

Alma Mater Studiorum · Università di Bologna

FACOLTA' DI SCIENZE MATEMATICHE,
FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea Triennale in Fisica

Studio sperimentale di nuovi scintillatori
organici per la rivelazione dei neutroni in
fisica nucleare.

Relatore:
Chiar.mo Prof. Mauro Bruno

Correlatore:
Dott.ssa Fabiana Gramegna

Candidato: Federico Chinni
N. matricola: 0000345125

Sessione I
Anno Accademico 2011/2012

Sommario

Il presente lavoro di tesi è indirizzato allo studio di nuovi materiali scintillanti di tipo organico per la realizzazione di rivelatori di neutroni. Essi si basano su matrici polissilossaniche con diverse concentrazioni di fluorofori che trasportano la luce emessa dalla matrice in un intervallo di lunghezze d'onda compatibili con lo spettro di assorbimento dei diversi fotosensori.

Il primo capitolo si concentra sul fenomeno della scintillazione soprattutto in relazione all'interazione della radiazione con materiali organici. Il secondo capitolo tratta la procedura di sintesi dei materiali polissilossanici e del loro drogaggio con molecole dye. Il terzo capitolo descrive i possibili fotosensori normalmente utilizzati in accoppiamento con gli scintillatori ed, in particolare, si sofferma sul fotomoltiplicatore e sull'Avalanche Photo Diode (APD) usati nella parte sperimentale. Il quarto capitolo si focalizza sui test sperimentali in laboratorio con sorgenti radioattive alfa e gamma incidenti su campioni di diverso spessore con differenti concentrazioni di Lumogen®Red, di Lumogen®Violet, di catalizzatore, di gruppo fenile della matrice silionica e sul confronto tra le rese in luce relative all'accoppiamento con i fotomoltiplicatori e con gli APD. Il quinto e ultimo capitolo descrive un esperimento sotto fascio in cui si analizzano le risposte dei nostri scintillatori all'interazione con i neutroni. Questi studi sono assolutamente innovativi da momento che si analizzano per la prima volta materiali per rivelatori per neutroni con emissione nel rosso.

Questo lavoro è un punto di partenza finalizzato ad ottimizzare l'accoppiamento con gli APD, sia ricercando sensori performanti in termini di rapporto segnale rumore e guadagno, sia dall'altro sviluppando rivelatori al silicio 3D per la finale realizzazione di un rivelatore per neutroni ibrido sensibile alla posizione.

Introduzione

La ricerca odierna pone grande attenzione sugli scintillatori organici a base di polimeri che, oltre ad avere costi moderati, possono essere prodotti in qualsiasi volume e forma che meglio si adatti all'apparato dell'esperimento in questione. Gli scintillatori sono ampiamente utilizzati in molti campi, da esperimenti di fisica nucleare ad applicazioni mediche, grazie ai veloci tempi di risposta e, come già detto sopra, al loro costo e relativa facilità di fabbricazione. La comunità scientifica si è quindi indirizzata verso lo sviluppo di questi nuovi materiali che fornissero una buona efficienza di rivelazione per le particelle cariche (come le particelle α) e la radiazione gamma e potessero anche essere utilizzati per la rivelazione di neutroni con opportuni drogaggi. La stessa rivelazione dei neutroni con una elevata risoluzione spaziale, temporale e in energia è altresì di importanza fondamentale in molti settori, quali la fisica nucleare, la rivelazione di esplosivi, le tecniche di analisi basate sulla diffrazione di neutroni e la fisica sanitaria. In questa direzione si sta muovendo l'esperimento HYDE (HYbrid DETector), finanziato nell'ambito della Commissione Nazionale V dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, il cui scopo è lo studio per la realizzazione di un rivelatore ibrido compatto per neutroni ottenuto accoppiando un rivelatore 3D al silicio con uno scintillatore polisilossanico di recente realizzazione. L'esperimento HYDE prevede la collaborazione fra le sezioni e le Università di Trento, Padova e Legnaro. In particolare l'unità di ricerca di PD-TN ha sviluppato rivelatori 3D al silicio in collaborazione con la fondazione Bruno Kessler (FBK), sperimentando nuove soluzioni progettuali e tecnologiche e caratterizzando estensivamente i dispositivi in abbinamento a diversi circuiti di lettura. I rivelatori 3D, grazie alla loro architettura intrinseca che disaccoppia il volume attivo dalla distanza tra gli elettrodi, sono dispositivi con ottime proprietà di raccolta di carica, alta velocità di risposta ed elevata resistenza al danno da radiazione. L'unità dei Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL), d'altra parte, ha realizzato, all'interno del recente esperimento ORIONE (Organic scIntillators fOr NEutrons), nuovi scintillatori polissilossanici per la rivelazione di neutroni termici e veloci. Questi scintillatori sono dotati di una elevata resistenza alla radiazione e si sono dimostrati in grado di rivelare particelle cariche e radiazione gamma con una resa in luce del 50%-70% rispetto ai migliori scintillatori plastici commerciali. Inoltre si sono rivelati capaci di solubilizzare quantità piuttosto elevate di composti ricchi in boro, per aumentare la sensibilità alla cattura dei neutroni lenti. Infine, la sintesi di questi scintillatori mediante resine polissilossaniche li rende maneggevoli per la realizzazione in forme particolari, di grandi e piccole dimensioni, o per poterli introdurre in strutture complesse, come possono appunto essere i rivelatori al silicio a 3D. Il progetto HYDE prevede quindi di

introdurre tali scintillatori polissilossanici nella cavità dei diodi 3D, queste ultime prodotte in dimensioni tali da fornire una probabilità sufficientemente elevata di diffusione ed interazione dei neutroni con il materiale scintillante, coniugando però la possibilità che i prodotti carichi (protoni) prodotti nell'urto elastico o le particelle alfa derivanti dalla cattura neutronica da parte del Boro, possano, almeno in parte, essere rivelate dalle colonne attive del rivelatore al silicio. Si otterrebbe così un sistema compatto ed efficiente per rivelare i neutroni, sia attraverso la conversione della luce di scintillazione che la diretta rivelazione dei prodotti carichi ottenuti. La matrice a base organica coniugata con il drogaggio Boro degli scintillatori testato durante l'esperimento ORIONE permetterebbe quindi di rivelare sia neutroni veloci che quelli termici con buona efficienza.

La rivelazione dei neutroni è, altresì, importante per le misure di spettroscopia neutronica di interesse della collaborazione NUCL-EX che si basa sulla collaborazione fra le sezioni di Bologna, LNL, Napoli, Firenze.

Il lavoro sviluppato nella seguente tesi nasce nell'ambito di tale collaborazione e si è concentrato sullo studio di campioni di tipo innovativo, dove diverse tipologie di componenti chimiche della matrice del rivelatore polissilossanico, diverse concentrazioni di molecole DYE e diverse dimensioni degli scintillatori stessi, sono stati studiati per valutarne e confrontarne il rapporto segnale-rumore (e quindi la resa relativa). I test sperimentali sono stati effettuati sia in laboratorio con sorgenti di calibrazione di particelle α e radiazione gamma, nonché sotto fascio di neutroni veloci, ove i neutroni venivano prodotti tramite la reazione $p(^7\text{Li}, ^7\text{Be})n$. Nel test sotto fascio, la temporizzazione del fascio permetteva di discriminare i neutroni dai gamma prodotti ed interagenti nel rivelatore tramite tecniche di volo, come descritto nel seguito.

Indice

Introduzione	3
1 Fenomeno della luminescenza e materiali scintillanti	
1.1 Fenomeno della luminescenza.	6
1.2.1 Scintillatori organici.	8
1.2.2 Scintillatori plastici.	10
2 Chimica del rivelatore	
2.1 Sintesi dei polissilossani.	12
2.2 I dye: emissione nel blu e nel rosso	13
3 Conversione della luce	
3.1 Introduzione.	17
3.2 Il <i>fotomoltiplicatore</i>	17
3.3 Il fotodiodo	23

3.4 Il fotodiodo a valanga	24
3.5 I silicon photomultipliers	26

4 Test sperimentali in laboratorio

4.1 Introduzione.	27
4.2 Apparato sperimentale.	28
4.3 L'alimentazione del fotomoltiplicatore.	29
4.4 L'amplificatore.	30
4.5 Campioni analizzati.	30
4.5.1 Misure con sorgente alfa.	32
4.5.2 Risultati delle misure con sorgente alfa.	33
4.5.3 Spettri raggi alfa.	34
4.5.4 Conclusioni.	36
4.6 Misure con sorgente gamma.	36
4.6.1 Risultati delle misure con sorgente gamma.	38
4.6.2 Spettri raggi gamma.	39
4.6.3 Conclusioni.	41
4.7 Campioni analizzati per l'accoppiamento APD-scintillatore.	41
4.7.1 Risultati delle misure con sorgente alfa.	42
4.7.2 Spettri raggi alfa.	43
4.7.3 Conclusioni.	45
4.8 Risultati misure con sorgente gamma.	45
4.8.1 Spettri raggi gamma.	46
4.8.2 Discussione dei risultati.	48

5 Test sotto fascio

5.1 Introduzione	49
5.2 Apparato sperimentale.	49
5.3 Reazione.	50
5.4 Campioni analizzati e relativi risultati ottenuti.	52
Conclusioni.	64
Bibliografia.	65

Capitolo 1

Fenomeno della luminescenza e materiali scintillanti

1.1 Fenomeno della luminescenza

Supponiamo che una particella ionizzante attraversi un mezzo in grado di emettere luce: l'assorbimento di energia da parte della materia e la successiva emissione nella zona del visibile prende il nome di luminescenza. Più in particolare il processo prende il nome di fluorescenza se l'emissione avviene in tempi dell'ordine di 10^{-8} s e di fosforescenza se in gioco ci sono tempi più lunghi, variabili da microsecondi ad ore.

Le particelle (o fotoni) incidenti possono essere di bassa energia (bande ottiche o UV) o di più alta energia (con energia $E > 1\text{keV}$); in quest'ultimo caso, se vi è emissione di radiazione nel visibile si parla di scintillazione invece che di luminescenza.

In generale, il materiale scintillante è in grado di convertire in luce solo una esigua parte dell'energia ricevuta dalla radiazione incidente; a questo proposito si introduce una grandezza che definisce la frazione di energia rilasciata nel mezzo che viene riemessa sotto forma di impulsi luminosi indicata con il nome di "efficienza di rivelazione". Evidentemente un'alta efficienza di scintillazione è una delle caratteristiche richieste ad un buon materiale scintillante. In prima approssimazione l'evoluzione del processo di riemissione può essere descritto da un semplice decadimento esponenziale:

$$N(t) = N_0 * \exp(-t/\eta_d)$$

ove:

N = numero di fotoni emessi all'istante t

N_0 = numero totale di fotoni emessi

η_d = tempo di decadimento

Entrando più nel dettaglio se si possono caratterizzare i processi suddetti di fluorescenza e fosforescenza con due componenti (η_{fast} e η_{slow}) la legge che descrive l'intensità della luce emessa in funzione del tempo è data dalla sovrapposizione di due esponenziali:

$$N(t) = A \cdot \exp(-t/\eta_{\text{fast}}) + B \cdot \exp(-t/\eta_{\text{slow}})$$

Le ampiezze caratteristiche delle due componenti variano da uno scintillatore all'altro, è evidente che un buon scintillatore è tale se prevale la componente veloce della fluorescenza rispetto a quella più lenta della fosforescenza.

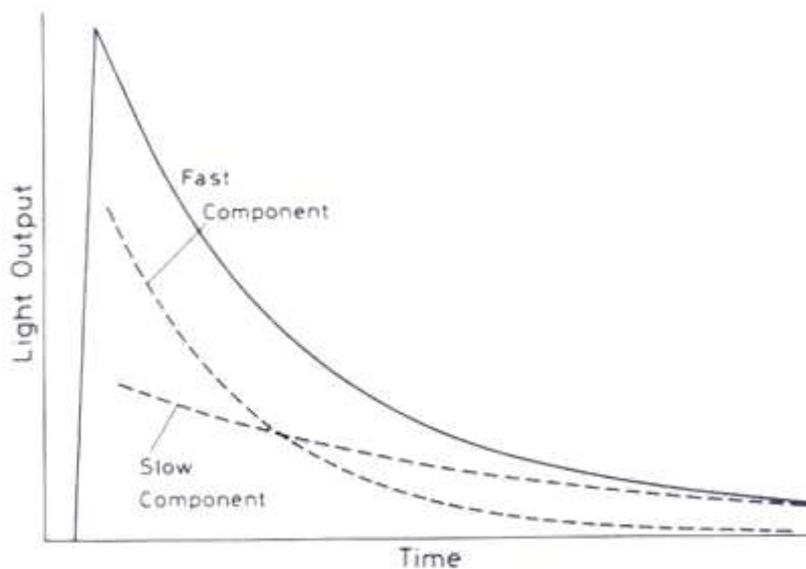


Figura 1.1 Rappresentazione delle due componenti del segnale

Ci sono, ovviamente, altri aspetti da tenere presenti nella scelta di un particolare scintillatore che risulterà migliore o peggiore di altri a seconda delle caratteristiche evidenziate; tale scelta sarà quindi effettuata accettando il compromesso che meglio si adatta alla specifica applicazione in esame.

Riassumiamo, quindi, le principali caratteristiche per uno scintillatore :

- Un'alta efficienza di scintillazione, cioè, la frazione di energia della particella incidente che è convertita in luce visibile. I motivi per cui non si ha una efficienza del 100% sono indicati con il termine "quenching" e possono essere dovuti a molteplici fattori come: energia insufficiente della particella per essere rilevata o separata dal rumore; trasferimenti termici che, favoriti da difetti nel materiale fanno sì che l'energia assorbita venga rilasciata sotto forma di calore e, non ultimo, energia della particella in esame troppo grande per essere rilevata e quindi perdita di energia nel mezzo troppo piccola per lasciare un segnale.
- Un'alta efficienza di rivelazione.

- Un tempo caratteristico di emissione molto breve.
- Un indice di rifrazione prossimo a quello del vetro (intorno al valore di 1.5) che consenta un buon accoppiamento ottico con il fotomoltiplicatore.
- Una buona resistenza alle sollecitazioni a cui può essere sottoposto in base alla specifica applicazione richiesta.
- Una buona lavorabilità del materiale.
- La trasparenza alla lunghezza d'onda della propria emissione in modo da evitare il fenomeno dell'auto-assorbimento ed aumentare la raccolta di fotoni di emissione.

La luminosità della risposta in un intervallo di energie sufficientemente ampio, in modo che la quantità di luce prodotta risulti quanto più possibile proporzionale all'energia depositata nel materiale.

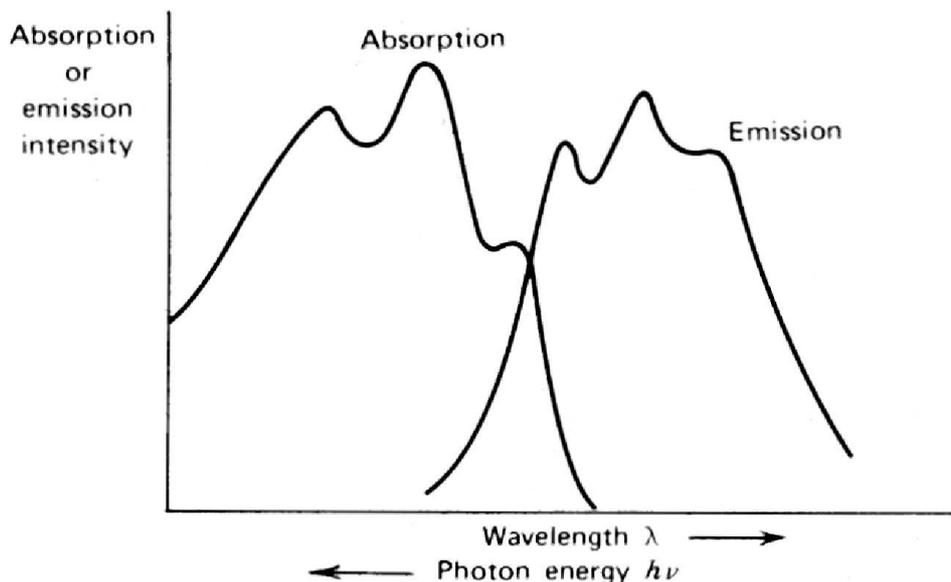


Figura 1.2 Spettri di assorbimento e di emissione, a seconda della sovrapposizione varia la trasparenza del rivelatore.

1.2 .1 Scintillatori organici

Gli scintillatori organici sono dei composti di idrocarburi che contengono delle strutture ad anello di benzene. In questi composti la luce di scintillazione deriva da transizione degli elettroni liberi all'interno della molecola. Questi elettroni non sono associati ad un atomo particolare nella molecola ed occupano gli orbitali di tipo π . Analizzando la figura sottostante, si possono

osservare una serie di stati di singoletto, chiamati S, e una serie di stati di tripletto, chiamati T, ciascuno poi suddiviso in un certo numero di sottolivelli energetici, generati da modi vibrazionali delle molecole. Da questa configurazione si possono quindi determinare diversi processi e studiarne altresì le caratteristiche.

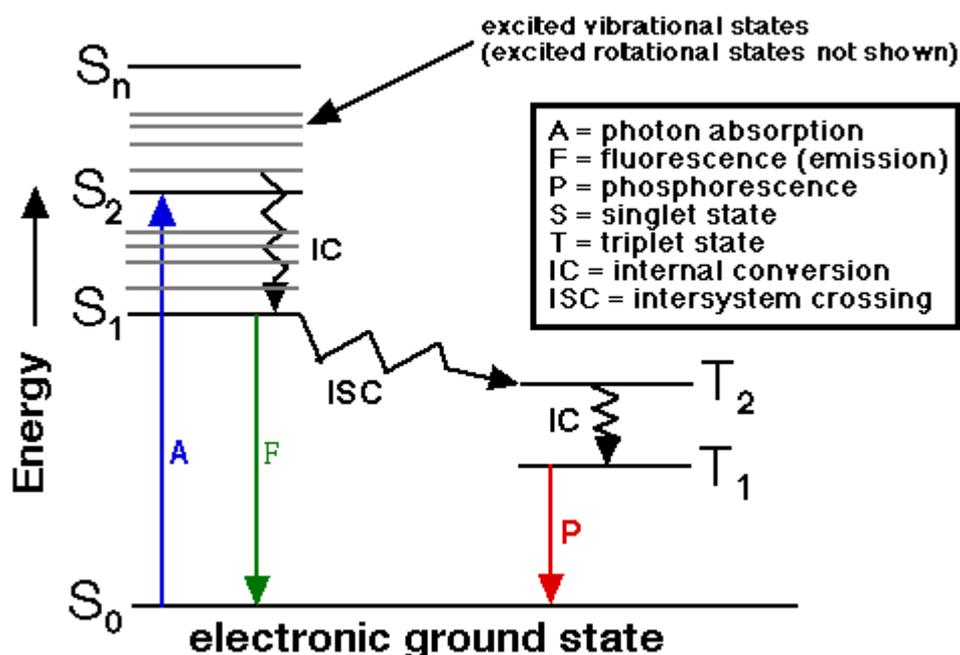


Figura 1.3. Struttura dei livelli elettronici di una molecola con legami π .

La descrizione degli stati di singoletto superiori a S_1 avviene in un tempo inferiore a 10 ps e tale transizione non provoca emissione di radiazione, si parla in tal caso di degenerazione interna. Dallo stato S_1 è facile decadere nello stato fondamentale S_0 con emissione di luce di fluorescenza in $1 \div 10$ ns. Analogamente dallo stato di tripletto si arriva tramite degenerazione interna allo stato T_1 e poi si scende a T_0 in maniera complessa con emissione di luce di fosforescenza (lenta $>10^{-4}$ s).

Gli scintillatori organici hanno basso numero atomico Z, poiché sono composti principalmente di carbonio e idrogeno e quindi presentano una scarsa efficienza per rivelare i gamma (in pratica si rileva solo l'effetto Compton); va ricordato, a tale proposito, che, mentre l'effetto fotoelettrico e la produzione di coppie vanno rispettivamente come Z^5 e Z^2 , l'effetto Compton è lineare in Z. Al contrario presentano un'alta efficienza per la rivelazione di neutroni grazie alle collisioni elastiche ed inelastiche sugli atomi di idrogeno e, con minore sezione d'urto, di Carbonio.

Gli scintillatori organici si suddividono in:

- **CRISTALLI ORGANICI:** i più comuni sono l'antracene e il naftalene. L'antracene ha una risposta lenta (30ns), ma fornisce un'ottima uscita in luce; il naftalene, al contrario, è veloce ma ha un'uscita di luce minore.
- **SCINTILLATORI LIQUIDI:** sono soluzioni di uno o più scintillatori organici disciolti in un solvente organico. L'energia rilasciata dalla particella è, in generale, assorbita dal solvente e poi rilasciata al soluto (trasferimento rapido ed efficiente). Il soluto od i soluti funzionano da "wavelength shifter" ovvero, assorbono nell'ultravioletto ed emettono nel visibile.
- **SCINTILLATORI PLASTICI:** sono del tutto analoghi agli scintillatori liquidi per il funzionamento e la composizione (solvente e soluto/i) con l'unica differenza che sono solidi.

I tempi di risposta degli scintillatori liquidi e plastici sono brevi,rispettivamente di 3÷4 ns e di 2÷3 ns.

Gli scintillatori plastici costituiscono parte integrante e fondamentale di questo lavoro di tesi e come tali meritano un' apposita sezione si approfondimento.

1.2.2 Scintillatori plastici

I plastici sono, come già accennato, composti da una matrice polimerica tipicamente polistirene (PS) o poliviniltoluene (PVT). Sono inerti all'acqua e a molti prodotti chimici e possono quindi essere usati a diretto contatto con i campioni radioattivi. Uno dei grandi vantaggi rispetto agli scintillatori liquidi è quello di non essere tossici; al contrario, questi ultimi devono essere utilizzati con grande precauzione poiché infiammabili, nocivi e cancerogeni. La risposta degli scintillatori plastici non è lineare con la perdita di energia ma vale la formula di Birks:

$$dL/dX=[A \cdot dE/dX]/[1+k_b B \cdot dE/dX]$$

dove dE/dx è l'energia depositata per unità di lunghezza mentre dL/dx è la risposta in luce per unità di lunghezza. L'approssimazione lineare si ottiene per grandi dE/dx ove $dL/dx \approx A/k_b$.

Un effetto non totalmente capito è la dipendenza della luce di scintillazione dal campo magnetico (cresce al crescere di B di qualche %).

Malgrado le proprietà sopra elencate, che li rendono sicuramente più convenienti ed affidabili rispetto ad altri tipi di scintillatori, possiedono alcuni svantaggi che devono essere tenuti in considerazione.

1. *Afterglow*: effetto dovuto alla luminescenza ritardata indotta negli scintillatori plastici che non segue un decadimento semplicemente esponenziale. Tale fenomeno può addirittura perdurare per centinaia di nanosecondi. Si definisce Afterglow il rapporto fra l'intensità di luce misurata a tempi lunghi (dell'ordine dei millisecondi) rispetto all'intensità di luce della componente principale misurata al tempo di decadimento.
2. *Invecchiamento*: tale termine è utilizzato per indicare la leggera flessione e l'insorgere di microcricche provocato negli scintillatori plastici a base di PVT, od anche PS, dall'esposizione ripetuta a vapori di solventi od a temperature elevate che ovviamente ne provocano il deterioramento e ne diminuiscono la resa in luce.
3. *Danno da radiazione*: nel corso delle misurazioni e nei test sotto fascio ai quali vengono posti i rivelatori plastici a base di PVT o PS, questi ultimi subiscono un danno da radiazione che induce la formazione dei cosiddetti centri di colore. Questi sono aggregati di molecole con la presenza di doppi legami che assorbono sia luce nella regione degli UV sia intorno ai 400nm, ossia la regione del visibile. Col tempo il materiale tende ad ingiallire e la resa in luce diminuisce in maniera drastica fino a comprometterlo. Il danno da radiazione non dipende soltanto dalla dose integrata di ioni ma anche dal "dose rate" (la quantità di radiazioni assorbita per unità di tempo), dall'atmosfera e dalle proprietà del polimero base (lunghezza della catena polimerica, temperatura di transizione vetrosa ecc...). La strategia per aggirare questo problema consiste nell'utilizzare waveshifters, cioè opportune sostanze scintillanti (fluorofori o dye secondari) che si diseccitano per emissione di fotoni ed emettono luce a più alta lunghezza d'onda (maggiore Stokes shift, ossia maggiore differenza tra le posizioni dei massimi degli spettri di assorbimento e di emissione della stessa transizione elettronica) in modo che l'assorbimento nel blu causato dal danno da radiazione non costituisca un serio problema per la rivelazione. Attualmente non esistono in commercio dyes secondari con le caratteristiche ricercate (elevata resa di luce ed elevato Stokes shift), e normalmente l'introduzione di dyes secondari che emettono nel rosso va a discapito della resa di luce di scintillazione. Quest'ultimo punto sarà oggetto di approfondimento nel capitolo

successivo che tratterà appunto della chimica dei rilevatori ed in specifico di quelli utilizzati in questo lavoro di tesi.

Capitolo 2

Chimica del rilevatore

2.1 Sintesi dei polissilossani

Gli scintillatori silicici sono stati sintetizzati partendo da una base di dimetil-difenil polissilossano. Nella figura seguente si riporta la formula strutturale dei due componenti fenili:

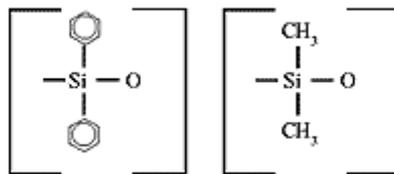


Figura 2.1: formule strutturali dei gruppi chimici del Difenilsilossano(DFS) e Dimetilsilossano (DMS)

I polissilossani rispetto ad altri materiali a base di PVT presentano grande affidabilità: polimerizzano a temperatura ambiente e pur rimanendo elastici non subiscono significative variazioni di volume. Qualora si aumenti la concentrazione di DFS è possibile oltretutto risaltare ed evidenziare alcune proprietà come la luminescenza, la resistenza a sbalzi termici e non da ultimo l'indice di rifrazione. A titolo di confronto con i sopra citati PVT, il motivo della resistenza alle alte temperature è dovuta alla presenza del legame a ponte Si-O-Si che ha un' energia di 460 kJ/mol ben superiore all'energia di 347 kJ/mol del legame C-C presente nel PVT. Questo esempio è importante per sottolineare come la resistenza termica sia cruciale perché intimamente connessa alla resistenza alle radiazioni. Per dimostrare questa correlazione riportiamo in figura gli spettri di trasmissione prima e dopo

l'irraggiamento di materiali a base di polimetil-fenil silossano.

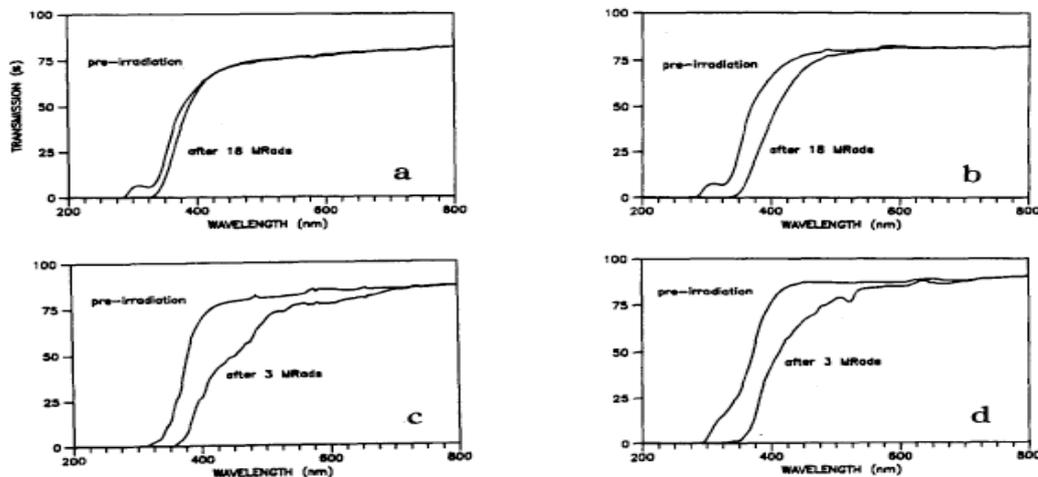


Figura 2.2: Spettri di trasmissione prima e dopo l'irraggiamento con raggi gamma diversi materiali: PMPS in argon (a), PMPS in aria (b), PVT in argon (c), PS in argon (d). Si noti che a 400 nm la trasmissione non si riduce in (a), mentre in (c) passa dal 75% a circa il 25% e in (d) passa da 75% a circa il 40 %.

Da rimarcare, inoltre, non sono solo i vantaggi che presentano i polissilossani rispetto ad altri materiali ma anche lo scopo per il quale se ne fa un massiccio utilizzo; offrono infatti la possibilità di addizionarli con composti del gadolinio o del boro, sostanze che li rendono adatti per la rivelazione dei neutroni.

2.2 I dye: emissione nel blu e nel rosso

Nei materiali descritti, come si evince dalla trattazione precedente, la componente sensibile alla ionizzazione, lo scintillatore, è prodotto a partire da due pre-polimeri:

- Dimethyl-diphenylsilossano la cui catena termina con un gruppo vinile $\text{CH}=\text{CH}_2$ che rappresenta "la resina base".

Phenylmethylsilossano, terminato con un idruro, anche denominato "resina B". In questa resina la percentuale di gruppi fenili è circa il 50% (determinata dal rapporto p/q).

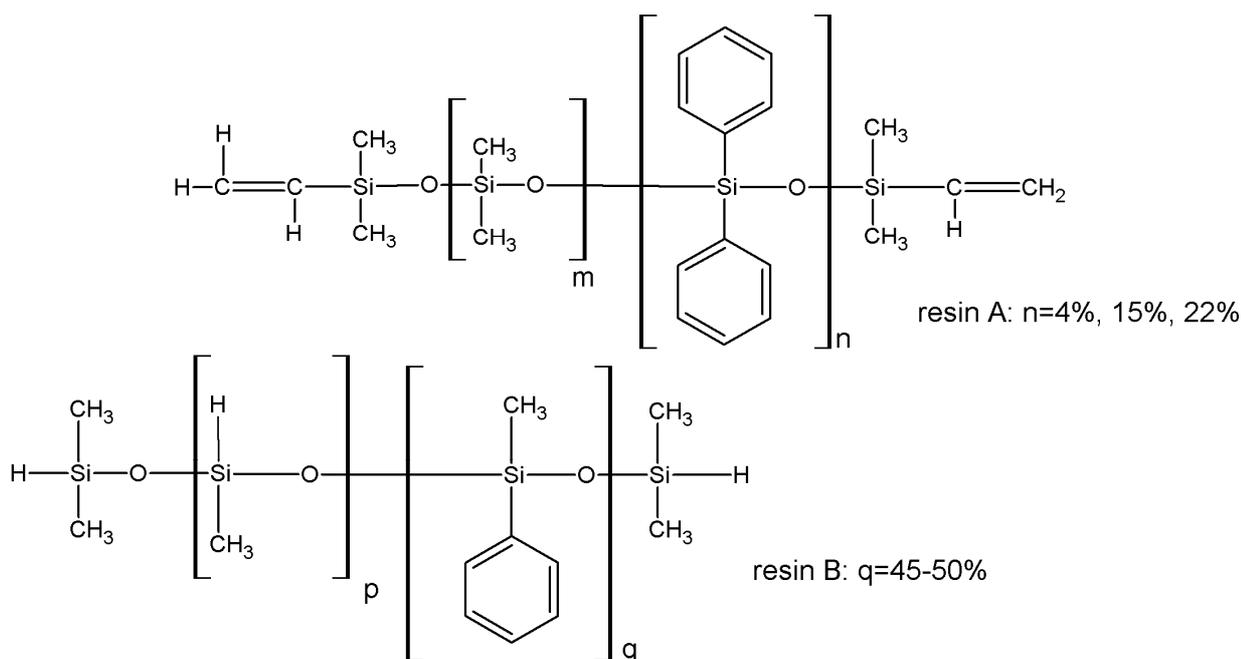


Figura 2.3: formule strutturali della Resina Base A (in alto, in questo lavoro si è usato il 22% di difenili) e della Resina B (in basso)

È proprio la struttura energetica dell'anello benzenico dei gruppi fenili presenti all'interno della matrice che permette la scintillazione delle resine. Il processo cosiddetto di "reticolazione" avviene tramite addizione del legame Si-H al doppio legame del gruppo vinile della resina A grazie ad un composto catalizzatore metallo-organico contenente platino Pt(0) divinyl-tetramethylsiloxane con una coordinazione piuttosto forte con i doppi legami della parte organica (gruppo vinile) che ne impedisce l'aggregazione e la conseguente precipitazione in forma di polveri. Si aggiunge anche un inibitore (circa l'1% in peso) che gioca il ruolo di coordinarsi con il composto di Pt così da rallentare il processo di reticolazione che lascia poco tempo per la manipolazione dei composti in gioco.

Campione	Resina base A	Resina base B	Catalizzatore	Inibitore
22% phenyl	100	8	0.0001	1

Tabella 2.1. Parti in peso di ciascun reagente utilizzato per la polimerizzazione.

I polimeri aromatici solitamente emettono nella regione UV tra i 250nm e i 300nm, range che male si adatta alla sensibilità dei rivelatori solitamente utilizzati. Inoltre la luce di scintillazione emessa da un solo componente aromatico quale la matrice polimerica è molto bassa in intensità. Per questi motivi, parte dell'energia di eccitazione è trasferita

ad un fluoroforo (dye) (normalmente disciolto in circa l' 1% in peso) attraverso il processo chiamato *Förster resonance Energy transfer (FRET)*. Si tratta di un meccanismo che sfrutta la presenza di due molecole fluorescenti, dette donatore e accettore. Si basa sull'accoppiamento dipolo-dipolo di una molecola del donatore eccitata e di una molecola accettore dell'altro fluoroforo; come conseguenza abbiamo un trasferimento di energia non radiativa per risonanza che risulta tanto efficiente quanto più lo spettro di assorbimento del fluoroforo primario si sovrappone a quello di emissione della resina. L'efficienza del processo dipende evidentemente dalla distanza tra i fluorofori solitamente dell'ordine delle decine di Angström. Tale efficienza è definita nel modo seguente:

$$E = 1 - F'_d / F_d$$

Ove F'_d e F_d rappresentano l'intensità della fluorescenza del donatore in presenza od in assenza di un accettore. Affinché tale efficienza sia massima (pari cioè ad 1) occorre al limite che tutta l'energia emettibile dal donatore sia trasmessa per FRET all'accettore, in sostanza è necessario che F'_d sia nullo. Perché ciò accada è indispensabile per l'appunto che le due molecole siano vicine; la dipendenza dalla distanza tra donatore e accettore è espressa dalla seguente legge:

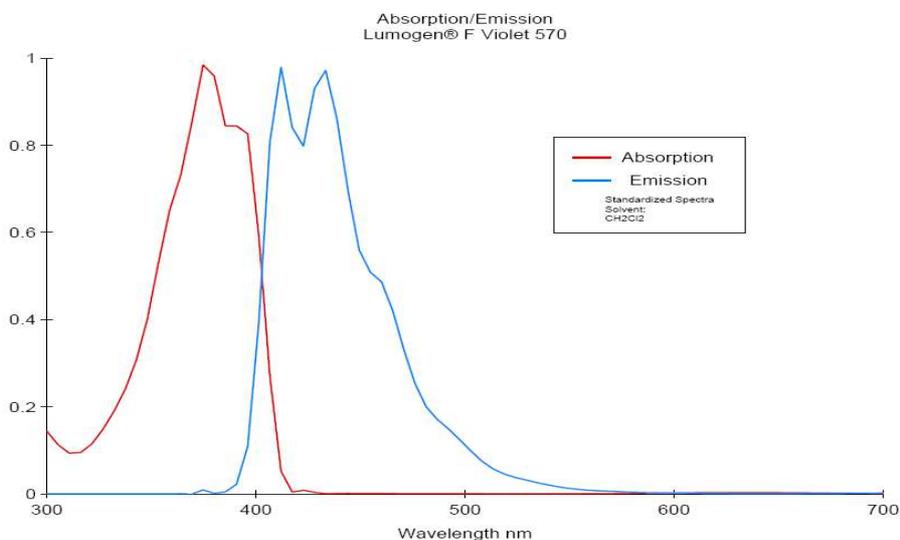
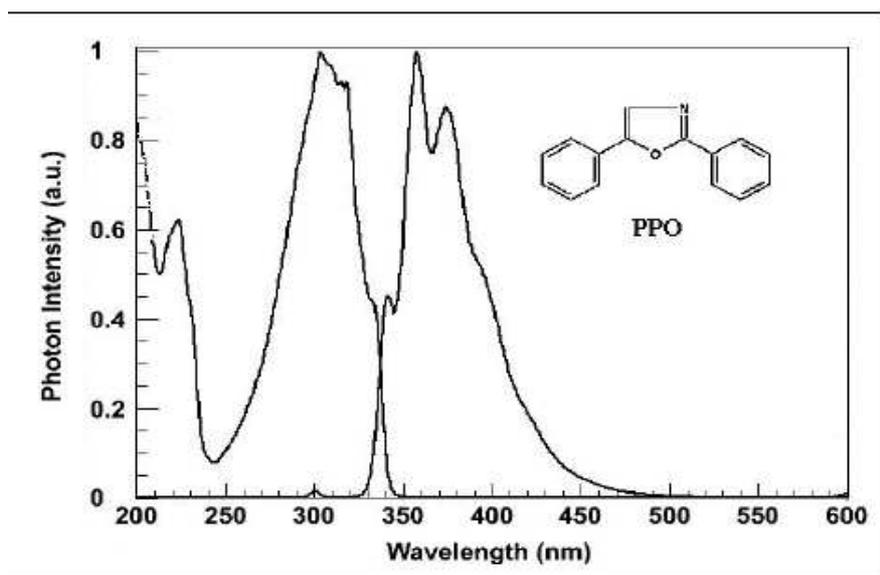
$$E = 1 / [1 + (r/R_0)^6]$$

Dove la distanza tra molecole è indicata con r e con R_0 si indica la distanza critica di Förster, parametro legato alle particolari caratteristiche della coppia di molecole: in generale tale valore oscilla tra i 2nm e i 6nm. La conoscenza di R_0 della coppia di molecole è molto utile per avere un criterio di scelta dei due fluorofori più adatti al tipo di studio che si sta facendo.

Il requisito necessario per il fluoroforo è quello di possedere un forte assorbimento nella regione di emissione della resina base. L'auto-assorbimento potrebbe essere evitato usando fluorofori con un rilevante spostamento Stokes, cioè che presentano una notevole differenza nella lunghezza d'onda del massimo di assorbimento e quella del massimo di emissione, dato che tale caratteristica riduce notevolmente la probabilità di auto assorbimento. In ogni caso per superare vantaggiosamente il problema è buona norma aggiungere un secondo fluoroforo chiamato wavelength shifter aggiunto con una percentuale che può variare dallo 0.01% allo 0.02% in peso. Il drogaggio con due dye permette quindi

l'assorbimento della luce emessa e la ri-emissione nel visibile (350-400nm), rilevabile, ad esempio, da un fotomoltiplicatore.

Nel lavoro di tesi è stato utilizzato il PPO come fluoroforo primario che assorbe a 300nm e riemette a 380nm (va ricordato inoltre che possiede un valore di G, definito come il numero di molecole danneggiate sotto radiazione gamma per 100eV, di 55 danneggiamenti/100eV) e come dye secondari, il Lumogen violet® e il Lumogen red® che assorbono a 380-400nm il primo e 578nm il secondo e riemettono rispettivamente a 413nm e 613nm.



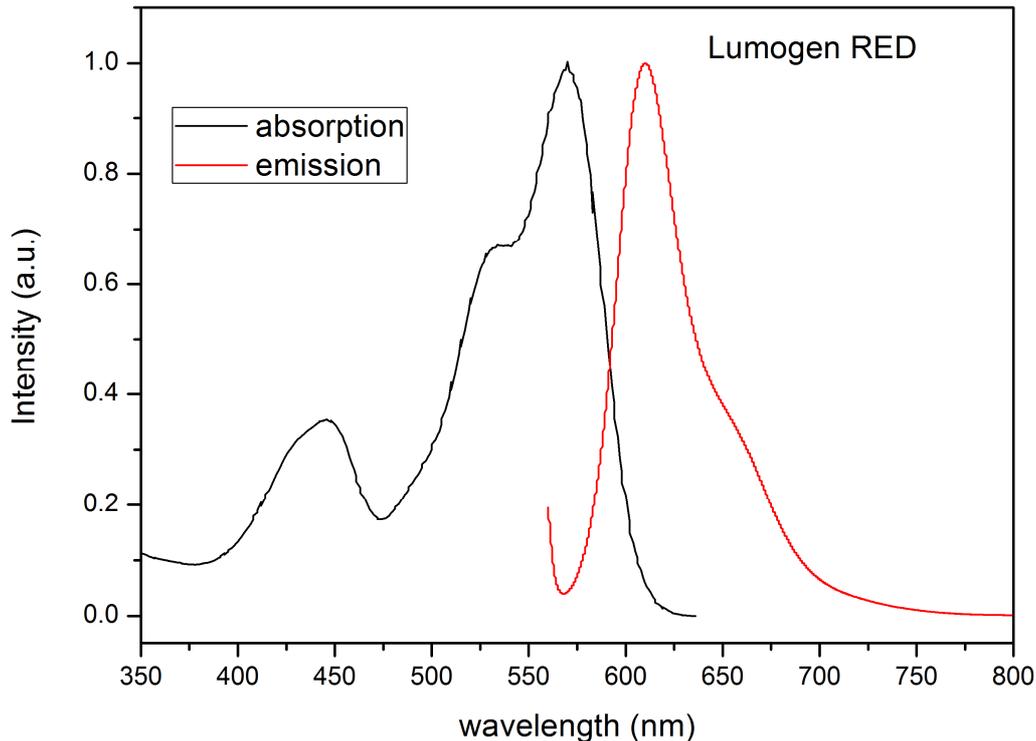


Figura 2.3: spettri di assorbimento ed emissione di PPO, Lumogen® Violet e Lumogen® Red.

Capitolo 3

Conversione della luce

3.1 Introduzione

Il presente capitolo è strutturato in due parti: nella prima si vogliono descrivere e caratterizzare i dispositivi di conversione della luce o fotorivelatori e dei moduli di elettronica utilizzati per la rivelazione ed identificazione dei prodotti di scintillazione in maniera generale, tramite la descrizione dei processi che sono alla base del buon funzionamento di questi strumenti; come passo successivo, dopo aver impostato l'ambito in cui ci si muove, si vanno a descrivere nel dettaglio le caratteristiche dei dispositivi usati specificatamente nel lavoro di tesi.

3.2 Il fotomoltiplicatore

Un tubo fotomoltiplicatore (PMT=Photon Multiplier Tube) è un dispositivo capace di convertire un impulso luminoso che incide sul proprio fotocatodo in una corrispondente carica elettrica, la quale viene poi convogliata dall'elettrodo di focalizzazione e quindi amplificata mediante i

successivi stadi di emissione secondaria. Accoppiando otticamente un fototubo ad uno scintillatore, i fotoni prodotti dal processo di scintillazione vengono convogliati verso il fotocatodo, dove per effetto fotoelettrico, vengono trasformati in carica elettronica, che viene moltiplicata nei vari stadi ed infine raccolta sull'anodo; tale carica è legata alla quantità di energia depositata sullo scintillatore e viene raccolta ed integrata tramite un'opportuna catena di processamento del segnale elettronico.

Se analizziamo la figura 3.1

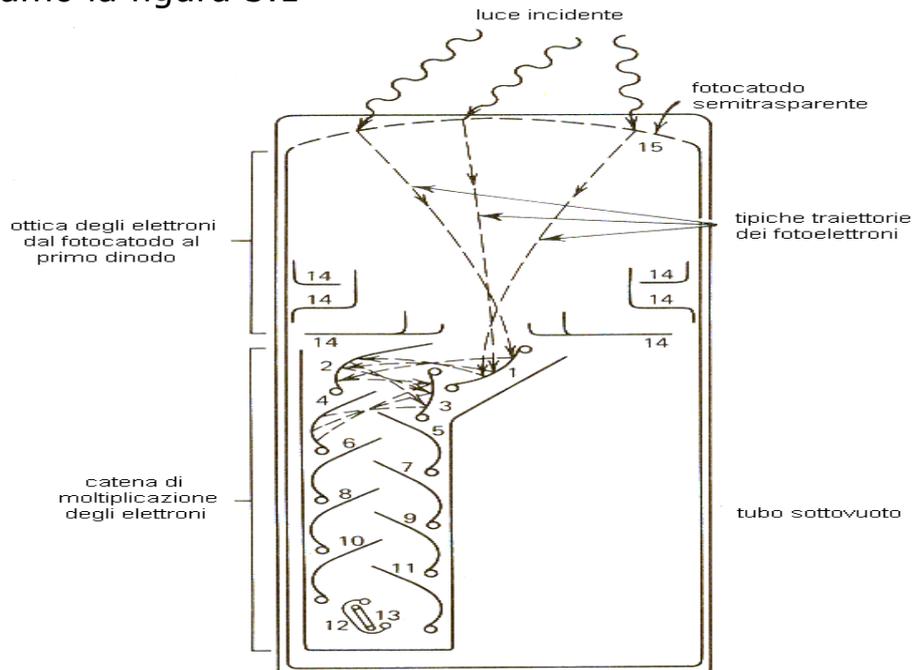


Figura 3.1: schema semplificato di un fotomoltiplicatore.

possiamo elencare le componenti del fototubo:

- **Il fotocatodo** , il quale, converte i fotoni di luce in elettroni mediante fotoemissione;
- **Gli elettrodi di focalizzazione**;
- Un sistema di **dinodi**, ovvero di elettrodi che moltiplicano la carica mediante l'emissione di elettroni secondari;
- **L'anodo** che raccoglie il flusso di elettroni dopo il processo di moltiplicazione in carica e fornisce il segnale d'uscita.

Quando un fotone incide sul fotocatodo viene emesso un elettrone per effetto fotoelettrico con una certa efficienza quantica. Per effetto della tensione applicata, l'elettrone viene diretto sul primo dinodo e trasferisce la sua energia agli elettroni del materiale. Questo causa l'emissione di un certo numero di elettroni secondari che, a loro volta, tramite la

differenza di potenziale fra i dinodi, incidono sul dinodo successivo permettendo un'ulteriore emissione di elettroni e così via, generando una moltiplicazione degli elettroni fino ad arrivare all'anodo. Il segnale in corrente viene quindi prelevato dall'anodo, amplificato ed analizzato attraverso un'opportuna catena elettronica. I fotomoltiplicatori possono essere utilizzati in due modalità: in "continuous mode", cioè sotto illuminazione costante, oppure in "pulse mode", come nel caso siano accoppiati ad uno scintillatore. In entrambi i casi, se assumiamo che catodo e anodo operino in modo lineare, la corrente prelevata sull'anodo risulterà direttamente proporzionale al numero di fotoni incidenti.

Il funzionamento dei fotomoltiplicatori è quindi legato al processo di **fotoemissione** ed a quello di **emissione secondaria**, che possono essere analizzati nel dettaglio per avere un'idea più completa e dettagliata di ciò che succede all'interno di un fotomoltiplicatore:

In particolare la fotoemissione può essere suddivisa a sua volta in tre fasi principali:

1. i fotoni incidenti sul fotocatodo trasferiscono energia al materiale che, per effetto fotoelettrico emette elettroni con una efficienza quantistica di circa il 20%.
2. la maggior parte degli elettroni prodotti diffondono nel materiale rilasciando parte della loro energia e quelli che raggiungono la superficie del fotocatodo con energia sufficiente riescono a superare la barriera dell'interfaccia tra il materiale e il vuoto (potenziale di estrazione).
3. i fotoni che riescono quindi a superare tale barriera vengono accelerati e focalizzati da un elettrodo sul primo dinodo.

Il processo di emissione può essere schematizzato come segue:

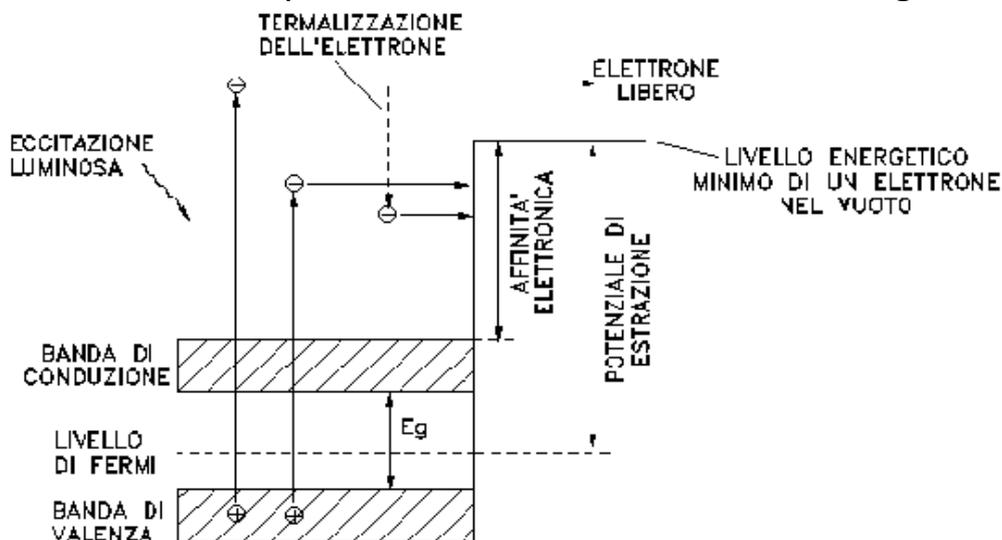


Figura 3.2: meccanismo di fotoemissione.

Il valore d'energia del gap tra banda di valenza e banda di conduzione impone un livello minimo per l'energia del fotone incidente (trascurando tutte le eventuali perdite d'energia) affinché sia possibile l'emissione di un elettrone.

L'emissione secondaria è il processo nel quale i fotoelettroni che colpiscono il primo dinodo con un'energia sufficiente, sono in grado di estrarre a loro volta da questo un certo numero di elettroni secondari. Tali elettroni vengono a loro volta accelerati verso il secondo dinodo, dal quale estraggono altri elettroni, producendo una moltiplicazione della carica.

La teoria dell'emissione secondaria è molto simile a quella dell'emissione fotoelettrica con l'unica differenza che il fotone incidente è ora sostituito da un elettrone. Nell'impatto sul dinodo, l'elettrone trasferisce la sua energia direttamente agli elettrodi nel materiale consentendo l'emissione di un certo numero di elettroni secondari (il guadagno di ogni elettrodo, inteso come il numero di elettroni secondari generati per ogni elettrone incidente sul dinodo, è chiamato fattore di emissione). È da tenere presente che è necessario mantenere delle differenze di potenziale tra i vari dinodi per accelerare e generare gli elettroni lungo la catena di moltiplicazione e, pertanto, il materiale su cui avviene l'emissione secondaria deve essere depositato su di un mezzo conduttore. Per energia degli elettroni tra i 100eV e i 200eV (tipici voltaggi di accelerazione tra i dinodi) si hanno dai tre ai cinque elettroni secondari emessi per ogni elettrone primario. Se il guadagno è indicato con g_i , in un fotomoltiplicatore con N dinodi si ha un guadagno totale pari a:

$$\prod_{i=1}^N g_i$$

Nel nostro caso N è pari a 11 e quindi si dovrebbe ottenere un guadagno superiore a 10^7 .

Prima di dedicarci alle caratteristiche del fotomoltiplicatore utilizzato per le misurazioni effettuate dobbiamo considerare il cosiddetto "rumore" ed in particolare la *dark current* e l'afterpulsing.

Anche quando un fotomoltiplicatore non è illuminato scorre al suo interno una piccola corrente che prende il nome di "corrente oscura" che ha origine da diversi fenomeni:

1. emissione termoionica da parte del fotocatodo e dei dinodi;
2. correnti di dispersione;
3. contaminazioni radioattive;
4. fenomeni di ionizzazione.

Il primo punto rappresenta senza dubbio la componente principale di rumore in un tubo fotomoltiplicatore. Se gli elettroni sono generati dal fotocatodo o dai primi dinodi il rumore è maggiore rispetto all'emissione degli altri dinodi, poiché tale segnale risulta maggiormente amplificato

dagli stadi successivi. Tale contributo è ben descritto dall'equazione di Richardson:

$$I=AT^2\exp(-eV/kT)$$

Ove A è una costante, V è la tensione applicata al fototubo, T è la temperatura e k è la costante di Boltzmann. Da tale formula appare chiaro che un abbassamento della temperatura riduce questo contributo al rumore. Ad ogni modo gli impulsi di corrente spuri che si manifestano in uscita a seguito di tale processo corrispondono all'emissione di un singolo elettrone da parte, ad esempio, del fotocatodo; questo comporta che la loro ampiezza è relativamente piccola.

Pure i gas residui all'interno del PMT possono generare una corrente rilevabile: gli atomi del gas possono essere ionizzati dagli elettroni e dagli ioni positivi e questi ultimi, essendo di carica opposta rispetto ai primi, vengono accelerati all'indietro verso i primi dinodi o verso il catodo dove possono causare l'emissione di ulteriori elettroni. Ciò può dar luogo a correnti in ritardo rispetto a quella principale (afterpulses). Il tempo di ritardo con cui questi impulsi estranei si presentano sull'anodo rispetto all'impulso principale varia da qualche decina di nanosecondi (per riflessione sul primo dinodo) a qualche microsecondo (ionizzazione dei gas residui). La carica generata da tali impulsi viene integrata insieme alla carica principale e ciò comporta un aumento del rumore e delle fluttuazioni sul segnale in uscita.

Dopo questa panoramica generale sulle caratteristiche di un PMT e sui problemi che si devono fronteggiare, poniamo l'attenzione sullo strumento usato nei nostri test sperimentali.

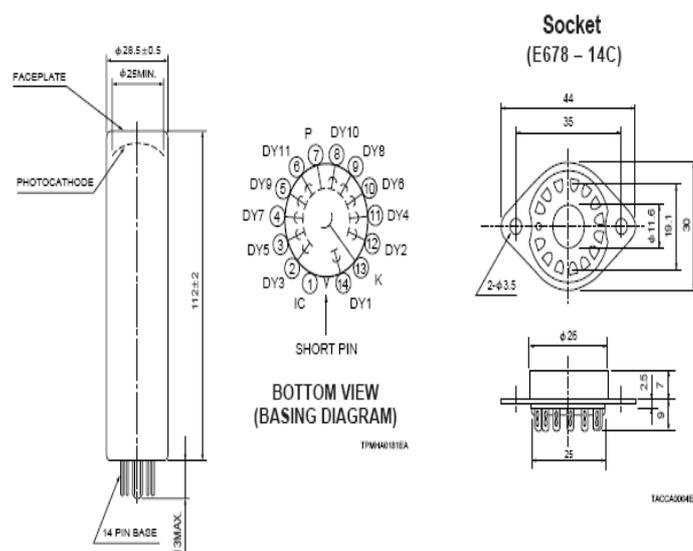


Figura 3.3: Schema del fotomoltiplicatore R2228.

GENERAL

Parameter		Description/Value	Unit
Spectral Response		300 to 900	nm
Wavelength of Maximum Response		600	nm
Photocathode	Material	Extended red multialkali	—
	Minimum Effective Area	25	mm dia.
Window Material		Borosilicate glass	—
Dynode	Structure	Box-and-grid	—
	Number of Stages	11	—
Direct Interelectrode Capacitances	Anode to Last Dynode	3.0	pF
	Anode to All Other Electrodes	3.5	pF
Base		14-pin glass base	—
Suitable Socket		E678-14C(supplied)	—

MAXIMUM RATINGS (Absolute Maximum Values)

Parameter		Value	Unit
Supply Voltage	Between Anode and Cathode	1500	Vdc
	Between Anode and Last Dynode	250	Vdc
Average Anode Current		0.1	mA
Ambient Temperature		-80 to +50	°C

Figura 3.4: Informazioni fornite dal produttore.

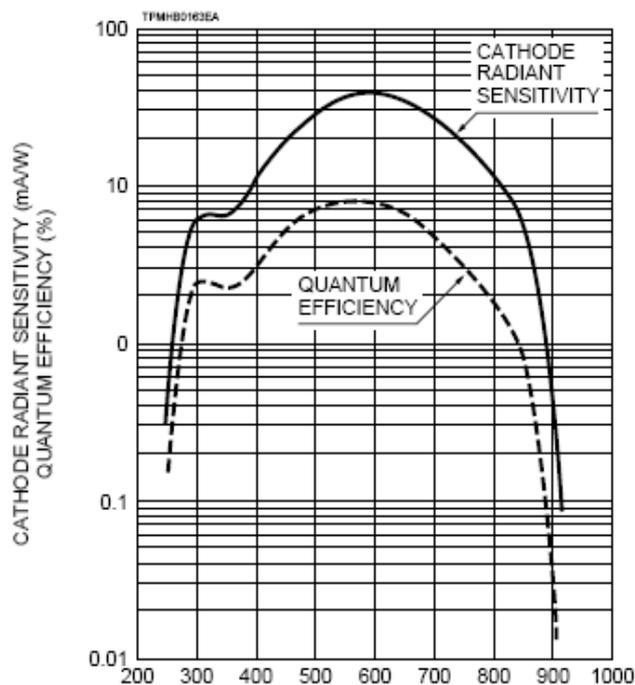


Figura 3.5: Sensibilità del fotocatodo.

3.3 Il fotodiode

Il fotodiode è, in generale, un particolare tipo di diode che funziona come sensore ottico sfruttando l'effetto fotoelettrico, in grado cioè di riconoscere una determinata lunghezza d'onda dell'onda elettromagnetica incidente e di trasformare questo evento in un segnale elettrico di corrente applicando ai due estremi un dato potenziale. Scendendo maggiormente nel dettaglio esso costituisce un particolare tipo di giunzione p-n con drogaggio fortemente asimmetrico: solitamente la zona p è molto più drogata (p+) di quella n. Il fenomeno più interessante da questo punto di vista è quello della polarizzazione inversa che causa la formazione di una regione di svuotamento o depletion region che può essere formalizzata nel seguente modo:

$$W = \sqrt{[2\epsilon(V+V_{bi})/Ne]} = \sqrt{[2\rho\mu\epsilon(V+V_{bi})]}$$

Ove V è la polarizzazione applicata esternamente, V_{bi} è la tensione di built in, creata internamente, N è la concentrazione di drogaggio, e la carica elettrica, ϵ la costante dielettrica del materiale, ρ la resistività e μ la mobilità dei portatori di carica. In figura 3.6 sono schematizzate le regioni del diode sopra descritte.

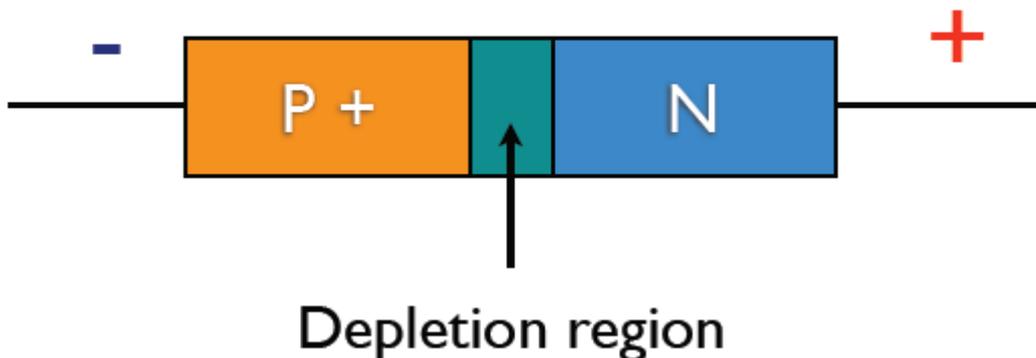


Figura 3.6: rappresentazione schematica di un fotodiode.

Qualora l'energia del fotone incidente nella depletion region sia maggiore del salto tra banda di valenza e banda di conduzione del materiale avviene la creazione di una coppia elettrone-lacuna; per effetto del

campo elettrico presente l'elettrone è "obbligato" a spostarsi verso la regione n e la lacuna verso la zona p. La mancanza della coppia nella regione di svuotamento produce una foto-corrente inversa che viene letta come segnale elettrico; a questo scopo risulta fondamentale la geometria, che deve essere realizzata cercando di minimizzare la probabilità d'incidenza del fotone nella regione di svuotamento.

Le caratteristiche tecniche principali per quanto riguarda la risposta e l'efficienza sono la "*quantum efficiency*" e la "*responsivity*". La prima definisce il rapporto tra la foto-corrente prodotta e la potenza ottica incidente mentre la seconda rappresenta il numero di coppie elettrone-lacuna generate per ciascun fotone incidente.

Come nel paragrafo precedente dedicato al fotomoltiplicatore seguiamo col citare le proprietà e le caratteristiche del fotodiode utilizzato nel presente lavoro.

3.4 Il fotodiode a valanga

Il fotodiode a valanga, brevemente APD (Avalanche PhotoDiode) è, dal punto di vista circuitale, quasi identico al fotodiode precedentemente descritto. Tuttavia bisogna evidenziare alcuni aspetti che lo differenziano:

- Una zona p+ con grande concentrazione di accettori (solitamente il numero di accettori/cm³ ≥ 10¹⁷).
- Una zona p drogata meno intensamente della precedente.
- Una zona n+, dove la concentrazione di donatori è grande (tipicamente il numero di donatori/cm³ ≥ 10¹⁷).
- Una zona di semiconduttore intrinseco, ovvero non drogato che serve a mantenere quasi costante il campo elettrico all'interno della giunzione e a diminuirne la capacità.

Le cariche primarie prodotte attraverso la zona drogata p producono delle cariche secondarie che danno luogo alla foto-corrente. I parametri indicativi del fotodiode a valanga sono il "*random multiplier factor*" o guadagno e il "*noise factor*" o fattore di rumore. Il primo è indicato con la lettera M e rappresenta il numero di coppie secondarie generate per ciascuna coppia primaria mentre il secondo, indicato con F, è definito come:

$$F = \langle M^2 \rangle / \langle M \rangle^2$$

Solitamente il guadagno di un APD cresce con la polarizzazione inversa e raggiunge valori dell'ordine di 10²-10³. Per raggiungere un regime di

maggiori guadagni è necessario operare a tensioni maggiori del cosiddetto break down voltage oltre il quale si vede nella caratteristica del diodo un incremento esponenziale della corrente. Per evitare, altresì, danneggiamenti dell' APD vengono utilizzate tecniche di contenimento della valanga dette di "quenching" in modo da poter aumentare la tensione, così da arrivare a guadagni di 10^7 .

Tali informazioni ci permettono di capire le caratteristiche elencate nella seguente scheda tecnica riguardanti l'APD utilizzato. Tale APD non è stato acquistato per tale scopo specifico, ma era a disposizione nel laboratorio e rappresenta un primo test di accoppiamento degli scintillatori oggetto di questo lavoro con un diodo a valanga. Non è pertanto ottimizzato per il lavoro finale che si prefigge l'esperimento Hyde. Lo sviluppo dei dispositivi specifici, che non rientra negli scopi di questa tesi, fa parte del prossimo sviluppo del progetto sperimentale completo.

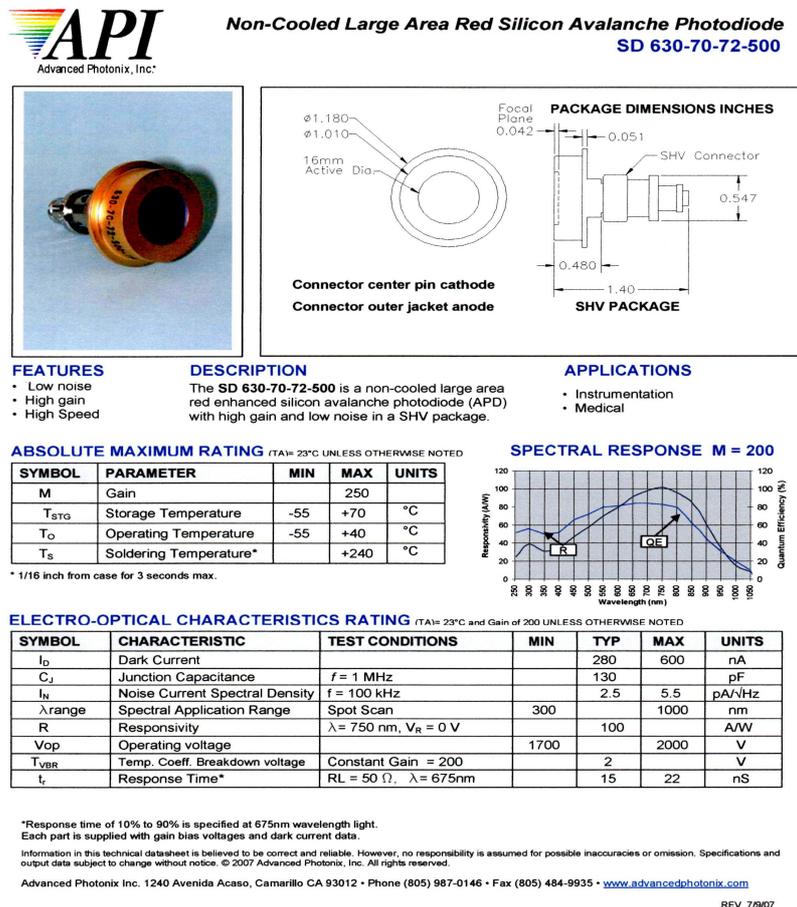


Figura 3.7: Scheda tecnica dell'APD utilizzato per gli esperimenti descritti nel quarto capitolo.

SPECTRAL RESPONSE M = 200

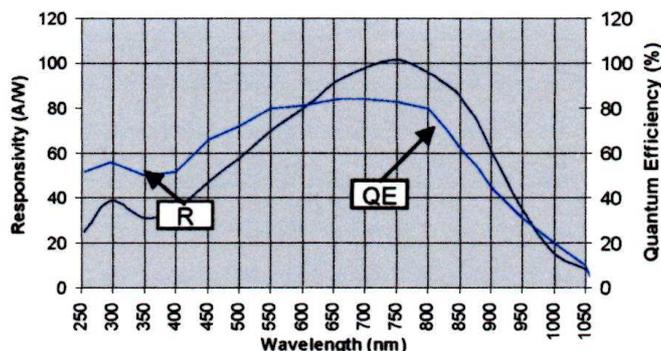


Figura 3.8: Risposta spettrale dell'APD.

3.5 I silicon photomultiplier

Un silicon photomultiplier, abbreviato SiPM, è una matrice di APD e più in dettaglio APD operanti in modalità Geiger; per intenderci fotodiodi a valanga che lavorano come descritto alla fine del paragrafo precedente. Ognuno di essi si trova in serie ad una resistenza; sono collegati in parallelo tra di loro nello stesso substrato di silicio. Il segnale in uscita in un SiPM è la somma analogica dei segnali degli APD: la matrice, in tal senso, può quindi essere considerata a tutti gli effetti uno strumento analogico (dalle descrizioni precedenti è evidente che un singolo APD costituisce un segnale binario on-off). Sostanzialmente un SiPM fornisce un segnale elettrico proporzionale al numero di fotoni incidenti se questi sono in numero minore del numero di micro celle di APD, che vengono chiamate pixels. È fondamentale quindi valutare le dimensioni dei pixels e l'area che li circonda a seconda, soprattutto, dell'illuminazione prevista. Queste valutazioni vengono effettuate tramite variazioni opportune del cosiddetto "fill factor" che è dato dal rapporto tra l'area attiva di un pixel e la sua area totale, compresi gli elementi circuitali.

La tensione operativa è del 10%-20% superiore al valore di break down e non può essere incrementata a piacimento poiché il rumore di fondo è proporzionale alla tensione di polarizzazione inversa delle giunzioni. I valori operativi si aggirano intorno ai 40-70 V.

Il guadagno tipico è del tutto simile a quello dei fotomoltiplicatori tradizionali e si aggira intorno ad un valore di 10^5 - 10^6 anche se un ruolo non secondario lo giocano la temperatura e la tensione di polarizzazione inversa applicata da cui il guadagno dipende secondo le seguenti reazioni:

$$dG/G \approx 7 dV/V \quad dG/G \approx 1.3 dT/T$$

La “*dark current*” (vedi paragrafo sul fotomoltiplicatore) è la causa principale del rumore ed è innescata a partire dalla creazione termica di portatori di carica nella *depletion region* del fotodiode. Pure il rumore dipende dalla tensione e dalla temperatura e risulta in particolare proporzionale a queste. Alla luce di ciò è molto importante conoscere l’andamento specifico del rumore per poterlo minimizzare mediante la scelta di opportuni parametri di lavoro.

Capitolo 4

Test sperimentali in laboratorio

4.1 Introduzione

Le misure effettuate hanno lo scopo di studiare la risposta dei materiali silicici se sottoposti a radiazione alfa e gamma al variare di diversi parametri di lavoro alcuni legati al drogaggio della matrice quali ad esempio la concentrazione di PPO o Lumogen®Violet, altri connessi alla velocità di reticolazione quali la concentrazione di platino, altri ancora alla struttura della matrice stessa, quali ad esempio il numero dei gruppi fenili e, non ultimo, quei parametri legati all’efficienza di rivelazione e quindi ad esempio il volume e/o lo spessore degli scintillatori stessi. Questo lavoro di tesi si inserisce nell’ambito di una più ampia ricerca per l’ottimizzazione nella sintesi e nell’accoppiamento con foto-rivelatori ed elettronica innovativa di nuovi materiali scintillanti basati appunto su materiali silicici. Nel presente lavoro ci si è dedicati allo studio di campioni di scintillazione innovativi che emettono nel rosso grazie all’aggiunta di un dye come il Lumogen®Red: a tale scopo i diversi campioni studiati sono stati accoppiati dapprima al fotomoltiplicatore e poi in seguito all’APD descritti nel precedente capitolo. Entrambi gli strumenti raccolgono la luce prodotta, la convertono in corrente elettrica e la inviano ad un sistema elettronico di lettura, capace di produrre un segnale in tensione con caratteristiche dipendenti dal tipo e dalla radiazione incidente. L’accoppiamento con un foto-moltiplicatore sensibile nel rosso è servito per una prima ricerca di campioni ottimali come uscita in luce, che permettessero di ben programmare il successivo studio con gli APD a disposizione che sapevamo non essere ottimali in quanto caratterizzati da un guadagno piuttosto basso (300) e da un’alta corrente di buio. Grazie all’alta capacità di penetrazione nei materiali leggeri e il basso coefficiente di attenuazione dei raggi gamma da 1 Mev

in aria, la sorgente gamma è stata posta ad una decina di centimetri dallo scintillatore, che era stato accoppiato ai foto-rivelatori ovviamente opportunamente fasciato sia per proteggerlo dalla luce esterna che per evitare la perdita della luce dalle pareti non a contatto con il lettore; al contrario, invece, data la bassa energia ed il *range* molto ridotto anche in aria delle particelle cariche è stato necessario porre la sorgente α a diretto contatto con il materiale scintillante. Le sorgenti utilizzate per lo studio degli scintillatori sono ^{241}Am ($t_{1/2}=432\text{y}$) che emette particelle α con energia pari a 5.48 MeV secondo la seguente reazione: $^{241}\text{Am} \rightarrow ^4\alpha + ^{237}\text{Np}$ e, nel caso dell'accoppiamento fotomoltiplicatore-scintillatore, il ^{60}Co ($t_{1/2}=5.27\text{y}$) che emette radiazione gamma in seguito a decadimento β^- in stati eccitati del ^{60}Ni (in questo caso la radiazione emessa è caratterizzata da energie di picco pari a 1.33 MeV e 1.17 MeV). Per rendere la trattazione successiva più chiara concentriamo prima l'attenzione sull'accoppiamento fotomoltiplicatore-scintillatore dove presentiamo e discutiamo i risultati sperimentali. Mostriamo infine i risultati dello studio sull'accoppiamento APD-scintillatore.

4.2 Apparato sperimentale

L'accoppiamento ottico con il fototubo si è ottenuto tramite diretto contatto con il materiale scintillante, in quanto esso è abbastanza flessibile, resistente e di facile adesione grazie alla sua struttura gommosa. I campioni, prima dei test, sono stati conservati lontano da sorgenti di calore e di luce. Il sistema fototubo-scintillatore è stato fasciato insieme utilizzando del nastro teflon con il molteplice scopo di riparare il fototubo e lo scintillatore dalla luce esterna, re-indirizzare verso il fotomoltiplicatore la luce dello scintillatore che sarebbe fuggita dalle pareti laterali e non ultimo bloccare l'accoppiamento dello scintillatore al fototubo. La faccia anteriore dello scintillatore è stata fasciata con del mylar alluminato da $1.5\ \mu\text{m}$ per permettere alle particelle alfa di raggiungere con sufficiente energia il materiale scintillante, ma nello stesso tempo riflette la luce che potrebbe fuggire dalla faccia anteriore. Il tutto è stato poi chiuso ermeticamente in una camera di reazione coperta da un telo nero. L'impulso raccolto dal fototubo è stato inviato ad un amplificatore formatore, che produce un segnale in uscita di tipo gaussiano dopo un opportuno trattamento di integrazione e differenziazione del segnale in ingresso. Il segnale gaussiano, la cui ampiezza rimane proporzionale all'uscita di luce e quindi all'energia depositata nello scintillatore, viene infine inviato ad un sistema multicanale per l'acquisizione dello spettro. L'intera catena elettronica può essere esemplificata nella figura 4.1:

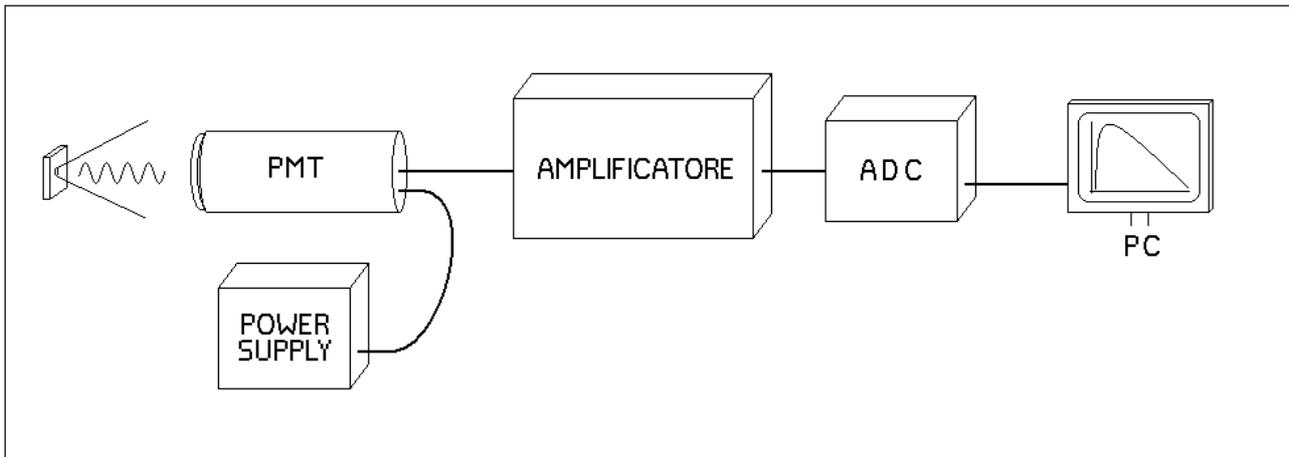


Figura 4.1: schema della catena elettronica.

4.3 L'alimentazione del fotomoltiplicatore

L'alimentazione è stata fornita da un generatore Caen High Voltage Power Supply regolato ad una tensione di 1300 V. Tale strumento unito ad un partitore di tensione (catena di resistenza) è necessario per evitare variazioni nella differenza di potenziale fra i dinodi causate da variazioni di corrente nel fotomoltiplicatore. Le caratteristiche vengono riportate di seguito:

OUTPUT VOLTAGE/CURRENT

On Model N-126, two High-Voltage ranges can be selected by means of the locked switch, below the HV output on the rear panel, (*labelled 500 μ A/5 mA*). This switch also changes the full-scale range of the analog current meter.¹ The HV ranges are:

0 to 8 kV — 500 μ A maximum output current,

0 to 3 kV — 3 mA maximum output current.

Model N-186 has a single voltage range: **0 to 15 kV**; the maximum output current however depends on the actual voltage; it is:

below 8 kV — 400 μ A, and

above 8 kV — 200 μ A.

Positive or Negative Polarity Selection. On Model N-126 changeover of polarity can be done by the user following the procedure detailed at section 5; on Model N-186 the HV polarity must be specified by the user, before delivery, and cannot be modified.

PARD (Periodic and random Deviation) data are:

- 500 mV_{pp} at full load at 3 kV or 8 kV (Model N-126),
- 2 V_{pp} at full load at 15 kV (Model N-186).

4.4 L'amplificatore

Il segnale in uscita dal fototubo è stato inviato ad un amplificatore, Spettroscopy Amplifier (Model Canberra 2021) che produce i segnali finali da inviare ad un ADC (Analog-to-Digital-Converter) il quale converte il segnale continuo di tensione in numero binario. L'idea che sta alla base della digitalizzazione è la seguente: qualsiasi grandezza fisica di interesse (tensione, corrente, pressione, velocità) viene misurata e il valore della sua misura viene codificata come numero binario; se la grandezza assume valori diversi nel tempo, essa sarà misurata ad intervalli regolari, dando luogo ad una sequenza di numeri. I numeri così codificati possono, quindi, essere salvati su disco come successione di eventi per poi essere analizzati off-line. L'amplificatore, come già accennato, produce un segnale di tipo gaussiano, la cui ampiezza è pari all'integrale del segnale di ingresso che, però, risulta confinato in un breve intervallo di tempo. Questo tempo di integrazione è correlato al tempo di formazione del segnale gaussiano o *shaping time*, t_s , dell'amplificatore. Tramite l'osservazione della durata dell'impulso in ingresso (segnale molto veloce con tempo di salita dell'ordine di qualche ns e lunghezza del segnale di 200ns) ampiezza e della dipendenza dalla risoluzione energetica del segnale (FWHM) al variare dello *shaping time* t_s si è deciso di fissare questo valore a 0.25 μ s. Un altro parametro caratteristico dell'amplificatore, è il guadagno, cioè il fattore moltiplicativo fra segnale di ingresso e segnale di uscita: esso può essere variato in modo discreto tramite il *coarse gain* o in maniera continua tramite il *fine gain*: essi sono stati fissati rispettivamente a 300 e 1: il guadagno totale è il risultato della moltiplicazione tra queste due quantità.

Si è deciso di fissare il tempo di ogni misura a 120 s, compromesso ottimale per effettuare varie misure su diversi campioni, pur raccogliendo una statistica sufficiente per minimizzare l'errore.

4.5 Campioni analizzati

I campioni seguenti sono stati analizzati nel mese di aprile 2012 e sottoposti, in accoppiamento con il fotomoltiplicatore, sia a particelle alfa sia a radiazione gamma (per quest'ultimo caso sono esclusi i quattro campioni contenenti differenti concentrazioni di platino). Riportiamo di seguito le caratteristiche di ciascuno di essi:

- Spessore 1mm, 22% Phenyl, 1% PPO:
0.02% Lumogen®Violet, 0.01% Lumogen®Red;

0.02% Lumogen®Violet, 0.01% Lumogen®Red;*
0.02% Lumogen®Violet, 0.02% Lumogen®Red;
0.02% Lumogen®Violet, 0.02% Lumogen®Red;*
0.02% Lumogen®Violet, 0.04% Lumogen®Red;
0.02% Lumogen®Violet, 0.04% Lumogen®Red;*
0.02% Lumogen®Violet, 0.02% Lumogen®Red, 0.66% Platino;
0.02% Lumogen®Violet, 0.02% Lumogen®Red, 0.66% Platino;*
0.02% Lumogen®Violet, 0.02% Lumogen®Red, 1.0% Platino;
0.02% Lumogen®Violet, 0.02% Lumogen®Red, 1.5% Platino;
• Spessore 1cm, 22% Phenyl, 1% PPO:
0.02% Lumogen®Violet, 0.02% Lumogen®Red;
0.02% Lumogen®Violet, 0.02% Lumogen®Red;*

I campioni evidenziati con l'asterisco si riferiscono al fatto che essi sono studiati sia in modalità standard, sia con l'utilizzo di un filtro posto tra lo scintillatore e la finestra del PMT, adatto a far passare solo la componente della luce verso il rosso, per studiare meglio l'effetto del Lumogen®Red. Tali campioni sono stati studiati con entrambe le sorgenti di radiazione due volte in tempi diversi per controllare e studiare la stabilità degli stessi in funzione del tempo.



Figura 4.2: Immagine relativa ad alcuni campioni utilizzati dal tipico colore rossiccio dovuto alla diversa concentrazione di Lumogen®Red. A destra è anche visibile il nastro Teflon utilizzato per gli accoppiamenti PMT-scintillatore e APD-scintillatore.

4.5.1 Misure con sorgente alfa

Come già accennato ad inizio capitolo il percorso delle particelle α una volta emesse è strettamente legato al tipo di interazione che hanno con le molecole del rivelatore: in particolare le particelle emesse dalla sorgente di ^{241}Am percorrono solo pochi micrometri all'interno del materiale prima di venire completamente arrestate.

Dal punto di vista della risposta del materiale all'interazione, solo lo strato superficiale del rivelatore influenza, quindi, la risoluzione, ossia l'informazione relativa al deposito di energia; la parte *bulk* dello scintillatore rimane invece legata alla trasmissione della luce prodotta fino al foto-moltiplicatore e quindi può influenzare la resa in luce totale.

Queste considerazioni ci fanno capire come la perdita di energia e quindi l'assorbimento delle particelle α da 5 MeV da parte degli scintillatori sia totale. In ogni caso si tratta quindi di un fenomeno statistico cioè il conteggio di un elevato numero di eventi teoricamente identici (il tipo di particella e la sua energia sono fissati) ma influenzati da errori accidentali, di natura diversa, ma di uguale peso.

Gli spettri raccolti presentano, quindi, un picco ben definito, approssimabile da un curva di Gauss. La funzione gaussiana è espressa dalla seguente formula:

$$Y = y_0 + A/[w \cdot \sqrt{(\pi/2)}] \cdot \exp[2 \cdot (x-x_0)^2/w^2], \quad w=2\sigma$$

Dove:

y_0 = offset

A = area totale sotto la curva

x_0 = centro del picco

σ = deviazione standard

Per ciascun campione misurato si metteranno infatti a confronto sia le rese in luce che la risoluzione energetica per studiarne e verificarne l'eventuale dipendenza dalle diverse concentrazioni di platino, di Lumogen®Violet e di phenyl.

Convenzionalmente si definisce risoluzione energetica il rapporto tra la FMWH (Full Width at Half Maximum) del picco, cioè la larghezza della distribuzione spettrale in corrispondenza della metà della massima ordinata, e il valore centrale x_0 :

$$R = \text{FWHM}/x_0$$

Come mostrato nella figura 4.2:

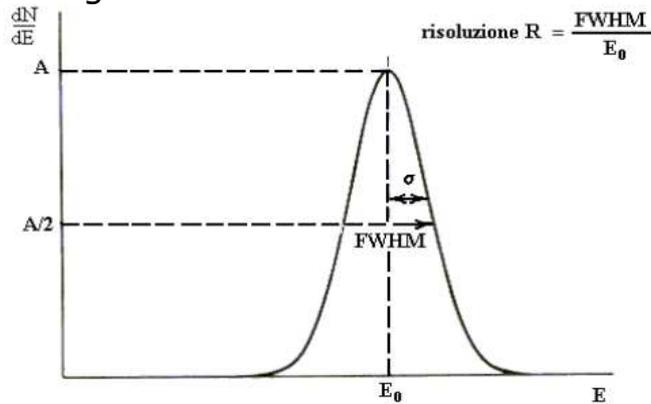


Figura 4.3: Risoluzione energetica

Il parametro FWHM è legato alla funzione gaussiana dalla seguente relazione:

$$\text{FWHM} = 2.35 \cdot \sigma = 2.35 \cdot (w/2)$$

Più il suo valore diventa piccolo più la campana della gaussiana è stretta e tende, quindi, ad una delta di Dirac e conseguentemente aumenta la risoluzione energetica.

Per un confronto ottimale dei risultati ottenuti si utilizza l'espressione percentuale data da:

$$\text{FWHM}(\%) = [\text{FWHM}(\text{canali}) \cdot 100] / x_0$$

Ove, come già detto, x_0 rappresenta il canale massimo o **centroide** della distribuzione gaussiana.

4.5.2 Risultati delle misure con sorgente alfa

I valori raccolti per tutti i campioni nelle condizioni sopra indicate sono riportati in tabella 4.1 e confrontati con quelli relativi al campione commerciale di riferimento EJ212, che viene utilizzato per una migliore valutazione dei risultati ottenuti. Questo scintillatore a base plastica (poliviniltoluene) presenta diversi pregi tra cui la trasparenza, l'alta efficienza (10^4 fotoni/MeV), la risposta lineare in luce e il tempo di risposta breve. Vanno tuttavia ricordati alcuni inconvenienti legati a questo scintillatore quali il degrado da irraggiamento, l'invecchiamento

dovuto ad effetti di temperatura ed altri agenti atmosferici e la rigidità ossia la non adattabilità a forme curvilinee.

Campioni	Posizione Massimo Picco(canali)	FWHM	Resa(%) rispetto all'EJ212
EJ212	783	32%	
1mm_002LV_001LR	569	36%	73%
1mm_002LV_001LR_sera	552	39%	70%
1mm_002LV_001LR_filtro	300	46%	38%
1mm_002LV_002LR	511	38%	65%
1mm_002LV_002LR_sera	517	38%	66%
1mm_002LV_002LR_filtro	325	46%	42%
1mm_002LV_004LR	492	39%	63%
1mm_002LV_004LR_sera	462	41%	59%
1mm_0.02LV_004LR_filtro	271	56%	35%
1cm_002LV_002LR	430	40%	55%
1cm_002LV_002LR_sera	496	37%	63%
1mm_002LV_002LR_0.66Pt_filtro	282	48%	36%
1mm_002LV_002LR_1.5Pt_filtro	244	50%	31%
1mm_002LV_002LR_1.0Pt_filtro	284	50%	36%
1mm_002LV_002LR_1.0Pt_filtro ⁽¹⁾	401	42%	51%

Tabella 4.1. Parametri analizzati nell'esperimento con sorgente alfa; la presa dati del campione con indice ⁽¹⁾ è stata effettuata ponendo resina siliconica liquida tra la finestra del PMT e il filtro.

4.5.3 Spettri raggi alfa

Prima di commentare e analizzare i risultati riportati in tabella 4.1 mostriamo, come esempio, alcuni spettri energetici fra i più significativi. Il primo grafico (Fig. 4.4) ci mostra il confronto tra le varie serie per quanto riguarda la dipendenza delle rese in luce al variare della concentrazione di Lumogen®Red confrontati a loro volta con la resa in luce dell'EJ212; il secondo grafico (Fig. 4.5) mostra il confronto in resa in luce del medesimo campione (a parità quindi di Lumogen®Violet e Lumogen®Red) in presenza o meno del filtro che blocca la luce emessa dal Lumogen®Violet, lasciando passare principalmente la componente che emette nel rosso; in particolare il filtro utilizzato trasmette solo la radiazione con lunghezza d'onda superiore ai 515nm. Nell'ultimo grafico viene presentato il confronto fra tre spettri energetici corrispondenti ai campioni preparati mediante diverse concentrazioni di Platino, come fattore catalizzatore per la reticolazione della reazione.

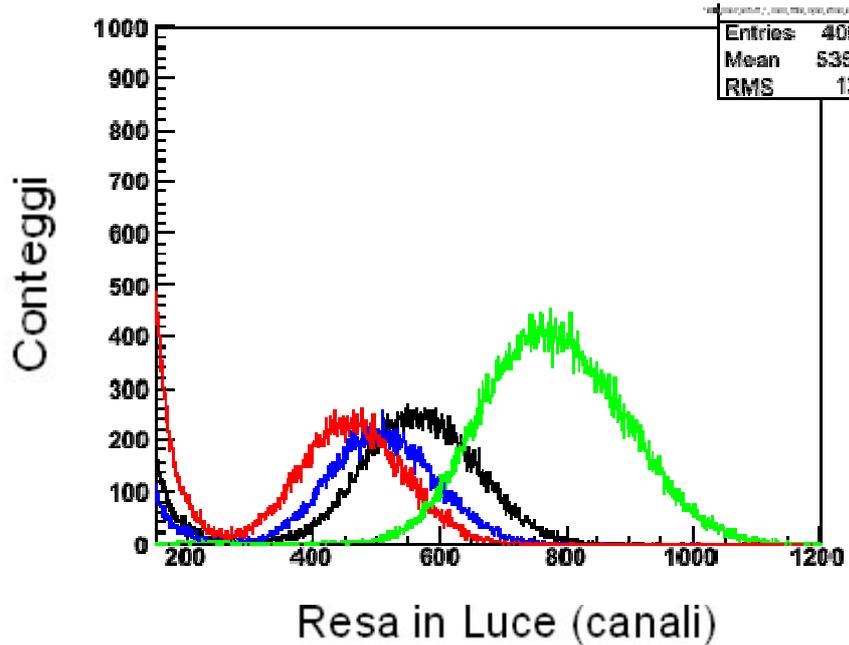


Figura 4.4: Spettri relativi a diverse concentrazioni di Lumogen®Red (LR) a confronto con lo scintillatore commerciale EJ212. In particolare gli spettri rosso, blu e nero si riferiscono a concentrazioni di LR rispettivamente dello 0.04%, 0.02% e 0.01%; lo spettro verde si riferisce quello all'EJ212.

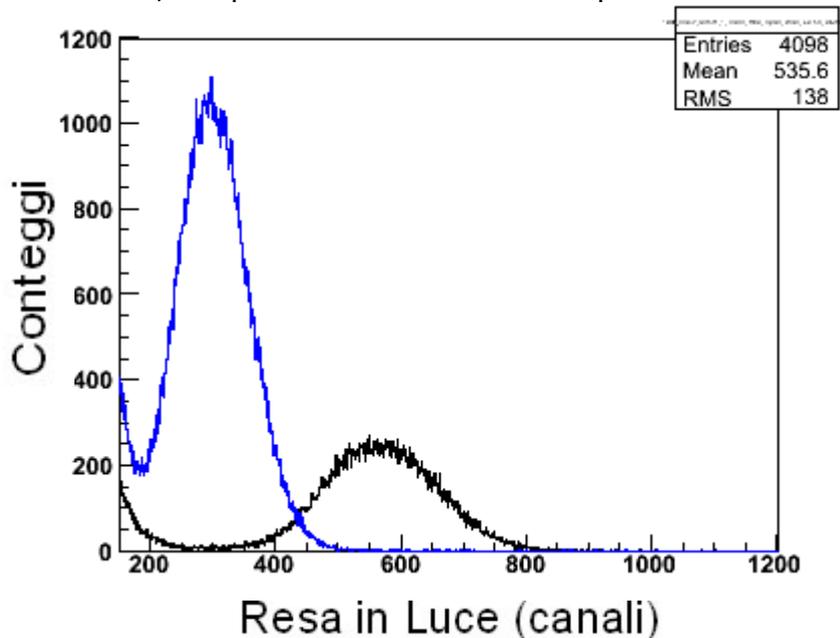


Figura 4.5: I seguenti spettri mostrano a parità di Lumogen®Violet e Lumogen®Red (rispettivamente lo 0.02% e lo 0.01%) la diversa resa in luce dovuta alla presenza del filtro fra scintillatore e finestra del PMT. In particolare lo spettro blu si riferisce alla misura effettuata in presenza di filtro.

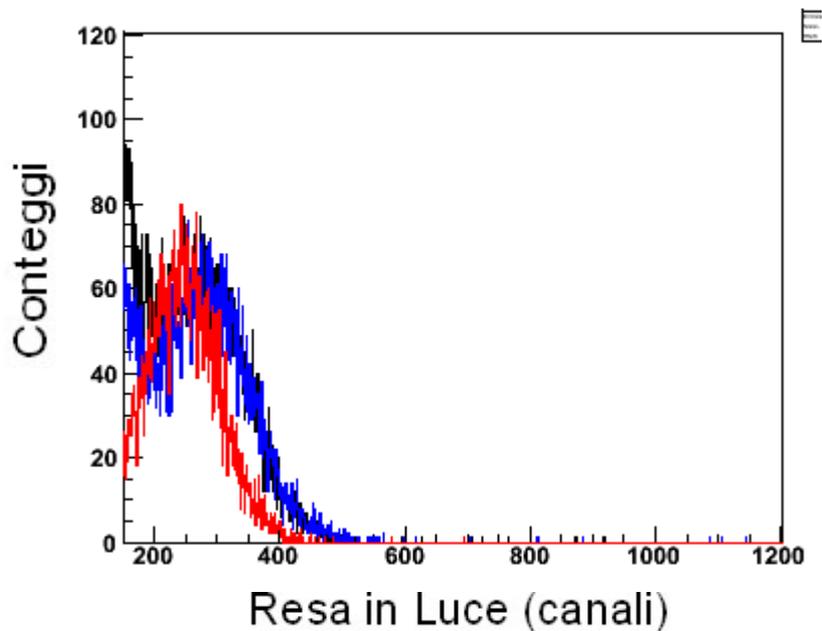


Figure 4.6: Spettri energetici sovrapposti con diversa concentrazione di catalizzatore al platino, in particolare lo spettro di colore blu si riferisce ad una concentrazione di platino dello 0.66%, quello rosso si riferisce a platino all' 1% mentre, per ultimo, lo spettro di colore nero si riferisce ad una concentrazione di platino dell' 1.5%.

4.5.4 Conclusioni

Dai grafici raccolti si vede come tutti i campioni esaminati mostrano il caratteristico picco gaussiano; inoltre, in linea di massima, presentano tutti una distribuzione gaussiana simmetrica, la quale ci indica una sufficiente omogeneità di risposta dello scintillatore, soprattutto per quanto riguarda la faccia di incidenza della radiazione. In particolare gli esperimenti effettuati per testare la ripetibilità delle misure, a distanza di qualche ora, contrassegnati con la sigla "sera", presentano andamenti del tutto simili a quelli testati in precedenza; addirittura, il campione di spessore 1cm presenta un, seppur piccolo, miglioramento in resa in luce e questo dimostra una ripetibilità dei risultati che attestano la stabilità dei campioni sintetizzati. Le rese dei campioni in relazione con il campione di riferimento sono tutti fra il 60% e il 70%, dimostrando un ottimo comportamento dei nostri campioni che emettono nel rosso. La resa relativa si abbassa al 35-40% quando si va a selezionare solo la componente rossa, che comunque ci fa prevedere un possibile buon accoppiamento con la lettura mediante rivelatori al silicio che leggono nel rosso.

Il grafico 4.4 ci mostra come il campione di spessore 1mm che presenta una concentrazione dello 0.01% di Lumogen®Red sia quello con la maggior resa in luce e risoluzione rispetto agli altri, in particolare, è da

apprezzare il confronto tra la posizione del picco di quest'ultimo e quella relativa al campione commerciale EJ212.

Il grafico 4.5 vuole sottolineare, come si vede anche dai risultati in tabella, come la presenza del filtro tra lo scintillatore e la finestra del PMT riduca la resa in luce dello scintillatore. Tale circostanza è imputabile al fatto che il filtro cattura la luce di lunghezza d'onda attorno al blu eliminando, per così dire, il contributo dovuto al Lumogen®Violet e lascia passare solo quella a lunghezza d'onda vicino al rosso. I risultati in tabella stanno a significare che la resa totale dei nostri scintillatori è comunque ancora una sovrapposizione delle emissioni sia da parte del Lumogen®Violet che del Lumogen®Red: in altre parole il trasferimento di energia da Violet al Red non è del 100%. Non sembra però esserci un evidente andamento di tale trasferimento rispetto alla concentrazione di Red, tranne forse nel caso dello 0.02%, dove sembra che il trasferimento sia leggermente più favorito (resa con il filtro del 42% rispetto al 66% iniziale).

Quest'ultimo argomento è di importanza piuttosto rilevante anche per quanto riguarda i campioni confrontati dopo essere stati reticolati con diverse concentrazioni di Platino (figura 4.6). Sono da sottolineare in particolare, i due ultimi risultati in tabella: viene mostrato il confronto fra la misura fatta con il filtro semplicemente appoggiato fra scintillatore e fotomoltiplicatore e quella dove un leggero strato di resina siliconica liquida è stata interposta tra la finestra del PMT ed il filtro per bloccare quest'ultimo e meglio accoppiarlo alla finestra. L'uso della resina porta ad un miglioramento della resa in luce di quasi il 30% confermando un migliore accoppiamento fra i vari oggetti. Si deve ricordare che tali misure, al contrario di tutte le altre, sono state effettuate con tensione a 1200V, uno *shaping time* di 0.25 μ s ed un guadagno di 30 e quindi non sono direttamente confrontabili.

4.6 Misure con sorgente gamma

Nell'interazione tra la radiazione gamma e i materiali scintillanti i principali processi che possono avere luogo sono: l'effetto fotoelettrico, la produzione di coppie e l'effetto Compton. La probabilità che uno dei tre abbia luogo dipende fortemente dall'energia della radiazione incidente e dalla natura del materiale scintillante. L'effetto fotoelettrico predomina per raggi gamma a bassa energia fino a qualche centinaio di keV e la sezione d'urto per l'assorbimento fotoelettrico varia approssimativamente con $Z^{4.5}$. Il meccanismo di produzione di coppie, invece, diventa possibile solo per energie superiori a 1.022MeV (cioè il doppio della massa a riposo dell'elettrone che è 0.511MeV) e si trasforma in dominante nel *range* delle alte energie a partire da 5-10MeV. L'effetto

Compton, al contrario, è il processo che ha la maggiore probabilità di avvenire nel *range* di energie che va da qualche centinaio di keV fino a 5-10MeV; intervallo, quest'ultimo, che varia a seconda del materiale attraversato. L'effetto Compton risulta, quindi, il meccanismo di interazione dominante per i raggi gamma con energie tipiche da sorgenti di radioisotopi (quanto detto vale anche per la sorgente utilizzata nel seguente lavoro, il ^{60}Co , descritta ad inizio capitolo).

Bisogna tenere in considerazione, per l'analisi successiva, che a causa delle dimensioni ridotte dello spessore della maggior parte degli scintillatori utilizzati, (1mm), che fanno sì che molti dei gamma di alta energia (1 MeV) non interagiscono con lo scintillatore a vantaggio di quelli di minore energia, modificandone la probabilità relativa, gli spettri non presentano un picco Compton ben definito ed anzi, scendono rapidamente a zero, così da rendere difficile l'individuazione del punto di picco. A tale proposito per gli spettri ottenuti con scintillatori sottili analizziamo solo la posizione di *end point* della curva Compton, cioè il canale che si trova nel punto in cui la resa in luce va rapidamente a zero. Al contrario, invece, per gli spettri ottenuti con i campioni spessi, (1cm), e con l'EJ212, riportiamo sia la posizione di *end point* sia la stima della posizione del punto di picco Compton.

4.6.1 Risultati delle misure con sorgente gamma

I valori significativi ottenuti dagli spettri di tutti i campioni analizzati sono riportati in tabella 4.2 insieme, come era per le particelle alfa, a quelli relativi al campione commerciale EJ212.

Campioni	End Point(canali)	Posizione Picco(canali)	% EJ212
EJ212	1500	1070	
1cm_002LV_002LR	1300	752	86-70
1cm_002LV_002_LR_sera	1300	803	86-75
1mm_002LV_001LR	1100		73
1mm_002LV_001LR_sera	1100		73
1mm_002LV_001LR_filtro	800		53
1mm_002LV_001LR_filtro_sera	800		53
1mm_002LV_002LR	1000		66
1mm_002LV_002_LR_sera	950		63
1mm_002LV_002LR_filtro	800		53
1mm_002LV_002LR_filtro_sera	750		50
1mm_002LV_004LR	1000		66

1mm_002LV_004LR	1000		66
1mm_002LV_004LR_filtro	800		53
1mm_002LV_004LR_filtro_sera	770		50

Tabella 4.2. Parametri analizzati nell'esperimento con sorgente gamma.

4.6.2 Spettri raggi gamma

Di seguito vengono mostrati tre fra i più significativi grafici che visualizzano la sovrapposizione tra spettri diversi al fine di evidenziare:

1. il confronto tra campioni con diverse concentrazioni di Lumogen®Red (0.01%, 0.02%, 0.04%) e lo scintillatore commerciale EJ212.
2. la comparazione tra due campioni con stesse concentrazioni di dye (0.02% di Lumogen®Violet e 0.01% di Lumogen®Red) ma analizzati con e senza filtro.
3. l'accostamento tra due campioni con uguali concentrazioni di dye (0.02% di Lumogen®Violet e 0.02% di Lumogen®Red) ma differente spessore (1mm e 1cm).

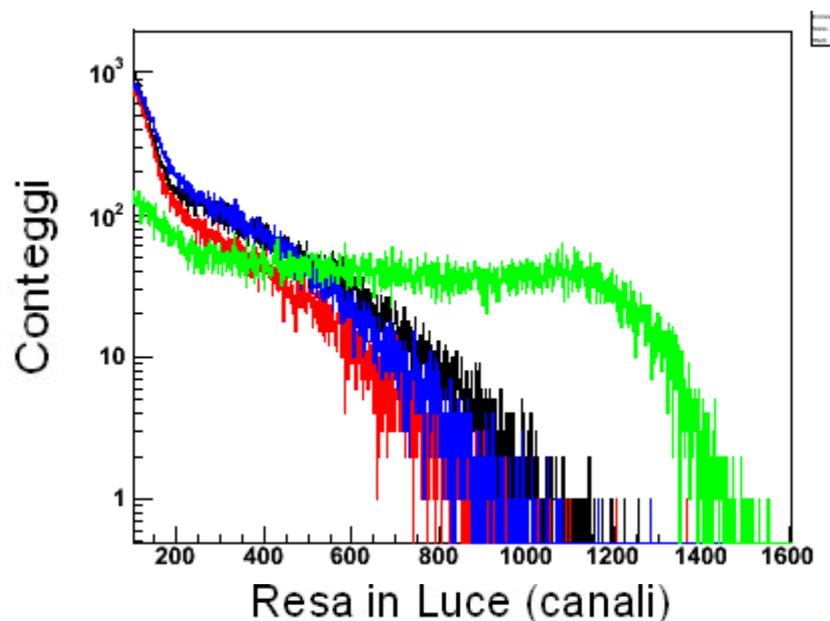


Figura 4.7: Spettri relativi a diverse concentrazioni di Lumogen®Red a confronto con lo scintillatore commerciale EJ212. In particolare gli spettri rosso, blu e nero si riferiscono a concentrazioni rispettivamente dello 0.02%, 0.04% e 0.01%; per ultimo lo spettro verde è quello relativo all'EJ212.

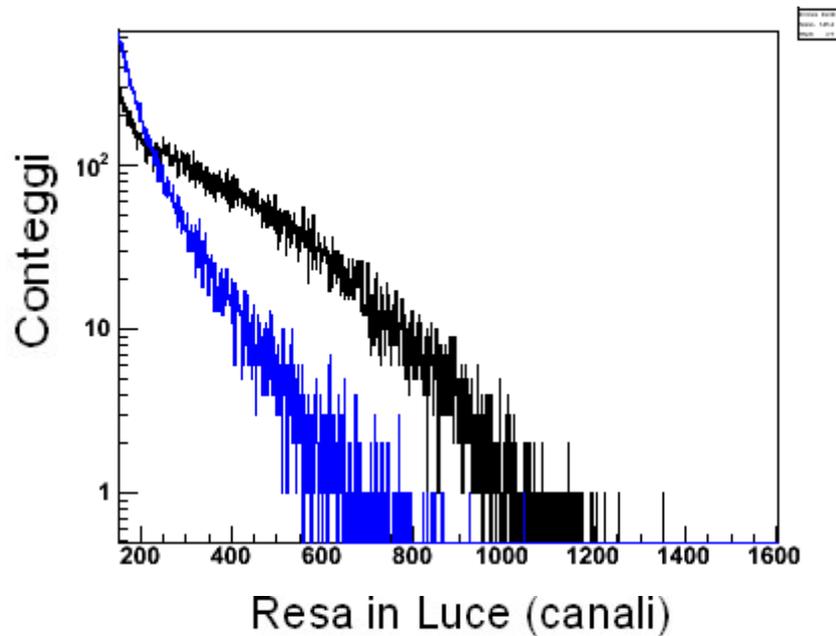


Figure 4.8: Spettri energetici sovrapposti dei due campioni con stessa concentrazione di Lumogen®Violet e di Lumogen®Red (rispettivamente 0.02% e 0.01%) ma in presenza del filtro (spettro blu) e senza filtro fra lo scintillatore e la finestra del PMT.

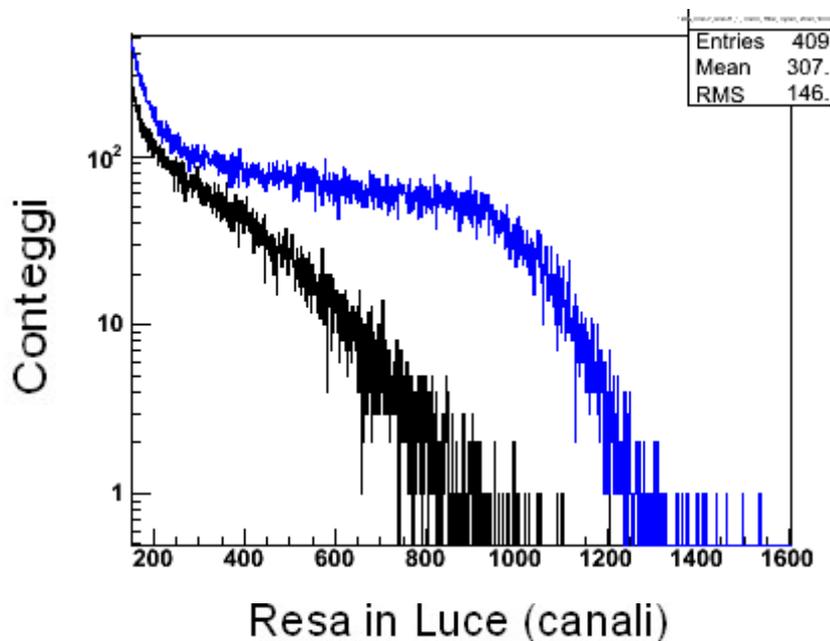


Figure 4.9: Spettri energetici sovrapposti dei due campioni con uguale concentrazione di Lumogen®Violet e di Lumogen®Red (rispettivamente 0.02% e 0.02%) ma di spessore diverso: lo spettro blu si riferisce al campione di 1cm mentre quello nero al campione di 1mm.

4.6.3 Conclusioni

Confrontando i valori in tabella 4.2 per le rese in luce con la sorgente gamma si nota come le rese migliori siano quelle dei campioni più spessi; di seguito abbiamo quella del campione sottile con concentrazione dello 0.02% di Lumogen®Violet e 0.01% di Lumogen®Red che, quindi, risulta essere non solo vantaggioso per una migliore resa in luce nel caso delle particelle α ma anche nel caso di radiazione gamma. Per l'intera serie le misure effettuate a distanza di qualche ora, etichettate in tabella con la dicitura "sera", ci confermano una mancanza di disomogeneità anche all'interno dello scintillatore in quanto i raggi gamma possono interagire in qualsiasi punto dello scintillatore e ci confermano che i rivelatori funzionano in maniera soddisfacente. Come abbiamo affermato per le particelle alfa, anche in questo caso, i campioni analizzati con il filtro, posto tra lo scintillatore e la finestra del PMT, confermano la diminuzione nella resa in luce totale del campione. Tale circostanza risulta, appunto, imputabile al fatto che il filtro blocca la luce di lunghezza d'onda blu e lascia passare più che altro quella vicina al rosso rendendo quindi poco efficace il contributo del Lumogen®Violet e conferma il non completo trasferimento di energia fra i due dye, come detto sopra.

Anche in questo caso non si nota un vero trend di trasferimento in funzione della diversa concentrazione di LR, anche se, ancora una volta, sembra dal confronto fra le rese relative prima e dopo il filtro che il campione con concentrazione 0.02% trasferisca qualche cosa in più degli altri.

4.7 Campioni analizzati per l'accoppiamento APD-scintillatore

Visti i buoni risultati ottenuti con i campioni che emettono nel rosso con i fotomoltiplicatori abbiamo cominciato a fare alcuni test di accoppiamento di tali campioni con dei fotosensori APD che erano a disposizione nel laboratorio. I campioni che seguono, sottoposti sia a radiazione alfa che a radiazione gamma, sono stati analizzati nel periodo di maggio 2012 in accoppiamento con l'APD di cui nel terzo capitolo è stata riportata la scheda tecnica.

- Spessore 1mm, 1% PPO, 22% Phenyl:
0.02% Lumogen®Violet, 0.02% Lumogen®Red;

0.04% Lumogen®Violet, 0.02% Lumogen®Red;
 0.02% Lumogen®Violet, 0.02% Lumogen®Red, 0.66% Platino;
 0.02% Lumogen®Violet, 0.02% Lumogen®Red, 1.0% Platino;
 0.02% Lumogen®Violet, 0.02% Lumogen®Red, 1.5% Platino;

- Spessore 1cm, 1% PPO:
 0.02% Lumogen®Violet, 0.02% Lumogen®Red, 22% Phenyl;
 0.02% Lumogen®Violet, 0.02% Lumogen®Red, 100% Phenyl;

Bisogna sottolineare come tutte le misure effettuate sia per particelle alfa sia per radiazione gamma non sono state confrontate con un campione commerciale (come l' EJ212) come era stato per quelle ottenute per l'accoppiamento PMT-scintillatore, in quanto l'EJ212 non si accoppia bene con lo spettro di assorbimento dell'APD che legge principalmente nel rosso, pertanto il valore di riferimento non avrebbe avuto significato; al contrario, le diverse misure effettuate sono state paragonate tra loro al fine di studiare e capire i risultati compatibili con quelli ottenuti tramite lo studio effettuato con il fotomoltiplicatore ovvero se, nel caso delle misure con l'APD, sensore caratterizzato da uno spettro di assorbimento più stretto e localizzato verso il rosso, vi fossero altre concentrazioni di costituenti a garantire la resa in luce migliore.

4.7.1 Risultati delle misure con sorgente alfa

Riportiamo in tabella 4.3 i risultati ottenuti esaminando gli spettri energetici riservandoci per i paragrafi successivi l'analisi e la discussione degli stessi.

Campioni	Posizione Massimo Picco(canali)	FWHM
1cm_002LV_002LR_22%Phenyl	173	47%
1cm_002LV_002LR_100%Phenyl	---	---
1mm_002LV_002LR	227	41%
1mm_004LV_002LR	253	42%
1mm_002LV_002LR_0.66Pt	193	43%
1mm_002LV_002LR_1.0Pt	190	47%
1mm_002LV_002LR_1.5Pt	191	55%

Tabella 4.3. Parametri analizzati nell'esperimento con sorgente alfa; per il secondo campione analizzato la resa in luce era troppo bassa e pertanto non si sono potuti riportare la posizione del picco ed il valore di FWHM (vedi discussione nel testo).

4.7.2 Spettri raggi alfa

I grafici seguenti visualizzano la sovrapposizione fra alcuni spettri energetici per analizzare rispettivamente la differente resa in luce dei campioni contenenti diverse concentrazioni di platino (0.66%, 1.0% e 1.5%), differenti concentrazioni di Lumogen®Violet (0.02%, 0.04%) e, per ultimo, varie concentrazioni di Phenyl (22% e 100%).

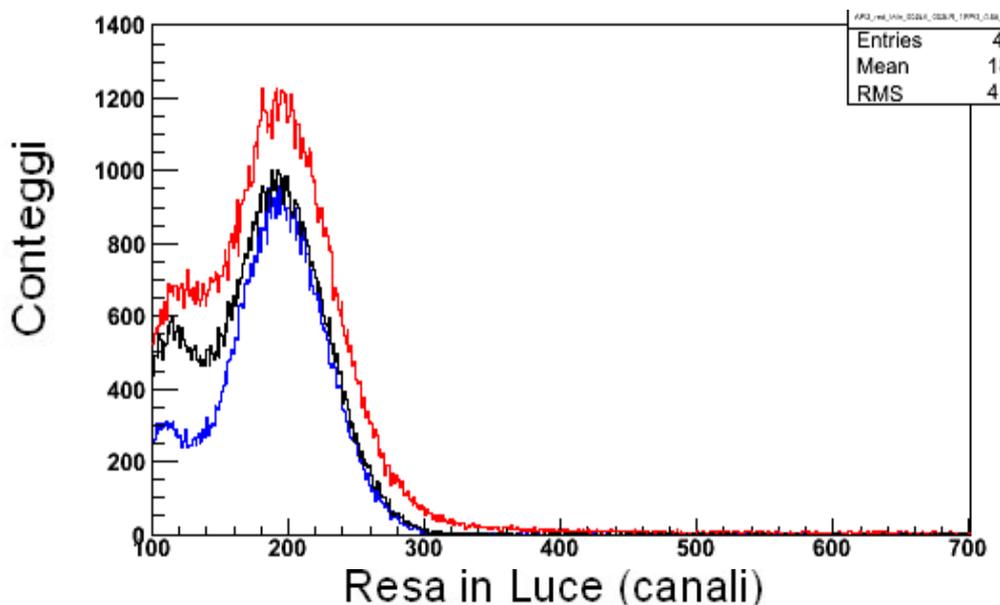


Figure 4.10: Confronto fra gli spettri energetici dei tre campioni accoppiati con lettore APD preparati con diversa percentuale di platino come catalizzatore quando con diversa percentuale di platino come catalizzatore quando irraggiati con particelle α da ^{241}Am . Lo spettro blu è riferito al campione con lo 0.66% di platino mentre quello rosso e nero sono riferiti rispettivamente a concentrazioni dell' 1.5% e dell' 1%.

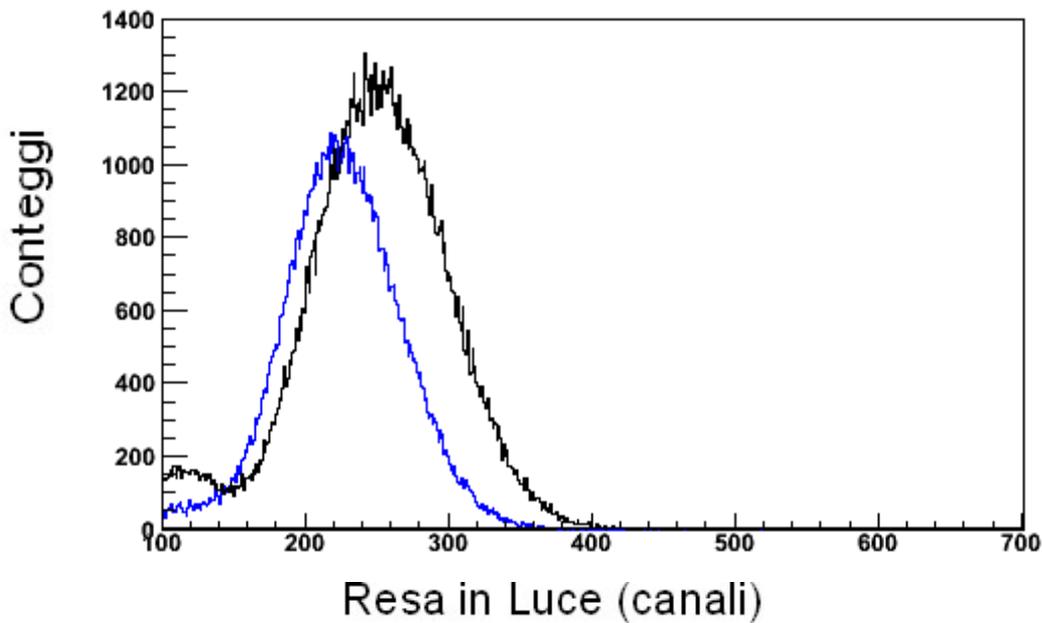


Figure 4.11: Confronto fra gli spettri energetici delle particelle alfa da ^{241}Am per i due campioni sottili (1mm) accoppiati con APD con uguale concentrazione di Lumogen®Red e diversa concentrazione di Lumogen®Violet. Lo spettro blu si riferisce al campione con concentrazione dello 0.02% mentre quello nero presenta concentrazione dello 0.04%.

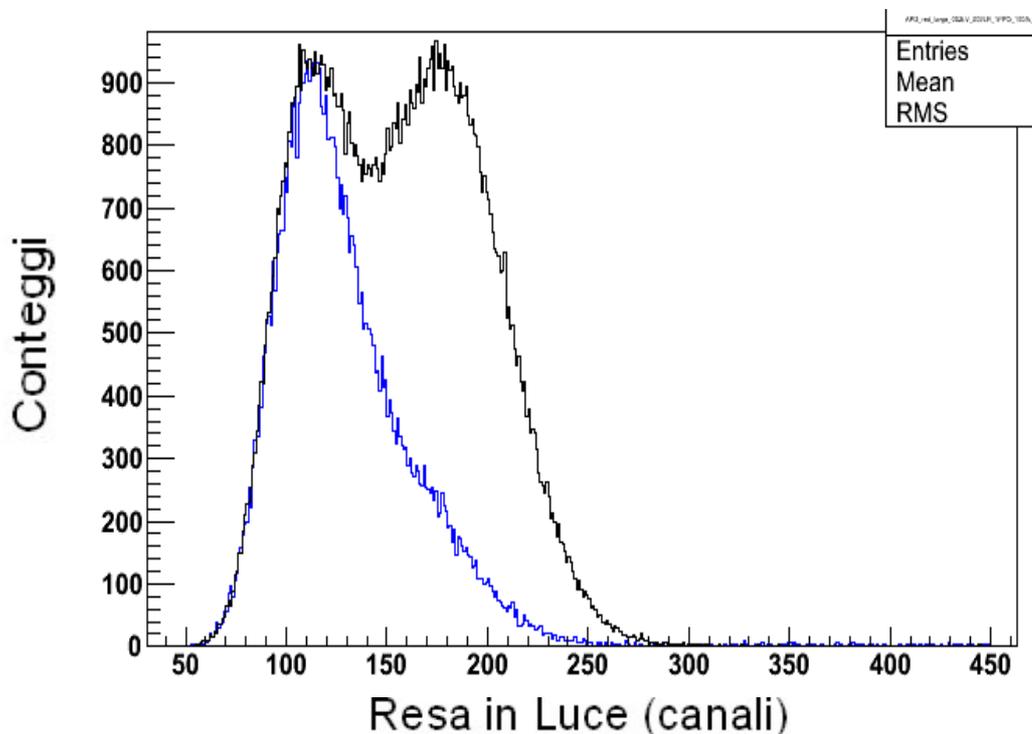


Figure 4.12: Confronto fra gli spettri energetici delle particelle alfa da ^{241}Am per i due campioni spessi (1cm) accoppiati con APD preparati con differenti concentrazioni di gruppo fenile; in particolare lo spettro di colore blu si riferisce alla misura col campione contenente il 100% di phenyl, mentre in nero il campione con il 22%.

4.7.3 Conclusioni

La tabella 4.3 riassuntiva dei risultati ottenuti accoppiando alcuni campioni di scintillatori con l'Avalanche Photo Diode (APD) descritto in precedenza, mostra come, per gli scintillatori sottili studiati, preso a riferimento il campione contenente lo 0.02% di Lumogen®Violet e lo 0.02% di Lumogen®Red, un miglioramento in resa in luce è ottenuto aumentando la concentrazione di Lumogen®Violet. I campioni contenenti diverse concentrazioni di platino presentano, in pratica, la stessa resa in luce che risulta, comunque, inferiore a quella del campione assunto come riferimento. È da sottolineare come la figura 4.12 mostri la difficoltà di visualizzare la posizione del picco per lo spettro blu riferito all'acquisizione dati per il campione spesso con concentrazione di phenyl del 100%. Il picco del rumore è stato normalizzato rispetto a quello dell'altro campione, così da sovrapporli, per evidenziare in maniera ottimale come i segnali delle particelle alfa siano essenzialmente nascoste dal rumore o, in altre parole, come in questo caso il rapporto segnale/rumore sia del tutto insufficiente. Ciò si può vedere dalla forma asimmetrica dello spettro che presenta una leggera protuberanza intorno al canale 180. Nel caso invece del campione con il 22% di gruppi fenili il segnale delle particelle alfa è sufficientemente discriminato come si vede dal picco ben evidenziato.

4.8 Risultati delle misure con sorgente gamma

Come per le particelle alfa riportiamo nella tabella seguente 4.4 i risultati per i campioni sottoposti a radiazione gamma riservandoci la visualizzazione e l'analisi degli spettri nei due paragrafi seguenti.

Campioni	Posizione Massimo Picco(canali)
Campione senza scintillatore	810
1cm_002LV_002LR	172
1cm_002LV_002LR_100%Phenyl	191
1mm_002LV_002LR_0.66Pt	130*
1mm_002LV_002LR_1.0Pt	160*
1mm_002LV_002LR_1.5Pt	180*
1mm_002LV_002LR	163
1mm_004LV_002LR	177

Tabella 4.4. Parametri analizzati nell'esperimento con radiazione gamma; i risultati con asterisco vogliono sottolineare la difficoltà di definire in maniera ottimale la posizione del picco a causa della bassa resa in luce che li confonde con il rumore.

4.8.1 Spettri raggi gamma

In analogia con gli spettri presentati per l'analisi con le particelle alfa, anche nel caso della radiazione gamma, si discute il confronto degli spettri relativi sia ai campioni sottili che presentano diverse concentrazioni di platino (0.66%, 1.0% e 1.5%) e differenti concentrazioni di Lumogen®Violet (0.02% e 0.04%) sia a quelli spessi che presentano diverse concentrazioni di gruppo fenile (22% e 100%). Per ultimo, come confronto con tutti gli spettri, si visualizza quello ottenuto senza scintillatore in cui la sorgente gamma era a diretto contatto con la finestra dell'APD per evidenziare se esistano possibili segnali derivanti dall'interazione diretta dei gamma con il silicio dell'APD. In realtà per simulare lo spessore dello scintillatore in modo che la geometria di interazione della sorgente gamma fosse la stessa un piccolo spessore di materiale plastico inerte è stato interposto fra l'APD e la sorgente stessa.

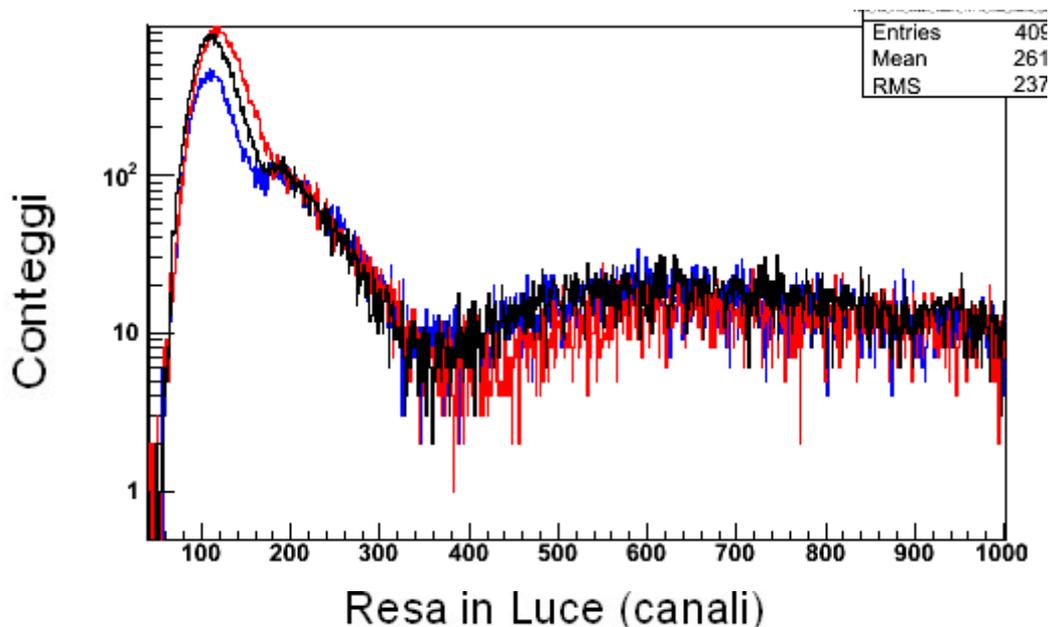


Figure 4.13: Confronto fra spettri energetici dei gamma da sorgente di ^{60}Co per i tre campioni con diverse concentrazioni di platino. Lo spettro blu rappresenta il campione con concentrazione dello 0.66%, quello rosso e nero si riferiscono rispettivamente alle concentrazioni dell' 1.5% e dell' 1%.

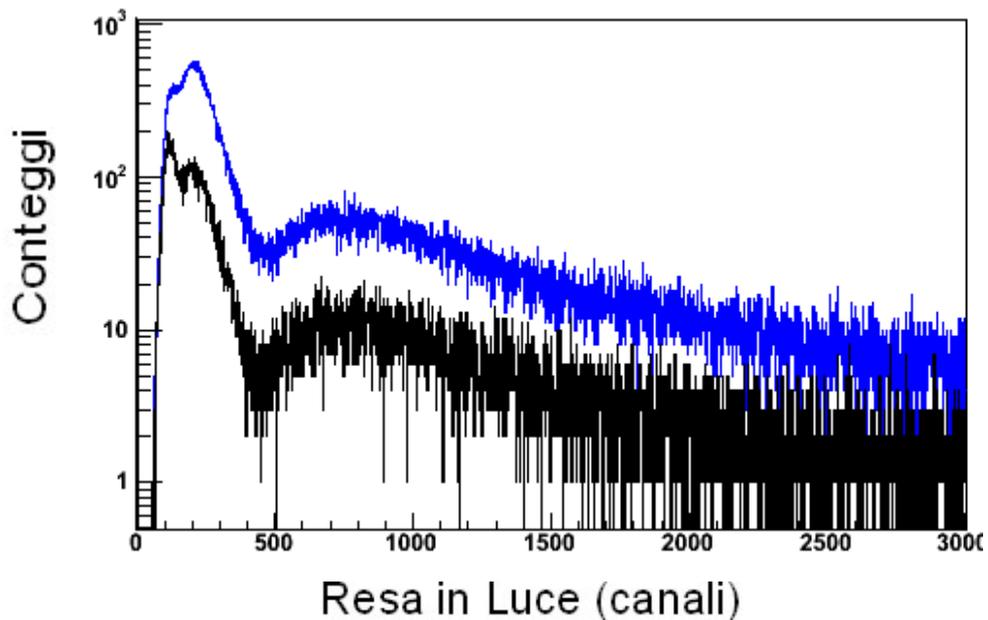


Figure 4.14: Confronto fra gli spettri energetici dei gamma da sorgente di ^{60}Co relativi a campioni con diverse concentrazioni di Lumogen®Violet. Lo spettro di colore blu si riferisce ad una concentrazione dello 0.02%, mentre quello nero alla concentrazione dello 0.04%.

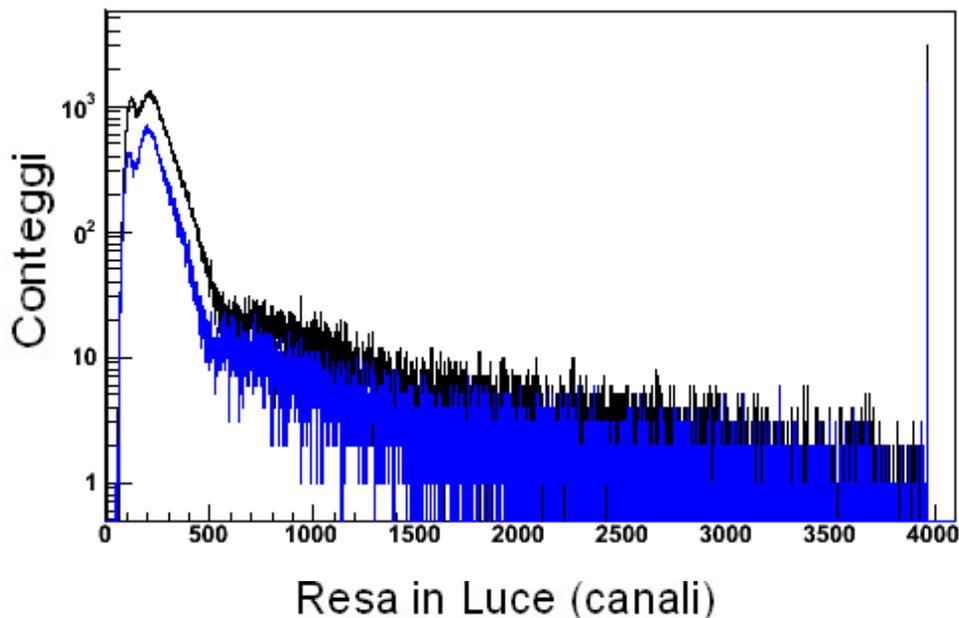


Figure 4.15: Confronto fra gli spettri energetici dei gamma da sorgente di ^{60}Co relativi ai due campioni spessi con diversa concentrazione di gruppo fenile. Lo spettro blu è riferito al campione che presenta una concentrazione del 100% mentre quello nero è relativo alla concentrazione del 22%.

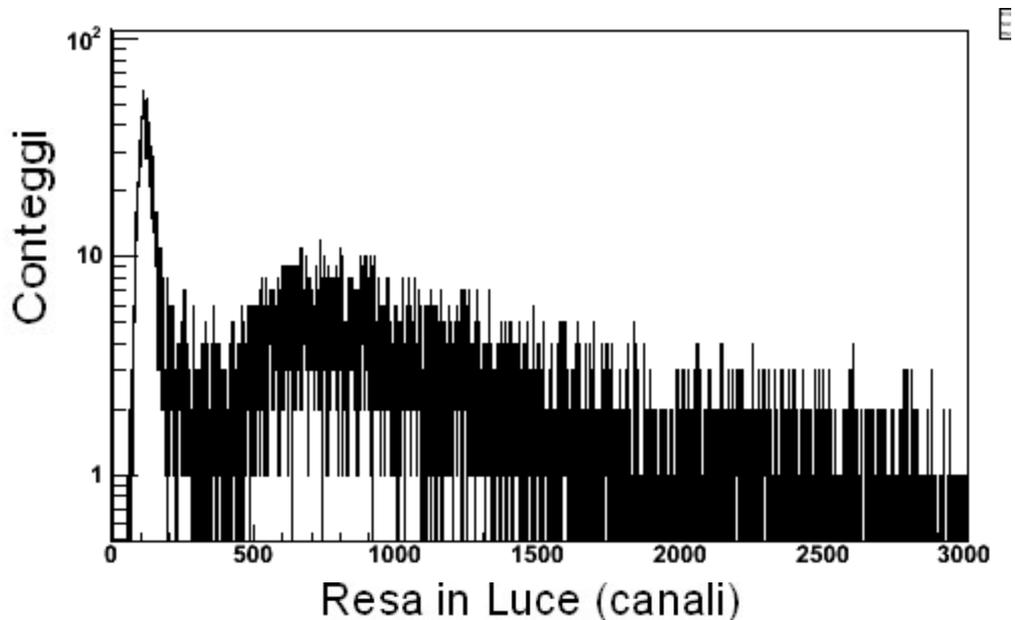


Figure 4.16: Spettro energetico dei raggi gamma emessi da sorgente di ^{60}Co relativo alla presa dati senza scintillatore, cioè spettro della risposta dell'APD all'interazione diretta dei gamma nel silicio.

4.8.2 Discussione dei risultati

Confrontando gli spettri ottenuti per i campioni con diverse concentrazioni di platino, in figura 4.13, si evidenzia, come già accennato, la difficoltà di analisi del picco Compton a causa della sua vicinanza al picco del rumore. Si può asserire che la spalla Compton si aggiri per tutti i campioni in un *range* compreso tra i canali 140 e 190. Nell'ambito della sensibilità che si può raggiungere con l'APD a disposizione, che abbiamo detto non essere ottimale per questo accoppiamento a causa del suo grande rumore intrinseco e del suo ridotto guadagno, è tuttavia abbastanza chiaro che la resa in luce dei tre campioni risulta essere piuttosto simile. Le figure 4.14 e 4.15, al contrario, presentano un picco più definito, maggiormente distinto da quello del rumore che permette quindi un'analisi più precisa e dettagliata. La presa dati per la misura effettuata senza scintillatore (figura 4.16) è stata necessaria per l'esame della regione di spettro superiore al canale 500. In particolare come si evidenzia proprio nella misura senza scintillatore, in tale zona vengono a posizionarsi i segnali

derivanti dall'interazione diretta dei raggi gamma con il fotodiode a valanga. Uno studio ulteriore dovrà evidenziare se, come immaginabile, tali eventi potranno essere discriminati andando a studiare la differenza di forma rispetto a quella del segnale derivato dalla foto-conversione della luce.

Capitolo 5

Test sotto fascio

5.1 Introduzione

Le misure per la rivelazione e lo studio dei neutroni veloci sono state effettuate presso l'acceleratore CN dei Laboratori Nazionali di Legnaro in date 27-28-29 Maggio con scintillatori della stessa tipologia studiati nel precedente capitolo e che differivano essenzialmente per la concentrazione di molecole dye. Scopo dell'esperienza è, utilizzando la reazione indotta da un fascio pulsato di protoni su di un bersaglio di Litio (LiF), la quale produce neutroni e gamma, di discriminare e studiare le due diverse radiazioni incidenti. A tale proposito sono state eseguite misure sia di tempo di volo sia di energia rilasciata nei rivelatori e quindi si è effettuato lo studio in termini di resa in luce e della sua raccolta e conversione tramite fotomoltiplicatori e APD.

5.2 Apparato sperimentale

L'acceleratore CN è un Van De Graaf da 7 MV. Esso può produrre sia fasci continui che pulsati di ioni $^1,^2\text{H}$, ^3He , ^4He con carica singola o doppia, oppure ioni ^{15}N con carica doppia e l'energia degli ioni accelerati può variare da qualche MeV fino ad un massimo di 14 MeV. Per la misura in esame si è utilizzato un fascio di protoni da 4 MeV con correnti intorno ai 250 nA e quindi un flusso corrispondente di $1.5 \cdot 10^{12}$ particelle al secondo.

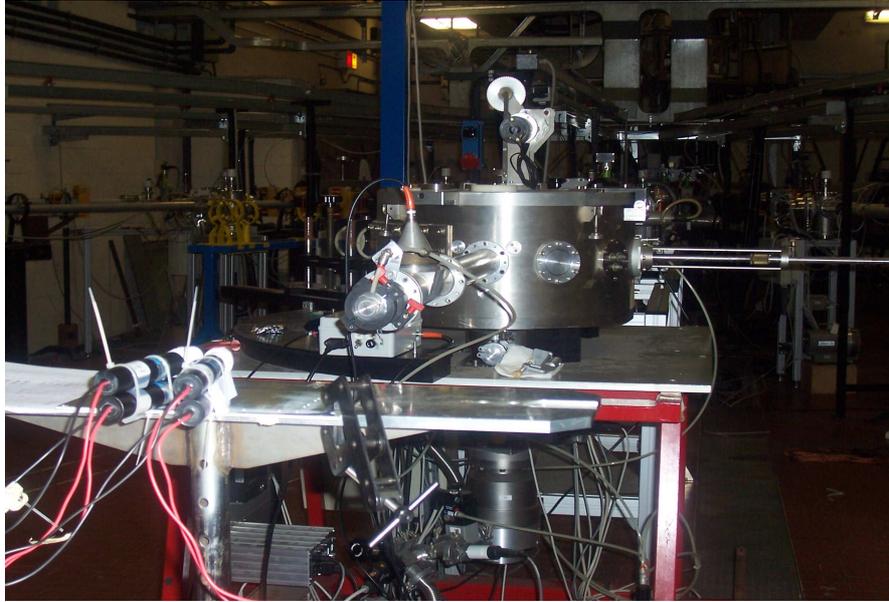


Figure 5.1: Set up sperimentale al termine della linea dell'acceleratore CN. Si possono osservare la camera di reazione posizionata sul canale 0° , in cui è posizionato il bersaglio di Litio e quattro PMT accoppiati e fasciati con i campioni di rivelatore.

Il bersaglio di Litio è stato posto in un piccolo tubo o "naso", raffreddato ad aria per evitare l'evaporazione del Li, collocato all'uscita di una camera di reazione sotto vuoto al termine della linea di fascio 0° dell'acceleratore. I rivelatori sono stati posizionati su di un supporto (vedi figura 5.1) in modo che la loro faccia anteriore risultasse a 60 cm dal punto di interazione. Gli scintillatori analizzati sono stati sia accoppiati a due PMT sia un APD con le stesse caratteristiche strumentali di quelli descritti nel capitolo terzo. L'accoppiamento fra scintillatore e fotosensore è stato realizzato appoggiando lo scintillatore alla finestra del fotosensore e fermato tramite opportuna fasciatura in teflon, come precedentemente descritto, atto anche ad assicurare l'isolamento dalla luce esterna.

5.3 Catena elettronica

L'acquisizione e l'elaborazione dei segnali è stata effettuata con un sistema digitale Caen; il segnale di ogni rivelatore viene inviato all'ingresso di un digitalizzatore dove viene acquisita l'intera sua forma. In questo modo si può successivamente ricostruire sia l'informazione relativa all'energia sia quella sul tempo di volo (TOF) dei prodotti di reazione, misurato a partire dall'istante in cui i protoni colpiscono il bersaglio di Litio sino all'arrivo sul rivelatore. Per l'informazione relativa

all'arrivo del fascio di protoni e cioè per il riferimento temporale necessario assieme al segnale temporale del rivelatore al calcolo del TOF, è stato utilizzato il cosiddetto *pick-up*, ossia un dispositivo capacitivo sensibile al passaggio di corrente, posto immediatamente prima del *target*.

I segnali prelevati dai fotomoltiplicatori e dall'APD sono campionati con *sampling rate* di 250 MS/s (Schede CAEN V1720) usando un trigger individuale, mentre il segnale del pick-up viene acquisito su un canale indipendente solo se uno degli altri segnali ha fornito il segnale di "trigger" (registrato come "*slave*"). Ricostruendo tali segnali di tempo dalle forme degli impulsi e sottraendoli al segnale temporale ricreato per il pick-up è possibile risalire ai tempi di volo della radiazione emessa, costituita da neutroni e radiazione gamma.

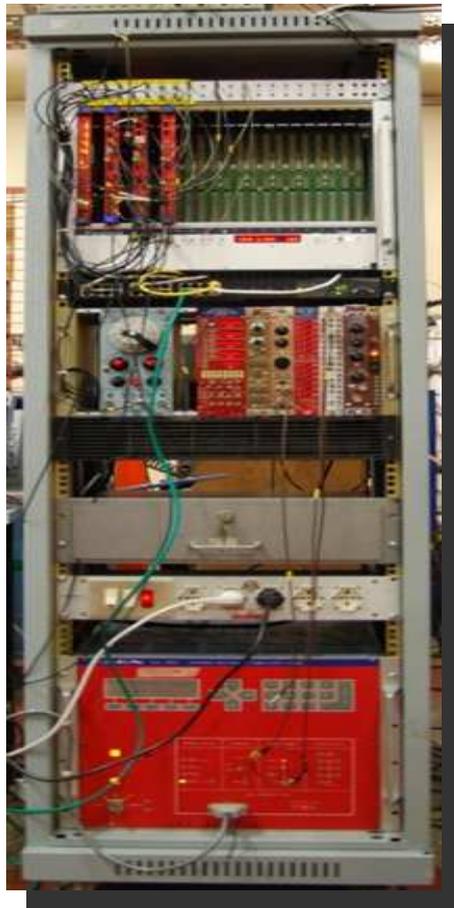


Figure 5.2: Immagine relativa al sistema di acquisizione digitale Caen utilizzata nella misura insieme al sistema di acquisizione HV per i fotosensori.

5.4 La reazione

La reazione $p(^7\text{Li}, ^7\text{Be})n$, usata per le nostre misure, è ampiamente sfruttata per avere neutroni monoenergetici in un intervallo di energie comprese tra i keV e i MeV. La reazione presenta una soglia per $E_p = 1.881$ MeV e un picco nella sezione d'urto, largo circa 200-300 keV, attorno a $E_p = 2.25$ MeV. Come già detto, il fascio di protoni utilizzato nella presente misura aveva un'energia di 4 MeV e produce neutroni ad un'energia di 2.323 MeV nella regione angolare interessata dai nostri rivelatori.

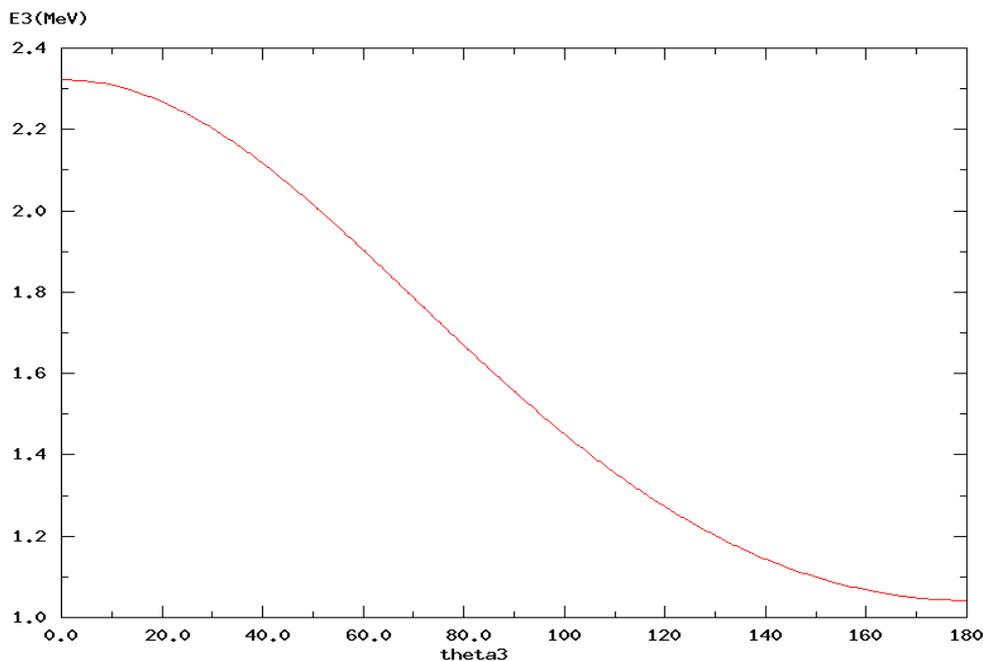


Figure 5.3: grafico relativo all'energia dei neutroni in funzione dell'angolo di emissione nel sistema di riferimento del laboratorio.

5.4 Campioni analizzati e relativi risultati ottenuti

Riportiamo nella tabella 5.1 seguente le percentuali relative ai primi due campioni analizzati in accoppiamento entrambi con i PMT aggiungendo per ognuno il dato corrispondente alla tensione di alimentazione.

PMT	Campione	HV(V)
PMT NEW	002%LV_0.02%LR_1%PPO_22%Phenyl_Spesso	-1200
PMT OLD	004%LV_0.01%LR_1%PPO_22%Phenyl_Sottile	-1400

Tabella 5.1. Campioni analizzati inizialmente con relativa tensione di alimentazione. La dicitura NEW e OLD è utilizzata solo per il riconoscimento dei PMT utilizzati per i rispettivi accoppiamenti che, ricordiamo, presentano le stesse caratteristiche strumentali.

Visualizziamo ed analizziamo ora i grafici relativi agli spettri energetici e agli spettri dei tempi di volo per ciascuno dei due campioni.

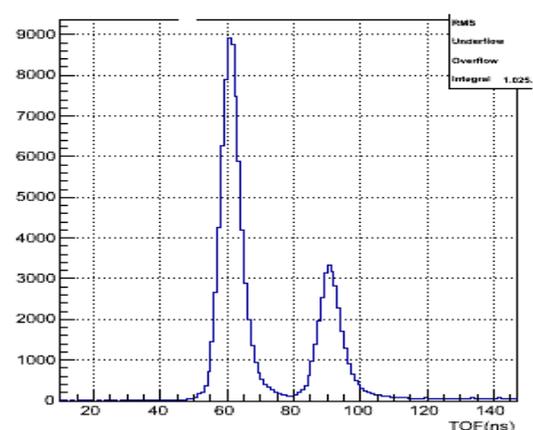
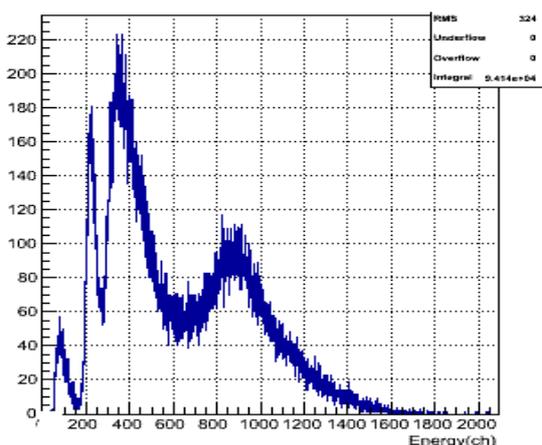


Figure 5.4 e 5.5 : spettro energetico (sulla sinistra) in canali e spettro dei tempi di volo (sulla destra) in ns per il campione accoppiato con il PMT denominato NEW.

Le misure presentate sono la prima verifica sperimentale delle prestazioni dei campioni di scintillazione rossi, contenenti cioè percentuali di Lumogen®Red, quindi la risposta sotto fascio di tali materiali non era scontata. Pur tuttavia la figura 5.5, che mostra i tempi di volo, è abbastanza chiara evidenziando due picchi distinti relativi all'identificazione dei prodotti di reazione: in particolare il primo identifica la posizione temporale dei gamma e il secondo è relativo al tempo di arrivo dei neutroni. Ovviamente i gamma sono più veloci dei neutroni e il loro tempo di volo è facilmente calcolabile ed in particolare è dato da:

$$t = s/c = (0.6 \text{ m}) / (3 \cdot 10^8 \text{ m/s}) \approx 2 \text{ ns}$$

mentre per i neutroni, considerando l'energia con cui vengono emessi nella direzione del fascio (2.323 MeV), può essere stimato a partire dall'espressione dell'energia cinetica

$$E_n = 1/2m_n v^2 = (1/2)m_n(s/t)^2$$

ove $s = 60$ cm (la distanza tra bersaglio e prodotti), da cui

$$t = (E_n \cdot 2) / m_n \cdot s^2 = (2.323 \text{ MeV} \cdot 2) / 939.565 \text{ MeV}/c^2 \cdot (0.6 \text{ m})^2 \approx 28 \text{ ns}$$

Tramite, quindi, la verifica della differenza tra i due tempi di volo si ha, entro gli errori, conferma della corretta individuazione dei due tipi di radiazione.

La natura dei picchi in figura 5.4 per poter essere compresa a fondo deve essere correlata alla visualizzazione della figura 5.6 che rappresenta lo spettro bidimensionale in cui in ascissa sono posti i tempi di volo e in ordinata le energie. Il picco tra i canali 800 e 900 nello spettro in energia corrispondente al picco centrato attorno ai 60 ns nello spettro dei tempi è dovuto sostanzialmente alla radiazione gamma. Il picco intorno al canale 400 in energia è dovuto essenzialmente ai neutroni veloci e corrisponde ad una distribuzione centrata in tempo attorno ai 90 ns. Il picco intorno a canale 200 è relativo alla strisciata nello spettro di TOF ed è dovuto ad eventi non correlati con il fascio. Per ultimo il picco intorno a canale 100 è dovuto unicamente al rumore elettronico. Entrando in maggiore dettaglio per lo spettro dei tempi di volo riportiamo in tabella 5.2 i risultati esatti per la posizione dei due picchi ottenuti eseguendo un fit gaussiano di entrambi.

Posizione picco	Errore associato
62.3	3.5
92.1	4.1

Tabella 5.2. Posizione picco e relativo errore per lo spettro dei tempi di volo.

La differenza tra i tempi risulta essere quindi sperimentalmente di 29.8 ± 5.4 ns mostrando quindi il buon accordo tra il valore teorico calcolato precedentemente (≈ 26 ns) e questo risultato.

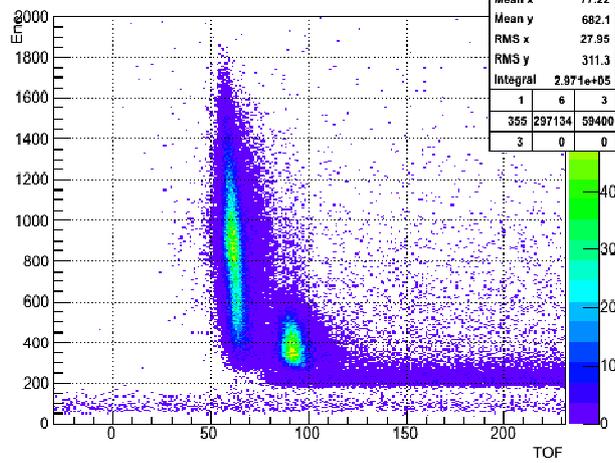


Figure 5.6 : spettro bidimensionale relativo alla correlazione tempo energia del rivelatore PMT NEW.

Di seguito riportiamo i risultati relativi allo spettro energetico e ai tempi di volo dell'accoppiamento PMT OLD - scintillatore.

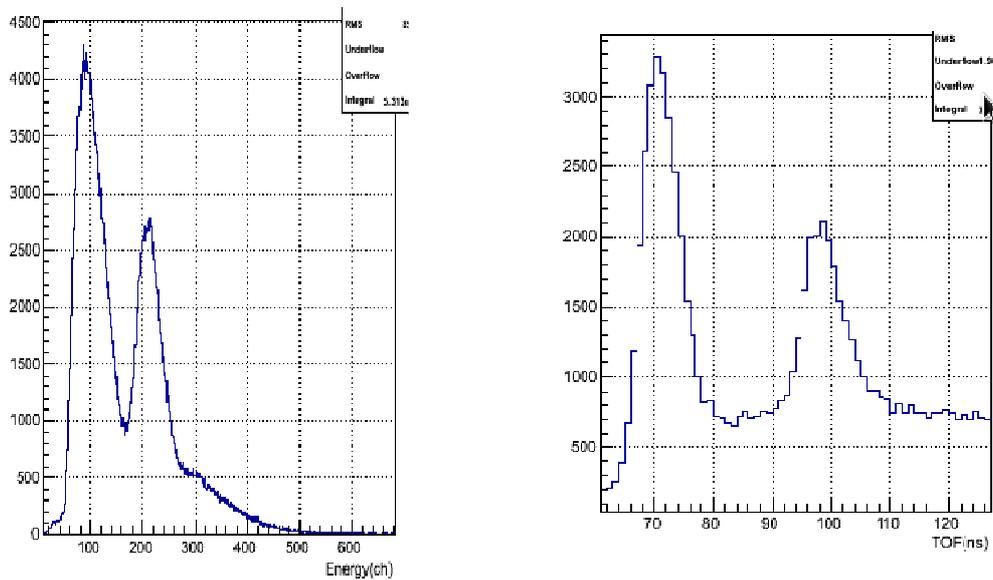


Figure 5.6 e 5.7 : spettro energetico (sulla destra) in canali e spettro del tempo di volo (sulla sinistra) in ns relativo all'accoppiamento PMT NEW- scintillatore.

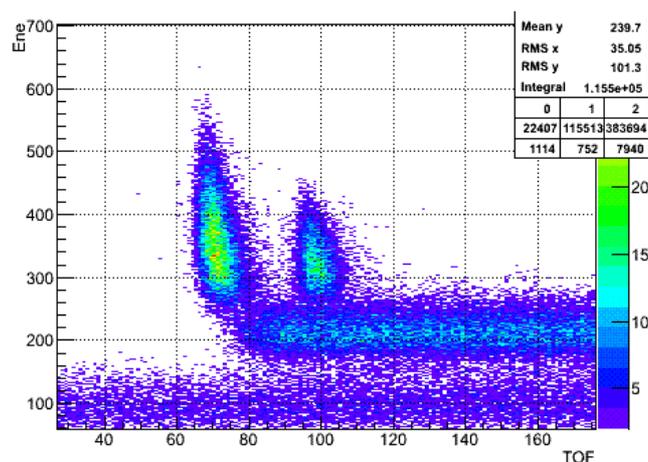


Figure 5.8 : spettro bidimensionale della correlazione tempo di volo energia dell'accoppiamento PMT OLD- scintillatore.

Analizzando il grafico 5.6 alla luce dello spettro bidimensionale in figura 5.8 si vede come i picchi intorno ai canali 100 e 200 sono legati rispettivamente al rumore elettronico e agli eventi non-correlati al tempo del fascio. Attorno a canale 300 si può distinguere una leggera protuberanza che rappresenta gli eventi legati ai neutroni e alla radiazione gamma. Tale regione può essere analizzata e studiata selezionando le zone corrispondenti sul grafico bidimensionale e proiettandole sull'asse delle energie. Riportiamo nelle figure 5.9 e 5.10 le proiezioni in energia di tali aree.

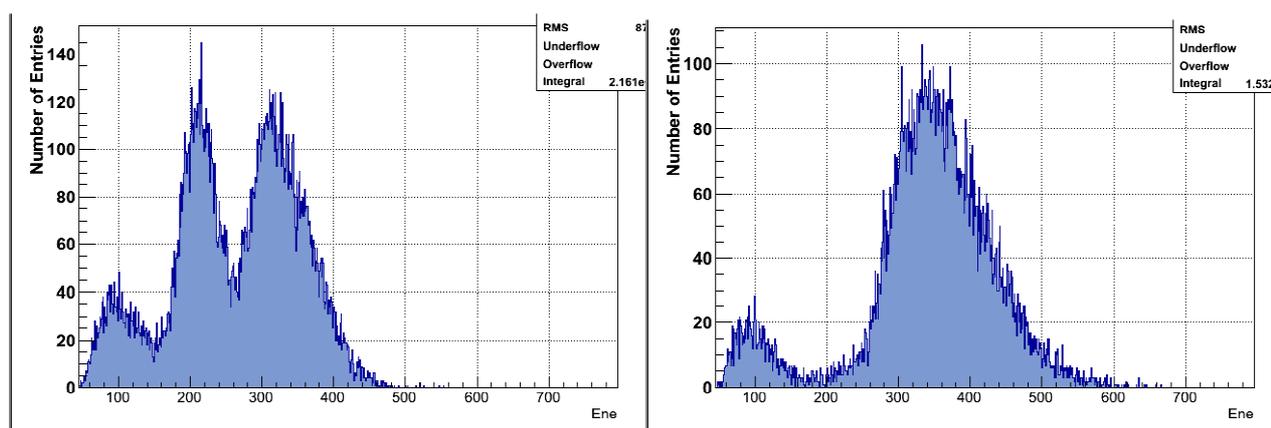


Figure 5.9 (sinistra) e 5.10 (destra) : a sinistra è stata selezionata la zona corrispondente al tempo di arrivo dei neutroni e a destra la zona corrispondente alla radiazione gamma.

Come si può notare la figura 5.9 che è una proiezione sull'asse delle energie della fascia temporale corrispondente al tempo di arrivo dei neutroni visualizza lo spettro dei neutroni corrispondenti al terzo picco (gli altri due picchi centrati attorno ai canali 200 e 100 identificano rispettivamente gli eventi non-correlati e il rumore elettronico). La figura 5.10 visualizza invece lo spettro selezionato corrispondente alla radiazione gamma. In quest'ultimo caso il picco a canale 100 è legato al rumore elettronico ed, in questo caso, gli eventi non-correlati sono pochi, come evidenziato dalla valle fra il picco di rumore e l'inizio dello spettro gamma come si vede anche nel bidimensionale.

Riportiamo ora in tabella 5.3 i valori delle posizioni di picco ricavate dalla figura 5.7.

Posizione picco	Errore associato
71.1	3.3
98.4	4.7

Tabella 5.3. Posizione e relativo errore per i picchi associati ai gamma e ai neutroni nello spettro dei tempi di volo.

Sperimentalmente quindi si ottiene una differenza tra i picchi di 27.3 ± 5.7 ns. Pure in questo caso abbiamo un significativo accordo entro gli errori tra tale risultato e il valore teorico mostrando come i neutroni rivelati siano effettivamente quelli provenienti dal fascio.

Passiamo ora all'analisi del terzo campione analizzato anch'esso accoppiato con il PMT riportando le caratteristiche nella tabella 5.4.

PMT	Campione	HV(V)
PMT OLD	0.04%LV_0.08%LR_1PPO_22%Phenyl_sottile	-1400

Tabella 5.4. Campione testato e relativa tensione di alimentazione. La sigla OLD ha lo stesso significato precedente, ossia è utilizzato per distinguere i due PMT utilizzati.

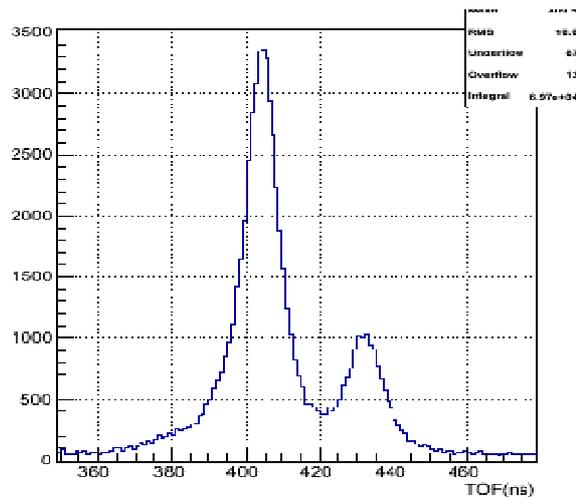


Figure 5.11: Spettro dei tempi di volo relativo al campione sopra analizzato.

Operando sempre come in precedenza per l'individuazione sperimentale della differenza tra i due picchi otteniamo un valore sperimentale di 28.1 ± 8.6 ns facilmente ricavabile dai valori caratterizzanti i due picchi riportati in tabella 5.5. La risoluzione in questo caso è meno buona a causa probabilmente di un peggioramento delle qualità temporali del fascio.

Posizione picco	Errore associato
403.9	6.17
432.03	6.01

Tabella 5.5. Posizione picchi relativi allo spettro dei tempi di volo rispettivamente per radiazione gamma e per neutroni con relativo errore.

Lo spettro energetica in figura 5.12 sottostante è, come nel caso del campione analizzato precedentemente poco esplicativo, e va quindi messo in relazione con lo spettro energetico bidimensionale che mette in relazione tempo di volo ed energia (figura 5.13).

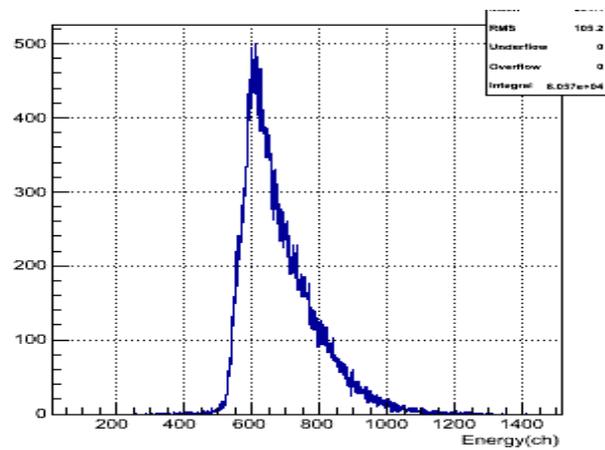


Figure 5.12: Spettro energetico relativo al campione descritto in tabella 5.4.

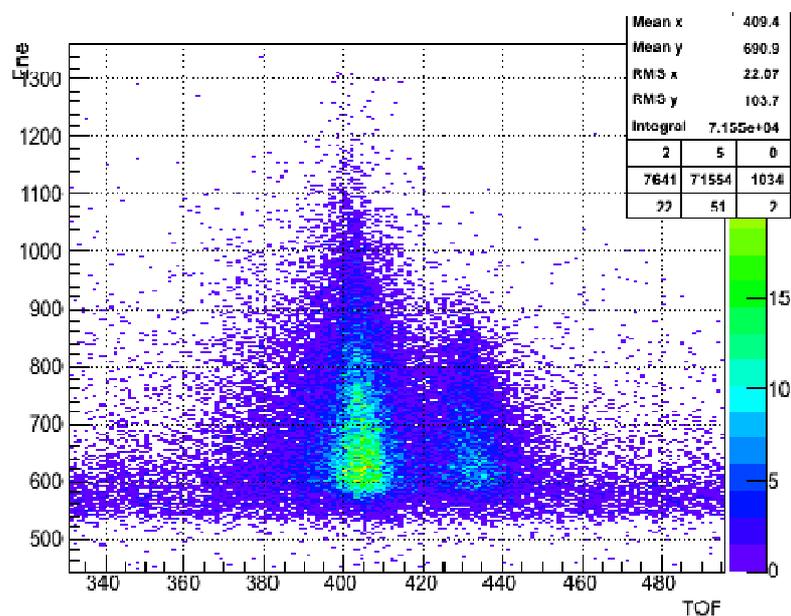


Figure 5.13: Spettro energetico bidimensionale che correlazione tempo di volo energia relativo al campione analizzato in tabella 5.4.

L'analisi della figura 5.13 chiarisce maggiormente il significato dello spettro energetico di figura 5.12 (tenendo in considerazione che per quest'ultimo si è eliminato il rumore elettronico) mostrando come l'unico picco sia dovuto a molteplici componenti ed in particolare ai gamma, ai neutroni ed anche agli incorrelati. Ovviamente il contributo maggiore e preponderante è dovuto ai gamma. Per quest'ultimo motivo un'analisi ancora più dettagliata, come era avvenuto per il campione precedente, non è necessaria e darebbe come risultato uno spettro essenzialmente simile a quello in figura 5.12.

Passiamo ora all'analisi degli scintillatori accoppiati con l'APD. Riportiamo quindi in tabella 5.6 le concentrazioni dei campioni analizzati.

APD	Campione	HV(V)
APD OLD	0.04%LV_0.01%LR_1%PPO_22%Phenyl_Sottile	+1200
APD NEW	0.02%LV_0.02%LR_1%PPO_22%Phenyl_Sottile	+1400

Tabella 5.6. Campioni analizzati nei test sotto fascio ove viene anche riportata la tensione di alimentazione. Le sigle OLD e NEW sono relative all'utilizzo, anche in questo caso, di due diversi APD che presentano le stesse caratteristiche.

Nel seguito saranno riportati soltanto lo spettro energetico e relativo al tempo di volo dello scintillatore accoppiato all'APD OLD in quanto i test sotto fascio per l'altro accoppiamento hanno dato risultati molto simili che possono essere quindi discussi in completa analogia con quelli presentati. Il grafico 5.14 seguente mostra lo spettro dei tempi di volo relativi al suddetto campione.

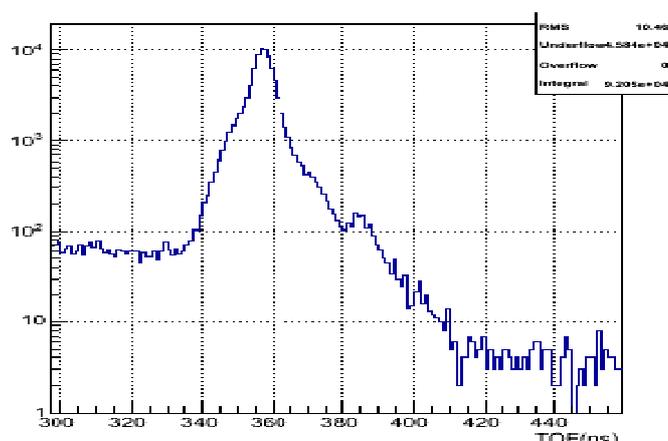


Figure 5.14: Spettro del tempo di volo dell'accoppiamento per i test effettuati con l'APD OLD accoppiato allo scintillatore contenente lo 0.04% di Lumogen®Violet e lo 0.01% di Lumogen®Red.

L'analisi ottenuta cercando di ottenere un fit gaussiano delle zone di picco ci conferma anche per questo accoppiamento un buon accordo, entro gli errori, tra tempi di volo teorici e tempi di volo sperimentali. Dai dati in tabella 5.7 possiamo avere una conferma di ciò.

Posizione picco	Errore associato
357.0	3.5
383.6	6.3

Tabella 5.7. Posizione di picco rispettivamente per radiazione gamma e neutroni relativi allo spettro dei tempi di volo.

Sperimentalmente, quindi, il valore ricavabile dai dati riportati in tabella 5.7 è di 26.7 ± 7.2 ns dimostrando quindi quanto detto sopra.

Per quanto riguarda lo spettro energetico, esso è stato convertito in scala semilogaritmica per mostrare maggiormente le particelle rivelate e distinguerle dal rumore. Come si può notare dalla figura 5.15, malgrado tale accortezza, il rumore è predominante a canali bassi fino a 20-30 e i segnali relativi ai gamma partano da questo canale sino ad estendersi intorno a canale 300.

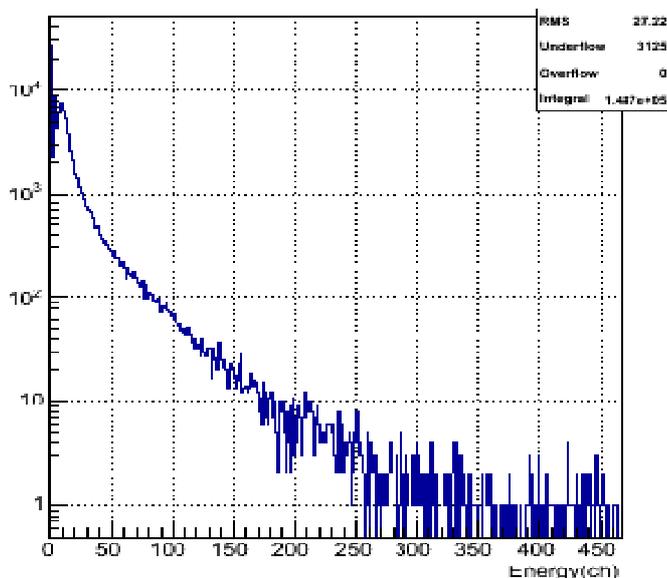


Figure 5.15: Spettro energetico del test effettuato con l'APD OLD.

Dallo spettro bidimensionale possiamo vedere le zone relative ai gamma e ai neutroni e per maggiore dettaglio mostriamo, come per il test effettuato con il PMT OLD, la proiezione unidimensionale sull'asse delle energie delle regioni corrispondenti alla radiazione gamma e ai neutroni così da analizzarle e descriverle in maggiore dettaglio.

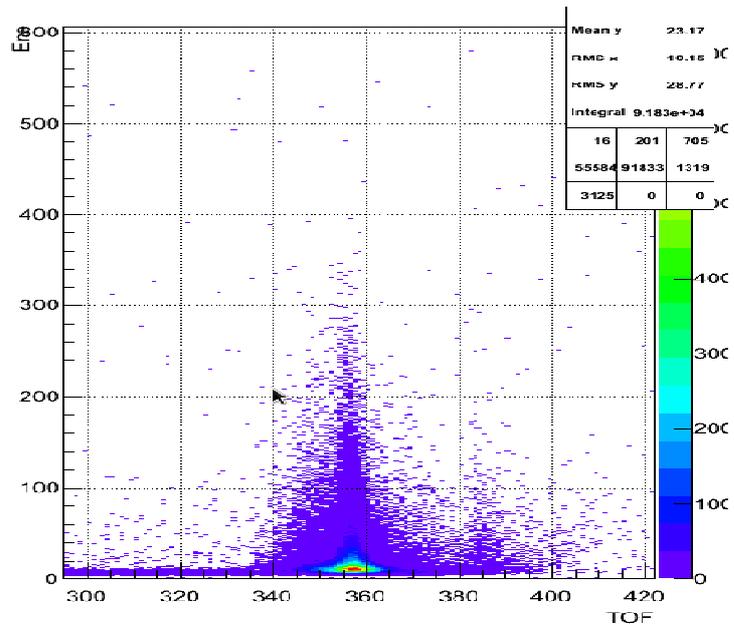


Figure 5.16: spettro bidimensionale della correlazione tempo di volo ed energia dell'accoppiamento APD OLD scintillatore.

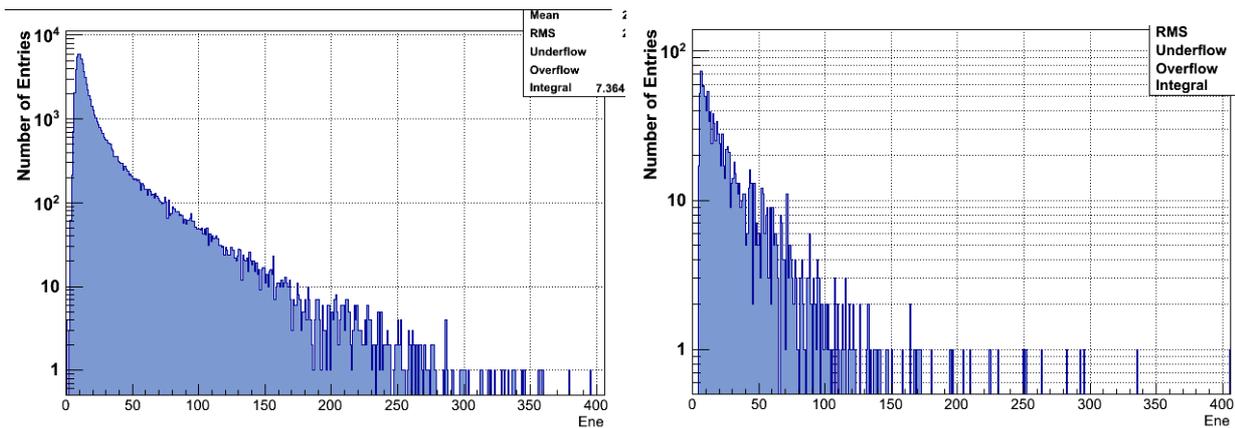


Figure 5.17 (sinistra) e 5.18 (destra): a sinistra è stata selezionata la zona corrispondente alla radiazione gamma e a destra la zona corrispondente ai neutroni.

Come si può notare dalla figura 5.17, malgrado tale accortezza, il rumore è predominante a canali bassi fino a 20-30 e i segnali relativi ai gamma partono da questo canale sino ad estendersi al canale 350. Nel caso dei neutroni lo spettro si estende fino a canale 150.

Non essendoci una calibrazione reale della scala energetica utilizziamo una misura effettuata con una sorgente alfa di ^{241}Am che sappiamo avere un'uscita di luce pari ad una energia depositata di circa 400 keV/ke.

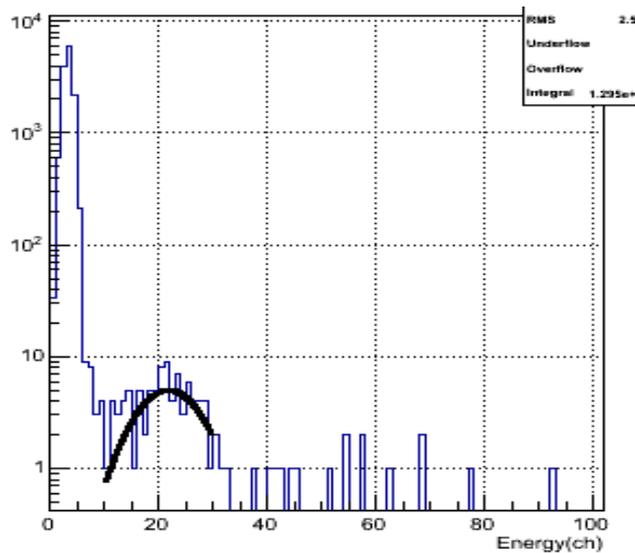


Figure 5.19: Spettro energetico relativo alle particelle alfa da ^{241}Am per il campione accoppiato all' APD OLD.

Lo spettro dei neutroni arriva fino a canale 100 con una media attorno a canale 50 che corrisponde a circa 800 keV. La conversione dell' uscita di luce in energia dei neutroni/protoni corrisponde a circa due MeV che è ciò che ci aspettiamo.

La figura 5.16 e 5.17 mostrano come il rapporto segnale rumore nel caso di questo APD non è ottimale e quindi il lavoro sarà quello di cercare nuovi sensori APD come quelli prodotti dall'Hamamatsu che sono caratterizzati da un guadagno simile (circa 300) ma da una corrente di buio di circa un fattore dieci più bassa.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi abbiamo analizzato il comportamento di nuovi rivelatori a scintillazione di tipo organico basati su polissilossano drogati con diverse concentrazioni di molecole dye che emettono nel rosso. L'importanza di questo risultato è dovuto al possibile accoppiamento di tali scintillatori con rivelatori al silicio 3D per la costruzione di un rivelatore ibrido sensibile alla posizione per neutroni.

Per prima cosa si sono analizzati e caratterizzati campioni di diverso spessore con differenti concentrazioni di Lumogen®Red, di Lumogen®Violet, di catalizzatore e di gruppo fenile della matrice siliconica. Dal momento che i risultati ottenuti sono stati ottimi visto che la resa in luce dei nostri campioni si aggirava dal 50% al 70% rispetto a quella di un campione commerciale preso a riferimento (EJ212), siamo passati allo studio dell'accoppiamento fra i campioni e gli APD al silicio. In questo caso gli APD a disposizione presentavano un'alta corrente di buio e un guadagno di circa 300; malgrado ciò, i risultati ottenuti sono stati buoni e abbiamo potuto vedere segnali gamma e alfa nelle misure con sorgenti di calibrazione in laboratorio e segnali indotti da neutroni nelle misure sotto fascio. Questi risultati sono assolutamente innovativi perché è la prima volta che si vedono in funzione rivelatori per neutroni con emissione nel rosso.

Questo lavoro è un punto di partenza finalizzato ad ottimizzare l'accoppiamento con gli APD, cercando dei sensori più performanti in termini di rapporto segnale rumore, e dall'altro di sviluppare rivelatori silicio 3D per la finale realizzazione di un rivelatore ibrido.

Bibliografia

- [1] G.F. Knoll, Radiation detection and measurement, 2nd edition, John Wiley & sons, 1989.
- [2] Krane, Introductory nuclear physics, John Wiley, New York, 1988.
- [3] L. Torrisi; Radiation damage in polyvinyltoluene (PVT); Radiation Physics and Chemistry 63, 2002.
- [4] A. Quaranta, S. Caruran, T. Marchi, V.L Kravchuck, F. Gramegna, G. Maggioni, "Optical and scintillation properties of polydimethyl-diphenylsiloxane based organic scintillators"
IEEE Trans. Nucl.Sci. 57 (2010) 891-900
- [5] G. Guastalla, Risposta di nuovi scintillatori organici a radiazione alfa e gamma e tecnica IBIL, in presenza del loro utilizzo in esperimenti di fisica nucleare, Università degli studi di Bologna, 2008.
- [6] M. Tartari, Scintillatori siliconici per misure di particelle alfa e raggi gamma in reazioni nucleari, Università degli studi di Bologna, 2009.
- [7] G. Guastalla, Studi e caratterizzazione dei rivelatori per neutroni in previsione della sperimentazione con fasci instabili a SPES, Università degli studi di Bologna, 2010.
- [8] J.B Birks, The Theory and Practice of Scintillation counting. Pergaman Press, 1964.
- [9] NUCL-EX : <http://www.bo.infn.it/nucl-ex>.
- [10] Canberra: www.canberra.com.
- [11] Root: <http://root.cern.ch>.
- [12] BASF: <http://www.basf.com/group/corporate/er/>.
- [13] CAEN: www.caen.it.

