

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI
BOLOGNA

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

Prototipo di un rivelatore per la misura di flusso di neutroni di alta energia

Relatore:

Dott. Cristian Massimi

Presentata da:

Alice Manna

Correlatore:

Prof. Gianni Vannini

Dott. Sergio Lo Meo

Anno Accademico 2015/2016

*Un grazie va a
Cristian, Gianni, Sergio,
Paolo, Gigi, Paolo M., Roberto, Livio
Federica, Massimo e Mario*

Abstract

In questo lavoro di tesi si è studiato il prototipo di un rivelatore per la misura del flusso di neutroni di alta energia a n_TOF (CERN). La determinazione del flusso incidente sul bersaglio d'interesse è fondamentale per la misura delle sezioni d'urto indotte da neutroni. In dettaglio si è realizzato e caratterizzato un *Proton Recoil Telescope* da affiancare a una camera a fissione nella misura della sezione d'urto di fissione del ^{235}U per energie cinetiche dei neutroni tra 20 MeV e 1 GeV, in programma per il 2018. In primo luogo mi sono occupata delle simulazioni Monte Carlo per lo sviluppo e l'ottimizzazione del rivelatore: scelta del tipo rivelatore, geometria, accoppiamento ottico e risoluzione energetica. Successivamente ho partecipato alle misure per la determinazione delle proprietà del rivelatore presso la *facility* n_TOF al CERN tramite l'utilizzo delle sorgenti gamma e presso i Laboratori Nazionali del Sud con un fascio di protoni monoenergetici da 62 MeV. Infine, ho preso parte al primo test per verificare la risposta del rivelatore ad un fascio di neutroni incidenti su un bersaglio di Polietilene per studiare lo scattering elastico n-p. L'analisi dei dati raccolti nelle varie campagne di misure chiude questo lavoro di tesi.

Indice

Introduzione	3
1 Tecniche di rivelazione dei neutroni	7
1.1 Rivelazione di neutroni	8
1.1.1 Rivelazione di neutroni lenti	11
1.1.2 Rivelazione di neutroni veloci	14
1.2 Proton Recoil Telescope	16
1.2.1 Misure di scattering n-p in letteratura	19
2 Rivelatore per la misura di flusso di neutroni di alta energia	23
2.1 Motivazioni scientifiche	24
2.2 Perché misurare a n_TOF	26
2.2.1 Caratteristiche del fascio	28
2.2.2 Tecnica del <i>Tempo di volo</i>	30
2.2.3 <i>Funzione di risoluzione</i>	31
2.2.4 Il γ -flash e i neutroni di alta energia	32
2.3 Apparato sperimentale	33
3 Simulazioni Monte Carlo per la scelta della configurazione dei rivelatori	43
3.1 Geant4	44
3.2 Determinazione degli spessori degli scintillatori	46
3.3 Studio delle proprietà ottiche	47
3.4 Risposta degli scintillatori alle sorgenti γ	53
3.5 Risposta degli scintillatori ad un fascio di protoni	56
3.6 Risposta del PRT nella configurazione di misura	58

4	Test sperimentali del rivelatore con raggi γ e protoni	63
4.1	Curva di lavoro	63
4.2	Test del rivelatore con γ	65
4.2.1	Risoluzione degli scintillatori	70
4.3	Test del rivelatore con protoni	72
4.3.1	Dipendenza dalla posizione	77
5	Misure alla facility n_TOF: analisi dei dati e primi risultati	81
5.1	Misura del flusso	82
5.2	Esperimento	83
5.2.1	Campioni e la campagna di misura	83
5.2.2	Sistema di acquisizione e Pulse Shape Analysis dei segnali	87
5.3	Analisi dei segnali in coincidenza	93
	Conclusioni	105
	A Possible Existence of a Neutron	107
	Bibliografia	111

Introduzione

Il neutrone è un'ottima sonda per investigare i nuclei e le loro proprietà, questo perché, essendo privo di carica non risente del campo coulombiano e può quindi penetrare e interagire direttamente con il nucleo atomico. L'utilizzo di questa particella ha permesso e permette di allargare le conoscenze sul nucleo e ha portato grandi passi avanti nella ricerca della fisica nucleare che prende avvio con le scoperte relative alla radioattività sul finire del XIX secolo. Le reazioni nucleari indotte da neutroni e la conoscenza della loro sezione d'urto diventano così protagoniste della ricerca odierna sia per le tecnologie nucleari (reattori di IV generazione, trasmutazione delle scorie,...) sia per l'astrofisica (produzione degli elementi più pesanti del Ferro, Big Bang nucleosintesi,...). I modelli teorici legati a questi studi si basano sulla conoscenza delle sezioni d'urto delle reazioni nucleari coinvolte; la precisione con la quale dovrebbero essere conosciute queste sezioni d'urto è elevata, poiché le loro incertezze si propagano all'interno del modello, portando a deviazioni significative dei risultati. Nonostante la loro importanza in numerosi ambiti, i dati sperimentali sulla sezione d'urto di reazioni indotte da neutroni presentano numerose discrepanze e grandi incertezze. Uno degli elementi per il quale è richiesta una misura altamente precisa della sua sezione d'urto di fissione è l' ^{235}U . La sua sezione d'urto di fissione è uno standard, cioè è molto ben nota e viene presa come riferimento nelle altre misure di sezione d'urto, fino a 200 MeV. Ad energie più elevate invece non esistono dati sperimentali, ma esistono solo modelli teorici che per di più risultano tra loro discordanti. Per questi motivi la IAEA (**I**nternational **A**tomio **E**nergy **A**gency) ha inserito questa misura in una lista di misure ad alta priorità. Per esempio per lo sviluppo delle tecnologie nucleari si ha l'obiettivo di misurare sezioni d'urto di neutroni che inducono fissione e di cattura radiativa con

un'incertezza inferiore del 2 – 5%, per ottenere incertezze di questo ordine di grandezza è necessaria una conoscenza del flusso neutronico incidente nel campione maggiore del 1 – 2%. Di norma il flusso di neutroni prodotto in una qualunque *facility* viene misurato sfruttando l'esistenza di sezioni d'urto di reazioni ben note (reazioni standard con incertezza $\sim 1\%$). Il *proton recoil telescope* è un rivelatore che può essere impiegato per la determinazione del flusso di neutroni basandosi sulla sezione d'urto della diffusione elastica n-p. La precisione richiesta nella misura e l'ampio intervallo energetico che la caratterizza si sposano molto bene con le specificità della *facility* n_TOF (*neutron Time Of Flight*) presso il CERN. La *facility* n_TOF, proposta da Rubbia con l'obiettivo di soddisfare la necessità di dati nucleari nuovi ed accurati, è il prodotto di una grande collaborazione internazionale che, ad oggi, è formata da circa 30 enti ed istituti di ricerca internazionali e vede la partecipazione di circa 130 ricercatori. L'idea di base della *facility* è quella di sfruttare la tecnica del tempo di volo che permette di raggiungere un'elevata risoluzioni in energia. La produzione del fascio di neutroni avviene tramite il meccanismo di spallazione, che garantisce un fascio istantaneo molto elevato, ed è ulteriormente migliorata dall'utilizzo di un fascio di protoni estremamente energetici (20 GeV/c).

Dopo una soddisfacente campagna di misure, svoltasi tra il 2001 e il 2004, la *facility* n_TOF ha subito una fase di stop a causa di problemi di sicurezza relativi all'attivazione della zona in cui risiede il bersaglio di spallazione. Si è deciso di modificare sostanzialmente la forma del bersaglio di spallazione al fine di evitare che si ripresentassero gli stessi problemi una volta ripresa l'attività sperimentale. Inoltre, la struttura del container in cui alloggia il bersaglio e il suo sistema di moderazione e raffreddamento, è stata modificata così da poter permettere l'utilizzo di differenti liquidi di moderazione, diminuendo così il fondo prodotto. Dopo lo shut-down nella primavera del 2009 si è dato il via ad una nuova campagna sperimentale. La prima fase di misura è stata utilizzata per la caratterizzazione della *facility*, per poi iniziare con le misure vere e proprie fino al 2012. Nel 2014 la *facility* è stata dotata di una seconda linea di fascio (EAR-2), posizionata sulla verticale del bersaglio di Piombo a 20 m di distanza. Grazie ad un flusso 25/30 volte maggiore rispetto a quello nell'EAR-1, EAR-2 consente di poter misurare

reazioni indotte dai neutroni su isotopi radioattivi di breve vita media, con piccole sezioni d'urto o disponibili in piccolissime quantità ($< \text{mg}$), reazioni che sarebbe molto difficile o impossibile misurare in altre facility.

In questa tesi verrà illustrato lo studio e la realizzazione di un prototipo di telescopio per neutroni di rinculo, da utilizzare per la misura del flusso di neutroni di n_TOF. Le prestazioni del PRT sono state testate tramite l'utilizzo di sorgenti gamma, del fascio di protoni dei Laboratori Nazionali del Sud e del fascio neutronico dell'EAR-1 della *facility* di n_TOF.

Nel primo capitolo è presentata una panoramica delle varie tecniche utilizzate per la rivelazione di neutroni. Ci si soffermerà con particolare attenzione sul *Proton Recoil Telescope* e la tecnica delle matrici $\Delta E-E$ utilizzate per la discriminazione delle particelle cariche che attraversano il rivelatore.

Nel secondo capitolo saranno discusse le motivazioni scientifiche e tecnologiche che hanno portato alla proposta per una misura della sezione d'urto di fissione sull' ^{235}U e, quindi, alla progettazione del rivelatore per protoni diffusi nello scattering n-p. Verrà descritta la sala sperimentale EAR-1 della *facility* n_TOF con le sue peculiari caratteristiche. Infine c'è la descrizione del prototipo di PRT nelle sue componenti principali.

Il terzo capitolo si apre con una breve descrizione del *toolkit* Geant4. Tramite questa piattaforma per simulazioni sono stati determinati gli spessori degli scintillatori plastici che compongono il PRT e sono state studiate le proprietà ottiche del rivelatore. Infine è stata analizzata, tramite simulazioni MC, la risposta del rivelatore a sorgenti γ , ad un fascio di protoni monoenergetici e al fascio di neutroni con profilo spaziale simile a quello prodotto nel bersaglio di spallazione di n_TOF.

Il quarto capitolo è dedicato alle misure preliminari fatte per caratterizzare il rivelatore.

L'analisi preliminare dei dati raccolti a n_TOF è riportata nel quinto capitolo. Viene illustrata la campagna di misura e l'analisi dei segnali in coincidenza fino ad una prima estrazione di alcuni dati di flusso.

Capitolo 1

Tecniche di rivelazione dei neutroni

La prima osservazione sperimentale del neutrone avvenne nel 1930 quando Bothe e Becker, bombardando berillio con particelle α , ottennero una radiazione molto penetrante ma non ionizzante. In un primo momento questa particella fu classificata come "radiazione gamma dura" ovvero di alta energia. Il successivo contributo fu dato da Curie e Joliot: essi mostrarono che quando tale radiazione colpiva la paraffina o altri composti contenenti idrogeno, ne provocava l'espulsione di protoni con un'energia di 5 MeV. Assumendo che l'interazione fosse di natura Compton, quindi ipotizzando che la particella iniziale fosse un gamma, calcolarono che la radiazione avrebbe dovuto avere un'energia di almeno 52 MeV.

All'inizio del 1932 il fisico James Chadwick eseguì una serie di misure sulla velocità dei protoni emessi dalla paraffina, che lo portarono a concludere che la radiazione incidente dovesse essere sprovvista di carica elettrica e avere massa simile alla massa del protone. Il fisico inglese effettuò altri esperimenti che confermarono la presenza di una particella neutra all'interno dei nuclei la cui esistenza era stata proposta più di un decennio prima. Le interpretazioni di Chadwick furono pubblicate in una lettera al giornale scientifico inglese Nature il 17 febbraio 1932 [1], lettera che universalmente è considerata come l'atto di nascita del neutrone.

Le interazioni di un fascio di neutroni con i nuclei di un bersaglio possono

essere di varia natura: alcuni neutroni possono attraversare il bersaglio non interagendo, altri possono subire interazioni che modificano la loro energia e direzione e, infine, altri ancora non emergono dal bersaglio. Ognuno di questi processi è governato da una probabilità legata alle singole sezioni d'urto, dipendenti a loro volta dall'energia dei neutroni e dalla natura del bersaglio.

I neutroni possono interagire con un nucleo bersaglio, principalmente in due modi: *scattering* o *assorbimento*. Nel primo caso la natura delle particelle in gioco rimane inalterata ma l'energia cinetica del neutrone cambia e il nucleo bersaglio acquista un'energia di rinculo, scattering elastico, mentre nel caso di scattering anelastico passa in uno stato eccitato. Se a seguito di un urto il neutrone viene assorbito può dare origine a diverse reazioni, per energie del neutrone $E_n < 10$ MeV la prevalente è connessa alla formazione di un nucleo composto ^{A+1}Z che successivamente può decadere in diversi modi:

- mediante emissione di un neutrone per tornare al nucleo iniziale: diffusione elastica (n, n) o anelastica (n, n') ;
- mediante l'emissione di un protone (n, p) , particella alfa (n, α) , o frammenti di fissione (n, f) : l'energia d'eccitazione del nucleo composto viene statisticamente distribuita tra i vari nucleoni. Si può verificare un accumulo di energia su un protone, o un aggregato di nucleoni, causandone la fuga dal nucleo per esempio (n, d) , (n, t) ;
- mediante l'emissione di radiazione gamma (n, γ) : la cattura radiativa. Avviene quando il nucleo composto raggiunge lo stato fondamentale e non può più emettere nucleoni.

1.1 Rivelazione di neutroni

La scoperta del neutrone ebbe una notevole importanza, non solo per la pura ricerca scientifica, ma anche per le svariate applicazioni chimiche, biologiche, mediche e della fisica nucleare che lo vedono come protagonista, essendo in grado di penetrare il nucleo ignorando la barriera coulombiana, dando così luogo a reazioni nucleari. Per la stessa caratteristica risulta complicato selezionare in energia o direzione i fasci di neutroni che possono essere

usati come sonde nucleari. Nel campo della rivelazione, poiché i neutroni non producono eventi di ionizzazione diretta, vengono utilizzati metodi indiretti, quali la misura della produzione di particelle secondarie prodotte da reazioni nucleari (n, p) , (n, γ) , (n, α) , (n, d) , (n, t) o (n, f) o la rivelazione di una particella carica che ha precedentemente subito uno scattering con un neutrone. Tali meccanismi, che sono dunque regolati dall'interazione forte, dipendono dall'energia del neutrone coinvolto, è dunque opportuno utilizzare per la rivelazione neutronica tecniche diverse sulla base del regime energetico di interesse. Per la rivelazione i neutroni possono essenzialmente essere suddivisi in lenti e veloci sebbene in letteratura siano differenziati tramite quattro intervalli energetici. Una prima classificazione:

- Neutroni lenti:
 - *termici* se son caratterizzati da un'energia di $\simeq 0,025$ eV;
 - *epitermici* se in un range compreso tra 0,1 eV e 100 keV;
- Neutroni veloci:
 - *veloci* tra i 100 keV e i 100 MeV;
 - di *alta energia* se son caratterizzati da energia maggiori dei 100 MeV.

Per studiare i meccanismi delle reazioni indotte da neutroni sui nuclei di un bersaglio occorre conoscere il numero di nuclei che compone il bersaglio e il numero di neutroni nel fascio incidente. Dal peso e dalle dimensioni si può facilmente ricavare il numero di nuclei che compongono il bersaglio; mentre la determinazione del flusso di neutroni che colpisce il bersaglio non risulta altrettanto semplice. In particolare il flusso di neutroni può essere determinato attraverso reazioni molto ben conosciute e assunte a riferimento, le cui sezioni d'urto sono conosciute con grande accuratezza e per questo vengono dette standard. Sperimentalmente le sezioni d'urto indotte da neutroni sono quindi misurate rispetto ad uno standard. La prima valutazione delle sezioni d'urto assunte come standard fu completata nel 1987. Questo studio è in continuo aggiornamento poiché dalla precisione degli standard dipende

la precisione con cui si possono misurare le sezioni d'urto indotte da neutroni. Recentemente sono stati rimisurate con tecnologie più avanzate e nuove metodologie per l'analisi. L'ultimo lavoro (in ordine temporale) è stato pub-

Tabella 1.1: Elenco delle reazioni, che nell'intervallo energetico riportato, sono considerate standard di misura. Questi valori sono riferiti all'ultimo aggiornamento [3].

Reazione	Range energetico
${}^3\text{He}(n,p)$	da 0,0253 eV a 50 keV
${}^6\text{Li}(n,t)$	da 0,0253 eV a 1 MeV
${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$	da 0,0253 eV a 1 MeV
${}^{10}\text{B}(n,\gamma)$	da 0,0253 eV a 1 MeV
$\text{C}(n,n)$	fino a 1.8 MeV
$\text{Au}(n,\gamma)$	0,0253 eV e da 0,2 a 2,5 MeV
$\text{H}(n,n)$	da 1 keV a 20 MeV
${}^{235}\text{U}(n,f)$	0,0253 eV e da 0,15 a 200 MeV
${}^{238}\text{U}(n,f)$	da 2 a 200 MeV

blicato nel 2009 [2] e definisce, nei diversi intervalli energetici dei neutroni, le reazioni assunte come standard (vedi tabella 1.1)¹.

Qui di seguito viene illustrato l'impiego di una sezione d'urto standard per determinare il flusso di neutroni. Si fa quindi incidere un fascio di neutroni su un bersaglio convertitore e si misura il numero di conteggi dovuti alle particelle cariche prodotte, per calcolarsi lo yield di tale reazione. Il rate di conteggi osservato C_φ , corretto per il tempo morto e per il background, può essere utilizzato per determinare lo yield sperimentale:

$$Y_\varphi = \frac{C_\varphi}{\Omega_\varphi A_\varphi \varphi}, \quad (1.1)$$

dove A_φ è l'area effettiva del bersaglio vista dal fascio di neutroni, Ω_φ è l'angolo solido sotteso dai rivelatori e φ è il flusso di neutroni incidenti. Dal

¹In tutta la tesi verranno utilizzate le seguenti notazioni per riferirsi alla stessa reazione: $\text{H}(n,p)n$, $\text{H}(n,n)\text{H}$ e scattering n-p

punto di vista teorico, lo yield è espresso dalla relazione

$$Y_\varphi(E_n) = (1 - e^{-n\sigma_{tot}}) \frac{\sigma_\varphi}{\sigma_{tot}}, \quad (1.2)$$

con n densità areale del campione, σ_φ sezione d'urto della reazione standard utilizzata e σ_{tot} sezione d'urto totale. Nell'ipotesi di bersaglio sottile, $n\sigma_{tot} \ll 1$, l'equazione 1.2 si può sviluppare in serie di Taylor e nell'approssimazione al primo ordine si riduce a

$$Y_\varphi(E_n) \approx (1 - (1 - n\sigma_{tot} \dots)) \frac{\sigma_\varphi}{\sigma_{tot}} \approx n\sigma_\varphi \quad (1.3)$$

Combinando il valore dello yield sperimentale, equazione 1.1, con l'equazione 1.3, è evidente che si può ricavare il valore del flusso di neutroni incidenti φ , solo attraverso la conoscenza accurata della sezione d'urto di reazione e la misura del rate di tale reazione:

$$\varphi = \frac{C_\varphi}{\Omega_\varphi A_\varphi n \sigma_\varphi}. \quad (1.4)$$

Risulta evidente come le sezioni d'urto standard, siano determinanti la misura di flusso di neutroni presso le *facility* di produzione neutronica. Lo scopo della ricerca descritta in questa tesi consiste nello studiare un rivelatore adatto alla misura di flusso utilizzando un rivelatore basato nello scattering n-p.

1.1.1 Rivelazione di neutroni lenti

La rivelazione dei neutroni lenti è principalmente basata sulla rivelazione delle particelle cariche prodotte nell'interazione con i neutroni stessi:

$$\text{Bersaglio} + \text{neutrone} \longrightarrow \begin{cases} \text{nucleo di rinculo} \\ \text{protone, } \alpha, d, t \\ \text{frammenti di fissione} \end{cases} \quad (1.5)$$

Quale che sia la struttura del rivelatore (a scintillazione, a stato solido o a gas), deve essere abbinato un buon convertitore, cioè un materiale che dopo l'interazione con i neutroni dà luogo, nello stato finale, a particelle cariche rivelabili. Il convertitore deve avere essenzialmente le seguenti caratteristiche:

- a) grande sezione d'urto per reazioni indotte dai neutroni, così da massimizzare l'efficienza del rivelatore e ridurre le dimensioni spaziali;
- b) grande Q-valore della reazione di interesse. In questo modo l'energia liberata nel processo è abbastanza grande e i prodotti della reazione depositano un'energia tale per cui i segnali risultano ben distinti da quelli provenienti dal fondo dei gamma, che sono sempre associati ai neutroni.

I principali materiali che soddisfano i requisiti sopra riportati sono ^{10}B , ^6Li e ^3He , la figura 1.1 mostra l'andamento delle sezioni d'urto in funzione dell'energia del neutrone.

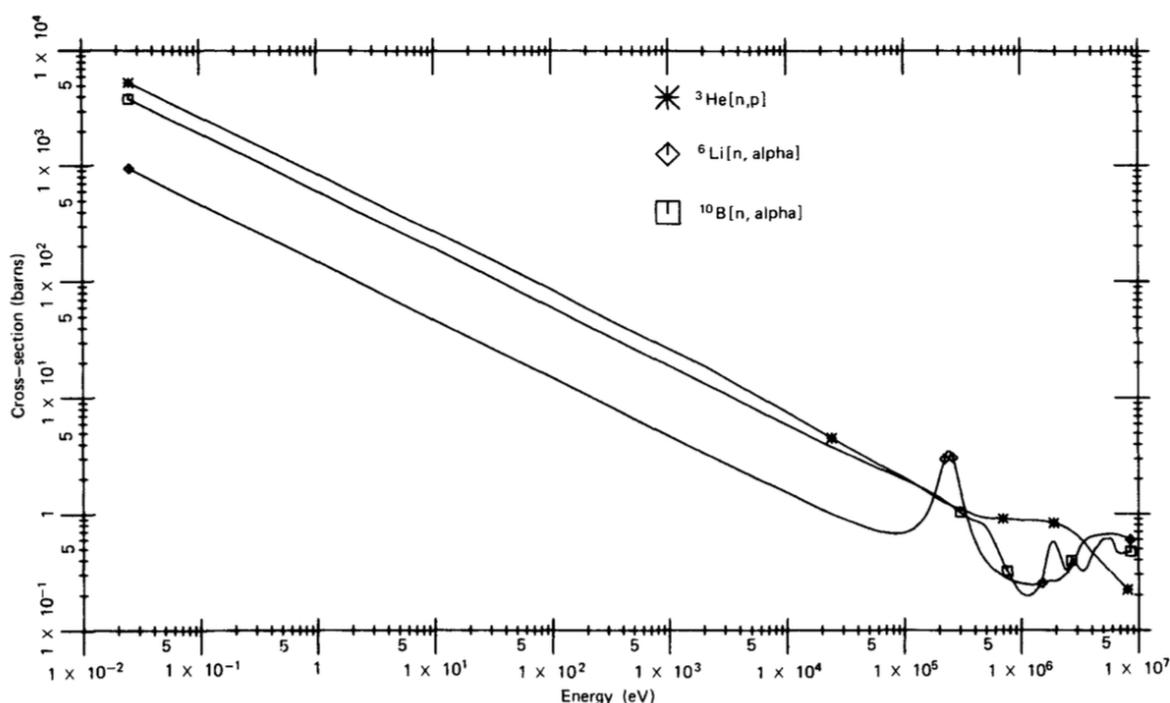
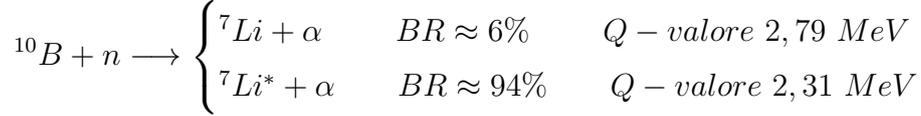


Figura 1.1: Sezione d'urto delle reazioni $^3\text{He}(n, p)$, $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ e $^6\text{Li}(n, \alpha)$ in funzione dell'energia dei neutroni [4].

Il canale utilizzato con l'isotopo ^{10}B è



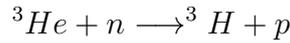
dove lo stato eccitato del ^7Li ha un'energia di 0,48 MeV maggiore rispetto all'energia dello stato fondamentale, la sezione d'urto della reazione nella regione termica è di 3840 barn. L'assenza di strutture e l'elevato valore della sezione d'urto uniti alla facilità di arricchimento della concentrazione di ^{10}B (nel boro naturale l'abbondanza dell'isotopo di ^{10}B è un 20%) sono i principali vantaggi legati a questa reazione.

La reazione che coinvolge il ^6Li prevede, come unico canale di uscita, un Q-valore pari a 4,78 MeV



La sezione d'urto di questa reazione per i neutroni termici è 940 barns e resta, fino alla regione delle risonanze (< 100 keV), inferiore a quella del ^{10}B ; il vantaggio di questo processo è di avere un Q-valore della reazione maggiore (4,78 MeV), rispetto a quello del ^{10}B (2,310 MeV nello stato eccitato).

L'ultimo convertitore che soddisfa i requisiti precedentemente elencati è l'isotopo di ^3He



con un Q-valore della reazione pari a 0,76 MeV e la sezione d'urto che si ha con neutroni termici è di 5330 barns.

Tutte e tre le reazioni considerate, come si vede dalla figura 1.1, hanno una sezione d'urto che, all'aumentare dell'energia diminuisce rapidamente in maniera proporzionale a $1/v$ e, inoltre, garantiscono, anche con un flusso di termici non molto elevato, una buona efficienza in questa regione energetica.

Un'altra tecnica utilizzata nella rivelazione neutronica consiste nell'esporre ad un fascio un materiale che, dopo cattura neutronica, diventa radioattivo e la cui sezione d'urto per neutroni ad una data energia è ben conosciuta. Rimuovendo il materiale dal fascio, dopo un'esposizione di durata t , e misurando la sua radioattività, per esempio tramite l'emissione di raggi γ e di elettroni di conversione, si può determinare l'intensità del flusso di neutroni interagente. Uno degli elementi utilizzati con questo metodo è il ^{157}Gd

per l'altissima sezione d'urto di cattura nel range energetico termico (255000 barns). Questa tecnica è spesso utilizzata nelle tecniche di *neutron imaging* dove è necessario ricostruire la posizione di interazione del neutrone.

Inoltre la sezione d'urto di fissione del ^{233}U , ^{235}U e del ^{239}Pu , che è relativamente alta per neutroni di bassa energia, permette di utilizzare questi materiali convertitore in rivelatore per neutroni lenti (ricordando però che in questo caso le sezioni d'urto non sono standard). Ciò che caratterizza le reazioni di fissione è un elevato Q-valore, circa di 200 MeV che consente una chiara discriminazione dei prodotti di fissione.

1.1.2 Rivelazione di neutroni veloci

Tutte le reazioni discusse nella sezione 1.1.1 possono essere applicate, in linea di principio, anche nella rivelazione dei neutroni veloci. Tuttavia, come si può notare dalla figura 1.1, la probabilità che un neutrone interagisca tramite uno di questi processi diminuisce rapidamente all'aumentare dell'energia, quindi l'efficienza dei rivelatori, che si basano su queste reazioni, risulta essere estremamente bassa. Per questo motivo devono essere studiati altri approcci per la rivelazione dei neutroni veloci. Si possono classificare le tecniche comunemente utilizzate in due categorie, definite in letteratura come processi indiretti e diretti. I primi utilizzano un materiale idrogenato per moderare i neutroni veloci e poi rivelare i neutroni lenti con le tecniche viste in precedenza; i secondi utilizzano reazioni prodotte direttamente dai neutroni veloci con la materia. I principali svantaggi dei metodi indiretti sono la perdita di informazione sull'energia e sulla direzione dei neutroni incidenti, dovuta al processo di rallentamento. Inoltre la risposta del rivelatore risulta molto lenta, poiché sono necessari decine o centinaia di microsecondi per la moderazione dei neutroni. Per queste motivazioni, questo genere di rivelatori, attualmente, non hanno una grande applicazione, soprattutto nel campo della spettroscopia, ma sono ampiamente utilizzati nella radioprotezione. Il primo e il più famoso rivelatore basato sul metodo indiretto è denominato *sfera di Bonner* [5]. Cristalli di scintillatore al $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ con dimensioni dell'ordine dei millimetri disposti all'interno di sfere moderatrici di polietilene di diverse dimensioni. All'interno delle sfere i neutroni vengono moderati e,

arrivati all'energia termica, rivelati dai cristalli. Dal confronto dei neutroni rivelati da ciascuna sfera è possibile la determinazione del numero dei neutroni e del loro intervallo di energia.

L'approccio diretto, invece, presenta lo svantaggio di basarsi su sezioni d'urto di reazione dei neutroni veloci molto basse. Il principale processo diretto utilizzato per la rivelazione dei neutroni veloci è lo scattering elastico. In questo processo una parte dell'energia è trasferita dal neutrone ad un nucleo bersaglio e, attraverso la rivelazione di quest'ultimo, si determina l'energia del neutrone incidente [6]. L'energia minima del neutrone, per poter misurare nello stato finale il nucleo di rinculo, è dell'ordine del keV; questo processo diventa poi dominante per la rivelazione dei neutroni veloci.

Nello scattering elastico, l'energia di rinculo E_r , del nucleo bersaglio è data da

$$E_r = \frac{4A}{(1+A)^2} (\cos^2\theta) E_n \quad (1.6)$$

dove A è il numero di massa del bersaglio, θ è l'angolo di scattering nel sistema di riferimento del laboratorio e E_n è l'energia del neutrone incidente. Poiché è importante poter effettuare nella misura una soppressione del fondo gamma, il bersaglio più comunemente utilizzato è l'idrogeno che, come si può notare dalla formula 1.6, permette al neutrone di trasferire, in una sola collisione, una quantità maggiore di energia, in particolare in un urto frontale l'energia viene completamente trasferita al protone di rinculo che risulta essere facilmente rivelabile. In aggiunta il valore della sezione d'urto dello scattering n-p su H è uno standard da 1 keV a 20 MeV ed molto ben conosciuto in un ampio intervallo energetico. Dall'equazione 1.6 per $A=1$ si ha che la relazione tra energia dei neutroni incidenti e dei protoni di rinculo, fissato l'angolo di scattering diventa lineare:

$$E_p = (\cos^2\theta) E_n \quad (1.7)$$

Questo processo è alla base delle tecniche di misura dei neutroni veloci: si tratta infatti di misurare i protoni uscenti dalla reazione elastica dei neutroni su idrogeno con opportuni sistemi di rivelazione. Uno di questi sistemi è il telescopio per protoni di rinculo.

1.2 Proton Recoil Telescope

Un *telescopio per protoni di rinculo* (*Proton Recoil Telescope* - PRT) può avere svariati scopi e può essere costruito utilizzando diversi rivelatori; consiste in un bersaglio (radiatore), la cui composizione chimica e densità devono essere note con alta precisione, e in due o più rivelatori nei quali si può osservare in successione il passaggio delle particelle prodotte nelle reazioni indotte dai neutroni sul bersaglio. Tali particelle attraversano ogni elemento e, generalmente, vengono totalmente assorbite nell'ultimo modulo. Per poter risalire al flusso di neutroni, il bersaglio (radiatore) deve essere scelto fra quelli di cui si conosce la sezione d'urto della reazione indotta dal neutrone $n + radiatore$. Risulta quindi naturale la scelta dell'idrogeno come radiatore. Volendo misurare la reazione di scattering elastico n-p il radiatore ideale dovrebbe contenere solo idrogeno, per evitare di avere processi competitivi a quelli deputati alla misura del flusso neutronico, ma, a causa della bassa densità che caratterizza un bersaglio gassoso, ciò risulta non possibile se il fascio di neutroni è quello tipico di una *facility* per tempi di volo. Per avere una densità di idrogeno sufficientemente alta si utilizza un radiatore che contenga carbonio, con rapporto stechiometrico favorevole per l'idrogeno, tipicamente polietilene $C_2 H_4$. Generalmente, solo un angolo solido limitato è coperto dal telescopio, per questo motivo occorre conoscere con estrema precisione la sezione d'urto differenziale della reazione n-p per riuscire ad estrapolare il flusso di neutroni incidente. L'utilizzo di Carbonio nel bersaglio comporta la produzione di particelle cariche dalle reazioni n+C, risulta quindi necessario utilizzare un rivelatore capace di identificare il tipo di particelle cariche che lo attraversano.

La struttura più comune di questo rivelatore prevede che i primi strati sensibili abbiano spessori molto minori del range delle particelle da misurare, nei quali si registra una perdita di energia ΔE ; mentre lo spessore dell'ultimo rivelatore è tale da poter assorbire completamente l'energia della radiazione passante (schema riportato in figura 1.2). Inoltre utilizzando i rivelatori in coincidenza vengono prese in considerazione solo le particelle incidenti che provengono dal radiatore. I rivelatori utilizzati come layer sottili, per la de-

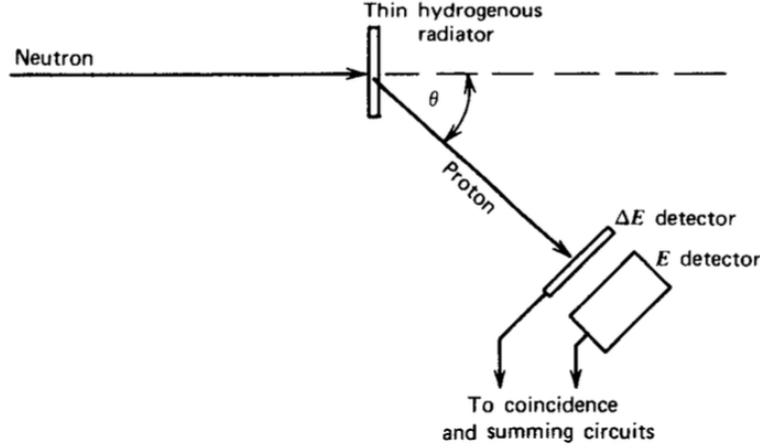


Figura 1.2: Schema di un PRT: dal primo strato di materiale si ricava l'informazione delle ΔE , dal secondo modulo, di volume maggiore, si recupera l'informazione sull'energia della particella passante (figura da [6]).

terminazione delle ΔE , sono scelti in base alla loro risposta temporale: la scelta piú comune ricade sugli scintillatori plastici per le loro eccellenti qualità temporali e la facilità di modellarli nelle varie forme e dimensioni.

Solitamente questa configurazione, denominata *counter telescope*, è utilizzata proprio con lo scopo di identificare il tipo di particelle che li attraversa, principalmente, tramite due metodologie. La prima prevede due contatori sottili, posti ad una distanza d , dai quali viene estratto un segnale di tempo. Tramite queste due informazioni temporali viene facilmente ricavata la velocità della particella che, accoppiata dall'energia depositata nell'ultimo modulo del telescopio, permette l'identificazione della massa della particella passante, tramite la tecnica del tempo di volo. La seconda tecnica utilizza la quantità di energia depositata in un determinato materiale. La perdita di energia per unità di lunghezza (*stopping power*) per una particella con carica z in un materiale di numero atomico Z e massa atomica A è data dalla formula di Bethe-Bloch (per l'esplicitazione dei termini si veda la referenza [7]):

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (1.8)$$

dove $v = \beta c$ è la velocità della particella. Per $\beta \ll 1$, quindi nell'approssimazione non relativistica, si può considerare $\Delta E \propto v^{-2}$ infatti la 1.9, per una

particella di massa M e con energia E , si riduce a

$$-\frac{dE}{dx} = K_1 \frac{Mz^2}{E} \ln \left(K_2 \frac{E}{M} \right) \quad (1.9)$$

con K_1 e K_2 costanti. Poiché il termine logaritmico è poco sensibile alle variazioni di energia si può inglobare nella costante ottenendo

$$\Delta E \cdot E = kz^2M$$

con k costante dipendente dalle proprietà di assorbimento del materiale. Graficando ΔE in funzione di E , come è illustrato in figura 1.3, si ricavano delle famiglie di iperboli corrispondenti ai diversi valori di z^2M .

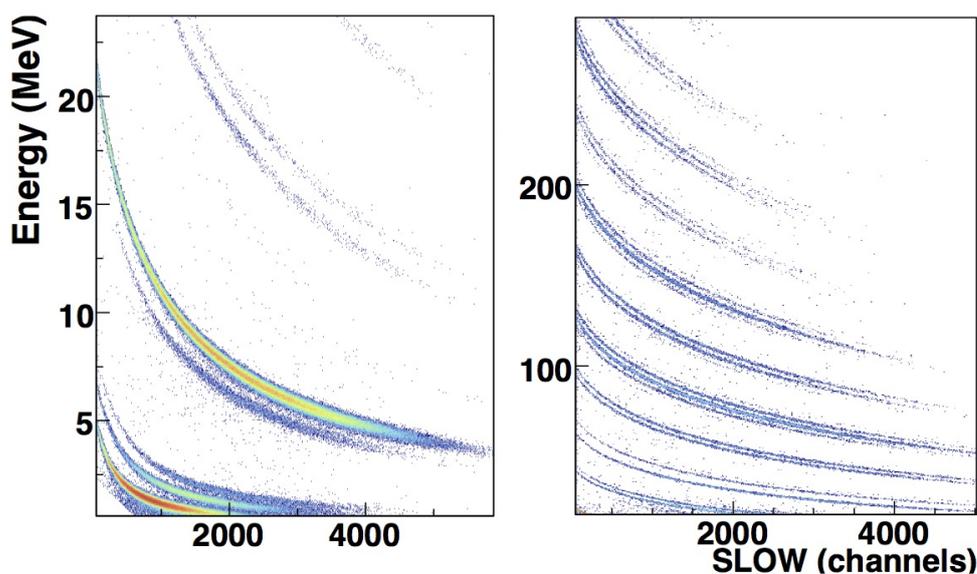


Figura 1.3: Esempio di un grafico ΔE - E di eventi provenienti dalla reazione $^{32}\text{S}+^{40}\text{Ca}$ a 14 MeV/u. ΔE è l'energia persa in rivelatori al Silicio mentre E è l'energia residua depositata in scintillatori CsI(Tl). Il pannello a sinistra mostra la risoluzione per valori di $Z = 1-3$, mentre il pannello a destra per $Z > 3$. [8].

Oltre alle particelle cariche prodotte da $n+C$, dall'interazione dei neutroni di alta energia con il materiale che circonda il telescopio (aria, la struttura del PRT stesso...) si producono un numero non trascurabile di particelle cariche. Anche se il contributo maggiore al fondo, dovuto al Carbonio, si può determinare tramite una misura dedicata con un radiatore composto da dal solo

Carbonio. Per poter scegliere le condizioni di analisi che massimizzano il rapporto segnale su fondo, è necessaria una buona identificazione delle particelle.

Quest'ultima tecnica sarà analizzata in maggior dettaglio nei prossimi capitoli essendo alla base del rivelatore studiato e sviluppato per la misura del flusso di neutroni di alta energia.

1.2.1 Misure di scattering n-p in letteratura

I dati riportati in ENDF/B-VII [9] sulla sezione d'urto della reazione n-p si basano sui dati sperimentali esistenti e su valutazioni teoriche che utilizzano il metodo dei minimi quadrati generalizzati. I valori teorici riportati in letteratura fino ad alcune centinaia di MeV sono stati ottenuti considerando la sezione d'urto dello scattering elastico, anelastico (produzione di pioni), della cattura neutronica, della produzione di fotoni e considerando la matrice di covarianza per la valutazione della sezione d'urto totale [10]. poiché a energie maggiori (da circa 500 MeV) la quantità dei dati sperimentali è minore, sono stati pubblicati [11, 12] i valori della sezione d'urto fino a 1,1 GeV basandosi sullo sviluppo in onde parziali partendo dalle sezioni d'urto $n - p$ e $p - p$. I risultati finali sono stati valutati combinando i risultati ottenuti sia con il metodo dei minimi quadrati generalizzati che con il calcolo dello sviluppo in onde parziali.

Prima del 1957, poiché non c'erano sorgenti intense di neutroni ad alta energia, non ci sono dati sperimentali e la sezione d'urto della reazione n-p fu ricavata sottraendo la sezione d'urto della reazione $H - p$ a $D - p$ nell'approssimazione di Glauber [13]. Questo approccio rispecchia bene quel che succede ad alte energie ($E > 500$ MeV) ma introduce un errore nella regione a bassa energia. Dopo il 1957 le sezioni d'urto delle reazioni indotte da neutroni vennero misurate direttamente; la lista dei dati sperimentali ad ora utilizzati con i relativi errori sistematici e gli intervalli energetici interessati sono riportati in tabella 1.2. Come si può notare i dati della sezione d'urto n-p oltre i 100 MeV sono pochi e non sufficienti per molte applicazioni. poiché, come visto nella 1.4, per conoscere il flusso di neutroni incidenti è fondamentale conoscere la sezione d'urto della reazione n-p, nel caso delle energie prese in

Tabella 1.2: Elenco delle misure sperimentali della reazione n-p con i relativi intervalli energetici e le incertezze sistematiche.

Autori	Intervallo energetico (MeV)	Errore sistematico %
Peterson et al. [14]	17,8 - 29	0,5
Kazarinov et al. [15]	100 - 1260	1
Groce et al. [16]	19,6 - 28	1,14
Measday et al. [17]	88,2 - 150	1
Brady et al. [18]	24,6 - 59,4	0,3
Davis et al. [19]	1,5 - 27,5	0,2
Larson et al. [20]	0,5 - 60	1,5
Lisowski et al. [21]	39 - 793	0,2
Keeler et al. [22]	212 - 495	0,8
Bol et al. [23]	26,9 - 72,5	0,2

considerazione in questo lavoro, tale sezione d'urto è stata calcolata tramite il codice SAID che utilizza diversi databases di dati di interazioni di particelle elementari tramite il Data Analysys Center dell'Institute for Nuclear Studies (Università George Washington e istituto politecnico della Virginia) [24]. I calcoli fatti con SAID utilizzano per energie fino a 350 MeV, che è la soglia per la diffusione inelastica, il potenziale di Bonn [25], mentre per energie fino a 3 GeV sfruttano uno sviluppo in onde parziali SP07 [26] andando a confrontare le curve teoriche ottenute con i dati sperimentali. In figura 1.4 sono riportate alcune misure significative di sezione d'urto n-p totale e un fit di misure di sezione d'urto n-p totale inelastica all'aumentare dell'energia del neutrone incidente. Si può notare che al di sopra di 300 MeV (soglia di produzione delle risonanze delta), la sezione d'urto del canale inelastico cresce rapidamente distruggendo l'univocità della correlazione fra la cinematica del protone di rinculo e quella del neutrone incidente.

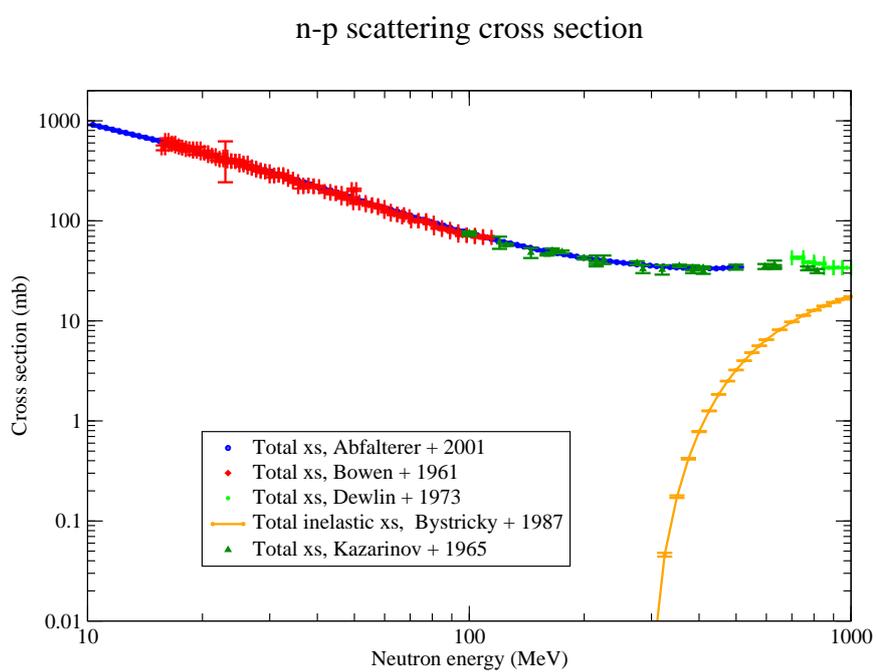


Figura 1.4: Andamento delle sezioni d'urto della reazione n-p totale e n-p nel canale inelastico in funzione dell'energia del neutrone incidente.

Capitolo 2

Rivelatore per la misura di flusso di neutroni di alta energia

L'interesse per i fasci di neutroni di medio-alta energia è aumentato notevolmente non solo a causa dei reattori di IV generazione [27]. Di seguito sono riportate le misure di importanza rilevante e di alta priorità secondo la IAEA (International Atomic Energy Agency) [28]. Per queste è fondamentale la conoscenza della sezione d'urto di interazione dei neutroni con alta precisione:

- decadimenti e fissione per il settore dell'energia nucleare per i reattori a fissione e fusione per ridurre la quantità di scorie nucleari e migliorarne la gestione;
- gli effetti della radiazione sui materiali (componenti e apparati sperimentali), negli ambiti degli acceleratori, dei reattori, nelle applicazioni spaziali...;
- reazioni e decadimenti per migliorare e ottimizzare le terapie che sfruttano le radiazioni.

Queste applicazioni richiedono dati nell'intervallo energetico da 20 a diverse centinaia di MeV. Una qualsiasi misura di sezione d'urto di reazione richiede una misura del fascio di neutroni molto precisa, comprendente la determinazione di diverse caratteristiche del fascio tra cui:

- il flusso totale rispetto al quale si calcola la sezione d'urto;
- lo spettro energetico;
- il profilo del fascio.

Quindi risulta fondamentale misurare il flusso di neutroni con accurata precisione per riuscire a valutare con altrettanta precisione la sezione d'urto di una qualsiasi reazione. Considerando la regione energetica interessata, i neutroni da rivelare sono neutroni veloci, quindi la tecnica utilizzabile è la misura dello scattering elastico n-p che può essere condotta utilizzando un telescopio per PRT.

Grazie all'ampio spettro energetico dei neutroni che la caratterizza, la *facility* n_TOF [40] del CERN offre l'opportunità unica di studiare, con misure di alta precisione, reazioni indotte da neutroni con energie dal termico fino al 1 GeV. Il prerequisito per la misura del flusso è disporre di un *Proton Recoil Telescope* adatto alle condizioni sperimentali legate a un fascio di neutroni proveniente da una sorgente di spallazione: la presenza di un intenso γ -flash e una distribuzione energetica continua di neutroni. Un caso interessante e tipico è la misura della sezione d'urto di fissione per energie oltre i 200 MeV.

2.1 Motivazioni scientifiche

La sezione d'urto di fissione del ^{235}U è uno dei più importanti standard, nella regione energetica del termico e tra 0,15 e 200 MeV, per le misure di reazioni indotte da neutroni e molteplici sono gli impieghi nei diversi settori.

Nell'intervallo energetico tra 20 e 200 MeV la reazione $^{235}\text{U}(n, f)$ è utilizzata come riferimento per la misura del flusso di neutroni.

- **Tecnologie nucleari emergenti**

Nel corso di questi anni si stanno studiando nuovi sistemi per superare quelli che sono i limiti odierni dei reattori nucleari: la futura produzione di energia ha gli obiettivi di diminuire i problemi legati alla sicurezza dei

reattori critici e sviluppare una tecnologia che riduca le scorie radioattive prodotte e la loro vita media. In parallelo allo studio dei reattori di IV generazione, che prevedono l'eliminazione del plutonio e il riciclo totale o parziale degli elementi transuranici, si è sviluppata la ricerca riguardante i reattori sottocritici. Quest'ultimo tipo di reattore detto ADS (**A**ccelerator **D**riven **S**ystem) [29, 30], è un reattore sottocritico affiancato da un acceleratore di particelle (generalmente protoni), che viene utilizzato per produrre un'opportuna quantità di neutroni per garantire le operazioni in regime di criticità. Questo sistema inoltre permette di trasmutare le scorie con le vite medie elevate in elementi più stabili e quindi fornire energia utilizzando diversi tipi di combustibile. Per sviluppare questa tecnologia è fondamentale la conoscenza accurata della sezione d'urto delle reazioni di cattura radioattiva, di fissione nucleare e reazioni anelastiche indotte da neutroni su elementi transuranici e frammenti di fissione a lunga vita media.

- ***Fisica fondamentale e applicazioni***

I dati sperimentali sono tipicamente normalizzati alla sezione d'urto di $^{235}\text{U}(n, f)$, tuttavia al di sopra di 200 MeV non esistono dati sperimentali, ma solo valutazioni teoriche; mentre per E_n maggiori di 20 MeV esistono solo 2 insiemi di dati in cui la sezione d'urto è misurata relativamente allo scattering n-p. La richiesta, da parte dell'IAEA, di aumentare la precisione dei dati ed estendere le misure a più alte energie, dove non ci sono dati ($E_n > 200$ MeV), è chiaramente legittimata dai diversi andamenti delle valutazioni e dei dati sperimentali (vedi figura 2.1) [36].

Per energie superiori di 200 MeV lo studio della sezione d'urto $^{235}\text{U}(n, f)$ gioca un ruolo fondamentale non solo in diverse applicazioni ma anche per la fisica nucleare fondamentale. Misure di fissione indotta da protoni, sono state recentemente condotte nell'istituto di fisica nucleare di Petersburg [37]. Queste indicano che, ad alte energie di eccitazione (diverse centinaia di MeV) la fissione può essere ostacolata, a causa della più lunga scala temporale caratteristica del processo, a favore

dello svilupparsi di altri processi nucleari quali la frammentazione, la vaporizzazione... Il ritardo temporale, ad alte energie di eccitazione, si collega ad altre proprietà fisiche fondamentali come la viscosità della materia nucleare eccitata.

Fino a qualche anno fa, le stime riportate da JENDL/HE [31], per $E_n > 200$ MeV, erano considerate le più attendibili. Altri calcoli teorici (come per esempio quelli riportati in [32]), dove si utilizza il modello a cascata intranucleare INCL++ [34] accoppiato con il modello di diseccitazione GEMINI++ [35], ha indicato che la sezione d'urto del processo $^{235}\text{U}(n, f)$ ad alte energia risulta essere sostanzialmente differente dalla valutazione JENDL/HE. Inoltre, la IAEA ha recentemente rilasciato una nuova valutazione [36], che differisce da JENDL/HE, ed ha affermato che la valutazione sperimentale della sezione d'urto di fissione indotta da neutroni (per esempio basandosi sulla sezione d'urto di scattering n-p) su Uranio, Bismuto, Piombo e Plutonio ha un'alta priorità per stabilire le reazioni di fissione da considerare standard di misura oltre i 200 MeV.

2.2 Perché misurare a n_TOF

La *facility* n_TOF è in grado di produrre un flusso di neutroni istantaneo estremamente elevato, ideale per misure di reazioni indotte da neutroni ad alta precisione. L'accuratezza delle misure di sezioni d'urto indotte da neutroni in funzione dell'energia è raggiunta grazie alla tecnica del tempo di volo con una base di volo di ~ 200 m, ottenendo un'ottima risoluzione energetica dei neutroni.

I neutroni vengono prodotti, tramite reazione di spallazione, da un fascio di protoni ad alta energia (20 GeV), proveniente dal protosincrotrone (PS) del CERN, incidente su un bersaglio di piombo cilindrico di 60 cm di diametro e 40 cm d'altezza raffreddato da acqua demineralizzata [38, 39]. Ogni protone è in grado di generare nel target all'incirca 300 neutroni e il PS può generare pacchetti di intensità fino a $7 \cdot 10^{12}$ protoni per impulso (con risoluzione temporale di 7 ns) e si arriva a circa $2 \cdot 10^{15}$ neutroni per impulso. Dopo

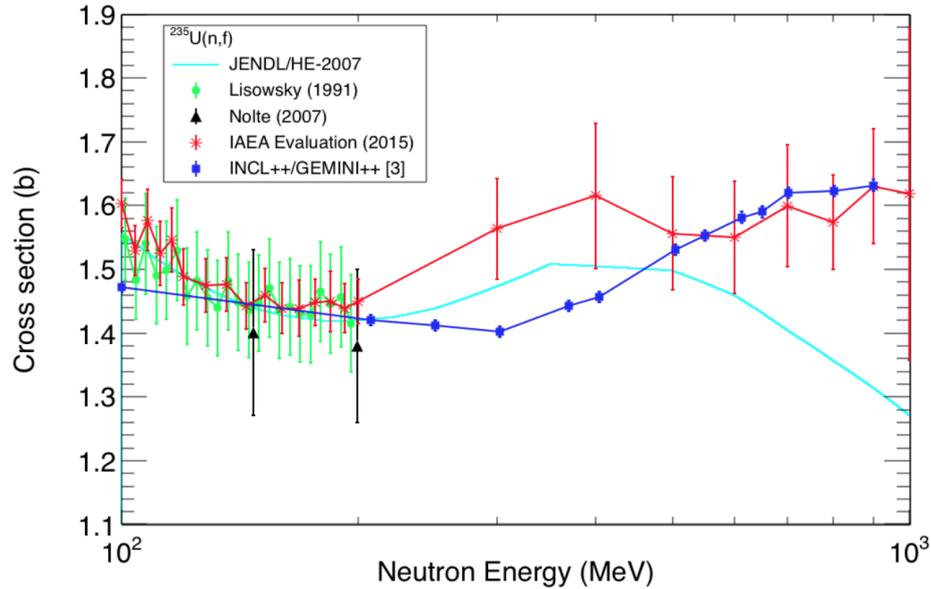


Figura 2.1: La sezione d'urto della reazione $^{235}\text{U}(n,f)$ secondo la valutazione di JENDL/HE [31], la recente stima IAEA e un calcolo effettuato tramite INCL++ e GEMINI++ [32]. I dati sperimentali sono presi dal database *Experimental Nuclear Reaction Data* (EXFOR). [33]

essere stati prodotti, i neutroni attraversano un contenitore, di spessore di 5 cm, pressurizzato separato in due regioni (1 cm e 4 cm): la prima è riempita con acqua demineralizzata, a diretto contatto con l'intero blocco di piombo, con lo scopo di refrigerare (necessario poiché la potenza dissipata dal fascio incidente nel blocco provoca un notevole incremento di temperatura); mentre la seconda, situata solo nella superficie di uscita dei neutroni, può essere costituita da differenti liquidi e funge da moderatore di neutroni e produce un flusso di neutroni con una distribuzione energetica molto ampia, dal termico fino al GeV. Tra i liquidi utilizzabili come moderatori si è scelta l'acqua borica perché riduce in modo sostanziale il background dovuto ai raggi gamma prodotti nella reazione di cattura neutronica su ^1H . (Nella prima configurazione della *facility* era presente un unico blocco di acqua demineralizzata di 5 cm che svolgeva sia il compito di moderatore che di refrigerante). I neutroni che sono nella direzione giusta per essere incanalati, viaggiano per 200 m in un tubo a vuoto che è inclinato di 10° rispetto all'asse del fascio di protoni incidenti per minimizzare il numero di particelle secondarie che raggiungono

la prima area sperimentale (EAR-1). Sempre allo scopo di rimuovere le particelle cariche dalla linea di fascio nel tubo a vuoto è posizionato un magnete permanente con un campo massimo pari a 1,73 T. Nelle figure 2.2 e 2.3 è riportato, in maniera schematica, il percorso del fascio di neutroni: dalla loro produzione tramite il bersaglio di spallazione, passando attraverso i collimatori che permettono di far arrivare in EAR-1 solo neutroni, fino ad arrivare al beam dump del fascio residuo dopo l'area sperimentale.

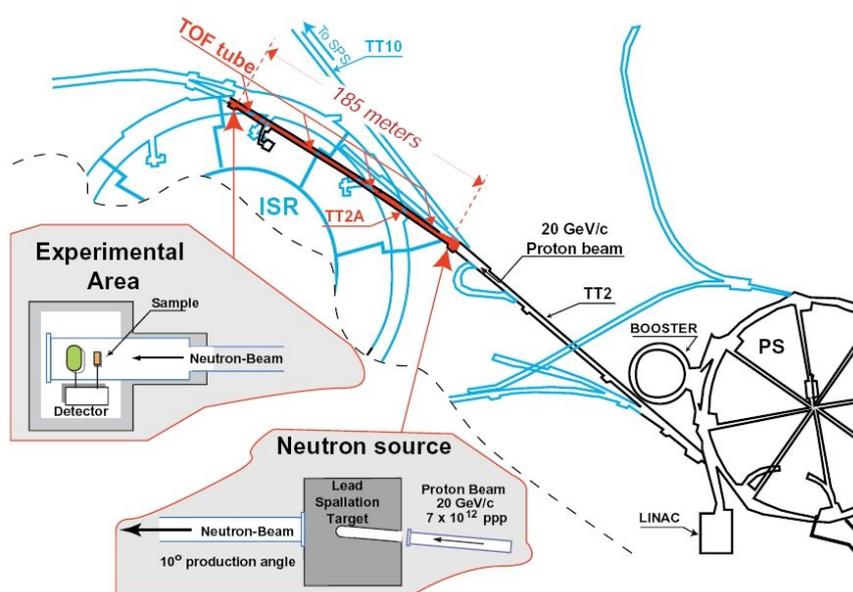


Figura 2.2: Schema di funzionamento della facility n_TOF: il fascio di protoni viene estratto dal PS attraverso la linea di trasferimento TT2 alla cui fine è posto il bersaglio di piombo. Alla fine del TOF tube (TT2-A) i neutroni vengono rivelati a circa 185 m dalla zona di produzione, dove inizia l'area sperimentale EAR-1 [40]

2.2.1 Caratteristiche del fascio

I numerosi urti che avvengono tra i protoni e i nuclei pesanti con il meccanismo della spallazione inducono l'emissione di un grande numero di particelle: si ottiene un fascio di neutroni e un elevato numero di particelle secondarie (π^0 , μ , p...). Il fascio energetico di neutroni a circa 200 m dalla zona di produzione può arrivare fino all'intensità dell'ordine di 10^5 neutroni/cm²/impulso.

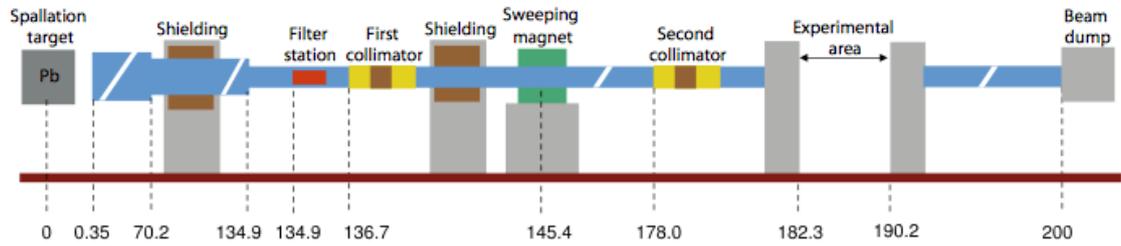


Figura 2.3: Il percorso del fascio di neutroni di n_TOF dal bersaglio di spallazione allo smaltimento [38]

Le caratteristiche del fascio di neutroni prodotto sono collegate a quelle del fascio incidente e dal bersaglio utilizzato. Il numero di neutroni prodotti aumenta con l'energia del fascio di protoni incidente. Anche la composizione chimica e la forma del bersaglio influenzano il fascio prodotto, infatti più il nucleo risulta pesante e più il numero di particelle emesse è elevato; la geometria ha effetti legati sia alla risoluzione energetica (incertezza legata al cammino delle particella all'interno del bersaglio di spallazione) sia sulla forma del fascio e l'alone che lo circonda (maggiori sono le dimensioni laterali del bersaglio maggiore è l'alone che circonda il fascio).

Il primo bersaglio usato in n_TOF (dal 2001 al 2004) era un parallelepipedo di piombo di 4 tonnellate e dimensioni $80 \times 80 \times 60$ cm³. La scelta del materiale è ricaduta sul piombo perchè ha un alto numero atomico e di massa, è poco costoso e facilmente lavorabile, un protone in esso può produrre varie centinaia di neutroni, inoltre il Piombo ha un'elevata trasparenza per i neutroni di energia inferiore ad 1 MeV: tutte caratteristiche lo rendono una buona sorgente di neutroni.

Tra il 2008 e il 2009, a causa del forte danneggiamento del bersaglio dovuto all'inadeguatezza del sistema di raffreddamento, si osservò che erano presenti deformazioni dell'ordine del cm nel target e un foro nella zona di ingresso dei protoni. Si è, allora, progettato un nuovo bersaglio cercando di migliorare il sistema di raffreddamento.

Sono state valutate varie soluzioni per la progettazione del nuovo bersaglio; la scelta è poi ricaduta su un blocco cilindrico di piombo di diametro 60 cm e altezza 40 cm inserito in un contenitore pressurizzato con il sistema di raffreddamento e di moderazione divisi come illustrato sopra [38].

2.2.2 Tecnica del *Tempo di volo*

Per misurare con un'accuratezza le sezioni d'urto di reazioni indotte da neutroni è necessario in primo luogo avere un'ottima risoluzione energetica degli stessi neutroni. La tecnica del *Time-of-Flight* (ToF) misura l'energia cinetica del neutrone basandosi sul tempo che i neutroni impiegano a percorrere base di volo L . Il tempo determinato sperimentalmente ci permette di risalire alla velocità:

$$v = \frac{L}{t} \quad (2.1)$$

Per la determinazione dell'energia dei neutroni si utilizza la formulazione relativistica dell'energia cinetica

$$E_n = mc^2(\gamma - 1) \quad (2.2)$$

dove γ rappresenta il fattore relativistico di Lorentz: $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, c è la velocità della luce e m è la massa a riposo del neutrone. Per effettuare misure di tempo di volo è necessario che i neutroni siano emessi da una sorgente pulsata. I neutroni vengono prodotti in un tempo relativamente breve che è considerato l'istante iniziale t_0 . Il campione da studiare viene posizionato ad una distanza L dalla sorgente. Per le misure di sezioni d'urto si rivelano, con opportuni sistemi, i prodotti della reazione nucleare quali, per esempio, particelle α , raggi γ di cattura, frammenti di fissione o neutroni diffusi. Il tempo di arrivo di tali prodotti è registrato dai rivelatori è il tempo t_n che è considerato come l'istante di arrivo del neutrone per determinare il tempo di volo del neutrone stesso e t_0 è quando i neutroni vengono creati:

$$t_{obs} = t_n - t_0. \quad (2.3)$$

Come già descritto precedentemente, il meccanismo di spallazione genera non solo il fascio di neutroni ma anche dei raggi γ altamente energetici che viaggiano lungo la linea di fascio producendo il cosiddetto γ -flash nei rivelatori, generalmente saturandoli. poiché i raggi γ viaggiano alla velocità della luce arrivano ai rivelatori prima dei neutroni, per tale ragione è possibile utilizzare il γ -flash per valutare l'istante t_0 :

$$t_0 = t_\gamma - L/c \quad (2.4)$$

dove t_γ è il tempo registrato per il γ -flash.

2.2.3 Funzione di risoluzione

I neutroni di una data energia raggiungono il bersaglio dell'area sperimentale a tempi differenti a causa del percorso che compiono all'interno del blocco moderatore prima di entrare nella linea di fascio. Il risultato è che la relazione tra l'energia dei neutroni e il tempo di volo non è univoca ma è data da una distribuzione che è conosciuta come *funzione di risoluzione*. Diverse condizioni sperimentali come la durata dell'impulso primario, il tempo passato dal neutrone dentro il bersaglio di spallazione e dentro il moderatore e i tempi di risposta del rivelatore contribuiscono alla distribuzione. La convoluzione di queste differenti distribuzioni ($I_i(t)$), ognuna delle quali è legata ad una quantità fisica misurabile, fornisce la *funzione di risoluzione*.

La risoluzione energetica ΔE ottenuta con uno spettrometro a tempo di volo dipende dalla risoluzione della velocità Δv

$$\frac{\Delta E}{E} = (\gamma + 1)\gamma \left(\frac{\Delta v}{v} \right) \quad (2.5)$$

A velocità non relativistiche $\gamma \approx 1$ e, quindi, la risoluzione in energia diventa il doppio di quella in velocità. L'incertezza su quest'ultima è legata alle incertezze su base e tempo di volo come segue:

$$\frac{\Delta v}{v} = \sqrt{\left(\frac{\Delta t}{t} \right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L} \right)^2} \quad (2.6)$$

La base di volo L è la distanza tra la superficie esterna del moderatore e la superficie del campione, può essere misurata tramite strumenti metrici, quindi si ha un'incertezza sulla misura inferiore al mm ($\Delta L \ll 1$ mm), nel nostro caso $\Delta L/L < 10^{-5}$.

Il tempo di volo t relativo ad una distanza L è diverso dal tempo osservato sperimentalmente t_{obs} (Equazione 2.3)

$$t = t_{obs} - t' \quad (2.7)$$

dove il termine t' è un fattore di correzione che tiene conto del tempo trascorso dai neutroni dentro il bersaglio di spallazione e il moderatore, tra i due generalmente il secondo è quello con il peso maggiore.

2.2.4 Il γ -flash e i neutroni di alta energia

Uno dei problemi fondamentali collegato alla rivelazione di neutroni di alta energia con la tecnica del tempo di volo, è legato alla presenza di fotoni prodotti nel processo di spallazione. I fotoni saturano il segnale prodotto dal rivelatore, impedendo l'acquisizione di eventuali eventi successivi, fino a che il rivelatore non riprende a funzionare normalmente. Per questo motivo nel 2015 è stato effettuato un test, nell'area sperimentale EAR-1 di n_TOF per verificare la risposta di vari scintillatori e PMT al γ -flash e, quindi, determinare l'energia massima dei neutroni misurabile dallo scattering n-p. Il test è stato effettuato con un telescopio PRT, del tipo descritto nel paragrafo 1.2, composto 6 scintillatori plastici veloci BC408, caratterizzati da un tempo di decadimento di 2,1 ns, con spessori diversi (5 mm, 1,3 cm e due di 3 e di 6 cm), inclinati con un angolo di $\Phi \sim 21^\circ$ e 36° rispetto alla direzione del fascio incidente. Sono state testate diverse configurazioni in cui è stata variata la posizione dei plastici e la distanza tra il bersaglio ed il telescopio. In figura 2.4 è riportato il tempo di recupero caratteristico dello scintillatore più sottile (5 mm), letto da un fotomoltiplicatore Hamamatsu (R1924A) con i partitori di tensioni costruiti nei Laboratori Nazionali del Sud dell'INFN (LNS). La figura 2.4 si riferisce alla misura senza nessun bersaglio su fascio e per pacchetti di neutroni "dedicati" ($7 \cdot 10^{12}$ p/bunch) e per "parassiti" ($4 \cdot 10^{12}$ p/bunch). Come era lecito attendersi, la durata del segnale prodotto dal γ -flash dipende dall'intensità del fascio primario di protoni. In ogni caso il γ -flash prodotto permette di ricostruire un eventuale segnale prodotto dal passaggio di un protone dopo soli 40 ns dal segnale generato dai γ . Risultati simili sono stati ottenuti anche con gli altri scintillatori plastici testati. Nella prima area sperimentale il tempo di volo caratteristico dei fotoni è:

$$ToF_\gamma = \frac{L}{c} = 617 \text{ ns}$$

dove L, la lunghezza della base di volo, è 185 m. Considerando che un tempo di volo di 667 ns (quindi 50 ns dopo il γ -flash) corrisponde a neutroni con energia maggiore di 1 GeV, si può concludere che il segnale prodotto dai γ non limita lo spettro energetico esplorabile tramite il PRT. In area EAR-1 un PRT costituito da scintillatori plastici è pertanto in grado, in linea di principio, di misurare il flusso neutronico fino all'energia del GeV.

Mentre per i rivelatori per la misura dei frammenti di fissione prodotti dal ^{235}U sono stati già stati utilizzati e sono già disponibili [41]. Il rivelatore che verrà utilizzato è una camera a fissione chiamata *Parallel Plate Avalanche Counters (PPAC)* [?], sono rivelatori ad alta precisione e trasparenza, con un'eccellente capacità di discriminare il background.

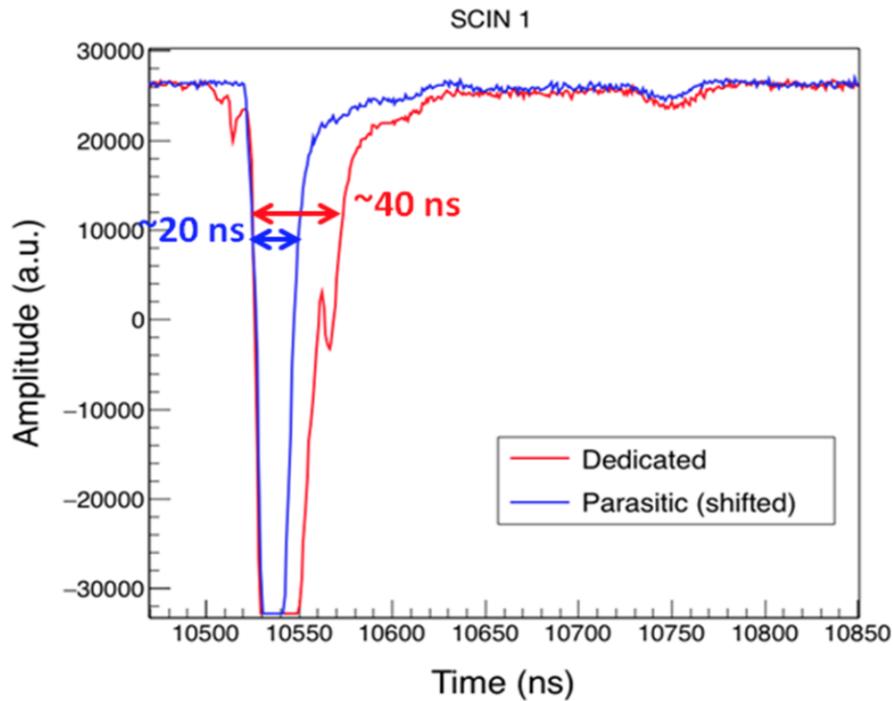


Figura 2.4: Risposta di uno scintillatore plastico BC408, di 5 mm di spessore, al γ -flash in EAR-1 della *facility* n_TOF senza bersaglio nel fascio, con l'utilizzo sia di impulsi dedicati sia d'impulsi parassiti.

2.3 Apparato sperimentale

I rivelatori che compongono il telescopio, oggetto di studio di questa tesi, sono due rivelatori al Silicio e quattro scintillatori plastici, in figura 2.5 è riportato lo schema dell'apparato.

I semiconduttori godono di proprietà che li rendono particolarmente adatti alla rivelazione di radiazione ionizzante. Il piccolo gap presente tra la ban-

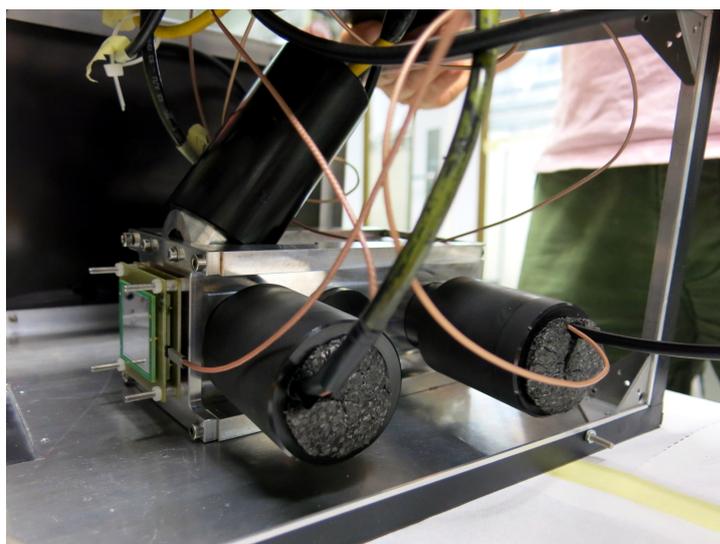
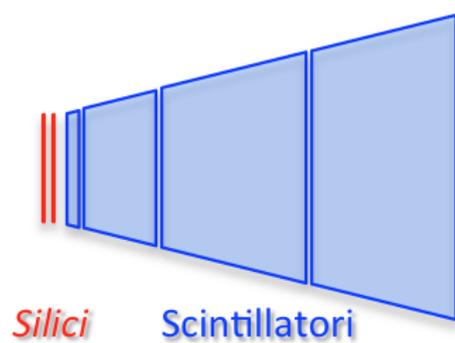


Figura 2.5: Schema dell'apparato utilizzato nella misura (sopra). Foto del rivelatore (sotto). In primo piano si vedono i fotomoltiplicatori, accoppiati agli scintillatori e montati nel supporto meccanico insieme ai silici posizionati davanti ai quattro plastici.

da di valenza e di conduzione, di questi materiali, permette la produzione di un notevole numero di coppie elettrone-lacuna per ogni unità di energia persa dalla radiazione all'interno del semiconduttore; l'energia media necessaria, ad esempio in un silicio, per formare una coppia è di $3,6 \text{ MeV}$, ed è circa un'ordine di grandezza inferiore di quello di un gas (30 MeV). La notevole densità dei semiconduttori comporta, nel passaggio della radiazione, una notevole perdita di energia per unità di lunghezza attraversata, è quindi possibile costruire dei rivelatori molto sottili, che producono ugualmente un segnale sufficiente per essere raccolto ed analizzato. Infine, una prerogativa unica dei semiconduttori è la possibilità di aumentare la concentrazione di cariche mobili, drogando il semiconduttore con impurità specifiche.

Quando una particella ionizzante attraversa lo strato attivo di Silicio, si creano le coppie elettrone-lacuna che, grazie al campo elettrico applicato agli estremi del rivelatore, vengono raccolte sui due elettrodi, i primi migrano verso l'anodo, mentre le seconde verso il catodo. Si forma così una corrente proporzionale al numero di coppie formate e quindi all'energia della particella, ma a causa della ricombinazione questo metodo sarebbe inefficiente. Per questo motivo si utilizza una giunzione p-n inversamente polarizzata. In questa configurazione si ottiene una regione attiva detta di *svuotamento* priva di portatori maggioritari di cariche, la cui larghezza aumenta con la radice della tensione applicata. Per utilizzare i rivelatori al Silicio per la determinazione della ΔE è necessario avere dei rivelatori completamente svuotati, ovvero nei quali tutto il volume del rivelatore è attivo per la rivelazione della particella.

I rivelatori a scintillazione sfruttano le proprietà di alcuni materiali di emettere luce se esposti a certe forme di energia: luce, calore, radiazione... Il fenomeno che sta alla base del meccanismo di scintillazione è la *luminescenza*. Quando una particella attraversa un materiale scintillante e deposita energia al suo interno gli atomi, o le molecole, del materiale sono eccitati e, dopo un intervallo di tempo caratteristico del materiale, emettono radiazione elettromagnetica, tipicamente nello spettro del visibile o dell'UV. A seconda del tempo che intercorre tra la fase di assorbimento e quella di diseccitazione, è possibile distinguere due diversi tipi di emissione luminosa: *fluorescenza* (emissione di luce entro i 10^{-8} s) e *fosforescenza* (con emissione ritardata, da qualche microsecondo fino a qualche ora). I rivelatori a scintillazione sono

costituiti essenzialmente da un materiale scintillante accoppiato otticamente ad un dispositivo che ne rivela la luce prodotta: mediante l'uso di fotomoltiplicatori (o di altri rivelatori allo stato solido) è possibile convertire il segnale luminoso in un impulso elettrico che può essere amplificato ed analizzato in modo da ottenere informazioni riguardo la particella incidente.

Le principali caratteristiche che presenta un buon materiale scintillante sono:

- alta efficienza: la maggior parte dell'energia di eccitazione è emessa sotto forma di luce;
- trasparenza: il materiale scintillante è trasparente alla radiazione emessa;
- linearità: la risposta di uno scintillatore è direttamente proporzionale all'energia depositata all'interno di esso (al di sopra di una certa quantità di energia);
- rapidità di risposta: per ottenere una risoluzione temporale sufficientemente elevata è necessario che il materiale scintillante sia caratterizzato da una risposta estremamente veloce.

L'ultima è la caratteristica fondamentale sulla quale si è basata la scelta per il tipo di rivelatore utilizzato per la misura di scattering n-p, ed è per questo tra gli *organici* e gli *inorganici* sono stati scelti i primi poiché i secondi sono generalmente utilizzati dove è richiesta un'alta risoluzione energetica a discapito della rapidità di risposta. Gli scintillatori organici sono costituiti generalmente da *idrocarburi aromatici*, ossia composti organici contenenti anelli benzenici collegati tra loro in vari modi. Questi scintillatori possiedono un tempo di risposta estremamente basso, dell'ordine di qualche nanosecondo. Il meccanismo di scintillazione di questi materiali è di natura molecolare, cioè generato da transizioni elettroniche che coinvolgono la singola molecola, il processo risulta, perciò, indipendente dallo stato fisico del materiale. L'energia rilasciata da una particella all'interno dello scintillatore eccita gli elettroni di una molecola dallo stato fondamentale S_{00} verso stati di singoletto con maggiore energia. Questi decadono immediatamente verso lo stato S_{10} in un tempo abbastanza breve ($\sim 1 ps$) senza emissione di radiazione, questo

processo è noto come *degradazione interna*. Successivamente, dal livello S_{10} , gli elettroni decadono verso i vari sottostati vibrazionali di S_0 , emettendo fotoni nel range del visibile. I fotoni emessi non possiedono energia sufficiente per produrre nuovi stati eccitati S_1 e non verranno di conseguenza riassorbiti dal materiale.

Tra gli scintillatori organici, quelli *plastici* sono sicuramente i più utilizzati e consistono in una soluzione di scintillatori organici in un solvente plastico. I solventi più utilizzati sono il *polifenilbenzene* ed il *polistilene*, mentre tra i soluti più comuni vi sono il *para-terfenile*, il *PBD* ed il *PPO* ed hanno concentrazioni tipiche di 10 g/l. La risposta degli scintillatori plastici è caratterizzata da un'elevata emissione di luce ed è estremamente veloce: la costante di decadimento è tipicamente di 2 – 3 ns. Ciò che distingue gli scintillatori plastici da tutti gli altri è la loro elevata flessibilità, possono essere prodotti in grande varietà di forme, da film sottili a grandi blocchi e con costi relativamente contenuti.

Il PRT ha una struttura a "tronco di piramide", data dalla forma dei quattro scintillatori che compongono il telescopio, come è mostrato in figura 2.6, per riuscire a coprire tutti lo stesso angolo solido. L'apparato sperimentale, schematizzato in figura 2.7, comprende un bersaglio di polietilene, posto sul fascio di neutroni prodotti dal bersaglio di spallazione, e il rivelatore posizionato o ad un angolo di 20° o di 30° rispetto alla direzione del fascio incidente.

Il rivelatore è composto, quindi, da due rivelatori al Silicio seguiti da quattro scintillatori, BC-408 della Bicon, le cui dimensioni e distanze dal bersaglio, ottimizzate tramite simulazioni Monte Carlo, sono riportate in tabella 2.1. Gli scintillatori sono costituiti da una base polimerica in Poliviniltoluene (C_9H_{10}), caratterizzati da una densità di 1,032 g/cm², e sono accoppiati, separatamente, ad un fotomoltiplicatore dell'Hamamatsu (R1924A).

Poiché, la luce prodotta nello scintillatore, lungo la traccia della particella interagente, è emessa isotropicamente e deve essere raccolta dal fotosensore, i singoli plastici utilizzati sono stati ricoperti da tutti i lati con teflon e mylar alluminizzato (figura 2.8). La fasciatura dei rivelatori è necessaria per almeno tre motivi: per cercare di massimizzare la resa in luce facendo sì che la

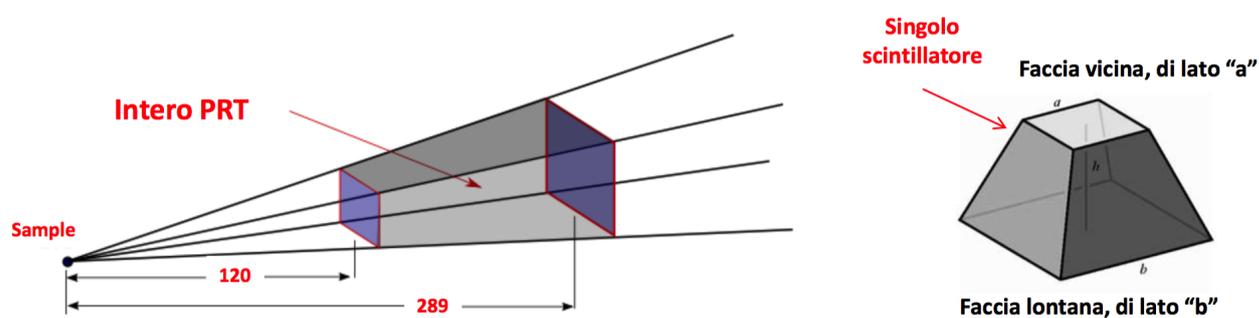


Figura 2.6: A sinistra sono riportate le dimensioni totali del telescopio (inclusendo sia i rivelatori al silicio che i plastici). A destra è riportata la forma a tronco di cono di ogni scintillatore, scelta per riuscire a coprire uno stesso angolo solido.

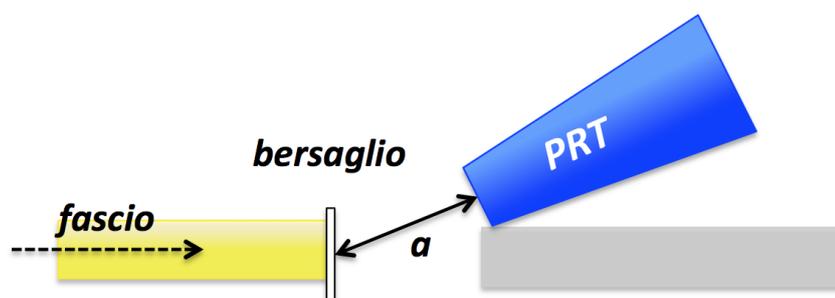


Figura 2.7: Posizione del telescopio rispetto alla direzione del fascio nell'area sperimentale di n_TOF.

Tabella 2.1: Gli spessori dei due Silici e dei quattro scintillatori plastici che compongono il PRT con le relative distanze dal bersaglio.

	Distanza dal bersaglio a (mm)	Spessore h (mm)
Silicio 1	110	0,3
Silicio 2	116	0,3
Scintillatore 1	124	5
Scintillatore 2	129	30
Scintillatore 3	159	60
Scintillatore 4	219	60

maggior parte dei fotoni emessi vengano raccolti dal fototubo e non dispersi attraverso le altre superfici; per evitare di raccogliere la luce dall'esterno; per proteggere la superficie del cristallo dall'umidità. Per poter accostare i rivelatori senza perdere in risoluzione energetica è necessario che gli spessori di materiale non sensibile (teflon e mylar) siano i più sottili possibile. Il teflon provoca una riflessione *diffusa*, per ridurre al minimo la probabilità di assorbimento della luce nel materiale; il mylar produce una riflessione *speculare* nel caso in cui i fotoni riescano a "sfuggire" dallo scintillatore nonostante lo strato di teflon. I quattro plastici sono stati, infine, ricoperti con una plastica nera per impedire l'ingresso della luce proveniente dall'esterno.

Il primo scintillatore, a differenza degli altri tre, avendo uno spessore di 5 mm e quindi essendo troppo sottile per poter essere accoppiato direttamente con un fotomoltiplicatore di 22 mm di diametro, è stato accoppiato a una guida di luce, la cui geometria è visibile in figura 2.9, per riuscire a convogliare più luce possibile al fotosensore.

Il partitore di tensione accoppiato ai fotomoltiplicatori è stato realizzato a Catania, ai Laboratori Nazionali del Sud, in figura 2.10 è riportato lo schema. La peculiarità di questi partitori è il disaccoppiamento delle capacità rispetto allo schema "tradizionale"; queste capacità, che servono da "serbatoi" di carica, in questa configurazione permettono il doppio della caduta di tensione, quindi il doppio della carica disponibile tra due dinodi.

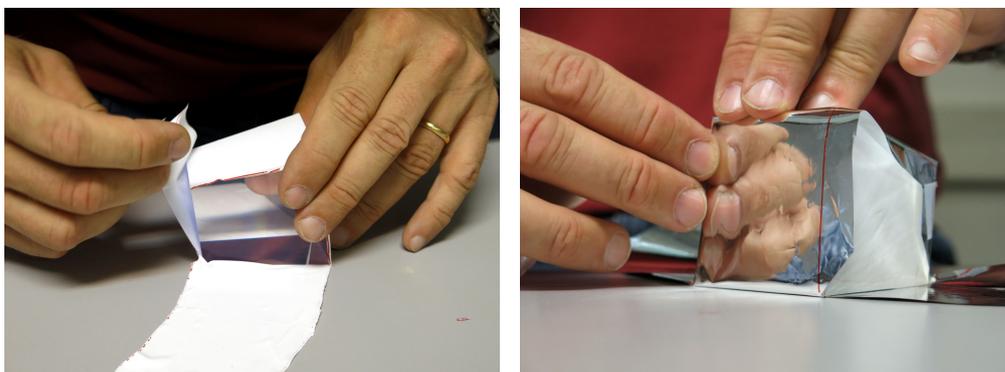


Figura 2.8: Fasi di avvolgimento dei singoli scintillatori plastici: a sinistra lo strato di teflon, a destra il successivo foglio di mylar alluminizzato.

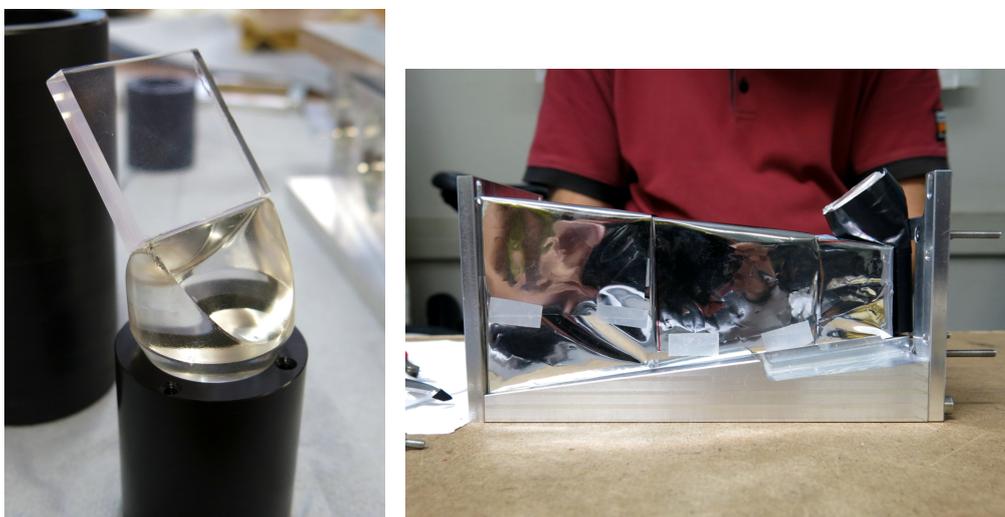


Figura 2.9: A sinistra è riportata la foto del primo scintillatore (5 mm) accoppiato alla guida di luce, poi inserito nella struttura a tronco di piramide con gli altri tre scintillatori plastici, foto a destra.

I Silici sono dei MSX09-300 della Micron Semiconductor sono dei quadrati con lato di 30 mm e sono caratterizzati da un'unica faccia sensibile al segnale. Grazie alla loro elevata sensibilità questi rivelatori risultano perfetti per misurare le prime ΔE depositate nel telescopio. Infatti anche nel caso la particella passante depositi una quantità di energia dell'ordine del MeV, i rivelatori al Silicio producono in uscita un segnale ben distinguibile dal fondo. Inoltre sono fondamentali per la discriminazione delle reazioni che avvengono dentro il primo scintillatore plastico. Infatti, come il bersaglio, anche gli scintillatori sono costituiti da Carbonio e Idrogeno, quindi al loro interno può avvenire la reazione di scattering n-p. Tramite la coincidenza tra i segnali provenienti dai rivelatori al Silicio e gli scintillatori si riescono a identificare le reazioni di background che avvengono dentro lo stesso telescopio.

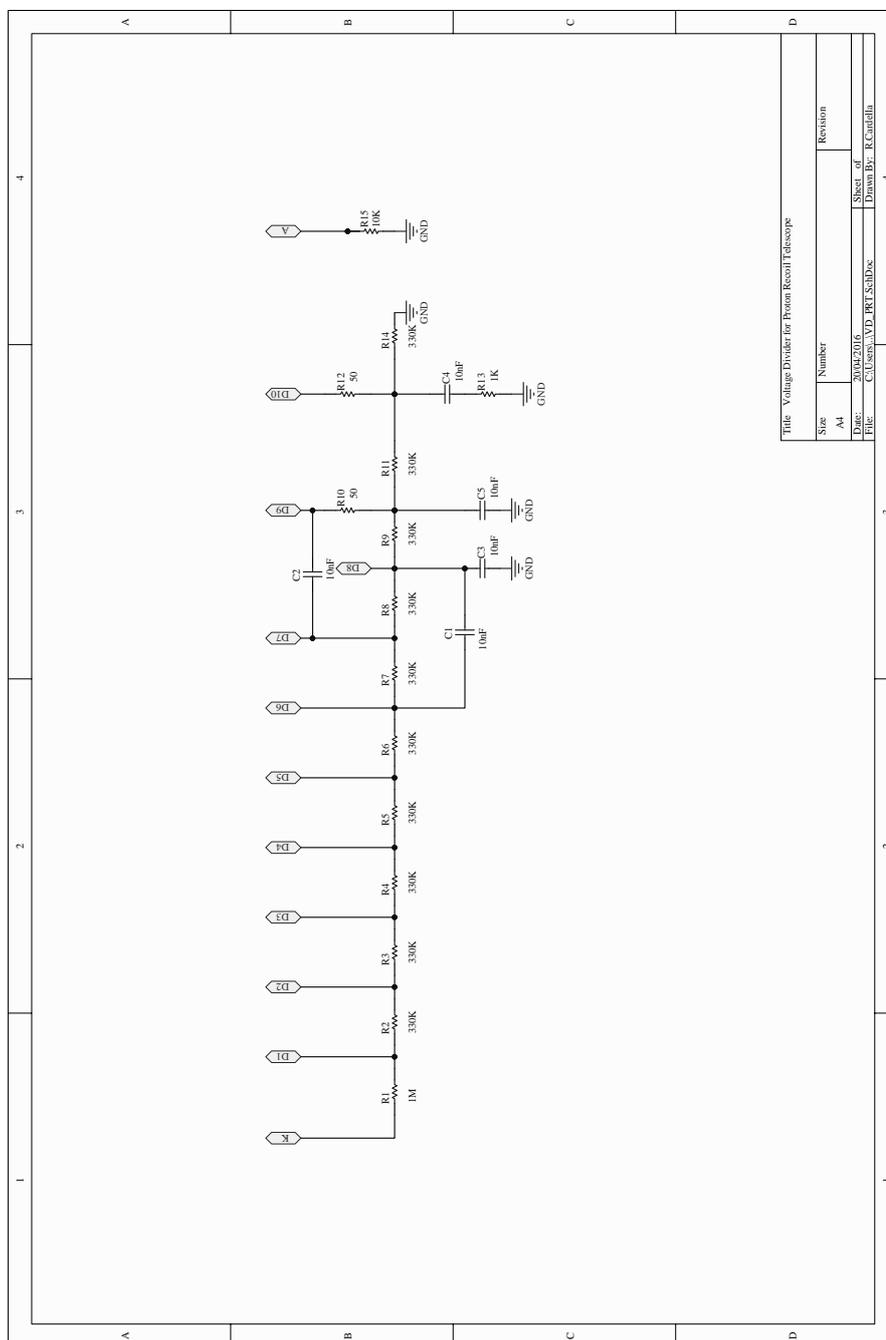


Figura 2.10: Schema del partitore di tensione accoppiato ai fotomoltiplicatori dei singoli scintillatori plastici.

Capitolo 3

Simulazioni Monte Carlo per la scelta della configurazione dei rivelatori

Lo sviluppo dei metodi Monte Carlo si è reso necessario quando la soluzione analitica diretta del problema, che permetta cioè di esplicitare direttamente il legame dell'output che si desidera ottenere con i dati d'ingresso, può essere troppo onerosa o magari impossibile. Il problema viene quindi risolto numericamente, producendo un numero N sufficientemente elevato di possibili combinazioni dei valori che le variabili in ingresso possono assumere, calcolandone il relativo output sulla base delle equazioni del modello. Per costruire ciascuna delle N combinazioni viene generato casualmente un valore per ciascuna variabile in input, in accordo con la distribuzione di probabilità specificata e rispettando le correlazioni tra variabili. Ripetendo questo processo N volte, con N abbastanza elevato da permettere statistiche affidabili, otterremo N valori indipendenti delle variabili in output, che rappresentano un campione dei possibili valori ottenibili dalla soluzione del sistema. Per ricavare numericamente gli andamenti delle distribuzioni, questo campione di dati verrà analizzato con tecniche statistiche per stimarne i parametri descrittivi e verranno riprodotti istogrammi delle frequenze.

Pertanto la *simulazione* consiste nello studio del comportamento di un sistema mediante la sua riproduzione in un contesto controllabile. Nella simu-

lazione al calcolatore si costruisce un modello matematico di equazioni che descrivono il comportamento del sistema sotto studio e il loro legame con il suo funzionamento, per poter accrescere la comprensione sull'oggetto stesso e verificare la validità delle ipotesi su di esso per poter formulare possibili previsioni.

La realizzazione del *setup* sperimentale del PRT e la determinazione degli spessori dei singoli scintillatori sono stati ottimizzati simulando i range dei protoni e delle altre particelle cariche, deuterio trizio e α , nei diversi materiali utilizzati nell'apparato sperimentale. Inoltre, per realizzare un'accurata analisi dei dati sperimentali, si sono studiate, sempre tramite metodi MC, le risposte dei rivelatori ad un fascio di neutroni di varia energia che colpendo un bersaglio di polietilene, carbonio o idrogeno genera le particelle cariche che poi andranno ad interagire con il telescopio.

3.1 Geant4

Per le simulazioni del PRT è stato usato il *toolkit* **Geant4** [42, 43], acronimo di **GEometry ANd Tracking** introdotto nel 1970, è una piattaforma per la simulazione del passaggio di particelle attraverso la materia e la risposta di un rivelatore ad esse. Questo codice fu sviluppato per supporto alla ricerca nella fisica delle alte energie; la prima versione (Geant3) fu scritta in FORTRAN poi, con l'aumentare della complessità, fu implementata una struttura ad oggetti. Nel 1998 fu sviluppata la versione Geant4 in C++ che doveva soddisfare diverse esigenze quali: le estensioni di modelli a bassa (per applicazioni spaziali e nella fisica medica) e alta energia (esperimenti di LHC); l'affidabilità per la fisica adronica per il processo di identificazione delle particelle (esperimenti di violazione di CP); e l'aumento dell'attendibilità e della robustezza per le simulazioni ad alta statistica. La struttura ad oggetti è fondamentale per l'approccio parallelo e distribuito che garantisce un sistema aperto alle evoluzioni, trasparente e flessibile: ogni parte può essere sviluppata, ridefinita e mantenuta indipendente. I recenti sviluppi, soprattutto relativi alla descrizione della fisica del neutrone, permettono la simulazione di una sorgente di spallazione e quindi del relativo fascio prodot-

to.

In Geant4 i modelli fisici sono organizzati in *physics lists* (PLs) all'interno delle quali vengono descritti i processi fisici utilizzati nella simulazione. I nomi delle PLs sono ottenuti concatenando i nomi dei modelli usati in ordine decrescente di energia. Per la simulazione del PRT è stata usata la PLs indicata con FTTP_INCLXX_HP, dove FTTP descrive il modello di *Fritiof* ad alte energie (da 15 GeV a 100 TeV), INCLXX rappresenta il modello di cascata intranucleare *INCL++* (da 20 MeV a 20 GeV) e infine HP è il modello di alta precisione per i neutroni con energia sotto i 20 MeV. Nella regione energetica tra 15 GeV e 20 GeV, Geant4 applica una procedura standard di scelta casuale tra FTTP e INCLXX [44]. Ad n_TOF le simulazioni di Geant4 vengono utilizzate come riferimento per i dati sperimentali, per esempio per la valutazione del flusso, per la funzione di risoluzione e per lo yield relativo alla misura d'interesse [45].

Per quanto riguarda le simulazioni ottiche sono state utilizzate le librerie di Geant4 per le quali un fotone è considerato ottico quando la sua lunghezza d'onda è molto maggiore della distanza atomica. In Geant4 i fotoni ottici sono considerati una classe di particelle distinte rispetto ai raggi gamma. I processi che producono i fotoni ottici comprendono l'effetto Cerenkov e la Scintillazione descritti rispettivamente dalla classi G4Scintillation e G4Cerenkov. Successivamente alla creazione dei fotoni ottici, essi vanno incontro a vari processi fisici: riflessione rifrazione, assorbimento, *wave length shifting*, Rayleigh e Mie scattering e i *Boundary Process*, ognuno di questi descritti dalla specifica classe di Geant4. Le proprietà ottiche del mezzo, come per esempio l'indice di rifrazione del mezzo, sono fondamentali per l'attuazione di tutti i processi ottici precedentemente citati e vengono inseriti dall'utente all'interno del codice per poi essere memorizzati nella classe G4MaterialPropertiesTable che è a sua volta collegata alla classe G4Material. Sono estremamente importanti, per una corretta simulazione degli scintillatori, i processi ottici che avvengono alle interfacce tra diversi materiali in cui le proprietà superficiali, come ad esempio, *polished*, *ground*, *front painted* e *back painted* enumerano le diverse situazioni che possono essere simulate [46].

3.2 Determinazione degli spessori degli scintillatori

Poiché si vuole realizzare un PRT che permetta di misurare il flusso del fascio di neutroni di n_TOF nell'intervallo energetico da qualche MeV al GeV, si sono utilizzate varie simulazioni con lo scopo di ottimizzare le dimensioni, la struttura e le prestazioni dei vari rivelatori che compongono il telescopio. Gli spessori dei singoli scintillatori sono stati determinati studiando la perdita di energia per i protoni da 30 MeV ad un 1 GeV nei diversi materiali che compongono il setup della misura: aria, silicio, teflon, mylar alluminizzato e nello scintillatore plastico (C_9H_{10}). I protoni, prodotti nel bersaglio di polietilene, prima di arrivare al telescopio percorrono una distanza in aria, è quindi importante sapere quanta energia perdono prima di raggiungere il primo scintillatore. Lo stesso discorso vale per gli strati morti presenti tra ogni plastico, fondamentali per evitare che la luce prodotta dentro un rivelatore venga persa o vista dal rivelatore adiacente, ma sicuramente anch'essi producono una perdita di energia dei protoni. In figura 3.1 sono descritti gli andamenti dei range dei protoni nel Silicio e nello scintillatore plastico (C_9H_{10}), il range in aria non è stato riportato perché risulta maggiore di 3 ordini di grandezza rispetto a quelli degli altri materiali: in aria il range di protoni di 100 MeV è circa 1 m, contro 1 mm caratteristico nei materiali che compongono il PRT. Gli spessori del teflon e il mylar alluminizzato, essendo di alcune centinaia di nm, non sono significativi in termini di perdita di energia. L'energia persa dai protoni nei materiali morti del rivelatore è quindi trascurabile. Tramite la valutazione dell'energia persa per unità di percorso si sono individuati gli spessori ottimali dei quattro plastici; ricavando appunto 5, 30, 60 e 60 mm. Nella tabella 3.1 sono riportate le energie depositate nei singoli scintillatori (ΔE_1 è l'energia persa dal protone nel primo plastico, ΔE_2 nel secondo e ΔE_3 e ΔE_4 rispettivamente nel terzo e nel quarto) da protoni monoenergetici di diverse energie E_p . Nella seconda e terza colonna sono riportate le energie dei neutroni che in uno scattering n-p con il Polietilene danno luogo a protoni di energia E_p , rispettivamente a 20° e a 30° rispetto al fascio incidente (cioè le due configurazioni testate nella misura). In tabella sono riportati molti più valori per energie dei protoni fino circa

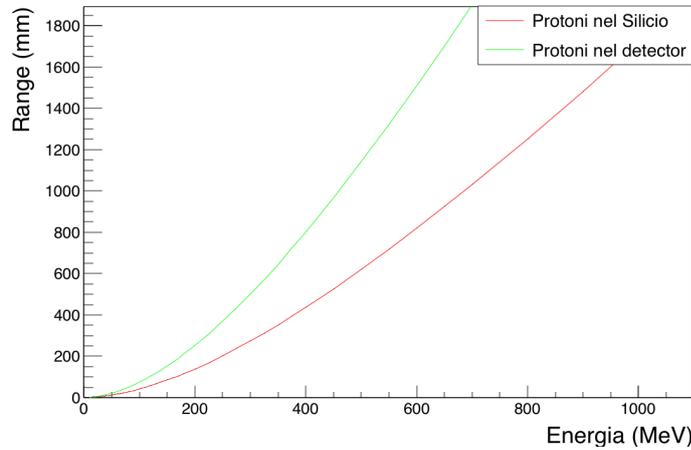


Figura 3.1: Range dei protoni nel Silicio (rosso) e nello scintillatore plastico (verde).

200 *MeV* rispetto a energie superiori per poter valutare con precisione quando un protone supera il primo scintillatore fermandosi al secondo, quando deposita energia nel primo e nel secondo e si arresta nel terzo e quando ha energia sufficiente per raggiungere il quarto plastico. Superati i 160 MeV di energia i protoni non si fermano più dentro il telescopio ma riescono a oltrepassarlo e depositano, al crescere dell'energia cinetica, una quantità sempre più piccola di energia nei singoli rivelatori.

3.3 Studio delle proprietà ottiche

Per studiare le prestazioni di un PRT si sono condotte alcune misure con fasci di protoni monocromatici confrontate con simulazioni MC.

Tramite simulazioni sono state studiate le proprietà relative alla raccolta della luce negli scintillatori variando due parametri:

- a. il punto di impatto dei protoni nel singolo scintillatore;
- b. l'utilizzo di uno o due fotomoltiplicatori accoppiati direttamente al singolo plastico.

Queste simulazioni sono state fatte considerando le due dimensioni estreme dei rivelatori, prendendo quindi in considerazione singolarmente uno scintillatore di 5 mm e uno di 60 mm.

Tabella 3.1: Energia depositata nei singoli scintillatori da un fascio monocromatico di protoni insieme alle corrispondenti energie dei neutroni. Si veda il testo per i dettagli.

E_p <i>MeV</i>	E_n 20° <i>MeV</i>	E_n 30° <i>MeV</i>	ΔE_1 <i>MeV</i>	ΔE_2 <i>MeV</i>	ΔE_3 <i>MeV</i>	ΔE_1 <i>MeV</i>
20	22,7	26,7	18,5			
30	34,0	40	12,5	18,0		
50	56,6	66,7	7,5	45,0		
60	68,0	80	6,0	44,0		
80	90,6	106,7	5,0	37,5	35,0	
100	113,3	133,3	4,0	26,0	66,0	
110	124,6	146,7	3,5	24,0	80,0	
120	135,9	160	3,5	22,5	70,0	20,0
140	158,6	186,7	3,5	20,0	45,0	70,0
150	169,9	200	3,0	18,0	42,0	80,0
160	181,2	213,3	2,8	16,5	42,0	65,0
180	203,9	240	2,6	15,5	35,0	42,0
200	226,5	266,7	2,5	14,5	30,0	36,0
375	424,7	500	2,0	10,0	20,0	20,0
750	849,4	1000	1,5	6,5	10,5	10,5

Dipendenza dal punto d'impatto

Il primo punto è di notevole importanza, perché se la raccolta di luce fosse stata dipendente dal punto d'impatto, sarebbe stato necessario trovare una soluzione per ridurre al minimo quest'effetto, per esempio con l'introduzione di un secondo fotomoltiplicatore (PMT) nel singolo plastico, per riuscire a ricostruire i grafici $\Delta E - E$ con la maggior risoluzione e la minima dispersione possibile. Per questo, per avere una visione più completa possibile, sono state affiancate alle simulazioni MC, delle misure sperimentali con un fascio di protoni di energia nota che colpisce direttamente un rivelatore cambiando il punto nel quale i protoni interagiscono con i diversi scintillatori del telescopio, i risultati sono riportati nel prossimo capitolo. Nelle simulazioni fatte per valutare la possibile dipendenza della raccolta della luce dal punto d'impatto dei protoni, sono state testate tre posizioni, riportate in figura 3.2: il centro dello scintillatore, l'angolo in alto e l'angolo in basso, quindi rispettivamente, l'angolo vicino e lontano al fotomoltiplicatore accoppiato. Il risultato delle simulazioni con Geant4 al variare del punto d'impatto dei protoni sono riassunti in figura 3.3. Rispetto al numero di fotoni raccolti quando i protoni colpiscono la posizione centrale dello scintillatore sono stati valutati il numero di fotoni prodotti nelle altre due posizioni (angolo in alto e l'angolo in basso), in funzione dell'energia depositata per un'energia incidente fissata, sia per il rivelatore di 5 mm che per quello di 60 mm. Nel plastico sottile, figura 3.3(a) si può notare che i punti relativi ai protoni che colpiscono l'angolo in basso sono spostati, fino ad un 5%, mentre quelli che colpiscono la parte alta del rivelatore hanno valori minori, fino a circa un 6% rispetto a rispetto a quelli centrali, presi come riferimento. Per quanto riguarda il secondo plastico, quello da 60 mm riportato in figura 3.3(b), invece, non si evidenzia una sistematica, ci sono delle deviazioni nel rapporto, ma non si notano differenze tra i diversi punti di incidenza. La dipendenza dalla posizione verrà ripresa e approfondita con la misura sperimentale nella sezione 4.3.1.

Utilizzo di uno o due fotomoltiplicatori

Per riuscire a identificare le curve relative a particelle diverse nei grafici $\Delta E - E$ occorre una buona risoluzione del segnale, perciò si è deciso di verificare, tramite simulazioni MC, se l'eventuale aggiunta di un secondo fotomoltiplicatore

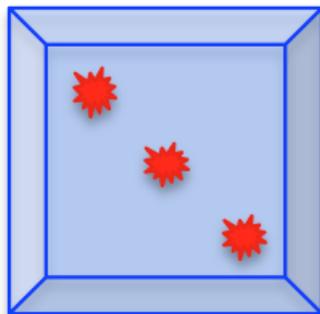
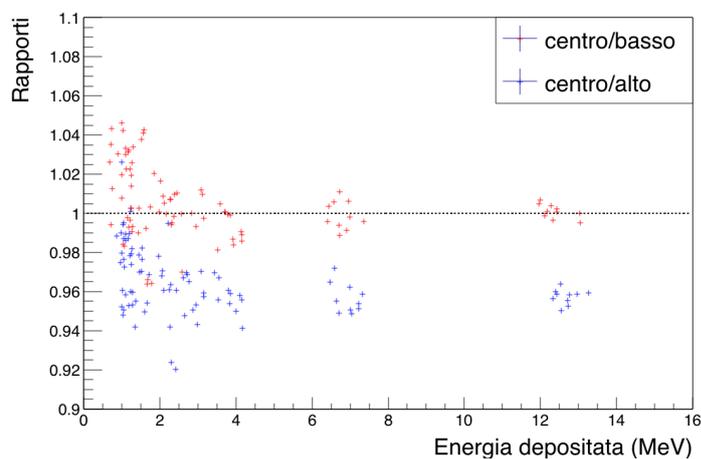
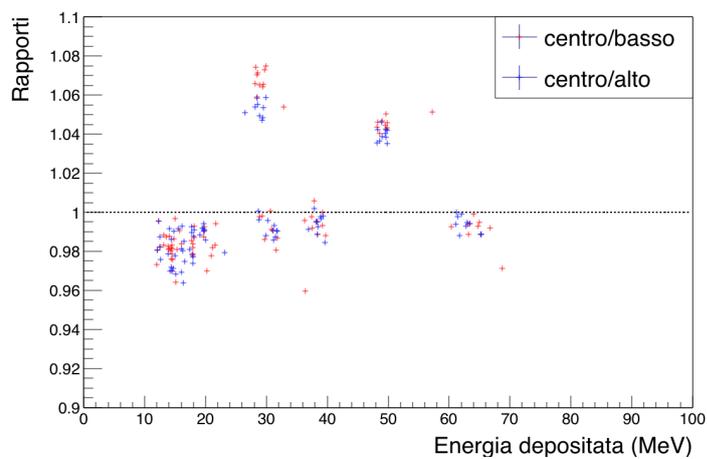


Figura 3.2: Nello schema sono illustrati i tre punti d'impatto studiati nelle simulazioni: il centro dello scintillatore, un angolo in alto vicino al fotomoltiplicatore e un angolo in basso. Rispetto allo schema del rivelatore, il PMT simulato è accoppiato a destra, con la faccia laterale del tronco di piramide.

ad ogni plastico potesse migliorare la risoluzione e diminuire la dispersione. Sono state simulate le possibili particelle prodotte dall'interazione tra neutroni e il bersaglio di polietilene e successivamente rivelate dagli scintillatori per i due spessori "estremi" dei rivelatori: 5 mm e 60 mm. Per costruire un plot $\Delta E-E$ è necessaria la coincidenza di almeno due scintillatori, per questo, nelle simulazioni, è stata considerata un'energia minima che permettesse alle particelle di uscire dal rivelatore, quest'energia per i protoni, i deuteri e i trizi è di 30 MeV, mentre per le α è 50 MeV. Le altre energie testate sono 100, 150, 200, 400, 600, 800 e 1000 MeV. I risultati sono in figura 3.4 dove sono riportate le perdite di energia nello scintillatore sottile con la raccolta tramite uno e due fotomoltiplicatori in funzione dell'energia incidente, rispettivamente il primo e il secondo grafico, mentre il terzo e il quarto sono gli stessi grafici ma per lo scintillatore di 60 mm. Una migliore visione della capacità discriminativa delle diverse particelle nelle due configurazioni si ha tramite la convoluzione con una gaussiana, dei dati ricavati con Geant4 imponendo il passaggio di neutroni, deuteri trizi e α di 200 MeV nei quattro scintillatori, le distribuzioni così ottenute sono in figura 3.5. Come si può notare le α sono ben discriminabili in tutte le configurazioni testate, quindi sia con l'utilizzo di



(a)



(b)

Figura 3.3: Relazione tra la raccolta di luce e il punto d'impatto dei protoni per uno scintillatore con uno spessore di 5 mm **(a)** e uno di 60 mm **(b)**. In blu è riportato il rapporto tra i fotoni prodotti da protoni che colpiscono il centro del rivelatore e quelli che incidono nell'angolo in alto mentre in rosso vengono relazionati quelli centrali con quelli che urtano l'angolo basso dello scintillatore.

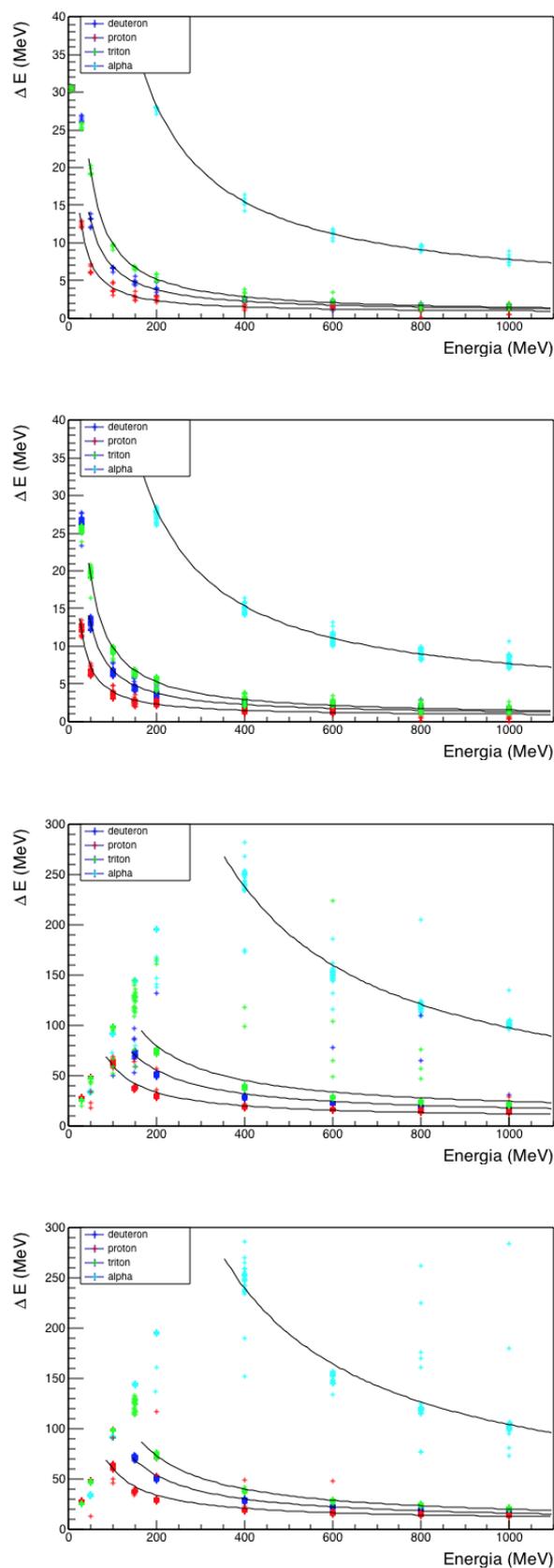


Figura 3.4: I primi due grafici riportano le simulazioni MC per lo scintillatore di 5 mm di spessore, gli ultimi due, invece, sono relativi a quello di 60 mm. I pannelli uno e il tre descrivono la raccolta di luce con l'utilizzo di 1 PMT, mentre il due e il quattro con 2 PMT accoppiati al singolo plastico.

uno che di due PMT, sia nel caso dello scintillatore di 5 mm che per quello di 60 mm. I protoni, deuteri e trizi di 200 MeV nel primo scintillatore rilasciano tutti poca energia, quindi risulta difficile poterli discriminare solo tramite il segnale in questo scintillatore, che è la ΔE del telescopio; ma, aggiungendo l'informazione data dalla E, ricavata con l'energia depositata nell'ultimo plastico, nel quale le distribuzioni delle diverse particelle sono abbastanza separate, la discriminazione delle diverse particelle sembra ben realizzabile sia utilizzando un fotomoltiplicatore che con due. Per questi motivi è stato deciso, durante la realizzazione dell'apparato sperimentale, di accoppiare ogni plastico con un solo PMT.

3.4 Risposta degli scintillatori alle sorgenti γ

Gli spettri delle sorgenti di ^{137}Cs , ^{88}Y e AmBe simulati con Geant4 sono utilizzati per studiare la risposta degli scintillatori alla radiazione γ . Come ben noto, la radiazione gamma interagisce con la materia attraverso tre processi principali: l'effetto fotoelettrico, la creazione di coppie e l'effetto Compton, che risulta essere il più probabile negli scintillatori. L'effetto Compton è una collisione tra fotoni ed elettroni del materiale assorbitore, che sono considerati essenzialmente liberi. L'energia dell'elettrone Compton è depositata nel rivelatore mentre il fotone diffuso generalmente non viene rivelato. Il processo è descritto dalla relazione

$$\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$$

La probabilità che uno scattering Compton si verifichi dipende dal rapporto Z/A del materiale assorbente e dall'energia del fotone incidente. Dalla conservazione del quadrimpulso, si ottiene la formula di Compton che fornisce l'energia del fotone diffuso $h\nu'$ in funzione dell'energia del fotone incidente $h\nu$ e dell'angolo di diffusione θ :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (1 - \cos\theta)\frac{h\nu}{m_e c^2}} \quad (3.1)$$

dove $m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}$. L'energia cinetica T_e dell'elettrone Compton è

$$T_e = h\nu - h\nu' \quad (3.2)$$

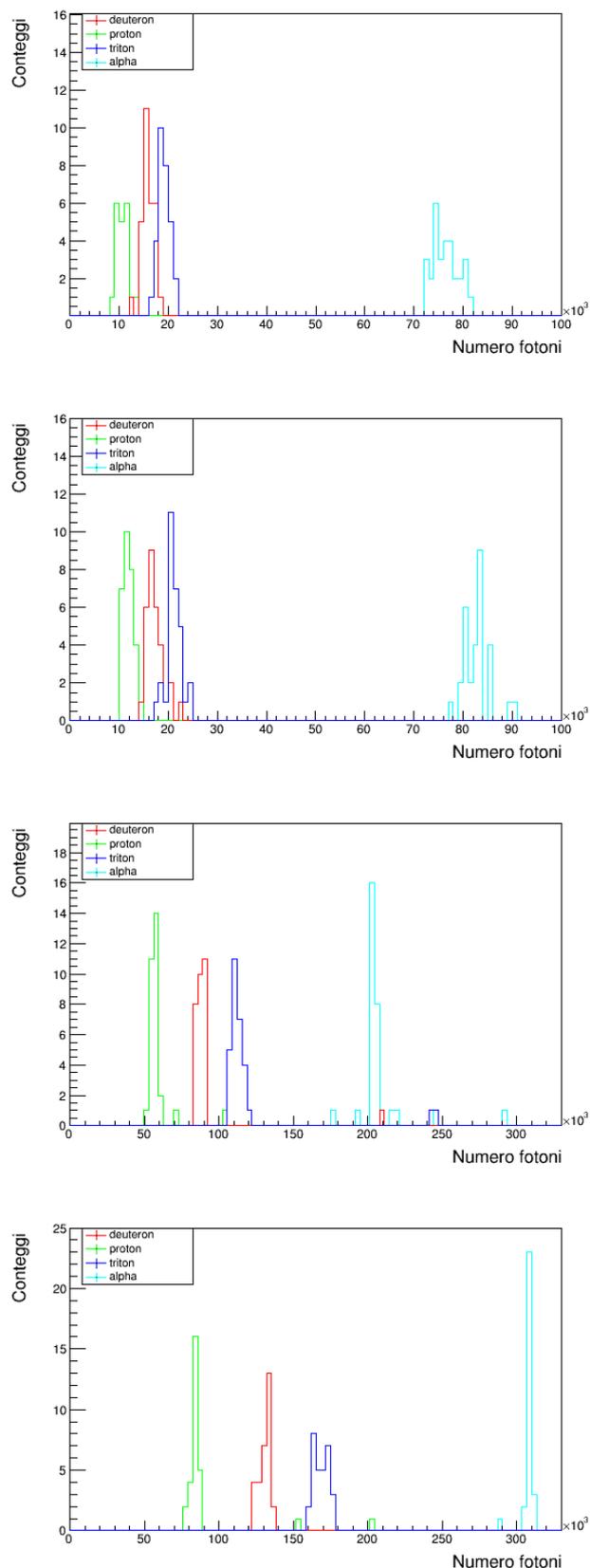


Figura 3.5: Numero di fotoni raccolti al passaggio di un protone con energia di 200 MeV con lo scintillatore sottile, 5 mm (i due sopra), e con quello spesso 60 mm (i due grafici sotto). In entrambi i casi c'è la configurazione con l'utilizzo di un solo fotomoltiplicatore (primo e terzo) e con due (secondo e quarto).

Essendo tutti gli angoli θ di diffusione equiprobabili, risulta che lo spettro energetico dell'elettrone va da un'energia nulla, quando θ è 0° , all'energia massima, se θ è 180° , che è conosciuto come *Compton edge*

$$T_{max} = h\nu \left(\frac{2\zeta}{1 + 2\zeta} \right) \quad (3.3)$$

con $\zeta = h\nu/m_e c^2$.

I file di uscita delle simulazioni forniscono, per i quattro rivelatori con le tre sorgenti, il tipico andamento riportato in figura 3.6. Si può notare la netta

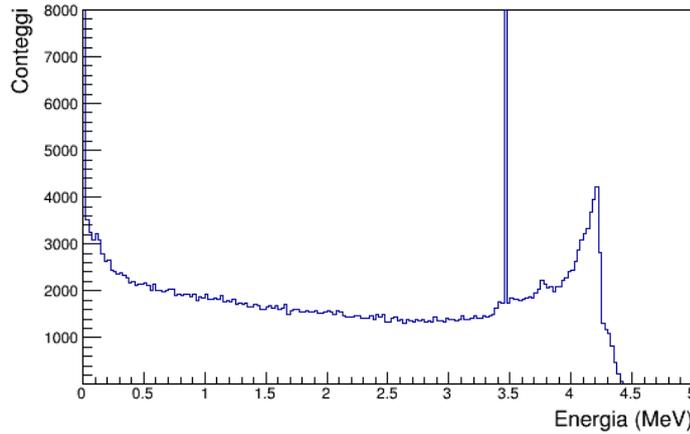


Figura 3.6: Simulazione MC della risposta degli scintillatori alla sorgente di AmBe.

discesa dopo il Compton edge, tipica delle simulazioni, non avendo gli effetti legati alla risoluzione del rivelatore. In aggiunta, poiché lo spettro è ottenuto da una sorgente di AmBe, quindi si è nella situazione in cui $h\nu \gg 2m_0c^2$, risulta evidente il *double escape peak*, prodotto quando i due raggi gamma, nati dall'annichilazione di un positrone, fuoriescono dal volume del rivelatore, andando a costruire un picco a $h\nu - 2m_0c^2$.

Tramite le simulazioni prodotte con le sorgenti γ combinate con le misure sperimentali, ottenute tramite le stesse sorgenti, si ricava la risoluzione dei quattro scintillatori plastici che compongono il PRT.

3.5 Risposta degli scintillatori ad un fascio di protoni

La risposta dei singoli scintillatori è stata studiata sia tramite un fascio di protoni a diversa energia sia con delle sorgenti γ (nel capitolo 4.3 verranno illustrate le misure sperimentali). Parallelamente alla misura è stata studiata la risposta dei rivelatori ad un fascio di protoni a diverse energie tramite le simulazioni con Geant4, riproducendo lo stesso apparato e le stesse condizioni utilizzate nel test fatto con i protoni.

La misura sperimentale con i protoni è stata eseguita ai Laboratori Nazionali del Sud con un fascio di protoni di 62 MeV, prodotto dal Ciclotrone Superconduttore, e degradato in energia tramite quattro diversi spessori di alluminio ottenendo quattro diverse energie per i protoni. Conoscendo le condizioni sperimentali, nelle quali si sarebbe lavorato durante il test a Catania, sono state sviluppate le simulazioni MC associate per poter valutare il deposito di energia in ogni plastico in funzione delle diverse energie a disposizione per i protoni, i valori sono riportati in tabella 3.2. Nei primi due scintillatori, essendo quelli con spessore minore (5 e 30 mm), i protoni riescono a depositare solo parte della loro energia, mentre nei ultimi due (entrambi di 60 mm) rilasciano tutta l'energia che hanno. Le incertezze relative alle varie misure in tabella sono, nei primi due plastici, ricavate dalla distribuzione delle energie depositate, mentre gli ultimi due descrivono l'allargamento del fascio provocato dallo spessore di alluminio inserito per diminuire l'energia dei protoni. La direzione, utilizzata nella simulazione Monte Carlo, per il fascio monoenergetico di protoni è lungo l'asse del telescopio (intercettando prima lo scintillatore sottile fino ad arrivare all'ultimo di 60 mm) per i valori di energia persa nei primi due rivelatori, ma, poiché le energie a disposizione per la misura sperimentale non sono sufficienti ad arrivare agli ultimi due scintillatori, per questi i protoni sono stati diretti al centro del singolo plastico.

3.5. RISPOSTA DEGLI SCINTILLATORI AD UN FASCIO DI PROTONI⁵⁷

Tabella 3.2: Valori dell'energia depositata nei rivelatori, in funzione dell'energia del protone incidente, ricavati dalle simulazioni MC.

Energia p (MeV)	# Rivelatore	Energia depositata (MeV)
62	1	$5,6 \pm 0,3$
	2	$56,0 \pm 0,3$
	3	62
	4	62
$50,2 \pm 0,4$	1	$6,8 \pm 0,3$
	2	$43,0 \pm 0,5$
	3	$50,2 \pm 0,4$
	4	$50,2 \pm 0,4$
$41,9 \pm 0,8$	1	$8,1 \pm 0,3$
	2	$33,4 \pm 0,7$
	3	$41,9 \pm 0,8$
	4	$41,9 \pm 0,8$
$35,6 \pm 0,8$	1	$9,0 \pm 0,4$
	2	$25,5 \pm 0,9$
	3	$35,6 \pm 0,8$
	4	$35,6 \pm 0,8$

3.6 Risposta del PRT nella configurazione di misura

Le simulazioni del *proton recoil telescope*, con una configurazione uguale a quella utilizzata nella misura effettuata nella *facility* al CERN, con i neutroni come particelle incidenti nel bersaglio forniscono una previsione di quello che ci si aspetta di osservare durante il test con il fascio di n_TOF. Sono stati simulati neutroni che incidono in un bersaglio di solo idrogeno, producendo uno scattering n-p, cioè si è simulata l'interazione che si ricerca nella misura sperimentale, ma che, a causa della bassa densità dell'idrogeno, non è una configurazione realizzabile sperimentalmente. Oltre all'idrogeno è stato simulato un bersaglio di polietilene, il materiale utilizzato nella misura, e uno di carbonio che identifica il fondo della misura per ricavare dall'interazione con il polietilene lo scattering n-p. Si è considerato che l'asse del telescopio sia posizionato prima a 20° e poi a 30° rispetto alla direzione del fascio incidente di neutroni. Sono state riprodotte 17 energie dei neutroni per ciascun bersaglio: Polietilene di 10 mm e 2 mm, il fondo riprodotto rispettivamente con il Carbonio di 5 mm e 1 mm e l'idrogeno corrispondente agli spessori di Polietilene di 10 mm e 2 mm. Per poter raggiungere la statistica necessaria queste simulazioni sono state effettuate tramite l'utilizzo di un cluster locale del CNAF [47] della sezione INFN di Bologna composto da 256 core fisici Intel(R) Xeon(R) CPU E5520. Nelle figure 3.7, 3.8 e 3.9 si mostrano i risultati delle simulazioni MC utilizzando un fascio di neutroni di 120 MeV con profilo spaziale gaussiano simile a quello in EAR-1 a n_TOF nella situazione in cui il PRT è a 30° , a 20° si ottengono dei risultati del tutto simili. Nelle immagini della figura 3.7 abbiamo il segnale generato considerando il bersaglio di polietilene di 10 mm, considerando il ΔE come l'energia persa nel terzo plastico (a sinistra) o come la somma dei primi tre scintillatori (destra) in funzione dell'energia depositata nell'ultimo rivelatore. Sotto sono riportati gli stessi dati con l'introduzione della risoluzione sperimentale dei rivelatori, e della condizione di coincidenza che permette l'eliminazione dei segnali causati da particelle che escono dal rivelatore dopo un singolo scattering. Sotto una certa ΔE ci sono solo eventi da imputare al background infatti, come si può notare, imponendo la relazione di coincidenza tra gli scintillatori questi

eventi scompaiono. Si può notare, nei grafici relativi ad un bersaglio di polietilene, la seconda iperbole data dalla presenza del carbonio nel bersaglio, che infatti risulta evidente anche in figura 3.9, dove è riportata l'interazione con il bersaglio di carbonio corrispondente, mentre scompare in figura 3.8 dove il bersaglio utilizzato è idrogeno. Protoni prodotti dall'interazione con neutroni di 120 MeV a 30° perdono tutta la loro energia dentro il telescopio, mentre per energia dei neutroni oltre i 210 MeV il telescopio non riesce a fermare completamente i protoni (*punch through*) e i grafici ΔE - E prodotti, da neutroni in questo intervallo energetico che incidono sul Polietilene (in questo caso 10 mm), sono simili a quelli di figura 3.10. Si evidenzia una struttura, con ΔE minori di quelle dell'iperbole della particella interagente, relativa ai protoni che depositano solo parte della loro energia nel PRT. Si ritrova, a più alte energie ma con meno eventi, una struttura del tutto simile a quella generata dai protoni, ma relativa ai deutoni (che provengono dall'interazione con il Carbonio) con la stessa iperbole che presenta un "punto di ritorno" e, a più basse energie, il luogo dei punti generati dalle particelle che riescono ad uscire dal telescopio. Tramite il *punch through* è possibile calibrare i singoli scintillatori associando alle ampiezze o all'area dei segnali le corrispondenti quantità di energia depositate.

Conoscendo il numero di interazioni attese con ogni bersaglio è possibile sottrarre il contributo fornito dal carbonio dai grafici di polietilene estraendo gli eventi dovuti allo scattering n-p, quindi alla reazione con solo l'idrogeno, ricavando così l'efficienza del rivelatore.

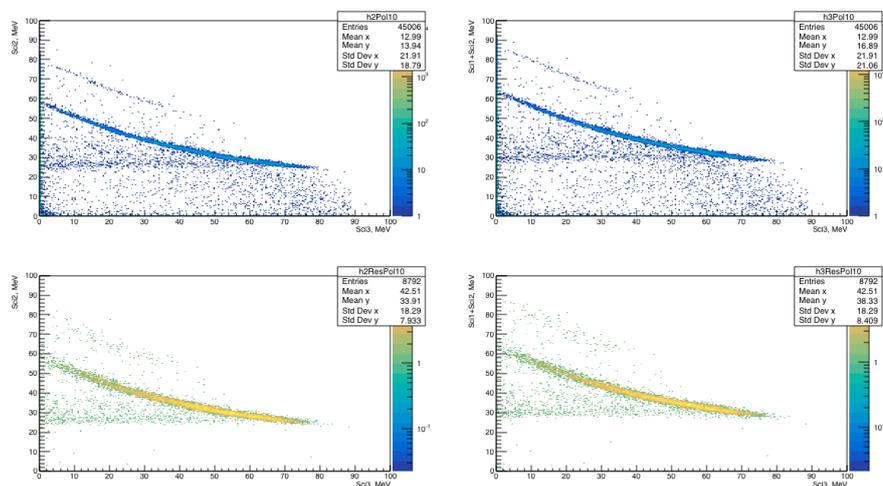


Figura 3.7: $\Delta E-E$ con un bersaglio di polietilene di 10 mm, sotto è stata aggiunta la risoluzione dei rivelatori ed è stata imposta la coincidenza tra i 4 rivelatori.

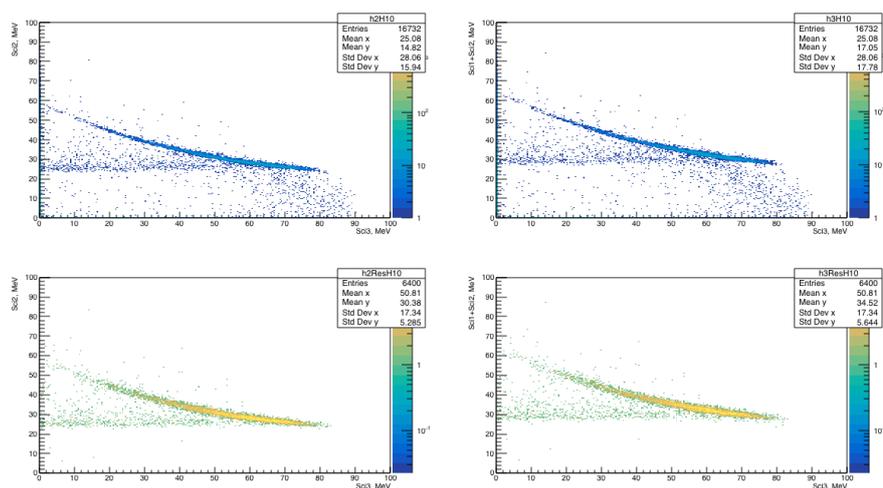


Figura 3.8: $\Delta E-E$ con un bersaglio di idrogeno.

3.6. RISPOSTA DEL PRT NELLA CONFIGURAZIONE DI MISURA 61

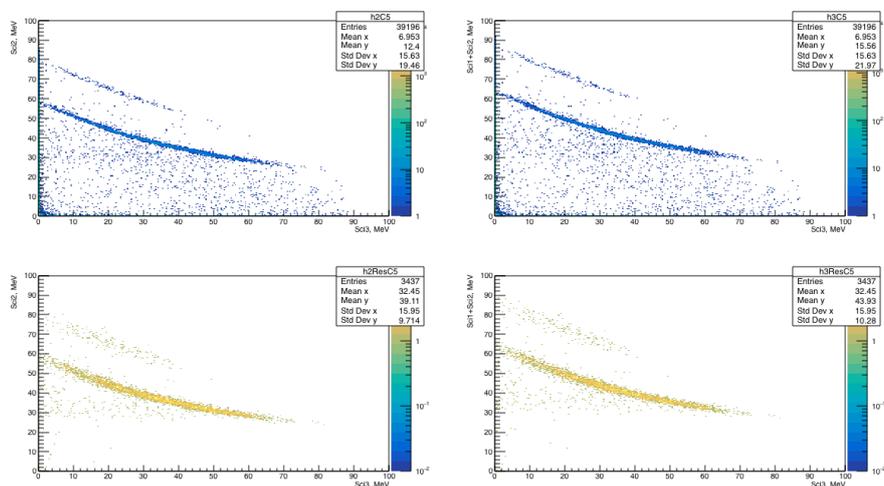


Figura 3.9: $\Delta E-E$ con un bersaglio di carbonio.

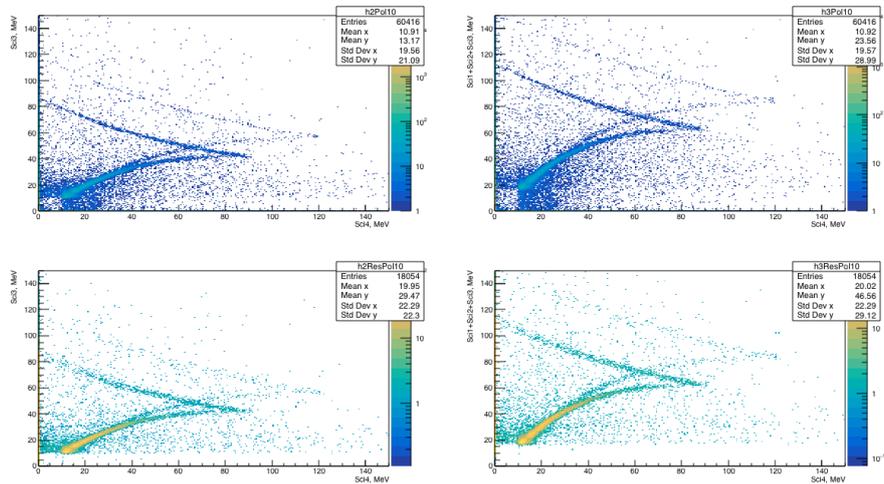


Figura 3.10: $\Delta E-E$ generato da neutroni con energia di 900 MeV che incidono sul bersaglio di polietilene di 10 mm.

Capitolo 4

Test sperimentali del rivelatore con raggi γ e protoni

La risposta dei quattro scintillatori che compongono il telescopio è stata studiata attraverso l'utilizzo di sorgenti γ e di protoni per determinare la tensione di lavoro ottimale e testare le caratteristiche dei singoli rivelatori quali l'ottica e la risoluzione. Le misure con sorgenti sono state condotte al CERN, nella stessa configurazione utilizzata durante la misura dell'interazione H(n,p); quelle con i protoni, invece, ai Laboratori Nazionali del Sud. I test sono stati affiancati alle simulazioni Monte Carlo, sviluppate con il codice Geant4 (come descritto nel capitolo precedente), per ottenere le calibrazioni in energia partendo dalla conoscenza dell'energia depositata in ogni scintillatore plastico che si ricava da tali simulazioni.

4.1 Curva di lavoro

I segnali in uscita da un fotomoltiplicatore dipendono, oltre che dalle caratteristiche delle particelle rivelate, anche dalla tensione di alimentazione dello strumento: un fotomoltiplicatore posto ad una tensione di lavoro eccessiva provoca una notevole amplificazione del rumore, il quale rischia di confondersi con il segnale. Inoltre esiste la possibilità della saturazione dei segnali registrati, non avendo più la proporzione tra l'area o l'ampiezza del segnale con l'energia della particella rivelata; mentre un'alimentazione trop-

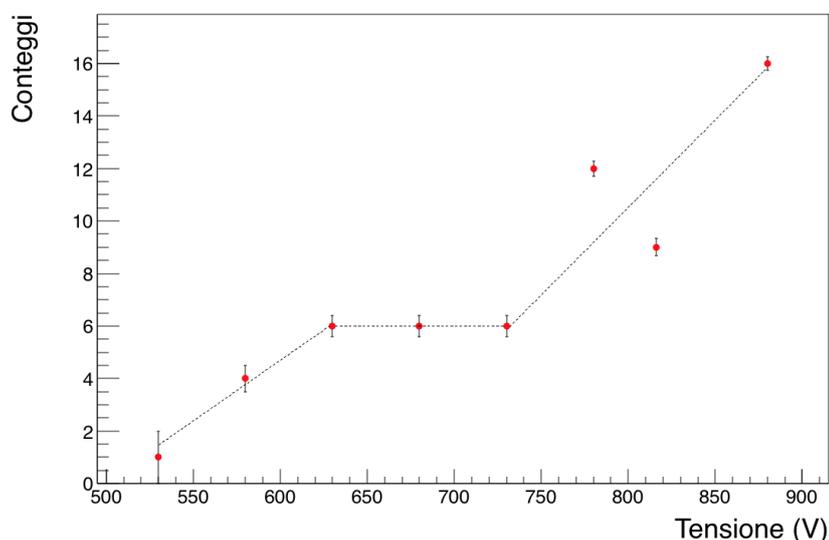


Figura 4.1: Curva di lavoro del fotomoltiplicatore accoppiato al secondo scintillatore ottenuta variando la tensione di alimentazione e registrando i conteggi acquisiti con una sorgente di ^{88}Y . Una curva analoga si ottiene analizzando gli altri tre rivelatori.

po bassa implica la possibile soppressione di eventi a bassa energia. Affinché i fotomoltiplicatori risentano il meno possibile di eventuali instabilità nelle tensioni di alimentazione, è necessario lavorare nella zona in cui il numero di conteggi non aumenta con l'aumentare della tensione di lavoro: il *plateau*. Tramite la sorgente di ^{88}Y si sono ricercate le tensioni di lavoro ottimali da applicate ai quattro fototubi esplorato l'intervallo di alimentazione da 500 a 1000 V incrementando la tensione di 50 V per ogni misura. Un esempio delle curve ottenute è riportato in figura 4.1 dove è riprodotto l'andamento dei conteggi in funzione della tensione applicata per il fotomoltiplicatore associato al secondo scintillatore (per gli altri tre si ottengono degli andamenti analoghi). L'andamento ottenuto è quello tipico delle curve di lavoro, con un primo aumento di conteggi all'aumentare dell'alimentazione, una situazione di stabilità di conteggi pur aumentando la tensione (*il plateau*) e un'ultima risalita. Dalle curve di lavoro ottenute per i singoli rivelatori si è stabilita la tensione di lavoro posizionandosi in tutte e quattro le situazioni a metà del plateau, tabella 4.1. Un'ulteriore verifica delle tensioni applicate è stata

Tabella 4.1: Tensioni di alimentazione ricavate dalle quattro curve di lavoro ottenute.

Rivelatore	Tensioni impostate (V)
Scintillatore 1	800 ± 10
Scintillatore 2	680 ± 10
Scintillatore 3	700 ± 10
Scintillatore 4	660 ± 10

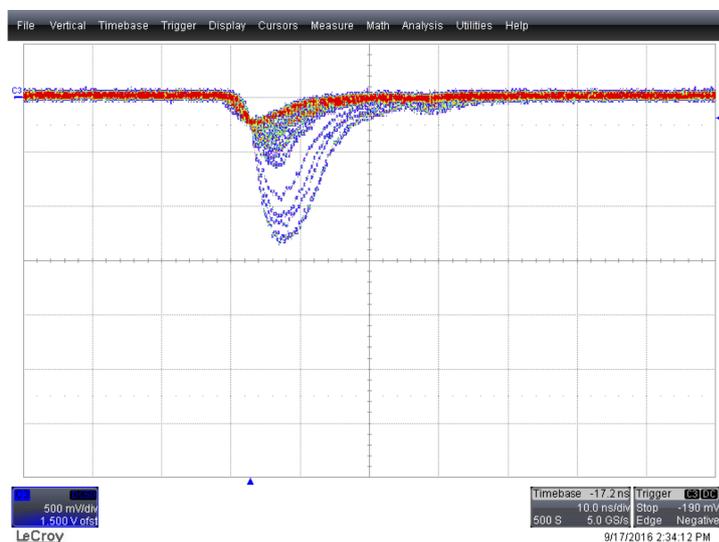
realizzata osservando all'oscilloscopio la forma e l'ampiezza del segnale prodotto da una sorgente di ^{137}Cs e dai raggi cosmici impostando le tensioni stabilite dalla curva di lavoro. Sapendo l'energia del Compton edge tipica della sorgente di ^{137}Cs (0,477 MeV) e che i raggi cosmici, tipicamente muoni con energia media di 4 GeV, sono al minimo di ionizzazione, quindi la loro perdita di energia, in funzione della densità ρ dell'assorbitore, è

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \simeq 2 \frac{\text{MeV}}{\text{g}} \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \quad (4.1)$$

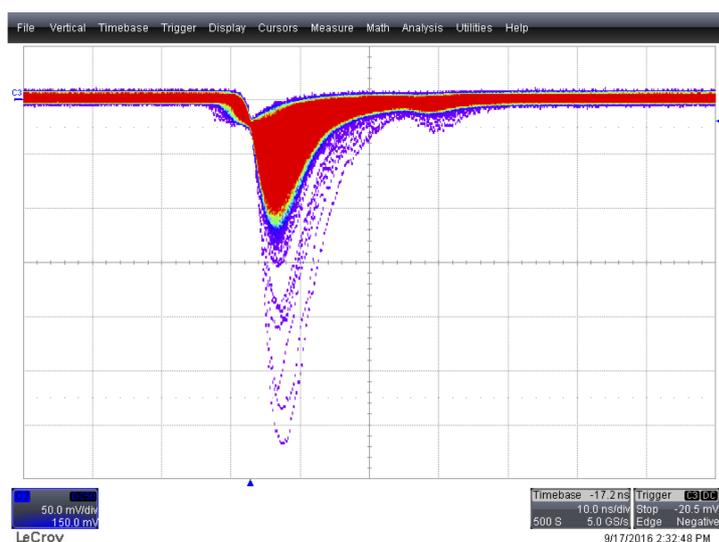
i segnali osservati devono essere ben discriminabili dal fondo e con ampiezze non troppo elevate per evitare di essere nella condizione di saturazione quando si ha una maggiore perdita di energia negli scintillatori. I tipici segnali ottenuti dai raggi cosmici sono in figura 4.2(a) e dalla sorgente di Cesio nella 4.2(b).

4.2 Test del rivelatore con γ

I nuclei radioattivi (radionuclidi) emettendo raggi γ , tipicamente monocromatici, nell'intervallo di energia da pochi keV a circa $10 MeV$ vengono spesso utilizzati per calibrare i rivelatori convertendo la scala dei canali di acquisizione in scala energetica associando al valore del Compton edge, in canali, generato da una sorgente nota, il valore relativo di energia. Dalle simulazioni con Geant4, descritte nella sezione 3.4, risulta evidente che per i singoli rivelatori, ci si deve aspettare lo spettro tipico della diffusione Compton, quindi una distribuzione continua in energia fino al Compton edge.



(a) Raggi cosmici



(b) Sorgente Cesio

Figura 4.2: Nel pannello 4.2(a) si vedono i segnali prodotti dai muoni cosmici nel secondo scintillatore accoppiato con un PMT alimentato con 680 V in risposta ai muoni provenienti dai raggi cosmici, mentre nel pannello 4.2(b) si hanno i segnali prodotti da una sorgente di Cesio. Le immagini sono ottenute utilizzando la funzione persistenza propria dell'oscilloscopio. La scala verticale è 500 mV/div , mentre quella orizzontale 10 ns/div .

I test con le sorgenti γ sono stati fatti al CERN alla *facility* n_TOF, mantenendo la stessa configurazione sperimentale e lo stesso sistema di acquisizione dati previsto nella misura della sezione d'urto H(n,p). Sono state utilizzate le sorgenti di ^{137}Cs , ^{88}Y e AmBe, in tabella 4.2, sono riportati i valori delle energie dei fotoni emessi e dei relativi Compton edge. Per ciascun

Tabella 4.2: Energia dei γ delle diverse sorgenti utilizzate nella misura con il relativo valore del Compton edge degli elettroni.

Sorgente	Energia γ (MeV)	Compton edge (MeV)
^{137}Cs	0,662	0,477
^{88}Y	0,898	0,699
	1,836	1,612
AmBe	4,438	4,196

rivelatore si sono ottenuti degli spettri energetici, con il tipico andamento dell'interazione Compton, come quelle in figura 4.3, nello specifico la 4.3(a) è lo spettro del Cs, la 4.3(b) quello dell'Y e la 4.3(c) dell'AmBe.

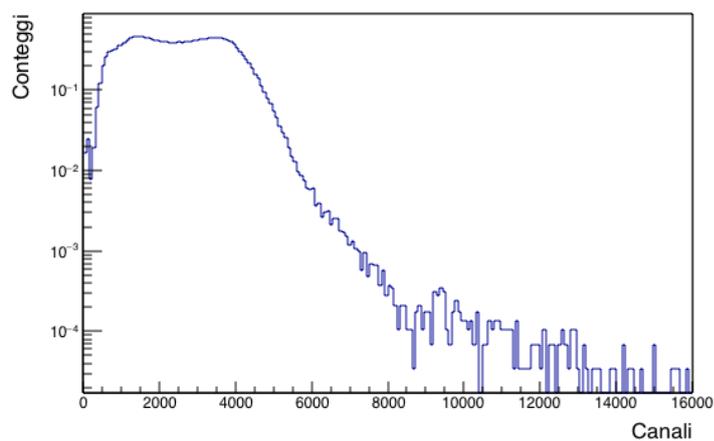
Fittando con una distribuzione di Gauss la spalla corrispondente al Compton edge e prendendone la larghezza a metà altezza (FWHM) per tutte e quattro le sorgenti si ottiene il valore del centroide, in canali, e la deviazione standard (σ) della gaussiana.. Dal valore del centroide, con la seguente formula [7]

$$\text{Compton edge (canali)} = \text{Centroide (canali)} + \frac{2,35}{2} \sigma \quad (4.2)$$

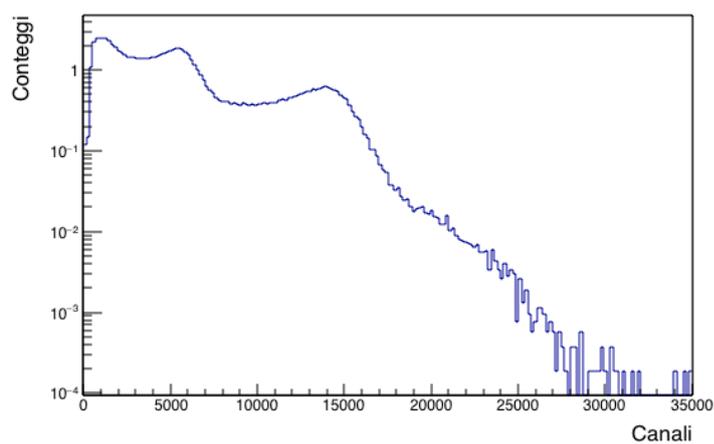
si ricava il valore, in canale, del Compton edge e usando l'equazione

$$R = 2,35 \frac{\sigma}{\text{Centroide}} \quad (4.3)$$

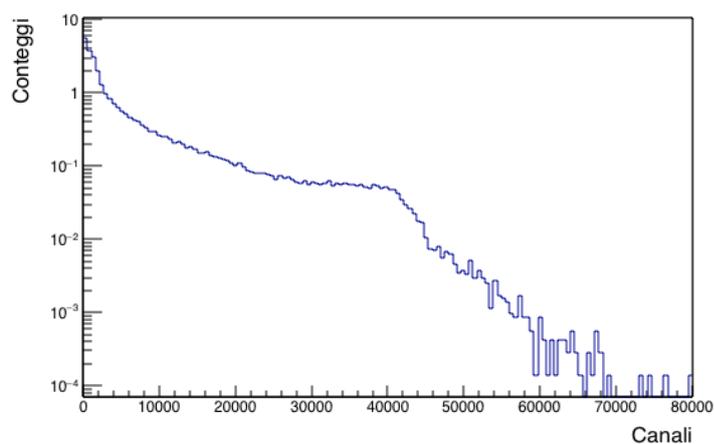
si ha la risoluzione sperimentale nel punto relativo al Compton edge delle sorgenti utilizzate. Tutte queste quantità sono riportate in tabella 4.3. Attribuendo al Compton edge, in canali, il valore dell'energia massima che possono assumere gli elettroni scatterati si sono costruiti i grafici di figura 4.4 e si sono poi interpolati i valori delle coppie, energia/canali, con le rette



(a) Cesio-137



(b) Ittrio-88

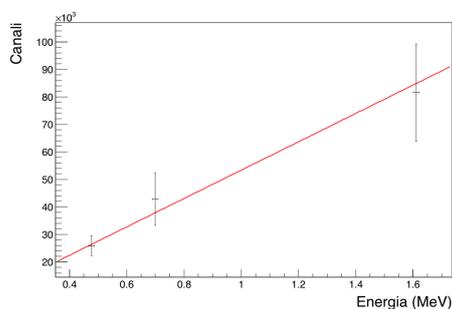


(c) Americio-Berillio

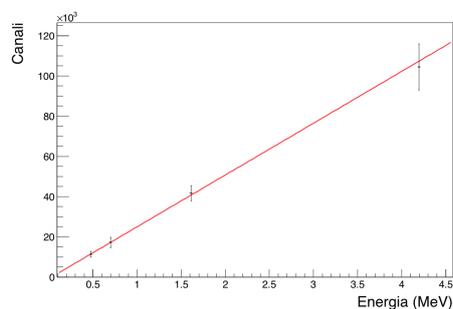
Figura 4.3: Distribuzioni attenuate con le sorgenti di ^{137}Cs , ^{88}Y e AmBe per il secondo scintillatore (si ottengono spettri simili con il primo, il terzo e il quarto rivelatore).

Tabella 4.3: Valori del centroide, ottenuto dal fit dei dati sperimentali con la gaussiana, dal quale si è ricavato il valore dal compton edge in canali per i singoli scintillatori plastici. Nell'ultima colonna c'è la risoluzione sperimentale caratteristica dei rivelatori.

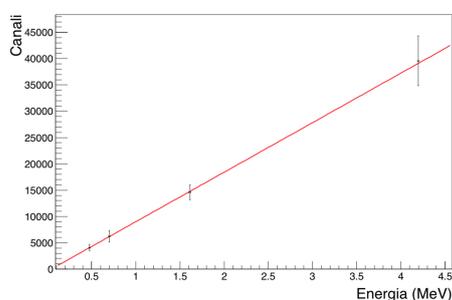
Rivelatore	Compton edge (MeV)	Centroide (canali)	Compton edge $\pm \sigma$ (canali)	Risoluzione
5 mm	0,477 MeV (Cs)	$2,153 \cdot 10^4$	$(2,6 \pm 0,4) \cdot 10^4$	0,35
	0,699 MeV (Y)	$3,155 \cdot 10^4$	$(4,3 \pm 0,9) \cdot 10^4$	0,49
	1,611 MeV (Y)	$6,071 \cdot 10^4$	$(8,2 \pm 1,8) \cdot 10^4$	0,52
	4,196 MeV (AmBe)	$9,339 \cdot 10^4$	$(11,1 \pm 1,5) \cdot 10^4$	0,31
30 mm	0,477 MeV (Cs)	$0,9776 \cdot 10^4$	$(1,15 \pm 0,14) \cdot 10^4$	0,28
	0,699 MeV (Y)	$1,436 \cdot 10^4$	$(1,7 \pm 0,2) \cdot 10^4$	0,31
	1,611 MeV (Y)	$3,740 \cdot 10^4$	$(4,2 \pm 0,4) \cdot 10^4$	0,21
	4,196 MeV (AmBe)	$8,852 \cdot 10^4$	$(10,2 \pm 1,1) \cdot 10^4$	0,26
60 mm	0,477 MeV (Cs)	$0,337 \cdot 10^4$	$(0,41 \pm 0,06) \cdot 10^4$	0,35
	0,699 MeV (Y)	$0,4994 \cdot 10^4$	$(0,62 \pm 0,10) \cdot 10^4$	0,38
	1,611 MeV (Y)	$1,292 \cdot 10^4$	$(1,5 \pm 0,14) \cdot 10^4$	0,21
	4,196 MeV (AmBe)	$3,416 \cdot 10^4$	$(4,0 \pm 0,5) \cdot 10^4$	0,28
60 mm	0,477 MeV (Cs)	$0,3382 \cdot 10^4$	$(0,43 \pm 0,08) \cdot 10^4$	0,42
	0,699 MeV (Y)	$0,5362 \cdot 10^4$	$(0,67 \pm 0,11) \cdot 10^4$	0,38
	1,611 MeV (Y)	$1,367 \cdot 10^4$	$(1,55 \pm 0,16) \cdot 10^4$	0,24
	4,196 MeV (AmBe)	$3,865 \cdot 10^4$	$(4,3 \pm 0,4) \cdot 10^4$	0,21



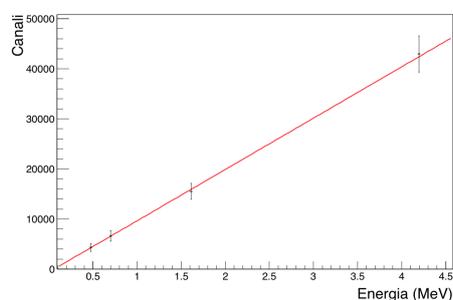
(a) Scintillatore 1



(b) Scintillatore 2



(c) Scintillatore 3



(d) Scintillatore 4

Figura 4.4: Fit di calibrazioni ricavati dagli spettri di Cesio, Ittrio e Americio-Berillio per i quattro rivelatori.

che costituiscono le rette di calibrazione degli scintillatori per delle sorgenti γ . Nel primo rivelatore non è riportato il punto relativo al picco dell'AmBe perché, a causa del suo ridotto spessore, risultava difficile ricostruire tramite il fit il Compton edge a 4,196 MeV.

4.2.1 Risoluzione degli scintillatori

A causa della risoluzione dei rivelatori, nello spettro delle aree il Compton edge, acquisito nella misura sperimentale, non si presenta come una discesa drastica (come abbiamo visto per gli spettri ottenuti con Geant4), bensì assume una distribuzione gaussiana. Inoltre nel caso degli scintillatori spessi il raggio γ può depositare tutta l'energia nello scintillatore, in questi casi l'energia rilasciata è maggiore a quella del Compton edge. Quindi tramite il confronto tra le misure sperimentali e le simulazioni MC della risposta alle

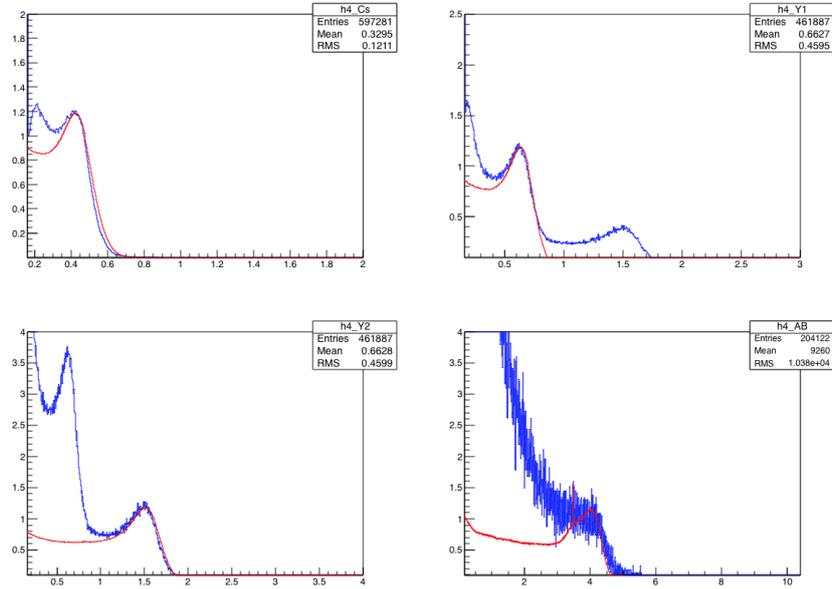


Figura 4.5

sorgenti γ si è riusciti a determinare le risoluzioni dei rivelatori. Per fare ciò si sono presi i file prodotti dalle simulazioni Monte Carlo, si è fatta una convoluzione dei punti utilizzando una distribuzione gaussiana e, tramite la sua deviazione standard si riesce a definire la risoluzione dei rivelatori. La σ della distribuzione di Gauss è stata costruita in modo da contenere i due parametri della risoluzione: uno sistematico e l'altro dipendente dall'energia. I due coefficienti sono stati variati finché le simulazioni MC non fossero riuscite a riprodurre al meglio gli spettri sperimentali ottenuti con le sorgenti di ^{137}Cs , ^{88}Y e AmBe, come mostrato in figura 4.5 per l'ultimo scintillatore.

$$\triangleright \text{Scintillatore 2: } R = 3,0\% + \frac{6,5\%}{\sqrt{E}}$$

$$\triangleright \text{Scintillatore 3: } R = 4,5\% + \frac{5,2\%}{\sqrt{E}}$$

$$\triangleright \text{Scintillatore 4: } R = 1,5\% + \frac{7\%}{\sqrt{E}}$$

Non essendo presente questo effetto nel primo scintillatore (a causa del suo ridotto spessore) la sua risoluzione è quella trovata dal fit delle spalle Compton misurate sperimentalmente.

4.3 Test del rivelatore con protoni

Le calibrazioni portate a termine al CERN sono per sorgenti γ fino all'energia di 4,196 MeV. La misura del PRT riguarderà invece protoni che in ogni scintillatore potranno depositare fino a 80 MeV per i due plastici di 60 mm, per questo è necessario trovare un modo per estrapolare la calibrazioni ad energie più elevate. Per riuscire a caratterizzare i rivelatori negli intervalli energetici di interesse dei singoli plastici, ai Laboratori Nazionali del Sud è stato possibile fare delle misure con protoni monoenergetici utilizzando il Ciclotrone Superconduttore (CS) K800 (progettato da Francesco Resmini) in funzione dall'inizio degli anni '90. Il CS (figura 4.6) è un acceleratore ciclico compatto a tre settori, in grado di accelerare fasci ionici dei protoni all'uranio ad energie fino a 80 MeV/A. Il polo ha un raggio di 90 cm e il campo magnetico al suo interno può raggiungere il valore di 4,8 T. Gli ioni positivi prodotti in una sorgente ECR (*Electron Cyclotron Resonance*), sono iniettati lungo la linea di iniezione verticale della camera di accelerazione e percorrono delle orbite a spirale, con una frequenza di rivoluzione che dipende dallo stato della carica, del campo magnetico e dalla loro massa. L'accelerazione è ottenuta grazie alla presenza di un campo elettrico ad alta frequenza nei gap acceleranti tra gli elettrodi che oscilla ad una radio frequenza compresa tra 15 e 48 MHz. La sequenza temporale del flusso di particelle accelerate è strutturata in pacchetti, distanziati di un periodo dato dall'inverso della radiofrequenza. Quando l'energia del fascio raggiunge il suo valore massimo, le particelle si troveranno nell'orbita di raggio massimo, vengono estratte attraverso un deflettore elettrostatico ed inviate lungo la linea di estrazione, per essere poi trasportate in sala sperimentale.

Nella misura sono stati utilizzati protoni con energie di 62 MeV impostando una corrente dell'ordine di qualche decina di nA e introducendo alla fine della linea di fascio, prima del PRT, un collimatore che diminuisse il diametro del fascio ad 1 mm per evitare qualsiasi possibile danno arrecabile allo scintillatore. I protoni del fascio hanno energia di 62 MeV e, tramite degli spessori di alluminio con spessori di 5, 8 e 10 mm, sono stati degradati alle energie di 50, 42 e 35 MeV introducendo così un'incertezza dovuta all'allargamento del fascio causato dallo spessore di alluminio. I segnali so-

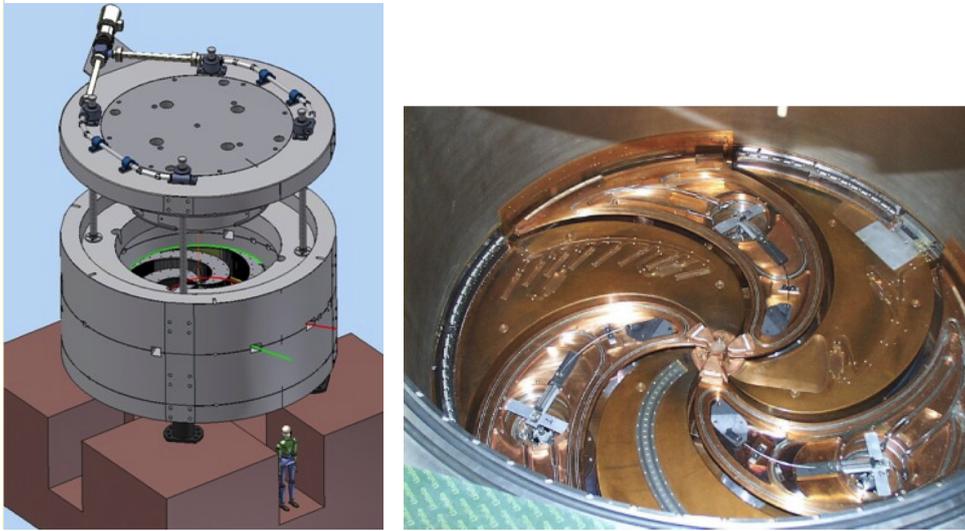


Figura 4.6: Schema del Ciclotrone Superconduttore a sinistra, a destra vista interna dell'acceleratore.

no stati acquisiti tramite un multi canale al quale arrivava l'impulso dallo *shaping amplifier* che integra e differenzia il segnale in uscita dal PMT con la costante di tempo del circuito RC impostata a 500 ns. L'ampiezza degli impulsi in uscita risulterà, quindi, proporzionale all'area dei segnali prodotti al passaggio dei protoni. Un fascio di protoni con un'energia di 62 MeV, che colpisce il PRT in orizzontale, quindi interagendo prima con il primo scintillatore fino ad arrivare all'ultimo, deposita circa 5 MeV nel primo rivelatore e tutta l'energia restante nel secondo, senza raggiungere il terzo ed il quarto plastico. Per questo motivo i primi due scintillatori sono stati studiati con il fascio di protoni che li colpivano in successione, avendo in tal modo un deposito energetico nel primo e uno nel secondo scintillatore, mentre per gli ultimi due rimanenti rivelatori il PRT è stato posizionato verticalmente per permettere al fascio di protoni di colpire direttamente il centro del rivelatore analizzato (figura 4.7). Un esempio di distribuzioni ottenute con protoni di 62 MeV sono in figura 4.8. In tabella 4.4 sono riportate le energie depositate nei quattro plastici, ricavate tramite simulazione MC (capitolo 3.5 e tabella 3.2), mentre i valori, in canali, del centroide e della deviazione standard sono stati ottenuti tramite il fit gaussiano degli spettri sperimentali e con la for-

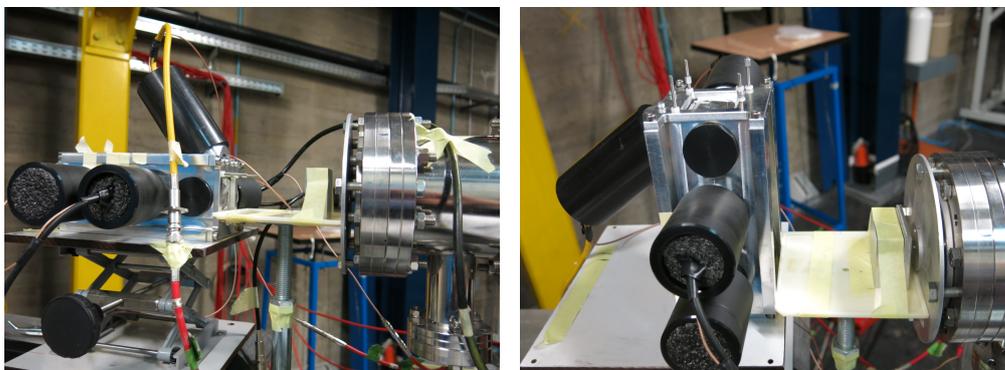
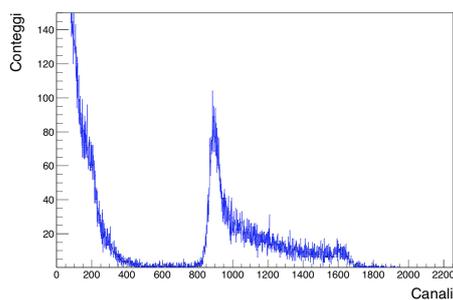
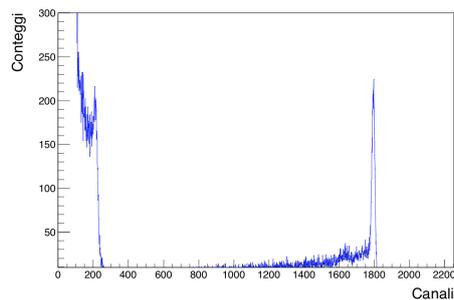


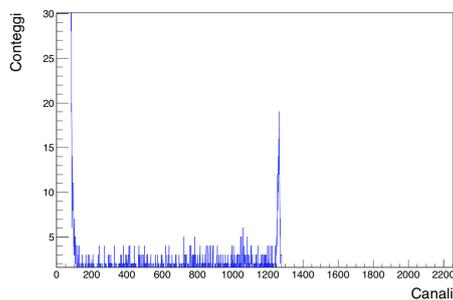
Figura 4.7: Posizionamento del PRT durante la misura con un fascio di protoni monoenergetici prodotto dal CS ai LNS, a sinistra c'è la collocazione del PRT rispetto al fascio per la misura dei primi due scintillatori, a destra per gli ultimi due.



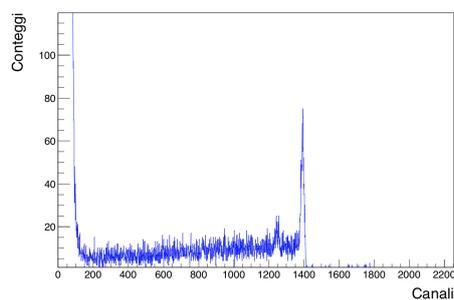
(a) Scintillatore 1



(b) Scintillatore 2



(c) Scintillatore 3



(d) Scintillatore 4

Figura 4.8: Segnali prodotti da protoni di 62 MeV nei 4 rivelatori plastici.

mula 4.3 si è ricavata la risoluzione dei rivelatori. Come fatto per le sorgenti

Tabella 4.4: Energia depositata nei singoli scintillatori (calcolata con MC) e il segnale sperimentale con l'incertezza e la relativa risoluzione in funzione dell'energia dei protoni incidenti.

Rivelatore	Energia protoni	Energia depositata	Centroide \pm deviazione standard	Risoluzione
5 mm	62 MeV	6 MeV	960 \pm 30	0,08
	50 MeV	7 MeV	920 \pm 30	0,08
	42 MeV	8 MeV	1050 \pm 30	0,07
	36 MeV	9 MeV	1150 \pm 30	0,06
30 mm	62 MeV	56 MeV	1794 \pm 8	0,01
	50 MeV	43 MeV	1550 \pm 17	0,03
	42 MeV	34 MeV	1350 \pm 20	0,04
	36 MeV	26 MeV	1130 \pm 30	0,07
60 mm	62 MeV	62 MeV	1267 \pm 7	0,01
	50 MeV	50 MeV	1070 \pm 10	0,02
	42 MeV	42 MeV	916 \pm 15	0,04
	36 MeV	36 MeV	786 \pm 16	0,05
60 mm	62 MeV	62 MeV	1391 \pm 9	0,02
	50 MeV	50 MeV	1177 \pm 13	0,03
	42 MeV	42 MeV	988 \pm 17	0,04
	36 MeV	36 MeV	850 \pm 20	0,06

γ sono stati interpolati i punti e si sono trovate le rette di calibrazioni per i protoni (figura 4.9).

Avendo utilizzato due sistemi di acquisizione diversi al CERN e ai Laboratori Nazionali del Sud e, ricercando una retta di calibrazione per i dati acquisiti al CERN, ai LNS i rivelatori sono stati esposti anche ad una sorgente che emette γ , ^{22}Na , per poter confrontare le misure di calibrazione fatte al CERN con quelle dei LNS. Combinando i valori ottenuti dalle sorgenti γ al CERN con quelle dei LNS, la sorgente di ^{22}Na e i protoni ai LNS si riesce a estrapolare l'andamento delle calibrazioni ad alta energia e a valutare il termine di correzione presente tra le interazioni con il rivelatore dei γ e dei protoni. Dal paragone

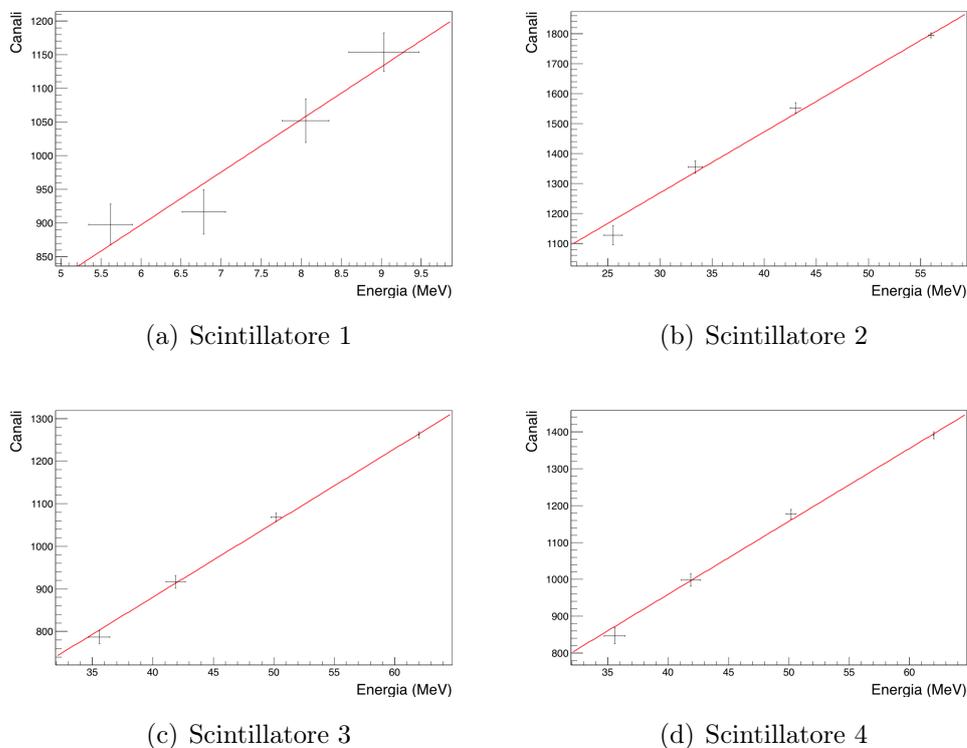


Figura 4.9: Rette di calibrazione dei protoni per il sistema di acquisizione utilizzato a Catania ai Laboratori Nazionali del Sud.

Tabella 4.5: In tabella sono riportati i valori della misura fatta ai LNS con la sorgente di Sodio del centroide, dal quale si è ricavato il compton edge in canali e nell'ultima colonna c'è la risoluzione sperimentale caratteristica dei rivelatori.

Sorgente	Rivelatore	Centroide	Compton edge $\pm \sigma$	Risoluzione
^{22}Na	5 mm	407	500 \pm 80	0,38
$\triangleright E_\gamma : 1,274 \text{ MeV}$	30 mm	200	220 \pm 20	0,21
\triangleright Compton edge:	60 mm	57	68 \pm 9	0,31
1,061 MeV	60 mm	52	63 \pm 9	0,34

tra le misure dei protoni e della sorgente di ^{22}Na fatte ai LNS si è ottenuto il fattore moltiplicativo che permette di confrontare le interazioni degli elettroni e quelle dei protoni con i rivelatori. I fattori moltiplicativi sono: 3,3 per il primo, 5,7 per il secondo, 3,0 e 2,7 rispettivamente per il terzo e il quarto plastico. Questi valori, applicati ai coefficienti angolari dei fit ricavati dalle quattro sorgenti γ misurate al CERN, permettono di tradurre le calibrazioni ottenute tramite gli elettroni in calibrazioni per le interazioni di protoni.

Le rette di calibrazione così ottenute forniscono le conversioni canali-energia per i singoli scintillatori nella configurazione del CERN, che è quella della misura dello scattering n-p, e saranno ulteriormente verificate tramite la tecnica, precedentemente accennata, del *punch through*.

4.3.1 Dipendenza dalla posizione

Poiché nello studio dell'ottica degli scintillatori tramite MC (capitolo 3.3) è stata studiata la dipendenza del segnale dalla posizione, sperimentalmente tramite il fascio di protoni dei LNS, si è cercata l'esistenza o meno della correlazione tra il punto d'impatto e il segnale generato. Con opportuni collimatori si è inviato il fascio di protoni su ogni singolo rivelatore in diverse posizioni a diverse distanze dal fotomoltiplicatore: nella figura 4.10 sono riportati i diversi punti d'impatto del fascio di protoni (il PMT è posizionato in alto nel caso dello scintillatore sottile, a destra per il secondo ed il quarto e il terzo plastico è accoppiato con il fotomoltiplicatore a sinistra). Per essere sicuri di essere nell'intervallo energetico nel quale i PMT lavorano in condizioni di linearità, si è utilizzato il fascio di protoni degradato dallo spessore di alluminio di 5 mm, quindi con protoni di energia di 50 MeV.

Nel primo scintillatore, come avevamo visto anche dalle simulazioni, si può notare una dipendenza non trascurabile dal punto d'impatto dei protoni nel plastico: si ha uno spostamento, nei due casi più estremi, del picco dei protoni dell'8%. La dipendenza dalla posizione è causata dalla forma del rivelatore, nello specifico dal ridotto spessore che lo caratterizza, infatti questa dipendenza negli altri due scintillatori, si riduce a meno dell'1% e praticamente risulta trascurabile (tabella 4.6).

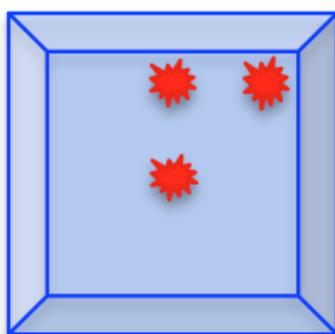
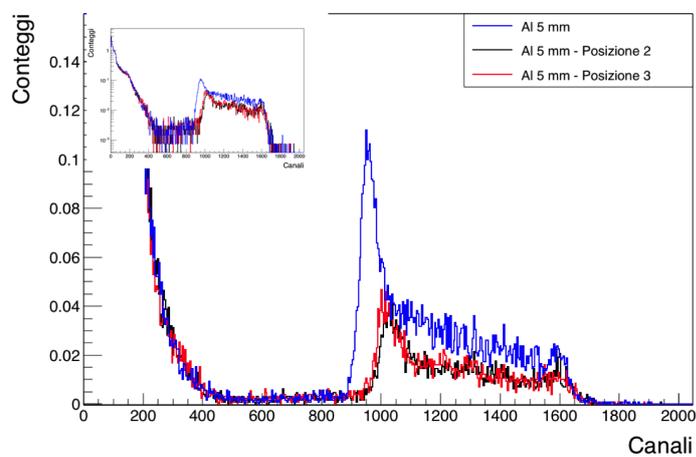


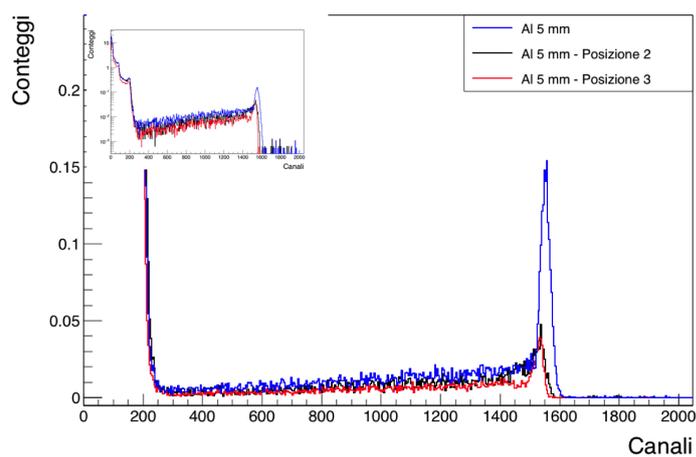
Figura 4.10: Posizioni testate con il fascio di protoni nel primo, secondo e quarto scintillatore

Tabella 4.6: Centroidi e deviazioni standard relative delle distribuzioni prodotte dai protoni che colpiscono i rivelatore in nei tre differenti punti analizzati.

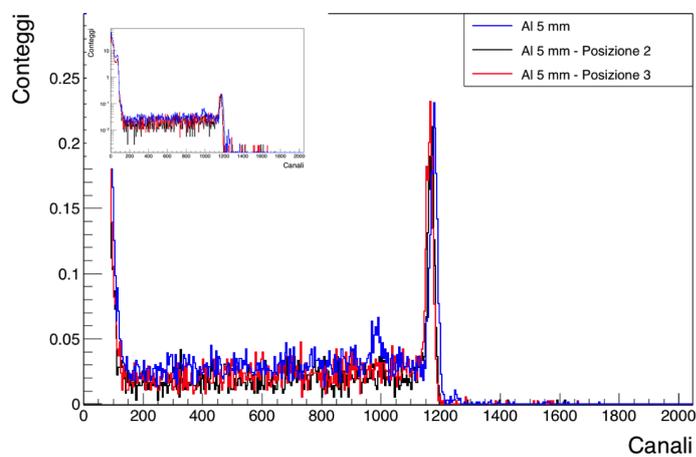
Rivelatore	Posizione 1 -centro-	Posizione 2 -in alto-	Posizione 3 -angolo-	Spostamento massimo
Scintillatore 1	960 ± 30	1340 ± 40	1020 ± 30	$\sim 8\%$
Scintillatore 2	1550 ± 17	1530 ± 20	1530 ± 14	$\sim 1\%$
Scintillatore 4	1177 ± 13	1168 ± 11	1163 ± 11	$\sim 1\%$



(a) Scintillatore 1



(b) Scintillatore 2



(c) Scintillatore 4

Figura 4.11: Conteggi in funzione dei canali per gli scintillatori 1, 2 e 4 nelle tre posizioni studiate. Nel primo scintillatore si ha uno spostamento dei picchi, al variare del punto d'impatto, fino all'8%, negli altri due è di circa l'1%.

Capitolo 5

Misure alla facility n_TOF: analisi dei dati e primi risultati

La misura accurata di sezioni d'urto di reazione richiede, tra le altre cose, la conoscenza ad alta precisione del flusso di neutroni incidente sul campione, e in particolare la sua dipendenza dall'energia. Per questo motivo nasce l'idea e l'esigenza di un nuovo rivelatore di neutroni di alta energia, che riesca a misurare il flusso incidente da diverse decine di MeV al GeV. Per ottenere ciò si sfrutta la conoscenza di una sezione d'urto di una reazione presa come riferimento. Nell'intervallo di interesse, nel quale i neutroni sono considerati di alta energia, la sezione d'urto utilizzata come standard è quella della diffusione elastica n-p su Idrogeno.

Il rivelatore scelto è il *Proton Recoil Telescope*, con lo scopo di misurare il protone diffuso proveniente dalla reazione di scattering n-p. Il primo test sulla fattibilità di questo rivelatore è stato fatto nell'EAR-1 della *facility* di n_TOF utilizzando dei campioni di Polietilene e Carbonio ed un telescopio composto da 2 rivelatori al Silicio e 4 scintillatori plastici. Sulla base delle simulazioni descritte nel capitolo 3, sono state testate sperimentalmente diverse configurazioni per riuscire a determinare la migliore in previsione di un secondo test e della misura finale. In questo capitolo saranno presentati i risultati preliminari del test nel caso in cui il telescopio è posizionato a 30° rispetto alla direzione del fascio di neutroni incidenti, costruendo i grafici ΔE -E, tipici del PRT, fino ad arrivare all'estrazione di alcuni valori del flusso

di neutroni di n_TOF.

5.1 Misura del flusso

I rivelatori di flusso in EAR-1 sono vari e, a causa del vasto intervallo energetico coperto dal fascio di neutroni, si basano su differenti reazioni standard; forniscono una misura di flusso ben misurata fino ad alcuni MeV. Nella *facility* n_TOF si utilizzano sia monitor di fascio, che sono sistemi sempre presenti sulla linea di fascio e vengono utilizzati per normalizzare le misure, sia rivelatori di flusso, sono sistemi di rivelazione che si pongono su fascio solo nei periodi di misura dedicati. I *silicon monitors* chiamati *Si-Mon* [55].

e i rivelatori a gas MicroMegas [56] sono dei monitor di fascio dell'EAR-1, mentre il rivelatore di flusso è una camera a fissione detta PTB [57].

L'obiettivo della misura, come precedentemente detto, è riuscire a valutare il flusso fino \sim GeV. Riuscire ad avere dati, per valori di energia del neutrone, da qualche decina di MeV è fondamentale per poter normalizzare e verificare i risultati ottenuti, tramite il confronto con i dati del flusso misurati con il rivelatore di fascio.

Come descritto nella sezione 1.1 il flusso di neutroni si determina attraverso la misura sia del rate di conteggi osservato che dello yield per la reazione scelta:

$$\varphi = \frac{C_\varphi}{\Omega_\varphi A_\varphi Y_\varphi} \quad (5.1)$$

dove lo yield della reazione è

$$Y_\varphi(E_n) = (1 - e^{-n\sigma_{tot}}) \frac{\sigma_\varphi}{\sigma_{tot}}. \quad (5.2)$$

Si può applicare l'approssimazione di un bersaglio sottile (avendo, nei casi considerati in queste misure, $n\sigma_{tot} \sim 10^{-4}$), per la quale si ha

$$\varphi = \frac{C_\varphi}{\Omega_\varphi A_\varphi n \sigma_\varphi}. \quad (5.3)$$

La sezione d'urto σ_φ , la densità del campione n , l'area effettiva del bersaglio, che è più grande del profilo del fascio, quindi A_φ è 1 e l'angolo solido sotteso

Ω_φ sono noti. Quella che segue è l'analisi, ancora preliminare, del test per identificare i conteggi provenienti dallo scattering n-p e dare una prima stima dell'andamento del flusso di neutroni di n_TOF nell'intervallo energetico compreso tra circa i 100 MeV e 1 GeV.

5.2 Esperimento

Il test per verificare la fattibilità della misura del flusso tramite il PRT è stato fatto nella *facility* n_TOF in EAR-1; la misura è iniziata il 17 settembre e si è conclusa il 27 settembre 2016, quindi per una durata complessiva di 10 giorni. La configurazione sperimentale della campagna di misura è stata variata per identificare e risolvere eventuali problemi o limiti dell'apparato sperimentale e trovare le condizioni migliori da riproporre al momento della misura per la quale è stato concepito questo prototipo di rivelatore di flusso, che è la misura della sezione d'urto $^{235}\text{U}(n, f)$ ad alta energia.

Oltre al PRT descritto in questa tesi, la stessa misura è stata condotta in parallelo con un altro telescopio sviluppato nel Laboratorio Nazionale di Metrologia della Germania, *Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB)* [57]. Il telescopio progettato al PTB è composto da due rivelatori per la misura della ΔE e un terzo per la determinazione dell'energia residua dei protoni incidenti. I rivelatori sono stati variati durante il test: per la determinazione della ΔE sono stati utilizzati degli scintillatori organici EJ228 (di 2 mm e 5 mm di spessore) e dei rivelatori al Silicio PIPS (di spessore di 500 μm); mentre per la misura dell'E si sono alternati uno scintillatore plastico NE102 (di 40 mm di spessore), uno scintillatore organico EJ204 (con spessore di 80 mm) e un cristallo LaBr_3 (spessore 76 mm).

Come mostrato in figura 5.1 il campione di C_2H_4 o di C era comune per entrambi i telescopi, posizionati uno a destra e l'altro a sinistra rispetto alla direzione del fascio incidente.

5.2.1 Campioni e la campagna di misura

Come precedentemente illustrato i campioni utilizzati per il bersaglio sono di Polietilene e di Carbonio per riuscire ad identificare l'interazione dei

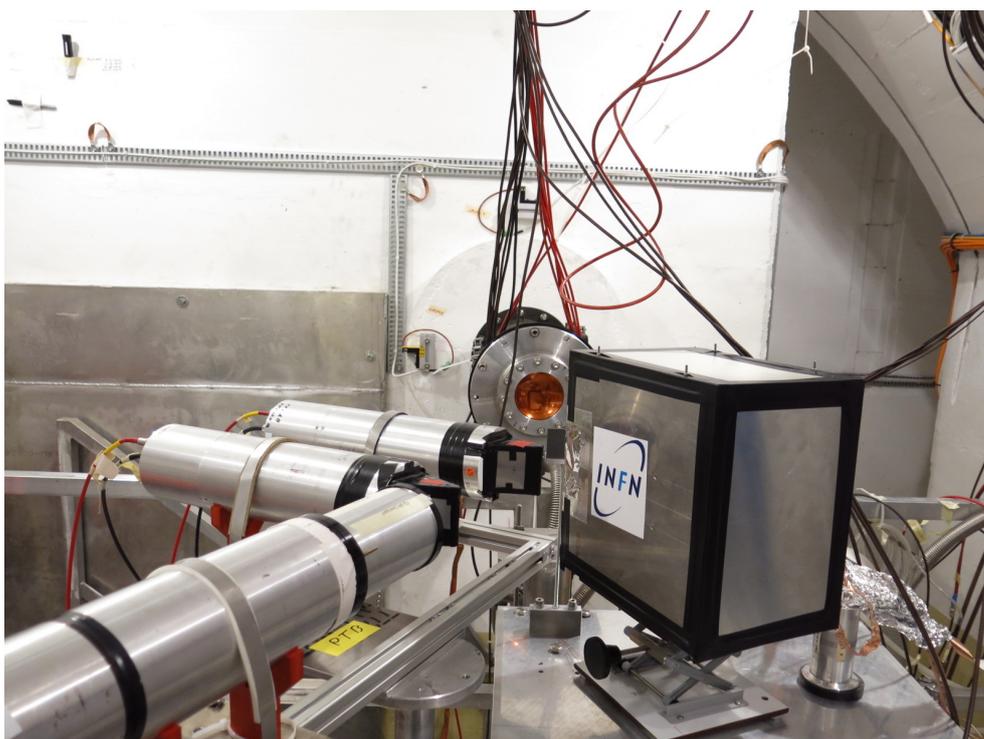


Figura 5.1: EAR-1 di n_TOF durante la misura di scattering n-p con i due PRT posizionati entrambi a 20° rispetto alla direzione del fascio incidente. Guardando la figura abbiamo il fascio di neutroni che, uscendo dalla flangia, ci viene incontro, il bersaglio, in questo caso Carbonio, e i due PRT. A sinistra c'è il telescopio progettato a PTB, mentre a destra è posizionato il telescopio sotto analisi in questa tesi.

neutroni con l'idrogeno e valutare il flusso di neutroni incidenti. Gli spessori dei campioni utilizzati di Polietilene e Carbonio sono stati scelti in modo da avere lo stesso numero di atomi di Carbonio nel bersaglio di Polietilene e in quello di Carbonio corrispondente. Sono stati utilizzati due campioni di Polietilene e due di Carbonio; In tabella 5.1 sono riportate le specifiche dei campioni utilizzati nella misura. Tramite i dati acquisiti con il bersaglio di Carbonio di spessore 1 mm si riesce a valutare il fondo, dovuto alle interazioni $n-^{12}\text{C}$, nella misura effettuata con il bersaglio di PE di 2 mm; con lo stesso principio si è scelto un bersaglio di Carbonio di 5 mm per il PE di 10 mm. In questo modo tramite la sottrazione dei segnali ottenuti con il ^{12}C da quelli del PE, ovviamente normalizzati al numero di protoni incidenti sul bersaglio di spallazione, si ricavano i dati provenienti dall'interazione n-p su Idrogeno.

Nella campagna di misura sono state testate diverse configurazioni per riu-

Tabella 5.1: Caratteristiche dei campioni di PE e ^{12}C utilizzati nella misura.

Campione	Spessore (mm)	Massa (g)	n. atomi H	n. atomi C
Polietilene	$2,00 \pm 0,01$	$4,405 \pm 0,001$	$3,8 \cdot 10^{23}$	$1,9 \cdot 10^{23}$
Carbonio	$1,00 \pm 0,01$	$2,555 \pm 0,001$		$1,3 \cdot 10^{23}$
Polietilene	$10,00 \pm 0,01$	$22,025 \pm 0,001$	$1,9 \cdot 10^{24}$	$9,5 \cdot 10^{23}$
Carbonio	$5,00 \pm 0,01$	$21,887 \pm 0,001$		$1,1 \cdot 10^{24}$

scire a trovare il miglior compromesso fra statistica (sezione d'urto, numero di protoni che arrivano al telescopio...) e il numero di eventi dovuti al background. Lo scopo era ridurre il numero di eventi dovuti al background e mantenersi in una regione nella quale la sezione d'urto n-p sia ancora abbastanza elevata, infatti la sezione d'urto del processo diminuisce all'aumentare dell'angolo tra la direzione del fascio e l'asse del telescopio. Dai calcoli di count rate atteso si è individuato l'angolo a 30° come angolo limite utilizzabile. Ad angoli maggiori la sezione d'urto risulta troppo bassa per poter avere eventi sufficienti per riuscire a determinare il flusso di neutroni incidenti (figura 5.2) con la dovuta incertezza.

In tabella 5.2 sono riportate le configurazioni testate e i protoni dedicati ad

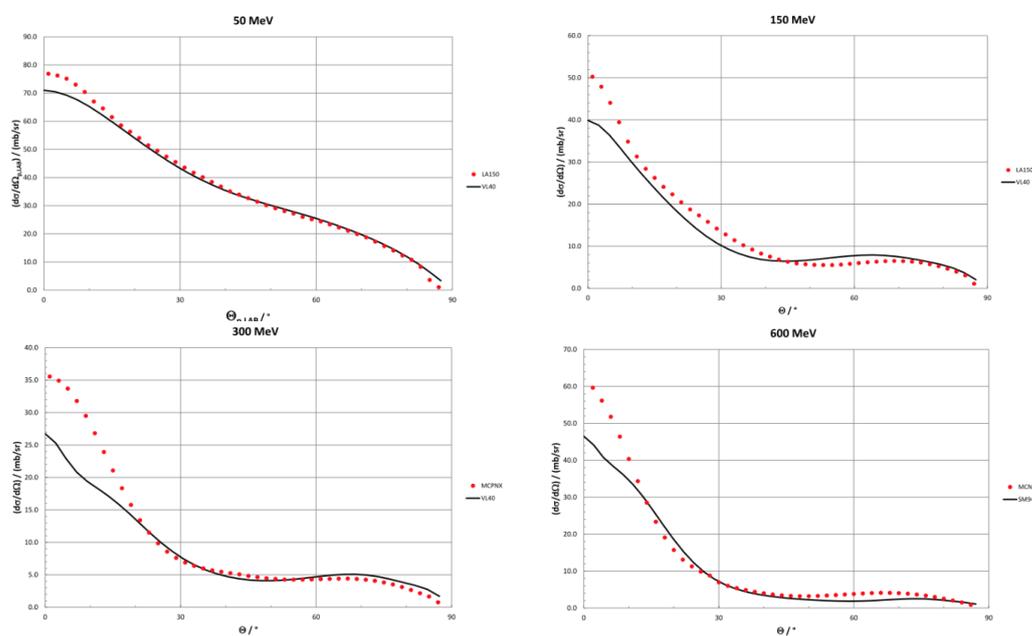


Figura 5.2: Andamento della sezione d'urto dello scattering n-p in funzione dell'angolo compreso tra neutrone e protone, nel sistema di riferimento del laboratorio, per le energie di 50, 150, 300 e 600 MeV. Le linee nere descrivono i modelli teorici [49, 50], i punti rossi sono ricavati tramite valutazioni (50 e 150 MeV) [51] oppure tramite simulazioni (300 e 600 MeV) [52].

ognuna di queste durante la campagna di misura. Sono state fatte delle misure senza bersaglio (in tabella riportate con il termine "empty") per valutare eventuali problemi legati al set-up sperimentale e il suo posizionamento. Da aggiungere alle configurazioni ci sono anche le misure effettuate senza fascio di neutroni per valutare il background naturale. Con il telescopio a 30° non è stato messo su fascio il bersaglio di Carbonio spesso 1 mm ma, almeno in prima approssimazione, il contributo del fondo dato dal Carbonio, per il Polietilene di 2 mm si può scalare dagli eventi registrati con il C di 5 mm (nel secondo test, previsto a settembre, verrà effettuata anche la misura su C di 1 mm).

Tabella 5.2: Configurazioni testate durante la misura con il numero di protoni dedicati.

	Bersaglio	Numero Protoni
20°	2 mm C ₂ H ₄	$1,2 \cdot 10^{17}$
	1 mm C	$2,9 \cdot 10^{16}$
	10 mm C ₂ H ₄	$1,8 \cdot 10^{17}$
	5 mm C	$1,5 \cdot 10^{17}$
	Empty	$5,8 \cdot 10^{16}$
30°	2 mm C ₂ H ₄	$9,8 \cdot 10^{16}$
	10 mm C ₂ H ₄	$1,1 \cdot 10^{17}$
	4 mm C ₂ H ₄	$2,5 \cdot 10^{16}$
	5 mm C	$6,1 \cdot 10^{16}$
	Empty	$1,9 \cdot 10^{16}$

5.2.2 Sistema di acquisizione e Pulse Shape Analysis dei segnali

Il flusso istantaneo a n_TOF è molto elevato, di conseguenza si produce un elevato rate di conteggi nel rivelatore e quindi, risulta necessario un sistema di acquisizione dati (DAQ) che eviti effetti quali valori troppo alti di tempo morto e *pile-up*. Per minimizzare questi effetti si utilizzano, un *Flash Analogue to Digital Converters (FADC)*. Il principale vantaggio di

questo dispositivo è la capacità di campionare e memorizzare l'intera forma dei segnali prodotti da ogni neutrone del pacchetto. Ogni segnale può essere analizzato successivamente tramite le sue caratteristiche quali: l'ampiezza, l'area, il tempo caratteristico... . Inoltre, rispetto ai tradizionali sistemi di acquisizione, i FADC hanno una più alta flessibilità, per esempio permettono la ricostruzione della *baseline*, cioè il tempo di recupero del funzionamento dell'elettronica per ogni scintillatore, dei segnali di *pile-up*. I moduli utilizzati hanno permesso di campionare i dati con una frequenza di campionamento di 1 GHz.

I file dati prodotti vengono spediti al *Central Data Recording* del CERN per essere immagazzinati nel *Cern Advanced STORage manager* (CASTOR) [53]. I file dei dati, prima di poter essere analizzati, devono subire un ultimo passaggio: la conversione dallo stato di *raw data* a file con estensione *root*. Questa avviene tramite un codice (*Pulse Shape Analysis*, PSA), sviluppato dalla collaborazione di n_TOF, che permette di ricostruire, per ogni rivelatore, la forma dell'impulso dei segnali generati. La ricostruzione dei segnali avviene tramite l'utilizzo della derivata del segnale stesso. Un impulso è riconosciuto come segnale quando la sua derivata supera un determinato valore di soglia, considerando come lo zero la *baseline* ricostruita dallo stesso codice. Impostando e modificando in maniera indipendente i 23 parametri utilizzati dal programma si definisce l'andamento della *baseline*, si identificano i segnali e la loro forma, estraendo informazioni fisiche come l'area, l'ampiezza, il tempo caratteristico del segnale, si ricostruisce inoltre l'impulso dovuto al γ -flash e altre informazioni importanti in fase di analisi.

In figura 5.3 viene riportato un esempio di procedura per la ricostruzione dei segnali: il primo plot riporta gli impulsi registrati da un rivelatore, il secondo la derivata di questi e l'ultimo mostra la ricostruzione dei segnali, partendo dagli impulsi tramite l'utilizzo dei parametri impostati.

Conoscendo l'intervallo energetico di interesse per la misura, si può risalire all'intervallo corrispondente di tempo di volo dei neutroni, a partire dal γ -flash (figura 5.4), e quindi studiare con particolare attenzione la ricostruzione degli impulsi di interesse. Nel nostro caso i rivelatori del PRT sono colpiti dai protoni che provengono dalla reazione del fascio di neutroni con il bersaglio di Polietilene e sono oggetto di analisi i protoni con energia compresa tra

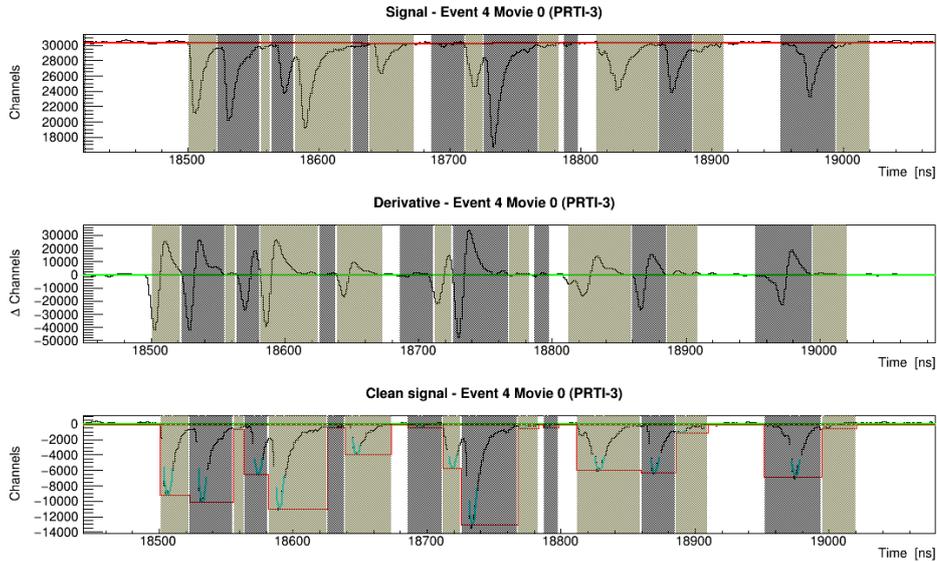


Figura 5.3: Ricostruzione dei segnali tramite la PSA: il primo plot riporta gli impulsi registrati dal DAQ durante la misura, il secondo la derivata di questi e nell'ultimo è riportata la ricostruzione dei singoli segnali.

circa 100 MeV e 1 GeV che corrispondono a segnali dal γ -flash fino a circa 1000 ns dopo, per la precisione da ~ 87 ns a ~ 820 ns.. In figura 5.5 sono riportati due esempi di ricostruzione dei segnali in due scintillatori del PRT. Il primo segnale, quello saturato, in entrambi gli spettri è il γ -flash, e in rosso è riportato l'andamento ricostruito della *baseline*. Come si può notare, il tempo di recupero dell'elettronica non è costante e non sempre si riesce a ricostruire un segnale generato da protoni con un'energia dell'ordine del GeV, ma i segnali generati da protoni di 600-700 MeV (~ 150 ns dal γ -flash) sono, generalmente, ben riconoscibili e riproducibili. La tipica forma dei segnali prodotti nei quattro scintillatori è riportata in figura 5.6.

Come precedentemente detto tramite la PSA si ricostruiscono i diversi parametri che caratterizzano il segnale, tra questi l'area e l'ampiezza. In figura 5.7 sono riprodotti gli andamenti delle aree rispetto alle ampiezze degli impulsi prodotti nei quattro scintillatori. La deviazione dall'andamento lineare per energie depositate molto grandi è evidente, dunque le due quantità non sono intercambiabili in fase di analisi. Ne dà conferma, per esempio, la figura 5.8, dove si vede l'energia depositata nello scintillatore, in funzione

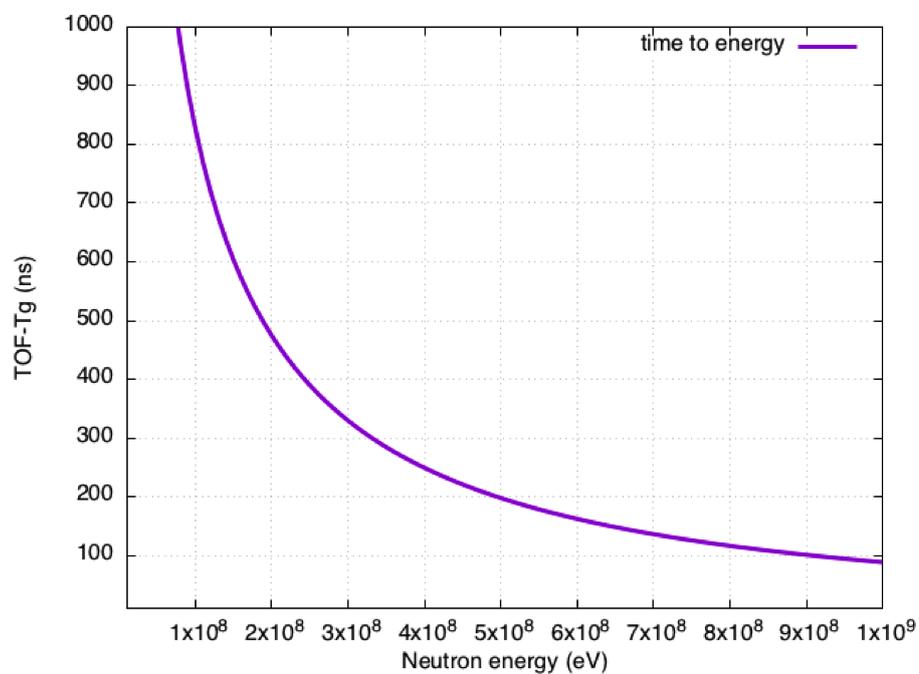


Figura 5.4: Tempo di volo dei neutroni a partire dal γ -flash in funzione dell'energia.

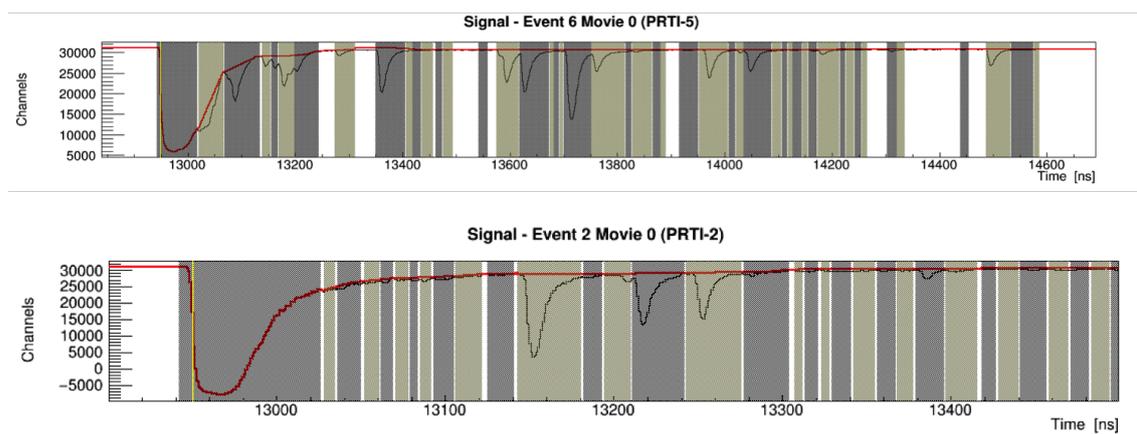


Figura 5.5: Due esempi di ricostruzione dei segnali nel primo e nel quarto scintillatore. La riga rossa ricostruisce il γ -flash e l'andamento della *baseline*.

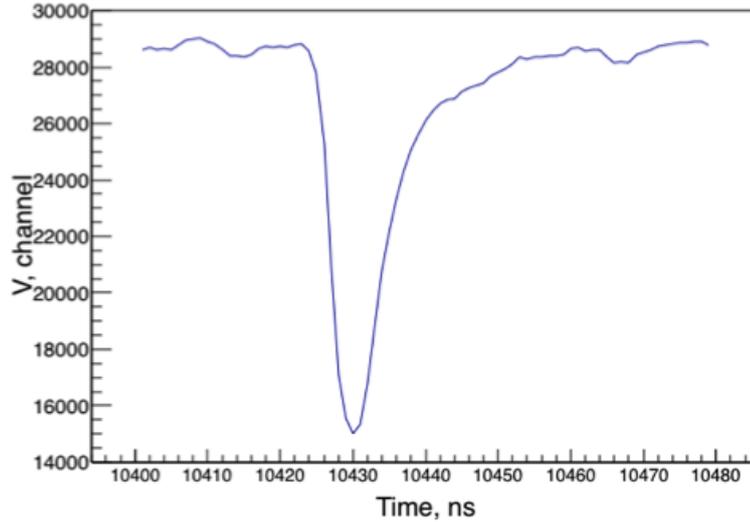


Figura 5.6: Tipica forma del segnale generato nei quattro scintillatori.

dell'energia dei neutroni nella regione che precede i 180 MeV, si notano scostamenti dall'andamento lineare. È noto che la linearità della risposta dello scintillatore rispetto all'energia depositata è considerabile vera solo in buona approssimazione. In realtà la risposta dello scintillatore è una funzione complessa non solo dell'energia ma anche del tipo di particella interagente e della ionizzazione specifica. Nel caso interagiscano con il rivelatore particelle pesanti, la non linearità risulta evidente già a basse energie; il primo modello semi-empirico che descrive questo comportamento è da attribuire a Birks [54] nel 1951. Birks spiega che la deviazione è causata dai fenomeni dovuti al quenching tra le molecole eccitate create lungo il cammino della particella incidente. Secondo questo modello la luce in uscita per unità di percorso, $\frac{dL}{dx}$, è esprimibile

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (5.4)$$

dove A è l'efficienza assoluta di scintillazione e kB è un parametro relativo alla densità di centri di ionizzazione.

La grandezza rispetto la quale si è scelto di eseguire l'analisi dati è l'area perché tra le due grandezze è quella caratterizzata da una minor deviazione rispetto all'andamento lineare (figura 5.8). In figura 5.9 è stata fatta una

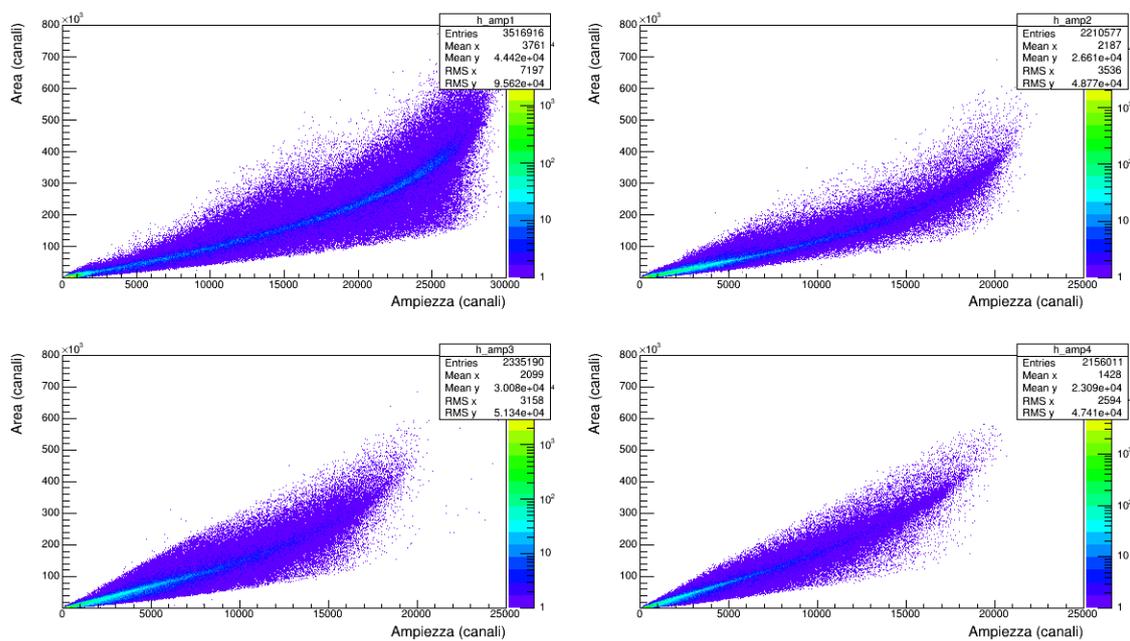


Figura 5.7: Grafici Area-Ampiezza dei quattro scintillatori del PRT.

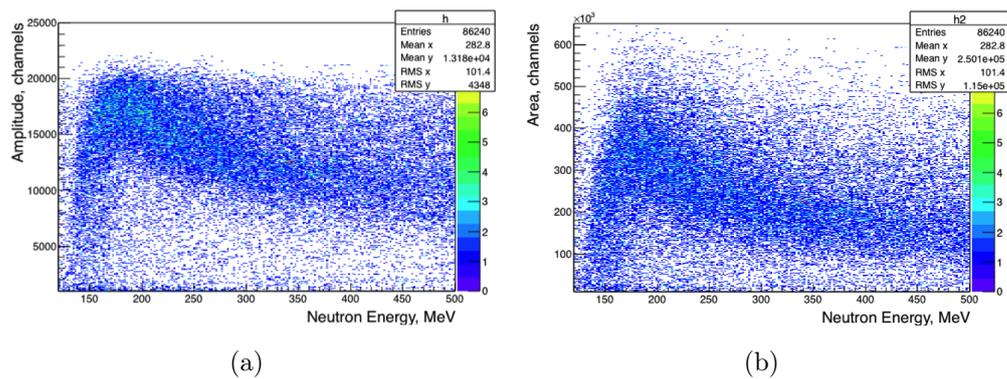


Figura 5.8: Nella figura (a) è riportato l'andamento dell'ampiezza in funzione dell'energia dei neutroni, mentre nel grafico (b) si ha l'andamento dell'area.

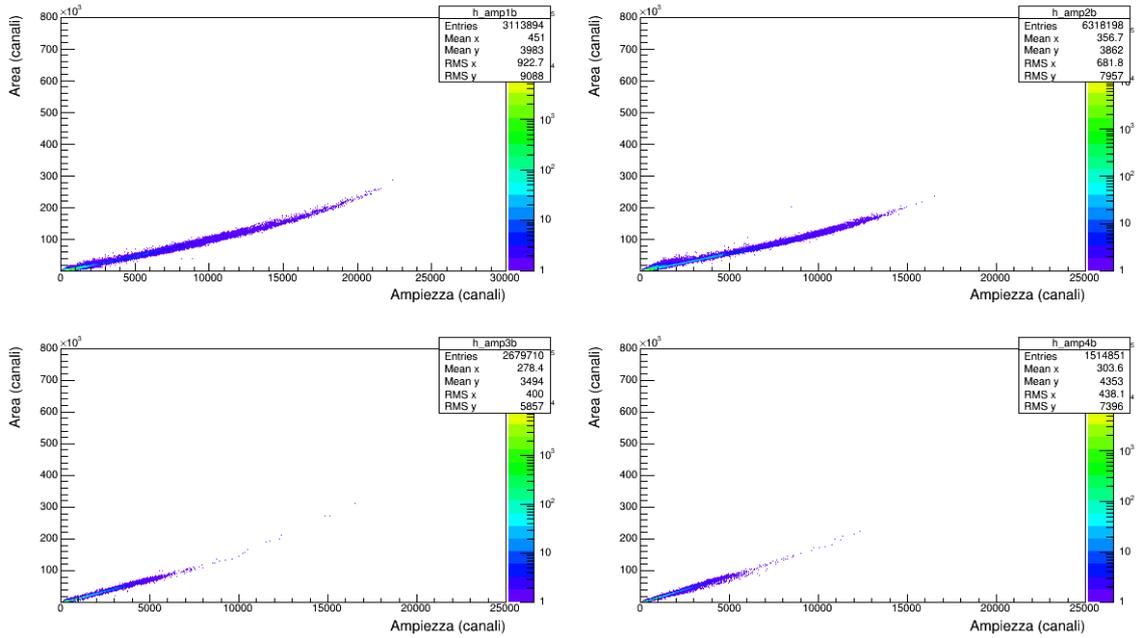


Figura 5.9: Grafici Area-Ampiezza prodotti impostando una condizione sui tempi dei segnali, che selezioni solo impulsi generati da gamma.

selezione dei segnali immagazzinati dai 4 scintillatori durante la misura imponendo una condizione che garantisca la presenza dei soli impulsi generati da eventi di background. Questi grafici sono di particolare interesse per l'identificazione del fondo, e quindi per la determinazione di un valore minimo di area sotto il quale non si hanno sicuramente le interazioni prodotte da protoni e altre particelle cariche pesanti. Infatti, selezionando la zona a piccole aree, si hanno lo stesso numero di eventi sia nei grafici 5.7 sia in quelli di figura 5.9. Si è quindi definita una soglia di rivelazione eliminando, nei quattro scintillatori, tutti gli eventi con area minore a 30 canali.

5.3 Analisi dei segnali in coincidenza

Nella misura con il PRT l'analisi dati effettuata si basa sul principio delle coincidenze tra gli impulsi generati negli scintillatori in successione. In questo modo si identificano 5 regioni per differenti intervalli di energia dei protoni, e quindi dei neutroni, in base al numero di coincidenze prodotte

negli scintillatori:

1. E_p minori di 30 MeV si ha la coincidenza tra i rivelatori al Si e il primo scintillatore;
2. E_p da 30 MeV a 70 MeV si ha la coincidenza tra i rivelatori al Si e i primi due scintillatori;
3. E_p da 70 MeV a 115 MeV si ha la coincidenza tra i rivelatori al Si e i primi tre scintillatori;
4. E_p da 115 MeV a 155 MeV si ha la coincidenza in tutti e 6 gli strati attivi;
5. E_p maggiori di 115 MeV si ha la coincidenza in tutti gli strati attivi e il protone, non depositando tutta la sua energia, esce dal telescopio.

L'analisi approfondita dei dati raccolti a 20° ha dimostrato che la configurazione attuale del PRT necessita di modifiche strutturali. In questa tesi viene quindi presentata solo una parte del lavoro svolto, in particolare l'analisi dati dei segnali raccolti con il PRT posizionato a 30° rispetto all'asse del fascio dei neutroni incidenti. Si noti quindi che gli intervalli energetici dei protoni, sopra riportati, sono traducibili in intervalli per energie dei neutroni (tabella 5.3) utilizzando la formula 1.7.

Il primo passo fatto è stato quello di imporre la coincidenza tra due segnali

Tabella 5.3: Intervalli energetici dei protoni tradotti in energie dei neutroni, quando l'angolo tra il neutrone incidente e il protone diffuso è di 30° .

	E_p (MeV)	E_n (MeV)
Regione 1	<30	<40
Regione 2	30 - 70	40 - 93
Regione 3	70 - 115	93 - 153
Regione 4	115 - 155	153 - 207
Regione 5	>155	>207

nei due rivelatori successivi, individuando così le regioni energetiche sopra

descritte. Tramite l'utilizzo del tempo relativo al γ -flash si è potuto identificare il tempo caratteristico di ciascun segnale nei quattro scintillatori (t_1 , t_2 , t_3 e t_4 rispettivamente per il primo, secondo, terzo e quarto rivelatore), e la differenza di tempo (ΔT) che intercorre tra due segnali prodotti tra il primo e l'ultimo rivelatore interessati al passaggio della particella:

- $\Delta T_{12} = t_1 - t_2$ nel secondo intervallo energetico
- $\Delta T_{13} = t_1 - t_3$ nel terzo intervallo energetico
- $\Delta T_{14} = t_1 - t_4$ nel quarto e quinto intervallo energetico.

Le distribuzioni degli intervalli di tempo ΔT_{12} , ΔT_{13} e ΔT_{14} tra gli eventi in coincidenza sono del tipo mostrato in figura 5.10. Considerando che un protone di 120 MeV impiega circa 1,3 ns per attraversare tutto il telescopio, si possono fissare nelle finestre temporali per avere una prima selezione degli eventi, eliminando alcuni segnali di background.

Fissando le condizioni descritte e imponendo che gli eventi siano in coinci-

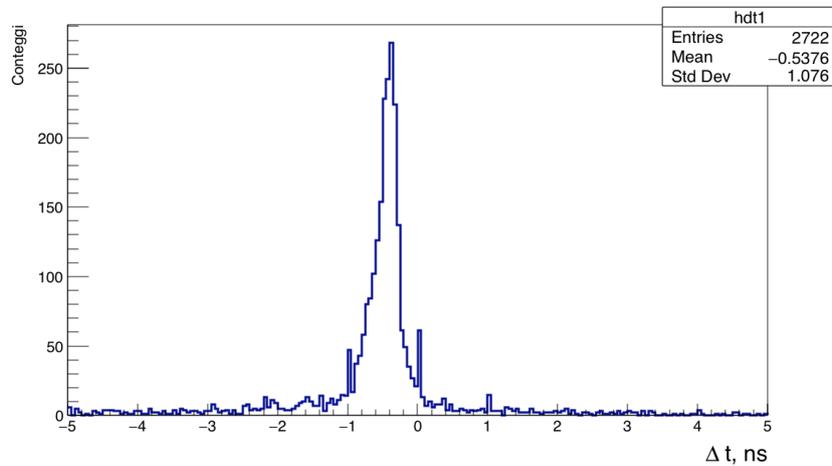


Figura 5.10: Distribuzione della differenza di tempo che intercorre tra due eventi in coincidenza considerando il tempo del primo e dell'ultimo scintillatore interessati al passaggio della particella.

denza in tutti i rivelatori, selezionando neutroni con energie superiori a 150 MeV con il bersaglio di Polietilene di 10 mm, si sono ottenuti i grafici delle figure 5.11 e 5.12. Le coincidenze sono costruite utilizzando l'area dei segnali

prodotti in funzione dell'energia del neutrone, ricostruita tramite la tecnica del tempo di volo, per i quattro scintillatori.

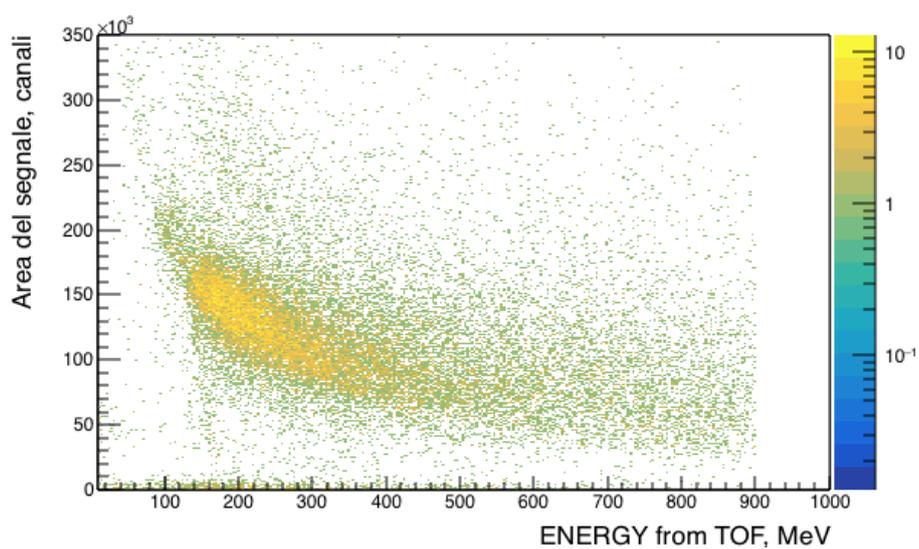
Nella costruzione dei grafici ΔE - E , per l'identificazione delle diverse particelle, entrano in gioco anche eventi di diffusione a grandi angoli e di diffusione multipla. Questi eventi possono produrre segnali nel primo e nel secondo rivelatore per poi uscire dal PRT (ovviamente il concetto è estendibile anche agli altri scintillatori). La condizione di coincidenza dovrebbe già tutelare da questi eventi; si è deciso di imporre, comunque, un'ulteriore condizione nell'analisi selezionando solo gli eventi dentro una determinata finestra energetica, imposta sul tempo di volo dei neutroni.

Polietilene di 10 mm

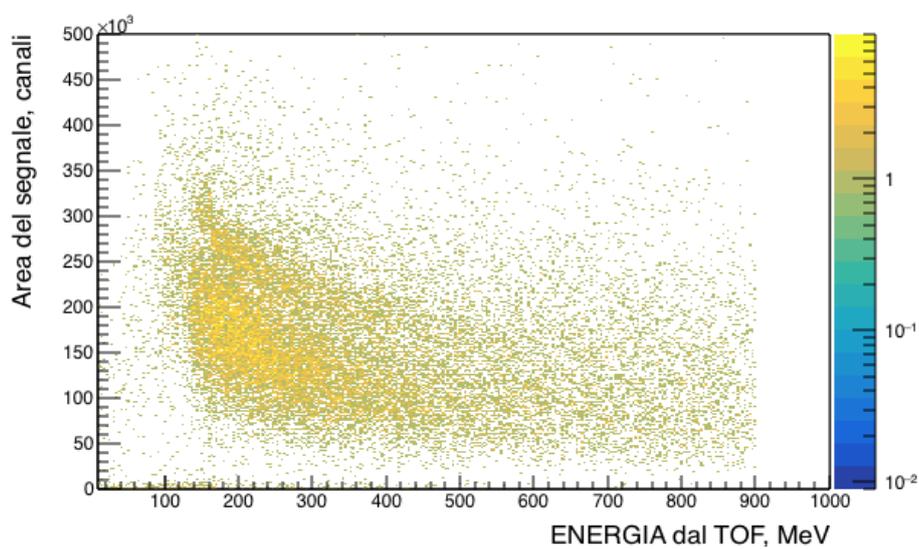
I grafici nelle figure 5.13 sono stati costruiti imponendo la condizione di coincidenza con un'energia dei neutroni compresa fra 55 e 65 MeV con il bersaglio di PE con spessore di 10 mm. I protoni diffusi da neutroni con le energie selezionate rilasciano parte della loro energia nel primo scintillatore e perdono tutta la restante nel secondo. Nel grafici è riportata l'energia depositata nel primo e nel secondo scintillatore con il confronto tra i dati sperimentali e le simulazioni MC; mentre a destra ci sono i plot, costruiti sia con i dati che con le simulazioni, dell'energia depositata nel primo scintillatore (ΔE) rispetto a quella nel secondo (E). In figura 5.14 ci sono gli stessi grafici nel caso di energie del neutrone comprese tra 90 e 110 e, nella 5.15 energie tra 140 e 160 MeV con il bersaglio di Polietilene di 10 mm. Nei grafici delle distribuzioni delle aree dei segnali, con neutroni incidenti con un'energia di circa 100 MeV, si possono notare due picchi: uno dovuto al passaggio dei protoni e l'altro ai deutoni. In questo caso la maggior parte dei protoni deposita energia in tutti gli scintillatori e non si ferma dentro il telescopio, quindi la maggior parte degli eventi registrati si posizionano nella parte finale della curva. Per delineare l'iperbole, che compare nella simulazioni, è necessaria una statistica molto elevata.

Polietilene di 2 mm

Nella figura 5.16 e 5.17 ci sono i grafici relativi, rispettivamente, a neutroni di energia compresa tra 55 e 65 MeV e neutroni tra 145 e 155 MeV che incidono

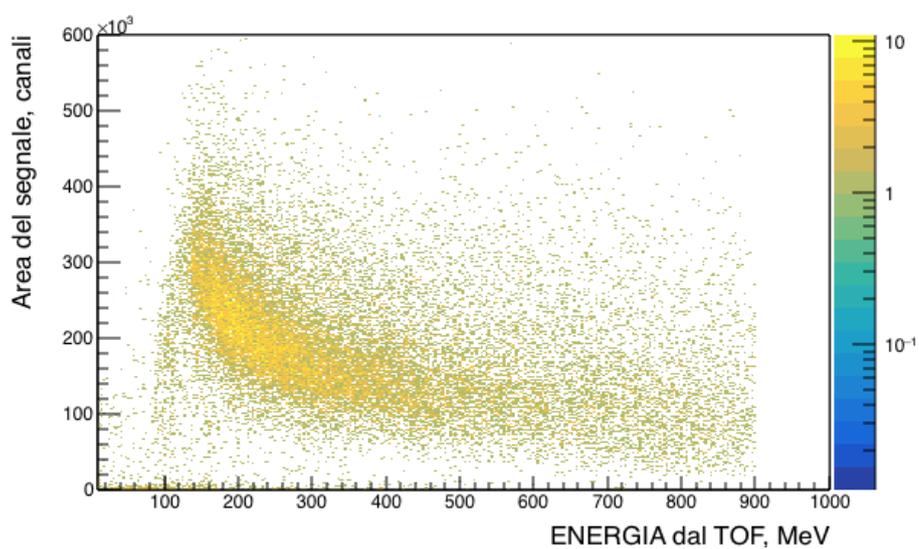


(a) Scintillatore 1

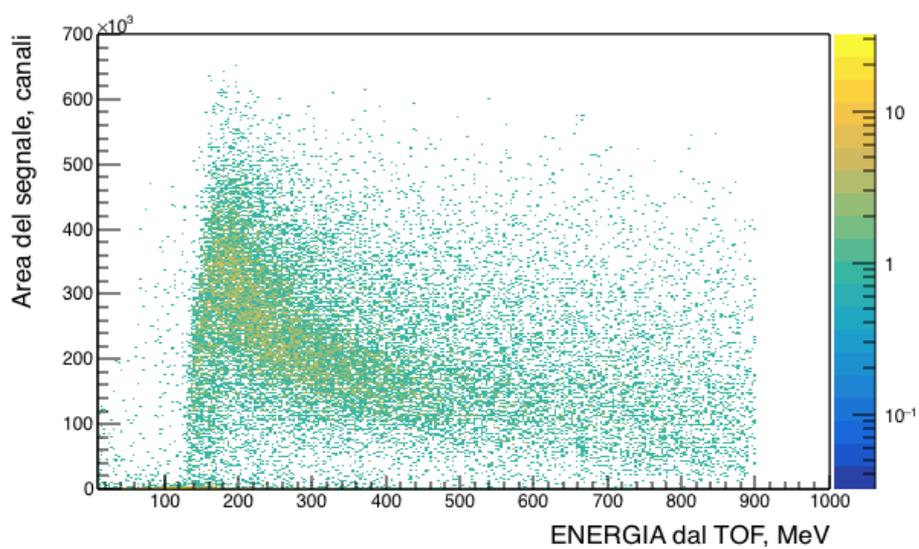


(b) Scintillatore 2

Figura 5.11: Area dei segnali prodotti nel primo (a) e nel secondo (b) scintillatore in funzione dell'energia dei neutroni calcolata tramite la tecnica del tempo di volo. In questi grafici è stato imposto, tramite l'utilizzo di finestre temporali, il passaggio della particella in tutti e quattro gli scintillatori.



(a) Scintillatore 3



(b) Scintillatore 4

Figura 5.12: Area dei segnali prodotti nel terzo (a) e nel quarto (b) scintillatore in funzione dell'energia dei neutroni calcolata tramite la tecnica del tempo di volo. In questi grafici è stato imposto, tramite l'utilizzo di finestre temporali, il passaggio della particella in tutti e quattro gli scintillatori.

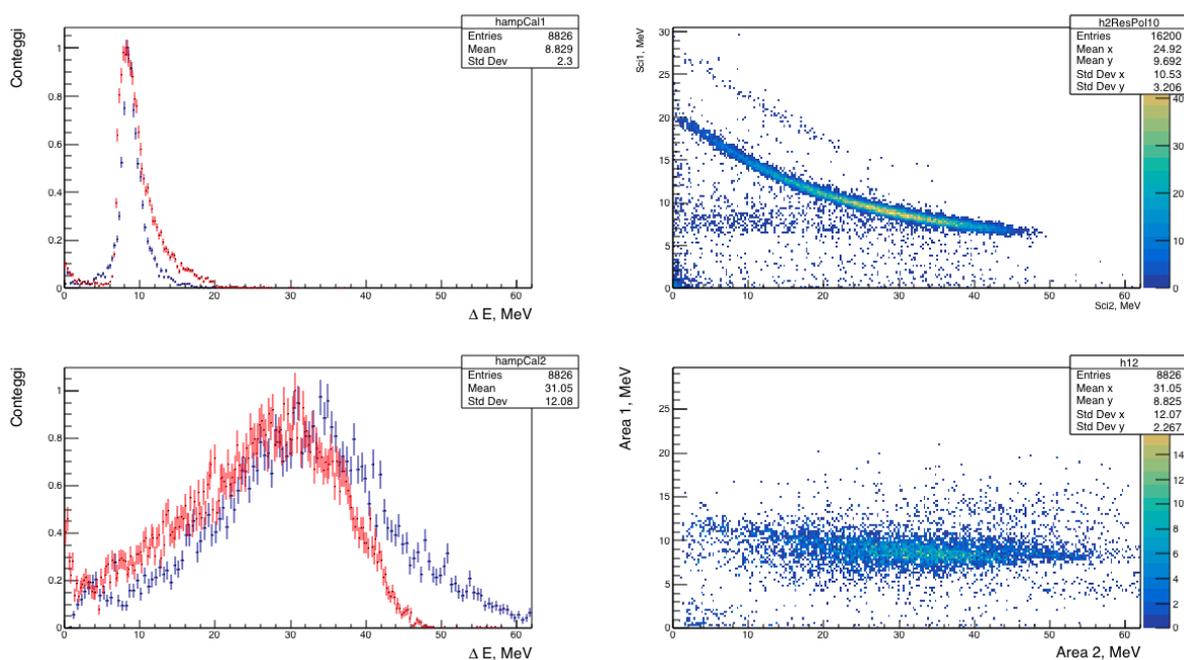


Figura 5.13: Grafici relativi a neutroni di 60 MeV che incidono sul bersaglio di Polietilene di 10 mm. A sinistra si hanno le distribuzioni delle aree degli eventi registrati confrontando le simulazione MC (in rosso) e i dati (in blu); sopra c'è la perdita di energia ΔE (primo scintillatore), sotto l'energia residua ΔE (secondo scintillatore). A destra i plot ΔE -E: il grafico sopra è ottenuto con le simulazioni MC, quello sotto dai dati sperimentali.

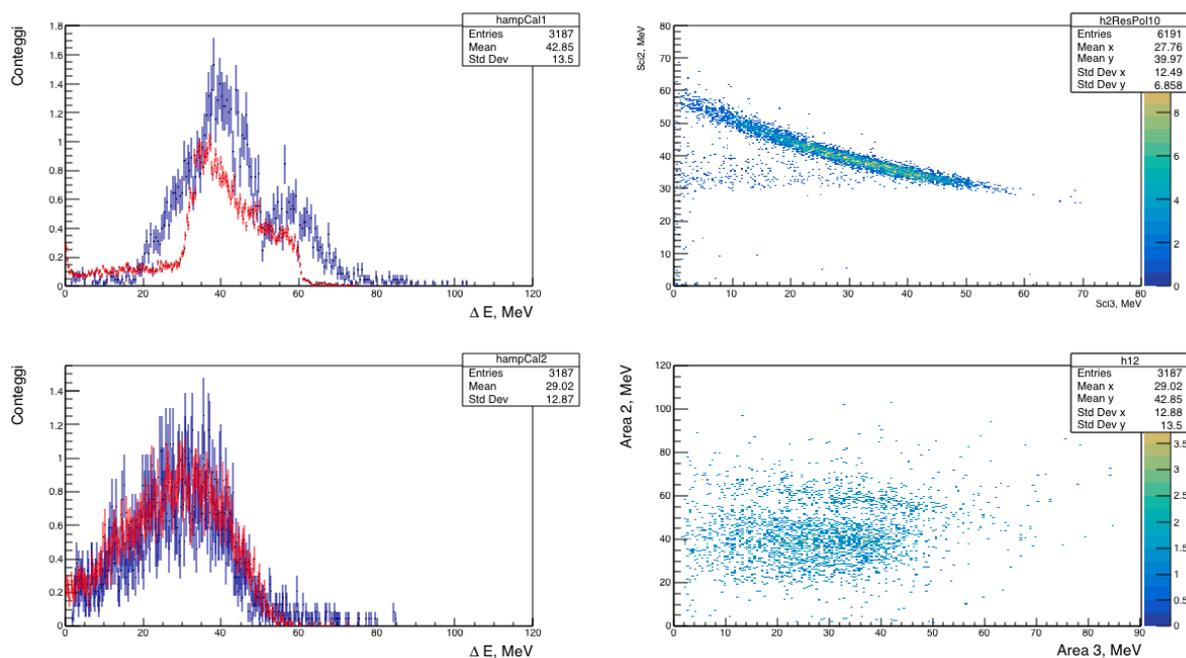


Figura 5.14: Grafici relativi a neutroni di 100 MeV che incidono sul bersaglio di Polietilene di 10 mm. A sinistra si hanno le distribuzioni delle aree degli eventi registrati confrontando le simulazione MC (in rosso) e i dati (in blu); sopra c'è la perdita di energia ΔE (primo scintillatore), sotto l'energia residua ΔE (secondo scintillatore). A destra i plot ΔE -E: il grafico sopra è ottenuto con le simulazioni MC, quello sotto dai dati sperimentali.

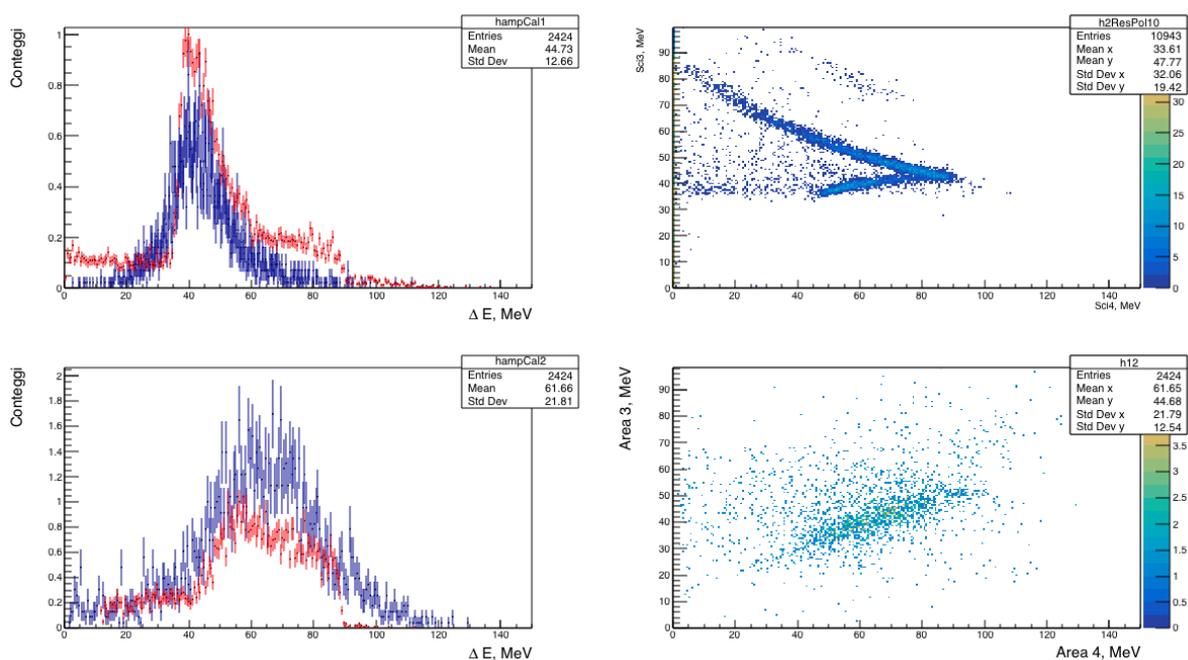


Figura 5.15: Grafici relativi a neutroni di 200 MeV che incidono sul bersaglio di Polietilene di 10 mm. A sinistra si hanno le distribuzioni delle aree degli eventi registrati confrontando le simulazione MC (in rosso) e i dati (in blu); sopra c'è la perdita di energia ΔE (terzo scintillatore), sotto l'energia residua ΔE (quarto scintillatore). A destra i plot ΔE -E: il grafico sopra è ottenuto con le simulazioni MC, quello sotto dai dati sperimentali.

sul bersaglio di PE di 2 mm.

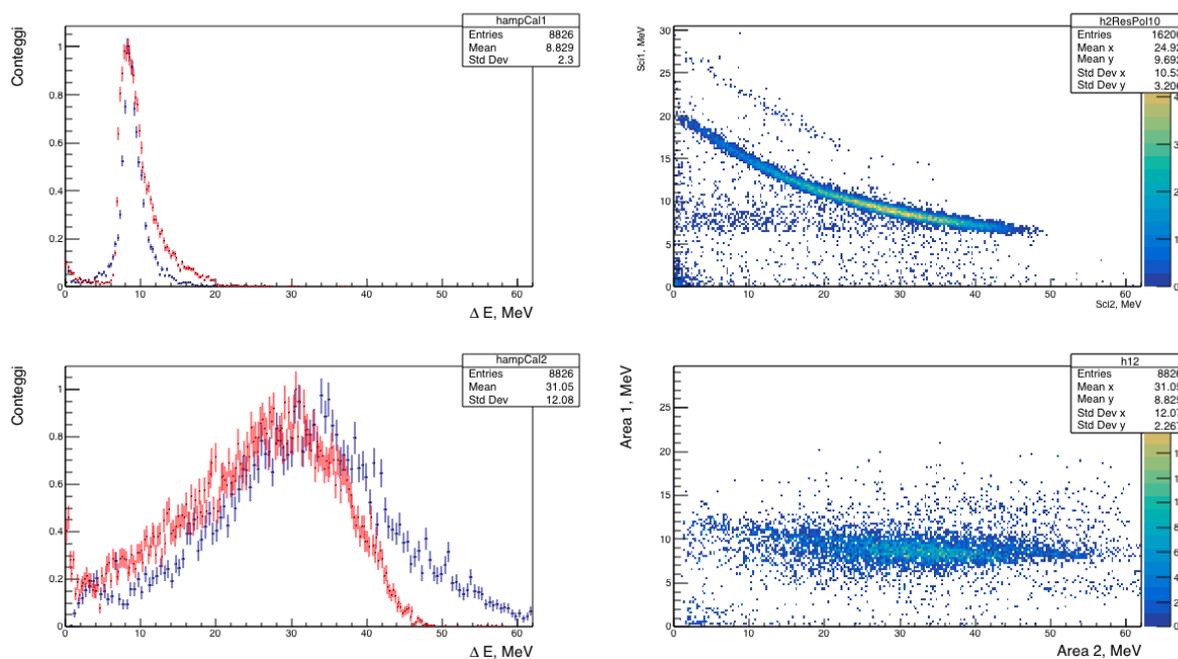


Figura 5.16: Grafici relativi a neutroni di 60 MeV che incidono sul bersaglio di Polietilene di 2 mm. A sinistra si hanno le distribuzioni delle aree degli eventi registrati confrontando le simulazione MC (in rosso) e i dati (in blu); sopra c'è la perdita di energia ΔE (primo scintillatore), sotto l'energia residua ΔE (secondo scintillatore). A destra i plot ΔE -E: il grafico sopra è ottenuto con le simulazioni MC, quello sotto dai dati sperimentali.

Espandendo questa modalità di analisi a diversi intervalli energetici si ricavano il numero di eventi ottenuti durante la misura con il bersaglio di Polietilene. Sottraendo a questi i conteggi relativi alla misura con il bersaglio di Carbonio associato, si ricavano i C_φ , della formula 5.3, dai quali si può ricavare il flusso ricercato. In figura 5.18 sono riportati i valori del flusso valutato nel 2011 e i punti ricavati con il bersaglio di 10 mm di Polietilene in funzione dell'energia dei neutroni. Nei punti riportati si possono evidenziare tre delle quattro regioni energetiche nelle quali lavora il PRT. I primi tre punti sono relativi agli eventi in coincidenza tra i primi tre scintillatori, per

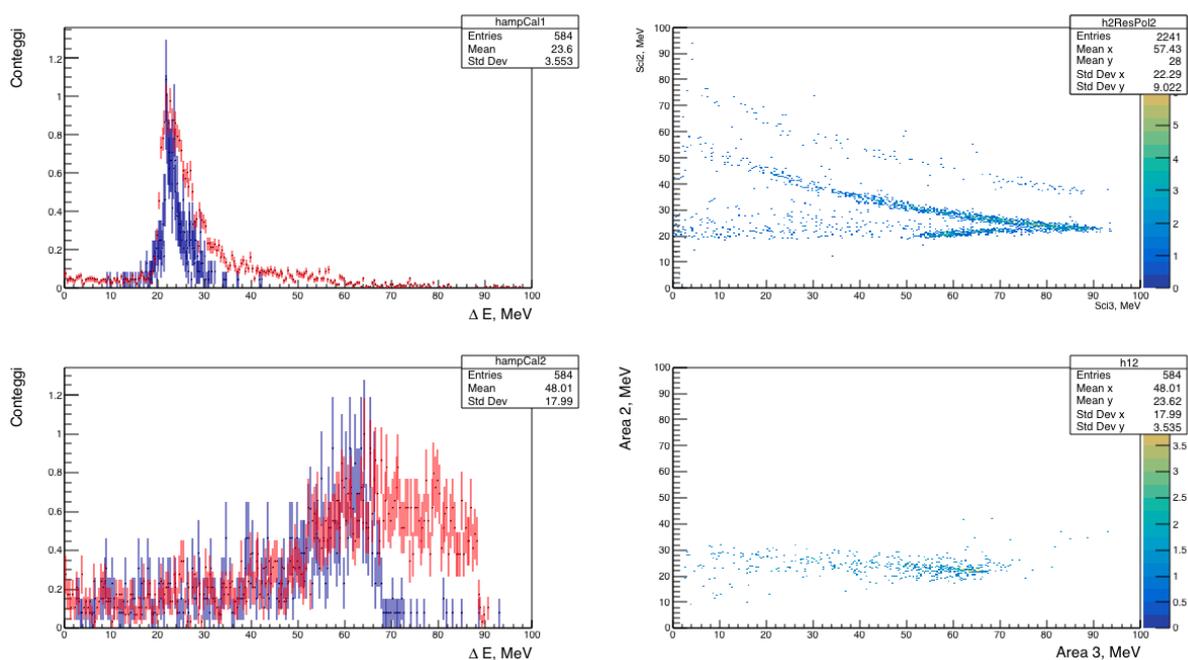


Figura 5.17: Grafici relativi a neutroni di 150 MeV che incidono sul bersaglio di Polietilene di 2 mm. A sinistra si hanno le distribuzioni delle aree degli eventi registrati confrontando le simulazione MC (in rosso) e i dati (in blu); sopra c'è la perdita di energia ΔE (secondo scintillatore), sotto l'energia residua ΔE (terzo scintillatore). A destra i plot ΔE -E: il grafico sopra è ottenuto con le simulazioni MC, quello sotto dai dati sperimentali.

i seguenti tre si ha la coincidenza tra i quattro, mentre i restanti a energie maggiori, sono relativi ai casi in cui i protoni che escono dal telescopio.

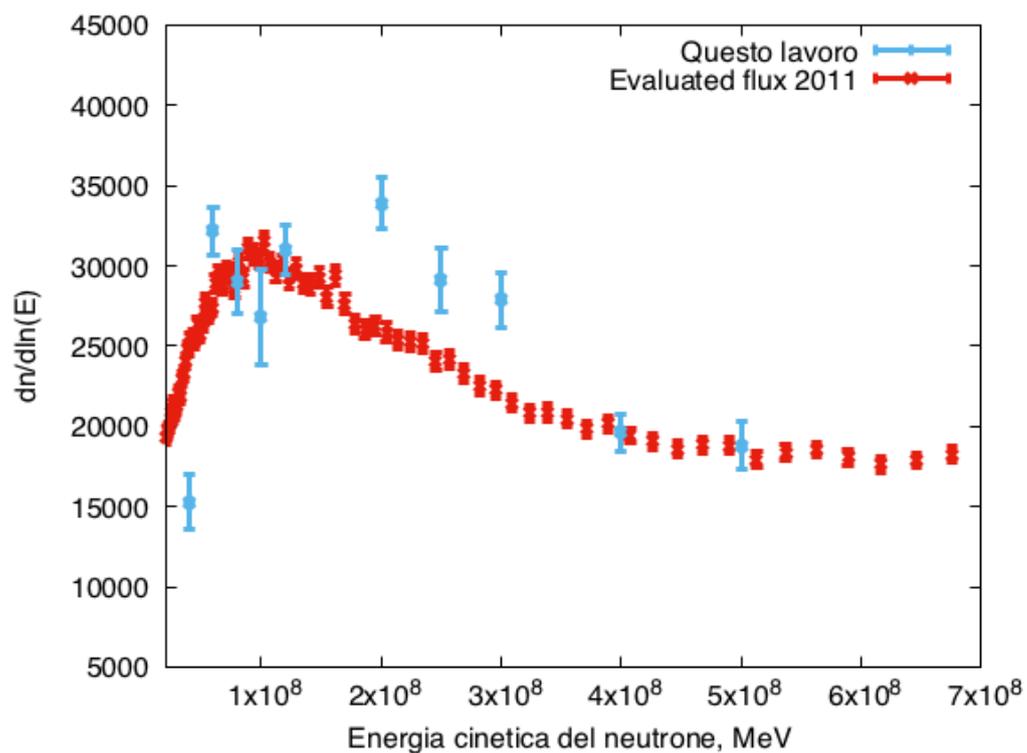


Figura 5.18: In rosso i valori del flusso valutato nel 2011 e in azzurro i punti ricavati in questo lavoro nel caso del bersaglio di 10 mm di Polietilene in funzione dell'energia dei neutroni.

Conclusioni

n_TOF nasce per rispondere all'esigenza di ottenere dati nucleari per reazioni di interesse per l'astrofisica e lo sviluppo della tecnologia alla base dei nuovi reattori nucleari. La *facility* n_TOF è caratterizzata da un alto flusso istantaneo di neutroni, l'ampio spettro di energia che spazia su quasi 12 ordini di grandezza e l'alta risoluzione energetica.

Una delle misure prevista ad n_TOF prima del lungo shut down, che inizierà nel 2019, è la prima misura della sezione d'urto di fissione del ^{235}U ad alta energia. Questa reazione è uno standard fino a 200 MeV, ma a energie maggiori ci sono solo modelli teorici che definiscono la sezione d'urto della reazione. Inoltre per energie comprese tra 20 e 200 MeV, ad oggi, esistono solo due gruppi di misure sperimentali. Risulta, quindi, molto importante migliorare la conoscenza della sezione d'urto di fissione del ^{235}U , sia per aumentare la precisione dei dati presenti, sia per espandere l'intervallo energetico nel quale è conosciuta.

Ad n_TOF ci sono rivelatori di fissione che permettono di misurare fino all'energia del GeV, infatti misure di questo genere sono già state svolte. Il problema però è legato alla conoscenza del flusso di neutroni che induce le reazioni studiate e la sua dipendenza dall'energia, che è indispensabile per l'estrazione della sezione d'urto. Il flusso ad n_TOF è molto ben conosciuto fino a alcuni MeV, basandosi su sezioni d'urto standard di reazione dei neutroni, oltre questa energia è basato su predizioni teoriche, per questo nasce l'esigenza dello sviluppo di un rivelatore per neutroni di alta energia.

In questa tesi viene studiato e caratterizzato un *proton recoil telescope*, basato sulla reazione di scattering n-p, che ha l'obiettivo di misurare il flusso di neutroni da qualche decina di MeV fino al GeV. In primo luogo è stata affrontata l'ottimizzazione della struttura del telescopio tramite simulazioni

Monte Carlo con lo studio degli spessori degli strati attivi che compongono il rivelatore, dell'ottica e della risposta dello stesso a sorgenti γ , protoni e, infine, la risposta del PRT ad un fascio di neutroni che interagisce con un bersaglio di Polietilene. Si è passati alla fase sperimentale realizzando e caratterizzando il rivelatore tramite sorgenti di raggi γ , un fascio di protoni di 62 MeV presso i LNS e portando a termine la misura con il fascio di n_TOF su un bersaglio di Polietilene (C_2H_4). L'analisi preliminare dei dati acquisiti ad n_TOF delinea buone prospettive per lo sviluppo del telescopio. Si riescono a rivelare protoni con energia fino circa 700 MeV (corrispondenti a neutroni del fascio di circa 1 GeV) con una buona capacità di discriminazione degli eventi provenienti dallo scattering n-p su Idrogeno e quelli prodotti dalle reazioni su Carbonio. La prima estrazione del flusso, basandosi su una valutazione della sezione d'urto di scattering n-p, mostra un andamento concorde con quello valutato che sarà migliorato tramite una secondo test previsto per settembre, con un accumulo di maggiore statistica.

È previsto un test ai Laboratori Nazionali del Sud per risolvere il problema, relativo al primo scintillatore, nel quale si ha una dipendenza del segnale dal punto d'impatto delle particelle. Una strada che verrà percorsa sarà l'accoppiamento dello scintillatore con due PMT per cercare di minimizzare l'effetto, studiando la risposta del rivelatore ad un fascio di protoni monoenergetico. A settembre è già prevista una seconda misura nella *facility* di n_TOF per affinare l'apparato sperimentale in previsione della misura di fissione del ^{235}U , programmata per il prossimo anno.

Appendice A

Chadwick, *Possible Existence of a Neutron*, Nature **129** (1932) 312-312

Quella che segue è la lettera con la quale Chadwick introdusse l'esistenza di una nuova particella: il neutrone. Questa scoperta conferì al fisico inglese nel 1932 la Medaglia Hughes e nel 1935 il Premio Nobel per la Fisica. È interessante notare che la reazione osservata da Chadwick è la stessa analizzata in questo lavoro di tesi: la diffusione elastica neutrone-protone.

Possible Existence of a Neutron

It has been shown by Bothe and others that beryllium when bombarded by α -particles of polonium emits a radiation of great penetrating power, which has an absorption coefficient in lead of about 0.3 (cm.)^{-1} . Recently Mme. Curie-Joliot and M. Joliot found, when measuring the ionisation produced by this beryllium radiation in a vessel with a thin window, that the ionisation increased when matter containing hydrogen was placed in front of the window. The effect appeared to be due to the ejection of protons with velocities up to a maximum of nearly $3 \times 10^9 \text{ cm. per sec.}$ They suggested that the transference of energy to the proton was by a process similar to the Compton effect, and estimated that the beryllium radiation had a quantum energy of $50 \times 10^6 \text{ electron volts.}$

I have made some experiments using the valve counter to examine the properties of this radiation excited in beryllium. The valve counter consists of a small ionisation chamber connected to an amplifier, and the sudden pro-

duction of ions by the entry of a particle, such as a proton or α -particle, is recorded by the deflexion of an oscillograph. These experiments have shown that the radiation ejects particles from hydrogen, helium, lithium, beryllium, carbon, air, and argon. The particles ejected from hydrogen behave, as regards range and ionising power, like protons with speeds up to about 3.2×10^9 cm. per sec. The particles from the other elements have a large ionising power, and appear to be in each case recoil atoms of the elements.

If we ascribe the ejection of the proton to a Compton recoil from a quantum of 52×10^6 electron volts, then the nitrogen recoil atom arising by a similar process should have an energy not greater than about 400,000 volts, should produce not more than about 10,000 ions, and have a range in air at N.T.P. of about 1.3 mm. Actually, some of the recoil atoms in nitrogen produce at least 30,000 ions. In collaboration with Dr. Feather, I have observed the recoil atoms in an expansion chamber, and their range, estimated visually, was sometimes as much as 3 mm. at N.T.P.

These results, and others I have obtained in the course of the work, are very difficult to explain on the assumption that the radiation from beryllium is a quantum radiation, if energy and momentum are to be conserved in the collisions. The difficulties disappear, however, if it be assumed that the radiation consists of particles of mass 1 and charge 0, or neutrons. The capture of the α -particle by the Be^9 nucleus may be supposed to result in the formation of a C^{12} nucleus and the emission of the neutron. From the energy relations of this process the velocity of the neutron emitted in the forward direction may well be about 3×10^9 cm. per sec. The collisions of this neutron with the atoms through which it passes give rise to the recoil atoms, and the observed energies of the recoil atoms are in fair agreement with this view. Moreover, I have observed that the protons ejected from hydrogen by the radiation emitted in the opposite direction to that of the exciting α -particle appear to have a much smaller range than those ejected by the forward radiation. This again receives a simple explanation on the neutron hypothesis.

If it be supposed that the radiation consists of quanta, then the capture of the α -particle by the Be^9 nucleus will form a C^{13} nucleus. The mass defect of C^{13} is known with sufficient accuracy to show that the energy of the quantum emitted in this process cannot be greater than about 14×10^6 volts. It is dif-

difficult to make such a quantum responsible for the effects observed.

It is to be expected that many of the effects of a neutron in passing through matter should resemble those of a quantum of high energy, and it is not easy to reach the final decision between the two hypotheses. Up to the present, all the evidence is in favour of the neutron, while the quantum hypothesis can only be upheld if the conservation of energy and momentum be relinquished at some point.

J. CHADWICK.

Cavendish Laboratory, Cambridge, Feb. 27 1932.

Bibliografia

- [1] J. Chadwick *Possible Existence of a Neutron*, Nature **129** (1932) 312-312
- [2] IAEA Library Cataloguing in Publication Data, *International Evaluation of Neutron Cross-Section Standards*, ISBN 92-0-100807-4, November 2007
- [3] A.D. Carlson, V.G. Pronyaev, D.L. Smith, N.M. Larson, Zhenpeng Chen, G.M. Hale, F.-J. Hamsch, E.V. Gai, Soo-Youl Oh, S.A. Badikov, T. Kawano, H.M. Hofmann, H. Vonach, S. Tagesen, *International Evaluation of Neutron Cross Section Standards*, Nuclear Data Sheets, **110** (2009)
- [4] K. S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons Inc
- [5] R. L. Bramblett, R. I. Ewing, T. W. Bonneret al., *A new type of neutron spectrometer*, Nuclear Instruments and Method in Physics Research **9** (1960) 1
- [6] Glenn F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons Inc
- [7] W. R. Leo, *Techniques For Nuclear And Particle Physics Experiments*, Springer Verlag (1994)
- [8] M. Bruno et al., *GARFIELD + RCo digital upgrade: A modern set-up for mass and charge identification of heavy-ion reaction products*, Eur. Phys. J. A **49** (2013) 128
- [9] M.B. Chadwick, *ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data*, Nuclear Data Sheets **112** (2011) 2887-2996

- [10] Satoshi Chiba, Sin-ichi Morioka and Tokio Fukahori, *Evaluation of Neutron Cross Section of Hydrogen from 20 MeV to 1 GeV*, Journal of Nuclear Science and Technology, **33** (1996)
- [11] Arndt, R.A., Hyslop, J.S., Roper, L.D, *Nucleon-nucleon partial-wave analysis to 1100 MeV*, Phys. Rev. D **35** (1987) 128
- [12] Arndt, R.A., Roper, L.D., Bryan, R.A., Clark, R.B., VerWest, B.J., Singnell, P., *Nucleon-nucleon partial-wave analysis to 1 GeV*, Phys. Rev. D **28** (1983) 97
- [13] Chen, F.F., Leavitt, C.P., Shapiro, A.M., *Total p-p and "p-n" Cross Sections at Cosmotron Energies*, Phys. Rev. **103** (1956) 211
- [14] Peterson, J.M., Bratenahl, A., Stoering, J.P., P., *Neutron Total Cross Sections in the 17- to 29-Mev Region*, Phys. Rev. **120** (1960) 521
- [15] Kazarinov, J.M., Satarov, V.I., Simonov, J.N., P., *Total cross sections for the interaction of 630 MeV neutrons with protons and carbon nuclei*, Sov. J. Nucl. Phys. **1** (1965) 191
- [16] Groce, D.E., Sowerby, B.D., *Neutron-Proton Total Cross Sections Near 20, 24 and 28 MeV*, Nucl. Phys. **83** (1966) 199
- [17] Measday, D.F., Palmieri, J.N., *Neutron Total Cross Sections for Neutrons, Protons and Deuterons in the Energy Range of 90 to 150 MeV*, Nucl. Phys. **85** (1966) 142
- [18] Brady, F.P., Knox, W.J., Jungerman, J.A., McGie, M.R., Walraven, R.L., *Precise Measurement of Neutron-Proton Total Cross Section from 25 to 60 MeV*, Phys. Rev. Lett **25** (1970) 1628
- [19] Davis, J.C., Barschall, H.H., *Fast-Neutron Total Cross Section of Deuterium*, Phys. Rev., C **3** (1971) 1798
- [20] Larson, D.C., Harvey, J.A., Hill, N.W., *Neutron total cross sections of hydrogen, carbon, oxygen and iron from 500 keV to 60 MeV*, Proc. Int. Conf. on Nuclear Cross Sections for Technology, (1979-1980) 34

- [21] Lisowski, P.W., Shamu, R.E., Auchampaugh, G.F., King, N.S.P., Moore, M.S., Morgen, G.L., Singleton, T.S., *Search for Resonance Structure in the np Total Cross Section below 800 MeV*, Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 255
- [22] Keeler, R.K. et al., *Neutron - Proton Scattering Cross-sections Between 200 MeV and 500 MeV*, Nucl. Phys. A **377** (1982) 529
- [23] Bol, A., Devescovi, P., Leleux, P., Lipnik P., Macq, P., Meulders, J.P., *Measurement of the neutron-proton total cross section in the 25-75-MeV range*, Phys. Rev. C **32** (1985) 623
- [24] <http://gwdac.phys.gwu.edu>
- [25] R. Machleidt, *High-precision, charge-dependent Bonn nucleon-nucleon potential*, Phys. Rev. C **63** (2001) 024001
- [26] R. A. Arndt et al., *Updated analysis of NN elastic scattering to 3 GeV*, Phys. Rev. C **76** (2007) 025209
- [27] Technology Status Report, *Supercritical Steam Cycles for Power Generation Applications*, Department of Trade and Industry (1999)
- [28] IAEA report, *Compendium of Neutron Beam Facilities for High Precision Nuclear Data Measurements* IAEA-TECDOC-1743 (2014)
- [29] C. Rubbia, J.A.Rubio, S. Buono, F. Caminati, N. Fietier, J. Galvez, C. Geles, Y. Klapisch, P. Mandrillon, J.P.Revol, Ch. Roche, *Conceptual design of a fast neutron operated highpower energy amplifier*, CERN/AT/95-44(ET) (1995)
- [30] C.D. Browman et al., *Nuclear energy generation and waste transmutation using an accelerator-driven intense thermal neutron source*, Nucl. Instr.and Meth. A **320** (1992) 336
- [31] Y. Watanabe et al., *Status of JENDL high energy file*, Journal of the Korean Physical Society **59** (2011) 1040
- [32] S. Lo Meo et al., *Fission induced by nucleons at intermediate energies*, Nucl. Phys. A **933** (2015) 43
- [33] <https://www-nds.iaea.org/exfor>

- [34] A. Boudard, J. Cugnon, J.-C. David, S. Leray, D. Mancusi, *New potentialities of the Liège intranuclear cascade model for reactions induced by nucleons and light charged particles*, Phys. Rev. C **87** (2013) 014606
- [35] D. Mancusi, R.J. Charity, J. Cugnon, *Unified description of fission in fusion and spallation reactions*, Phys. Rev. C **82** (2010) 044610
- [36] INDC International Nuclear Data Committee, *$^{209}\text{Bi}(n, f)$ and $^{\text{nat}}\text{Pb}(n, f)$ Cross Sections as a New Reference and Extension of the ^{235}U , ^{238}U and $^{239}\text{Pu}(n, f)$ Standards up to 1 GeV*, INDC(NDS)-0681 Distr. ST/J/G/NM, IAEA 2015
- [37] A. A. Kotov et al., *Energy dependence of proton induced fission cross sections for heavy nuclei in the energy range 200-1000 MeV*, Phys. Rev. C **74** (2006) 034605
- [38] C. Guerrero et al., *Performance of the neutron time-of-flight n_TOF at CERN*, Eur. Phys. J. A **49** (2013) 27
- [39] M. Calviani et al., *The n_TOF facility at CERN: present status and future upgrades*, ICANS XIX, n_TOF-CONF-2010-011
- [40] <http://www.cern.ch/ntof> bibitemPPAC C. Lederer et al. *$^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ cross section in the unresolved resonance region*. Phys. Rev. C **83** (2011) 034608.
- [41] L. Audouin, *Measurement of the $^{235}\text{U}(n, f)$ cross section relative to the $H(n, n)H$ reaction up to 1 GeV: test of a Proton Recoil Telescope*, European Organization for Nuclear Research (2015)
- [42] S. Agostinelli et al., *GEANT4 - a simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. A, **506** (2003) 250-303
- [43] J. Allison et al., *GEANT4 developments and applications*, IEEE T. Nucl. Sci., **53** (2006) 270-278
- [44] Geant4, *Physics Reference Manual*, www.cern.ch/geant4
- [45] S. Lo Meo, M. A. Cortés-Giraldo, C. Massimi, et al., *GEANT4 simulations of the n_TOF spallation source and their benchmarking*, Eur. Phys. J. A, **51** (2015) 160

- [46] E. Hecht and A. Zajac, *Optics*, Addison-Wesley Publishing Co. (1974)
- [47] <https://www.cnaf.infn.it>
- [48] <https://www.ptb.de/cms/en.html>
- [49] R.A.Arndt, J.S.Hyslop III, L.D.Roper, *Nucleon-Nucleon Partial-Wave Analysis to 1100 MeV*, Phys.Rev. D **35** (1987) 128
- [50] R. A. Arndt, I. I. Strakovsky, R. L. Workman, *Updated analysis of NN elastic scattering data to 1.6 GeV*, Phys. Rev. C, **50** (1994) 2731
- [51] A. J. Koning, *Nuclear Data Evaluation at Intermediate Energies: An Introduction*, NRG Nuclear Research and Consultancy Group
- [52] T. Zhu, D. Rochman, A. Vasiliev, H. Ferroukhi, W. Wieselquist, A. Pautz, *Comparison of Two Approaches for Nuclear Data Uncertainty Propagation in MCNPX for Selected Fast Spectrum Critical Benchmarks*, Nuclear Data Sheets **118** (2014) 388-391
- [53] <http://castor.web.cern.ch/>
- [54] J. B. Birks, *Scintillations from Organic Crystals: Specific Fluorescence and Relative Response to Different Radiations*, Proc. Phys. Soc A, **64** (1951) 874
- [55] S. Marrone et al. *A low background neutron flux monitor for the n_TOF facility at CERN*. Nucl. Instrum. Meth. A **517** (2004) 389-398
- [56] Y. Giornataris et al. *MICROMEGAS: A High granularity position sensitive gaseous detector for high particle flux environments*. Nucl. Instrum. Meth. A **376** (1996) 29-35
- [57] D.B. Gayther et al. *International Intercomparison of Fast Neutron Fluence-Rate Measurements Using Fission Chamber Transfer Instruments*. Metrologia **27** (1990) 4.

