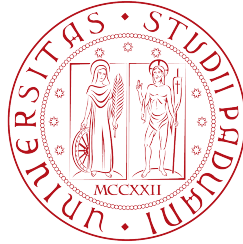


UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA



DIPARTIMENTO
DI
FISICA E ASTRONOMIA

Corso di laurea in fisica

**Prestazioni della targhetta rotante
dell'esperimento NEUTARGS**

Relatore: Prof. Dario Bisello

Laureando: Giorgio Vidale

29 settembre 2015

INTRODUZIONE.....	3
I DANNI DA RADIAZIONE	6
SEE	6
CLASSIFICAZIONE DI SEE	7
SEE INDOTTI DA NEUTRONI	8
I NEUTRONI ATMOSFERICI.....	9
LO SPETTRO DEI NEUTRONI ATMOSFERICI.....	9
LA PRODUZIONE ARTIFICIALE DI NEUTRONI.....	10
ACCELERATOR DRIVEN NEUTRON SOURCE.....	10
FACILITY NEPIR	12
IL NUOVO CICLOTRONE DI SPES	12
ANEM.....	13
IL DESIGN ATTUALE	13
LA STRUTTURA DI ANEM.....	15
LA SIMULAZIONE MONTE CARLO DEL SISTEMA: MCNPX.....	17
LA TALLY	18
LA GEOMETRIA ADOTTATA NELLE SIMULAZIONI.....	19
LE LIBRERIE E I MODELLI DI TRASPORTO DELLE PARTICELLE	20
LA SIMULAZIONE DEL DESIGN ATTUALE	20
CRITICITÀ DEL DESIGN ATTUALE – ALTERNATIVE	25
D/A – CORONA DI TUNGSTENO COMPLETA CON FLANGIA DI BERILLIO SOVRAPPOSTA	25
D/B – TARGET DI SOLO TUNGSTENO CON MODERATORE IN POLIETILENE BORATO (PEB)	25
D/C – TARGET COMPOSITO DI TUNGSTENO CON BERILLIO SOTTILE E MODERATORE IN PEB	28
CONCLUSIONI.....	31
BIBLIOGRAFIA	33

Introduzione

Nell'ambito delle tecnologie elettroniche è sempre più marcata la tendenza alla miniaturizzazione delle strutture, con aumento in densità e velocità di lavoro dei dispositivi, riduzione delle tensioni di funzionamento e dei consumi.

Tale tendenza investe di un'importanza sempre crescente lo studio dei danni da radiazione, in quanto strutture microelettroniche che operano con livelli di segnale più piccoli sono più sensibili ad eventuali accumuli anomali di carica provocati da particelle ionizzanti che interagiscono con il materiale semiconduttore del dispositivo.

Persino la carica generata dall'interazione di un singolo ione può risultare particolarmente dannosa; si parla, in questo caso, di "single event effect" (SEE): il processo per cui una singola particella genera nel materiale semiconduttore abbastanza carica da causare un istantaneo malfunzionamento, di gravità anche critica, del dispositivo.

Fino ad ora la tolleranza dell'elettronica ai SEE era parametro cui dedicare grande attenzione solo quando la destinazione della tecnologia implicava la necessità di operare in ambienti particolarmente ostili per via delle interazioni con intensi flussi di particelle ionizzanti molto energetiche, fossero esse di origine artificiale o naturale – e.g. la ricerca fisica nel settore delle alte energie oppure le applicazioni in ambito spaziale.

Lo stato dell'arte della tecnologia espone ora i dispositivi e sistemi elettronici a rischi di danno da SEE sempre più elevati, anche sulla Terra a livello del mare, in ambienti ben meno critici rispetto ai precedenti. Si pensi agli sciami di particelle create dall'interazione tra i raggi cosmici e l'atmosfera terrestre: della miriade di oggetti in essi generati, muoni, elettroni, neutrini ed anche, in misura minore, neutroni, riescono ad arrivare fino al livello del mare (figura 1). Proprio l'interazione con i neutroni può causare SEE nei dispositivi elettronici, anche a quote molto basse.

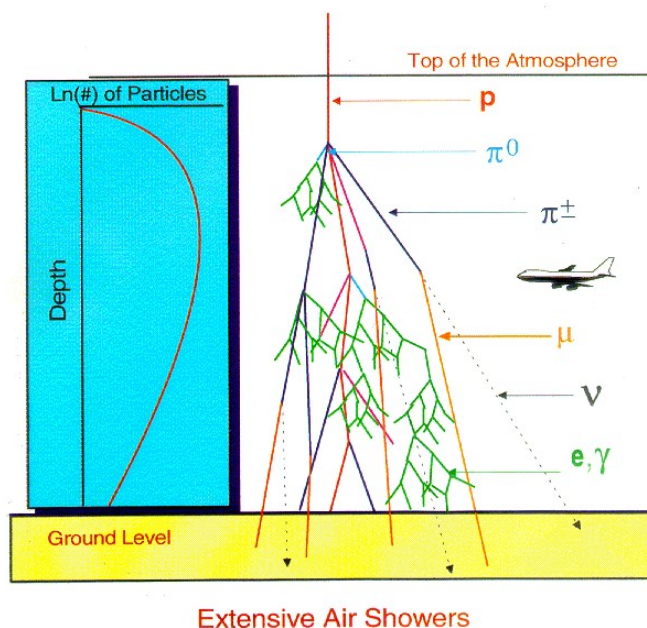


Figura 1 –Numero di particelle (log) in funzione della distanza dal suolo.

È nota l'esigenza di un'adeguata progettazione dell'elettronica negli aeroplani che, operando ad alta quota, sono particolarmente esposti ai neutroni prodotti in alta atmosfera; ma non sono più da sottovalutare nemmeno i rischi di esposizione a quote ben inferiori di sistemi elettronici a cui si richiede un alto livello di affidabilità.

È quindi necessario sottoporre a test di tolleranza l'elettronica al suolo destinata ad applicazioni per cui è necessario garantire elevata affidabilità, con particolare riferimento all'incidenza di SEE causati da neutroni atmosferici. Facility dedicate simulano, o con misure ad alta quota o mediante la produzione artificiale di neutroni, l'esposizione prolungata a quelli atmosferici; in questo modo si può aumentare la frequenza di SEE di molti ordini di grandezza rispetto a quella che si otterrebbe con esposizione naturale e, quindi, rendere misurabile la loro effettiva incidenza.

Con la prossima accensione ai LNL del nuovo ciclotrone a protoni da 70 MeV, all'interno del progetto SPES¹ (figura 2), si offre la possibilità di costruire una facility (NEPIR²) dedicata alla produzione di neutroni, con lo scopo di sostenere test di suscettibilità ai SEE in sistemi elettronici.

¹ Selective Production of Exotic Species.

² Neutron And Proton Irradiation Facility.



Figura 2 – Due fasi della procedura per collocare il ciclotrone nella sua sede, nel nuovo edificio destinato alla facility SPES ai LNL.

In questa tesi si discuterà il design attuale del bersaglio della linea d'irraggiamento ANEM (Atmospheric Neutron Emulator) previsto in NEPIR, che ha l'obiettivo di produrre fasci di neutroni con uno spettro in energia il più possibile simile a quello dei neutroni atmosferici. Si dedicherà attenzione anche a più recenti ipotesi per un design alternativo. Tramite simulazioni eseguite al computer si cercherà di concludere quale sia la configurazione migliore per riprodurre lo spettro dei neutroni atmosferici.

I danni da radiazione

La radiazione incidente su un dispositivo elettronico può provocare malfunzionamenti che dipendono dalla natura della radiazione incidente, dal punto d'interazione, dal modo con cui avviene il deposito d'energia e dal tipo di dispositivo.

Il *total ionization damage* dipende dall'accumulo, negli ossidi, di lacune create dalle particelle ionizzanti: gli elettroni, che hanno mobilità molto più elevata delle lacune, diffondono fuori dagli ossidi, mentre le lacune rimangono intrappolate. Inoltre, all'interfaccia tra ossido e silicio si assiste alla creazione di stati di interfaccia, che possono avere carica sia positiva che negativa.

Il *total bulk damage* è invece dovuto all'interazione della radiazione incidente con i nuclei di silicio, che vengono scalzati dalla propria sede (sono necessari ~20eV per il silicio [1]), deformando la struttura del reticolo cristallino; ciò può provocare effetti indesiderati, e.g. aumento della corrente di leakage, creazione di stati trappola intermedi nel band gap, alterazione del tipo drogaggio.

Entrambi questi effetti sono sottoposti ad effetti di *annealing*, che provocano la riduzione nel tempo del danno.

A differenza di *bulk* e *ionization damage*, che sono danni cumulabili nel tempo, i *single event effect* (SEE) sono danni istantanei, conseguenza del deposito di energia da parte di una singola particella incidente.

La sensibilità di un dispositivo alle radiazioni scala con le sue dimensioni: infatti, mentre per indurre un malfunzionamento su un dispositivo elettronico con dimensioni dell'ordine di 10 μm serve una carica dell'ordine di 10 pC, con dimensioni dell'ordine di 1 μm ne serve una dell'ordine di 10 fC.

Pertanto lo studio della tolleranza dei dispositivi elettronici ai SEE, vista la progressiva riduzione delle loro dimensioni, è un aspetto di crescente importanza nel processo di caratterizzazione di un dispositivo elettronico moderno.

SEE

I SEE sono conseguenza del deposito indesiderato nel materiale semiconduttore di una grande quantità di portatori liberi di carica in prossimità di un nodo particolarmente sensibile del dispositivo (e.g. una cella di memoria, un transistor).

Tale carica è prodotta dall'interazione di una singola particella con gli atomi che costituiscono il reticolo cristallino del materiale semiconduttore.

Il tipo di interazione dipende dalla natura della particella incidente.

Particelle ionizzanti cariche pesanti (ioni) interagiscono con gli elettroni del mezzo, perdendo energia secondo la relazione di Bethe – Bloch. Protoni e neutroni, particelle più leggere, possono innescare SEE in modo indiretto: interagendo con il nucleo di un atomo del reticolo, causano il suo rinculo o la sua rottura in uno o più frammenti carichi ionizzanti che possono generare la carica sufficiente per causare un SEE. I neutroni veloci possono compiere urti anelastici con i nuclei; neutroni lenti possono incorrere in reazioni di cattura con successiva emissione di gamma.

Classificazione di SEE

I più comuni esempi, che possono essere temporanei (*soft error*) o permanenti (*hard error*), sono i seguenti [2]:

- single event latchup (SEL); il latchup è una forma di corto circuito che può instaurarsi in un circuito integrato: un effetto da evento singolo può essere proprio l'attivazione non voluta di un percorso 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 da un single event; se tale percorso non è spento con un power cycle, la corrente parassita può portare alla distruzione del circuito;
- single event burnout (SEB), un meccanismo distruttivo simile al latchup;
- single event dielectric rupture (SEDR); 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 funzionamento del transistor;
- *single event upset* (SEU), un cambiamento di stato in un circuito logico. In seguito all'impatto di uno ione, talvolta a cambiare stato non è un unico bit, ma possono essere alterate più celle di memoria adiacenti (*multiple bit upset*);
- *single event functioning interrupt* (SEFI), un *soft error* in cui si verifica l'interruzione temporanea di un circuito logico (lock-up, reset); non richiede un *power cycle* per ripristinare il corretto funzionamento del dispositivo;

- *single event transient*, in cui uno o più impulsi in tensione si propagano nel circuito, senza però cambiarne lo stato logico, ma che possono essere raccolti alla fine del circuito come un vero segnale.

SEE indotti da neutroni

Gli eventi SEE indotti da neutroni avvengono quando l'energia del neutrone supera un valore di soglia: la probabilità che avvenga un SEE, espressa come sezione d'urto, aumenta con l'energia del neutrone fino a quando si raggiunge un valore di plateau (figura 3).

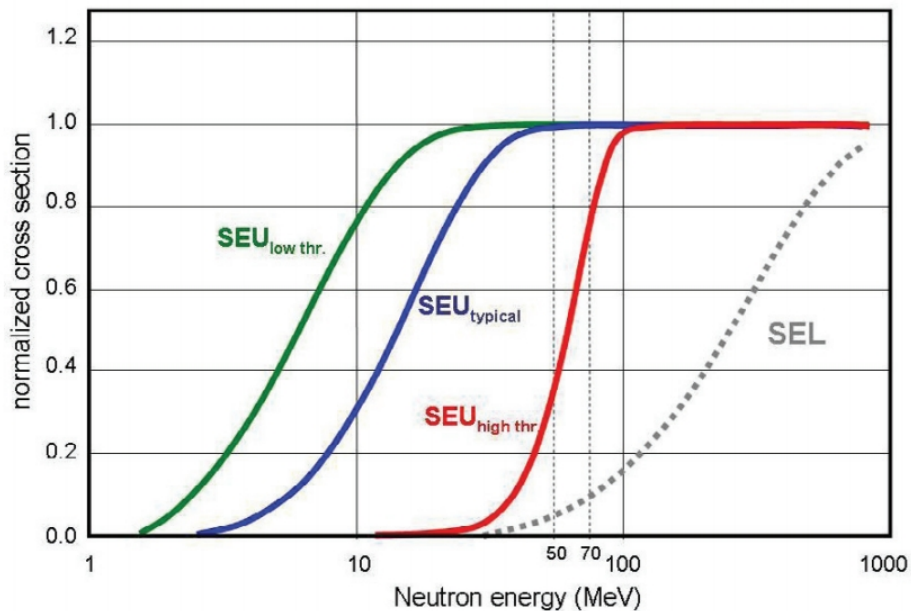


Figura 3 – Tipiche sezioni d'urto normalizzate per SEU e SEL versus energia di neutrone negli odierni dispositivi elettronici [3].

Si è sempre ritenuto che i *soft error* come i SEU avvenissero esclusivamente con neutroni di energia superiore ai 10 MeV; tuttavia, si è osservato che i dispositivi microelettronici moderni sono sensibili anche ai neutroni con energia nel range tra 1 e 10 MeV. Di recente è cresciuta l'attenzione per la sensibilità dell'elettronica anche nei riguardi di neutroni termici a bassa energia: il boro, per esempio, spesso presente come drogante di tipo p nei semiconduttori, cattura puntualmente i neutroni lenti rompendosi in una particella α e frammenti ionizzanti di litio.

Hard error come i SEL, invece, per accadere necessitano di neutroni di energia più alta.

I neutroni atmosferici

Lo spettro dei neutroni atmosferici

In figura 4 è riportato lo spettro sperimentale dei neutroni atmosferici: il flusso complessivo di neutroni con energie superiori ad 1 MeV risulta di $21 \text{ n cm}^{-2} \text{ hr}^{-1}$. Da quanto detto sulla sezione d'urto di SEE indotti da neutroni, è più evidente il ruolo che i neutroni atmosferici possono avere nell'indurre soft error. Infatti, risulta che quasi il 40% dei neutroni atmosferici con $E > 1 \text{ MeV}$ ha energia compresa proprio nell'intervallo sensibile tra 1 e 10 MeV, mentre più del 60 % ha energia compresa tra 10 e 60 MeV [4].

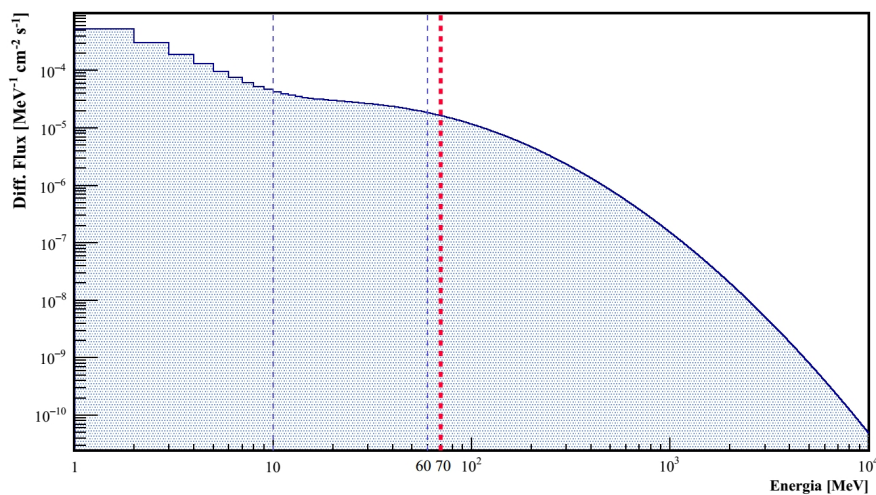


Figura 4 – JESD89A – Flusso differenziale di neutroni atmosferici con energie superiori al MeV. Le misure sono state effettuate a New York, all'aperto, a livello del mare, con attività solare media.

Come si misurano gli effetti di esposizione ai neutroni atmosferici

Esistono due modi per studiare la suscettibilità dell'elettronica ai neutroni atmosferici.

Il primo è quello di condurre test di esposizione a notevole altitudine usando i neutroni naturali: questo approccio ha il grande vantaggio di produrre una misura diretta della frequenza di SEE nel dispositivo elettronico testato ma, d'altro canto, per ottenere risultati affidabili riguardo gli effetti di un'esposizione prolungata è necessario molto tempo.

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.

Si chiama *fattore di accelerazione* il rapporto tra il tempo d'esposizione in sede di test accelerato e il tempo d'esposizione in ambiente naturale a esso equivalente: ad esempio, un $F \sim 10^8$ implica che un'ora di irradiazione simula l'esposizione naturale per un periodo di circa 34000 anni.

Raggiungere fattori d'accelerazione ancora molto più elevati richiederebbe uno sforzo tecnico particolare e potrebbe alla fine portare a risultati poco realistici.

Il fattore d'accelerazione è un parametro importante quando si vogliono confrontare le prestazioni di *facility* diverse.

La produzione artificiale di neutroni

Accelerator driven neutron source

I neutroni ad alta energia richiesti per lo studio di SEE possono essere prodotti solo illuminando 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 una discreta resa di neutroni, non consentono di arrivare alle alte energie richieste.

Oltre alle alte energie che è possibile raggiungere, il vantaggio principale di questo tipo di sorgente è che possono essere spente, con evidenti vantaggi per la sicurezza; in secondo luogo, possono permettere di creare fasci di neutroni quasi monoenergetici, scegliendo opportunamente il materiale del bersaglio e il suo spessore [5].

Alle basse energie ($< 30\text{MeV}$) le reazioni più efficienti sono di tipo (d,xn) e (t,xn), in cui bersagli leggeri – come il litio o il berillio – sono colpiti con fasci di deuterio o trizio; anche interazioni di protoni con litio e berillio permettono una consistente produzione di neutroni (figura 5). 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 [6].

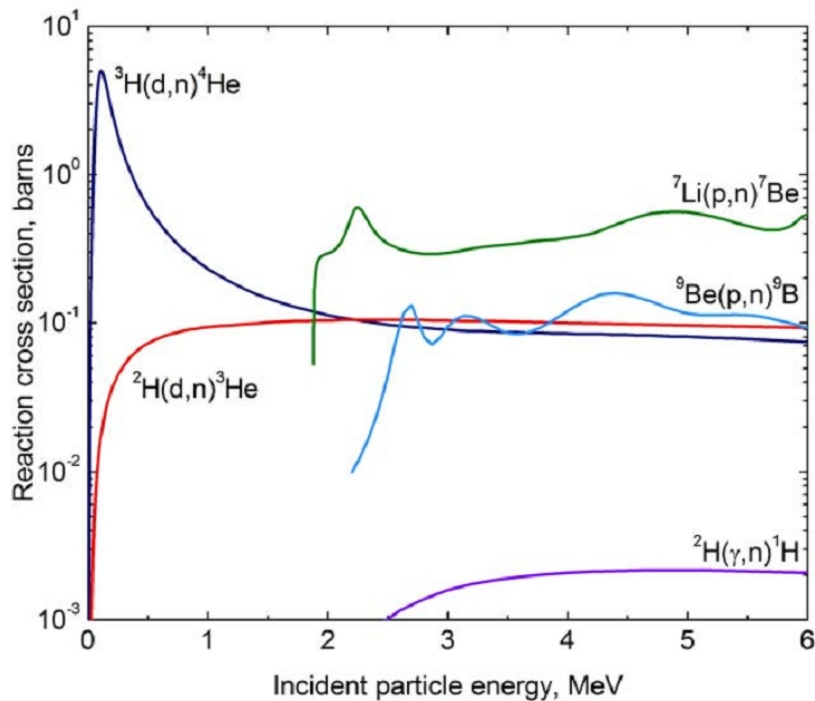


Figura 5 – Sezioni d’urto delle reazioni (p,n), (d,n), (γ ,n), con target di litio, berillio, deuterio, trizio [5].

Le attuali grandi facility [7] dedicate alla produzione di neutroni si basano su reazioni di spallazione nucleare: operano con protoni ad alta energia (~ 1 GeV) e bersagli composti da elementi pesanti, come il tungsteno, che fermano completamente il fascio di protoni incidente e garantiscono elevata resa di neutroni con spettro d’energia continuo; materiali moderatori sono aggiunti per rallentare i neutroni in uscita e contribuire a dare la forma al loro spettro.

La spallazione nucleare è il processo per cui un proiettile leggero (protone, neutrone o nuclei leggeri) interagisce con un nucleo pesante (e.g. tungsteno o piombo) causando l’emissione di un grande numero di adroni (per lo più neutroni) o frammenti di nuclei.

L’interazione avviene tra il proiettile e i nucleoni del nucleo bersaglio: il proiettile scambia la propria energia cinetica con i nucleoni del bersaglio tramite urti elastici; segue una cascata di collisioni tra nucleone e nucleone, all’interno del nucleo (“*intra-nuclear cascade*”). Il resto dell’energia del bersaglio è equamente distribuita tra i nucleoni del nucleo, che rimane, dopo la spallata, in uno stato molto eccitato.

Al crescere dell’energia, l’interazione si fa più localizzata, fino a coinvolgere singoli nucleoni (infatti la lunghezza d’onda, dell’ordine di 0.1 fm, di un protone da un 1 GeV, per esempio, è confrontabile proprio con le dimensioni di un singolo nucleone). Il proces-

so è molto rapido ($\sim 10^{-22}$ s); le particelle prodotte in seguito alla “spallata” del proiettile sui nucleoni del nucleo bersaglio sono emesse principalmente nella direzione della particella incidente.

La diseccitazione del nucleo può avvenire per *evaporazione* di neutroni o di frammenti carichi leggeri (e.g. deuterio, trizio, alfa), l’emissione è isotropa.

Lo spettro dei neutroni emessi è quindi costituito, ad alte energie, prevalentemente da quelli prodotti per spallazione, con energie che partono da quella del protone proiettile (meno quella necessaria per separare un neutrone); alle basse energie aumentano i neutroni da evaporazione, che producono una coda molto marcata nello spettro [8].

La maggior parte 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 [6].

Facility NEPIR

Il nuovo ciclotrone di SPES

Attualmente è in fase di installazione ai LNL un ciclotrone per accelerare protoni in fasci di alta corrente (fino a 500 μ A) ad energia variabile 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 LARAMED³, per la produzione di radio farmaci, 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’output massimo in energia fornito dal ciclotrone sia limitato, più del 60% dei neutroni atmosferici veloci con $E > 1$ MeV sono nell’intervallo d’energia tra 1 e l’energia di cut-off. Resta comunque vero che la facility non potrà indagare importanti effetti indotti dai neutroni che accadano ad energie ben più alte (oltre i 200 MeV), come i SEL e al-

³ Laboratory for the production of Radioisotopes for Medicine.

cuni catastrofici *hard error* come i SEB. Questi effetti sono attualmente studiabili ai LNL usando fasci di ioni pesanti alla facility SIRAD⁴.

NEPIR prevede tre linee di fascio:

- 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 50 MeV. Ovviamente nel fascio saranno presenti anche neutroni di energie *termiche* (fino a $2,5 \times 10^{-2}$ eV) ed *epitermiche* (fino a 100 eV).
- b) Una sorgente di neutroni quasi mono energetici (QMN) con un picco nello spettro di energia di valore controllabile. I neutroni QMN saranno ottenuti impiegando bersagli sottili pochi millimetri di Litio (⁷Li) o Berillio (⁹Be). 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 dedicata a irradiazione diretta con energia variabile fino a 70 MeV. I protoni inducono SEE e possono essere usati, entro certi limiti, come sostituti dei neutroni.

E' prevista inoltre un'ulteriore linea di produzione di neutroni lenti (progetto FARE-TRA⁵) [4].

ANEM

Il design attuale

Per ANEM è attualmente in fase di studio un target rotante composito: durante ogni periodo di rotazione intorno al proprio asse, il bersaglio espone al fascio di protoni porzioni di materiale diverso. Lo spettro di neutroni effettivamente prodotto è il risultato della *somma pesata* degli spettri ottenuti illuminando periodicamente i diversi materiali. Agendo sul rapporto tra le superfici delle diverse porzioni si può variare il peso dei singoli spettri e, di conseguenza, la forma ultima dello spettro composito dei neutroni prodotti complessivamente dal target.

⁴ Silicon RAdiation Damage

⁵ FAst REatcor simulator for TRAnsmutation studies.

La rotazione del bersaglio ha il vantaggio di distribuire il calore prodotto nelle interazioni su un volume più ampio, garantendo un buon raffreddamento, che non si avrebbe con un fascio concentrato sempre nel medesimo punto.

Nelle simulazioni successivamente riportate si prevede che il bersaglio sarà colpito con un fascio di protoni a 70 MeV e che la larghezza del fascio a mezza altezza sia di 1 cm e che il suo diametro sia troncato a 3 cm; si prevede di usare molto meno del 10 % della corrente totale che può fornire il ciclotrone, cioè qualche decina di μA .

L'obiettivo è di stabilire la configurazione migliore per riprodurre adeguatamente la forma dello spettro dei neutroni atmosferici, garantendo altresì un flusso di neutroni di intensità soddisfacente a condurre test accelerati di incidenza di SEE (fattore d'accelerazione $\sim 3 \times 10^9$) nel punto misura, posto a 6 m dal target. Tale distanza permette di avere un fascio di neutroni sufficientemente ampio per irraggiare un grande sistema elettronico (larghezza ~ 60 cm) con fascio omogeneo (vedi sezione "La geometria adottata nelle simulazioni"). Irraggiare oggetti di dimensioni più contenute richiede un fascio meno ampio, che può essere garantito anche a distanze inferiori di 6 m dal target, usando una corrente di protoni di intensità minore.

I parametri principali da determinare sono i materiali da impiegare per realizzare le porzioni del target composito e i loro volumi. Il valore dell'intensità di corrente di protoni con cui illuminare il target è il parametro per ottenere il fattore d'accelerazione desiderato.

Per riprodurre uno spettro di neutroni compatibile con quello atmosferico si sono considerati due materiali – uno pesante ed uno leggero⁶:

1. il tungsteno ($Z=74$, con fino a 110 neutroni per il ^{186}W) permette di riprodurre bene la parte dello spettro atmosferico a bassa energia e produce una lunga coda ad alte energie;
2. il berillio ($Z=4$, con 5 neutroni nel ^9Be) assicura che la regione di cut-off sia netta e vicina ai 70 MeV (infatti l'energia di separazione neutronica per il berillio è di soli 1.67 MeV [9]), e inoltre contribuisce a diminuire la pendenza dello spettro alle alte energie.

⁶ Sono stati presi in considerazione diversi elementi pesanti, e.g. il tungsteno, che ha ottime proprietà fisiche (e.g. conducibilità termica, resistenza meccanica), il tantalio, il piombo. Tra gli elementi leggeri, oltre al berillio, si è pensato al litio, all'alluminio o al carbonio (questi ultimi, con resa neutronica molto inferiore rispetto al berillio) [3].

La struttura di ANEM

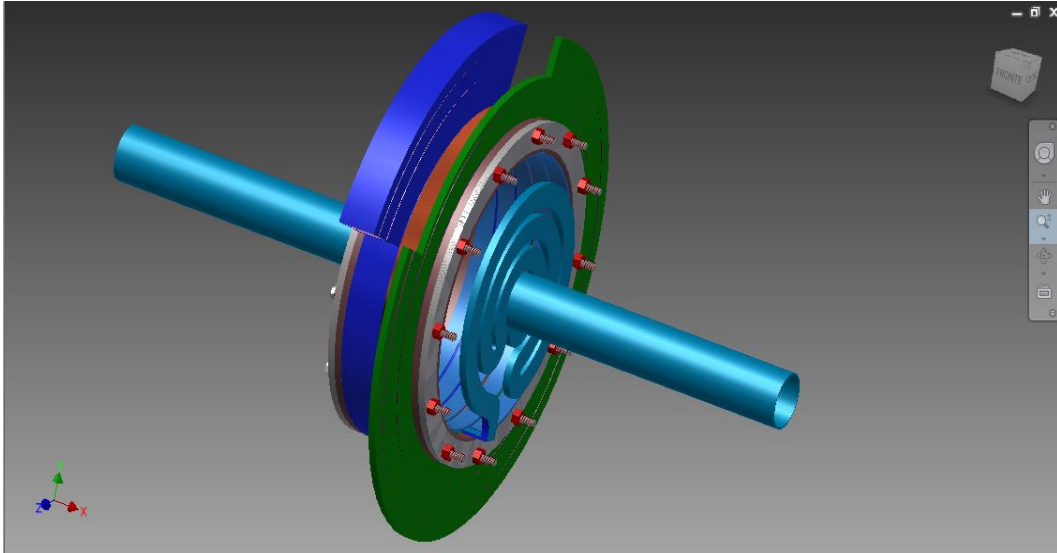


Figura 6 – Vista prospettica del target composito: si notano le due corone di tungsteno (in verde) e di berillio (in blu); all'interno è visibile la serpentina di raffreddamento e lo strato di rame (color rame).

Il disegno attuale prevede che il bersaglio sia costituito da due sezioni di corone circolari complementari – una in berillio (24 mm di spessore), l'altra in tungsteno (5 mm di spessore). Come si vede nelle figure 6 e 7, le due sezioni sono montate a profondità diverse all'esterno di un tamburo in alluminio puro. Il tamburo e i settori sono contenuti in una camera a vuoto che contiene anche la serpentina di raffreddamento ad acqua e l'albero motore. La propagazione del calore dai settori colpiti dal fascio al tamburo in alluminio è garantita da una corona di rame, schiacciata tra i settori da cui è composto il bersaglio e brasata sul tamburo.

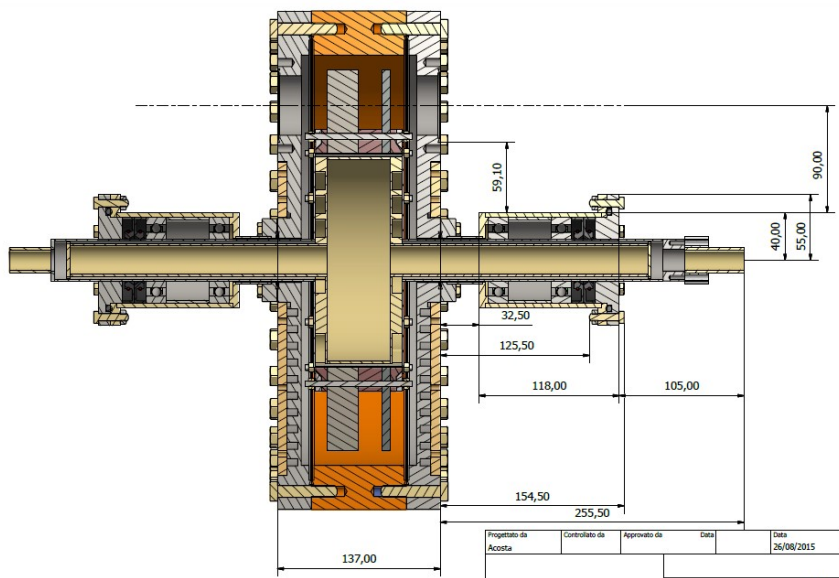


Figura 7 – Sezione della camera a vuoto in cui è montato il target. La *beam pipe* è direttamente connessa alla camera, in corrispondenza del bersaglio.

Per il berillio, 24 mm è il massimo spessore che consente di evitare il fenomeno di blistering causato dall'impianto di protoni nel mezzo; il picco di Bragg è prossimo alla superficie posteriore del target e la quasi totalità di protoni esce con energia intorno ai 20 MeV⁷ (per un fascio di protoni di 70 MeV, figura 9).

Per fermare completamente i protoni che escono dal berillio si è scelto di mettere un "tappo" di rame spesso 2 millimetri, che – in base a simulazioni – risulta praticamente trasparente ai neutroni.

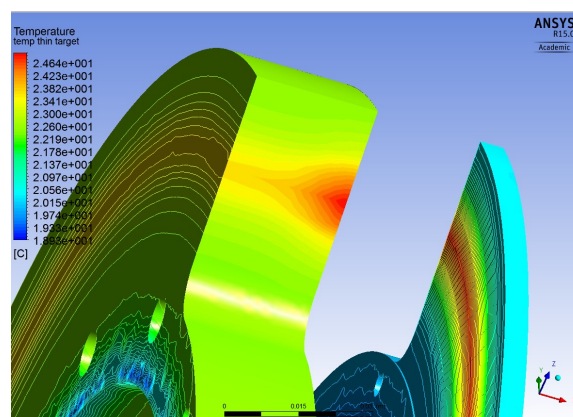


Figura 8 – Simulazione ANSYS [10] della propagazione del calore depositato dal fascio di protoni da 3 kW incidente su target di berillio spesso 24 mm. È ben visibile l'inizio del picco di Bragg: la quasi totalità d protoni riesce ad uscire dalla faccia posteriore.

⁷ I risultati sono stati ottenuti mediante simulazioni con SRIM e ANSYS.

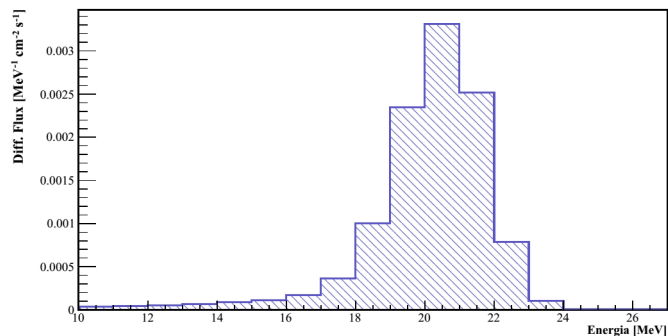


Figura 9 – Flusso differenziale dei protoni in uscita dal target di berillio spesso: il centroide è a circa 20 MeV; il flusso è nullo oltre i 24 MeV, FWHM 3 MeV.

Per il tungsteno, 5 mm sono sufficienti a fermare completamente il fascio di protoni incidente; il picco di Bragg è interamente contenuto nel volume della sezione (figura 10).

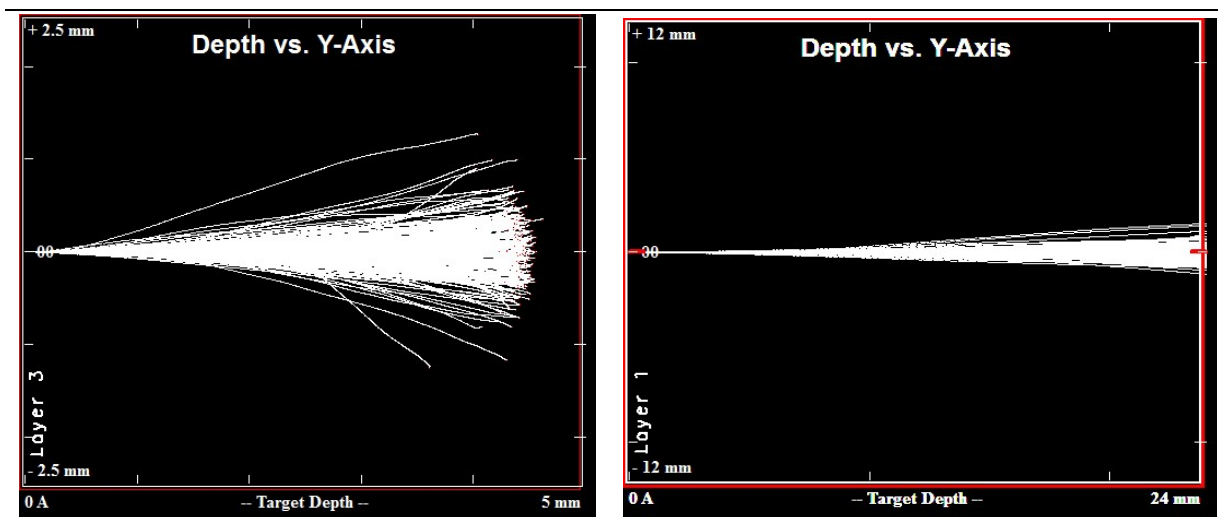


Figura 10 – Tracce di protoni da 70 MeV in 5 mm di tungsteno (a sx), e 24 mm di berillio (a dx), simulate con SRIM [11]. Il tungsteno ferma i protoni entro 4.7 mm, mentre il berillio lascia passare tutti i protoni.

La simulazione Monte Carlo del sistema: MCNPX

Per simulare gli effetti del disegno attuale di ANEM e di alcune configurazioni alternative si è usato il software MCNPX [12].

Nella simulazione di reazioni ad alta energia tra i protoni incidenti su un bersaglio e i nuclei degli atomi che lo compongono, i modelli usati da MCNPX distinguono tre classi di reazioni: la cascata intranucleare (INC), il pre-equilibrio e l'evaporazione. I calcoli per simulare la INC trattano in modo classico o semi-classico le interazioni con i singoli nu-

cleoni del nucleo bersaglio; invece i calcoli per simulare l'evaporazione trattano la diseccitazione dell'intero nucleo. La simulazione della INC è giustificata fintanto che la lunghezza d'onda del protone incidente è inferiore al raggio di un nucleone; d'altro canto, la simulazione dell'evaporazione è valida fintanto che l'energia del protone incidente non supera eccessivamente la profondità della buca di potenziale del nucleo. L'energia di soglia che divide la regione di INC da quella di evaporazione non è rigorosamente definita; MCNPX include tra le due la regione di pre-equilibrio, che si sovrappone, in parte, ad entrambe [13]. Quando esistenti, MCNPX usa librerie basate su dati sperimentali.

I parametri da stabilire nella simulazione sono:

- la geometria del sistema;
- i materiali del bersaglio e per ciascuno le librerie o il modello teorico specifico;
- il metodo più adeguato per valutare il flusso di neutroni nel punto misura.

La tally

MCNPX valuta le grandezze d'interesse nel punto misura – e.g. l'energia, il flusso – tramite un oggetto chiamato “tally”: esso può essere costruita in una superficie o in un volume, e a seconda del tipo produce un output diverso.

La tally che restituisce la misura di flusso di particelle attraverso una superficie può essere, per esempio, di tipo F2 (definita su una superficie), o F4 (definita su un volume).

La tally F2 conta semplicemente quanti neutroni attraversano la superficie, mentre la tally F4 calcola la densità, rispetto al volume della tally, della lunghezza complessiva delle tracce dei neutroni dentro di essa. Tale quantità è più verosimile come misura di flusso di particelle attraverso una superficie rispetto ad un semplice conteggio di quante particelle la attraversano, perché la lunghezza della traccia dipende dall'angolo di incidenza della particella sulla superficie stessa. Maggiore è la profondità di una tally F4, maggiore è il peso dato alle tracce dei neutroni che entrano con velocità normale alla superficie esterna della tally.

Sono stati effettuati test per stabilire la bontà del flusso misurato da una tally F4 rispetto ad una tally F2. In effetti, per tracce di neutroni emesse in avanti, in direzioni prossime alla normale alla superficie, i risultati coincidono, come ci si aspetta. La scelta ottimale è una tally F4 sottile, che rappresenta al meglio il volume occupato da un dispositivo elettronico da testare.

La geometria adottata nelle simulazioni

La geometria del sistema simulato ha simmetria cilindrica intorno all'asse del fascio di protoni su cui è collocata; i target, i mezzi di moderazione e le tally hanno sezione circolare (figura 12).

La sorgente di protoni è puntiforme ed emette protoni in avanti solo nella direzione dell'asse di simmetria; tale scelta è dettata dal fatto che MCNPX trasporta un protone alla volta, fino a quando non esce dall'ambiente simulato: la definizione – più realistica – di una sorgente estesa con distribuzione gaussiana avrebbe aggiunto poca informazione al risultato della simulazione, considerando che la larghezza del fascio incidente è minima rispetto alle dimensioni del target e della tally usata.

I target di berillio e tungsteno, di profondità variabile, sono dischi di raggio 5 cm. Rappresentare la geometria del target in modo più realistico sarebbe inutile: è sufficiente contenere nel volume del mezzo le tracce dei protoni incidenti che, sulla base di precedenti simulazioni, non si allargano più di qualche centimetro rispetto al punto di ingresso.

Alcune simulazioni prevedono l'uso di un tappo di rame, per assorbire i protoni non completamente fermati dal berillio.

La tally che misura il flusso di neutroni nel punto misura (di tipo F4) è posta a 6 m dal target. Le sue dimensioni (raggio 30 cm) sono scelte in modo da coprire il volume di un grande sistema elettronico (irraggiamento di un personal computer, per esempio). In realtà il raggio sarebbe potuto essere più ridotto (un chip ha dimensioni molto minori), ma lo si è scelto in modo che la tally sottendesse nel punto misura un angolo solido di semiapertura 3° . Infatti, sulla base di simulazioni, i neutroni emessi in avanti con vettore velocità inclinato fino a 3° rispetto alla normale al target hanno spettro omogeneo su una superficie posta a 6m dal target. Si è scelto cioè di assumere un'area per il punto misura tale da contenere il massimo numero di neutroni con spettro energetico omogeneo.

Per monitorare lo spettro di protoni in uscita dal berillio, sono state usate semplici tally F2, poste sulla superficie posteriore del target di berillio.

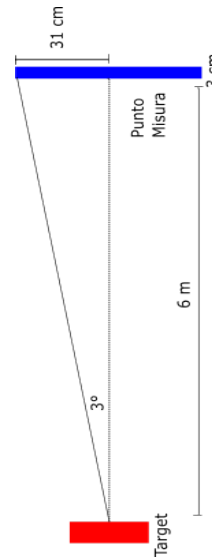
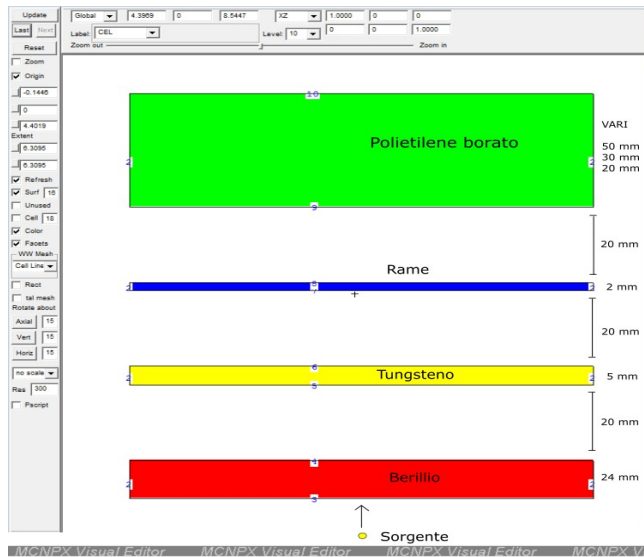


Figura 12 - Geometria del target (a sx) e del mondo simulato (a dx, non in scala). A seconda dello scenario simulato, i diversi materiali sono attivati in MCNPX.

Le librerie e i modelli di trasporto delle particelle

Si è cercato sempre di usare librerie sperimentali – costruite su risultati sperimentali noti; non sempre però sono disponibili per un particolare isotopo o *range* di energia: si ricorre in questi casi ad un modello teorico, che produce però risultati meno affidabili rispetto a librerie sperimentali.

La bontà delle librerie scelte deve essere verificata, per esempio riproducendo risultati sperimentali già noti di un sistema fisico che assomigli a quello in esame.

Nelle simulazioni effettuate si è scelto di trasportare solo protoni e neutroni.

La simulazione del design attuale

La prima serie di simulazioni ha lo scopo di valutare il design attuale, con due sezioni di berillio e tungsteno separate e complementari: bisogna stimare quanto deve essere la percentuale della sezione di berillio per produrre uno spettro di neutroni atmosferico soddisfacente e quanto intensa deve essere la corrente di protoni in ingresso per garantire il fattore d'accelerazione 3×10^9 .

Per il tungsteno, nonostante non siano disponibili librerie per il trasporto di protoni, ma solo di neutroni, lo spettro ottenuto in base ai modelli teorici è affidabile, perché in accordo con i dati sperimentali.

Per il berillio invece sono pochi i riscontri sperimentali noti. Si è cercato di riprodurne alcuni: il picco monocromatico del berillio sottile (4 mm) colpito da protoni a 70 MeV [14] e lo spettro di neutroni prodotto su berillio spesso (30 mm) colpito da protoni a 62 MeV [15].

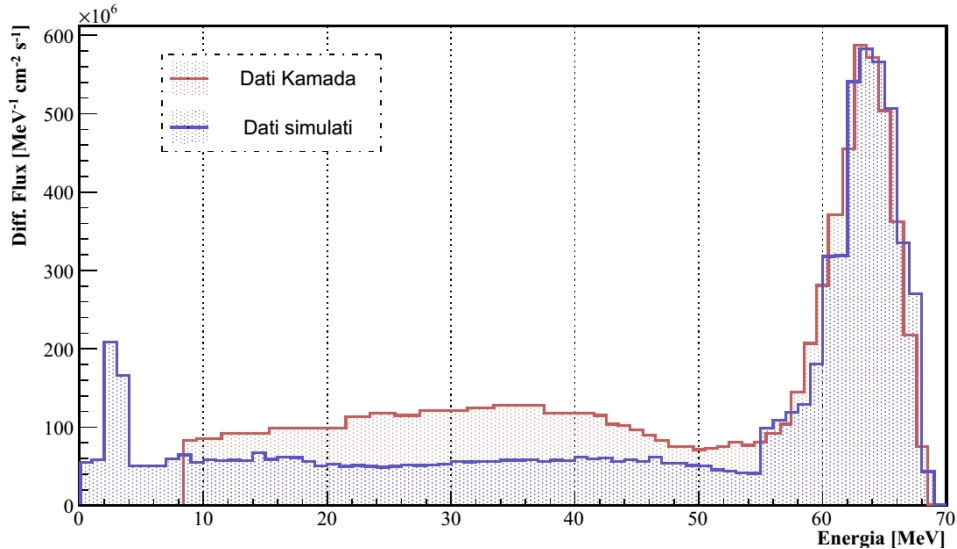


Figura 14 – Confronto dati sperimentali del gruppo di Kamada, sul picco monocromatico del berillio sottile, con la simulazione in MCNPX del medesimo sistema fisico.

La figura 14 mostra come con le librerie a disposizione in MCNPX si riproduca bene la regione del picco monocromatico nel berillio sottile; si sottostima la resa di neutroni nella regione di media energia (fino al 50%), ma la forma dello spettro è simile a quella sperimentale. Sotto i 10 MeV appare un picco che non può essere verificato con i dati sperimentali, che si fermano a 10 MeV. Complessivamente si può essere moderatamente soddisfatti: almeno la forma dello spettro è ben riprodotta.

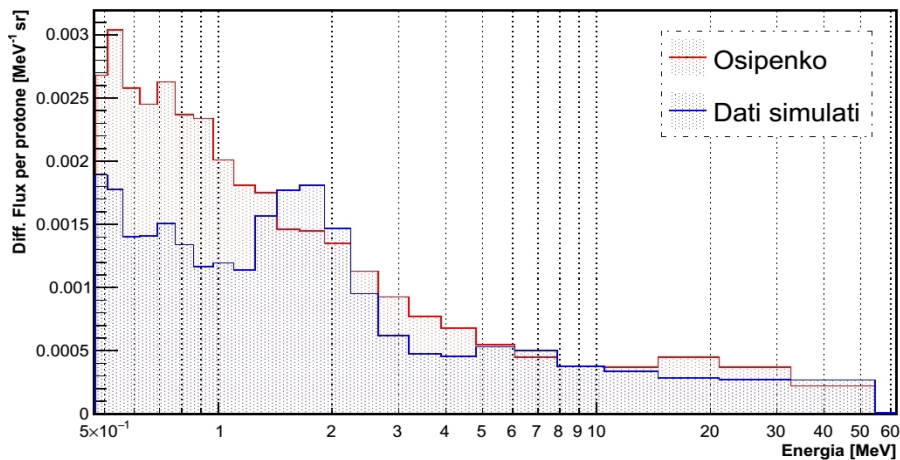


Figura 15 – Confronto con i risultati del gruppo di Osipenko.

La simulazione ha più difficoltà a riprodurre la forma dello spettro misurato da Osipenko et al. (figura 15) prodotto da berillio spesso (una configurazione simile a quella adottata in ANEM): la forma dello spettro è abbastanza ben riprodotta fino ad energie sopra a qualche MeV, ma sottostima la resa ad energie inferiori.

Nella tabella seguente sono riportati i parametri usati nella simulazione per quanto riguarda i materiali e le librerie.

Materiali	Spessore [mm]	Densità [g/cm ³]	Isotopo	Frazione isotopica	Librerie ⁸
Berillio	24	1.85	⁹ Be	1	4009.60c * 4009.03h
Tungsteno	5	19.35	naturale	1	74000.21c
Rame	2	8.92	⁶³ Cu	0.6915	29063.24c
			⁶⁵ Cu	0.3085	29065.24c

Tabella 1 – Definizione dei materiali usati nella simulazione del target attuale

In figura 16 sono riportati gli spettri ottenuti per il tungsteno e per il berillio. Lo spettro del tungsteno mostra una ripida risalita sotto i 10 MeV; lo spettro cala fino al cut-off, che avviene già intorno ai 57 MeV; lo spettro presenta una gobba, tipica del tungsteno, tra i 10 e i 30 MeV. Il berillio presenta uno spettro molto diverso: esso è uniforme fino al ripido cut-off intorno ai 66 MeV con un piccola risalita a bassa energia.

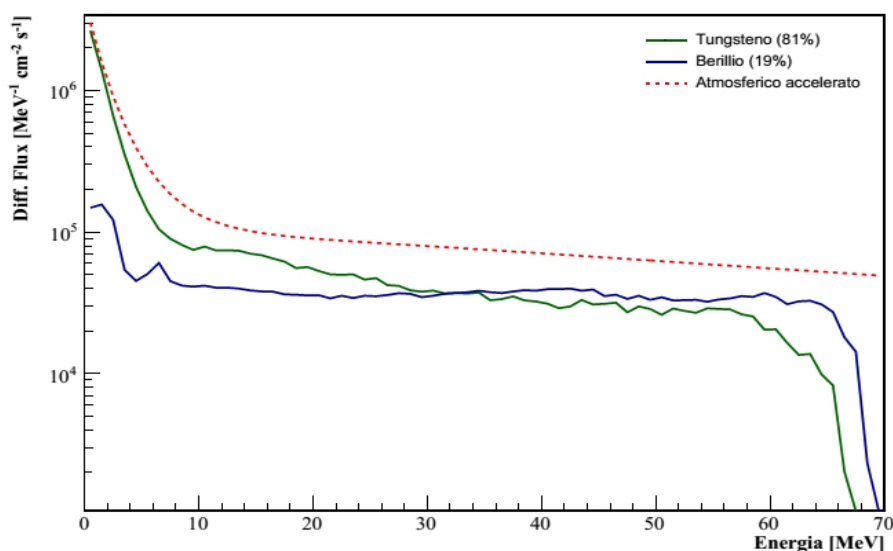


Figura 16 – Confronto degli spettri, già pesati, di tungsteno (5mm, 81%) e berillio (24mm, 19%), a parità di corrente (26μA)

⁸ Il suffisso “c” indica una libreria per il trasporto di neutroni, il suffisso “h” per quello di protoni.

* La libreria .60c arriva fino a 20MeV, la .24c fino a 100MeV; non producono risultati diversi.

Il valore ottimale della percentuale di berillio e della corrente di protoni sul target è stato calcolato minimizzando lo scarto quadratico relativo tra lo spettro dei neutroni atmosferici accelerato con un fattore di accelerazione $F \sim 3 \times 10^9$, e lo spettro composito usando la funzione:

$$\Phi = \frac{i}{e} \left[\phi_{Raw,Be} \cdot Be + \phi_{Raw,W} (1 - Be) \right]$$

in cui i è la corrente di protoni sul target e Be è la percentuale della sua superficie in berillio (figura 17).

La scelta dell'intervallo di energia in cui effettuare l'ottimizzazione è discrezionale: vista la ripida coda a bassa energia del tungsteno e considerato l'inevitabile rumore a bassa energia dovuto a neutroni diffusi dalle superfici vicine al punto misura, si è cercato il miglior compromesso nell'intervallo di energie tra 10 MeV e il cut-off a 64 MeV.

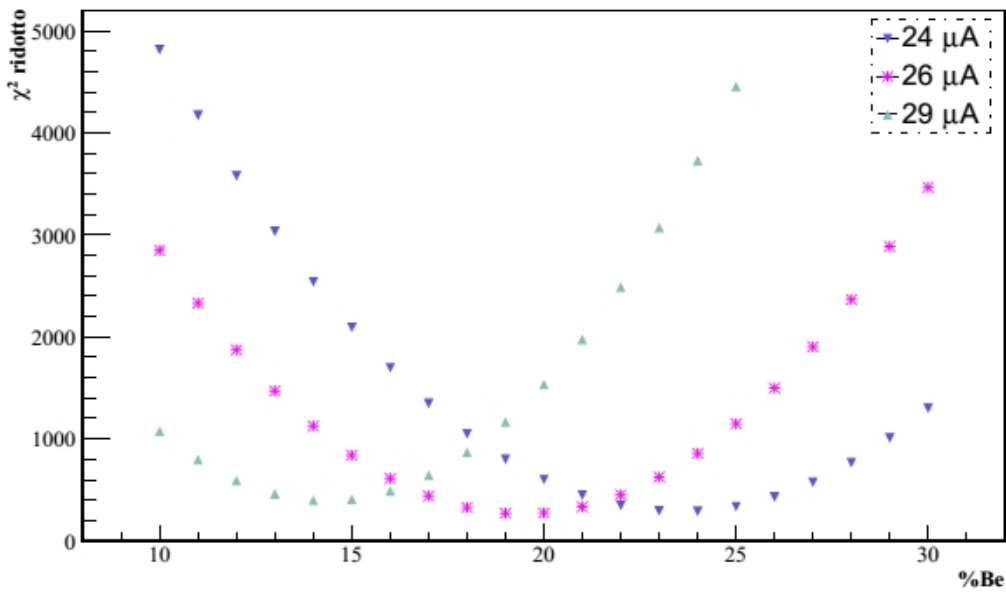


Figura 17 – Valori di χ^2 ridotto (con 55 d. o. f.) riferiti al confronto tra lo spettro atmosferico accelerato e gli spettri simulati, in funzione della percentuale di berillio del target.

La configurazione migliore ($\chi^2_{55 \text{ d.o.f.}} \approx 280$) risulta quella con il target composto al 19% da berillio e dal 91% da tungsteno, colpito con un fascio di protoni (da 70 MeV) di 26 μA , che dissipa sul target una potenza di circa 1800 W (figura 18).

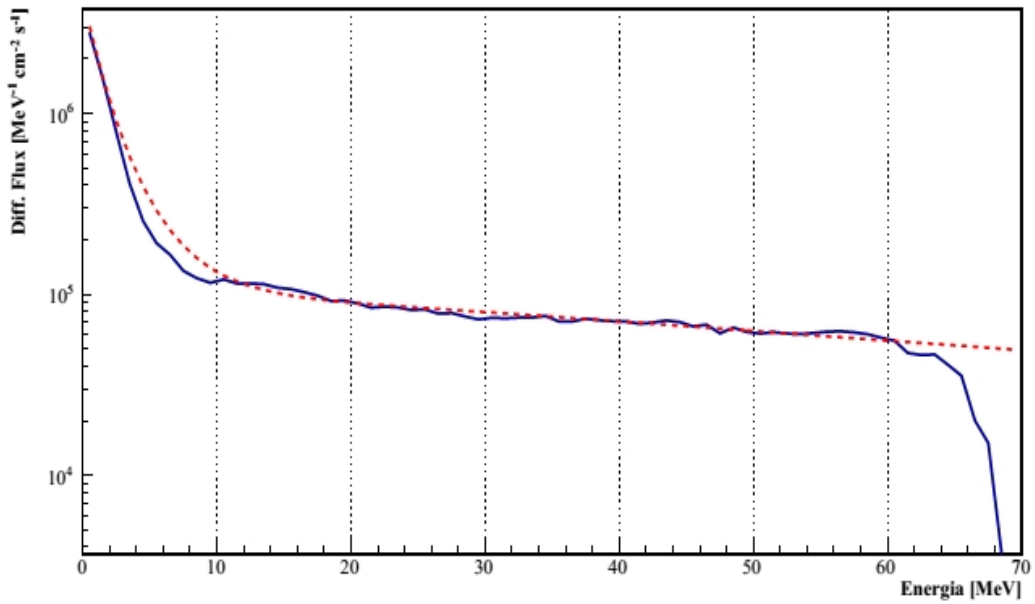


Figura 18 – Confronto tra lo spettro atmosferico accelerato ($F \sim 3 \times 10^9$) e il miglior spettro simulato.

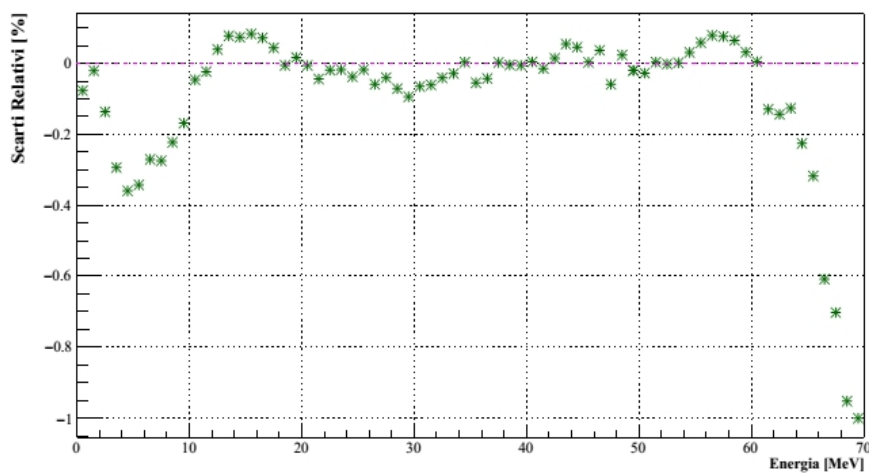


Figura 19 – Scarti relativi tra spettro atmosferico accelerato e spettro composito.

Osservando il grafico degli scarti relativi tra lo spettro simulato e lo spettro atmosferico accelerato (figura 19), si può essere soddisfatti di come, nell'intervallo scelto, essi si mantengano entro il 10%.

Criticità del design attuale – Alternative

Si è visto come la targhetta nel disegno attuale riesca a riprodurre in modo sufficientemente adeguato lo spettro dei neutroni atmosferici in una regione di energia sufficientemente larga. Tuttavia l'attuale progetto presenta delle criticità e si è dunque voluto esplorare alcune soluzioni alternative.

D/A – Corona di tungsteno completa con flangia di berillio sovrapposta

Il target composito del progetto originale presenta spigoli che hanno lo svantaggio di tollerare poco lo stress meccanico quando il bersaglio è riscaldato dal fascio incidente.

La prima proposta alternativa è quella di usare una corona circolare completa di tungsteno, con sovrapposta la sezione di berillio.

La soluzione produce risultati in linea con il design attuale. I vantaggi sono molteplici: maggior facilità di costruzione, minor stress sul tungsteno ed eliminazione del tappo di rame per fermare i protoni che il berillio non arresta, in quanto sono fermati direttamente nel tungsteno.

D/B – Target di solo tungsteno con moderatore in polietilene borato (PEB)

Considerata la minore attendibilità delle librerie usate per simulare il berillio spesso, si è cercata una configurazione che fosse il meno dipendente possibile da esso. Ridurre la componente di berillio comporterebbe anche un risparmio economico non indifferente.

Purtroppo non è possibile usare un bersaglio di solo tungsteno (5mm), vista la ripida risalita a bassa energia, la gobba tra i 10 e i 30 MeV e il precoce cut-off a circa 57 MeV. Si è indagato allora la possibilità di combinare il solo tungsteno con un moderatore, per ammorbidire le criticità del suo spettro.

Il polietilene borato⁹ (PEB) è un materiale con la capacità di assorbire in modo abbastanza uniforme neutroni con energie sopra i 10 MeV, mentre assorbe in modo molto più marcato i neutroni a energie inferiori (Figura 20).

⁹ (CH₂)_nB - Si trova in commercio con diverse concentrazioni di boro, dal 5% al 30%.

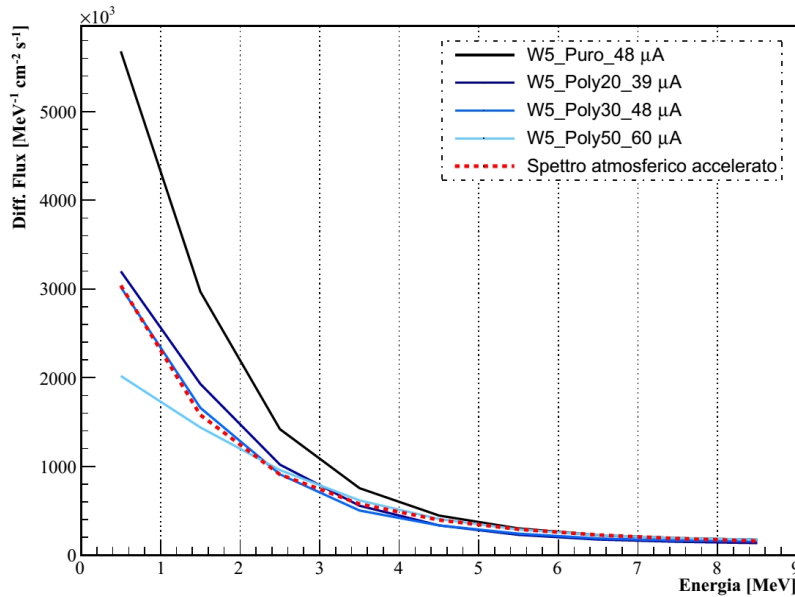


Figura 20 – Dettaglio dell’effetto del PEB sulle risalite dello spettro del tungsteno puro. L’assorbimento è molto marcato sotto ai 6 MeV; si nota l’efficacia progressiva dei diversi spessori. 30 mm di PEB permettono di riprodurre bene la risalita a bassa energia dello spettro atmosferico accelerato.

Il PEB è molto versatile perché può essere inserito, con lo spessore desiderato, ben distante dal target, per modulare in modo fine lo spettro già formato. In particolare lo si può usare per abbattere la risalita a bassa energia che, per il tungsteno, è molto marcata e, possibilmente, per ammorbidire la gobba del tungsteno tra i 10 e i 30 MeV; inoltre può servire ad abbattere il contributo di fondo a bassa energia dei neutroni che diffondono sulle superfici ambientali vicino al punto misura.

Sono state simulate tre configurazioni: tungsteno spesso 5 mm seguito da dischi di PEB (5% di boro) da 20, 30 o 50 mm di spessore (densità 0.97 g/cm^3).

Isotopo	Frazione di massa	Librerie
^{12}C	0.61192	6012.21c
^1H	0.1153	1001.24c
^{16}O	0.22261	8016.24c
^{10}B	0.0091	5010.60c
^{11}B	0.04107	5011.60c

Tabella 2 – Definizione del materiale PEB al 5% usato nella simulazione.

Agendo sulla corrente del fascio di protoni incidente e sullo spessore di PEB, si è ottimizzato la forma dello spettro in tutta la regione d’energia fino al cut-off. L’estensione alla regione di bassa energia è un’importante differenza con quanto fatto quando si è va-

lutato il disegno originale: il motivo è che con il PEB si riesce ad agire sulla risalita a bassa energia.

Si è concluso che la configurazione con 30 mm di PEB è quella preferibile ($\chi^2_{58\text{d.o.f.}} \sim 2.3 \times 10^3$, tabella 3, figura 21). Purtroppo il PEB abbassa di molto la resa di neutroni, obbligando ad alzare la corrente del fascio di protoni – fino a 47 μA con 30mm di PEB.

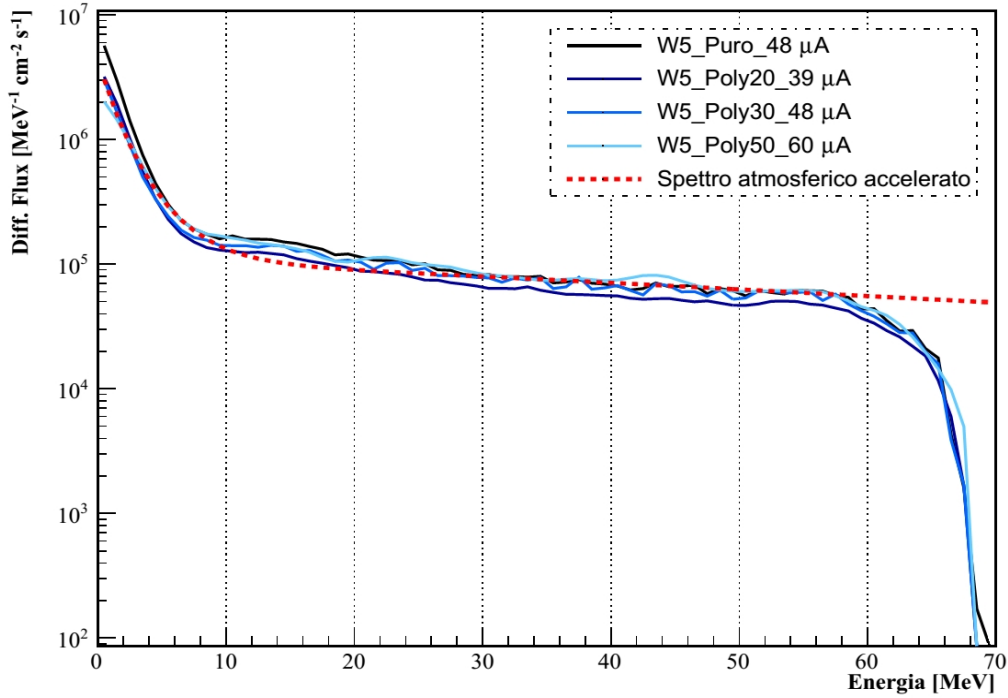


Figura 21 – Confronto degli spettri di tungsteno 5mm con diversi spessori di PEB: 50mm a 60 μA ; 30mm a 48 μA ; 20mm a 39 μA . È visibile anche lo spettro del solo tungsteno, ottimizzato con 48 μA di corrente.

Spessore PEB [mm]	Corrente [μA]	χ^2 ridotto, 58 d.o.f.
0	30	1.2×10^4
20	39	4.2×10^3
30	47	2.3×10^3
50	60	8.7×10^3

Tabella 3 – Valori di χ^2 ridotto valutato su 58 canali fino a 57 MeV (cut-off) per le simulazioni che includono diversi spessori di PEB (0, 20, 30, 50 mm). La configurazione migliore è quella con il 30 mm di PEB.

D/C – Target composto di tungsteno con berillio sottile e moderatore in PEB

Il berillio sottile (≤ 4 mm) produce un caratteristico picco monocromatico di energia poco inferiore ai protoni incidenti: la perdita di energia per ionizzazione dei protoni nel berillio sottile è insufficiente per permettere di produrre neutroni con uno spettro continuo.

Aumentando lo spessore del berillio (8 - 12mm) il picco monocromatico si allarga e aumenta la produzione di neutroni con spettro continuo (figura 22).

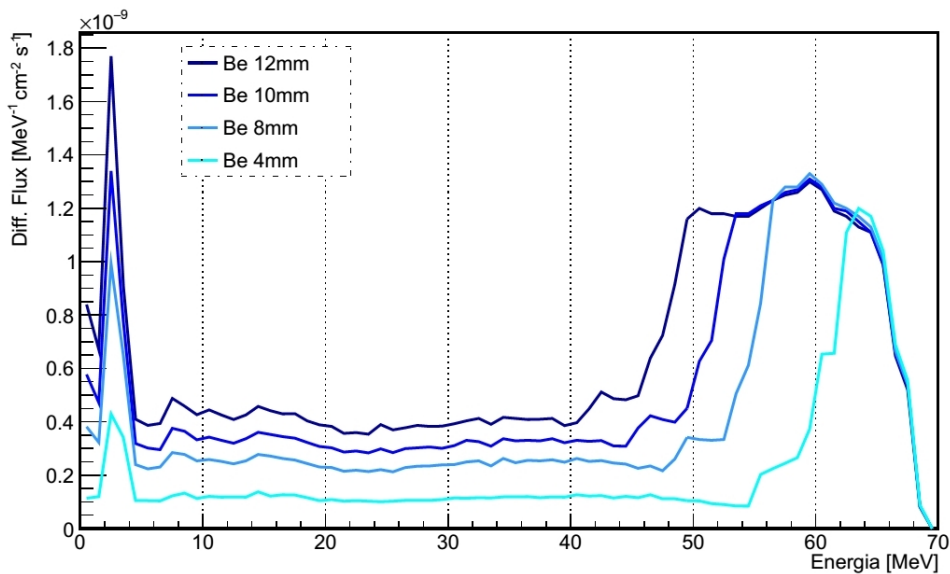


Figura 22 – Flussi differenziali per singolo protone incidente di neutroni prodotti da berillio a diversi spessori: 4 (picco monocromatico), 8, 10, 12.

Si pensa quindi di usare, oltre ad uno spessore di 30 mm di PEB, uno strato di berillio di 4 mm e di area da ottimizzare, da sovrapporre al target di tungsteno (5mm), per migliorare lo spettro nella regione di cut-off, tra i 57 e 66 MeV. In figura 23 sono mostrate le tracce lasciate da protoni e neutroni nei tre materiali.

La configurazione ottimale ($\chi^2_{67 \text{d.o.f.}} \sim 2 \times 10^3$) tra 0 e 66 MeV prevede un'area di berillio pari all'11% della corona di tungsteno, con 48 μA di corrente, per una potenza dissipata sul bersaglio di circa 3400 W. Lo spettro risultante è mostrato in figura 24; in figura 25 sono mostrati gli scarti relativi rispetto allo spettro atmosferico accelerato ($F=3 \times 10^9$). Si riproduce bene la risalita a bassa energia grazie al PEB; la regione di cut-off si alza fino a 66 MeV grazie al berillio sottile; tra i 30 e i 55 MeV il tungsteno produce uno spettro adeguato. Invece si riesce solo ad attenuare, con il PEB, la gobba che caratterizza lo spettro del solo tungsteno tra i 10 e i 30 MeV.

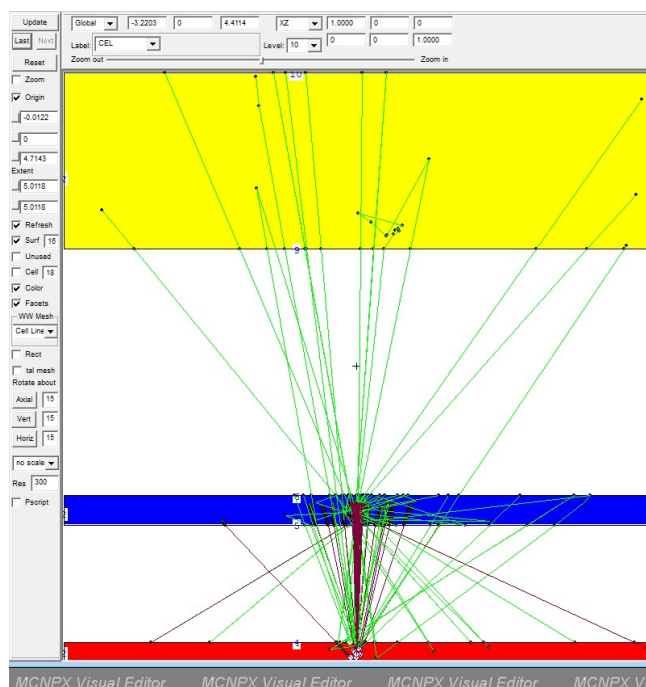


Figura 23 – Tracce di protoni e neutroni nella configurazione con Be 4 mm (rosso) + W 5mm (blu) + PEB 30mm (giallo). Molte tracce di neutroni (in verde) sono fermate nel PEB.

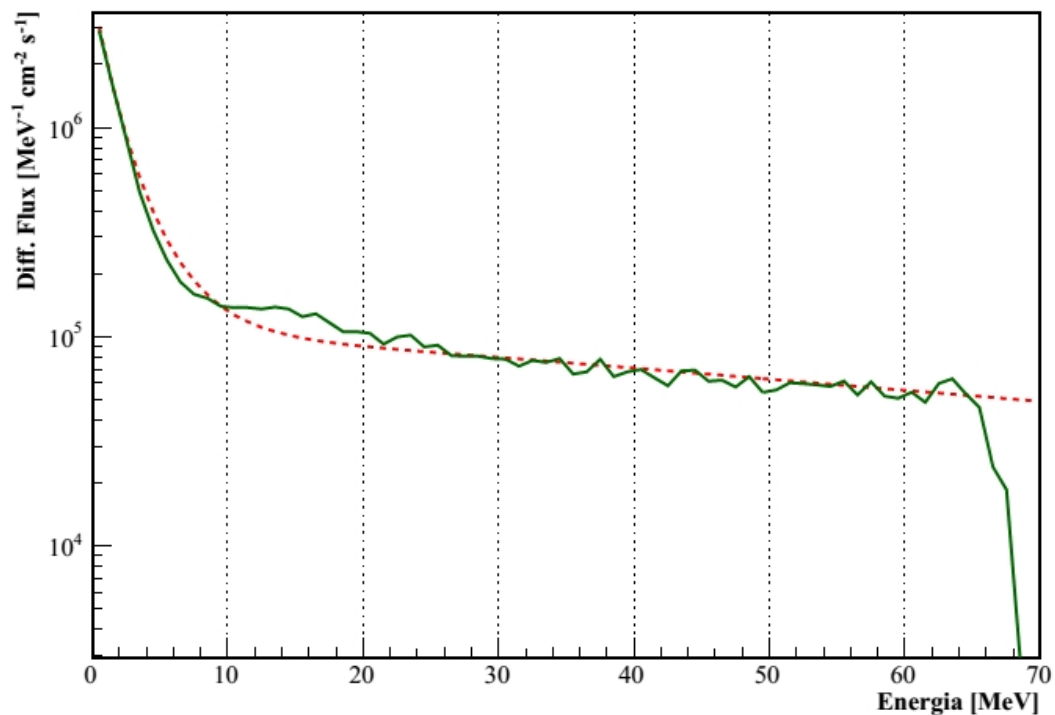


Figura 24 – Confronto tra lo spettro atmosferico accelerato e lo spettro generato da berillio sottile (4mm), tungsteno (5mm) e PEB (30mm). Lo spettro è stato ottimizzato nell'intervallo [0, 66] MeV.

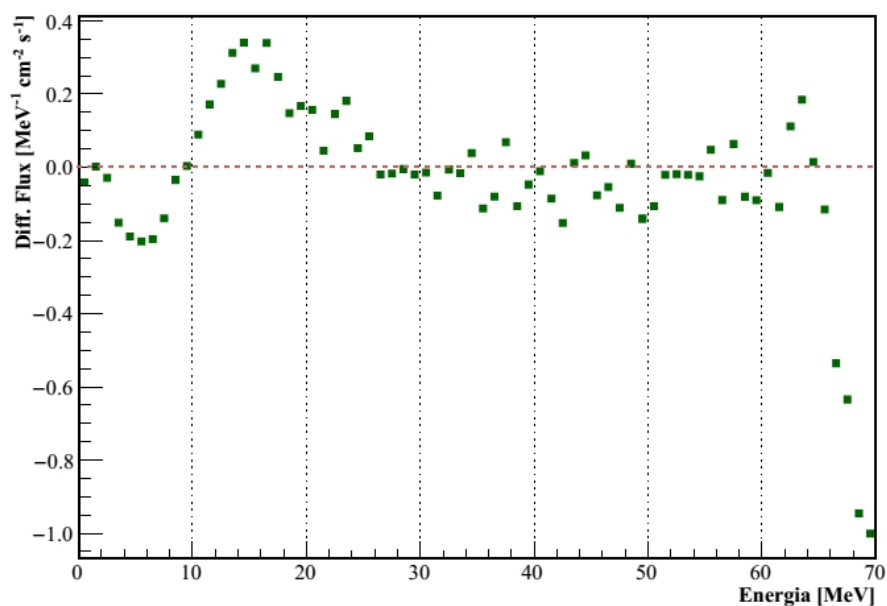


Figura 25 – Scarti relativi tra lo spettro atmosferico accelerato e lo spettro prodotto da tungsteno (5mm), berillio sottile (4mm) e PEB (30mm).

Il confronto tra la configurazione appena studiata e la configurazione originale con il berillio spesso 24mm appare in figura 26. È evidente il recupero nell'intervallo [0, 10] MeV e l'estensione dell'energia di cut-off da 63 MeV a 66 MeV, ma anche l'eccessiva resa di neutroni nell'intervallo [10, 25] MeV.

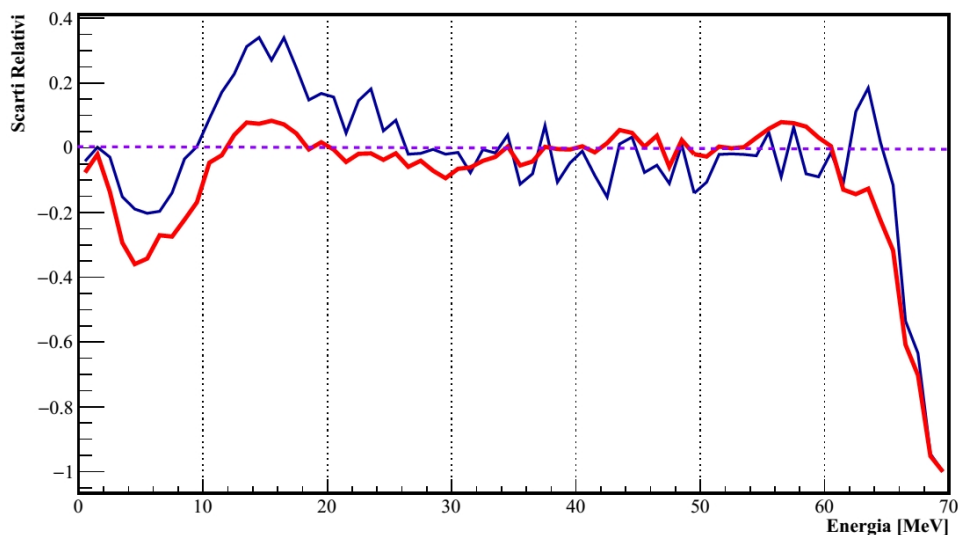


Figura 26 – Confronto tra gli scarti relativi rispetto allo spettro atmosferico accelerato. In rosso, lo spettro composto prodotto dal target originale (81% tungsteno spesso 5 mm, 19% berillio spesso 24 mm, 26 μ A); in blu, la nuova configurazione con PEB spesso 30 mm come moderatore e uno strato di berillio spesso 4 mm.

Conclusioni

In questa tesi sono valutate le prestazioni del target della linea di fascio ANEM in progetto presso i LNL che intende produrre fasci di neutroni con uno spettro il più possibile somigliante a quello dei neutroni atmosferici.

La determinazione della miglior configurazione per riprodurre la forma dello spettro atmosferico accelerato è stata fatta assumendo un fattore d'accelerazione 3×10^9 , che è di fatto un limite superiore molto elevato; probabilmente in esercizio ci si confronterà con fattori più bassi, a seconda delle richieste dell'utente.

Il punto misura è stato scelto a 6 m dal target, per consentire l'irraggiamento di un sistema elettronico completo (delle dimensioni di un desktop), con uno spettro omogeneo.

Un punto critico nella determinazione della miglior configurazione per ANEM è la scelta dell'intervallo d'energie entro il quale si vuole ottenere la miglior compatibilità con lo spettro atmosferico.

Il design attuale è stato ottimizzato dai 10 MeV in su; prevede un target rotante composto da due settori: uno, in tungsteno spesso 5 mm, intercetta il fascio di protoni per 81% del periodo di rotazione; l'altro è complementare, in berillio spesso 24 mm. La corrente richiesta di protoni incidente è di 26 μA . Questa soluzione sfrutta lo spettro del berillio spesso per alzare quello del tungsteno. Il vantaggio è che la corrente richiesta per avere la necessaria resa di neutroni è bassa, con una potenza dissipata sul target di solo 1800 W. La particolare struttura delle corone di tungsteno e berillio determina però un notevole stress meccanico vicino agli spigoli.

Una soluzione alternativa consiste nell'utilizzo di un target circolare di tungsteno (5mm), moderato con 30 mm di polietilene borato (PEB) per abbattere l'eccessiva resa alle basse energie (< 8 MeV) e permettere un buon compromesso fino alla regione di cut-off (57 MeV); tuttavia il PEB non riesce ad attenuare l'eccessiva resa del tungsteno tra i 10 e i 30 MeV. Il prezzo da pagare è l'aumento di un fattore 2 della corrente di protoni (~ 50 μA), a causa dell'assorbimento dovuto al PEB e dell'assenza del contributo dato dal berillio spesso; la potenza da dissipare aumenta proporzionalmente, fino a ~ 3500 W. Il vantaggio principale di questa configurazione è che la struttura circolare del target in solo tungsteno è più robusta di quella del design attuale di un target composito.

Aggiungendo alla precedente configurazione uno strato di berillio sottile 4 mm si migliora ulteriormente il disegno precedente portando la regione di cut-off fino a 66 MeV. L'optimum nell'intervallo tra 0 e 66 MeV, si ha con l'11% della superficie della corona del target in berillio, con 48 μ A di corrente di protoni e una potenza dissipata sul bersaglio di circa 3400 W.

Bibliografia

1. M. Huhtinen, *Simulation of non-ionising energy loss and defect formation in silicon*, Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A, 491: 194-215, 2002.
2. Luca Silvestrin, *Characterization of Electronic Circuits with the SIRAD IEEM: Developments and First Results*" tesi di dottorato di ricerca in fisica, 2011.
3. Private communication (LNL workshop), D.Frost.
4. D. Bisello et al., *Neutron production targets for a new Single Event Effects facility at the 70 MeV Cyclotron of LNL-INFN*, Phys. Proc. 26 (2012) 284 – 293.
5. David L. Chichester, *Production and applications of neutrons using particle accelerators*, 2009, Idaho National Laboratory.
6. J. M. Carpenter, C.-K. Loong, *Elements of Slow-Neutron Scattering*, Cambridge University press, 2015.
7. Gabriela Acosta et al., *ANEM: a rotating composite target to produce an atmospheric-like neutron beam at the LNL SPES facility*, International journal of modern physics: conference series, vol. 1, No. 1 (2010) 1-5.
8. Antonín Krása, *Spallation reactions physics – Neutron sources for ADS*, Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, Czech Technical University, Prague, 2010.
9. M. Osipenko et al., *An intrinsically safe facility for forefront research and training on nuclear technologies – Neutron yield from Be*", Eur. Phys. J. Plus (2014) 129: 68.
10. ANSYS® Academic Research, Release 15.0.
11. SRIM 2013; www.srim.org.
12. MCNPX (Monte Carlo N-Particle eXtended transport code); versione 2.6.0 mcnp.lanl.gov.
13. G. P. Barros et al., *Neutron Production evaluation from a ADS target utilizing the MCNPX 2.6.0 code*, Braz. J. Phys., Vol. 40, No. 4, São Paulo, Dec. 2010.
14. S. Kamada et al., *Measurement of Energy-angular Neutron Distribution for ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}(p,xn)$ Reaction at $EP = 70 \text{ MeV}$ and 11MeV* , Journ. of the Korean Phys. Soc., Vol. 59, No. 2, August 2011, pp. 1676-1680.
15. M.Osipenko at al., *Double differential neutron yield from a thick ${}^9\text{Be}$ target produced by 62 MeV proton beam*, Nucl. Instr. and Meth. A, Vol. 723, Pages 8-18 (2013).