



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO
FACOLTÀ DI SCIENZE E TECNOLOGIE

CORSO DI LAUREA TRIENNALE IN FISICA

**Algoritmi di selezione e
riconoscimento tracce
nell'esperimento FOOT:
identificazione degli eventi di fondo**

Relatore: Prof. Franco Ersilio CAMERA

Correlatore: Dr. Yunsheng DONG

Tesi di Laurea di:

Simone GATTI

Matricola 964722

Anno Accademico 2022/2023

*A mio nonno Rino,
che mi ha sempre ascoltato con interesse
anche se il mondo della fisica
era a lui sconosciuto*

Indice

Introduzione	iii
1 Fondamenti di Fisica e Biologia	1
1.1 Introduzione	1
1.2 Interazione delle particelle cariche con la materia	1
1.3 Effetti biologici delle radiazioni ionizzanti	12
1.4 Adroterapia	17
1.5 Radioprotezione Spaziale	21
2 L'Esperimento FOOT	25
2.1 Introduzione	25
2.2 Scopo dell'esperimento e metodi di misura	25
2.3 Setup sperimentale	27
2.4 Identificazione di carica e massa	35
2.5 Simulazione	39
2.6 Software di Ricostruzione	40
3 Analisi	45
3.1 Introduzione	45
3.2 Ottimizzazione dei parametri dell'algoritmo di ricostruzione tracce	45
3.3 Studio della frammentazione del primario	48
3.4 Studio delle tracce	50
3.5 Studio combinato di tracce ed eventi	55
Conclusioni	63
Ringraziamenti	65
Bibliografia	67

Introduzione

L'Adroterapia è una forma di radioterapia utilizzata per trattare tumori solidi che sfrutta soprattutto fasci di protoni e ioni ^{12}C . Il vantaggio principale rispetto alla radioterapia convenzionale, effettuata con fotoni, è una migliore precisione nell'erogazione della dose sul tessuto tumorale, che minimizza i danni ai tessuti sani. Inoltre con la terapia con ioni di carbonio si ha una miglior efficacia radiobiologica. Per questo alla fine del 2019 sono stati trattati 222425 pazienti affetti da cancro con protoni e 34138 pazienti con ioni di carbonio [1]. Il numero di pazienti trattati con queste tecniche stanno crescendo sempre di più. Nell'adroterapia uno degli aspetti tutt'ora studiato è l'effetto delle interazioni nucleari inelastiche nella materia. L'interazione nucleare inelastica di ioni ^{12}C può portare alla frammentazione del proiettile e del target, mentre nel caso dei protoni si ha solo frammentazione del target. L'effetto di questi frammenti secondari è di rilasciare dose fuori dal tessuto tumorale, generando un danno ai tessuti sani o a possibili organi di vitale importanza. Entrambi questi effetti sono già presi in considerazione nei piani di trattamento, però, come mostrato da diversi studi [2] [3], è necessario migliorarne l'accuratezza per includere correttamente l'effetto della frammentazione nucleare nel computo dei piani di trattamento stessi. In particolare, allo stato dell'arte, c'è una mancanza di dati sperimentali per le sezioni d'urto nucleari ($d^2\sigma/d\Omega dE$) nella regione di energia di interesse per l'adroterapia.

L'esperimento FOOT (FragmentatiOn Of Target) è stato progettato per misurare le sezioni d'urto differenziali dei frammenti prodotti nelle interazioni nucleari di fasci di ^{12}C , ^{16}O e ^4He che incidono su target di grafite (C), polietilene (C_2H_4) e PMMA ($\text{C}_5\text{O}_2\text{H}_8$), nell'intervallo di energia rilevante per l'adroterapia (150-400 MeV/u) e per la radioprotezione spaziale (800-1000 MeV/u). I dati del progetto FOOT serviranno anche come riferimento per migliorare gli attuali modelli nucleari inclusi nei codici di simulazione Monte Carlo che descrivono le interazioni nucleari inelastiche. L'esperimento FOOT è composto da due setup differenti, uno dotato di uno spettrometro elettronico per identificare i frammenti con $Z \geq 3$, l'altro composto da uno spettrometro ad emulsioni per tracciare i frammenti a $Z \leq 3$.

In questa tesi si è studiato le prestazioni del sistema di tracciamento del setup elettronico, composto da 10 piani di rivelatori a pixel ed a micro-strip che permettono la ricostruzione delle tracce dei frammenti. L'analisi è stata fatta lavorando sulla simulazione Monte Carlo di una presa dati effettuata con un fascio di ^{16}O con energia cinetica di 400 MeV/u su di un target di grafite. Lo scopo di questa tesi è di migliorare l'ottimizzazione dei parametri liberi dell'algoritmo di ricostruzione delle tracce di FOOT e di trovare dei criteri che permettano di separare le tracce segnale da quelle di fondo. Le prime sono date dai nuclei generati da una interazione nucleare inelastica del fascio

primario nel target e che non subiscono ulteriori frammentazioni. Le tracce di fondo sono associate alle particelle nate da una interazione del primario fuori dal target o dai frammenti che subiscono ulteriori interazioni inelastiche in volo.

Nel Capitolo 1 vengono presentati i principi fisici dell'interazione della radiazione carica ionizzante con la materia, compresi gli effetti biologici dovuti a tale interazione, l'adroterapia e la radioprotezione spaziale. Nel Capitolo 2 viene presentato l'esperimento FOOT. Viene descritto il suo setup sperimentale, gli obiettivi e le strategie di misura. Verrò illustrato il software di simulazione e di ricostruzione basato sul Kalman filter. Nel Capitolo 3 vengono presentati il modo in cui sono stati ottimizzati i parametri di tracciamento ed i criteri di selezione degli eventi di fondo.

1.1 Introduzione

Da un report della Organizzazione Mondiale della Sanità (OMS), si può notare che il numero dei malati di cancro sta aumentando di anno in anno [4]: nel 2018 il numero di casi di tumore era 18,1 milioni e si stima che crescerà fino a 29,4 milioni nel 2040. Questi numeri rendono la cura dei tumori un campo di ricerca molto importante nell'ambito della fisica medica. La radioterapia è uno degli strumenti a disposizione per trattare i tumori solidi e, oltre alla radioterapia convenzionale erogata con fotoni, esiste una forma di terapia detta Adroterapia, che utilizza soprattutto protoni e ioni ^{12}C . Nella Sec.1.2 si parla dell'interazione tra le particelle cariche e la materia, nella Sec.1.3 degli effetti biologici che queste particelle provocano alle cellule, nella Sec.1.4 dell'adroterapia e del suo stato dell'arte, infine nella Sec.1.5 di come questo tema sia importante anche per la radioprotezione spaziale in vista dei futuri viaggi spaziali a lungo termine.

1.2 Interazione delle particelle cariche con la materia

Le particelle cariche utilizzate nella radioterapia esterna sono un tipo di radiazione ionizzante, cioè una radiazione che ha sufficiente energia per poter ionizzare un atomo. Esse si possono dividere principalmente in due tipologie:

- **Particelle cariche leggere:** si parla per esempio di elettroni e positroni. Gli elettroni con 1-10 MeV di energia cinetica sono utilizzati nella radioterapia convenzionale, mentre quelli con centinaia di MeV di energia cinetica sono utilizzati nella radioterapia VHEE (very high energy electron) [5].
- **Particelle cariche pesanti:** protoni o ioni più pesanti, quali ^4He e ^{12}C .

L'interazione principale delle particelle cariche con la materia è lo scattering coulombiano tra la particella incidente e gli elettroni atomici, ma può avvenire con una minor frequenza anche con i nuclei atomici attraverso scattering di Rutherford. Per classificare le varie interazioni si può usare il parametro d'impatto b della particella carica pesante confrontandolo con il raggio atomico r_a dell'atomo del target [7]:

- **Collisioni inelastiche:** l'interazione può avvenire tra la particella incidente ed il singolo elettrone atomico, il quale viene liberato emettendo un raggio- δ , con energia dell'ordine del MeV (Inelastic Hard Collision, $b \approx r_a$), oppure con l'atomo attraverso cessioni minori di energia (Inelastic Soft Collision, $b \gg r_a$). In quest'ultimo caso, che è il più probabile, possono esserci anche delle emissioni secondarie, come l'elettrone Auger o la radiazione caratteristica.

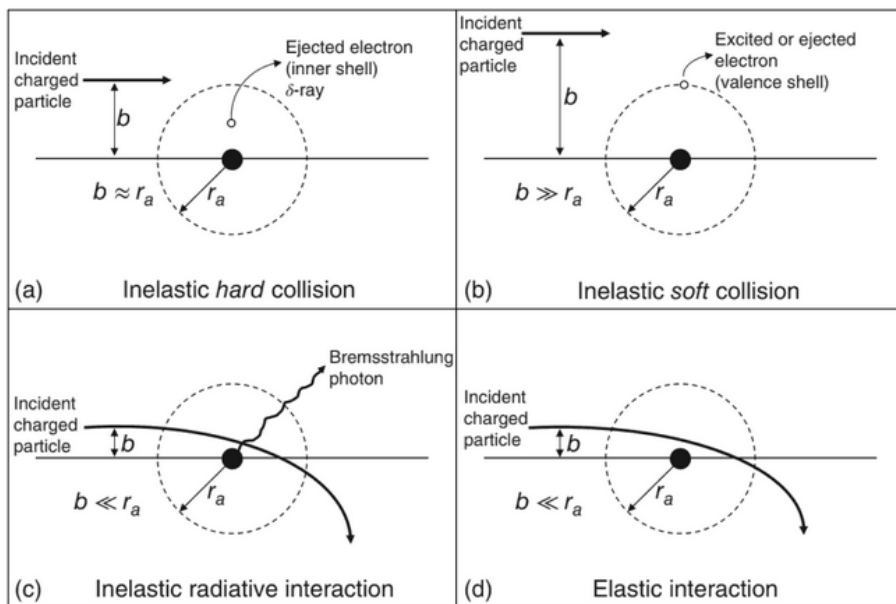


Figura 1.1: Schemi dei processi di interazione tra particelle cariche e materia [6].

- **Collisioni elastiche:** in questo caso la particella incidente viene deflessa a causa dell'interazione con i campi generati dal nucleo ($b \approx r_a$). Siccome lo scattering è elastico, non si hanno scambi di energia.
- **Bremsstrahlung:** quando la particella carica arriva nelle vicinanze di un atomo ($b \approx r_a$), essa interagisce con i campi elettromagnetici prodotti dal nucleo; a causa di ciò la particella incidente perde energia emettendo radiazione elettromagnetica chiamata "Bremsstrahlung". Questo fenomeno è rilevante per le particelle cariche leggere, mentre è spesso trascurabile per quelle pesanti.
- **Collisioni inelastiche nucleari:** in questo caso si ha l'urto tra il nucleo della particella incidente e quello di un atomo del target. Questo evento porta alla frammentazione del nucleo incidente e/o del nucleo del target.

1.2.1 Stopping power

Per studiare le interazioni tra le particelle cariche e la materia bisogna introdurre una grandezza fondamentale chiamata Stopping Power (S), che è definito come l'energia dE che la particella carica incidente perde nell'assorbitore nell'unità di lunghezza dx , cioè:

$$S = -\frac{dE}{dx} \tag{1.1}$$

Siccome l'energia viene persa a causa di diversi tipi di interazioni, si può dividere lo Stopping Power come somma di diversi fattori, ognuno dei quali è legato ad uno specifico processo:

$$S = S_{rad} + S_{el} + S_{nuc} \tag{1.2}$$

dove:

- S_{rad} : è detto Stopping Power Radiativo ed è associato al Bremsstrahlung. Esso risulta trascurabile nel caso delle particelle cariche utilizzate in adroterapia con energie cinetiche fino alle centinaia di MeV/u, mentre non lo è per quelle leggere.
- S_{el} : è detto Stopping Power Elettronico o Collisionale ed è associato alle collisioni inelastiche. Per gli adroni con energie cinetiche di 50-450 MeV/u è il termine che più contribuisce allo Stopping Power Totale.
- S_{nuc} : è detto Stopping Power Nucleare ed è associato alle collisioni con i nuclei. Esso inizia ad essere rilevante per energie al di sotto dei 10 KeV/u.

La prima teoria sullo Stopping Power fu presentata da Niels Bohr (1913), che seguì un approccio classico basato sul parametro di impatto tra la particella incidente e il nucleo dell'atomo dell'assorbitore [7]. Come si può vedere dalla Fig.1.2, l'analisi di Bohr non rispetcia i dati sperimentali, perché i fenomeni fisici in gioco sono governati dalla Meccanica Quantistica.

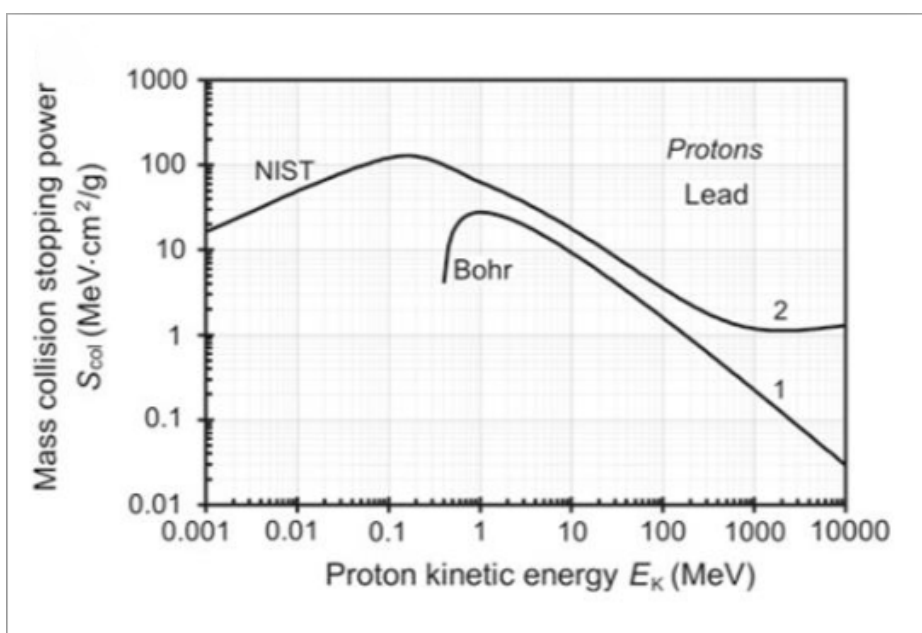


Figura 1.2: Stopping power secondo Niels Bohr confrontato con i dati NIST attuali [6].

Un buon accordo tra dati sperimentali e teoria per lo Stopping Power fu raggiunto dalla formulazione di Bethe e di Bloch (1931) [7], i quali usarono un approccio prettamente quantistico. Essi partirono da tre ipotesi:

- Le particelle incidenti hanno masse $m \gg m_e$, dove con m_e si indica la massa dell'elettrone.
- L'energia cinetica di queste particelle è molto maggiore di quella degli elettroni atomici degli atomi dell'assorbitore.
- L'interazione tra particella incidente e atomi dell'assorbitore è prettamente coulombiana.

Partendo da ciò Bethe e Bloch ricavarono la seguente espressione analitica per lo Stopping Power elettronico:

$$S = -\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (1.3)$$

dove:

- N_a : è il Numero di Avogadro.
- r_e : è il raggio classico dell'elettrone.
- m_e : è la massa dell'elettrone.
- ρ : è la densità dell'assorbitore.
- Z : è il numero atomico degli atomi dell'assorbitore.
- A : è il numero di massa degli atomi dell'assorbitore.
- z : è la carica della particella incidente.
- c : è la velocità della luce.
- v : è la velocità della particella incidente.
- β : è dato da $\frac{v}{c}$.
- γ : è il fattore di Lorentz $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$
- W_{max} : è la massima energia cinetica trasferibile ad un elettrone dell'assorbitore in una singola interazione.
- I : è detto potenziale di ionizzazione o di eccitazione; indica quanta energia può assorbire il target dal proiettile tramite ionizzazione. Una sua approssimazione è data da [8]:

$$I = \begin{cases} 12Z + 7 & \text{eV if } Z \leq 13 \\ 9.76Z + 58.8Z^{-0.19} & \text{eV if } Z > 13 \end{cases} \quad (1.4)$$

Si noti che I dipende solo dallo Z dell'assorbitore, in particolare aumenta con esso.

L'Eq.1.3 vale solo nel range $0.1 \leq \beta\gamma \leq 1000$, come si può vedere da Fig.1.3. Bisogna quindi introdurre dei termini correttivi per le basse energie ($\beta\gamma < 0.1$) e per le energie relativistiche ($\beta\gamma > 1000$):

- **Shell Correction**(C/Z): è la correzione per le basse energie e tiene conto del fatto che la particella incidente può avere delle velocità prossime a quelle degli elettroni del mezzo. La C è una costante, mentre Z è il numero atomico del mezzo.
- **Density Correction**($\delta(\beta)$): è la correzione relativistica, necessaria alle alte energie e tiene conto delle distanze tra gli atomi del mezzo.

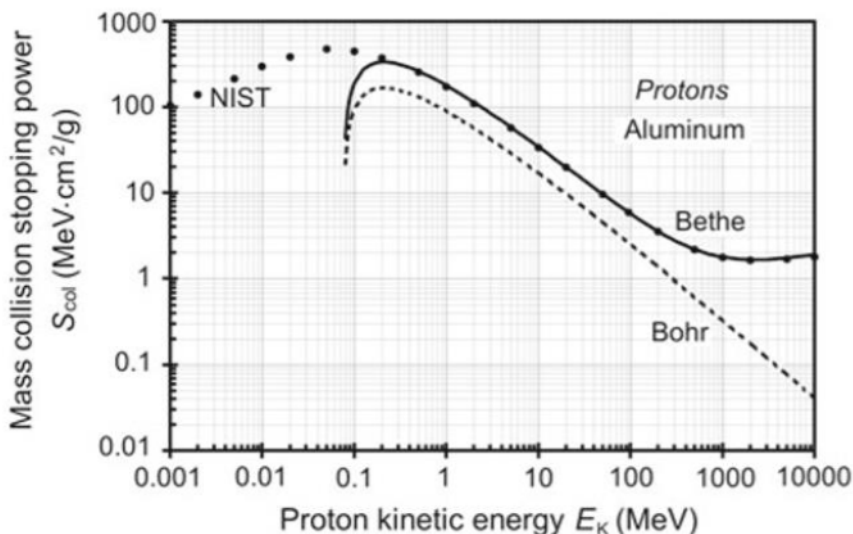


Figura 1.3: Stopping power secondo Bethe e Bloch confrontato con i dati NIST attuali [6].

Nella Fig.1.4 si può vedere lo Stopping Power elettronico con l’aggiunta delle correzioni. L’espressione analitica diventa allora:

$$S = -\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (1.5)$$

L’Eq.1.5 è valida per gli elementi puri. Per i materiali composti da più atomi di natura diversa è necessario ricorrere a misure dirette. Una buona approssimazione dello Stopping Power può essere calcolata come media pesata degli Stopping Power S_i dei singoli elementi che compongono l’assorbitore [7]:

$$S = \sum_{i=1}^N w_i S_i \quad (1.6)$$

dove w_i è un fattore di peso per l’i-esimo elemento. Esplicitamente, detto a_i il numero di atomi dell’i-esimo elemento della molecola M , si ha che:

$$w_i = \frac{a_i A_i}{\sum_{i=1}^N A_i a_i} \quad (1.7)$$

dove A_i è il numero di massa dell’elemento i-esimo.

La Fig.1.5 mostra come varia lo Stopping Power in funzione della profondità del target: esso ha un picco detto “picco di Bragg”. Il $\frac{dE}{dx}$ aumenta mano a mano che la particella penetra nell’assorbitore, cioè mentre diminuisce la sua velocità. Alla fine del suo percorso, la particella cede gran parte della sua energia (proprio nel picco di Bragg). Alla base della Adroterapia c’è l’idea di erogare il fascio di adroni in modo tale che il picco di Bragg sia in prossimità della massa tumorale, in modo da rilasciare un’enorme quantità di energia sul tessuto tumorale minimizzando la dose rilasciata nei tessuti sani.

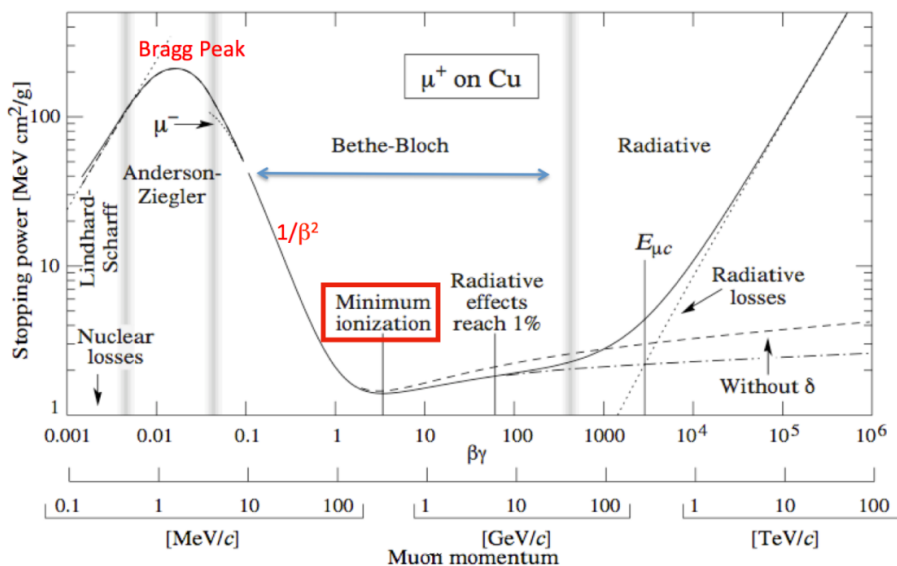


Figura 1.4: Stopping power per μ^+ in un target di rame in funzione del suo momento p [9].

1.2.2 Energy Straggling

Siccome l'energia rilasciata da una particella nel mezzo è una quantità stocastica, il gran numero di collisioni durante il processo di rallentamento può portare ad un allargamento del picco di Bragg, causando così ad uno straggling dell'energia. Si può studiare la distribuzione di energia persa in base alla densità del materiale assorbitore:

- Per materiali sottili e di bassa densità ρ ci sono poche collisioni ed in alcune di esse viene trasferita una grande quantità di energia. Come si osserva dalla Fig.1.6, la distribuzione dell'energia persa dalla particella incidente non è simmetrica ed ha una lunga coda verso le alte energie. L'energia persa può essere ben parametrizzata da una curva di Landau [11]:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\lambda + e^{-\lambda}}{2}\right) \tag{1.8}$$

dove:

$$\lambda = \frac{\Delta E - \langle \Delta E \rangle}{C \frac{m_e c^2}{\beta^2} \frac{zZ}{A} \rho \Delta x} \tag{1.9}$$

Nell'Eq.1.9 Δx , ΔE e $\langle \Delta E \rangle$ sono rispettivamente lo spessore del materiale, l'energia persa e l'energia media persa.

- Per materiali sottili e di alta densità ρ ci sono molte più collisioni, per cui, per il teorema del Limite Centrale, la distribuzione dell'energia persa è ben approssimata da una gaussiana [11]:

$$f(\Delta E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_E}} \exp\left(-\frac{\Delta E - \langle \Delta E \rangle}{2\sigma_E^2}\right) \tag{1.10}$$

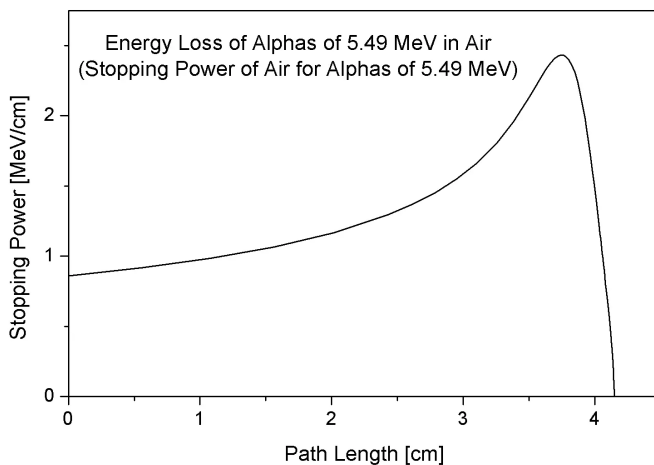


Figura 1.5: Picco di Bragg [10].

La deviazione standard σ_E dipende sia dal proiettile che dal materiale e vale:

$$\sigma_E = 4 \pi Z_{eff}^2 Z e^4 N_A \Delta x \left(\frac{1 - \beta^2/2}{1 - \beta^2} \right) \quad (1.11)$$

1.2.3 Range

Si definisce Range di una particella quanto in media essa va in profondità nel target. Sperimentalmente può essere determinato facendo passare un fascio di particelle ad una data energia attraverso un assorbitore con spessore variabile e misurando il rapporto tra il numero di particelle trasmesse ed incidenti.

La Fig.1.7 mostra il tipico comportamento di tale rapporto in funzione dello spessore del target: si può vedere che per spessori sottili tutte le particelle incidenti passano attraverso l'assorbitore. Da un certo valore di spessore del target in poi, il numero di particelle che viene rilevato scende a zero, determinando in tal modo il valore del range misurato. Si osserva che ripetendo l'esperimento si possono ottenere valori di range leggermente differenti, ciò è dovuto al fatto che la perdita di energia è un fenomeno stocastico: infatti non è detto che due particelle identiche con la stessa energia iniziale subiscano lo stesso numero di urti passando nel mezzo. Tutto ciò fa sì che anche il Range sia una quantità stocastica ("Range Straggling"): per questo motivo si può definire il Range Medio, che nella Fig.1.7 corrisponde al valore medio della discesa della curva. Il range può anche essere calcolato:

$$R(E_0) = \int_0^{E_0} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (1.12)$$

dove E_0 è l'energia cinetica iniziale della particella incidente. Questo è il Continuous Slowing Down Range (CSDR), che indica la lunghezza media che la particella carica incidente percorre nel mezzo prima di fermarsi. In questa formula si assume come ipotesi che in ogni punto del percorso l'energia persa dalla particella nell'unità di lunghezza sia uguale allo Stopping Power: si usa quindi un valore di energia persa media.

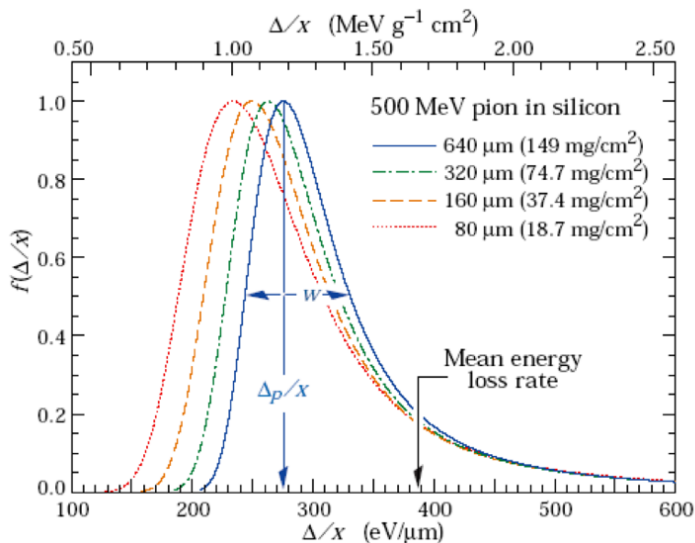


Figura 1.6: Esempio di distribuzione di Landau per pioni a 500MeV che incidono su un sottile rivelatore di silicio, per diversi valori dello spessore stesso. w è la larghezza a metà altezza [9].

1.2.4 Multiple Coulomb Scattering

Oltre alle collisioni inelastiche con gli elettroni atomici, le particelle cariche che attraversano un mezzo subiscono ripetuti scattering coulombiani a causa dei nuclei. L'interazione tra la particella incidente e un nucleo è ben descritta dalla formula di Coulomb per la sezione d'urto differenziale [7]:

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \left(\frac{zZe^2}{pv}\right)^2 \frac{1}{4 \sin^4(\theta/2)} \tag{1.13}$$

A causa del fattore $1/\sin^4(\theta/2)$, il risultato della maggior parte di queste collisioni è una piccola deflessione angolare della particella incidente. L'effetto cumulativo di tutti i singoli scattering è una deflessione netta della particella rispetto alla direzione iniziale.

Si parla di "Multiple Coulomb Scattering" quando il numero medio di scatterings indipendenti è circa maggiore di 20 e quando l'energia persa in ognuno di essi è trascurabile. Questo problema può essere trattato statisticamente per ottenere una distribuzione di probabilità dell'angolo netto di diffusione in funzione dello spessore del materiale attraversato. Per studiare il Multiple Coulomb Scattering si può usare l'Approssimazione di Molière-Snyter-Scott [7]. La distribuzione dell'angolo polare θ viene espressa in serie:

$$P(\theta)d\Omega = \eta d\eta \left(2e^{-\eta^2} + \frac{F_1(\eta)}{B} + \frac{F_2(\eta)}{B^2} + \dots \right) \tag{1.14}$$

dove $\eta = \theta/(\theta_1\sqrt{B})$ e $\theta_1 = 0.3965(zQ/p\beta)\sqrt{\rho\delta x/A}$, mentre B è un parametro definito dall'equazione:

$$\ln(B) - B + \ln(\gamma) - 0.154 = 0 \tag{1.15}$$

con:

$$\gamma = 8.831 \cdot 10^3 \cdot \frac{qz^2\rho\delta x}{\beta^2A\Delta} \quad e \quad \Delta = 1.13 + 3.76 \cdot \frac{Zz}{137\beta} \tag{1.16}$$

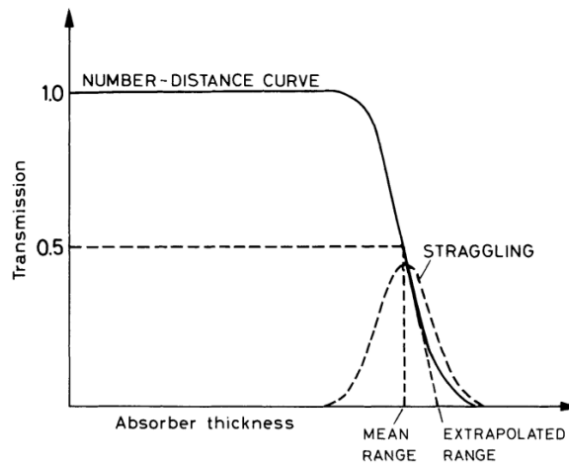


Figura 1.7: Rapporto tra numero di particelle rilevate ed incidenti in funzione dello spessore dell'assorbitore [7].

Le altre variabili usate sono:

- Z = numero atomico del materiale.
- A = peso atomico del materiale.
- δx = spessore del dispersore [cm].
- ρ = densità del dispersore [g/cm].
- β = è il rapporto tra la velocità della particella incidente e la velocità della luce nel vuoto.
- z = carica della particella incidente in unità della carica dell'elettrone e .
- $Q = \begin{cases} \sqrt{Z(Z+1)} & \text{per elettroni e positroni} \\ Z & \text{per altre particelle} \end{cases}$
- $q = \begin{cases} (Z+1)Z^{1/3} & \text{per elettroni e positroni} \\ Z^{3/4} & \text{per altre particelle} \end{cases}$

Per piccoli angoli, la distribuzione angolare può essere ben approssimata da una gaussiana della forma [7]:

$$P(\theta)d\Omega = \frac{2\theta}{\langle\theta^2\rangle} \exp\left(\frac{-\theta^2}{\langle\theta^2\rangle}\right)d\theta \tag{1.17}$$

dove si è usata l'approssimazione per piccoli angoli $d\Omega = 2\pi\theta d\theta$. Il parametro $\langle\theta^2\rangle$ rappresenta la media del quadrato dell'angolo di scattering. Una stima della deviazione standard σ_θ di questa gaussiana fu data da Highland in modo empirico ed è valida per $Z > 20$ e per target sottili ($10^{-3}X_0 < d < 10X_0$) [12]:

$$\sigma_{\theta} = \frac{14.1 \text{ MeV}}{\beta p c} z \sqrt{\frac{d}{X_0}} \left[1 + \frac{1}{9} \log_{10} \left(\frac{d}{X_0} \right) \right] \quad (1.18)$$

dove β , p e z sono rispettivamente la velocità in unità di c , la quantità di moto e la carica della particella incidente, mentre d/X_0 è lo spessore del materiale in unità di lunghezza di radiazione, che è definita come la distanza (misurata in cm) necessaria per ridurre l'energia di un elettrone di un fattore $1/e$. Essa può essere approssimata come:

$$X_0 = \frac{716.4}{Z(Z + 1) \ln \frac{287}{\sqrt{Z}}} \quad (1.19)$$

L'unità di misura di X_0 è $[g/cm^2]$, per cui se si vuole ottenere il risultato in $[cm]$ bisogna dividere per la densità. I valori di X_0 per diversi materiali sono stati misurati ed inseriti in diversi database [13]. Per materiali composti da più atomi di natura diversa la lunghezza di radiazione X_0 può essere calcolata nel seguente modo:

$$\frac{W_0}{X_0} = \sum_i \frac{W_i}{X_i} \quad (1.20)$$

dove W_0 è la massa totale del target, W_i e X_i sono rispettivamente la massa e la lunghezza di radiazione dell' i -esima componente.

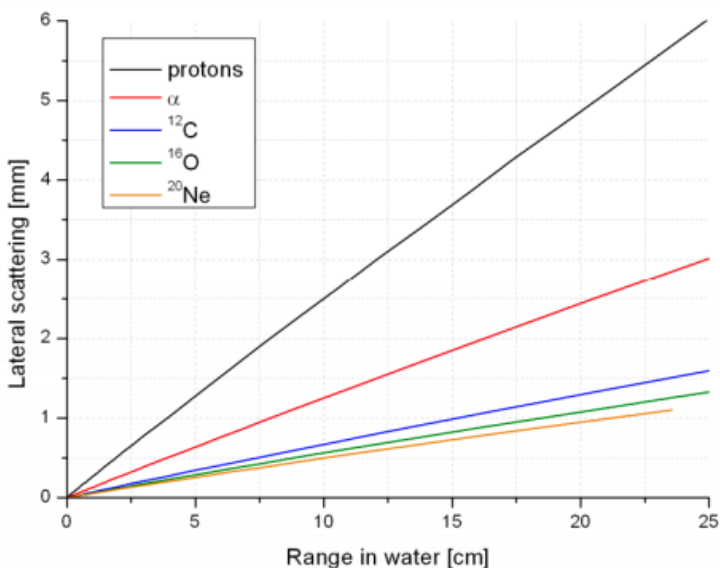


Figura 1.8: Scattering laterale in funzione del range in acqua per particelle cariche ottenuto tramite Simulazione Monte Carlo [14].

Siccome $X_0 \sim 1/z^2$, a parità di spessore e di particella incidente, materiali con più alto Z causano maggiore scattering. Inoltre a parità di range, le particelle più pesanti subiscono una deflessione minore, come si vede in Fig.1.8.

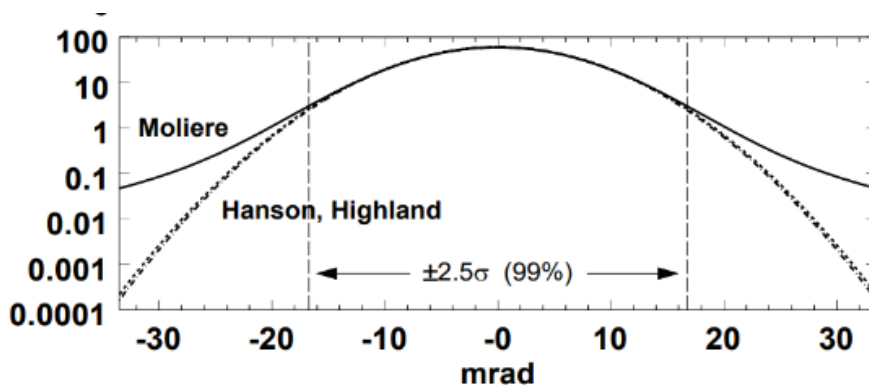


Figura 1.9: Distribuzione angolare di un fascio di protoni a 158.6 MeV secondo Moliere e Highland [15].

La Fig.1.9 mostra i limiti dell'approssimazione di Highland: essa risulta, per protoni a 158.6 Mev, indistinguibile da quella di Moliere nell'intervallo $-16\text{mrad} < \theta < 16\text{mrad}$; per angoli al di fuori di questo intervallo bisogna introdurre delle correzioni.

1.2.5 Interazioni nucleari

Le interazioni nucleari si possono dividere in due gruppi [7]:

- **Elastiche:** in questo caso si conserva sia l'energia cinetica che la quantità di moto, per cui la struttura interna del proiettile e del target non viene modificata. L'effetto di queste collisioni è solo una deflessione della particella incidente. Esse possono avvenire ad ogni energia.
- **Inelastiche:** in questo caso solo la quantità di moto risulta conservata. Queste collisioni possono portare alla creazione di particelle secondarie. Spesso una specifica interazione inelastica ha un'energia di soglia al di sotto della quale non avviene.

Le collisioni nucleari inelastiche sono quindi un problema a più corpi che può essere studiato attraverso la Quantum Chromodynamics (QCD), la quale è una teoria perturbativa che però non può essere applicata alle energie di interesse dell'adroterapia. Per cui al momento ci sono dei modelli semi-empirici che riescono a descrivere i dati fino ad ora raccolti.

Un'interazione nucleare inelastica può essere descritta come un processo a due fasi:

- Una prima fase dinamica con tempi scala $\tau \sim 10^{-22}\text{s}$, nel quale il proiettile interagisce con i nuclei del target. Come risultato si ha il proiettile pre-frammentato che ha circa la stessa velocità iniziale, direzione e rapporto tra la massa e la carica della particella incidente ($(A/Z)_f = (A/Z)_i$).
- Una seconda fase con tempi scala dell'ordine di $\tau \sim 10^{-18} - 10^{-16}\text{s}$ durante la quale avviene la diseccitazione dei frammenti in nuclei più leggeri. Questo può avvenire in quattro modi principali:
 - **Evaporazione Nucleare:** emissione di frammenti leggeri ($Z \leq 2$) con energia cinetica di pochi Mev.

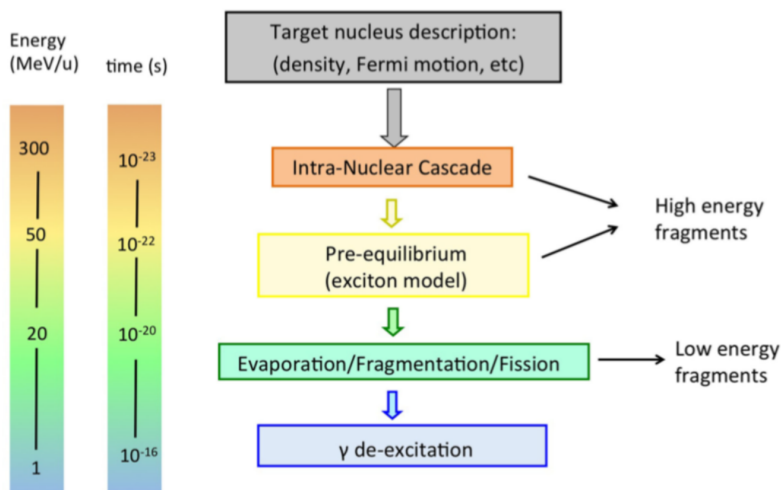


Figura 1.10: Schema dell'interazione nucleone-nucleo [16].

- **Fissione Nucleare:** le particelle con $Z \geq 65$ possono rompersi e dare origine a frammenti più leggeri. Questo effetto non avviene nell'adroterapia, perchè i nuclei in gioco sono molto più leggeri.
- **Fermi Break-Up:** il nucleo si rompe in frammenti più leggeri se l'energia di eccitazione eccede l'energia di legame dei canali di frammentazione. Questo effetto avviene solo per nuclei leggeri ($A \leq 16$), che sono tipici dell'adroterapia.
- **Emissione di raggi γ :** è l'ultima fase in cui i nuclei eccitati emettono fotoni per tornare allo stato fondamentale.

La Fig.1.10 mostra il processo di interazione nucleare quando il proiettile è un protone. Nel primo passaggio il proiettile colpisce il nucleo e vengono liberati frammenti secondari. In questa fase vengono liberate le particelle più energetiche (come protoni, raggi γ e neutroni) e particelle più leggere, che vengono prodotte se l'energia è al di sopra di una certa soglia. La fase INC termina al di sotto di 50 MeV, che è considerata l'energia di soglia al di sotto della quale le particelle sono considerate assorbite dal nucleo.

Dopo di ciò inizia la fase di pre-equilibrio: in essa l'energia di eccitazione rimanente viene suddivisa tra i nucleoni attraverso una catena di collisioni, che termina quando l'energia scende al di sotto della soglia per la produzione dei frammenti più leggeri. Questo passaggio può essere descritto dal modello di Blann [17]. Dopo di ciò avviene la diseccitazione dei frammenti, che può avvenire attraverso i quattro processi descritti in precedenza.

1.3 Effetti biologici delle radiazioni ionizzanti

1.3.1 Tipologie di danni al DNA

Una radiazione ionizzante che interagisce con le cellule umane può provocare dei danni al DNA. I danni al DNA sono molto comuni, basti pensare che il DNA di una cellula

umana ne subisce mediamente circa 70000 al giorno [18]. Essi possono essere di diversi tipi e sono presentati in ordine crescente di tossicità ed in ordine decrescente di riparabilità [18]:

- **Base damages:** consistono nella modifica chimica di una base di un nucleotide. Circa il 25% delle lesioni spontanee sono di questo tipo.
- **Single strand breaks (SSB):** avviene quando una delle due eliche del DNA viene danneggiata. Sono circa il 75% delle lesioni spontanee.
- **Double strand breaks (DSB):** è il caso di due SSB che affliggono entrambe le eliche della stessa molecola di DNA. Esse sono circa 25/70000 al giorno.
- **Clustered lesion:** è una lesione complessa data dall'insieme di multiple lesioni locali sullo stesso sito, come per esempio due o più DSB entro 10-20 coppie di basi. Solitamente questi danni sono permanenti e difficilmente riparabili e non avvengono spontaneamente, ma possono essere causati dalle radiazioni.

L'obiettivo dell'adroterapia è quello di creare dei danni permanenti alle cellule tumorali sfruttando le Clustered lesions.

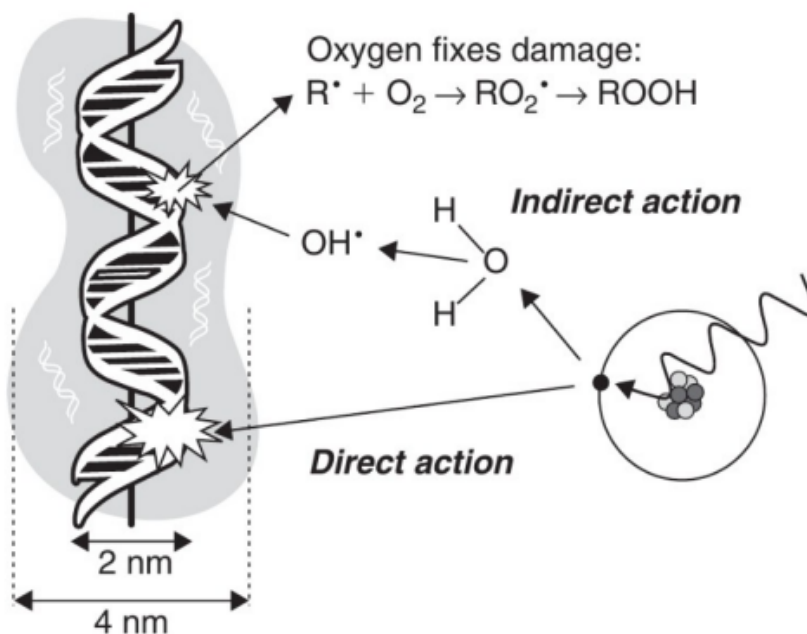


Figura 1.11: Schema dei possibili danni al DNA [18].

Il DNA può essere danneggiato sia in modo diretto che in modo indiretto, come si può vedere in Fig.1.11:

- **Danni Diretti:** in questo caso la radiazione incidente ionizza direttamente il DNA.

- **Danni Indiretti:** la radiazione ionizzante interagisce con l'acqua o con le molecole di ossigeno, producendo dei radicali liberi OH^* che poi vanno a generare un danno indiretto al DNA.

1.3.2 Parametri Biologici

Per poter studiare gli effetti delle radiazioni ionizzanti sulla materia biologica occorre introdurre definizioni di parametri che tengano conto sia delle quantità legate alla fisica che alla biologia.

Dose

La *Dose* D è la quantità di energia dE depositata in un target di massa dm da una radiazione incidente:

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (1.21)$$

Essa si misura in Gray [Gy] e vale che: $1Gy = 1J/kg$. La dose così definita non riesce però a descrivere da sola l'effetto biologico delle radiazioni ionizzanti sui tessuti, infatti:

- A parità di dose D e sullo stesso target si possono avere effetti biologici diversi in base al tipo di radiazione incidente.
- A parità di dose D e di tipo di radiazione incidente si possono avere tessuti con radioresistenza diversa.

Si introduce allora la *Dose Equivalente* H_T che tiene conto di un fattore di peso w_R (che viene calcolato e tabulato) il quale dipende dal tipo di particella incidente:

$$H_T = \sum_R w_R D_{T,R} \quad (1.22)$$

dove con R si intende il tipo di radiazione e con T il tessuto. L'unità di misura della Dose Equivalente è il Sievert [$1Sv = 1J/kg$]. Sebbene Sv e Gy abbiano le stesse dimensioni fisiche, si usano due nomi diversi per ribadire che il Sv tiene conto anche del danno biologico, mentre il Gy no.

Si può introdurre anche la *Dose Effettiva* H_E , la quale tiene conto anche di un fattore di peso per i tessuti w_T (che viene anch'esso calcolato e tabulato):

$$H_E = \sum_T w_T \sum_R w_R D_{T,R} \quad (1.23)$$

Linear Energy Transfer

Il Linear Energy Transfer (LET) è la quantità di energia dE localmente trasferita da una radiazione ionizzante per unità di lunghezza dl :

$$LET_{\Delta} = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\Delta} \quad (1.24)$$

dove Δ è una soglia superiore di energia per particelle secondarie, che viene adottata per tenere in considerazione solo l'energia depositata vicino alla traccia della particelle primarie. Ciò significa che il LET così definito si riferisce all'energia persa a causa delle collisioni meno l'energia cinetica degli elettroni secondari di energia maggiore di Δ . Si

può osservare che il LET_{∞} coincide con lo Stopping Power collisionale: infatti siccome si fissa una soglia di energia superiore, il LET viene anche chiamato "Restricted Stopping Power". La differenza principale tra LET e Stopping Power è che il primo si riferisce all'energia trasferita dalla particella al materiale nell'intorno del percorso della particella stessa, mentre il secondo all'energia persa dalla radiazione che interagisce con il target.

I fotoni sono particelle a basso LET, cioè dell'ordine di $\sim 0.2 \text{ eV/nm}$; questo corrisponde ad una densità di ionizzazione di $\sim 1/200 \text{ nm}^{-1}$: ciò significa che alla scala del nucleo cellulare, i fotoni depositano gran parte della loro energia in una singola ionizzazione, per cui il danno risultante al DNA viene facilmente riparato.

Per le particelle usate in adroterapia (protoni o ioni ^{12}C) il LET e la densità di ionizzazione variano lungo il percorso e sono massimi al picco di Bragg. Per esempio per il ^{12}C il LET al picco di Bragg è $\sim 140 \text{ keV}/\mu\text{m}$ e la densità di ionizzazione associata è $\sim 0.3 \text{ nm}^{-1}$: ciò significa che il danno biologico è molto elevato in corrispondenza del picco di Bragg.

Relative Biological Effectiveness

Differenti tipi di radiazioni ionizzanti possono produrre effetti biologici diversi su uno stesso tessuto. Siccome la Dose e il LET non sono sufficienti a tener conto di questo fatto, bisogna introdurre il Relative Biological Effectiveness (RBE), che viene definito come il rapporto tra una dose di riferimento D_{ref} (spesso raggi X oppure raggi γ da ^{60}Co) e la dose di interesse D_{test} che producono lo stesso effetto biologico (isoeffetto):

$$RBE = \frac{D_{ref}}{D_{test}} \Big|_{iso} \tag{1.25}$$

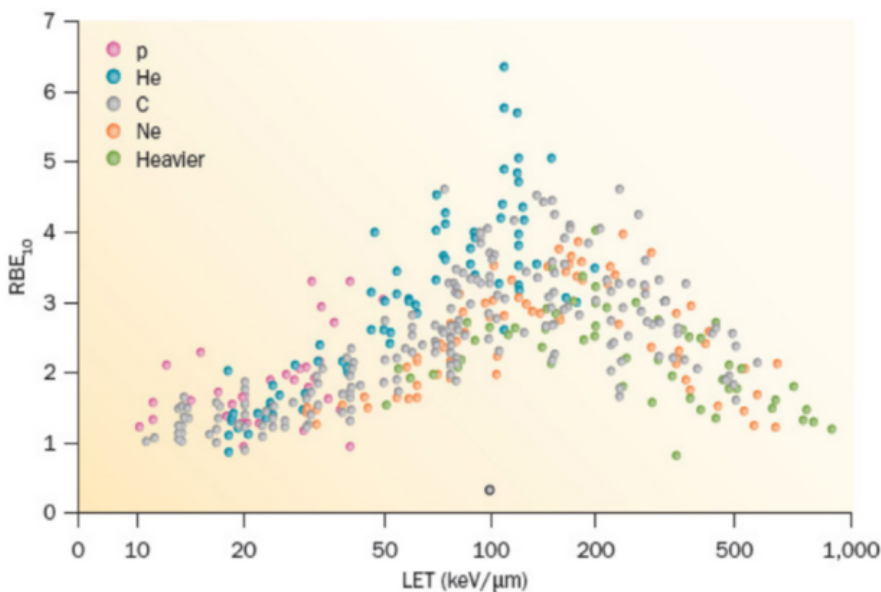


Figura 1.12: RBE in funzione del LET da protoni a particelle cariche pesanti [19].

L'RBE dipende allora da diversi parametri: dal modo di valutare e quantificare l'effetto biologico, dalla radiazione incidente e dalla sua dose, dal tipo e dalle condizioni

delle cellule del target. Osservando la Fig.1.12, si nota che l'RBE aumenta al crescere del LET fino ad un valore massimo (detto LET ottimale), dopo il quale decresce. Questo accade perché le particelle ad alto LET hanno una maggior densità di ionizzazione, che può portare ad una maggior probabilità di fare clustered lesions difficilmente riparabili. Tuttavia, se si utilizzano particelle con LET oltre la soglia ottimale, si ha l'effetto overkill, dovuto al fatto che l'energia della particella incidente viene utilizzata per creare ulteriori lesioni al DNA che è già stato danneggiato, quindi l'effetto biologico diminuisce [20]. Tramite l'RBE è possibile calcolare la dose biologica D_{bio} :

$$D_{bio} = RBE \cdot D \quad (1.26)$$

con D la dose fisica misurata in Gy.

L'RBE è un parametro fondamentale, perché i trattamenti vengono pianificati ottimizzando la dose biologica (decisa dal fisico medico) da somministrare al tumore: come si vede nell'Eq.1.26, è proprio l'RBE che lega la dose biologica alla dose fisica.

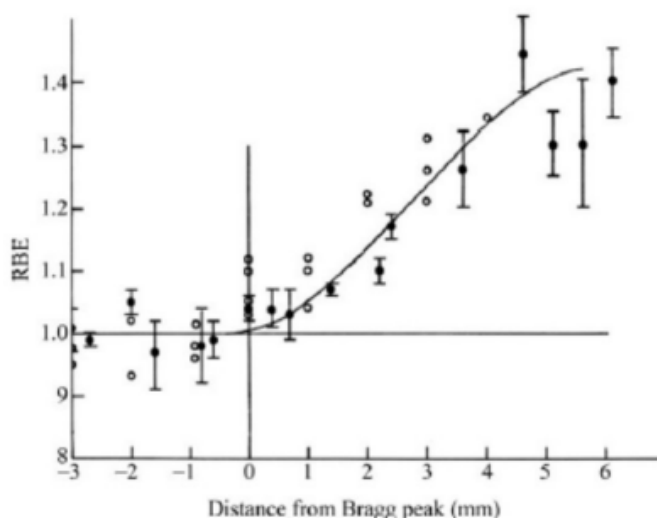


Figura 1.13: RBE in funzione della distanza dal picco di Bragg [18].

In Protontherapy si assume $RBE = 1.1$. Questa però è un'approssimazione, perché, come si può vedere dalla Fig.1.13, si possono avere valori molto distanti da quello di riferimento. Per terapie con ioni ^{12}C l'RBE non è fisso e non può essere ritenuto costante. Per questo sono stati fatti dei modelli empirici per l'RBE. I due principali sono [18]:

- **Microdosimetric Kinetic Model (MKM):** del 1994 usato soprattutto in Giappone. In questo modello il nucleo viene modellizzato come un cilindro di raggio R composto da diversi "domini" di raggio r ; l'RBE di una data radiazione viene calcolato come una funzione di R, r .
- **Local Effect Model (LEM):** del 1996 usato soprattutto in Europa. Questo modello è basato sul concetto che se si riesce a depositare la stessa dose indipendentemente dal tipo di radiazione, allora si ottiene lo stesso effetto biologico. I diversi valori di RBE sono allora dovuti ai diversi percorsi che le radiazioni percorrono nel target.

Oxygen Enhancement Ratio

La presenza di ossigeno nel target va a modificare l'effetto biologico della radiazione. Come visto nella subsec.1.3.1, quando la radiazione incidente viene assorbita dalla materia vengono prodotti dei radicali liberi dalle molecole di acqua o di ossigeno, i quali, attraverso una serie di reazioni chimiche, possono portare alla generazione di un danno biologico indiretto. Questo risultato è quantificato dall'Oxygen Enhancement Ratio (OER), definito come:

$$\text{OER} = \frac{D_{\text{ipossia}}}{D_{\text{aero}}} \Big|_{\text{iso}} \quad (1.27)$$

dove con D_{ipossia} si intende la dose in condizioni ipossiche e con D_{aero} la dose in condizioni aerobiche a parità di effetto biologico. Il danno indiretto dovuto al processo di fissazione dell'ossigeno (quantificato dall'OER) è molto importante per i fotoni, che sono particelle a basso LET ($\text{OER} \simeq 3$). Invece le particelle ad alto LET, come protoni e ioni, sfruttano molto più il danno diretto sul DNA, quindi per loro $\text{OER} \simeq 1$ e la loro efficacia radiobiologica è più indipendente dalla presenza o meno dell'ossigeno nel target.

1.4 Adroterapia

Per Adroterapia si intende una forma di radioterapia che utilizza adroni per il trattamento di tumori solidi. Fu per la prima volta proposta nel 1945 da R. Wilson e nel 1954 ci fu il primo trattamento sperimentale di un paziente; bisogna però aspettare il 1995 vederne l'applicazione nella pratica clinica quotidiana.

Lo scopo dell'adroterapia è quello di depositare una dose sufficiente di radiazioni sulle cellule tumorali portando alla loro necrosi, cercando però allo stesso tempo di preservare i tessuti sani. Per fare ciò, da un punto di vista puramente geometrico, bisogna erogare il fascio con un'energia tale che il picco di Bragg sia in corrispondenza del tumore. Come si può vedere nella Fig.1.14, l'adroterapia risulta più vantaggiosa della radioterapia convenzionale, perché i fotoni rilasciano energia seguendo un andamento esponenziale e quindi rilasciando energia lungo tutto il percorso, mentre i protoni e gli ioni pesanti rilasciano energia soprattutto in un punto preciso, cioè in corrispondenza del picco di Bragg. Dopo il picco si può notare una coda: questa è dovuta ai frammenti del proiettile che si creano a causa dell'interazione con i nuclei del target: più si aumenta il numero atomico del proiettile più questa coda risulta sempre meno trascurabile. È per questo motivo che oltre ai protoni (che non vanno incontro a frammentazione), in adroterapia viene usato il ^{12}C e non nuclei più pesanti. Osservando sempre la Fig.1.14, si può notare che il picco di Bragg è troppo stretto per coprire interamente il volume tumorale: per questo si usano fasci di diversa energia per poter ottenere un profilo di radiazione chiamato "Spread Out Bragg Peak", come mostrato in Fig.1.15. Il picco di Bragg corrisponde ad un rilascio di dose in un volume molto piccolo e quindi per coprire un tumore con un volume esteso bisogna utilizzare lo spread-out Bragg peak per agire sulla profondità; inoltre bisogna anche aumentare la sezione trasversale del fascio conformandolo alla forma del tumore da trattare. Per fare ciò occorre utilizzare un sistema di modulatori attivi o passivi [18]:

- **Modulatori Attivi:** si usano dei fasci stretti e ben collimati attraverso dei magneti. Cambiando l'energia del fascio si può trattare il tumore a layer, perché variando l'energia si cambia la posizione del picco di Bragg.
- **Modulatori Passivi:** si utilizza un fascio largo, che viene modulato con dei materiali passivi. È il metodo più economico, ma lo svantaggio è che il modulatore,

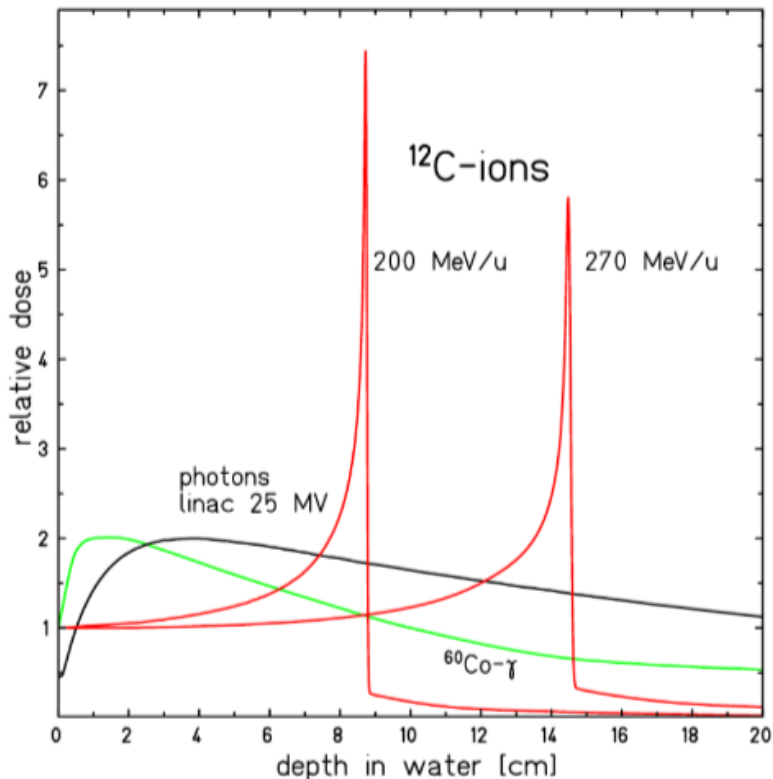


Figura 1.14: Curve di dose per diversi tipi di radiazioni in acqua [21].

interagendo con il fascio, può generare delle particelle secondarie indesiderate, le quali possono a loro volta portare ad un danno.

1.4.1 Stato dell'Arte

Allo stato dell'arte si sono sviluppate diverse tecniche per rendere la terapia più efficace, cioè per preservare al meglio i tessuti sani e provocare maggiori danni al tumore [18]:

- **Image Guide Radiation Therapy:** si vuole integrare l'imaging con la radioterapia. Sono stati sviluppati dei sensori per curare i tumori posizionati nelle vicinanze del torace: essi sono collegati al macchinario dal quale proviene la radiazione e fanno partire il fascio solo quando il polmone è pieno di aria, in modo da non avere variazioni della composizione del corpo a causa della respirazione. Vale sia per radioterapia convenzionale che adroterapia.
- **Intensity Modulated Radiation Therapy:** si cerca di ottenere una migliore modulazione della dose cambiando l'intensità del fascio di fotoni. Questo permette di trattare anche superfici concave [23].
- **Volumetric Modulated Arc Therapy:** in questo caso per ottenere una migliore conformazione della dose e una migliore precisione, durante il trattamento, si utilizza

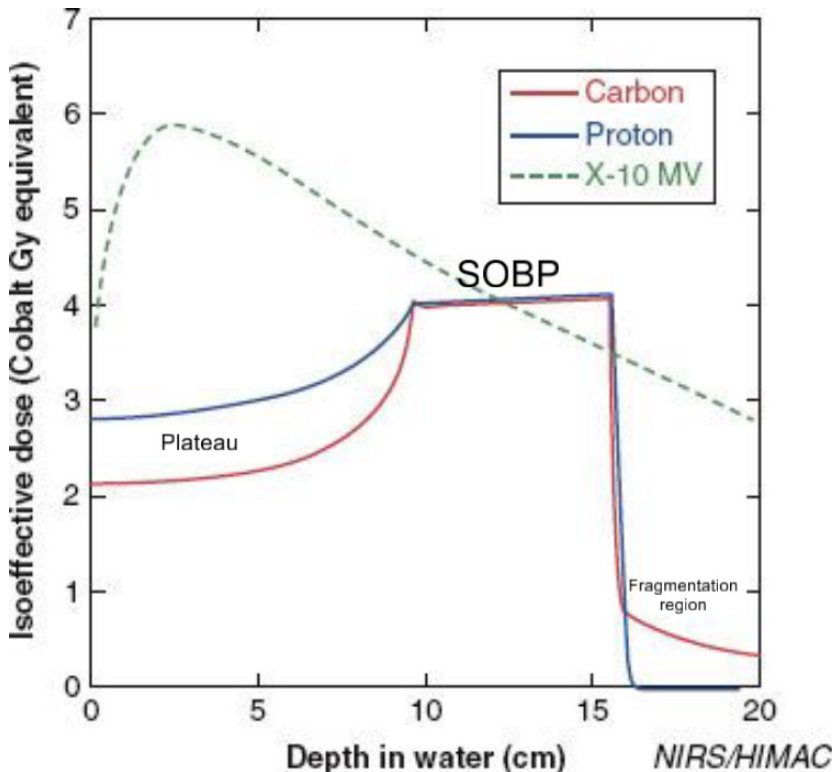


Figura 1.15: Spread Out Bragg Peak di diversi fasci in acqua [22].

un gantry che può girare attorno al paziente permettendo l'erogazione del fascio da una direzione qualsiasi. Se invece non c'è il gantry è il lettino del paziente che si sposta e quindi ci si mette più tempo, inoltre non si possono assumere tutte le posizioni che si vuole ed aumenta la probabilità di spostare il paziente dalla posizione nominale. Tutto ciò vale sia per adroterapia fatta con protoni che con ioni carbonio.

- **Nuove particelle per adroterapia:** oltre ai protoni e agli ioni ^{12}C , si stanno studiando nuove particelle per l'adroterapia. Ad HIT (Heidelberg Ion-Beam Therapy Center) per esempio è stato trattato il primo paziente con elio e i risultati sono stati positivi e consistenti con il piano di trattamento [24].

1.4.2 Interazioni nucleari inelastiche

Come illustrato nella subsec.1.2.5, durante una collisione nucleare inelastica ci può essere frammentazione sia del proiettile che del target. Per i protoni si ha solo frammentazione del target, mentre per particelle cariche pesanti con $A > 1$ si ha anche frammentazione del proiettile.

Frammentazione del proiettile

I frammenti pesanti prodotti nelle interazioni nucleari hanno approssimativamente la stessa velocità del proiettile, hanno una massa minore e sono emessi a piccoli angoli

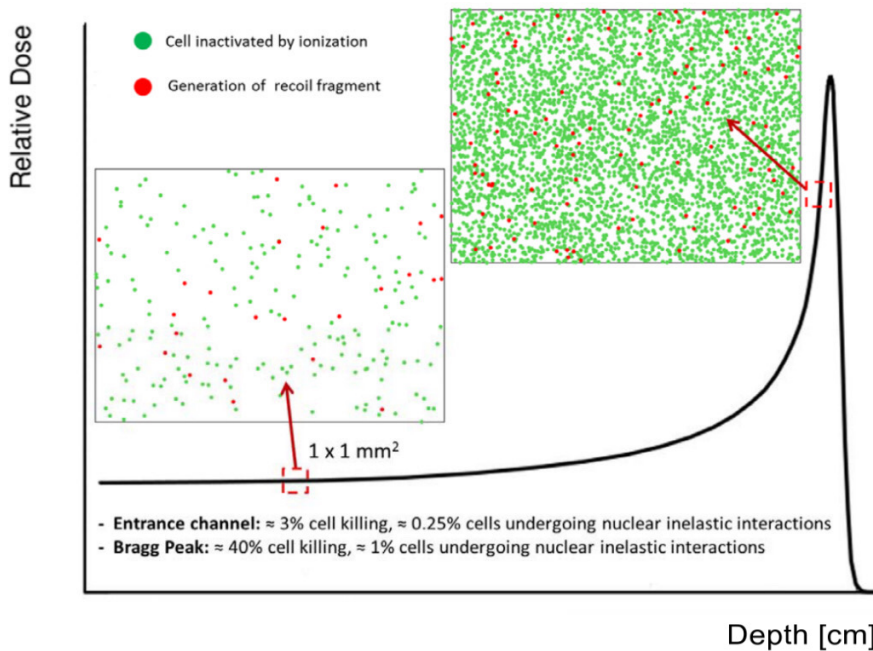


Figura 1.16: Grafico delle cellule uccise dalla radiazione primaria (verde) e dai frammenti (rosso) [2].

rispetto alla direzione di incidenza. Tutti questi frammenti vanno a rilasciare dose in più nel target oltre a quella del picco di Bragg: sono proprio loro infatti che provocano una coda oltre il picco di Bragg stesso, come si vede in Fig.1.14. Invece i frammenti più leggeri possono essere emessi a grandi angoli e contribuiscono a rilascio di dose non solo oltre il picco di Bragg, ma anche perché escono dalla zona prefissata di rilascio dose. In entrambi i casi l'effetto della frammentazione del proiettile è incluso negli attuali piani di trattamento. Tuttavia, vari studi indicano la necessità di migliorare la modellizzazione di questo fenomeno dovuto ad una differenza non trascurabile tra le previsioni delle simulazioni e i dati sperimentali, come si vede in Fig.1.17.

Frammentazione del target

Sia per protoni che per particelle cariche pesanti ($A > 1$), durante una collisione inelastica, può avvenire la frammentazione dei nuclei del target lungo la direzione del fascio, dall'ingresso fino al picco di Bragg. In questo caso i frammenti vengono prodotti con un range dell'ordine di pochi micrometri. Siccome i frammenti sono generati dalle particelle costituenti il corpo umano (H, C, N, O), possono avere un RBE alto (>2) e possono portare ad un rilascio di dose non trascurabile. Ciò che è di grande rilevanza soprattutto nel caso della protonterapia, dove l'RBE del proiettile è considerato pari a 1.1. La Fig.1.16 mostra uno studio nell'ambito della protonterapia effettuato per mezzo di simulazioni Monte Carlo, in cui vengono confrontati il numero atteso di cellule uccise per ionizzazione dalla radiazione primaria ed il numero di frammenti secondari generati. Assumendo che ogni frammento secondario uccida una cellula del target, si osserva che entrambi i numeri aumentano verso il picco di Bragg, ma prima di esso i frammenti del target contribuiscono al 10%, mentre al picco solo al 2%. Come nel caso della frammen-

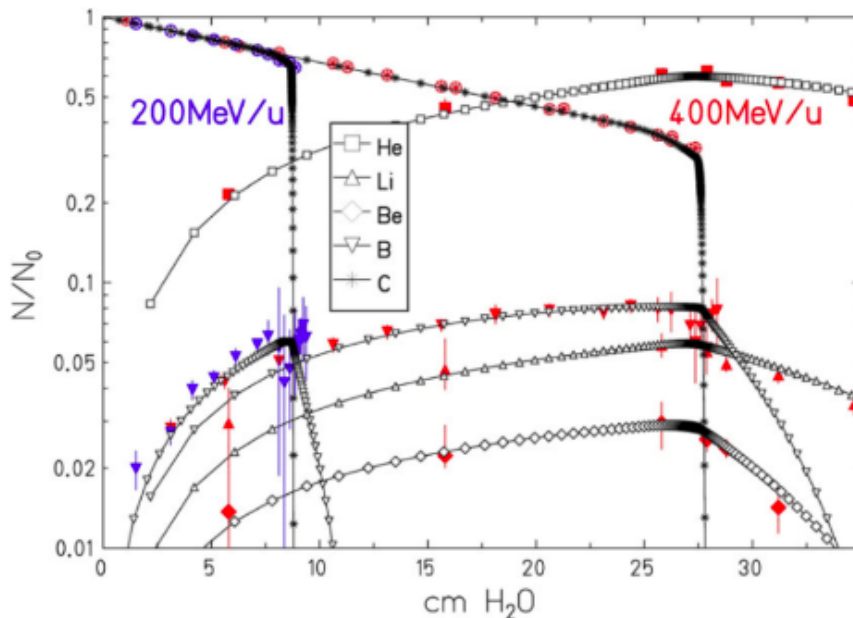


Figura 1.17: Sulle ascisse è presente lo spessore del bersaglio di acqua, mentre sulle ordinate il rapporto tra il numero di particelle rivelate e quello incidente. I simboli pieni indicano le misure fatte su fasci di ^{12}C a 200 Mev/u (in blu) e a 400 Mev/u (in rosso). I simboli vuoti invece rappresentano i risultati della simulazione TRiP98 [25].

tazione del proiettile, anche in questo caso sono necessarie ulteriori misure sperimentali per migliorare i modelli di frammentazione del target.

1.5 Radioprotezione Spaziale

I viaggi spaziali sono un tema molto importante degli ultimi anni: la National Aeronautics and Space Administration (NASA) ha programmato diverse missioni a lungo termine e lontane dalla Terra, tra le quali una nuova esplorazione lunare nel 2024 con sbarco dell’equipaggio e una missione su Marte con un rover ed un elicottero, sempre con la volontà di far sbarcare un equipaggio umano [26]. Uno degli aspetti fondamentali di queste missioni è di proteggere l’equipaggio dalle radiazioni che provengono dallo spazio. Per le missioni a lungo termine sono due le principali tipologie di radiazioni pericolose:

- **Raggi cosmici galattici:** sono un flusso costante di particelle ionizzanti che hanno energie che possono arrivare anche a 10^{20} eV. Tipicamente hanno uno spettro di energia con un massimo a circa 0.7-1 Gev/u, come di vede in Fig. 1.18, e sono elettroni ($\sim 1 - 2\%$), protoni ($\sim 85 - 90\%$), elio ($\sim 10 - 14\%$) e nuclei pesanti ($\sim 1\%$).
- **Solar Particles Events (SPE):** sono particelle generate dai venti solari. Sono composte da protoni ($\sim 90\%$), elio ($\sim 10\%$) e ioni pesanti con $Z > 1$ ($\sim 1\%$). In Fig.1.19 si può vedere lo spettro di energia di diverse SPE: si nota che esse possono coprire

un ampio range di energie. Questi eventi possono essere impulsivi, cioè che durano meno di un giorno, oppure graduali, cioè che possono durare più giorni. I secondi hanno un flusso di particelle maggiore e più esteso nello spazio, per cui sono i più pericolosi per l'equipaggio della missione.

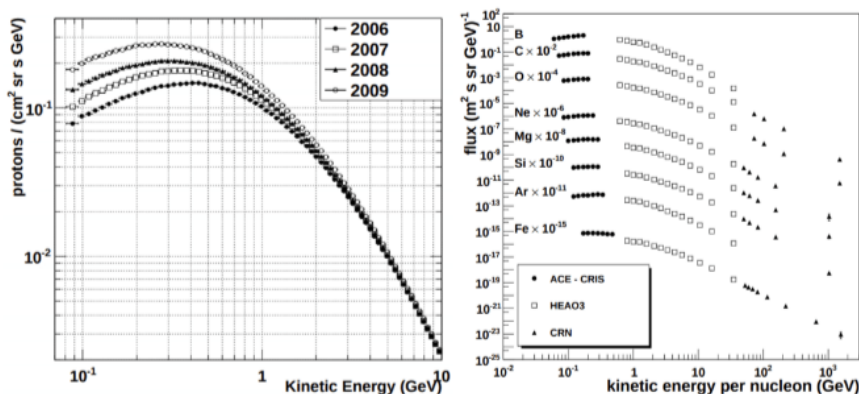


Figura 1.18: Spettro di energia di raggi cosmici galattici, in particolare protoni (sinistra) e ioni pesanti (destra). [27].

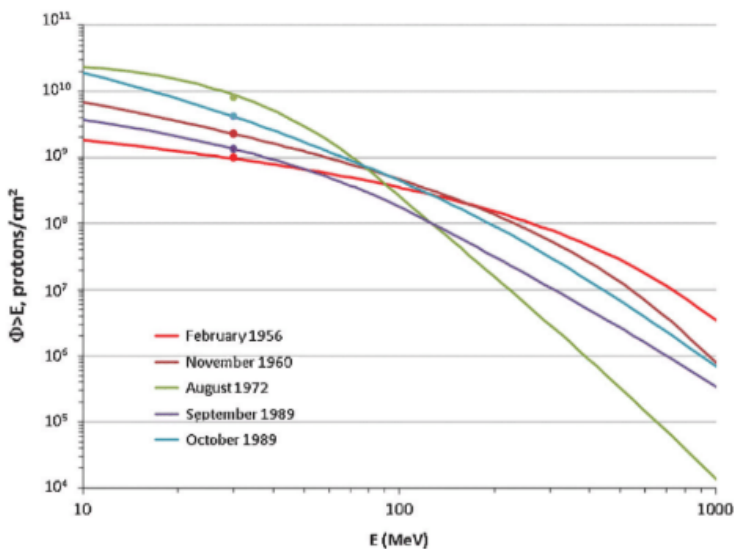


Figura 1.19: Spettro di energia di alcune SPE dello scorso secolo [28].

Una delle principali difficoltà nelle prossime missioni spaziali a lungo termine e lontane dalla Terra è che non si ha nessuna protezione "naturale" dai raggi cosmici, come ad esempio il campo magnetico terrestre, per cui bisogna trovare il modo di schermare bene la navicella spaziale, con il vincolo di minimizzare i costi ed il peso dei materiali.

Per poter proteggere al meglio gli astronauti serve costruire dei rivestimenti alla navicella, che spesso sono fatti in alluminio, acciaio o piombo: in questo caso si parla di "scudi passivi". L'effetto generale del materiale schermante è una media tra vantaggi, dovuti al fatto che l'equipaggio non viene direttamente esposto alle radiazioni, e svantaggi, dovuti ai frammenti che vengono prodotti dalle interazioni tra le particelle incidenti e lo scudo stesso. Recenti studi hanno individuato il polietilene come buon materiale schermante, a causa della sua alta concentrazione di atomi di idrogeno [29], che permettono una minore produzione di frammenti. Esistono anche gli "scudi attivi", che consistono nel deflettere la radiazione tramite l'utilizzo di campi elettromagnetici creati da magneti superconduttori [30].

Anche in questo caso c'è la necessità di fare misure di sezioni d'urto per migliorare i modelli nucleari inclusi nei software di simulazioni Monte Carlo per questo tipo di studi [31].

2.1 Introduzione

L'esperimento FOOT (FragmentatiOn Of Target) nasce per studiare i fenomeni di frammentazione nucleare per applicazioni di Adroterapia e di radioprotezione spaziale. L'obiettivo di FOOT è quello di misurare le sezioni d'urto differenziali in angolo e in energia dei frammenti prodotti dalla collisione tra ioni ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$ e ${}^{16}\text{O}$ su target di C , H ed O [32]. Esistono due setup sperimentali differenti: uno serve per misurare i frammenti leggeri ($Z \leq 3$) che sono emessi a grandi angoli (fino a 70°), e uno per misurare i frammenti pesanti ($Z \geq 3$) che sono emessi ad angoli più piccoli. Per ricostruire la traccia di ogni frammento, si utilizza un algoritmo di ricostruzione basato sul Kalman Filter, che va a ricostruire le tracce di ogni frammento partendo dagli hits che esso lascia nei vari detectors che compongono l'apparato.

In questo capitolo viene presentato l'esperimento FOOT, in particolare il suo scopo e le strategie per raggiungerlo nella Sec.2.2, il suo apparato sperimentale nella Sec.2.3 ed i metodi per identificare la carica e la massa dei frammenti nella Sec.2.4.

Per la Simulazione Monte Carlo (MC) dell'apparato di FOOT è stato usato il software FLUKA: una descrizione generale delle proprietà del codice di simulazione e delle routines sviluppate nell'ambito di FOOT viene illustrata nella Sec.2.5.

Nella Sec.2.6 viene descritto l'algoritmo di ricostruzione delle tracce.

2.2 Scopo dell'esperimento e metodi di misura

L'esperimento FOOT viene fondato nel 2017 dall'INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) e vi fanno parte ricercatori da Italia, Germania, Francia, Giappone e Cuba. Il suo scopo è quello di rivelare e identificare la traccia di tutti i frammenti prodotti dalle collisioni tra le particelle cariche pesanti e le diverse tipologie di target. Nei casi di frammentazione del target viene misurata la sezione d'urto in energia $d\sigma/dE$ (con un'accuratezza del 10%): sono utilizzati target di grafite e di polietilene. Per i casi di frammentazione del proiettile si vuole trovare la sezione d'urto in energia ed angolo solido $d^2\sigma/dEd\Omega$ (con una precisione del 5%) per fasci di ${}^{12}\text{C}$, ${}^4\text{He}$ e ${}^{16}\text{O}$. In entrambi i casi le energie delle particelle del fascio primario sono quelle tipiche dell'adroterapia (150-400 MeV/u) e della radioprotezione spaziale (>800 MeV/u).

Lo scopo finale delle misure sperimentali è quello di migliorare i Treatment Planning Systems e la scelta dei materiali di rivestimento per le future missioni spaziali. Ad oggi in letteratura ci sono dati che non sono sufficienti a migliorare i piani di trattamento. Tutto ciò serve anche per poter migliorare gli attuali codici Monte Carlo che simulano le interazioni nucleari inelastiche, le quali sono descritte da modelli semi-empirici, che necessitano di misure sperimentali per calibrare i vari parametri liberi.

Nelle interazioni tra protoni e nuclei (p-N), i frammenti prodotti hanno un range molto basso (decine di μm), a tal punto che non riuscirebbero a sfuggire al target. Quindi per misurare le sezioni d'urto si utilizza un approccio cinematico inverso con una tecnica di sottrazione stechiometrica delle sezioni d'urto: invece che far incidere i fasci di particelle tipicamente utilizzate nell'adroterapia su un materiale target dato dalla composizione del corpo umano, si invertono i ruoli di fascio e target e si usano fasci di 4He , ${}^{12}C$ e ${}^{16}O$ con energie cinetiche di 200 – 400 MeV/u che incidono su target di grafite (C), di etilene (C_2H_4) e di PMMA ($C_5O_2H_8$). In questa condizione, i frammenti hanno energia sufficiente ad uscire dal target ed essere rilevate dai detectors. Le quantità cinematiche dirette possono essere recuperate misurando la direzione e l'energia della particella incidente ed applicando un boost di Lorentz. La sezione d'urto dell'interazione p-N si calcola facendo la sottrazione delle sezioni d'urto come già svolto in [33]:

$$\sigma(H) = \frac{1}{4} \left(\sigma(C_2H_4) - 2\sigma(C) \right) \quad (2.1)$$

La necessità di utilizzare la tecnica della sottrazione stechiometrica delle sezioni d'urto è dovuto alla difficoltà nel maneggiare target composti da idrogeno puro. I risultati sul calcolo delle sezioni d'urto per un fascio di nuclei di ${}^{12}C$ condotto a Ganil è mostrato nella Fig.2.1.

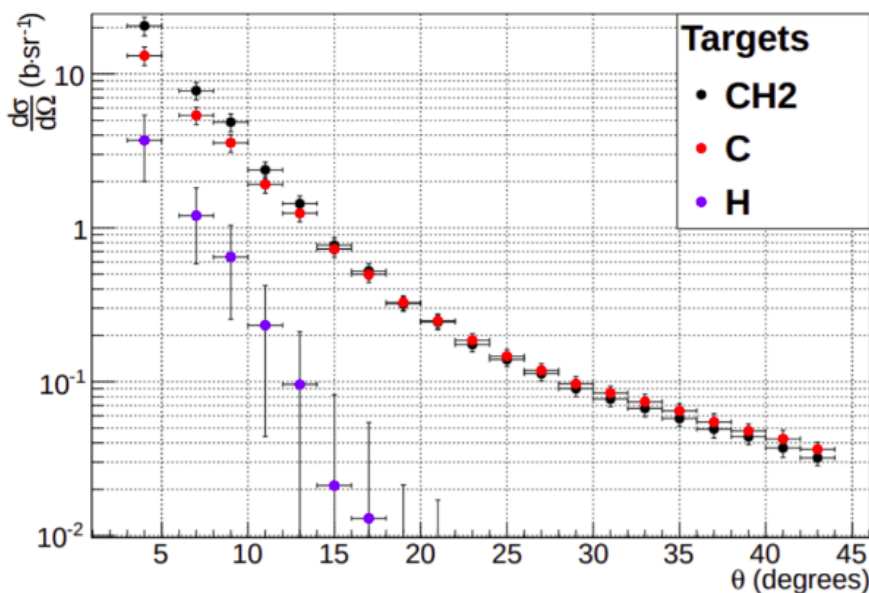


Figura 2.1: Misure di sezioni d'urto differenziali di frammenti α prodotti da un fascio di ioni carbonio su diversi target in funzione dell'angolo di emissione [34]. In questo caso il polietilene è stato indicato come CH_2 , diversamente da come viene espresso nella formula stechiometrica illustrata dall'Eq.2.1 e utilizzata in FOOT.

Per lo studio della radioprotezione spaziale si usano gli stessi fasci e target, ma l'energia cinetica delle particelle incidenti raggiunge i 700–1000 MeV/u.

FOOT ha già preso dati al GSI con fasci di ioni ${}^{16}O$, a 200 MeV/u e a 400 MeV/u, e di ioni ${}^{12}C$ a 700 MeV/u con le emulsioni. Il setup elettronico è invece ancora in fase di costruzione, ma alcuni dati di frammentazione elementare sono già stati raccolti con

metà dei detector al GSI (con ioni ^{16}O a 400 MeV/u) e al CNAO (con ioni ^{12}C a 200 MeV/u e a 400 MeV/u).

2.3 Setup sperimentale

Foot ha due differenti setup per misurare le sezioni d'urto: uno viene usato per i frammenti leggeri ($Z \leq 3$), l'altro per quelli pesanti ($Z \geq 3$), perché le particelle leggere vengono emesse a grandi angoli (fino ad un'apertura di 70°) rispetto alla direzione di incidenza, mentre quelle pesanti ad angoli più piccoli (fino a 10°), come si può vedere dalla simulazione Monte Carlo fatta con FLUKA in Fig.2.2. Si usano due setup diversi anche perché il range dinamico dei detectors è limitato ed il segnale generato dalle particelle leggere è molto differente rispetto a quello generato dalle particelle più pesanti. Nel primo caso si usa un *Emulsion Spectrometer*, mentre nel secondo un *Spettrometro Elettronico*.

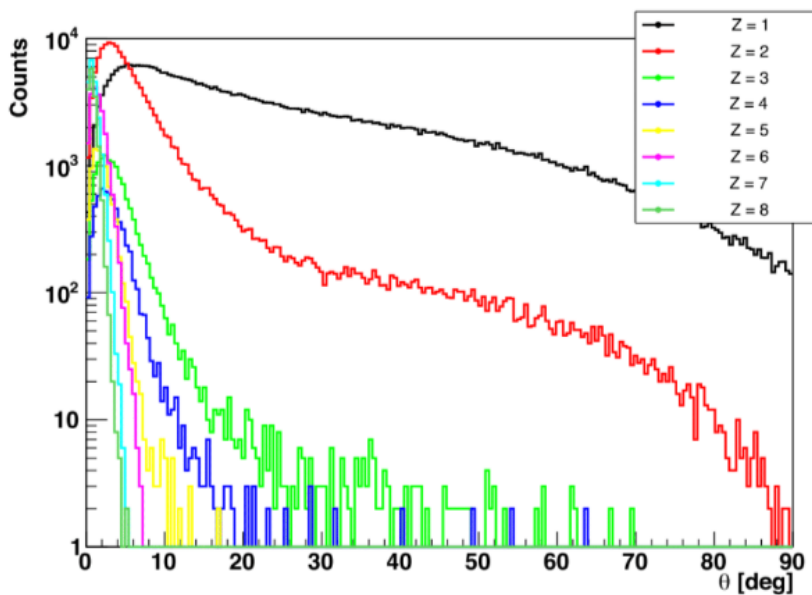


Figura 2.2: Distribuzione angolare simulata da FLUKA dei frammenti prodotti da un fascio di ^{16}O a 200 MeV/u che incide su un target di C_2H_4 spesso 2mm.

2.3.1 Spettrometro Elettronico

L'intero spettrometro elettronico si può dividere in tre parti:

- **Regione pre-target:** è composta da uno scintillatore plastico chiamato *Start Counter* e da una drift chamber detta *Beam Monitor*. Essi servono per la misura del TOF (Time of Fly) e per la ricostruzione della traccia della particella primaria.
- **Spettrometro Magnetico:** è composto da due magneti permanenti e da una serie di detectors (*vertex*, *inner tracker* e *microstrip silicon detector*) che sono posti dopo il

target. Essi servono per la ricostruzione della traccia e per la misura della quantità di moto dei frammenti.

- **Regione a valle:** è composta dal *Tof-Wall*, uno scintillatore, e dal *Calorimetro*. Essi servono per misurare l'energia persa in unità di lunghezza dalla particella e, insieme allo start counter, il TOF.

La lunghezza dell'apparato può variare tra 1-3 m, in base al tipo di fascio incidente: per energie cinetiche che raggiungono i 400 MeV/u, cioè tipiche della Particle Therapy, il calorimetro è posto a 1-2 m di distanza dal target, mentre per energie tipiche della radioprotezione spaziale, cioè 700-800 MeV/u, si arriva a 3 m. Uno schema dell'intero spettrometro elettronico si può vedere nella Fig.2.3.

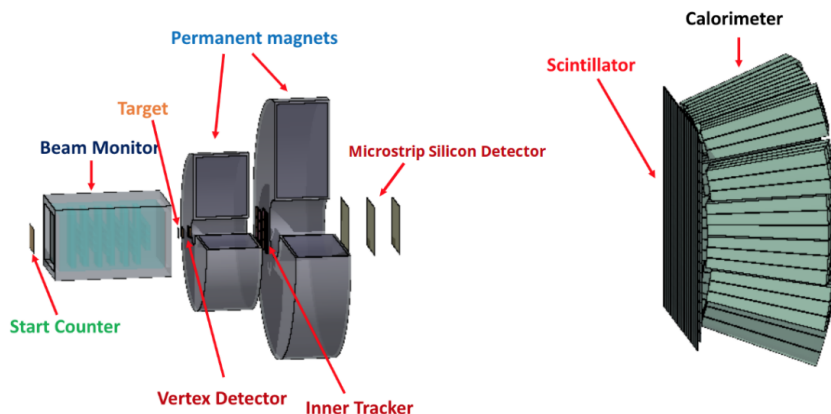


Figura 2.3: Visione schematica dello spettrometro elettronico di FOOT

Start Counter

Lo Start Counter (SC) è uno scintillatore plastico (EJ228) [35] di forma quadrata $5 \times 5 \text{ cm}^2$ e spesso $250 \mu\text{m}$. Serve per misurare la frequenza del fascio incidente, per fornire il segnale di trigger, necessario per far partire l'acquisizione dati, e per iniziare la misura del TOF.

Esso è posizionato su un supporto di alluminio e poi chiuso in una camera oscura, in modo da garantire la schermatura necessaria per le sue operazioni (Fig.2.4). Sulla superficie della camera di rivestimento sono poste due finestre, in corrispondenza del campo di vista dello scintillatore, fatte da fogli di alluminio mylar spessi $4 \mu\text{m}$.

La luce formata dallo scintillatore viene catturata da 48 SiPMs (Silicon Photomultipliers), il cui segnale di readout viene gestito dal WaveDAQ system [36], che provvede anche alla loro alimentazione.

Questo detector è stato testato al CNAO (Pavia, Italia) e al GSI (Darmstadt, Germania) con fasci di ioni ^{12}C e ^{16}O a diverse energie. Con un fascio di ioni ^{12}C a 700 MeV/u si è riuscito a raggiungere una risoluzione di 60 ps.

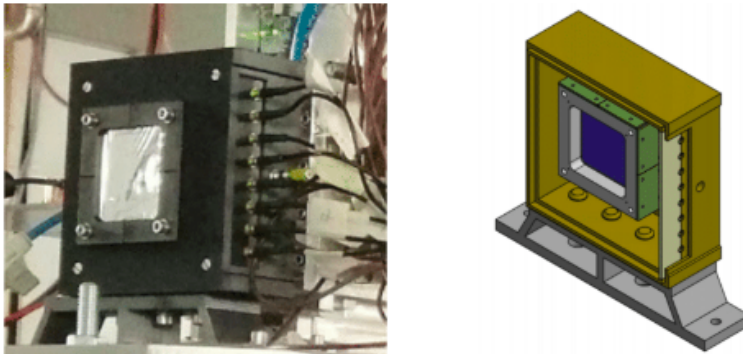


Figura 2.4: Start Counter: a sinistra una foto, a destra un disegno tecnico

Beam Monitor

Il Beam Monitor (BM) è una drift chamber, che viene posta tra lo SC e il target: serve per identificare la direzione del fascio e il punto in cui esso incide sul target.

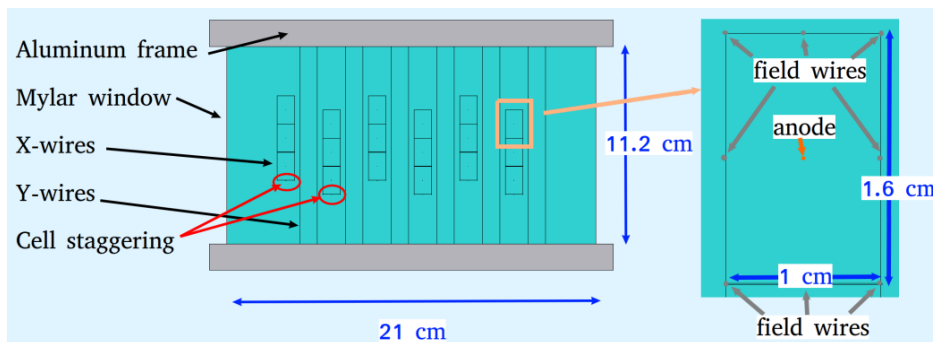


Figura 2.5: Schema del Beam Monitor.

Esso è composto da 12 layer di celle, con tre celle di drift per layer, come si mostra in Fig.2.5. Tali piani sono perpendicolari all'asse-z, cioè quello identificato dalla direzione del fascio. In totale, il BM ha una superficie attiva di 16 cm^2 e una lunghezza di 21 cm. Per poter risolvere delle ambiguità nella ricostruzione della traccia, due layers consecutivi lungo la stessa vista vengono sfalsati di mezza cella [37], come si vede in Fig.2.5. Al centro di ogni cella viene posto un filo di tungsteno del diametro di $25 \mu\text{m}$, che viene connesso all'alta tensione e all'elettronica di readout. Il BM ha al suo interno una miscela di gas Ar/CO_2 rispettivamente al 80/20%, che è posta alla pressione di $\simeq 1.1 \text{ bar}$. Usando diverse combinazioni di ioni ed energie, per il BM si è misurata un'efficienza di $\simeq 90\%$ e una risoluzione spaziale di $\sim 100 \mu\text{m}$ [38]. Un'alta risoluzione spaziale per il BM è importante perché permette la misura della direzione del fascio incidente (accuratezza di pochi mrad rispetto alla direzione del fascio primario) e di determinare i parametri del boost di Lorentz da adottare nell'approccio cinematico inverso.

Target e Vertex Detector

Il Target ed il Vertex Detector (VTX) sono posti su una struttura meccanica. Il VTX è

composto da 4 layers di detectors a pixel in silicio di dimensioni trasversali $2\text{ cm} \times 2\text{ cm}$, posizionati a pochi millimetri dal target in modo da ottenere un'accettanza angolare di 40° [39].

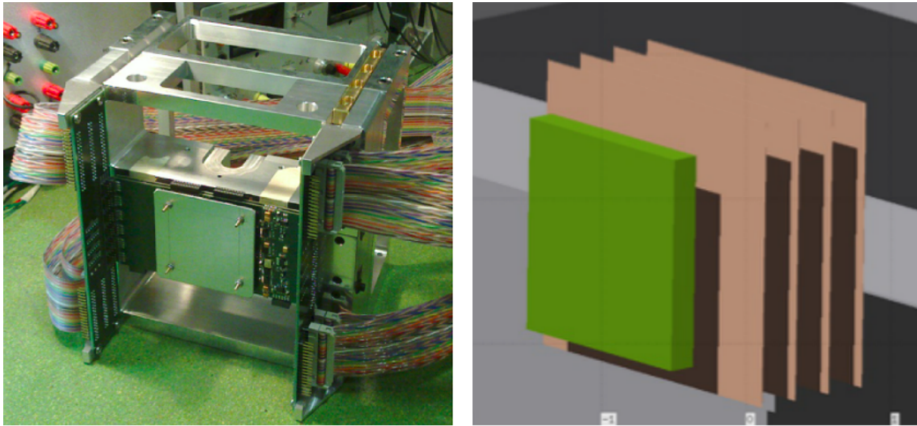


Figura 2.6: Setup di target e vertex.

I layers sono composti da MIMOSA-28 (M28) Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS), che consiste in una matrice di 928 righe \times 960 colonne di pixel, montati con un passo di $20.7\ \mu\text{m}$. Tutti e quattro i sensori M28 sono spessi $50\ \mu\text{m}$.

Magnetic System

Il Magnetic System (MS) serve per far curvare i frammenti prodotti nel target. È composto da due magneti permanenti (PMs) in configurazione Halbach. Sono state scelte due diverse dimensioni dei magneti per poter ottenere un'accettanza di 10° e per raggiungere la risoluzione prefissata della quantità di moto.

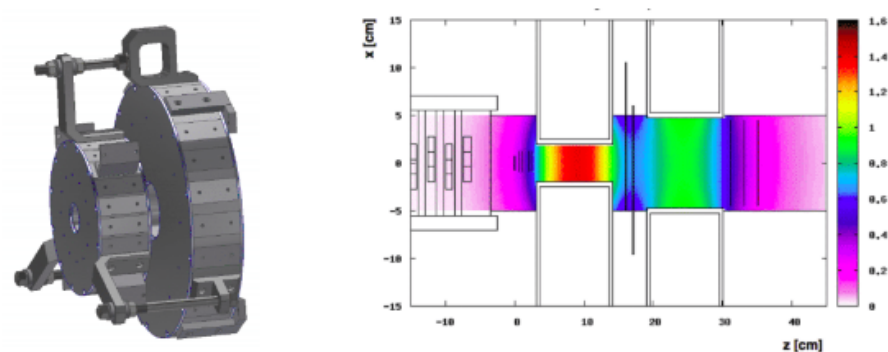


Figura 2.7: Sulla sinistra disegno tecnico della struttura contenente i due magneti, sulla destra mappa del campo magnetico.

Ogni PM è composto da 12 blocchi di magneti, disposti su una superficie anulare, come si vede in Fig.2.7. Il primo PM è quello più vicino al vertice ed ha un diametro interno di 5 cm e fornisce un campo magnetico massimo di 1.4 T, mentre il secondo PM

ha un diametro di 10.6 cm e genera un campo magnetico massimo di 0.9 T. Tra i due PM viene posto l'Inner Tracker, il quale sperimenta un campo magnetico netto di 0.6 T.

Inner Tracker

L'Inner Tracker (IT), che si può vedere in Fig.2.8, è composto da due piani di detector a pixel al silicio, che servono per tracciare i frammenti nella regione in cui è presente il campo magnetico. Ogni piano copre un'area utile di $8 \times 8 \text{ cm}^2$ e contiene 16 sensori

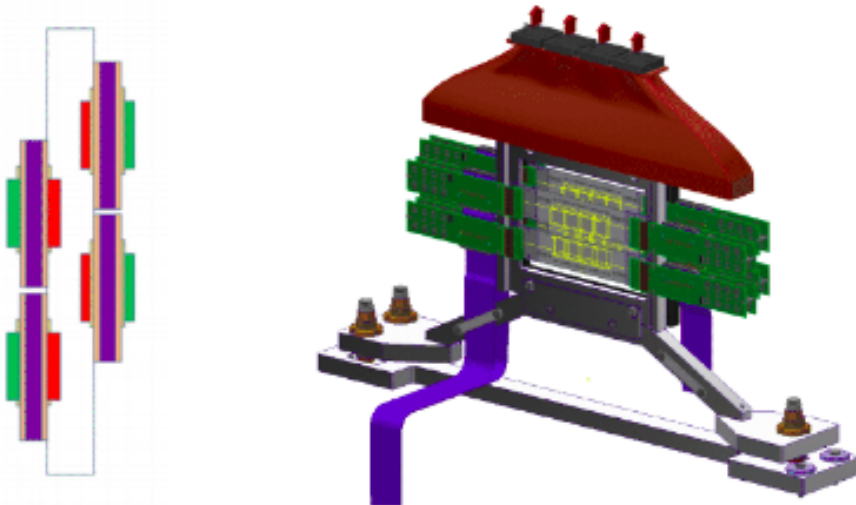


Figura 2.8: Schema dell'IT visto perpendicolarmente e lungo la direzione del fascio.

M28. L'IT usa gli stessi sensori del vertice, in modo da semplificare il sistema DAQ di readout. A differenza del vertice, però, l'IT ha un'area maggiore e viene posizionato su un supporto meccanico, che aumenta il budget complessivo del materiale.

Microstrip Silicon Detector

La ricostruzione delle tracce nella regione a valle è essenziale per il matching tra la traccia ricostruita e l'hit del Tof-Wall (TW). Questo si può raggiungere con l'utilizzo dei Microstrip Silicon Detector (MSD), i quali possono fornire anche una stima della carica del frammento attraverso la misura dell'energia persa dE/dx . Essi sono posizionati subito dopo il secondo magnete, come si vede in Fig.2.3.

Ci sono tre layer (sul piano $x - y$) di MSD con un'area di $9.6 \times 9.3 \text{ cm}^2$, separati da un gap di 2 cm lungo la direzione del fascio. Per ogni layer dell'MSD, sono montati due Single-Sided Silicon Detector (SSSD) spessi $150 \mu\text{m}$ e posti perpendicolarmente tra loro; ognuno di essi è poi fissato su un Printed Circuit Board (PCB) (Fig.2.9), che provvede al supporto meccanico e che funge da interfaccia al segnale di readout dell'MSD. L'MSD ha una risoluzione spaziale di $40 \mu\text{m}$.

Tof-Wall detector

Il Tof-Wall (TW) è composto da due layers perpendicolari tra loro di 20 barre di scintillatore plastico (EJ-200) ognuno e avvolte con alluminio riflettente e nastro nero oscurante per schermare il materiale da fonti luminose di fondo [40] (Fig.2.10).

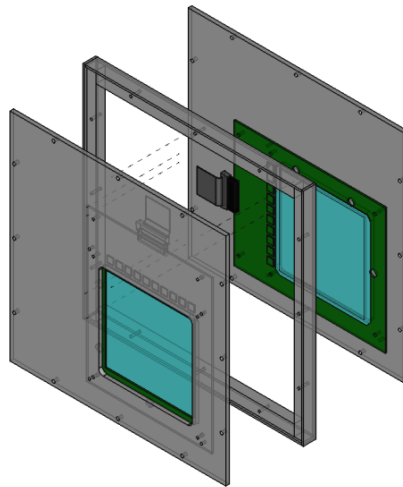


Figura 2.9: Vista di un layer dell'MSD (blu) e PCB (verde).

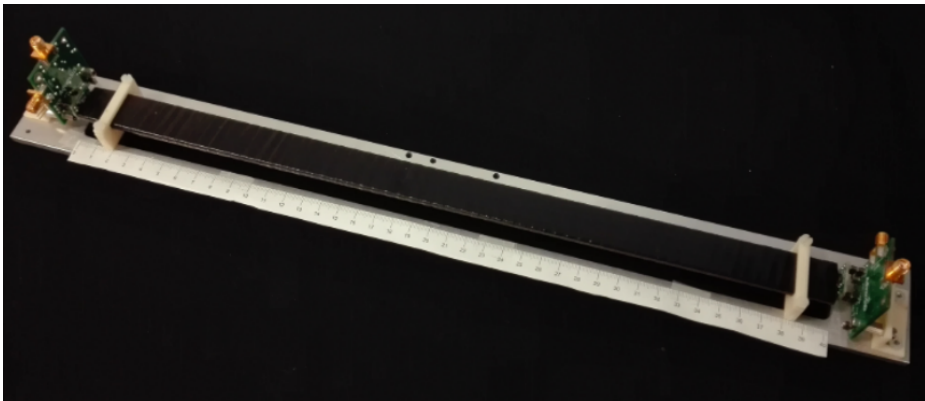


Figura 2.10: Barra del TW.

Ogni barra è spessa 0.3 cm, larga 2 cm e lunga 44 cm. Il TW ha un'area utile di 40×40 cm² e provvede alla misura dell'energia depositata dalla particella ΔE , del TOF (usando il tempo iniziale t_0 dello SC) e della posizione della particella. La misura simultanea del ΔE e del TOF permette di identificare la carica Z dello ione incidente [41], la quale, insieme all'hit nel TW, gioca un ruolo importante nell'identificazione della massa della particella. Il TW è posto a 1-3 m dal target: la lunghezza precisa viene scelta in base al fascio di incidenza. Lo spessore delle barre è stato scelto per poter raggiungere gli obiettivi di risoluzione per i frammenti pesanti, cioè una precisione del TOF migliore di 100 ps e dell'energia persa di $\sigma(\Delta E)/\Delta E \simeq 3-10\%$. Con un fascio di protoni, il TW ha raggiunto una precisione di $\sigma(\Delta E)/\Delta E \simeq 6-14\%$ e di 120-180 ps; mentre con un fascio di ioni carbonio si è arrivati a $\sigma(\Delta E)/\Delta E \simeq 5-7\%$ e di 30-40 ps [42].

Calorimetro

Il Calorimetro (CA) è il detector posto alla fine dell'apparato sperimentale, dopo il TW.

Esso serve per misurare l'energia cinetica dei frammenti, necessaria per identificare il loro numero di massa A.

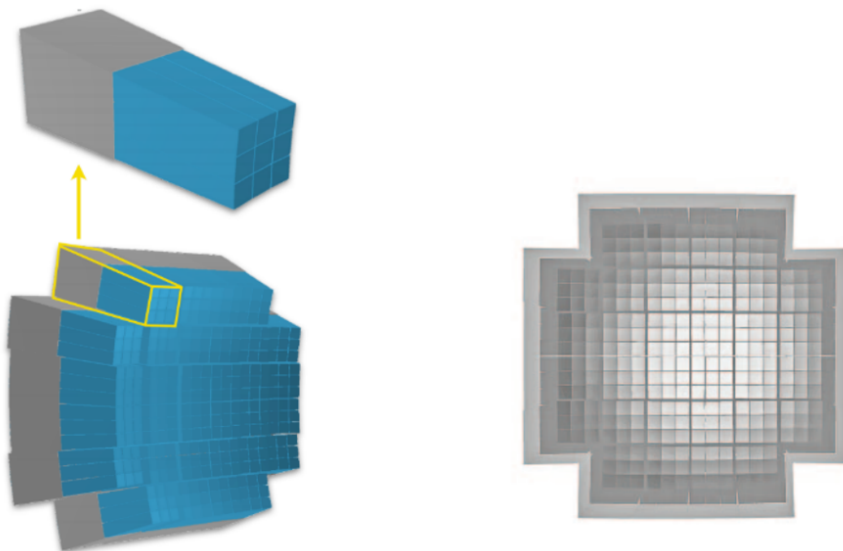


Figura 2.11: Vista laterale del calorimetro con uno zoom sul singolo modulo (sinistra) e visione frontale del calorimetro (destra).

In base all'energia del fascio di incidenza, possono accadere diversi fenomeni nel CA:

- Per energie $\simeq 700\text{-}800$ MeV/u, che sono raggiunte nell'ambito della radioprotezione spaziale, non si riesce ad avere un pieno contenimento di tutte le particelle create con un CA di dimensioni convenienti.
- Per i casi di frammentazioni del target e di proiettili di ^{12}C e di ^{16}O che raggiungono energie di 400 MeV/u, cioè alle energie di interesse per l'adroterapia, l'energia viene persa soprattutto tramite interazione elettromagnetica con gli elettroni ed i nuclei del calorimetro. In questo caso si può raggiungere un pieno contenimento dei frammenti, in modo da massimizzare la risoluzione energetica. In questo caso però vengono anche a prodursi dei neutroni, i quali possono uscire dal detector: questo effetto rientra come errore sistematico per la misura dell'energia persa dalla particella.

Il CA è composto da 320 cristalli di $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ($\rho = 7.13$ g/cm³) (BGO). Essi sono posizionati con un arrangiamento a calotta sferica (Fig.2.11) e sono divisi in moduli 3×3 di cristalli. In particolare ogni cristallo ha la forma di un tronco di piramide a basi quadrate con le facce di 2×2 cm² e 3×3 cm² ed una lunghezza di 24 cm [43]. Inoltre ogni cristallo BGO è accoppiato ad una matrice di 25 SiPMs, che occupano una superficie di 2×2 cm² ed hanno un passo di 10 μm , piccolo abbastanza per avere una risposta lineare nell'intervallo di energia fino a 10 GeV. Con il CA si è riusciti ad ottenere una risoluzione in energia $\sigma(\Delta E)/\Delta E$ sotto il 2% per le particelle cariche pesanti ($Z > 2$).

2.3.2 Spettrometro ad emulsioni

Lo spettrometro basato sulle emulsioni nucleari (ES) serve per misurare le sezioni d'urto differenziali dei frammenti più leggeri ($Z \leq 3$), i quali sono prodotti anche a grandi angoli ($>90^\circ$). Esso infatti raggiunge un'accettabilità angolare di $\approx 70^\circ$.

L'ES è stato progettato per essere come un esperimento a sé stante e si tratta di un detector molto compatto basato sulla stessa tecnologia delle emulsion cloud chamber dell'esperimento OPERA [44]. L'ES viene posto dopo lo SC ed il BM, i quali sono usati solo per monitorare il fascio incidente, in modo da evitare il pile-up sull'ES stesso.

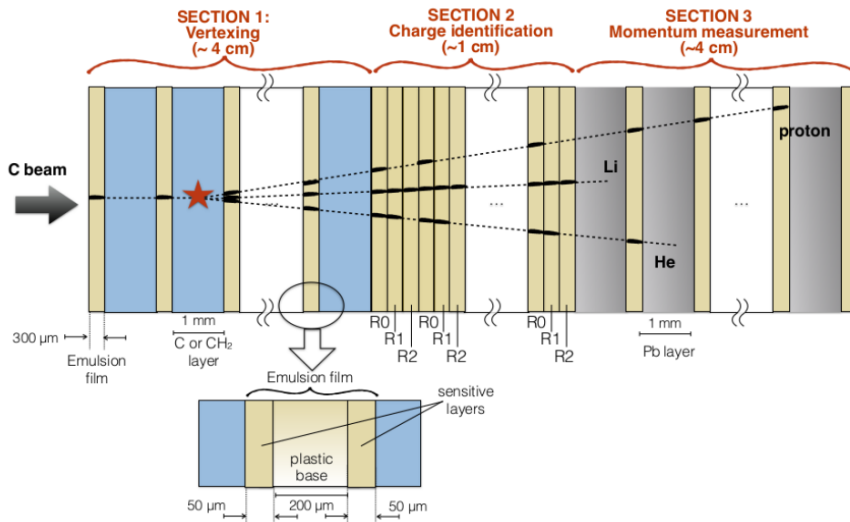


Figura 2.12: Struttura dello spettrometro ad emulsioni.

L'ES è composto da diversi film di emulsioni, dei detector spessi $70 \mu\text{m}$, intervallati da un materiale passivo (target). I layers di emulsioni sono depositati su entrambi i lati di una base plastica spessa $210 \mu\text{m}$ utilizzata come supporto. Le regioni sensibili sono fatte di cristalli di nanoparticelle di AgBr di diametro $0.2 \mu\text{m}$: essi riescono a rivelare il passaggio delle particelle cariche producendo un'immagine latente, dovuta ad un processo chimico, detto "Sviluppo". L'immagine della traiettoria della particella incidente consiste in una serie di clusters grigi e neri, del diametro di circa $0.6 \mu\text{m}$, che possono essere visti tramite un microscopio. La loro densità risulta proporzionale alla carica e all'energia della particella incidente.

L'ES può essere diviso in tre regioni:

- **Vertexing Region:** è composta da emulsion films intervallati da layers di materiale di target (C o C_2H_4) di spessori variabili (1-2 mm). In questo caso i film di emulsione vengono usati per ricostruire le tracce dei frammenti carichi.
- **Charge Identification Region:** è composta solo da film di emulsioni e ha lo scopo di misurare la carica delle particelle.
- **Momentum Measurement:** questa sezione è composta da layer di emulsioni intervallati da materiali passivi ad alto Z. L'obiettivo è quello di misurare l'energia cinetica della particella e sfruttare questi risultati per ricavare anche la massa.

2.4 Identificazione di carica e massa

Per raggiungere gli obiettivi dello spettrometro elettronico di FOOT presentati in Sec.2.2, sono stati sviluppati diversi metodi per identificare la massa e la carica delle particelle. Per i frammenti pesanti ($Z \geq 3$), le misure di energia persa (ΔE), di energia cinetica (E_{kin}), di quantità di moto (p) e di velocità (β) della particella vengono combinate in modo da ricavare una stima della carica e della massa dei frammenti generati dal proiettile, in modo da usare successivamente l'approccio cinematico inverso e arrivare alla sezione d'urto differenziale in angolo solido ed energia $d^2\sigma/dEd\Omega$.

Energia persa ΔE

L'energia persa dalla particella ΔE viene misurata dal TW, il quale permette di raggiungere un'accuratezza di $\sigma(\Delta E)/\Delta E \sim 3 - 10\%$. In particolare, la risoluzione energetica del TW può essere modellata come:

$$\sigma(\Delta E) \sim a + \frac{b}{\Delta E}$$

dove $a = 0.904 \text{ MeV}$ e $b = 18.6 \text{ MeV}$ [42].

Energia cinetica E_{kin}

L'energia cinetica E_{kin} è data dalla somma dell'energia che la particella rilascia nello spettrometro magnetico e nel calorimetro. Quest'ultimo dà il maggior contributo alla misura e la risoluzione può essere calcolata come:

$$\frac{\sigma(E_{kin})}{E_{kin}} = \frac{a}{\sqrt{E_{kin}}} \oplus \frac{b}{E_{kin}} \oplus c$$

dove $a/\sqrt{E_{kin}}$ è un termine stocastico, b/E_{kin} è dato dal rumore elettronico e c è una costante riferita al contributo dovuto alle incertezze dalle calibrazioni. Con \oplus si intende invece la somma in quadratura. Nei test preliminari si è raggiunta una risoluzione di $\sigma(E_{kin})/E_{kin} \leq 2\%$ per fasci di ioni carbonio e ossigeno ad energie di 80-400 MeV/u.

Velocità β

La velocità della particella β viene calcolata usando la lunghezza del percorso (L) ed il TOF:

$$\beta = \frac{L}{c \cdot TOF} \quad (2.2)$$

Il TOF viene misurato sfruttando il TW ed il tempo iniziale dato dallo SC, mentre L viene misurato dalla posizione di produzione della particella fino al TW, usando un algoritmo di ricostruzione delle tracce basato sul Kalman Filter. L'algoritmo di ricostruzione fornisce un'accuratezza $\sigma(L) \sim \text{mm}$, mentre la risoluzione del TOF viene calcolata come $\sigma(\text{TOF}) = \sqrt{\sigma_{SC}^2 + \sigma_{TW}^2}$. La $\sigma(\text{TOF})$ raggiunta nei test preliminari con ioni carbonio ed ossigeno è $\sim 70 \text{ ps}$, per cui l'obiettivo prefissato di avere $\sigma(\text{TOF}) \leq 100 \text{ ps}$ per i frammenti pesanti ($Z \geq 3$) è stato pienamente raggiunto.

L'errore sul TOF è preponderante su quello della lunghezza L , per cui la risoluzione della velocità si può calcolare come: $\sigma(\beta) \sim \frac{L}{c \cdot \text{TOF}^2} \cdot \sigma(\text{TOF})$ ed è dell'ordine di ~ 0.006 .

Quantità di moto p

La quantità di moto p è calcolata dallo spettrometro magnetico. Ogni detector misura una serie di punti che vengono elaborati da un algoritmo di ricostruzione delle tracce basato sul Kalman Filter. Nel software di FOOT è stato creato un tipo di Kalman Filter, il quale è ancora in fase di ottimizzazione. I test preliminari hanno permesso di ottenere una risoluzione di $\sigma(p)/p \sim 5\%$.

Identificazione della carica

Per lo spettrometro elettronico ci sono due modi per identificare la carica.

Il primo, che utilizza il TW, consiste nella stima dell'energia persa secondo la formula di Bethe-Block (Eq.1.5), che viene semplificata come:

$$\frac{dE}{dx} \sim z^2 \cdot f(\beta) \quad (2.3)$$

dove dE/dx è l'energia persa per unità di lunghezza, z è la carica della particella e $f(\beta)$ è una funzione della velocità della particella stessa (β). Il TW misura l'energia persa della radiazione ΔE , mentre la lunghezza del percorso Δx si stima essere lo spessore del detector considerato. Il rapporto $\Delta E/\Delta x$ combinato con la misura di β permette allora di ricavare la carica z del frammento.

Il secondo metodo invece usa il VTX e l'IT. Quando una particella carica attraversa un layer di pixel di detector al silicio, va ad accendere altri pixel adiacenti, che possono essere raggruppati in un cluster; il numero di pixel accesi definiscono la *cluster size*, la quale dipende dall'energia rilasciata dalla particella e quindi anche dalla sua carica. Per legare la cluster size all'energia persa dalla particella (ΔE) si è utilizzato un modello empirico [45]:

$$n_p = 2\pi r_s \log\left(\frac{\Delta E}{2\pi E_g T_s}\right) \quad (2.4)$$

dove n_p è il numero medio di pixels, E_g è l'energia media per la creazione dei portatori di carica dello scintillatore (per il Silicio $E_g \simeq 3.6eV$), r_s e T_s sono invece due parametri liberi. Combinando l'Eq.2.3 e l'Eq.2.4, è possibile estrapolare la carica della particella dalla cluster size e dalla misura del TOF.

Il modo più preciso per l'identificazione della carica è quello che coinvolge il TW, perché, con una risoluzione $\sigma(\Delta E)/\Delta E \sim 3 - 10\%$, si può raggiungere un'accuratezza sulla carica inferiore al 4%.

Il secondo metodo può essere comunque utilizzato come controllo del risultato ottenuto con il TW.

Identificazione della massa

La massa della particella viene identificata combinando le misure di TOF, quantità di moto (p) ed energia cinetica (E_{kin}) in tre modi distinti:

- TOF e quantità di moto p:

$$p = m \gamma \beta = \frac{m \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \Rightarrow m = \frac{p \sqrt{1 - \beta^2}}{\beta}$$

$$A_1 = \frac{m}{u} = \frac{1}{u} \frac{p \sqrt{1 - \beta^2}}{\beta}$$

dove $u = 931.494 \text{ MeV}/c^2$ è l'unità di massa atomica, β è la velocità della particella in unità di c e γ è il fattore di Lorentz.

- **TOF ed energia cinetica E_{kin} :**

$$p^2 = E_{tot}^2 - m^2 \Rightarrow m^2 \gamma^2 \beta^2 = (E_{kin} + m)^2 - m^2$$

$$A_2 = \frac{m}{u} = \frac{E_{kin}}{u} \frac{1 + \sqrt{1 + \gamma^2 \beta^2}}{\gamma^2 \beta^2}$$

- **Quantità di moto p ed energia cinetica E_{kin} :**

$$E_{tot}^2 = p^2 + m^2 \Rightarrow (E_{kin} + m)^2 = p^2 + m^2$$

$$A_3 = \frac{m}{u} = \frac{E_{kin}^2 - p^2}{2E_{kin}}$$

Siccome il calorimetro presenta un errore sistematico dovuto alla produzione di neutroni che riescono a sfuggire al detector, il metodo migliore per ottenere la massa è quello che combina TOF e quantità di moto. Però tutti e tre i procedimenti vengono utilizzati in modo da ridurre gli errori ed arrivare ad un risultato migliore. I diversi valori di massa stimati vengono poi combinati per arrivare ad un unico risultato finale in due modi:

- **Algoritmo di minimizzazione del χ^2 :** si basa sulla minimizzazione della seguente funzione:

$$\chi^2 = f(\vec{x}) + A^T (CC^T)^{-1} A \quad (2.5)$$

dove:

$$f(\vec{x}) = \frac{(TOF - \overline{TOF})^2}{\sigma^2(TOF)} + \frac{(p - \overline{p})^2}{\sigma^2(p)} + \frac{(E_{kin} - \overline{E_{kin}})^2}{\sigma^2(E_{kin})} \quad (2.6)$$

TOF , p e E_{kin} sono i valori ricostruiti, $\sigma(TOF)$, $\sigma(p)$ e $\sigma(E_{kin})$ sono le rispettive incertezze e \overline{TOF} , \overline{p} e $\overline{E_{kin}}$ sono i parametri di fit. Poi $A = (A_1 - \overline{A}, A_2 - \overline{A}, A_3 - \overline{A})$ è il vettore di massa, nel quale A_1 , A_2 e A_3 sono i valori stimati della massa con i tre metodi ed \overline{A} la massa fittata. Infine la matrice C è detta matrice di correlazione e vale:

$$C = \begin{bmatrix} \frac{\partial A_1}{\partial TOF} \cdot \sigma(TOF) & \frac{\partial A_1}{\partial p} \cdot \sigma p & 0 \\ \frac{\partial A_2}{\partial TOF} \cdot \sigma(TOF) & 0 & \frac{\partial A_2}{\partial E_{kin}} \cdot \sigma E_{kin} \\ 0 & \frac{\partial A_3}{\partial p} \cdot \sigma p & \frac{\partial A_3}{\partial E_{kin}} \cdot \sigma E_{kin} \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

- **Augmented Lagrangian Method:** è un processo iterativo e si basa sulla minimizzazione della funzione lagrangiana \mathcal{L} :

$$\mathcal{L}(\vec{x}, \vec{\lambda}, \mu) = f(\vec{x}) + \sum_{i=1}^3 \lambda_i c_i(\vec{x}) + \frac{1}{2\mu} \sum_{i=1}^3 c_i^2(\vec{x}) \quad (2.8)$$

dove $f(\vec{x})$ è la funzione presentata nell'Eq.2.6, $c_i(\vec{x}) = (A_i - \overline{A})$ sono dei vincoli, A_i sono i valori di massa stimati con i tre metodi presentati precedentemente, \overline{A} è la massa fittata, λ_i sono i moltiplicatori di Lagrange e μ un fattore moltiplicativo positivo.

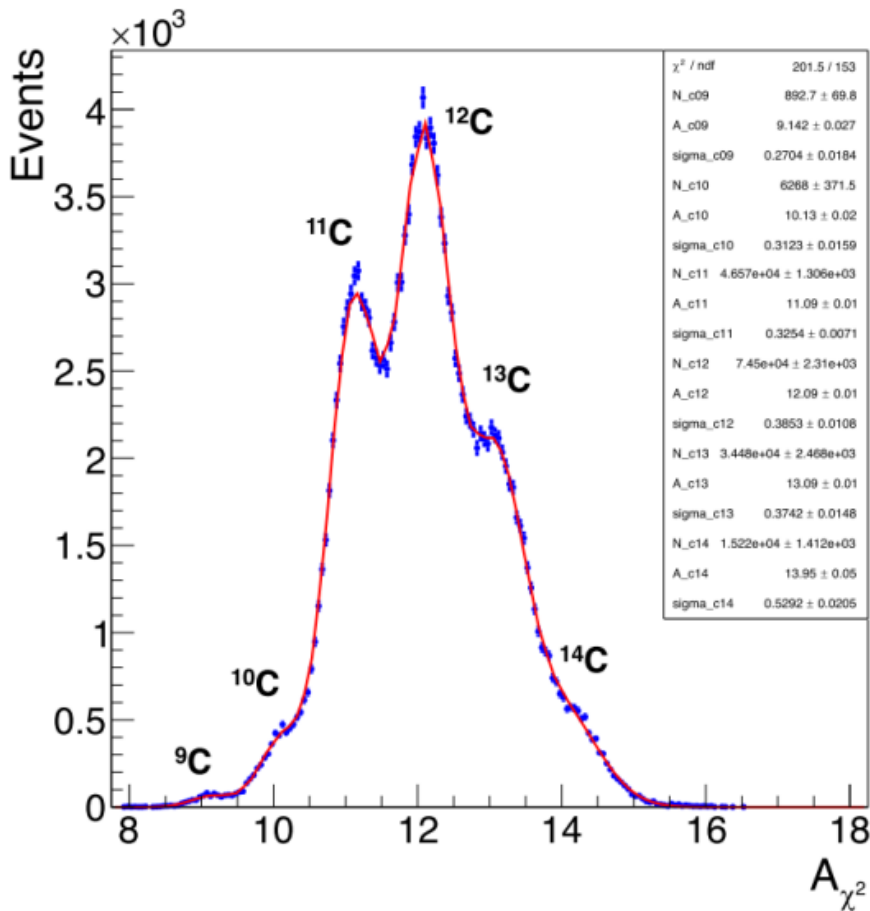


Figura 2.13: Esempio dell'identificazione della massa con il metodo del χ^2 usando una simulazione MC di un fascio di ^{12}C .

In Fig.2.13 si può vedere il risultato del calcolo della massa con il metodo del χ^2 , considerando $TOF \sim 70$ ps, $\sigma(p)/p \sim 3.7\%$ e $\sigma(E_{kin})/E_{kin} \sim 1.5\%$. L'errore sulla massa è molto sensibile all'incertezza del TOF.

Per raggiungere il livello di precisione delle sezioni d'urto desiderato dagli standard dell'adroterapia è necessario misurare:

- $\sigma(p)/p \sim 5\%$
- $\sigma(\text{TOF}) \sim 100$ ps
- $\sigma(E_{kin})/E_{kin} \sim 2\%$
- $\sigma(\Delta E)/\Delta E \sim 5\%$

dove p , TOF , E_{kin} e ΔE sono rispettivamente la quantità di moto, il tempo di volo, l'energia cinetica e l'energia persa dalla particella.

2.5 Simulazione

Le simulazioni MC di FOOT sono state fatte per ottimizzare e valutare le performances dei vari detectors. Il software di simulazione utilizzato è FLUKA (FLUKtuierende KAskade), che permette di simulare il passaggio e l'interazione delle particelle nella materia [46, 47]. Tutto l'apparato sperimentale è stato implementato nelle simulazioni MC, in modo da poter valutare l'interazione della radiazione con ogni componente di ogni detector. In Fig.2.14 si può vedere lo schema di FOOT.

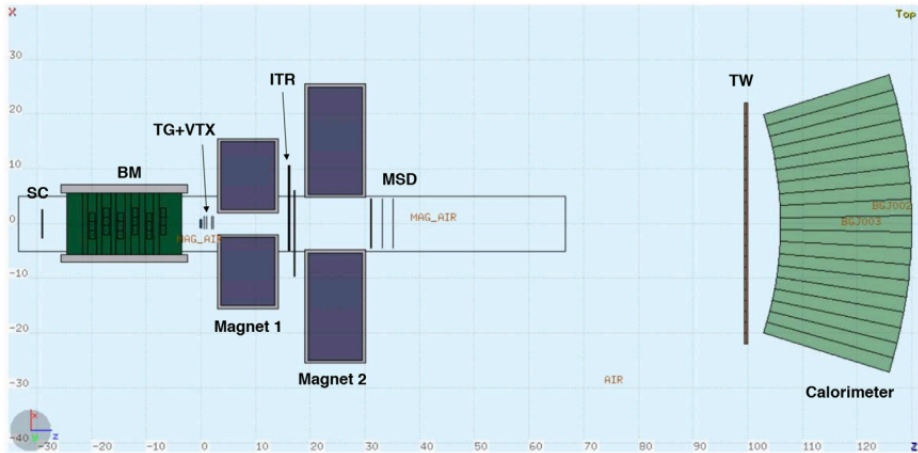


Figura 2.14: Simulazione dello spettrometro elettronico di FOOT.

2.5.1 Fluka

FLUKA è un software di simulazione MC che viene usato in diverse branche della fisica. Esso adotta diversi modelli per la descrizione delle interazioni nucleari, come [48]:

- **Boltzmann-Master Equation Model** [49]: si usa per energie superiori a 100 MeV/u. In questo modello il maggior effetto è la fusione tra il proiettile ed il nucleo del target.
- **Relativistic Quantum Molecular Dynamics (rQMD)** [50] [51]: si usa per energie comprese tra 50-400 MeV/u. In questo modello, ogni nucleone del proiettile e del target viene rappresentato come una gaussiana e l'interazione viene simulata minimizzando l'Hamiltoniana di interazione nucleone-nucleone.
- **Dual Parton Model (DPM) con JETs model** [52]: si usa per energie superiori a 5 GeV/u ed è basato sul DPM unito al formalismo di Glauber (usato soprattutto per lo studio dei raggi cosmici).

FLUKA output

Per la simulazione dello spettrometro elettronico, il team di FOOT ha modificato l'output standard di FLUKA, infatti esso non include una struttura dati primario per primario: l'output è stato quindi programmato in modo da avere tutte le informazioni di ogni detector per ogni particella generata da ogni primario simulato. In particolare, l'output

consiste in un file *ASCII* che contiene tutti i dati simulati. Esso va poi convertito in un file *ROOT* organizzato in blocchi:

- **Blocco delle particelle:** in questa parte è possibile estrapolare la massa, la carica, il numero barionico e la posizione di nascita e di morte delle particelle. Si può anche risalire alle proprietà delle interazioni che hanno generato le particelle.
- **Blocco dei detectors:** in questa parte si trovano le quantità simulate di interesse per ogni singolo detector. Ad esempio nel VTX vengono simulati i pixel accesi dovuti al passaggio delle particelle. Per ogni pixel è possibile avere il momento, l'energia rilasciata e la posizione della particella che ha generato quello specifico pixel.
- **Blocco dei crossings:** FLUKA definisce delle regioni per le varie componenti dell'apparato: quando una particella simulata attraversa una di queste regioni vengono salvati la regione di provenienza e di nascita della particella e le sue massa, carica, quantità di moto e posizione. Inoltre è possibile accedere alla particella tramite un puntatore alla libreria delle particelle.

Evento

Un *Evento MC* è un primario simulato partendo dal nozzle del fascio e comprende tutte le particelle e le interazioni causate dal proiettile. Per *Evento* definito sui dati reali si intende una particella che del fascio incidente che passa dallo start counter, facendo partire il segnale di trigger di acquisizione. Quando ciò accade si apre una finestra temporale in cui i vari detector registrano i segnali lasciati dalla particella stessa e dai suoi frammenti: se in questa finestra dovessero passare altri primari il segnale il trigger non fa partire una nuova acquisizione; però queste nuove particelle possono comunque lasciare una segnale nei detector più lenti, come per esempio il vertex detector. Quest'ultimo problema non è presente nelle simulazioni Monte Carlo, mentre lo è nelle prese dati reali.

2.6 Software di Ricostruzione

Il software di ricostruzione e di analisi di FOOT è chiamato SHOE (Software for Hadrotherapy Optimization Experiment). Esso viene usato sia per i dati reali, che per quelli simulati: prima fa una ricostruzione locale dei dati (cioè per detector) e poi una globale (combinando le informazioni per ogni detector), in modo da ricostruire l'intero evento, le tracce di ogni frammento, identificandone anche la carica e la massa. Dal punto di vista della ricostruzione locale, ogni detector ha il suo obiettivo:

- **SC e TW:** sui dati reali, elaborano le forme d'onda con un algoritmo di discriminazione a frazione costante virtuale, in modo da recuperare le misure temporali. Inoltre il TW fornisce una misura dell'energia persa in ogni hit, analizzando il segnale rilasciato dalla particella. Sui dati MC, FLUKA provvede a simulare il tempo di volo e l'energia rilasciata dalla particella in ogni barra.
- **BM:** sui dati reali usa le misure temporali per trovare le distanze. Sui dati MC le distanze sono prese direttamente dal file di input; poi il software ricostruisce la traccia usando gli hits del BM.
- **VTX, IT e MSD:** ognuno di questi detector fa una ricostruzione locale della traccia usando gli hits, che sono presi o dai dati sperimentali oppure dalle simulazioni MC. Essi poi calcolano l'energia persa dalla particella usando le cluster size.

- **CA:** sui dati reali il segnale di ogni cristallo viene processato per calcolare l'energia persa dalla particella. Nelle simulazioni MC, è FLUKA che genera subito tutti i valori. In entrambi i casi viene usato un algoritmo di clustering per tener conto delle particelle che attraversano più di un cristallo.

Per tener conto di effetti aggiuntivi di ogni detectors, quali l'efficienza, la risoluzione e il pile-up, che non possono essere direttamente simulati con FLUKA, SHOE riproduce la risoluzione dei vari detectors, elimina gli hits in base all'efficienza ed aggiunge il pile-up e il noise elettronico.

Dopo la ricostruzione locale, inizia la ricostruzione globale, nella quale tutte le informazioni di ogni detector vengono unite tra loro per finalizzare l'analisi. In questo caso la trattazione è la stessa sia per i dati reali che per quelli MC. Sono tre gli obiettivi di questa analisi:

- **Ricostruzione Globale della Traccia:** tutti gli hits ricostruiti da ogni detector vengono uniti per creare una traccia globale della particella. Questo lavoro viene svolto da un algoritmo basato sul Kalman Filter e che fa affidamento sul codice GENFIT [53].
- **Identificazione di Massa e Carica:** vengono calcolate combinando le misure di TOF, energia persa, energia cinetica e quantità di moto, usando i metodi presentati in subsec.2.4.
- **Analisi delle Sezioni d'Urto:** in questa fase tutte le informazioni riguardanti le particelle ed i detectors vengono usate per determinare la sezione d'urto differenziale dei frammenti.

2.6.1 Kalman Filter

Negli algoritmi di filtering, la traccia di una particella viene considerata come un sistema dinamico descritto da un vettore di stato. Il Kalman Filter è un algoritmo ricorsivo, il cui obiettivo è quello di trovare il miglior stato possibile per un sistema dinamico, partendo da un set di misure soggette a rumore [54].

Il Kalman Filter è un algoritmo veloce, perché, in quanto algoritmo progressivo, all'aggiunta di nuove misure il processo di fitting non riparte dall'inizio. Quindi il numero di calcoli cresce linearmente con le misure.

In generale un sistema che evolve nel tempo seguendo le sue equazioni del moto è sempre sottoposto a rumore. Si assuma che lo stato di un sistema possa essere descritto da un vettore p -dimensionale, detto *vettore di stato* (\bar{x}_k), dove il suffisso k indica il numero del sito della misura, mentre la barra indica che questo è il valore vero. Il sistema di equazioni che descrive l'evoluzione del vettore di stato \bar{x}_{k-1} può essere scritto come [55]:

$$\bar{x}_k = f_k(\bar{x}_{k-1}) + w_{k-1} \quad (2.9)$$

dove f_k è una funzione, in generale non lineare, detta *propagatore di stato* (dal sito $(k-1)$ al sito k) e w_{k-1} rappresenta un rumore, causato da alcuni processi fisici (come il Multiple Coulomb Scattering o la perdita di energia). Quando si ha che il valore medio di w_{k-1} è nullo ($\langle w_{k-1} \rangle = 0$), allora si ha una covarianza data da:

$$Q_{k-1} \equiv \langle w_{k-1} w_{k-1}^T \rangle \quad (2.10)$$

In ogni sito k , il detector misura una o più osservabili, le quali formano un vettore m -dimensionale, detto *vettore misura* (m_k). La relazione tra il vettore misura ed il vettore di

stato è espressa dall'equazione della misura:

$$m_k = h_k(\bar{x}_k) + \epsilon_k \quad (2.11)$$

dove $h_k(\bar{x}_k)$ è una funzione che restituisce il valore della misura quando il rumore dei vari detector ϵ_k è assente. Quando $\langle \epsilon_{k-1} \rangle = 0$, la sua covarianza è data da:

$$V_k \equiv G^{-1} \equiv \langle \epsilon_k \epsilon_k^T \rangle \quad (2.12)$$

In FOOT, il vettore di stato è un vettore 5-D del tipo:

$$\bar{x}_k = (q/p \ u' \ v' \ u \ v)^T \quad (2.13)$$

dove q/p è il rapporto tra la carica e la quantità di moto della particella, u e v sono le posizioni dei detector e u' e v' le direzioni tangenti alla traccia. Il vettore misura invece è un vettore 3-D che dipende dal tipo di detector e contiene le coordinate dell'hit della particella. Il rumore w_k è dato soprattutto da Multiple Coulomb Scattering e dallo straggling dell'energia, mentre quello ϵ_k dal rumore elettronico presente nei vari detector.

Il Kalman Filter lavora seguendo tre step:

Prediction

In questo primo step, viene predetto il vettore di stato del sito k , partendo dalla misura fatta nel sito $(k-1)$. Questo vettore viene identificato con x_k^{k-1} . Siccome il rumore è sconosciuto, si può scrivere l'Eq.2.9 come:

$$x_k^{k-1} = f_{k-1}(x_{k-1}^{k-1}) = f_{k-1}(x_{k-1}) \quad (2.14)$$

Per definizione, la matrice di covarianza per x_{k-1} è data da:

$$C_{k-1} \equiv \langle (x_{k-1} - \bar{x}_{k-1})(x_{k-1} - \bar{x}_{k-1})^T \rangle \quad (2.15)$$

In modo equivalente si può scrivere la matrice di covarianza per x_k^{k-1} , la quale può essere espressa in termini di C_{k-1} :

$$C_k^{k-1} \equiv \langle (x_k^{k-1} - \bar{x}_{k-1})(x_k^{k-1} - \bar{x}_{k-1})^T \rangle = F_{k-1} C_{k-1} F_{k-1}^T + Q_{k-1} \quad (2.16)$$

dove F_{k-1} è detta *matrice propagatore* [55] e vale:

$$F_{k-1} = \left(\frac{\partial f_{k-1}}{\partial x_{k-1}} \right) \quad (2.17)$$

Filtering

Nel Filtering il vettore x_k^{k-1} viene aggiornato con le informazioni prese nel sito k . Tutte le informazioni disponibili sul vettore di stato al sito k prese dalle misurazioni fino al sito $(k-1)$ possono essere racchiuse in un unico χ^2 :

$$(\chi^2)_k^{k-1} = (\chi^2)_k + (x_k^* - x_k^{k-1})^T (C_k^{k-1})^{-1} (x_k^* - x_k^{k-1}) \quad (2.18)$$

dove con x_k^* si intende il vettore di stato al sito k , che deve ancora essere aggiornato con le informazioni prese al sito k . È inoltre possibile aggiungere al χ^2 le informazioni relative alle nuove misure fatte al sito k nel seguente modo:

$$(\chi^2)_k^k = (m_k - h_k(x_k^*))^T G (m_k - h_k(x_k^*)) \quad (2.19)$$

Se si assume $x_k^* - x_k^{k-1}$ piccolo, allora è possibile espandere la funzione h_k in serie di Taylor e troncare al primo ordine:

$$h_k(x_k^*) \simeq h_k(x_k^{k-1}) + H_k(x_k^* - x_k^{k-1}) \quad (2.20)$$

dove H_k , chiamata *matrice proiettore*, è definita come:

$$H_k = \left(\frac{\partial h_k}{\partial x_k^{k-1}} \right) \quad (2.21)$$

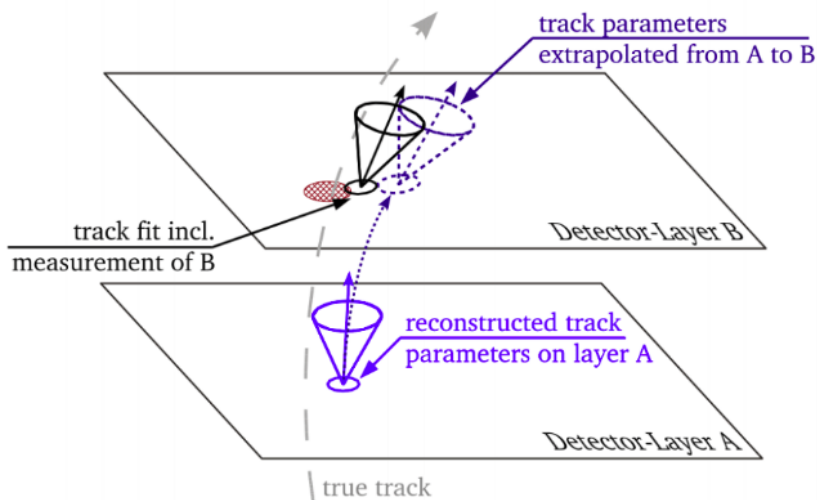


Figura 2.15: Principio di funzionamento del Kalman Filter. I parametri della traccia ricostruita sulla superficie A vengono estrapolati sulla superficie B, sulla quale, utilizzando una misurazione, viene eseguito un aggiornamento del vettore di stato. [56]

Siccome $(\chi^2)_{k-1}$ non dipende da x_k^* , la quantità da minimizzare risulta essere:

$$\chi_+^2 = (x_k^* - x_k^{k-1})^T (C_k^{k-1})^{-1} (x_k^* - x_k^{k-1}) + (m_k - h_k(x_k^*))^T G (m_k - h_k(x_k^*)) \quad (2.22)$$

Per ottenere il vettore di stato aggiornato con le informazioni raccolte al sito k , bisogna minimizzare χ_+^2 rispetto a x_k^* e si ottiene:

$$x_k = x_k^{k-1} + K_k (m_k - h_k(x_k^{k-1})) \quad (2.23)$$

dove K_k è detta *Kalman Gain Matrix*, che rappresenta quanto la nuova misura sul sito k ha inciso sul vettore di stato aggiornato e vale:

$$K_k = C_k^{k-1} H_k^T (V_k + H_k C_k^{k-1} H_k^T)^{-1} = C_k H_k^T G_k \quad (2.24)$$

A questo punto è possibile calcolare la matrice di covarianza C_k , il residuo r_k , la matrice di covarianza dei residui R_k e l'incremento χ_+^2 al χ^2 [57]:

$$C_k = (\mathbb{I} - K_k H_k) C_k^{k-1} \quad (2.25)$$

$$r_k = m_k - H_k a_k = (\mathbb{I} - H_k K_k) r_k^{k-1} \quad (2.26)$$

$$R_k = (\mathbb{I} - H_k K_k) V_k \quad (2.27)$$

$$\chi_+^2 = r_k^T R_k^{-1} r_k \quad (2.28)$$

Smoothing

Il vettore di stato x_k trovato può essere ulteriormente aggiornato con le informazioni che provengono dai siti successivi (dal $(k+1)$ fino al n): il processo che permette di fare ciò è lo *smoothing* [55]. Lo smoothing è un procedimento ricorsivo, che segue la direzione opposta rispetto al filtering. Il vettore di stato (x_k^n) al sito k che contiene anche le informazioni prese dal sito $(k+1)$ fino al sito n è dato da:

$$x_k^n = x_k + A_k (x_{k+1}^n - x_{k+1}^k) \quad (2.29)$$

dove: $A_k = C_k F_k^T (C_{k+1}^k)^{-1}$.

2.6.2 Algoritmo di ricostruzione

L'algoritmo di ricostruzione di FOOT si basa sul Kalman Filter e fa affidamento al codice GENFIT. Il processo di fitting della traccia in GENFIT si basa su tre punti principali: le *misurazioni*, la *rappresentazione della traccia* e l'*algoritmo di fitting*. Le *misurazioni* sono gli hits di ogni detector, che possono essere sia reali che simulati, e forniscono funzioni per costruire un piano rivelatore (virtuale) e per fornire coordinate di misurazione in quel piano. La *rappresentazione della traccia* combina codici di parametrizzazione e di estrapolazione della traccia. GENFIT implementa una rappresentazione della traccia basata su un estrapolatore Runge-Kutta, che proviene da GEANT3 [58]. L'*algoritmo di fitting* è usato per calcolare l'energia persa, lo stragglng dell'energia, la carica della particella, il multiple coulomb scattering e il rumore di fondo. Esso restituisce anche i parametri statistici del fit, come il χ^2 , i gradi di libertà, il p -value e la lunghezza della traccia.

L'algoritmo di ricostruzione di FOOT parte dalla misura dei cluster dei rivelatori: l'algoritmo seleziona i vari hits lasciati dalla particella e poi li fitta. Nel caso in cui è presente il campo magnetico, allora si può avere anche la misura della quantità di moto della particella. In particolare, l'algoritmo crea una prima traccia partendo dagli hits del vertex detector, poi, utilizzando i vari hits misurati dai detector successivi, aggiorna il fit della traccia seguendo i principi del Kalman Filter presentati nella subsec.2.6.1. L'ultimo punto che può essere associato alla traccia è quello del Tof-Wall, grazie al quale si può avere la misura della carica.

Tale processo è lo stesso sia nel caso in cui si hanno dei dati reali, che se si hanno dei dati provenienti da una simulazione Monte Carlo. La differenza è che nel caso Monte Carlo si sa esattamente che particella ha generato un determinato hit: infatti una stessa traccia può essere composta da diversi hits che sono stati creati da particelle diverse. Per questo motivo, la traccia ricostruita viene associata alla particella che ha generato più hits. Siccome ad ogni particella MC viene associato un numero detto *Id*, alla traccia viene associato un *Main-Track-Id*, che è l'*Id* della particella simulata che ha generato più hits in quella traccia.

3.1 Introduzione

L'obiettivo di questa tesi è di studiare le prestazioni dell'algoritmo di ricostruzione delle tracce del setup elettronico dell'esperimento FOOT, ottimizzandone i parametri liberi e studiando eventuali criteri di selezione per identificare gli eventi di fondo. L'analisi è stata fatta usando la simulazione di una presa dati sperimentale dell'esperimento FOOT effettuata al GSI (Germania), nella quale è utilizzato un fascio primario di ioni ^{16}O con energia cinetica di 400 MeV/u su un target di grafite (C) spesso 0.915 g/cm^2 . Il numero di eventi totali simulati su cui si ha lavorato sono 10^6 .

L'analisi è stata divisa in diversi punti: nella subsec.3.1.1 viene presentata la simulazione Monte Carlo utilizzata nell'analisi, nella Sec.3.2 viene spiegato come sono stati ottimizzati i parametri liberi dell'algoritmo di ricostruzione tracce implementato in FOOT, nella Sec.3.3 lo studio degli eventi di frammentazione fuori dal target, nella Sec.3.4 lo studio di come identificare le tracce in cui una particella ha riframmentato dopo il target, nella Sec.3.5 come sono state unite le analisi sugli eventi e sulle tracce.

3.1.1 Analisi simulazione Monte Carlo

Il setup sperimentale comprende Start Counter, Beam Monitor, Target, Vertex, MSD, Tof-Wall. In quella occasione i magneti, l'IT ed il calorimetro non erano presenti. Siccome non era presente il magnete, non è stato possibile ricostruire la quantità di moto dei frammenti. Nella Fig.3.1 si può vedere un'immagine dell'apparato sperimentale di FOOT del GSI2021, mentre nella Fig.3.2 una simulazione dello stesso setup.

In Fig.3.3 si può osservare la distribuzione angolare delle particelle MC simulate in uscita dal Target e che arrivano fino al Tof-Wall. Si può notare che l'accettanza angolare del Tof-Wall copre poco meno di 10° .

Si è deciso di assegnare alla traccia ricostruita la carica Monte Carlo della particella ad essa associata. Non è stata utilizzata la carica calcolata dal Tof-Wall, perché quest'ultimo ha una risoluzione che non è oggetto di studio di questa tesi. La precisione dell'identificazione della carica del Tof-Wall è mostrata nella mixing matrix presentata nella Fig.3.4. In tutta l'analisi si sfrutterà sempre la carica Monte Carlo, in modo da escludere l'effetto della mis-identificazione della carica ricostruita da parte del Tof-Wall.

3.2 Ottimizzazione dei parametri dell'algoritmo di ricostruzione tracce

L'algoritmo di tracciamento presentato nella Sec.2.6 permette di ricostruire le tracce delle particelle partendo dagli hits (misurati o simulati) rilasciati dal primario o dai frammenti

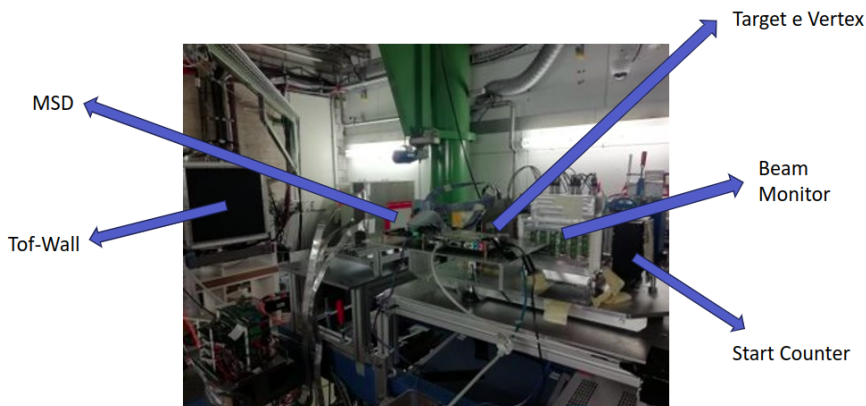


Figura 3.1: Immagine dell'apparato sperimentale di FOOT del GSI2021.

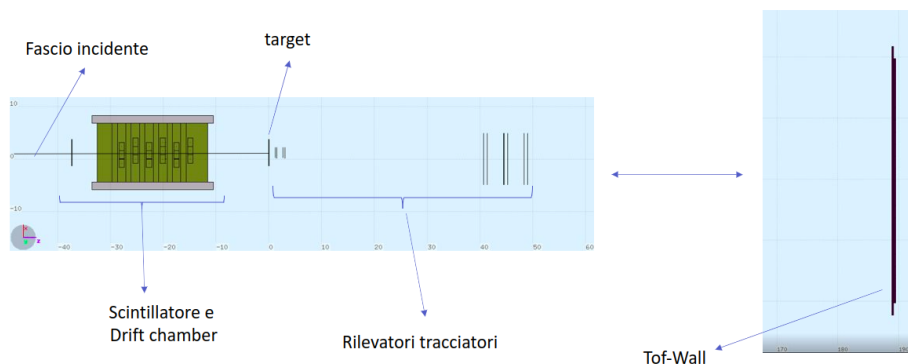


Figura 3.2: Immagine dell'apparato di FOOT della campagna GSI2021.

in ogni detector. L'algoritmo di ricostruzione ha un parametro libero che è il numero minimo di hits per cui una traccia può essere ricostruita, che per la simulazione presa in considerazione va da un minimo di 5 a 11. Per ottimizzare questo parametro vengono usate due variabili: l'efficienza e la purezza.

Si definisce *Efficienza* dell'algoritmo il numero di tracce ricostruite rispetto al numero di particelle simulate generate nel target e che raggiungono il Tof-Wall:

$$Efficienza = \frac{\text{Numero di tracce ricostruite}}{\text{Numero di particelle simulate}} \quad (3.1)$$

Si definisce invece *Purezza* il rapporto tra il numero di punti di una traccia associati alla particella che ha generato più hits (detta Main-Track-Id, come presentato in subsec.2.6.2) e il numero totale dei punti della traccia stessa:

$$Purezza = \frac{\text{Numero di hits della traccia associati alla particella Main-Track-Id}}{\text{Numero totale di hits della traccia}} \quad (3.2)$$

Distribuzione Angolare delle particelle Montecarlo da target a TW

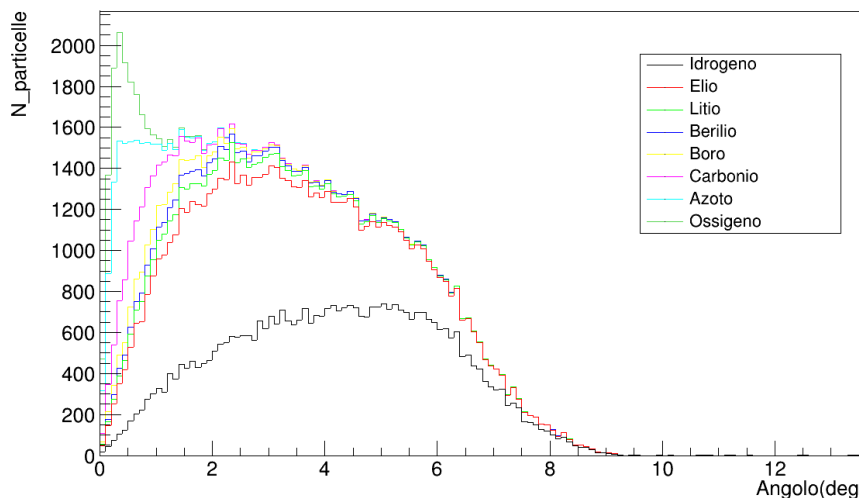


Figura 3.3: Distribuzione angolare delle particelle simulate in uscita dal target e che superano il Tof-Wall.

In entrambi i casi sia efficienza che purezza sono parametri che assumono valori compresi tra zero ed uno: l'obiettivo è quello di scegliere un valore per il numero minimo di punti che li massimizzi entrambi. La purezza è stata calcolata facendo una media delle purezze ricavate per ogni traccia e carica, che in questo caso è quella della particella Main-Track-Id. Come incertezza si è presa la deviazione standard della media della distribuzione delle purezze di ogni traccia ricostruita. L'efficienza invece è stata calcolata facendo il rapporto tra il totale delle tracce ricostruite e il numero di particelle Monte Carlo simulate e la sua incertezza è stata calcolata assumendo una statistica poissoniana.

Ci si aspetta che all'aumentare del numero minimo di punti l'efficienza diminuisca, perché il numero di tracce ricostruite sarà minore; infatti imporre un numero minimo di punti alto per la traccia, implica perdere tutte le tracce con meno punti che l'algoritmo potrebbe ricostruire. D'altro canto, aumentando il numero di punti minimo della traccia aumenta anche la purezza, perché più punti si hanno più è probabile che la maggior parte di essi siano associati alla stessa particella. Ciò significa che bisogna trovare un compromesso tra i due casi. Per ottimizzare efficienza e purezza si è confrontato questi parametri per diversi valori del numero minimo di punti per carica, come si vede nelle Fig.3.5, Fig.3.6. Osservando i vari grafici, si può notare che la purezza varia entro un range di 0.97-0.99, rimanendo sempre superiore a 0.97 per tutti i casi e per tutte le cariche considerate. L'efficienza è molto più sensibile al numero minimo di punti per traccia. Questo parametro varia da un minimo di 0.48 per le tracce di protoni ricostruite con 11 punti ad un massimo di 0.99 per i nuclei di carbonio ricostruiti con almeno 5 punti. Per questi motivi si è scelto come valore minimo di punti per traccia 5, che è quello che restituisce un'efficienza maggiore.

Nell'analisi presentata nei paragrafi successivi il numero minimo di punti per traccia è stato impostato a 5.

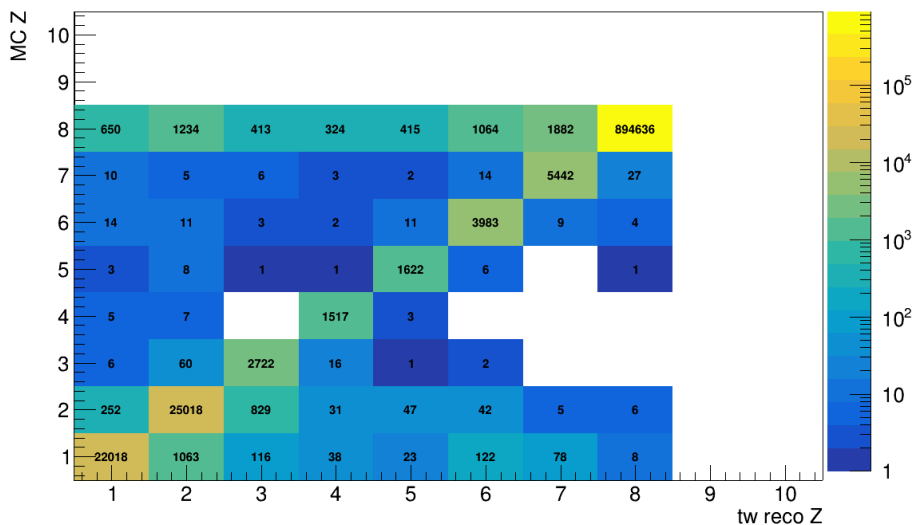


Figura 3.4: Mixing Matrix del Tof-Wall: sulle ascisse c'è la carica del Tof-Wall, sulle ordinate quella Monte Carlo.

3.3 Studio della frammentazione del primario

In Fig.3.7 si può vedere la posizione di frammentazione del primario lungo la linea di fascio, mentre nella Tab.3.1 sono mostrate le percentuali di frammentazione del primario nei vari detector. Si può osservare che la maggior parte dei primari passano senza interagire lungo tutto il setup sperimentale e che i fenomeni di frammentazione fuori dal target non sono trascurabili, perché il 4.38% dei primari frammenta nel target, mentre il 2.3% frammenta fuori dal target e prima del Tof-Wall.

Tabella 3.1: Percentuale di frammentazione del primario nei vari detector.

Regione	Primari che hanno frammentato	Percentuale
Start Counter (SC)	1600	0.160±0.003%
Beam Monitor (BM)	1793	0.179±0.004%
Target	43790	4.38±0.02%
Vertex (VT)	1616	0.162±0.004%
Microstrip Silicon Detector (MSD)	7223	0.722±0.008%
Tof-Wall (TW)	114800	11.48±0.03%
Aria	10478	0.808±0.008%

Per studiare i fenomeni di fondo dovuti alla frammentazione del primario fuori dal target, si è deciso di classificare gli eventi in base a dove ha frammentato il primario, assegnando un numero intero ad ogni tipologia di evento come segue:

- **0**: rappresenta un primario che non interagisce lungo il suo percorso almeno fino al Tof-Wall.
- **1**: rappresenta un primario che interagisce nel target.

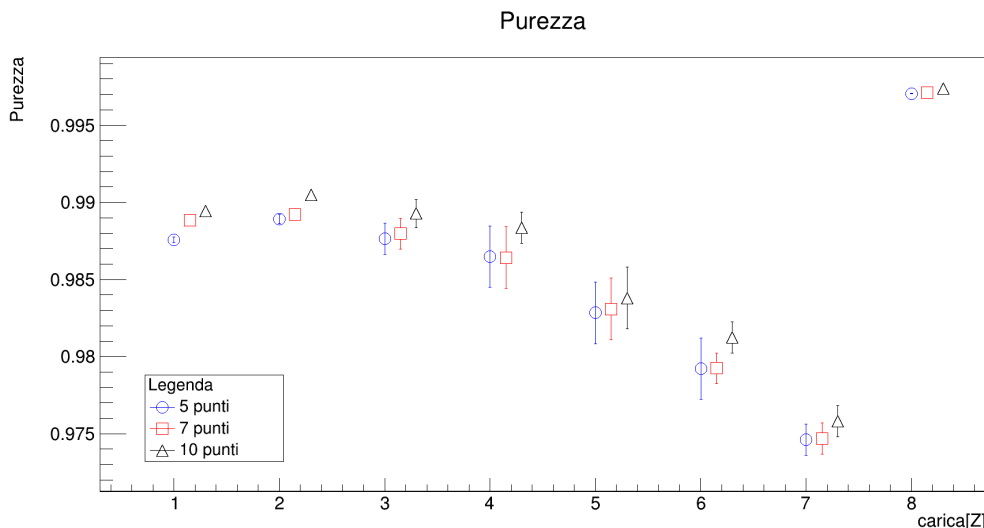


Figura 3.5: Purezza per carica per diversi numeri minimi di punti. I marker sono stati spostati verso destra rispetto all'originale posizione per favorire una miglior visione del grafico.

- 2: rappresenta un primario che frammenta dopo il target.
- 3: rappresenta un primario che frammenta prima del target.

Nell'analisi dati sono stati scartati tutti gli eventi nei quali il Beam Monitor ha rilevato più tracce, perché studi precedenti hanno mostrato che in questi casi c'è una alta probabilità che il primario abbia interagito nello Start Counter o nel Beam Monitor stesso [59]. Gli eventi di fondo che vanno scartati sono quelli di tipo 2 e di tipo 3: infatti essi rappresentano interazioni fuori dal target e quindi nel calcolo delle sezioni d'urto rappresentano un'incertezza sistematica che necessita di essere minimizzata e quantificata.

Come si può osservare nella Fig.3.8, la maggior parte degli eventi sono di tipo 0: essi sono riconoscibili perché sono eventi a traccia singola in cui il primario non ha fatto alcuna interazione nucleare inelastica prima del Tof-Wall. Essi hanno una segnatura sperimentale chiara data dal fatto che si ha una sola traccia ricostruita con carica e massa di ^{16}O . Sono stati quindi valutati vari criteri per identificare e separare gli eventi con frammentazione del primario nel target (tipo 1) dagli eventi di frammentazione fuori dal target (tipo 2 e 3):

- Calcolare la differenza tra il numero di tracce ed il numero di hit del Tof-Wall per evento.
- Proiettare sul target la retta passante per i primi due punti del Vertex Detector e quella passante per gli ultimi due punti delle MSD. Se una particella frammenta nel mezzo, allora la distanza tra questi due punti proiettati sul target dovrebbe essere maggiore rispetto alle particelle che non hanno frammentato.
- Sfruttare il fatto che il segnale rilasciato dalle particelle nelle MSD, nel Vertex Detector e nell'Inner Tracker dipende dalle proprietà della particella stessa. Se ad esempio un primario frammenta dal secondo layer delle MSD in poi, comunque

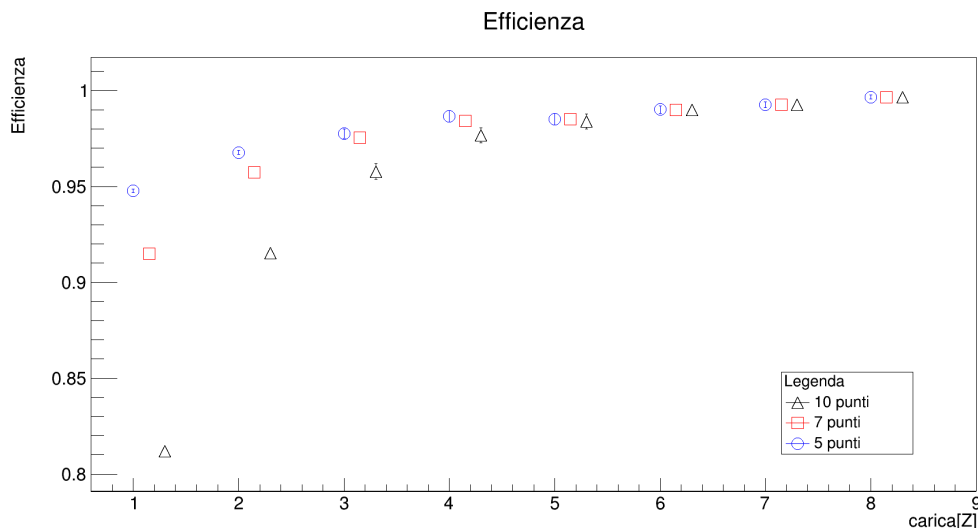


Figura 3.6: Efficienza per carica per diversi numeri minimi di punti. I marker sono stati spostati verso destra rispetto all'originale posizione per favorire una miglior visione del grafico.

nel primo layer rilascia un segnale associabile alla sua carica, massa ed energia che sarà differente da quello rilasciato dai frammenti nei layer successivi delle MSD.

I primi due metodi sono stati applicati, ma non sono risultati essere efficienti nella selezione degli eventi. Non è stato possibile testare l'ultimo metodo in quanto lo studio della risposta dei detector ai vari tipi di particelle è ancora in corso. Tuttavia, come mostrato in Fig.3.9, si può notare che gli eventi di tipo 2 e di tipo 3 spesso sono composti da una sola traccia. Si è deciso di analizzare solo gli eventi a singola traccia ricostruita.

Nella Fig.3.10 si può osservare che il 99.7% degli eventi a multi traccia è di tipo 1, mentre per gli eventi a traccia singola (tralasciando le tipo 0) solo il 39.1% è di tipo 1. Ciò significa che servono dei parametri che permettano di selezionare le varie tracce.

3.4 Studio delle tracce

La *Traccia* è il percorso ricostruito di una particella dal target al TW, sfruttando tutti gli hit che la particella ha rilasciato nei vari tracciatori. Come precedentemente fatto con gli eventi, anche in questo caso, si è suddiviso le tracce in varie categorie:

- **0:** è un secondario, cioè una particella nata dalla frammentazione del fascio primario, che nasce nel target ed arriva al Tof-Wall.
- **1:** è un secondario che nasce nel target, ma frammenta ulteriormente prima di arrivare al Tof-Wall.
- **2:** è un secondario che nasce dopo il target e che arriva al Tof-Wall.
- **3:** è un secondario che nasce dopo il target e che non arriva al Tof-Wall.
- **4:** è un primario che supera il target e che frammenta prima di raggiungere il Tof-Wall.

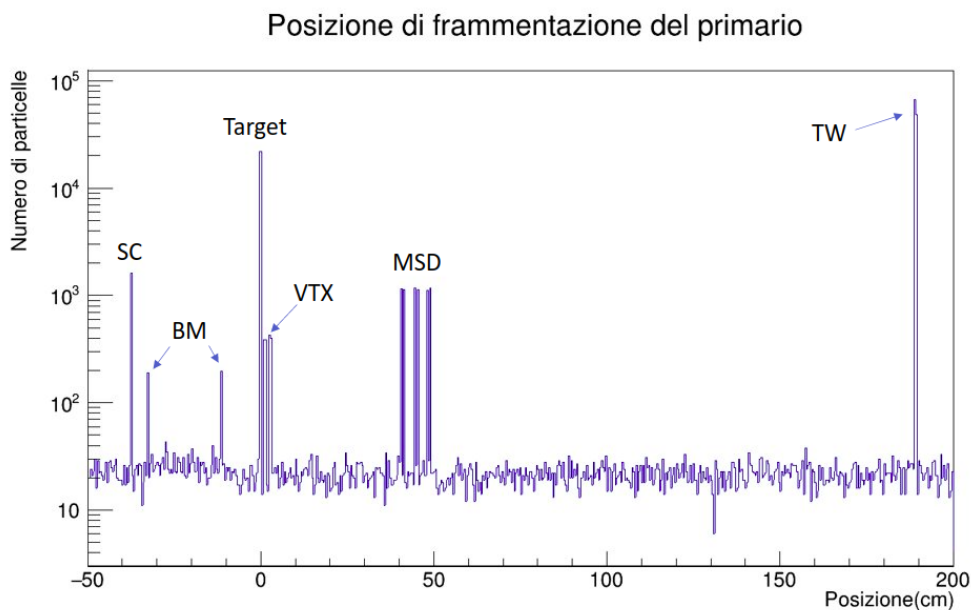


Figura 3.7: Posizione di frammentazione del primario.

- 5: è un primario che non interagisce lungo il suo percorso, almeno fino al Tof-Wall. È equivalente dell'evento 0 della Sec.3.3.
- 6: è un secondario che nasce prima del target.

Le tracce da considerare per il calcolo delle sezioni d'urto sono quelle generate da una particella che nasce nel target e che arriva fino al Tof-Wall, cioè quelle di tipo 0, tutte le altre rappresentano il fondo e vanno identificate e scartate.

In Fig.3.11 si può osservare il numero di tracce Monte Carlo ricostruite per ogni tipologia di traccia:

- Le tracce di tipo 5 sono quelle in numero maggiore, perché, come per gli eventi, rappresentano un primario che non interagisce e quindi si possono distinguere come presentato in Sec.3.3.
- Le tracce di tipo 6 sono un errore sistematico che difficilmente possono essere identificate utilizzando i parametri delle tracce, in quanto hanno una segnatura sperimentale identica agli eventi di segnale. Per questo motivo non verranno considerate nella valutazione dei criteri di selezione. Tuttavia, queste particelle possono essere identificate confrontando l'intensità del segnale rilasciato dalla particella nei vari tracciatori con quella del primario. Al momento queste quantità non sono state implementate nella simulazione e quindi non possono essere usate per l'analisi.
- Le tracce di tipo 3 sono particelle nate da frammentazioni fuori dal target del primario, ma che riframezzano prima di raggiungere il Tof-Wall. Sono particelle che possono essere generate con una bassa probabilità e che rappresentano circa lo 0.001% di quelle totali (esclusi i primari di tipo 5), per cui si è deciso di non considerarli nello studio dei criteri di selezione in quanto trascurabili.

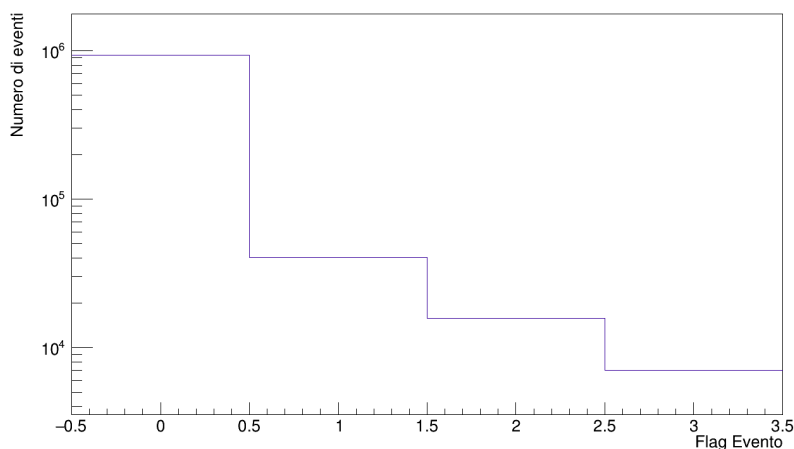


Figura 3.8: Distribuzione del numero di eventi in funzione della regione di frammentazione del primario.

Per avere un campione di tracce da essere utilizzate per il calcolo delle sezioni d'urto è quindi necessario identificare il fondo dato dalle tracce di tipo 1 2 e 4. Per raggiungere lo scopo, sono stati studiati diversi criteri di selezione basati sui parametri delle tracce ricostruite. Quelli che hanno dato il risultato migliore sono la richiesta della presenza di un Tof-Wall hit associato alla traccia, il valore del χ^2 e del residuo massimo della traccia.

3.4.1 Presenza di un hit del Tof-Wall

Siccome il Tof-Wall provvede alla stima della carica della particella, misurandone il $\Delta E/\Delta x$ ed il TOF, è necessario che le tracce da analizzare abbiano associato un hit del Tof-Wall. Per cui il primo taglio da inserire sulle tracce ricostruite è che abbiano l'hit del Tof-Wall. In Fig.3.12 si può vedere come questo criterio di selezione permette di mantenere il 68.6% tracce di tipo 0 ed eliminare il 47.6% delle tracce di fondo, soprattutto di tipo 1 e 4 perché esse sono quelle in cui la particella associata alla traccia frammenta prima di arrivare al Tof-Wall. Infatti, in questi casi alcuni dei prodotti di questo processo escono dall'accettazione geometrica del Tof-Wall stesso oppure deviano abbastanza dalla traccia originale da non permettere l'associazione del loro hit del TW con la traccia iniziale.

Il motivo per cui molte tracce di tipo 0 non hanno un Tof-Wall hit associato è dovuto al pile up dei frammenti nelle barre di sensore che hanno una sezione di $2 \times 44 \text{ cm}^2$. Nelle prese dati sperimentali, tale effetto può essere analizzato e mitigato sfruttando le forme d'onda del segnale raccolto. In questa tesi, si è deciso di non includere questi effetti eliminando completamente gli hit del Tof-Wall in cui due o più particelle colpiscono lo stesso sensore.

3.4.2 Selezione del χ^2 ridotto

Ogni traccia ricostruita è costituita dai punti misurati o simulati nei detector che sono in una posizione differente rispetto la traccia fittata dall'algoritmo di ricostruzione. Questo

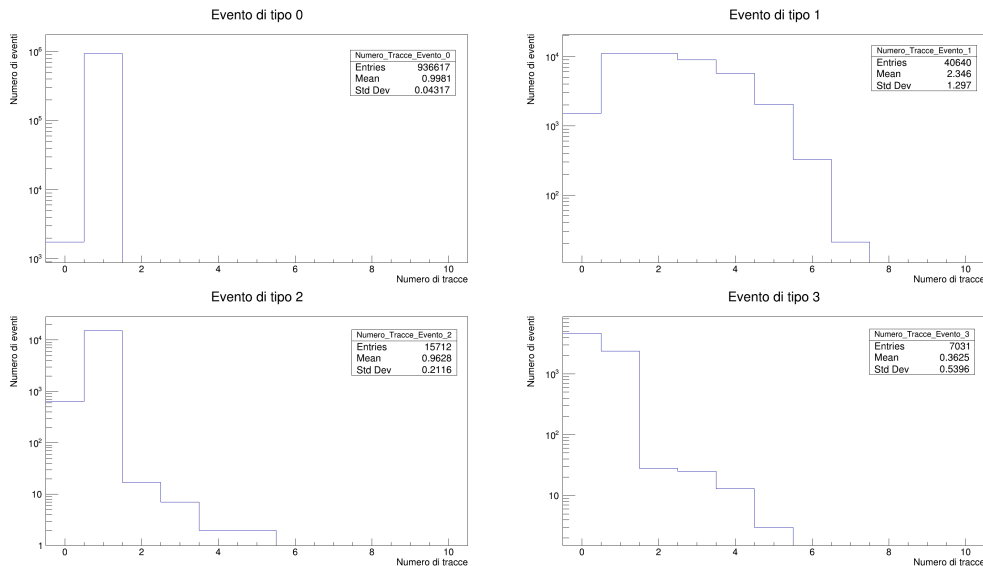


Figura 3.9: Grafici del numero di tracce per tipologia di evento.

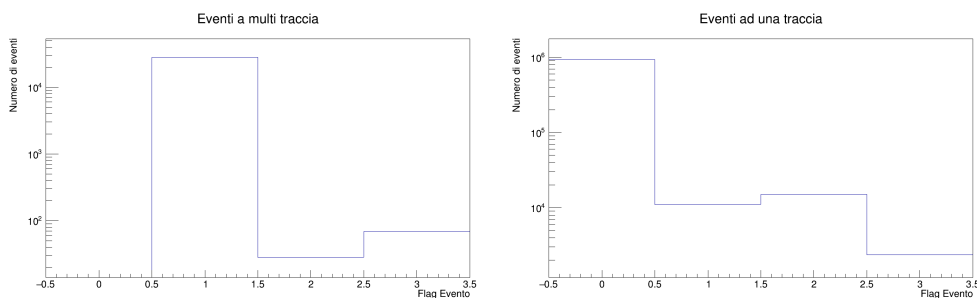


Figura 3.10: A sinistra è mostrata la flag degli eventi a più tracce, mentre a destra quelli ad una traccia.

vuol dire che è possibile calcolare il χ^2 della traccia utilizzando la seguente formula:

$$\chi^2 = \frac{1}{d} \sum_{i=1}^N \left(\frac{y_i - Y_i}{\delta y_i} \right)^2 \tag{3.3}$$

dove y_i è il valore misurato, Y_i il valore fittato, δy_i l'incertezza sul valore y_i , N il numero di dati misurati e d il numero di gradi di libertà.

In Fig.3.13 si possono vedere i grafici delle distribuzioni del χ^2 delle tracce di tipo 0-1-2-4: sebbene tutte abbiano il picco nello stesso punto, si può notare che la coda delle tracce di fondo (tipo 1 2 e 4) è più lunga rispetto a quelle delle tipo 0. Ciò vuol dire che si può scegliere un valore del χ^2 massimo: le tracce il cui χ^2 è maggiore di questo valore massimo vanno scartate. Si è scelto di escludere tutte le tracce con $\chi^2 < 2$, perché $\chi^2 = 2$ è il punto in cui si conclude la discesa della distribuzione χ^2 delle tracce di tipo 0.

La Fig.3.14 mostra come questo criterio di selezione riesca a mantenere quasi tutte le tracce di tipo 0 ed eliminarne molte di tipo 1-2-4: infatti nel caso di frammentazione post target, il fit deve tener conto del fatto che c'è stata una deviazione della particella

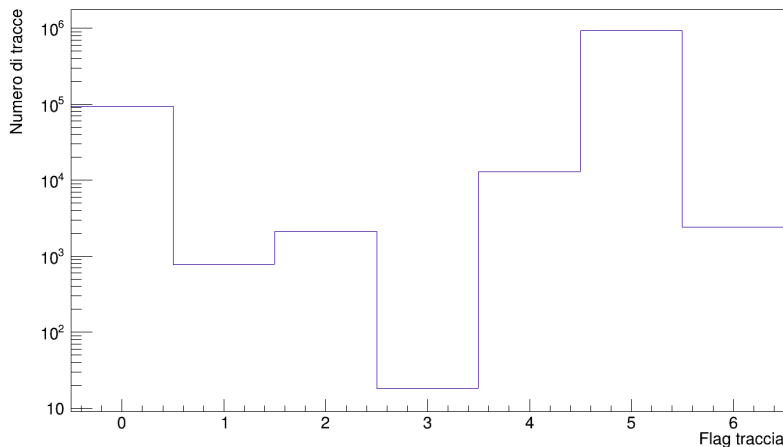


Figura 3.11: Numero di tracce ricostruite in funzione della tipologia della traccia

e questo porta ad una maggiore differenza tra il punto misurato e quello fittato, il cui risultato è un aumento del valore del χ^2 ridotto.

3.4.3 Criterio di selezione del modulo del residuo massimo

Data una traccia ricostruita combinando i segnali dei vari detector, si può definire il *Residuo* come il valore assoluto della differenza tra il vettore che identifica il punto misurato ed il vettore che identifica il punto fittato della traccia. Nel caso in cui una particella frammenta in volo tra il target ed il Tof-Wall, per la conservazione della quantità di moto, subisce una deviazione che fa sì che la traccia non sia completamente diritta: ci si aspetta allora che, nell'intorno della frammentazione, il residuo sia maggiore rispetto alle tracce delle particelle che non hanno subito interazioni inelastiche. Siccome il Tof-Wall ha una risoluzione spaziale data dalla larghezza di ogni singola barra di sensore che è di 2 cm, si è deciso di escludere dalla valutazione del residuo l'hit del Tof-Wall in quanto gli altri tracciatori hanno una risoluzione spaziale molto migliore dell'ordine delle decine di micrometri. Valutando il valore del residuo massimo della traccia, definito come il residuo del hit che più si discosta dalla traccia ricostruita, si ottengono le distribuzioni mostrate in Fig.3.15. Anche in questo caso si può notare che i picchi delle distribuzioni coincidono, mentre le code delle tracce di tipo 1-2-4 sono più lunghe di quelle di tipo 0: per questo si è scelto di eliminare tutte le tracce che presentano un residuo maggiore di 0.01 cm.

La Fig.3.16 mostra come questo criterio di selezione riesca a mantenere quasi tutte le tracce di tipo 0 ed eliminarne molte di tipo 1-2-4: se una particella frammenta, allora i punti misurati non appartengono ad una retta sola, ma a due linee spezzate. Invece il fit può avere solo i parametri di un'unica retta. Per tanto il residuo massimo presenta una distribuzione con media maggiore rispetto al fit fatto sugli hit di una particella singola.

3.4.4 Analisi globale dei tagli

Una volta trovati i tagli, essi sono stati applicati a cascata sulle tracce, per poter valutare quanto fondo è possibile eliminare preservando più segnale possibile. In Fig.3.17 si

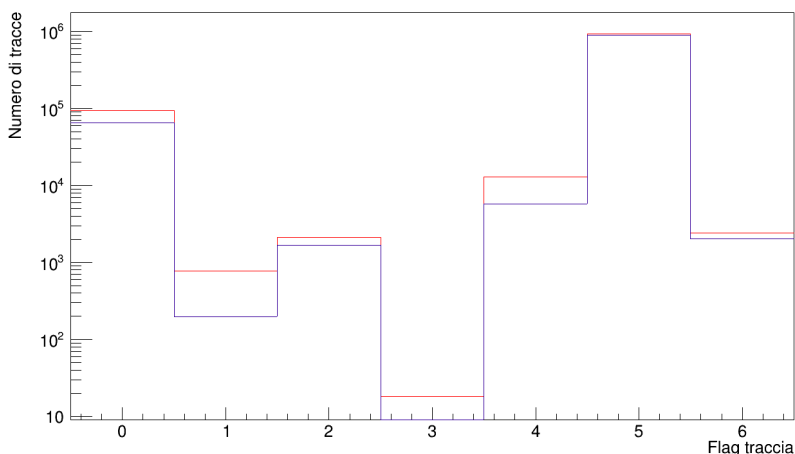


Figura 3.12: Numero di tracce ricostruite in funzione della tipologia di traccia con (blu) e senza (rosso) la richiesta di un hit del Tof-Wall associato alla traccia.

può notare l'effetto dei tagli per ogni tipologia di traccia: sulle ascisse è stato messo un numero associato al tipo di taglio come segue:

- **1:** tracce ricostruite dall'algoritmo di ricostruzione.
- **2:** tracce ricostruite che hanno l'hit del Tof-Wall.
- **3:** tracce ricostruite con l'hit del Tof-Wall e $\chi^2 < 2$.
- **4:** tracce ricostruite con l'hit del Tof-Wall, con il $\chi^2 < 2$ e con il modulo del residuo massimo minore di 0.01 cm.

Si può notare che il taglio dell'hit del Tof-Wall è più efficiente per le tracce di tipo 1 e di tipo 4, perché rappresentano delle particelle che hanno frammentato prima di arrivare al Tof-Wall. Per le tracce di tipo 2 invece sono i tagli sul χ^2 e sul residuo massimo i più efficienti, perché la particella che identifica la traccia nasce dopo il target ma arriva al Tof-Wall. Dalla Fig.3.18 si può notare il diverso effetto di ogni tipo di taglio in base alla tipologia di traccia. Il risultato finale è che i tagli fanno perdere il 11.6% delle tracce di tipo 0 che hanno un Tof-Wall hit associato, ma riescono ad identificare il 31.3% delle tracce di fondo con un Tof-Wall hit associato.

3.5 Studio combinato di tracce ed eventi

Nella Sec.3.3 si è mostrato che gli eventi di fondo sono composti soprattutto da una sola traccia. Per cui si è deciso di separare gli eventi a più tracce da quelli ad una sola traccia. All'interno di un evento, sia di fondo che segnale, possono esserci tracce di diversa tipologia: per esempio in un evento in cui il primario ha frammentato nel target possono formarsi tre particelle, di cui due raggiungono il Tof-Wall e solo una di queste invece frammenta di nuovo prima di arrivare al Tof-Wall. Per questo motivo, si è deciso di selezionare le singole tracce all'interno dell'evento stesso con i metodi presentati in Sec.3.4.

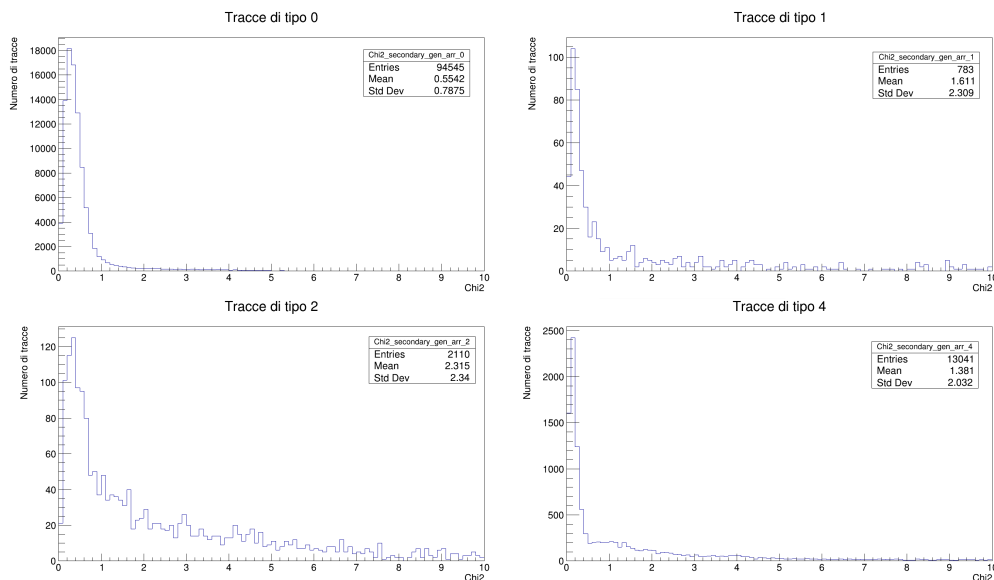


Figura 3.13: Distribuzioni del χ^2 ridotto per tipologia di traccia.

Analisi delle tracce in eventi a più tracce

Siccome la maggior parte degli eventi a più tracce sono composti da un primario che frammenta nel target, ci si aspetta che molte delle tracce siano di tipo 0 e che il fondo sia dato soprattutto dalle tracce di tipo 1 e di tipo 2, perché rappresentano un secondario che frammenta o che nasce dopo il target. In Fig.3.19 si possono vedere in rosso le tracce con l'hit del Tof-Wall e in blu le tracce sopravvissute ai tagli successivi. A valle di tutti i tagli effettuati sulle tracce, le tracce di tipo 0 perse sono il 12.1% e compongono il 99.6% del totale delle tracce ricostruite.

Analisi delle tracce in eventi a traccia singola

Nel caso degli eventi ad una traccia, l'effetto dei criteri di selezione è visibile dal grafico in Fig.3.20, che mostra in blu le tracce con l'hit del Tof-Wall ed in rosso quelle sopravvissute ai tagli: si può osservare che in partenza le tracce di tipo 4 sono più di quelle di tipo 0, per cui erano più le tracce di background che quelle di interesse per il calcolo delle sezioni d'urto. L'effetto dei tagli è di ottenere un campione in cui il 61.3% di tracce sono di tipo 0, perdendo l'8.6% del segnale. Gli eventi a singola traccia sono gli eventi in cui le tracce di fondo sono più difficili da discriminare. In alcuni casi, come per le particelle secondarie generate prima del target (tracce di tipo 6), le tracce di fondo non possono essere identificate ed eliminate utilizzando i parametri del tracciamento poiché sono tracce singole ricostruite correttamente. Negli altri casi, si ha che il primario subisce una interazione inelastica tra target e Tof-Wall generando un frammento che continua la sua traiettoria iniziale. In questi casi, si può identificare l'evento sfruttando i parametri del tracciamento solo se il frammento subisce una deviazione angolare sufficiente da risultare in uno spostamento rilevante del hit misurato rispetto alla traccia originale. Considerando che le barre del Tof-Wall hanno una larghezza di 2 cm e che, come mostrato in fig:2.2, i frammenti più pesanti sono prodotti ad angoli minori

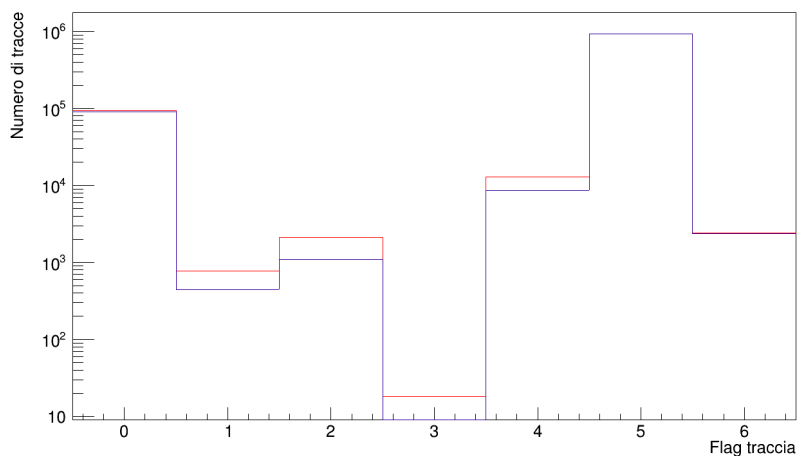


Figura 3.14: Numero di tracce ricostruite in funzione della tipologia di traccia con (blu) e senza (rosso) la richiesta di un $\chi^2 < 2$.

di 10° , anche queste tracce difficilmente possono essere identificate utilizzando solo il tracciamento, visto che gli hit sono tutti allineati lungo la stessa traiettoria.

Tracce di fondo non eliminate

In Fig.3.21 si può vedere la carica e la massa della particella associate delle tracce di fondo che sono sopravvissute ai tagli. Siccome la maggior parte di queste sono primari che frammentano dopo il target e prima del Tof-Wall, molte tracce sono associate al primario che ha carica 8 e numero di massa 16. In Fig.3.22 si può vedere la carica calcolata usando il Tof-Wall riferita alle tracce la cui particella è un ossigeno: spesso essa perde un neutrone o un protone in volo. Nella maggior parte di questi casi si ha inoltre una sola traccia ricostruita, Per cercare di identificare queste tracce si possono sfruttare le informazioni locali di ogni singolo detector. Ad esempio, per le tracce di tipo 4, in cui il primario ha frammentato dopo il target rilasciando la maggior parte degli hits associati alla traccia, si ha che l'interazione inelastica è avvenuta nelle MSD o nell'aria tra MSD e Tof-Wall, come si vede nella Fig.3.23. In questo e nel caso delle tracce associate alle particelle generate dopo il target (tracce di tipo 2), si può imporre un matching della carica stimata degli hits nei vari layers delle MSD, del Vertex Detector e del Tof-Wall.

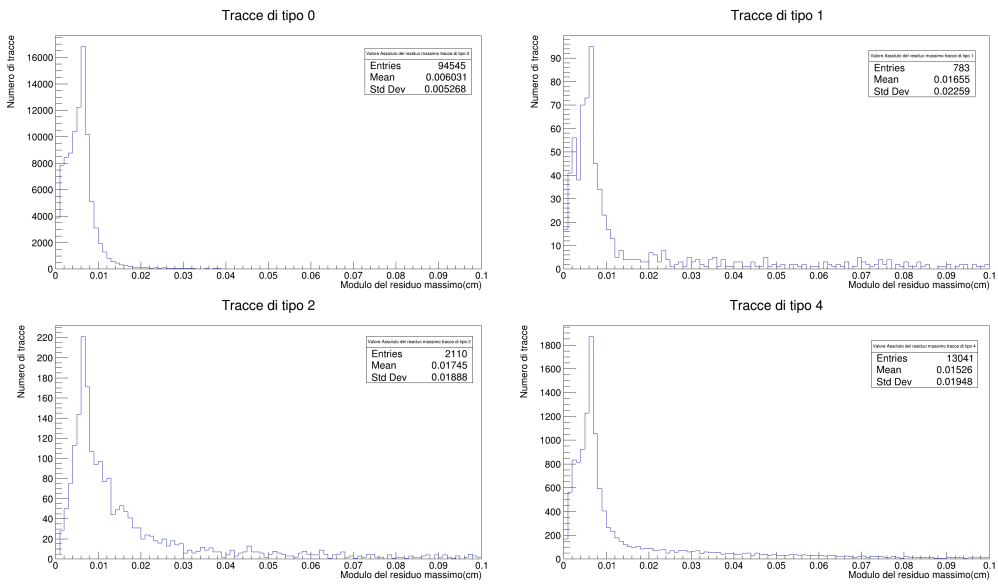


Figura 3.15: Distribuzioni del modulo del residuo massimo per tipologia di traccia.

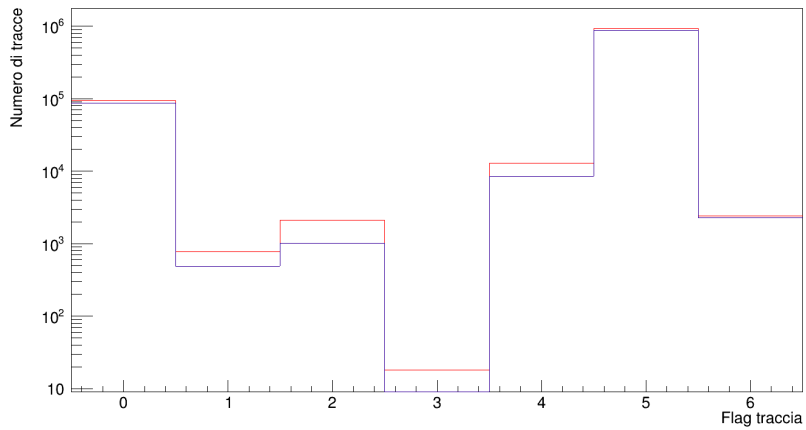


Figura 3.16: Numero di tracce ricostruite in funzione della tipologia di traccia con (blu) e senza (rosso) la richiesta di un residuo massimo minore di 0.01 cm.

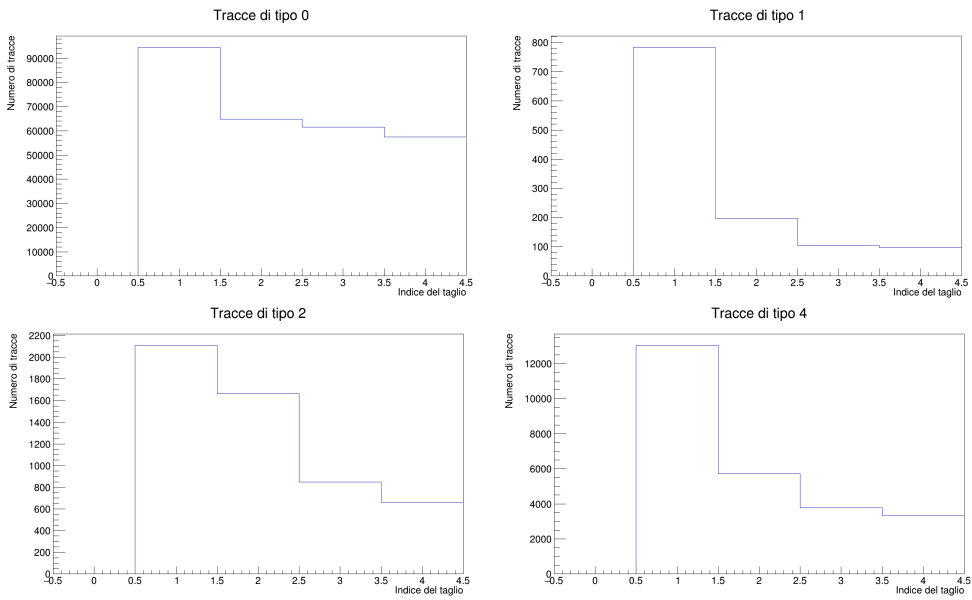


Figura 3.17: Effetto dei tagli per tipologia di traccia.

Tracce tagliate

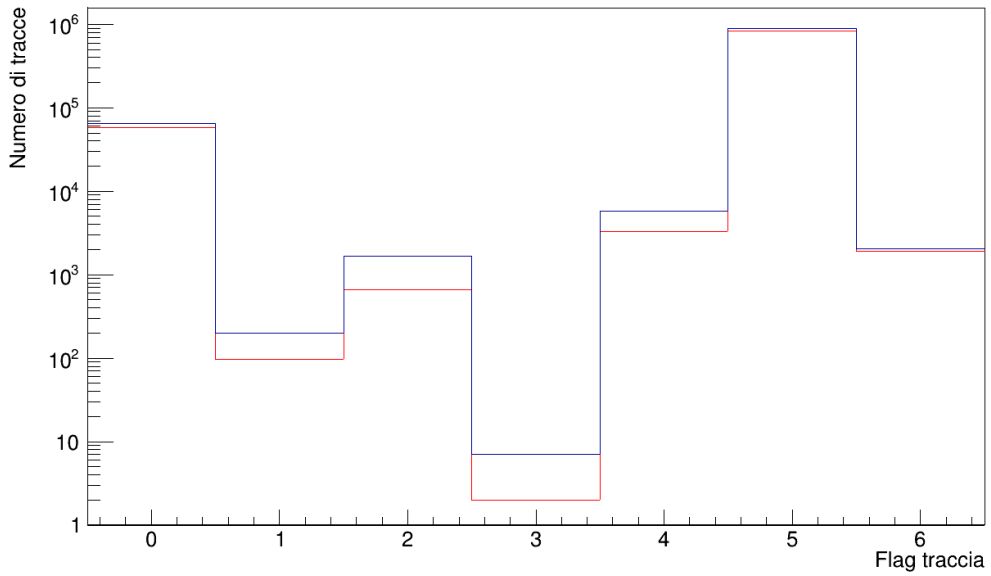


Figura 3.18: Grafico delle flag delle tracce: in blu sono mostrate le tracce con l'hit del Tof-Wall, mentre in rosso quelle sopravvissute a tutti i tagli.

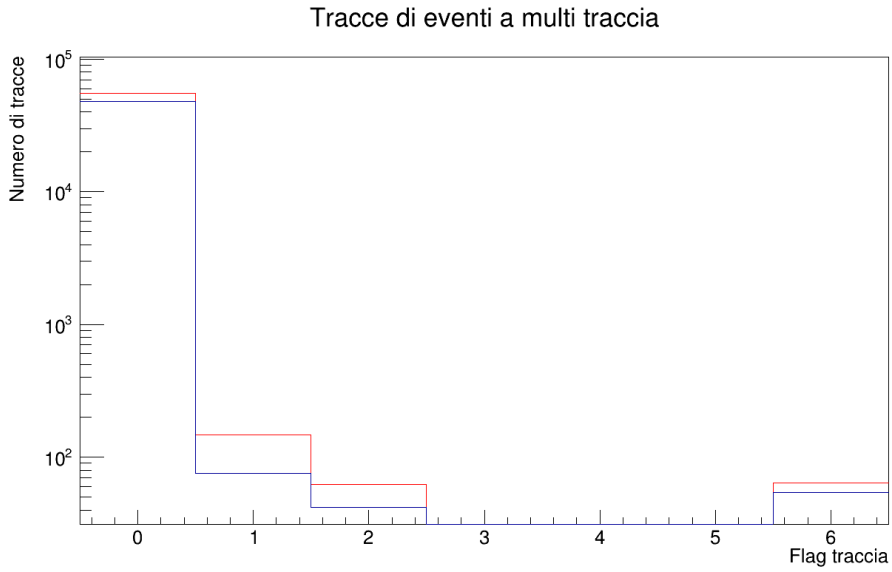


Figura 3.19: Tipologia di tracce in eventi in cui sono state ricostruite più tracce: in rosso sono mostrate le tracce con l'hit del TW, mentre in blu quelle rimanenti dopo l'applicazione di tutti i tagli.

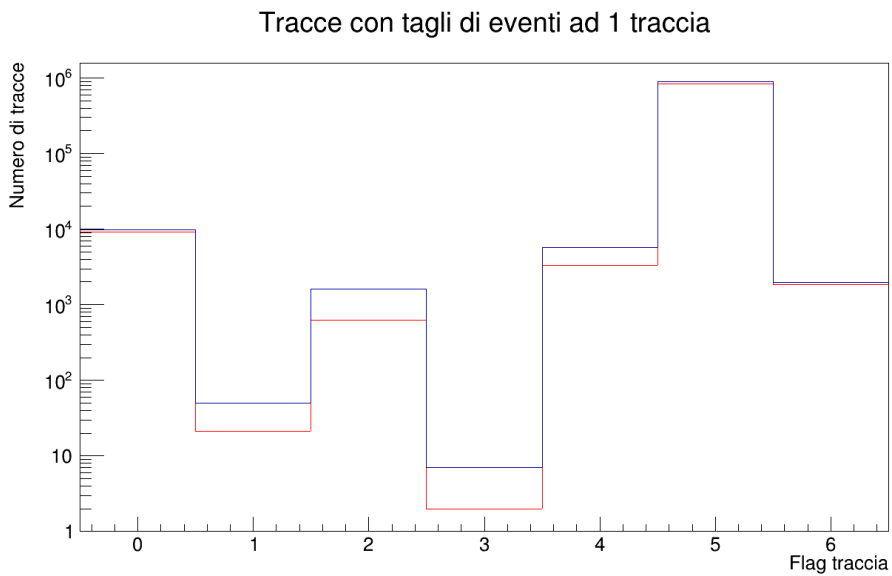


Figura 3.20: Tipologia di tracce in eventi ad una sola traccia: in blu sono mostrate le tracce con l'hit del ToF-Wall, mentre in rosso quelle sopravvissute a tutti i tagli.

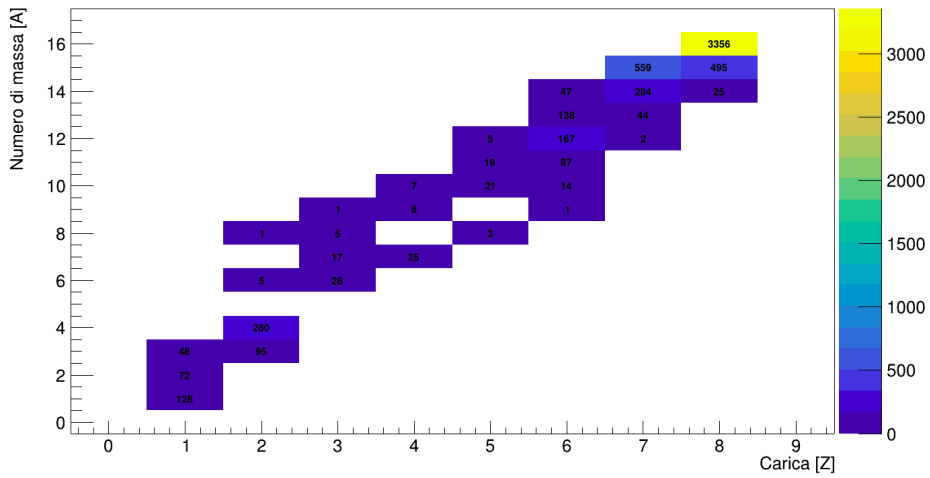


Figura 3.21: Carica e massa atomica delle particelle associate alle tracce di fondo sopravvissute ai tagli.

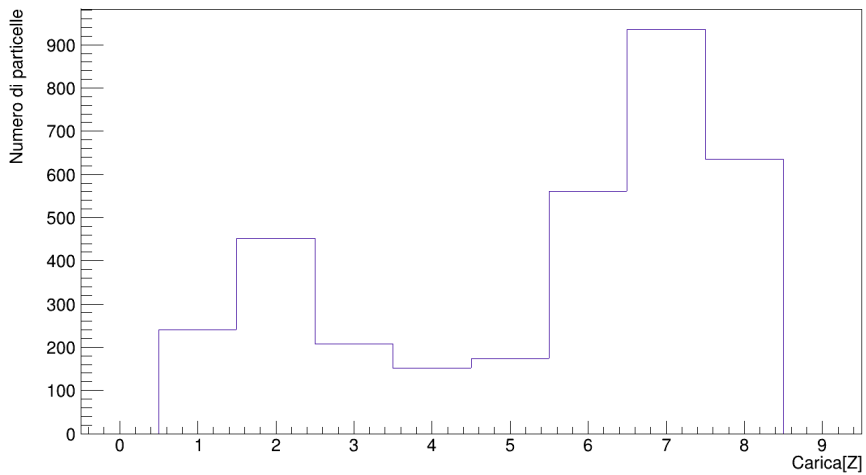


Figura 3.22: Carica misurata dal Tof-Wall per le particelle generate dai primari che frammentano dopo il target.

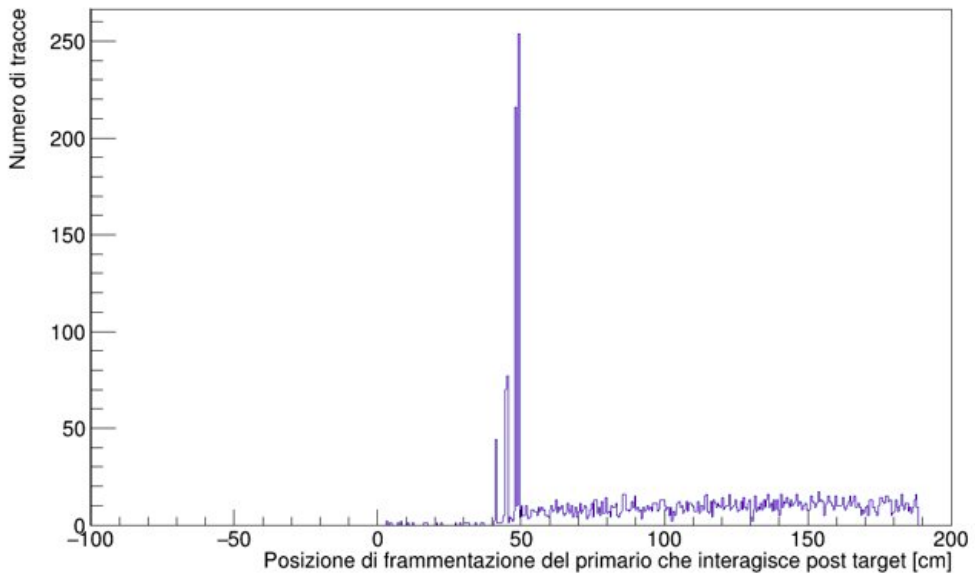


Figura 3.23: Posizione di frammentazione dei primari che frammentano dopo il target sopravvissuti ai tagli. I tre picchi corrispondono ai tre piani delle MSD.

Conclusioni

L'esperimento FOOT è stato realizzato per fare misure di sezioni d'urto differenziali per le particelle alle energie di interesse per l'adroterapia e la radioprotezione spaziale.

Nella prima fase della tesi è stato finalizzato l'ottimizzazione dei parametri di tracciamento dell'algoritmo di ricostruzione del setup elettronico dell'esperimento FOOT. In particolare, è stato ottimizzato il numero minimo di hits richiesti per ricostruire una traccia massimizzando le variabili di efficienza e purezza delle tracce. Si è trovato che la purezza, definito come il rapporto tra il numero di punti associati alla particella che ha generato più hits nella traccia ed il numero di punti totali della traccia stessa, è indipendente dal parametro libero. Invece l'efficienza, definita come il rapporto tra il numero di tracce ricostruite ed il numero di tracce totali, è ottimizzata minimizzando il numero minimo di punti richiesti per ricostruire una traccia, che nel caso della simulazione Monte Carlo studiata è 5.

In seguito, sono stati studiati dei criteri per identificare le tracce di fondo dovute alla frammentazione del proiettile fuori dal target e alle tracce dei frammenti del primario che subiscono una seconda interazione nucleare inelastica in volo. Si è cercato di trovare dei parametri per separare queste tracce di fondo dalle tracce di segnale, che sono costituite dai frammenti del proiettile prodotti nel target e che arrivano fino al Tof-Wall, l'ultimo detector del setup sperimentale. Lo studio è stato condotto studiando una simulazione Monte Carlo di una presa dati effettuata con il setup elettronico con un fascio di ^{16}O con energia cinetica di 400 MeV/u che incide su di un target di grafite (C) spesso 0.915 g/cm^2 .

Sono stati trovati diversi criteri per separare le tracce. Il primo dei quali è quello di richiedere che la traccia abbia un hit del Tof-Wall detector associato. Questo criterio di selezione è risultato essere il più efficiente in quanto elimina il 47.6% delle tracce di fondo, ma scarta anche il 31.4% delle tracce di segnale. La richiesta della presenza di un Tof-Wall hit è necessaria per poter ricostruire la carica ed il tempo di volo della particella. Il motivo per cui molte tracce di segnale non hanno un Tof-Wall hit associato è legato ai casi in cui due o più particelle colpiscono lo stesso sensore del detector. Nelle prese dati sperimentali, tale effetto può essere analizzato e mitigato sfruttando le forme d'onda del segnale raccolto. In questa tesi, si è deciso di fare una analisi conservativa eliminando completamente i casi di multihit nello stesso sensore del Tof-Wall. Si è visto che le tracce ricostruite dalle particelle di fondo hanno una coda nella distribuzione del χ^2 più lunga rispetto alle tracce dei secondari generati nel target e che arrivano al Tof-Wall. Per cui si è scelto di escludere tutte le tracce che hanno un χ^2 superiore a 2. Per ultimo è stato usato il criterio del residuo massimo tra gli hit di una traccia. Il residuo è definito come la distanza tra il punto misurato o simulato nel detector e la traccia ricostruita. Anche in

questo caso le distribuzioni del residuo massimo delle tracce di fondo hanno una coda più lunga rispetto a quelle del segnale. Per cui si è deciso di escludere tutte le tracce con residuo massimo maggiore di 0.01 cm. Applicando i criteri di selezione del χ^2 e del residuo massimo alle tracce che hanno un Tof-Wall hit associato, si è ottenuto la reiezione del 31.3% del fondo, con una perdita di tracce segnale del 11.6%.

Studiando la topologia degli eventi, si è potuti identificare due famiglie di eventi: quelli in cui ci sono più tracce ricostruite e quelli in cui è stato ricostruito una traccia singola. Applicando i criteri di selezione, la percentuale di eventi di fondo selezionati è del 0.4% nel primo caso e del 38.7% nel caso di eventi a singola traccia. Le particelle di fondo che sopravvivono ai tagli sono principalmente dati da ioni pesanti ed isotopi del primario che generalmente sono prodotti con la stessa direzione del primario. Per questi eventi, non ci sono parametri dati dal tracciamento di FOOT che permettono una loro discriminazione visto che la loro traiettoria si accorda molto bene con la traiettoria del proiettile. Tuttavia, è possibile studiare nuovi criteri di selezione per identificare gli eventi di frammentazione fuori dal target sfruttando e combinando tra loro le informazioni dei singoli rivelatori.

Ringraziamenti

Sono tante le persone che vorrei ringraziare, perché sono tanti coloro che mi sono stati vicino durante tutto il mio percorso di crescita, sia come persona che come studente.

Prima di tutto devo ringraziare mamma, papà, mio fratello Giorgio, nonna, nonno, zii e cugini che per me ci sono stati sempre, anche fuori dal mondo accademico: sono loro che mi hanno sostenuto continuamente anche nei momenti più difficili.

Ringrazio tutti i miei amici: Mattia, Emilio, Valeria, Curzio, Luca, Guglielmo, Freddie, Mich, Federico e Lorena (che è un po' più che amica); ognuno di loro riesce sempre a strapparmi un sorriso quando stiamo insieme. Grazie perché mi accettate per quello che sono, con i miei pregi ed i miei difetti.

Ringrazio Yun, che mi ha supportato per tutto il percorso di tesi: oltre ad insegnarmi molto di fisica ed informatica, mi ha fatto capire che nonostante a volte si sbagli scegliendo strade che si rivelano non essere corrette, è proprio da questi errori che si può crescere e migliorare. Questo è un insegnamento che porterò sempre con me. Grazie anche perché mi ha sopportato con infinita pazienza.

Un particolare ringraziamento lo devo al mio professore di matematica e fisica del liceo Carlo Angelo Cavenaghi, che per primo mi ha trasmesso la passione per la fisica e che mi ha sempre spronato a migliorare, facendomi capire che l'importante non è essere perfetti, ma cercare di essere sempre la persona migliore che si possa essere in quel momento.

A tutti voi:

Grazie!!!!!!!!!!!!!!!

Bibliografia

- [1] Wu Hong-Gyun Park Jong Min, Kim Jung-in. Technological advances in charged-particle therapy. *Cancer Res Treat*, 53(3):635–640, 2021.
- [2] Tommasino Francesco and Durante Marco. Proton radiobiology. *Cancers*, 7(1):353–381, 2015.
- [3] K Gunzert-Marx, H Iwase, D Schardt, and R S Simon. Secondary beam fragments produced by 200 MeV u-112c ions in water and their dose contributions in carbon ion radiotherapy. *New Journal of Physics*, 10(7):075003, jul 2008.
- [4] World Health Organization. Who report on cancer: setting priorities, investing wisely and providing care for all. 2020.
- [5] Mackay R. I.-van Herk M.-Jones J. K. Jones R. M. Whitmore, L. Focused vhee (very high energy electron) beams and dose delivery for radiotherapy applications. *Frontiers in Physics*, 11, 2021.
- [6] Alan E. Nahum-Jan Seuntjens Frank Herbert Attix Pedro Andreo, David T. Burns. *Fundamentals of Ionizing Radiation Dosimetry*. Wiley, 2017.
- [7] Leo W.R. *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Springer-Verlag, 1987.
- [8] M Inokuti and J E Turner. Mean excitation energies for stopping power as derived from oscillator-strength distributions. [review]. 1 1978.
- [9] M. Tanabashi, K. Hagiwara, and Hikasa et al. Review of particle physics, 34. passage of particles through matter. *Phys. Rev. D*, Aug 2022.
- [10] Riccardo Ridolfi. *Adroterapia: principi e applicazioni*. PhD thesis, 09 2015.
- [11] Daniel Cussol. Hadron therapy. 09 2011.
- [12] Virgil L. Highland. Some practical remarks on multiple scattering. *Nuclear Instruments and Methods*, 129(2):497 – 499, 1975.
- [13] Yung-Su Tsai. Pair production and bremsstrahlung of charged leptons. *Rev. Mod. Phys.*, 46:815–851, Oct 1974.
- [14] Testa Mauro. *Charged particle therapy, ion range verification, prompt radiation*. Theses, Université Claude Bernard - Lyon I, October 2010.
- [15] Bernard Gottschalk. Radiotherapy proton interactions in matter. 03 2018.
- [16] Aafke Christine Kraan. Range verification methods in particle therapy: Underlying physics and monte carlo modeling. *Frontiers in Oncology*, 5, 2015.
- [17] M. Blann. Hybrid model for pre-equilibrium decay in nuclear reactions. *Phys. Rev. Lett.*, 27:337–340, Aug 1971.
- [18] Michael Joiner and Albert Van der Kogel. *Basic clinical radiobiology*. CRC Press, 2018.

- [19] Marco Durante and Harald Paganetti. Nuclear physics in particle therapy: a review. *Reports on Progress in Physics*, 79(9):096702, aug 2016.
- [20] Michael Joiner and Albert Van der Kogel. *Basic Clinical Radiobiology*. 03 2009.
- [21] Dieter Schardt, Thilo Elsässer, and Daniela Schulz-Ertner. Heavy-ion tumor therapy: Physical and radiobiological benefits. *Rev. Mod. Phys.*, 82:383–425, Feb 2010.
- [22] Perez C.A. and Brady L.W. *Principles and Practice of Radiation Oncology*. Wolters Kluwer/Lippincott Williams Wilkins, Philadelphia, sixth edition edition, 2013.
- [23] Byungchul Cho. Intensity-modulated radiation therapy: a review with a physics perspective. *Radiation Oncology Journal*, 2018.
- [24] Besuglow J Naumann J-Mein S Longarino FK Ellerbrock M Ackermann B Winter M Brons S Qubala A Haberer T Debus J Jäkel O Mairani A Tessonier T, Ecker S. Commissioning of helium ion therapy and the first patient treatment with active beam delivery. *Int J Radiat Oncol Biol Phys.*, 2023.
- [25] E Haettner, H Iwase, M Krämer, G Kraft, and D Schardt. Experimental study of nuclear fragmentation of 200 and 400 MeV/u¹²c ions in water for applications in particle therapy. *Physics in Medicine and Biology*, 58(23):8265–8279, nov 2013.
- [26] What's next for nasa.
- [27] Mirko Boezio and Emiliano Mocchiutti. Chemical composition of galactic cosmic rays with space experiments. *Astroparticle Physics*, 08:39–40, 2012.
- [28] Marco Durante and Francis A. Cucinotta. Physical basis of radiation protection in space travel. *Rev. Mod. Phys.*, 83:1245–1281, 2011.
- [29] L.H. Heilbronn Jack Miller-T. Komiyama A. Fukumura Y. Iwata T. Murakami Stephen Guetersloh, Cary Zeitlin and Manojeeet Bhattacharya. Polyethylene as a radiation shielding standard in simulated cosmic-ray environments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 11:252:319–332, 2006.
- [30] H. Hofer S.R. Milward-G. Kaiser John [S.H. Ross] S.C.C. Ting B. Blau, S.M. Harrison and J. Ulbricht. The superconducting magnet system of the alpha magnetic spectrometer ams-02. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, pages 139–142, 2004.
- [31] Besuglow Judith Bocchini Luca Boscolo Daria Botvina Alexander Cloudsley Martha de Wet Wouter Durante Marco Giraudo Martina Haberer Thomas Heilbronn Lawrence Horst Felix Krämer Michael La Tessa Chiara Luoni Francesca Mairani Andrea Muraro Silvia Norman Ryan B. Patera Vincenzo Santin Giovanni Schuy Christoph Sihver Lembit Slaba Tony C. Sobolevsky Nikolai Topi Albana Weber Uli Werneth Charles M. Zeitlin Cary Norbury John W., Battistoni Giuseppe. Are further cross section measurements necessary for space radiation protection or ion therapy applications? helium projectiles. *Frontiers in Physics*, 08, 2020.
- [32] Giuseppe Battistoni, Marco Toppi, Vincenzo Patera, and The Collaboration. Measuring the impact of nuclear interaction in particle therapy and in radio protection in space: the foot experiment. *Frontiers in Physics*, 8, 02 2021.
- [33] J. Dudouet, D. Juliani, M. Labalme, D. Cussol, J. C. Angélique, B. Braunn, J. Colin, Ch. Finck, J. M. Fontbonne, H. Guérin, P. Henriquet, J. Krimmer, M. Rousseau, M. G. Saint-Laurent, and S. Salvador. Double-differential fragmentation cross-section measurements of 95 mev/nucleon ¹²c beams on thin targets for hadron therapy. *Phys. Rev. C*, 88:024606, Aug 2013.
- [34] J. Dudouet, D. Juliani, M. Labalme, D. Cussol, J. Angélique, B. Braunn, Jose Colin, Christian Finck, jean-marc Fontbonne, H. Guérin, P. Henriquet, J. Krimmer, Marc

- Rousseau, M. Saint-Laurent, and Samuel Salvador. Double differential fragmentation cross-section measurements of 95 mev/u 12c on thin targets for hadrontherapy. *Physical Review C*, 88, 08 2013.
- [35] R.A. Weldon, J.M. Mueller, P. Barbeau, and J. Mattingly. Measurement of ej-228 plastic scintillator proton light output using a coincident neutron scatter technique. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 953:163192, 2020.
- [36] Marco Francesconi et al. The WaveDAQ integrated Trigger and Data Acquisition System for the MEG II experiment. 6 2018.
- [37] Z Abou-Haidar, C Agodi, and M A G Alvarez et al. Performance of upstream interaction region detectors for the first experiment at gsi. *Journal of Instrumentation*, 7(02):P02006, feb 2012.
- [38] Yunsheng Dong, Silvestre Gianluigi, and Colombi Sofia et al. The drift chamber detector of the foot experiment: Performance analysis and external calibration. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 986:164756, 2021.
- [39] E. Spiriti, Ch. Finck, J. Baudot, C. Divay, D. Juliani, M. Labalme, M. Rousseau, S. Salvador, M. Vanstalle, C. Agodi, G. Cuttone, M. De Napoli, and F. Romano. Cmos active pixel sensors response to low energy light ions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 875:35–40, 2017.
- [40] Eljen plastic scintillator. <https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators>. Accessed: 2020-08-06.
- [41] A. C. Kraan et al. Charge identification performance of a Δ E-TOF detector prototype for the FOOT experiment. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 958:162422, 2020.
- [42] Matteo Morrocchi and Ciarrocchi et al. Development and characterization of a Δ E-TOF detector prototype for the FOOT experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 916:116–124, February 2019.
- [43] L. Scavarda. Design and performance of the Calorimeter for the FOOT experiment. *Nuovo Cim. C*, 43(4-5):123, 2020.
- [44] G De Lellis, S Buontempo, F Di Capua, A Marotta, P Migliozi, Y Petukhov, C Pistillo, A Russo, L Scotto Lavina, P Strolin, V Tioukov, T Toshito, A Ariga, N Nagawana, Y Furusawa, and N Yasuda. Emulsion cloud chamber technique to measure the fragmentation of a high-energy carbon beam. *Journal of Instrumentation*, 2(06), 2007.
- [45] Jérôme Baudot Clovis Divay Didier Juliani M. Labalme Marc Rousseau Samuel Salvador Marie Vanstalle Clementina Agodi Giacomo Cuttone M. Napoli Eleuterio Spiriti, Christian Finck and F. Romano. Cmos active pixel sensors response to low energy light ions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 09:875, 2017.
- [46] Alfredo Ferrari, Paola Sala, Alberto Fasso, and J. Ranft. Fluka: a multi-particle transport code. *CERN Yellow report*, 2005-10, 01 2005.
- [47] G. Battistoni et al. The FLUKA Code: An Accurate Simulation Tool For Particle Therapy. *Front. Oncol.*, 6:116, 2016.
- [48] <http://www.fluka.org>.
- [49] M. Cavinato, E. Fabrici, E. Gadioli, E. Gadioli Erba, M. Galmarini, A. Gritti, and P. Vergani. *Boltzmann Master Equation Theory of Nuclear Reactions: From Nucleons to Heavy Ions*, pages 25–41. Springer US, Boston, MA, 1994.

- [50] Jörg Aichelin. “quantum” molecular dynamics—a dynamical microscopic n-body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ion collisions. *Physics Reports*, 202(5):233 – 360, 1991.
- [51] G.F. Bertsch and S. [Das Gupta]. A guide to microscopic models for intermediate energy heavy ion collisions. *Physics Reports*, 160(4):189 – 233, 1988.
- [52] Stefan Roesler, Ralph Engel, and Johannes Ranft. The Monte Carlo event generator DPMJET-III. In *International Conference on Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications (MC 2000)*, pages 1033–1038, 12 2000.
- [53] Johannes Rauch and Tobias Schlüter. Genfit — a generic track-fitting toolkit. *Journal of Physics: Conference Series*, 608(1):012042, apr 2015.
- [54] Kalman R. E. A new approach to linear filtering and prediction problems. *Transactions of the ASME—Journal of Basic Engineering*, 82(series D):35–45, 1960.
- [55] <http://www-jlc.kek.jp/subg/offl/kaltest/>.
- [56] R. Fruhwirth and A. Strandlie. ack fitting with ambiguities and noise: A study of elastic tracking and nonlinear filters. *Computer Phys. Comm.*, 120:197–214, 1999.
- [57] R. Fruhwirth. Application of kalman filtering to track and vertex fitting. *Nucl. Instrum. Meth.*, A262:444–450, 1987.
- [58] CERN. *GEANT – Detector description and simulation tool*. CERN Program Library Long Writeup W5013, 1993.
- [59] Yunsheng Dong. *Nuclear fragmentation cross sections measurements for hadrontherapy: implementation and optimization of a beam monitoring system*. PhD thesis, Università degli studi di Milano, Facoltà di fisica, 2020-2021. unpublished thesis.