

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

Cattura neutronica su ^{238}U : studio della
regione delle risonanze risolte

Relatore:
Prof. Gianni Vannini

Presentata da:
Alice Manna

Correlatore:
Dott. Cristian Massimi

Sessione III
Anno Accademico 2012/2013

Abstract

Le attuali sezioni d'urto di reazioni indotte da neutroni non sono sufficientemente accurate per essere utilizzate in progetti di ricerca di frontiera. Per soddisfare la richiesta di nuovi dati nucleari è stata recentemente costruita al CERN di Ginevra la *facility* n_TOF (neutron Time Of Flight). Le caratteristiche che contraddistinguono questa *facility* sono l'elevato flusso istantaneo di neutroni, l'ampio spettro energetico e l'eccellente risoluzione energetica.

In questa tesi viene analizzata la sezione d'urto di cattura neutronica su ^{238}U , fondamentale per la realizzazione dei reattori nucleari di nuova generazione che prevedono la sostituzione del combustibile ^{235}U con ^{238}U , molto più abbondante in natura e che permette di ridurre drasticamente l'accumulo di scorie nucleari. Nonostante le numerose misure già effettuate su questo elemento, ancora non si è raggiunta la precisione necessaria per le tecnologie nucleari emergenti quali i reattori di quarta generazione e gli ADS (Accelerator Drive System). Inoltre la parametrizzazione della sezione d'urto in termini di matrice R, non è così accurata quanto richiesto.

In questo lavoro si è dapprima studiata l'assegnazione dello spin delle risonanze riportata in letteratura, elemento fondamentale per la successiva analisi delle risonanze e la parametrizzazione della sezione d'urto della reazione $^{238}\text{U}(n, \gamma)$. Parallelamente a questa attività si è studiata la funzione di risposta dello spettrometro n_TOF, che descrive la risoluzione energetica dei neutroni incidenti e va quindi a modificare la forma delle risonanze. I risultati ottenuti sono quindi stati confrontati con quelli in letteratura per poter essere validati e per poter verificare eventuali migliorie.

Indice

Introduzione	3
1 n_TOF per la scienza e la tecnologia	5
1.1 Introduzione	5
1.2 Astrofisica	6
1.3 Energia nucleare	7
1.3.1 Le scorie e il loro smaltimento	10
1.3.2 Perché ^{238}U	13
2 Sezione d'urto indotta da neutroni	15
2.1 Introduzione	15
2.2 Trattazione delle risonanze indotte da...	16
2.2.1 Il nucleo composto	16
2.2.2 La matrice R	19
2.2.3 La formula di Breit-Wigner	21
2.3 Un semplice osservabile legato alla sezione...	23
2.3.1 Correzioni sui dati sperimentali	24
3 La <i>facility</i> e le misure ad n_TOF	25
3.1 Introduzione	25
3.2 La <i>facility</i> n_TOF	26
3.2.1 Le caratteristiche del fascio	26
3.3 La tecnica del <i>Time of Flight</i>	28
3.3.1 La <i>funzione di risoluzione</i>	29
3.4 Rivelatori e misure di cattura	33
3.4.1 Rivelatori di flusso	33

INDICE

3.4.2	Rivelatori di cattura	33
3.4.3	Misure di cattura	35
3.4.4	Misure del flusso di neutroni	37
4	Analisi dell' ^{238}U	39
4.1	Introduzione	39
4.2	Analisi delle risonanze	40
4.2.1	Normalizzazione	41
4.3	Assegnazione dello spin nel file ENDF/B-VII.1	42
4.4	Confronto tra due strategie di fit	43
4.5	<i>Funzione di risoluzione numerica</i>	46
4.5.1	Confronto con le librerie	48
	Conclusioni	53

Introduzione

Il neutrone è una sonda ottima per investigare i nuclei e le loro proprietà, questo perché, essendo privo di carica non risente del campo coulombiano e può quindi penetrare e interagire direttamente con il nucleo atomico. L'utilizzo di questa particella ha portato grandi passi avanti nella ricerca della fisica nucleare che prende avvio con le scoperte relative alla radioattività sul finire del XIX secolo. Fin dalla costruzione dei primi acceleratori si era pensato a come poter produrre intensi fasci di neutroni anche perché questi possono ricoprire un ruolo fondamentale nelle reazioni nucleari, argomento di forte interesse sia per l'astrofisica che per la fisica nucleare. Le reazioni nucleari indotte da neutroni e la conoscenza della loro sezione d'urto diventano così protagoniste della ricerca odierna sia per la costruzione dei nuovi reattori nucleari che per spiegare la produzione di tutti gli elementi, nella tavola periodica, successivi al ferro. Per esempio, la tecnica sulla quale si basano i reattori di nuova concezione permetterebbe la possibilità di riutilizzare le scorie che sono presenti all'interno dei reattori per farne un nuovo combustibile trasmutandoli tramite cattura neutronica o inducendo la fissione. Questo è possibile solo avendo una conoscenza molto accurata della sezione d'urto di cattura e fissione dei vari elementi, dati che finora non sono stati ancora tutti ottenuti nei vari esperimenti della fisica nucleare.

Per soddisfare questa esigenza è nata la collaborazione internazionale n_TOF il cui obiettivo principale è la misura delle sezioni d'urto indotte da neutroni. La *facility* n_TOF, inizialmente proposta da Rubbia, è il prodotto di una grande collaborazione internazionale che, ad oggi, vede la partecipazione di più di 30 enti ed istituti di ricerca ed è stata costruita presso il CERN di Ginevra. L'idea di base della *facility* è quella di sfruttare la tecnica del tempo di volo (*Time of Flight*) che permette di raggiungere un'elevata risoluzione

energetica che, affiancata all'utilizzo del metodo di spallazione per la produzione di neutroni che genera un fascio istantaneo molto elevato, apre la porta verso nuovi e importanti risultati.

In questo lavoro di tesi sarà presentata un'analisi della misura della sezione d'urto di cattura neutronica su ^{238}U . L'obiettivo è quello di raggiungere, su questi dati, una precisione del 2%. La conoscenza delle sezioni d'urto delle reazioni su ^{238}U è fondamentale per la progettazione dei *reattori a neutroni veloci* che garantirebbero una più elevata sicurezza, il sottrarsi alla proliferazione nucleare, una produzione di scorie nucleari minore con una vita media decisamente più breve e garantirebbero di minimizzare gli sprechi nell'utilizzo delle materie prime. Verrà accennata anche l'analisi del flusso dei neutroni incidenti sul campione studiato perché la quantità che viene misurata direttamente è lo yield di cattura (il numero di eventi che si sono registrati nel corso dell'esperimento) che è legata alla sezione d'urto di cattura tramite appunto il flusso. Saranno presentati i risultati ottenuti sperimentalmente e confrontati con quelli precedenti disponibili nelle librerie ENDF/B-VII.1.

Nel primo capitolo saranno discusse le motivazioni scientifiche e tecnologiche che hanno portato alla progettazione e poi alla costruzione della *facility* di n_TOF soffermandoci principalmente sulla situazione energetica odierna e sull'energia nucleare come una possibile soluzione ai problemi attuali.

Il secondo capitolo è una descrizione della trattazione della sezione d'urto effettuata con l'analisi delle risonanze. Questo è possibile grazie la teoria della matrice R che verrà poi esposta in maggior dettaglio.

Nel terzo capitolo verranno illustrate le caratteristiche di n_TOF a partire dalla *facility* fino ad arrivare ai metodi utilizzati per l'analisi delle sezioni d'urto di cattura. I protagonisti della sezione saranno il fascio di neutroni, la tecnica del tempo di volo, i rivelatori e infine le misure di cattura.

L'analisi è riportata nel quarto capitolo dove saranno presentate le caratteristiche delle risonanze che si ottengono dai dati sperimentali: energia e le larghezze parziali delle risonanze Γ_γ e Γ_n . Saranno poi eseguiti sui dati sperimentali ottenuti da esperimenti precedenti una verifica e un confronto con i risultato ottenuti in questo lavoro.

Il quinto capitolo, infine, è dedicato alle conclusioni.

Capitolo 1

n_TOF per la scienza e la tecnologia

1.1 Introduzione

Lo studio sperimentale delle sezioni d'urto indotte da neutroni è di primaria importanza per comprendere alcuni problemi di base e per le applicazioni della fisica nucleare. In particolare, nelle tecnologie dell'energia nucleare, risulta cruciale la conoscenza di alcune sezioni d'urto di reazioni coinvolte nei processi d'incenerimento basati sulla cattura neutronica e sulla fissione indotta da neutroni su elementi transuranici. Tale conoscenza permette di superare i limiti dei reattori attuali negli ambiti della sicurezza, delle scorie e della proliferazione nucleare.

Di seguito ci si soffermerà in particolare modo sulle reazioni indotte da neutroni su ^{238}U perché per progettare reattori innovativi i dati in letteratura delle sezioni d'urto su ^{238}U risultano insoddisfacenti: si hanno discrepanze fino al 15%. L'incertezza richiesta per pianificare la progettazione di reattori di nuova generazione è dell'ordine dell'2% nello spettro energetico neutronico da 22 eV a 25 keV [1].

Per questo e altri motivi a partire dal 2000 si è dato inizio alla realizzazione di una nuova *facility* al CERN di Ginevra: n_TOF. Proposta da Carlo Rubbia [2], la *facility* utilizza un fascio di neutroni prodotti con il metodo della spallazione adottando protoni di 20 GeV/c che vanno a incidere su

bersagli di diversa natura. Grazie alle innovative caratteristiche della *facility* si stanno ottenendo dati che risultano avere una maggior precisione rispetto a quelli già esistenti e si stanno aprendo nuove porte su regioni energetiche inesplorate e su isotopi, soprattutto radioattivi, mai studiati prima.

Tali misure, oltre che per le tecniche nucleari, sono risultate essere di grande importanza anche per l'astrofisica nucleare. In questa tesi ci interesseremo della parte riguardante le tecnologie nucleari e l' ^{238}U in particolare.

1.2 Astrofisica

L'origine degli elementi chimici e i relativi isotopi è strettamente legata alla storia evolutiva del nostro universo. Idrogeno, Elio e una piccola quantità di Litio si sono formati durante i primi tre minuti di vita dell'universo stesso: sono i prodotti della nucleosintesi primordiale del Big Bang. Dopo tre minuti l'universo si è espanso e raffreddato al punto di non permettere più reazioni nucleari. Tutti gli altri elementi con numero atomico $Z > 3$ sono sintetizzati all'interno delle stelle o durante le esplosioni stellari. Fino al ferro gli elementi vengono prodotti principalmente tramite fusione o reazioni tra particelle cariche, gli elementi più pesanti vengono prodotti per cattura neutronica e successivi decadimenti β . Le reazioni di cattura, a seconda delle condizioni in cui avvengono, si raggruppano sotto il nome di processi *s* (*slow*) o processi *r* (*rapid*). Considerando τ_c , che è il tempo medio che passa tra due catture neutroniche, e τ_β , vita media degli isotopi che decadono β , nei processi *s* si ha $\tau_c > \tau_\beta$. Per questi processi, dopo una cattura neutronica e la formazione di un isotopo instabile, si ha il decadimento di questo finché non raggiunge un elemento stabile.

I processi *r*, invece, si verificano in condizioni di alta densità di neutroni all'interno delle stelle quindi i tempi che intercorrono tra due catture sono molto brevi e anticipano il decadimento. In questo modo si riescono a creare isotopi che sarebbero stati irraggiungibili con il processo *s*.

I processi lenti avvengono nelle stelle nelle diverse fasi delle loro evoluzioni, mentre quelli veloci avvengono in scenari esplosivi come quelli delle esplosioni di supernovae. Una caratteristica importante dei processi di cattura è la loro diramazione in diversi percorsi di reazione. I tempi di cattura nel

processo s sono dell'ordine dell'anno, quindi spesso risultano trascurabili rispetto a quelli di decadimento, ma non sempre. Quando i tempi caratteristici risultano equiparabili si ha una diramazione del percorso di reazione.

Una parte fondamentale per lo studio per processi r , s e la diramazione nei possibili percorsi di reazione sono le sezioni d'urto di cattura neutronica perché queste sono correlate all'abbondanza di un determinato isotopo e quindi per capire anche che ci sono determinate abbondanze nel sistema solare. Per amplificare la conoscenza dei processi interstellari e per avere uno sviluppo dei modelli astrofisici sono necessari dati più accurati per molte reazioni di cattura neutronica, di fissione e reazioni con produzione di particelle cariche quali (n, α) e (n, p) .

L'esperimento n_TOF si propone di studiare tali processi riducendo le incertezze sui dati conosciuti e ampliando la conoscenza a isotopi ancora non indagati. Può, in aggiunta, essere esplorato l'intero intervallo di temperature tra i 5 e i 100 keV nel quale avvengono i processi di cattura più interessanti per la nucleosintesi.

1.3 Energia nucleare

Il costante aumento della popolazione mondiale e il miglioramento dello stile di vita sono le cause del continuo incremento della domanda di energia; basti pensare che la richiesta di energia primaria nel corso del 2010 è risultata maggiore del 5% rispetto a quella dell'anno precedente. È previsto un generale aumento della domanda energetica, che sfiorerà il 40%, tra il 2007 e il 2030 e che risulterà, ovviamente, con una percentuale maggiore, fino all'85%, nei Paesi emergenti e in via di sviluppo, in particolare Cina e India, rispetto al 14% dei paesi OECD (Organisation for Economic Co-operation and Development). Ad oggi l'80% dell'energia prodotta ha come fonte primaria i combustibili fossili: in primis il petrolio seguito dal carbone e dal gas [3]. Chiaramente la situazione non può essere sostenibile a lungo poiché a livello mondiale, con i consumi odierni, si prevede che le riserve di petrolio e gas si esauriranno in 100 anni e quelle di carbone in 250. Nel quadro generale è da aggiungere l'aumento dell'effetto serra in proporzione all'incremento dell'utilizzo dei combustibili fossili: si può vedere la stretta correlazione tra la

crescente diffusione di CO₂ nell'atmosfera e l'accrescimento dell'impiego di petrolio, gas e carbone in figura 1.1. In questa situazione è urgente trovare una fonte di energia che risulti sicura, pulita e possibilmente economica. Per combattere l'emissione di CO₂ nell'atmosfera e i connessi cambiamenti climatici sono state sviluppate tecniche che sfruttano forme di energia rinnovabili quali il solare, l'eolico, l'idroelettrico e il geotermico.

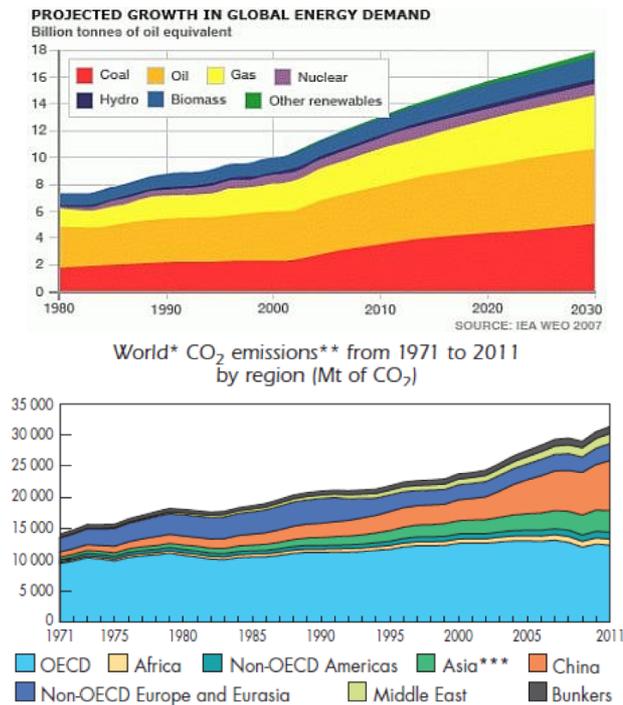
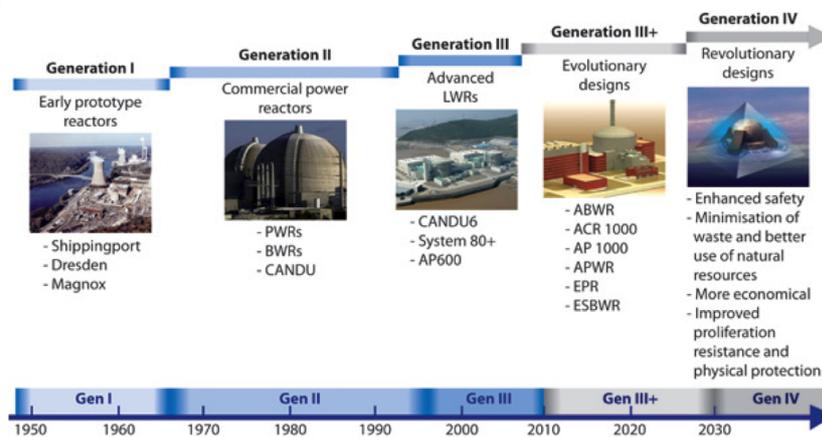


Figura 1.1: Sopra è illustrata la richiesta di energia dagli anni '80 con la previsione fino al 2030 con la divisione nelle diverse fonti. Sotto c'è l'aumento delle emissioni di CO₂ degli ultimi anni [5]

Sicuramente è importante incrementare la ricerca e la conversione energetica verso le *energie pulite* però non possiamo dimenticare che queste, ad ora, riescono a soddisfare solo una piccola parte dell'intero fabbisogno energetico civile e industriale. Un ruolo importante può essere occupato dall'energia nucleare. Oggi sono in funzione nel mondo 436 reattori nucleari. Le centrali nucleari forniscono il 16% del fabbisogno mondiale di energia elettrica, in Francia questa percentuale sale al 78% [6].

La corsa verso il nucleare negli anni ha avuto diverse battute d'arresto a causa della diffidenza generale dovuta alle preoccupazioni verso incidenti nucleari, proliferazione di ordigni bellici, smaltimento delle scorie; l'ultima forte interruzione si è verificata in seguito all'incidente di Fukushima in Giappone che ha fatto riaffiorare ancora più forti tutte le paure e le incertezze. È proprio a causa di queste problematiche che vari paesi hanno manifestato la loro opposizione alla scelta nucleare. In Italia, per esempio, le autorità hanno scelto di interrompere il funzionamento dei quattro reattori presenti, provvedendo al loro smantellamento. Per sopperire al bisogno di energia elettrica si sono costruite nuove centrali alimentate da combustibili fossili e si sono impiegate grandi quantità di energia provenienti dall'estero che durante le ore notturne coprono circa metà del fabbisogno del paese. In questo quadro generale considerando i gravi problemi del cambiamento climatico indotto e degli inquinamenti prodotti dalla combustione dei combustibili fossili risulta indispensabile rivalutare l'opzione nucleare, e per far ciò è necessario che gli attuali reattori vengano sviluppati e migliorati e si ricerchino nuovi tipi di reattori in modo da rendere la produzione sostenibile. In figura 1.2 è mostrato lo sviluppo temporale degli impianti nucleari per produrre energia.



Source: [Nuclear Energy Today](#) © OECD/Nuclear Energy Agency 2012

Figura 1.2: Le generazioni di reattori nucleari e la loro industrializzazione [4]

Sono stati investigati nuovi sistemi per superare i limiti degli odierni reattori. Una soluzione proposta prevede l'utilizzo di reattori di IV generazione.

Questi hanno un'efficienza maggiore sull'utilizzo dell'Uranio, prevedono l'eliminazione del plutonio che è l'elemento impiegato nelle armi nucleari e riescono a riciclare parzialmente o totalmente gli elementi transuranici (TRU). I prodotti di fissione e i TRU vengono reimmessi o lasciati all'interno del reattore in modo da venire bombardati dai neutroni ad alta energia che sono presenti in grande abbondanza all'interno del reattore. In tal modo o vengono tramutati tramite cattura neutronica o si induce la loro fissione in modo da ottenere nuclidi con vita media molto breve che si esauriscono in poco tempo e *in loco*. In questo modo non servono più i depositi per garantire lo stoccaggio per migliaia e migliaia di anni anzi, anche il combustibile esaurito degli attuali reattori diventa combustibile per questi nuovi reattori.

In parallelo si è sviluppata la ricerca riguardante l'utilizzo di un reattore sottocritico, quindi che non riesce ad autosostenersi, affiancato da un acceleratore di particelle cariche, (generalmente protoni) che viene utilizzato per produrre una opportuna quantità di neutroni: gli ADS (Accelerator Driven System). Questo sistema permette di trasmutare le scorie con le vite medie elevate in elementi più stabili e quindi fornire energia utilizzando diversi tipi di combustibile.

Per progetti così avanzati è necessario avere dati accurati sulla sezione d'urto delle reazioni di cattura radioattiva, di fissione nucleare e reazioni anelastiche indotte da neutroni su elementi TRU e frammenti di fissione a lunga vita media. Questa è la motivazione principale della costruzione della *facility* n_TOF a Ginevra. La *facility* si basa sulla tecnica del tempo di volo (*time of flight*) che permette di avere risoluzioni di energia elevate. Il progetto prevede che i neutroni vengano prodotti con il metodo della spallazione: un pacchetto di protoni ad alta energia viene mandato contro un bersaglio massivo, gli urti energetici che seguono danno luogo ad un grande numero di neutroni. Questa tecnica permette di avere un flusso istantaneo molto elevato .

1.3.1 Le scorie e il loro smaltimento

I reattori nucleari prevedono la sostituzione periodica della barre di combustibile che contengono i prodotti delle reazioni di fissione: queste barre

contengono gli elementi che costituiscono le *scorie nucleari*. Esse rappresentano un sottoinsieme dei rifiuti radioattivi e a loro volta si suddividono in base al loro livello di attività. I rifiuti a basso livello sono il 90% dei rifiuti radioattivi e contengono solo l'1% della radioattività di provenienza antropogenica. I rifiuti a livello intermedio di attività richiedono schermatura e sono il 7% dei rifiuti radioattivi, ma contengono il 4% della radioattività. Le scorie rimanenti sono il 3% ma contengono il 95% della radioattività [8]

Sono prodotti nel reattore nucleare i frammenti di fissione (FF) e gli isotopi transuranici (TRU), quest'ultimi sono prodotti da una catena di reazioni parassite di cattura neutronica seguite da decadimenti e hanno come elementi di partenza ^{238}U e ^{235}U . In tabella 1.1 sono riportati gli elementi TRU e alcuni FF con le rispettive vite medie e radiotossicità.

La radiotossicità R è la capacità potenziale di indurre effetti dannosi ai tessuti o alle cellule viventi in seguito inalazione o ingestione. Assume valori diversi per i vari nuclidi in funzione dell'attività A del radionuclide e il *coefficiente di dose effettiva* F_d il cui valore è stabilito dalla Commissione Internazionale per la Radio Protezione.

$$R = F_d \times A. \quad (1.1)$$

Per i primi centinaia di anni la componente maggiore della radiotossicità è dovuta al decadimento radioattivo dei frammenti di fissione. Dopo circa 300 anni gli elementi TRU diventano dominanti e, a causa della loro vita media molto lunga, è necessario garantire l'isolamento di queste scorie per centinaia di migliaia di anni (Figura 1.3). Attualmente vengono proposti due modi per depositare le scorie: un deposito superficiale o un deposito geologico. Il primo è riservato alle scorie a basso livello di radioattività e consiste in aree terrene protette e confinate all'interno di barriere ingegneristiche; il secondo prevede uno stoccaggio in bunker sotterranei profondi, con un'elevata stabilità geologica e schermati in modo da evitare la fuoriuscita di radioattività nell'ambiente esterno e sono prettamente per gli elementi con più alto livello di radiotossicità. Questo metodo di smaltimento provoca sia l'aumento della temperatura all'interno del deposito a causa del calore proveniente dai decadimenti che il possibile mutamento dell'integrità biologica del sito e risulta essere una pesante eredità per le generazioni future. Una

Tabella 1.1: Scorie nucleari con relative tossicità

Isotopo	Vita media (anni)	Radiotossicità da inalazione per un organismo adulto (Sv/Bq) [7]	
TRU	^{237}Np	$2.1 \cdot 10^6$	$2.3 \cdot 10^{-5}$
	^{238}Pu	$8.8 \cdot 10^1$	$4.6 \cdot 10^{-5}$
	^{239}Pu	$2.4 \cdot 10^4$	$5.0 \cdot 10^{-5}$
	^{240}Pu	$6.6 \cdot 10^3$	$5.0 \cdot 10^{-5}$
	^{241}Pu	$1.4 \cdot 10^1$	$9.0 \cdot 10^{-7}$
	^{242}Pu	$3.8 \cdot 10^5$	$4.8 \cdot 10^{-5}$
	^{241}Am	$4.3 \cdot 10^2$	$4.2 \cdot 10^{-5}$
	^{243}Am	$7.4 \cdot 10^3$	$4.1 \cdot 10^{-5}$
	^{244}Cm	$1.8 \cdot 10^1$	$2.7 \cdot 10^{-5}$
	^{245}Am	$8.5 \cdot 10^3$	$3.9 \cdot 10^{-5}$
FF	^{90}Sr	$2.9 \cdot 10^1$	$3.6 \cdot 10^{-8}$
	^{99}Tc	$2.1 \cdot 10^5$	$8.9 \cdot 10^{-10}$
	^{129}I	$1.6 \cdot 10^7$	$3.6 \cdot 10^{-8}$
	^{135}Cs	$2.0 \cdot 10^6$	$6.9 \cdot 10^{-10}$
	^{137}Cs	$3.0 \cdot 10^1$	$4.6 \cdot 10^{-9}$

soluzione del genere risulta essere realistica solo per scorie nucleari con vite medie relativamente brevi, che non superino cioè i 500 anni.

Una soluzione che potrebbe cambiare drasticamente questo panorama incerto e difficile è la *trasmutazione*. Con questo processo gli isotopi con vite medie molto lunghe sono trasformati, grazie ad una particella in grado di penetrare all'interno del nucleo e di interagire con i nucleoni, in elementi stabili o in elementi con una minore vita media. L'obiettivo della trasmutazione è, quindi, quello di diminuire le radiotossicità di un fattore 100, nel medio e lungo termine, portando così le scorie prodotte a vite medie che garantiscono uno stoccaggio sotterraneo in condizioni sufficientemente sicure. Ad esempio un possibile candidato alla trasmutazione è il ^{99}Tc , prodotto di fissione, che ha una vita media pari a $2 \cdot 10^5$ anni. Dopo la cattura di un neutrone il nucleo

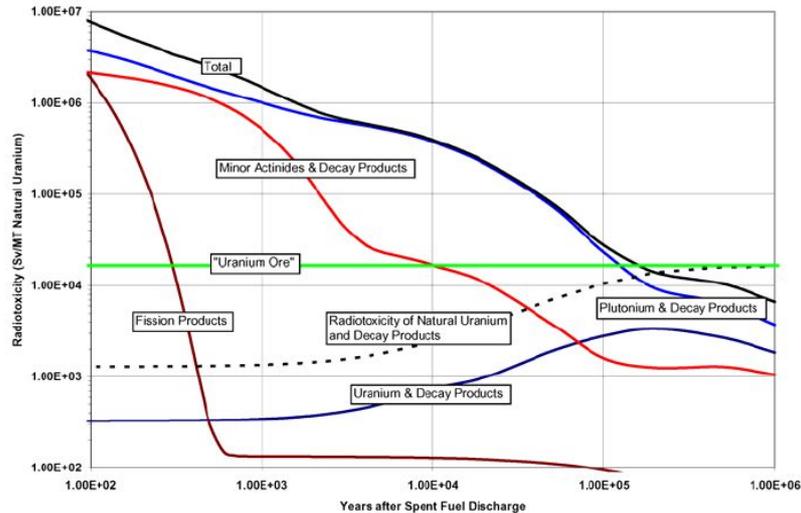


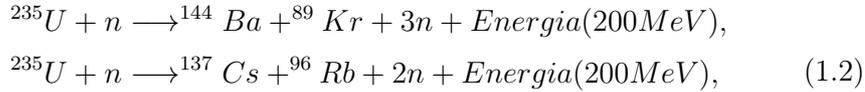
Figura 1.3: Andamento della radiotossicità negli anni degli elementi TRU e FF

formatosi: ^{100}Tc decade con una vita media di 15.8 secondi nell'isotopo stabile ^{100}Ru . Risultano necessari e fondamentali per il processo di trasmutazione la conoscenza delle varie sezione d'urto di cattura e fusione con un'elevata precisione e un flusso di neutroni con valori adeguati di energie e intensità.

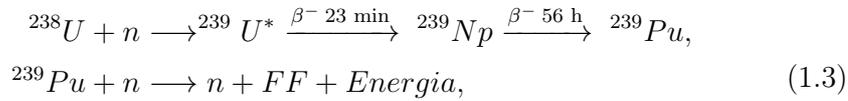
1.3.2 Perché ^{238}U

L'uranio naturale è composto per il 99.27% dall' ^{238}U , per il 0.72% dall' ^{235}U e lo 0.006% è ^{234}U . Per essere usato in un reattore la frazione di ^{235}U deve essere arricchita al 3-5% perché solo l'isotopo ^{235}U è fissile, cioè capace di dar luogo a fissione con neutroni di qualsiasi energia; mentre l' ^{238}U è un isotopo fertile e può trasformarsi in un isotopo fissile (il ^{239}Pu) a seguito dell'assorbimento di un neutrone e decadimento β .

La maggior parte dei reattori in esercizio utilizza uranio arricchito perché il nucleo di ^{235}U ha, a seguito della cattura di un neutrone, un'elevata probabilità di scindersi in due frammenti più leggeri emettendo un numero variabile di neutroni (2-3 circa) che a loro volta producono nuove fissioni innescando, con opportune condizioni, una reazione a catena; due esempi tipici sono dati dalle seguenti reazioni:



Le reazioni nucleari su ^{238}U in parte portano alla formazione dell'elemento fissile ^{239}Pu



in larga parte, invece, vanno a formare le scorie a più lunga vita media (i TRU) e più radiotossici.

Sono in fase di studio i reattori di IV generazione progettati per il massimo utilizzo del combustibile e la minimizzazione delle scorie. Tra i progetti selezionati sono previsti i *reattori autofertilizzanti a neutroni veloci*. In questi reattori i neutroni non vengono rallentati ma interagiscono con i nuclei con un'energia pari a circa qualche MeV. Per questi reattori è previsto l'abbandono dell'utilizzo dell' ^{235}U che verrà sostituito con l' ^{238}U infatti questo risulta avere una sezione d'urto di fissione a soglia.

I reattori veloci usando la reazione 1.3 *bruciano* tutto l'uranio e producono il materiale fissile (^{239}Pu) in una quantità maggiore rispetto a quella consumata perché riescono a sfruttare anche gli elementi radioattivi che si producono che altrimenti costituirebbero le scorie ad alta longevità. Con questi nuovi reattori si può recuperare più del 99% del combustibile saturo prodotto in un reattore termico. Le scorie prodotte da questo impianto sono principalmente FF che hanno una vita radioattiva molto più breve rispetto gli elementi TRU e Pu che verrebbe riutilizzato; per questo lo smaltimento risulterebbe più facile e sicuro.

In questo quadro risulta cruciale conoscere con alta precisione (tipicamente con incertezze del 2%) la sezione d'urto di cattura neutronica per il ^{238}U in un ampio intervallo energetico.

Capitolo 2

Sezione d'urto indotta da neutroni

2.1 Introduzione

La misura della sezione d'urto (σ) permette di risalire a meccanismi dinamici della reazione studiata e quindi alle interazioni nucleari. La sezione d'urto di un certo processo nucleare si deduce dalla misura del numero di eventi acquisiti per unità di tempo da un rivelatore conoscendo l'efficienza di questo, l'intensità del fascio che incide nel bersaglio e le caratteristiche del target.

In questo capitolo è introdotta la teoria della matrice R per descrivere la sezione d'urto nella regione risonante. Secondo questa teoria la sezione d'urto di una reazione è legata alla probabilità di assorbimento di un neutrone, con la relativa formazione di un *nucleo composto*, e alla probabilità che il nucleo eccitato decada in un particolare canale. La sezione d'urto è parametrizzata mediante una struttura risonante la cui forma viene bene approssimata con una *Breit-Wigner* piccata a un'energia E_0 e larghezza Γ .

Nell'analisi sperimentale si misura la σ in funzione dell'energia incidente e la si confronta con quella prevista dalla teoria. La struttura risonante prevista dalla teoria deve però essere corretta per vari effetti sperimentali quali le risoluzioni energetiche dello spettrometro, l'effetto Doppler shift, le incertezze sull'istante di produzione del neutrone, i fondi.

2.2 Trattazione delle risonanze indotte da neutroni

2.2.1 Il nucleo composto

La sezione d'urto descrive la probabilità di occorrenza di un dato processo. Entrando più nello specifico la definizione geometrica definisce σ come la probabilità che un proiettile subisca un urto con una particella del bersaglio. La misura della sezione d'urto è una quantità che differisce molto anche tra un isotopo e l'altro perché è relativa alla struttura nucleare del nucleo che viene bombardato.

Quando un neutrone incide su un bersaglio risultano possibili varie reazioni nucleari nei nuclei del bersaglio (cattura, diffusione, fissione,...) ognuna con la sua probabilità. La sezione d'urto totale è la somma di tutte le sezioni d'urto parziali:

$$\sigma_{totale} = \sigma_{cattura} + \sigma_{diffusione} + \sigma_{fissione} + \dots \quad (2.1)$$

Un esempio è illustrato in figura 2.1 dove sono riportate tutte le sezioni d'urto parziali e la totale per la reazione $n + {}^{238}\text{U}$. Si può notare che σ è una quantità che può variare molto anche per piccoli cambiamenti di energia cinetica del proiettile. I picchi osservabili corrispondono agli autostati di energia del nucleo composto. Per questo le sezioni d'urto si differenziano da isotopo a isotopo e risultano cruciali per lo studio della struttura nucleare. Inoltre si può notare che alcuni processi sono probabili anche a basse energie, mentre altri presentano una soglia, come nel caso della diffusione inelastica.

Esaminando la figura si possono distinguere principalmente due regioni al variare dell'energia: le risonanze risolte e non risolte.

- La *regione delle risonanze risolte* (RRR) è a basse energie (da 0 eV a diversi keV) ed è caratterizzata da una struttura di risonanze. Le risonanze sono ben separate e la distanza tra loro è molto grande paragonata alla loro larghezza (Γ) e alla risoluzione degli strumenti.
- La *regione delle risonanze non risolte* (URR) è a più alte energie (da circa $10^3 - 10^4$ eV) e si presenta come una sovrapposizione di riso-

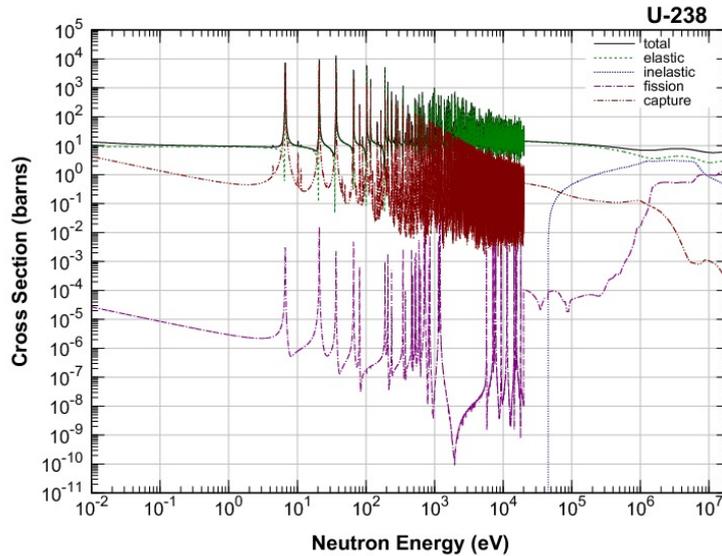


Figura 2.1: Sezioni d'urto parziali e totale dell' ^{238}U [9]

nanze. Le risonanze hanno una larghezza naturale (Γ) paragonabile come ordine di grandezza alla distanza che c'è tra loro e la risoluzione sperimentale non permette di evidenziarle singolarmente.

La particella incidente, un neutrone, con energia cinetica E_n interagisce con i nuclei del bersaglio formando uno stato eccitato che può decadere in diversi canali indipendentemente dal modo in cui si è formato il nucleo composto (in figura 2.2 è illustrato il processo completo di cattura di un neutrone.). La probabilità di decadere in uno specifico canale dipende solo dall'energia totale del sistema.



Nel caso di nuclei pesanti (come ^{238}U) il canale elastico ((n, n)), con l'emissione di un neutrone ad energia uguale o minore rispetto al neutrone incidente, ((n, γ)), l'emissione di una cascata gamma a seguito di una cattura radiativa del neutrone e il canale di fissione del nucleo ((n, f)), sono le

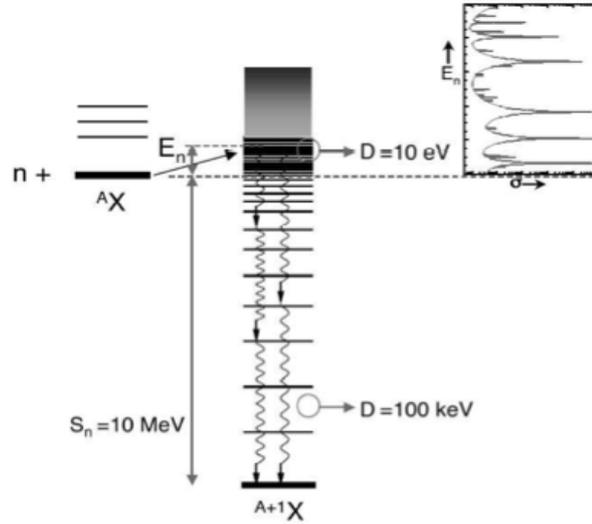


Figura 2.2: Schema della formazione e diseccitazione di un nucleo composto. La risonanze osservate nella sezione d'urto della reazione corrispondono ai livelli eccitati del nucleo che poi decadono emettendo neutroni in uno scattering elastico o raggi γ a seguito di una cattura radiativa del neutrone oppure decadono nel canale di fissione [11].

principali modalità che il nucleo composto ha per il rilascio dell'energia di eccitazione.

Il livello quasi-stazionario raggiunto ha una determinata vita media (τ) che è correlata alla larghezza della risonanza (Γ) tramite il principio di indeterminazione di Heisenberg:

$$\Gamma \cdot \tau \approx \hbar \quad . \quad (2.3)$$

La Γ della risonanza è la somma di tutte le larghezze parziali (Γ_f , Γ_γ , Γ_n ...) relative ai diversi canali di decadimento del nucleo composto. La probabilità che ha un nucleo composto di decadere in un determinato canale è:

$$P_c = P_{CN} \frac{\Gamma_c}{\Gamma} \quad . \quad (2.4)$$

Questa teoria fonda le sue basi sul formalismo della matrice R.

2.2.2 La matrice R

Il principio della matrice R si basa sull'assunzione che il fascio incidente e quello uscente siano rappresentati da due onde sferiche che possono differire in due modi: diversa fase o diversa ampiezza. Le particelle del fascio incidente possono avere uno scattering di tipo anelastico dentro il bersaglio: questa è la causa del cambiamento di ampiezza dell'onda uscente rispetto a quella entrante. Introduciamo un coefficiente complesso davanti all'onda uscente (η_l) e otteniamo che la funzione d'onda $\psi = \psi_{inc} + \psi_{sc}$ è descrivibile dell'espressione:

$$\psi = \frac{A}{2kr} \sum_{l=0}^{\infty} i^{l+1} [e^{-i(kr-l\frac{\pi}{2})} - \eta_l e^{+i(kr-l\frac{\pi}{2})}] P_l(\cos \theta) \quad (2.5)$$

dove A è una costante di normalizzazione e $P_l(\cos \theta)$ sono i polinomi di Legendre.

Poiché le forze nucleari sono a corto raggio risulta necessario dividere lo spazio percorso dall'onda in due regioni: una interna e una esterna al nucleo separate da una superficie ideale di raggio R definita come

$$R \cong R_0 A^{\frac{1}{3}} \quad (2.6)$$

dove A è il numero di massa del target del nucleone e $R_0 \cong 1.2$ fm [12]. Nella regione esterna la forza nucleare è insignificante quindi il sistema neutrone-nucleo può essere trattato come composto da due sistemi indipendenti; nella regione interna la forza nucleare è dominante e si forma un unico sistema (il nucleo composto) formato, nel caso $n + A$, da A+1 nucleoni. La funzione d'onda del nucleo composto è sconosciuta ma può essere espansa in una combinazione lineare di funzioni d'onda sferiche che soddisfano la condizione di contorno in R. In questo modo ogni funzione d'onda corrisponde alla descrizione di un livello quasi-stazionario del nucleo composto, cioè ad una risonanza con larghezza parziale $\gamma_{cc'}$ che è la probabilità di decadere nel canale c'. Queste funzioni d'onda formano la matrice di scattering $U_{cc'}$ [10] ed ogni livello è descritto da un particolare sfasamento $\delta_{cc'}$.

Continuiamo l'analisi della sezione d'urto analizzando un singolo livello quasi-stazionario. Se il numero d'onda k ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$) dell'onda incidente e quella

uscite risultano uguali possono verificarsi solo processi di *scattering elastico* e la sezione d'urto è:

$$\sigma_{sc} = \sum_{l=0}^{\infty} \pi \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 (2l+1) |1 - \eta_l| \quad (2.7)$$

Poiché l'unico processo che può avvenire è lo scattering elastico $|\eta_l|=1$ quindi si può riscrivere η_l dell'onda parziale l come $e^{2i\delta_{cc'}}$. Otteniamo:

$$\sigma_{sc} = \sum_{l=0}^{\infty} 4\pi \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 (2l+1) \sin^2 \delta_l \quad (2.8)$$

Aggiungendo al canale di scattering elastico gli altri processi che hanno come espressione di sezione d'urto della reazione la seguente:

$$\sigma_r = \sum_{l=0}^{\infty} \pi \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 (2l+1) (1 - |\eta_l|^2) \quad , \quad (2.9)$$

la sezione d'urto totale è:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{sc} + \sigma_r = \sum_{l=0}^{\infty} 2\pi \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 (2l+1) (1 - \text{Re}\eta_l) \quad (2.10)$$

Generalizzando a più livelli il termine $(1 - \text{Re}\eta_l)$, diventa la matrice $R = (1 - \text{Re}(U_{cc'}))$ ed è una funzione della matrice di collisione $U_{cc'}$. I termini della matrice R , come quelli della matrice U , sono definiti in funzione di due probabilità della risonanza r : formazione dello stato composto (γ_{rc}), decadimento dello stato composto attraverso il canale c' ($\gamma_{rc'}$)

$$R_{cc'} = \sum_r \frac{\gamma_{rc}\gamma_{rc'}}{E_r - E} \quad (2.11)$$

γ_{rc} e $\gamma_{rc'}$ sono reali, indipendenti, ottenibili con dati sperimentali della sezione d'urto e vengono definiti in funzione della larghezza della risonanza:

$$\Gamma_{rc} = 2\gamma_{rc}^2 P_c \quad (2.12)$$

P_c è il coefficiente di penetrazione che per le reazioni indotte da neutroni è definito come la penetrabilità della barriera centrifuga.

Assumendo che non ci sia interferenza tra i livelli del nucleo eccitato si può semplificare con l'approssimazione di Reich-Moore. Questa approssimazione

è valida quando sono possibili molti canali per il decadimento del nucleo composto e hanno tra loro una larghezza comparabile. In questa condizione la matrice R diventa [13]

$$R_{cc'} = \sum_r \frac{\gamma_{rc}\gamma_{rc'}}{E_r - E - i\frac{\Gamma_{r\gamma}}{2}} \quad (2.13)$$

Nel range di energia che verrà analizzato gli unici processi che possono avvenire sono lo scattering elastico ($c'=n$) e la cattura radioattiva ($c'=\gamma$) quindi

$$\sigma_{tot} = \sigma_\gamma + \sigma_n \quad (2.14)$$

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_\gamma + \Gamma_n \quad (2.15)$$

In questa condizione, nel calcolo della matrice R, considerando, per esempio, un solo canale

$$R_{nn} = \sum_r \frac{\gamma^2}{E_r - E - i\frac{\Gamma_{r\gamma}}{2}} \quad (2.16)$$

2.2.3 La formula di Breit-Wigner

Lo shift della fase, δ_l , contenuto nell'equazione 2.8, di un singolo livello, può essere espanso in serie di Taylor, nei pressi dell'energia di risonanza E_R , esprimendolo in funzione della cot

$$\begin{aligned} \cot\delta_l(E) &= \cot\delta_l(E_R) + (E - E_R) \left(\frac{\partial \cot\delta_l}{\partial E} \right)_{E=E_R} \\ &+ \frac{1}{2}(E - E_R)^2 \left(\frac{\partial^2 \cot\delta_l}{\partial E^2} \right)_{E=E_R} + \dots \end{aligned} \quad (2.17)$$

dove

$$\left(\frac{\partial \cot\delta_l}{\partial E} \right)_{E=E_R} = - \left(\frac{\partial \delta_l}{\partial E} \right)_{E=E_R} \quad (2.18)$$

Definiamo la larghezza Γ

$$\Gamma = 2 \left(\frac{\partial \delta_l}{\partial E} \right)_{E=E_R}^{-1} \quad (2.19)$$

Quindi $\sin\delta_l$ e la sezione d'urto di scattering(2.8) si possono scrivere

$$\sin^2 \delta_l = \frac{\frac{\Gamma}{2}}{\sqrt{[(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}]}} \quad (2.20)$$

$$\sigma_{sc} = \frac{\pi}{k^2}(2l+1) \frac{\Gamma^2}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (2.21)$$

Questo risultato può essere generalizzato in due modi: possiamo introdurre il fattore di spin e i diversi modi che ha lo stato eccitato di un nucleo per tornare allo stato fondamentale.

1. Introducendo nel sistema particelle con spin diverso da zero possiamo definire il momento totale orbitale \vec{J} e la parità π . \vec{J} è la somma dello spin del bersaglio (\vec{I}), del proiettile (\vec{s}) e il momento angolare dell'orbita (\vec{l}). La parità della risonanza è legata alla parità del bersaglio π_1

$$\pi = (-1)^l \pi_1 \quad (2.22)$$

Il fattore statistico di spin g è relativo alla probabilità di ottenere il momento angolare \vec{J} dagli spin del bersaglio e del proiettile:

$$g = \frac{2J+1}{(2s+1)(2I+1)} \quad (2.23)$$

Si può notare che nel limite di particelle senza spin g si riduce a $(2l+1)$. Nella tabella 2.1 sono illustrati i valori di J^π e g di onde s, p e d corrispondenti per la reazione $U^{238} + n$

Tabella 2.1: I valori di J^π e di g per la reazione $U^{238} + n$

	l	s	J^π	g	onda
$U^{238} (I^\pi=0^+)$	0	$\frac{1}{2}$	$\pm \frac{1}{2}^+$	1	s
	1	$\frac{1}{2}$	$\pm \frac{1}{2}^-, \pm \frac{3}{2}^-$	1,2	p
	2	$\frac{1}{2}$	$\pm \frac{1}{2}^+, \pm \frac{3}{2}^+, \pm \frac{5}{2}^+$	1,2,3	d

2. Se la risonanza ha diversi modi di decadere allora la larghezza totale Γ è la somma di tutte le larghezze parziali Γ_i . Il Γ^2 a numeratore della formula 2.21 è relativo alla formazione della risonanza e alla sua probabilità di decadere in un particolare canale d'uscita. Per una generica reazione $a + X \rightarrow b + Y$

$$\sigma_{cc'} = \frac{\pi}{k^2} g \frac{\Gamma_{rc} \Gamma_{rc'}}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (2.24)$$

Equazione 2.24 è un esempio di *Breit-Wigner*. La *Breit-Wigner* è utilizzata per parametrizzare le singole risonanze isolate considerando un unico livello.

2.3 Un semplice osservabile legato alla sezione d'urto e ai parametri della risonanza

Poiché molti effetti sperimentali portano ad allargamenti “fittizi” delle larghezze delle risonanze mantenendo, però, costante il numero di interazioni alle energie della risonanza, il modo più semplice per studiare sperimentalmente la sezione d'urto di una reazione è l'analisi dell'area della risonanza. I dati che ci interessano in questo lavoro sono le aree di cattura (A_γ) cioè l'area di una risonanza presente nella sezione d'urto di cattura radiativa. Per risonanze isolate l'area, che può essere estrapolata dai dati sperimentali, è collegata alla sezione d'urto dalla seguente espressione:

$$A_\gamma = \int (1 - e^{-n\sigma_{tot}}) \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_{tot}} dE \quad (2.25)$$

dove σ_{tot} e σ_γ sono rispettivamente la sezione d'urto totale e quella di cattura e n è il numero di atomi per unità di area del bersaglio.

Risolvendo l'integrale nel limite di risonanze caratterizzate da $n\sigma_{tot} \ll 1$, che si ha con bersagli sottili, si ottiene

$$A_\gamma(n\sigma_{tot} \ll 1) = 2n\pi^2 \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 g \frac{\Gamma_x \Gamma_\gamma}{\Gamma} \quad (2.26)$$

A_γ è legata al kernel di cattura, k_γ , definito da

$$k_\gamma = g \frac{\Gamma_\gamma \Gamma_n}{(\Gamma_\gamma + \Gamma_n)} \approx \begin{cases} g\Gamma_n, & \text{se } \Gamma_\gamma \gg \Gamma_n \\ g\Gamma_\gamma, & \text{se } \Gamma_n \gg \Gamma_\gamma \end{cases} \quad (2.27)$$

tramite l'espressione

$$A_\gamma = 2n\pi^2 \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 k_\gamma \quad (2.28)$$

Quando studiamo il caso $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$ la larghezza totale della risonanza può essere approssimata a Γ_n mentre se $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_n$ avremmo l'approssimazione opposta.

2.3.1 Correzioni sui dati sperimentali

I modelli ideali non considerano alcune proprietà del sistema sperimentale; per esempio basti pensare all'approssimazione fatta sugli atomi del bersaglio considerati in quiete. Questi sono invece caratterizzati da una distribuzione di velocità che dipende dal materiale e dalla temperatura. La conseguenza del movimento termico degli atomi è l'allargamento Doppler sulla forma della risonanza descritta dalla *Breit-Wigner*. L'allargamento Doppler, nel caso dell' ^{238}U , raddoppia o triplica la larghezza naturale della risonanza.

Alla luce di questi ed altri effetti sperimentali, per ottenere gli osservabili sperimentali relativi alle area definite nell'equazione 2.26, risulta necessario introdurre alcune correzioni al modello relative alla velocità degli atomi del bersaglio, alla risoluzione dell'energia dello spettrometro e allo scattering multiplo nel caso di una misura di cattura.

Per ridurre le incertezze associate ai valori, che si ottengono dal confronto fra dati sperimentali e previsioni teoriche, è opportuno effettuare le misure ponendo il sistema in diverse situazioni per valutare in maniera più accurata le correzioni confrontando i risultati ottenuti con le differenti condizioni al contorno. Per esempio, è preferibile analizzare contemporaneamente gli osservabili relativi ad ogni canale di reazione a differenti temperature, per stimare l'entità dell'allargamento Doppler, e con bersagli di diversi spessori, per determinare in maniera giù accurata l'auto-schermatura e lo scattering multiplo.

Capitolo 3

La *facility* e le misure ad n_TOF

3.1 Introduzione

Una delle caratteristiche della facility di n_TOF (Figure 3.1 e 3.2) è la produzione di neutroni con il metodo di spallazione utilizzando un fascio iniziale di protoni molto energetici. Tramite questo meccanismo vengono infatti generati $2 \cdot 10^{15}$ neutroni nella forma di brevi impulsi e con un periodo di ripetizione che può variare da 2.4 s a 16.7 s. Le caratteristiche del fascio prodotto sono collegate al fascio di protoni iniziale e dal bersaglio di spallazione utilizzato.

La *facility* n_TOF è in grado di produrre un flusso di neutroni istantaneo estremamente elevato, ideale per misure di reazioni indotte da neutroni ad alta precisione, e in particolare quando il campione da studiare è un isotopo radioattivo. L'accuratezza della misura è raggiunta grazie alla tecnica del *time of flight* combinata alla lunghezza della base di volo: infatti nel caso della *facility* n_TOF si ottiene un'ottima risoluzione energetica dei neutroni.

Il flusso del fascio di neutroni viene continuamente monitorato e la sua determinazione risulta fondamentale per la misura dello yield di cattura dal quale si ricava la sezione d'urto, come verrà descritto in seguito. Le caratteristiche del fascio di neutroni permettono di portare a termine misure di sezioni d'urto di vari processi nucleari: cattura, reazioni (n, particelle cariche), fissione.

3.2 La *facility* n_TOF

I neutroni vengono prodotti con il metodo della spallazione da un fascio di protoni ad alta energia (20 GeV), proveniente dal protosincrotrone (PS) del CERN, incidente su un bersaglio di piombo. Ogni protone è in grado di generare nel target 300 neutroni e il PS può generare pacchetti di intensità fino a $7 \cdot 10^{12}$ protoni per impulso con risoluzione temporale di 7 ns: si arriva ad avere circa $2 \cdot 10^{15}$ neutroni per impulso. Dopo essere stati prodotti, i neutroni attraversano un contenitore, di spessore di 5 cm, pressurizzato separato in due regioni (1 cm e 4 cm): la prima è riempita con acqua demineralizzata, a diretto contatto con l'intero blocco di piombo, e ha uno scopo refrigerante, necessario poiché la potenza dissipata dal fascio incidente nel blocco provoca un notevole incremento di temperatura; mentre la seconda, situata nel lato di uscita dei neutroni, può essere costituita da differenti liquidi e funge da moderatore allo scopo di aumentare il range energetico dei neutroni emessi arrivando così a coprire una gamma di energia dal termico fino al GeV. Tra i liquidi utilizzabili come moderatori si è scelta l'acqua borica perché riduce in modo sostanziale il background dovuto ai raggi gamma prodotti nella reazione di cattura neutronica su ^1H . (Nella prima configurazione della *facility* era presente un unico blocco di acqua demineralizzata di 5 cm che svolgeva sia il compito di moderatore che di refrigerante). I neutroni che sono nella direzione giusta per essere incanalati, viaggiano per 200 m in un *tubo a vuoto* che è inclinato di 10° rispetto all'asse dei protoni incidenti per minimizzare il numero di particelle secondarie che raggiungono l'area sperimentale (EAR-1). Sempre allo scopo di rimuovere le particelle estranee dalla linea di fascio nel tubo a vuoto è posizionato un grande magnete per deviare le particelle cariche.

3.2.1 Le caratteristiche del fascio

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

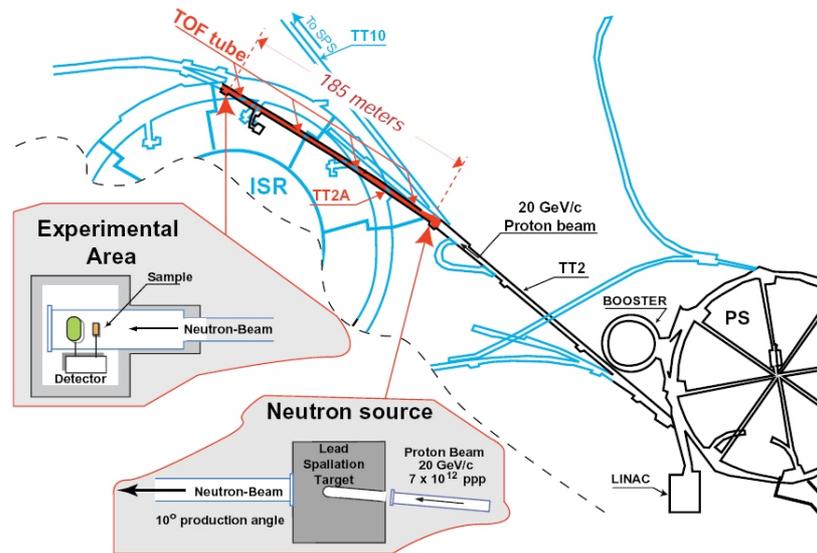


Figura 3.1: Il fascio di protoni viene estratto dal PS attraverso la linea di trasferimento TT2 alla cui fine è posto il bersaglio di piombo. Alla fine del TOF tube (TT2-A) i neutroni vengono rivelati a circa 185 m dalla zona di produzione, dove inizia l'area sperimentale EAR-1 [14]

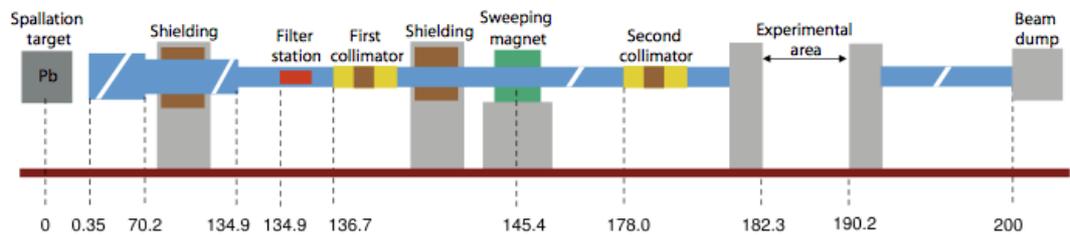


Figura 3.2: Il percorso del fascio di neutroni di n_TOF dal bersaglio di spallazione allo smaltimento [15]

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

e l'alone che lo circonda (maggiori sono le dimensioni laterali del bersaglio maggiore è l'alone che circonda il fascio).

Il primo bersaglio usato in n_TOF era un parallelepipedo di piombo di 4 tonnellate e dimensioni $80 \times 80 \times 60$ cm³. La scelta del materiale è ricaduta sul piombo perché ha un alto numero atomico e di massa, è poco costoso e facilmente lavorabile, un protone in esso può produrre varie centinaia di neutroni e ha un'elevata trasparenza per i neutroni di energia inferiore ad 1 MeV: tutte caratteristiche lo rendono una buona sorgente di neutroni. Tra il 2008 e il 2009, a causa del forte danneggiamento del bersaglio dovuto all'inadeguatezza del sistema di raffreddamento, erano presenti deformazioni dell'ordine del cm nel target e un foro nella zona di ingresso dei protoni. Si è, allora, progettato un nuovo bersaglio cercando di migliorare il sistema di raffreddamento.

Sono state valutate varie soluzioni per la progettazione del nuovo bersaglio; la scelta è poi ricaduta su un blocco cilindrico di piombo di diametro 60 cm e altezza 40 cm inserito in un contenitore pressurizzato con il sistema di raffreddamento e di moderazione divisi come illustrato sopra [15].

3.3 La tecnica del *Time of Flight*

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:

$$v = \frac{L}{t} \quad (3.1)$$

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

$$E_n = mc^2(\gamma - 1) \quad (3.2)$$

dove γ rappresenta il fattore relativistico di Lorentz: $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ e c la velocità della luce. Per effettuare misure di tempo di volo è necessario che i neutroni siano emessi da una sorgente pulsata. I neutroni vengono prodotti

in un tempo relativamente breve che è considerato l'istante iniziale t_0 . Il campione da analizzare viene posizionato ad una distanza L dalla sorgente. Per le misure di sezioni d'urto si rivelano, con opportuni sistemi, i prodotti della reazione $n + bersaglio$ quali particelle α , raggi γ di cattura, frammenti di fissione o neutroni diffusi ad un tempo t_n considerato il tempo di arrivo per determinare il tempo di volo del neutrone:

$$t_{obs} = t_n - t_0 \quad (3.3)$$

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

$$t_0 = t_\gamma - L/c \quad (3.4)$$

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

3.3.1 La funzione di risoluzione

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

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

$$\frac{\Delta E}{E} = (\gamma + 1)\gamma \left(\frac{\Delta v}{v} \right) \quad (3.5)$$

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

$$\frac{\Delta v}{v} = \sqrt{\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2} \quad (3.6)$$

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

Il tempo di volo t relativo ad una distanza L è diverso dal tempo osservato sperimentalmente t_{obs} (Equazione 3.3)

$$t = t_{obs} - t' \quad (3.7)$$

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

La risoluzione energetica di uno spettrometro a tempo di volo gioca un ruolo importante dell'analisi degli esperimenti di cattura nella regione delle risonanze risolte. Poiché sia l'istante iniziale (t_0) che quello di stop (t_n) hanno una distribuzione temporale, allora lo stesso t sarà caratterizzato da una distribuzione in tempo o equivalentemente in distanza chiamata *funzione di risoluzione*. Questa dispersione provoca l'allargamento delle larghezze delle risonanze (Figura 3.3).

La larghezza a metà altezza della risonanza osservata può essere stimata come la somma in quadratura del contributo dell'effetto Doppler ΔE_θ e dell'allargamento sperimentale ΔE

$$\Gamma_{obs}^2 = \Gamma^2 + \Delta E_\theta^2 + \Delta E^2 \quad (3.8)$$

La risoluzione della velocità (Equazione 3.6) è data quasi unicamente dall'incertezza sul tempo di volo che risulta influenzata dalla risoluzione temporale dei pacchetti di neutroni, dal percorso degli stessi neutroni all'interno del moderatore e dei rivelatori presenti lungo il fascio, dall'elettronica e dalla

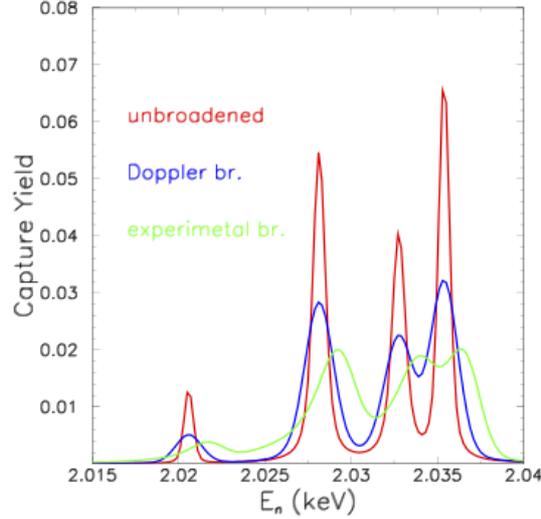


Figura 3.3: Yield di cattura a 0 K (curva rossa), con allargamento dovuto a effetto Doppler a 300 K (curva blu) e con allargamento dovuto alla risoluzione sperimentale (curva verde). Per i calcoli è stata usata la *funzione di risoluzione* di n_TOF.

risoluzione temporale dei rivelatori. Tutti questi effetti non si possono conoscere sperimentalmente ma si possono ricostruire con approcci analitici, il più delle volte vengono utilizzate le simulazioni Monte Carlo.

Attraverso l'espansione di Taylor per la velocità si può tradurre l'incertezza sui tempi in incertezza sulla lunghezza introducendo la distanza equivalente $L' = v \cdot t'$:

$$v = \frac{L}{(t_{obs} - t')} \approx \frac{L}{t_{obs}} \left(1 + \frac{t'}{t_{obs}} \right) \quad (3.9)$$

quindi

$$v \approx \frac{L + L'}{t_{obs}} \quad (3.10)$$

L'incertezza percentuale in energia dipende dall'incertezza sul cammino di moderazione dei neutroni e risulta, alla luce di queste considerazioni:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2L'}{(L + L')} \quad [17] \quad (3.11)$$

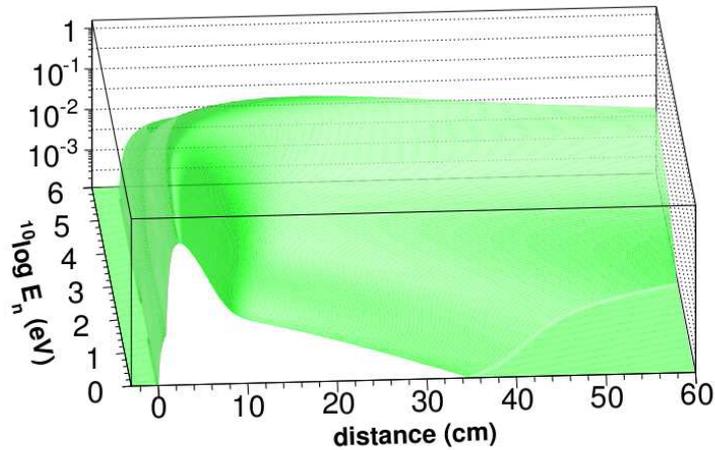


Figura 3.4: La *funzione di risoluzione* alla posizione del campione (185 m) alla *facility* n_TOF, data come distribuzione della distanza equivalente L' in funzione dell'energia dei neutroni, nel range da 1 eV a 1 MeV [16]

e risulta particolarmente importante a basse energie, infatti ad 1 keV si ha una risoluzione energetica di $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ (figura 3.5).

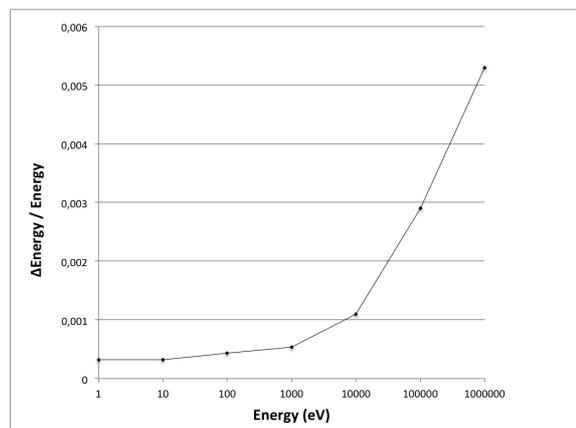


Figura 3.5: Sono mostrati i valori della risoluzione energetica in funzione dell'energia del neutrone. A basse energie è dominante l'incertezza sul cammino dentro il moderatore, aumentando l'energia la risoluzione peggiora poiché entrano in gioco anche altri elementi di incertezza prima fra tutti l'incertezza dovuta al tempo di durata del pacchetto primario di protoni [16]

3.4 Rivelatori e misure di cattura

3.4.1 Rivelatori di flusso

L'intensità del flusso del fascio di neutroni è monitorata costantemente durante le misure. I rivelatori del flusso sono basati su reazioni indotte da neutroni del fascio la cui sezione d'urto è conosciuta con un'elevata precisione e i materiali utilizzati devono risultare praticamente "invisibili" al fascio per non alterarlo.

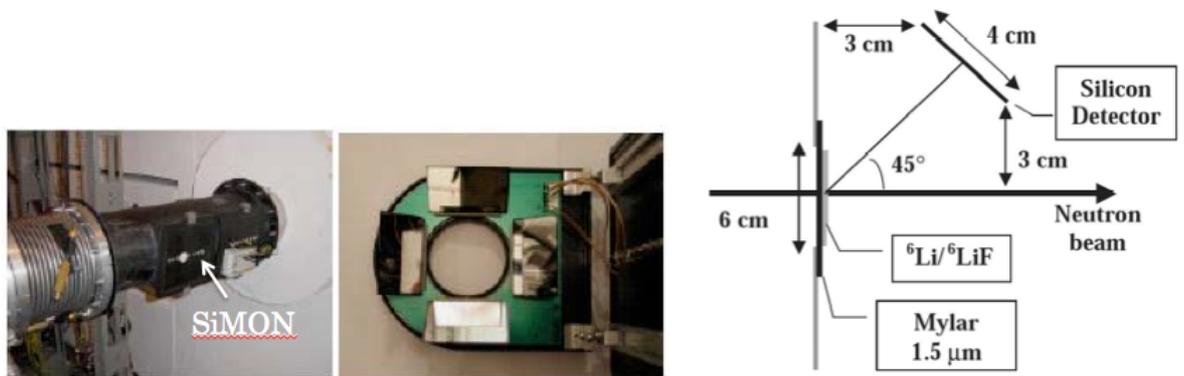


Figura 3.6: Schema del monitor di flusso SiMON.

L'intensità dei neutroni all'entrata dell'area sperimentale è monitorata dai Silicon Flux Monitor *SiMON*. L'apparato è costituito da un sottile foglio di Mylar, su cui viene depositato uno strato di ${}^6\text{Li}$ o di un suo composto, inserito lungo il fascio e da 4 rivelatori al silicio posti all'esterno del fascio (Figura 3.6). La reazione che avviene è ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$, la cui sezione d'urto è conosciuta con una precisione $\approx 0.1\%$. Risulta un buon rivelatore per un range di energie dal punto termico ($E_n = 0.025$ eV) fino ad energie di 1 MeV [18].

3.4.2 Rivelatori di cattura

La cattura di un neutrone da parte di un nucleo è caratterizzata dall'emissione immediata di raggi γ durante la diseccitazione del nucleo composto che si è creato a seguito della cattura. Un evento di cattura può, quindi,

essere misurato individuato uno o più raggi γ emessi. Un sistema di rivelazione per studiare le risonanze indotte dalle reazioni di cattura neutronica deve soddisfare le seguenti richieste:

- l'efficienza di rivelazione deve essere indipendente dalla molteplicità dello spettro di raggi γ e dalla loro distribuzione energetica;
- la sensibilità ai neutroni diffusi deve essere la più bassa possibile, per non rivelare i neutroni che subiscono scattering nel bersaglio;
- la risoluzione temporale deve essere molto buona.

Esistono due metodi completamente differenti che soddisfano le richieste sopra elencate: *Total Absorption* [19] e *Total Energy Detector*, entrambi presenti ad n_TOF .

Per le misure di cattura analizzate in questa tesi, sono stati utilizzati ri-

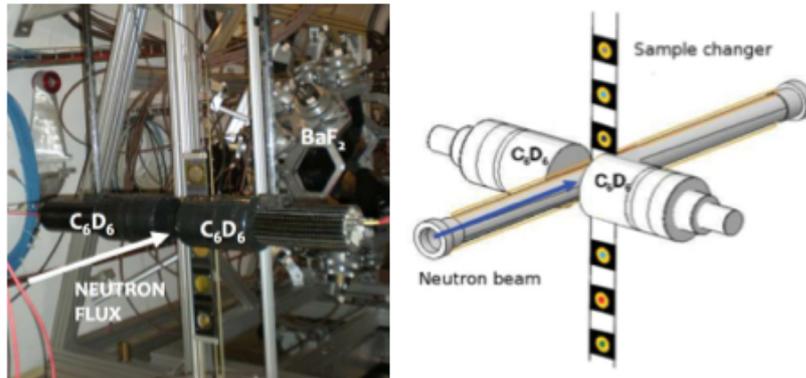


Figura 3.7: Schema del monitor di cattura C_6D_6 utilizzati in n_TOF

velatori a scintillatore liquido (il benzene deuterato C_6D_6) chiamati C_6D_6 (Figura 3.7). Questi detector sono costruiti per avere una sensibilità molto bassa per i neutroni scatterati e un angolo solido molto piccolo per applicare il metodo della *Total Energy Detector*, che richiede che l'efficienza di rivelazione per i γ risulti proporzionale all'energia dello stesso raggio gamma. L'efficienza è così bassa che risulta lecito supporre che da un'intera cascata venga registrato solo un raggio γ . L'efficienza di un rivelatore in seguito ad

un evento di cattura risulta, quindi, direttamente proporzionale all'energia totale rilasciata nell'evento (E_X), ovvero l'energia di legame più l'energia cinetica del neutrone nel sistema di riferimento del centro di massa. I C_6D_6 sfruttano la tecnica della *pulse Height Weighting Technique (PHWT)* [21] che si basa sull'assunzione che per ogni rivelatore sia sempre possibile trovare una funzione dell'altezza dell'impulso $W(E)$ che, convoluta con la distribuzione dell'altezza degli impulsi dello spettro di cattura, sia uguale all'energia radioattiva totale E_X .

La misura è stata effettuata utilizzando due rivelatori opposti l'uno all'altro, a 90° rispetto al fascio (Fig. 3.7). Uno dei due C_6D_6 è commerciale BICRON e l'altro è stato costruito a Karlsruhe (FZK) [20]

3.4.3 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. 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 (σ_{tot}), di scattering (σ_n) e di cattura (σ_γ)

$$Y_c(E_n) = (1 - e^{-n\sigma_{tot}}) \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_{tot}} + Y_M \quad (3.12)$$

$$Y_n(E_n) = (1 - e^{-n\sigma_{tot}}) \frac{\sigma_n}{\sigma_{tot}} - Y_M \quad (3.13)$$

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 (Figura 3.8): dai rivelatori la reazione è rivelata con un γ , quindi viene registrato un fenomeno di cattura, quindi nella prima equazione 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

$$Y = \varepsilon_c Y_c + \varepsilon_n Y_n \quad (3.14)$$

dove ε_c rappresenta la probabilità che un evento di cattura venga rivelato e ε_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.

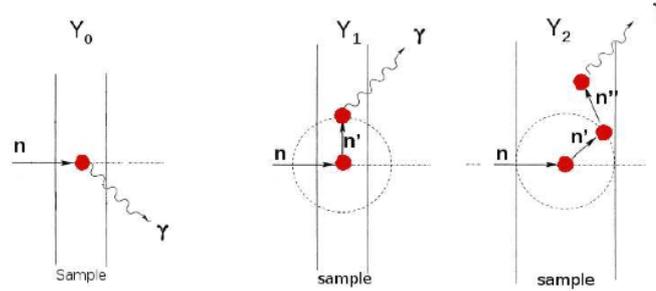


Figura 3.8: Visione schematica degli eventi di diffusione multipla che contribuiscono allo yield di cattura

Lo yield di cattura, nella forma più generale, non dipende soltanto dalla sezione d'urto di cattura ma anche da quella totale e di scattering elastico, ma per bersagli sottili tali che $n\sigma_{tot} \ll 1$, Y_c diventa

$$Y_c(E_c) \approx n\sigma_\gamma \quad (3.15)$$

ottenendo così la proporzionalità tra lo yield e la sezione d'urto di cattura. Per bersagli spessi, invece, non è possibile applicare l'approssimazione precedente e lo yield di cattura si può esprimere

$$Y_c = Y_0 + Y_1 + Y_{\geq 2} \quad (3.16)$$

dove Y_0 è lo yield primario $Y_0 = (1 - e^{-n\sigma_{tot}}) \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_{tot}}$, Y_1 è il contributo legato ad eventi di cattura a seguito di uno scattering elastico e $Y_{\geq 2}$ quello legato a eventi di cattura avvenuti dopo due o più scattering elastici.

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 γ misurati si può ottenere lo yield sperimentale

$$Y_{exp}(t) = \frac{C_c(t)}{\Omega A \varphi_n(t)} \quad (3.17)$$

dove $\varphi_n(t)$ è il flusso dei neutroni incidenti, A è l'area effettiva del campione intercettata dal fascio di neutroni e Ω è l'angolo solido sotteso dal sistema di rivelazione. Lo yield sperimentale così ottenuto deve essere messo a confronto con il valore teorico espresso dall'equazione 3.14. Nella maggior parte dei casi la geometria del sistema di rivelazione non è conosciuta con grande precisione, ed è quindi difficile determinare l'angolo solido, l'area effettiva e il flusso assoluto, risulta quindi conveniente esprimere l'equazione 3.17 in funzione solo della dipendenza energetica del flusso di neutroni, introducendo quindi una normalizzazione N_c

$$Y_{exp}(t) = N_c \frac{C_c(t)}{\varphi_n(t)} \quad (3.18)$$

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

3.4.4 Misure del flusso di neutroni

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, con il numero di conteggi si può determinare lo yield sperimentale

$$Y_\varphi(t) = \frac{C_\varphi(t)}{\Omega_\varphi A_\varphi \varphi(t)} \quad (3.19)$$

dove A_φ è sempre l'area effettiva del bersaglio vista dal fascio di neutroni e Ω_φ l'angolo solito sotteso dai rivelatori. Dal punto di vista teorico lo yield è espresso dalla relazione

$$Y_\varphi(E_n) = (1 - e^{-n\sigma_{tot}}) \frac{\sigma_\varphi}{\sigma_{tot}} \quad (3.20)$$

dove σ_{φ} è la sezione d'urto della reazione standard utilizzata. Combinando le equazioni 3.19 e 3.20 e considerando la relazione tra energia e tempo espressa nel paragrafo 3.3, la dipendenza del flusso di neutroni dall'energia è espressa come

$$\varphi(E_n) = N_{\varphi} \frac{C_{\varphi}(E_n)}{Y_{\varphi}(E_n)} \quad (3.21)$$

dove N_{φ} è il fattore di normalizzazione indipendente dall'energia.

Combinando le equazione 3.21 e 3.22 lo yield di cattura risulta

$$Y_{exp}(t) = N Y_{\varphi}(E_n) \frac{C_c(E_n)}{C_{\varphi}(E_n)} \quad (3.22)$$

dove N è il fattore di normalizzazione indipendente dal tempo e risulta essere la moltiplicazione tra N_c e N_{φ} . Il valore di N può essere determinato a partire da misure di cattura in regioni nelle quali lo yield teorico Y è ben conosciuto. Ad esempio in prossimità di una risonanza saturata cioè una regione entro la quale tutti i neutroni che arrivano sono assorbiti, tutti i neutroni incidenti con energie vicine a quella di risonanza interagiscono con il campione.

Capitolo 4

Analisi dell' ^{238}U

4.1 Introduzione

In questo capitolo descriviamo alcuni risultati che si sono ottenuti analizzando lo yield di cattura neutronica su ^{238}U in un range energetico che si estende dal punto termico a qualche keV.

Nell'analisi ciò che si osserva non sono le larghezze e le altezze proprie delle risonanze ma queste sono influenzate da diversi aspetti legati sia all'apparato sperimentale e alle proprietà fisiche. L'unica cosa che rimane inalterato, come descritto nei capitoli precedenti, è il numero di reazioni che avvengono a una determinata energia, quindi l'area sottesa dalla curva che rappresenta una risonanza rimane costante. In queste condizioni l'osservabile fisicamente significativo è il kernel di cattura, in quanto proporzionale all'area. Il kernel viene determinato tramite una procedura di fitting dei dati sperimentali. In pratica le larghezze parziali più piccole vengono determinate tramite il kernel delle risonanze (vedi equazione 2.27) e le altre larghezze parziali sono ottenute dalla differenza tra la larghezza totale, misurata tramite il fit della forma della risonanza, e la larghezza parziale più piccola. Poiché questa procedura non è sensibile alla larghezza parziale più grande perché la risoluzione sperimentale è maggiore della larghezza naturale, ed è opportuno che questa rimanga fissa durante il fit. Questo metodo fornisce $g\Gamma_\gamma$ quando la larghezza dominante è quella di scattering elastico e $g\Gamma_n$ quando è dominante la cattura.

4.2 Analisi delle risonanze

La quantità che si vuole determinare in quest'analisi è la sezione d'urto associata ad eventi di cattura, ma, come è stato argomentato precedentemente, quello che si misura effettivamente è lo yield. I fattori dei quali bisogna tener conto sono: l'autoschermatura, l'allargamento per effetto Doppler, lo scattering singolo, doppio e multiplo.

Questi sono alcuni degli elementi che considera SAMMY [23] che è il programma, insieme a REFIT, utilizzato ad n_TOF per fittare le risonanze. Il codice utilizzato da SAMMY si basa sulla teoria della matrice R con l'approssimazione di Reich-Moore illustrata nel paragrafo 2.2.2. Inclusi nel codice ci sono anche la *funzione di risoluzione* del fascio di neutroni di n_TOF e il background relativo alla sensibilità dei detector nei rilevare i neutroni.

Le caratteristiche essenziali di una risonanza sono la sua energia e la larghezza di cattura Γ_γ , di scattering elastico Γ_n , lo spin e la parità. Queste grandezze determinano la probabilità di avere processi di cattura neutronica per le varie risonanze.

Per estrarre il kernel di cattura dalle misura dello yield di cattura si può utilizzare il processo di "fitting" tramite una funzione parametrica. I parametri della funzione che si ottiene dalla teoria di matrice R sono: energia di risonanza e le larghezze parziali di cattura Γ_γ e di scattering Γ_n . Sono permesse diverse strategie per fittare i dati partendo dalla minimizzazione della funzione χ^2 . Di seguito vengono riportate in ordine di affidabilità per l'estrazione della misura del kernel

1. lasciare libere entrambe le larghezze parziali Γ_γ e Γ_n ;
2. lasciare libera solo la larghezza parziale più piccola tra le due mantenendo l'altra fissa al valore tabulare;
3. lasciare solo Γ_n libera con Γ_γ fissa alla media dei suoi valori riportati nel file ENDF.

Lo spin e la parità, invece, sono prese direttamente dai file di letteratura [22].

Le risonanze analizzate si situano in un range di energia che si estende da qualche eV fino al keV.

4.2.1 Normalizzazione

Per la normalizzazione è usata la risonanza a 6.67 eV perché è una risonanza saturata, il che vuol dire che tutti i neutroni incidenti all'energia di 6.67 eV vengono catturati e, quindi, lo yield teorico deve valere 1. Lo scostamento che si ha tra lo yield teorico e quello misurato è legato ai fattori geometrici e di efficienza che compongono il fattore N , che viene in questo modo determinato.

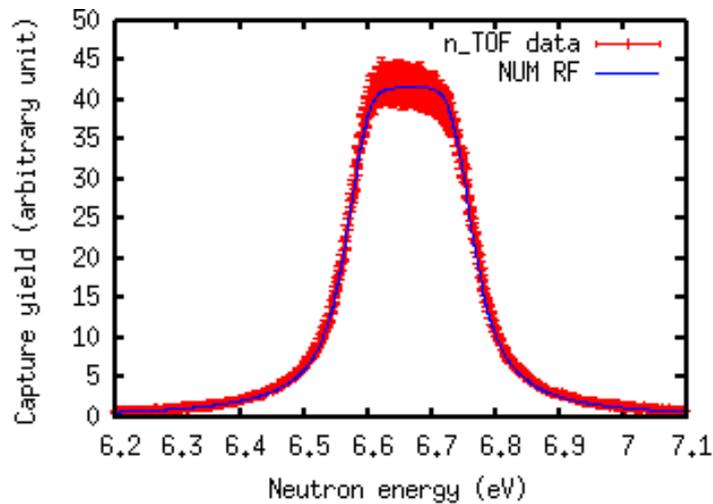


Figura 4.1: Zoom della prima risonanza saturata dell' ^{238}U a 6.67 eV

SAMMY, restituisce oltre ai tre parametri di ogni risonanza (E_r , Γ_γ , Γ_n) anche il parametro per la normalizzazione. Per la stima di questo parametro si è fatto un fit solo nella zona della prima risonanza (6.67 eV) tenendo liberi tutti i parametri sopra elencati e da questo fit si è ricavato il valore della normalizzazione che poi si è mantenuto fissato per tutti gli altri fit eseguiti.

L'analisi delle risonanze che è seguita prevedeva un massimo di 4 o 5 risonanze fittate contemporaneamente per controllare e gestire l'accuratezza di ogni singolo fit. Quando i valori delle larghezze relative erano descritte da uno dei seguenti casi: $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$ o $\Gamma_\gamma \ll \Gamma_n$, per avere una stima più attendibile sul parametro più piccolo tra i due si è scelto di tenere fissata la quantità molto maggiore [24].

4.3 Assegnazione dello spin nel file ENDF/B-VII.1

Per valutare il valore del kernel è necessario conoscere il valore del fattore statistico di spin (Equazione 4.1). Il parametro g è inserito in letteratura, dove ad ogni risonanze viene attribuito il fattore statistico dividendo così le risonanze in 2 gruppi. Come precedentemente illustrato, vedi tabella 2.1, le risonanze nel file ENDF/B-VII.1 sono classificate, in funzione di \vec{l} , come onde s o onde p assegnando alle prime $g=1$ mentre nelle seconde g può assumere i valori 1 o 2: 2 se \vec{l} e \vec{i} sono concordi nel verso, 1 se risultano discordi.

Si è voluta verificare l'assegnazione dello spin nel file ENDF/B-VII.1 tracciando le funzioni teoriche del kernel in funzione di $g\Gamma_n$, calcolate con g pari a 1,2 o 3, e sovrapponendo ad esse i punti sperimentali presenti nel file. Le funzioni teoriche sono state ottenute tenendo fisso Γ_γ alla media dei valori sperimentali (23 meV). In figura 4.2 sono riportate le funzioni del kernel per i vari tipi di onde: in verde la funzione che identifica le onde s; i due gruppi delle onde p ($g=1$ in giallo e $g=2$ in rosso), si può notare che la funzione delle onde p con $g=1$ è completamente sovrapposta alla funzione delle onde s; e, infine, in blu la curva che si ricava con $g=3$ che identifica le onde d. I punti rappresentano i dati sperimentali contenuti nelle librerie. Risulta evidente che per le onde s e le p con $g=1$ i valori dei kernel ottenuti sperimentalmente risultano piuttosto concordi con la funzione calcolata e quindi con l'assegnazione. Per le risonanze con $g=2$, invece, questa concordanza non risulta sempre verificata, infatti alcune sembrano collocarsi in linea con la funzione trovata con g uguale a 3 ottenibile con un modulo di l pari a $2\hbar$.

La presenza di risonanze con $l=2$ è confermata dalla 4.3 dove si possono distinguere tre gruppi di risonanze, corrispondenti a tre diversi momenti angolari, infatti è illustrato l'andamento di Γ_n/\sqrt{E} in funzione dell'energia [25] [13]. Sono facilmente identificabili 3 gruppi che individuano i 3 tipi di onde s , p e d .

Le risonanze che hanno il valore del kernel scostato rispetto alla previsione teorica si trovano nel *range* di energia che si estende da 10 a 20 keV. I dati in questo spettro di energie sono riconducibili all'esperimento di trasmissione fatto a ORELA da Harvey pubblicato nel 1988 [26]. Queste misurazioni

furono effettuate con neutroni da 1 a 100 keV che percorrevano 201.6 m; le misure di trasmissione avvenivano con tre bersagli di densità 0.1748, 0.0366 e 0.01235 at/barn.

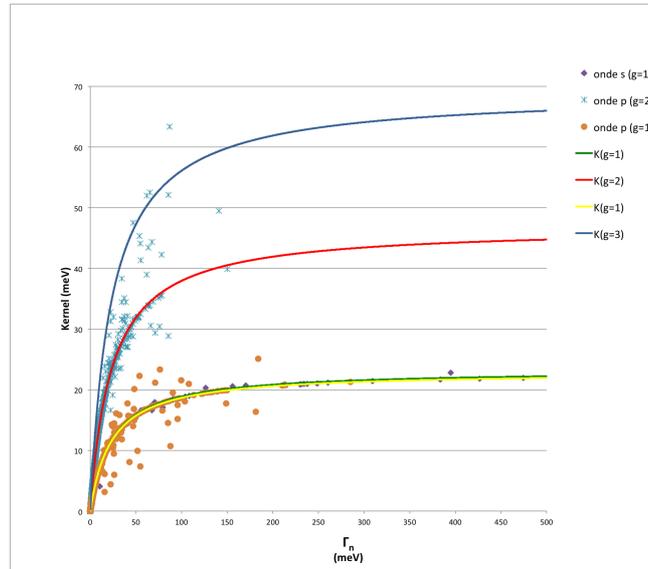


Figura 4.2: Verifica dell'attribuzione del fattore statistico di spin g nel file ENDF/B-VII.1. Sono riportate i punti sperimentali contenuti nelle librerie (viola e giallo i punti che hanno il fattore statistico di spin uguale a 1 e blu i punti con $g = 2$) e le funzioni che identificano l'andamento che ha il kernel considerando i vari tipi di onde: in verde le onde s, in giallo e rosso le onde p che hanno rispettivamente $g = 1$ e $g = 2$, in blu le onde d con $g = 3$

Da questa analisi risulta evidente che per energie maggiori di 10 keV è possibile trovare alcune piccole risonanze classificabili come onde d ($l = 2$).

4.4 Confronto tra due strategie di fit

Le strategie di fit descritte a inizio capitolo, (sezione 4.2), come più affidabili per la misura del kernel e il calcolo delle larghezze parziali sono:

- lasciare libere entrambe le larghezze parziali Γ_γ e Γ_n
- mantenere libera la larghezza parziale più piccola tenendo fissa la più grande

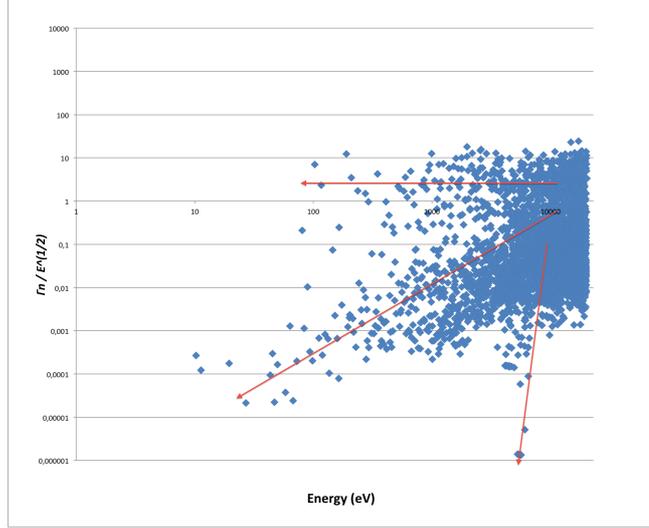


Figura 4.3: L'andamento di Γ_n/\sqrt{E} in funzione dell'energia identifica tre diversi gruppi di onde in base al momento angolare dell'onda incidente.

In tabella 4.1 sono riportati i parametri del fit di alcune risonanze analizzate con entrambi i metodi sopra riportati: quando uno dei due parametri è stato fissato, in tabella non vi è riportata la sua incertezza. Si è, quindi, calcolato il kernel con la relativa incertezza partendo dai valori delle larghezze parziali fornite da SAMMY

$$k = g \frac{\Gamma_\gamma \Gamma_n}{(\Gamma_\gamma + \Gamma_n)} \quad (4.1)$$

L'incertezza sul kernel è data da

$$\begin{aligned} \Delta k &= \sqrt{\left[\left(\frac{\partial k}{\partial \Gamma_n} \right) \Delta \Gamma_n \right]^2 + \left[\left(\frac{\partial k}{\partial \Gamma_\gamma} \right) \Delta \Gamma_\gamma \right]^2 + 2 \left[\left(\frac{\partial k}{\partial \Gamma_n} \frac{\partial k}{\partial \Gamma_\gamma} \right) \right] \varrho} \\ &= \sqrt{\left(\frac{g \Gamma_\gamma^2}{(\Gamma_n + \Gamma_\gamma)^2} \Delta \Gamma_n \right)^2 + \left(\frac{g \Gamma_n^2}{(\Gamma_n + \Gamma_\gamma)^2} \Delta \Gamma_\gamma \right)^2 + 2 \left(\frac{k^2}{(\Gamma_n + \Gamma_\gamma)^2} \varrho \right)} \end{aligned} \quad (4.2)$$

dove ϱ è la covarianza che dà una misura della correlazione tra i parametri in gioco.

Ovviamente quando si esegue il fit lasciando libera solo una larghezza parziale

il valore di σ è zero perché il parametro che contribuisce all'incertezza sul kernel è solo uno.

Tabella 4.1: Parametri di alcune delle risonanze analizzate. Alla stessa energia sono riportati: nella linea superiore i valori ottenuti lasciando libera solo una larghezza parziale e mantenendo l'altra fissa; in quella inferiore i parametri ottenuti tenendo libere sia Γ_γ che Γ_n . Nell'ultima colonna sono riportati i valori del kernel contenuti nel file ENDF/B-VII.1

Energia (eV)	Γ_γ (meV)	$\Delta\Gamma_\gamma$ (meV)	Γ_n (meV)	$\Delta\Gamma_n$ (meV)	k (meV)	Δk (meV)	k_{ENDF} (meV)
165.31	24.4	-	3.53	0.09	3.08	0.07	2.82
	24	2	3.5	0.1	3.08	0.07	
189.67	23.0	0.4	87.1	-	18.3	0.6	20.71
	22.7	0.6	176	4	20.1	0.4	
237.40	25.2	-	28.6	1.2	13.4	0.3	12.90
	25.0	1.5	28	2	13.4	0.3	
410.26	22.5	-	21.2	1.3	10.9	0.3	10.44
	23.6	1.8	20.6	1.5	11.0	0.4	
518.40	22.4	1.1	19.7	-	15.5	0.5	15.28
	22.4	1.2	50	5	15.5	0.5	
595.07	23.1	1.1	87.1	-	18.3	0.7	18.20
	23.1	1.1	89	8	18.3	0.7	
661.22	24.6	1.1	127	-	20.6	0.8	20.29
	24.6	1.1	130	11	20.7	0.8	
937.04	23.5	1.2	155	-	20.4	0.9	20.56
	23.5	1.2	162	15	20.5	0.8	
991.61	24.7	1.2	395	-	23.3	1.1	22.82
	24.8	1.2	410	30	23.3	1.1	

Come si può notare in tabella 4.1 i valori del kernel eseguendo il fit lasciando libere una o due larghezze parziali risultano consistenti. In figura 4.4 sono riportate le incertezze relative di k al crescere dell'energia calcolate con le due metodologie riportate sopra e introducendo anche i para-

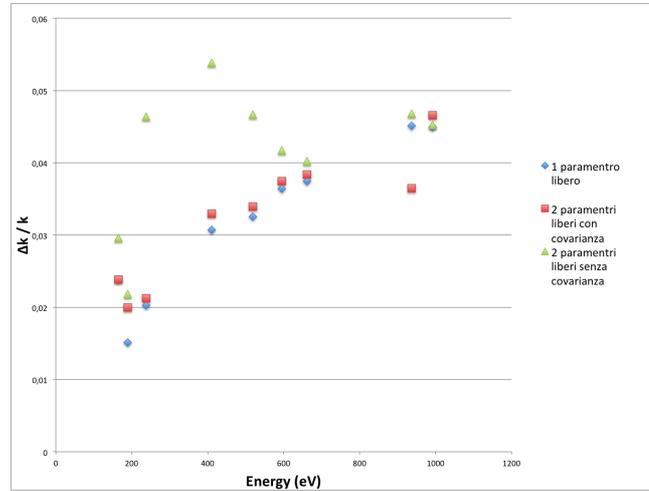


Figura 4.4: Confronto dell'incertezza sul kernel in funzione dell'energia facendo il fit lasciando libera una o due larghezze parziali. E' riportato anche il confronto dell'incertezze considerando o meno il termine di correlazione tra Γ_γ e Γ_n quando nel fit si lasciano libere entrambe.

metri ottenuti dal fit tenendo libere entrambe le larghezze senza, considerare il termine di correlazione nel calcolo dell'incertezza sul kernel. Si può notare che, senza considerare il termine di correlazione le incertezze risultano più grandi, fino a 2 punti percentuali, rispetto alle altre due serie di valori.

4.5 Funzione di risoluzione numerica

La *funzione di risoluzione* può essere calcolata e valutata in diversi modi; quella descritta nella sezione 3.3.1 è calcolata parametricamente: le componenti di questa sono considerate essere distribuzioni indipendenti fra loro e, di conseguenza, se ne fa una convoluzione per ottenere la forma totale della *funzione di risoluzione*. A n_TOF questa funzione di risoluzione era utilizzata nella configurazione che prevedeva come moderatore acqua semplice.

La *funzione di risoluzione* si può calcolare anche numericamente prendendo in considerazione la distribuzione di neutroni dal punto termico al MeV dividendola in *fette*. La frequenza e la larghezza di queste fette definiscono la precisione e l'accuratezza della funzione. Dopo aver valutato diverse ipotesi a n_TOF, per configurazione che prevede come moderatore l'acqua borata,

si è scelto di dividere ogni decade di energia in eV in 10 bin considerando una larghezza della *fetta* di mezzo bin a destra e a sinistra dell'intervallo considerato. Per capirla meglio si può esprimere la *funzione di risoluzione numerica* in distanza equivalente percorsa da ogni neutrone entro il bersaglio di Pb della spallazione in funzione della sua energia (Figura 4.5).

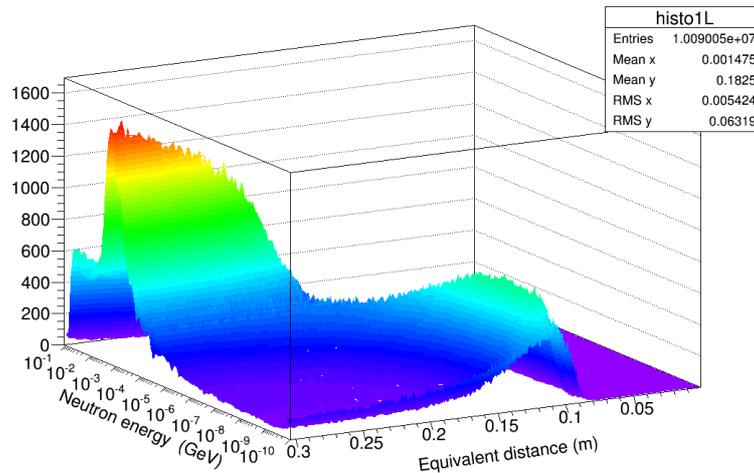


Figura 4.5: La *funzione di risoluzione numerica* espressa come distribuzione della distanza equivalente in funzione dell'energia dei neutroni

Quella che segue è l'analisi e il paragone delle funzioni di risoluzione sopra illustrate: *RPI RF* è la funzione parametrica e la *NUM RF* è quella numerica. In Figura 4.6 sono mostrate le prime 5 risonanze a partire dalla risonanza saturata utilizzata per la normalizzazione. Si può notare come il fit fatto con la *funzione di risoluzione numerica* (riportata in blu) meglio approssimi i dati rispetto alla *RPI RF* (riportata in verde). Tuttavia, come si può notare dalla risonanza a 36.7 eV, ancora, neanche la funzione di risoluzione numerica riesce a riprodurre in maniera perfetta i dati anche se è evidente un netto miglioramento rispetto alla RPI.

In Figura 4.7 sono riportate diverse risonanze, a diverse energie, dello spettro dell' ^{238}U . In tutte le risonanze è evidente un netto miglioramento, soprattutto osservando la zona delle code, usando la *NUM RF* (blu) rispetto alla *RPI RF* (verde).

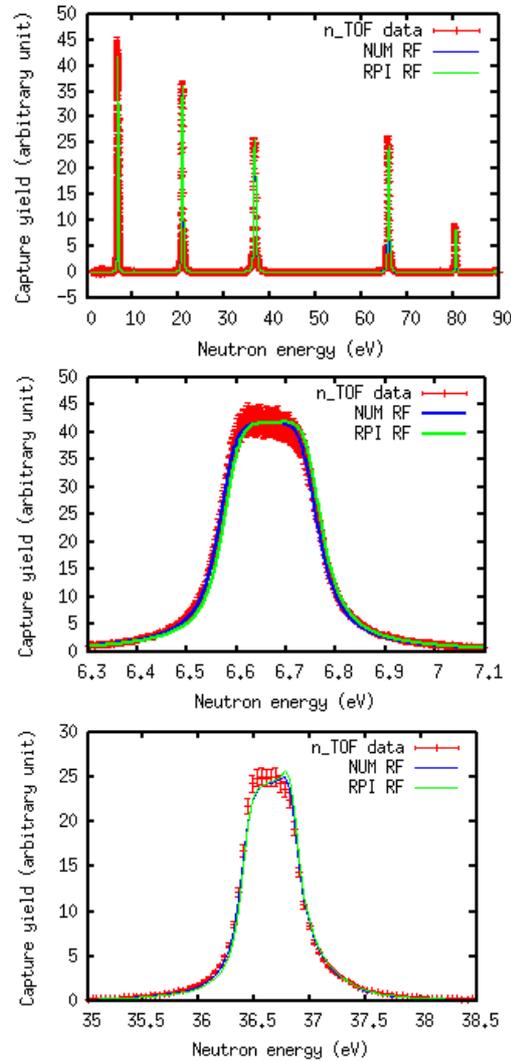


Figura 4.6: Sopra sono riportate le risonanze dell' ^{238}U dal punto termico a 90 eV. Sotto è illustrata in dettaglio la risonanza a 6.67 eV utilizzata per la normalizzazione e la risonanza a 36.7 eV. Nei tre grafici sono riportati i fit sulle risonanze con le due *funzioni di risoluzione*: la linea blu è per la NUM RF e la linea verde per la RPI RF

4.5.1 Confronto con le librerie

I kernel di cattura estratti dai dati forniti dai C_6D_6 , mediante le procedure presentate nel paragrafo (4.4), possono essere paragonati con i dati precedenti

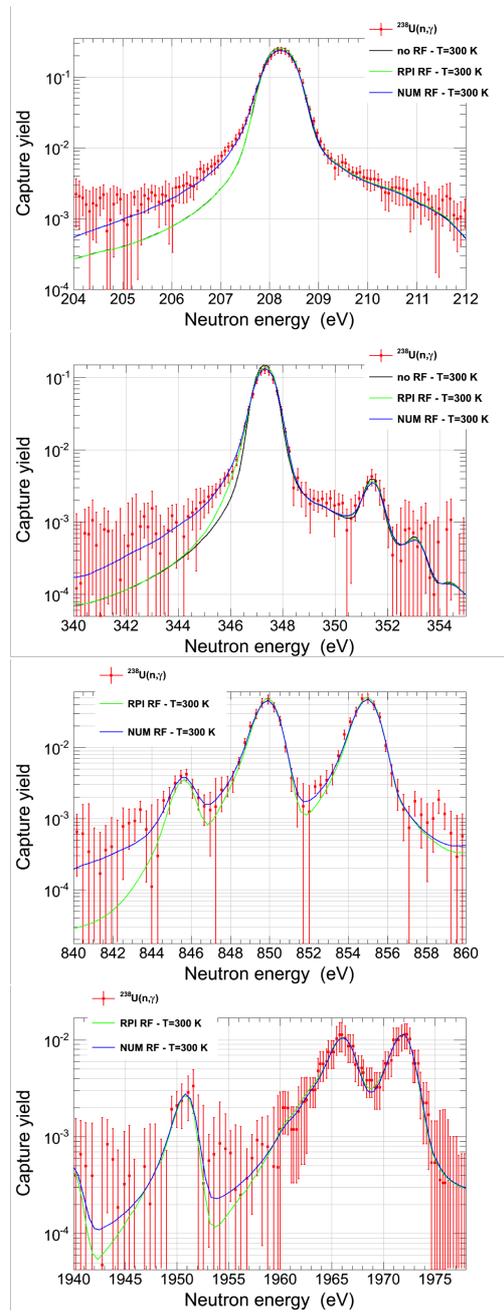


Figura 4.7: Fit di alcune risonanze con il confronto delle *funzioni di risoluzione*: NUM RF in blu e RPI RF in verde

disponibili nelle librerie ENDF/B-VII.1. Come è evidente in figura 4.8 i dati ottenuti con la *funzione di risoluzione numerica* risultano più coerenti con quelli contenuti nelle librerie rispetto a quelli ottenuti con la *funzione di risoluzione RPI*.

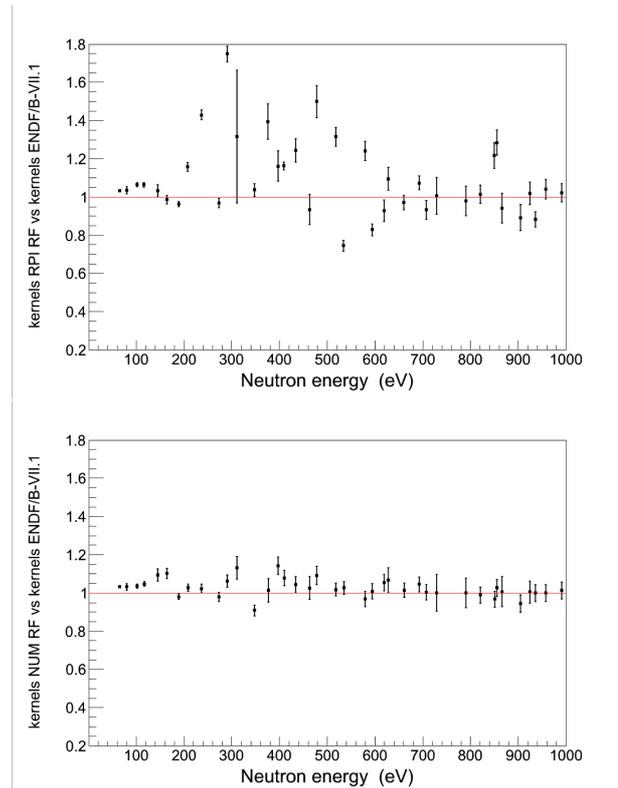


Figura 4.8: Sopra è riportato il confronto fra i kernel contenuti nelle librerie ENDF/B-VII.1 e quelli estratti da SAMMY utilizzando la *funzione di risoluzione parametrica*. Sotto c'è il confronto fra i kernel delle librerie ENDF/B-VII.1 e quelli estratti utilizzando la *funzione di risoluzione numerica*

Ci sono risonanze che hanno valori del kernel che si discostano di circa il 10% rispetto a quelli contenuti nelle librerie ENDF/B-VII.1, come ad esempio la risonanza a 347 eV e quella a 397 eV. Come si può vedere in figura 4.9, però, il fit della curva ottenuto con la funzione di risoluzione numerica ha una coerenza con i dati maggiore in confronto al calcolo ottenuto con i parametri in letteratura.

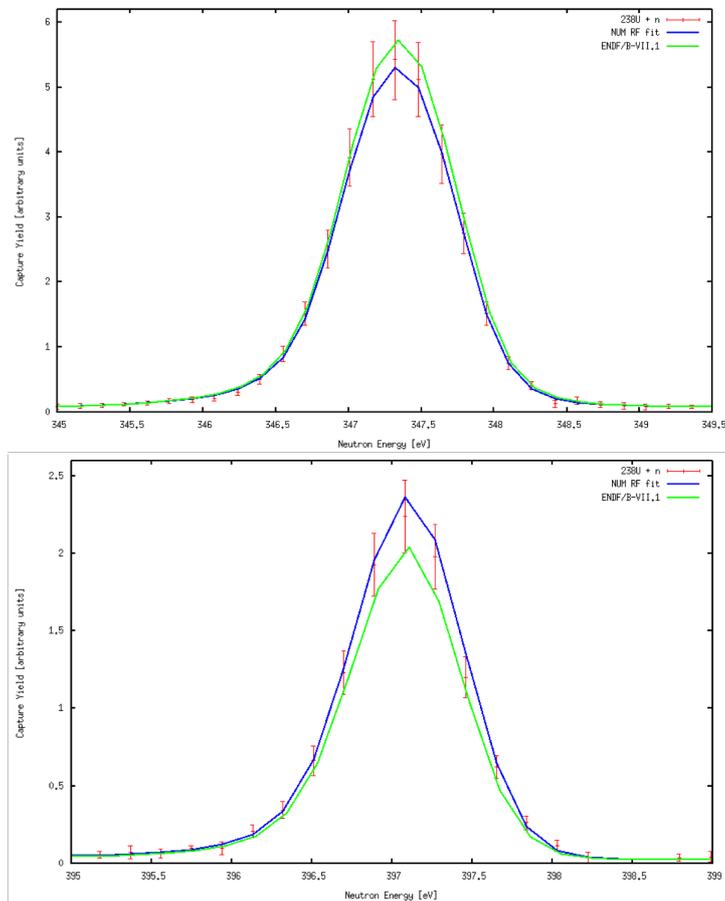


Figura 4.9: Zoom sul fit di due risonanze il cui valore del kernel estratto da SAMMY, che utilizza la *funzione di risoluzione numerica*, si discosta rispetto a quello contenuto nelle librerie ENDF/B-VII.1

Dall'analisi dei kernel ottenuti con la *funzione di risoluzione numerica* e della verifica dell'assegnazione dello spin fatta nel file ENDF/B-VII.1 risulta evidente che, nonostante siano stati fatti molti esperimenti e siano state elaborate molte analisi, è possibile aggiornare i dati delle risonanze dell' ^{238}U aumentando la loro accuratezza, avvicinandosi di più alla precisione del 2% ricercata.

Conclusioni

n_TOF nasce per rispondere all'esigenza di conoscere in maniera sempre più accurata le sezioni d'urto delle reazioni già studiate e aprire le porte allo studio su isotopi mai studiati prima. Questa necessità trova la concretizzazione principalmente in due campi: l'astrofisica e lo sviluppo della tecnologia alla base dei nuovi reattori nucleari. Ad oggi le sezioni d'urto riportate in letteratura per l'uranio presentano discrepanze fino al 15%, quindi i dati conosciuti risultano inadeguati per lo sviluppo scientifico-tecnologico.

La *facility* n_TOF è caratterizzata da un alto flusso istantaneo di neutroni, l'ampio spettro di energia coperto da questi all'uscita dalla zona di produzione e l'alta risoluzione energetica. I dati fino ad ora raccolti e quelli che si raccoglieranno in futuro sono fondamentali per la progettazione di nuove tecnologie nucleari e per lo studio dell'evoluzione stellare, la formazione degli elementi pesanti e per comprendere lo sviluppo dell'Universo.

Tra gli elementi sotto analisi c'è l' ^{238}U nonostante sia già stato protagonista di molte misure e numerosi esperimenti. Le sezioni d'urto che interessano questo campione sono richieste con un'accuratezza del 2% nel *range* energetico tra 22 eV e 25 keV [1] perché risultano fondamentali per la progettazione dei nuovi reattori.

In questo lavoro di tesi è stato presentato lo studio dello yield di cattura nello spettro energetico delle risonanze risolte (da qualche eV fino al keV). Raggiungere il livello di precisione ricercata solo dai dati ottenuti con un singolo apparato sperimentale è molto difficile; risulta, quindi, necessario il confronto tra esperimenti differenti che utilizzano rivelatori con diverse caratteristiche e sensibilità. I dati illustrati e analizzati nelle pagine precedenti sono stati presi tramite scintillatori liquidi C_6D_6 , questi detector sono stati costruiti per avere una bassa sensibilità ai neutroni scatterati. Per l'analisi

dello yield della reazione si è utilizzato un processo di “fitting” tramite una funzione parametrica che si basa sulla teoria di matrice R e restituisce i valori dell’energia e delle larghezze parziali Γ_γ e Γ_n relativi alla risonanza studiata.

L’analisi presentata in questa tesi verte principalmente su due punti: la verifica dell’assegnazione degli spin nel file ENDF/B-VII.1 e lo studio della *funzione di risoluzione numerica*.

La verifica dell’attribuzione degli spin delle varie risonanze è stata effettuata tramite i valori dei kernel in funzione della larghezza parziale Γ_n al variare del fattore statistico (g). Le risonanze, ponendo il momento angolare dell’orbita, l , uguale a 0,1 o 2 sono divisibili in 3 gruppi di onde: s , p e d . Nelle librerie ENDF/B-VII.1 tutte le risonanze elencate sono classificate o come onde s o p . L’analisi effettuata in questa tesi ha dimostrato che risonanze, che si trovano in un *range* di energia da 10 a 20 keV, valutate in letteratura come onde p sono, invece, da classificare come onde d .

La funzione di risoluzione numerica è stata paragonata con la funzione di risoluzione parametrica tramite i kernel delle risonanze trovati con SAMMY utilizzando rispettivamente le due funzioni. I kernel calcolati con la funzione di risoluzione numerica risultano più coerenti, rispetto ai secondi, con quelli contenuti nelle librerie. Sono, tuttavia, presenti kernel che si discostano fino al 10% dai i valori presenti in letteratura ma, guardando il fit delle risonanze legate a questi kernel risulta evidente che la funzione di risoluzione numerica ha un andamento più coerente con i dati di riferimento rispetto ai fit eseguiti con la funzione di risoluzione parametrica. In conclusione si è dimostrato che la funzione di risoluzione numerica è migliore rispetto alla parametrica e che i parametri ottenuti con questa funzione possono andare a sostituire alcuni vecchi dati con valori più accurati.

Quelle descritte sopra sono piccole correzioni sui dati dello yield di cattura neutronica su ^{238}U che potrebbero aiutare a raggiungere la precisione richiesta sui valori delle sezioni d’urto.

Bibliografia

- [1] OECD NEA WPEC-26 Report, *Uncertainty and target accuracy assessment for innovative systems using recent covariance data evaluations*, ISBN 978-92-64-99053-1 (2008)
- [2] C.Rubbia et al., Tech. Rep. CERN/LHC/98-02, CERN (1998)
- [3] <http://www.bp.com>, Review of world energy (2004)
- [4] OECD-NEA, *Nuclear Energy Outlook 2008*
- [5] IEA, *Key Word Energy Statistics 2013*
- [6] IAEA - PRIS database - Nuclear Power Plant Information - Nuclear Share in Electricity Generation
- [7] I.Slessarev, *Long Term Radiotoxicity* CEA,Department of Reactor Physics, Cadarache, France (2000)
- [8] Classification of radioactive waste, A safety guide Safety Series 111-G-1.1, IAEA
- [9] <http://www.ndc.jaea.go.jp>
- [10] A.M. Lane and R.G. Thomas, *R-matrix Theory of Nuclear Reaction*, Rev. Mod. Phys. (1958)
- [11] F.Gunsing, *Neutron resonance spectroscopy*, CEA/Saclay, DSM/DAPNIA/SPhN
- [12] Kenneth S. Krane, *Introductory nuclear physics*
- [13] JEFF Report, *Evaluation and Analysis of Nuclear Resonance Data*
- [14] <http://www.cern.ch/ntof>

- [15] C. Guerrero et al., *Performance of the neutron time-of-flight n_TOF at CERN*, Eur. Phys. J. A (2013) 49:27
- [16] F. Gunsing et al. (n_TOF collaboration), *Status and outlook of the neutron time-of-flight facility n_TOF at CERN*, NIM B 261 (2007) 925-929
- [17] The n_TOF Collaboration, *CERN n_TOF Facility: Performance Report*, CERN/INTC-2002-053
- [18] S. Marrone et al., *A low background neutron flux monitor for the n_TOF facility at CERN*, Nucl. Instr. and Meth. A 592 (2002) 120-129
- [19] K. Wisshak et al., *The Karlsruhe 4π barium fluoride detector*, Nucl. Inst. and Meth. A 292 (1990) 595-618
- [20] R. Plag et al., *An optimized C6D6 detector for studies of resonance-dominated (n, γ) cross-sections*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A (2003) 496, 425
- [21] U. Abbondanno et al., *New experimental validation of the pulse height weighting technique for capture cross-section measurements*, Nucl. Instr. And Meth. A (2004) 521, 454
- [22] M.B. Chadwick et al., *ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data*, Nuclear Data Sheets, Volume 112, Issue 12 (December 2011) 2887-2996
- [23] NM Larson, *Updated users guide for SAMMY: multilevel R-matrix fits to neutron data using Bayes' equation*, (2008)
- [24] C. Massimi et al., $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ in the resonance region, Physical Review C **81** 2010, 044616
- [25] A.M. Lane and R.G. Thomas, *Reviews of Modern Physics, R-Matrix Theory of Nuclear Reaction*, (1958)
- [26] J. A. Harvey et al., *High Resolution Transmission Measurements on ^{235}U , ^{239}Pu , and ^{238}U* , Nuclear Data for Science and Technology, Mito, Japan (1988)