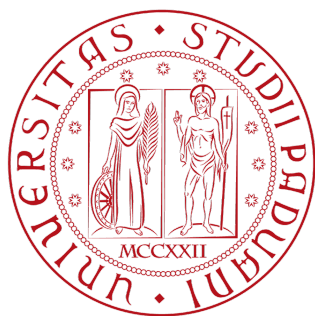




UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Studio dell'interazione tra un fascio di particelle
energetiche e il plasma di DTT tramite modelli
semplificati

Relatore

Dr. Tommaso Bolzonella

Correlatore

Dr. Pietro Vincenzi

Laureando

Samuele Brunetta

Anno Accademico 2019/2020

Sommario

La tesi affronta l'argomento dell'iniezione di un fascio di particelle neutre (NBI - Neutral Beam Injection) per un tokamak e della sua interazione con un plasma fusionistico. Dopo una prima parte dedicata alla descrizione di un sistema NBI e della fisica alla base dell'interazione con il plasma, vengono riassunti i principali modelli e tecniche numeriche utilizzati per la descrizione dei fenomeni considerati. Viene poi descritto brevemente il codice METIS, che, nell'ultima parte della tesi, è utilizzato per effettuare una scansione parametrica dell'energia di iniezione. L'effetto di queste variazioni sui principali parametri di plasma viene presentato per il tokamak DTT, attualmente in fase di costruzione al centro ENEA di Frascati.

Abstract

This work deals with the topic of Neutral Beam Injection (NBI) for a tokamak and with the interaction between neutral beam and fusion plasmas. After a first part, dedicated to the description of a NBI system and the physics behind its interaction with the plasma, some of the models and numerical techniques involved in the beam description are listed. The METIS code is then briefly described and used to perform a parametric scan in injection energy, to simulate the behavior of the main plasma parameters of the DTT tokamak under construction at the ENEA Frascati center.

Indice

1	Introduzione	3
2	Riscaldamento del plasma	5
2.1	Generazione del fascio NBI	6
2.2	Ionizzazione dei neutri	7
2.3	Lunghezza caratteristica di penetrazione	8
2.4	Termalizzazione (slowing-down)	9
2.5	Perdite di potenza iniettata	10
3	Modelli e tecniche utilizzate	10
3.1	Particella di prova	10
3.2	Approccio di Fokker-Planck	11
3.3	Tecniche Monte Carlo	12
3.4	Il codice <i>METIS</i>	12
4	Simulazione dell'iniezione nel Tokamak DTT	14
4.1	L'esperimento DTT	14
4.2	Simulazioni e risultati ottenuti	15
4.2.1	Effetto sulle temperature di plasma	16
4.2.2	Profili di densità di potenza	17
4.2.3	Potenza ceduta a ioni ed elettroni	17
4.2.4	Induzione di corrente e momento	18
4.2.5	Potenza assorbita e perdite di particelle veloci	19
5	Conclusioni	22
	Bibliografia	23

1 Introduzione

Il plasma, comunemente definito come il quarto stato della materia, è un gas ionizzato, in cui dominano le proprietà collettive. Esso si ottiene generalmente partendo da un gas e alzando la sua temperatura in modo tale da permettere il distacco di elettroni da una parte degli atomi (plasma parzialmente ionizzato) o da tutti. In tal modo si riesce ad avere un fluido di particelle cariche e quindi soggetto, tra le altre cose, ai campi elettrici e magnetici. Tale stato non è ottenibile solo artificialmente, ma è presente anche in molti processi naturali: citiamo a titolo di esempio le stelle, i fulmini e l'aurora boreale. Esso costituisce fino al 99% della materia “ordinaria” [1]. Tra le applicazioni pratiche troviamo le torce al plasma (in grado di trattare rifiuti speciali o di tagliare materiali), le plasma-blades (usate in chirurgia per ottenere tagli più definiti), vari tipi di illuminazione e televisori.

Ultima, ma non da meno, è l'idea di utilizzare un plasma caldo di ioni di idrogeno e dei suoi isotopi per sviluppare un processo controllato di fusione nucleare (così come avviene nelle stelle) e liberare grandi quantità di energia, da sfruttare per la produzione di elettricità. In tale contesto, la reazione più probabile è quella che coinvolge un nucleo di deuterio e uno di trizio per dare luogo a un neutrone e una particella α , con conseguente rilascio di energia cinetica nei prodotti [1]:



Si noti l'ordine di grandezza dell'energia rilasciata, milioni di volte più grande di quella associata alle reazioni chimiche usate per la produzione di energia elettrica, come ad esempio la combustione del metano. Si comprendono quindi le potenzialità a cui una padronanza di tale processo potrebbe portare in termini energetici.

Il principio chiave che sta alla base del controllo dei plasmi è il confinamento magnetico, che sfrutta la capacità del campo magnetico di curvare le traiettorie di particelle cariche. A questo scopo vengono installate attorno ad una camera di contenimento una serie di bobine e solenoidi.

Una delle configurazioni più usate per il confinamento del plasma è quello del tokamak. Il termine “tokamak” deriva da un acronimo russo e significa “camera toroidale con bobine magnetiche” [2]. Il nucleo della macchina è costituito da una camera a vuoto a forma “di ciambella”, basato su una geometria toroidale (si veda fig. 1). Dopo una fase di condizionamento ed iniezione del gas, viene creata una differenza di potenziale che ha l'effetto di accelerare le particelle cariche presenti, con conseguente sviluppo di corrente. Il plasma è poi ulteriormente riscaldato da sistemi di potenza addizionale. Esso viene quindi contenuto dal campo magnetico, generato da una serie di bobine e dalla corrente di plasma stessa. In breve, il campo magnetico è composto da diverse componenti: vi è una componente toroidale, generata da bobine con avvolgimento poloidale, e una componente poloidale, realizzata mediante una corrente toroidale (indotta nel plasma dall'esterno) e atta a prevenire la deriva delle particelle verso la parete [1] [3]. Vi sono inoltre ulteriori bobine, con funzione di controllo e correzione della posizione del plasma.

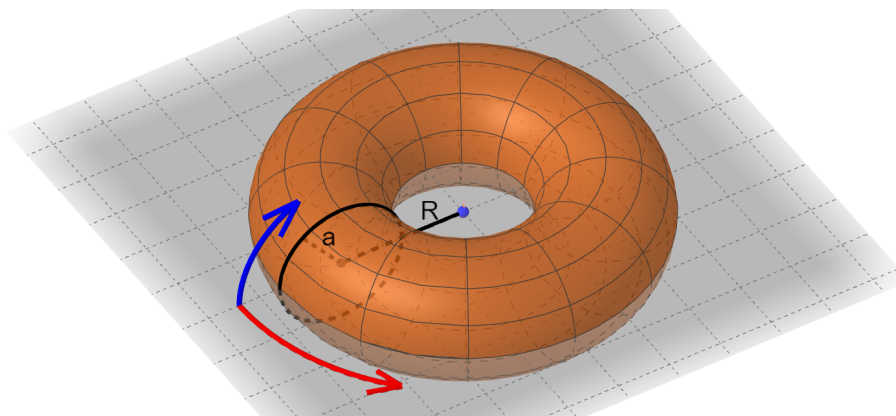


Figura 1: Schema di un toroide. In rosso è indicata la direzione toroidale, in blu quella poloidale. a ed R sono rispettivamente raggio maggiore e raggio minore del toro. Realizzato con *GeoGebra*.

Per quanto riguarda la ricerca nel campo della fusione nucleare, non si può non citare ITER, un progetto internazionale che coinvolge 35 nazioni. Situato nel sud della Francia, esso punta a realizzare il tokamak più grande al mondo, dal peso di 23 mila tonnellate, con un raggio maggiore $R = 6.2$ m, un raggio minore $a = 2$ m, un volume di plasma $V = 840$ m³, una densità elettronica media $\langle n_e \rangle = 1 \cdot 10^{20}$ m⁻³ e in grado di raggiungere temperature di 150 milioni di gradi, circa 10 volte la temperatura del nucleo solare [2] [4]. Una volta completato (nel 2025), avrà tra gli scopi principali quelli di dimostrare la fattibilità tecnologica di un impianto di tale grandezza, di mantenere una scarica per un tempo di 1000 secondi e di generare una potenza in uscita dal plasma di 500 MW (10 volte superiore a quella in ingresso). ITER, tuttavia, non si porrà l'obiettivo di catturare l'energia rilasciata per convertirla in energia elettrica: questo sarà il compito di DEMO, reattore ancora in fase di progettazione e con lo scopo di dimostrare la possibilità di generare elettricità a partire dai processi di fusione nucleare.

Riassumendo, possiamo dire che la fusione termonucleare controllata è un progetto molto ambizioso: se infatti riuscisse nei suoi intenti, essa garantirebbe energia elettrica a partire da elementi facilmente reperibili, fornendo una valida alternativa ai combustibili fossili, i quali sono soggetti ad esaurimento e producono quantità non trascurabili di anidride carbonica e di altri gas serra, principali responsabili del riscaldamento globale. Uno dei problemi principali risiede nel fatto che la tecnologia richiesta è molto avanzata: servono campi magnetici di una certa entità per tenere confinato il plasma e questo richiede l'utilizzo di materiali superconduttori, i quali necessitano (alle attuali conoscenze) di temperature dell'ordine del Kelvin per i superconduttori freddi e dei 100 K circa per quelli caldi. In aggiunta, vi sono anche aspetti prettamente fisici (legati al comportamento del plasma) che tuttora sono oggetto di studio e che non sono del tutto risolti.

Nello specifico, sono rilevanti questioni quali l'interazione del plasma con le pareti e la conversione dell'energia cinetica dei neutroni prodotti in energia elettrica. Nei tokamak attuali, per il raggiungimento delle temperature fusionistiche, è fondamentale il processo di riscaldamento del plasma, del quale mi occuperò nei paragrafi successivi.

2 Riscaldamento del plasma

La fusione nucleare è un processo fisico che richiede una notevole energia per essere attivato: devono infatti essere vinte le forze repulsive tra i nuclei da fondere. Supponendo che gli ioni coinvolti nel plasma fusionistico abbiano una distribuzione di equilibrio di Maxwell-Boltzmann e che le reazioni necessarie avvengano al di sopra di una certa energia di attivazione, si evince che il rateo di ioni in grado di fondere sia funzione della temperatura ionica e abbia un valore trascurabile a basse energie; da qui l'esigenza di aumentare la temperatura ionica in modo da favorire il processo, come si può osservare in fig. 2.

In un plasma da fusione sono richiesti sistemi di riscaldamento per vari scopi; oltre all'aumento della temperatura ionica per favorire la fusione, va considerata la possibilità di sostenere parte della corrente di plasma, di modificare il profilo stesso della corrente, di indurre rotazione toroidale, di ottimizzare il trasporto di energia e momento, di controllare impurità e instabilità, di fungere da diagnostica del plasma e di attuare la pulizia della parete.

La prima fase di innalzamento della temperatura nei tokamak avviene per riscaldamento ohmico. Possiamo vedere il plasma come un filo metallico: questo si può scaldare per effetto Joule, causando un aumento della temperatura. Il plasma infatti, in quanto conduttore, ha un comportamento resistivo. La resistività, però, è inversamente proporzionale alla temperatura del plasma elevata alla $3/2$, per cui più si scalda il plasma più tale metodo di riscaldamento diventa inefficiente. Inoltre, la corrente raggiungibile è limitata dalla stabilità del plasma: se infatti il fattore di sicurezza al bordo¹ q_{edge} , che dipende dalla corrente di plasma, andasse al di sotto del valore 2, si formerebbero delle instabilità MHD, nocive per il plasma. In ITER, ad esempio, la massima corrente raggiungibile è 25 MA (si veda [5], p. 2).

Per raggiungere temperature fusionistiche è quindi necessario adottare sistemi di riscaldamento del plasma addizionali, quali:

- Neutral Beam Injection (NBI): consiste nell'iniezione nel plasma di particelle neutre ad alta energia. Al loro ingresso queste si ionizzano e cedono poi energia agli elettroni e ioni già presenti mediante processi di tipo coulombiano.
- Riscaldamento a radiofrequenza (RF): consiste nell'aumento di temperatura mediante l'iniezione di onde. Queste potranno scaldare il plasma nelle regioni in cui il valore del campo magnetico è tale che la frequenza dell'onda è molto simile ad una frequenza di risonanza del plasma in questione. Tra queste tipologie di riscaldamento si annoverano, ad esempio, l'Ion e l'Electron Cyclotron Resonance Heating (ICRH/ECRH). Oltre alle frequenze di risonanza, ulteriori attenzioni vanno poste alle frequenze di cutoff (il cui corrispondente indice di rifrazione del plasma è nullo), per le quali l'onda è invece riflessa e non penetra ulteriormente nel plasma.

Nei reattori futuri (in cui le reazioni da fusione saranno presenti in quantità sostenuta) un'ulteriore fonte di calore per il plasma sarà data dalle particelle α che si formano a seguito delle reazioni nucleari quali quella in eq. (1). Queste non saranno però distribuite uniformemente nel plasma, ma maggiormente concentrate nelle zone in cui la temperatura ionica è maggiore.

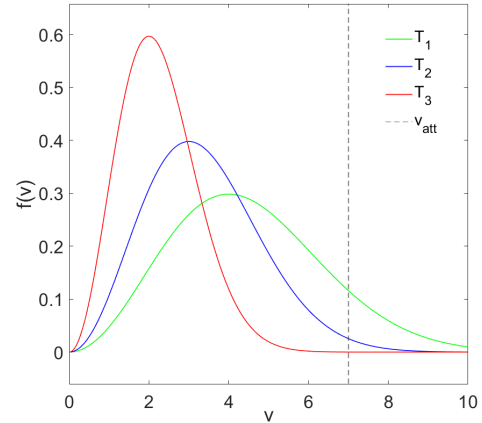


Figura 2: Distribuzione di Maxwell-Boltzmann in funzione del modulo della velocità, con $T_1 > T_2 > T_3$. Si noti che maggiore è la temperatura (e quindi la velocità ionica), maggiore è l'area (quindi la quantità di particelle) oltre la velocità di attivazione v_{att} di una reazione di fusione (qui in unità arbitrarie). Realizzato con *MATLAB*.

¹Il fattore di sicurezza definisce il numero di avvolgimenti poloidali delle linee di campo magnetico ad ogni giro toroidale, si veda fig. 1. Dal punto di vista analitico si può stimare come $q = \frac{r}{R} \frac{B_T}{B_P}$ con B_T e B_P rispettivamente campo magnetico toroidale e poloidale e con R e r raggio maggiore e minore della superficie magnetica considerata[3].

2.1 Generazione del fascio NBI

Il sistema NBI è utilizzato nella maggior parte delle macchine a fusione. La ragione per la quale si richiede un fascio di neutri è che il plasma è confinato mediante un campo magnetico e questo rende praticamente impossibile l'ingresso di particelle cariche. Il problema fondamentale è che non esistono metodi efficienti per accelerare particelle neutre fino alle alte energie richieste per la fisica fusionistica (circa 100 keV per i tokamak attualmente in funzione, 1 MeV per ITER); perciò si richiede di accelerare particelle cariche, per poi renderle neutre prima dell'ingresso nel plasma. L'energia di iniezione è inoltre fondamentale poiché regola la profondità di penetrazione degli ioni nel plasma e il rapporto di energia ceduta a ioni ed elettroni, come vedremo in seguito.

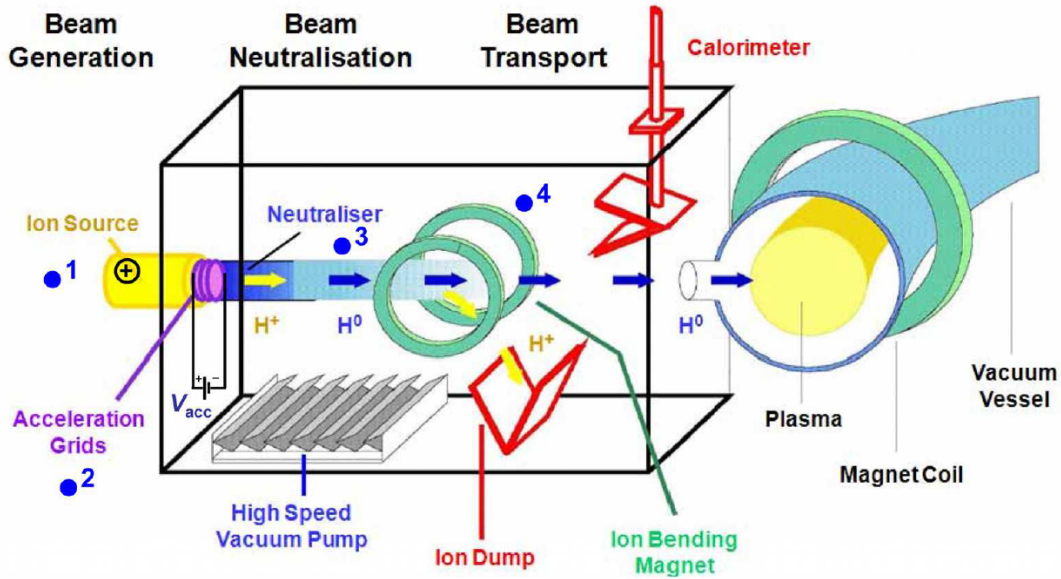


Figura 3: Schema di un apparato per neutral beam injection. [4]

Come si può vedere dallo schema in fig. 3, un sistema NBI è costituito da 5 elementi principali:

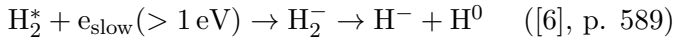
1. Sorgente di ioni a bassa energia: produce gli ioni atomici richiesti. Nel caso di sorgente a ioni positivi, sarà prodotta anche una certa frazione di ioni molecolari come D_2^+ e D_3^+ , destinati a dissociare, per cui sotto forma di neutri avranno energie minori. Questi si depositeranno più al bordo plasma rispetto a quelli con energia E_0 .
2. Griglie di accelerazione: un'alta differenza di potenziale in continua permette l'accelerazione degli ioni fino a raggiungere l'energia richiesta dal fascio.
3. Camera di neutralizzazione: qui avviene la conversione degli ioni in neutri mediante l'interazione con gas neutro.
4. Magnete deflettore: permette di curvare la traiettoria della particelle cariche rimaste, in modo da selezionare solo quelle neutre. Questo consente di eliminare dal fascio le particelle cariche, che altrimenti verrebbero deviate dal plasma verso la parete della camera e l'eventuale strumentazione installata.
5. Calorimetro inseribile: permette di bloccare l'ingresso dei neutri nel plasma e contemporaneamente di eseguire misure per ottimizzare il fascio.

In riferimento alla fase di neutralizzazione del fascio carico, si può definire l'efficienza massima di neutralizzazione: una sua rappresentazione in funzione dell'energia del fascio per ioni di idrogeno-1 e deuterio è visibile in fig. 4. Si può notare che l'efficienza di neutralizzazione per gli ioni positivi cala notevolmente per energie sopra i 100 keV. Dal momento che ITER avrà bisogno di fasci di 1 MeV, si è preferito optare per l'accelerazione di ioni negativi in questa macchina sperimentale. Allo stesso

modo, anche per DTT (par. 4.1) si utilizzerà una sorgente di ioni negativi, vista la richiesta di una energia di iniezione ben superiore ai 100 keV.

Nel complesso, il processo utilizzato nell'apparato a NBI con sorgente di ioni negativi è molto simile a quello con gli ioni positivi. Nello specifico, i meccanismi principalmente utilizzati (anche in contemporanea) per la produzione degli ioni negativi nella sorgente (punto 1 in fig. 3) sono 2:

- Un meccanismo superficiale, che permette di produrre ioni quando atomi rimbalzano su superfici ricoperte da cesio. Questo metallo è utilizzato per via della sua tendenza a cedere elettroni.
- Un meccanismo di volume, legato a un processo di attaccamento dissociativo di idrogeno “vibrazionalmente eccitato” a contatto con un elettrone a bassa energia:



In ogni caso, è molto più complicato generare ed accelerare ioni negativi, considerando anche che l'elettrone “in più” (rispetto alla corrispondente specie neutra) è solo debolmente legato all'atomo, quindi può essere perso facilmente.

2.2 Ionizzazione dei neutri

Dopo che i neutri veloci sono stati iniettati nel plasma, essi si possono ionizzare con diverse modalità. Le principali sono: impatto con ioni o elettroni, scambio carica e “multistep ionization”. La loro entità è confrontabile nel grafico in fig. 5.

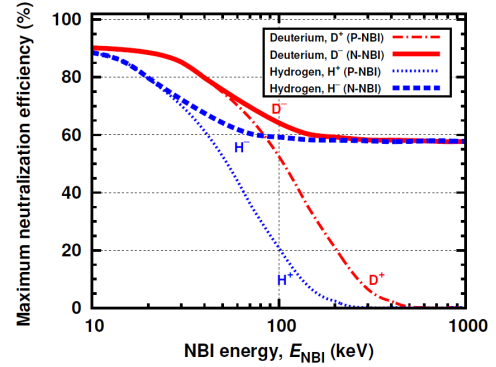


Figura 4: efficienza massima di neutralizzazione in funzione dell'energia del fascio e al variare del tipo di ione. [4]

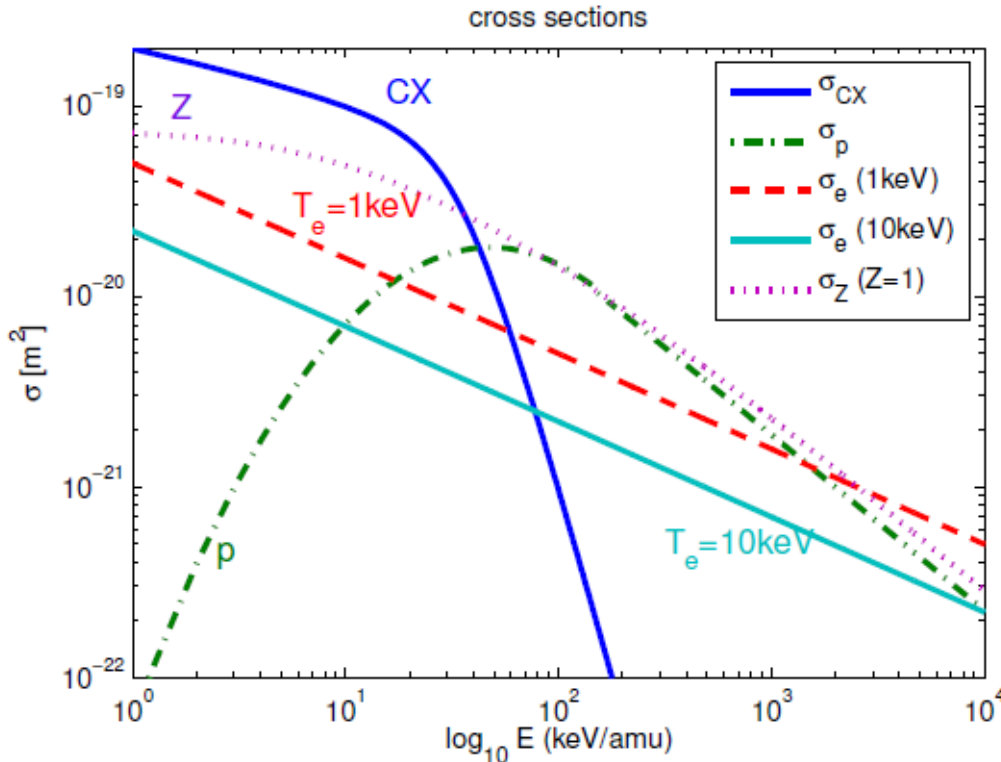


Figura 5: Sezioni d'urto per i vari processi di ionizzazione nel plasma. σ_e è la sezione d'urto per collisioni con elettroni, σ_p con ioni, σ_Z con impurità di numero atomico Z e σ_{CX} sezione d'urto per scambio carica. [5]

Lo scambio carica si fa sentire soprattutto a basse energie, dopodiché subentra l'effetto di urti con protoni, elettroni e impurità. Il rateo di ionizzazione è dato da [5]

$$-\frac{1}{\Upsilon_b} \frac{d\Upsilon_b}{dl} = n_e \sigma_e + n_H \sigma_p + n_H \sigma_{CX} + n_Z \sigma_Z \quad (2)$$

con Υ_b l'intensità del fascio, n le densità di particelle, e $\sigma_{e,p,CX,Z}$ la sezione d'urto per rispettivamente urto con elettroni, urto con ioni, scambio carica e urto con impurità di numero atomico Z . La sezione complessiva è definita da:

$$\sigma = \sigma_e + \frac{n_H}{n_e} (\sigma_p + \sigma_{CX}) + \frac{n_Z}{n_e} \sigma_Z \approx \sigma_e + \sigma_p + \sigma_{CX} + \frac{n_Z}{n_e} \sigma_Z \quad (3)$$

Questa formula è utilizzabile a basse energie e densità, dopodiché va tenuta in considerazione anche la possibilità di multistep ionization, ossia di una ionizzazione dovuta all'aumento di energia dell'elettrone in seguito ad una sequenza di urti. In prima approssimazione ne possiamo tenere conto con la correzione $\sigma_{corr} = (1 + \delta_{ms})\sigma$, in cui δ_{ms} può anche essere superiore a 1.

2.3 Lunghezza caratteristica di penetrazione

L'effetto complessivo del processo è un decadimento del flusso di neutri del plasma secondo la legge

$$\Upsilon(\Delta l) = \Upsilon_0 e^{-\int_0^{\Delta l} n(\vec{r}) \sigma(\vec{r}) d\vec{r}} \xrightarrow{n, \sigma \text{ cost}} \Upsilon(\Delta l) = \Upsilon_0 e^{-\Delta l / L_{NBI}} \quad (4)$$

in cui definiamo $L_{NBI} = 1/(n\sigma)$ la lunghezza dopo la quale il flusso è $1/e$ rispetto al valore iniziale e dove σ è la sezione d'urto dei processi e n la densità di plasma. Per le successive formulazioni, si è fatto riferimento alla trattazione svolta in [4]. Di solito l'energia viene fissata in modo che L_{NBI} sia circa uguale al raggio minore del tokamak. Una L_{NBI} troppo corta è da evitare poiché quasi tutta l'energia si depositerebbe sul bordo del plasma. Allo stesso modo se troppo lunga potrebbe far sì che una quantità non trascurabile di particelle veloci attraversi il plasma senza subire ionizzazione e incida sulla parete opposta: tale fenomeno è detto shine-through ed è una delle principali cause della perdita di particelle veloci nel plasma. La lunghezza caratteristica di iniezione è stimabile in prima approssimazione trascurando la sezione d'urto del processo di impatto con gli elettroni e vale:

$$L_{NBI}(m) \simeq \frac{E_0(\text{keV})/A_{NBI}}{180 \cdot n_{e,20}} \quad (5)$$

con E_0 l'energia iniziale delle particelle del fascio e A_{NBI} la massa atomica di tali particelle espressa in u , mentre $n_{e,20}$ è la densità elettronica in $10^{20} m^{-3}$.

In ITER, con fasci di deuterio, una versione più accurata dell'eq. (5) fornisce il valore $E_0 = 600$ keV, mentre ITER è stato progettato a funzionare a 1 MeV. Il motivo di questa differenza è dato dal fatto che a grandi energie di fascio si aggiunge un ulteriore fenomeno: la multistep ionization, già citata al paragrafo precedente. Ciò riduce il potere penetrante del fascio, per cui è necessaria un'energia più alta dei neutri incidenti. La formula per la stima della lunghezza caratteristica diventa perciò:

$$L_{NBI}(m) \simeq \frac{E_0(\text{keV})/A_{NBI}}{180 \cdot (1 + \delta_{ms}) \cdot n_{e,20}} \quad (6)$$

2.4 Termalizzazione (slowing-down)

Dopo che i neutri entrati nel plasma sono stati ionizzati, questi inizieranno a cedere energia al plasma per collisioni di tipo coulombiano. Il motivo per cui si considerano solo gli ioni veloci (e non i corrispondenti elettroni) nella cessione di energia è che, a parità di velocità, gli ioni possiedono una quantità di energia migliaia di volte superiore a quella degli elettroni, a causa della differenza di massa. Il rapporto con cui l'energia degli ioni veloci viene trasferita agli ioni e agli elettroni del plasma non è costante, ma dipende principalmente dall'energia iniziale E_0 delle particelle e dalla temperatura elettronica del plasma. Una grandezza importante in questo processo è l'energia critica

$$E_{crit} = 14.8 \cdot A_{NBI} T_e \left(\sum_i X_i Z_i^2 / A_i \right)^{2/3} \quad (7)$$

con $X_i = n_i/n_e$, T_e la temperatura elettronica espressa in keV e Z_i e A_i rispettivamente numero atomico e di massa degli ioni del plasma ([4], p. 294). Da qui è possibile calcolare ([4], p. 294 e [7], p. 375) le frazioni di potenza fornite a ioni ed elettroni:

$$p_i(E_0) = \frac{E_{crit}}{E_0} \int_0^{E_0/E_{crit}} \frac{dy}{1+y^{3/2}} \quad p_e(E_0) = 1 - p_i(E_0) \quad (8)$$

Come visibile in fig. 6, la potenza è egualmente ceduta a ioni ed elettroni per $E_0/E_{crit} \sim 2.4$. Inoltre, si nota che alle energie di ITER gli elettroni acquisiscono gran parte di questa potenza.

Sebbene progettato con lo scopo principale di scaldare il plasma, un sistema NBI causa altri fenomeni nel plasma. Uno di questi è il current drive, ossia induzione di corrente, dovuto al fatto che, se l'iniezione è tangenziale, si genera un fascio di particelle cariche che scorrono nel plasma. Un altro effetto degno di nota è rotation drive toroidale, ossia induzione di momento rotazionale. Esso si verifica quando una particella neutra veloce con velocità $v_{\alpha,b}$, nel momento in cui viene ionizzata, causa una variazione del momento angolare in direzione toroidale $L_T = mRv_\phi - q\Psi/2\pi$ con Ψ flusso poloidale, R raggio maggiore del toro, v_ϕ velocità poloidale e q safety factor. Questo viene alterato della quantità $\Delta L_T = m_\alpha R_b v_{\alpha,b} \cdot e_{tor}$ dove e_{tor} è il versore poloidale, R_b il raggio di nascita dello ione e m_α la sua massa. Tale fenomeno si presenta con tre scale temporali diverse [5]:

1. lo ione nato su una traiettoria intrappolata cede momento per effetto di una forza $\vec{j} \times \vec{B}$;
2. lo ione nato su una traiettoria passante cede momento al resto del plasma nello slowing-down;
3. quando lo ione nella traiettoria di passaggio diventa parte della popolazione del plasma, porta ancora del momento residuo.

Vi è infine un effetto detto fuelling, legato al fatto che il fascio, dal punto di vista del plasma, si comporta anche come sorgente di particelle.

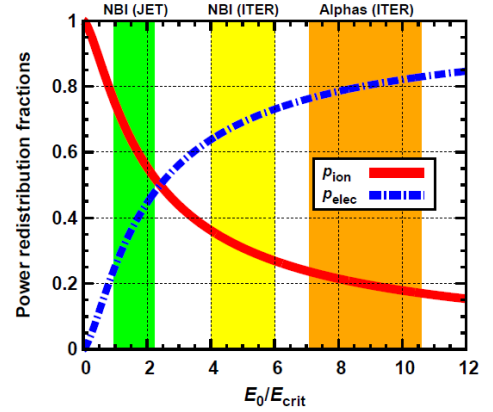


Figura 6: Frazione di potenza trasferita in funzione del rapporto E_0/E_{crit} . Notare che in questo caso sono presenti le anche le particelle α prodotte dalle reazioni di fusione. Nel grafico è presente anche un riferimento a JET, il più grande esperimento per la fusione attualmente in funzione (<https://www.euro-fusion.org/devices/jet>). [4]

2.5 Perdite di potenza iniettata

Le perdite di potenza del sistema NBI sono legate principalmente a tre meccanismi. Oltre allo shine-through, già citato al paragrafo 2.3, e dipendente principalmente dall'energia del fascio e dalla densità di plasma (si veda eq. (5)), vi sono delle perdite dovute alle reazioni di scambio carica e le orbit losses. Le prime avvengono quando alcune particelle appena ionizzate si ri-neutralizzano poco dopo per reazioni di scambio carica con neutri presenti nel plasma, rischiando di uscire dal plasma o di essere nuovamente ionizzate in zone diverse. Si considerano come perdite di potenza perché si perde uno ione veloce che diventa neutro veloce e si guadagna uno ione termico o freddo. Le seconde avvengono quando gli ioni veloci nascono (o arrivano in seguito ad urti) su orbite non chiuse, cioè non confinate. Inoltre, gli ioni veloci possono essere persi anche a seguito di interazione con i modi MHD del plasma, per la formazione di instabilità.

Il fascio può infine essere iniettato in modo perpendicolare oppure con un certo angolo rispetto alla direzione toroidale. L'iniezione normale è più facilmente realizzabile dal punto di vista tecnico, ma in questo modo i neutri percorrono un percorso più corto nel plasma. Inoltre, fa sì che gli ioni veloci formati abbiano una componente della velocità perpendicolare al campo magnetico molto alta, il che porta ad orbite facilmente "intrappolate" come in uno specchio magnetico. Tali orbite intrappolate nei tokamak assumono una forma, se proiettate sul piano poloidale, "a banana" (fig. 7) e possono condurre gli ioni veloci fuori dal plasma verso la parete, vista l'ampia larghezza radiale delle banane rispetto all'escursione tipica del raggio di Larmor di uno ione che segue una linea di campo: questo è un esempio di orbit loss. Nell'iniezione tangenziale, invece, il fascio può essere nello stesso verso della corrente di plasma (co-current) oppure in verso opposto (counter-current). Particelle intrappolate con orbite a banana sono presenti anche nel caso di iniezione tangenziale, seppur con ingenza minore.

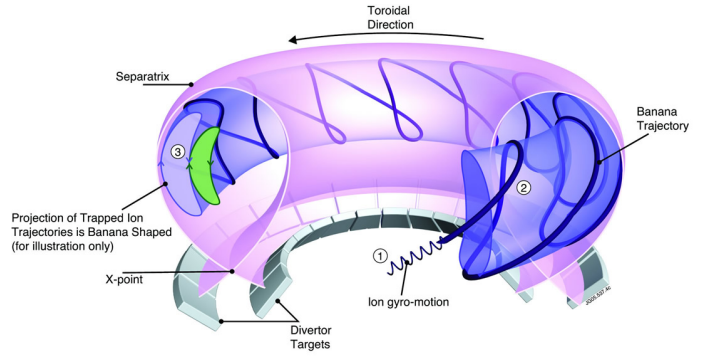


Figura 7: Esempio di banana orbits. [8]

3 Modelli e tecniche utilizzate

Nella verifica dell'accordo tra teoria ed evidenze sperimentali, effetti di ionizzazione e slowing-down sono stati studiati grazie all'analisi di dati quali spettri di scambio carica e generazione di neutroni nelle reazioni tipiche della fusione. Vista però l'impossibilità di conoscere tutte le proprietà degli ioni veloci tramite solamente misure sperimentali, si è diffuso l'utilizzo di codici in grado di simulare numericamente il comportamento degli ioni e la loro interazione con il plasma. Immaginando che il processo di rallentamento degli ioni veloci (slowing-down) avvenga in un plasma omogeneo, si è soliti procedere in due modi diversi: utilizzando il metodo della particella di prova oppure con quello di Fokker-Planck. La trattazione dei due paragrafi seguenti prende ispirazione da pagg. 360-363 della pubblicazione di Koch e Van Eester [5].

3.1 Particella di prova

Immaginiamo che le particelle del plasma termalizzato abbiano una distribuzione di equilibrio di tipo maxwelliano

$$f_s(v) = \frac{1}{[(2\pi)^{1/2} v_{th,s}]^3} e^{-\frac{v^2}{2v_{th,s}^2}} \quad (9)$$

in cui $v_{th,s} = (k_B T_s / m_s)^{1/2}$ ed s indica ioni ($s = i$) ed elettroni ($s = e$). Allora la variazione di energia per le particelle del fascio (b =beam) vale:

$$\frac{dE_b}{dt} = -\frac{4\pi Z_b^2 e^2}{v_b} \sum_s n_s Z_s^2 e^2 \ln \Lambda \left[\frac{\text{Erf}(\omega_s)}{m_s} - \frac{2\omega_s(m_s + m_b)}{m_s m_b \pi^{1/2}} e^{-\omega_s^2} \right] \quad (10)$$

nella quale $\omega_s = v_b/\sqrt{2}v_{th,s}$, m indica massa, n densità e $\ln \Lambda$ è il logaritmo di Coulomb. Poiché solitamente $v_i \ll v_b \ll v_e$, abbiamo $\omega_e \ll 1$ e $\omega_i \gg 1$. Questo permette di scrivere

$$\frac{dE_b}{dt} \approx -\frac{2E_b}{\tau_s} \left[1 + \left(\frac{E_{crit}}{E_b} \right)^{3/2} \right] \quad (11)$$

con τ_s tempo caratteristico di slowing-down ed E_{crit} (definita al par. 2.4) energia corrispondente alla velocità critica delle particelle del fascio

$$v_{crit} = \left(\frac{2k_B T_e}{m_e} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{3\sqrt{\pi}}{4} \sum_i \frac{n_i}{n_e} Z_i^2 \frac{m_e}{m_i} \right)^{1/3} \quad (12)$$

Si noti che per $E_{crit} \ll E_b$ (come ad esempio per le particelle α in plasma fusionistico, in cui tale rapporto elevato alla $3/2$ è circa 0.01) la soluzione è di tipo esponenziale e l'energia viene trasferita quasi interamente agli elettroni. Due ulteriori grandezze utili sono le frazione di energia totale che viene ceduta agli ioni e quella ceduta agli elettroni, rispettivamente p_i ed p_e . Dato che la potenza trasferita agli ioni è $P_i = \frac{2E_b}{\tau_s} (E_{crit}/E_b)^{3/2}$, inserendo il valore di E_b ricavato dalla (11) e integrando sul tempo da 0 a infinito, si ricava l'energia E_i assorbita dagli ioni durante il processo. Da questa, effettuando cambi di variabile e dividendo per l'energia degli ioni all'iniezione E_0 , ritroviamo i risultati dell'eq. (8). È quindi possibile ricavare, mediante questo modello, una formula per descrivere la frazione di energia trasferita ad ioni ed elettroni nello slowing-down.

3.2 Approccio di Fokker-Planck

L'equazione di Fokker-Planck consente di descrivere l'evoluzione della funzione di distribuzione (pdf) di specie ioniche in un plasma. Per una specie α l'equazione di Fokker-Planck è scrivibile come

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} = \sum_{\beta \neq \alpha} C(f_\alpha, f_\beta) + C(f_\alpha, f_\alpha) + S - L \quad (13)$$

dove f_α è la pdf del plasma nello spazio delle fasi $(\vec{x}, \vec{v})$ per la specie α , $C(f_\alpha, f_\beta)$ è l'integrale che descrive la collisione tra particelle di specie α e β , S è un termine di sorgente che descrive l'immissione di ioni veloci e L è un termine di perdita, atto a descrivere l'effetto delle collisioni. In particolare, il termine C può essere scritto come

$$C(f_\alpha, f_\beta) = \frac{Z_\alpha^2 Z_\beta^2 e^4 \ln \Lambda_{\alpha\beta}}{8\pi \epsilon_0^2 m_\alpha} \nabla_{\vec{v}} \cdot \int d\vec{\omega} \frac{u^2 \vec{1} - \vec{u}\vec{\omega}}{u^3} \left(\frac{f_\beta}{m_\alpha} \nabla_{\vec{v}} f_\alpha - \frac{f_\alpha}{m_\beta} \nabla_{\vec{\omega}} f_\beta \right) \quad (14)$$

con $\vec{u} = \vec{v} - \vec{\omega}$. L'equazione (13) è non lineare a causa del termine di autocollisione. Conviene quindi fare prima delle ipotesi:

1. nel caso in cui le particelle del fascio immesso siano in quantità non elevata rispetto al plasma, le autocollisioni $\alpha - \alpha$ sono trascurabili;
2. la pdf del fascio è indipendente dall'angolo di girazione intorno alla linea di campo magnetico;
3. le specie di fondo rispettano la distribuzione di Maxwell-Boltzmann e sono isotrope.

In questo modo è possibile scrivere un unico termine di collisione:

$$C(f) = -\frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} (A(v) v^2 f) + \frac{1}{2v^2} \frac{\partial^2}{\partial v^2} (B(v) v^2 f) + \frac{1}{4v^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[G(v) (1 - \mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] \quad (15)$$

in cui $\mu = v_{//}/v$ e A , B e G dipendono dalle condizioni del plasma. Tenendo solo i termini più importanti, si arriva ad una formula più semplificata [5]:

$$C_1(f) = \frac{1}{\tau_S v^3} \left[v \frac{\partial}{\partial v} [(v^3 + v_{crit}^3) f_\alpha] \right] + Z_2 \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1 - \mu^2) \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mu} \right] \quad (16)$$

in cui τ_S è il tempo di slowing-down, v_{crit} la velocità critica e $Z_2 = \frac{\sum_i n_i Z_i^2 / m_i}{\sum_i n_i Z_i^2 / m_i}$. Si noti che quest'ultima espressione non conserva il numero di particelle, per cui non è più necessario aggiungere anche un termine di perdita. Sotto queste osservazioni, nel caso particolare di sorgente isotropa la soluzione dell'equazione di Fokker Planck è del tipo

$$f(v) = \frac{\tau_S S_0}{v^3 + v_{crit}^3} H(v_{\alpha,0} - v) \quad (17)$$

con H funzione di Heaviside e S_0 rate di iniezione del fascio. Si osservi che tale equazione a grandi v decade come l'inverso della velocità al cubo e diventa nulla per valori oltre la velocità iniziale $v_{\alpha,0}$.

Se invece il termine di sorgente è “piccato” nella velocità e nell'angolo di iniezione, ossia $S(v, \mu) = (S_0/v^2) \delta(v - v_{\alpha,0}) \delta(\mu - \mu_{\alpha,0})$, la pdf contiene dei polinomi di Legendre (P_l) ed è:

$$f_\alpha(v, \mu) = \frac{\tau_S S_0}{v^3 + v_{crit}^3} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} P_l(\mu_{\alpha,0}) P_l(\mu) \left[\frac{v^3}{v_{\alpha,0}^3} \frac{v_{\alpha,0}^3 + v_{crit}^3}{v^3 + v_{crit}^3} \right]^{(l+1)Z_2/6} H(v_{\alpha,0} - v) \quad (18)$$

In questo caso il contributo del fascio all'energia perpendicolare e parallela non è necessariamente analogo al caso delle specie di fondo, per le quali $W_\perp = 2W_\parallel$.

3.3 Tecniche Monte Carlo

Per le integrazioni in più dimensioni può essere utile utilizzare metodi Monte Carlo, che consentono errori dell'ordine di $1/\sqrt{N}$ (N è il numero di punti della griglia discreta adottata). Il vantaggio dei metodi Monte Carlo rispetto a metodi di integrazione multidimensionale più classici consiste nel fatto che i primi, a differenza dei secondi, non dipendono dal numero di dimensioni in gioco [9]. In quanto procedure di integrazione, i Monte Carlo permettono di risolvere l'equazione di Fokker-Planck, ma dal punto di vista computazionale questo procedimento è abbastanza oneroso. Un'applicazione tipica di tecniche Monte Carlo è quella per risolvere in maniera dettagliata la ionizzazione e termalizzazione dei fasci di neutri nel plasma, consistente nel descrivere gli ioni veloci tramite l'utilizzo di “particelle di prova”.

3.4 Il codice *METIS*

Il codice numerico utilizzato nelle simulazioni presentate nei paragrafi successivi è chiamato *METIS* [10]. Eseguitabile tramite *MATLAB*, permette di simulare in modo veloce il comportamento del plasma in un tokamak.

La maggior parte dei codici che simulano i fenomeni trasporto di particelle, momento ed energia nei plasmi fusionistici utilizza tecniche chiamate 1.5D: queste consistono nel combinare le equazioni di trasporto riguardanti flusso poloidale, energia e momento toroidale (profili 1D rispetto alla direzione radiale) con quantità mediate alle superfici di flusso, ottenute da soluzioni all'equilibrio sulla sezione poloidale (2D) [10]. Vanno in aggiunta considerati termini di sorgente e di pozzo, dovuti, ad esempio, ai fenomeni di ionizzazione, neutralizzazione ed espulsione dal plasma discussi nei paragrafi precedenti. Visto che le operazioni previste sono di natura sequenziale, questo tipo di codici è difficilmente adattabile al calcolo parallelo. Inoltre, fenomeni come le turbolenze di plasma (necessarie per il trasporto) avvengono su scale tra i microsecondi e i secondi, mentre le scariche di macchine come ITER avranno la durata delle migliaia di secondi. Di conseguenza, sono necessari anche diversi giorni per eseguire una simulazione di un'intera scarica di plasma con questa metodologia. *METIS* si propone come un codice alternativo, che semplifica il problema del trasporto ed è in grado di effettuare simulazioni in tempi molto rapidi.

Il principio alla base di questo codice consiste nell'utilizzare tecniche approssimate e modelli più semplici di quelli dei codici 1.5D, tramite formulazioni analitiche e leggi di scala. Solamente l'equilibrio del plasma viene risolto in 2D sul piano poloidale. In questo modo, *METIS* è in grado di simulare una intera scarica di plasma in un tempo di calcolo di pochi minuti, mentre i codici più complessi possono impiegare giorni anche solo per simulare qualche frazione di secondo di scarica (e comunque non sono adatti alle scansioni parametriche e all'ottimizzazione delle scariche, ossia dove sono necessarie diverse simulazioni per confrontare l'impatto di particolari parametri sul plasma). Altri aspetti considerati dal codice sono le interazioni non lineari e i termini di sorgente, tra cui quello legato alla produzione di particelle α .

Per quanto riguarda la diffusione di corrente, essa è descritta mediante un approccio 1.5D: viene infatti calcolata a partire dal flusso toroidale del campo magnetico. Da quest'ultima grandezza, è possibile anche definire una coordinata di flusso toroidale: $\rho = \sqrt{\frac{\Phi}{\pi B_0}}$ (con B_0 campo magnetico al centro e Φ flusso magnetico toroidale), utile in particolar modo poiché le principali grandezze associate al plasma sono considerabili costanti lungo le linee di flusso.

La griglia radiale utilizzata da *METIS* per il calcolo del flusso è costruita mediante il seguente criterio: definiamo il parametro $r = (R_{max} - R_{min})/2$, con R_{max} ed R_{min} rispettivamente raggio massimo e minimo della superficie considerata. Dato quindi a il valore di r per l'ultima superficie chiusa (LCFS), otteniamo una coordinata normalizzata $x = r/a$. La griglia in questione è composta da 21 punti equispaziati, in modo tale da ridurre i tempi di calcolo: $x_k = \frac{a}{20}(k - 1)$ con k intero compreso tra 1 e 21. A partire da questa, è possibile calcolare i valori di una grandezza normalizzata ρ_{tor} , che verrà utilizzata nei grafici dei profili radiali di questa tesi. Tale grandezza è definita come la radice quadrata del flusso normalizzato di campo magnetico lungo la direzione toroidale, ossia:

$$\rho_{tor}(x_k) = \sqrt{\frac{\rho(x_k) - \rho(x_{centro})}{\rho(x_{bordo}) - \rho(x_{centro})}} = \sqrt{\frac{\Phi(x_k) - \Phi(x_{centro})}{\Phi(x_{bordo}) - \Phi(x_{centro})}} = \sqrt{\frac{\Phi(x_k) - \Phi(x_1)}{\Phi(x_{21}) - \Phi(x_1)}} \quad (19)$$

dove ρ è la quantità definita alle righe precedenti, mentre $\Phi(x_{centro})$ e $\Phi(x_{bordo})$ sono rispettivamente il flusso di campo magnetico al centro del plasma e al bordo.

L'interazione tra plasma ed NBI è invece trattata mediante un'equazione di attenuazione dell'intensità del fascio (risolta in una geometria semplificata) e una soluzione analitica dell'equazione di Fokker-Planck per la distribuzione degli ioni veloci [10]. L'equazione differenziale usata per descrivere l'attenuazione dell'intensità del fascio (Υ) è

$$\frac{d\Upsilon}{dl} = -n_e(l) \sigma_{eff}(l) \Upsilon(l) \quad (20)$$

con l coordinata lungo la traiettoria del fascio, n_e densità elettronica e σ_{eff} sezione d'urto che dipende da diversi parametri (quali massa degli ioni del fascio, energia iniziale del fascio, temperatura elettronica, carica efficace etc.) e che comprende anche l'effetto degli ioni veloci sul frenamento del fascio. Vengono poi sottratte dalla potenza depositata $w_b(x)$ le first-orbit losses, stimate in modo semplificato: dato un punto nello spazio, viene calcolata la larghezza dell'orbita corrispondente ($\delta_o(x)$); se degli ioni si formano ad una distanza dal bordo minore di $\delta_o(x)$, questi si considerano persi. La densità di corrente associata all'NBI è calcolata da una soluzione analitica della Fokker-Planck, in cui sono trascurati gli effetti di trapping e la diffusione di energia [10].

In breve *METIS* riceve in input variabili quali potenze di riscaldamento (NBI, ECRH, ICRH), corrente di plasma I_p (in funzione del tempo), campo magnetico toroidale al centro, densità di linea del plasma, carica efficace Z_{eff} e geometria dell'ultima superficie magnetica. Fornisce invece in output una serie di grandezze 0D e di profili 1D, calcolati mediante tecniche quali scaling e approssimazioni analitiche. Tra le principali grandezze annoveriamo: temperatura elettronica-ionica (T_e , T_i), fattore di sicurezza q , densità di corrente j e densità di potenza assorbita o persa. Queste sono accessibili direttamente mediante l'interfaccia grafica del programma; in alternativa, il file di input/output generato può essere caricato in *MATLAB*, consentendo la creazione di grafici quali evoluzione temporale di grandezze 0D, profili 1D e superfici di flusso.

4 Simulazione dell'iniezione nel Tokamak DTT

4.1 L'esperimento DTT

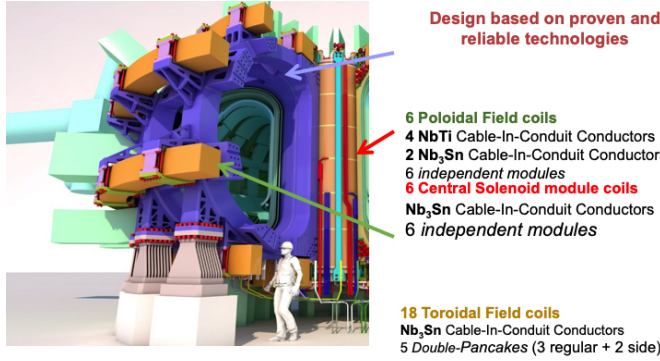


Figura 8: Sezione di DTT raffigurante i magneti superconduttori che vi saranno presenti. [11]

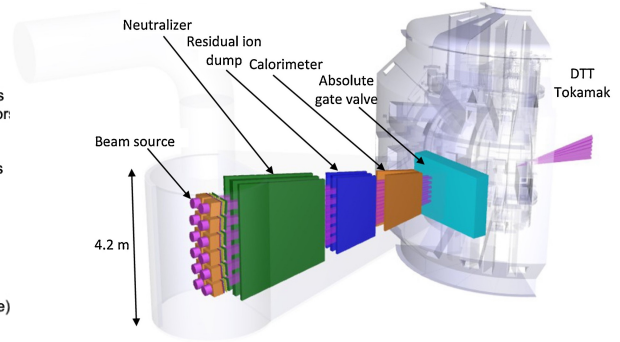


Figura 9: Schema del sistema NBI di DTT. [12]

DTT (Divertor Test Tokamak) è un tokamak in fase di realizzazione a Frascati (Roma) e sarà attivo entro il 2025, in concomitanza con ITER. Esso avrà il compito di trovare delle soluzioni alternative per risolvere il problema dell'alto flusso di potenza incidente sul divertore in una macchina da fusione nucleare [11] [13]. Il power exhaust, ossia lo smaltimento della potenza che esce dal plasma diretta verso la prima parete, è in realtà un problema non solo di ITER, ma di tutti i reattori a fusione. Precisamente, una certa quantità dell'energia presente nel plasma è convogliata nello scrape-off layer e da qui verso un componente detto divertore. Questo sarà sottoposto a flussi di potenza e particelle che in macchine come ITER sono stimati tra i 10 e i 20 MWm^{-2} [2]; pertanto, in DTT, vanno messi alla prova i materiali utilizzati e le eventuali tecniche studiate per contenere gli effetti del plasma su tale componente, con l'idea di fornire meccanismi di controllo del plasma anche nel caso di scariche lunghe e con diagnostica limitata, condizioni tipiche dei futuri reattori a fusione. Le dimensioni e le caratteristiche di DTT sono state pertanto scelte non per replicare ITER nella sua interezza, ma in modo tale da ricostruire condizioni di plasma con alta potenza dissipata sul divertore. L'idea alla base è che il parametro principale in grado di quantificare il carico sul divertore è il rapporto tra P_{SEP} (potenza che esce dal plasma attraverso l'ultima superficie magnetica chiusa) e R (raggio maggiore) e che è possibile riscaldare determinate quantità in modo da ottenere la stessa potenza normalizzata incidente sul divertore [13].

Come mostrato in fig. 8, in DTT saranno presenti una serie di bobine superconduttrici poloidali e toroidali in modo da confinare il plasma in diverse configurazioni. La prima parete è costituita da una serie di "mattonelle" ricoperte di tungsteno, con uno spessore di 5 mm circa. I sistemi di riscaldamento sono 3 e forniscono in totale 45MW circa di potenza: un sistema NBI (10-15 MW), un ECRH a 170GHz (25-30 MW) e un ICRH a 60-90 MHz (circa 5 MW) [13]. Il divertore, invece, sarà molto simile a quello presente in ITER, avendone la stessa forma e lo stesso materiale (tungsteno). Sarà inoltre possibile testare sistemi innovativi, come un sistema a liquido metallico, consistente nel far fluire liquidi metallici sulla superficie del divertore investita dal flusso di particelle ed energia, in modo tale da evi-

Raggio maggiore	R (m)	2.14
Raggio minore	a (m)	0.65
Corrente di plasma	I_p (MA)	5.5
Campo magnetico toroidale	B_T (T)	6.2
Volume di plasma	V (m^3)	29
Potenza addizionale	P_{ADD} (MW)	46.8
Indice di confinamento	H_{98}	1
Densità elettronica media	$\langle n_e \rangle$ (10^{20}m^{-3})	1.66
Densità el./densità di Greenwald	n_e/n_{eG}	0.45
Densità elettronica al centro	$n_e(0)$ (10^{20}m^{-3})	2.187
Temperatura elettronica media	$\langle T_e \rangle$ (keV)	6.07
Temperatura elettronica al centro	$T_e(0)$ (keV)	30.17
Pressione normalizzata del plasma	β_N	1.5
Carica efficace	Z_{eff}	1.7
Potenza radiativa	P_{Rad} (MW)	13
Pot. attraversante la separatrice	P_{SEP} (MW)	32
Temperatura al piedistallo	T_{Ped} (keV)	2.5
Densità al piedistallo	n_{Ped} (10^{20}m^{-3})	1.24
Potenza alla sep./raggio maggiore	P_{SEP}/R (MW/m)	15

Tabella 1: Parametri utilizzati per DTT nelle seguenti simulazioni con *METIS*. Alcuni sono in input, altri si riferiscono alla simulazione con energia di iniezione $E_0 = 400$ keV nel flat-top. In vista della costruzione molti di questi non sono ancora definitivi.

tare il danneggiamento di materiali solidi.

In tab. 1 sono indicati dei parametri tipici in DTT, utilizzati per le simulazioni illustrate nei prossimi grafici. Confrontando tali valori con quelli di ITER (par. 1), si nota che le dimensioni di DTT sono molto più contenute: 2.14 m di raggio maggiore, 0.65 m di raggio minore e 29 m^3 di volume di plasma per DTT contro rispettivamente 6.2 m, 2 m e 840 m^3 di ITER. Anche la densità elettronica media è diversa: circa $1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ in ITER contro $1.66 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ in DTT. Di conseguenza, le energie di iniezione richieste saranno differenti. Invertendo l'eq. (5), è possibile stimare a grandi linee l'energia ottimale del fascio approssimando $L_{NBI} \simeq a$. Si ottiene, trascurando il fenomeno di multistep ionization, $E_0 \text{ (keV)} \simeq 180 n_{e,20} A_{NBI} \cdot a \text{ (m)}$, che per un fascio di deuterio fornisce circa 390 keV per DTT.

In DTT saranno presenti due iniettori di particelle, che nelle simulazioni contenute in questo lavoro forniscono 7.5 MW di potenza ciascuno. Uno schema è riportato in fig. 9. Si stanno tenendo in considerazione energie del fascio comprese tra i 300 e i 500 keV; in particolare 400 keV è stata considerata come l'energia di riferimento per le simulazioni presentate nei prossimi paragrafi.

4.2 Simulazioni e risultati ottenuti

Mediante il codice *METIS* ho effettuato delle simulazioni del plasma di DTT, soffermandomi sui parametri legati al sistema NBI. Nello specifico, in questo lavoro sono state analizzate simulazioni con gli stessi parametri iniziali, a meno dell'energia di iniezione del fascio, impostata su valori di 50, 100, 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800 keV. Ho quindi analizzato varie quantità tipiche al variare di tale parametro, realizzando grafici con *MATLAB*.

I principali parametri inseriti in *METIS* per la simulazione del plasma sono indicati nella tabella 1. In fig. 10 è indicata l'evoluzione della corrente di plasma, inserita come input in *METIS*. Si noti che la scarica è divisa in tre momenti diversi: una di salita (ramp-up), una stazionaria (flat-top) e una di discesa (ramp-down). I risultati presentati in questa tesi riguarderanno tutti la fase di flat-top; nello specifico sono riferiti ad un tempo di circa 50 s. In figura 11 è invece rappresentata, in rosso, l'ultima superficie magnetica chiusa, anch'essa input di *METIS*, assieme ad un insieme di superfici magnetiche che invece rappresentano la soluzione calcolata dal codice dell'equazione dell'equilibrio per il plasma dato.

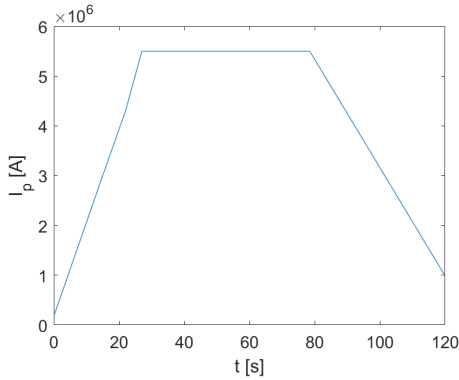


Figura 10: Evoluzione temporale della corrente di plasma in input.

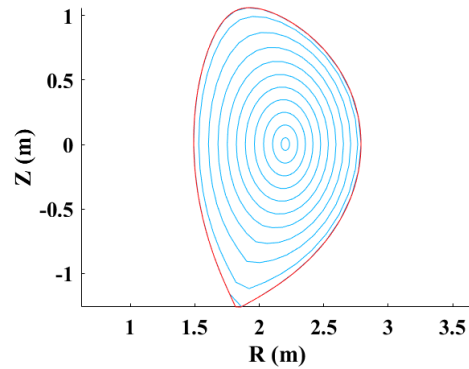


Figura 11: Ultima superficie magnetica chiusa (input, in rosso) a $t = 50 \text{ s}$ e relative sup. di flusso simulate con $E_0 = 400 \text{ keV}$.

4.2.1 Effetto sulle temperature di plasma

In figura 12a e 12b è possibile osservare i profili radiali di temperatura per gli ioni e gli elettroni durante la fase di flat-top ($t = 50$ s). Notiamo che al centro ($\rho_{tor} = 0$) la temperatura elettronica è circa 3.5 volte quella ionica, vista la prevalenza di riscaldamento elettronico in DTT. Inoltre, mentre la temperatura al centro per gli ioni tende ad aumentare con l'energia di iniezione, per gli elettroni osserviamo una tendenza opposta ma meno marcata. In entrambi i casi comunque tali differenze tendono ad appiannarsi (o addirittura ad invertirsi) man mano che si procede dal centro del plasma verso il bordo. Osserviamo anche che nella parte più esterna le funzioni cominciano a scendere in modo più accentuato. Tale regione è chiamata piedistallo e denota la zona periferica del plasma, dove si sviluppano forti gradienti di pressione, tipici del regime ad alto confinamento del plasma (H-mode). In *METIS*, essa è compresa tra x_{20} e x_{21} [10]. Notiamo infine che il profilo della temperatura elettronica scende più rapidamente di quello della temperatura ionica: questo è attribuibile a fenomeni di trasporto che avvengono all'interno del plasma e alla diversa distribuzione spaziale della potenza dei sistemi ECRH e ICRH. Ciò compensa in parte la differenza tra la temperatura elettronica e quella ionica al centro, facendo sì che, analizzando la temperature medie in tutto il plasma, queste differiscano solo di un fattore 1.5 circa, come si può osservare in fig. 12c. Infatti, quando si integra un profilo radiale di questo tipo, la zona più esterna, dati i volumi maggiori, ha un impatto maggiore rispetto a quella interna.

In sintesi, l'energia di ionizzazione produce vari effetti nel plasma, quali un aumento della lunghezza di penetrazione nel plasma e della frazione della potenza NBI ceduta agli elettroni. I singoli profili delle figg. 12a e 12b, tuttavia, non sono tali da spiegare in modo diretto come questi fenomeni intervengano esattamente nella distribuzione delle temperature. Ricordiamo inoltre che il riscaldamento NBI incide per soltanto 1/3 circa nel riscaldamento complessivo del plasma di DTT, pertanto è lecito aspettarsi che tale fenomeno non incida in modo significativo sui profili di temperatura, i quali sono determinati anche dalle proprietà locali del plasma e dalle sue instabilità. È comunque importante osservare che una variazione dell'energia di iniezione E_0 non produce un effetto significativo sulle temperature di plasma, visto che la potenza iniettata è stata mantenuta costante nelle varie simulazioni. Lo si può facilmente notare dalle temperature medie in fig. 12c, che non subiscono modificazioni evidenti rispetto alla variabile E_0 .

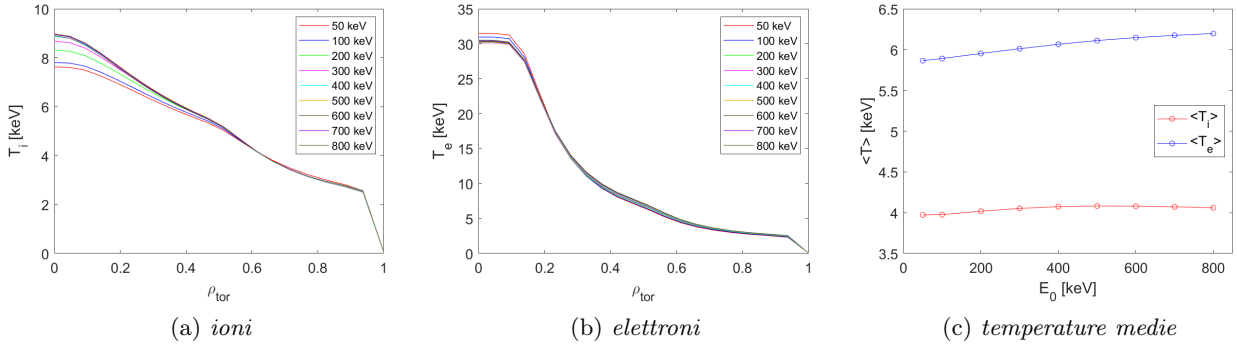


Figura 12: Profili radiali di temperatura per ioni (a) ed elettroni (b); temperatura media rispetto all'energia di iniezione (c).

4.2.2 Profili di densità di potenza

In fig. 13 sono rappresentati i profili radiali della densità di potenza assorbita in totale (a) e per soli ioni (b) ed elettroni (c) durante il flat-top. Si nota che sia per elettroni sia per ioni, con l'aumentare dell'energia di iniezione, la potenza depositata al centro ($\rho = 0$) tende a salire, così come la distribuzione nel suo complesso tende ad essere sempre più spostata verso il centro. Questo è facilmente spiegabile se si pensa all'eq. (5) per la lunghezza caratteristica di penetrazione: più è grande l'energia iniezione, maggiore sarà il numero di neutri che vengono ionizzati (quindi iniziano a cedere energia) nella zona centrale del plasma. Le differenze tra le curve di ioni ed elettroni sono invece spiegabili nell'ottica di una diversa distribuzione di potenza delle due specie al variare dell'energia di iniezione: questo spiega, ad esempio, perché nella fig. 13c l'integrale sul volume delle curve degli elettroni cresca con l'energia di iniezione.

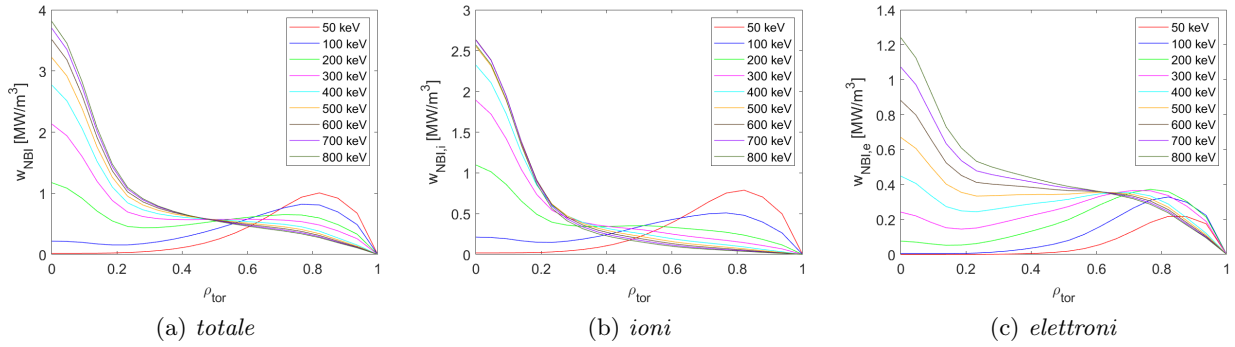


Figura 13: Profili radiali di densità di potenza dell'NBI assorbita per rispettivamente il plasma complessivo, gli ioni e gli elettroni.

4.2.3 Potenza ceduta a ioni ed elettroni

In figura 14 sono rappresentate le frazioni di potenza cedute a ioni ed elettroni nel processo di termalizzazione, durante il flat-top. Si nota un andamento simile a quello rappresentato in fig. 6. Rappresento perciò i dati in funzione di E_0/E_{crit} , in modo da poterli confrontare con la curva descritta dall'eq. (8) e rappresentata in fig. 6. Stimo l'energia critica mediante due modelli diversi:

- Un modello approssimato, che consiste nel valutare

$$E_{crit,1} \text{ (keV)} \simeq 18.6 T_e \text{ (keV)} \quad (21)$$

dove si è valutato T_e con la temperatura media del plasma (indicata in fig. 12c). Questa formula per E_{crit} si ricava dall'eq. (7) inserendo dei parametri tipici del plasma in questione.

- Una formulazione più dettagliata, trovata a partire dall'equazione (7), nella quale sono state considerate come specie ioniche il deuterio ($Z_D = 1$, $A_D \simeq 2.0141$) e le impurità di argon ($Z_{Ar} = 18$, $A_{Ar} \simeq 39.948$) e tungsteno ($Z_W = 74$, $A_W = 183.84$)². Inoltre, essendo anche il fascio simulato di deuterio, si pone $A_{NBI} \simeq 2.0141$. Si ottiene quindi:

$$E_{crit,2} = 14.8 \cdot A_{NBI} T_e \left(\frac{n_D}{n_e} \frac{Z_D^2}{A_D} + \frac{n_{Ar}}{n_e} \frac{Z_{Ar}^2}{A_{Ar}} + \frac{n_W}{n_e} \frac{Z_W^2}{A_W} \right)^{2/3} \quad (22)$$

In fig. 15 si confrontano i valori simulati utilizzando queste due stime di E_{crit} con la stima teorica data dall'eq. (8). I risultati della simulazione sono soddisfacenti, dato che replicano l'andamento delle curve teoriche e sono simili in quanto a ordine di grandezza. Si nota tuttavia una certa differenza tra dati simulati e teorici, soprattutto lontano dal valore $E_0/E_{crit} = 2.4$ (per il quale $p_i = p_e = 0.5$).

²Qui si è considerato con A la massa atomica espressa in unità atomiche u , in modo tale da tener conto della presenza dei vari isotopi di W e Ar .

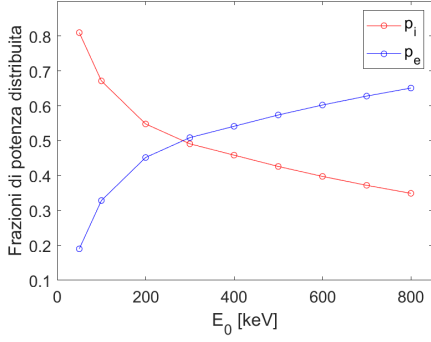


Figura 14: Frazione di potenza ceduta a ioni ed elettroni in funzione dell'energia di iniezione E_0 , stimata con *METIS*.

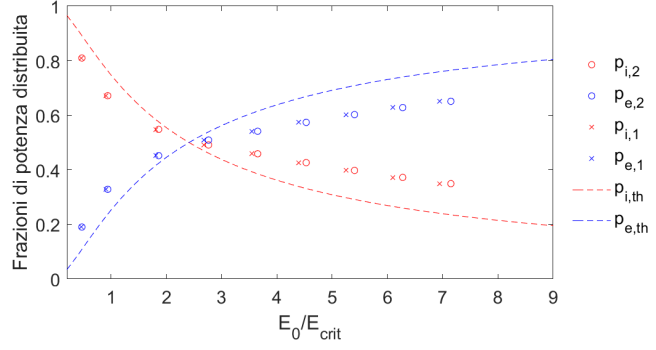


Figura 15: Frazioni di potenza stimate da *METIS* in funzione di E_0/E_{crit} . I cerchi fanno riferimento ai dati simulati con E_{crit} data da (22), le croci con (21), le linee alla curva teorica dell'eq. (8).

Una possibile spiegazione risiede nella distribuzione della temperatura non uniforme nello spazio. La formula 8, infatti, parte da questa ipotesi di uniformità; ipotesi che però qui non è confermata, come testimoniano i profili di temperatura in fig. 12. Per ottenere una stima unica da utilizzare nel calcolo di $E_{crit,1}$ ed $E_{crit,2}$ è stata considerata la temperatura elettronica media, ma è ovviamente un'approssimazione che non tiene conto della disuniformità di tale grandezza nel plasma, che invece viene simulata nel codice *METIS*.

4.2.4 Induzione di corrente e momento

In fig. 16 e 17 sono mostrati rispettivamente l'induzione di corrente e il momento torcente generati dal sistema NBI. Si noti che, mentre il primo tende a crescere con l'energia di iniezione, il secondo tende a calare. Questo può essere spiegato se si pensa alla ripartizione di potenza ceduta a ioni ed elettroni nel processo di slowing-down: a energie di iniezione più alte una frazione maggiore di potenza viene ceduta agli elettroni, i quali hanno maggiore influenza nella determinazione di una corrente nel plasma; a energie più basse invece una maggior frazione è ceduta agli ioni che, essendo più massivi, contano maggiormente nella definizione del momento torcente. In fig. 18 inoltre è riportato il profilo radiale (in funzione di ρ_{tor}) della densità di corrente dovuta all'NBI: notiamo che i profili hanno forme simili, con un picco per ρ_{tor} tra 0 e 0.1, e valori più alti per energie più alte, in accordo con quanto osservato nel grafico in fig. 16 (che rappresenta la densità di corrente integrata su tutta la sezione poloidale).

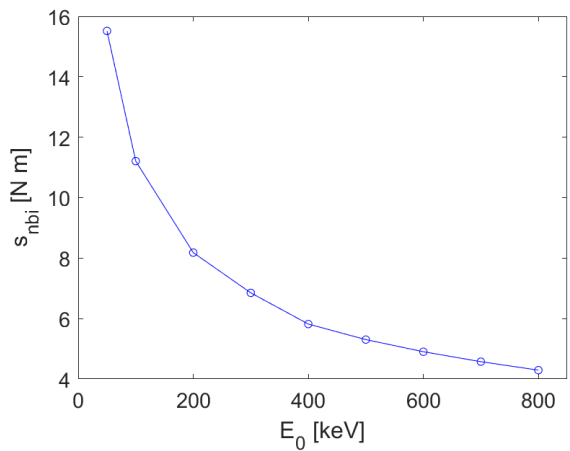
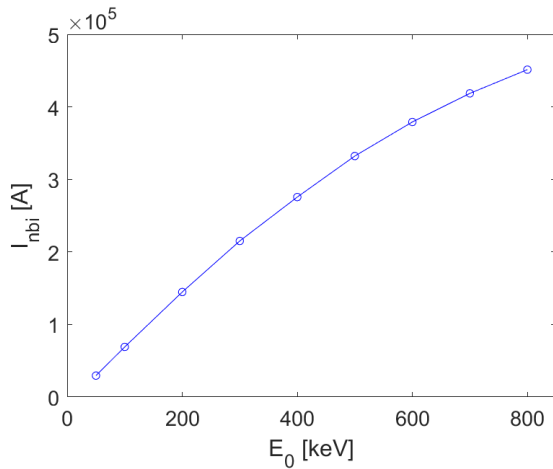


Figura 16: Induzione di corrente dell'NBI in funzione di E_0 . Figura 17: Momento torcente dell'NBI in funzione di E_0 .

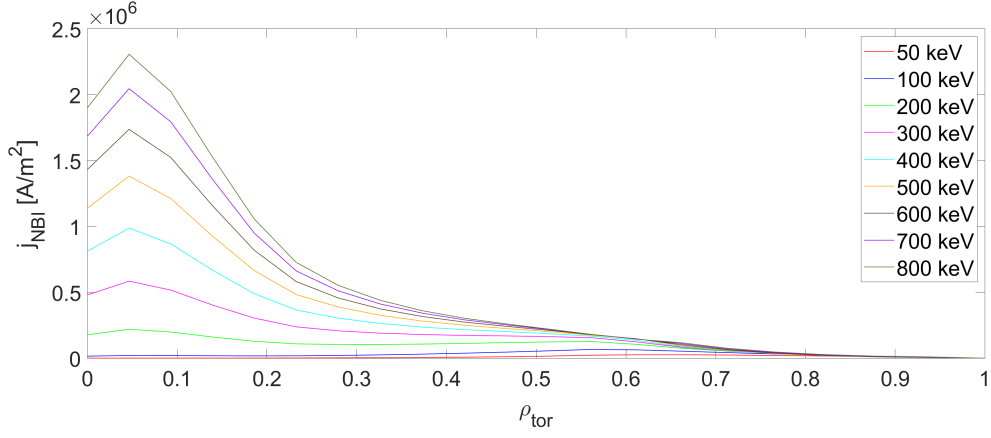


Figura 18: Profilo radiale della densità di corrente dovuta al sistema NBI.

4.2.5 Potenza assorbita e perdite di particelle veloci

Analizziamo infine le frazioni di potenza assorbita e persa durante il flat-top. Consideriamo come perdite lo shine-through e le first-orbit losses (FOL), definite al par. 2. I risultati in funzione dell'energia di iniezione sono riportati in figg. 19 e 20.

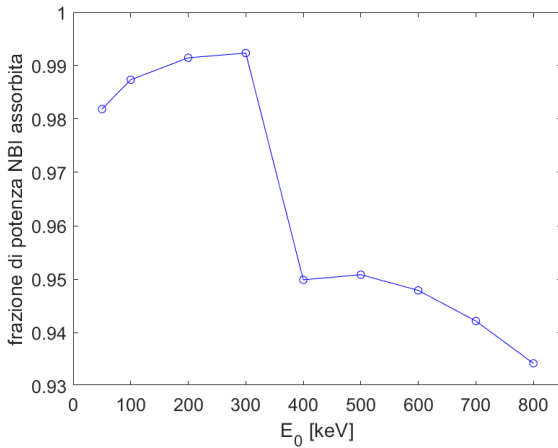


Figura 19: Frazione di potenza NBI assorbita dal plasma.

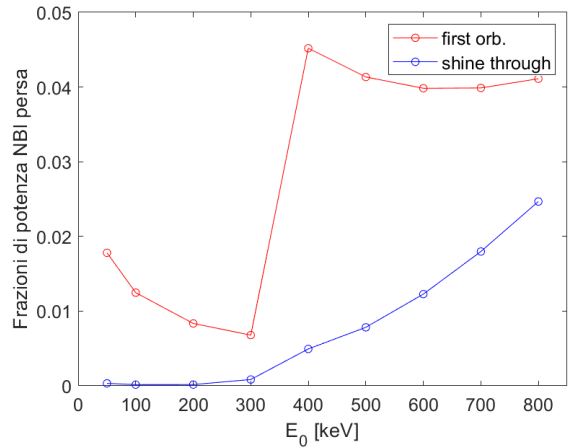


Figura 20: Frazioni di potenza NBI persa.

Per lo shine-through si osserva un graduale aumento con l'energia di iniezione della potenza persa. Questo si può spiegare facilmente ricordando le equazioni (5) e (6) per la lunghezza caratteristica di penetrazione dei neutri: ad energie maggiori aumenta la lunghezza caratteristica e quindi è maggiore il numero di neutri che attraversa il plasma senza subire ionizzazione. Per le first-orbit losses, invece, la questione è assai più singolare: si nota infatti un brusco aumento della funzione tra i 300 e i 400 keV.

Una possibile spiegazione può risiedere nell'ipotesi secondo cui verso i 400 keV una frazione crescente dei neutri ionizza oltre l'asse magnetico e verso la parete interna del toro, andando ad aumentare la frazione di ioni nati vicino al bordo interno del plasma. Per verificarlo calcoliamo le first-orbit aumentando il raggio di tangenza del fascio (per la precisione a $r_{tang} = 1.6$ m e 1.8 m. Essendo maggiori di $r_{tang} = 1.431$ m (usato in fig. 20), ci si aspetterebbe una minore frazione di first-orbit losses a questi nuovi raggi. Tuttavia, come si può osservare in fig. 21, questa quantità non presenta variazioni evidenti. La spiegazione deve allora risiedere in un altro fattore.

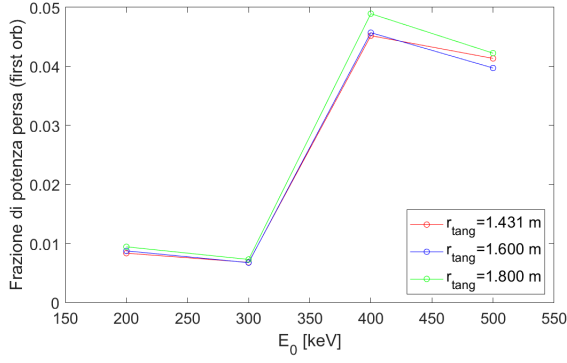


Figura 21: Frazioni di first-orbit losses a diversi raggi di iniezione r_{tang} , in funzione di E_0 . $r_{tang} = 1.431$ m è il valore standard usato in tutte le altre simulazioni.

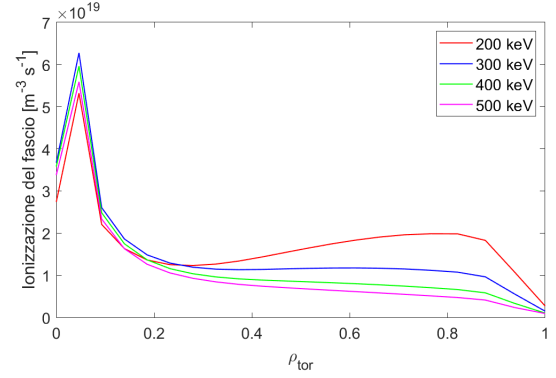


Figura 22: Profilo di ionizzazione del fascio, ossia del numero di ioni veloci che nascono nell'unità di volume e di tempo.

Si potrebbe pensare che la causa sia attribuibile alla natura discreta della griglia radiale di *METIS*, composta da 21 punti. Infatti, come già detto nelle righe precedenti, a energia maggiore aumenta la distanza media alla quale i neutri sono ionizzati e questo comportamento continuo può causare salti nel caso in cui la griglia utilizzata abbia un numero finito di punti. Proviamo allora a confrontare i profili radiali di ionizzazione dei neutri veloci. Si riportano i risultati in fig. 22. È possibile notare che tale profilo tra 300 e 400 keV non subisce modificazioni tali da spiegare il salto osservato in fig. 20.

Un'ipotesi alternativa alle precedenti riguarda invece la modellizzazione delle orbite degli ioni veloci utilizzata da *METIS*. Le particelle in un tokamak possono compiere orbite tali da poterle classificare in due categorie: particelle circolanti e particelle intrappolate. Il primo caso si verifica quando le particelle possono idealmente compiere continuamente giri attorno all'asse z del toro, il secondo quando non lo fanno poiché subiscono una riflessione simile a quella di uno specchio magnetico, dovuta alla dipendenza da $1/R$ del campo magnetico toroidale. [3]. Considerando per semplicità una geometria toroidale delle superfici magnetiche, le particelle compiono orbite che nei casi più semplici hanno forma simile a quelle rappresentate in fig. 24. Si noti che le orbite, per effetti magnetici, sono discostate leggermente rispetto alla superficie magnetica considerata. In particolare, le orbite a banana hanno una larghezza nel loro asse di simmetria stimabile come $\delta_b \sim \varepsilon^{-1/2} q r_L$, con r_L raggio di Larmor, $\varepsilon = r/R$ rapporto d'aspetto e q fattore di sicurezza relativi alla superficie magnetica. Nei pressi dell'asse magnetico, ossia quando $\delta_b \geq r$ le orbite a banana diventano “a patata”, come visibile in fig. 24c. Questa condizione equivale a chiedere che $\varepsilon \leq \Delta^{2/3} \equiv \delta_p/R$, con $\Delta \equiv 2q_0 r_L/R$, dove q_0 è il fattore di sicurezza al centro (si veda la nota ¹ per chiarimenti) [14]. Da questa equivalenza si ottiene quindi una stima per la larghezza delle orbite a patata δ_p .

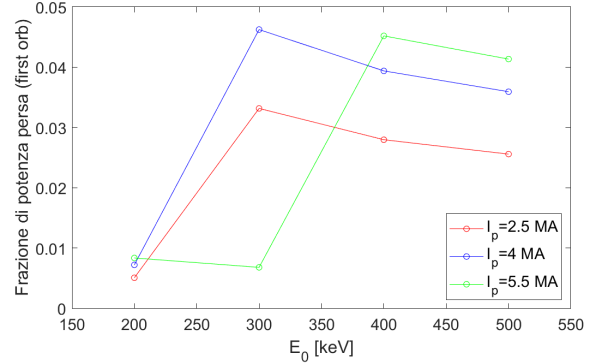


Figura 23: Frazione di FOL a diverse correnti di plasma.

Poiché possiedono caratteristiche fisiche diverse (a partire dalla maggiore escursione radiale δ delle loro orbite), le orbite a patata sono solitamente trattate in modo distinto da quelle a banana nei codici di simulazione. Al bordo plasma le FOL sono causate soprattutto dalle orbite a banana “sottile”, mentre più si procede verso il centro, più le orbite a patata contribuiscono alle perdite. Il codice *METIS*, tuttavia, contempla la presenza di solo uno di questi due tipi di orbite, perciò nel momento in cui le orbite a patata iniziano ad essere dominanti nel plasma, il sistema considera soltanto queste ultime, omettendo quelle a banana. Data la diversità con cui sono trattati i due fenomeni, un modello di questo tipo può portare ad una discontinuità nel grafico della potenza persa nelle FOL in funzione

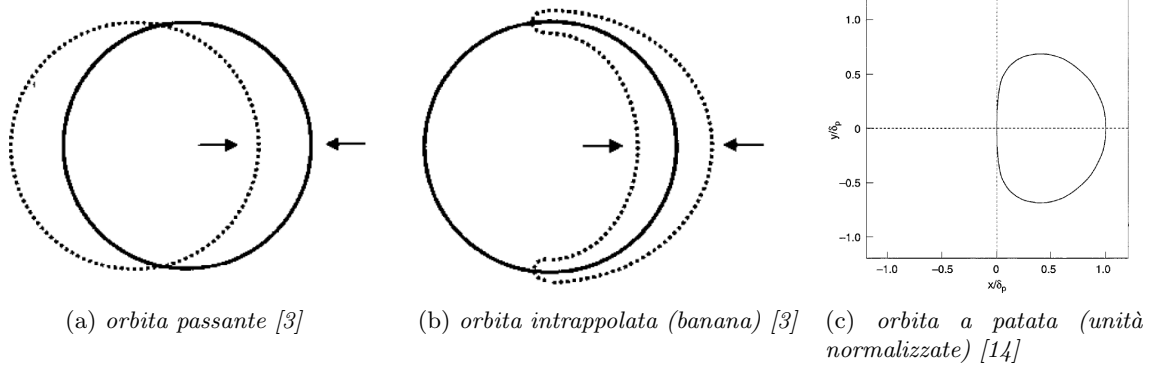


Figura 24: Forme più semplici di sezioni poloidali di orbite in un tokamak.

dell'energia di iniezione, quale quella osservabile in fig. 20. È possibile cercare un supporto a questa ipotesi osservando l'andamento delle FOL in funzione dell'energia a correnti di plasma diverse, poiché la corrente di plasma è uno dei principali fattori che entrano in gioco nella definizione delle orbite: infatti, cambiando la corrente di plasma, cambia il campo magnetico poloidale, che rientra nella definizione del fattore di sicurezza q . Sono state perciò eseguite diverse scansioni in energia cambiando soltanto questi i valori di I_p nella fase di flat-top. Naturalmente, una variazione della corrente di plasma senza una conseguente variazione degli altri input di *METIS* può portare ad un risultato non propriamente autoconsistente dal punto di vista dello scenario operativo: ciò viene comunque fatto per osservare se vi siano o meno cambiamenti nella potenza persa al variare di tale parametro. Come si può visualizzare in fig. 23, al variare della corrente di plasma si ha effettivamente uno spostamento dell'energia alla quale avviene il “salto”, segno che l'algoritmo di *METIS* è sensibile a questo parametro. Questo permette di concludere che la caratteristica di *METIS* di trattare le first-orbit losses come legate ad orbite o solamente a banana o solamente a patata può essere la causa dell'improvviso (e non fisico) aumento della stima della potenza persa.

5 Conclusioni

Nella presente tesi si è approfondito il ruolo e il funzionamento di un sistema NBI per un plasma fusione, utile in primo luogo per portare il plasma alle temperature richieste dalle reazioni di fusione in un plasma confinato magneticamente, ma con la presenza di effetti secondari quali un'induzione di corrente e momento nel plasma. Si è visto, in particolare, che densità elettronica del plasma ed energia di iniezione del fascio sono grandezze importanti al fine di determinare la penetrazione e la successiva termalizzazione degli ioni veloci. Si è poi parlato del funzionamento del codice *METIS* e del tokamak DTT, le cui caratteristiche sono ancora in fase di definizione. È stato infine svolto uno studio parametrico con tale codice per osservare il comportamento dei principali parametri di plasma al variare dell'energia di iniezione del sistema NBI di DTT.

Nello specifico, sono state analizzate grandezze quali la temperatura ionica ed elettronica, la densità di potenza assorbita, le frazioni di potenza cedute a ioni ed elettroni e l'induzione di corrente e momento da parte del sistema NBI. Per queste quantità sono state osservate tendenze in linea con quanto atteso dal punto di vista teorico. Si sono inoltre potute confrontare le caratteristiche del plasma ad un'energia di iniezione di 400 keV (valore probabile per DTT), rispetto ad energie superiori ed inferiori. Le temperature ioniche ed elettroniche non sono molto condizionate dall'energia in quanto limitate da fenomeni di trasporto e da una potenza dell'NBI considerata costante (e minoritaria rispetto agli altri sistemi di riscaldamento di DTT). La potenza è invece ceduta maggiormente verso il centro del plasma e alla specie elettronica con l'aumentare dell'energia di iniezione; per una E_0 di 400 keV, in ogni caso, viene ceduta in parte maggiore agli elettroni. Un valore di E_0 troppo elevato è comunque da evitare perché all'aumento dell'energia di iniezione salgono gradualmente le perdite per shine-through (in accordo con quanto atteso, dato che la lunghezza caratteristica di penetrazione aumenta con la crescita E_0). Questo fenomeno è da tenere in considerazione anche per i potenziali danni alla parete in linea con il fascio.

Per quanto riguarda, invece, l'analisi delle stime fornite dal codice per le first-orbit losses (FOL), si è notato inaspettatamente un "salto" di potenza persa per energie tra i 300 e i 400 keV. Analizzando la frazione di FOL al variare del raggio di tangenza del fascio si è concluso che tale fenomeno non è attribuibile a questioni di carattere "geometrico". Supponendo allora che quanto osservato sia dovuto alla modellizzazione semplificata implementata nel codice per motivi di tempo di calcolo, sono stati analizzati i profili al variare di E_0 , escludendo in prima battuta un'incidenza della discretizzazione della coordinata radiale nella determinazione di questo fenomeno. Si è quindi analizzata la frazione di FOL al variare di E_0 per diverse correnti di plasma. Dalle osservazioni di questi si può suggerire che, con una buona probabilità, il fenomeno del salto nell'energia persa è attribuibile al fatto che *METIS*, nel calcolo delle FOL, considera le orbite delle particelle intrappolate soltanto come orbite "a banana", o soltanto come orbite "a patata", passando dall'una all'altra in modo brusco. Questo causa una variazione sensibile delle particelle che vengono considerate perse. Poiché le energie previste per il fascio di DTT sono tra i 300 e i 500 keV, tale limite del codice va preso in considerazione nel commentare le simulazioni degli scenari, poiché causa una variazione di quasi un fattore 5 nelle perdite al passare da 300 a 400 keV.

Bibliografia

- [1] <http://www.fusione.enea.it/WHAT/index.html.it>.
- [2] <https://www.iter.org>.
- [3] G. Pucella e S. E. Segre. *Fisica dei plasmi*. Zanichelli, 2009. Cap. 2.3-2.6.
- [4] Y. Kazakov, D. Van Eester e J. Ongena. “Plasma heating in present-day and future fusion machines”. In: *12th Carolus Magnus Summer School on Plasma and Fusion Energy Physics*. 2015.
- [5] R. Koch e D. Van Eester. “Fast particle heating”. In: *12th Carolus Magnus Summer School on Plasma and Fusion Energy Physics*. 2015.
- [6] M. Kikuchi, K. Lackner e M. Q. Tran. *Fusion Physics*. IAEA, 2012. Cap. 5.
- [7] T. H. Stix. “Heating of toroidal plasmas by neutral injection”. In: *Plasma Physics* 14 (1972), pp. 367–384.
- [8] <https://www.euro-fusion.org/news/detail/detail/News/from-doughnuts-to-bananas/>.
- [9] D. Van Eester. “Modelling particle heating and current drive in fusion machines: brief overview of adopted techniques”. In: *12th Carolus Magnus Summer School on Plasma and Fusion Energy Physics*. 2015.
- [10] J. F. Artaud et al. “Metis: a fast integrated tokamak modelling tool for scenario design”. In: *Nuclear Fusion* 58 105001 (2018).
- [11] <https://www.dtt-project.it/index.php/science/dtt-project.html>.
- [12] P. Agostinetti et al. “Conceptual design of a neutral beam heating & current drive system for DTT”. In: *Fusion Engineering and Design* 146 (2019), pp. 441–446.
- [13] G. Mazzitelli. “The Italian proposal for a new Divertor Test Tokamak (DTT)”. In: *IEEE International Symposium on Circuits and Systems (ISCAS)*. 2018, pp. 1–3.
- [14] L.-G. Eriksson e F. Porcelli. “Dynamics of energetic ion orbits in magnetically confined plasmas”. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* (2001), R145–R182.

Nota: i riferimenti bibliografici sono stati utilizzati anche nella didascalia delle immagini per indicarne la provenienza.