

Laboratorio di Misure Nucleari e Subnucleari

Studio della vita media dello stato
metastabile del $^{57}\text{Fe}^*$

Colombo Simone
Dimiccoli Francesco
Lucchini Marco

Indice

1	Introduzione	3
1.1	Decadimento del ^{57}Co	3
1.2	Strumentazione	4
1.3	Catena Elettronica per Misura di coincidenze ritardate	5
1.4	Strumenti di analisi	6
2	Caratterizzazione del sistema	7
2.1	Linearità del MCA Caen	7
2.2	Ottimizzazione del Fotodiodo (SiPD)	8
2.2.1	Minimizzazione della corrente di buio	8
2.2.2	Scelta della soglia	8
2.2.3	Scelta dei parametri di formatura del segnale	9
2.2.4	Scelta della tensione di lavoro	11
2.3	Ottimizzazione dello scintillatore NaI	12
2.3.1	Scelta della tensione di lavoro	12
2.3.2	Calibrazione canale-energia	12
2.4	Calibrazione TAC	13
2.5	Stima dell'errore su misure temporali dovuto all'elettronica .	13
3	Studio teorico della distribuzione attesa e analisi dati	17
3.1	Simulazione MC della distribuzione	17
3.2	Fit con funzioni	21
3.3	Conclusioni	23
A	Difficoltà riscontrate e suggerimenti	25
B	Studio dell'effetto di drift	27

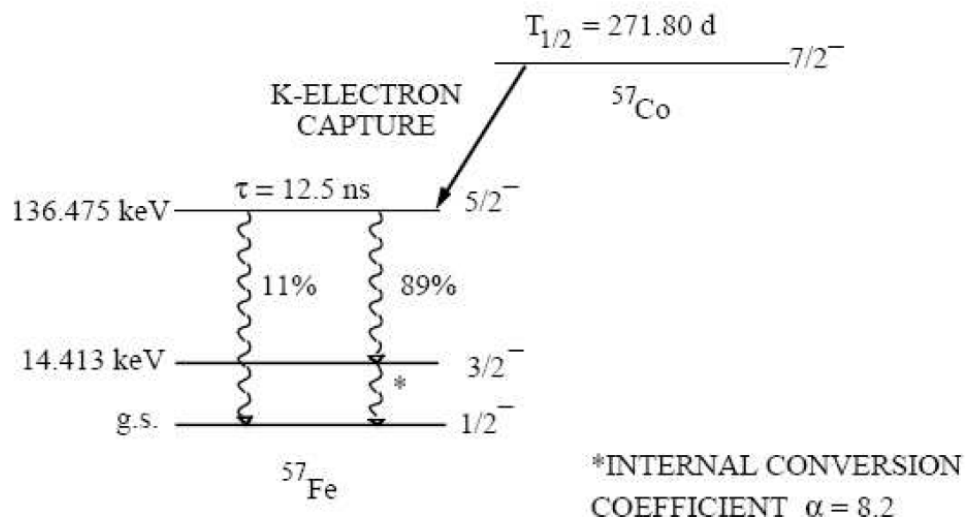
Capitolo 1

Introduzione

Lo scopo dell'esperimento consiste nel misurare la vita media di uno stato nucleare metastabile del ^{57}Fe ottenuto per decadimento di un campione di ^{57}Co . Viene a tal proposito allestita una catena elettronica per misure di coincidenza fra le emissioni γ del decadimento in questione.

1.1 Decadimento del ^{57}Co

Il ^{57}Co è un isotopo del Co con un tempo di dimezzamento $\tau_{1/2} \simeq 272\text{d}$ e schema di decadimento indicato in figura.



Esso decade nel 100% dei casi per cattura elettronica verso i livelli eccitati a 706.42KeV (0.18%) e 136.47KeV (99.82%) del ^{57}Fe .

Il nucleo di ^{57}Fe eccitato raggiunge il suo *ground state* attraverso due diverse diseccitazioni, con l'emissione rispettivamente di un fotone di 136KeV o di due fotoni di 122KeV e 14KeV in sequenza, come riassunto in Tabella 1.1.

Nel secondo caso si evidenzia la presenza di uno stato nucleare metastabile di durata $\tau_{1/2} \simeq 98\text{ns}$, che sarà misurato in questo esperimento [1].

	Energia(KeV)	Fotoni/100dis
$\gamma_{1,0}(Fe)$	14.41295	9.15
$\gamma_{2,1}(Fe)$	122.06065	85.51
$\gamma_{2,0}(Fe)$	136.47356	10.71

Tabella 1.1: Emissioni caratteristiche e rapporti fra emissioni γ del ^{57}Co .

1.2 Strumentazione

La strumentazione utilizzata nell'esperimento consiste in:

- Crate NIM per alimentazione di moduli di elettronica standard
- Scintillatore NaI con base preamplificatrice ORTEC 276
- Fotodiodo al silicio (SiPD)
- Amplificatore TISCA SILENA Mod 7616
- Fast Filter Amplificator ORTEC Mod 579
- Scheda CAEN N957 ADC/MCA
- PC di controllo
- Oscilloscopio multicanale Tektronix TDS2014B
- Time to Amplitude Converter (TAC) ORTEC Mod 457
- Dual Timer CAEN Mod N938
- Sorgente di ^{57}Co con Nominal Activity 370 kBq

Scintillatore e rivelatore a stato solido sono rivelatori veloci (tempo di salita del segnale dell'ordine della decina di nanosecondi); ciò li rende particolarmente adatti per misure temporali.

L'efficienza di rivelazione gamma del fotodiodo è inversamente proporzionale all'energia del fotone e molto ridotta al di sopra dei 100 KeV, dove effetto Compton e limitato spessore vivo impediscono una corretta stima energetica. A basse energie domina invece l'effetto fotoelettrico, che assicura una buona rivelazione. La limitata quantità di carica liberata per evento rappresenta il problema maggiore, in quanto il problema maggiore è dovuto alla limitata

quantità di carica liberata per evento, che rende difficile distinguere picchi di bassa energia dal fondo di rumore [2].

Lo scintillatore è caratterizzato un'alta efficienza nella rivelazione di fotoni più energetici; la finestra infatti scherma buona parte dei fotoni con energie inferiori ai 30 KeV. Esso viene quindi impiegato per rivelare il fotone di 122 KeV.

1.3 Catena Elettronica per Misura di coincidenze ritardate

Per misurare il τ dello stato metastabile si realizza una misura di coincidenze ritardate fra i due fotoni di diseccitazione, emessi principalmente *back to back*.

Si costruisce una catena elettronica a due rami: il ramo dello scintillatore NaI rivela il fotone da 122KeV, quello del fotodiodo SiPD il fotone da 14KeV. Entrambi i segnali vengono amplificati e successivamente convertiti

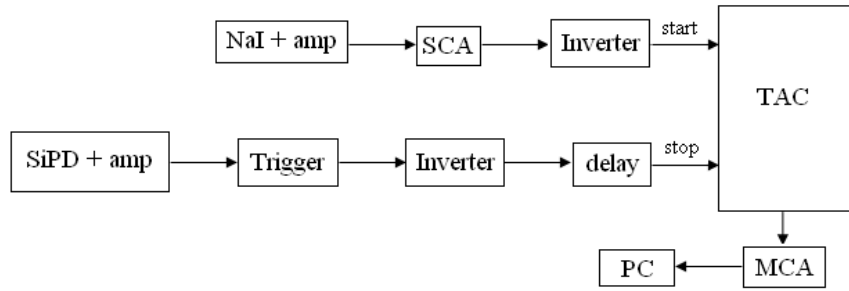


Figura 1.1: Schema della catena elettronica di misura

in impulso logico se soddisfano le richieste imposte dai discriminatori (uno SCA con finestra per NaI e una soglia minima per SiPD). Gli impulsi così ottenuti sono invertiti e usati come input di Start e Stop del TAC, che restituisce un segnale in voltaggio proporzionale all'intervallo di tempo fra i due rami.

L'impulso del 14KeV (che fornisce lo Stop) viene inoltre ritardato mediante Dual Timer; la curva di decadimento trasla verso destra senza essere modificata in forma. In questo modo vengono sfruttati meglio i canali del MCA ed è possibile visualizzare anche la parte sinistra della gaussiana di risoluzione convoluta all'esponenziale.

1.4 Strumenti di analisi

L'acquisizione dei dati è stata effettuata mediante una versione modificata del software fornito con la scheda CAEN che permette di interfacciare il PC al MCA salvando in un file i conteggi ottenuti in ciascun canale. Per l'analisi dei dati è stata utilizzata la release 5.28 di ROOT [3].

Capitolo 2

Caratterizzazione del sistema

2.1 Linearità del MCA Caen

Si intende ricavare una retta di conversione canale-energia del MCA a partire da una serie di impulsi di tensione noti prodotti tramite impulsatore. Tale studio permette di evidenziare eventuali non linearità integrali del MCA.

Il grafico ottenuto variando l'ampiezza del segnale tra 1V e 8V e studiando il canale del MCA corrispondente è mostrato in Figura 2.1. Da esso risulta evidente il carattere lineare dello strumento.

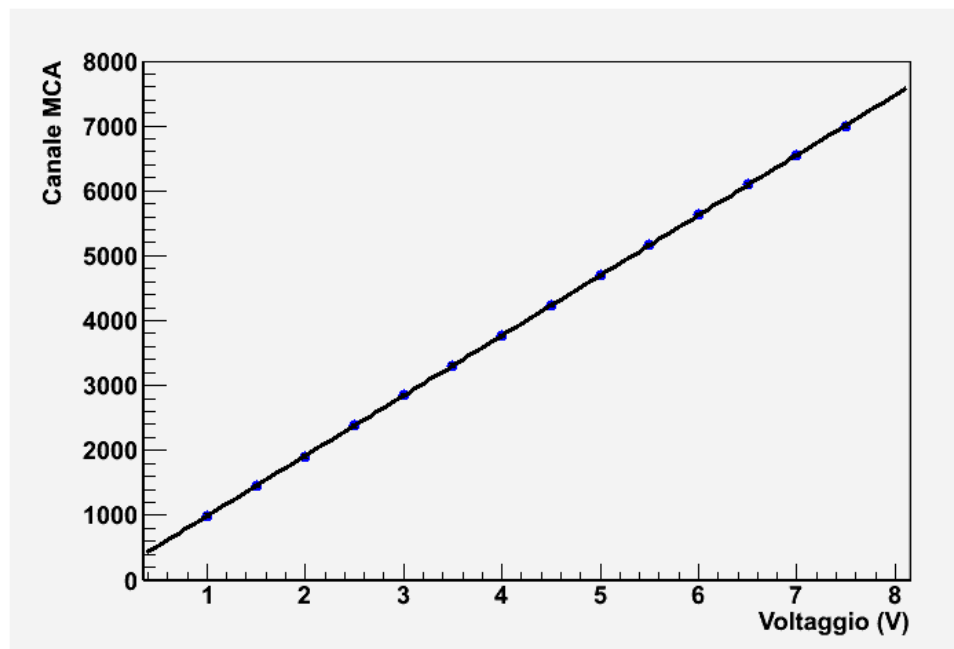


Figura 2.1: Linearità MCA

2.2 Ottimizzazione del Fotodiodo (SiPD)

2.2.1 Minimizzazione della corrente di buio

Si intende stimare l'intensità della corrente di buio del SiPD tramite un circuito RC. La presenza di un forte rumore elettronico a 50Hz rende necessario un filtro passa-basso che tagli questa frequenza. In Figura 2.2 è mostrato lo schema completo del circuitito.

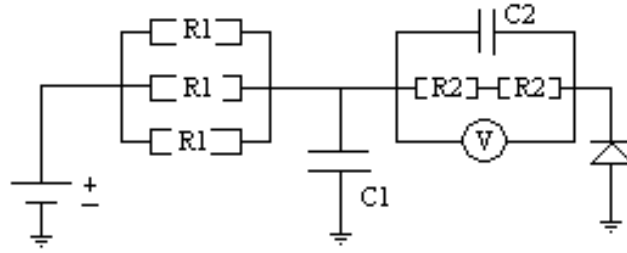


Figura 2.2: Schema del circuito per la misura della corrente di buio

Il filtro è composto da un condensatore con capacità $C_1 = 10\mu F$ e tre resistenze in parallelo del valore di $R_1 = 1M\Omega$ ciascuna, per una resistenza totale di $R_{tot} = 20M\Omega$. In questo modo sono tagliate le frequenze superiori all'hertz ed il segnale in entrata è ripulito dal ritorno di massa.

Il segnale così filtrato attraversa il circuito RC, composto da una capacità $C_2 = 1\mu F$ in parallelo a due resistenze da $R_2 = 10M\Omega$ poste in serie. Si misura la caduta di tensione ai capi della resistenza.

Si ottiene un risultato di $I_{dc} \leq 20nA$. La misura fornisce solamente un limite superiore, in quanto la strumentazione a disposizione non raggiunge la sensibilità necessaria a separare chiaramente la corrente di buio da fluttuazioni stocastiche.

2.2.2 Scelta della soglia

Come mostrato in Figura 2.3, il picco relativo al fotone da 14 keV risulta molto vicino al fondo predominante di rumore. Per selezionare il più possibile gli impulsi della sorgente è opportuno settare una soglia energetica. Tale soglia è stata ottenuta sfruttando il sistema di trigger dell'oscilloscopio, in grado di emettere un impulso di gate lungo in corrispondenza del superamento da parte del segnale di una soglia settabile manualmente. Gli impulsi

di gate vengono poi mandati direttamente all'ingresso di gate della scheda di acquisizione.

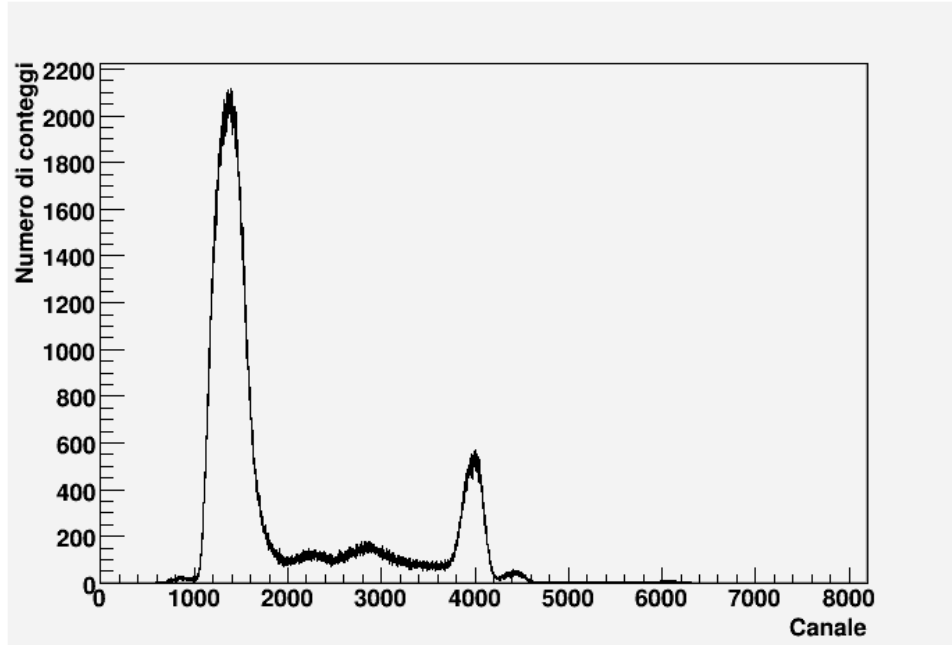


Figura 2.3: Spettro energetico del fotodiodo, la soglia permette di separare il picco del 14 KeV dal rumore

2.2.3 Scelta dei parametri di formatura del segnale

Si scelgono i parametri di formatura del segnale variando i tempi di integrazione e derivazione dell'amplificatore ed osservandone l'effetto sulla risoluzione del picco di 14KeV.

La risoluzione è definita come:

$$Risoluzione = \frac{\sigma}{E_{picco}}$$

Una migliore risoluzione del picco permette di distinguere meglio il segnale dal rumore di bassa energia che tende a sovrapporsi e scegliere adeguatamente la soglia del trigger. Nel grafico in Figura 2.4 si studia l'andamento di quest'ultima al variare del τ del derivatore, avendo mantenuto costante il tempo di integrazione a $\tau = 500\text{ns}$.

Un circuito CR-RC è un filtro passa banda. La banda passante in prima approssimazione comprende tutte le frequenze comprese tra i valori $\frac{1}{\tau_{CR}}$ e $\frac{1}{\tau_{RC}}$. È pertanto vantaggioso scegliere valori simili della costante di inte-

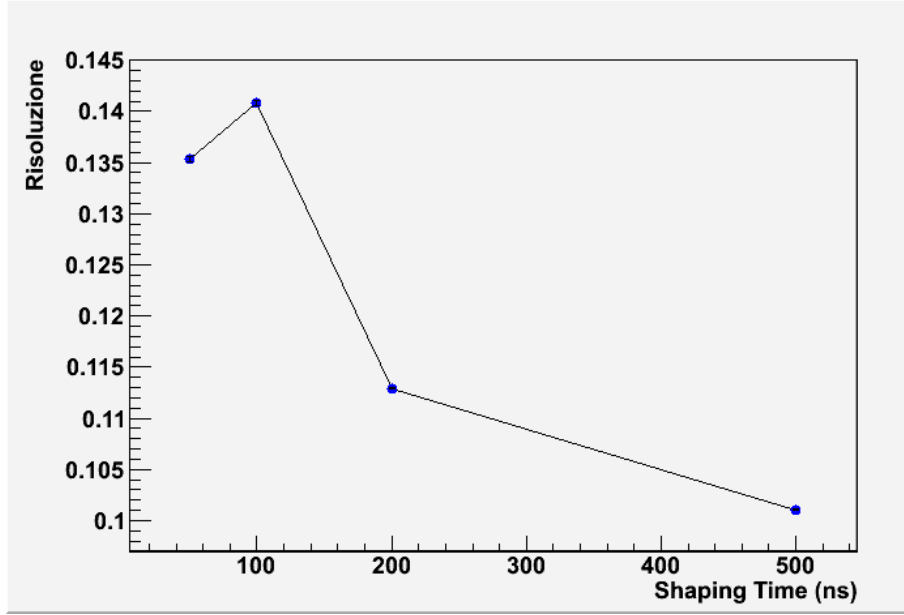


Figura 2.4: Grafico della risoluzione del 14KeV al variare di τ_{CR} , con $\tau_{CR} = 500\text{ns}$

grazione e differenziazione in modo da ridurre la banda passante e impedire l'amplificazione di molte frequenze di rumore.

In generale il tempo di integrazione definisce il tempo di salita del segnale formato mentre il tempo di differenziazione definisce il tempo di discesa. Tempi di salita rapidi sono in generale preferibili nel caso di misure temporali per ridurre il time jitter, a meno che la rumorosità del sistema non sia tale da compromettere la risoluzione energetica. Tempi di formatura più lunghi in genere migliorano il rapporto segnale-rumore e l'amplitude walk. Nel caso in questione, data la bassa energia del fotone in esame, tempi di formatura troppo corti non permettono una netta distinzione del picco dal fondo di rumore a bassa energia.

Mantenendo la condizione $\tau_{RC} = \tau_{CR}$, si variano i tempi di formatura per ottenere la miglior risoluzione e si ottengono i dati mostrati in Tabella 2.1.

τ_{RC} (ns)	τ_{CR} (ns)	Risoluzione
100	100	0.133
200	200	0.144
500	500	0.101

Tabella 2.1: Andamento della risoluzione del picco di 14 KeV al variare dei parametri di formatura del segnale.

Alla luce dei risultati ottenuti si sceglie una formatura $\tau_{RC} = \tau_{CR} = 500ns$ per l'amplificatore del SiPD.

2.2.4 Scelta della tensione di lavoro

Si studia l'andamento della risoluzione, in funzione della tensione di polarizzazione del fotodiodo.

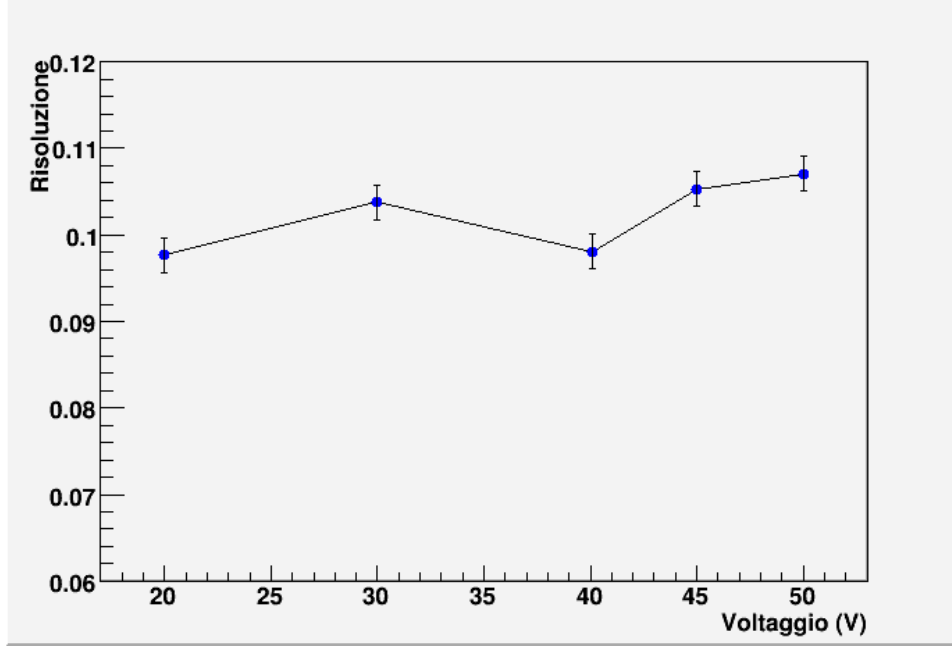


Figura 2.5: Grafico della risoluzione del 14KeV al variare della tensione di lavoro

Si verifica che la risoluzione non varia sensibilmente nell'intervallo di voltaggio considerato. Si decide quindi di studiare l'efficienza di rivelazione del fotodiodo al variare del voltaggio e scegliamo di utilizzare il valore di tensione che massimizza il numero di conteggi.

HV (V)	Conteggi
20	349
30	362
40	380
45	482
50	493

Tabella 2.2: Numero di conteggi del SiPD a diverse tensioni di alimentazione

Si sceglie come tensione di lavoro per il SiPD il valore di 50V.

2.3 Ottimizzazione dello scintillatore NaI

L'amplificatore utilizzato per lo scintillatore non permette uno studio approfondito sul tempo di formatura del segnale: le uniche opzioni sono $\tau_{shaping} = 2\mu s$ e $\tau_{shaping} = 0.5\mu s$. Il valore che ottimizza il rapporto segnale-rumore e la risoluzione del picco considerato è $2\mu s$.

2.3.1 Scelta della tensione di lavoro

Si studia l'andamento della risoluzione, in funzione della tensione di alimentazione dello scintillatore.

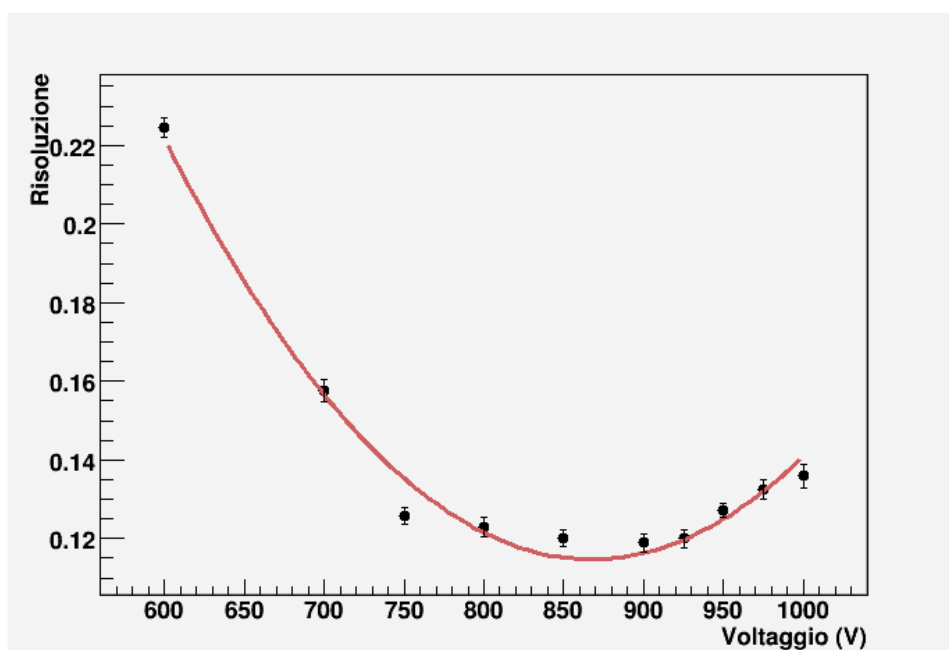


Figura 2.6: Grafico della risoluzione del 122KeV al variare della tensione di lavoro

I punti sono fittati con una funzione polinomiale di secondo grado, che ben corrisponde alla loro distribuzione. La miglior risoluzione, che corrisponde al minimo della curva, si ottiene per una tensione di alimentazione $V_{best} = 867.4V$.

2.3.2 Calibrazione canale-energia

In Figura 2.7 è mostrata un'acquisizione ottenuta dallo scintillatore. In essa sono identificabili i due picchi del ^{57}Fe a 14KeV e 122KeV ed un terzo picco a 75KeV dovuto ai raggi X emessi dal Pb che circonda i nostri rivelatori.

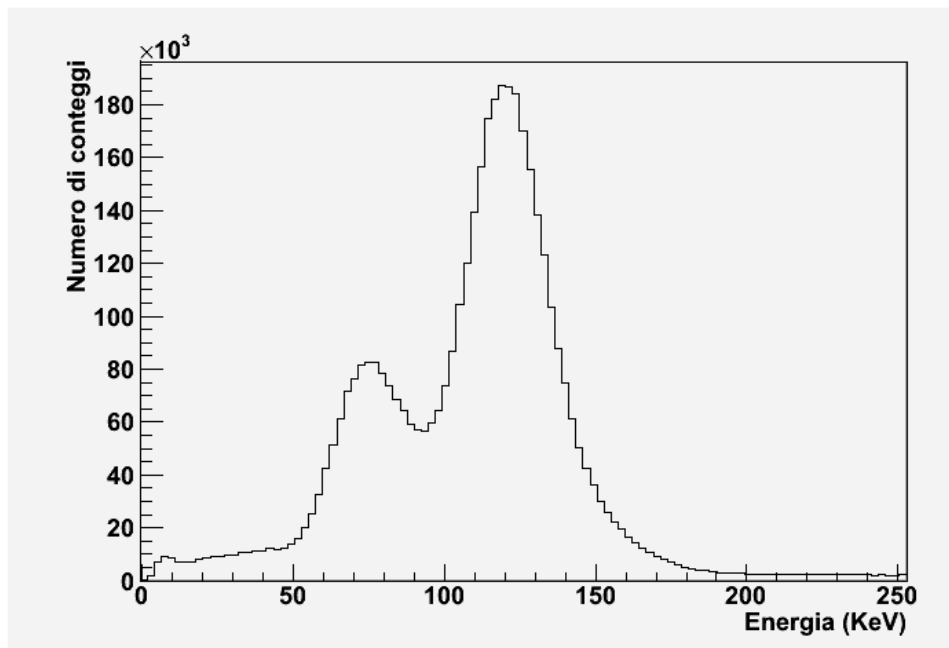


Figura 2.7: Spettro calibrato del NaI

A partire da questo spettro si sceglie utilizzando lo SCA la finestra energetica che selezionerà gli impulsi associati al 122KeV da utilizzare per le coincidenze.

2.4 Calibrazione TAC

La calibrazione del TAC viene eseguita studiando l'ampiezza dell'output del TAC al variare della differenza temporale tra Start e Stop. Lo stesso segnale viene sdoppiato in due rami; il primo è responsabile dello Start mentre il secondo, ritardato mediante il Delayer, attiva lo Stop. Con l'ausilio dell'oscilloscopio si misurano i ritardi e l'ampiezza del segnale prodotto. I risultati in Figura 2.8 confermano il carattere lineare dello strumento.

2.5 Stima dell'errore su misure temporali dovuto all'elettronica

Per ricavare informazione temporale da un impulso il sistema più semplice da usare è un trigger sulla salita che risulta una scelta efficiente a patto di avere impulsi con forma pressochè costante. Nel nostro caso l'elevata rumorosità del sistema (soprattutto nel ramo del fotodiodo) porta a scegliere

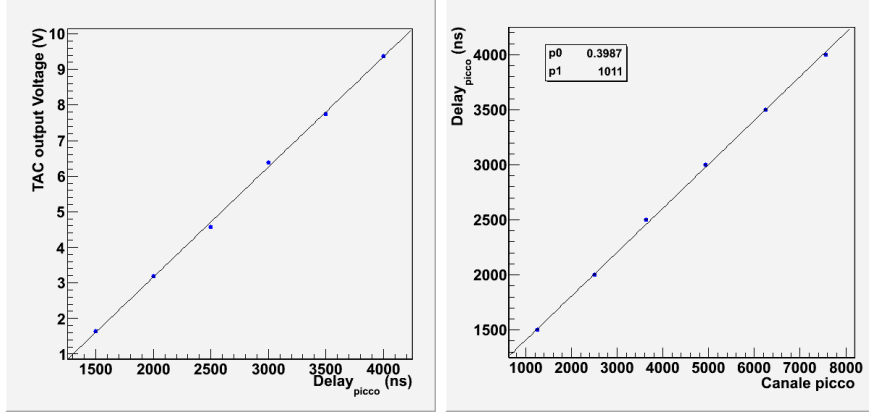


Figura 2.8: Curve di calibrazione del TAC

soglie alte per ridurre l'effetto di *time jitter* [2]. Per lo stesso motivo non è stato possibile scegliere una soglia bassa per ottimizzare il sistema contro l'amplitude walk [2], soprattutto nel caso del ramo di stop. Si è scelto di ottenere l'informazione temporale direttamente dal superamento delle soglie poste su entrambi i rami per le misure energetiche. Per fare ciò si sono quindi direttamente trasformati, tramite un convertitore NIM-TTL, gli impulsi di gate forniti da SCA per lo scintillatore e oscilloscopio per il fotodiodo in impulsi logici da mandare negli ingressi START e STOP del TAC.

La catena elettronica utilizzata nell'esperimento deteriora il segnale finale a causa del rumore introdotto dalle varie componenti, limitando la risoluzione temporale sulla nostra misura.

Una prima stima di tale effetto sulla nostra misura è stata ottenuta utilizzando un generatore di onde quadre che emette un segnale comparabile a quello prodotto dalla rivelazione di un fotone di decadimento. Tale impulso è stato utilizzato come input per gli ingressi di test del fotodiodo e dello scintillatore. In tal modo, uno stesso impulso di forma costante viene inviato ad entrambi i rami della catena elettronica e lo spettro delle coincidenze prodotte è stato utilizzato per stimare il deterioramento della risoluzione temporale.

Il segnale infatti si distribuisce in modo approssimativamente gaussiano attorno al valore atteso per il ritardo scelto; un fit che tuttavia si adatta meglio alla forma del picco è realizzato convolvendo due gaussiane indipendenti (vedi fit in Figura 2.9).

Tale effetto può essere legato ad un malfunzionamento dell'impulsatore, che non sempre riusciva a replicare l'esatta forma d'onda. La possibilità che una simile distorsione avvenga anche sulla misura di coincidenze fisiche da noi studiate è stata presa in considerazione in Appendice A.

L'impulso di test viene inserito nella catena a livello di peamplificazione e

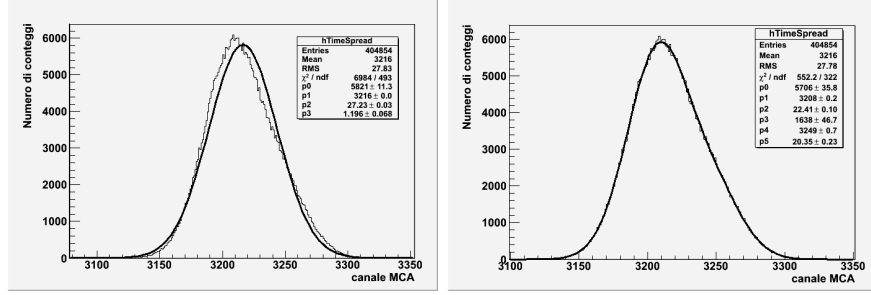


Figura 2.9: Risoluzione temporale con impulso di test, fit con singola gaussiana(sx) e doppia gaussiana(dx)

non può essere utilizzato per studiare eventuali effetti di deterioramento della risoluzione dovuti ad anomalie e disomogeneità nella raccolta delle cariche dei due rivelatori.

Utilizzando un oscilloscopio è stato inoltre osservato che l'apertura del gate del fotodiodo, che dipende dal momento in cui il segnale supera una certa soglia di trigger, non avviene con un ritardo fissato rispetto al picco del segnale ma si distribuisce gaussianamente attorno ad un tempo medio. Questa imperfezione nell'apertura del gate va certamente considerata all'interno dell'errore sistematico associato alla singola misura. Tale errore è stato stimato studiando la distribuzione dell'ampiezza dell'intervallo che passa tra l'apertura del gate e il picco dell'impulso. Diversi impulsi hanno ritardi diversi e diversi *spreading* (Figura 2.10).

Quattro diversi tipi di impulsi sono visibili nello spettro e sono stati identificati rispettivamente (partendo da sinistra) come impulsi di rumore, impulso del 14 KeV, impulso del fotone di 122 KeV, impulsi del 122 KeV soggetti a pile-up. Una tale classificazione è possibile in quanto insieme all'intervallo si è visualizzata la forma degli impulsi che lo generavano; in base alle diverse formature è stato possibile ricondursi alle diverse tipologie di processi fisici sopra indicati.

La gaussiana di interesse è la seconda, in quanto responsabile del deterioramento della risoluzione temporale del 14 KeV. Dopo tale misura la soglia di trigger è stata ulteriormente modificata proprio per escludere gli eventi di rumore che aprivano il gate.

I picchi successivi al 14 KeV non sono eliminabili (in quanto si dispone soltanto di una soglia inferiore) ma non contribuiscono allo spettro di coincidenze se non come eventi di coincidenza casuale.

L'errore ricavato dal fit gaussiano è pari a :

$$\sigma_{gate} = 84.9 \pm 7.3 \text{ ns}$$

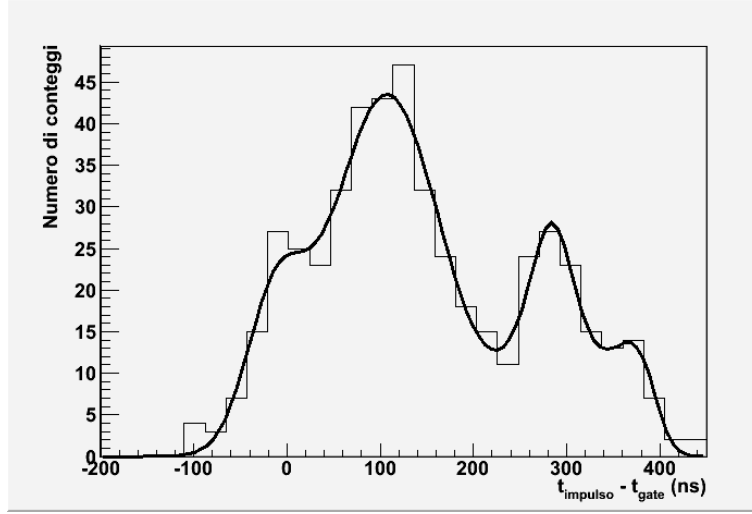


Figura 2.10: Spreading dell'intervallo fra massimo dell'impulso ed apertura gate.

Il TISCA, che comanda l'apertura del gate dopo all'arrivo del fotone di 122 KeV sullo scintillatore, non è soggetto allo stesso problema. L'apertura di tale gate infatti avviene sempre in corrispondenza del picco del segnale e non è ulteriore sorgente di deterioramento per la nostra misura.

Sommando in quadratura σ_{catena} e σ_{gate} (assunte come sorgenti indipendenti di deterioramento della risoluzione) otteniamo una stima dell'incertezza totale sulla misura pari a:

$$\sigma_{tot} = 87 \pm 8 ns$$

Capitolo 3

Studio teorico della distribuzione attesa e analisi dati

3.1 Simulazione MC della distribuzione

Dalle coincidenze ritardate tra il fotone emesso dal ^{57}Co e quello emesso dal decadimento dello stato eccitato di $^{57}\text{Fe}^*$ ci attendiamo una curva esponenziale da cui è possibile estrapolare la vita media τ di tale stato.

$$N = N_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

Effetto del delay e del background

Applicando un ritardo fissato al ramo della catena responsabile dello Stop l'intera distribuzione esponenziale viene traslata di un tempo t_{delay} costante e mantiene invariata la propria forma. Il ritardo permette di utilizzare in maniera più intelligente i canali del MCA e di visualizzare anche la parte sinistra della gaussiana di risoluzione.

Può accadere inoltre che, dopo uno Start dovuto ad un fotone di decadimento da 122 KeV, il TAC venga chiuso da un impulso di rumore o da un fotone di 14 KeV generato dal decadimento di un diverso atomo di Ferro generando così una coincidenza che non corrisponde all'evento fisico studiato nell'esperimento. Questo tipo di eventi casuali generano un fondo piatto che si sovrappone alla nostra distribuzione. La distribuzione così ottenuta è mostrata in Figura 3.1 (linea nera).

Effetto della limitata risoluzione temporale

L'incertezza sulle misure temporali si traduce in una distorsione della curva. Ciascun punto dell'esponenziale è stato generato con un noise gaussiano pari

a quello stimato sperimentalmente in Sezione 2.5. La curva sperimentale attesa è quindi realizzata mediante una simulazione Monte Carlo con metodo hit-miss e mostrata in Figura 3.1 (linea rossa).

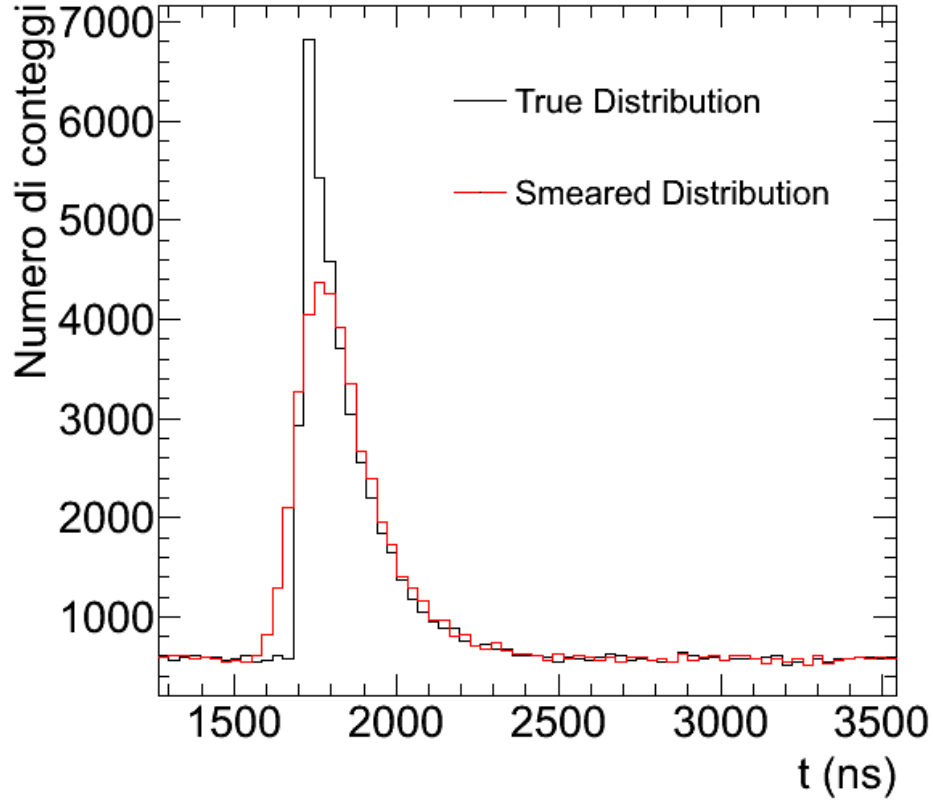


Figura 3.1: Conseguenze della risoluzione temporale: smearing della curva esponenziale

Fattori di Correzione

Dopo aver confrontato la distribuzione ottenuta dai dati con la predizione Monte Carlo, entrambe le distribuzioni simulate (con e senza effetto di distorsione) sono state rinormalizzate ai dati e utilizzate per ottenere dei fattori di correzione CF :

$$CF = \frac{MC_{true}}{MC_{smeared}}$$

Utilizzando questi coefficienti (Figura 3.2) è stato possibile deconvolvere l'effetto della limitata risoluzione temporale alla distribuzione dei dati secondo la formula:

$$Data_{unsmearred} = Data \times CF$$

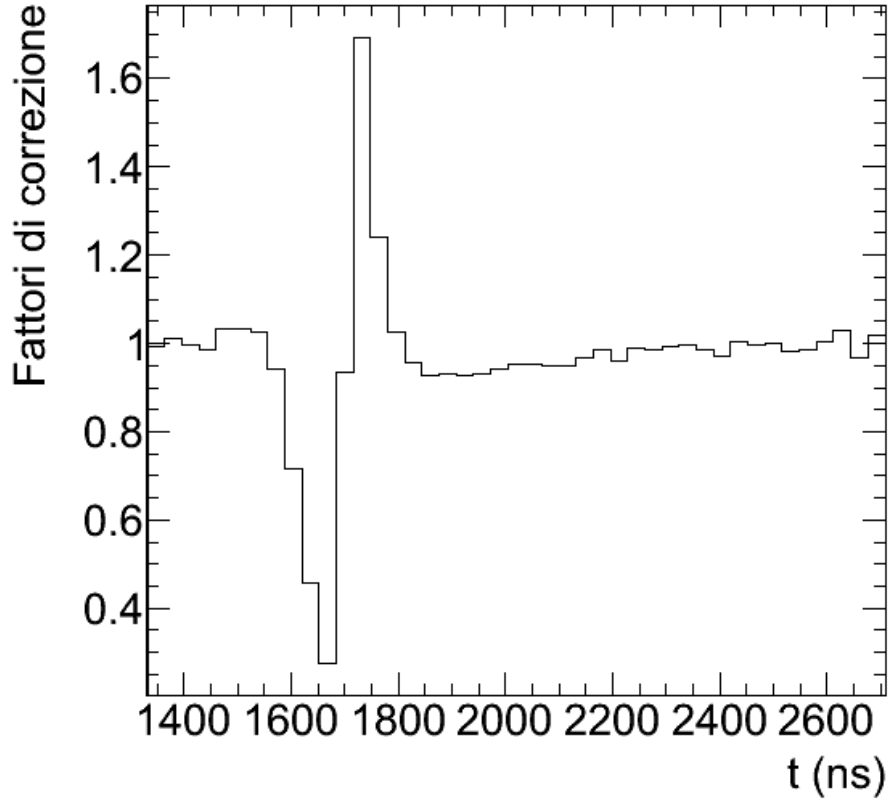


Figura 3.2: Fattori di correzione

Fit della distribuzione deconvoluta

In Figura 3.3 è mostrato un confronto tra la distribuzione prevista dalla simulazione Monte Carlo e quella misurata sperimentalmente. La distribuzione MC è stata normalizzata ai dati per permettere un confronto delle shape.

Il metodo dei fattori di correzione per ottenere una distribuzione deconvoluta funziona sotto l'ipotesi che la forma della distribuzione Monte Carlo si adatti abbastanza bene ai dati [4]. Nel nostro caso si possono notare

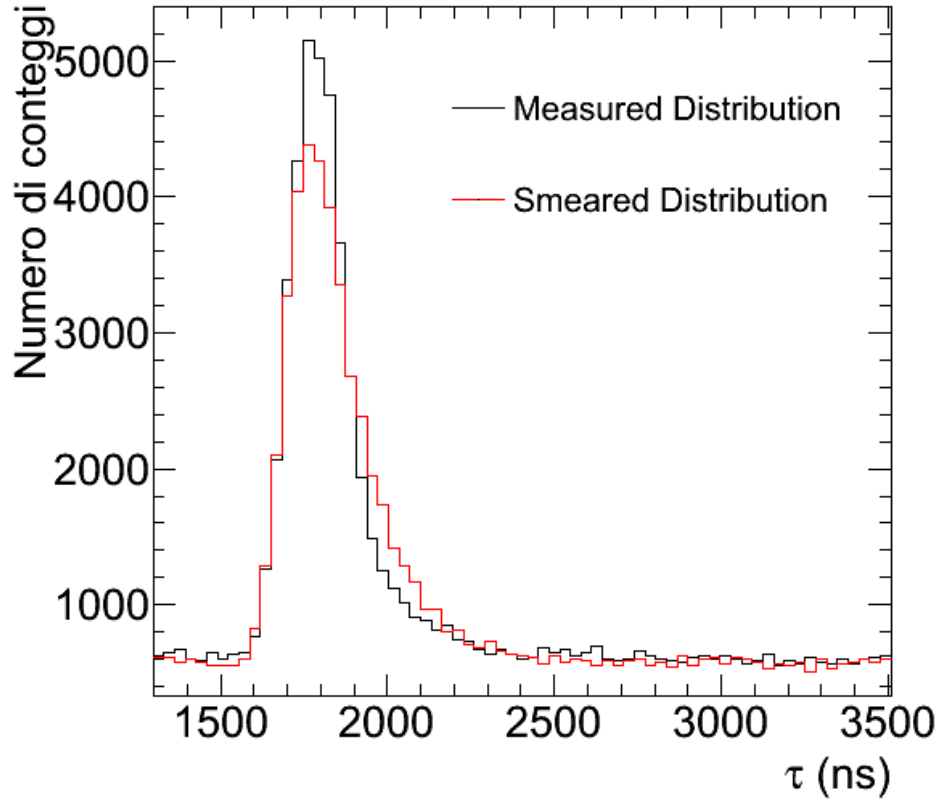


Figura 3.3: Confronto tra la distribuzione simulata (linea rossa) e quella misurata (linea nera).

alcune discrepanze nella parte discendente della curva esponenziale. La distribuzione ottenuta dai dati deconvolvendo l'effetto dello smearing gaussiano è quella mostrata in Figura 3.4 da cui si ricava una stima della vita media tramite un fit con una funzione esponenziale.

Il risultato ottenuto scegliendo i parametri del Monte Carlo in modo tale che la distribuzione simulata descriva al meglio quella dei dati è:

$$\tau = 106 \pm 17 \text{ ns}$$

L'errore statistico su tale misura è trascurabile rispetto alle numerose sistematiche legate al calcolo dei fattori di correzione. La stima dell'errore è stata ottenuta variando i parametri del Monte Carlo e studiando come varia la stima della vita media; i risultati ottenuti sono riportati in Tabella 3.2, 3.1.

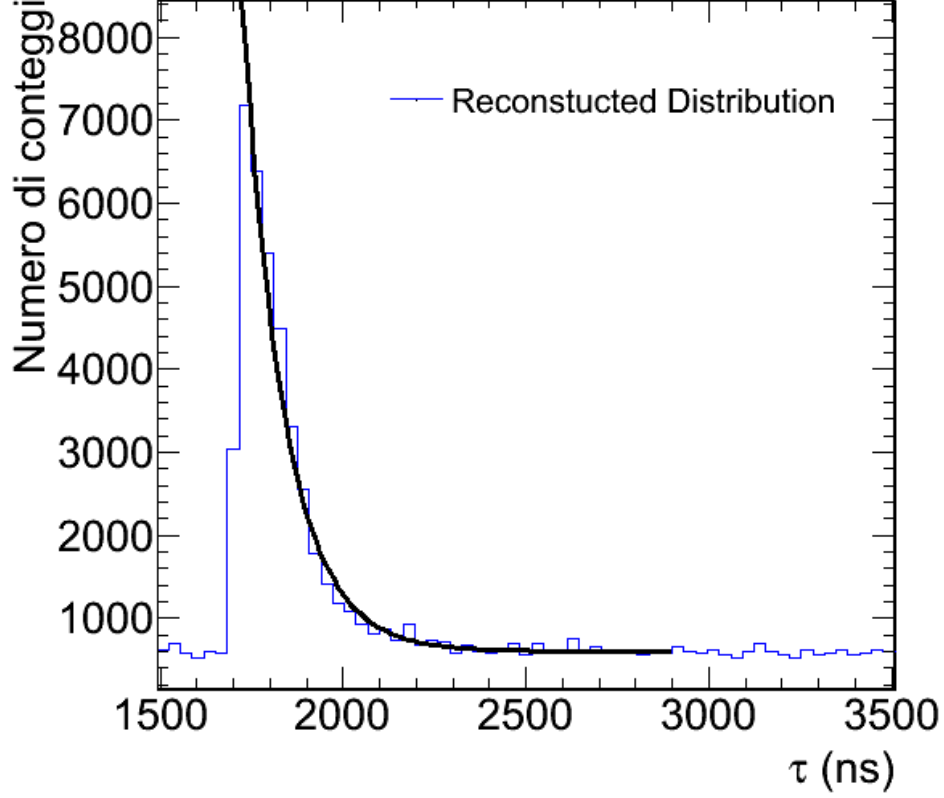


Figura 3.4: Distribuzione ricostruita deconvolvendo l'effetto della limitata risoluzione temporale, utilizzando il metodo dei fattori di correzione.

3.2 Fit con funzioni

É possibile calcolare analiticamente la funzione che si ottiene convolvendo la curva esponenziale con un noise gaussiano:

$$N(t) = C + \frac{A}{2} \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau} + \frac{\sigma^2}{2\tau^2}\right) \cdot \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{t-t_0 - \sigma^2/\tau}{\sqrt{2}\sigma}\right)\right] \quad (3.1)$$

Utilizzando tale curva per fare un fit della nostra distribuzione siamo in grado di estrapolare il parametro τ direttamente dalla distribuzione sperimentale.

$$\tau = 86.3 \pm 2.1 \text{ ns}$$

$\sigma_{smearing}$ (ns)	τ (ns)
30	134.9
40	127.3
50	119.7
60	112.9
70	106.8
80	102.2

Tabella 3.1: Stima della vita media al variare dei parametri del Monte Carlo: variazione della $\sigma_{smearing}$

delay (ns)	τ (ns)
1700	116.1
1705	112.9
1710	109.4
1715	106.4

Tabella 3.2: Stima della vita media al variare dei parametri del Monte Carlo: variazione del delay

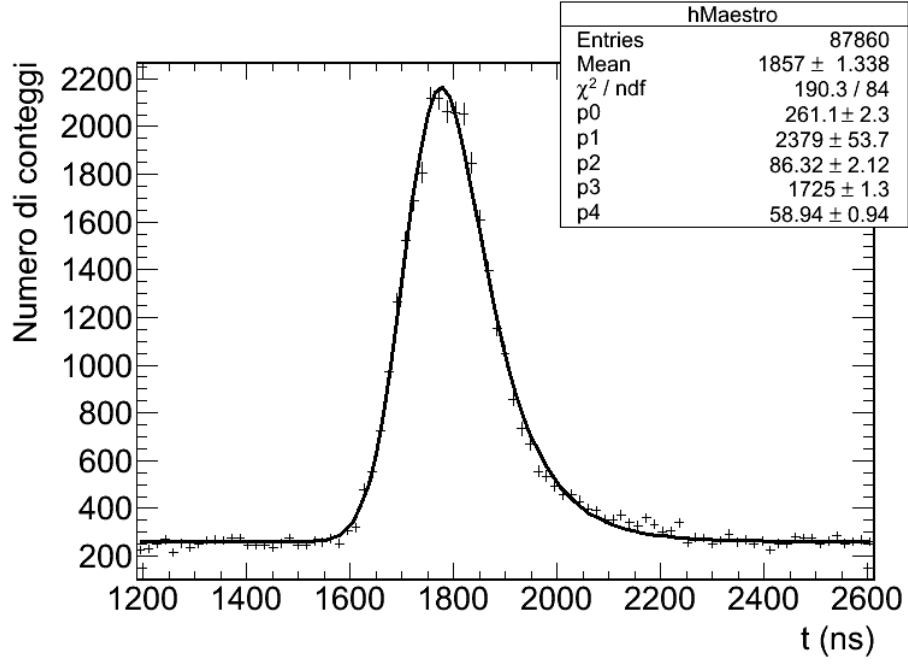


Figura 3.5: I dati ottenuti sono stati fittati utilizzando la funzione analitica in eq. 3.1 portando ai risultati mostrati nel box statistico. Questo fit permette di estrapolare la vita media dello stato in considerazione e anche la $\sigma_{smearing}$ dovuta alla limitata risoluzione temporale (p4).

I dati sono stati fittati utilizzando una semplice esponenziale sommata a un fondo di rumore e considerando solo parte destra della distribuzione. La stima ottenuta è in parte affetta dall'errore dovuto alla limitata risoluzione temporale della catena.

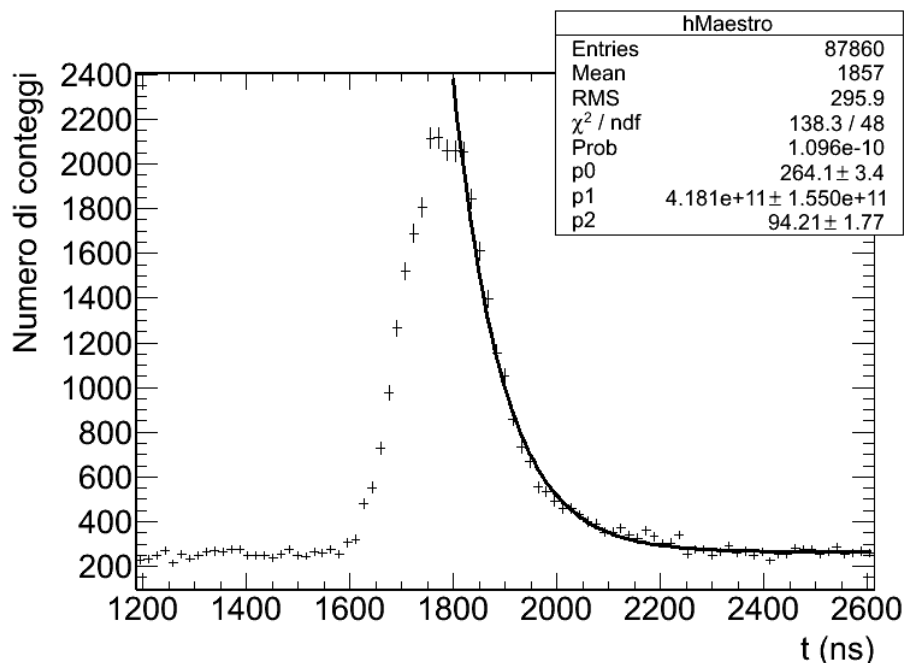


Figura 3.6: I dati ottenuti sono stati fittati utilizzando un'esponenziale sommata a un fondo di rumore. Solo la parte destra della curva è stata considerata per il fit. I parametri del fit sono riportati nel box statistico.

$$\tau = 94.2 \pm 1.8 \text{ ns}$$

3.3 Conclusioni

È stata effettuata la misura della vita media dello stato metastabile del ^{57}Fe ottenuto dal decadimento del ^{57}Co , tramite misura diretta della distanza temporale tra i fotoni che vengono emessi in corrispondenza della creazione (122 KeV) e del decadimento (14 KeV) dello stato stesso. Dai dati risulta evidente la forma esponenziale attesa della curva.

La stima della vita media τ è stata ottenuta sia utilizzando fattori di correzione calcolati da una simulazione Monte Carlo (Sezione 3.1) sia dal fit diretto dei dati con due diverse funzioni (Sezione 3.2). I risultati ottenuti con i diversi metodi sono compatibili tra loro. Una media pesata dei risultati

ottenuti dai fit ci permette di ottenere come stima della vita media pari a:

$$\tau = 90.8 \pm 1.9$$

Tutti i valori ottenuti sono incompatibilmente sottostimati rispetto al valore atteso di $\tau = 141.4$ ns. È stato indagato l'effetto sulla nostra misura indotta da un eventuale drift delle misure temporali discusso in Appendice B tramite simulazione MC. Tale effetto non risulta essere in grado di spiegare una sottostima della vita media.

Appendice A

Difficoltà riscontrate e suggerimenti

Alimentazione ad alta tensione

È sconsigliato utilizzare il Crate NIM che alimenta lo scintillatore ad alta tensione per alimentare anche l'elettronica della catena in quanto genera un rumore molto alto sul segnale del fotodiodo. Soddisfacendo questa richiesta il rumore sul segnale del fotodiodo è ridotto a sufficienza per essere distinguibile dal segnale ed eliminato grazie al trigger dell'oscilloscopio.

Rumore elettronico

Ha richiesto particolare attenzione la disposizione all'interno del laboratorio e l'alimentazione della strumentazione: la collocazione delle spine di alimentazione di generatori ed oscilloscopi non è stata banale. Alcune configurazioni aumentavano notevolmente il rumore elettronico e il ritorno di massa a 50Hz, che si sovrapponeva al segnale del 14 KeV sul fotodiodo, rendendo impossibile la misura. Anche i monitor dei PC nelle vicinanze si sono rivelati fonti di rumore non indifferenti.

Utilizzo del segnale anodico

Per la misura temporale studiata potrebbe essere interessante utilizzare il segnale anodico dello scintillatore, caratterizzato da una salita molto rapida, così da avere più precisione sul tempo di arrivo del fotone da 122 KeV. In questa analisi tale opzione non è stata considerata in quanto si è scelto di ottimizzare la risoluzione energetica dello scintillatore per i motivi spiegati in Sezione ...

Soglia superiore sul SiPD

Per diminuire il rumore di fondo sulla nostra misura è possibile imporre una soglia superiore al segnale del fotodiodo, così da selezionare la finestra energetica di interesse come fatto con lo scintillatore. Nel presente esperimento è stato utilizzato solo un discriminatore con soglia inferiore per motivi di disponibilità della strumentazione. Inoltre studiando lo spettro energetico del fotodiodo si è visto che pochi segnali avevano energia superiore a quella del 14 KeV: la problematica della soglia singola è stata dunque giudicata di minore importanza rispetto ad altre considerate nella relazione.

Appendice B

Studio dell'effetto di drift

In considerazione alla problematica emersa nella Sezione 2.5 riguardo allo spreading del segnale da impulsatore, si effettua uno studio in cui si simula un drift della gaussiana di risoluzione al variare del tempo.

Si suppone che vi siano elementi della catena che processino lo stesso segnale in modi diversi, o abbiano comportamenti differenti in base al tipo di impulso in ingresso. La conseguenza di tale malfunzionamento è un drift nel valore del ritardo fissato. La curva di decadimento di troverebbe quindi convoluta ad una funzione di risoluzione complessa, formata da più gaussiane variabili nel tempo.

Drift discreto

In questo test la distanza tra le due gaussiane di distorsione generate è variata tra 0 e 500 ns (spettri in Figura B.1). La frequenza e le caratteristiche di tale processo sono suggerite dai risultati ottenuti col pulser in Figura 2.9.

Da un fit della parte destra della curva sono stati estrapolati i valori della vita media stimata riportati in Tabella B.1. Considerando un range di ritardi tra 0 e 100 ns e la parte discentente della distribuzione, l'errore legato a tale effetto, è stimabile attorno ai 7 ns.

delay drift (ns)	τ ns
500	136
250	175
200	153
125	169
100	147
75	153
30	154
0	153

Tabella B.1: Vite medie calcolate al variare dell'effetto di drift

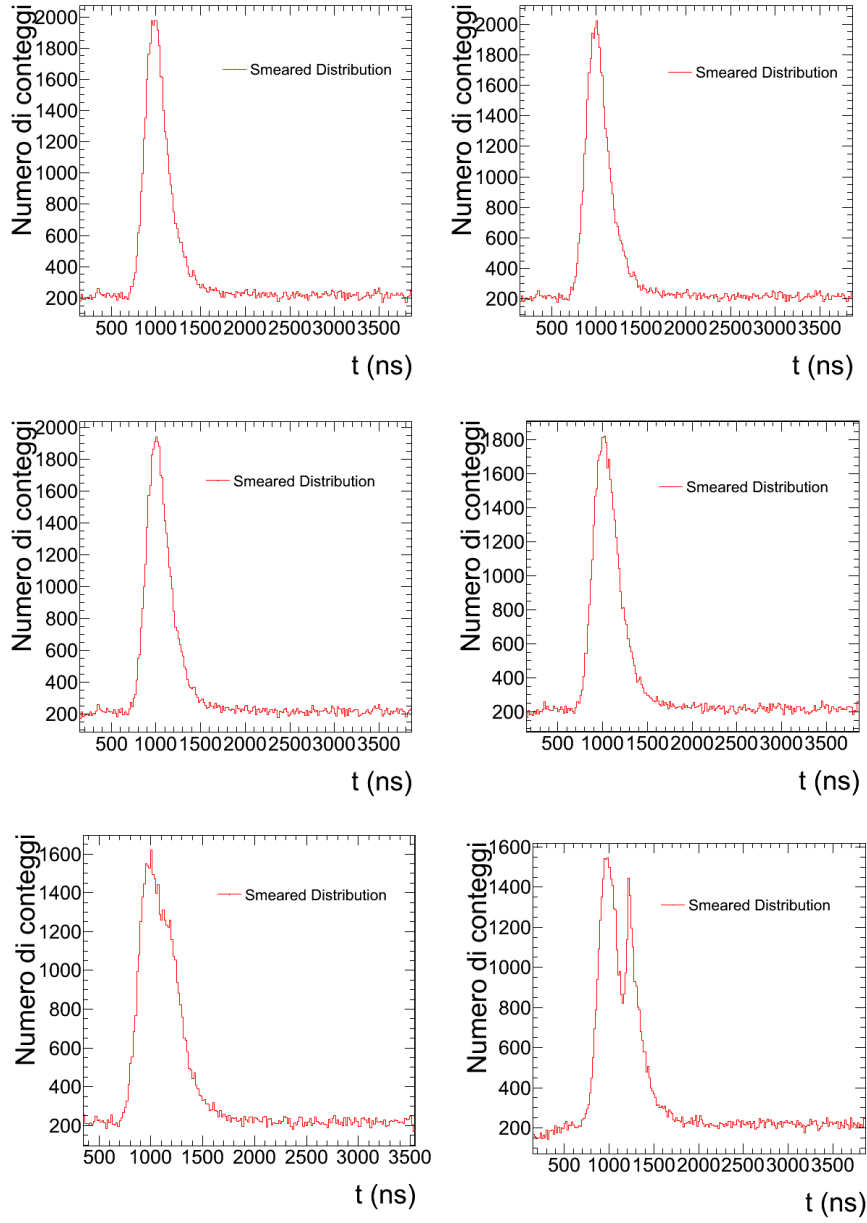


Figura B.1: Spettri simulati con drift discreto (valori di ritardo 0, 30, 75, 125, 250, 500 ns).

Drift continuo

Supponendo che all'interno della catena elettronica vi siano elementi a causa dei quali il ritardo tra il segnale dei due rami cambi in modo continuo col passare del tempo e' stato stimato simulando tale processo al variare dell'ampiezza di drift.

Ogni 1000 conteggi è variato il ritardo associato alla coincidenza tra i valori di 0.1 e 0.7 ns; i risultati ottenuti sono riportati in Figura B.2.

Da un fit della parte destra della curva sono stati estrapolati i valori della vita media stimata riportati in Tabella. L'errore legato a tale effetto, nel caso venga considerata solo parte discendente della distribuzione e' stimabile attorno ai 6 ns.

delay drift (ns)	τ ns	σ_{τ}
0.0	147.3	1.7
0.1	145.2	1.9
0.2	155.8	2.1
0.3	150.7	2.6
0.4	154.4	3.3
0.5	158.1	3.2
0.7	155.6	5.6

Si osserva che la stima della vita media non varia sensibilmente in quanto la parte destra della curva non cambia la propria forma, aumenta tuttavia l'errore ad essa associato.

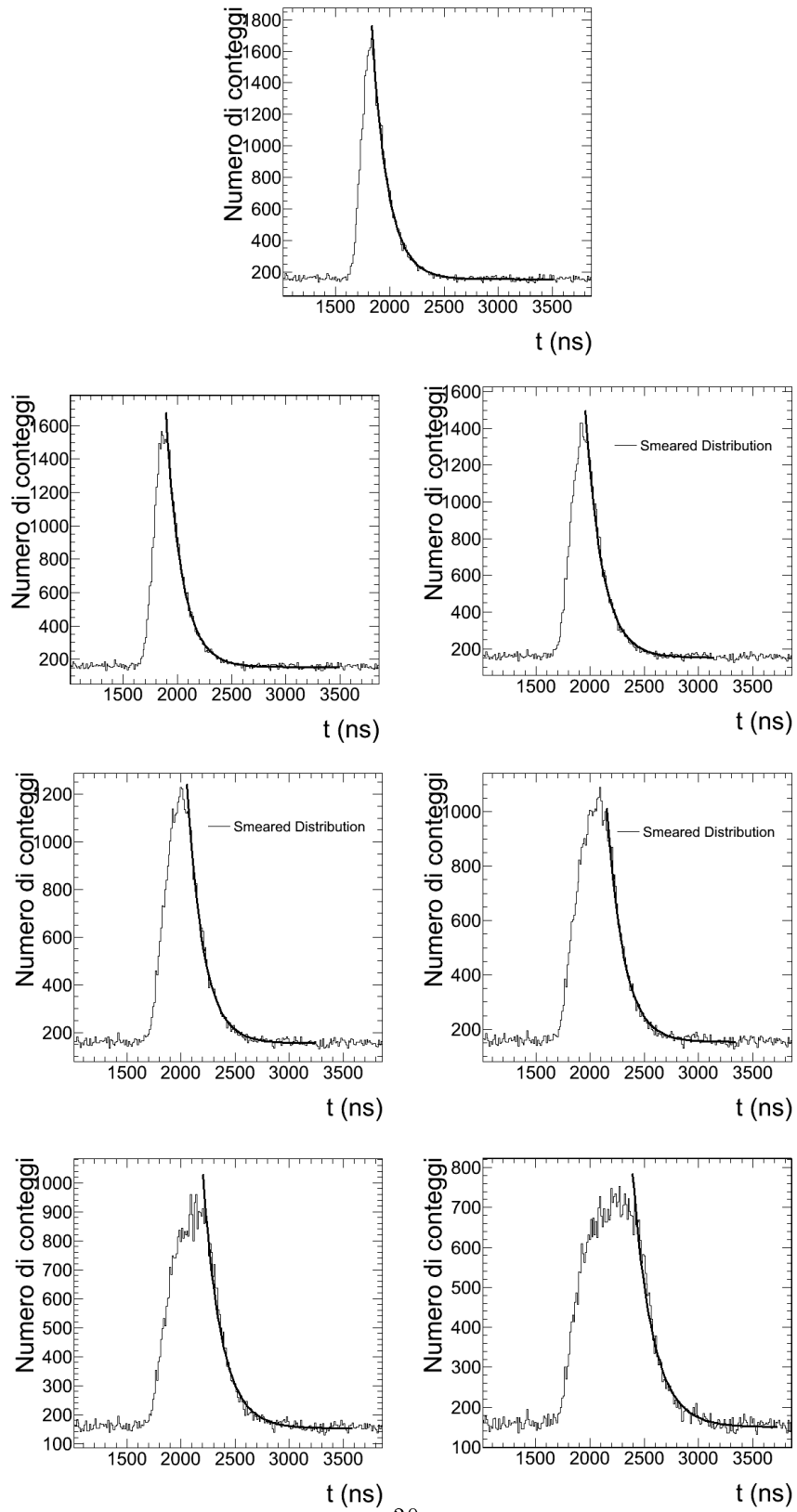


Figura B.2: Spettri simulati con drift continuo (valori di ritardo 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.7 ns ogni 1000 conteggi).

Bibliografia

- [1] H.R.Lemmer, O.J.Segaert, M.A.Grace, *The decay of Cobalt 57*, Proceeding of the Physical Society, 1955.
- [2] G.F.Knoll, *Radiation detection and measurements, 3rd edition*, Wiley & Sons.
- [3] ROOT analysis framework, <http://root.cern.ch/drupal/>.
- [4] RooUnfold, <http://hepunix.rl.ac.uk/adye/software/unfold/RooUnfold.html>