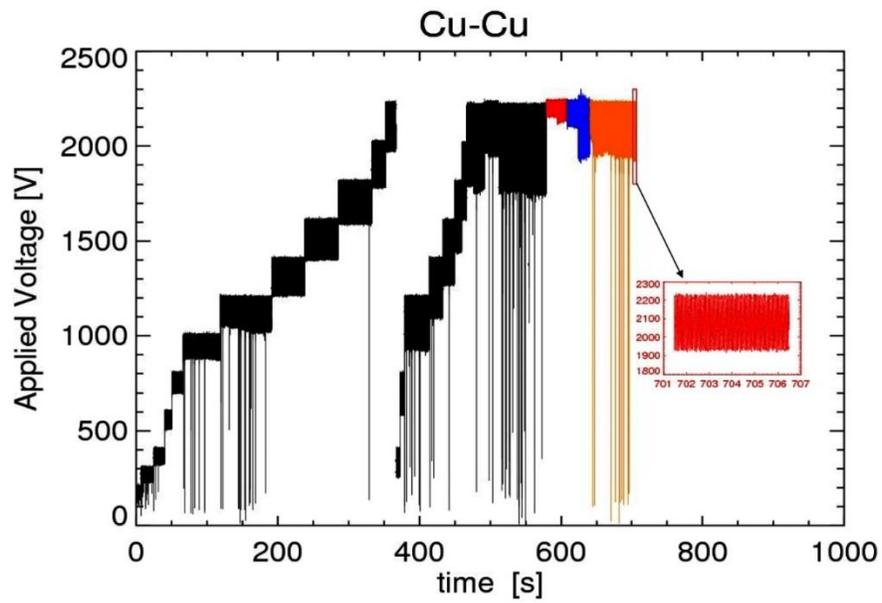
(a)



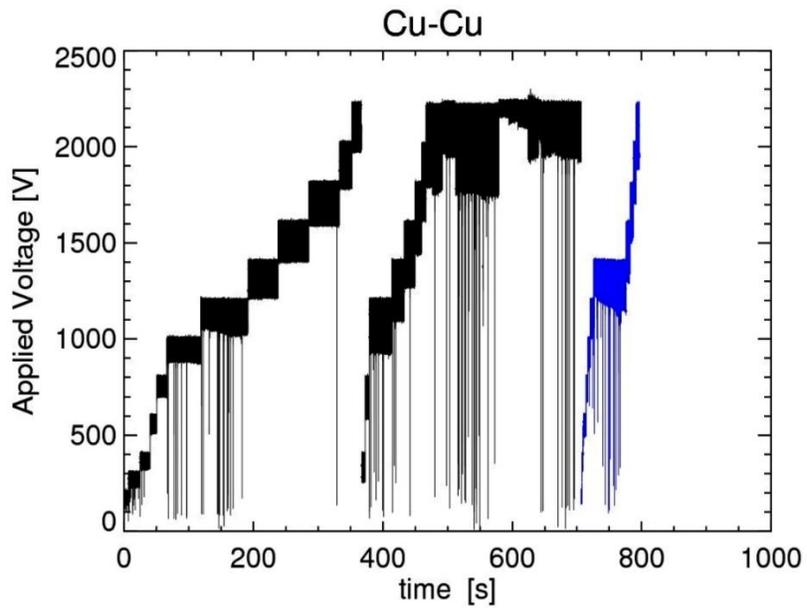
(b)



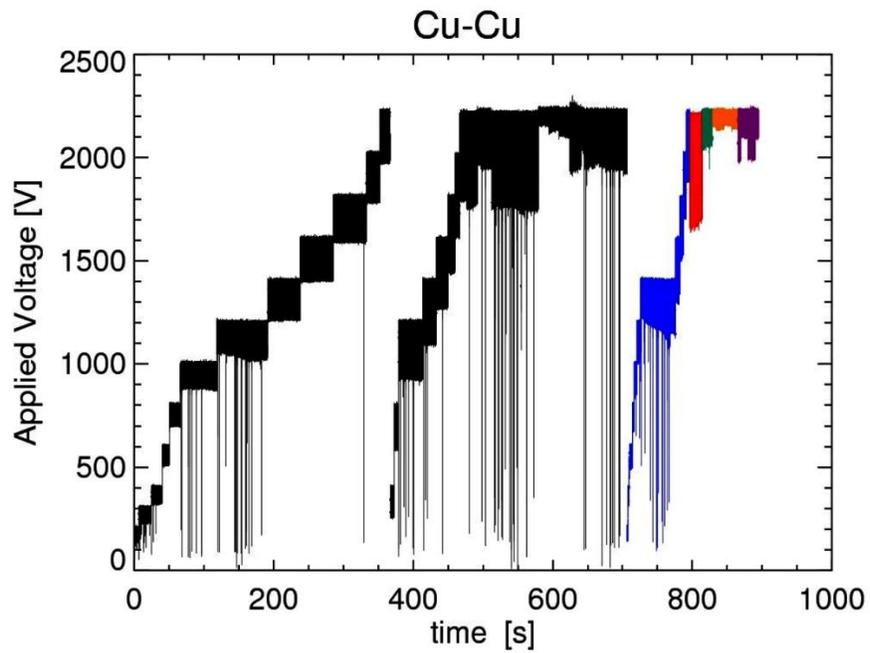
(c)



(d)



(e)



(f)

Fig. 6.15: Scansioni in tensione nel tempo al variare delle condizioni operative

Nel grafico 6.15 (a) è mostrato il risultato della scansione in tensione svolta in corrispondenza delle condizioni $I_p = 0,5$ A, $P = 10^{-2}$ mbar e $d = 5$ mm. Gli eventi si verificano nella fase iniziale della sessione fino a valori di tensione di impulso applicata ≤ 1400 V. Una volta ottenuto il condizionamento (definito come sopra) a tale valore di tensione, l'incremento della tensione applicata non induce, a meno di qualche evento all'apparenza casuale, fenomeni di formazione d'arco. È da notare come la curva della tensione misurata abbia una certa variazione durante il singolo impulso: essa non è da associare ad un'incertezza della misura, quanto invece all'andamento stesso della tensione applicata che, per le ragioni circuitali già descritte nel capitolo 4, segue un andamento decrescente durante i 50 ms di applicazione. Ciò è evidente nell'inserito in rosso di figura 6.15 (a), dove una sequenza di 8 impulsi consecutivi in assenza d'arco è riportata in dettaglio.

Nel grafico 6.15 (b) si riportano in blu i risultati ottenuti mantenendo le stesse condizioni di pressione e distanza tra gli elettrodi, ma aumentando la corrente di plasma fino a $I_p = 1,5$ A (cui corrisponde un aumento della densità elettronica, come mostrato nel capitolo 5, e quindi della frazione di ionizzazione).

È interessante notare come la fluttuazione del segnale di tensione, associato al naturale decadimento del segnale stesso, in fasi senza arco sia superiore nel caso con $I_p = 1,5$ A rispetto al caso relativo ad $I_p = 0,5$ A (riportato in figura 6.15 (a) e in nero in figura 6.15 (b)). Ciò è dovuto proprio alla diversa densità, e quindi resistività, del plasma di background.

In figura 6.15 (c) è riportato con colori diversi l'andamento della tensione al variare della distanza tra gli elettrodi: nella porzione viola la distanza è stata ridotta da 5 a 2 mm, mentre la curva verde si riferisce al successivo caso studiato, nel quale gli elettrodi sono stati portati ad una distanza di 10 mm. Viene riportato anche in questo caso un inserito della forma d'onda registrata negli ultimi 5 secondi effettivi di applicazione. La regolarità di tale curva, che soddisfa il criterio stabilito in precedenza, conferma l'effettivo condizionamento degli elettrodi.

Nel grafico di figura 6.15 (d) si riportano, rispettivamente in rosso, in blu e in arancione, le forme d'onda della tensione ottenuta variando la pressione del gas. Nel primo caso $P = 3 \cdot 10^{-4}$ mbar, nel secondo $P = 2 \cdot 10^{-3}$ mbar, nel terzo $P = 5 \cdot 10^{-1}$ mbar. All'interno dei singoli casi, mantenendo costante il valore della pressione, sono state variate sia la corrente di plasma ($I_p =$

0,5 A; 1,5 A), sia la distanza tra gli elettrodi ($d= 2 \text{ mm}; 5 \text{ mm}; 10 \text{ mm}$). Anche in questi casi, dopo un'iniziale fase caratterizzata dalla presenza significativa di archi elettrici, si è osservato come dopo un tempo sufficiente (cui corrisponde un sufficiente numero di impulsi applicati, che ricordiamo viene valutato come il tempo che garantisce 5 secondi effettivi di applicazione senza eventi), si ottenga l'estinzione degli stessi e quindi un buon condizionamento degli elettrodi.

È stata invertita successivamente la polarità della tensione applicata ai due elettrodi ed è stata svolta una nuova scansione in tensione.

In figura 6.15 (e) è evidente un'intensa attività di eventi per valori di tensione applicata inferiori ai 1500 V. Tale risultato indica che il condizionamento ottenuto in precedenza (con polarità opposta) non sia simmetrico verso i due elettrodi.

È interessante però osservare come, anche in questo caso, sia sufficiente applicare un numero di impulsi di tensione tale da garantire il condizionamento per ottenere una condizione stazionaria. Una volta ottenuta tale condizione sperimentale applicando tensioni dell'ordine dei 1500 V, questa sembra garantire un buon condizionamento della superficie dell'elettrodo anche per tensioni fino a 2200 V.

Infine (figura 6.15 (e)) è stata svolta una scansione in tensione al variare delle condizioni operative quali pressione, corrente di plasma e distanza tra gli elettrodi evidenziate nei colori rosso, verde, arancio e viola, rispettivamente. È interessante notare come, anche variando notevolmente tali parametri, gli archi elettrici tra gli elettrodi risultino assenti: questo potrebbe indicare che sia stato effettivamente raggiunto un condizionamento pressoché ottimale (e quindi valido in un ampio spettro di condizioni sperimentali) degli elettrodi.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stato affrontato lo studio sperimentale del fenomeno della formazione di archi elettrici tra elettrodi affacciati in presenza di un plasma tenue. La campagna sperimentale aveva lo scopo di simulare i fenomeni elettrici che si prevede possano verificarsi sulla base del progetto per la nuova macchina RFX-mod2, evoluzione dell'esperimento RFX-mod, dedicato allo studio del confinamento magnetico di plasmi di interesse termonucleare in configurazione Reversed-Field Pinch.

Le strutture affacciate al plasma di RFX-mod2, tra le quali è prevista la formazione di tensioni impulsive dell'ordine del kV nelle fasi di terminazione veloce della scarica, saranno costituite da una parete di tegoli in grafite e da una struttura di stabilizzazione passiva delle instabilità di plasma (scoeca in rame).

Per la campagna sperimentale sono state quindi realizzate coppie di elettrodi con questi due materiali: essi sono stati posti in una posizione perfettamente allineata all'interno di una camera da vuoto e immersi in un plasma di background, dalle caratteristiche confrontabili con valori tipici del plasma al bordo dell'esperimento RFX-mod.

Grazie ad un modello circuitale opportunamente elaborato, è stato possibile valutare il valore massimo della tensione impulsiva raggiunta durante una terminazione veloce della scarica che è risultato essere dell'ordine di 1,5 kV. Questo risultato è stato alla base della campagna sperimentale ed è stato utilizzato come linea guida per l'intervallo di tensioni da applicare agli elettrodi: partendo da un valore iniziale di 200 V, si è giunti al valore massimo di tensione applicata pari a 2200 V, molto superiore al valore massimo stimato dal modello.

Per lo studio del fenomeno della formazione degli archi elettrici tra i due elettrodi affacciati, è stato appositamente progettato e realizzato, durante il lavoro di tesi, un alimentatore che potesse raggiungere tensioni impulsive di qualche kV e mantenere il sistema di elettrodi flottante rispetto al potenziale della camera.

Il lavoro ha permesso di esplorare condizioni sperimentali pressoché inesistenti nella letteratura disponibile.

Le campagne sperimentali hanno permesso di dimostrare che la formazione di archi elettrici tra gli elettrodi è a tutti gli effetti un fenomeno che caratterizza le condizioni sperimentali nelle quali si troverebbe ad operare il plasma di bordo di RFX-mod2 secondo il progetto attuale.

Durante l'analisi è stato esplorato un ampio intervallo di condizioni operative, ottenute variando i principali parametri di controllo degli esperimenti eseguiti, tra i quali i materiali degli elettrodi, la loro distanza, il valore e la polarità della tensione applicata, la densità e il gas del plasma di background. A differenza di quanto ci si potrebbe aspettare, i risultati hanno rilevato che gli archi elettrici si verificano più frequentemente nel caso in cui gli elettrodi si trovino a distanze più elevate (la distanza massima esplorata è stata di 10 mm), rispetto al caso in cui si trovino estremamente vicini (2 mm) e ciò ha dimostrato che l'arco elettrico non segue necessariamente un cammino "preferenziale" in corrispondenza della minima distanza (e quindi del massimo campo elettrico).

È stato inoltre dimostrato come una sequenza sufficientemente numerosa di impulsi con associata formazione d'arco e flusso di particelle energetiche sia in grado di produrre una progressiva variazione delle proprietà superficiali degli elettrodi, fino al raggiungimento di un efficace condizionamento caratterizzato dalla estinzione degli archi stessi. Nel lavoro di tesi è stata presentata un'analisi di tale fenomeno basata su un approccio statistico ai risultati ottenuti. In particolare le analisi hanno dimostrato che il condizionamento degli elettrodi si ottiene, con buona riproducibilità, dopo circa 1000 impulsi di tensione. La durata di applicazione della tensione impulsiva è stata variata tra i 10 e i 50 ms, tempi inferiori rispetto alla durata tipica della scarica di RFX-mod, ma superiori a quelli attesi per le fasi di terminazione veloce, dell'ordine di 2 ms.

I risultati suggeriscono che, secondo l'attuale progetto, nelle prime fasi sperimentali di operazione l'esperimento RFX-mod2 potrebbe essere soggetto alla formazione di pericolosi flussi di energia localizzata sui materiali affacciati al plasma, ma anche che la formazione d'arco non è un fenomeno inevitabile nel caso in cui sia ottenibile un buon condizionamento dei materiali in vuoto.

È stata quindi proposta una strategia di trattamento mediante applicazione di tensione in scariche al plasma della regione compresa tra i tegoli e la scocca in rame.

Ancora sulla base di quanto prodotto in questo lavoro di tesi, il progetto delle modifiche delle strutture in RFX-mod2 è attualmente in fase di revisione per quanto riguarda la regione del giunto isolante sulla scocca in rame, per il quale non sarà possibile eseguire un efficace processo di condizionamento.

Riferimenti bibliografici

- [1] F. Gnesotto, **Dispense del corso di Impianti nucleari a fissione e a fusione**, Università degli Studi di Padova, 2015/2016.
- [2] S. Peruzzo, **Correnti elettriche tra il plasma e la camera di contenimento dell'esperimento RFX: rilevazione ed analisi**", tesi di Dottorato di Ricerca in Ingegneria Elettrotecnica, Ciclo X, Università degli Studi di Padova, 1998.
- [3] G. Rostagni, **RFX: an expected step in RFP research**, *Fusion Engineering and Design*, 25: 301-303, 1995.
- [4] M. Baruzzo, T. Bolzonella, Y.Q. Liu, G. Manduchi, G. Marchiori, A. Soppelsa, M. Takechi and F.Villone, **RWM control studies on RFX-mod with a limited set of active coils**, *Nuclear Fusion*, 52: 103001, 2012.
- [5] 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*, 25: 335-372, 1995.
- [6] P. Sonato, G. Chitarin, P. Zaccaria, F. Gnesotto, S. Ortolani, A. Buffa, M. Bagatin, W.R. Baker, S. Dal Bello, P. Fiorentin, L. Grando, G. Marchiori, D. Marcuzzi, A. Masiello, S. peruzzo, N. Pomaro, G. Serianni, **Machine modification for active MHD control in RFX**, *Fusion Engineering and Design*, 66:161, 2003.
- [7] A. Stella, M. Guarnieri, F. Bellina, P.P. Campostrini, G. Chitarin, F. Trevisan, P. Zaccaria, **The RFX magnet system**, *Fusion Engineering and Design*, 25: 373-399, 1995.
- [8] S. Peruzzo, **Corso di perfezionamento in Ingegneria del plasma e della fusione termonucleare a confinamento magnetico**, 2003. Consorzio RFX.
- [9] S. Peruzzo, *et al.*, **Design concepts of machine upgrades for the RFX-mod experiment**, *Fusione Engineering and Design*, 2017.

- [10] R Cavazzana, L. Marsango, S. Peruzzo, M. Zuin, **Design constraints on new vacuum components of RFX-mod2 upgrade using electrical modeling of Reversed Field Pinch plasma**, *13th International Symposium on Fusion Nuclear Technology*, 2017. Kyoto, Japan. to be published on “Fusion Engineering and Design”.
- [11] E. Martines, **Corso di Fisica della fusione nucleare e applicazioni dei plasmi. Parte II: Applicazioni dei plasmi**, Università degli Studi di Padova, 2016/2017.
- [12] D. Desideri, G. Serianni, **Four parameter data fit for Langmuir probes with nonsaturation of ion current**, *Review of Scientific Instruments*, 69 (1998) 2354.
- [13] B. Ferrario, **Introduzione alla tecnologia del vuoto**, *Pàtron*, 1999.
- [14] M. Zuin, **Studio di fluttuazioni elettrostatiche in plasmi magnetizzati a bassa temperatura**, tesi di laurea, Università degli Studi di Padova, 2000/2001.
- [15] E. Martines, A. Alfier, **VESPA. Un esperimento di fisica del plasma**, Università degli Studi di Padova, 2007/2008.

