



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO-BICOCCA
CORSO DI LAUREA MAGISTRALE IN FISICA
LABORATORIO DI MISURE NUCLEARI E SUBNUCLEARI

STUDIO DEL TEMPO CARATTERISTICO E
LIGHT YIELD DI UN CRISTALLO BGO IN
FUNZIONE DELLA TEMPERATURA

Docenti: Chiara Brofferio
Francesco Terranova

Chiara Capelli
Federica Facchinetti
Guido Nicotra
Lorenzo Zanetti

*Che cosa sono, in fondo, le verità degli uomini?
Sono gli errori inconfutabili dell'umanità.*
Friedrich Nietzsche

Indice

Introduzione	5
1 Strumentazione utilizzata	6
1.1 Rivelatore PMT	6
1.1.1 Partitore resistivo	6
1.2 Rivelatore SiPM	7
1.3 Cristallo BGO	8
1.3.1 Scintillazione e tempo di decadimento	10
1.4 Strumenti per l'acquisizione del segnale	11
1.4.1 Preamplificatore e amplificatore	11
1.4.2 Scheda d'acquisizione: MAESTRO e CAEN N957	12
1.4.3 Oscilloscopio	13
1.5 Criostato ottico	13
1.5.1 Trasferimento	14
1.6 Strumentazione di supporto	16
1.6.1 Termometri e lettori	16
1.6.2 <i>Dewar</i>	17
1.6.3 Pompe da vuoto	18
2 Ottimizzazione degli strumenti	20
2.1 Ottimizzazione del PMT	20
2.1.1 Scelta	20
2.1.2 Mappatura	22
2.2 Assemblaggio del SiPM	24
2.3 Scelta del cristallo	25
2.4 Ottimizzazione della catena di acquisizione del PMT	25
2.4.1 Risposta del sistema al variare di tensione, guadagno ed integrazione	26
2.5 Ottimizzazione del criostato	28
2.5.1 Ispezione del criostato e modifiche apportate	28
2.5.2 Verifica della tenuta a temperature criogeniche	30
2.5.3 Realizzazione di un heater	31

3	Misure effettuate e analisi	33
3.1	Acquisizione dati	33
3.2	Tempo caratteristico di scintillazione	34
3.2.1	Procedure di analisi	36
3.2.2	Risultati	39
3.3	Misure di <i>light yield</i>	42
3.3.1	Procedure di analisi	43
3.3.2	Risultati	47
	Problematiche riscontrate e possibili soluzioni	52
A	Valori del partitore	54
B	Connessioni criostato	55
C	Calcolo dei muoni attesi	56
D	Andamento teorico	58
D.1	Resa in Luce	58
D.2	Costante di decadimento	59
E	Strumenti dell'Analisi	61
E.1	Equazioni Normali	61
E.2	Programmi	63
	Bibliografia	65
	Elenco delle figure	67
	Elenco delle tabelle	69

Introduzione

Lo scopo di questa esperienza è stato quello di misurare come variano tempo di scintillazione e *light yield* di cristalli inorganici in funzione della temperatura; è infatti utile conoscere queste caratteristiche qualora si vogliano condurre esperimenti di criogenia. 

A tal proposito sono state prese in considerazione come riferimenti la temperatura ambiente, quella dell'azoto liquido (77k) e quella dell'elio liquido (4k); le misure sono state fatte a queste temperature e a valori intermedi, utilizzando un criostato ottico e pompe da vuoto.

La prima parte dell'esperimento è consistita nella scelta e nell'ottimizzazione di tutta la strumentazione, dai rivelatori alla catena di acquisizione, dal tipo di cristallo al sistema criogenico. Una volta messo in funzione tutto l'apparato si è proseguito con la presa dati con un cristallo BGO: per il tempo di scintillazione sono stati utilizzati i segnali provenienti da muoni atmosferici mentre per il *light yield* quelli di una sorgente di ^{60}Co . I dati sono stati poi selezionati ed analizzati.

Si presenta nei prossimi capitoli il lavoro svolto e i risultati conseguiti.

Capitolo 1

Strumentazione utilizzata

1.1 Rivelatore PMT

Il PMT (*PhotoMultiplierTube*) è uno strumento utilizzato per amplificare un segnale luminoso debole e trasformarlo in corrente elettrica. Esso è costituito, come si vede in figura 1.1, da un tubo in vetro evacuato, in cui è presente un anodo e diversi elettrodi che costituiscono i dinodi. Quando un fotone colpisce il fotocatodo, se ha energia superiore al lavoro di estrazione, esso emette elettroni grazie all'effetto fotoelettrico. Il primo elettrone emesso subisce poi una accelerazione dovuta al campo elettrico applicato all'interno del tubo; il processo di moltiplicazione si ripete per ciascun dinodo. Infine avviene la raccolta della cascata di elettroni emessi all'anodo. Si genera quindi una corrente proporzionale al numero di fotoelettroni prodotti, e quindi all'intensità di fotoni iniziali.

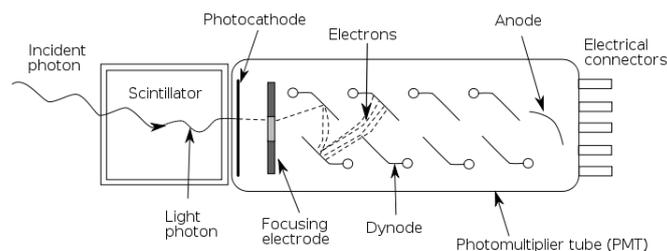


Figura 1.1: Schematizzazione di un fotomoltiplicatore

1.1.1 Partitore resistivo

Affinché il PMT funzioni si deve fornire energia mediante un generatore di tensione; inoltre poiché il fototubo è molto sensibile alle variazioni della tensione applicata tra catodo e anodo, il generatore di HV (*High Voltage*) deve

essere molto stabile. Allo scopo di limitare le fluttuazioni si utilizza generalmente un generatore di alta tensione stabilizzato insieme ad un partitore di tensione.

Dato che il sistema lavora in corrente pulsata e non continua, la corrente di picco è maggiore di quella media; quindi la corrente di partizione è comparabile a quella di picco. Vengono perciò aggiunte capacità che fungono da stabilizzatori (come si vede si figura 1.2).

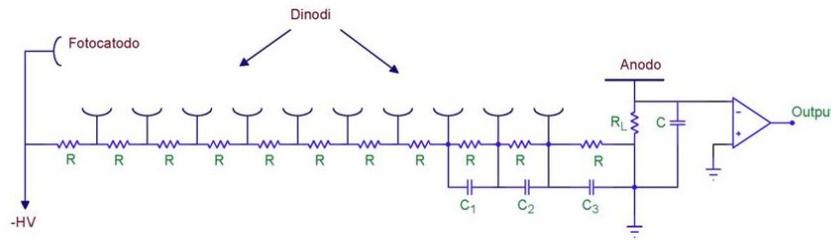


Figura 1.2: Esempio del circuito di un partitore.

In particolare il nostro fototubo è alimentato con HV negativa al catodo, anodo a massa e dinodi a tensioni degradanti dal valore catodico a quello anodico ottenuti tramite un partitore di tensione a 19 connettori. Il partitore è terminato con un tappo da 50Ω ; per i valori di resistenze e capacità si rimanda all'appendice A.

1.2 Rivelatore SiPM

I SiPM (*Silicon PhotoMultipliers*) sono rivelatori a pixel di silicio per fotoni ottici, insensibili ai campi magnetici e con alta risoluzione temporale, costituiti da una matrice di SPAD (*Single Photon Avalanche PhotoDiode*) ciascuno in serie a una resistenza e connessi in parallelo su un substrato comune di silicio, utilizzati in modalità geiger (vedere in seguito); ciascuna cella ha il compito di analizzare uno o più fotoni a seconda delle dimensioni del pixel.

Un fotodiodo a valanga è solitamente costituito da quattro strati di semiconduttore drogati in maniera differente:

- una zona p+ con grande concentrazione di accettori/ $\text{cm}^3 > 10^{17}$;
- una zona di semiconduttore intrinseco, ovvero non drogato, che serve a mantenere quasi costante il campo elettrico all'interno della giunzione e a diminuirne la capacità;
- una zona p drogata meno intensamente della precedente;
- una zona n+, con concentrazione di donori/ $\text{cm}^3 > 10^{17}$.

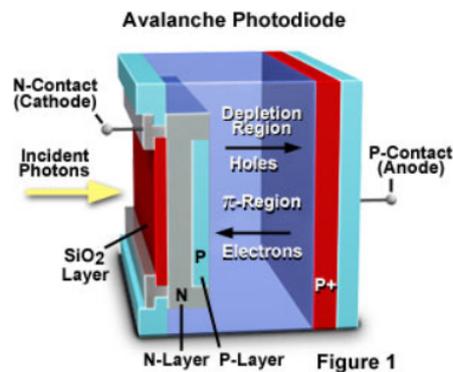


Figura 1.3: Schema di una cella di un SiPM.

Le cariche primarie prodotte attraversano la zona drogata p e producono delle cariche secondarie, che danno luogo alla fotocorrente. Il guadagno di un APD cresce con la polarizzazione inversa, che provoca la formazione di una regione di svuotamento detta *depletion region*, e raggiunge tipicamente il valore di $10^2 - 10^3$. Per raggiungere un regime di maggiori guadagni è necessario operare a tensioni maggiori del cosiddetto *breakdown voltage*, oltre il quale si vede nella caratteristica del diodo un incremento esponenziale della corrente. Per evitare danneggiamenti dello strumento vengono utilizzate tecniche di contenimento della valanga dette di *quenching*, in modo tale da poter aumentare la tensione. Un APD che lavora nel modo appena descritto è detto in *Geiger mode* e può raggiungere guadagni compresi fra 10^4 e 10^7 . Nei SiPM la tensione operativa è del 10 - 20 % superiore al valore di *breakdown* e non può essere incrementata a piacimento poiché il rumore di fondo è proporzionale alla tensione di polarizzazione inversa delle giunzioni. I valori operativi si aggirano intorno ai 40 - 70 V; il segnale in uscita è la somma analogica dei segnali degli SPAD.

Il rumore di questo strumento è principalmente dovuto alla cosiddetta *dark current* provocata dalla creazione termica di portatori di carica nella *depletion region* del fotodiode, che innescano la scarica geiger esattamente come un fotone incidente e non possono pertanto essere distinti da un segnale reale. Il rumore è proporzionale alla tensione e alla temperatura e poiché il guadagno ha un andamento simile è necessario bilanciare i valori a cui lavorare per ottenere le condizioni ottimali.

1.3 Cristallo BGO

In questa esperienza è stato utilizzato uno scintillatore, un materiale capace di emettere impulsi di luce quando viene attraversato da fotoni di alta energia o da particelle cariche. In generale le lunghezze d'onda dei fotoni emessi

ricadono nello spettro visibile e perciò questo permette la loro rivelazione da parte di un fototubo.

In particolare il cristallo scintillante scelto è il $B_4G_3O_{12}$ (Orto-Germanato di Bismuto), o BGO.



Figura 1.4: Cristallo 2cmx2cmx2cm di BGO assemblato per il montaggio nel criostato.

Densità	7.13 g/cm ³
Indice di rifrazione	2.15
Costante di decadimento totale @300K c.a.	300 ns
Lunghezza d'onda del massimo di emissione	480 nm
Efficienza di scintillazione per raggi γ	15 - 20% di NaI(Tl)
Light Yield	8 - 10 fotoni/keV γ
Igroscopico	no
Risposta in temperatura	-1.2%/°C

Tabella 1.1: Valori tabulati per il BGO, [3].

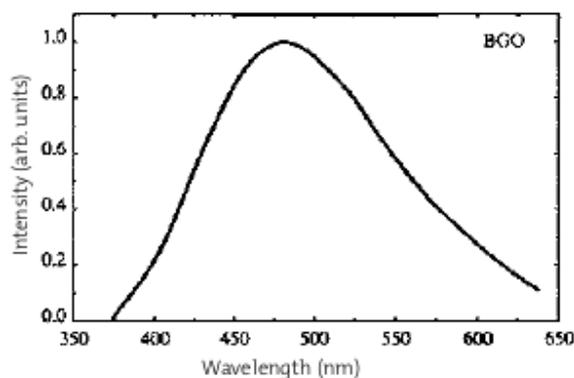


Figura 1.5: Spettro di emissione della scintillazione del BGO

1.3.1 Scintillazione e tempo di decadimento

I cristalli inorganici sono caratterizzati dalla presenza di bande energetiche: quella di valenza, ove gli elettroni sono legati nei loro siti e quella di conduzione, in cui si possono muovere liberi. Queste due zone sono separate da una banda proibita corrispondente al *gap* energetico; gli elettroni possono passare dalla banda di valenza a quella di conduzione se la loro energia è pari o superiore al *gap*, energia fornita dalla particella interagente. Il processo di scintillazione avviene quando gli elettroni si riportano quindi nella banda di valenza, ricombinandosi con le lacune ed emettendo fotoni di energia pari al *gap*.

Tramite opportuni drogaggi tra le due bande vengono introdotti dei livelli energetici intermedi, sui quali gli elettroni possono più facilmente portarsi se eccitati (il *gap* energetico è minore) detti centri di ricombinazione.

Talvolta l'elettrone può trovarsi in stati eccitati metastabili, chiamati centri di intrappolamento, da cui non possono decadere sullo stato fondamentale; viene quindi richiesta ulteriore energia affinché l'elettrone raggiunga un livello superiore da cui può decadere su quello fondamentale.

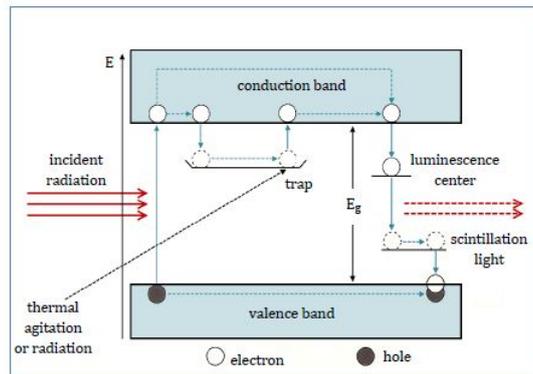


Figura 1.6: Meccanismo di scintillazione nei cristalli inorganici.

Questi due processi sono detti rispettivamente fluorescenza e fosforescenza e danno luogo a due tempi di decadimento differenti: uno veloce, dell'ordine dei ns - μ s, dovuto ai centri di ricombinazione e uno più lento, dell'ordine dei ms, dovuto ai centri di intrappolamento.

La legge che descrive l'intensità della luce emessa in funzione del tempo è data dalla sovrapposizione di due esponenziali con tempi di decadimento τ_{fast} e τ_{slow} :

$$N(t) = Ae^{(-t/\tau_{fast})} + Be^{(-t/\tau_{slow})} \quad (1.1)$$

dove $N(t)$ è il numero di fotoni emessi al tempo t e le ampiezze A e B variano per i diversi materiali.

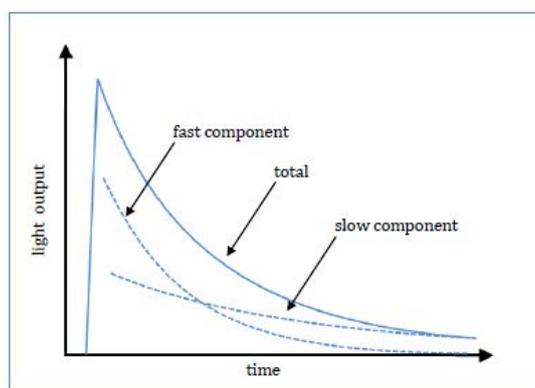


Figura 1.7: Intensità della luce emessa in funzione del tempo; fluorescenza (componente veloce) e fosforescenza (componente lenta).

Da sottolineare anche la dipendenza del *light output* in funzione della temperatura (appendice D), relazione che è stata approfondita durante questo lavoro per temperature criogeniche.

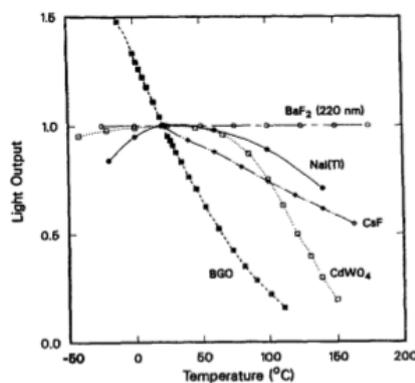


Figura 1.8: Luce emessa in funzione della temperatura per alcuni scintillatori; tra tutti si noti il BGO.

1.4 Strumenti per l'acquisizione del segnale

1.4.1 Preamplificatore e amplificatore

Ci siamo serviti di un preamplificatore di carica, ovvero uno strumento che amplifica ed allunga un segnale di carica in ingresso e genera in uscita un segnale di tensione. All'interno del circuito del preamplificatore è stato utilizzato un operazionale AD8001, che offre una potenza di 5,5 mA massima e può essere alimentato da +12 V. L'AD8001 è disponibile nel range di tem-

peratura industriale da -40°C a $+85^{\circ}\text{C}$. [8]

Abbiamo poi utilizzato un amplificatore per ottimizzare le misure di *fast-timing*; abbiamo in questo modo migliorato il rapporto segnale-rumore perfezionando così la capacità nella raccolta del tasso di conteggi. In particolare, l'amplificatore da noi utilizzato è un ORTEC modello 579 a banda larga e filtro rapido, particolarmente adatto per misurazioni di tipo *fast-timing* (vedi fig 1.9).



Figura 1.9: L'amplificatore ORTEC 579

Le principali caratteristiche sono riportate in tabella:

Tempo di salita	$< 8 \text{ ns}$
Ampiezza del segnale in ingresso in AC	$\pm 1 \text{ V}$
Ampiezza del segnale in ingresso in DC	$\pm 35 \text{ V}$
Impedenza in ingresso accoppiata in AC	100Ω
Overshoot con uscita integrata	Inferiore al 10 %
Overshoot per altre integrazioni	Inferiore al 2 %
Rumore in ingresso con gain massimo	Minore di $10 \mu\text{V}$

Tabella 1.2: Caratteristiche generali dell'amplificatore da noi utilizzato, per altre caratteristiche si rimanda a [7]

1.4.2 Scheda d'acquisizione: MAESTRO e CAEN N957

Inizialmente è stata utilizzata una scheda di acquisizione dei dati del software MAESTRO. Tuttavia i segnali provenienti dal fotomoltiplicatore hanno

una velocità di salita troppo rapida di conseguenza il campionamento non avveniva sul picco ma sulla discesa esponenziale, per cui è stata scartata in favore della scheda CAEN.

La scheda CAEN è più veloce ed adatta ai segnali del fotomoltiplicatore. Entrambe le schede di acquisizione vedono solo il picco, non la forma del segnale; per le loro caratteristiche costruttive, necessitano di un certo tempo di salita del segnale per poter efficacemente trovare il picco.

Alcune caratteristiche tecniche della scheda CAEN N957 sono:

- Risoluzione da 13 bit a cui corrispondono 8192 canali di cui 8064 validi se è abilitata la scala scorrevole;
- Tempo di conversione dell'ADC di 0.8 μ s;
- Tempo morto di 4.8 μ s;
- Massimo rate di trasferimento di 30 Mbyte/s.

[5]

1.4.3 Oscilloscopio

Per misurare l'andamento temporale dei segnali elettrici, ci si è avvalsi dell'uso di un oscilloscopio modello LECROY WAVESURFER 422. Esso è dotato di due canali di acquisizione e strumentazione regolabile manualmente o in modo automatico tra cui, tra le più utili in questo esperimento, la soglia di *trigger* e la permanenza del segnale.

Il tempo di salita tipico è di 1,75 ns ed il limite di banda 20 Mhz.

Per ulteriori caratteristiche si rimanda a [6]

1.5 Criostato ottico

Il criostato da noi utilizzato è di tipo ottico (modello: Oxford Instruments AMZ0343) ed appartiene ai cosiddetti *bath cryostats* che solitamente contengono liquidi criogenici per un periodo di lavoro tra le 10 ore e i 4 mesi, durante il quale non c'è bisogno di continuare a riempire il criostato. Nello specifico quello usato per questo esperimento tiene azoto per un massimo di circa 10 giorni ed elio per circa 4.

Per ridurre il carico termico dovuto a conduzione e convezione viene fatto vuoto all'interno del sistema; per schermare il bagno termico dall'irraggiamento viene invece usato un *multi-layer superinsulation* costituito da vari strati sottili di materiale a bassa emissività, posto nello spazio vuoto isolante. Inoltre viene utilizzato uno schermo, o tasca, all'azoto liquido che circonda il bagno termico all'elio liquido; infatti secondo la legge di Stefan il calore irraggiato da un corpo ad un altro a temperatura minore varia come

$(\Delta T)^4$ e quindi una superficie a 300K irraggia 230 volte più calore di una a 77K su una medesima superficie a 4.2K. [2]

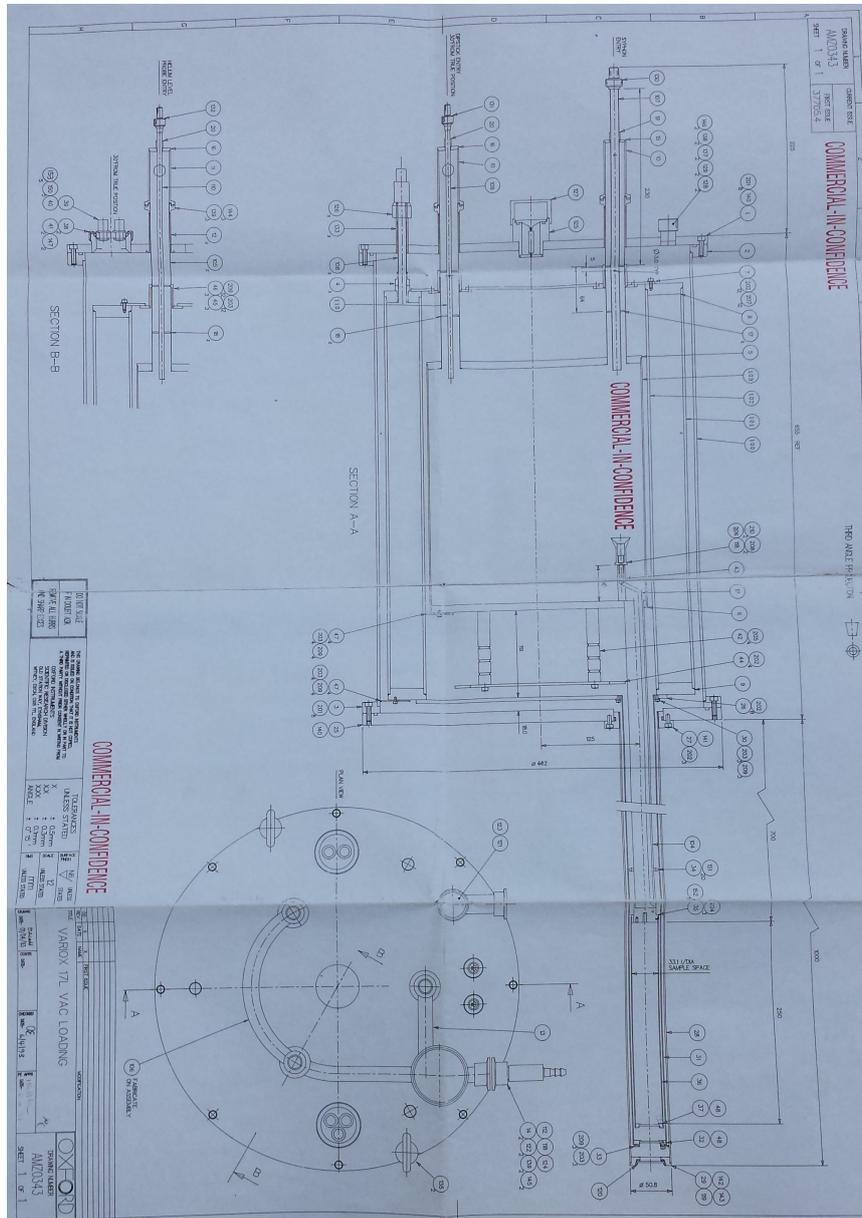


Figura 1.10: Scheda tecnica del criostato ottico utilizzato.

1.5.1 Trasferimento

Prima di effettuare il trasferimento di liquidi criogenici è necessario fare vuoto all'interno del criostato. Utilizziamo a tal fine pompe da vuoto che ci

permettono di arrivare fino ad una pressione di circa 10^{-7} mbar all'interno delle camere.

Il trasferimento dal *dewar* al criostato avviene poiché il vapore del liquido crea una sovrappressione che spinge il liquido stesso fuori dal *dewar*, mediante un tubo che pesca dal fondo. Dall'altro capo del tubo c'è l'ugello del criostato.

Per prima cosa si riempie la tasca con l'azoto liquido (77k); questa ha anche un *vent* a cui è collegato un tubo di scarico per evitare che l'aria che condensa ricada e contamini l'azoto. La tasca di azoto serve come schermo contro l'irraggiamento che, con le intercapedini svuotate, è l'unico canale di trasmissione del calore. Si procede quindi al riempimento del *main bath*. Se si volesse riempire con elio, non sarebbe possibile farlo direttamente ma si deve procedere gradualmente raffreddando prima con azoto, per limitare gli sbalzi termici a cui è sottoposta la strumentazione. Durante il trasferimento si può notare che la pressione registrata dal sensore della pompa turbomolecolare (vedi paragrafo 1.6.3) scende di un ordine di grandezza; questo effetto è chiamato criopompa: quando si raffreddano parti del criostato l'aria residua nelle camere a vuoto condensa sulle pareti delle tasche e del *main bath*, abbassando così la pressione del gas. Da notare inoltre che la tensione di *bias* del SiPM scende con la temperatura, da 70V a temperatura ambiente si passa a 50V alla temperatura minima. Per raffreddare ulteriormente si deve spillare l'azoto e trasferire elio. Quest'ultimo processo è un po' diverso rispetto a quanto fatto precedentemente, infatti l'elio ha una tensione superficiale bassissima perciò non può essere esposto alla temperatura ambiente senza che rigassifichi completamente immediatamente. Per questo il tubo di trasferimento è a doppia manica, tra le due viene fatto il vuoto per un migliore isolamento termica.

Altro importante accorgimento è il metodo di misurazione della pressione nel *dewar*: un palloncino che è usato per pompare gas caldo all'interno del *dewar* e alzare la pressione. A questo scopo è utile avere un misuratore di flusso: una pallina in un tubo trasparente, segnato ad 1/4 e 3/4 della sua lunghezza, la cui sezione interna è a tronco di cono; più la pallina si alza, più è elevato il flusso di gas all'interno.

In sintesi i pezzi necessari al trasferimento sono:

- pompe da vuoto;
- *dewar* contenenti liquidi criogenici (azoto o elio);
- tubo che pesca dal fondo;
- tubo di trasferimento (a doppia manica per l'elio);
- asta corta per criostato con tenuta sull'ingresso tramite ghiera originale;

- tubo di scarico;
- palloncino (solo per elio);
- misuratore di flusso, o pallina (solo per elio);
- cravatte e pezzi di raccordo.



(a) Panoramica del trasferimento di elio.



(b) Dettaglio del dewar dell'elio col palloncino.



(c) Dettaglio del raccordo col criostato.

Figura 1.11: Foto fatte durante i trasferimenti.

1.6 Strumentazione di supporto

1.6.1 Termometri e lettori

Sono stati collocati quattro termometri in diverse zone del criostato con lo scopo di poter avere sotto stretto controllo la temperatura delle parti più

importanti. Due di essi sono diodi al **silicone** DT-470/471, mentre gli altri due sono una termoresistenza al platino e un carbonglass.

Tutti e quattro i termometri sono dotati di una configurazione a quattro fili. Questo sistema aumenta notevolmente la precisione e l'affidabilità della resistenza da misurare evitando che la misura sia inquinata da falsi contatti, fili o terminali ossidati, lunghezza e diametro dei cavi di connessione, ecc. **Esso consiste nell'effettuare la connessione su ogni terminale dell'avvolgimento in prova con due differenti contatti, isolati tra loro, che toccano in 2 punti differenti.**



Figura 1.12: Un termometro della serie DT.

Il sensore di temperatura DT-470/471 che possiamo vedere in figura 1.12 è un diodo al **silicone** che **incorpora elementi di rilevamento** notevolmente uniformi che presentano precise risposte di temperatura in un ampio range. **Gli elementi** sono montati in robusti **pacchetti** ermeticamente sigillati progettati specificamente per il corretto comportamento termico in un ambiente criogenico. Alcune caratteristiche del DT-470-SD sono:

- una risposta univoca delle temperature tra 1,4K e 500K;
- buona conformità alla curva di risposta standard della temperatura;
- il **pacchetto** affidabile e robusto *LakeShore* SD progettato per resistere a ripetuti cicli termici e ridurre al minimo l'auto-riscaldamento del sensore.

Le termoresistenze al platino **invece** possono misurare temperature in un buon intervallo di temperatura e possiedono un'ottima linearità. Quella utilizzata era una Pt100, la cui resistenza alla temperatura di 0°C è pari a 100Ω.

Mentre per quanto riguarda i resistori carbonglass, essi vengono utilizzati a temperature estremamente basse (dai -173°C a -273°C). Essi hanno risultati molto riproducibili a basse temperature e sono la forma più affidabile per le suddette temperature. In genere non soffrono di significativi effetti di isteresi o di deformazione. [4]

1.6.2 Dewar

Un vaso di *dewar* è un contenitore che mantiene il suo contenuto isolato dall'ambiente esterno frapponendo ad esso delle aree di vuoto che consentono

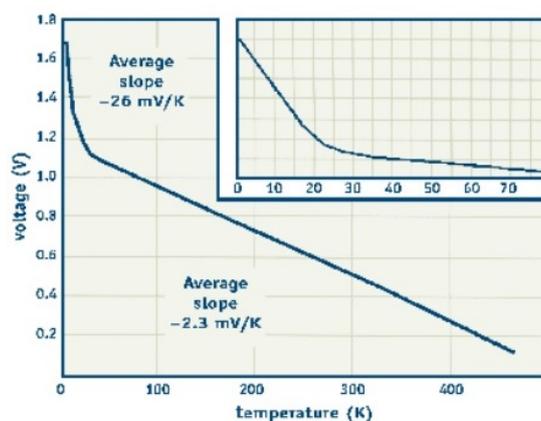


Figura 1.13: Curva di risposta alla temperatura del diodo DT-470-SD.

un isolamento termico tra il contenuto e l'ambiente. Il vuoto è usato solo per l'isolamento termico.

Sono stati utilizzati due diversi *dewar*: uno per contenere l'azoto, l'altro per l'elio usati per rifornire il criostato. Per la procedura di riempimento si rimanda al paragrafo 1.5.1.

1.6.3 Pompe da vuoto

Dal criostato è necessario estrarre l'aria affinché le singole **vasche** siano isolate termicamente dal contatto, così come succede per i *dewar*. Abbiamo utilizzato due pompe differenti, una rotativa arancione e un'altra rotativa-turbomolecolare. Ci siamo avvalsi di due pompe per velocizzare il tutto: abbiamo utilizzato la rotativa più **veloce** per arrivare ai 10^{-3} mbar e quella più **lenta** per arrivare al livello di vuoto desiderato, 10^{-7} mbar.

Di seguito sono descritte brevemente le due tipologie di pompe che sono state utilizzate.

Pompe rotative a singolo stadio

Le pompe rotative sono utilizzate come pompe di sgrossatura o come pompe di accompagnamento (con una pompa a diffusione o turbomolecolare, vedi paragrafo seguente). Sono costituite da un rotore provvisto di palette mobili che ruota eccentricamente in uno statore. La variazione di volume delle camere crea depressioni (aspirazione) e compressioni dell'aria (scarico): nella fase di aspirazione il gas viene estratto dalla camera da vuoto tramite il manicotto di aspirazione e, successivamente, grazie all'eccentricità del rotore, la camera continua ad aumentare di volume. Una volta raggiunto il volume massimo il manicotto di aspirazione viene chiuso da una seconda paletta mentre la camera della pompa comincia a diminuire di volume consentendo

ai gas di essere espulsi dal manicotto di scarico. Solitamente il range di pressione raggiunge circa i 10^{-3} mbar.

Pompe turbomolecolari

Le pompe turbomolecolari sono utili nel caso di un vuoto molto spinto perché il rapporto di compressione è fortemente dipendente dalla massa delle molecole. Le lamelle rotoricke urtano le molecole d'aria, spingendole verso quelle statoriche successive; l'urto contro queste, grazie al loro orientamento, fa passare le molecole al rotore successivo, dove il processo si ripete. Queste lamelle sono orientate in maniera progressiva in modo da adattarsi alle differenti pressioni presenti all'interno della turbomolecolare stessa.

La pompa turbomolecolare raggiunge pressioni dell'ordine dei 10^{-8} mbar.
[2]

Capitolo 2

Ottimizzazione degli strumenti

2.1 Ottimizzazione del PMT

2.1.1 Scelta

Avendo a disposizione quattro diversi fototubi (PMT), sono state eseguite delle misure per osservarne la stabilità e così scegliere quello migliore. L'apparato di misura consiste di:

- fototubo, alimentato ad alto voltaggio in negativa(1350 V);
- preamplificatore di carica;
- formatore di carica;
- alimentatore del pre;
- software CAEN N957.

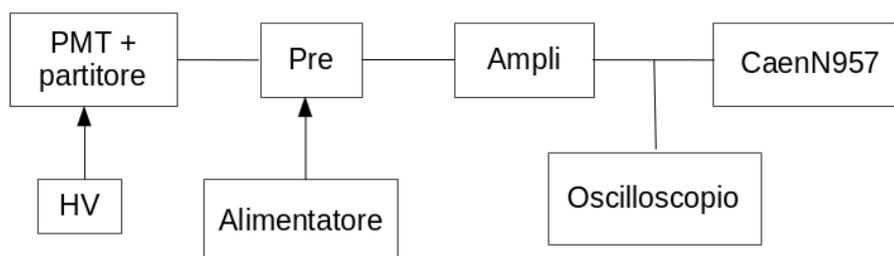


Figura 2.1: Configurazione definitiva, dopo la sostituzione di Maestro, della catena d'acquisizione del PMT.

Abbiamo programmato una pianificazione affinché, tramite una macro di Maestro, vengano raccolte delle misure di durata variabile ogni tot ore, a

seconda delle necessità. In particolare sui fototubi è stato posto un cristallo YAP con disciolto dell'Americio (YAP:Am) e accoppiato con del grasso ottico.

Abbiamo dunque analizzato i fototubi disponibili:

Con il primo abbiamo impostato il programma in modo che prendesse un ciclo di misura ogni due ore della durata di 10 minuti, per 40 cicli. A fine misura il fototubo presentava un *drift* di una quarantina di canali; inoltre anche il picco stesso appariva sdoppiato: vi abbiamo riconosciuto la somma di due gaussiane di eguale ampiezza. Osservando tutte le scansioni abbiamo constatato l'assenza di un *pattern* periodico, il che ci ha portato ad escludere le condizioni ambientali e quindi il problema doveva essere intrinseco al fototubo stesso.

Abbiamo dunque proceduto con il secondo fototubo. Con la stessa macro, abbiamo impostato l'apparecchiatura perché prendesse 40 campioni di 10 minuti a distanza di 2 ore e mezza. Questo si comporta molto meglio del precedente: c'è stata un'oscillazione di 10 canali ma il picco è unico e non sdoppiato, come appariva precedentemente.

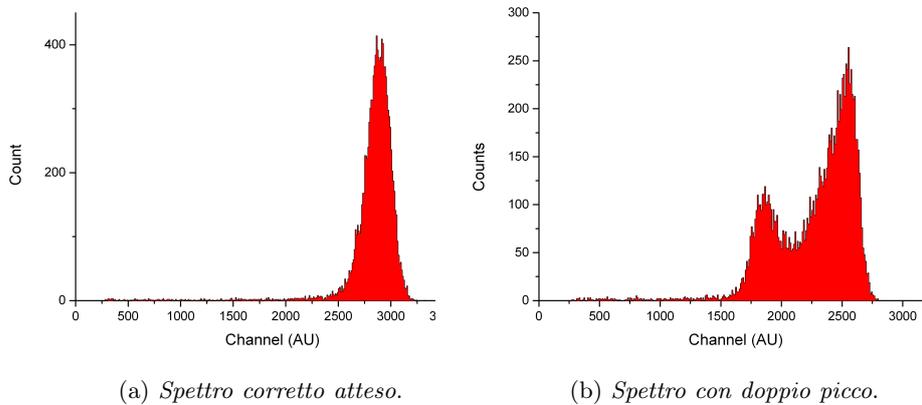


Figura 2.2: Esempi di spettri acquisiti durante l'ottimizzazione del PMT.

Abbiamo provato con il terzo fototubo. All'inizio non si sono visti impulsi, nonostante una tensione di alimentazione molto alta (fino a 1750V). L'apparecchio tuttavia funzionava, dato che superata la soglia di 1500V circa, si osservavano *spike* di eccitazione termoionica. Abbiamo poi capito che si trattava di un filtro UV messo sul fotocatodo. Risolto questo abbiamo lasciato in misura come con il secondo fototubo. Esso non presentava *drift* ne doppiopicchi. Lavoro analogo è stato fatto anche per il quarto fototubo, e nemmeno questo presentava *drift* o doppiopicco.

Sintetizzando abbiamo:

Fototubo	Drift	Doppiopicco
1	Presente	Presente
2	Presente(meno accentuato)	Non presente
3	Non presente	Non presente
4	Non presente	Non presente

Tabella 2.1: Sintesi degli effetti riscontrati nei vari fototubi.

Abbiamo quindi deciso di mappare il terzo e il quarto fototubo e vedere quale presentasse meno disomogeneità.

2.1.2 Mappatura

Per poter definire un sistema di coordinate sullo schermo del fotocatodo, ci si è procurati un reticolo plastico a tondini, dove inserire lo YAP. Il montaggio è avvenuto come segue:

- E' stato posto uno spessore di nastro isolante, per evitare che il reticolo venisse a diretto contatto col fotocatodo;
- Il reticolo è stato ancorato al fototubo ai quattro angoli, con delle cordicelle e del nastro isolante, in modo tale che restasse fermo. Le cordicelle non sono state tirate per evitare di incurvare il reticolo;
- Sono stati evidenziati in rosso nove *slot* del reticolo, in particolare: al centro, ai quattro punti cardinali (esterni) e a mezza via tra essi. Il reticolo è stato anche segnato in modo tale che fosse possibile risalire alla posizione ed orientazione esatta del fotocatodo;
- Il contatto con lo YAP è stato favorito mediante l'uso di grasso ottico.

L'apparecchiatura è impostata in questo modo:

- Voltaggio di alimentazione del fototubo: 1300V
- Voltaggio di alimentazione del pre: 8.75V
- Guadagno FA (*Fast Amplifier*): $15 \cdot 03$.
- Integrazione FA: 100.

Per quanto riguarda il terzo fototubo il punto a sud è stato misurato due volte perché, durante la prima misura, è stato osservato un picco principale



Figura 2.3: Fotocatodo con griglia per la mappatura. Contornati in rosso i punti utilizzati.

con una gobba a più bassa intensità. La cosa è stata attribuita ad un contatto non perfetto tra il partitore resistivo ed il fototubo.

Dai dati della mappatura di questo fotocatodo è emersa una disomogeneità dello stesso piuttosto pronunciata. Questa potrebbe essere dovuto al fotocatodo stesso oppure a dei problemi di *drift* dell'apparecchiatura. Per determinare ciò, abbiamo deciso di lasciare in misura continuamente il sistema per circa 50 ore.

Per lanciare la misura di *drift* lo YAP è stato spostato dallo *slot* sud-est e messo nello *slot* centrale, questo per aggirare gli effetti di sdoppiamento e perdita di efficienza che abbiamo visto verificarsi nei punti a sud. Il contatto ottico è assicurato con del grasso. Dato che la sorgente dà un evento registrabile una trentina di volte al secondo in media, su una misura di 50 ore, se non suddivisa troppo finemente, si può considerare il numero di eventi per unità di tempo costante.

Il picco ottenuto era **pressoché perfetto:**  forma gaussiana era evidente, con una fuga esponenziale verso le basse ampiezze, com'è lecito aspettarsi da una sorgente alfa per effetti di superficie.

Ciò significa che le irregolarità osservate durante la mappatura del fotocatodo non dipendono da *drift* del sistema o altri problemi, ma dal fotocatodo stesso.

Per verificare il quarto fototubo non abbiamo fabbricato uno spessore di nastro isolante per evitare il contatto con il vetro del fototubo: dato che dobbiamo entrarci con le pinzette, questo contatto avverrebbe comunque. Inoltre si tratta di materiale plastico: non interferisce con il processo di moltiplicazione dei fotoelettroni.

Esso ha un guadagno intrinseco significativamente inferiore a quello del fo-

tocatodo non omogeneo: per raggiungere livelli di guadagno simili a quelli precedenti la tensione di alimentazione dovrebbe essere portata oltre i 1500 Volt, ma è stata limitata a 1450V circa. Questo guadagno inferiore viene però compensato da una risoluzione migliore: se prima il picco era largo più di mille canali, nel quarto fototubo sono meno di 500. Questo è stato giudicato un buon miglioramento.

In conclusione quest'ultimo fotocatodo (il quarto) è risultato molto più omogeneo ed è stato scelto per l'esperimento.

2.2 Assemblaggio del SiPM

Il SiPM è montato sulla sua armatura e corredato di fili in rame per alimentare i vari componenti. Sulla millefori sono presenti:

- Un termometro Pt-100 (resistore al platino),
- Un *heater* per tenere attivo il SiPM a temperature inferiori ai 40K;
- Un filtro passabasso, per stabilizzare l'alimentazione del diodo SiPM;
- Il SiPM stesso, che viene letto con uscita anodica.

Il SiPM deve infatti essere tenuto sopra circa 40K per poter funzionare; per questo a basse temperature viene utilizzato un *heater* per poterlo scaldare e permetterne il funzionamento.

Una volta verificati i contatti si è proceduto alla schermatura, effettuata arrotolando attorno all'armatura un foglio di rame smaltato e chiuso con del nastro adesivo sempre di rame.



(a) *Struttura.*



(b) *Dettaglio.*

Figura 2.4: Foto del SiPM assemblato.

2.3 Scelta del cristallo

La scelta del cristallo da utilizzare è stata obbligata. In laboratorio avevamo a disposizione tre cristalli: BGO 2cmx2cmx2cm, ZnSe e ZnMoO₄ 1cmx1cmx1cm. L'intento iniziale era quello di studiare il comportamento di tutti i cristalli con e senza sorgente ma, una volta impostata la catena di lettura, l'unico che dava segnali riconoscibili era il BGO; gli altri cristalli presentavano solo *spike* termoioniche. Perciò il nostro studio si è limitato al solo BGO.

2.4 Ottimizzazione della catena di acquisizione del PMT

Una volta messa a punto la catena di acquisizione come riportato in figura 2.1, il primo problema riscontrato è stato un disturbo ad alta frequenza. Esso era dovuto all'accoppiamento del *fast amplifier* della Ortec con il *crate*; la loro sostituzione ha ridotto così il disturbo da circa 300mV di ampiezza picco-picco a circa 40mV, su un segnale che è nell'ordine delle unità di Volt. Un altro accorgimento è stato quello di tenere alta la tensione di alimentazione del fototubo, in modo tale da aumentarne il guadagno intrinseco e non quello del *fast amplifier*. In questo modo si è evitato di aumentare ulteriormente l'ampiezza del disturbo ad alta frequenza proveniente dal preamplificatore. Per verificare se effettivamente il preamplificatore riuscisse a gestire impulsi lenti abbiamo usato il cristallo di BGO, che è il più lento a temperatura ambiente, accoppiato con del grasso ottico. Abbiamo infatti scoperto in seguito che gli altri cristalli da 1cm³ non producevano segnali rivelabili. Per assicurarci che il fototubo rispondesse, abbiamo visualizzato il segnale anodico proveniente dai muoni cosmici con l'oscilloscopio: i muoni producono segnali che, con una tensione di alimentazione di 1300V, sono dell'ordine delle decine di mV all'uscita anodica. Collegata tutta la catena di misura riusciamo ad ottenere dei segnali dell'ordine dei 5V al passaggio di un muone. Questo indica la non necessaria sostituzione del preamplificatore durante l'uso di cristalli lenti.

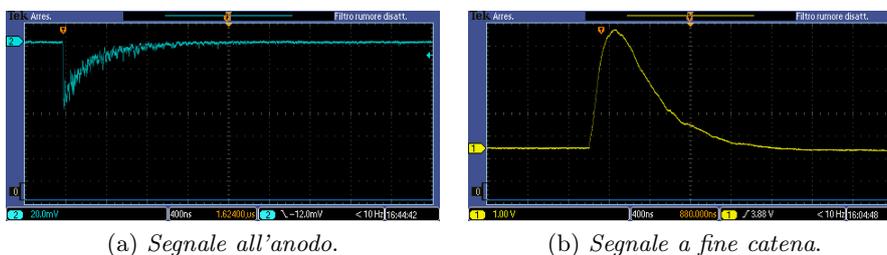


Figura 2.5: Foto dei segnali a oscilloscopio.

2.4.1 Risposta del sistema al variare di tensione, guadagno ed integrazione

Si è quindi proceduto con la caratterizzazione della risposta del sistema al variare della tensione di alimentazione, del guadagno e dell'integrazione al fine di ottenere il punto di lavoro del sistema.

Per fare ciò si è posto il cubo di BGO accoppiato al fotocatodo con del grasso ottico. Il sistema va ottimizzato per una finestra di energie: con il problema di saturazione del FA poco sopra i 5V di *output*, infatti, non è possibile osservare contemporaneamente finestre più ampie di 1000KeV circa e quindi è possibile utilizzare solo 5000 canali dei circa 8000 complessivi. Abbiamo sondato l'apparecchiatura a *step* di 60V (equivalente a 20 UnitàAlimentatore) a partire dal voltaggio minimo per cui i segnali venivano rivelati e distinti a sufficienza dalla scheda di acquisizione. Dato che la risoluzione del BGO non è particolarmente elevata, abbiamo utilizzato una sorgente di sodio-22, che ha due linee molto distanziate e quindi facilmente riconoscibili, tenendo il pre a 8.75V. Abbiamo 3 gradi di libertà per il nostro sistema:

- Voltaggio del fototubo (V)
- Tempo di integrazione del *fast amplifier* (I)
- Guadagno del *fast amplifier* (G)

Il limite di 5V del FA torna utile: introduce infatti un vincolo a G, in funzione di V ed I, rendendo i gradi di libertà effettivi solo due. Data l'attività della sorgente, per avere una statistica sufficiente al *fit* non è necessario un tempo di esposizione lungo: sono bastati 5 minuti a ciclo. Nella tabella seguente sono riportati i valori del guadagno massimo che è stato possibile ottenere al variare degli altri parametri in modo che il segnale non saturi:

I/V	500	520	540	560	580	600
50	125.4	50.6	50.4	15.8	15.6	15.4
100	125.5	50.7	50.5	16.0	15.07	15.05
200	125.6	125.4	50.6	25.8	25.5	15.6
500	250.5	125.6	125.4	50.7	50.5	25.7

Tabella 2.2: Tabella della mappatura del guadagno; i guadagni sono dati come *Coarse Gain* + *Fine*.

L'analisi per trovare l'ottimo è avvenuta come segue:

- *fit* dei dati
- confronto tra le FWHM dei picchi
- confronto tra i χ^2 dei picchi

Durante l'analisi il numero chiamato risoluzione è stato definito come la media pesata dell'ampiezza della gaussiana fittata diviso la sua sigma, w . In formula l' i -esimo parametro è $R_i = \frac{A_i}{w_i^2 \sqrt{2\pi}}$.

Quindi, posta R_1 la risoluzione del picco a 511keV (il più intenso) e R_2 quella del picco a 1022 keV del ^{22}Na , la risoluzione totale è definita come: $2R_1+R_2/3$. Una risoluzione migliore corrisponde a un valore del parametro il più grande possibile. Non si tratta, ovviamente, di una vera e propria risoluzione energetica.

Nel nostro caso però si tratta di un parametro significativo poiché l'area del picco è fissata: la sorgente era abbastanza attiva per considerare costante il numero di eventi in prese dati lunghe 5 minuti. Fissata l'area A , più la gaussiana è stretta (ha una sigma più piccola), più si approssima ad una delta, la situazione ideale per una linea spettrale. Una sigma minore si traduce in un parametro R_i maggiore.

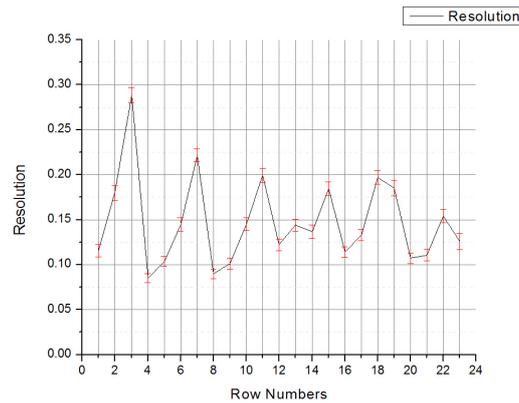


Figura 2.6: Andamento del parametro R_i per ogni presa dati. *Row Number* è un indice associato ad una presa dati, si veda la tabella di sotto per il riferimento.

Abbiamo quindi ottenuto che il punto di lavoro ottimale con il pre alimentato a 8.75 V è dato dalle seguenti impostazioni:

Tensione	1500 V
Guadagno	250+0.5
Integrazione	500

Tabella 2.4: Valori del punto di lavoro a seguito dell'ottimizzazione della catena d'acquisizione.

Indice	Presenza Dati($\frac{V}{3}$,Integrazione)
1	V500I100
2	V500I200
3	V500I500
4	V520I050
5	V520I100
6	V520I200
7	V520I500
8	V540I050
9	V540I100
10	V540I200
11	V540I500
12	V560I050
13	V560I100
14	V560I200
15	V560I500
16	V580I050
17	V580I100
18	V580I200
19	V580I500
20	V600I050
21	V600I100
22	V600I200
23	V600I500

Tabella 2.3: Corrispondenza degli indici con le prese dati.

2.5 Ottimizzazione del criostato

2.5.1 Ispezione del criostato e modifiche apportate

La prima prova a seguito del trasferimento dell'elio non è andata a buon fine, in quanto **il gas è stato perso** e il criostato si scaldava di circa 1 decimo di Kelvin al minuto. I problemi riscontrati erano molto probabilmente dovuti a dei contatti termici inopportuni tra le zone a diversa temperatura del criostato, in particolare alla mancanza di uno schermo termico di fronte al cristallo scintillante (BGO). Per verificarlo abbiamo aperto il criostato.

Rimosse le due flange inferiori abbiamo avuto accesso alla parte inferiore del *main bath* dove vengono raccolti i fili (come mostrato in figura 2.7).

Ciò che si evince è:

- I fili sono in disordine ed uno è addirittura rotto;
- Il *main bath* ha quattro gambette dove possono essere raccolti i fi-



Figura 2.7: Foto del criostato aperto.

li ed assicurata un'altra flangia per tenerli lontani da quella in rame dell'azoto;

- Il *main bath* è in contatto con la tasca all'azoto tramite quattro rondelle di materiale plastico che, sembra, fungono da distanziali.

Per prima cosa il filo rotto è stato individuato e rimosso ed il piedino contrassegnato come inutilizzabile. Il resto dei cavi sono stati riordinati e fissati. Ci si è poi concentrati sulla fabbricazione di un piattello per tenere i fili lontani dalla flangia di rame. A tal scopo si è recuperato un pezzo di latta, che è stato opportunamente sagomato affinché fosse possibile fissarlo ai piedini; notiamo che i piedini sono di materiale isolante poiché è meglio che il flusso termico non sia troppo grande per evitare di scaldare il *main bath* coi fili. Il montaggio del piattello è avvenuto dopo averlo avvolto con della carta stagnola, per limitare l'irraggiamento.

È stato poi posto un termometro a diodo direttamente sul *main bath*, in modo tale da poter tenere sotto controllo la temperatura.

Successivamente abbiamo montato una finestra ottica, un vetrino tondo tenuto in sede da una clip di acciaio, sullo scudo di rame a 77K (che è in contatto con la tasca dell'azoto tramite la flangia tonda di rame da cui vogliamo tenere lontani i fili con il piattello). Questa finestrella ottica dovrebbe garantire un isolamento termico migliore di quello precedente.

Abbiamo infine aggiunto un distanziatore alla fine del dito freddo per garantire un migliore isolamento termico dello stesso.

Il secondo passo è stato quello di montare un diodo sul BGO. Entrambi i diodi, questo e quello sul *main bath*, sono termometri della *LakeShore* mo-



(a) Dettaglio dei fili termalizzati.



(b) Connessioni alla morsettiera.

Figura 2.8: Sistemazione dei fili nel criostato.

dello DT-470-CU-13 (vedere sezione 1.6.1 per le caratteristiche ed appendice B per le connessioni col criostato).

I fili del diodo appena descritto passano all'esterno della camera sperimentale per arrivare alla morsettiera. Per ottimizzarne la termalizzazione sono stati avvolti a spirale e assicurati con del nastro adesivo in rame.

Verificati i contatti, abbiamo proceduto a chiudere la camera sperimentale ed il criostato, rimontando i vari componenti che nel frattempo erano stati puliti e ingrassati.

2.5.2 Verifica della tenuta a temperature criogeniche

Dopo aver chiuso la camera sperimentale si è verificata l'effettiva efficacia delle migliorie apportate.

Come prima cosa è stato collegato il banchetto da vuoto della pompa Pfeiffer attendendo che la pressione iniziasse a scendere per individuare eventuali problemi di tenuta: non ne sono stati individuati. Si è dovuto riserrare le viti della flangia esterna poiché, per effetto della pressione atmosferica, questa viene premuta sullo scafo cilindrico del criostato comprimendo l'*O-ring* di gomma che assicura la tenuta. L'evacuazione del criostato è proceduta piuttosto a rilento perché il nuovo grasso da vuoto ha avuto bisogno di un certo periodo per degasare.

Il criostato si è quindi portato all'equilibrio ma stranamente il cristallo non era in temperatura con il *main bath* (4.5K), ma a circa 11K; questo avveniva sia con tutta la strumentazione spenta che accesa.

Si è constatato che il gradiente termico non era dovuto alla luce che filtrava in camera sperimentale e nemmeno all'*heater* da 5k Ω sulla piastrina del

SiPM, dato che era spento. I termometri sul *main bath* ed alla fine del dito freddo (*carbon glass*) raggiungono entrambi la temperatura dell'elio, quindi si è individuato il problema nel cristallo.

Si è dunque concluso che è l'accoppiamento a non essere sufficiente ed il cristallo perciò si comporta come se fosse all'equilibrio con un bagno termico ad 11K circa invece che con uno a 4.5K (*main bath*). Inoltre si è notato che il cristallo, quando il *main bath* è vuoto mentre le tasche sono piene, si scalda molto lentamente, consentendo di prendere un buon numero di dati a temperature che, dal punto di vista della scintillazioni, sono considerabili costanti (in riscaldamento a circa 3K all'ora). L'unico problema rimasto era il *drift* del *bias* necessario per attivare il SiPM, che non è possibile tenere costante se non si è a contatto con un bagno termico.

2.5.3 Realizzazione di un heater

Per ovviare al problema esposto nella sezione precedente si è provveduto a costruire un *heater* da mettere sul cristallo per scaldare lo stesso nella speranza di poter ottenere una situazione di equilibrio a temperature intermedie quando il *main bath* è pieno, e quindi riuscire a prendere agevolmente delle misure.

Il progetto consiste in una piastrina di rame con incollata sopra una resistenza che si scalda per effetto joule. Sono stati quindi montati più resistori possibili sulla piastrina (sei in totale), in modo tale da riuscire ad avere 1.5W a disposizione dell'*heater*.

La realizzazione dell'apparato è avvenuta così:

- Abbiamo recuperato un disegno tecnico del montaggio del cristallo in modo tale da avere misure precise senza la necessità di spostare o sperimentare la montatura;
- abbiamo poi preso 6 miniresistori da $1k\Omega$ che sopportano 0,25W ciascuno, 4 *pin* ed un tassellino di rame (5mmx12mm) con un foro;
- abbiamo saldato i resistori a tre a tre in parallelo tra le coppie di pin;
- abbiamo assicurato le due coppie di pin alla piastrina in modo tale che la testa della vite che utilizzeremo per fissare la piastrina alla montatura non interferisca coi cavi;
- infine la piastrina di rame è stata incollata, avvolta in una cartina, al fine di evitare corti.

Detta R la resistenza di un singolo resistore, il sistema ha una resistenza totale di $\frac{2}{3}R$; la resistenza totale misurata è di 691Ω .

Per connettere anche questo apparato al criostato abbiamo spostato la lettura del *carbon glass* da quattro a due fili (10 e 23) e abbiamo utilizzato

gli altri due per leggere l'*heater* del cristallo (9 e 22). Durante la chiusura del criostato dobbiamo inavvertitamente aver toccato i fili poichè ricontrollando le connessioni ci siamo accorti di aver perso la lettura del numero 18 appartenente al Pt-100 (vedere appendice B). Purtroppo questo lavoro è servito a ben poco: raffreddando all'elio l'*heater* non scaldava a sufficienza da raggiungere stabilmente temperature intermedie tra 4K e 77K, *range* in cui speravamo di ottenere un ulteriore punto per le misure di *light yield*.

Capitolo 3

Misure effettuate e analisi

3.1 Acquisizione dati



Figura 3.1: PMT collegato al criostato e schermato.

Una volta ottimizzate tutte le apparecchiature e trovato il punto di lavoro è stato connesso il PMT e la catena d'acquisizione al criostato (il SiPM e il BGO si trovavano già all'interno di questo). In secondo luogo è stato affacciato il fotomoltiplicatore alla finestra ottica del dito freddo ed è stato schermato dalla luce dell'ambiente con un panno nero, nastro adesivo isolante e fascette di plastica (come si vede in figura 3.1). Poiché serviva il campionamento della forma d'onda in formato analizzabile e nel laboratorio in cui sono state effettuate le misure col criostato era presente un oscilloscopio in grado di fare ciò (sezione 1.4.4) e per evitare di occupare ulteriore spazio oltre a quello concesso installando una postazione dotata di computer, si è deciso di adottare l'alternativa offerta da

questo strumento. La catena d'acquisizione completa è presentata in figura 3.2.

A questo punto sono stati osservati i segnali, a temperatura ambiente, provenienti da SiPM e PMT: si è constatato che il punto di lavoro trovato in precedenza non è più l'ottimo una volta connessa la catena al criostato. Dopo aver ricontrollato il corretto funzionamento dei moduli della catena, il problema è stato attribuito alla diversa geometria presente tra cristallo e fototubo. Per ovviare a questo inconveniente e riuscire a prendere segnali distinguibili dal fondo si è reso necessario alzare la tensione fornita al PMT. Inoltre il SiPM è un rivelatore più lento del PMT che, per come è strutturato, ha una capacità intrinseca che agisce come un integratore fornendo un *output*

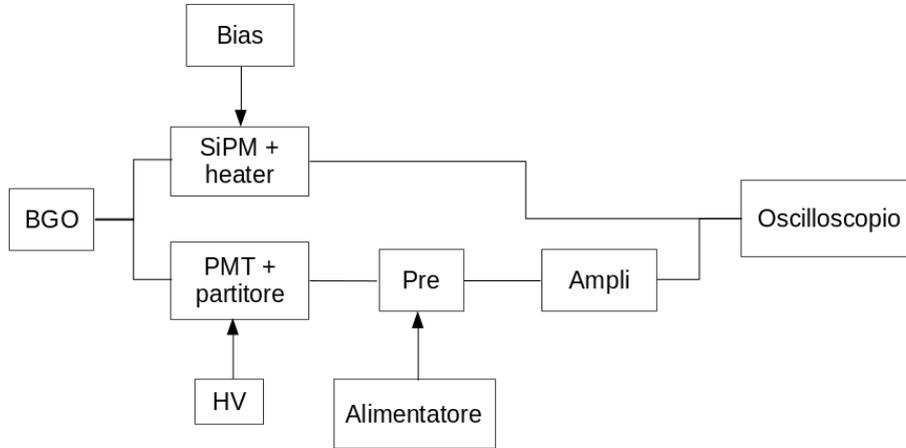


Figura 3.2: Catena d'acquisizione completa; i dati sono salvati direttamente da oscilloscopio senza l'utilizzo di una scheda specifica.

continuo con segnali più lenti; questo a differenza del PMT che produce *spike*, molto più difficili da triggerare. Per questo motivo e per la posizione molto più favorevole il SiPM è stato usato come rivelatore principale.

Per le misure effettuate per il tempo di scintillazione sono stati utilizzati i segnali provenienti dai muoni, molto energetici e quindi ben distinguibili, salvati in *run* di circa 100 impulsi ciascuno; si veda l'appendice C per il calcolo dei muoni attesi sul cristallo. Per le misure di *light yield* invece ci si è avvalsi dell'utilizzo di una sorgente di ^{60}Co poiché era necessario un alto rate e ad energia fissata: i muoni atmosferici non hanno nessuna di queste due proprietà.

Le caratteristiche dei dati analizzati sono riportati in seguito nelle rispettive sezioni.

3.2 Tempo caratteristico di scintillazione

Per questo tipo di misura sono sufficienti *run* brevi, circa 100 impulsi, in quanto l'analisi è fatta sui segnali medi e non sullo spettro. Si è cercato di mantenere i parametri del punto di lavoro, alzando la tensione di alimentazione del PMT in modo da poter distinguere chiaramente i segnali. Per cui i valori del punto di lavoro utilizzati sono i seguenti: 1650V di tensione, 8,75V di alimentazione del preamplificatore, guadagno $250 \times 0,5$ e integrazione 500. Alcune *run* hanno solo il SiPM in presa dati, soprattutto le prime in ordine cronologico perché il PMT era ancora in fase di studio. In tabella 3.1 e 3.2 sono riportate le informazioni sui dati analizzati: l'*heater* del SiPM era utilizzato solo a temperature inferiori ai 40K per mantenerlo funzionante, a temperature superiori non era necessario (simbolo / in tabella).

Nome	LS1 (K)	LS2 (K)	AVS1 (Ω)	AVS2 (Ω)	Trigger (mV)	Bias SiPM(V)	Heater SiPM(V)
temp8400	77,7	83,9	13,2	22,1	2,7	61,1	/
temp8600	77,8	85,7	13,2	22,9	2,7	61,6	/
tempxxx(21marzo)	77,8	86,5	13,2	23,0	2,2	62,0	/
temp8800	77,8	88,0	13,2	23,7	2,1	62,2	/
temp87000	77,7	86,9	13,2	23,2	1,9	62,1	/
temp868_105	106,8	86,8	13,2	23,2	1,9	62,0	/
temp219_167	166,3	219,2	8,6	76,3	1,9	66,7	/
tempxxx(31marzo)	265	281,9	8,0	102,5	2,3	70,0	/

Tabella 3.1: Run analizzati per il tempo di scintillazione con il solo SiPM in presa dati.

Nome	LS1 (K)	LS2 (K)	AVS1 (Ω)	AVS2 (Ω)	Trigger (mV)	Bias SiPM(V)	Heater SiPM(V)
SiPMPMT_He	4,5	20,9	497	31,6	13,15	64,3	40
heater28	4,7	14,3	589	9,0	3,6	61,0	28
sabato20140412	4,5	13,6	588	8,9	1,6	61,0	28
68k	58,8	67,6	14,3	15,3	3,02	60,8	/
77kelio	70,2	77,6	13,3	19,6	3,96	61,4	/
83kelio	74,8	83,7	12,8	22,1	3,60	61,1	/
147k	101,9	146,1	9,9	47,6	6,50	63,3	/
178k	115,0	177,4	9,4	60,1	6,50	64,7	/

Tabella 3.2: Run analizzati per il tempo di scintillazione con PMT e SiPM in presa dati.

3.2.1 Procedure di analisi

Outline

L'obiettivo di questa parte dell'analisi era di riuscire a fittare la discesa esponenziale del segnale, estrapolando così i tempi di decadimento veloce e lento del BGO.

Per fare questo è necessaria la raccolta di segnali ben distinguibili, quindi ad alta energia, da cui estrapolare un segnale medio. Infine si fitta il valor medio con la somma di due esponenziali decrescenti.

Le forme d'onda sono state registrate direttamente dall'oscilloscopio.

Presenza dati

La sorgente ad alta energia che è stata sfruttata sono i muoni atmosferici provenienti dai raggi cosmici, come accennato precedentemente. Essi hanno energie nell'ordine dei MeV e, quando attraversano il cristallo, danno origine ad un segnale molto intenso, rendendoli un ottimo candidato per raccogliere segnali da mediare in seguito.

È stato impostato il *trigger* dell'oscilloscopio in modo tale che la maggior parte dei *fire* fosse su eventi di muone. Per convenienza e data la facilità di individuazione della sorgente, quest'impostazione è stata individuata senza un calcolo analitico.

Dato un *rate* muonico sperimentale di circa 316^1 muoni all'ora, una *run* per contenere un numero sufficiente di eventi doveva durare circa 20 minuti e così è stato.

Il *trigger* è stato posto sul canale del SiPM: è più attendibile del fototubo nella rivelazione dei segnali. In più il fototubo non era disponibile per alcune prese dati.

Selezione e sincronizzazione degli impulsi

Nonostante il livello del *trigger* fosse impostato in modo tale che l'oscilloscopio registrasse principalmente muoni energetici, è stata comunque necessaria una selezione degli impulsi per la creazione del valore medio. In più, è stato necessario sincronizzare questi impulsi per poterlo calcolare. Si vedano in figura 3.3 le differenze tra un segnale singolo e un segnale medio.

Una revisione più dettagliata delle problematiche relative all'analisi dati è riportata in seguito e, tra i metodi provati per la selezione degli impulsi, quello che ha dato le prestazioni migliori è stato il *masking*.

Per *masking* si intende la trattazione dell'impulso attraverso una maschera che lo rende più facile da interpretare; nel nostro caso è stata il polinomio di grado 20 che meglio approssimava il segnale. Questo è stato ottenuto

¹In un'occasione si è lasciato l'oscilloscopio in presa dati per 45:40 ore registrando 14318 eventi.

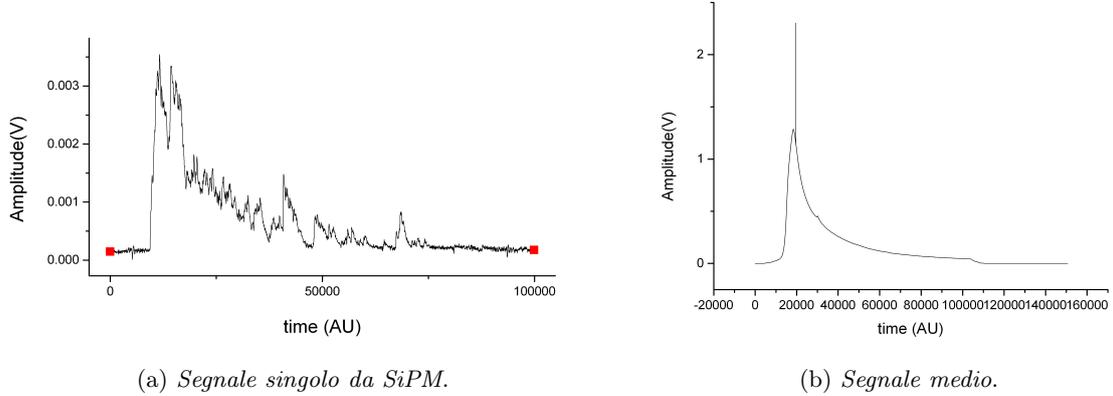


Figura 3.3: Confronto tra un segnale singolo e un impulso medio da SiPM. Si noti la differenza nella quantità di rumore presente e nella stabilità del segnale.

analiticamente mediante la risoluzione delle *equazioni normali* (appendice E).

Il polinomio è stato poi utilizzato per discriminare i dati, attraverso un *trigger* a livello basato sulla RMS² ed un *holdoff*³ dato, e per sincronizzarli. Come punto di sincronizzazione degli impulsi si è usato il massimo del polinomio. Il medio è stato calcolato a partire dai segnali.

Modalità di *fitting*

Una volta ottenuto il medio, è stato importato in OrignPro 9.0⁴ e fittato con una funzione della forma:

$$y = y_0 + A_0 e^{-t/\tau_{short}} + A_1 e^{-t/\tau_{long}} \quad (3.1)$$

Con y_0 , τ_{short} , τ_{long} , A_0 e A_1 parametri liberi.

²Semplicemente, un *trigger* a soglia s , con s espressa come multiplo della RMS.

³L'*holdoff* è il numero di punti per il quale il segnale deve essere sopra soglia per essere triggerato.

⁴Un popolare programma di analisi, di cui ci si è serviti per il *fitting* e la graficazione.

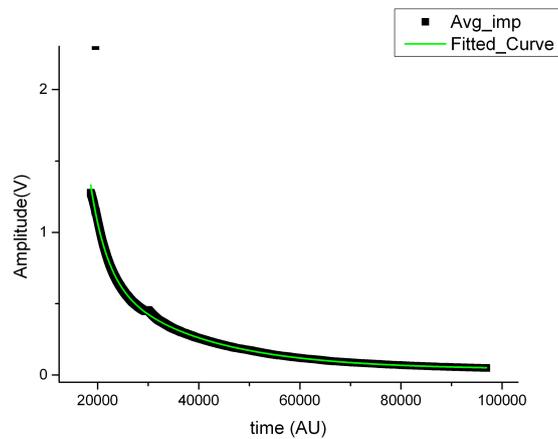


Figura 3.4: La coda esponenziale del decadimento di un impulso medio fittato con la somma di due esponenziali.

Il *fit* è stato ripetuto tre volte per ogni medio per verificare che fosse robusto; nella maggior parte dei casi è stato così. In tre occasioni il programma non è stato capace di fare distinzione tra τ_{short} e τ_{long} , ponendoli uguali e riportando un errore molto alto sulla loro stima. I risultati dei tre *fit* per ogni impulso sono stati mediati.

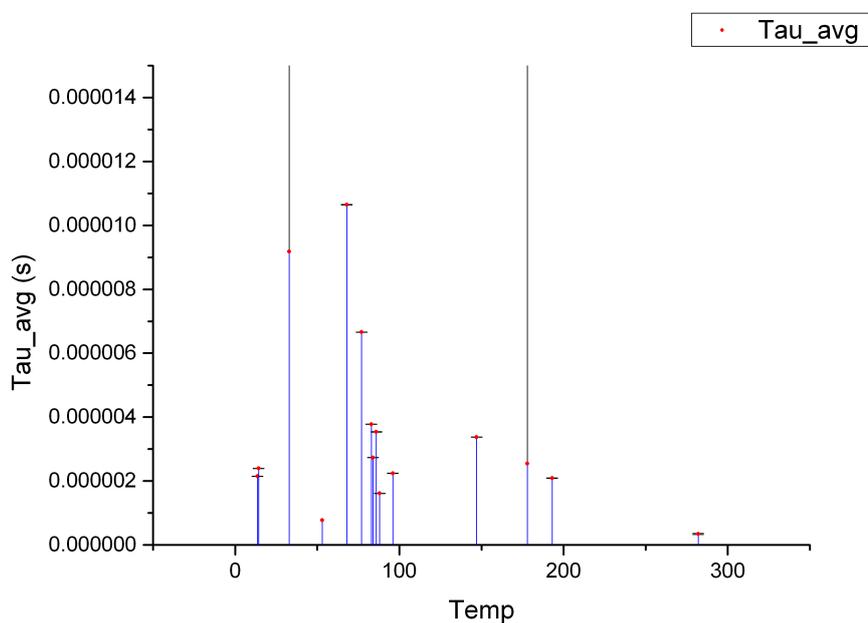
Una volta ottenuti i tempi caratteristici e gli errori relativi è stata utilizzata l'informazione sul campionamento dell'oscilloscopio per ottenere i tempi caratteristici in secondi. L'oscilloscopio ha campionato ogni $2 \cdot 10^{-9}$ secondi per le *run* a doppio canale e ogni $5 \cdot 10^{-10}$ secondi per quelle a singolo canale.

3.2.2 Risultati

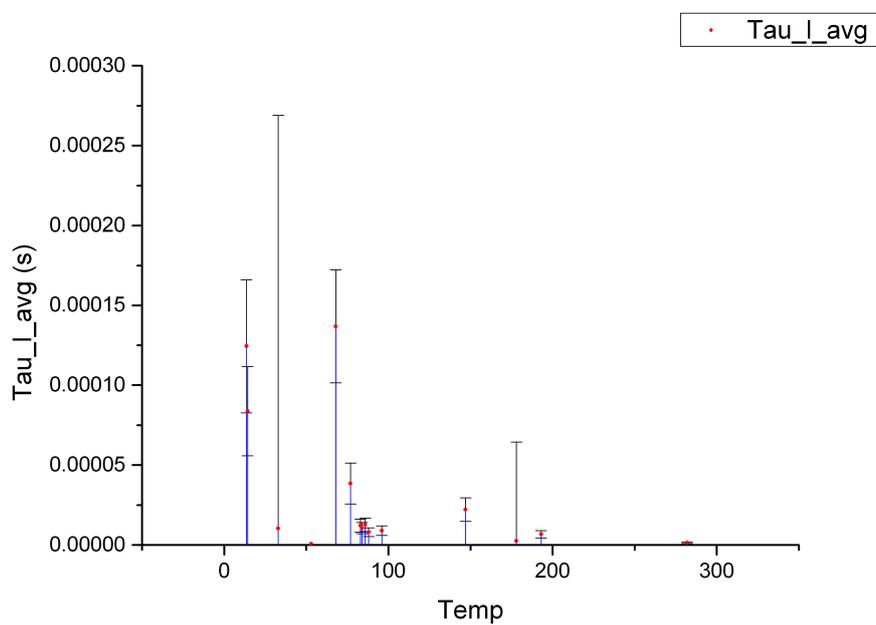
I risultati sono stati organizzati in tabella 3.3; alcune temperature qui riportate non corrispondono a quelle segnate nelle tabelle con le caratteristiche delle *run* perché durante alcune di esse la temperatura è variata. Perciò mentre prima è stato riportato il valore di temperatura di inizio acquisizione, per comodità di analisi viene ora riportato il valor medio del *run*.

Temperatura (K)	τ_{short} medio (ns)	τ_{short} err (ns)	τ_{long} medio (ns)	τ_{long} err (ns)
13.6	2149.46	4.77061	124391	41657.5
14.3	2394.2	3.85246	83733	27913
33*	9183.83	266787	10437.5	258575
53*	771.927	–	771.927	–
68	10649.4	5.55836	136861	35387.3
77	6664.1	4.77712	38452.2	12818.9
83	3779.43	6.06779	12159.8	4053.28
84	2735.26	4.92399	10507.3	3502.44
86	3537.72	7.02717	12609.2	4203.29
88	1614.76	2.82953	8006.51	2668.84
96	2242.05	3.20459	8917.69	2972.57
147	3373.36	2.69178	22183.3	7404.82
178*	2548.51	70487.8	2548.58	61925.9
193	2092.09	7.90457	6694.87	2231.64
282	344.618	14.6906	1360.06	479.391

Tabella 3.3: Risultati del *fit* dei medi. Per la misura a 53K il programma di *fit* non è stato in grado di fornire l'errore in nessuno dei tre casi. (*) indica le misure con grande/mancante errore.



(a) Andamento del tempo caratteristico breve.



(b) Andamento del tempo caratteristico lungo.

Figura 3.5: Andamento dei tempi caratteristici del BGO in funzione della temperatura (espressa in Kelvin).

In particolare l'andamento del tempo caratteristico corto e del tempo caratteristico lungo appaiono come in figura 3.5; essi sono qualitativamente in accordo con quanto atteso in figura 3.6 e in appendice D. I punti con errori molto grandi sono relativi alle serie di dati per le quali il *fit* a doppio esponenziale ha dato tempi caratteristici lungo e corto uguali. Siccome l'errore standard calcolato da OriginPro 9.0 dipende dalla covarianza dei parametri liberi, due parametri liberi molto correlati (fino ad essere uguali!) vengono indicati con un grande errore.

Si è scelto di mantenere il *fit* a doppio esponenziale nonostante questa degenerazione per chiarezza, nonostante sarebbe stato possibile ovviare al problema fittando con una esponenziale sola.

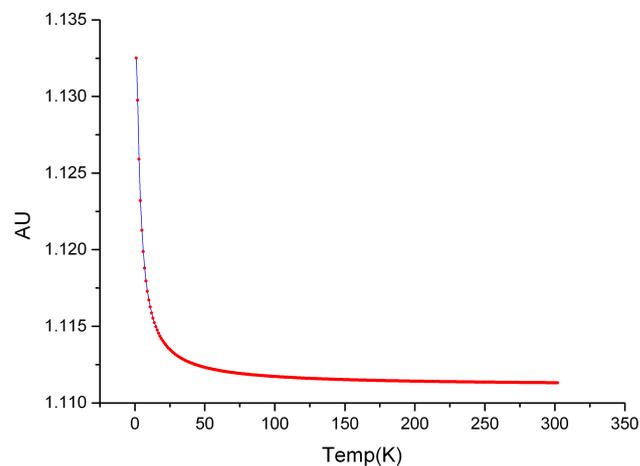


Figura 3.6: Andamento teorico del tempo di scintillazione del BGO in funzione della temperatura.

Commento

Una delle grandi difficoltà dell'analisi relativa ai tempi caratteristici di scintillazione è dovuta alla grande rumorosità del segnale da SiPM, una caratteristica intrinseca del dispositivo. Purtroppo questo fatto introduce una certa instabilità nel segnale che solo in parte è ovviata costruendo il medio. Questa instabilità è il motivo per cui i punti relativi ai tempi caratteristici nei grafici sembrano sparsi con poca logica.

Tuttavia è visibile un andamento decrescente con il crescere della temperatura che è in linea con l'andamento previsto.

3.3 Misure di *light yield*

Per fare questo tipo di analisi sono serviti molti più dati per poter costruire uno spettro apprezzabile, per cui i *run* sono decisamente più lunghi, dell'ordine delle migliaia di impulsi; inoltre si è usata una sorgente di ^{60}Co per avere impulsi monocromatici.

Il problema principale legato a delle misure di lunga durata è l'instabilità della temperatura a valori differenti da quelli dell'azoto e dell'elio liquidi a causa del riscaldamento del criostato durante l'acquisizione. Questo si è risolto rabboccando le tasche e lasciando vuoto il *main bath*, in modo che il criostato si scaldasse più lentamente e consentendo di lasciare in misura senza che il sistema mutasse sensibilmente le sue caratteristiche.

Tuttavia non si è riusciti a eliminare il problema del *drift* del *bias* del SiPM (vedere tentativo fallimentare al paragrafo 2.5.3): durante lo stesso *run* è stato a volte necessario variare di poco la tensione di *bias* affinché il SiPM continuasse ad acquisire ad un rate tale da avere dati sufficienti in un intervallo di temperatura il più possibile limitato.

A causa dell'utilizzo della sorgente i segnali analizzati sono più bassi rispetto a quelli ottenuti dai muoni, quindi è stato eliminato il preamplificatore del PMT poiché il disturbo che inseriva non era più trascurabile.

Anche in questo caso si è dovuto ricercare il punto di lavoro in modo che i segnali provenienti dalla sorgente fossero facilmente distinguibili; si è lasciato inalterato il valore dell'integrazione, portato il guadagno a $125 \times 0,3$ e preso misure a diverse tensioni per capire quale fosse l'ottima.

I settaggi per i *run* sono in tabella 3.4.

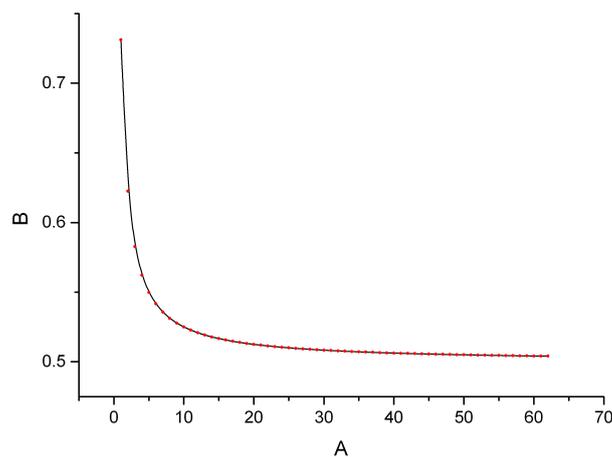


Figura 3.7: Modello teorico del *light yield* di un cristallo scintillante; si veda l'appendice D.

Nome	Tensione (V/3)	LS1 (K)	LS2 (K)	AVS1 (Ω)	AVS2 (Ω)	Trigger (mV)	Bias SiPM(V)
295_3_PMT560 295PMT540 295PMT520	560 540 520	295 (ambiente)	/	/	/	3,0	70,8
78_3PMT560 78_3PMT580 78_3PMT600	560 580 600	77,5	78,3	13,3	20,7	11	61,4
87PMT600 87PMT580 87PMT560	600 580 560	77,9	87,1	13,1	23,9	10	61,8
97PMT600	600	93,3	96,3*	11,5	27,9	6,6	61,8-62,0
108PMT580	580	97,1	109,8	11,0	33,2	8,3	62,0-62,1
111PMT560	560	97,5	111,2	11,0	33,7	7,9	62,1-62,2
113PMT600	600	98,0	113,0	11,0	34,4	8,6	62,2
119PMT600 119PMT580 119PMT560	600 580 560	100,5	118,8	10,9	37,0	7,4	62,3-62,4 62,4 62,4
119PMTlong 119PMTlong560	600 560	101,0	119,2	11,0	37,3	8,0	62,4
177PMT600	600	129,0	177,3	9,4	60,2	6,8	64,8-64,9

Tabella 3.4: Impostazioni dei *run* per la misura del *light yield*.

3.3.1 Procedure di analisi

Outline

L'obiettivo è quello di misurare l'area sottostante al segnale: è proporzionale all'energia rilasciata nel rivelatore, la quale è proporzionale alla quantità di luce emessa.

La quantità di luce emessa per unità di energia depositata nel cristallo varia con la temperatura. Per istituire un confronto sensato tra *run* a diverse temperature perciò è stato necessario avere una sorgente con linee spettrali note.

I dati raccolti sono stati poi organizzati in spettri, dei quali è stata trovata la centroide, interpretata come miglior stima per il *light yield*.

Presenza dati

Il primo problema da risolvere è stato capire quando la sorgente era effettivamente visibile dai rivelatori. Con una sorgente di ^{60}Co avevamo già lavorato durante lo studio del PMT, ma la geometria del sistema di misura in questo caso è completamente diversa: la sorgente si trova più distante dal cristallo

ed è schermata da due pareti metalliche.

Per verificare che la sua presenza comportasse differenze osservabili, si è deciso di osservare il *rate* a cui venivano triggerati degli impulsi con soglia bassissima, mentre veniva allontanata e avvicinata la sorgente.

Il ^{60}Co è stato quindi assicurato al punto più vicino al cristallo e sono iniziate le misure.

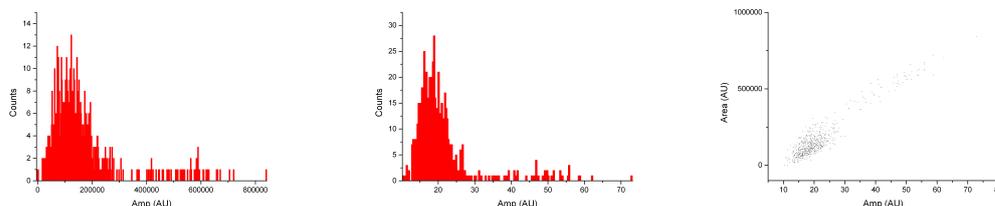
Ancora una volta si è impostato il *trigger senza svolgere conti*, imponendo la soglia appena sopra quello che sembrava essere rumore. Comunque sarebbe stato segnale a frequenza troppo alta per l'oscilloscopio, che non può triggerare mentre salva i dati. Questa necessità ha comportato effetti sugli spettri delle ampiezze che hanno il picco molto vicino allo zero e che a volte esibiscono una coda sinistra più rada di quella destra.

Elaborazione degli impulsi

Gli impulsi sono stati organizzati in tre modi:

- Per area totale.
- Per ampiezza.
- In coppie area-ampiezza (*scatter plot*).

Nonostante il lavoro quantitativo andasse fatto solamente sulle aree, si è ritenuto opportuno ispezionare sia gli spettri delle ampiezze che gli *scatter plot* per avere un'idea di come varia l'area in funzione dell'ampiezza. Quest'ultima organizzazione sarebbe potuta tornare utile per eliminare le *spike* solitarie dall'analisi, ma non si è reso necessario fare ciò: si è riusciti ad eliminarle con sufficiente efficacia mediante il filtraggio.



(a) Un esempio di spettro delle aree totali.

(b) Un esempio di spettro delle ampiezze, si noti la leggera asimmetria.

(c) Un esempio di scatter plot.

Figura 3.8: *Plot* per l'organizzazione dell'analisi.

Come già detto altrove, gli impulsi da SiPM sono molto rumorosi; questo ha reso necessario un filtraggio prima di poterli trattare. I segnali da ^{60}Co ,

in particolare, sono anche molto meno regolari di quelli da muoni. Si veda figura 3.9.

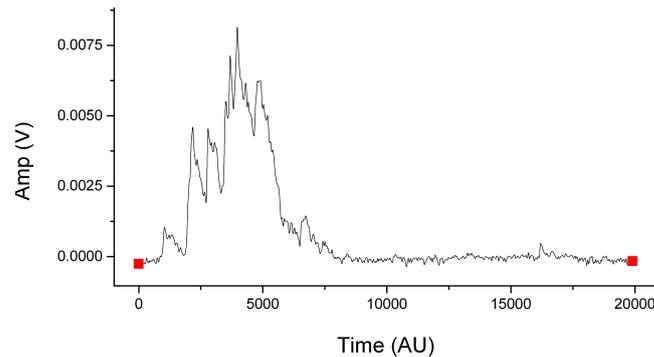


Figura 3.9: Un esempio di segnale da sorgente, si noti la forma estremamente irregolare.

In principio un filtro ottimo sarebbe stata la scelta migliore per processare questi segnali in modo tale da abbattere il rumore; in pratica non era banale procurarsi uno spettro di rumore sensato: la corrente di buio del SiPM non è un rumore stocastico classico, ovvero oscillante sopra e sotto la linea di base, ma è solo positivo perciò non tende a cancellarsi. Inoltre un impulso medio non era disponibile e nemmeno modi per procurarselo facilmente. Si è quindi scelto di utilizzare un filtro passa-basso, sotto forma di convoluzione con una funzione χ lunga un decimo della finestra.

I valori d'interesse sono stati calcolati come segue:

- **Area totale:** dopo aver filtrato l'impulso con la funzione χ , si sommano tutte le altezze in successione.
- **Ampiezza:** dopo aver filtrato l'impulso se ne cerca il massimo.

Le coppie area-altezza vengono composte dopo aver calcolato le due quantità rilevanti, ovviamente.

A questo punto si creano degli istogrammi di bin opportuno: per i dati delle basse temperature, che hanno finestre più lunghe (19914 AU), si è scelto di avere bin di 50 AU per le ampiezze e di 250 AU per l'area; per i dati a temperatura ambiente, che hanno finestre più corte (4914 AU), i bin sono stati impostati a 25 AU per le ampiezze e 100 AU per le energie⁵.

⁵Nota Bene: la larghezza del bin non influenza la posizione della centroide del picco nello spettro. Dato che interessava quella quantità, si è potuto scegliere il bin in modo tale da avere un picco evidente e punti sufficienti per un buon *fit*.

Fit

Tutti gli spettri meno uno (si veda dopo) contengono un solo picco gaussiano, tenuto presente il disturbo sulle code dovuto al *trigger* dell'oscilloscopio. Sono quindi stati importati in OriginPro 9.0 e fittati con una gaussiana.

Notare che gli *scatter plot* non necessitano di *fit* poiché non sono stati usati per calcoli quantitativi.

Per tenere conto della lunghezza differente delle finestre, l'area totale sotto i picchi è stata normalizzata (a fine analisi) dividendola per la lunghezza della finestra.

Quell'unico *run* che esibisce un picco multiplo sia nell'ampiezza che nell'area totale è un *run* lungo alla temperatura di 78.3K, quindi all'azoto liquido, con PMT alimentato a 1800V.

Un doppio picco molto marcato, ed un terzo picco molto più basso, si presenta sul canale del PMT: si attribuisce il doppio a *spike* non relative al segnale poiché uno dei due picchi è positivo (queste *run* non sono stati fatte con il preamplificatore di carica, quindi il segnale del PMT è negativo). Per il terzo picco, lo *scatter plot* rivela che si tratta di segnali ad elevata intensità e grande area e perciò si è ipotizzato fossero muoni; considerando che si tratta di un *run* lungo, l'ipotesi μ è probabile.

Il disturbo è invece quasi assente nel canale del SiPM.

Il *fit* dei risultati è stato fatto mediando sui diversi valori, quando per una stessa temperatura erano presenti più *run*. La forma della funzione fittante è spiegata in appendice.

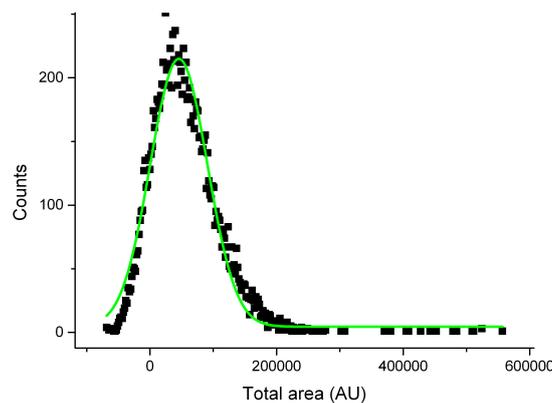


Figura 3.10: Segnale da SiPM del *run* 119PMT560long fittato per trovare la centroide.

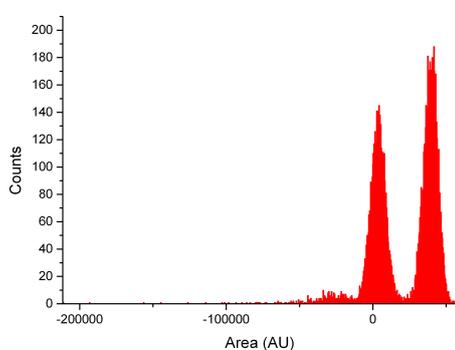
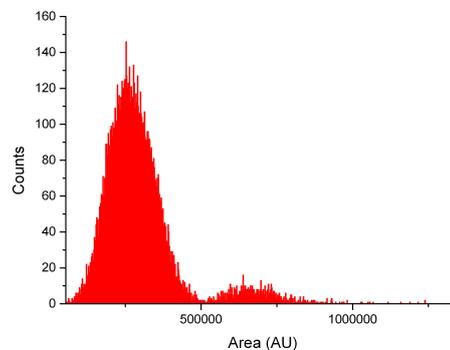
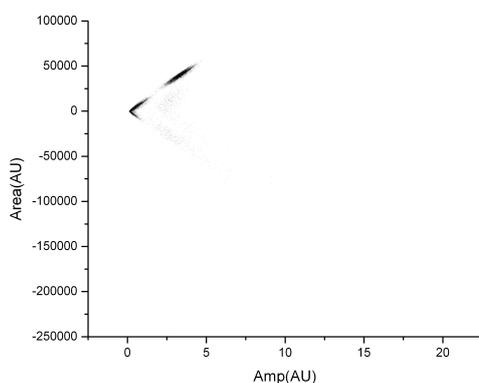
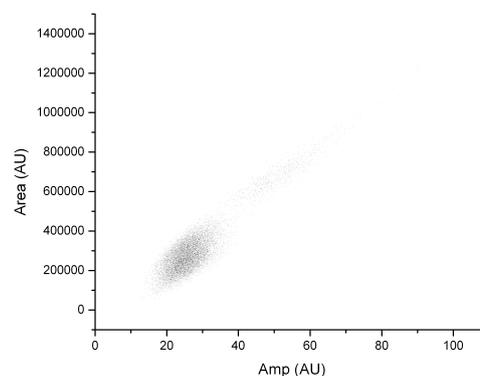
(a) *Doppio picco PMT.*(b) *Doppio picco SiPM.*(c) *Scatter plot PMT.*(d) *Scatter plot SiPM.*

Figura 3.11: Il doppio picco che è stato osservato a 78.3K, probabilmente dovuto a *spike* per eccesso di tensione. Il fenomeno si presenta in maniera molto ridotta per il SiPM. Gli *scatter plot* mostrano la distribuzione dei segnali: il secondo lobo è ad alta ampiezza e grande area; potrebbero essere muoni in transito.

3.3.2 Risultati

Di seguito le tabelle risultanti dall'analisi sopra descritta e i dati plottati; si veda figura 3.7 e appendice D per l'andamento teorico.

Temp	$\frac{V_{olt}}{3}$	Centroid	Centroid err	Scale Factor	Norm. Centroid	Normalized Err
78.3	600	39637.64163	63.97972	19914	1.99044	0.00321
78.3	580	3989.19616	236.13665	19914	0.20723	0.01227
78.3	560	4326.1412	276.91985	19914	0.23276	0.0149
295	560	-770.46357	7.31237	4914	-0.16799	0.00159
295	540	-704.01722	16.20967	4914	-0.15919	0.00367
295	520	-698.44474	14.3923	4914	-0.164	0.00338
177	600	1695.23181	404.52348	19914	0.08513	0.02031
119	600	-7628.8664	52.42549	19914	-0.38309	0.00263
119	600	-7899.04016	230.74173	19914	-0.39666	0.01159
119	580	-7584.42164	147.9555	19914	-0.39399	0.00769
119	560	-8021.97872	34.44505	19914	-0.4316	0.00185
111	560	-7941.65419	172.22909	19914	-0.42728	0.00927
119	560	-6969.83668	163.22307	19914	-0.375	0.00878
108	580	-9239.92502	196.97841	19914	-0.47999	0.01023
113	600	-8907.61507	174.24918	19914	-0.4473	0.00875

Tabella 3.5: Dati relativi al PMT. Si noti che è necessario normalizzare la centroide anche per la tensione di alimentazione.

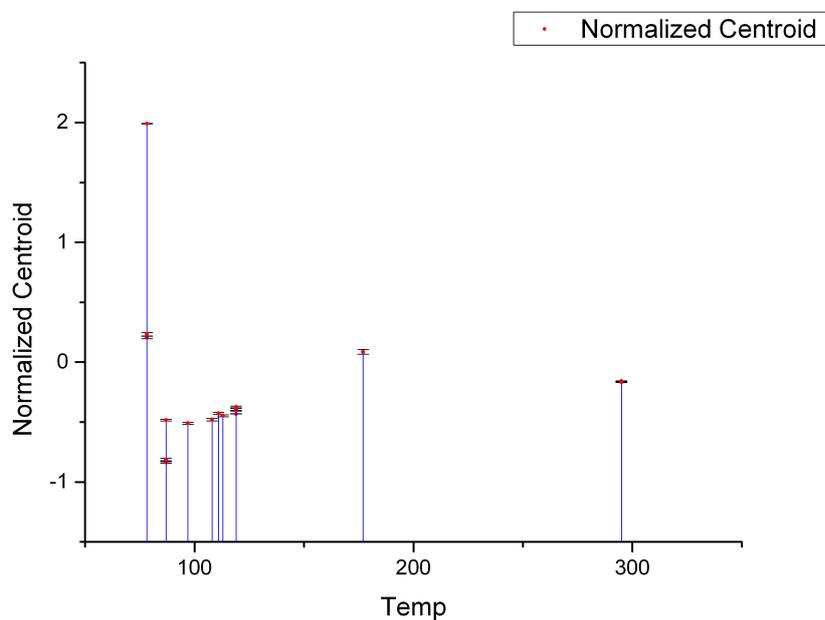


Figura 3.12: *Light yield* visto dal PMT: non è molto regolare.

Temp	Centroid	Centroid Err	Scale Factor	Norm. Centroid	Normalized Err
97	67119.62748	1520.38321	19914	3.37047	0.07635
87	115758.7758	2633.71288	19914	5.81293	0.13225
87	146020.01912	3497.10283	19914	7.33253	0.17561
78.3	281438.54259	4201.10413	19914	14.1327	0.21096
119	50998.80852	531.16956	19914	2.56095	0.02667
87	159557.79587	2588.50495	19914	8.01234	0.12998
78.3	273087.21303	4950.33374	19914	13.71333	0.24859
78.3	266644.80181	692.83088	19914	13.38982	0.03479
119	45635.29636	623.03578	19914	2.29162	0.03129
119	88347.91387	2282.54085	19914	4.43647	0.11462
119	52437.67696	1450.16009	19914	2.63321	0.07282
108	89714.70087	2084.49425	19914	4.50511	0.10467
111	93030.29948	2207.3279	19914	4.6716	0.11084
177	38810.29819	446.15352	19914	1.9489	0.0224
295	3868.01139	47.36031	4914	0.78714	0.00964
119	63996.97995	1994.69041	19914	3.21367	0.10017
295	3990.12491	58.93517	4914	0.81199	0.01199
113	85819.41334	1519.25083	19914	4.3095	0.07629
295	3882.95966	29.84385	4914	0.79018	0.00607

Tabella 3.6: Dati relativi al SiPM. Il *light yield* è proporzionale a *Normalized Centroid*, la centroide normalizzata per la lunghezza della finestra dell'area totale sotto l'impulso.

Temp(K)	Normalized Centroid (AU)
78.3	0.16478
87	0.14595
97	0.07635
108	0.10467
111	0.11084
113	0.07629
119	0.07291
177	0.0224
295	0.00923

Tabella 3.7: In tabella sono riportate le centroidi per il SiPM, poi utilizzate per il *fit*.

· ·	Value	Std Error
A	0.21206	0.09254
B	61.97726	81.66236
k	414.16611	213.94389

Tabella 3.8: I risultati del *fit* dell'andamento del *light yield* osservato dal SiPM (si veda formula 3.2). Gli errori alti sono dovuti allo scarso numero di punti utilizzati (purtroppo non era possibile campionare a centinaia di temperature diverse).

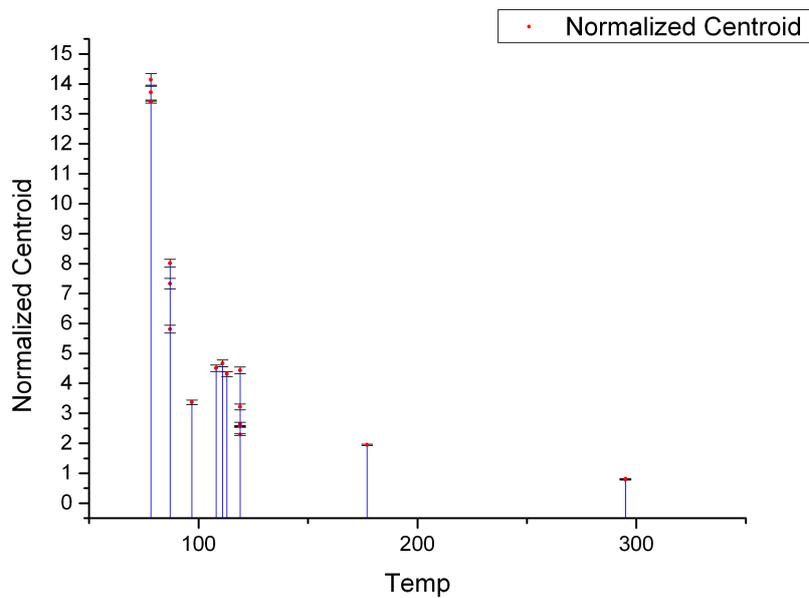


Figura 3.13: *Light yield* visto dal SiPM.

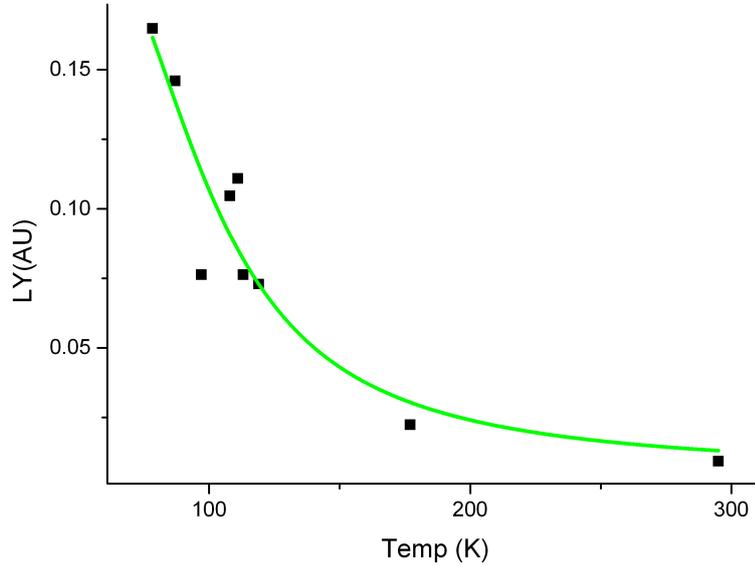


Figura 3.14: *Light yield* fittato visto dal SiPM: è in ottimo accordo con l'andamento teorico, come si può vedere dal *fit*.

Commento

Il PMT è, in effetti, un caso disperato: il *light yield* che viene osservato dallo strumento si discosta abbastanza significativamente da quanto atteso. Però, considerando la geometria del sistema e la difficoltà che ha il fotomoltiplicatore ottico con i segnali lenti, non è un risultato del tutto negativo.

Il discorso è diverso per il SiPM: in questo caso le misure sono in buon accordo con quanto ci si attende. Il *fit* eseguito dimostra questo buon accordo; gli errori riportati nelle colonne *Standard Error* sono alti per via del metodo di calcolo, che tende a riportare errori molto grandi quando ci sono pochi punti. Per migliorare quest'aspetto è sufficiente prendere più misure. La funzione di *fit* utilizzata è della forma

$$y = \frac{A}{(1 + Be^{-\frac{k}{T}})} \quad (3.2)$$

La costante k può dare informazioni sull'energia ΔE necessaria per emettere un fotone (si veda appendice D per la discussione della funzione).

Nel nostro caso

$$\Delta E = 414.16611 \cdot k_b = (3.72 \pm 1.84) \cdot 10^{-2} eV \quad (3.3)$$

Problematiche riscontrate e possibili soluzioni

In questa sezione si vogliono analizzare alcuni limiti nei quali ci siamo imbattuti durante questa esperienza di laboratorio al fine di migliorare i possibili esperimenti futuri.

Costruzione dell'*heater*

Come precedentemente mostrato nel paragrafo 2.5.3 l'*heater* costruito e utilizzato è risultato inefficiente. Ciò che si voleva ottenere era un riscaldamento in grado di portare la struttura ad una temperatura fissata e costante a determinati valori intermedi tra le 4K e 77K. Infatti, se si fosse potuto installare un potenziometro in grado di dissipare più potenza, probabilmente si sarebbero potuti ottenere ulteriori punti tra queste temperature per le misure di *light yield*.

Problematiche dell'analisi

Segnali rumorosi

I segnali con i quali abbiamo avuto a che fare in questa esperienza erano molto rumorosi. Come già accennato, un filtro ottimale sarebbe molto interessante per facilitare la discriminazione dei dati e, in generale, per avere risultati più precisi.

Per costruire un filtro ottimo è necessario conoscere, prima del filtraggio, lo spettro di potenza del rumore (che non è altro che il modulo quadro della trasformata di Fourier del rumore) ed il segnale medio. In questa esperienza questo non era possibile dal principio poiché i dati andavano discriminati per creare un segnale medio e per creare uno spettro di rumore. Sono state quindi necessarie altre soluzioni.

Un segnale medio è stato comunque ottenuto con successo e questo, avendo tempo per sviluppare il software necessario, potrebbe essere utilizzato

per costruire un filtro ottimo: lo spettro di rumore andrebbe ottenuto dagli scarti dell'elaborazione precedente.

Lunghezza della finestra

Spesso i segnali analizzati hanno superato lunghezze della finestra di duecentomila punti. Chiaramente questo è un numero grande che può creare problemi di gestione della memoria del calcolatore e, per essere trattato in maniera efficiente, richiede una buona ottimizzazione del programma.

I programmi utilizzati per l'analisi presentata in questa relazione sono quasi tutti *single-threaded*, poiché non è stato possibile approfondire le problematiche del *multithreading* e sono state necessarie librerie esterne, non sviluppate per il *multithreading* stesso.

Uno sviluppo tecnico interessante può essere quello di approfondire questa parte algoritmica per costruire strumenti più efficienti e, quindi, avere la possibilità di compiere più operazioni complesse sui dati - per esempio eseguire più filtraggi dello stesso segnale e selezionare il migliore automaticamente.

Un altro sviluppo tecnico interessante può essere quello di utilizzare librerie che supportano *word* di 64 bit al fine di eliminare fastidiose limitazioni. Ad esempio, per il *fit* polinomiale con equazioni normali, è richiesta la gestione di *lunghezza della finestra*^{grado del polinomio}. Con un'elaborazione a 32 bit è possibile arrivare solamente al ventinovesimo grado, mentre con un'elaborazione a 64 bit dovrebbe essere possibile arrivare al cinquantottesimo grado, con guadagni sulla precisione del processo di discriminazione.

Selezione e Sincronizzazione

Un approccio suggerito per la selezione e la sincronizzazione degli impulsi è fornito da un *trigger* basato sulla derivata seconda del segnale. Il modo più conveniente per calcolare la derivata seconda di un segnale è quello di servirsi di un filtro di Savitzky-Golay.

Purtroppo non è stato possibile applicare questa soluzione perché i segnali consistevano in larga parte in gruppi di *spike* (per il PMT) e troppo irregolari (per il SiPM). Infatti calcolando la derivata seconda su una sotto-finestra corta semplicemente si cambiava forma al rumore.

Una possibile soluzione sarebbe stata l'uso di sotto-finestre più lunghe, ma questo avrebbe portato ad una perdita di informazione nella parte iniziale del file, con il rischio di perdere l'informazione sulla salita del segnale che è la parte interessante per la sincronizzazione.

Appendice A

Valori del partitore

Resistenza	Valore (k Ω)	Capacità	Valore (nF)
R ₁	470	C ₁	4,7
R ₂	680	C ₂	4,7
R ₃	470	C ₃	4,7
R ₄	470	C ₄	4,7
R ₅	470	C ₅	4,7
R ₆	470	C ₆	4,7
R ₇	470		
R ₈	470		
R ₉	560		
R ₁₀	680		
R ₁₁	820		
R ₁₂	100		
R ₁₃	550		
R ₁₄	100		
R ₁₅	5,1		

Tabella A.1: valori delle resistenze e delle capacità del partitore.

Appendice B

Connessioni criostato

Strumento (lettura)	Morsettiera	Numero BNC	Polarizzazione
Carbon glass dito freddo (AVS1)	H	9	\pm
	J	10	\pm
	I	22	\mp
	K	23	\mp
Pt-100 SiPM (AVS2)	U	4	\pm
	W	5	\mp
	V	17	\pm
	X	18	\mp
Diodo main bath (LS1)	B	6	\pm
	C	19	\mp
	D	7	\pm
	F	8	\mp
Diodo cristallo (LS2)	S	3	I+
	R	15	V+
	T	16	V-
	G	21	I-
Heater SiPM	Q	2	\pm
	P	14	\mp
Bias SiPM	O	1	

Tabella B.1: Connessioni degli strumenti interni al criostato con la morsettiera e la scatola di collegamento dei cavi BNC.

Appendice C

Calcolo dei muoni attesi

È dato un valore sperimentale del flusso di muoni a terra di **100** eventi al secondo per metro quadro. Il cristallo BGO utilizzato è un cubo di **2cm** per lato.

La faccia superiore sarà colpita in pieno da tutto il flusso dei muoni. In questo modo basta semplicemente cambiare la scala da 100 eventi al secondo ogni metro quadro a $4cm^2$.

$$100 \text{ eventi} : 1 m^2 = x \text{ eventi} : 4 cm^2 \quad (C.1)$$

Così si trova rapidamente un risultato di $\Phi=0,04$ Hz, cioè circa un evento ogni 25 secondi.

Le facce laterali richiedono una maggiore attenzione. Dallo zenit, il flusso di muoni in base all'angolo varia seguendo il $\cos^2(\theta)$, cioè massimo dall'alto, nullo dall'orizzonte. Tuttavia è necessario tenere conto del fatto che dove il flusso è massimo, la faccia esposta è minima perché verticale e viceversa, dove il flusso è minimo la faccia esposta sarà massima.

È rapido verificare che l'esposizione della faccia rispetto all'angolo zenitale segue il $\sin(\theta)$. Tenuto conto di questo, verranno svolti i calcoli per una singola faccia verticale del cristallo e il risultato sarà infine moltiplicato per le 4 facce.

In dettaglio si avrà:

$$\Phi \int_0^{\frac{\pi}{2}} 2cm \cdot (2\sin\theta)cm \cdot \cos^2\theta d\theta \frac{\text{eventi}}{4cm^2 \cdot s} = 0,013 \frac{\text{eventi}}{s} \quad (C.2)$$

ove Φ indica il risultato di C.1, mentre nell'integrale si trova la superficie esposta e il flusso di muoni rispetto all'angolo zenitale.

Quindi per ogni faccia verticale ci si aspetta un evento ogni 75 secondi, ovvero un evento ogni 18 secondi circa calcolando le quattro facce verticali. Aggiungendo la faccia superiore, si ottiene il valore teorico di un evento ogni **10,7** secondi.

Questo valore teorico si adatta bene alla misura sperimentale che dà una media di un muone ogni **11,4** secondi. Per questo motivo è possibile ipotizzare che il BGO abbia una buona efficienza e che alcuni muoni colpiscano zone del cristallo che non reagiscono bene.

Detta F l'efficienza del cristallo, Φ il flusso teorico e P i secondi trovati sperimentalmente, $\Phi = F \times P$. Si ricava così un'efficienza del **94%**.

Appendice D

Andamento teorico

[11]

D.1 Resa in Luce

La prima proprietà fondamentale che caratterizza la scintillazione è la resa in luce. Questa è definita come il numero di fotoni emessi per unità di energia della particella ionizzante E_γ . La resa in luce può essere espressa dalla formula:

$$R = \frac{E_\gamma}{\beta E_g} Q \quad (\text{D.1})$$

dove βE_g è l'energia media necessaria per formare una coppia elettrone-buca e Q è l'efficienza di scintillazione, cioè la probabilità di diseccitazione radiativa dei centri luminescenti. L'energia nelle transizioni, infatti, può venire dissipata sia tramite fotoni (modo radiativo) che tramite fononi (modo non radiativo) ed essere riemessa anche attraverso collisioni *Auger*, ma il loro contributo è trascurabile.

In generale, la resa in luce è legata alla probabilità p_r che un elettrone in uno stato eccitato decada in modo radiativo e a p_{nr} , la probabilità di diseccitarsi in modo non radiativo. Il fattore Q si può allora esprimere come:

$$Q = \frac{p_r}{p_r + p_{nr}} = \frac{1}{1 + p_{nr}/p_r} \quad (\text{D.2})$$

dipendente dalla temperatura a cui si trova il cristallo. Se si assume che i livelli energetici degli attivatori siano popolati in modo diverso al variare della temperatura, secondo una statistica di Boltzmann, si può porre:

$$\frac{p_{nr}}{p_r} = C e^{-\Delta E/k_B T} \quad (\text{D.3})$$

dove ΔE è la barriera di energia da superare perché si verifichi un decadimento non radiativo, k_B è la costante di Boltzmann e C è una costante

caratteristica del particolare reticolo considerato. Sostituendo nell'equazione precedente si ottiene la formula di Mott-Seitz:

$$Q = \frac{1}{1 + Ce^{-\Delta E/k_B T}} \quad (\text{D.4})$$

Questa equazione mostra che all'aumentare della temperatura il *quenching*, il fenomeno di smorzamento della fluorescenza, domina sul decadimento radiativo, provocando una diminuzione della quantità di fotoni emessi. Dato che l'intensità di corrente prodotta in un fotomoltiplicatore dipende dalla resa in luce, la cui dipendenza dalla temperatura è contenuta interamente nel fattore Q , allora si può scrivere il suo andamento $I(T)$ come:

$$\frac{I(T)}{I(T_0)} = \frac{A}{1 + Ce^{-\Delta E/k_B T}} \quad (\text{D.5})$$

dove $I(T_0)$ è la corrente ad una temperatura di riferimento e A è una costante che tiene conto di tutti i termini che non si cancellano nel rapporto tra $I(T)$ e $I(T_0)$. Da questa formula è quindi possibile ricavare la dipendenza da T della resa di luce dei cristalli a partire dall'intensità di corrente misurata.

D.2 Costante di decadimento

L'altra grandezza fondamentale nel processo di scintillazione è la costante di decadimento. La probabilità che un elettrone decada da uno stato eccitato è data da:

$$P = e^{-t/\tau_i} \quad (\text{D.6})$$

dove τ_i è la costante di decadimento caratteristica di quel livello eccitato. Questo tipo di distribuzione fa sì che anche la forma dell'impulso prodotto in un fotomoltiplicatore a causa della scintillazione segua una legge di tipo esponenziale:

$$I(t) = Ae^{-t/\tau_i} \quad (\text{D.7})$$

dove A è una costante legata alla resa di luce del cristallo e alle caratteristiche specifiche del circuito con cui viene analizzato il segnale. In realtà, il meccanismo di scintillazione è molto più complesso e bisogna tener conto sia del tempo finito con cui gli stati eccitati vengono popolati dagli elettroni del mezzo, sia dei differenti valori delle costanti di tempo con cui gli elettroni possono decadere dai diversi centri luminescenti. Di conseguenza l'intensità di corrente dipende da un numero maggiore di costanti di decadimento:

$$I(t) = \sum_{i=1}^N A_i e^{-t/\tau_i} \quad (\text{D.8})$$

La costante τ_i dipende dalla temperatura e la sua variazione è strettamente legata alla struttura reticolare e ai livelli energetici degli attivatori. In alcuni cristalli τ_i aumenta con T , in altri diminuisce e in altri ancora rimane

costante. Spesso quindi non esistono semplici formulazioni analitiche per descriverne l'andamento; tuttavia, per alcuni cristalli è possibile utilizzare una descrizione semplificata con un modello a tre livelli. È questo il caso del BGO. Questo modello è adatto a descrivere gli attivatori in cui sono presenti tre livelli energetici: lo stato fondamentale di più bassa energia, uno stato eccitato metastabile ed un livello eccitato instabile ad energia più alta. Un elettrone nello stato instabile può decadere sullo stato fondamentale attraverso emissione di dipolo elettrico con una vita media molto breve; la transizione dallo stato metastabile è invece proibita dalle regole di selezione. In questo caso, la diseccitazione può avvenire solo in emissione di quadrupolo magnetico e quindi con una probabilità molto inferiore. Lo stato metastabile, allora, tende ad avere una vita media molto più lunga rispetto a quello instabile. La costante di decadimento complessiva dipende da come i due livelli sono popolati a seconda della temperatura: se T è bassa, un maggior numero di elettroni occupa il livello metastabile, e di conseguenza la vita media risulta più lunga; se T è alta, è molto più popolato lo stato instabile, e la vita media risulta più breve. Tenendo conto anche del meccanismo di *quenching*, è possibile ricavare una formula per la variazione della costante di decadimento τ con la temperatura:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{k_1 + k_2 e^{-D/k_B T}}{1 + e^{-D/k_B T}} + K e^{-\Delta E/k_B T} \quad (\text{D.9})$$

dove k_1 e k_2 sono le probabilità di diseccitazione radiativa rispettivamente dallo stato metastabile e dallo stato instabile a quello fondamentale, D è la differenza di energia tra i due stati eccitati, K è la probabilità di decadimento non radiativo e ΔE è lo stesso parametro presente nella formula di Mott e descrive la barriera di energia da superare per il decadimento non radiativo.

Appendice E

Strumenti dell'Analisi

E.1 Equazioni Normali

È possibile trovare una soluzione analitica quando la funzione da cui ricavare il *fit* è lineare nei coefficienti. Questo significa che la funzione è della forma:

$$F_j = \sum_{i=1}^M \beta_i f_i(x_j) \quad (\text{E.1})$$

Con f_i le funzioni conosciute. Per determinare i coefficienti β_i in modo tale che la funzione ottenuta minimizzi i quadrati dei residui, si risolvono **equazioni normali**

$$X^T X \vec{\beta} = X^T \vec{y} \quad (\text{E.2})$$

Dove $\vec{\beta}$ è il vettore dei coefficienti e \vec{y} è il vettore dei campioni della funzione. La matrice X contiene le informazioni sulla funzione. È una matrice $N \times M$, dove N è la lunghezza del campione e M è il numero di coefficienti da trovare.

$$\begin{bmatrix} X_{11} & X_{12} & \dots & X_{1N-1} & X_{N1} \\ \vdots & & & & \\ X_{M1} & X_{M2} & \dots & X_{MN-1} & X_{MN} \end{bmatrix} \quad (\text{E.3})$$

L'elemento di matrice X_{ij} è dato da:

$$X_{ij} = f_j(x_i) \quad (\text{E.4})$$

Si procede ora alla derivazione analitica delle equazioni normali. Sia S la somma in quadratura dei residui

$$S = \sum_{i=1}^N r_i^2 \quad (\text{E.5})$$

Con l'i-esimo residuo definito come:

$$r_i = y_i - \sum_{j=1}^M X_{ij}\beta_j \quad (\text{E.6})$$

Per trovare il *fit* migliore dei dati \vec{y} con la funzione $F(x_i)$ si utilizza il metodo dei minimi quadrati.

Questo metodo richiede di minimizzare la quantità S definita sopra rispetto ai coefficienti. Ovvero si impone la condizione sul gradiente :

$$\nabla_{\beta} S = 0 \quad (\text{E.7})$$

Questo è un sistema di M equazioni, ognuna delle quali è della forma:

$$\frac{\partial S}{\partial \beta_j} = 2 \sum_{i=1}^N r_i \frac{\partial r_i}{\partial \beta_j} \quad (\text{E.8})$$

Ma, sostituendo l'espressione esplicita dell'i-esimo residuo, si ottiene:

$$\begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial \beta_j} &= -X_{ij} \\ \frac{\partial S}{\partial \beta_j} &= 2 \sum_{i=1}^N (y_i - \sum_{k=1}^M X_{ik}\beta_k)(-X_{ij}) \end{aligned}$$

Se $\vec{\beta}$ minimizza S allora il termine di sinistra della seconda equazione qui sopra deve essere nullo. Imponendo la condizione e riarrangiando opportunamente i termini si ottiene:

$$\sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^M X_{ij} X_{ik} \vec{\beta}_k = \sum_{i=1}^M X_{ij} y_i \quad (\text{E.9})$$

Ovvero le equazioni normali:

$$X^T X \vec{\beta} = X^T \vec{y} \quad (\text{E.10})$$

Nel caso di un polinomio, $X_{ij} = x_i^j$.

Per ottenere direttamente $\vec{\beta}$ è necessario moltiplicare a sinistra per $(X^T X)^{-1}$ la quale, ovviamente, è una matrice quadrata.

L'inversione della matrice è un'operazione tutt'altro che banale, ed è il motivo per cui si è utilizzata la libreria *Armadillo*. Si tratta anche di un'operazione computazionalmente costosa: si è cercato di sviluppare un'applicazione che coniugasse l'elaborazione parallela (particolarmente adatta al calcolo matriciale) con l'inversione della matrice, ma non è stato possibile concluderla in tempo.

E.2 Programmi

Per l'analisi sono stati utilizzati tre programmi:

- **hister** per creare gli istogrammi dai *logfile* della scheda CAEN.
Il programma prende in *input* la lunghezza del bin, il numero di istogrammi da generare con il *logfile* dato, il nome del *logfile* ed il nome desiderato per l'*output*.
La possibilità di splittare un *logfile* in più istogrammi è utile per verificare l'eventuale *drift* di un picco.
- **spiccer** per elaborare gli impulsi e creare gli spettri e *scatter plot* per l'analisi relativa al *light yield*. Prende a linea di comando il nome dell'*output*, la larghezza dei bin per ampiezze ed energia, la lunghezza in percentuale della finestra ed il tipo di funzione per il filtro passabasso. Tutte le entrate sono indipendenti per canale.
La linea di comando utilizzata è:
-N[run_name] -i10,10 -fS -a0.01,0.05 -e25,100 per le prese dati a temperatura ambiente e
-N[run_name] -i10,10 -fS -a0.01,0.05 -e50,250 per le prese dati fino a 177k
- **polydisc** per selezionare e sincronizzare gli impulsi per creare i medi necessari all'analisi relativa al tempo di scintillazione.
La linea di comando utilizzata è `polydisc -a2 -h500 -oavg` per, rispettivamente, impostare la soglia del *trigger*, l'*holdoff* ed il nome dell'*output*. Il programma legge automaticamente tutti i file di *output* dell'oscilloscopio presenti nella cartella dove viene lanciato.

Per la creazione di istogrammi e la gestione degli *output* dell'oscilloscopio sono state utilizzate due classi:

- **Histogram**, che compila istogrammi di lunghezza ignota ma bin noto.
- **Filehandler**, che incapsula il contenuto della N-tupla di file passati (un file per canale) e dà accesso rapido ai dati in vari formati convenienti, come reale, complesso e trasformata di Fourier del segnale.

Per alcune funzioni, ci si è appoggiati a due librerie esterne:

- **GSL**, la *Gnu Scientific Library* per i calcoli di *Fast Fourier Transform* di dati campionati.
- **Armadillo**, una libreria *open-source* ad alte prestazioni *single threaded* per la gestione di matrici; si è resa necessaria in particolare per il calcolo dell'inversa di una matrice durante il *fit* polinomiale con equazioni normali.
Armadillo si appoggia a due librerie di algebra lineare, anch'esse *open-source*, ma sviluppate in FORTRAN: BLAS e LAPACK.

Si è scelto di sviluppare una classe che gestisce gli istogrammi e di appoggiarsi a due librerie specializzate invece di servirsi di ROOT per questioni di portabilità: ROOT è notoriamente poco compatibile e poco portabile, mentre le librerie sopra citate, incluse BLAS e LAPACK, sono di semplice costruzione e *platform independent*.

Tutti i programmi sono stati sviluppati in C++11.

Bibliografia

- [1] Glenn F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, Wiley, USA, (2010).
- [2] N. H. Balshaw, *Practical Cryogenics*, Oxford Instruments Superconductivity Limited, Old Station Way, Eynsham, Witney, Oxon, OX29 4TL, England.
- [3] Disponibile all'indirizzo: <http://www.crystals.saint-gobain.com>
- [4] Disponibile all'indirizzo: http://www.lakeshore.com/Documents/LSTC_DT400_1.pdf
- [5] Disponibile all'indirizzo: <http://www.caen.it/csite/CaenProd.jsp?idmod=466&parent=12>
- [6] Disponibile all'indirizzo: <http://www3.imperial.ac.uk/pls/portallive/docs/1/7293024.PDF>
- [7] Disponibile all'indirizzo: www.ortec-online.com/download/579.pdf
- [8] Disponibile all'indirizzo: http://www.analog.com/static/imported-files/data_sheets/AD8001.pdf
- [9] C. Sanderson, R. Curtin et.al. *Armadillo C++ library*
Disponibile all'indirizzo: <http://arma.sourceforge.net/>
- [10] M. Perani, *Studio di fotomoltiplicatori al silicio (SiPM)*, (2009).
- [11] L. Brianza, E. Brondolin, S. Dell'Oro, D. Greco, *Studio della Scintillazione dei Cristalli BGO, CaMoO₄ e CdWO₄*, (2011-2012).

Elenco delle figure

1.1	Schematizzazione di un fotomoltiplicatore	6
1.2	Esempio del circuito di un partitore.	7
1.3	Schema di una cella di un SiPM.	8
1.4	Cristallo 2cmx2cmx2cm di BGO assemblato per il montaggio nel criostato.	9
1.5	Spettro di emissione della scintillazione del BGO	9
1.6	Meccanismo di scintillazione nei cristalli inorganici.	10
1.7	Intensità della luce emessa in funzione del tempo; fluorescenza (componente veloce) e fosforescenza (componente lenta).	11
1.8	Luce emessa in funzione della temperatura per alcuni scintillatori; tra tutti si noti il BGO.	11
1.9	L'amplificatore ORTEC 579	12
1.10	Scheda tecnica del criostato ottico utilizzato.	14
1.11	Foto fatte durante i trasferimenti.	16
1.12	Un termometro della serie DT.	17
1.13	Curva di risposta alla temperatura del diodo DT-470-SD.	18
2.1	Configurazione definitiva, dopo la sostituzione di Maestro, della catena d'acquisizione del PMT.	20
2.2	Esempi di spettri acquisiti durante l'ottimizzazione del PMT.	21
2.3	Fotocatodo con griglia per la mappatura. Contornati in rosso i punti utilizzati.	23
2.4	Foto del SiPM assemblato.	24
2.5	Foto dei segnali a oscilloscopio.	25
2.6	Andamento del parametro R_i per ogni presa dati. <i>Row Number</i> è un indice associato ad una presa dati, si veda la tabella di sotto per il riferimento.	27
2.7	Foto del criostato aperto.	29
2.8	Sistemazione dei fili nel criostato.	30
3.1	PMT collegato al criostato e schermato.	33
3.2	Catena d'acquisizione completa; i dati sono salvati direttamente da oscilloscopio senza l'utilizzo di una scheda specifica.	34

3.3	Confronto tra un segnale singolo e un impulso medio da SiPM. Si noti la differenza nella quantità di rumore presente e nella stabilità del segnale.	37
3.4	La coda esponenziale del decadimento di un impulso medio fittato con la somma di due esponenziali.	38
3.5	Andamento dei tempi caratteristici del BGO in funzione della temperatura (espressa in Kelvin).	40
3.6	Andamento teorico del tempo di scintillazione del BGO in funzione della temperatura.	41
3.7	Modello teorico del <i>light yield</i> di un cristallo scintillante; si veda l'appendice D.	42
3.8	<i>Plot</i> per l'organizzazione dell'analisi.	44
3.9	Un esempio di segnale da sorgente, si noti la forma estremamente irregolare.	45
3.10	Segnale da SiPM del <i>run</i> 119PMT560long fittato per trovare la centroide.	46
3.11	Il doppio picco che è stato osservato a 78.3K, probabilmente dovuto a <i>spike</i> per eccesso di tensione. Il fenomeno si presenta in maniera molto ridotta per il SiPM. Gli <i>scatter plot</i> mostrano la distribuzione dei segnali: il secondo lobo è ad alta ampiezza e grande area; potrebbero essere muoni in transito.	47
3.12	<i>Light yield</i> visto dal PMT: non è molto regolare.	48
3.13	<i>Light yield</i> visto dal SiPM.	50
3.14	<i>Light yield</i> fittato visto dal SiPM: è in ottimo accordo con l'andamento teorico, come si può vedere dal <i>fit</i>	51

Elenco delle tabelle

1.1	Valori tabulati per il BGO, [3].	9
1.2	Caratteristiche generali dell'amplificatore da noi utilizzato, per altre caratteristiche si rimanda a [7]	12
2.1	Sintesi degli effetti riscontrati nei vari fototubi.	22
2.2	Tabella della mappatura del guadagno; i guadagni sono dati come <i>Coarse Gain</i> + <i>Fine</i>	26
2.4	Valori del punto di lavoro a seguito dell'ottimizzazione della catena d'acquisizione.	27
2.3	Corrispondenza degli indici con le prese dati.	28
3.1	Run analizzati per il tempo di scintillazione con il solo SiPM in presa dati.	35
3.2	Run analizzati per il tempo di scintillazione con PMT e SiPM in presa dati.	35
3.3	Risultati del <i>fit</i> dei medi. Per la misura a 53K il programma di <i>fit</i> non è stato in grado di fornire l'errore in nessuno dei tre casi. (*) indica le misure con grande/mancante errore.	39
3.4	Impostazioni dei <i>run</i> per la misura del <i>light yield</i>	43
3.5	Dati relativi al PMT. Si noti che è necessario normalizzare la centroide anche per la tensione di alimentazione.	48
3.6	Dati relativi al SiPM. Il <i>light yield</i> è proporzionale a <i>Normalized Centroid</i> , la centroide normalizzata per la lunghezza della finestra dell'area totale sotto l'impulso.	49
3.7	In tabella sono riportate le centroidi per il SiPM, poi utilizzate per il <i>fit</i>	49
3.8	I risultati del <i>fit</i> dell'andamento del <i>light yield</i> osservato dal SiPM (si veda formula 3.2). Gli errori alti sono dovuti allo scarso numero di punti utilizzati (purtroppo non era possibile campionare a centinaia di temperature diverse).	50
A.1	valori delle resistenze e delle capacità del partitore.	54

B.1 Connessioni degli strumenti interni al criostato con la morset- tiera e la scatola di collegamento dei cavi BNC.	55
---	----