

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

Misura delle sezioni d'urto delle reazioni
nucleari $^{155,157}\text{Gd}(n,\gamma)$ e loro impatto sulle
tecnologie nucleari

Relatore:

Dott. Cristian Massimi

Presentata da:

Riccardo Mucciola

Correlatore:

Prof. Gianni Vannini

Abstract

In questo lavoro di tesi sono presentati i primi risultati delle misure delle sezioni d'urto di cattura neutronica degli isotopi dispari del gadolinio ^{155}Gd e ^{157}Gd e le loro incertezze ottenute presso la facility n-ToF del CERN. Queste misurazioni sono state effettuate nel range di energie compreso tra l'energia termica (10^{-2} eV) e il MeV. Nella prima parte di questo elaborato verranno esposte le motivazioni scientifiche e tecnologiche alla base di tale esperimento, le cui applicazioni spaziano dall'ambito energetico a quello medico-sanitario. Verranno successivamente descritte la struttura e il funzionamento della facility di ricerca e le tecniche sperimentali ivi utilizzate, con particolare interesse sui nuovi rivelatori che utilizzano come liquido scintillatore il benzene deuterato (C_6D_6). Verranno infine esposti i dati sperimentali ottenuti, a partire dalla calibrazione energetica di tali rivelatori fino alla stima del segnale di fondo, dato di fondamentale importanza al fine di poter diminuire l'incertezza sulla misura della sezione d'urto.

Indice

Introduzione	1
1 Motivazioni	3
1.1 Tecnologie Nucleari	6
1.2 Altri utilizzi del Gadolinio: BNCT e rilevatori di neutrini	8
2 Tecniche sperimentali	10
2.1 Facility n-ToF	10
2.2 Tecnica del ToF	11
2.3 Misura della sezione d'urto	12
2.4 Rivelatori di flusso	14
2.5 Rivelatori di cattura	15
3 Analisi Dati	19
3.1 Calibrazione energetica	20
3.2 Soglie energetiche	25
3.3 Tempi di volo	29
Conclusione	35
Bibliografia	36

Introduzione

Una delle più importanti strutture di ricerca dell'ambito delle reazioni indotte da neutroni è la facility n-ToF (neutron Time-of-Flight) situata presso il CERN di Ginevra, operativa dal 2001. Agli esperimenti condotti all'interno della facility collaborano ricercatori provenienti da 31 istituzioni internazionali. Tra queste il contributo italiano è stato apportato da un team di ricercatori provenienti dalle università di Bologna, Catania e Trieste, dalle sezioni di Bologna, Catania, Bari, Perugia, Trieste e dai LNL (Laboratori Nazionali di Legnaro) dell'INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) e da ENEA (agenzia nazionale per le nuove tecnologie, l'energia e lo sviluppo economico sostenibile).

Il gruppo di Bologna ha proposto di effettuare delle misure di sezione d'urto di cattura neutronica degli isotopi dispari del gadolinio ^{155}Gd e ^{157}Gd con neutroni di energia compresa tra il termico e il MeV. Lo scopo principale di queste misure è quello di aumentare la precisione con cui tali sezioni d'urto sono attualmente note, fondamentali al fine di ottenere dei miglioramenti nei vari ambiti di applicazione. Il principale ambito di applicazione del gadolinio è quello di burnable neutron poison all'interno dei reattori nucleari a fissione di II e III generazione. Una accurata conoscenza della sezione d'urto di cattura degli isotopi dispari utilizzati nei reattori porterebbe una ottimizzazione delle prestazioni e una maggiore sicurezza negli impianti. Altro possibile ambito di applicazione del ^{155}Gd e del ^{157}Gd in fase di studio è la BNCT (Boron Neutron Capture Therapy), una nuova tecnica per il trattamento dei tumori che utilizza il boro e il gadolinio con neutroni di bassa energia per bombardare con raggi γ molto localizzati le cellule tumorali senza danneggiare le cellule sane. Si possono inoltre utilizzare le reazioni $^{155,157}\text{Gd}(n,\gamma)$ all'interno di rivelatori di neutrini molto più efficienti di quelli attualmente disponibili.

Ad n-ToF per effettuare le misure di cattura neutronica vengono utilizzati dei nuovi rivelatori, costruiti dal gruppo italiano, basati sul C_6D_6 (benzene deuterato); questi rivelatori sono particolarmente adatti a questo tipo di misurazioni in quanto risultano estremamente insensibili ai neutroni. L'insensibilità ai neutroni di tali rivelatori è di fondamentale importanza in quanto permette di non rivelare eventi di diffusione elastica avvenuti a seguito dello scattering dei neutroni.

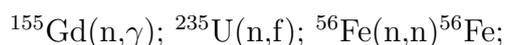
Per poter ottenere una misura di sezione d'urto con la precisione richiesta dal programma sperimentale è inoltre necessario valutare con elevata accuratezza il background che si ha nell'area sperimentale. La stima del fondo viene effettuata ad n-ToF sia tramite l'utilizzo di campioni di controllo quali piombo e carbonio sia tramite l'utilizzo di alcuni elementi detti filtri i quali, posti davanti al campione in esame, riescono ad assorbire la quasi totalità dei neutroni del fascio in determinati intervalli energetici.

Dopo aver esposto nel secondo capitolo la facility e la tecnica del tempo di volo utilizzata ad n-ToF si passerà alla descrizione dei vari rivelatori utilizzati nelle misurazioni. Nel terzo ed ultimo capitolo si analizzeranno i dati ottenuti dai rivelatori C_6D_6 a partire dalla loro calibrazione energetica. Si mostreranno infine gli spettri di tempi di volo ottenuti con tali rivelatori per i diversi bersagli di ^{155}Gd e ^{157}Gd e si effettuerà il confronto tra lo spettro ottenuto con la tecnica dei filtri e quello in assenza di bersaglio al fine di ottenere una stima del background.

Capitolo 1

Motivazioni

I neutroni sono gli unici costituenti della materia ordinaria a non possedere una carica elettrica, per questo motivo essi non interagiscono elettricamente né con i protoni né con gli elettroni. I neutroni possono interagire con la materia tramite diffusione elastica o inelastica, cioè quando il neutrone urta contro l'atomo e subisce una diffusione; il neutrone può inoltre causare la fissione del nucleo su cui urta come avviene con l'uranio all'interno delle centrali nucleari oppure può incorporarsi al nucleo colpito, questo è il processo di cattura neutronica. Il processo di cattura neutronica consiste nell'inclusione di un neutrone aggiuntivo all'interno del nucleo dell'atomo bersaglio il quale si diseccita ed emette successivamente dei raggi γ e/o particelle cariche quali protoni o α . Questo processo è caratterizzato da una sezione d'urto con andamento $\frac{1}{v}$, dove con v si intende la velocità delle particelle incidenti, nella zona a bassa energia seguito da picchi di risonanza caratteristici di ogni atomo; la sezione d'urto decresce molto rapidamente oltre la regione delle risonanze. Nel seguito si utilizzerà per le reazioni la notazione ${}^N\text{X}(p, e){}^M\text{Y}$ dove ${}^N\text{X}$ rappresenta il bersaglio, p la particella proiettile, e la particella emessa dalla reazione e ${}^M\text{Y}$ il residuo finale della reazione. Si possono avere ad esempio le reazioni:



La prima reazione rappresenta il processo di cattura neutronica con conseguente emissione di γ di diseccitazione. La seconda reazione è la fissione dell'atomo di uranio mentre la terza indica il processo di scattering di un neutrone su un atomo di ferro.

Il meccanismo di cattura neutronica è alla base di processi quali la creazione di atomi pesanti e viene sfruttato anche in ambito energetico (Centrali nucleari) e medico-terapeutico (Boron Neutron Capture Therapy)[1]. Di particolare interesse è la sezione d'urto di cattura neutronica degli isotopi dispari del gadolinio ^{155}Gd e ^{157}Gd i quali, avendo una sezione d'urto di cattura molto elevata, ricoprono un ruolo centrale in ambito medico ed energetico. Tale sezione d'urto non è però attualmente nota con precisione soddisfacente; si noti infatti come siano pochi i dati sperimentali presenti in letteratura per il ^{157}Gd , riportati in Tabella 1.1. Confrontando i risultati delle misurazioni del processo (n,γ) con neutroni termici, dove con neutroni termici si intendono neutroni con energia cinetica pari all'energia posseduta da una particella a temperatura ambiente (10^{-2} eV), del ^{157}Gd eseguite nel periodo tra il 2006 e il 2014 con il valore di riferimento (254 kb) presente nelle librerie ENDF/B-VII (Evaluated Nuclear Data File) si può notare come queste si discostino in maniera significativa (6-11%) da quest'ultimo; questa discrepanza fa comprendere come l'errore associato a tale misura di riferimento non sia un margine di errore valido [2]. In Fig 1.1 e Fig 1.2 sono riportate le sezioni d'urto di cattura attualmente presenti nelle librerie ENDF/B-VII aggiornate al 2011 [3].

Anno	Reference	Sezione d'urto (kb)	Differenza con ENDF
1958	Pattenden[4]	264	+3.9%
1960	Tattersal[5]	213	-16%
1960	Mller[6]	254	=
1962	Groshev[7]	240	-5.5%
2003	Sun[8]	232	-8.7%
2006	Leinweber[9]	226	-11%
2006(ENDF)	Mughabghab[10]	$254 \pm 0.3\%$	=
2014	Choi[11]	239	-5.9%

Tabella 1.1: Lista dei valori di sezione d'urto di cattura per neutroni termici del ^{157}Gd presenti in letteratura

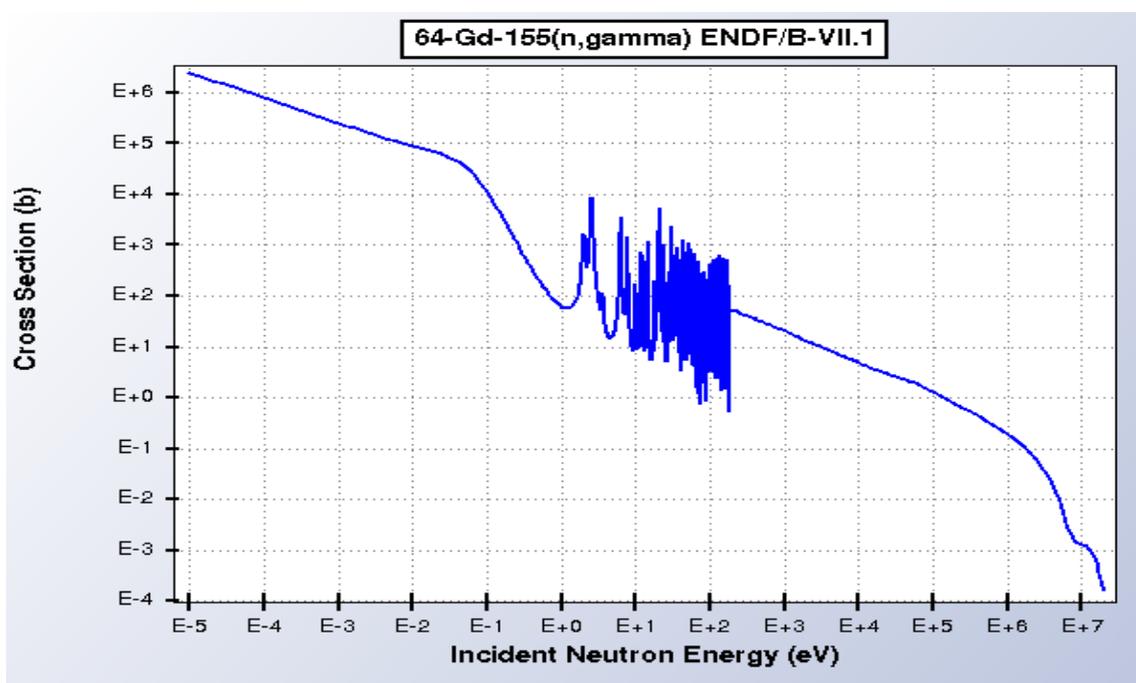


Figura 1.1: Sezione d'urto di cattura neutronica per il ^{155}Gd

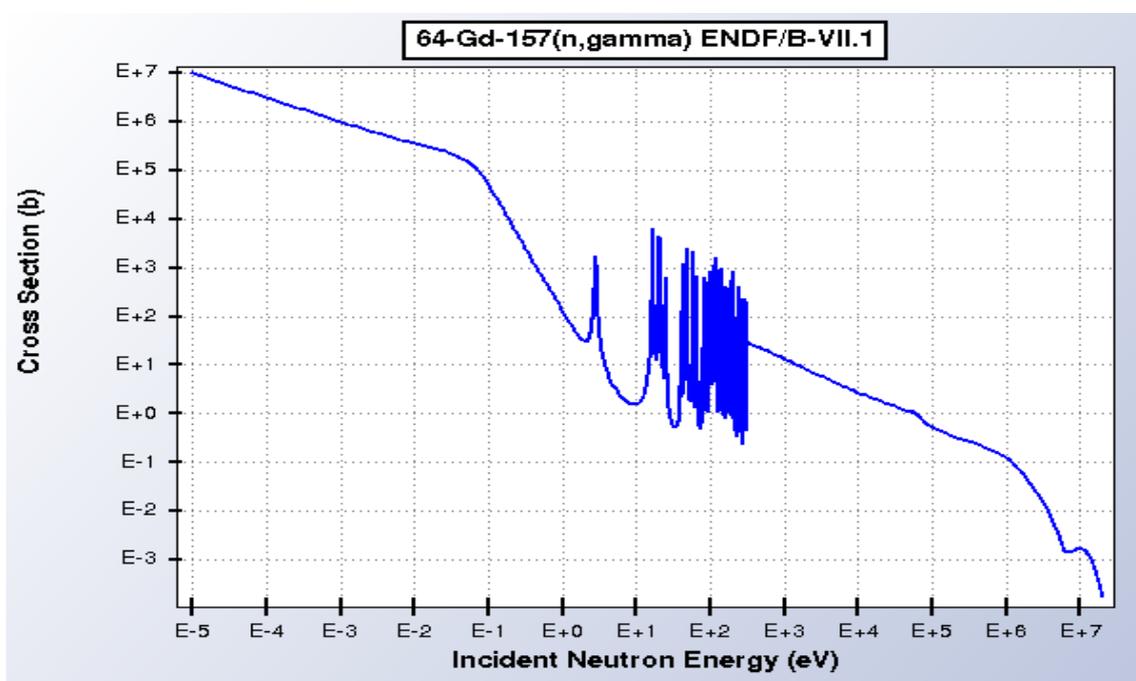


Figura 1.2: Sezione d'urto di cattura neutronica per il ^{157}Gd

Date le discrepanze esistenti si è progettato un nuovo esperimento che è ora in corso alla facility n-ToF del CERN il cui scopo è proprio quello di misurare con elevata precisione le sezioni d'urto dei processi $^{155}\text{Gd}(n,\gamma)$ e $^{157}\text{Gd}(n,\gamma)$ per neutroni con energie che vanno dal termico (10^{-2} eV) a valori di 1 MeV [12].

1.1 Tecnologie Nucleari

Uno dei principali utilizzi del gadolinio è quello di "burnable neutron poison" all'interno di centrali nucleari di II e III generazione. Questi veleni bruciabili sono scelti tra gli elementi con sezione d'urto di cattura neutronica comparabile o superiore a quella del ^{235}U per neutroni termici. Tali sostanze devono infatti competere con l'uranio nelle prime fasi dell'accensione del reattore andando a regolare il numero di neutroni presenti. Una volta che sia il veleno che l'uranio sono stati impoveriti dall'accensione del reattore, il veleno bruciato smette di competere con il materiale fissile il quale, a questo punto del ciclo di accensione, può essere controllato in maniera facile e sicura per la produzione di energia. Uno dei principali veleni utilizzati attualmente è il Gd_2O_3 (Gadolinia) il quale viene mischiato direttamente con il UO_2 : questo assicura che il veleno non sia mai separato dal materiale fissile. La conoscenza del comportamento degli isotopi del gadolinio è inoltre fondamentale per la stima della "residual reactivity penalty", un effetto inevitabile associato all'alto burnup. Questo effetto, se troppo marcato, può ridurre il tempo di lavoro a pieno regime del reattore portando a perdite economiche anche di 8M€/anno [13].

Un altro parametro di fondamentale importanza nei reattori nucleari è il fattore di moltiplicazione k il quale ci da la variazione netta del numero di neutroni termici tra una generazione e la successiva; in altre parole un neutrone termico che causa la fissione di un nucleo genera in media k nuovi neutroni termici. Nel caso dell'uranio si ha che ogni evento di fissione genera in media 2.5 neutroni; questi neutroni prodotti dalla fissione sono però neutroni veloci per i quali la sezione d'urto di fissione è molto piccola. Risulta vantaggioso, al fine di ottenere una reazione stabile, rallentare questi neutroni tramite

processi di scattering con dei nuclei moderatori, vengono scelti in genere nuclei leggeri ai quali i neutroni possono trasferire molta energia; uno dei moderatori usati più di frequente è la grafite (carbonio) in quanto è un nucleo leggero disponibile in natura allo stato solido. Un blocco di uranio alternato a grafite viene detto reattore nucleare. [14] Si possono avere tre casi: $k < 1$ reattore sottocritico, in questo stato i neutroni termici diminuiscono tra una generazione e l'altra causando dopo un tempo t lo spegnimento del reattore; $k > 1$ reattore supercritico, i neutroni disponibili per la fissione aumentano dopo ogni processo causando un aumento esponenziale delle reazioni di fissione e l'esplosione del reattore; $k = 1$ reattore critico, il numero di neutroni rimane invariato e il reattore emette una energia costante.

L'incertezza su k è collegata a diversi elementi presenti nel nocciolo; i contributi principali in ordine di *Rank*, una variabile che indica il contributo all'incertezza di una data reazione rispetto alla reazione che porta incertezza maggiore ($^{235}\text{U } \bar{\nu}$), sono riportati in Tabella 1.2 [2].

Reazione	Contributo all'incertezza ($\Delta k/k$)	Rank
$^{235}\text{U } \bar{\nu}$	0.270	1
$^{238}\text{U}(\text{n},\gamma)$	0.197	0.81
$^{235}\text{U}(\text{n},\gamma)$	0.143	0.64
$^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$	0.143	0.56
$^{238}\text{U}(\text{n},\text{n}')$	0.120	0.51
$^{238}\text{U } \bar{\nu}$	0.0711	0.32
$^{157}\text{Gd}(\text{n},\gamma)$	0.0603	0.26
$^{155}\text{Gd}(\text{n},\gamma)$	0.0448	0.20
$^{92}\text{Zr}(\text{n},\gamma)$	0.0429	0.16
$^1\text{H}(\text{n},\gamma)$	0.0367	0.14

Tabella 1.2: Principali contributi all'incertezza su k

Come si può notare dalla Tabella 1.2 le reazioni di cattura neutronica degli isotopi dispari del gadolinio sono tra le più importanti per la determinazione di k , una conoscenza

accurata di tale reazione potrebbe quindi portare ad una migliore stima di tale parametro con conseguente aumento delle prestazioni del reattore.

1.2 Altri utilizzi del Gadolinio: BNCT e rilevatori di neutrini

La Boron Neutron Capture Therapy (BNCT) è una tecnica sperimentale utilizzata per il trattamento di tumori, specialmente per il cancro ai polmoni. Questa tecnica si basa sul processo di cattura di neutroni termici da parte del ^{10}B che genera l'isotopo eccitato ^{11}B il quale, decadendo, emette $^4\text{He}^{2+}$ e $^7\text{Li}^{3+}$ altamente ionizzanti. L'energia di queste particelle è elevata (fino a 2.79 MeV) ed è rilasciata nel range di 5-9 μm dal punto di decadimento. La BNCT risulta un'ottima alternativa alle attuali terapie anti tumorali; l'utilizzo di neutroni termici in sostituzione alle radiazioni ionizzanti permette di ridurre i danni collaterali causati da queste radiazioni e la piccola distanza percorsa dai residui del decadimento del boro permette di eliminare quasi del tutto i danni alle cellule sane. Uno degli aspetti fondamentali per il corretto funzionamento della BNCT è che, a causa del ristretto raggio d'azione delle particelle generate dal decadimento, è necessario inserire in quantità adeguate il boro all'interno delle cellule tumorali mantenendo più bassa possibile la presenza di tale elemento nelle cellule sane. Al fine di ottenere questa situazione si deve conoscere con precisione la localizzazione delle cellule cancerose, precisione ottenibile con la Risonanza Magnetica Nucleare (RMN).

Il gadolinio viene inoltre utilizzato insieme al boro poiché, grazie alla sua grande sezione d'urto di cattura per neutroni termici, aumenta circa di 65 volte la cattura di neutroni rispetto al semplice boro. La combinazione ($^{10}\text{B}+^{157}\text{Gd}$)NCT è ancora sotto sperimentazione per studiare al meglio l'assorbimento di radiazioni da parte dei tessuti cancerogeni e sani [1].

Il gadolinio, grazie alla sua grandissima sezione d'urto di cattura, può essere utilizzato anche in detector per la rivelazione di neutrini. Dissolvendo del gadolinio nell'acqua è possibile infatti aumentare di molto la sezione d'urto di cattura di neutroni generati

da reazioni indotte da neutrini, quali ad esempio $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+n$, e di ottenere una cascata di gamma a 8 MeV decine di microsecondi dopo l'interazione neutrino nucleone; questo segnale molto piÙ semplice da rivelare del gamma a 2.2 MeV derivato dall'acqua pura. Una precisa conoscenza della sezione d'urto del gadolinio potrebbe permettere di discriminare i vari neutroni rivelati e, quindi, di ridurre il background e distinguere i diversi processi. [12].

Capitolo 2

Tecniche sperimentali

2.1 Facility n_ToF

La facility n_ToF (neutron Time of Flight) è un plesso sperimentale situato al CERN di Ginevra dal 2001. Alla base delle attività di ricerca di tale struttura vi è lo studio delle interazioni tra neutroni e nuclei per neutroni con energie comprese tra qualche meV e diversi GeV. I pacchetti di neutroni sono prodotti ogni 1.2 secondi (o multipli) tramite spallazione di pacchetti di protoni con impulso di 20 GeV/c su di un bersaglio di piombo cilindrico del peso di 1.3 tonnellate. I protoni vengono accelerati dal Proton Synchrotron e ogni protone incidente sul bersaglio genera circa 300 neutroni; si riescono così ad avere, alle sale sperimentali, pacchetti di neutroni che vanno dai 5.5×10^5 ai 12×10^6 neutroni per impulso. Uno strato di 1 cm di acqua viene utilizzato per raffreddare il bersaglio di spallazione e uno strato di 4 cm di acqua borata ($\text{H}_2\text{O} + 1.28\% \text{H}_3\text{BO}_3$ in massa) rallenta i neutroni veloci fino ad ottenere lo spettro richiesto. Sono state costruite due aree sperimentali, la prima (EAR1) è posta a 182.3 m dal bersaglio di spallazione la seconda (EAR2) si trova a 18.5 m dal bersaglio. In figura 2.1 è mostrato uno schema costruttivo della facility.

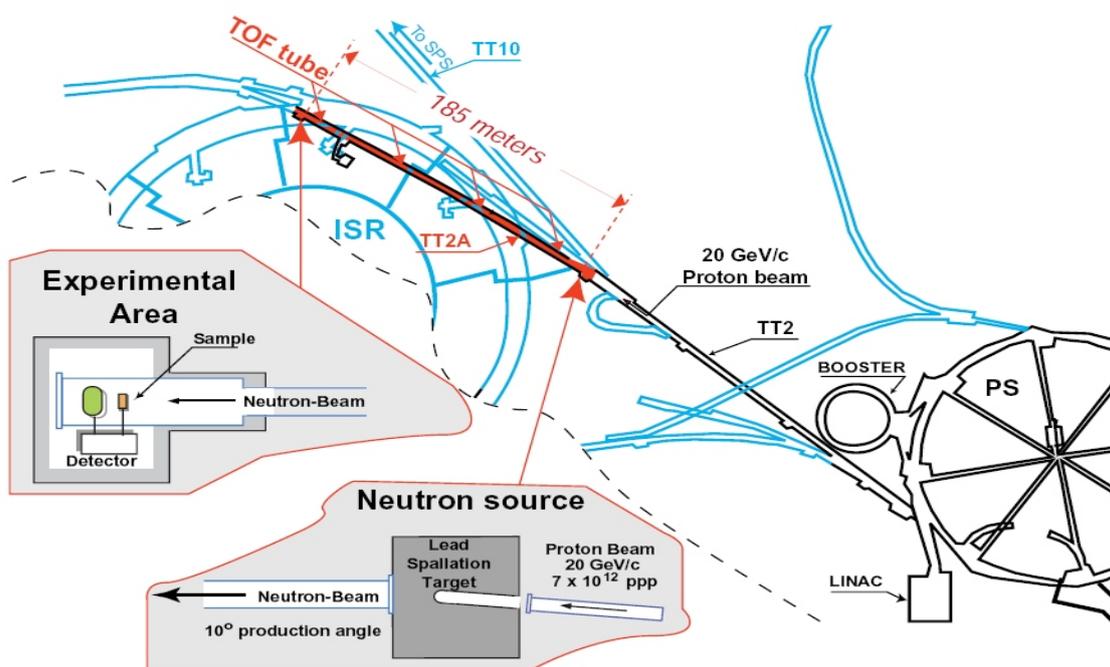


Figura 2.1: Schema della facility n-ToF

Lungo il tubo a vuoto in cui viaggia il fascio di neutroni indirizzati verso EAR1 sono presenti due collimatori necessari a non disperdere il fascio e un magnete detto "sweeping magnet" di 200 cm con un campo di 3.6 Tm che spazza via tutte le particelle cariche presenti nel fascio [15]. Sono presenti diversi tipi di rilevatori utilizzati per studiare i diversi tipi di reazioni: si utilizzano scintillatori liquidi (C_6D_6) e solidi (BaF_2) utilizzati per rilevare i gamma derivati da reazioni di cattura (n, γ), sono inoltre presenti rilevatori a gas (MicroMegas) ed a stato solido utilizzati per reazioni (n , particella-carica); sono infine utilizzati detector a gas dedicati alle reazioni di fissione (MicroMegas e PPAC)[2].

2.2 Tecnica del ToF

La tecnica del tempo di volo (ToF) viene utilizzata per misurare l'energia dei neutroni incidenti sul bersaglio. Con questa tecnica l'energia cinetica del neutrone incidente è ottenuta misurando il tempo di percorrenza all'interno del tubo a vuoto posto tra il

bersaglio di spallazione e l'area sperimentale. L'energia cinetica di un neutrone si può scrivere come:

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

dove $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ è il fattore di Lorentz e c è la velocità della luce. L'espansione in serie di tale energia troncata al primo ordine dà l'energia cinetica classica del neutrone

$$E_n = \frac{1}{2}mv^2 = \alpha^2 \frac{L^2}{t^2}$$

dove L è la lunghezza percorsa nel tubo a vuoto e t è il tempo di volo; la stima ottenuta in questo modo risulta corretta fino a valori di energia cinetica di qualche MeV, al di sopra di questa energia è necessario introdurre le correzioni relativistiche al fine di ottenere una buona stima dell'impulso. Utilizzando come massa del neutrone il valore di $939.6 \text{ MeV}/c^2$ e ponendo $c=299.8 \text{ m}/\mu\text{s}$ si ottiene $\alpha = 72.29 \frac{\sqrt{eV}\mu\text{s}}{m}$. Andando a stimare la risoluzione energetica ottenibile con tale tecnica si trova che al primo ordine essa è data da

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

[2]. Il tempo di volo sperimentalmente utilizzato è dato dalla differenza di tempo tra il segnale di arrivo del neutrone e un segnale di start detto γ -flash. Il γ -flash è il segnale generato dall'arrivo di raggi gamma provenienti dal bersaglio di spallazione e prodotti nel momento in cui i protoni urtano il bersaglio; questo segnale può essere quindi utilizzato per risalire all'istante di creazione dei neutroni. Si deve inoltre tenere conto dell'effetto di rallentamento dato dalla presenza dei modulatori all'esterno dei bersagli di spallazione i quali introducono un ritardo nell'uscita dei neutroni dal bersaglio.

2.3 Misura della sezione d'urto

In fisica con "sezione d'urto" si intende la probabilità che avvenga una certa reazione, quale ad esempio la cattura di un neutrone da parte di un nucleo; ha le dimensioni di una superficie e nel sistema internazionale viene misurata in barn ($1\text{b} = 10^{-24}\text{cm}^2$). Per conoscere la sezione d'urto di una data reazione è di fondamentale importanza conoscere il rapporto tra il numero di particelle che interagiscono col bersaglio e il numero di particelle incidenti; questo valore è chiamato Yield. Nel caso dell'esperimento in corso

ad n-ToF nell'interazione con il Gd a basse energie i neutroni possono solamente subire diffusione elastica o essere catturati dal nucleo di gadolinio in quanto le energie in gioco sono troppo piccole per permettere processi di diffusione anelastica e il nucleo di Gd non è fissionabile. Abbiamo quindi che lo Yield sarà dato da due contributi:

$$Y = \epsilon_c Y_c + \epsilon_d Y_d$$

dove ϵ_c indica la probabilità di rilevare il processo di cattura mentre ϵ_d la probabilità di rilevare un processo di diffusione; quest'ultima deriva dalla possibilità di avere cattura del neutrone diffuso all'interno del rivelatore e di ottenere quindi un segnale da quest'ultimo. Lo Yield di cattura teorico è nella forma:

$$Y_c(E_n) = (1 - e^{-n\sigma_{tot}}) \frac{\sigma_c}{\sigma_{tot}} + Y_{MS}$$

dove si ha che n è la densità areale del bersaglio (nuclei per unità di area), σ_{tot} la sezione d'urto totale della reazione, σ_c la sezione d'urto di cattura e Y_{MS} è lo yield derivato da processi di multiple scattering; la parte tra parentesi rappresenta la probabilità di auto assorbimento dei fotoni da parte del bersaglio stesso. I processi di multiple scattering sono quelli in cui un neutrone subisce diffusione elastica, una o più volte, e successivamente viene catturato da un nucleo del bersaglio producendo un segnale indistinguibile da quello di cattura diretta. A causa di questa sua natura Y_{MS} crea un background alla misura dello yield di cattura.

Si può notare come per $n\sigma_{tot} \ll 1$ l'esponenziale presente nello yield di cattura si possa espandere in serie ottenendo per lo yield la semplice forma:

$$Y \approx n\sigma_c$$

che fa emergere una semplice relazione lineare tra lo yield e la sezione d'urto. Sperimentalmente lo yield è espresso come:

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

dove $C_c(t)$ è il numero di eventi di cattura rivelati, A la sezione effettiva del bersaglio, Ω l'angolo solido sotteso dal sistema di rivelazione e $\varphi_n(t)$ rappresenta il flusso di neutroni incidenti sul bersaglio all'istante t . Raggruppando le variabili geometriche in una costante di normalizzazione N_c , stimabile misurando lo yield di un bersaglio geometricamente identico a quello in esame ma con sezione d'urto nota con buona precisione, è possibile

esprimere lo yield sperimentale nella forma:

$$Y_{exp}(t) = N_c \frac{C_c(t)}{\phi_n(t)}$$

che dipende solamente dal flusso di neutroni incidente.

Per ottenere una misura della sezione d'urto è quindi necessario conoscere il valore del flusso di neutroni incidenti sul bersaglio. Anche questa misura può essere ottenuta sfruttando reazioni con sezione d'urto note, ad esempio il processo ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$. Come nel caso precedente si ha che lo yield sperimentale è dato da:

$$Y_\varphi = N_\varphi \frac{C_\varphi}{\varphi(t)}$$

dove N_φ è il fattore di normalizzazione geometrico e $C_\varphi(t)$ il numero di eventi rilevati.

Scrivendo ora lo yield teorico di tale reazione come:

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

e effettuando di nuovo l'ipotesi $n\sigma_{tot} \ll 1$, si può esprimere lo yield come:

$$Y_\varphi \approx n\sigma_\varphi$$

Eguagliando queste due equazioni per Y_φ si ottiene per il flusso di neutroni un'espressione del tipo:

$$\varphi(t) = \frac{N_\varphi C_\varphi(t)}{n\sigma_\varphi}$$

Inserendo infine questo valore del flusso all'interno dell'equazione per lo yield sperimentale di cattura trovata in precedenza si trova che esso diviene uguale a:

$$Y_{exp}(t) = N \frac{C_c(t)}{C_\varphi(t)} n\sigma_\varphi$$

dove N è il rapporto tra i fattori geometrici N_c e N_φ .

2.4 Rivelatori di flusso

Come visto nella sezione precedente la conoscenza del flusso di neutroni è indispensabile al fine di ottenere le sezioni d'urto di cattura. Al fine di misurare il flusso all'interno del tubo a vuoto nella facility n-ToF sono presenti diversi rivelatori sia a gas che solidi. I detector a gas utilizzati ad n-ToF sono i MicroMegas (MICRO-MESH-Gaseous-Structure) i quali sono in grado di rivelare sia le particelle derivanti dalla fissione dell' ${}^{235}\text{U}$, le quali ci danno informazioni nel range energetico del MeV, sia i prodotti della reazione ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$

utili per il range energetico dal termico al MeV. Insieme ai MicroMegas sono presenti anche rivelatori a solido SiMON (Silicon MONitors). Questi detector sono formati da quattro rivelatori al silicio posti attorno ad una sottile lamina circolare di Mylar su cui viene depositato un sottilissimo strato di litio. Il diametro di questa lamina è di circa 6 cm, in questo modo il fascio di neutroni avente diametro inferiore ai 6 cm non interagisce con i rivelatori in silicio ma attraverserà solamente la lamina centrale, interagendo con il litio.

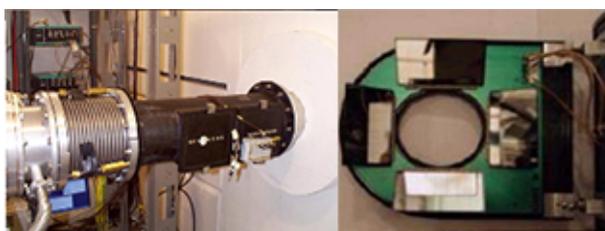


Figura 2.2: Rilevatori di flusso SiMON utilizzati ad n-ToF

Grazie alla grande precisione con cui è conosciuta la sezione d'urto del processo ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ è possibile rivelare il flusso di neutroni che attraversano lo strato di Mylar. Anche in questo caso il range energetico di lavoro dei detector SiMON è quello che va dal termico al MeV.

2.5 Rivelatori di cattura

I processi di cattura neutronica causano l'eccitazione del nucleo il quale si diseccita quasi istantaneamente emettendo radiazione γ ; per rilevare questi processi sono utilizzati rivelatori a scintillazione. Gli scintillatori possono sfruttare diversi tipi di materiali; esistono scintillatori a cristalli o liquidi sia organici che inorganici, scintillatori plastici e scintillatori basati su vetri. Grazie alla loro rapidità nel rivelare i segnali, la tipologia di scintillatori più utilizzata è quella che sfrutta materiali organici .

I rivelatori a scintillazione sono formati da due componenti principali: lo scintillatore e il fotomoltiplicatore. Il materiale costituente lo scintillatore, quando viene attraversato

da radiazione elettromagnetica, genera per effetto Compton e produzione di coppie degli elettroni, i quali eccitano il materiale. Diseccitandosi lo scintillatore emette fotoni i quali colpiscono poi un fotocatodo del fotomoltiplicatore dove, per effetto fotoelettrico, vengono estratti degli elettroni che andranno poi nel resto fotomoltiplicatore. Visto il funzionamento dello scintillatore, è fondamentale che i fotoni prodotti da quest'ultimo non vengano dispersi prima di colpire il fotocatodo; questo può avvenire se i fotoni riescono ad uscire dalle superfici del rivelatore o se il segnale si attenua all'interno dello scintillatore. Per detector nuovi e non danneggiati quest'ultimo effetto è trascurabile in quanto si ha che la lunghezza di attenuazione è dell'ordine del metro. Al fine di evitare la fuga di fotoni attraverso le pareti del rivelatore si utilizzano materiali con indice di rifrazione molto elevati per massimizzare il processo della riflessione totale; si ricopre inoltre lo scintillatore di materiali riflettenti (alluminio) o diffondenti (tyvek) per recuperare parte della luce non riflessa internamente. Il tutto viene infine avvolto in materiale completamente opaco al fine di rimuovere il rumore proveniente dall'esterno. Di conseguenza l'efficienza di uno scintillatore dipende da quanta luce viene dispersa e dall'efficienza quantica del rivelatore.

I fotomoltiplicatori hanno la funzione di aumentare il segnale elettrico proveniente dallo scintillatore al fine di renderlo più facilmente rivelabile. I fotomoltiplicatori sono formati da un fotocatodo e un anodo tra i quali sono posti diversi elettrodi secondari detti dinodi, questi dinodi sono posti a tensioni via via crescenti in modo da attrarre gli elettroni. Ogni volta che un elettrone viene raccolto da un dinodo produce una cascata di elettroni estratti (emissione secondaria) che viene poi accelerata verso il dinodo successivo. Per ogni dinodo il fattore di moltiplicazione elettronica è compreso tra 3 e 5, il che vuol dire che, ad esempio, con 10 dinodi è possibile raggiungere fattori di moltiplicazione dell'ordine di 10^7 . Dopo che si è moltiplicato il numero di elettroni il segnale viene rivelato dall'anodo. L'efficienza di un fotomoltiplicatore dipende essenzialmente dall'efficienza di raccolta del primo elettrone incidente (focusing) e dalla quantum efficiency del fotocatodo, cioè dal numero di elettroni creati per fotone incidente. L'efficienza quantica dipende dalla lunghezza d'onda della luce incidente e può arrivare a picchi del 25%. I

fotomoltiplicatori hanno tempi caratteristici molto brevi, dell'ordine del ns, e sono quindi molto adatti a misure con risoluzioni di tempo estreme, quali ad esempio le misure dei tempi di volo, oppure possono essere utilizzati come sistema di trigger. Uno degli aspetti negativi di questi fotomoltiplicatori è la loro sensibilità ai campi magnetici esterni, questo porta a dover schermare magneticamente i fotomoltiplicatori.

I rivelatori presenti a n-ToF sono di due tipi: un TAC (Total Absorption Calorimeter) composto da 40 rivelatori a stato solido basati sul BaF_2 coprenti un angolo solido pari al 95% di 4π e quattro rivelatori basati sul liquido organico C_6D_6 (benzene deuterato). Nel calorimetro basato sul BaF_2 ogni cristallo è stato coperto con due strati di Teflon da 0.1 mm ciascuno e da uno strato esterno di alluminio al fine di minimizzare la perdita di fotoni. I rivelatori sono posti all'interno di celle di alluminio che sorreggono la struttura. Il TAC è diviso in due semisfere al cui interno è disposto il campione. [16]

I rivelatori a C_6D_6 utilizzati ad n-ToF sono in funzione dal 2012 e sono particolarmente adatti a questo tipo di esperimento in quanto poco sensibili ai neutroni liberi presenti nell'area sperimentale. Questi rivelatori sono realizzati in fibra di carbonio e sono internamente dipinti con una vernice riflettente (biossido di titanio).

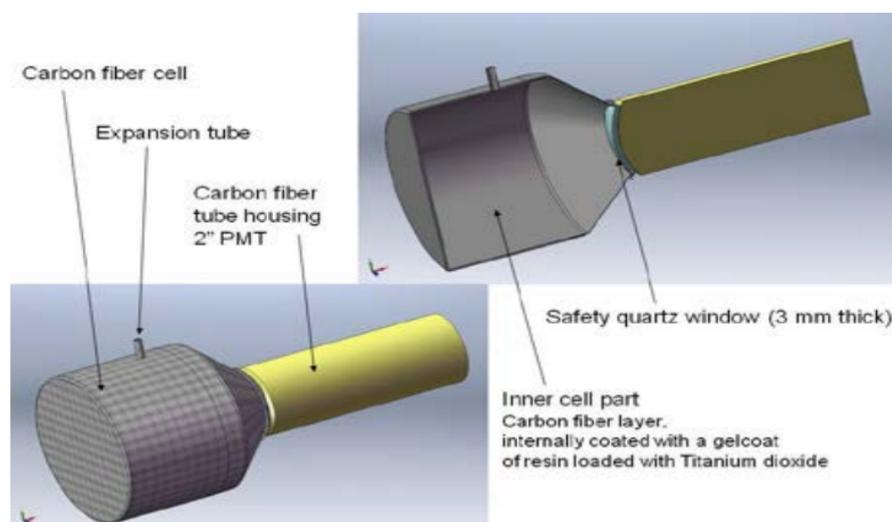


Figura 2.3: Schema dei nuovi rivelatori C_6D_6

La finestra di quarzo presente tra il liquido scintillatore e il fotomoltiplicatore è spessa

0.8 mm, inferiore a quella presente nei vecchi rivelatori (3 mm). Si è sperimentalmente osservato come il dead time del rivelatore C_6D_6 dovuto al γ flash sia molto inferiore rispetto a quello dei precedenti detector, questo permette di analizzare eventi generati da neutroni più energetici; questo perché i neutroni energetici raggiungono il bersaglio per primi dopo il γ flash, un dead time troppo grande potrebbe quindi non permettere di rivelare eventi generati da tali neutroni. Si ha però che la risoluzione energetica di tali rivelatori risulta leggermente inferiore rispetto ai detector commerciali Bicron a causa del maggiore volume del liquido. [17]

Nell'intervallo energetico di interesse si ha che le uniche reazioni possibili sono la cattura radiativa (n,γ) e la diffusione elastica (n,n) . Non essendo possibili eventi di fissione non è necessario utilizzare un calorimetro, il quale potrebbe discriminare gli eventi di cattura da quelli di fissione in base alla molteplicità, ma è di fondamentale importanza utilizzare un rivelatore non sensibile ai neutroni del fascio e a quelli eventualmente diffusi dal campione. Si è inoltre utilizzato il C_6D_6 al posto del C_6H_6 poiché l'idrogeno ha una sezione d'urto di cattura diversi ordine di grandezza più elevata di quella del deuterio. Il rivelatore C_6D_6 risulta quindi preferibile rispetto ai calorimetri grazie soprattutto alla bassa sensibilità ai neutroni.

Capitolo 3

Analisi Dati

Tramite l'utilizzo dei rilevatori descritti nel precedente capitolo si sono misurate le energie dei fotoni emessi dalla reazione di diseccitazione e il tempo di volo dei neutroni catturati. Ogni rilevazione è stata effettuata con bersagli di diverso tipo; si sono utilizzati due campioni di ^{155}Gd con le stesse dimensioni ma con densità e quindi massa differente i quali verranno chiamati in seguito bersaglio sottile (Thin) e bersaglio spesso (Thick). Questi due bersagli hanno la funzione di evidenziare le differenze nella sezione d'urto date dal termine di self shielding presente nello yield. Si ha infatti che il termine di self shielding dipende esponenzialmente dalla densità areale del materiale; variando la densità è quindi possibile stimare lo yield di multiple scattering il quale non varia con la densità.

Insieme ai bersagli di gadolinio si sono utilizzati dei bersagli di piombo, carbonio e oro e si sono effettuate delle misurazioni del segnale in assenza di bersaglio (Empty) e con l'utilizzo di filtri posti sul bersaglio di ^{155}Gd Thick. In Tab 3.1 sono riportati i vari campioni utilizzati nel corso della campagna sperimentale.

Campioni utilizzati			
^{155}Gd Thin	^{155}Gd Thick	^{155}Gd Thick + Filtri	^{157}Gd
Piombo (Pb)	Carbonio (C)	Oro (Au)	Empty

Tabella 3.1: Campioni utilizzati nella campagna sperimentale

Il piombo e il carbonio vengono utilizzati per valutare il background derivante dagli eventi di scattering di neutroni sul bersaglio mentre il bersaglio di oro è utilizzato come riferimento per la sezione d'urto. Le misure effettuate sull'empty hanno il ruolo di misurare il fondo presente nell'area sperimentale mentre i filtri sono utilizzati per valutare la precisione del background stimato.

3.1 Calibrazione energetica

Per poter ottenere una misura dell'energia depositata dai fotoni in MeV è però necessario calibrare i rilevatori tramite l'utilizzo di elementi che emettono γ con energie ben note. Nell'esperimento n-ToF si sono usati per la calibrazione quattro diversi campioni i quali Compton edge sono riportati in Tab 3.2:

Nome campione	Compton Edge (MeV)
Cesio (Cs)	0.5
Ittrio (Y)	1.8; 2.8
Americo berillio (AmBe)	4.4
Curio carbonio (CmC)	6

Tabella 3.2: Compton edge dei campioni utilizzati per la calibrazione

Questi campioni sono stati scelti in quanto i loro Compton edge sono ad energie diverse e coprono uno spettro energetico da 0.5 MeV a 6 MeV. Le sorgenti composite di americio e curio vengono utilizzate in quanto entrambi questi elementi sono degli emettitori α i quali associati al berillio o al carbonio danno luogo a reazioni ben precise. Abbiamo che nell'AmBe si ha la reazione ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{13}\text{C}$ che va a popolare uno stato eccitato del ${}^{13}\text{C}$; nel caso del CmC avviene la reazione ${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$ che ha come prodotto uno stato eccitato del ${}^{16}\text{O}$. In entrambi i casi la diseccitazione dei prodotti di reazione avviene tramite l'emissione di un singolo fotone con energia pari a 4.44 MeV nel caso del AmBe e di 6.130 MeV per il CmC.

Il Compton edge rappresenta la massima energia rilevabile a seguito di uno scattering Compton ed è associato ad un evento di diffusione frontale tra elettrone e fotone.

Tramite un fit gaussiano nella zona del compton edge è possibile ottenere il numero di canali relativo al picco di emissione e, tramite la larghezza della gaussiana di fit, si può inoltre stimare la risoluzione energetica del rivelatore. In Fig 3.1 è riportato il grafico relativo all'ittrio mentre in Fig. 3.2 quello relativo al curio carbonio

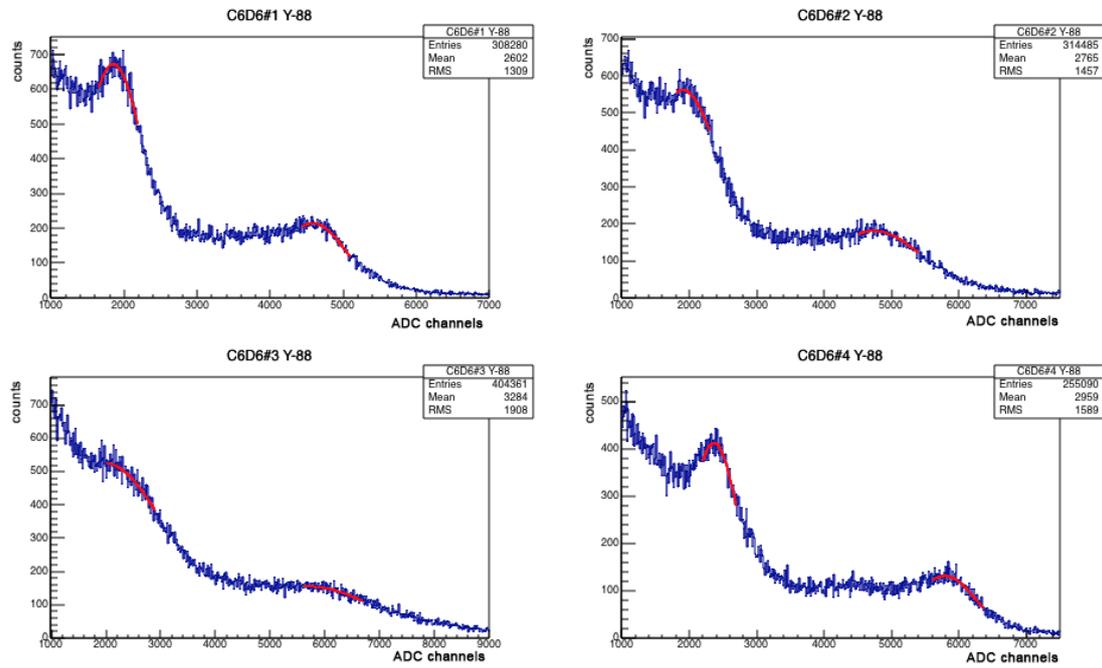


Figura 3.1: Spettri di ampiezza per il ^{88}Y con fit gaussiano

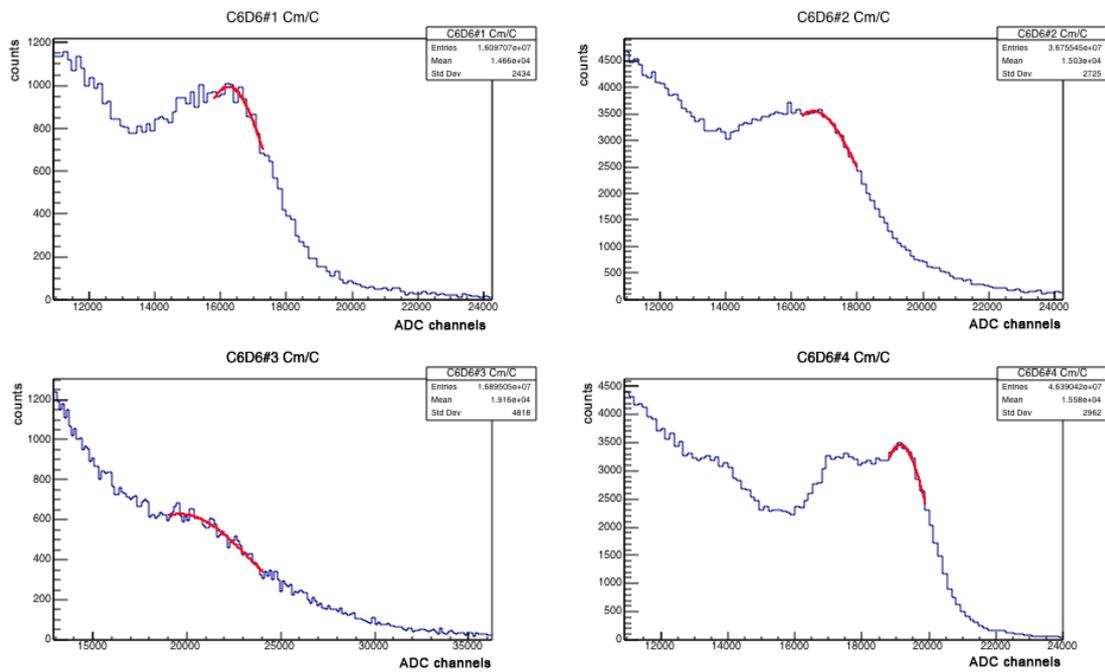


Figura 3.2: Spettro di ampiezza per il CmC con fit gaussiano

Nei grafici relativi all'ittrio è possibile osservare un secondo picco oltre a quello relativo al Compton edge, questo picco viene detto di *double escape*. Il picco di double escape è dovuto ai gamma con energia maggiore di 1022 keV i quali possono generare una coppia elettrone-positrone. A causa dell'annichilamento di tale coppia vengono emessi due γ da 511 keV i quali possono essere rilevati dallo scintillatore. Questi fotoni non sempre riescono ad uscire dal bersaglio ma possono essere anche assorbiti all'interno del materiale bersaglio. Il picco di double escape è dato dalla fuga e dalla relativa rivelazione di entrambi questi fotoni secondari; si ha quindi una energia rilevata pari al Compton edge 1022 keV. Esiste inoltre il *single escape peak* che è relativo alla fuoriuscita di uno solo di questi due γ ; in questo caso viene rilevata una energia di 511 keV. Andando ora ad unire tutti i dati di calibrazione è possibile, tramite un fit, ottenere una corrispondenza tra numero di canali dell'ADC ed energia calibrando quindi il rivelatore. In Fig. 3.3 sono mostrati i grafici di calibrazione dei vari rilevatori C_6D_6 . Il primo punto è relativo al cesio, successivamente sono presenti i due picchi dell'ittrio, quello dell'americio berillio e in fine quello del CmC.

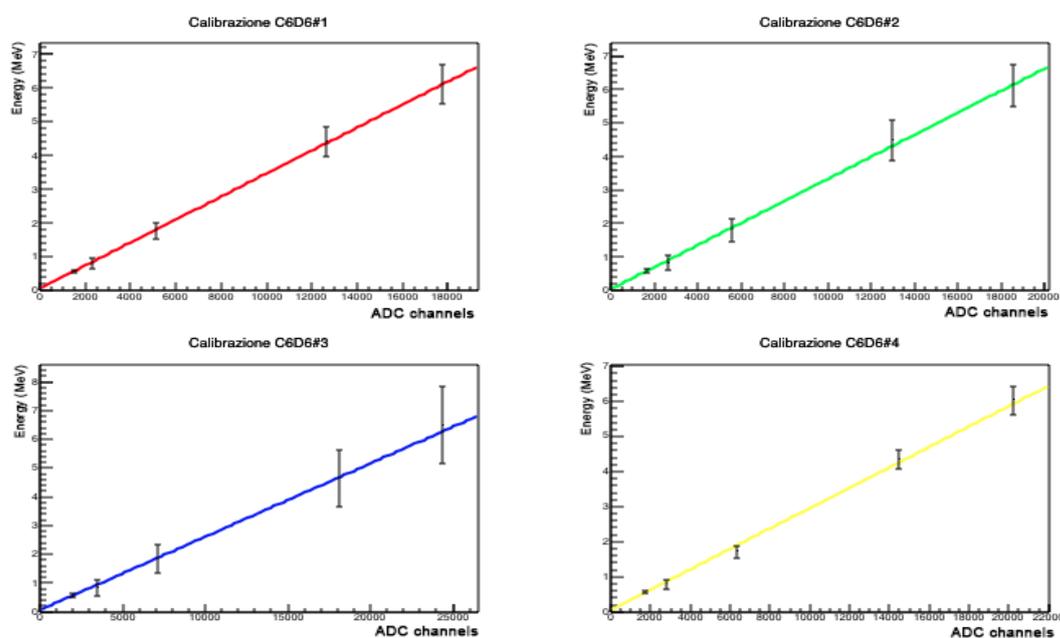


Figura 3.3: Fit di calibrazione dei rilevatori C_6D_6

In linea del tutto teorica il Compton edge dovrebbe corrispondere ad un picco molto stretto ma, a causa di vari effetti, esso appare nei rilevatori reali come un picco quasi gaussiano caratterizzato quindi da una larghezza data dalla sigma (deviazione standard). Andando ad analizzare la deviazione standard di tali gaussiane di fit è possibile ottenere una stima della risoluzione energetica dei rilevatori nei vari range energetici. Tramite la Fig. 3.4 estrapolando i valori della sigma e dell'energia depositata (E_d) si può stimare tale risoluzione tramite la formula: $R = \frac{2.35\sigma}{E_d}$; la quale corrisponde alla larghezza a mezza altezza della gaussiana di fit. In Tab. 3.3 sono riportati i valori di risoluzione per i quattro rilevatori per ogni punto energetico.

Detector	0.5 MeV	1.6 MeV	4.2 MeV	5.8 MeV
#1	20%	10%	8%	7%
#2	20%	14%	9%	9%
#3	20%	19%	19%	17%
#4	15%	8%	4%	4%

Tabella 3.3: Risoluzione energetica stimata per ogni rilevatore

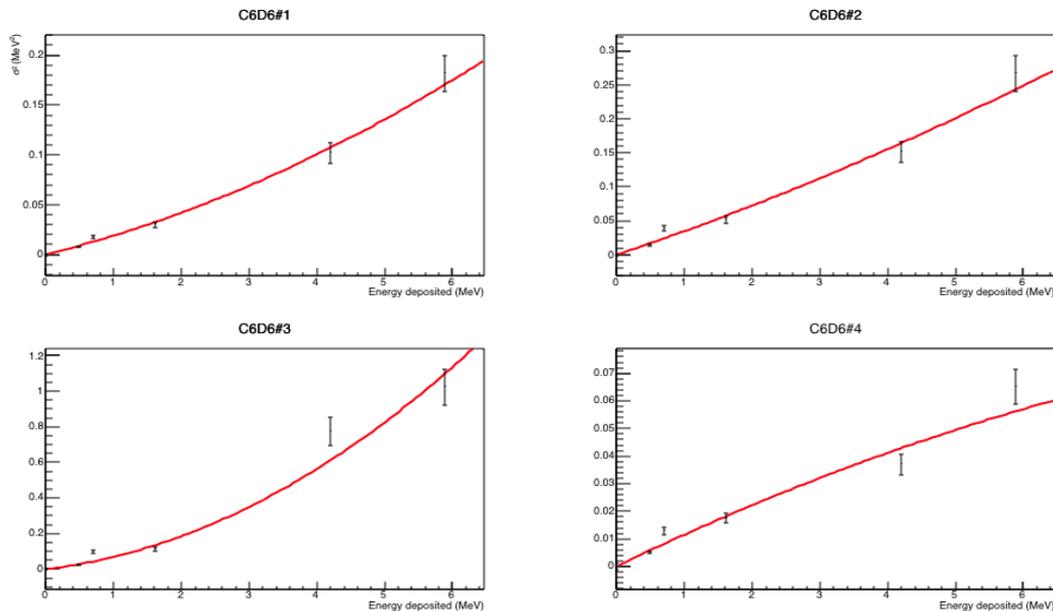


Figura 3.4: Deviazione standard dei fit gaussiani per i rivelatori C_6D_6

Si può quindi dire che la risoluzione energetica dei rivelatori C_6D_6 utilizzati ad n-ToF varia dal 20% nella regione energetica del MeV al 5% per valori oltre i 5 MeV.

3.2 Soglie energetiche

Dopo aver calibrato i rivelatori si è in grado di ottenere l'energia depositata dai fotoni emessi a seguito della cattura neutronica da parte del gadolinio espressa in MeV. A seguito della cattura neutronica da parte dei bersagli di gadolinio si ha la creazione di uno stato eccitato dell'atomo bersaglio. Questi isotopi creati a seguito della cattura si diseccitano tramite una cascata elettromagnetica di energia totale pari all'energia di legame del neutrone. Tale energia risulta essere 7.9 MeV per il ^{157}Gd e 8.5 MeV nel caso del ^{155}Gd . In Fig 3.5 sono riportati gli istogrammi delle energie depositate rilevate senza nessun bersaglio presente (Empty) e quelli relativi alle misure con il bersaglio di ^{157}Gd .

Dal confronto tra i due istogrammi si nota subito come essi risultino molto simili per energie superiori all'energia di legame del neutrone e siano sovrapposti per energie

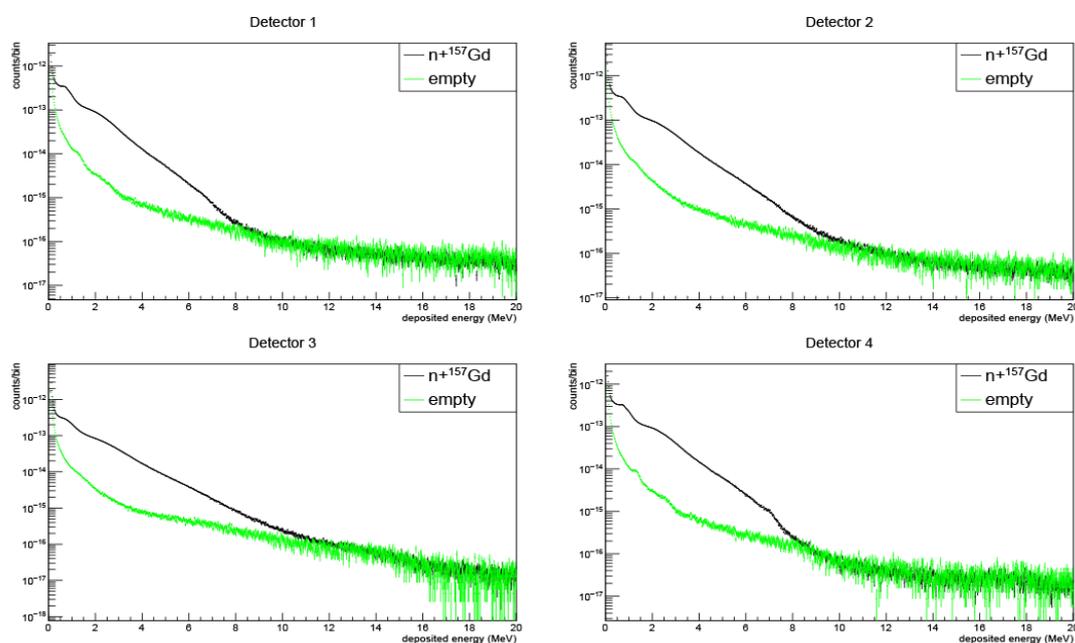


Figura 3.5: Energie depositate per il bersaglio di ^{157}Gd e per l'Empty

superiori a 10 MeV. Questo avviene poiché la cascata elettromagnetica prodotta dalla diseccitazione del ^{157}Gd a seguito delle reazioni di cattura ha energia totale pari proprio a tale energia; non possono essere quindi emessi fotoni di energia maggiore di 7.9 MeV. Si deve quindi introdurre una soglia di rivelazione al fine di eliminare dai dati gli eventi relativi al background.

In Fig 3.6 viene riportato un ingrandimento del precedente grafico nel range energetico [0 MeV; 0.45 MeV].

A causa della distribuzione energetica dei livelli energetici di un atomo, i quali si infittiscono sempre di più all'aumentare dell'energia di eccitazione, si dovrebbe avere che, nel processo di diseccitazione, il numero di fotoni emessi aumenta al diminuire dell'energia trasportata. Osservando i dati sperimentali si nota come, per energie di circa 0.1 MeV, si ha invece una diminuzione dei conteggi nei detector 1,3 e 4. Questa discrepanza dei dati sperimentali rispetto alla previsione teorica deriva dall'efficienza dei rivelatori. Si deve quindi inserire una soglia di rivelazione all'energia di 0.15 MeV al fine

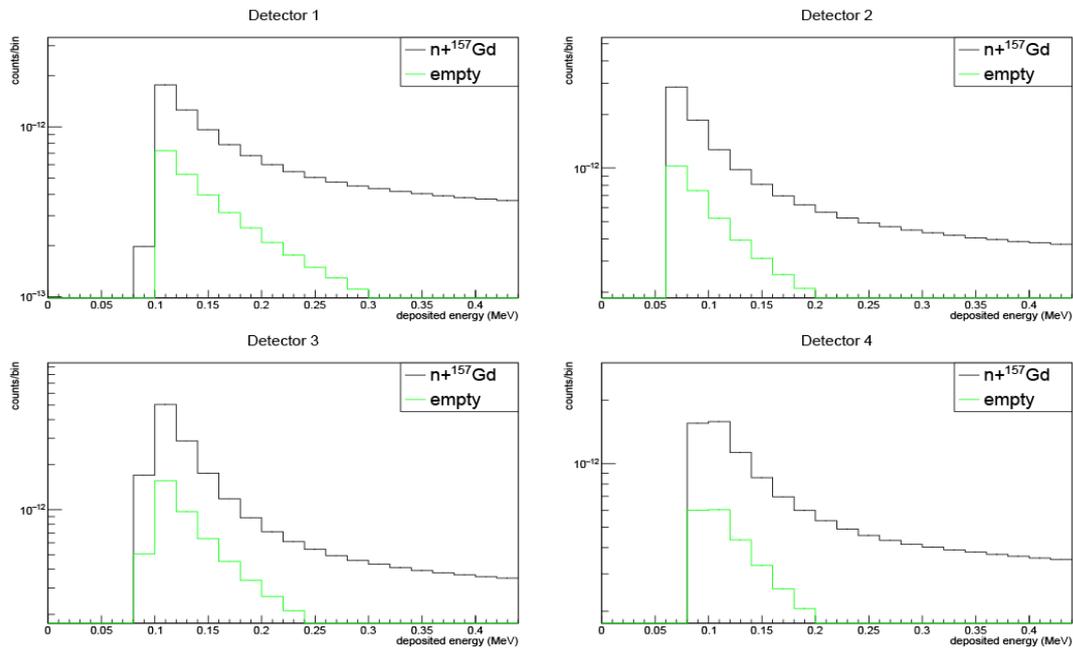


Figura 3.6: Energie depositate per il bersaglio di ^{157}Gd e per l'Empty per energie minori di 0.45 MeV

di eliminare dai dati sperimentali tutti gli eventi che non sono stati rilevati correttamente.

L'inserimento di tale soglia ci costringe però ad eliminare un alto numero di conteggi poiché, come si può notare dalla Fig 3.5, si ha che il numero di conteggi nel range di energie di 0.5 MeV è quattro ordini di grandezza più grande rispetto al numero di fotoni con energie di 10 MeV.

Riportiamo ora gli spettri di ampiezze rilevate per il ^{157}Gd (Fig 3.7) e per il ^{155}Gd (Fig 3.8) a seguito dell'applicazione di tali soglie.

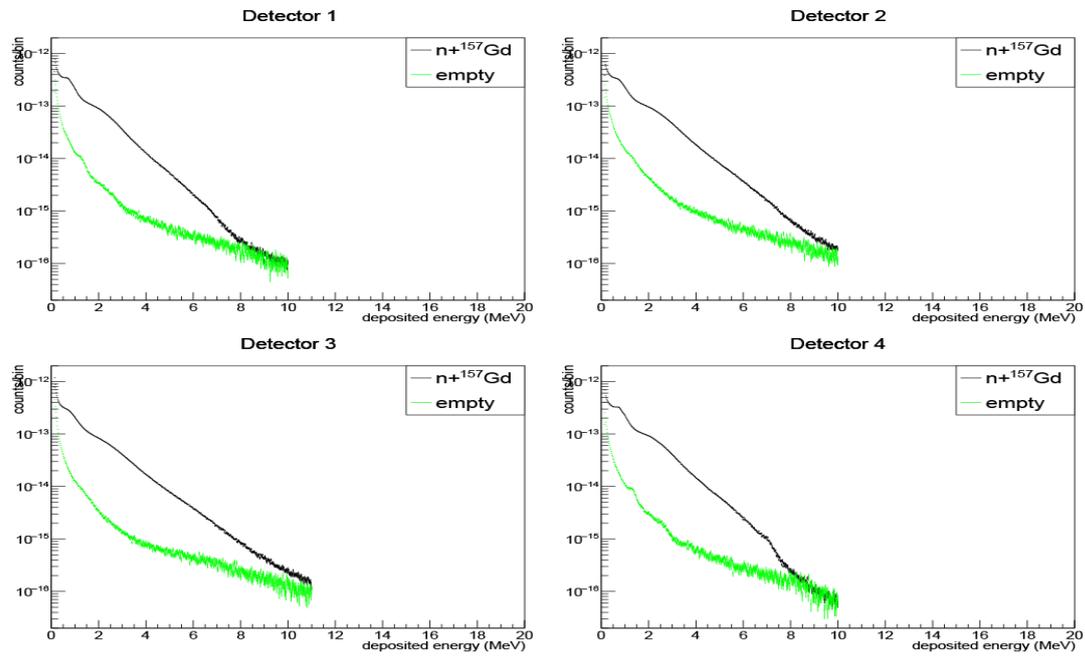


Figura 3.7: Energie depositate per il bersaglio di ¹⁵⁷Gd dopo applicazione soglie

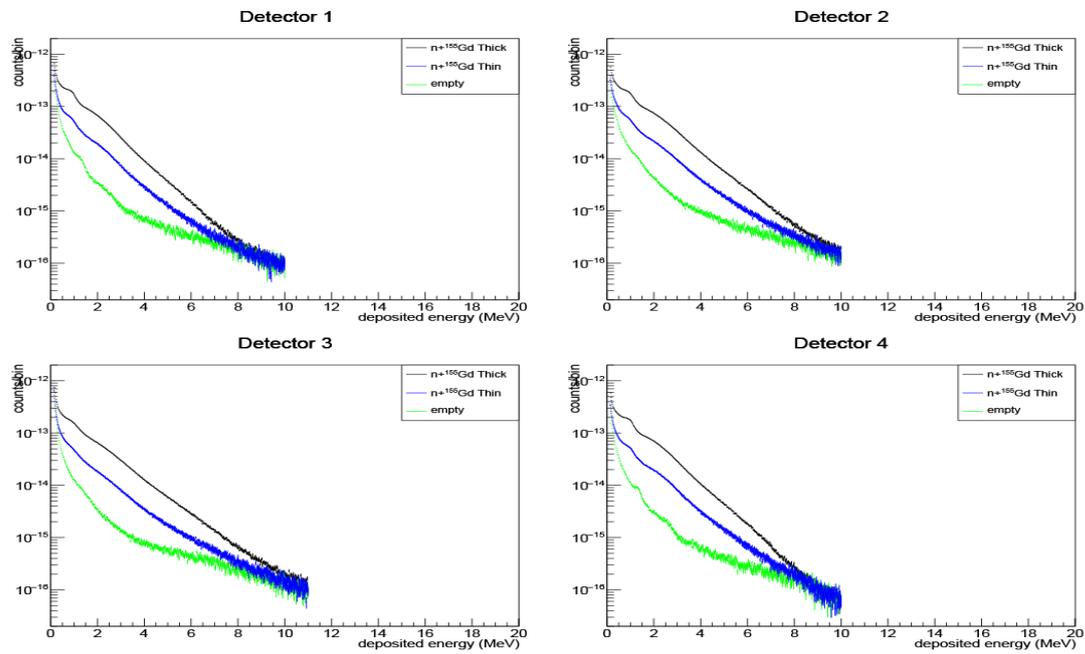


Figura 3.8: Energie depositate per i bersagli di ¹⁵⁵Gd dopo applicazione soglie

Come si può notare dalla Fig 3.8 si ha che la soglia di energia per il ^{155}Gd viene posta anch'essa a 10 MeV. Nel caso del ^{155}Gd vengono inoltre utilizzati due bersagli differenti denominati ^{155}Gd Thick e ^{155}Gd Thin. Questi bersagli si differenziano solo nello spessore e quindi nella massa di gadolinio presente. Si può infatti notare come il profilo di energie sia pressoché identico nel caso dei due campioni tranne che nel numero dei conteggi, il quale risulta maggiore nel caso del bersaglio più spesso.

3.3 Tempi di volo

Andando ora ad osservare gli spettri relativi al tempo di volo prima e dopo l'applicazione delle soglie di rilevazione si può notare come questa operazione modifichi l'efficienza delle misure. In Fig 3.9 viene riportato lo spettro del ^{157}Gd per i quattro rivelatori C_6D_6 .

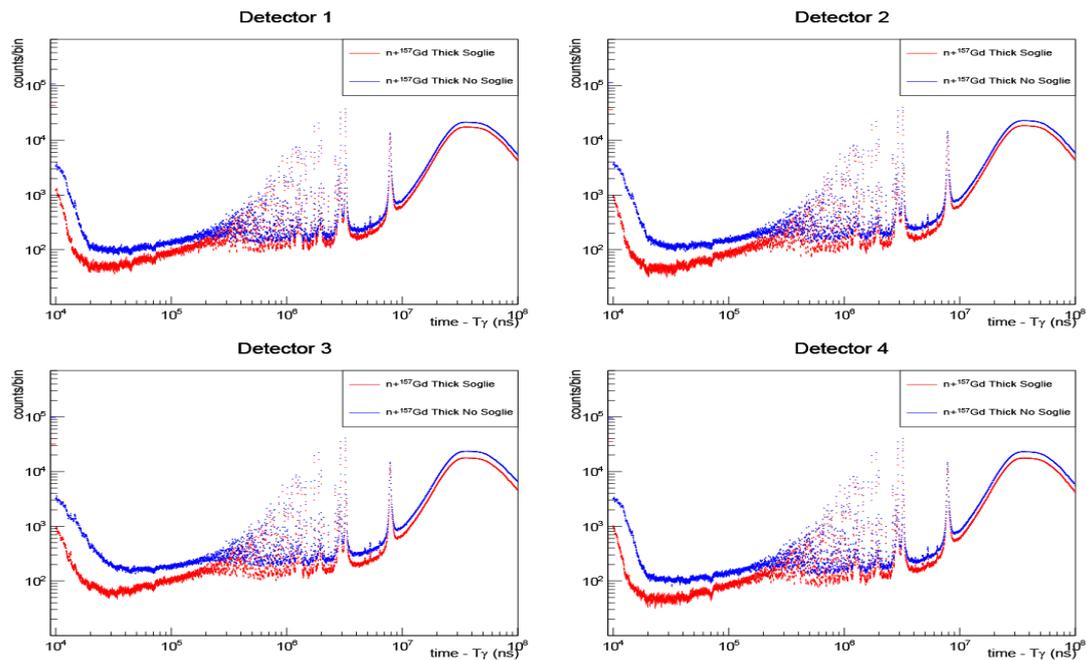


Figura 3.9: Spettro di tempo di volo per il ^{157}Gd

Come si può notare sull'asse x si è posto il tempo di volo dei neutroni incidenti sul bersaglio, si ha quindi che i neutroni meno energetici sono quelli con tempi di volo

maggiori posti nella parte destra del grafico. Si noti come per tempi di volo maggiori di 5×10^7 ns si ha un calo dei conteggi dovuto al basso numero di neutroni generati in questo range energetico; possiamo inoltre distinguere la regione lineare $\frac{1}{v}$ per tempi compresi tra 10^7 ns e 5×10^7 ns e la regione delle risonanze risolte nel range di tempi compresi tra 2×10^5 ns e 10^7 ns. Utilizzando inoltre la formula relativistica è possibile risalire all'energia cinetica dei neutroni incidenti; abbiamo che l'energia dei neutroni è dell'ordine dei 100 eV con tempi di volo di 10^7 ns, dell'ordine di 10 keV per tempi di 10^6 ns e di 1 MeV per tempi di 10^5 ns.

Si può osservare come il plot dopo l'applicazione delle soglie risulti avere meno conteggi rispetto a quello ottenuto senza le soglie. Questo avviene poiché con le soglie di rilevazione, soprattutto con quella a 0.15 MeV, vengono rimossi dai dati sperimentali, oltre agli eventi di background, anche eventi fisicamente rilevanti.

Nella figura precedente si nota come il tempo di volo sia espresso come "time- $T\gamma$ "; questo $T\gamma$, come spiegato nel precedente capitolo, è il tempo impiegato dai fotoni generati dal bersaglio di spallazione per giungere al rivelatore nell'area sperimentale e viene utilizzato come segnale di start per risalire al momento esatto in cui sono stati generati i neutroni.

Nel grafico precedente si possono notare alcuni picchi di assorbimento per energie attorno al keV (10^5 ns) . Questi assorbimenti non sono da imputare al bersaglio bensì corrispondono agli assorbimenti causati dall'alluminio che è presente nell'apparato.

Tutte queste caratteristiche sono presenti anche negli spettri relativi al ^{155}Gd , sia per il bersaglio spesso (Fig 3.10) che per il bersaglio sottile (Fig 3.11). Si noti come anche in questo caso i picchi di assorbimento dell'alluminio siano presenti alle stesse energie del grafico precedente.

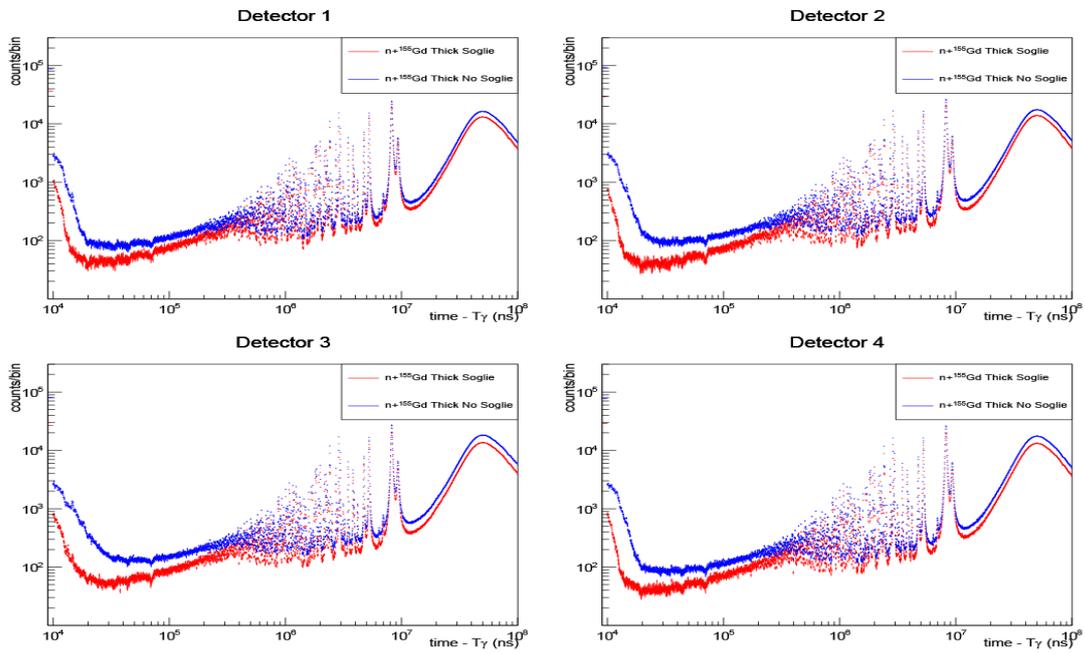


Figura 3.10: Spettro di tempo di volo per il ^{155}Gd spesso

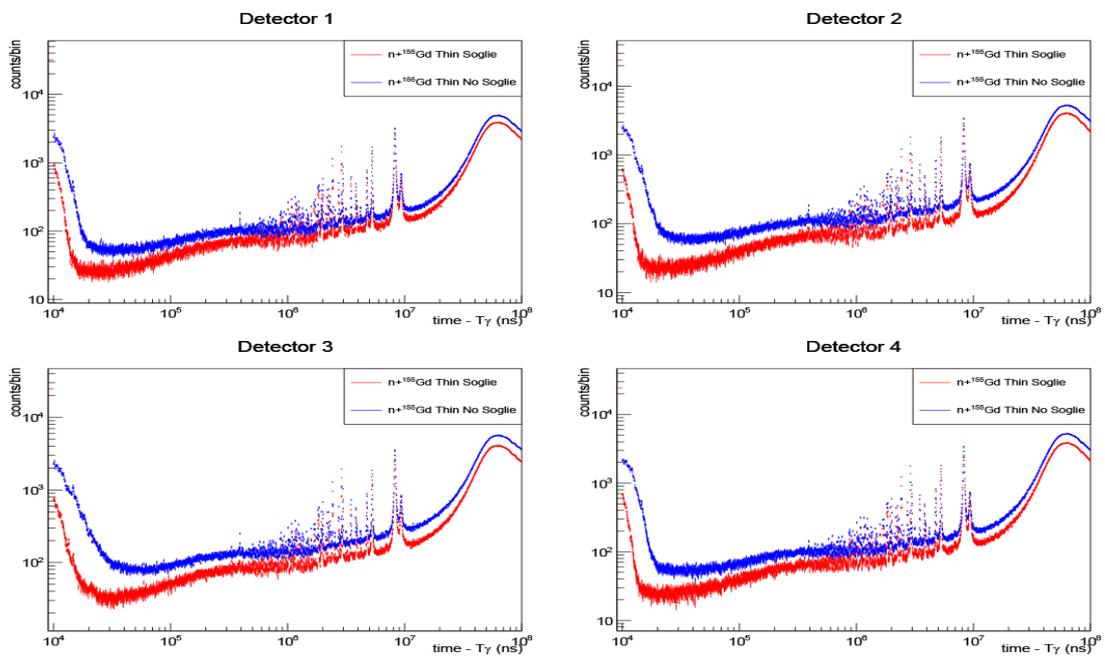


Figura 3.11: Spettro di tempo di volo per il ^{155}Gd sottile

Per effettuare un controllo sul background si utilizzano inoltre dei filtri. Questi filtri sono dei fogli di quattro elementi Tungsteno, Cobalto, Argento e Cadmio; scelti a causa della loro grande sezione d'urto di cattura neutronica a date energie dette energie di "black resonance". Ponendo i filtri davanti al bersaglio di gadolinio ci si aspetta che, nel range in cui la sezione d'urto di cattura dei filtri è alta, non arrivino neutroni al bersaglio. Si dovrebbe quindi avere che, in quegli intervalli energetici, lo spettro rilevato sia uguale al background misurato dall'empty. Nella Fig 3.12 si può osservare il confronto tra il bersaglio con i filtri, l'empty e il bersaglio di ^{155}Gd spesso.

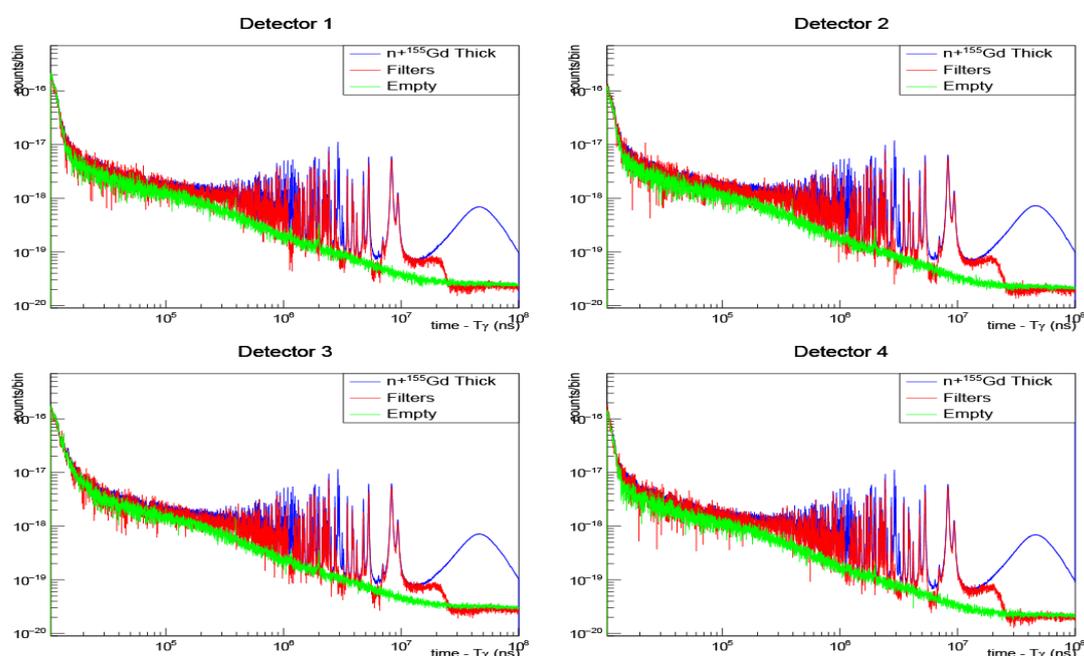


Figura 3.12: Spettri di tempo di volo di ^{155}Gd comparato con empty e filtri normalizzato per il numero di protoni

Al fine di poter effettuare correttamente il confronto tra questi tre grafici è però necessario normalizzarli, in quanto il numero di conteggi per i tre bersagli risulta essere molto diverso a causa delle differenze di flusso incidente. Nel caso presente si sono normalizzati i grafici per il numero di protoni incidenti sul bersaglio di spallazione.

Come si può notare dalla Fig 3.12 abbiamo che, nelle zone di assorbimento dei filtri (10^6 ns Co, 3×10^6 ns W, 6×10^6 ns Ag, 2×10^7 ns Cd), si ha una ottima corrispondenza tra l'empty e il bersaglio con i filtri. Al contrario al di fuori da quei precisi range energetici il grafico relativo al bersaglio senza filtri è sovrapposto a quello con i filtri, questo poiché, fuori dai valori di risonanza degli elementi costituenti i filtri, si ha che essi sono pressoché inerti permettendo quindi il passaggio di tutti i neutroni.

Oltre all'utilizzo dei filtri si sono utilizzati dei bersagli di piombo e carbonio al fine di ottenere una migliore stima del background. In Fig. 3.13 sono riportati i grafici degli spettri di tempi di volo ottenuti con tali bersagli confrontati con l'empty e il bersaglio di gadolinio spesso. Anche in questo caso i grafici sono stati normalizzati per il numero di protoni.

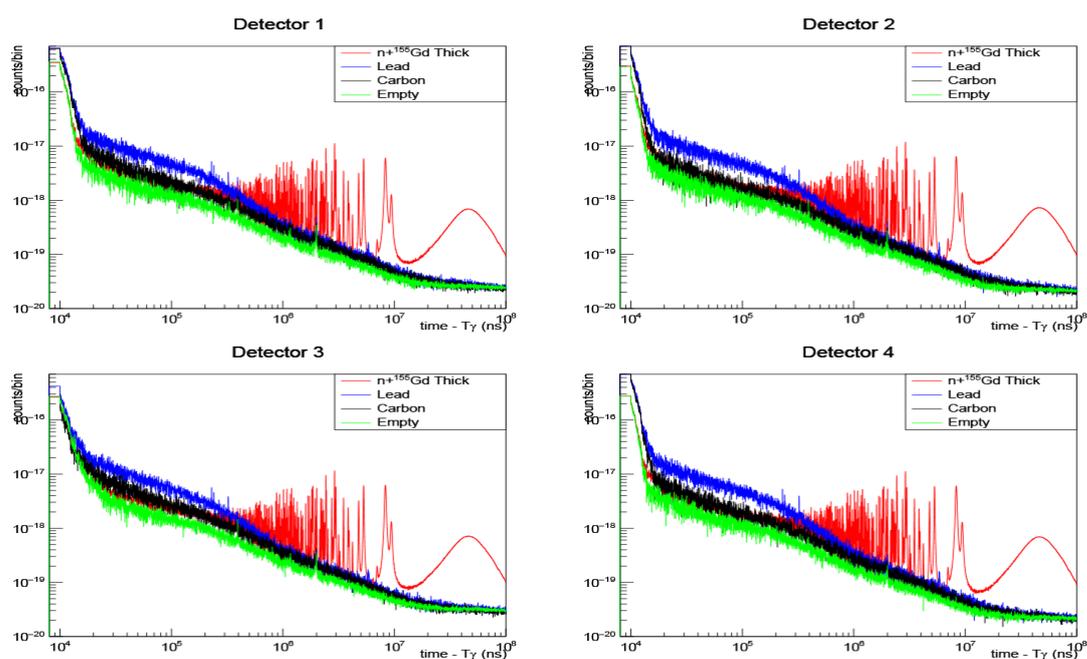


Figura 3.13: Spettri di tempo di volo di ^{155}Gd comparato con empty, piombo e carbonio normalizzati per il numero di protoni

Nella sottrazione del background dal segnale si deve inoltre considerare il rapporto segnale/fondo il quale introduce un'incertezza nella stima della sezione d'urto. Nel caso specifico si ha che il numero di conteggi ottenuto col bersaglio di gadolinio risulta essere in un rapporto 3:1 col segnale di fondo; la corrispondenza tra il fondo e il bersaglio con i filtri nelle zone di assorbimento di quest'ultimo ci dà inoltre una stima dell'accuratezza del background.

Al fine di ottenere una misura di sezione d'urto di cattura che possa essere utilizzata come nuovo riferimento è necessario riuscire a misurare tale sezione d'urto con buona precisione. L'incertezza su tale misura ha diverse derivazioni le quali si possono suddividere in due categorie: le incertezze dovute ai conteggi (non correlate) e quelle sistematiche (correlate). Le incertezze non correlate sono date dal numero di conteggi che si ottiene nei vari bin di misura. Tra le incertezze sistematiche, oltre a quella data dal background, le più importanti sono: la normalizzazione dei vari istogrammi, la quale introduce un errore dell'ordine del 0.5%; l'incertezza data dalla dimensione del fascio di neutroni stimata nell'ordine di 1-2% [18] e l'incertezza dovuta alla precisione con cui è nota la massa del campione la quale risulta essere di circa lo 0.1%. Oltre alle incertezze date dalle misure di cattura si deve inoltre considerare l'incertezza sulla misura di flusso neutronico, anch'essa presente nello yield. Tale flusso è stato misurato con una accuratezza di 0.3%-0.5%, in linea con l'obbiettivo della campagna sperimentale. [19]

Conclusioni

Le misure elaborate e riportate in precedenza risultano particolarmente utili al fine di effettuare una stima dell'accuratezza del fondo e dell'efficienza di rivelazione. A causa dell'applicazione delle soglie di rivelazione abbiamo un calo dell'efficienza che porta ad una diminuzione di circa il 20% dei conteggi rivelati sia nel caso dei due campioni di ^{155}Gd Thick e Thin che nel caso del ^{157}Gd . Dall'analisi effettuata sul background è possibile stimare la precisione di quest'ultimo e l'incertezza che esso introduce nella stima della sezione d'urto. Nel confronto tra l'empty e il campione con i filtri è possibile notare come nelle zone di "black resonance" i filtri riproducano lo spettro ottenuto senza bersaglio con una diminuzione dei conteggi di circa il 15% mentre nei picchi di risonanza abbiamo che il bersaglio con i filtri riproduce il comportamento del bersaglio di ^{155}Gd Thick entro il 10%. Questi risultati sul background, insieme alla valutazione aggiuntiva effettuata con carbonio e piombo, permetteranno di ottenere una precisione sulla misura simile a quella ottenuta per la sezione d'urto di cattura del ^{238}U , misurata anch'essa ad n-ToF. Nella misura della sezione d'urto della reazione $^{238}\text{U}(n,\gamma)$ si è ottenuta una precisione dell' 8-10% nella regione dei neutroni termici ed una incertezza inferiore al 2% nei picchi di risonanza.[20] Dato il rapporto segnale/fondo stimato abbiamo che l'errore sulla sottrazione del fondo è stimabile nell'ordine del 2-3%.

La precisione ottenuta in questo modo, insieme alla stima effettuata sull'accuratezza delle misure di flusso, porterebbe a migliorare la precisione con cui sono attualmente conosciute le sezioni d'urto di cattura degli isotopi dispari del gadolinio, raggiungendo quindi l'obiettivo proposto dalla campagna sperimentale.

Bibliografia

- [1] D. Alberti *et al.*, *A theranostic approach based on the use of a dual boron/Gd agent to improve the efficacy of Boron Neutron Capture Therapy in the lung cancer treatment.* *Nanomedicine: Nanotechnology, Biology, and Medicine*, **11** (2015) 741.
- [2] C. Massimi *et al.*, *Reassessment of gadolinium odd isotopes neutron cross sections: scientific motivations and sensitivity-uncertainty analysis on LWR fuel assembly criticality calculations*; *EPJ Nuclear Sci. Technol.* **3**,21 (2017)
- [3] *National Nuclear Data Center*, <http://nndc.bnl.gov>
- [4] N.J. Pattenden, in *Proceedings of the Second International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Neutron Cross Sections, Session A-11, P/11, 16, 44* (1958)
- [5] R.B. Tattersell, H. Rose *et al* *J. Nucl. Energy Part A* **12**, 1 (1960)
- [6] H.B. Miller, F.J. Shore, V.L. Sailor, *Nucl. Sci. Eng.* **8**, 03(1960)
- [7] L.V. Groshev *et al.*, *Izv. Akad. Nauk SSSR Ser. Fiz.* **26**, 1119 (1962)
- [8] G.M. Sun, S.H. Byun, H.D. Choi, *J. Radioanal. Nucl. Chem.* **256**, 03 (2003)
- [9] G. Leinweber *et al.* *Nucl. Sci. Eng.* **157**, 03 (2006)
- [10] S.F. Mughabghab, *Atlas of Neutrons Resonance Parameters and Thermal Cross Sections Z=1-100*, *National Data Center Brookhaven National Laboratory Upton* (Elsevier, Amsterdam, 2006)

- [11] H.D. Choi *et al.* *Nucl. Sci. Eng.* **177**, 2 (2014)
- [12] C. Massimi *et al.*, *Measurement of the neutron capture cross section for ^{157}Gd and ^{155}Gd for Nuclear Technology*; Proposal to the ISOLDE and Neutron Time-of-Flight Committee, . 2015
- [13] French Law 1488, 2010: Nouvelle Organisation du Marché de l'Electricité.
- [14] Kenneth S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*
- [15] *The neutron time-of-flight facility at CERN*, <http://ntof-exp.web.cern.ch/ntof-exp>
- [16] C. Guerrero *et al.* *The n-ToF Total Absorption Calorimeter for neutron capture measurement at CERN*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **608** (2009) 424-433
- [17] Simone Amaducci, *Test di nuovi rivelatori per misure di cattura neutronica radiattiva*, Tesi di laurea in Fisica, Università di Bologna, 2013
- [18] M. Barbagallo *et al.* *Eur. Phys. J. A.* **49**, 156 (2013)
- [19] Andrea Ghini, *Misura del flusso neutronico per reazioni indotte da neutroni su ^{155}Gd e ^{157}Gd nell'esperimento nToF al CERN*, Tesi di laurea in Fisica, Università di Bologna, 2016
- [20] Federica Mingrone, *Neutron capture cross section measurement of ^{238}U at the CERN n-TOF facility in the energy region from 1 eV to 700 keV*, *Physical Review C* **95** (2017)

Ringraziamenti

Ringrazio il dottor Cristian Massimi e il professor Gianni Vannini per avermi seguito in maniera costante durante la stesura di questa tesi di laurea. Ringrazio inoltre la mia famiglia per avermi fornito tutto il supporto necessario durante questo corso di studi. Un ringraziamento speciale a Elena per avermi aiutato sia durante la stesura della tesi che durante tutto l'arco del mio percorso di studi, permettendomi di superarlo al meglio.