

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

**Analisi di un metodo per la discriminazione
delle particelle neutre nell'ambito
dell'esperimento FOOT**

Relatore:
Prof. Cristian Massimi

Presentata da:
Matilde Dondi

Correlatrice:
Dott.ssa Sofia Colombi

Anno Accademico 2021/2022

Abstract

L'adroterapia è una delle tecniche utilizzate ad oggi per trattare i tumori ed è basata sull'utilizzo di fasci di particelle cariche, come protoni e ioni carbonio, accelerati sulla zona da trattare. A differenza dei fotoni, utilizzati in radioterapia, le particelle cariche permettono un rilascio di energia più mirato, danneggiando il DNA delle cellule tumorali fino ad impedirne la duplicazione, senza intaccare i tessuti sani circostanti. Per sfruttare al meglio questa tecnica è necessario conoscere a fondo i processi di frammentazione nucleare che possono avere luogo durante il trattamento, sui quali si hanno ancora insufficienti dati sperimentali, in particolare a proposito della frammentazione del bersaglio. L'esperimento FOOT (FragmentatiOn Of Target) nasce proprio per poter misurare le sezioni d'urto differenziali dei processi di frammentazione nucleare alle tipiche energie dell'adroterapia, dai 60 MeV/u ai 400 MeV/u. Allo stato attuale l'esperimento è dotato di un apparato per la rivelazione di frammenti carichi pesanti e uno per quelli leggeri, mentre non ha un sistema di rivelazione per le particelle neutre. Si sta quindi valutando la possibilità di aggiungere rivelatori di neutroni, per esempio gli scintillatori liquidi BC-501A, i quali permettono di discriminare fotoni da neutroni grazie alla diversa forma del segnale prodotto (Pulse Shape Discrimination). Per studiare le prestazioni di questi rivelatori, essi si stanno attualmente testando alla facility n_TOF del CERN con diverse sorgenti di particelle. In questo lavoro di tesi mi sono occupata di analizzare i segnali raccolti da due BC-501A con una sorgente AmBe di raggi γ e neutroni, con schermo in piombo, e con una sorgente ^{88}Y di soli raggi γ , evidenziando le buone capacità di questi rivelatori di identificare correttamente neutroni e fotoni.

Indice

Introduzione	1
1 Interazioni particelle-materia e cenni di adroterapia	3
1.1 Interazioni tra particelle cariche e materia	3
1.1.1 Formula di Bethe-Bloch	3
1.1.2 Picco di Bragg e range	5
1.1.3 Interazioni tra elettroni e materia	7
1.1.4 Frammentazione nucleare	8
1.2 Interazioni tra fotoni e materia	9
1.2.1 Effetto fotoelettrico	10
1.2.2 Effetto Compton	11
1.2.3 Produzione di coppie	12
1.3 Interazioni tra neutroni e materia	13
1.4 Effetti biologici delle radiazioni	15
1.5 Terapie oncologiche e adroterapia	20
1.5.1 Terapia tradizionali e sviluppo adroterapia	20
1.5.2 Adroterapia: caratteristiche e potenzialità	21
2 Esperimento FOOT	24
2.1 Cinematica inversa	25
2.2 Apparato sperimentale	26
2.2.1 Apparato sperimentale per frammenti pesanti	27
2.2.2 Apparato sperimentale per frammenti leggeri	31
2.2.3 Rivelazione neutroni nell'esperimento FOOT	32
3 Discriminazione n/γ di uno scintillatore liquido BC-501A	35
3.1 Pulse Shape Discrimination	35
3.2 Analisi dati	37
3.2.1 Discriminazione n/γ	43
Conclusioni	53
Bibliografia	55

Introduzione

Ad oggi i tumori sono una delle principali cause di morte nel mondo. Si stima che soltanto nel 2018 ci siano stati in tutto il mondo 18.1 milioni di tumori, di cui 9.6 hanno portato alla morte del paziente [1]. Esistono numerose tecniche per trattare pazienti affetti da tumore attraverso interventi chirurgici, immunoterapia, chemioterapia, radioterapia e adroterapia. L'adroterapia fa uso, come la radioterapia, di fasci di radiazione incidente per colpire il tumore e impedirne la proliferazione, ma, a differenza della radioterapia che utilizza i fotoni, in adroterapia vengono utilizzate particelle cariche come protoni o ioni. Mentre i fotoni hanno un rilascio di energia maggiore all'ingresso nel mezzo e successivamente decrescente andando più in profondità, le particelle cariche rilasciano tutta la loro energia principalmente poco prima di arrestarsi, in corrispondenza del *picco di Bragg*. Il range della particella, e quindi la posizione del picco, dipende direttamente dall'energia iniziale del fascio di particelle. In adroterapia si sfruttano proprio queste caratteristiche delle particelle cariche per concentrare il rilascio di energia soltanto nella zona tumorale, evitando di danneggiare il tessuto sano circostante. In Italia oggi esistono ben tre centri di adroterapia: il CATANA a Catania, il CNAO di Pavia e il Centro di Protonterapia di Trento. L'adroterapia è un tipo di trattamento piuttosto vantaggioso, tuttavia si stanno ancora studiando i possibili processi di frammentazione nucleare di proiettile e bersaglio che possono avere luogo durante questo tipo di terapia. Per quanto riguarda la frammentazione del bersaglio, i dati sperimentali a disposizione sono davvero pochi a causa della difficile identificazione dei frammenti prodotti poiché essi, provenendo dal bersaglio fermo, possiedono poca energia e quindi sono caratterizzati da un range troppo corto per essere rivelati. L'esperimento FOOT nasce proprio per sopperire a questa mancanza di dati.

FOOT (***F**ragmentati**O**n **O**f **T**arget*) si propone di studiare la frammentazione del bersaglio attraverso la misura della sezione d'urto doppio differenziale rispetto all'energia cinetica dei frammenti e al loro angolo di emissione, con una precisione entro il 5%. Per poter identificare i frammenti provenienti dal bersaglio l'esperimento FOOT utilizza la cinematica inversa: i nuclei di C e O, molto abbondanti nel corpo umano, impiegati generalmente come bersagli nello studio dell'adroterapia, vengono in questo caso utilizzati come fasci proiettile su un bersaglio contenente idrogeno (protoni). Si risale poi alla sezione d'urto del processo inverso andando a sfruttare l'invarianza relativistica della

sezione d'urto. Per poter identificare i vari tipi di particelle prodotte come frammenti l'esperimento FOOT è dotato di due diversi set-up sperimentali, uno adibito alla rivelazione di frammenti carichi pesanti ($Z > 3$) ed uno per quelli leggeri. Allo stato attuale l'esperimento non presenta sistemi di rivelazione per i neutroni, i quali, in quanto neutri, interagiscono diversamente con la materia, per cui è importante tenerli in considerazione nello studio dei fenomeni di frammentazione. Per questo motivo si sta studiando come aggiungere all'apparato FOOT dei sistemi di rivelazione per neutroni. Al momento la scelta più immediata sembra essere l'utilizzo di scintillatori liquidi BC-501A, che permettono di distinguere i segnali di fotoni e neutroni, attraverso la diversa forma del segnale (*Pulse Shape Discrimination*). Per testare la capacità di discriminazione di questi rivelatori essi vengono testati su sorgenti di cui si conosce il tipo di radiazione emessa. In questo lavoro di tesi vengono analizzati alcuni segnali acquisiti con i rivelatori BC-501A alla facility n_TOF utilizzando una sorgente composita AmBe che emette raggi γ e neutroni, con schematura di piombo, e una sorgente di fotoni ^{88}Y , andando a mostrare la procedura seguita per arrivare alla discriminazione n/γ dei segnali.

Nel primo capitolo della tesi vengono descritti i vari tipi di interazione che si hanno tra particelle e materia, ovvero i processi fisici che possono essere coinvolti in un trattamento di adroterapia, sono introdotte alcune grandezze relative agli effetti biologici delle radiazioni ed è riportata una breve descrizione dell'adroterapia e dei suoi vantaggi rispetto alle terapie oncologiche tradizionali.

Il secondo capitolo è dedicato all'esperimento FOOT e descrive i set-up sperimentali per l'identificazione dei frammenti carichi pesanti e leggeri. Vengono inoltre riportate le caratteristiche dei rivelatori BC-501A.

Nel terzo capitolo è descritta l'analisi dati condotta sui segnali raccolti dagli scintillatori BC-501A, spiegando dettagliatamente la tecnica della *Pulse Shape Discrimination* e mostrando i grafici utilizzati nelle diverse fasi di analisi per ottimizzare la separazione tra le popolazioni di fotoni e neutroni. Sono infine state riassunte le conclusioni di questo lavoro di tesi circa la possibilità di aggiungere i rivelatori BC-501A all'attuale set-up sperimentale di FOOT.

Capitolo 1

Interazioni particelle-materia e cenni di adroterapia

1.1 Interazioni tra particelle cariche e materia

Nell'ambito dell'adroterapia si fa utilizzo di fasci di particelle cariche pesanti, ovvero con una massa maggiore di quella dell'elettrone, come ad esempio protoni o ioni.

Il passaggio di una particella carica attraverso la materia porta ad una perdita di energia da parte della particella e quest'ultima può anche subire una deflessione rispetto alla direzione incidente. Questi due effetti sono dovuti ad interazioni elettromagnetiche e nucleari. Per gli elettroni, invece, è significativo anche un altro effetto con cui l'elettrone può perdere energia: l'emissione di radiazione di Bremsstrahlung.

1.1.1 Formula di Bethe-Bloch

Il passaggio di una particella carica attraverso la materia è caratterizzato principalmente da una perdita di energia cinetica da parte della particella che avanza nel materiale fino a fermarsi. Questo avviene principalmente a causa dell'interazione Coulombiana, in particolare attraverso collisioni con gli elettroni atomici o, con minore probabilità, con i nuclei del materiale attraversato. Per poter studiare la perdita di energia delle particelle cariche si definisce lo *Stopping Power*, una grandezza che indica la perdita media di energia per unità di lunghezza dE/dx , dove E è l'energia cinetica della particella e x la distanza percorsa. Il primo a cercare di trovare un'espressione per lo *Stopping Power* fu Bohr attraverso una trattazione classica. Successivamente, attraverso una trattazione quantomeccanica, Bethe e Bloch ottennero la formula [2]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (1.1)$$

dove $2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ e:

- N_A è il numero di Avogadro,
- r_e è il raggio classico dell'elettrone,
- m_e è la massa dell'elettrone,
- c è la velocità della luce nel vuoto,
- ρ è la densità del materiale irradiato,
- Z è il numero atomico del materiale irradiato,
- A è il numero di massa degli atomi del materiale irradiato,
- z è il numero atomico degli atomi della radiazione incidente,
- β è il rapporto tra la velocità delle particelle del fascio incidente v e la velocità della luce nel vuoto, $\beta = \frac{v}{c}$,
- γ è il fattore di Lorentz delle particelle del fascio incidente, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$,
- W_{max} è la massima energia trasferita in una singola collisione,
- I è il potenziale di eccitazione medio degli atomi del materiale,
- δ è una correzione che tiene conto della polarizzazione del mezzo e quindi della conseguente schermatura del campo elettrico,
- C è un fattore di correzione che assume particolare importanza quando le velocità delle particelle incidenti diventano confrontabili con quelle degli elettroni atomici.

Concentrandosi in particolare sulla dipendenza della formula dalla velocità del fascio incidente, si può notare che, per energie non relativistiche, il termine dominante è $1/\beta^2$. La curva raggiunge un minimo, successivamente, all'aumentare dell'energia, il fattore $1/\beta^2$ diventa quasi costante e quindi l'andamento di $\frac{dE}{dx}$ cresce seguendo una dipendenza logaritmica. L'andamento logaritmico è però modulato dal termine correttivo δ che dà origine ad un andamento piatto della curva.

Da questa formula è possibile ricavare anche il *Mass Stopping Power* definito come

$$-\frac{dE}{d\chi} = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}, \quad (1.2)$$

grandezza che si può quasi considerare indipendente dal tipo di materiale irradiato, andando a considerare il rapporto Z/A pari a $1/2$. Un grafico dell'andamento del *Mass Stopping Power* in funzione di $\beta\gamma$ è riportato in Figura 1.1.

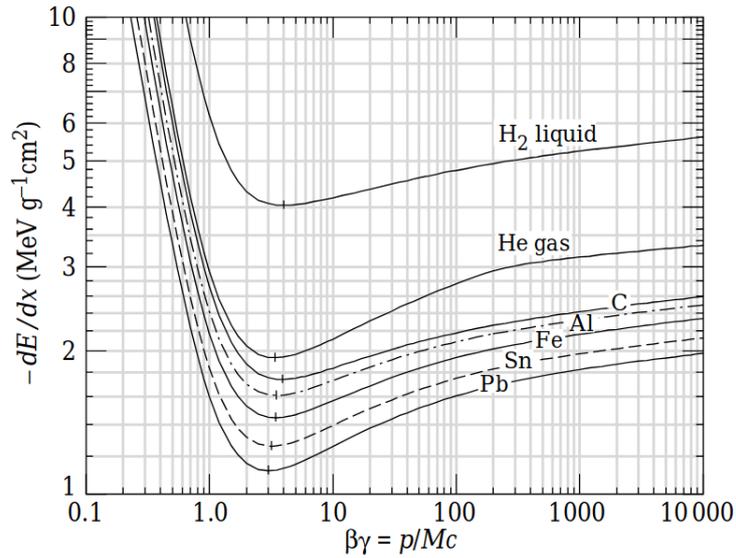


Figura 1.1: Andamento del Mass Stopping Power in funzione di $\beta\gamma$ per diversi mezzi [3].

1.1.2 Picco di Bragg e range

L'energia persa lungo il percorso dalla particella incidente nel mezzo in funzione dello spazio percorso è descritta dalla *curva di Bragg*. Il punto in cui viene rilasciata la massima quantità di energia è detto *picco di Bragg* e per una particella carica si trova verso la fine del suo percorso, poco prima di arrestarsi. La posizione del picco dipende dall'energia posseduta dal fascio incidente: maggiore è l'energia del fascio, maggiore sarà la profondità a cui può arrivare, come mostrato in Figura 1.2.

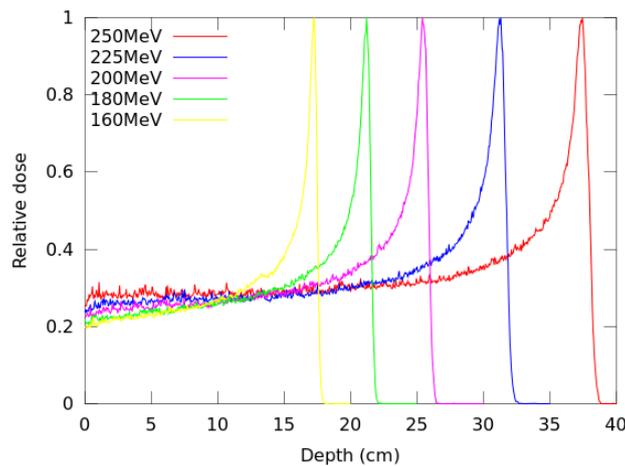


Figura 1.2: Curve di Bragg per fasci di protoni monoenergetici a diverse energie.

La distanza che una particella percorre prima di arrestarsi è detta range e si può ottenere come segue:

$$R(E_0) = \int_0^{E_0} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (1.3)$$

dove E_0 è l'energia cinetica iniziale della particella. Tuttavia il processo che determina a quale profondità nel mezzo arriverà il fascio è di tipo stocastico. Infatti, considerando due particelle con la stessa energia iniziale, esse non avranno lo stesso numero di collisioni e quindi non perderanno esattamente la stessa quantità di energia. Per questo motivo i range, che sono dipendenti dall'energia, avranno una distribuzione attorno ad un valore medio. Si parla in questo caso di *range straggling* (si veda Figura 1.3).

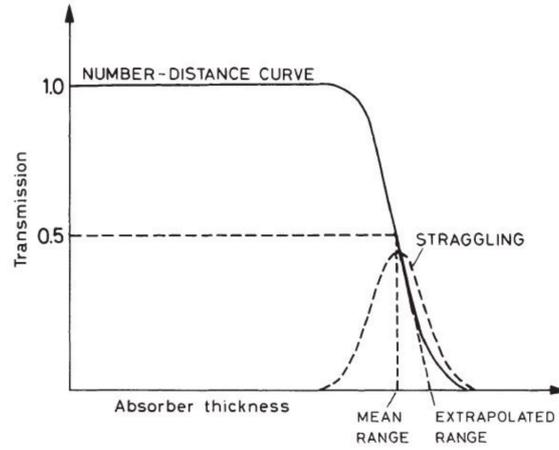


Figura 1.3: Frazione di particelle trasmesse in funzione della profondità nel mezzo. Sono mostrati inoltre il valore medio del range e la sua distribuzione, approssimativamente di tipo gaussiano [2].

Quando una particella carica va incontro ad un urto di tipo elastico, generalmente con un nucleo del mezzo, si ha una deviazione angolare della particella rispetto al fascio incidente e una minima variazione dell'energia cinetica della particella. Il processo è detto scattering multiplo coulombiano ed è caratterizzato da una sezione d'urto differenziale data dalla formula di Rutherford:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 \alpha (\hbar c)}{4E_0} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \left(\frac{\theta}{2} \right)} \quad (1.4)$$

dove Z_1 e Z_2 sono le cariche della particella incidente e del nucleo con cui avviene la collisione, α è la costante di struttura fine ($\sim 1/137$), \hbar la costante di Planck ridotta, E_0 l'energia della particella incidente e θ l'angolo di diffusione. Per studiare l'interazione di particelle con la materia è importante tenere conto sia della presenza del *range straggling*,

che può causare delle variazioni nella lunghezza percorsa delle particelle, sia dell'effetto degli urti con i nuclei, che modificano la traiettoria del fascio lateralmente. Se ad esempio si considera un fascio di protoni a 200 MeV in acqua, di cui è per larga parte composto il corpo umano, le fluttuazioni sul range, che è all'incirca 25.8 cm, si aggirano intorno ai 2.5 mm e lo spostamento laterale è di circa 5 mm.

1.1.3 Interazioni tra elettroni e materia

Gli elettroni, in quanto particelle cariche, quando interagiscono con la materia collidono perdendo energia. Tuttavia è necessario tenere in considerazione la loro piccola massa. Inoltre le interazioni tra elettroni sono collisioni tra particelle identiche, quindi bisogna tener conto della loro indistinguibilità nei calcoli. La formula di Bethe-Bloch (si veda Equazione 1.1) nel caso di elettroni diventa quindi [2]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)^2} \right) + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (1.5)$$

dove τ è l'energia cinetica degli elettroni in unità di $m_e c^2$ e

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2/8 - (2r+1) \ln 2}{(\tau+1)^2} \quad (1.6)$$

La piccola massa dell'elettrone può inoltre dar luogo ad un altro tipo di meccanismo che porta ad una perdita di energia: l'emissione di radiazione elettromagnetica a seguito di uno scattering con il nucleo (emissione di *bremstrahlung*). Questo effetto è generalmente irrilevante per particelle cariche pesanti, tuttavia l'elettrone subisce una perdita di energia non trascurabile, in relazione alla sua piccola massa, a causa di emissione di *bremstrahlung*, in particolare quando la sua energia è pari a qualche decina di MeV. La perdita di energia legata all'emissione di radiazione per *bremstrahlung* è data da [2]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = N E_0 4Z^2 r_e^2 \alpha \left(\ln \frac{2E_0}{m_e c^2} - \frac{1}{3} - f(Z) \right) \quad (1.7)$$

dove N è il numero di atomi per unità di cm^3 nel mezzo, E_0 è l'energia dell'elettrone incidente, Z la carica degli atomi nel mezzo, α è la costante di struttura fine e $f(Z)$ è una correzione che si applica all'approssimazione di Born nel calcolo della sezione d'urto differenziale e tiene in conto dell'interazione di Coulomb dell'elettrone nel campo elettrico del nucleo. La perdita di energia in questo caso è strettamente legata all'intensità del campo elettrico prodotto dal nucleo.

Nel caso di elettroni, quindi, la perdita di energia totale sarà data dalla somma dei contributi relativi ai due diversi effetti (si veda Figura 1.4):

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad (1.8)$$

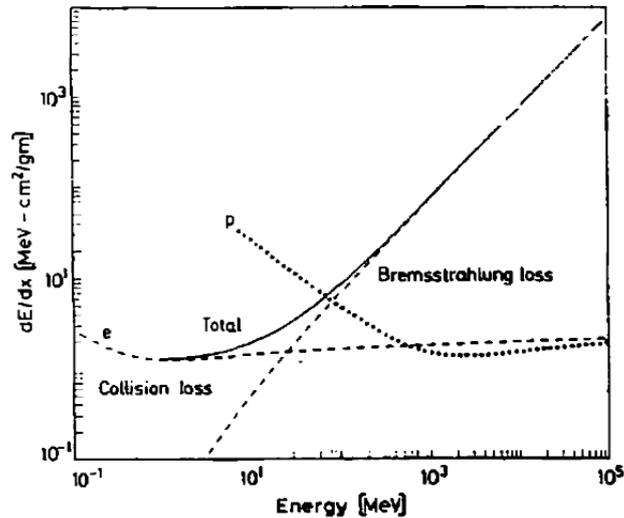


Figura 1.4: Perdita di energia per radiazione e per collisione nel caso di elettroni nel rame. Nel grafico è riportato inoltre il dE/dx per i protoni [2].

1.1.4 Frammentazione nucleare

Durante il passaggio di una particella attraverso la materia, è possibile che si verifichino collisioni con i nuclei del materiale bersaglio. A basse energie la probabilità che avvenga questo tipo di collisione è ridotta poiché, se l'energia del fascio incidente è inferiore alla barriera elettrostatica, domina la diffusione coulombiana. Se le energie utilizzate sono maggiori della barriera elettrostatica, e quindi sufficienti per dar luogo a interazioni nucleari, si hanno urti di tipo anelastico che danno luogo alla produzione di nuove particelle rispetto a quelle di partenza, dette frammenti. A seconda del parametro di impatto si possono avere collisioni centrali, circa il 10% del totale, oppure collisioni periferiche, i nuclei del bersaglio possono frammentarsi rilasciando particelle pesanti come ioni pesanti, protoni e neutroni e allo stesso tempo anche il proiettile può andare incontro a frammentazione. Il caso delle collisioni periferiche può essere descritto attraverso il modello di *abrasione-ablazione*, di cui è riportato uno schema in Figura 1.5 [4]. In questo modello si considera la presenza di un proiettile in movimento che colpisce una particella bersaglio a riposo. Nella collisione le parti di volume delle particelle che si scontrano vengono espulse dal bersaglio e dal proiettile e raggiungono lo stato nucleare di *fireball*. Le restanti parti delle due particelle, non coinvolte nella collisione, mantengono la loro velocità iniziale. Questa prima fase è detta *abrasione* ed ha una durata molto breve di circa 10^{-22} - 10^{-23} s. Successivamente, si ha la fase di *ablazione* che consiste nella diseccitazione delle particelle coinvolte attraverso un processo di evaporazione, con il quale si

ha la formazione di frammenti secondari o emissione di raggi γ . Questa seconda fase ha una durata di circa 10^{-16} - 10^{-18} s.

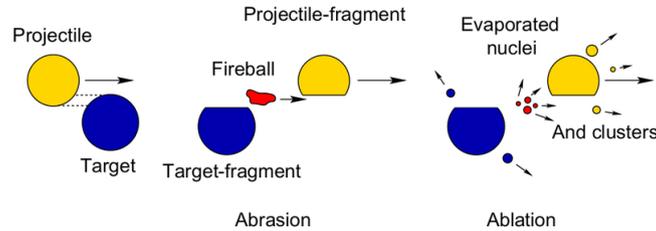


Figura 1.5: *Schema del processo di abrasione e ablazione [5].*

I frammenti prodotti possono derivare sia dal proiettile che dal bersaglio e, avendo carica inferiore, possono percorrere un tratto più lungo all'interno del materiale prima di arrestarsi, come descritto in Equazione 1.1. Questo fenomeno può causare depositi di energia dopo il picco di Bragg del fascio primario, dovuti alla frammentazione del proiettile, come nel caso di ioni pesanti. È importante inoltre anche tener conto della frammentazione del bersaglio, in cui le particelle prodotte hanno una distribuzione angolare isotropa con rilascio di energia nei pressi del punto di interazione.

1.2 Interazioni tra fotoni e materia

Le interazioni tra fotoni e materia sono molto diverse da quelle che caratterizzano le particelle cariche. In particolare un fascio di fotoni penetra più in profondità nella materia di un fascio di particelle cariche e, inoltre, non perde energia attraversandola, ma diminuisce soltanto la sua intensità. Le interazioni che coinvolgono i fotoni, infatti, rimuovono fotoni dal fascio attraverso collisioni o assorbimento. In questo modo i fotoni rimanenti nel fascio non hanno subito alcuna collisione, mantenendo l'energia iniziale del fascio che diminuisce quindi soltanto la sua intensità. Si può calcolare l'andamento dell'intensità del fascio in funzione dello spazio percorso x all'interno del materiale attraverso la legge di Lambert-Beer [6][7]:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.9)$$

dove I_0 è l'intensità del fascio incidente e μ è detto coefficiente di assorbimento ed è caratteristico del materiale attraversato.

Le principali interazioni che coinvolgono i fotoni sono l'effetto fotoelettrico, l'effetto Compton e la produzione di coppie e ciascun processo, come spiegato in precedenza, rimuove fotoni dal fascio ed è caratterizzato da una certa probabilità. La probabilità totale per unità di lunghezza che un fotone sia rimosso dal fascio è dato dalla somma delle probabilità dei singoli processi:

$$\mu_{tot} = \tau(\text{fotoelettrico}) + \sigma(\text{Compton}) + \kappa(\text{produzione di coppie}) \quad (1.10)$$

È possibile inoltre definire il libero cammino medio λ che rappresenta la distanza percorsa dai fotoni nel mezzo prima di un'interazione:

$$\lambda = \frac{\int_0^\infty x e^{-\mu x} dx}{\int_0^\infty e^{-\mu x} dx}. \quad (1.11)$$

I valori tipici per questa grandezza variano da qualche mm a decine di cm.

1.2.1 Effetto fotoelettrico

L'effetto fotoelettrico si verifica quando un fotone incidente possiede un'energia pari o superiore a quella di legame di un elettrone nel mezzo attraversato, il quale si separa dal legame. L'energia posseduta dall'elettrone uscente è pari a

$$E = h\nu - E_b \quad (1.12)$$

dove $h\nu$ è l'energia del fotone incidente e E_b è l'energia di legame dell'elettrone. Nell'atomo che interagisce con il fotone si viene a creare una lacuna in uno dei suoi livelli di legame che viene subito riempita tramite la cattura di un elettrone libero del mezzo, oppure attraverso una riorganizzazione degli elettroni degli altri livelli. Questo processo comporta l'emissione di fotoni con energia pari alla differenza tra le energie dei livelli elettronici coinvolti, solitamente raggi X. Quando il fotone emesso viene riassorbito da un elettrone più esterno, è possibile che questo ottenga energia sufficiente per separarsi dall'atomo, diventando un elettrone Auger. La sezione d'urto del processo aumenta all'aumentare del numero atomico e diminuisce all'aumentare dell'energia del fotone incidente [8]:

$$\sigma \propto \text{cost} \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}} \quad (1.13)$$

con n che può variare tra 4 e 5. La schematizzazione dei vari processi coinvolti nell'effetto fotoelettrico è riportata in Figura 1.6.

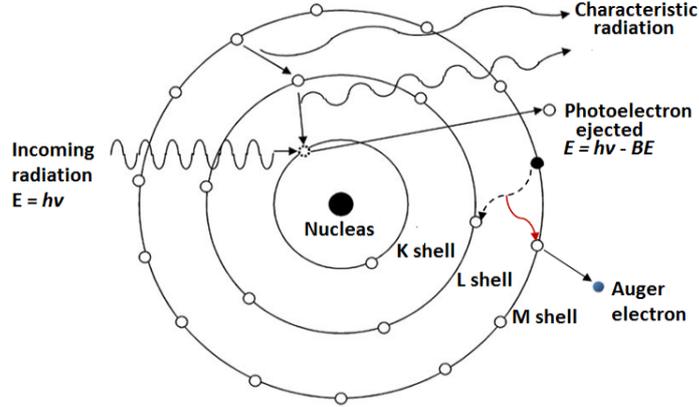


Figura 1.6: Schematizzazione dei processi coinvolti nell'effetto fotoelettrico: emissione di un fotoelettrone e creazione di un elettrone Auger [9].

1.2.2 Effetto Compton

Si ha effetto Compton quando avviene una collisione elastica tra un elettrone libero di un atomo del materiale e un fotone incidente, oppure tra un elettrone legato all'atomo e un fotone incidente con energia molto superiore all'energia di legame, in quanto l'elettrone, in questo caso, può essere considerato libero. In questo tipo di interazione il fotone viene deflesso di un certo angolo ϕ rispetto alla direzione incidente e parte della sua energia è trasferita all'elettrone (come mostrato in Figura 1.7). In particolare, attraverso le equazioni di conservazione dell'energia e dell'impulso, è possibile trovare una relazione tra la frequenza del fotone incidente ν , l'angolo di deflessione del fotone ϕ e la frequenza finale del fotone ν' :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)} \quad (1.14)$$

dove $m_e c^2$ è l'energia a riposo dell'elettrone. Per quanto riguarda la sezione d'urto del processo Compton, questa sarà proporzionale al numero di elettroni liberi che possono collidere e quindi crescerà linearmente con Z . In particolare la sezione d'urto differenziale è data dalla formula di Klein-Nishina [8]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \phi)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \phi}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos \phi)^2}{(1 + \cos^2 \phi)[1 + \alpha(1 - \cos \phi)]} \right) \quad (1.15)$$

dove $\alpha = h\nu/m_e c^2$ e r_0 è il raggio classico dell'elettrone.

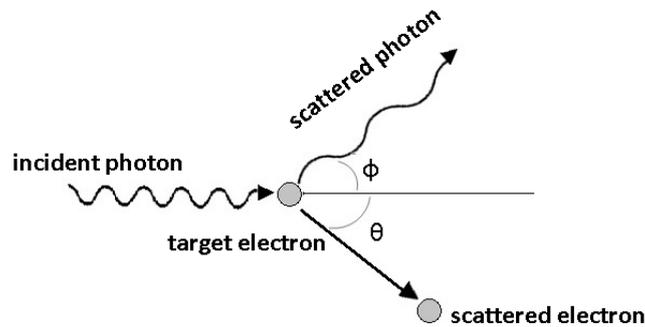


Figura 1.7: Schematizzazione dell'effetto Compton [10].

1.2.3 Produzione di coppie

La produzione di coppie è un processo che avviene quando l'energia di un fotone incidente supera 1.022 MeV, ovvero l'energia corrispondente al doppio della massa a riposo dell'elettrone. In questo caso è possibile che il fotone si annichi producendo una coppia elettrone-positrone. Per garantire la conservazione dell'impulso questo processo è possibile soltanto in presenza di un terzo corpo, di solito un nucleo. L'energia rimanente a seguito dell'annichilazione diventa energia cinetica suddivisa tra elettrone e positrone. La sezione d'urto di questo processo è proporzionale al quadrato del numero atomico del materiale bersaglio ed inversamente proporzionale al logaritmo dell'energia dell'elettrone:

$$\sigma \propto \text{cost} \frac{Z^2}{\ln E} \quad (1.16)$$

In Figura 1.8 è riportata l'importanza relativa delle tre interazioni principali dei fotoni in funzione del numero atomico del materiale attraversato e dell'energia dei fotoni: sono mostrate le 3 diverse aree dove è dominante un certo tipo di interazione e le curve rappresentate corrispondono ai valori per cui gli effetti adiacenti hanno la stessa probabilità.

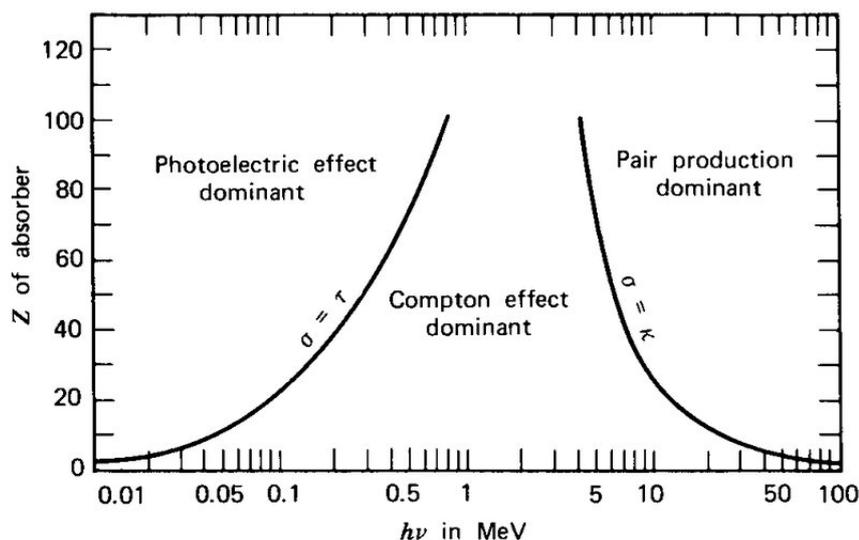


Figura 1.8: *Peso dei tre principali processi di interazione fotone-materia al variare della carica Z del materiale attraversato e dell'energia del fotone. Le curve rappresentano i valori per i quali gli effetti adiacenti hanno la medesima probabilità [8].*

1.3 Interazioni tra neutroni e materia

I neutroni, in quanto particelle prive di carica come i fotoni, non possono interagire con la materia con la forza di Coulomb, dominante nei processi che coinvolgono le particelle cariche. I neutroni interagiscono principalmente tramite la forza forte con i nuclei del materiale attraversato. Dato il piccolo range della forza forte queste interazioni sono poco probabili rispetto a quelle di una particella carica, quindi i neutroni possono viaggiare più a lungo nella materia senza subire alcun tipo di interazione. In base all'energia dei neutroni possono avvenire diversi tipi di processi nucleari e per questa ragione i neutroni sono classificati proprio in base alla loro energia (E_n). Si hanno quindi:

- neutroni altamente energetici, con $E_n > 10$ MeV,
- neutroni veloci, con 1 keV $< E_n < 10$ MeV,
- neutroni lenti, con $E_n \sim 1$ keV,
- neutroni epitermici, con $E_n \sim 1$ eV,
- neutroni termici, con $E_n \approx 0.025$ eV.

Per energie inferiori al MeV i processi dominanti sono la cattura radiativa (n,γ) e la diffusione elastica (n,n). A energie più elevate, le reazioni (n,γ) diventano poco probabili, mentre le reazioni (n,p), (n,α) e ($n,2n$) diventano più rilevanti. Per i neutroni

veloci e altamente energetici un processo molto sfruttato per la rivelazione è la diffusione elastica con i nuclei atomici. Il processo di rallentamento di neutroni veloci è chiamato *moderazione*. Una volta persa la sua energia, il neutrone può essere catturato da un nucleo oppure andare incontro ad altre reazioni nucleari. Nel caso di collisione elastica è possibile calcolare, tramite le leggi di conservazione, l'energia finale E di un neutrone con energia iniziale E_0 :

$$\frac{E}{E_0} = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta}{(A + 1)^2} \quad (1.17)$$

dove A è la massa atomica del nucleo e θ l'angolo di scattering nel sistema di riferimento del centro di massa. L'energia del neutrone a seguito della collisione è quindi limitata nel range:

$$\left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 E_0 < E < E_0 \quad (1.18)$$

dove i limiti corrispondono ad un angolo di scattering $\theta = 180^\circ$ e $\theta = 0^\circ$. Nel caso di collisione con un protone $A = 1$, per cui si ha $0 < E < E_0$. Questo significa che il rallentamento dei neutroni è più efficiente nel caso in cui si hanno nuclei leggeri che assorbono più energia di rinculo. Nell'ambito della rivelazione di neutroni ad alta energia, si sfrutta proprio questa caratteristica. Infatti, per poter rivelare i neutroni, privi di carica, è necessario rivelare i protoni di rinculo provenienti dal processo di diffusione elastica. Per questo motivo si utilizzano, in particolare, materiali che contengono un numero elevato di atomi di idrogeno, come ad esempio composti organici.

In presenza di neutroni altamente energetici si ha anche scattering di tipo anelastico. In questo caso il neutrone viene eccitato e successivamente si diseccita emettendo radiazione. Nel caso di neutroni lenti si ha il processo di assorbimento del neutrone da parte del nucleo, il quale emetterà uno o più raggi γ riarrangiando la sua struttura interna. La legge che descrive l'attenuazione dei neutroni all'interno del mezzo attraversato è analoga a quella per i fotoni:

$$I(x) = I_0 e^{-\sigma_t n x} \quad (1.19)$$

in cui I_0 è l'intensità del fascio iniziale, σ_t è la sezione d'urto totale, che comprende anche i processi di scattering, n è il numero di atomi per unità di volume nel mezzo e x è lo spazio percorso.

La dipendenza dall'energia dei neutroni delle sezioni d'urto dei processi di interazione tra un fascio di neutroni e il materiale attraversato è mostrata in Figura 1.9.

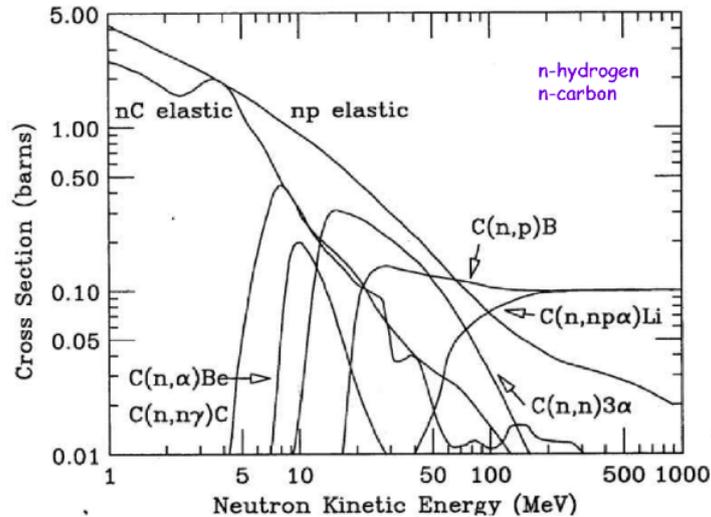
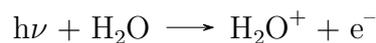


Figura 1.9: *Sezioni d'urto dei vari processi possibili per neutroni veloci o altamente energetici in funzione della loro energia cinetica nel caso di collisione neutrone-idrogeno (n-hydrogen) e neutrone-carbonio (n-carbon) [11].*

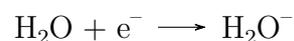
1.4 Effetti biologici delle radiazioni

Nel trattamento dei tumori si cerca, attraverso diverse tecniche, di impedire alle cellule tumorali di riprodursi e moltiplicarsi. Per fare questo si va a danneggiare il DNA della cellula. La doppia elica del DNA è formata da quattro diversi tipi di basi azotate: adenina, citosina, timina e guanina, che sono legate in coppie adenina-citosina e timina-guanina da legami a idrogeno che uniscono i due filamenti. La struttura del DNA può essere danneggiata attraverso la radiazione con due diversi tipi di processo, uno indiretto e uno diretto.

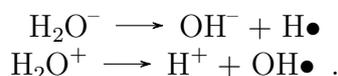
Nel processo indiretto è sfruttata l'abbondante presenza di acqua nella cellula, per cui le molecole, colpite dalla radiazione, producono per radiolisi radicali liberi. I radicali liberi sono specie chimiche estremamente reattive dotate di elettroni spaiati nei loro orbitali. In particolare possono causare la produzione di perossido di idrogeno H_2O_2 , dannoso per la cellula. Nello specifico quando una molecola di acqua viene colpita da una radiazione di energia $h\nu$, si ha la seguente reazione:



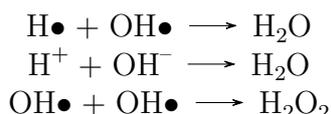
che produce uno ione positivo e un elettrone. Successivamente, l'elettrone prodotto può essere catturato da un'altra molecola d'acqua dando origine ad uno ione negativo:



I due ioni così formati danno luogo, attraverso processi di radiolisi, ai radicali liberi $\text{H}\bullet$ e $\text{OH}\bullet$ tramite le reazioni:



I radicali liberi e gli ioni formatisi a questo punto possono dare origine ad altri composti:



Nelle prime due reazioni è prodotta nuovamente acqua, nell'ultima invece si ha produzione di perossido di idrogeno, che va a danneggiare la cellula. Normalmente l'organismo riesce a neutralizzare il perossido di idrogeno tramite enzimi, riuscendo quindi ad impedire danni; tuttavia, se si ha un fascio di radiazione ionizzante, la produzione di radicali liberi è particolarmente elevata, rendendo più difficile eliminare del tutto il perossido. Il DNA viene così danneggiato ed è bloccata la riproduzione cellulare.

Nel caso di metodo diretto, invece, il DNA viene danneggiato in quanto colpito direttamente con fasci ionizzanti. Se viene danneggiata una sola delle due catene che compongono il DNA si parla di *Single Strand Break* o SSB. Il DNA, tuttavia, è capace di riparare questo tipo di danno. Quando invece vengono danneggiate entrambe le eliche, si parla di *Double Strand Break* o DSB. In questo caso la rottura non è riparabile a causa della perdita di informazione su entrambi i filamenti (si veda Figura 1.10).

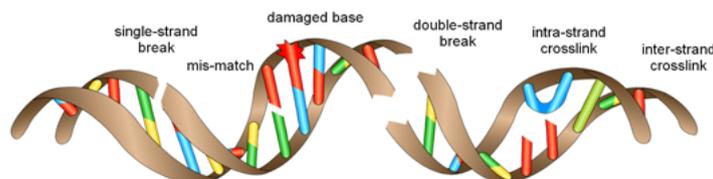


Figura 1.10: *Rappresentazione dei due tipi di danneggiamento diretto del DNA: Single Strand Break e Double Strand Break [12].*

È possibile definire la quantità di energia assorbita di una certa radiazione per unità di massa attraverso la *dose assorbita*:

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (1.20)$$

e viene misurata in Gray (Gy) dove $1 \text{ Gy} = 1 \text{ Jkg}^{-1}$.

Nei trattamenti tumorali, quando si va a danneggiare il DNA, assieme al cercare di impedire la proliferazione delle cellule tumorali attraverso danni irreparabili, si deve tener

conto anche del possibile danneggiamento delle altre cellule che fanno parte del tessuto sano. Esistono quindi due importanti parametri da tenere in considerazione quando si va a decidere la dose da rilasciare nel trattamento: la *Tumor Control Probability* (TCP), probabilità di poter tenere il tumore sotto controllo e la *Normal Tissue Complication Probability* (NTCP), probabilità di danneggiare anche il tessuto sano. La dose rilasciata deve quindi cercare di mediare tra il massimizzare la TCP e minimizzare la NTCP (in Figura 1.11).

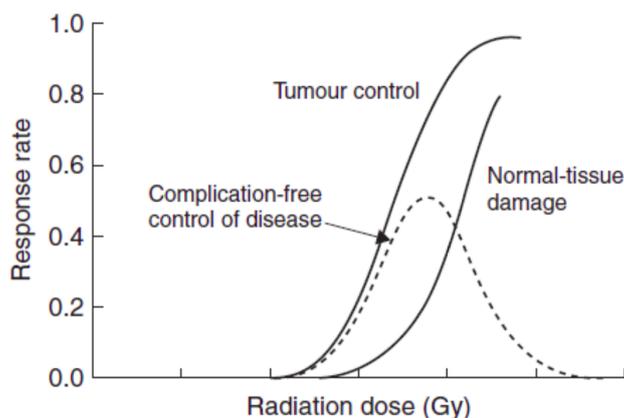


Figura 1.11: *Tumor Control Probability e Normal Tissue Complication Probability in funzione della dose rilasciata. La curva tratteggiata rappresenta il controllo del tumore senza danneggiamento del tessuto sano [13].*

Per tener conto dei diversi tipi di fasci di particelle viene introdotta la *dose equivalente*:

$$D_{eq} = \sum_R w_R D_R \quad (1.21)$$

dove w_R è un peso adimensionale che rappresenta la pericolosità della radiazione R e D_R è la dose assorbita per la radiazione R. In Tabella 1.1 sono mostrati alcuni pesi per diversi tipi di radiazione.

Radiazione	w_R
Fotoni	1
Elettroni	1
Protoni	2
Frammenti di fissione	20
Ioni pesanti	20

Tabella 1.1: *Pesi w_R relativi a diversi tipi di radiazione.*

È utile definire inoltre la *dose efficace* che tiene in considerazione l'effetto biologico anche in base al tipo di tessuto bersaglio:

$$D_{eff} = \sum_T w_T D_{eq} \quad (1.22)$$

dove in questo caso il peso è riferito al tipo di tessuto T e la somma è sui vari tipi di tessuto, tenendo conto anche del tipo di radiazione attraverso la dose equivalente.

Quando un tessuto biologico è sottoposto a trattamento è possibile definire una grandezza che descriva la frazione di cellule S che sopravvivono ad una certa dose D attraverso

$$S = e^{-\alpha D - \beta D^2} \quad (1.23)$$

in cui α e β sono parametri sperimentali che descrivono rispettivamente i danni irreparabili e quelli che possono essere invece riparati. Il rapporto $\frac{\alpha}{\beta}$ corrisponde alla dose per la quale la componente lineare αD dell'esponente presente in Equazione 1.23 eguaglia la componente quadratica βD^2 , e rappresenta un modo per poter classificare i tessuti. Un tessuto con una crescita di popolazione lenta, ma una buona resistenza alle radiazioni è detto *late responder* ed ha un rapporto $\frac{\alpha}{\beta}$ compreso tra 0.5 Gy e 6 Gy. Gli *early responder* invece sono tessuti con alta riproducibilità e una bassa resistenza alle radiazioni per cui il rapporto $\frac{\alpha}{\beta}$ è maggiore (compreso tra i 7 Gy e i 20 Gy).

Un'altra grandezza utile che si può definire è il *Linear Energy Transfer* (LET): l'energia trasferita per unità di lunghezza dalla particella ionizzante al materiale. La sua definizione è molto simile a quella dello *Stopping Power*, tuttavia in questo caso si va a misurare l'energia trasferita al mezzo, non si fa quindi riferimento alla particella che perde energia. Il LET è dato da:

$$LET = -\frac{dE}{dx}. \quad (1.24)$$

Il LET è un parametro importante nella cura dei tumori, infatti una radiazione a basso LET può penetrare più in profondità, tuttavia genera danni più facilmente riparabili. Si comporta invece in maniera opposta una radiazione ad alto LET. In Tabella 1.2 sono mostrati alcuni valori di LET per diversi tipi di radiazioni.

Radiazione	LET keV/nm
Raggi γ da sorgente di ^{60}Co (1.2 - 1.3 MeV)	0.3
Raggi X (250 keV)	3
Raggi β da ^3H (0.6 keV)	5.5
Protoni di rinculo da neutroni veloci	45

Tabella 1.2: Valori del *Linear Energy Transfer* in keV/nm per diversi tipi di radiazione [14].

Considerando a questo punto la possibilità di danneggiare le cellule, non tutte le radiazioni producono la stessa quantità di danno a parità di dose. Ad esempio, una certa dose di particelle α produce un danno maggiore rispetto alla stessa dose di protoni. Per poter quantificare queste differenze viene definita la *Relative Biological Effectiveness* (RBE): il rapporto tra le dosi di due diversi tipi di radiazione che producono lo stesso effetto biologico, ovvero la stessa sopravvivenza cellulare. Generalmente si utilizzano come radiazione di riferimento i raggi X (si veda Figura 1.12), per cui si ha:

$$RBE = \left(\frac{D_X}{D_R} \right)_{\text{stesso effetto}} \quad (1.25)$$

In generale si ha un RBE maggiore all'aumentare del LET della radiazione, ma questa grandezza dipende anche dal tipo di radiazione e dal tipo di cellula danneggiata.

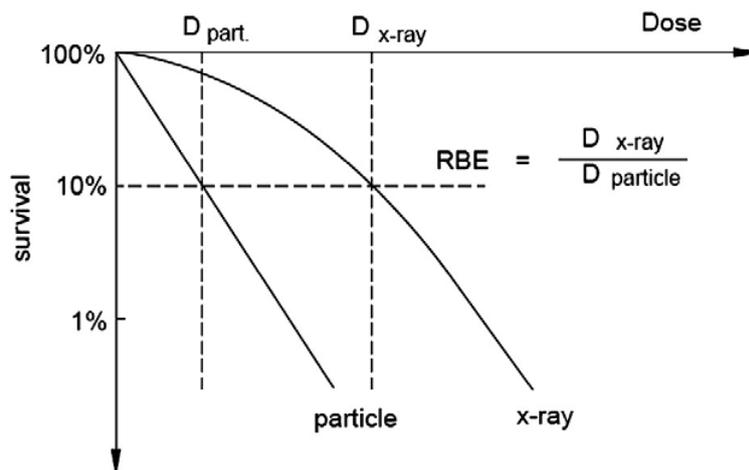


Figura 1.12: Sopravvivenza cellulare in funzione della dose nel caso di particelle cariche e raggi X. Il valore di RBE si calcola come il rapporto tra i valori delle curve intersecate da rette orizzontali [15].

Bisogna inoltre tener conto che l'effetto biologico della radiazione dipende dalla concentrazione di ossigeno della zona irradiata. Questa caratteristica può essere quantificata attraverso una grandezza definita come *Oxygen Enhancement Ratio* (OER), rapporto tra la dose rilasciata da un tipo di radiazione in una certa condizione anomala di ossigenazione ($D_{anomalo}$) e la dose rilasciata dalla stessa radiazione in condizioni di normale concentrazione di ossigeno per ottenere lo stesso effetto biologico:

$$OER = \left(\frac{D_{anomalo}}{D_{normale\ ossigenazione}} \right)_{\text{stesso effetto}} . \quad (1.26)$$

In condizioni di anossia, ovvero bassa concentrazione di ossigeno, si ha $OER > 1$, serve quindi una maggior concentrazione di dose per ottenere lo stesso effetto. Al contrario, in iperossia $OER < 1$, quindi servirà una dose inferiore della stessa radiazione per avere il medesimo effetto.

1.5 Terapie oncologiche e adroterapia

1.5.1 Terapia tradizionali e sviluppo adroterapia

Il tumore o neoplasia è una mutazione cellulare che prolifera in un organismo e persiste nel tempo anche successivamente alla cessazione degli stimoli che hanno indotto il processo. In generale le cellule tumorali hanno un comportamento diverso dalle cellule normali poiché tendono a crescere e moltiplicarsi in modo disordinato. A volte capita che cellule che compongono la massa tumorale si stacchino dal punto iniziale e migrino attraverso il sistema linfatico o il sangue in altre parti del corpo andando a formare altri tumori, detti metastasi. I tumori ad oggi sono estremamente diffusi: si basti pensare che soltanto nel 2018 ci siano stati in tutto il mondo 18.1 milioni di tumori, di cui 9.6 hanno portato alla morte del paziente [1].

Attualmente esistono cinque diversi tipi di trattamenti disponibili, che vengono utilizzati sui pazienti in base al tipo di tumore e al suo stato di avanzamento: chemioterapia, immunoterapia, chirurgia oncologica, radioterapia e adroterapia. Le prime tre non fanno uso di radiazioni e sono dette pertanto terapie non radianti. Se il tumore ha già formato metastasi si utilizzano terapie che possano avere effetto su tutto il corpo, come la chemioterapia e l'immunoterapia. Nel primo caso il trattamento consiste nella somministrazione di farmaci che possano distruggere le cellule e impedire la loro crescita; nel secondo caso invece si agisce sul sistema immunitario istruendolo a riconoscere gli antigeni tumorali che risultano mutati rispetto a quelli sani. Un tumore localizzato e facilmente raggiungibile può essere asportato per via chirurgica, per poi coadiuvare il trattamento con sedute di chemioterapia o radioterapia. Quando invece il tumore si trova in una regione non raggiungibile chirurgicamente si fa utilizzo delle tecniche di radioterapia e adroterapia. La radioterapia si basa sull'irraggiamento della regione tumorale con fasci

di radiazioni elettromagnetiche che possano andare a danneggiare il DNA della cellula malata. L'adroterapia, invece, utilizza particelle cariche come protoni o ioni pesanti a energie prefissate che vengono accelerate tramite acceleratori di particelle.

L'adroterapia venne proposta per la prima volta da Robert Wilson [16], uno dei fondatori del Fermilab, che studiò le caratteristiche del rilascio di energia di fasci di protoni nella materia. Successivamente il primo trattamento adroterapico avvenne al Lawrence Berkeley National Laboratory nel 1952.

Ad oggi in Italia sono presenti ben tre centri per l'adroterapia a Catania, Pavia e Trento. Il centro CATANA di Catania (in Figura 1.13a) è attivo dal 2002, qui vengono utilizzati fasci di protoni fino a 60 MeV e sono specializzati in particolare nella cura dei tumori oculari. Dal 2011 ha iniziato ad operare anche il CNAO (Centro Nazionale Terapia Oncologica, in Figura 1.13b) nel quale si utilizzano fasci di protoni a 250 MeV e fasci di ioni carbonio fino a 400 MeV/u. Dopo 5 anni di attività sono stati riportati i risultati clinici di 828 pazienti che hanno mostrato come nel 70-90% dei casi l'adroterapia si è rivelata efficace nel contrastare e fermare la malattia [17]. Infine nel 2015 è stato inaugurato a Trento il Centro di Protonterapia in cui si utilizzano fasci di protoni a 60-230 MeV, orientabili di 360°.



(a)



(b)

Figura 1.13: Alcune immagini dai centri di adroterapia in Italia: in (a) è mostrato il trattamento di un tumore oculare su un paziente al centro di adroterapia a Catania, in (b) è mostrato l'acceleratore di particelle presente al CNAO di Pavia [18].

1.5.2 Adroterapia: caratteristiche e potenzialità

Nei trattamenti di adroterapia si utilizzano, come si evince dal nome, gli adroni, cioè particelle formate da più quark. Al momento le particelle utilizzate nei centri di adroterapia attivi sono fasci di protoni e di ^{12}C , ma sono in corso studi che possano permettere di utilizzare anche elio e ossigeno. In questo tipo di particelle, come già spiegato in Sezione 1.1.2, il rilascio di energia prima del picco è pressoché nullo, permettendo di agire,

attraverso il rilascio di energia, soltanto nella zona in cui è concentrato il tumore, a differenza della radiazione γ in cui il massimo rilascio di energia si ha dopo pochi centimetri dall'ingresso nel mezzo attraversato (si veda Figura 1.14). La profondità a cui si trova il picco è legata all'energia iniziale del fascio e questo permette di concentrare il rilascio di energia solamente nella zona tumorale.

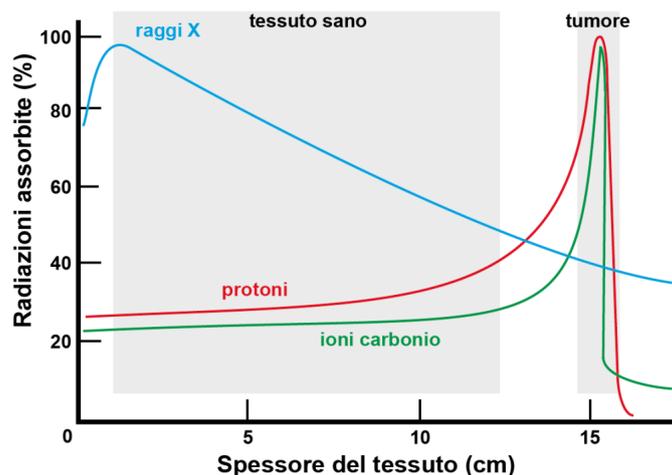


Figura 1.14: Radiazioni rilasciate in funzione della profondità nel corpo umano per raggi X, protoni e ioni carbonio [19].

Generalmente per poter colpire una regione tumorale più estesa non si utilizza un fascio monoenergetico, ma si utilizza una sovrapposizione di fasci monoenergetici a energie differenti. Questo permette di avere lo *Spread-Out Bragg Peak* (SOBP) [20], ovvero una sovrapposizione di picchi che vanno a ricoprire la regione in cui si trova il tumore (si veda Figura 1.15). Grazie al picco di Bragg e al rilascio piuttosto concentrato di energia l'adroterapia permette un trattamento molto mirato sul tumore e abbassa notevolmente la probabilità di danneggiare il tessuto sano, come mostrato in Figura 1.16, a differenza dei fasci di fotoni che hanno invece un rilascio di energia più alto vicino all'ingresso nel mezzo. Inoltre i fasci di particelle cariche sono caratterizzati da un alto LET nella regione di Bragg con un alto valore di RBE, quindi capaci di generare danni irreparabili al DNA. Si è potuto osservare come fasci di ^{12}C hanno un LET e un RBE maggiore rispetto ad un fascio di protoni [21]. Tuttavia, per poter sfruttare al meglio i vantaggi dell'adroterapia, è necessario conoscere anche i processi secondari che possono coinvolgere le particelle utilizzate, già approfonditi nelle sezioni precedenti sulle interazioni particelle-materia. In particolare, in presenza di ioni pesanti, come nel caso di ioni carbonio, si può avere attenuazione del fascio e produzione di frammenti secondari, provenienti dal proiettile e causati dalle possibili interazioni nucleari che avvengono lungo il percorso, i quali sono responsabili del deposito di dose dopo il picco di Bragg. Questi frammenti secondari possono interagire tra loro e causare danni nel tessuto sano. Nel caso di frammentazione

del bersaglio i frammenti prodotti possono viaggiare soltanto per distanze molto corte, provenendo dal bersaglio fermo, e possono generare depositi di energia non controllabili prima del picco che nuovamente potrebbero causare il danneggiamento della zona circostante al tumore nel paziente.

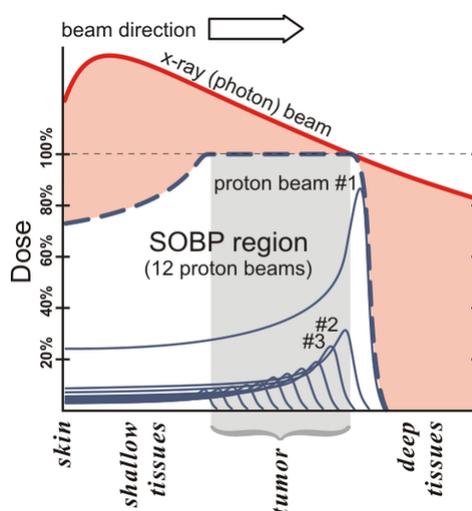


Figura 1.15: Confronto del rilascio della dose in percentuale tra un fascio di fotoni (curva rossa) e uno di protoni (curva blu). In figura è visibile inoltre lo Spread-Out Bragg [22].

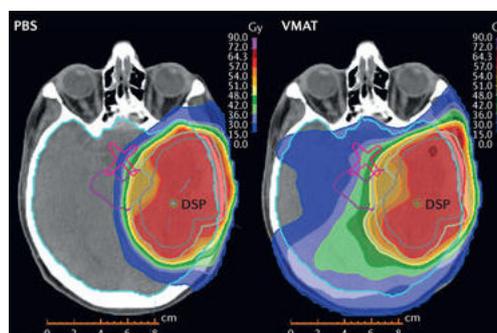


Figura 1.16: Confronto della distribuzione della dose per la terapia con protoni (a sinistra) e con fotoni (a destra) in un paziente affetto da glioma [23].

In questo ambito è nato il progetto FOOT (**F**ragmentati**O**n **O**f **T**arget), attraverso cui si cerca di studiare i processi di frammentazione di proiettile e bersaglio che possono avvenire durante un trattamento di adroterapia, andando a colmare la mancanza di dati sperimentali a disposizione per poter migliorare la pianificazione dei trattamenti. L'esperimento FOOT verrà trattato in maggior dettaglio nel Capitolo 2.

Capitolo 2

Esperimento FOOT

L'esperimento FOOT (***F**ragmentati**O**n **O**f **T**arget*) è un progetto dell'INFN iniziato nel 2017. FOOT nasce dalla collaborazione di diversi centri nazionali come il CNAO (Centro Nazionale di Adroterapia Oncologica) di Pavia, del TIFPA (Trento Institute for Fundamental Physics and Applications) di Trento e di centri internazionali come GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung, "Società per la ricerca sugli ioni pesanti") di Darmstad e HIT (Heidelberg Ion-Beam Therapy Center) di Heidelberg.

L'obiettivo dell'esperimento è quello di migliorare la conoscenza sui processi di frammentazione nucleare che possono avvenire all'interno dell'organismo umano per applicazioni di adroterapia e radioprotezione spaziale. L'esperimento si propone infatti di aumentare la quantità di dati sperimentali che si hanno in merito a questo tipo di processi nucleari. Al momento i dati sperimentali a disposizione relativi alla frammentazione nucleare nel corpo umano non sono numerosi, soprattutto alle energie utilizzate in trattamenti di adroterapia, che possono variare tra i 60 MeV/u e i 400 MeV/u. In particolare, mancano dati relativi alla frammentazione del bersaglio, in quanto i frammenti provenienti da quest'ultimo possiedono poca energia cinetica e quindi percorreranno una distanza molto corta (qualche mm al massimo) in acqua, rendendo la loro rivelazione molto difficile. L'esperimento FOOT, nello specifico, si propone di misurare con una precisione del 5% la sezione d'urto di frammentazione differenziale rispetto all'energia cinetica e all'angolo di produzione dei frammenti. Per avere questa precisione nella misura della sezione d'urto è necessario conoscere il numero atomico Z e il numero di massa A dei frammenti prodotti con una precisione rispettivamente tra il 2% e il 3% e tra il 3% e il 4%, così da avere una buona separazione dei frammenti prodotti. Al momento l'apparato di FOOT non è ottimizzato per la rivelazione delle particelle neutre, ma diversi studi sono in corso per poter sfruttare anche questa possibilità. I dati forniti dell'esperimento FOOT, oltre ad essere utilizzati al fine di migliorare le tecniche di adroterapia, possono essere utili anche per lo sviluppo di sistemi di radioprotezione nello spazio, per poter schermare le grandi quantità di radiazioni a cui sono esposte le navicelle spaziali al di fuori dell'atmosfera.

2.1 Cinematica inversa

Come anticipato in precedenza, la letteratura presente relativa a dati sulla frammentazione del bersaglio è decisamente lacunosa. Il motivo è la difficile misura dei frammenti prodotti dal bersaglio. Questi, infatti, sono caratterizzati da energie estremamente basse in quanto prodotti da un target a riposo e di conseguenza hanno un range molto corto, restando praticamente all'interno del bersaglio a seguito della loro produzione (come mostrato anche in Tabella 2.1) e rendendo impossibile raccogliere informazioni su di essi. Al contrario i frammenti prodotti dal proiettile sono più energetici e hanno un range maggiore, permettendo quindi, attraverso un rivelatore esterno, la loro identificazione.

Frammento	E (MeV)	LET (keV/ μm)	Range (μm)
^{15}O	1.0	983	2.3
^{15}N	1.0	925	2.5
^{14}N	2.0	1137	3.6
^{13}C	3.0	951	5.4
^{12}C	3.8	912	6.2
^{11}C	4.6	878	7.0
^{10}B	5.4	643	9.9
^8Be	6.4	400	15.7
^6Li	6.8	215	26.7
^4He	6.0	77	48.5
^3He	4.7	89	38.8
^2H	2.5	14	68.9

Tabella 2.1: *Valori medi attesi dell'energia cinetica, del LET e del range per frammenti relativi al bersaglio prodotti da un fascio di protoni a 180 MeV in acqua [24].*

L'esperimento FOOT, per poter ricavare massa e carica dei frammenti prodotti dal bersaglio, fa utilizzo di quella che viene detta *cinematica inversa*, sfruttando l'invarianza relativistica rispetto a cambi di sistema di riferimento della sezione d'urto. L'idea generale della cinematica inversa, infatti, è proprio quella di invertire proiettile e bersaglio. Di solito, per studiare la protonterapia, si considerano fasci di protoni su bersagli che possano simulare la composizione del corpo umano, come ^{12}C , ^{14}N e ^{16}O . Nell'esperimento FOOT, al contrario, i nuclei presenti in abbondanza nel nostro organismo sono inviati come proiettile su atomi di idrogeno (protoni) che vanno a svolgere il ruolo di bersaglio. Tuttavia un bersaglio di idrogeno sarebbe in fase gassosa, rendendo le interazioni molto poco probabili. Per avere quindi un maggior numero di collisioni si utilizzano due bersagli posti di seguito, uno di polietilene (C_2H_4) e uno di grafite (C). La sezione d'urto

del bersaglio di idrogeno (protoni) è ottenuta per differenza tra le sezioni d'urto dei due bersagli utilizzati:

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

Una volta misurata la sezione d'urto nel sistema di riferimento del laboratorio, che in questo caso sarà semplice da misurare in quanto i frammenti saranno prodotti dal proiettile, si cambia sistema di riferimento attraverso un boost di Lorentz per ottenere le misure nel caso in cui i protoni facciano da proiettile su nuclei bersaglio fermi.

Attraverso simulazioni Monte Carlo basate sul codice FLUKA [25] si è potuto predire in precedenza l'angolo di emissione dei frammenti in base alla loro massa. In particolare, i frammenti leggeri ($Z < 3$) hanno un angolo di emissione molto ampio (fino a 90°), mentre i frammenti più pesanti sono emessi entro 10° di semiapertura. In Figura 2.1 è riportata la distribuzione angolare dei frammenti prodotti da un fascio di ^{12}C di 200 MeV su un bersaglio di atomi di carbonio. L'apparato dell'esperimento FOOT è quindi composto da un apparato utile per la rivelazione dei frammenti pesanti ed uno per quelli più leggeri.

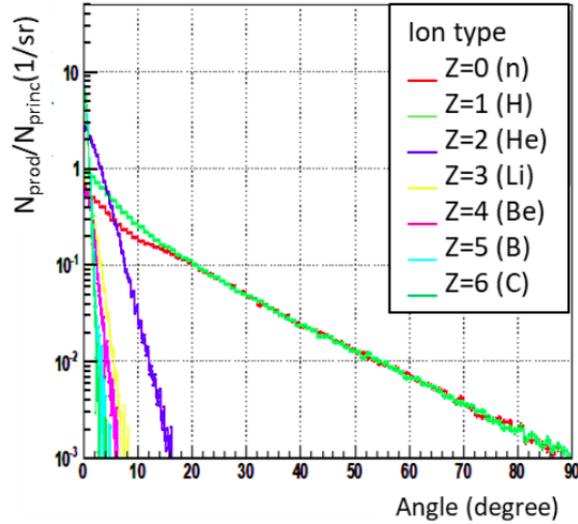


Figura 2.1: *Distribuzione angolare dei frammenti prodotti da un fascio di ^{12}C di 200 MeV su un bersaglio di atomi di carbonio [26].*

2.2 Apparato sperimentale

L'esperimento FOOT è stato realizzato in modo da poter essere agevolmente trasportato nei vari laboratori europei per effettuare le prese dati e poter fornire misure accurate. In particolare, l'apparato dell'esperimento misura l'impulso (\mathbf{p}), l'energia cinetica (E_k),

il tempo di volo (TOF) e lo stopping power ($\frac{dE}{dx}$). Per poter avere una precisione sulla sezione d'urto del 5% è necessario che le risoluzioni di queste grandezze siano entro:

- $\frac{\sigma(p)}{p} \simeq 5\%$ per l'impulso,
- $\frac{\sigma(E_k)}{E_k} \simeq 2\%$ per l'energia cinetica,
- $\frac{\sigma(dE/dx)}{dE/dx} \simeq 2\%$ per lo stopping power,
- $\sigma(TOF) \simeq 100$ ps per il tempo di volo.

2.2.1 Apparato sperimentale per frammenti pesanti

L'apparato predisposto alla rivelazione dei frammenti pesanti si compone di tre regioni consecutive. La prima parte è chiamata *upstream region*, contenente il bersaglio, poi si ha la *tracking region* per la misura di traiettoria e impulsi e infine la *downstream region* per la misura dell'energia depositata dai frammenti (si veda lo schema in Figura 2.2).

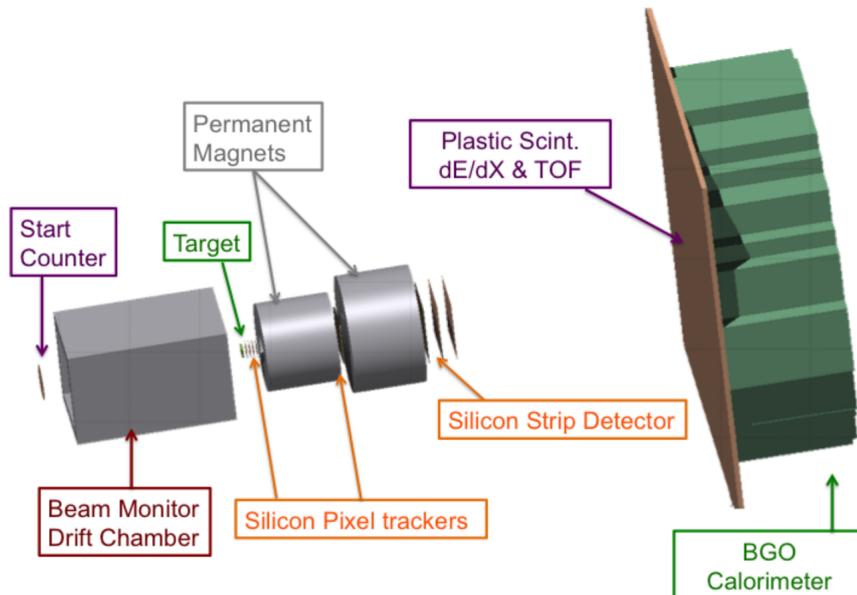


Figura 2.2: Schema dell'apparato FOOT, preso dal *Conceptual Design Report dell'esperimento* [27].

Upstream region

L'*upstream region* è composta da una zona precedente al bersaglio formata da uno *Start Counter* (SC), riportato in Figura 2.3a, che fornisce l'informazione sul passaggio del

fascio, e da una *Drift Chamber* per tracciare il passaggio del fascio. A seguito di questi due apparati si trova il bersaglio stesso.

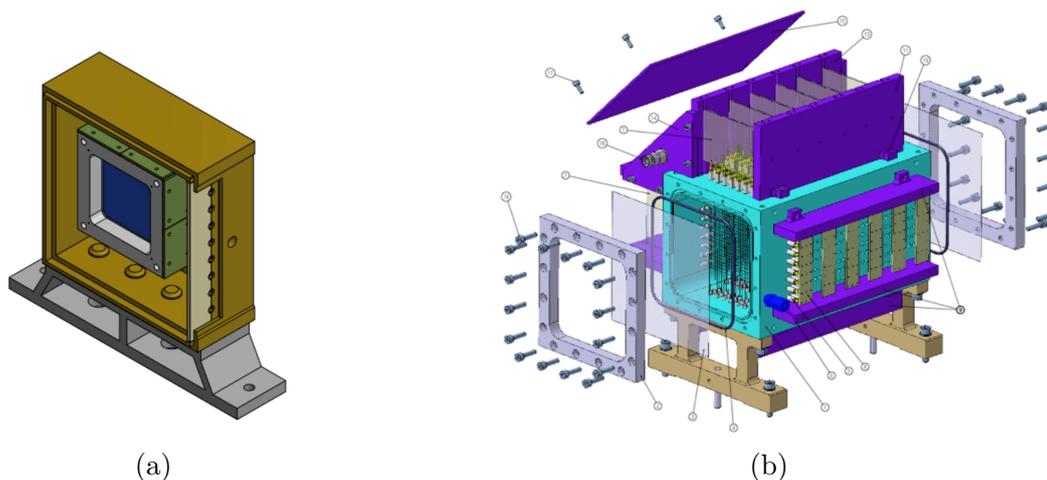


Figura 2.3: In (a) lo schema dello Start Counter, in (b) quello del Beam Monitor [28].

Lo SC è composto da un foglio scintillatore plastico quadrato EJ-228 spesso $250 \mu\text{m}$ e lato 5 cm , sufficiente a ricoprire la misura trasversale del fascio. Lo SC è posizionato a circa 44 cm dal target e fornisce il segnale di trigger a tutto l'esperimento, dando inizio al conteggio del TOF. Dopo lo SC è posizionato il *Beam Monitor* BM (si veda Figura 2.3b): una *Drift Chamber* che consiste di 12 strati di fili anodici posizionati ognuno tra due piani catodici e formati a loro volta ciascuno da 3 celle a deriva rettangolari $16 \times 10 \text{ mm}^2$. Le celle hanno il lato lungo ortogonale al fascio e sono poste sfalsate di mezza cella per poter risolvere eventuali problemi di ambiguità spaziale. Nella camera è contenuto del gas (80% Ar e 20% CO_2) che con il passaggio di una particella ionizzata genera ioni positivi ed elettroni. Gli elettroni si muovono verso il filo anodico più vicino e si spostano attraverso il reticolo di fili, fornendo così la ricostruzione della traiettoria del fascio prima del bersaglio. La risoluzione spaziale della *Drift Chamber* è compresa tra i $60 \mu\text{m}$ e i $100 \mu\text{m}$ [29]. A seguito del BM sono posizionati consecutivamente due bersagli, uno di polietilene (C_2H_4) e uno di grafite (C).

Tracking region

Il tracciatore consiste in uno spettrometro magnetico, utilizzato per curvare le traiettorie dei frammenti prodotti, e da tre rivelatori al silicio che individuano i punti di passaggio di queste traiettorie: *Vertex Tracker* (VTX), *Inner Tracker* (IT) e *Micro Strip Detector* (MSD).

Uno spettrometro magnetico è costituito da un magnete con il quale produce un campo

magnetico \mathbf{B} che sfrutta la forza di Lorentz \mathbf{F}_L per deflettere le particelle del fascio:

$$\mathbf{F}_L = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (2.2)$$

dove q e \mathbf{v} sono carica e velocità delle particelle. La traiettoria della particella risulterà elicoidale con asse lungo la direzione della \mathbf{v} iniziale. Il raggio della traiettoria e il modulo dell'impulso \mathbf{p} della particella possono essere ricavati eguagliando la forza di Lorentz a quella centripeta $(mv^2)/r$, con m massa della particella, da cui:

$$r = \frac{mv}{qB} \quad |\mathbf{p}| = mv = rqB \quad (2.3)$$

L'angolo di deflessione θ può essere ottenuto da

$$\theta = \frac{L}{r} \quad (2.4)$$

dove L è lo spazio percorso all'interno dello spettrometro e si sta considerando l'approssimazione per cui $r \gg L$.

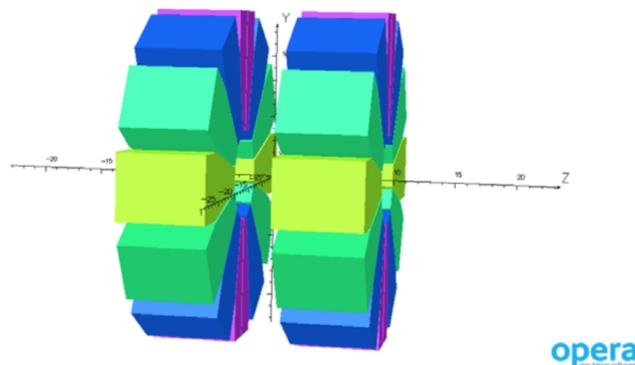


Figura 2.4: Rappresentazione grafica dei due magneti permanenti SmCo in assetto Halbach realizzata con il software OPERA [27].

Lo spettrometro magnetico di FOOT è formato da due magneti permanenti cilindrici cavi di Samario-Cobalto (SmCo) in configurazione Halbach (si veda la rappresentazione grafica in Figura 2.4). Questa configurazione permette di produrre un campo magnetico uniforme al loro interno di 1.4 T e 0.9 T e nullo all'esterno.

All'ingresso dello spettrometro magnetico si trova il *Vertex Tracker*, un rivelatore formato da 4 strati di sensori al silicio $2 \times 2 \text{ cm}^2$ Mimosa28 (M28), a loro volta matrici 928×960 pixel quadrati di lato $20.7 \mu\text{m}$. I sensori al silicio hanno uno spessore di circa $50 \mu\text{m}$ per minimizzare lo scattering multiplo. Questo primo rivelatore è utilizzato per

determinare la direzione dei frammenti provenienti dal fascio. Tra i due magneti è posizionato il secondo rivelatore, l'*Inner Tracker*, formato da due piani con 16 sensori al silicio M28 per strato di dimensione $8 \times 8 \text{ cm}^2$. Infine l'ultimo rivelatore di posizione è il *Microstrip Silicon Detector* composto da tre piani $9 \times 9 \text{ cm}^2$ separati ciascuno da un gap di 2 cm lungo la direzione del fascio e posizionato subito dopo il secondo magnete.

Downstream region

La regione finale dell'apparato è composta dal *TOF-wall*, adibito alla misura del TOF dei frammenti e dell'energia rilasciata dai frammenti (dE/dx), e da un calorimetro, utilizzato per misurare il valore dell'energia cinetica dei frammenti.

Il *TOF-wall* è formato da due strati di 20 scintillatori plastici di spessore 3 mm e sezione $2 \times 40 \text{ cm}^2$ (si veda in Figura 2.5). All'interno del rivelatore le particelle cariche che lo attraversano ne eccitano gli atomi, che nel diseccitarsi emettono un segnale luminoso rivelato da *Silicon Photomultipliers* (SiPM). La scelta dello spessore degli scintillatori è stata determinata dalla necessità di mediare tra una migliore risoluzione nella misura del TOF e dello *Stopping Power* ed evitare il più possibile i fenomeni di ri-frammentazione nucleare che impedirebbero l'identificazione del frammento originale. Un maggior spessore, infatti, garantirebbe una migliore risoluzione, ma favorirebbe la ri-frammentazione.



Figura 2.5: Prototipo di una singola barra di materiale scintillatore del *TOF-wall* [27].

Il calorimetro è formato da 320 cristalli di germanato di bismuto ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) di sezione $2 \times 2 \text{ cm}^2$ e lunghezza 24 cm. L'alta densità e numero atomico dei cristalli permettono di avere un elevato valore di *Stopping Power*, per cui i frammenti vengono fermati all'interno del calorimetro, depositando qui la loro energia residua. È possibile che all'interno del calorimetro si presentino fenomeni di ri-frammentazione, tuttavia eventuali frammenti secondari carichi verranno arrestati anch'essi all'interno del calorimetro e quindi sarà possibile sommare i contributi di energia di questi frammenti secondari a quella dei frammenti primari. Nel caso di produzione di neutroni, invece, poiché questi ultimi sono neutri e quindi interagiscono solo attraverso la forza forte, in genere poco probabile, è possibile che essi escano dal calorimetro senza interagire. La presenza di neutroni può

quindi portare ad una sottostima dell'energia depositata nel calorimetro.

2.2.2 Apparato sperimentale per frammenti leggeri

Quando vengono prodotti frammenti leggeri ($Z < 3$) questi avranno un angolo di emissione piuttosto elevato, quindi l'apparato sperimentale pensato per particelle più pesanti non è ottimale in questo caso. Per questo motivo l'esperimento FOOT è provvisto di un apparato dedicato proprio alla rivelazione dei frammenti più leggeri. Il set-up per frammenti leggeri è composto da uno *Start Counter* e da un *Beam Monitor*, come quelli descritti in Sezione 2.2.1 e da una camera ad emulsione (ECC) che sostituisce tutti gli altri elementi presenti nel set-up per frammenti pesanti. In Figura 2.6 è rappresentato lo schema dell'apparato per i frammenti leggeri.

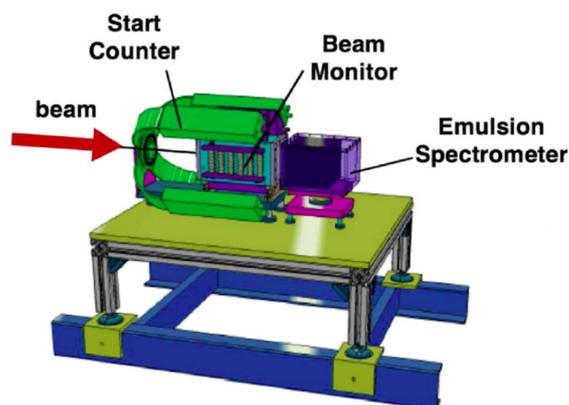


Figura 2.6: Rappresentazione dell'apparato ad emulsione per frammenti leggeri [28].

La scelta di utilizzare una camera ad emulsione per l'identificazione dei frammenti è legata all'angolo di emissione dei frammenti leggeri. Essi infatti possono avere un angolo di emissione molto elevato e, per poter ricoprire ampiezze simili con un calorimetro, quest'ultimo dovrebbe avere dimensioni di diversi metri, rendendo difficile la realizzazione sia in termini economici che in termini di portabilità dell'apparato.

L'ECC è composta da strati di grafite e polietilene che sostituiscono il target, alternati da lastre ricoperte da pellicole ad emulsione in bromuro d'argento (AgBr) che, quando attraversate dai frammenti, si ionizzano producendo atomi di argento. Le pellicole, dopo una certa quantità di tracce, vengono scansionate in modo automatico con un microscopio ottico con il quale è possibile osservare le zone in cui si è concentrato l'argento, permettendo di ricostruire la traccia dei frammenti. La regione successiva è destinata all'identificazione della carica dei frammenti prodotti, mentre l'ultima regione, composta anche da strati di piombo, è adibita alla misura dell'impulso $|\mathbf{p}|$. In Figura 2.7 è riportata una schematizzazione della struttura interna dell'ECC.

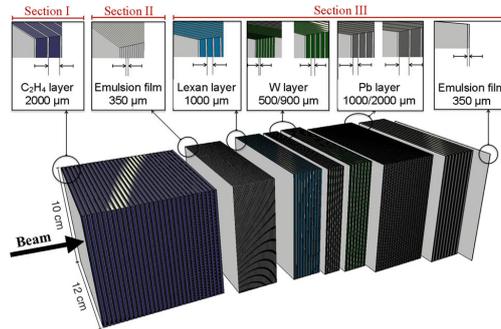


Figura 2.7: *Schema della struttura interna dello spettrometro ad emulsione [28].*

2.2.3 Rivelazione neutroni nell'esperimento FOOT

L'esperimento FOOT è stato pensato per la rivelazione di frammenti carichi, quindi al momento non è presente un apparato di rivelazione per le particelle neutre che, essendo prive di carica, non causano eventi di ionizzazione all'interno dei rivelatori, né subiscono deflessione da parte del campo magnetico presente nello spettrometro. Per una ricostruzione corretta e completa della frammentazione, tuttavia, è necessario poter identificare anche i frammenti neutri. Per questa ragione si sta cercando di studiare come aggiungere all'apparato di FOOT dei sistemi di rivelazione per neutroni. Questi rivelatori andranno posizionati ad angoli ampi rispetto alla posizione del fascio incidente, raggiungibili dai neutroni, ma non dai frammenti più pesanti. I rivelatori di neutroni scelti sono costituiti da scintillatori liquidi ricchi di idrogeno. Come spiegato in Sezione 1.3, in questo modo è possibile rivelare i neutroni attraverso i protoni di rinculo provenienti dalla diffusione elastica dei neutroni con l'idrogeno. Questi generano un segnale di luce nello scintillatore che viene convogliata e raccolta da fotomoltiplicatori, i quali producono un segnale elettrico. Utilizzando questo sistema, tuttavia, alcune particelle cariche leggere potrebbero raggiungere i rivelatori di neutroni e rilasciare un segnale difficile da distinguere da quello dei neutroni. Per questa ragione al rivelatore BC-501A è stato aggiunto un sistema di veto per particelle cariche, composto da sottili scintillatori plastici nei quali rilasciano traccia soltanto le particelle cariche, mentre i neutroni rilasciano energia unicamente nel rivelatore liquido. In questo modo, analizzando solo gli eventi di anticoincidenza, si possono distinguere i segnali lasciati dai neutroni. Oltre ai neutroni, anche i fotoni vengono rivelati da questo sistema, per questo motivo si utilizzano scintillatori liquidi che riescono a distinguere, attraverso la diversa forma del segnale, i fotoni dai neutroni (tecnica detta *Pulse Shape Discrimination*, si veda Capitolo 3).



Figura 2.8: Foto degli scintillatori liquidi BC-501A [30].

Al momento si stanno testando gli scintillatori liquidi BC-501A (in Figura 2.8) le cui caratteristiche sono riportate in Tabella 2.2 e in Tabella 2.3.

Proprietà dello scintillatore	BC-501A
Emissione luminosa (%antracene)	78
Lunghezza d'onda di massima emissione (nm)	425
Tempo di decadimento, componente veloce (ns)	3.2
Composizione atomica	
N atomi $\times 10^{22}/\text{cm}^3$ di H	4.82
N atomi $\times 10^{22}/\text{cm}^3$ di C	3.98
Rapporto H:C	1.212
N elettroni $\times 10^{22}/\text{cm}^3$	2.87

Tabella 2.2: Caratteristiche del rivelatore BC-501A [31].

Proprietà tecniche generali	BC-501A
Densità (g/cm ³)	0.874
Indice di rifrazione	1.505
Indice di rifrazione a 425 nm	1.530
Flash Point T.O.C.	24°C
Tempi di decadimento medi delle prime tre componenti (ns)	3.16, 32.3, 270
Tempo medio del trasferimento di energia dal solvente al soluto (ns)	1.66
N di fotoelettroni/keV di perdita di energia usando un fototubo	1.7
Rapporto α/β fast	0.073
Rapporto α/β slow	0.098
Risposta sui protoni	$E=0.83[1-\exp(-0.25P^{0.93})]$ dove P è l'energia dei protoni in MeV e E è l'energia dell'elettrone in MeV che dà la stessa emissione luminosa

Tabella 2.3: *Dati tecnici del rivelatore BC-501A [31].*

In Figura 2.9a è mostrato lo spettro di emissione del rivelatore BC-501A e in Figura 2.9b è mostrata la *Pulse Shape Discrimination* del rivelatore a diverse energie.

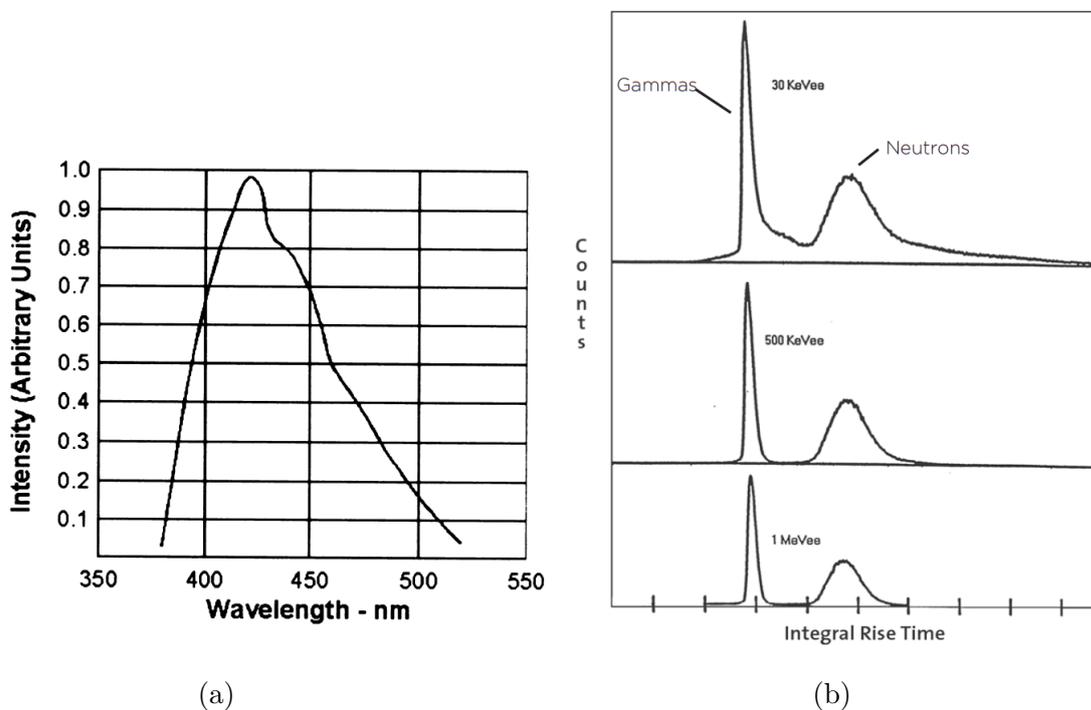


Figura 2.9: *In (a) lo spettro di emissione dello scintillatore liquido BC-501A, in (b) la forma dell'impulso prodotto dall'interazione di neutroni e raggi γ nel BC-501A [31].*

Capitolo 3

Discriminazione n/γ di uno scintillatore liquido BC-501A

Come già citato in Sezione 2.2.3, per la rivelazione dei neutroni nell'esperimento FOOT si sta testando la possibilità di utilizzare gli scintillatori liquidi BC-501A. In particolare è importante poter determinare la capacità di questi ultimi di discriminare al meglio segnali provenienti da neutroni da quelli provenienti da raggi γ . In questa tesi viene descritto un metodo di discriminazione n/γ basato sulla diversa forma dei segnali utilizzando proprio i rivelatori BC-501A.

Per riuscire a determinare la capacità dei rivelatori BC-501A di discriminare i neutroni dai fotoni è necessario testarli attraverso sorgenti di radiazione note. I segnali analizzati nel presente lavoro di tesi sono stati acquisiti alla facility n_TOF al CERN, che si occupa di studiare i processi di interazione neutroni-nucleo per neutroni a diversi intervalli di energia [32]. In questo specifico caso i segnali raccolti sono stati prodotti da due diverse sorgenti: una sorgente ^{88}Y di soli fotoni e una sorgente AmBe di neutroni e fotoni, davanti alla quale è stata posizionata una schermatura in piombo (Pb). Le sorgenti sono state poste a qualche centimetro di distanza dai rivelatori. Questi ultimi sono stati impostati a diverse tensioni: 1200 V, 1400 V e 1600 V. Nel presente lavoro di tesi sono stati analizzati i dati raccolti a 1600 V.

3.1 Pulse Shape Discrimination

Uno scintillatore per la rivelazione di particelle è composto da un materiale scintillatore accoppiato ad un fotomoltiplicatore. Quando una radiazione attraversa lo scintillatore eccita gli atomi, causando emissione di fotoni. La luce prodotta viene trasmessa al fotomoltiplicatore dove è convertita in corrente di fotoelettroni, successivamente amplificata, ottenendo un segnale di corrente. La proprietà per cui un materiale scintillatore, esposto a certe forme di energia come calore, luce o radiazione, assorbe e riemette l'energia

sottoforma di luce visibile è detta luminescenza. Se il processo di riemissione avviene subito dopo l'assorbimento, intorno ai 10^{-8} s, viene chiamato fluorescenza. Se invece la riemissione è più lenta (da qualche microsecondo a qualche ora) a causa della metastabilità dello stato eccitato, il processo è chiamato fosforescenza.

Il processo di riemissione della luce è descritto dalla somma di due componenti di decadimento esponenziale, di cui una componente più veloce (*fast component*), con costante di decadimento τ_f , e una più lenta (*slow component*), con costante di decadimento τ_s , come mostrato in Figura 3.1. Il numero di fotoni N emessi al tempo t è quindi dato da:

$$N = A \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) + B \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right). \quad (3.1)$$

dove le ampiezze A e B dipendono dal materiale.

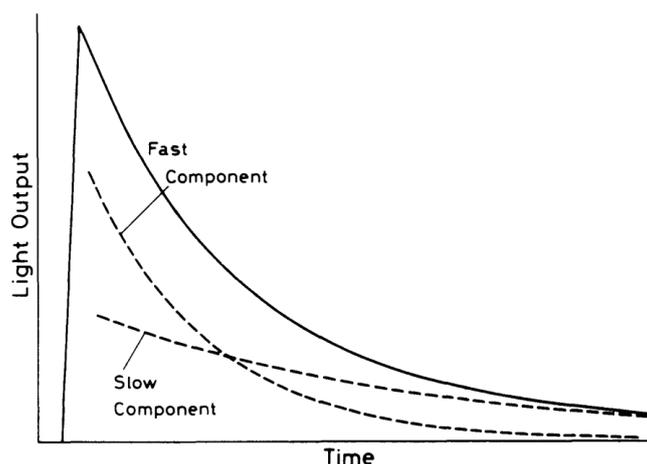


Figura 3.1: La curva nera rappresenta la curva di decadimento totale, mentre le due curve tratteggiate rappresentano le due componenti, quella veloce (*fast*) e quella lenta (*slow*) [2].

In alcuni materiali le componenti di decadimento dipendono fortemente dall'energia depositata per unità di lunghezza dalla particella e questo permette di sfruttare tali materiali per avere scintillatori in grado di discriminare le particelle attraverso la forma dell'impulso luminoso emesso. Questa tecnica di analisi prende il nome di *Pulse Shape Discrimination Technique*. Questa caratteristica è legata alla natura delle componenti fast e slow dei segnali che provengono dalla diseccitazione di stati diversi dello scintillatore. In base alla perdita di energia dE/dx della particella questi stati sono popolati in proporzioni diverse, andando a generare intensità differenti delle due componenti per valori diversi di dE/dx . Gli scintillatori liquidi possiedono queste caratteristiche e sono spesso utilizzati per discriminare i neutroni dai fotoni. Degli esempi di forme d'impulso

luminoso emesso per fotoni e neutroni in uno scintillatore liquido NE213 (l'equivalente del BC-501A) sono mostrati in Figura 3.2. Si può notare come nel segnale dei neutroni il contributo della componente slow è maggiore rispetto al contributo della stessa componente nei fotoni.

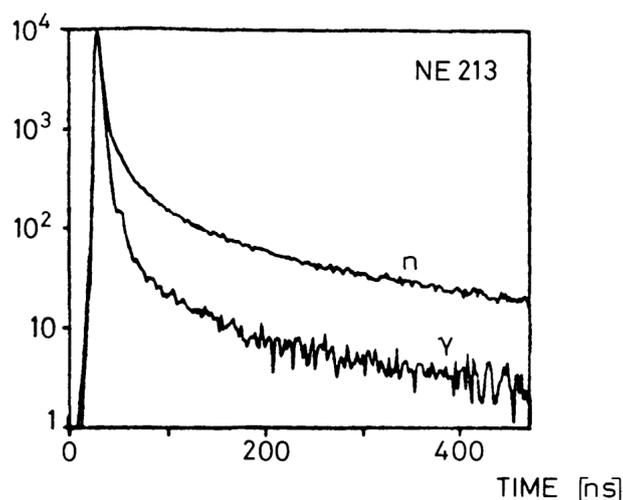


Figura 3.2: *Forme dell'impulso luminoso emesso in uno scintillatore liquido NE213 per neutroni e raggi γ [2].*

In questa tesi si è lavorato sulla discriminazione n/γ utilizzando due scintillatori BC-501A descritti in Sezione 2.2.3, che verranno successivamente denominati come rivelatore 1 e rivelatore 2.

3.2 Analisi dati

Inizialmente i segnali analizzati provenivano da una sorgente di neutroni e fotoni AmBe-Pb, successivamente si sono confrontati i risultati ottenuti con quelli ricavati dall'utilizzo di una sorgente di soli fotoni ^{88}Y . I segnali sono stati acquisiti con un rate di campionamento di 1 ns. Per l'analisi dei dati si è utilizzato il framework ROOT. Nel mio lavoro di tesi ho sviluppato un codice per poter parametrizzare la forma dei segnali e ricavarne le grandezze utili per l'analisi dati, andando a separare le grandezze relative ai segnali ottenuti con i due rivelatori. Ai singoli segnali è stato sottratto il valore del tratto costante e parallelo all'asse x per poter avere dei segnali con una baseline a 0 V. Un esempio di segnale analizzato prodotto dalla sorgente AmBe-Pb è riportato in Figura 3.3. I segnali, tuttavia, presentavano del rumore: per eliminare le fluttuazioni è stato quindi eseguito uno *smoothing* del segnale, il cui grafico ottenuto dal segnale precedente è riportato in Figura 3.4. L'analisi proposta da qui a seguire fa riferimento alla sorgente di AmBe-Pb.

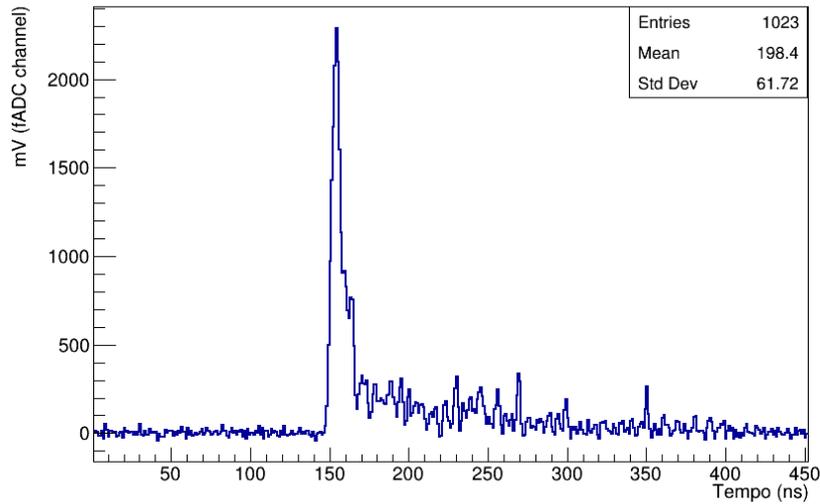


Figura 3.3: *Esempio di segnale analizzato.*

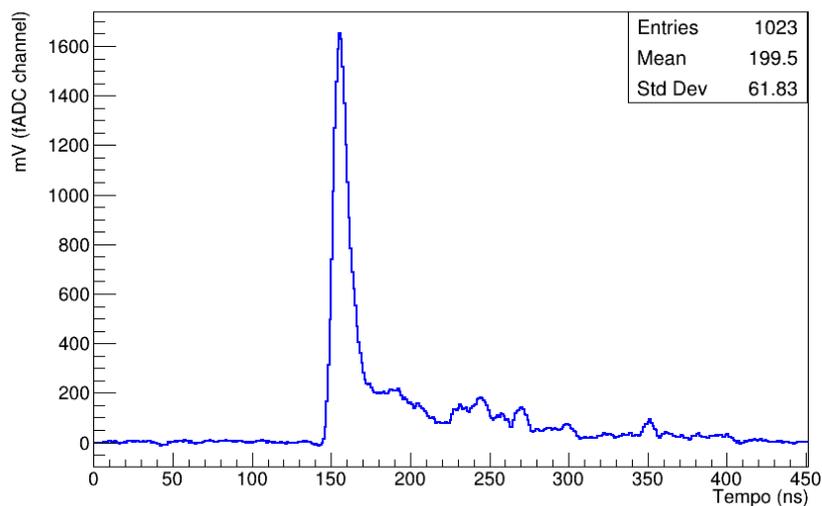
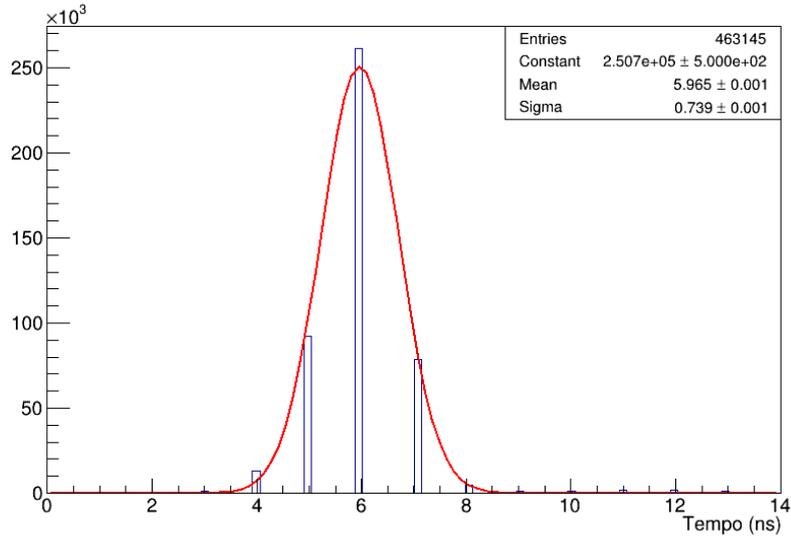
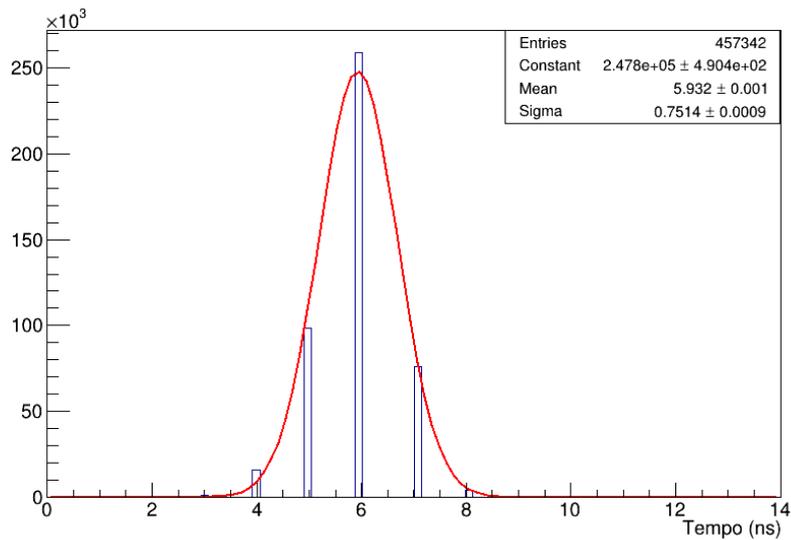


Figura 3.4: *Esempio di segnale a seguito dello smoothing.*

Le grandezze interessanti per l'analisi della forma d'onda mostrata in Figura 3.4 sono le seguenti: risetime, ampiezza, durata del segnale e area sottesa dalla curva dei segnali. Ciascuna grandezza è stata valutata e successivamente salvata in un file root per essere facilmente accessibile e analizzabile in relazione alle altre proprietà. Di seguito sono riportati i risultati ottenuti.



(a)

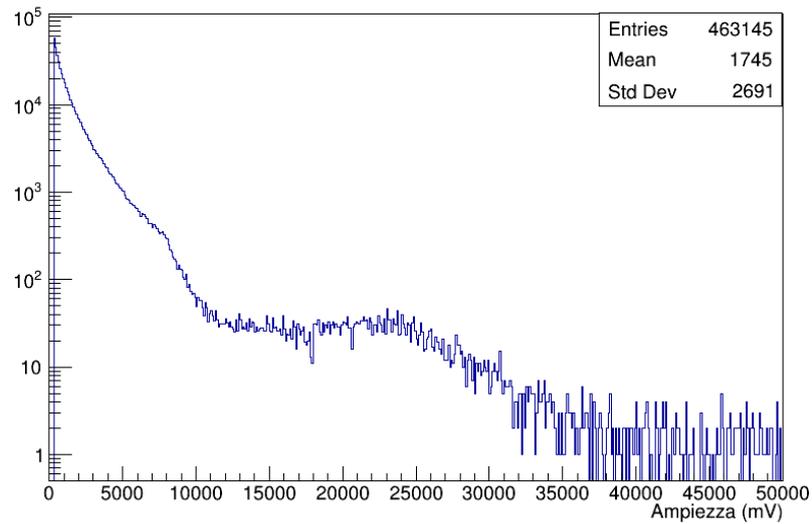


(b)

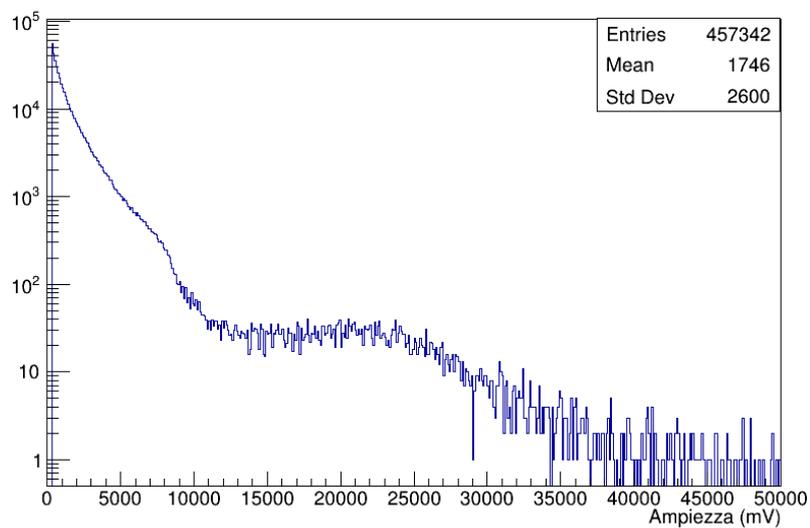
Figura 3.5: In (a) il risetime calcolato con i segnali provenienti dal rivelatore 1, in (b) il risetime per il rivelatore 2, entrambi con il relativo fit gaussiano (curva rossa).

Il risetime, ovvero il tempo di salita del segnale, è stato calcolato come il tempo necessario alla forma d'onda per passare dal 10% al 90% del massimo, prima di raggiungere

il picco stesso (si veda Figura 3.5). Il valore del risetime medio, calcolato attraverso un fit gaussiano, è risultato pari a (6.0 ± 0.7) ns per il rivelatore 1 e (5.9 ± 0.8) ns per il rivelatore 2.



(a)

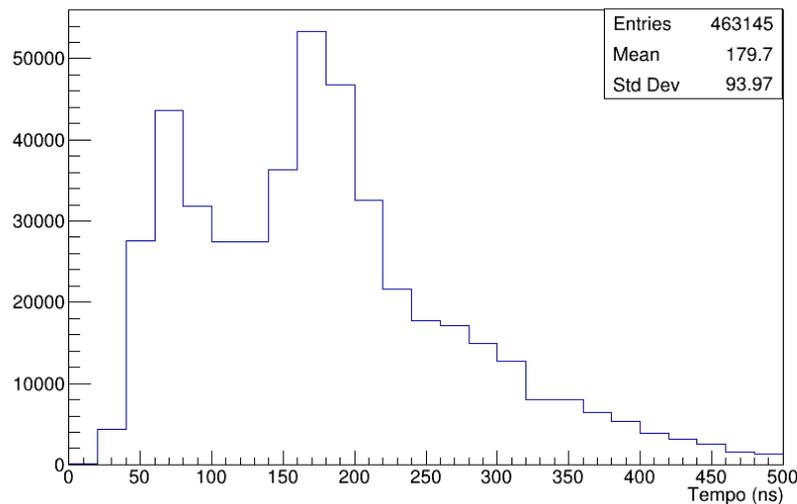


(b)

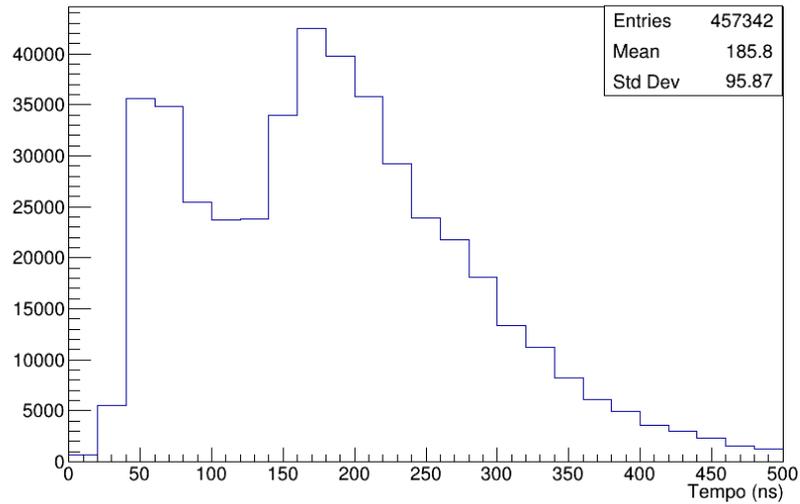
Figura 3.6: In (a) l'ampiezza dei segnali per il rivelatore 1, in (b) quella per il rivelatore 2.

Le ampiezze dei segnali (in Figura 3.6) corrispondono al valore del massimo di ciascun segnale; sono stati esclusi dall'analisi i segnali con ampiezza minore di 300 mV per ragioni legate ad una migliore discriminazione, come verrà spiegato in Sezione 3.2.1. I grafici sono riportati in scala logaritmica per mettere in evidenza il *Compton Edge*.

La durata del segnale è stata valutata come il tempo trascorso dall'istante corrispondente ad un'ampiezza della forma d'onda pari al 10% del picco, precedente allo stesso, fino all'istante in cui la forma d'onda si azzerava per la prima volta dopo aver raggiunto il suo picco ed è riportata in Figura 3.7. I neutroni, come spiegato in Sezione 3.1, hanno una forma d'onda in cui la componente slow ha un contributo maggiore rispetto al contributo che ha nei segnali relativi ai fotoni. Per questo motivo un segnale corrispondente ad un neutrone ha una "coda" dopo il picco più lunga rispetto ai fotoni e pertanto raggiunge la baseline in un tempo maggiore. La durata dei segnali relativi a fotoni e neutroni pertanto è diversa e ci si aspetta che i neutroni abbiano una durata maggiore rispetto ai fotoni. Nel grafico della durata del segnale, quindi, potrebbe essere già possibile vedere due diverse zone, una spostata più a sinistra, corrispondente ai fotoni, e una più a destra, corrispondente ai neutroni. Nel grafico ottenuto, in Figura 3.7, si nota già una prima separazione fra due popolazioni corrispondenti a neutroni e γ , tuttavia si può cercare di migliorare ulteriormente la discriminazione procedendo con l'analisi.



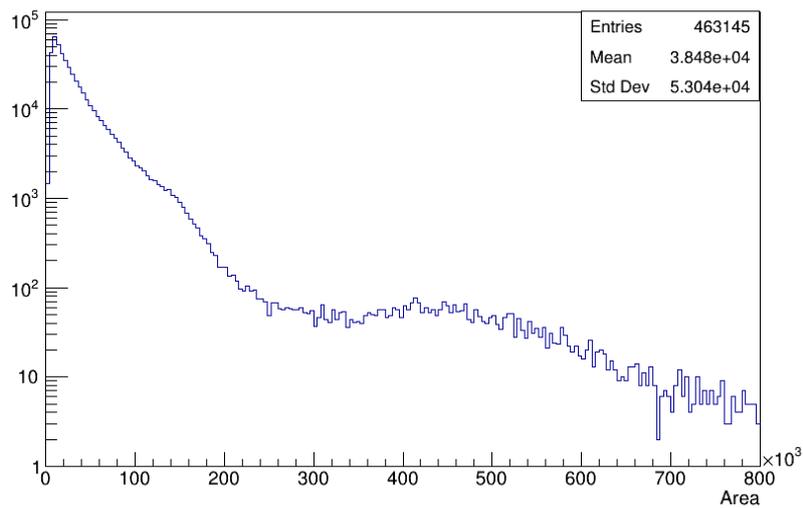
(a)



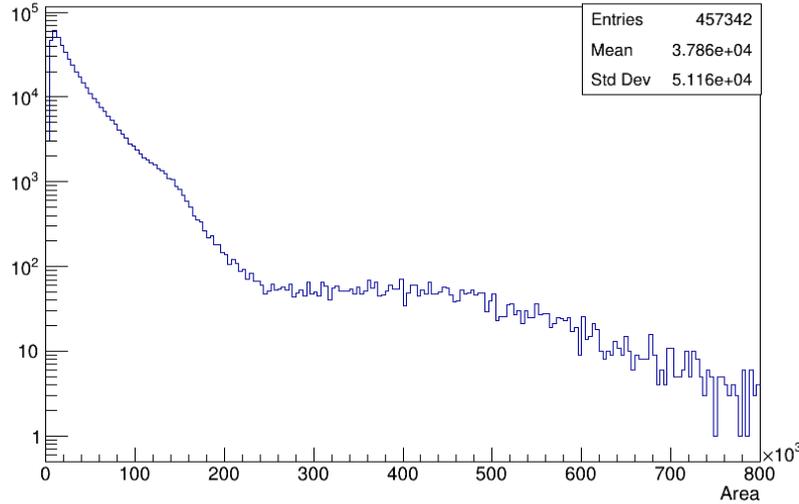
(b)

Figura 3.7: In (a) la durata dei segnali per il rivelatore 1, in (b) quella per il rivelatore 2.

Un'altra grandezza ricavata è l'area sottesa dalla curva dei segnali, riportata in Figura 3.8. Anche in questo caso potrebbe essere già possibile identificare due popolazioni, in quanto l'area varia in base alla diversa forma dei segnali di neutroni e γ . Tuttavia il grafico unidimensionale di Figura 3.8 non fornisce informazioni circa questa possibilità.



(a)



(b)

Figura 3.8: In (a) l'area dei segnali per il rivelatore 1, in (b) quella per il rivelatore 2.

3.2.1 Discriminazione n/γ

Per discriminare neutroni e fotoni utilizzando i segnali ottenuti con la sorgente AmBe-Pb si è scelto di lavorare con l'area sottesa dalla curva dei segnali. Da una certa soglia temporale in poi, infatti, la componente slow inizia a dominare su quella fast. Il segnale quindi può essere suddiviso in due zone, una prima e una dopo la soglia temporale scelta, ed è possibile suddividere così a sua volta l'area al di sotto della curva del segnale in un'area fast, ovvero l'area a partire dal 10% del fronte di salita del segnale fino alla soglia temporale, e un'area slow, corrispondente alla restante parte della curva dopo la soglia, fino al raggiungimento degli 0 V. Per riuscire a determinare la miglior soglia di discriminazione sono stati fatti diversi tentativi a soglie temporali diverse: in particolare sono state scelte le soglie di 13 ns (circa 4 volte il tempo di decadimento τ caratteristico dello scintillatore, riportato in Tabella 2.2), 15 ns e 17 ns. Un esempio di segnale con evidenziate le due zone, fast e slow, alle diverse soglie scelte, è riportato in Figura 3.9.

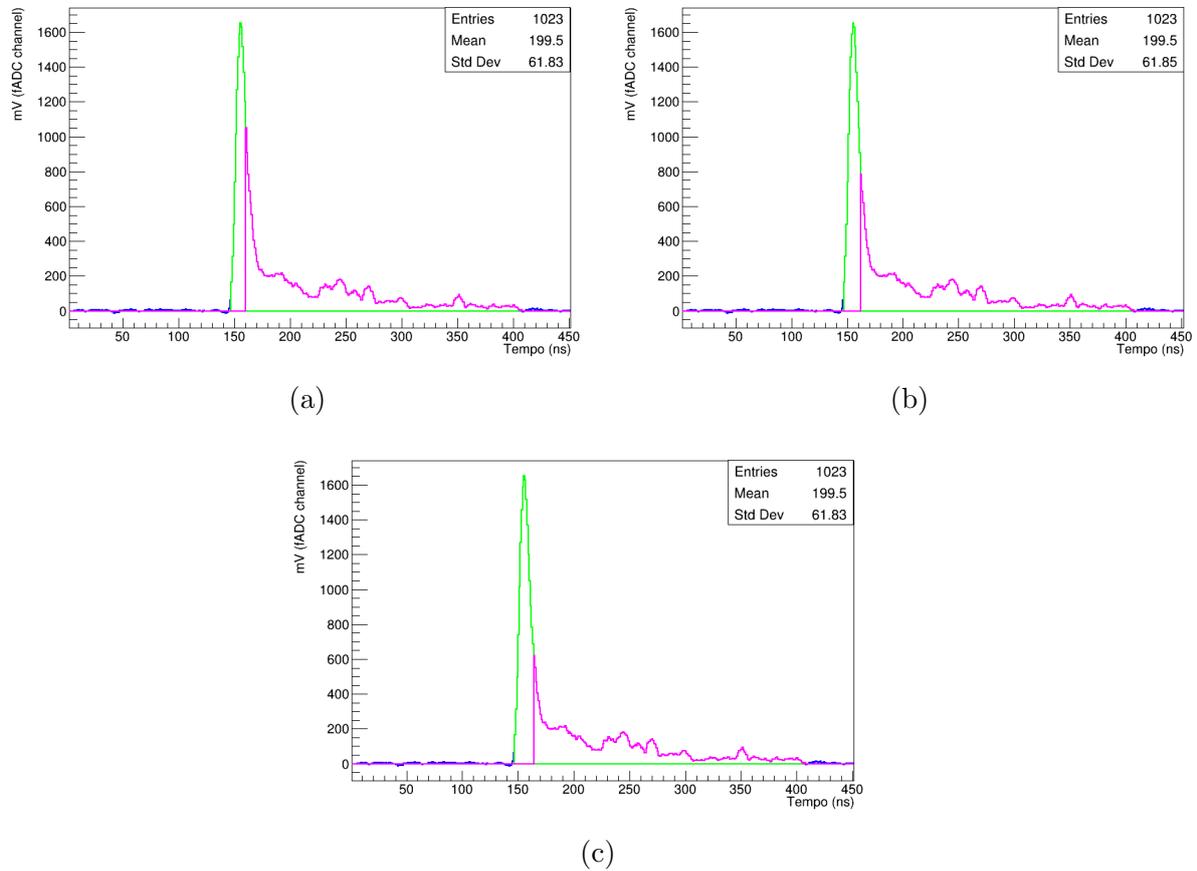
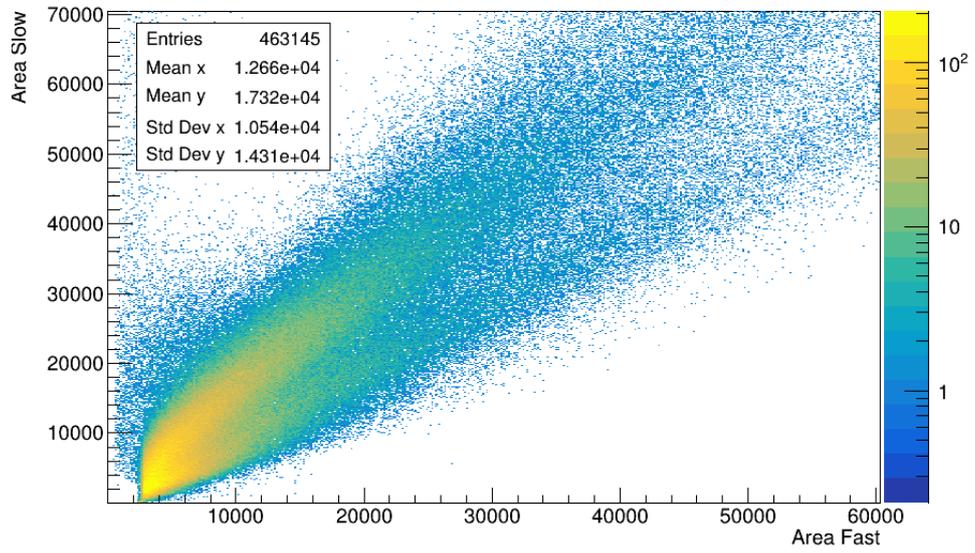
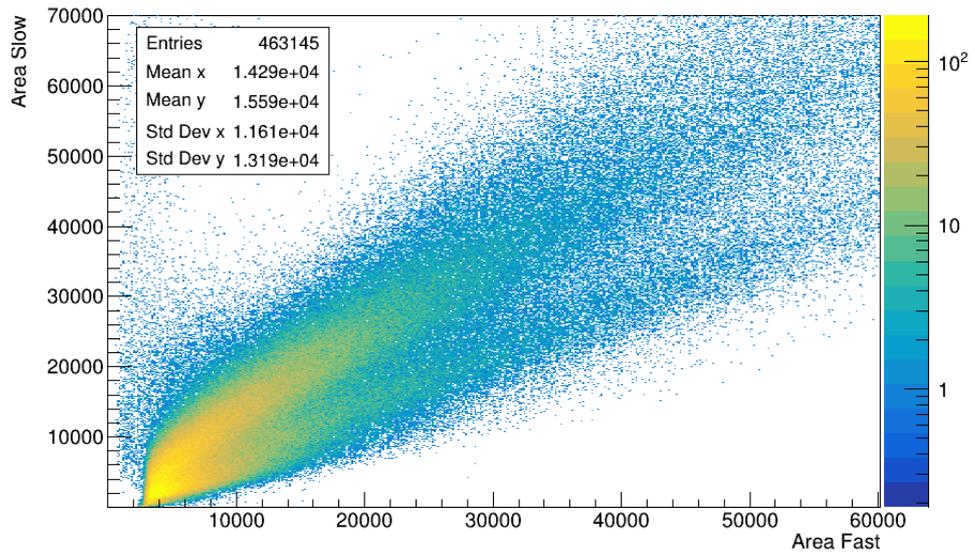


Figura 3.9: Esempio di segnale con evidenziate le due zone, fast in verde, slow in rosa, alle diverse soglie: 13 ns in (a), 15 ns in (b) e 17 ns in (c).

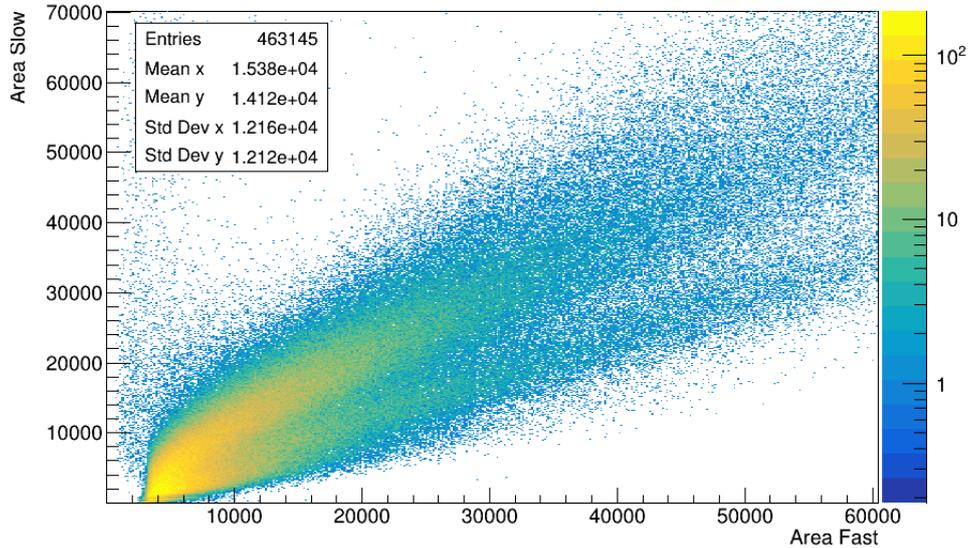
Mettendo a confronto l'area fast e quella slow dei vari segnali in un grafico 2D è possibile distinguere le due diverse popolazioni, quella dei neutroni, con un'area slow maggiore, e quella dei fotoni. Si è potuto così osservare quale soglia temporale permettesse una miglior separazione delle due popolazioni. I grafici ottenuti con il rivelatore 1 sono riportati in Figura 3.10.



(a)



(b)



(c)

Figura 3.10: Grafico 2D delle due aree fast e slow dei segnali per il rivelatore 1 per le tre diverse soglie temporali, partendo dall'alto: 13 ns (a), 15 ns (b) e 17 ns (c).

In tutti e tre i grafici mostrati in Figura 3.10 si possono osservare le due popolazioni: i neutroni, con un'area slow maggiore, al di sopra della separazione e i fotoni al di sotto. La separazione, tuttavia, è più evidente per le soglie a 15 ns e 17 ns, per le quali non si ha una differenza sostanziale, quindi si è scelto di selezionare la soglia a 15 ns.

Nell'analisi, come già anticipato in precedenza, sono stati esclusi i segnali con ampiezza minore di 300 mV perché in fase di analisi questi tendevano ad essere più irregolari e spesso la loro area fast o slow risultava pari a 0. Data l'alta statistica a disposizione, eliminare tali segnali dall'analisi non ha comportato perdita di informazione. Anche i segnali con fluttuazioni molto grandi, con picchi di minimo al di sotto di -60 mV, sono stati esclusi dall'analisi, in quanto in essi era presente troppo rumore, non risolvibile con un semplice smoothing.

Il rivelatore 2 con tutte e tre le soglie temporali ha mostrato prestazioni inferiori: la discriminazione è risultata molto meno evidente, come mostrato in Figura 3.11, dove è riportato il grafico delle aree fast e slow con soglia temporale a 15 ns. Per questo motivo per la discriminazione n/γ ci si è concentrati sul rivelatore 1 (per il rivelatore 2 il procedimento sarebbe comunque analogo) e tutti i grafici e le considerazioni che seguono si riferiscono al rivelatore 1.

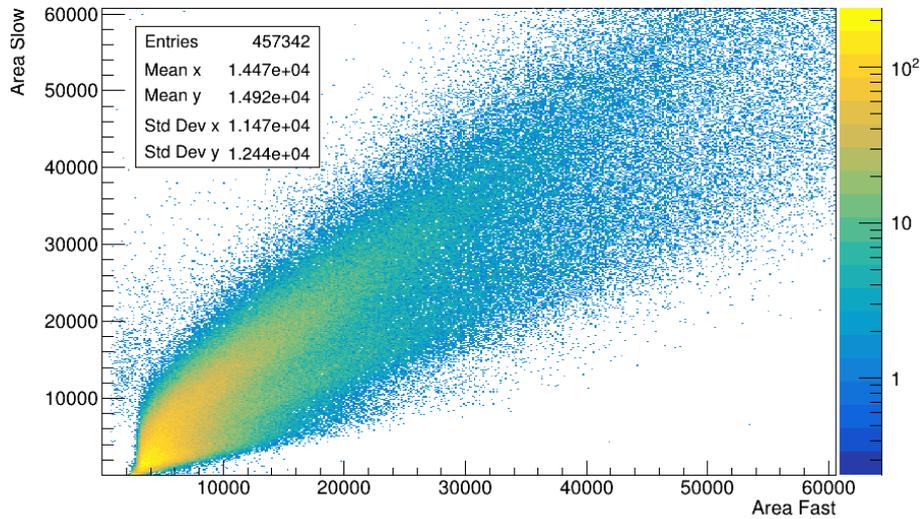


Figura 3.11: Grafico 2D delle due aree fast e slow dei segnali per il rivelatore 2 per la soglia temporale di 15 ns: la separazione tra le due popolazioni è poco evidente.

In questi grafici 2D per separare le due popolazioni si può optare per un cut grafico attraverso l'utilizzo di ROOT. Un esempio di cut grafico che ritaglia la popolazione corrispondente ai neutroni è riportato in Figura 3.12.

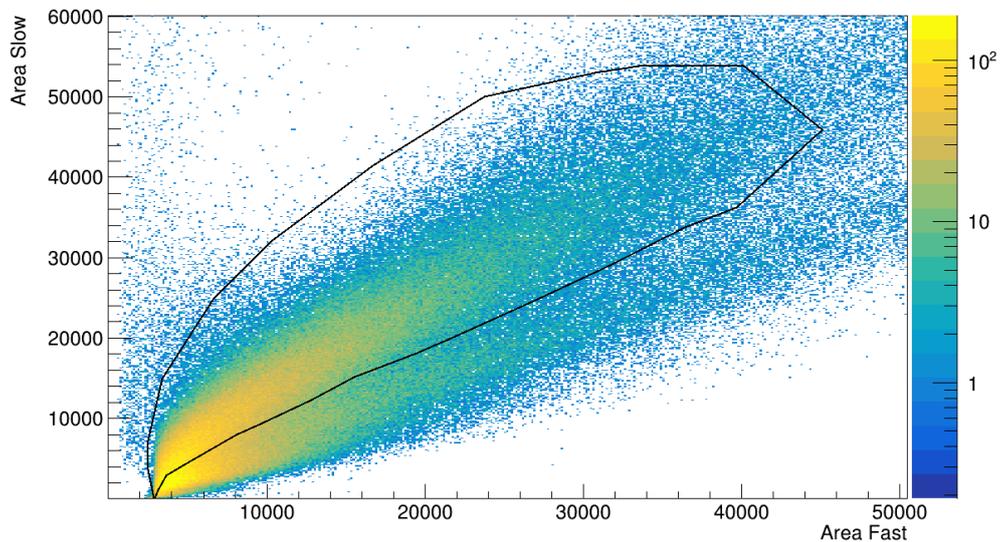


Figura 3.12: Esempio di cut grafico su plot 2D delle aree fast e slow. L'area selezionata corrisponde alla popolazione dei neutroni.

Un altro grafico utile per poter osservare le due popolazioni è un grafico bidimensionale che mette in relazione l'area slow dei segnali divisa per l'area totale con l'ampiezza dei segnali. In questo caso, ricordando che l'area slow è maggiore per i neutroni, ci si aspetta che le due popolazioni si trovino al di sopra, per quanto riguarda i neutroni, e al di sotto, per quanto riguarda i fotoni, di una certa soglia del valore dell'area slow divisa per quella totale. Il grafico ottenuto è riportato in Figura 3.13.

In questo grafico sono visibili le due popolazioni e per separarle è possibile selezionare in prima approssimazione un taglio orizzontale, come mostrato in Figura 3.14. La soglia di separazione delle due popolazioni è stata scelta ad un valore del rapporto area slow/area totale pari a 0.46.

Per controllare che il cut grafico eseguito e riportato in Figura 3.12 sia una buona scelta esso è stato applicato al grafico di Figura 3.13. Il risultato è riportato in nero, sovrapposto all'originale in rosa, in figura Figura 3.15. Si può notare che la scelta fatta tramite cut grafico rispecchia la selezione di cut orizzontale eseguita in prima approssimazione in Figura 3.14, migliorando la selezione per bassi valori di ampiezza, dove il cut orizzontale avrebbe invece sottostimato il numero di neutroni individuati.

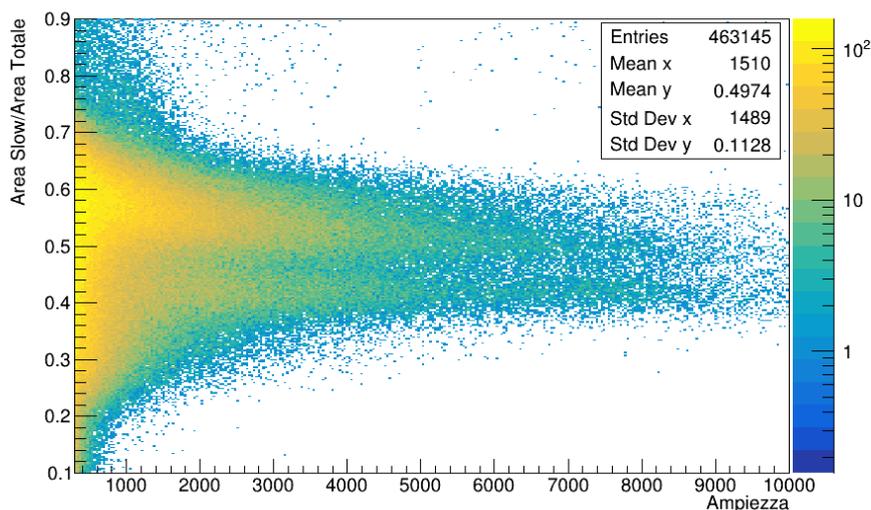


Figura 3.13: Grafico 2D dell'area slow dei segnali divisa per l'area totale in funzione dell'ampiezza.

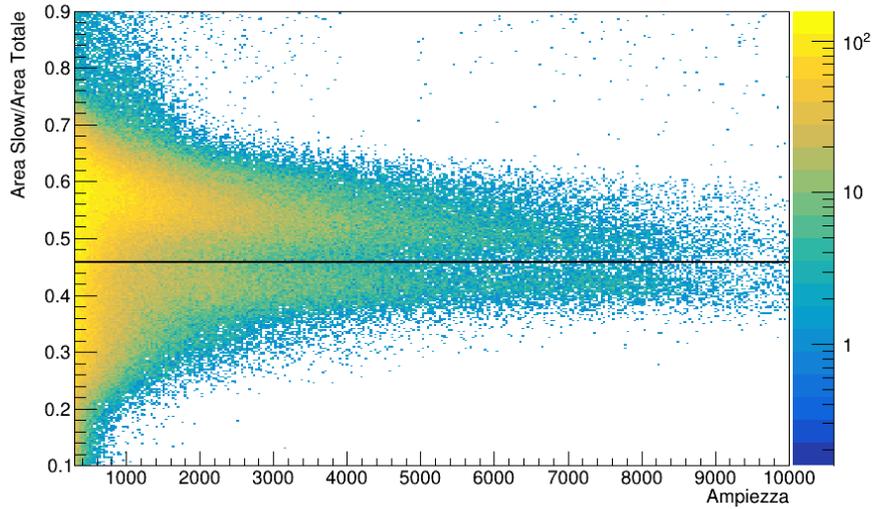


Figura 3.14: Grafico 2D dell'area slow dei segnali divisa per l'area totale in funzione dell'ampiezza con cut orizzontale ad un valore del rapporto area slow/area totale pari a 0.46.

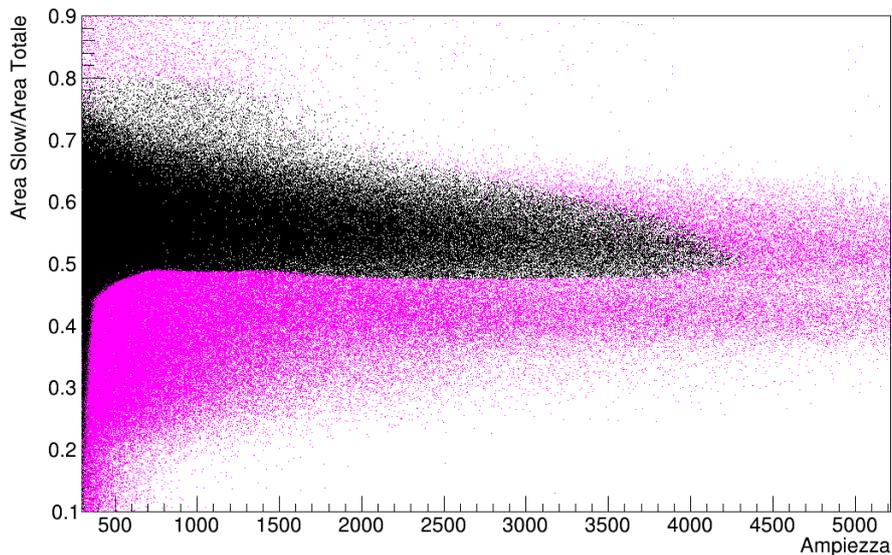


Figura 3.15: Grafico dell'area slow dei segnali divisa per l'area totale in funzione dell'ampiezza, in rosa; sovrapposto ad esso, in nero, lo stesso grafico, ma tagliato secondo il cut grafico eseguito sul grafico dell'area slow in funzione dell'area fast in Figura 3.12. Il cut grafico corrisponde in questo grafico ad un cut orizzontale e va a separare le due popolazioni come in Figura 3.14.

Per verificare la correttezza dei risultati e quindi poter essere sicuri che le due popolazioni individuate corrispondano proprio a fotoni e neutroni, è stata fatta la stessa analisi su segnali provenienti da una sorgente ^{88}Y di soli fotoni. L'analisi che segue è sempre riferita al rivelatore 1.

Come per la sorgente di neutroni e fotoni, in un primo momento sono state raccolte tutte le grandezze utili e sono state salvate in un file root. La soglia temporale scelta per andare a separare l'area fast da quella slow è stata fissata a 15 ns, la stessa utilizzata per la discriminazione sulla sorgente mista di fotoni e neutroni. Anche in questo caso sono stati eliminati segnali con un'ampiezza al di sotto di una soglia di 300 mV, per lo stesso motivo spiegato in precedenza.

Per dei segnali provenienti da fotoni è noto che il tipo di grafico che ci si aspetta di avere dal grafico 2D delle due aree fast e slow sia disposto diagonalmente e abbia una forma leggermente bilobata, poiché la sorgente emette due raggi γ di energia diversa. Il risultato ottenuto conferma quanto atteso ed è riportato in Figura 3.16.

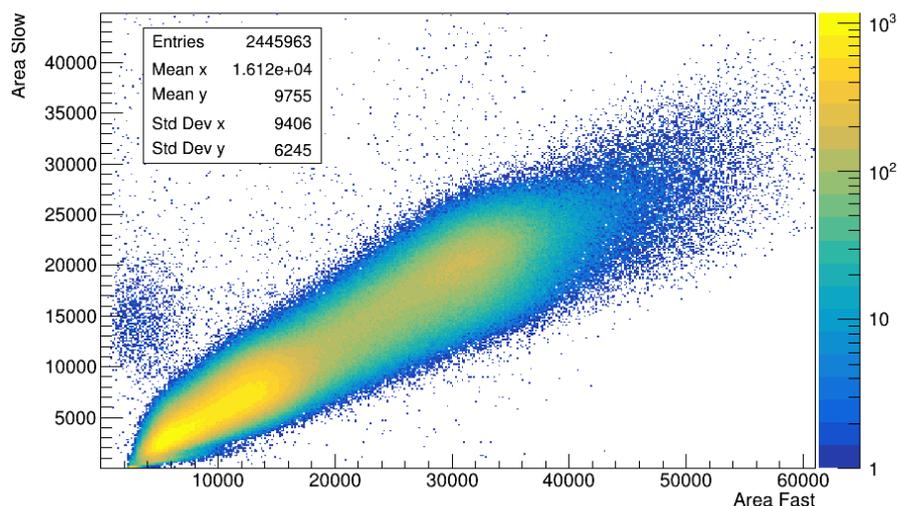


Figura 3.16: *Grafico 2D delle due aree fast e slow per una sorgente di soli fotoni. Il grafico mostra una sola popolazione, come atteso, e si può distinguere la caratteristica forma bilobata.*

In seguito è stato realizzato anche il grafico che mette in relazione l'area slow divisa per l'area totale con l'ampiezza, riportato in Figura 3.17. Anche in questo caso si evidenzia una sola popolazione ed è possibile inserire in questo grafico il cut orizzontale effettuato in precedenza con la sorgente mista di neutroni e fotoni, come mostrato in Figura 3.18.

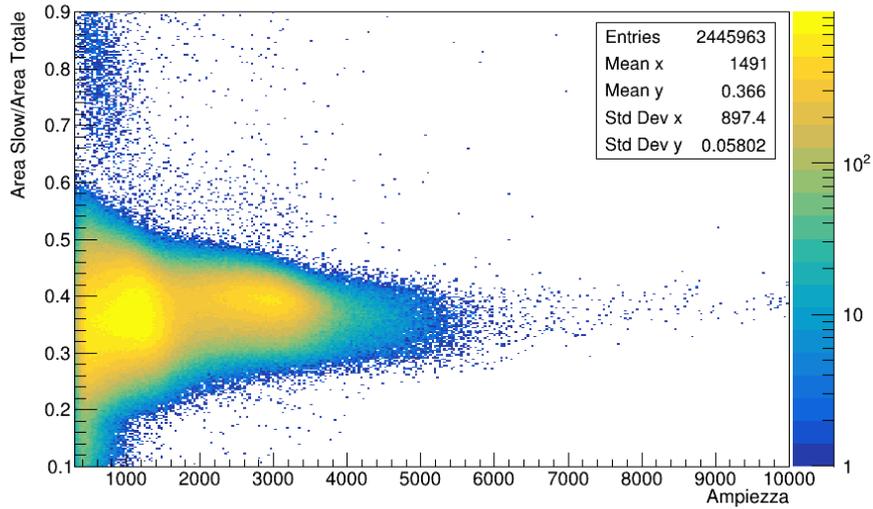


Figura 3.17: Grafico 2D dell'area slow divisa per l'area totale in funzione dell'ampiezza per i segnali di soli fotoni.

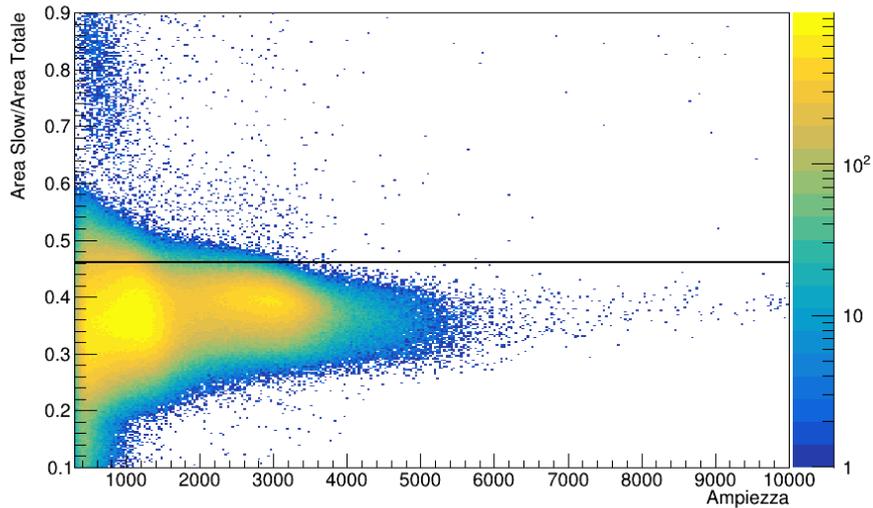


Figura 3.18: Grafico 2D dell'area slow divisa per l'area totale in funzione dell'ampiezza per i segnali di soli fotoni con sovrapposto il cut orizzontale di Figura 3.14. Il grafico conferma quanto affermato in precedenza: quasi tutti gli eventi relativi ai fotoni si trovano al di sotto del cut orizzontale.

Nel grafico relativo ai fotoni è possibile notare come la maggior parte degli eventi si trovi al di sotto del valore di area slow/area totale pari a 0.46. Questo permette di verificare la corretta identificazione delle due popolazioni nella discriminazione fatta nel grafico in Figura 3.14: i fotoni si trovano al di sotto del cut orizzontale, i neutroni al di sopra. Il confronto è importante in quanto permette di poter affermare che le due distribuzioni visibili sono effettivamente legate alle due diverse popolazioni di particelle.

Conclusioni

L'esperimento FOOT si occupa di fornire dati sperimentali accurati in merito alla frammentazione nucleare del bersaglio che può avvenire in adroterapia. Attualmente FOOT è costituito da un apparato sperimentale adibito alla rivelazione di particelle cariche, ma sono all'attivo studi sulla possibilità di ampliarlo con rivelatori di neutroni. Una possibilità è quella di utilizzare gli scintillatori liquidi BC-501A assieme ad uno scintillatore plastico che funge da veto per separare i segnali delle particelle neutre da quelli delle particelle cariche. Gli scintillatori liquidi sono caratterizzati dalla capacità di effettuare una buona discriminazione dei segnali prodotti dai fotoni da quelli dei neutroni. Questa caratteristica può essere testata attraverso l'utilizzo di sorgenti di neutroni e raggi γ note. Il presente lavoro di tesi è legato proprio a questo aspetto, mi sono infatti occupata di analizzare dei segnali acquisiti con i due rivelatori BC-501A irraggiati con sorgenti AmBe-Pb di neutroni e fotoni e da sorgenti ^{88}Y di soli fotoni, descrivendo un metodo per discriminare le due popolazioni. In una prima fase ho sviluppato un codice per poter ridurre le fluttuazioni sui segnali con uno smoothing e ricavare dai segnali di entrambi i rivelatori le principali grandezze utili all'analisi: risetime, ampiezza, durata del segnale e area sottesa dalla curva. Sul risetime dei segnali ho effettuato un fit gaussiano da cui ho ricavato il valore medio per entrambi i rivelatori, risultato compatibile come atteso, in quanto i due rivelatori sono dello stesso tipo. Successivamente, per discriminare i segnali di fotoni e neutroni, ho scelto di lavorare con l'area sottesa dalla curva dei segnali, separandola in corrispondenza di una specifica soglia temporale in due zone: la prima, in cui domina il contributo veloce dei fotoni (area fast), e la seconda, in cui domina il contributo lento dei neutroni (area slow). Sul grafico bidimensionale relativo ai due contributi di area è stato effettuato un cut grafico per separare le due popolazioni. È stato prodotto, inoltre, un grafico bidimensionale dell'area slow divisa per l'area totale in relazione all'ampiezza dei segnali. In questo caso si è scelto un taglio orizzontale ad un valore del rapporto tra area slow e area totale fissato. I risultati ottenuti sono stati infine confrontati con quelli ricavati da un'analisi analoga alla precedente, ma su segnali provenienti da una sorgente di soli fotoni. In questo modo è stato possibile confermare che la separazione individuata nei grafici precedenti era effettivamente corrispondente alle due popolazioni di fotoni e neutroni.

In conclusione, è possibile quindi affermare che, tramite i rivelatori BC-501A aggiunti

all'apparato sperimentale di FOOT, sarà possibile identificare correttamente i contributi provenienti da neutroni e da fotoni analizzando la forma dei segnali raccolti. Nello specifico, dei due rivelatori analizzati, il rivelatore 2 ha mostrato risultati meno performanti, suggerendo quindi la necessità di condurre ulteriori analisi sul rivelatore stesso per capire l'origine del problema.

Bibliografia

- [1] Bray; Freddie *et al.* “Global cancer statistics 2018: GLOBOCAN estimates of incidence and mortality worldwide for 36 cancers in 185 countries”. In: *CA: A cancer journal for clinicians* 68,6 (2018), pp. 394–424.
- [2] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experimentes: A How - To Approach*. Springer, 1981.
- [3] D.E. Groom e S.R. Klein. ott. 1999. URL: <https://pdg.lbl.gov/2000/passagerpp.pdf>.
- [4] R. Serber. “Nuclear Reactions at High Energies”. In: *Phys. Rev.* (1947).
- [5] G. Cuttone. *Physics: Fragmentation, dosimetry, simulation, modeling*.
- [6] J.H. Lambert. *Photometria sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae [Photometry, or, On the measure and gradations of light intensity, colors, and shade]*. Augsburg: Eberhardt Klett, 1760.
- [7] A. Beer. “Bestimmung der Absorption des rothen Lichts in farbigen Flüssigkeiten. [Determination of the absorption of red light in colored liquids]”. In: *Annalen der Physik und Chemie* 162.5 (1852), pp. 78–88.
- [8] G. F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. New York, NY: Wiley, 2010.
- [9] C. Mahuvava *et al.* “Monte Carlo evaluation of the dose perturbation effect of hip prostheses for megavoltage photon radiotherapy”. In: *Physica Medica* 31 (set. 2015). DOI: [10.1016/j.ejmp.2015.07.108](https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2015.07.108).
- [10] Vinay Venugopal e Piyush Bhagdikar. “De Broglie Wavelength and Frequency of Scattered Electrons in the Compton Effect”. In: *Physics Education* 29 (mar. 2013), p. 35.
- [11] F. Baccarini. “Ottimizzazione dei parametri di ricostruzione per l’identificazione dei neutroni con l’apparato FOOT”. Università di Bologna, 2021.
- [12] *Types of DNA Damage*. URL: <https://sites.google.com/site/bi6101dnarepair/damage-detection-response/types-of-dna-damage>.

- [13] Maria Rosa Malisan. *Radiotherapy Strategy and Accuracy Requirements*. URL: <https://indico.ictp.it/event/7955/session/0/contribution/1/material/slides/0.pdf>.
- [14] “LET”. In: *Encyclopedia of Genetics, Genomics, Proteomics and Informatics*. Dordrecht: Springer Netherlands, 2008, pp. 1096–1096. ISBN: 978-1-4020-6754-9. DOI: [10.1007/978-1-4020-6754-9_9329](https://doi.org/10.1007/978-1-4020-6754-9_9329). URL: https://doi.org/10.1007/978-1-4020-6754-9_9329.
- [15] E. Fokas *et al.* “Ion beam radiobiology and cancer: Time to update ourselves”. In: *Biochimica et biophysica acta* 1796 (set. 2009), pp. 216–29. DOI: [10.1016/j.bbcan.2009.07.005](https://doi.org/10.1016/j.bbcan.2009.07.005).
- [16] Robert R. Wilson. “Radiological Use of Fast Protons”. In: *Radiology* 47.5 (1946), pp. 487–491.
- [17] “L’adroterapia al CNAO: alcuni risultati significativi”. In: Pavia, 18 aprile 2016.
- [18] URL: <https://fondazionecnao.it/>.
- [19] F. Natale. *Adroterapia: la nuova frontiera della radioterapia*. 2016. URL: <https://informa.airicerca.org/it/2016/03/14/adroterapia-nuova-frontiera-radioterapia/>.
- [20] David Jette e Weimin Chen. “Creating a spread-out Bragg peak in proton beams”. In: *Physics in Medicine & Biology* 56 (2011), N131 –N138.
- [21] U. Weber *et al.* “Comparison of Carbon Ions Versus Proton”. In: *The Cancer Journal* 15,4 (2009), pp. 325–32.
- [22] M. Bruzzi. *Hadron Imaging and X-ray dosimetry systems in clinical radiotherapy*. URL: <https://ssfm.fisica.unimi.it/Didattica/SSFM%20Colloquia%202019/Slides%20Bruzzi-10%20mag.pdf>.
- [23] M. Baumann *et al.* “Radiation oncology in the era of precision medicine”. In: *Nat Rev Cancer* 16.1 (2016). DOI: <https://doi.org/10.1038/nrc.2016.18>.
- [24] F. Tommasino e M. Durante. “Proton radiobiology”. In: *Cancers* 7,1 (2015), pp. 353–81.
- [25] T.T. Böhlen; F. Cerutti *et al.* “The FLUKA Code: Developments and Challenges for High Energy and Medical Applications”. In: *Nuclear Data Sheets* 120 (2014), pp. 211–214. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nds.2014.07.049>.
- [26] Alexandrov *et al.* “The FOOT Experiment: Fragmentation Measurements In Particle Therapy”. In: (mar. 2019).
- [27] G. Alexandrov; G. Battistoni *et al.* *FOOT CDR Conceptual Design*. Ago. 2017. DOI: [10.13140/RG.2.2.28904.78080](https://doi.org/10.13140/RG.2.2.28904.78080).

- [28] Giuseppe Battistoni; Marco Toppi e Vincenzo Patera. “Measuring the impact of nuclear interaction in particle therapy and in radio protection in space: the foot experiment”. In: *Frontiers in Physics* (2021). URL: <https://doi.org/10.3389/fphy.2020.568242>.
- [29] Yunsheng Dong *et al.* “The Drift Chamber detector of the FOOT experiment: Performance analysis and external calibration”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 986 (2021), p. 164756. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.164756>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900220311530>.
- [30] S. Colombi; A. Manna; M. Marafini; C. Massimi; A. Musumarra; N. Patronis; M.G. Pellegriti; R. Spighi; M. Villa; R. Zarrella. *Characterization of the FOOT neutron detectors for nuclear fragmentation measurements at the n-TOF facility*. Rapp. tecn. Ginevra: CERN, 2022. URL: <http://cds.cern.ch/record/2809219>.
- [31] *Saint-Gobain crystals*. URL: <https://www.crystals.saint-gobain.com/radiation-detectionsctintillators/liquid-scintillators/neutron-gamma-psd-bc-501a-bc-519>.
- [32] *The neutron time-of-flight facility at CERN*. URL: <https://ntof-exp.web.cern.ch/>.