

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA

Corso di Laurea in Fisica

**Studio MC di sorgenti neutroniche con spettro  
continuo e discreto per applicazioni a SPES**

**Relatore:** Prof. Dario Bisello

**Correlatore:** Dott. Riccardo Rando

**Laureando:** Enrico Mazza

ANNO ACCADEMICO 2015 – 2016



## INDICE

<b>ABSTRACT .....</b>	<b>5</b>
<b>1 INTRODUZIONE .....</b>	<b>7</b>
<b>2 DANNI DA RADIAZIONE SU CIRCUITI ELETTRONICI .....</b>	<b>9</b>
2.1 SEE: classificazione.....	10
2.2 SEE indotti da neutroni.....	11
2.3 Neutroni atmosferici .....	12
2.3.1 Spettro dei neutroni atmosferici.....	12
2.3.2 Come si misurano effetti di esposizione ai neutroni atmosferici .....	13
<b>3 TEST DI TOLLERANZA A SEE INDOTTI DA NEUTRONI.....</b>	<b>14</b>
3.1 Accelerator driven neutron source.....	14
3.2 Facility con spettro energetico simil-atmosferico.....	16
3.2.1 ANITA (TSL, Svezia) .....	16
3.2.2 ChipIR (ISIS, Regno Unito).....	17
3.3 Facility con spettro quasi-monoenergetico .....	17
3.3.1 The Svedberg Laboratory, Svezia .....	19
3.3.2 Neutrons For Science, Francia.....	19
3.3.3 iThemba, Repubblica Sudafricana.....	20
3.4 NEPIR ai LNL.....	21
<b>4 ANEM.....</b>	<b>22</b>
4.1 Simulazioni preliminari MCNPX.....	24
4.2 Simulazioni termo-meccaniche e varianti.....	25
<b>5 QMN .....</b>	<b>30</b>
5.1 Metodo di sottrazione della coda .....	32
5.2 Simulazioni MCNPX per Li e Be .....	34
5.3 Modello di misura di SEU .....	39
5.4 Degradatore di energia dei protoni.....	47
<b>6 CONCLUSIONI .....</b>	<b>49</b>
<b>7 REFERENZE.....</b>	<b>51</b>



## **ABSTRACT**

This thesis work illustrates the progress in the development of NEPIR (Neutron and Proton Irradiation facility), a proposed future facility to be built at the Legnaro National Laboratories of INFN to study the Single Event Effects induced by energetic neutrons in microelectronic devices.

This facility includes a Quasi Monoenergetic Neutron (QMN) source and ANEM (Atmospheric Neutron EMulator), a continuous energy neutron source with a spectrum similar to that of neutrons naturally present in the atmosphere at sea level in the 1 – 70 MeV energy range.

The thermo-mechanical simulations of the ANEM high power target are here illustrated, together with MCNPX Monte Carlo code simulations of the neutron yields of the candidate materials to build the source.

With what concerns the QMN source, the performance of MCNPX in describing neutrons produced by protons in thin Lithium and Beryllium targets was extensively evaluated and found to be unsatisfying: an experimental approach to the problem is necessary.

A preliminary study of the capability of the QMN source in reconstructing the cross section of the device under test was performed, using a conservative approach. This study identified the critical factors involved in the determination of the uncertainty of the cross section parameters and indicated the direction of future in-depth investigations to be performed.

In particular the possibility to extend the energy range of the facility, thanks to a graphite energy degrader, towards values lower than the current 35 MeV limit of the cyclotron was found to be strategic.



## 1 INTRODUZIONE

Lo sviluppo delle tecnologie elettroniche mostra una netta tendenza alla miniaturizzazione dei componenti, all'aumento della densità e della velocità di clock e alla riduzione delle tensioni di lavoro e quindi dei consumi.

La riduzione della tensione di lavoro espone il dispositivo in maniera sempre più significativa al danno da radiazione, rendendolo sempre più sensibile ad eventuali rilasci di carica generata dall'interazione di particelle ionizzanti con il materiale semiconduttore che costituisce il dispositivo.

In alcuni casi persino l'interazione di una singola particella ionizzante con un nodo sensibile di un circuito può causare malfunzionamenti, che possono essere temporanei oppure permanenti, e gravi al punto da compromettere l'operatività del dispositivo: si tratta dei cosiddetti "Single Event Effect" (SEE).

I neutroni, non essendo carichi, non sono in grado di liberare direttamente carica elettrica in un cristallo del semiconduttore che costituisce il dispositivo elettronico. Possono tuttavia essere assorbiti da un nucleo e indurre il break-up, con conseguente liberazione di frammenti fortemente ionizzanti che si propagano nel cristallo di semiconduttore. Oppure neutroni energetici possono cedere sufficiente energia ad un singolo atomo del cristallo da scalarlo dalla sua posizione e renderlo una particella ionizzante. Dunque anche un singolo neutrone può indurre un SEE.

Oggi, l'aumentata sensibilità a SEE delle moderne tecnologie elettroniche ha reso critico questo parametro anche in dispositivi usati per applicazioni nella vita di tutti i giorni e in particolare per le applicazioni che richiedono alti livelli di affidabilità (trasporti, biomediche, sicurezza, etc.). Il motivo è dovuto alla presenza nella troposfera di neutroni energetici, prodotti dall'interazione dei raggi cosmici con l'atmosfera terrestre. Benché il flusso di neutroni sulla superficie terrestre sia limitato, è però enorme il numero di dispositivi e sistemi elettronici che sono sensibili ai loro effetti.

Per ottenere informazioni circa l'affidabilità dei dispositivi al suolo sono state costruite facility dedicate che misurano gli effetti di un'esposizione ai neutroni atmosferici, o effettuando misure dirette su un gran numero di dispositivi operanti ad alta quota (dove il flusso di neutroni è molto più intenso che al livello del mare) o esponendo un dispositivo di test ad un flusso intenso di neutroni prodotti artificialmente, incrementando di diversi ordini di grandezza il rate naturale di SEE.

La recente installazione presso i Laboratori Nazionali di Legnaro del ciclotrone dedicato al progetto SPES<sup>1</sup> che permette di accelerare protoni fino a 70 MeV, apre la possibilità di costruire una facility (NEPIR<sup>2</sup>) per effettuare studi di sensibilità ai SEE indotti da neutroni su sistemi elettronici. NEPIR, ora in fase di studio, sfrutterà i protoni accelerati dal ciclotrone di SPES per la produzione di fasci intensi di neutroni con spettro simil-atmosferico (ANEM<sup>3</sup>) e quasi-monoenergetico (QMN) tramite due differenti bersagli.

Questa tesi espone gli sviluppi più recenti della progettazione del bersaglio della linea ANEM ed illustra alcuni studi preliminari del bersaglio per la produzione di uno spettro neutronico quasi-monoenergetico (QMN) valutando le possibilità offerte da diversi codici Monte Carlo per effettuare simulazioni di produzione neutronica.

---

<sup>1</sup> Selective Production of Exotic Species

<sup>2</sup> NEutron and Proton IRadiation facility

<sup>3</sup> Atmospheric Neutron EMulator



## 2 DANNI DA RADIAZIONE SU CIRCUITI ELETTRONICI

La radiazione ionizzante che incide su un moderno dispositivo elettronico a semiconduttore può provocare malfunzionamenti che dipendono dal tipo di dispositivo e di radiazione, dal punto di interazione e dal meccanismo di deposito dell'energia. In particolare le particelle cariche perdono energia quasi esclusivamente per ionizzazione, generando coppie elettrone-lacuna, come anche i fotoni di energia sufficientemente alta (raggi X e  $\gamma$ ). Negli isolanti (tipicamente SiO<sub>2</sub>) gli elettroni tendono a diffondere rapidamente, mentre le lacune si accumulano e generano un campo elettrico netto che può alterare la soglia di funzionamento di un transistor. Si parla in questo caso di *total ionization damage*.

Il *total displacement damage* è invece dovuto all'interazione di particelle massive come protoni, neutroni, particelle alfa, ma anche da raggi  $\gamma$  energetici, con i nuclei di Silicio, che vengono scalzati dalla propria sede (servono ~20 eV [1]). In questo caso la struttura cristallina viene compromessa, con conseguenti effetti come aumento della *corrente di leakage* nei transistor, creazione di stati trappola intermedi nella *band gap*, alterazione del drogaggio.

I due tipi di danni finora illustrati sono cumulativi, cioè proporzionali alla dose depositata dalla radiazione incidente e consentono un parziale *annealing* per cui in generale un'intensa dose di radiazione somministrata in breve tempo ha conseguenze più gravi di una dose analoga assorbita in un tempo più lungo.

Diverso è il caso dei cosiddetti Single Event Effect, dovuti all'interazione di una sola particella incidente capace di rilasciare un'alta densità di energia presso un nodo sensibile di un dispositivo. I portatori liberi di carica creati possono venire raccolti dal nodo ed indurre una risposta indesiderata nel dispositivo, come un'alterazione dello stato logico di una cella di memoria o l'accensione di transistor parassiti. La probabilità che si verifichi un SEE è funzione della sensibilità a tale tipo di SEE del dispositivo elettronico, che dipende fortemente dalle sue dimensioni: per indurre un malfunzionamento su un dispositivo con dimensioni dell'ordine di 10  $\mu\text{m}$  può bastare

una carica dell'ordine di  $\sim 10$  pC; dispositivi un ordine di grandezza più piccoli possono essere sensibili già a  $\sim 10$  fC.

A determinare il tipo di interazione possibile fra particella e gli atomi del cristallo semiconduttore è il tipo e l'energia della particella. Muoni, protoni ed ioni interagiscono soprattutto con gli elettroni del mezzo, depositando energia secondo la relazione di Bethe-Bloch e creando una scia di ionizzazione lungo la loro traiettoria. A parità di energia, muoni, protoni e ioni leggeri sono più penetranti e generano tracce di ionizzazione con densità molto minore degli ioni più pesanti, manifestando per questo una minore probabilità di indurre SEE.

Protoni e neutroni possono indurre SEE per via indiretta, tramite l'interazione nucleare con un atomo del reticolo del semiconduttore. Il trasferimento di energia al nucleo può causarne la rottura in uno o più frammenti ionizzanti oppure l'atomo può essere scalzato dalla sua posizione. In entrambi i casi i prodotti dell'interazione depositano energia lungo la propria traiettoria ionizzando il mezzo. Un atomo di Silicio scalzato via da un neutrone abbastanza energetico può a sua volta spostare altri atomi di Silicio dalla propria posizione nel reticolo ( $\sim 500$  per un neutrone da 1 MeV [1]) liberando quindi una gran quantità di carica in una regione ristretta.

## 2.1 SEE: classificazione

Esempi comuni di SEE temporanei (*soft errors*) o permanenti (*hard errors*) sono [2]:

1. *single event latchup* (SEL); il *latchup* è una forma di corto circuito che può instaurarsi in un circuito integrato dovuto all'attivazione di un percorso conduttivo parassita a bassa impedenza tra adiacenti sezioni drogate p e n che compongono il circuito; in condizioni normali tale struttura parassita non è attiva, ma può essere innescata dal passaggio di una particella carica. Se tale fenomeno non è interrotto con un *power cycle*, la potenza dissipata può portare alla distruzione del circuito;
2. *single event burnout* (SEB), un meccanismo distruttivo simile al *latchup* in transistor di potenza;

3. *single event gate rupture* (SEGR); in un transistor MOSFET, la carica rilasciata da uno ione nel substrato sotto al contatto di gate può essere sufficiente per rompere il dielettrico isolante che li separa, inducendo una forte *corrente di leakage* dal gate, con conseguente perdita di controllo sul dispositivo;
4. *single event upset* (SEU), un cambiamento di stato in un circuito logico (es. una cella di memoria). Un impatto ionico è in grado di alterare diversi circuiti logici adiacenti, in tal caso si parla di un *Multiple Cell Upset* (MCU);
5. *single event functioning interrupt* (SEFI), un soft error in cui si verifica l'interruzione temporanea del funzionamento di un circuito logico (*lock-up, reset*); non richiede un *power cycle* per ripristinare il corretto funzionamento del dispositivo;
6. *single event transient*, in cui uno o più impulsi di tensione si propagano nel circuito e, pur senza cambiarne lo stato logico, vengono interpretati all'uscita come un vero segnale.

## 2.2 SEE indotti da neutroni

Andamenti tipici della sezione d'urto di SEE indotti da neutroni sono mostrati in Figura 2.1: la soglia è tipicamente di qualche decina di MeV, mentre il *plateau* è dell'ordine di  $10^{-14}$  cm<sup>2</sup>.

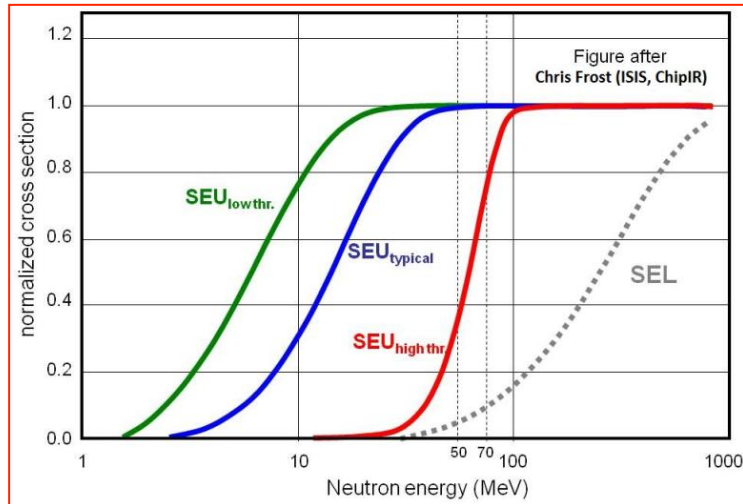
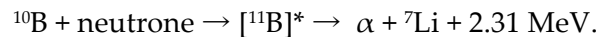


Figura 2.1 Esempi di sezione d'urto di SEU indotti da neutroni.

In passato per innescare soft errors come i SEU erano necessari neutroni di energia superiore ai 10 MeV, ma attualmente, a causa dell'introduzione di tecnologie sempre più scalate, i dispositivi microelettronici cominciano a mostrare sensibilità anche a neutroni veloci ( $E > 1$  MeV) di energia più bassa. L'attenzione agli effetti dei neutroni è cresciuta anche rispetto ai neutroni termici per la loro capacità di indurre breakup nel Boro-10 che si rompe in frammenti ionizzanti secondo la reazione



Questo isotopo ha una grande sezione d'urto di cattura di neutroni termici ed è presente nella frazione del 20% nel boro naturale, comunemente usato come drogante di tipo p dall'industria dei semiconduttori.

## 2.3 Neutroni atmosferici

### 2.3.1 Spettro dei neutroni atmosferici

Il flusso di neutroni prodotti dall'interazione dei raggi cosmici con l'atmosfera varia con l'altitudine, la longitudine (effetto dovuto al campo magnetico terrestre) e l'attività solare; tuttavia, la forma dello spettro nella regione di energia sopra qualche MeV non viene sensibilmente influenzata da questi parametri.

In Figura 2.2 è riportato lo spettro energetico dei neutroni atmosferici misurato a New York, con attività solare media, usato come riferimento internazionale [3]. Il flusso integrato di neutroni con energie superiori ad 1 MeV risulta di  $21 \text{ n cm}^{-2} \text{ hr}^{-1}$ .

Risulta che quasi il 40% dei neutroni atmosferici con  $E > 1 \text{ MeV}$  ha energia compresa nell'intervallo tra 1 e 10 MeV, mentre più del 60% ha energia compresa tra 1 e 60 MeV.

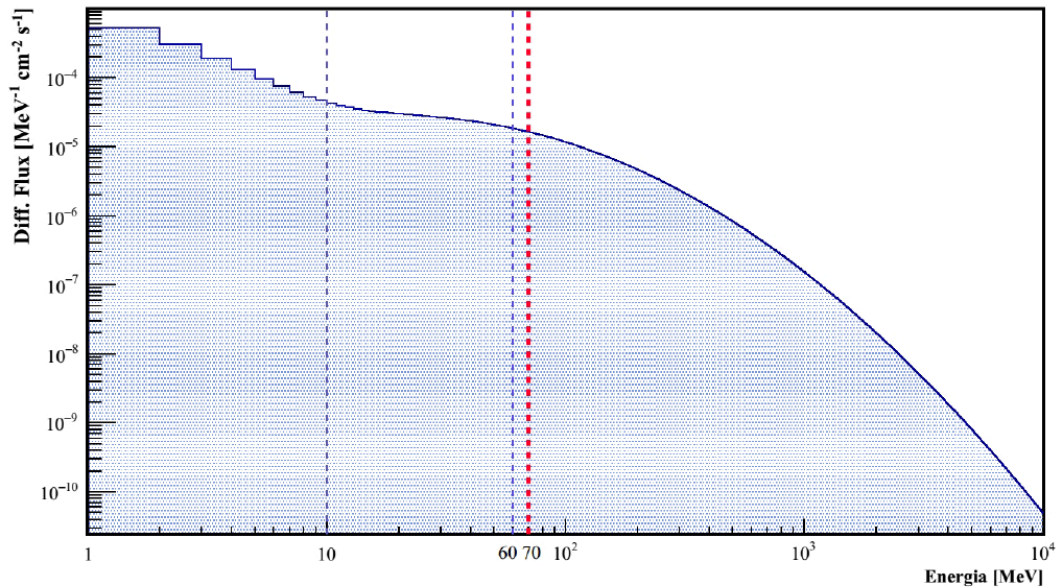


Figura 2.2 JESD89A – Flusso differenziale di neutroni atmosferici con energie superiori a 1 MeV. Le misure sono state effettuate a New York, all’aperto, a livello del mare, con attività solare media. In rosso l’energia di cut-off di NEPIR.

### 2.3.2 Come si misurano effetti di esposizione ai neutroni atmosferici

Come già detto, esistono due modi per studiare la sensibilità dei dispositivi elettronici ai neutroni atmosferici.

Il primo approccio prevede di effettuare test di esposizione di un gran numero di dispositivi al flusso atmosferico di neutroni in quota: a 3000 m di altitudine esso aumenta di circa 10 volte rispetto al livello del mare. Questo sistema ovviamente ha lo svantaggio di richiedere molto tempo per fornire risultati affidabili riguardo agli effetti di un’esposizione prolungata.

Il secondo approccio, più comunemente adottato, fa uso di intense sorgenti artificiali di neutroni per aumentare di diversi ordini di grandezza la frequenza di SEE rispetto a quella naturale: poche ore di irradiazione sono così sufficienti per simulare i danni provocati da diversi anni di esposizione naturale.

Una delle figure di merito che caratterizzano una facility per lo studio del danno indotto dai neutroni è il cosiddetto fattore di accelerazione, che è l'inverso del rapporto tra la durata dell'esposizione al campo neutronico in fase di test ed il tempo necessario ad ottenere lo stesso numero di SEE in un dispositivo esposto ai neutroni comunemente presenti in atmosfera. Un fattore di accelerazione di  $F \sim 10^9$  implica che un'ora di test simula gli effetti dell'esposizione naturale per un periodo di circa 114.000 anni; ovvero che, irraggiando un solo dispositivo per un'ora, possiamo stimare il numero totale di SEE accumulati in un anno in  $10^5$  dispositivi in esercizio nell'ambiente naturale.

### **3 TEST DI TOLLERANZA A SEE INDOTTI DA NEUTRONI**

#### **3.1 Accelerator driven neutron source**

I neutroni ad alta energia richiesti per lo studio di SEE possono essere prodotti solo colpendo bersagli progettati ad hoc con un fascio di particelle (di solito protoni) in uscita da un acceleratore ("accelerator-driven neutron source"). Altre sorgenti, come i "material testing nuclear reactor" (MTR), o i radioisotopi, nonostante permettano flussi anche molto elevati di neutroni, non consentono di arrivare alle alte energie richieste.

Oltre alle alte energie raggiungibili, questo tipo di sorgenti permette di produrre fasci di neutroni quasi-monoenergetici scegliendo opportunamente il materiale del bersaglio e il suo spessore; inoltre, esse possono essere spente, con evidenti vantaggi per la sicurezza.

Alle basse energie ( $< 30$  MeV) le reazioni più efficienti sono di tipo (d,xn) e (t,xn), in cui bersagli leggeri – come Litio e Berillio – sono colpiti con fasci accelerati di deuterio o trizio; anche interazioni di protoni con Litio e Berillio permettono una consistente

produzione di neutroni (Figura 3.1). Ad energie superiori sono da preferire reazioni (p,xn), in cui fasci di protoni colpiscono bersagli pesanti e i neutroni sono prodotti per spallazione nucleare.

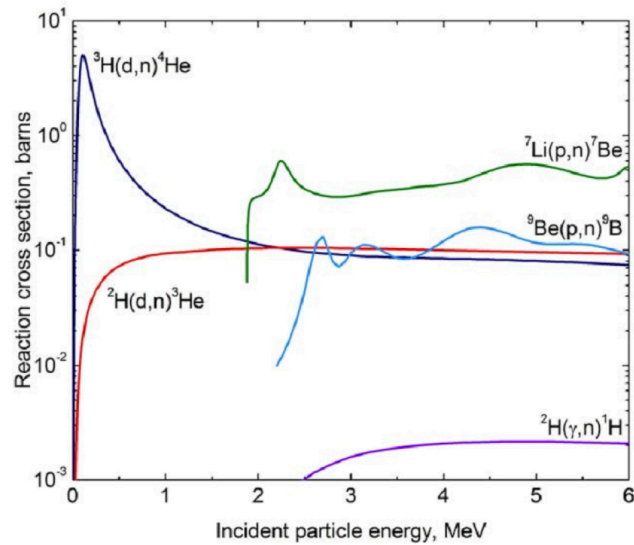


Figura 3.1 Sezioni d'urto di produzione di neutroni da alcune reazioni nucleari.

Le attuali grandi facility dedicate alla produzione di neutroni si basano su reazioni di spallazione nucleare: esse operano con protoni ad alta energia ( $\sim 1$  GeV) e bersagli composti da elementi pesanti, come Uranio, Tungsteno e Tantalio, che fermano completamente il fascio di protoni incidente e garantiscono un elevato flusso di neutroni con spettro d'energia continuo; moderatori per rallentare i neutroni in uscita contribuiscono a dare la forma desiderata al loro spettro energetico.

Durante un processo di spallazione nucleare un proiettile leggero (protone, neutrone o nuclei leggeri) interagisce con un nucleo pesante causando l'emissione di un grande numero di adroni (per lo più neutroni) o frammenti di nuclei. Il proiettile scambia la propria energia cinetica con i nucleoni del bersaglio tramite urti elastici; segue una cascata di collisioni nucleone – nucleone all'interno del nucleo (*intra-nuclear cascade*). Il resto dell'energia del bersaglio è equamente distribuito tra i nucleoni del nucleo, che rimane in uno stato molto eccitato. La diseccitazione del nucleo può avvenire per evaporazione di neutroni o di frammenti carichi leggeri (e.g. deuterio, trizio, alfa).

Al crescere dell'energia del proiettile, l'interazione si fa più localizzata, fino a coinvolgere singoli nucleoni (la lunghezza d'onda, dell'ordine di 0.1 fm, di un protone da 1 GeV, per esempio, è confrontabile proprio con le dimensioni di un singolo nucleone). Il processo è molto rapido ( $\sim 10^{-22}$  s); le particelle prodotte in seguito all'interazione del proiettile coi nucleoni che costituiscono il bersaglio vengono emesse principalmente nella direzione della particella incidente, mentre quelle prodotte per evaporazione sono emesse isotropicamente.

Circa il 60% dell'energia depositata sul bersaglio si traduce in calore: le reazioni di produzione dei neutroni impiegano una modesta frazione di quell'energia, in parte come energia di separazione, in parte come energia cinetica.

### 3.2 Facility con spettro energetico simil-atmosferico

Le sorgenti neutroniche da spallazione nucleare producono uno spettro bianco di neutroni che copre un ampio range energetico, non assicurando tuttavia un accordo particolarmente accurato con lo spettro neutronico atmosferico.

Tabella 3.1 Facility con spettro neutronico simil-atmosferico nel mondo.

Facility	Materiale bersaglio	Range energetico neutroni prodotti [MeV]	Fattore di accelerazione
LANSCE (USA)	Tungsteno	0.1 – 750	$1 \times 10^6$
TRIUMF (Canada)	Alluminio	termici – 400	$1 \times 10^7$
TSL (Svezia)	Tungsteno	1 - 180	$2.6 \times 10^8$
ISIS (Regno Unito)	Tungsteno	termici – 800	$3 \times 10^9$

#### 3.2.1 ANITA (TSL, Svezia)

In ANITA protoni a 180 MeV incidono su un bersaglio costituito per il 99.8% da Tungsteno puro con spessore di 2.4 cm; il fascio di protoni viene totalmente fermato nel target. La posizione di irraggiamento standard si trova 2.5 m a valle del target di Tungsteno: in questa posizione il flusso integrale di neutroni con energie superiori a 10



MeV è  $10^6 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , con una corrente di protoni di 200 nA (condizioni operative standard). Il fattore di accelerazione raggiunto è di  $2.6 \times 10^8$ .

### 3.2.2 ChipIR (ISIS, Regno Unito)

La facility ChipIR in fase di sviluppo presso il Rutherford Appleton Laboratory prevede la riproduzione dello spettro neutronico atmosferico fino a 800 MeV di energia. Rispetto ad altre facility, è implementato un sistema di *scatters* che fornisce un flusso di neutroni isotropico e largo, per l'irraggiamento di grandi sistemi elettronici (Figura 3.2). Il fattore di accelerazione di progetto è  $3 \times 10^9$ .

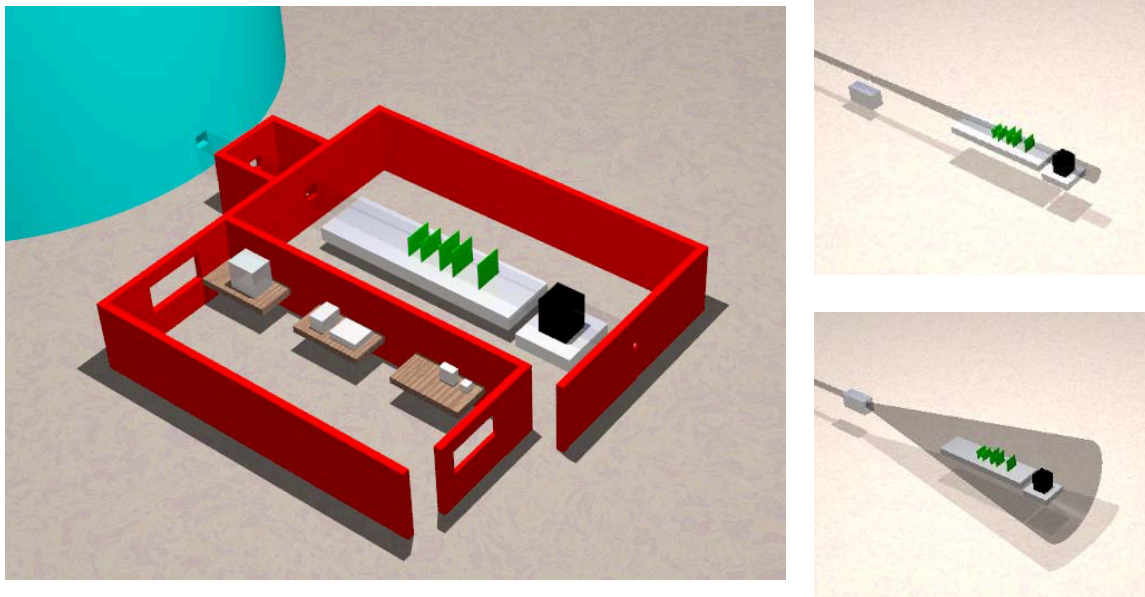


Figura 3.2 Schema della linea di fascio di ChipIR. A destra, le due modalità di fascio (collimato e largo).

### 3.3 Facility con spettro quasi-monoenergetico

Ad oggi esistono nel mondo solo sette facility per la produzione di neutroni con spettro energetico quasi-monoenergetico (QMN), come mostrato in Tabella 3.2; in particolare, in Europa l'unica a fornire energie superiori a 40 MeV si trova presso TSL<sup>4</sup> in Svezia [4].

---

<sup>4</sup> The Svedberg Laboratory

Tabella 3.2 Facility con spettro neutronico QMN nel mondo.

Facility	Range di energia [MeV]	Picco del flusso neutronico nella posizione di irraggiamento standard [cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	Angolo del fascio neutronico rispetto al fascio primario
iTL (Repubblica Sudafricana)	35 – 200	10 <sup>4</sup>	0°, 4°, 8°, 12°, 16°
TSL (Svezia)	11 – 175	10 <sup>6</sup> for E <sub>p</sub> <100 MeV 10 <sup>5</sup> for E <sub>p</sub> >100 MeV	0°
TIARA (Giappone)	40 – 90	10 <sup>4</sup>	0°
CYRIC (Giappone)	20 – 90	10 <sup>6</sup>	0°
RCNP (Giappone)	100 – 400	10 <sup>5</sup>	0° - 30°
NPI (Repubblica Ceca)	18 – 36	Up to 10 <sup>9</sup>	0°
NFS (Francia)	20 – 33	n.a.	0°

Tutte le facility considerate sfruttano la reazione  ${}^7\text{Li}(p,n)$  per la produzione di neutroni: la distribuzione energetica che ne risulta consiste in un picco di energia simile a quella dei protoni incidenti e una larga gobba a più bassa energia (Figura 3.3).

La larghezza del picco quasi-monoenergetico dipende da due fattori: la perdita di energia del protone primario nel bersaglio e il fatto che la reazione  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  ( $Q = -1.644$  MeV) può raggiungere sia lo stato fondamentale di  ${}^7\text{Be}$ , sia il primo stato eccitato (a 0.429 MeV). Mentre quest'ultimo contributo è inevitabile, il primo può essere ridotto variando lo spessore del bersaglio, al costo di una riduzione d'intensità di neutroni.

La coda dello spettro risulta da reazioni di *break-up* ed è ragionevolmente descritta dalla distribuzione nello spazio delle fasi corrispondente alla reazione  ${}^7\text{Li}(p,n{}^3\text{He}){}^4\text{He}$  con correzioni empiriche [5].

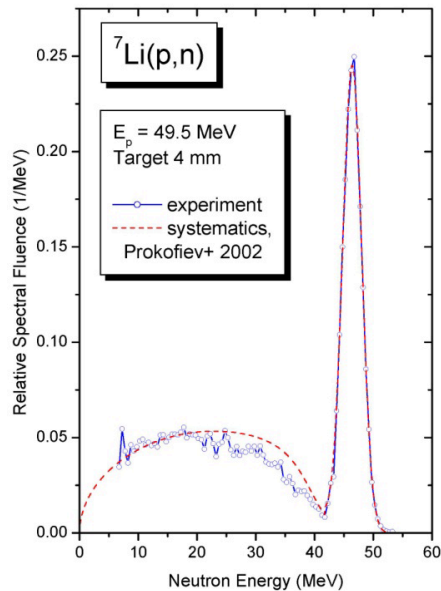


Figura 3.3 Esempio di fluensa neutronica con distribuzione QMN [4]: i punti rappresentano dati sperimentali di TSL, la linea tratteggiata rappresenta il metodo presentato in [5]. Entrambe le distribuzioni rappresentate sono normalizzate in modo che l'integrale del picco sia unitario.

### 3.3.1 The Svedberg Laboratory, Svezia

La facility per la produzione di neutroni quasi-monoenergetici fa uso del ciclotrone Gustaf Werner con energia variabile tra 20 e 180 MeV; sono disponibili bersagli di  ${}^7\text{Li}$  di diversi spessori, in funzione delle energie dei protoni incidenti. A valle del target i protoni vengono deflessi da un magnete e guidati verso un *beam dump* di grafite raffreddato ad acqua. I neutroni prodotti sono collimati da un blocco di ferro con fori regolabili in base alle esigenze di collimazione dell'utilizzatore; l'area sperimentale si trova a circa 3 metri dal target di produzione.

### 3.3.2 Neutrons For Science, Francia

La facility francese, di recente costruzione, sarà operativa nei prossimi mesi. L'acceleratore LINAG fornisce fasci pulsati (88 MHz) di deutoni fino a 40 MeV e protoni fino a 33 MeV. Sono predisposti due bersagli (che condividono la stessa *beam line*): uno per la produzione di neutroni con spettro continuo e l'altro con spettro quasi-monoenergetico (Figura 3.4-a). Quest'ultimo è ottenuto dalla reazione  ${}^7\text{Li}(p,n)$  su un target di 2 mm. Il campione da irraggiare può essere posto tra i 5 e i 25 metri dal target,

privilegiando rispettivamente un alto flusso di neutroni o l'alta risoluzione di misure di energia tramite Time-Of-Flight (Figura 3.4-b).

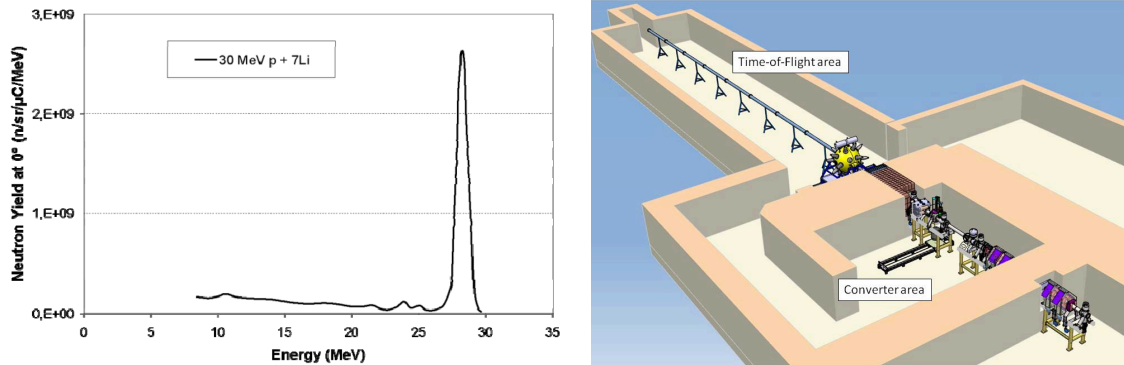


Figura 3.4 A sinistra (a) simulazione dello spettro energetico di neutroni a NFS. A destra (b) vista schematica di NFS: sono visibili la zona di produzione neutronica (Converter area) e la zona sperimentale (TOF area).

### 3.3.3 *iThemba, Repubblica Sudafricana*

Presso i laboratori di *iThemba* l'acceleratore SSC fornisce protoni con energie nel range 25 – 220 MeV; la particolarità di questa facility rispetto alle altre presentate è la possibilità di utilizzare neutroni prodotti in diverse direzioni (tra 0° e 16°) grazie ad un collimatore a 5 fori (si veda la Figura 3.5-a).

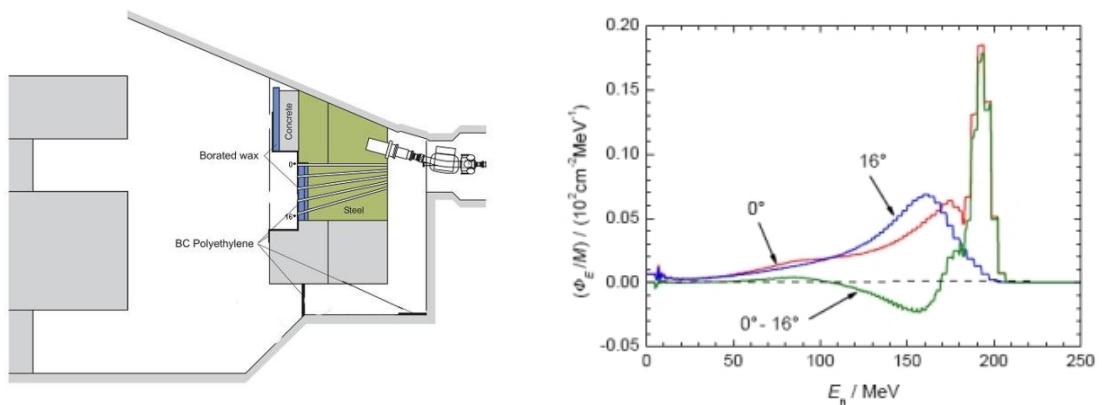


Figura 3.5 A sinistra (a) pianta di *iThemba*. A destra (b) spettri energetici di neutroni prodotti ad *iThemba* per 0° e 16° e sottrazione della componente non quasi monocromatica.

Lo spettro di energia di neutroni dalla reazione  ${}^7\text{Li}(p,n)$  è fortemente anisotropo, in particolare il picco tende a ridursi fino a sparire aumentando l'angolo di vista rispetto

alla direzione dei protoni primari, mentre la coda si mantiene pressoché inalterata vista la quasi isotropia delle reazioni di *break up* che la originano. La misura di spettri a  $16^\circ$ , oltre che a  $0^\circ$ , permette di effettuare una sottrazione degli effetti dovuti ai neutroni non quasi monoenergetici (Figura 3.5-b).

### 3.4 NEPIR ai LNL

Attualmente ai Laboratori Nazionali di Legnaro dell'INFN è in fase di messa a punto un ciclotrone capace di accelerare protoni in fasci di alta corrente (fino a  $750 \mu\text{A}$ ) ad energie variabili nell'intervallo tra i 35 e i 70 MeV.

Tale ciclotrone è destinato ad operare come iniettore nel progetto SPES, che prevede sia attività di ricerca di base mediante la creazione e successiva accelerazione di fasci di ioni esotici, sia attività applicative: il progetto LARAMED, per la produzione di radiofarmaci, e il progetto NEPIR.

La facility NEPIR è progettata per studiare gli effetti dei soft error indotti dai neutroni nell'intervallo di energie accessibile al ciclotrone di SPES. È da sottolineare il fatto che, nonostante l'energia massima del ciclotrone sia limitata, più del 60% dei neutroni atmosferici veloci con  $E > 1 \text{ MeV}$  sono nell'intervallo d'energia disponibile. NEPIR non permetterà di studiare effetti singoli, come SEL e SEB, che sono innescati da neutroni solo con energie ben più alte (oltre i 200 MeV). Questi effetti sono attualmente studiabili ai LNL usando fasci di ioni pesanti alla facility SIRAD [6].

NEPIR prevede tre linee di fascio da costruire nella sala A9 dell'edificio del ciclotrone:

- a) Una intensa sorgente di neutroni a spettro d'energia continuo (ANEM), con un flusso differenziale altamente compatibile con quello dei neutroni atmosferici veloci nell'intervallo tra 1 e 60 MeV. Ovviamente nel fascio saranno presenti anche neutroni di energie termiche ed epitermiche che però sono influenti negli studi di SEE (Figura 3.6).

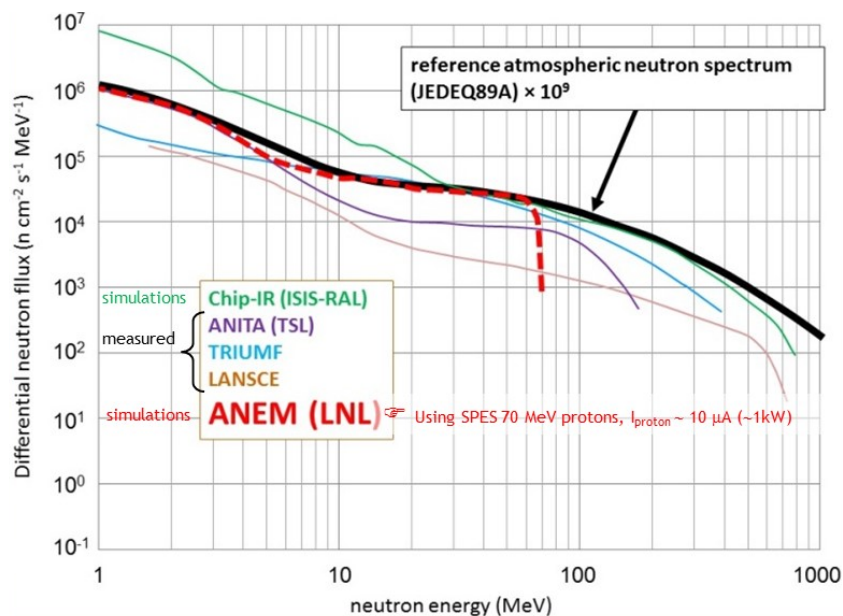


Figura 3.6 Flusso di neutroni con spettro simil-atmosferico presso diverse facility e previsioni per ANEM.

- b) Una sorgente di neutroni quasi mono energetici (QMN) con picco di energia di valore variabile. I neutroni QMN saranno ottenuti impiegando bersagli sottili pochi millimetri di Berillio ( $^9\text{Be}$ ). Circa il 90% dei protoni del fascio incidente attraverserà il bersaglio senza produrre reazioni nucleari, e dovrà essere deviato magneticamente verso un *beam dump* pesantemente schermato.
- c) Una linea di fascio di protoni monocromatici con energia variabile tra 35 e 70 MeV per test di rivelatori o irraggiamento. I protoni inducono SEE e possono essere usati, entro certi limiti, come sostituti dei neutroni.

Nella stessa sala è prevista inoltre un'ulteriore linea di produzione di neutroni lenti (progetto FARETRA) che esula dallo scopo di questa tesi.

#### 4 ANEM

ANEM è un bersaglio progettato per produrre neutroni con spettro energetico il più possibile simile a quello dei neutroni atmosferici (fino a 70 MeV) con un fattore di accelerazione  $F = 3 \times 10^9$ .

Il disegno attuale prevede un bersaglio rotante costituito da una corona circolare in Tungsteno ed un settore di corona circolare in Berillio: il fascio protonico viaggia parallelo all'asse di rotazione, a 13 cm di distanza, e incide sul disco di W intercettando periodicamente il settore di Be (Figura 4.1). Lo spessore del disco di W (5 mm) è calcolato per fermare completamente i protoni incidenti, mentre lo spessore del settore di Be (24 mm), che è tale da consentire la fuoriuscita del fascio (che sarà poi fermato nel W), è stato fissato dalla necessità di prevenire il *blistering* causato dall'accumulo di H nel Berillio.

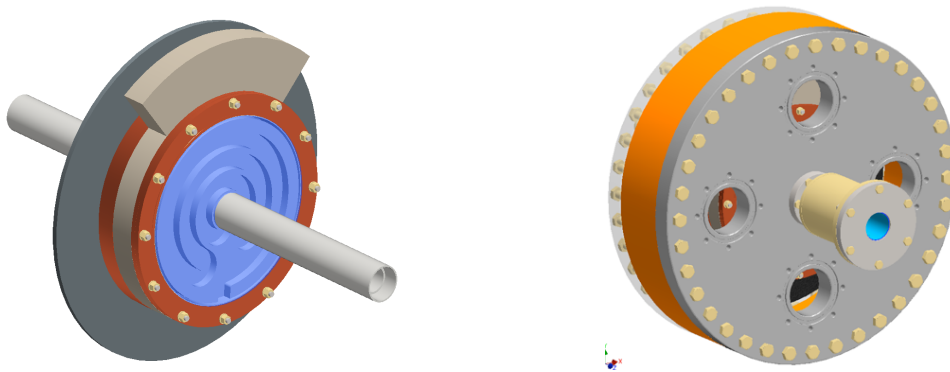


Figura 4.1 A sinistra, il disegno del bersaglio di ANEM. A destra, la camera da vuoto entro cui ruota il bersaglio.

I componenti di W e Be sono montati su un tamburo che contiene un sistema di raffreddamento elicoidale ad acqua: il contatto termico tra essi e il tamburo è assicurato da un anello di Rame spesso 2 cm (Figura 4.2). La rotazione del target fa in modo che il *beam spot* percorra tutta la circonferenza del disco di W, contribuendo ad un'efficiente dissipazione della potenza.

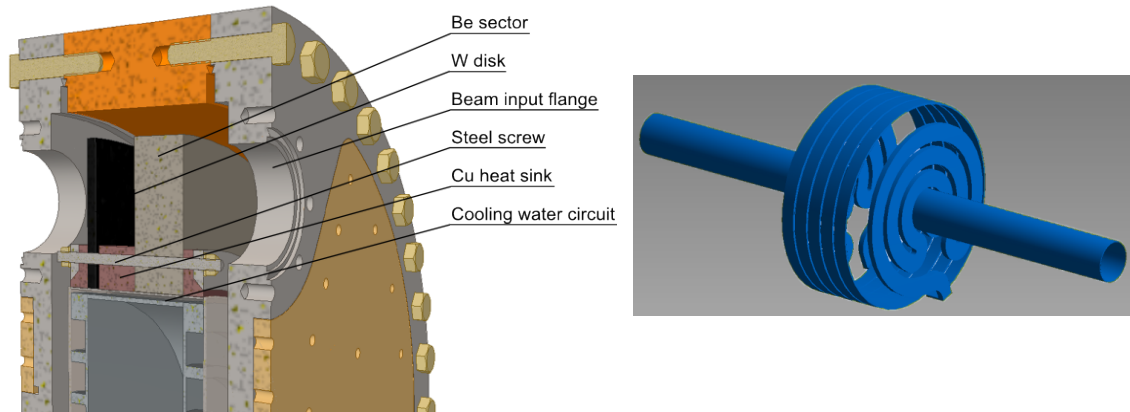


Figura 4.2 A sinistra, sezione della camera che contiene il bersaglio: sono visibili i due settori e il contatto termico in rame tra essi ed il sistema di raffreddamento. A destra, il sistema di raffreddamento.

#### 4.1 Simulazioni preliminari MCNPX

Lo spettro in energia dei neutroni prodotti dall'interazione dei protoni con tale bersaglio è stato valutato mediante simulazioni Monte Carlo. Si è utilizzato il codice MCNPX [7], in cui la produzione di particelle è controllata da librerie, laddove presenti, oppure tramite modelli teorici implementati nel codice stesso. La scelta delle librerie più adatte è stata fatta confrontando i risultati con i dati sperimentali disponibili ([8], [9]).

Il rapporto tra l'area del settore di Be e quella dell'anello di W è stato ottimizzato in modo che la somma pesata degli spettri di neutroni prodotti da Be e W risultasse il più possibile simile a quello atmosferico: a questo scopo è stato valutato esclusivamente lo spettro emesso in avanti (entro un angolo di  $3^\circ$ ) rispetto la direzione di propagazione del fascio protonico. La migliore soluzione [10] si è ottenuta con 19% di Be e 81% di W. Lo spettro composito risultante è mostrato in Figura 4.3.

Si è verificato che lo spettro del flusso neutronico generato dal Be diretto verso il bersaglio non è modificato dallo strato di 5 mm di W che assorbe il fascio protonico residuo in uscita dal Be (energia media 20 MeV).



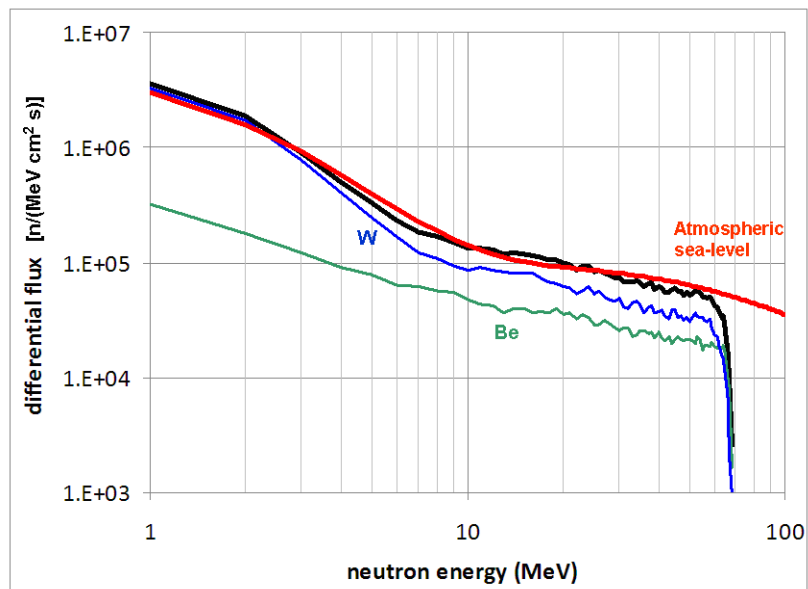


Figura 4.3 Lo spettro neutronico di ANEM (nero) ad una distanza di 6 m dal target per una corrente di protoni da 70 MeV di  $30 \mu\text{A}$ : si tratta della somma pesata di 19% Be (verde) e 81% W (blu). In rosso lo spettro atmosferico di riferimento con fattore di accelerazione  $F = 3 \times 10^9$ .

## 4.2 Simulazioni termo-meccaniche e varianti

La corrente di protoni a 70 MeV necessaria per un fattore di accelerazione  $F = 3 \times 10^9$  è di  $30 \mu\text{A}$ . Tale corrente deposita 2.1 kW di potenza in un piccolo volume: è dunque necessario effettuare delle simulazione termo-meccaniche della risposta del target a tale sollecitazione termica.

Per ottimizzare la geometria del target e modellizzarne le proprietà termo-meccaniche si è utilizzato il software ANSYS Workbench Platform [11], sia in termini di distribuzioni delle temperature sia di stress meccanici ad esse dovuti.

Gli studi effettuati hanno evidenziato che la parte in Berillio non costituisce un problema in quanto su di essa viene depositata solo una frazione dell'energia del fascio e la buona conducibilità termica del materiale ( $190 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ) assicura un'efficace dissipazione del calore generato (Figura 4.3).

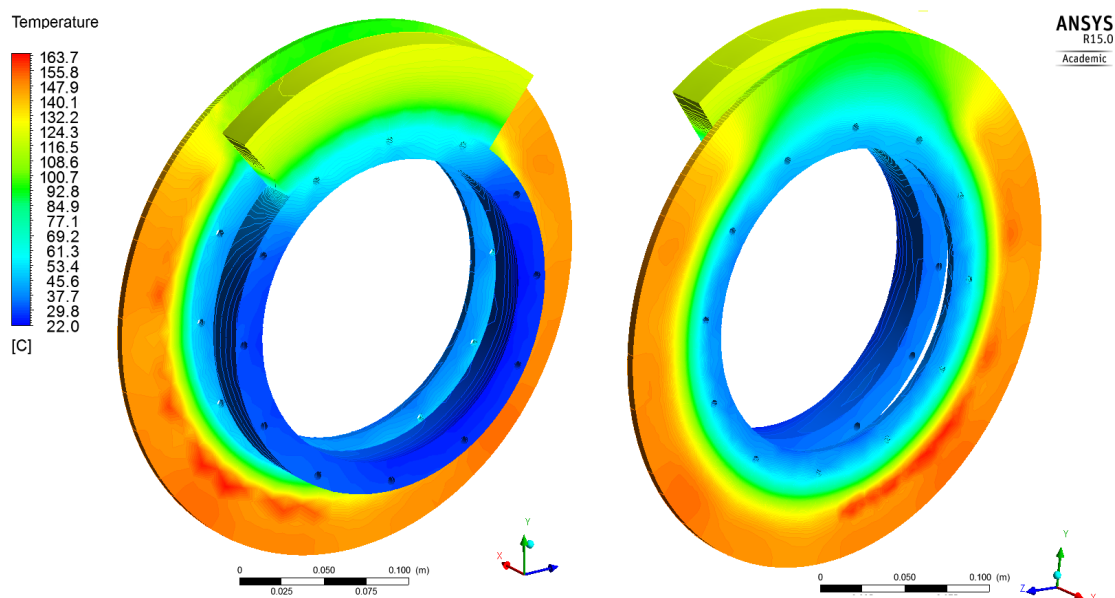


Figura 4.3 Mappa termica di ANEM per 2.5 kW di potenza (20% maggiore di quella operativa), frequenza di rotazione di 2 Hz, temperatura dell'acqua di raffreddamento 10° C, flusso d'acqua 0.2 l/s. Si vede la "zona calda" localizzata attorno al beam spot (gaussiano FWHM = 1 cm).

Il Tungsteno al contrario assorbe tutta la potenza del fascio e ciò è alla base di alcune criticità:

1. le dilatazioni e contrazioni subite dal Tungsteno inducono un forte stress meccanico;
2. la periodicità delle deformazioni può causare la rottura per fatica del bersaglio riducendo il suo tempo di vita a valori inaccettabili (meno di un anno).

Una nuova geometria (Figura 4.4-a), che prevede la segmentazione della corona circolare di Tungsteno in 36 mattonelle indipendenti, permette di minimizzare gli stress dovuti alla deformazione termica (Figura 4.5). Ogni elemento è montato rispettando una distanza di 0.5 mm dai vicini così da impedire il contatto. La fessura fra ciascuna mattonella è orientata in modo da impedire che il fascio di protoni la attraversi longitudinalmente (Figura 4.4-b).

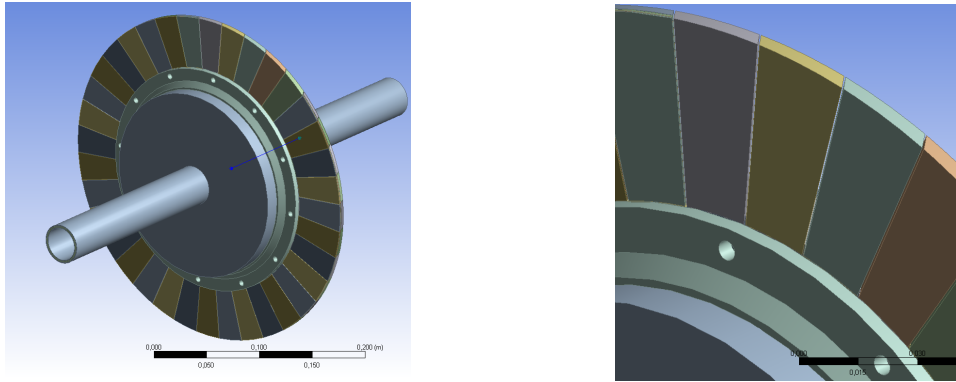


Figura 4.4 A sinistra (a) rappresentazione 3D del target in Tungsteno segmentato in 36 mattonelle (i diversi colori rappresentano esclusivamente una necessità grafica). A destra (b) è mostrata l'inclinazione del bordo delle mattonelle per impedire ai protoni di passare nello spazio tra di esse senza interagire.

Questa configurazione mitiga i problemi di stress. In Figura 4.5 si vede come per una potenza di 4 kW, ed identici valori di frequenza di rotazione, temperatura e flusso di acqua, lo stress si riduca da un valore massimo di 950 MPa della corona intera ad un valore massimo di 630 MPa nella configurazione a mattonelle. La configurazione a mattonelle garantisce resistenza alla fatica indicativamente fino a 5 kW, come mostrato in Figura 4.6.

Inoltre il Tungsteno puro dal punto di vista meccanico è estremamente fragile e risulta perciò molto difficile da lavorare, si è quindi valutata la possibilità di utilizzare alcune leghe commerciali ad alta percentuale di Tungsteno, molto più lavorabili.

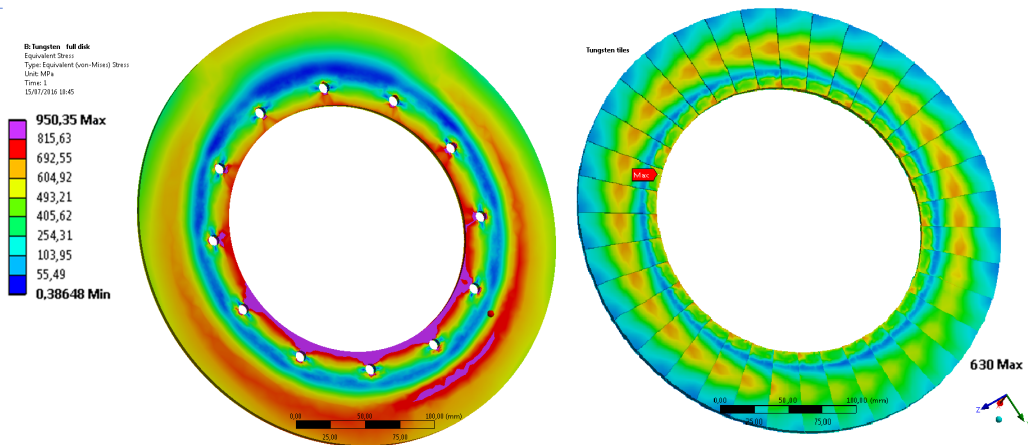


Figura 4.5 Distribuzione dello stress sull'anello di Tungsteno per 4 kW di potenza, frequenza di rotazione 2 Hz, temperatura dell'acqua 10° C, flusso d'acqua 0.2 l/s. A sinistra la corona intera, a destra la configurazione a mattonelle.

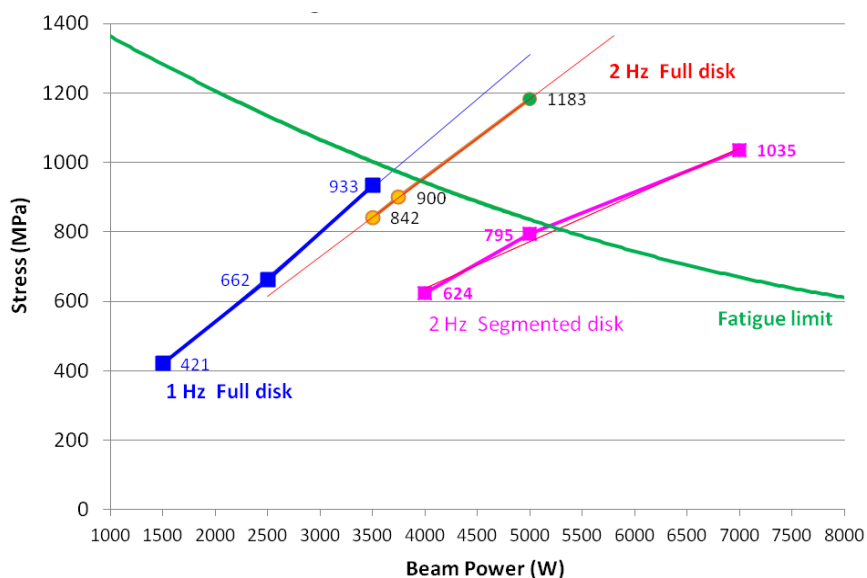


Figura 4.6 Stress massimo in W in funzione della potenza del fascio per configurazioni continua e a mattonelle e per diverse velocità di rotazione. In verde il limite di fatica.

Il nuovo disegno a mattonelle non richiede ulteriori simulazioni MCNPX, in quanto la produzione neutronica non risente di questa caratteristica geometrica. È invece necessario studiare l'utilizzo di leghe di Tungsteno. In particolare si sono valutate le tre leghe commercialmente disponibili con la maggior percentuale di W: W 90% Cu 10%, W 90% Ni 6% Cu 4%, W 97% Fe 3%.

I risultati di simulazioni MCNPX mostrano una sostanziale riproduzione degli spettri neutronici già ottenuti per Tungsteno puro da parte di ognuna delle leghe considerate, come mostra la variazione percentuale bin per bin in Figura 4.7. Per energie superiori a 60 MeV, le simulazioni non hanno statistica sufficiente per essere ritenute attendibili; tra 1 e 60 MeV gli scostamenti si mantengono entro il 20% (vedi Figura 4.8).

Si può concludere che le considerazioni già fatte per Tungsteno puro mantengono la loro validità per ognuna delle leghe considerate, non variando sensibilmente la produzione neutronica.

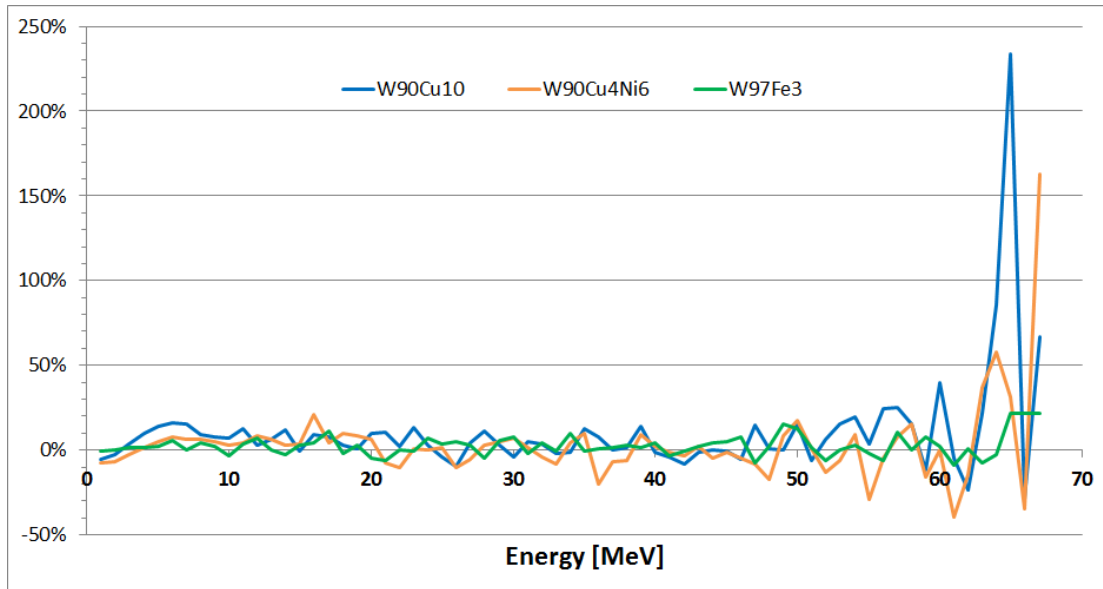


Figura 4.7 Variazioni percentuali tra tre leghe di Tungsteno e Tungsteno puro. Le forti oscillazioni oltre 60 MeV sono un effetto statistico.

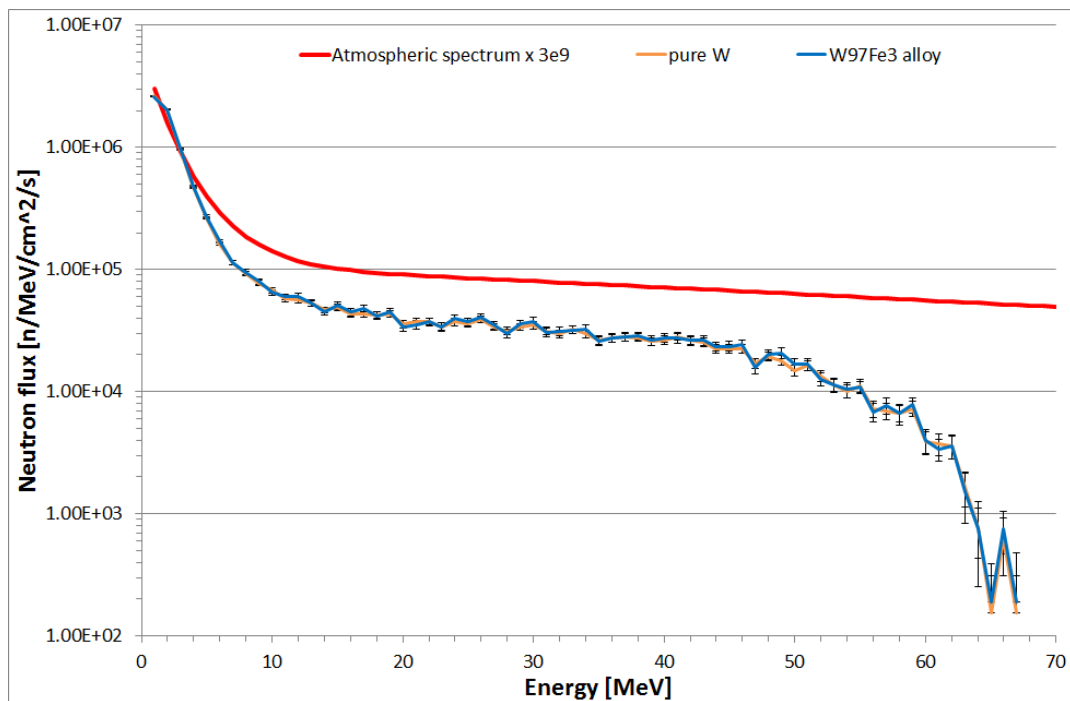


Figura 4.8 Spettro di neutroni prodotto da una lega di W e Fe confrontato con lo spettro da W puro e con lo spettro dei neutroni atmosferici. Le forti oscillazioni oltre i 60 MeV sono attribuibili alla statistica della simulazione.

## 5 QMN

Il disegno del bersaglio QMN di NEPIR contempla l'utilizzo di un bersaglio sottile (spesso pochi mm) di Li o Be, sfruttando le reazioni  ${}^7\text{Li}(p,xn)$  e  ${}^9\text{Be}(p,xn)$  che sono le più efficienti per energie dei protoni superiori a 20 MeV. I protoni che attraversano il bersaglio vengono magneticamente deflessi verso un *beam dump*.

Normalmente le facility utilizzano un target sottile di Li poiché fornisce un picco più stretto a parità di spessore rispetto al Be, tuttavia quest'ultimo ha proprietà fisiche migliori, in particolare tollera meglio le alte temperature e ha una più alta conducibilità termica (Tabella 5.1). Il picco monoenergetico che si ottiene dal Be può essere ristretto utilizzando un bersaglio di spessore minore, al prezzo di una minore resa neutronica.

Tabella 5.1 Proprietà fisiche rilevanti per Litio e Berillio

	Temperatura di fusione (°C)	Conducibilità termica (W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	Coefficiente di espansione termica lineare (K <sup>-1</sup> )	Densità (kg m <sup>-3</sup> )
Li	181	85	$46 \times 10^{-6}$	535
Be	1287	190	$11.3 \times 10^{-6}$	1848

Lo spettro di neutroni risultante dalle reazioni indicate ha una forte dipendenza dall'angolo rispetto la direzione di propagazione del fascio. In particolare, lungo questa direzione, lo spettro (Figura 5.1 e Figura 5.2 [12]) presenta un picco ad energia di poco inferiore all'energia dei protoni incidenti e una larga distribuzione ad energie più basse (coda). Queste due componenti contribuiscono in parti circa uguali alla resa neutronica lungo questa direzione. L'emissione ad ampio angolo vede decrescere rapidamente la frazione di neutroni contenuti nel picco, mentre la coda cambia in modo significativo solo a partire da angoli superiori a 45°. Questo comportamento permette di misurare, in maniera indipendente, gli effetti dei neutroni della coda, consentendo di correggere nella misura ad angolo 0° l'effetto dei neutroni fuori dal picco monoenergetico.

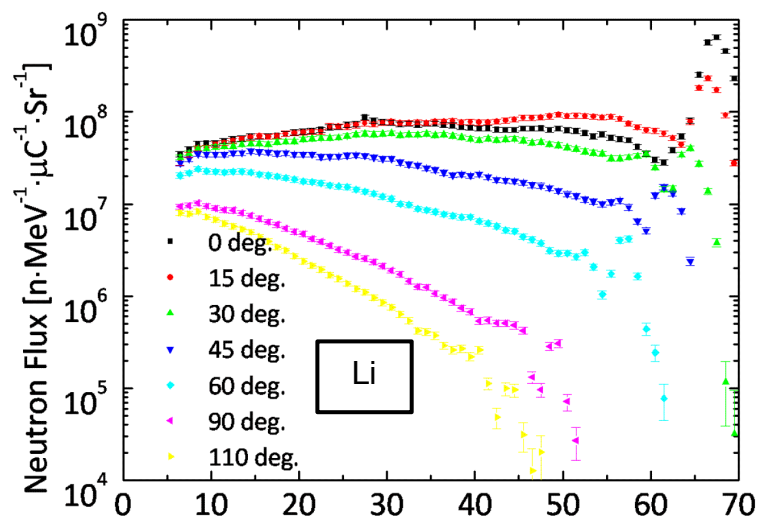


Figura 5.1 Flusso doppio differenziale di neutroni prodotti da protoni a 70 MeV su Li (4.69 mm) per diversi angoli di emissione.

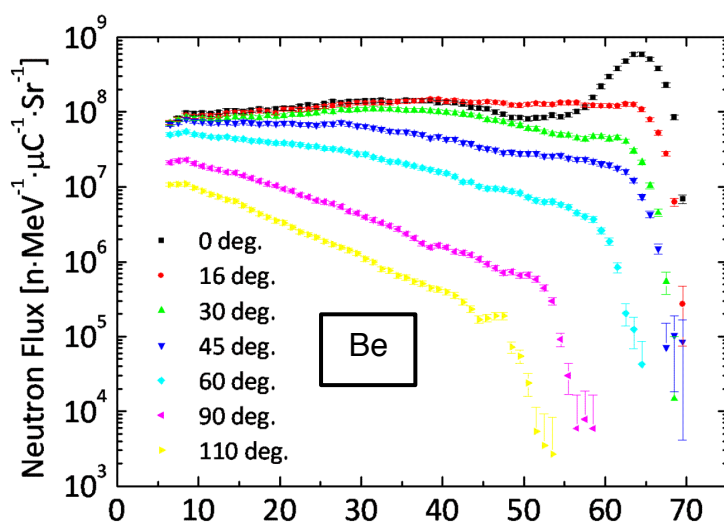


Figura 5.2 Flusso doppio differenziale di neutroni prodotti da protoni a 70 MeV su Be (4 mm) per diversi angoli di emissione.

Per rendere possibile a NEPIR questo tipo di correzione, si stanno studiando due approcci:

1. Utilizzo di un collimatore fisso a molti fori, come a iTHEMBA (Figura 5.3) che permette l'estrazione del fascio ad angoli discreti;
2. Utilizzo di un collimatore mobile, come a RCNP (Figura 5.4): il bersaglio viene spostato lungo la traiettoria dei protoni magneticamente deflessi (e ruotato per

assicurare l'incidenza normale) mentre il collimatore viene traslato per selezionare i neutroni uscenti all'angolo desiderato, col vantaggio di offrire una selezione continua dell'angolo.

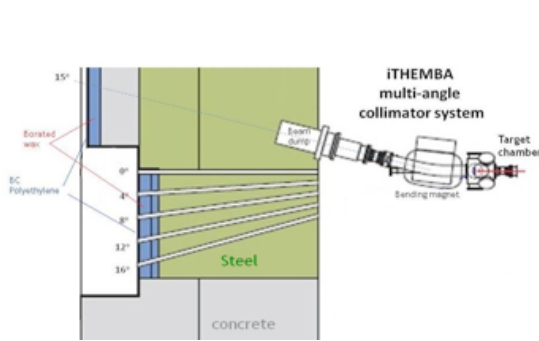


Figura 5.3 Schema del collimatore a molti fori di iTHEMBA.

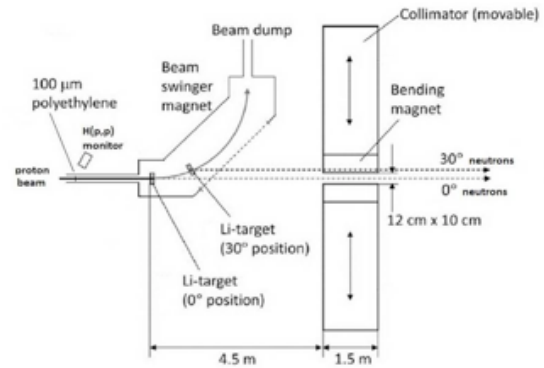


Figura 5.4 Schema del collimatore mobile, ad angolo continuo, di RCNP.

## 5.1 Metodo di sottrazione della coda

Il metodo di sottrazione della coda [13] si basa sull'osservazione che il picco monocromatico diminuisce rapidamente in intensità al crescere dell'angolo rispetto alla direzione dei protoni incidenti, mentre permane la componente continua ad energie inferiori, come mostrato in Figura 5.1 e Figura 5.2 per protoni a 70 MeV su Litio (4.69 mm) e Berillio (4 mm) rispettivamente [12]. Questo consente di correggere gli effetti dovuti ai neutroni non monoenergetici di un fascio QMN.

Se si considera per esempio l'angolo di 30°, il picco monoenergetico scompare e la forma della coda è del tutto assimilabile a quella dello spettro emesso in avanti, con un'ampiezza solo di poco inferiore. Detti  $\phi_0$  e  $\phi_\theta$  rispettivamente il flusso di neutroni a 0° e ad angolo  $\theta$ , introducendo un opportuno fattore di normalizzazione  $k$ , si ottiene il flusso corretto

$$\Phi = \phi_0 - k \cdot \phi_\theta$$

Il fattore  $k$  normalizza l'intensità del flusso neutronico ad angolo  $\theta$  in modo che l'integrale della coda coincida con l'analogo integrale dello spettro a 0°.



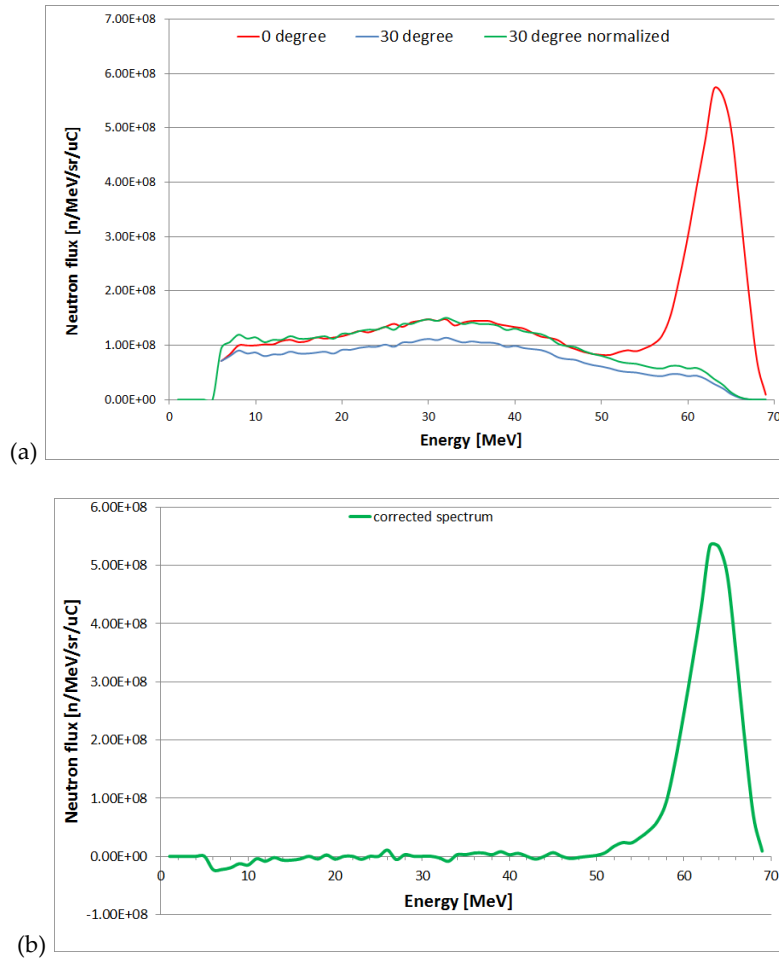


Figura 5.5 (a) Lo spettro a  $0^\circ$  (in rosso) e quello a  $30^\circ$  (in blu) di neutroni prodotti da Berillio con protoni da 70 MeV. In verde lo spettro a  $30^\circ$  normalizzato. (b) Risultato della sottrazione della coda.

La selezione dell'angolo migliore per la sottrazione può essere determinata con due metodi: ottimizzando il rapporto tra l'integrale del picco quasi-monoenergetico e l'integrale di tutto lo spettro (il peak-to-total ratio) o minimizzando il chi-quadro del confronto tra la coda ad angolo  $0^\circ$  e la distribuzione a diversi angoli di emissione.

Per fare questo è fondamentale disporre dello spettro di emissione di neutroni per ogni angolo e per le diverse energie di fascio incidente. Purtroppo i dati sperimentali in letteratura sono pochi per la reazione  ${}^7\text{Li}(p,xn)$  e la situazione è ancora più lacunosa per la reazione  ${}^9\text{Be}(p,xn)$ . Il ricorso ai codici di simulazione è un passaggio obbligato e i risultati ottenuti in questo lavoro di tesi col codice Monte Carlo MCNPX [7] sono discussi nel prossimo paragrafo.

## 5.2 Simulazioni MCNPX per Li e Be

Nella simulazione MCNPX, i parametri chiave da impostare sono l'uso delle librerie che descrivono le sezioni d'urto di produzione di neutroni e di raggi  $\gamma$  (quando disponibili) e la scelta del modello fisico da implementare per sopperire agli intervalli energetici non coperti dalle librerie. La libreria di sezione d'urto selezionata è stata quella rilasciata più di recente, denominata LA150, mentre uno studio estensivo di diversi modelli ha consentito di convergere su due soli di essi, denominati CEM e INCL4/ABLA, che hanno fornito risultati in migliore accordo con i dati sperimentali rispetto agli altri.

Le simulazioni sono state confrontate con i pochi dati sperimentali disponibili in letteratura. Nell'intervallo di energie di alcune decine di MeV, spettri energetici di neutroni prodotti in avanti sono descritti in [14], [15], [16], ma soltanto poche fonti ([12], [16]) presentano studi di spettri ad altri angoli.

I risultati delle simulazioni effettuate sono mostrati nelle Figure da 5.6 a 5.12 mentre la Tabella 5.2 riporta il sunto di questi confronti.

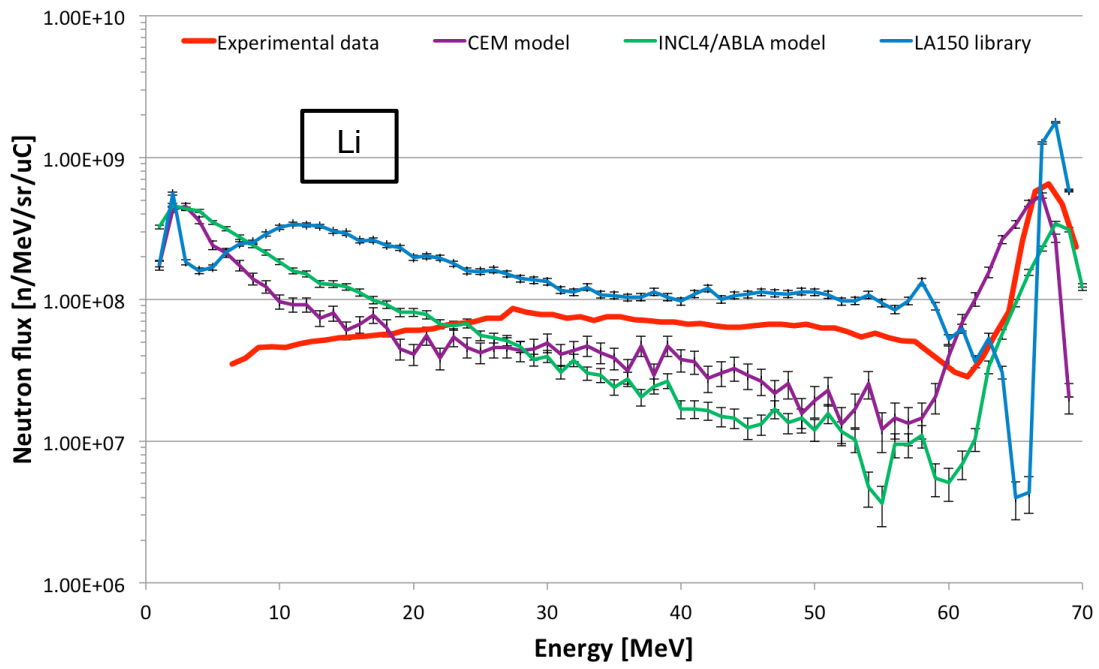


Figura 5.6 Confronto spettri simulati e spettro sperimentale di neutroni a 0° da protoni a 70 MeV su <sup>7</sup>Li.

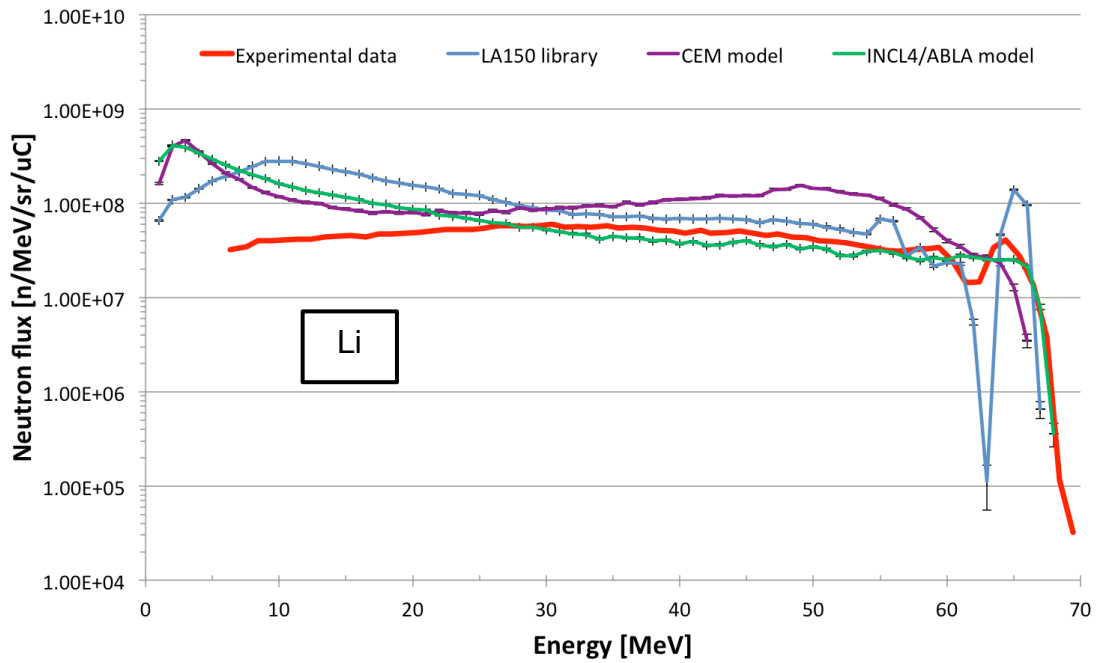


Figura 5.7 Confronto spettri simulati e spettro sperimentale di neutroni a 30° da protoni a 70 MeV su <sup>7</sup>Li.

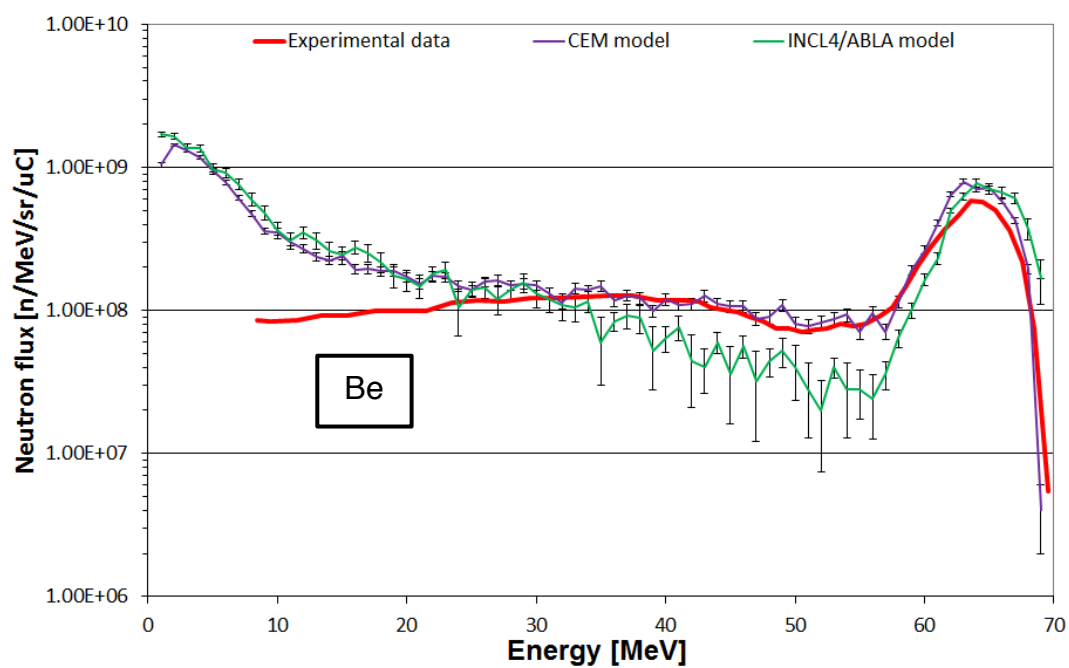


Figura 5.8 Confronto spettri simulati e spettro sperimentale di neutroni a 0° da protoni a 70 MeV su <sup>9</sup>Be.

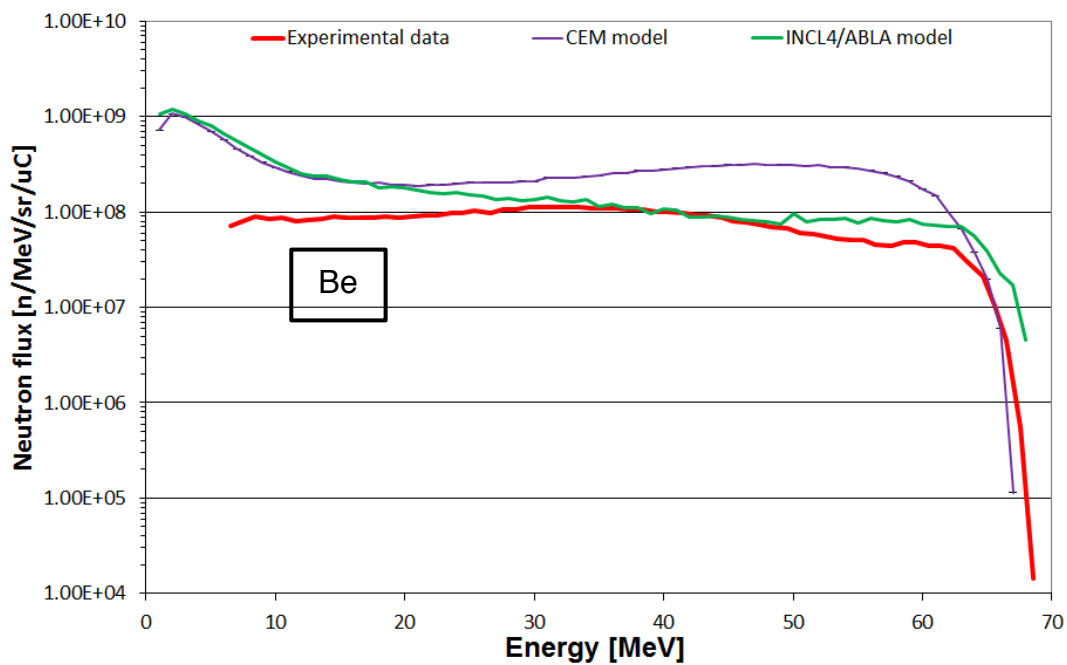


Figura 5.9 Confronto spettri simulati e spettro sperimentale di neutroni a 30° da protoni a 70 MeV su <sup>9</sup>Be.

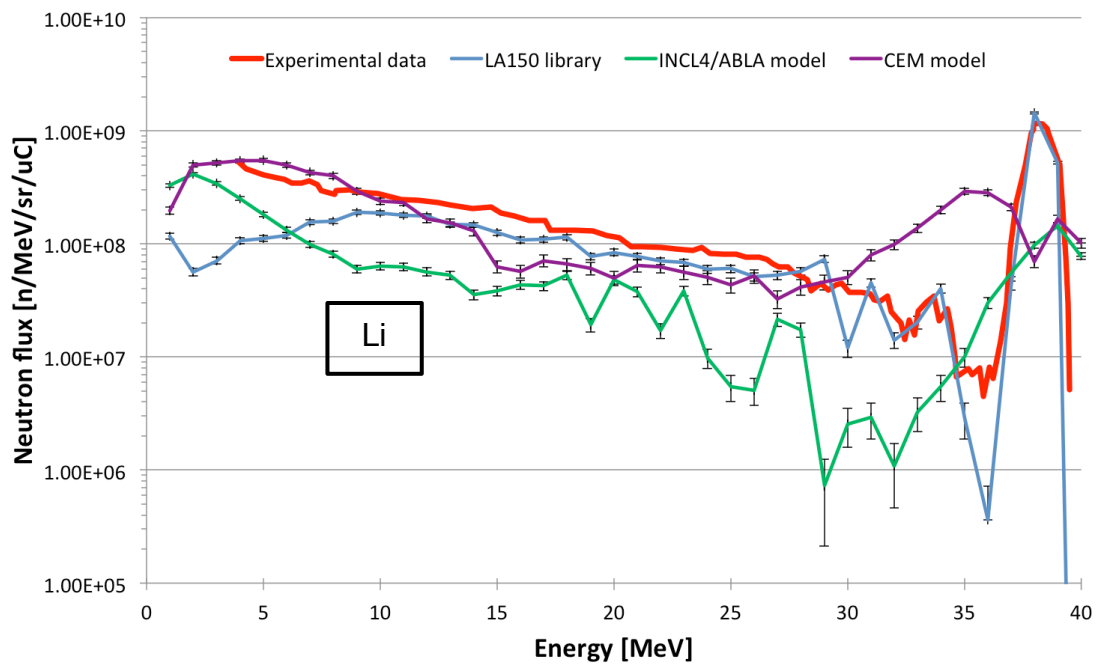


Figura 5.10 Confronto spettri simulati e spettro sperimentale di neutroni a 0° da protoni a 40 MeV su <sup>7</sup>Li.

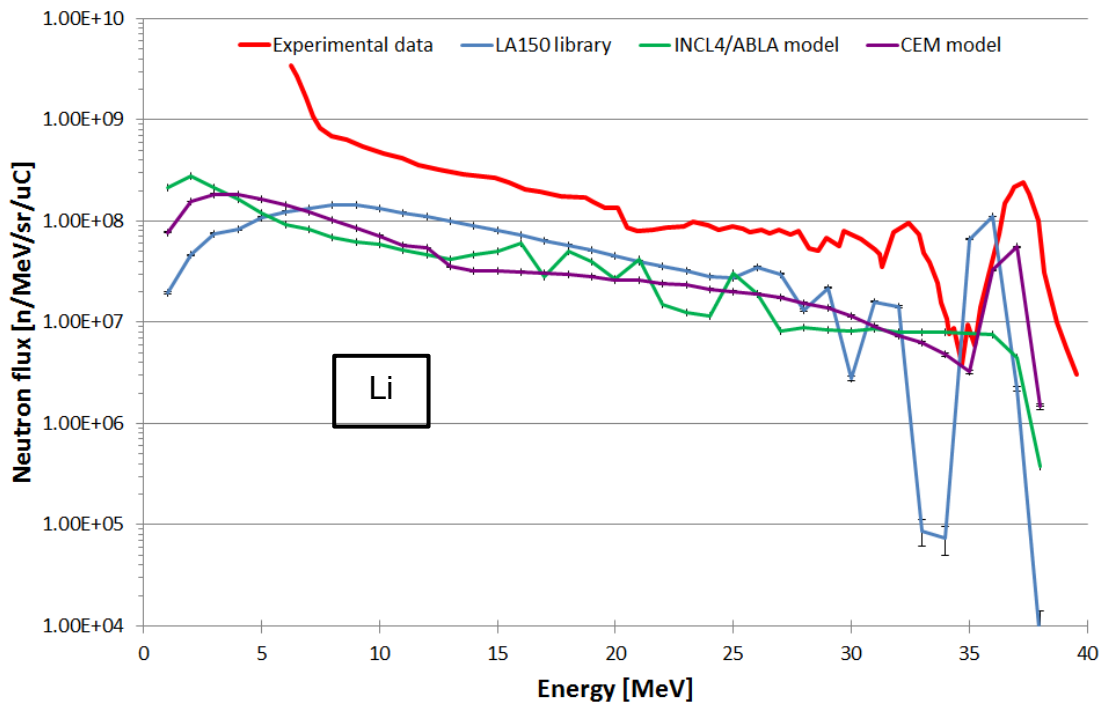


Figura 5.11 Confronto spettri simulati e spettro sperimentale a 40° da protoni a 40 MeV su <sup>7</sup>Li.

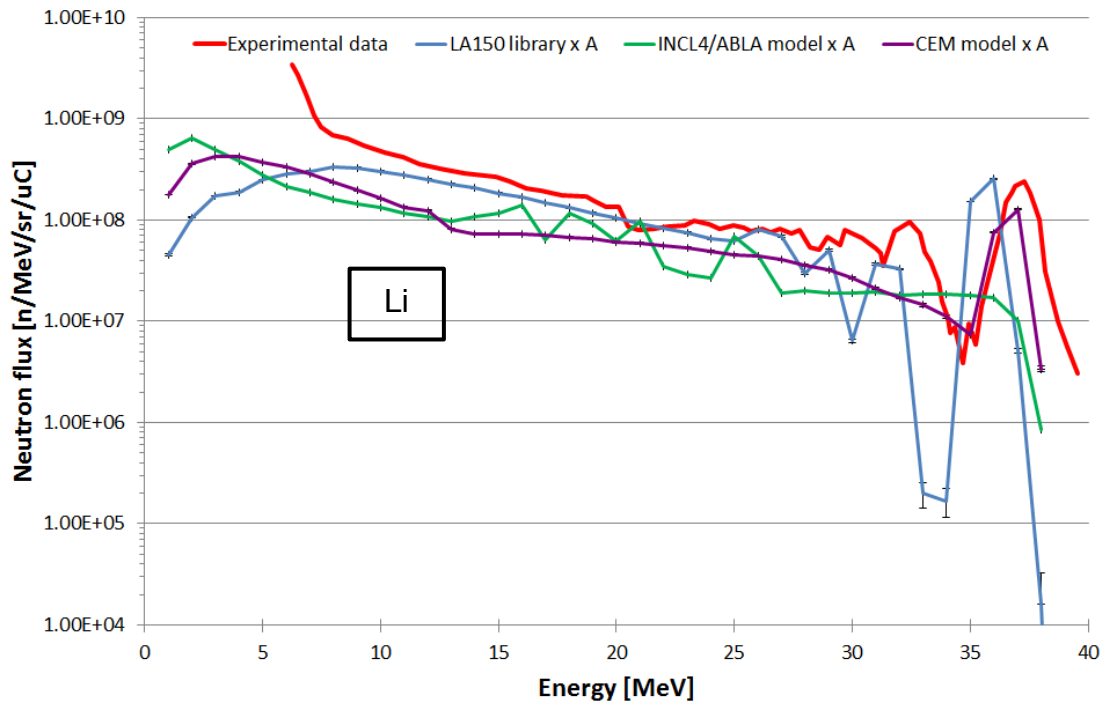


Figura 5.12 Confronto tra gli spettri simulati moltiplicati per un fattore  $A=2.3$  e lo spettro sperimentale a  $40^\circ$  per protoni da 40 MeV su  ${}^7\text{Li}$ .

Tabella 5.2

<i>Energia protoni</i>	<i>Materiale e spessore</i>	<i>Concordanza simulazioni - dati sperimentali</i>	<i>Figura</i>	<i>Ref.</i>
70 MeV	${}^7\text{Li}$ 4.69 mm	0°: nessun approccio è soddisfacente 30°: INCL4/ABLA	Figura 5.6 Figura 5.7	[12]
70 MeV	${}^9\text{Be}$ 4 mm	0°: modello CEM 30°: modello INCL4/ABLA	Figura 5.8 Figura 5.9	[12]
40 MeV	${}^7\text{Li}$ 2 mm	0°: libreria LA150 40°: libreria LA150 (con fattore moltiplicativo 2.3)	Figura 5.10 Figura 5.12	[16]

Il risultato di questi confronti mostra che MCNPX riesce a simulare con un discreto successo la resa neutronica da Li attorno a  $30^\circ$  per le alte energie (70 MeV), ma non dà risultati soddisfacenti nella direzione in avanti. A basse energie la situazione si ribalta e i dati che il simulatore riesce a riprodurre per il Li sono quelli a  $0^\circ$ , mentre quelli ad ampio angolo sono sistematicamente sottostimati da tutti i metodi usati in MCNPX.

Per quanto riguarda il Berillio, la letteratura non fornisce molte informazioni, tuttavia le simulazioni MCNPX riescono a riprodurre i pochi dati sperimentali ad alta energia con un certo successo, sia nella direzione a  $0^\circ$  che a  $30^\circ$ , ma usando nei due casi modelli diversi. Alle basse energie ( $\sim 40$  MeV) non esistono dati sperimentali in letteratura da usare come riferimento.

La conclusione è che i risultati delle simulazioni sono incerti tanto per il Li quanto per il Be. Questo rende impossibile la scelta tra i due materiali in base a considerazioni di caratteristiche della resa neutronica. In tale situazione la scelta del Be è favorita solo per le sue proprietà termo-meccaniche superiori a quelle del Li.

Per quanto riguarda il disegno del collimatore della sorgente QMN, le simulazioni da sole non sono in grado di garantire con sufficiente confidenza la scelta di un angolo da sfruttare per effettuare la sottrazione della coda a bassa energia. La situazione ottimale può essere scelta solo sperimentalmente misurando in loco la distribuzione energetica dei neutroni a vari angoli e a varie energie.

### **5.3 Modello di misura di SEU**

La misura della sezione d'urto della sensibilità a SEU indotti da neutroni sarà effettuata irraggiando un dispositivo con un fascio QMN con un picco di energia variabile (idealmente in modo continuo).

Dal punto di vista sperimentale, si conta il numero di SEU indotti nel dispositivo sotto irraggiamento a  $0^\circ$ . Per correggere il contributo dei neutroni con energie fuori dal picco QMN, si esegue una successiva misura ad ampio angolo per quantificare il numero di SEU indotti dai soli neutroni della coda. Il metodo di correzione della coda precedentemente illustrato si applica a questo punto al numero di conteggi di SEU:

$$SEU_{QMN} = SEU_{0^\circ} - k \cdot SEU_\theta$$

dove il valore del parametro k deve essere valutato per ogni energia.

La valutazione del rate di SEU ad una data energia dipende dalla larghezza del picco QMN e dall'accuratezza della sottrazione del fondo. Per stimare l'impatto di questi parametri, è stato eseguito un semplice esercizio.

La sezione d'urto di SEU indotti da neutroni (vedi Figura 2.1) è comunemente descritta dalla cosiddetta curva di Weibull, di origine sperimentale,

$$\sigma(E) = \sigma_p \left( 1 - e^{-\left[\frac{E-E_c}{W}\right]^S} \right)$$

descritta da 4 parametri:  $E_c$  rappresenta l'energia di soglia,  $W$  ed  $S$  caratterizzano la pendenza della curva e  $\sigma_p$  è il valore di plateau. Nel nostro esercizio per tali parametri si sono scelti dei valori tipici:  $W = 10$ ,  $S = 2$ ,  $\sigma_p = 10^{-14} \text{ cm}^2$  e diversi valori di soglia fra 10 e 60 MeV.

I dati sperimentali usati sono quelli di [12] a 70 MeV che riportano lo spettro generato da una lastra di Be da 4 mm di spessore a  $0^\circ$  e a  $30^\circ$ . Per sottrarre la coda a bassa energia si sono normalizzati lo spettro a  $30^\circ$  con la coda a  $0^\circ$ .

Si è assunto che lo spettro risultante non variasse con l'energia del fascio protonico. Dallo spettro sopra descritto è stata ricavata una serie di 8 spettri traslati in passi di 5 MeV di energia (Figura 5.13). Nel seguito assumiamo che la differenza di 7 MeV tra l'energia del fascio protonico e quella del picco dello spettro neutronico verificata a 70 MeV, si mantenga a tutte le energie. Questo è un approccio conservativo almeno per quanto riguarda la larghezza degli spettri QMN: gli spettri prodotti ad energie inferiori a 70 MeV sono caratterizzati da un picco più stretto.



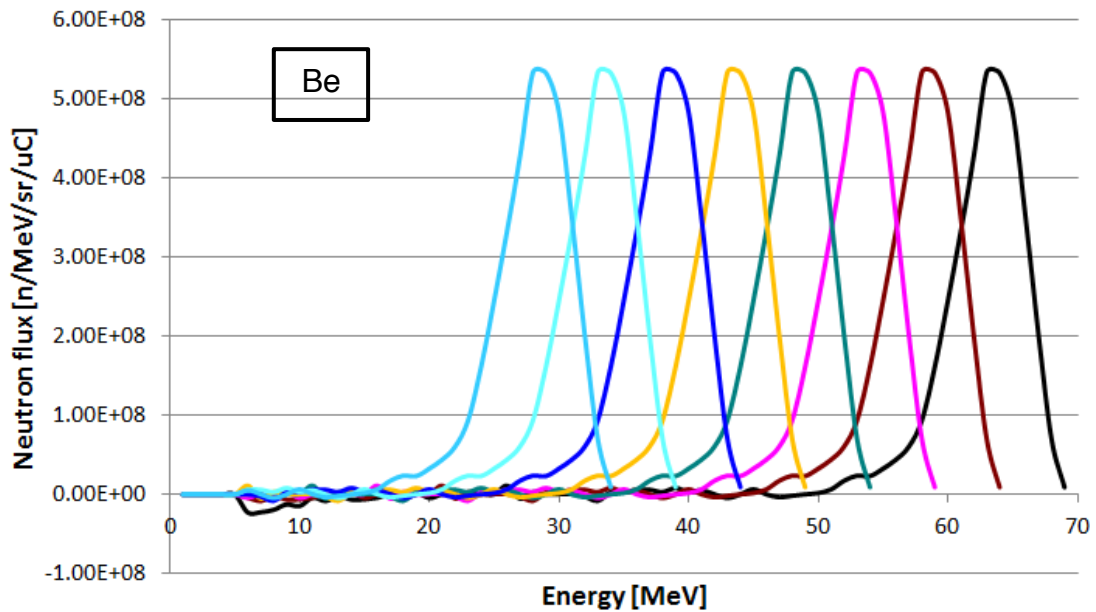


Figura 5.13 Spettro sperimentale di neutroni prodotti da protoni a 70 MeV su Berillio, traslato a passi di 5 MeV fino all'energia minima disponibile al ciclotrone di SPES (35 MeV).

Per ciascuno dei picchi di Figura 5.13, è stato calcolato il corrispondente rate di SEU:

$$SEU\ rate = N_{bits} \times \int_{E_c}^{cut-off} \sigma_{bit}(E) \varphi_n(E) dE \quad \text{Equazione 1}$$

dove  $N_{bits}$  è il numero di dispositivi implementati nel chip esposto al fascio (si immagini una memoria elettronica con milioni di celle),  $E_c$  è l'energia di soglia,  $\sigma_{bit}(E)$  è la sezione d'urto di uno dei dispositivi,  $\varphi_n(E)$  è il flusso differenziale di neutroni usati nell'irraggiamento.

In Figura 5.15 è mostrato il rate di SEU in funzione dell'energia del picco, calcolato per dispositivi caratterizzati da diversi valori di soglia  $E_c$ , e con gli stessi valori di  $N_{bits} = 10^6$ , distanza dalla sorgente 3.5 m, corrente di fascio 30  $\mu A$ . Ciascuna curva, fittata con una Weibull, permette di calcolare i parametri della sezione d'urto. La Figura 5.14 mostra come la sezione d'urto va a pesare i contributi delle singole energie.

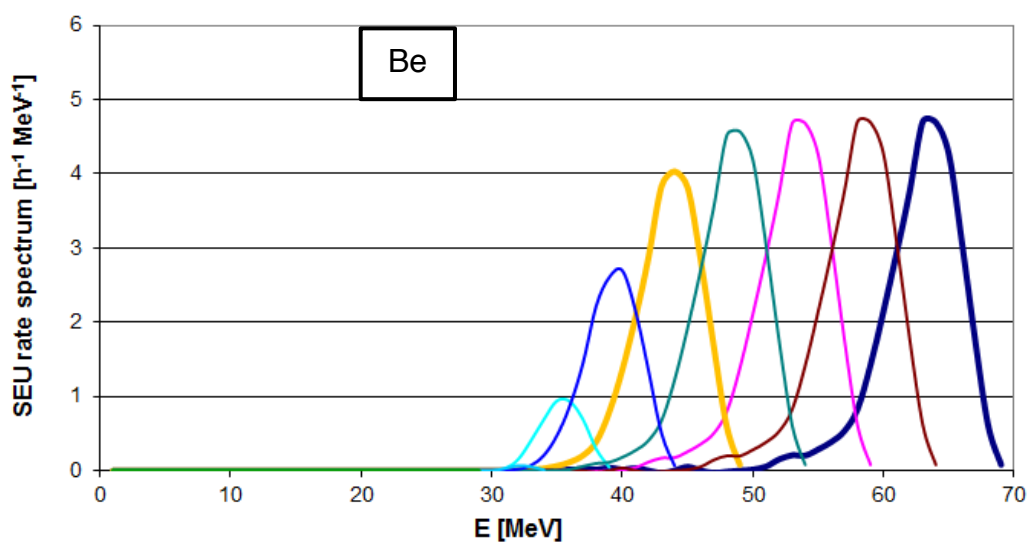


Figura 5.14 Esempio di spettro differenziale di SEU (energia di soglia 30 MeV): è evidente l'effetto di convoluzione della curva di Weibull con gli spettri di neutroni prodotti da Berillio.

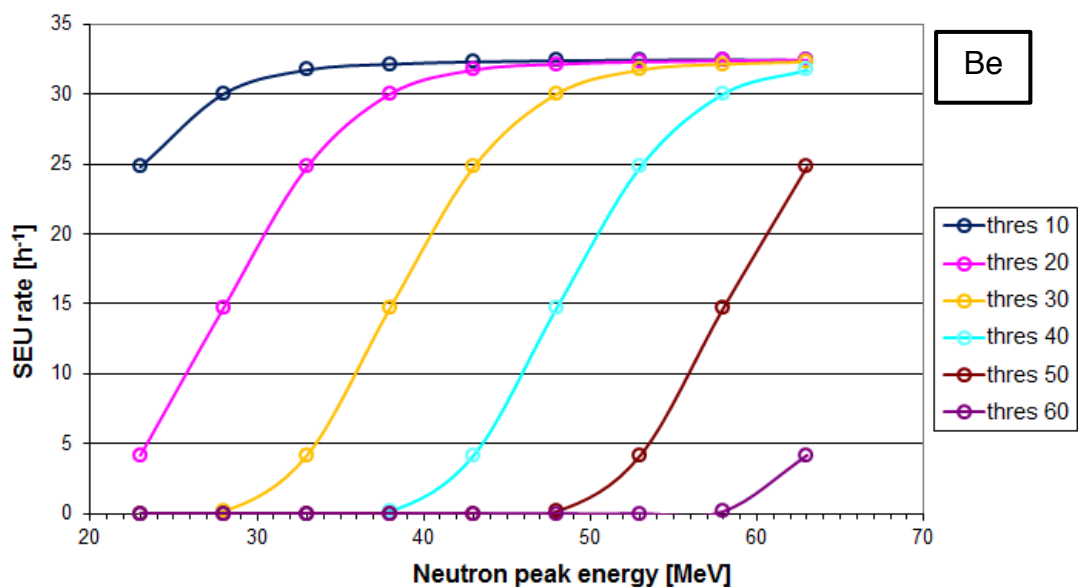


Figura 5.15 Previsione del rate di SEU in funzione dell'energia del picco QMN in un dispositivo elettronico con  $W = 10$ ,  $S = 2$  per diverse energie di soglia. Neutroni prodotti da Berillio come descritto nel testo.

La Figura 5.16 mostra (in rosso) la sezione d'urto di un dispositivo tipico e (in blu) la stessa curva ricostruita a partire dal rate di SEU calcolato secondo l'Equazione 1: la ricostruzione è molto soddisfacente per tutti i parametri.

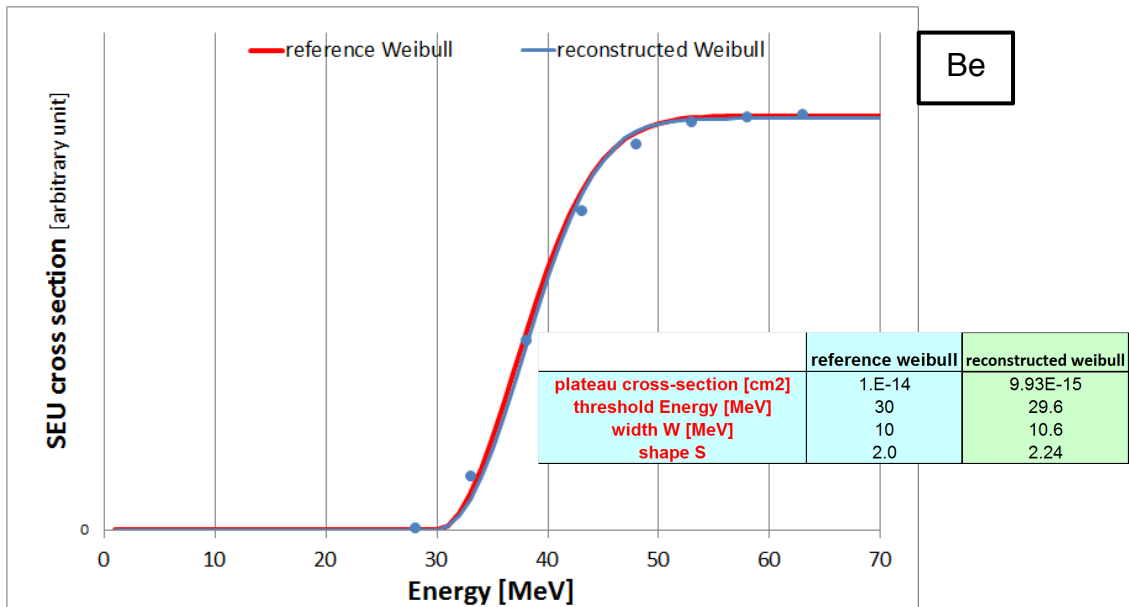
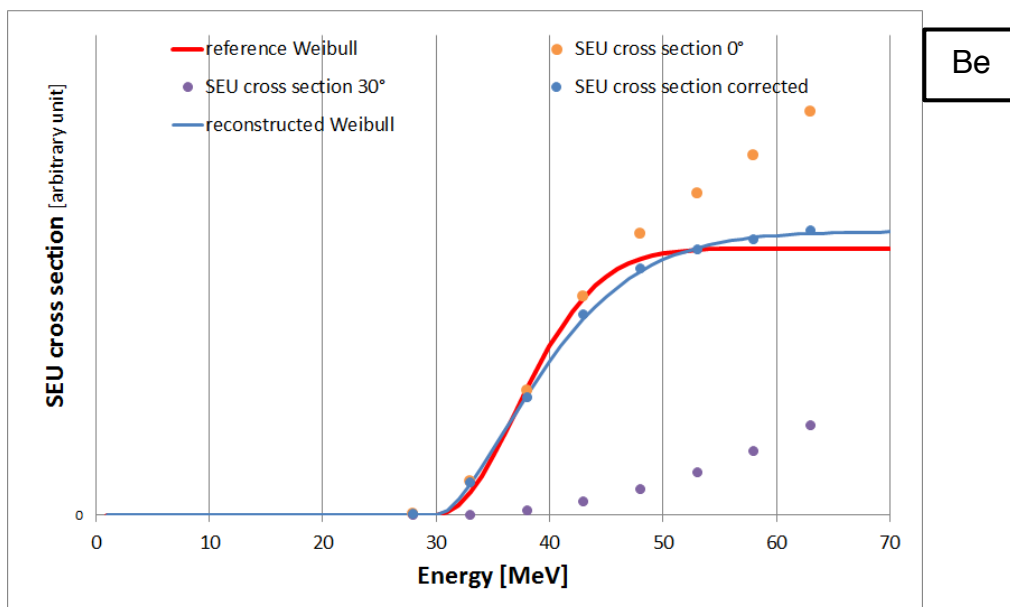


Figura 5.16 Esempio di confronto tra sezione d'urto data e ricostruita. La ricostruzione è effettuata campionando con fasci QMN nel range 28 – 63 MeV.

Va però ricordato che la sottrazione non avverrà sui picchi ma da due misure indipendenti di sezione d'urto, una a 0° e una presumibilmente a 30°. Lo stesso esercizio dei picchi è stato eseguito anche con le code. La Figura 5.17 mostra che il metodo di sottrazione tra misure a due angoli introduce una limitata variazione dei parametri rispetto ai calcoli eseguiti con picchi QMN (vedi Figura 5.16).



Be

	reference weibull	reconstructed weibull
plateau cross-section [cm2]	1.E-14	1.06E-14
threshold Energy [MeV]	30	30.2
width W [MeV]	10	11.5
shape S	2.0	1.54

Figura 5.17 Ricostruzione della sezione d’urto data tramite misura a diversi angoli del numero di SEU indotti. Sono presentati i diversi contributi dei dati a 0° (arancio) e a 30° (viola) ed il risultato della sottrazione (blu). La ricostruzione è effettuata campionando con fascio QMN nell’intervallo 28 - 63 MeV.

Successivamente si è cercato di identificare quali, fra i parametri in gioco, fossero quelli più importanti nel determinare l’incertezza sulla ricostruzione della sezione d’urto. In particolare è stata studiata la dipendenza dalla pendenza della curva di Weibull e quanto incide il lavorare ai limiti delle energie disponibili. In Figura 5.18 e Figura 5.19 sono presentati i risultati nel caso di una curva più ripida con soglia rispettivamente molto bassa ed alta. Chiaramente c’è uno spostamento della soglia ricostruita a valori più bassi e un raggiungimento del plateau a valori più alti di energia. Curve più ripide rispetto ai valori tipici sono ben ricostruibili solo per energie di soglia tra 25 e 45 MeV.

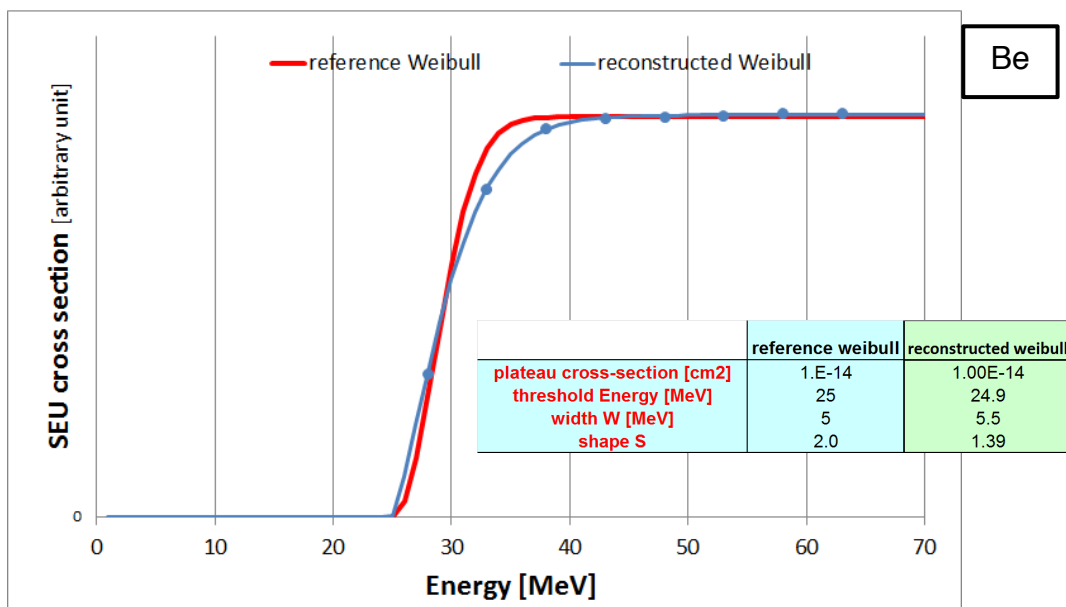


Figura 5.18 In rosso, curva di sezione d'urto caratterizzata da energia di soglia vicina al limite inferiore dell'energia dei fasci QMN (25 MeV) e pendenza accentuata. In blu, la sua ricostruzione campionando con fascio QMN nell'intervallo 28 - 63 MeV.

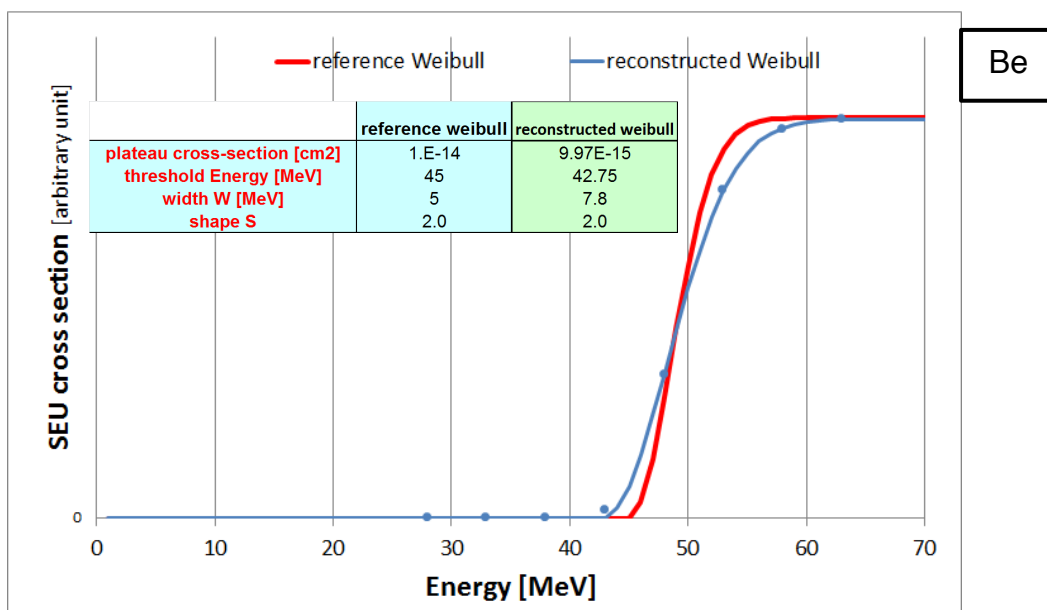


Figura 5.19 In rosso, curva di sezione d'urto caratterizzata da energia di soglia vicina al limite superiore dell'energia dei fasci QMN (45 MeV) e pendenza accentuata. In blu, la sua ricostruzione campionando con fascio QMN nell'intervallo 28 - 63 MeV.

Questo intervallo si rilassa quando la pendenza decresce: a titolo di esempio, è mostrata in Figura 5.20 una sezione d'urto accuratamente ricostruita pur avendo un'energia di soglia particolarmente bassa (10 MeV).

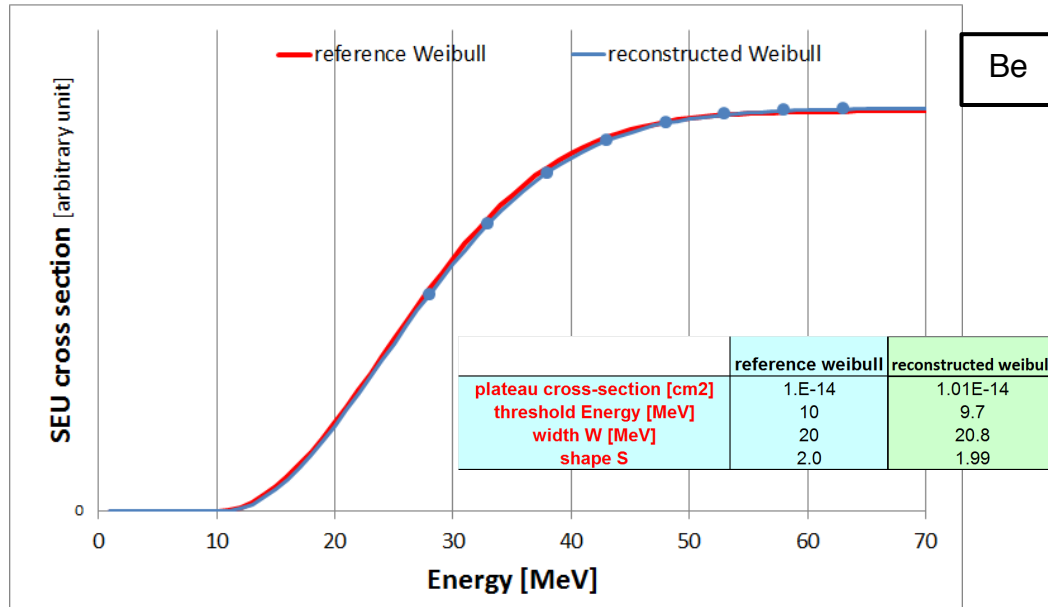


Figura 5.20 In rosso, curva di sezione d'urto caratterizzata da energia di soglia molto bassa (10 MeV) e pendenza lenta. In blu, la sua ricostruzione campionando con fascio QMN nell'intervallo 28 - 63 MeV.

La Figura 5.21 mostra invece una situazione con pendenza tipica e soglia molto bassa. In questo caso la curva non è ricostruita.

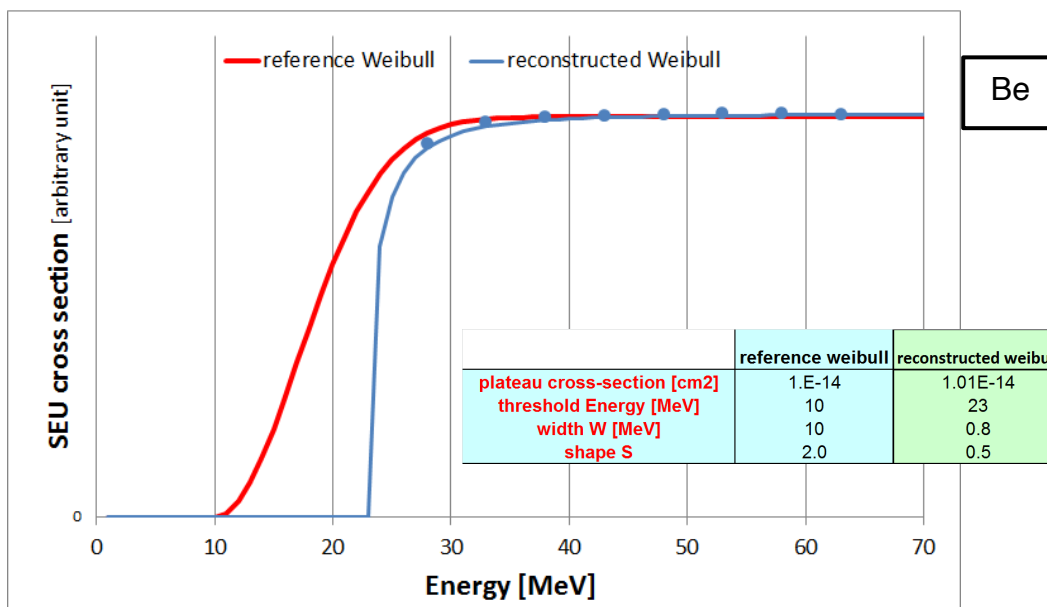


Figura 5.21 In rosso, curva di sezione d'urto caratterizzata da energia di soglia molto bassa (10 MeV) e pendenza tipica. In blu, la sua ricostruzione campionando con fascio QMN nell'intervallo 28 - 63 MeV.

È evidente che per misurare con precisione i parametri della curva di Weibull per energie di soglia basse bisogna poter diminuire l'energia del fascio protonico al di sotto dei limiti attualmente imposti dal ciclotrone di SPES: 35 MeV corrispondente ad un picco QMN di 28 MeV.

#### 5.4 Degradatore di energia dei protoni

Per il progetto NEPIR è quindi desiderabile poter regolare l'energia del fascio primario in un range più ampio dei 35 – 70 MeV disponibili a SPES. Una possibile strategia è l'introduzione di un degradatore di energia per il fascio primario.

Ad uno stadio preliminare, si è ipotizzato l'utilizzo di un degradatore in grafite: tramite simulazioni SRIM [17] si è studiato l'andamento dell'energia media dei protoni moderati in funzione dello spessore di materiale utilizzato (Figura 5.22) e la dispersione angolare introdotta dallo scattering del fascio primario sull'assorbitore.

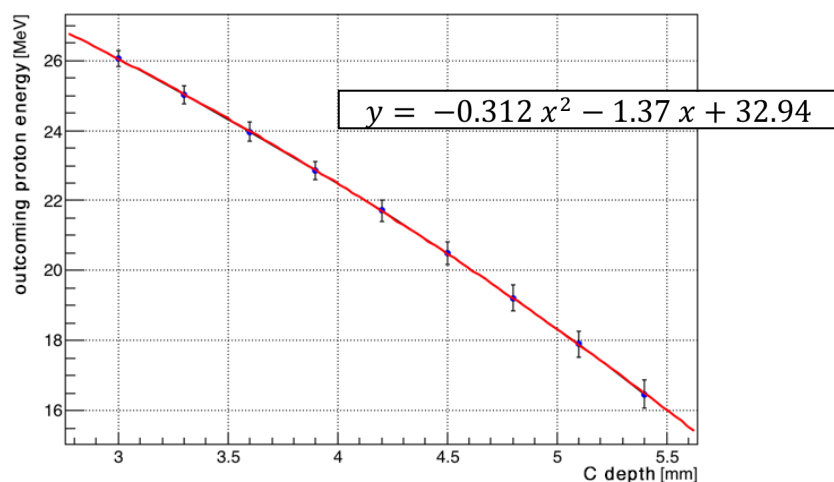


Figura 5.22 Relazione tra spessore del moderatore ed energia media del fascio moderato, nel caso di un fascio di protoni da 35 MeV.

Un valore accettabile di divergenza e distribuzione energetica del fascio emergente è prodotto da un degradatore in grafite di 4.5 mm in grado di abbassare l'energia del fascio primario da 35 a 20.5 MeV in media. Per una corrente di 100  $\mu$ A la potenza depositata nel degradatore è 1.5 kW. In Figura 5.23 sono presentate la distribuzione energetica dei protoni moderati e la loro distribuzione angolare per questa soluzione.

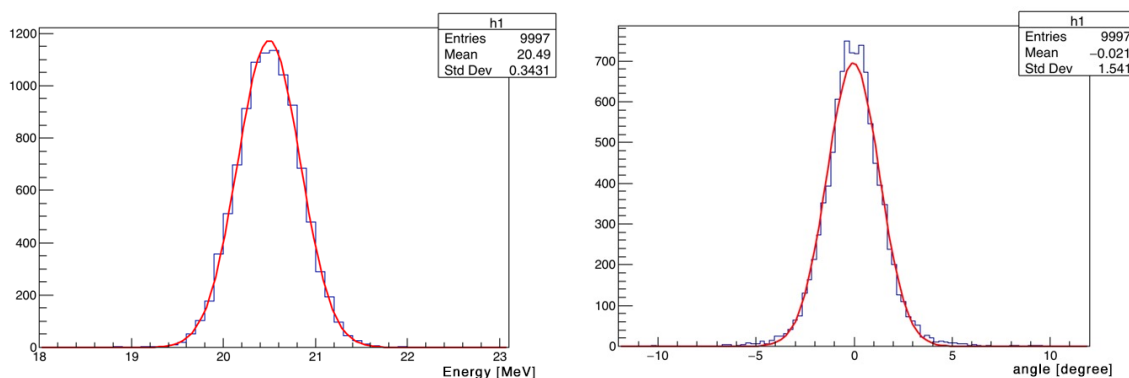


Figura 5.23 Simulazione SRIM di un fascio di protoni monocromatici da 35 MeV incidenti su una targetta di 4.5 mm di grafite. A sinistra la distribuzione dell'energia del fascio emergente; a destra, la sua distribuzione angolare, entrambe interpolate con una funzione gaussiana.



## 6 CONCLUSIONI

Le prestazioni del ciclotrone recentemente installato ai Laboratori Nazionali di Legnaro per il progetto SPES aprono la possibilità di studi di SEE indotti da neutroni su dispositivi elettronici (progetto NEPIR). NEPIR prevede nella stessa linea di fascio due bersagli intercambiabili: uno (ANEM) per la produzione di neutroni con spettro atmosferico, l'altro (QMN) di neutroni con spettro quasi monocromatico.

In questo lavoro di tesi, sono stati presentati i più recenti studi sul bersaglio ANEM, in particolare simulazioni termo-meccaniche e di resa neutronica. La difficoltà di lavorazione del Tungsteno puro impone la scelta di una lega ad alto contenuto di Tungsteno: le simulazioni MCNPX effettuate mostrano una differenza nella resa neutronica inferiore al 20%, permettendo quindi alle considerazioni già fatte per il Tungsteno puro di mantenere la propria validità con un buon margine di affidabilità. La nuova geometria a mattonelle dell'anello di Tungsteno assicura un'efficiente dissipazione del calore e resistenza agli stress meccanici.

Per quanto riguarda il bersaglio QMN, si sono eseguite simulazioni MCNPX della resa neutronica da Litio e Berillio in termini di spettro energetico e distribuzione angolare. I risultati delle simulazioni sono stati confrontati con i pochi dati sperimentali disponibili in letteratura nel range 20 – 70 MeV. Sia la libreria LA150, sia i modelli utilizzati da MCNPX si sono rivelati inadeguati a questo scopo. I risultati ottenuti richiedono quindi che gli spettri vengano direttamente misurati in fase sperimentale. In questa situazione la scelta di un bersaglio in Be è favorita esclusivamente per le sue proprietà termo-meccaniche.

La possibilità di disporre di uno strumento ottimizzato per prevedere gli spettri neutronici prodotti avrebbe permesso di valutare la capacità della facility QMN di misurare la sezione d'urto di SEE da neutroni. In una facility QMN la sezione d'urto viene ricostruita a partire da misure ad angolo zero, dove è presente sia il picco quasi monoenergetico che una coda a basse energie, e ad un angolo in cui compaia solo la coda a basse energie. È stato sviluppato un semplice modello, a partire da dati sperimentali a 70 MeV, di misura di SEE che evidenzia il ruolo chiave della correzione della coda a basse energie. Tale modello permette di dare una stima preliminare

dell'intervallo di sensibilità per i diversi parametri della curva di Weibull con cui vengono fittate le sezioni d'urto e del numero di energie necessarie per una ricostruzione efficace. Il modello mostra inoltre che la facility allo stato attuale non è capace di misurare sezioni d'urto di SEE con soglie inferiori all'energia minima disponibile, 28 MeV. Uno studio preliminare mostra però che l'introduzione di un degradatore in grafite prima del bersaglio permette di ridurre l'energia del fascio protonico fino a 20.5 MeV, al prezzo di una dispersione angolare accettabile ( $\sigma = 1.5^\circ$ ), e quindi presumibilmente di estendere la sensibilità della facility QMN a 13 – 15 MeV.

## 7 REFERENZE

1. Huhtinen M., *Simulation of non-ionising energy loss and defect formation in silicon*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 491, anno 2002, pag. 194–215;
2. *Soft errors in Modern Electronic Systems*, a cura di Michael Nicolaidis, Springer, anno 2011;
3. JESD89A, *Measurement and Reporting of Alpha Particle and Terrestrial Cosmic Ray-Induced Soft Errors in Semiconductor Devices*, anno 2006;
4. Pomp S., Bartlett D. T., Mayer S., Reitz G., Röttger S., Silari M., Smit F. D., Vincke H., Yasuda H., *High-energy quasi-monoenergetic neutron fields: existing facilities and future needs*, EURADOS report, anno 2013;
5. Prokofiev A., Chadwick M., Mashnik S., Olsson N., Waters L., *Development and Validation of the  ${}^7\text{Li}(p,n)$  Nuclear Data Library and Its Application in Monitoring of Intermediate Energy Neutrons*, Journal of Nuclear Science and Technology, supplemento n. 2, anno 2002, pag. 112-115;
6. Acosta Urdaneta G. C., Bisello D., Esposito J., Mastinu P., Prete G., Silvestrin L., Wyss J., *LNL irradiation facilities for radiation damage studies on electronic devices*, Nuovo Cimento C, vol. 38 , anno 2016;
7. MCNPX (Monte Carlo N-Particle eXtended transport code), versione 2.6.0, [mcnp.lanl.gov](http://mcnp.lanl.gov);
8. Cortesia del dott. Juan Esposito, Laboratori Nazionali di Legnaro, INFN;
9. Osipenko M. et al., *Double differential neutron yield from a thick  ${}^9\text{Be}$  target produced by 62 MeV proton beam*, Nuclear Instruments and Methods A, vol. 723, anno 2013, pag. 8-18;
10. Vidale G., *Prestazioni della targhetta rotante dell'esperimento NEUTARGS*, tesi di laurea, anno 2015;

11. ANSYS® Academic Research, Release 15.0;
12. Kamada S., Itoga T., Unno Y., Takahashi W., Oishi T., Baba M., *Measurement of Energy-angular Neutron Distribution for  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}(p,xn)$  Reaction at  $E_p = 70$  MeV and 11 MeV*, Journal of the Korean Physical Society, vol. 59, anno 2011, pag. 1676-1680;
13. Kamada S., Itoga T., Unno Y., Baba M., *Tail Correction in Quasi-monoenergetic Neutron Source*, CYRIC Annual Report, anno 2005;
14. Baba M. et al., *Characterization of a 40-90 MeV  ${}^7\text{Li}(p,n)$  neutron source at TIARA using a proton recoil telescope and a TOF method*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 428, anno 2002, pag. 454-465;
15. Jungerman J. A., Brady F. P., *A medium-energy neutron facility*, Nuclear Instruments and Methods, vol. 89, anno 1970, pag. 167-172;
16. Uwamino Y., Soewarsono T. S., Sugita H., Uno Y., Nakamura T., Shibata T., Imamura M., Shibata S., *High-energy p-Li neutron field for activation experiment*, Nuclear Instrument and Methods in Physics Research A, vol. 389, anno 1997, pag. 463-473,
17. SRIM 2013, the Stopping and Range of Ions in Matter, [www.srim.org](http://www.srim.org).