

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI
BOLOGNA

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

Prima misura simultanea delle reazioni
 $^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$, $^6\text{Li}(\text{n},\text{t})$ e $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)$

Relatore:
Dott. Cristian Massimi

Presentata da:
Simone Amaducci

Correlatori:
Dott. Massimo Barbagallo
Dott. Segio Lo Meo

Anno Accademico 2015/2016

Abstract

Sono indicate come "standard" un gruppo ristretto di sezioni d'urto di reazioni nucleari indotte da neutroni note con grande precisione e accuratezza, di grande importanza nel campo della fisica nucleare sperimentale.

In questo lavoro è presentata l'analisi preliminare della prima misura simultanea delle sezioni d'urto standard $^{235}\text{U}(n,f)$, $^6\text{Li}(n,t)$ e $^{10}\text{B}(n,\alpha)$, realizzata presso la facility n_TOF (CERN) tramite un apparato di rivelazione basato su rivelatori allo stato solido in silicio. La misura è stata concepita in seguito ad anomalie sperimentali nell'intervallo fra 10 e 30 keV, rivelate in misure in cui la reazione $^{235}\text{U}(n,f)$ era utilizzata come standard di riferimento, in particolare a LANSCE (USA) e nella precedente misura di flusso di n_TOF.

In seguito all'analisi dei dati ed una caratterizzazione dell'apparato di rivelazione tramite simulazioni Monte Carlo, realizzate utilizzando il software Geant4, sono stati estratti i rapporti fra la sezione d'urto $^{235}\text{U}(n,f)$ e gli standard $^6\text{Li}(n,t)$ e $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ nell'intervallo energetico dal termico ($E_n = 0.0253$ eV) a 100 keV. I risultati ottenuti sono generalmente in buon accordo con quelli presenti in letteratura, con deviazioni entro il 5%. Nell'intervallo energetico di maggiore interesse, ovvero fra 10 e 30 keV, si osserva invece una deviazione prossima al 10%, appare quindi confermata in questa regione una sovrastima della sezione d'urto $^{235}\text{U}(n,f)$ nei dati presenti in letteratura.

Indice

Introduzione	7
1 Motivazioni fisiche della misura	9
1.1 Reazione indotte da neutroni	9
1.2 Le sezioni d'urto standard	10
1.3 Proprietà delle reazioni con sezione d'urto standard	12
1.3.1 La reazione $^{10}\text{B}(n,\alpha)$	12
1.3.2 La reazione $^6\text{Li}(n,t)$	13
1.3.3 La fissione del ^{235}U	14
1.4 La misura della sezione d'urto $^{235}\text{U}(n,\gamma)$ a DANCE	16
1.5 Le discrepanze nella sezione d'urto $^{235}\text{U}(n,f)$ emerse ad n_TOF	18
1.6 L'interesse per l'intervallo energetico coinvolto	21
1.7 La nuova misura	22
2 Il setup sperimentale presso la facility n_TOF	25
2.1 La facility n_TOF	25
2.2 La tecnica del tempo di volo	27
2.3 Il rivelatore utilizzato nella misura	31
2.3.1 Realizzazione del rivelatore	31
2.3.2 I campioni utilizzati	35
3 Misura e analisi dati	37
3.1 Svolgimento della misura	37
3.2 Analisi dei dati	38
3.3 Spettri delle ampiezze dei segnali	41
3.4 Selezione degli eventi di reazione	43
3.5 Count-rate di reazioni	47
3.6 Misura della base di volo	50
4 Simulazioni Montecarlo	53
4.1 Geant4	53

4.2	Ricostruzione della geometria del rivelatore	54
4.3	Calibrazione energetica	56
4.4	L'efficienza dei rivelatori	60
5	Estrazione dei rapporti	65
5.1	Rapporto $\sigma_{U(n,f)}/\sigma_{Li(n,t)}$	66
5.2	Rapporto $\sigma_{U(n,f)}/\sigma_{B(n,\alpha)}$	70
5.3	Rapporto $\sigma_{B(n,\alpha)}/\sigma_{Li(n,t)}$	73
	Conclusioni	75
A	Appendici	77
A.1	Rivelatori a stato solido	77
	Bibliografia	83

Introduzione

Sono indicate come "standard" un gruppo ristretto di sezioni d'urto di reazioni nucleari indotte da neutroni note con grande precisione e accuratezza, comunemente accettate dalla comunità scientifica come riferimento. Si tratta di reazioni di particolare importanza nel campo della fisica sperimentale, in quanto sono utilizzate per compiere misure di flusso di neutroni ma soprattutto come riferimento nelle misure di sezioni d'urto di reazione. La loro misura accurata richiede infatti, tra le altre cose, di conoscere con precisione il flusso di neutroni nella sala sperimentale ed in particolare la sua dipendenza energetica. L'attività legata alla definizione degli standard è gestita dalla IAEA (*International Atomic Energy Agency*) la quale si occupa inoltre del loro continuo aggiornamento, effettuato basandosi sugli ultimi dati sperimentali prodotti. All'interno del gruppo degli standard la reazione $^{235}\text{U}(n,f)$ è di particolare interesse sia per le numerose applicazioni tecnologiche sia per il suo diffuso uso in campo sperimentale. Inoltre l'intervallo di energia dei neutroni in cui viene considerata essere uno standard è fra i più ampi, è infatti considerato tale per neutroni termici ($E_n = 0.0253$ eV) e nell'intervallo fra 0.15 e 20 MeV.

Recenti misure, accomunate dall'uso della reazione $^{235}\text{U}(n,f)$ come standard di riferimento, hanno evidenziato discrepanze nell'intervallo di energia cinetica dei neutroni compreso fra 10 e 30 keV. In particolare presso il centro LANSCE (USA) è stata effettuata una misura della sezione d'urto $^{235}\text{U}(n,\gamma)$ fra 4 eV e 1 MeV, utilizzando la fissione dell'uranio come riferimento. L'accordo con i dati presenti in libreria è risultato molto buono su quasi l'intero spettro energetico considerato, a meno di una discrepanza presente nell'intervallo di energia dei neutroni fra 10 e 30 keV. Inoltre nel corso della più recente misura di flusso svolta presso la facility n_TOF il valore misurato dai rivelatori basati sulla reazione $^{235}\text{U}(n,f)$ è risultato inferiore approssimativamente del 8% rispetto a quello misurato con altri rivelatori nell'intervallo di energia cinetica del neutrone incidente compreso fra 10 e 30 keV. Sia questo risultato che la discrepanza osservata a LANSCE possono essere spiegati tramite una sovrastima della sezione d'urto $^{235}\text{U}(n,f)$ nell'intervallo fra 10 e 30

keV. A seguito dell'osservazione di tali discrepanze è stata proposta e portata a termine una nuova misura di precisione della sezione d'urto $^{235}\text{U}(n,f)$. La misura è stata svolta presso la facility n_TOF, utilizzando come standard di riferimento $^6\text{Li}(n,t)$ e $^{10}\text{B}(n,\alpha)$.

La crescente richiesta di misure con elevata precisione della sezione d'urto delle reazioni indotte da neutroni ha portato alla costruzione della facility n_TOF all'interno dei laboratori del CERN (Ginevra). L'interesse riguardo le reazioni indotte da neutroni spazia dalle applicazioni tecnologiche al campo dell'astrofisica stellare, in particolare sono necessarie per la realizzazione dei modelli di nucleosintesi stellare. Ad n_TOF la produzione dei neutroni avviene tramite un processo di spallazione: i protoni accelerati dal PS (*Proton Synchrotron*) incidono su un bersaglio di piombo, dando luogo ad una serie di reazioni che portano ad avere neutroni nello stato finale. Il fascio risultante di neutroni, oltre ad avere un'intensità particolarmente alta è di tipo pulsato, questa proprietà lo rende adatto per misure di isotopi radioattivi con breve vita media. Il nome della facility deriva dall'uso della tecnica del tempo di volo, la quale permette di determinare con particolare precisione l'energia cinetica dei neutroni incidenti e quindi effettuare misure particolarmente accurate.

Questo lavoro è dedicato alla prima misura simultanea delle sezioni d'urto standard $^{235}\text{U}(n,f)$, $^6\text{Li}(n,t)$ e $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ nell'intervallo energetico dal termico sino a 200 keV, con particolare interesse per la regione fra 10 e 30 keV.

La tesi è organizzata in cinque capitoli: nel primo viene illustrato il concetto di sezione d'urto standard per neutroni, soffermandosi sulle principali proprietà delle reazioni utilizzate nella misura. Sono inoltre presentati le discrepanze sperimentali relative al valore della sezione d'urto $^{235}\text{U}(n,f)$ nell'intervallo energetico fra 10 e 30 keV, osservate nelle misure svolte a LANSCE e n_TOF, che hanno portato alla necessità della presente misura.

Nel secondo capitolo è descritta la facility n_TOF, illustrando inoltre la tecnica del tempo di volo, utilizzata per risalire all'energia dei neutroni. Nella seconda parte del capitolo viene mostrato l'apparato di rivelazione utilizzato per la misura, composto da rivelatori allo stato solido in silicio. Il terzo capitolo è dedicato all'analisi dei dati, particolare attenzione è posta sulla scelta delle condizioni per la discriminazione dei prodotti di reazione e al loro legame con l'energia cinetica dei neutroni incidenti.

Nel quarto capitolo sono illustrate le simulazioni Monte Carlo, realizzate utilizzando il software Geant4, svolte al fine di valutare l'effetto dei materiali presenti sul fascio e stimare l'efficienza di rivelazione dei silici. Infine, nel quinto capitolo, sono presentati i rapporti fra le sezioni d'urto in funzione dell'energia dei neutroni incidenti.

Capitolo 1

Motivazioni fisiche della misura

Nel capitolo sono presentate le motivazioni fisiche che hanno portato alla realizzazione della misura di alta precisione della sezione d'urto di fissione del ^{235}U nell'intervallo energetico compreso fra 0.025 eV e 1 MeV. Particolare enfasi è data al ruolo della reazione $^{235}\text{U}(n,f)$ nel campo della fisica nucleare, delle tecniche di rivelazione dei neutroni e delle tecnologie nucleari. L'utilizzo così diffuso di un processo di riferimento, richiede una precisa conoscenza della sua sezione d'urto a tutte le energie di interesse, dal meV al GeV. Sono inoltre illustrate le reazioni alternative e complementari della $^{235}\text{U}(n,f)$ e per tutte vengono esposte le proprietà chiave.

1.1 Reazione indotte da neutroni

I neutroni non posseggono carica elettrica, per questo motivo non sono soggetti all'interazione coulombiana con i protoni e gli elettroni che compongono gli atomi, di conseguenza le reazioni con la materia avvengono essenzialmente attraverso l'interazione forte. A causa del corto raggio d'azione di questa forza (nell'ordine di 10^{-13} cm) e poiché la materia è costituita in gran parte da spazio vuoto, queste interazioni sono rare; di conseguenza il neutrone è una particella molto penetrante.

Per basse energie, inferiori a 1 MeV, esistono principalmente due tipologie di reazioni indotte da neutroni: diffusione e cattura. Nelle reazioni di diffusione il neutrone può variare energia e velocità ma lascia invariato il numero di protoni e neutroni del nucleo bersaglio. A seguito della cattura del neutrone, invece, può seguire un grande numero di diverse reazioni, dall'emissione di particelle quali fotoni, particelle cariche o altri neutroni fino alla fissione del nucleo stesso.

Per nuclei leggeri risultano predominanti fenomeni di diffusione e di cattura radiativa o con emissione di particelle (principalmente protoni o particelle α) mentre per nuclei pesanti la fissione è tipicamente l'effetto dominante. A basse energie, dove sono maggiormente probabili le reazioni che procedono con la formazione di un nucleo composto, la sezione d'urto presenta il tipico andamento inversamente proporzionale alla velocità del neutrone.

1.2 Le sezioni d'urto standard

Sono indicate come "standard" un gruppo ristretto di sezioni d'urto di reazione per neutroni note con grande precisione e accuratezza, comunemente accettate dalla comunità scientifica come riferimento. Esse sono di particolare importanza nel campo della fisica sperimentale in quanto tramite il loro utilizzo è possibile caratterizzare i fasci di neutroni utilizzati, effettuandone misure accurate del flusso[1]. La precisione con cui si può ottenere sperimentalmente la sezione d'urto di una reazione indotta da neutroni è limitata dall'incertezza associata alle sezioni d'urto standard utilizzata per misurare il flusso di neutroni incidenti. Di conseguenza ogni miglioramento dello standard si traduce in un miglioramento per tutte le misure ad esso associate. È evidente come il processo di aggiornamento delle librerie di dati nucleari riguardi anche e soprattutto le sezioni d'urti standard, che devono essere studiate con maggiore cura. Ricordiamo infatti che i database sono in continuo aggiornamento sulla base dei dati sperimentali via via prodotti.

I dati nucleari sperimentali sono raccolti in una banca dati internazionale detta EXFOR[2] (acronimo per *Exchange Format* sottinteso *for experimental nuclear reaction data*) mantenuta dall'agenzia internazionale per l'energia atomica (IAEA). Inoltre esistono diverse banche dati di carattere più teorico, in cui si utilizzano modelli nucleari per parametrizzare le sezioni d'urto, indicate come "evaluation". Questo approccio permette di risolvere le inconsistenze nei dati nucleari, e rende completi i database, formulando previsioni là dove mancano dati sperimentali. Le librerie più note ed utilizzate sono: ENDF[3](USA), JEFF[4](Europa), JENDL[5](Giappone) e BROND[6].

L'attività legata alla formulazione di standard di misura è di lungo corso ed è coordinata dalla IAEA, con il fine di migliorare ulteriormente tali riferimenti. Nel documento più recente [7] le sezioni d'urto indotte da neutroni, che sono considerate standard sono le seguenti: $H(n,n)$, ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$, ${}^6\text{Li}(n,t){}^4\text{He}$, ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}(n,\alpha_1\gamma){}^7\text{Li}$, $C(n,n)$, ${}^{197}\text{Au}(n,\gamma)$ e ${}^{235}\text{U}(n,f)$ ognuna nel suo intervallo energetico specifico. Sono accomunate dall'essere reazioni largamente conosciute e studiate, gli isotopi sono facilmente ottenibili con

buona purezza, gli yield di reazione sono sufficientemente grandi e producono stati finali facilmente distinguibili.

L'approccio adottato inizialmente è stato di tipo gerarchico, le sezioni d'urto per gli elementi più semplici da misurare e di cui si avevano più dati sono state considerate come meglio note e usate per calcolare quelle successive. La reazione $H(n,n)$ è stata valutata per prima ed in modo indipendente, successivamente a partire da essa è stata costruita quella per ${}^6\text{Li}(n,t)$ combinando misure assolute con quelle relative a $H(n,n)$. Analogamente per la reazione ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$ sono state combinate misure assolute con quelle relative ai due standard precedenti. Il procedimento è stato ripetuto per i successivi elementi al crescere del numero atomico.

A partire da ENDF/B-VI l'approccio gerarchico è stato abbandonato in favore di quello elaborato da Poenitz[8], che utilizza il metodo dei minimi quadrati per combinare i diversi gruppi di dati nucleari. Quando si studiano i rapporti fra standard il risultato ha un impatto su entrambi gli standard coinvolti, una attenzione particolare è necessaria per valutare correlazione fra dati sperimentali in queste valutazioni simultanee. Nonostante i miglioramenti introdotti è noto un problema di sottostima delle incertezze associate alle sezioni d'urto all'interno delle librerie, questo porta spesso gli utenti in fase di utilizzo ad aumentare il valore fornito dell'incertezza in modo arbitrario.

Nella tabella 1.1 sono riportate le reazioni le cui sezioni d'urto sono considerate standard dalla libreria ENDF, per ognuna di esse è specificato l'intervallo energetico in cui sono un riferimento. Come si può notare la maggior parte delle reazioni è standard per neutroni di bassa energia ed in particolare all'energia termica[9] ($E_n = 0.0253$ eV) - così definita quando l'energia cinetica dei neutroni è comparabile con l'energia termica a temperatura ambiente. Per brevità, di seguito verrà utilizzata l'espressione "neutroni termici", per indicare appunto i neutroni con energia cinetica di 0.0253 eV.

Si osserva inoltre come il ${}^{235}\text{U}$ sia lo standard che copre l'intervallo di energie più ampio. È da notare però che alle energie del eV e del keV la sezione d'urto non è considerata uno standard di misura, questo a causa della presenza di risonanze nella sezione d'urto di fissione, nonostante sia ben nota anche in questa regione. Non deve sorprendere infatti l'abbondanza di dati sperimentali per la sezione d'urto ${}^{235}\text{U}(n,f)$ nella regione delle risonanze, visto il suo utilizzo diffuso, soprattutto nelle applicazioni tecnologiche. Misure recenti hanno però mostrato che nella regione compresa tra 10 e 30 keV sono presenti discrepanze rispetto ai dati riportati in letteratura. Non è chiaro però se queste inconsistenze siano presenti nel canale di fissione (n,f) oppure di cattura (n, γ).

Reazione	Intervallo energetico
H(n,n)	1 keV - 20 MeV
$^3\text{He}(n,p)$	termico - 50 keV
$^6\text{Li}(n,t)$	termico - 1 MeV
$^{10}\text{B}(n,\alpha)$	termico - 250 keV
$^{10}\text{B}(n,\alpha_1 \gamma)$	termico - 250 keV
C(n,n)	fino a 1.8 MeV
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)$	al termico e 0.2 MeV - 2.5 MeV
$^{235}\text{U}(n,f)$	al termico e 0.15 MeV - 20 MeV

Tabella 1.1: Sezioni d'urto standard e intervallo energetico corrispondente.

1.3 Proprietà delle reazioni con sezione d'urto standard

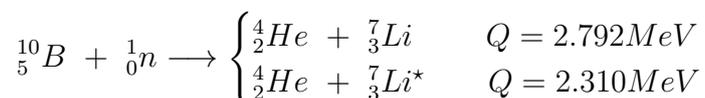
I neutroni sono rivelati in modo indiretto, vengono prima convertiti in particelle cariche sfruttando diverse reazioni nucleari, successivamente le particelle così prodotte sono rivelate tramite rivelatori tradizionali. A causa della forte dipendenza della sezione d'urto dall'energia del neutrone, il materiale bersaglio cambia a seconda dell'intervallo energetico d'interesse.

Nella scelta del convertitore è di grande importanza il Q-valore della reazione, esso determina l'energia liberata dalla reazione che si traduce in energia disponibile per i prodotti. Maggiore è l'energia dei prodotti nello stato finale della reazione, più è semplice la discriminazione dei segnali dal fondo. Si tende quindi a prediligere reazioni con Q-valore elevato (nell'ordine del MeV). Occorre inoltre valutare attentamente le dimensioni del rivelatore, in base al *range* dei prodotti della reazione coinvolta, deve infatti essere sufficientemente grande affinché le particelle cariche depositino in esso tutta la loro energia. Si tratta di una problematica critica in particolare per i rivelatori gassosi, a causa della bassa densità.

1.3.1 La reazione $^{10}\text{B}(n,\alpha)$

Si tratta della reazione utilizzata più frequentemente per la rivelazione di neutroni per la facilità di produzione di bersagli arricchiti in ^{10}B . Inoltre la sezione d'urto $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ è priva di strutture per energie cinetiche dei neutroni al di sotto di alcune centinaia di keV e ha un valore relativamente grande: vale circa 3840 b all'energia termica ($E_n = 0.0253$ eV). Il boro è presente in natura

in due isotopi, entrambi stabili, ^{11}B e ^{10}B con abbondanza rispettivamente del 80.1% e 19.9%. La reazione si può schematizzare come:



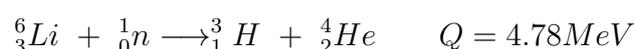
Per neutroni termici il 94% delle reazioni termina con un Litio eccitato nello stato finale e segue una transizione elettromagnetica allo stato fondamentale, accompagnata dall'emissione di un raggio γ di 480 keV. Solo nel restante 6% dei casi viene popolato direttamente lo stato fondamentale, in entrambi i casi il Q-valore è comunque sufficientemente elevato. Sempre per neutroni di basse energie, che quindi hanno un impulso trascurabile, l'emissione delle particelle finali è del tipo *back to back*. Per calcolare le energie dei prodotti di reazione si sfrutta la conservazione di energia e impulso:

$$E_{\text{Li}} = 0.84\text{MeV} \quad E_{\alpha} = 1.47\text{MeV}$$

nel caso più comune, con il litio eccitato. L'energia delle particelle α è sufficiente per essere rivelate, al contrario il Litio possiede energia spesso troppo bassa affinché riesca ad essere discriminato efficacemente dal fondo.

1.3.2 La reazione $^6\text{Li}(n,t)$

A differenza della reazione $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ descritta in precedenza tutti prodotti della $^6\text{Li}(n,t)$ si trovano dello stato fondamentale, la reazione risulta:



Calcolando l'energia dei prodotti, sempre nell'approssimazione di neutrone termico, con impulso trascurabile, si ottiene:

$$E_{\text{H}} = 2.73\text{MeV} \quad E_{\alpha} = 2.05\text{MeV}$$

La sezione d'urto è relativamente grande: vale circa 940 b all'energia termica. Nella maggior parte dell'intervallo energetico risulta però inferiore a quella del ^{10}B come evidenziato in figura 1.1, questo svantaggio nelle applicazioni viene compensato da un maggior Q-valore che rende le particelle presenti nello stato finale più facilmente discriminabili. L'isotopo ^6Li rappresenta il 7.40% del litio naturale e, come nel caso del boro, è possibile ottenere dei campioni arricchiti abbastanza facilmente.

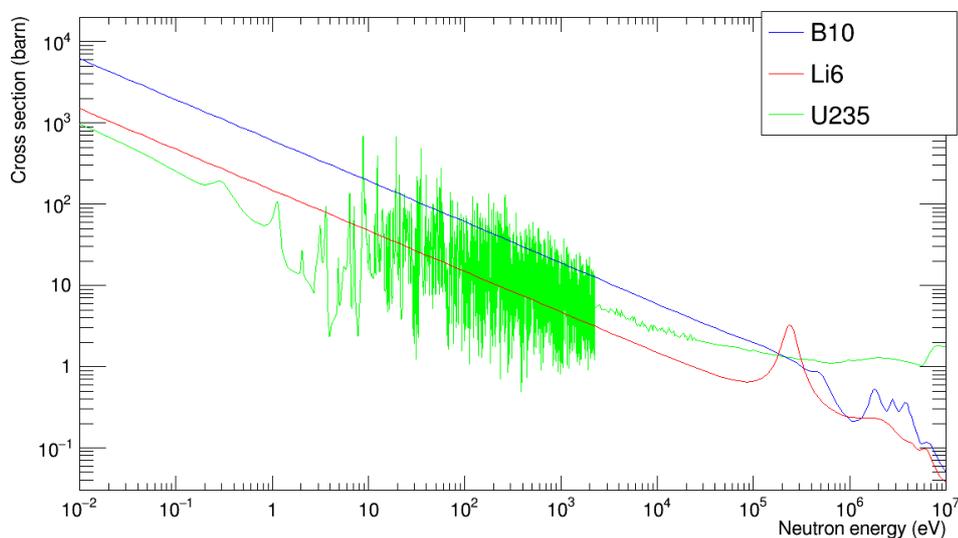


Figura 1.1: Sezioni d'urto per le reazioni: $^{10}\text{B}(n,\alpha)$, $^6\text{Li}(n,t)$ e $^{235}\text{U}(n,f)$.

1.3.3 La fissione del ^{235}U

Le sezioni d'urto di fissione[10] di alcuni nuclei pesanti, tra i quali l'isotopo ^{235}U , oggetto di questo lavoro di tesi, sono relativamente grandi, in particolar modo per neutroni termici (~ 585 b). Risulta quindi possibile utilizzare la fissione di questi nuclei per rivelare i neutroni, con alcune differenze rispetto alle reazioni precedentemente descritte.

In primo luogo il Q-valore della reazione, pur non essendo costante in quanto dipende dalla composizione dei nuclei dei due frammenti emessi, è di circa 200 MeV, molto maggiore rispetto ai casi di $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ e $^6\text{Li}(n,t)$. La distribuzione di massa dei frammenti di fissione presenta il tipico andamento a due picchi. Lo spettro dell'energia cinetica dei frammenti è anch'esso caratterizzato da un doppio picco, uno posizionato all'energia di circa 100 MeV (per il frammento più leggero) e l'altro a circa 70 MeV (Per il più pesante). Uno spettro sperimentale di masse ben risolto è ottenibile solo tramite un'appropriata scelta dello spessore del bersaglio fissile. Scegliendo uno spessore troppo grande si produce una coda a bassa energia, a causa della perdita di energia dei frammenti nel bersaglio stesso; si ottiene infatti una distribuzione in cui le due creste non sono più ben definite, vedi figura 1.2.

L'energia liberata in una reazione di fissione è tradotta per la maggior parte in energia cinetica dei due frammenti ($\sim 80\%$) mentre la restante è rilasciata sotto varie forme (emissione di particelle α , β , γ e neutrini ed ec-

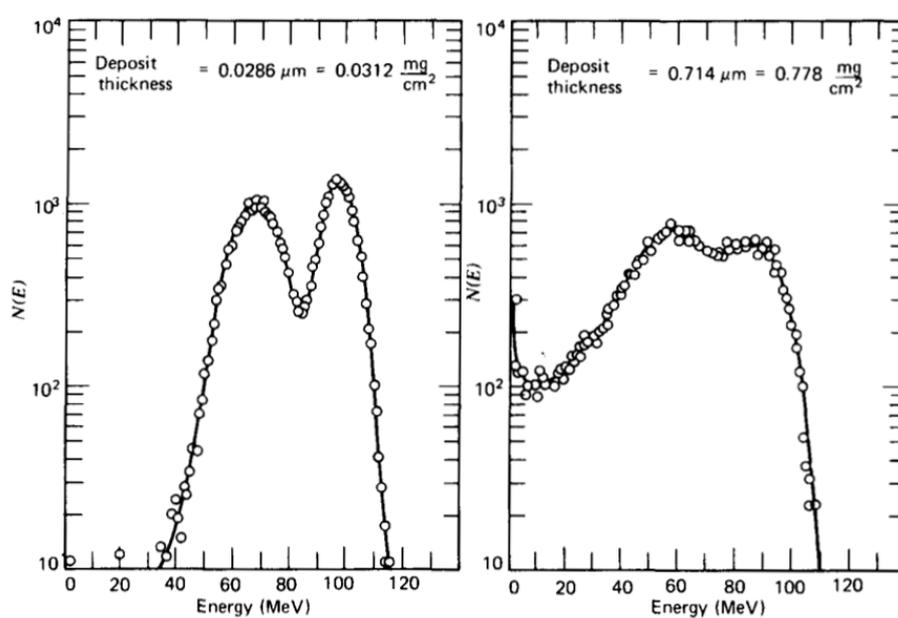


Figura 1.2: Distribuzione dell'energia depositata dai frammenti di fissione per due diversi spessori del bersaglio di fissione di ^{235}U . Per uno spessore eccessivo le due creste si confondono, inoltre la distribuzione si allarga a basse energie, perché i frammenti depositano gran parte della loro energia e sono quasi completamente fermati all'interno del bersaglio.

citazione dei frammenti stessi). Uno dei vantaggi dei rivelatori che sfruttano la fissione è il *range* ridotto dei frammenti prodotti, ad esempio sono sufficienti pochi mm di aria affinché essi depositino tutta la loro energia. Nel caso dei frammenti non si tratta di un fenomeno lineare, in quanto essi sono emessi con un'iniziale ionizzazione, che diminuisce via via che essi perdono energia a causa della cattura di elettroni, questo effetto risulta però trascurabile nella maggior parte dei casi. Grazie alla grande energia cinetica con cui sono emessi frammenti, la loro discriminazione risulta in generale relativamente semplice, soprattutto nel caso di rivelatori in cui viene depositata completamente l'energia cinetica.

L'isotopo ^{235}U è radioattivo, ed emette particelle α con energie di circa 5 MeV. In generale l'elevato Q-valore della fissione, quindi la grande energia cinetica dei frammenti, permette una semplice discriminazione degli eventi originati dall'emissione di α a più bassa energia. In particolari casi occorre prestare attenzione agli effetti di pile-up, in questi casi sono da preferire rivelatori con una risposta sufficientemente rapida.

1.4 La misura della sezione d'urto $^{235}\text{U}(n,\gamma)$ a DANCE

Recentemente è stata portata a termine una misura della sezione d'urto $^{235}\text{U}(n,\gamma)$ [11] nell'intervallo di energie compreso fra 4 eV ed 1 MeV utilizzando il rivelatore DANCE, situato all'interno dei laboratori *Los Alamos Neutron Science Center* (USA)[12]. La precisione raggiunta è estremamente migliore rispetto alle misure presenti in letteratura, è infatti circa il 2 – 3%. Un tale risultato non ha precedenti a causa dell'estrema difficoltà nel separare i raggi gamma dovuti alla diseccitazione del nucleo composto ^{236}U , formatosi in seguito alla cattura neutronica, dal fondo. Esso è costituito dai gamma prodotti a seguito del decadimento dei frammenti di fissione, ma soprattutto da quelli prodotti nel processo stesso di fissione.

Il risultato è stato ottenuto combinando tre misure indipendenti ed utilizzando un calorimetro per raggi gamma a 4π :

1. Nella misura principale è stato utilizzato un bersaglio spesso di uranio per determinare contemporaneamente lo yield di cattura neutronica e di fissione indotta, in funzione dell'energia dei neutroni incidenti.
2. In seguito è stato utilizzato un rivelatore per la fissione, unitamente ad un bersaglio sottile, di uranio. Questa configurazione ha permesso la misura del fondo di γ dovuto alla fissione.

3. Infine è stato sfruttato un bersaglio di ^{208}Pb per misurare il fondo dovuto ai neutroni.

Il procedimento descritto produce una sezione d'urto $\sigma_{(n,\gamma)}^{rel}$ non assoluta ma relativa alla $\sigma_{(n,f)}$ (sezione d'urto di fissione del ^{235}U), la cui conoscenza con alta precisione è ovviamente fondamentale. La relazione fra le due grandezze è la seguente:

$$\sigma_{(n,\gamma)}^{rel} = A_{n\gamma} \frac{N_{n\gamma}}{N_{nf}} \sigma_{(n,f)}$$

dove $A_{n\gamma}$ è un fattore di normalizzazione mentre $N_{n\gamma}$ e N_{nf} sono conteggi per le rispettive reazioni. Utilizzando questo approccio e spessori non troppo elevati del bersaglio di uranio gli effetti di *self-shielding* e di *multiple scattering* risultano trascurabili. Il risultato, riportato in figura 1.3 mostra un ottimo accordo, come era prevedibile, su quasi tutto l'intervallo.

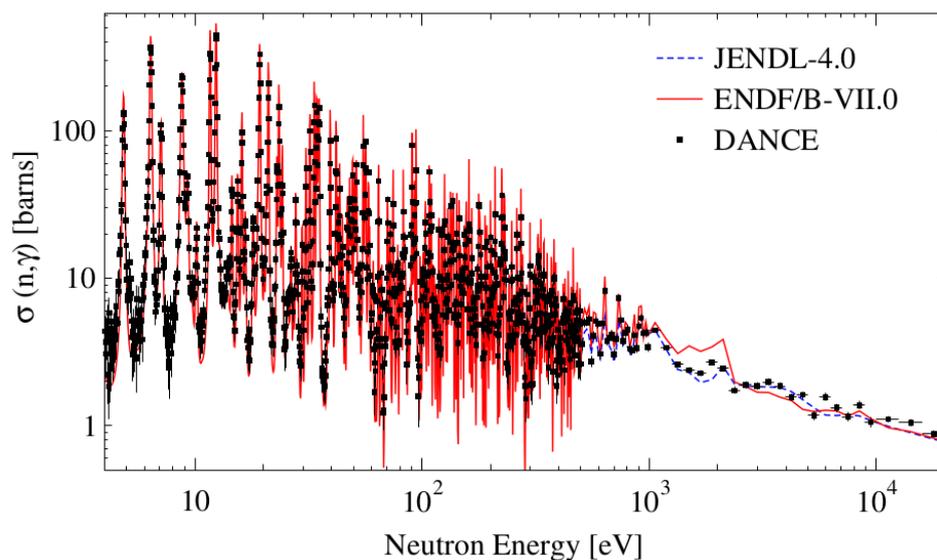


Figura 1.3: Risultato della sezione d'urto $^{235}\text{U}(n,\gamma)$ dall'esperimento svolto a DANCE, l'accordo sino a 10 keV è buono sia con i valori di ENDF che con quelli di JENDL.

In figura 1.4 è riportate in dettaglio la regione tra 10 e 30 keV, dove la sezione d'urto misurata a DANCE (in rosso) presenta un valore maggiore rispetto alle previsioni di ENDF/B-VII.1 (in verde). Tale discrepanza ha fra le possibili spiegazioni una sovrastima della sezione d'urto di fissione consistente con quanto riscontrato nella misura del flusso di n_TOF, descritta in dettaglio nella sezione seguente.

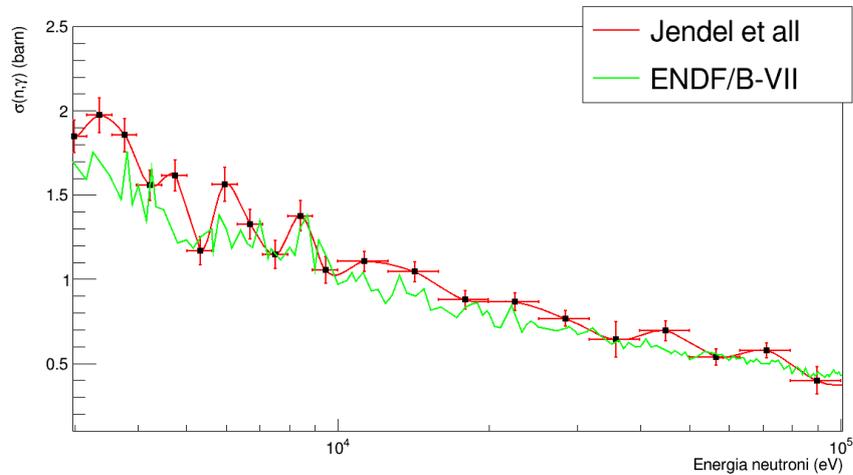


Figura 1.4: Dettaglio della sezione d'urto $^{235}\text{U}(n,\gamma)$ dall'esperimento svolto a DANCE confrontata con i dati presenti nella libreria ENDF/B-VII. Si può notare come fra 10 e 30 keV il risultato ottenuto è maggiore di quello atteso sull'intero intervallo.

1.5 Le discrepanze nella sezione d'urto $^{235}\text{U}(n,f)$ emerse ad n_TOF

A partire dal 2009, in seguito all'installazione di un nuovo bersaglio di spallazione e ad un *upgrade* della linea di fascio, è stato necessario rieffettuare il *commissioning* della *facility* n_TOF[13] (per maggiori dettagli riguardo alla *facility* n_TOF si rimanda al paragrafo dedicato 2.1). In particolare il flusso di neutroni è stato caratterizzato con elevata accuratezza, in quanto una misura dettagliata della dipendenza energetica del flusso è un prerequisito fondamentale ottenere dati accurati sulle sezioni d'urto oggetto di studio della Collaborazione. Una misura precisa del valore assoluto non è indispensabile, si è infatti soliti effettuare le misure di sezione d'urto rispetto ad uno standard per poter poi normalizzare, è invece fondamentale conoscerne in modo dettagliato l'andamento in funzione dell'energia. Occorre tener inoltre presente che, essendo n_TOF una sorgente con fascio pulsato, con la parola flusso, in base al contesto, ci si riferisce anche al numero di neutroni contenuto in ciascun pacchetto, in funzione dell'energia cinetica dei neutroni incidenti.

Per la misura sono state utilizzati quattro diversi rivelatori e sfruttate tre diverse reazioni per la conversione dei neutroni, ognuna delle quali è considerata standard in un preciso intervallo energetico (vedi tabella 1.1).

Dal confronto e la combinazione dei risultati così ottenuti si giunge ad una misura del flusso molto accurata su un'intervallo di energie molto ampio, dal termico sino ad 1 GeV. I rivelatori utilizzati sono stati:

1. **SiMon**[14] costituito da un bersaglio di ${}^6\text{Li}$ circondato da un array di quattro rivelatori al silicio fuori fascio e nella direzione avanti; sfrutta la reazione ${}^6\text{Li}(n,t)$.
2. **Micromegas**[15] (di seguito denominato MGAS) rivelatore a gas caratterizzato dalla presenza di una mesh tra anodo e catodo. Al suo interno sono presenti bersagli di ${}^{10}\text{B}$ e ${}^{235}\text{U}$, per la conversione dei neutroni sfrutta le reazioni ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$ e ${}^{235}\text{U}(n,f)$.
3. **PTB**[16] si tratta di una camera a ionizzazione caratterizzata da una griglia tra anodo e catodo, contenente cinque bersagli di ${}^{235}\text{U}$. Come nel caso del micromegas viene sfruttata la fissione dell'uranio per misurare il flusso di neutroni incidente sul bersaglio.
4. **PPAC** cioè *Parallel Plate Avalanche Counters*, sfrutta anch'esso la fissione del ${}^{235}\text{U}$, con il vantaggio di misurare i frammenti di fissione in coincidenza.

In tabella 1.2 sono riassunte per ogni rivelatore le reazioni standard sfruttate per la conversione dei neutroni in particelle cariche e, per ognuna, l'intervallo energetico corrispondente.

Rivelatore	Reazione sfruttata	Intervallo energetico
SiMon	${}^6\text{Li}(n,t)$	25 meV - 100 keV
MGAS	${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$	25 meV - 100 keV
	${}^{235}\text{U}(n,f)$	25 meV e 0.15 - 1 MeV
PTB	${}^{235}\text{U}(n,f)$	25 meV e 0.15 - 10 MeV
PPAC	${}^{235}\text{U}(n,f)$	25 meV e 0.15 MeV - 1 GeV

Tabella 1.2: Per ogni rivelatore sono riportate le reazioni standard utilizzate per la conversione dei neutroni oltre all'intervallo energetico in cui operano. Si evidenzia come l'intervallo riportato non coincide completamente con quello in cui le reazioni sono considerate standard ma risulta meno ampio, a causa delle condizioni sperimentali.

Nella misura del flusso sino ad 1 eV è stato osservato un ottimo accordo fra tutti i rivelatori, nell'intervallo fra 1 eV e 3 keV permane il buon accordo

fra SiMon e MGAS(^{10}B) mentre la reazione di fissione dell'uranio non è utilizzabile a causa della presenza delle risonanze. Oltre i 100 keV un accordo generalmente buono è presente fra i dati di PTB e di MGAS(^{235}U) mentre i rivelatori basati su litio e boro non sono impiegabili per l'anisotropia angolare delle reazioni coinvolte. Nell'intervallo 100 keV - 1 MeV il flusso è ottenuto da una media pesata fra i dati di MGAS e di PTB, fra 1 e 10 MeV solo i risultati di PTB sono considerati affidabili. Infine oltre i 10 MeV è possibile utilizzare solo i dati raccolti da PPAC grazie alla sua quasi totale insensibilità al γ -flash. Il flusso misurato è riportato in figura 2.3.

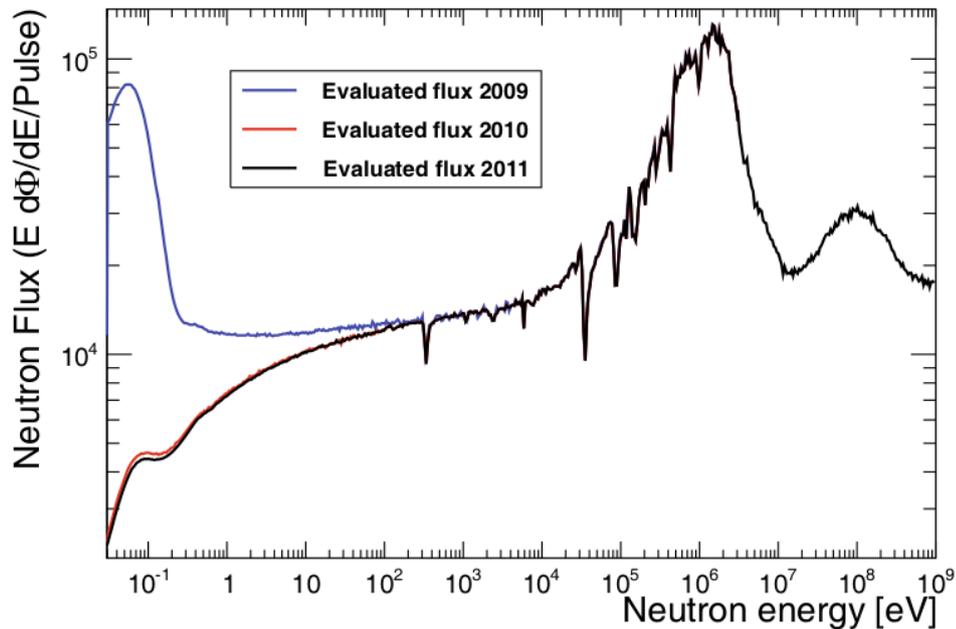


Figura 1.5: Da sostituire con il plot con i risultati di tutti i rivelatori.

Nell'analisi è stato riscontrato tra 10 e 30 keV un risultato anomalo per i rivelatori MGAS(^{235}U) e PTB. Infatti il flusso misurato con questi rivelatori risulta in accordo fra loro ma inferiore di circa l' 8 – 10% rispetto a quanto misurato da SiMon e MGAS(^{10}B). I due flussi sono confrontati in figura 1.6, è presente inoltre il risultato di una simulazione Monte Carlo realizzata tramite FLUKA[18]. Pur non trattandosi di una regione energetica in cui la fissione dell'uranio è considerata una reazione standard l'incertezza è stimata essere prossima all'1%, ben inferiore alla discrepanza riscontrata. Per risolvere questa discrepanza, che come già spiegato nella sezione precedente, potrebbe anche spiegare il risultato ottenuto da DANCE, si è resa quindi

necessaria una nuova misura simultanea delle sezioni d'urto degli standard ${}^6\text{Li}(n,t)$, ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$ e ${}^{235}\text{U}(n,f)$.

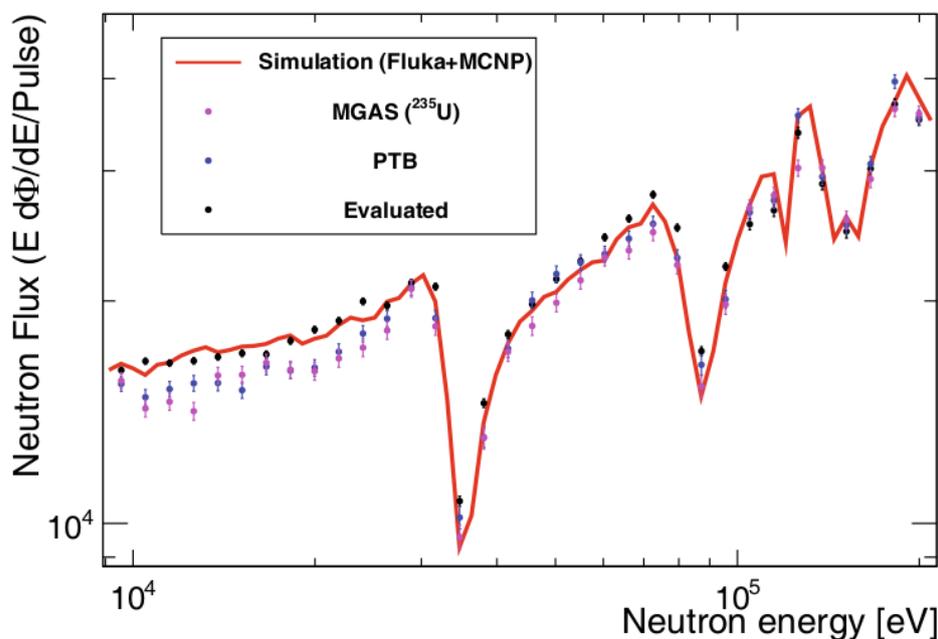


Figura 1.6: Nel grafico è riportato il confronto fra il flusso ottenuto da Si-Mon ed MGAS(¹⁰B) (in nero), la simulazione (in rosso) ed i risultati di MGAS(²³⁵U) e PTB (viola e blu). Nella regione tra 10 e 30 keV, il flusso ottenuto dalla reazione ${}^{235}\text{U}(n,f)$ risulta sistematicamente inferiore. L'accordo torna buono ad energie superiori.

1.6 L'interesse per l'intervallo energetico coinvolto

Lo studio delle emissioni elettromagnetiche delle stelle giganti rosse già a metà del ventesimo secolo ha evidenziato la presenza di elementi pesanti con vita media molto inferiore a quella della stella, le linee di emissione si spiegano solo con la nucleosintesi degli elementi pesanti in atto all'interno della gigante stessa[19]. I processi che portano alla formazione degli elementi nelle stelle sono essenzialmente due: la fusione nucleare e reazioni di cattura neutronica. La fusione nucleare è il processo che porta alla nucleosintesi di tutti elementi con numero atomico inferiore al ferro, gli elementi più pesanti sono prodotti essenzialmente tramite processi di cattura di neutroni seguiti da decadimenti

β . Per una corretta ricostruzione del processo di formazione è necessaria la conoscenza dettagliata di tutte le sezioni d'urto coinvolte, nell'intervallo energetico corrispondente alle temperature tipiche delle giganti rossi: $kT = 5-100$ keV. Queste sezioni d'urto sono spesso normalizzate utilizzando come standard di riferimento la fissione del ^{235}U la cui conoscenza accurata è quindi fondamentale.

Le attuali centrali nucleari sfruttano la fissione tramite neutroni lenti ad energie molto inferiori rispetto all'intervallo in discussione, che ha quindi per esse un'importanza limitata. Al contrario sono in fase di sviluppo nuovi tipi di reattori[20], come i sottocritici, nei quali la reazione a catena viene mantenuta tramite l'iniezione di neutroni provenienti da una fonte esterna[21] (nati su idea del fisico italiano C. Rubbia[22]). Poiché è noto che una criticità dei reattori nucleari a fissione consiste nella produzione di scorie radioattive a lunga vita media, sono in corso diversi progetti per ridurre queste scorie attraverso un processo di "bruciamento" ottenuto tramite la trasmutazione nucleare, basata sull'esposizione delle scorie ad un flusso di neutroni. Per comprendere se tale "bruciamento" sia efficace è necessario conoscere le sezioni d'urto di tutti i processi coinvolti, molto spesso la misura di tali sezioni d'urto è effettuata utilizzando la reazione $^{235}\text{U}(n,f)$ come standard di riferimento.

Non è inoltre da trascurare l'uso della reazione $^{235}\text{U}(n,f)$ per la misure di flusso di fasci di neutroni.

1.7 La nuova misura

Considerate le discrepanze sperimentali e la scarsa affidabilità dei dati presenti in letteratura è stata proposta, ed in seguito approvata, presso la commissione INTC (*ISOLDE and Neutron Time-of-Flight Experiments Committee*) una nuova misura[23]. Il fine di questa nuova misura è di ottenere un valore accurato del rapporto fra la sezione d'urto della reazione $^{235}\text{U}(n,f)$ e gli standard $^6\text{Li}(n,t)$ e $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ in funzione dell'energia. L'intervallo energetico dei neutroni considerato è fra il termico sino ad almeno il centinaio di keV, con particolare attenzione per l'intervallo fra 10 e 30 keV, dove si erano osservate le anomalie descritte in precedenza. Al fine di avere un risultato utile, l'esperimento deve avere i seguenti requisiti:

1. capacità di lavoro con neutroni di energie molto diverse, dal termico fino alle centinaia di keV;

2. risposta dell'apparato di misura indipendente dalla distribuzione angolare dei prodotti delle tre reazioni coinvolte (${}^6\text{Li}(n,t)$, ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$ e ${}^{235}\text{U}(n,f)$) ;
3. risoluzione energetica dell'apparato di misura elevata, al fine di poter identificare efficacemente i prodotti delle tre reazioni in base all'energia depositata;
4. risoluzione temporale e quindi risoluzione per l'energia cinetica dei neutroni elevata, in modo da misurare il rapporto in funzione dell'energia cinetica dei neutroni incidenti.

Tutti i requisiti sono stati raggiunti presso la facility n_TOF ed utilizzando un *setup* di rivelazione costruito appositamente per la misura, descritto nella sezione 2.3 ad esso dedicata, le reazioni standard impiegate nella misura sono illustrate nel paragrafo 1.3.

Capitolo 2

Il setup sperimentale presso la facility n_TOF

In questo capitolo è illustrato il *setup* della misura. Per prima cosa è introdotta la facility n_TOF ubicata presso i laboratori del CERN di Ginevra, presentando uno schema sintetico della facility, delle misure possibili e della fisica coinvolta. Per descrizioni dettagliate si rimanda ad un articolo di tipo generale pubblicato dal gruppo n_TOF[24], alcune indicazioni della fisica trattata dalla collaborazione sono presenti in bibliografia [25][26]. Successivamente sono illustrate le caratteristiche dell'apparato di rivelazione, in particolare i rivelatori allo stato solido utilizzati, la configurazione scelta ed i campioni di materiale che costituiscono i bersagli.

2.1 La facility n_TOF

La facility n_TOF[27][28] del CERN (vedi figura 2.1) è stata costruita per produrre un fascio di neutroni pulsato ad alta intensità e con uno spettro energetico che vada dalle energie termiche (~ 26 meV) o subtermiche fino ad energie molto alte (~ 1 GeV). I neutroni sono prodotti attraverso un processo di spallazione di impulsi di $7 \cdot 10^{12}$ protoni accelerati fino a 20 GeV incidente su un blocco di piombo. Il fascio di protoni viene accelerato dal *Proton Synchrotron*[29], è pulsato con frequenza di 1.2 Hz (o sottomultipli) e durata temporale con FWHM tipicamente di 7 ns.

Uno dei grossi vantaggi della produzione per spallazione è l'elevato flusso istantaneo di neutroni. Ciò rende questo metodo particolarmente adatto per misure con elementi radioattivi con vita media anche molto breve, infatti il contributo dovuto alla radioattività naturale del bersaglio è largamente soppresso. Poiché la spallazione non produce direttamente l'intero spettro

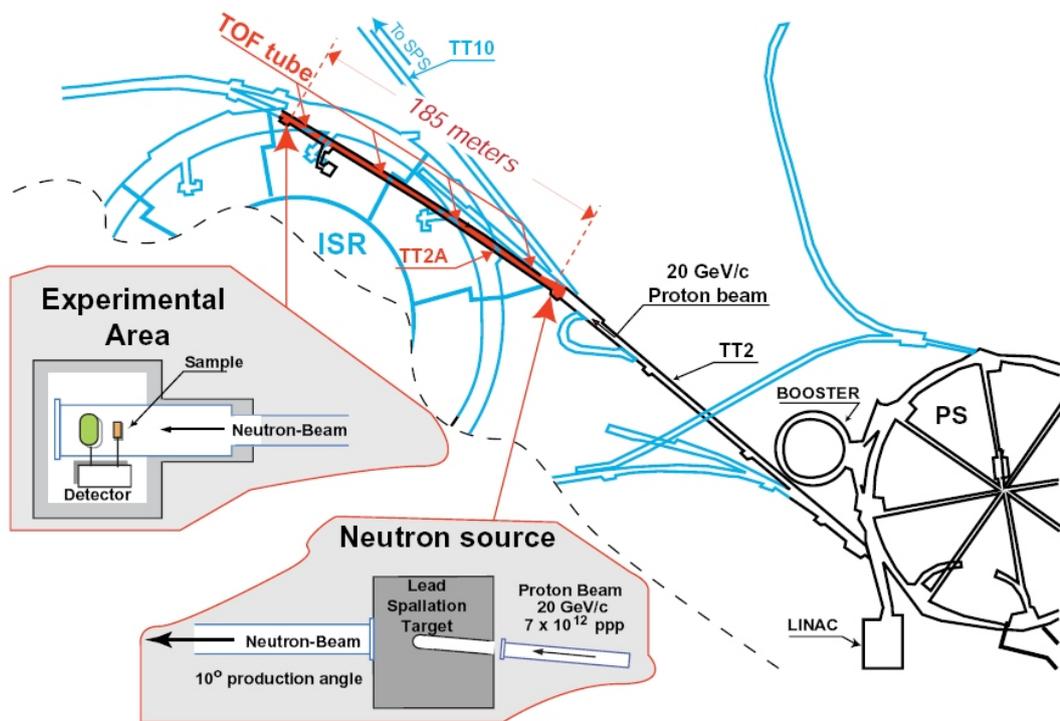


Figura 2.1: Schema della facility n_TOF al CERN.

energetico richiesto ma principalmente neutroni di alta energia, viene interposto un moderatore che aumenta la frazione di neutroni a bassa energia. Tale moderatore è un materiale molto ricco di idrogeno, ovvero H_2O 1.28% di H_3BO_3 . Ad n_TOF sono presenti due linee di fascio e due aree sperimentali indicate come EAR1 e EAR2 (maggiori dettagli riguardo a EAR2 sono presenti in bibliografia [30]). La prima è posta a circa 185 metri in orizzontale dal *target* di spallazione, la seconda si trova a circa 20 metri in verticale sopra al target. Le misure oggetto di studio di questa tesi sono state realizzate in EAR1, la cui schematizzazione è riportata in figura 2.2.

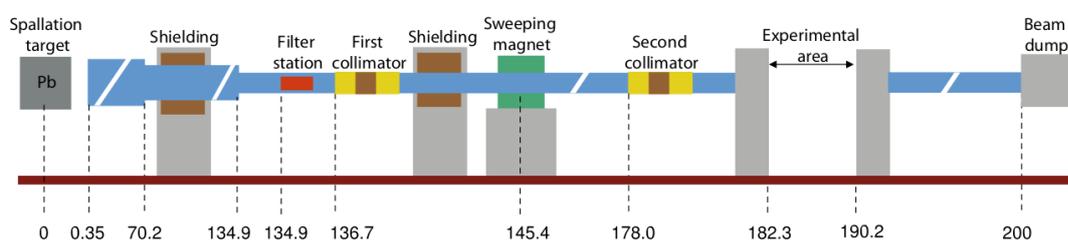


Figura 2.2: In figura è schematizzato il percorso dei neutroni a partire dal bersaglio di spallazione fino al *beam dump* al termine della prima area sperimentale.

I neutroni transitano dal bersaglio di spallazione sino all'area sperimentale in tubi a vuoto; lungo la linea del fascio è posto un magnete per deviare le particelle cariche generate nella spallazione e due collimatori per modellare il profilo del fascio e ridurre la sezione. L'area sperimentale è situata a 182 metri dal punto di produzione del fascio, in essa si trovano i campioni in studio e gli apparati rivelatori dei relativi prodotti di reazione. Lo spettro dei neutroni che arriva nell'area sperimentale è riportato in figura 2.3. La scelta della facility n_TOF per lo svolgimento della misura è motivata dall'ampio intervallo energetico dei neutroni prodotti e dallo spettro continuo, caratteristiche che la rendono adatta alla misura proposta per la fissione del ^{235}U (vedi paragrafo 1.7).

2.2 La tecnica del tempo di volo

La tecnica del tempo di volo viene usata presso la facility n_TOF per determinare la velocità dei neutroni, e quindi la loro energia. Il tempo impiegato dal neutrone per percorrere la distanza L che intercorre fra il *target* di spallazione e l'area sperimentale è dato dalla differenza fra l'istante in cui viene rivelato un suo prodotto di reazione, t_n , e l'istante in cui viene

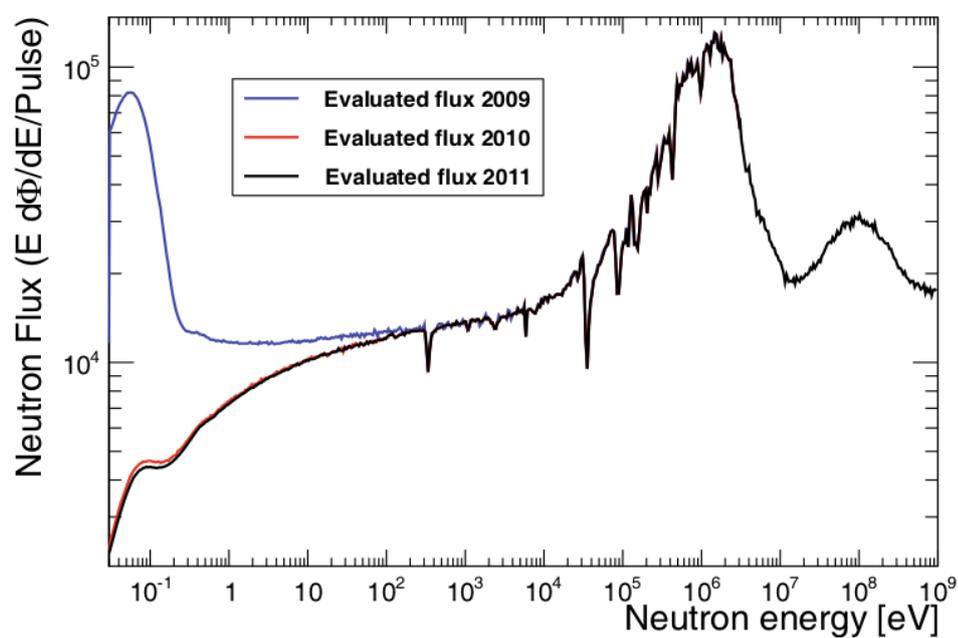


Figura 2.3: Spetto energetico dei neutroni contenuti in un singolo pacchetto. A partire dal 2010 si è sostituito il moderatore dei neutroni, impiegando anziché normale acqua demineralizzata una soluzione contenente H_3BO_3 con una frazione in massa rispetto al totale del 1.28%.

generato nel *target* t_0 :

$$TOF = t_n - t_0$$

Mentre t_n è misurato accuratamente non è possibile misurare sperimentalmente t_0 . Tuttavia è possibile ricavarlo tramite il segnale prodotto nei rivelatori dal cosiddetto gamma flash. Infatti al momento dell'impatto dei protoni sul *target* di spallazione sono prodotti, assieme ai neutroni, raggi gamma e particelle ultrarelativistiche che giungono all'area sperimentale impiegando un tempo pari a L/c . Il tempo a cui il segnale dei gamma viene rivelato è quindi: $t = t_0 + L/c$. Da questa equazione è possibile, nota la distanza L e misurando sperimentalmente t , estrarre t_0 per sostituirlo nell'espressione del tempo di volo sopra riportata, ottenendo quindi il TOF.

$$TOF = t_n - t + L/c$$

Noto il TOF e la base di volo L si può calcolare la velocità e quindi risalire all'energia cinetica del neutrone attraverso la formula:

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

dove γ è il fattore di Lorentz $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}}$

In una misura di tempo di volo la risoluzione energetica è data in prima approssimazione da:

$$\frac{\Delta E_n}{E_n} = 2 \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2}$$

dove Δt e ΔL sono le incertezze delle misure del TOF e della base di volo. Risulta chiaro come per minimizzare l'indeterminazione sull'energia sia necessario avere basi di volo grandi, occorre altresì considerare la diminuzione del flusso dei neutroni al crescere della distanza. Valori tipici sono compresi da pochi di metri fino ad alcune centinaia; come già detto, presso n_TOF sono presenti due aree sperimentali aventi base di volo rispettivamente ~ 185 m per EAR1 e ~ 20 m per EAR2.

Diversi effetti come la durata finita dell'impulso primario di protoni, il tempo speso nel moderatore (vedi figura ??) e la risposta del rivelatore stesso contribuiscono a rendere non fissato il tempo di volo per un neutrone di energia E_n . Per trattare tale situazione si definisce una funzione di risoluzione $R_E(E_n)$ che descrive la distribuzione del tempo di volo misurato per i neutroni di una data energia cinetica E_n . Si tratta di una distribuzione complessa, solitamente non-Gaussiana e spesso asimmetrica. Non è misurabile direttamente, ma la si studia tramite un'analisi delle sue componenti o più comunemente con un approccio numerico, ovvero tramite simulazioni Monte Carlo.

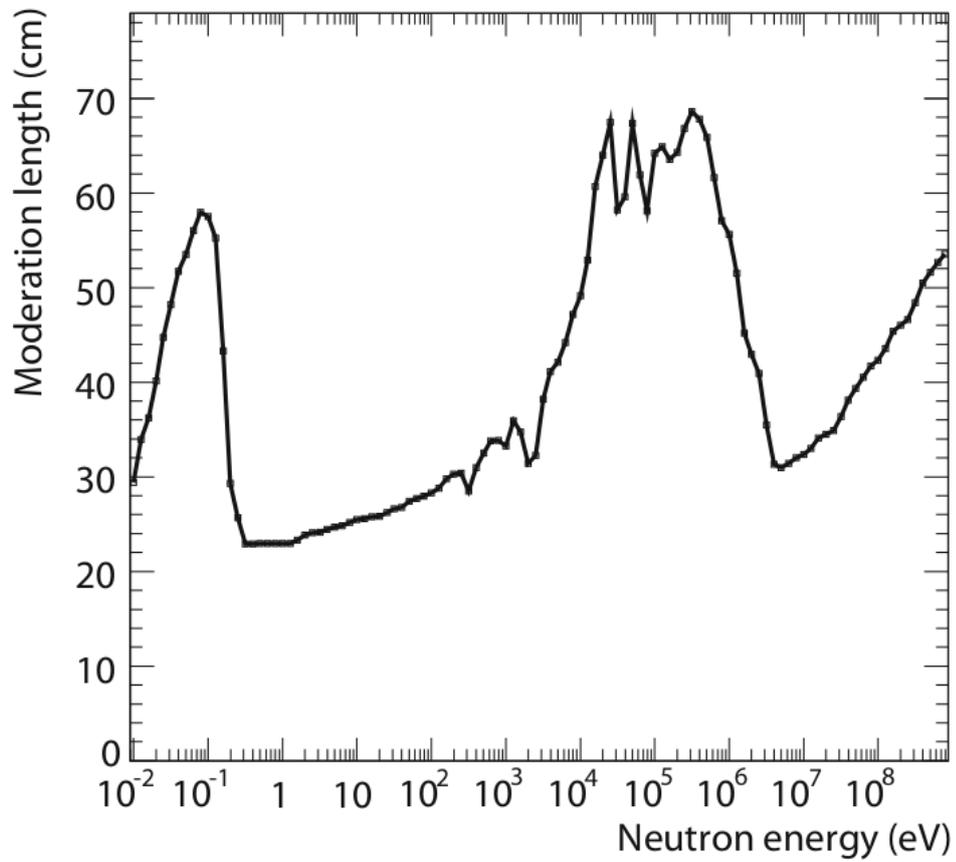


Figura 2.4: In figura è riportata la distanza percorsa dai neutroni nel moderatore in funzione dell'energia dei neutroni stessi. Si tratta di uno dei principali effetti trattati dalla funzione di risoluzione.

2.3 Il rivelatore utilizzato nella misura

2.3.1 Realizzazione del rivelatore

Per lo scopo della misura si è reso necessario rivelare i prodotti della fissione e delle reazioni standard scelte, ovvero ${}^6\text{Li}(n,t)$ e ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$. Al fine di ottenere una buona risoluzione per la loro energia cinetica, necessità esposta nel paragrafo 1.7, la scelta è ricaduta su rivelatori al silicio. Rivelatori di questo tipo sono stati già utilizzati presso la *facility* n_TOF per rivelare i prodotti delle reazioni ${}^6\text{Li}(n,t)$ [14] nell'ambito di una misura del flusso. In una recente misura svolta nella seconda area sperimentale di n_TOF[31][32], rivelatori al silicio simili a quelli scelti sono stati usati per rivelare particelle α prodotte nella reazione ${}^7\text{Be}(n,\alpha)$ in condizioni di flusso molto maggiore e di elevato fondo dovuto alla radioattività del bersaglio. Le principali proprietà dei rivelatori al silicio sono illustrate in appendice A.1.

Essi presentano in primo luogo un'elevata risoluzione per l'energia depositata al loro interno, requisito fondamentale per ottenere informazioni sulla particella o nucleo incidenti sul rivelatore, il procedimento è descritto in maggiore dettaglio nel paragrafo 3.4. Inoltre la rapida risposta di questo tipo di rivelatori permette di avere una buona risoluzione temporale, necessaria per ottenere, tramite la tecnica del tempo di volo già illustrata, una precisione sufficiente sull'energia cinetica del neutrone incidente sul bersaglio. Infine il volume attivo necessario a fermare particelle leggere di pochi MeV è molto minore rispetto ad un rivelatore a gas con caratteristiche equivalenti, grazie all'alta densità dei semiconduttori il deposito di energia avviene in spessori minimi.

Per la scelta dello spessore sono stati considerati due effetti: da un lato è fondamentale che sia maggiore del range delle particelle che si producono nelle reazioni nucleari di interesse (in particolare la criticità è per il trizio a causa della sua più bassa perdita di energia rispetto alle particelle α o ai frammenti di fissione). Allo stesso tempo all'aumentare dello spessore cresce l'effetto di attenuazione sul fascio di neutroni, in quanto sia i bersagli sia i silici sono attraversati da essi, inoltre aumenta anche il fondo generato dall'interazione dei neutroni con i silici.

I silici utilizzati sono di tipo *single pad*, ovvero aventi un'unica superficie sensibile. In particolare la superficie dell'area attiva è $5 \times 5 \text{ cm}^2$ mentre lo spessore è $200 \mu\text{m}$. I nuclei di ${}^3\text{H}$ che si è interessati rivelare, prodotti nella reazione ${}^6\text{Li}(n,t)$ con energia tipicamente di $E_H = 2.73 \text{ MeV}$, hanno range nel silicio di 40μ (calcolato tramite il software SRIM[33]), lo spessore scelto permette di assumere che vengano arrestati all'interno del rivelatore e vi depositino l'intera energia cinetica.



Figura 2.5: In foto è presente la camera a fissione contenente i rivelatori, il fascio di neutroni proviene da sinistra verso destra.

Per la misura è stata costruita una camera di scattering mostrata in figura 2.5 dentro cui è stato possibile operare in vuoto ($\sim 10^{-2}$ mbar), al suo interno è stato inserito l'apparato per la rivelazione visibile in fig.2.6. Esso è composto da una successione di rivelatori e campioni come illustrato nello schema in fig.2.7. I rivelatori sono indicati con il nome SIFI (acronimo per **SI**licon **FI**ssion) e numerati progressivamente da 1 a 6 in base all'ordine con cui sono colpiti dal fascio. I bersagli sono in ordine: LiF, B₄C e H₂O₂U, le reazioni sfruttate sono descritte nel paragrafo 1.3 mentre nel paragrafo 2.3.2 sono illustrati nel dettaglio le specifiche costruttive dei bersagli utilizzati. Il fascio incide perpendicolarmente alla superficie dei bersagli, in questo modo viene misurata sia l'emissione in avanti (dal primo dei silici di ciascun sandwich) sia quella indietro (dal secondo silicio). Questa caratteristica è rilevante in quanto l'emissione dei prodotti di reazione non è simmetrica quando si raggiungono energie superiori alla decina di keV, in particolar modo per quanto riguarda i prodotti nella reazione $n+{}^6\text{Li}$.

Il segnale prodotto nei silici è trattato da un preamplificatore (MESYTECH-MPR-16L), quindi trasmesso all'amplificatore (ORTEC-474). In seguito il segnale, ancora in forma analogica, viene campionato dai moduli di acquisizione dati di n_TOF ad un rate di 250 MHz, quindi è convertito a digitale tramite un flash-ADC a 14 bit e con una memoria interna di 48 MB. Utilizzando la frequenza di campionamento citata è possibile campionare segnali fino a 100 ms dopo il gamma-flash, corrispondenti a circa 18 meV. Una volta convertiti al formato digitale i dati sono spediti a CASTOR[34] (acronimo per *Cern Advanced STORage manager*) dove sono immagazzinati prima della

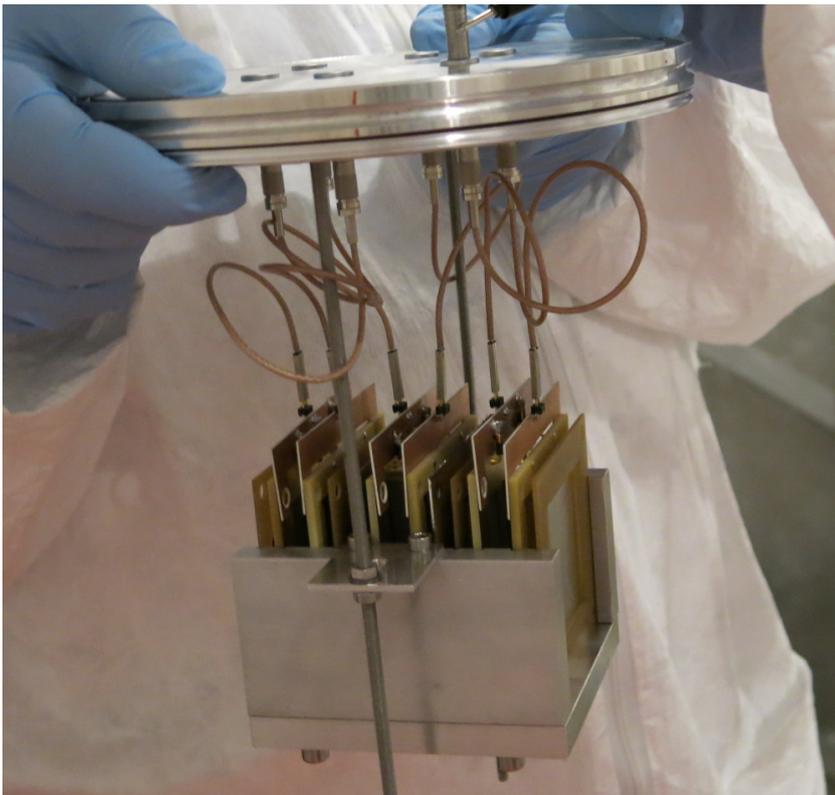


Figura 2.6: Il rivelatore durante la fase di montaggio, fissato alla flangia della camera di fissione. Si notano i sei silici alternati ai bersagli, anche quest'ultimi montati su supporti di PCB. Il rivelatore viene poi inserito all'interno della camera di scattering.

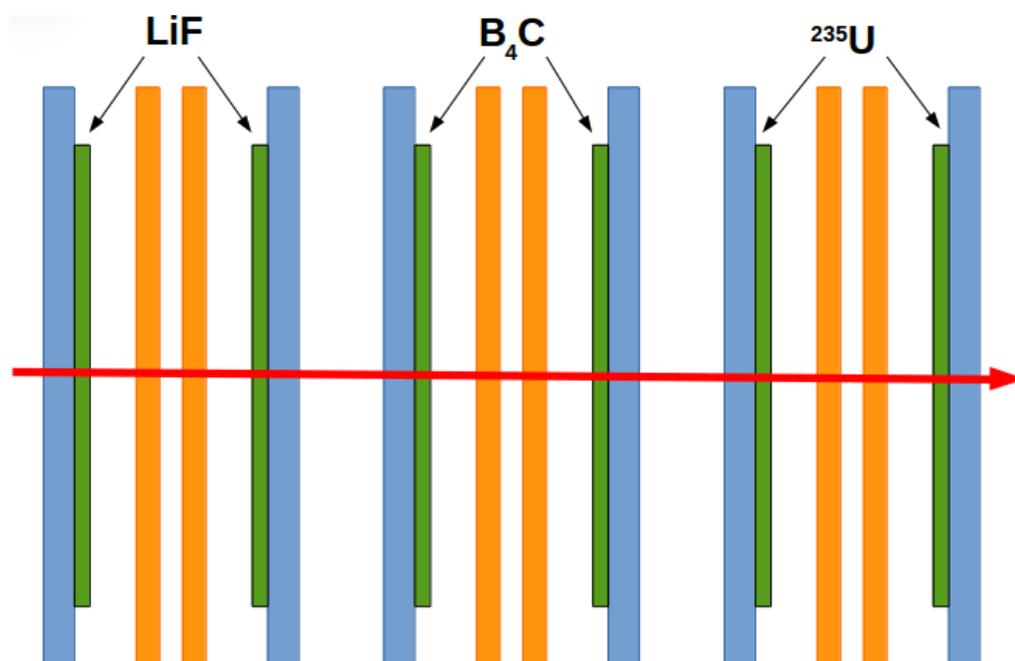


Figura 2.7: Schema del rivelatore utilizzato. La freccia rossa rappresenta il fascio di neutroni provenienti da sinistra verso destra. In blu sono visibili i *backing* di alluminio sui quali sono depositati campioni di fluoruro di litio, carburo di boro ed ^{235}U , in verde. I rettangoli in arancione rappresentano i rivelatori al silicio, rivolti in direzione opposte, ognuno verso il bersaglio associato.

fase di analisi.

2.3.2 I campioni utilizzati

I bersagli sono costituiti da un deposito di materiale su una strato di alluminio, si differenziano per lo spessore del materiale attivo e del *backing*. Tutti gli spessori sono riportati nella tabella 2.1, utilizzando gli acronimi Li,B e U per i campioni di LiF, B₄C e H₂O₂U rispettivamente. Come si evince dalla tabella ogni coppia di bersagli è uguale fra loro.

Bersaglio	Spessore materiale (μm)	Spessore alluminio (μm)	Percentuale isotopo d'interesse
Li1 e Li2	1.89	50	95%
B1 e B2	0.08	18	100%
U1 e U2	14.5	250	99.93%

Tabella 2.1: Spessore del materiale attivo nei bersagli e del loro substrato in alluminio.

Nella tabella sono inoltre riportate le percentuali degli isotopi d'interesse: ⁶Li, ¹⁰B e ²³⁵U rispetto al totale. I bersagli di ²³⁵U sono prodotti attraverso la tecnica denominata *molecular plating*[35] sullo strato di alluminio. Il deposito è stato commissionato all'*Institute for Reference Materials and Measurements* che a sede a Geel in Belgio[36]. La massa è stata misurata attraverso la spettrometria α , permettendo di determinare anche le impurità dovute ad altri isotopi dell' Uranio, allo stesso modo è stata determinata l'attività dei due bersagli, ottenendo rispettivamente (280.6 ± 1.3) Bq per U1 e (275.4 ± 1.3) Bq per U2.

Capitolo 3

Misura e analisi dati

Nel capitolo è inizialmente riportato un breve sommario dell'esperimento realizzato, delle diverse misure effettuate con il fine di estrarre con elevata accuratezza la sezione d'urto di fissione rispetto agli standard utilizzati. Quindi è illustrato l'approccio adottato durante l'analisi, svolta tramite l'uso del pacchetto software ROOT[?], dati ed infine sono presentati gli spettri estratti durante le varie fasi dell'analisi.

3.1 Svolgimento della misura

La misura si è svolta presso la *facility* n_TOF fra l'agosto ed il settembre del 2016. La camera di scattering contenente i rivelatori ed i bersagli è stata installata sulla linea di fascio nella prima area sperimentale ed allineata in modo che i neutroni incidessero perpendicolarmente sulla superficie dei campioni. Successivamente sono stati raccolti dati in tre diverse configurazioni:

- **Beam on con bersagli**, ovvero con fascio di neutroni attivo e i bersagli sui cui è presente il deposito di materiale attivo posizionati all'interno del rivelatore.
- **Beam off con bersagli**, ovvero in assenza di fascio ma con i bersagli presenti all'interno del rivelatore. Questa misura ha lo scopo di valutare il contributo del *background* dovuto alla radioattività naturale dei bersagli e al rumore elettronico del rivelatore e della catena elettronica di *read-out*. In particolare è utile per misurare l'emissione di particelle α dovuta al decadimento spontaneo del ^{235}U .
- **Beam on con bersagli dummy** (di seguito indicati come *dummy*), ovvero con fascio di neutroni ma senza i bersagli. In particolare essi sono sostituiti con *backing* di alluminio con spessore equivalente ma privi

del deposito di materiale attivo. Questa misura ha il fine di valutare il contributo al *background* ad essi riconducibile.

Una volta acquisiti i dati sono stati trattati tramite una routine di PSA[38] (acronimo per *Pulse Shape Analysis*) appositamente sviluppata da parte della collaborazione n_TOF e comunemente utilizzata al suo interno. Attraverso una serie di parametri di *input* forniti dall'utente, in base alle caratteristiche del rivelatore utilizzato e quindi dal tipo di segnale atteso, la routine riconosce i segnali basandosi principalmente sulle derivate prima e seconda del segnale rispetto al tempo. La PSA legge i *raw data* nel formato di archiviazione utilizzato al CERN e produce i dati per l'analisi in formato root. Occorre evidenziare che in questa fase la distinzione segnale/rumore è svolta in modo molto conservativo, ovvero includendo molto rumore al fine di evitare la perdita di segnali di piccola ampiezza. Solo in fase di analisi dati vengono studiate ed applicate le condizioni migliori per la selezione degli eventi.

3.2 Analisi dei dati

Come già illustrato l'obbiettivo della misura è quello di estrarre il rapporto fra la sezione d'urto di fissione del ^{235}U e le due sezioni d'urto standard $^6\text{Li}(n,t)$ e $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ in funzione dell'energia dei neutroni incidenti. Al fine di misurare il numero di reazioni il primo passo nell'analisi dati è stato quello di estrarre dai dati sperimentali gli spettri delle ampiezze dei segnali, come illustrato nel paragrafo 3.3, al fine di valutare in prima approssimazione la qualità della discriminazione dei prodotti di reazione.

In un secondo momento sono state controllate le selezioni degli eventi basate sull'ampiezza del segnale in funzione dell'energia cinetica dei neutroni incidenti (per la discriminazione dei prodotti di reazione dal *background*). A questo fine sono stati riempiti degli istogrammi bidimensionali Ampiezza-Energia con i conteggi dei rivelatori. Basandosi su di essi sono state costruite le curve per la discriminazione dei prodotti di reazione. Queste curve servono per tener conto del fatto che l'energia disponibile nella reazione è la somma del Q-valore della reazione stessa e dell'energia cinetica del centro di massa. Di conseguenza l'energia depositata dai prodotti di reazione è circa costante sino a qualche decina di keV, per energie superiori il contributo dovuto all'energia cinetica dei neutroni diviene non più trascurabile. Oltre il keV la soglia per la rivelazione dei prodotti di reazione deve aumentare nei rivelatori posti in avanti rispetto al bersaglio, mentre deve diminuire nel caso dei rivelatori in quelli all'indietro, per tenere conto della cinematica della reazione. Il procedimento è illustrato in dettaglio nel paragrafo 3.4. Nel caso di litio e boro,

poiché si aveva a che fare con reazioni di tipo binario, sono stati selezionati gli eventi dovuti ai prodotti di reazione che depositano la maggior quantità di energia nei rivelatori. In particolare risultano più facili da rivelare i nuclei di ${}^3\text{H}$ nel caso della reazione ${}^6\text{Li}(n,t)$ e le particelle α per la reazione ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$. Nel caso dei rivelatori per la misura della fissione dell'uranio sono rivelati i frammenti prodotti nella rottura del nucleo. Poiché i due frammenti vengono emessi in direzione *back-to-back*, per ogni fissione si misura al massimo un solo evento dovuto al passaggio di uno dei due frammenti nel rivelatore. Applicando le condizioni di analisi scelte sono state ricavate le distribuzioni del numero di prodotti di reazione per ogni bin di energia dei neutroni.

Negli esperimenti con bersaglio fisso, tipicamente l'osservabile sperimentale è lo yield di una reazione, una quantità legata alla sezione d'urto. In assenza di *multiple scattering*, *self-shielding* e *Doppler broadening* lo yield atteso, o teorico, è espresso come[4]:

$$\Upsilon_{teo} = (1 - e^{-n\sigma_{tot}}) \frac{\sigma_r}{\sigma_{tot}},$$

dove n è la densità areale del bersaglio (cioè il numero di atomi presenti nel campione diviso la sua sezione geometrica, si esprime i atomi per barn), σ_r è la sezione d'urto della reazione interessata e σ_{tot} la sezione d'urto totale per il materiale che compone il bersaglio. Nel caso particolare di un bersaglio sottile è valida l'approssimazione $n\sigma_{tot} \ll 1$ e l'espressione precedente si riduce a $\Upsilon_{teo} = n\sigma_r$. In questo caso quindi dall'osservabile sperimentale si risale facilmente alla sezione d'urto, avendo misurato la densità areale del bersaglio. Sperimentalmente lo yield si ottiene a partire dai *count-rate* dei rivelatori tramite:

$$\Upsilon_{exp} = \frac{C(E_n) - B(E_n)}{\varepsilon(E_n)\Phi(E_n)},$$

in cui $C(E_n)$ e $B(E_n)$ sono rispettivamente i conteggi registrati dai rivelatori in funzione dell'energia cinetica dei neutroni, rispettivamente quando il campione è presente sul fascio e quando è invece assente ($B(E_n)$ rappresenta quindi la misura del *background*). $\Phi(E_n)$ indica il flusso incidente di neutroni e $\varepsilon(E_n)$ è l'efficienza di rivelazione. L'efficienza totale di rivelazione $\varepsilon(E_n)$ include diversi contributi, i principali sono: la copertura geometrica dell'angolo solido e la perdita di conteggi dovuta alla perdita di energia dei prodotti di reazione all'interno del bersaglio stesso (quest'ultima componente rilevante soprattutto per i frammenti di fissione, a causa della loro elevata ionizzazione e dell'alto numero atomico dell'uranio). Come già illustrato, a causa dell'energia cinetica del centro di massa, a partire da qualche decina di keV l'emissione dei prodotti per le reazioni ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$ e ${}^6\text{Li}(n,t)$ non è più isotropa.

Questo effetto è incluso nell'efficienza dei rivelatori: al crescere dell'energia dei neutroni $\varepsilon(E_n)$ aumenta nel caso di quelli posti in avanti rispetto ai bersagli corrispondenti, mentre diminuisce per quelli posti all'indietro. Grazie alla geometria scelta per l'apparato di rivelazione, in cui per ogni reazione sono rivelati sia i prodotti emessi in avanti sia quelli emessi all'indietro rispetto alla direzione del fascio, questo effetto può essere corretto sommando i conteggi di entrambi i rivelatori per ogni reazione.

Nel caso della reazione ${}^6\text{Li}(n,t)$ inoltre la distribuzione angolare dei frammenti nella risonanza posta a 250 keV è fortemente anisotropa. I prodotti sono emessi con probabilità maggiore a grandi angoli, questo determina una diminuzione dell'efficienza per la rivelazione dei nuclei di ${}^3\text{H}$ in un intervallo energetico fra 100 e 400 keV. Uguagliando l'espressione teorica e la corrispondente sperimentale (nel caso dell'approssimazione del bersaglio sottile) dello yield si ricava l'espressione per le sezioni d'urto di reazione σ_r :

$$\sigma_r = \frac{1}{n} \frac{C(E_n) - B(E_n)}{\varepsilon(E_n)\Phi(E_n)}.$$

Nel calcolo dei rapporti fra la sezione d'urto della reazione ${}^{235}\text{U}(n,f)$ e gli standard ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$ e ${}^6\text{Li}(n,t)$, il termine del flusso dei neutroni si elide. È tuttavia necessario introdurre un fattore correttivo dovuto all'assorbimento dei neutroni nei materiali posti sul fascio, indicato come $f_{ass}(E_n)$, anch'esso dipendente dall'energia dei neutroni. Si ottiene quindi l'espressione:

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_{std}} = \frac{n_{std}(C_f(E_n) - B_f(E_n))\varepsilon_{std}(E_n)}{n_f(C_{std}(E_n) - B_{std}(E_n))\varepsilon_f(E_n)} f_{ass}(E_n)$$

Dove i pedici f e std indicato rispettivamente la reazione di fissione indotta da neutroni e la reazione standard presa in considerazione. I conteggi $C(E_n)$ ed il *background* $B(E_n)$ sono misurati sperimentalmente, selezionando tramite le soglie precedentemente descritte sulla ampiezza dei segnali i prodotti di reazione a cui si è interessati. Tramite simulazioni Monte Carlo svolte utilizzando il software Geant4 ed illustrate nel capitolo 4 è stimato il fattore di assorbimento f_{ass} . I valori delle densità areale dei bersagli sono stati forniti dai produttori degli stessi. L'efficienza $\varepsilon(E_n)$ può essere anch'essa stimata tramite simulazione MC. Come già detto è possibile eliminare per l'efficienza il contributo dovuto alla cinematica della reazione, effettuando la somma fra i conteggi di ogni coppia di rivelatori, in questo modo si elimina la dipendenza di $\varepsilon(E_n)$ dall'energia cinetica dei neutroni. Questa approssimazione è valida per l'intero intervallo energetico considerato per quanto riguarda la reazione ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$. Al contrario, nel caso della reazione ${}^6\text{Li}(n,t)$ si può considerare valida sino a circa 200 keV, per energie superiori l'emissione

anisotropa dei prodotti di reazione[39] (a causa della risonanza caratteristica, in onda p) rende l'approssimazione non più valida. Per energie inferiori ai 200 keV l'espressione precedente si riduce a:

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_{std}} = \frac{[(C_f^{(1)}(E_n) - B_f^{(1)}(E_n))f_{ass}^{(1)}(E_n)] + [(C_f^{(2)}(E_n) - B_f^{(2)}(E_n))f_{ass}^{(2)}(E_n)]}{[(C_{std}^{(1)}(E_n) - B_{std}^{(1)}(E_n))f_{ass}^{(1)}(E_n)] + [(C_{std}^{(2)}(E_n) - B_{std}^{(2)}(E_n))f_{ass}^{(2)}(E_n)]} N_{norm}$$

in cui gli apici ⁽¹⁾ e ⁽²⁾ indicano rispettivamente il primo e il secondo rivelatore di ciascuna coppia considerata. Il fattore correttivo $f_{ass}(E_n)$, dovuto all'assorbimento dei neutroni nel materiale posto sul fascio, è ora diverso per ciascun rivelatore. La costante di normalizzazione N_{norm} contiene la densità areale dei bersagli n e l'efficienza di rivelazione, la quale nell'approssimazione considerata è assunta costante sino a 200 keV. Vale quindi:

$$N_{norm} = \frac{n_{std}\varepsilon_{std}}{n_f\varepsilon_f}$$

3.3 Spettri delle ampiezze dei segnali

Gli spettri di ampiezza dei segnali nei sei rivelatori, sono riportati di seguito. Al fine di evitare ripetizioni per ogni coppia di rivelatori è riportato un singolo spettro. Sull'asse delle ascisse è riportata l'ampiezza del segnale, su quello delle ordinate il numero di conteggi. Ciascun grafico è normalizzato tramite il numero di pacchetti di protoni incidenti sul bersaglio di spallazione (per la configurazione in assenza di fascio si utilizza un valore equivalente, ovvero il numero di apertura della finestra di acquisizione dati). Nei tre grafici seguenti sono riportati in blu i segnali in presenza dei bersagli su fascio (beam-on), in rosso i segnali acquisiti in assenza di fascio (beam-off), infine in verde i dati con i bersagli *dummy*.

Nella figura 3.1 è riportata l'energia depositata dalle particelle α nel primo rivelatore (di energia approssimativamente $E_\alpha \approx 2.05$ MeV) e dal nucleo di trizio (di energia $E_t \approx 2.73$ MeV). Dal primo grafico si può osservare il picco ad ampiezza maggiore, centrato attorno a 42000 canali, dovuto ai trizi, essi oltre ad essere prodotti con energia cinetica maggiore depositano una quantità inferiore di energia nel bersaglio stesso. Ad ampiezza inferiori a causa dell'inferiore energia cinetica iniziale è presente il picco dovuto alle particelle α . Inoltre a causa della maggiore perdita di energia delle particelle α nell'attraversare lo strato di LiF il picco risulta più largo rispetto a quello dei trizi con una coda non trascurabile verso piccole ampiezze. I segnali di ampiezza inferiori al canale 15000 sono dovuti al rumore elettronico.

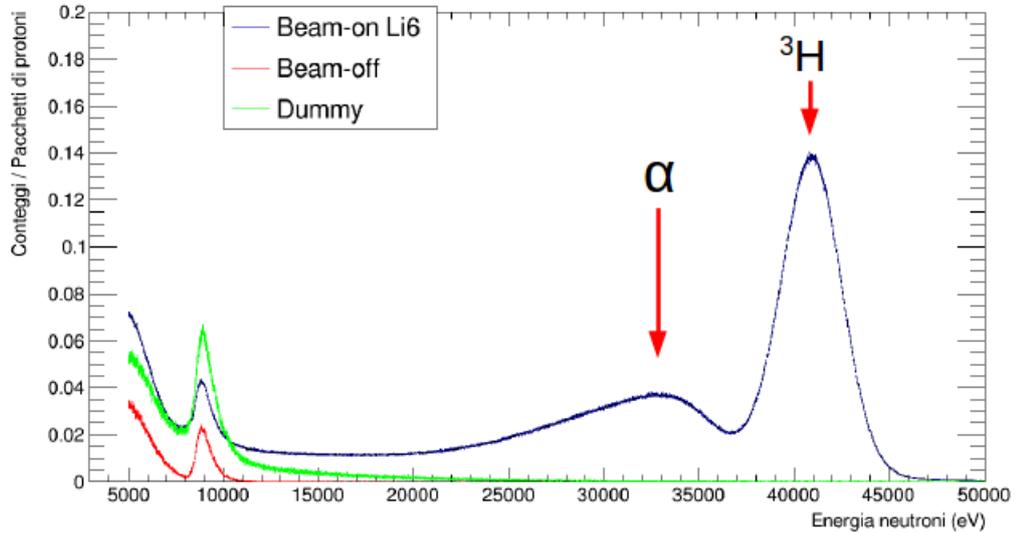


Figura 3.1: Spettro di ampiezza dei segnali nel primo rivelatore al silicio, accoppiato al bersaglio di LiF. Si possono osservare i picchi corrispondenti ai trizi e alle particelle α , ben separati fra loro e rispetto al rumore presente ad ampiezze inferiori ai 15000 canali.

In figura 3.2 viene mostrato lo spettro delle ampiezze relativo al terzo rivelatore, accoppiato con il bersaglio contenente ^{10}B . Sono presenti due picchi, entrambi dovuti a particelle α della reazione $^{10}\text{B}+n$. Il primo centrato attorno a 53000 canali (indicato con α') è dovuto alle particelle prodotte assieme ad un nucleo di ^7Li emesso nello stato fondamentale. La reazione procede attraverso questo canale di uscita solo nel 6% dei casi. Nel restante 94% il litio è prodotto in uno stato eccitato, ne consegue che le particelle α hanno energia inferiore ed il segnale prodotto ha ampiezza più piccola, corrispondente con il picco ben evidente centrato a 40000 canali. Ad ampiezze molto minori, quasi totalmente sovrapposti al rumore, si osservano i segnali prodotti dal ^7Li : la bassa energia con cui sono emessi tali nuclei non permette di distinguerli efficacemente dal fondo.

In figura 3.3 è riportato lo spettro del quinto rivelatore, accoppiato con un bersaglio contenente ^{235}U . In esso è presente un picco fra i 5000 e i 10000 canali sia nei conteggi in presenza di fascio sia in quelli in assenza: tale picco è dovuto alla radioattività naturale dell'uranio il quale decade producendo particelle α di circa 5 MeV. I conteggi presenti ad ampiezze maggiori sono dovuti ai frammenti di fissione, lo spettro risulta artificialmente compresso a causa dell'impostazione del preamplificatore utilizzato il quale produce un

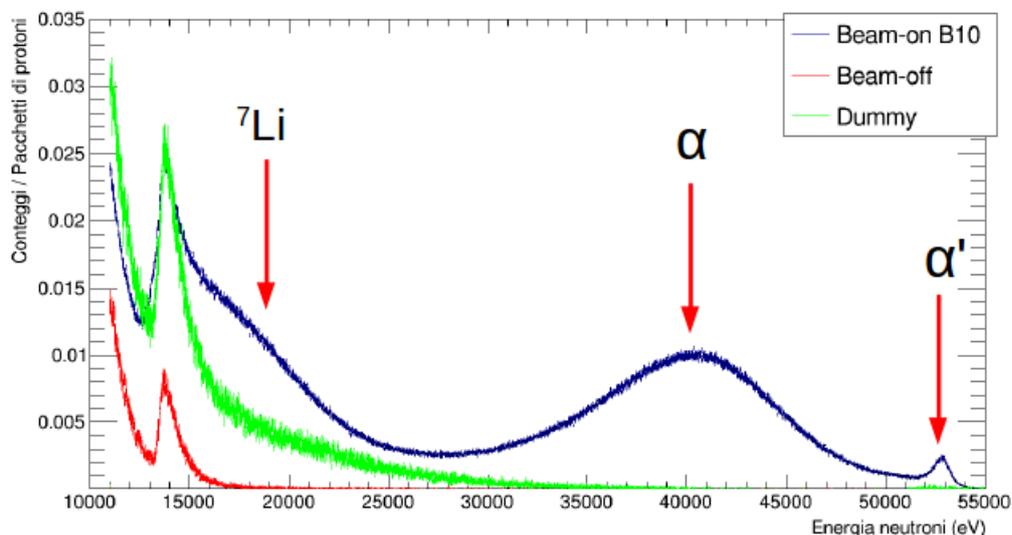


Figura 3.2: Spettro di ampiezza dei segnali nel terzo rivelatore, accoppiato al bersaglio di B_4C .

segnale lineare sino ad energie depositate di 10 MeV per poi passare in un regime logaritmico. Come si può apprezzare dalla figura la discriminazione fra le particelle α e i frammenti è ottima, grazie all'elevata energia disponibile a seguito della fissione (~ 160 MeV). Il fondo dovuto al *backing* risulta in questo caso più rilevante rispetto al caso dei rivelatori accoppiati con bersagli di altro tipo a causa del maggiore spessore del supporto nel caso dei bersagli in questione. Nella stessa figura si può notare la caratteristica struttura a doppia cresta dello spettro dei frammenti di fissione emessi.

3.4 Selezione degli eventi di reazione

Dopo aver individuato i segnali associati ai prodotti di reazione di interesse sono stati prodotti gli spettri bidimensionali, riportando per i segnali l'ampiezza in funzione dell'energia del neutrone. Analogamente al caso dello spettro di ampiezza di seguito sono riportati tre grafici, uno per ogni coppia di rivelatori.

In figura 3.4 è riportato lo spettro relativo al primo rivelatore. Al di sopra della soglia si può osservare un addensamento dovuto ai trizi prodotti nella reazione ${}^6Li(n,t)$, come già illustrato essi depositano in generale una quantità di energia maggiore, portando alla formazione di un segnale con maggiore

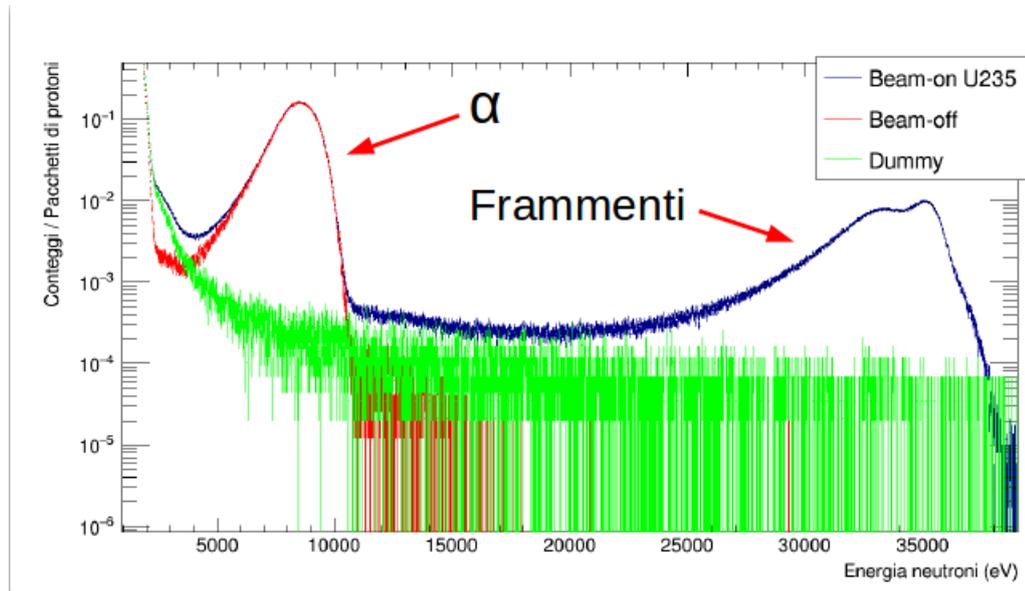


Figura 3.3: Spettro di ampiezza del quinto rivelatore, accoppiato con un bersaglio di ^{235}U . A differenza dei precedenti l'asse delle ordinate è logaritmico per permettere una buona visualizzazione in presenza di un elevato numero di conteggi dovuto alla radioattività naturale del bersaglio.

ampiezza nel rivelatore. La scelta dei trizi è motivata dal loro basso deposito di energia nel bersaglio, la distribuzione è quindi più stretta ed il processo di selezione risulta più facile. Il numero di conteggi diminuisce al crescere dell'energia del neutrone incidente, a causa del decrescere della sezione d'urto di reazione. Nella regione intorno a 240 keV è presente una risonanza caratteristica, come si nota nella figura 1.1, in corrispondenza di questa risonanza i conteggi sono maggiori. Per energie superiori a circa 50-100 keV l'energia del neutrone incidente non è trascurabile, rispetto al Q-valore della reazione. Per energie maggiori si osserva un leggero aumento nell'ampiezza dei segnali dovuti al trizio. Inoltre come già illustrato l'efficienza di rivelazione per i rivelatori posti in avanti rispetto al bersaglio (come quello in esame) cresce in questo intervallo energetico, si osserva infatti anche un aumento del numero dei conteggi. Attorno ai 50000 canali di ampiezza è presente una banda di conteggi dovuta ad un effetto di pile-up.

La figura 3.5 mostra lo spettro relativo al terzo rivelatore, accoppiato al bersaglio di boro. Come nel caso precedente, per identificare la reazione d'interesse, è stata scelta la particella che deposita più energia. Sono stati quindi selezionati gli eventi dovuti alle particelle α tramite una soglia appropriata, mostrata in figura tramite la linea rossa. Anche in questo caso si osserva

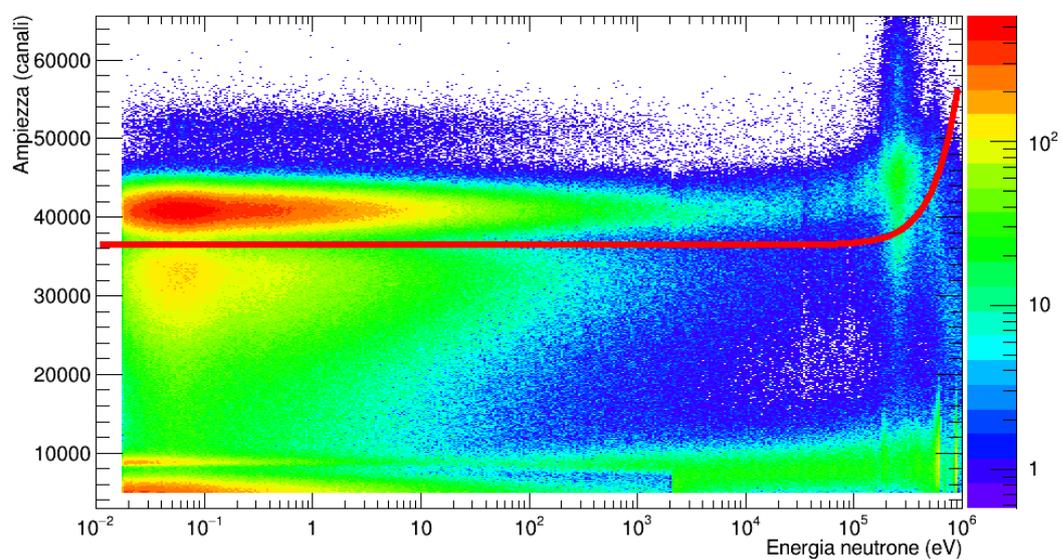


Figura 3.4: Spettro bidimensionale dell'ampiezza dei segnali nel primo rivelatore (accoppiato al bersaglio convertitore di litio) in funzione dell'energia dei neutroni incidenti. La linea rossa rappresenta la soglia utilizzata in fase di analisi per selezionare i segnali dovuti ai nuclei di trizio. La separazione è buona fino alla risonanza caratteristica di 240 keV, ad energie maggiori la discriminazione risulta più complessa.

un aumento dell'ampiezza dei segnali quando l'energia cinetica dei neutroni incidenti è maggiore di 50-100 keV. Contrariamente al caso precedente la sezione d'urto non presenta risonanze pronunciate nella regione energetica d'interesse, la distribuzione dei conteggi riflette l'andamento $1/v$ della sezione d'urto di reazione. Al di sotto della soglia sono presenti i segnali dovuti ai nuclei di ${}^7\text{Li}$ prodotti nella reazione, risulta evidente che la separazione rispetto al rumore è affetta da un'indeterminazione molto maggiore. Infatti il riconoscimento dei segnali dovuti ai nuclei di litio risulta particolarmente complessa a causa della bassa energia cinetica iniziale e all'elevata perdita di energia all'interno del bersaglio stesso.

Il numero di conteggi risulta molto inferiore rispetto al caso del ${}^6\text{Li}$, a causa del piccolo spessore del deposito di B_4C , necessario per minimizzare la perdita di energia delle particelle α nel bersaglio e ottenere una buona discriminazione dal fondo. Ad elevate ampiezze dei segnali è presente una banda dovuta alla particelle α emesse assieme a nuclei di litio nello stato fondamentale, come già illustrato per lo spettro delle ampiezze monodimensionale.

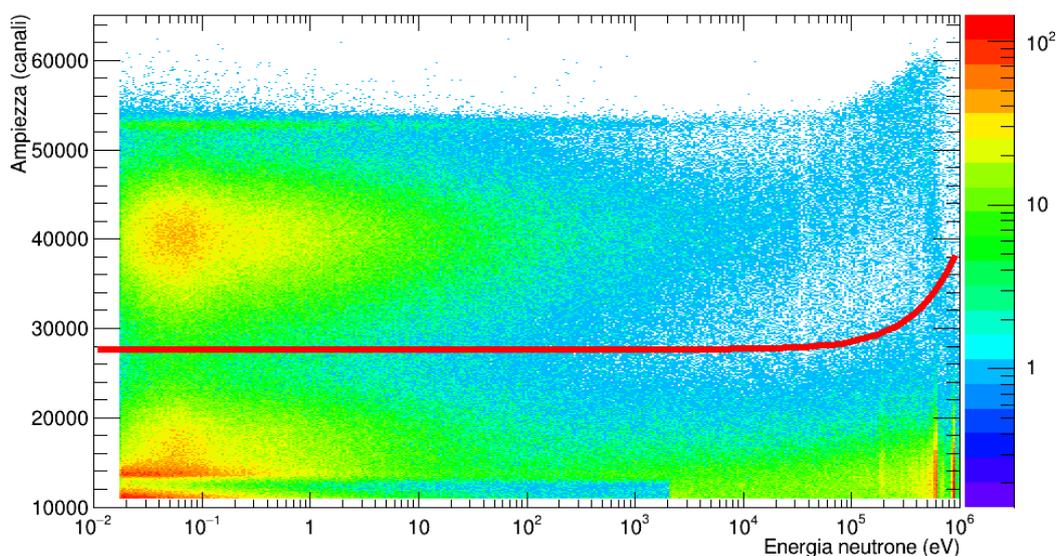


Figura 3.5: Spettro bidimensionale dell'ampiezza dei segnali nel terzo rivelatore (accoppiato al bersaglio convertitore di boro) in funzione dell'energia dei neutroni incidenti. La linea rossa rappresenta la soglia scelta per la selezione degli eventi dovuti alle particelle α , sono considerati solo i segnali sopra di essa.

In figura 3.6 sono riportati i conteggi per il quinto rivelatore, accoppiato

al bersaglio di uranio. Si osserva a piccole ampiezze la banda dovuta all'emissione di particelle α , prodotte nel decadimento del nucleo di uranio, esse sono ben discriminate rispetto al rumore grazie all'elevata energia cinetica con cui sono emesse (~ 5 MeV). Ad ampiezze molto maggiori sono riconoscibili i segnali dovuti ai frammenti di fissione. La separazione dei frammenti rispetto al fondo dato dal rumore e dall'emissione di α risulta eccellente fino ad energie prossime al MeV, questo grazie alla grande energia disponibile negli eventi di fissione. Nella regione energetica compresa fra 1 eV e 1 keV si osserva la presenza di strutture, dovute alle risonanze presenti nella sezione d'urto di fissione dell'uranio a tali energie.

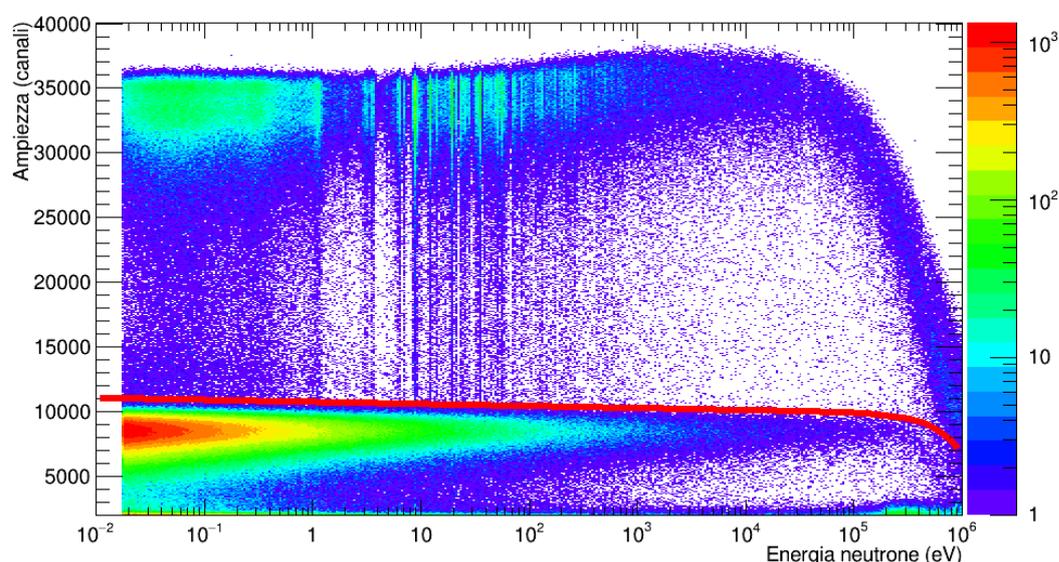


Figura 3.6: Spettro bidimensionale dell'ampiezza dei segnali nel quinto rivelatore (accoppiato al bersaglio convertitore di uranio) in funzione dell'energia dei neutroni incidenti. La separazione dei frammenti dal fondo di particelle α , la cui soglia è rappresentata in figura dalla linea rossa, risulta molto efficace. Inoltre si mantiene tale anche per energie elevate, grazie all'elevato Q-valore della fissione 1.

3.5 Count-rate di reazioni

Imponendo le condizioni di analisi descritte nel precedente paragrafo si ottengono gli spettri di tempi di volo. In seguito sono convertiti in istogrammi contenenti i conteggi dei prodotti di reazione in funzione dell'energia cinetica

dei neutroni incidenti. Per ogni coppia di rivelatori è riportato un singolo grafico, sono inoltre riportati i conteggi nelle configurazione di *beam-off* (in rosso) e bersagli *dummy* (bersagli sostituiti con *backing* di alluminio privi del deposito di materiale convertitore). I conteggi sono normalizzati tramite il numero di pacchetti di protoni incidenti sul bersaglio di spallazione, analogamente al caso dello spettro delle ampiezze dei segnali.

In figura 3.7 sono mostrati i conteggi per il primo rivelatore in funzione dell'energia cinetica dei neutroni incidenti. Come descritto in precedenza il numero di reazioni ${}^6\text{Li}(n,t)$ è legato al numero di eventi sopra la soglia di rivelazione del trizio, visibile in figura 3.4. All'aumentare dell'energia i conteggi decrescono a causa della diminuzione della sezione d'urto, come si può notare dalla figura 1.1. Lo spettro mostra piccole deviazioni (più marcate per $E_n < 1$ eV) rispetto all'andamento della sezione d'urto dovute alla forma del flusso, visibile in figura 2.3.

Sono inoltre visibili piccoli avvallamenti a circa 320 eV, 6 keV, 35 keV e 86 keV dovuti all'assorbimento dei neutroni causato dal materiale presente lungo la linea del fascio (gli stessi avvallamenti sono evidenti anche nel grafico del flusso di n_TOF). Oltre i 100 keV i conteggi cominciano a salire per un duplice effetto: l'aumento del flusso di neutroni (vedi figura 2.3) e la presenza della risonanza caratteristica del litio per $E_n = 240$ keV. Per energie superiori a quella della risonanza la sezione d'urto della reazione ${}^6\text{Li}(n,t)$ torna a diminuire e il numero di eventi dovuti a nuclei di trizio diviene comparabile con il fondo. Per questo motivo non sono presentati dati per energie superiori a 1 MeV. Il rapporto fra segnale e fondo è estremamente elevato sull'intero intervallo energetico di interesse, a riprova della buona scelta delle condizioni di analisi.

Il grafico dei conteggi per il terzo rivelatore, accoppiato al bersaglio di boro, è riportato in figura 3.8. A causa del piccolo spessore del deposito di materiale attivo, il numero di conteggi totali è inferiore al caso del litio circa di un fattore 10 su tutto lo spettro. Inoltre la selezione degli eventi risulta affetta da un'indeterminazione leggermente maggiore rispetto al caso del litio. Tutto ciò si riflette in un rapporto fra segnale e rumore di qualità inferiore rispetto al caso precedente, per quest'ultimo il contributo maggiore risulta essere quello dovuto al materiale sul fascio, stimato tramite la misura nella configurazione con bersagli *dummy*. Il numero di conteggi diminuiscono all'aumentare dell'energia dei neutroni con andamento analogo al caso del litio.

In figura 3.9 sono presenti i conteggi relativi al quinto rivelatore, accoppiato al bersaglio di uranio. In questo caso per una corretta stima del fondo occorre tenere in considerazione anche il contributo dovuto alla radioattività naturale del campione riportato in rosso. A partire da 1 eV sino a circa 1

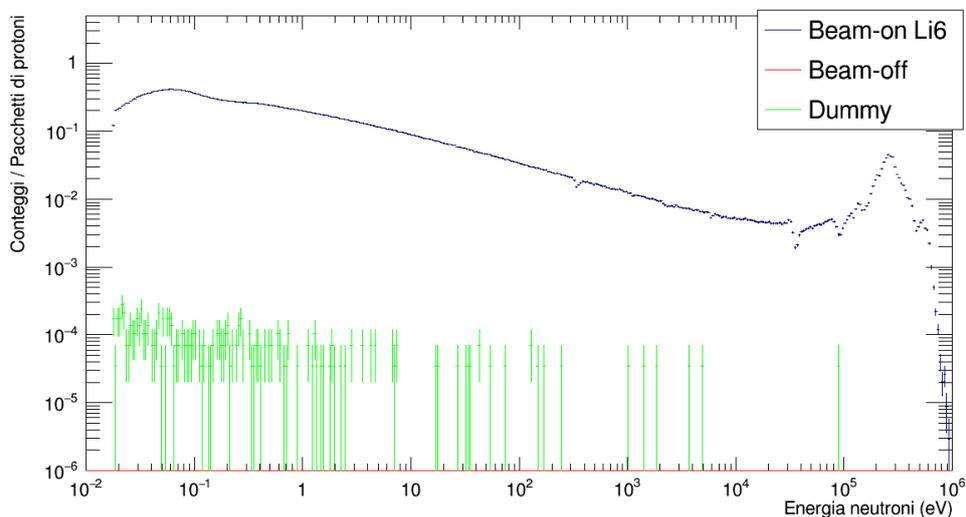


Figura 3.7: Numero di conteggi in funzione dell'energia cinetica dei neutroni incidenti sul bersaglio di litio. Il rapporto segnale su rumore vale circa 10000 al termico e si riduce sensibilmente nella regione del keV.

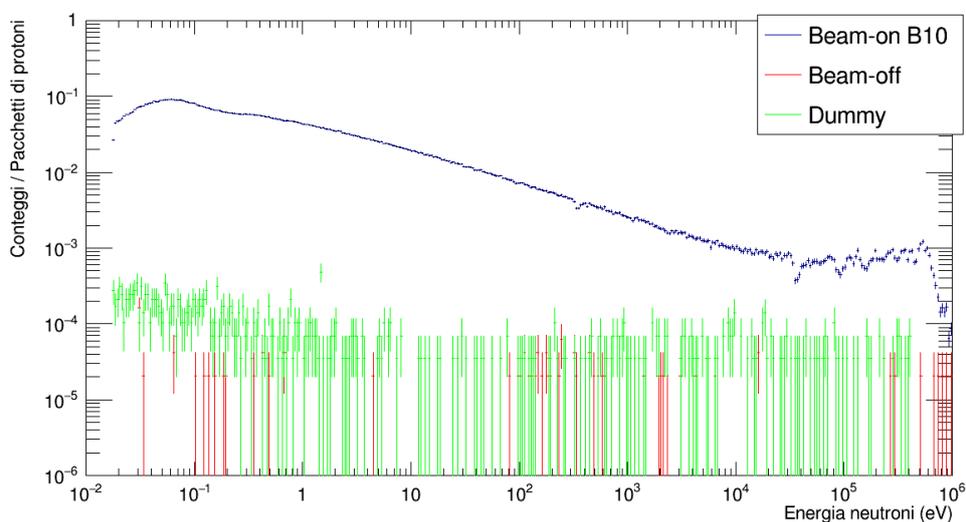


Figura 3.8: Numero di conteggi in funzione dell'energia cinetica dei neutroni incidenti sul bersaglio di boro. Il rapporto segnale su rumore vale circa 500 al termico e si riduce di un fattore 10 nella regione del keV.

keV si riconoscono le risonanze caratteristiche della sezione d'urto di fissione dell'uranio. Ad energie maggiori sono ben riconoscibili gli assorbimenti dovuti all'alluminio, in particolare risultano più marcati a causa dell'elevato spessore del *backing* su cui è depositato l'uranio. Il rapporto fra segnali e rumore è molto buono anche ad energie nell'ordine del MeV, al contrario dei casi di litio e boro in cui peggiorava ad energie nell'ordine del centinaio di keV. Questo si osserva a causa della maggior sezione d'urto di fissione alle alte energie rispetto a quelle delle reazioni ${}^6\text{Li}(n,t)$ e ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$ evidente nella figura 1.1, ma soprattutto grazie alla migliore discriminazione tipica degli eventi di fissione

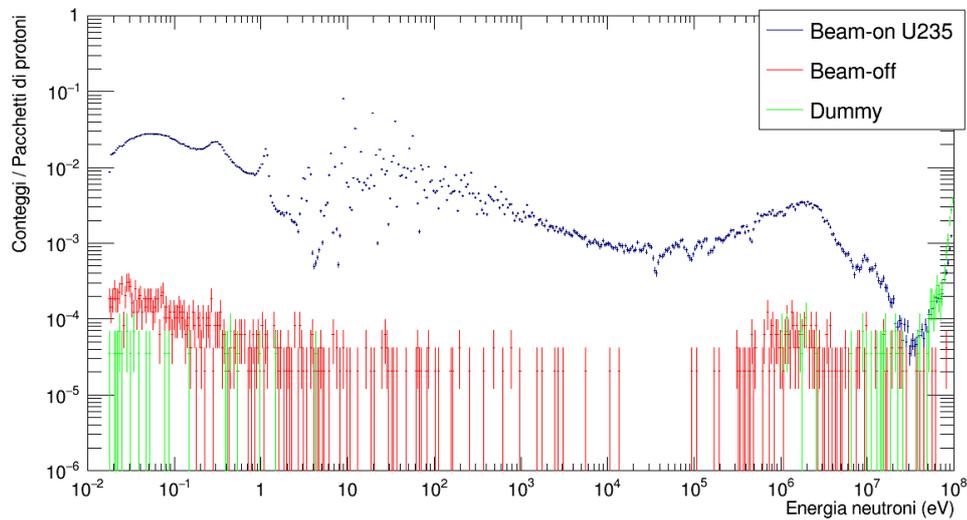


Figura 3.9: Numero di conteggi in funzione dell'energia cinetica dei neutroni incidenti sul bersaglio di uranio. Il rapporto segnale su rumore vale circa 100 al termico e migliora notevolmente nella regione del keV.

3.6 Misura della base di volo

Nel paragrafo 2.2 è già stato illustrato come il tempo di volo sia ricavato dal tempo misurato dai rivelatori. Esso è poi utilizzato per risalire all'energia cinetica dei neutroni. Una stima accurata della base di volo è necessaria, in quanto l'incertezza ad essa associata contribuisce a quella dell'energia cinetica dei neutroni. Data l'impossibilità sperimentale di misurare fisicamente la distanza geometrica fra il bersaglio di spallazione e l'apparato di rivelazione (distanza peraltro non corretta in quanto non terrebbe conto del percorso

all'interno del moderatore), per ottenere la lunghezza della base di volo si utilizza un metodo alternativo, basato sulla misura dell'energia di alcune risonanze molto ben note.

In particolare si possono sfruttare le risonanze presenti nella sezione d'urto del ^{235}U utilizzando i dati raccolti dai rivelatori 5 e 6 presenti all'interno dell'apparato di rivelazione del presente esperimento. La lunghezza del percorso di volo effettivo è ottenuta tramite una procedura di minimizzazione fra le energie delle risonanze ottenute sperimentalmente e quelle estratte dal database ENDF/B-VII[3], utilizzando la base di volo come parametro libero. Per effettuare il fit è stato utilizzato il codice di matrice R[40] SAMMY[41] (nell'approssimazione di Reich-Moore), dedicato all'analisi delle risonanze neutroniche presenti nelle sezioni d'urto. In SAMMY le risonanze sono parametrizzate mediante le grandezze caratteristiche di energia, larghezza, parità e spin.

Per l'estrazione della base di volo si è ricorso a un processo iterativo, a partire da un valore iniziale della base di volo, stimata per via geometrica in area sperimentale si ottiene tramite approssimazioni successive il parametro che meglio riproduce i dati sperimentali. In figura 3.10 sono mostrati i conteggi di frammenti di fissione sul quinto rivelatore e il fit eseguito tramite l'uso di SAMMY. La base di volo risultante dal fit mediante SAMMY è $L = (183.46 \pm 0.04)$ m, il valore ottenuto è utilizzato per correggere la conversione tempo di volo in energia del neutrone dei grafici mostrate in precedenza.

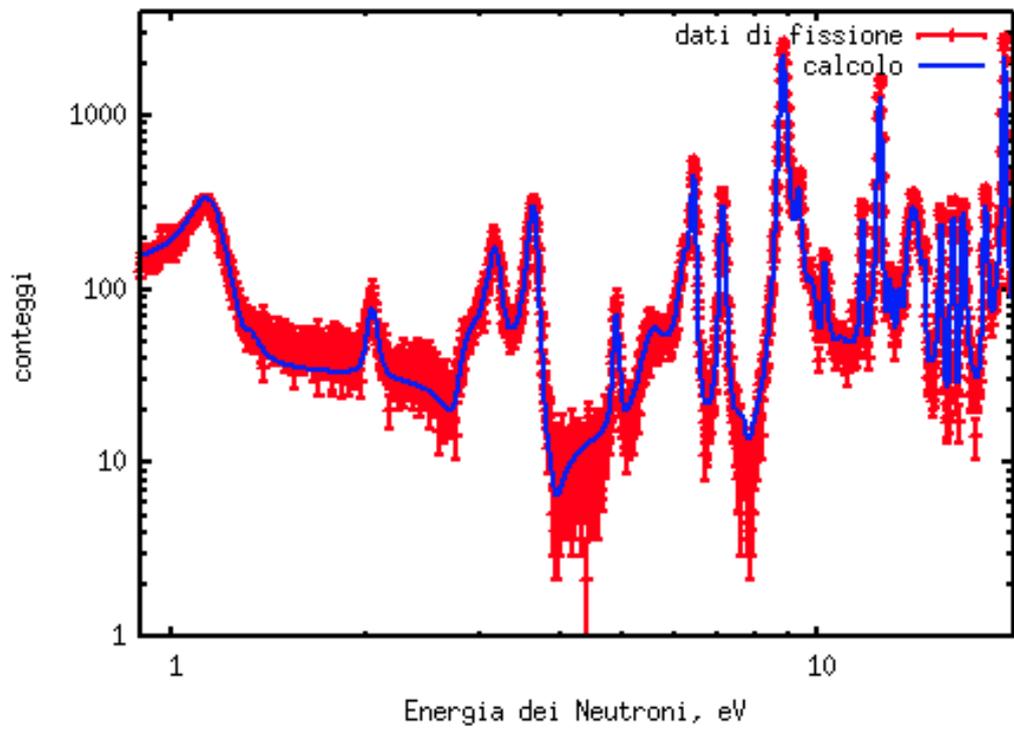


Figura 3.10: In rosso i conteggi del quinto rivelatore, in blu il fit eseguito tramite il programma di matrice R SAMMY.

Capitolo 4

Simulazioni Montecarlo

Per caratterizzare il rivelatore sono state utilizzate delle simulazioni Monte Carlo (MC), ovvero metodi di analisi numerica basati sulla generazione di numeri pseudocasuali, che riproducono la configurazione geometrica dell'apparato di rivelazione effettivamente utilizzato in fase sperimentale. In particolare si è studiato l'assorbimento dei neutroni nei materiali attraversati dal fascio, in funzione dell'energia cinetica dei neutroni stessi. Inoltre sono state sfruttate le simulazioni per stimare l'efficienza di rivelazione dell'apparato sperimentale. L'uso di tecniche numeriche permette di affrontare problemi la cui risoluzione analitica risulterebbe molto complessa e per compiere questo lavoro è stata utilizzata una simulazione basata sul codice Geant4.

4.1 Geant4

Geant4[42] (**GE**ometry **ANd** **T**ransport) è un codice basato sul linguaggio C++, utilizzato per simulare esperimenti fisici in cui sono coinvolti il trasporto delle particelle e la risposta dei rivelatori. Nonostante inizialmente sia stato sviluppato per la fisica di alta energia negli ultimi anni sono stati inseriti nuovi modelli fisici rendendo così il codice adatto anche per la fisica nucleare ed in particolare per la fisica di neutroni, oggetto di studio della collaborazione n_TOF. Recenti simulazioni basate su Geant4 riguardanti il bersaglio di spallazione di n_TOF sono state confrontate con i risultati sperimentali ottenuti e il buon accordo mostra la validità dello strumento nel campo della fisica dei neutroni[43].

I risultati di una simulazione MC dipendono fortemente dai modelli utilizzati, nello specifico dall'insieme dei processi fisici e delle relazioni che legano le variabili in ingresso con quelle in uscita e determinano la fisica della simulazione stessa. I modelli fisici sono organizzati in *physics lists* (PL), la

cui scelta viene lasciata all'utente, il quale in base all'ambito di lavoro e al grado di precisione che desidera, può scegliere fra le più varie. Geant4 contiene diverse PL di riferimento, mantenute aggiornate nel corso delle successive distribuzioni del software, che è possibile utilizzare scegliendo quella che meglio si adatta al problema trattato. La definizione è fatta tramite la concatenazione dei diversi modelli utilizzati, in ordine decrescente di energia incidente.

In questo lavoro di tesi la PL utilizzata per la simulazione del rivelatore è definita come: FTFP_INCLXX_HP. Per energie superiori a 15 GeV la simulazione fa uso del modello di Fritiof indicato dalla sigla FTFP. Per energie inferiori, nell'intervallo fra 20 MeV e 20 GeV il modello utilizzato, è il *Liège Intranuclear Cascade* il quale tratta la parte relativa alla cascata nucleare, esso viene indicato dalla sigla INCLXX. Nella sovrapposizione fra i due intervalli energetici, ovvero fra 15 e 20 GeV, la scelta del modello è effettuata in modo casuale. Di fondamentale importanza è l'uso del modello HP (acronimo per High Precision) per trattare correttamente le reazioni dei neutroni al di sotto dei 20 MeV, inoltre esso attiva l'uso dettagliato delle sezioni d'urto dei neutroni alle energie termiche, fondamentali per simulare correttamente le reazioni che li interessano. L'uso dell'opzione per la precisione elevata comporta un significativo incremento del tempo macchina necessario per lo svolgimento delle simulazioni, per questo è stato utilizzato un cluster locale di 256 core fisici Intel Xeon ciascuno con 2.27GHz appartenente al CNAF di Bologna.

4.2 Ricostruzione della geometria del rivelatore

Come illustrato nel paragrafo 2.3 dedicato alla descrizione dell'apparato di rivelazione, il fascio di neutroni incide su di esso, attraversando in successione gli strati di bersagli, di *backing* e rivelatori al silicio. A causa delle diverse reazioni che avvengono nei volumi attraversati una frazione piccola, ma non trascurabile dei neutroni primari viene persa, questa perdita dipende dalle sezioni d'urto di interazione dei neutroni con i materiali presenti e quindi dall'energia del neutrone incidente.

Per ciascun bersaglio la perdita è stimata attraverso il rapporto fra il numero di neutroni primari che entra nel volume corrispondente e il numero totale di neutroni incidenti sulla prima superficie dell'apparato. In breve, per primari si intendono i neutroni prodotti nel bersaglio di spallazione che incidono sull'apparato di rivelazione. Sono quindi esclusi i neutroni prodotti

nell'interazione con i materiali (per esempio i neutroni prodotti nella fissione dell'uranio). I risultati di questo studio sono utilizzati nell'analisi dei dati sperimentali per correggere il numero di conteggi ottenuti nei sei rivelatori alle diverse energie in gioco. Il grafico riportato in fig. 4.1 mostra gli assorbimenti dovuti ai bersagli, in particolare i depositi di LiF sono indicati come Li1 e Li2, quelli relativi ai depositi di B₄C come B1 e B2 infine U1 e U2 corrispondono ai depositi di H₂O₂U (per ciascuna coppia il numero 1 e 2 indica l'ordine con cui sono colpiti dal fascio di neutroni).

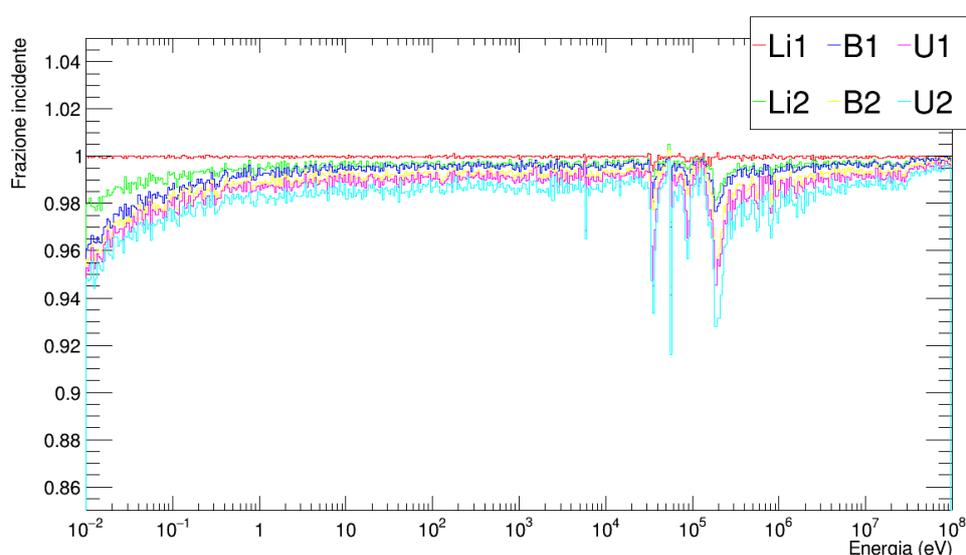


Figura 4.1: Frazione di neutroni primari che incide sui vari volumi attivi. Come atteso, la perdita di neutroni maggiore si registra alle energie termiche, dove le sezioni d'urto di reazione per i neutroni sono più elevate.

In generale è per energie inferiori ad 1 eV che si osserva un assorbimento maggiore, infatti a queste energie le sezioni d'urto di reazione dei neutroni assumono valori maggiori. Al di sopra di 1 eV la perdita di neutroni è circa costante e dell'ordine 1-2%, fatta eccezione per gli assorbimenti dovuti alle risonanze presenti nelle diverse sezioni d'urto.

Come atteso si osserva che la diminuzione del numero di neutroni dovuto allo strato di alluminio su cui è depositato il fluoruro di litio risulta trascurabile, visto lo spessore (50 μm) così ridotto. L'assorbimento è maggiore negli strati di fluoruro di litio ed in particolare la risonanza posta a 240 keV ha un impatto molto importante, persino maggiore dell'alluminio. Al contrario l'impatto degli strati contenenti boro risulta trascurabile, infatti nonostante la sezione d'urto di reazione $n+^{10}\text{B}$ sia maggiore di $n+^6\text{Li}$ lo spessore di so-

li $0.08 \mu\text{m}$ è nettamente inferiore (quelli contenenti boro hanno quindi uno spessore inferiore di oltre 20 volte rispetto a quelli contenenti litio). Risulta infine elevata la perdita dovuta al bersaglio di uranio, come si può notare dalla frazione di neutroni che colpisce U2 dopo aver attraversato U1, sono inoltre visibili chiaramente le risonanze dell'uranio, nell'intervallo di energie attorno a 10 eV. Il contributo dovuto ai *backing* di alluminio è evidenziato dalla risonanza caratteristica per la reazione di diffusione elastica a 5.9 keV, 35 e 86 keV. Tale contributo assume maggiore rilevanza a partire dal primo bersaglio di uranio, a causa dell'elevato spessore dello strato di alluminio su cui è depositato ($250 \mu\text{m}$).

4.3 Calibrazione energetica

L'efficienza di rivelazione dipende dalla soglia di rivelazione, di conseguenza per la determinazione tramite simulazione occorre applicare ai dati prodotti tramite MC le stesse condizioni di analisi (illustrati nel paragrafo 3.4). Questo procedimento rende necessario effettuare una calibrazione energetica delle energie depositate nei vari rivelatori, in modo da convertire l'ampiezza dei segnali espressa in canali del flash-ADC. L'interesse è relativo ai primi quattro rivelatori, in quanto il grande Q-valore della fissione permette di distinguere molto facilmente i frammenti dal fondo, rendendo non necessario includere i tagli sperimentali nella fase di analisi della simulazione, relativamente ai rivelatori SIFI5 e SIFI6.

La risposta del preamplificatore è lineare sino a 10 MeV di energia depositata, è quindi possibile limitarsi a considerare un solo punto, assumendo che la retta di calibrazione passi per l'origine. Per ogni rivelatore è stato utilizzato il picco dell'energia depositata dai prodotti di reazione selezionati, quindi nuclei di trizio nel caso di SIFI1 e SIFI2 e particelle α per SIFI3 e SIFI4.

Per poter confrontare gli spettri di energia depositata derivanti dalle simulazioni MC si è reso necessario introdurre la risoluzione sperimentale. Essa è stimata tramite un fit di tipo Gaussiano della distribuzione dell'energia depositata in un intorno del picco di interesse. Un esempio dell'effetto della convoluzione dello spettro MC del rivelatore SIFI2 e la sua risoluzione sperimentale, è riportato in figura 4.2. Il grafico riporta la distribuzione originale e quella ottenuta in seguito all'allargamento, si osserva come l'indeterminazione di natura sperimentale modifichi sensibilmente la posizione del minimo della distribuzione dell'energie depositate dai nuclei di ^3H e quindi la posizione della soglia. Il picco relativo alle particelle α risulta anch'esso allargato.

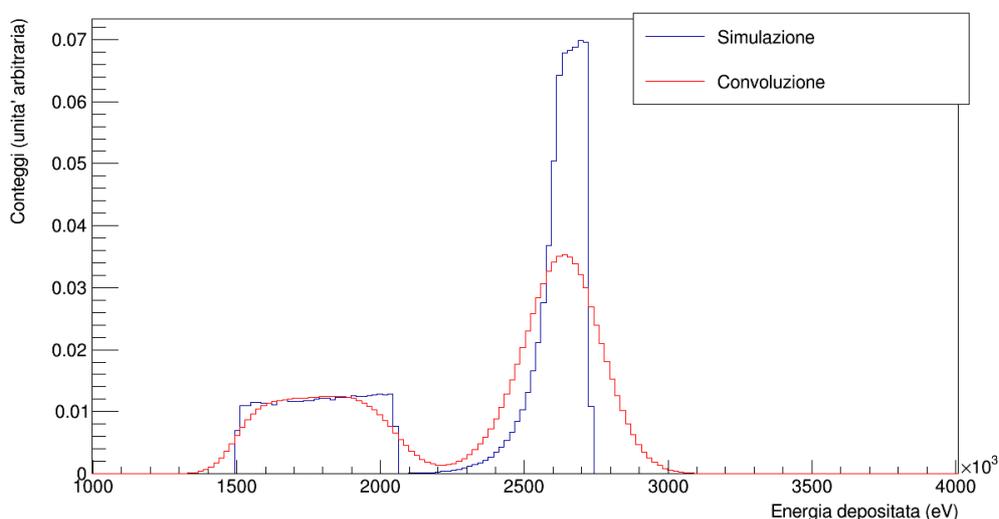


Figura 4.2: Spettro dell'energia depositata nel secondo rivelatore, accoppiato al bersaglio di LiF. Applicando la risoluzione energetica alle simulazioni si passa dallo spettro in blu a quello in rosso, il picco relativo ai trizi risulta di conseguenza allargato.

In figura 4.3 è presente lo spettro del quarto rivelatore (SIFI4), a cui è stata applicata la risoluzione sperimentale tramite la già descritta operazione di convulsione. Analogamente al caso precedente, il picco relativo ai prodotti di reazioni d'interesse risulta più largo di quanto ottenuto dalla simulazione.

Una volta considerata la risoluzione sperimentale è stato possibile confrontare i dati sperimentali ed i dati simulati e trovare il fattore di conversione, in tabella 4.1 sono riassunti per i primi quattro rivelatori i coefficienti di calibrazione. In figura 4.4 è presente il confronto per SIFI2 fra lo spettro dei segnali ottenuto sperimentalmente ed il risultato del MC, quest'ultimo è stato convertito in canali di ampiezza e vi è stata applicata la risoluzione sperimentale.

Il confrontato analogo fra lo spettro sperimentale e quanto risulta dalla simulazione per SIFI4 è riportato in figura 4.5. Si nota una discrepanza per quanto riguarda l'energia depositata dai nuclei di ${}^7\text{Li}$ prodotti nella reazione ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$, il cui picco risulta ad energie leggermente maggiori di quelle attese. Questo è probabilmente causato dalla presenza di uno strato di materiale inerte sul bersaglio di boro. In questo strato, non incluso nella simulazione, i nuclei di litio perdono una maggior quantità di energia, spostando il picco ad energie inferiori (quindi ad ampiezze inferiori) e rendendoli indistinguibili dal fondo.

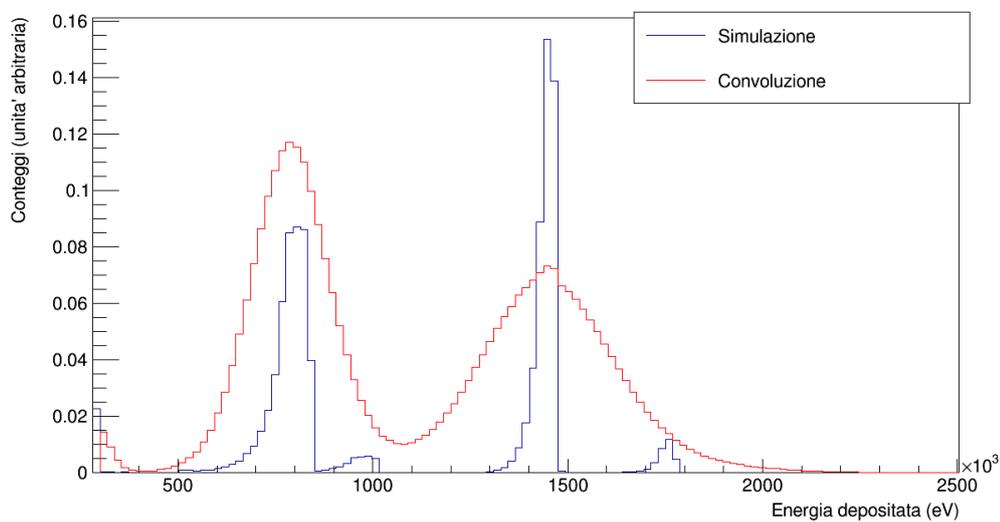


Figura 4.3: Spettro dell'energia depositata in SIFI4, accoppiato al bersaglio di B_4C . Applicando la risoluzione energetica alle simulazioni si passa dallo spettro in blu a quello in rosso, il picco relativo alle particelle α entranti nel silicio risulta quindi più largo.

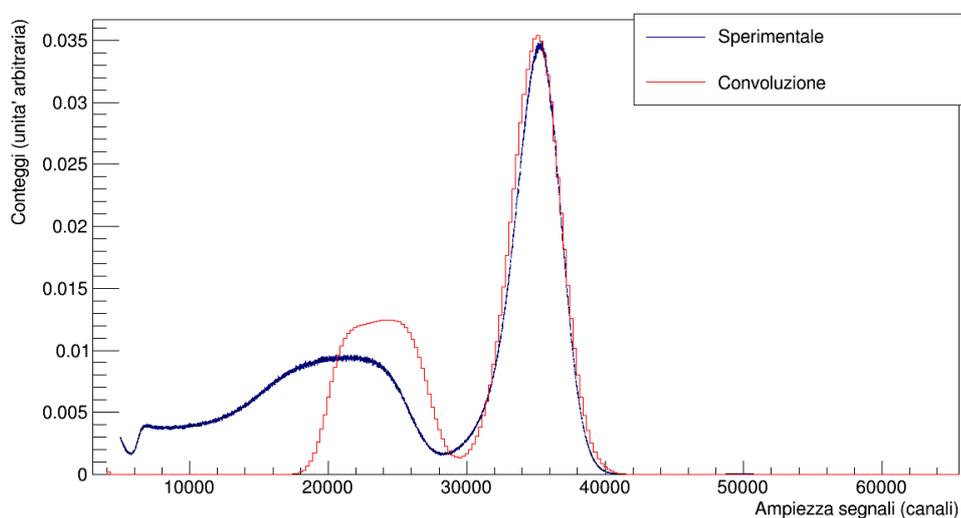


Figura 4.4: Confronto fra il risultato della simulazione, una volta applicata la risoluzione sperimentale e convertita l'energia depositata in canali di ampiezza, con i dati sperimentali per SIFI2.

Rivelatore	Coefficiente di calibrazione (eV/canale)
SIFI1	64.5
SIFI2	75.2
SIFI3	36.2
SIFI4	35.8

Tabella 4.1: Coefficienti di calibrazione fra energia depositata e canali per i primi quattro rivelatori al silicio.

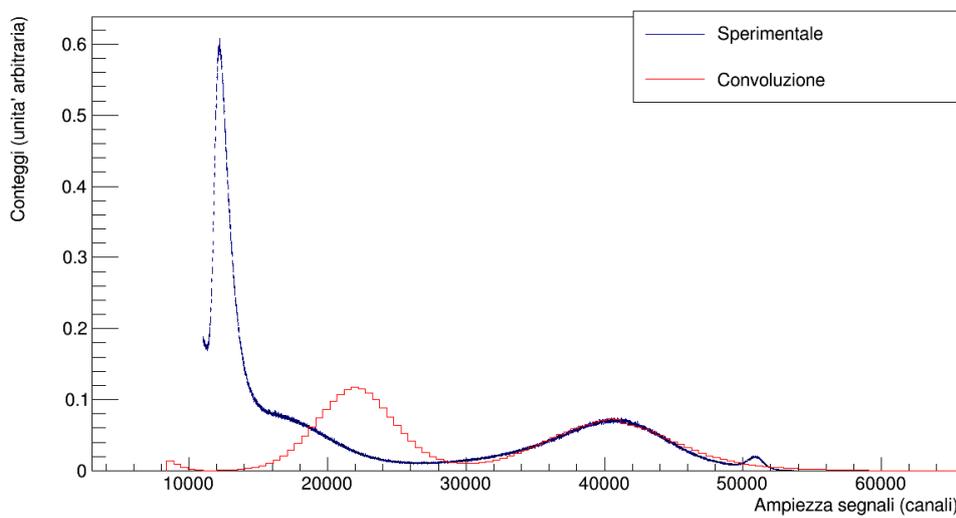


Figura 4.5: Confronto fra il risultato della simulazione, una volta applicata la risoluzione sperimentale e convertita l'energia depositata in canali di ampiezza, con i dati sperimentali per SIFI4.

4.4 L'efficienza dei rivelatori

La simulazione MC è stata inoltre utilizzata per valutare l'efficienza di rivelazione dei prodotti di reazione, in particolare per studiarne la dipendenza rispetto all'energia cinetica del neutrone incidente nel caso dei primi quattro rivelatori. Nell'efficienza di rivelazione sono compresi diversi effetti: la copertura dell'angolo solido, l'efficienza del rivelatore stesso, la porzione di particelle selezionate nei tagli imposti e gli effetti dipendenti dall'energia cinetica. Per energie dei neutroni incidenti trascurabili rispetto al Q-valore della reazione (nel caso di litio e boro sino al keV, per l'uranio vale sempre per le energie considerate) questa efficienza è costante, in quanto risultano trascurabili i fattori cinematici. Risulta quindi particolarmente interessante svolgere lo studio al di sopra di 1 keV solo nel caso dei bersagli di litio e boro. In generale ad energie maggiori di 1 keV si osserva un aumento dei conteggi per i rivelatori posti in avanti (rispetto al bersaglio) a causa del moto del centro di massa del sistema di riferimento del laboratorio, ovviamente questo incremento dipende dall'energia cinetica del neutrone incidente.

Utilizzando la stessa simulazione MC della geometria del rivelatore costruito per valutare l'assorbimento dei neutroni sono stati considerati il numero di prodotti delle due reazioni d'interesse ed il loro deposito di energia nei rivelatori al fine di valutare l'efficienza di rivelazione. In particolare per valutare l'efficienza nella regione energetica in cui risulta approssimativamente costante, all'incirca nell'intervallo fra 10^{-2} eV ed 1 keV, è stato utilizzato un fascio mono-energetico di neutroni termici valutando, per ciascun silicio, il rapporto fra il numero di prodotti rivelati e il numero di reazioni avvenute nel bersaglio a cui è accoppiato. Come già detto, a bassa energia l'efficienza di rivelazione dipende quasi unicamente dall'angolo solido coperto e dalla perdita di energia dei prodotti di reazione all'interno dei bersagli. Dal momento che gli spessori dei bersagli sono noti con precisione, l'incertezza associata all'efficienza dipende dalla corretta costruzione geometrica dell'apparato di rivelazione nella simulazione MC, in particolare dall'incertezza sulla distanza fra il fascio e l'asse del rivelatore. Per ottenere una stima dell'incertezza è stata realizzata un'ulteriore simulazione MC, in cui il fascio è spostato rispetto all'asse del rivelatore di 5 mm sul piano orizzontale e 5 mm su quello verticale. L'incertezza associata all'efficienza è quindi ottenuta dalla sua variazione fra le due posizioni del fascio. I valori ottenuti sono riportati nella tabella 4.2.

Come già illustrato non è possibile assumere costante l'efficienza di rivelazione dei prodotti per le reazioni indotte da neutroni con energia cinetica superiore ad 1 keV, è quindi risultato necessario lo studio della dipendenza dell'efficienza dall'energia dei neutroni incidenti. Per realizzare questo studio

Rivelatore	Efficienza (%)
SIFI1	41.3 ± 0.8
SIFI2	41.8 ± 0.7
SIFI3	41.8 ± 0.6
SIFI4	41.6 ± 0.6

Tabella 4.2: Stime delle efficienze dei rivelatori per neutroni di energie termiche (0.0253 eV), i valori sono riportati in percentuale.

è stato calcolato il numero di conteggi dei prodotti di reazione nei volumi corrispondenti ai rivelatori in funzione dell'energia cinetica del neutrone incidente, applicando le stesse condizioni di analisi utilizzate sperimentalmente. Per ciascun rivelatore l'efficienza di rivelazione in funzione dell'energia dei neutroni si ottiene quindi dal rapporto fra il numero di conteggi rivelati e il numero di reazioni avvenute all'interno del bersaglio associato. Il risultato di questa operazione è quindi la distribuzione della frazione di particelle rivelate in funzione dell'energia del neutrone incidente.

In figura 4.6 è riportato il risultato per il primo rivelatore (SIFI1), accoppiato al bersaglio contenente ${}^6\text{Li}$. Per energie cinetiche dei neutroni prossime a 1 keV l'efficienza ha un valore prossimo a quello costante, riportato nella tabella 4.2, determinato quasi esclusivamente dall'angolo solido coperto dal rivelatore. Al crescere dell'energia si osserva un sensibile aumento dell'efficienza sino ad un valore massimo di circa il 60% a circa $E_n = 100$ keV seguito da una rapida diminuzione in corrispondenza della risonanza neutronica della reazione $n+{}^6\text{Li}$ a $E_n \approx 240$ keV. Vale il caso di ricordare infatti che la reazione ${}^6\text{Li}(n,t)$ ha luogo in onda p ($\ell = 1$) nell'intorno della risonanza e di conseguenza l'emissione dei prodotti di reazione non è isotropa. A questo effetto si deve sommare il termine di natura cinematica, dovuto al moto del centro di massa, che comporta un aumento del numero di conteggi per i rivelatori posti in avanti rispetto al bersaglio, quali appunto SIFI1.

In figura 4.7 è presente l'andamento dell'efficienza per il secondo rivelatore (SIFI2), sempre accoppiato con un bersaglio di ${}^6\text{Li}$ ma posto prima del bersaglio (esso rivela quindi le particelle emesse all'indietro rispetto alla direzione del fascio). A differenza di quanto visto per SIFI1 la frazione di particelle rivelate decresce all'aumentare dell'energia cinetica dei neutroni.

Nei grafici in figura 4.8 e 4.9 sono presenti le frazioni di particelle α rivelate nel terzo e quarto silicio posti rispettivamente in avanti ed all'indietro rispetto ai bersaglio corrispondenti. Si nota come la variazione dell'efficienza rispetto al caso del litio sia inferiore; questo è dovuto all'assenza di risonanze nella sezione d'urto ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$ con emissione spaziale anisotropa alle energie

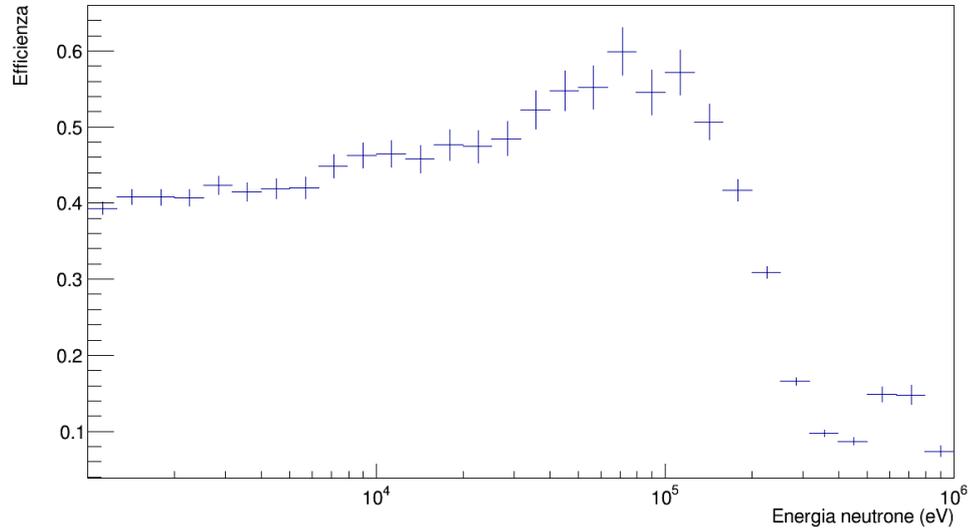


Figura 4.6: Efficienza di rivelazione del primo rivelatore in funzione dell'energia cinetica dei neutroni incidenti. La frazione cresce sino ad un massimo nella regione $E_n \sim 100$ keV per poi diminuire rapidamente.

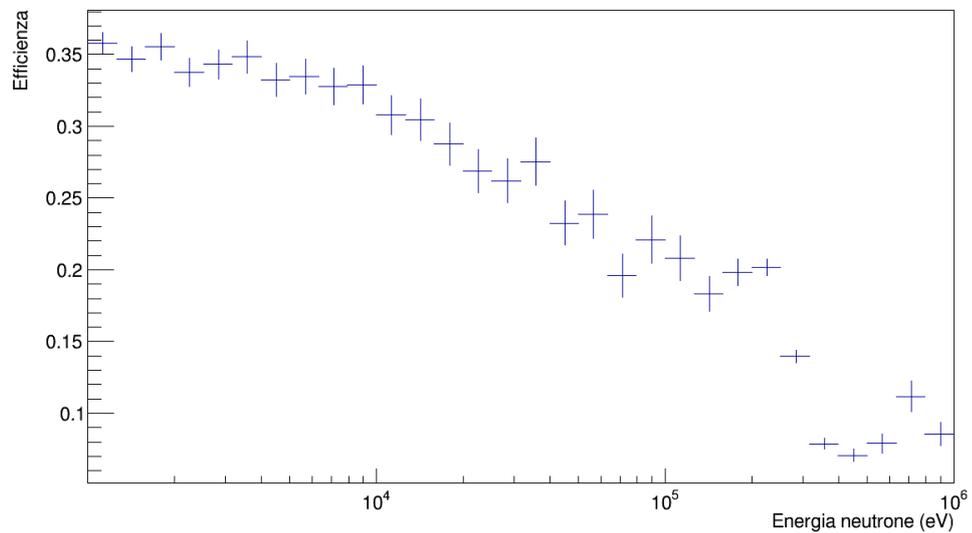


Figura 4.7: Efficienza di rivelazione del secondo rivelatore in funzione dell'energia cinetica dei neutroni incidenti. La frazione decresce costantemente nella regione energetica considerata.

considerate. Nella regione superiore a 100 keV diviene rilevante il moto del centro di massa del sistema neutrone più nucleo di boro rispetto al sistema di riferimento del laboratorio, si assiste ad un aumento dell'efficienza nel caso del rivelatore in avanti, ovvero SIFI3, rispetto a quello posto all'indietro SIFI4. Questo effetto avviene ad energie lievemente maggiori rispetto al caso del litio a causa della maggior massa dell'atomo di boro. Il piccolo spessore del deposito di carbonato di boro porta ad avere un numero di conteggi molto basso rispetto al caso del litio, questo si traduce in fase di analisi in un errore statistico molto più elevato nel caso dell'efficienza di SIFI3 e SIFI4.

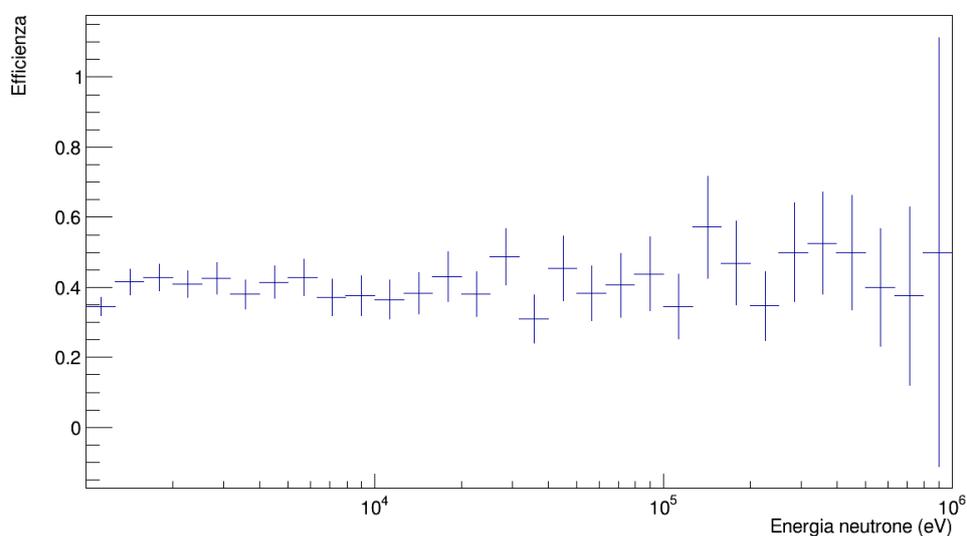


Figura 4.8: Frazione delle particelle α prodotte nella reazione $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ ed entranti nel terzo rivelatore (SIFI3), posto in avanti rispetto al bersaglio accoppiato. A partire da qualche centinaio di keV l'efficienza aumenta, grazie agli effetti cinematici.

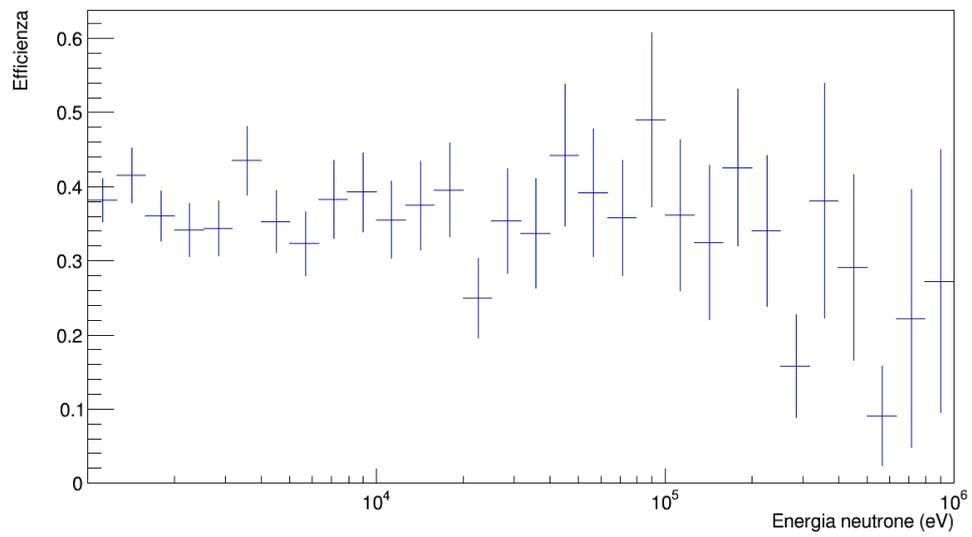


Figura 4.9: Frazione delle particelle α entranti nel quarto rivelatore (SIFI4), posto all'indietro, prodotti nel bersaglio corrispondente contenente ^{10}B . A differenza del caso di SIFI3 oltre il centinaio di keV l'efficienza decresce.

Capitolo 5

Estrazione dei rapporti

Il fine di questo lavoro di tesi è estrarre il rapporto fra le sezioni d'urto $^{235}\text{U}(n,f)$ e i due standard $^6\text{Li}(n,t)$ e $^{10}\text{B}(n,\alpha)$, con interesse particolare per l'intervallo energetico fra 10 e 30 keV in cui sono state riscontrate le discrepanze sperimentali descritte nei paragrafi 1.4 e 1.5. A questo scopo è stata utilizzata la procedura descritta nel paragrafo 3.2. In primo luogo sono state determinate le condizioni di analisi per la selezione dei prodotti di reazione (processo descritto in dettaglio nel paragrafo 3.4), determinando i conteggi $C(E_n)$ ed il *background* $B(E_n)$. Quindi il rivelatore è stato studiato tramite simulazioni MC, illustrate nel capito 4, al fine di stimare il fattore correttivo $f_{ass}(E_n)$ per ogni rivelatore ed in funzione dell'energia cinetica dei neutroni incidenti. I rapporti sono quindi estratti attraverso l'espressione:

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_{std}} = \frac{[(C_f^{(1)}(E_n) - B_f^{(1)}(E_n))f_{ass}^{(1)}(E_n)] + [(C_f^{(2)}(E_n) - B_f^{(2)}(E_n))f_{ass}^{(2)}(E_n)]}{[(C_{std}^{(1)}(E_n) - B_{std}^{(1)}(E_n))f_{ass}^{(1)}(E_n)] + [(C_{std}^{(2)}(E_n) - B_{std}^{(2)}(E_n))f_{ass}^{(2)}(E_n)]} N_{norm}$$

In cui i pedici f e std indicato rispettivamente la reazione di fissione indotta da neutroni e la reazione standard presa in considerazione mentre gli apici $^{(1)}$ e $^{(2)}$ indicano rispettivamente il primo e il secondo rivelatore di ciascuna coppia considerata. Il valore della costante N_{norm} è calcolato normalizzando al termico, ovvero uguagliando il valore del rapporto ottenuto sperimentalmente per neutroni di energia termica a quello fornito dalle librerie ENDF/B-VII alla stessa energia. Questa scelta è motivata dal fatto che tutte le reazioni considerate sono considerate standard per neutroni di questa energia ($E_n = 0.0253$ eV).

5.1 Rapporto $\sigma_{U(n,f)}/\sigma_{Li(n,t)}$

In figura 5.1 è riportato il rapporto fra le sezioni d'urto delle reazioni $^{235}\text{U}(n,f)$ e $^6\text{Li}(n,t)$. Sono confrontati i dati sperimentali (in blu) e quelli presenti attualmente all'interno della libreria ENDF/B-VII (in rosso). Per ridurre gli effetti dovuti a fluttuazioni statistiche è stato effettuato un rebin, rispetto ai *count-rate* di reazione mostrati nel paragrafo 3.5, passando da 50 bin per decade a 25. L'accordo fra i dati sperimentali e quelli presenti in libreria è eccellente per neutroni di bassa energia, in particolare per neutroni termici, dove entrambe le reazioni sono considerate standard. Anche per questo motivo il valore della costante di normalizzazione N_{norm} è stata calcolata considerando neutroni di questa energia, oltre al fatto che tutte le reazioni sono considerate standard a tale energia.

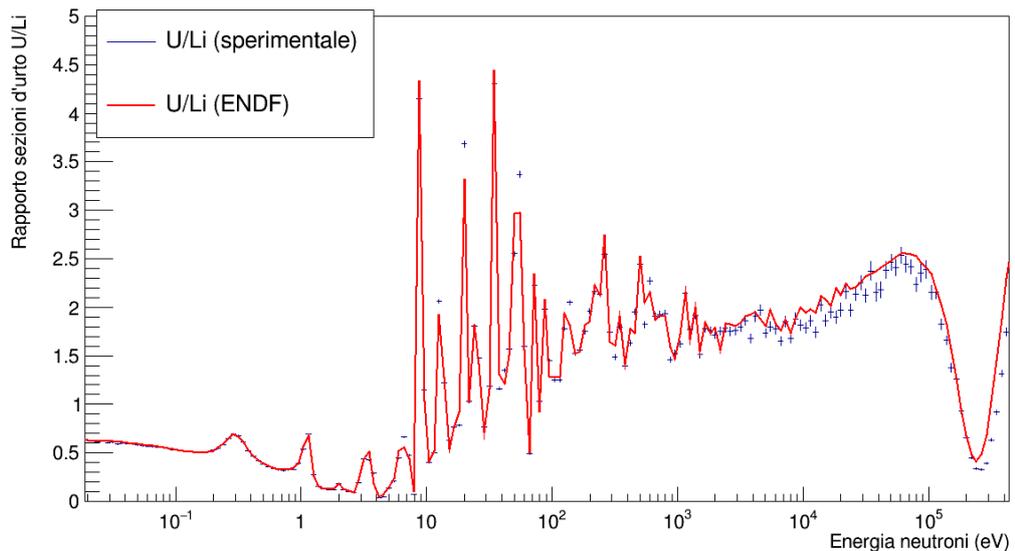


Figura 5.1: Rapporto fra le sezioni d'urto delle reazioni $^{235}\text{U}(n,f)$ e $^6\text{Li}(n,t)$. Sono riportati in blu il rapporto ottenuto per via sperimentale, in rosso quello calcolato tramite i valori presenti nella libreria ENDF/B-VII. L'accordo è ottimo a basse energie mentre fra 1 eV e 2 keV non è possibile fornire indicazioni dai dati sperimentali a causa delle risonanze presenti nella sezione d'urto di fissione. Fra 1 e 200 keV l'accordo torna buono, si nota però una discrepanza nella regione energetica di interesse (fra 10 e 30 keV).

L'accordo fra dati sperimentali e libreria ENDF si mantiene buono sino ad energie di circa 3 eV, in particolare si possono osservare i picchi dovuti

alle risonanze di più bassa energia presenti della sezione d'urto $^{235}\text{U}(n,f)$ a 0.29, 1, 2 e 3 eV. Esse sono ben riconoscibili grazie anche all'assenza di strutture nella sezione d'urto della reazione $^6\text{Li}(n,t)$ per energie inferiori ai 200 keV, al di sotto dei quali mantiene il familiare andamento $1/v$ (con v velocità del neutrone incidente). L'intervallo energetico fra 3 eV e 2 keV non è di particolare interesse per il presente esperimento, nonostante ciò le discrepanze presenti fra i dati ed i valori forniti da ENDF sono comunque ridotte (la loro presenza è dovuta all'impossibilità di fatto nel risolvere le risonanze presenti nella sezione d'urto della fissione).

Oltre ad 2 keV i dati sperimentali sono di nuovo in accordo con i valori di ENDF, questo sino ad energie prossime ai 10 keV. Nell'intervallo d'interesse per l'esperimento, ovvero fra 10 e 30 keV, si osserva una differenza significativa fra i dati e i valori in libreria. L'incongruenza è ulteriormente evidenziata in figura 5.2, nella quale è riportato in dettaglio l'intervallo energetico in esame, si nota che per energie superiori i dati tornano in accordo con il valore previsto. A partire dai 70 keV il rapporto decresce a causa della ben nota risonanza presente nella sezione d'urto di $^6\text{Li}(n,t)$, i dati sperimentali seguono l'andamento previsto per il rapporto sino a circa 200 keV. Oltre questa soglia non è più possibile eliminare la dipendenza dell'efficienza di rivelazione tramite la somma fra i due rivelatori (sommando quindi le particelle emesse in avanti a quelle emesse all'indietro). L'approssimazione, descritta in dettaglio nel paragrafo 3.2, non è più valida a causa dell'emissione anisotropa dei prodotti della reazione $^6\text{Li}(n,t)$ nella risonanza caratteristica presente a circa 240 keV (essa è infatti in onda p).

Per calcolare il valore del rapporto oltre i 200 keV è necessario considerare singolarmente i rivelatori, studiando in modo dettagliato per ognuno di essi il valore dell'efficienza ed in particolare la sua dipendenza dall'energia cinetica dei neutroni incidenti.

La differenza fra il rapporto ottenuto per via sperimentale e quello calcolato tramite i dati presenti in letteratura si osserva meglio in figura 5.3. In essa è riportato per ciascun intervallo energetico la deviazione percentuale fra il valore sperimentale del rapporto e quello calcolato utilizzando i valori di ENDF, ovvero il risultato dell'operazione:

$$Dev(\%) = \frac{[\sigma_{U(n,f)}/\sigma_{Li(n,t)}]_{exp} - [\sigma_{U(n,f)}/\sigma_{Li(n,t)}]_{ENDF}}{[\sigma_{U(n,f)}/\sigma_{Li(n,t)}]_{ENDF}} * 100$$

Si nota come per neutroni di energia termica la differenza fra i dati ed i valori presenti in letteratura è minimo, infatti per energie inferiori a circa 3 eV la deviazione risulta entro il 5%. Nella regione delle risonanze risolte assume valori molto maggiori, come già detto però i dati misurati in queste energie non sono d'interesse per questa misura. A partire da 2 keV la

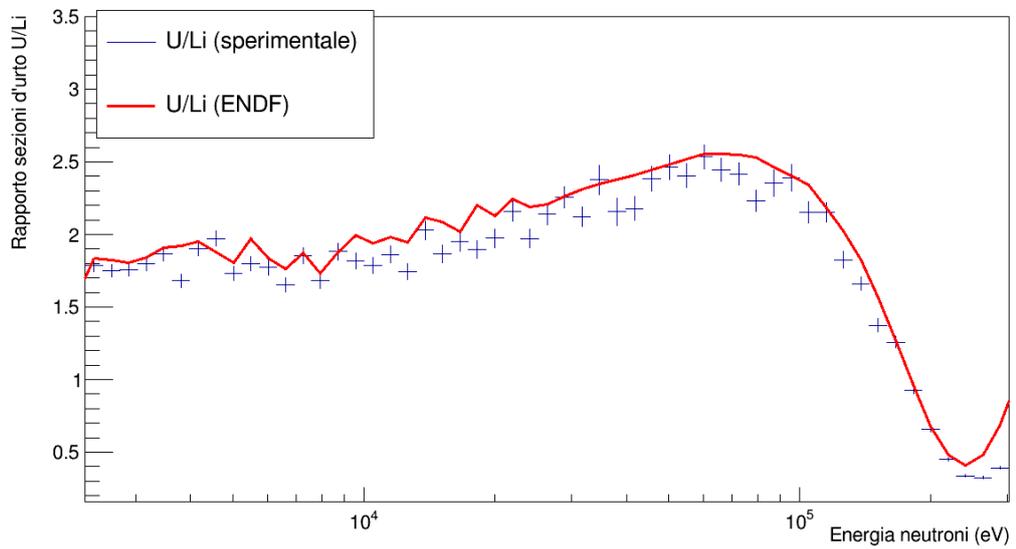


Figura 5.2: Dettaglio del rapporto $\sigma_{U(n,f)}/\sigma_{Li(n,t)}$ nella regione energetica d'interesse. Si nota come fra 10 e 30 keV il valore misurato risulta sistematicamente inferiore rispetto a quello calcolato utilizzando i valori forniti dalla libreria ENDF/B-VII.

deviazione torna ad assumere valori bassi, nell'ordine del 5-6%, si nota però una deviazione maggiore per neutroni di circa 6 keV. Essa è dovuta ad una non perfetta ricostruzione dell'effetto del materiale presente sul fascio, in particolare dell'alluminio (a tale energia la sezione d'urto dell'alluminio presenta infatti una risonanza caratteristica). Nella regione d'interesse, fra 10 e 30 keV, il rapporto ottenuto sperimentalmente presenta una deviazione nell'ordine del 10%, mentre per energie superiori la differenza rispetto ai dati in letteratura torna ad essere prossima al 5%.

Si osservano deviazioni maggiori sempre in corrispondenza delle risonanze dell'alluminio di energia maggiore 86, 120 e 150 keV, il che indica la necessità di uno studio più approfondito dell'effetto che la sua presenza ha sul fascio. Tuttavia questo non può spiegare la discrepanza rivelata fra 10 e 30 keV, circa del 8-10%, infatti la sezione d'urto dell'alluminio in questa regione energetica ha un valore basso e non presenta risonanze rilevanti.

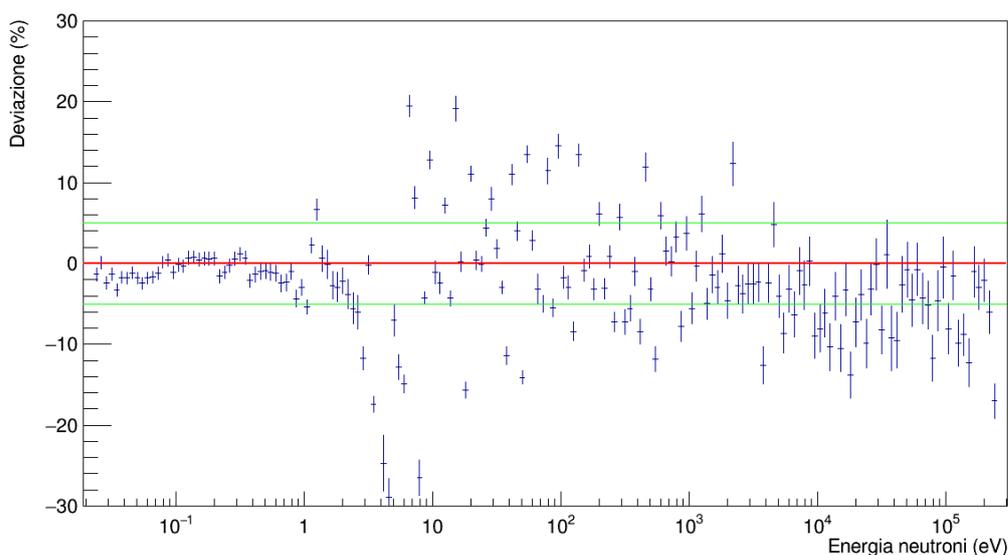


Figura 5.3: In figura è riportata la deviazione percentuale fra il valore ottenuto sperimentalmente e quello calcolato utilizzando i valori presenti in letteratura, per quanto riguarda il rapporto $\sigma_{U(n,f)}/\sigma_{Li(n,t)}$. Per semplificare la lettura del grafico è stata aggiunta la linea rossa in corrispondenza dello zero, le linee verdi invece indicano una deviazione a livello del 5%.

5.2 Rapporto $\sigma_{U(n,f)}/\sigma_{B(n,\alpha)}$

In figura 5.4 è riportato il rapporto fra le sezioni d'urto delle reazioni $^{235}\text{U}(n,f)$ e $^{10}\text{B}(n,\alpha)$. Come nel caso precedente sono confrontati i dati sperimentali (in blu) con il rapporto calcolato utilizzando i valori presenti nella libreria ENDF/B-VII (in rosso). Anche in questo caso è stata compiuta un'operazione di rebin (riducendo il numero di bin di un fattore 2 da 50 a 25 bin per decade) ed i dati sperimentali sono normalizzati tramite la costante N_{norm} calcolata utilizzando neutroni termici.

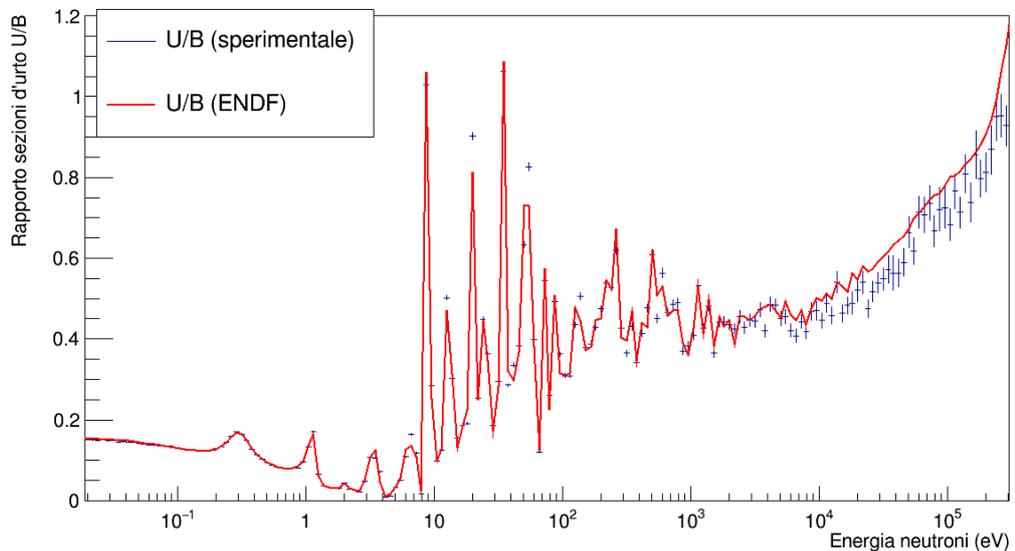


Figura 5.4: Rapporto fra le sezioni d'urto delle reazioni $^{235}\text{U}(n,f)$ e $^{10}\text{B}(n,\alpha)$. Sono riportati in blu il rapporto ottenuto per via sperimentale, in rosso quello calcolato tramite i valori presenti nella libreria ENDF/B-VII.

Si osserva che anche per il boro, nell'intervallo di energia cinetica dei neutroni fra il termico e 3 eV, il rapporto calcolato a partire dai dati sperimentali sia in ottimo accordo con il valore previsto. Questo di nuovo giustifica la scelta fatta per quanto riguarda il calcolo di N_{norm} di utilizzare neutroni di energia termica, dove entrambe le sezioni d'urto in esame sono considerate standard. Per energie comprese fra 3 eV e 2 keV le numerose risonanze presenti nella sezione d'urto di fissione dell'uranio rendono non significative le differenze presenti fra il rapporto ottenuto per via sperimentale e quello calcolato tramite i valori di ENDF. A partire da 2 keV il rapporto sperimentale torna ad essere in buon accordo con le previsioni, l'accordo rimane

buono sino a circa 10 keV. Nell'intervallo fra 10 e 30 keV si osserva come i dati sperimentali siano inferiori ai valori previsti su tutto l'intervallo, mentre per energie superiori tornano in accordo, seppur non perfetto.

L'intervallo in esame è riportato in dettaglio in figura 5.5. Si osserva come le incertezze risultino visibilmente superiori rispetto al caso del litio considerato in precedenza, in particolare per energie dei neutroni superiori a 10 keV. Questo è dovuto all'inferiore numero di conteggi sui rivelatori accoppiati ai bersagli di boro. L'inferiore numero di conteggi è dovuto sia al piccolo spessore del deposito di B_4C sia alla dipendenza della sezione d'urto dall'energia, nel caso del litio è infatti presente la già citata risonanza a 240 keV, al contrario la sezione d'urto del boro decresce come $1/v$ su tutto l'intervallo considerato.

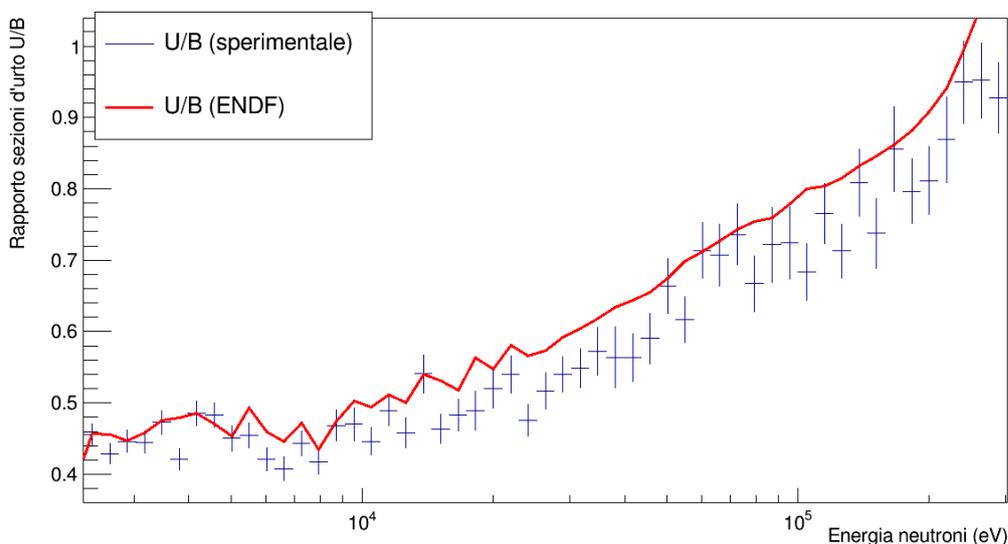


Figura 5.5: Dettaglio del rapporto $\sigma_{U(n,f)}/\sigma_{B(n,\alpha)}$ nella regione energetica d'interesse. Anche in questo caso fra 10 e 30 keV il valore misurato risulta sistematicamente inferiore rispetto a quello calcolato utilizzando i valori forniti dalla libreria ENDF/B-VII.

In analogia con il caso precedente è stato realizzato il grafico della deviazione (misurata sempre in percentuale), riportato in figura 5.6, fra il rapporto ottenuto per via sperimentale ed il valore calcolato tramite i dati di ENDF. Per neutroni termici la differenza fra i dati ed i valori presenti in letteratura è ridotta, sino ad 1 eV la deviazione risulta infatti minore del 4%, leggermente inferiore al caso del litio. Per energie comprese fra 1 e 10 keV, oltre la

regione delle risonanze risolte, la deviazione torna ad essere entro il 5%, fa eccezione la regione in corrispondenza della prima risonanza dell'alluminio, posta a circa 6 keV, in cui la deviazione è maggiore.

Nell'intervallo d'interesse per la misura, ovvero fra 10 e 30 keV, il rapporto sperimentale risulta inferiore rispetto a quello calcolato con i valori presenti in letteratura, tale discrepanza risulta essere circa del 10%, leggermente maggiore rispetto al caso del litio. Nella regione in esame sono tuttavia presenti significative oscillazioni nei dati sperimentali oltre a barre d'errore maggiori, come già citato questo è dovuto al basso numero di conteggi misurati nei rivelatori accoppiati ai bersaglio di boro. Ad energie superiori la differenza rispetto ai dati in letteratura torna a valori prossimi al 5%. Come nel caso precedente deviazioni maggiori si osservano a 86, 120 e 150 keV, in corrispondenza delle risonanze della sezione d'urto dell'alluminio, questo conferma la non perfetta ricostruzione dell'effetto che ha la presenza di tale materiale sul fascio.

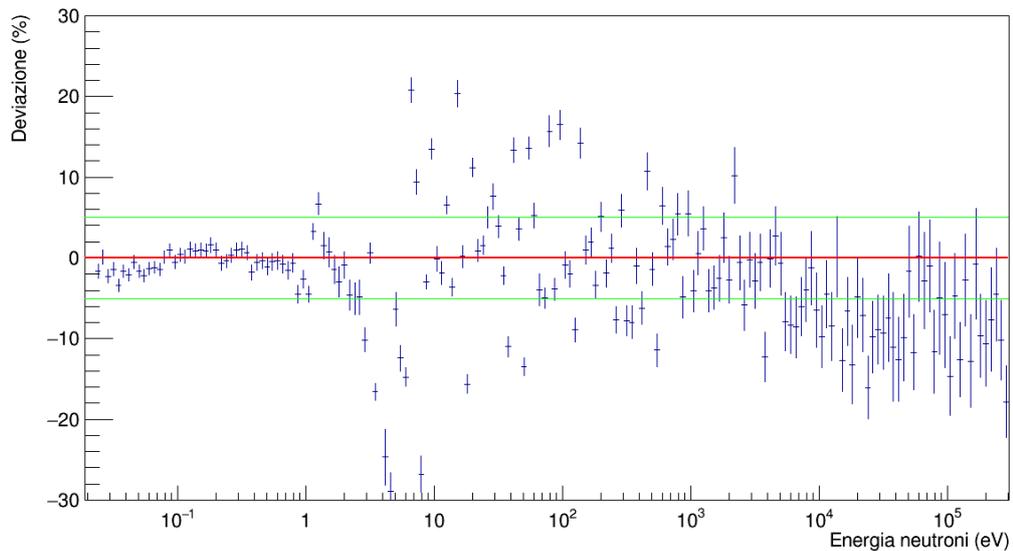


Figura 5.6: In figura è riportata la deviazione percentuale fra il valore ottenuto sperimentalmente e quello calcolato utilizzando i valori presenti in letteratura, per quanto riguarda il rapporto $\sigma_{U(n,f)}/\sigma_{B(n,\alpha)}$. Per semplificare la lettura del grafico è stata aggiunta la linea rossa, in corrispondenza dello zero, le linee verdi invece indicano una deviazione a livello del 5%.

5.3 Rapporto $\sigma_{B(n,\alpha)}/\sigma_{Li(n,t)}$

Infine è stato esaminato il rapporto fra le sezioni d'urto delle reazioni standard utilizzate come riferimento per la misura $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ e $^6\text{Li}(n,t)$, il risultato ottenuto è riportato in figura 5.7. Sono confrontati i dati sperimentali (in blu) con il rapporto calcolato utilizzando i valori presenti nella libreria ENDF/B-VII (in rosso). Come nei casi precedenti i dati sperimentali sono normalizzati ai valori in letteratura per neutroni termici ($E_n = 0.0253$ eV).

Il rapporto mantiene un valore pressoché costante, pari a circa 4.1, sino a 100 eV. Questo dato è in accordo con il valore maggiore della sezione d'urto nel caso della reazione $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ rispetto a $^6\text{Li}(n,t)$ ed un andamento pressoché identico pari circa a $1/v$, con v velocità del neutrone incidente (fatto già evidenziato in figura 1.1). A partire dai 100 eV il rapporto decresce leggermente fino a circa 50 keV, per energie superiori la sezione d'urto $^6\text{Li}(n,t)$ non dipende più da $1/v$ ma cresce, sino ad un massimo nella risonanza posta a 240 keV, mentre quella $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ mantiene l'andamento $1/v$. Questo si traduce in una rapida diminuzione del rapporto fra le due, sino ad un minimo in corrispondenza del massimo della risonanza. La flessione è ben riprodotta nei dati sperimentali sino a circa 200 keV, per energie superiori non è più valida l'approssimazione fatta per eliminare la dipendenza dell'efficienza dall'energia cinetica (illustrata nel capitolo 3.2) e il rapporto sperimentale si discosta da quello atteso.

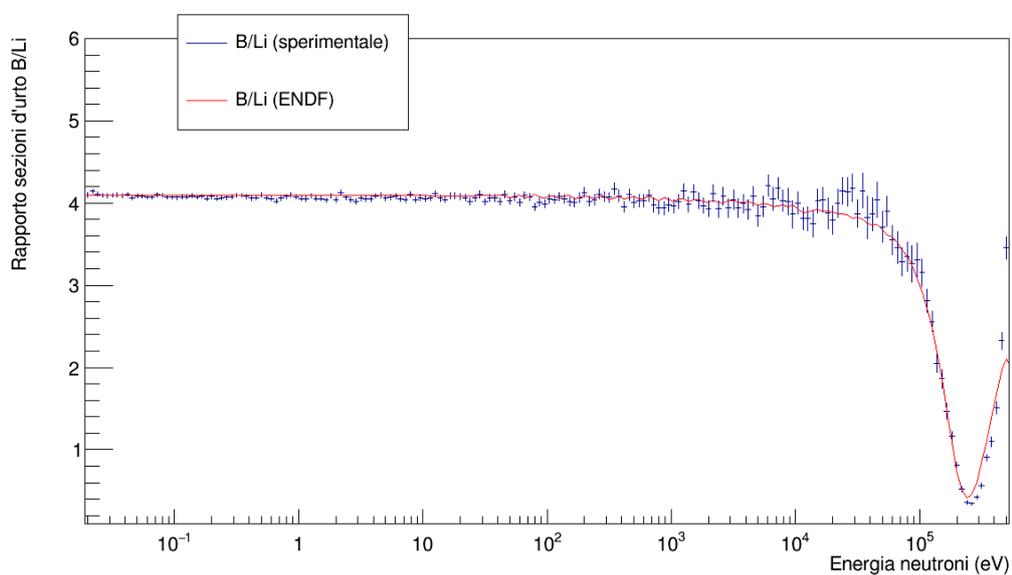


Figura 5.7: Rapporto fra le sezioni d'urto delle reazioni $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ e $^6\text{Li}(n,t)$. Sono riportati in blu il rapporto ottenuto per via sperimentale, in rosso quello calcolato tramite i valori presenti nella libreria ENDF/B-VII.

Conclusioni

Presso la facility n_TOF è stata portata a termine la prima misura simultanea delle sezioni d'urto standard $^{235}\text{U}(n,f)$, $^6\text{Li}(n,t)$ e $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ mediante un'apparato di rivelazione basato su rivelatori allo stato solido di silicio.

Mantenere aggiornate le sezioni d'urto di reazione standard in base agli ultimi dati sperimentali prodotti è di fondamentale importanza per la fisica nucleare sperimentale. La nuova misura fornisce evidenze sperimentali per risolvere le discrepanze, presenti nei dati di LANSCE (USA) e nella precedente misura di flusso di n_TOF, riguardo il valore della sezione d'urto $^{235}\text{U}(n,f)$ nell'intervallo energetico fra 10 e 30 keV e allo stesso tempo aggiunge nuovi dati sperimentali che possono contribuire allo studio della distribuzione angolare delle sezioni d'urto coinvolte fino ad energie di almeno 100 keV.

In questo lavoro di tesi è presentata l'analisi preliminare dei dati misurati presso la facility n_TOF nel settembre 2016. In seguito alla scelta delle condizioni di analisi e alla caratterizzazione dell'apparato di rivelazione tramite simulazioni Monte Carlo realizzate utilizzando il codice Geant4, sono stati estratti i rapporti fra le sezioni d'urto. Passaggio fondamentale dell'analisi è la scelta di normalizzare i rapporti ai valori presenti in libreria per neutroni di energia termica, dove le tre sezioni d'urto sono standard.

I rapporti così ottenuti mostrano in generale un buon accordo con i valori presenti in libreria nell'intero intervallo energetico su cui sono stati misurati, dal termico sino a 200 keV. Fa eccezione la regione delle risonanze risolte presente nella sezione d'urto di fissione dell'uranio fino a circa 2.25 keV, in cui la presente misura non fornisce indicazioni sperimentali stringenti. Sull'intervallo energetico compreso fra 10 e 30 keV entrambi i rapporti sperimentali ($^{235}\text{U}/\text{Li}$ e $^{235}\text{U}/\text{B}$) risultano inferiori di circa il 10% rispetto ai valori calcolati tramite la libreria ENDF/B-VII, utilizzata come riferimento nell'analisi. Al di fuori di questo intervallo invece questa deviazione così marcata non è osservata.

Dai risultati preliminari appare confermata una sovrastima da parte della libreria ENDF/B-VII della sezione d'urto $^{235}\text{U}(n,f)$ nell'intervallo energetico fra 10 e 30 keV.

I risultati presentati necessitano tuttavia di alcune piccole correzioni al fine di stimare correttamente l'incertezza. In particolare l'effetto degli strati morti sul fascio, valutato utilizzando simulazione Monte Carlo, appare leggermente sottostimato. Questo riguarda in special modo la presenza dell'alluminio, poiché si riscontrano piccole deviazioni in corrispondenza delle risonanze caratteristiche della sua sezione d'urto (6, 35, 86, 120 e 150 keV). Inoltre appare possibile innalzare la soglia energetica, affinando lo studio dell'efficienza di rivelazione in funzione dell'energia cinetica dei neutroni incidenti, in particolare nel caso della reazione ${}^6\text{Li}(n,t)$ a causa dell'emissione anisotropa dei prodotti nella risonanza caratteristica a 240 keV.

Il completamento dell'analisi potrà portare alla riduzione delle incertezze associate alla sezione d'urto ${}^{235}\text{U}(n,f)$, con la prospettiva in futuro di estendere l'intervallo in cui è considerata una sezione d'urto standard ad energie minori (ricordiamo che attualmente è considerata tale fra i 150 keV e i 20 MeV).

Appendice A

Appendici

A.1 Rivelatori a stato solido

I rivelatori allo stato solido sono di uso diffuso nel campo della fisica nucleare [44][45]. Sono costituiti da solidi cristallini, la cui struttura ne stabilisce le proprietà elettriche, creando le bande energetiche permesse per gli elettroni che ne fanno parte. La descrizione più semplice individua una banda di valenza, occupata dagli elettroni legati agli atomi del reticolo cristallino, ed una di conduzione, i cui elettroni sono liberi di muoversi all'interno del solido. I materiali sono quindi classificati sulla base del divario energetico fra queste bande in:

- **Metalli** in cui vi è una sovrapposizione fra le due bande, gli elettroni possono quindi migrare attraverso il materiale conferendovi un'elevata conduttività elettrica.
- **Semiconduttori** per cui il divario è nell'ordine di 1 eV, in presenza di eccitazione termica una parte degli elettroni riescono a passare nella banda di conduzione, conferendo al materiale una limitata conduttività.
- **Isolanti** per cui il divario supera i 5 eV, troppo ampio perché l'energia termica permetta agli elettroni di passare nella banda superiore.

I rivelatori a semiconduttori sono quindi costruiti tramite l'operazione di drogaggio, ovvero l'aggiunta di impurità trivalenti o pentavalenti che danno luogo rispettivamente ai drogaggi di *tipo p* e di *tipo n*.

Quando una particella carica attraversa un semiconduttore si assiste alla produzione di coppie elettrone-lacuna lungo il suo percorso. Questo processo può essere diretto oppure indiretto, ovvero a seguito della produzione di

elettroni di alta energia i quali depositano la loro energia creando un numero maggiore di elettroni-lacune. La quantità di interesse pratico è l'energia media spesa dalla particella transitante per produrre una singola coppia elettrone-lacuna. Questa grandezza è chiamata *energia di ionizzazione* e spesso indicata tramite il simbolo ϵ , sperimentalmente si osserva essere largamente indipendente sia dall'energia che dal tipo della particella incidente. Questa importante semplificazione permette di legare univocamente il numero di elettroni-lacune all'energia cinetica della particella incidente, nel caso essa sia completamente fermata all'interno del rivelatore.

Quando la radiazione interagisce con un semiconduttore vengono prodotte sempre un numero uguale di elettroni e lacune (questo è vero a prescindere che si tratti di un semiconduttore intrinseco o drogato). Inoltre nel caso di semiconduttori drogati la concentrazione degli atomi trivalenti o pentavalenti è talmente bassa che questi elementi non giocano nessun ruolo nel processo di deposito dell'energia, i materiali con drogaggio di tipo n o p sono da questo punto di vista perfettamente equivalenti.

Il maggior vantaggio dell'uso di semiconduttori risiede nel basso valore dell'energia di ionizzazione, tipicamente nell'ordine dei ~ 3 eV, rispetto ai circa 30 eV necessari per creare una coppia di ioni in un rivelatore a gas. Per una data energia depositata nel rivelatore il numero di cariche prodotte in un semiconduttore è quindi un fattore 10 maggiore, questo aumento del numero di cariche prodotte ha diversi vantaggi per quanto riguarda la risoluzione energetica. In primo luogo l'importanza delle fluttuazioni statistiche è ridotto al crescere del numero di cariche, questo è un fattore solitamente predominante nel determinare la risoluzione del rivelatore per particelle di medie-alte energie. Nel caso delle basse energie la risoluzione è spesso limitata dal rumore elettronico, e quindi un aumento delle cariche conduce ad un migliore rapporto segnale/rumore.

In presenza di un campo elettrico le cariche formatesi migrano in direzione opposta, dando luogo ad una corrente che persiste sino a che non sono tutte raccolte. Un ulteriore vantaggio rispetto ai rivelatori a gas risiede nella mobilità delle lacune, comparabile con quella degli elettroni, questo permette di includere anche loro nella formazione del segnale. Al contrario nel caso dei rivelatori a gas i tempi di raccolta per gli ioni sono di diversi ordini di grandezza maggiori degli elettroni, questo rende più difficile il loro utilizzo. In un semiconduttore, anche in assenza di radiazione incidente, si osserva sempre una corrente, detta di *leakage*. Questa corrente rappresenta un *background* le cui fluttuazioni possono mascherare i segnali di piccola ampiezza. Occorre quindi in fase di costruzione del rivelatore prendere le contromisure per ridurre la corrente di *leakage*, per esempio curando la purezza del materiale.

Di particolare interesse per le applicazioni pratiche è la giunzione fra due semiconduttori con diverso drogaggio. Quando questa è formata si assiste ad una migrazione degli elettroni nella parte drogata p mentre le lacune fanno il percorso inverso. Ne consegue la creazione della così detta *depletion region*, ovvero una regione privata dei portatori di carica maggioritaria nella giunzione. A seguito di questa migrazione di cariche si ha anche la formazione di un campo elettrico e quindi una differenza di potenziale. Quando una radiazione transita nella *depletion region* e crea coppie elettrone-lacuna queste ultime migrano a causa della differenza di potenziale, gli elettroni verso il materiale drogato n mentre le lacune verso quello drogato p, dando luogo ad un segnale elettrico rivelabile. La generazione per eccitazione termica di cariche nella *depletion region* produce un contributo alla corrente di *leakage* in quanto anch'esse migrano a causa del campo elettrico presente.

Il piccolo valore del potenziale di contatto, tipicamente 1 V, e il piccolo spessore della *depletion region* rendono impossibile utilizzare la semplice giunzione p-n quale rivelatore. Risulta necessario quindi applicare una differenza di potenziale esterna, al fine di minimizzare la corrente che attraversa la giunzione questa differenza di potenziale è inversa. In queste condizioni di lavoro si ottiene anche un aumento del volume della *depletion region*, cresce quindi la regione attiva della giunzione.

Ringraziamenti

Gli ultimi dieci mesi sono stati un'esperienza fondamentale in cui ho potuto apprezzare il significato di fare ricerca. Per questo mi sento di ringraziare Cristian per l'opportunità datami e per la pazienza dimostrata, soprattutto in fase di scrittura della tesi. Grazie a Massimo, per la sua presenza costante e per aver sempre mantenuto un confronto aperto sulle idee e problemi emersi durante l'analisi. Ringrazio Sergio per il fondamentale supporto sulle simulazioni e soprattutto sulla bibliografia.

Dietro questo lavoro ci sono poi numerose altre persone, il cui apporto è stato fondamentale, ma che non compaiono sul frontespizio. Penso al Prof. Gianni Vannini, le cui correzioni e suggerimenti non sono mai banali. Grazie anche a Luigi Cosentino e Paolo Finocchiaro per il tempo speso sul campo di lavoro. Un pensiero va alla collaborazione n_TOF ed in modo speciale a Mario, per aver passato con me e Massimo due bellissime serate a cercare di sistemare l'apparato di rivelazione fino ad orari decisamente non da ufficio. Ultimo ma non meno importante il gruppo CERN della collaborazione, che si è dimostrato davvero accogliente e mi ha subito messo a suo agio sin dal primo giorno.

Bibliografia

- [1] A.D. Carlson, *The neutron cross section standards, evaluations and applications*. Metrologia **48** (2011) 328-345.
- [2] N. Otuka et al. *Towards a More Complete and Accurate Experimental Nuclear Reaction Data Library (EXFOR): International Collaboration Between Nuclear Reaction Data Centers (NRDC)*. Nuclear Data Sheets **120** (2014) 272-276.
- [3] M.B. Chadwick et al. *ENDF/B-VII.1: Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data*. Nucl. Data Sheets **112** (2011) 2887.
- [4] F.H. Fröhner, *Evaluation and analysis of nuclear resonance data*. JEFF Report **18** (2000).
- [5] K. Shibata et al. *JENDL-4.0: A new library for nuclear science and engineering*. J. Nucl. Sci. Technol. **48** (2011) 1.
- [6] A.I. Blokhin et al. *BROND-2.2, Russian Evaluated Neutron Reaction Data Library*. IAEA-NDS-90 Rev. **8**, International Atomic Energy Agency (1994).
- [7] International Atomic Energy Agency *International evaluation of neutron cross-section standards* (2007).
- [8] W.P. Poenitz and S.E. Aumeier, *The Simultaneous Evaluation of the Standards and Other Cross Sections of Importance for Technology*. ANL/NDM-128 (1997).
- [9] V.G. Pronyaev, *Neutron Thermal Cross Sections and Constants Evaluation* (2014).
- [10] K.S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley and sons, 478-500.
- [11] M. Jandel et al. *New Precision Measurements of the $^{235}\text{U}(n,\gamma)$ Cross Section*. Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 202506.
- [12] <http://lansce.lanl.gov/about/index.php>.

- [13] M. Barbagallo et al. *High-accuracy determination of the neutron flux at n_TOF*. Eur. Phys. J. A, **49** (2013) 156.
- [14] 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.
- [15] 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.
- [16] D.B. Gayther et al. *International Intercomparison of Fast Neutron Fluence-Rate Measurements Using Fission Chamber Transfer Instruments*. Metrologia **27** (1990) 4.
- [17] C. Lederer et al. $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$ cross section in the unresolved resonance region. Phys. Rev. C **83** (2011) 034608.
- [18] A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fasso and J. Ranft, *FLUKA: a multi-particle transport code*. CERN-2005-10 (2005), INFN/TC_05/11, SLAC-R-773.
- [19] R. Reifarh, C. Lederer, F. Käppler *Neutron reactions in astrophysics*. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **41** (2014) 053101.
- [20] U.S. DOE Nuclear Energy Research Advisory Committee and the Generation IV International Forum *A Technology Roadmap for Generation IV Nuclear Energy Systems* (2002).
- [21] The European Technical Working Group on ADS, *A European Roadmap for Developing Accelerator Driven Systems (ADS) for Nuclear Waste Incineration*. Pubblicato da ENEA (2001) ISBN: 88-8286-008-6.
- [22] C. Rubbia et al. *An Energy Amplifier for cleaner and inexhaustible nuclear energy production driven particle by a beam accelerator*. CERN/AT/93-47(ET) (1993).
- [23] M. Barbagallo et al. *Proposal to the ISOLDE and Neutron Time-of-Flight Committee: High accuracy measurement of the $^{235}\text{U}(n,f)$ reaction cross-section in the 10-30 keV neutron energy range*. CERN-INTC-2014-048 (2014).
- [24] C. Guerrero et al. *Performance of the neutron time-of-flight facility n_TOF at CERN*. Eur. Phys. J. A, **49** (2013) 27.
- [25] F. Gusing et al. *Nuclear data activities at the n_TOF facility at CERN*. Eur. Phys. J. Plus **131** (2016) 371.

- [26] F. K ppler, A. Mengoni *The n_TOF Facility at CERN: A New Approach to Quests in Astrophysics and Technology*. Nuclear Physics News **19** (2003) 21-27.
- [27] <https://ntof-exp.web.cern.ch/ntof-exp/>.
- [28] C. Rubbia et al. *A high Resolution Spallation driven Facility at the CERN-PS to measure Neutron Cross Sections in the Interval from 1 eV to 250 MeV*. Tech. Rep CERN/LHC/98-02, CERN (1998).
- [29] D.J. Simon et al. *The CERN PS complex: a versatile particle factory*. Proc. of EPAC **96** (1996) 295.
- [30] C. Wei  et al. *The new vertical neutron beam line at the CERN n_TOF facility design and outlook on the performance*. Nucl. Instrum. Meth. A **799** (2015) 90-98.
- [31] M. Barbagallo et al. *The ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$ reaction and the Cosmological Lithium Problem: measurement of the cross section in a wide energy range at n_TOF (CERN)*. Phys. Rev. Lett. **117** (2016) 152701.
- [32] L. Cosentino et al. *Experimental setup and procedure for the measurement of the ${}^7\text{Be}(n,\alpha)\alpha$ reaction at n_TOF*. Nucl. Instrum. Meth. A **830** (2016) 197-205.
- [33] J.F. Ziegler et al. *SRIM - The stopping and range of ions in matter*. Nucl. Instrum. Meth. B **268** (2010) 1818-1823.
- [34] <http://castor.web.cern.ch/>.
- [35] W. Parker, *Molecular plating: A method for the electrolytic formation of thin inorganic films*. Nucl. Instrum. Meth. A **16** (1962) 355-357.
- [36] <https://ec.europa.eu/jrc/en>.
- [37] R. Brun e F. Rademakers, *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*. Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A **389** (1997) 81-86.
- [38] P. Zugec et al. *Pulse processing routines for neutron time-of-flight data*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **812** (2016) 134-144.
- [39] S.J. Bame e R.L. Cubitt *${}^6\text{Li}(n,t){}^4\text{He}$ reaction at intermediate energies*. Physical Review **114** (1959) 1580-1583.
- [40] A. M. Lane e R.G. Thomas, *R-Matrix Theory of Nuclear Reactions*. Rev. Mod. Phys **30** (1958) 257.

- [41] N.M. Larson, *Updated users' guide for SAMMY: multilevel R-Matrix fits to neutron data using Bayes' equations*. ORNL/TM-9179 (1984).
- [42] S. Agostinelli et al. *GEANT4 - a simulation toolkit*. Nucl. Instrum. Meth. A **506**, (2003) 250-303. Official web site: <http://geant4.cern.ch/>.
- [43] S. Lo Meo, M.A. Cortes-Giraldo, C. Massimi, et al. *GEANT4 simulations of the n_TOF spallation source and their benchmarking*. Eur. Phys. J. A, **51** (2015) 160.
- [44] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement - 3rd edition*. John Wiley & Sons Inc. (2000) 353-404.
- [45] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer (1994) 215-248 ISBN9788184894332.