

· ALMA MATER STUDIORUM ·
UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea Magistrale in Fisica
Curriculum: Fisica Nucleare e Subnucleare

**Studio del flusso di Neutroni
e della funzione di risoluzione
nell'esperimento n_TOF al CERN**

Relatore:
Prof. Gianni Vannini

Presentata da:
Mauro Licata

Correlatore:
Dott. Cristian Massimi

Sessione II
Anno Accademico 2013/2014

Abstract

La tesi è incentrata sullo studio del flusso di neutroni e della funzione di risoluzione del progetto n_TOF al CERN di Ginevra. Dopo aver ricordato le motivazioni scientifiche e tecnologiche che stanno alla base di questo progetto di collaborazione internazionale, si trattano sommariamente alcune delle più importanti applicazioni della fisica neutronica e si descrive la facility di Ginevra.

Nella parte finale del lavoro si presenta una misura di precisione ottenuta dal flusso di neutroni utilizzato nell'esperimento n_TOF nel 2012, la cui conoscenza è di fondamentale importanza per la misura di sezioni d'urto di reazioni indotte da neutroni.

L'esperimento n_TOF ha proprio lo scopo di misurare sezioni d'urto di reazioni indotte da neutroni, in particolare reazioni di fissione e cattura neutronica.

Ad n_TOF si utilizza un fascio di protoni, accelerato a 20 GeV dal ProtoSincrotrone del CERN, per crearne due di neutroni, uno verticale e uno orizzontale, tramite spallazione nucleare indotta su un bersaglio di Piombo.

Dalle analisi dei dati si deduce come questo studio possa essere maggiormente ottimizzato migliorando la funzione di risoluzione energetica dei Neutroni, attraverso simulazioni Monte Carlo.

Indice

Introduzione	1
1 Neutroni e loro importanza	5
1.1 Neutroni	5
1.1.1 Sorgenti	7
1.1.2 Principali reazioni nucleari indotte da neutroni	11
1.1.3 Moderazione	12
1.2 Rivelatori di neutroni	15
1.3 Il ruolo dei neutroni in Astrofisica	20
1.3.1 Evoluzione stellare	22
1.3.2 Processo- <i>r</i> e processo- <i>s</i>	25
1.4 Applicazioni dei neutroni in Tecnologia	28
1.4.1 Reattori: IV Generazione e ciclo del Torio	31
1.4.2 Scorie nucleari e trasmutazione	35
1.4.3 Accelerator Driven System	39
1.5 Neutroni e fisica medica: la <i>Boron Neutron Capture Therapy</i> .	41
1.6 <i>Neutron Logs</i>	44
2 Tecnica del Tempo di Volo e misure sperimentali di sezioni d'urto	47
2.1 Sezioni d'urto e risonanze: una breve introduzione	47
2.2 Sorgenti di neutroni e misura dell'energia	48
2.3 La tecnica del Tempo di Volo	50
2.4 Funzione di Risposta di uno Spettrometro a tempo di volo . .	51
2.5 Facilities a Tempo di Volo nel Mondo	55

2.5.1	GELINA	56
2.5.2	ORELA	58
2.6	Misure sperimentali di sezioni d'urto totali	59
2.7	Osservabili sperimentali di misure di sezioni d'urto indotte da neutroni	60
3	Il progetto n_TOF al CERN	63
3.1	Generalità e obiettivi	63
3.2	Descrizione della <i>Facility</i>	65
3.2.1	Caratteristiche del fascio	65
3.2.2	Il bersaglio di spallazione	67
3.3	Linea di fascio e sala sperimentale EAR-1	70
3.4	La sala sperimentale EAR-2	74
3.5	Rivelatori di Flusso	78
3.5.1	Silicon Monitors	78
3.5.2	MicroMegas	83
3.6	Rivelatori di Fissione	86
3.6.1	La Fission Ionization Chamber	86
3.6.2	Parallel Plate Avalanche Counters	87
3.7	Rivelatori di Cattura	88
3.7.1	Total Absorption Calorimeter (TAC)	89
3.7.2	Total Energy Detector: C ₆ D ₆	91
4	Flusso di neutroni e funzione di risoluzione	93
4.1	Flusso di neutroni	93
4.1.1	Setup sperimentale	94
4.2	Analisi sperimentale del flusso a EAR-1	96
4.3	La funzione di risoluzione	102
4.3.1	Analisi sperimentale	103
	Conclusioni	113
	Bibliografia	117

Introduzione

“Una radiazione elettromagnetica di alta frequenza è capace di liberare, nelle sostanze idrogenate, dei protoni animati da grande velocità”.

Questo è quanto annotò Irene Curie, figlia dei famosi coniugi Pierre Curie e Marie Skłodowska, proseguendo gli studi sull'esperimento di Walther Bothe e Herbert Becker del 1930, che evidenziava come particelle α , prodotte dal decadimento del Polonio, incidenti su bersagli di Berillio, Boro o Litio, emettevano una radiazione neutra altamente penetrante. La fisica francese, utilizzando un bersaglio di Berillio, scoprì che se questa radiazione veniva inviata contro un bersaglio di paraffina, provocava l'espulsione di protoni d'alta energia, dimostrando così che non poteva trattarsi di una radiazione γ , come si pensava, per il semplice motivo che questa radiazione non possiede tale proprietà.

Gli esperimenti di Irene Curie e quelli di Bothe e Becker furono le prime evidenze sperimentali dell'esistenza dei neutroni. Ma fu James Chadwick a dimostrarlo nel 1932, rendendo pubblici gli esiti dei suoi esperimenti con l'articolo apparso su *Nature*: “*Possible Existence of a Neutron*”. Questa scoperta gli valse il Nobel nel 1935.

Da allora lo studio della Fisica dei neutroni non si è arrestato, ha permesso di capire numerosi altri fenomeni e processi fisici ed ha ampliato l'orizzonte per la ricerca di nuove applicazioni, soprattutto nel campo delle reazioni nucleari indotte dai neutroni. In astrofisica, ad esempio, ci sono due processi molto importanti che caratterizzano la produzione degli elementi più pesanti del Ferro, per reazioni indotte dai neutroni, uno rapido, chiamato *processo r*, che si svolge in scenari come l'esplosione di una Supernova, e uno lento, chiamato *processo s*, che avviene nelle fasi evolutive delle Giganti Rosse. Le

abbondanze isotopiche degli elementi prodotti dal *processo s* sono osservabili nelle polveri stellari ma, per perfezionarne i modelli teorici e per migliorare la conoscenza dello sviluppo delle stelle Giganti ed elaborarne dei modelli evolutivi, servono molte misure di cattura neutronica dei nuclei prodotti in questo processo, in particolare per isotopi instabili.

Ebbene, alcune di queste misure si possono effettuare presso le *facilities* di neutroni presenti nel mondo, tra le quali anche n_TOF [1] al CERN di Ginevra, una delle più importanti.

Lo studio dei neutroni, oltre che in Astrofisica, ha una rilevante importanza nella tecnologia nucleare e potrebbe dimostrarsi fondamentale per la risoluzione di alcuni problemi legati alle centrali nucleari, come l'abbondante produzione di scorie nucleari a lunga vita media, o la proliferazione delle armi nucleari (utilizzo di materiale fissile per scopi militari).

Una soluzione potrebbe venire dall'utilizzo dell'*Accelerator Driven System* (ADS) che trasmuta gli isotopi a lunga vita media in nuclei stabili o di breve durata, per mezzo di reazioni indotte da neutroni (principalmente cattura e fissione), mentre altre opportunità potrebbero essere fornite dai cosiddetti reattori veloci di IV generazione, il cui concetto principale è il riciclo parziale o totale degli attinidi transuranici, in modo da innalzare significativamente l'efficienza di utilizzo dell'Uranio, oppure gli studi su cicli di combustibile alternativo, come l'uso del ciclo Th/U, eventualmente sfruttando combinazioni di ADS e di reattori di IV generazione. In particolare, l'utilizzo dei reattori basati interamente sul ciclo Th/U (l'isotopo fissile ^{233}U può essere prodotto a partire dal ^{232}Th per cattura neutronica) eliminerebbe la preoccupazione della carenza di combustibile per alcuni secoli, in quanto in natura il Torio è tre-quattro volte più abbondante dell'Uranio e avrebbe il considerevole vantaggio di una bassa quantità di scorie prodotte.

La progettazione di sistemi avanzati di produzione di energia tramite reazioni nucleari necessita di dati accurati sulle interazioni dei neutroni con i nuclei atomici, per un gran numero di isotopi. In particolare si richiedono misure di alta precisione e risoluzione di sezioni d'urto di reazioni indotte da neutroni (cattura, fissione e scattering elastico) per attinidi, frammenti di fissione a lunga vita media e materiali strutturali.

Molte di queste misure si possono ottenere sfruttando le potenzialità che offre n_TOF al CERN di Ginevra.

In questa struttura si utilizza un fascio di Protoni, accelerato a 20 GeV dal Proto-Sincrotrone (PS) del CERN, per crearne uno di neutroni, tramite spallazione indotta su un bersaglio di Piombo. La caratteristica più importante di questo impianto è il flusso istantaneo molto elevato di neutroni che si può avere a disposizione, particolarmente vantaggioso per misurazioni su isotopi radioattivi, come ad esempio gli attinidi minori.

Un'altra particolarità, che lo rende unico nel suo genere, è l'elevata risoluzione energetica, ottenibile tramite la tecnica del tempo di volo (TOF, acronimo di *Time of Flight*). Altri due parametri importanti che caratterizzano positivamente la *facility* sono il basso *background* e l'ampio spettro di energie di neutroni di cui può disporre.

Un altro campo che sta traendo benefici dagli studi sui neutroni è quello medico, in particolare la radioterapia oncologica, dove con la BNCT, acronimo di *Boron Neutron Capture Therapy*, vengono utilizzati neutroni a basse energie per il trattamento dei tumori radioresistenti ai raggi x, nelle neoplasie della testa, delle ghiandole salivari, dei seni paranasali, nei melanomi cutanei e negli adenocarcinomi della prostata [2, 3].

Anche nel settore minerario le intrinseche proprietà del neutrone offrono un importante aiuto, soprattutto nella ricerca di idrocarburi. Particolari sonde, dotate di sorgenti neutroniche ad alta velocità e rivelatori di neutroni termici e/o epitermici e/o di raggi gamma di cattura, vengono utilizzate nei sondaggi, permettendo in corso d'opera, di avere informazioni litostratigrafiche sulle formazioni rocciose incontrate, in particolare sulla loro porosità e di fare correlazioni con i pozzi limitrofi già analizzati. Queste registrazioni chiamate *Neutron Logs*, o *Logs di porosità*, sfruttano la particolarità che gli atomi di Idrogeno sono i maggiori responsabili del rallentamento che subiscono i neutroni nel collidere con la materia circostante.

Gli argomenti su accennati rivestono oramai un'importanza globale, interessano direttamente le nazioni più industrializzate e sviluppate e indirettamente anche quelle in via di sviluppo e le più povere, perché la produzione e stoccaggio delle scorie radioattive, la proliferazione delle armi nucleari, la

cura dei tumori, l'approvvigionamento di materie prime, sono argomenti che riguardano il presente e futuro di tutti gli abitanti del nostro pianeta. Per questo motivo è necessario trovare delle rapide soluzioni per assicurare a tutti una buona qualità della vita.

Gli esperimenti necessari ad ampliare le conoscenze della fisica neutronica sono molto impegnativi dal punto di vista economico, tecnologico e scientifico e per finanziarne l'attività di ricerca sono state create alcune facilities, frutto della collaborazione internazionale di enti e istituti di fisica di tutti i continenti. Una di queste è appunto la facility n_TOF del CERN alla quale contribuisce anche l'Italia, con le sezioni dell'INFN di Bologna, Trieste, Bari, Catania e Legnaro e con l'ENEA.

Questa tesi è incentrata proprio sullo studio del flusso e della funzione di risoluzione del flusso di neutroni di n_TOF che verrà presentato nel quarto capitolo, dopo aver dedicato il primo alla fisica dei neutroni e alle sue applicazioni, il secondo alle misure di sezioni d'urto e alla tecnica del Tempo di Volo, il terzo agli obiettivi e alla descrizione della facility n_TOF. Lo spazio finale di questo lavoro è riservato alle conclusioni e ai possibili sviluppi futuri.

Capitolo 1

Neutroni e loro importanza

1.1 Neutroni

Il neutrone è una particella che ha una massa di $939,57 \text{ MeV}/c^2$, poco superiore a quella del Protone. È classificato come Barione, infatti è costituito da due quark down e un quark up, il che, oltre a renderlo una particella neutra, gli permette di avere spin $1/2$. I neutroni, insieme ai Protoni, costituiscono i nuclei atomici, ma al di fuori di un nucleo, sono particelle instabili, con una vita media pari a circa 900 secondi.

Nucleone	$m [\cdot 10^{-27} \text{kg}]$	MeV/c^2	Q [e]	J [\hbar]	$\mu [\mu_N]$	τ
Neutrone	1.6749289	939.56563	0	1/2	-1.911304	879.9 s
Protone	1.6726231	938.27231	1	1/2	+2.792847	$>10^{32}$ y

Tabella 1.1: *alcuni dati relativi a protone e neutrone*

Nella tabella 1.1 sono raffrontate alcune caratteristiche del neutrone e del protone. La prima colonna evidenzia come la massa del neutrone sia simile quella del protone. Le colonne successive mostrano come le due particelle abbiano uguale momento angolare intrinseco ($1/2$) e differiscano, invece, per la carica elettrica (nulla nel neutrone), per il momento magnetico e per la loro vita media.

Il momento magnetico del neutrone, così come quello del protone, è anomalo, in quanto non corrisponde a quello calcolabile con l'equazione di Dirac

(che va molto bene per gli elettroni) che assegna al neutrone un momento nullo, poiché esso è privo di carica e al protone un momento magnetico di $1\mu_N$.

Una spiegazione a questa anomalia la fornisce il Modello a quark costituenti che permette il calcolo del momento magnetico in termini dei momenti magnetici dei quark, tramite i coefficienti di Clebsch-Gordan. Il tempo di vita media (τ) del neutrone, che decade in poco meno di 15 minuti, ne evidenzia la sua instabilità. Il neutrone decade in protone emettendo un elettrone ed un antineutrino:



Questa reazione identifica anche il decadimento β^- , che avviene nei nuclei per i quali il rapporto neutroni-protoni è elevato, rendendo il nucleo instabile.

Due importanti scoperte di E. Fermi e dei suoi collaboratori diedero una spinta notevole allo studio delle reazioni nucleari e delle caratteristiche dei neutroni.

La prima, del marzo 1934, che evidenziò come si potesse ottenere della radioattività artificiale col bombardamento di elementi chimici tramite i neutroni, portò, già nel corso dello stesso anno, a dimostrare come l'incidenza dei neutroni producevano processi di diverso tipo come emissioni α , γ e di protoni. In particolare, Fermi e collaboratori dimostrarono che il processo (n,γ) , noto anche come cattura radiativa, si produceva in tutti gli elementi chimici, dai più leggeri ai più pesanti come il Torio e l'Uranio. Nel corso degli anni furono poi scoperti altri tipi di interazioni neutrone-nucleo come, ad esempio, i processi di diffusione elastica (n,n) e inelastica (n,n') , quelli con emissione di neutroni $(n,2n)$, $(n,3n)$, con emissione di particelle cariche (n,p) , (n,α) e di fissione (n,f) .

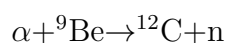
La seconda importante scoperta fu quella dei neutroni lenti. Nell'ottobre del 1934, il gruppo di Fermi, suffragato dai risultati di alcuni esperimenti, suppose che si potesse ridurre l'energia dei neutroni a seguito dei loro urti elastici con sostanze idrogenate e che i neutroni, così rallentati, sono più efficaci di quelli veloci nel generare alcune reazioni nucleari e in particolare quelle (n,γ) .

Le verifiche che seguirono, ad opera anche di altri gruppi, confermarono queste ipotesi ed evidenziarono, inoltre, che il rallentamento dei neutroni avveniva anche in presenza di sostanze ad elevata percentuale di elementi leggeri e non solo di sostanze idrogenate e che la diminuzione della loro energia poteva continuare fino alla soglia dell'energia termica delle molecole. I neutroni sono soggetti ai quattro tipi di forze che agiscono nel nostro universo: gravitazionale, nucleare debole e nucleare forte e, pur avendo una carica elettrica totale nulla, elettromagnetica, in quanto possiedono, comunque, una distribuzione interna di carica. La caratteristica di non avere carica elettrica svincola i neutroni dall'interazione coulombiana con i protoni e gli elettroni degli atomi, proprietà questa che li rende particolarmente utili per lo studio del nucleo atomico.

1.1.1 Sorgenti

In natura non sono note sorgenti naturali di neutroni, tuttavia, utilizzando diverse tipologie di reazioni nucleari, si è riusciti a produrle artificialmente e si possono sintetizzare brevemente in:

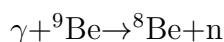
- *reazione (α, n):* È la prima, quella che ha portato proprio alla scoperta dei neutroni. La sorgente si compone di un emettitore α , che miscelato a un materiale tipo Berillio, Boro o Litio, produce una reazione del tipo:



che presenta un Q-valore di 5,7 MeV. Curie utilizzò il ${}^{210}\text{Po}$ come emettitore α , ma attualmente, tra i più utilizzati ci sono il ${}^{226}\text{Ra}$, che ha un tempo di dimezzamento di 1200 anni, e l'Americio, (${}^{241}\text{Am}$, tempo di dimezzamento 241 anni). La produzione di neutroni è continua, mentre le energie sono variabili, dipendendo dalla sorgente α utilizzata. Per esempio, nel caso del ${}^{226}\text{Ra}$, che ha uno spettro α di energie tra 5 e 8 MeV, si ottengono neutroni con energia massima di 13 MeV. Lo spettro finale non è monoenergetico, principalmente per il fatto che non lo

è già quello dell'emettitore α . Le sorgenti che utilizzano questo procedimento sono utilizzate principalmente in strutture fisse, che esigono di un flusso continuo.

- *Fissione spontanea*: i neutroni in questo caso vengono prodotti spontaneamente in seguito alla fissione di un nucleo atomico. L'unico nucleo conosciuto che fissiona naturalmente, con una percentuale del 3%, è il ^{252}Cf , elemento transuranico sintetico. Il tempo di dimezzamento è di soli 2,65 anni e questo rappresenta un aspetto negativo, perché a lungo andare riduce il flusso emesso, che inizialmente è di circa 10^{12}s^{-1} per grammo. In seguito alla fissione vengono prodotti in media 4 neutroni con energie tra 1 e 3 MeV.
- *Fotoproduzione*: la reazione interessata a questo fenomeno è del tipo (γ, n) , nota appunto come fotoproduzione, si basa sul principio che un nucleo, a causa dell'assorbimento di un fotone di alta energia, se si trova in una condizione di eccitazione, raggiunge la stabilità emettendo uno o più nucleoni (protoni o neutroni). Questo processo è condizionato dal fatto che l'energia del fotone sia superiore a quella di divisione del nucleone dal nucleo, chiamata energia di soglia. Un esempio valido lo offre l'isotopo del sodio ^{24}Na (vita media 15 ore), esso emette un fotone di 2.76 MeV, maggiore dell'energia di legame dei neutroni del ^9Be , con la conseguente emissione di un neutrone, di energia di circa 0.8 MeV:

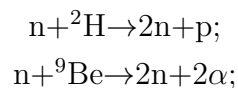


Lo *yield* è buono, $2 \cdot 10^6$ neutroni/s per ogni Ci¹ di ^{24}Na . Un altro emettitore γ che supera l'energia di soglia del ^9Be è l'isotopo ^{124}Sb (vita media 60 giorni). L'energia dei neutroni emessi, essendo di circa 24 keV, rientra nella categoria di quelli epitermici.

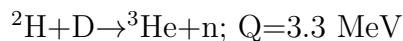
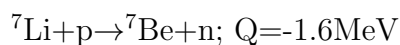
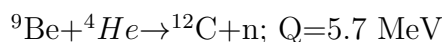
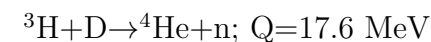
- *Reazioni con emissione di neutroni e particelle cariche*: L'assorbimento del neutrone spinge il nucleo ad emettere protoni o fotoni e due o

¹Curie: unità di misura dell'attività di un radionuclide, è pari approssimativamente all'attività di un grammo dell'isotopo del ^{226}Ra . 1 Curie corrisponde a circa 37GBq; 1 Bq = 1 decadimento al secondo.

più neutroni (n,2n), (n,3n). Due classici esempi sono quelli di seguito riportati:



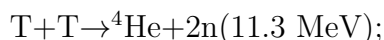
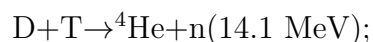
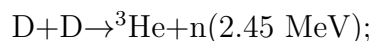
- *Reazioni Nucleari varie*: Esistono altre reazioni nucleari per emettere neutroni. Queste hanno lo svantaggio di aver bisogno di un acceleratore per produrre un fascio di particelle, indispensabile all'innesco della reazione, ma offrono la possibilità di avere neutroni praticamente monoenergetici, con valori di energia desiderata. Negli esempi successivi sono mostrate alcune di queste reazioni con i corrispondenti Q di reazione.



- *Fissione indotta (Reattori)*: in questo tipo di reazione, un neutrone, incidendo su un nucleo a numero atomico elevato ($Z > 90$), viene assorbito, creando nel nucleo un'instabilità che provoca la sua scissione in due nuclei di elementi più leggeri e instabili, e, solitamente, con l'emissione di neutroni liberi, raggi gamma e particelle α e β . I due nuovi nuclei eccitati, dotati di una elevata energia cinetica (circa l'80% dell'energia liberata dalla reazione), dopo 10^{-14} secondi emettono, a loro volta, 2 o 3 neutroni. Se più di uno di questi, incidendo su altri nuclei fissili, innescano una nuova fissione si avrà la cosiddetta reazione a catena, nella quale si ha un aumento esponenziale delle fissioni. Se invece è solo uno il neutrone che avvia la nuova fissione, la reazione viene definita reazione controllata e in questo caso si parla di massa critica. Infine, se nessun neutrone alimenta la fissione, la reazione è destinata ad esaurirsi. Il numero maggiore di neutroni viene prodotto all'atto della prima

fissione, con il ritardo di 10^{-14} s, il resto con ritardi maggiori (neutroni ritardati). La somma della massa dei due nuclei prodotti nella fissione nucleare è inferiore a quella del nucleo di partenza. La massa mancante si trasforma in energia secondo l'equazione $E=mc^2$. Vicino al *core* di un reattore a fissione è presente un flusso di neutroni molto alto, dell'ordine di 10^{14} neutroni/cm²s. Si può ottenere una sorgente costante di neutroni con spettro fino a 5-6 MeV semplicemente estraendoli dal reattore attraverso il suo sistema di schermaggio. Questi flussi di neutroni estremamente elevati sono utilizzati principalmente per la produzione di radioisotopi con reazioni di cattura neutronica. L'²³⁵U fissiona più facilmente se colpito dai neutroni termici, quindi, per accrescere la probabilità che un neutrone inneschi la fissione di un nucleo fissile e avviare una reazione a catena, i reattori ad uranio, ad esempio, si avvalgono di un moderatore per rallentare i neutroni veloci, prodotti dalla fissione, riducendo la loro energia a valori di alcuni meV.

- *Fusione nucleare*: in questo processo due nuclei leggeri, vengono fusi in un nucleo più pesante, liberando una elevatissima quantità di energia. Questo può avvenire con un acceleratore per fornire le energie capaci di vincere la repulsione coulombiana. Le reazioni più note sono:



La somma delle masse dei nuclidi leggeri è inferiore alla massa del nucleo prodotto dalla reazione e questa differenza è trasformata in energia secondo la formula di conversione massa-energia, applicata anche nella fissione. Questa energia si ripartisce tra il neutrone e la particella α inversamente alle loro masse. I prodotti della fusione non sono radioattivi come quelli della fissione e gli isotopi dell'idrogeno, comunemente usati in questa reazione (Deuterio e Trizio), sono reperibili nelle enormi distese d'acqua della terra. Al momento gli studi sulla fusione nucleare non hanno prodotto un'adeguata tecnologia che ne permetta l'utilizzo

in applicazioni industriali. Il progetto più famoso per la realizzazione di un reattore a fusione è ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) a Cadarache, in France, al quale partecipano Unione europea, Russia, Cina, Giappone, Stati Uniti d'America, India, Corea del Sud.

- *Spallazione Nucleare*: quando particelle di alta energia, come ad esempio protoni da 1 GeV, collidono con nuclei atomici ad alto Z (es. Piombo, Mercurio, Tantalio), si generano violente reazioni all'interno del nucleo e si ha l'emissione di frammenti e particelle leggere. In questo modo vengono espulsi dal nucleo anche neutroni. In media, per ogni protone da 1 GeV, vengono espulsi 20-30 neutroni.

1.1.2 Principali reazioni nucleari indotte da neutroni

I neutroni che si producono nelle reazioni nucleari possiedono energie dell'ordine del MeV. In molte delle applicazioni pratiche l'energia dei neutroni va diminuita fino a grandezze termiche o epitermiche. Questo si può ottenere facendo subire loro un certo numero di collisioni elastiche con materiali che hanno massa simile, o prossima, al neutrone, che vengono chiamati moderatori. I moderatori più utilizzati sono l'acqua (H₂O), la grafite (C) e l'acqua pesante (D₂O). Convenzionalmente i neutroni vengono classificati in base ai diversi valori d'energia [4], come:

Termici	$E \sim 0.025 \text{ eV}$
Epitermici	$E \sim 1 \text{ eV}$
Lenti	$E \sim 1 \text{ keV}$
Veloci	$E \sim 100 \text{ keV} - 10 \text{ MeV}$

Il neutrone, avendo carica nulla, non interagisce con gli elettroni, ma può avere diverse interazioni nucleari con la materia che attraversa, a seconda dell'energia incidente [5]. Per i neutroni veloci quella più probabile è lo scattering, per i neutroni termici la cattura. Le interazioni si possono distinguere in processi di:

- *Diffusione elastica*: la reazione generica $A(n,n)A$ è il meccanismo principale di perdita di energia dei neutroni nella regione del MeV. In questo processo si conservano quantità di moto ed energia cinetica. Il neutrone che urta il nucleo non lo eccita, rimanendo solitamente nel suo stato fondamentale.
- *Diffusione anelastica*: si definisce simbolicamente con $A(n,n')A^*$. Al contrario del caso precedente, il nucleo, in seguito all'urto col neutrone, rimane in uno stato eccitato e decade generalmente con emissione di raggi γ . Affinché si possa avere eccitazione del nucleo l'energia del neutrone deve essere al di sopra di 1 MeV circa.
- *Cattura neutronica radiativa*: Il neutrone è assorbito dal nucleo secondo la reazione $n+(Z,A)\rightarrow\gamma+(Z,A+1)$. La sezione d'urto di reazione dipende dall'inverso della velocità del neutrone incidente: per basse velocità si avrà quindi un assorbimento di neutroni maggiore.
- *Cattura con emissione di particelle*: dove la cattura di un neutrone provoca l'emissione di una particella carica, sono del tipo (n,p) , (n,d) , (n,α) , (n,t) e $(n,\alpha p)$. Anche queste reazioni, hanno una sezione d'urto che risponde inversamente alla velocità dei neutroni, secondo la relazione $1/v$ e dipende da reazione a reazione.
- *Fissione*: avviene, principalmente, ad energie termiche, un nucleo cattura un neutrone e fissiona.
- *Produzione di sciame adronici*: Per energie $E > 100 \text{ MeV}$, un neutrone può interagire con un nucleo atomico e produrre uno sciame adronico.

1.1.3 Moderazione

Prima di analizzare le varie relazioni legate alla moderazione dei neutroni, è opportuno parlare della sezione d'urto, termine accennato nell'introduzione e che si ripresenterà nel prosieguo di questo lavoro.

Per sezione d'urto (*cross section*) si intende una grandezza che descrive processi di interazione tra particelle, come la diffusione e l'assorbimento e

calcola la probabilità che avvenga un certo tipo di reazione, ad esempio che lo stato iniziale di una particella si trasformi in un diverso stato, a causa di un evento di interazione con un'altra particella. Le dimensioni sono quelle di una lunghezza al quadrato, cioè di un'area la cui unità di misura è il barn che equivale a 10^{-24} cm². Ad esempio, la probabilità P che una particella interagisca in uno spessore di materia dx è data da $P = N\sigma dx$, dove N è la densità dei "centri di interazione" e il simbolo greco σ indica la sezione d'urto del processo.

Molti degli esperimenti di fisica neutronica si effettuano colpendo un bersaglio fisso, o targhetta (dall'inglese *target*), con fasci di neutroni, utilizzati come proiettili. I dati sulla diffusione di quest'ultimi danno informazioni sulla forma del bersaglio, del proiettile e sul tipo di interazione intercorsa tra le particelle.

Premesso questo, si capisce l'importanza che riveste per la moderazione neutronica lo studio della sezione d'urto. Infatti, è la somma delle singole sezioni d'urto, detta sezione d'urto totale, che indica la probabilità di interazione di un neutrone nella materia:

$$\sigma_t = \sigma_{elastica} + \sigma_{anelastica} + \sigma_{cattura} + \dots \quad (1.2)$$

Si consideri ora un fascio di neutroni che attraversa uno spessore di materiale dx , caratterizzato da una densità n di atomi per unità di volume, se con σ_t si identifica la sezione d'urto totale di interazione, la perdita di intensità del fascio sarà:

$$dI = -I\sigma_t n dx \quad (1.3)$$

Quindi, l'intensità del fascio diminuirà esponenzialmente all'aumentare dello spessore, secondo la relazione:

$$I = I_0 e^{-n\sigma_t x} \quad (1.4)$$

Il rapporto tra l'energia con cui il neutrone urta contro un bersaglio moderatore a riposo e l'energia che avrà dopo questa interazione si può calcolare con la formula successiva, dove E' è l'energia incidente, A la massa del ber-

saglio, E l'energia finale, θ l'angolo di diffusione nel sistema di riferimento del centro di massa:

$$\frac{E}{E'} = \frac{A^2 + 1 + 2A\cos\theta}{(A + 1)^2} \quad (1.5)$$

Per collisioni frontali $\theta=180^\circ$ e la 1.5 diventa:

$$\frac{E}{E'} = \frac{(A - 1)^2}{(A + 1)^2} \quad (1.6)$$

In caso di urto frontale con un atomo d'idrogeno, essendo $A=1$ e inserendo questo valore nella equazione precedente, il rapporto E/E' risulta esser uguale a zero, cioè il neutrone avrà fornito tutta la sua energia al protone.

Un parametro utile nello studio della perdita di energia del neutrone, dovuta alle collisioni elastiche con il mezzo attraversato, è la letargia, ξ , che è il valor medio del logaritmo del rapporto tra l'energia iniziale E e quella E' posseduta dal neutrone dopo una singola collisione, cioè:

$$\xi = \frac{\int \log \frac{E}{E'} d\Omega}{\int d\Omega} \quad (1.7)$$

dove $d\Omega$ è l'angolo solido nel sistema del centro di massa, considerando lo scattering isotropico. Integrando si ha:

$$\xi = 1 + \frac{(A - 1)^2}{2A} \log \frac{A - 1}{A + 1} \quad (1.8)$$

Richiamando l'equazione 1.7, $\xi = \log(E/E')$ valida per una singola collisione, si può ricavare il valore dell'energia persa dopo n collisioni:

$$\log E'_n = \log E - n\xi \quad (1.9)$$

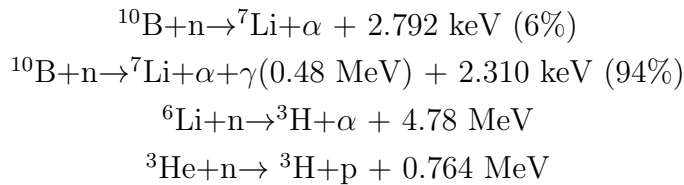
Quindi, il valore medio di $\log E'$ diminuisce dopo ogni singola collisione di un valore ξ , dopo n collisioni di un valore $n\xi$.

1.2 Rivelatori di neutroni

Non producendo ionizzazione nella materia che attraversano, i neutroni hanno una rivelazione complicata. Interagiscono occasionalmente con essa solamente con reazioni nucleari. I dispositivi studiati per rivelarli sono basati su metodi indiretti che misurano queste interazioni, descritte precedentemente e di seguito solamente riassunte e condensate:

- Reazioni del tipo (n, α) , (n, p) e $(n, \text{fissione})$;
- Scattering elastico;
- Scattering anelastico.

I materiali utilizzati per rivelare i neutroni si chiamano *convertitori*. Fun-
gendo da bersaglio vengono impiegati nelle reazioni nucleari per convertire i neutroni in particelle cariche. Per avere una buona funzionalità devono soddisfare alcuni requisiti: possedere un'elevata sezione d'urto per sfruttarne al meglio l'efficienza; avere elevato valore dell'energia liberata nella reazione, per poter meglio discriminare i suoi segnali da quelli del fondo dei raggi γ , spesso associati ai neutroni. I più importanti e i più utilizzati, sono il ^{10}B , il ^6Li e l' ^3He :



Gli andamenti delle sezioni d'urto di questi tre elementi che sono mostrate in figura 1.1 indicano valori sostanzialmente alti, che seguono la legge $1/v$ con regolarità e senza risonanze fino a circa 100 keV, il che consente una buona e prevedibile approssimazione e rende questi convertitori particolarmente funzionali.

Come si nota la sezione d'urto dei tre isotopi è inversamente proporzionale all'energia. I loro valori, in corrispondenza delle energie dei neutroni termici sono di 940, 3840 e 5330 barn, rispettivamente per ^6Li , ^{10}B , e l' ^3He :

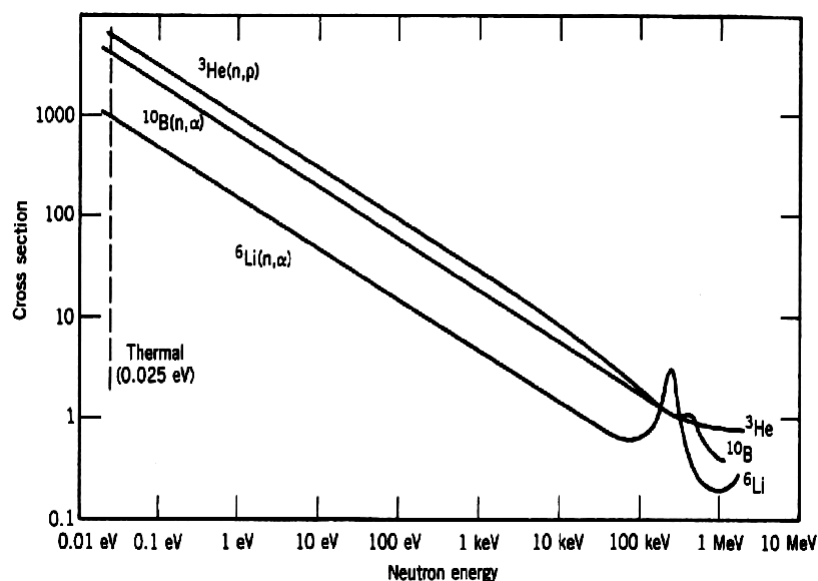


Figura 1.1: Sezioni d'urto delle reazioni ${}^3\text{H}(n,p)$, ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$ e ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$.

Per quanto riguarda quest'ultimo isotopo c'è da notare che il suo utilizzo comincia ad essere oneroso a causa delle difficoltà legate alla produzione di Trizio [6]. Infatti, l' ${}^3\text{He}$ è un isotopo raro che si può generare dal decadimento nucleare del Trizio. Parte dell' ${}^3\text{He}$ prodotto fin'ora è stato ottenuto dal decadimento del Trizio ottenuto dallo smantellamento di testate nucleari. La sua produzione è onerosa, per avere una tonnellata di ${}^3\text{He}$ ne occorrono circa 18 di Trizio [7].

Il fatto che le sezioni d'urto di questi tre convertitori, fino a energie di circa 100keV, seguano un andamento tipico $1/v$, senza risonanze, comporta un altro vantaggio, che è quello della proporzionalità diretta tra il rate di conteggio e la densità dei neutroni incidenti sul volume sensibile del rivelatore, indipendentemente dalla velocità stessa del neutrone. Infatti, se si suppone di analizzare un fascio di n neutroni per unità di volume, che ha una distribuzione di velocità di $n(v)dv$ e si considera che i neutroni abbiano velocità tra v e $v+dv$, il flusso che attraversa il rivelatore sarà $n(v)v dv$ e se questo contiene N nuclei di convertitore, ciascuno con sezione d'urto σ , il rate di conteggio sarà $dR = N\sigma n(v)v dv$.

Per calcolare il conteggio totale, che comprenda i neutroni di tutte le velocità, la formula diventa:

$$R = \int N\sigma n(v)vdv \quad (1.10)$$

Avendo la sezione d'urto andamento $1/v$, il prodotto σv viene considerato come costante C , per cui: $R = NC \int n(v)dv$. Da questa, integrando le velocità si ottiene che il rate totale d'interazione sarà:

$$R = NCn.$$

Che dimostra la proporzionalità diretta tra il rate totale d'interazione e la densità del flusso dei neutroni, valido nell'intervallo in cui la sezione d'urto ha un andamento $1/v$.

Un altro convertitore noto è l'isotopo ^{157}Gd che, pur avendo un'elevatissima sezione d'urto per la cattura di neutroni termici, pari a 255.000 barns, ha un utilizzo ridotto, perché tra i prodotti della reazione ci sono anche radiazioni elettromagnetiche che ne diminuiscono i requisiti sulla discriminazione $n-\gamma$.

Rivelatori con buone caratteristiche si hanno utilizzando le reazioni di fissione degli isotopi ^{235}U o del ^{239}Pu , che, nell'intervallo energetico dei neutroni termici, hanno sezioni d'urto di 600-700 barn, con energie di rilascio di quasi 200 MeV.

Qualunque sia il tipo di rivelatore di neutroni che si utilizza, dovrà essere idoneo a ricevere le radiazioni, o parte di esse, e tramutarle in una grandezza misurabile e, quando possibile, fornire informazioni sulle energie incidenti. Le categorie in cui si suddividono i rivelatori sono essenzialmente quattro: rivelatori a Gas, rivelatori a scintillazione, rivelatori a stato solido, rivelatori ad attivazione.

Rivelatori a Gas

I rivelatori a gas sfruttano la ionizzazione che produce un fotone o una particella carica, nel gas; sono stati i primi ad essere utilizzati nelle applicazioni della fisica neutronica. Possono avere un'altissima efficienza, anche del

90%, nel rivelare i neutroni termici. Praticamente sono dei contenitori riempiti di gas facilmente ionizzabile (es. BF_3 arricchito con ^3He o ^{10}B), che serve come convertitore e come rivelatore delle particelle cariche provenienti dalla conversione. Nei gas la produzione di ioni da origine, mediante un opportuno sistema di elettrodi, ad un segnale elettrico, che viene opportunamente convertito e amplificato.

Rivelatori a scintillazione

I rivelatori a scintillazione sfruttano le trasformazioni energetiche molecolari che portano all'emissione di luce, di particolari materiali scintillanti che possiedono proprietà di luminescenza. Questi convertitori, sollecitati da impulsi esterni (luce, calore, radiazioni), prima assorbono e poi riemettono l'energia sotto forma di luce visibile. Le scintillazioni vengono amplificate (con fotomoltiplicatori, fotodiodi, ecc.) e convertite in segnali elettrici, dando informazioni sulla radiazione incidente, in quanto l'intensità della luce scintillante è proporzionale all'energia che perde il neutrone nello scintillatore.

Esistono tipologie di scintillatori inorganici (senza Carbonio) e organici (con Carbonio), che si possono suddividere, in base al loro stato, in liquidi, gassosi e solidi. Ed in base a questo stato si scelgono i materiali convertitori da depositare sulla superficie o includere nella struttura stessa dello scintillatore.

Dei rivelatori inorganici (che non hanno varietà liquide) quelli a gas sono meno comuni di quelli solidi a cristalli, o a vetri e anche tra quelli organici, che hanno le tre tipologie dello stato fisico della materia, quelli gassosi sono i meno comuni. Gli scintillatori organici solidi si possono ulteriormente suddividere in plastici o a cristalli (non comuni). Sono usati normalmente per la misura di neutroni a bassa energia. Tra i più comuni ci sono quelli a cristalli di Ioduro di Sodio (NaI), Ioduro di Litio (LiI), Ossido di Boro (B_2O_3), accoppiati a convertitori scintillanti (es. ZnS , $\text{ZnS}(\text{Ag})$, Tl).

Gli scintillatori organici sono efficaci a rivelare i nuclei di rinculo prodotti nello scattering di neutroni veloci, perché sono formati da materiali idrogenati. Hanno lo svantaggio di essere sensibili alle radiazioni γ , il che comporta

difficoltà nella discriminazione del segnale neutronico. Verificandosi processi di scattering, la produzione di eventi luminosi risponde in maniera anisotropa, cioè può variare a seconda dell'orientazione del cristallo, anche se la sorgente di radiazione è costante.

Rivelatori a stato solido

Sono generalmente dei cristalli di silicio o di germanio, che sono ricoperti su una superficie dell'area sensibile da uno strato di materiali convertitori come il ${}^6\text{LiF}$, ${}^6\text{Li}$ puro, ${}^{10}\text{B}$. Più validi di questi sono i nuovi rivelatori al Silicio, che, invece di avere il convertitore depositato sulla superficie del cristallo, lo hanno al loro interno, in apposite strutture tridimensionali, con un rapporto di efficienza sulle rivelazioni dei neutroni di 6 a 1 rispetto a quelli di prima generazione. Un altro rivelatore allo stato solido è quello al carburo di silicio che usa come convertitore uno strato di ${}^6\text{LiF}$. Anche questa tipologia di rivelatori si basa sull'interazione della radiazione ionizzante. Le cariche che questa produce sono catturate per mezzo di un campo elettrico e convertite in modo da avere informazioni sull'energia del flusso incidente.

Rivelatori ad attivazione

Misurano la radioattività, soprattutto γ , che un flusso di neutroni induce su materiali ad alta sezione d'urto. Se lamine di questi materiali vengono irradiati, per un certo tempo, da un flusso neutronico e poi si misura la loro radioattività indotta, con altri comuni rivelatori, si può risalire alla misura del flusso irradiante. Tra gli svantaggi di questo procedimento c'è il fatto che, la misura del flusso neutronico non avviene in tempo reale e non si sa se il flusso da misurare rimane costante per tutto il tempo in cui le lamine sono esposte a irradiazione. A suo vantaggio, invece, ci sono le pratiche e ridotte dimensioni, il basso costo, la possibilità di utilizzo in qualsiasi condizione, anche la più estrema. I rivelatori ad attivazione sono diffusamente utilizzati nello studio dei flussi associati ai reattori nucleari.

In conclusione, nessuno dei rivelatori elencati possiede tutte le caratteristiche positive che si richiedono a un rivelatore di flusso neutronico, quali l'alta efficienza, l'insensibilità ai raggi gamma, la robustezza, la possibilità di utilizzo in condizioni estreme, la facilità d'uso, l'affidabilità, l'economicità. In generale, poi, il limite della maggior parte dei rivelatori di neutroni, è l'incompleta mancanza di informazione sull'energia del neutrone incidente, infatti non sempre è possibile determinare la direzione delle particelle emesse dalla reazione nucleare, ed è quindi difficile fare considerazioni cinematiche per ricostruire l'energia dello stato iniziale. Per misurare con buona accuratezza l'energia dei neutroni allora bisogna ricorrere alla tecnica del Tempo di Volo, alla diffrazione dei neutroni sui cristalli o a selettori di velocità per neutroni.

1.3 Il ruolo dei neutroni in Astrofisica

Nell'universo primordiale erano presenti particelle con energie e densità che nessun acceleratore artificiale può immaginare di creare. A seguito di varie fasi evolutive si sono verificate interazioni che hanno portato, da una iniziale creazione di atomi di elementi leggeri, all'universo così come lo conosciamo oggi. Un aiuto per capire le dinamiche di questo processo evolutivo lo fornisce lo studio dell'astrofisica, a partire dal Big Bang.

Quello che è avvenuto dopo "la grande esplosione" si riassume, in maniera sintetica, partendo dalla nucleosintesi primordiale di alcuni elementi chimici, quelli con un massimo di 8 nucleoni (Idrogeno, Elio, Litio, Berillio), che avviene pochi minuti dopo il Big Bang. Occorrono circa 200 milioni di anni, prima di veder apparire le prime generazioni di stelle, che danno inizio alla sintesi di altri elementi, con nuclei via via più pesanti, fino al Ferro. La sintesi di questi elementi pesanti modifica notevolmente le proprietà e la composizione di alcuni di questi corpi stellari, che esplodono come supernove, frammentandosi nello spazio. In questa fase vengono prodotti gli elementi pesanti dal Ferro all'Uranio, attraverso reazioni indotte da neutroni. Studiando i prodotti finali di queste reazioni e ricavando informazioni dalle prove di la-

boratorio (sezioni d'urto, etc.), si possono conoscere molti dei dettagli che hanno caratterizzato queste fasi evolutive.

Nel 1952, la scoperta del Tecnezio nelle Giganti Rosse [9] ha portato nuove certezze nelle teorie relative alla nucleosintesi degli elementi pesanti nelle stelle. Questo perché, la presenza del Tecnezio (elemento senza isotopi stabili) in esse, sta a significare che al loro interno avvengono delle reazioni nucleari capaci di produrlo e, prevedibilmente, di produrre altri elementi pesanti. Infatti, in base al tempo di decadimento degli isotopi del Tecnezio, che è al massimo di $4.2 \cdot 10^6$ anni (^{99}Tc), questo elemento non dovrebbe essere presente in una stella con miliardi di anni evolutivi. La sua presenza dimostra, invece, una genesi più recente, che può essere avvenuta solo all'interno della stella. Questo è un esempio che conferma come le informazioni di natura astrofisica, applicate a quelle di Fisica Nucleare ricavate in laboratorio, sono utili sia per lo studio dell'evoluzione stellare che delle particelle nucleari. Per questo, è importante conoscere al meglio le stelle.

Già dalla metà del 19° secolo, per studiare la composizione delle stelle, si è utilizzata l'analisi spettrale della loro luce. La maggior parte di esse hanno una composizione molto simile al nostro sole e si trovano lungo la cosiddetta sequenza principale (*Main Sequence*) del diagramma Hertzsprung-Russel (HR) (figura 1.2), uno degli strumenti più importanti per lo studio delle proprietà delle stelle, che si basa su quattro grandezze: Temperatura, Luminosità, Magnitudine assoluta e Classe spettrale, strettamente correlate tra loro. Il diagramma HR è di grande supporto per la comprensione dell'evoluzione stellare.

Stelle con diverse luminosità e quindi, temperature effettive² diverse, sono classificate in classi spettrali differenti, ognuna contrassegnata da una lettera dell'alfabeto: O, B, A, F, G, K, M. Le prime sono le più calde, le ultime le più fredde [13].

²Temperatura che avrebbe un corpo nero che ha lo stesso flusso bolometrico di energia emesso dalla stella.

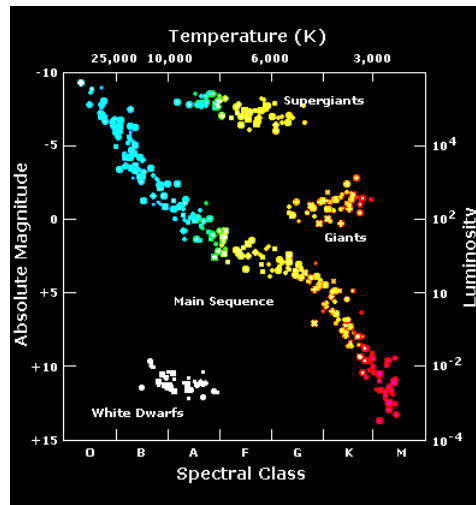


Figura 1.2: Diagramma HR. La linea diagonale corrisponde alla sequenza principale, che comprende il 90% delle stelle. Il Sole si trova al centro della sequenza principale.

1.3.1 Evoluzione stellare

Si possono comprendere i complessi meccanismi dell'evoluzione stellare [10] se si ha ben chiaro che essi sono determinati da due tendenze contrapposte: da un lato la massa globale dei materiali presenti nella stella che esercita una forza di gravità che porta a far contrarre, o addirittura collassare, la stella su se stessa e dall'altro i processi di fusione nucleare, che avvengono all'interno del corpo celeste e tendono a far espandere l'involucro gassoso della stella nello spazio, per via dell'aumento dell'energia cinetica delle particelle che lo costituiscono. Quando questo equilibrio si spezza si entra in una situazione di instabilità.

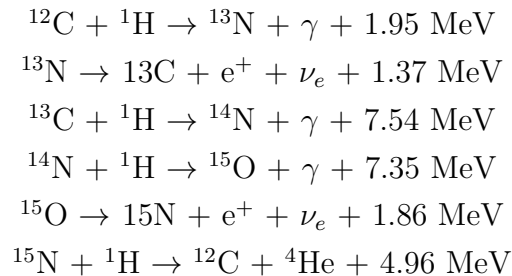
Le stelle si originano da enormi nubi di gas e polveri, che si contraggono sotto l'effetto della forza gravitazionale esercitata dai materiali che le costituiscono.

Se questo processo prosegue sino a che, nelle regioni centrali, la temperatura raggiunge i 10 milioni di Kelvin, allora hanno inizio le reazioni termonucleari di fusione, che partendo da 4 nuclei di Idrogeno, formano un nucleo di Elio (noto come ciclo protone-protone). La perdita di massa, che il processo implica, crea un'enorme quantità di energia che si trasferisce dal nucleo, più

caldo, verso l'involucro gassoso esterno, che tende ad espandersi: questo fatto impedisce un'ulteriore contrazione gravitazionale della materia stellare. Nasce così una stella che entra nella sequenza principale del diagramma H-R. Le caratteristiche della nuova stella dipendono dalla sua massa iniziale e, nella sequenza principale, vale la relazione:

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^a \quad (1.11)$$

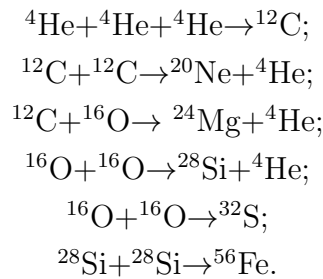
con $1 < a < 6$ in relazione alla massa della stella. L_{\odot} e M_{\odot} sono rispettivamente la luminosità e la massa del Sole. Nel caso la massa iniziale della stella fosse circa dieci volte quella del sole, la stella si posiziona in alto a sinistra nel diagramma H-R, diventando una gigante blu (classe spettrale O-B). Queste sono le stelle più calde e più luminose, ma anche quelle di minore durata, poiché le reazioni di fusione del nucleo, che raggiunge i 15 milioni di gradi, sono molto intense e quindi consumano prima il combustibile, l'Idrogeno. Il processo prevalente diventa il ciclo Carbonio-Azoto:



Nel momento in cui si esaurisce il combustibile della stella, i processi di fusione si interrompono e quindi anche la produzione di energia. Il nucleo della stella comincia a contrarsi per effetto della gravità, aumentando di temperatura. A questo punto si possono verificare dei processi evolutivi che variano in dipendenza della massa della stella:

- *stelle di massa inferiore a 0,5 masse solari* - la temperatura del nucleo non raggiunge valori sufficienti per innescare la fusione dell'Elio e la contrazione procede incontrastata, provocando un aumento enorme della densità della stella, che si trasforma in una Nana bianca, la quale tenderà a spegnersi nell'arco di miliardi di anni.

- *stelle di massa superiore a 0,5 masse solari* - la contrazione gravitazionale fa sì che il nucleo raggiunga una temperatura superiore a 100 milioni di Kelvin, sufficienti a innescare la fusione dell'Elio e formare Carbonio. Quando la temperatura raggiunge circa i 500 milioni di Kelvin sono gli atomi di Carbonio che fondendo formano nuclei ancora più pesanti come il ^{20}Ne e il ^{24}Mg . A 1 miliardo di Kelvin fondono i nuclei di ^{16}O e si originano il ^{28}Si e lo ^{32}S . Più o meno alla stessa temperatura, con densità dell'ordine di 10^6g/cm^3 dai nuclei di Silicio si formano quelli del ^{56}Fe [14]:



Queste reazioni sono tutte esotermiche, producono quindi grandi energie. Le stelle così formate vengono chiamate Giganti Rosse. In questa fase, il ^{56}Fe è l'ultimo isotopo che viene prodotto, in quanto è uno degli isotopi più stabili della tavola periodica degli elementi. La fusione non può innescarsi perché, dal Ferro in poi, questo processo è endotermico. A questo punto i nuclei del Ferro si concentrano, per gravità, nel nucleo della stella. La crescita delle forze gravitazionali non è più bilanciata dall'aumento dell'energia prodotta dalle reazioni di fusione e questo provoca il collasso del nucleo, che porta all'esplosione della stella. In questa fase si verificano le condizioni favorevoli di temperatura e pressione che permettono la formazione degli elementi più pesanti del Ferro [10, 11, 13]. I meccanismi di formazione di tali elementi si basano essenzialmente su processi di cattura neutronica e di decadimento β degli isotopi così formati (vedi sottoparagrafi seguenti). A seguito dell'esplosione gran parte della materia stellare è proiettata nello spazio a elevatissima velocità e origina una nebulosa residuale che potrà rimanere visibile per centinaia di anni. Questi residui contengono quindi sia elementi leggeri che elementi pesanti e concorrono a formare i pianeti.

In una Gigante Rossa, gli elementi fino al Ferro non vengono prodotti solo con reazioni di fusione, ma possono anche essere prodotti con il processo di cattura neutronica. Alcuni di questi elementi pesanti, noti come *bypassed nuclei*, inoltre, possono essere prodotti anche tramite un altro processo, che è quello della cattura di protoni (processo-p).

Questa nucleosintesi è, però, un evento molto più raro della cattura neutronica, in quanto, essendo i protoni particelle cariche, risentono delle forze di repulsione coulombiane, che tendono a respingerli quando si avvicinano al nucleo. Per essere assorbito dal nucleo, un protone libero deve essere estremamente energetico per superare la barriera repulsiva, per cui questo processo avviene solo a temperature molto alte, come quelle che possono fornire due stelle orbitanti una intorno all'altra, in un sistema binario. Sono circa 30 i nuclei ottenibili con questo tipo di processi che agiscono comunque su elementi prodotti in precedenza da un processo del tipo s o r. Lantanio, Rutenio e Samario sono prodotti caratteristici del processo-p. Ogni processo di nucleosintesi è determinante per la definizione della composizione chimica dell'universo.

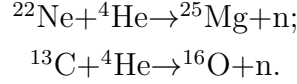
1.3.2 Processo-*r* e processo-*s*

I processi di cattura neutronica si dividono in due classi:

- *processo-r*: (da *rapid*) la cattura di neutroni è rapida, il loro flusso è così alto che il nucleo cattura molti neutroni prima che possa decadere, cioè la vita media del decadimento β è molto più lunga del tempo necessario a catturare uno dei neutroni presenti nella stella;
- *processi-s*: (da *slow*) il processo di cattura neutronica è lento, il nucleo prodotto decade in un nuclide stabile prima che si verifichi un'ulteriore cattura.

Il processo-s avviene nelle stelle giganti prima della loro esplosione e ha una scala temporale di circa 10^4 anni. Il processo-r avviene durante l'esplosione delle supernova e la scala temporale è dell'ordine di 10^4 secondi. Nel

processo-s il flusso di neutroni, relativamente basso, è generato e mantenuto da interazioni nucleari tipo:



Nel processo-s possono passare diverse migliaia di anni tra successive catture di neutroni. Il processo di crescita del numero atomico si arresta con il ${}^{208}\text{Pb}$ e ${}^{209}\text{Bi}$. I nuclei successivi sono abbastanza stabili da non permettere ulteriore cattura di neutroni, quindi anche gli elementi della serie degli attinidi ($Z > 90$) non vengono sintetizzati con il processo-s.

Nel processo-r, durante la fase esplosiva della supernova, si producono moltissimi neutroni in pochissimo tempo e molti di questi vengono catturati in rapida successione dai nuclei atomici, ancor prima che si verifichino dei decadimenti β . Con l'aggiunta poi di nuovi neutroni, il decadimento β diventa più probabile. Questo produce gli elementi più pesanti successivi al ${}^{208}\text{Pb}$ e al ${}^{209}\text{Bi}$, compresi Torio e Uranio.

Per l'analisi del processo-s, si consideri un nucleo di massa atomica A , esposto ad un flusso regolare di neutroni, con bassa densità neutronica affinché possa avvenire il decadimento β . La variazione temporale del numero di nuclei N_A di un elemento di massa A e numero atomico Z sarà:

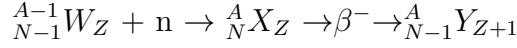
$$\begin{aligned} \frac{dN_{A,Z}}{dt} &= \sum \text{termini di creazione} - \sum \text{termini di distruzione} = \\ &= \lambda_{A-1,Z}^n N_{A-1,Z} + \lambda_{A,Z-1}^\beta N_{A,Z-1} - \lambda_{A,Z}^n N_{A,Z} - \lambda_{A,Z}^\beta N_{A,Z} \quad (1.12) \end{aligned}$$

dove λ^n e λ^β sono rispettivamente le costanti che esprimono il rate di cattura neutronica e il rate di decadimento. λ^n è definito come:

$$\lambda_A^n = \frac{1}{\tau_n} = n \langle \sigma v \rangle_A \quad (1.13)$$

essendo n la densità dei neutroni, σ la sezione d'urto di cattura e v la velocità relativa. Il rate $\lambda^\beta = \frac{1}{\tau_\beta}$ del decadimento β è da considerare solo se l'isotopo in esame è instabile. Il termine di creazione $\lambda_{A,Z-1}^\beta N_{A,Z-1}$ dell'equazione 1.12, dovuto al decadimento beta, può essere trascurato, infatti il nucleo

che decade beta (${}^A_N X_Z$) è a sua volta prodotto per cattura neutronica da un nucleo ${}^{A-1}_{N-1} W_Z$, e quando X decade produce ${}^A_{N-1} Y_{Z+1}$ secondo la reazione:



Quindi l'abbondanza di ${}^A Y$ dipende solo dalla cattura neutronica su ${}^{A-1} W$ e la relazione 1.12 può essere riscritta nel seguente modo:

$$\frac{dN_A}{dt} = \lambda_{A-1}^n N_{A-1} - \lambda_A^n N_A - \lambda_A^\beta N_A \quad (1.14)$$

Questa relazione porta alla risoluzione di un sistema di equazioni differenziali, che possono essere risolte solo con alcune approssimazioni. Considerando costante la temperatura T e la densità dei neutroni, segue che:

$$\langle \sigma v \rangle_A = \sigma_A v_T \quad (1.15)$$

nella quale σ_A è la sezione d'urto di cattura neutronica mediata sulla distribuzione Maxwelliana³ e v_T è la velocità media termica dei neutroni. Quando $\lambda^n \ll \lambda^\beta$ o $\lambda^n \gg \lambda^\beta$, l'equazione 1.12 può essere ulteriormente semplificata:

$$\frac{dN_A}{d\tau} = \sigma_{A-1} N_{A-1} - \sigma_A N_A \quad (1.16)$$

avendo introdotto la variabile τ chiamata *neutron exposure* definita come il flusso neutronico $\phi(t)$ integrato nel tempo:

$$\tau = \int_0^t \phi(t') dt' = v_T \int_0^t n(t') dt' \quad (1.17)$$

Con l'evolvere del tempo, se si è in presenza di un flusso neutronico sufficientemente alto, si crea un equilibrio tra i termini di creazione e i termini di distruzione, per cui $\frac{dN_A}{d\tau} = 0$. Nel caso l'isotopo sia prodotto dal processo-s, si avrà che:

$$\langle \sigma_\gamma \rangle_{kT,A} N_A = \text{costante} \quad (1.18)$$

³Le velocità relative v tra i neutroni e gli isotopi bersaglio seguono una distribuzione di Maxwell-Boltzmann a una data temperatura T. Il rate di reazione, può dunque essere espresso attraverso la sezione d'urto mediata sulla distribuzione Maxwelliana dell'energia cinetica.

Confermata dalle osservazioni sperimentali, ad eccezione dei cosiddetti “isotopi magici” ($N=28, 50, 82, 126$) per i quali la sezione d’urto di cattura neutronica è molto bassa. Nella figura 1.3 sono mostrati i percorsi di cattura neutronica del processo-s e del processo-r.

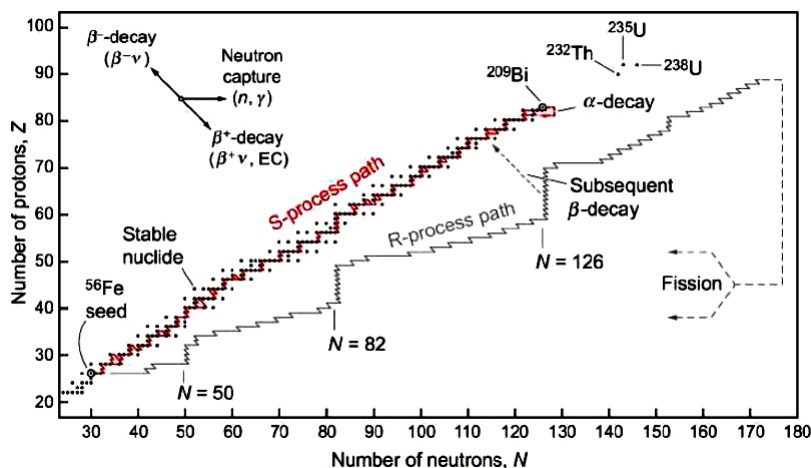


Figura 1.3: Percorsi di cattura neutronica del processo-s e del processo-r sulla carta dei nuclidi. La zona spezzettata in grigio indica il percorso per il processo-r teorico per un flusso di neutroni plausibile. I nuclei magici per numero di neutroni sono indicati da linee verticali. Immagine da [12]

1.4 Applicazioni dei neutroni in Tecnologia

Come in parte già accennato, le conoscenze sulle proprietà fisiche del neutrone hanno portato allo sviluppo di varie applicazioni tecnologiche in campo militare (armi, sottomarini) e civile (energia nucleare, medicina, ricerche minerarie). Tra le applicazioni civili, la più nota è quella che sfrutta l’energia sviluppata dalla fissione nucleare per produrre energia elettrica. Ad Arco, nell’Idaho (USA), nel 1951, per la prima volta viene prodotta elettricità in un reattore nucleare sperimentale da 100kW, che diventa il prototipo dei reattori, cosiddetti, “di I generazione”. Da questi discendono quelli di II generazione, che sono la loro versione commerciale. Apportando delle mi-

glorie tecniche e di sicurezza, da quelli di seconda si è passati a quelli di III generazione. Attualmente quelli in produzione sono di queste due classi.

Mentre le applicazioni civili, di tipo medico e minerario, non incontrano opposizione al loro utilizzo e sviluppo, quelle per la produzione di energia elettrica dividono l'opinione pubblica, a tutti i livelli, in favorevoli e contrari. Per questo motivo, il discorso su questa tecnologia merita un approfondimento, che va inserito in un contesto più globale che consideri il fabbisogno energetico mondiale attuale e futuro, le centrali a combustibile fossile, le fonti di energia rinnovabile, la sicurezza da contaminazioni nucleari, il rispetto dell'ambiente, la produzione dei gas serra e il surriscaldamento del globo, la proliferazione delle armi nucleari.

Dai tempi della rivoluzione industriale, il fabbisogno energetico mondiale è aumentato, da prima in maniera lineare poi, negli ultimi 50 anni, in maniera esponenziale. Questo ha creato e crea, problemi di approvvigionamento, degrado ambientale, conflitti internazionali. Come si nota in figura 1.4, che mostra l'andamento dei consumi energetici mondiali negli ultimi 25 anni, divisi per tipologia, il combustibile percentualmente più utilizzato è quello fossile, che, come noto, produce enormi quantità di elementi che contribuiscono all'inquinamento e al surriscaldamento globale.

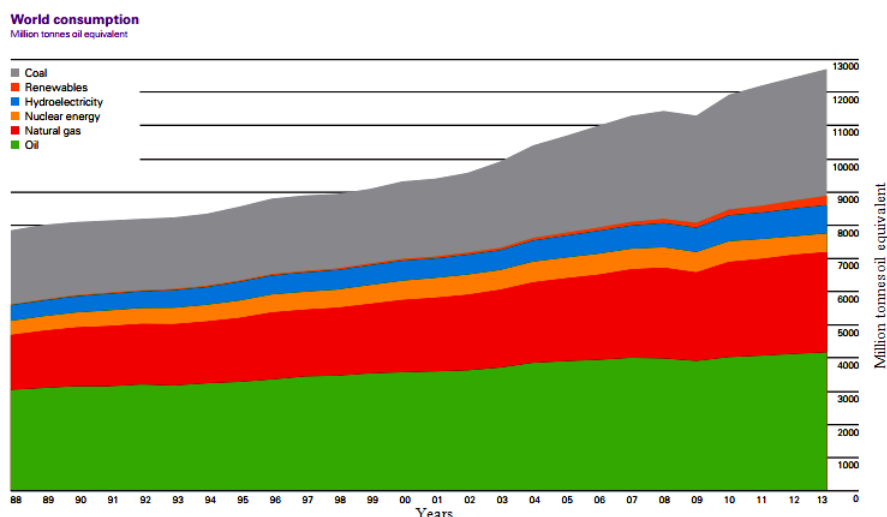


Figura 1.4: Consumo mondiale di energia primaria. Immagine da [15]

In futuro il fabbisogno energetico continuerà ad aumentare, soprattutto per la forte richiesta delle nuove economie in rapida crescita. Le potenzialità delle fonti d'approvvigionamento sono note e non garantiscono una lunga autonomia e quelle rinnovabili sono, a tutt'oggi, percentualmente irrilevanti. Per avere una migliore qualità della vita futura, si rende indispensabile incrementare l'energia rinnovabile, che sarà, comunque, incapace di soddisfare il fabbisogno mondiale, per questo si dovrà ricorrere, necessariamente, ad altre fonti energetiche.

Questa carenza potrebbe essere colmata dall'energia nucleare da fissione e/o da fusione, che rispetto a quella chimica, ha una resa milioni di volte superiore⁴. Attualmente, però, anche il nucleare ha delle difficoltà da risolvere, di natura tecnologica, ambientale e, purtroppo anche psicologica, dovuta alla "paura del nucleare", accresciuta a causa degli incidenti di Chernobyl e Fukushima. Nasce, quindi, l'esigenza di investire nella sicurezza, per riacquistare la fiducia della popolazione e nella ricerca di nuove tecnologie, per migliorare la resa degli attuali elementi fissili, o per l'utilizzo di differenti elementi fissili, per risolvere i problemi legati allo smaltimento e stoccaggio delle scorie nucleari.

Molti progetti in questo senso hanno già preso avvio. La tecnologia per lo sfruttamento dell'energia da fusione nucleare ha bisogno ancora di tanti anni di studio, si parla di cinquanta, prima di poter avere applicazioni industriali, mentre sono 15-20 gli anni che ancora servono per vedere operativi i reattori di IV generazione [16]. Dal 2005 sono stati avviati molti progetti su larga scala per sviluppare un nuovo reattore, basato su un acceleratore di protoni, ADS, per produrre i neutroni che irradieranno il nucleo fissile. Il grande vantaggio di questa tecnologia sarà il fatto che il numero di neutroni prodotti e quindi la reazione, potranno essere controllati tramite l'acceleratore: spegnendo questo anche la reazione si fermerà. Il nocciolo non potrà, quindi, continuare da solo la reazione nucleare, rendendo il reattore intrinsecamente sicuro. Altre soluzioni alla carenza delle materie prime e allo smaltimento delle scorie, potrebbero arrivare dallo sviluppo dei reattori basati interamente sul ciclo Th/U.

⁴Una molecola di combustibile fossile produce pochi eV, un nucleo fissionato 10^6 eV.

1.4.1 Reattori: IV Generazione e ciclo del Torio

I reattori nucleari a fissione sono impianti in grado di produrre energia elettrica sfruttando l'energia prodotta da un insieme di reazioni di fissione, mantenute in condizioni di criticità⁵ $K_{eff} = 1$.

Come ben noto, da una fissione di un nucleo di combustibile nucleare, come ad esempio ^{235}U , vengono prodotti in media 2.5 neutroni, che, a loro volta, possono dar vita a nuove fissioni. I neutroni prodotti, però, hanno un'energia media di 2.7 MeV, e a queste energie la sezione d'urto dell'Uranio è particolarmente bassa, così per aumentare il rate di reazione e permettere una reazione a catena è necessario portare questi neutroni ad energie termiche. Un reattore nucleare tradizionale fonda le sue basi su due sistemi:

- *Sistema di controllo*: ha il compito di assorbire neutroni per permettere una regolazione della potenza sviluppata dal reattore. Permette quindi di avviare gradualmente il reattore, di regolarne la potenza e permette di spegnere il reattore con la gradualità necessaria. Gli elementi più utilizzati sono: Boro, Cadmio, Gadolinio ed Europio.
- *Sistema di moderazione*: ha il compito di termalizzare i neutroni. La maggior efficienza la si ottiene quando l'elemento "scatteratore" ha la stessa massa dell'elemento "scatterante". Grazie alle ottime proprietà chimico-fisiche vengono principalmente utilizzati H_2O , D_2O e C (in forma di Grafite).

Naturalmente, tutto il calore prodotto nel reattore deve essere opportunamente scambiato e mantenuto entro determinate temperature, a seconda del tipo di reattore, per cui anche il sistema di raffreddamento svolge un ruolo chiave in un reattore. Il refrigerante ideale dovrebbe avere un'altissima velocità di scambio, un alto calore specifico e un punto di ebollizione alto per permettere alle turbine di lavorare con vapore molto secco e molto caldo. I

⁵La criticità K_{eff} di un reattore è definita come il rapporto tra il numero di neutroni presenti in una generazione e quelli della generazione precedente. Tale rapporto deve essere 1 affinché la reazione possa autosostenersi in maniera stabile. Se $K_{eff} > 1$ il reattore è detto supercritico, se $K_{eff} < 1$ il reattore è detto subcritico.

Refrigeranti più utilizzati sono H_2O e D_2O , Na, He e Pb. Spesso il refrigerante svolge anche la funzione di moderatore.

Questi sistemi, vanno opportunamente coordinati tra loro in modo tale che il K_{eff} del reattore rimanga in condizioni di criticità. La relazione che regola il ciclo dei neutroni (figura 1.5) in un reattore è chiamata “Formula dei 4 Fattori” ed è definita come segue:

$$K_{eff} = \eta \epsilon p f \quad (1.19)$$

dove ϵ tiene in considerazione il fatto che alcuni neutroni possono comunque indurre fissione prima che vengano termalizzati, p della probabilità che i neutroni, durante il processo di termalizzazione, non vengano catturati nella zona delle risonanze, f , esprime la probabilità che un neutrone termico provochi una fissione e η esprime il numero medio di fissioni prodotte per ogni neutrone termico iniziale:

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_a} \quad (1.20)$$

dove ν è il numero medio di neutroni prodotti per fissione, σ_f e σ_a sono invece le sezioni d’urto di fissione e di assorbimento nei vari processi. È

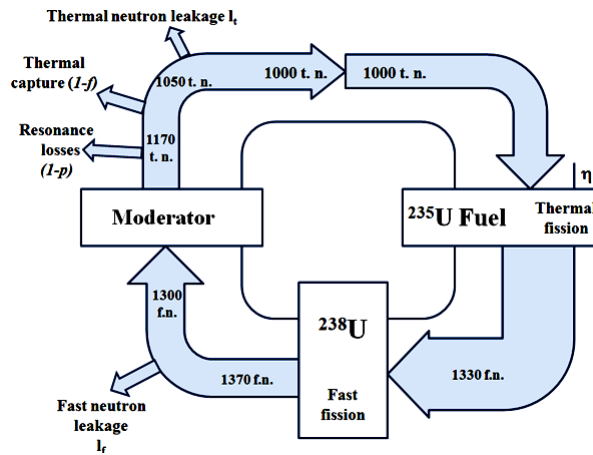


Figura 1.5: Rappresentazione schematica del processo a cui va incontro una singola generazione di neutroni, che per semplicità è stata scelta pari a 1000.

chiaro che in un reattore i neutroni svolgono un ruolo chiave ed è necessario

sapere con estrema precisione le sezioni d'urto delle varie reazioni per una gran moltitudine di elementi.

Il combustibile nucleare più importante è l'Uranio che si presenta in natura in tre forme isotopiche: ^{234}U , ^{235}U e ^{238}U . Quest'ultimo è il più abbondante, con il 98.28%, l' ^{235}U ha un'abbondanza dello 0.72% e infine l' ^{234}U è presente solo in tracce. Purtroppo l' ^{238}U ha una sezione d'urto di fissione troppo bassa (figura 1.6), e nei reattori odierni non può essere usato per mantenere un reattore in condizioni di criticità, allora si usa il così detto "Uranio arricchito", ossia Uranio naturale con una maggiore percentuale (tipicamente 2-3%) di ^{235}U .

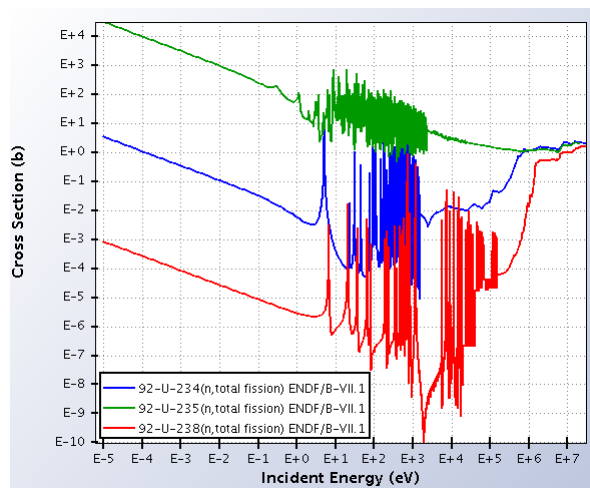
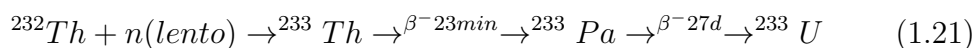


Figura 1.6: Sezioni d'urto di fissione relative all' ^{234}U , all' ^{235}U e all' ^{238}U . Figura da [17]

Un altro combustibile potenziale è il Torio. Si stima che in natura ne sia presente una quantità almeno tripla alla quantità di Uranio. L'isotopo più noto è il ^{232}Th , che non è un materiale fissile, ma fertile secondo la reazione:



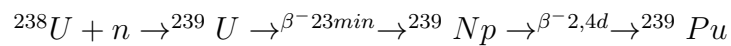
l' ^{233}U è fissile, e quindi può essere usato come combustibile in alternativa all' ^{235}U .

Lo sviluppo di reattori che utilizzino il ciclo Th/U porterebbe l'innegabile vantaggio di avere una minore concentrazione di attinidi ad alta massa nel combustibile esausto, in particolare di Plutonio, Americio e Curio.

Uno degli obiettivi dei reattori di IV Generazione⁶ è proprio quello di sfruttare al meglio il ^{232}Th e l' ^{238}U .

Per ora, sono allo studio due differenti tecnologie di IV Generazione::

- *Reattori a spettro neutronico termico*: si sfrutta la reazione di fertilizzazione del ^{232}Th (vedi 1.21);
- *Reattori a spettro neutronico veloce*: si sfrutta la fertilizzazione dell' ^{238}U , secondo la reazione:



il ^{239}Pu è fissile, e quindi in questo caso, verrebbe usato come combustibile.

Gli studi attuali sono concentrati, in particolare, su sei sistemi di reattori di IV generazione, equamente divisi tra reattori a spettro neutronico termico e spettro neutronico veloce. Essi sono elencati con le loro caratteristiche nella figura 1.7.

Un obiettivo molto ambizioso dei reattori a spettro neutronico veloce, è quello di riuscire ad ottenere dall'Uranio non lo 0,8% dell'energia contenuta, come accade attualmente nei reattori termici con il ritrattamento del loro combustibile irraggiato, ma, convertendo il fertile in fissile e con più ricicli di ritrattamento, 70-100 volte di più, ottenendo così energia per migliaia di anni.

Inoltre, con i reattori veloci si possono irradiare i rifiuti nucleari a lunga emivita e altamente radioattivi, e attraverso ripetuti ricicli negli impianti di ritrattamento, trasformarli in isotopi non radioattivi o a vita breve.

⁶Le Generazioni dei reattori non sono assegnate in base "all'età" dei reattori stessi, ma in base alle loro caratteristiche: combustibili, sistemi di sicurezza, produzione di scorie, ecc.

Reattore	Spettro	Refrigerante	Temperatura (°C)	Ciclo del combustibile	Potenza (MWe)
Gas Cooled Fast Reactor	Veloce	Elio	850	Chiuso	1200
Lead Cooled Fast Reactor	Veloce	Piombo e Bismuto	480-800	Chiuso (regionale)	600-1000
Sodium Cooled Fast Reactor	Veloce	Sodio	550	Chiuso	300-1500
Molten Salt Fast Reactors	Veloce O epitermico	Sali di Fluoro	700-800	Chiuso	1000
Supercritical Water Cooled Reactors	Termico O Veloce	Acqua	510-625	Aperto (termico) Chiuso (veloce)	1000-1500
Very High Temperature Gas Reactors	Termico	Elio	900-1000	Aperto	250-300

Figura 1.7: Vari tipi di reattori di IV Generazione in fase di studio o sperimentazione.

1.4.2 Scorie nucleari e trasmutazione

Gli elementi transuranici (TRU) e i frammenti di fissione (FF) sono i principali componenti delle scorie nucleari e rappresentano rispettivamente l'1,1% e il 4% del combustibile nucleare esausto [18]. I TRU, che sono prodotti nel reattore da cattura neutronica seguita da decadimento, possono essere distrutti solo da fissione, mentre i FF possono essere distrutti solo per cattura di neutroni, pertanto, devono essere utilizzati diversi metodi per eliminarli. La radiotossicità dei rifiuti a lungo termine, è chiaramente dominata dagli elementi transuranici.

La maggior parte della pericolosità del combustibile esausto deriva da pochi elementi chimici, in particolare Plutonio, Nettunio, Americio, Curio, e da alcuni prodotti di fissione a lunga vita come alcuni isotopi di Iodio, Cesio e Tecnezio.

Attualmente circa 2.500 tonnellate di combustibile esaurito vengono prodotte ogni anno nella Unione Europea, di cui 25 tonnellate sono di Plutonio, e 3.5 tonnellate di Nettunio, Americio e Curio, e circa 3 tonnellate di prodotti di fissione a lunga vita media. Questi sottoprodotti radioattivi, anche

se presenti in concentrazioni relativamente basse nel combustibile utilizzato, sono un pericolo per le forme di vita quando vengono rilasciati nell'ambiente e, come tali, il loro smaltimento richiede l'isolamento dalla biosfera in formazioni geologiche stabili profonde per lunghi periodi di tempo (circa 100 mila anni) fino a quando loro radioattività e radiotossicità (figure 1.8 e 1.9) diminuisce attraverso il processo di decadimento radioattivo [19].

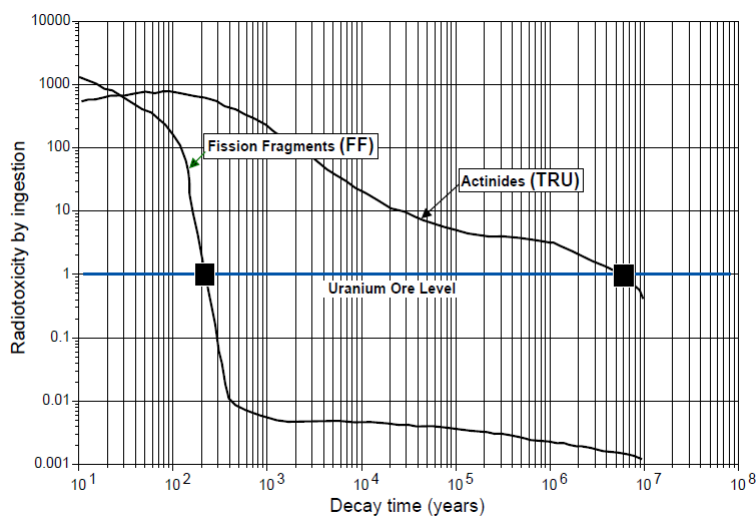


Figura 1.8: Evoluzione temporale del potenziale della radiotossicità (rispetto all'Uranio) degli FF e TRU che compongono le scorie nucleari di un *Pressurized Water Reactor*.

Per ogni radionuclide, la radiotossicità è proporzionale all'attività (in Bq) e al suo Fattore di Dose (F_d) "via inalazione" (in Sv/Bq) [21].

$$R[\text{Sv}] = F_d \frac{[\text{Sv}]}{[\text{Bq}]} \times A[\text{Bq}] \quad (1.22)$$

L'attività di un radionuclide, come è ben noto, varia nel tempo, per cui anche la radiotossicità varierà nel tempo (figura 1.9) secondo la relazione:

$$R_i(t) = F_d(i) \times \lambda_i N_i(t) \quad (1.23)$$

Dove λ_i rappresenta la costante di decadimento del radionuclide e N_i rappresenta il numero di nuclidi al tempo t .

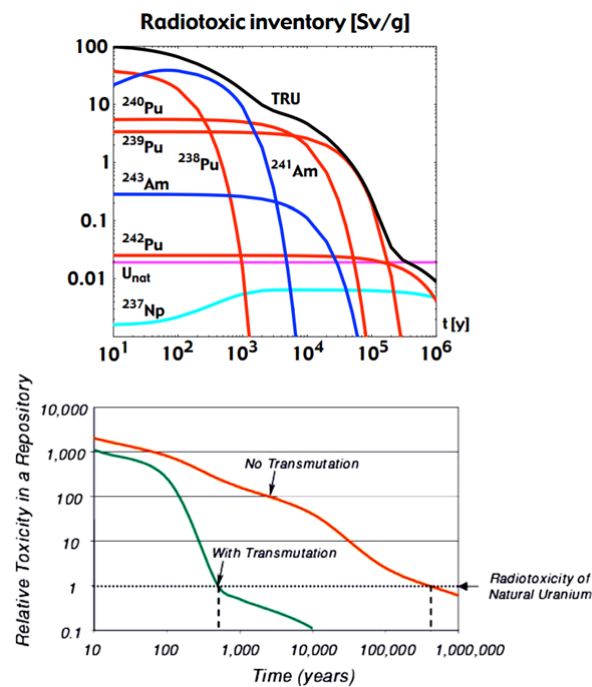


Figura 1.9: Diminuzione della tossicità relativa tramite trasmutazione. Figure da [22]

Attualmente la maggior parte dei rifiuti nucleari viene stoccato in depositi temporanei. La preoccupazione di eventuali perdite nella biosfera, il rischio di un uso improprio per scopi militari, gli oneri di manutenzione e controllo, spingono a trovare soluzioni che siano definitive, come il confinamento in formazioni rocciose impermeabili alle infiltrazioni d'acqua e geologicamente stabili, o metodi di trasmutazione delle scorie in specie nucleari innocue o di breve emivita.

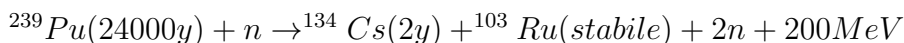
La Trasmutazione si riferisce alla conversione di un nuclide in uno o più nuclidi in seguito a reazioni di fissione o cattura di neutroni. In pratica, esponendo i TRU ad alti flussi neutronici, si induce la loro fissione, con la produzione dei relativi frammenti che potranno essere di nuclei stabili o a vita media breve e, comunque, a bassa radiotossicità.

I frammenti prodotti dalla fissione delle scorie, riducono sensibilmente il rischio di contaminazione a lungo termine, per la popolazione, ma lo au-

mentano leggermente per gli operatori che lavorano sul ciclo del combustibile esausto. La riduzione dei TRU comporta, ovviamente, una riduzione del Plutonio e quindi una diminuzione del rischio della proliferazione nucleare, ma comporta anche l'eliminazione di un materiale fissile, potenzialmente utile per l'avvio di futuri reattori. L'energia prodotta nei processi di trasmutazione può essere riutilizzata per produrre elettricità (circa il 30% del totale dell'energia elettrica totale prodotta negli attuali reattori).

Esiste la necessità di una attenta e globale pianificazione dell'utilizzo futuro dell'energia nucleare in generale e, in particolare, per quanto riguarda il plutonio, bisogna valutare come considerarlo: una pericolosa scoria da eliminare o un prezioso elemento fissile da stoccare[20]?

Il processo principale per sfruttare al meglio la trasmutazione è la fissione, che può essere del tipo:



A volte possono avvenire anche più catture o decadimenti prima di arrivare alla fissione che effettua la trasmutazione utile:

- ${}^{240}\text{Pu}(6600y) + n \rightarrow {}^{241}\text{Pu}(14y)$
 ${}^{241}\text{Pu} + n \rightarrow {}^{134}\text{Xe}(\text{stabile}) + {}^{105}\text{Rh}(35h) + 3n + 200\text{MeV};$
- ${}^{241}\text{Am}(432y) + n \rightarrow {}^{242}\text{Am}(16h)$
 ${}^{242}\text{Am} \rightarrow {}^{242}\text{Cm}(163d) \rightarrow {}^{238}\text{Pu}(88y)$
 ${}^{238}\text{Pu} + n \rightarrow {}^{142}\text{Ce}(\text{stabile}) + {}^{95}\text{Zr}(64g) + 2n + 200\text{MeV};$

La trasmutazione su scala industriale richiede un'intensa sorgente di neutroni, deve quindi essere fatta necessariamente in una sorta di reattore nucleare. I Transuranici possono essere immessi nel combustibile del reattore o in bersagli separati.

La quantità totale di trasmutazioni in un reattore è proporzionale alla potenza prodotta dalla fissione dei TRU. Con i trasmutatori proposti attualmente, la trasmutazione delle scorie già esistenti verrebbe effettuata in pochi decenni. Questo è indipendente dal tipo di trasmutatore, tuttavia, l'efficacia della trasmutazione e la composizione della massa e isotopica dei rifiuti

finali dopo trasmutazione, dipendono dallo spettro di energia dei neutroni del reattore. Un reattore termico produce isotopi finali di massa superiore, rispetto ad un reattore veloce. Per questo alcuni reattori di IV Generazione sfruttano uno spettro neutronico veloce e possono, oltre alla fertilizzazione dell'Uranio, bruciare/trasmutare le scorie stesse che il reattore produce.

1.4.3 Accelerator Driven System

Un ADS [18, 23], è un nuovo tipo di reattore, proposto da Carlo Rubbia e da altri ricercatori del CERN negli anni '90 [24], che utilizza un acceleratore di Protoni di alta energia, che invia il fascio prodotto verso un bersaglio costituito da un metallo pesante, come ad esempio Piombo, dando luogo ad una reazione, detta *spallazione nucleare*, che frantuma il nucleo bersaglio in nuclidi più leggeri causando l'emissione di circa 30 neutroni per ogni nucleo di bersaglio disintegrato. Lo spettro energetico dei neutroni di spallazione è dominato per circa il 90% dai cosiddetti neutroni di evaporazione, che hanno energia media di qualche MeV, i quali vengono emessi per diseccitazione dai nuclei formati dalla disintegrazione del nucleo bersaglio.

Il bersaglio di spallazione è circondato da elementi di combustibile che costituiscono il nocciolo subcritico ($K_{eff} < 0.98$) contenente le scorie nucleari da incenerire ed il combustibile per la produzione di energia. L'idea base è quella di usare come combustibile principalmente il Torio, in modo tale da sfruttare il ciclo Th/U. Il refrigerante normalmente è un metallo liquido per reattori subcritici veloci, oppure un sale fuso per reattore subcritico di tipo termico.

Il principio su cui si basa un ADS (figura 1.10) è quello di indurre nel sistema una reazione a catena, sostenuta dalla sorgente di neutroni di spallazione, che porti alla fissione degli attinidi e alla trasmutazione dei prodotti di fissione per cattura neutronica, trasformandoli in specie nucleari stabili o comunque a più breve tempo di dimezzamento. L'efficienza della trasmutazione è strettamente legata allo spettro energetico dei neutroni presenti nel reattore.

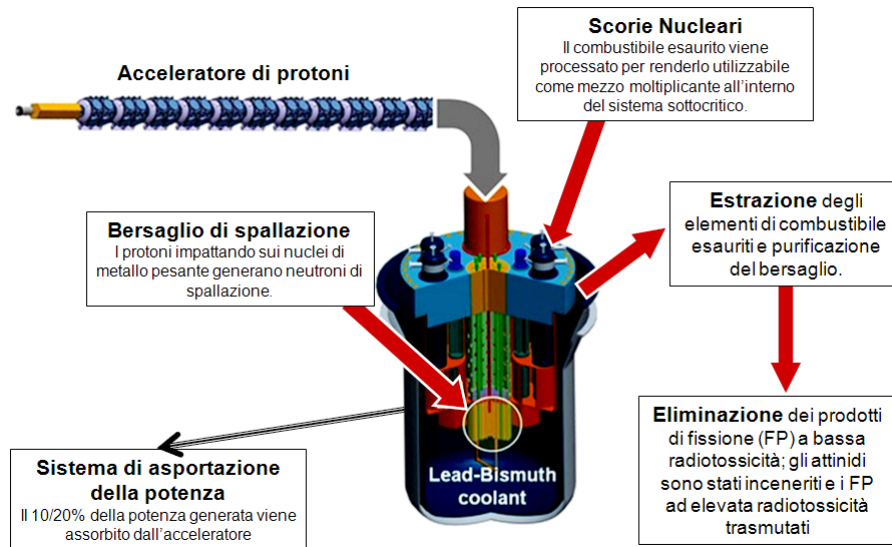


Figura 1.10: Rappresentazione schematica di un Accelerator Drive System, accoppiato ad un reattore al Piombo-Bismuto

Un reattore con spettro veloce è necessario per incenerire tutti gli isotopi transuranici che sarebbero non fissili in campo termico; tra questi vi sono elementi quali il Nettunio, L'Americio e il Curio, la cui eliminazione rappresenta già un ottimo risultato per il processo di incenerimento.

Un reattore critico però può presentare alcuni problemi di sicurezza quando si utilizza un combustibile con un elevato contenuto di attinidi, in quanto essi presentano una frazione di neutroni ritardati relativamente bassa e ciò richiede un controllo più sofisticato per evitare condizioni di criticità pronta⁷.

Questi problemi di sicurezza possono essere superati facendo ricorso a sistemi subcritici che utilizzano una sorgente di neutroni esterna, come gli ADS.

Sistemi che utilizzano sali fusi come refrigerante hanno uno spettro neutronico termico o epitermico [25]. Per questo tipo di sistemi le scorie vengono disciolte nel sale, costituito di solito da fluoruri di basso peso atomico.

⁷Un reattore è detto *pronto critico* quando la criticità viene raggiunta indipendentemente dalla frazione di neutroni ritardati, il reattore, in questo caso, può essere altamente instabile; mentre è *ritardato critico* quando la criticità è raggiunta tenendo in considerazione anche i neutroni emessi dopo le varie fissioni.

Con uno spettro neutronico termico si ottiene un incenerimento molto efficace degli attinidi fissili in campo termico, come ad esempio il Plutonio, ed una efficace trasmutazione dei prodotti di fissione. D'altra parte però, l'incenerimento sarà meno efficace per tutti quegli attinidi che non presentano un'alta sezione d'urto per fissione in campo termico e anzi, la quantità di attinidi più pesanti tenderà a crescere per cattura neutronica degli attinidi più leggeri.

Un eccesso di neutroni deve comunque sempre essere disponibile se si vuole effettuare la trasmutazione dei prodotti di fissione, sia che si disponga di sistema critico, che di un subcritico come un ADS.

É importante notare come la quantità di attinidi minori e frammenti di fissione prodotti da 6 reattori critici potrebbero essere inceneriti da un singolo ADS.

La tecnologia attuale è sicuramente in grado di fornire un acceleratore di protoni, per pilotare nuovi apparati nucleari che distruggano i rifiuti nucleari o per produrre energia. L'ADS, basato su principi fisici ben definiti, che hanno avuto riscontro pratico negli esperimenti del CERN, è stato perfezionato e ottimizzato anche grazie dall'utilizzo di codici di simulazione innovativi, sviluppati appositamente per questi esperimenti [18]

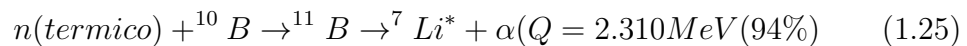
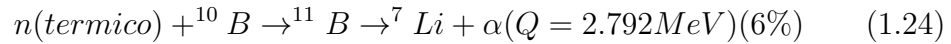
1.5 Neutroni e fisica medica: la *Boron Neutron Capture Therapy*

La *Boron Neutron Capture Therapy* (BNCT) è una modalità di radioterapia che propone l'utilizzo di radiazioni ionizzanti per colpire in maniera selettiva le cellule tumorali, risparmiando quelle sane.

Sfrutta l'intensa ionizzazione prodotta dalla reazione $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ e indotte dall'irradiamento dell'isotopo stabile del Boro, ^{10}B , da un fascio di neutroni termici a bassa energia (0.025 eV). Il Boro viene preventivamente iniettato nelle cellule tumorali e successivamente irradiato con i neutroni termici. Solo in questa fase, con la reazione di cattura di un neutrone di bassa

energia da parte del nucleo del ^{10}B viene rilasciata la radiazione che colpirà la zona localizzata del tumore, preservando le cellule sane.

Nei dettagli, il nuclide di Boro, bombardato dai neutroni termici, subisce la seguente trasformazione:



Come si nota, il processo percentualmente più importante è il secondo. L'irradiamento del Boro produce un nuclide di ^4He , un altro di ^7Li , un fotone di 0.48 Mev (generato, nel suo ritorno allo stato fondamentale, dal nuclide di ^7Li) e un'energia di 2,31 MeV, che viene assorbita, sotto forma di energia cinetica, dalle particelle prodotte. Queste, percorrono una distanza approssimata di 9-10 μm , cioè l'equivalente della dimensione di una sola cellula.

Le caratteristiche che rendono questo processo particolarmente adatto alla radioterapia[2] sono:

- Ha un'elevata sezione d'urto di cattura per neutroni di bassa energia (3838 barn a 0.025 eV);
- I prodotti di reazione (particella α nucleo di ^7Li) sono caratterizzati da un elevato LET (trasferimento lineare di energia) e rilasciano la loro energia entro un raggio di pochi μm dal punto in cui sono stati creati (6,5 e 4 μm rispettivamente), ossia praticamente all'interno della cellula in cui avviene la reazione.
- La dose di radiazione viene rilasciata solo durante l'irraggiamento neutronico dell'organo, dato che i prodotti di reazione non sono radioattivi, quindi il resto del corpo del paziente viene preservato da dosi indesiderate. Poiché anche le cellule sane assorbono il ^{10}B , la selettività della terapia dipende da un maggiore assorbimento del boro nel tumore rispetto al tessuto sano.

Per ottenere risultati positivi con questa terapia è necessario che un elevato numero di atomi di ^{10}B sia indirizzato nelle cellule neoplastiche e una

giusta quantità di neutroni termici sia assorbita per sviluppare una reazione di cattura ad effetto distruttivo per il tumore [26, 27].

Reazioni di cattura analoghe si possono ottenere anche con elementi come l'idrogeno e l'azoto, ma in questi casi la sezione di cattura neutronica è, rispettivamente, di 0.332 e 1.75 barns, inferiore di molto a quella del ^{10}B (3838 barns) [26].

Nella BNCT la qualità del flusso neutronico riveste un'importanza primaria, per questo motivo è stato introdotto anche l'uso di neutroni epitermici che permettono una migliore collimazione della zona tumorale rispetto ai neutroni termici. Quando i neutroni epitermici penetrano nei tessuti vengono rallentati dalle collisioni e sono catturati più velocemente dai nuclei di ^{10}B , così si generano neutroni termici in profondità e diminuiscono i danni a livello di cute e cuoio capelluto.

Nel Massachusetts Institute of Technology e nel Brookhaven National Laboratory sono iniziati, già dagli anni '90, i primi studi clinici per l'utilizzo di neutroni di energia superiore, compresi nell'intervallo di energia epitermica $0.4\text{eV} \leq E \leq 10\text{keV}$, per avere un maggiore potere penetrante del fascio neutronico quando le neoplasie sono situate in profondità ($>3\text{-}4\text{cm}$). Attualmente i neutroni epitermici sono generalmente più utilizzati di quelli termici. L'unica sorgente che fornisce i neutroni alla BNCT è, al momento, il reattore nucleare.

Per utilizzare i neutroni epitermici è indispensabile posizionare degli opportuni filtri e moderatori tra il core del reattore e il tumore da irradiare, per filtrare i neutroni indesiderati e moderare l'energia dei neutroni veloci. Un buon flusso epitermico deve avere la maggior parte dei neutroni con energia tra 1 eV e 10 keV e avere pochissimi di quelli termici ($E < 1\text{eV}$) e veloci ($E > 10\text{keV}$). I neutroni termici si rimuovono perché potrebbero danneggiare la pelle mentre i neutroni veloci sono nocivi a causa della produzione di protoni in seguito all'interazione con l'idrogeno

L'ubicazione di reattori nucleari negli ospedali e quindi in aree urbane ha dei problemi dimensionali e di radioprotezione, per questo si stanno cercando fonti alternative in grado di fornire dei flussi neutronici con le caratteristiche necessarie per l'impiego nella BNCT.

Con la BNCT si possono trattare i tumori radioresistenti ai raggi X, le neoplasie della testa, delle ghiandole salivari, dei seni paranasali, i melanomi cutanei e gli adenocarcinomi della prostata.

1.6 *Neutron Logs*

Nel campo geologico-minerario *neutron log* è sinonimo di *porosity log*. Consiste in un diagramma che ha in orizzontale la registrazione della porosità delle formazioni rocciose e in verticale la profondità progressiva del sondaggio esplorativo (*borehole*). Oltre a fornire informazioni sulla porosità e la stratigrafia delle rocce incontrate in un singolo sondaggio, il neutron log, opportunamente correlato con altri *logs di porosità* di sondaggi limitrofi, offre anche informazioni geologico-strutturali dell'area interessata alla ricerca mineraria.

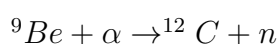
Questo tipo di registrazione radioattiva sfrutta la proprietà dell'idrogeno di rallentare i neutroni veloci fino al raggiungimento della "velocità termica". Se il tenore di idrogeno è elevato i neutroni vengono rallentati e catturati a breve distanza dalla loro sorgente. In questo caso ci sarà una certa quantità di emissione di raggi γ di cattura con pochi neutroni soggetti agli urti elastici. Se, invece, il tenore di idrogeno è basso i neutroni avranno maggiori possibilità di subire urti elastici prima di essere rallentati e catturati. Sfruttando queste caratteristiche dei neutroni e dell'idrogeno l'industria mineraria, in particolare quella legata agli idrocarburi, ha progettato e costruito una particolare sonda, chiamata *neutron logging tool*, che calata dentro un sondaggio esegue registrazioni di porosità delle rocce in funzione della profondità. Essa consta di una sorgente radioattiva, costituita da un composto di $^{241}\text{Am-Be}$, collocata nella estremità inferiore di uno *chassis* metallico, dove sono assemblati anche uno o due rivelatori di neutroni termici o epitermici e alcuni componenti elettronici. Le informazioni raccolte nel sondaggio dai rivelatori sono trasformate in impulsi elettrici e registrati in forma digitale e analogica. Oltre a queste sonde rivelatrici di neutroni termici o epitermici (Neutron-neutron tools) ne esistono altre che rivelano, invece, i raggi γ prodotti dalla cattura dei neutroni termici (neutron-gamma tools). In queste

sonde la distanza tra sorgente e detector va dai 33 ai 66 cm e anche più, in questo modo vengono rilevate solo le radiazioni γ di cattura e non quelle emesse vicino alla sorgente [28].

Con la sonda neutron-neutron, un diagramma che mostra un basso conteggio di neutroni termici indica una zona con elevato tenore di idrogeno, quindi con una determinata porosità. Viceversa un conteggio dei neutroni termici alto indica una zona a bassa porosità, in quanto essendoci meno idrogeno, molti neutroni non vengono catturati ma rimbalzano verso il rivelatore. Con la sonda neutron-gamma un diagramma che mostra elevati conteggi γ , dovuti alle emissioni che si sviluppano con la cattura dei neutroni da parte dell'idrogeno, indica una elevata porosità, mentre un basso conteggio γ equivale a una bassa porosità (pochi neutroni catturati dall'idrogeno).

Esistono poi sonde del tipo CNL (Compensated Neutron Log) basate sugli stessi principi delle precedenti, che utilizzano due detectors per i neutroni termici, mentre un altro modello, DNL (Dual-Energy Neutron Log), ha due rivelatori termici e due epitermici che eseguono misure separate, e sono particolarmente utili per lo studio dei giacimenti di gas [29].

I rivelatori dei neutroni contengono Elio a 4 atmosfere [30], quelli gamma sono o contatori Geiger o scintillatori di NaI(Tl) [28]. La sorgente neutronica di $^{241}\text{Am-Be}$ ha un'attività di 3 Curie. Il Berillo colpito dalle particelle α emesse dall'Americio, genera un flusso di $6.6 \cdot 10^6$ neutroni per secondo.



L'idrogeno si trova abbondante negli interstizi delle rocce porose come componente dell'acqua e degli idrocarburi e per questo il calcolo del suo tenore corrisponde al calcolo della porosità della roccia ospitante. Una formazione rocciosa porosa potrebbe essere una potenziale roccia magazzino (o roccia madre) per i giacimenti di idrocarburi.

Capitolo 2

Tecnica del Tempo di Volo e misure sperimentali di sezioni d'urto

2.1 Sezioni d'urto e risonanze: una breve introduzione

Nel caso delle reazioni nucleari, esistono svariati tipi di processi fisici e svariate sono le relative sezioni d'urto. Quelle che interessano lo svolgimento di questa tesi sono quelle legate all'interazione di nuclei con i neutroni. I valori delle sezioni d'urto dipendono, ovviamente, dal tipo di interazione, dall'energia del neutrone e dal nucleo interessato all'interazione.

Le sezioni d'urto di reazioni indotte da neutroni, presenti nelle librerie in letteratura, sono studiate principalmente basandosi sulla parametrizzazione mediante la teoria delle reazioni nucleari.

Analizzando grafici di sezioni d'urto in funzione dell'energia per una qualsiasi reazione indotta da neutroni, sono presenti delle regioni, generalmente a basse energie, caratterizzate da risonanze ben separate tra loro e la cui distanza è molto grande paragonata alla loro larghezza. Una regione con queste caratteristiche si chiama *Resolved Resonance Region*. A seconda della reazione, possono esistere regioni in cui le risonanze hanno una larghezza

paragonabile alla distanza che le separa e la risoluzione sperimentale non permette di evidenziarle singolarmente. In questo caso si parla di *Unresolved Resonance Region*.

Nella regione risolta delle risonanze (*Resonance Resolved Region*, RRR), che copre anche la regione termica, le sezioni d'urto sono calcolate usando il formalismo matematico della matrice-R (vedi ref [31]), che, a sua volta, utilizza parametri determinati dall'adattamento (*fit*) dei dati sperimentali. Pertanto, la qualità e la precisione su una misura di sezione d'urto, in particolare nella regione delle risonanze, dipende fortemente dai dati sperimentali utilizzati.

I parametri che caratterizzano una risonanza sono la sua energia caratteristica E_R , la larghezza totale Γ , la larghezza parziale di reazione (esempio: la larghezza di cattura neutronica Γ_γ , la larghezza di fissione Γ_f , ...), e lo spin s . Nessuna teoria esistente riesce a predire i parametri di una singola risonanza. Questi parametri, generalmente, sono estratti da analisi di misure di reazioni indotte da neutroni, utilizzando le tecniche di Tempo di Volo (*Time of Flight*, TOF) usando la così detta *Resonance Shape Analysis*[32] che utilizza codici basati sul formalismo della matrice R.

Nella regione non risolta delle risonanze (*Unresolved Resonance Region*, URR), le sezioni d'urto possono essere parametrizzate dal formalismo di Hauser-Feshbach o alternativamente con simulazioni Monte Carlo. Con un opportuna analisi statistica si estraggono così i parametri medi delle risonanze. Alcuni di questi parametri possono essere anche ottenuti attraverso il modello ottico, tuttavia, per poterli determinare con un ottimo livello di accuratezza, è necessario disporre di un numero adeguato di dati sperimentali, ottenibili soltanto con misure molto accurate.

2.2 Sorgenti di neutroni e misura dell'energia

Per studiare la struttura delle risonanze in reazioni indotte da neutroni sono richieste misure che determinino con alta precisione l'energia del neutrone interagente con il campione in esame. Queste misure possono essere effettuate in prossimità di sorgenti continue di neutroni o in prossimità di ac-

celeratori che producono, in modi diversi a seconda delle loro caratteristiche, una sorgente pulsata di neutroni.

La regione delle risonanze è studiata meglio con una fonte pulsata di neutroni, ottimizzata per misure di tempo di volo perchè si può avere a disposizione un vasto intervallo energetico. Queste sorgenti di neutroni possono essere prodotte con acceleratori di elettroni o con acceleratori di protoni. I primi, fanno sì che elettroni di alta energia emettano radiazione di Bremsstrahlung in un bersaglio fatto di materiale ad alto numero di massa (per esempio Ta, Hg, Pb o U) e i neutroni sono prodotti tramite reazioni foto-nucleari. Come abbiamo già visto, le sorgenti con acceleratori di protoni producono neutroni attraverso il processo di spallazione in un bersaglio ad alto numero di massa.

Lo spettro di energia dei neutroni, prodotti dalle reazioni di spallazione e fotonucleari, non è direttamente utilizzabile per la spettroscopia neutronica a basse energie. Un moderatore idrogenato viene utilizzato per aumentare la quantità di neutroni a bassa energia e produrre uno spettro più ampio di neutroni che vanno da energie termiche fino alla regione di alte energie.

A causa della loro costruzione e dei diversi modi di operazione, le sorgenti di neutroni hanno tutte differenti caratteristiche. La lunghezza del percorso di volo e la larghezza dell'impulso determinano in parte la risoluzione energetica dei neutroni di una *facility*. Altri fattori che contribuiscono sono i materiali e le dimensioni del target di produzione di neutroni insieme al corrispondente processo di rallentamento del neutrone nel complesso target-moderatore. Questo processo dipende dall'energia e può variare da fonte a fonte.

Le sorgenti di neutroni guidate da elettroni hanno una produzione relativamente bassa di neutroni, comparata alla produzione che si ha in una sorgente di spallazione. Queste ultime sono di solito ottimizzate per avere alti flussi istantanei di neutroni e sono più adatte per misurazioni di sostanze o elementi radioattivi.

2.3 La tecnica del Tempo di Volo

La tecnica del tempo di volo è applicata per misurare il tempo t che un neutrone impiega a percorrere una distanza L fissa.

Sperimentalmente, il tempo è derivato dalla differenza di un segnale di stop e di start, rappresentati rispettivamente da T_s e T_0 . Ad esempio, nella facility n_TOF del CERN il segnale di start è generato da un getto di raggi γ , chiamato γ -flash, che vengono prodotti quando il fascio di protoni incide nel bersaglio di spallazione. Tale segnale rappresenta il tempo in cui i neutroni vengono prodotti.

Il segnale di stop invece, che determina il tempo di arrivo del neutrone, in un esperimento nel quale si vuol misurare la sezione d'urto di una reazione indotta, è dato dalla rivelazione dei prodotti di reazione emessi nella stessa. Allora il TOF osservato t_m diventa:

$$t_m = (T_s - T_0) + t_0 \quad (2.1)$$

dove t_0 è un time-offset dovuto principalmente a differenze nelle lunghezze dei cavi, e può essere facilmente dedotto.

Il tempo di volo t_m può essere messo in relazione con la velocità v del neutrone dal momento in cui lascia il bersaglio ed entra nel campione da:

$$v = \frac{L}{t} = \frac{L}{t_m - (t_t + t_d)} \quad (2.2)$$

dove L è la distanza tra la superficie esterna della sorgente di neutroni e la superficie frontale del campione; t_t , chiamato tempo di trasporto, è la differenza di tempo tra il momento in cui il neutrone lascia il target e il momento della sua creazione; t_d è invece la differenza di tempo tra il tempo di rivelazione e il tempo nel quale il neutrone entra o nel campione.

L'energia cinetica di un neutrone è data da:

$$E = mc^2(\gamma - 1) \quad (2.3)$$

m è la massa a riposo del neutrone e γ rappresenta il fattore di Lorentz

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (2.4)$$

c è la velocità della luce.

La risoluzione energetica ΔE di uno spettrometro a tempo di volo è legata alla risoluzione della velocità Δv da:

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

a basse velocità ($\gamma \approx 1$) la risoluzione energetica è due volte la relativa risoluzione in velocità. Quest'ultima è una combinazione della risoluzione temporale dovuta al TOF (Δt) e alla risoluzione sulla distanza L (ΔL):

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

La distanza L può essere facilmente dedotta da misure metriche, con un'incertezza minore di 1mm ($\Delta L < 1mm$). Il Tempo di Volo t corrispondente alla distanza L invece dipende da t_m , t_t e t_d .

2.4 Funzione di Risposta di uno Spettrometro a tempo di volo

La funzione di risposta $R(t_m, E)$ di uno spettrometro a Tempo di Volo è la probabilità che un neutrone con energia E sia rivelato con un tempo di volo t_m . Essa può considerarsi come la convoluzione di diverse e indipendenti componenti:

- durata finita del *burst* dell'acceleratore (T_0);
- risoluzione temporale del rivelatore ed elettronica (T_s);
- trasporto del neutrone all'interno della sorgente (t_t);
- trasporto del neutrone nel rivelatore o nel campione (t_d);

La durata finita del *burst* dell'acceleratore può, quasi sempre, essere rappresentata da una semplice funzione analitica, ad esempio una distribuzione normale con una determinata larghezza, indipendente dall'energia. Questa distribuzione può essere determinata da misure sul γ - *flash* usando scintillatori con un veloce tempo di risposta.

Il *time-jitter* dovuto al rivelatore e all'elettronica invece, che determina il tempo T_s , può ancora una volta essere descritto da una distribuzione normale la cui larghezza è indipendente dall'energia.

Poiché queste componenti sono indipendenti, il loro contributo può essere combinato in un'unica distribuzione normale la cui larghezza è data dalla somma quadratica delle larghezze delle singole componenti.

Per quanto riguarda il trasporto del neutrone nel rivelatore, naturalmente, questo può essere solo stimato con simulazioni Monte Carlo o da espressioni analitiche e varia da rivelatore a rivelatore.

Anche il trasporto del neutrone nel sistema target-moderatore può essere soltanto stimato. In questo caso, però bisogna distinguere tra fasci di neutroni moderati e fasci di neutroni veloci, i quali hanno funzioni di risposta differenti.

Fasci di neutroni moderati

In caso di fasci di neutroni moderati l'aumento di larghezza della distribuzione temporale è dovuto principalmente al tempo di trasporto che i neutroni impiegano all'interno del complesso target-moderatore. Di conseguenza, la funzione di risposta dipenderà fortemente dalla fisica neutronica dell'intero sistema bersaglio-moderatore, dalle sue dimensioni e dai materiali che lo compongono.

Non esiste alcuna via sperimentale per determinare tale tempo di trasporto, per cui la distribuzione di queste componenti deve essere dedotta da simulazioni Monte Carlo o espressioni analitiche approssimate.

Simulazioni Monte Carlo per determinare la distribuzione di probabilità in tempo che i neutroni trascorrono all'interno del target e del moderatore

sono state sviluppate nelle facilities di ORELA [33], GELINA [36] ed n_TOF [38].

La figura 2.1 mostra la funzione di risposta dovuta al trasporto di neutroni per il sistema target-moderatore nella facility GELINA, come si vede, le distribuzioni dipendono fortemente dall'energia dei neutroni.

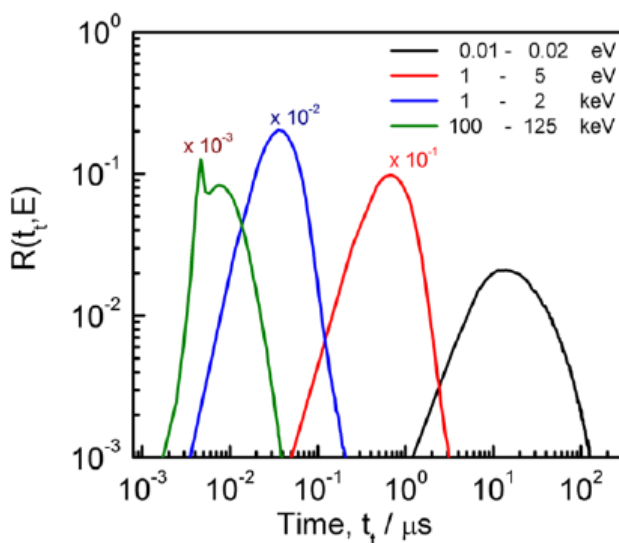


Figura 2.1: Distribuzione di probabilità del tempo t_t che un neutrone impiega all'interno del sistema target-moderatore a GELINA

La funzione di risposta di uno spettrometro a tempo di volo può essere rappresentata da una distanza equivalente $L_t = vt_t$ definita come la distanza percorsa dai neutroni all'interno del moderatore; dove v è la velocità che i neutroni possiedono nel momento in cui escono dal bersaglio di spallazione.

Questa trasformazione di variabili determina una distribuzione di probabilità in termini di L_t , che dipende in maniera meno marcata dall'energia, come mostrato in figura 2.2.

Da un punto di vista analitico invece, sono stati proposti diversi modelli teorici per spiegare il trasporto dei neutroni nel moderatore e nel bersaglio.

Tutti tra di loro hanno in comune due componenti principali: un termine di decadimento esponenziale dovuto alla produzione primaria di neutro-

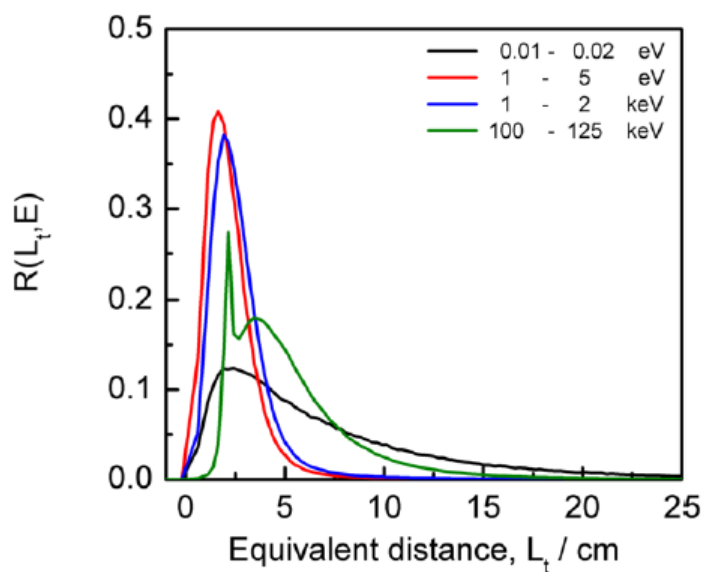


Figura 2.2: Distribuzione di probabilità della distanza equivalente L_t , percorsa dai neutroni nel target e nel moderatore a GELINA.

ni nel target e un termine che descrive la distribuzione χ^2 della lunghezza equivalente L_t .

Per energie basse, al di sotto di 1 eV invece bisogna anche tenere in considerazione un termine addizionale che tiene conto del fatto che neutroni di bassa energia possono rimanere molto più tempo all'interno del target [39, 40].

In caso in cui il percorso di volo dei neutroni non sia parallelo con la normale uscente dalla superficie del moderatore, può esserci un ulteriore allargamento della funzione di risposta. Anche questo contributo può essere spiegato con funzioni analitiche.

La risoluzione di un Spettrometro a Tempo di Volo può essere sperimentalmente valutata effettuando una misura di sezione d'urto parziale, in una regione energetica in cui è presente una risonanza isolata con parametri noti e utilizzando un campione relativamente sottile. La risonanza deve avere una larghezza totale piccola rispetto alla larghezza della funzione di risposta dello spettrometro. In tal modo variazioni della funzione di risoluzione portano a variazioni osservabili della forma delle risonanze e quindi il confronto con i

dati sperimentali porta a una buona valutazione della funzione stessa.

Fasci di neutroni veloci

Per nuclei leggeri o nuclei con un numero di neutroni o protoni in prossimità di una shell completa la regione di risonanza risolta si estende fino a qualche MeV e le misure sono preferibilmente effettuate con fasci di neutroni veloci, senza l'uso di un moderatore.

La risposta finale dello spettrometro è dominata principalmente dalla forma dell'impulso iniziale di elettroni o protoni dato dall'acceleratore, a seconda dei modi di produzione dei neutroni, e dal tempo di risposta del rivelatore con la relativa elettronica.

Un'altra causa che può produrre un allargamento della distribuzione può essere lo scattering dei neutroni che circondano i detectors. Ad ogni modo, così come nel caso di fasci moderati, la funzione di risposta è ottenuta tramite simulazioni Monte Carlo, che tengono conto di tutte le possibili cause che possono portare ad un aumento della larghezza della distribuzione temporale.

2.5 Facilities a Tempo di Volo nel Mondo

Al momento ci sono diverse strutture a tempo di volo per neutroni al mondo, dedicate proprio alla misurazione di sezioni d'urto di reazioni indotte da neutroni. Queste facilities utilizzano diversi metodi per produrre neutroni e hanno percorsi di volo e lunghezze che variano da meno di un metro a circa 400m. Tra loro, importanti e attive sono sicuramente n_TOF del CERN, che verrà trattata in dettaglio nel capitolo successivo, GELINA al JRC-IRMM in Belgio, ORELA negli Stati Uniti, J-PARK e KURRI in Giappone, nELBE in Germania. Nei paragrafi successivi verranno descritte brevemente le facilities di GELINA e ORELA, che, insieme ad n_TOF, sono tra le più importanti al mondo. Nella tabella 2.1 sono elencate le caratteristiche di diverse facilities di neutroni che effettuano misure di sezioni d'urto.

Facility	Tipo	Energia delle Particelle (MeV)	Target	Larghezza impulso (ns)	Freq. (Hz)	Linea di Volo (m)
GELINA	e^-	80-140	U	1	40-800	10-400
KURRI(a)	e^-	20-46	Ta	2-100	1-300	10/13/24
KURRI(b)	e^-	7-32	Ta	100-4000	1-100	10/13/24
nELBE	e^-	40	Pb	0.01	500000	4
ORELA	e^-	140	Ta	2-30	1-1000	10-200
POHANG	e^-	75	Ta	2000	12	11
RPI	e^-	60	Ta	7-5000	500	10-250
ANNRI at JPARK	p	3000	Hg	600	25	21,28
MLNSC at LANSCE	p	800	W	135	20	7-60
WNR at LANSCE	p	800	W	0.2	13900	8-90
n-TOF	p	20000	Pb	6	0.4	185

Tabella 2.1: *Caratteristiche delle varie facilities a Tempo di Volo nel mondo. Tabella da [32]*

2.5.1 GELINA

GELINA, acronimo di Geel Electron Linear Accelerator, è una facility presente a Geel, in Belgio e fa parte del Joint Research Centre, Institute for Reference Materials and Measurements (JRC-IRMM). È uno Spettrometro a Tempo di Volo costruito nel 1965 e successivamente migliorato nel 1976, 1984, 1994 e nel 2004; è stato appositamente progettato e costruito per misure di alta risoluzione di sezioni d'urto di diverse reazioni indotte da neutroni. Si tratta di una struttura che porta avanti 10 esperimenti diversi contemporaneamente e si basa su una fonte di neutroni bianca pulsata, con un range energetico dei neutroni che va da 10 meV fino a 20 MeV. GELINA

è costituita da quattro parti principali: un acceleratore lineare di elettroni, un sistema di compressione, un bersaglio di produzione di neutroni con un moderatore e, infine, una serie di linee di fascio di neutroni.

Gli elettroni, ad energie di 100 keV, sono iniettati da una “cannone” che produce burst con una larghezza temporale di 10 ns. Questi elettroni, vengono portati fino a 140 MeV. Grazie ad un particolare magnete che funge da “compressore” dei burst, la larghezza temporale degli impulsi viene portata a 1 ns. Il fascio di elettroni ad alta energia colpisce un bersaglio di Uranio, raffreddato a Mercurio, generando radiazione di Bremsstrahlung. I neutroni vengono prodotti principalmente attraverso reazioni fotonucleari (γ, n) e ($\gamma, 2n$) e per fotofissione (γ, f).

Per aumentare il flusso nella regione di bassa energia, due moderatori di acqua e berillio sono posizionati al di sopra e al di sotto del bersaglio di uranio.

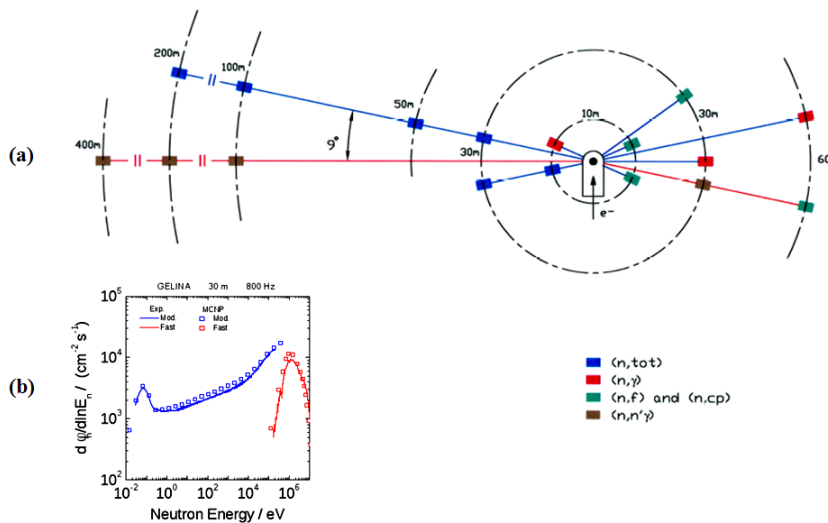


Figura 2.3: (a) Schema della Facility GELINA. (b) Spettro neutronico moderato (in blu) e veloce (in rosso) ottenuto a GELINA

I neutroni moderati sono emessi in tutte le direzioni ed entrano in 11 percorsi di volo che portano alle diverse stazioni di misura. Le energie dei neutroni variano tra il termico e 10 MeV. I percorsi di volo hanno una lunghezza che varia da 8 m a 400 m (come mostrato in figura 2.3a). A seconda

della frequenza di ripetizione dell'acceleratore (1 Hz a 800 Hz) e della lunghezza del percorso di volo, i fasci di neutroni disponibili per gli esperimenti coprono un intervallo di energia da 10 meV fino a diversi MeV. Nella Figura 2.3b è mostrato il flusso misurato per il percorso di volo di 28 m [37].

2.5.2 ORELA

ORELA (Oak Ridge Electron Linear Accelerator), è una sorgente di neutroni alimentata da un potente acceleratore di elettroni, situata nella Divisione di Fisica di Oak Ridge National Laboratory. Entrata in funzione nel 1969, è stata di fondamentale importanza nel fornire misure di sezioni d'urto dei neutroni per molti isotopi nel range di energia, 0.002-60 MeV [34].

La struttura, analogamente alla precedente, è composta da un acceleratore di elettroni (con energia massima fino a 180 MeV), diversi bersagli per la produzione di neutroni, fino a 200m di *TOF-tubes* interrati, che possono ospitare un'ampia varietà di sofisticati rivelatori. Apparatati di analisi e acquisizione dati completano la facility.

I neutroni sono prodotti usando i fotoni di bremsstrahlung che sono generati dall'interazione del fascio di elettroni da 180 MeV con un bersaglio di Tantalio.

Si possono generare flussi di neutroni moderati e non. Il flusso massimo lo si raggiunge al target con circa $5 \cdot 10^{18}$ n/s e una frequenza massima di 1000Hz. ORELA produce intensi *burst* di neutroni, ognuno dei quali contiene neutroni con energie tra 10^{-3} e 10^8 eV

L'ulteriore personalizzazione della configurazione spettrale è fatta con filtri rimovibili. Ampiezze di impulso da 4 a 30 nanosecondi sono disponibili con un *repetition rate* da 12 a 1000 impulsi al secondo.

Si possono eseguire molte misure di sezioni d'urto dei neutroni (totale, cattura, fissione, scattering elastico) con una risoluzione energetica estremamente buona.

ORELA, attualmente in stand-by, è una facility d'uso aperta alle attività universitarie, del laboratorio nazionale e alla ricerca scientifica industriale, che ha avuto operatività di circa 1200 ore l'anno.

La ricerca applicata all'astrofisica nucleare è un settore in cui ORELA è stato molto produttivo: la maggior parte delle misurazioni delle sezioni d'urto di cattura di neutroni, necessarie per la comprensione della nucleosintesi degli elementi pesanti, attraverso il processo-s, sono state eseguite in questa facility [35].

2.6 Misure sperimentali di sezioni d'urto totali

Le misure di sezioni d'urto totali, chiamate anche misure di trasmissione, sono le più semplici e le più accurate. La quantità che si misura è la frazione di neutroni del fascio che attraversa il campione da analizzare, senza avere alcuna interazione. Questa frazione, che è chiamata fattore di trasmissione T , è legata alla sezione d'urto totale σ_{tot} e al numero n di nuclei per unità di area del campione:

$$T = e^{-n\sigma_{tot}} \quad (2.7)$$

L'osservabile sperimentale è proprio il coefficiente di trasmissione, T_{exp} , che è ottenuto dal rapporto degli spettri dei Tempi di Volo dei neutroni, ottenuti effettuando una misura del rate di conteggi con (C_{in}) o senza (C_{out}) il campione:

$$T_{exp} = N_T \frac{C_{in} - B_{in}}{C_{out} - B_{out}} \quad (2.8)$$

Al rate di conteggi bisogna sottrarre il rate di conteggi spuri, rispettivamente B_{in} e B_{out} . I rate di conteggi vanno corretti per il tempo morto dovuto al rivelatore e all'elettronica. N_T è invece un fattore di normalizzazione che tiene conto del rapporto delle intensità totali del fascio di neutroni con e senza il campione.

Il coefficiente di trasmissione teorico e sperimentale possono essere comparati quando:

- il bersaglio è perpendicolare alla direzione del fascio dei neutroni incidente;

- tutti i neutroni che hanno attraversato il campione vengono rivelati;
- i neutroni diffusi dal campione non vengono rivelati.

La geometria migliore per un esperimento di trasmissione può essere realizzata correttamente collimando il fascio di neutroni nella posizione del campione, in modo tale che ci sia lo stesso angolo solido tra il campione e il successivo rivelatore. Inoltre, l'interpretazione del coefficiente di Trasmissione sperimentale, in termini di sezione d'urto totale richiede target omogenei e che non contengano fori. La densità areale ottimale (o spessore) dipende dal tipo di campione che si vuole analizzare.

Questa tipologia di misure, anche se fondamentalmente semplici, presentano pur sempre qualche problema, come, ad esempio, il livello di background che non è semplice da misurare. Le misure generalmente vengono effettuate ponendo dei filtri particolari¹ lungo la linea di fascio, dopo di che si effettua la misura. In questo modo, se il rivelatore presenta dei conteggi, sono sicuramente dovuti al fondo perché non ci possono essere neutroni nella regione energetica coperta dal filtro.

2.7 Osservabili sperimentali di misure di sezioni d'urto indotte da neutroni

Il rate di conteggi atteso C_k in una misura di una sezione d'urto di un nuclide k , posizionato perpendicolarmente al fascio di neutroni incidente, è legato allo *yield* di reazione Y_k . Lo *yield* di una reazione è definito come la frazione del fascio di neutroni che inducono la reazione stessa nel campione. È una delle quantità di maggiore interesse nelle misure di sezioni d'urto. L'equazione che lega rate di conteggi e *yield* è:

$$C_k = \varepsilon Y_k \Phi \quad (2.9)$$

¹Questi filtri sono basati sulle “*black resonance*”, ossia quelle risonanze in cui tutti i neutroni di una particolare energia che arrivano vengono fermati.

dove Φ è il flusso neutronico incidente. Per un'emissione isotropa dei prodotti di reazione, il parametro ε può essere considerato come un'efficienza effettiva che dipende da diversi parametri:

$$\varepsilon = \varepsilon_r \Omega P A \quad (2.10)$$

dove:

- A è l'area effettiva del campione vista dal fascio neutronico incidente;
- P è la probabilità che i prodotti di reazione escano dal campione;
- Ω è l'angolo solido tra il campione e il sistema di rivelazione;
- ε_r è l'efficienza del detector a rivelare un evento risultante dalla reazione che si vuole studiare.

Dalle equazioni 2.9 e 2.10 si determina facilmente lo yield sperimentale, che è l'osservabile da misurare in una misura di sezione d'urto, definito come il rapporto tra il rate di conteggi $C(E_n)$ corretto per il relativo valore del background $B(E_n)$ e il flusso di neutroni $\phi(E_n)$ per l'efficienza effettiva $\varepsilon(E_n)$.

$$Y^{exp}(E_n) = \frac{C(E_n) - B(E_n)}{\varepsilon(E_n) \times \Phi(E_n)} \quad (2.11)$$

La notazione appena usata indica, naturalmente, che il numero di conteggi, il background, il flusso e l'efficienza, sono tutte grandezze che dipendono dall'energia E_n dei neutroni incidenti.

Lo yield teorico di una reazione (n, x) indotta da neutroni è, invece, dato dalla somma di un termine chiamato yield primario $Y_{0,x}^{th}$ e di un termine Y_m che tiene conto del contributo degli eventi dovuti a neutroni che hanno subito uno o più scattering all'interno del campione:

$$Y^{th} = Y_{0,x}^{th} + Y_m \quad (2.12)$$

Il termine primario è definito dalla seguente relazione [41]:

$$Y_x^{th}(E_n) = \left(1 - e^{-n\sigma_t(E_n)}\right) \frac{\sigma_x(E_n)}{\sigma_t(E_n)} \quad (2.13)$$

dove σ_x è la sezione d'urto della reazione x , σ_t è la sezione d'urto totale e n la densità areale del campione di misura.

Il calcolo del contributo dovuto al multiple scattering dei neutroni all'interno del campione avviene tramite simulazioni ed è una delle parti più complesse che caratterizzano i codici di analisi delle risonanze (*Resonance Shape Analysis*).

Per campioni molto sottili, il contributo dovuto a Y_m può considerarsi trascurabile e $Y^{th} \approx Y_{0,x}$, inoltre

$$n\sigma_t(E_n) \ll 1$$

e quindi:

$$Y_x^{th} \approx n\sigma_x(E_n)$$

Così come per le misure di sezioni d'urto totali il coefficiente di trasmissione teorico è stato comparato a quello sperimentale quando si verificano determinate condizioni, anche lo yield sperimentale può essere legato al suo corrispettivo valore teorico, quando si verificano le stesse condizioni.

Queste relazioni sono di fondamentale importanza perché in determinate condizioni permettono anche di calcolare e misurare sperimentalmente il flusso di neutroni, come verrà mostrato in dettaglio nel capitolo 4 di questo lavoro.

Capitolo 3

Il progetto n_TOF al CERN

3.1 Generalità e obiettivi

La facility n_TOF (neutron Time of Flight) è una sorgente di neutroni che opera al CERN dal 2001. I neutroni vengono prodotti per spallazione nucleare di un fascio di protoni su un bersaglio di Piombo che permette di avere un elevato flusso di neutroni in un ampio range energetico, che si estende oltre otto ordini di grandezza, dal termico (25 meV) fino a circa 1 GeV. In un range così ampio le sezioni d'urto di reazioni indotte da neutroni possono presentare strutture di risonanza e bruschi cambiamenti di forma dovuti a particolari reazioni a soglia, che variano da isotopo a isotopo e che non possono essere predette, così si richiedono misure di alta risoluzione energetica per "risolvere" tali strutture. Queste misure vengono eseguite utilizzando la tecnica del Tempo di Volo [41].

Nella prima campagna sperimentale, iniziata nel 2001, ad n_TOF sono state effettuate varie misurazioni di sezioni d'urto di cattura e di fissione su isotopi di Uranio, Plutonio, Nettunio, Americio e Curio.

Nel 2004 l'esperimento si è fermato a causa di problemi di sicurezza nella zona del bersaglio di spallazione. L'area sperimentale in cui stava il bersaglio, infatti, presentava problemi di eccessiva attivazione; dopo un periodo di studio e riflessione, nel 2009 è iniziata la seconda fase di n_TOF (*n_TOF phase-2*) che, rispetto alla fase-1 presentava la modifica geometrica del tar-

get di spallazione, il miglioramento del suo sistema di raffreddamento e del sistema di moderazione dei neutroni.

Alla fine del 2012, a causa del “*First Long Shutdown*”, (LS1), del CERN, anche n_TOF è stato costretto a fermarsi. Questo periodo di forzato arresto ha fornito l’occasione per migliorare la prima sala sperimentale (EAR-1), posta a circa 200 metri dal bersaglio ed ha consentito la costruzione di una seconda area sperimentale (EAR-2), collocata sulla verticale del bersaglio, a circa 20m. In quest’ultima area, è possibile disporre di un flusso di neutroni ancora più elevato (almeno 27 volte maggiore rispetto a EAR-1) consentendo misure di sezioni d’urto molto difficili su radionuclidi rari o di piccola vita media.

Il 25 luglio 2014 è iniziata ufficialmente la cosiddetta *n_TOF phase-3*, con il primo fascio di neutroni inviato alle due sale sperimentali EAR-1 e EAR-2 [42].

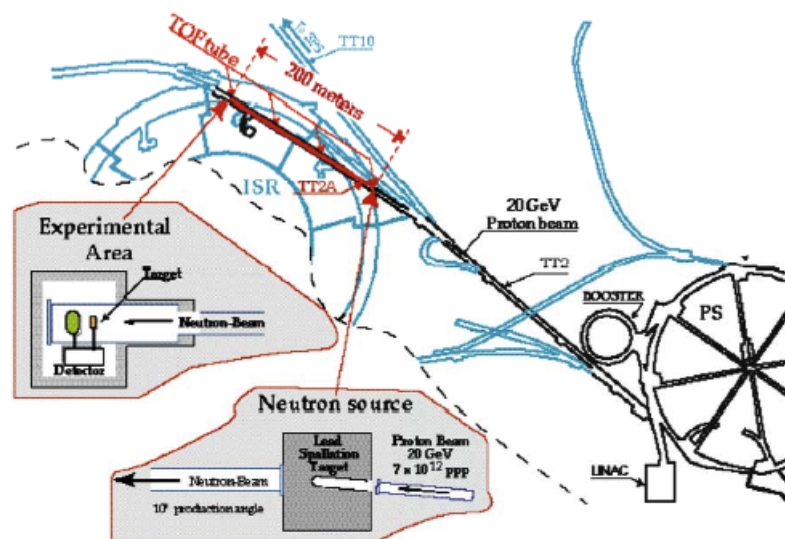


Figura 3.1: Immagine schematica della Facility n_TOF.

Come già affermato nei precedenti capitoli, la conoscenza accurata di una grande varietà di dati è essenziale per la comprensione di molti dei processi che si verificano in natura e che giocano un ruolo chiave nelle tecnologie

nucleari e nell'astrofisica e, in questo senso, n_TOF è stato e sarà di grande aiuto per i ricercatori.

Un'altra considerazione che accresce l'importanza di n_TOF è il fatto che è fondamentale eseguire nuove e più precise misure su diverse reazioni e su numerosi isotopi, come quelle riassunte ad esempio nella "*High Priority List*" della *Nuclear Energy Agency* [43], in quanto le sezioni d'urto disponibili in diverse librerie (ad esempio, JEFF, ENDF, JENDL per le tecnologie nucleari e KADoNiS per l'astrofisica), pur derivando da valutazioni basate su dati sperimentali e su previsioni teoriche di modelli nucleari, sono spesso incompatibili e la loro accuratezza non è del tutto soddisfacente.

3.2 Descrizione della *Facility*

Come già visto, nel mondo ci sono diverse strutture che utilizzano la tecnica del tempo di volo per misurare le sezioni d'urto di reazioni indotte da neutroni, ed ognuna si differenzia dall'altra per i diversi metodi con i quali producono i neutroni e per le lunghezze dei loro percorsi di volo.

3.2.1 Caratteristiche del fascio

La facility n_TOF ha la caratteristica di disporre di un alto flusso di neutroni e di una notevole densità di fascio del Proto-Sincrotrone del CERN, che può generare intensità fino a $7 \cdot 10^{12}$ ppp (*proton per pulse*), alta abbastanza per produrre circa $2 \cdot 10^{15}$ *Neutron per pulse*, nella forma di piccoli impulsi di larghezza 7 nanosecondi e con una frequenza che va da 2.4 a 16.7 secondi [45].

Un protone di 20 GeV/c, che incide su un ipotetico bersaglio infinito di Piombo, è in grado di produrre fino a 600 neutroni per spallazione. Il Proto-Sincrotrone del CERN è in grado di accelerare fino a $\sim 3 \cdot 10^{13}$ protoni per ciclo, con la conseguente produzione di circa $2 \cdot 10^{16}$ neutroni per ciclo.

Questa fonte straordinariamente prolifica può essere concentrata in impulsi brevissimi, caratteristica molto importante che permette un'elevata precisione nella misura del tempo di volo (TOF) e quindi dell'energia dei neutroni.

I neutroni così prodotti vengono inviati a EAR-1, attraverso un tubo a vuoto, facendo uso del tunnel preesistente TT2A, e a EAR-2, situata 20 metri sopra il bersaglio di spallazione (figura 3.2)

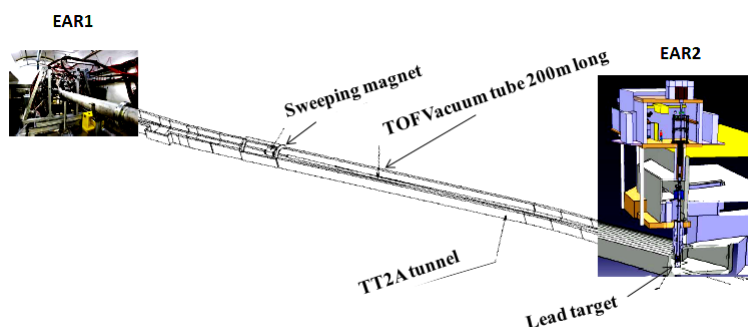


Figura 3.2: Immagine schematica (non in scala) che mostra la collocazione delle due aree sperimentali EAR-1 e EAR-2, rispetto al target.

La geometria della linea di fascio dei protoni inviati all'esperimento n_TOF è fatta in modo tale che 6 magneti deflettori indirizzino e 6 quadrupoli focalizzino il fascio facendolo intersecare con l'asse del TOF-tube con un angolo di 10° .

Il fascio di protoni può essere distribuito in due differenti modalità operative:

- *modalità dedicata* - un pacchetto di $7 \cdot 10^{12}$ protoni di 20 GeV/c è inviato al target durante un ciclo di accelerazione di 1.2s completamente dedicato ad n_TOF. Il pacchetto ha una distribuzione gaussiana in tempo, larga 7 ns.
- *modalità parassita* - i protoni a 20 GeV/c per n_TOF vengono accelerati insieme a pacchetti di protoni dedicati ad altri esperimenti e successivamente estratti attraverso step intermedi. La distribuzione temporale dei pacchetti in modalità parassita è la stessa della modalità dedicata, tuttavia l'intensità è minore: $3.5 \cdot 10^{12}$ p.

Intensità nominale dei protoni sul target

I calcoli per determinare la reazione del bersaglio di Piombo al bombardamento protonico di 20 GeV, sono stati fatti assumendo di inviare al target 4 *bunches* di $7 \cdot 10^{12}$ p in modalità dedicata, separati da un tempo di 1.2s, distribuito in un “super-ciclo” di 16.8s, il che corrisponde ad avere in media $1.66 \cdot 10^{12}$ p/s. In queste condizioni l’energia depositata al target in ogni super-ciclo è 45.6kJ, (durante un intervallo temporale di 4.8 s) corrispondente ad una potenza media di circa 9.5kW, che corrisponde anche alla massima potenza raggiungibile, a causa del fatto che non si hanno mai bunches separati tra loro da meno di 1.2s. La potenza media su un super-ciclo di 16.8s diventa circa 2.7kW. Ogni impulso, che sia in modalità dedicata o parassita, non dovrebbe eccedere tali valori di potenza.

Utilizzando queste ipotesi, le simulazioni termiche prevedono una temperatura superficiale del target piombo di 50°C e una temperatura interna di 90°C, tenendo in considerazione anche il sistema di raffreddamento ad acqua costantemente a 20°C.

Assumendo di prendere dati con i valori di potenza e intensità appena descritti, l’intensità nominale integrata in un tempo di 200 giorni, al 100% dell’efficienza è $2.86 \cdot 10^{19}$ p, il che richiede un’efficienza minima di circa il 60% per raggiungere $1.6 \cdot 10^{19}$ p ipotizzati e richiesti per le misure di un anno di presa dati.

Il numero di protoni per impulso è determinato usando un *Beam Current Transformer* (BCT), localizzato nella linea di fascio, 6 metri prima del target di spallazione. Così come tutti gli altri trasformatori di corrente nel complesso del PS, il valore dell’intensità protonica è normalizzato con procedure di calibrazione periodiche. Immediatamente dopo il BCT, è presente un *Wall Current Monitor* (WCT), che invia alla sala di controllo di n_TOF un segnale proporzionale all’intensità del fascio.

3.2.2 Il bersaglio di spallazione

Prima di progettare l’odierno bersaglio, si è fatto uso dell’esperienza maturata col precedente. Inizialmente il target era costituito da 9 blocchi di

Piombo di $30 \times 55 \times 20 \text{ cm}^3$, uniti tra loro in modo da formare un parallelepipedo di $80 \times 80 \times 60 \text{ cm}^3$ di Piombo puro al 99.99%. Nel settembre del 2007, in seguito a già accennati problemi legati all'eccessiva attivazione dell'area, il bersaglio fu rimosso dal pozzo e portato in superficie per un'ispezione visiva e per un prelievo di un campione. Fu subito notato che, come conseguenza della deposizione continua di energia e quindi della temperatura elevata nel punto di interazione del fascio, la stabilità meccanica era stata compromessa nella sua parte centrale. Era presente infatti una deformazione, rafforzata dalla struttura non monolitica e dalla presenza di singole deformazioni in alcuni blocchi di Piombo. Un sistema basato su una procedura di scansione laser ha confermato altre anomalie interne del bersaglio.

Durante l'indagine, si è trovato un foro sul bersaglio nella posizione corrispondente al punto di impatto del fascio: questo è stato generato da corrosione per vaiolatura (*pitting corrosion*), indotta dalla ebollizione locale della zona vicina al punto di impatto, causata da insufficiente raffreddamento.

In seguito a diversi studi e simulazioni, utilizzando sempre il Piombo come bersaglio di spallazione, è stata trovata la soluzione di usare un bersaglio cilindrico (figura 3.3), di 60 cm di diametro e 40 cm di altezza, puro al 99.99% raffreddato sempre con acqua demineralizzata.

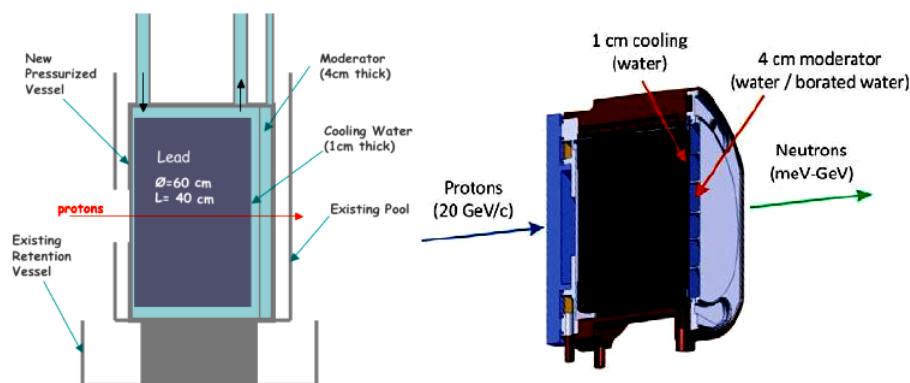


Figura 3.3: Sezione schematica e tridimensionale del bersaglio di Piombo

Il nucleo cilindrico di piombo è posizionato in un contenitore pressurizzato, in lega di Alluminio (AW-5083-H111). Nel vessel, attorno al volume

del bersaglio è ricavata un'intercapedine di un centimetro di spessore contenente acqua demineralizzata, per il raffreddamento del bersaglio, mentre un'altra intercapedine di 4cm, contenente acqua borata per la moderazione dei neutroni, è ricavata nel volume del contenitore dove non incidono i protoni. Sia la camera che contiene il refrigerante che quella con il moderatore sono collegate, ognuna con due distinte tubazioni (di mandata e di ritorno) con il circuito di raffreddamento. Il contenitore con il bersaglio è collocato nell'*existing pool* (vedi figura 3.3) che si trova, a sua volta in un recipiente di contenimento. La funzione di questi due ultimi contenitori è quella di evitare il rilascio incontrollato di acqua contaminata.

La configurazione cilindrica del bersaglio ha i seguenti vantaggi:

- riduzione delle dimensioni del bersaglio (0.11m^3 invece di 0.38m^3);
- possibilità di aumentare la sezione d'urto del fascio di protoni; ciò permette di ridurre la temperatura di *hot spot* in modo d'avere un margine di sicurezza sufficiente sulla temperatura dell'acqua;
- rate di esposizione di dose limitato: il bersaglio, essendo installato all'interno della struttura di contenimento, consente una minore esposizione del personale.

Sistema di moderazione

Lo scopo del sistema di moderazione è quello di aumentare il range energetico dei neutroni emessi, in particolare nella regione termica. Il motivo per cui nel circuito di moderazione del bersaglio di spallazione, si utilizza acqua borata, è quella di ridurre il background nell'area sperimentale dovuta ai raggi gamma di 2.2 MeV generati dalla cattura di neutroni sull'idrogeno dell'acqua, che rappresenta un problema significativo nelle misure di cattura neutronica. Il Boro, avendo un'alta sezione d'urto di cattura neutronica, assorbe i neutroni, evitando che questi vengano catturati dall'Idrogeno emettendo i γ da 2.2 MeV. Il sistema funziona in condizioni di saturazione, corrispondente ad acido borico (H_3BO_3) sciolto in acqua con una concentrazione percentuale atomica del 1,28%, e arricchimento di ^{10}B di circa il 95% [46].

Simulazioni Monte Carlo effettuate con il programma di simulazione FLUKA [44], dimostrano una riduzione dei gamma di 2.2 MeV dell'ordine di un fattore 10; la fluena di neutroni rimane invece invariata sopra 10 eV, mentre il picco termico (figura 3.4), a causa della presenza di ^{10}B , diminuisce di quasi 1 ordine di grandezza, ma comunque sufficiente, qualora necessario, ad effettuare misure di sezioni d'urto nella regione termica.

Il flusso di neutroni e le relative simulazioni in presenza o in assenza di acqua borata nel circuito moderatore, vengono esaminate in dettaglio nel capitolo 4 di questo lavoro.

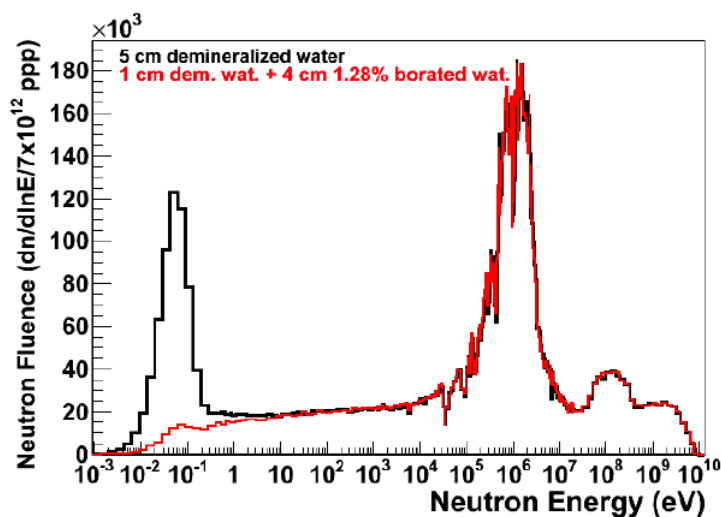


Figura 3.4: confronto dello spettro energetico dei neutroni con simulazioni FLUKA in presenza e in assenza di acqua borata nel moderatore

3.3 Linea di fascio e sala sperimentale EAR-1

Il contenitore del bersaglio è connesso alla *neutron beam line* tramite una finestra di 800mm di diametro. Questa finestra ha uno spessore di 6.17mm ed è in lega di Alluminio [45].

Il TOF-*tube* verso la sala sperimentale EAR-1, inizia direttamente dietro la finestra e finisce 200m più lontano, alla fine della *Escape Line* (figura 3.5). L'angolo sul piano orizzontale tra il fascio protonico e il fascio neutronico è

di 10° perchè bisogna minimizzare il numero di particelle secondarie nell'area sperimentale.

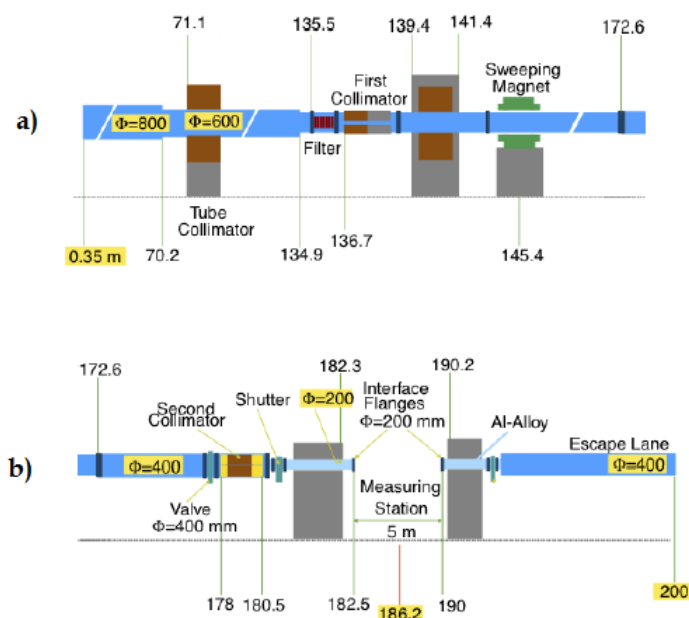


Figura 3.5: Disegno schematico della linea di fascio dei neutroni. In (a) è mostrata la prima parte, in (b) la seconda, insieme alla sala sperimentale EAR-1 .

Il collegamento tra la finestra del contenitore e il tof tube avviene tramite una sezione di raccordo in alluminio della lunghezza di 3.9m che attraversa un blocco di marmo di 2 metri, posto davanti al bersaglio. La prima parte della tubazione, che è in acciaio e ha lo stesso diametro della finestra (800mm) prosegue per circa 70m.

In un settore di 12 metri di questa tubazione sono state predisposte tre ulteriori finestre del diametro di 600mm al fine di permettere eventuali inserimenti di rivelatori per misure di alti flussi neutronici. Alla fine del tubo di $\phi=800$ mm, una riduzione porta il diametro della tubazione a 600mm. Immediatamente dopo questo raccordo, a circa 71m dalla sorgente, è presente uno schermaggio in Ferro di $1.80 \times 1.80 \text{ m}^2$, inglobato in 40cm di calcestruzzo.

A 135m il diametro della linea scala ancora e passa a 400mm. Immediatamente dopo è posizionato il primo collimatore del fascio con diametro di

110mm e un altro schermaggio di Ferro e Calcestruzzo di 2m di lunghezza.

A circa 145m è ubicato un elettromagnete lungo 2m, capace di sviluppare un campo magnetico di 1.73T con lo scopo di eliminare le particelle cariche rimaste, prodotte durante la spallazione.

A 178m è posto un secondo collimatore, di 2.35m di lunghezza, fatto di Ferro e Polietilene Borato (così come il primo collimatore). Il raggio interno del secondo collimatore è di 18mm. Nei due collimatori, il Ferro serve a fermare i neutroni veloci, mentre l'Idrogeno del Polietilene rallenta i neutroni e il Boro cattura i neutroni più lenti.

Subito dopo è presente uno *shutter*¹. Da questo punto in poi la tubazione è nuovamente in lega di Alluminio.

Prima di entrare nella zona Sperimentale EAR-1, il TOF-tube attraversa una schermatura in calcestruzzo spessa 3.2m, dotata di una parte rimovibile per consentire il passaggio di un carrello elevatore. Una porta con opportuno schermaggio viene utilizzata per collegare queste due zone.

L'area sperimentale è lunga 7.5 metri (da 182.5 a 190 metri) e al suo interno contiene la stazione di misura (Station Measuring) che ha una lunghezza fissa di 5 metri, in quanto è vincolata dalla distanza delle due flange ($\phi=200$ mm) che fuoriescono dalle due schermature in calcestruzzo che delimitano l'*experimental area*, sulle quali andranno raccordati i rivelatori, che via via si utilizzeranno. Il *layout* in questa zona dipende dal tipo di rivelatore installato e dalle misure che si vogliono effettuare.

All'uscita dell'area sperimentale lo schermaggio di calcestruzzo ha uno spessore di 1.6m e una porta, analoga alla precedente, conduce alla sala dove termina il TOF-tube. Questa zona, che è classificata come Laboratorio di classe A, così come la sala precedente che contiene i rivelatori e i campioni da analizzare, è predisposta per avere tutta l'elettronica e il sistema di acquisizione dati, DAQ, che poi vengono inviati alla sala di controllo dell'esperimento, situata in superficie. Dalla sala di controllo è possibile monitorare in tempo reale tutti i rivelatori e i vari parametri (pressioni, temperature,

¹Uno shutter è un otturatore del fascio. È presente per questioni di sicurezza e agisce quando bisogna accedere alla sala sperimentale in modalità di fascio spento.

livelli di esposizione ecc.) relativi alla sala sperimentale, al tunnel e all'area contenente il target.

Al di là dell'area sperimentale il diametro del TOF-tube è riportato a 400 mm e prosegue con un segmento di 8 m di lunghezza, (chiamato Neutron Escape Line, NEL, figura 3.6) per minimizzare il fondo dovuto ai neutroni diffusi all'indietro.

All'interno del tubo, sei pompe primarie, distribuite lungo la linea di fascio di neutroni assicurano un livello di vuoto dell'ordine di 10^{-2} mbar.



Figura 3.6: Laboratorio in cui è situata la NEL e il sistema di acquisizione dati.

3.4 La sala sperimentale EAR-2

La proposta fatta dalla collaborazione n_TOF all'INTC² per costruire una nuova sala sperimentale (EAR-2) è stata approvata dal *CERN Research Board* nel giugno del 2012 [47, 48]. La costruzione, pianificata in coincidenza con il Long-Shutdown-1 del CERN, inizia nel Maggio 2013 e termina dopo poco più di un anno. La fase di *commissioning* è iniziata alla fine di Luglio 2014, quando il primo fascio di neutroni ha “colpito” la nuova sala sperimentale [42] e, si presume, proseguirà per circa 6 mesi, dopo di che potranno iniziare le prime campagne sperimentali. L'idea di EAR-2 è quella di avere una sala sperimentale complementare a EAR-1 e allo stesso tempo avere due sale indipendenti.

EAR-2 è posizionata 20 metri sulla verticale del bersaglio di spallazione ed è la prima sala sperimentale del mondo che utilizza un flusso verticale di neutroni. In figura 3.7a. è schematizzata la posizione delle due sale sperimentali rispetto al bersaglio di spallazione.

Il flusso di neutroni previsto per EAR-2 può essere fino a 25 volte superiore di quello di EAR-1 (ancora più alto nella regione eV–keV). I flussi (simulati) delle due aree sperimentali sono confrontabili in figura 3.7b. La maggiore fluenza di neutroni permette di misurare campioni molto piccoli (massa <1 mg), campioni con alta attività e gli isotopi con piccole sezioni d'urto. La possibilità di avere campioni con massa minore di 1 mg è di importanza cruciale quando bisogna ridurre l'attività di isotopi altamente instabili o nel caso in cui si trattano materiali rari, per i quali non può essere ottenuto un campione più ampio.

La configurazione di EAR-2 ha altri due vantaggi molto importanti rispetto a EAR-1:

- *Riduzione del “ γ flash”*: Poiché la maggior parte delle particelle relativistiche prodotte nel processo di spallazione, che generano il cosiddetto γ flash, vengono emesse principalmente nella direzione del flusso, ponendo un'area sperimentale con un angolo di 90° rispetto all'asse del

²ISOLDE and Neutron Time of Flight Committee; ISOLDE = Isotope Separator OnLine DEvice, è anch'esso parte del complesso di acceleratori del CERN

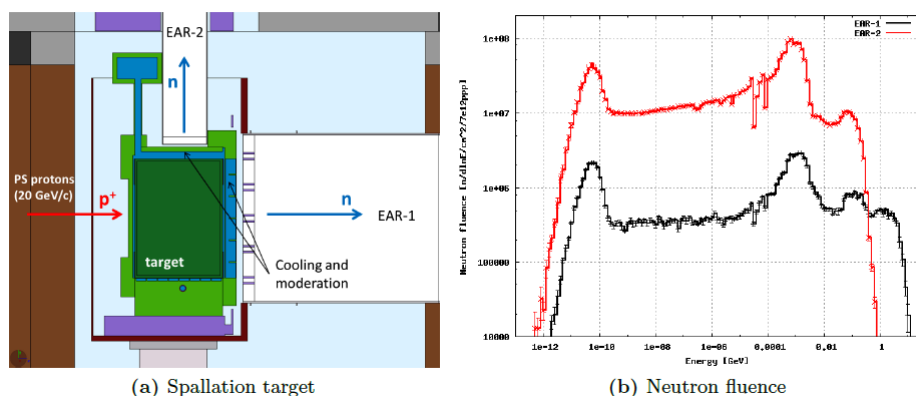


Figura 3.7: a) schema dell'area in prossimità del bersaglio di spallazione. Dalla configurazione geometrica, utilizzata nelle simulazioni FLUKA, si ottiene il flusso simulato mostrato nell'immagine b)(in rosso EAR-2, in nero EAR-1).

fascio primario, si riduce fortemente il relativo background. Questo è un problema in EAR-1, che, a causa del γ flash, i rivelatori vengono accecati fino ad alcuni microsecondi. Il *gamma flash* fissa un limite superiore al range di energia di ogni rivelatore, il che significa che le misure della nuova struttura potrebbero essere spinte a energie superiori. Per EAR-2 è anche prevedibile l'utilizzo di nuovi rivelatori e la possibilità di effettuare misurazioni che sono state precedentemente limitate dal gamma flash.

- *Alto rate di neutroni*: Un effetto del minor percorso di volo che si ha in EAR-2, rispetto a EAR-1, si traduce in un minor tempo di interazione dell'impulso dei neutroni con il campione, dieci volte più breve. In questo modo, il rapporto tra i segnali indotti da neutroni e il fondo costante dovuto all'attività dei campioni radioattivi migliora di un ordine di grandezza. Questa caratteristica è estremamente importante in studi su isotopi radioattivi a breve vita media, in cui l'attività intrinseca del campione rappresenta la componente di background dominante.

Prima che il progetto sperimentale di EAR-2 partisse, sono stati fatti naturalmente, numerosi studi sulla fattibilità del progetto, comprese numerose

simulazioni Monte Carlo e sono stati verificati gli effettivi miglioramenti rispetto alla già esistente EAR-1. La geometria della nuova sala sperimentale con la relativa linea di fascio (figura 3.8), è stata discussa e impostata anche con il dipartimento di Ingegneria Civile del CERN (GS Department).

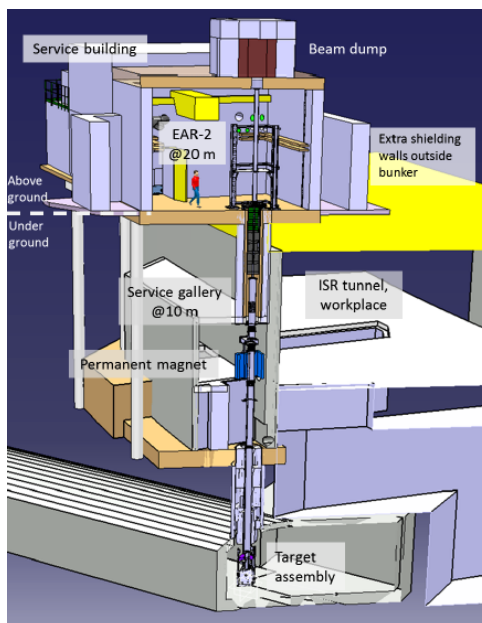


Figura 3.8: ricostruzione al computer dell'area relativa a EAR-2 con la sua linea di fascio.).

Il “Neutron Tube”, che ha un diametro interno di 32cm, si estende dal target di spallazione fino al *Beam Dump*. Questo è costituito da un core di Ferro che rallenta i neutroni veloci, circondato da Polietilene Borato e un piccolo strato di Cadmio che serve per catturare i neutroni lenti e ridurre il *backscattering* verso la sala sperimentale.

Per quanto riguarda la collimazione del fascio, un primo collimatore cilindrico di 1m e fatto di Ferro, è collocato a circa 10m dal bersaglio. Un secondo collimatore di 3m è, invece, collocato immediatamente sotto il bunker (in modo tale da essere rimosso facilmente, se necessario), a 15.4m dal centro del target. Tale collimatore è conico, e a seconda del tipo di misura che si deve fare (misura di cattura o di fissione) deve essere sostituito con un collimatore, anch'esso conico, ma con diametro interno differente. Sia in

modalità di fissione che in modalità di cattura, i collimatori sono composti da una sezione di 2m di Ferro e da 1m di Polietilene Borato. Varia soltanto il diametro interno dei due collimatori, che è rispettivamente di 85.6mm e 20mm.

Il bunker della sala sperimentale (figura 3.9) è una stanza di 40.8m² di superficie e 5.5m di altezza. La posizione del neutron tube nel quale passa il fascio, non è al centro della stanza, in accordo con i piani del dipartimento di Ingegneria Civile.

Per avere un'ulteriore moderazione dello spettro neutronico, la parte inferiore del tubo può essere riempita con un piccolo strato di Polietilene o un moderatore simile.

Per completare la descrizione dell'*EAR-2 TOF-tube*, altri due elementi sono da considerare: un magnete permanente (0.2Tm) e uno *shutter* che agisce quando, in condizione di fascio spento, viene richiesto l'accesso alla zona sperimentale.

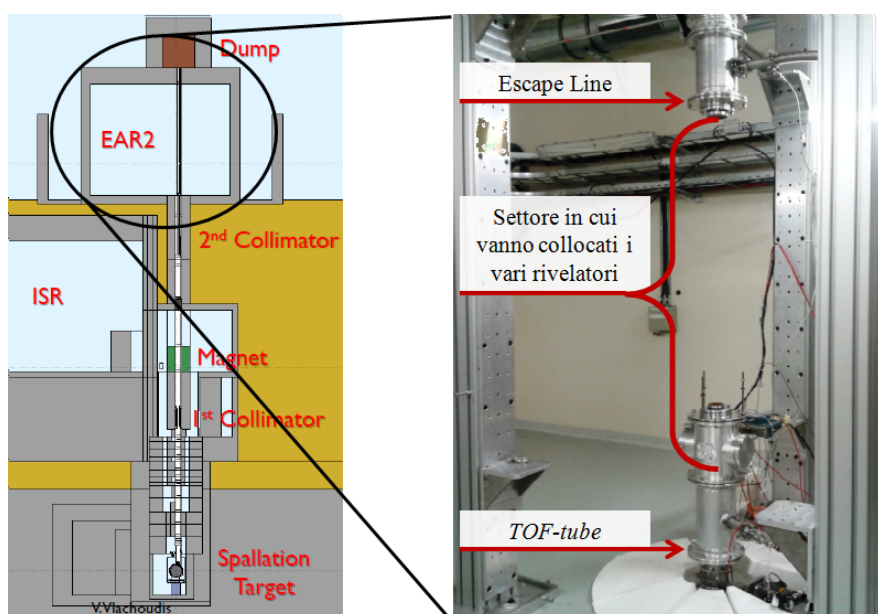


Figura 3.9: Layout e foto della sala sperimentale EAR-2.

Il programma scientifico per EAR-2 prevede la misurazione di sezioni d'urto di altissima precisione, anche di reazioni fino ad oggi non misurate.

Oltre a misure essenziali per la tecnologia nucleare, astrofisica, fisica fondamentale e applicazioni sanitarie, EAR-2 consentirà di effettuare studi sull'esposizione e sui danni che le radiazioni provocano sui componenti elettronici, sottoponendo rivelatori o campioni alla linea di fascio.

3.5 Rivelatori di Flusso

La determinazione accurata di sezioni d'urto di neutroni richiede una conoscenza precisa del flusso di neutroni e della sua dipendenza energetica.

Una misura sperimentale del flusso di neutroni può essere ottenuta con un dispositivo montato direttamente nell'area sperimentale. In questo caso, particolare attenzione deve essere dedicata ai materiali utilizzati e al loro spessore, che al passaggio del flusso di neutroni, potrebbero interagire con essi, producendo particelle secondarie (principalmente raggi γ), aumentando il background nell'area sperimentale.

Per monitorare il fascio di neutroni, n_TOF utilizza diversi tipi di rivelatori che vengono descritti nei sotto-paragrafi successivi.

3.5.1 Silicon Monitors

I SiMON [49], acronimo di Silicon-MONitors sono dei rivelatori a stato solido, che rivelano le α e i tritoni emessi nella reazione ${}^6\text{Li}(n,\alpha)t$ (della quale si conosce con precisione la sezione d'urto) che avviene quando un sottile foglio di Mylar, su cui è depositato del Litio (o un suo composto) viene colpito da un fascio di neutroni. Tale dispositivo permette di effettuare misure del flusso di neutroni dalla regione termica fino a circa 1MeV

La rivelazione dei tritoni e delle particelle α compete ad un *array* di 4 rivelatori al Silicio posizionati fuori dalla linea di fascio, ad una breve distanza dal foglio di Mylar. In questa configurazione, il fondo prodotto dal monitor è dovuto solo alla interazione dei neutroni del fascio con la lamina di Mylar. Un'ulteriore riduzione del fondo indotto da neutroni scatterati, si può avere costruendo la camera a vuoto che ospita il dispositivo, in fibra di Carbonio.

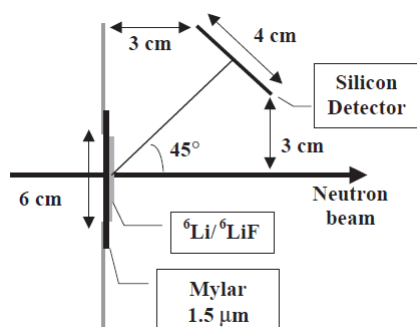


Figura 3.10: Schema di un rivelatore SIMON. Nell'immagine è mostrato solo uno dei 4 Silicon-Detectors.

La figura 3.10 mostra uno schema del monitor di flusso di neutroni. I rivelatori al Silicio sono di forma rettangolare, con area di $6 \times 4 \text{ cm}^2$ e spessore 300mm sono collocati nella tangente ad una sfera ipotetica di 4.25cm di raggio e centrati intorno al foglio di Mylar, a 45° gradi rispetto alla direzione del fascio (figura 3.11). In questo modo, un fascio di neutroni fino a 6 cm di diametro può attraversare il monitor di flusso senza toccare i bordi dei rivelatori.

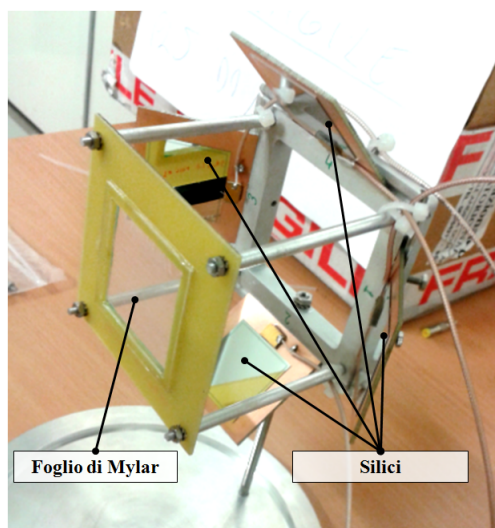


Figura 3.11: Foto dei 4 rivelatori a Silicio.

La scelta dello spessore del deposito di ^6Li rappresenta un compromesso tra la necessità di avere un elevato rate di conteggi e quella di una buona

identificazione di tritoni e particelle α , che è influenzata dalla perdita di energia all'interno del deposito.

Lo spessore ottimale dello strato depositato di ${}^6\text{Li}$ è stato studiato mediante simulazioni Monte Carlo effettuate con GEANT-4. Lo spettro di energia previsto dei tritoni e delle particelle α , il tasso di conteggi stimato e il background previsto sono stati riprodotti dal Monte Carlo in maniera coerente. Per una previsione realistica dello spettro energetico dei Tritoni e delle particelle α , si è inclusa nelle simulazioni la risoluzione energetica dei rivelatori al Silicio, e si è utilizzato un valore realistico di rumore. Lo spettro di energia atteso per spessori differenti del ${}^6\text{Li}$, calcolati sulla base di una risoluzione di energia di 150 keV, è mostrato negli istogrammi della colonna sinistra di figura 3.12a. Poiché il ${}^6\text{Li}$ è un metallo altamente reattivo e si può ossidare facilmente e rapidamente quando viene esposto all'aria, al suo posto, un'alternativa può fornirla un suo composto, come il ${}^6\text{LiF}$ (Fluoruro di Litio). Gli istogrammi nella colonna destra della figura 3.12a mostrano i risultati delle simulazioni effettuate con questo composto.

Per i depositi molto sottili, la particella α e i picchi dei tritoni sono nettamente separati; tuttavia, lo yield corrispondente alla rivelazione delle particelle cariche è basso e non può essere sufficiente per alcune applicazioni specifiche del dispositivo, quali, ad esempio, la precisa misurazione del flusso in alcune regioni energetiche particolari.

Il picco centrato a 2.5 MeV corrisponde ai tritoni, che perdono solo una minima frazione della loro energia all'interno del deposito ${}^6\text{Li}$. Al contrario, a causa della loro grande perdita di energia, particelle α mostrano uno spettro più ampio che riflette la distribuzione uniforme della profondità di produzione all'interno dello strato ${}^6\text{Li}$.

Quando lo spessore dello strato di ${}^6\text{Li}$ aumenta, migliora l'efficienza, ma la risoluzione energetica peggiora, soprattutto a causa della perdita di energia dei prodotti di reazione nello strato stesso. Inoltre, per strati spessi, alcune particelle possono essere completamente assorbite all'interno del deposito, portando ad una saturazione del rendimento.

Questo effetto è evidente in figura 3.12b, che mostra l'efficienza prevista per neutroni di 1 eV, in funzione dello spessore degli strati di ${}^6\text{Li}$ o ${}^6\text{LiF}$. É

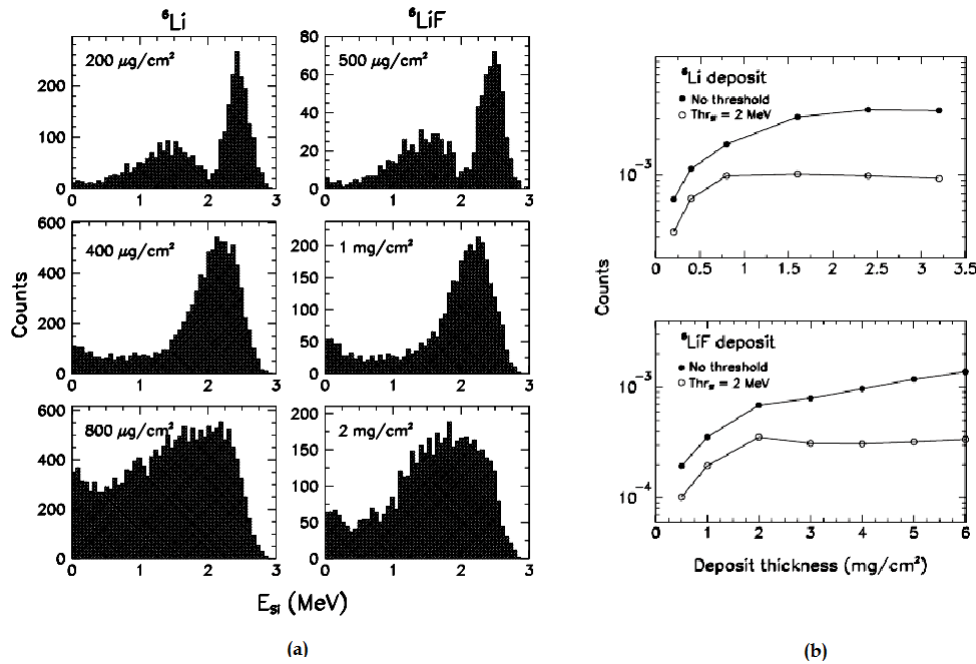


Figura 3.12: (a) Simulazioni dello spettro energetico dei rivelatori al Silicio per diversi spessori del deposito ${}^6\text{Li}$ e ${}^6\text{LiF}$. (b) Efficienza simulata del monitor di Flusso in silicio in funzione dello spessore del deposito ${}^6\text{Li}$ e ${}^6\text{LiF}$, per neutroni da 1 eV.

importante notare che la saturazione si verifica per uno spessore molto minore del deposito di Litio, se viene applicata una soglia di 2MeV per selezionare solo i tritoni. In questo caso, lo spessore ottimale è di circa $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ per ${}^6\text{Li}$ e $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ per ${}^6\text{LiF}$. I risultati delle simulazioni indicano che un deposito di ${}^6\text{Li}$ puro può essere il più conveniente, in termini di separazione α /tritoni ed efficienza, a condizione che una protezione opportuna sia usata per evitare l'ossidazione del Litio. Le simulazioni del dispositivo hanno inoltre dimostrato che l'uso di uno strato di $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ di ${}^6\text{Li}$ puro, posto tra due strati di $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ di Carbonio, non produce effetti sensibili sul fascio neutronico, ciò permette di effettuare misure di flusso, senza che questo venga perturbato o subisca un'attenuazione importante.

Il background indotto dal dispositivo è essenzialmente legato alla interazione dei neutroni con la pellicola di Mylar (considerando il piccolo valore della sezione elastica, il deposito di ${}^6\text{Li}$ o il suo Fluoruro non contribuisce

significativamente al background di neutroni scatterati).

In particolare, è l'Idrogeno nel Mylar che è responsabile del background causato dai neutroni scatterati e dei raggi γ da 2.2MeV dovuta alla cattura radiativa. Per ridurre al minimo questo background, si utilizza un foglio di Mylar di $1.5\mu\text{m}$. Una stima realistica del fondo previsto è ottenuto dalle simulazioni effettuate con una replica via software del dispositivo. La Figura 3.13 mostra il numero di raggi γ di background per neutrone, generato da un fascio che attraversa il dispositivo, nell'intervallo tra 1 keV e 1 MeV, una regione di energia di particolare importanza per studi di sezioni di cattura in astrofisica nucleare. A causa delle sezioni relativamente basse che tipicamente caratterizzano questa regione, particolare cura deve essere presa nel ridurre al minimo le sorgenti di fondo.

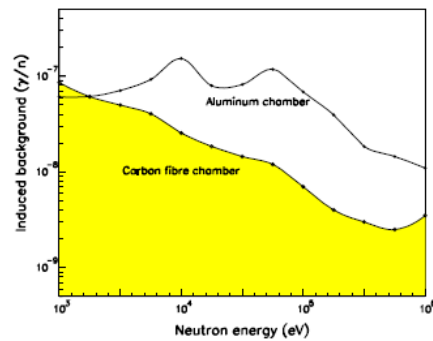


Figura 3.13: Background prodotto da un fascio di neutroni che attraversa il rivelatore, per neutroni tra 1 keV e 1 MeV.

I risultati delle simulazioni indicano che il background di raggi γ prodotto da cattura neutronica nel foglio di supporto Mylar e nella camera a vuoto in fibra di Carbonio contenente il dispositivo, è estremamente basso. Per confronto, in figura 3.13 è mostrato anche il fondo generato da una camera a vuoto equivalente in Alluminio, dimostrando il grande vantaggio della fibra di carbonio come materiale strutturale.

Il monitor di flusso è montato in una camera cilindrica, in entrambe le sale sperimentali EAR-1 e EAR-2 ed è il primo di alcuni dei rivelatori flusso posizionati lungo la linea di fascio.

Dal rivelatore, il segnale in uscita, viene prima amplificato, poi viene trasformato in forma digitale grazie a dei particolari Acqiris Flash ADC (*Analog to Digital Converter*) e raccolto dal sistema di acquisizione dati (DAQ). Il nuovo segnale viene poi analizzato via software da particolari programmi che estraggono le informazioni (tempo di arrivo del neutrone, ampiezza del segnale, ecc) e le trasformano in un formato leggibile e analizzabile dagli utenti.

Per estrarre il flusso energetico dai rivelatori di Silicio, bisogna tener conto della sezione d'urto della reazione ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ e dell'efficienza geometrica del rivelatore.

Un confronto tra diversi database di sezioni d'urto dimostra una convergenza di risultati entro il 2% fino ad energie di 100 keV, dopo di che, ad energie più alte, la determinazione del flusso è influenzata da un'incertezza maggiore. Per avere una misura accurata del flusso sopra i 100 keV vengono usati altri tipi di rivelatori, descritti nei paragrafi seguenti.

3.5.2 MicroMegas

Il MicroMEGAS [50, 51] (*MICRO-MEsh-GAseous Structure*, figura 3.14) è un rivelatore a gas e sfrutta la rivelazione delle particelle prodotte dalla fissione dell' ${}^{235}\text{U}$ o da una reazione su ${}^{10}\text{B}$ per la misura del flusso di neutroni. Si è scelto di sfruttare la reazione ${}^{235}\text{U}(n,f)$ per energie sopra 1keV, mentre per energie inferiori, per le quali questa reazione è affetta da una regione di risonanze che non permettono misure accurate, si è scelto la reazione standard del ${}^{10}\text{B}$: ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$.

Due Micromegas dotati di uno strato molto sottile di ${}^{235}\text{U}$ e ${}^{10}\text{B}$, compongono un rivelatore di flusso di n_TOF. La combinazione di entrambi gli elementi permette di avere un rivelamento eccellente per la distribuzione di energia del fascio di neutroni in un ampio intervallo di energia, dai neutroni termici a diversi MeV.

Il volume del gas viene separato in due regioni da una rete a maglia micro-metrica (*Micromesh*) costituita da una lamina metallica sottile (dell'ordine

dei μm) sulla cui superficie sono presenti da fori aventi $35\mu\text{m}$ di diametro e distanziati $100\mu\text{m}$ l'uno dall'altro.

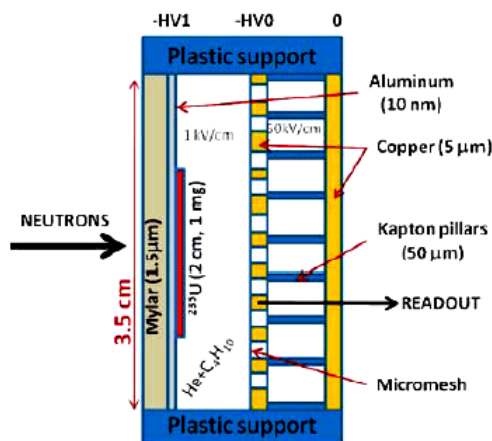


Figura 3.14: Schema di un rivelatore MicroMegas

Un basso campo elettrico (1kV/cm) viene applicato alla prima regione, nella quale avviene la deriva degli elettroni di ionizzazione. Nella seconda regione, viene applicato un campo elettrico elevato (da 40 a 70kV/cm) e può avvenire così la moltiplicazione e l'amplificazione degli elettroni di ionizzazione, creati nella prima regione, nella reazione di fissione, dal bombardamento dell'Uranio o del Boro. Nella regione di amplificazione, il campo elettrico viene creato applicando una tensione di qualche centinaio di Volt tra la *micromesh* e il piano anodico, che raccoglie la carica prodotta dal processo di valanga. L'anodo può essere segmentato in piccole strisce (*strip*) o in cuscinetti (*pad*). Gli ioni positivi derivano invece in direzione opposta e vengono raccolti dalla microrete.

Uno dei principali vantaggi del rivelatore Micromegas è la sua robustezza e la sua elevata resistenza alle radiazioni. Queste qualità sono state sfruttate per sviluppare un nuovo rivelatore di neutroni che può essere utilizzato anche in reattori nucleari, operando quindi in condizioni di flusso neutronico intenso, alta esposizione a raggi gamma e ad alte temperature. Inoltre, essendo questo tipo di rivelatore "trasparente" ai neutroni e ai raggi γ , il fondo associato alle reazioni indotte dai neutroni nei materiali strutturali

e l'assorbimento dei γ emessi nelle reazioni neutroniche, risulta ridotto al minimo.

Un'altra caratteristica positiva del MicroMegas è che l'utilizzo di un convertitore solido, come l'uranio, accoppiato ad un rivelatore gassoso, consente una eccellente risoluzione spaziale ($<50\mu\text{m}$) e risoluzione temporale ($\sim\text{ns}$). Queste prestazioni non sono ottenibili con convertitori gassosi.

Il rivelatore utilizza un innovativo concetto basato sulla tecnica del *Micro-Bulk*. Questa tecnica consiste nel costruire una griglia/rete partendo da un sottile film di kapton³ ramato depositato su un anodo di resina ramata. Tramite un processo chimico particolare che attacca il kapton, si forma una griglia di piloni di kapton dello spessore di $<50\mu\text{m}$ o $<25\mu\text{m}$, a seconda dello spessore utilizzato. Il film di kapton è rivestito da entrambi i lati da un sottile strato di Rame (figura 3.15) e la griglia è incollata su un anello di Plexiglas.

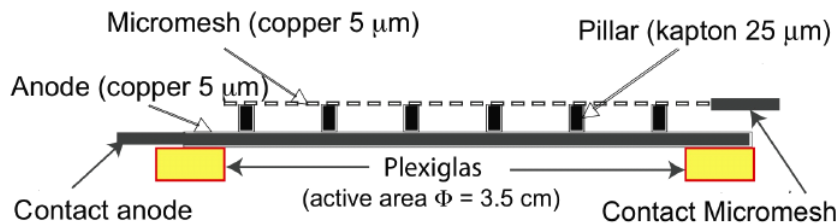


Figura 3.15: Principio del rivelatore trasparente MicroMegas Micro-bulk.

I due Micromegas sono collocati all'interno di una camera cilindrica di alluminio di diametro 70 mm; chiuso ad entrambe le estremità con una lamina di Polipropilene di $4\mu\text{m}$ di spessore e fissata sulla struttura in Alluminio. La pellicola di Polipropilene è stata scelta per la sua elevata resistenza alle radiazioni e in particolare per danni da neutroni.

Il catodo del primo MGAS è costituito da uno strato di $1.5\mu\text{m}$ di Mylar su cui è depositato 1mg di ^{235}U puro al 99.94%; il catodo del secondo MGAS è invece, da uno spessore di $12\mu\text{m}$ di Kapton Ramato ($1\mu\text{m}$) su cui è depositato un film di $0.6\mu\text{m}$ di Carburo di Boro, $^{10}\text{B}_4\text{C}$.

³Il kapton, poli(4,4 ossidifenilene-piromellitimide) è una pellicola plastica sviluppata dalla DuPont.

I MicroMegas sono riempiti con un gas composto da Ar, CF₄(10%) e C₄H₁₀(2%) alla pressione di 1 bar.

Un preamplificatore veloce viene utilizzato per leggere la carica raccolta in ogni micromesh, il segnale viene poi inviato ad un amplificatore che a sua volta lo manda ad un flash-ADC, il quale lo converte in segnale digitale.

I segnali vengono poi analizzati offline per estrarre il Tempo di Volo e l'energia depositata nel rivelatore, evento per evento.

3.6 Rivelatori di Fissione

Le misure di sezioni d'urto di fissione sono effettuate semplicemente misurando i frammenti generati dalla fissione del campione da esaminare. Sono fatte con due rivelatori a ionizzazione.

3.6.1 La Fission Ionization Chamber

La camera a ionizzazione[52] (Fission Ionization Chamber FIC), misura l'energia depositata in un gas, entro un angolo solido di accettazione dell'ordine di 2π steradiani, dai frammenti di fissione prodotti in un deposito molto sottile del campione di misura.

Considerando il moto dei frammenti prodotti dal processo di fissione, il numero di quelli rivelati combacia con il numero degli eventi di fissione: si rivela un frammento per evento. Avendo i frammenti di fissione una carica iniziale elevata, la loro perdita di energia per unità di percorso decresce durante il percorso nel mezzo che assorbe energia, perchè le cariche effettive diminuiscono al diminuire della velocità; questo comportamento è diverso da quello delle particelle cariche leggere (come protoni e α), per le quali la perdita di energia è massima alla fine del percorso. Scegliendo in maniera opportuna la distanza fra gli elettrodi e la pressione del gas all'interno del rivelatore, i segnali prodotti dai frammenti di fissione sono molto più intensi di quelli prodotti da qualunque altra reazione in competizione.

Il rivelatore è costituito da una serie di celle assemblate in successione nella direzione del fascio neutronico, per una lunghezza totale di circa 60cm.

In ogni cella ci sono tre elettrodi di Alluminio, uno centrale, di diametro 12cm e di spessore $100\mu\text{m}$, è rivestito con un isotopo fissile, mentre gli elettrodi esterni, dello spessore di $15\mu\text{m}$, determinano il campo elettrico nel volume riempito di gas. Poiché la camera non lavora in regime proporzionale, non c'è necessità di circolazione di gas all'interno e di conseguenza, si esclude l'utilizzo di una complessa infrastruttura di sicurezza richiesta in ambiente radioattivo; quindi il rivelatore può essere considerato una sorgente sigillata e questo è un vantaggio nel caso di isotopi ad alta radioattività. Il gas usato in questi rivelatori è composto una miscela di Ar (90%) e CF_4 (10%), alla pressione di 720 mbar. Si applica un campo elettrico di 600 V/cm [53].

3.6.2 Parallel Plate Avalanche Counters

Un altro rivelatore utilizzato nelle misure di fissione è rappresentato dal contatore a valanga a facce parallele (*Parallel Plate Avalanche Counter*, PPAC). Si tratta di una camera proporzionale adatta alla rivelazione di entrambi i frammenti prodotti in un evento di fissione. La cella fondamentale consiste di due fogli sottili paralleli, distanziati di alcuni mm, immersi in un gas a bassa pressione (1-20 mbar). Tra questi 2 fogli si stabilisce un campo elettrico che permette di raggiungere il regime proporzionale. Gli elettroni che si liberano dalla collisione dei frammenti di fissione sugli elettrodi acquistano un'energia sufficiente a produrre ionizzazione secondaria nel campo elettrico omogeneo, generando le valanghe di Townsend che danno nome al rivelatore. I due frammenti prodotti in un evento di fissione vengono rivelati da una coppia di PPAC in coincidenza, dotati di strip traccianti, secondo lo schema di figura 3.16.

Gli anodi dei PPAC ($20 \times 20 \text{cm}^2$ di superficie) non sono altro che fogli di Mylar dello spessore di $1.5\mu\text{m}$, alluminizzati su entrambe le facce, incollati su una cornice di resina opportuna, rivestita di un debole strato di rame dorato con lo scopo di schermare il rivelatore dal rumore elettromagnetico. Anche i catodi, posti in corrispondenza delle due facce degli anodi, sono costituiti da Mylar alluminizzato. La distanza fra anodo e catodo è di 3.2mm. Il gas utilizzato, a partire dal 2003 è octafluoropropano (C_3F_8) alla pressione di 7

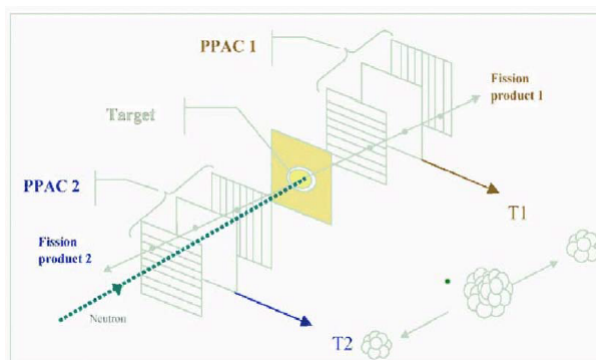


Figura 3.16: Schema di un contatore a valanga a facce parallele

mbar. Durante gli esperimenti, l'intero rivelatore è isolato in una camera di reazione di alluminio di forma cilindrica (diametro 60cm e spessore pareti 6mm), per mantenere la pressione interna. Diversamente dagli altri tipi di rivelatori, i PPAC consentono, almeno in linea di principio, la ricostruzione delle traiettorie e quindi la determinazione delle distribuzioni angolari dei prodotti di fissione [53].

3.7 Rivelatori di Cattura

Le misure di sezioni d'urto di cattura neutronica si basano sulla rivelazione dei raggi γ prodotti dall'attivazione degli elementi in seguito alla cattura di neutroni. Anche lo studio di queste sezioni d'urto e delle risonanze, come già visto nel capitolo 2, richiede misure di alta precisione e risoluzione energetica.

Sperimentalmente, la regione delle risonanze è studiata meglio con una sorgente pulsata di neutroni, ottimizzata per misure di Tempo di Volo. Un sistema di rivelazione ideale di cattura deve avere le seguenti caratteristiche[54]:

- L'efficienza di rivelazione di un evento di cattura deve essere indipendente dalla cascata successiva di raggi γ , cioè indipendente dalla molteplicità dello loro spettro e dalla loro distribuzione energetica.

- La sensibilità ai neutroni diffusi (*neutron sensitivity*) deve essere la più bassa possibile, per evitare di rivelare lo scattering dei neutroni nel bersaglio.

I tre principali gruppi di rivelatori di cattura dei neutroni utilizzati fino ad oggi sono i rivelatori di raggi γ ad alta risoluzione, i rivelatori ad assorbimento totale dei γ e i sistemi di rilevazione totale di energia. Ad n_TOF, per le misure di cattura, sono presenti questi ultimi due tipi di rivelatori.

3.7.1 Total Absorption Calorimeter (TAC)

. Il TAC è un rivelatore a scintillazione a 4π che sfrutta la tecnica della calorimetria per effettuare misure di cattura radiativa. Ha un'efficienza prossima al 100%. È costituito da 40 cristalli di BaF_2 inseriti in capsule in fibra di carbonio; accoppiati a fotomoltiplicatori permettono così di trasformare la luce rivelata in segnale elettrico. I campioni sono posizionati al centro del calorimetro e sono circondati da un assorbitore ($\text{C}_{12}\text{H}_{20}\text{O}_4^6\text{Li}_2$) di neutroni per ridurre il contributo del fondo dovuto ai neutroni scatterati dal bersaglio.

Il vantaggio di utilizzare un rivelatore a 4π con alta efficienza di rivelazione e con una buona risoluzione energetica, sta nel fatto che si ha una rilevazione completa della cascata dei raggi γ dovuti a cattura, ottenendo una firma chiara per gli eventi di cattura sommando le energie delle cascate dei γ , che corrispondono all'energia di legame del neutrone catturato.

Nella scelta dello scintillatore bisogna considerare alcuni vincoli molto importanti. Poiché il volume del rivelatore deve essere grande per assorbire tutta la cascata di raggi γ la composizione chimica dello scintillatore deve escludere elementi con elevata sezione d'urto di cattura neutronica, come per esempio NaI e CsI, a causa della grande sezione d'urto di cattura dello Iodio. Tra i restanti scintillatori, il criterio di scelta deve tenere conto della risoluzione energetica, della risoluzione temporale e della sensibilità ai neutroni diffusi.

Un buon compromesso si ha con i BaF_2 in quanto questo cristallo presenta una sensibilità ai neutroni scatterati simile al CeF_3 e al Germanato di Bismuto (BGO), ma ha il vantaggio di una migliore risoluzione energetica

(tipica dei calorimetri, con andamento $a+b/\sqrt{E}$, qualche percento a 5-6 MeV e il 20% al MeV) e temporale (circa 10 ns, anche se la costante di emissione della luce dei BaF2 è 0.6 ns).

Ci sono varie possibilità per coprire l'angolo solido con una composizione di cristalli. Per facilitare l'analisi e l'interpretazione delle misure, ogni cristallo è stato disposto in modo tale da coprire un uguale angolo solido. La geometria con la quale sono stati disposti i cristalli è nota per corrispondere alla struttura del fullerene (figura 3.17).

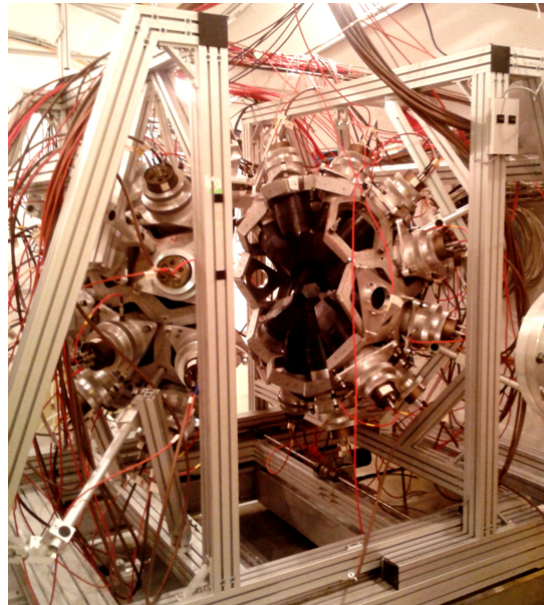


Figura 3.17: Foto del Total Absorption Calorimeter presente nella sala sperimentale EAR-1

Il calorimetro di n_TOF [55, 56, 57], come già detto, è composto da 40 cristalli BaF₂, 12 pentagonali e 28 esagonali, che coprono il 95% dell'angolo solido. Entrambi i tipi di cristalli hanno un corpo principale di forma cilindrica BaF₂, di 14 cm di diametro e 15 di altezza, con peso di circa 12kg. Ogni cristallo è visto da un fotomoltiplicatore di 12.7cm di diametro, con un alloggiamento di Alluminio che è montato su una struttura a nido d'ape, anch'essa fatta di alluminio, che sostiene l'intero rivelatore. Il TAC è diviso in due emisferi, uno dei quali può essere spostato per accedere all'interno del

rivelatore, in particolare al centro del TAC dove si pongono i campioni da analizzare.

3.7.2 Total Energy Detector: C_6D_6

I C_6D_6 (Benzene Deuterato) sono degli scintillatori liquidi organici ampiamente utilizzati nelle misure di sezioni d'urto di cattura neutronica nelle facilities a tempo di volo, utilizzando il principio di *Total Energy Detection* in combinazione con la *Pulse Height Weighting Technique* (PHWT). Nella Total Energy Detection Technique è richiesto che l'efficienza di rivelazione per i γ sia proporzionale all'energia totale rilasciata nell'evento di cattura. Per avere questo, si introduce una funzione matematica, chiamata appunto "Weighting function" che dipende dall'energia depositata dal γ nel rivelatore, che modifica matematicamente la funzione di risposta del rivelatore stesso, rendendo l'efficienza di rivelazione proporzionale all'energia dei γ incidenti [54].

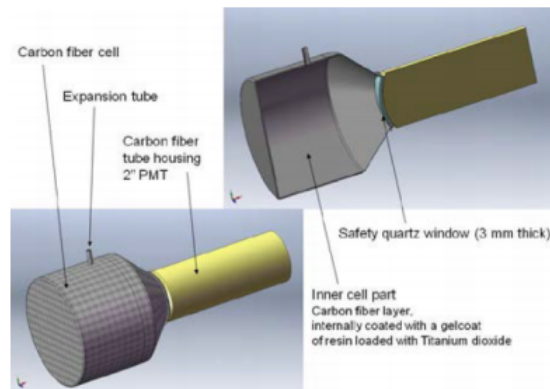


Figura 3.18: Schema degli ultimi C_6D_6 realizzati per n-TOF

Ci sono diversi tipi di C_6D_6 ad n-TOF, gli ultimi realizzati (figura 3.18) sono interamente in fibra di carbonio (alcuni precedenti avevano parti in Alluminio). Il volume contenente il liquido è cilindrico e termina con un cono a 45° che funge sia di volume attivo sia da guida di luce. Il volume del liquido è di 1 litro più un 4% aggiuntivo vuoto che permette un'eventuale espansione termica. La finestra di quarzo che collega la guida di luce al

fotomoltiplicatore è di 0.8mm, a differenza dei precedenti che avevano finestre di quarzo spessa anche 3mm. La sensibilità ai neutroni dipende parzialmente anche da questo spessore, quindi riducendolo il più possibile, si ha anche una sua relativa diminuzione.

Capitolo 4

Flusso di neutroni e funzione di risoluzione

4.1 Flusso di neutroni

Il flusso è definito come il numero di particelle che attraversano l'unità d'area nell'unità di tempo.

Nella facility n_TOF, dove il profilo spaziale del fascio di neutroni non è uniforme e i neutroni sono distribuiti in pacchetti a bassa frequenza ($<0.8\text{Hz}$), è più conveniente considerare il flusso come il numero di neutroni per impulso di protoni incidente ($7 \cdot 10^{12}\text{p}$), integrato su tutto il profilo spaziale del fascio, a una data energia. In questo caso sarebbe più appropriato parlare di “intensità neutronica” ma per semplicità si continuerà a utilizzare il termine “flusso”. Per indicare il flusso neutronico integrato nel tempo verrà utilizzato il termine “fluenza” [58].

Il valore del flusso, la sua distribuzione energetica e le loro rispettive incertezze, sono essenziali per l'analisi dei dati sperimentali ottenuti con la tecnica del tempo di volo.

L'accuratezza con la quale si determina il flusso neutronico è un fattore determinante per la precisione delle misure di sezioni d'urto. La conoscenza della dipendenza del flusso neutronico dall'energia, equivale a conoscerne il suo valore assoluto, in quanto le sezioni d'urto sono sempre misurate rispetto

ad una sezione d'urto nota, in un determinato range di energia.

Nel caso di n-TOF, il flusso di neutroni si determina usando diversi sistemi di rivelazione che si basano su differenti principi e reazioni. Le reazioni considerate sono solo quelle delle quali sono ben note le sezioni d'urto in determinate regioni energetiche.

La determinazione del flusso si basa sulla relazione tra lo yield di reazione misurato Y_x^{exp} e quello atteso (teorico) Y_x^{th} ; le espressioni che li identificano, già riportate nella sezione 2.7 (formule 2.11 e 2.13), sono:

$$Y_x^{exp}(E_n) = \frac{C(E_n) - B(E_n)}{\varepsilon(E_n) \times \Phi(E_n)} \quad (4.1)$$

$$Y_x^{th}(E_n) = \left(1 - e^{-n\sigma_t(E_n)}\right) \frac{\sigma_x(E_n)}{\sigma_t(E_n)} \quad (4.2)$$

Quando il campione è sufficientemente sottile, $Y_x^{th} \approx n\sigma_x$ e quindi imponendo che $Y_x^{th} = Y_x^{exp}$ si ottiene:

$$\Phi(E_n) = \frac{C(E_n) - B(E_n)}{\varepsilon(E_n) \times n \times \sigma_x(E_n)} \quad (4.3)$$

Questa equazione è stata applicata per misurare il flusso neutronico nella facility n-TOF con diversi rivelatori, in particolare nella sala sperimentale EAR-1. Combinando in maniera appropriata i dati ottenuti dalle diverse misure indipendenti, con differenti monitor di flusso e con differenti reazioni con sezioni d'urto σ_x ben note e standard, è stato possibile determinare il flusso di neutroni dalla regione termica fino a 1 GeV, con una minima incertezza statistica.

4.1.1 Setup sperimentale

I rivelatori utilizzati per la determinazione del flusso sono i SiMon e i MGAS, che sfruttano le reazioni (n,t) e (n, α) rispettivamente con ${}^6\text{Li}$ e ${}^{10}\text{B}$ e le cui sezioni d'urto sono considerate standard fino a 1 MeV. In aggiunta a questi due rivelatori sono stati usati anche altri MGAS, dei PPAC e una FIC del PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt), tutti aventi ${}^{235}\text{U}$

come convertitore, che presenta una sezione d'urto standard a 25 meV e nell'intervallo tra 150 keV e 200 MeV. Questa reazione è stata anche usata come riferimento sopra i 200 MeV a causa dell'assenza di sezioni d'urto standard a così alte energie.

Nella tabella 4.1 sono riassunti i vari tipi di rivelatori utilizzati per la misura del flusso di neutroni, con le loro caratteristiche. I sistemi di rivela-

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

Tabella 4.1: *Rivelatori utilizzati ad n_TOF per l'estrazione del flusso. Tabella da [41]*

zione elencati in tabella, eccetto l'ultimo, sono stati inseriti nel fascio, come mostrato in figura 4.1 e la presa dati è avvenuta con il cosiddetto collimatore di cattura, cioè quello di 1.8cm di diametro che viene utilizzato quando si vogliono condurre misure di sezioni d'urto di cattura neutronica. I PPAC, invece, sono stati usati separatamente con il collimatore di 8cm di diametro, utilizzato per misure di fissione.

Le misure di flusso sono state effettuate nella facility n_TOF nel 2009, come parte integrante del *commissioning* del nuovo bersaglio di spallazione e prima dell'inizio della nuova campagna sperimentale. In queste prime misure, nel moderatore, era presente solo acqua demineralizzata. Successivamente, a inizio 2010 è stata ripetuta una misura del flusso, per verificare

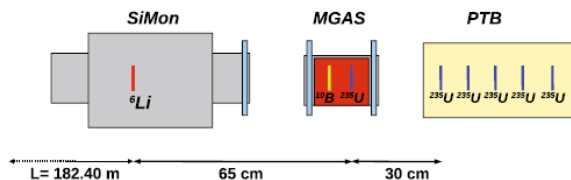


Figura 4.1: Schema della posizione dei rivelatori lungo la linea di fascio.

come cambiava lo spettro energetico dei neutroni in seguito all'aggiunta di acqua borata nel moderatore del target. Ancora, nel 2011 e nel 2012, due nuove misure sono state eseguite con lo scopo di verificare se e quanto il flusso fosse rimasto costante in intensità e in forma.

Il lavoro sperimentale di questa tesi verte, in particolare, sull'analisi del flusso di neutroni estratto dai SiMon, nel 2012, a EAR-1; lo spettro energetico ottenuto dalla loro analisi sperimentale, è stato poi opportunamente raccordato con lo spettro energetico ottenuto dagli altri rivelatori.

4.2 Analisi sperimentale del flusso a EAR-1

Una dettagliata descrizione dei SiMon è stata data nel capitolo 3, ora, in breve si richiama il fatto che consistono in un sottile foglio di Mylar di 5 cm di diametro, su cui è depositato del ${}^6\text{Li}$ ($300\mu\text{g}/\text{cm}^2$), posizionato nella direzione incidente del fascio e da un array di 4 *Silicon detectors*, posizionati fuori dalla linea di fascio, a circondare il foglio di Mylar. I Silici rivelano le α e i tritoni prodotti dalla reazione tra neutroni e Litio.

Il segnale prodotto dovuto al rilascio di energia delle α e dei tritoni nel Silicio, viene prima preamplificato e poi acquisito dal DAQ, basato su Flash-ADC che campionano il segnale. Questo, viene ricostruito da un'apposita *routine* che ha l'obiettivo di ricavare l'ampiezza, la sua area e l'informazione temporale. Il DAQ produce i cosiddetti *raw data*, che a loro volta vengono processati da un opportuno programma che li converte in un formato leggibile e analizzabile dall'utente.

L'analisi dati dei Silicon Monitors si basa sulla selezione dei tritoni emessi nella reazione ${}^6\text{Li}(n,\alpha)t$. Con il foglio di Litio usato, il picco dei tritoni è ben definito e separato dalle particelle α (figura 4.2), che invece non sono particolarmente risolte a causa della loro elevata perdita di energia all'interno del foglio di Litio stesso, in particolare per grandi angoli di emissione.

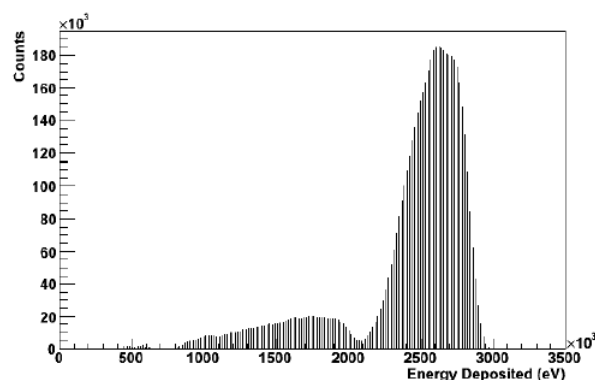


Figura 4.2: Energia depositata nei Silicon Monitors. I due picchi sono relativi alla α (sinistra) e ai Tritoni (destra).

L'energia persa dai tritoni rimane approssimativamente costante per energie dei neutroni incidenti al di sotto dei 100 keV, mentre a energie neutroniche più grandi, aumenta. Per questo motivo, per selezionare il picco dei tritoni (centrato a 2.7 MeV) nell'analisi dati, non è sufficiente porre una condizione che dipenda solo dall'energia depositata, ma bisogna porre anche una che sia funzione dell'energia dei neutroni. La figura 4.3a presenta un grafico bidimensionale nel quale è mostrata l'energia depositata dalle α e dai tritoni (in termini di canali dell'ADC) in funzione del tempo di volo dei neutroni, legato all'energia degli stessi. Gli effetti cinematici, all'aumentare dell'energia dei neutroni, sono evidenti. La curva rossa nella figura rappresenta la condizione bidimensionale usata nell'analisi per selezionare solo i tritoni. In figura 4.3b è invece mostrata solo la regione dei tritoni e minimizzare il fondo.

Una volta selezionati i tritoni, il background viene ridotto al minimo. In questo modo infatti, vengono eliminati tutti i possibili falsi positivi che possono essere generati dalla bassa risoluzione energetica nel determinare le α . Successivamente, con delle apposite routine di analisi dati, si generano gli

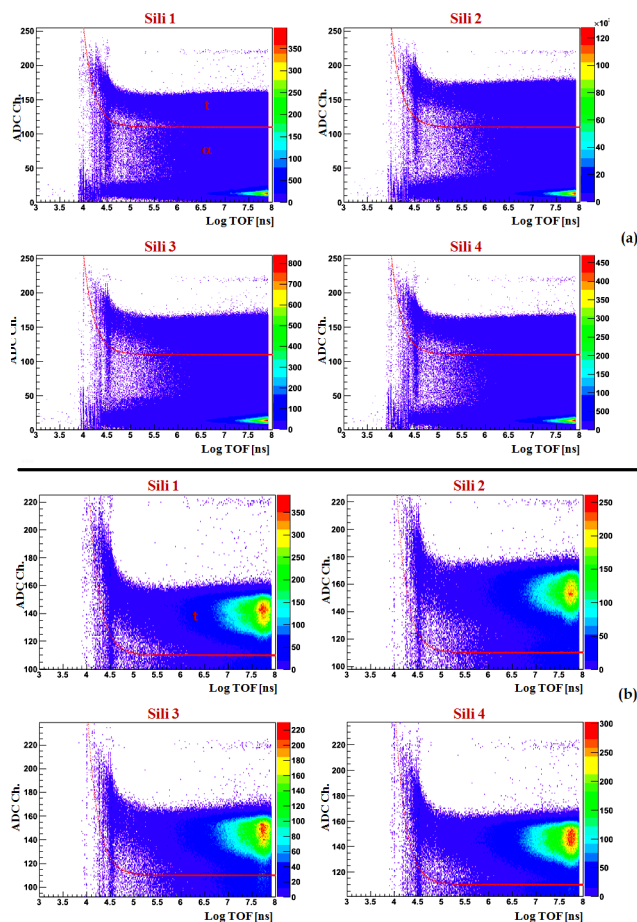


Figura 4.3: (a):Energia depositata da tritoni e α in funzione del tempo di volo dei neutroni; (b)Selezione dei tritoni

spettri dei tempi di volo dei neutroni, che consentiranno, poi, di arrivare al calcolo vero e proprio del flusso. Sperimentalmente, lo spettro dei TOF non rappresenta altro che il numeratore della formula 4.3, con la condizione che si converta il TOF in energia dei neutroni.

I risultati ottenuti da una presa dati effettuata durante 4 diverse campagne sperimentali (misure di cattura su ^{238}U , ^{93}Zr , ^{59}Ni e ^{235}U) del 2012, sono mostrati in figura 4.4. Nel plot viene mostrata la somma degli eventi rivelati da ogni rivelatore al Silicio.

Gli spettri dei tempi di volo danno già un'indicazione sull'andamento del flusso, tuttavia, per calcolarne una misura assoluta, come già affermato in

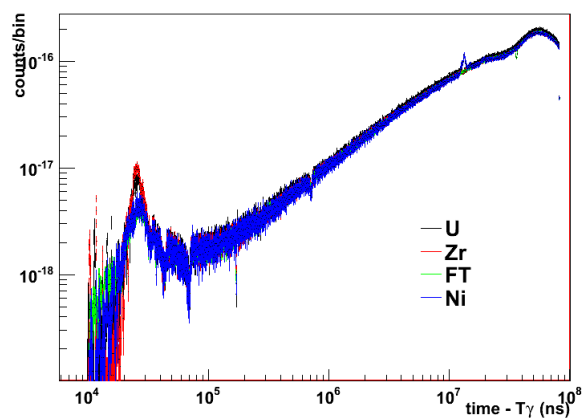


Figura 4.4: Spettro dei tempi di volo misurato in diverse campagne sperimentali del 2012.

precedenza, vanno divisi per l'efficienza del rivelatore e per la sezione d'urto di reazione del ${}^6\text{Li}$, quantità esse stesse dipendenti dall'energia. Il flusso finale, inoltre, va normalizzato al numero di protoni presenti in un impulso.

L'efficienza dei SiMon (figura 4.5), determinata da simulazioni effettuate con Geant4, è costante al di sotto di energie neutroniche di 1keV ($\sim 9\%$), mentre ad energie maggiori, i tritoni tendono ad essere emessi in avanti, verso i 4 Silici, il che fa sì che si abbia un aumento di efficienza fino a valori del 12-15%.

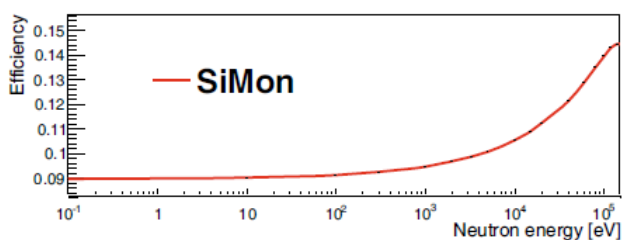


Figura 4.5: Efficienza dei Simon in funzione dell'energia.

Un dato di cui bisogna tener conto è che, mentre la sezione d'urto della reazione (n,α) del Litio è conosciuta all'interno dell'1%, la distribuzione angolare dei prodotti di reazione non lo è; di conseguenza, l'efficienza simulata al di sopra di qualche keV è affetta da maggiore incertezza.

Il flusso del 2012 è stato così calcolato, secondo l'espressione 4.3, nella regione tra 25 meV e 150 keV, e raccordato opportunamente al flusso estratto dagli altri rivelatori nelle altre regioni energetiche. Nel 2012, in particolare, il flusso nella regione energetica tra 150keV e 10 MeV è stato misurato con i PPAC. Nella figura 4.6 sono mostrati i risultati finali di questa analisi, con la comparazione dei flussi misurati negli anni dal 2009 al 2012.

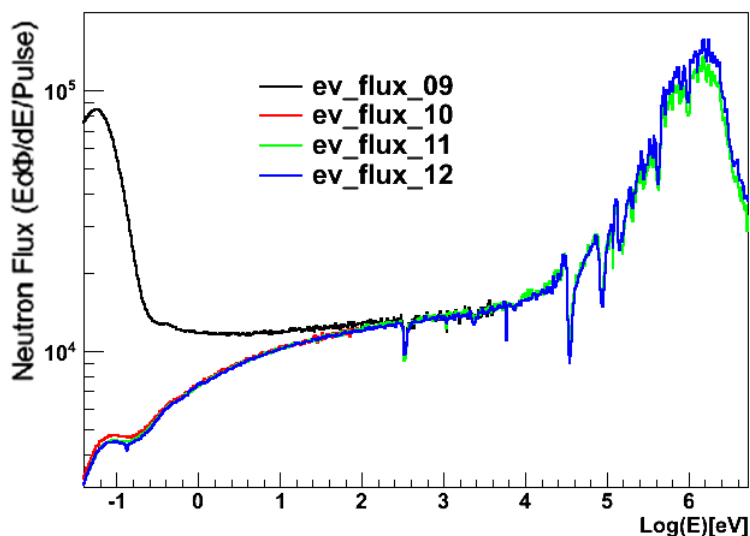


Figura 4.6: Flusso sperimentale dal 2009 al 2012 misurato nella sala sperimentale EAR-1 della facility n_TOF al CERN.

La regione tra 20keV e 1MeV presenta alcuni avvallamenti, che sono associati a risonanze dovute alla presenza di Alluminio nella linea di fascio (finestre all'inizio e alla fine del percorso di volo), che ha un'alta sezione d'urto di cattura neutronica proprio a quelle energie. Questi assorbimenti hanno un effetto considerevole quando si misurano sezioni d'urto di isotopi con risonanze in queste regioni energetiche.

Nel 2009, come più volte rimarcato, il moderatore era costituito solo da acqua demineralizzata, il che spiega l'eccesso di neutroni nella regione termica. Per quanto riguarda il 2010, 2011 e 2012, il flusso rimane pressoché invariato, a parte una leggera attenuazione nella regione termica, dovuta, probabilmente, al deposito di un sottile strato di Boro all'interno del circuito di moderazione contenente l'acqua borata. Un'altra possibile spiegazione

può essere dovuta all'ossidazione parziale del Litio depositato nel foglio di Mylar dei Silicon Monitors. Tra 100-150 keV (regione di raccordo tra SiMon e PPAC) e circa 10 MeV, invece, il flusso del 2012 è leggermente maggiore rispetto a quello misurato nell'anno precedente. Questa regione, è di "competenza" dei PPAC e l'aumento è dovuto ad un lieve cambiamento di collimazione, infatti i rivelatori PPAC sono utilizzati con il collimatore di fissione. Come si nota, il flusso è rimasto stabile, e la sua forma non sia cambiata nel corso dei 3 anni.

Le incertezze sistematiche (dovute principalmente alle sezioni d'urto standard comunque conosciute entro un determinato limite, all'incertezza sulla massa del campione, all'elettronica, ecc.) e statistiche del flusso di neutroni sono mostrate in figura 4.7. È stato osservato che l'incertezza sistematica è più grande dell'incertezza statistica solo in prossimità delle risonanze dovute all'Alluminio, intorno a 20-30keV.

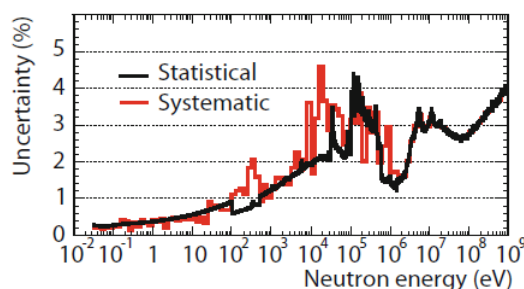


Figura 4.7: Incertezze statistiche e sistematiche

Complessivamente, il flusso di neutroni è stato determinato con un'incertezza all'interno del 1% dal termico fino a 100 eV, 2% tra 100 eV e 10 keV, 3-4% tra 10 keV e 1 MeV e 2-3% tra 1 e 200 MeV. Sopra i 200 MeV, la sezione d'urto dell' ^{235}U non è più standard e quindi può solo essere solo riportata l'incertezza statistica sul flusso, che varia tra il 3 e il 4%.

Questi valori di incertezza fissano un limite alla massima accuratezza che può essere raggiunta nelle misure di sezioni d'urto assolute ad n_TOF.

4.3 La funzione di risoluzione

Il tempo di volo di un neutrone di fissata energia cinetica non è una costante, ma dipende dalle condizioni che hanno portato alla sua produzione e alla sua rivelazione.

La funzione di risoluzione descrive la distribuzione del tempo di volo misurato, per neutroni con una data energia cinetica. Diverse condizioni sperimentali, come la durata dell'impulso primario di protoni, i tempi di trasporto e moderazione all'interno del target e di risposta del rivelatore, fanno sì che il tempo di volo t e il percorso di volo L per un neutrone di energia E_n non siano valori fissati ma vere e proprie distribuzioni. Queste distribuzioni sono conosciute come funzioni di risoluzione. Utilizzando la conservazione della probabilità, la distribuzione $R_E(E_n)$ può essere facilmente trasformata in termini di distribuzioni di tempo o di distanza equivalente:

$$R_E(E_n)dE_n = R_t(t)dt = R_L(L)dL \quad (4.4)$$

dove E_n , L e t sono legati dalla relazione $E_n = mc^2(\gamma - 1) \approx \alpha^2 \frac{L^2}{t^2}$, avendo espanso in serie al primo ordine (α costante). Poichè la dipendenza energetica della distanza equivalente $R_L(L)$ è più debole di $R_t(t)$ e $R_E(E)$, viene usata spesso per rappresentare la funzione di risoluzione graficamente.

La funzione di risoluzione non può essere misurata direttamente, essa è stimata analiticamente, o più comunemente, con simulazioni Monte Carlo.

Generalmente, la funzione di risoluzione non ha una forma Gaussiana, spesso ha una forma asimmetrica che non solo altera la forma delle risonanze risolte, ma può anche produrre una traslazione rispetto alla posizione del picco di una risonanza, nell'adattamento dei dati sperimentali. Il risultato è quindi una misura non corretta dell'energia della risonanza e della sua larghezza.

Nella regione delle risonanze risolte, per ottenere i parametri delle risonanze, vengono utilizzati programmi basati su codici di matrice R come SAMMY[59] e REFIT, che utilizzano la funzione di risoluzione numerica, per effettuare il fit dei dati sperimentali. Più realistica è la funzione di risoluzione,

migliore sarà l'adattamento ai dati sperimentali.

Per questo motivo la funzione di risoluzione deve essere validata da misure su risonanze ben conosciute.

4.3.1 Analisi sperimentale

La funzione di risoluzione di n_TOF è stata simulata nella fase di *start up* da due differenti codici, FLUKA e MCNP, dando risultati simili in base alla statistica disponibile. Nella seconda fase di n_TOF, il nuovo sistema target-moderatore è stato risimulato dal gruppo di n_TOF del CERN, con FLUKA e MCNP per entrambe le configurazioni del moderatore (con e senza acqua borata).

Per la prima volta, nel corso del 2014, il gruppo n_TOF di Bologna (Università, INFN ed ENEA) ha effettuato simulazioni con GEANT4[60], ed è proprio l'analisi di queste simulazioni che verrà descritta in questo lavoro di tesi.

Per studiare una funzione di risoluzione con le simulazioni, bisogna verificare che le simulazioni stesse siano effettuate in maniera opportuna, e questo può essere verificato soltanto da un loro confronto con i dati sperimentali. Ancora una volta, il flusso neutronico, in funzione dell'energia, svolge un ruolo fondamentale.

GEANT4: produzione di neutroni e geometria

La geometria del sistema target-moderatore (figura 4.8) è stata costruita prestando attenzione particolare alla documentazione tecnica della facility. La composizione dei materiali e della lega di Alluminio che costituisce le varie finestre e i componenti della linea di fascio, sono stati definiti nel miglior modo possibile tenendo in considerazione le specifiche tecniche disponibili e la loro composizione isotopica.

Lo scopo delle simulazioni è quello di “seguire” le interazioni del fascio di protoni con il target di spallazione, e tracciare tutte le particelle prodotte, fino al piano di registrazione (*scoring plane*) corrispondente al piano d'entrata dei neutroni nel tubo a vuoto (piano verticale e perpendicolare al tubo a vuoto).

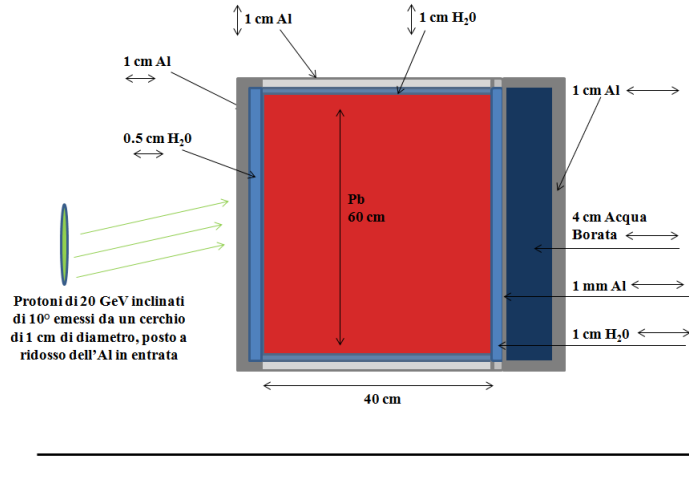


Figura 4.8: Layout della geometria utilizzata nelle simulazioni GEANT4. Disegno non in scala.

In particolare, viene registrata la direzione, l'energia e il tempo di trasporto (definito come la differenza tra il tempo in cui viene generato il neutrone e il suo tempo di arrivo nel piano di registrazione) dei neutroni.

Una simulazione completa dei neutroni che viaggiano lungo la linea di fascio fino alla sala sperimentale, è impraticabile, perchè, essendo l'angolo solido sotteso dal secondo collimatore minore di 10^{-8} sr, alla sala sperimentale arrivano pochissimi neutroni, a discapito di una buona statistica e un tempo di calcolo di CPU estremamente elevato.

Per ovviare a questo problema, si fa uso di un codice indipendente, basato su un calcolo Monte Carlo, che utilizza l'informazione ottenuta dalle simulazioni, per propagare i neutroni, *a posteriori*, fino all'area sperimentale. Per questo è stato implementato un algoritmo di riduzione della varianza. Questo assume che ad un angolo sufficientemente piccolo θ_{cut} (rispetto alla linea di fascio) i neutroni vengano emessi isotropicamente nell'intero range energetico. Questa è una buona approssimazione, anche se sono solo quelli termici ad avere una distribuzione angolare isotropa, mentre, ad esempio, i neutroni di alta energia tendono ad essere emessi principalmente in avanti. Il valore di θ_{cut} assunto è 3° .

Il primo passo è quello di proiettare ogni traiettoria dei neutroni e determinare il suo punto di impatto ad una distanza L corrispondente alla sala sperimentale, ed eliminare tutti quelli che arrivano esternamente a un cerchio di raggio $R = L \times \theta_{cut} + 0.4m$, (ad esempio con $L=183m$ si ha $R = 10m$), dove $0.4m$ è il raggio del tubo a vuoto, dopo il target di spallazione (per tenere in considerazione il *beam-halo*). I neutroni rimanenti sono quelli dei quali si è assunta un'emissione isotropa. Successivamente si seleziona una superficie nell'area sperimentale, definita dalla sua posizione lungo la linea (es. 183 m) e dal suo raggio (es. 2 cm). Questa superficie rappresenta il campione di misura o il rivelatore. Per ogni neutrone il codice controlla, dopo averne calcolato la sua traiettoria, se colpisce o meno le riduzioni o uno dei collimatori presenti nel tof-tube (figura 4.9). Nel primo caso, il neutrone viene rigettato perché non raggiunge l'area di misura, nel secondo viene registrato.

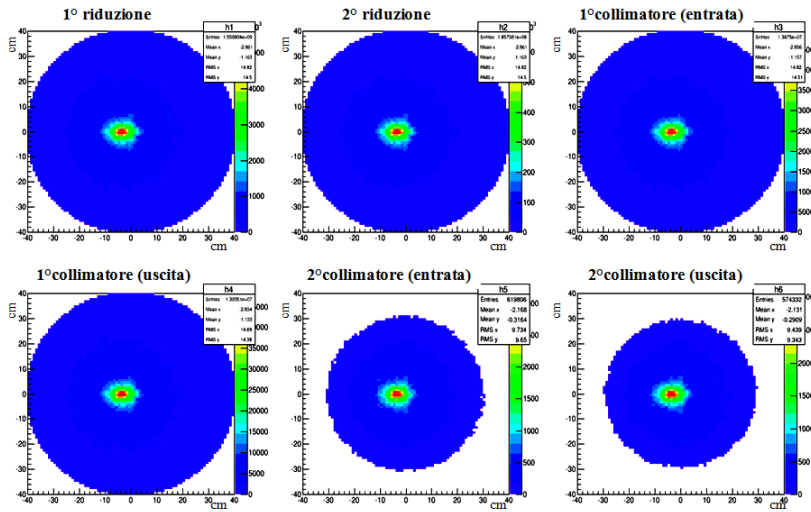


Figura 4.9: coordinate X-Y dei neutroni nello *scoring plane*, che attraversano riduzioni e collimatori raggiungendo EAR-1.

Per aumentare la statistica nel Monte Carlo usato, ogni neutrone (prodotto dal GEANT4) di una determinata energia, viene rigenerato 10^6 volte, ognuna delle quali con direzioni casuali diverse, ma sempre con la condizione che l'angolo θ_{cut} (tra la loro traiettoria e l'asse del fascio) sia minore di 3° .

Il risultato finale è opportunamente normalizzato per riprodurre il flusso e il profilo spaziale del fascio alla sala sperimentale.

Simulazioni versus Flusso sperimentale

Di seguito vengono mostrati i risultati ottenuti dall'analisi del flusso di neutroni estratto dalle simulazioni con GEANT4, effettuate prima con acqua demineralizzata nel moderatore, e successivamente, con acqua borata. Queste simulazioni sono state confrontate con quelle in FLUKA del CERN e con il flusso sperimentale. Le simulazioni con acqua demineralizzata (figura 4.10) sono state raffrontate con il flusso sperimentale del 2009, unico anno in cui si ha avuta tale configurazione nel sistema target-moderatore. Il flusso sperimentale del 2012 è invece quello usato come riferimento per comparare le simulazioni effettuate con l'acqua borata (figura 4.11).

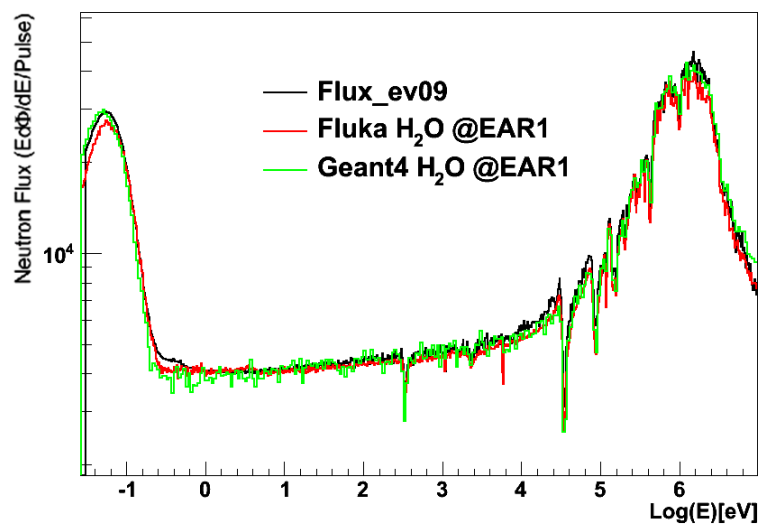


Figura 4.10: Flusso: confronto simulazioni - dati sperimentali 2009.

Per quanto riguarda il riscontro simulazioni-dati sperimentali 2009, si nota chiaramente quanto le simulazioni GEANT4 riproducano molto fedelmente il flusso sperimentale, il che dimostra chiaramente la bontà delle simulazioni effettuate.

Il confronto simulazioni-dati sperimentali 2012 mostra quanto ad alte energie la corrispondenza sia buona, sia per GEANT4 che per FLUKA, men-

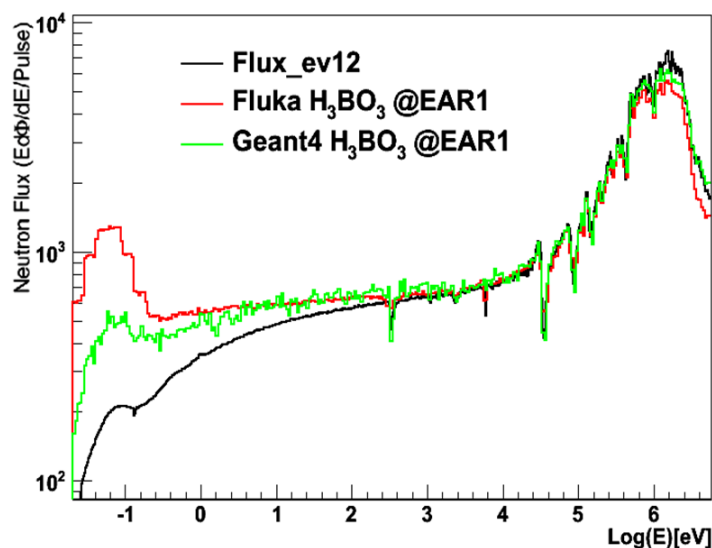


Figura 4.11: Flusso: confronto simulazioni - dati sperimentali 2012.

tre, al diminuire dell'energia, da circa 100 eV in giù, la discrepanza aumenta. Questa differenza è dovuta alla difficoltà del riprodurre nelle simulazioni la giusta concentrazione di acqua borata.

Funzione di risoluzione all'area sperimentale EAR-1

L'evidenze, emerse con le simulazioni precedenti, suggerirebbero, come le più indicate per estrarre la funzione di risoluzione, quelle con acqua demineralizzata nel moderatore, in quanto le più corrispondenti ai dati sperimentali, in tutti i range d'energia. Tuttavia la configurazione target-moderatore utilizzata attualmente al CERN è quella con acqua borata; questo non vuol dire che la funzione di risoluzione che si estrae con le simulazioni attuali non sia attendibile, infatti i 5 cm di spessore del moderatore non incidono sulla funzione di risoluzione (ma solo sulla forma del flusso), come dimostrano i grafici delle figure 4.12 e 4.13.

In queste figure è rappresentata la funzione di risoluzione numerica, espressa come distribuzione della distanza equivalente ed estratta, rispettivamente, dalle simulazioni GEANT4 e FLUKA.

La distanza equivalente $L_t = vt_t$ (chiamata anche λ), $\tilde{\Lambda}$ stata già definita nel paragrafo 2.4.

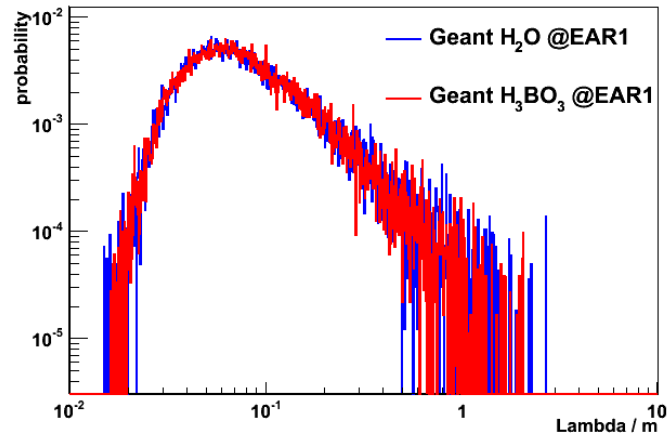


Figura 4.12: Funzione di risoluzione numerica estratta dalle simulazioni GEANT4 con acqua borata (in rosso) e senza (in blu).

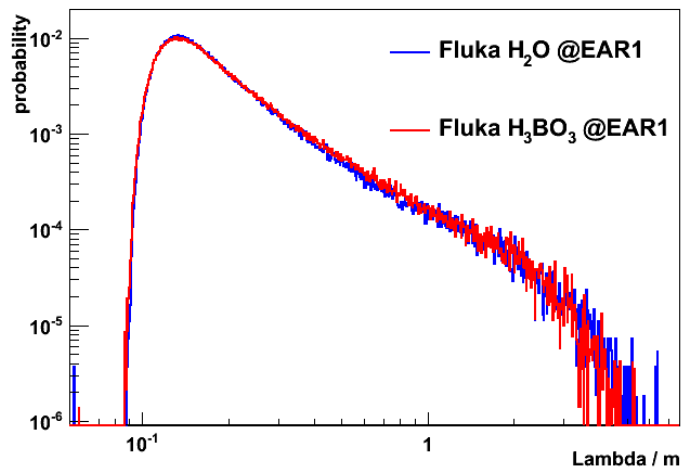


Figura 4.13: Funzione di risoluzione numerica estratta dalle simulazioni FLUKA con acqua borata (in rosso) e senza (in blu).

La λ , quindi, dipende dall'energia dei neutroni, allora, su tutto lo spettro di energia è stato scelto arbitrariamente l'intervallo di energia tra 1-10keV. Ogni grafico della funzione di risoluzione verrà mostrato in questo range energetico.

Sono stati eseguiti anche altri studi della funzione di risoluzione in intervalli energetici compresi tra 1 e 10 eV e tra 1 e 10 MeV, che non vengono riportati in questo lavoro, ma che mostrano come le funzioni di risoluzione abbiano tutte lo stesso andamento di quello tra 1 e 10 keV. In questi range energetici la funzione di risoluzione presenta una larghezza che rimane sempre leggermente maggiore nel GEANT rispetto al FLUKA.

Nelle figure successive (4.14 e 4.15) sono riportati i plot di confronto tra la funzione di risoluzione estratta da GEANT4 e quella estratta da FLUKA, rispettivamente con H_2O e H_3BO_3 nel moderatore.

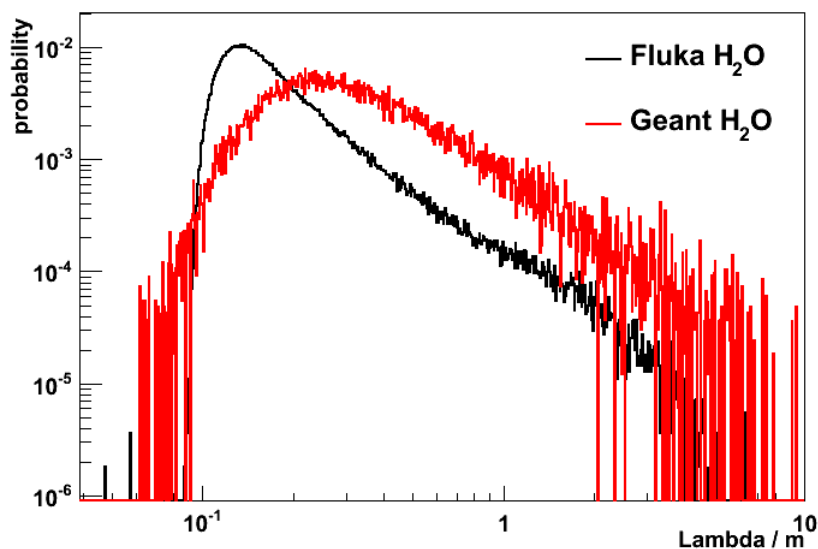


Figura 4.14: Funzione di risoluzione numerica: simulazioni con acqua demineralizzata

In entrambi i grafici, la larghezza della distribuzione ottenuta con le simulazioni GEANT4 è leggermente più larga di quella ottenuta con FLUKA. Questo dato non ha, ancora, una chiara spiegazione.

Una causa potrebbe essere imputata alle diverse librerie di sezioni d'urto utilizzate nelle simulazioni, o a piccole variazioni di geometria che provocano un aumento, seppur debole, della larghezza della distribuzione.

Un'altra spiegazione, la più accreditata, è prettamente fisica: tra FLUKA e GEANT4 cambia il modo in cui si è scelto di simulare le reazioni anelastiche di scattering all'interno del bersaglio di spallazione.

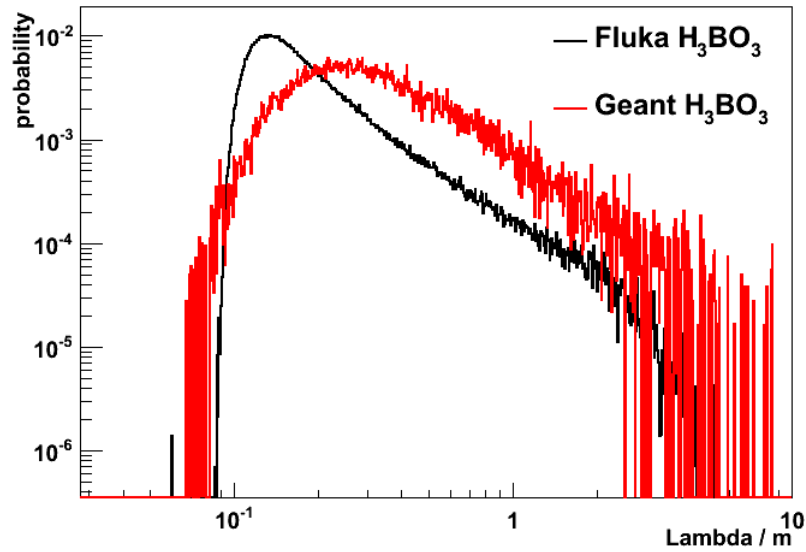


Figura 4.15: Funzione di risoluzione numerica: simulazioni con acqua borata.

In FLUKA, il range energetico tra il termico e 20 MeV è stato infatti suddiviso in 260 gruppi di energia di uguale larghezza (logaritmica), nei quali le reazioni anelastiche non sono state simulate esplicitamente (a differenza di quelle effettuate con il GEANT, dove tutto è stato riprodotto fedelmente), ma trattate tenendo conto della probabilità di trasferimento dei neutroni tra i diversi gruppi di energia, formando la cosiddetta *downscattering matrix*.

Le reazioni anelastiche riprodotte con il GEANT, invece, fanno sì che i neutroni perdano, urto dopo urto, parte della loro energia e questo fa sì che impieghino un tempo maggiore ad uscire dal target di spallazione, che viene tradotto in una maggiore lunghezza equivalente percorsa, e quindi (si ipotizza) in un aumento di larghezza della distribuzione.

Le simulazioni GEANT4 sono state iniziate e condotte, dal gruppo di Bologna, solamente a partire dal 2014, mentre quelle in FLUKA, al CERN, dove si può disporre di un enorme potenza di calcolo rispetto a quella disponibile nella *grid* di Bologna, sono state sviluppate e ottimizzate sin dall'inizio di n_TOF, il che enfatizza la bontà dei risultati ottenuti, non perfettamente corrispondenti, ma, comunque, coerenti.

Per adesso ad n_TOF si utilizza la funzione di risoluzione estratta dalle

simulazioni in FLUKA, scelta motivata dal fatto che essa ha una distribuzione che si adatta meglio ai dati sperimentali, come verrà mostrato nel paragrafo successivo.

A conclusione di questa analisi sperimentale, in figura 4.16 viene mostrata la funzione di risoluzione, ottenuta da FLUKA, espressa come distribuzione della distanza equivalente in funzione dell'energia dei neutroni.

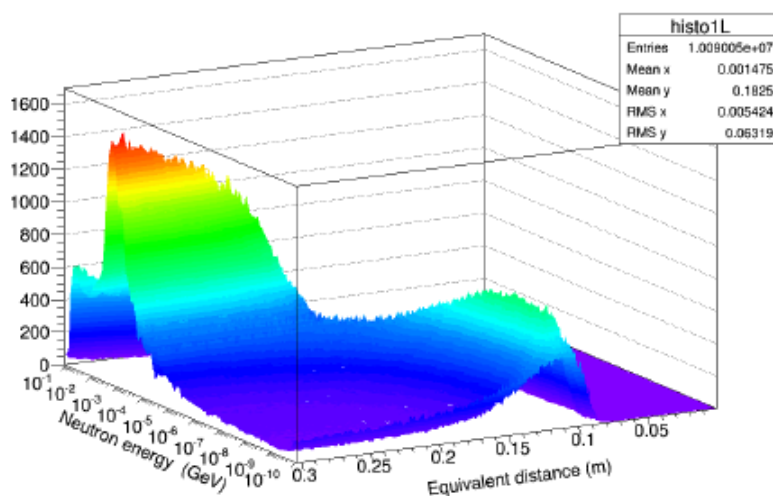


Figura 4.16: Funzione di risoluzione numerica (FLUKA) in termini di energia dei neutroni e di lunghezza equivalente.

Effetti della funzione di risoluzione sull'analisi delle risonanze

La differente larghezza delle due funzioni di risoluzione si traduce in un differente adattamento ai dati sperimentali. Come esempio viene dato il fit di una risonanza a 66eV dell' ^{238}U , in una reazione di cattura neutronica (figura 4.17). La risonanza è stata *fittata* con SAMMY, uno dei programmi maggiormente utilizzati ad n_TOF per l'analisi delle risonanze presenti nelle sezioni d'urto.

Il codice utilizzato da SAMMY si basa sulla teoria della matrice R e, nel codice, vengono inclusi anche la funzione di risoluzione del fascio di neutroni e il background relativo alla sensibilità dei detector nel rilevare i neutroni.

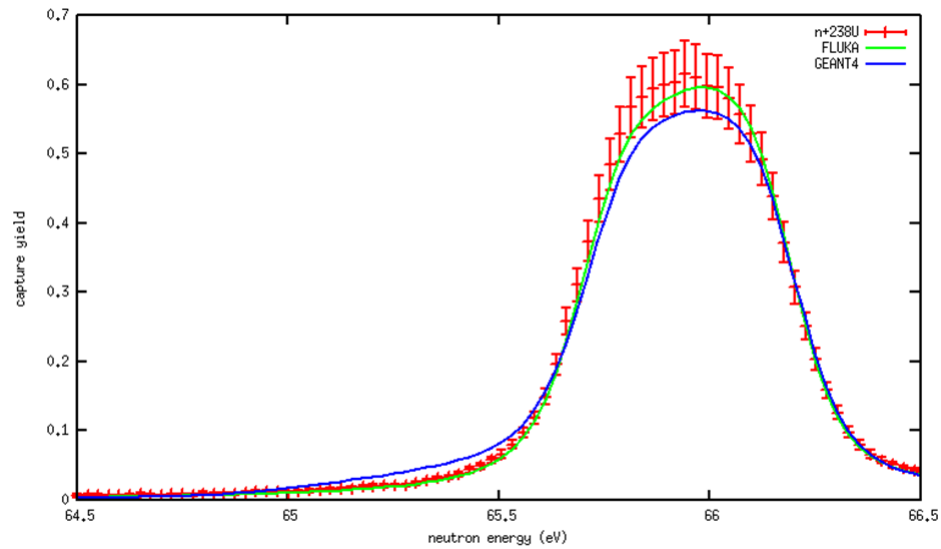


Figura 4.17: Yield di cattura dell' ^{238}U tra 64 e 67 MeV: confronto tra il fit effettuato con la funzione di risoluzione estratta da simulazioni FLUKA e GEANT4.

SAMMY, una volta effettuato il fit dei dati sperimentali, restituisce i parametri delle risonanze (energia di risonanza, larghezza di fissione, larghezza di cattura e lo Spin).

Utilizzando la funzione di risoluzione estratta da FLUKA si ottiene un migliore adattamento rispetto al GEANT. In particolare la coda sinistra e l'energia di risonanza. La larghezza, invece è invece riprodotta abbastanza bene.

Gli studi e le varie simulazioni continuano, l'obiettivo è quello di continuare ad ottimizzare il GEANT, se possibile, e capire le differenze tra i due codici, che portano alla discrepanza (piccola ma non trascurabile) di larghezza della funzione di risoluzione.

Conclusioni

Parte del lavoro di questa tesi è incentrato sulla misura del flusso sperimentale della facility n_TOF nel 2012.

Lo scopo di tale lavoro, oltre d'importanza fondamentale per la misura delle sezioni d'urto, è stato anche quello di verificare la stabilità del flusso stesso nel corso degli anni, confermando implicitamente sia la tenuta del sistema target-moderatore, sia la buona tenuta dei rivelatori utilizzati; in particolare, i Silicon Monitors, sviluppati interamente dall'INFN ai Laboratori Nazionali del Sud a Catania.

I risultati ottenuti dalla misura del flusso del 2012, verranno inoltre utilizzati per studiare le misure di cattura su ^{238}U , ^{93}Zr , ^{59}Ni e ^{235}U (campagne sperimentali del 2012).

La seconda parte del lavoro di tesi, ha riguardato invece l'analisi della funzione di risoluzione.

L'analisi della funzione di risoluzione, ha fornito risultati incoraggianti e spunti per approfondimenti futuri. La funzione di risoluzione estratta con il GEANT, è molto simile alla funzione di risoluzione estratta dal codice in FLUKA, eccetto che per la larghezza della distribuzione in termini di lunghezza equivalente più larga, che come ipotizzato, potrebbe dipendere alle diverse librerie utilizzate nelle simulazioni, o a piccole variazioni di geometria che provocano un aumento della larghezza di distribuzione, o, ancora, al diverso modo di simulare le reazioni anelastiche utilizzato con FLUKA e GEANT.

GEANT4 ha riprodotto, fedelmente, il flusso sperimentale del 2009 su tutto il range energetico disponibile nella facility n_TOF, e quello del 2010, 2011 e 2012 ad energie maggiori di 100 eV. Il differente andamento tra flusso

sperimentale e quello simulato per energie inferiori è, probabilmente, dovuto alla difficoltà di riprodurre, nelle simulazioni, la giusta concentrazione di acqua borata (usata dopo il 2009 come moderatore).

Poichè uno degli scopi della facility è quello di ottenere misure di sezioni d'urto di altissima precisione, cioè con incertezze minori del 2-3%, misurare con precisione il flusso neutronico e determinare la corretta funzione di risoluzione, \tilde{A} e sarà di fondamentale importanza per le sezioni d'urto misurate in EAR-1 e nella recente EAR-2.

Gli sviluppi futuri verteranno sicuramente sull'ottimizzazione della funzione di risoluzione, in EAR1 e si studierà, allo stesso tempo, la nuova funzione di risoluzione di EAR-2, che, come visto, ha caratteristiche differenti rispetto a EAR1 e della quale, per ora, si può disporre solo di simulazioni e di pochissimi dati sperimentali.

Il 25 Luglio 2014, è iniziata ufficialmente la terza fase del progetto n_TOF. Dopo una sosta di due anni il primo fascio di neutroni ha "colpito" sia la vecchia che la nuova sala sperimentale costruita durante la fase di stop.

Da Agosto 2014 è in corso la fase di commissioning delle due aree sperimentali, si stanno testando i rivelatori, si studia come essi rispondono al fascio di neutroni, si caratterizza il fascio e il suo profilo spaziale.

Questa fase durerà per circa sei mesi ad EAR-2, essendo una sala completamente nuova che, tra le varie caratteristiche, utilizza un fascio verticale di neutroni, ed essendo unica al mondo non si hanno eventuali feedback. Per quanto riguarda EAR-1 invece si prevede di iniziare ad effettuare le prime misure di sezioni d'urto già a fine 2014.

La commissione scientifica del CERN ha approvato, sempre a luglio 2014, la proposta della collaborazione n_TOF per condurre diverse nuove misure di sezioni d'urto, tra le quali la misura sezioni d'urto delle reazioni ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$ e ${}^7\text{Be}(n,p){}^7\text{Li}$, di enorme importanza per capire meglio il Problema Cosmologico del Litio, e una misura di alta precisione per la reazione ${}^{235}\text{U}(n,f)$ nel range energetico 10-30 keV, per la quale si è scoperto una deviazione rispetto ai valori presenti in letteratura e quindi è richiesta una misura di alta precisione. Tali misure, proposte dalla collaborazione italiana di n_TOF, avranno luogo nel 2015 presso la facility.

Altre proposte approvate riguardano alcune reazioni di interesse astrofisico (misure di cattura sul ^{147}Pm) e tecnologico (misure di fissione sul ^{240}Pu). Lettere di intenti invece sono già pronte per proporre reazioni coinvolte nella Boron Neutron Capture Therapy.

In tutto questo quadro, la collaborazione n_TOF di Bologna (Università, INFN ed ENEA), che è parte integrante di n_TOF, svolge un ruolo chiave, contribuendo in maniera significativa ai risultati ottenuti dall'intera collaborazione internazionale.

Bibliografia

- [1] F. Gunsing et al. *Status and outlook of the neutron time-of-flight facility n_TOF at CERN*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. Volume 261, Issues 1&2, August 2007, Pages 925&929.
- [2] S. Altieri et al. *Le basi fisiche della terapia per cattura neutronica*. Il Giovane Artigiano, Pavia 2003.
- [3] Rolf F Barth et al. *Current status of boron neutron capture therapy of high grade gliomas and recurrent head and neck cancer*. Radiation Oncology, Volume 7, Agosto 2012.
- [4] K.S. Krane. *Introductory Nuclear Physics* Jonh Wiley and sons, 444-456.
- [5] W.R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments* Springer, 1987; 58-64.
- [6] N. Cherubini, A. Compagno, A. Dodaro. *Panoramica dei rivelatori di neutroni potenzialmente alternativi ai contatori proporzionali a ^3He* . ENEA, Report RdS/2011/79.
- [7] H. Zerriffi. *Tritium Production: DOE Moves Ahead Where Nonproliferationists Fear to Tread IEER*. Science for Democratic Action Vol. 5 No. 1 1996
- [8] R.A. Alpher, H.A. Behte, G. Gamow. *Physical Review* (1943). 43:803.
- [9] P.W. Merrill. *Technetium in the stars*. *Science* (1952). 115:484.

-
- [10] E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, F. Hoyle, *Synthesis of the elements in stars*. Rev. Mod. Phys. (1957) 29:547-650
- [11] A.G. Cameron. Pub. Astr. Soc. Pacific (1957) 69:201.
- [12] C.E. Rolfs e W.S. Rodney. *Cauldrons in the Cosmos* University of Chicago Press, Chicago, 1988.
- [13] M. S. Longair *High Energy Astrophysics* . Cambridge University Press, Third Edition, 2011; 35-43.
- [14] G. Wallerstein et al. *Synthesis of the elements in stars: forty years of progress* Reviews of Modern Physics, Vol. 69, N° 4, October 1997
- [15] *BP Statistical Review of World Energy*. Giugno 2014
- [16] *Overview of Generation IV (Gen IV) Reactor Designs, Safety and Radiological Protection Considerations*. Institute de la Radioprotection et de sûreté Nucléaire Settembre 2012.
- [17] *National Nuclear Data Center*. Brookhaven National Laboratory, New York, USA.
- [18] Y. Kadi, J. P. Revol, *Design of an Accelerator-Driven System for the Destruction of Nuclear Waste*. Workshop on Hybrid Nuclear System for Energy Production Utilization of Actinides and Transmutation of Long-Lived Radioactive Waste. Trieste, 2001.
- [19] J. Magill, V. Berthou, D. Haas, J. Galy, R. Schenkel, H.W. Wiese, G. Heusener, J. Tommasi e G. Youinou. *Impact limits of partitioning and transmutation scenarios on the radiotoxicity of actinides in radioactive waste*. Nuclear Energy, 2003, N°5, Oct., 42:263-277
- [20] E. M. Gonzalez. *Nuclear Waste Transmutation*. European Physics Society: Nuclear Physics Board. Valencia, Maggio 2004.
- [21] I. Slessarev. *Long term radiotoxicity*. Cea, Department of Reactor Physics, Cadarache France.

-
- [22] M. Ragheb. *Fourth Generation reactor concepts*
- [23] AAVV, *Accelerator-driven System (ADS) and Fast Reactors (FR) in Advanced Nuclear Fuel Cycles*. NEA, 2001.
- [24] C. Rubbia et al. *An Energy Amplifier for cleaner and inexhaustible nuclear energy production driven by a particle beam accelerator*. CERN/AT/93-47(ET), 1993.
- [25] L. M. Tot et al. *Molten Salt Fuel Cycle Requirements for ADTT applications*. Proc. Second International conference on ADTT, 1996, Kalmar. Gotab Publisher, Stockholm, 1997.
- [26] R.F Barth et al. *Boron neutron capture therapy of brain tumors: an emerging therapeutic modality*. Neurosurgery 1999; 44:433-51.
- [27] J.A. Coderre et al. . *The radiation biology of boron neutron capture therapy*. Radiat. Research 1999; 151:1-18.
- [28] Documento Schlumberger N. 8 Introduzione allo studio dei logs elettrici radioattivi e sonici, pag 154-155
- [29] Schlumberger August 2004 Mark of Schlumberger Produced by Marketing Communications, Houston. www.slb.com/oilfield
- [30] Gearhart-Owen-Industries, Inc. Instruction manual Pulse Logging Systems, pag29.
- [31] A. M. Lane and R. G. Thomas *R-Matrix theory of Nuclear Reactions* Reviews of Modern Physics. Volume 30, Number 2, Aprile 1958.
- [32] P. Schillebeeckx, B. Becker, Y. Danon, K. Guber, H. Harada, J. Heyse, A.R. Junghans, S. Kopecky, C. Massimi, M.C. Moxon, N. Otuka, I. Sirakov e K. Volev. *Determination of Resonance Parameters and their Covariances from Neutron Induced Reaction Cross Section Data* Nuclear Data Sheets 113 (2012) 3054-3100.

- [33] C. Coceva, R. Simonini, and D. K. Olsen, *Calculation of the ORELA neutron moderator spectrum and resolution function* Nucl. Instr. Meth. 211, 459-467 (1983).
- [34] T.S. Bigelow et al. *RECENT OPERATION OF THE ORELA ELECTRON LINAC AT ORNL FOR NEUTRON CROSS-SECTION RESEARCH*. Proceedings of LINAC 2006, Knoxville, Tennessee USA, MOP021.
- [35] Oak Ridge National Laboratories.
<https://www.phy.ornl.gov/orela/orela.html/>
- [36] D. Ene, C. Borcea, S. Kopecky, W. Mondelaers, A. Negret and A.J.M. Plompen, *Global characterisation of the GELINA facility for high-resolution neutron time-of-flight measurements by Monte Carlo simulations* Nucl. Instr. Meth. A 618, 54-68 (2010).
- [37] C. Massimi *Improved cross-section on $n+^{197}\text{Au}$ from high resolution time-of-flight measurements at $n\text{-TOF}$ and GELINA: the road to a new standard*. Alma Mater Studiorum - Università di Bologna, 2009.
- [38] C. Borcea et al. *Results from the commissioning of the n TOF spallation neutron source at CERN* Nucl. Instr. Meth. A 513, 524-537 (2003).
- [39] H. J. Groenewold and H. Groendijk, *Physica XIII*, 141-152 (1947).
- [40] S. Ikeda and J. M. Carpenter, *Wide-energy-range, high resolution measurements of neutron pulse shapes of polyethylene moderators*. Nucl. Instr. Meth. A 239, 536-544 (1985).
- [41] The $n\text{-TOF}$ Collaboration *Performance of the neutron time-of-flight facility n TOF at CERN* Eur. Phys. J. A (2013) 49: 27
- [42] CERN Bulletin Issue No. 32-34/2014 - Monday 4 August 2014.
- [43] Nuclear Energy Agency. www.oecd-neo.org
- [44] Fluka, CERN-INFN. www.fluka.org/fluka.php

-
- [45] Eric Bartomieux and the n_TOF collaboration. *The neutron Time-Of-Flight facility, n TOF, at CERN: Technical Description* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A February 13, 2013
- [46] M. Calviani, V. Vlachoudis, S. Andriamonje, E. Chiaveri, R. Losito. *The n_TOF Facility at CERN: present status and future upgrades* 19th meeting on Collaboration of Advanced Neutron Sources; March, 2010. Grindelwald, Switzerland.
- [47] E. Chiaveri (The n TOF collaboration). *Proposal for n TOF Experimental Area 2 (EAR-2)*. Technical Report CERN-INTC-2012-029, INTC-O-015, February 2012.
- [48] ISOLDE and Neutron Time of Flight Experiments Committee. Retrieved 21.05.2013.
- [49] S. Marrone et al. *A low background neutron flux monitor for the n TOF facility at CERN* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 517 (2004) 389-398
- [50] S. Andriamonje, M. Calviani, Y. Kadi, R. Losito e V. Vlachoudis. *A Transparent Detector for n TOF Neutron Beam Monitoring*. Journal of the Korean Physical Society, Vol. 59, No. 2, August 2011, pp. 1597-1600
- [51] Y. Giomatarisa, P. Rebourgeard, J.P. Robert, G. Charpak *MICRO-MEGAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 376 (1996) 29-35.
- [52] M. Calviani, P. Cennini, D. Karadimos, V. Ketlerov, V. Konovalov, W. Furman , A. Gowerdowski, V. Vlachoudis, L. Zanini and the n_TOF Collaboration, Nucl. Instr. Meth. A 594 (2008) 220.
- [53] A. Ventura. *Sviluppo di modelli avanzati di fissione nucleare e loro applicazione agli attinidi minori* Report Ricerca di Sistema Elettrico.

Accordo di Programma Ministero dello Sviluppo Economico - ENEA,
Settembre 2012

- [54] A. Borella, G. Aert, F. Gunsing, M. Moxon, P. Schillebeeckx, R. Wynants. *The use of C_6D_6 detectors for neutron induced capture cross-section measurements in the resonance region* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 577 (2007) 626-640.
- [55] D. Cano-Ott et al. (n_TOF Collaboration), Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, edited by O. Bersillon et al. (CEA, Paris, 2008) 627
- [56] E. Berthoumieux et al. (n_TOF Collaboration), Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, edited by O. Bersillon et al. (CEA, Paris, 2008) 571
- [57] C. Massimi et al. (n_TOF Collaboration), Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, edited by O. Bersillon et al. (CEA, Paris, 2008) 1265
- [58] M. Barbagallo and n_TOF collaboration *High-accuracy determination of the neutron flux at n_TOF* Eur. Phys. J. A (2013) 49: 156
- [59] NM Larson. Updated users guide for SAMMY: multilevel R matrix fits to neutron data using Bayes equation, (2008).
- [60] *Geant4: a toolkit for the simulation of the passage of particles through matter*. www.geant4.cern.ch