

Università degli Studi di Milano-Bicocca



FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E
NATURALI

Corso di Laurea Magistrale in Fisica

Misura del tempo di vita medio
dello stato metastabile $^{57}\text{Fe}^*$ nel
decadimento del ^{57}Co

Docenti:

Prof. Brofferio Chiara

Prof. Terranova Francesco

Studenti:

Beretta Mattia

Bologna Simone

Marrocchio Riccardo

Indice

1	Introduzione	3
1.1	Strategia di misura e apparato sperimentale	4
1.1.1	Rivelatori di radiazione	4
1.1.2	Catene elettroniche dei rivelatori	5
1.1.3	MCA	6
1.1.4	Misuratore di tempo	7
1.1.5	Sorgenti radioattive utilizzate	8
2	Misura del tempo di vita medio con due scintillatori	9
2.1	Ottimizzazione degli scintillatori	9
2.1.1	Ricerca della tensione di alimentazione ottimale	9
2.1.2	Ricerca della formatura ottimale	11
2.2	Selezione delle soglie energetiche	13
2.3	Ottimizzazione catena temporale	15
2.4	Misure di vita media	17
3	Conclusioni	22
A	Misure con fotodiode	23
A.1	Ricerca della tensione di lavoro	23
A.2	Scelta dello shaping time	24
A.3	Caratterizzazioni temporali	24
A.4	Problemi al contorno	26
B	Misure con rivelatore al Germanio	28
B.1	Studio in energia	29
B.2	Studio in tempo	31
B.3	Misure di vita media	31
C	Misura del tempo di vita dello stato metastabile del $^{44}\text{Sc}^*$ nel decadimento del ^{44}Ti	33
D	Studio della riga a 511 keV dovuta al decadimento del positronio	35

Capitolo 1

Introduzione

Il ^{57}Co decade per cattura elettronica su un livello eccitato del ^{57}Fe . Diseccitandosi passa attraverso uno stato metastabile identificato da due emissioni γ da 122.06 keV e 14.41 keV in sequenza (vedi fig. 1.1). L'obiettivo della misura è determinare il tempo di vita medio di questo stato metastabile.

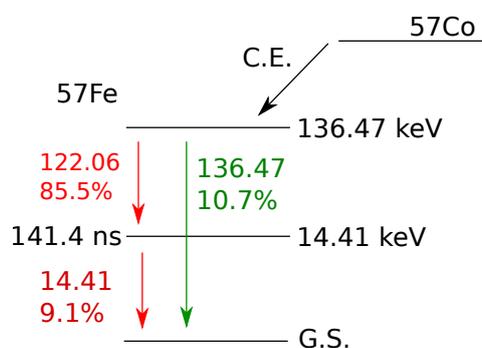


Figura 1.1: Il decadimento per cattura elettronica del ^{57}Co avviene nel 99.8% dei casi su uno stato eccitato, che si diseccita emettendo un singolo fotone da 136 keV con un branching ratio del 10.7% o tramite un fotone da 122 keV con un branching ratio dell' 85.5%. Il fotone da 122 keV porta il nucleo su un livello eccitato a 14 keV che nel 9.2% dei casi si diseccita tramite emissione radiativa, mentre nel 90.8% tramite conversione interna. Questa caratteristica rende complessa la misura, vista la bassa efficienza di molti rivelatori a bassa energia e il basso branching ratio del processo cercato.

La misura prevede di rivelare i fotoni da 122 keV e da 14 keV, calcolare la differenza di tempo tra i due segnali e ottenere una distribuzione esponenziale, da cui ricavare il tempo di vita medio dello stato (τ) tramite una procedura di fit con la legge dei decadimenti radioattivi, data da

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

1.1 Strategia di misura e apparato sperimentale

L'apparato sperimentale impiegato per questa misura è:

- Due rivelatori di radiazione
- Due catene elettroniche di time pick-off
- Un MCA
- Un misuratore di tempo

Queste categorie generali vanno ottimizzate in vista delle caratteristiche della misura, date le difficoltà relative alla rivelazione del fotone da 14 keV. In figura 1.2 è riportato il diagramma schematico del setup sperimentale.

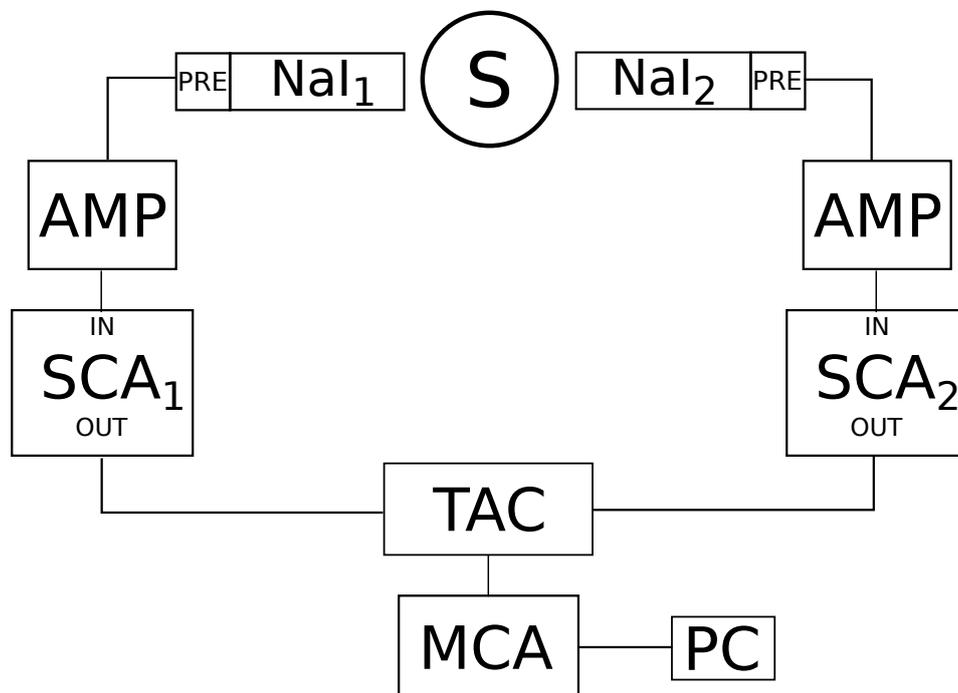


Figura 1.2: Schema sperimentale per la misura di intervalli temporali. S indica la generica sorgente di studio

1.1.1 Rivelatori di radiazione

I rivelatori indicati per questa misura sono:

Scintillatore a ioduro di sodio per il fotone da 122 keV,

Fotodiodo al silicio per il fotone da 14 keV, vista la sua maggiore efficienza a basse energie.

Il fotodiodo in dotazione al laboratorio ha presentato dei problemi (Vedi Appendice A) che ci hanno spinto ad accantonarlo a favore di uno scintillatore a ioduro di sodio a finestra sottile, in grado di rivelare il fotone a 14 keV. Questa scelta permette di effettuare la misura, anche se con difficoltà maggiori dovute alla scarsa efficienza a basse energie dello scintillatore.

In particolare, abbiamo utilizzato:

- Scintillatore a finestra sottile 4I4/2S3 Ametec Alpha Spectra con fotomoltiplicatore Ortec 276 (comprende il preamplificatore),
- Scintillatore standard 2M2/2 Ortec con fotomoltiplicatore Ortec 276 (comprende il preamplificatore).

Per comodità di notazione, abbiamo scelto di utilizzare la seguente nomenclatura:

NaI1: Scintillatore a finestra sottile,

NaI2: Scintillatore standard,

SiPD: Fotodiodo al Silicio.

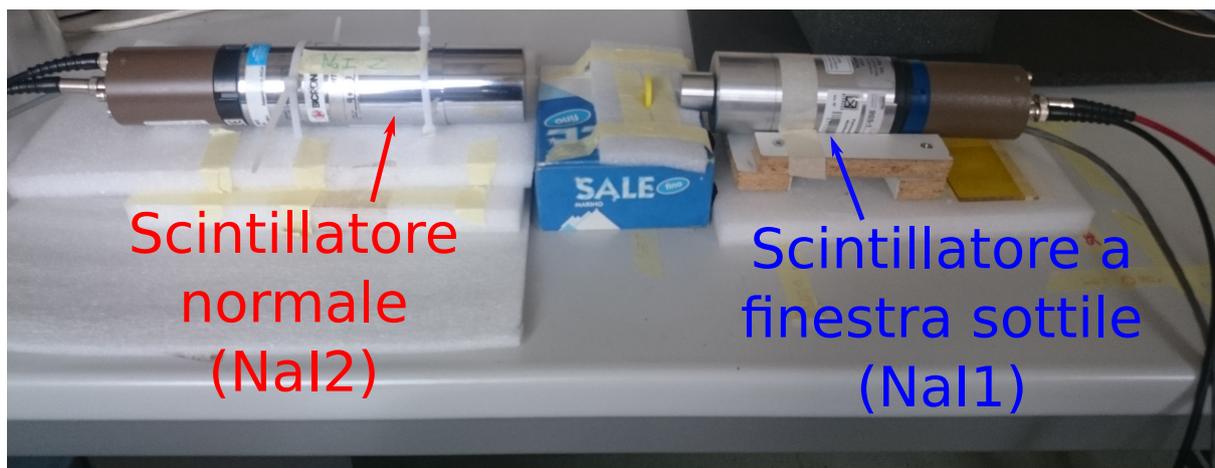


Figura 1.3: Posizionamento degli scintillatori per la misura di tempo.

1.1.2 Catene elettroniche dei rivelatori

La catena elettronica dei due rivelatori¹ è composta da:

- Alimentatore
- Amplificatore
- Trigger

¹In questa sezione verrà trattata solamente l'elettronica relativa agli scintillatori. Si rimanda all'appendice A per quella di SiPD

L'alimentazione degli scintillatori è stata fornita tramite *HV power supply Ortec 556*.

Gli **amplificatori** utilizzati hanno una buona variabilità nella scelta della formatura e sono progettati per effettuare misure temporali. In particolare sono stati utilizzati:

- *Timing Filter Amplifier 474 Ortec*, per NaI1
- *Fast Filter Amplifier 579 Ortec*, per NaI2

Come **sistema di trigger** è stato utilizzato un Timing Single Channel Analyzer (TISCA), che permette di effettuare un trigger constant fraction su una finestra di energia. In particolare è stato utilizzato il *TISCA 551 Ortec*, che fa scattare il trigger quando il fronte di discesa cala del 50% rispetto al valore massimo dell'impulso. Questo modulo consente anche di ritardare di un tempo fisso l'impulso di trigger rispetto all'effettivo superamento della soglia. Questa funzionalità può essere utilizzata per introdurre degli offset e posizionare le strutture all'interno dello spettro temporale.

1.1.3 MCA

La scelta del MCA è legata a due caratteristiche: il tempo morto e il risettime minimo accettabile. Inizialmente è stata utilizzata la scheda di acquisizione *TRUMP-PCI 8k Multichannel Buffer Card*, corredata al software MAESTRO, caratterizzata da un tempo morto di $8 \mu\text{s}$ e in grado di lavorare con impulsi di almeno 200 ns di risettime. Queste specifiche impediscono di lavorare con sorgenti ad elevata attività e con formature temporalmente spinte; pertanto è stato scelto di utilizzare il *MCA Caen 957*, caratterizzato da un tempo morto di $4.8 \mu\text{s}$ e da un risettime minimo di 100 ns. Di seguito (fig. 1.4) è riportata la caratterizzazione della linearità del MCA Caen.

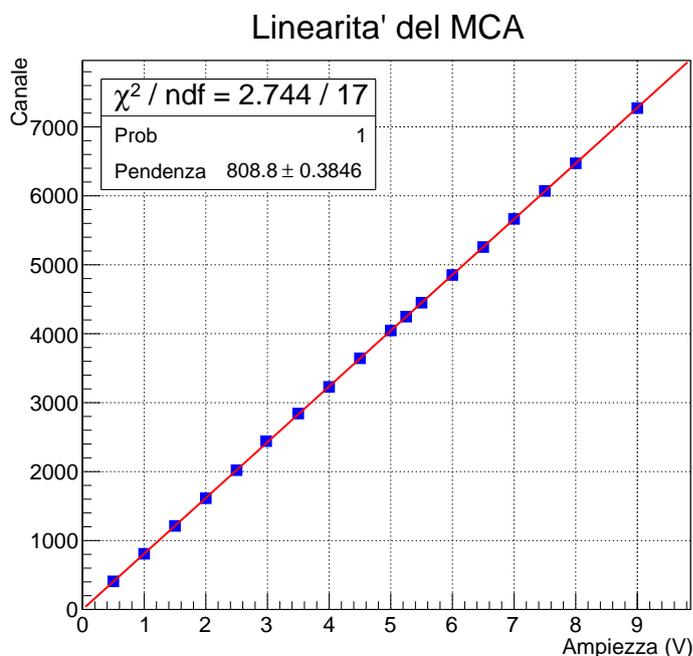


Figura 1.4: Emerge chiaramente il comportamento lineare del MCA, esteso a tutti i canali di utilizzo. La caratteristica è stata misurata inviando al modulo onde quadre di tensione variabile prodotte con il generatore di funzioni *Tektronix AFG310* e controllando in quale canale venivano accumulati i conteggi.

1.1.4 Misuratore di tempo

Per misurare il tempo tra il segnale a 122 keV e 14 keV è stato utilizzato un Time to Amplitude Converter (TAC), che riceve come segnali di START e STOP gli output dei moduli SCA. In particolare è stato impiegato il *TAC 457 Ortec*, utilizzato con diversi valori di fondo scala.

Calibrazione TAC

Per calibrare il TAC è stato utilizzato il metodo schematizzato in figura 1.5 operando i seguenti passaggi:

1. tramite un generatore di funzioni viene generata un'onda quadra inviata come start al blocco superiore di un dual timer (DT);
2. dal blocco superiore del DT sono estratti due segnali contemporanei: OUT, utilizzato come start del TAC, e ANTI-OUT, utilizzato come start del secondo blocco del DT;
3. l'uscita OUT del secondo blocco di DT è ritardata tramite i potenziometri del modulo e inviata come STOP al TAC;
4. lo spettro dei segnali prodotti dal TAC viene acquisito tramite MCA, ricavando una misura in canali dell'intervallo di tempo;
5. il valore corrispondente in tempo viene ricavato visualizzando i segnali di START e STOP con l'oscilloscopio e misurando con i cursori la loro distanza temporale. L'errore associato a questa misura è dato dalla sensibilità dei due cursori.

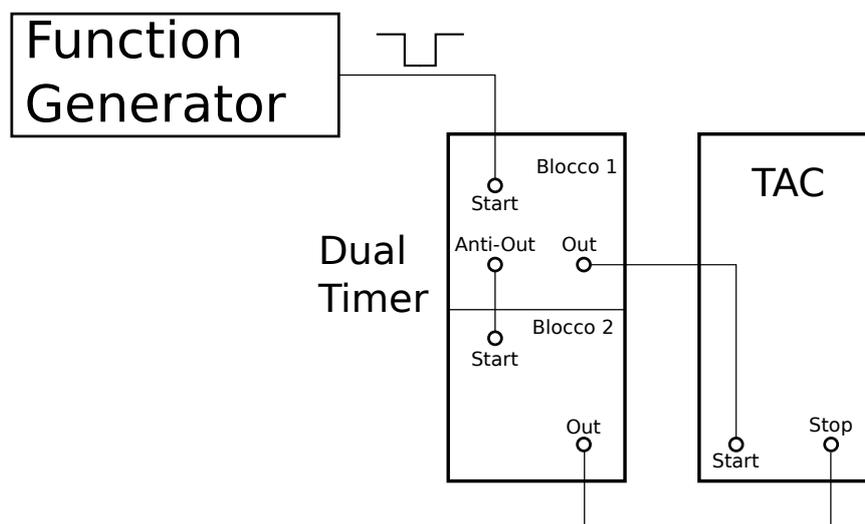


Figura 1.5: Schema dell'elettronica per la calibrazione del TAC

Questa procedura è stata ripetuta per due valori differenti di fondo scala del TAC, utilizzati in diversi momenti della misura per avere disponibili diverse regioni temporali. I risultati ottenuti per la misura a 2000 ns sono riportati in figura 1.6.

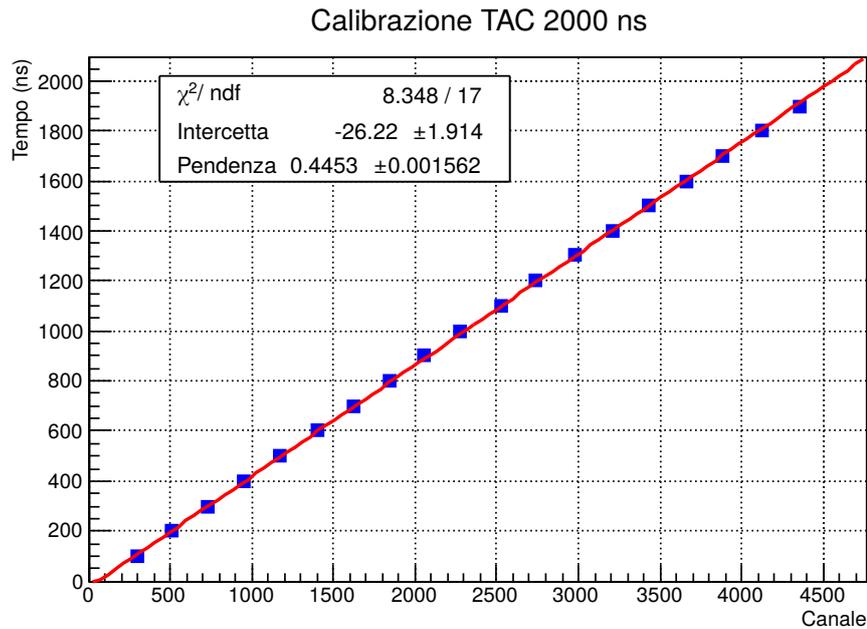


Figura 1.6: La calibrazione del TAC dimostra la linearità dello strumento e permette di notare che il range dinamico effettivo è inferiore a quello previsto, effetto poi riscontrato negli spettri temporali.

1.1.5 Sorgenti radioattive utilizzate

Durante le diverse fasi dell'esperimento sono stati utilizzati i seguenti isotopi:

^{57}Co per misura di vita media e per calibrazione;

^{22}Na per caratterizzare i sistemi temporali attraverso le coincidenze prompt a 511 keV (γ);

^{241}Am per calibrazione in regioni intermedie dello spettro, grazie alla riga a 59 keV (γ);

^{228}Th per calibrazione, soprattutto con le righe a 238 keV (γ) e 583 keV (γ).

Capitolo 2

Misura del tempo di vita medio con due scintillatori

Date le valutazioni in sezione 1.1 e appendice A, si è proceduto a effettuare la misura con la configurazione rappresentata in figura 1.2 (pag. 4), utilizzando due scintillatori (NaI1 e NaI2) per misurare i fotoni che contraddistinguono lo stato metastabile.

2.1 Ottimizzazione degli scintillatori

Le procedure di ottimizzazione sono state svolte su NaI1 e i risultati ottenuti sono stati successivamente applicati anche a NaI2, senza ulteriori studi.

2.1.1 Ricerca della tensione di alimentazione ottimale

Come tensione di lavoro degli scintillatori è stata scelta l'alimentazione con la quale, a parità di shaping time, si è ottenuta la risoluzione energetica percentuale migliore per il picco a 122 keV del ^{57}Co . La risoluzione è stata valutata stimando la FWHM del picco a 122 keV tramite il fit dei dati con una somma di tre gaussiane sovrapposte a un fondo esponenziale e lineare (fig. 2.2). Le tre gaussiane tengono conto del picco a 122 keV, del picco a 136 keV e della deformazione della line shape del picco dovuta alla rivelazione di fotoni diffusi dall'ambiente. Le FWHM ottenute hanno un andamento parabolico in tensione, i cui parametri sono stimabili mediante un fit (vedi fig. 2.1). Ottenute queste informazioni, è possibile ricavare la tensione ottimale tramite il calcolo della posizione del vertice della parabola. Vista la precisione del modulo di alimentazione degli scintillatori, tuttavia, è stata scelta come tensione di lavoro

$$HV_{\text{opt}} = 750 \text{ V}$$

per la quale

$$\text{FWHM}_{\text{NaI1}} = 10\% \quad @ \quad 122 \text{ keV} \quad \text{FWHM}_{\text{NaI2}} = 9\% \quad @ \quad 122 \text{ keV}$$

Andamento della FWHM% in funzione dell'alta tensione

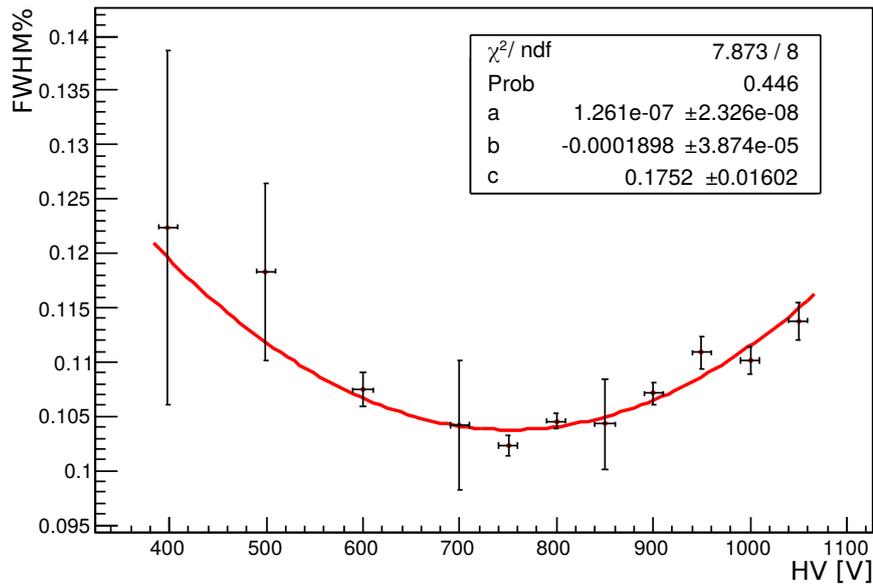


Figura 2.1: L'andamento si adatta bene ad una parabola, da cui si può ricavare un valore di tensione ottimale di 752,6 V. Il generatore di tensione disponibile, però, è limitato al volt di precisione, pertanto tale valore è stato arrotondato a 750 V.

Spettro 57Co misurato con NaI1

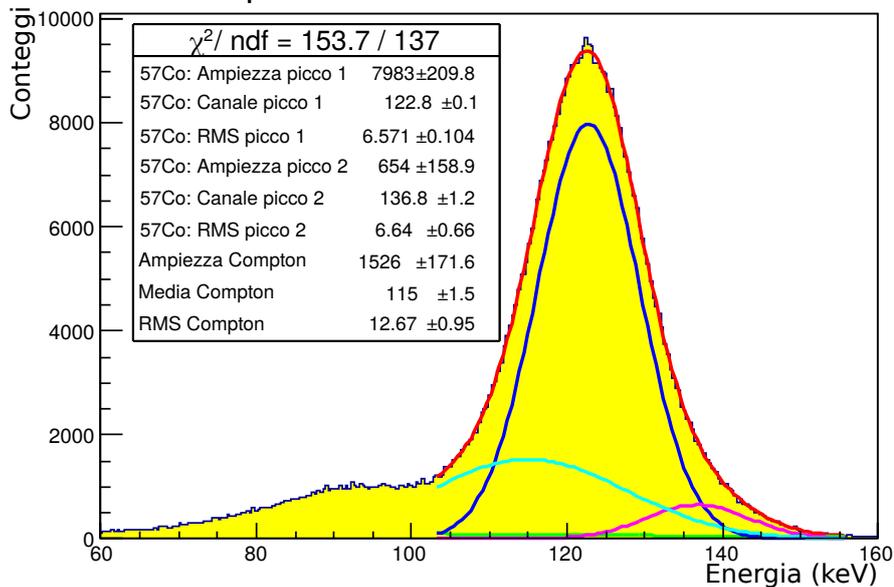


Figura 2.2: La struttura è stata interpolata con un fondo esponenziale e lineare (verde), una gaussiana per il picco a 122 keV (blu), una gaussiana per il picco a 136 keV (rosa) e una gaussiana che tiene conto delle deformazioni della line shape dovute al Compton su ambiente (azzurro). L'adattamento ai dati è buono e i rapporti tra le stime dei parametri sono coerenti con le proprietà dei decadimenti visualizzati (BR e σ).

2.1.2 Ricerca della formatura ottimale

La formatura da dare agli impulsi dei rivelatori deve essere scelta per ottenere la migliore risoluzione temporale e energetica possibile. Questa scelta è vincolata anche dalle caratteristiche della catena di rivelazione utilizzata, date le specifiche di input o output dei diversi moduli.

Nella misura da noi effettuata, è stato deciso di scegliere la formatura del segnale indipendentemente dagli studi di risoluzione¹ cercando di avere segnali più veloci possibili, compatibilmente con le caratteristiche dell'elettronica.

I vincoli che sono stati posti sono:

- $\tau_{\text{Salita}} > 100$ ns, per compatibilità con MCA,
- $\text{Lunghezza}_{\text{Segnale}} > 200$ ns, per compatibilità con SCA,
- $\tau_{\text{Salita}} > \tau_{\text{Discesa}}$, per avere la maggior amplificazione possibile dei segnali e visualizzare al meglio il picco a 14 keV.

La formatura scelta per i due scintillatori, quindi, è una semigaussiana ($\text{CR} - (\text{RC})^n$) con

$$\tau_{\text{Salita}} = 100 \text{ ns} \quad \tau_{\text{Discesa}} = 500 \text{ ns}$$

Abbinata alla massima amplificazione possibile, questa configurazione fa coincidere il fondo scala dell'MCA con 190 keV circa. In queste condizioni, il picco a 14 keV è distinto al meglio dalla regione dello spettro a cui contribuisce il rumore elettronico, rendendone più facile la selezione.

In figura 2.3 sono riportati gli spettri acquisiti con i setting ottimali. L'identificazione delle spalle Compton è stata possibile grazie alle misure riportate in appendice B.

¹Questa scelta è stata supportata dall'evidenza che la risoluzione degli scintillatori è poco dipendente dallo shaping time, emersa in uno studio di risoluzione rispetto a formatura gaussiana simmetrica.

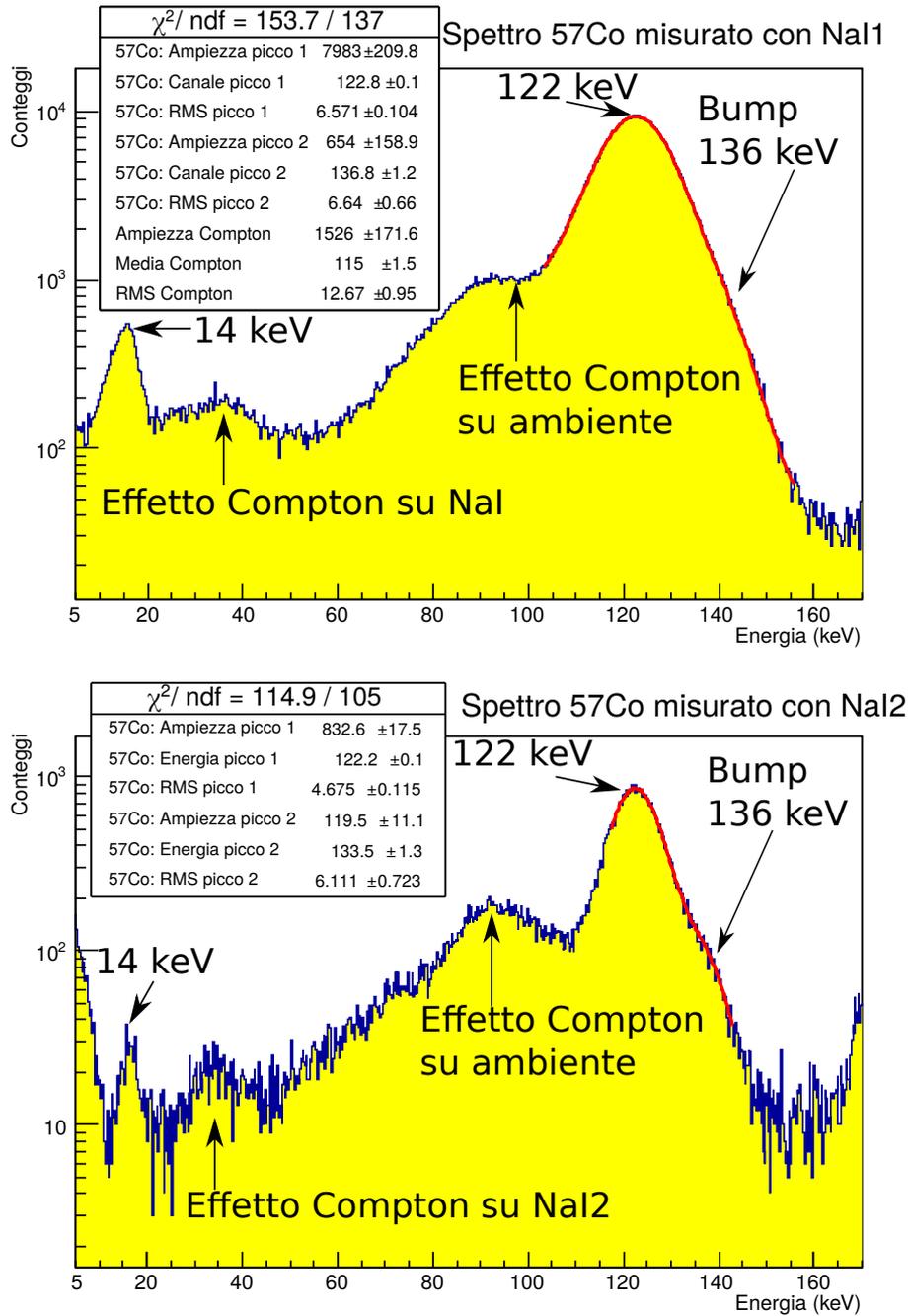


Figura 2.3: Nello spettro di NaI1 il picco a 14 keV è ben evidente rispetto allo spettro di NaI2, motivando quindi la scelta di NaI1 come rivelatore per misurare il fotone a 14 keV. Il box di parametri è relativo al fit fatto sulla struttura derivata dalla sovrapposizione delle righe a 122 keV e 136 keV, dovuta alla bassa risoluzione degli scintillatori. La funzione utilizzata per NaI1 è la somma di due fondi, uno esponenziale e uno lineare, a cui sono sovrapposte tre gaussiane che rappresentano il picco a 122 keV, il picco a 136 keV e l'influenza sulla line shape del prolungamento della spalla Compton. Per NaI2, invece, la funzione utilizzata è la somma di un fondo e di due sole gaussiane. Per *effetto Compton su ambiente* si intende un fotone rivelato dopo aver subito uno scattering con l'ambiente.

2.2 Selezione delle soglie energetiche

Per impostare le soglie dello SCA è possibile scegliere tra due metodi:

1. procedura di **self gating**
2. selezione tramite **spettro differenziale**

Self Gating

La selezione delle soglie tramite self gating avviene utilizzando l'output dello SCA come gate per l'acquisizione del MCA. In questo modo è possibile controllare la porzione di spettro digitalizzata agendo sull'impostazione delle soglie dello SCA. Nella pratica si sdoppiano i segnali dell'amplificatore inviandoli contemporaneamente a SCA e MCA e si utilizza il segnale in uscita dallo SCA come finestra di acquisizione per il MCA. Le soglie impostate tramite SCA sono, quindi, fatte variare fino a che nello spettro visualizzato a PC risulta presente solo la struttura che si vuole selezionare.

Il problema fondamentale di questo metodo risiede nel tempo di processazione dello SCA, che postpone l'arrivo del gate al MCA rispetto all'arrivo dell'impulso da selezionare. Per questo motivo il self gating è una procedura attuabile solo utilizzando lo SCA come un trigger *leading edge* (in modo da minimizzare il tempo di processazione dei segnali) e ritardando tramite cavi il segnale amplificato. Come ulteriore problema, il MCA Caen richiede che il gate contenga tutto il segnale e anche una parte della baseline precedente, senza la quale non è in grado di digitalizzare correttamente l'energia dell'impulso. Come conseguenza è necessario utilizzare un dual timer in modo da allargare gli impulsi di gate emessi dal SCA, andando a aumentare il ritardo necessario per il segnale da digitalizzare.

Visti i difetti di questa procedura, è stato deciso di abbandonarla a favore della selezione con spettro differenziale, che consente di utilizzare lo SCA come un trigger *constant fraction*.

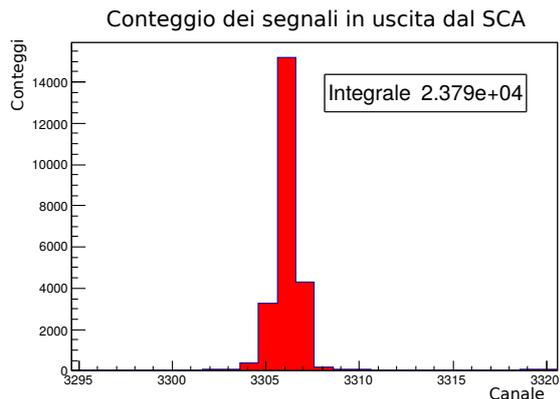
Si è scelto, però, di mantenere sdoppiate le uscite degli amplificatori, in modo tale da poter controllare in ogni momento tramite oscilloscopio lo stato dei segnali senza operare modifiche sulle connessioni tra moduli. Questa configurazione permette anche di verificare visivamente la corrispondenza tra segnale di trigger dello SCA e impulso misurato, dando la possibilità di controllare l'aspetto delle forme d'onda selezionate.

Selezione tramite spettro differenziale

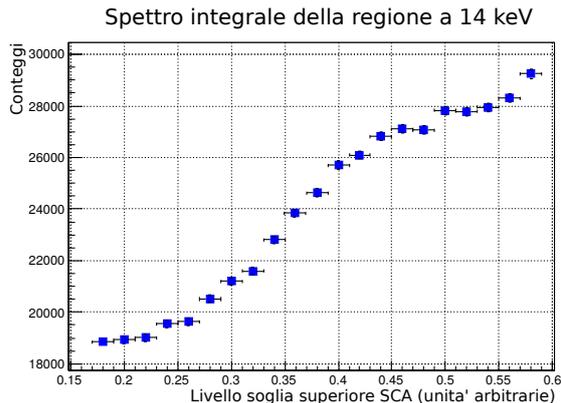
La selezione con spettro differenziale è effettuata ricostruendo lo spettro del MCA canale per canale, utilizzando i potenziometri dello SCA per selezionare le energie.

L'operazione consta di due fasi:

1. ricostruzione dello spettro integrale tramite SCA, in funzione della soglia impostata con il potenziometro (fig. 2.4)
2. ricostruzione dello spettro differenziale come differenza tra due misure successive dello spettro integrale.



(a) Conteggi del generatore triggerato



(b) Spettro integrale in unità di potenziometro

Figura 2.4: Lo Spettro integrale (2.4b) è ottenuto raccogliendo conteggi a tempo fissato (2.4a) al variare di ULD e LLD.

Operativamente questa selezione è effettuata utilizzando il segnale dello SCA come trigger di un generatore di funzioni, il cui output è inviato al MCA². Tramite SCA si seleziona il range energetico in cui contare gli impulsi, mentre il ruolo del MCA è produrre uno spettro il cui integrale vale:

$$\text{Conteggi}_{\text{MCA}} = \int_{\text{LLD}}^{\text{ULD}} \frac{dN}{dE} dE$$

dove LLD (Lower Level Discrimination) e ULD (Upper Level Discrimination) sono rispettivamente le soglie inferiore e superiore selezionate sullo SCA.

Per determinare le soglie che definiscono la regione di interesse sono stati effettuati i seguenti passaggi:

- si ricostruisce lo spettro al variare di LLD, fissando ULD al valore massimo, fino a identificare l'inizio della regione di interesse;
- mantenendo fisso LLD al valore trovato nel passo precedente, si diminuisce ULD fino a raggiungere la fine della regione di interesse.

Dagli spettri ottenuti (vedi fig. 2.5) è quindi possibile selezionare sia un livello inferiore che un livello superiore tramite i quali impostare la finestra in cui lo SCA triggera gli impulsi. Questa selezione è precisa e permette di sfruttare al meglio tutte le funzionalità fornite dal modulo SCA, come la possibilità di ritardare il segnale di trigger.

²Dato che il MCA non è in grado di digitalizzare impulsi con un fronte di salita troppo ripido, è stato necessario utilizzare un segnale triangolare prodotto da un generatore di funzioni.

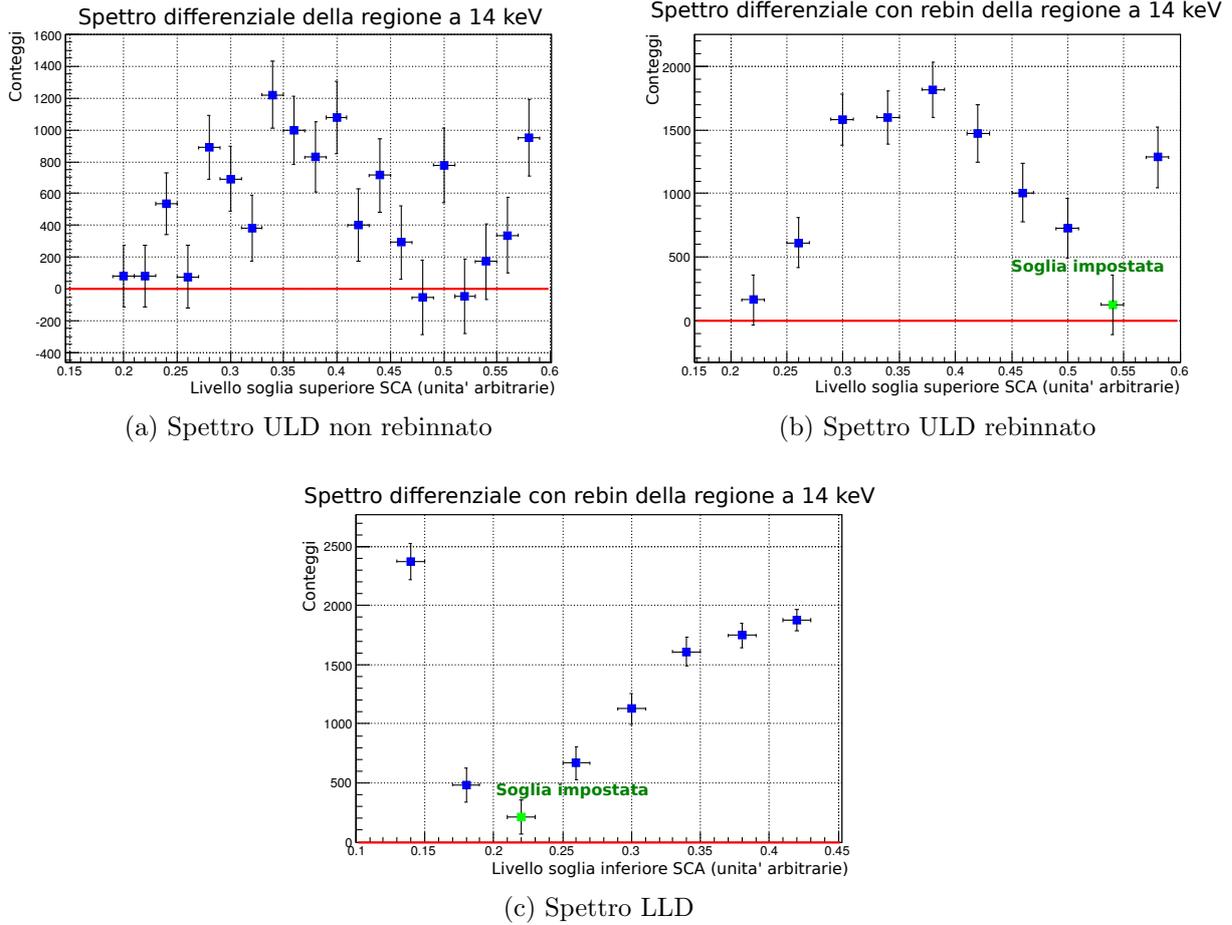


Figura 2.5: Sono riportati gli spettri differenziali realizzati per il rivelatore NaI1 nella zona del 14 keV. Una volta realizzati questi grafici, è semplice selezionare le soglie (punti in verde) identificando l’inizio e la fine della regione di interesse. In 2.5a si nota la necessità, quando si giunge a scatti fini di potenziometro, di rebinnare lo spettro differenziale ottenuto, in modo tale da ridurre le fluttuazioni statistiche, legate al basso numero di conteggi.

2.3 Ottimizzazione catena temporale

La catena di acquisizione temporale è stata caratterizzata misurando la risoluzione dipendentemente e indipendentemente dai rivelatori³.

Risoluzione dell’elettronica

La risoluzione elettronica è stata valutata misurando l’intervallo di tempo necessario per il processamento dei segnali da parte della catena elettronica. Nella pratica sono state prodotte due onde quadre: la prima inviata come START al TAC e la seconda utilizzata come impulso di test del preamplificatore di NaI1. La risposta del preamplificatore a questo impulso, una volta amplificata, viene inviata allo SCA, che fornisce lo STOP del

³Queste prove sono risultate determinanti per l’esclusione del SiPD, come riportato in appendice A

TAC. Studiando lo spettro temporale prodotto dal TAC è possibile valutare la risoluzione temporale della sola elettronica.

Risoluzione temporale della catena elettronica di NaI1

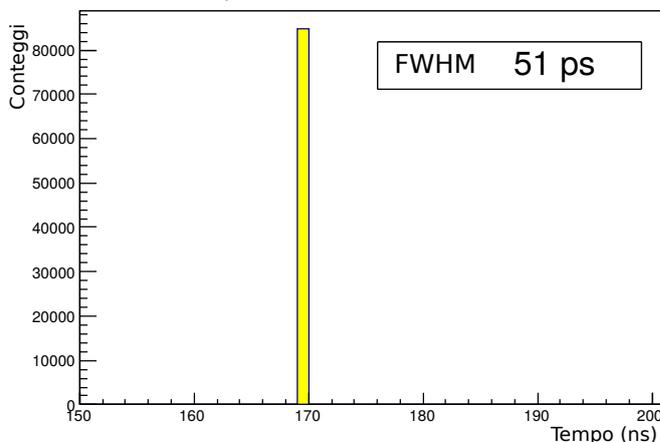


Figura 2.6: Si nota la buona risoluzione della catena elettronica di NaI1

Il risultato (vedi fig. 2.6) è uno spettro estremamente piccato, dal quale si ricava

$$\text{FWHM}_{t\text{-elettronica}} = 51 \text{ ps}$$

Questa misura è connessa al circuito di test del preamplificatore, pertanto permette di evidenziare eventuali anomalie nella risposta dei circuiti. In particolare, è emerso che il test del preamplificatore di NaI2 è problematico: risulta difatti impossibile realizzare questa misura con quel rivelatore.

Risoluzione con rivelatore

Per quotare la risoluzione al netto del rivelatore, è stato misurato lo spettro temporale delle coincidenze gamma prompt del decadimento del positronio. Come sorgente è stato utilizzato il ^{22}Na , misurato con la configurazione di figura 1.2 (pag.4). Per selezionare il picco è stata utilizzata la modalità integrale dello SCA, con un livello di discriminazione in grado di escludere la parte a basse energie acquisendo solo il picco a 511 keV. La soglia è stata determinata con il metodo differenziale descritto in 2.2.

Lo spettro temporale risultante (fig. 2.7) è gaussiano e permette di stimare la risoluzione con un fit, da cui si ottiene

$$\text{FWHM}_t = 33 \text{ ns}$$

Questo risultato certifica che il metodo di misura scelto è sufficientemente sensibile per misurare il tempo di vita medio, noto essere $\tau = 140 \text{ ns}$. Dal confronto con il valore di ottenuto per la sola elettronica, si può dedurre che il rivelatore rappresenta il contributo principale alla risoluzione temporale.

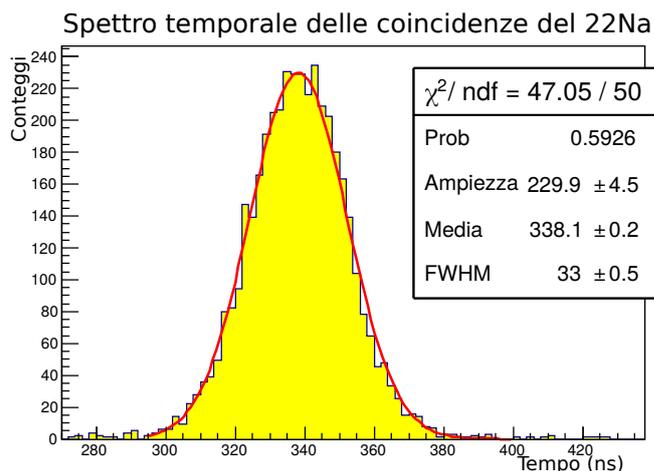


Figura 2.7: Si nota l'andamento gaussiano e la buona qualità del fit.

2.4 Misure di vita media

La misura è stata effettuata con la seguente configurazione di figura 1.2 (pag.4), utilizzando NaI1 per rivelare il fotone a 14 keV e NaI2 quello a 122 keV.

Le misure del decadimento sono state effettuate in due configurazioni diverse:

Diretta segue la catena di decadimento: 122 keV dà lo START, 14 keV dà lo STOP;

Inversa va in senso contrario al decadimento: 14 keV dà lo START, 122 keV dà lo STOP.

La configurazione inversa riduce il tempo morto della catena, dato che attiva il TAC solo dopo la ricezione di un fotone a 14 keV, raccolto con una statistica molto inferiore rispetto al 122 keV. Gli spettri ottenuti per le due configurazioni sono riportati in figura 1.1. Tutte le misure sono state effettuate sia con fondoscala del TAC pari a 1000 ns che a 2000 ns. Di seguito abbiamo scelto di riportare solo l'analisi degli spettri raccolti in diretta con fondoscala di 2000 ns, vista l'analogia delle operazioni effettuate sui diversi spettri.

Per stimare la costante di tempo dell'esponenziale (τ) è stato tentato il fit con la funzione

$$\text{Conv}(t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \otimes \exp\left[-\frac{(t - \text{Media})^2}{\sigma^2}\right] + C$$

che tiene conto dell'effetto della risoluzione temporale sullo spettro del decadimento esponenziale⁴ e del fondo costante di coincidenze accidentali.

Il risultato (vedi fig. 2.9) esclude che la curva teorica si adatti ai dati. L'ipotesi fatta è che al segnale sia sovrapposto un fondo non costante che deforma l'aspetto della curva di coincidenza.

⁴Per calcolare la convoluzione è possibile utilizzare il pacchetto *RooFit*, che implementa il calcolo automatico di convoluzioni, o inserire in *Root* la forma analitica della convoluzione normalizzata, data da

$$\text{Conv}(t) = C + \frac{A}{2} \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau} + \frac{\sigma^2}{2\tau^2}\right) \left[1 + \text{erf}\left(\frac{t - t_0 - \sigma^2/\tau}{\sqrt{2}\sigma}\right)\right]$$

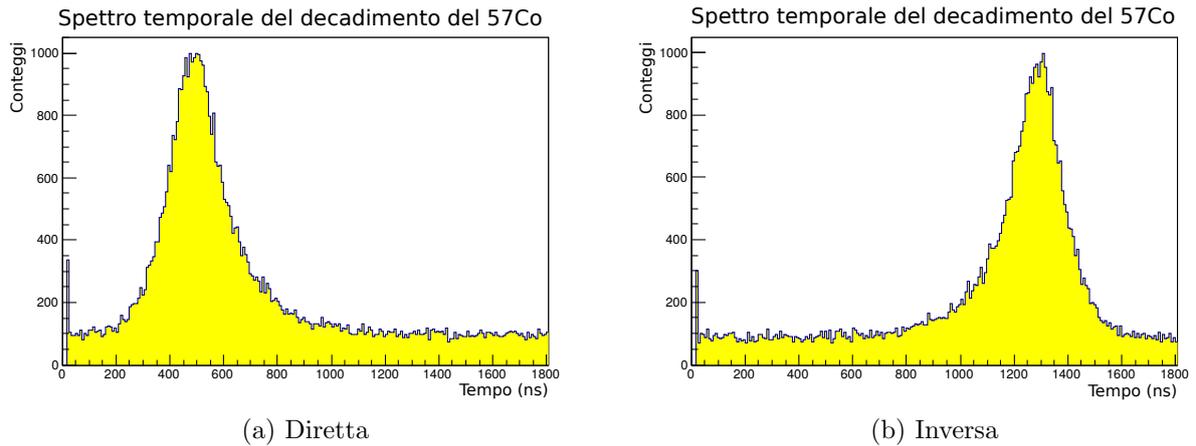


Figura 2.8: Gli spettri nelle due configurazioni sono analoghi, al netto dell'inversione dei tempi. In entrambi gli spettri si nota il bin di underflow, riempito da tutti i segnali spuri dovuti a fluttuazioni di rumore elettronico. Per questi grafici, il fondoscala del TAC è 2000 ns.

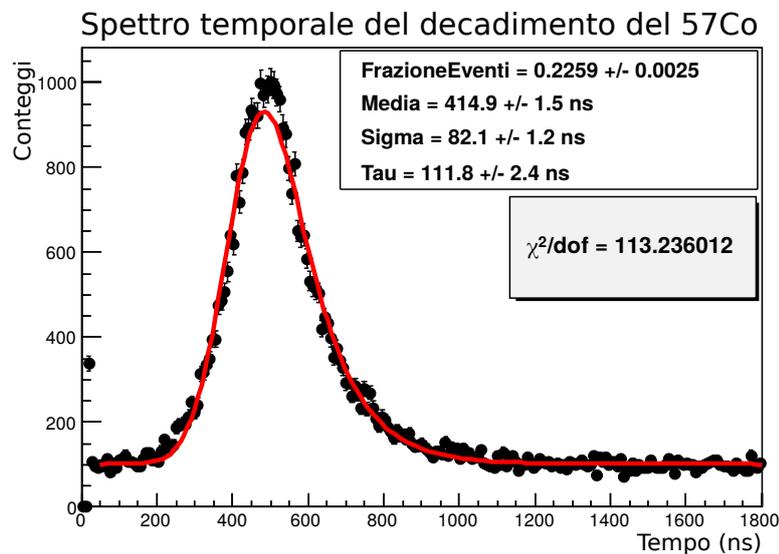


Figura 2.9: I dati sono poco allineati alla distribuzione teorica (linea rossa). Una causa possibile è la presenza di un fondo di eventi che deformano la line shape delle coincidenze. Questo fit è stato implementato per mezzo del pacchetto di analisi dati *Roofit*, che include il calcolo diretto di convoluzioni

Misure di fondo

Per testare l'ipotesi fatta sulla distribuzione dei dati, sono stati raccolti spettri temporali in tre differenti modalità:

- Sorgente schermata con alluminio, per bloccare il fotone da 14 keV;
- NaI2 schermato con Pb, per bloccare il fotone da 122 keV;
- Senza sorgente, per controllare il fondo ambientale.

I risultati di queste misure (fig.2.10) mettono in luce la presenza di strutture complesse non collegate direttamente al decadimento cercato, pertanto supportano le ipotesi fatte sulla deformazione della distribuzione temporale.

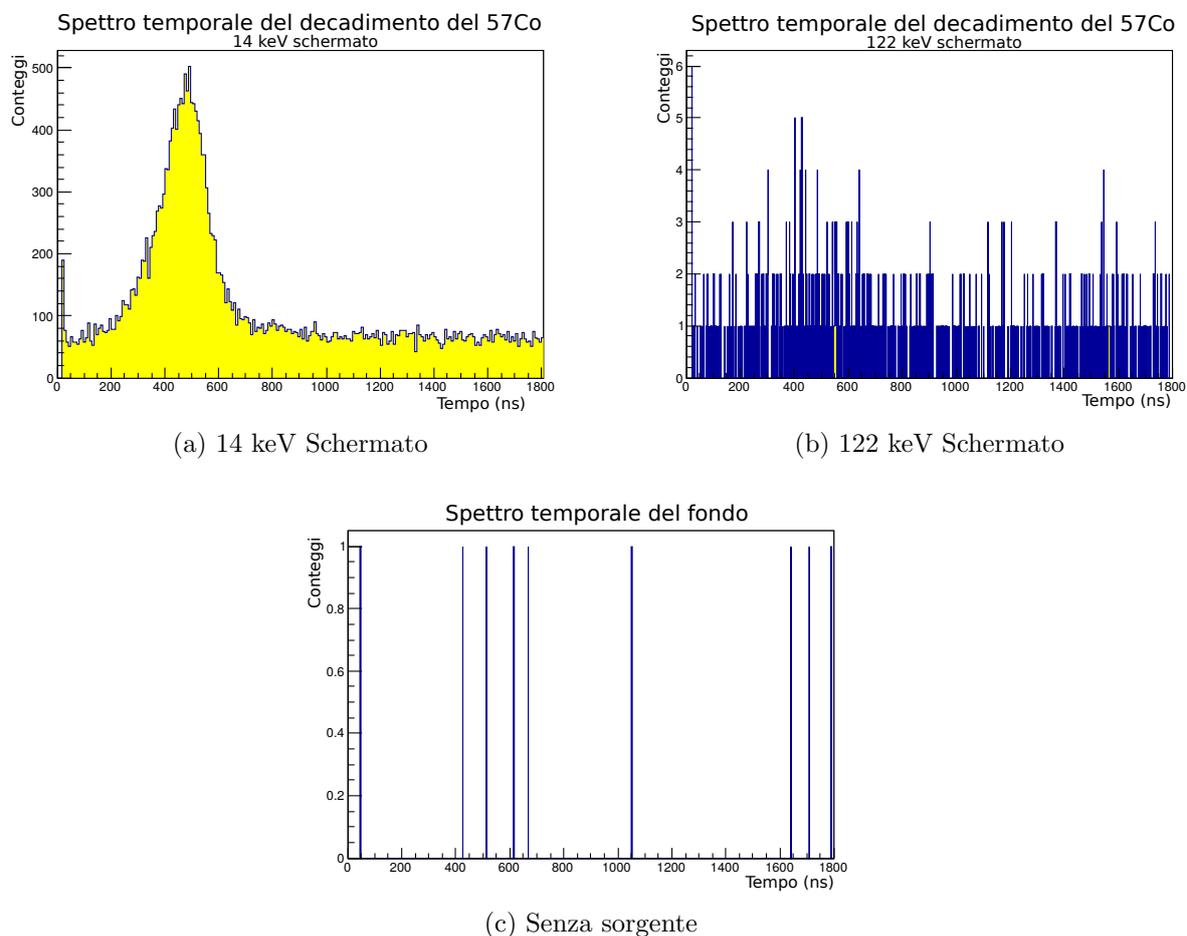


Figura 2.10: Le misure di fondo temporale evidenziano la presenza di una struttura, dovuta alla sorgente, a cui è imputabile la deformazione della curva di decadimento riscontrata in 2.9. Risulta particolarmente significativa per la caratterizzazione della deformazione la misura 2.10a, che evidenzia una struttura particolarmente complessa. La configurazione 2.10b presenta una struttura analoga, ma la statistica molto minore impedisce di trarre conclusioni significative riguardo all'ingerenza del fondo. La misura 2.10c, invece, permette di concludere che il fondo ambientale alle coincidenze temporali è del tutto trascurabile, anche se sembra emergere un addensamento di punti nella regione di interesse. Questa evidenza permette di relazionare le strutture viste nei fondi al rumore elettronico, in grado di influenzare la misura del tempo di un segnale. Tutti gli spettri sono stati acquisiti in 24 ore.

Per tentare di caratterizzare completamente il fondo non costante, è stato analizzato lo spettro ottenuto schermato il 14 keV (fig. 2.10a). Tramite sottrazioni successive è stato possibile ricostruire una struttura complessa (vedi fig. 2.11) a cui, però, non è stato possibile fornire un'interpretazione adeguata. Per questo motivo è stato scelto di utilizzare questa deconvoluzione per delimitare la regione in cui il fondo deforma lo spettro e, di conseguenza, concentrarci nell'analisi del segnale dove gli effetti di fondo sono nulli

o trascurabili. Questa condizione si ha per $t \geq 800$ ns, intervallo dove si concentreranno tutte le prossime analisi degli spettri.

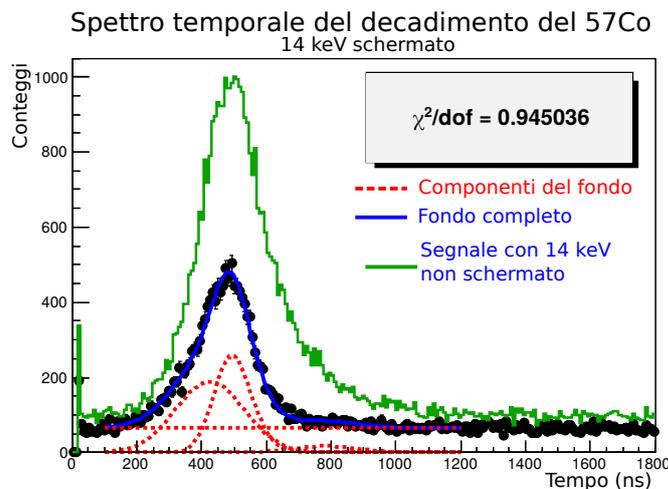


Figura 2.11: Lo stripping fornisce un modello del fondo che comprende 2 gaussiane e una convoluzione ($exp \otimes gaus$). L'adattamento ai dati è buono, tuttavia è problematica l'interpretazione dei contributi. Il confronto con lo spettro preso senza schermature permette di collocare un taglio a 800 ns, selezionando i dati non deformati dal fondo.

Per $t \geq 800$ ns diventa trascurabile sia l'influenza del rumore che l'effetto della risoluzione temporale, pertanto è ragionevole stimare τ adattando ai dati la funzione

$$f(t) = Ae^{\frac{t}{\tau}} + C$$

Questo metodo è stato applicato a delle distribuzioni $e^{\frac{t}{\tau}} \otimes e^{\left(\frac{t-Media}{\sigma}\right)^2}$ generate casualmente con un metodo Montecarlo, in modo tale da testarne la validità. Il risultato della simulazione, riportato in figura 2.12, dà conto dell'effettiva correttezza del metodo, che può quindi essere applicato agli spettri misurati.

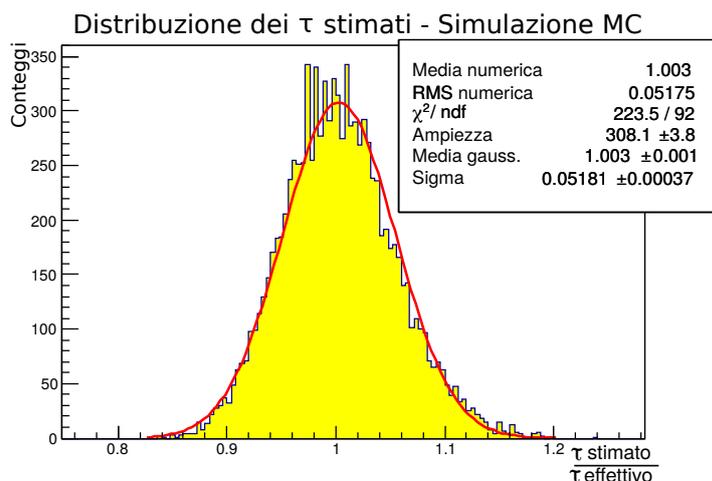


Figura 2.12: La distribuzione in figura certifica le buone qualità del fit esponenziale sulla coda come estimatore di τ . Il tentativo di fit con la gaussiana fa notare l'asimmetria della distribuzione dell'estimatore, probabilmente dovuta alla scelta della regione di fit.

Per caratterizzare del tutto questa strategia di analisi è stato anche calcolato l'andamento del χ^2 in funzione di A e τ , per capire quale regione dello spazio dei parametri lo

minimizza. Come si nota in figura 2.13b, il minimo è stretto in τ ma largo in A . Questa differenza è dovuta alla regione di fit: sulla coda della convoluzione si è difatti molto sensibili alla costante di decadimento, ma poco all'ampiezza dell'esponenziale. Dato che l'interesse della misura è la determinazione di τ , la forma del minimo conferma la bontà di questo metodo di analisi.

Date queste valutazioni, il fit sulla coda della convoluzione è stato usato per stimare il tempo di decadimento (vedi fig.2.13a).

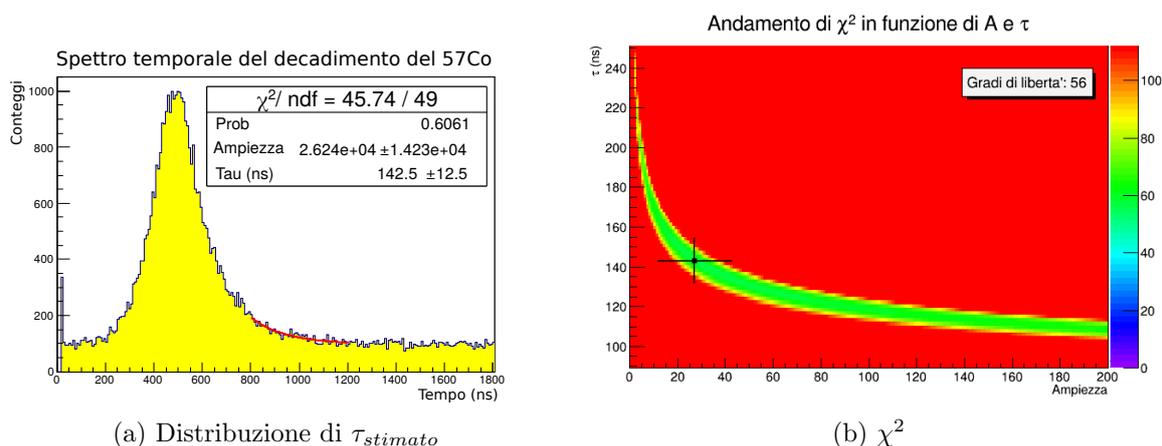


Figura 2.13: Il fit (fig. 2.13a) è di buona qualità e il risultato risulta compatibile con il valore cercato. Si conferma la correttezza della stima di τ fatta utilizzando la parte terminale della coda della convoluzione. L'andamento del χ^2 (fig. 2.13b), poi, mostra come la regione del minimo è molto più estesa in A che in τ . Il quadrato corrisponde al punto legato al fit di 2.13a

Utilizzando gli spettri misurati nelle varie configurazioni si ricavano i seguenti risultati per il tempo di vita medio dello stato metastabile del ^{57}Fe :

Fondoscala TAC [ns]	Configurazione della misura	τ [ns]
1000	Diretta	140.1 ± 8.7
1000	Inversa	148.6 ± 15.4
2000	Diretta	142.5 ± 12.5
2000	Inversa	140.2 ± 15.9

Tabella 2.1: Risultati delle misura di vita media

Si nota che le misure in configurazione inversa danno errori maggiori, a parità di bontà del fit, rispetto alle misure in diretta.

Capitolo 3

Conclusioni

La media pesata delle misure ottenute restituisce

$$\tau = 141.9 \pm 6.0 \text{ ns}$$

come valore del tempo di vita medio dello stato metastabile del ^{57}Fe .

La misura risulta quindi in buon accordo con il valore cercato, come si può notare nel grafico 3.1. Questo risultato conferma la possibilità di effettuare questa misura con due scintillatori, nonostante la scarsa efficienza di rivelazione del fotone a 14 keV. Le caratteristiche non ottimali dell'apparato di misura si riflettono, però, sui grandi errori a cui sono soggette le stime di τ .

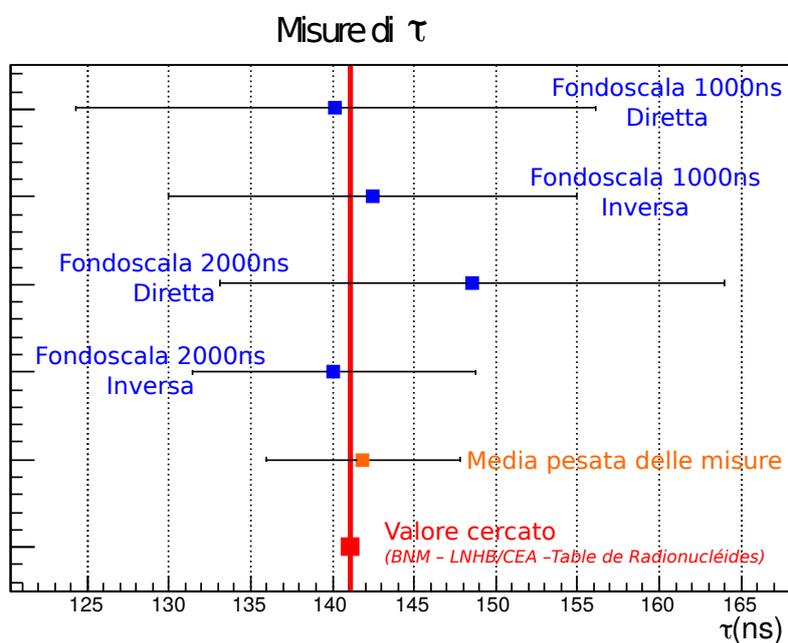


Figura 3.1: La media delle misure ottenute è compatibile con il valore riportato sulle tabelle nucleari.

Appendice A

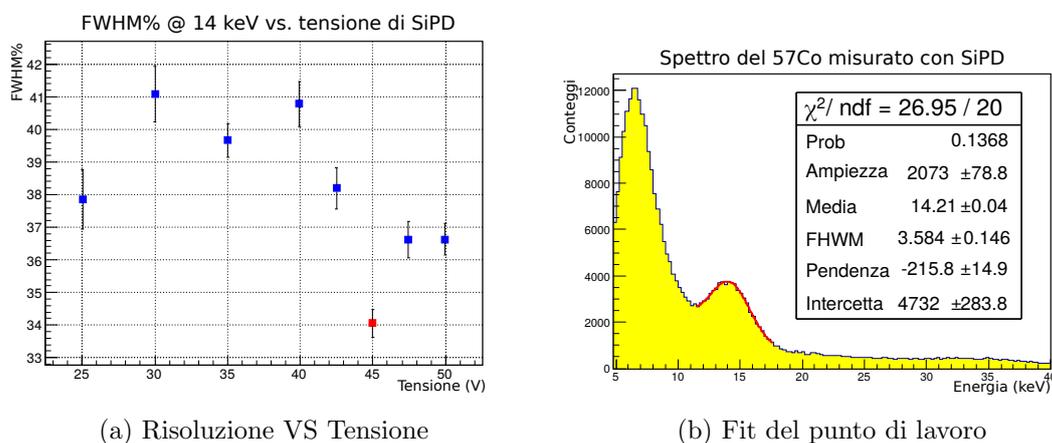
Misure con fotodiode

In questa appendice riportiamo tutte le caratterizzazioni effettuate sul SiPD, per motivare la scelta di escluderlo dalla misura¹.

A.1 Ricerca della tensione di lavoro

Il SiPD è alimentato per mezzo del DC power supply Agilent E 3620A, che fornisce due output di tensione continua regolabile tra 0V e 25V. Questi output sono stati collegati in serie, in modo da ottenere una tensione variabile tra 0V e 50V. Per selezionare il punto di lavoro è stato quindi studiato l'andamento della risoluzione energetica al variare della tensione (vedi fig.A.1a), ottenendo come punto di lavoro (vedi fig.A.1b):

Tensione = 45 V al quale Res = 34% @ 14 keV



(a) Risoluzione VS Tensione

(b) Fit del punto di lavoro

Figura A.1: Il grafico A.1a mostra l'andamento della risoluzione: per avere buone prestazioni bisogna alzare la tensione per aumentare la regione di svuotamento del diode. Il punto rosso è la condizione di lavoro. Il grafico A.1b mostra il modello di fit utilizzato per ricavare la risoluzione: il fondo del picco a 14 keV è stato modellizzato con una retta, a cui è sommata la gaussiana di segnale.

¹Le valutazioni contenute in questa appendice sono antecedenti alla misura con gli scintillatori

A.2 Scelta dello shaping time

Il SiPD è uno strumento molto vulnerabile al rumore elettronico, quindi è importante amplificarlo correttamente per migliorare il più possibile il rapporto segnale rumore. Per questo motivo è stato necessario sostituire l'amplificatore 570 Ortec con il Timing Filter Amplifier 474 Ortec, dotato di qualità di filtraggio migliori e più compatibili con una misura temporale. Nonostante questo upgrade strumentale, le uniche formature che consentono di estrarre informazioni sul fotone da 14 keV sono la 200/200 e la 500/500². Nella figura A.2 è riportato lo spettro acquisito con i setting ottimali.

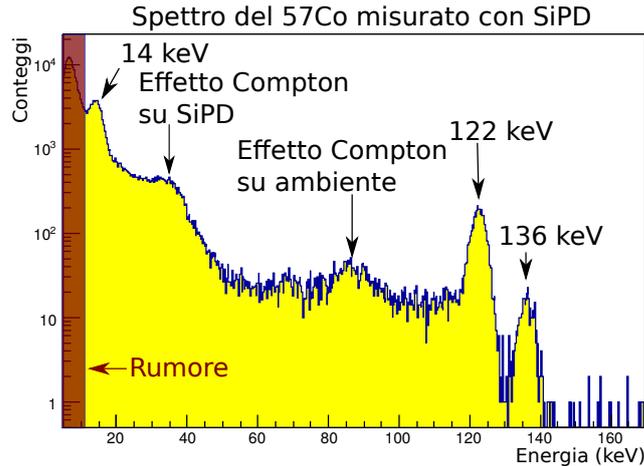


Figura A.2: Lo spettro con SiPD mostra la maggiore efficienza dello strumento a basse energie e la buona risoluzione generale, che rende ben distinguibili le diverse strutture dello spettro. A energie molto basse si nota la presenza di una struttura dovuta al rumore elettronico, che rende problematica l'identificazione del picco a 14 keV.

A.3 Caratterizzazioni temporali

Per caratterizzare temporalmente la catena del SiPD sono stati fatti gli stessi passi messi in atto per la caratterizzazione degli scintillatori.

Risoluzione dell'elettronica

Come per gli scintillatori, la risoluzione elettronica è stata valutata misurando l'intervallo di tempo necessario al processamento dei segnali da parte della catena elettronica. Lo spettro temporale ottenuto (fig.A.3a) è molto peggiore di quello atteso³ e il motivo di questa degenerazione è da ricercare nel malfunzionamento del circuito di preamplificazione del fotodiodo. Effettuando la stessa misura collegando NaI1 alla catena del fotodiodo, infatti, il risultato è in linea con quanto atteso (fig. A.3b), e permette di ricavare che

$$\text{FWHM}_{t\text{-elettronica}} = 470 \text{ ps}$$

²Le formature sono rappresentate come RiseTime(ns)/DecayTime(ns)

³per cfr. si guardi il grafico 2.6 di pag. 16

Questo risultato è comunque peggiore di quello ottenuto per la catena di NaI (pag.16).

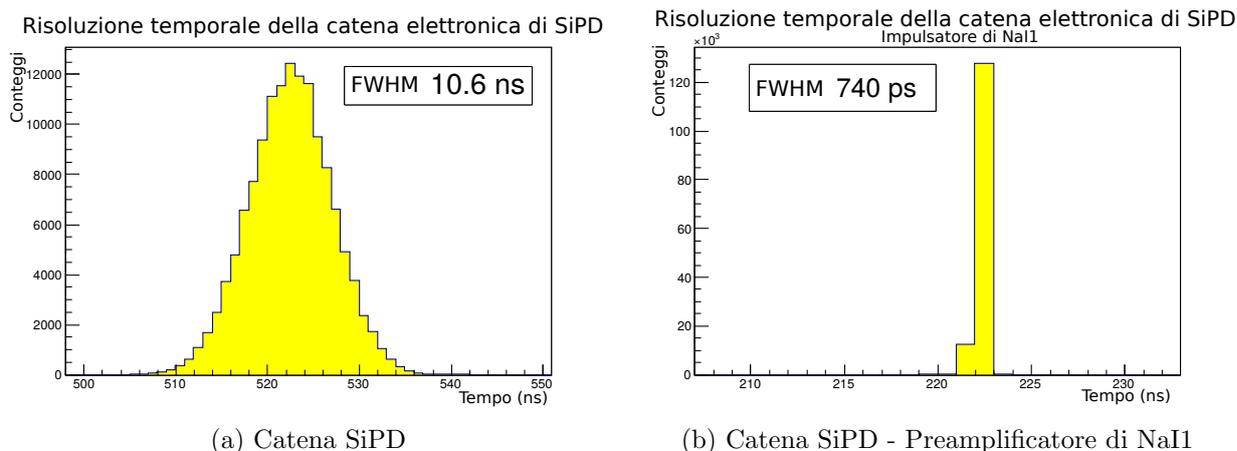


Figura A.3: Il confronto tra i grafici A.3a e A.3b mette in evidenza i problemi del circuito preamplificatore del SiPD, responsabile di un brusco peggioramento della risoluzione temporale.

Questo peggioramento è attribuibile al fatto che il preamplificatore del NaI è alimentato non dall'amplificatore della catena del SiPD ma dal suo, pertanto è possibile la generazione di effetti di *ground loop* tra le due catene.

Risoluzione con rivelatore

Per quotare la risoluzione al netto del SiPD, è stato misurato lo spettro temporale delle coincidenze gamma prompt del decadimento del positronio, utilizzando la stessa configurazione usata per gli scintillatori (vedi grafico 2.7 a pag.17). I risultati, rappresentati in figura A.4, sono particolarmente significativi.

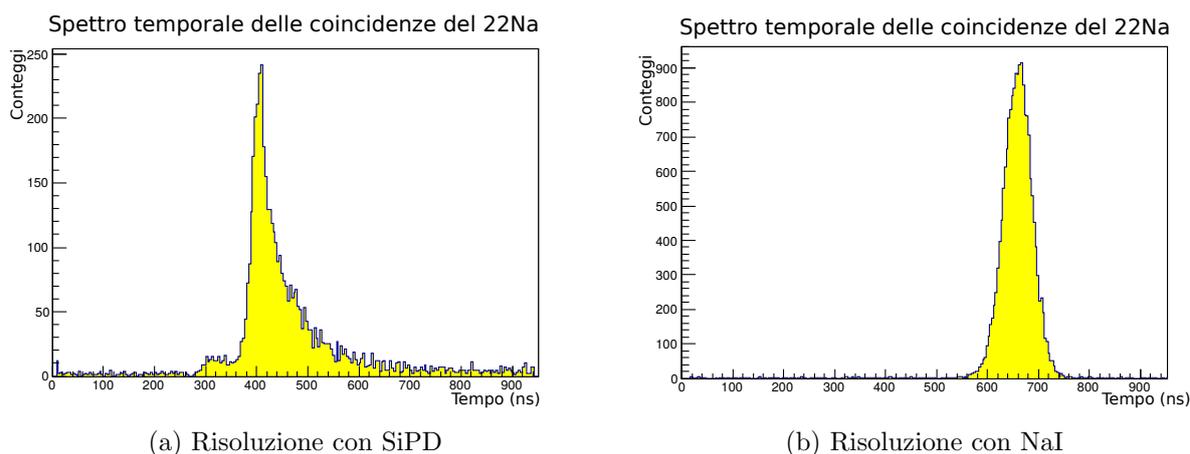


Figura A.4: Il confronto tra i grafici mette in evidenza i problemi del SiPD, che fa emergere strutture prive di motivazioni fisiche ragionevoli.

Il SiPD aggiunge allo spettro delle strutture complesse non motivate da fenomeni fisici riconoscibili. Il decadimento esponenziale che compare, in particolare, rende problematico effettuare una misura di vita media, dato che genera un fondo di forma uguale al segnale.

A.4 Problemi al contorno

Le caratterizzazioni del SiPD sono state ottenute solo dopo aver risolto gli altri problemi legati a questo rivelatore, di cui forniamo una rapida panoramica.

Sensibilità alla luce

La parte attiva del SiPD è estremamente sensibile alla luce delle lampade al neon⁴, che ne saturano la risposta. Per questo motivo è stato necessario schermare accuratamente il diodo prima di poter effettuare qualunque misura. Questa operazione è stata portata a termine con l'accortezza di avere la possibilità di aprire e chiudere lo schermo agevolmente, per riuscire a porre le sorgenti meno intense direttamente a contatto con la parte attiva del rivelatore, massimizzando l'efficienza geometrica.



Figura A.5: La schermatura ha un'apertura sulla parte attiva del SiPD.

Disturbi elettrici

Il SiPD è estremamente sensibile a qualunque tipo di disturbo elettrico. Per questo motivo è stato necessario:

- alimentare a stella tutti i componenti;
- suddividere i moduli su due crate, per isolare l'elettronica relativa al SiPD⁵;
- posizionare accuratamente i cavi di alimentazione del SiPD, dato che non sono coassiali.

Nonostante questi accorgimenti, la baseline del SiPD risulta comunque disturbata.

⁴L'identificazione di questa sorgente è stata possibile perchè gli impulsi saturati avevano una frequenza di 50 Hz, pari a quella della rete elettrica

⁵È da segnalare che uno dei due crate ha uno slot non funzionante che, se caricato con un modulo, genera un disturbo molto potente negli slot adiacenti

Circuito di Preamplificazione

Il preamplificatore del SiPD è l'elemento più problematico del rivelatore. Sono imputabile a questo oggetto i seguenti comportamenti:

- la presenza di un rumore sinusoidale di frequenza 1MHz riscontrato sulla baseline, che diventa dominante quando si elimina il tappo da 50Ω che chiude l'ingresso di test del preamplificatore (vedi immagine A.6);
- peggioramento della risoluzione temporale (vedi sezione precedente);
- disturbi episodici correlati a sollecitazioni meccaniche del rivelatore
- disturbi molto intensi e del tutto scorrelati da qualunque causa nota che intervenivano durante le misure.



Figura A.6: Immagine del SiPD con evidenza del tappo da 50Ω che chiude l'ingresso di test del preamplificatore

Appendice B

Misure con rivelatore al Germanio

Per caratterizzare i fondi della misura di tempo (grafico 2.11 di pag.20) ci è stato fornito dal prof. Previtali un rivelatore al germanio planare di tipo N, dotato di una finestra sottile in berillio e ottimizzato per lavorare a basse energie con una buona risoluzione sia energetica che temporale (HPGe).

Date le caratteristiche spinte di questo strumento, abbiamo potuto condurre delle misure molto precise, tramite le quali completare, migliorare e estendere quanto fatto nel corso dell'esperienza.



Figura B.1: Immagine del rivelatore HPGe.

Strumentazione associata al rivelatore

Al rivelatore sono associati:

- un dewar per l'azoto liquido, in grado di mantenere la temperatura per un giorno;
- l'elettronica di front end raffreddata con il cristallo;
- un Bias Supply 659 Ortec, che fornisce la tensione di lavoro stabile al rivelatore (1000 V, fissata dal costruttore).

B.1 Studio in energia

Inizialmente HPGe è stato caratterizzato e utilizzato per misure energetiche di precisione, con lo scopo di capire se le strutture temporali fossero imputabili a dei fotoni non risolti dagli scintillatori. È stata scelta la formatura 500/500, legata alla miglior risoluzione energetica possibile, ed è stata effettuata una calibrazione con molti punti utilizzando le sorgenti di ^{228}Th , ^{241}Am e ^{57}Co , ottenendo la retta in figura B.2.

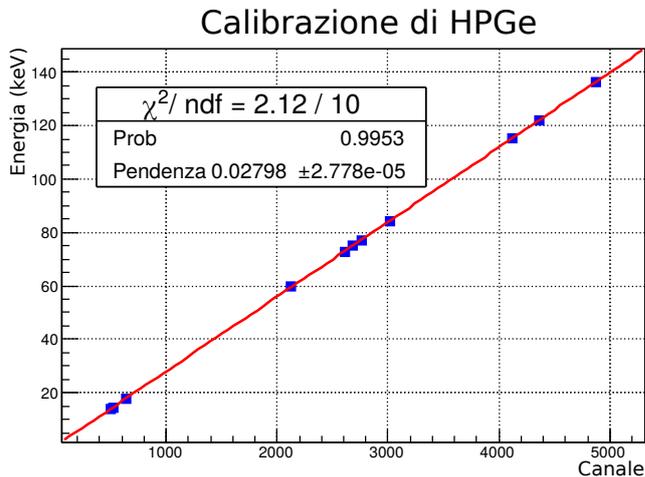


Figura B.2: Il gran numero di punti utilizzati consente di avere una retta di calibrazione ottimale, con punti presenti quasi a tutte le energie.

Con questa configurazione si ottiene (vedi fig.B.3) che

$$\text{Risoluzione} = 3.3\% \quad @ \quad 14 \text{ keV}$$

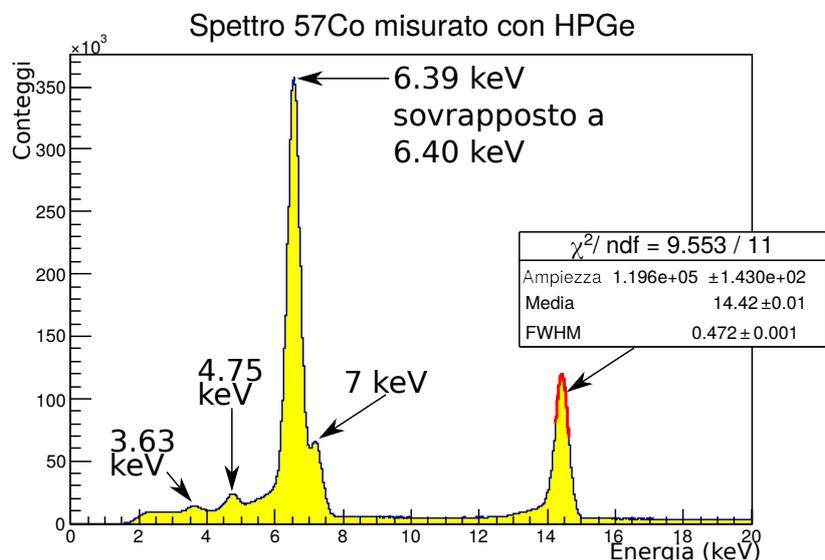


Figura B.3: Nello spettro sono evidenti le righe k_α e k_β del ^{57}Fe , rispettivamente a 6.39 keV, 6.40 keV e 7.0 keV. Si nota, inoltre, la presenza di due righe a 3.63 keV e 4.75 keV non relazionabili alla sorgente di ^{57}Co utilizzata per la misura. Dal fit sul picco a 14 keV si ricava il valore della risoluzione energetica, valutata con la FWHM.

L'elevata precisione raggiunta permette di effettuare analisi approfondite degli spettri, ottenendo informazioni non accessibili agli scintillatori.

Le analisi sullo spettro del ^{57}Co (vedi figg. B.4) evidenziano la presenza di molteplici strutture, permettendo anche l'identificazione delle spalle Compton. Questa operazione non è immediata negli spettri misurati con gli scintillatori, a causa della loro bassa risoluzione.

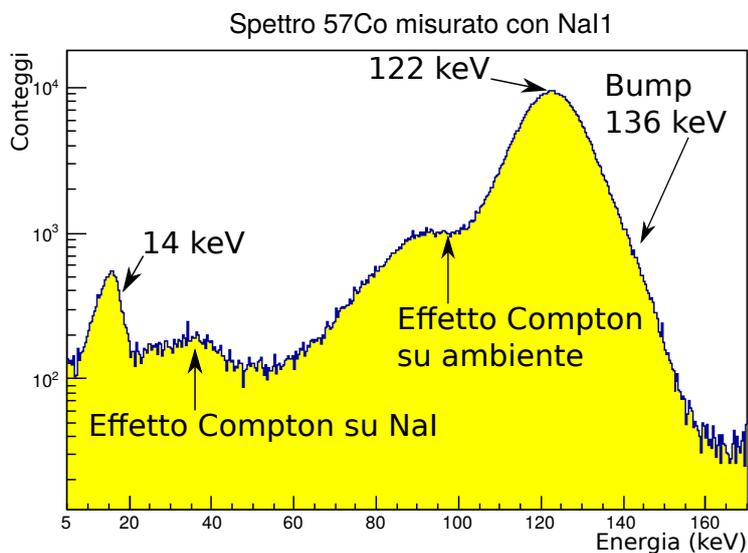
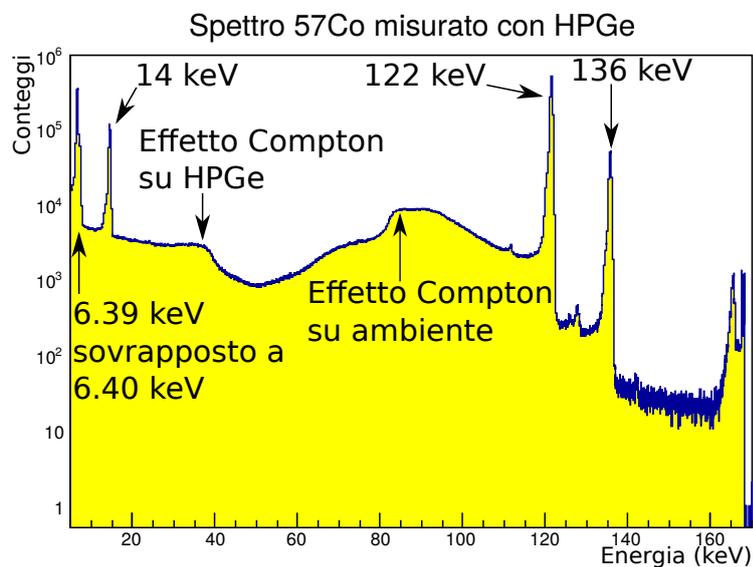


Figura B.4: Dal confronto degli spettri emerge la miglior risoluzione di HPGe e risulta possibile guidare l'identificazione delle strutture all'interno degli spettri ottenuti con NaI1. Le righe che si notano in B.4a al di sotto di 14 keV sono derivate dalla sovrapposizione delle k_{α} del ^{57}Fe . Questa riga non è visibile nello spettro dello scintillatore, perchè assorbita dall'involucro di alluminio in cui è rinchiuso il cristallo di NaI. L'identificazione delle spalle Compton è avvalorata dal fatto che, sommando le due energie, si ottiene l'energia del fotopicco.

Queste misure ad alta risoluzione permettono di escludere che gli effetti di fondo temporale siano dovuti a altri decadimenti, dato che la risoluzione dello scintillatore non è tale da confondere la riga a 14 keV con la k_α del ^{57}Fe , unica struttura presente in quella regione energetica (vedi fig. B.4).

B.2 Studio in tempo

Prima di effettuare la misura di τ , è stata valutata la risoluzione temporale del sistema di HPGe-NaI2 (si utilizza uno schema analogo a quello in fig.1.2 di pag.4, con le dovute sostituzioni di rivelatori) tramite le coincidenze prompt da decadimento del positronio.

Lo studio è stato effettuato con le formature 200/200 e 500/500 per HPGe e NaI2, ottenendo i risultati:

$$\text{FWHM}_{200/200} = 27 \text{ ns} \quad \text{FWHM}_{500/500} = 38 \text{ ns}$$

I valori sono stati ricavati con un fit sullo spettro delle coincidenze (vedi fig.B.5).

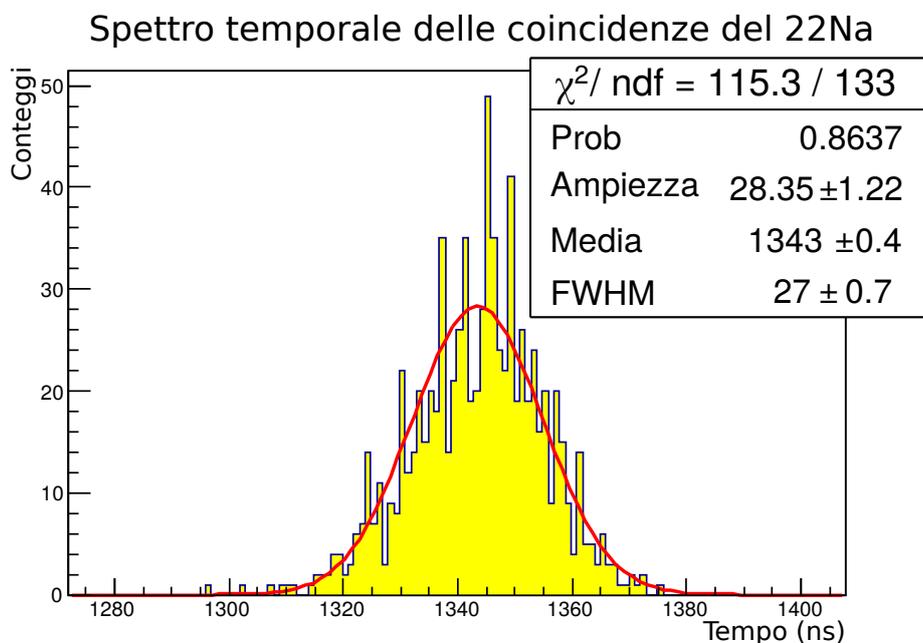


Figura B.5: Si nota la buona precisione del sistema HPGe-NaI2, data la forma gaussiana del picco delle coincidenze e la piccola FWHM.

Come valore per la formatura è stato quindi selezionato 200/200, in modo da ottenere la migliore risoluzione temporale possibile.

B.3 Misure di vita media

Fatta queste caratterizzazioni, è stata effettuata la misura di vita media sullo stato metastabile del ^{57}Fe , ottenendo il risultato di figura B.6.

Spettro temporale del decadimento del ^{57}Co Configurazione diretta

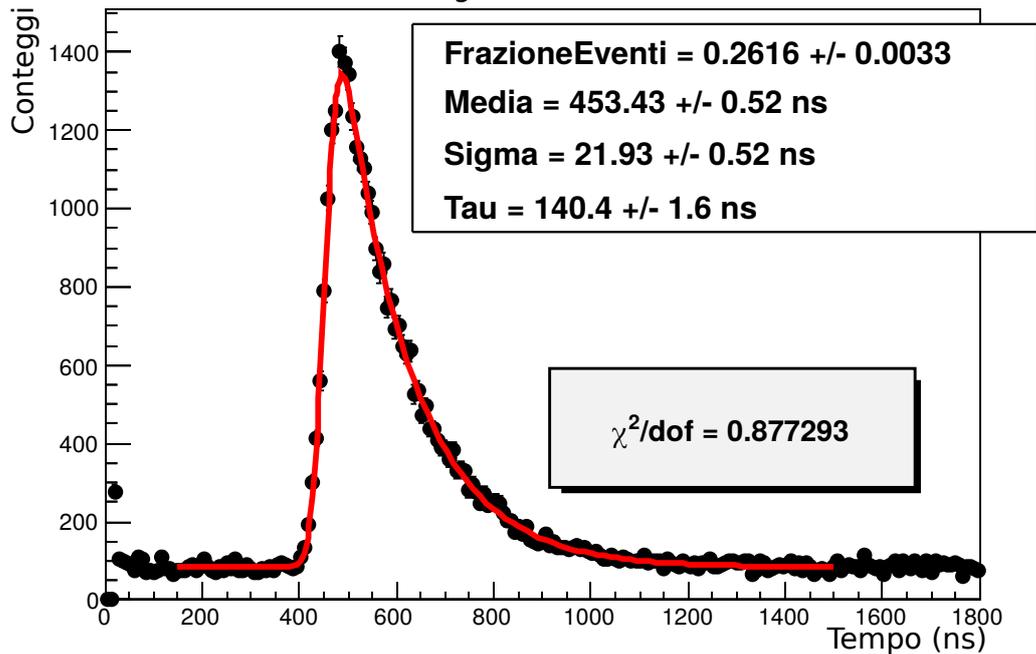


Figura B.6: Lo spettro temporale del decadimento ha la forma $\exp(-\frac{t}{\tau}) \otimes \exp\left[-\left(\frac{t-Media}{\sigma}\right)^2\right]$ attesa, senza alcuna struttura sovrapposta. La misura è in configurazione diretta, ovvero con START e STOP in linea con la sequenza fisica del decadimento.

Il risultato ottenuto è

$$\tau = 140.4 \pm 1.6 \text{ ns}$$

in accordo perfetto con le misure effettuate in precedenza. Avendo la possibilità di effettuare il fit su tutto lo spettro, è possibile ottenere una stima di τ più precisa delle precedenti. Questo miglioramento è dovuto a HPGe, dotato di prestazioni più spinte dei rivelatori a NaI.

Appendice C

Misura del tempo di vita dello stato metastabile del $^{44}\text{Sc}^*$ nel decadimento del ^{44}Ti

Il ^{44}Ti decade per cattura elettronica su un livello eccitato dello ^{44}Sc . Diseccitandosi passa attraverso uno stato metastabile identificato da due emissioni γ a 78.35 keV e 67.87 keV in sequenza (vedi fig. C.1).

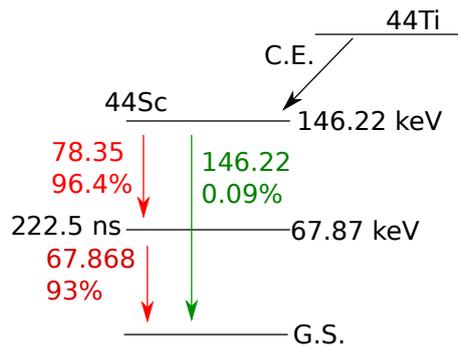


Figura C.1: Schema di decadimento del ^{44}Ti

Si vuole misurare il tempo di vita medio di questo stato, noto essere 222.5 ns.

È stato utilizzato il medesimo sistema descritto in appendice B: modificando opportunamente le soglie di triggering, HPGe è stato utilizzato per rivelare il fotone da 67.87 keV e NaI2 per rivelare quello da 78.35 keV.

Come misura preliminare è stato acquisito uno spettro della sorgente, utilizzato come riferimento per definire le soglie (vedi fig. C.2).

Le misure di vita media, effettuate in configurazione diretta e inversa, danno i risultati rappresentati in figura C.3.

I valori ottenuti per il tempo di vita medio dal fit dei dati sono

$$\tau_{\text{Diretta}} = 228.2 \pm 1.9\text{ns} \quad \tau_{\text{Inversa}} = 230.4 \pm 2.1\text{ns}$$

compatibili fra di loro, ma distanti dal valore cercato. Questa discrepanza è legata alla presenza di una struttura non caratterizzata all'interno dello spettro temporale che, sovrapponendosi alla forma del decadimento, falsa la stima ottenuta tramite fit.

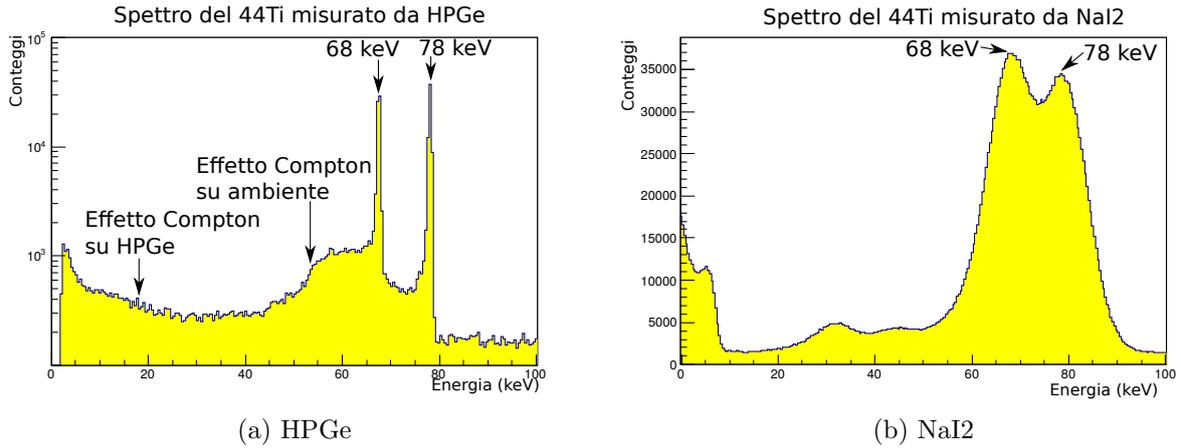


Figura C.2: Questi spettri sono stati acquisiti con una formatura di 200/200, legata alla miglior risoluzione temporale. Si nota che lo scintillatore non risolve completamente i picchi, rendendo più delicata la selezione delle soglie di trigger. In C.2b sono presenti delle strutture non si è riusciti a identificare.

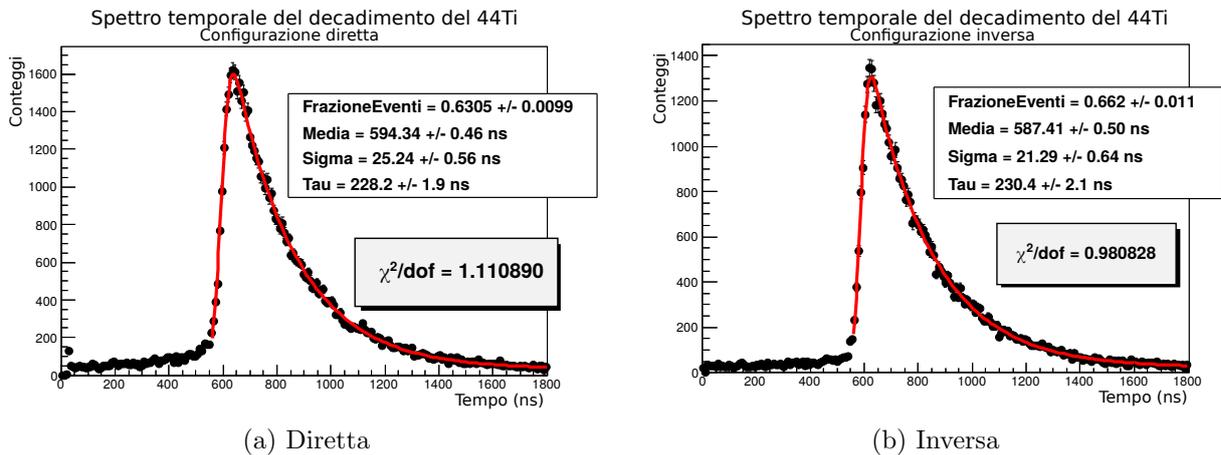


Figura C.3: Gli spettri presentano a piccoli tempi una struttura che impedisce di estendere la regione di fit della convoluzione. Questa caratteristica è dovuta alla scarsa precisione con la quale è possibile selezionare il fotone da 78.35 keV con lo scintillatore. Nel grafico C.3b è stata operata un'inversione dei tempi tramite software.

Questa misura potrebbe essere migliorata effettuando le seguenti operazioni, non effettuate per mancanza di tempo:

- caratterizzazione dei fondi temporali, come fatto nel caso della misura con due scintillatori;
- selezione più accurata delle soglie di trigger, soprattutto per quanto riguarda NaI2.

Appendice D

Studio della riga a 511 keV dovuta al decadimento del positronio

Durante il corso del laboratorio, diversi gruppi hanno avuto problemi a quotare la risoluzione energetica degli strumenti utilizzando i fotoni da 511 keV dovuti al decadimento del positronio: la larghezza stimata a questa energia non risultava coerente con quelle ottenute su altre righe.

Avendo a disposizione HPGe, è stato possibile verificare che questo allargamento anomalo è dovuto al decadimento non a riposo del positronio.

Utilizzando le sorgenti di ^{228}Th e ^{57}Co si è determinato l'andamento della risoluzione in funzione dell'energia; esso è stato poi confrontato con il valore ottenuto con la sorgente di ^{22}Na ¹. I risultati sono rappresentati in figura D.1.

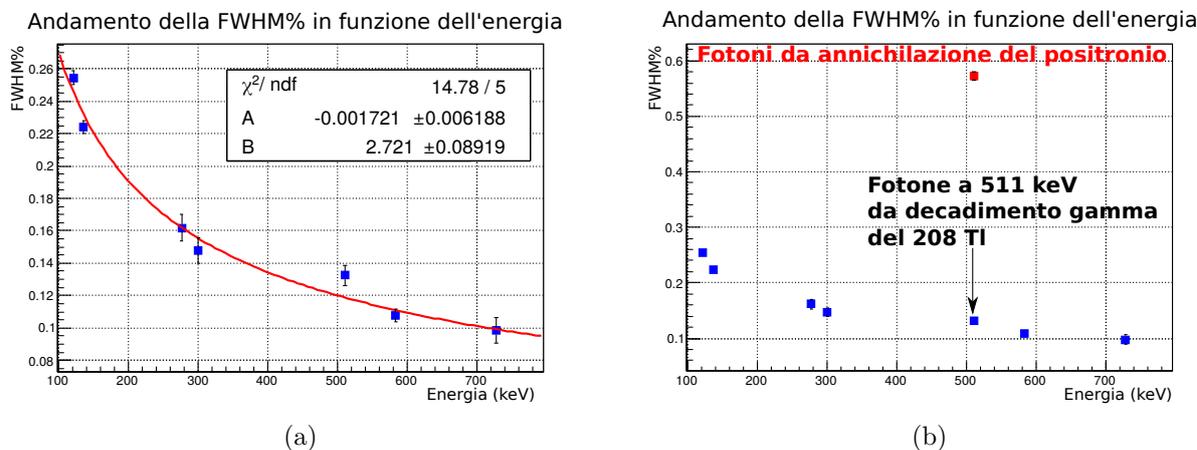


Figura D.1: Il grafico D.1a mostra che i valori di risoluzione ottenuti dai decadimenti di ^{228}Th e ^{57}Co seguono con buona approssimazione l'andamento $1/\sqrt{E}$ previsto. Si può notare la presenza di un punto a 510.77 keV, dovuto al decadimento γ del ^{208}Tl . Il grafico D.1b mostra chiaramente che la risoluzione dei fotoni da annichilazione è maggiore di quella ricavata dalle altre misure. Grazie al confronto con la riga del ^{208}Tl , si può dedurre che l'unico fattore a cui imputare questa deviazione è il decadimento non a riposo del positronio

¹A maggior conferma, è osservato lo stesso effetto utilizzando i decadimenti β^+ dello ^{44}Sc , figlio del ^{44}Ti .