

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO

FACOLTÀ DI SCIENZE E TECNOLOGIE

Corso di Laurea Triennale in Fisica



**CARATTERIZZAZIONE DI
SILICON PHOTOMULTIPLIERS**

Relatore: Dott. Fabio CRESPI

Correlatore: Prof. Franco CAMERA

Tesi di Laurea di:

Kevin Gabriele BERNASCONI

Matricola n. 811570

Codice PACS: 29.40.-n

Anno Accademico 2015 - 2016

Indice

| | |
|---|-----------|
| Introduzione | 6 |
| 1) Radiazione γ e rivelatori a scintillazione | 8 |
| 1.1) Radiazione γ e la sua rivelazione | 8 |
| 1.1.1) Natura dei raggi γ | 8 |
| 1.1.2) Effetto fotoelettrico..... | 8 |
| 1.1.3) Scattering Compton..... | 12 |
| 1.1.4) Produzione di coppie | 14 |
| 1.1.5) Coefficiente di attenuazione lineare | 15 |
| 1.2) Proprietà dei rivelatori | 16 |
| 1.2.1) Risposta alla radiazione gamma..... | 16 |
| 1.2.2) Risoluzione energetica | 20 |
| 1.2.3) Risoluzione temporale | 22 |
| 1.2.4) Efficienza | 22 |
| 1.3) Rivelatori a scintillazione inorganici | 23 |
| 1.3.1) Cristallo scintillatore inorganico..... | 23 |
| 1.3.2) Fototubo a vuoto..... | 26 |
| 1.4) Silicon photomultipliers “fotomoltiplicatori al silicio” (SiPMs) | 29 |
| 2) Caratterizzazione dei SiPM | 36 |
| 2.1) Misure della corrente di buio e del cross talk ottico | 36 |
| 2.2) Misura della risposta del SiPM illuminato con un LED | 41 |
| 2.2.1) Studio dello spettro ottenuto con intensità del LED pari a 4 | 47 |
| 2.2.2) Studio dello spettro ottenuto con intensità del LED pari a 2 | 48 |
| 2.3) Risoluzione temporale del SiPM | 53 |
| 3) Misure di spettroscopia gamma: SiPM accoppiato a scintillatori | 59 |
| 3.1) Risoluzioni energetiche | 59 |
| 3.1.1) LYSO | 61 |
| 3.1.2) CSI..... | 64 |
| 3.1.3) BGO..... | 67 |
| 3.1.4) Conclusioni sulle misure di risoluzione energetica | 70 |
| 3.2) Misure in coincidenza | 71 |
| 3.2.1) Soppressione del fondo nello scintillatore LYSO tramite misure in coincidenza..... | 71 |
| 3.2.2) Spettri del ^{22}Na in coincidenza per diverse posizioni relative dei rivelatori..... | 74 |
| 4) Misura dei segnali di uno scintillatore CLYC | 83 |

Conclusione89
Appendice91
Referenze99

Introduzione

Il progresso nel campo della fisica nucleare sperimentale ed in particolare negli studi di struttura del nucleo è strettamente connesso allo sviluppo delle tecniche di rivelazione della radiazione gamma, questo vale sia per gli apparati basati su rivelatori a semiconduttore che per quelli basati su scintillatori. Negli scintillatori lo stadio di raccolta della luce di scintillazione viene classicamente realizzato tramite fototubi a vuoto (Photo Multiplier Tubes, PMTs). Questa tecnologia è utilizzata da molto tempo con successo pur avendo dei limiti intrinseci dati ad esempio dalle considerevoli dimensioni dei dispositivi e dalla sensibilità ai campi magnetici. Negli ultimi anni sono stati sviluppati dei nuovi foto-rivelatori al silicio (Silicon Photomultipliers, SiPM) che presentano numerosi vantaggi rispetto ai tradizionali PMTs quali, ad esempio, le dimensioni compatte (spessore minore di 2 mm), la bassa tensione di funzionamento (minore di 100 V) e l'insensibilità ai campi magnetici. I SiPM sono prodotti direttamente da un wafer di silicio impiantando in esso matrici di microcelle lette in parallelo ciascuna delle quali è un diodo (Avalanche Photodiode o APD) che lavora in modalità Geiger. Scopo di questo lavoro di tesi è quello di realizzare misure di caratterizzazione di Silicon Photomultipliers, in particolare considerando il loro utilizzo accoppiati a cristalli scintillatori per misure di spettroscopia gamma. Per realizzare le misure si sono utilizzati i dispositivi forniti nel SiPM Evaluation Kit SP5600B della CAEN. Come primo passo si è effettuata una caratterizzazione delle principali sorgenti di rumore in un SiPM: la corrente di buio (dovuta principalmente ad elettroni termici che guadagnano sufficiente energia per innescare una scarica in una cella) ed il cross talk ottico tra le celle. Poi si è misurata la risposta del SiPM illuminato con un LED, osservando che l'ampiezza dei picchi presenti nello spettro segue una distribuzione di Poisson e che la larghezza dei singoli picchi aumenta all'aumentare del numero del picco secondo la legge della somma di variabili aleatorie gaussiane; sempre utilizzando il LED ed il segnale emesso in coincidenza con l'emissione dell'impulso luminoso stesso si è potuta misurare la risoluzione temporale del SiPM. Si sono poi realizzate misure di spettroscopia gamma, utilizzando un SiPM $3 \times 3 \text{ mm}^2$ accoppiato a cristalli scintillatori di diverso tipo: LYSO, CSI e BGO. Attraverso misure in singola si è potuta determinare la risoluzione energetica per i tre cristalli. Sono state realizzate anche misure in coincidenza accoppiando il sistema (SiPM + cristallo scintillatore) con un altro rivelatore a scintillazione di tipo BaF_2 . In questo caso l'effetto della condizione di coincidenza è stato verificato sia osservando la soppressione del fondo (dovuto alla radioattività interna del cristallo LYSO) nello spettro del SiPM sia studiando le caratteristiche dello spettro in coincidenza del BaF_2 ottenuto con sorgente di ^{22}Na con diverse posizioni relative dei due rivelatori. Infine accoppiando il SiPM con un cristallo CLYC-7 ($\text{Cs}_2\text{LiYCl}_6$ arricchito con litio 7 a più del 99% e drogato cesio) di ultima generazione è stato possibile osservare la differenza in forma del segnale associato ad eventi in cui hanno interagito raggi gamma oppure neutroni. Queste misure sono state realizzate utilizzando rispettivamente una sorgente di ^{60}Co (per i raggi gamma) e una sorgente AmBe (per i neutroni).

1) Radiazione γ e rivelatori a scintillazione

1.1) Radiazione γ e la sua rivelazione

1.1.1) Natura dei raggi γ

I raggi γ sono delle radiazioni elettromagnetiche¹ prodotte in transizioni nucleari, reazioni nucleari o a seguito dell'annichilazione di particelle (come nel caso dell'elettrone e del positrone che producono due raggi γ da 511 keV). L'energia della radiazione gamma può essere data dalla differenza di massa fra i prodotti e i reagenti meno l'energia cinetica dei prodotti; nel caso delle diseccitazioni nucleari l'energia è data dalla differenza fra i livelli energetici. I raggi gamma sono onde elettromagnetiche con energie superiori a circa 10 keV (10^{19} Hz).

I raggi gamma possono interagire con la materia principalmente mediante tre processi:

- Effetto Fotoelettrico
- Scattering Compton
- Produzione di Coppie

Tutti i rivelatori impiegati in questo lavoro di tesi utilizzano questi tre meccanismi di interazione per rivelare la radiazione γ , misurando la totale o parziale cessione di energia da parte dei fotoni.

La sezione d'urto dei vari processi di interazione dipende sia dal materiale da cui è composto il rivelatore che dall'energia del raggio gamma.

La tipica risposta di un rivelatore è illustrata nel capitolo 1.2.

1.1.2) Effetto fotoelettrico

Il fotone attraversando la materia può essere assorbito da un atomo (cedendogli tutta la sua energia) mediante il processo fotoelettrico, ciò porta all'espulsione di un elettrone dal suo orbitale, lasciando l'atomo ionizzato. L'elettrone espulso viene chiamato fotoelettrone e la sua energia cinetica è data dall'energia del gamma incidente meno l'energia dell'orbitale in cui era precedentemente.

$$E_{e^-} = E_{\gamma} - E_{orbitale} \quad [1]$$

¹ L'energia del fotone è data da $E_{\gamma} = h * \nu$ dove ν è la frequenza e h è la costante di Planck

$h = 6.626070 * 10^{-34} \text{ [J*s]} = 4.135668 * 10^{-15} \text{ [eV*s]}$

L'atomo ionizzato si ritrova con un orbitale interno vuoto ed è quindi in uno stato eccitato. Per tornare allo stato fondamentale uno o più elettroni esterni decadono in orbitali più interni emettendo la differenza di energia sotto forma di fotoni, inoltre l'atomo può anche catturare elettroni non legati liberando anche in questo caso dei fotoni (Figura 1.1).

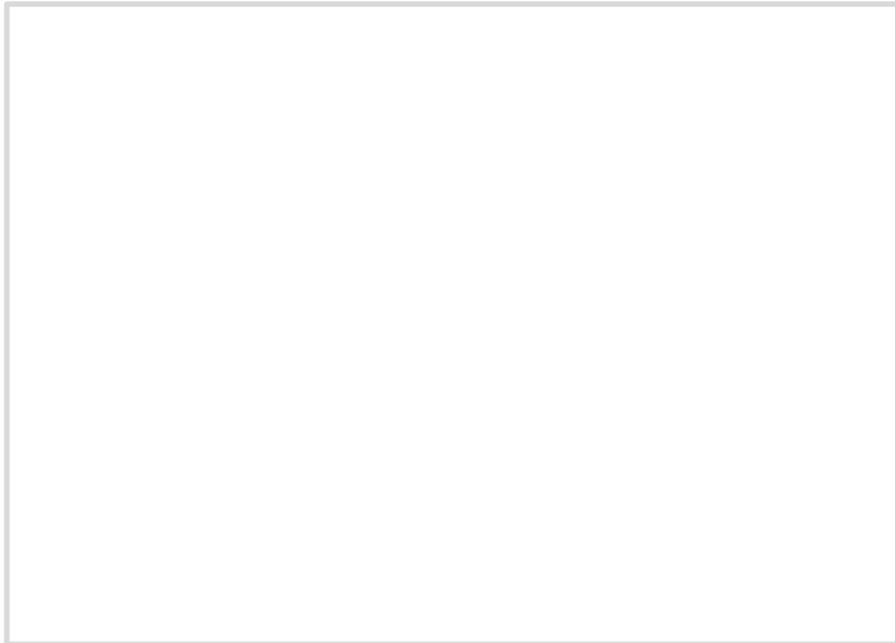


Figura 1.1: rappresentazione schematica dell'effetto fotoelettrico.

La radiazione prodotta in questi processi "atomici" non supera qualche decina di keV. Questa energia, una volta misurata, andrà a sommarsi a quella dell'elettrone espulso.

La sezione d'urto di questo fenomeno è data dalla relazione:

$$\sigma_{Ph} \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}} \quad [2]$$

Dove n varia fra 4 e 5 e Z è il numero atomico del materiale assorbitore. Essendo questo il tipo di interazione in cui il fotone γ interagente viene completamente assorbito, i rivelatori per i raggi gamma vengono costruiti con lo Z più alto possibile.

Riporto l'andamento della sezione d'urto normalizzata per la densità nel caso dello ioduro di sodio al variare dell'energia del raggio gamma (Figura 1.2).



Figura 1.2: andamento della sezione d'urto per l'effetto fotoelettrico normalizzata sulla densità al variare dell'energia del gamma incidente per lo ioduro di sodio.

L'interazione fotoelettrica è la più probabile per gamma di energia inferiore a 0,2 MeV. Analizzando la sezione d'urto al variare di Z ed E_γ si possono identificare tre diverse zone. In ogni zona è dominante un processo di interazione (Figura 1.3).

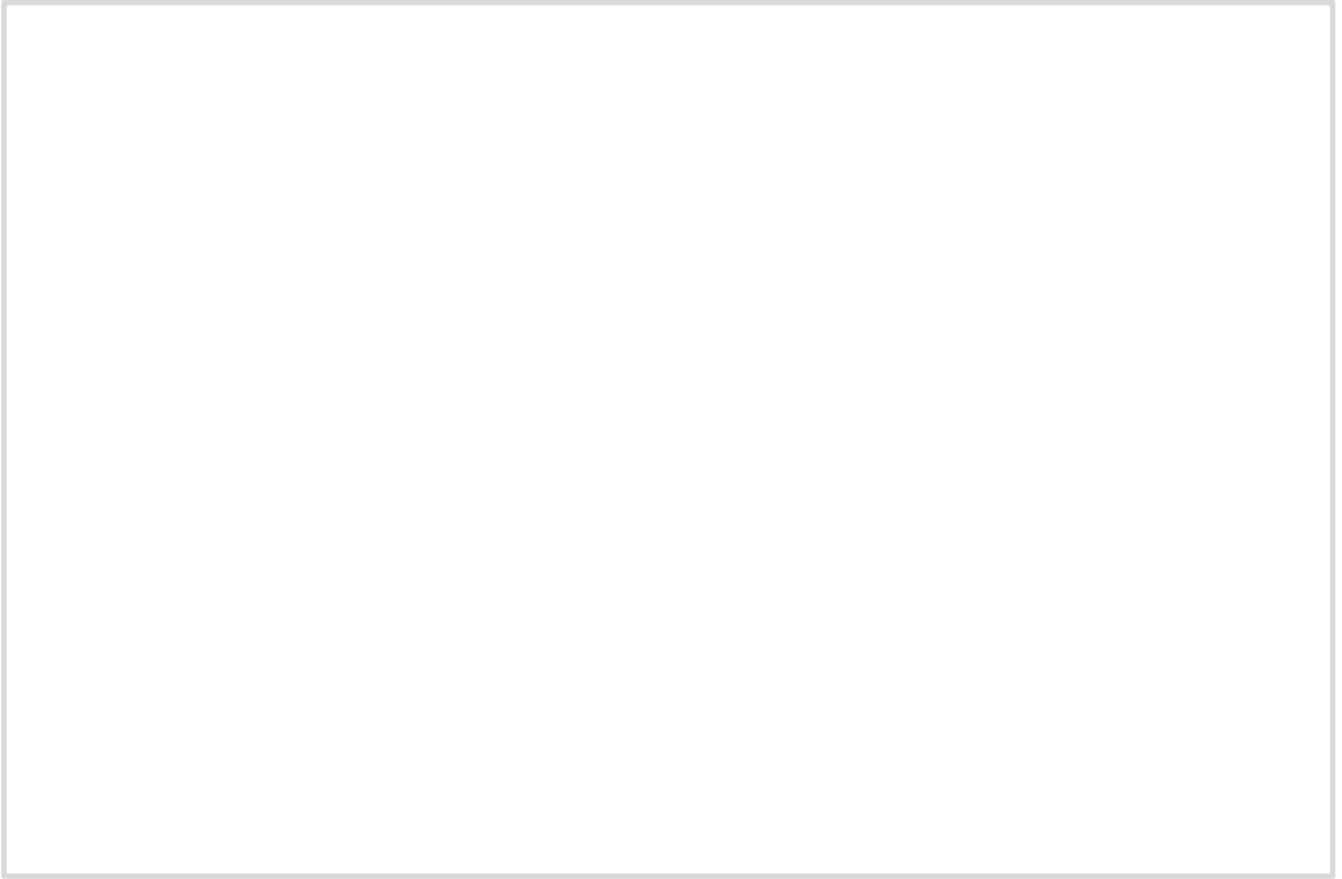


Figura 1.3: zone di prevalenza di un processo di interazione al variare di Z ed E_γ .

Per esempio in un materiale con $Z = 40$ ($_{40}\text{Zr}$) si hanno tre zone di energia del γ in cui prevalgono tipi diversi di interazioni:

- Effetto fotoelettrico: $0 \text{ keV} < E_\gamma < 200 \text{ keV}$
- Scattering Compton: $200 \text{ keV} < E_\gamma < 7 \text{ MeV}$
- Produzione di coppie: $7 \text{ MeV} < E_\gamma$

1.1.3) Scattering Compton

Quando il fotone si trova all'interno della materia, si trova a viaggiare attraverso gli orbitali atomici e può quindi urtare elasticamente gli elettroni espellendoli dal loro orbitale. Nel processo il fotone non viene assorbito ma deflesso di un angolo ϕ che può andare da 0° a 180° (Figura 1.4).

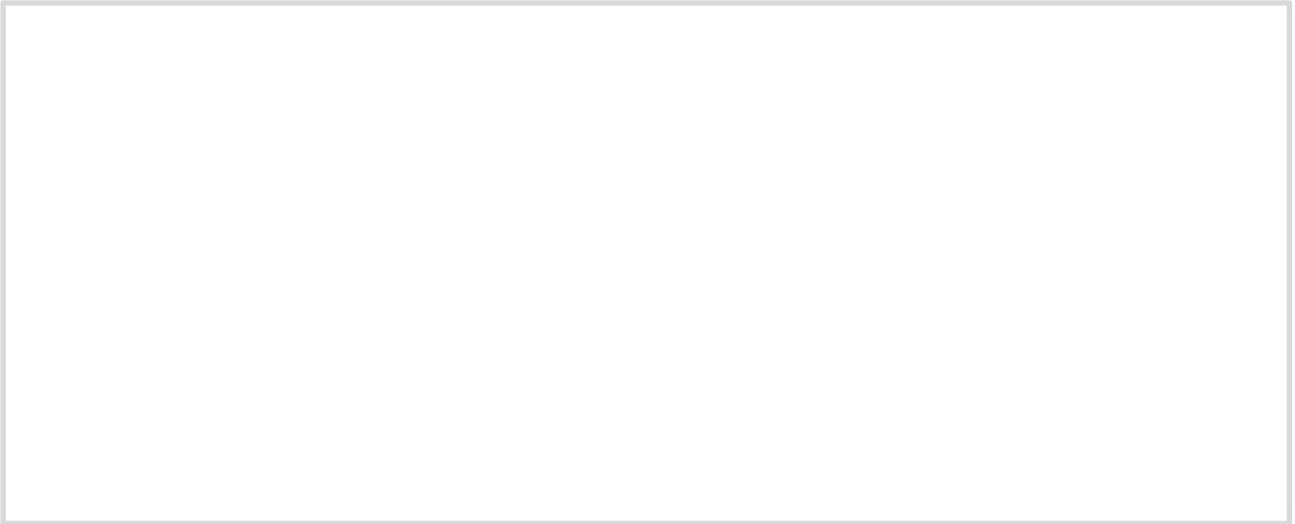


Figura 1.4: schema dell'interazione Compton di un raggio gamma con un elettrone.

Nel caso di un angolo di 0° si ha il minimo di trasferimento di energia che, non essendo avvenuto l'urto, è 0 keV, mentre per 180° si ha il massimo trasferimento di energia che è all'incirca $E_\gamma - 256$ keV. L'energia residua del fotone incidente è data dalla relazione:

$$E_{\gamma fin} = \frac{E_{\gamma in}}{1 + \frac{E_{\gamma in}}{m_e c^2} (1 - \cos(\phi))} \quad [3]$$

Si ha quindi che non tutta l'energia viene depositata in una singola interazione. Dopo di essa ci sono tre possibilità:

- A) Il fotone esce dal materiale.
- B) Il fotone interagisce.
 - Effetto fotoelettrico: si ottiene così il "Full Energy Peak".
 - Scattering Compton: si torna alla situazione A o alla B.
 - Produzione di coppie: si veda il capitolo 1.1.4.

L'interazione A porta alla formazione della spalla Compton nello spettro energetico.

Una singola interazione Compton ha sezione d'urto:

$$\sigma_C \propto Z \frac{\ln(E_\gamma)}{E_\gamma} \quad [4]$$

Anche per l'effetto Compton riporto l'andamento della sezione d'urto normalizzata per la densità nel caso dello ioduro di sodio al variare dell'energia del raggio gamma (Figura 1.5).

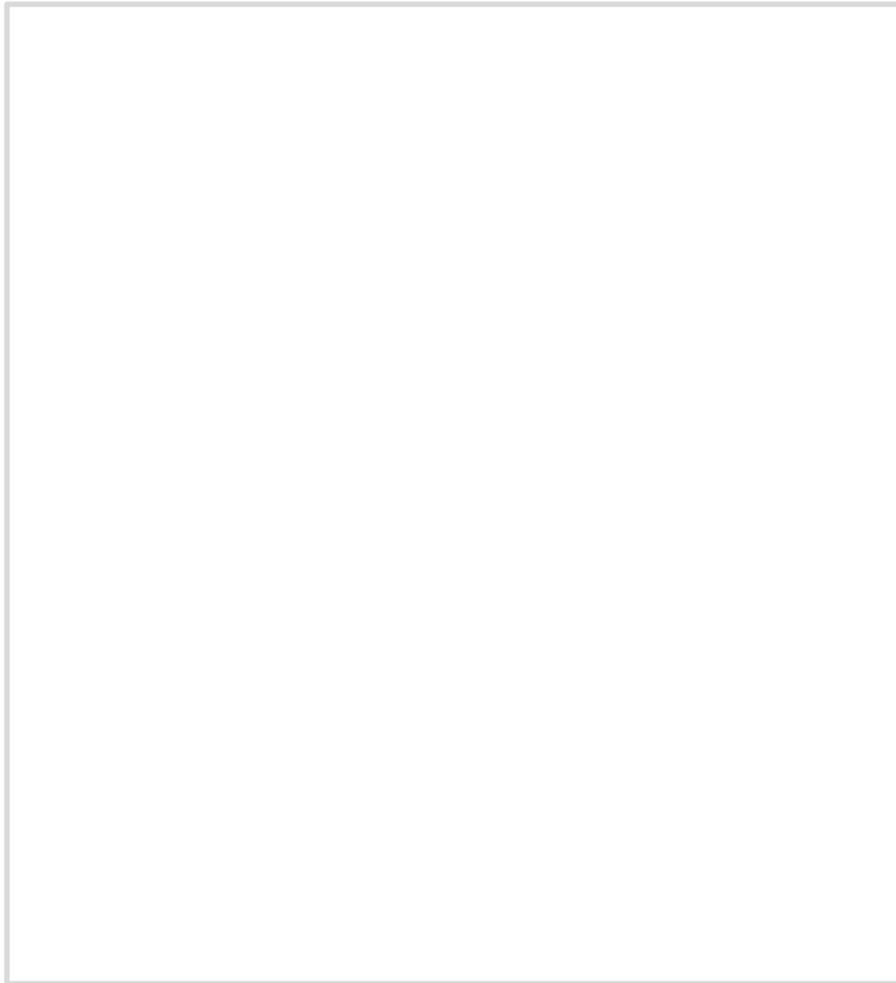


Figura 1.5: andamento della sezione d'urto Compton normalizzata sulla densità al variare dell'energia del gamma incidente per lo ioduro di sodio.

Questo processo di interazione è quello dominante per i gamma fra i 0.2 MeV e i 10 MeV.

1.1.4) Produzione di coppie

Quando un raggio γ di energia superiore a 1022 keV viene a contatto con il campo elettromagnetico di un nucleo può generare una coppia elettrone e^- positrone e^+ . Entrambe le particelle hanno energia a riposo di 511 keV. L'energia restante viene distribuita fra l'energia cinetica delle due particelle prodotte e l'energia di rinculo dell'atomo. Entrambi cederanno la loro energia cinetica al materiale e il positrone si annichilerà con un elettrone generando due raggi γ da 511 keV. Questi due gamma possono poi essere rilevati o uscire dal rivelatore (Figura 1.6).

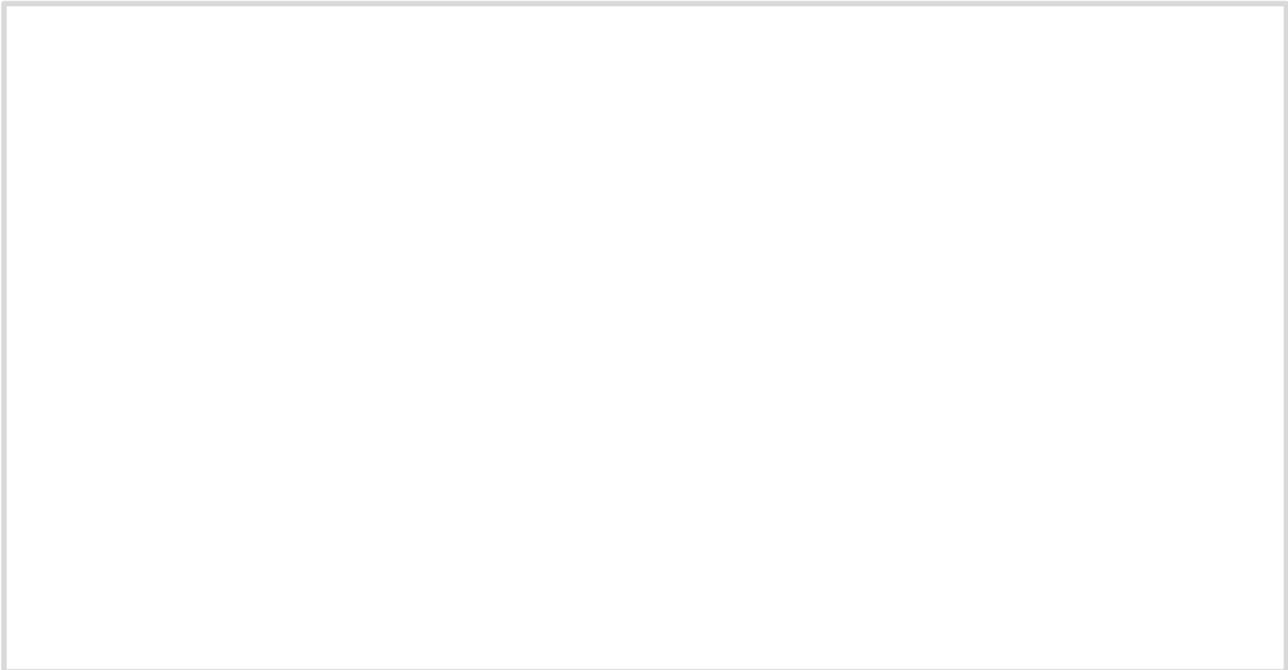


Figura 1.6: processo di generazione di un elettrone e un positrone da un raggio gamma di 1,2 MeV e seguente annichilazione del positrone.

Per questo fenomeno la sezione d'urto è particolarmente complessa e ne riporto quindi solo le dipendenze da Z ed E_γ .

$$\sigma_{PC} \propto \sqrt{Z} * f(E_\gamma) \quad [5]$$

Dove $f(E)$ è un funzione di E_γ .

Infine riporto l'andamento della sezione d'urto normalizzata per la densità nel caso dello ioduro di sodio al variare dell'energia del raggio gamma (Figura 1.7) anche per la produzione di coppie.

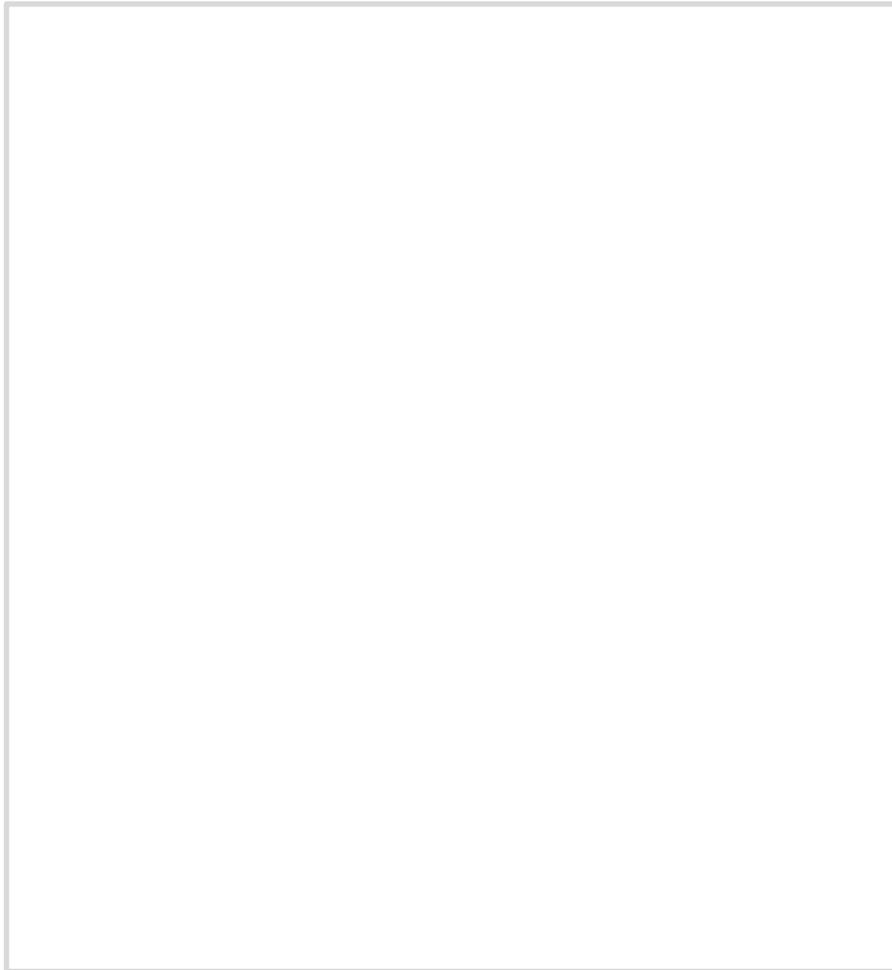


Figura 1.7: andamento della sezione d'urto per la produzione di coppie normalizzata sulla densità al variare dell'energia del gamma incidente per lo ioduro di sodio.

Questo fenomeno è preponderante per gamma di energia superiore ai 10 MeV.

1.1.5) Coefficiente di attenuazione lineare

Considerando tutti e tre i fenomeni ottengo la sezione d'urto totale detta anche coefficiente di attenuazione lineare:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{Ph} + \sigma_C + \sigma_{Pc} \quad [6]$$

Da questo valore posso ricavare l'attenuazione di un fascio di intensità I_0 che penetra per x metri nel materiale.

$$I = I_0 * e^{-\sigma_{tot}*x} \quad [7]$$

Per esempio nel caso di un'interazione dei raggi gamma con una lastra di piombo ($_{82}\text{Pb}$) di densità $11,34 \text{ g/cm}^3$ e di spessore 1 mm si ha [Referenza 9]:

$$E_\gamma = 100 \text{ keV:} \quad I = I_0 * 0,002$$

$$E_\gamma = 500 \text{ keV:} \quad I = I_0 * 0,836$$

$$E_\gamma = 1'000 \text{ keV:} \quad I = I_0 * 0,924$$

È possibile fare anche il procedimento inverso vedendo quale spessore è necessario per fare interagire metà dei gamma ($I_0/I = 0,5$). Tenendo lo stesso materiale si ha:

$$E_\gamma = 100 \text{ keV:} \quad x = 0,11 \text{ mm}$$

$$E_\gamma = 500 \text{ keV:} \quad x = 3,85 \text{ mm}$$

$$E_\gamma = 1'000 \text{ keV:} \quad x = 8,69 \text{ mm}$$

Quindi dati Z , E_γ e la densità del materiale assorbitore posso calcolare quanto deve essere grande il mio rivelatore per rivelare una certa percentuale di raggi gamma.

1.2) Proprietà dei rivelatori

Gli apparati usati per rilevare i raggi gamma sono composti da un rivelatore e dall'elettronica che permette sia di far funzionare il rivelatore che di processare i segnali che produce. Il compito del rivelatore è quello di produrre un segnale elettrico in carica o corrente proporzionale all'energia depositata mentre l'elettronica deve garantire il funzionamento del rivelatore e deve amplificare, processare ed analizzare il segnale che produce il rivelatore.

1.2.1) Risposta alla radiazione gamma

Come visto nel precedente capitolo i raggi gamma percorrono un certo tratto all'interno del rivelatore e, se interagiscono, in questo tratto producono degli elettroni. Un buon rivelatore deve quindi essere in grado di arrestare i gamma e ciò avviene normalmente per rivelatori che hanno dimensioni di almeno qualche centimetro per lato. Inoltre il rivelatore deve essere in grado di trasformare gli elettroni prodotti in un segnale elettrico; la modalità con cui viene fatto ciò caratterizza il tipo di rivelatore. Nel caso della strumentazione adoperata in questo lavoro di tesi gli elettroni prodotti all'interno del rivelatore (un cristallo scintillatore) vengono convertiti in fotoni di scintillazione i quali, per mezzo di un SiPM² o di un fototubo, vengono convertiti in un segnale elettrico. Come già scritto i raggi gamma interagiscono principalmente con tre tipi diversi di processi con la materia e quindi con il rivelatore e di conseguenza all'arrivo di un raggio gamma quest'ultimo può fornire tre diverse risposte oppure una loro combinazione. Vado quindi ad illustrare i tipi di

² *Silicon photomultiplier*, in italiano fotomoltiplicatori al silicio. Il suo funzionamento è descritto al capitolo 1.4.

risposta del rivelatore in base al tipo di processo di interazione che ha effettuato il gamma³. Per farlo mostrerò come lo spettro energetico riportato qui sotto (Figura 1.8) venga modificato.

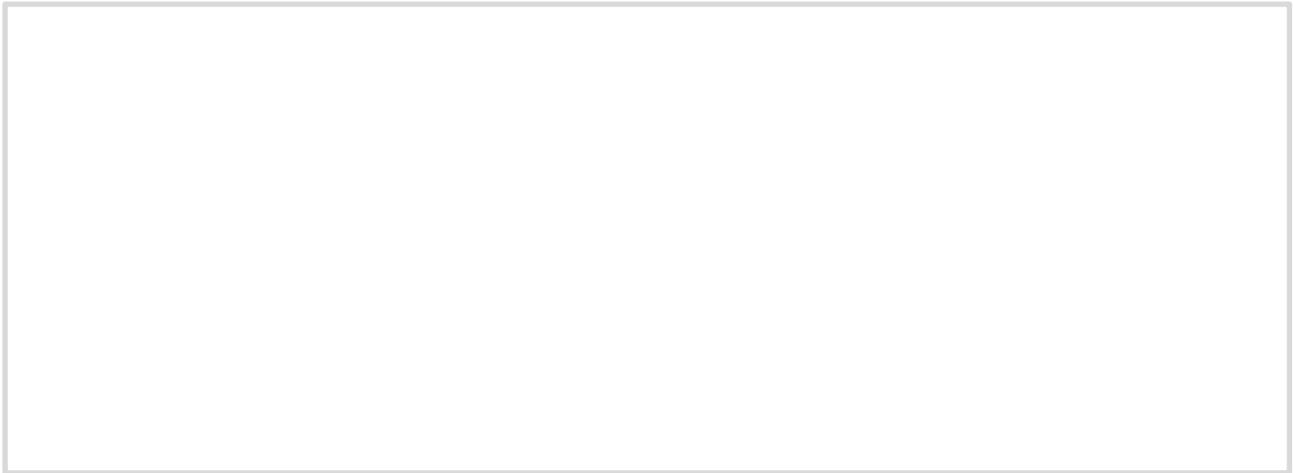


Figura 1.8: spettro energetico che si avrebbe per la rivelazione di un raggio gamma di energia $h\nu$ senza l'alterazione dovuta alla risposta del rivelatore.

- **Effetto fotoelettrico:**
come già detto in questa interazione viene depositata tutta l'energia del γ , può però succedere che il raggio x dovuto alla diseccitazione dell'atomo riesca a fuoriuscire dal rivelatore, si va così a formare un doppio picco costituito dal "*Full Energy Peak*" (FEP) e da un picco più piccolo di energia pari a quella del FEP meno quella del raggio x fuoriuscito dal rivelatore. Ci si aspetta quindi uno spettro come quello illustrato in figura (Figura 1.9).

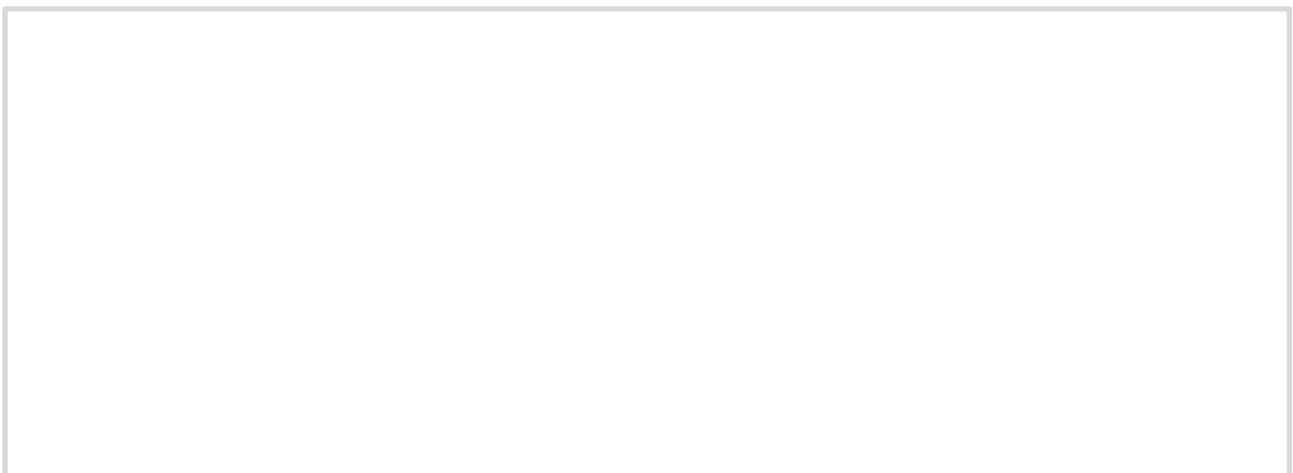


Figura 1.9: spettro energetico che si avrebbe per la rivelazione di un raggio gamma di energia $h\nu$ se interagisse solo per effetto fotoelettrico.

- **Scattering Compton:**
Durante l'urto, come già visto, l'energia depositata nel rivelatore può variare da 0 keV a $E_\gamma - 256$ keV ci si aspetta quindi una distribuzione che parta da 0 keV ed arrivi a $h\nu - 256$ keV con un'ampiezza determinata dalla probabilità di avere *Scattering* ad un angolo che corrisponda a quel dato valore di

³ Queste risposte sono valide per γ con energie dell'ordine del MeV.

energia trasferita, questa distribuzione è chiamata “spalla Compton”. Lo spettro risultante è riportato in figura (Figura 1.10).



Figura 1.10: spettro energetico che si avrebbe per la rivelazione di un raggio gamma di energia $h\nu$ se interagisse solo una volta per effetto Compton.

- produzione di coppie:
in questo processo, come visto, viene rilevata tutta l'energia tranne quella dei due gamma da 511 keV prodotti dall'annichilazione del positrone. Se viene persa questa energia si avrà un picco come quello dello spettro non alterato ma di energia inferiore di 1022 keV come illustrato in figura (Figura 1.11).

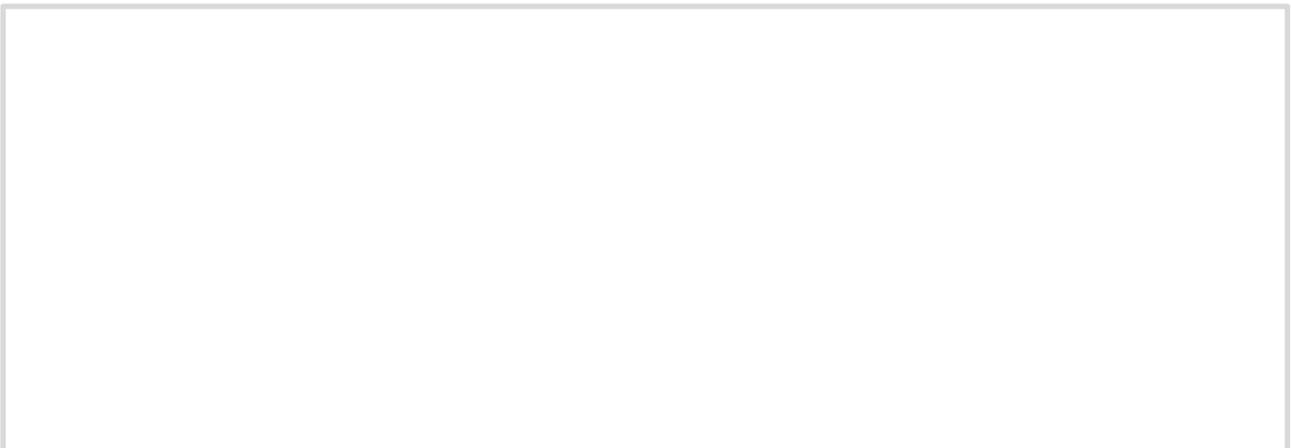


Figura 1.11: spettro energetico che si avrebbe per la rivelazione di un raggio gamma di energia $h\nu$ se avvenisse solo la produzione di coppie e i due gamma da 511 keV uscissero dal rivelatore.

Di fatto nel rivelatore avvengono tutte queste interazioni e alcuni gamma possono anche interagire in più modi. Una dinamica di interazione realistica è illustrata nella figura seguente (Figura 1.12).

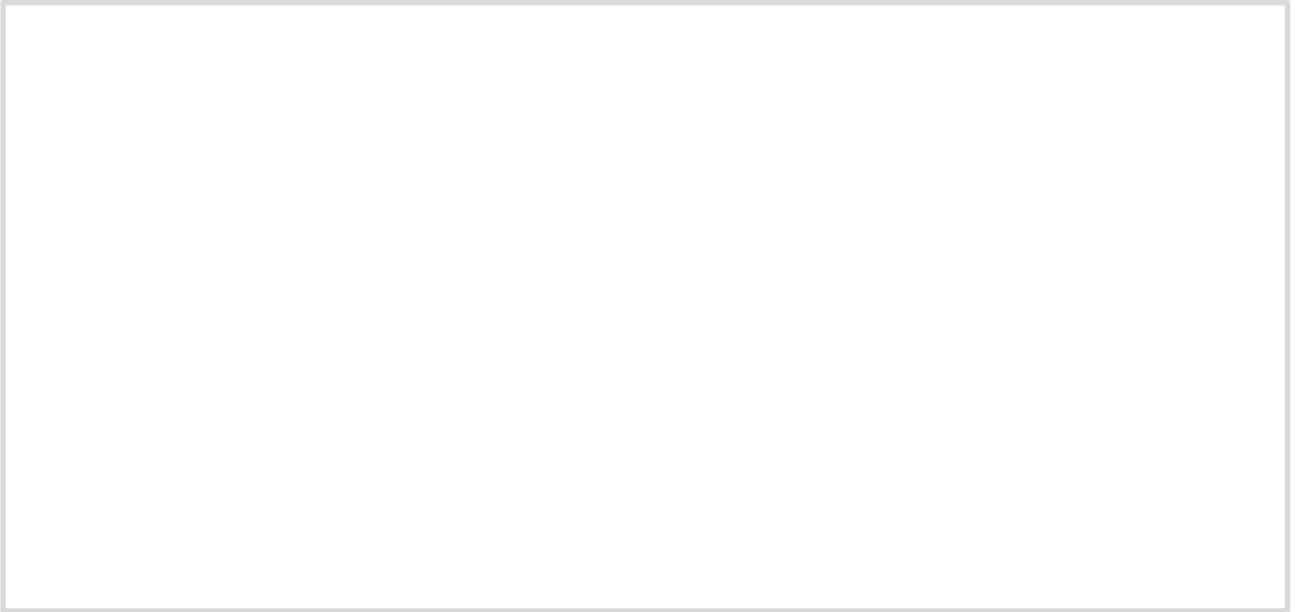


Figura 1.12: possibili interazioni di un raggio gamma all'interno di un rivelatore.

Si ha quindi che lo spettro energetico risultante sarà una combinazione lineare dei tre effetti illustrati. I pesi variano in base al tipo di rivelatore, alle sue dimensioni e all'energia del gamma. Un risultato possibile è illustrato in figura (Figura 1.13).

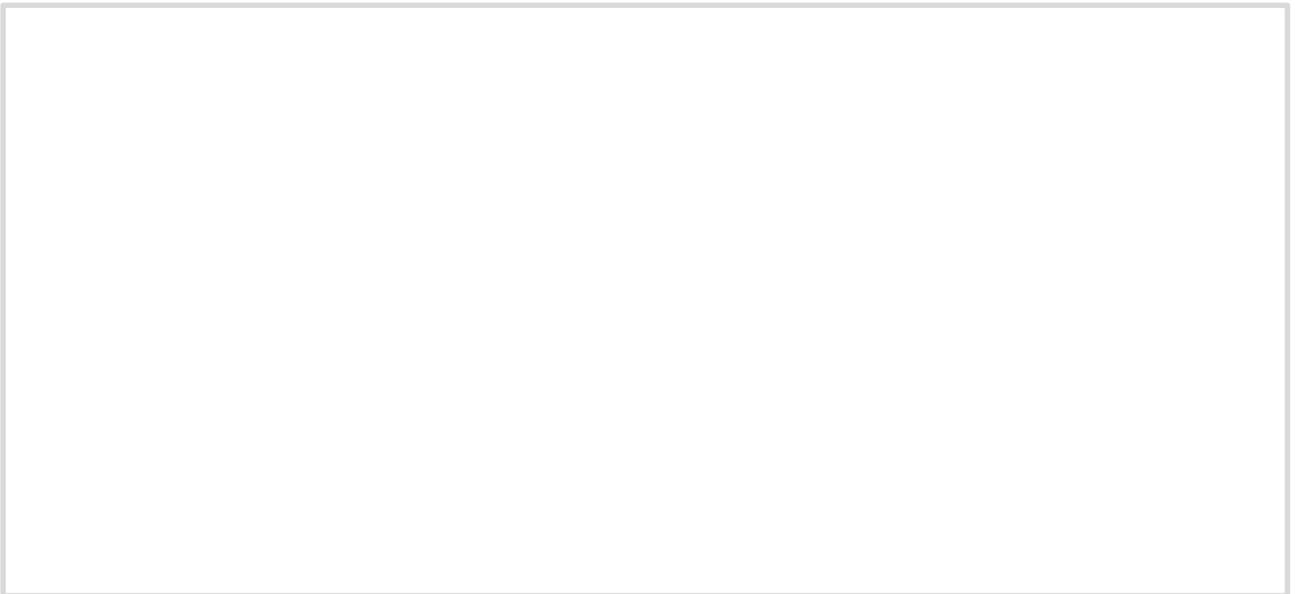


Figura 1.13: possibile risposta energetica di un rivelatore in presenza di un raggio gamma di energia $h\nu$.

In particolar modo le dimensioni del rivelatore sono molto importanti perché un rivelatore di dimensioni molto grandi nel quale la radiazione interagisce al centro è in grado di rilevare con maggiore efficienza tutta l'energia della radiazione γ , al limite la risposta del rivelatore consisterebbe nel solo "*full energy peak*", la cui larghezza è determinata dal tipo di rivelatore e dalla sua elettronica.

1.2.2) Risoluzione energetica

Un'altra caratteristica importante dei rivelatori è la risoluzione energetica, il valore della quale indica la dispersione misurata nello spettro energetico per eventi che depositano esattamente la medesima energia all'interno del rivelatore. Idealmente la larghezza del "full energy peak" è causata dalle fluttuazioni statistiche intrinsecamente associate ai processi di deposito dell'energia e della conversione degli elettroni, quello che si ottiene è una curva Poissoniana approssimabile ad una Gaussiana centrata sul valore dell'energia del gamma e con una deviazione standard che varia a seconda del rivelatore e dell'energia del γ . Per il numero di conteggi si ha quindi la relazione:

$$N(E_{medio}, \sigma^2, A) = \int \frac{A}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{E-E_{vero}}{\sigma}\right)^2} dE \quad [8]$$

Avendo una distribuzione Poissoniana l'errore su N può essere assunto come \sqrt{N} che è quindi la deviazione standard σ .

Per illustrare il concetto riporto un'immagine con la risposta energetica di due diversi rivelatori (Figura 1.14)

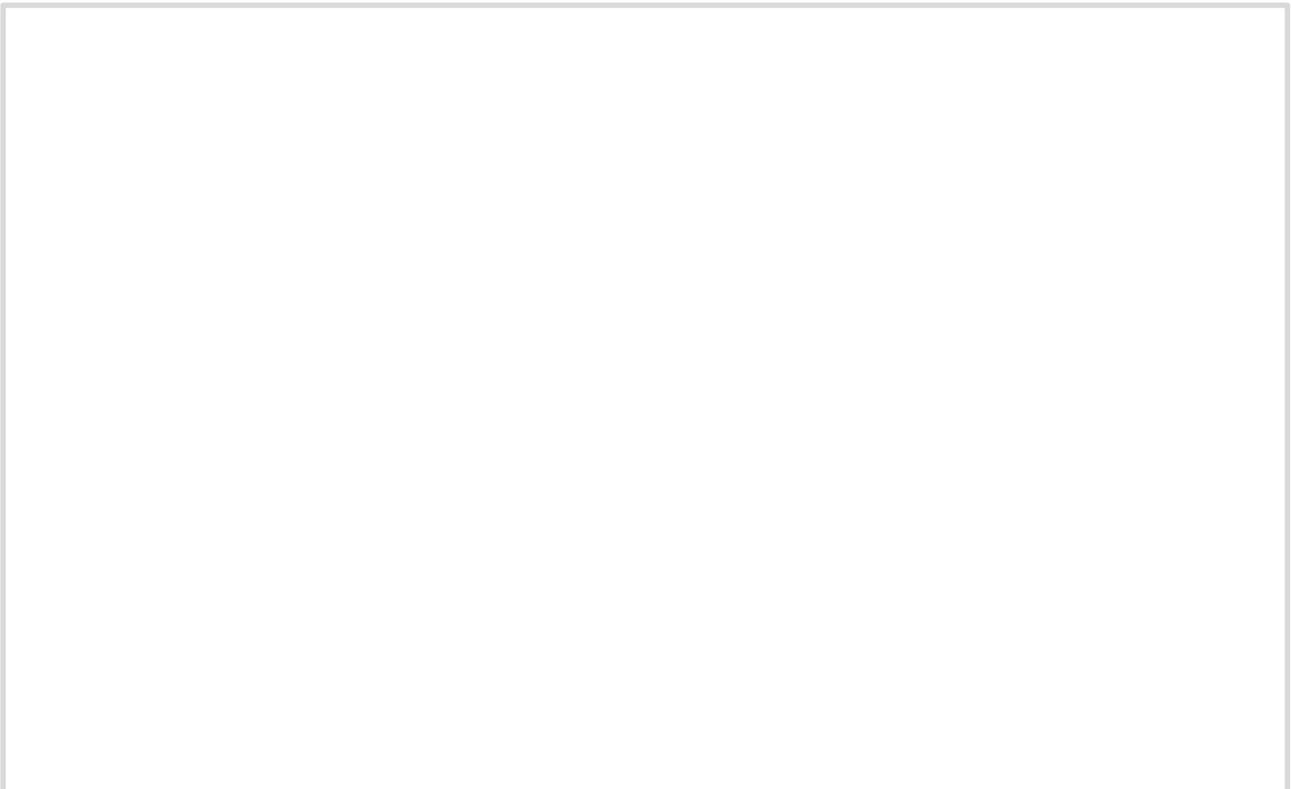


Figura 1.14: confronto dello spettro energetico del Cobalto 60 misurato con un rivelatore al Germanio e uno allo Ioduro di Sodio.

Normalmente per quantificare la risoluzione energetica non viene usata la deviazione standard ma la larghezza a metà altezza⁴, cioè la larghezza che ha la Gaussiana a metà della sua altezza. Nel caso di una distribuzione Gaussiana la FWHM è legata alla σ mediante la relazione:

$$FWHM_{statistico} \approx 2.35 * \sigma \quad [9]$$

È convenzione definire quindi la risoluzione energetica come il rapporto della larghezza a metà altezza con il valore energetico di aspettazione:

$$Ren \% = 100 * \frac{FWHM_{statistico}}{E_0} \quad [10]$$

Purtroppo però contribuiscono ad aumentare l'impresione della misura anche la variazione della risposta del rivelatore al variare del tempo⁵ "drift", il rumore di fondo sia a livello del rivelatore che dell'elettronica e altri fenomeni. In prima approssimazione è quindi possibile ottenere una nuova FWHM sommando in quadratura tutti i fattori di incertezza:

$$FWHM_{totale} = \sqrt{FWHM_{statistico}^2 + FWHM_{fondo}^2 + FWHM_{drift}^2 + \dots} \quad [11]$$

Otteniamo quindi che la risoluzione è data da:

$$Ren \% = 100 * \frac{FWHM_{totale}}{E_0} \quad [12]$$

Si noti che quando si riporta una risoluzione energetica è importante specificare anche a quale valore di energia si riferisce.

⁴ In inglese "Full Width at Half Maximum" abbreviato in FWHM.

⁵ Una possibile causa è la variazione della temperatura o la variazione della tensione di alimentazione.

La dipendenza della risoluzione energetica dal valore dell'energia del raggio gamma rivelato può essere rappresentata dalla relazione:

$$FWHM = 2.335 * K * \sqrt{E_0} \quad [13]$$

Dove K è una costante di proporzionalità che dipende dall'apparato sperimentale ed E_0 l'energia del gamma incidente.

1.2.3) Risoluzione temporale

La risoluzione temporale misura capacità di distinguere temporalmente 2 eventi avvenuti ad una distanza temporale Δt . Normalmente essa viene caratterizzata dal fronte di salita del segnale (*rise time*: tempo per passare dal 10% dell'ampiezza del segnale al 90%), più questo fronte è breve e lineare, più posso identificare con precisione l'istante di interazione. La forma del segnale e la sua durata sono determinate dal meccanismo di rivelazione del gamma, dalle caratteristiche del rivelatore e da come viene impostata l'elettronica che elabora il segnale. Vengono utilizzati principalmente due metodi per estrarre il tempo dal fronte di salita.

- Il primo consiste nell'usare un discriminatore a soglia che misura il tempo quando l'ampiezza del segnale supera un valore predefinito. Questo metodo però assegna tempi diversi a segnali in coincidenza ma con ampiezze o forme diverse.
- Il secondo consiste nel misurare il tempo in cui il segnale supera una soglia posta ad una frazione costante dell'ampiezza del segnale (*constant fraction discriminator*). Questo metodo è in grado di fornire tempi uguali per segnali di ampiezze differenti ma dà ancora tempi diversi per segnali con forme differenti.

1.2.4) Efficienza

L'efficienza misura la probabilità con la quale un raggio gamma viene rivelato. Esistono due tipi diversi di efficienza, l'efficienza assoluta che considera i gamma rilevati rispetto a quelli emessi dalla sorgente e quella relativa che invece considera solo i gamma entrati nel rivelatore.

$$\mathcal{E}_{assoluta} = \frac{\# \text{ gamma rilevati}}{\# \text{ gamma emessi dalla sorgente}} \quad [14]$$

$$\mathcal{E}_{relativa} = \frac{\# \text{ gamma rilevati}}{\# \text{ gamma entrati nel rivelatore}} \quad [15]$$

L'efficienza relativa è data dalle caratteristiche del materiale come il numero atomico degli atomi che lo compongono e dalle dimensioni del medesimo. Un altro fattore importante nel determinare l'efficienza è il tempo morto che può dipendere dalla incapacità del rivelatore di distinguere temporalmente due segnali o dall'elettronica che può analizzare solo un certo numero di eventi al secondo perdendo gli altri. L'effetto finale è quello di avere delle finestre temporali in cui i gamma interagenti nel rivelatore non vengono processati dall'elettronica.

I due valori di efficienza (relativa ed assoluta) sono uguali a meno di una costante moltiplicativa che è data dalla geometria del sistema, più precisamente dall'angolo solido sotteso dal rivelatore diviso l'angolo solido totale.

$$\varepsilon_{assoluta} = \frac{\text{angolo solido sotteso dal rivelatore (Sr)}}{4\pi} \varepsilon_{relativa} \quad [16]$$

Per i raggi gamma si definisce "*Full Energy Peak Efficiency*" la frazione sul totale dei gamma che hanno depositato tutta la loro energia, il loro numero è dato dall'area della Gaussiana che forma il "*Full Energy Peak*" formula [8].

1.3) Rivelatori a scintillazione inorganici

Esistono diversi tipi di rivelatori per i raggi gamma ma in questo lavoro di tesi sono stati utilizzati solo scintillatori inorganici, quindi illustrerò solo il loro funzionamento.

I rivelatori a scintillazione sono principalmente composti da due parti ben distinte:

- Il cristallo di scintillazione inorganico: emette luce quando interagisce con un raggio gamma.
- Il fotomoltiplicatore⁶ "fototubo": trasforma i fotoni in elettroni per avere un segnale elettrico.

In più è presente l'elettronica necessaria al funzionamento del fototubo e all'elaborazione del segnale.

1.3.1) Cristallo scintillatore inorganico

Questi detector sono composti da materiale inorganico con alto numero atomico⁷ assemblato in strutture cristalline. Il loro scopo è quello di trasformare l'energia del raggio gamma in luce di scintillazione.

⁶ Lo scopo di questo lavoro di tesi è proprio quello di analizzare un nuovo tipo di fotomoltiplicatore (SiPM).

⁷ L'alto numero atomico permette un corto cammino medio del raggio gamma nel materiale.

I cristalli possono emettere principalmente tre diversi tipi di luce:

- Fluorescenza: luce emessa nello spettro del visibile.
- Fosforescenza: luce emessa nell'ultravioletto o anche a frequenza maggiore.
- Fluorescenza ritardata: anche questa luce viene emessa nel visibile ma con un tempo di emissione molto più lungo dell'altra luce.

Inoltre possono essere presenti anche fluorescenza e fosforescenza non dovute all'interazione con un raggio gamma ma alla radioattività interna del cristallo o alla sua precedente esposizione alla luce solare, questa emissione è possibile anche per ore/giorni dopo l'esposizione alla luce solare⁸.

Un cristallo scintillatore⁹ per poter essere usato come detector deve possedere varie caratteristiche:

- La conversione dell'energia del gamma¹⁰ in luce deve essere efficiente (il cristallo deve possedere un alto valore di "light yield" cioè un alto rapporto fra numero di fotoni emessi ed energia del gamma).

$$\text{Light yield} = \frac{\# \text{ numero di fotoni emessi}}{\text{Energia } \gamma \text{ [keV]}} \quad [17]$$

- La conversione dell'energia in luce deve essere lineare cioè un raddoppio dell'energia depositata deve corrispondere ad un raddoppio dei fotoni di scintillazione prodotti.
- Il cristallo deve essere trasparente alla luce emessa altrimenti assorbirebbe tutti i fotoni di scintillazione e non sarebbe quindi possibile analizzarli per ricavarne informazioni.
- Il tempo di decadimento deve essere breve in modo da generare impulsi veloci, deve quindi avere una bassa fluorescenza ritardata.
- Il materiale deve avere buone proprietà meccaniche, deve poter essere usato senza danneggiarsi. È possibile l'impiego anche di cristalli fragili (ad esempio igroscopici¹¹) ma questo ne limita l'utilizzo ad ambienti controllati e ne fa aumentare il costo di utilizzo.
- L'indice di rifrazione del cristallo deve essere vicino a quello del vetro ($n=1,5$) per permettere l'accoppiamento con il fotomoltiplicatore.
- La possibilità di far crescere i cristalli in laboratorio fino alle dimensioni desiderate. Normalmente questo problema si risolve con investimenti nella ricerca di metodi di crescita.

⁸ Per esempio il cristallo di LYSO adoperato in questo lavoro presenta questi due tipi di emissione di luce.

⁹ Queste caratteristiche valgono per tutti gli scintillatori e non solo per gli inorganici.

¹⁰ Il gamma rilascia energia trasferendola agli elettroni quindi in realtà il cristallo deve trasformare l'energia cinetica degli elettroni in luce.

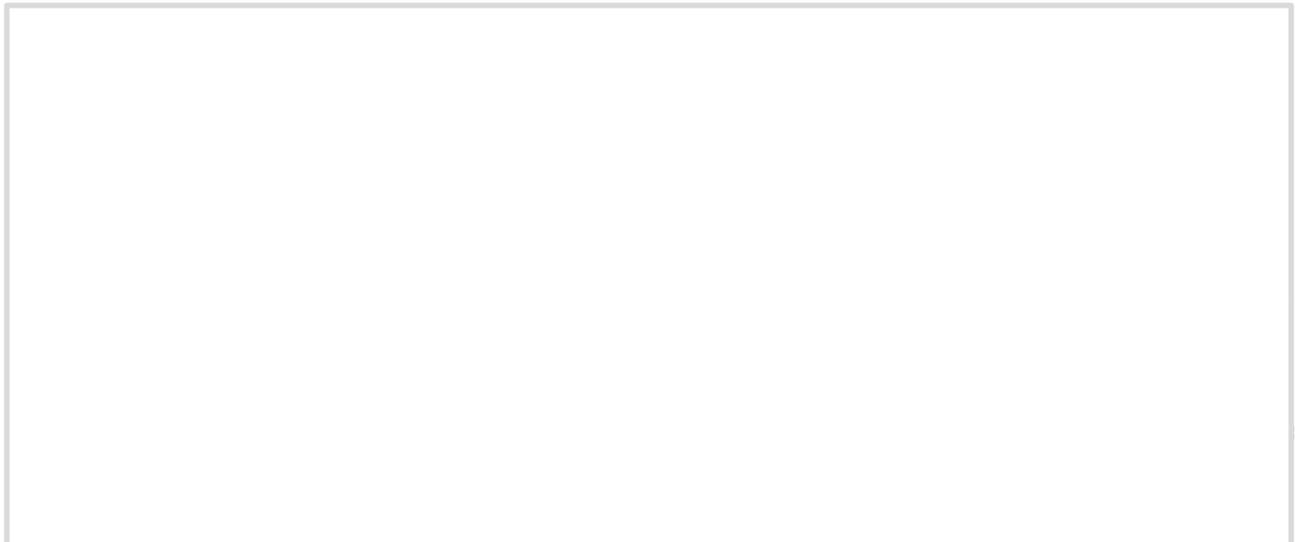
¹¹ Le sostanze igroscopiche sono quelle in grado di assorbire l'acqua, compresa l'umidità ambientale. L'assorbimento dell'acqua da parte del cristallo porta a un suo deterioramento.

Sulla base di queste proprietà è possibile definire 6 caratteristiche con cui valutare uno scintillatore.

- *Light output*: la quantità di luce emessa determina la risoluzione energetica.
- *Decay life time*: il tempo di emissione della luce determina la risoluzione temporale e il tempo morto.
- *Efective atomic number*: il numero atomico determina l'efficienza nell'arrestare i raggi gamma e l'efficienza di foto picco.
- *Emission spectrum*: il tipo di luce emessa determina l'auto assorbimento e il tipo di fotomoltiplicatore da usare.
- *Material properties*: le proprietà del materiale determinano i possibili impieghi e il costo.
- *Crystal growth*: la crescita del cristallo determina le dimensioni massime e il costo.

Ovviamente il cristallo perfetto non esiste e bisogna fare un compromesso in base all'utilizzo richiesto e al budget a disposizione.

Per gli scintillatori inorganici l'emissione di luce è strettamente legata alla loro struttura a bande energetiche. Le due principali bande energetiche sono la banda di valenza in cui gli elettroni sono strettamente legati alle molecole della strutta cristallina e la banda di conduzione in cui gli elettroni hanno abbastanza energia per muoversi liberamente nel cristallo. La differenza energetica fra le due bande è di qualche eV. Si ha quindi che quando un elettrone passa dalla banda di conduzione a quella di valenza libera un fotone che, avendo energia pari al gap energetico, viene subito riassorbito dal sistema subendo il fenomeno dell'auto assorbimento. Per evitare questi fenomeni viene aggiunto un drogante o attivatore che crea dei livelli energetici intermedi a quelli di conduzione e valenza. I livelli così creati (Figura 1.15) danno una via privilegiata al decadimento della coppia elettrone lacuna¹². Nei cristalli scintillatori si fa in modo che la ricombinazione elettrone lacuna passi quindi preferibilmente da questo gap energetico.



¹² Mediamente la vita media degli stati eccitati, dei livelli drogati, è del ordine di 10^{-7} s. questo valore dipende dalle caratteristiche del materiale drogante che va quindi scelto per ottimizzare l'informazione che si vuole ottenere che sia essa l'energia o il tempo.

Figura1.15: Livelli energetici di uno scintillatore inorganico drogato.

Il fotone così emesso avrà quindi un'energia minore e non potrà essere riassorbito dal cristallo tranne nei gap creati dal drogante che però, se effettuato correttamente il drogaggio, risulteranno molto rari e in posizione fissa ed è quindi improbabile l'auto assorbimento del fotone emesso. Esistono però altri due metodi di annullamento della coppia elettrone lacuna, l'elettrone può passare dalla banda di conduzione a quella di valenza mediante una lenta transizione che produce luce di fosforescenza che può interferire con le rivelazioni successive oppure può compiere la transizione in maniera non radiativa.

1.3.2) Fototubo a vuoto

Il fototubo (Figura 1.16) è un fotomoltiplicatore cioè un apparecchio che trasforma linearmente i fotoni in fotoelettroni che una volta moltiplicati formeranno un segnale elettrico proporzionale alla luce di scintillazione incidente.

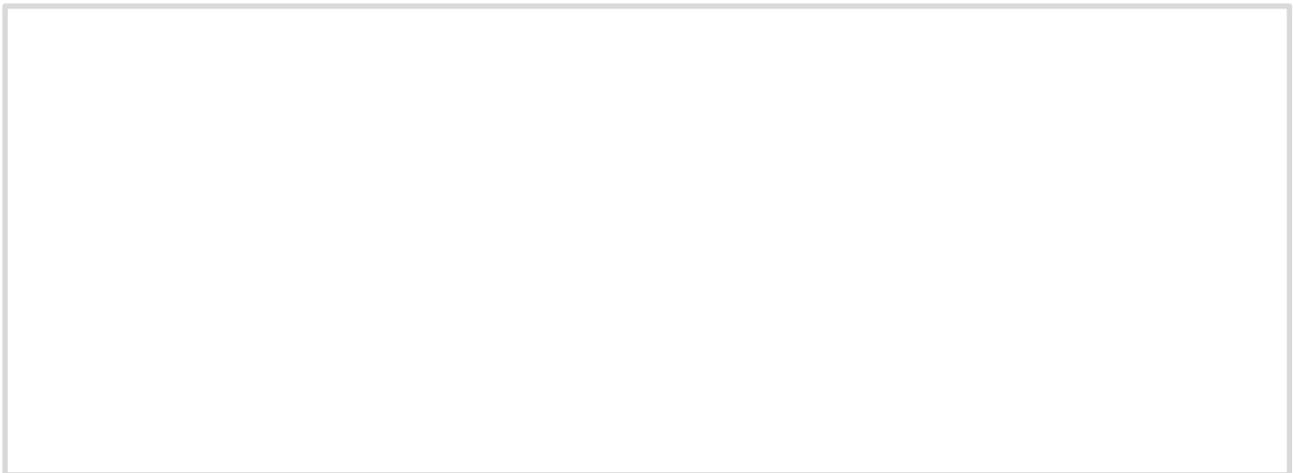


Figura 1.16: immagine di due fototubi.

Il loro scopo nel nostro caso è quello di raccogliere e trasformare in un segnale elettrico i fotoni di scintillazione emessi dallo scintillatore cercando di mantenere la linearità tra energia depositata dal gamma e segnale elettrico.

Il fototubo è suddiviso in tre parti principali (Figura 1.17):

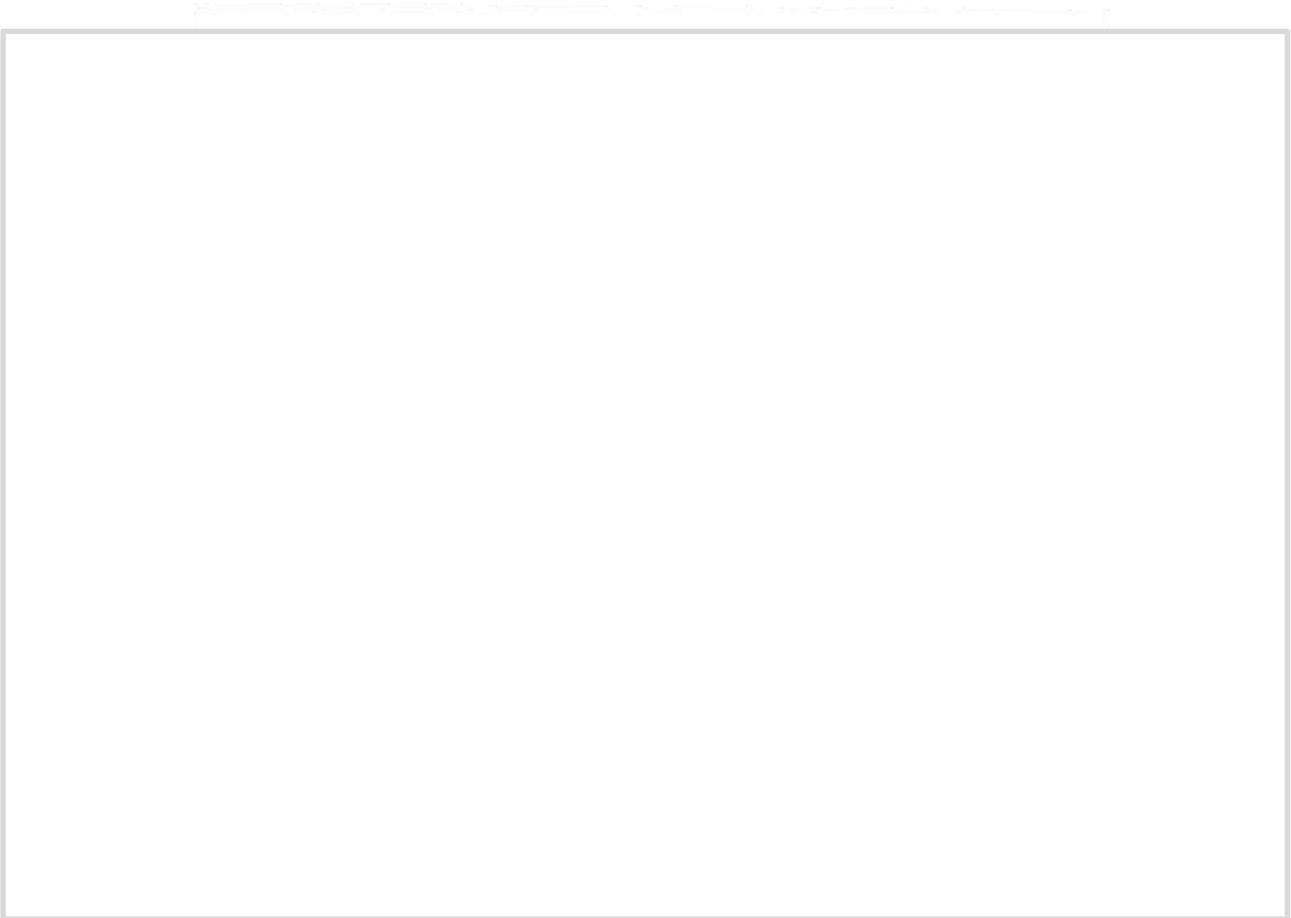


Figura 1.17: schema di un generico fototubo.

- La testa: in questa parte c'è la finestra che, tramite un grasso ottico¹³, mette in contatto il cristallo con il fototubo e il fotocatodo che ha il compito di trasformare la luce di scintillazione in elettroni.
- Il corpo: contiene i dinodi e l'anodo che moltiplicano di un fattore $10^5 - 10^9$ il numero di fotoni prodotti dal fotocatodo in modo il più possibile lineare.

¹³ Il grasso ottico ha lo scopo di eliminare l'aria fra i due elementi perché essa, avendo un indice di rifrazione $n = 1$, causa la parziale riflessione della luce. Scegliendo un grasso ottico con indice di rifrazione intermedio a quello delle due superfici in contatto si limita la riflessione. Inoltre funge da collante fra il cristallo e il fototubo. La quantità di luce riflessa è data dalla relazione:

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad [18]$$

Dove n_1 è l'indice di rifrazione del materiale da cui arriva la luce ed n_2 è quello del materiale su cui la luce incide.

- La coda: contiene il partitore di tensione, l'elettronica in grado di mantenere costante la tensione e i connettori per acquisire il segnale. Il suo scopo è quello di garantire la corretta formazione ed acquisizione del segnale elettrico.

Tutto il fototubo è sottovuoto per evitare l'assorbimento dei fotoni e degli elettroni da parte degli atomi del gas ed evitare il deterioramento del fotocatodo.

Illustro ora brevemente il funzionamento del fototubo.

I fotoni di scintillazione superata la finestra del fototubo arrivano al fotocatodo. Gli elettroni del fotocatodo colpiti dai fotoni ricevono così l'energia necessaria¹⁴ per superare la barriera di potenziale ed uscire dal materiale. La trasformazione dei fotoni in elettroni avviene secondo una data efficienza detta efficienza quantica [19] che misura la capacità del fotocatodo di effettuare questa trasformazione.

$$QE\% = 100 * \frac{\# \text{ elettroni prodotti dal fotocatodo}}{\# \text{ fotoni di scintillazione}} \quad [19]$$

L'efficienza quantica dipende dalla lunghezza d'onda della luce incidente e va quindi scelto un fototubo che abbia la massima efficienza quantica per la lunghezza d'onda della luce emessa dallo scintillatore che gli si vuole accoppiare. Normalmente l'efficienza quantica è fra il 20% e il 30% anche se i nuovi modelli arrivano fino al 45%. Purtroppo questi valori possono variare anche del 20% in base alla zona del fotocatodo colpita dal fotone, essendo però un segnale composto da molti fotoni, questo effetto viene mediato. Inoltre è possibile che a causa del moto di agitazione termica escano degli elettroni dal fotocatodo anche se non illuminato. La corrente così generata è detta corrente di buio e contribuisce al rumore di fondo della misura.

Gli elettroni così estratti vengono accelerati dal campo elettrico presente fra il fotocatodo e il primo dinodo in modo tale da non rientrare nel materiale ma dirigersi verso il primo dinodo il quale, mediante un processo detto emissione elettrica secondaria, per ogni elettrone incidente ne libera altri δ , dove δ è il fattore moltiplicativo del singolo dinodo. Questi nuovi elettroni sempre mediante un campo elettrico vengono accelerati e indirizzati verso il secondo dinodo e così via, fino a che gli elettroni arrivano all'anodo e possano quindi essere raccolti. Normalmente sono presenti una decina di dinodi che danno il fattore moltiplicativo $G = \delta^n = 10^5 - 10^9$. Dove n è il numero di dinodi e δ il fattore moltiplicativo del singolo dinodo. Il fototubo è normalmente alimentato da una tensione che va dai 500 V ai 2000 V applicata fra il fotocatodo e l'anodo. Questa per mezzo di un partitore di tensione viene suddivisa in modo tale che sia presente una differenza di potenziale fra due dinodi successivi nel percorso di moltiplicazione dei fotoelettroni. Per ottenere questo effetto in serie ai dinodi ci sono delle resistenze e dei condensatori. Bisogna fare attenzione che nell'ultima parte dell'amplificazione la corrente tra i dinodi non causi una eccessiva caduta di tensione che comprometterebbe la linearità nella moltiplicazione dei fotoelettroni. Riporto nell'immagine¹⁵ seguente (Figura 1.18) un semplice schema di amplificazione dei fotoelettroni.

¹⁴ Questo implica che c'è una soglia energetica sotto la quale i fotoni non sono in grado di estrarre gli elettroni dal fotocatodo.

¹⁵ Nell'immagine non sono presenti i condensatori che andrebbero posti in parallelo alle resistenze.

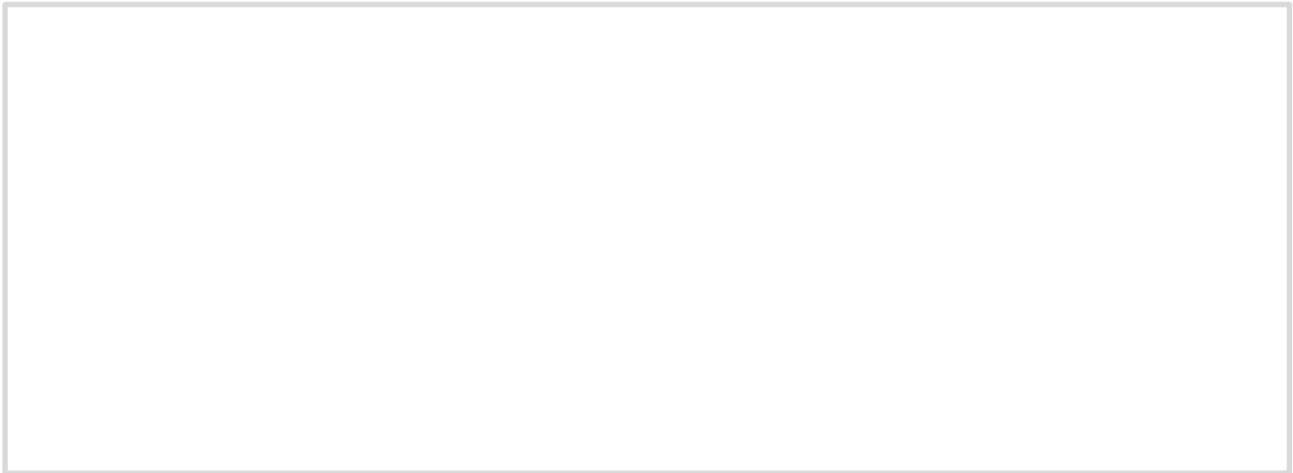


Figura 1.18: schema dell'apparato e del processo di moltiplicazione dei fotoelettroni.

Alla fine di tutto questo processo i fotoni di scintillazione sono stati trasformati in un segnale elettrico che può essere inviato tramite un cavo all'elettronica per essere ulteriormente amplificato, modificato e/o analizzato.

In conclusione il fototubo è un ottimo mezzo per trasformare i fotoni di scintillazione in luce ma presenta principalmente 5 difetti:

- L'efficienza quantica è, come detto, piuttosto bassa ($\approx 25\%$) e ciò causa la perdita di fotoni di scintillazione e di conseguenza un peggioramento della risoluzione energetica.
- La tensione di alimentazione è elevata ($\approx 1500\text{ V}$) e questo comporta una pericolosità della strumentazione ed una complessità nel disegno della strumentazione e del partitore di tensione.
- Le dimensioni del fototubo sono a volte maggiori di quelle del cristallo a cui è associato.
- Il fatto che il fototubo deve essere racchiuso in un contenitore sottovuoto lo rende pesante, ingombrante e fragile rendendolo difficile da maneggiare.
- La sensibilità ai campi magnetici ne rende problematico l'uso vicino ad altre strumentazioni.

Per questi motivi è stato sviluppato un nuovo tipo di fotomoltiplicatore chiamato SiPM¹⁶ sul quale è focalizzato questo lavoro di tesi.

1.4) Silicon photomultipliers “fotomoltiplicatori al silicio” (SiPMs)

Questo nuovo tipo di fotomoltiplicatore è stato progettato, ed è tuttora nella fase di sviluppo, come sostituto del fototubo tradizionale avendo delle caratteristiche migliori di quest'ultimo. Per capire però quali vantaggi porta è necessario comprenderne il funzionamento e capire in quali condizioni è possibile ottimizzarne il funzionamento.

Il fotodiodo [Referenza 4] è un oggetto composto da un semiconduttore diviso in due parti, una drogata per essere di tipo N e una per essere di tipo P. I semiconduttori di tipo N sono caratterizzati da un maggior numero di elettroni nella banda di conduzione rispetto al numero di lacune e presentano quindi carica spaziale

¹⁶*Silicon photomultiplier* in italiano fotomoltiplicatore al silicio.

positiva questo succede perché presentano una banda energetica molto vicina a quella di conduzione. I semiconduttori di tipo P presentano un eccesso di lacune e quindi una carica spaziale negativa avendo una banda energetica molto vicina a quella di valenza. Nell'immagine (Figura 1.19) sono illustrati i livelli energetici.

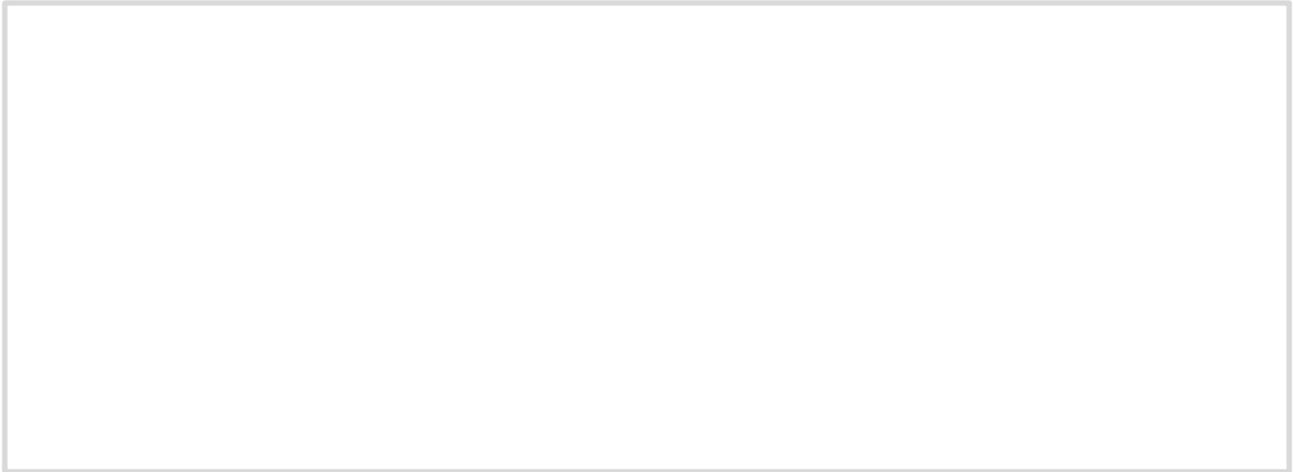


Figura 1.19: a) livelli energetici in un semiconduttore. b) livelli energetici in un semiconduttore drogato N. c) livelli energetici di un semiconduttore drogato P.

Quando si mettono a contatto i due semiconduttori gli elettroni passano per diffusione dal N al P e le lacune fanno la strada opposta, ma questo processo si arresta quasi subito perché la differenza di carica nelle due regioni crea un campo elettrico che impedisce lo spostamento di ulteriore carica. La distribuzione delle cariche, il potenziale elettrico e il campo elettrico generato sono illustrati in figura (Figura 1.20).

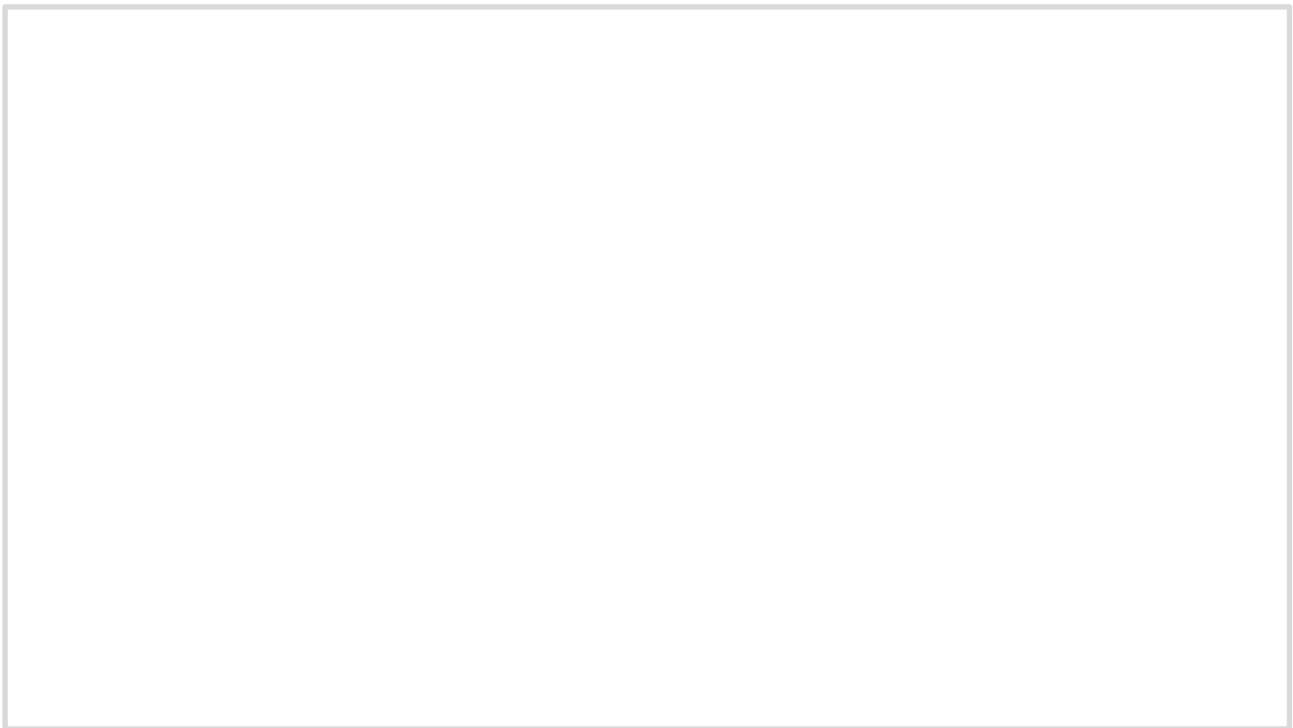


Figura 1.20: distribuzione di carica e sue conseguenze in una giunzione P-N.

Si ottiene così una giunzione P-N. Se la giunzione viene polarizzata direttamente¹⁷ si avrà conduzione di corrente mentre se viene polarizzata inversamente¹⁸ ci sarà solo una minima conduzione di corrente dovuta alle cariche minoritarie dei due semiconduttori, l'effetto ottenuto è quello di creare una zona di svuotamento in cui non ci sono quasi cariche libere. Se però la tensione applicata inversamente è troppo elevata il materiale torna a comportarsi come un conduttore permettendo il passaggio della corrente¹⁹. I fotodiodi (PD) lavorano proprio in questa condizione di polarizzazione inversa sfruttando la zona di svuotamento e il forte campo elettrico che presenta. Quando un fotone di energia maggiore del gap energetico del semiconduttore colpisce questa zona porta un elettrone dalla banda di valenza a quella di conduzione creando una coppia elettrone lacuna (Figura 1.20 parte a). Questa coppia viene accelerata dal campo elettrico fino a quando le cariche vengono raccolte dal catodo e dall'anodo. Misurando la variazione di tensione è possibile sapere quando il fotone ha interagito nel fotodiodo, non è però possibile conoscere l'energia del fotone che ha interagito. È possibile che a causa dell'agitazione termica avvenga una scarica in un fotodiodo anche se non ha interagito con un fotone, si parla quindi di corrente di buio. Per diminuire questo effetto è necessario diminuire la temperatura del dispositivo.

Esistono fotodiodi detti a valanga (*Avalanche Photodiodes*, APD). In questi sensori l'elettrone estratto dal fotone ed accelerato dal campo elettrico, in un processo a valanga, urta ed estrae altri elettroni che a loro volta ne generano altri. Il processo è illustrato nelle immagini seguenti (Figura 1.21).

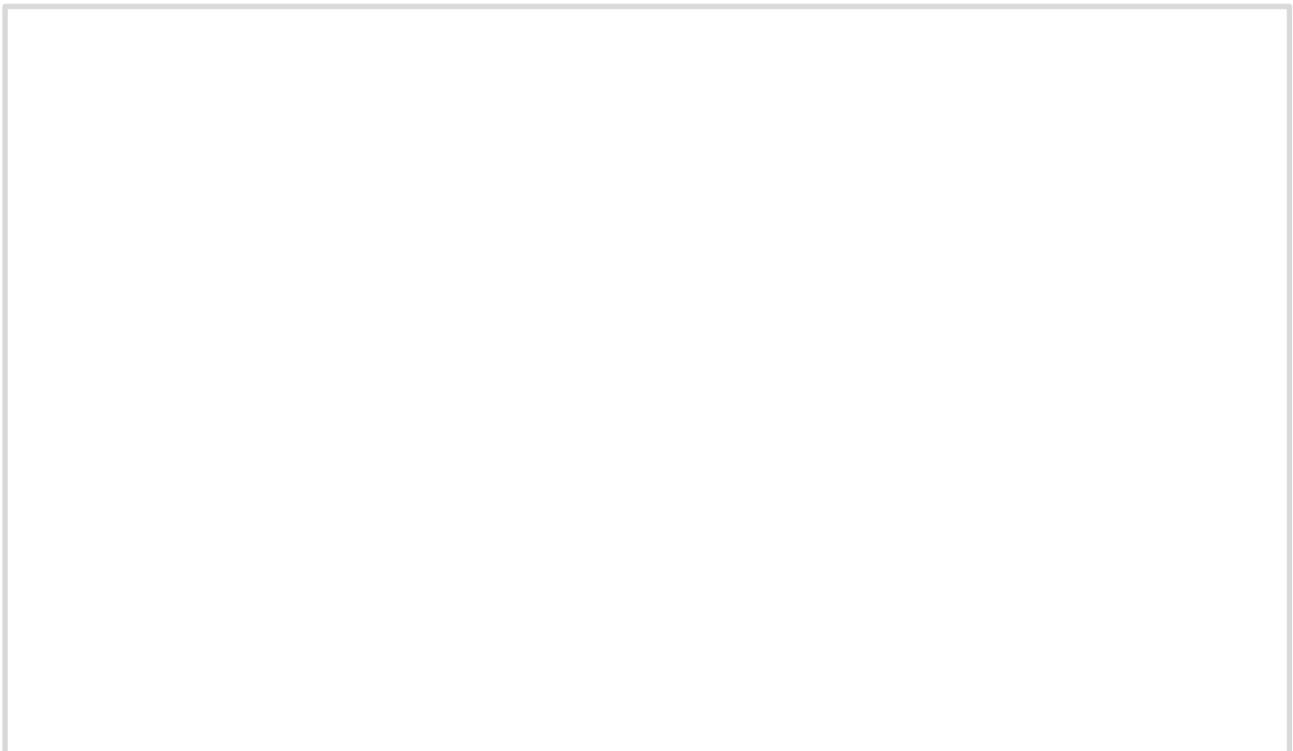


Figura 1.21: processo di generazione di un segnale prodotto da un fotone in un APD.

Per poter funzionare gli APD vengono inseriti in circuiti come quello illustrato in figura (Figura: 1.22).

¹⁷ Si dice che una giunzione P-N è polarizzata direttamente se il semiconduttore P viene collegato al polo positivo del generatore e il semiconduttore N al polo negativo.

¹⁸ Si invertono i poli rispetto al caso precedente.

¹⁹ La tensione sopra cui avviene questo fenomeno è detta "tensione di *break down*".

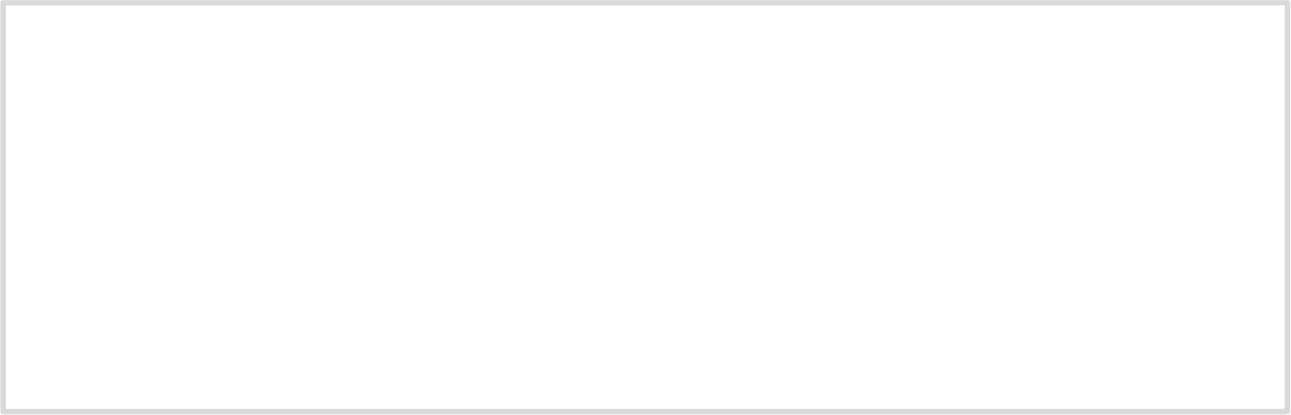


Figura 1.22: circuito di sostegno al APD; l'APD è l'oggetto nero a sinistra.

Un altro meccanismo di funzionamento dei diodi a valanga è quello in modalità Geiger. Questi diodi sono detti G-APD e dal loro sviluppo all'inizio del 21° secolo sono i più usati perché permettono di avere un segnale amplificato $10^5 - 10^7$ volte. I diodi vengono polarizzati inversamente con una tensione leggermente maggiore di quella di *break down*²⁰. Quando un fotone colpisce la zona di svuotamento causa, come nel caso del APD, un effetto a valanga che porta allo spostamento di vari elettroni. Essendo il diodo alimentato con una tensione superiore a quella di *break down* la variazione del campo elettrico dovuta alla valanga di elettroni è sufficiente a farlo entrare in modalità conduttiva permettendo quindi il flusso di molti elettroni. A causa della scarica la tensione applicata al diodo scende sotto la soglia di *break down* e quindi smette di condurre corrente. Il segnale rivelato è dell'ordine dei mV e dipende, oltre che dalle caratteristiche del G-APD, anche dalla temperatura. Si ha quindi un periodo di tempo in cui le cariche elettriche si riaccumulano ai lati del diodo riportando la tensione al valore iniziale. Questo tempo è detto tempo di recupero. Ovviamente anche i G-APD sono in grado di rivelare un solo fotone alla volta e non ne misurano l'energia. Per poter misurare più fotoni contemporaneamente è possibile costruire un circuito con più G-APD in parallelo, come illustrato nel circuito (Figura 1.23).

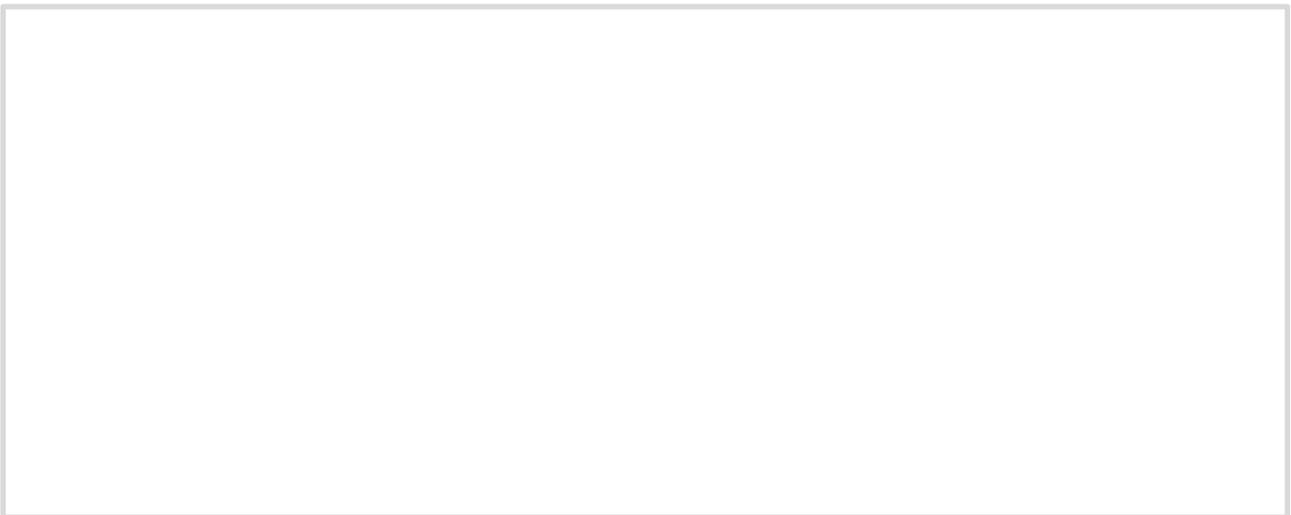


Figura 1.23: circuito illustrante dei G-APD montati in parallelo per rivelare la presenza di più fotoni.

²⁰ La tensione di *break down* è la tensione sopra la quale il diodo polarizzato inversamente smette di impedire il passaggio di corrente e inizia a comportarsi come un conduttore.

I *silicon photomultipliers* (SiPMs) (Figura 1.24) sono proprio delle piastre composte da molti G-APD fatti in silicio posti in una griglia²¹ e collegati fra loro in parallelo con lo scopo di rivelare un gran numero di fotoni di scintillazione.

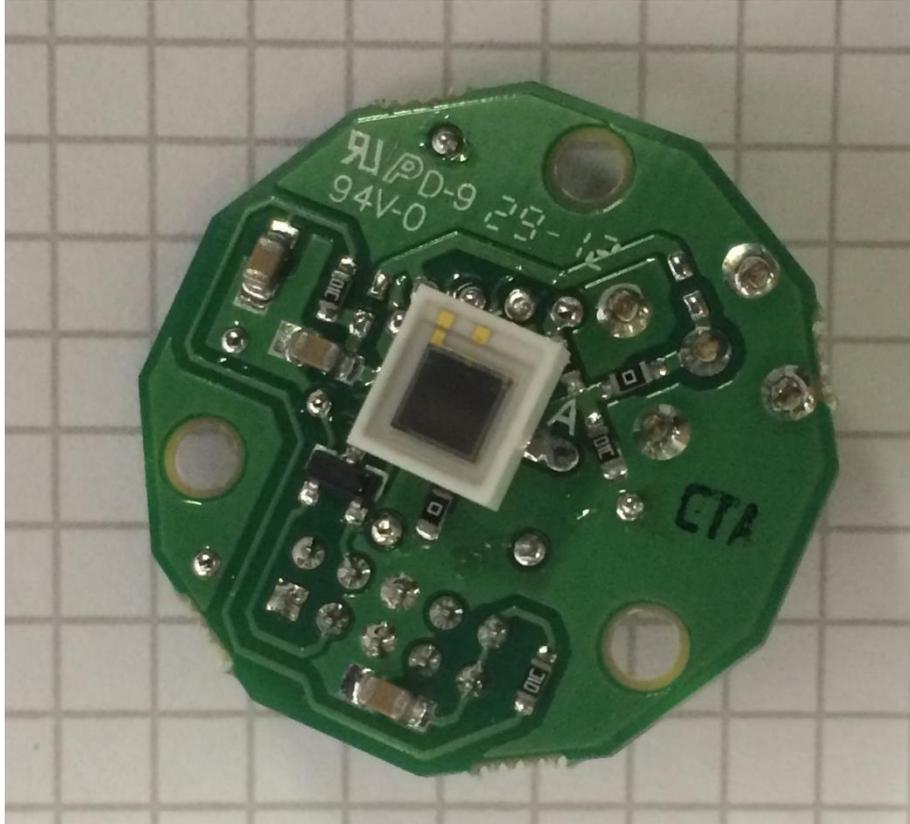


Figura 1.24: foto del SiPM Type S10362-33-050c n. di serie 6481 collegato al suo circuito stampato adoperato per le misure coi cristalli in questo lavoro di laurea.

Misurando l'ampiezza della differenza di tensione del segnale uscente è possibile stabilire il numero di G-APD che si sono scaricati e quindi il numero di fotoni rilevati. Ci sono però anche G-APD che si scaricano anche se non hanno interagito con un fotone, ciò può succedere per due diversi motivi:

- **Agitazione termica:** a causa del moto termico degli elettroni uno può spostarsi nella banda di conduzione causando l'effetto valanga e la conseguente scarica. Questo effetto dà origine al tasso di conteggio di buio anche detto corrente di buio²² o rumore termico.
- **Optical cross talk (OXT):** la scarica di un G-APD causa una perturbazione nel campo elettrico che può portare alla scarica delle celle vicine. Questo fenomeno aumenta la corrente di buio e in presenza di fotoni può portare a un conteggio maggiorato del loro numero. È possibile diminuire questo effetto

²¹ In ogni cella della griglia viene collocato un singolo G-APD.

²² In inglese *Dark Count Rate* o DCR.

distanziando le celle ma così facendo si diminuisce la regione attiva del rivelatore, è quindi preferibile isolare le celle mediante del materiale non conduttore.

È possibile definire un fattore geometrico G che quantifica la regione attiva del SiPM.

$$G = \frac{A_{cella}}{\left(\sqrt{A_{cella}} + \frac{N-1}{N} * d\right)^2} \quad [20]$$

A_{cella} è l'area della singola cella, N è il numero di celle e d è la distanza fra le singole celle.

Un possibile schema a celle del SiPM è illustrato in figura (Figura 1.25).

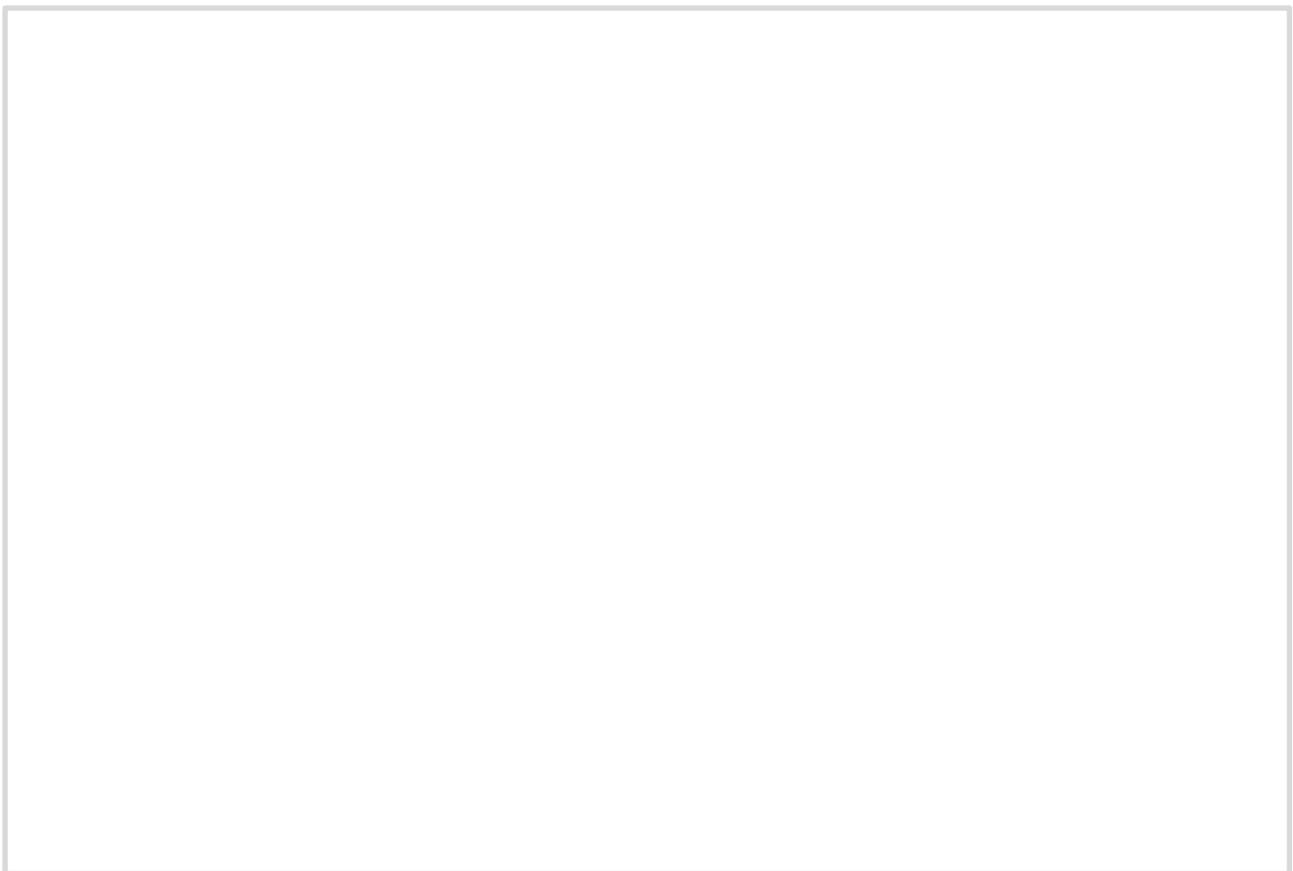


Figura 1.25: possibile schema a celle di un SiPM, le zone grigie sono le celle attive mentre le parti bianche sono le parti che non possono rilevare i fotoni necessarie però a diminuire il cross talk.

Il principale svantaggio nell'uso dei SiPM sta proprio nella presenza della corrente di buio e del *cross talk*. Questi due elementi vanno tenuti sotto controllo, il primo controllando la temperatura e il secondo costruendo delle celle il più possibile isolate fra loro. Un altro problema da risolvere è che, pur essendo i SiPM in grado di rivelare i singoli fotoni, il fattore G è minore di 1 e quindi non tutti i fotoni incidenti sul SiPM vengono rilevati. In fase di costruzione si deve quindi cercare di massimizzare G . L'ultimo problema intrinseco dei SiPM è la dipendenza del segnale di uscita dalla temperatura. Per risolvere questo problema ci sono due

possibilità: o si modifica la tensione di alimentazione (*Bias*) al variare della temperatura per mantenere inalterato il segnale d'uscita oppure, come fatto in questo lavoro di tesi, si cerca di mantenere il SiPM a una temperatura il più possibile costante. Essendo i SiPM una nuova tecnologia questi problemi sono ancora in fase di risoluzione ma ormai il loro sviluppo ha raggiunto un livello tale che possono essere adoperati in misura con buoni risultati. Al momento il loro limite più grande per poter essere usati nella ricerca sono le loro dimensioni limitate a qualche millimetro quadrato²³.

I SiPM però sembrano risolvere i problemi di peso e dimensioni dei fototubi essendo abbastanza fini e leggeri da poter essere saldati a un circuito stampato come è il caso del SiPM Type S10362-33-050c n. di serie 6481 di dimensioni 3X3 mm² mostrato in figura (Figura 1.25) che ho usato per rilevare la luce di scintillazione dei cristalli in questo lavoro di tesi. Inoltre il fatto che la tensione necessaria al suo funzionamento è inferiore ai 100 V li rende particolarmente indicati per rivelatori portatili o per macchinari che richiedono un notevole numero di rivelatori in uno spazio ristretto.

²³ I SiPMs che ho adoperato sono di 1X1 mm² e 3X3 mm².

2) Caratterizzazione dei SiPM

Le specifiche dei SiPM utilizzati in queste e nelle seguenti esperienze sono illustrate in tabella (Tabella 5.8) nel paragrafo dei SiPM dell'appendice.

2.1) Misure della corrente di buio e del cross talk ottico

La principale sorgente di rumore in un SiPM è costituita dalla corrente di buio (o *Dark Count Rate*, DCR). Il DCR è dovuto principalmente ad elettroni termici che guadagnano sufficiente energia per innescare una scarica in una cella. Una ulteriore componente che genera rumore nel SiPM è quella dovuta al *cross talk* ottico (*optical cross talk*, OXT) tra le celle. Infatti, quando avviene una scarica, i portatori di carica coinvolti emettono (a seguito dell'accelerazione dovuta al campo elettrico nella giunzione) fotoni nella regione del vicino infrarosso che possono percorrere distanze significative all'interno del dispositivo, innescando una scarica in una cella vicina.

Lo scopo della misura della corrente di buio è quello di determinare il tasso di conteggio di buio di due differenti SiPM dello stesso modello (Hamamatsu Type S10362-11-100c). In questa misura i SiPM non sono accoppiati a scintillatori né tanto meno si è fatto uso di sorgenti radioattive.

La probabilità di avere *cross talk* ottico (OXT), che dipende dalla tensione applicata al SiPM e dalla distanza tra celle adiacenti, può essere stimata con la formula:

$$OXT = \frac{DCR_{1.5}}{DCR_{0.5}} \quad [21]$$

Dove: $DCR_{1.5}$: rappresenta il numero di conteggi a partire dal canale che ha il valore 1,5 volte quello di picco di singolo foto-elettrone. Questa quantità rappresenta il numero di eventi in cui si sono attivate due o più celle.

$DCR_{0.5}$: rappresenta il numero di conteggi a partire dal canale che ha il valore 0,5 volte quello di picco di singolo foto-elettrone.

L'apparato sperimentale è molto semplice e comprende solo il SiPM alloggiato nel PSAU (SP5600 2 channels General Purpose Amplifier and Power Supply Unit), il digitalizzatore (DT5720A Channel 12 250 MSamples/s Digitizer) e due cavi che collegano i due dispositivi trasmettendo i segnali energetici e quelli logici (output del discriminatore), utilizzato come segnale di trigger esterno per il digitalizzatore²⁴. Sia per la PSAU che per il digitalizzatore è stato adoperato il canale 0. In questa misura la soglia è stata mantenuta

²⁴ Il digitalizzatore presenta anche la possibilità di utilizzare un trigger interno.

bassa (- 5 mV) essendo il segnale da rivelare generato dalla scarica di solo poche celle del SiPM in contemporanea (Figura 2.1).

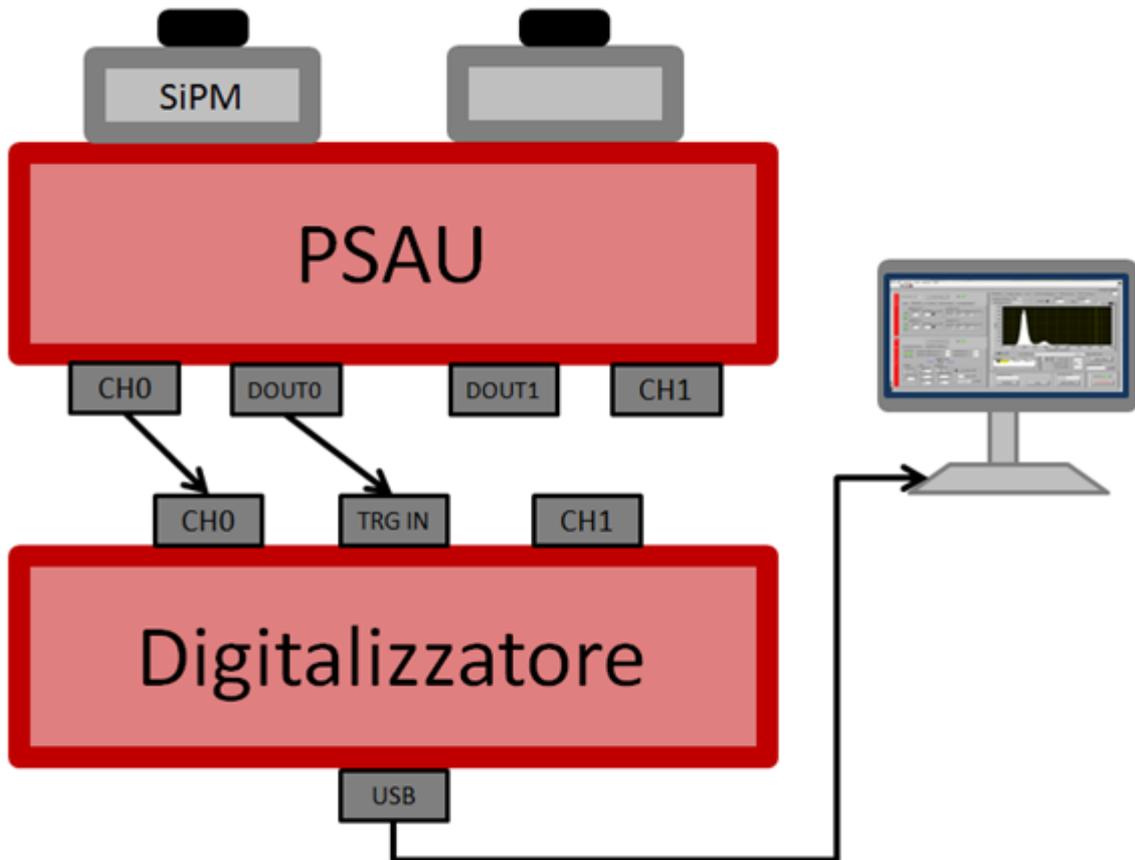


Figura 2.1: apparato sperimentale utilizzato nelle misure di DCR e OXT.

I parametri utilizzati sono presentati nelle tabelle²⁵ (Tabelle 2.2 e 2.4). Il significato dei parametri riportati nelle tabelle è illustrato in appendice. Riporto anche le immagini dei segnali acquisiti all'oscilloscopio per i due SiPM (Figure 2.3 e 2.5).

| SiPM 2602 | | | | |
|-----------|---------------|----------------|----------------|------------------|
| PSAU ch0 | bias (V) | gain (dB) | threshold (mV) | temperatura (°C) |
| | 70,33 | 40 | -5 | 29,1 |
| ADC ch0 | trigger mode | gate (ns) | pre gate (ns) | hold-off (ns) |
| | external | 120 | 104 | 120 |
| | mean | threshold (mV) | no flat (ns) | |
| | 16 | 8 | 152 | |
| GRAFICO | x-axis origin | Number of Bins | Bin size[ADC] | |
| | 120 | 3000 | 1 | |

Tabella 2.2: parametri adoperati con il SiPM 2602.

²⁵Per tutti i parametri che vengono forniti dal programma si considera un errore sull'ultima cifra riportata.

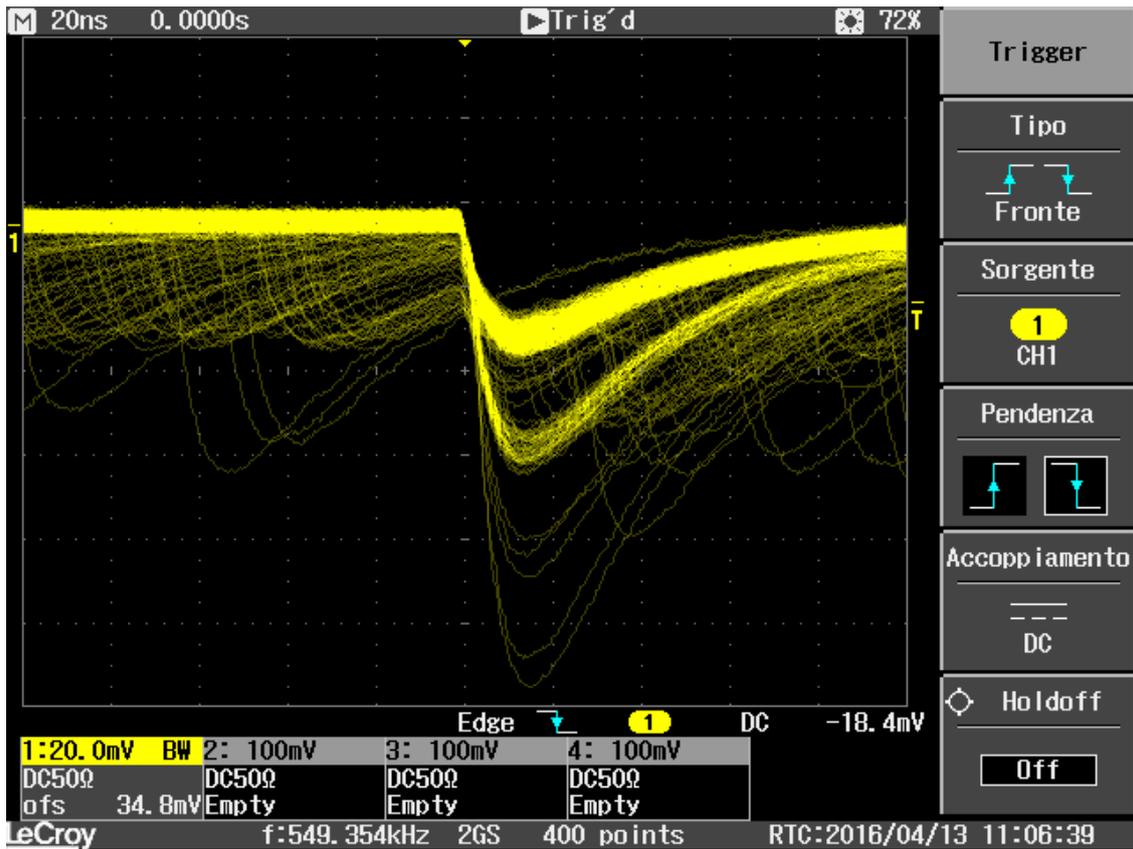


Figura 2.3: segnale energetico del SiPM 2602 visto all'oscilloscopio.

Come si vede dall'immagine dell'oscilloscopio (Figura 2.3) il tasso di conteggio è di 549 kHz.

| SiPM 2789 | | | | |
|-----------|---------------|----------------|----------------|------------------|
| PSAU ch1 | bias (V) | gain (dB) | threshold (mV) | temperatura (°C) |
| | 70,87 | 40 | -5 | 29,1 |
| ADC ch1 | trigger mode | gate (ns) | pre gate (ns) | hold-off (ns) |
| | external | 200 | 104 | 200 |
| | mean | threshold (mV) | no flat (ns) | |
| | 16 | 8 | 248 | |
| GRAFICO | x-axis origin | Number of Bins | Bin size[ADC] | |
| | 120 | 5000 | 1 | |

Tabella 2.4: parametri adoperati con il SiPM 2789.

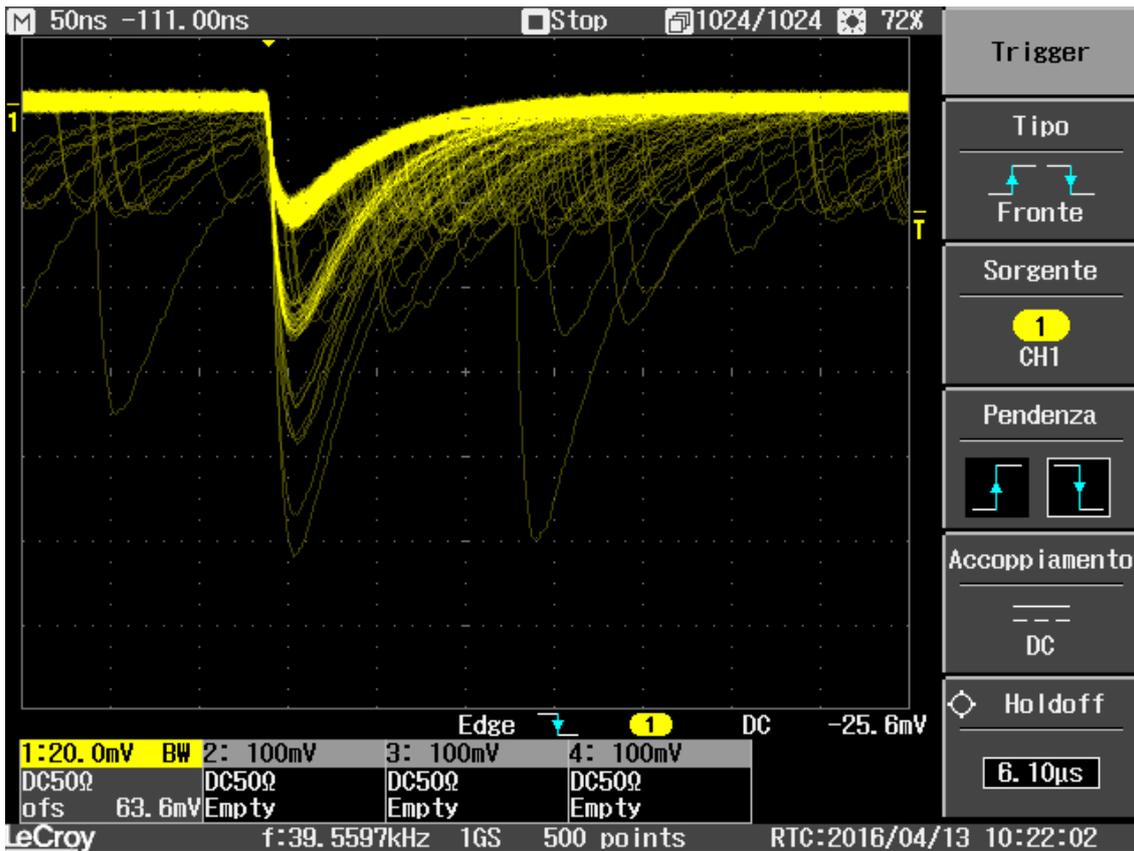


Figura 2.5: spettro energetico del SiPM 2789 visto all'oscilloscopio.

In questo caso il tasso di conteggio misurato è stato di 40 kHz. Grazie a queste due misure si può già concludere che il SiPM2062 ha una corrente di buio che è 10 volte quella del SiPM 2789.

Le misure sono state entrambe effettuate per un tempo di 1'000 s ottenendo i seguenti 2 spettri (Figure 2.6 e 2.7):

- SiPM Type S10362-11-100c n° 2602

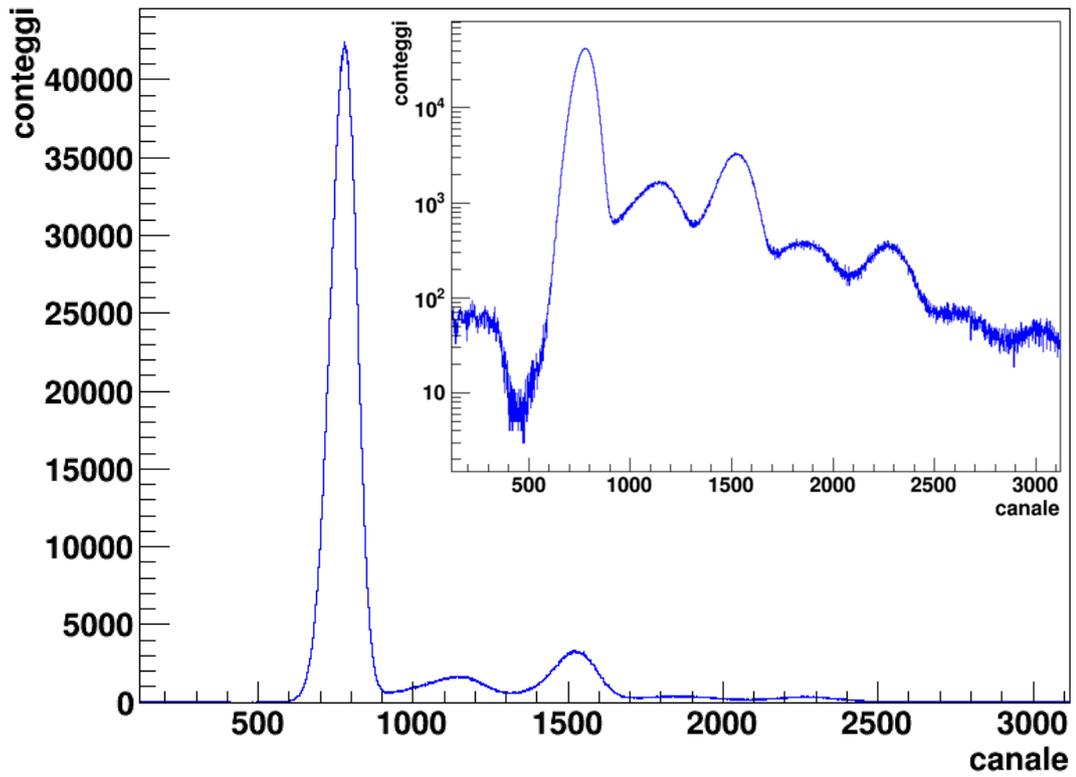


Figura 2.6: spettro energetico del SiPM 2602.

- SiPM Type S10362-11-100c n° 2789

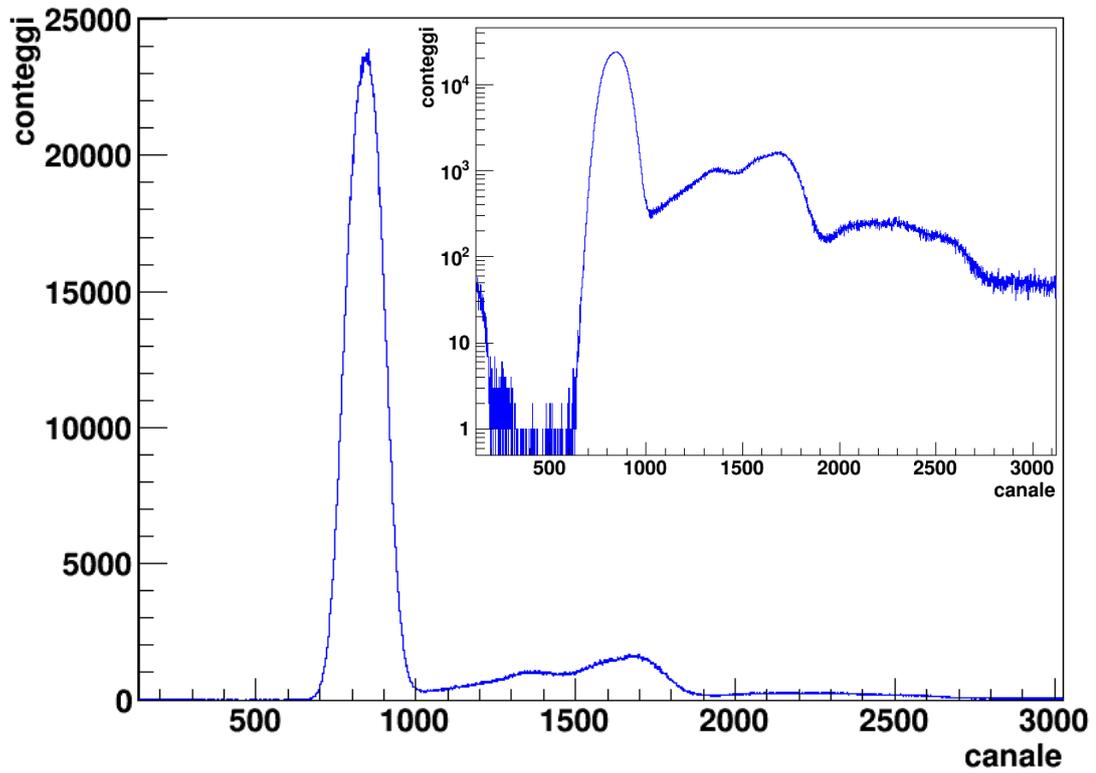


Figura 2.7: spettro energetico del SiPM 2789.

Nei due grafici sono presenti il picco di DCR (1° picco) e il primo picco di OXT (3° picco). Il 2° picco è causato dall'integrazione del segnale da parte del digitalizzatore, questo picco si genera quando nella finestra di integrazione (valore "gate" riportato nelle tabelle 2.2 e 2.4) di un segnale di DCR è presente parte di un altro segnale di DCR (*pile-up*), per eliminare questo effetto normalmente viene accorciato l'intervallo di integrazione ma in questo caso non era possibile farlo senza tagliare buona parte del segnale stesso.

Sono quindi ora in grado di calcolare i due valori di OXT²⁶ (Tabelle 2.8 e 2.9).

| SiPM 2602 | valore | errore | errore % |
|--------------------|---------|--------|----------|
| DCR _{0,5} | 5923500 | 2500 | 0,04 |
| DCR _{1,5} | 1153000 | 1000 | 0,09 |
| OXT | 0,1946 | 0,0002 | 0,10 |

Tabella 2.8: OXT per il SiPM 2602.

| SiPM 2789 | valore | errore | errore % |
|--------------------|---------|--------|----------|
| DCR _{0,5} | 4415000 | 2000 | 0,05 |
| DCR _{1,5} | 831000 | 1000 | 0,11 |
| OXT | 0,1892 | 0,0002 | 0,12 |

Tabella 2.9: OXT per il SiPM 2789.

Questi due valori sono influenzati dal problema di integrazione del segnale illustrato precedentemente (*pile-up*). Posso quindi concludere che il SiPM con più corrente di buio è il 2602. Per questo motivo nelle prossime misure userò il SiPM 2789.

2.2) Misura della risposta del SiPM illuminato con un LED

Il SiPM è in grado di rivelare i singoli fotoni e quindi l'ampiezza del segnale in carica sarà di volta in volta proporzionale al numero di fotoni rivelati. Il numero di fotoni emessi dal LED²⁷ (SP561 LED Driver) segue la statistica di Poisson, caratterizzata da una media che dipende dall'intensità della luce irradiata.

Aumentando l'intensità della luce emessa dal LED aumenta in media il numero di fotoni rivelati dal SiPM. Osservando i segnali all'oscilloscopio è possibile vedere delle tracce separate, ciascuna corrisponde a un dato numero di fotoni rivelati (Figura 2.10).

²⁶ L'errore sui valori di DCR è stato ottenuto dalla radice quadrata del valore stesso trattandosi di un esperimento di conteggio mentre quelli sui valori di OXT è stato ottenuto mediante la propagazione degli errori.

²⁷ Per maggiori informazioni consultare l'appendice.

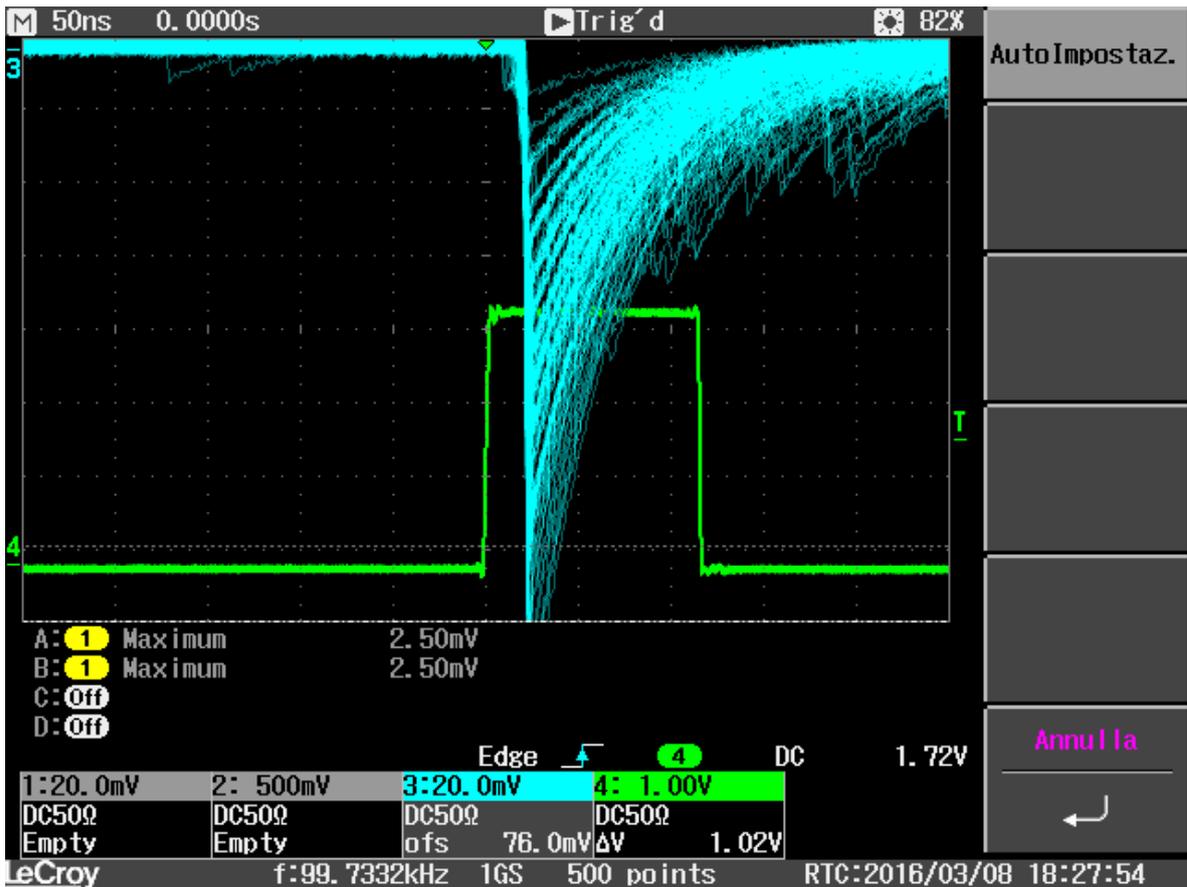


Figura 2.10: immagine all'oscilloscopio dei segnali emessi dal SiPM 2789 se illuminato dal LED con intensità 4 (segnale azzurro) e suo segnale logico (segnale verde).

Il profilo dell'intensità dei picchi presenti nello spettro segue una distribuzione di Poisson. Si può osservare come all'aumentare del numero di fotoni emessi (cioè aumentando l'intensità del LED) questa distribuzione tenda ad una forma Gaussiana (come previsto dal teorema centrale del limite). Ci si aspetta che la larghezza dei singoli picchi aumenti all'aumentare del numero del picco secondo la legge della somma di variabili aleatorie Gaussiane:

$$\sigma_n \text{ teorico} = \sqrt{\sigma_0^2 + n * \chi^2} \quad [22]$$

σ_n è la deviazione standard del n-esimo picco.

χ è la larghezza associata alla risposta del SiPM al singolo foto-elettrone e fornisce una indicazione della variazione che c'è fra un picco e un altro.

Nel seguito si descrive la verifica di questo andamento atteso per la larghezza dei picchi associati alla rivelazione di n fotoni.

Per questa misura l'apparato sperimentale è composto da²⁸:

- LED (SP561 LED Driver)
- SiPM (Type S10362-11-100c n°2789)
- PSAU (SP5600 2 channels General Purpose Amplifier and Power Supply Unit)
- Digitalizzatore²⁹ (DT5720A Channel 12 250 MS/s Digitizer)

I parametri del LED da impostare per la misura sono la frequenza con cui viene erogato l'impulso luminoso (100 kHz)³⁰ e l'intensità della luce emessa e quindi il numero di fotoni prodotti per segnale, impostabile tramite una manopola che ha una precisione di 0,01. Questo parametro verrà modificato nel corso della misura. Il LED è quindi collegato al SiPM tramite una guida di luce e al digitalizzatore con un cavo per fornire il segnale di trigger esterno, in questo modo è possibile escludere i conteggi di buio del SiPM. Infine la PSAU è collegata al digitalizzatore. Sia per la PSAU che l'ADC il canale usato è CH0 (Figura 2.11).

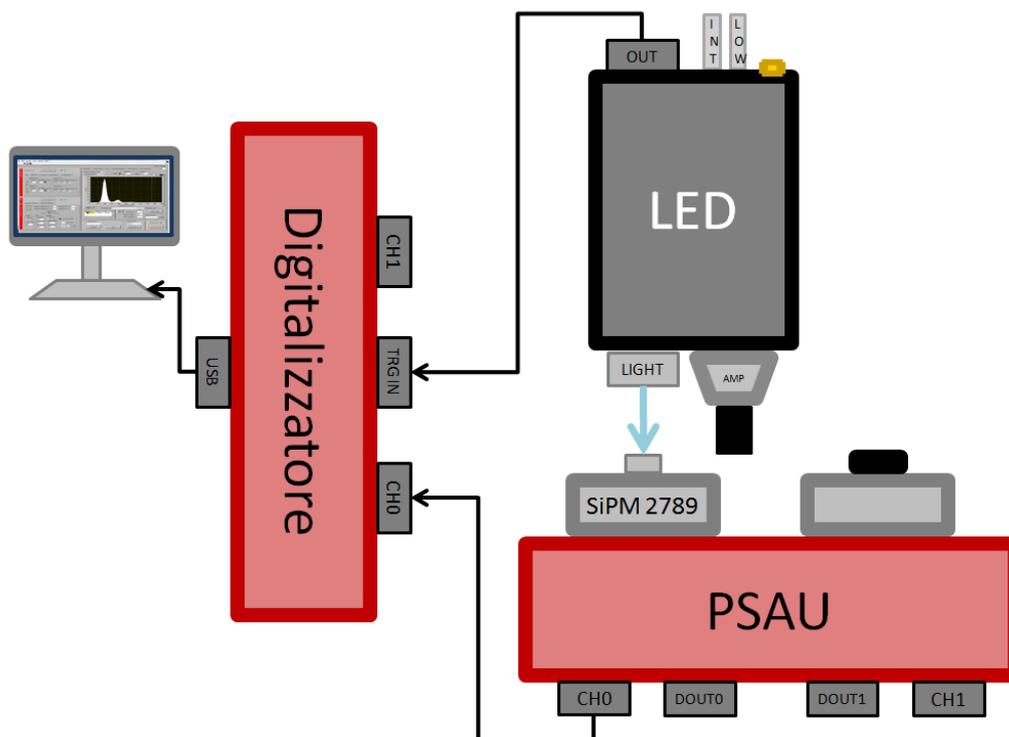


Figura 2.11: apparato sperimentale utilizzato nelle misure con il LED e il SiPM 2789.

Le misure sono state tutte effettuate variando l'intensità da 2 a 6 in passi di un'unità per un tempo di 600 s ciascuna. I parametri³¹ utilizzati sono riportati in tabella (Tabella 2.12).

²⁸ Per maggiori informazioni consultare l'appendice.

²⁹ La sigla adoperata per il digitalizzatore è ADC.

³⁰ Il LED è anche in grado di fornire luce in corrispondenza di un segnale esterno ma per questa misura e le seguenti è stata impostata una generazione del segnale con una data frequenza impostata tramite una vite e misurata all'oscilloscopio.

³¹ Il significato dei parametri riportati nella tabella è illustrato in appendice.

| | | | | |
|------------------|---------------|----------------|---------------|------------------|
| SiPM 2789 | | | | |
| PSAU ch1 | bias (V) | gain (dB) | | |
| | 70,87 | 30 | | |
| ADC ch1 | trigger mode | gate (ns) | pre gate (ns) | hold-off (ns) |
| | external | 400 | 80 | 400 |
| | mean | threshold (mV) | no flat (ns) | |
| | 16 | 8 | 448 | |
| GRAFICO amp 2 | x-axis origin | Number of Bins | Bin size[ADC] | temperatura (°C) |
| | -200 | 3200 | 1 | 26,9 |
| GRAFICO amp 3 | x-axis origin | Number of Bins | Bin size[ADC] | temperatura (°C) |
| | -200 | 5200 | 1 | 26,9 |
| GRAFICO amp 4 | x-axis origin | Number of Bins | Bin size[ADC] | temperatura (°C) |
| | -200 | 10200 | 1 | 26,9 |
| GRAFICO amp 5 | x-axis origin | Number of Bins | Bin size[ADC] | temperatura (°C) |
| | 2000 | 20000 | 1 | 27,8 |
| GRAFICO amp 6 | x-axis origin | Number of Bins | Bin size[ADC] | temperatura (°C) |
| | 10000 | 30000 | 1 | 27,8 |

Tabella 2.12: parametri utilizzati nelle misure dello spettro misurato dal SiPM 2789 in presenza del LED.

Gli spettri ottenuti sono riportati qui di seguito (Figure 2.13, 2.14, 2.15, 2.16 e 2.17).

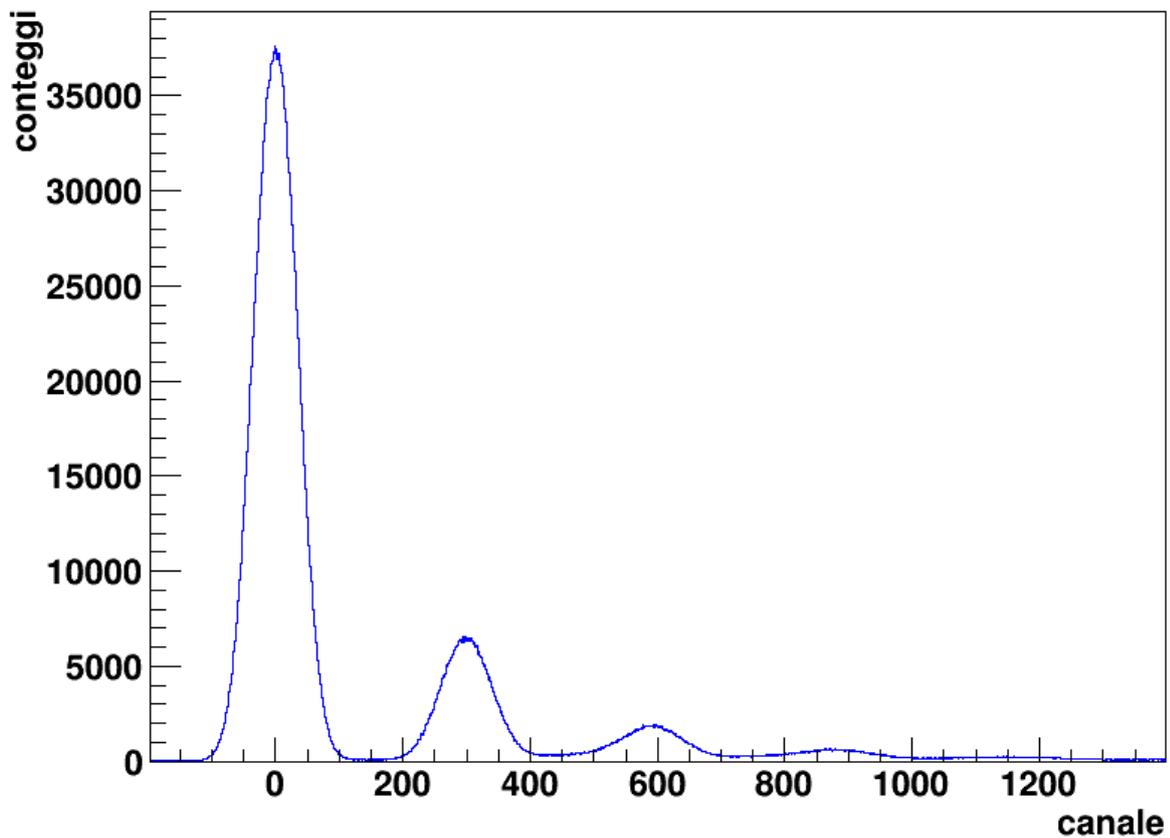


Figura 2.13: Istogramma rappresentante la distribuzione in ampiezza dei segnali emessi dal SiPM illuminato dal LED con intensità pari a 2.

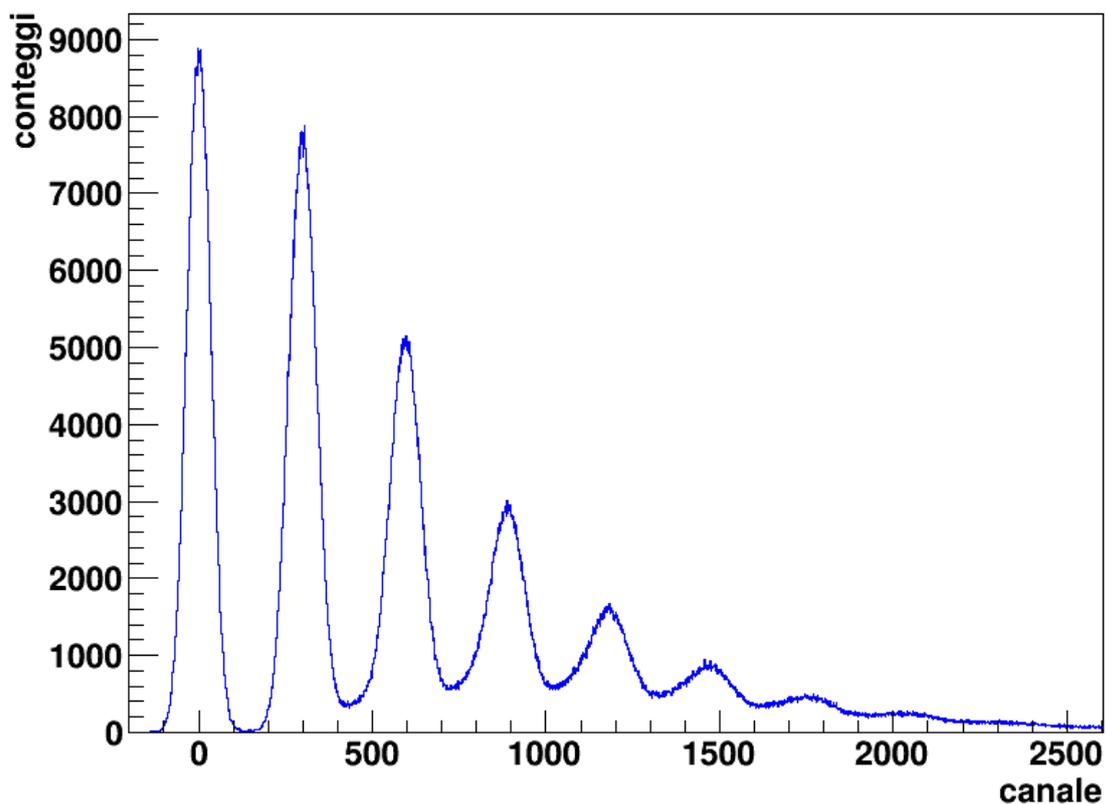


Figura 2.14: Istogramma rappresentante la distribuzione in ampiezza dei segnali emessi dal SiPM illuminato dal LED con intensità pari a 3.

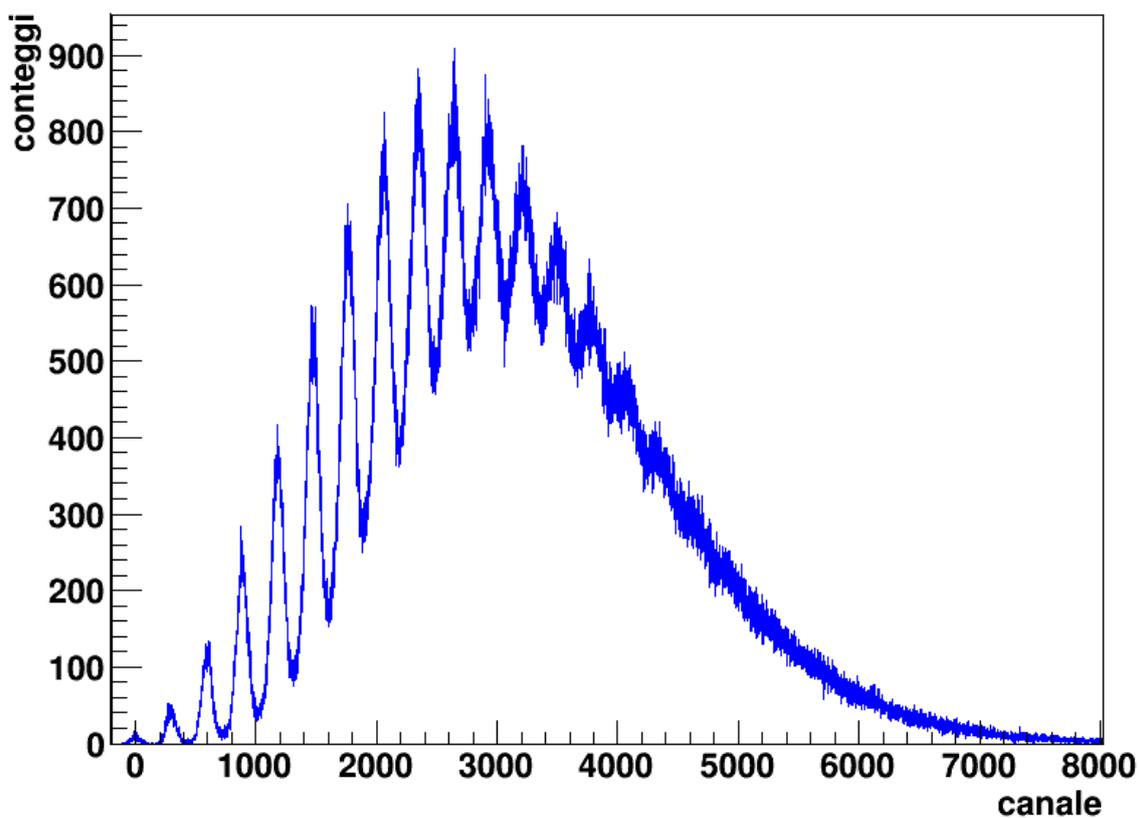


Figura 2.15: Istogramma rappresentante la distribuzione in ampiezza dei segnali emessi dal SiPM illuminato dal LED con intensità pari a 4.

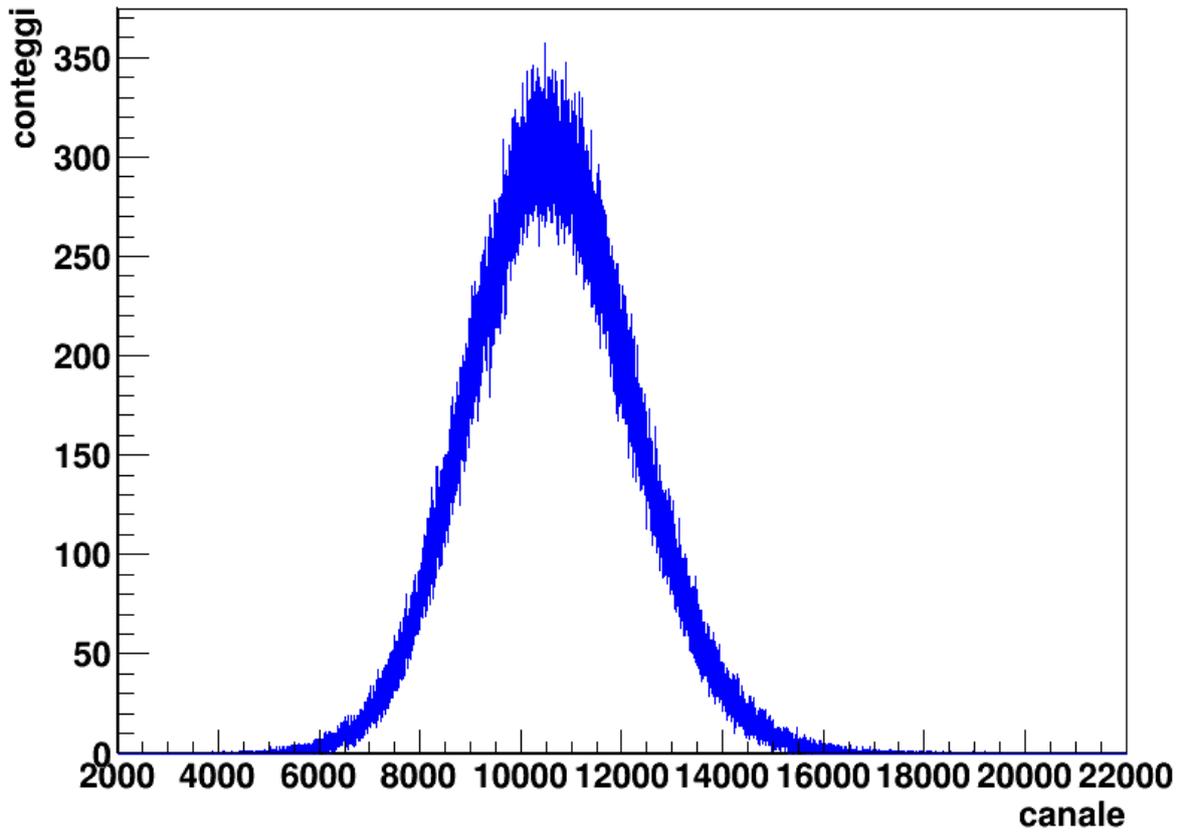


Figura 2.16: Istogramma rappresentante la distribuzione in ampiezza dei segnali emessi dal SiPM illuminato dal LED con intensità pari a 5.

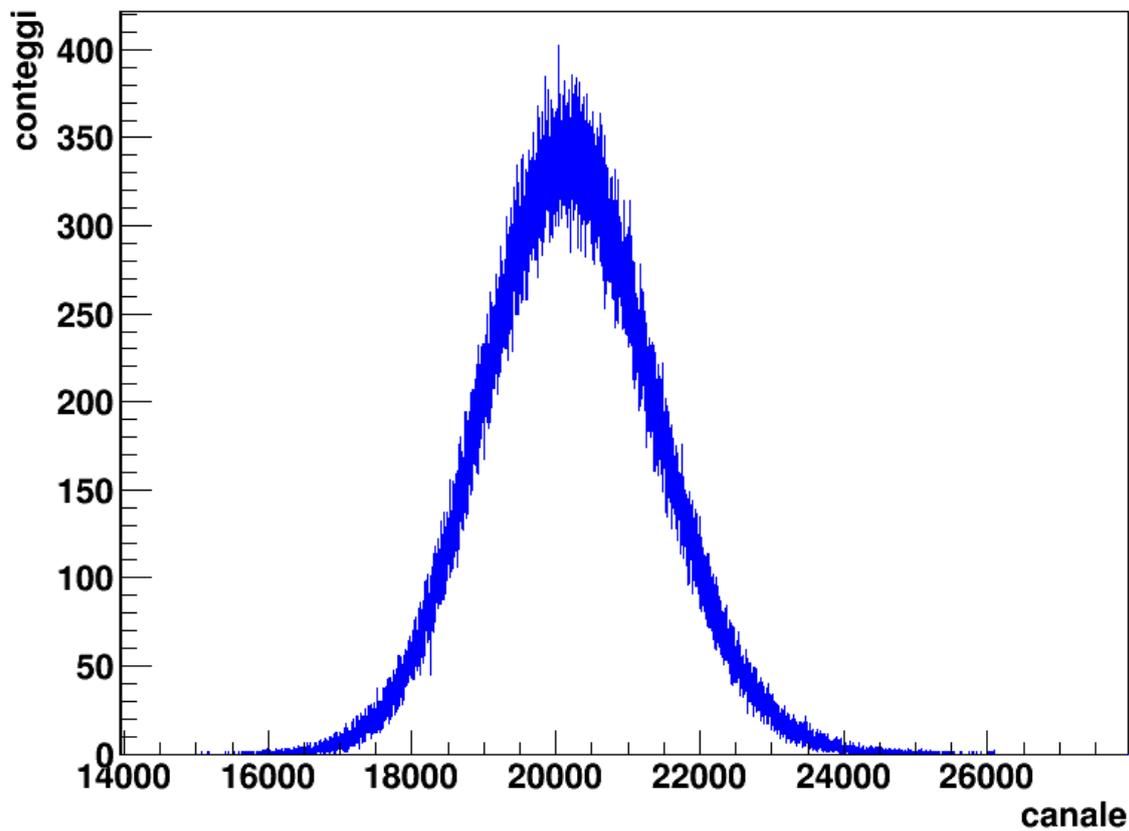


Figura 2.17: Istogramma rappresentante la distribuzione in ampiezza dei segnali emessi dal SiPM illuminato dal LED con intensità pari a 6.

2.2.1) Studio dello spettro ottenuto con intensità del LED pari a 4

Per studiare l'andamento della larghezza dei picchi all'aumentare del numero del picco ho fittato lo spettro, con un codice basato sul software root [Referenza 7] utilizzando una funzione formata dalla sovrapposizione di N Gaussiane. Il FIT è stato eseguito sui primi 5 picchi dello spettro acquisito con intensità 4 (Figura 2.18). I valori di deviazione standard così ottenuti li ho elevati al quadrato e rappresentati in un grafico (Figura 2.20). Con questi dati ho quindi effettuato una regressione lineare.

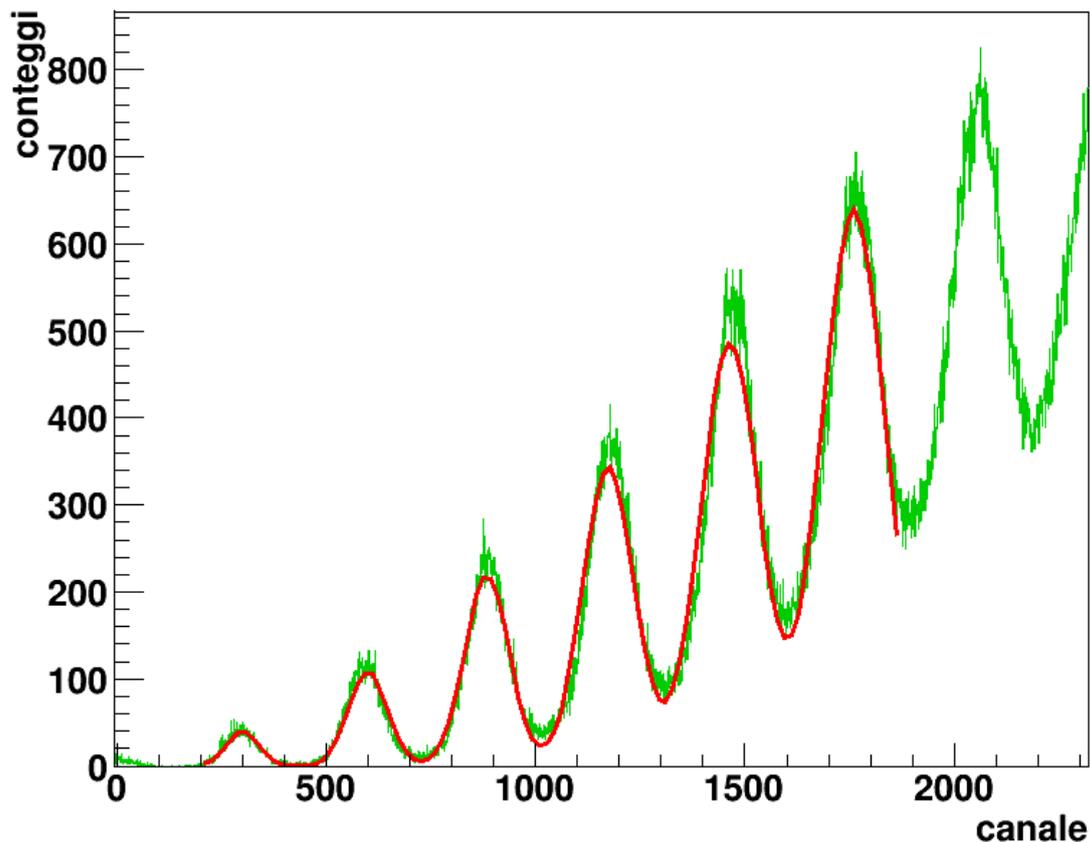


Figura 2.18: spettro preso con amp 4 fittato.

Se la relazione illustrata precedentemente [22] è verificata i 5 punti devono essere compatibili con la retta trovata. L'errore dei valori fittati è stato calcolato mediante la deviazione standard di una serie di misure effettuate successivamente ed è risultato pari al 6% per l'errore su σ . L'errore per σ^2 è stato trovato mediante la propagazione degli errori. Non è stato considerato l'errore sulla regressione lineare. La retta così ottenuta è $\sigma^2 = 691,7 \cdot n_{\text{picco}} - 0,89$.

I dati ottenuti sono riportati in tabella (Tabella 2.19) e nel grafico (Figura 2.20) seguenti.

| numero picco | σ sperimentale | errore 6% | σ^2 | errore |
|--------------|-----------------------|-----------|------------|--------|
| 1 | 38,1 | 2,3 | 1450 | 170 |
| 2 | 44,5 | 2,7 | 1980 | 240 |
| 3 | 51,0 | 3,1 | 2600 | 310 |
| 4 | 57,2 | 3,4 | 3270 | 400 |
| 5 | 65,3 | 3,9 | 4260 | 510 |

Tabella 2.19: valori delle larghezze dei picchi nello spettro preso con amp 4.

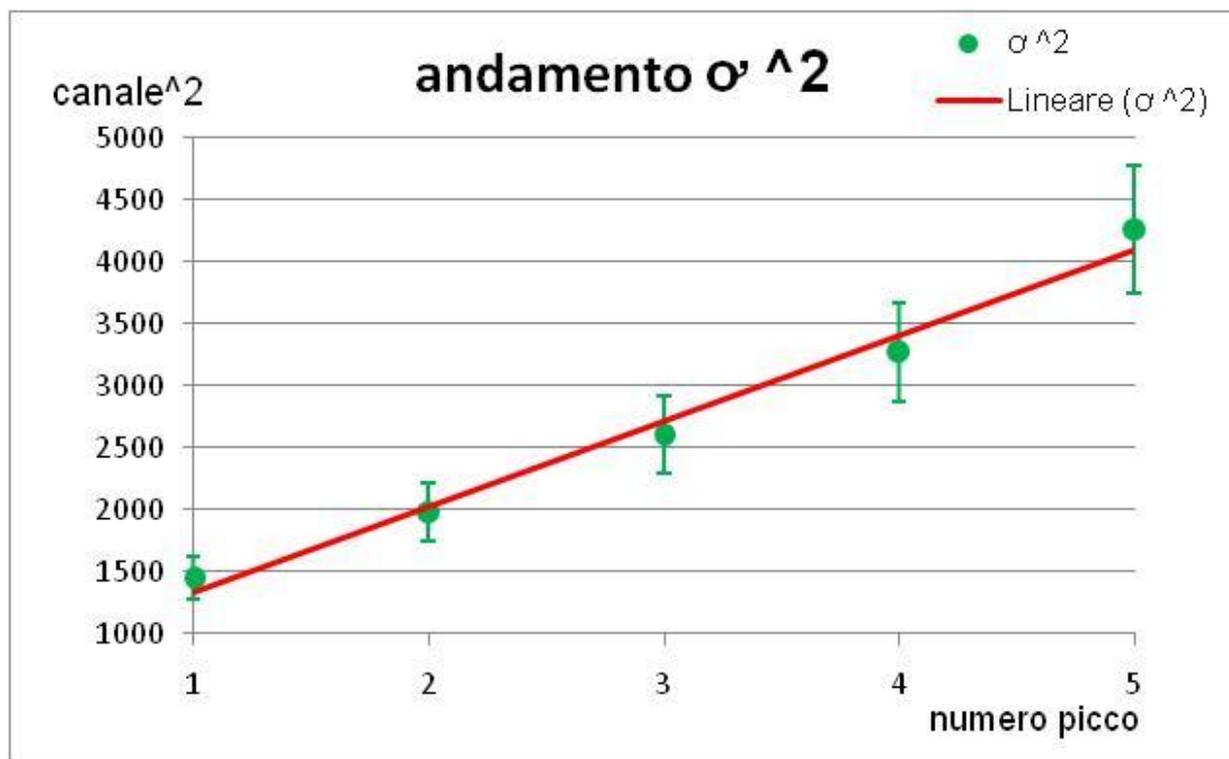


Figura 2.20: andamento di σ^2 preso con amp 4 confrontato con un andamento lineare.

Come si vede bene nel grafico (Figura 2.20) l'andamento lineare di σ^2 è pienamente verificato, si deduce quindi che per intensità 4 la relazione illustrata è valida.

2.2.2) Studio dello spettro ottenuto con intensità del LED pari a 2

Quando però il numero del picco inizia ad essere confrontabile con il numero di fotoni emessi dal LED le larghezze iniziano a deviare dall'andamento descritto dalla formula [22], le ho in questo caso confrontate con la formula [Referenza 1]:

$$\sigma_n = \sqrt{\sigma_0^2 + n^2 * \chi^2} \quad [23]$$

Al fine di studiare l'andamento della larghezza dei picchi di n-esimo foto-elettrone ho fatto 4 misure da 600 s con intensità del LED settata al livello 2 e frequenza di emissione di 100 kHz, l'apparato sperimentale resta il precedente con i parametri³² riportati sotto (Tabella 2.21).

³² Il significato dei parametri riportati nella tabella è illustrato in appendice.

| | | | | |
|------------------|---------------|----------------|---------------|---------------|
| SiPM 2789 | | | | |
| PSAU ch1 | bias (V) | gain (dB) | | |
| | 70,87 | 30 | | |
| ADC ch1 | trigger mode | gate (ns) | pre gate (ns) | hold-off (ns) |
| | external | 400 | 80 | 400 |
| | mean | threshold (mV) | no flat (ns) | |
| | 16 | 8 | 448 | |
| GRAFICO | x-axis origin | Number of Bins | Bin size[ADC] | |
| | -200 | 3200 | 1 | |
| temperatura (°C) | misura 1 | misura 2 | misura 3 | misura 4 |
| | 26,9 | 27,3 | 27,3 | 28,1 |

Tabella2.21: parametri utilizzati nelle misure dello spettro misurato dal SiPM 2789 in presenza del LED con intensità pari a 2.

Una volta presi i 4 spettri ho proceduto all'analisi dati. Per fare ciò ho fittato gli spettri (Figura 2.22) ed estratto le deviazioni standard dei primi 5 picchi.

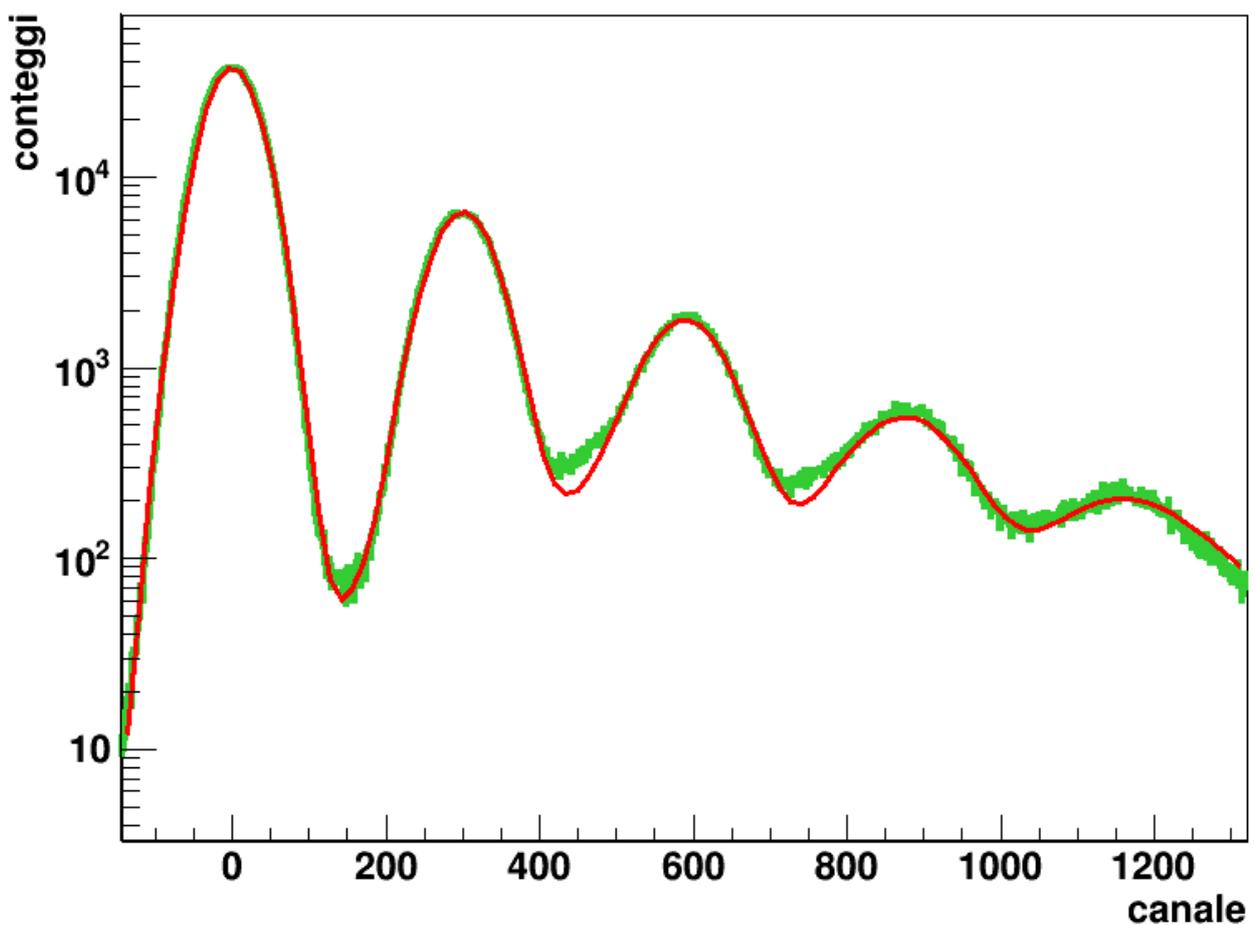


Figura 2.22: primo spettro preso con amp 2 fittato e mostrato in scala logaritmica.

Come errore sui valori fittati ho preso la deviazione standard dei 4 valori dei picchi a mia disposizione. Ho quindi utilizzato la formula di σ_n [23] per ricavare i valori della deviazione standard attesi calcolando per ogni misura il parametro χ , gli errori per le quantità σ_n li ho ottenuti dalla deviazione standard dei 4 valori calcolati. Tutti i dati sono riportati nelle tabelle (Tabelle 2.23, 2.24, 2.25 e 2.26) e nelle immagini seguenti (Figure 2.27, 2.28, 2.29 e 2.30).

| prima misura | | | | |
|--------------|-----------------------|------------------|------------------|------------------|
| numero picco | σ sperimentale | errore (dev. St) | σ teorico | errore (dev. St) |
| 0 | 33 | 1 | 33 | 1 |
| 1 | 39 | 2 | 39 | 2 |
| 2 | 51 | 3 | 53 | 4 |
| 3 | 69 | 4 | 69 | 6 |
| 4 | 94 | 6 | 88 | 9 |

Tabella 2.23: dati ottenuti dalla prima misura con amp 2.

| seconda misura | | | | |
|----------------|-----------------------|------------------|------------------|------------------|
| numero picco | σ sperimentale | errore (dev. St) | σ teorico | errore (dev. St) |
| 0 | 36 | 1 | 36 | 1 |
| 1 | 44 | 2 | 44 | 2 |
| 2 | 57 | 3 | 62 | 4 |
| 3 | 75 | 4 | 84 | 6 |
| 4 | 102 | 6 | 108 | 9 |

Tabella 2.24: dati ottenuti dalla seconda misura con amp 2.

| terza misura | | | | |
|--------------|-----------------------|------------------|------------------|------------------|
| numero picco | σ sperimentale | errore (dev. St) | σ teorico | errore (dev. St) |
| 0 | 35 | 1 | 35 | 1 |
| 1 | 42 | 2 | 42 | 2 |
| 2 | 53 | 3 | 60 | 4 |
| 3 | 70 | 4 | 80 | 6 |
| 4 | 88 | 6 | 102 | 9 |

Tabella 2.25: dati ottenuti dalla terza misura con amp 2.

| quarta misura | | | | |
|---------------|-----------------------|------------------|------------------|------------------|
| numero picco | σ sperimentale | errore (dev. St) | σ teorico | errore (dev. St) |
| 0 | 35 | 1 | 35 | 1 |
| 1 | 43 | 2 | 43 | 2 |
| 2 | 54 | 3 | 60 | 4 |
| 3 | 65 | 4 | 81 | 6 |
| 4 | 89 | 6 | 104 | 9 |

Tabella 2.26: dati ottenuti dalla quarta misura con amp 2.

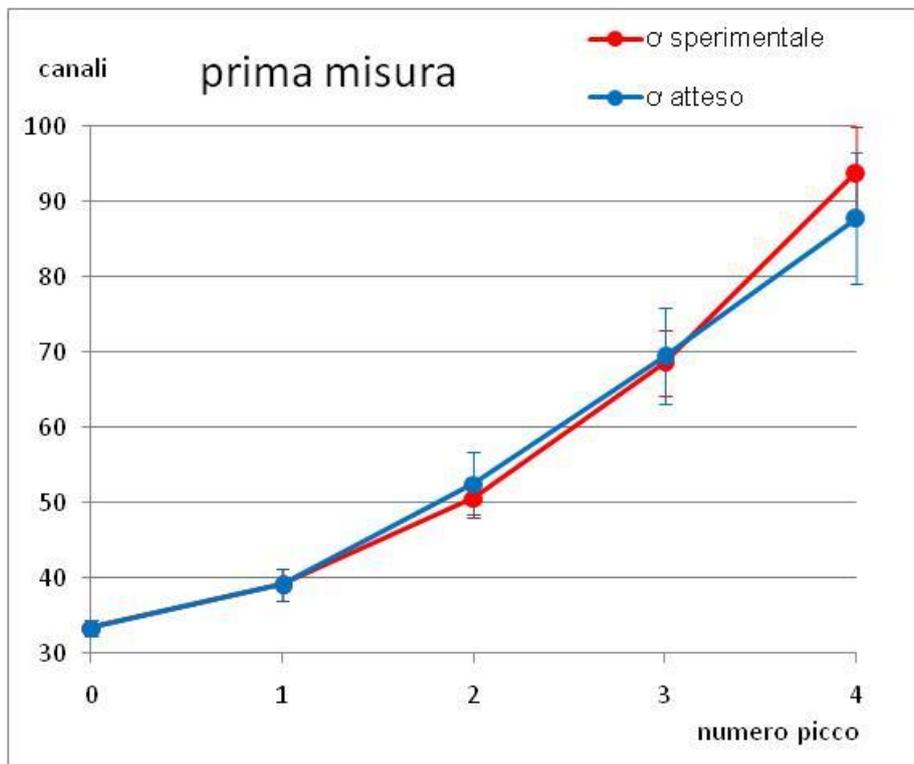


Figura 2.27: grafico che riporta l'andamento sperimentale e quello atteso della larghezza dei picchi con amp 2 nella prima misura.

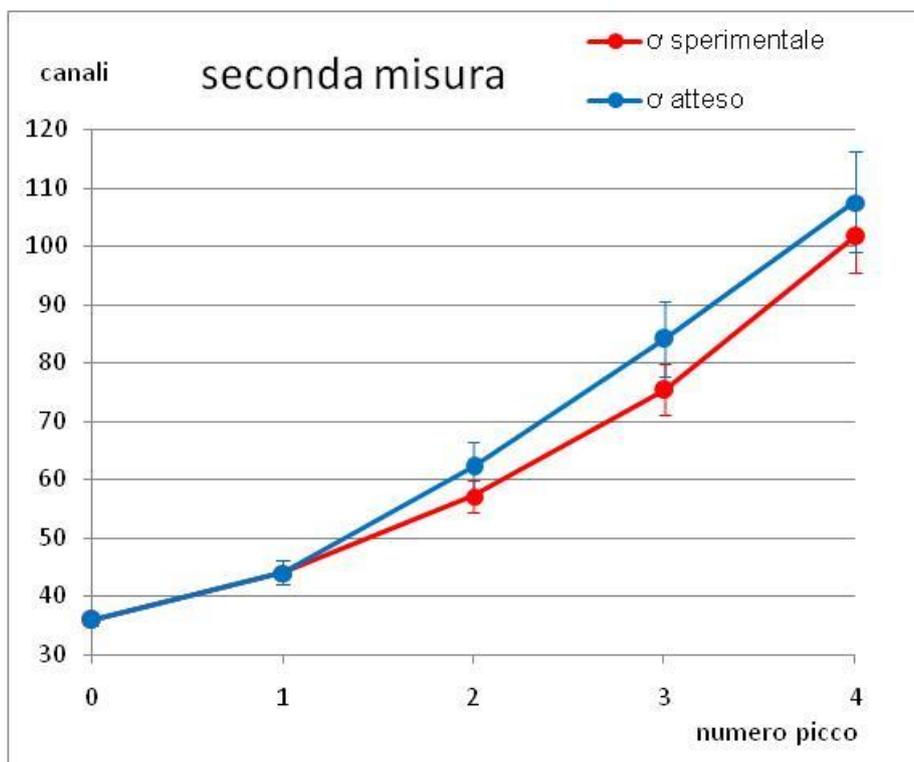


Figura 2.28: grafico che riporta l'andamento sperimentale e quello atteso della larghezza dei picchi con amp 2 nella seconda misura.

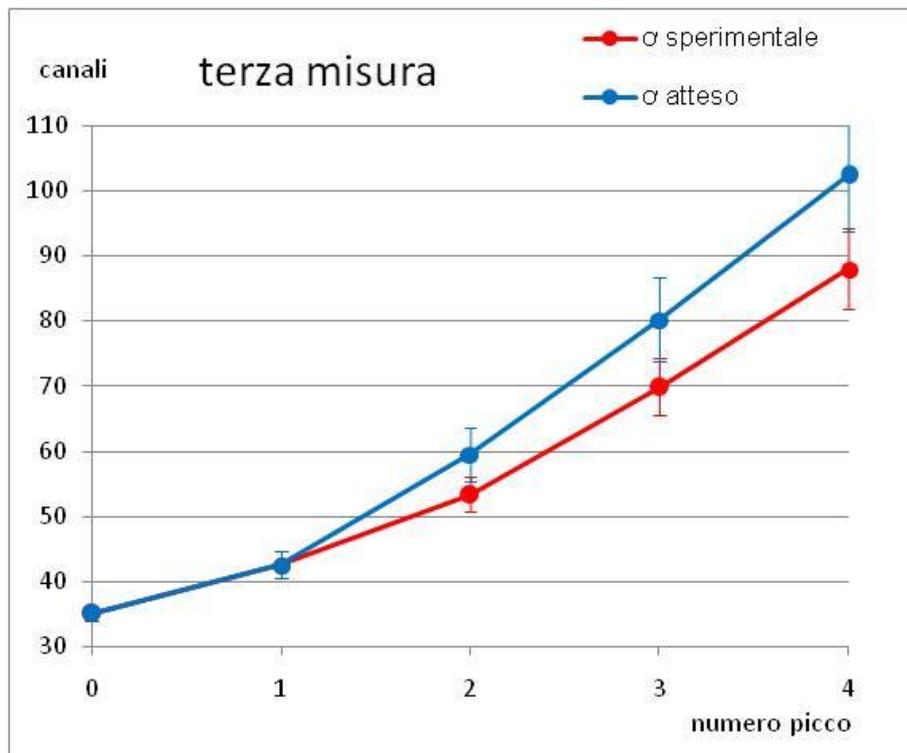


Figura 2.29: grafico che riporta l'andamento sperimentale e quello atteso della larghezza dei picchi con amp 2 nella terza misura.

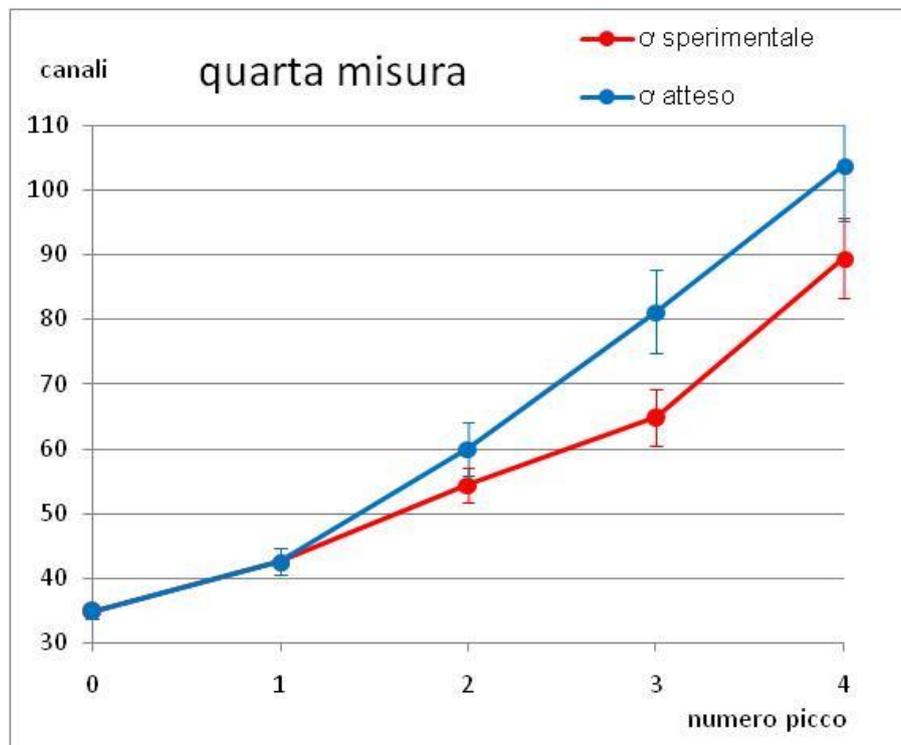


Figura 2.30: grafico che riporta l'andamento sperimentale e quello atteso della larghezza dei picchi con amp 2 nella quarta misura.

2.3) Risoluzione temporale del SiPM

Lo scopo di questa misura è quello di valutare con quale precisione il SiPM è in grado di definire l'istante temporale in cui gli sono arrivati dei fotoni. Per fare questo ho collegato tramite fibra ottica il SiPM al LED (SP561 LED Driver), il quale, ogni volta che emette un impulso luminoso, emette anche un segnale per indicare l'avvenuta emissione di luce. La differenza temporale tra questo segnale, usato come riferimento, e quello emesso dal discriminatore presente nella PSAU è soggetta ad una fluttuazione che fornisce una misura dell'incertezza temporale intrinseca dovuta al SiPM.

Per effettuare questa misura sono stati necessari tre moduli oltre alla PSAU (SP5600 2 channels General Purpose Amplifier and Power Supply Unit) e all'ADC:

- FAN-IN/FAN-OUT: Lecroy MOD 429A
E' utilizzato per convertire il segnale emesso dal modulo LED in un segnale NIM compatibile con la TAC.
- DELAY: TC 412A
Permette di introdurre un ritardo variabile nel segnale.
- TAC: Ortec 467
La TAC (*Time to Amplitude Converter*) accetta in ingresso due segnali logici NIM e fornisce in uscita un segnale di ampiezza proporzionale al tempo trascorso fra il fronte di discesa del segnale indicato come START e quello del segnale indicato con STOP .
- ADC: Ortec 926

L'apparato sperimentale consiste in un LED che invia impulsi luminosi mediante una fibra ottica al SiPM (Hamamatsu Type S10362-11-100c n. serie 2789) e in contemporanea dei segnali che convertiti in NIM arrivano alla TAC come START. La PSAU in corrispondenza di un evento rivelato dal SiPM³³ emette un segnale logico NIM che opportunamente ritardato viene acquisito dalla TAC come segnale di STOP. Il segnale della TAC viene quindi inviato all'ADC per l'acquisizione (Figura 2.31).

³³ La PSAU contiene un discriminatore che emette un segnale logico NIM ogniqualvolta l'ampiezza del segnale emesso dal SiPM supera una certa soglia.

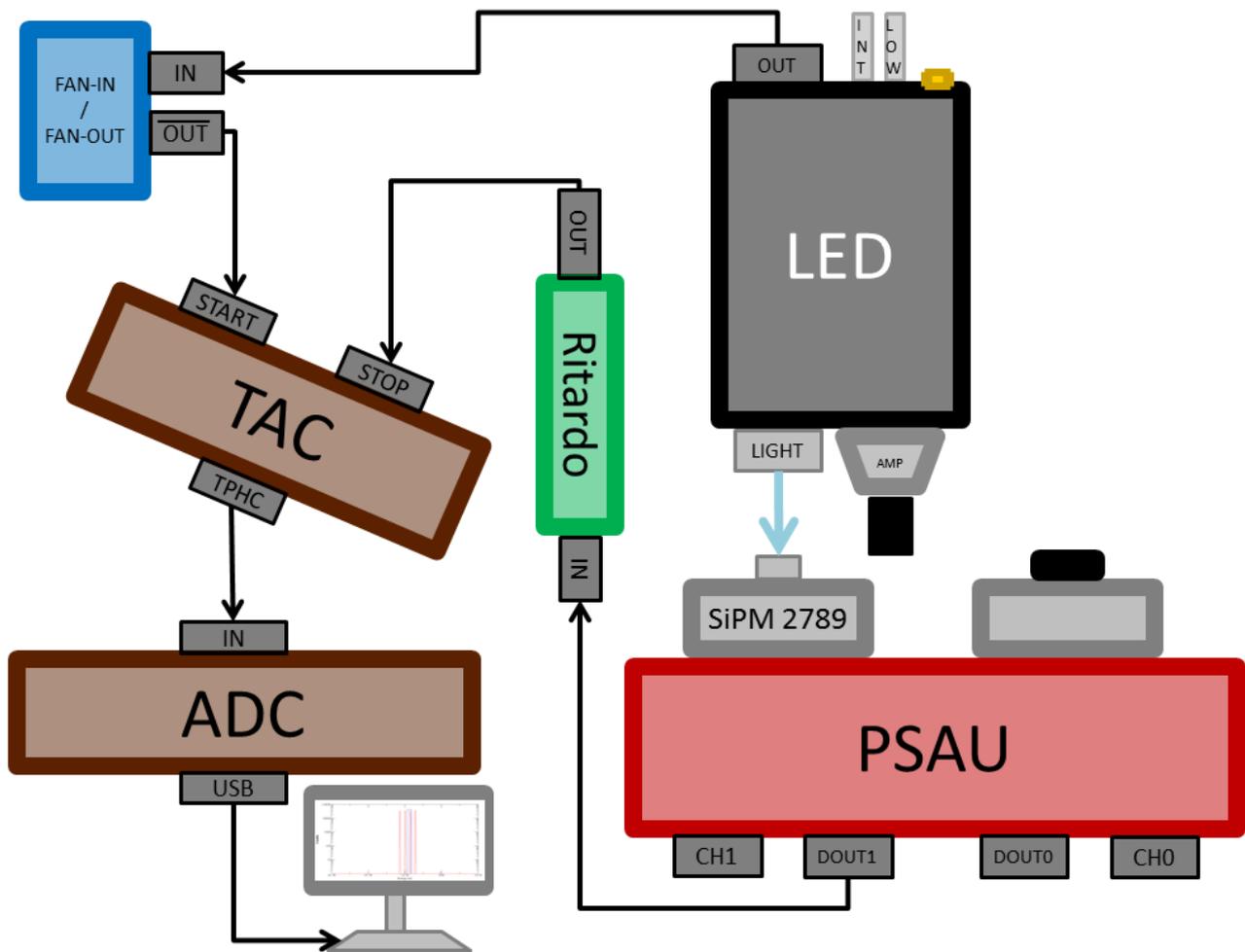


Figura 2.31: configurazione dell'apparato sperimentale per la misura di risoluzione temporale del SiPM 2789.

Per questa misura la frequenza del LED è stata impostata a 600 Hz poiché valori più alti causavano un tempo morto eccessivo dell'ADC. Gli altri parametri³⁴ impostati nella misura sono riportati in tabella (Tabella 2.32).

| | | | | |
|------------------|----------|------------|----------------|------------------|
| SiPM 2789 | | | | |
| PSAU ch1 | bias (V) | gain (dB) | threshold (mV) | temperatura (°C) |
| | 70,87 | 10 | -50 | 29,8 |
| TAC | range | multiplier | | |
| | 0,5 | 1 | | |

Tabella 2.32: parametri impostati per effettuare la misura.

³⁴ Il significato dei parametri, della PSAU, riportati nella tabella è illustrato in appendice.

Per completezza riporto i segnali visti all'oscilloscopio (Figura 2.33).

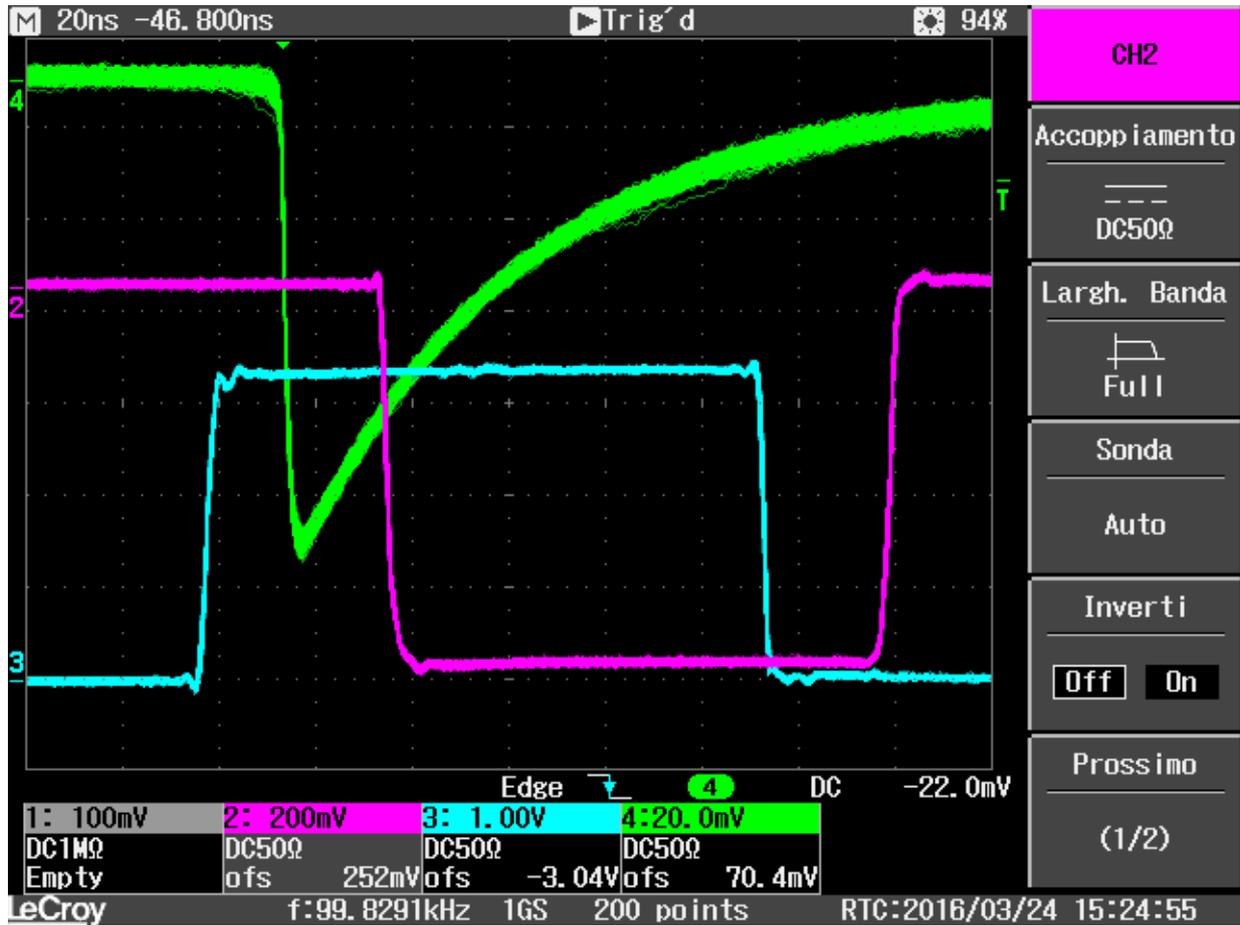


Figura 2.33: segnali acquisiti con l'intensità del LED impostata ad AMP 10. Il segnale verde rappresenta l'energia, il segnale viola il tempo rilevato dalla PSAU, il segnale blu rappresenta il tempo in cui il LED emette il segnale.

Ho quindi fatto tre differenti prese dati modificando l'intensità del LED.

Intensità: 10, 8 e 6.

Per ognuna di queste illuminazioni ho preso 4 misure da 300 s in cui viene modificato il ritardo fra START e STOP di 0, 2, 4 e 6 ns per poter calibrare lo spettro.

Per tutti e tre gli spettri così ottenuti ho proceduto alla calibrazione dello spettro per mezzo della regressione lineare, ho così ottenuto per ogni spettro 4 valori dell'incertezza temporale del SiPM che mediati e con la deviazione standard della media come errore mi forniscono la migliore stima di questo valore.

Riporto i tre spettri calibrati ottenuti (Figure 2.34, 2.35 e 2.36).

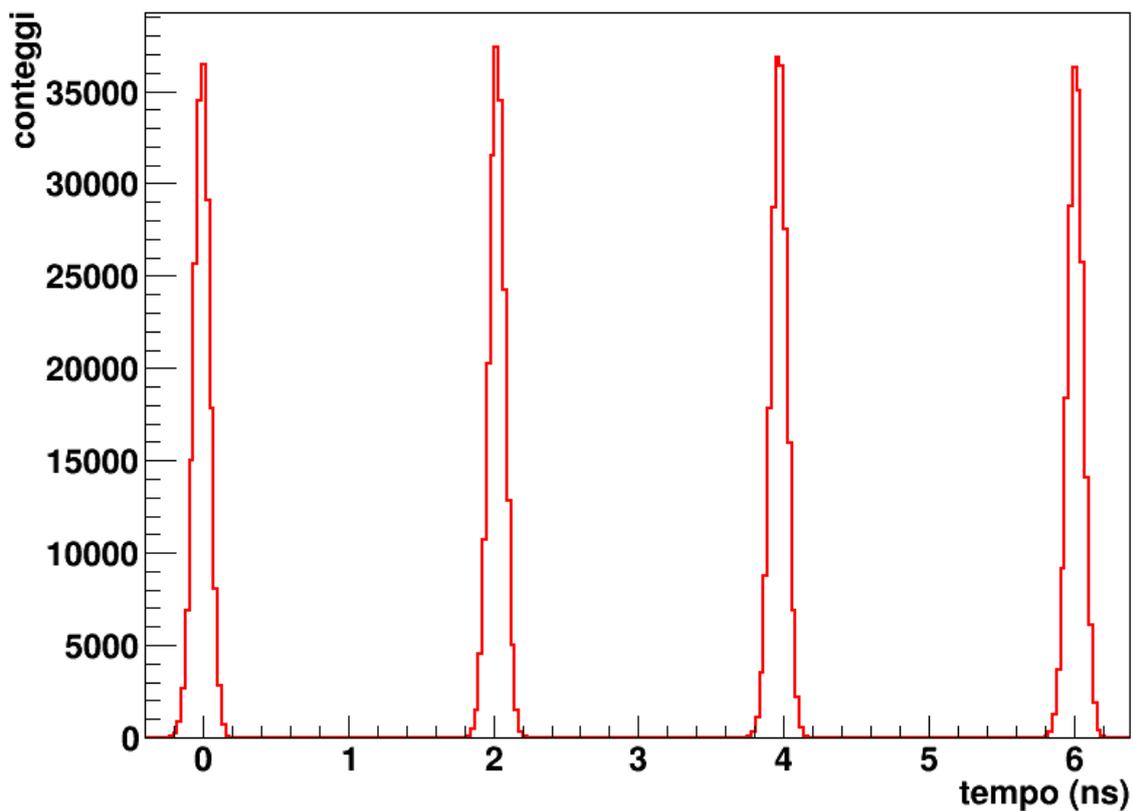


Figura 2.34: Spettro temporale del segnale del SiPM 2789 rispetto al segnale di riferimento restituito in output dal modulo LED. L'intensità del LED è settata a 10.

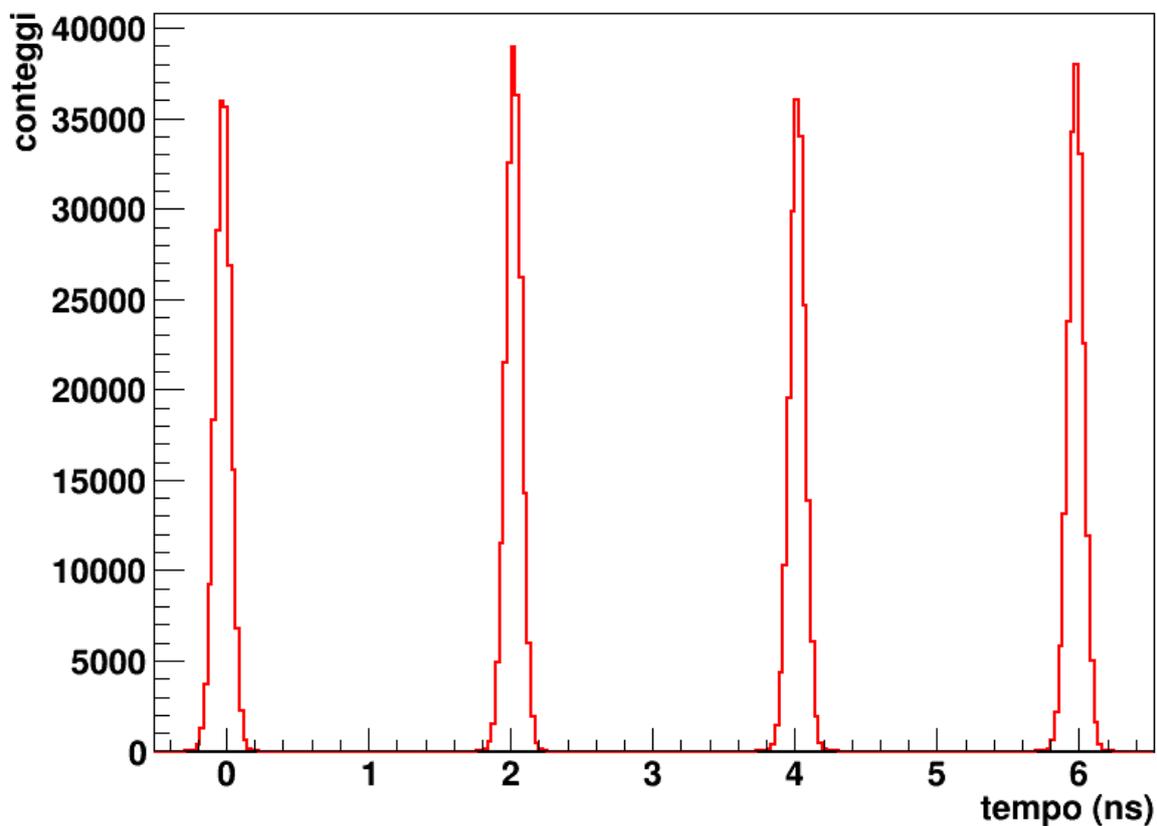


Figura 2.35: Spettro temporale del segnale del SiPM 2789 rispetto al segnale di riferimento restituito in output dal modulo LED. L'intensità del LED è settata a 8.

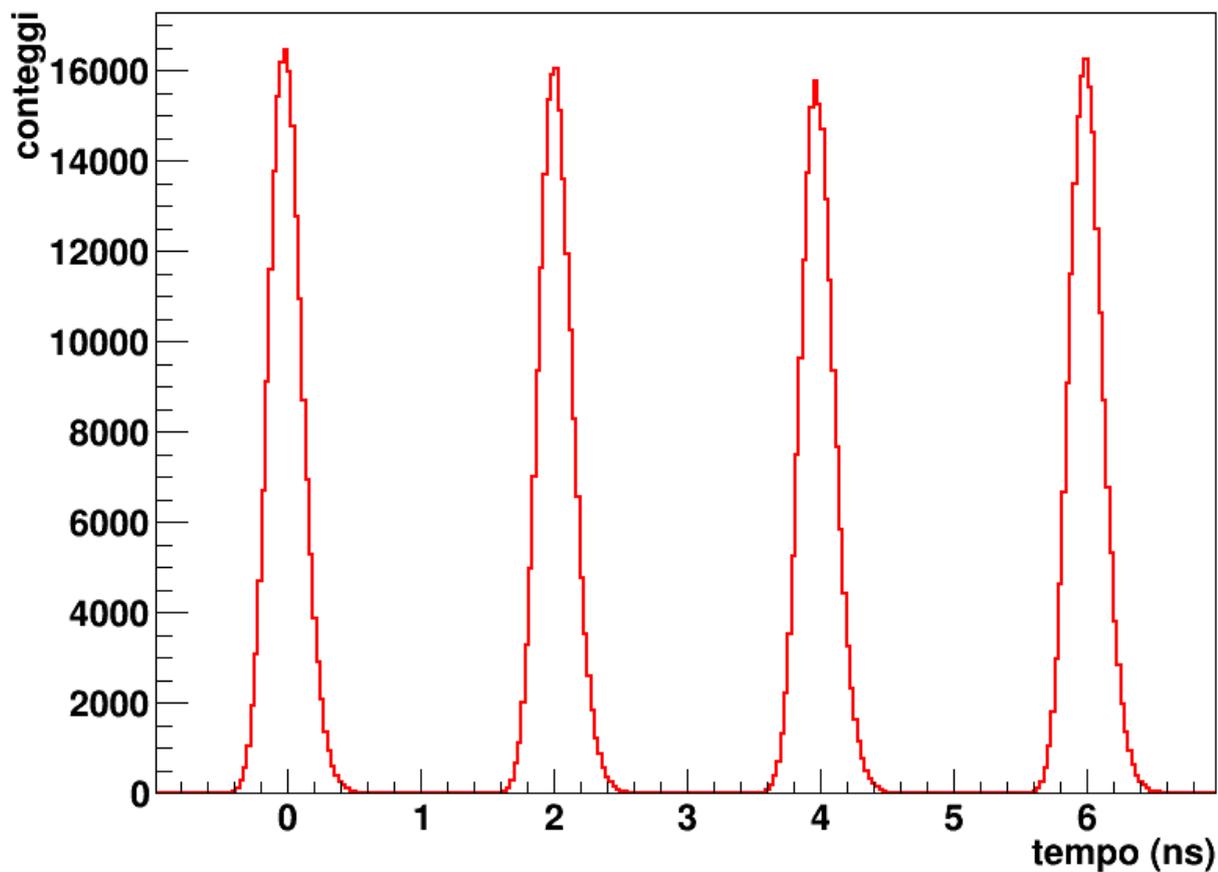


Figura 2.36: Spettro temporale del segnale del SiPM 2789 rispetto al segnale di riferimento restituito in output dal modulo LED. L'intensità del LED è settata a 6.

Posso quindi riportare in tabella i risultati ottenuti³⁵ (tabella 2.37, 2.38 e 2.39).

| amplitude 10 | deviazione standard (ns) | errore (ns) |
|--------------|--------------------------|-------------|
| picco 0 ns | 0,0543 | 0,0002 |
| picco 2 ns | 0,0543 | 0,0002 |
| picco 3 ns | 0,0545 | 0,0002 |
| picco 4 ns | 0,0540 | 0,0002 |
| media | 0,0543 | 0,0001 |

Figura 2.37: deviazione standard dei picchi ottenuti con intensità 10 del LED.

³⁵ L'errore su ognuno dei quattro valori della dev. St. dei picchi è dato dalla dev. Standard dei valori e l'errore della media è la deviazione standard della media.

| amplitude 8 | deviazione standard (ns) | errore (ns) |
|-------------|--------------------------|-------------|
| picco 0 ns | 0,0556 | 0,0002 |
| picco 2 ns | 0,0555 | 0,0002 |
| picco 3 ns | 0,0557 | 0,0002 |
| picco 4 ns | 0,0560 | 0,0002 |
| media | 0,0557 | 0,0001 |

Figura 2.38: deviazione standard dei picchi ottenuti con intensità 8 del LED.

| amplitude 6 | deviazione standard (ns) | errore (ns) |
|-------------|--------------------------|-------------|
| picco 0 ns | 0,1259 | 0,0006 |
| picco 2 ns | 0,1274 | 0,0006 |
| picco 3 ns | 0,1264 | 0,0006 |
| picco 4 ns | 0,1270 | 0,0006 |
| media | 0,1267 | 0,0003 |

Figura 2.39: deviazione standard dei picchi ottenuti con intensità 6 del LED.

Come si può facilmente vedere i valori a una data intensità sono statisticamente compatibili fra loro e con la media ma i valori ad intensità differenti non lo sono. Questo è dovuto alla misura dell'istante temporale da parte della PSAU che agendo con un discriminatore a soglia misura tempi diversi per segnali di diversa ampiezza. Quando il numero di fotoni emessi dal LED diminuisce la distribuzione in ampiezza dei segnali aumenta in percentuale introducendo una maggiore incertezza sulla misura temporale. Per questo motivo misure con intensità minori di 6 producevano dei picchi temporali con larghezze che non rispecchiano la risoluzione temporale intrinseca del SiPM. Posso quindi prendere come riferimento per la risoluzione temporale del SiPM quella ottenuta con intensità del LED maggiore che è pari a $0,0543 \pm 0,0001$ ns.

3) Misure di spettroscopia gamma: SiPM accoppiato a scintillatori

In questa parte della tesi sono descritte le misure di spettroscopia gamma con il SiPM 3x3 mm² (Type S10362-33-050c Ser n° 6481) accoppiato a diversi tipi di cristalli scintillatori, effettuate sia in singola che in coincidenza con rivelatori esterni. Sono stati utilizzati i seguenti tre cristalli: LYSO, CSI e BGO, tutti di dimensioni pari a 3X3X15 mm³. L'aver lavorato con sorgenti gamma di energie sotto il MeV è principalmente dovuto alla necessità di avere una rivelazione efficiente anche con questi cristalli di dimensioni ridotte.

Il SiPM utilizzato nelle misure non è uno dei due analizzati in precedenza ma uno di dimensioni 3X3 mm² (Type S10362-33-050c Ser n° 6481) alloggiato in una struttura cilindrica in grado di permettere un accoppiamento ottimale con i cristalli e ovviamente ripararli dalla luce esterna. Il SiPM copre inoltre completamente una faccia del cristallo, rendendo molto più efficiente la raccolta di luce. Questa struttura viene connessa direttamente alla PSAU.

3.1) Risoluzioni energetiche

In questa parte ho ottenuto gli spettri gamma utilizzando le sorgenti a disposizione; questo mi ha permesso di misurare la risoluzione energetica dei tre cristalli³⁶.

Le sorgenti di raggi gamma a mia disposizione erano:

- Sodio 22 ($^{22}_{11}\text{Na}$): $\gamma_1 = 511,0$ keV $\gamma_3 = 1274,5$ keV
- Cesio 137 ($^{137}_{55}\text{Cs}$): $\gamma_2 = 661,7$ keV

I gamma utilizzati nelle misure e nelle calibrazioni sono il primo (γ_1) e il secondo (γ_2). Il terzo (γ_3) ha una energia troppo elevata per essere rivelato efficacemente con un cristallo scintillatore di dimensioni piccole come quello utilizzato.

Le misure sono state effettuate inserendo una alla volta le due sorgenti nella struttura cilindrica che racchiude il cristallo per avere una rivelazione più efficiente (minimizzando la distanza con il rivelatore si ottiene un aumento percentuale dei segnali generati dai gamma rispetto a quelli di fondo).

L'apparato sperimentale (Figura 3.1) consiste nel cristallo ed il SiPM collegati alla PSAU (SP5600 2 channels General Purpose Amplifier and Power Supply Unit) e dal Digitalizzatore (DT5720A Channel 12 250 MSamples/s Digitizer) che riceve in input i segnali in carica e di trigger (segnale logico, output del discriminatore a soglia) mediante due cavi dalla PSAU, per entrambi i moduli è stato adoperato il canale 1. L'unica differenza nell'apparato sperimentale fra le misure con cristalli diversi è la sostituzione dei medesimi.

³⁶ Le caratteristiche dei cristalli sono riportate in appendice.

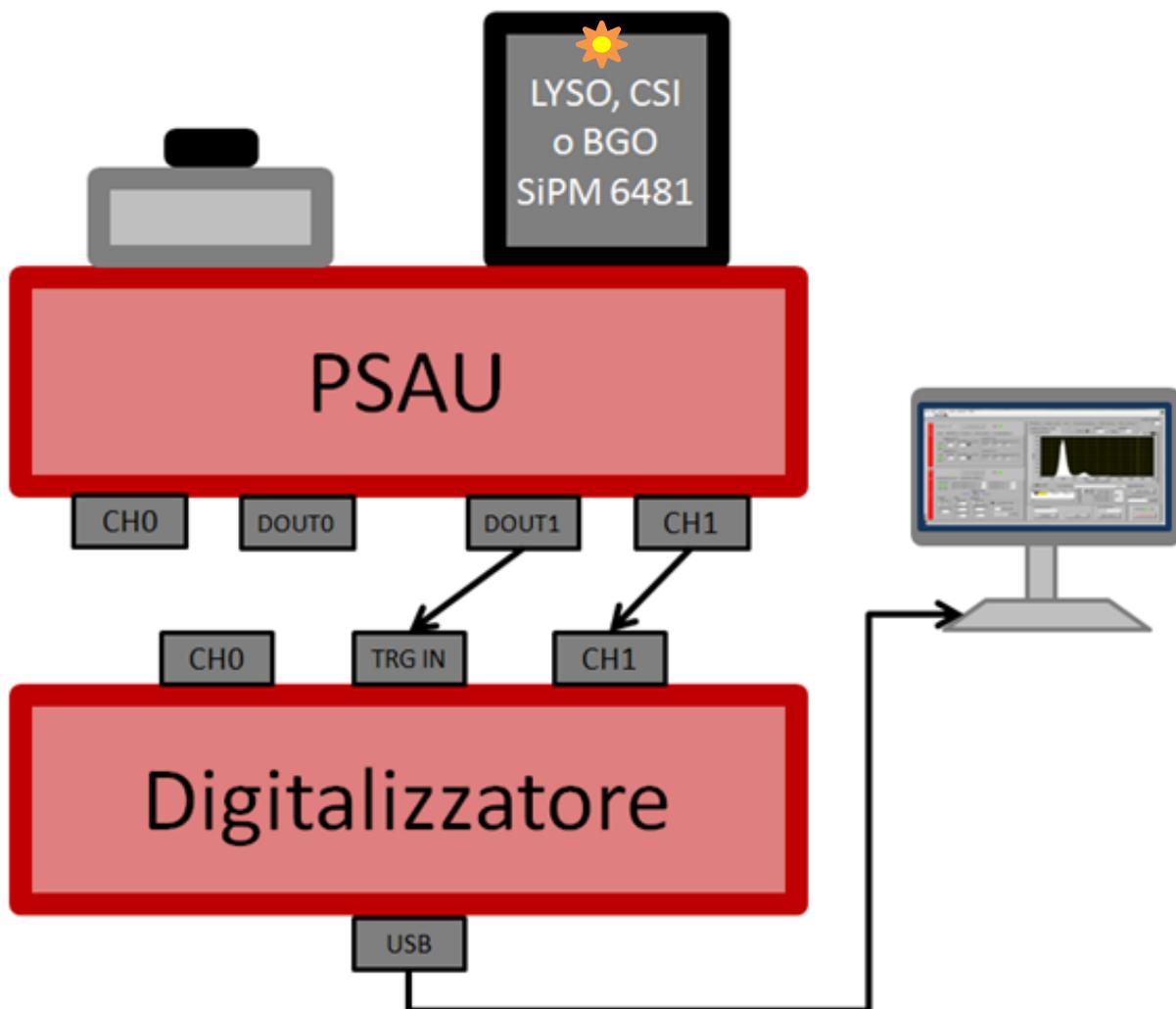


Figura 3.1: apparato sperimentale adoperato nelle misure di efficienza energetica dei cristalli di LYSO, CSI e BGO. La posizione della sorgente è rappresentata dalla stella giallo-arancio.

Per ogni cristallo sono state effettuate 2 misure, una per sorgente. Una volta ottenuti gli spettri energetici ho proceduto a fitte il fotopicco utilizzando root^{37} [Referenza 7] in questo modo si ottengono i centroidi per calibrare i due spettri e le deviazioni standard da cui ho ricavato le FWHMs e le risoluzioni energetiche. I FIT sono stati eseguiti 5 volte per ogni spettro in modo da poter estrarre la media dei valori e la deviazione standard della media come errore.

³⁷ Il FIT è stato effettuato considerando una Gaussiana su fondo lineare.

3.1.1) LYSO

I parametri³⁸ utilizzati sono riportati in tabella (Tabella 3.2).

| | | | | |
|-----------|---------------|----------------|----------------|------------------|
| SiPM 6581 | | | | |
| PSAU ch1 | bias (V) | gain (dB) | threshold (mV) | temperatura (°C) |
| | 72,4 | 10 | -50 | 31,0 |
| ADC ch1 | trigger mode | gate (ns) | pre gate (ns) | hold-off (ns) |
| | external | 504 | 112 | 504 |
| | mean | threshold (mV) | no flat (ns) | |
| | 16 | 8 | 600 | |
| GRAFICO | x-axis origin | Number of Bins | Bin size[ADC] | |
| | 2520 | 2500 | 10 | |

Tabella 3.2: parametri usati per le misure energetiche con il LYSO.

Per completezza riporto l'immagine acquisita con l'oscilloscopio dei segnali energetici³⁹ uscenti dalla PSAU in presenza di cesio 137 (Figura 3.3).

³⁸ Il significato dei parametri riportati nella tabella sono illustrati in appendice.

³⁹ I segnali osservati all'oscilloscopio, sia per questo che per gli altri due cristalli, sono stati acquisiti tenendo la sorgente al di fuori del contenitore cilindrico per avere un minore conteggio e poter avere quindi un'immagine con meno segnali sovrapposti mentre tutti i parametri sono identici a quelli utilizzati nell'acquisizione degli spettri energetici.



Figura 3.3: segnali uscenti dalla PSAU ottenuti dall'esposizione del LYSO ai gamma del cesio 137; Blu: segnale energetico e verde: segnale logico.

Le misure sono state effettuate per un tempo di 100 s ottenendo i seguenti spettri energetici (Figure 3.4 e 3.5).

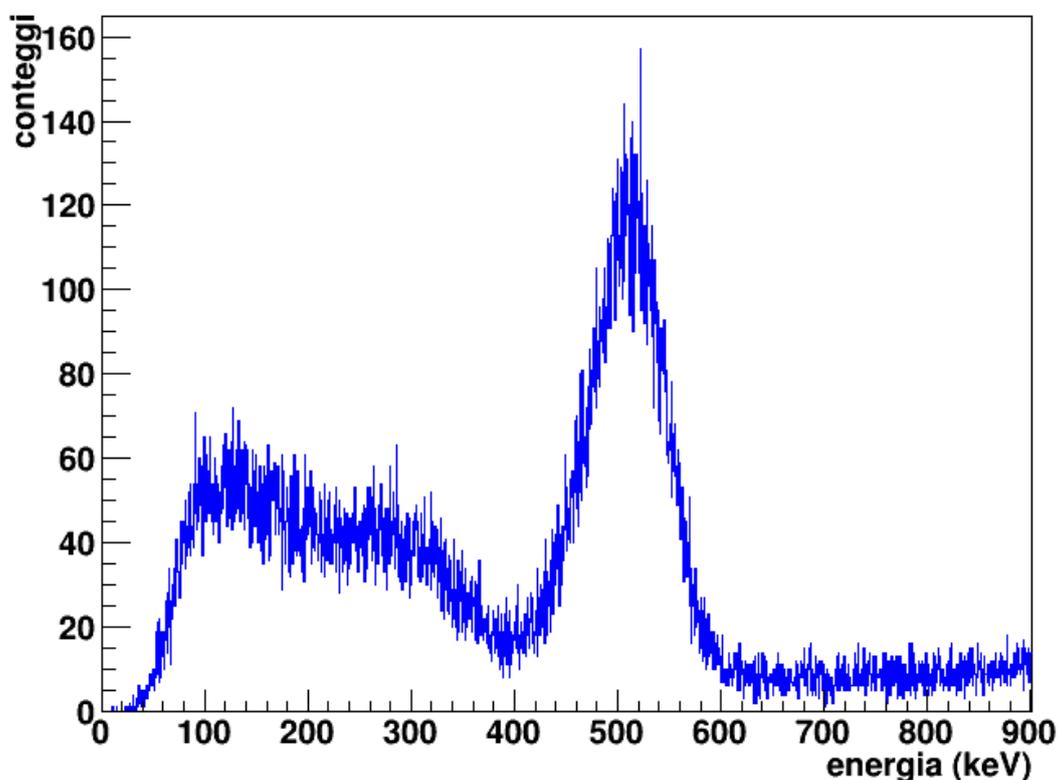


Figura 3.4: spettro del sodio 22 acquisito per mezzo di un cristallo di LYSO e il SIPM 6481.

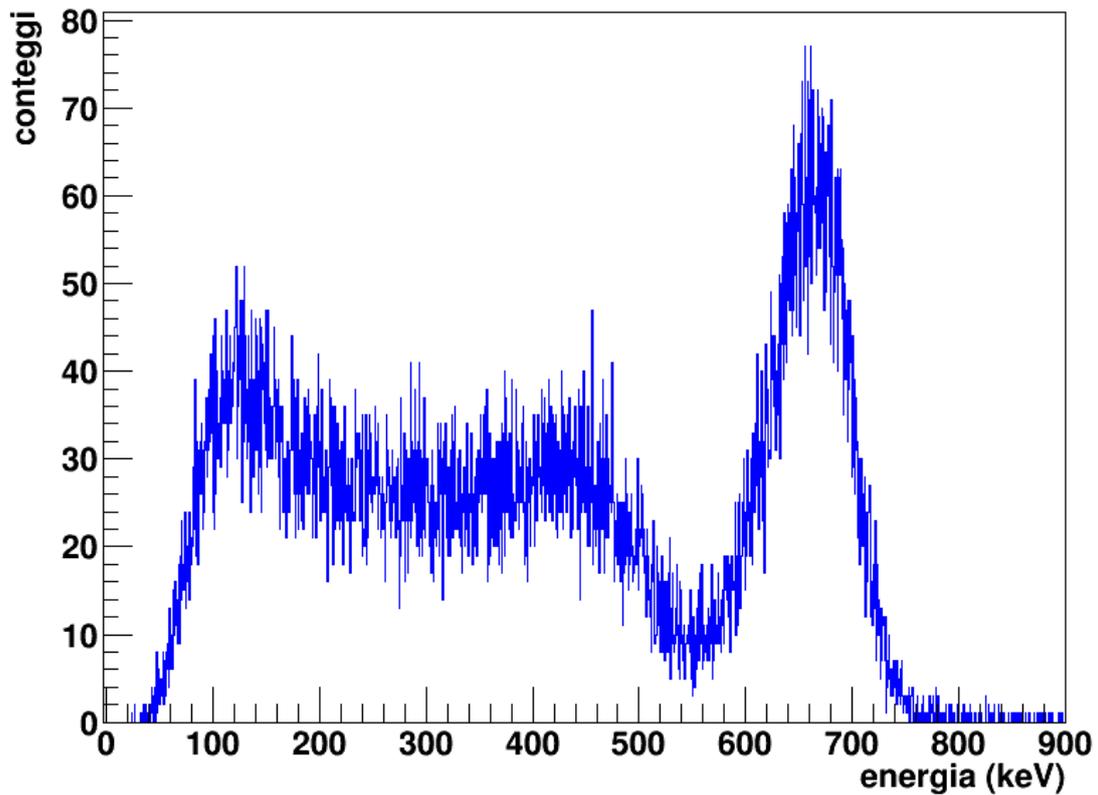


Figura 3.5: spettro del cesio 137 acquisito per mezzo di un cristallo di LYSO e il SiPM 6481.

Una volta effettuate le misure ed estratti i risultati⁴⁰ i dati ottenuti sono stati riportati in tabella (Tabella 3.6).

| SiPM 6481 | energia (KeV) | picco (canali) | errore (canali) | dev.std (canali) | errore (canali) | dev.std (keV) | errore (keV) |
|-----------|---------------|----------------|-----------------|------------------|-----------------|---------------|--------------|
| sodio 22 | 511,0 | 14125 | 12 | 756 | 9 | 35,0 | 0,4 |
| cesio 137 | 661,7 | 17380 | 10 | 699 | 9 | 32,4 | 0,4 |

Tabella 3.6: risultati ottenuti dalla misura.

Sono quindi ora in grado di riportare le risoluzioni energetiche (Tabella 3.7) per i due picchi in questa configurazione sperimentale [Referenza 10].

| SiPM 6481 | FWHM/en. (%) | errore (%) | FWHM/en. (%) |
|-----------|--------------|------------|----------------|
| sodio 22 | 16,1 | 0,2 | di riferimento |
| cesio 137 | 11,5 | 0,2 | 9,3 |

Tabella 3.7: risoluzioni ottenute accoppiando il LYSO con il SiPM 6481.

⁴⁰ I risultati riportati sono la media dei valori ottenuti con i 5 FIT e i valori derivati da essi.

3.1.2) CSI

I parametri⁴¹ utilizzati sono riportati in tabella (Tabella 3.8).

| | | | | |
|-----------|---------------|----------------|----------------|------------------|
| SiPM 6581 | | | | |
| PSAU ch1 | bias (V) | gain (dB) | threshold (mV) | temperatura (°C) |
| | 72,4 | 30 | -50 | 29,5 |
| ADC ch1 | trigger mode | gate (ns) | pre gate (ns) | hold-off (ns) |
| | external | 3000 | 304 | 3000 |
| | mean | threshold (mV) | no flat (ns) | |
| | 16 | 8 | 3504 | |
| GRAFICO | x-axis origin | Number of Bins | Bin size[ADC] | |
| | 5000 | 17500 | 10 | |

Tabella 3.8: parametri usati per le misure energetiche con il CSI.

Il segnale energetico uscente dalla PSAU utilizzando il CSI è molto diverso da quello del LYSO, riporto quindi il segnale del cesio 137 osservato all'oscilloscopio (Figura 3.9).

⁴¹ Il significato dei parametri riportati nella tabella è illustrato in appendice.

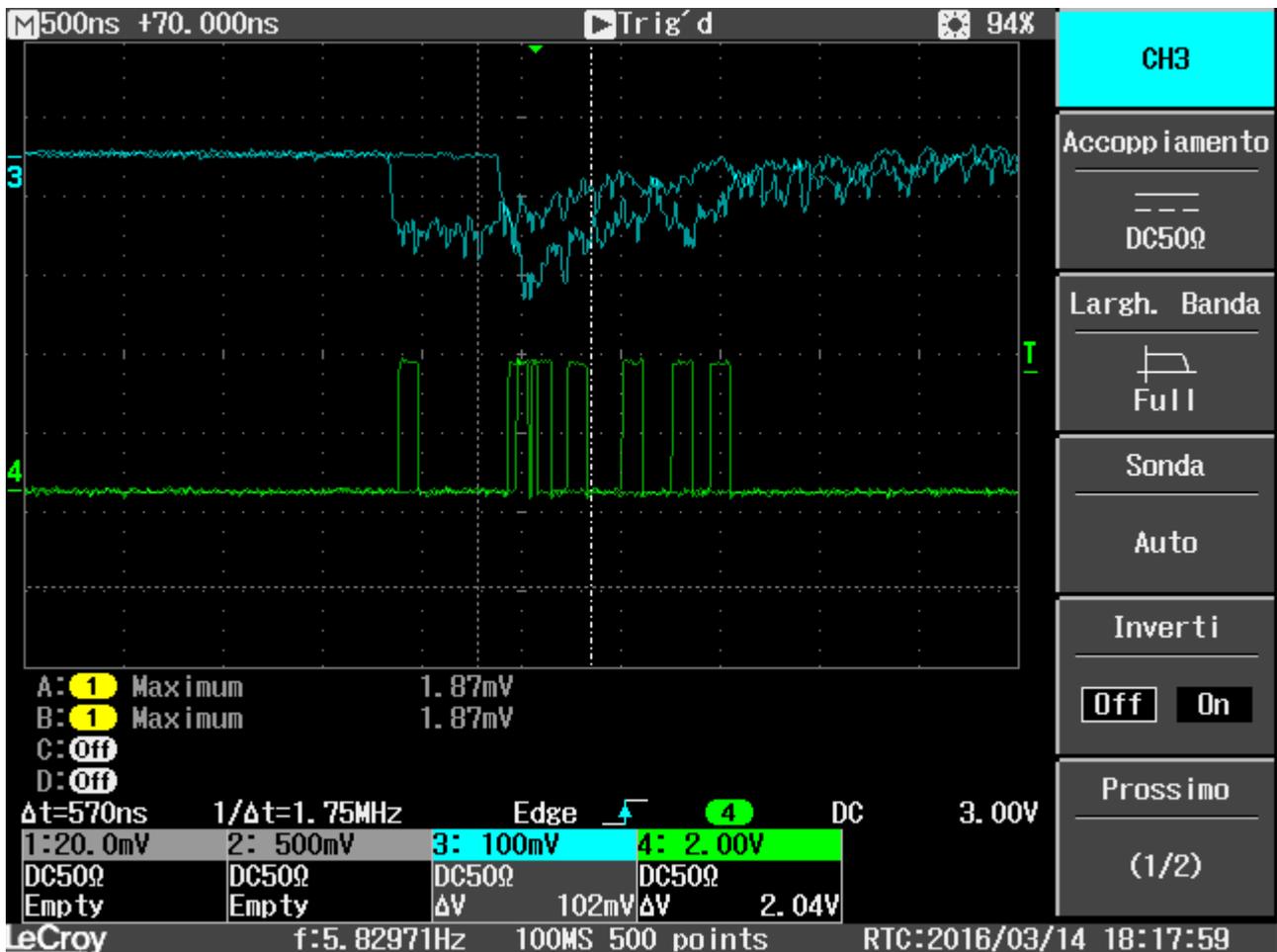


Figura 3.9: segnali uscenti dalla PSAU ottenuti dall'esposizione del CSI ai gamma del cesio 137; Blu: segnale energetico e verde: segnale logico.

La misura con il ^{137}Cs è durata 2400 s mentre quella con il sodio ^{22}Na è durata 1000 s questo perché il cristallo ha un'efficienza di "full energy peak" inferiore per i gamma del cesio rispetto a quelli del sodio. Gli spettri energetici ottenuti sono riportati di seguito (Figure 3.10 e 3.11).

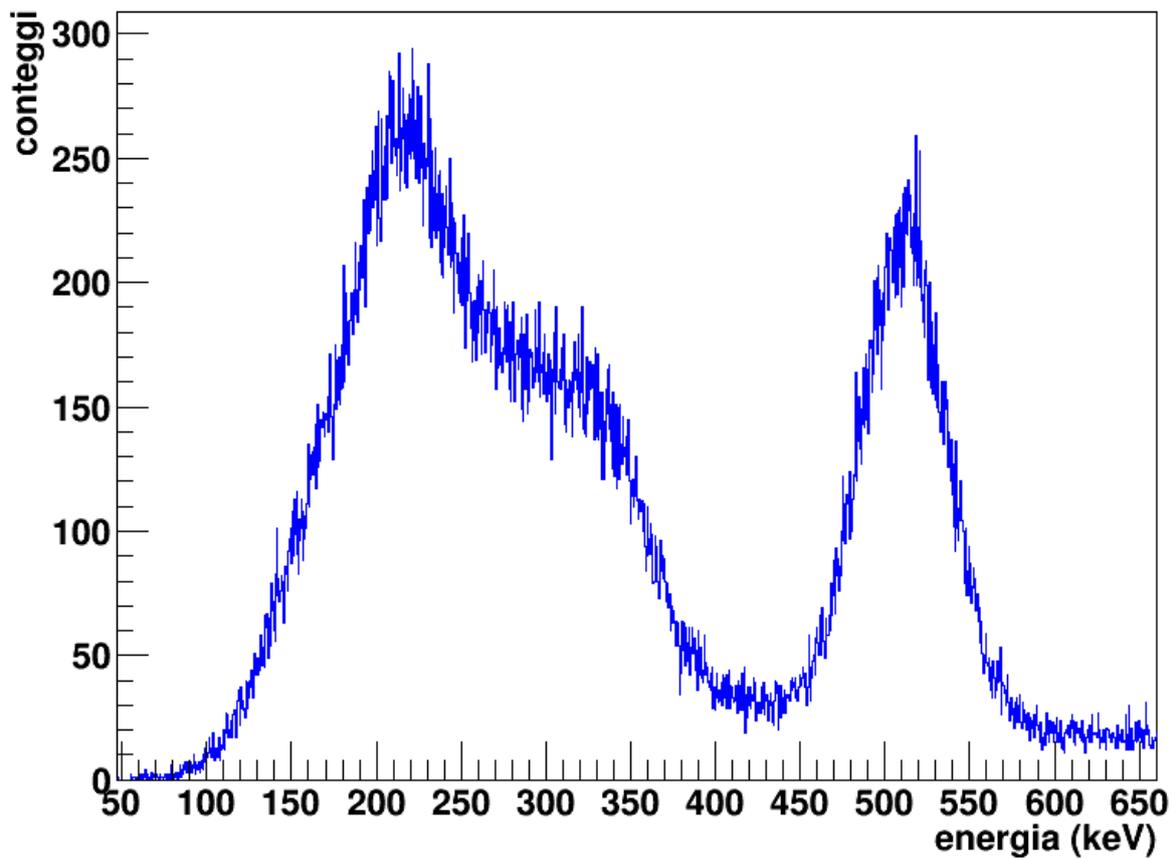


Figura 3.10: spettro del sodio 22 acquisito per mezzo di un cristallo di CSI e il SiPM 6481.

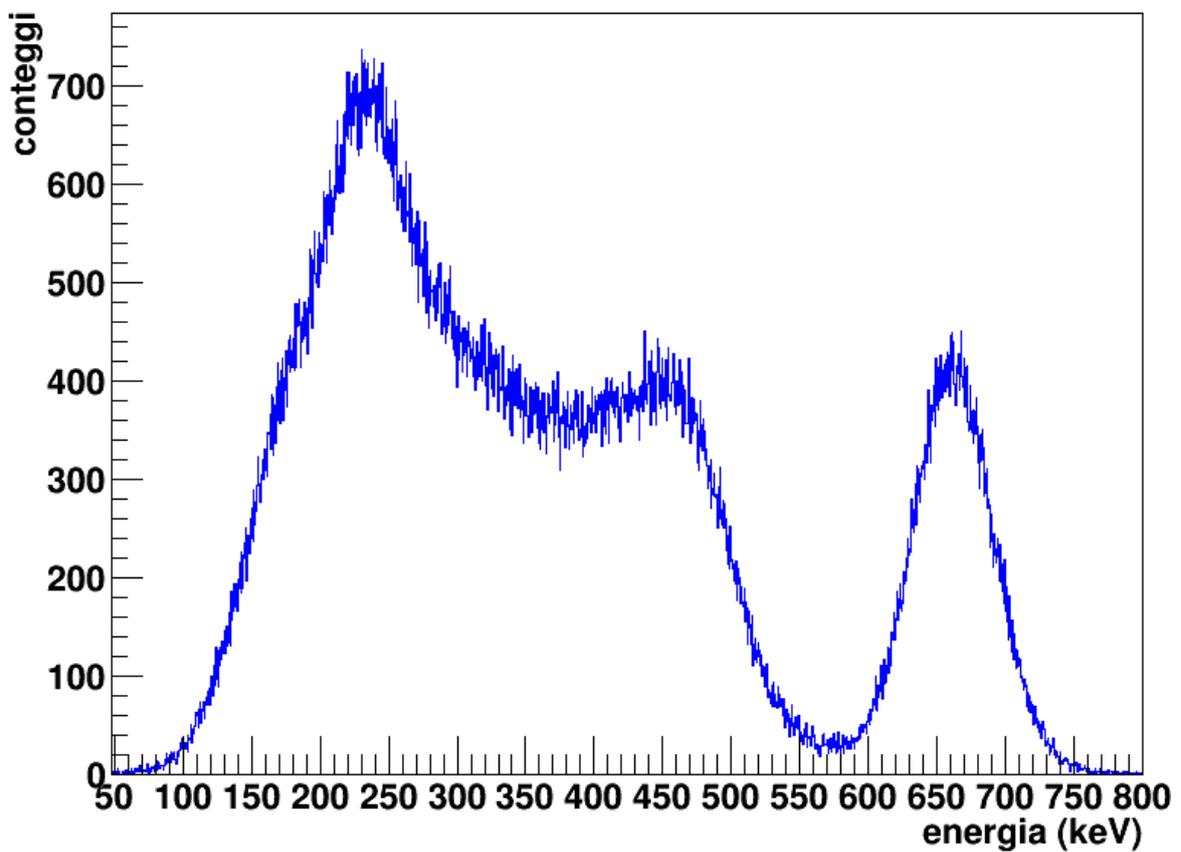


Figura 3.11: spettro del cesio 137 acquisito per mezzo di un cristallo di CSI e il SiPM 6481.

I risultati sono riportati in tabella (Tabella 3.12).

| SIPM 6481 | energia (KeV) | picco (canali) | errore (canali) | dev.std (canali) | errore (canali) | dev.std (keV) | errore (keV) |
|-----------|---------------|----------------|-----------------|------------------|-----------------|---------------|--------------|
| sodio 22 | 511,0 | 107488 | 27 | 5565 | 31 | 25,17 | 0,14 |
| cesio 137 | 661,7 | 140810 | 13 | 6439 | 9 | 29,12 | 0,04 |

Tabella 3.12: risultati ottenuti dalla misura.

Otengo quindi le seguenti due risoluzioni energetiche (Tabella 3.13) [Referenza 10].

| SiPM 6481 | FWHM/en. (%) | errore (%) | FWHM/en. (%) |
|-----------|--------------|------------|----------------|
| sodio 22 | 11,62 | 0,06 | di riferimento |
| cesio 137 | 10,38 | 0,01 | 7,9 |

Tabella 3.13: risoluzioni ottenute accoppiando il CSI con il SiPM 6481.

3.1.3) BGO

I parametri⁴² utilizzati sono riportati in tabella (Tabella 3.14).

| SIPM 6581 | | | | |
|-----------|---------------|----------------|----------------|------------------|
| PSAU ch1 | bias (V) | gain (dB) | threshold (mV) | temperatura (°C) |
| | 72,4 | 30 | -50 | 29,8 |
| ADC ch1 | trigger mode | gate (ns) | pre gate (ns) | hold-off (ns) |
| | external | 904 | 144 | 904 |
| | mean | threshold (mV) | no flat (ns) | |
| | 16 | 8 | 1000 | |
| GRAFICO | x-axis origin | Number of Bins | Bin size[ADC] | |
| | 5000 | 5500 | 10 | |

Tabella 3.14: parametri usati per le misure energetiche con il BGO.

⁴² Il significato dei parametri riportati nella tabella è illustrato in appendice.

Anche per questo cristallo riporto l'immagine del segnale energetico del cesio 137 osservato all'oscilloscopio (Figura 3.15).

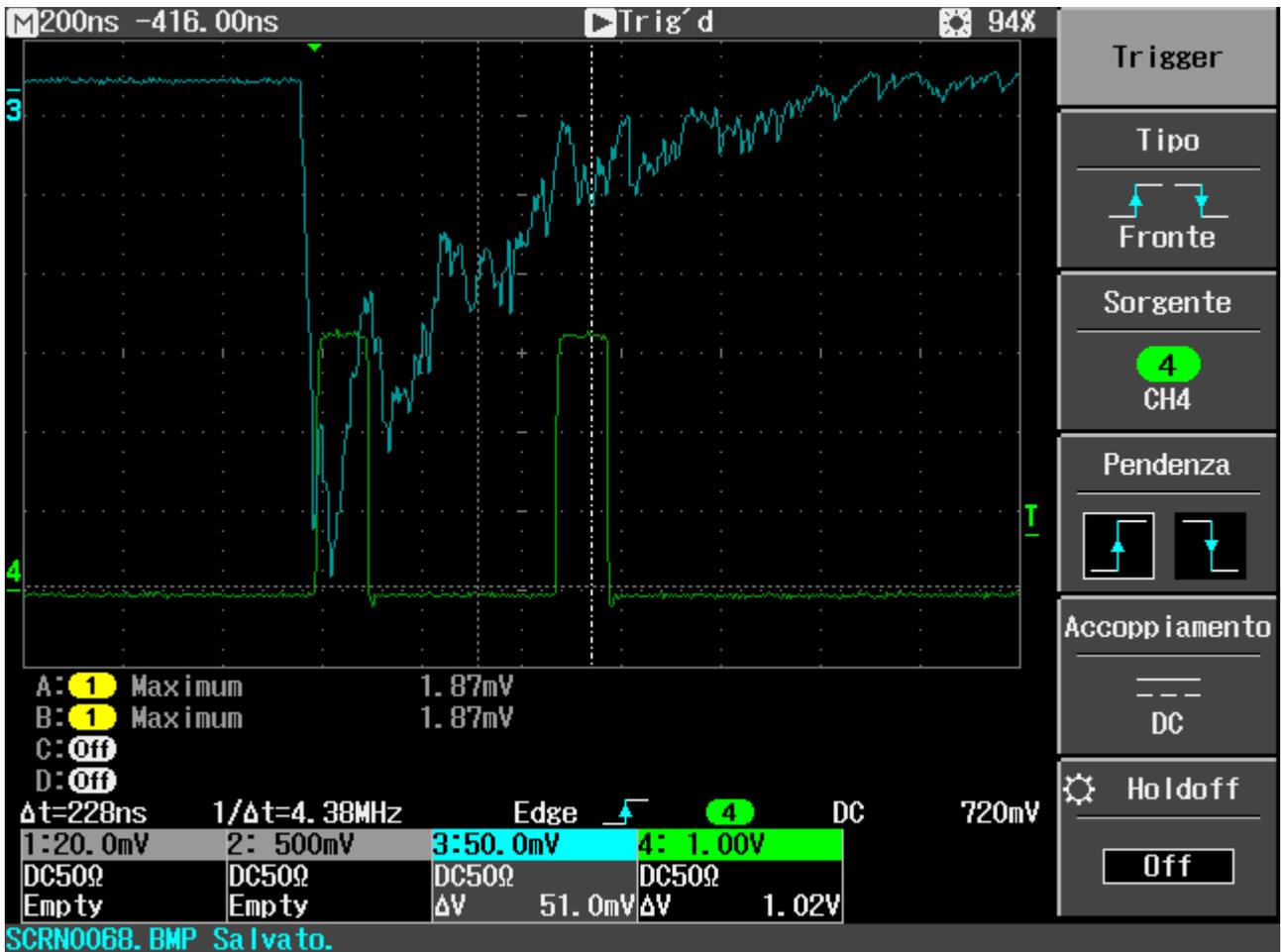


Figura 3.15: segnali uscenti dalla PSAU ottenuti dall'esposizione del BGO ai gamma del cesio 137; Blu: segnale energetico e verde: segnale logico.

Come l'altra volta la misura con il ^{137}Cs è durata 2400 s mentre quella con il sodio ^{22}Na è durata 1000 s. Gli spettri ottenuti sono riportati di seguito (Figure 3.16 e 3.17).

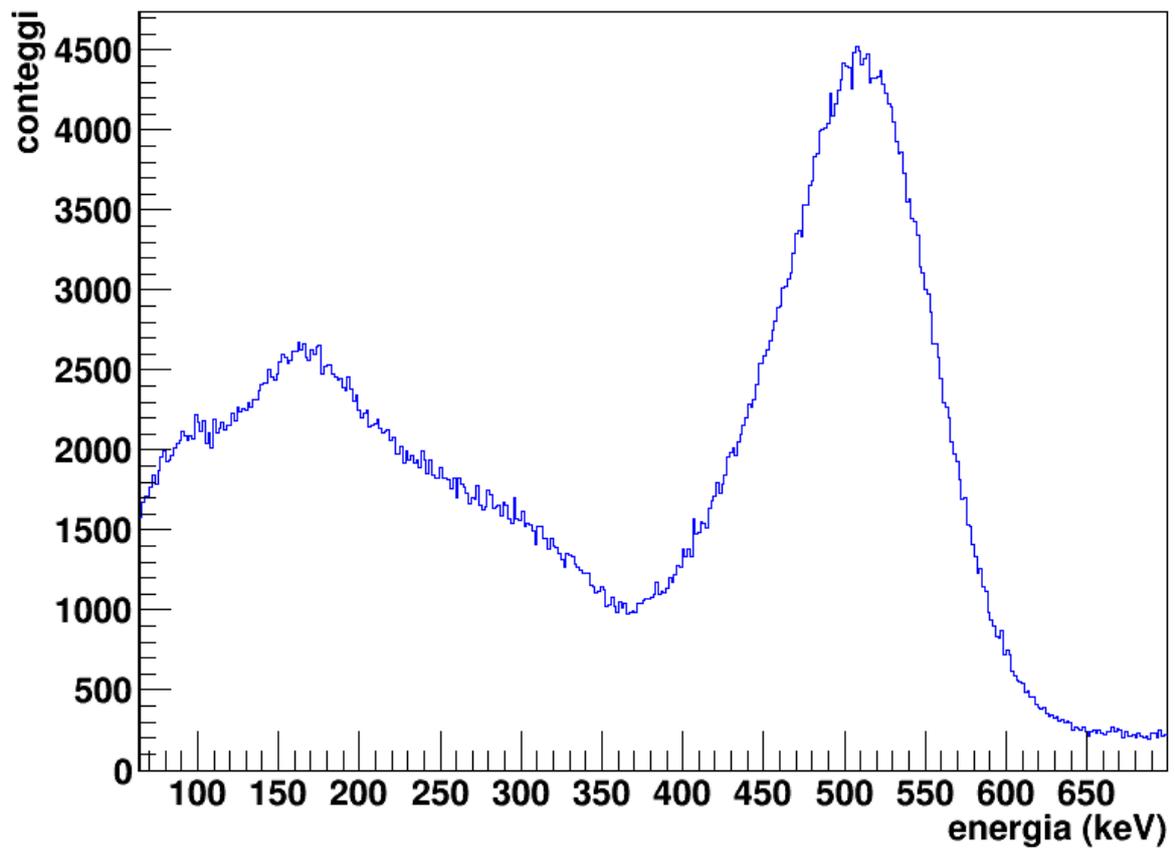


Figura 3.16: spettro del sodio 22 acquisito per mezzo di un cristallo di BGO e il SiPM 6481.

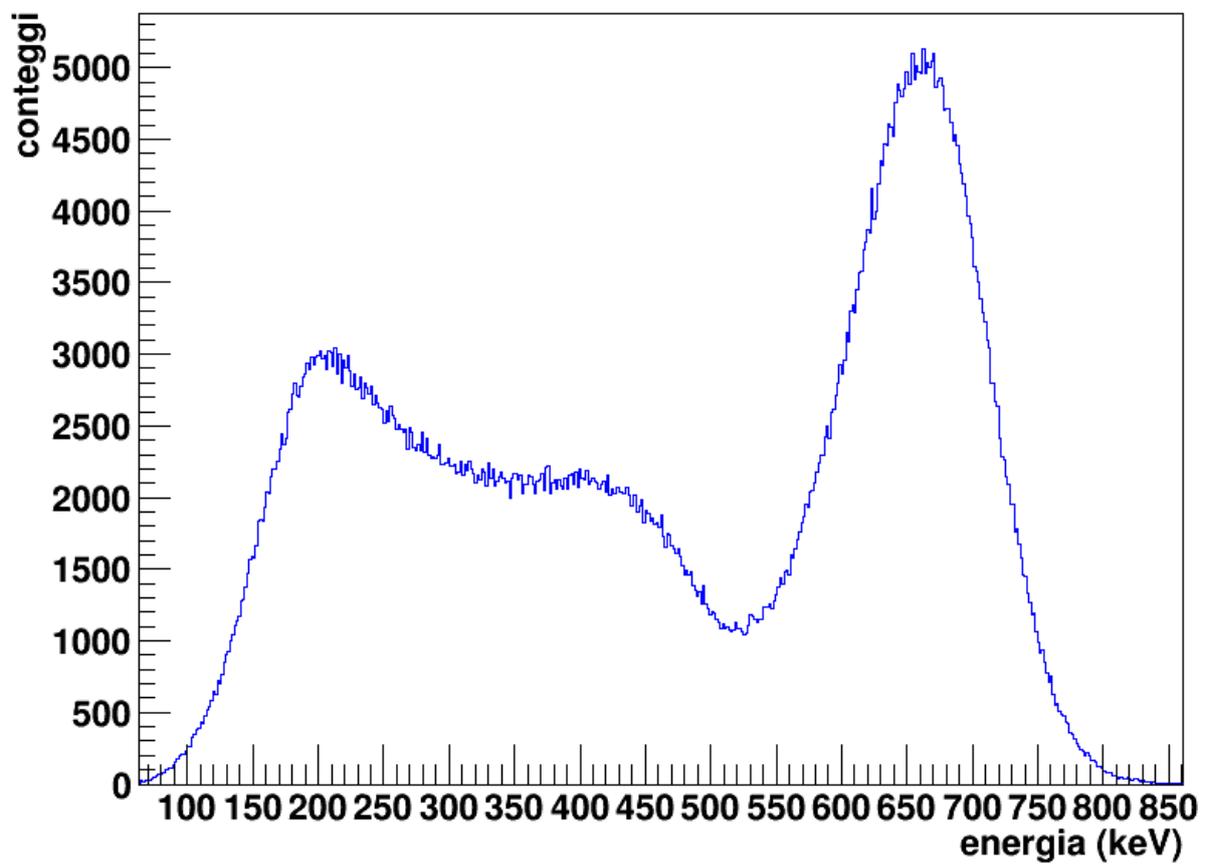


Figura 3.17: spettro del cesio 137 acquisito per mezzo di un cristallo di BGO e il SiPM 6481.

I risultati sono riportati in tabella (Tabella 3.18).

| SiPM 6481 | energia (KeV) | picco (canali) | errore (canali) | dev.std (canali) | errore (canali) | dev.std (keV) | errore (keV) |
|-----------|---------------|----------------|-----------------|------------------|-----------------|---------------|--------------|
| sodio 22 | 511,0 | 32448 | 13 | 2584 | 27 | 42,1 | 0,4 |
| cesio 137 | 661,7 | 41699 | 32 | 2910 | 31 | 47,4 | 0,5 |

Tabella 3.18: risultati ottenuti dalla misura.

Otengo quindi le seguenti due risoluzioni energetiche (Tabella 3.19) [Referenza 10].

| SiPM 6481 | FWHM/en. (%) | errore (%) | FWHM/en. (%) |
|-----------|--------------|------------|----------------|
| sodio 22 | 19,4 | 0,2 | di riferimento |
| cesio 137 | 16,9 | 0,2 | 10,8 |

Tabella 3.19: risoluzioni ottenute accoppiando il BGO con il SiPM 6481.

Riporto infine una tabella riassuntiva delle risoluzioni ottenute accoppiando il SiPM 6481 con i 3 cristalli scintillatori a disposizione.

| | Risoluzione Energetica (%) | |
|-----------|------------------------------|-------------------------------|
| | 511 keV (^{22}Na) | 662 keV (^{137}Cs) |
| SiPM 6481 | | |
| BGO | 19.4 | 16.9 |
| CsI | 11.62 | 10.38 |
| LYSO | 16.1 | 11.5 |

Tabella 3.19b: tabella riassuntiva delle risoluzioni ottenute accoppiando i 3 cristalli scintillatori con il SiPM 6481.

3.1.4) Conclusioni sulle misure di risoluzione energetica

Le misure di risoluzione energetica hanno fornito valori diversi sia per i differenti cristalli che per i differenti gamma. Il fatto che i gamma ad energie più alte hanno risoluzioni migliori è un risultato atteso perché quando il gamma viene rilevato dal cristallo come evento di foto picco questo emette un numero di fotoni di scintillazione proporzionale all'energia del gamma. Fra i cristalli la differenza di risoluzione è dovuta a fattori quali:

- L'efficienza dei cristalli nel convertire l'energia rilasciata in fotoni (alto *light yield*).
- *Light yield* linearmente proporzionale all'energia rilasciata.
- la lunghezza d'onda della luce emessa che può essere rilevata con più o meno efficienza dal SiPM.

Tutte le risoluzioni che ho ottenuto sono, come atteso, peggiori di quelle di riferimento per questi cristalli [Referenza 10] (ottenute utilizzando fototubi). Una risoluzione energetica peggiore è inoltre attesa per misure realizzate con SiPM rispetto a misure realizzate con fototubi ottimizzati. Posso concludere che il cristallo con cui ho ottenuto la risoluzione energetica migliore è il CsI che a 662 keV possiede una risoluzione del $10,38 \pm 0,01$ %. Per questo motivo nelle misure seguenti ho adoperato questo cristallo.

3.2) Misure in coincidenza

In questa parte del lavoro di tesi ho utilizzato il SiPM per effettuare misure in coincidenza con un rivelatore esterno. In particolare ho utilizzato un rivelatore di radiazione gamma a scintillazione BaF₂ di dimensioni⁴³ 2.5"x3", alimentato dal modulo di alimentazione (CAEN MOD N1470) ad una tensione di -1700 ± 1 V.

Le due sorgenti radioattive (che emettono entrambe raggi gamma in coincidenza) a mia disposizione per effettuare la misura erano:

- Sodio 22 ($^{22}_{11}\text{Na}$): $\gamma_1 = 511,0$ keV $\gamma_3 = 1274,5$ keV
- Ittrio 88 ($^{88}_{39}\text{Y}$): $\gamma_2 = 898,0$ keV $\gamma_4 = 1836,1$ keV

E' da notare che nonostante i cristalli accoppiati al SiPM difficilmente rivelino il "full energy peak" dei gamma a più alta energia ne rilevano comunque la presenza (cioè i gamma interagiscono ad esempio attraverso Scattering Compton, rilasciando solo parte della loro energia), posso quindi utilizzare questi eventi per ottenere il segnale di coincidenza e misurare lo spettro energetico in coincidenza del BaF₂.

3.2.1) Soppressione del fondo nello scintillatore LYSO tramite misure in coincidenza

Il cristallo di LYSO è caratterizzato da radioattività interna dovuta alla presenza di Lutezio 176 ($^{176}_{71}\text{Lu}$). Questo isotopo radioattivo è un emettitore beta che decade principalmente su uno stato eccitato dell'afnio 176 ($^{176}_{72}\text{Hf}$), il quale emette a sua volta raggi gamma di energia pari a 307 keV, 202 keV e 88 keV [Referenza 6]. Una sorgente come il ^{22}Na che emette raggi gamma in coincidenza può essere usata per sopprimere nello spettro dello scintillatore LYSO gli eventi associati alla radioattività interna. Per verificare il funzionamento dell'apparato sperimentale che mi fornirà gli spettri in coincidenza ho deciso di mostrare in modo qualitativo la variazione dello spettro energetico ottenuto con il cristallo di LYSO in presenza del ^{22}Na in condizione di

⁴³ Un pollice (1") è uguale a 2,54 cm.

basso conteggio⁴⁴ in modo da distinguere nettamente il fondo della misura che dovrà diminuire nel passaggio dalla misura non in coincidenza a quella in coincidenza.

L'apparato sperimentale (Figura 3.20) consiste quindi nel cristallo di LYSO accoppiato al SiPM (Hamamatsu Type S10362-33-050C n. serie 6481) alloggiati nella struttura cilindrica nera (Sp5603 Mini Spectrometer) e collegati alla PSAU (SP5600 2 channels General Purpose Amplifier and Power Supply Unit) la quale invia il segnale energetico al canale CH1 del digitalizzatore (DT5720A Channel 12 250 MS/s Digitizer). Al Digitalizzatore è anche collegato il segnale anodico del BaF₂ mediante il canale CH0. In questa esperienza per la prima volta non ho utilizzato il segnale di trigger della PSAU ma ho utilizzato la modalità di trigger interna del digitalizzatore per impostare la soglia di entrambi i rivelatori ed effettuare la misura in coincidenza.

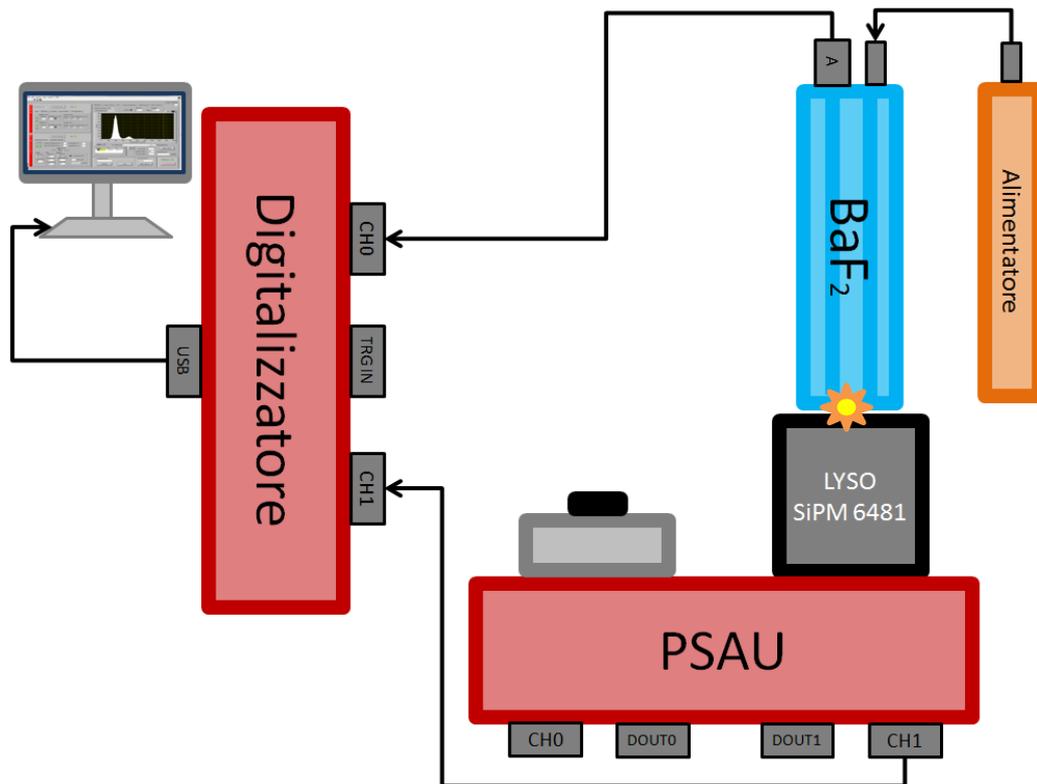


Figura 3.20: apparato sperimentale utilizzato per vedere il cambiamento del rumore di fondo del LYSO passando da una misura singola ad una in coincidenza. La posizione della sorgente è rappresentata dalla stella giallo-arancio.

Ho quindi effettuato due misure: una non in coincidenza⁴⁵ e una in coincidenza, entrambe per una durata di 1800 s.

I parametri⁴⁶ utilizzati sono stati riportati in tabella⁴⁷ (Tabella 3.21).

⁴⁴ Per ottenere una condizione di basso conteggio la sorgente radioattiva è stata posta all'esterno del contenitore nero che racchiude il cristallo di LYSO ma a contatto con esso e con il contenitore del BaF₂.

⁴⁵ Pur avendo già impostato i parametri di coincidenza essi sono stati usati solo nella seconda misura.

⁴⁶ Il significato dei parametri riportati nella tabella è illustrato in appendice.

⁴⁷ La modalità coinc. è stata attivata per la misura in coincidenza, mentre per l'altra misura è restata spenta.

| | | | | |
|------------------|-------------------|----------------|------------------|----------------|
| SiPM 6581 | | | | |
| PSAU ch1 | bias (V) | gain (dB) | temperatura (°C) | |
| | 72,4 | 10 | 32 | |
| ADC | offset ch.0 | threshold ch.0 | offset ch.1 | threshold ch.1 |
| | 0 | 40 | 0 | 50 |
| | trigger mode | gate (ns) | pre gate (ns) | hold-off (ns) |
| | internal (coinc.) | 1000 | 48 | 1000 |
| | coinc. Time | mean | threshold (mV) | no flat (ns) |
| | 40 | 16 | 8 | 1504 |
| GRAFICO | x-axis origin | Number of Bins | Bin size[ADC] | |
| | 0 | 3000 | 10 | |

Tabella 3.21: valori impostati per effettuare la misura.

I parametri di integrazione sono condivisi dai due segnali energetici sono stati quindi impostati per permettere l'acquisizione di entrambi i segnali necessari alla coincidenza.

Riporto i due spettri ottenuti con il LYSO (Figure 3.22 e 3.23).

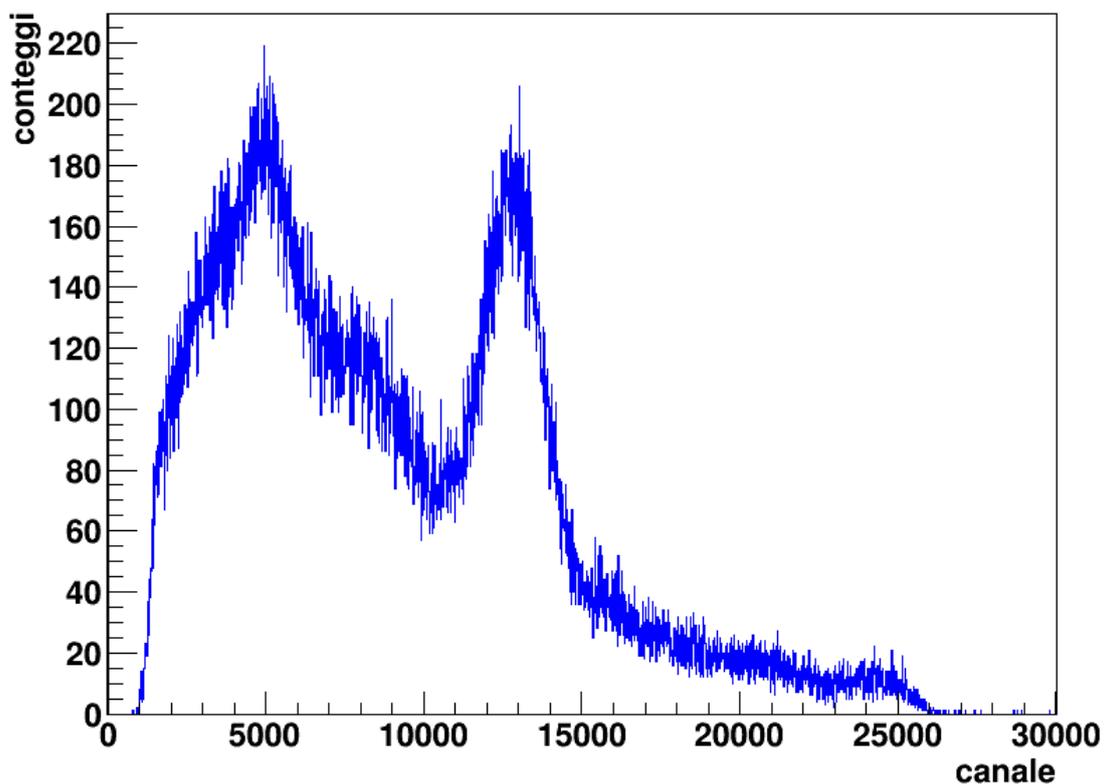


Figura 3.22: Spettro energetico del SiPM 6481 accoppiato ad un cristallo di LYSO irradiato da una sorgente di sodio 22 acquisito senza coincidenza.

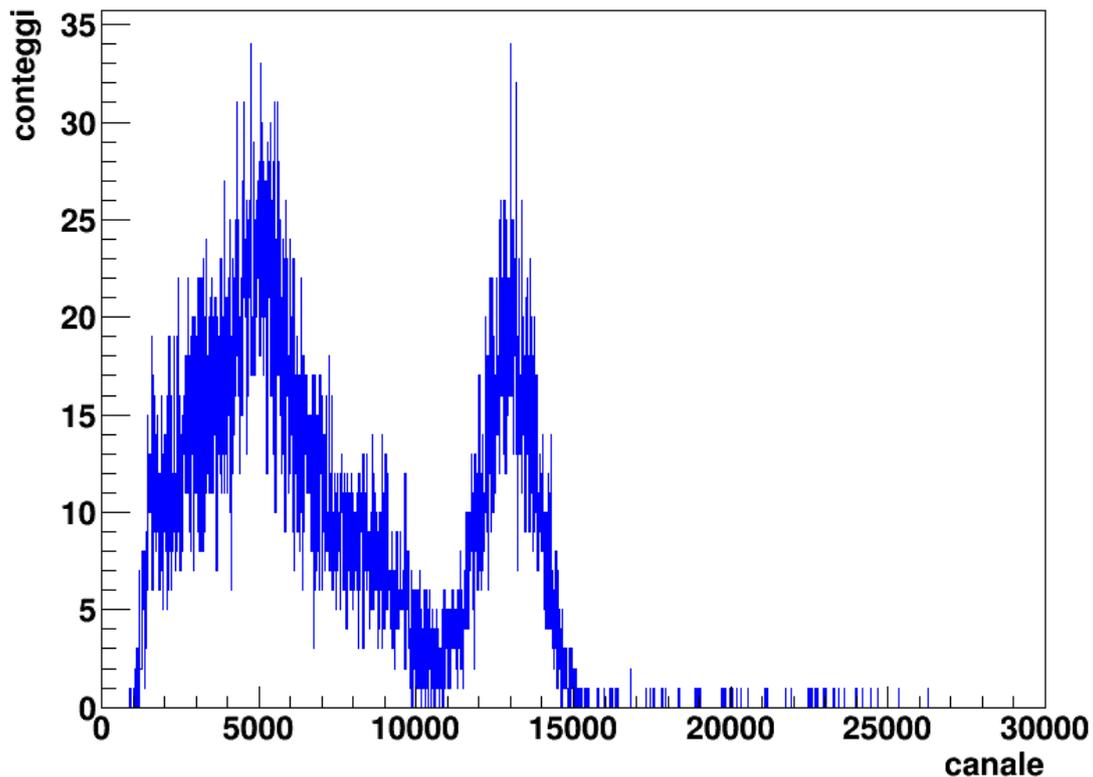


Figura 3.23: Spettro energetico del SiPM 6481 accoppiato ad un cristallo di LYSO irradiato da una sorgente di sodio 22 acquisito con la coincidenza.

Si vede quindi l'effetto atteso: nello spettro preso in coincidenza (Figura 3.23) rimangono solo gli eventi associati al fotopico di 511 keV ed il profilo della spalla Compton. Un altro effetto che si nota è la riduzione significativa del numero di conteggi nello spettro in coincidenza (Figura 3.23) dovuta ovviamente alla richiesta della condizione di coincidenza tra i due rivelatori e quindi all'efficienza di rivelazione dei 2γ .

3.2.2) Spettri del ^{22}Na in coincidenza per diverse posizioni relative dei rivelatori

Per la misura ho utilizzato la stessa strumentazione descritta nel paragrafo precedente⁴⁸, sostituendo però il cristallo LYSO con il CSI (per il quale ho ottenuto la migliore risoluzione energetica e che non presenta radioattività interna).

La misura in coincidenza che ho fatto è stata quella di valutare come varia lo spettro del sodio ponendo i due rivelatori uno di fronte all'altro (Figura 3.24) oppure perpendicolari tra loro⁴⁹ (Figura 3.25).

⁴⁸ In questo caso ho preso la misura con il più alto tasso di conteggio possibile e per fare ciò la sorgente è stata posta all'interno del contenitore cilindrico che racchiude anche il CSI.

⁴⁹ Nel posizionare i due rivelatori perpendicolarmente fra loro a causa della loro forma sono stato costretto ad allontanare il BaF_2 dalla sorgente.

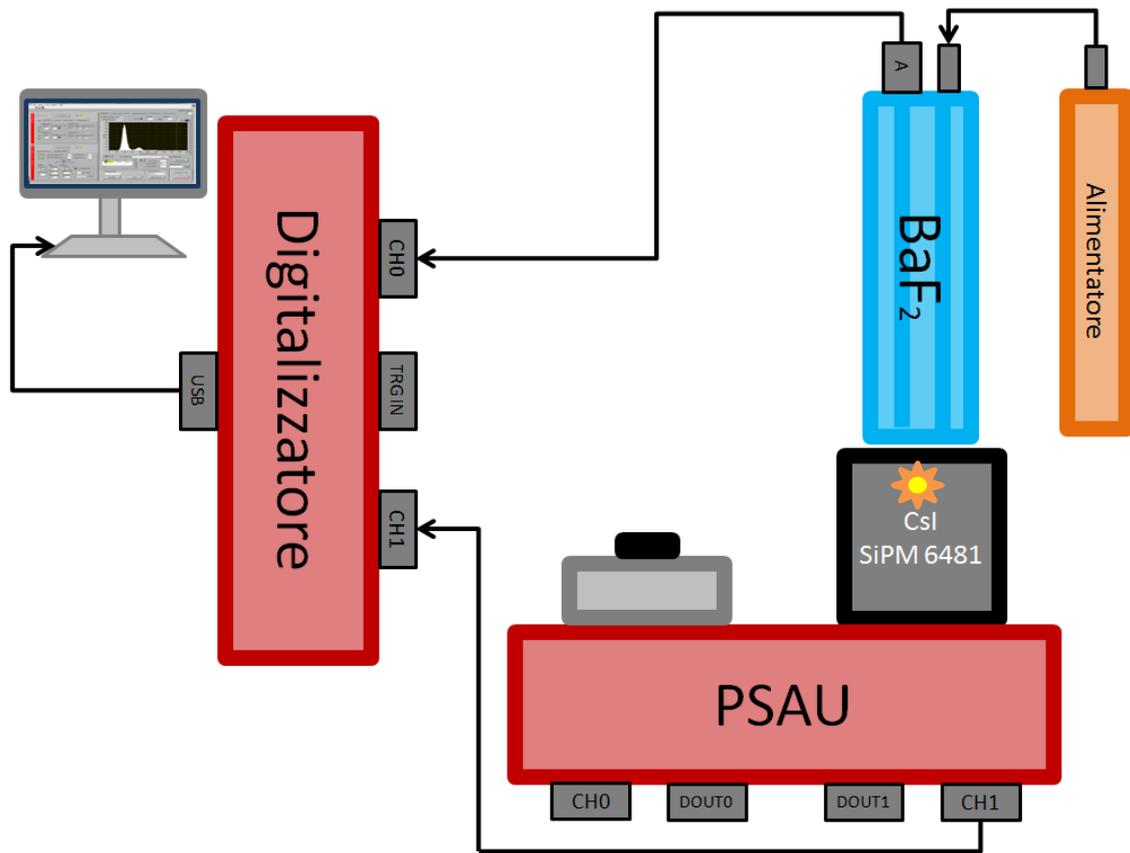


Figura 3.24: apparato sperimentale adoperato nella misura in coincidenza con i rivelatori posti uno di fronte all'altro. La posizione della sorgente è rappresentata dalla stella giallo-arancio.

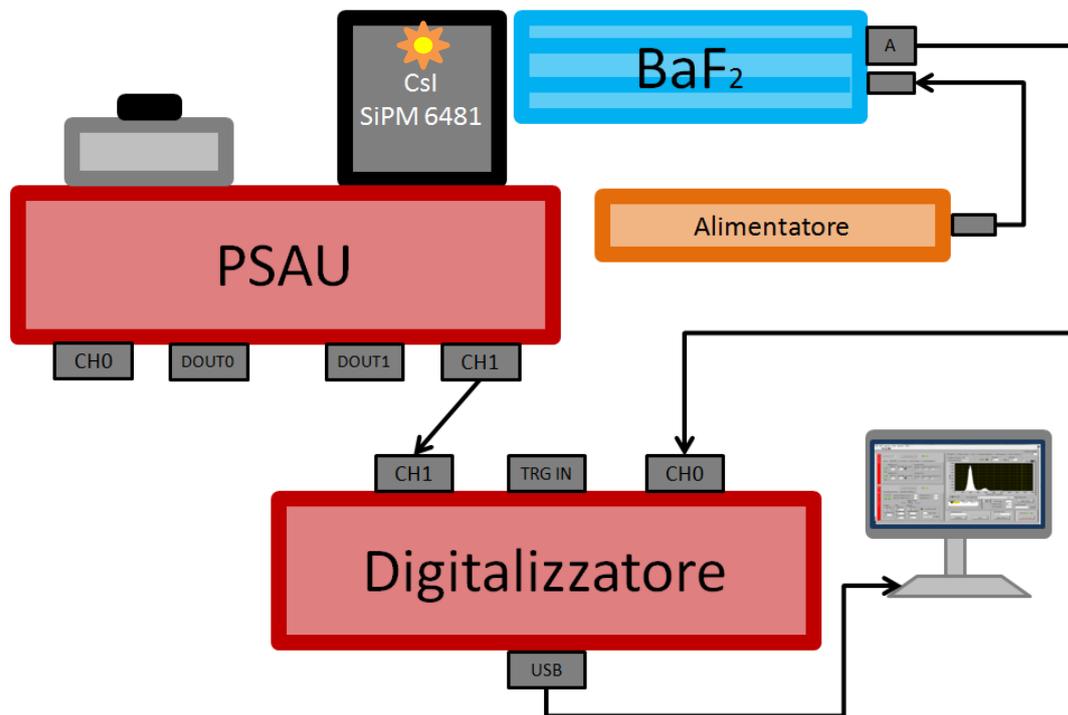


Figura 3.25: apparato sperimentale adoperato nella misura in coincidenza con i rivelatori posti perpendicolarmente. La posizione della sorgente è rappresentata dalla stella giallo-arancio.

Nella presa dati con i rivelatori posti uno di fronte all'altro mi aspetto di ottenere uno spettro energetico composto da tre picchi: quelli associati ai due foto picchi per i gamma da 511.0 keV e 1274.5 keV ed il picco somma, mentre nella misura con i rivelatori perpendicolari mi aspetto uno spettro in cui l'intensità relativa del picco del gamma da 1274.5 keV sia notevolmente aumentata rispetto a quella degli altri due picchi. Il motivo per cui mi aspetto questo risultato è che il $^{22}_{11}\text{Na}$ decade β^+ in uno stato eccitato del $^{22}_{10}\text{Ne}$. Il positrone prodotto annichilandosi con un elettrone produce due gamma diretti in versi opposti e non rilevabili quindi simultaneamente in misure in coincidenza con i rivelatori perpendicolari tra loro. L'ultimo gamma viene prodotto dalla diseccitazione del neon. La vita media di questo stato⁵⁰ è così breve che, per la nostra risoluzione temporale, è considerato in coincidenza con l'annichilamento del positrone.

Prima di effettuare questa misura ho dovuto calibrare lo spettro del BaF_2 per verificare la corretta identificazione dei picchi ottenuti. Per fare ciò ho posto una alla volta le sorgenti sodio e ittrio nel contenitore cilindrico e posti i due rivelatori di fronte ho effettuato le due misure in coincidenza acquisendo solo i dati del BaF_2 in coincidenza. La misura del sodio è stata effettuata per 1'800 s mentre per l'ittrio ho acquisito i dati per 3'600 s avendo la sorgente un'intensità minore.

⁵⁰ La vita media dello stato eccitato del neon 22 è 3.6 ps.

I valori dei parametri⁵¹ utilizzati per la misura e non ancora riportati sono mostrati di seguito (Tabella 3.26).

| SiPM 6581 | | | | |
|-----------|-------------------|----------------|------------------|----------------|
| PSAU ch1 | bias (V) | gain (dB) | temperatura (°C) | |
| | 72,4 | 30 | 30,9 | |
| ADC | offset ch.0 | threshold ch.0 | offset ch.1 | threshold ch.1 |
| | 0 | 15 | 0 | 50 |
| | trigger mode | gate (ns) | pre gate (ns) | hold-off (ns) |
| | internal (coinc.) | 3000 | 304 | 3000 |
| | coinc. Time | mean | threshold (mV) | no flat (ns) |
| | 40 | 16 | 8 | 3504 |
| GRAFICO | x-axis origin | Number of Bins | Bin size[ADC] | |
| | 0 | 15000 | 10 | |

Tabella 3.26: parametri utilizzati nella misura di calibrazione dello spettro energetico del BaF₂.

Effettuata la misura di calibrazione con la sorgente di ²²Na e fittati i picchi con root [Referenza 7] 5 volte ho ottenuto i seguenti valori medi (Tabella 3.27). Come errore è stata presa la deviazione standard della media dei valori ottenuti con i 5 FIT.

| Na-22 | | | |
|--------------|---------------|--------------------|--------|
| numero picco | energia (keV) | centroide (canali) | errore |
| 1 | 511,0 | 1813 | 2 |
| 2 | 1274,5 | 4295 | 10 |
| 3 | 1785,5 | 6081 | 6 |

Tabella 3.27: valori utilizzati per la calibrazione dello spettro energetico del BaF₂.

⁵¹ Il significato dei parametri riportati nella tabella è illustrato in appendice.

Lo spettro energetico da cui ho estratto i dati è il seguente (Figura 3.28).

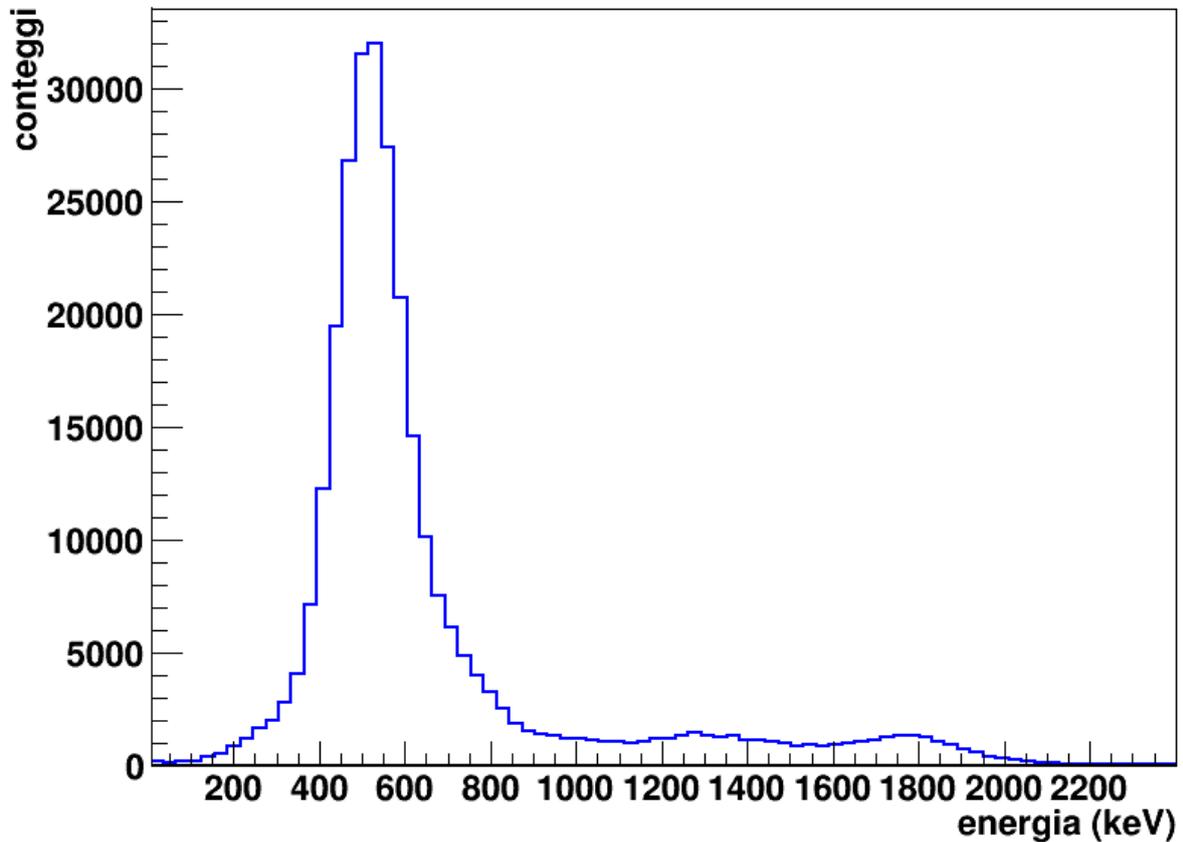


Figura 3.28: spettro energetico del ^{22}Na ottenuto con il BaF_2 in una misura in coincidenza con il CSI.

Ho quindi potuto calibrare lo spettro. Utilizzando lo scintillatore BaF_2 ho anche acquisito uno spettro utilizzando una sorgente di ^{88}Y che emette due raggi gamma in coincidenza di energia 898 keV e 1'836 keV. Allo spettro energetico così ottenuto ho applicato la calibrazione effettuata in precedenza con la sorgente di ^{22}Na comparando i centroidi dei picchi con i valori attesi. Per i centroidi il valore riportato è la media dei risultati ottenuti con i 5 FIT, effettuati con root, mentre per l'errore ho in questo caso preferito utilizzare la larghezza del *bin* in quanto le Gaussiane presentano una grossa incertezza statistica data dal basso numero di eventi. I dati ottenuti sono riportati in tabella (Tabella 3.29).

| Y-88 | | | | | |
|--------------|---------------|--------------------|--------|-----------------|--------|
| numero picco | energia (keV) | centroide (canali) | errore | centroide (kev) | errore |
| 1 | 898,0 | 3050 | 100 | 887 | 30 |
| 2 | 1836,1 | 6100 | 100 | 1800 | 30 |

Tabella 3.29: valori energetici teorici dei gamma emessi dal ^{88}Y e valori sperimentali estratti con la calibrazione dello spettro energetico del ^{22}Na .

Anche in questo caso riporto lo spettro energetico (Figura 3.30).

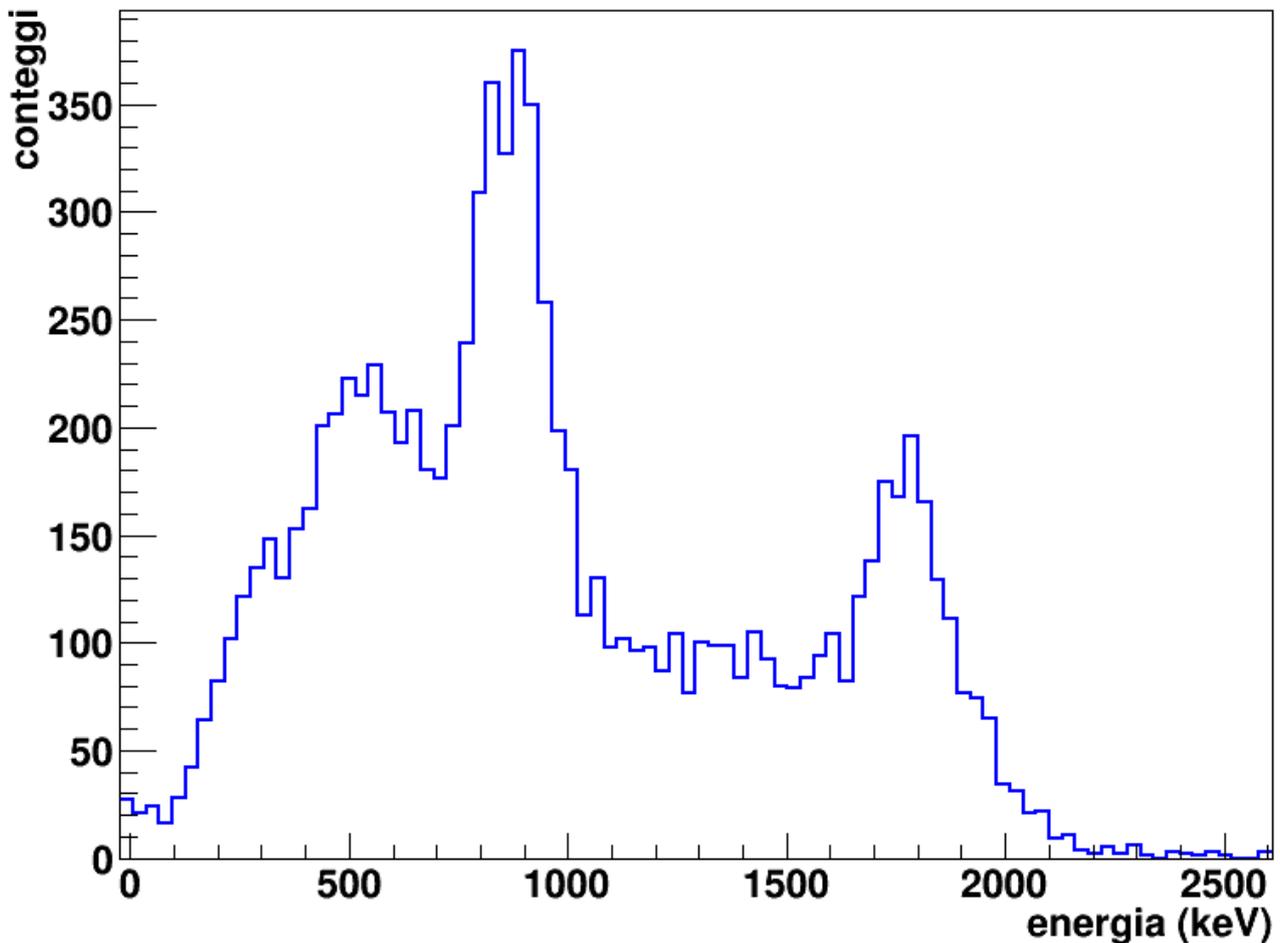


Figura 3.31: spettro energetico del ^{88}Y ottenuto con il BaF_2 in una misura in coincidenza con il CSI, calibrazione effettuata con lo spettro energetico del ^{22}Na preso in precedenza.

Ho ottenuto che i valori dei centroidi di entrambi i picchi sono compatibili con i valori attesi entro 2 deviazioni standard. Posso quindi concludere che i tre picchi dello spettro del sodio sono stati identificati correttamente.

Verificata la corretta identificazione dei picchi ho proceduto con l'acquisizione dei due spettri con la sorgente di ^{22}Na , uno con i rivelatori di fronte (Figura 3.24) e uno perpendicolari (Figura 3.25), entrambe le misure sono state effettuate per 5'400 s e con gli stessi parametri usati in precedenza per le misure di calibrazione (Tabella 3.26).

Riporto i due spettri energetici presi con il CSI (Figure 3.32 e 3.33). Si noti che non sono presenti i picchi associati agli eventi di fotonapicco per i raggi gamma più energetici, a causa della limitata efficienza d'arresto dei raggi gamma dovuta alle dimensioni del rivelatore.

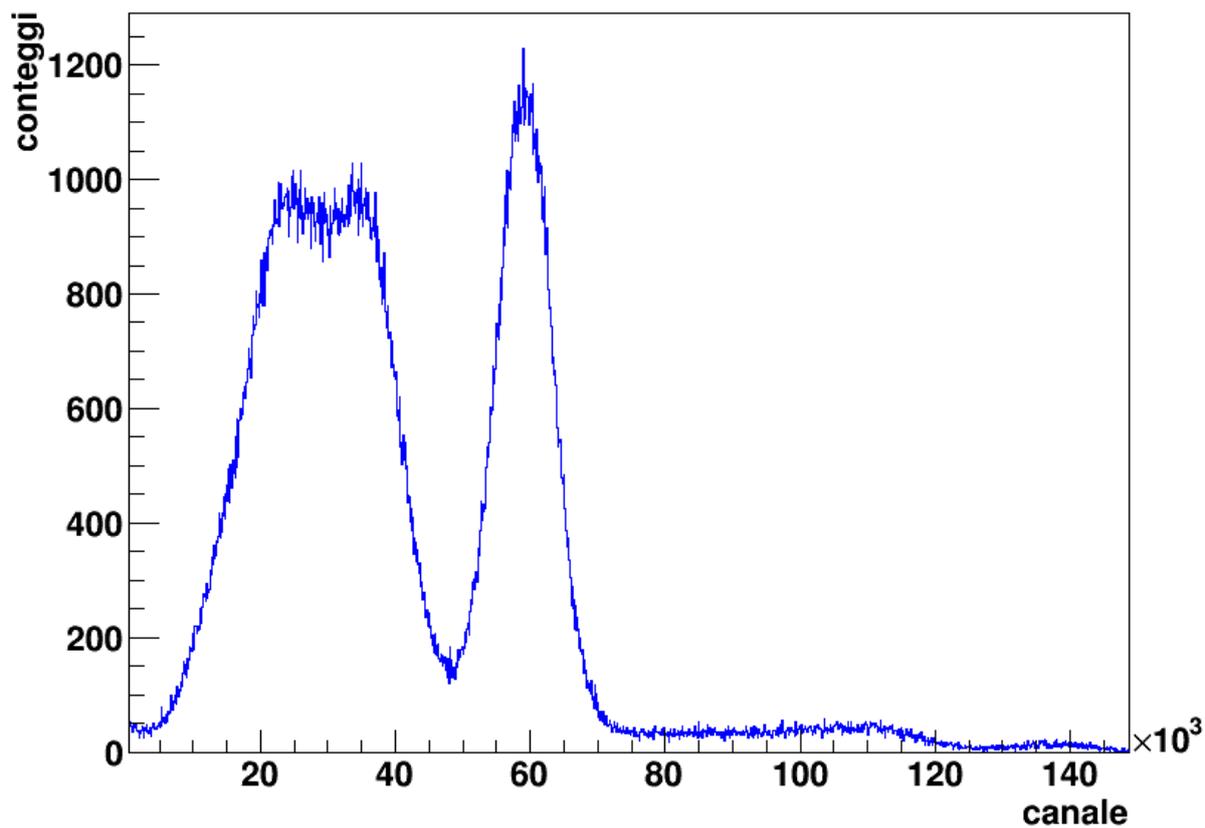


Figura 3.32: spettro energetico del ^{22}Na ottenuto con il CsI in una misura in coincidenza con il BaF_2 ponendo i due rivelatori uno di fronte all'altro.

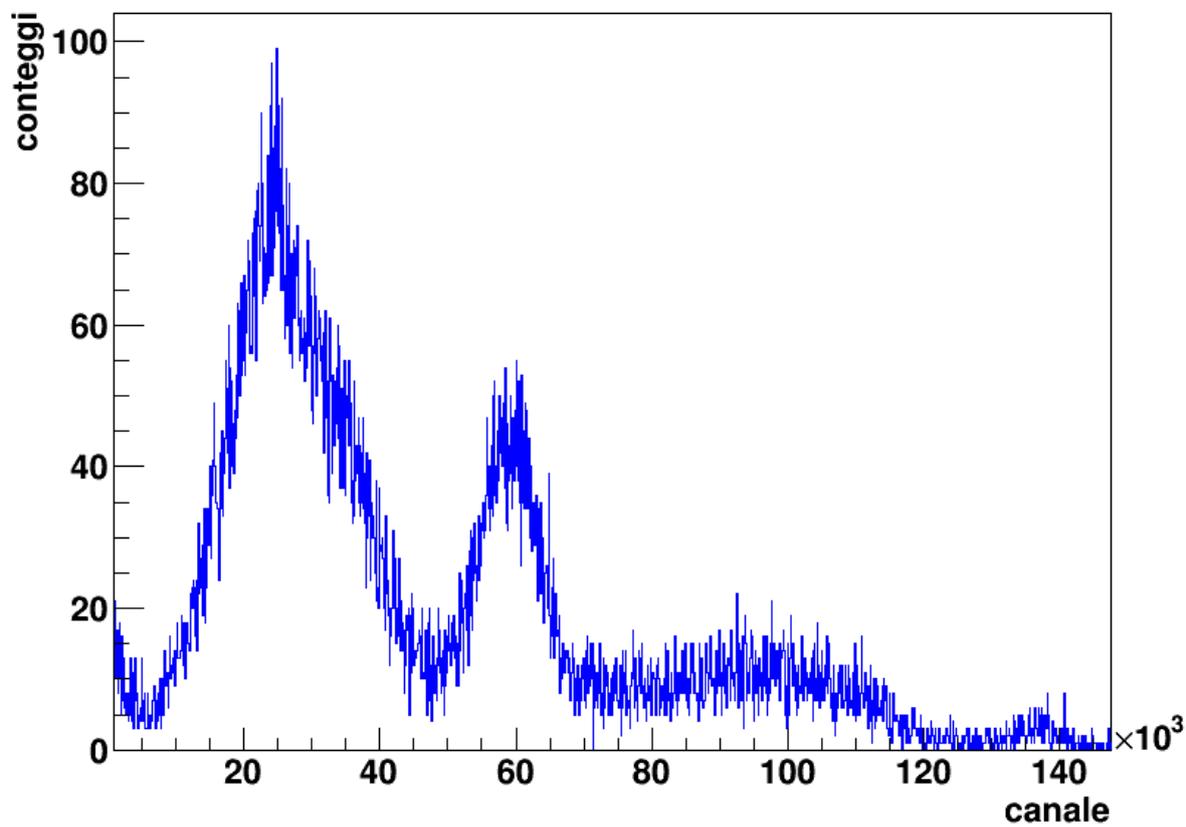


Figura 3.33: spettro energetico del ^{22}Na ottenuto con il CsI in una misura in coincidenza con il BaF_2 ponendo i due rivelatori perpendicolari fra di loro.

Riporto di seguito i due spettri ottenuti con il BaF₂ (Figure 3.34 e 3.35) come descritto in precedenza.

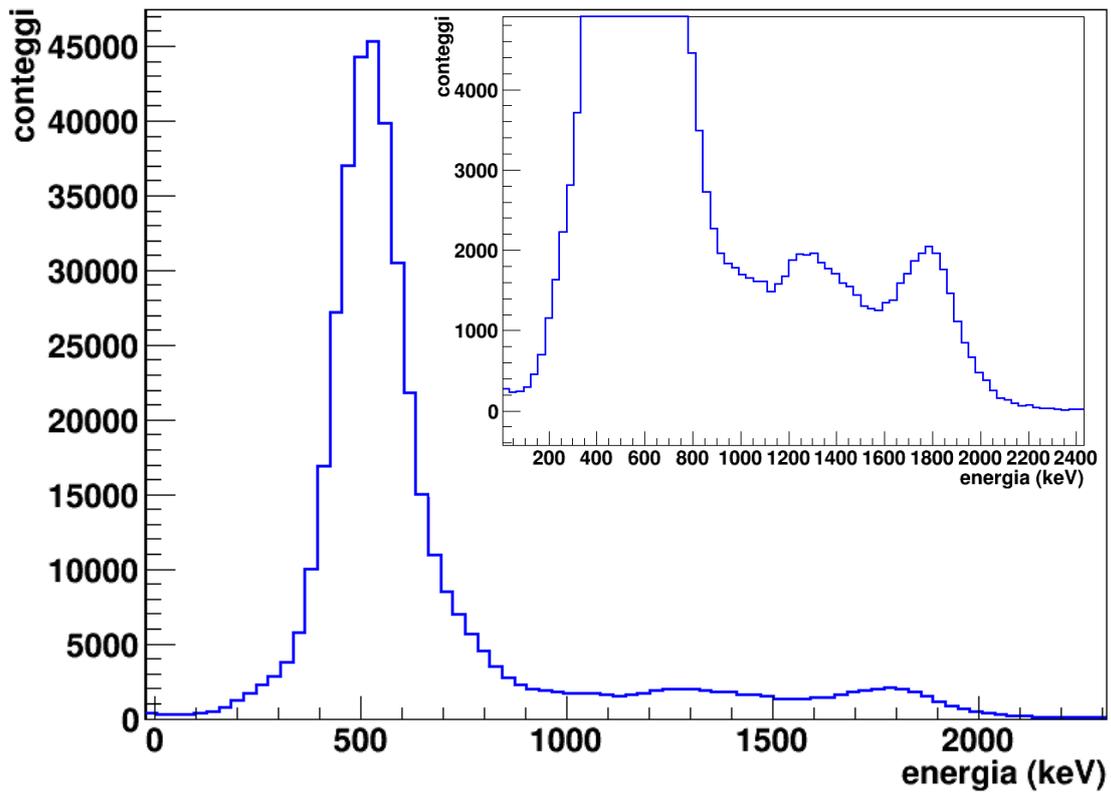


Figura 3.34: spettro energetico del ²²Na ottenuto con il BaF₂ in una misura in coincidenza con il CsI ponendo i due rivelatori uno di fronte all'altro.

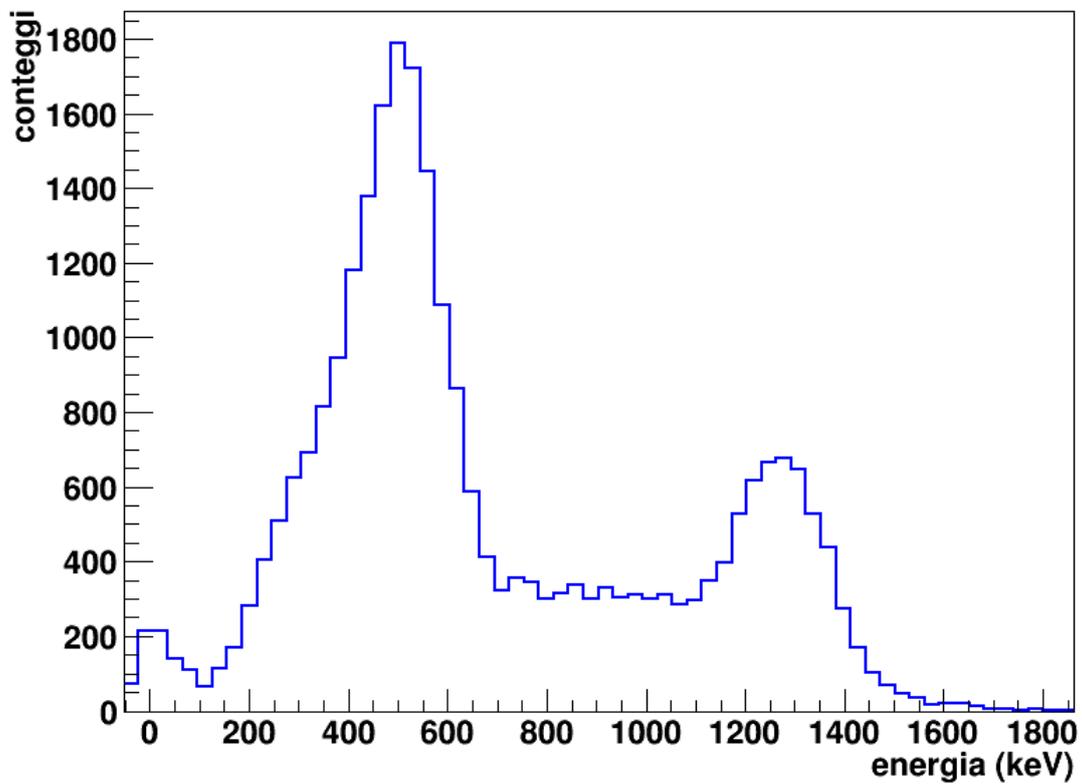


Figura 3.35: spettro energetico del ²²Na ottenuto con il BaF₂ in una misura in coincidenza con il CsI ponendo i due rivelatori perpendicolari fra di loro.

Fittando questi spettri con root 5 volte ho ricavato i parametri di ampiezza dei picchi che ho usato per valutare le intensità relative del secondo e terzo picco rispetto al primo. Come valore dell'ampiezza ho utilizzato la media dei valori ottenuti e come errore la deviazione standard della media. I valori così ottenuti sono riportati in tabella (Tabella 3.36).

| di fronte | ampiezza (conteggi) | errore (conteggi) |
|----------------|---------------------|-------------------|
| 511,0 keV | 40772 | 91 |
| 1274,5 keV | 837 | 74 |
| 1785,5 keV | 1319 | 42 |
| perpendicolari | ampiezza (conteggi) | errore (conteggi) |
| 511,0 keV | 1295 | 33 |
| 1274,5 keV | 563 | 13 |
| 1785,5 keV | *** | *** |

Tabella 3.36: intensità dei picchi del sodio nei due spettri presi con il BaF₂ posto in coincidenza con il CsI.

I dati per il terzo picco per lo spettro preso con i rivelatori perpendicolari non li ho potuti inserire in tabella perché il picco in questione non è presente nel grafico, come atteso. Ho potuto quindi calcolare l'intensità relativa del secondo picco rispetto al primo (Tabella 3.37).

| | [Intensità picco a 1274 keV / Intensità picco a 511 keV] | errore % |
|----------------|--|----------|
| di fronte | 2.1% | 0.2 |
| perpendicolari | 43% | 2 |

Tabella 3.37: intensità relative dei picchi.

I valori ottenuti sono compatibili con le attese, secondo quanto illustrato all'inizio di questo paragrafo.

4) Misura dei segnali di uno scintillatore CLYC

Il CLYC-7 ($\text{Cs}_2\text{LiYCl}_6$ arricchito con litio 7 a più del 99% e drogato cerio) (Figura 4.1) è un cristallo scintillatore igroscopico di ultima generazione⁵² in cui la frequenza e la costante di tempo della luce di scintillazione è differente in base al fatto che abbia interagito con raggi gamma o neutroni, veloci o termici [Referenza 8].



Figura 4.1: foto del CLYC-7 (CLYC-017-1) adoperato nelle misure.

Il meccanismo con cui il CLYC rivela i raggi gamma è analogo a quello di tutti gli altri scintillatori inorganici.

Per rivelare i neutroni termici invece sfrutta la reazione ${}^6\text{Li} + n \rightarrow {}^3\text{H} + \alpha$ che libera 4.78 MeV. Per rivelare i neutroni veloci sfruttano le reazioni ${}^{35}\text{Cl} + n \rightarrow {}^{35}\text{S} + p$ e ${}^{35}\text{Cl} + n \rightarrow {}^{32}\text{P} + \alpha$. In queste reazioni si ha che l'energia del protone (o della particella alfa) prodotto è linearmente proporzionale a quella del neutrone incidente. A questo punto essendo il protone (o la particella alfa) una particella carica rilascia la sua energia nel materiale interagendo con i suoi elettroni.

Il CLYC da me usato è prevalentemente⁵³ composto da litio 7 ed è quindi inefficiente nel rilevare i neutroni termici. Lo scopo che ho voluto raggiungere con queste misure è quello di verificare se collegando un CLYC-7 (CLYC-017-1) di forma cilindrica con diametro e altezza di 1'' (Figura 4.1) con il SiPM (Hamamatsu Type S10362-33-050C n. serie 6481) di $3 \times 3 \text{ mm}^2$ (Figura 1.25) sia possibile vedere delle differenze fra i segnali

⁵² È stato scoperto circa 15 anni fa.

⁵³ In natura il litio è composto da due isotopi stabili il ${}^6\text{Li}$ (7%) e il ${}^7\text{Li}$ (93%).

energetici dei gamma e quelli dei neutroni come avviene con i fototubi. Le sorgenti adoperate solo le seguenti:

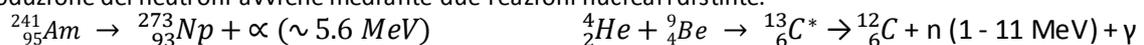
- Cobalto 60 ($^{60}_{27}Co$): $\gamma_1 = 1'173 \text{ keV}$ $\gamma_2 = 1'333 \text{ keV}$
- Americio Berillio⁵⁴ ($^{241}_{95}Am$ 9_4Be): $n_1 = 1 - 11 \text{ MeV}$

Purtroppo il CLYC era troppo grande per essere alloggiato nella struttura cilindrica nera ed è stato quindi necessario estrarre da essa il SiPM. Per effettuare l'accoppiamento del cristallo con il SiPM, essendo quest'ultimo molto più piccolo, ho avvolto il cristallo con 2 strati di teflon bianco in modo da non disperdere i fotoni di scintillazione lasciando però un foro dove collocare il SiPM⁵⁵. Il SiPM è posizionato su un circuito stampato (Figura 1.25) e risulta quindi in rilievo rispetto ad esso. È quindi stato necessario rinchiuderlo in un anello di polistirolo espanso per poter avere una superficie piana su cui adagiare il cristallo. Una volta collocati i due elementi nella giusta posizione ho proceduto ad unirli mediante del nastro adesivo isolante di colore nero in modo da legarli assieme ed isolarli il più possibile dalla luce esterna. Una volta uniti li ho collocati nel CH1 della PSAU (SP5600 2 channels General Purpose Amplifier and Power Supply Unit) non essendoci più però il contenitore cilindrico nero è stato necessario fissarli con altro nastro adesivo nero (Figura 4.2).



Figura 4.2: foto della PSAU, con attaccato il CLYC e il SiPM, come si presentava durante le misure.

⁵⁴ La produzione dei neutroni avviene mediante due reazioni nucleari distinte.



⁵⁵ Sulla parte non coperta del CLYC ho applicato del grasso ottico per migliorare la trasmissione dei fotoni e per far aderire il SiPM.

L'apparato sperimentale (Figura 4.3) consisteva quindi nel CLYC (CLYC-017-1) ed il SiPM (Hamamatsu Type S10362-33-050C n. serie 6481) collegati al canale 1 della PSAU (SP56002 channels General Purpose Amplifier and Power Supply Unit) il quale era a sua volta collegato all'oscilloscopio (LeCroy Wwawe Runner HRO 66Zi) mediante due cavi, uno per il segnale energetico e uno per il segnale logico TTL. L'oscilloscopio acquisiva i segnali energetici ogniqualvolta era presente il segnale TTL. La PSAU con il CLYC e il SiPM sono stati coperti con un panno nero per isolarli il più possibile dalla luce esterna.

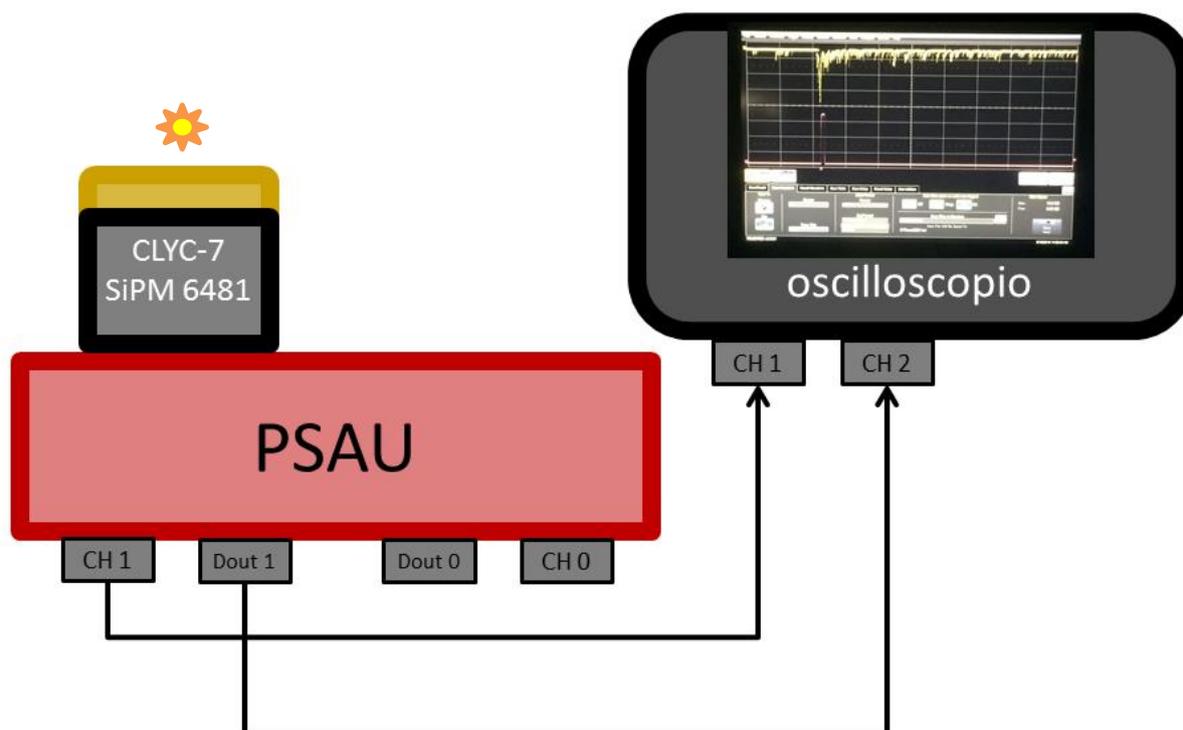


Figura 4.3: configurazione dell'apparato sperimentale per la misura dei segnali energetici emessi dal CLYC e rilevati dal SiPM. La posizione di entrambe le sorgenti è rappresentata dalla stella giallo-arancio.

Nella presa dati sono stati acquisiti 7'000 segnali prodotti dai gamma e altri 7'000 prodotti dai neutroni, ottenuti rispettivamente irradiando il cristallo con la sorgente di ^{60}Co e con la sorgente AmBe.

I parametri⁵⁶ utilizzati nel corso della misura sono riportati in tabella (Tabella 4.4).

| PSAU ch1 | bias (V) | gain (dB) | threshold (mV) | temperatura (°C) |
|----------|----------|-----------|----------------|------------------|
| | 72,4 | 40 | -100 | 32,4 |

Tabella 4.4: parametri adoperati nel corso delle misure dei segnali energetici del CLYC-7.

⁵⁶ Il significato dei parametri riportati nella tabella è illustrato in appendice.

A causa delle ridotte dimensioni del SiPM esso era in grado di rilevare solo una parte dei fotoni di scintillazione emessi a seguito di una interazione. Di conseguenza non è risultato possibile effettuare evento per evento il confronto tra la forma di segnali associati a singoli eventi di gamma e neutroni. Al fine di ottenere comunque un confronto che permetta di mettere in luce la diversa forma di segnale e la costante di decadimento per le due tipologie di evento ho scelto di produrre delle forme di segnali mediati su un grande numero di eventi dello stesso tipo (gamma o neutroni). Sono stati quindi sommati 7'000 segnali associati ad eventi gamma e altrettanti associati ad eventi con neutroni, dopo averli allineati temporalmente con un discriminatore a soglia, utilizzando un codice basato sul software root [Referenza 7]. I segnali ottenuti dalla somma sono quindi stati normalizzati con ampiezza massima uguale a 100. È stato quindi possibile confrontare in modo diretto i due segnali così ottenuti, essi sono riportati nei grafici (Figure 4.5 e 4.6).

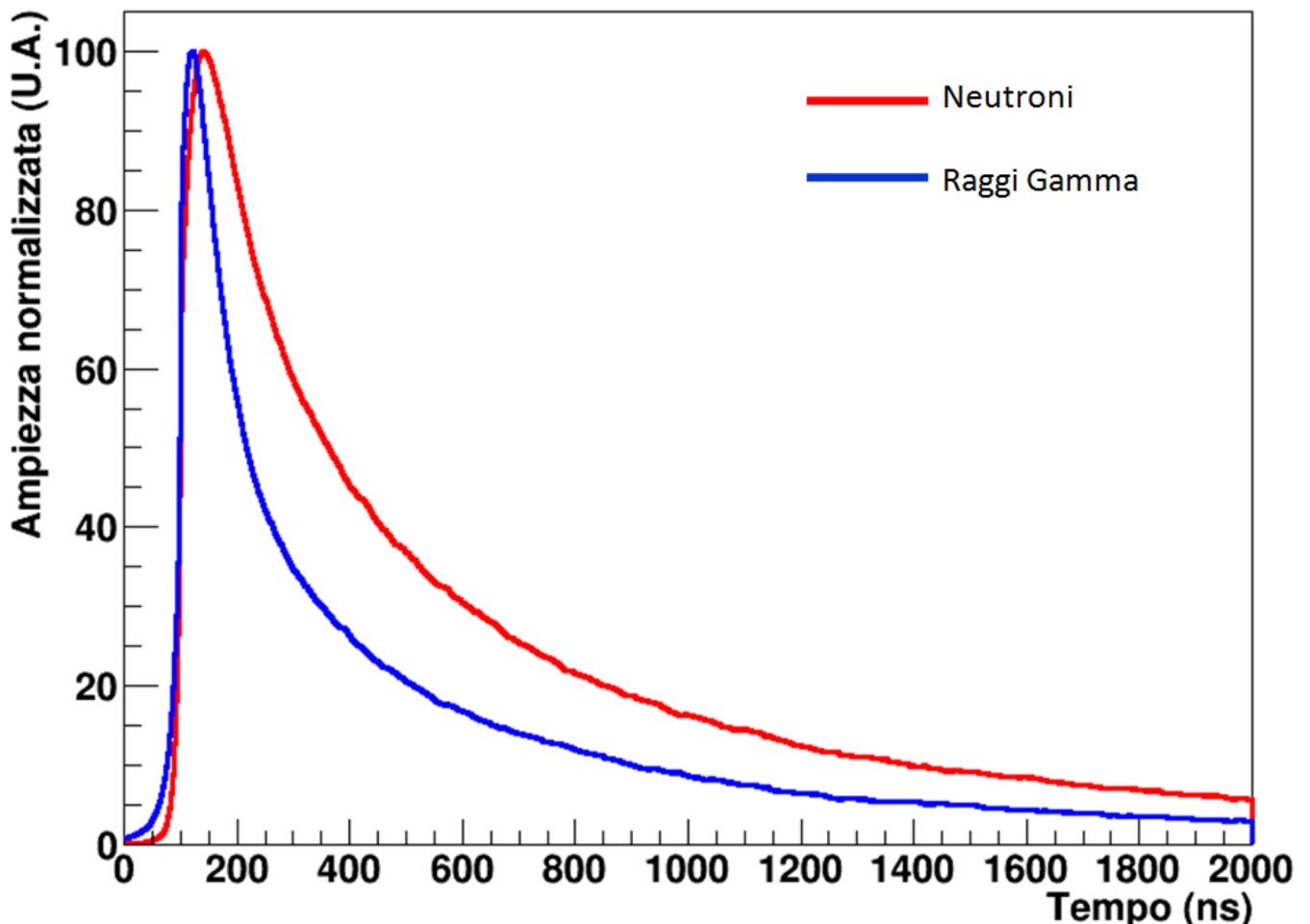


Figura 4.5: somma di 7'000 segnali energetici normalizzati per avere massimo 100 ottenuti adoperando il CLYC-7 (CLYC-017-1) e il SiPM (Hamamatsu Type S10362-33-050C n. serie 6481).

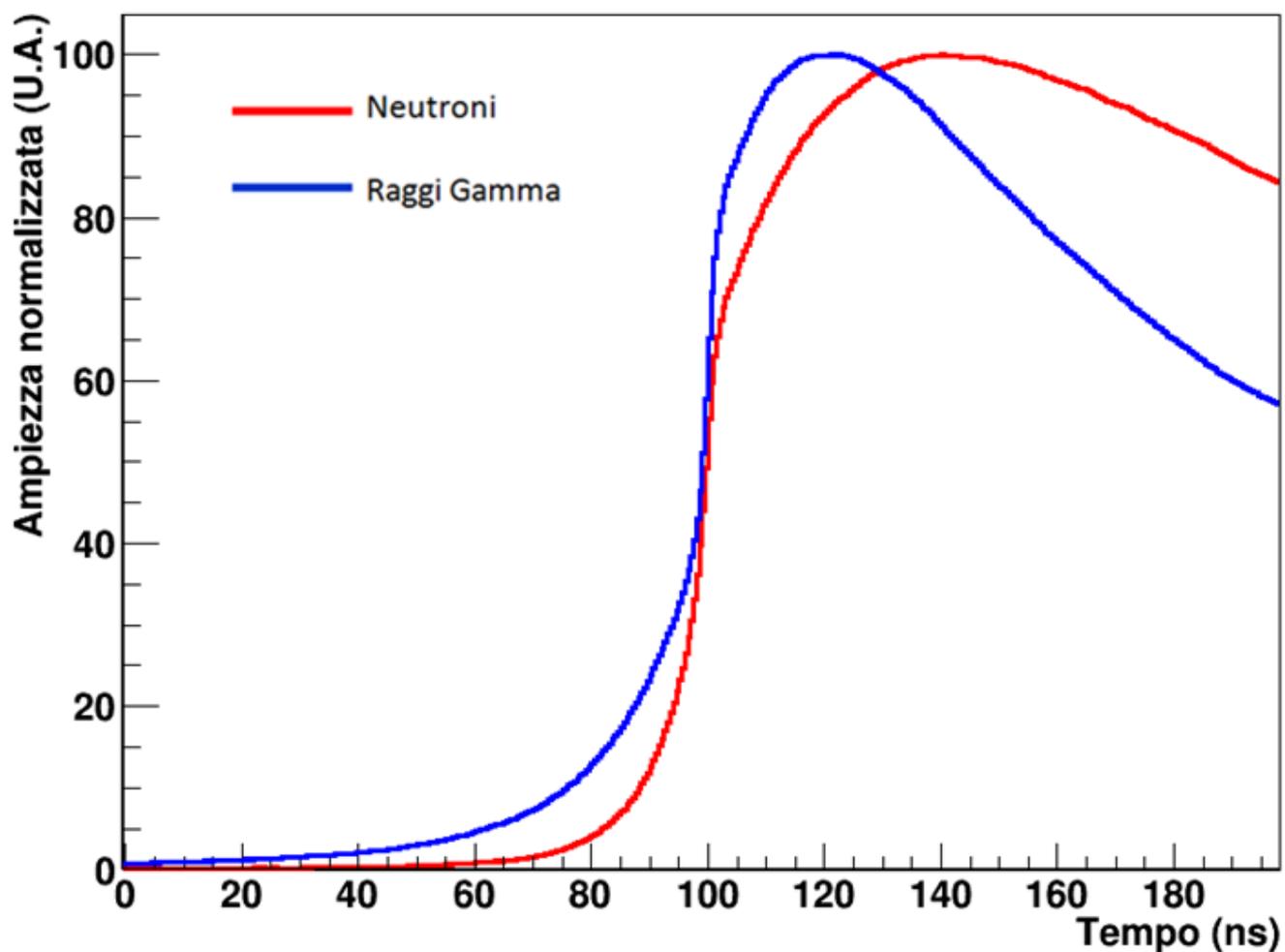


Figura 4.6: fronte di salita della somma di 7'000 segnali energetici normalizzati per avere massimo 100 ottenuti adoperando il CLYC-7 (CLYC-017-1) e il SiPM (Hamamatsu Type S10362-33-050C n. serie 6481).

Come si vede chiaramente dal confronto grafico nelle figure (Figure 4.5 e 4.6) i due segnali sono diversi, avendo i raggi gamma un fronte di discesa più rapido, ed è quindi possibile distinguere i raggi gamma dai neutroni. La differenza però non è così marcata come con i fototubi e questo è dovuto alla difficoltà nell'allineare i singoli segnali perché, essendo formati da pochi fotoni, non presentano un netto fronte di salita.

Conclusione

In questo lavoro di tesi si sono realizzate misure di caratterizzazione di Silicon Photomultipliers (SiPM) presenti nell'Evaluation Kit SP5600B della CAEN, in particolare considerando il loro utilizzo accoppiati a cristalli scintillatori per misure di spettroscopia gamma. Questi dispositivi presentano numerosi vantaggi rispetto ai tradizionali fototubi a vuoto quali, ad esempio, le dimensioni compatte (spessore minore di 2 mm), la bassa tensione di funzionamento (minore di 100 V) e l'insensibilità al campo magnetico. Si sono effettuate le misure di corrente di buio (ad una soglia pari a 0.5 del primo picco di fotoelettrone) per i SiPM Hamamatsu S10326-11-100c n. serie 2602 e S1036-11-100C n. serie 2789, trovando i valori di 549 kHz e 40 kHz, compatibili con quelli indicati sulla scheda tecnica dei dispositivi; si è anche misurato il cross talk ottico per i 2 SiPM ottenendo valori pari rispettivamente a 19.5% e a 18.9%. Si è poi proceduto misurando la risposta del SiPM S1036 n. serie 2789 illuminato con un LED, in particolare si è osservato che l'ampiezza dei picchi presenti nello spettro segue la distribuzione di Poisson e tramite un FIT, si è verificato che la larghezza dei singoli picchi aumenta all'aumentare del numero del picco secondo la legge della somma di variabili aleatorie Gaussiane. Sempre utilizzando il LED ed il segnale emesso in coincidenza con l'emissione dell'impulso luminoso stesso si è potuta misurare la risoluzione temporale del SiPM; i valori ottenuti variano da 54 ps a 130 ps a dipendenza dall'intensità del LED. Si sono poi realizzate misure di spettroscopia gamma, utilizzando un SiPM di dimensioni 3x3 mm² (Hamamatsu Type S10362-33-050C n. serie 6481) accoppiato a cristalli scintillatori di diverso tipo: LYSO, CSI e BGO. Attraverso misure in singola si è potuto determinare la risoluzione energetica per i tre cristalli. I valori ottenuti sono pari rispettivamente al 11.5%, 10.4% e 16.9% per raggi gamma dall'energia di 662 keV (sorgente di ¹³⁷Cs). Tutte le risoluzioni ottenute sono peggiori di quelle di riferimento per questi cristalli. Una risoluzione energetica peggiore è attesa per misure realizzate con SiPM rispetto a misure realizzate con fototubi ottimizzati. Sono state realizzate anche misure in coincidenza accoppiando il sistema (SiPM + cristallo scintillatore) con un altro rivelatore a scintillazione di tipo BaF₂. In questo caso l'effetto della condizione di coincidenza è stato verificato sia osservando la soppressione del fondo (dovuto alla radioattività interna del cristallo LYSO) nello spettro del SiPM sia studiando le caratteristiche dello spettro in coincidenza del BaF₂ ottenuto con sorgente di ²²Na e con diverse posizioni relative dei due rivelatori. Infine accoppiando il SiPM con un cristallo CLYC-7 (Cs₂LiYCl₆ arricchito con litio 7 a più del 99% e drogato cesio) di ultima generazione è stato possibile osservare la differenza in forma del segnale associato ad eventi in cui hanno interagito raggi gamma oppure neutroni.

In prospettiva futura l'esperienza e le conoscenze maturate in questo lavoro di tesi verranno utilizzate per l'attività di ricerca e sviluppo su SiPM di dimensioni più grandi accoppiati a scintillatori.

Appendice

In questo paragrafo vengono descritti gli elementi contenuti nel KIT della CAEN (SiPM Evaluation Kit SP5600B) [Referenza 1] e quali sono i principali parametri dell'elettronica impostati durante le misure, per informazioni più dettagliate si può consultare il manuale scaricabile dalla rete [Referenza 1].

- PSAU (SP5600 2 channels General Purpose Amplifier and Power Supply Unit)



Figura 5.1: foto della PSAU (SP5600 2 channels General Purpose Amplifier and Power Supply Unit) con alloggiati due elementi.

Questo modulo è diviso in due parti indipendenti ed identiche fra loro. Ogni parte ha tre scopi principali:

- alloggiare, monitorare ed alimentare un SiPM.
- amplificare il segnale elettrico emesso dal SiPM.
- tramite un discriminatore a soglia produrre un segnale NIM o TTL per indicare l'attivazione del SiPM.

I parametri che ho impostato in questo modulo sono:

- bias [V]: è la tensione di alimentazione del SiPM. I valori dipendono dal tipo e dal numero di serie del SiPM e sono illustrati nella tabella con le specifiche dei SiPM (Tabella 5.8). Al fine di non danneggiare i SiPM utilizzati in questo lavoro è consigliato rimanere nell'intervallo 60V – 80 V.
- Gain [dB]: è l'amplificazione del segnale emesso dal SiPM espressa in decibel. Normalmente il parametro è impostato fra 10 dB e 40 dB a dipendenza del numero di fotoni rilevati.
- thresholdch 0/1 [mV]: è la soglia che il segnale deve superare perché venga emesso il segnale NIM o TTL⁵⁷. I valori di soglia da impostare dipendono dal tipo di misura che si vuole effettuare. Per le misure della corrente di buio è stato impostato il valore – 5 mV, per le misure di risoluzione energetiche dei cristalli il valore –50mV mentre per le misure con il CLYC è stato adoperato il valore – 100 mV.

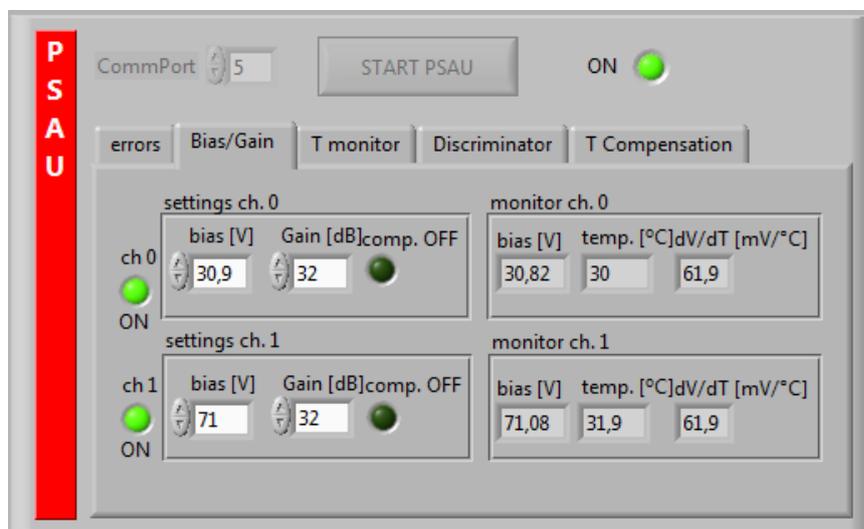


Figura 5.2: pannello di controllo virtuale in cui è possibile impostare bias e Gain per i due SiPM.

⁵⁷ Si può scegliere fra NIM e TTL mediante un tasto nella stessa schermata.

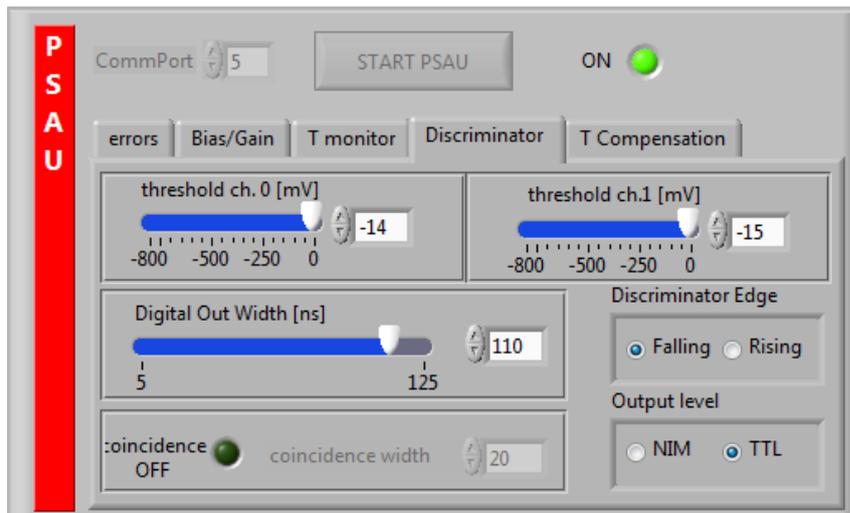


Figura 5.3: pannello di controllo virtuale in cui è possibile impostare la tensione che i segnali dei due SiPM devono superare per essere generati i segnali NIM o TTL che rilevano la loro attivazione.

- Digitalizzatore (DT5720A Channel 12 250 MSamples /s Digitizer)



Figura 5.4: foto del digitalizzatore (DT5720A Channel 12 250 MS/s Digitizer).

Lo scopo di questo modulo è quello di campionare e processare i segnali analogici della PSAU acquisendoli tramite un apposito software da installare su un PC. Il modulo è in grado di acquisire due segnali energetici ma solo un segnale di trigger (TTL). In caso non gli venga fornito il segnale di trigger ne può generare uno impostando la modalità "trigger mode: internal" altrimenti si lascia "trigger mode: external". I parametri impostabili sono:

- input DC offset (%) ch.0/1

- threshold ch. 0/1: imposta la soglia che il segnale deve superare perché si attivi il trigger interno.
- Gate [ns]: permette di impostare la larghezza della finestra di integrazione del segnale.
- Pre gate [ns]: permette di impostare il tempo di cui si deve anticipare la finestra per includere la parte iniziale del segnale.
- Hold-off [ns]: è il tempo che il digitalizzatore aspetta prima di poter acquisire un nuovo segnale.
- Mean#: è il numero di dati utilizzati per calcolare la linea di base del segnale.
- Threshold [mV]: è il voltaggio sopra il quale non viene calcolata la linea di base.
- No flat [ns]: è il tempo che il digitalizzatore aspetta dopo l'inizio di un segnale per iniziare a calcolare la linea di base.
- coinc. Time [ns]: è il tempo massimo che possono distare due segnali per essere considerati in coincidenza.

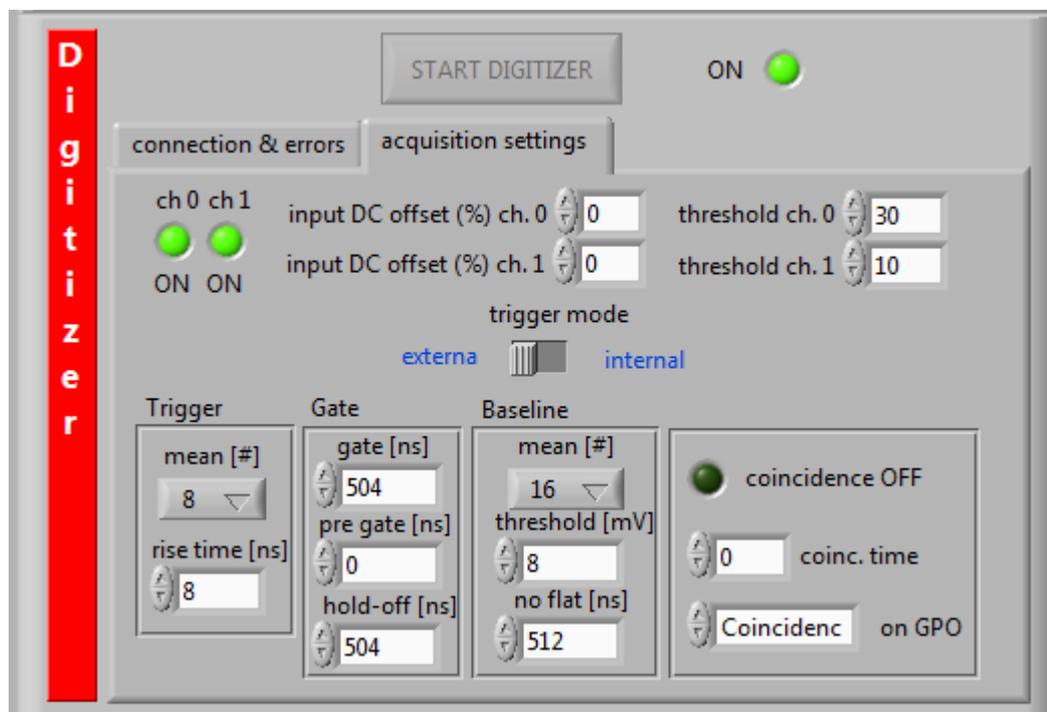


Figura 5.5: pannello di controllo virtuale in cui è possibile impostare i parametri del Digitalizzatore.

- LED (SP561 LED Driver)

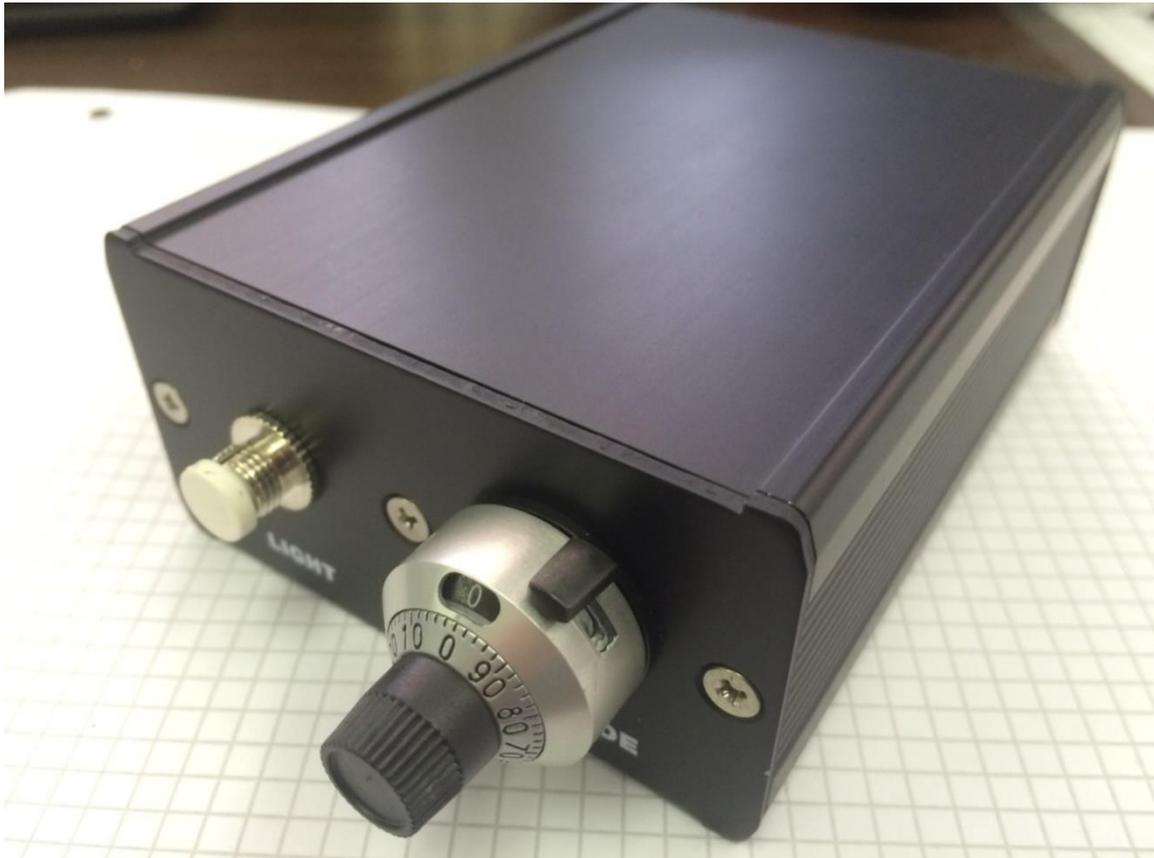


Figura 5.6: foto del LED (SP561 LED Driver).

È un LED in grado di emettere luce viola (400 nm) con intensità e distanza temporale tra impulsi successivi regolabili. Inoltre in coincidenza con ogni impulso viene anche generato un segnale NIM. L'intensità, numero di fotoni emessi, è regolabile mediante una manopola presente sulla parte frontale del dispositivo, segnata come "amplitude", dal valore 0,00 al valore 10,00. La frequenza di emissione può essere regolata fornendo un segnale esterno oppure, se è scelta la modalità di generazione interna, mediante una levetta e una vite presenti sul retro del dispositivo. La luce emessa può essere convogliata mediante una guida di luce.

- SiPM



Figura 5.7: foto del contenitore che racchiude ed alimenta il SiPM (Hamamatsu Type S10362-11-100c n. serie 2602).

Nel Kit sono presenti due SiPM $1 \times 1 \text{ mm}^2$ (Hamamatsu Type S10362-11-100c n. serie 2602 e n. serie 2789) alloggiati ognuno in un supporto che ne permette il collegamento con la PSAU e l'isolamento dalla luce esterna. Sulla parte frontale dei supporti è presente un connettore, normalmente chiuso con un tappo, per permettere al SiPM di ricevere la luce da una guida di luce.

È inoltre presente un SiPM $3 \times 3 \text{ mm}^2$ (Hamamatsu Type S10362-33-050C n. serie 6481) contenuto in una struttura cilindrica nera illustrata successivamente.

Le caratteristiche dei SiPM sono illustrate in tabella (Tabella 5.8).

| Caratteristiche dei SiPM (a 25 gradi Celsius) | | | |
|--|----------------|---------------|----------------|
| Produttore | HAMAMATSU | HAMAMATSU | HAMAMATSU |
| Tipo | S10326-11-100c | S1036-11-100C | S10362-33-050C |
| Numero di serie | 2602 | 2789 | 6481 |
| Bias (V) | 70,33 | 70,87 | 72,4 |
| M (Gain) | 2,41E+06 | 2,40E+06 | 2,40E+06 |
| Dark (0,5 thr) (kHz) | 539 | 41,5 | 5'000 (MAX) |
| Dimensioni (mm^2) | 1,5 X 1,5 | 1,5 X 1,5 | 3,5 X 3,5 |
| Dimensioni area attiva (mm^2) | 1x1 | 1x1 | 3 X 3 |
| Numero elementi attivi | 100 | 100 | 3600 |
| Dimensione elementi attivi (μm^2) | 100 X 100 | 100 X 100 | 50 X 50 |
| Fattore di riempimento (%) | 78,5 | 78,5 | 61,5 |
| Lunghezza d'onda a cui è sensibile (nm) | 200 - 900 | 200 - 900 | 200 - 900 |
| Lunghezza d'onda di massima efficienza (nm) | 400 | 400 | 400 |
| Efficienza quantica (%) | 70 | 70 | 70 |
| Rise time (ns) | 8 | 8 | *** |
| Fall time (ns) | 1500 | 1500 | *** |

Tabella 5.8: caratteristiche di riferimento dei tre SiPM utilizzati.

- Nel Kit sono presenti tre diversi cristalli scintillatori (Figura 5.10) di dimensioni 3X3X5 mm³, avvolti in una pellicola riflettente su 5 lati. I tre cristalli sono: LYSO, CSI e BGO [Referenza 3]. I dati dei cristalli sono riportati in tabella (Tabella 5.9) [Referenza 10].

| dati cristalli | BGO | LYSO(Ce) | CsI(Tl) |
|--------------------------------------|---|--|----------|
| Composizione chimica | Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂ | Lu ₁₉ Y ₁ SiO ₅₀ (Ce) | CsI (Tl) |
| Risoluzione energetica a 662 keV (%) | 10,8 | 9,3 | 7,9 |
| Densità (g/cm ³) | 7,13 | 7,4 | 4,51 |
| Tempo di decadimento (ns) | 300 | 400 | 1000 |
| Luce emessa (ph./MeV) | 8200 | 27000 | 52000 |
| Picco di emissione (nm) | 480 | 420 | 560 |
| Lunghezza d'arresto (cm) | 1,13 | 1,14 | 1,85 |
| Indice di riflessione | 2,15 | 1,82 | 1,78 |

Tabella 5.9: tipo e caratteristiche dei tre cristalli contenuti nel KIT.



Figura 5.10: foto dei tre cristalli contenuti nel KIT, da sinistra verso destra: BGO, CSI e LYSO.

- Struttura cilindrica nera (Sp5603 Mini Spectrometer)

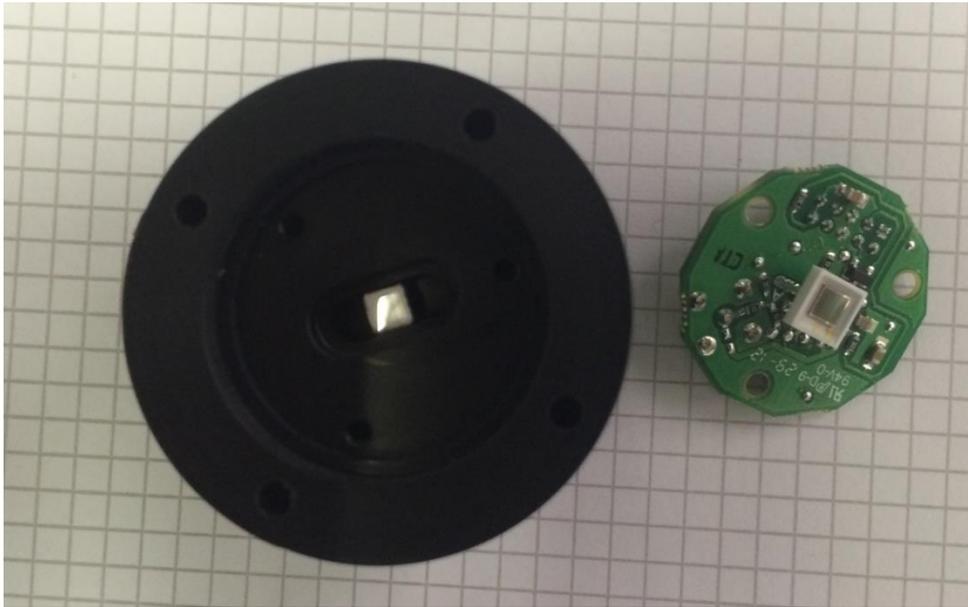


Figura 5.11: foto della struttura cilindrica nera (Sp5603 Mini Spectrometer) contenente un cristallo e dell'SiPM (3x3 mm²) (Type S10362-33-050C n. serie 6481)

È una struttura cilindrica nera che contiene un SiPM (3x3 mm²) (Type S10362-33-050C) ed è in grado di alloggiare i cristalli contenuti nel Kit insieme a una sorgente radioattiva. Il suo scopo è quello di mantenere a contatto il SiPM con i cristalli ed isolarli dalla luce esterna oltre che a collegare il SiPM alla PSAU.

Referenze

[1] GD2A73 SiPm studente Development Kit QuickStart Guide Rev. 5-25 March 2014.

[file:///C:/Users//Downloads/GD2473-SiPM-Kits-QuickStart-Guide-rev5%20\(2\).pdf](file:///C:/Users//Downloads/GD2473-SiPM-Kits-QuickStart-Guide-rev5%20(2).pdf)

[2] GD2783 First Installation Guide to Desktop Digitizers & MCA.

[file:///C:/Users/studente/Downloads/GD2783 First Inst Desk Digit & MCA rev2%20\(1\).pdf](file:///C:/Users/studente/Downloads/GD2783 First Inst Desk Digit & MCA rev2%20(1).pdf)

[3] Application Note AN2511 SiPM Spectrometer: detection of γ -ray.

<file:///C:/Users/studente/Downloads/AN2511 SiPM Spectrometer.pdf>

[3] G.F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, fourth ed., Wiley, New York, 2010.

[4] III. Physikalisches Institut A 2011 Bachelorarbeit in Physik: Characterization Studies of Silicon Photomultipliers: Noise and Relative Photon Detection Efficiency.

[5] Università degli studi di Milano Facoltà di scienze e tecnologia Corso di laurea triennale in Fisica 2013/2014: Caratterizzazione di nuovi scintillatori: GYGAG:Ce, CeBr₃, SrI₂:Eu.

[6] J. A. Mares, A. Beitlerova, M. Nikl et al., "Scintillation response of Ce-doped or intrinsic scintillating crystals in the range up to 1 MeV," Radiation Measurements, vol. 38, no. 4–6, pp. 353–357, 2004.

[7] software root.

<https://root.cern.ch/>

[8] Università degli studi di Milano Facoltà di scienze e tecnologia Corso di laurea triennale in Fisica 2012/2013: Studio delle proprietà di uno scintillatore CLYC.

[9] programma Lise++.

<http://lise.nscl.msu.edu/lise.html>

[10] R. Mao, L. Zhang and R.-Y. Zhu "LSO/LYSO Crystals for Future HEP Experiments" Journal of Physics: Conference Series 239 (2011) 012004.

Ringraziamenti

Il primo ringraziamento va a Fabio Crespi che mi ha seguito per tutto il lavoro di tesi: le sue idee e il suo aiuto nella risoluzione dei problemi presentatisi sono stati fondamentali. Lo ringrazio anche per la pazienza dimostrata nella correzione della tesi.

Vorrei inoltre ringraziare il prof. Franco Camera per gli importanti spunti datimi e per la correzione della tesi e la dott.ssa Agnese Giaz per le informazioni fornite mi e per l'aiuto nell'acquisizione dei dati nell'esperienza del CLYC.

Ringrazio anche i membri del ufficio disabili e il prof. Enrico Spoletini che in questi anni mi hanno aiutato a parlare con i professori dei miei problemi di dislessia.

Un ringraziamento speciale va alla mia famiglia che in questi anni mi ha sempre sostenuto ed incoraggiato.

L'ultimo ringraziamento va ai compagni di università che mi hanno sopportato in questi anni ed hanno reso piacevole il tempo passato in dipartimento.