

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

SCUOLA DI SCIENZE  
Corso di Laurea Triennale in Fisica

Misura del flusso neutronico per reazioni  
indotte da neutroni su  $^{155}\text{Gd}$  e  $^{157}\text{Gd}$   
nell'esperimento nTOF al CERN

Relatori:

Prof. Gianni Vannini  
Dott. Cristian Massimi

Presentata da:

Michele Ghini

Sessione II

Anno Accademico 2015/2016



# Abstract

Questa tesi è incentrata sullo studio e la determinazione del flusso neutronico della facility nTOF (neutron Time Of Flight) del CERN di Ginevra nel corso della campagna sperimentale del 2016. L'esperimento è finalizzato alla misura della sezione d'urto della reazione di cattura neutronica da parte degli isotopi dispari di gadolinio,  $^{155}\text{Gd}$  e  $^{157}\text{Gd}$ . In particolare l'analisi verrà condotta in modo da ottenere dati sperimentali nello spettro di energie da neutroni termici ( $10^{-2}$  eV) a 1.0 eV e migliorare i dati già esistenti per energie fino a 1.0 MeV [1]. Dopo aver ricordato le motivazioni scientifiche e tecnologiche che sono alla base del progetto di ricerca, si descrivono le caratteristiche della facility nTOF e si trattano i fondamenti delle reazioni nucleari e le tecniche del tempo di volo, di misura di flusso e di cattura utilizzate nel corso dell'esperimento. Nella parte finale del lavoro si presentano i dati sperimentali acquisiti sul flusso neutronico, la cui accurata conoscenza è fondamentale per la misura di sezioni d'urto di reazioni indotte da neutroni. I risultati ottenuti sono quindi stati elaborati e confrontati con i dati precedenti per poter essere validati e per poter verificare eventuali discrepanze. Dalle analisi dei dati si deduce come la precisione ottenuta sulla determinazione del flusso sia ottimale per i successivi studi che verranno condotti sulla sezione d'urto degli isotopi dispari di gadolinio.



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 Ruolo del Gd nella Fisica nucleare</b>	<b>2</b>
1.1 Motivazioni e finalità della ricerca . . . . .	2
1.2 Altre applicazioni: astrofisica e fisica medica . . . . .	4
<b>2 Reazioni nucleari indotte da neutroni</b>	<b>9</b>
2.1 Sezioni d'urto e reazioni nucleari . . . . .	9
2.2 La facility nTOF al CERN . . . . .	10
2.3 Tecnica del tempo di volo . . . . .	11
2.4 Il flusso neutronico a nTOF . . . . .	12
2.5 Rivelatori di flusso e di cattura . . . . .	13
2.6 Misure di cattura . . . . .	15
2.7 Misure di flusso . . . . .	17
<b>3 Misura e Dati sperimentali</b>	<b>19</b>
3.1 Dati in letteratura . . . . .	19
3.2 Q-Value e analisi preliminare . . . . .	24
3.3 Dati sperimentali raccolti . . . . .	25
3.4 Analisi della precisione ottenuta . . . . .	31
<b>Risultati e Conclusioni</b>	<b>33</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>35</b>

# Introduzione

In fisica nucleare lo studio e le misure di reazioni, in particolare delle sezioni d'urto di reazioni indotte da neutroni, oltre a fornire informazioni sulla struttura e sulla dinamica nucleare, sono fondamentali per una grande varietà di applicazioni in ambito tecnologico e in differenti campi di ricerca. Nel campo tecnologico, la principale motivazione riguarda la produzione di energia elettrica in impianti a fissione nucleare, nei quali ricoprono un ruolo chiave per l'ottimizzazione delle prestazioni e della sicurezza degli impianti attuali e per la ricerca e lo sviluppo di sistemi innovativi. Lo studio di queste reazioni risulta particolarmente importante per la trasmutazione di rifiuti e scorie radioattive, sistemi guidati da acceleratori (ADS), ricerche sul ciclo del combustibile e futuri reattori di IV generazione, dosimetri di radiazioni, applicazioni industriali e per applicazioni mediche, dalla NMR alla BNCT (Boron Neutron Capture Therapy), in cui vengono utilizzati neutroni a basse energie per il trattamento dei tumori radioresistenti ai raggi x nelle neoplasie della testa, delle ghiandole salivari, dei seni paranasali, nei melanomi cutanei e altri [8]. Inoltre, in astrofisica le reazioni indotte da neutroni sono alla base della sintesi degli elementi più pesanti del ferro, tramite due processi principali: uno rapido (processo r) che avviene durante l'esplosione di supernovae e uno lento (processo s) all'interno delle giganti rosse. Per perfezionarne i modelli teorici, per migliorare la conoscenza dello sviluppo delle stelle giganti ed elaborarne dei modelli evolutivi servono numerose misure di cattura neutronica dei nuclei prodotti nel processo s, in particolare per isotopi instabili [6]. La campagna sperimentale descritta in questa tesi, svoltasi alla facility nTOF del CERN di Ginevra, è incentrata sullo studio della sezione d'urto della reazione di cattura neutronica da parte degli isotopi dispari 155 e 157 di gadolinio.

# Capitolo 1

## Ruolo del Gd nella Fisica nucleare

### 1.1 Motivazioni e finalità della ricerca

L'esperimento proposto alla facility nTOF situata al CERN (Ginevra) è finalizzato allo studio della sezione d'urto della reazione di cattura neutronica da parte degli isotopi dispari  $^{155}\text{Gd}$  e  $^{157}\text{Gd}$  di gadolinio. I processi di cattura neutronica sono un particolare tipo di reazione nucleare nelle quali un neutrone collide fondendosi con un nucleo atomico; tali processi sono caratterizzati dalla formazione di un nucleo composto più pesante e dalla conseguente emissione di un raggio  $\gamma$  di diseccitazione. La misura verrà condotta in modo da ottenere dati sperimentali nello spettro di energie da neutroni termici ( $10^{-2}$  eV) a 1.0 eV e migliorare i dati già esistenti per energie fino a 1.0 MeV [1].

Nelle moderne centrali a fissione nucleare (II e III generazione) si fa ampio utilizzo di “veleni di neutroni” (burnable neutron poisons), sostanze caratterizzate da una sezione d'urto di cattura neutronica comparabile o maggiore di quella dell'Uranio  $^{235}\text{U}$ . Questi veleni sono in grado di assorbire una grande quantità di neutroni e di mantenere così sotto controllo la catena di reazioni all'interno del reattore. Uno dei veleni di neutroni più comuni prevede l'utilizzo di gadolinia ( $\text{Gd}_2\text{O}_3$ ) inserito direttamente, senza possibilità di separazione, nel combustibile  $\text{UO}_2$  per controllare in modo semplice e sicuro il bilancio neutronico. Gli isotopi dispari del gadolinio, scelti per la loro elevata capacità di cattura neutronica (tra le maggiori sezioni d'urto note in assoluto), permettono quindi

di moderare la quantità, particolarmente importante nella fase di accensione, di neutroni presenti nel nocciolo.

Fondamentale per determinare la neutronica ed il conseguente comportamento del reattore stesso è il fattore “ $k$ ”, dove  $k$  è il rapporto tra il numero di neutroni presenti in una generazione ed il numero di neutroni presenti nella generazione precedente. Se  $k$  è maggiore di 1 il numero di fissioni aumenta esponenzialmente dando luogo ad una reazione a catena incontrollata; se invece tale numero è uguale a 1 si ha una reazione stabile (massa critica), mentre se  $k$  scende al di sotto dell’unità l’assorbimento prende il sopravvento e la reazione si spegne. Analisi di sensibilità SU (sensitivity and uncertain analysis) mostrano come perturbazioni nelle quantità di gadolinio siano fra le principali responsabili di variazioni nel parametro  $k$ , seconde solo a perturbazioni dell’uranio combustibile [2].

Questo elemento, e la conseguente capacità di avere combustibile efficiente, svolge quindi un ruolo centrale nella progettazione, gestione e nel rendimento della centrale. La Tabella 1.1 mostra i principali valori del *Rank*, parametro che indica l’impatto che una reazione ha sul valore di “ $k$ ”, calcolato come il rapporto tra il contributo all’incertezza su  $k$  di una certa reazione e il contributo dato dalla reazione con l’incertezza maggiore ( $^{235}\text{U}$ ).

Nuclide Reaction	Contr. to Uncertainty in $k$ (% $\Delta(k)/k$ )	Rank
$^{235}\text{U } \bar{\nu}$	0.270	1.00
$^{238}\text{U (n,}\gamma)$	0.197	0.81
$^{235}\text{U (n,}\gamma)$	0.143	0.64
$^{235}\text{U (n,f)}$	0.143	0.56
$^{157}\text{Gd (n,}\gamma)$	0.0603	0.26
$^{155}\text{Gd (n,}\gamma)$	0.0448	0.20

Tabella 1.1: Contributo all’incertezza su  $k$  [2].

Risulta a questo punto evidente l’importanza di conoscere con elevata precisione la sezione d’urto di cattura neutronica del gadolinio negli intervalli di energia interessati.

Ulteriori motivazioni nel campo energetico riguardano lo sviluppo dei cosiddetti reattori veloci di IV generazione, basati sul riciclo parziale o totale degli attinidi transuranici per migliorare l'efficienza dell'uranio in modo significativo, minimizzare il volume dei rifiuti nucleari e facilitare il loro smaltimento. D'altra parte è attiva anche la ricerca nel campo dei sistemi ADS (*“Accelerator Driven System”*) che mirano a trasmutare gli isotopi a lunga vita media in nuclei stabili o a decadimento rapido tramite reazioni nucleari indotte da neutroni (principalmente cattura o fissione). Altri studi si concentrano sull'utilizzo di combustibile fissile alternativo, eventualmente sfruttando combinazioni di ADS e reattori di IV generazione. In particolare, l'utilizzo di reattori basati interamente sul ciclo Th/U (l'isotopo fissile  $^{233}\text{U}$  può essere prodotto a partire dal  $^{232}\text{Th}$  per cattura neutronica) eliminerebbe la preoccupazione della carenza di combustibile per alcuni secoli, in quanto in natura il Torio è tre-quattro volte più abbondante dell'Uranio e avrebbe il considerevole vantaggio di una bassa quantità di scorie prodotte [16]. La progettazione di sistemi avanzati di produzione di energia per fissione nucleare necessita di dati accurati sulle interazioni dei neutroni con i nuclei atomici, per un gran numero di isotopi. In particolare, sono richieste misure di alta precisione e risoluzione di sezioni d'urto di reazioni indotte da neutroni (cattura, fissione e scattering elastico): molte di queste misure si possono ottenere sfruttando le potenzialità disponibili a nTOF del CERN di Ginevra [6].

## 1.2 Altre applicazioni: astrofisica e fisica medica

### 1.2.1 Nucleosintesi stellare

Il processo di formazione degli elementi presenti in natura è strettamente legato alla storia evolutiva del nostro universo. Infatti, allo stadio attuale della ricerca, l'origine dei nuclei è riconducibile a due momenti distinti dell'evoluzione del cosmo: la nucleosintesi primordiale, avvenuta nei primi minuti successivi al Big Bang, e la nucleosintesi stellare. Nella fase di nucleosintesi primordiale, fintanto che le condizioni di pressione e temperatura lo permettevano, è avvenuta la formazione e la sintesi solo dei nuclei più leggeri come idrogeno, elio e litio. Questi elementi sono poi condensati sotto l'azione della forza gravitazionale andando a formare la prima generazione di stelle dell'universo.

All'interno delle stelle si svolge la seconda fase di nucleosintesi tramite fusione nucleare, generando tutti i restanti elementi della tavola periodica che compongono la materia interstellare, le stelle di seconda generazione ed i pianeti tra cui la stessa Terra.

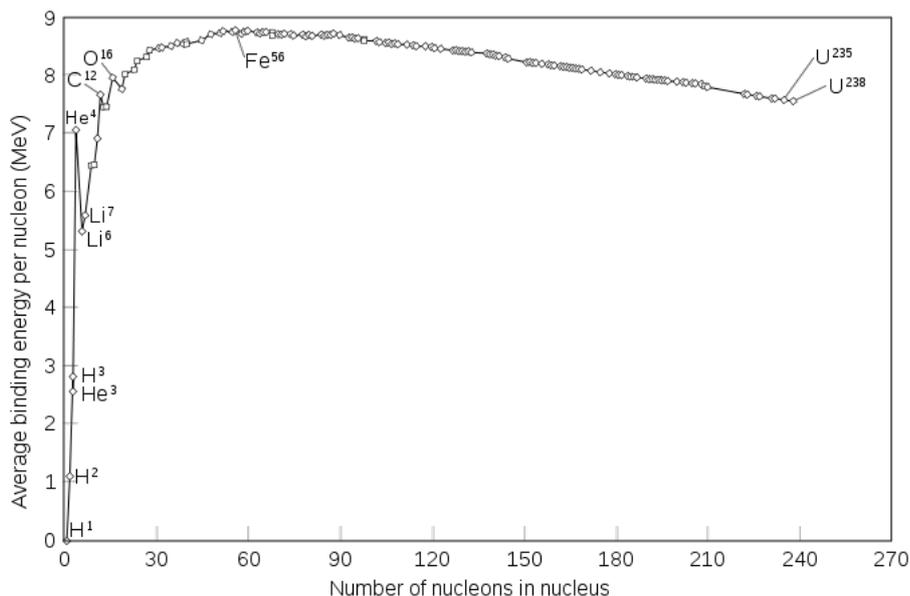


Figura 1.1: Energia (in MeV) di legame per nucleone in funzione del numero di nucleoni. Si può notare come il valore massimo della curva corrisponda a <sup>56</sup>Fe.

I processi di fusione nucleare rendono possibile la formazione di nuclei via via più pesanti fino al gruppo del ferro (numero di massa A=56), l'elemento più stabile sulla tavola periodica, oltre al quale le reazioni di fusione risultano non più energeticamente favorevoli (endotermiche) come mostrato in Figura 1.1. Una volta che il cuore di una stella particolarmente massiva è formato da un nucleo interno di ferro, le reazioni esoenergetiche che mantenevano in equilibrio la struttura della stella, contrastando la forza gravitazionale, si spengono e questi corpi celesti implodono collassando sotto il loro stesso peso. Come conseguenza di questa compressione, in alcuni casi la stella passa allo stadio di "supernova", caratterizzata da fenomeni estremamente violenti e catastrofici, come l'esplosione stessa della stella. Durante questa fase esplosiva, a causa delle elevatissime energie che si liberano e del grande numero di neutroni prodotti, si formano i nuclei atomici più pesanti della tavola periodica, dal ferro all'uranio, e gli strati più esterni

della stella vengono espulsi nello spazio interstellare. La materia dispersa prodotta in questo processo di supernova andrà a costituire, sotto l'azione della forza gravitazionale, la seconda generazione di stelle. D'altra parte, l'evoluzione di stelle relativamente non massive nella fase di giganti rosse permette, attraverso un processo stellare completamente differente (principalmente di cattura neutronica), la sintesi di elementi pesanti [16][17].

In particolare, la sintesi degli elementi più massivi avviene quasi esclusivamente attraverso meccanismi di cattura neutronica, distinti in processo s (*slow*) e processo r (*rapid*), e successivi decadimenti  $\beta$ . I processi di cattura neutronica da parte di un elemento  ${}^A_ZX$  sono convenzionalmente indicati nella forma  ${}^A_ZX(n, \gamma) {}^{A+1}_ZX$ , dove tra parentesi sono evidenziati la particella che innesca la reazione ( $n$ ) e quella che al termine del processo viene emessa ( $\gamma$ ) e, nel caso studiato, rilevata. Il processo s si ha quando i "rate" di cattura neutronica sono minori o confrontabili con lo stesso ordine di grandezza del rate di decadimento  $\beta$  (da cui il nome "slow"), mentre il processo r si ha quando il rate di cattura è molto più grande dei rate di decadimento  $\beta$ . I due processi, quindi, avvengono in "ambiti" differenti, la cui diversità si deve alla differente densità di neutroni. Infatti, il processo r si verifica durante fenomeni catastrofici come collisioni tra stelle di neutroni o l'esplosione di supernovae, dove sono molto frequenti reazioni di cattura neutronica ed il decadimento  $\beta$  risulta soppresso. D'altra parte, il processo s ha luogo principalmente all'interno delle giganti rosse e permette la sintesi della maggior parte degli isotopi pesanti, tra cui anche  ${}^{152}\text{Gd}$  e  ${}^{154}\text{Gd}$ .

La principale sorgente di neutroni è data da  ${}^{22}\text{Ne}(\alpha, n) {}^{25}\text{Mg}$ , reazione fondamentale nel processo s in quanto responsabile della presenza stessa dei neutroni. A causa della difficoltà tecnica di valutare in laboratori per basse energie delle  $\alpha$  il reaction rate della reazione diretta  ${}^{22}\text{Ne}(\alpha, n) {}^{25}\text{Mg}$ , vengono effettuate misure, con opportuni accorgimenti, della reazione "inversa"  ${}^{23}\text{Mg}+n$ , in modo da ottenere informazioni sui meccanismi e sulla dinamica nucleare alla base di questa sorgente di neutroni. Un altro passaggio chiave nel modello di creazione e assorbimento di neutroni e nuclei atomici all'interno della materia stellare è la reazione che coinvolge gli isotopi  ${}^{152}\text{Gd}(n, \gamma)$  e  ${}^{154}\text{Gd}(n, \gamma)$  di Gadolinio. La formazione di questi isotopi è possibile solo tramite processo s, in quanto

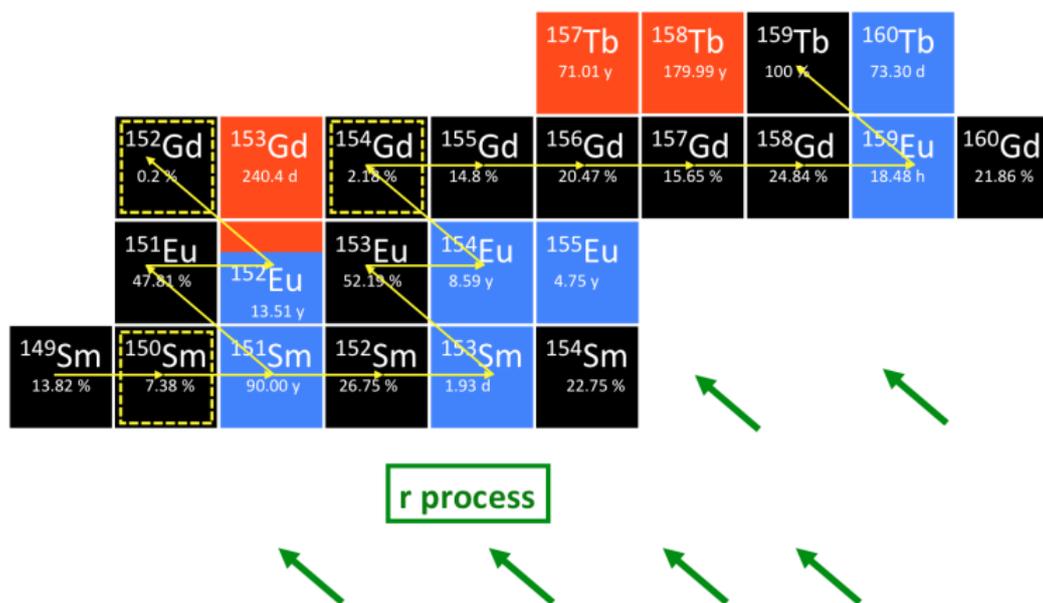


Figura 1.2: Schema semplificato di nucleosintesi tramite processo s di cattura neutronica e decadimenti  $\beta^+$  e  $\beta^-$ . Riquadrati in giallo gli isotopi ottenibili solo tramite processo s.

“schermati” dal decadimento  $\beta$  da elementi stabili, come mostrato in Figura 1.2 (dove gli isotopi stabili sono rappresentati su sfondo nero mentre gli isotopi di gadolinio, ottenibili solo tramite processo s, sono riquadrati in giallo).

I dati sperimentali attualmente disponibili sulla sezione d’urto di cattura neutronica degli isotopi pari di Gadolinio rilevanti nella ricerca astrofisica sono caratterizzati da una grande incertezza o da valori non consistenti tra loro. L’esperienza di misura condotta alla facility nTOF del CERN sugli isotopi dispari  $^{155}\text{Gd}$  e  $^{157}\text{Gd}$  fa parte di una raccolta dati preliminare e necessaria per il calcolo del background nella successiva misura di sezione d’urto sugli isotopi pari di gadolinio già prevista.

### 1.2.2 Terapia a cattura neutronica NCT

Ricerca e applicazioni della fisica nucleare, ed in particolare la fisica neutronica, hanno reso possibile lo sviluppo di numerose tecnologie della medicina nucleare, come radiofarmaci, strumenti di diagnostica (*Risonanza Magnetica Nucleare “NMR”*, *Tomografia a Emissione di Positroni “PET”*) e radioterapia, tra cui BNCT e NCT.

La terapia a cattura neutronica “NCT” (Neutron Capture Therapy) è una terapia sperimentale per il trattamento di tumori maligni. La procedura si divide in due fasi: nella prima, al paziente è somministrato un farmaco in grado di legare alle cellule cancerose un isotopo non radioattivo caratterizzato da una grande sezione d’urto per la cattura di neutroni lenti (nettamente superiore alle sezioni d’urto degli altri elementi presenti nel corpo umano). Nella seconda fase il paziente viene irradiato con neutroni epitermici (da eV fino a keV) che, assorbiti dall’elemento di cattura, danno luogo a reazioni con emissioni di particelle cariche ad alte energie, distruttive dal punto di vista biologico per i tessuti circostanti, ovvero le cellule tumorali.

La radioterapia al momento più diffusa è la BNCT (Boron neutron capture therapy) che utilizza l’isotopo stabile del Boro nella reazione  $^{10}\text{B} (n,\alpha) ^7\text{Li}$ . Tale reazione è caratterizzata dall’emissione di una particella con grande energia di ionizzazione (fino a 2.79 MeV) localizzata nel volume di una singola cellula cancerosa [3]. Per risultare efficace la terapia necessita di determinare con precisione le cellule bersaglio, precisione ottenibile tramite Risonanza Magnetica Nucleare (NMR). Con la BNCT si possono trattare i tumori radioresistenti ai raggi X, le neoplasie della testa, delle ghiandole salivari, dei seni paranasali, gli adenocarcinomi della prostata e melanomi cutanei. Attualmente, l’utilizzo di Gadolinio nella terapia NCT è alla fase di sperimentazione non clinica, a fianco del Boro, per la sua grande sezione d’urto. Non sono stati ancora effettuati sufficienti test per la combinazione ( $^{10}\text{B}+^{157}\text{Gd}$ ) NCT e pertanto la ricerca mira ad ottenere dati sperimentali in questo ambito. Si indagano in particolare le dosi e l’assorbimento del farmaco da parte del tumore, i danni al DNA circostante generato dalla reazione nucleare indotta e la sezione d’urto sensibile all’irraggiamento.

# Capitolo 2

## Reazioni nucleari indotte da neutroni

### 2.1 Sezioni d'urto e reazioni nucleari

La sezione d'urto nucleare rappresenta uno dei parametri chiave per descrivere processi di interazione tra particelle e nuclei atomici, come diffusione, fissione ed assorbimento. Questa grandezza, indicata convenzionalmente con  $\sigma$ , definisce e quantifica la probabilità che avvenga una certa reazione permettendo così di risalire da processi microscopici a quantità macroscopiche e quindi misurabili. La sezione d'urto ha dimensioni di una superficie e viene misurata in barn (  $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$  ) nel sistema internazionale. Nel caso di un flusso di neutroni incidenti su un bersaglio fisso (come avviene nella facility nTOF) la probabilità intrinseca di scattering è data da:

$$\sigma = \frac{1}{n_b \Delta x} \left( \frac{\Delta \Phi}{\Phi} \right) \quad (2.1)$$

dove  $\Phi$  è l'intensità del flusso,  $\Delta x$  lo spessore del bersaglio con densità volumetrica di particelle  $n_b$  e  $\Delta \Phi$  la variazione di flusso dopo l'interazione.

In base all'angolo solido  $d\Omega$  coperto dal rivelatore è possibile definire la sezione d'urto differenziale. In questo modo risulta possibile studiare l'effetto dell'interazione (particella proiettile) - (particella bersaglio) misurando l'angolo di deflessione rispetto alla direzione del fascio. Il rapporto  $d\sigma/d\Omega$  (sezione d'urto differenziale) misura la quantità di parti-

celle prodotte dalla reazione in funzione dell'angolo, fornendo quindi informazioni sulla distribuzione angolare. Integrando poi su tutto l'angolo solido  $\Omega$  si può ricavare la sezione d'urto totale  $\sigma$ . In molte applicazioni di fisica nucleare risulta importante studiare anche l'intervallo energetico  $dE$  in cui vengono prodotte le particelle dopo l'interazione. Con opportune strumentazioni è possibile misurare la sezione d'urto doppiamente differenziale  $(d^2\sigma)/(d\Omega dE)$ , legata alla probabilità di ottenere un certo spettro energetico in funzione dell'angolo.

## 2.2 La facility nTOF al CERN

La facility nTOF (Neutron Time Of Flight), progettata per lo studio di interazioni neutrone-nucleo e in funzione dal 2001 al CERN di Ginevra, è composta da una sorgente pulsata di neutroni accoppiata a due cammini di volo, di 200 m e di 20 m circa e relativi rivelatori (Figura 2.1). I neutroni del fascio hanno energie cinetiche che spaziano da pochi meV (neutroni termici) a decine di GeV (neutroni veloci) determinate grazie alla tecnica del tempo di volo "Time of Flight" (tecnica che verrà approfondita nella prossima sezione). I neutroni vengono prodotti per spallazione da un fascio pulsato di  $7 \times 10^{12}$  protoni per "burst", accelerato dal Proton Synchrotron (PS) del CERN con impulso di  $20 \text{ GeV}/c$ , nell'impatto con un bersaglio di piombo Pb cilindrico (di altezza 40 cm e diametro 60 cm). La facility è in grado di generare pacchetti di neutroni ogni 1.2 secondi (o multipli) e il numero di neutroni per impulso può variare tra  $5.5 \times 10^5$  e  $12 \times 10^6$  in base alle configurazioni di collimatori e moderatore. La scelta del Piombo è legata alla grande produzione di neutroni che questo elemento rilascia nel meccanismo di spallazione, arrivando in questo caso a circa 300 neutroni prodotti per ogni protone. Il cilindro è raffreddato da 1 cm di acqua e i neutroni veloci vengono moderati da uno strato successivo di acqua e acqua borata ( $\text{H}_2\text{O} + 1.28\%\text{H}_3\text{BO}_3$ ), in modo da portare lo spettro di energie nell'intervallo interessato da qualche GeV fino a neutroni termici ( $\sim 0.025\text{eV}$ ). Il fascio di neutroni viene quindi indirizzato in un tubo a vuoto inclinato di  $10^\circ$  rispetto alla direzione dei protoni incidenti, in modo da escludere le particelle cariche che vengono prodotte principalmente lungo la direzione del fascio di protoni. Lungo il cammino di volo, le particelle più instabili decadono prima di raggiungere la sala

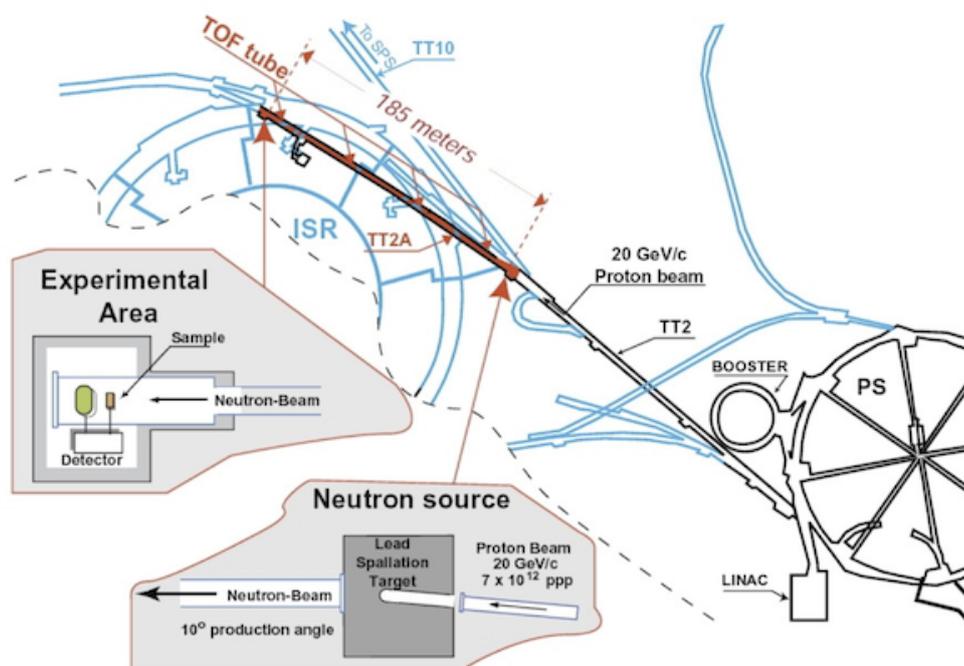


Figura 2.1: Schema della facility nTOF del CERN di Ginevra.

sperimentale, un elettromagnete deflette poi le particelle cariche rimaste (come elettroni, pioni, protoni, muoni e kaoni) e due collimatori mantengono concentrato il fascio di neutroni. Il cammino di volo misura 182.3 m dal target di spallazione all'inizio dell'area sperimentale (lunga 7.9 m). Il fascio di protoni prodotto dal proto-sincrotrone può operare in due modalità: “dedicata”, con  $7 \times 10^{12}$  protoni prodotti interamente per nTOF, e “parassita”, in cui il pacchetto inviato a nTOF è formato di  $3.5 \times 10^{12}$  protoni.

## 2.3 Tecnica del tempo di volo

Per avere una un'accurata misura delle sezioni d'urto di reazioni indotte da neutroni è necessario in primo luogo avere un'ottima risoluzione energetica degli stessi neutroni. La tecnica del Time-of-Flight (ToF) misura l'energia cinetica del neutrone basandosi sul tempo che impiega a percorrere una distanza  $L$ . Il tempo, determinato sperimentalmente,

ci permette di determinare la velocità (e risalire quindi all'energia cinetica):

$$v = \frac{L}{t} \quad (2.2)$$

Dove  $L$  rappresenta la distanza tra la superficie esterna della sorgente di neutroni e la superficie frontale del campione. Sperimentalmente, il tempo di volo viene derivato dalla differenza di un segnale di stop e di uno di start, rappresentati rispettivamente da  $T_{\text{stop}}$  e  $T_{\gamma}$ . Nella facility n TOF del CERN il segnale di start è generato dall'arrivo di un getto di raggi  $\gamma$  chiamato  $\gamma$ -flash, che vengono prodotti quando il fascio di protoni incide sul bersaglio di spallazione. Tale segnale rappresenta il tempo in cui i neutroni vengono prodotti [4]. Il segnale di stop, invece, determinato dal tempo di arrivo del neutrone, in un esperimento nel quale si vuol misurare la sezione d'urto di una reazione indotta, è dato dal tempo di arrivo dei prodotti di reazione emessi in opportuni rivelatori. Allora il tempo di volo osservato  $t_{\text{TOF}}$  diventa:

$$t_{\text{TOF}} = (T_{\text{stop}} - T_{\gamma}) + t_0 \quad (2.3)$$

dove  $t_0$  è un tempo di offset che può essere calcolato dalla misura del tempo di volo dei fotoni prodotti sul bersaglio di spallazione. Bisogna inoltre tenere in considerazione il tempo che passa tra l'istante in cui il neutrone viene creato e quello in cui lascia il bersaglio ( $t_{\text{mod}}$ ), che comporta un'indeterminazione sull'istante di creazione. Il tempo di volo legato alla velocità è quindi dato dalla formula:

$$v = \frac{L}{t_{\text{TOF}} + t_{\text{mod}}} \quad (2.4)$$

Dalla velocità si calcola quindi l'energia cinetica del neutrone  $E_n$  tramite la formula relativistica:

$$E_n = E - mc^2 = \sqrt{c^2 p^2 + m^2 c^4} - mc^2 = mc^2(\gamma - 1) \quad (2.5)$$

dove  $m$  è la massa a riposo del neutrone,  $c$  la velocità della luce e  $\gamma$  è il fattore di Lorentz:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (2.6)$$

## 2.4 Il flusso neutronico a nTOF

Il flusso neutronico è uno dei fattori fondamentali della campagna sperimentale a nTOF e rappresenta il numero totale di neutroni incidenti sul bersaglio durante la mi-

sura in funzione dell'energia di ogni neutrone. Questa quantità permette di risalire alla sezione d'urto indagata ed è quindi necessaria un'elevata precisione nella determinazione del flusso per ottenere risultati accurati. Le misure di flusso e di background sono basate su reazioni "standard", le cui sezioni d'urto sono note con una grande precisione tra esperimenti e previsioni teoriche (accuratezza migliore del 3%), che coinvolgono diverse fasce di energia e vengono analizzate con diversi rivelatori. I risultati vengono sovrapposti e combinati per ridurre errori sistematici fino ad ottenere un'unica distribuzione di flusso in funzione dell'energia dei neutroni. In ogni nuova campagna di misura vengono costantemente monitorati gli spettri del flusso nell'intervallo interessato in modo da ricollegarsi ai dati precedentemente studiati e tenere così sotto controllo l'intensità del flusso. In particolare, nel caso della sezione d'urto neutronica del Gadolinio, le reazioni principali che entrano in gioco sono  ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$  e  ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$  per il range di energie dal punto termico ( $E_n = 0.025\text{eV}$ ) fino ad energie dell'ordine del MeV [5].

I monitor di flusso presenti a nTOF sono i rivelatori SiMON, MicroMegas  ${}^{10}\text{B}$ , MicroMegas  ${}^{235}\text{U}$ , camera di fissione PTB  ${}^{235}\text{U}$  e PPAC  ${}^{235}\text{U}$ .

## 2.5 Rivelatori di flusso e di cattura

L'intensità dei neutroni all'entrata dell'area sperimentale è monitorata dai rivelatori di flusso SiMON (*Silicon MONitors*). L'apparato è costituito da un sottile foglio di Mylar, su cui viene depositato uno strato di  ${}^6\text{Li}$  o un suo composto, inserito lungo la direzione del fascio e da un array di 4 rivelatori al silicio posti all'esterno del fascio (Figura 2.2).

In questa configurazione, un fascio di neutroni fino a 6 cm di diametro può attraversare il monitor di flusso senza toccare i bordi dei rivelatori, in modo tale che il fondo prodotto dal monitor sia dovuto alla sola interazione dei neutroni con la lamina di Mylar e il rivelatore risulti praticamente "invisibile" al fascio, lasciandolo di fatto inalterato [6]. La reazione su cui si basa il rivelatore a stato solido SiMON, che è indotta dai neutroni del flusso e i cui prodotti vengono catturati dai 4 detectors, è  ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ , la cui sezione d'urto è nota con una precisione  $\approx 0.1\%$  [7]. Tale dispositivo permette di effettuare misure del flusso di neutroni per un range di energie dal termico ( $E_n = 0.025\text{eV}$ ) al MeV.

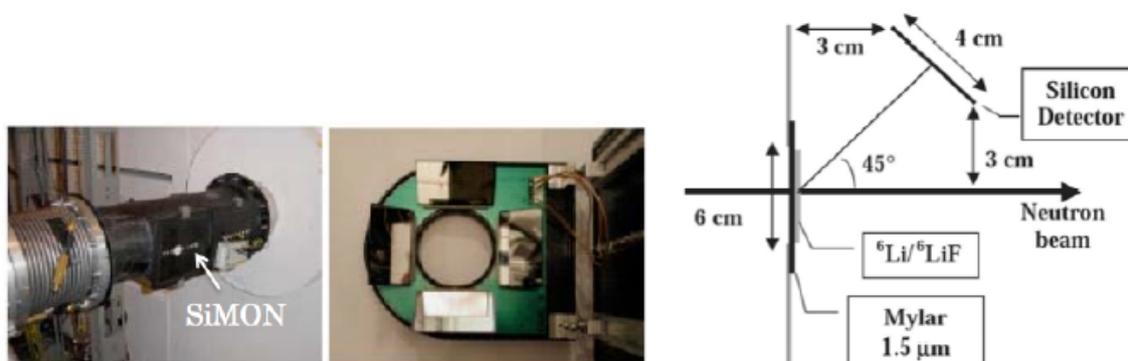


Figura 2.2: Il Monitor di flusso SiMON. Nello schema è raffigurato solo uno dei 4 Silicon-Detectors.

L'efficienza dei SiMON (Figura 2.3) risulta costante al di sotto di energie neutroniche di 1keV ( $\approx 9\%$ ), mentre ad energie maggiori i tritoni tendono ad essere emessi verso i 4 detector, il che fa sì che si abbia un aumento di efficienza fino a valori del 12-15%. Inoltre bisogna considerare che, mentre la sezione d'urto della reazione  $(n,\alpha)$  del Litio è conosciuta con grande precisione, la distribuzione angolare dei prodotti di reazione non lo è, di conseguenza l'efficienza al di sopra di qualche keV è affetta da maggiore incertezza [6]. Oltre a SiMON, per la misura del flusso di neutroni viene utilizzato anche il

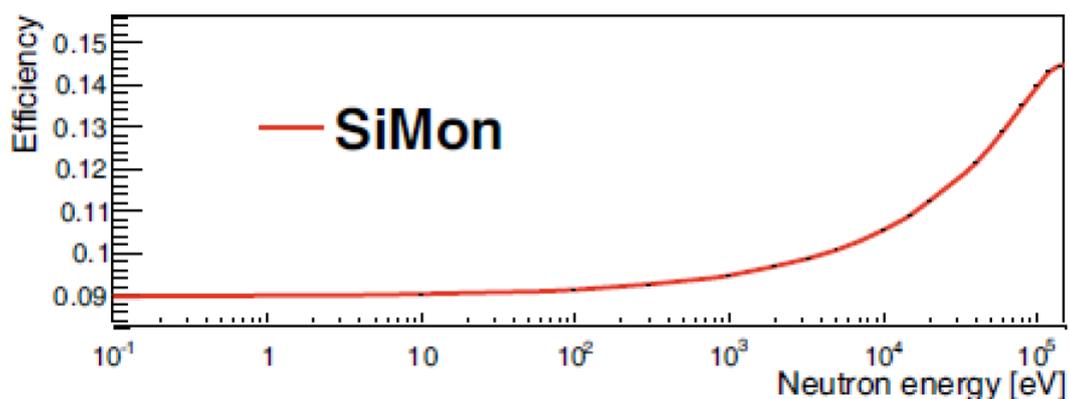


Figura 2.3: Efficienza dei Simon Detectors in funzione dell'energia.

rivelatore a gas MicroMegs (*MICRO-MEsh-GAseous Structur*), in grado di catturare

le particelle prodotte dalla scissione dell'  $^{235}\text{U}$  per le alte energie o i prodotti della reazione  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  per range di energie dal termico al MeV. Concludendo, i monitor di flusso utilizzati a nTOF sono i rivelatori SiMON e MicroMegas  $^{10}\text{B}$  per le basse energie, MicroMegas  $^{235}\text{U}$ , camera di fissione PTB  $^{235}\text{U}$  e PPAC  $^{235}\text{U}$  per le alte energie [5]. La tabella seguente (Tab. 2.5) riassume i vari rivelatori e le loro caratteristiche principali.

Rilevatore	Reazione	Collimazione (diametro in mm)	Range in cui la $\sigma_x$ è standard	Limite superiore di rivelazione
SiMON	$^6\text{Li}(n,t)$	Cattura (18)	da 25meV a 1 MeV	150 keV
MGAS	$^{10}\text{Li}(n,\alpha)$	Cattura (18)	da 25meV a 1 MeV	150 keV
MGAS	$^{235}\text{U}(n,f)$	Cattura (18)	25meV; 0.15-200 MeV	1 MeV
PTB	$^{235}\text{U}(n,f)$	Cattura (18)	25meV; 0.15-200 MeV	3 MeV
PPAC	$^{235}\text{U}(n,f)$	Fissione (80)	25meV; 0.15-200 MeV	1 GeV

Tabella 2.1: Rivelatori utilizzati a nTOF per la misura del flusso neutronico. Dati tratti da Eur. Phys. J.A [4].

Un'ulteriore sistema di rivelazione è dato dai rivelatori di cattura in grado di individuare uno o più raggi  $\gamma$  associati all'evento di cattura neutronica. La cattura di un neutrone da parte di un nucleo porta alla formazione di un nucleo composto la cui diseccitazione è caratterizzata dall'emissione di raggi  $\gamma$  in maniera pressoché istantanea. Questi fotoni possono essere rivelati da due famiglie di dedectors basati su metodi differenti: *Total Absorption Detectors* e *Total Energy Detectors*, entrambi presenti a nTOF (Scintillatore solido  $\text{BaF}_2$  e scintillatore liquido  $\text{C}_6\text{D}_6$ ).

## 2.6 Misure di cattura

In un esperimento di cattura la quantità di interesse fisico è il numero di neutroni che interagisce con il campione sotto analisi e genera un segnale nel rivelatore. Lo Yield rappresenta il rapporto tra i neutroni che danno luogo a reazioni e il numero totale di neutroni. Per i nuclei non fissionabili e per energie inferiori alla soglia di diffusione

anelastica, lo yield di cattura  $Y_c$  e di scattering  $Y_n$  possono essere espressi in funzione della sezione d'urto totale ( $\sigma_{\text{tot}}$ ), di scattering ( $\sigma_n$ ) e di cattura ( $\sigma_\gamma$ ):

$$Y_c(E_n) = (1 - e^{-n\sigma_{\text{tot}}}) \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_{\text{tot}}} + Y_M \quad (2.7)$$

$$Y_n(E_n) = (1 - e^{-n\sigma_{\text{tot}}}) \frac{\sigma_n}{\sigma_{\text{tot}}} - Y_M \quad (2.8)$$

Dove  $n$  è il numero di nuclei per unità di area e  $Y_M$  tiene conto del contributo degli eventi di cattura dovuti a neutroni che in precedenza hanno subito più di uno scattering. La reazione viene rivelata quando è registrato un fenomeno di cattura, dato da un  $\gamma$ , nei rivelatori. Quindi, nella prima equazione il termine  $Y_M$  è sommato perché si aggiunge ai fenomeni di cattura che avvengono nel campione, mentre nella seconda equazione è sottratto perché sono eventi che appartengono al canale elastico ma non sono rivelati come tali. Il termine tra parentesi tonde, invece, è dovuto all'auto assorbimento dei neutroni nel campione. Il valore teorico del yield totale osservato  $Y$  è la somma pesata dei contributi parziali:

$$Y = \epsilon_c Y_c + \epsilon_n Y_n \quad (2.9)$$

dove  $\epsilon_c$  rappresenta la probabilità che un evento di cattura venga rivelato e  $\epsilon_n$  è la probabilità che un neutrone, dopo essere stato diffuso all'interno del campione, raggiunga il rivelatore ed induca una reazione di cattura nello stesso, generando un segnale. Per bersagli sottili, per cui  $n\sigma_{\text{tot}} \ll 1$ , si può applicare la comoda approssimazione:

$$Y_c(E_n) \approx n\sigma_\gamma \quad (2.10)$$

da cui è possibile notare la proporzionalità che intercorre tra lo yield e la sezione d'urto di cattura. Lo yield di scattering  $Y_M$  rappresenta il contributo legato a neutroni che, una volta diffusi dal rivelatore o da altri apparati dell'area sperimentale, vengono catturati generando segnale. Questi segnali costituiscono un fondo sulla misura dello yield totale osservato perché non possono essere distinti dai veri segnali di cattura. La sensibilità ai neutroni diffusi gioca un ruolo significativo per quei nuclei che hanno una probabilità di scattering molto maggiore rispetto a quella di cattura, come i nuclei leggeri o i nuclei pesanti vicino alla chiusura della shell, ed è per questi nuclei che risulta necessario utilizzare rivelatori a bassa sensibilità di neutroni diffusi.

Dai conteggi  $C_c$  dei raggi  $\gamma$  misurati si può ottenere lo yield sperimentale:

$$Y_{\text{exp}}(t) = \frac{C_c(t)}{\Omega A \varphi_n(t)} \quad (2.11)$$

dove  $\varphi_n(t)$  è il flusso dei neutroni incidenti,  $A$  è l'area effettiva del campione intercettata dal fascio di neutroni e  $\Omega$  è l'angolo solido sotteso dal sistema di rivelazione. Nella maggior parte dei casi non è conosciuta con grande precisione la geometria del sistema di rivelazione, ed è quindi difficile determinare l'angolo solido, l'area effettiva e il flusso assoluto. Risulta quindi conveniente esprimere l'equazione 2.11 in funzione solo della dipendenza energetica del flusso di neutroni, introducendo quindi un fattore di normalizzazione  $N_c$ :

$$Y_{\text{exp}}(t) = N_c \frac{C_c(t)}{\varphi_n(t)} \quad (2.12)$$

La costante di normalizzazione può essere determinata sperimentalmente quando si conosce il flusso  $\varphi_n(t)$  misurando uno yield di cattura su un bersaglio per il quale la sezione d'urto di cattura, e quindi lo yield, sia nota con grande precisione, cioè sia uno "standard" [7].

## 2.7 Misure di flusso

La misura dello yield risulta quindi dipendente dalla misura del flusso dei neutroni. La misura del flusso è effettuata, come detto in precedenza, con reazioni la cui sezione d'urto è conosciuta con una precisione molto elevata. Quindi, come per la cattura, dal numero di conteggi si può determinare lo yield sperimentale:

$$Y_\varphi(t) = \frac{C_\varphi(t)}{\Omega_\varphi A_\varphi \varphi(t)} \quad (2.13)$$

dove  $A_\varphi$  è l'area effettiva del bersaglio vista dal fascio di neutroni e  $\Omega_\varphi$  l'angolo solido sotteso dai rivelatori. Dal punto di vista teorico lo yield è espresso dalla relazione:

$$Y_\varphi(E_n) = (1 - e^{-n\sigma_{\text{tot}}}) \frac{\sigma_\varphi}{\sigma_{\text{tot}}} \quad (2.14)$$

dove  $\sigma_\varphi$  è la sezione d'urto della reazione standard utilizzata. Combinando queste due equazioni si ottiene che la dipendenza del flusso di neutroni dall'energia è espressa come:

$$\varphi(E_n) = N_\varphi \frac{C_\varphi(E_n)}{Y_\varphi(E_n)} \quad (2.15)$$

dove  $N_\varphi$  è il fattore di normalizzazione indipendente dall'energia.

Combinando le due equazioni 2.12 e 2.15 lo yield risulta:

$$Y_{\text{exp}}(t) = NY_\varphi(E_n) \frac{C_c(E_n)}{C_\varphi(E_n)} \quad (2.16)$$

dove  $N$  è il fattore di normalizzazione indipendente dal tempo e risulta essere la moltiplicazione tra  $N_c$  e  $N_\varphi$ . Il valore di  $N$  può essere determinato a partire da misure di cattura in regioni nelle quali lo yield teorico  $Y$  è ben conosciuto [5][7].

# Capitolo 3

## Misura e Dati sperimentali

### 3.1 Dati in letteratura

#### 3.1.1 Gli isotopi dispari del Gadolinio

Data l'importanza degli isotopi di gadolinio come veleno neutronico e la necessità di verificare sperimentalmente con precisione le relative sezioni d'urto, sono stati effettuati numerosi esperimenti nel corso degli ultimi anni, come la campagna sperimentale condotta da CEA utilizzando il reattore di ricerca Melusine a Grenoble. Il lavoro più recente presente in letteratura, confrontando ricerche e calcoli, è quello effettuato nel 2015 da Bernard e Santamarina [9]. Per quanto riguarda l'isotopo  $^{157}\text{Gd}$  sono presenti diverse pubblicazioni con valori discordanti della sezione d'urto nel termico, determinata a 254 kb [10] (1958), a 240 kb [11] (1958) e a 254 kb [12] (1960). Set di dati più completi sui due isotopi presentati in pubblicazioni successive, come quella di Leinweber [13] del 2006 e di Choi [14] del 2014, riducono il divario sperimentale precedente, pur non risolvendo con precisione la misura in modo definitivo. Gli stessi autori affermano la necessità di nuovi studi sperimentali accurati [14], mentre il lavoro di Leinweber effettuato sul Gadolinio naturale non copre l'intervallo termico, di interesse per la fisica dei reattori. Inoltre, l'altissima sezione d'urto di cattura neutronica del Gadolinio naturale, utilizzato nel lavoro di Leinweber, è il risultato della somma delle sezioni d'urto di cattura dei singoli isotopi contenuti e risulta complesso separare con precisione i vari eventi di cattura. Nei grafici

che seguono vengono mostrate le sezioni d'urto del gadolinio naturale e degli isotopi di gadolinio in funzione dell'energia [15].

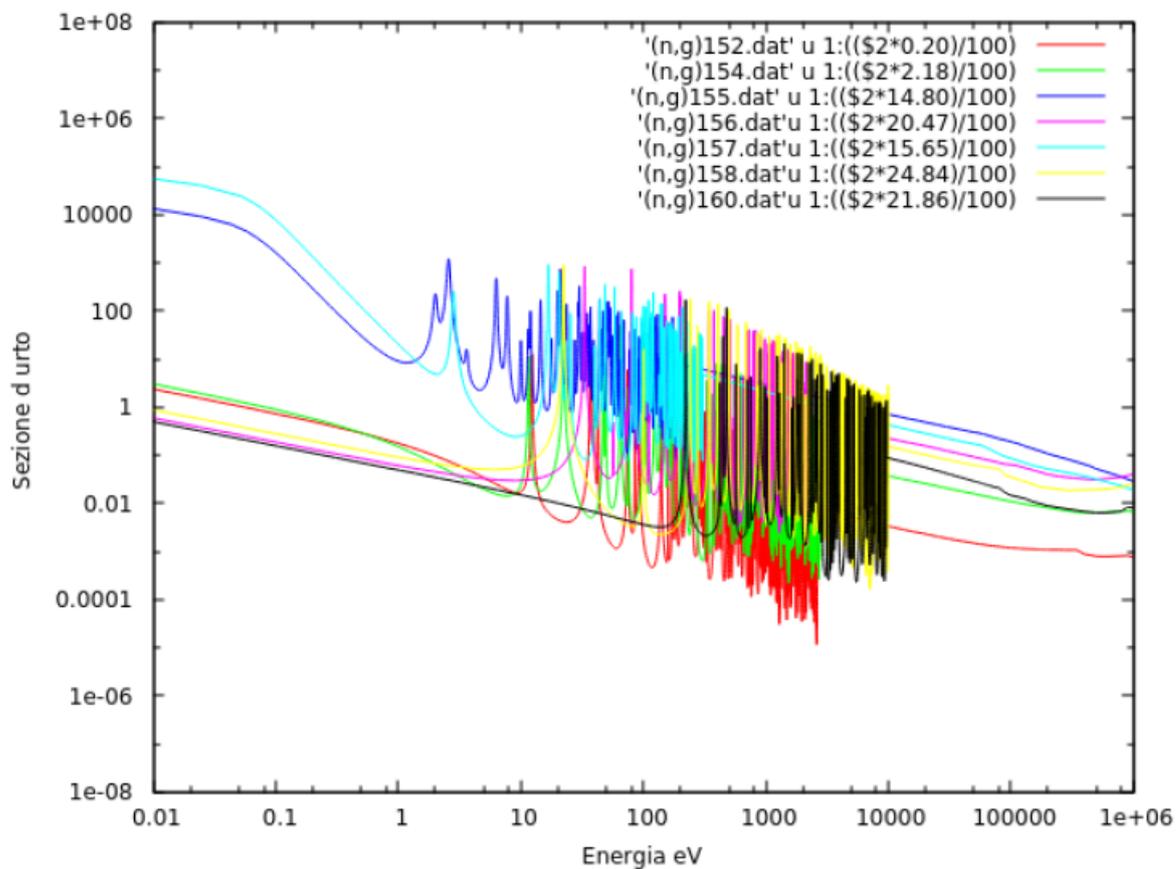
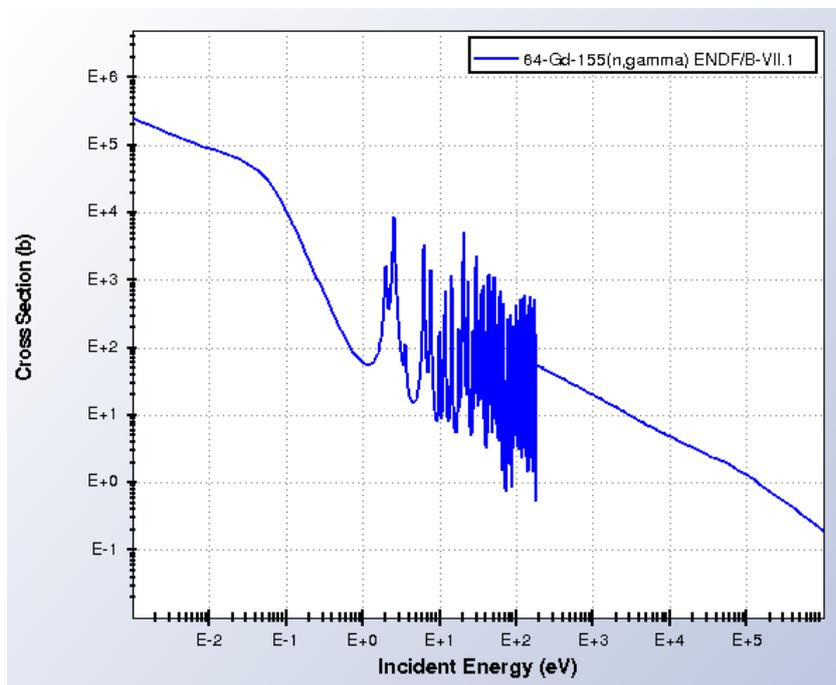
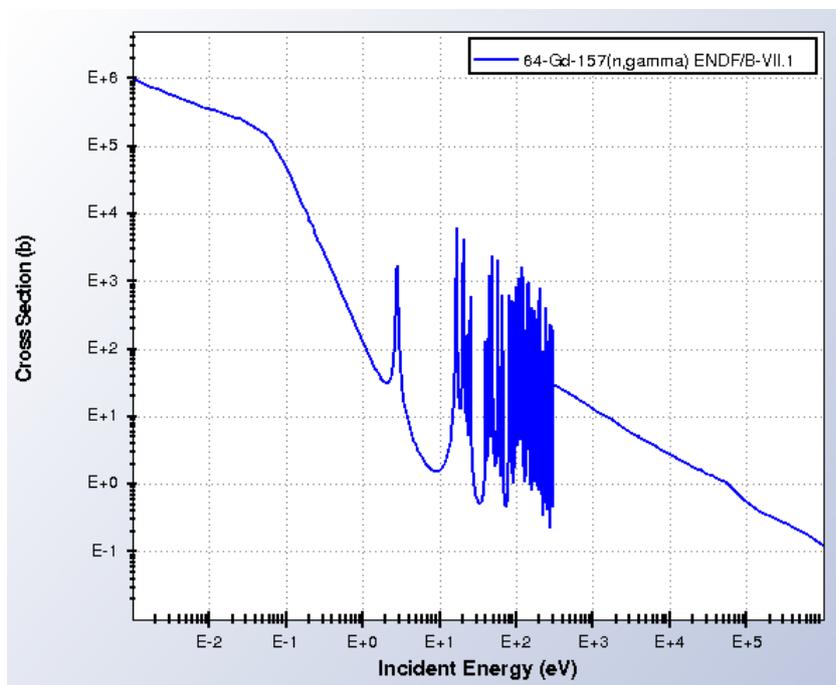


Figura 3.1: Sezione d'urto di diversi isotopi contenuti nel gadolinio naturale in funzione dell'energia (in eV).

Figura 3.2: Sezione d'urto del  $^{155}\text{Gd}$  in funzione dell'energia.Figura 3.3: Sezione d'urto del  $^{157}\text{Gd}$  in funzione dell'energia.

### 3.1.2 Il flusso neutronico a nTOF

Una serie di misure di flusso sono state condotte nella facility nTOF nel 2009, in seguito all'installazione del nuovo bersaglio di spallazione. Nelle prime misure era presente solo acqua demineralizzata nel moderatore, mentre successivamente è stata sostituita con acqua borata, modificando lo spettro energetico dei neutroni. Nuove misure sono state condotte nel 2011 e 2012 al fine di monitorare eventuali variazioni di intensità e forma nel flusso. La serie di dati effettuata durante 4 campagne sperimentali (misura di cattura su  $^{238}\text{U}$ ,  $^{93}\text{Zr}$ ,  $^{59}\text{Ni}$ ,  $^{235}\text{U}$ ) del 2012 con detectors al Silicio è riportata nella Figura 3.4 [5].

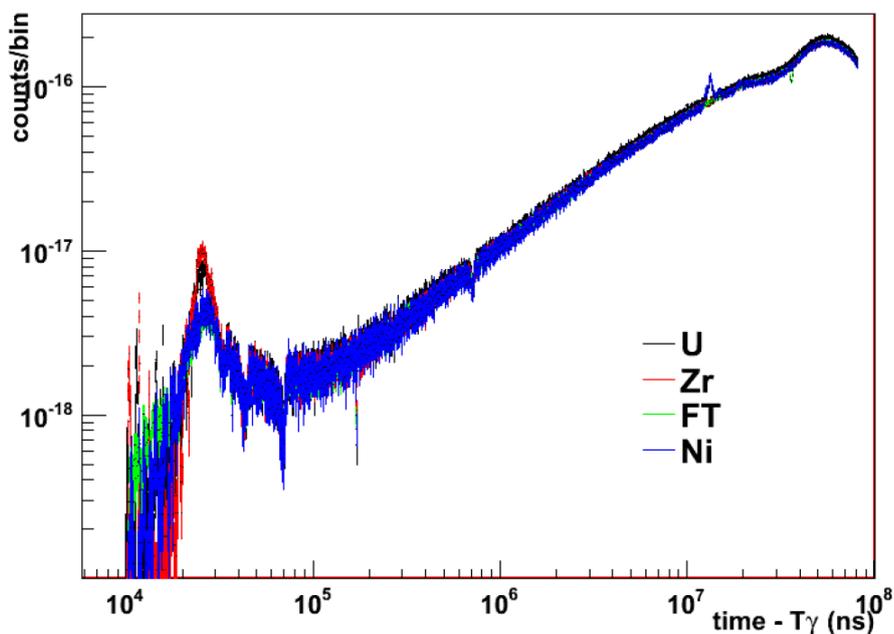


Figura 3.4: Spettro dei tempi di volo misurato in diverse campagne sperimentali del 2012.

E' necessario dividere gli spettri dei tempi di volo per l'efficienza del rivelatore e per la sezione d'urto di reazione del  $^6\text{Li}$  (tenendo conto della dipendenza energetica della sezione d'urto stessa) per ottenere una misura assoluta, normalizzando il tutto al numero di neutroni (protoni) per impulso. La Figura 3.5 mostra i risultati ottenuti nelle varie misure effettuate dal 2009 al 2011; risulta evidente l'impatto negli spettri energetici del-

l'introduzione di acqua borata nel moderatore. Notiamo invece come, a parte una leggera attenuazione nella regione termica (dovuta probabilmente al deposito di un sottile strato di Boro all'interno del circuito di moderazione contenente l'acqua borata), il flusso sia rimasto stabile e la forma invariata nel corso delle campagne sperimentali nei tre anni successivi [6]. Le incertezze sistematiche (dovute a limiti di precisione sulle sezioni d'urto

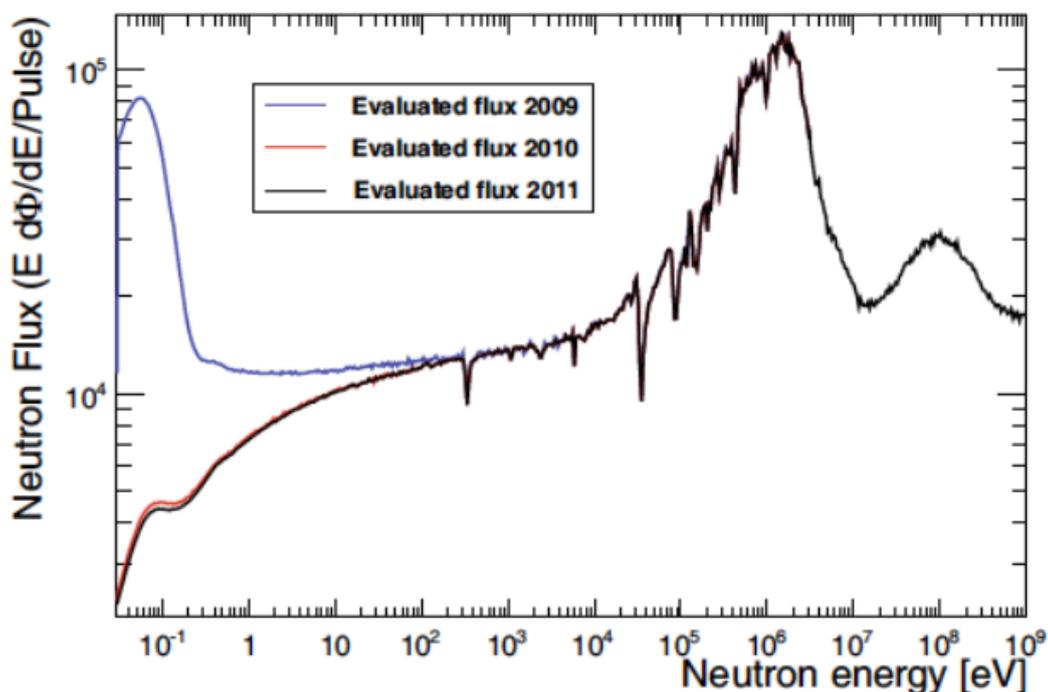


Figura 3.5: Flusso neutronico misurato a nTOF, nella fascia energetica di neutroni dal termico al GeV, dal 2009 al 2011.

standard, incertezze sulla massa del campione, elettronica, ecc.) e le incertezze statistiche del flusso di neutroni sono mostrate in Figura 3.6. L'incertezza sistematica risulta maggiore dell'incertezza statistica solo in prossimità delle risonanze dovute all'Alluminio, intorno a 20-30keV. Complessivamente, il flusso di neutroni è stato determinato con un'incertezza all'interno del 1% dal termico a 100 eV, 2% tra 100 eV e 10 keV, 3-4% tra 10 keV e 1 MeV e 2-3% tra 1 e 200 MeV. Sopra i 200 MeV la sezione d'urto dell'<sup>235</sup>U non è standard e quindi può solo essere solo riportata l'incertezza statistica sul flusso,

che varia tra il 3 e il 4%. Questi valori di incertezza stabiliscono un limite alla massima accuratezza che può essere raggiunta nelle misure di sezioni d'urto assolute ad nTOF [5].

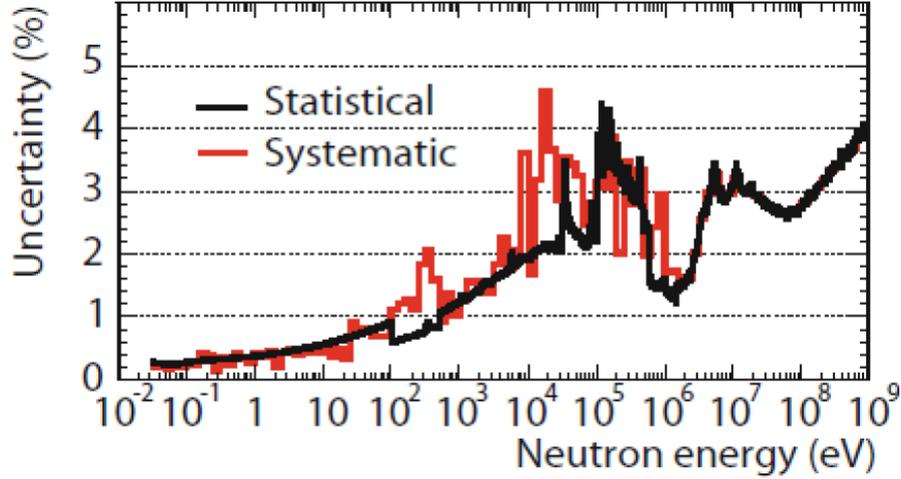


Figura 3.6: Incertezze statistiche e sistematiche.

## 3.2 Q-Value e analisi preliminare

In fisica nucleare il “Q-Valore” (*Q-Value*) rappresenta la quantità di energia rilasciata o assorbita da una reazione nucleare. E’ possibile calcolare tale quantità conoscendo le masse dei reagenti e dei prodotti. Ad esempio, in una reazione del tipo  $a + b \rightarrow c + d$ , dove  $a$  e  $b$  rappresentano le particelle reagenti e  $c$  e  $d$  i prodotti, la legge relativistica di conservazione dell’energia può essere scritta come:

$$m_a c^2 + K_a + m_b c^2 + K_b = m_c c^2 + K_c + m_d c^2 + K_d \quad (3.1)$$

Con  $K$  energia cinetica e  $m$  massa a riposo, da cui:

$$(m_a + m_b - m_c - m_d)c^2 = K_c + K_d - K_a - K_b \quad (3.2)$$

Il Q-Valore risulta quindi definito come:

$$Q = K_{\text{Finale}} - K_{\text{Iniziale}} = (m_{\text{Iniziale}} - m_{\text{Finale}})c^2 \quad (3.3)$$

Ne consegue immediatamente che una reazione con Q-value positivo è una esotermica mentre una reazione con Q-value negativo è endotermica.

Nel caso dei rivelatori di flusso a stato solido SiMON la reazione che viene innescata è  ${}^6\text{Li} (n, \alpha) {}^3\text{H}$ . Dalle masse di ciascuna particella si calcola quindi il Q-valore della reazione che risulta essere pari a  $Q = 4.783$  MeV. Tale energia, liberata nella reazione, si manifesta sotto forma di energia cinetica dei prodotti in base alle masse di Tritio e particella  $\alpha$ , rispettivamente di 2.727 MeV ( ${}^3\text{H}$ ) e 2.055 MeV ( $\alpha$ ). Nel corso degli studi seguenti considereremo l'energia cinetica dei neutroni incidenti sul bersaglio come trascurabile per gli intervalli energetici interessati. Infatti, l'approssimazione introdotta è consistente per energie neutroniche dal termico al keV, in quanto il contributo dinamico del neutrone al bilancio energetico non risulta significativo (anche considerando neutroni da 10 keV il picco dei tritoni subirebbe uno shift da 2.727 a 2,733 MeV).

### 3.3 Dati sperimentali raccolti

L'analisi dati degli spettri ottenuti dai rilevatori SiMON si basa sui due picchi energetici di tritoni e di particelle alpha, emessi nella reazione  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ . Mentre il picco delle particelle  $\alpha$  non è ben risolto, a causa della loro elevata perdita di energia all'interno del foglio di Litio stesso, il picco generato dai tritoni è ben separato e definito. Una volta selezionati i tritoni, il background viene ridotto al minimo. In questo modo infatti, vengono eliminati tutti i possibili falsi positivi che possono essere generati dalla bassa risoluzione energetica e i conteggi restanti rappresentano fedelmente l'andamento del flusso neutronico.

#### 3.3.1 Filtri e background

Nella fase preliminare della misura sono stati inseriti, per dei run stabiliti, alcuni filtri sulla linea del fascio neutronico. Questi filtri, costituiti da lamine di differenti materiali, sono caratterizzati da elevate sezioni d'urto neutroniche per determinati intervalli energetici e, di conseguenza, inducono una cattura pressochè totale del flusso neutronico. In questo modo è possibile studiare gli intervalli "tagliati" dello spettro, in cui il valore atteso del fascio dovrebbe essere nullo (in quanto filtrato in questi range energetici), e

determinare così l'influenza che ha il rumore di fondo sul fascio stesso. Lo studio del background effettuato quest'anno a nTOF nel corso della campagna di misura delle sezioni d'urto degli isotopi dispari di gadolinio è mostrata in Figura 3.7. Sono evidenti gli intervalli tagliati dai filtri in corrispondenza delle risonanze delle reazioni di Cobalto, Tungsteno, Argento e Cadmio (al diminuire dell'energia), mentre una generale perdita di intensità del flusso è data da fenomeni di assorbimento dovuti ai filtri stessi. L'analisi del fondo evidenzia come l'impatto del background nella determinazione del flusso sia sostanzialmente trascurabile, oscillando tra i due e i tre ordini di grandezza di differenza in meno con un valore relativo inferiore al 0.01%.

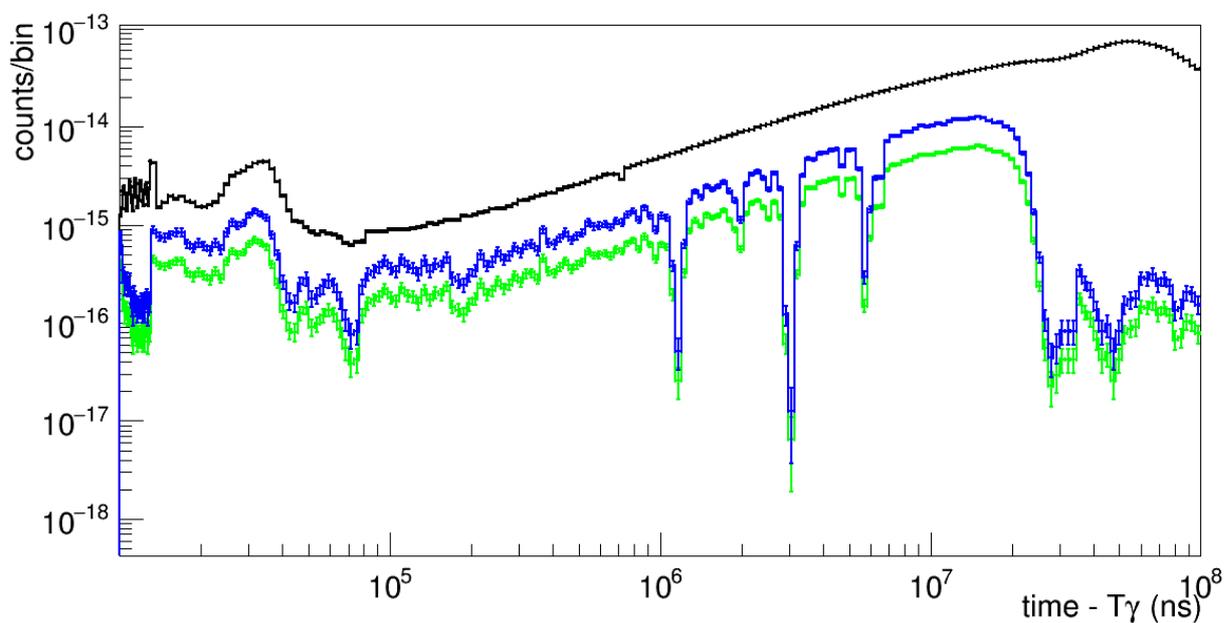


Figura 3.7: Spettro dei tempi di volo senza filtri (in nero) messo a confronto con lo stesso fascio in cui sono stati inseriti i filtri (in blu e in verde). Si notino i vari picchi in corrispondenza delle risonanze di Cobalto, Tungsteno, Argento e Cadmio.

### 3.3.2 Il flusso neutronico

Mostriamo nelle figure seguenti i dati raccolti sul flusso dai quattro detectors del rivelatore SiMON. Nei grafici ogni colore diverso rappresenta un run differente, i singoli impulsi sono stati già normalizzati per il numero di neutroni contenuti ma i conteggi non considerano ancora la superficie del rivelatore nè la sua efficienza. In Figura 3.8 sono riportati gli intervalli energetici tagliati sul picco dei tritoni per ridurre al minimo il rumore di fondo e falsi positivi (vedi paragrafo precedente) per ogni singolo run, mentre nella Figura 3.9 è stato effettuata il fit degli stessi dati in un'unica curva.

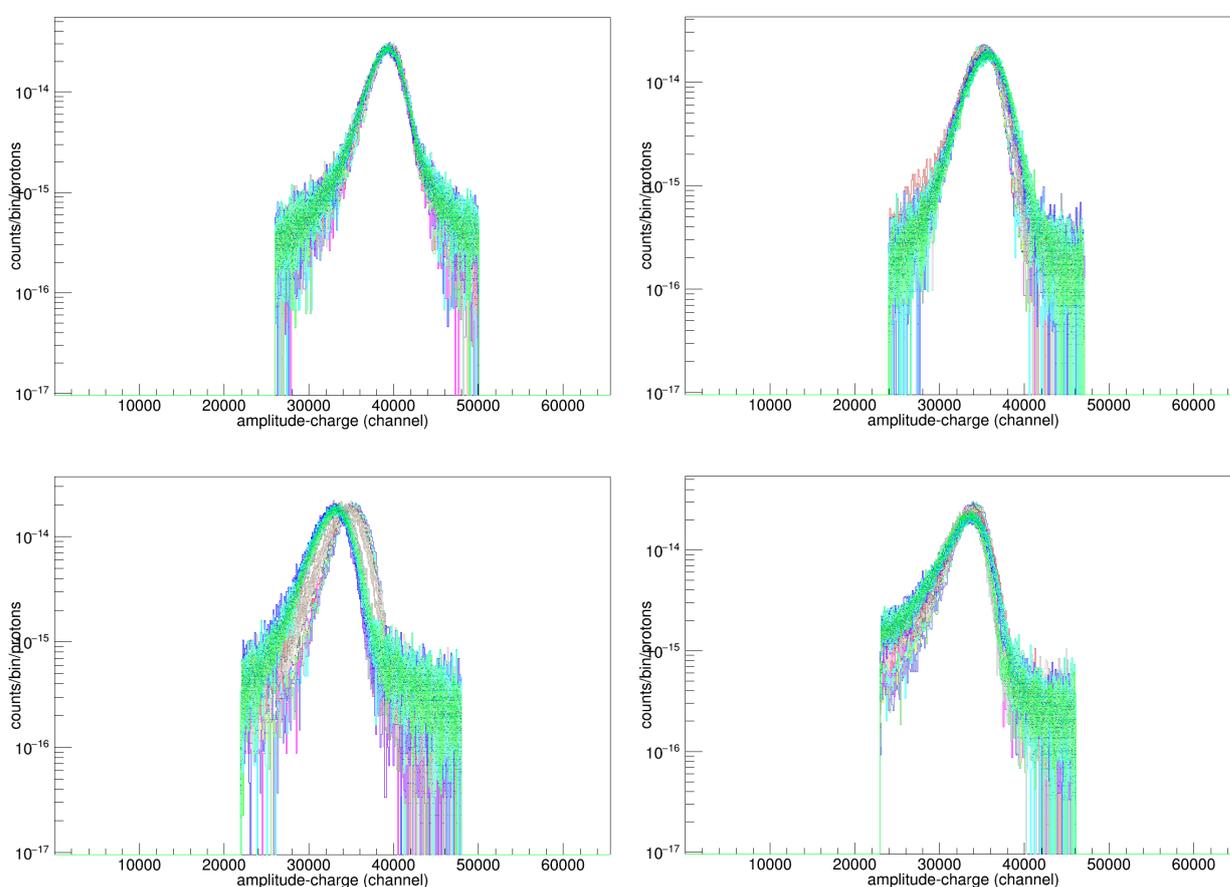


Figura 3.8: Intervallo di energie selezionato per i quattro rivelatori, corrispondente al picco dei tritoni.

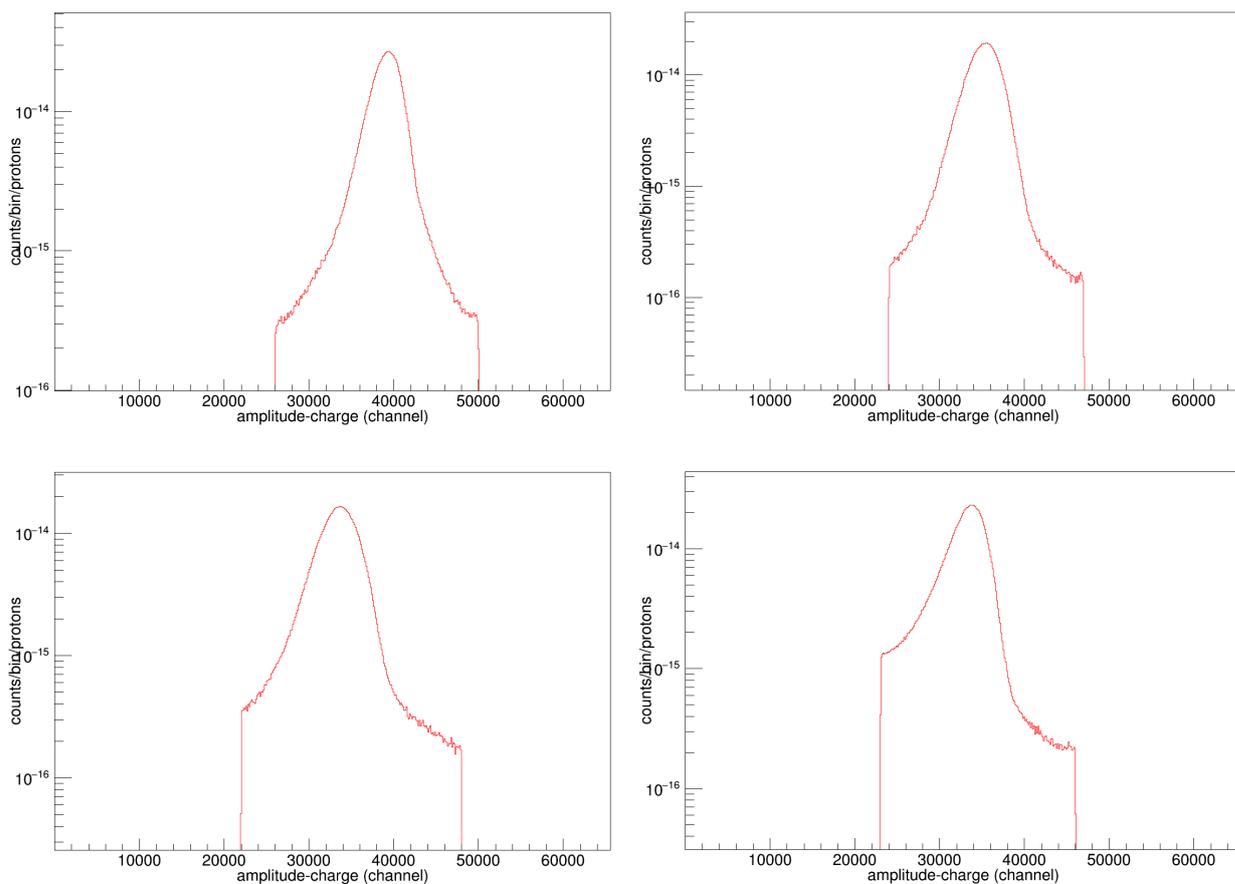


Figura 3.9: Fit di tutti i run in un'unica curva per i quattro rivelatori dell'intervallo energetico selezionato corrispondente al picco dei tritoni.

A questo punto, attraverso l'elaborazione degli stessi dati tramite il programma di analisi dati ROOT, è possibile delineare un primo spettro dei conteggi in funzione dei tempi di volo. Riportiamo quindi la distribuzione del flusso in funzione del tempo (ovvero dell'energia) in Figura 3.10 e in Figura 3.11 la somma totale.

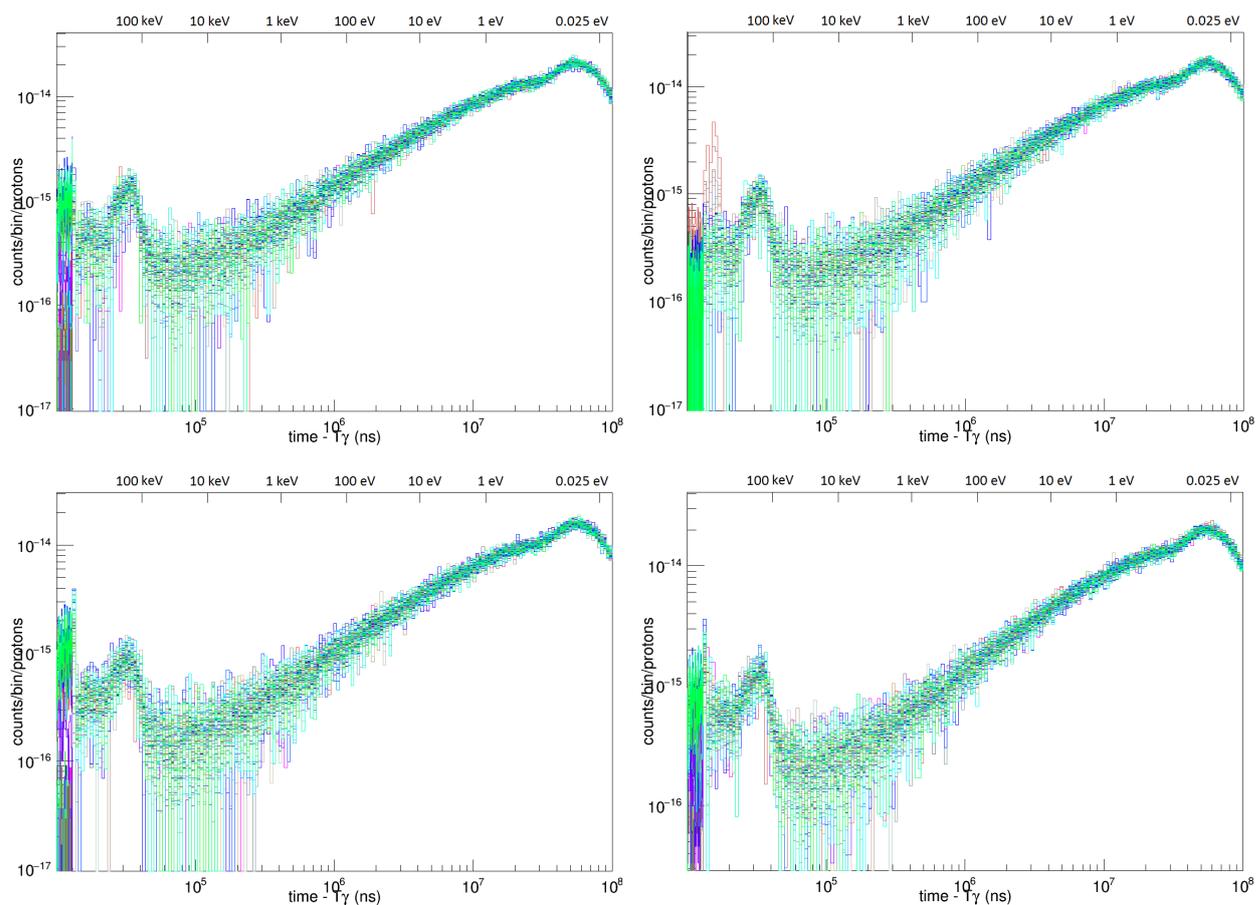


Figura 3.10: Flusso in funzione dei tempi di volo misurato a nTOF per ogni singolo run nei quattro rivelatori.

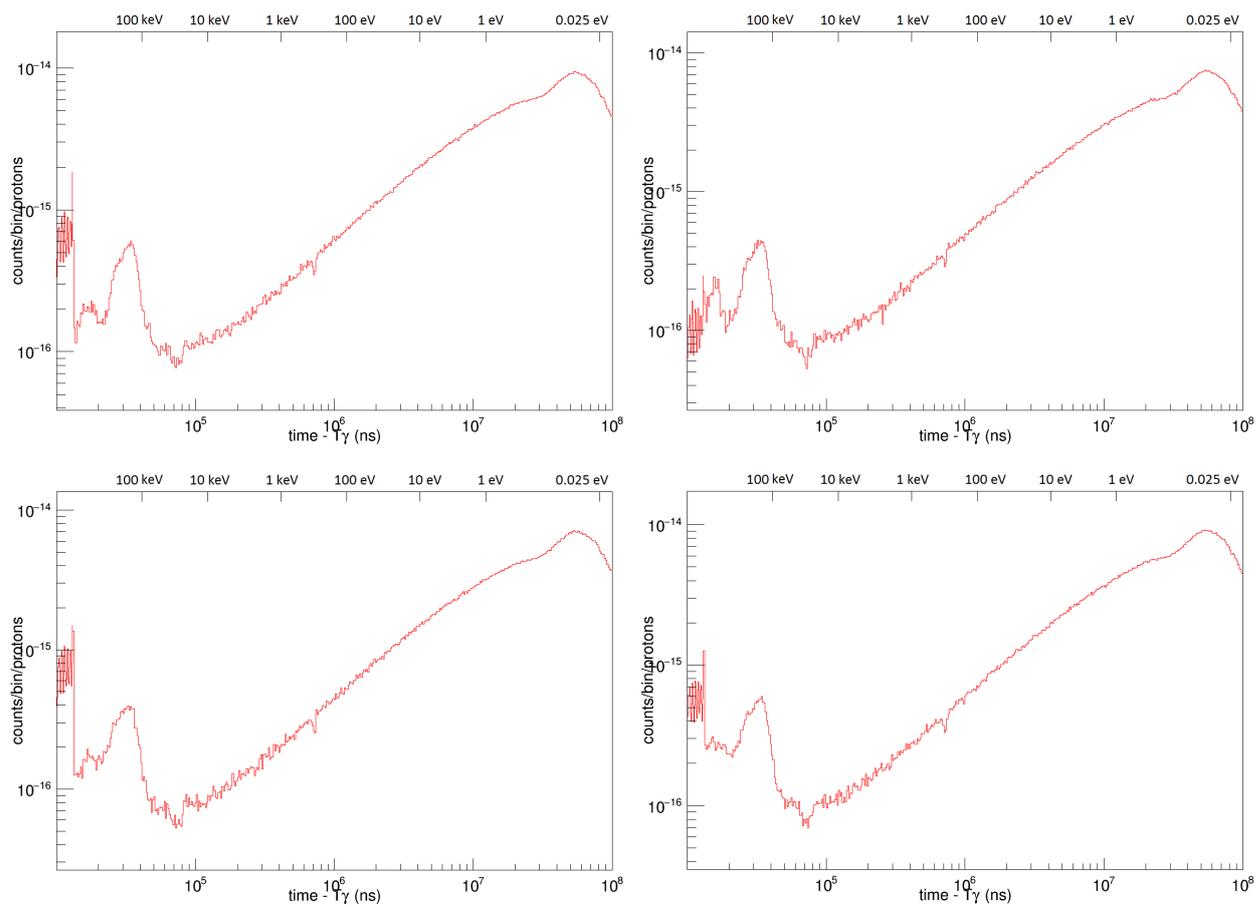


Figura 3.11: Fit di tutti i run del flusso neutronico in funzione dei tempi di volo in un'unica curva.

### 3.4 Analisi della precisione ottenuta

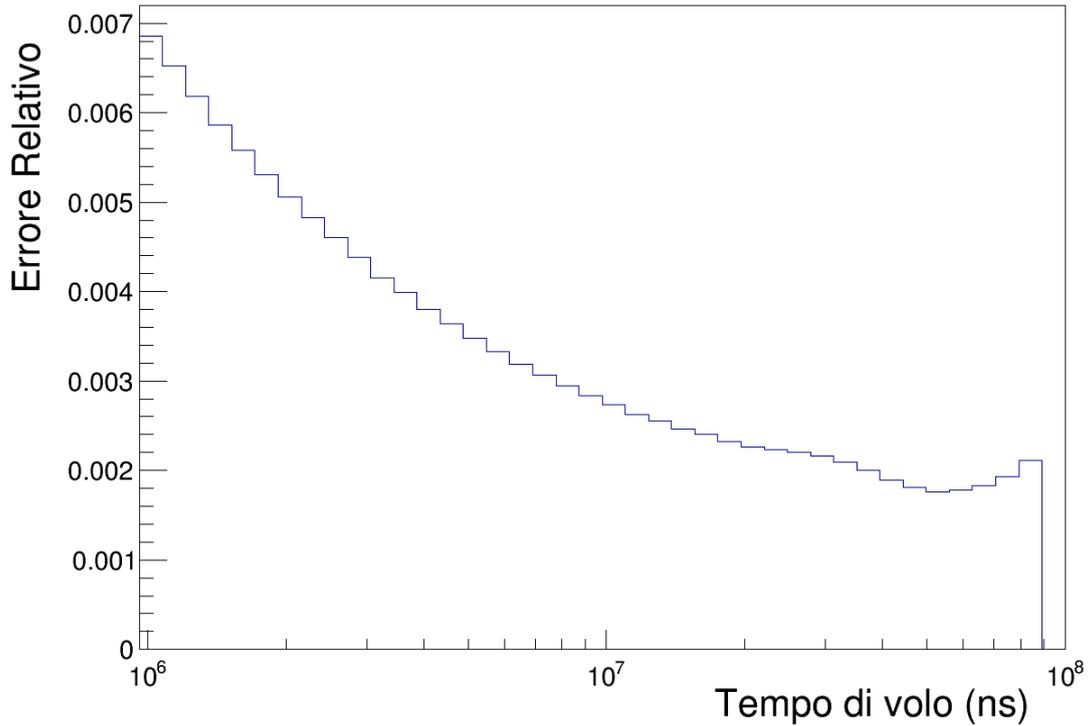


Figura 3.12: Accuratezza raggiunta nella misura del flusso neutronico nell'intervallo energetico interessato.

Attraverso analisi statistiche sui singoli run (pacchetti di neutroni) effettuate nel corso della misura, è possibile determinare la deviazione standard e l'errore relativo associato alla misura del flusso. Nel caso studiato l'errore relativo si assesta, per l'intervallo energetico del termico, sotto al 0.5% ( $\approx 0.3\%$ ).

Prendendo ora in considerazione la formula dello Yield sperimentale di cattura precedentemente introdotta:

$$Y_{\text{exp}}(t) = NY_{\varphi}(E_n) \frac{C_c(E_n)}{C_{\varphi}(E_n)} \quad (3.4)$$

è possibile effettuare un'ulteriore analisi e stabilire la massima precisione raggiungibile nella misura dello Yield per reazioni indotte da neutroni sugli isotopi dispari di gadolinio

utilizzando il flusso neutronico ottenuto. Una prima precisazione riguarda la determinazione dei conteggi  $C_c$  e  $C_\varphi$  nei quali andrebbe considerato anche il valore del background ( $C_c - B_c$  e  $C_\varphi - B_\varphi$ ). Trascuriamo tuttavia il rumore di fondo in quanto non significativo per le motivazioni già trattate nel paragrafo 3.3.1. Per quanto riguarda il fattore  $Y_\varphi(E_n)$ , ricordiamo che per bersagli sottili è possibile scrivere  $Y_\varphi(E_n) \approx n\sigma_\varphi$ , dove  $\sigma_\varphi$  è una reazione “standard” il cui andamento è noto con grande precisione (e quindi trascureremo questo termine) e  $n$  dipende da parametri geometrici facilmente misurabili con elevata accuratezza:  $n = (Massa N_A)/(\rho Area)$ . In alternativa, è possibile inserire il valore di  $n$  direttamente dentro al fattore di normalizzazione  $N$ . Il valore di tale fattore  $N$  adimensionale si ricava mediante studi di casi di reazione totale, nelle configurazioni geometriche o energetiche in cui  $n\sigma_{tot}$  è molto grande (e  $\sigma_\gamma \gg \sigma_n$ ), in modo da garantire l’assorbimento di tutti i neutroni incidenti e di conseguenza uno Yield pari ad uno. Nel caso del Gadolinio è possibile ottenere queste condizioni tramite la reazione  $^{157}Gd(n, \gamma)^{158}Gd$  senza dover cambiare il bersaglio (che è la scelta preferibile per le precisioni che si possono raggiungere). Con questa analisi la precisione dipende sostanzialmente da tre parametri: la normalizzazione  $N$ , dovuta alla tecnica di misura, e i due termini di cattura, la cui accuratezza è funzione della statistica raccolta durante l’esperimento. Applicando le tecniche della propagazione degli errori all’equazione 3.4 risulta:

$$\frac{\delta Y_{\text{exp}}}{|Y_{\text{exp}}|} = \sqrt{\left(\frac{\delta N}{N}\right)^2 + \left(\frac{\delta C_c}{C_c}\right)^2 + \left(\frac{\delta C_\varphi}{C_\varphi}\right)^2} \quad (3.5)$$

Considerando l’errore relativo su  $N$  dello 0.5% [18] e quello dovuto alla statistica sul flusso dello 0.5% ( $\approx 0.3\%$ ), la precisione massima raggiungibile sullo Yield di cattura è essenzialmente data dall’errore relativo sugli eventi di cattura  $C_c$ . Per ottenere una precisione finale sullo Yield entro i limiti dell’ 1% sarà quindi necessario che gli eventi di cattura  $C_c$  siano raccolti con precisioni simili a quelle raggiunte per il flusso. Risulta quindi che l’incertezza con cui è stata effettuata la misura di flusso neutronico rientra perfettamente nei criteri voluti, ovvero ridurre l’errore finale sulla misura di sezione d’urto degli isotopi dispari di gadolinio.

# Risultati e Conclusioni

Riportiamo i risultati ottenuti nella misura del flusso neutronico a nTOF nel corso della campagna di misura degli isotopi dispari del gadolinio in Figura 3.13. I dati (in rosso) mostrano l'andamento del flusso istantaneo per pacchetto di neutroni integrato sull'area. Nella stessa figura sono riportati in nero i valori del flusso misurati nel 2014 a nTOF, è evidente come la forma del flusso resti sostanzialmente fissa ed invariata come ci si attendeva, tranne per piccole fluttuazioni nella regione termica. Tale lieve discrepanza non era inattesa, in quanto la composizione del moderatore ad acqua borata non è costante ed il suo deterioramento è visibile alle basse energie. La differenza tra il flusso del 2014 e il 2016 al termico si assesta attorno al valore relativo dell'8%. La precisione associata ai dati sperimentali raccolti è riportata in Figura 3.12 del capitolo precedente. Infine, come mostrato nel capitolo precedente, il flusso è stato misurato con una accuratezza inferiore al 0.5% ( $\approx 0.3\%$ ). Ne consegue che per ottenere un errore relativo inferiore all'1% sulla misura dello Yield è sufficiente effettuare le misure di cattura  $C_c$  con la stessa precisione raggiunta nella misura del flusso. Tale risultato è quindi in accordo con l'obiettivo della campagna sperimentale di aumentare l'accuratezza sulla  $\sigma$  e perfettamente compatibile con future misure per la determinazione della sezione d'urto di cattura neutronica degli isotopi dispari di gadolinio. Concludiamo questo lavoro di tesi sottolineando come l'esperimento a nTOF del 2016 sul gadolinio riguardi la trattazione di una grande serie di misure e analisi, in parte ancora in corso, che esulano dal lavoro qui esposto e richiedono ulteriori elaborazioni e sviluppo dei dati sperimentali fino alla determinazione precisa delle sezioni d'urto indotte da neutroni ricercate.

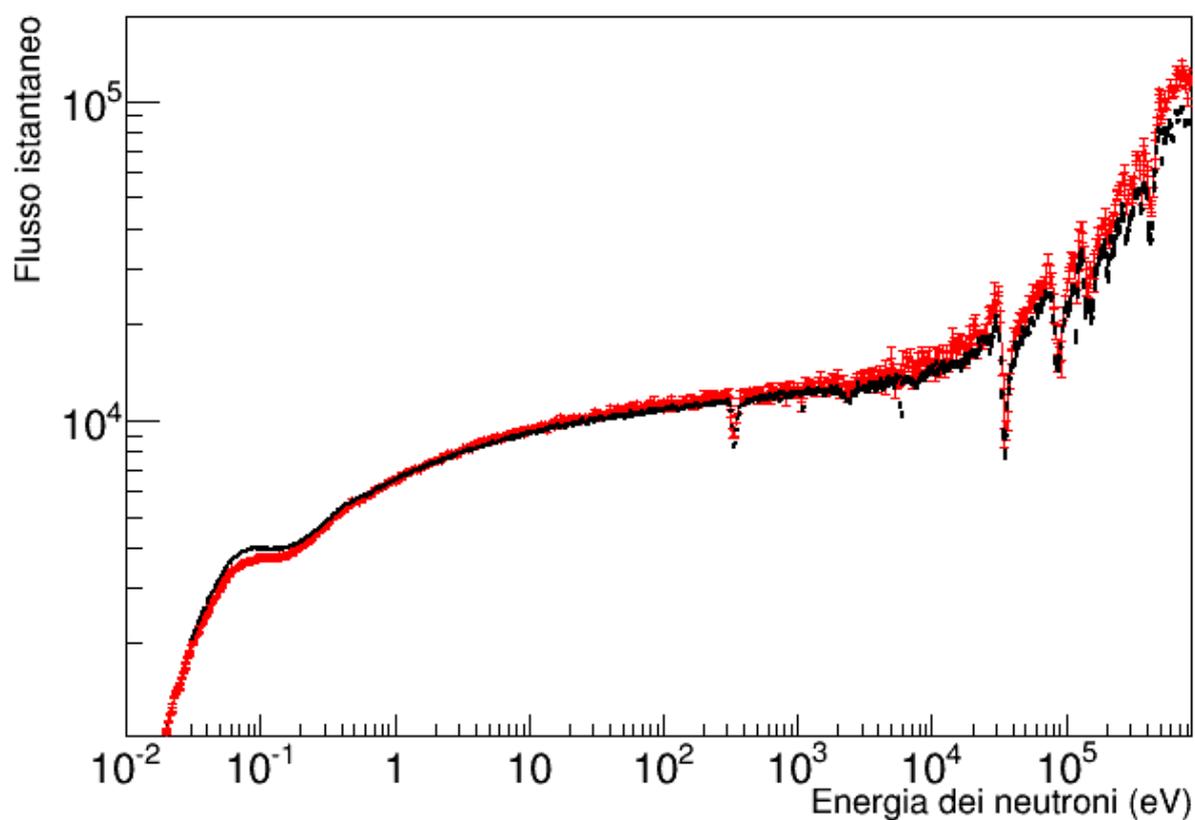


Figura 3.13: Spettro del flusso neutronico istantaneo ottenuto a nTOF del CERN nel 2016 (in rosso), per la campagna sperimentale sul gadolinio, confrontato con i dati precedenti del 2014 (in nero).

# Bibliografia

- [1] C.Massimi, G.Vannini et al., “*Proposal to the ISOLDE and Neutron Time-of-Flight Committee*”.
- [2] C.Massimi, G.Vannini et al., “*Measurement of the neutron capture cross section for  $^{155}\text{Gd}$  and  $^{157}\text{Gd}$  for Nuclear Technology*”, European Organization for Nuclear Research, Proposal to the ISOLDE and Neutron Time-of-Flight Committee, 2015.
- [3] N.Protti et al., “*Evaluation of the synergy effect of combined  $^{10}\text{B}+^{157}\text{Gd}$  NCT*”.
- [4] C.Massimi, G.Vannini et al., “*Performance of the neutron time-of-flight facility nTOF at CERN*”, The European Physical Journal A, 49: 27, 2013.
- [5] M.Barbagallo, C.Guerrero et al., “*High-accuracy determination of the neutron flux at nTOF*”, The European Physical Journal A, 49: 156, 2013.
- [6] Licata Mauro, “*Studio del flusso di Neutroni e della funzione di risoluzione nell’esperimento n TOF al CERN*”, Tesi di laurea in fisica, Università di Bologna, 2014.
- [7] Alice Manna, “*Cattura neutronica su  $^{238}\text{U}$ : studio della regione delle risonanze risolte*”, Tesi di laurea in fisica, Università di Bologna, 2013
- [8] C.Massimi, G.Vannini et al., “*Nuclear data activities at the nTOF facility at CERN*”, The European Physical Journal A.
- [9] D. Bernard, A. Santamarina, “*Qualification of gadolinium burnable poison: Interpretation of MELUSINE GEDEON-II spent fuel analysis*”, Ann. Nucl. Energy, 2015.

- [10] J. Pattenden, “*Some Neutron Cross Sections of Importance to Reactors  $^{99}\text{Tc}$ ,  $^{143}\text{Nd}$ ,  $^{145}\text{Nd}$ ,  $^{149}\text{Sm}$ ,  $^{152}\text{Sm}$ ,  $^{151}\text{Eu}$ ,  $^{153}\text{Eu}$ ,  $^{155}\text{Gd}$ ,  $^{157}\text{Gd}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  Proceedings of the Second International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy*”, Neutron Cross Sections, Geneva 1958.
- [11] D. J. Hughes, R. B. Schwartz, “*Neutron Cross Sections*”, BNL-325, US Government Printing Office, 1958.
- [12] Bjerrum Moller, F. J. Shore, V. L. Sailor, “*Low-Energy Neutron Resonances in Erbium and Gadolinium*”, Nuclear Science and Engineering, 8, 1960.
- [13] G. Leinweber, D. P. Barry et al., “*Neutron Capture and Total Cross-Section Measurements and Resonance Parameters of Gadolinium*”, Nuclear Science and Engineering, 154, 2006.
- [14] H. D. Choi, R. B. Firestone et al., “*Radiative Capture Cross-Sections of  $^{155},^{157}\text{Gd}$  for Thermal Neutrons*”, Nuclear Science and Engineering, 177, 2014.
- [15] “*National Nuclear Data Center*”, <http://www.nndc.bnl.gov/sigma/>.
- [16] “*The neutron time-of-flight facility at CERN*”, <http://ntof-exp.web.cern.ch/ntof-exp/>.
- [17] Alvarez-Velarde F, Álvarez-Pol et al., “*Neutron Capture Cross Section Measurement of  $^{151}\text{Sm}$  at the CERN Neutron Time of Flight Facility*”, S. Physical Review Letters 93, 161103, 2004.
- [18] P. Schillebeeck, C. Massimi et al., “*Determination of Resonance Parameters and their Covariances from Neutron Induced Reaction Cross Section Data*”, Nuclear Data Sheets 113, 3054–3100, 2012.



# Ringraziamenti

Ringrazio sinceramente il relatore e il correlatore di questa tesi, il professor Gianni Vannini e il dottor Cristian Massimi, per il sostegno ed il grande aiuto che mi hanno dimostrato, con professionalità e disponibilità, nella stesura di questo lavoro di tesi in Fisica.