

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

Caratterizzazione di scintillatori organici per la rivelazione di neutroni termici

Relatore:
Prof. Mauro Bruno

Presentata da:
Lorenzo Piccolo

Correlatori:
Dott.sa F. Gramegna
Dott.sa S. Carturan
Dott. T. Marchi

Sessione III
Anno Accademico 2013/2014

Indice

Sommario	iv
1 Interazione dei neutroni con la materia	1
1.1 Modello per la moderazione dei neutroni lenti	3
1.2 Modello statistico per neutroni termici	6
2 Rivelatori a Scintillazione per la misura di neutroni lenti	9
2.1 Caratteristiche di uno scintillatore	9
2.2 Meccanismi di scintillazione in materiali organici	10
2.2.1 Assorbimento	12
2.2.2 Fluorescenza	12
2.2.3 Fosforescenza	13
2.3 Scintillatori siliconici per neutroni lenti	14
2.3.1 Matrice di scintillazione	14
2.3.2 Meccanismi di cattura di neutroni lenti	15
2.4 Il Fotomoltiplicatore	16
2.4.1 Fotoemissione e moltiplicazione	16
2.4.2 Il fotomoltiplicatore utilizzato nelle misure	18
2.5 Accoppiamento fotomoltiplicatore-scintillatore	19
3 Simulazione con Geant4	21
3.1 La libreria Geant4	21
3.1.1 Le classi essenziali di Geant4	21
3.1.2 Struttura di base di una simulazione	24
3.2 La simulazione	26
3.2.1 Apparato di misura	26
3.2.2 Fenomeni fisici simulati	27
3.2.3 Risultati estratti dalla simulazione	29

4	Le Misure	33
4.1	Le sorgenti radioattive	33
4.1.1	La sorgente di neutroni di Americio-Berillio	34
4.2	Apparato sperimentale	34
4.3	Elettronica e dispositivi di Acquisizione	36
4.4	Gli Scintillatori	37
4.4.1	I Campioni	37
4.4.2	Gli standard	38
4.5	Le Misure	40
4.5.1	Misure γ	41
4.5.2	Misure α	43
4.5.3	Misure neutroni	47
 Conclusioni		 53
 Bibliografia		 56

Sommario

La rivelazione dei neutroni gioca un ruolo fondamentale sia nel campo della fisica nucleare di base che in diversi ambiti applicativi quali la produzione di energia in reattori a fissione, la sicurezza nazionale alle frontiere, la terapia e la diagnostica mediche. Negli anni passati la rivelazione di neutroni di bassa energia (nell'intervallo termico) si è basata principalmente sull'utilizzo di contatori proporzionali a ^3He . Il grosso vantaggio di questi strumenti è la loro quasi totale inefficienza nella rivelazione di radiazione elettromagnetica, consentendo una caratterizzazione pulita dei flussi neutronici di bassa energia, anche quando, come spesso succede, sono accompagnati da un intenso fondo di raggi X e raggi gamma. La scarsa disponibilità di ^3He ed il conseguente incremento del suo costo hanno stimolato, negli ultimi anni, numerosi programmi di sviluppo di nuovi rivelatori per neutroni termici in grado di rimpiazzare i troppo costosi contatori a ^3He . In questo contesto si sono sviluppati da una parte il progetto ORIONE/HYDE dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN), che punta allo sviluppo di scintillatori organici a matrice silconica in grado di rivelare sia neutroni veloci che termici, dall'altra l'applicazione di tali sviluppi ad attività connesse con il Progetto SPES nell'ambito del PRIN intitolato *Sviluppo di Rivelatori e tecniche d'analisi per la sperimentazione con i fasci radioattivi dei Laboratori Nazionali dell'INFN, con particolare riferimento a SPES*. All'interno di una matrice scintillante organica (ricca quindi di nuclei di Idrogeno e Carbonio) opportunamente drogata per favorire il processo di scintillazione, viene disperso un ulteriore dopante ad alta sezione d'urto di cattura neutronica (tipicamente ^{10}B o ^6Li). Questo scintillatore risulta sensibile alla radiazione neutronica veloce che viene rivelata tramite i processi di urto elastico ed il successivo rinculo dei nuclei che causa l'emissione di luce di scintillazione. Inoltre grazie alle grandi sezioni d'urto dei processi di cattura neutronica da parte del materiale dopante e la successiva emissione di particelle cariche anche la sensibilità ai neutroni di bassa energia (lenti e termici) viene garantita. La matrice utilizzata (polifenil-dimetil silossano) ha ottime proprietà meccaniche e, a differenza di altri materiali utilizzati per la realizzazione

di scintillatori per neutroni, non risulta tossica o dannosa per l'ambiente. Inoltre il costo del materiale utilizzato è notevolmente competitivo rispetto alle alternative attualmente in commercio. In questo lavoro di tesi verranno caratterizzati alcuni di questi nuovi scintillatori drogati con ${}^6\text{Li}$. Verrà analizzata la loro risposta in termini di resa di luce quando esposti a flussi di particelle cariche e raggi gamma e a flussi neutronici di bassa energia. I risultati verranno paragonati a quelli ottenuti con uno scintillatore commerciale standard a matrice vetrosa.

Capitolo 1

Interazione dei neutroni con la materia

Essendo privi di carica elettrica, i neutroni, non possono interagire elettromagneticamente con la materia. Pertanto l'interazione avviene tramite collisione con i nuclei dei materiali che incontrano nel loro cammino. Il processo può risultare o nella scomparsa del neutrone con formazione di una o più radiazioni secondarie, o nella variazione di energia e quantità di moto del neutrone. A causa delle sezioni d'urto relativamente piccole di questi processi i neutroni possono attraversare diversi centimetri di materiale senza rilasciare energia e subire deflessioni. In seguito all'interazione del neutrone con la materia vengono emessi principalmente dei prodotti carichi: l'intero nucleo che rincula nel caso di diffusione elastica o inelastica, le particelle emesse nelle reazioni di cattura negli altri casi.

Le probabilità relative dei diversi tipi di interazione variano drasticamente al variare dell'energia del neutrone incidente. Per semplicità, in questa trattazione, verranno considerate due categorie sulla base dell'energia: i **neutroni lenti** con energie inferiori ai 0.5 eV, e i **neutroni veloci** con energie superiori a 0.5 eV¹. La classificazione completa è mostrata in tabella 1.1.

- **Interazione con neutroni lenti**

Le interazioni principali di questa fascia energetica sono lo scattering elastico e le reazioni nucleari indotte. Le prime sono di scarsa importanza anche se molto frequenti: la bassa energia cinetica dei neutroni incidenti ha effetti non rivelabili, il processo di diffusione multipla porta i neutroni all'equilibrio termico con il materiale assorbitore (*neutroni termici* $K \sim 0,025$ eV a temperatura

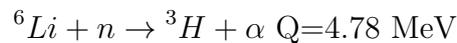
¹~0.5 eV corrisponde al *cadmium cutoff*, ossia all'energia oltre la quale si verifica un brusco calo della sezione d'urto d'assorbimento neutronico del ¹¹³Cd

Tipologia	E
Termici	~ 0.025 eV
Epitermici	~ 1.5 eV
Lenti	\sim KeV
Veloci	10 KeV-10 MeV

Tabella 1.1: Classificazione dei neutroni sulla base della loro energia cinetica

ambiente).

Le reazioni nucleari di tipo (n,γ) , invece, possono essere poco utili a causa della difficoltà di discriminazione del segnale dai fotoni di fondo che spesso accompagnano i flussi neutronici. In alternativa, altri processi come reazioni di tipo (n,α) , (n,p) possono produrre particelle cariche e pesanti più semplici da discriminare. Per essere utili al fine della rivelazione dei neutroni, a causa della bassa energia cinetica dei prodotti carichi, le reazioni dovranno avere Q-valore positivo. Negli scintillatori studiati in questo lavoro si sfrutta la reazione di cattura su un nucleo di ${}^6\text{Li}$ con emissione di particelle α e trizio:



- **Interazione con neutroni veloci**

All'aumentare dell'energia vi è un drastico calo delle probabilità delle interazioni rivelabili dovute a reazioni nucleari. Lo scattering elastico diventa predominante e sufficiente a produrre radiazioni secondarie costituite dal rinculo dei nuclei. In questo modo il neutrone viene fermato o rallentato fino per diffusioni multiple. Se l'energia è sufficientemente elevata può verificarsi *scattering inelastico* che porta il nucleo bersaglio ad uno stato eccitato che si raffredda successivamente emettendo radiazione γ .

Convenzionalmente si usa esprimere la probabilità delle varie interazioni per unità di lunghezza di cammino a fissa energia attraverso la *sezione d'urto* σ in *barn* (10^{-28} m²). Ad ogni nucleo corrisponde una sezione d'urto in funzione dell'energia per ogni tipo di interazione, la *sezione d'urto neutronica totale* non sarà altro che la somma di queste.

Per quanto riguarda il materiale nel suo insieme si può definire una *sezione d'urto macroscopica* Σ , noto il numero di nuclei nell'unità di volume:

$$\Sigma = N\sigma$$

Il passaggio attraverso la materia tenderà a ridurre l'intensità del fascio neutronico. Attraversando uno spessore dx , il neutrone, incontrerà $n dx$ nuclei, dove n è il numero medio di nuclei per unità di lunghezza nella direzione parallela al fascio. La perdita di intensità in tale spessore è:

$$dI = -I \Sigma dx$$

la cui soluzione sarà nella forma:

$$I = I_0 e^{-\Sigma x}$$

dove I_0 è l'intensità del fascio prima di entrare nel materiale. Il cammino libero medio λ del neutrone nel materiale risulta:

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma_{tot}}$$

dove Σ_{tot} è la sezione d'urto totale media del materiale, considerati i diversi nuclei che lo compongono.

Parlando di tassi di reazione risulta utile introdurre il flusso neutronico $\phi(r)$. Considerando neutroni di velocità v , $v\Sigma$ rappresenta la frequenza di interazione per il processo. Presa la densità di neutroni $n(r)$ (numero di neutroni per unità di superficie), il flusso risulta :

$$\phi(r) = n(r)v$$

E quindi la *densità del tasso di reazione*, ossia il numero di reazioni per unità di volume e tempo sarà $\phi(r)\Sigma$. Il caso è generalizzabile ad energia variabile:

$$\text{Densità del tasso di reazione} = \int_0^{\infty} \phi(r, E)\Sigma(E) dE$$

1.1 Modello per la moderazione dei neutroni lenti

Con il termine *moderazione dei neutroni* ci si riferisce alla diminuzione dell'energia cinetica media di un fascio neutronico. Tale "rallentamento" si realizza per interazione dei neutroni stessi con la materia. In questo lavoro di tesi si è reso necessario moderare i neutroni prodotti da una sorgente di Am-Be (si veda la sezione:

2.3.2).

Nel caso della moderazione, il rallentamento dei neutroni con energie iniziali dell'ordine del MeV sarà ottenuto grazie a ripetute collisioni elastiche ed anelastiche all'interno del materiale moderatore, fino a portarli ad energie dell'ordine dell'eV. In questo modo è possibile ottenere, a partire da un fascio di neutroni veloci, dei fasci di neutroni lenti e termici.

Consideriamo un fascio monoenergetico. A seguito di una collisione elastica tra un neutrone e un nucleo inizialmente a riposo di massa A , il rapporto fra l'energia finale E' e quella iniziale E si ricava, applicando le leggi di conservazione dell'energia e dell'impulso. Il risultato è:

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

dove θ è l'angolo di scattering nel sistema centro di massa mentre le energie sono misurate nel sistema laboratorio. Nel caso limite, per $\theta = 0$ (ossia in assenza scattering) risulta $E' = E$, mentre per la collisione frontale ($\theta = 180^\circ$):

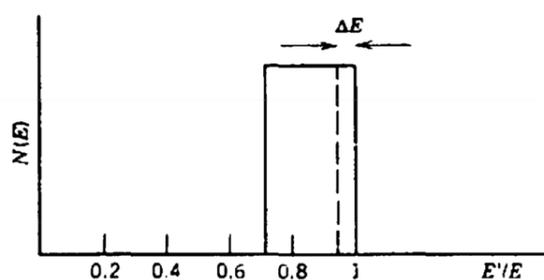
$$\left(\frac{E'}{E}\right)_{min} = \left(\frac{A - 1}{A + 1}\right)^2$$

Questo significa che nel caso in cui il nucleo assorbitore sia di Idrogeno ($A=1$) si ha un trasferimento completo di energia. Più in generale, tanto più sono leggeri i materiali assorbenti, tanto maggiore sarà il trasferimento di energia.

Nel caso di energie di 10 MeV o inferiori, lo scattering è per la maggior parte nella forma di un'onda s [1], e quindi, nel sistema centro di massa, largamente dipendente da θ . I rapporti di energia uscente-entrante sono uniformemente distribuiti fra 1 e il valore ottenuto dalla relazione precedente (fig: 1.1a).

Al fine di quantificare la perdita di energia totale da parte di un neutrone che viene assorbito (moderato) da un materiale, è necessario tenere conto del fatto che esso subirà più di un'interazione. Già dalla seconda il fascio non si presenta più monoenergetico ma distribuito come in figura 1.1a. Dei neutroni che hanno subito una prima collisione, solo alcuni ne subiranno una seconda. Ciò creerà una nuova popolazione con un'intervallo energetico ancora minore. E così al crescere del numero di collisioni il processo può essere reiterato e si viene a creare una distribuzione energetica che segue l'andamento di figura 1.1b. Reiterando il processo per generazioni successive si ottengono distribuzioni simili a quella in figura 1.1c.

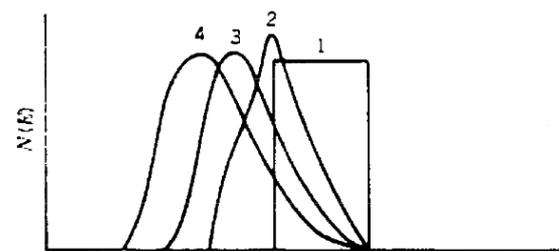
Se si considera il rapporto logaritmico fra le energie ξ dopo la prima collisione:



(a) rapporto energie dopo il primo scattering



(b) distribuzione del secondo scattering ottenuta dividendo in 5 sorgenti monoenergetiche la distribuzione precedente



(c) calcolo esatto (integrale) ripetuto per diverse generazioni di scattering

Figura 1.1: Distribuzione di un fascio monocromatico di neutroni nelle varie fasi della moderazione.

$$\xi = \left[\log \frac{E'}{E} \right]_{av} = \frac{\int \log \left[\left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 \right] d\Omega}{\int d\Omega}$$

(dove $d\Omega$ è l'elemento d'angolo solido nel sistema centro di massa) e si assume una distribuzione isotropa nell'intero angolo solido, si può esplicitare l'integrale:

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

Il logaritmo dell'energia, quindi, decresce di una fattore ξ dopo ogni collisione. Dopo n collisioni:

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

Nel caso di nuclei di Idrogeno e Carbonio (costituenti il polietilene comunemente usato come moderatore), il numero di collisioni utile a passare dai ~ 2 MeV di sorgente Am-Be a ~ 0.025 eV della zona termica è rispettivamente di 18 e 110 collisioni [1]. Considerando pertanto il rapporto stechiometrico fra i due nuclei all'interno del polietilene, saranno necessarie almeno 49 collisioni per raggiungere lo scopo.

1.2 Modello statistico per neutroni termici

Tutte le considerazioni precedenti sono state fatte nell'ipotesi che il nucleo bersaglio sia fermo nel sistema laboratorio. Tale approssimazione è adatta a neutroni di energia maggiore di qualche decina di eV, poiché le velocità di essi non è paragonabile a quella di oscillazione degli atomi nel reticolo. Ciò incomincia a non essere vero per neutroni nell'intervallo "termico". In questo caso si dovrà ricorrere alla meccanica statistica: per descrivere il processo si assume, che dopo un tempo sufficiente, i neutroni entrino in equilibrio termico col moderatore stesso. Preso quest'ultimo ad una temperatura T , la distribuzione delle velocità sarà data dalla legge di Maxwell:

$$f(v) dv = 4\pi n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv$$

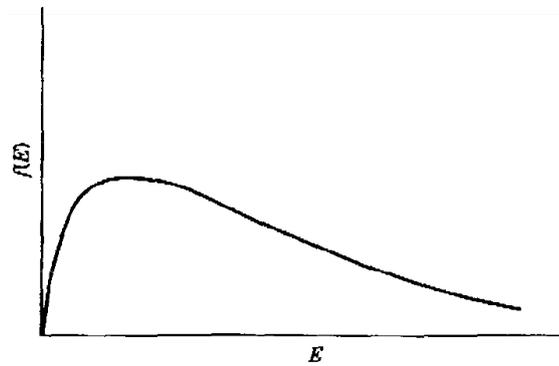


Figura 1.2: Distribuzione di Maxwell per l'Energia dei neutroni termalizzati

Alle velocità termiche si è in regime non relativistico, quindi, prendendo la massa dei neutroni m e indicando con n il numero di neutroni per unità di volume, otteniamo la distribuzione in energia:

$$f(E) dE = \frac{2\pi n}{(\pi kT)^{\frac{3}{2}}} E^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E}{kT}} dE$$

Essa è illustrata in figura 1.2.

Capitolo 2

Rivelatori a Scintillazione per la misura di neutroni lenti

Uno scintillatore è un materiale in grado di produrre radiazione elettromagnetica (**luce di scintillazione**) come conseguenza al passaggio di radiazione ionizzante. In un rivelatore a scintillazione, tale materiale scintillante è accoppiato ad uno strumento fotosensibile (fotomoltiplicatore, fotodiodo, SiPM, etc) in grado di raccogliere la luce di scintillazione e convertirla in un segnale elettrico.

I processi che regolano la conversione in luce, detti fenomeni di **fluorescenza**, sono interazioni (fra radiazione e materiale) di natura elettromagnetica, per questo motivo risulta impossibile rivelare "direttamente" particelle elettricamente neutre come i neutroni. In questo caso, a generare la luce di scintillazione, è la ionizzazione prodotta dal rinculo dei nuclei costituenti il materiale o dalle particelle cariche emesse in seguito a processi di cattura. Nel corso del capitolo si discuteranno le caratteristiche e i meccanismi di scintillazione degli scintillatori organici (utilizzati in questo lavoro), per poi descrivere nel dettaglio la loro composizione chimica e il meccanismo di cattura neutronica. Verranno brevemente illustrati il principio di funzionamento di un fotomoltiplicatore e le criticità legate al suo accoppiamento con lo scintillatore.

2.1 Caratteristiche di uno scintillatore

Un buon materiale scintillante deve soddisfare determinati requisiti:

- i. convertire con alta efficienza l'energia cinetica della radiazione in luce;

- ii. la funzione di risposta che lega l'energia incidente e la luce prodotta deve essere il più possibile lineare;

Per essere inoltre un buon rivelatore a scintillazione è necessario che:

- i. lo scintillatore sia il più possibile trasparente alle lunghezze d'onda della luce stessa che viene emessa;
- ii. il tempo di decadimento della luminescenza indotta sia il più breve possibile;
- iii. abbia proprietà ottiche, meccaniche e dimensioni tali da poter soddisfare le esigenze dell'apparato di misura;
- iv. il suo indice di rifrazione sia il più vicino possibile a quello del materiale con cui si interfaccia, al fine di migliorare l'accoppiamento con il fotorivelatore.

Esistono due categorie principali di scintillatori: quelli inorganici e quelli organici. Essi si diversificano sulla base dei processi fisici che portano alla conversione in luce dell'energia depositata dalla radiazione incidente. I primi godono di una più elevata resa di luce e di migliore risoluzione energetica, allo stesso tempo hanno tempi di risposta maggiori. Applicazioni caratteristiche riguardano la spettroscopia γ [2] e la diagnostica medica.

Quelli organici, invece, hanno tempi di risposta più brevi e rese di luce inferiori. Essendo costituiti da molecole organiche (prevalentemente atomi di idrogeno e carbonio) sono molto utilizzati come rivelatori per neutroni. Gli scintillatori utilizzati in questo lavoro sono di questo tipo.

2.2 Meccanismi di scintillazione in materiali organici

In uno scintillatore organico i meccanismi di scintillazione si basano sull'assorbimento della radiazione incidente da parte della struttura molecolare del composto con conseguente ri-emissione della radiazione nell'intervallo UV-visibile. È importante sottolineare che la natura molecolare del processo lo rende indipendente dallo stato di condensazione del materiale. Vi sono tre principali meccanismi che competono all'emissione di tale luce, essi vengono classificati basandosi sul tempo caratteristico nel quale avviene il processo:

- **Fluorescenza:** avviene in tempi brevi.

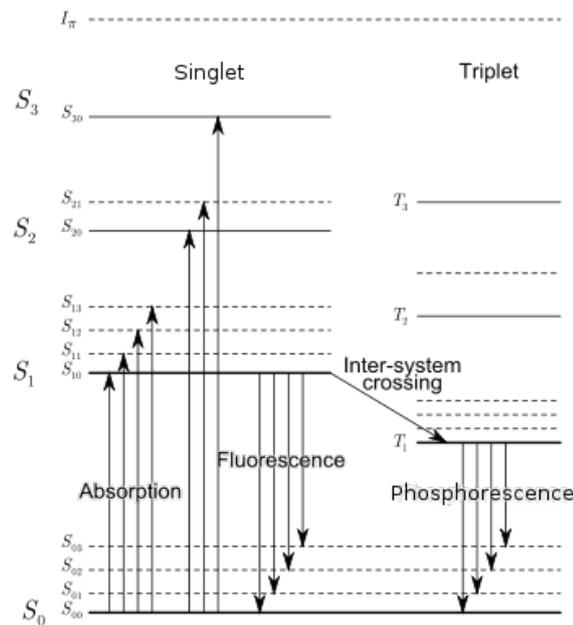


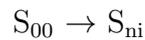
Figura 2.1: Livelli energetici dell' elettrone nel legame π .

- **Fosforescenza:** avviene su tempi più lunghi, e con lunghezze d'onda maggiori rispetto a quelle della Fluorescenza
- **Fluorescenza Ritardata:** radiazione con lunghezza d'onda identica a quella della fluorescenza ma con tempi caratteristici più lunghi.

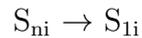
La caratteristica nella struttura chimica che rende possibile la scintillazione nei materiali organici è la presenza del **legame π** , in termini di livelli energetici degli elettroni formanti questo legame (fig:2.1) essi si possono trovare in **Stati di Singoletto** ($s=0$) denotati dal primo indice (S_{0i}, S_{1i}, \dots), e in stati eccitati di **Tripletto** ($s=1$) (T_1, T_2, \dots). Questi stati sono poi suddivisi a loro volta in **Sottostati Vibrazionali** (denotati dal secondo indice S_{i0}, S_{i1}, \dots). La separazione in energia fra lo stato fondamentale e il primo stato eccitato è mediamente di $\sim 3-4$ eV, quelle tra i livelli successivi sono più piccole e di scarso interesse. Gli stati di tripletto presentano separazioni in energia minore rispetto a quelle del singoletto, mentre fra i sottostati vibrazionali vi sono ~ 0.15 eV.

2.2.1 Assorbimento

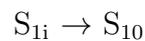
A temperatura ambiente l'energia termica è ~ 0.025 eV, ciò fa sì che in tali condizioni lo stato più diffuso fra le molecole sia lo S_{00} , un possibile assorbimento ecciterà questo stato ad uno dei possibili sottostati vibrazionali degli stati eccitati di singoletto (S_{ni}):



In tempi brevi (~ 1 ps) gli stati eccitati di singoletto superiori al primo S_{1i} decadono in quest'ultimo con processi che non emettono radiazione:



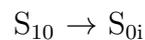
Dopodiché gli stati vibrazionali eccitati, in tempi analogamente brevi, si portano per equilibrio termico, allo stato vibrazionale fondamentale S_{10} :



In questo modo si crea in poco tempo una popolazione nello stato eccitato S_{10} .

2.2.2 Fluorescenza

Gli stati così creati possono decadere velocemente in uno qualsiasi degli stati vibrazionali del stato di singoletto fondamentale S_{0i} :



Questo processo emette ad energie inferiori a quelle di assorbimento (fatta eccezione per $S_{10} \rightarrow S_{00}$ che è risonante) ciò soddisfa l'esigenza (iii) rendendo il materiale trasparente alla luce di fluorescenza (*Stokes-shift*). Dopodiché gli stati si ricombinano termicamente in S_{00} . Il processo è puramente statistico, quindi il tasso di emissione, come l'andamento della popolazione nel livello S_{10} , sarà un decadimento esponenziale:

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau_f}}$$

dove la costante di tempo τ è la vita media dello stato eccitato, dell'ordine del nanosecondo. Questa sarà la forma del picco generato dal singolo evento in prima approssimazione, assumendo però non nullo il tempo di popolamento dello stato S_{10} (risultato del decadimento degli stati ad energia maggiore) possiamo approssimare la forma del picco come la differenza di due decadimenti esponenziali:

$$I = I_0 \left(e^{-\frac{t}{\tau_f}} - e^{-\frac{t}{\tau'}} \right)$$

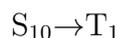
Dove τ' è la costante di tempo del popolamento di S_{10} (se vogliamo un media tra le vite medie degli stati che decadono in esso), con $\tau' \gg \tau_f$. Sperimentalmente si usa adattare questo andamento come quello del decadimento con fluorescenza modulato da una distribuzione normale $\Phi(t)$, caratterizzando il picco tramite la σ della distribuzione:

$$I = I_0 \Phi(t) e^{-\frac{t}{\tau_f}}$$

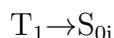
L'energia totale depositata dal passaggio della radiazione sarà proporzionale all'area sottesa da tale impulso.

2.2.3 Fosforescenza

Eventualmente, lo stato S_{10} , può effettuare una transizione allo stato di tripletto ad energia subito inferiore (*intersystem crossing*):



Questo stato decade anch'esso in modo casuale ad uno qualsiasi degli stati vibrazionali dello stato di singoletto fondamentale:



Il processo avviene però con una costante di tempo maggiore $\tau \approx 1$ ms, questo, insieme alla minore separazione di energia fra gli stati di tripletto e lo stato fondamentale, permette di distinguere questa emissione della fluorescenza. Vi è anche la possibilità che l'*intersystem crossing* avvenga in senso contrario, gli stati eccitati di singoletto così creati decadranno nel fondamentale dando origine a **fluorescenza ritardata**.

L'efficienza del processo di fluorescenza è limitata dall'auto-assorbimento dell'emissione ad energia minore e di fenomeni di *quenching* dovuti principalmente alla presenza di impurità come bolle contenenti ossigeno molecolare.

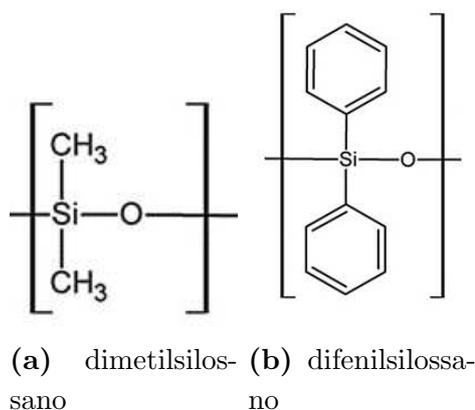


Figura 2.3: I monomeri di ripetizione del *poli dimetil-difenil silossano*

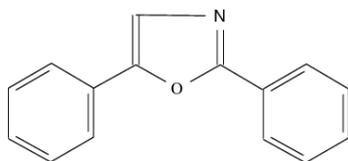


Figura 2.4: 2-5 difenil ossazolo(PPO)

2.3 Scintillatori siliconici per neutroni lenti

Si è già mostrato che per misurare flussi neutronici il materiale assorbente deve essere costituito da una matrice scintillante ricca di nuclei leggeri e/o di elementi dopanti ad alta sezione d'urto di cattura neutronica.

2.3.1 Matrice di scintillazione

Nelle misure è stato utilizzato uno scintillatore polimerico basato su composti polisilossanici: questa sotto categoria di scintillatori organici possiede il vantaggio di poter essere prodotta in qualsiasi dimensione e forma e di non essere inquinante.

Il polimero di cui è costituita la matrice è **poli dimetil-difenil silossano(PPS)**, composto due monomeri : il *dimetilsilossano*(fig:2.3a) e il *difenilsilossano*(fig:2.3b), con rapporti d'abbondanza all'interno del polimero del 78% e 22% rispettivamente. Esso emette per luminescenza tra i 280 nm e 380 nm. Al fine di

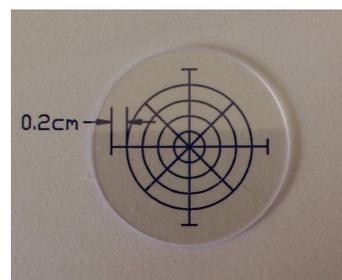
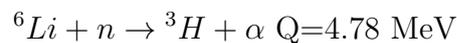


Figura 2.2: Uno scintillatore PPS al ${}^6\text{Li}$

diminuire l'auto assorbimento e di portare lo spettro di emissione dello scintillatore in un intervallo di lunghezze d'onda compatibili con la lettura dei fotorecettori utilizzati per convertire la luce emessa in corrente elettrica si introducono nella matrice di PPS due dopanti, il **2-5 difenil ossazolo (PPO)** (fig.2.4) e il colorante *Lumogen F Violet (LV)*. Il PPO assorbe nel range 300-340nm, ed emette tra 340 nm e 420 nm. Il passaggio di energia fra PPS e PPO può avvenire con e senza radiazione, si cercherà quindi di limitare il trasferimento radiativo. Il rapporto fra i due tipi di trasferimento varia con la concentrazione di PPO : prove sperimentali indicano che con l'1.5% in massa di PPO si riesce a ridurre del 96% il processo radiativo [3]. La radiazione così emessa verrà poi riassorbita dal LV a 320-410nm, e riemessa a 430 nm con uno spettro di emissione compatibile con i fotomoltiplicatori. Gli atomi di ${}^6\text{Li}$ sono stati introdotti tramite **fluoruro di Litio (LiF)**, al 100% di ${}^6\text{Li}$, disperso nella matrice siliconica.

2.3.2 Meccanismi di cattura di neutroni lenti

Il primo aspetto determinante per la scelta del nucleo più appropriato come materiale dopante è la probabilità in funzione dell'energia dei neutroni incidenti sul materiale. Nel nostro caso vogliamo considerare i **neutroni lenti**, ossia quelli la cui energia cinetica $T < 0.5$ eV : è quindi necessario che la sezione d'urto neutronica sia grande per neutroni in questa regione. Un altro aspetto determinante è l'energia ed il tipo di prodotti di reazione. Poiché, infatti, le sorgenti di neutroni utilizzate (Am-Be) emettono anche radiazione γ , al fine di distinguere la luce prodotta dalla scintillazione indotta dai γ da quella d'interesse, è importante che l'energia depositata dai prodotti sia sufficiente a far sì che la luce emessa in corrispondenza a tale deposito sia sensibilmente superiore. Questi fattori, uniti all'economicità del materiale, hanno portato alla scelta del ${}^6\text{Li}$ come nucleo di cattura (esso è il 7,4% del Litio naturale). In particolare la reazione in questione è:



la cui sezione d'urto neutronica è $\sigma=940$ barn [2]. Questa reazione è molto esoe-nergetica. Ciò rende le energie dei prodotti di reazioni indotte da nuclei lenti fondamentalmente dipendenti unicamente dal Q valore della reazione ($K_\alpha + K_{3\text{H}} \approx E_{\text{in}}$). In questo modo viene persa ogni informazione sullo stato dinamico del neutrone e quindi il rivelatore agirà come un contatore di neutroni. Le energie cinetiche dei prodotti sono ripartite rispettivamente come $K_\alpha \approx 2,73\text{MeV}$ e $K_{3\text{H}} \approx 2,05 \text{ MeV}$ [2]. Se

ambidue le particelle vengono assorbite nel materiale scintillatore, la resa di luce sarà determinata dalla somma dei due depositi di energia. A seconda dello spessore del materiale è possibile che uno dei due prodotti (principalmente il ${}^3\text{H}$) sfugga e quindi non depositi del tutto la sua energia. Vedremo nel seguito i possibili effetti di questa premessa. Se il tasso γ è particolarmente elevato la resa di luce relativa al deposito di energia delle particelle può sovrapporsi al rumore γ della sorgente di neutroni. Di norma sarà necessario schermare il rivelatore da essi. I nuclei di ${}^6\text{Li}$ dovranno essere "immersi" in una matrice scintillante al fine di rilevare i prodotti di cattura, in concentrazione tale da rendere sufficientemente probabile la cattura, senza però degradare la proprietà ottiche del mezzo.

2.4 Il Fotomoltiplicatore

Un fotomoltiplicatore è uno strumento in grado di generare segnali elettrici in risposta a segnali luminosi nell'UV-visibile e infrarosso [2].

Strutturalmente è composto principalmente da:

- **Fotocatodo:** strato sensibile alla luce, composto da un metallo o un semiconduttore. In esso avviene il passaggio di energia fra fotone ed elettrone per effetto fotoelettrico.
- **Moltiplicatore di elettroni:** apparato utile alla collezione e moltiplicazione degli elettroni prodotti dal fotocatodo.
- **Anodo:** raccoglie la carica totale per poi generare il segnale che rimane proporzionale rispetto alla carica emessa dal fotocatodo.

Il tutto è posto sotto vuoto al fine di garantire la tenuta della differenza di pressione pur permettendo il passaggio della luce. Uno schema della struttura del fototubo è presentato in figura 2.5, verranno ora descritti struttura e funzionamento del fotocatodo e del moltiplicatore.

2.4.1 Fotoemissione e moltiplicazione

Il meccanismo con il quale viene espulso l'elettrone dal materiale costituente il fotocatodo viene detto *fotoemissione*, esso avviene in tre fasi:

1. il fotone, che nel caso di luce visibile ha qualche eV di energia, viene assorbito e per effetto fotoelettrico trasferisce tale energia ad un elettrone del fotocatodo. Questo elettrone può passare dalla banda di valenza a quella di conduzione;

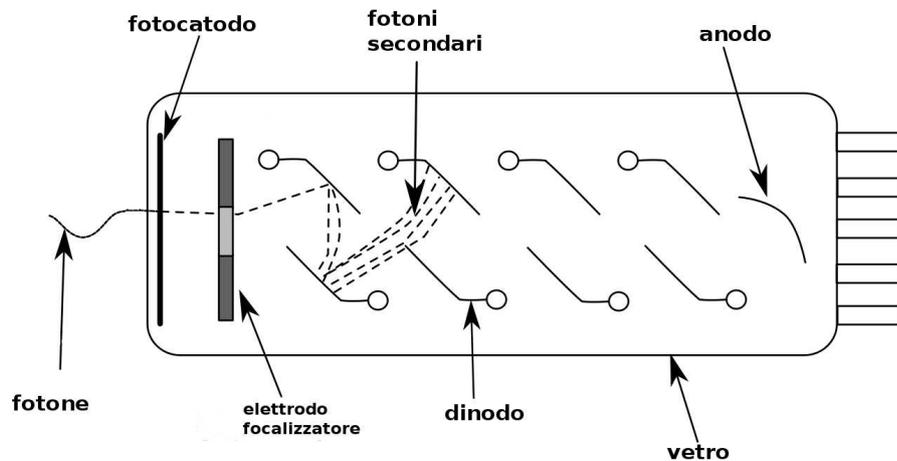


Figura 2.5: Schema di un fotomoltiplicatore

2. l'elettrone migra verso la superficie del fotocatodo. Il suo spostamento è ostacolato dall'interazione elettrone-elettrone. Quando viene persa abbastanza energia l'elettrone ricade nella banda di valenza riaccoppiandosi con una lacuna. La massima distanza attraversabile dall'elettrone è di pochi nanometri: solo gli strati superficiali del catodo contribuiscono perciò alla produzione di elettroni liberi.
3. L'elettrone abbandona il catodo, per farlo dovrà oltrepassare la barriera di potenziale fra il materiale e il vuoto che lo circonda, questo innalza ulteriormente l'energia minima della luce rivelabile.

Il fotocatodo è quindi uno strato sottile di semiconduttore semitrasparente posto di fronte alla finestra del fototubo, dalla faccia posteriore verranno emessi gli elettroni. Vi è inoltre da considerare la possibilità di *emissione spontanea* dovuta a rumore termico : benché l'energia cinetica media posseduta dagli elettroni a temperatura ambiente sia $\sim 0,025$ eV, le code ad alta energia della distribuzione potranno produrre elettroni liberi che costituiranno rumore sperimentale. Tale comportamento aumenta esponenzialmente con la temperatura. Preliminarmente alle prove il fototubo è stato messo in sovratensione al fine di svuotare il fotomoltiplicatore dalla gran parte di questa componente termica ad alta energia.

Gli elettroni così prodotti però sarebbero insufficienti, una volta raccolti, a creare un segnale elettrico superiore all'usuale rumore elettrico. Per questo motivo è indispensabile aumentarne il numero (linearmente e senza perdere la forma dell'impulso originale): il processo con il quale si realizza questa condizione è detto *moltiplicazione* e consiste nell'emissione secondaria di elettroni prodotti dagli elettroni primari

incidenti su degli elettrodi detti *dinodi*, questa emissione sarà casuale nell'angolo solido. Al fine di produrre questo scattering l'energia dell'elettrone dev'essere superiore a quella del gap di energia proibita. Avendo gli elettroni prodotti dal catodo un'energia di ~ 1 eV è necessario accelerarli con un campo elettrostatico; in media con un potenziale accelerante di 100 V ogni elettrone riesce a diffondere ~ 30 elettroni dal dinodo [2]. Possiamo definire il fattore di moltiplicazione come:

$$\delta = \frac{\text{n elettroni emessi}}{\text{n elettroni incidenti}}$$

Questo processo potrà poi essere reiterato producendo a cascata elettroni fino ad arrivare a 10^6 elettroni, la cui carica sarà utile a creare segnali sufficientemente intensi, il fattore di moltiplicazione totale sarà proporzionale ad una potenza del numero di stadi N:

$$\delta_{tot} = \alpha \delta^N$$

Il moltiplicatore sarà costituito da una serie di dinodi posti fra fotocatodo e anodo, essi avranno la duplice funzione di raccogliere/emettere elettroni e generare il campo statico; geometricamente dovranno essere in grado di creare dei campi tali da focalizzare gli elettroni provenienti dal fotocatodo.

2.4.2 Il fotomoltiplicatore utilizzato nelle misure

Il fotomoltiplicatore usato nelle prove è un *Fotomoltiplicatore Preassemblato H6524* prodotto della Hamamatsu. È di forma cilindrica con diametro 23.5mm corrispondente alla finestra frontale, al centro di questa vi è il fotocatodo di forma circolare (bombata) di 15mm di diametro, realizzato in Bialkali¹ sensibile tra i 300nm e 650nm con il picco di sensibilità a 420nm. La finestra è realizzata in vetro borosilicato rendendo lo strumento sensibile solamente nel visibile. Per l'esperimento la zona d'interesse è nel blu.

Il suo fattore di moltiplicazione è $\delta_{tot} = 1.7 \times 10^6$ ottenuto attraverso 10 stadi di dinodi lineari focalizzanti.

La tensione massima di alimentazione è di -1800 V, con correnti medie di 0.43 mA, durante la misura è stata scelta una tensione di -1400 V, il fototubo è stato alimentato a -1450 V per un minuto prima di ogni misura.

Tutte le specifiche a cui si fa riferimento sono ottenute dal data sheet dello strumento [4].

¹una lega di antimonio-rubidio-cesio (Sb-Rb-Cs) e antimonio potassio cesio(Sb-K-Cs)

2.5 Accoppiamento fotomoltiplicatore-scintillatore

Nella sezione 2.1 si sono discusse le principali caratteristiche ottiche e meccaniche proprie di uno scintillatore, è necessario però prestare la dovuta attenzione all'intero "sistema rivelatore" costituito da fotomoltiplicatore e scintillatore. In particolare verranno discussi i due principali problemi emergenti da questo accoppiamento e le soluzioni adottate per farne fronte.

- **Presenza d'aria nell'interfase scintillatore-vetro**

La presenza di aria nell'interfase crea, a causa dell'indice di rifrazione di quest'ultima (~ 1.0 , ~ 1.5 per vetro e scintillatore), due superfici di contatto (scintillatore-aria e aria-vetro) nelle quali può verificarsi riflessione. Inoltre, l'aria, per la presenza di umidità risulta anche più assorbente dello scintillatore.

Questo può diminuire l'intensità luminosa che arriva al vetro del fototubo, facendo perdere risoluzione in energia a causa dell'attenuazione di tutti i segnali misurati. Inoltre se tale strato d'aria non è omogeneo (ad esempio presenta bolle) può generare picchi distinti ad energie minori, oltre a minare la ripetibilità della prova che diventerebbe particolarmente sensibile alla bontà dell'accoppiamento.

Tali problemi non si presentano però sui campioni polisilossanici che si vogliono caratterizzare: per la loro elasticità essi aderiscono al vetro. Per quanto riguarda invece gli standard utilizzati, per migliorare l'accoppiamento è stato posto del grasso ottico con indice di rifrazione ~ 1.5 fra questi e il fototubo.

- **Emissione in 4π della luce di scintillazione**

La fluorescenza (sezione 2.2) è un processo di emissione casuale, tale è anche la direzione in cui viene emesso il fotone nell'intero angolo solido : in questo modo la radiazione che non è stata emessa in direzione del vetro tenderà a "fuggire" dalla faccia frontale e da quelle laterali dello scintillatore.

Questo porta ad una sistematica attenuazione del segnale.

Per far fronte a questo problema i fototubo e lo scintillatore vengono fasciati lateralmente con del teflon (PTFE). Esso è altamente riflettente, ma al tempo stesso così spesso che rischierebbe di bloccare le particelle α provenienti dalla sorgente di ^{241}Am . Per evitare l'uscita della luce dalla faccia frontale, pur permettendo il passaggio di radiazione α di 5 MeV, si pone di fronte a questa un sottile ($\sim 1.5 \mu\text{m}$) foglio di Mylar alluminato (un foglio di polietilene tereftalato sul quale è stato depositato alluminio per renderlo riflettente).

Capitolo 3

Simulazione con Geant4

3.1 La libreria Geant4

Geant4 è una libreria opensource C++ tramite la quale è possibile simulare la risposta di rivelatori di vario tipo, anche complessi, in seguito all'interazione di flussi di particelle cariche e radiazione neutra con il materiale di cui sono costituiti.

Tale libreria, sviluppata dalla *Geant4 Collaboration* [5], sfrutta appieno l'orientamento ad oggetti del C++, essendo strutturata in diverse classi astratte la cui istanziazione non è permessa. Al fine di poterle usare l'utente dovrà dichiarare le proprie classi ereditate da esse, implementando il metodi virtuali del proprio capostipite.

Vi sono in particolare alcune classi che devono essere necessariamente implementate per il funzionamento, del programma.

In questo capitolo verrà illustrata la simulazione realizzata al fine di dimensionare il moderatore di materiale plastico (polietilene ad alta densità, HDPE) da utilizzare per ottenere un flusso ragionevole di neutroni di bassa energia a partire da una sorgente di Am-Be.



Figura 3.1: Logo di Geant 4

3.1.1 Le classi essenziali di Geant4

Il cuore della simulazione è costituito dal *RunManager*. Questa classe, costruita un'unica volta nel corso del programma, ha il compito di collegare i diversi moduli della simulazione e gestire i dati prodotti da essa. Questo collegamento avviene

attraverso l'utilizzo ad esso di puntatori alle classi re-implementate dall'utente. In questa sezione verranno discusse le principali caratteristiche e funzionalità di queste classi, nella sezione seguente verrà descritto un esempio di funzionamento del programma.

G4VDetectorConstruction

Questa classe permette di definire la geometria ed i materiali dell'apparato di misura. Essa possiede un metodo virtuale puro: *G4VPhysicalVolume* Construct()*.

Questo metodo avrà il compito di definire l'apparato di misura e di restituirne un puntatore al *RunManager*. *G4VPhysicalVolume* rappresenta in genere un "oggetto fisico" ossia un'oggetto, anche composito, definito sia geometricamente che nei materiali che lo costituiscono. Questo viene posizionato in un sistema di riferimento assoluto. Il primo oggetto da definire è il *Mondo*, ossia il volume entro il quale si svolge la simulazione. Il "centro" del suo volume definisce il centro del sistema di coordinate.

In genere, per definire un oggetto si dovrà:

1. Definirne la geometria attraverso utilizzando puntatori alle opportune classi rappresentati solidi di base (parallelepipedi, sfere, cilindri, ecc.), con opportune le dimensioni. Faremo riferimento a tali oggetti con il nome di *Oggetti Solidi*.
2. Definire il materiale attraverso un puntatore ad un oggetto della classe *G4LogicalVolume*, attraverso il suo costruttore:

```
G4LogicalVolume(G4VSolid* pSolid,
                G4Material* pMaterial,
                const G4String& name,
                G4FieldManager* pFieldMgr=0,
                G4VSensitiveDetector* pSDetector=0,
                G4UserLimits* pULimits=0,
                G4bool optimise=true);
```

Dove:

- *pSolid* è il l'Oggetto Solido definito in precedenza.
- *pMaterial* definisce il materiale di cui è composto l'oggetto.

- *name* è il nome dell'oggetto (utile a richiamare l'oggetto in qualsiasi punto del programma tramite un opportuno metodo get).
3. Posizionare l'oggetto all'interno del *Mondo*: per far ciò si dovrà istanziare un puntatore ad un *G4PhysicalVolume* usando il metodo:

```
G4PVPlacement(G4RotationMatrix *pRot,  
              const G4ThreeVector &tlate,  
              const G4String &pName,  
              G4LogicalVolume *pLogical,  
              G4VPhysicalVolume *pMother,  
              G4bool pMany,  
              G4int pCopyNo,  
              G4bool pSurfChk=false);
```

Dove:

- *pRot* è la matrice di rotazione rispetto agli assi di riferimento del volume madre.
- *tlate* è il vettore posizione rispetto al centro del volume madre.
- *pName* funziona in modo analoga a *name*.
- *pLogical* è il *Volume Logico* istanziato precedentemente.
- *pMother* è il *Volume Fisico Madre* a cui farà riferimento l'oggetto creato. Affinché un oggetto entri a far parte della simulazione dovrà appartenere in "linea gerarchica" al *Mondo*, (al *Mondo* verrà assegnato il valore 0).
- *pMany* è utile ad identificare il numero della copia dell'oggetto nel caso in cui se ne creino molteplici (se non ci sono copie si imposta a 0).

Gli altri due argomenti sono utili all'identificazione di eventuali sovrapposizioni con altri volumi della simulazione.

G4VUserPhysicsList

Questa classe è utilizzata per definire i processi fisici coinvolti nella simulazione e

determinerà la scelta degli algoritmi di trasporto e delle librerie delle sezioni d'urto da utilizzare. Geant fornisce delle *PhysicsLists* preimpostate, in alternativa (come è stato fatto per questo lavoro di tesi) è possibile implementare una propria lista utilizzando il prototipo *G4VModularPhysicsList*. Questo approccio permette di scegliere singolarmente i processi ed i modelli fisici desiderati, usando il metodo *RegisterPhysics(G4VPhysicsConstructor*)*.

G4VUserActionInitialization

Lo scopo di questa classe è quello di definire l'insieme delle istruzioni da eseguire in preparazione ad ogni ciclo di simulazione (il *Run*). Tali istruzioni regolano il modo in cui vengono creati gli eventi primari all'inizio di ogni simulazione ed eventuali altre azioni (calcolo, raccolta dati) esterne alla simulazione, da effettuare ad ogni inizio *Run*. Per far ciò si utilizza il metodo: *SetUserAction* i cui argomenti sono rispettivamente puntatori ad oggetto del tipo *G4VUserPrimaryGeneratorAction* e *G4RunAction*, il primo di questi deve essere ridefinito dall'utente.

G4VUserPrimaryGeneratorAction

Come già accennato nel paragrafo precedente, questa classe definisce in che modo vengono generate le particelle (il tipo, la loro distribuzione energetica e spaziale, ecc...). Il metodo da implementare è *GeneratePrimaries(G4Event*)*: esso contiene le istruzioni utili a generare l'evento primario desiderato. Questo metodo viene chiamato durante il *Run* per ogni evento fisico (*Event*) accumulato.

3.1.2 Struttura di base di una simulazione

Mostriamo il *Main Program* di base di una simulazione Geant4:

```
int main(int argc, char** argv)
{
    G4RunManager* runManager = new G4RunManager;

    runManager->SetUserInitialization(new P_G4DetectorConstruction());

    runManager->SetUserInitialization(new P_G4PhysicsList);

    runManager->SetUserInitialization(new P_G4ActionInitialization());

    runManager->Initialize();

    G4UImanager* UImanager = G4UImanager::GetUIpointer();
```

```
UImanager->ApplyCommand("/run/BeamOn 1");  
  
delete runManager;  
  
return 0;  
}
```

Il programma procede secondo i seguenti passi:

1. viene creato un *RunManager* e ne viene restituito un puntatore per usi successivi. Questo oggetto gestisce il *Run* della simulazione;
2. vengono assegnati al *RunManager* gli oggetti definiti dall'utente, utilizzando il metodo *SetUserInitialization*. Essi, come discusso nella sezione precedente, definiscono sostanzialmente l'apparato di misura e i processi fisici simulati;
3. attraverso il metodo *Initialize()* vengono predisposti gli oggetti assegnati. In questa fase vengono effettivamente costruite le geometrie volute e predisposte le sorgenti di particelle o radiazione : la simulazione ha ora tutti gli input necessari ad essere avviata
4. viene creato il manager dell'interfaccia utente (UI) *G4UImanager*;
5. con il metodo *ApplyCommand* viene eseguito un comando dalla console di Geant4, implementando un' interfaccia utente (UI) esso potrà essere eseguito in modo analogo ad un qualsiasi terminale. Nell'esempio viene eseguito il comando “/run/BeamOn 1“, che fa partire la simulazione richiedendo la generazione di 1 evento;

In seguito alla richiesta di un *BeamOn* non è più possibile modificare la geometria della simulazione o attivare dei rivelatori fino a che la simulazione non è terminata. Il *Run* possiede un puntatore a *G4VHitsCollection* nel quale vengono immagazzinate gli *Hits* cioè tutte le interazioni fra particella e materia. Il *RunManager* gestisce il ciclo degli eventi, al primo ciclo vengono generate le particelle primarie. L'evento viene poi passato all' *EventManager*, il quale ne simulerà i processi fisici salvandone traiettorie e collisioni. Da esso vengono poi generati gli eventi secondari che saranno inseriti nel ciclo successivo. Alla fine del ciclo il metodo *AnalyzeEvent()* salverà i dati (ad esempio in istogrammi), che vengono richiesti

6. eliminando il *RunManager*, con *delete*, termina la simulazione.

3.2 La simulazione

Per ottenere flussi di neutroni termici utili alla caratterizzazione dei materiali in esame si è reso necessario modellare i neutroni emessi da una sorgente di Am-Be. Tramite la simulazione GEANT è stata possibile ottimizzare gli spessori e la geometria del moderatore. A tale scopo è stato necessario definire all'interno del programma:

- i materiali di cui sono costituite le varie componenti dell'apparato sperimentale.
- la loro geometria.
- lo spettro della sorgente di Am-Be.
- i fenomeni fisici che intervengono nella moderazione dei neutroni.

Come risultato della simulazione è stato possibile ottenere sia una stima dello spettro energetico dei neutroni moderati che dell'energia che questi depositano sul materiale scintillante. Non essendo disponibile ad oggi una parametrizzazione della resa di luce degli scintillatori polisilossanici, non è stato possibile estrarre dalla simulazione uno spettro simulato di energia misurata.

3.2.1 Apparato di misura

Le componenti dell'apparato simulate sono: la scatola di legno costituente la camera buia, l'aria, il moderatore in polietilene, lo schermo in piombo e rame usato per bloccare i raggi- γ emessi da reazioni secondarie dei neutroni con i materiali circostanti. Una rappresentazione grafica delle geometrie costruite nella simulazione è riportata in figura . Questa è stata ottenuta dal *Visualizer* di Geant4.

Il rivelatore è composto unicamente dallo scintillatore : un cilindro di diametro 2.5 cm e spessore 5 mm, con una delle due facce rivolta verso la sorgente. Gli strati di moderatore, Piombo e Rame sono stati definiti come scatole cubiche con la cavità interna di lato 4 cm. Le scatole di Piombo e Rame sono spesse 5 cm e 9 mm rispettivamente, mentre per il moderatore si sono considerati spessori nell'intervallo 2-8 cm. La sorgente e il rivelatore sono stati posizionati al centro delle rispettive scatole, con una distanza fissa di 20 cm tra le due.

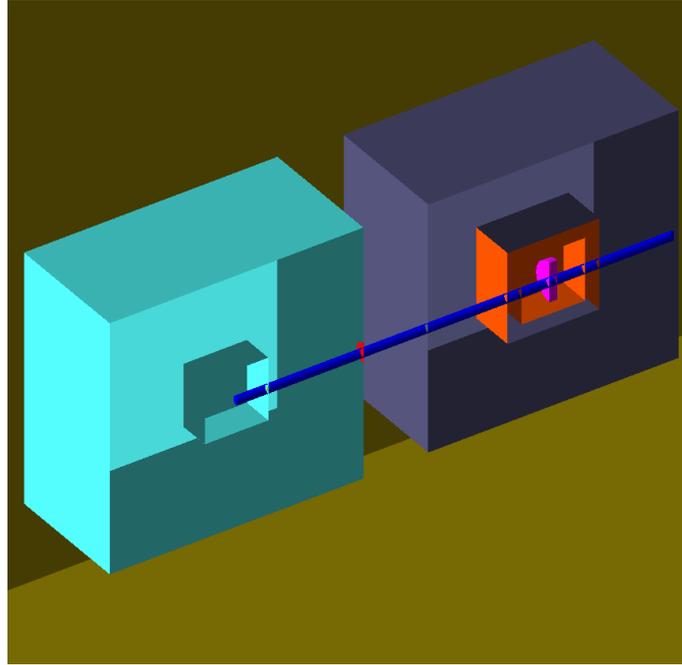


Figura 3.2: Vista in sezione dell'apparato di misura simulato.

I materiali di cui sono composti questi oggetti sono stati presi, se presenti, dalle librerie standard di materiali di Geant4 (PE, Pb, Cu, aria), negli altri casi sono stati costruiti materiali ad-hoc fornendo come parametri la densità del materiale, l'abbondanza relativa degli elementi che lo costituiscono e la loro abbondanza isotopica (in g/mole). Il rivelatore è composto per il 98% dalla matrice silconica e per il 2% da ${}^6\text{Li}$.

Le condizioni di pressione e temperatura sono quelle standard (298.15 K e 1 kPa).

La sorgente è stata approssimata a puntiforme e isotropa; la sua distribuzione energetica è stata ottenuta campionando quella sperimentale fornita dal produttore e mostrata in figura 3.3.

3.2.2 Fenomeni fisici simulati

Come già esposto nel capitolo 1, i processi neutronici di interesse per questo lavoro sono l'urto elastico e la cattura neutronica.

Quest'ultima è implementata in Geant tramite la libreria dedicata *G4NDL(Low Energy Neutron Data)*: una raccolta di dati validati contenenti le sezioni d'urto di interazione fra i neutroni di bassa energia e numerosi materiali. In figura 3.5 sono

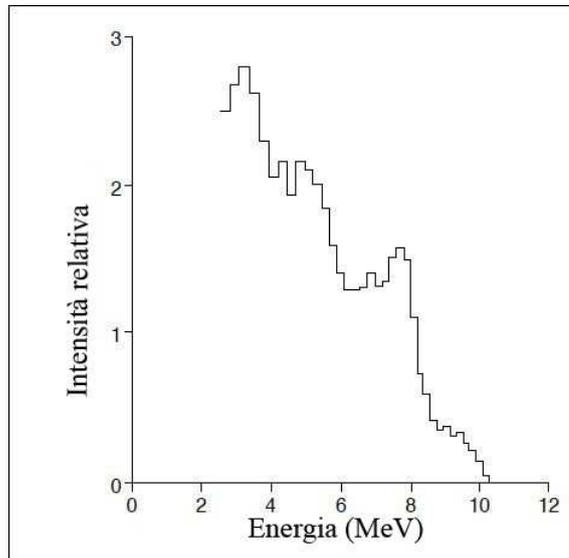


Figura 3.3: Distribuzione energetica dei neutroni emessi dalla sorgente di Am-Be.

riportate le sezioni d'urto di interazione con il ${}^6\text{Li}$ usate in questa simulazione [6].

I modelli per il trasporto dei neutroni usati fanno parte del pacchetto *Neutorn-HP* (*High Precision Neutron Model*): una raccolta di classi che simula l'interazione del neutrone ad energie cinetiche che variano da 0 ai 20 MeV. Questo pacchetto è suddiviso in quattro parti: cattura radiativa, urto elastico, fissione, urto anelastico. Sono anche state introdotte l'interazione elettromagnetica (*G4EmStandardPhysics*) e la fisica degli ioni (*G4IonPhysics*) con i modelli standard di Geant4, al fine di descrivere i nuclei di rinculo.

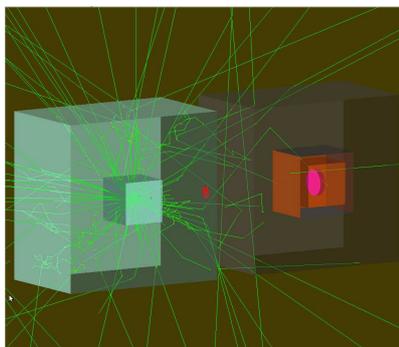


Figura 3.4: Geometria implementata nel caso di 6 cm di moderatore.

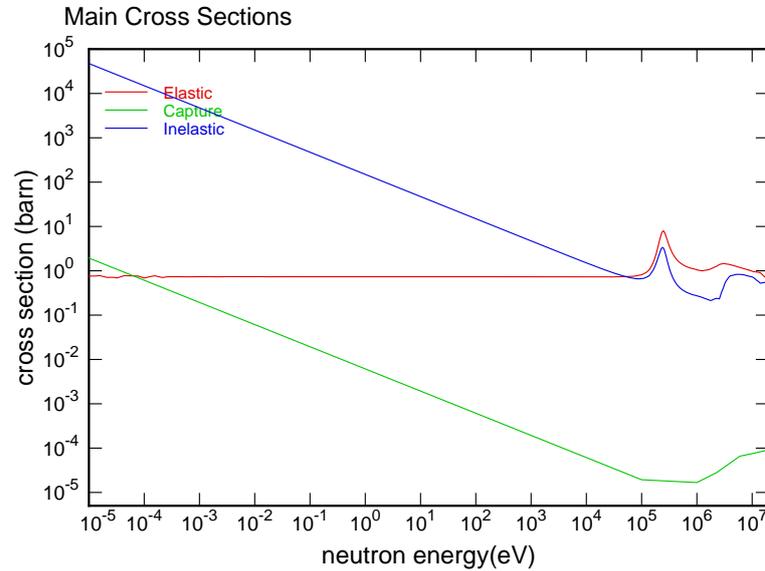


Figura 3.5: Sezioni d'urto di interazione tra neutroni e ${}^6\text{Li}$ tabulate in *G4NDL*.

3.2.3 Risultati estratti dalla simulazione

Per poter studiare gli effetti della moderazione sono stati estratti dalla simulazione gli istogrammi contenenti la distribuzione d'energia dei neutroni uscenti dalla superficie esterna del moderatore. Queste distribuzioni sono state confrontate con la distribuzione energetica iniziale in uscita dalla sorgente. Sono state effettuate simulazioni di 10 milioni di eventi primari con diversi spessori di moderatore (2, 4, 6, 8 cm).

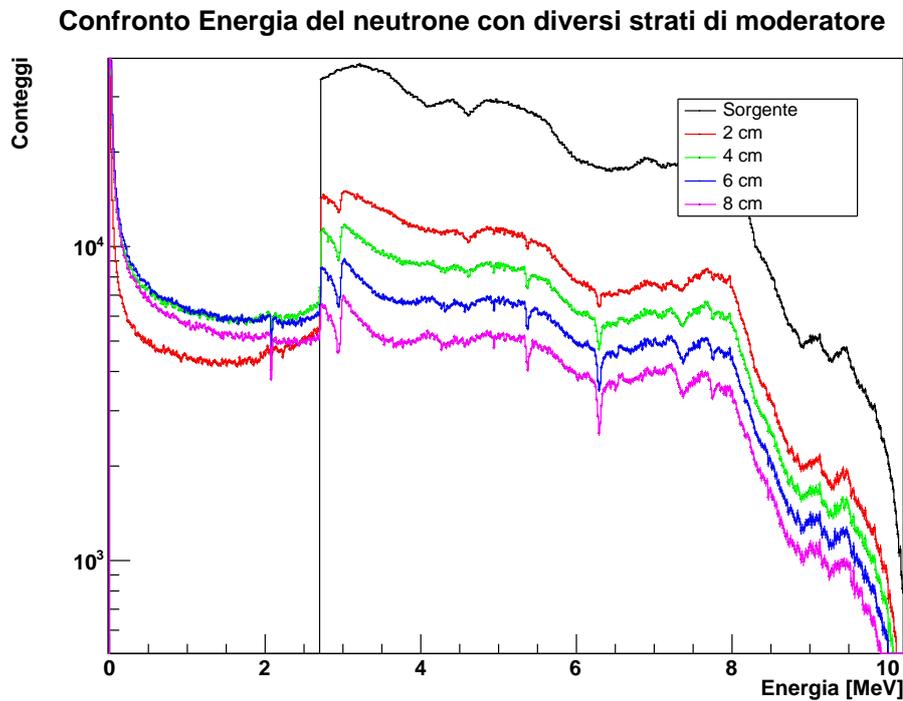


Figura 3.6: Distribuzione finale di energia dei neutroni prima (nero) e dopo diversi spessori di moderatore (colori, vedi legenda).

Dal grafico mostrato in figura 3.6 si può notare il popolamento della parte di bassa energia dello spettro. Guardando più in dettaglio la figura 3.7 si può notare che sono necessari spessori maggiori o uguali a 4cm per garantire una buona efficienza di moderazione.

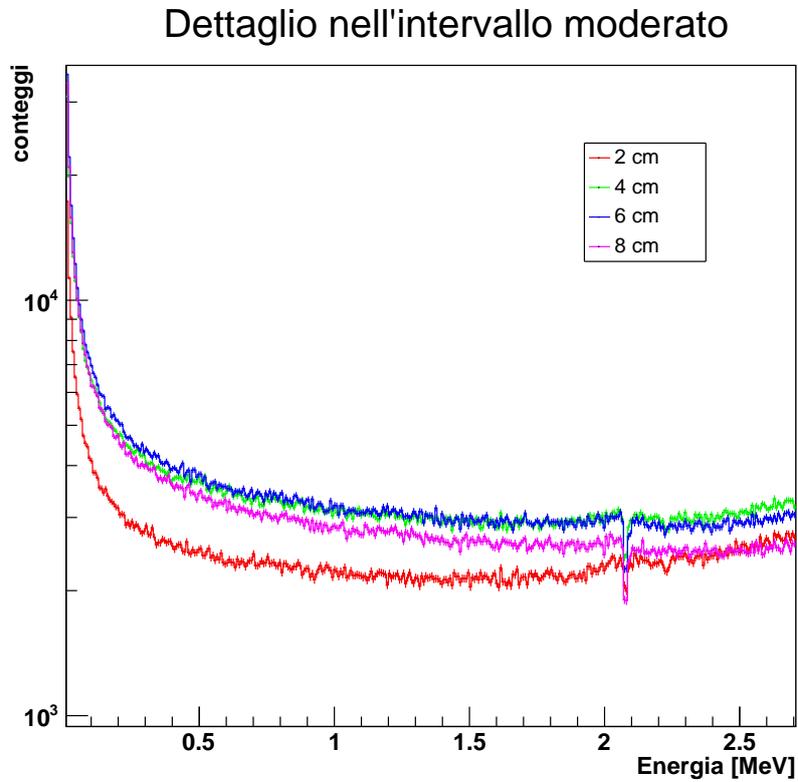


Figura 3.7: Visione espansa del risultato della simulazione nella regione di energia fino a 2.5 MeV.

Infine, per dimensionare il moderatore da utilizzare nella misura di interesse per questo lavoro di tesi, è necessario andare a considerare il dettaglio della regione termica ed epitermica.

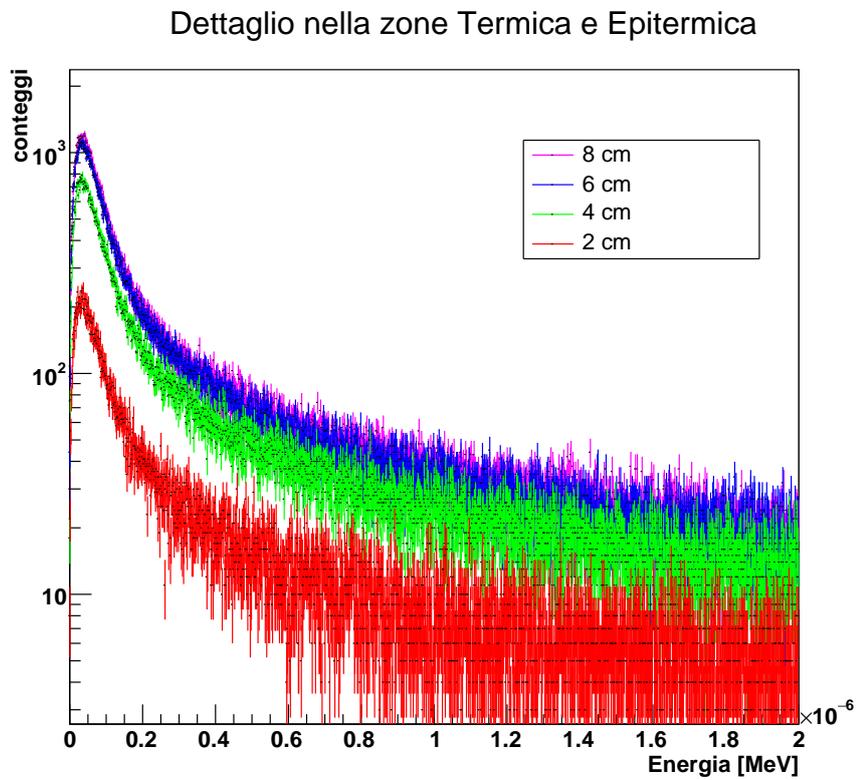


Figura 3.8: Visione espansa del risultato della simulazione nelle regioni termica ed epitermica.

Si può notare che per spessori superiori e uguali a 6 cm lo spettro di neutroni termici ed epitermici non cambia. Risulta quindi vantaggioso utilizzare spessori di 6 cm di moderatore rispetto ad 8 cm poiché il minor spessore limiterà anche la diffusione e quindi la perdita di flusso di neutroni verso il rivelatore.

Capitolo 4

Le Misure

In questo capitolo verranno illustrate le misure effettuate in laboratorio al fine di caratterizzare gli scintillatori descritti nella sezione *scintillatori6Li*. In particolare si è voluto studiare l'andamento della resa di luce nei campioni in funzione del loro spessore e della concentrazioni di ${}^6\text{Li}$. Inizialmente si sono caratterizzati i vari campioni con sorgenti di particelle α e γ . Si è poi passati alle misure con neutroni moderati. Le distribuzioni ottenute verranno confrontate con quelle di scintillatori commerciali standard. Nel corso del capitolo verranno elencate le sorgenti di radiazioni utilizzate, per poi passare alla procedura seguita in laboratorio per condurre le misure. Verranno elencati i campioni e gli standard utilizzati, e mostrati i risultati delle misure.

4.1 Le sorgenti radioattive

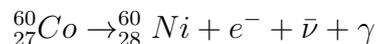
Le sorgente radioattive utilizzate durante le misure sono elencate nella tabella 4.1 insieme alla loro principali caratteristiche.

I decadimenti di interesse sono:

Sorgente	Radiazione	Attività	$\tau_{\frac{1}{2}}$	Dist. Energia
${}^{60}\text{Co}$	γ	410 KBq	5.27 y	Picchi a 1.332 MeV e 1.173 MeV
${}^{241}\text{Am}$	α	3 KBq	432.2 y	Picco a: 5.484 MeV
Am-Be	n, γ	107.3 GBq	432.2 y	Distribuzione in figura 3.3

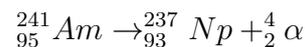
Tabella 4.1: lista sorgenti

- Sorgente γ ${}^{60}\text{Co}$



Come si può notare dalla reazione il ^{60}Co decade in ^{60}Ni per decadimento β , al fine di frenare gli elettroni prodotti da quest'ultimo (non utili alle misure e nocivi per l'operatore), la sorgente è sigillata in un involucro di plastica, i raggi γ emergenti sono distribuiti sull'intero angolo solido.

- **Sorgente α ^{241}Am**



L'energia di picco delle particelle α emesse è di 5.48 MeV.

4.1.1 La sorgente di neutroni di Americio-Berillio

Il materiale che costituisce la sorgente è una lega di ossido di Americio (Am_2O_3) e Berillio metallico. Il neutrone è emesso in seguito all'assorbimento da parte di un nucleo di Berillio (bersaglio) di una particella α (proiettile) ottenuta dal decadimento dell' ^{241}Am descritto precedentemente. La reazione è:



L'eccesso di energia della reazione crea stati eccitati dell'atomo di Carbonio, sarà quest'ultimo che diseccitandosi emetterà γ . I neutroni prodotti hanno una distribuzione di energia a più componenti (in media 4.2 MeV), come mostrato in figura 3.3. Poiché la sezione d'urto di cattura su ^6Li è molto piccola per neutroni veloci, è necessario come descritto precedentemente, moderare i neutroni della sorgente per popolare la parte basse energie.

4.2 Apparato sperimentale

Uno schema dell'apparato sperimentale è mostrato in figura .
 Allo scopo di fare una misura quanto più possibile pulita da effetti di disturbo costituiti da luce ambientale o radiazione di fondo, il rivelatore è stato posto in un contenitore opportuno e schermato, come viene descritto nei punti seguenti.
 In particolare, dato che nel caso di un rivelatore a scintillazione gli impulsi in tensione misurati provengono dalla conversione di impulsi luminosi da parte del fotomoltiplicatore, è importante fare in modo che l'unica sorgente di radiazione luminosa sia lo scintillatore stesso. A questo scopo è stata predisposta una camera buia in grado di assorbire il più possibile luce ambientale e riflettere il meno possibile la luce residua presente all'interno della camera. La camera buia è realizzata utilizzando

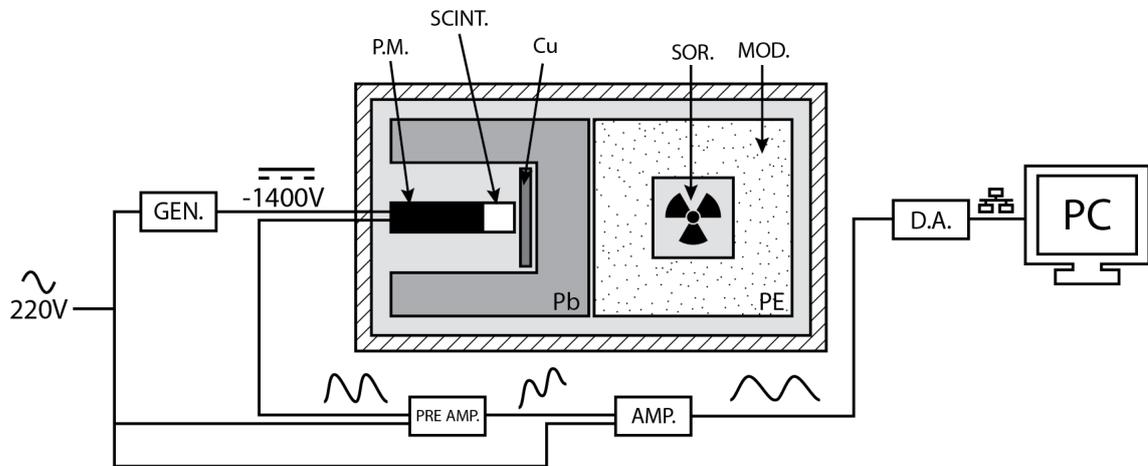


Figura 4.1: Schema della strumentazione

una scatola di legno (60x60x110 cm) verniciata internamente con vernice nera. Sono state opportunamente oscurate anche le fessure delle giunzioni fra le tavole a dei fori realizzati per l'inserimento dei connettori necessari per il passaggio dell'alta tensione e del segnale del rivelatore.

Viene ora descritto il posizionamento degli strumenti:

1. Il rivelatore a scintillazione viene posizionato all'interno della camera supportato da un sostegno. Esso è costituito dallo scintillatore opportunamente fasciato e accoppiato con un fotomoltiplicatore *Hamamatsu H6524* (P.M.).
2. tramite un alimentatore Ortec High Voltage Power Supply (GEN.) viene fornita la tensione (-1400 V) al fototubo. Prima di effettuare la misura è necessario lasciare il fototubo sovralimentato a -1450 V al fine di svuotarlo da elettroni termici residui che aumenterebbero il rumore di fondo.
3. il segnale generato dal fototubo viene prima formato da un preamplificatore *CANBERRA 2005 Scintillation Preamplifier* (PRE-AMP). Successivamente viene inviato ad un amplificatore *CANBERRA 2024 Spectroscopy Amplifier* (AMP) che lo forma ulteriormente.
4. i segnali vengono digitalizzati nel dispositivo d'acquisizione MCA-8000D (D.A.). Lo strumento converte a 8192 canali nel range di 0-10 V ed è collegato via USB ad un computer (PC) che permette la visualizzazione degli istogrammi.
5. la sorgente di ^{241}Am viene appoggiata alla faccia anteriore dello scintillatore così da permettere alle particelle α di raggiungere la zona sensibile senza una



Figura 4.2: Il pre-amplificatore Scintillation CANBERRA 2005

perdita eccessiva di energia, dato che la misura è effettuata in aria.

La sorgente γ viene posizionata a una decina di centimetri dal rivelatore

La sorgente di Am-Be (SOR.) viene posta all'interno di uno stato di 6 cm di moderatore (MOD.). Il rivelatore è ulteriormente schermato dai γ provenienti dalla sorgente utilizzando uno strato di ~ 5 cm di Piombo. Poiché i nuclei di Pb possono catturare i neutroni producendo ulteriori γ , è stata introdotta una tavoletta dello spessore di ~ 9 mm di rame. Tutti questi elementi sono posti il più vicino possibile gli uni agli altri, con il rivelatore posto a contatto con la tavoletta di rame. La sorgente è appoggiata al moderatore e centrata rispetto alle facce dello scintillatore per raccogliere il più gran numero possibile di neutroni.

4.3 Elettronica e dispositivi di Acquisizione

Passeremo ora a descrivere la catena elettronica dell'esperimento, per uno schema si veda la figura 4.1. La catena è composta da un pre-amplificatore collegato direttamente al fototubo, al quale viene poi collegato un amplificatore per un'ulteriore formazione del segnale. L'output dell'amplificatore verrà poi acquisito da un multicanale convertire il segnale analogico in digitale. Lo spettro può essere così registrato in un istogramma e visualizzato dall'opportuno software.

Pre-amplificatore CANBERRA 2005

È un pre-amplificatore specifico per i segnali del fotomoltiplicatore, genera un impulso positivo a partire dal segnale proveniente dall'anodo del fotomoltiplicatore. [7] Dal punto di vista del funzionamento è un integratore che sfrutta un amplificatore operazionale. L'integratore è seguito da un circuito di pole-zero cancellation, infine vi è un'altro differenziatore che "taglia" le code del segnale dopo 50 μs .



Figura 4.3: L'amplificatore CANBERRA Fast Spectroscopy 2024

Il guadagno della conversione è nominalmente di 4.5 mv o 22.7mV per picocoulomb, ed è selezionabile direttamente sulla scheda internamente all'unità.

Amplificatore CANBERRA Fast Spectroscopy 2024

È un amplificatore pensato per spettroscopia ad alta risoluzione e alto tasso di conteggio [8]. Fornisce un'amplificazione del segnale con guadagno selezionabile e un ripristinatore attivo della linea di base, un sistema di scarto del pile-up, e un correttore di live time (ossia un sistema che provvede a compensare eventuali tempi morti durante i quali non è riuscito a ricevere il segnale).

L'uscita unipolare, utilizzata per le misure, è prodotta da un differenziatore e due integratori attivi: le costanti di tempo della formazione (shaping time) sono selezionabili da un selettore sul pannello frontale (con valori di 0.25, 0.5, 1, 3, 4, 8 μ s). I tempi caratteristici dei segnali prodotti dal rivelatore utilizzato hanno richiesto uno shaping time di 0.25 μ s.

MCA-8000D Digital Multichannel Analyzer

Questa scheda multicanale esegue una ricerca dell'ampiezza massima dal segnale in ingresso e lo converte in un segnale digitale (10 V \rightarrow 8192 canali). Via software è possibile selezionare le soglie minime (in canali) sotto le quali l'evento deve scartato.

4.4 Gli Scintillatori

In questa sezione verranno presentati gli scintillatori usati nelle misure, confrontando i campioni da caratterizzare con quelli standard usati come riferimento.

4.4.1 I Campioni

Durante la prova sono stati utilizzati diversi campioni in polisilossano di spessore variabile e con diverse concentrazioni di ^6Li , come illustrato in tabella 4.2. Le caratteristiche generali di questo materiale scintillante sono discusse nella sezione 2.3.

% PPS	% PPO	% ^6Li	spessore(mm)
22	1.5	0.5	0.5
22	1.5	0.5	1.0
22	1.5	0.5	2.0
22	1.5	0.5	5.0
22	1.5	1.0	0.5
22	1.5	2.0	0.5

Tabella 4.2: Elenco dei campioni utilizzati per le misure (le percentuali sono in massa del componente su massa totale)

Osservando i campioni si può notare una minore trasparenza nei campioni con più elevata concentrazione di ^6Li , poiché tendono ad assumere un colorito bianco lattiginoso. Scopo della misura è anche quello di determinare l'effetto di questa minore trasparenza sulla luce rivelata.

4.4.2 Gli standard

Due scintillatori commerciali sono stati utilizzati come standard per la misura: l'**EJ212** [9] e il **GS20** [10]. L' EJ212 non è sensibile ai neutroni termici, non contenendo elementi dopanti per la cattura neutronica. Per essere più compatibile per quanto riguarda lo studio nella rivelazione dei neutroni termici si è scelto invece uno scintillatore vetroso che contenesse ^6Li (Lithium glass) come il GS20. Verranno ora descritti nello specifico:

- **EJ212**

È uno scintillatore organico prodotto dalla *Eljen Technology* : il campione utilizzato si presenta come un disco piatto trasparente di 2 cm di diametro 0.5 mm di spessore, completamente rigido. Esso necessita di grasso ottico per aderire adeguatamente al vetro del fototubo.

È composto da Poliviniltoluene con l'aggiunta di opportuni dye, ha indice di rifrazione $n=1.58$. La lunghezza d'onda di massima emissione è $\lambda=423\text{nm}$. La resa di luce è il 65% di quella dell'Antracene. In figura 4.4 si può vedere lo spettro d'emissione, fornito dal produttore.

- **GS20 Lithium Glass**

È uno scintillatore inorganico vetroso prodotto dalla *Applied Scintillation Technologies* : il campione utilizzato si presenta come un disco piatto rigido di circa 2cm di diametro e 1mm di spessore.

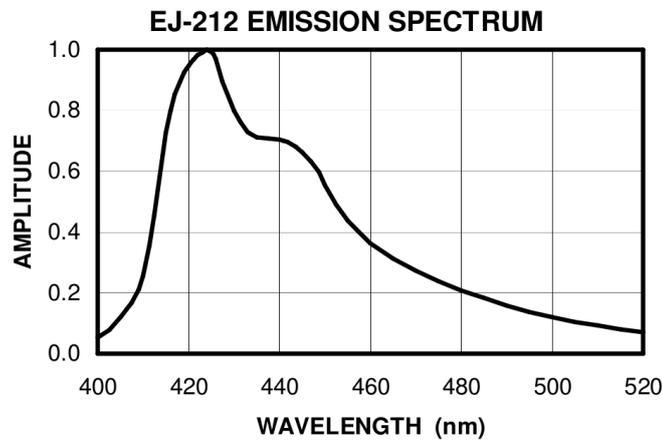


Figura 4.4

È trasparente da un lato e leggermente opaco (biancastro) dall'altro. Negli scintillatori inorganici la luminescenza è garantita dalla formazione di siti detti *centri di luminescenza* nel reticolo cristallino dovuta alla presenza di impurità dette *attivatori*, essi permettono alla radiazione di eccitare un elettrone della banda di valenza ad energie comprese normalmente nella banda proibita del materiale. Al passaggio della radiazione:

1. vengono create coppie elettrone lacuna.
2. le lacune migrano verso i centri di luminescenza, che, avendo un potenziale di ionizzazione inferiore, verranno ionizzati dalle lacune.
3. gli elettroni ora liberi si ricombinano con i centri ionizzati dando origine agli stati eccitati interni al gap.
4. lo stato si disecciterà spontaneamente emettendo, con un tempo caratteristico di 50-500 ns.

La durata totale del processo è maggiore di quella della fluorescenza in scintillatori organici (~ 1 ns). La resa di luce risulta in generale superiore a quella degli scintillatori organici. Tuttavia, nel caso di scintillatori vetrosi la resa di luce è solo il 20-30% di quella dell'Antracene e pertanto compatibile se non inferiore a quella degli scintillatori organici.

Chimicamente il GS20 è vetro (Silice SiO_2) arricchito al Cerio (Ce) come attivatore. Esso viene poi drogato con Ossido di Litio (Li_2O), per la cattura neutronica. La percentuale in massa di Li_2O nel GS20 è del 18%. Il Litio presente non è naturale ma arricchito al 95% in ^6Li .

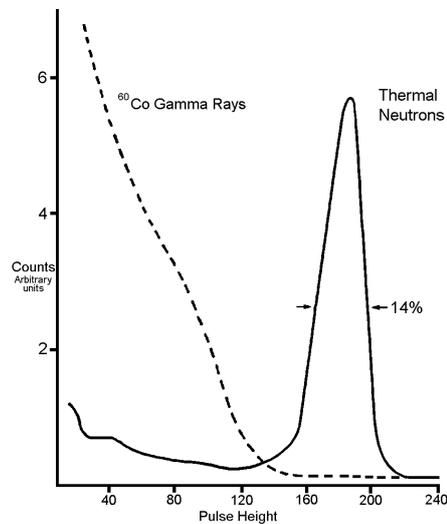


Figura 4.5: Selettività γ -n del GS20

Le sue principali caratteristiche come scintillatore sono quelle di avere un indice di rifrazione $n=1.55$, e una lunghezza d'onda di massima emissione $\lambda=395\text{nm}$. Come mostrato in figura 4.5 è possibile selezionare γ e neutroni tramite discriminazione dell'ampiezza d'impulso.

4.5 Le Misure

L'obiettivo della prova è quello di caratterizzare gli scintillatori prodotti in laboratorio in riferimento agli standard e studiarne le caratteristiche al variare dello spessore e concentrazione di Litio nel campione.

In particolare si vogliono confrontare:

- La resa di luce dello scintillatore, ossia l'intensità luminosa in rapporto all'energia depositata.
- Il rapporto fra segnale di fondo e segnale.
- La risposta del campione ad un flusso di neutroni a bassa energia in funzione delle concentrazioni di ^6Li , e spessore del campione.

Sono stati quindi condotte tre tipi di misure:

- misure di spettro γ : tali misure, in particolare su campioni sottili, servono a determinare essenzialmente la risposta a radiazione γ in confronto al segnale neutronico per studiare la possibile discriminazione n- γ tramite analisi di ampiezza (PHD, Pulse Height Discrimination).
- misure di spettro α , come discusso in precedenza le particelle α sono uno dei prodotti della reazione di cattura neutronica su ${}^6\text{Li}$. Studiare la risposta dei nostri rivelatori a questo tipo di radiazione permette quindi di valutare anche le successive risposte ai neutroni.
- misure di spettro di cattura neutronica.

L'apparato è stato descritto nella sezione 4.2. Preliminarmente ad ogni misura il fototubo è stato sovra alimentato a -1450V per \sim circa un minuto. Il *gain* e lo *shaping time* dell'amplificatore CANBERRA sono stati impostati rispettivamente a 10 e $0.25\mu\text{s}$ per tutti i campioni, nelle misure con il GS20 la resa di luce di questo scintillatore ha richiesto di abbassare il gain a 5 per far rimanere i segnali nell'intervallo d'accettazione della scheda d'acquisizione (10V).

4.5.1 Misure γ

Come già discusso precedentemente, questa misura risulta prevalentemente utile per verificare la capacità di discriminazione degli eventi γ dagli altri. La radiazione γ in materiale organico interagisce essenzialmente per effetto compton. L'assorbimento γ è strettamente legato allo spessore del campione. Il tempo di misura impostato per ogni campione è stato di 200s.

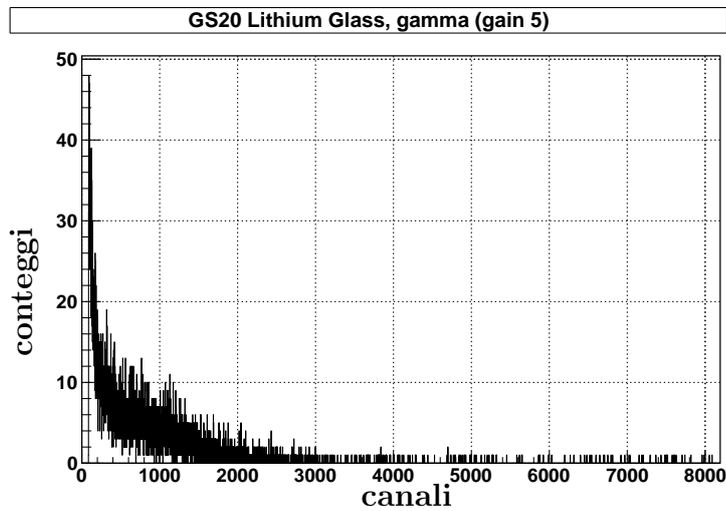


Figura 4.6: Spettro energetico di radiazione γ da ^{60}Co del GS20

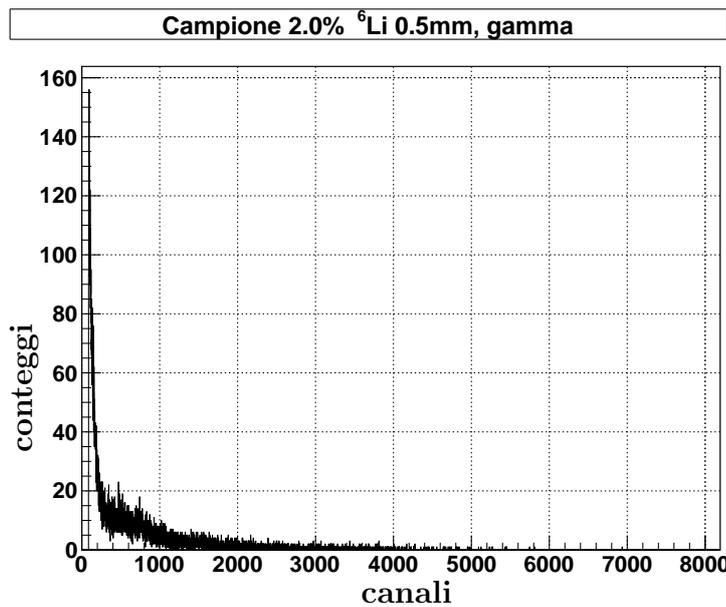


Figura 4.7: Spettro energetico di radiazione γ da ^{60}Co del campione al 2% ^6Li di spessore 0.5 mm

(Figure 4.6 e 4.7) Gli spettri ottenuti risultano consistenti nelle diverse prove con i diversi scintillatori : per questo motivo, di seguito vengono presentati a titolo di esempio gli spettri del GS20 ed dello scintillatore con 2.0% di Litio e spesso 0.5mm (ossia quello geometricamente più simile agli standard e con più alta concentrazione

di Litio).

Per un confronto diretto con le altre misure, particolarmente utile per questa analisi, si rimanda alla sezione 4.5.3, dove si possono trovare grafici comprensivi di tutte le misure relativi al singolo campione.

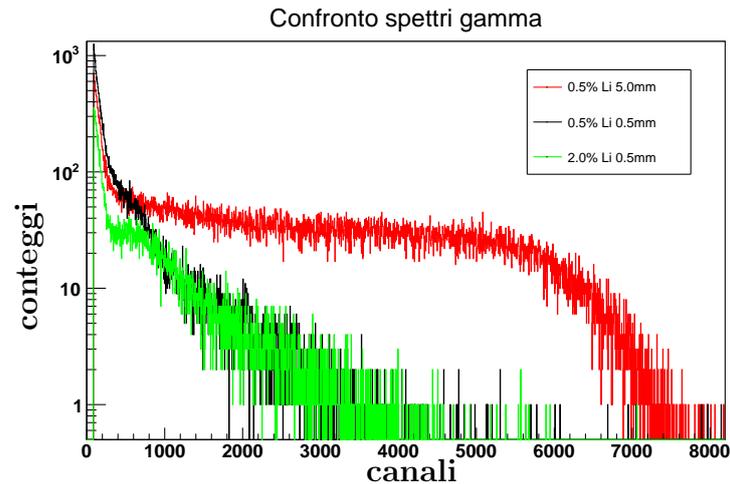


Figura 4.8: Spettri energetici di radiazione γ da ^{60}Co di diversi campioni al PPS

(Figura 4.8) La forma degli spettri γ è legata a due fattori importanti dipendenti dallo spessore del campione: da un lato minore è lo spessore e minore è la probabilità di interazione e di deposito di energia da parte del γ , dall'altro maggiore è lo spessore, maggiore è la probabilità di riassorbimento della luce. Per i nostri campioni questo effetto si può controllare confrontando le frequenze massime di deposito di energia negli spettri da 0.5 mm e 5.0 mm.

4.5.2 Misure α

Queste misure, di fondamentale importanza per la caratterizzazione dello scintillatore, sono state condotte preliminarmente utilizzando l'EJ212 in quanto scintillatore organico. È stata comunque verificata la risposta delle particelle α del campione GS20.

Il tempo di ciascuna misura è stato impostato a 200 s. Gli spettri sono costituiti da un picco gaussiano caratteristico dell'assorbimento dell'energia depositate dalle particelle α nello scintillatore. La risposta dello scintillatore è valutata osservando:

- L'ampiezza del segnale corrisponde a circa 4.5 MeV di energia depositata dalla particella alpha. La posizione del centroide della gaussiana è correlata ad essa, è quindi indice della risposta del rivelatore.

scintillatore	media	dev.st
GS20	6385	491
Ej212	5387	333
Li 2.0% 0.5mm	4751	385
Li 1.0% 0.5mm	4635	354
Li 0.5% 0.5mm	4152	427
Li 0.5% 2.0mm	3887	312
Li 0.5% 5.0mm	3167	308
Li 0.5% 1.0mm	816	166

Tabella 4.3: centroide e deviazione standard relativa alla misura con sorgente alpha nei diversi campioni

- La larghezza del picco, indice della dispersione e dell'assorbimento da parte del mezzo, valutata come la deviazione standard del fit gaussiano dei picchi in canali.
- e dalla sua eventuale asimmetria, dovuta a possibili disuniformità nella risposta del campione.

In tabella 4.3 sono presentati i valori del centroide e della deviazione standard sopra indicati.

In figura 4.9 vengono presentati gli spettri α dei campioni PPS e confrontati con quello del EJ212.

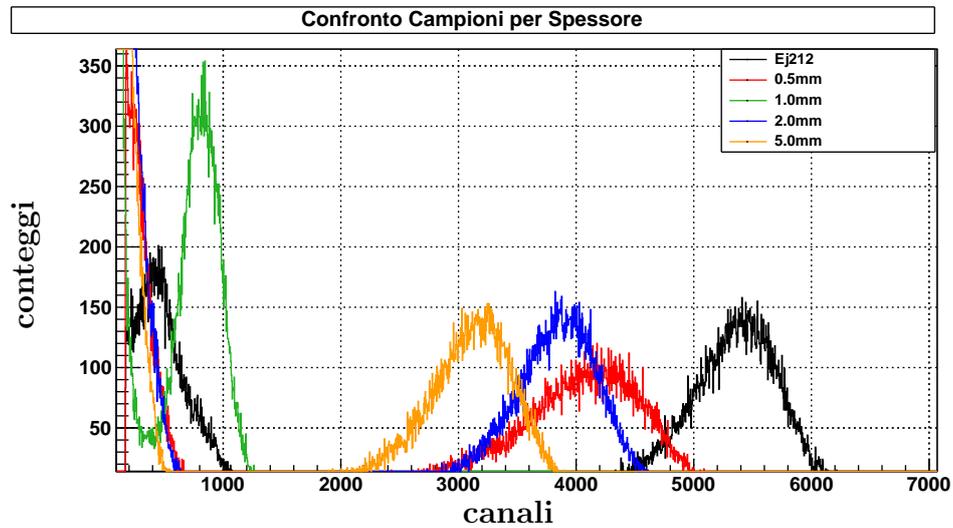


Figura 4.9: Spettri energetici di particelle α da ^{241}Am di campioni con concentrazione 0.5% in ^6Li , lo spessore dello standard è 0.5mm

(Figura 4.9)Dallo spettro si può facilmente notare che:

- la resa di luce dei campioni polisilossanici è minore di quella dello standard. Inoltre essa cala all'aumentare dello spessore del campione: essendo la particella α catturata nei primi micron di materiale, reputiamo che tale calo sia dovuto al maggiore cammino ottico che la luce di scintillazione dovrà compiere per arrivare alla finestra fototubo.
- lo spettro del campione da 1.0 mm risulta problematico e non segue la tendenza attesa, sarà necessario sintetizzare un nuovo campione per capirne il comportamento. Esso non verrà tenuto in considerazione nelle discussioni e nelle misure successive.

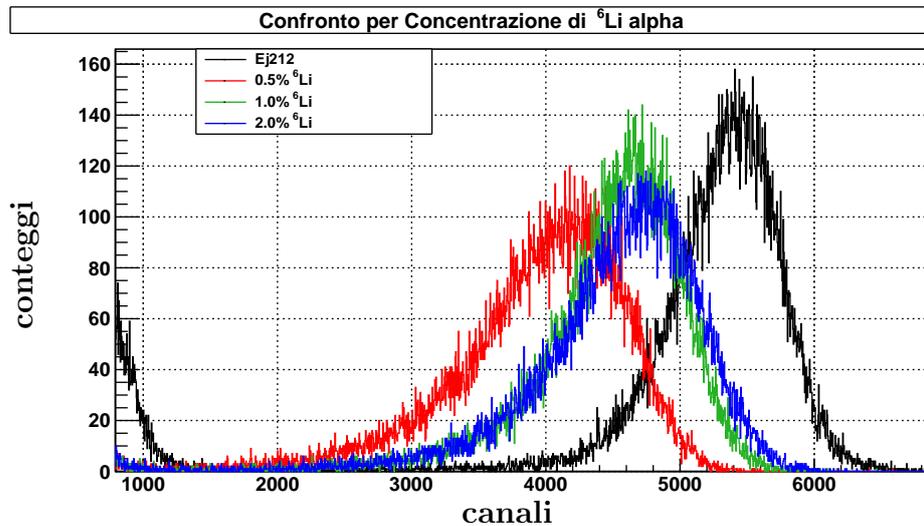


Figura 4.10: Spettri energetici di particelle α da ^{241}Am di campioni di spessore di 0.5mm e di diversa concentrazione di ^6Li disperso (vedi legenda)

(Figura 4.10) La resa di luce dei vari campioni a parità di spessore della matrice risulta aumentare in rapporto alla concentrazione di Litio. Tale comportamento è inatteso, in quanto osservando i campioni ad occhio nudo, sembra che la dispersione di Fluoruro di Litio tenda ad opacizzare il campione in funzione alla quantità dispersa, le misure invece rivelano che la dispersione tende a focalizzare la luce di scintillazione che arriva in modo più diretto al rivelatore.

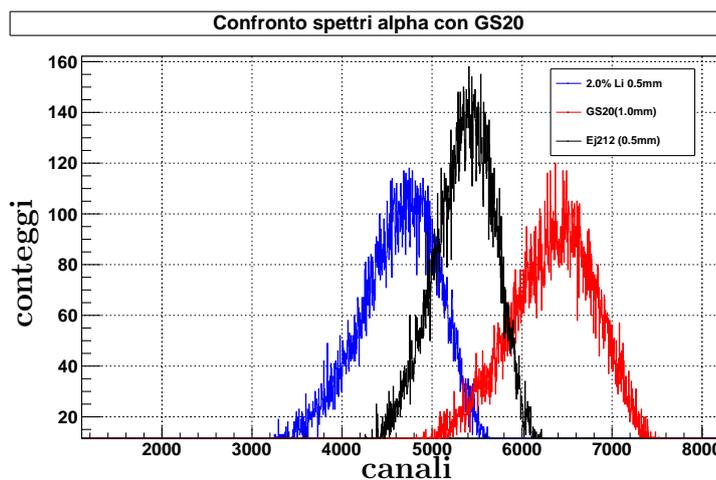


Figura 4.11: Spettri energetici di particelle α da ^{241}Am , confronto fra il GS20 l'EJ212 e PPS 2% ^6Li 0.5 mm

scintillatore	media	dev.st
GS20 (gain 5)	4270	274
Li 0.5% 2.0mm	3871	741
Li 0.5% 5.0mm	3444	474

Tabella 4.4: centroide e deviazione standard relative a misure con sorgente Am-Be moderata per GS20 e due campioni PPS

Come si può notare lo scintillatore vetroso GS20, mostra una maggiore resa di luce.

4.5.3 Misure neutroni

Considerata la minore probabilità di scattering nell'unità di tempo dei neutroni il tempo di misura di questa prova è stato impostato 4300s, per avere una sufficiente statistica di conteggio.

In modo analogo alle misure α , posizione del picco e deviazione standard sono stati determinati per confrontare la resa di luce dei diversi campioni. In tabella 4.4 sono riportati tali valori, per i campioni in cui poteva essere individuato il picco di cattura.

In figura 4.12 viene presentato lo spettro energetico proveniente dalla misura sul GS20, data la buona resa di luce tale spettro è stato registrato impostando un gain dimezzato rispetto alle altre misure. Per confrontarlo si deve quindi considerare questo fattore.

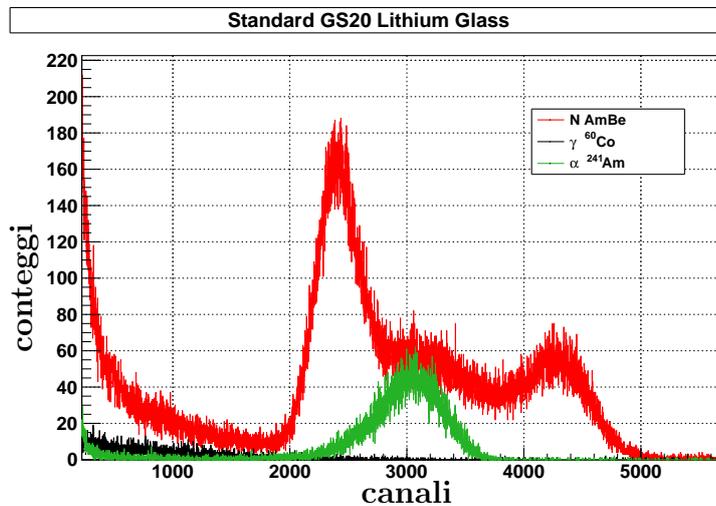


Figura 4.12: Spettro energetico di cattura neutronica su ${}^6\text{Li}$ per il GS20 in rosso, in verde lo spettro prodotto dalla sorgente ${}^{241}\text{Am}$ dello stesso campione

La caratteristica principale dello spettro di cattura neutronica nel GS20 da 1 mm è la presenza dei due picchi distinti separati da un "continuo" meno definito. Il picco più energetico corrisponde alla deposito di energia totale dei prodotti della reazione. Il picco meno energetico (e più probabile) è relativo al deposito di energia di una sola delle due particelle, principalmente la particella α che possiede un cammino libero medio minore all'interno del materiale. Il continuo centrale è dato da fenomeni misti dovuti al parziale deposito di energia della seconda particella. È importante notare la posizione relativa del picco della sorgente α di ${}^{241}\text{Am}$: questo fatto potrà essere usato come punto di riferimento negli spettri dei campioni in quanto il suo deposito d'energia è totale ed è pari a 4.5 MeV.

Il fatto che il suo picco sia più basso rispetto a quello di deposito di energia totale di ${}^3\text{H}$ e ${}^4\text{H}$ nella reazione di cattura, può essere spiegato con il fenomeno di quencing: da una parte dovuto al fatto che il trizio è più leggero (risposta meno smorzata) e dall'altra il fatto che il deposito di energia a causa di cattura neutronica avviene in tutto il volume e non solo alla faccia opposta alla raccolta di luce.

Di seguito vengono presentati gli spettri più significativi tra quelli dei campioni: quelli con maggior distinzione fra rumore di fondo e segnale:

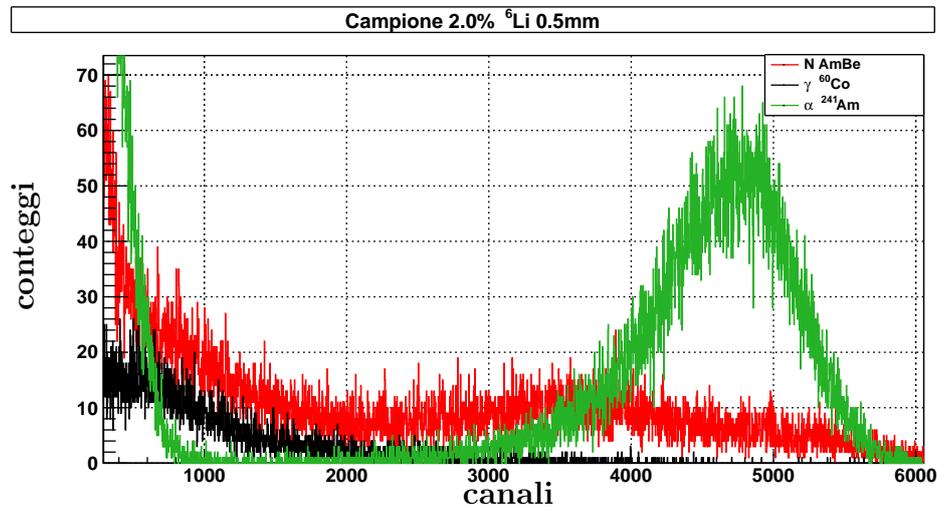


Figura 4.13: Spettro energetico di cattura neutronica su ${}^6\text{Li}$ per il campione 2% ${}^6\text{Li}$ -0.5 mm, confronto con gli spettri energetici α e γ per lo stesso campione

(Figura 4.13) Il picco di cattura, molto disperso, è comunque distinguibile del fondo gamma. Come si può notare, si posiziona ad energie inferiori rispetto a quello dato con la sorgente α in Americio: ne concludiamo che nello scintillatore da 0.5mm, a causa del piccolo spessore, avvenga prevalentemente il fenomeno di deposito parziale di energia (principalmente il deposito totale di E_α e solo parziale di E_{3H}).

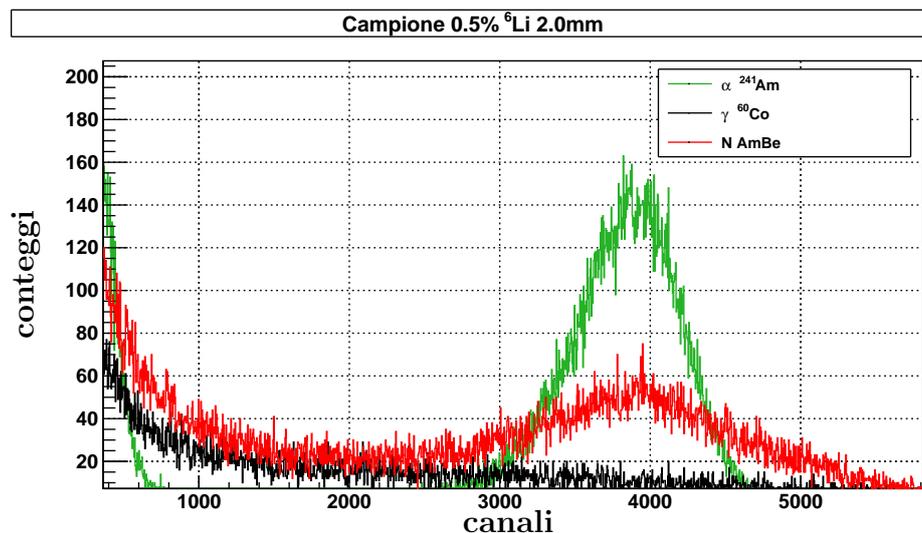


Figura 4.14: Spettro energetico di cattura neutronica su ${}^6\text{Li}$ per il campione 0.5% ${}^6\text{Li}$ -2.0 mm, confronto con gli spettri energetici α e γ per lo stesso campione

(Figura 4.14) Il picco di cattura risulta nettamente distinguibile se comparato al caso precedente. Si noti che, questa volta, il picco è più spostato verso quello ottenuto con la sorgente alpha di ^{241}Am . Ci aspettiamo quindi che questo ci sia una maggiore frequenza di eventi in cui il deposito di energia della seconda particella, se pur parziale, è presente.

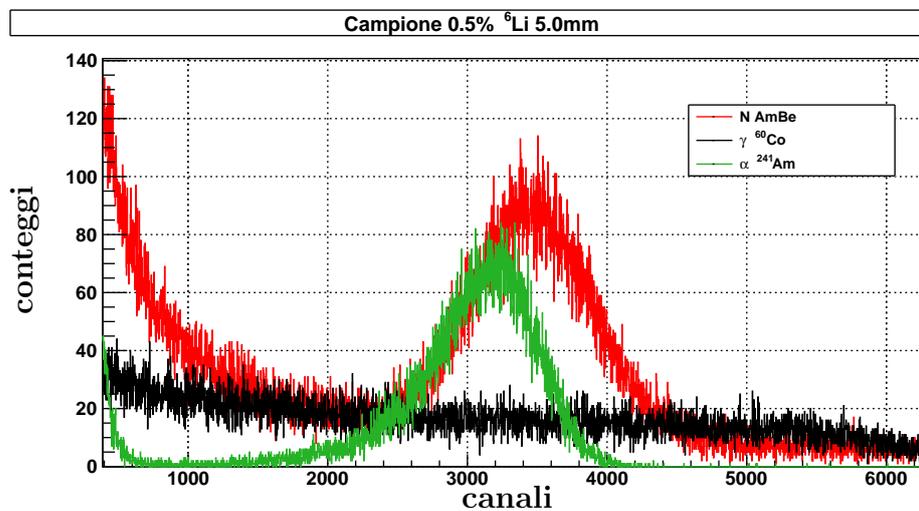


Figura 4.15: Spettro energetico di cattura neutronica su ^6Li per il campione 0.5% ^6Li -5.0 mm, confronto con gli spettri energetici α e γ per lo stesso campione

(Figura 4.15) Il campione a spessore maggiore presenta lo spettro più soddisfacente fra quelli acquisiti: esso non risulta solo distinto, ma comparabile a quello alpha in termini di forma. Risulta inoltre più energetico di quest'ultimo, quindi considerate le precedenti osservazioni fatte nel caso del GS20, questo picco sembra poter essere imputato al completo deposito di energia delle due particelle, fornendo quindi un'impronta digitale del passaggio del neutrone.

Infine mostriamo i confronti relativi a diversi spessori e concentrazioni di Litio nel campione:

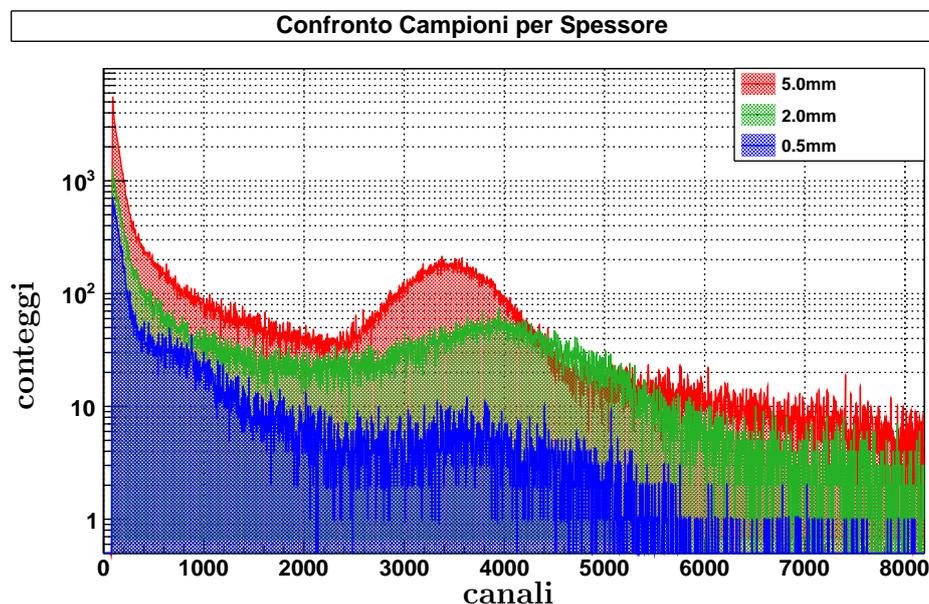


Figura 4.16: Spettro energetico di cattura neutronica su ${}^6\text{Li}$ per diversi campioni, la concentrazione di ${}^6\text{Li}$ nei campioni è dello 0.5% in massa, mentre lo spessore è variabile (vedi legenda)

(Figura 4.16) Il grafico è presentato in scala logaritmica per facilitare la distinzione con il rumore gamma, come detto in precedenza il campione da 1.0mm non è stato analizzato, considerato difettoso.

In accordo con i risultati ottenuti in accordo con gli spettri alpha α si può notare la diminuzione delle rese in luce in funzione dello spessore (a causa della minore trasparenza del mezzo). In questo caso, come evidenziato precedentemente, i picchi non rappresentano esattamente gli stessi eventi: per il campione da 5.0 mm si tratta del picco relativo al deposito totale di energia, per quello da 2.0mm un deposito intermedio, per quello da 0.5 mm il deposito d'energia di una sola delle due particelle. Lo spessore aumenta la probabilità di cattura del neutrone rendendo il picco ottenuto per il campione da 5.0mm il più distinto dal fondo, in quanto a parità di concentrazione il numero totale di atomi di ${}^6\text{Li}$ nel campione. Per una valutazione quantitativa è necessario fare un'opportuna sottrazione del fondo. Con il maggior volume, infatti, anche i gamma interagiranno più frequentemente. Per la realizzazione di un rivelatore finale, per tanto, si dovrà valutare il miglior compromesso fra il volume del rivelatore, concentrazione di ${}^6\text{Li}$ e trasparenza del campione.

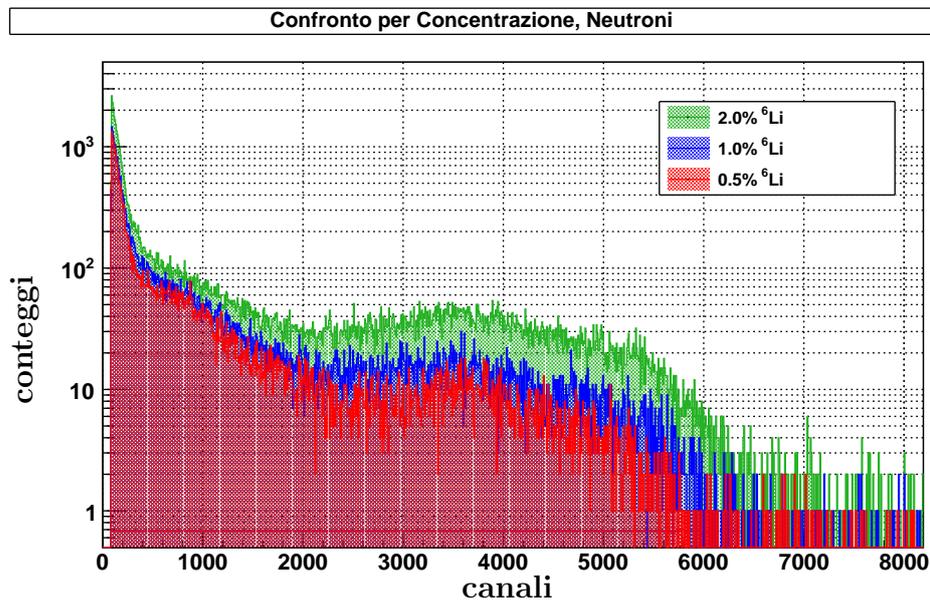


Figura 4.17: Spettro energetico di cattura neutronica su ⁶Li per diversi campioni dello stesso spessore e concentrazione di ⁶Li variabile

(Figura 4.17) Gli spettri energetici confrontati per campioni di uguale spessore (0.5 mm) e diversa concentrazione di ⁶Li sembrano confermare una, se pur minima, una miglior resa di luce all'aumentare del ⁶Li come già osservato con la sorgente di ²⁴¹Am. Come atteso, inoltre, si vede che il numero di neutroni catturati aumenta in funzione della maggior concentrazione di ⁶Li.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono stati studiati dei nuovi scintillatori a matrice polissilossanica drogati con ${}^6\text{Li}$ per la rivelazione dei neutroni termici. Sono stati prodotti campioni con diversi spessori e diverse concentrazioni di drogante e sono stati caratterizzati irraggiandoli con sorgenti radioattive di particelle alfa, raggi gamma e di neutroni opportunamente moderati. Lo spessore di moderatore è stato dimensionato utilizzando il codice Montecarlo Geant4.

I risultati sono stati confrontati con campioni standard (EJ212, GS20) ed hanno dimostrato generalmente una buona resa di luce.

Dal punto di vista della rivelazione dei neutroni, un ottimo risultato è stato ottenuto con i campioni più spessi dove il deposito di energia dei prodotti di cattura dei neutroni termici su ${}^6\text{Li}$ è più completo.

Bibliografia

- [1] Kenneth S. Krane. *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley & Sons, Inc, 1988.
- [2] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement, 3rd edition*. John Wiley & Sons, Inc, 1999.
- [3] Matthew J. Urffer Stephen A. Young Dayakar Penumadu George K. Schweitzer Andrew N. Mabe, John D. Auxier II and Laurence F. Miller. Thin film polymer composite scintillators for thermal neutron detection. *Journal of Composites*, 2013.
- [4] Hamamatsu. *Photomultiplier tube assembly H6524 Specifications*.
- [5] GEANT4 Collaboration. <http://geant4.cern.ch/>.
- [6] D.H. Wright. *GEANT4 Physics Reference Manual*. GEANT4 Collaboration, 2012.
- [7] Canberra Industries, inc. *Model 2005 Scintillation Preamplifier data sheet*.
- [8] Canberra Industries, inc. *Model 2024 Fast Spectroscopy Amplifier data sheet*.
- [9] Eljeng Technology. *EJ-212 plastic scintillators data sheet*.
- [10] Applied Scintillation Technologies. *Lithium Glass Physical properties*.
- [11] T.Marchi M.Cinausero C.Scian V.L.Kravchuk M. Degerlier F.Gramegna M. Poggi G.Maggioni A.Quaranta, S.Carturan. Doping of polysiloxane rubbers for the production of organic scintillators. 2010.
- [12] M.Cinausero T.Marchi F.Gramegna M. Degerlier A.Cemmi S.Baccaro A.Quaranta, S.Carturan. Characterization of polysiloxane organic scintillators produced with different phenyl containing blends. 2013.

- [13] J. B. Birks. *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. Pergamon Press, 1964.
- [14] GEANT4 Collaboration. *Geant4 User's Guide for Application Developers*, 2014.
- [15] Amptek. *MCA-8000D Digital Multichannel Analyzer Specifications*.