



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea Triennale in Fisica

Tesi di Laurea

Studio dell’ottica di un fascio di ioni negativi e sua interazione con il gas di fondo

Relatore

prof. Gianluigi Serianni

Correlatore

dott. Pierluigi Veltri

Laureando

Riccardo Callegari

Anno Accademico 2017/2018

Sommario

L'esperimento NIO1, in funzione presso il Consorzio RFX di Padova, ha lo scopo di studiare e determinare le migliori condizioni di funzionamento per una sorgente di fasci di ioni negativi, del tipo impiegato per il prototipo di reattore a fusione nucleare del progetto ITER. In sistemi di questo tipo i fasci di ioni negativi vengono estratti e accelerati ad alte energie per mezzo di una serie di griglie di accelerazione poste a potenziale crescente; per descrivere il comportamento del fascio estratto sono tipicamente impiegati dei codici numerici che permettono di avere informazioni preliminari sull'esperimento. In questo lavoro di tesi, partendo da un codice basato sul pacchetto di simulazione IBSimu e ottimizzato in precedenza per descrivere il solo fascio primario di ioni negativi estratto nell'esperimento NIO1, si è andati a individuare e studiare i principali processi di produzione di particelle secondarie che possono avvenire nell'acceleratore, per esempio per interazione del fascio con il gas di fondo o con le griglie di accelerazione; si sono quindi implementati tali processi nel codice al fine di poter effettuare delle simulazioni quanto più vicine alla realtà e ottenere risultati in migliore accordo con quelli sperimentali. In un'ulteriore parte del lavoro ci si è focalizzati sull'ottimizzazione del codice attraverso uno studio dei parametri numerici, al fine di ottenere risultati stabili e affidabili, e sulla sua validazione mediante un confronto con i risultati forniti dal codice numerico EAMCC, ampiamente utilizzato in diversi laboratori; si è infine passati a un confronto con i reali risultati sperimentali di NIO1.

Indice

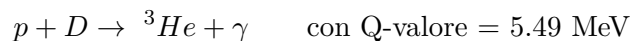
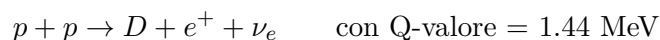
Sommario	i
1 Introduzione	1
1.1 La fusione termonucleare	1
1.2 ITER e gli iniettori di neutri	2
1.3 L'esperimento NIO1	4
2 Modellizzazione dei processi di produzione delle particelle secondarie	5
2.1 Collisione di elettroni con le griglie di accelerazione	5
2.2 Collisione di neutri e ioni pesanti con le griglie di accelerazione	7
2.3 Stripping degli ioni negativi nell'acceleratore	8
2.4 Ionizzazione del gas di fondo	9
3 Studio del trasporto del fascio con metodi numerici	11
3.1 Introduzione a IBSimu	11
3.2 Implementazione del codice per l'esperimento NIO1	12
3.3 Studio dell'influenza dei parametri numerici	14
3.4 Validazione del codice tramite confronto con EAMCC	17
3.5 Studio dell'effetto della presenza dei secondari sull'andamento del fascio primario	20
3.6 Confronto con le telecamere di NIO1	23
4 Conclusioni	29
Bibliografia	31

1 | Introduzione

1.1 La fusione termonucleare

La *fusione* è una reazione nucleare in cui viene liberata energia quando nuclei molto leggeri, tipicamente caratterizzati da energie di legame non eccessivamente elevate, fondono in un nucleo più pesante e che presenta maggiore stabilità. La differenza di massa tra reagenti e prodotti, anche denominata *Q-valore*, si manifesta come energia cinetica dei prodotti, e risulta in molti casi superiore a quella rilasciata nel processo di *fissione* nucleare, in cui, a differenza della fusione, si ha un singolo nucleo molto pesante e instabile che decade in due frammenti più leggeri, liberando energia. L'ostacolo principale nell'innesco della reazione di fusione consiste nel fatto che, essendo i nuclei dotati di carica elettrica, per fondere hanno bisogno di energie piuttosto elevate per poter vincere la repulsione coulombiana. Proprio per questo motivo la fusione può avvenire solo in seguito a processi di collisione, e in natura devono essere quindi raggiunte temperature elevatissime, come ad esempio quelle che caratterizzano i plasmi stellari fusionistici, in cui tale processo nucleare avviene spontaneamente ed è inoltre fondamentale per garantire alle stelle l'energia necessaria a contrastare l'inevitabile collasso gravitazionale.

Alcuni esempi molto rilevanti del processo di fusione sono le reazioni della cosiddetta "*p-p chain*", catena di reazioni di fusione che avviene proprio all'interno delle stelle:



Altre reazioni di fusione che rilasciano grandi quantità di energia sono riportate in tabella 1.1:

Reazione	Q-valore (MeV)
$D + D \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$	23.85
$D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$	17.59
$D + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + p$	18.35

Tabella 1.1: Alcuni esempi di reazioni di fusione e corrispondente Q-valore.

Proprio perchè questi processi risultano molto efficienti e soprattutto puliti, poichè i prodotti finali, a differenza di quanto accade con il processo di fissione, non sono radioattivi e possono tranquillamente essere rilasciati nell'ambiente senza danni, si sta tentando di riprodurli in modo controllato in laboratorio, in modo da produrre grandi quantità di energia a fini commerciali. Un'altra caratteristica fondamentale che spinge a cercare di riprodurre questi processi fisici è il fatto che siano una fonte di energia essenzialmente rinnovabile, poichè il combustibile (come si vede dalla tabella 1.1, principalmente idrogeno e i suoi due isotopi principali, il *deuterio* D e il *trizio* T) è abbastanza comune e abbondante in natura. Il metodo più utilizzato al momento per produrre fusione controllata consiste nel confinare plasmi in campi magnetici e portarli alle

temperature necessarie per innescare la reazione. Al giorno d'oggi non si è ancora riusciti a produrre energia a fini commerciali, ma ci si sta avvicinando al cosiddetto "*break even*", cioè al pareggio energetico tra l'energia necessaria per alimentare gli apparati sperimentali e l'energia estraibile.

1.2 ITER e gli iniettori di neutri

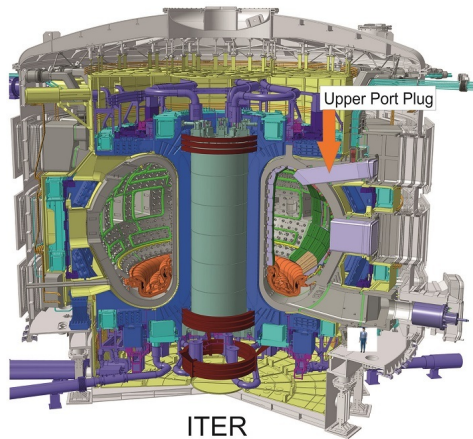


Figura 1.1: Modello della macchina di ITER.

ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor*) è un progetto mondiale che coinvolge 35 nazioni al fine di costruire nel sud della Francia quello che è destinato a diventare il più grande *tokamak* del mondo, cioè una macchina in grado di sfruttare l'energia prodotta nel processo di fusione nucleare, per poter dimostrare la possibilità di sfruttare la fusione come fonte di energia su larga scala. All'interno del tokamak l'energia prodotta nella fusione verrà assorbita sotto forma di calore dalle pareti della camera toroidale contenente gas di idrogeno, opportunamente sottoposto ad elevatissime temperature e pressione al fine di ottenere un plasma, e quindi le condizioni ottimali per far avvenire la fusione. Come in una classica centrale elettrica il calore assorbito verrà poi usato per

produrre vapore e successivamente elettricità, attraverso un sistema di turbine e generatori. Il progetto ITER produrrà e metterà in funzione la prima macchina in grado di mantenere la fusione per un lungo periodo di tempo, con l'obiettivo di ottenere un rapporto tra potenza prodotta e potenza spesa di circa 10, in particolare producendo una potenza di circa 500 MW.

Al fine di raggiungere le temperature necessarie per innescare il processo di fusione (si parla di circa 10 keV, che equivalgono a circa 100 milioni di gradi Kelvin), ITER sfrutta diversi sistemi di riscaldamento esterni, in particolare il riscaldamento *a radiofrequenza*, si sfruttano cioè onde elettromagnetiche ad alta frequenza e dunque molto energetiche, e i cosiddetti *iniettori di fasci di neutri*. Questi ultimi (di cui si riporta uno schema in figura 1.3) hanno la funzione di sparare particelle ad alta energia nel plasma da fusione, che devono però essere neutre affinché possano superare l'intenso campo magnetico usato per il confinamento. Le particelle neutre che raggiungono il plasma vengono rapidamente ionizzate a causa delle frequenti collisioni con esso a cui sono sottoposte; poichè tali particelle presentano un'energia cinetica molto maggiore (circa 1 MeV) rispetto alla temperatura del plasma, esse, attraverso le collisioni, termalizzano e trasferiscono la loro energia. Ovviamente, non potendo accelerare le particelle neutre sfruttando campi elettromagnetici, per poter raggiungere le energie necessarie al riscaldamento del plasma si comincia accelerando un fascio di ioni che, prima di essere immesso nella camera in cui è contenuto il plasma, viene neutralizzato, facendolo tipicamente passare attraverso un volume di gas; collidendo con le particelle del gas il fascio di ioni perderà la sua carica elettrica, attraverso processi di stripping e scambio carica che verranno discussi più approfonditamente nel seguito. Tipicamente sono impiegati fasci di ioni positivi, ma dovendo raggiungere, in ambito del progetto ITER, energie molto elevate affinché il fascio di particelle neutre possa penetrare in profondità nel plasma, risulta molto più conveniente sfruttare in partenza un fascio di ioni negativi. Alle energie di cui stiamo parlando, infatti, l'efficienza di neutralizzazione risulta di gran lunga maggiore nel caso di ioni negativi (come si può facilmente notare in figura 1.2).

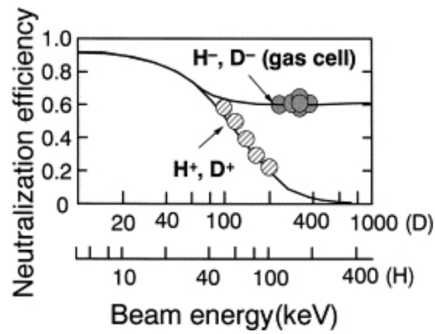


Figura 1.2: Efficienza di neutralizzazione per ioni positivi e negativi a diverse energie.

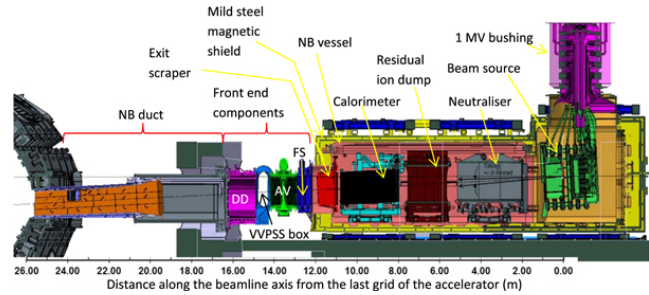


Figura 1.3: Schema dell'iniettore di fasci di neutri di ITER.

In particolare nell'ambito del progetto ITER sono attualmente previsti due iniettori di fasci di neutri, ciascuno dei quali trasporterà un fascio di deuterio di 16.5 MW, con particelle di energia circa pari a 1 MeV. Sarà inoltre utilizzato un terzo fascio di neutri per questioni diagnostiche.

Gli ioni negativi che devono essere accelerati sono prodotti all'interno di una camera in cui viene generato un plasma a partire da un gas neutro. Tale plasma può essere prodotto in due modi differenti: il primo prevede la presenza di un catodo (tipicamente un filamento di tungsteno) che viene portato ad alta temperatura cosicchè riesca ad emettere elettroni per effetto termoionico, che andranno a ionizzare le particelle del gas, collidendo con esse; tale metodo però richiede una sostituzione periodica dei filamenti di tungsteno, che sono soggetti ad usura oltre al fatto che possono introdurre impurità nel plasma, perciò per ITER si è scelto di utilizzare una sorgente a radiofrequenza. Questo tipo di sorgente presenta una bobina avvolta attorno alla camera, che viene usata per generare una scarica induttiva.

Una volta prodotti, gli ioni devono essere estratti e accelerati per poi essere immessi nella camera contenente il plasma utilizzato per il processo di fusione. Il più semplice sistema di estrazione è il cosiddetto "*diode type*", che consiste di due elettrodi separati posti a tensioni differenti; in ITER si utilizzano addirittura sette elettrodi posti a tensioni via via crescenti. In generale, per sistemi di questo tipo, si possono distinguere tre diverse fasi di accelerazione: l'estrazione degli ioni dalla sorgente per mezzo di un campo elettrostatico, la pre-accelerazione (tipicamente fino a 10 keV) e infine l'accelerazione ad alta energia, che per ITER, come già detto in precedenza, è circa pari a 1 MeV. Il confine tra il plasma all'interno della sorgente e il vuoto dell'acceleratore è chiamato *menisco*, ed è tipicamente identificato come la superficie a potenziale nullo. La forma del menisco dipende dalle tensioni degli elettrodi e dalla densità del plasma, e ha una grande importanza nel determinare l'ottica iniziale del fascio. Un ulteriore parametro che influenza la qualità del fascio è la forma dell'elettrodo a diretto contatto con il plasma, come si può vedere in figura 1.4. Se esso è piatto gli H^- sono spinti verso l'interno della sorgente e la loro estrazione risulta molto difficile; nel caso di un elettrodo con la forma presentata in (b) le particelle vengono estratte più facilmente, ma, nonostante esse si muovano inizialmente lungo traiettorie più o meno parallele, a causa della repulsione coulombiana cominceranno ad allontanarsi l'una dall'altra, producendo un'allargamento del fascio. La soluzione è impiegare un elettrodo con la forma presentata in (c), in modo da limitare quanto più possibile l'allargamento del fascio dovuto all'interazione coulombiana. Per caratterizzare l'ottica di un fascio di particelle si utilizza il concetto di *divergenza*, che, per un fascio a simmetria cilindrica, è definita come la misura angolare dell'aumento del raggio del fascio a una certa distanza dal punto in cui il fascio viene estratto.

In questo tipo di acceleratori gli elettroni vengono estratti insieme agli ioni, perciò, al fine di eliminarli dal fascio, vengono impiegati dei magneti in grado di generare campi magnetici

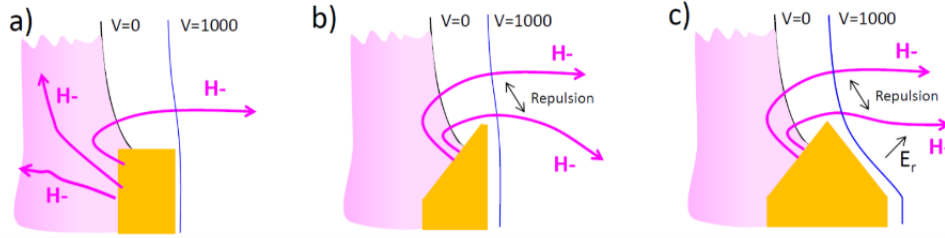


Figura 1.4: Comportamento degli H^- estratti in base alla forma dell'elettrodo.

trasversali che deflettono gli elettroni prima che questi possano acquisire troppa energia. Ovviamente, anche gli ioni negativi sono deflessi in campo magnetico, ma la loro deflessione è molto più piccola rispetto a quella degli elettroni, con un rapporto proporzionale a $\sqrt{\frac{m_e}{m_i}}$.

1.3 L'esperimento NIO1

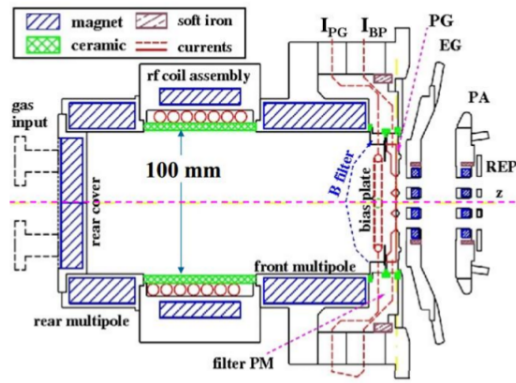


Figura 1.5: Schema della sorgente RF e del sistema di accelerazione di NIO1.

NIO1 (*Negative Ion Optimization 1*) è una sorgente compatta di ioni a radiofrequenza, in attività dal 2014 presso il Consorzio RFX di Padova. La sua principale funzione è permettere di studiare le condizioni ottimali per sorgenti di ioni come quelle che saranno utilizzate per ITER, ma, a differenza di queste ultime, NIO1 è caratterizzato da un'alta modularità, che permette rapidi cambiamenti nella struttura dell'iniettore. Questo esperimento è stato progettato per generare un fascio di ioni negativi di idrogeno (di energia pari a 60 keV, e una corrente di 135 mA) ed è costituito principalmente da una sorgente RF, un acceleratore elettrostatico, una camera diagnostica, e un calorimetro appositamente pensato per

raccogliere il fascio estratto.

La sorgente di plasma è una camera cilindrica lunga 210 mm e con un raggio di 50 mm (si veda la figura 1.5). Il sistema di accelerazione degli ioni consiste di quattro griglie di rame, opportunamente raffreddate quando l'acceleratore è in funzione, ciascuna con 9 aperture di raggio variabile, che prendono diversi nomi:

- la prima è la *Plasma Grid* (PG), la griglia che si trova a diretto contatto con il plasma e che viene mantenuta a -60kV, che è approssimativamente il potenziale della sorgente;
- vi è poi l'*Extraction Grid* (EG), ad una tensione maggiore rispetto la PG (circa -52kV);
- la *Post Acceleration Grid* (PA o AG), mantenuta a potenziale di terra;
- vi è infine la *Repeller Grid* (REP), che può essere portata ad un potenziale leggermente positivo per respingere eventuali ioni positivi creati a valle dell'acceleratore.

Il valore nominale di corrente per ogni fascetto è di 15 mA, cui corrisponde una densità di corrente totale di 330 A/m².

2 | Modellizzazione dei processi di produzione delle particelle secondarie

Come discusso nel capitolo precedente, al fine di produrre un fascio di ioni, che verrà in un secondo momento neutralizzato, è necessario ricorrere a un plasma prodotto dalla ionizzazione di un gas neutro utilizzando una scarica induttiva. Ovviamente, non essendo la camera in cui viene prodotto il plasma perfettamente isolata dall'acceleratore, nella zona delle griglie di accelerazione è presente una quantità non trascurabile di gas, con il quale le particelle estratte possono interagire, dando luogo a processi di produzione di particelle secondarie. Inoltre, si deve tener conto del fatto che le particelle secondarie, tra cui ioni positivi, neutri, elettroni secondari, ma anche elettroni coestratti, sono accelerati e deflessi dai campi elettromagnetici nell'acceleratore e possono anch'essi dar luogo a processi di emissione secondaria impattando con le griglie dell'acceleratore.

In particolare nel seguito ci si soffermerà sui tre principali processi di produzione di particelle secondarie all'interno di un acceleratore del tipo descritto in precedenza, che comprendono:

1. collisioni di elettroni, ioni o neutri pesanti con le griglie di accelerazione;
2. reazioni di *single* e *double stripping* degli ioni negativi, ovvero la perdita di uno o due elettroni a causa dell'interazione di tali ioni con il gas di fondo;
3. ionizzazione del gas di fondo.

Per descrivere e modellizzare questo tipo di interazioni si utilizzano specifici metodi Monte Carlo che sono stati adottati anche da *G. Fubiani et al.* in [6] e che sono esposti nel dettaglio nel seguito; tali metodi sono stati implementati in un codice numerico (di cui si parla approfonditamente nel capitolo 3) al fine di simulare e studiare il comportamento del fascio di ioni negativi nel caso specifico dell'esperimento NIO1.

2.1 Collisione di elettroni con le griglie di accelerazione

I processi di emissione secondaria dovuti ad impatto delle particelle accelerate con le griglie di accelerazione possono avere diversa origine. Sicuramente una delle maggiori deposizioni di potenza su tali griglie è dovuta agli elettroni che sono prodotti nella sorgente di ioni e sono estratti assieme agli H^- . Per ridurre la potenza associata agli elettroni coestratti, vengono adottati dei magneti posizionati in prossimità della EG, in modo da deflettere gli elettroni sulla superficie della EG, opportunamente raffreddata attivamente; perciò quasi tutti gli elettroni coestratti, in presenza di campo magnetico, andranno ad impattare con la *Extraction Grid*, dando origine a processi di emissione secondaria. Un grande numero di elettroni vengono inoltre prodotti anche nell'interazione degli H^- con le molecole del gas di fondo (nella sezione successiva se ne parlerà in dettaglio); questi vengono poi accelerati ad alte energie.

Per quanto riguarda l'emissione di elettroni secondari si possono distinguere tre diversi fenomeni: la vera e propria emissione secondaria (*true secondary emission*) di elettroni con uno spettro energetico tipicamente basso da 0 a 50 eV, il processo di *backscattering*, in cui lo stesso elettrone collide per poi essere riemesso, con energia che va da zero al valore di energia all'impatto con la griglia, e infine la riflessione elastica, in cui gli elettroni che collidono vengono riflessi essenzialmente senza perdita di energia. Quest'ultimo fenomeno è in realtà trascurabile, perciò non verrà

implementato nelle simulazioni. La modellizzazione del processo di backscattering considera che lo spettro di energia E_{kb} degli elettroni emessi, dopo aver colliso con le griglie con energia E_0 ad un angolo θ_1 rispetto alla normale alla superficie, assuma la forma seguente:

$$\frac{E_{kb}}{E_0} = \left[\frac{1}{\gamma} \left[1 - \frac{K}{\ln^{1/p}(S/P)} \right] \right]^{1/\alpha} \quad \text{dove} \quad S = \eta_{b0} \exp(K^p)$$

con η_{b0} la probabilità di backscattering in direzione normale alla superficie di impatto e

$$\gamma = 1 - \exp \left[-6 |\ln B_\theta|^{-3/2} \right] \quad K = 70 |\ln B_\theta|^4 \quad B_\theta(E_0, \theta_1, \theta_2) = B_0 \prod_i^2 \exp[\tau (1 - \cos \theta_i)]$$

Le variabili indipendenti p , B_0 , α e τ sono parametri ricavati attraverso dei fit eseguiti su dati sperimentali ottenuti per diverse energie di impatto, sempre con riferimento a [6]:

E_0 (keV)	2	10	20	370
B_0	0.2	0.24	0.265	0.273
p	0.32	0.27	0.27	0.27
τ	0.51	0.412	0.365	0.35

Tabella 2.1: Parametri ottenuti da fit sperimentali per la modellizzazione del processo di backscattering.

I valori riportati in tabella 2.1 si riferiscono però a specifiche energie perciò per valori intermedi di energia degli elettroni si sono eseguite delle interpolazioni lineari; il parametro α invece assume il valore 2.2 su tutto lo spettro di energia considerato.

Per quanto riguarda invece la probabilità che il processo di backscattering avvenga per un elettrone che ha inciso sulla superficie di una griglia con un angolo θ_1 :

$$\eta_b(\theta_1) = \eta_{b0} \exp[A_{b0}(1 - \cos \theta_1)] \quad \text{con} \quad A_{b0} = \kappa(E_0) \ln(1/\eta_{b0}) \quad \text{e} \quad \kappa = 1 - \exp\left(-1.83 E_{0(keV)}^{1/4}\right)$$

Al momento dell'implementazione nel codice, per verificare che il processo di backscattering sia avvenuto si estrae un numero casuale da una distribuzione uniforme tra 0 e 1 e si controlla che esso sia inferiore ad $\eta_b(\theta_1)$, in caso contrario il processo per il singolo elettrone considerato non avviene; lo stesso metodo si utilizza per l'implementazione dei processi che sono descritti nelle sezioni successive. Gli elettroni emessi per backscattering vengono quindi aggiunti nella stessa posizione in cui l'elettrone primario ha impattato con la griglia e con una direzione individuata dagli angoli θ_2 e ϕ , estratti da una distribuzione uniforme, rispettivamente $\theta_2 \in [0, \pi/2]$ e $\phi \in [0, 2\pi]$; si assume quindi una riemissione isotropa nello spazio, ovvero senza direzioni privilegiate.

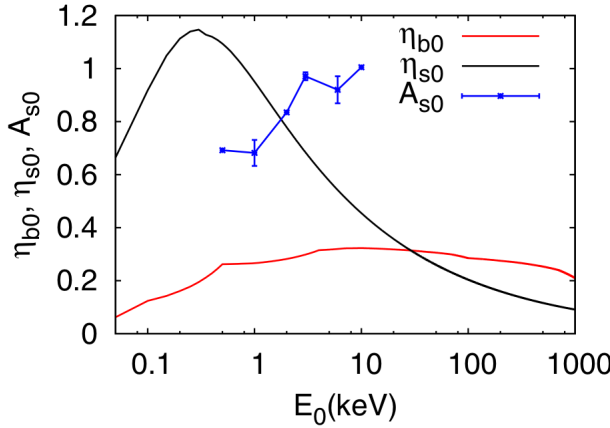


Figura 2.1: Coefficienti di backscattering e true secondary emission per elettroni che impattano su target di rame con energia E_0 ; per $A_{s0}(E_0 > 10 \text{ keV}) = A_{s0}(E_0 = 10 \text{ keV})$.

Per quanto riguarda invece la probabilità che avvenga il processo di emissione secondaria vera e propria si ha:

$$\eta_s(\theta_1) = \eta_{s0} \exp[A_{s0}(1 - \cos\theta_1)]$$

con η_{s0} probabilità di emissione in direzione normale alla superficie di incidenza. Lo spettro energetico di tale fenomeno copre tipicamente basse energie (da 0 a circa 50 eV) e nel caso considerato si assume che gli elettroni siano emessi con un'energia costante pari a 10 eV, poichè in ogni caso trascurabile rispetto all'energia che tali particelle possono raggiungere all'interno dell'acceleratore una volta accelerate dal campo elettrostatico.

I precisi valori di η_{b0} , η_{s0} e A_{s0} sono presi dal database numerico *Aladdin*, curato dall'*IAEA Nuclear Data Section A+M Data Unit* e disponibile in rete; si riportano in figura 2.1 gli andamenti di tali parametri in funzione dell'energia di impatto degli elettroni con le griglie.

2.2 Collisione di neutri e ioni pesanti con le griglie di accelerazione

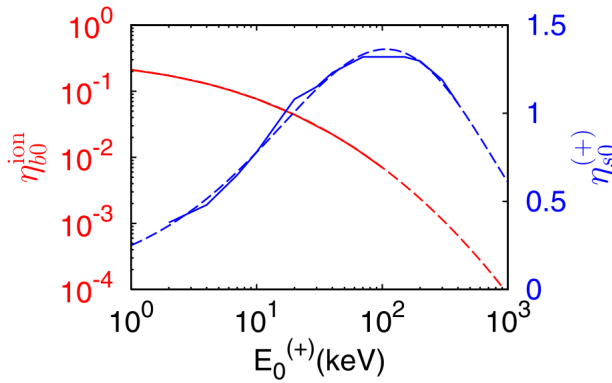


Figura 2.2: Coefficienti di backscattering e true secondary emission per particelle pesanti che impattano con energia E_0 (in tratteggio è riportato l'andamento ottenuto interpolando i dati sperimentali).

fa comunque presente che l'emissione secondaria di elettroni dovuta ad impatto di particelle pesanti non è comunque trascurabile, come invece potrebbe essere il fenomeno di backscattering, dunque è fondamentale descrivere adeguatamente tale processo. La maggior parte delle collisioni sono dovute a H_0 che vengono prodotti tra la PG e la EG e presentano una grande divergenza, sebbene la loro energia sia piuttosto bassa dato che i loro ioni negativi precursori hanno subito solo parzialmente l'effetto del campo elettrico, prima di venire neutralizzati. Si fa presente che gran parte dei neutri, ma anche una piccola parte degli ioni, creati successivamente

Come anticipato, anche gli ioni e i neutri prodotti nell'interazione del fascio di H^- con il gas di fondo presente nell'acceleratore possono collidere con gli elettrodi dando luogo a processi di emissione secondaria. Come verrà descritto più dettagliatamente nelle sezioni successive, le principali particelle prodotte nell'interazione con il gas di idrogeno, che troviamo all'interno dell'acceleratore di NIO1, sono H_0 , H^+ e H_2^+ . In realtà, la potenza depositata da queste particelle sulle griglie risulta in generale molto più bassa rispetto a quella dovuta agli elettroni, perciò si utilizzerà una descrizione semplificata del fenomeno di backscattering di tali particelle per l'implementazione nel codice. Si

alla EG viene trasmessa in uscita dall'acceleratore, o eventualmente accelerata verso la sorgente di ioni nel caso degli ioni positivi.

La descrizione dell'emissione secondaria di elettroni nel caso di particelle pesanti risulta del tutto analoga a quella del caso di impatto di elettroni con le griglie, anche per quanto riguarda l'energia con cui vengono emessi gli elettroni ($E = \text{cost} = 10 \text{ eV}$); i valori degli η_{s0} sono sempre stati ricavati dal database *Aladdin* con le seguenti assunzioni:

- il rapporto $\frac{\eta_{s0}^{(2)}}{\eta_{s0}^{(+)}}$ (dove l'apice (2) indica ioni H_2^+ e l'apice (+) indica ioni H^+) si assume costante per particelle con velocità di incidenza uguali, cioè con $\mathbf{v}_2 = \mathbf{v}_+$;
- si assume inoltre che $\eta_{s0}^{(-)} \sim \eta_{s0}^{(+)} \sim \eta_{s0}^{(0)}$, ovvero si utilizzano i medesimi coefficienti per H^- , H^+ e H_0 ;
- il parametro $A_{s0}^{(i)}$ si considera costante per tutte le specie di particelle e pari a 1.45.

Per concludere si riporta invece l'espressione del coefficiente per la descrizione del processo di backscattering per le particelle pesanti:

$$\eta_b^{ion}(\theta_1) = \frac{\eta_{b0}^{ion}}{0.5\cos\theta_1 + 0.5}$$

dove η_{b0}^{ion} è uguale per tutte le specie di particelle pesanti che vi possono essere nell'acceleratore. Si riportano in figura 2.2 gli andamenti funzionali dei coefficienti utilizzati per la descrizione dei processi appena descritti.

2.3 Stripping degli ioni negativi nell'acceleratore

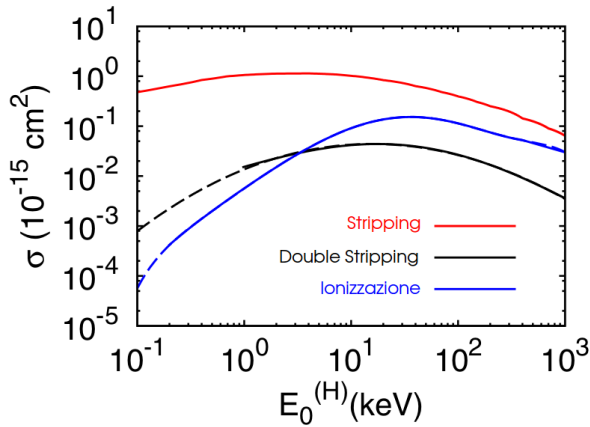
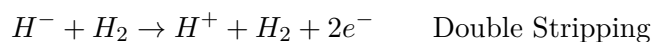
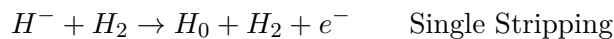


Figura 2.3: Sezioni d'urto per la produzione di particelle secondarie per interazione con il gas di fondo.

Lo *stripping* degli ioni negativi, ovvero la perdita di uno o più elettroni per collisione con le particelle del gas di fondo, è la principale causa di produzione di elettroni ad alta energia all'interno degli acceleratori utilizzati negli impianti da fusione. Una volta emessi, sono accelerati dal campo elettrico e deflessi da un campo magnetico tipicamente meno intenso rispetto a quello presente nella zona in cui avviene l'estrazione, perciò presentano tipicamente un maggiore raggio di Larmor e conseguentemente riescono a percorrere una distanza maggiore all'interno dell'acceleratore, riuscendo ad acquisire quindi una maggiore energia prima di collidere con le griglie. Le due principali reazioni di stripping che vengono considerate sono le seguenti:



Nelle simulazioni tali reazioni vengono descritte per mezzo di metodi Montecarlo; in particolare si considera la seguente espressione per il tasso di distruzione degli ioni negativi:

$$\frac{dN_-}{dz} = - \sum_{i=1}^2 \nu_i(z) N_-$$

che integrato porge

$$N_-(z) = N_{0-} \exp \left[- \int_0^z \nu_{tot}(z) dz \right] \quad \text{con} \quad \nu_{tot}(z) = n_g(z) \sum_{i=1}^2 \sigma_i(z)$$

dove $N_-(z)$ è il numero di ioni negativi alla coordinata z , N_{0-} è il numero di ioni negativi in corrispondenza della PG, ν_i e $\nu_{tot}(z)$ sono rispettivamente la frequenza con cui avviene ciascuna reazione e la frequenza totale associata ad esse, $\sigma_i(z)$ è la sezione d'urto della i -esima reazione e infine $n_g(z)$ è la densità del gas di fondo.

Considerando tale espressione per il tasso di distruzione degli ioni negativi si ha quindi che una reazione avviene in un intervallo spaziale Δz se, estratto un numero casuale r_1 secondo una distribuzione uniforme tra 0 e 1, si ha:

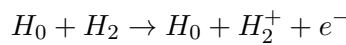
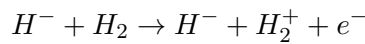
$$r_1 \leq \frac{\Delta N_-(z_i)}{N_-(z_i)} = 1 - \exp[-\nu_{tot}(z_i) \Delta z] \quad \text{con} \quad \Delta N_-(z_i) = N_-(z_i) - N_-(z_i + \Delta z)$$

Per determinare poi quale delle due reazioni è avvenuta si estrae un secondo numero casuale r_2 , sempre secondo una distribuzione uniforme tra 0 e 1, e se tale numero soddisfa $r_2 \leq \frac{\nu_1}{\nu_{tot}}$, con ν_1 frequenza associata alla prima reazione, allora si considera avvenuta la prima reazione, altrimenti si considera la seconda.

Si assume inoltre che gli H_0 e gli H_+ prodotti in tali reazioni abbiano velocità pari alla velocità dei loro ioni negativi precursori, inoltre si considera che gli elettroni siano emessi a riposo nel sistema di riferimento del centro di massa del precursore, perciò agli elettroni viene associata un'energia pari a $E_0^{(e)} = \frac{m_e}{m_i} E_0^{(i)}$, dove m_e e m_i sono rispettivamente la massa dell'elettrone e dello ione.

2.4 Ionizzazione del gas di fondo

Un ulteriore processo di produzione di particelle secondarie che si può verificare all'interno dell'acceleratore è la ionizzazione del gas di fondo; in particolare sono due le principali reazioni che saranno considerate:



La sezione d'urto associata alla prima delle due reazioni viene assunta uguale a quella della seconda nella regione energetica di interesse, cioè da 10 keV a 1 MeV (si veda figura 2.3); in realtà questo è vero soltanto per energie $E_0^{(H)} < 50$ keV, mentre l'estrapolazione ad energie maggiori è giustificata dall'approssimazione ad onda piana di Born, che predice che per $E_0^{(H)} > 1.5$ MeV la

sezione d'urto coincida con quella degli H^+ , la quale è leggermente più grande rispetto a quella degli H_0 a energie più basse.

Per quanto riguarda l'implementazione di tali reazioni nelle simulazioni, si segue esattamente lo stesso procedimento utilizzato per lo stripping degli ioni negativi. In generale, se una particella può essere coinvolta in più di una reazione, per esempio k reazioni, allora la prima reazione avviene se $r_2 \leq \frac{\nu_1}{\nu_{tot}}$, la seconda se $r_2 \leq \frac{\nu_1 + \nu_2}{\nu_{tot}}$ e la reazione $(k-1)$ -esima se $r_2 \leq \nu_{tot}^{-1} \sum_i^{k-1} \nu_i$.

Poichè in tali reazioni le energie delle molecole di idrogeno sono trascurabili (circa 0.2 eV) rispetto alle energie raggiunte dalle particelle prodotte una volta accelerate dal campo elettrico, si assume che gli elettroni e gli ioni molecolari positivi siano emessi a riposo nel sistema di riferimento del laboratorio.

Gli andamenti delle sezioni d'urto dei quattro processi appena descritti sono riportati in figura [2.3](#).

3 | Studio del trasporto del fascio con metodi numerici

I diversi processi descritti nel precedente capitolo sono quindi implementati in un codice al fine di simulare il caso specifico dell'esperimento NIO1; in particolare si è scelto di scrivere e utilizzare un codice basato sul linguaggio C++ che sfrutta il pacchetto di simulazione IBSimu.

3.1 Introduzione a IBSimu

IBSimu (*Ion Beam Simulator*) fornisce una libreria completa attraverso una interfaccia C++ che permette di simulare agevolmente l'ottica di un fascio di ioni. Con tale pacchetto è possibile definire la geometria degli elettrodi e si è in grado di calcolare il campo elettrico presente in 1D, 2D, 3D e in simmetria cilindrica, le traiettorie di particelle cariche o neutre in campi elettrici e magnetici e infine è possibile simulare il processo di estrazione del fascio di ioni negativi o positivi dal plasma. La definizione della geometria dei solidi può avvenire attraverso una descrizione matematica, in pratica attraverso l'utilizzo di booleani, o importando i dati da un file in formato CAD.

Il dominio della simulazione è ovviamente discretizzato; nel caso specifico viene utilizzata una *mesh* regolare con intervalli di discretizzazione tutti di dimensione costante. Il potenziale elettrostatico dovuto in primo luogo agli elettrodi, e in un secondo momento anche alle particelle che vengono iterate lungo la geometria e che depositano carica sulla mesh, è calcolato risolvendo l'equazione di Poisson $\nabla^2 V = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$ con un metodo alle differenze finite (FDM, *Finite Difference Method*), con cui le equazioni differenziali vengono risolte dopo essere state approssimate ad equazioni alle differenze finite. Per risolvere l'equazione di Poisson sono ovviamente necessarie specifiche condizioni al contorno e le funzioni implementate nel pacchetto permettono di impostare sia condizioni di Dirichlet, quindi a potenziale costante, sia di Neumann, quindi a campo elettrico costante, sia periodiche.

Per quanto riguarda invece la descrizione del moto delle particelle, essa avviene risolvendo le equazioni del moto con un metodo Runge-Kutta presente nella *GNU Scientific Library*, utilizzando in particolare un aggiustamento automatico della dimensione degli intervalli di discretizzazione per ottenere una descrizione quanto più accurata possibile e per evitare tempi di simulazione troppo lunghi. Questo particolare algoritmo individua tutte le varie porzioni della mesh in cui la particella passa e deposita la sua carica negli otto nodi (in 3 dimensioni) che individuano quella specifica porzione. Il calcolo della traiettoria avviene infine iterando ciascuna particella nel campo elettrico, ed eventualmente magnetico, ottenuto con differenziazione e interpolazione del potenziale, usando l'informazione dei 27 nodi della mesh più vicini al punto in cui la particella si trova.

Una tipica simulazione comincia con la risoluzione dell'equazione di Laplace, ovvero l'equazione di Poisson con densità di carica nulla, e con l'iterazione delle traiettorie delle particelle nel campo elettrico ottenuto, con conseguente variazione della densità di carica spaziale. La mappa di quest'ultima viene quindi utilizzata per risolvere nuovamente l'equazione di Poisson per ottenere una nuova mappa di potenziale e tale sequenza di operazioni viene ripetuta fino alla convergenza ad una specifica precisione stabilita a priori.

3.2 Implementazione del codice per l'esperimento NIO1

Per poter studiare nello specifico i processi descritti nel capitolo 2 si è partiti da un codice che utilizza la libreria di IBSimu e precedentemente sviluppato per modellizzare l'estrazione di un fascio di H^- nell'esperimento NIO1. Si riporta nel seguito in figura 3.1 un diagramma di flusso che rappresenta la sequenza di operazioni fondamentali su cui si basa l'approccio iterativo impiegato da tale codice e in tabella 3.1 i principali parametri che devono essere impostati per le simulazioni.

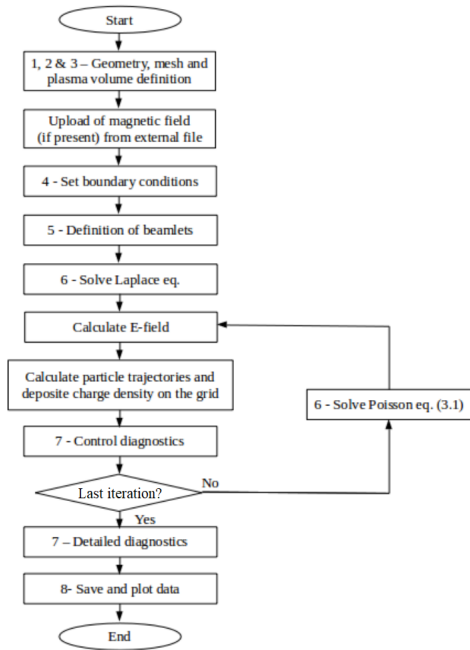


Figura 3.1: Sequenza delle principali operazioni eseguite dal codice.

Simbolo e Descrizione
$N_{iter} \rightarrow$ Numero di iterazioni
$N_i/N_e \rightarrow$ Numero ioni ed elettroni
$j_i/j_e \rightarrow$ Densità di corrente
$E_{beam} \rightarrow$ Energia media iniziale del fascio
$r_{beam} \rightarrow$ Raggio iniziale fascio
$U_{pl} \rightarrow$ Potenziale del plasma
$h \rightarrow$ Dimensione discretizzazione
$V_{PG,EG,AG,REP} \rightarrow$ Potenziali delle griglie

Tabella 3.1: Principali parametri da impostare nel codice.

Nel dettaglio:

1. si definisce innanzitutto la geometria utilizzata, impostando la dimensione del dominio di simulazione oltre alla dimensione dell'intervallo di discretizzazione della mesh;
2. si definisce la geometria degli elettrodi tramite l'utilizzo di booleani o, più semplicemente soprattutto nel caso di simulazione a più beamlets, tramite file in formato CAD;
3. si definisce il modello per il plasma tramite l'impostazione di specifici parametri, come ad esempio il suo volume e una prima ipotesi sulla posizione del menisco;
4. si impostano le condizioni al contorno per il potenziale elettrostatico;
5. si definiscono le condizioni iniziali per i fasci che saranno simulati, impostando il numero di particelle, la densità di corrente ad essi associata, la carica, la massa e la posizione della singola particella, il raggio e l'asse del cilindro iniziale;
6. si risolve l'equazione di Poisson per ottenere la mappa di potenziale usando il risolutore BiCGSTAB (ovvero *biconjugate gradient stabilized method*);
7. si controllano alcuni parametri diagnostici, come in particolare la divergenza del fascio, all'ultima iterazione, o eventualmente anche nelle iterazioni intermedie, per controllarne la convergenza;

8. nel caso si giunga al numero massimo di cicli di iterazione viene salvata la geometria e i vari dati sui campi e sulle traiettorie delle particelle per successive analisi, altrimenti si ripete esattamente la stessa sequenza ripartendo dalla risoluzione dell'equazione di Poisson.

Nel caso particolare di una simulazione in 3D con campo magnetico la divergenza calcolata per motivi diagnostici viene valutata lungo l'asse x o l'asse y , poichè la presenza del campo magnetico rompe la simmetria cilindrica e la divergenza può assumere due valori differenti nelle due diverse direzioni. In particolare l'espressione per la stima della divergenza nella direzione j -esima (che può essere x oppure y) è la seguente:

$$\delta_j = \sqrt{\sum_i \theta'_{ji} \left(\frac{I_i}{\sum_k I_k} \right)} \quad \text{con} \quad \theta'_{ji} = \arctan \left(\frac{v_{ji}}{v_{zi}} \right) - \theta_j$$

dove I_i è la corrente trasportata dalla singola particella, v_{ji} e v_z sono le componenti della velocità della particella i -esima in coordinate cartesiane e θ è il cosiddetto angolo medio del fascio, ovvero la media degli angoli $\theta_i = \arctan \left(\frac{v_{ri}}{v_{zi}} \right)$ con v_{ri} velocità radiale della i -esima particella, stimati per ciascuna particella del fascio; l'angolo medio del fascio risulta tipicamente prossimo a zero in assenza di campo magnetico, mentre è non nullo in presenza di esso. Si fa presente che la divergenza viene valutata esclusivamente per il fascio di ioni negativi, essendo interessati in particolare alla descrizione dell'ottica di tale fascio.

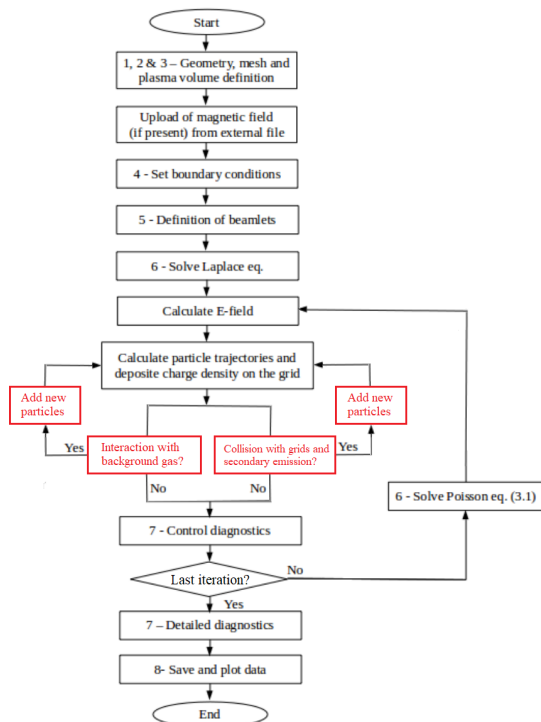


Figura 3.2: Sequenza delle principali operazioni con aggiunta dell'interazione con il gas e con le griglie di accelerazione.

è inoltre deciso di implementare un conteggio del numero di particelle, e della corrente ad esse associata, che incidono e vengono estratte da ciascun elettrodo; questo strumento diagnostico è importante per valutare la conservazione della carica totale nel sistema e permette di paragonare

Questa versione del codice non tiene però conto dei processi di produzione delle particelle secondarie dovuta all'interazione del fascio di ioni negativi con le molecole del gas di fondo presente nell'acceleratore e alle collisioni di elettroni, ioni e neutri pesanti con le griglie di accelerazione. In particolare, il codice prevede che quando una particella impatta con uno degli elettrodi, così come quando raggiunge uno dei confini della mesh, essa non viene più iterata o riaggiunta nella simulazione. Al fine di effettuare uno studio quanto più fedele a ciò che effettivamente accade nella realtà si è deciso di implementare tutti i diversi processi che sono stati descritti nel dettaglio nel capitolo 2 (si riporta in figura 3.2 il diagramma di flusso con le ulteriori operazioni implementate). Per quanto riguarda i fenomeni di emissione secondaria dovuti alle collisioni con gli elettrodi, si utilizza una specifica funzione di IBSimu che permette di accedere alle particelle che sono state rimosse dall'iterazione in seguito all'impatto con le griglie e, sfruttando i metodi Monte Carlo precedentemente descritti, si stabilisce se per la singola particella è avvenuto uno dei possibili processi di emissione secondaria; in caso affermativo le particelle prodotte vengono aggiunte, con le loro specifiche caratteristiche, alla simulazione. Sempre per questioni diagnostiche si

i risultati delle simulazioni con i dati misurati dagli alimentatori. Oltre all'interazione con gli elettrodi si è ovviamente implementata anche l'interazione con il gas di fondo, ancora una volta utilizzando i metodi descritti dettagliatamente in precedenza; per l'implementazione di questi processi si sfrutta la possibilità offerta dalla libreria di IBSimu di accedere alle informazioni della singola particella dopo che questa ha percorso un certo intervallo spaziale Δz , che è possibile impostare prima della simulazione e ovviamente ottimizzare andando a sfruttare i diversi strumenti diagnostici implementati nel codice, di cui si discuterà in dettaglio nelle sezioni seguenti. Ad ogni intervallo spaziale Δz si accede quindi alle informazioni della singola particella, come ad esempio la sua massa, carica, posizione e velocità, e sfruttando i metodi Monte Carlo opportuni si verifica che essa abbia interagito; in caso affermativo la particella non viene più iterata e al suo posto vengono aggiunti e seguiti i secondari prodotti nel processo di interazione, altrimenti la traiettoria della particella continua ad essere calcolata fino alla fine della simulazione. Inoltre, si è pensato di riscrivere e implementare l'equazione di Poisson necessaria per determinare il potenziale in cui si muovono le particelle come $\nabla^2 V = - \frac{(\rho_{H^-} + \rho_{e^-,coes} + \rho_{H^+} + \rho_{H_2^+} + \rho_{e^-,sec})}{\epsilon_0}$, in modo da poter accedere separatamente alle mappe di densità di carica depositata da ciascuna specie. La simulazione dell'interazione con le griglie e con il gas di fondo, e conseguentemente quella del moto dei secondari, viene implementata di default ad ogni singolo ciclo di iterazione; poichè però, come ci si aspetta, l'aggiunta di queste operazioni aumenta il costo computazionale, verrà eseguito nel seguito uno studio dettagliato al fine di comprendere quanto sia significativa la carica depositata dai secondari rispetto a quella dei primari; in tal modo si potrà stabilire se la loro presenza si può considerare solamente all'ultimo ciclo di iterazione, quando si è quindi giunti a convergenza, o se è necessario eseguire queste operazioni ad ogni singolo ciclo.

3.3 Studio dell'influenza dei parametri numerici

Per arrivare ad avere una versione del codice che fosse quanto più possibile ottimizzata, ovvero che fornisse risultati affidabili in tempi di simulazione non eccessivamente elevati, si è innanzitutto eseguita una serie di studi sui parametri numerici e sui risultati ottenuti al variare di questi. I principali parametri numerici a cui ci si è interessati sono il numero di cicli di iterazione N_{iter} , il numero di particelle nel fascio simulato N e l'intervallo Δz necessario per la descrizione dell'interazione del fascio con il gas di fondo. Una variazione di questi parametri non produce un cambiamento nelle equazioni fisiche che descrivono il problema considerato, ma rappresentano esclusivamente l'accuratezza usata nel risolverle; poichè la scelta dei parametri non deve influenzare i risultati fisici ottenuti, è necessario eseguire questi studi al fine di determinare con quanta più accuratezza possibile i migliori parametri che portano a risultati stabili, senza un eccessivo costo computazionale.

Per effettuare questi studi si è considerato il caso di una simulazione 3D con un solo beamlet, invece che con nove come invece prevedrebbe l'esperimento NIO1, poichè il costo computazionale aumenta considerevolmente all'aumentare del numero di beamlets simulati. Inoltre, è stato necessario impostare altri parametri numerici, la cui ottimizzazione è stata effettuata in precedenti studi, e alcuni parametri fisici richiesti dal codice per effettuare la simulazione; tra questi sicuramente è importante ricordare la densità del gas di fondo nell'acceleratore, che influenza lo stripping del fascio e di cui si riporta il profilo utilizzato in figura 3.3, le tensioni delle quattro griglie e i parametri fondamentali per la modellizzazione del plasma (tutti i valori impostati sono riassunti in tabella 3.2).

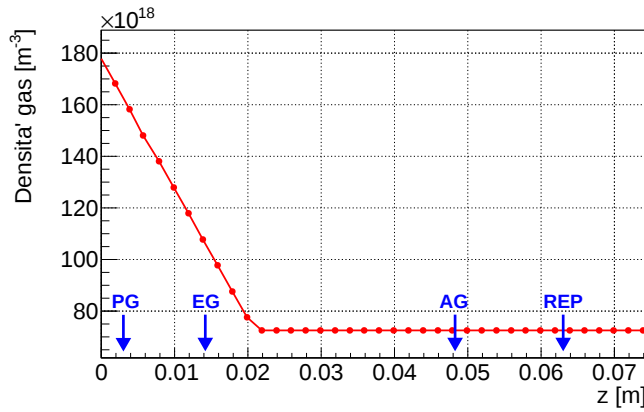


Figura 3.3: Profilo di densità del gas di fondo utilizzato, con uno stripping di circa 40%.

Parametro	Valore
h [m]	0.00025
V_{PG} [V]	5
V_{EG} [V]	5400
V_{AG} [V]	60000
V_{REP} [V]	60000
j [A/m^2]	250
E_{beam} [eV]	8
U_{pl} [V]	6

Tabella 3.2: Parametri fisici e numerici utilizzati per gli studi.

Impostati questi parametri si è passati quindi alle simulazioni, di cui si riportano nel seguito i principali risultati; in ciascuna delle simulazioni eseguite ci si aspettava che i parametri numerici non dovessero influire sull'ottica del fascio, e in generale sui risultati fisici, oltre un certo valore di soglia. Un primo studio, per esempio, è stato effettuato sulla variazione della divergenza del fascio di H^- al variare del numero di cicli di iterazione in una simulazione in assenza di campo magnetico, in modo da avere un unico valore di divergenza in simmetria cilindrica.

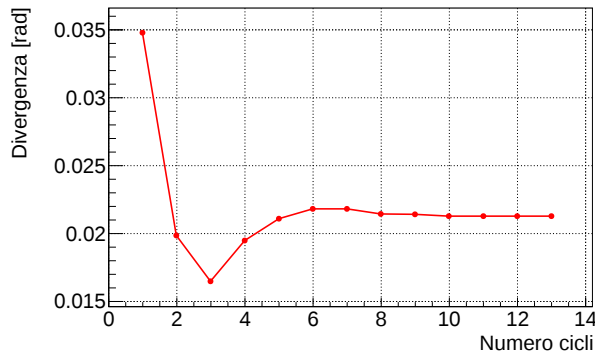


Figura 3.4: Andamento della divergenza del fascio all'aumentare del numero di cicli (con 5000 particelle per fascio e $\Delta z = 0.0002$ m).

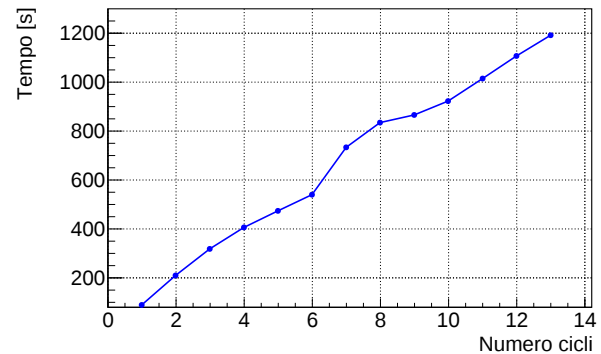


Figura 3.5: Andamento del tempo di simulazione richiesto all'aumentare del numero di cicli.

Osservando in particolare la figura 3.4 si nota che il valore della divergenza converge piuttosto rapidamente e si stabilizza per un numero di cicli superiore a 7-8; si capisce quindi che al di sopra di questo valore il tempo di simulazione cresce considerevolmente ma il risultato fisico ottenuto risulta sempre lo stesso.

In due ulteriori studi che sono stati effettuati si è preso in considerazione il caso di una simulazione in presenza del campo magnetico, che ha ovviamente l'effetto di deflettere le traiettorie delle particelle, in particolare degli elettroni, portandoli ad impattare con le griglie di accelerazione. In questo modo è stato possibile considerare come oggetto dello studio le correnti nette sugli elettrodi, in particolare la EG e la AG, al variare sia del numero di particelle simulate sia del parametro Δz , che come detto in precedenza è la variabile numerica necessaria nella descrizione dell'interazione con il gas di fondo. Anche in questo caso ci si aspettava una stabilizzazione dei valori delle correnti oltre un certo valore di soglia da determinare.

Considerando in particolare le figure 3.6 e 3.8 si individua in entrambi i casi la presenza di un valore di soglia sia nello studio al variare del numero di particelle sia al variare di Δz , mentre i tempi di simulazione aumentano all'aumentare del numero di particelle e al diminuire di Δz . Nel dettaglio si osserva una stabilizzazione del valore delle correnti per un numero di particelle uguale o superiore a 20000 e per un valore di Δz uguale o inferiore a 0.00025 m.

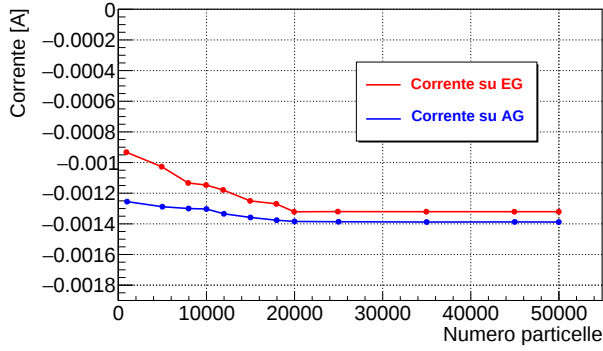


Figura 3.6: Andamento delle correnti nette su EG e AG all'aumentare del numero di particelle (10 cicli di iterazione e $\Delta z = 0.0002$ m).

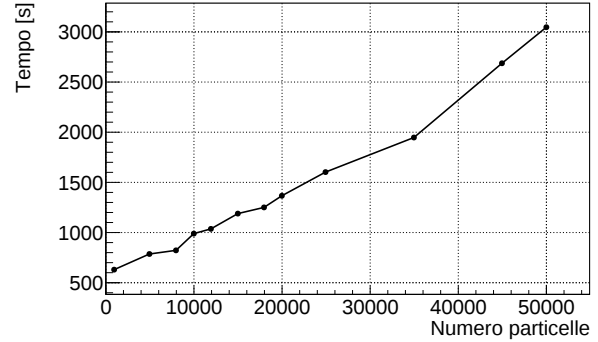


Figura 3.7: Andamento del tempo di simulazione richiesto all'aumentare del numero di particelle.

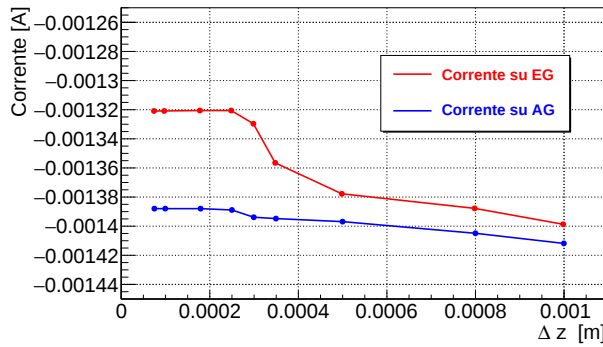


Figura 3.8: Andamento delle correnti nette su EG e AG all'aumentare di Δz (10 cicli di iterazione e 25000 particelle per fascio).

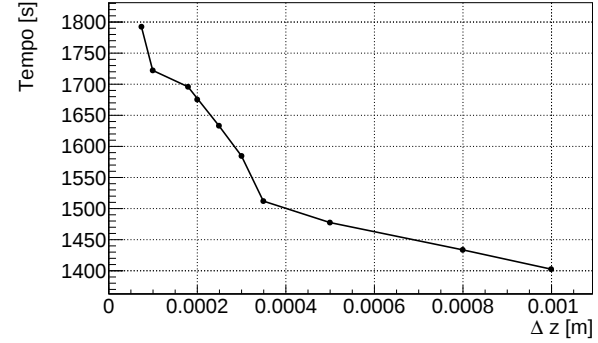


Figura 3.9: Andamento del tempo di simulazione richiesto all'aumentare di Δz .

Un ulteriore controllo al fine di verificare la corretta implementazione dei fenomeni di interazione con il gas di fondo è stato fatto eseguendo una scansione del fascio piano per piano, lungo l'asse z , e valutando lo stripping degli H^- e la conseguente produzione di neutri; si fa presente che con il profilo di densità adottato (riportato in figura 3.3) vi è anche la possibilità di produzione di ioni positivi, ma in numero molto ridotto rispetto agli H_0 , perciò si preferisce focalizzarsi sugli ioni negativi e i neutri. Si riporta quindi in figura 3.10 l'andamento della frazione di corrente associata agli H^- rispetto al valore iniziale I_0 al variare della coordinata z e in figura 3.11 la semplice frazione numerica di H_0 , non avendo questi carica elettrica, sempre al variare di z . In entrambi i casi si è andati a confrontare l'andamento ottenuto nella simulazione con l'attenuazione attesa, che viene stimata considerando il fatto che l'attenuazione del flusso di particelle Γ che attraversa uno spessore Δz di gas si può esprimere come $\Delta \Gamma = -\Gamma n_g(z) \sigma \Delta z$, che integrata porge $\Gamma(z)/\Gamma_0 = e^{-n_g(z)\sigma z}$, dove Γ_0 è il flusso iniziale, $n_g(z)$ è la densità del gas e σ è la sezione d'urto totale di interazione. Osservando i due grafici si può dire che si ha un buon accordo con l'andamento previsto.

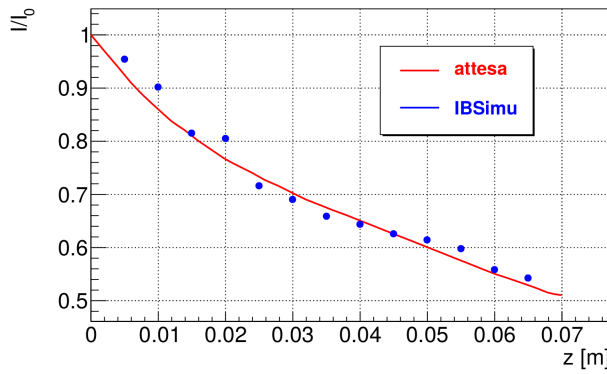


Figura 3.10: Andamento atteso e ottenuto dalla simulazione della frazione di corrente associata agli H^- al variare di z .

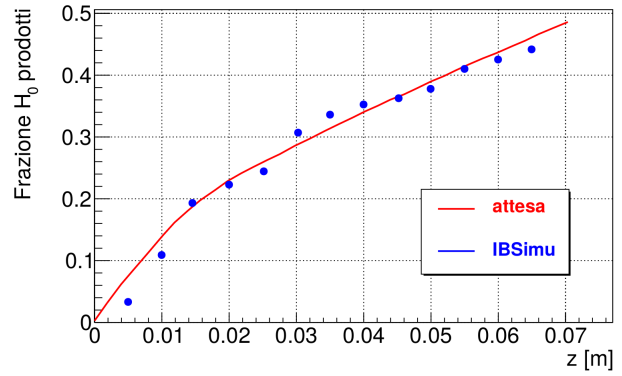


Figura 3.11: Andamento atteso e ottenuto dalla simulazione della frazione di H_0 al variare di z .

3.4 Validazione del codice tramite confronto con EAMCC

Una volta determinati con precisione i parametri numerici che garantiscono risultati fisici stabili e affidabili in tempi di simulazione non eccessivamente elevati, si passa ad un'ulteriore validazione tramite un confronto con un diverso codice, *EAMCC*, ampiamente utilizzato in diversi laboratori e in grado di fornire informazioni, come ad esempio le correnti su ciascuna griglia, che possono essere facilmente rapportate a quelle ottenute in IBSimu. *EAMCC* (*Electrostatic Accelerator Monte Carlo Code*, per informazioni più dettagliate si veda [6]) è un codice basato su metodi Monte Carlo in grado di simulare il moto di un singolo fascio di particelle in campi elettromagnetici preventivamente valutati tramite l'utilizzo di altri codici esterni; quest'ultima è proprio una delle principali differenze con IBSimu, che è invece in grado di stimare iterazione per iterazione il potenziale elettrostatico, e conseguentemente il campo elettrico presente nell'acceleratore. I principali processi che vengono considerati nel codice sono la coestrazione di elettroni dalla sorgente, lo stripping degli ioni, la ionizzazione del gas di fondo e la produzione di elettroni in seguito all'impatto delle particelle con le griglie. Un'ulteriore importante differenza con IBSimu è il fatto che in *EAMCC* non viene considerata alcuna modellizzazione del plasma nella sorgente di ioni, viene simulato infatti esclusivamente il fascio estratto dalla PG.

Al fine di effettuare un confronto quanto più accurato possibile tra i risultati dei due codici si sono prese le seguenti accortezze:

- si è utilizzata la medesima mappa di campo magnetico;
- si è ricavata una mappa di potenziale attraverso una simulazione a singolo beamlet senza l'aggiunta dei secondari in IBSimu e lo si è dato in input a *EAMCC*, in modo tale che i due codici potessero simulare il comportamento di particelle primarie e secondarie nel medesimo campo elettrico, evitando quindi che *EAMCC* si appoggiasse ad un ulteriore codice esterno per il calcolo dei campi (si riporta in figura 3.12 una mappa del potenziale ottenuta da IBSimu e data in input a *EAMCC*);
- per questa simulazione si sono aggiunti in IBSimu i secondari solamente nell'ultima iterazione, in modo da far girare il codice nelle medesime condizioni di *EAMCC*, ossia senza tenere conto della variazione di carica spaziale dovuta ai secondari;
- si è utilizzato il medesimo profilo di densità del gas di fondo riportato in figura 3.3 e le stesse tensioni delle griglie riportate in tabella 3.2; inoltre si è preferito utilizzare il medesimo numero di particelle per fascio (50000) in entrambi i codici, nonostante fosse sufficiente

in IBSimu utilizzare un numero superiore a 20000 come visto nella sezione precedente, in modo da facilitare il confronto tra i profili in uscita dall'acceleratore lungo l'asse x e y.

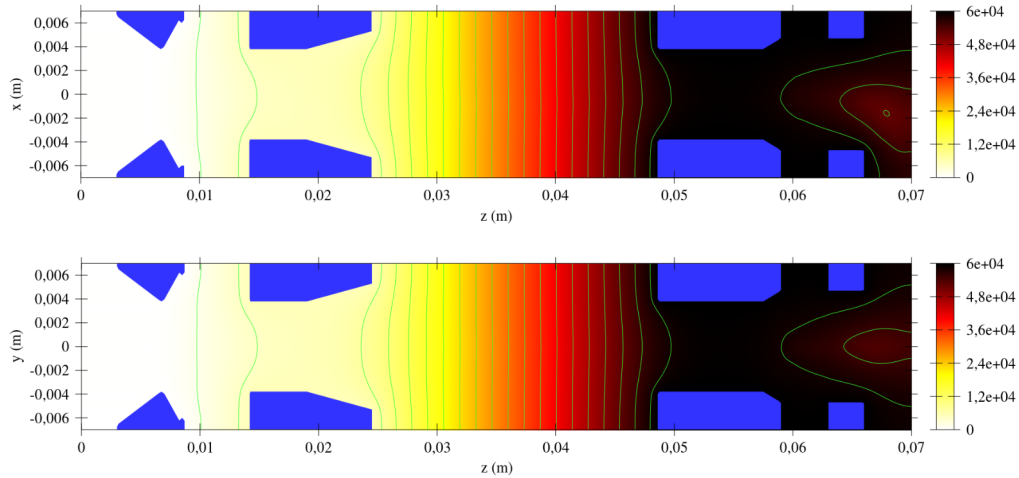


Figura 3.12: Mappa di potenziale ottenuta in IBSimu e utilizzata anche in EAMCC (tensione in V).

Si è quindi eseguita una simulazione sia in IBSimu che in EAMCC tenendo conto di tutte queste assunzioni e si è passati ad analizzare i risultati ottenuti con entrambi i codici. Innanzitutto si sono confrontate le correnti nette su ciascuna griglia dell'acceleratore, tenendo conto sia della corrente associata alle particelle che impattavano sulla griglia sia di quella estratta in seguito a processi di emissione secondaria; in tabella 3.3 si riportano le correnti per ciascun elettrodo, la corrente trasmessa all'indietro verso la sorgente (dovuta agli ioni positivi prodotti nelle reazioni di stripping o ionizzazione) e la corrente trasmessa in uscita.

	EAMCC	IBSimu
PG	0.000034473	0.0001278
EG	-0.0013017	-0.0013210
AG	-0.001398	-0.001389
REP	-0.00007553	-0.00007558
all'INDIETRO	0.0003745	0.00037482
in USCITA	-0.007456041	-0.0074612

Tabella 3.3: Correnti nette in A ottenute con i due codici.

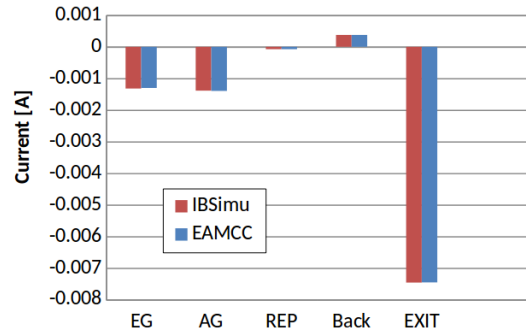


Figura 3.13: Confronto tra le correnti ottenute in IBSimu e EAMCC.

Osservando la tabella 3.3 si nota immediatamente una grande differenza tra le correnti sulla PG ottenute in IBSimu e in EAMCC. Questa differenza però si può spiegare facilmente con il fatto che in EAMCC le particelle vengono simulate a partire un "disco" avente raggio pari al raggio del foro della PG, quindi eventuali impatti con tale griglia sono dovuti a fenomeni secondari e non a impatto diretto. In IBSimu, invece, poichè le traiettorie delle particelle vengono utilizzate anche per determinare il menisco per la modellizzazione del plasma nella sorgente, il "disco" di emissione ha un raggio maggiore rispetto al raggio del foro della PG, perciò su di essa c'è un ulteriore contributo alla corrente dovuto a impatto di H- primari, che in EAMCC è assente. Se si considerano invece tutte le altre correnti, rappresentate nel dettaglio in figura 3.13, si osserva invece un ottimo accordo tra i risultati ottenuti dai due codici.

Successivamente al confronto delle correnti si è passati al confronto dei profili del numero di particelle, suddivise per specie, ottenuti in uscita dall'acceleratore lungo l'asse x e l'asse y ; entrambi i codici permettono infatti di ottenere un istogramma in uscita che mostra come le particelle, distinte in base alle loro caratteristiche, si distribuiscono. Si riportano quindi nel seguito le distribuzioni ottenute lungo x e y in uscita dall'acceleratore ($z = 0.07$ m) da entrambi i codici. Confrontando i diversi profili si nota ancora una volta un ottimo accordo tra i risultati prodotti dai due codici; in particolare si osserva che in entrambe le simulazioni in uscita dalla REP si trovano prevalentemente ioni negativi e neutri, ma è comunque presente una, seppur piccola, quantità di ioni positivi ed elettroni, che probabilmente sono stati prodotti in prossimità dell'ultima griglia. Osservando in particolare le figure 3.14 e 3.15, si nota che per entrambi i codici vi è un leggero spostamento del picco degli H^- verso le ascisse negative; questo è dovuto alla presenza del campo magnetico che deflette, seppur leggermente, il fascio di ioni negativi verso le ascisse negative, producendo l'asimmetria che si osserva in uscita, che è invece assente lungo y . Questa deflessione del fascio si può osservare facilmente anche in figura 3.18 e 3.19, in cui si riportano i soli fasci di ioni negativi simulati in EAMCC e IBSimu.

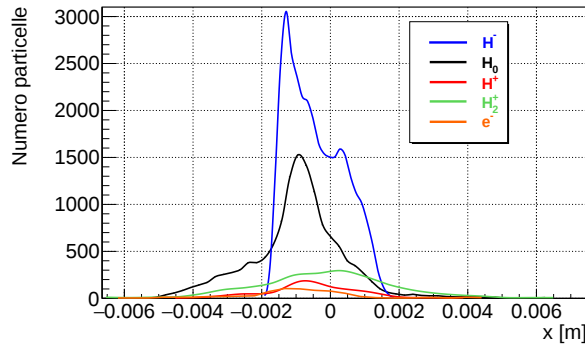


Figura 3.14: Distribuzione particelle in uscita lungo x ottenuta da EAMCC.

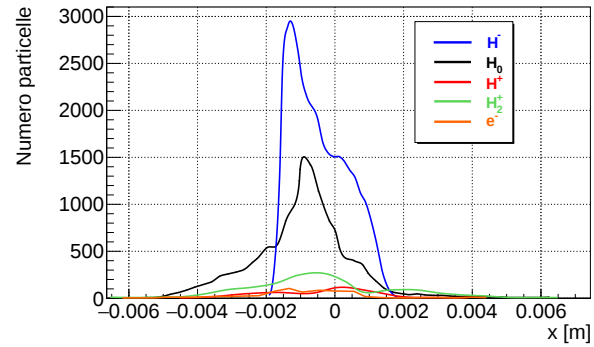


Figura 3.15: Distribuzione particelle in uscita lungo x ottenuta da IBSimu.

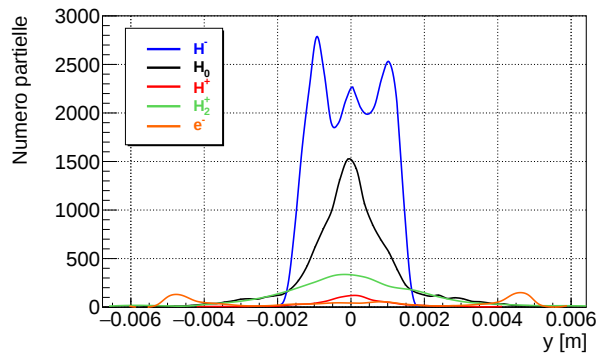


Figura 3.16: Distribuzione particelle in uscita lungo y ottenuta da EAMCC.

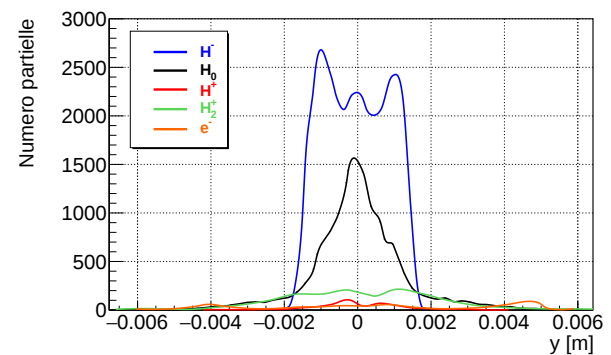


Figura 3.17: Distribuzione particelle in uscita lungo y ottenuta da IBSimu.

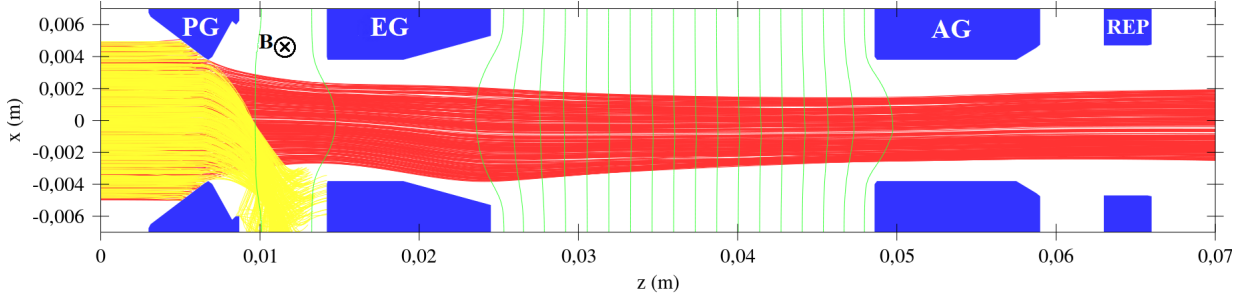


Figura 3.18: Fascio di H^- simulato in IBSimu (in giallo si vedono anche gli elettroni coestratti e deflessi dal campo magnetico).

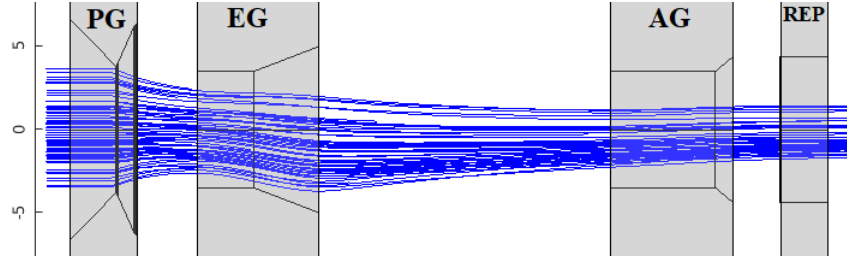


Figura 3.19: Fascio di H^- simulato in EAMCC.

3.5 Studio dell'effetto della presenza dei secondari sull'andamento del fascio primario

Come spiegato in precedenza, in un tipico ciclo di IBSimu le particelle vengono iterate lungo l'intera dimensione della mesh e la loro carica viene deposita negli otto nodi di ciascuna porzione di mesh in cui la singola particella transita; la mappa di densità di carica così ottenuta viene poi impiegata nella risoluzione dell'equazione di Poisson che permette di ottenere la mappa di potenziale elettrostatico presente nell'acceleratore. Una delle caratteristiche più interessanti di IBSimu è il fatto che permetta di accedere alla mappa di densità di carica depositata da ogni singola specie di particelle all'interno dell'intera geometria in cui viene svolta la simulazione. Analizzando queste mappe di densità è possibile quindi in primo luogo comprendere il peso che ha la carica depositata dalle particelle secondarie rispetto a quelle costituenti il fascio primario, e quindi permette di capire se è effettivamente legittimo considerare i secondari solamente nell'ultima iterazione, come fa ad esempio EAMCC. Oltre a questo, lo studio delle mappe di densità permette di ottenere importanti informazioni che la semplice traiettoria tracciata da EAMCC non potrebbe fornire; essendo infatti la carica depositata inversamente proporzionale alla velocità della singola particella, ci si aspetta che particelle più pesanti e ad esempio prodotte a riposo nel sistema di riferimento del laboratorio, depositino una carica maggiore, che avrà quindi anche una maggiore influenza sulla simulazione, rispetto a particelle più leggere che vengono rapidamente accelerate ad alta energia. Dunque, attraverso lo studio di queste mappe è possibile comprendere dove si ha una maggiore accumulazione di cariche e dove invece le particelle presentano elevate velocità.

Si riportano quindi nel seguito la mappa di densità di carica delle sole particelle primarie, ovvero H^- ed elettroni coestratti, in figura 3.20, e quelle ottenute per tutte le particelle secondarie presenti nella simulazione (elettroni secondari, ioni H^+ e H_2^+), in figura 3.21, 3.22 e 3.23. Analizzando la sola figura 3.20 si nota che la maggior deposizione di carica negativa si ha per $z < 0.02$ m, regione in cui il fascio viene estratto e non è ancora accelerato ad alte energie, mentre confrontando tale grafico con quelli relativi alle altre particelle si vede chiaramente che la presenza dei secondari non ha un peso significativo sulla densità di carica totale presente nell'acceleratore.

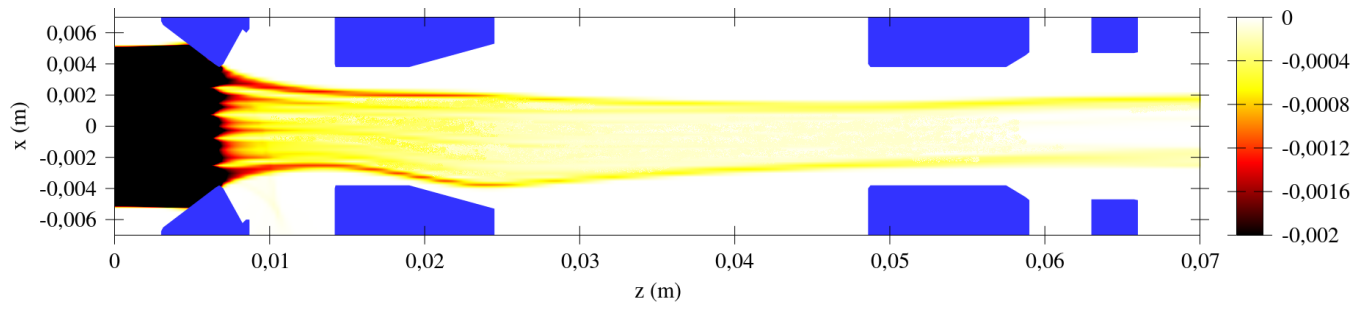


Figura 3.20: Mappa della densità di carica depositata dalle sole particelle primarie (in C/m^3).

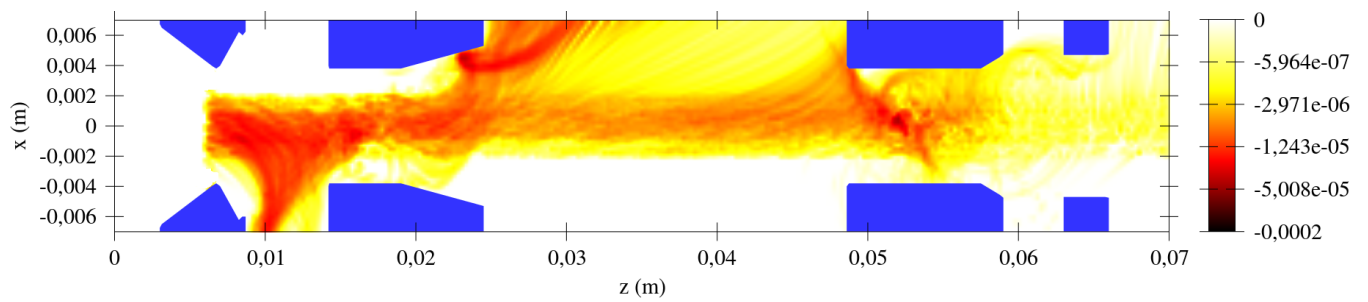


Figura 3.21: Mappa della densità di carica depositata dagli elettroni secondari (in C/m^3).

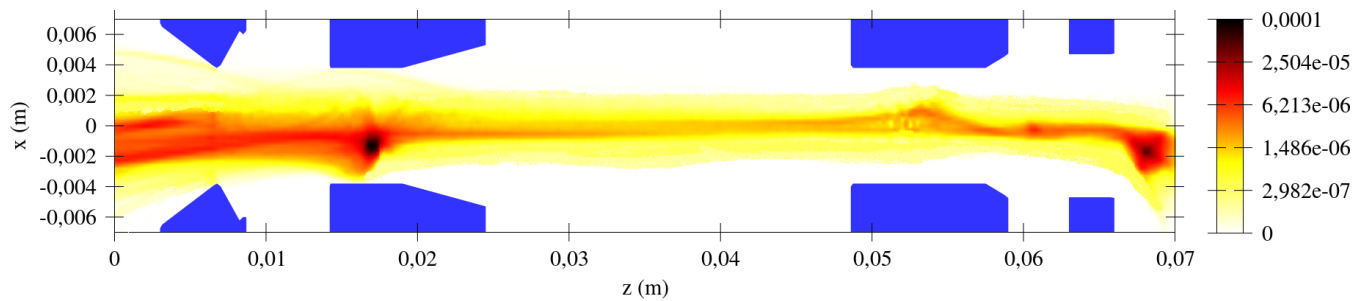


Figura 3.22: Mappa della densità di carica depositata dagli H^+ (in C/m^3).

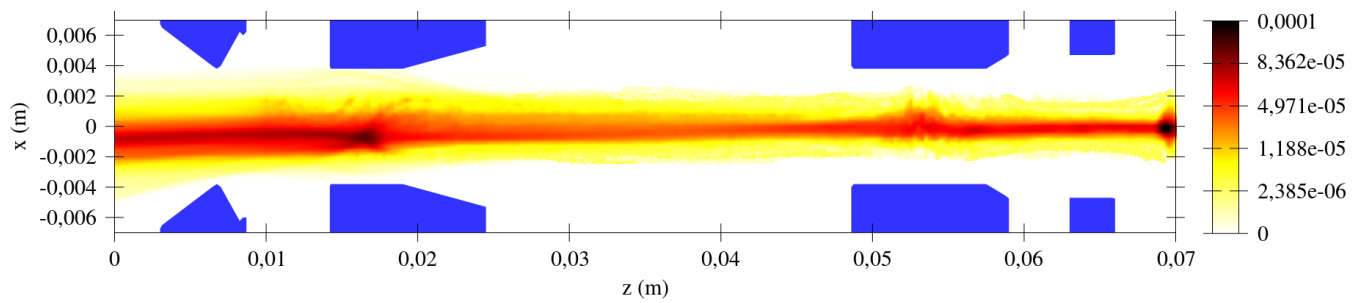


Figura 3.23: Mappa della densità di carica depositata dagli H_2^+ (in C/m^3).

Come detto precedentemente, lo studio di queste mappe permette di comprendere dove vi è una maggiore accumulazione di carica, positiva o negativa, e con che velocità si muovono le particelle in diverse zone dell'acceleratore. Prendendo in considerazione gli elettroni secondari si vede che essi subiscono una deflessione, in modo diverso a seconda della loro velocità, a causa del campo magnetico, verso i limiti della mesh o verso gli elettrodi; in particolare, osservando la figura 3.21, si nota che questo avviene per lo più tra la EG e la AG. Si fa presente che gli elettroni che nella simulazione a singolo beamlet sembrano uscire dalla mesh non è detto che in una simulazione completa con 9 fascetti effettivamente raggiungano i limiti del dominio simulato, bensì può accadere che riescano a collidere con le griglie di accelerazione. Queste particelle, nella simulazione con un singolo foro, andrebbero in realtà reiniettate con una condizione al contorno di tipo periodico; ciò non è stato fatto perchè nel caso particolare dell'esperimento NIO1 questa "ricircolazione" delle particelle è poco significativa, perciò darebbe un contributo sicuramente trascurabile. In particolare si nota la presenza di alcune zone in cui vi è una maggiore deposizione di carica, che coincidono con regioni in cui gli elettroni prodotti vengono "intrappolati" dal campo magnetico prima che possano essere accelerati ad alte energie. Analizzando invece le mappe degli ioni positivi, in figura 3.22 e 3.23, si nota innanzitutto che gli ioni H_2^+ depositano una carica maggiore rispetto agli H^+ , come ci si aspettava a causa del fatto che gli ioni molecolari sono prodotti a riposo nel sistema di riferimento del laboratorio e risultano più pesanti, dunque più difficili da accelerare. Non si nota invece una grande deflessione in confronto agli elettroni a causa della maggiore massa, e dunque inerzia, di queste particelle. Le zone in cui si osserva maggior deposizione di carica per gli H^+ corrispondono tipicamente a regioni in cui tali ioni subiscono una decelerazione fino ad arrestarsi, essendo inizialmente prodotti con velocità non nulla e pari a quella del precursore, per poi essere accelerati all'indietro. Sia per gli H^+ che per gli H_2^+ , si nota in particolare una maggiore deposizione di carica in uscita dalla REP, regione in cui gli ioni prodotti non subiscono accelerazione andando quindi ad accumularsi. Questo si osserva però anche in prossimità delle altre griglie (in particolare al centro della EG), dove il potenziale risulta più o meno costante.

Per un'ulteriore conferma dell'esigua influenza delle particelle secondarie sulla densità di carica, e conseguentemente sui risultati della simulazione, si è pensato di effettuare uno studio della divergenza in uscita del fascio degli ioni negativi al variare delle pressioni nella sorgente e nell'acceleratore; questo studio è stato effettuato implementando inizialmente il solo processo di stripping senza l'aggiunta dei secondari, quindi semplicemente eliminando gli H^- che interagivano con il gas di fondo; successivamente si è eseguito lo stesso studio aggiungendo anche i prodotti dello stripping e della ionizzazione del gas per vedere come la loro presenza influenzasse i risultati della simulazione. Si riporta quindi in figura 3.24 l'andamento della divergenza al variare della pressione nella sorgente P_{source} con e senza l'aggiunta dei secondari, che conferma il fatto che la presenza dei secondari è sicuramente trascurabile rispetto a quella dei primari. Infine in tabella 3.4 si riporta lo stripping totale in uscita dall'acceleratore sempre al variare di P_{source} . Si fa presente che i profili di densità del gas di fondo utilizzati per queste simulazioni sono stati ottenuti da un codice numerico che richiede in input, oltre alle tensioni delle griglie, le pressioni nella sorgente e nell'acceleratore; ciò su cui effettivamente si può agire nell'esperimento è però la sola pressione nella sorgente, da cui segue però una variazione della pressione nell'acceleratore che è circa pari a un quinto della prima.

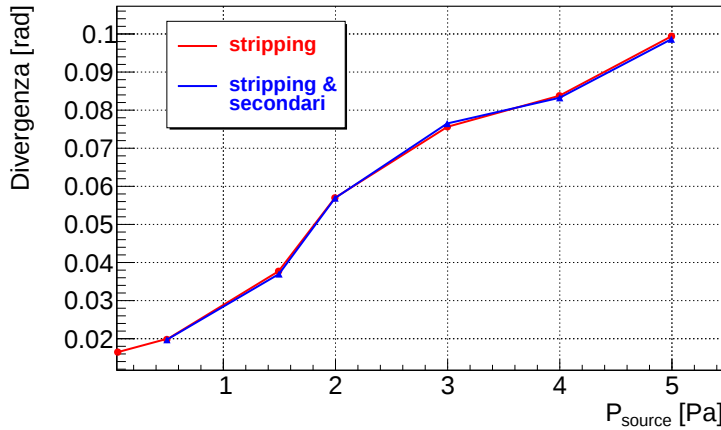


Figura 3.24: Andamento della divergenza in uscita in funzione della pressione nell'acceleratore.

P_{source} [Pa]	Stripping
0.5	17.4%
1.5	38.8%
2.0	46.9%
3.0	57.3%
4.0	64.4%
5.0	69.0%

Tabella 3.4: Stripping totale percentuale in uscita al variare di P_{source} .

3.6 Confronto con le telecamere di NIO1

Come ultimo passo si è effettuato un confronto con i reali risultati sperimentali ottenuti dall'esperimento NIO1. Al fine di poter eseguire tale confronto si sono effettuate nel codice le opportune modifiche per simulare l'intero dominio dell'acceleratore, considerando tutti i nove beamlets e i reali parametri fisici dell'esperimento. Prima di passare al confronto vero e proprio è necessario fare alcune precisazioni sulle modalità con cui l'apparato sperimentale acquisisce in particolare gli spettri in uscita, che sono il principale oggetto del confronto.

Due telecamere installate a circa 400 mm dall'ultima griglia di accelerazione hanno la funzione di raccogliere lungo gli assi x e y la luce prodotta dall'interazione delle particelle in uscita dall'acceleratore con il gas di fondo. Infatti, quando il fascio ad alta energia prodotto nell'acceleratore attraversa il gas di fondo presente nella zona delle due telecamere, le particelle del gas o del fascio vengono eccitate e la conseguente diseccitazione comporta l'emissione di fotoni. La maggior parte di questi fotoni è prodotta per transizione degli elettroni dal livello quantico $n = 3$ al livello $n = 2$, che corrisponde alla linea di emissione H_{α} , avente una lunghezza d'onda di 656.281 nm. Sfruttando queste telecamere e l'ausilio di specifici spettrografi si può risalire ad importanti informazioni come ad esempio la distribuzione delle particelle in uscita e la divergenza del fascio estratto. Inoltre, gli alimentatori che forniscono tensione alle griglie riescono a misurare anche la corrente netta che viene raccolta da ciascuna di esse; tale corrente è un parametro fisico che si può facilmente confrontare con i risultati prodotti dal codice numerico.

Parametro	Valore
j_e/j_i [A/m ²]	250/1.5
V_{EG} [V]	300
V_{AG} [V]	1000 - 6000
P_{source} [Pa]	0.75

Tabella 3.5: Parametri fisici utilizzati nella simulazione per il confronto con l'esperimento.

I dati sperimentali con cui si è effettuato il confronto sono stati raccolti con tensioni delle griglie EG e AG di molto inferiori rispetto a quelle che ci si aspetta di raggiungere in futuro e indicate nel capitolo 1. Questo influenza ovviamente anche la densità di corrente associata al fascio di ioni ed elettroni estratto dalla sorgente, perciò si riportano in tabella 3.5 i precisi valori utilizzati nella simulazione in modo da riflettere quanto più accuratamente possibile i risultati reali dell'esperimento.

Innanzitutto si è effettuata una simulazione con i parametri riportati in tabella 3.5 (in particolare con $V_{AG} = 3000$ V, che da precedenti studi si è individuata come la condizione che permette l'estrazione di un fascio con la minore divergenza) e senza considerare i processi di produzione delle particelle secondarie nell'acceleratore. Si ha la possibilità di effettuare un confronto con i dati delle telecamere grazie al fatto che il codice permette di ottenere la posizione e la velocità delle particelle in qualunque punto del dominio; poichè però le telecamere dell'esperimento sono collocate più a valle della fine dell'acceleratore, è necessario proiettare le traiettorie ottenute all'uscita dalla REP fino alla posizione desiderata. L'ipotesi fondamentale che permette di effettuare queste proiezioni è che vi sia, dall'ultimo elettrodo in poi, il fenomeno della compensazione di carica, che fa in modo che le particelle non siano più soggette all'accelerazione del campo elettrico, come invece avveniva all'interno dell'acceleratore. Perciò, per risalire alla distribuzione delle particelle a 400 mm da REP, dove sono collocate le telecamere, per ciascuna particella si valuta innanzitutto l'intervallo di tempo $\tilde{t} = \frac{400\text{mm}}{v_z}$, dove v_z è la componente lungo l'asse z della velocità, che nel caso considerato domina sulle altre due componenti; ottenuto $\tilde{t}$ è possibile risalire alle coordinate x e y della particella nella posizione delle telecamere assumendo, per la compensazione di carica, che le particelle si muovano a velocità costante, perciò:

$$x = x_0 + v_x \tilde{t}$$

$$y = y_0 + v_y \tilde{t}$$

dove x_0 e y_0 sono le coordinate della singola particella a $z = 0.07$ m. Non essendo più sottoposti alla tensione delle griglie ci si aspetta che i nove fascetti comincino a divergere in modo significativo, per cui confrontando le impronte lasciate dai beamlets immediatamente dopo la REP e a 400 mm da essa si dovrebbe osservare un loro allargamento e conseguentemente una loro parziale sovrapposizione.

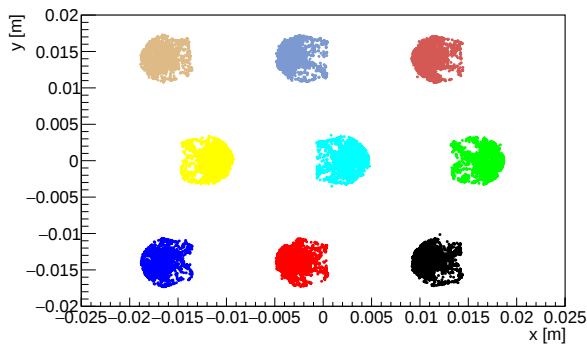


Figura 3.25: Impronte dei beamlets in uscita da REP a $z = 0.07$ m.

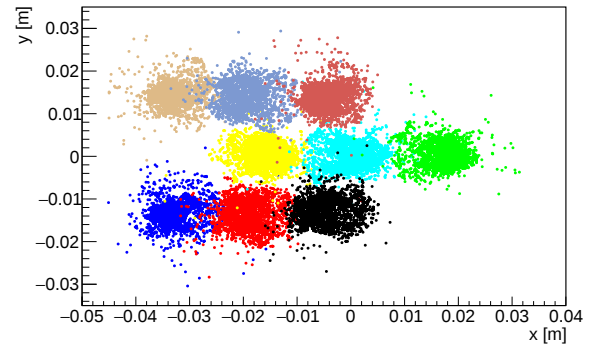


Figura 3.26: Impronte dei beamlets a 400 mm da REP.

In figura 3.25 e 3.26 si riportano le impronte simulate dei nove beamlets ottenute in uscita dalla REP e a 400 mm da essa, che confermano quanto appena detto; si nota in particolare l'allargamento delle impronte che rimangono comunque piuttosto distinte. A questo punto si riportano in figura 3.27 e 3.29 i profili lungo gli assi x e y ottenuti dalla simulazione che possono essere confrontati con il profilo di emissività ottenuto dalle telecamere di NIO1 (figura 3.28 e 3.30). Si precisa che l'emissività è una grandezza che quantifica il numero di fotoni raccolti dai CCD delle telecamere, mentre la simulazione permette di risalire al numero di particelle in uscita; per passare dalla distribuzione di particelle al numero di fotoni raccolti sarebbe necessario effettuare

uno studio approfondito, che esula dagli obiettivi di questo lavoro, al fine di modellizzare innanzitutto come la singola particella estratta che interagisce con il gas possa produrre l'emissione di fotoni e inoltre riuscire a descrivere come questi fotoni vengono diffusi e rivelati dalle telecamere. In ogni caso si può dimostrare che in buona approssimazione si ha proporzionalità tra la distribuzione di particelle estratte e il profilo di emissività ottenuto, perciò si è scelto di confrontare, almeno da un punto di vista qualitativo, queste due grandezze. In particolare i profili totali riportati nel seguito, quando si considerano anche i secondari, sono ottenuti tenendo conto per semplicità del solo contributo di H^- , H_0 e H_2^+ , che, oltre ad essere le specie presenti in numero maggiore, presentano in generale sezioni d'urto simili tra loro e sicuramente maggiori rispetto a quelle di H^+ ed elettroni.

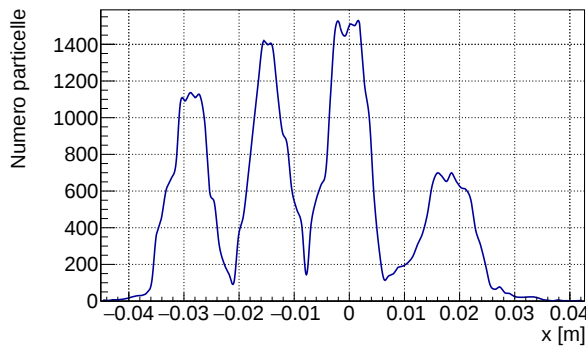


Figura 3.27: Distribuzione delle particelle lungo x a 400 mm da REP ottenuta nella simulazione.

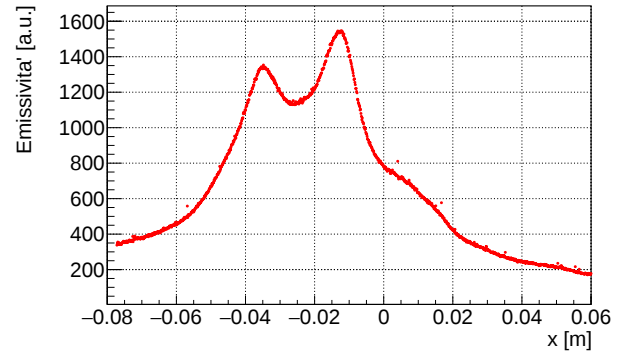


Figura 3.28: Profilo di emissività lungo x ottenuto nell'esperimento.

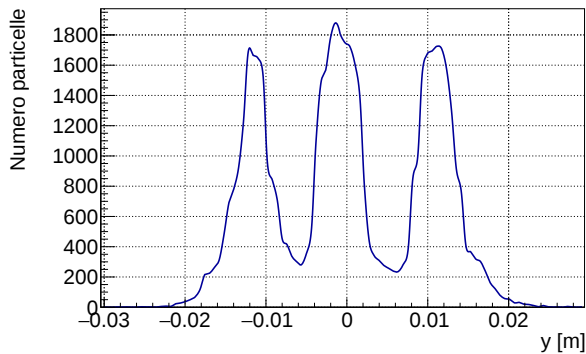


Figura 3.29: Distribuzione delle particelle lungo y a 400 mm da REP ottenuta nella simulazione.

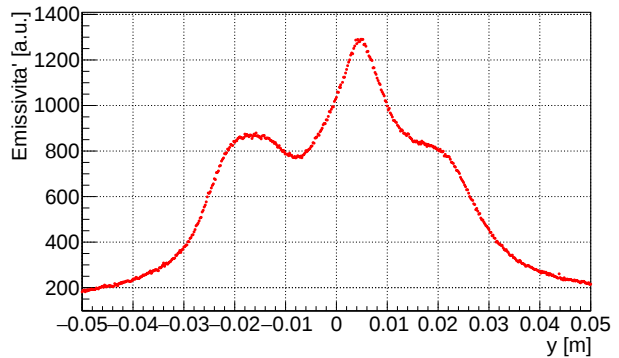


Figura 3.30: Profilo di emissività lungo y ottenuto nell'esperimento.

Confrontando i profili ottenuti dalla simulazione e dall'esperimento si nota chiaramente che non c'è un buon accordo, poichè nella simulazione si ottengono dei picchi ben distinti, in accordo con le impronte simulate poco sovrapposte, che nell'esperimento non sono presenti. Mantenendo sempre la stessa tensione per la AG si è quindi eseguita una simulazione con l'aggiunta dei secondari, per comprendere se la differenza riscontrata inizialmente fosse dovuta proprio al fatto di non aver considerato queste particelle. Già confrontando le impronte dei beamlets simulate, riportate in figura 3.31 e 3.32, ci si accorge che con la presenza dei secondari, in particolare degli H_0 , si ha una maggiore sovrapposizione dei nove fascetti; ma è proprio considerando la distribuzione delle particelle lungo x e y, in figura 3.33 e 3.34, che si ha la conferma che la presenza dei secondari elimina la netta distinzione dei picchi simulati osservata precedentemente e permette invece di ottenere un profilo molto più simile a quello sperimentale.

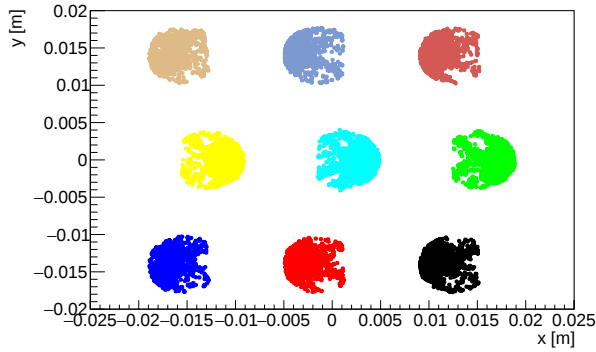


Figura 3.31: Impronte dei beamlets in uscita da REP a $z = 0.07$ m con i secondari.

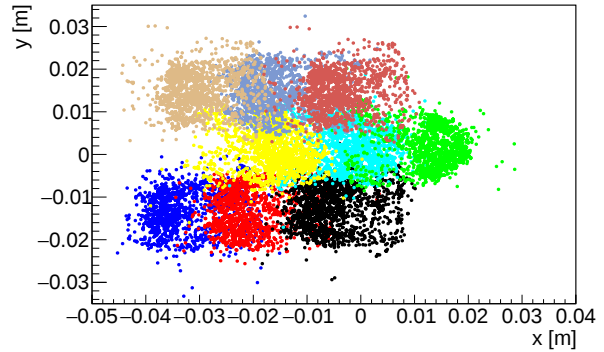


Figura 3.32: Impronte dei beamlets a 400 mm da REP con i secondari.

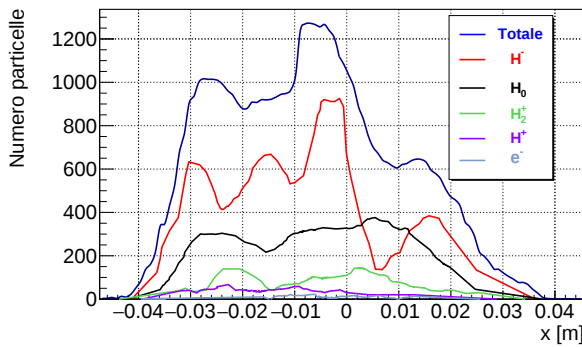


Figura 3.33: Distribuzione delle particelle lungo x a 400 mm da REP ottenuta nella simulazione con i secondari.

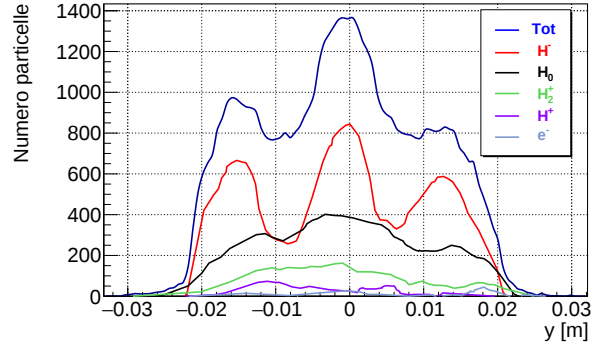


Figura 3.34: Distribuzione delle particelle lungo y a 400 mm da REP ottenuta nella simulazione con i secondari.

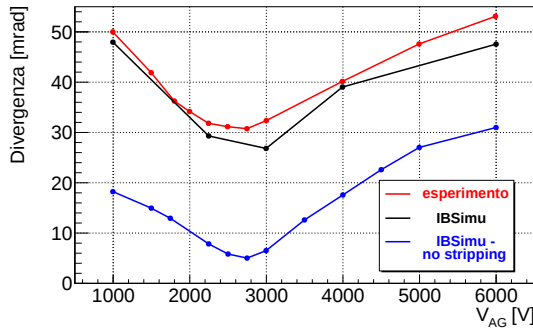


Figura 3.35: Divergenza media dei 9 beamlets simulata e sperimentale al variare della tensione di AG.

Dopo questo primo confronto si sono effettuate ulteriori simulazioni variando la tensione di AG; andando a confrontare ancora una volta i profili ottenuti in uscita nella simulazione con i risultati dell'esperimento si ha un'ulteriore conferma del buon accordo già osservato nel caso con $V_{AG} = 3000$ V, come si vede in figura 3.36, 3.38, 3.37 e 3.39. Si è inoltre confrontata la divergenza media ottenuta dall'esperimento e dalla simulazione, stimata come media aritmetica delle divergenze di ciascun beamlet; come si vede dalla figura 3.35, nella simulazione si sono ottenuti valori della divergenza in generale non troppo distanti da quelli sperimentali, in particolare si nota che i valori ottenuti dal codice numerico seguono piuttosto bene l'andamento sperimentale.

Un ultimo confronto è stato effettuato considerando le correnti sulle griglie e in uscita dall'acceleratore; osservando la figura 3.40, in cui viene rappresentata la corrente su EG al variare di V_{AG} nella simulazione e nell'esperimento, si nota un buon accordo tra i risultati, come ci si aspettava poichè quasi tutta la corrente sulla Extraction Grid è dovuta agli elettroni coestratti che sono deflessi dal campo magnetico e il valore di densità di corrente del fascio di elettroni dato in input al codice è stato stimato proprio a partire da queste misure reali. Non in perfetto accordo, seppur sempre abbastanza vicine ai risultati reali e disposte seguendo un trend molto simile a quello sperimentale, sono le stime delle correnti totali sulla AG e in uscita (in figura 3.41).

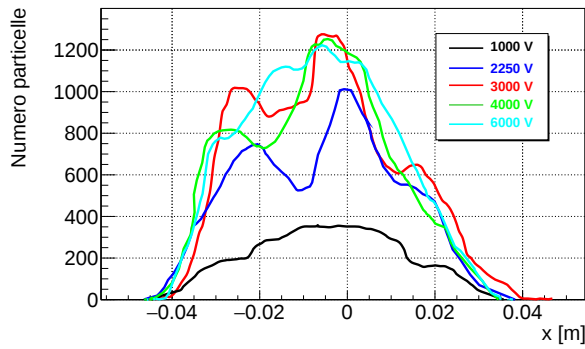


Figura 3.36: Distribuzione delle particelle lungo x a 400 mm da REP ottenuta nelle simulazioni al variare di V_{AG} .

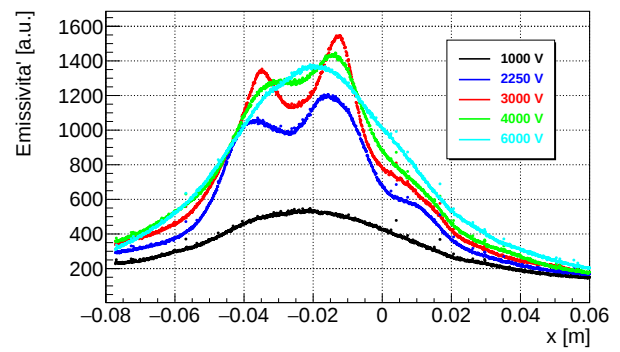


Figura 3.37: Profilo di emissività lungo x ottenuto nell'esperimento al variare di V_{AG} .

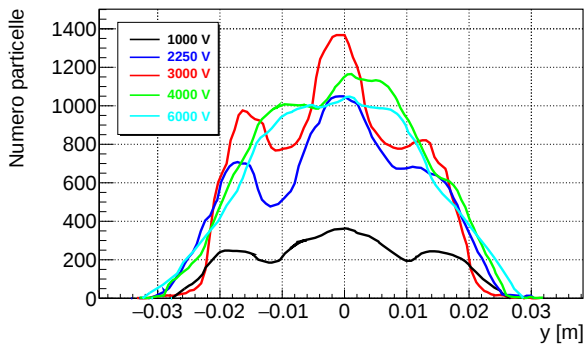


Figura 3.38: Distribuzione delle particelle lungo y a 400 mm da REP ottenuta nelle simulazioni al variare di V_{AG} .

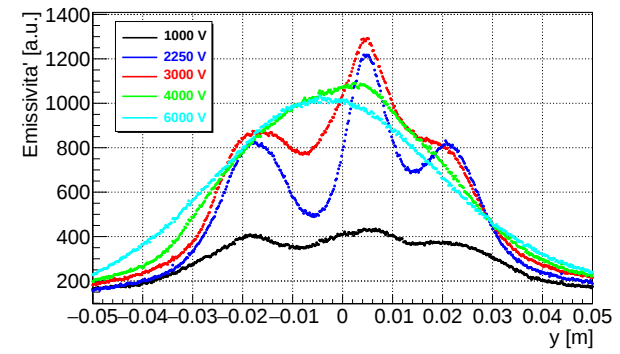


Figura 3.39: Profilo di emissività lungo y ottenuto nell'esperimento al variare di V_{AG} .

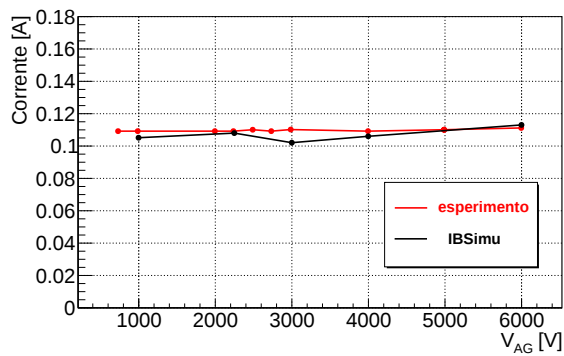


Figura 3.40: Corrente su EG al variare di V_{AG} nella simulazione e nell'esperimento.

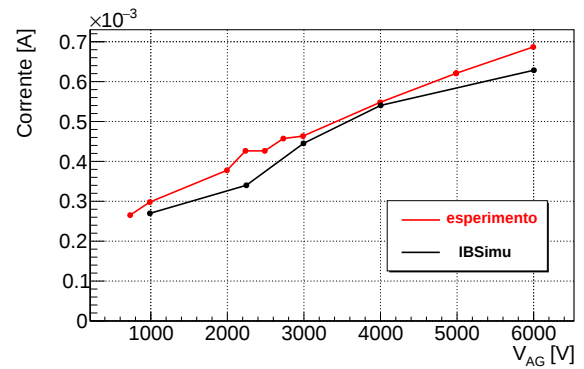


Figura 3.41: Corrente su AG e in uscita al variare di V_{AG} nella simulazione e nell'esperimento.

4 | Conclusioni

In questo lavoro di tesi ci si era riproposti di studiare nel dettaglio i processi di produzione delle particelle secondarie che possono avvenire all'interno dell'acceleratore di un iniettore di fasci di neutri per interazione del fascio di ioni negativi con il gas di fondo, ed eventualmente anche con le griglie di accelerazione. I principali processi studiati sono quindi stati implementati in un codice numerico basato sulle librerie di IBSimu, che era stato precedentemente ottimizzato senza considerare la presenza dei secondari; l'aggiunta dei processi di stripping e ionizzazione del gas di fondo ha permesso di effettuare delle simulazioni più vicine a quanto realmente accade in particolare nell'esperimento NIO1 in funzione presso il Consorzio RFX a Padova.

Gli studi effettuati sui parametri numerici dati in input al codice hanno permesso di determinare le condizioni migliori per ottenere risultati fisici stabili e affidabili, oltre ad aver permesso di verificare che le simulazioni svolte fornissero risultati in buon accordo con l'aspettativa teorica e con quelli ottenuti impiegando un altro codice, EAMCC, che svolge funzioni simili ad IBSimu. Una parte importante dello studio ha sfruttato alcune funzionalità tipiche di IBSimu, come in particolare la possibilità di accedere alle mappe di densità di carica depositata dalle particelle simulate, che ha permesso di comprendere quanto significativa sia l'influenza delle particelle cariche secondarie sull'ottica del fascio di H^- e come queste si comportano all'interno dell'acceleratore. Tramite il confronto con i reali risultati sperimentali si è potuto verificare che la differenza che si osservava con i risultati ottenuti nella simulazione con la precedente versione del codice era dovuta principalmente al fatto di non aver considerato le particelle secondarie; il codice aggiornato ha invece permesso di ottenere in generale risultati in buon accordo con l'esperimento. Per eventuali sviluppi futuri si può pensare di effettuare uno studio più dettagliato della produzione e rivelazione dei fotoni per interazione con il gas di fondo per poter effettuare un confronto più accurato e quantitativo con i profili sperimentali ottenuti dalle telecamere di NIO1.

Bibliografia

- [1] M. Kikuchi, K. Lackner, M.Q. Tran, "Fusion physics", *International Atomic Energy Agency*, 2012.
- [2] L. Fortunato, "Appunti di Fisica Nucleare", *GEDI Gruppo Editoriale S.p.A*, 2018.
- [3] J. Pamela, "The physics of production, acceleration and neutralization of large negative ion", *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 37, 1995.
- [4] Sito ufficiale di ITER, <https://www.iter.org/>.
- [5] J. Pamela, "A model for negative ion extraction and comparison of negative ion optics to experimental results", *Review of Scientific Instruments*, vol. 62, no. 5, 1991.
- [6] G. Fubiani, H. P. L. de Esch, A. Simonin and R. S. Hemsworth, "Modeling of secondary emission processes in the negative ion based electrostatic accelerator of the International Thermonuclear Experimental Reactor", *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 11, 014202, 2008.
- [7] Sito ufficiale di IBSimu, <http://ibsimu.sourceforge.net/>.
- [8] T. Kalvas, "Development and use of computational tool for modelling negative hydrogen ion source extraction systems", *Academic Dissertation for the Degree of Doctor of Philosophy, University of Jyväskylä, Department of Physics Research Report No. 10/2013*, 2013.
- [9] T. Kalvas, O. Tarvainen, T. Ropponen, O. Steczkiewicz, J. Ärje and H. Clark, "IBSimu: A three-dimensional simulation software for charged particle optics", *Review of Scientific Instruments*, vol. 81, 02B703, 2010.
- [10] T. Kalvas, O. Tarvainen, H. Clark, J. Brinkley and J. Ärje, "Application of 3D code IB-Simu for designing an H-/D- extraction system for the Texas A&M facility upgrade", *AIP Conference Proceedings*, vol. 1390, no.1, pp. 439-448, 2011.
- [11] T. Kalvas, R. F. Welton, O. Tarvainen, B. X. Han, and M. P. Stockli, "Simulation of H-ion source extraction systems for the spallation neutron source with Ion Beam Simulator", *Review of Scientific Instruments*, vol. 83, no. 2, 02A705, 2012.
- [12] A. Ludovici, "Study of an alternative extraction electrode for particle accelerator of NIO1 experiment", *Tesi di Laurea, Università degli Studi di Padova, Dipartimento di Fisica e Astronomia "Galileo Galilei"*, 2017.
- [13] N. Fonnesu, M. Cavenago, G. Serianni and P. Veltri, "Particle Transport and Heat Loads in NIO1", *Review of Scientific Instruments*, vol. 87, 02B905, 2016.
- [14] P. Agostinetti, V. Antoni, M. Cavenago, G. Chitarin, N. Marconato, D. Marcuzzi, N. Pilan, G. Serianni, P. Sonato, P. Veltri and P. Zaccaria, "Physics and engineering design of the accelerator and electron dump for SPIDER", *IOP Publishing and International Atomic Energy Agency, Nucl. Fusion* 51, 2011.