

# Caratterizzazione di scintillatori inorganici: LYSO e PWO

Cecilia Castellani, Enrico Duca, Francesco Marzocco e Lorenzo Spera

Dipartimento di Fisica e Geologia, Università degli Studi di Perugia

## Abstract

*L'obiettivo dell'esperienza è quello di caratterizzare due scintillatori a cristalli inorganici: LYSO e PWO. A tal fine viene studiata la (eventuale) radioattività interna dei due materiali e il loro contributo al segnale letto dal sistema di acquisizione digitale utilizzato. Vengono poi considerati i segnali prodotti dall'attraversamento dei cristalli da parte di raggi cosmici, principalmente muoni, e vengono analizzati i dati acquisiti per estrarre due quantità di interesse: il light output e il tempo di decadimento. La luce prodotta dagli scintillatori viene tradotta in un segnale elettrico da un fotomoltiplicatore, del quale viene preliminarmente ricavato il guadagno.*

## Contenuti

<b>Motivazioni</b>	<b>1</b>
<b>1 Apparato sperimentale</b>	<b>1</b>
1.1 Fotomoltiplicatori sottovuoto . . . . .	1
1.2 Scintillatori inorganici . . . . .	2
<b>2 Misure preliminari</b>	<b>3</b>
2.1 Calcolo della carica $Q$ . . . . .	3
2.2 Calcolo del guadagno $G$ . . . . .	4
2.3 Calcolo del fattore di attenuazione $A$	5
<b>3 Procedura sperimentale: LYSO</b>	<b>5</b>
3.1 Radioattività intrinseca . . . . .	5
3.1.1 Estrazione del <i>light output</i> . . .	6
3.1.2 Estrazione del tempo di decadimento . . . . .	7
3.2 Raggi cosmici . . . . .	8
3.2.1 Estrazione del <i>light output</i> . . .	8
3.2.2 Estrazione del tempo di decadimento . . . . .	10
<b>4 Procedura sperimentale: PWO</b>	<b>10</b>
4.1 Raggi cosmici . . . . .	10
4.1.1 Estrazione del <i>light output</i> . . .	10
4.1.2 Estrazione del tempo di decadimento . . . . .	11
<b>5 Discussione dei risultati</b>	<b>12</b>

## Motivazioni

Gli scintillatori inorganici rappresentano una componente fondamentale nei sistemi di rivelazione della radiazione ionizzante, grazie alla loro capacità di convertire l'energia delle particelle incidenti in impulsi di luce misurabili. Il principio di funzionamento

si basa sulla scintillazione: l'energia depositata da una particella carica o da un fotone nel materiale produce eccitazioni elettroniche, le quali rilassandosi emettono fotoni nella regione del visibile o del vicino UV. Tali segnali vengono poi raccolti da dispositivi fotosensibili, come fotomoltiplicatori o fotodiodi, e trasformati in impulsi elettrici.

La caratterizzazione dei cristalli scintillatori è essenziale per comprenderne il comportamento in condizioni operative reali e ottimizzarne l'uso. Propedeutico alla caratterizzazione degli scintillatori è lo studio dei fotomoltiplicatori utilizzati per la traduzione del segnale luminoso in uno elettrico.

L'organizzazione della relazione è la seguente: nella prima sezione vengono brevemente descritte le caratteristiche dei fotomoltiplicatori e degli scintillatori inorganici; nella seconda viene esposta la procedura sperimentale e computazionale necessaria a calcolare la carica emergente dal fotomoltiplicatore, il suo guadagno e il fattore di attenuazione utilizzato; nella terza e quarta sezione vengono studiate la radioattività interna e i segnali prodotti dai raggi cosmici negli scintillatori analizzati. Vengono infine discussi i risultati.

## 1 Apparato sperimentale

### 1.1 Fotomoltiplicatori sottovuoto

I fotomoltiplicatori sottovuoto (PMT, *PhotoMultiplier Tubes*) sono dispositivi optoelettronici fondamentali nella rivelazione della luce in molte applicazioni di fisica sperimentale. La loro funzione principale è quella di convertire impulsi di luce estremamente deboli in segnali elettrici amplificati e analizzabili. Il principio di funzionamento si basa sull'effetto fotoelettrico: un fotone incidente colpisce il fotocatodo,

generando l'emissione di un fotoelettrone. Questo elettrone viene poi focalizzato e accelerato da un campo elettrico verso una serie di dinodi, ciascuno dei quali produce un numero maggiore di elettroni per effetto di emissione secondaria. Dopo una serie di stadi moltiplicativi, gli elettroni raggiungono l'anodo, dove il segnale viene raccolto come impulso di corrente.

Alcune caratteristiche fondamentali dei fotomoltiplicatori sono un basso rumore elettronico, grazie al funzionamento in vuoto e tempi di risposta rapidi, adatti anche alla rivelazione di segnali transitori brevi.

Tuttavia, le prestazioni effettive dipendono da vari fattori, come la natura del fotocatodo, il numero di dinodi, la geometria interna e le condizioni operative (in particolare l'alta tensione applicata). Una corretta calibrazione dello strumento è quindi essenziale per un suo utilizzo accurato, soprattutto quando è accoppiato a scintillatori.

È noto che l'effetto fotoelettrico richiede una energia, ovvero una frequenza, minima del fotone affinché questo possa strappare un elettrone (fotoelettrone) dall'atomo del materiale di cui è composto il fotocatodo. In linea teorica, ad ogni fotone incidente con un'energia superiore a quella di soglia corrisponde un fotoelettrone emesso, ma nella pratica la probabilità che questo avvenga è fortemente dipendente dalla frequenza del fotone incidente e dal materiale di cui è composto il fotocatodo: tale probabilità è detta *efficienza quantica*  $\epsilon_Q$  ed è definita come il rapporto tra il numero di fotoelettroni prodotti e quello numero di fotoni incidenti.

L'altra quantità di interesse relativamente ai PMT è il *fattore di guadagno*  $G$ , ovvero il numero totale di elettroni prodotti a cascata nel tubo a vuoto. Ammettendo che ogni dinodo sia caratterizzato da un fattore di guadagno  $g$  (tipicamente tra tre e cinque elettroni emessi per elettrone incidente), il guadagno totale sarà chiaramente dato da

$$G = g^n \quad , \quad (1)$$

ove  $n$  è il numero di dinodi presenti nel tubo a vuoto. Questa quantità verrà ricavata sperimentalmente attraverso un'opportuna analisi statistica, poiché fondamentale per derivare un parametro caratterizzante lo scintillatore, il *light output*. Per dare un valore di riferimento, considerati i tipici fattori  $g$ , il guadagno totale  $G$  è tipicamente dell'ordine  $10^5 - 10^7$ .

## 1.2 Scintillatori inorganici

Gli scintillatori inorganici sono dispositivi di rivelazione della radiazione ionizzante che si presentano

generalmente sotto forma di cristalli solidi, puri o drogati a seconda del materiale impiegato. Il processo di scintillazione in questi materiali è strettamente legato alla loro struttura a bande elettroniche. Quando una particella ionizzante attraversa il cristallo, essa può trasferire energia sufficiente a promuovere un elettrone dalla banda di valenza a quella di conduzione, lasciando dietro di sé una lacuna. L'elettrone e la lacuna possono successivamente ricombinarsi direttamente o formare uno stato eccitato legato, detto *eccitone*. La ricombinazione, oppure il rilassamento dell'eccitone, porta all'emissione di un fotone di scintillazione.

L'andamento temporale della luce emessa segue una legge esponenziale

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} \quad ,$$

dove  $N_0$  è il numero iniziale di fotoni,  $\tau$  è il *tempo caratteristico di decadimento* e  $N(t)$  è il numero di fotoni emessi al tempo  $t$ . Nel caso in cui siano presenti più meccanismi di ricombinazione, la funzione temporale può essere modellata come somma di esponenziali con differenti costanti di tempo. Una delle quantità oggetto di interesse in questo lavoro è proprio il tempo di decadimento.

Una delle grandezze fondamentali nella caratterizzazione di uno scintillatore è il *light yield* (LY), ovvero il numero di fotoni di scintillazione emessi per ogni unità di energia depositata nel materiale. Questa proprietà è intrinseca al tipo di cristallo utilizzato e risulta complessa da determinare in modo diretto, poiché richiede la conoscenza sia dell'*efficienza di trasporto ottico*  $\epsilon_T$ , che quantifica la frazione di fotoni che raggiunge effettivamente il fotocatodo, sia della già trattata efficienza quantica  $\epsilon_Q$ . Il numero di fotoelettroni  $N_{phe}$  prodotti dipende dal numero di fotoni di scintillazione  $N_{ph}$  mediante questi due fattori:

$$N_{phe} = \epsilon_Q \epsilon_T N_{ph}$$

In linea teorica, noto il numero totale di fotoni di scintillazione prodotti,  $N_{ph}$ , il *light yield* può essere ricavato dalla sua definizione:

$$LY = \frac{N_{phe}}{E} = \frac{N_{ph}}{\epsilon_Q \epsilon_T E} \quad , \quad (2)$$

dove  $E$  è l'energia depositata nello scintillatore. A causa delle difficoltà pratiche nella determinazione di  $\epsilon_Q$  e  $\epsilon_T$ , si preferisce introdurre una grandezza più accessibile sperimentalmente: il *light output* (LO). Esso è definito come il numero di fotoelettroni generati alla finestra del fotomoltiplicatore per ogni MeV di energia depositata. Siano  $Q$  e  $N_e = Q/e$  rispettivamente la carica e il numero di elettroni emergenti

dal PMT e  $G = N_e / N_{phe} = Q / (e N_{phe})$  il guadagno. Allora il LO può essere calcolato secondo la relazione finale

$$LO = LY \epsilon_Q \epsilon_T = \frac{N_{phe}}{E} = \frac{Q}{e G E} \quad (3)$$

A differenza del *light yield*, il *light output* non è una proprietà intrinseca del materiale scintillante, ma un parametro composito che riflette l'efficienza complessiva del sistema rivelatore, ricavato esclusivamente dai risultati forniti dall'elettronica di acquisizione. Questa è la quantità che si vuole ricavare nella presente relazione e che, insieme a  $\tau$ , definisce la caratterizzazione degli scintillatori analizzati.

Rispetto agli scintillatori organici o plastici, i cristalli inorganici presentano maggiore densità e, quindi, minore lunghezza di attenuazione, ma anche tempi di decadimento più lunghi e spettri di emissione più ampi. Tali proprietà li rendono meno adatti per misure temporali rapide, ma estremamente utili in ambito calorimetrico, dove è fondamentale misurare con precisione l'energia totale depositata da una particella.

È importante osservare che nei cristalli è possibile che vengano a crearsi le condizioni necessarie a dare luogo all'effetto Cherenkov. La radiazione Cherenkov è un'emissione di luce visibile o ultravioletta che si verifica quando una particella carica attraversa un mezzo dielettrico, in questo caso il cristallo stesso, a una velocità superiore a quella della luce in quel mezzo. Solitamente negli scintillatori il contributo Cherenkov è piccolo rispetto alla scintillazione, ma in alcuni casi dà un contributo risolvibile alla carica depositata alla fine del processo di fotomoltiplicazione.

I cristalli analizzati sono due. Il primo è il LYSO, acronimo di *OrtoSilicato di Lutezio e Ittrio*, la cui formula chimica è  $\text{Lu}_{2(1-x)}\text{Y}_{2x}\text{SiO}_5$ . Si tratta di un composto in cui una frazione della matrice cristallina dell'ortosilicato di lutezio (LSO) è sostituita da ittrio (Y), con una concentrazione controllata tramite il parametro  $x$ . L'introduzione dell'ittrio ha come obiettivo principale la riduzione dei costi di produzione, data la maggiore disponibilità e il minor prezzo dell'ittrio rispetto al lutezio, senza compromettere in modo significativo le prestazioni scintillanti del materiale. Questa soluzione mantiene infatti le caratteristiche ottiche e strutturali fondamentali del LSO, rendendo il LYSO uno scintillatore largamente utilizzato in applicazioni dove sono richieste buona risoluzione energetica, alta densità e tempi di risposta rapidi.

Il secondo cristallo caratterizzato è il PWO, il

*Tungstenato di Piombo*, nel quale, diversamente dal LYSO, sono trascurabili i fenomeni di radioattività intrinseca. Per questo motivo, solo nel LYSO è stato valutato l'impatto della radiazione intrinseca nei segnali prodotti, mentre sia nel LYSO che nel PWO è stato analizzato il contributo della scintillazione dovuta all'attraversamento dei cristalli da parte dei muoni cosmici.

Ogni cristallo è stato posizionato frontalmente alla finestra del PMT, al quale è connessa l'elettronica di acquisizione dei segnali. Per ottimizzare la raccolta dei fotoni generati durante la scintillazione, ciascun cristallo è stato avvolto in fogli di alluminio, creando una superficie riflettente che limita la dispersione della luce e incrementa l'efficienza di trasporto ottico verso il fotocatodo. L'intero sistema è stato poi inserito in un contenitore nero e opaco, accuratamente sigillato per impedire l'ingresso della luce ambientale e ridurre al minimo il rumore ottico all'interno del PMT. I segnali generati dal fotomoltiplicatore, proporzionali alla luce rilevata, vengono inviati a un modulo Flash ADC (*Analog-to-Digital Converter*), il quale digitalizza il segnale analogico. I dati così ottenuti vengono infine acquisiti e visualizzati tramite un software di oscilloscopio digitale, consentendo l'analisi dettagliata degli impulsi, anche offline.

Completano l'apparato sperimentale utilizzato un alimentatore High Voltage Power Supply Mod. N472 C.A.E.N.; un attenuatore di segnale Programmable Attenuator 0÷65.5 dB Mod. N147 C.A.E.N.; un contatore Dual Timer: Dual Timer Mod. 2255 A C.A.E.N.; cavi LEMO (impedenza 50Ω), resistenze da 50Ω e un multimetro agilent U1241B.

## 2 Misure preliminari

### 2.1 Calcolo della carica $Q$

Il segnale relativo alla rilevazione di fotoni da parte del fototubo viene convertito dall'ADC in un evento costituito da 1024 valori distanziati tra loro da un intervallo di 4 ns (corrispondente ad una frequenza di campionamento pari a 250MHz). I valori vengono registrati tramite il software ROOT in un TTree e qui sono convertiti direttamente da ADC in mV secondo la relazione

$$V[\text{mV}] = V[\text{ADC}] \cdot \frac{2200}{4096} \quad (4)$$

Per ricavare il valore della carica  $Q$  associato ad ogni evento viene eseguita una integrazione mediante il metodo dei rettangoli. Tenendo conto della resistenza dei cavi LEMO  $R = 50\Omega$ , del tempo di campionamento  $\Delta t = 4 \text{ ns}$  e identificando con

$V[i]$  l'ampiezza in mV relativa al valore  $i$ -esimo dell'evento, l'integrale in un intervallo  $[i_{min}, i_{max}]$  è

$$Q = \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} \frac{V[i]\Delta t}{R} . \quad (5)$$

Il valore dell'ampiezza  $V[i]$  del segnale è ricavato rispetto ad una tensione di riferimento, la *baseline*  $V_{bl}$ , calcolata come media aritmetica dei primi 100 valori di ogni evento. Essendo  $[V] = \text{mV}$ ,  $[\Delta t] = \text{ns}$  e  $[R] = \Omega$  si ottiene  $[Q] = \text{pC}$ . La scelta di un particolare intervallo di integrazione  $[i_{min}, i_{max}]$  rispetto a quello completo  $[0, 1024]$  è dovuta al fatto che un tipico segnale presenta un massimo e poi decade esponenzialmente; in alcuni segnali sono però presenti più andamenti di questo tipo che corrisponderebbero ad un valore dell'integrale maggiore se si integra sull'intervallo completo. Per ovviare a questa problematica viene scelto un range di integrazione ristretto ad un intorno del massimo per ogni evento.

## 2.2 Calcolo del guadagno $G$

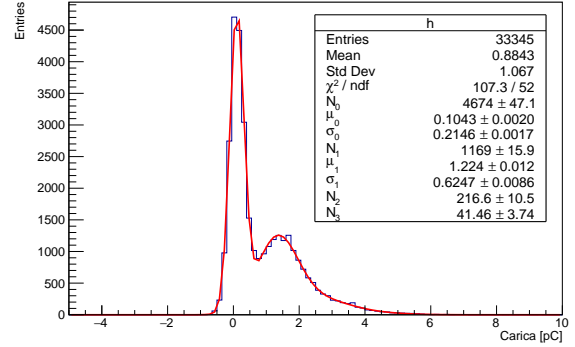
Fondamentale per ricavare il *light output* degli scintillatori è il fattore di guadagno (1) del fotomoltiplicatore, come è evidente dalla (3). Questo può essere trovato calcolando la carica  $Q_{LED}$  depositata alla fine del processo di fotomoltiplicazione da un solo fotoelettrone. Infatti, nota la carica elementare del singolo fotoelettrone  $e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{C}$ , il fattore di guadagno è semplicemente

$$G = \frac{Q_{LED}}{e} . \quad (6)$$

Teoricamente, l'effetto fotoelettrico che avviene al fotocatodo produce un singolo fotoelettrone per ogni fotone. La difficoltà sperimentale sta quindi nel fornire un singolo fotone alla finestra del PMT: questo può essere realizzato mediante l'utilizzo di un LED (*Light Emitting Diode*). Infatti di questo può essere manipolata con precisione la frequenza di emissione (è convenuto utilizzare segnali molto rapidi distanziati di  $10\mu\text{s}$ ) e l'intensità, regolata con un potenziometro connesso a un amplificatore inverso. Siccome per la definizione operativa del guadagno è necessario un solo fotone in ingresso al PMT, il LED viene alimentato con un basso voltaggio.

Il processo alla base della produzione di fotoni nel LED è essenzialmente probabilistico, perciò la distribuzione di fotoni prodotti (quindi la distribuzione di fotoelettroni e quella di carica depositata) attesa è di tipo poissoniano. In figura [1] è riportato il risultato di un fit multigaussiano eseguito sugli eventi registrati nelle suddette condizioni di lavoro. L'utilizzo delle gaussiane è dovuto al fatto che, nonostante il processo complessivo è poissoniano, le entries nello

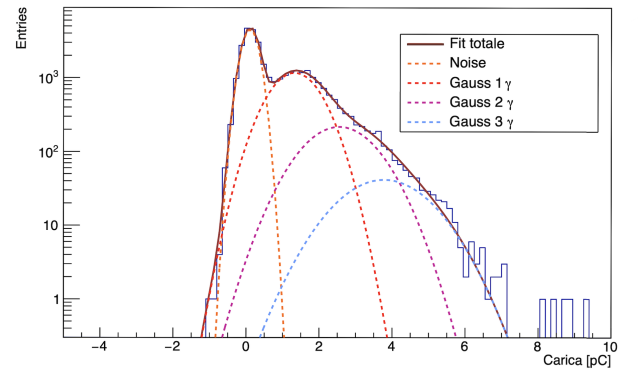
spettro in carica di figura [1] si distribuiscono attorno ad ogni valore (derivante da  $0\gamma, 1\gamma, 2\gamma, 3\gamma$ ) in modo normale.



**Figure 1:** Istogramma con fit multigaussiano della carica depositata dal segnale generato dal LED.

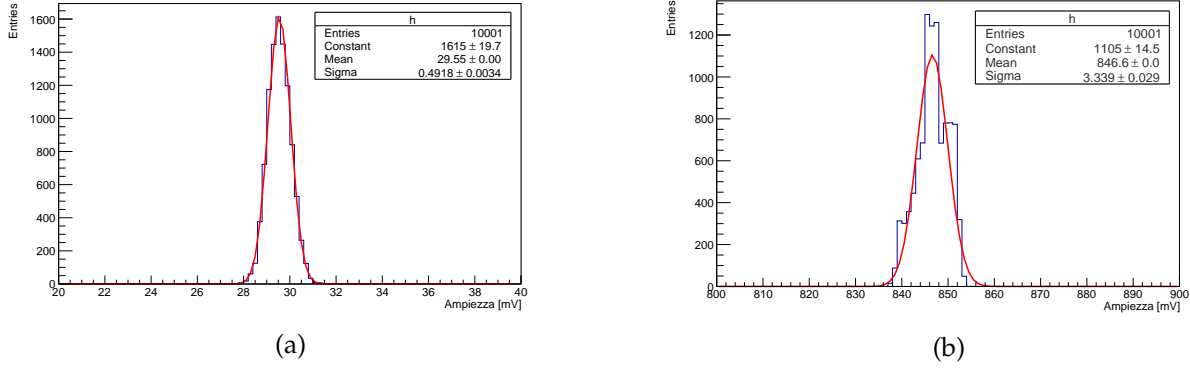
A causa della natura stocastica del processo, i segnali prodotti derivano dall'emissione casuale di 0, 1 o più fotoni. È evidente che il processo dominante è l'emissione di 0 fotoni, che porta a un segnale di *dark count* indotto dai soli eventi di rumore e che per sua natura può essere sia positivo che negativo, portando a una carica associata prossima allo zero. Il secondo processo più importante è l'emissione di un fotone, che dà un contributo preponderante alla carica depositata. La coda poissoniana della figura [1] è dovuta infine all'emissione di 2 o 3 fotoni (unici altri contributi apprezzabili).

Il contributo separato dei quattro processi è evidente da un istogramma logaritmico (sull'asse delle ordinate) in cui vengono evidenziate le gaussiane relative a ogni processo, in figura [2].



**Figure 2:** Istogramma in scala logaritmica della carica depositata dal segnale generato dal LED, in cui sono evidenziate le quattro gaussiane che vanno a comporre l'involuppo globale.

Dato che ogni gaussiana dipende da tre parametri  $\{N, \mu, \sigma\}$  (normalizzazione, media e deviazione standard), si hanno in totale 12 parametri da ricavare dal fit. Tuttavia non tutti i parametri sono indipendenti



**Figure 3:** Confronto tra il segnale generato dalle onde quadre attenuato (a) e non attenuato (b).

tra di loro, dato che la media  $\mu_n$  e la deviazione standard  $\sigma_n$  relativa ad un numero  $n = 1, 2, 3$  di fotoni si ricavano attraverso le relazioni

$$\mu_n \rightarrow n\mu_1 + \mu_0, \quad \sigma_n \rightarrow \sqrt{n}\sigma_1. \quad (7)$$

In pratica, il *dark count* induce un *offset* sistematico della media di ogni gaussiana; inoltre, i processi con più di un fotone hanno chiaramente parametri di fit proporzionali a quelli di un solo fotone.

A questo punto si può procedere al calcolo del fattore di guadagno  $G$ . Volendo tenere conto degli eventi di rumore, definiamo la media della gaussiana relativa a  $0\gamma$  e  $1\gamma$  rispettivamente  $\mu_0$  e  $\mu_1$  (come i relativi parametri di fit in figura [1] e con errori associati  $\varepsilon_{\mu_0}$  e  $\varepsilon_{\mu_1}$ ). Quindi, da (6), si ottiene:

$$G = \frac{\mu_0 + \mu_1}{e} \pm \frac{\sqrt{\varepsilon_{\mu_0}^2 + \varepsilon_{\mu_1}^2}}{e} = (8.29 \pm 0.08) \cdot 10^6. \quad (8)$$

### 2.3 Calcolo del fattore di attenuazione $A$

Alcuni processi che avvengono nei cristalli scintillanti sono particolarmente energetici, nel senso che il loro deposito di energia nel materiale è elevato. La risposta del PMT è mediata dal fattore di guadagno ma è in ogni caso proporzionale all'energia depositata. Perciò in questi processi il segnale convertito in ADC può eccedere l'intervallo  $[-1.1, 1.1]$ V che definisce i limiti di visualizzazione dell'oscilloscopio, saturando.

Per questo motivo è necessario introdurre, tra l'uscita del PMT e l'ADC un modulo di attenuazione del segnale, il Programmable Attenuator 0÷65.5 dB Mod. N147 C.A.E.N.. Per misurare l'effettivo fattore di attenuazione utilizzato, viene fornito un segnale noto di onda quadra al quale viene applicata o non applicata l'attenuazione (con riferimento alle figure [3(a)] e [3(b)]). Un display digitale permette di visualizzare il fattore di attenuazione  $A$ . Per verificarlo si usa la

relazione

$$A[\text{dB}] = 20 \log_{10} \left( \frac{V_{\text{non att}}}{V_{\text{att}}} \right), \quad (9)$$

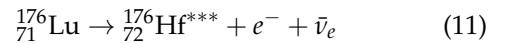
dove  $V_{\text{non att}}$  e  $V_{\text{att}}$  sono le medie delle gaussiane relative alle ampiezze delle onde quadre, rispettivamente senza e con fattore di attenuazione. L'incertezza su questi due valori è quella restituita dal fit, mentre l'errore complessivo sul valore di  $A[\text{dB}]$  è dato dalla usuale propagazione degli errori relativa a (9). Scegliendo dal Programmable Attenuator  $A = 29.0$  il valore sperimentale ricavato da questa procedura è

$$A[\text{dB}] = 29.142 \pm 0.002. \quad (10)$$

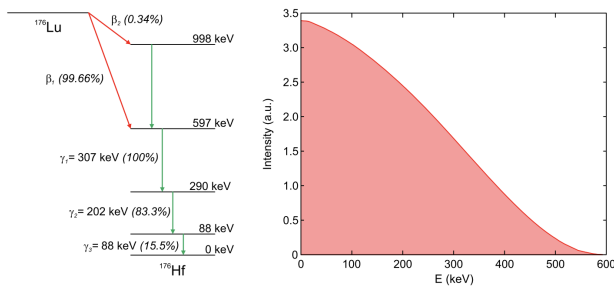
## 3 Procedura sperimentale: LYSO

### 3.1 Radioattività intrinseca

Una caratteristica fondamentale del cristallo LYSO è la sua radioattività intrinseca. Se ne studia il processo di scintillazione associato. Il lutezio si presenta in natura sotto forma di due isotopi: il primo, il  $^{175}\text{Lu}$ , è stabile e con un'abbondanza naturale del 97.41%; il secondo, invece, il  $^{176}\text{Lu}$  è instabile e con un'abbondanza naturale del 2.59%. Come riportato in [3], il  $^{176}\text{Lu}$  decade per interazione debole tramite il decadimento  $\beta^-$



dove  $^{176}_{72}\text{Hf}^{***}$  rappresenta uno stato eccitato dell'afnio  $^{176}_{72}\text{Hf}$ . Quest'ultimo raggiunge poi una configurazione stabile mediante tre decadimenti elettromagnetici, corrispondenti rispettivamente all'emissione di tre  $\gamma$  con energie  $E_1 = 88$  keV,  $E_2 = 202$  keV e infine  $E_3 = 307$  keV. Tali energie corrispondono a frequenze dell'ordine di  $10^{19}$  Hz, tipiche dei raggi gamma, e non sono pertanto rilevabili direttamente dal fotocatodo. Il processo è riportato schematicamente in figura [4].



**Figure 4:** Schema del decadimento  $\beta^-$  del  $^{176}\text{Lu}$  e successivo decadimento dell'afnio con emissione dei tre  $\gamma$  (a sinistra). Spettro del solo decadimento  $\beta^-$  (a destra). Immagine presa da [3].

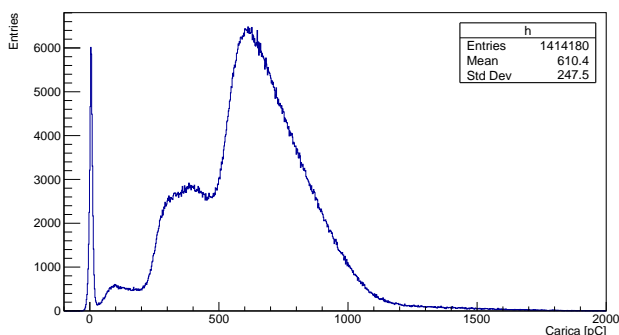
I  $\gamma$  prodotti viaggiano poi all'interno del materiale e, interagendo con esso, hanno una probabilità non nulla di essere catturati. In questo caso, il riassorbimento dei  $\gamma$  innesca nuovamente il processo di scintillazione. Alla fine si otterranno dei  $\gamma'$  con una frequenza compatibile a quella rilevabile dal fotocatodo, ovvero nella regione dell'ottico, dando luogo a dei segnali da cui si può ricostruire la carica depositata nel processo (secondo la procedura illustrata nella sezione precedente).

Si deve tenere in considerazione anche il fatto che i  $\gamma$  prodotti dall'afnio hanno una probabilità non nulla, dipendente sempre dall'energia, di fuoriuscire dallo scintillatore.

Complessivamente, lo spettro della radioattività interna del cristallo LYSO, che si vuole riottenere sperimentalmente, dipende dallo spettro del decadimento  $\beta^-$ , dallo spettro dei tre  $\gamma$  e dalla possibilità che questi possano uscire dal materiale.

### 3.1.1 Estrazione del light output

Si procede al calcolo della carica depositata dai decadimenti descritti. Lo spettro ottenuto è riportato in figura [5].



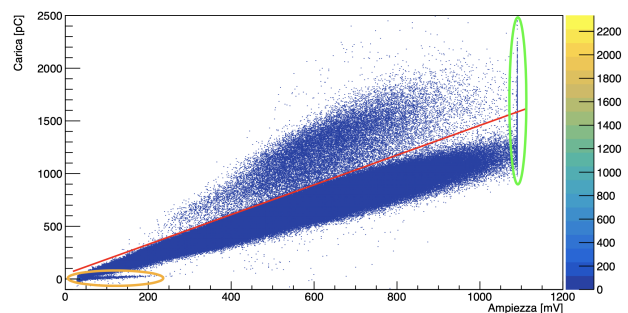
**Figure 5:** Spettro in carica della radioattività interna del LYSO.

I suoi contributi sono i seguenti:

- un picco centrato in 0 pC, corrispondente agli eventi di rumore;

- un picco intorno a 100 pC, corrispondente agli eventi in cui i fotoni con energie pari a 202 keV e 307 keV, particolarmente energetici, riescono a fuoriuscire le pareti dello scintillatore, per cui viene registrato il solo contributo del fotone da 88 keV;
- due picchi pressoché indistinguibili tra 300 pC e 400 pC, corrispondenti agli eventi in cui o il fotone da 307 keV o quello da 202 keV fuoriescono: in particolare il picco di sinistra è associato ai  $\gamma$  di (88 + 202) keV in quanto meno energetici del picco di destra, formato invece dai  $\gamma$  di (88 + 307) keV;
- un picco intorno a 600 pC, corrispondente agli eventi in cui tutti i  $\gamma$  contribuiscono;
- un contributo dal decadimento  $\beta^-$  originario: i decadimenti elettromagnetici hanno l'effetto di shiftare lo spettro del decadimento  $\beta^-$  (isolato in figura [4]) a circa 600 pC.

Dalla figura [5] si osserva un comportamento anomalo ad alte energie, intorno a 1500 pC, dove la coda non segue l'andamento di figura [4] (destra). Per determinarne l'origine si può studiare la correlazione tra l'ampiezza e la carica dei segnali che producono lo spettro in analisi, riportata nell'istogramma in figura [6].



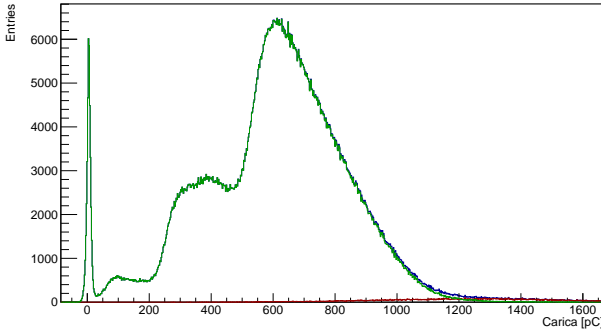
**Figure 6:** Correlazione ampiezza-carica per la radioattività interna del LYSO. Il contributo anomalo viene trattato con un taglio dei dati corrispondente alla retta rossa. Gli eventi cerchiati in arancione corrispondono all'effetto Cherenkov, quelli cerchiati in verde ad ampiezze che saturano a 1.1 V.

Gli eventi cerchiati in arancione sono associabili all'effetto Cherenkov, che infatti avviene a basse energie (corrispondente a piccoli valori in ampiezza) e in tempi molto rapidi, per cui anche i valori di carica corrispondenti sono esigui (la rapidità del segnale Cherenkov risulterà evidente nel prossimo paragrafo). Gli eventi cerchiati in verde, invece, sono caratterizzati da un'ampiezza superiore a 1.1 V per cui, saturando, restituiscono sempre la stessa ampiezza indipendentemente dal loro valore di carica.

Sono poi evidenti due andamenti lineari predomi-

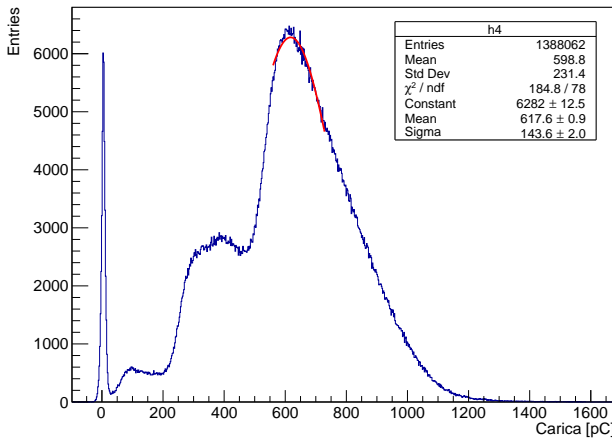


nanti con coefficienti angolari chiaramente distinti e il comportamento anomalo individuato risulta associato a quello con coefficiente maggiore. Analizzando gli eventi corrispondenti si comprende che questo effetto è probabilmente dovuto alla scelta dell'intervallo di integrazione  $[i_{min}, i_{max}]$ , nel quale possono cadere due eventi ravvicinati, contribuendo quindi erroneamente all'integrale calcolato. Questo comportamento è curato effettuando un taglio dei dati superiori alla retta rossa in figura [6]. In figura [7] sono riportati i due contributi allo spettro in carica del decadimento interno.



**Figure 7:** Spettro in carica della radioattività interna del LYSO diviso in componenti: in verde gli eventi di segnale puliti, in rosso quelli anomali e in blu la somma dei due (corrispondente alla figura [5]).

A questo punto la carica  $Q$  in (3) è ottenuta come valore medio del fit gaussiano eseguito intorno al picco principale sullo spettro ripulito (verde in figura [7]), come riportato in figura [8].



**Figure 8:** Fit gaussiano dello spettro della radioattività del LYSO, attorno al picco principale.

Il valore estratto dal fit è

$$Q = 617.6 \pm 0.9 \text{ pC} \quad (12)$$

L'energia rilasciata dai  $3\gamma$  è

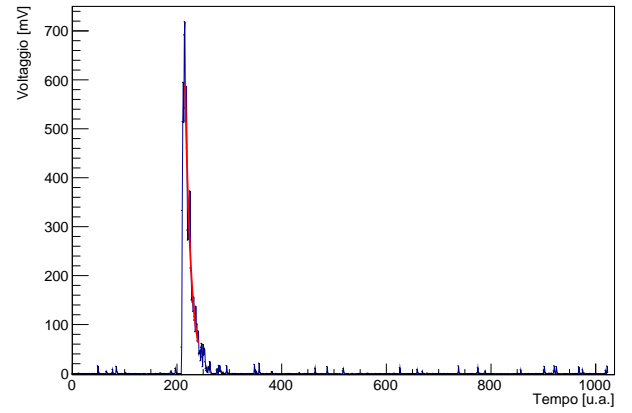
$$E = (88 + 202 + 307) \text{ keV} = 597 \text{ keV} \quad (13)$$

Inserendo quindi (8), (12) e (13) in (3), con la usuale propagazione degli errori il *light output* calcolato è

$$LO = (779 \pm 8) \text{ MeV}^{-1} \quad .$$

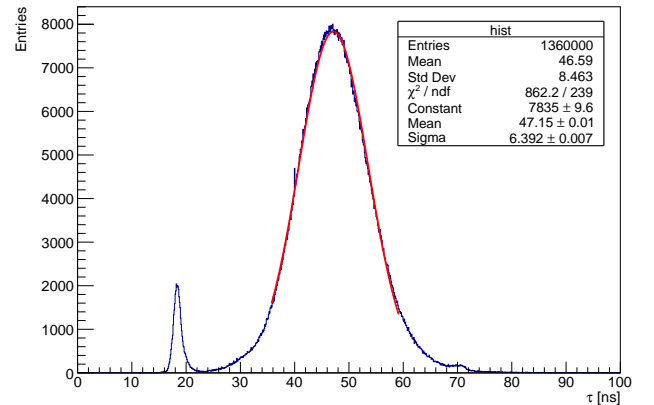
### 3.1.2 Estrazione del tempo di decadimento

Delle sorgenti radioattive si può determinare il tempo caratteristico di decadimento del LYSO, effettuando un fit esponenziale di ogni evento di segnale, come quello riportato in figura [9] (una volta specchiato il segnale rispetto all'asse delle ascisse).



**Figure 9:** Fit esponenziale di un singolo evento associato a un decadimento interno del LYSO.

Il risultato di ogni fit viene convertito opportunamente in ns e quindi inserito in un istogramma, ottenendo la distribuzione in figura [10].

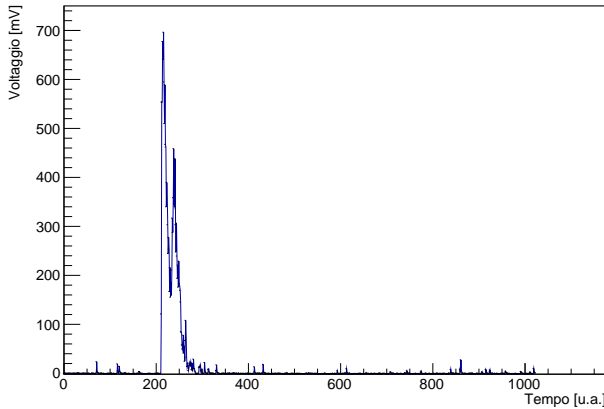


**Figure 10:** Istogramma dei tempi di decadimento: ogni entrata corrisponde al risultato del fit dell'evento corrispondente. Di questa distribuzione viene effettuato un fit gaussiano intorno al picco principale.

Si osserva in figura [10] una spike a circa 40 ns

dovuta al fallimento del fit esponenziale causato forse da una scelta dei parametri di fit non opportuni o, più probabilmente, dall'eventualità in cui più segnali cadono nell'intervallo di fitting.

Si nota un picco secondario centrato circa a 18 ns, dovuto all'effetto Cherenkov. Questo risultato giustifica la considerazione fatta nella sezione precedente riguardo la rapidità di questo processo. In ultimo, è doverosa una giustificazione della risalita intorno a 70 ns. Andando ad analizzare gli eventi corrispondenti a questi valori, si trovano forme d'onda del tipo di quella in figura [11].



**Figure 11:** Tipico evento corrispondente alle entries intorno a 70 ns di figura [10].

Nonostante l'intervallo di fitting è stato ridotto al minimo per accertarsi di considerare un solo segnale sopra soglia nell'estrazione della  $\tau$ , è inevitabile la presenza di eventi in cui i decadimenti interni avvengono praticamente in contemporanea. Questo causa una sovrapposizione delle due forme d'onda associate e una conseguente distorsione del fit, che si riflette nelle entries della regione intorno a 70 ns.

Il tempo caratteristico di decadimento può quindi essere ottenuto come valore medio di un fit gaussiano attorno al picco principale, che rappresenta chiaramente il modo di decadimento dominante. Il risultato è

$$\tau = (46.15 \pm 0.01) \text{ ns} \quad (14)$$

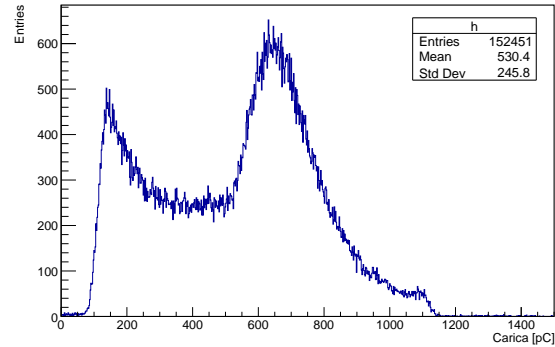
## 3.2 Raggi cosmici

### 3.2.1 Estrazione del light output

In modo analogo alla sezione precedente, è possibile studiare le caratteristiche del LYSO a partire da fenomeni di scintillazione prodotti dal passaggio dei muoni cosmici piuttosto che di scintillazione interna. In questo caso, come osservato nelle misure preliminari, tipicamente i segnali prodotti hanno

un'ampiezza in voltaggio maggiore del valore massimo di lettura dell'oscilloscopio. Per tenere conto di questi eventi viene impiegato il fattore di attenuazione ricavato nella (9).

Seguendo la stessa procedura impiegata nello studio della radioattività interna, viene studiato lo spettro in carica derivante dai processi di scintillazione causati dal passaggio dei raggi cosmici. Il relativo istogramma è riportato in figura [12].



**Figure 12:** Spettro in carica relativo al processo di scintillazione dovuto ai raggi cosmici.

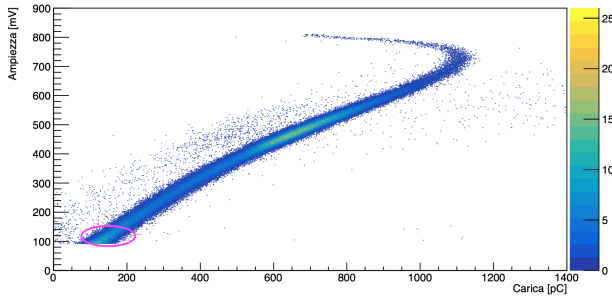
Dal profilo dell'istogramma si deducono tre andamenti distinti:

- il picco centrale della distribuzione, intorno a 650 pC, è relativo ai muoni cosmici che colpiscono lo scintillatore verticalmente, di conseguenza, hanno una probabilità non nulla di attraversare l'intero spessore dello scintillatore;
- a sinistra del picco centrale si osserva una risalita nel numero di eventi, i quali corrispondono al passaggio non verticale di muoni nello scintillatore; questi muoni, attraversando solo alcune porzioni di cristallo con varie direzionalità perdono meno energia rispetto a quelli che lo attraversano verticalmente, depositando di conseguenza una carica minore e giustificando la presenza della "spalla" per bassi valori della carica;
- nella coda finale della distribuzione si distingue chiaramente un insieme di eventi ai quali è associato un grande valore della carica depositata.

Al fine di distinguere questi contributi singolarmente viene effettuato uno studio della correlazione tra la carica depositata e l'ampiezza del segnale generato, come già fatto nello studio della radioattività interna. Il risultato è riportato in figura [13].

Innanzitutto è possibile confermare la presenza dei primi due contributi sopra elencati. Gli eventi corrispondenti ad un range di carica [600, 800] pC sono relativi al picco centrale della distribuzione, ovvero quello generato dai muoni che attraversano verticalmente lo scintillatore. Per bassi valori

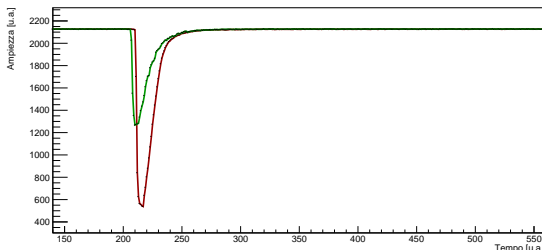




**Figure 13:** Correlazione tra l'ampiezza del segnale e la corrispondente carica depositata.

della carica e dell'ampiezza si trovano gli eventi cerchiati in viola, relativi al passaggio dei muoni nello scintillatore con diverse direzionalità, quindi contribuenti alla risalita in [12].

Complessivamente, dal grafico riportato, è possibile dedurre una relazione lineare tra la carica depositata dal passaggio del muone e l'ampiezza del relativo segnale. Questo è in effetti l'andamento atteso della risposta di uno scintillatore. Tuttavia, per eventi la cui ampiezza del segnale supera un valore di circa 700 mV, questo andamento non è più rispettato. Per indagare l'origine di questo processo è conveniente confrontare un evento corrispondente ad un segnale la cui ampiezza supera i 700 mV con un evento per cui l'ampiezza è inferiore ai 700 mV. Tale confronto è riportato in figura [14].

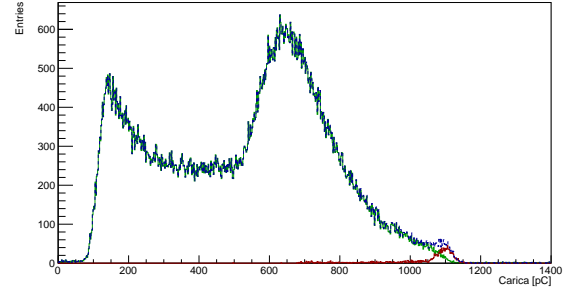


**Figure 14:** Confronto tra un evento con ampiezza maggiore a 700 mV (in rosso) con un evento con ampiezza minore di 700 mV (in verde).

Una probabile giustificazione di questo effetto è riconducibile ad eventi particolarmente energetici che producono un numero di fotoelettroni così elevato da indurre una distorsione dei campi elettrici presenti nel tubo a vuoto del PMT. Questa distorsione si riflette a sua volta nella perdita di linearità tra l'energia, quindi la carica, depositata nello scintillatore e la corrispondente ampiezza del segnale generato.

Alla luce di queste considerazioni è possibile studiare nuovamente lo spettro in carica relativo alla scintillazione dovuta al passaggio dei muoni

cosmici, effettuando un taglio in ampiezza del segnale corrispondente ad una soglia di 700 mV. Il risultato di questa procedura è riportato in figura [15].



**Figure 15:** Spettro in carica relativo al processo di scintillazione dovuto ai raggi cosmici. In blu è riportata la distribuzione completa di tutti gli eventi, in verde la distribuzione degli eventi la cui ampiezza è sempre inferiore a 700 mV e in rosso la distribuzione degli eventi con ampiezza maggiore di 700 mV.

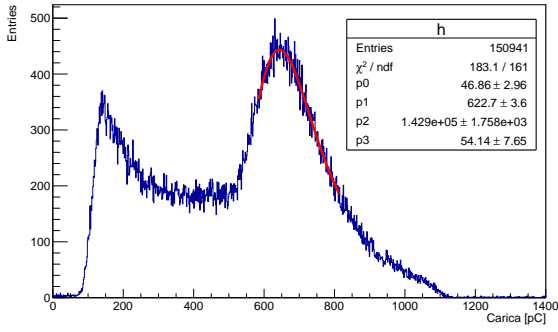
Avendo identificato il sottoinsieme di eventi rilevanti, viene ora effettuato un fit relativo alla parte centrale della distribuzione tramite una funzione *langau*. Questa funzione è definita analiticamente come la convoluzione di una funzione di Landau e una funzione gaussiana. La necessità di considerare entrambi questi comportamenti contemporaneamente deriva dalle seguenti considerazioni.

- La funzione di Landau descrive la perdita di energia per ionizzazione di una particella carica in uno strato "sottile" di materia. Per "sottile" si intende uno strato tale per cui la frazione di energia rilasciata nel materiale è trascurabile rispetto all'energia totale della particella incidente. Questa è una condizione soddisfatta nel caso in esame, per cui (tenuto conto della densità e spessore dei cristalli) l'energia rilasciata è dell'ordine di 10 MeV, mentre l'energia dei raggi (muoni) cosmici al livello del mare è dell'ordine di 1 GeV.
- La funzione gaussiana tiene conto di quegli effetti secondari che si distribuiscono normalmente. Un esempio immediato è il rumore elettronico. Un altro contributo è dato dalla direzione di attraversamento da parte dei raggi cosmici del cristallo: questi possono incidere la superficie dello scintillatore ortogonalmente (attraversando esattamente 2 cm) od obliquamente.

Il risultato del fit con la *langau* è riportato in figura [16].

Il valore della carica depositata estratto dal fit  $Q_{att}$  è

$$Q_{att} = (623 \pm 4) \text{ pC} \quad .$$



**Figure 16:** Fit della parte centrale dello spettro in carica utilizzando la funzione langau.

Riscalando per il corretto fattore di attenuazione si ottiene

$$Q = Q_{att} 10^{\frac{A[dB]}{20}} = (17.8 \pm 3) \cdot 10^3 \text{ pC} \quad (15)$$

Il valore dell'energia rilasciata dai muoni è dato dalla formula di Bethe-Bloch nella regione relativa alle Minimum Ionizing Particles (MIP). Tenendo conto della densità del LYSO (7.1 g/cm<sup>3</sup>, da [2]) e dello spessore del cristallo 2 cm, questa energia è

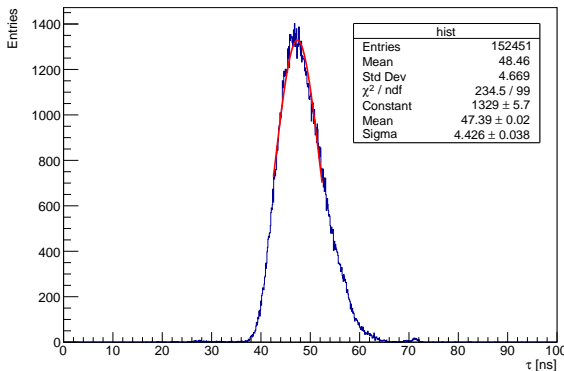
$$E = 19.7 \text{ MeV} \quad (16)$$

Infine, inserendo (8), (15) e (16) in (3) si ottiene:

$$LO = (680 \pm 10) \text{ MeV}^{-1} \quad .$$

### 3.2.2 Estrazione del tempo di decadimento

Si può ripetere la procedura applicata per l'estrazione del tempo di decadimento nel caso della radioattività interna ai dati relativi ai segnali dovuti ai raggi cosmici. Ovvero, si esegue un fit esponenziale di ogni segnale corrispondente al passaggio di una particella carica. Si dispongono quindi i risultati nell'istogramma in figura [17].



**Figure 17:** Iistogramma costruito con i risultati dei fit esponenziali dei segnali da raggi cosmici.

Il valore estratto dal fit è

$$\tau = (47.39 \pm 0.02) \text{ ns} \quad (17)$$

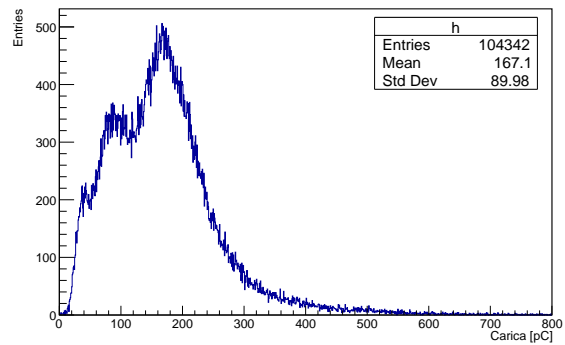
La differenza più evidente rispetto al caso precedente della radioattività interna è l'assenza del picco a circa 18 ns corrispondente all'effetto Cherenkov. Questo è dovuto al fatto che in questo secondo caso le energie in gioco (in particolare, le energie depositate dalle particelle cariche e convertite in carica elettrica alla fine del processo di fotomoltiplicazione) sono molto superiori rispetto a quelle associate alla radioattività interna. Questo comporta che i segnali da effetto Cherenkov sono molto sotto la soglia imposta per tagliare la risalita di sinistra presente nello spettro in figura [12] e vengono perciò trascurati.

## 4 Procedura sperimentale: PWO

### 4.1 Raggi cosmici

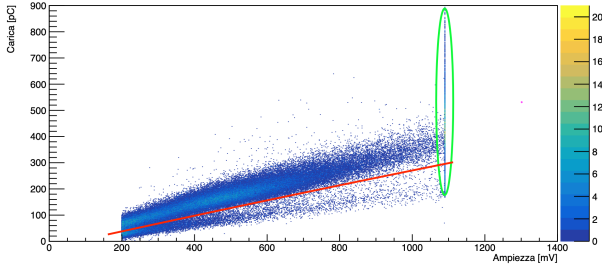
#### 4.1.1 Estrazione del *light output*

Come riportato nella sezione 1.2, il PWO non presenta fenomeni di radioattività interna, perciò viene direttamente eseguito uno studio dello spettro in carica dovuto alla scintillazione relativa al passaggio di muoni cosmici. Lo spettro in carica totale relativo a tutti gli eventi di scintillazione è riportato in figura [18].



**Figure 18:** Spettro in carica totale del PWO dovuto alla totalità degli eventi di scintillazione associati ai raggi cosmici.

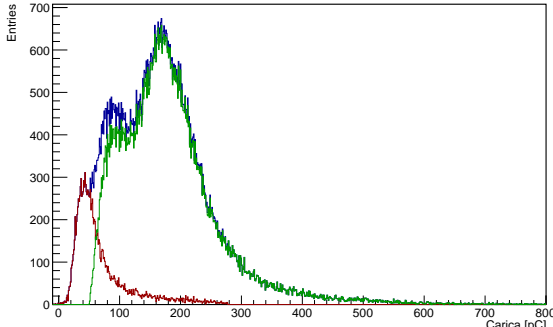
Sono evidenti due picchi (rispettivamente a circa 100 pC e 200 pC) dopo una discesa che, come del LYSO, è attribuibile all'attraversamento obliquo di alcune porzioni del cristallo da parte dei un raggi cosmici. Anche in questo caso, al fine di identificare i singoli contributi della distribuzione totale, viene effettuato uno studio della correlazione tra la carica depositata da un evento e la corrispondente ampiezza del segnale generato. Il grafico contenente questa correlazione è riportato in figura [19].



**Figure 19:** Correlazione ampiezza carica relativa alla totalità degli eventi di scintillazione.

Sono evidenti due andamenti lineari predominanti con coefficienti angolari chiaramente distinti. L'andamento con coefficiente minore è attribuito all'effetto Cherenkov e corrisponde al picco a minore energia (centrato a circa 50 pC) in figura [18]. Gli eventi cerchiati in verde sono caratterizzati da un'ampiezza superiore a 1.1V per cui, saturando, restituiscono sempre la stessa ampiezza indipendentemente dal loro valore di carica.

Alla luce di queste considerazioni è possibile studiare nuovamente lo spettro in carica relativo alla scintillazione dovuta al passaggio dei muoni cosmici, evidenziando i singoli contributi mediante un taglio dei dati inferiori alla retta rossa in figura [19], ovvero eliminando i segnali da effetto Cherenkov. In figura [20] è riportato lo spettro in carica mettendo in evidenza le due componenti.



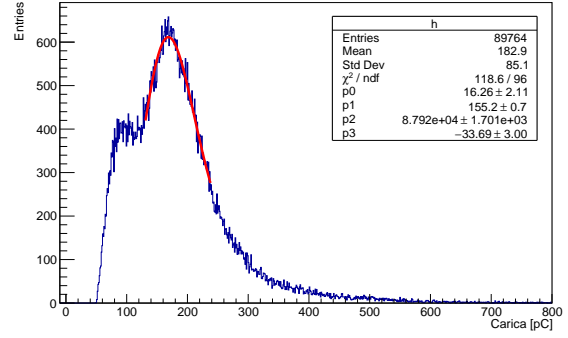
**Figure 20:** Spettro in carica dei cosmici nel PWO diviso in componenti: in verde gli eventi di segnale puliti, in rosso quelli relativi al Cherenkov e in blu la somma dei due (corrispondente alla figura [18]).

Avendo identificato il sottoinsieme di eventi rilevanti, viene ora effettuato un fit relativo alla distribuzione pulita, anche in questo caso tramite una funzione *langau*. Il risultato del fit è riportato in figura [21].

Il risultato del fit è

$$Q = (155.2 \pm 0.7) \text{ pC} \quad (18)$$

Usando nuovamente la Bethe-Bloch nella regione MIP, tenendo conto della densità del PWO (8.28



**Figure 21:** Fit della distribuzione pulita relativa agli eventi di scintillazione dovuti ai raggi cosmici nel PWO.

$\text{g/cm}^3$ , da [2]) e dello spessore del cristallo 2 cm, l'energia depositata dai raggi cosmici nel PWO è

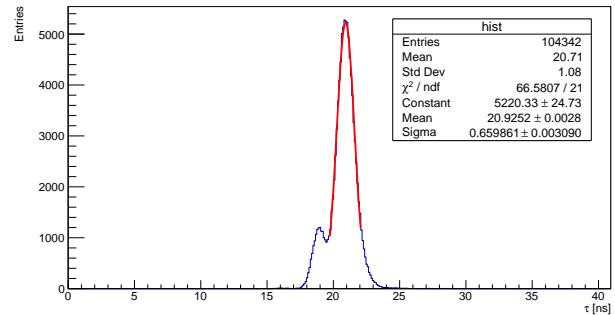
$$E = 20.7 \text{ MeV} \quad (19)$$

Infine, inserendo (8), (18) e (19) in (3) si ha

$$LO = (5.65 \pm 0.06) \text{ MeV}^{-1}$$

#### 4.1.2 Estrazione del tempo di decadimento

Viene applicata la stessa procedura vista nelle sezioni 3.1.2 e 3.2.2. L'istogramma risultante è, nel caso dei segnali dei raggi cosmici per il PWO, quello in figura [22].



**Figure 22:** Istogramma costruito con i risultati dei fit esponenziali dei segnali da raggi cosmici.

Il valore estratto dal fit è

$$\tau = (20.925 \pm 0.003) \text{ ns} \quad (20)$$

In questo caso il tempo caratteristico del Cherenkov, nella forma di un picco intorno a 18 ns. Infatti, le energie prodotte nel PWO sono basse (tanto che non è stato necessario introdurre alcun fattore di attenuazione), vicine a quelle associate all'effetto Cherenkov, che viene quindi rivelato. In più il PWO ha tempi caratteristici molto rapidi, al punto che le entries associate ai raggi cosmici e quelle associate al Cherenkov sono quasi sovrapposte (figura [20]), mentre erano ben distinte nel LYSO, che ha tempi intrinseci più lunghi (figura [17]).

## 5 Discussione dei risultati

La procedura sperimentale impiegata e la conseguente analisi hanno permesso di ricavare: il fattore di guadagno del fotomoltiplicatore  $G$ , il fattore di attenuazione  $A$  da applicare ai segnali dovuti al passaggio dei muoni cosmici nel LYSO, il LO e i tempo di decadimento caratteristici  $\tau$  del LYSO e del PWO.

Il fattore di guadagno  $G$  ricavato nella (8) risulta essere compatibile come ordine di grandezza con i tipici valori che caratterizzano i fotomoltiplicatori. Il fattore di attenuazione  $A$  ricavato mediante l'analisi e riportato nella (10) non è compatibile con il valore impostato dal Programmable Attenuator, il che conferma la necessità di una stima indipendente di questa quantità. I valori delle altre grandezze caratteristiche per i due scintillatori sono riportati in tabella [1].

	LYSO		PWO
	Radioattività	Cosmici	Cosmici
$\tau$ [ns]	$46.15 \pm 0.01$	$47.39 \pm 0.02$	$20.925 \pm 0.003$
LO [MeV <sup>-1</sup> ]	$779 \pm 8$	$680 \pm 10$	$5.65 \pm 0.06$

**Table 1:** Confronto tra le proprietà dei cristalli LYSO (radioattività interna e per raggi cosmici) e PWO.

Dai risultati ottenuti si conclude che i valori del tempo di decadimento ricavati per il cristallo LYSO studiando rispettivamente la radioattività interna e il passaggio dei muoni cosmici, non sono compatibili tra di loro entro gli errori calcolati. Infatti, nonostante i due valori siano compatibili in termini di ordine di grandezza, a causa del piccolo errore percentuale associato ad entrambi (ricavato dal fit delle rispettive distribuzioni), la loro differenza non è compatibile con lo zero. Una considerazione analoga può essere fatta per i valori del *light output* del LYSO nei due casi in esame: anche in questo caso essi non sono compatibili nei limiti dell'incertezza sperimentale, né lo sono in differenza con lo 0.

La causa più probabile di queste discrepanza è da ricondursi all'accoppiamento ottico tra scintillatore e fotomoltiplicatore: la sensibilità dei risultati di un rivelatore a scintillazione rispetto alla qualità dell'accoppiamento tra scintillatore e fotomoltiplicatore è elevata. Probabilmente una minima variazione in questo accoppiamento tra le due prese dati ha compromesso le prestazioni del sistema, influenzando l'efficienza di raccolta della luce e la risoluzione energetica.

Alla luce di queste considerazioni, una compatibilità di quasi il 98% nel caso del tempo caratteristico e di circa l'88% per il LO risulta soddisfacente. In particolare, nel caso del LO per il LYSO, i valori

ottenuti sono distanti più di due ordini di grandezza da quello del LO per PWO, il che rassicura sulla compatibilità, seppur non formale, tra i due LO relativi al LYSO. Anche i tempi caratteristici del LYSO sono chiaramente distinti da quello del PWO e si possono trarre conclusioni analoghe.

## Referenze

- [1] Particle Data Group et al., "Review of Particle Physics", Phys. Rev. D 2024, 110, 030001. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.030001>
- [2] Luxium Solutions; Luxium-LYSO-Material-Data-Sheet. Available: <https://www.luxiumsolutions.com/radiation-detection-scintillators/crystal-scintillators/lyso-scintillation-crystals>
- [3] Enríquez-Mier-Y-Terán FE, Ortega-Galindo AS, Murrieta-Rodríguez T, Rodríguez-Villafuerte M, Martínez-Dávalos A, Alva-Sánchez H. Coincidence energy spectra due to the intrinsic radioactivity of LYSO scintillation crystals. EJNMMI Phys. 2020 Apr 15;7(1):21. doi: 10.1186/s40658-020-00291-1. PMID: 32297045; PMCID: PMC7160222.