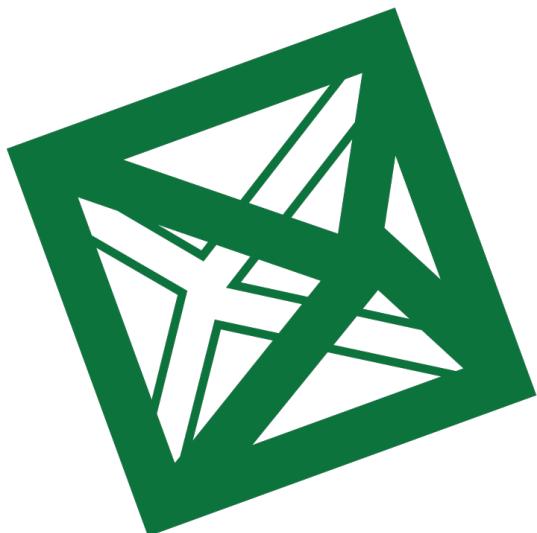


Università degli Studi di Milano Bicocca

SCUOLA DI SCIENZE
Dipartimento di Fisica



Corso di Laurea Triennale in Fisica

ELABORATO FINALE

**Caratterizzazione di rivelatori al silicio
a barriera superficiale con catena analogica
per lo sviluppo di un sistema per spettroscopia alfa**

Relatore:
Prof. Silvia Capelli

Correlatore:
Dott. Claudio Gotti

Candidato:
Giulia Cantarini
Mat. 866117

Seduta del 18/09/2023

Anno Accademico 2022–2023

Indice

1 Introduzione alla radioattività	7
1.1 Tipi principali di decadimento	7
1.2 Legge del decadimento radioattivo	9
1.3 Catene radioattive	9
1.3.1 Catene radioattive naturali	11
1.4 Interazione delle particelle cariche con la materia	13
1.5 Contaminazioni nei materiali	16
2 Rivelatori a semiconduttore	19
2.1 Semiconduttori, conduttori e isolanti	19
2.2 La giunzione pn	20
2.2.1 Corrente di fuga nella giunzione inversamente polarizzata	22
2.2.2 Dimensione della regione di svuotamento	23
2.2.3 Capacità elettrica della giunzione	25
2.3 Spettroscopia alfa con rivelatori a semiconduttore	25
2.3.1 Spettroscopia energetica	26
2.3.2 Vantaggi dei rivelatori a semiconduttore	28
3 Apparato Sperimentale	29
3.1 Catena elettronica di elaborazione del segnale	29
3.1.1 Il preamplificatore	30
3.1.2 L'amplificatore	31
3.1.3 Dipendenza del rumore dal tempo di formatura	33
3.1.4 Dipendenza del rumore dal punto di lavoro	35
3.1.5 Multi Channel Analyzer e software MAESTRO	36
3.2 Software di Analisi	37
3.2.1 Analisi degli spettri - TASSO	37
3.2.2 Simulazioni Monte Carlo	38
3.3 Camera di misura custom	40
4 Caratterizzazione e ottimizzazione del sistema	43
4.1 Ottimizzazione della distanza rivelatore-sorgente	44
4.2 Caratterizzazione e ottimizzazione dei rivelatori	46
4.2.1 Misura della corrente di fuga	47
4.2.2 Misura della capacità	49
4.2.3 Misura e ottimizzazione della risoluzione energetica	54
4.2.4 Valutazione spessore dello strato attivo	60
4.3 Configurazione con due rivelatori nella camerona	62

Introduzione

Nell’ambito della fisica degli eventi rari, che spesso si basa sulla ricerca di una specifica segnatura in uno spettro energetico, un aspetto importante da affrontare è quello del fondo radioattivo. Esso è principalmente dovuto a particelle ionizzanti provenienti dal cosmo (raggi cosmici), dall’ambiente sperimentale o da decadimenti dei radioisotopi che contamino i materiali sperimentali. Gli eventi di fondo con energia nella regione di interesse possono oscurare, con le loro fluttuazioni, i segnali cercati, e quindi limitare la sensibilità sperimentale. Per questo motivo gli esperimenti volti a tali ricerche richiedono una buona schermatura dai raggi cosmici ed una selezione di materiali il più possibile radio-puri.

La ricerca di eventi rari con rivelatori privi di strati morti superficiali, come ad esempio i calorimetri scintillanti operanti a temperature criogeniche dell’esperimento CUPID, richiede che i materiali collocati in prossimità del rivelatore abbiano un elevato grado di radio-purezza anche a livello delle superfici, in quanto per tali rivelatori anche l’interazione di particelle alfa o beta può causare deposizioni energetiche nelle regioni di interesse.

L’analisi delle contaminazioni superficiali viene generalmente effettuata tramite spettroscopia alfa con rivelatori al silicio a barriera superficiale (SSB) operanti in camere a vuoto. Questa tecnica sfrutta le energie monocromatiche delle particelle alfa emesse dai diversi radionuclidi per stimarne la concentrazione superficiale sul campione. Le sensibilità di misura raggiungibili con le strumentazioni commercialmente disponibili sono dell’ordine dei $\mu Bq/cm^2$ e la massima superficie analizzabile è di $5 \times 5 cm^2$. Ai fini di aumentare la sensibilità di misura, si è dato il via ad un’attività di sviluppo di un sistema custom, denominato *Camerona*, con la possibilità di misurare superfici quattro volte superiori, operando quattro rivelatori SSB da $900 mm^2$ in contemporanea. Il segnale in uscita dai rivelatori viene poi processato da una catena di lettura costituita da un preamplificatore ed un amplificatore analogici, e da un analizzatore multi-canale interfacciato con un PC.

Il lavoro esposto in questo elaborato si inserisce nel processo già avviato relativo alla caratterizzazione del sistema. In particolare si propone di studiare la configurazione migliore in termini di distanza rivelatore-campione, di caratterizzare tre dei quattro rivelatori e di trovare le impostazioni elettroniche ottimali in termini di risoluzione energetica ottenibile. Ai fini di esaminare le prestazioni del sistema di misura è stato necessario tenere conto dei diversi fattori che peggiorano la risoluzione energetica, tra cui il rumore elettronico e le fluttuazioni statistiche sul numero di portatori prodotti dall’interazione. Per valutare separatamente tali contributi mi sono servita di due sorgenti differenti: un impulsatore di onde quadre agente direttamente sul primo stadio di elettronica, ed una sorgente di ^{241}Am . Quest’ultima è caratterizzata da cinque emissioni di alfa monoenergetiche con probabilità differenti, la maggiore delle quali al picco a 5.486 MeV (86.0%).

Per valutare la configurazione geometrica migliore in termini di distanza campione-rivelatore, si sono effettuate misure con due differenti distanze della sorgente di ^{241}Am dal rivelatore, constatando che la posizione più favorevole in termini di risoluzione energetica è quella che la vede più lontana dal rivelatore. Essa corrisponde infatti ad un minor

angolo solido e quindi a una minore dispersione dell'energia rilasciata nello strato morto del rivelatore. Si è inoltre verificato questo risultato tramite simulazioni Monte Carlo basate su Geant4.

In seguito i rivelatori sono stati caratterizzati determinando corrente di fuga e capacità di ciascuno, parametri in parte responsabili del rumore elettronico nella catena di rivelazione. Successivamente è stato parametrizzato l'andamento della risoluzione in funzione del tempo di formatura dell'amplificatore e della tensione di alimentazione del rivelatore. Ciò è stato fatto analizzando la larghezza FWHM sia del picco dell' ^{241}Am , che di quello dell'impulsatore, affetto quest'ultimo solo da rumore elettronico.

Una volta determinate le condizioni di lavoro ottimali ed individuato il rivelatore con miglior risoluzione energetica, si è acquisito ed analizzato lo spettro di emissione di una sorgente di ^{224}Ra affacciata al rivelatore. Mi sono focalizzata in particolare sulla forma dello spettro alfa+beta del decadimento in cascata ^{212}Bi - ^{212}Po , possibile indicatore della dimensione della zona attiva del rivelatore.

Capitolo 1

Introduzione alla radioattività

La scoperta della radioattività naturale, datata 1896, avvenne per opera di Henry Bequerel, attraverso i suoi studi sulla fosforescenza dei sali di Urano al buio. Il termine "radioattività" venne coniato da Marie Curie, la quale ampliò il range di elementi radioattivi conosciuti aggiungendo Radio e Polonio alla lista.

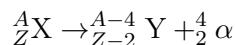
La scoperta della radioattività portò allo stravolgimento della concezione dell'atomo e dei suoi costituenti e alla nascita della fisica nucleare. Al giorno d'oggi sappiamo che è un fenomeno stocastico che può interessare qualsiasi tipo di nucleo instabile con un dato tasso di probabilità e consiste nella transizione esotermica verso una specie ad energia inferiore tramite l'emissione dell'energia in eccesso sotto forma di radiazione α carica positivamente, β carica negativamente, o γ , neutra.

1.1 Tipi principali di decadimento

La classificazione storica dei decadimenti fa riferimento alla carica delle particelle emesse, senza precisarne altre caratteristiche.

Quelle che inizialmente vennero chiamate particelle alfa, cariche $+2e$, coincidono in realtà con nuclei di elio e vengono emesse solo da atomi con numero di massa abbastanza elevato ($A \geq 209$) da permettere il fenomeno di penetrazione della barriera nucleare.

Lo schema del processo è il seguente:



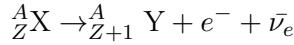
Essendo un decadimento a due corpi l'energia cinetica della particella risulta sempre determinata dalla scelta dei nuclei X e Y e dal loro stato quantico.

Per motivi di conservazione di energia e momento, l'energia a disposizione per il decadimento, o Q-valore, si spartisce tra i due prodotti come

$$E_\alpha = Q \frac{A-4}{A} \simeq 98\% \quad E_Y = Q \frac{4}{A} \simeq 2\%$$

lasciando la particella α con la maggior parte dell'energia cinetica per via della differenza di massa. Il range di energia che di norma si riscontra per questo tipo di decadimenti è limitato dalla forte correlazione tra energia e probabilità di decadimento del nucleo: piccole variazioni di energia della alfa risultano in grandi differenze nelle costanti di decadimento. Il range energetico rimane quindi compreso tra i 4 MeV ed gli 8 MeV.

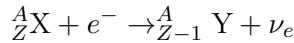
I raggi beta, carichi -e, vennero invece identificati successivamente come elettroni. Dalla scoperta della radioattività ad oggi il decadimento beta è stato inquadrato non più in base alla carica della radiazione emessa ma in termini di un processo nucleare che avviene tramite interazione debole e lascia invariato il numero di massa. Esistono tre tipi di processi beta. Il decadimento β^- , che comporta l'emissione di un elettrone e di un antineutrino elettronico e accompagna la trasformazione di un neutrone in un protone:



Il decadimento β^+ invece ha luogo assieme alla trasformazione di un protone in un neutrone, per cui:



La cattura elettronica, pur non essendo un decadimento, è un processo di stabilizzazione degli atomi che prevede la conversione di un protone in un neutrone ed è più comune rispetto al β^+ .



Anche in questo caso ogni transizione è caratterizzata da un Q-valore che per lo più si distribuisce tra la particella beta e quella neutra in modo casuale, così da ottenere, per i beta, uno spettro energetico continuo che parte da 0 e arriva ad un massimo pari a Q solitamente dell'ordine di pochi MeV.

Molti decadimenti beta, e talvolta gli alfa, danno origine stati finali eccitati del nucleo Y, che tende inevitabilmente a dissecitarsi con un tempo caratteristico variabile. Questo riassestamento prende il nome di decadimento gamma. L'energia del fotone emesso è pari alla differenza tra i livelli energetici iniziale e finale, solitamente frazioni di MeV. In figura 1.1 è riportato l'esempio del ^{241}Am , che può decadere su diversi livelli energetici del ^{237}Np per poi emettere raggi gamma.

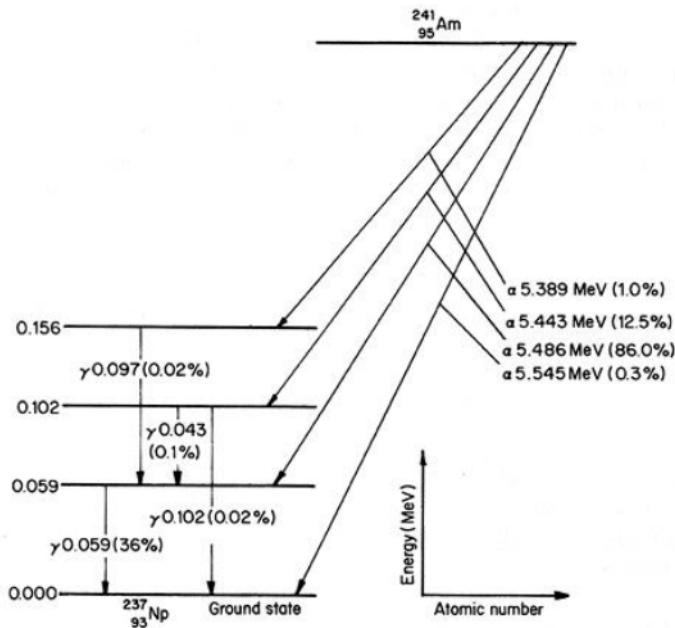


Figura 1.1: Decadimenti radioattivi dell'Americio 241.

L' ^{241}Am è la più comune sorgente di particelle alfa utilizzata per la calibrazione energetica dei rivelatori di particelle alfa, le misure di risoluzione riportate in questo elaborato

sono relative all'energia del suo decadimento principale, alfa di 5.486 MeV all'86.0% di probabilità.

1.2 Legge del decadimento radioattivo

Come detto in precedenza i decadimenti radioattivi sono eventi casuali, ma considerato un campione contenente molti atomi della stessa specie è possibile determinare il tasso di decadimento, una proprietà estensiva anche detta attività del campione.

Se i nuclei decadono in specie stabili, allora il numero N di atomi radioattivi del campione deve soddisfare:

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda N(t) \quad (1.1)$$

dove λ è la probabilità media di decadimento per unità di tempo, stimabile con accuratezza solo osservando un campione esteso; una volta determinato il suo valore vero λ dipende solo dal tipo di processo e dagli stati finale ed iniziale ma non dal numero effettivo di atomi. Il tempo di vita medio di un atomo è invece ricavabile come l'inverso di lambda:

$$\tau \equiv \frac{1}{\lambda}$$

Chiamiamo legge di decadimento l'evoluzione temporale del numero di atomi della specie iniziale presenti nel campione:

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} \quad (1.2)$$

Essendo un andamento esponenziale, basta un tempo $\Delta t = 5\tau$ perché un campione di atomi radioattivi appena formati si esaurisca quasi completamente. Questo tempo in realtà può variare da pochi secondi a miliardi di anni a seconda della specie e del tipo di decadimento a cui va incontro più spesso. Solitamente, per avere una chiara impressione dei tempi di attività di una sorgente si indica il tempo di dimezzamento del campione:

$$N(T_{1/2}) = N_0 e^{-T_{1/2}/\tau} = \frac{N_0}{2} \quad \Rightarrow \quad T_{1/2} = \tau \ln(2) \quad (1.3)$$

Considerato un campione di materiale radioattivo, l'attività di ogni specie presente è definita come il numero di decadimenti nell'unità di tempo: $[A] = \frac{1 \text{ dec}}{\text{sec}} = Bq$. L'attività è una grandezza che può solo diminuire, a meno che il tasso di produzione R degli atomi radioattivi sia diverso da zero:

$$A(t) = -\frac{dN(t)}{dt} = -(R(t) - \lambda N(t)) \quad (1.4)$$

1.3 Catene radioattive

I meccanismi di produzione di nuovi atomi radioattivi sulla Terra sono vari, e riguardano: l'interazione con i raggi cosmici, le reazioni che avvengono nei reattori o negli acceleratori, reazioni a catena. Queste ultime sono quelle che interessano la categoria di esperimenti sotto esame, in quanto possono dare origine a contaminazioni superficiali nei materiali soggetti a decadimenti alfa. Supposto presente un nucleo radioattivo genitore, spesso il derivato stabile non è il figlio diretto di un decadimento ma è prodotto di una sequenza di trasformazioni successive.

Un campione di questi nuclei progenitori evolve seguendo le diverse costanti di decadimento tipiche di ogni specie figlia:

$$\begin{aligned}\frac{dN_1}{dt} &= -\lambda_1 N_1 \\ \frac{dN_2}{dt} &= \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \\ \frac{dN_3}{dt} &= \lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3 \\ &\dots\end{aligned}\tag{1.5}$$

L'evoluzione di N_2 dipende contemporaneamente dalle leggi di decadimento delle specie 1 e 2. Perciò $N_2 = A_{21}e^{-\lambda_1 t} + A_{22}e^{-\lambda_2 t}$; risolvendo la prima equazione delle 1.5 ed inserendo $N_1(t)$ nella seconda ottengo i coefficienti A dell'andamento della specie 2, e similmente con le successive:

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1(0)(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + N_2(0)e^{-\lambda_2 t}\tag{1.6}$$

Una caratteristica importante per una catena è il rapporto tra le attività di padri e figli:

$$\frac{A_2(t)}{A_1(t)} = \frac{N_2(t)\lambda_2}{N_1(t)\lambda_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}(1 - e^{(\lambda_1 - \lambda_2)t}) + \frac{A_2(0)}{A_1(0)}e^{(\lambda_1 - \lambda_2)t}\tag{1.7}$$

Può capitare che i figli decadano più lentamente dei padri, caso comune all'interno della catena, Fig.1.2 (a). Il rapporto tra la costante di decadimento di un capostipite e quella dei suoi figli è invece sempre a favore dei figli nelle catene naturali, condizione che porta all'instaurarsi dell'equilibrio secolare all'interno della catena, Fig.1.2 (b).

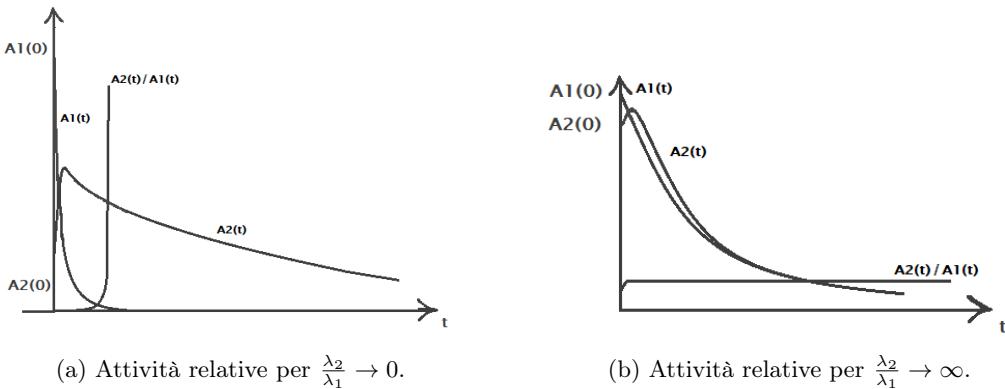


Figura 1.2: Rappresentazione di $A_2(t)/A_1(t)$ relativa al caso di una concentrazione iniziale di figli molto ridotta (riconducibile al caso $N_2(0) = 0$) rispetto ai padri.

La Figura 1.2 (a) rappresenta il caso $\lambda_1 \gg \lambda_2$: l'attività del padre va a zero così rapidamente che il rapporto tra le attività esplode. La Figura 1.2 (b) è associata al caso $\lambda_1 \ll \lambda_2$: le attività si pareggiano in tempi dell'ordine di $\Delta t = 5\tau_2$ nonostante la differenza di numero iniziale, instaurando l'equilibrio secolare. All'equilibrio secolare tutti i figli seguono il passo del genitore più lento, il capostipite, quindi l'attività di tutti i figli uguaglia quella del progenitore della catena. La popolazione di ogni singolo nucleo all'equilibrio è invece proporzionale alle vite medie:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\tau_2}{\tau_1}\tag{1.8}$$

Le catene radioattive naturali al giorno d'oggi hanno tutte raggiunto l'equilibrio, il che a partire dalla formazione del pianeta Terra ha richiesto un numero di anni dell'ordine del tempo di vita medio del secondo membro più lento della catena dopo il capostipite.

1.3.1 Catene radioattive naturali

I radionuclidi naturali si distinguono in cosmogenici e primordiali, a seconda che siano stati prodotti da interazione dei raggi cosmici con l'atmosfera o che siano residui di supernove dalla cui materia si è formato il nostro sistema solare.

Ogni nucleide radioattivo naturale con $A > 209$ fa parte di una delle tre catene radioattive di origine primordiale. Esse hanno la proprietà che il numero di massa A di ciascun membro della serie può essere espresso come $4n + i$, dove n è un intero ed $i = 0, 2, o 3$ costante per ciascuna serie. Non è più attiva la serie naturale ($4n + 1$), che corrisponde alla serie del Nettunio, perché il suo radioisotopo più longevo è il ^{237}Np , con $T_{1/2} = 2.14 \times 10^6$ anni, molto più breve dell'età del sistema solare.

Le tre catene radioattive sono storicamente chiamate:

- *serie del Torio* ($4n$) : capostipite [^{232}Th ; $T_{1/2} = 1.405 \times 10^{10}$ anni]
- *serie del Radio* ($4n + 2$): capostipite [^{238}U ; $T_{1/2} = 4.468 \times 10^9$ anni]
- *serie dell'Attinio* ($4n + 3$): capostipite [^{235}U ; $T_{1/2} = 7.04 \times 10^8$ anni]

I radioisotopi con tempo di vita medio più lungo possono essere considerati i punti di partenza di queste serie, ovvero i capostipiti. Ogni serie termina in un isotopo stabile del piombo.

Nelle Figure 1.3, 1.4 e 1.5 sono riportati gli schemi delle tre catene.

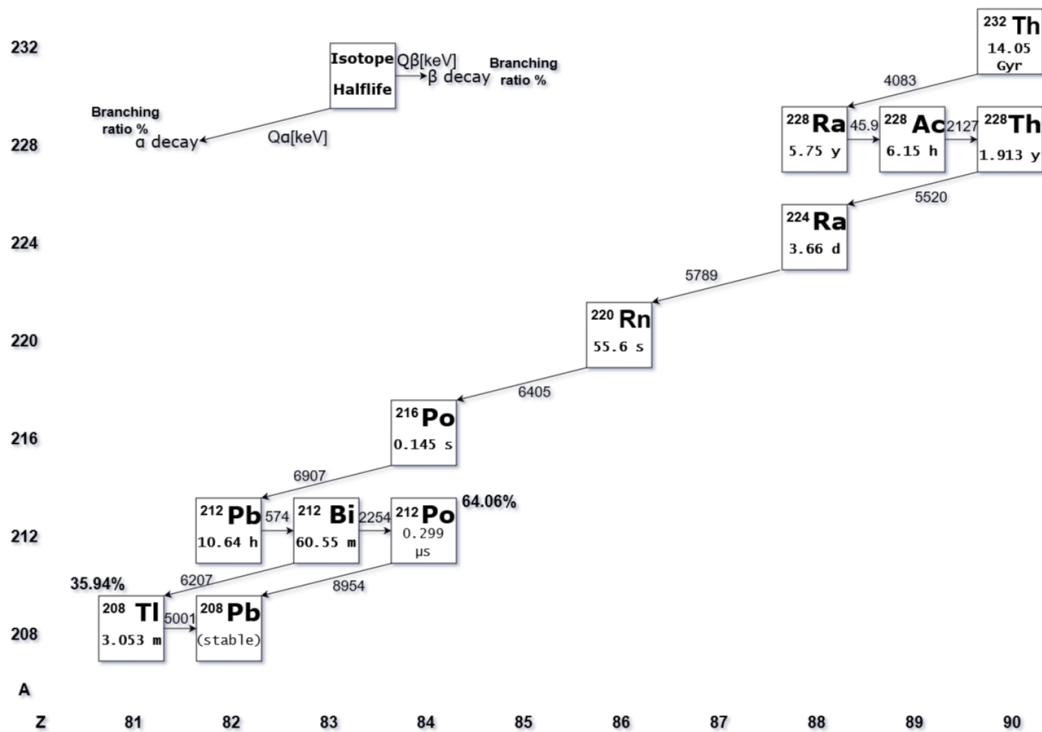
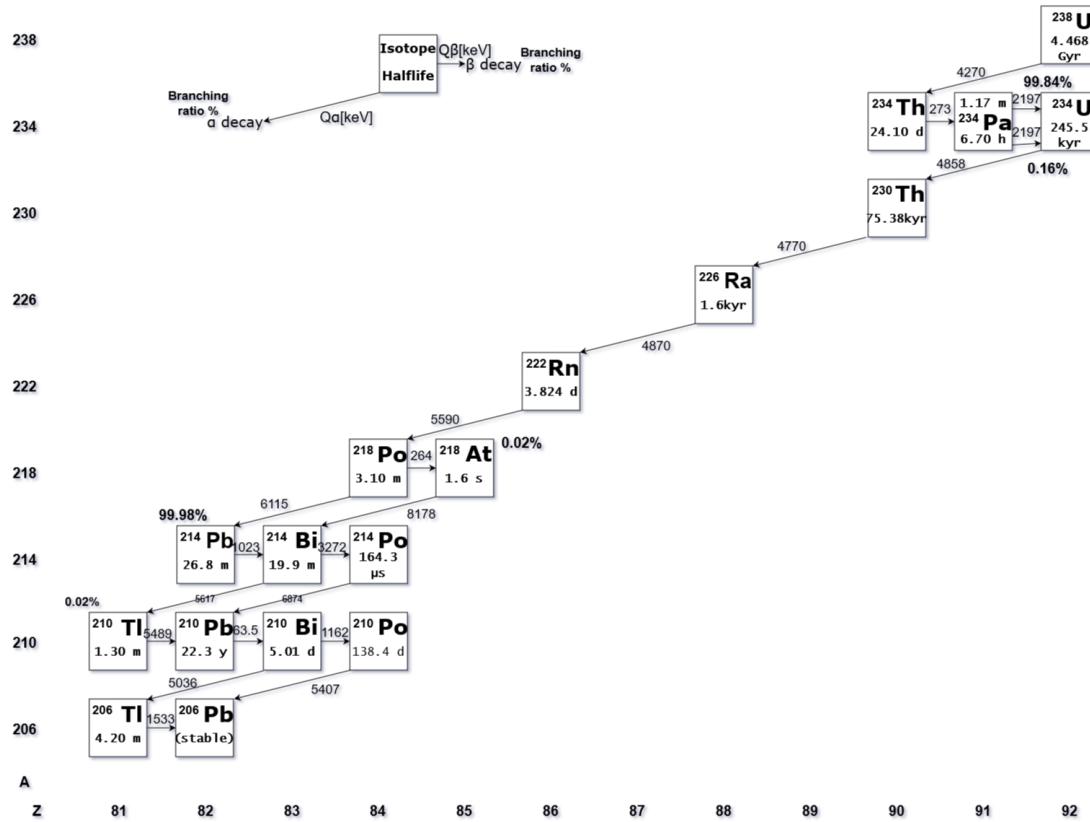
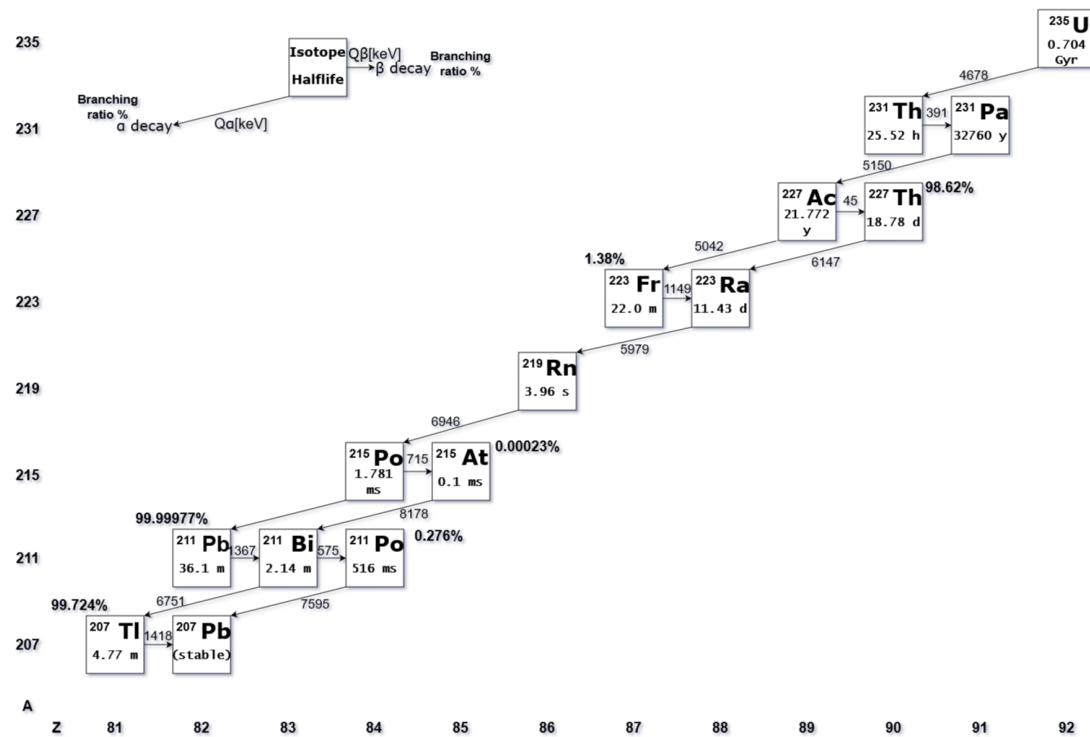


Figura 1.3: Catena radioattiva del ^{232}Th .

Figura 1.4: Catena radioattiva dell' ^{238}U Figura 1.5: Catena radioattiva dell' ^{235}U .

1.4 Interazione delle particelle cariche con la materia

I rivelatori di particelle basano il loro funzionamento sulla energia depositata dalle particelle nel materiale stesso dello strumento a seguito di interazioni microscopiche. Distinguiamo le interazioni operate da particelle cariche con nuclei ed elettroni del materiale, che sono di tipo elettromagnetico dalle interazioni che interessano le neutre, la cui energia viene assorbita per essere convertita in energia cinetica di particelle cariche secondarie. Siccome questo elaborato tratta processi di interazione alfa con rivelatori al silicio sorvolerò sulla descrizione dei meccanismi di conversione delle particelle come neutroni o fotoni.

Nella categoria particelle cariche troviamo doverosa la distinzione tra quelle molto più pesanti degli elettroni e quelle paragonabili ad essi.

L'interazione coi nuclei vede le due categorie accomunate da notevoli deviazioni di traiettoria accompagnate da scarsi trasferimenti di energia per via della superiore massa dei nuclei. Al contrario, l'interazione elettromagnetica con gli elettroni atomici per delle particelle pesanti come le alfa è la parte predominante della perdita energetica e non causa deviazioni dal percorso, che procede in linea retta. La perdita di energia comporta un rallentamento della particella pesante fino all'assorbimento della stessa nel materiale. Un incontro invece di un elettrone libero con un elettrone atomico comporta facilmente deviazioni di traiettoria. Siccome un elettrone quindi compie un percorso frastagliato nella materia, può venire assorbito anche da uno spessore piccolissimo indipendentemente dalla sua energia, mentre lo spessore necessario ad assorbire una alfa dipende direttamente dall'energia iniziale.

Di conseguenza, solo nel caso di particelle cariche pesanti il concetto di range di penetrazione può essere usato come misura dell'energia trasportata, e risponde alla formula:

$$R = \int_E^0 \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx\rho} \quad (1.9)$$

il termine $-\frac{dE}{dx\rho}$ rappresenta il potere frenante¹ di un materiale diviso per la densità dello stesso, è perciò una funzione universale dell'energia iniziale della particella che dipende solo debolmente dal tipo di materiale o di particella incidente.

Particelle cariche pesanti

Il potere frenante per le particelle cariche pesanti è calcolabile con la formula di Bethe-Bloch:

$$S = -\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e v_0^2} n_e \left(\frac{e^2 z}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \ln \left[\frac{2m_e v_0^2}{\bar{I}} \right] \quad (1.10)$$

dove \bar{I} è il potenziale medio di ionizzazione della specie. Faccio notare che questa espressione vale solo in approssimazione non relativistica, e si basa su un'interpretazione semiclassica dell'interazione elettromagnetica di una particella di carica ze in moto rettilineo con $v_{\text{iniziale}} = v_0$ in un materiale la cui concentrazione per unità di volume di elettroni è n_e . Tale approssimazione è valida per particelle pesanti come le alfa, per le quali $\beta\gamma = vc\gamma < 0.1$.

L'Equazione 1.10 perde di validità nel limite per $v \rightarrow 0$, situazione che coincide con la neutralizzazione della particella da parte degli elettroni del mezzo. Anche per $v \rightarrow c$ la formula non è consistente, a causa della comparsa di effetti ultra-relativistici. L'espressione

¹definito come la perdita di energia differenziale della particella nel materiale

può essere corretta al caso relativistico tenendo conto dei termini in β^2 precedentemente trascurati e di termini di correzione aggiuntivi che adeguano il modello semplificato ai fenomeni reali ignorati nella 1.10:

$$S = -\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e v_0^2} n_e \left(\frac{e^2 z}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[\frac{1}{2} \ln \left[\frac{2m_e v_0^2 E_{\max}}{\bar{I}(1-\beta^2)} \right] - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right] \quad (1.11)$$

dove E_{\max} è l'energia massima trasferibile all'elettrone atomico da derivare in termini relativistici. δ è un termine di "correzione di densità" dovuto all'aumentare dell'effetto di polarizzazione del mezzo con la velocità della particella. Il termine $\frac{C}{Z}$ è relativo ad una "correzione di shell" e viene aggiunto per correggere la divergenza per $\beta \rightarrow 0$ siccome quando $v_{\text{particella}} \sim v_{\text{elettrone sull'orbitale}}$, l'assunzione di elettrone atomico stazionario non è più valida.

In entrambe le equazioni 1.10 e 1.11 la dipendenza dal tipo di materiale si trova sia in $n_e \propto Z\rho$ che nel termine \bar{I} . Dividendo S per la densità del materiale: $\rho = n_e \frac{A}{Z} N_A$, si elimina la dipendenza che sta in n_e rimanendo con costanti universali più una leggera variabilità del rapporto A/Z in genere poco influente.

Riporto in figura 1.6 l'andamento di S/ρ all'aumentare dell'energia delle particelle incidenti.

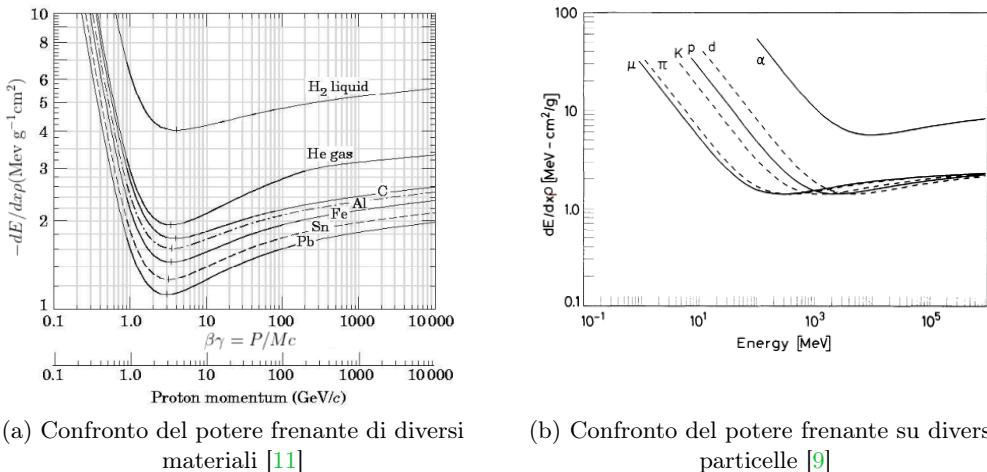


Figura 1.6: Andamento del potere frenante normalizzato alla densità per energie tali che $\beta\gamma > 0.1$.

All'aumentare del numero atomico del materiale, S/ρ subito diminuisce, come mostrato in Fig.1.6 (a); l'andamento qualitativo di S/ρ rimane tuttavia inalterato, particelle con fissata energia hanno circa la stessa perdita di energia in materiali diversi. Porto l'attenzione sulla Fig.1.6 (b) dove si può notare che il minimo si solleva notevolmente all'aumentare della carica incidente ze . Le alfa, cariche +2e, sono quindi le particelle che perdono più energia per collisione, e quindi le meno penetranti.

L'informazione principale che ricaviamo da un grafico come quello in Fig.1.6 è che la maggior deposizione di energia per unità di percorso da parte di una particella pesante si verifica a basse energie, ovvero al termine della vita della particella nel materiale; aspetto particolarmente visibile nel grafico della Curva di Bragg, in cui il potere frenante è riportato in funzione della profondità di penetrazione della particella nella materia.

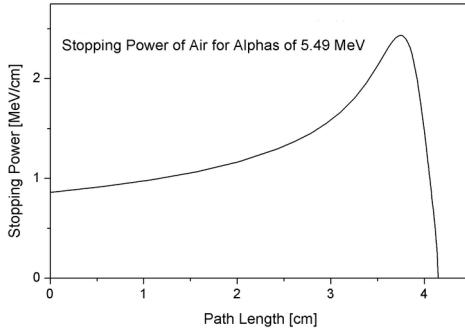


Figura 1.7: Una tipica curva di Bragg per particelle alfa in aria.

La rapida caduta che segue il picco di ionizzazione è dovuta al processo di annichilazione della alfa che cominciano ad accumulare attorno a sé sempre più elettroni.

Il concetto di range risponde proprio alla domanda: quanto a fondo può penetrare una particella pesante prima di perdere tutta la sua energia nella materia?

Ovviamente la risposta deve dipendere dal materiale, dal tipo di particella e dalla sua energia, ma è possibile effettuare esperimenti usando fasci monocromatici di particelle e misurare il fattore di trasmissione di un oggetto dallo spessore variabile.

Il risultato per il range medio estrapolato per le alfa in aria (a 15 °C e Patm) varia dagli 1 ai 7 cm, all'incirca 1 cm/MeV. Per questo motivo i rivelatori di alfa vengono sempre adoperati in vuoto, così facendo si evita che le particelle perdano troppa energia lungo il percorso o addirittura non raggiungano il rivelatore. Nei solidi, ricordando che $R \propto \frac{1}{\rho}$ e stimando $\rho_{\text{solidi}} \simeq 10^3 \times \rho_{\text{gas}}$, il range è di 10 μ/MeV circa.

Particelle cariche leggere

Il potere frenante per le particelle cariche leggere è calcolabile come la somma del termine collisionale e di un termine radiativo. Il termine collisionale è sempre dato dalla relazione di Bethe-Bloch con alcune correzioni e termini relativistici:

$$S_c = - \left(\frac{dE}{dx} \right)_c = \frac{2\pi}{m_e v_0^2} n_e \left(\frac{e^2 z}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[\ln \left(\frac{(m_e c^2)^2 \tau^2 (\tau + 2)}{2\bar{I}^2} \right) + F(\tau) - \delta - 2 \frac{C}{Z} \right] \quad (1.12)$$

dove τ è l'energia cinetica della particella in unità di $m_e c^2$; $F(\tau)$ è una funzione dell'energia che dipende dalla particella, ad esempio si distingue tra elettroni o positroni.

Il termine radiativo, anche conosciuto come emissione di Bremsstrahlung, interessa solo particelle leggere (come nel caso degli elettroni) e a basse energie è relativamente basso. Invece più queste particelle sono rapide, più probabilità hanno di emettere fotoni quando vengono deviate da un campo esterno come quello di un nucleo o di un altro elettrone; oltre le decine di MeV il Bremsstrahlung domina completamente sulla perdita per collisione. La perdita di energia tramite meccanismo radiativo può essere descritta dalla formula:

$$S_r = - \left(\frac{dE}{dx} \right)_r = \frac{e^4 \alpha}{m_e^2 c^4} E_0 \rho Z (Z + 1) \left[\ln \left(\frac{2e}{m_e c^2} \right) - \frac{4}{3} \right] \quad (1.13)$$

dove si può notare la dipendenza quadratica da Z_{mezzo} dovuta all'ulteriore influenza dell'intensità del campo, a differenza della più debole proporzionalità lineare del caso collisionale.

Un'altra differenza sostanziale è l'aumento lineare dell'emissione Bremsstrahlung con l'energia della particella incidente E_0 , quando invece le collisioni diminuiscono in frequenza ed efficacia.

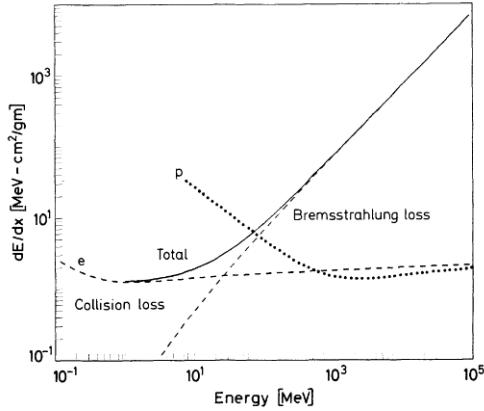


Figura 1.8: Confronto tra perdita per radiazione e per collisione per gli elettroni nel rame. Come riferimento è riportata la perdita di energia per i protoni, che non sono soggetti al Bremsstrahlung. [9].

Come già detto in precedenza, per via della grande suscettibilità a scattering multipli da parte di nuclei ed altri elettroni, per queste particelle non è definito un concetto di range inteso come profondità massima raggiungibile in un materiale. Quest'ultima dipende molto dal tipo di materiale e dall'energia del fascio, inoltre la possibilità di trasmettere molta energia con una sola collisione o fotone Bremsstrahlung risulta in una maggiore dispersione della durata del percorso compiuto nel mezzo anche per elettroni di pari energia.

1.5 Contaminazioni nei materiali

I materiali presenti in natura sono naturalmente soggetti alla presenza di elementi radioattivi, sia nel volume che sulla superficie. Per rivelatori privi di strati morti, e quindi sensibili ad ogni tipo di particella interagente, anche particelle poco penetranti come le alfa possono contribuire al fondo radioattivo misurato dall'esperimento. Se emesse da decadimenti superficiali di materiali sperimentalni direttamente affacciati al rivelatore in vuoto possono infatti essere rivelate. Questo tipo di contaminazioni possono essere dovute alla componente superficiale delle contaminazioni di volume, oppure alla penetrazione di radionuclidi attraverso la superficie a seguito di lavorazioni meccaniche o di contatto con l'atmosfera, che naturalmente tende ad inglobare nel particolato elementi radioattivi figli del radon. È sullo studio di questa categoria di contaminazioni che si è incentrato il mio lavoro di tesi.

Le sorgenti contaminanti si classificano in: [8]

- *naturali*: comprendono la progenie delle catene naturali che si sviluppano nelle rocce e nei suoli, ma anche elementi come ^{40}K , ^{87}Rb . Il Radon, elemento intermedio di tutte e tre le serie primordiali ancora attive, ha la nota caratteristica di diffondere nell'atmosfera, il suo figlio più longevo, il ^{210}Pb , viene trasportato per sospensione nell'aria fino alla sua depositazione sulle superfici dei materiali.
- *antropogeniche*: i test nucleari e gli incidenti ai reattori hanno aumentato notevolmente le concentrazioni in natura di ^{3}H e ^{14}C , ma anche ^{137}Cs e ^{90}Sr .

- *cosmogeniche*: sono radionuclidi prodotti da interazione dei raggi cosmici con l'atmosfera; tra essi quelli con attività più elevata sono ^{7}Be , ^{38}Cl , ^{39}Cl e ^{38}S . L'attività dei radionuclidi cosmogenici sulla superficie terrestre è generalmente trascurabile rispetto a quella dei radionuclidi di origine primordiale. L'interazione dei raggi cosmici con i materiali, può inoltre indurre attivazione di nuclidi instabili a vita lunga. Tra essi quello di maggior interesse per la fisica degli eventi rari è il ^{60}Co , prodotto ad esempio nel rame, materiale frequentemente utilizzato negli apparati sperimentali.

Capitolo 2

Rivelatori a semiconduttore

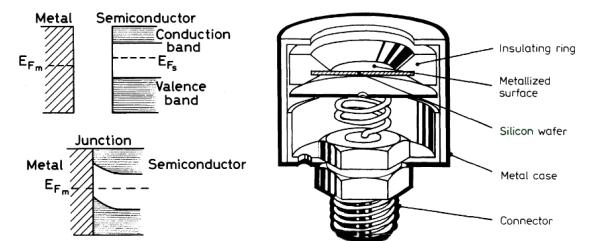
I rivelatori a semiconduttore sono costruiti a partire da cristalli semiconduttori, tipicamente Silicio e Germanio, elementi del quarto gruppo.

Le varie tipologie oggi disponibili si differenziano per il procedimento di fabbricazione e presentano importanti differenze di prestazione. Quelli adoperati per gli esperimenti descritti in questo elaborato sono chiamati rivelatori al silicio a barriera superficiale (SSB) e si basano su una giunzione creata tra un wafer (sottile fetta di materiale) di silicio e un metallo, tipicamente oro o alluminio.

Il processo di produzione è relativamente semplice, sono prodotti a temperatura ambiente incidendo prima la superficie del silicio e poi depositando uno strato sottile di oro per evaporazione. In questo processo, è anche necessario consentire alla superficie di ossidarsi leggermente prima della deposizione. La giunzione viene quindi montata in un anello isolante con superficie metallizzata per il contatto elettrico. L'alloggiamento esterno e la superficie frontale sono normalmente messi a terra, mentre dalla superficie posteriore del wafer semiconduttore si instaura una connessione elettrica verso il connettore coassiale sul retro. In Figura 2.1 è mostrato in sezione lo schema di un tipico SSB.

Tali rivelatori sono sensibili alla luce, in quanto i fotoni luminosi che li colpiscono raggiungono direttamente il volume attivo producendo un alto livello di rumore solo con la luce presente in una stanza. Questo fattore non interferisce tuttavia nella rivelazione delle particelle pesanti dal momento che tali misure, come accennato al paragrafo 1.4, devono avvenire nel vuoto, quindi in una camera sigillata. Sono anche particolarmente sensibili alla contaminazione delle superfici e all'esposizione ai vapori perciò devono essere mantenuti puliti e maneggiati con molta cura.

Figura 2.1: Rivelatore a Barriera Superficiale al Silicio. [9]



2.1 Semiconduttori, conduttori e isolanti

Ciò che rende i semiconduttori importanti per la realizzazione dei rivelatori sono le loro proprietà elettriche, caratteristiche che dipendono dalla struttura a bande della shell elettronica più esterna di questi atomi. I semiconduttori sono elementi dalle proprietà

elettriche intermedie tra conduttori ed isolanti, in Fig.2.2 mostro la struttura a bande energetiche dei tre tipi di materiali a confronto.

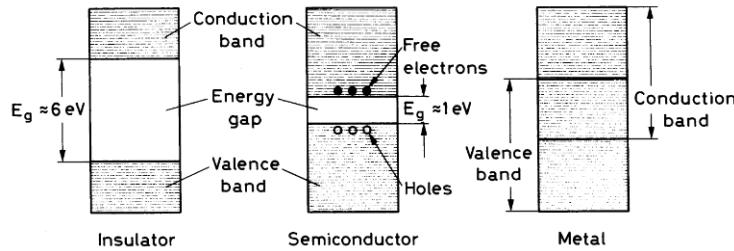


Figura 2.2: Struttura a bande energetiche di isolanti, semiconduttori e metalli. [9]

Le bande sono una rappresentazione di regioni popolate da livelli elettronici discreti ravvicinati, si formano a seguito della distribuzione ordinata e ravvicinata degli atomi nei cristalli, che causa una sovrapposizione delle funzioni d'onda. Il gap energetico è invece una regione proibita.

La banda indicata come banda di conduzione (BC) ospita gli elettroni liberi dal legame con l'atomo d'origine e quindi portatori di carica all'interno del solido, a differenza degli elettroni di valenza che rimangono legati e che si trovano in banda di valenza (BV). La larghezza del gap è influenzata dalla distanza tra gli atomi all'interno del reticolo cristallino, che dipende da temperatura, pressione e ovviamente dal tipo di materiale.

Come si vede in figura 2.2 i conduttori hanno gap inesistente, gli isolanti a temperatura ambiente hanno un gap così elevato da impedire qualsiasi liberazione di cariche, mentre i semiconduttori hanno gap variabili: il silicio ha $E_{\text{gap}} = 1.12 \text{ eV}$ e il Germanio ha $E_{\text{gap}} = 0.67 \text{ eV}$. Per tali energie la sola agitazione termica di un elettrone potrebbe permettere il salto dalla banda di valenza alla banda di conduzione con conseguente formazione di una buca in valenza.

A causa delle diverse strutture a bande e della dimensione del gap energetico, il comportamento dei tre materiali in termini di passaggio di corrente è completamente differente. I conduttori, avendo sempre elettroni disponibili in banda di conduzione, sono in grado di condurre corrente ad ogni temperatura mentre gli isolanti non permettono conduzione in nessuna condizione. I semiconduttori hanno invece una conducibilità nulla a T=0 K, che aumenta all'aumentare della temperatura grazie all'agitazione termica degli elettroni.

Anche una particella ionizzante che depositi energia nel materiale semiconduttore può dar luogo alla formazione di coppie elettrone-buca. Applicando un potenziale ai capi del materiale le coppie derivano verso gli elettrodi generando una corrente che si sovrappone a quella dovuta ai portatori termici. La misura di questa corrente può essere utilizzata per rivelare l'energia depositata dalla particella.

2.2 La giunzione pn

Per realizzare rivelatori a semiconduttore non si utilizzano mai semiconduttori puri, detti intrinseci. Nel caso più semplice si utilizza una giunzione p-n inversamente polarizzata, che funziona come un diodo. La polarizzazione esterna si applica al fine di formare una

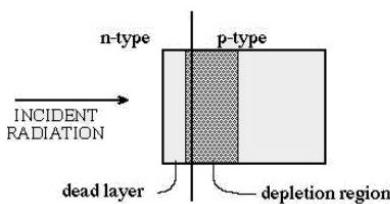
regione con campo elettrico sufficiente (bastano $0.2 \text{ V}/\mu\text{m}$) a separare le coppie prima della ricombinazione e creare una corrente, portando gli elettroni verso il catodo, e le lacune verso l'anodo.

Nel caso dei rivelatori a barriera superficiale nella giunzione si presenta solo uno strato di semiconduttore, di tipo p o di tipo n, mentre l'altro lato della giunzione è fatto di metallo (oro con n, alluminio con p); tali giunzioni sono note anche come barriere di Schottky e possiedono molte delle caratteristiche della giunzione p-n. In Figura 2.3 un confronto visivo tra una giunzione p-n ed una barriera Schottky.

La differenza sostanziale tra i rivelatori a barriera superficiale e quelli a giunzione diffusa consiste nello spessore dello strato morto (materiale inerte alla radiazione ionizzante) ottenibile, che negli SSB occupa solo poche decine di nm. Questo spessore che separa il vuoto dalla regione attiva del rivelatore influisce gravemente sulla risoluzione energetica nel caso di misure con particelle inclini a perdere una buona frazione della loro energia nell'attraversarlo.

Various Detector Configurations

Diffused Junction Detectors



Surface Barrier Detectors

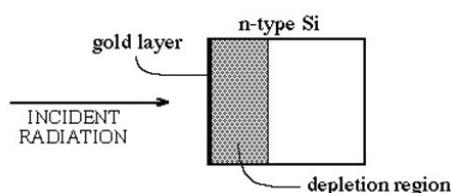


Figura 2.3: Confronto tra rivelatori a giunzione diffusa e rivelatori a barriera superficiale.

Con semiconduttori di tipo n o p si indicano semiconduttori drogati con elementi affini. Nel caso del Silicio e del Germanio gli elementi affini possono essere membri del terzo o del quinto gruppo; introducendo ad esempio Boro o Arsenico si creano delle impurità che alterano la struttura a bande in un modo che aumenta la conducibilità del materiale. Si parla di semiconduttore di tipo n se le impurità introdotte sono atomi donori, ovvero con un elettrone in più rispetto all'atomo di partenza. Un semiconduttore di tipo p viene invece drogato di atomi accettori, ovvero aventi un elettrone in meno.

Immaginiamo di aver giunto, in un contatto termodinamico, due regioni di materiale drogati in maniera opposta. Come conseguenza i portatori maggioritari, ovvero quelli presenti in maggior concentrazione in ciascuno dei due lati della giunzione, diffondono verso la regione a minor densità (Figura 2.4 in alto) ricombinandosi nel processo con i portatori di segno opposto che incontrano nel cammino. La ricombinazione interessa solo la porzione di materiale più vicina alla superficie di giunzione, che si ritrova priva di cariche libere (e per questo chiamata "regione di svuotamento") ma caratterizzata dalla presenza di carica netta fissa + sul lato n e carica netta - sul lato p, che creano un campo elettrico intrinseco. Tale campo elettrico dà origine ad una corrente di deriva nel verso opposto alla precedente dovuta ai minoritari. All'equilibrio le due correnti si egualano.

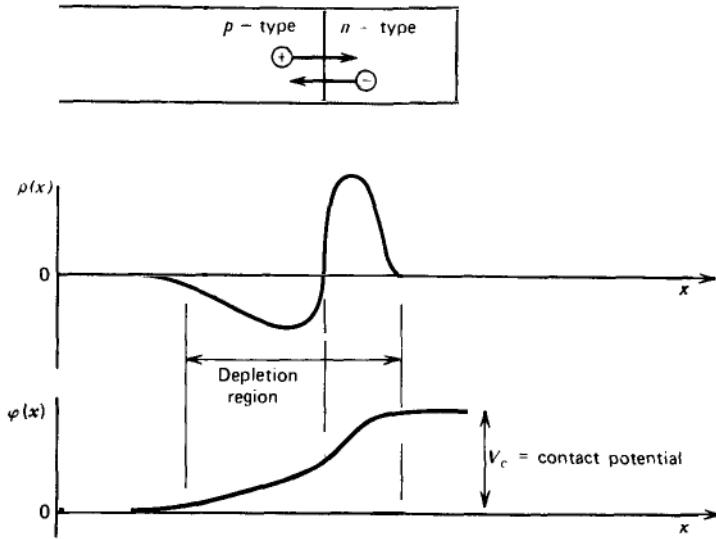


Figura 2.4: Regione di svuotamento con maggior concentrazione di donori all'equilibrio.

La distribuzione di carica fissa si estende da entrambi i lati della giunzione, tuttavia, spesso accade che i livelli di concentrazione di donori siano maggiori di quelli degli accettori, in questo caso la diffusione degli elettroni procede più in profondità nella zona p rispetto alla diffusione delle buche nella zona n, come mostrato in Figura 2.4.

Per ampliare il volume della regione attiva, ed al contempo ridurre la corrente dovuta ai portatori maggioritari, le giunzioni p-n vengono polarizzate applicando un potenziale esterno concorde a quello formatosi naturalmente. Questa configurazione viene chiamata di polarizzazione inversa, ed è quella ideale per utilizzare la giunzione come rivelatore di particelle.

2.2.1 Corrente di fuga nella giunzione inversamente polarizzata

La corrente naturalmente presente nella giunzione è dovuta alla sovrapposizione di due correnti in verso opposto: quella dovuta ai portatori minoritari prodotti per agitazione termica (I_{th}) e quella dovuta alla diffusione dei portatori maggioritari (I_{diff}).

Per ricavare l'espressione della corrente totale nella giunzione partiamo dalla configurazione in assenza di potenziale esterno. All'equilibrio ed in assenza di radiazione esterna la regione di svuotamento è attraversata da una corrente netta nulla:

$$I_{\text{tot}} = I_{\text{th}} + I_{\text{diff}} = 0 \quad (2.1)$$

Facendo riferimento alla Fig.2.4 per i segni delle correnti, possiamo ricavare un'espressione per I_{diff} se pensiamo ai portatori maggioritari come distribuiti secondo la distribuzione di Fermi - Dirac: $f_{\text{FD}} \simeq e^{-\beta(E_{\text{gap}}-\mu)}$ dove μ è il potenziale chimico, vale che $E_{\text{gap}} - \mu = \Delta V_0 > 0$ ma $E_{\text{gap}} \gg \mu$. Perciò nonostante la barriera di potenziale, i portatori di carica con energia elevata avranno probabilità non nulla di diffondere attraverso la giunzione e ricombinarsi.

$$I_{\text{diff}} \simeq I_0 e^{-\beta(E_{\text{gap}}-\mu)} = I_0 e^{-\beta\Delta V_0} \quad (2.2)$$

Allora, dall'Eq.2.1 si ricava che $I_{\text{th}} = -I_{\text{diff}} = -I_0 e^{-\beta \Delta V_0}$.

In caso di polarizzazione inversa, al potenziale intrinseco della giunzione si aggiunge quello esterno, ad esso concorde in segno $\Delta V_{\text{EXT}} > 0$. La corrente termica dovuta ai minoritari rimane uguale, mentre quella di diffusione dovuta ai maggioritari diminuisce perché la barriera di potenziale si alza. La corrente che scorre nella giunzione diventa quindi:

$$I_{\text{tot}} = I_{\text{th}} + I_0 e^{-\beta(\Delta V_0 + \Delta V_{\text{EXT}})} = I_{\text{th}} \left(1 - e^{-\beta \Delta V_{\text{EXT}}} \right) \quad (2.3)$$

Ricordando che I_{th} è negativa, la funzione $I(V)$ per una giunzione p-n riproduce l'andamento della tipica tensione corrente di un diodo come quella in Fig.2.5. L'Equazione 2.3 prevede un andamento asintotico per $\Delta V_{\text{EXT}} \rightarrow +\infty$ che tende al valore della corrente termica, la quale è chiamata alternativamente corrente di fuga. Il punto di lavoro dei rivelatori a semiconduttore si trova nella regione in cui di fatto la corrente dominante è quella dovuta ai portatori minoritari, ossia I_{th} .

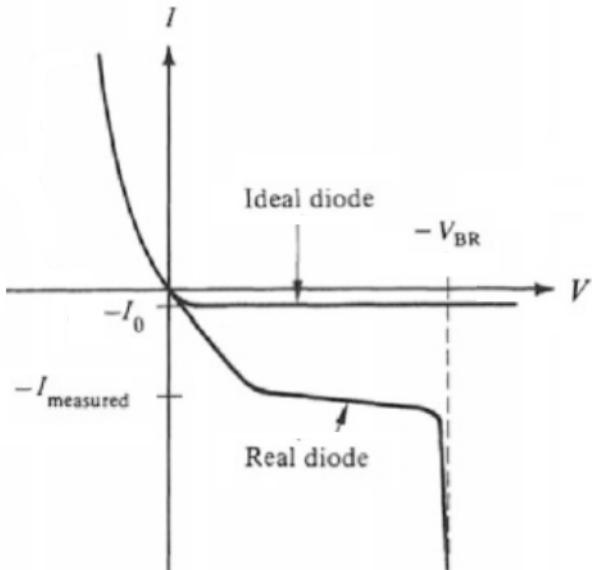


Figura 2.5: Tipica corrente tensione di un diodo ideale paragonata ad uno reale. [5]

La Figura 2.5 mette in evidenza che l'Eq.2.3 in realtà descrive un semplice modello, e che la corrente di fuga misurata per un rivelatore reale non è costante, ma aumenta in modulo al crescere della tensione inversa applicata e superato un punto critico, subisce un breakdown. Tale scarica avviene quando la tensione di lavoro è sufficiente ad aumentare l'energia cinetica degli elettroni oltre l'energia di prima ionizzazione, così da scatenare una valanga elettronica.

In presenza di un evento ionizzante, la corrente generata dall'interazione (I_{gen}) si somma a questo flusso di corrente termica, le cui fluttuazioni sono quindi una fonte di rumore per il segnale di interesse.

2.2.2 Dimensione della regione di svuotamento

Come detto il precedenza l'applicazione di una polarizzazione inversa ai capi della giunzione induce un incremento della dimensione d della regione di svuotamento. Questo è dovuto

al fatto che i portatori maggioritari sono spinti a diffondere ulteriormente dall'aumentare della barriera di potenziale.

Supponiamo di considerare un wafer di silicio spesso a sufficienza da non arrivare al completo svuotamento del suo volume, per cui lo spessore attivo può aumentare con la tensione applicata. L'andamento di d in funzione del potenziale può essere ottenuto modellizzando la distribuzione spaziale della carica mostrata in Fig.2.4 come segue :

$$\rho(x) = \begin{cases} -eN_A & (-a < x < 0) \\ +eN_D & (0 > x > b) \end{cases} \quad (2.4)$$

dove N_D ed N_A sono le densità volumiche di donori e di accettori nelle zone n e p. Le giunzioni p-n utilizzate per realizzare rivelatori di particelle sono generalmente caratterizzate da una diversa densità volumetrica di atomi droganti tra zona n e zona p. Supponendo quindi che $N_D \gg N_A$ l'estensione della regione di svuotamento nella zona n è minore che nella zona p ($b \ll a$). Inoltre siccome la carica netta deve essere 0: $aN_A = bN_D$.

Tenendo conto del fatto che il valore del potenziale in ogni punto deve soddisfare l'equazione di Poisson, si ha che:

$$\nabla^2\phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0\epsilon_r} \Rightarrow \frac{d^2\phi}{dx^2} = \begin{cases} +\frac{eN_A}{\epsilon_0\epsilon_r} & (-a < x < 0) \\ -\frac{eN_D}{\epsilon_0\epsilon_r} & (0 > x > b) \end{cases} \quad (2.5)$$

Svolgendo gli integrali ed imponendo l'annullamento del campo elettrico ai contorni della regione di svuotamento è possibile trovare $\epsilon = -d\phi/dx$. Lo stesso passaggio, ma imponendo $\phi(-a) = 0$ e $\phi(b) = \Delta V_{\text{EXT}}$, permette di ottenere:

$$\phi(x) = \begin{cases} +\frac{eN_A}{2\epsilon_0\epsilon_r}(x+a)^2 & (-a < x < 0) \\ -\frac{eN_D}{2\epsilon_0\epsilon_r}(x-b)^2 + \Delta V_{\text{EXT}} & (0 > x > b) \end{cases} \quad (2.6)$$

Il potenziale proprio della giunzione è sempre trascurabile rispetto a quello esterno, da cui l'approssimazione $\Delta V \simeq \Delta V_{\text{EXT}}$. Siccome le due soluzioni devono combaciare in $x = 0$, ovvero il piano di contatto tra la regione p e quella n, si ha che:

$$\frac{eN_A a^2}{2\epsilon_0\epsilon_r} = -\frac{eN_D b^2}{2\epsilon_0\epsilon_r} + \Delta V_{\text{EXT}} \quad (2.7)$$

Usando la conservazione della carica e l'approssimazione $N_D \gg N_A$ risulta:

$$a(a+b) = \frac{2\epsilon_0\epsilon_r \Delta V_{\text{EXT}}}{eN_A} \quad (2.8)$$

Per comodità di calcolo possiamo riscrivere $(a+b) \simeq d$ e $a \simeq d$ ottenendo la formula:

$$d \simeq \left(\frac{2\epsilon_0\epsilon_r \Delta V_{\text{EXT}}}{eN_A} \right)^{1/2} \quad (2.9)$$

Il conto è analogo nel caso in cui $N_A \gg N_D$. Questa formula si basa su qualche arrotondamento ma nel caso della nostra giunzione alluminio-semiconduttore, dove la regione di svuotamento si estende tutta nel silicio, è ragionevole pensare di avere $N_D \gg N_A$.

La ragione per cui il materiale ad alta purezza è importante è riflessa nell'Eq.2.9. Per una data tensione applicata, la regione d è massimizzata dalla minimizzazione della concentrazione di impurezze droganti sul lato a maggiore purezza della giunzione. Le regioni di svuotamento di grandi dimensioni possono quindi essere ottenute solo partendo da un materiale semiconduttore di elevata purezza. Dal momento che la regione di svuotamento si estende maggiormente nel lato a minor concentrazione di droganti, è possibile realizzare una giunzione accostando un semiconduttore molto puro di tipo p ad uno strato molto sottile di metallo (come fosse un semiconduttore fortemente drogato n), fornendo dal lato opposto una finestra d'ingresso per radiazioni a penetrazione debole.

2.2.3 Capacità elettrica della giunzione

La giunzione è in grado di accumulare carica sugli elettrodi posti ai suoi capi. Dal momento che la zona dove c'è effettivamente campo elettrico è la regione di svuotamento, caratterizzata da una resistività maggiore del normale materiale tipo n o p, il rivelatore si comporta come un vero e proprio condensatore piano con distanza d tra le piastre. Utilizzando la formula 2.9 possiamo quindi ricavare l'espressione per la capacità elettrica della giunzione:

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{S}{d} \Rightarrow C \simeq \epsilon_0 \epsilon_r \frac{S \sqrt{e N_A}}{\sqrt{2 \epsilon_0 \epsilon_r \Delta V_{\text{EXT}}}} \propto \sqrt{\frac{1}{\Delta V_{\text{EXT}}}} \quad (2.10)$$

Dall'Equazione 2.10 ricaviamo la proporzionalità inversa della capacità rispetto alla radice della tensione applicata.

2.3 Spettroscopia alfa con rivelatori a semiconduttore

Come detto in precedenza l'interazione di una particella ionizzante con la parte attiva della giunzione p-n provoca la formazione di numerose coppie elettrone-buca. Il numero di coppie create è legato all'energia depositata dalla particella ed alla quantità di energia media necessaria per la produzione di una singola coppia, detta energia media di ionizzazione ϵ . Quest'ultima dipende principalmente dal materiale e in minor grado dal tipo di radiazione e dalla temperatura.

Il numero totale di coppie prodotte può essere quindi convertito in termini dell'energia della particella prima dell'interazione:

$$E = N_{\text{coppie}} \epsilon \quad (2.11)$$

Tenendo conto che la singola carica prodotta è la carica elementare e , si può ricavare la carica totale prodotta dall'interazione come:

$$Q_{\text{tot}} = eN = e \frac{E}{\epsilon} \quad (2.12)$$

Da tale espressione risulta immediato capire come la misura della corrente in uscita dal rivelatore, dipendente anche dalla velocità degli elettroni oltre che da N, possa immediatamente fornire indicazione dell'energia della particella incidente. I rivelatori a semiconduttore, costituiti per l'appunto da giunzioni p-n polarizzate inversamente, consentono quindi di effettuare misure di spettroscopia.

2.3.1 Spettroscopia energetica

Effettuare una misura di spettroscopia energetica alfa di un determinato campione radioattivo significa misurare la distribuzione delle energie delle particelle alfa emesse dal campione, ovvero produrre quello che viene chiamato "spettro energetico". Esso consiste in un istogramma dove ogni entrata è un valore proporzionale all'energia delle alfa. La distribuzione avrà dei picchi nei punti in cui l'emissione di una particella a quella energia è più probabile; la posizione dei picchi ed il loro integrale sono dunque indicativi delle specie radioattive che compongono il campione e della loro concentrazione relativa.

Considerando una sorgente che emette particelle alfa ad energia fissata E_α , idealmente ci si aspetterebbe di trovare uno spettro a delta di Dirac in corrispondenza di E_α ; tuttavia il picco si presenta allargato e di forma gaussiana. L'entità di questo allargamento definisce un parametro, chiamato risoluzione energetica, che misura la capacità di un determinato apparato di misura di distinguere con maggior o minor accuratezza energie differenti depositate dalle particelle nel rivelatore. La risoluzione energetica è comunemente espressa a partire dalla larghezza a metà altezza del picco gaussiano osservato nello spettro:

$$G(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(E - E_\alpha)^2}{2\sigma^2}\right) = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \quad (2.13)$$

$$E_{1,2} = E_\alpha \pm \sqrt{2\ln(2)\sigma^2} \Rightarrow \Delta E = E_2 - E_1 = 2\sigma\sqrt{2\ln(2)} = 2.355 \cdot \sigma \quad (2.14)$$

La risoluzione R , data la FWHM¹, è quindi pari a:

$$R \equiv \frac{FWHM}{E_\alpha} = 2.355 \cdot \frac{\sigma}{E_\alpha} \quad (2.15)$$

Le principali sorgenti di allargamento, nel caso di misure di spettroscopia alfa, sono suddivisibili in tre categorie:

- *risoluzione statistica*, σ_{stat} dipendente dal tipo di interazione radiazione-materia;
- *risoluzione elettronica*, σ_{ele} influenzata dalla catena di lettura del segnale;
- *risoluzione intrinseca*, σ_{int} data da proprietà specifiche della sorgente o del rivelatore.

Possiamo quindi riscrivere R in termini esplicativi come:

$$R \equiv 2.355 \cdot \frac{\sqrt{\sigma_{\text{stat}}^2 + \sigma_{\text{int}}^2 + \sigma_{\text{ele}}^2}}{E_\alpha} \quad (2.16)$$

Risoluzione statistica

La componente statistica della risoluzione deriva dalle fluttuazioni casuali del numero N di coppie elettrone-buca prodotte dall'interazione. L'energia ϵ nella Eq.2.11 è infatti una energia media, siccome l'energia necessaria per produrre una coppia è una quantità soggetta a fluttuazioni. La statistica che governa il processo è di tipo poissoniano. Si ha quindi che, se $N = \frac{E}{\epsilon}$ è il numero di coppie prodotte in unità di tempo in media da una particella con energia E , la deviazione standard del processo è stimabile con $\sigma_{\text{Poisson}}^2 = N = \frac{E}{\epsilon}$ e la sua

¹Full Width Half Maximum

distribuzione energetica per N abbastanza grandi tende ad una gaussiana. Dal momento che gli eventi lungo la scia della particella ionizzante non sono indipendenti tra loro viene introdotto un fattore correttivo chiamato fattore di Fano, tale per cui:

$$\sigma^2 = FN = F \frac{E}{\epsilon} \quad (2.17)$$

Per il Silicio si stima $F_{Si} \simeq 0.1$. Il termine statistico della risoluzione risulta quindi dato da:

$$R_{stat} = \frac{FWHM_{stat}}{E} = 2.355 \sqrt{\frac{FE/\epsilon}{E}} = 2.355 \sqrt{\frac{F}{N}} \quad (2.18)$$

Risoluzione elettronica

I componenti della catena elettronica di elaborazione del segnale, compreso il rivelatore stesso, costituiscono delle sorgenti di rumore elettronico (inteso come fluttuazioni spontanee di correnti e tensioni) che si sovrappone al segnale. Il livello di rumore nel circuito dipende dalle impostazioni fisiche del set-up sperimentali, perciò le sue dipendenze saranno discusse in dettaglio nelle Sezioni 3.1.3 e 3.1.4.

La quantità di rumore elettronico è spesso espressa in termini di carica equivalente Q_{noise} , anche indicata con ENC², in analogia al segnale proveniente da un rivelatore. L'ENC è definita come la carica per cui il rapporto segnale/rumore è pari ad 1. Questa affermazione equivale a:

$$\frac{Q_{segna}}{\sigma_{ele}} = 1 \quad (2.19)$$

dove σ_{ele} è data dal livello di rumore quadratico medio sotto radice.

Ipotizzando di avere un segnale di ampiezza costante generato da un impulsatore esterno e immesso direttamente a valle del rivelatore nella catena di lettura, la sovrapposizione di tale segnale con una linea di base rumorosa genera una distribuzione gaussiana la cui FWHM rappresenta il livello di rumore stesso. La misura di tale FWHM consente quindi di valutare sperimentalmente la componente della risoluzione dovuta al solo rumore elettronico.

La formula per la FWHM puramente dovuta al rumore elettronico si trova quindi sostituendo nell'Eq.2.14 al posto di σ_{ele} la fluttuazione media di energia equivalente, ovvero l'energia ipoteticamente depositata sul rivelatore se in esso fosse stata liberata una carica ENC:

$$FWHM_{ele} = 2.355 \frac{ENC}{q} \epsilon \quad (2.20)$$

Conoscendo la carica equivalente ENC si può quindi ricavare contributo alla risoluzione dovuto al rumore elettronico:

$$R_{ele} = 2.355 \cdot \frac{\sigma_{ele}}{E} = \frac{ENC\epsilon}{qE} \quad (2.21)$$

Altri fenomeni che possono peggiorare la risoluzione a livello della catena di lettura che forma e amplifica il segnale sono: *deficit balistico*, ovvero la quantità di carica persa a causa

²Equivalent Noise Charge

di un tempo di immagazzinamento della carica troppo corto rispetto al tempo di raccolta da parte del rivelatore, e *pile-up*, la sovrapposizione di due segnali perché troppo prolungati nel tempo rispetto alla frequenza di emissione della sorgente. Sia deficit balistico che pile up, proprio come il rumore elettronico, possono variare per ogni impulso; ad esempio se il tempo di raccolta del rivelatore o la frequenza di emissione della sorgente non sono costanti. Sebbene la scarsa accuratezza possa essere sempre corretta con una calibrazione del sistema attraverso una sorgente nota, errori variabili sulla stima dell'ampiezza degli impulsi producono un inevitabile peggioramento della risoluzione.

Risoluzione intrinseca

L'energia delle particelle rilasciata nel rivelatore subisce fluttuazioni dovute all'attraversamento di strati morti durante il percorso dalla sorgente alla parte attiva del rivelatore. Queste regioni sono strati di materiale che assorbe l'energia della particella senza convertirla in un segnale utile, tra di esse troviamo lo strato di ossido sulla superficie del rivelatore (strato morto del rivelatore), eventuali strati inattivi depositatisi sulla superficie della sorgente, o, ancora, residui di aria nella camera di misura. L'assorbimento provoca una diminuzione dell'energia rivelata che varia per ogni particella causando un allargamento del picco e code verso le basse energie.

In questo termine vengono fatti rientrare anche tutte quelle sorgenti di allargamento non predicibili a priori ma osservate nella misura, al netto della risoluzione statistica e di quella elettronica.

2.3.2 Vantaggi dei rivelatori a semiconduttore

Il vantaggio nell'utilizzare rivelatori a semiconduttore rispetto ad esempio ai rivelatori a gas per misure di spettroscopia sta nella ridotta energia di ionizzazione ϵ dei semiconduttori. Tale energia è in media pari a 3.6 eV per il Si e 2.62 eV per il Ge [15] a temperatura ambiente, rispetto ai 30eV tipici dei rivelatori a gas. Un maggior numero (circa di un fattore 10) di coppie prodotte migliora la risoluzione energetica per due motivi: minor fluttuazione statistica relativa al numero totale di cariche prodotte, e miglior rapporto segnale/rumore. Inoltre, per via della maggiore densità dei solidi, hanno un maggiore potere di frenamento quindi possono essere più compatti e avere tempi di risposta più brevi. Uno svantaggio è la grande sensibilità alla radiazione perciò si danneggiano facilmente.

Germanio e silicio sono gli elementi più utilizzati per la produzione di componenti elettronici in semiconduttore per motivi diversi. Il germanio, avendo una energia media per ionizzazione minore, è in grado di fornire migliore risoluzione energetica ma deve essere operato alla temperatura dell'azoto liquido a 77K in modo da evitare un segnale di corrente termica troppo alto da oscurare il segnale. La scelta di usare rivelatori al silicio per spettroscopia alfa permette di operare a temperatura ambiente, inoltre i processi per ottenerne un campione sufficientemente puro ($<1\text{ppm}$ impurità e $<0.1\text{ppb}$ impurità elettricamente attive [10]) sono più economici e affidabili. Un lato negativo è che i livelli di impurità del silicio attualmente in commercio sono più alti rispetto al germanio, difetto che limita lo spessore raggiungibile della regione attiva.

Capitolo 3

Apparato Sperimentale

3.1 Catena elettronica di elaborazione del segnale

Come già affrontato nel capitolo precedente, la deposizione di energia da parte di una particella alfa nello strato attivo del rivelatore genera una carica Q proporzionale a $N_{\text{coppie}} = E/\epsilon \simeq 10^6$. Nel caso dei rivelatori a semiconduttore, il tempo impiegato da un elettrone e per attraversare la regione di svuotamento è maggiore del tempo necessario alla particella per creare le coppie, perciò la carica effettiva che scorre nel circuito in un certo intervallo di tempo dipende anche dallo spazio percorso da e nella regione di svuotamento nello stesso dt . L'applicazione del potenziale V ai capi della giunzione fa quindi muovere le cariche generando una corrente data da:

$$I(t) = \frac{dQ}{dt} = evN \frac{\epsilon}{V} = ev \frac{N}{d} \quad (3.1)$$

dove v è la velocità delle cariche che attraversano la regione di svuotamento spessa d ed ϵ è il campo elettrico, nel caso della giunzione costante.

L'integrale del segnale di corrente in un intervallo di tempo pari al tempo di raccolta rappresenta la carica totale nel circuito ed è proporzionale ad E .

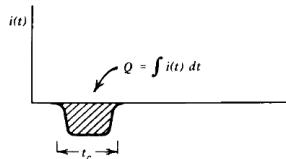


Figura 3.1: Forma degli impulsi di corrente.

L'operazione di raccolta della carica viene effettuata dal primo stadio della catena elettronica di lettura, ovvero il preamplificatore, che integra la corrente su una capacità, detta capacità di feedback (C_f), e consente di ottenere all'uscita un segnale in tensione la cui ampiezza è proporzionale a Q .

Il segnale in uscita dal preamplificatore viene poi processato da un secondo stadio, costituito dall'amplificatore, i cui scopi principali consistono in amplificazione, formatura del segnale (passando da un segnale a coda lunga ad un segnale quasi gaussiano), e filtraggio del rumore per migliorare il rapporto segnale/rumore.

Il segnale in uscita dall'amplificatore viene poi inviato ad un analizzatore multi-canale (MCA), in grado di digitalizzare il valore di massimo degli impulsi e produrre, tramite un software apposito, lo spettro delle ampiezze. In Figura 3.2 è mostrato uno schema della catena di elaborazione del segnale.

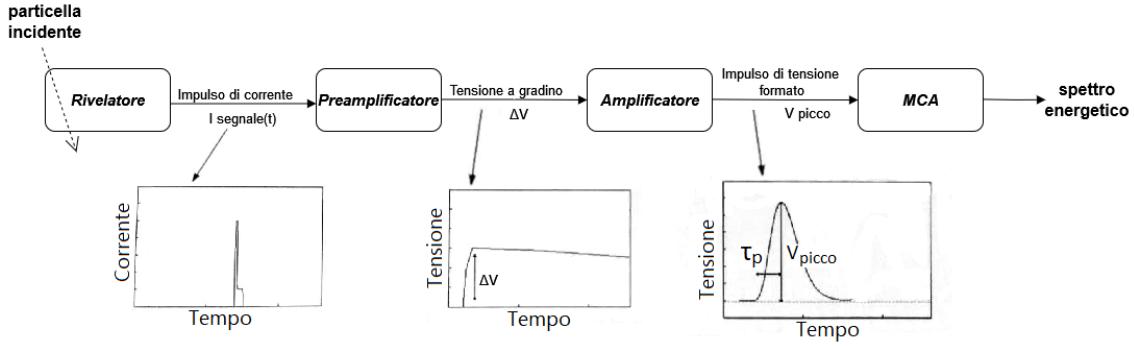


Figura 3.2: Catena di lettura.

3.1.1 Il preamplificatore

Per svolgere l'attività di presa dati si è utilizzato un preamplificatore custom sviluppato dal gruppo di elettronica della sezione INFN di Milano Bicocca.

I rivelatori con una buona risoluzione energetica richiedono preamplificatori a basso rumore e a comportamento stabile. Questi requisiti vengono spesso soddisfatti utilizzando un preamplificatore sensibile alla carica (Fig.3.3) con uno stadio d'ingresso a transistor a effetto campo (FET). Quest'ultimo è solitamente usato quando si vogliono ottenere le migliori prestazioni in termini di rumore. [3]

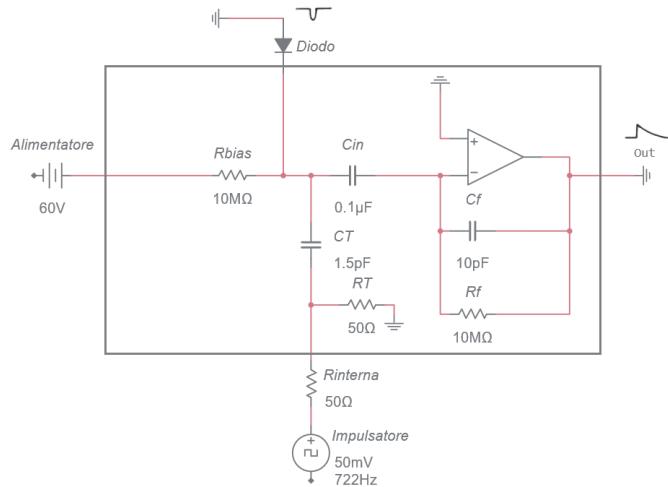


Figura 3.3: Schema circuitale semplificato del preamplificatore adoperato.

Idealmente il preamplificatore inverte ed incanala completamente il segnale di corrente in input (Fig. 3.1) verso i componenti di feedback C_f ed R_f . In Figura 3.3 R_{bias} è un resistore che lascia fluire una quantità controllata di corrente nel circuito, per produrre un'uscita stabile, C_T è la capacità di test che riceve il segnale dell'impulsatore mentre le capacità connesse all'ingresso del preamplificatore sono C_{in} e la capacità del rivelatore (diodo) C_{riv} .

I preamplificatori sensibili alla carica integrano i segnali di corrente su una piccola capacità di feedback (rispetto a quella in ingresso) dell'ordine dei pF e svolgono un ruolo di preliminare amplificazione e inversione del segnale in entrata, producendo un segnale di output del tipo: $V_{out} = -\frac{Q}{C_f}$. Il guadagno risulta quindi indipendente da capacità o resistenze

aggiuntive che lo precedevano nel circuito, ad esempio dovute a cavi o al rivelatore le quali, essendo instabili, comporterebbero fluttuazioni indesiderate nella misura di Q . In questo caso C_f è fissata nel momento della costruzione del preamplificatore.

In parallelo a C_f si colloca una resistenza di feedback R_f , che deve essere sufficientemente alta da permette al condensatore di scaricarsi in modo da rendere il sistema "pronto" per analizzare impulsi successivi. Infatti dato il tempo t_r impiegato dal rivelatore per raccogliere la carica, generalmente vale $t_r/R_f C_f \rightarrow 0$. Se questa condizione è soddisfatta il segnale di output segue l'andamento rappresentato in Fig.3.4, ovvero acquisisce una rapida risalita, dovuta alla carica di C_f , di durata pari a t_r , ed una lenta ricaduta con costante temporale $R_f C_f$ durante la scarica della capacità. La tensione massima V_{max} in uscita dal preamplificatore è proporzionale a Q .

Se il limite $t_r/R_f C_f \rightarrow 0$ non è del tutto rispettato si incorre nella situazione di deficit balistico, tale cui la Q risulta sottostimata perché la capacità non si carica completamente prima della scarica.

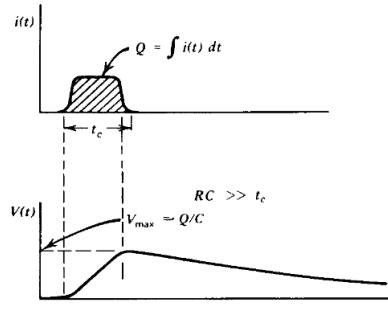


Figura 3.4: Forma degli impulsi se $R_f C_f \gg t_r$.

Un parametro comunemente utilizzato per quantificare le prestazioni di un preamplificatore è la sua sensibilità, che determina la risposta dello strumento ad uno stimolo esterno di energia E . Per un preamplificatore con $C_f = 10 \text{ pF}$ connesso ad un rivelatore al silicio con energia media di eccitazione $\epsilon = 3.6 \text{ eV}$ a temperatura standard, la sensibilità per unità di energia espressa in MeV è:

$$\text{sensibilità del pre} = \frac{V_{out}}{E} = \frac{Q}{C_f E} \approx \frac{\frac{10^6}{3.6} \cdot 1.60 \cdot 10^{-19} C}{10^{-11} F \cdot 1 \text{ MeV}} = 4.4 \frac{\text{mV}}{\text{MeV}} \quad (3.2)$$

Perciò per una particella alfa di energia 5.5 MeV ci si aspetta un segnale in uscita dal primo stadio di 24.2 mV.

3.1.2 L'amplificatore

Il secondo stadio della catena di elaborazione del segnale è l'amplificatore. Come detto in precedenza questo strumento ha molteplici obiettivi, in particolare quelli di amplificazione e formatura. Come formatore esso agisce filtrando componenti in frequenza del segnale, tramite l'utilizzo di circuiti $CR - (RC)^n$, al fine di migliorare il rapporto segnale/rumore. L'azione di differenziatore ("passa alto"), consente di accorciare il tempo di discesa dei segnali provenienti dal preamplificatore, riducendo la probabilità di pile-up. L'azione di integratore ("passa-basso") consente invece di eliminare il rumore ad alte frequenze rallentando la risalita. Il segnale viene così formato per avere un tempo di risalita τ_{int} ed un

tempo di discesa τ_{diff} rispettivamente più lento e più veloce rispetto al segnale in ingresso. Questi solitamente sono impostati per essere equivalenti, portando il segnale di output ad avere il picco a $\tau = \tau_{int} = \tau_{diff}$. Il tempo τ viene comunemente definito shaping time, ed è un parametro che l'utente può variare, in un range di valori preimpostati. In Figura 3.5 è riportato l'aspetto esteriore dello strumento utilizzato, si fa notare la manopola centrale che permette di variare lo shaping time in un range da $0.5 \mu\text{s}$ a $10 \mu\text{s}$.



Figura 3.5: Amplificatore di ORTEC modello 572A [13].

Fissato uno shaping time τ l'evoluzione temporale del segnale per uno formattore CR-RC segue la formula:

$$V_{out} = V_0 \frac{t}{\tau} e^{-t/\tau} \quad (3.3)$$

Il formattore di Fig.3.5 approssima la formatura gaussiana con un filtraggio del tipo $CR - (RC)^n$, dove n è il numero di termini integrativi presenti nel circuito; la Eq.3.3 allora diventa:

$$V_{out} = \frac{V_0}{n!} \left(\frac{t}{\tau} \right)^n e^{-t/\tau} \quad (3.4)$$

dove per $n \rightarrow \infty$ il segnale coincide con una gaussiana.

Un esempio pratico dei risultati di formatura è riportato in Fig.3.6.

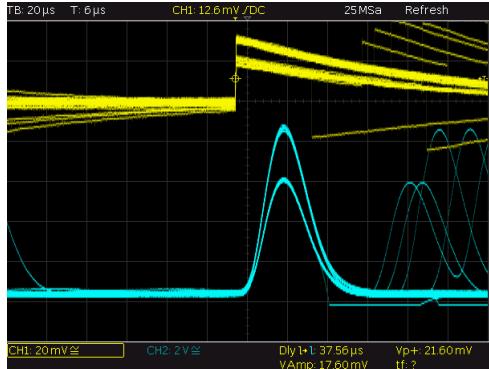


Figura 3.6: Segnali in uscita dal preamplificatore (in giallo) e dall'amplificatore (in blu).

Nell'immagine ricavata tramite un oscilloscopio si osservano due funzioni per ogni canale selezionato, una è la curva del segnale in uscita dal rivelatore, la seconda viene dall'impulsatore adoperato durante la presa dati per immettere nella catena segnali ad onda quadra con frequenza ed ampiezza fisse al fine di valutare le proprietà rumorose di questa.

3.1.3 Dipendenza del rumore dal tempo di formatura

Le fonti di rumore elettronico più importanti si trovano all'inizio della catena del segnale, dove il livello del segnale è minimo. Il rumore generato in questo punto subisce la stessa amplificazione del segnale, mentre il rumore generato più avanti lungo la catena del segnale è di solito molto più piccolo del segnale. Pertanto, le discussioni sulle sorgenti di rumore elettronico si concentrano generalmente sul preamplificatore e, soprattutto, sul suo stadio di ingresso.

Il rumore nei preamplificatori sensibili alla carica è generalmente controllato da quattro componenti:

- il transistor a effetto di campo (FET) di ingresso;
- la capacità totale dell'ingresso (capacità del rivelatore, cavi);
- la resistenza collegata all'ingresso;
- le correnti di fuga in ingresso dal rivelatore e dal FET.

L'andamento dell'ENC (definito nel paragrafo 2.3.1), e quindi della componente σ_{ele} , in funzione del tempo di formatura τ si ricava a partire dalle principali sorgenti di rumore elettronico elencate sopra. Esse sono suddivise in due categorie principali, chiamate rumore di corrente (o "rumore in parallelo") e rumore di tensione (o "rumore in serie"). [6]

- *Sorgenti di rumore di corrente:* generano impulsi di corrente esprimibili in valori quadratici medi dell'ordine di $\frac{fA^2}{Hz}$. Esempi del caso in esame sono il rumore granulare, che trae la sua origine dalla natura discreta delle cariche, associato alla corrente di fuga del rivelatore $i_{noise\ riv}^2$, il rumore termico dovuto alla resistenza di bias in parallelo all'input del primo stadio $i_{noise\ bias}^2$, ed il rumore elettronico del transistor $i_{noise\ amp}^2$ che è solitamente trascurabile. Il rumore RMS all'uscita del formatore dovuto alle sorgenti in parallelo, considerate scorrelate è:

$$V_{RMS\text{parallelo}}^2 \propto (i_{\text{noise riv}}^2 + i_{\text{noise bias}}^2 + i_{\text{noise amp}}^2) \frac{\tau}{C_f^2} \quad (3.5)$$

- *Sorgenti di rumore di tensione:* generano impulsi di tensione dell'ordine di $\frac{nV^2}{Hz}$. Esempi di tali sorgenti sono: il rumore termico $e_{\text{noise amp}}^2$ dovuto al transistor, ed una componente non termica di basse frequenze chiamata rumore $1/f^1$ che spesso si genera nei dispositivi elettronici in relazione al flusso di corrente continua, $e_{\text{noise } 1/f}^2 = \frac{A_f}{f}$. In questo caso il rumore RMS all'uscita del formatore è:

$$V_{RMS\text{serie}}^2 \propto \frac{C_{eq}^2}{C_f^2} \left(\frac{e_{\text{noise amp}}^2}{\tau} + A_f \right) \quad (3.6)$$

dove C_{eq} = capacità equivalente in ingresso al preamplificatore.

Come si vede dalle Eq.3.5 e 3.6 il rumore quadratico ha una forte dipendenza dal tempo di formatura, cosa che si ripercuote di conseguenza anche sull'ENC. Quest'ultimo può essere ricavato a partire dal rumore quadratico tenendo presente che, per definizione, la carica equivalente è proporzionale al rumore secondo la relazione:

$$V_{\max} : Q_s = V_{\text{RMS}} : ENC \quad (3.7)$$

Perciò, ricordando che $V_{\max} = V(t = n\tau) \propto \frac{Q_s}{C_f}$ la carica equivalente per un circuito con formatore $CR - RC^n$ si calcola:

$$ENC \propto V_{\text{RMS}} \frac{C_f e^n n^n}{n!} \quad (3.8)$$

siccome $V_{\text{RMS}}^2 = V_{\text{RMS parallelo}}^2 + V_{\text{RMS serie}}^2$, allora ENC dipende dalla costante di tempo τ come:

$$ENC^2(\tau) \propto V_{\text{RMS}}^2 C_f^2 = i_{\text{noise}}^2 F_i \tau + (e_{\text{noise}}^2 F_v \frac{1}{\tau} + F_{vf} A_f) C_{eq}^2 \quad (3.9)$$

dove i coefficienti denominati con F sono adimensionali e dipendono dallo formatore; i_{noise}^2 ed e_{noise}^2 sono le risultanti della somma in quadratura delle componenti in parallelo ed in serie e sono nel mio caso dominate rispettivamente da: $i_{\text{noise riv}}^2$, stimabile con la formula standard del rumore granulare di corrente $i_{\text{noise riv}}^2 = 2e\bar{I}_{\text{riv}}$, da $i_{\text{noise bias}}^2 = \frac{4KBT}{R_{\text{bias}}}$ ricavato dalla formula standard per il rumore termico di corrente, e da $e_{\text{noise amp}}^2$ valutata circa $1.44 \frac{nV^2}{Hz}$ per l'amplificatore del laboratorio. C_{eq} è la capacità equivalente all'ingresso del preamplificatore.

Come si può notare dalla Eq.3.9, l'andamento della carica equivalente ENC in funzione del tempo di formatura τ è l'analogo della fluttuazione di rumore RMS in uscita dal formatore stimato precedentemente, a meno di costanti numeriche. Tale andamento è rappresentato in Fig.3.7, dove si nota la presenza di un punto di minimo, che corrisponderà al valore di τ per cui il rumore elettronico risulta minimizzato, e di conseguenza anche il termine $FWHM_{\text{ele}}$ (riferimento all'Eq.2.20).

¹questo termine si riferisce ad un insieme di fenomeni di rumore con una potenza spettrale proporzionale a f^{-n} , con $n = 1-2$

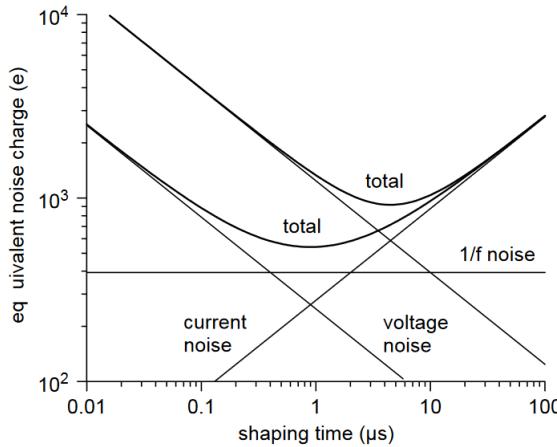


Figura 3.7: ENC in funzione del tempo di formatura τ [6].

Nel grafico è anche rappresentato un confronto tra due rivelatori con diverse capacità (la curva sopra ha capacità maggiore). Si può osservare che per diverse capacità o correnti di fuga del detector, variano i contributi al rumore di tensione o di corrente ed il punto di minimo della funzione si sposta.

3.1.4 Dipendenza del rumore dal punto di lavoro

L'Equazione 3.9 mostra una dipendenza da C^2 nel termine di rumore serie e da i_{riv}^2 nel termine di rumore parallelo. Entrambe queste grandezze sono legate al punto di lavoro del rivelatore, ovvero alla V_{bias} .

Come detto in precedenza C_{eq} include tutte le capacità in ingresso all'amplificatore, ovvero $C_{eq}^2 = (C_{\text{riv}} + C_{\text{ampl}} + C_{\text{feedback}})^2$. Il termine C_{riv} è influenzato in modo importante dalla tensione di alimentazione secondo l'Eq.2.10. Perciò il termine di rumore in serie nella formula per ENC^2 può essere espresso in termini di V come $\frac{F'_v}{V}$, dove F'_v dipende dall'intensità del rumore di corrente, parametri relativi al materiale e alla geometria e da τ .

Una dipendenza dalla tensione è riscontrabile anche nel termine di corrente, dove sappiamo che $i_{\text{noise_riv}}^2 = 2eI_{\text{riv}} = 2e(\text{offset} + I_{\text{saturazione}}(e^{-V/nV_{th}} - 1))$ da Eq.2.3. L'andamento di I_{riv} coinvolge vari parametri legati alla temperatura e alle condizioni di lavoro del rivelatore. Infatti V è la tensione di alimentazione, mentre V_{th} la tensione termica, data da $V_{th} = kBT/e$, dove kB è la cosante di Boltzman, n è un parametro adimensionale caratteristico del cristallo di cui è fatto il rivelatore ($n_{Si} \simeq 2$), T la temperatura sulla superficie della giunzione p-n, ed e la carica elementare. La corrente di fuga del rivelatore, per piccoli V è approssimabile a $I_{\text{riv}} \simeq \text{offset} - I_s(V/V_{th}n)$; allora il termine di rumore in parallelo in termini di V è $ENC^2 = F' + F'_i V$, dove F' dipende dal fattore correttivo di offset aggiunto alla corrente di fuga nel caso di giunzione non ideale e $F'_i \propto -I_s(1/V_{th}n)$. L'approssimazione non funziona bene per alte V_{bias} , dove in teoria la salita di $ENC(V_{\text{bias}})$ tende a rallentare. Nelle campagne di presa dati di questo elaborato si è variata la tensione di alimentazione in un range (0 - 60 V) e si è osservato che entro questi valori la risalita della funzione non è rappresentata dalle osservazioni, ne deduco che il termine $F'_i V$ è trascurabile rispetto agli andamenti inversamente proporzionale e costante.

Si può quindi concludere che, ai fini di questo elaborato, l'andamento dell'ENC in funzione della tensione di alimentazione sia dato da:

$$ENC^2(V) = \frac{F'_v}{V} + F' \quad (3.10)$$

3.1.5 Multi Channel Analyzer e software MAESTRO

Una volta che il segnale è stato formato correttamente l’energia depositata dall’evento ionizzante è stimabile a partire dall’ampiezza dell’impulso in uscita dall’amplificatore. Questa operazione viene svolta dal un modulo MCA² interfacciato al software MAESTRO installato su un PC come quello rappresentato in Fig.3.8.



Figura 3.8: Modulo EASY-MCA-8k di ORTEC [12].

Esso discretizza l’ampiezza di ogni impulso in una serie di canali o bin, il cui valore sarà quindi proporzionale all’ampiezza. L’interfaccia con MAESTRO consente di ottenere tramite PC un istrogramma in formato ".chn", rappresentativo della frequenza di occorrenza di eventi con ampiezza discretizzata corrispondente ai vari canali. Vista la proporzionalità tra i canali e l’ampiezza e tra quest’ultima e l’energia, di fatto l’istogramma, a meno di una calibrazione canali/keV, coincide con uno spettro energetico. Una sorgente che emette particelle alfa ad una energia fissata E_α produrrà uno spettro con un solo picco in posizione corrispondente al numero di canali equivalenti ad E_α . La scala in canali può essere calibrata usando una sorgente nota.

²Multi Channel Analyzer

3.2 Software di Analisi

3.2.1 Analisi degli spettri - TASSO

Gli spettri energetici reali o simulati sono stati analizzati utilizzando un programma scritto in Fortran da O.Cremonesi negli anni '90. Tale programma, pur essendo ormai superato, è tuttavia estremamente funzionale e di semplice utilizzo per l'analisi spettroscopica di spettri energetici. Esso, basandosi sul pacchetto di minimizzazione MINUIT, permette di effettuare fit di picchi con gaussiane simmetriche o asimmetriche sopra un fondo costante o lineare, restituendo posizione del centroide, risoluzione FWHM, area e rate al picco. È inoltre possibile utilizzarlo per valutare integrali di conteggi in regioni energetiche selezionabili dall'utente, ed anche effettuare una calibrazione a due punti dello spettro.

Esso richiede tuttavia uno specifica tipologia di file binario in input. È quindi necessario convertire i file ".chn" in uscita dal software di acquisizione MAESTRO in file "tasso" con il comando:

chn2tas FileIn dove il FileIn va riportato senza l'estensione ".chn".

Una volta ottenuto il file leggibile da Tasso basta eseguire il comando **Tasso** e leggere con **rd** il FILE.tas, seguito dal comando **di** che comporta l'apertura di una finestra grafica MIZAR in cui viene disegnato un istogramma dello spettro come quello riportato in Fig.3.9.

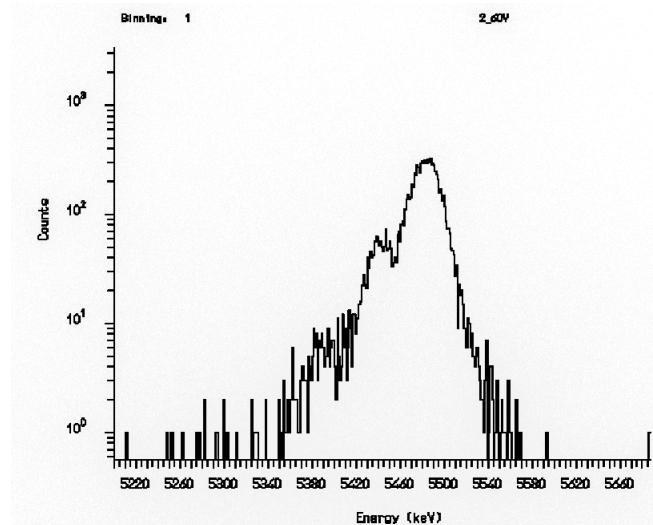


Figura 3.9: Spettro di una sorgente di ^{241}Am rappresentato con Tasso in scala logaritmica.

Lo spettro riportato è stato calibrato con Tasso tramite il comando **a** seguito dal posizionamento di un marker nel bin preso a riferimento, scelto corrispondente al picco più alto, di energia nota. Una volta premuto invio, digitando **k** è possibile inserire le coordinate dei due punti della calibrazione, ovvero 1 e l'energia nota di riferimento 5.486 MeV.

Per ricavare la risoluzione FWHM di un picco con Tasso è sufficiente impostare in ordine un marker a sinistra, uno a destra ed uno nel punto più alto del picco e digitare il comando **c** e Tasso esegue un fit gaussiano con sottrazione del fondo valutato nella regione selezionata dai due marker estremi, mentre con **v** è possibile visualizzarne i risultati numerici, tra cui area, posizione, FWHM media tra destra e sinistra e i rispettivi errori statistici. Nel caso

della sorgente di ^{241}Am è necessario eseguire 4 fit gaussiani sovrapposti posizionando 4 marker centrali nei valori di energia delle emissioni più probabili del decadimento $^{241}\text{Am} - ^{237}\text{Np}$ (si faccia riferimento alla Tab.4.1).

3.2.2 Simulazioni Monte Carlo

Il metodo Monte Carlo, anche detto simulazione a probabilità multiple, è una tecnica matematica usata per stimare i risultati possibili di un evento incerto e le loro probabilità. A differenza di un normale modello di previsione probabilistica, i risultati di un Monte Carlo vengono dall'analisi statistica di un numero abbondante di dati creati apposta per essere il più possibile indistinguibili da quelli reali.

In fisica delle particelle, dove gli esperimenti sono costituiti da rivelatori di complessità, dimensioni e sensibilità sempre maggiori, si rende spesso necessario ed utile utilizzare la tecnica delle simulazioni Monte Carlo per appurare ipotesi sul modello predittivo, indagare i processi o effettuare previsioni, ma anche per ottimizzare la geometria dell'apparato sperimentale, o per valutare parametri di efficienza.

Codice di simulazione Arby

Nell'ambito della fisica nucleare e particellare, è stato sviluppato da un gruppo di ricercatori del CERN il pacchetto Geant 4, una raccolta di codici e data-base che sfruttano metodologie object-oriented per simulare i processi di interazione radiazione-materia secondo modelli fisici costantemente aggiornati, raccolti in diverse Physics Lists. Utilizzando Geant4 è possibile sviluppare applicazioni per simulare qualsiasi configurazione sperimentale e sorgente di radiazioni. Registrando opportune grandezze fisiche proprie dalle particelle sorgente e dei secondari che interagiscono con i vari materiali, si possono ricostruire distribuzioni di variabili, come ad esempio spettri energetici, analoghe a quelle acquisibili con MAESTRO.

Il programma utilizzato nel mio elaborato, basato su Geant4, si chiama Arby. Questo programma permette di definire la geometria del setup sperimentale, tramite la scrittura da parte dell'utente di un file di configurazione.

All'interno del FILE.cfg vanno definiti preventivamente i materiali di cui sono costituite le varie parti dell'apparato, e poi, con apposita sintassi, si definisce la geometria, il materiale e la funzione di ogni componente che si intenda inserire. Le funzioni più importanti sono quelle relative a rivelatore, ovvero la parte sensibile alla deposizione di energia degli eventi registrati, sorgente, nel cui volume o superficie si originano i decadimenti che generano le particelle primarie, e gli assorbitori, con cui particelle primarie e secondarie interagiscono mutando energia e momento.

Appoggiandosi alle librerie e alle Physics Lists di Geant4 per quel che riguarda la generazione, il trasporto e l'interazione delle particelle, ed ai DataBase relativi ai decadimenti radioattivi, per quel che riguarda la generazione di radionuclidi singoli o catene, Arby permette di propagare le particelle emesse da decadimenti avvenuti nella sorgente e registrare l'energia deposta nel rivelatore.

Per generare la simulazione si utilizza una linea di comando in cui possono essere definite più opzioni. A titolo di esempio riporto la linea di comando utilizzata per generare il

decadimento del ^{241}Am nel volume della sorgente definita, insieme al rivelatore, in un file chiamato FileConfig.cfg:

```
nohup Arby -c FileConfig.cfg -p(recoil,0.0,241,95,0.0) -UAll -N1000000
-orFileRoot.root 2>&1 > FileOutput.out
```

L'opzione **-c** consente di richiamare il file di configurazione da caricare per la simulazione, **-p** è seguita da specifiche relative alla particella o al decadimento che si intende generare; l'opzione **-U** serve per indicare la sorgente (in caso di definizione di più sorgenti nel file di configurazione si può specificare da quale di esse devono originarsi le particelle), e la distribuzione spaziale degli isotopi radioattivi nella sorgente: **-UAll** indica una distribuzione uniforme nel volume della sorgente stessa; **-N** indica il numero di eventi quindi catene generate, l'opzione **-or** assegna il nome del file tipo "root" di output. Tutte le informazioni stampate dal programma nello standard d'uscita ed i segnali di errore vengono reindirizzati tramite il comando "**2>&1 >**" in un FileOutput.out consultabile al termine della simulazione.

Il file di uscita della simulazione è composto da due "tree" di root: il primo riporta informazioni circa il comando utilizzato per generarle, mentre il secondo contiene una entry in corrispondenza di ogni evento che ha depositato energia nel rivelatore. Le variabili principali salvate in ogni entry sono l'energia depositata, il numero di catena simulata da cui l'evento ha avuto origine, ed il tempo relativo all'inizio della catena.

Per ottenere dati simulati il più fedeli possibile a quelli reali, è necessario processare l'uscita di Arby con un codice di supporto, g4cuore. Esso consente di implementare nella simulazione i parametri relativi alla risposta del rivelatore e alla catena di elaborazione del segnale, insieme al rate di emissione della sorgente. I parametri più importanti sono: risoluzione energetica, il tempo di integrazione del rivelatore, e rate di misura. Una linea di comando tipica è:

```
g4cuore -i FileRoot.root -o FileSpettro.spe.root -D0.0001 -r100 -R33
```

dove l'opzione **-D** imposta il tempo di integrazione del segnale, ovvero la distanza temporale massima entro cui due eventi consecutivi vengono letti come un singolo evento con energia somma, **-r** il rate di eventi misurati e **-R** la risoluzione energetica del rivelatore utilizzato.

Anche per quanto riguarda le simulazioni Monte Carlo, è necessario estrapolare dal File-Spettro formato "root" di uscita di g4cuore uno spettro energetico nel formato "tasso" con il comando:

```
root2tas -i FileSpettro.spe.root -o FileTasso.tas -E10 -C1.2 -qEner2
```

Con lo scopo di confrontare tramite macro di ROOT (un pacchetto software di analisi dati sviluppato dai ricercatori del CERN nel 1995 [1]) gli spettri delle simulazioni con spettri di misure reali è possibile convertire i file "tasso" di interesse a file formato "xy" con una riga di comando tipo:

asc2tas -tX FileTasso.tas FileXY.xy

Un file .xy contiene le informazioni dell’istogramma rappresentato da Tasso in forma di due colonne che elencano l’una il valore centrale di ogni bin, la seconda i conteggi relativi a quel bin. I FileXY possono essere letti da un programma in C++ compilato con i comandi ’root-config -cflags’ e ’root-config -glbs’ che definiscono rispettivamente le opzioni standard di compilazione e link necessari a ROOT. La libreria TH1D di ROOT permette di creare e disegnare su un Canvas istogrammi con bin indicizzati da numeri decimali.

3.3 Camera di misura custom

L’apparato in via di sviluppo è costituito da una camera a vuoto cilindrica di diametro 25 cm in cui alloggiano sui relativi supporti quattro rivelatori al silicio a barriera superficiale con superficie di 900 mm^2 ciascuno. Il sistema è dotato di un alloggiamento rialzato per la sorgente costituito da un piattino di acciaio di dimensioni $9 \times 9 \text{ cm}^2$ con quattro fori e due set di colonnine di altezza diversa. Nel caso si voglia effettuare una misura di spettroscopia superficiale questo piattino viene sostituito con un campione di dimensioni analoghe. I rivelatori dall’interno della camera sono collegati ciascuno alla propria catena di lettura tramite un cavo coassiale che attraversa un passante con connettore a vite SMA posizionato sulla superficie cilindrica della camera, che deve rimanere sigillata per mantenere le condizioni di vuoto.



Figura 3.10: Camera custom dall’interno.

Una volta sigillata la camera, l'aria viene estratta tramite un impianto di pompaggio, a cui si da accesso alla camera attraverso l'apertura sulla sommità del condotto dotata di specifiche flange per il vuoto sigillate con o-ring in elastomero.



Figura 3.11: Apparato di misura dall'esterno.

L'alimentazione elettrica di catena di elaborazione e rivelatori è fornita da un alimentatore collegato direttamente al preamplificatore tramite cavi coassiali:



(a) Alimentatore.



(b) Preamplificatore custom.

Figura 3.12: Collegamenti via connettori BNC.

Capitolo 4

Caratterizzazione e ottimizzazione del sistema

Le misure di ottimizzazione e caratterizzazione effettuate in questo elaborato coinvolgono l'utilizzo di una sorgente superficiale certificata di ^{241}Am con attività di circa 4 kBq, ed il suo decadimento in ^{237}Np . Tale sorgente è composta da un disco di acciaio ossidato nel cui centro è stato elettrodepositato il materiale radioattivo all'interno di un'area circolare con diametro di 7mm.

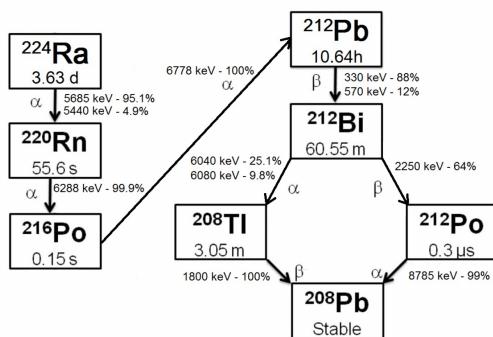
La vita media dell'isotopo di ^{241}Am è pari a 432.2 anni. Le energie dei decadimenti alfa più probabili dell' ^{241}Am sono riportati in Tab.4.1

$E_\alpha [\text{MeV}]$	Prob. di decadimento [%]
5.389	1.0
5.443	12.5
5.486	86.0
5.512	0.2
5.545	0.3

Tabella 4.1: Decadimenti alfa del ^{241}Am .

Per lo studio del decadimento in cascata ^{212}Bi - ^{212}Po si è operato anche con una sorgente di ^{224}Ra con tempo di vita di circa 20 giorni. La sorgente consiste in un dischetto in acciaio di 2 cm di diametro, sulla cui superficie è stato impiantato il materiale radioattivo tramite esposizione a una sorgente di ^{228}Th prodotta nella facility ISOLDE presso il CERN di Ginevra. In Fig.4.1 è riportata la sezione di catena del ^{228}Th a cui si è fatto riferimento.

Figura 4.1: Decadimenti del ^{224}Ra .



4.1 Ottimizzazione della distanza rivelatore-sorgente

Prima di iniziare l'attività di caratterizzazione e ottimizzazione dei rivelatori si è deciso di valutare, sulla base di simulazioni e misure, la distanza rivelatore-sorgente migliore dal punto di vista della risoluzione energetica ottenibile.

Le particelle alfa emesse dalla sorgente, prima di entrare nella zona attiva del rivelatore devono infatti attraversarne lo strato morto superficiale, che ha uno spessore dell'ordine dei 50 nm. La fluttuazione dell'energia depositata nel tragitto in questo strato passivo provoca una dispersione nelle energie rivelate, ovvero un allargamento del picco nello spettro energetico. Una diversa distanza sorgente-rivelatore comporta un diverso angolo solido sotteso e conseguentemente anche una diversa dispersione dell'energia persa nello strato morto.

Simulazioni Monte Carlo preliminari hanno permesso di valutare tale effetto e trovare la distanza sorgente-rivelatore migliore. Queste sono basate su un algoritmo puramente geometrico, i cui dettagli sono riportati in Fig.4.2.

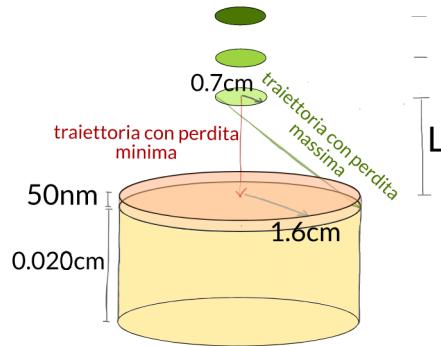


Figura 4.2: Rappresentazione visiva della configurazione simulata in C++.

Come mostrato in Fig.4.2, sono stati simulati un disco di diametro 0.7 cm, corrispondente alla sorgente di particelle alfa, ed un cilindro di diametro 3.2 cm spesso 50 nm, pari al valore dello strato morto fornito dal produttore del rivelatore al silicio. La distanza tra sorgente e strato morto è stata fatta variare in un intervallo tra una distanza minima di 0.91 cm ed una distanza massima di 5.7 cm, corrispondenti alle due distanze implementabili nell'apparato sperimentale.

Sulla superficie del disco affacciata allo strato morto sono state generate con un algoritmo casuale 10^8 coppie (posizione, direzione) distribuite uniformemente. Per ogni estrazione si è verificata l'intersezione o meno della traiettoria con il rivelatore e, in caso positivo, si è valutato il percorso all'interno dello strato morto per ricavarne il valore massimo, e la quantità massima di energia depositata tenendo conto che una particella alfa di 5.5 MeV perde circa $580.2 \text{ MeV cm}^2/g$ nel silicio [2].

Nella Tabella 4.2 sono riportate le statistiche risultanti dalla simulazione MC.

distanza [cm]	alfa rivelate[%]	MAX percorso morto [μm]	$E_{\text{MAX}} \text{ persa relativa } [\%]$
0.91	52.3	$(89 \pm 7) \cdot 10^{-3}$	0.35
2	29.1	$(60 \pm 2) \cdot 10^{-3}$	0.24
3	20.2	$(548 \pm 9) \cdot 10^{-4}$	0.22
4	15.4	$(528 \pm 5) \cdot 10^{-4}$	0.21
5.7	10.9	$(514 \pm 3) \cdot 10^{-4}$	0.20

Tabella 4.2: Statistiche al variare della distanza.

Più la sorgente si avvicina al rivelatore più aumenta l'angolo solido sotteso, conseguentemente si ha allo stesso tempo un incremento del numero di particelle rivelate e un aumento del valore massimo del percorso nello strato morto, collegato alla massima energia persa. Questo implica che la lunghezza del percorso, così come l'energia persa, possano variare in una gamma più ampia di possibilità, generando una maggiore dispersione verso basse energie nello spettro ottenuto ed un conseguente peggioramento della risoluzione energetica. Come si può vedere dalla Tabella 4.2 l'energia depositata massima diminuisce con l'allontanarsi della sorgente, perciò la miglior configurazione per migliorare la risoluzione è quella più distante possibile.

Questo studio preliminare, basato puramente su parametri geometrici e quantità medie di deposizione di energia, è stato seguito dallo svolgimento di misure, confrontate con simulazioni Monte Carlo svolte con ARBY. Come spiegato nel paragrafo 3.2.2 con questo codice basato su Geant4, si tiene conto non solo della geometria sperimentale, ma anche della fisica sottostante e, utilizzando in cascata g4cuore, anche della funzione di risposta del rivelatore.

La misura è stata svolta utilizzando la sorgente certificata di ^{241}Am disponibile in laboratorio, ponendo sorgente e rivelatore a due distanze, pari alla minima ed alla massima implementabili nello spazio sperimentale, ovvero 0.91 cm e 5.7 cm. Gli spettri energetici ottenuti in laboratorio sono riportati in Fig.4.3.

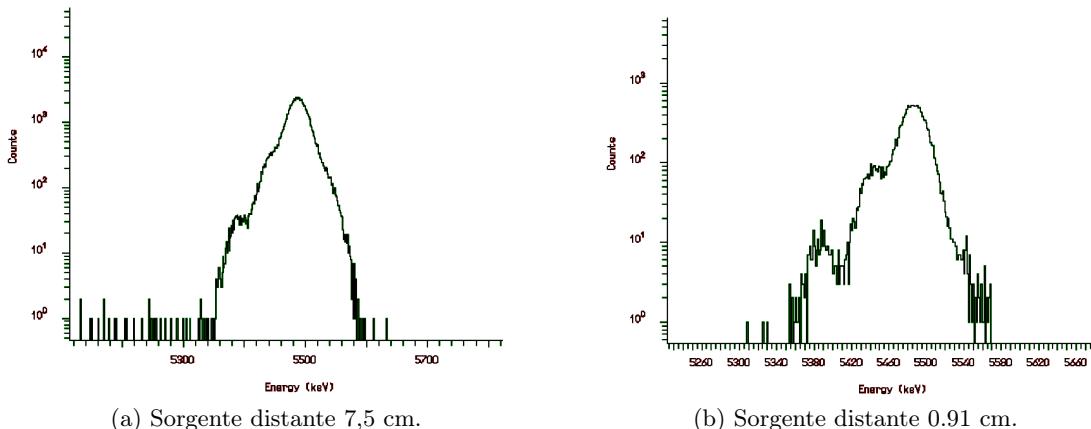


Figura 4.3: Spettri delle misure.

Dalla misura si è ricavato il rate di conteggi sul rivelatore, pari a 100 Hz e la risoluzione $FWHM_{\text{ele}}$ utilizzati come parametri di input per g4cuore.

Il file di configurazione ed i parametri sottoposti al programma ARBY sono stati adattati all'esperimento; la configurazione completa dell'apparato sperimentale è mostrata in Fig.4.4, si è considerata, come nella misura reale, una sorgente di ^{241}Am . Anche in questo caso si sono fissate a turno le due distanze di 0.91 cm e 5.7 cm.

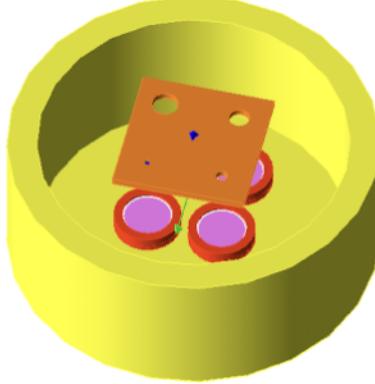


Figura 4.4: Rappresentazione visiva della configurazione realizzata con Geant4.

Una volta ricavati gli spettri reali e della simulazione si è fatto riferimento all'allargamento del picco centrato in 5.486 MeV che, essendo facilmente individuabile perché associato all'energia più probabile (Tabella 4.1), verrà preso come riferimento per valutare la risoluzione degli spettri per tutto l'elaborato. I fit eseguiti con Tasso (Sezione 3.2.1) sono soggetti, oltre all'errore casuale stimato dal programma, ad un errore sistematico legato alla soggettività con cui possiamo fissare i marker sul grafico. Facendo molte prove e fit sono giunta alla conclusione che in media, la fluttuazione a cui è sottoposta la FWHM è di ± 1 keV.

Come mostrato in Tabella 4.3 la misura evidenzia una variazione della risoluzione tra le due configurazioni dell'ordine del 30%. La simulazione invece restituisce un valore inferiore, tuttavia compatibile con quello misurato entro 2σ tenendo conto di un noto errore sistematico dell'ordine del 5% insito nella modellizzazione stessa delle simulazioni. Tale discrepanza potrebbe tuttavia essere indicativa di una non idealità della sorgente, che potrebbe essere deteriorata con conseguenti strati morti sulla sua superficie, non tenuti in considerazione nella simulazione. Dalla Tabella 4.3 si nota anche che questo test conferma come migliore configurazione quella a distanza di 5.7 cm. Tale configurazione è stata quindi scelta come quella da utilizzarsi per le misure successive.

indagine	miglioramento percentuale
simulata	$19 \pm 7\%$
reale	$29 \pm 3\%$

Tabella 4.3: Confronto tra simulazioni e realtà.

4.2 Caratterizzazione e ottimizzazione dei rivelatori

Questa sezione si occupa di esporre i risultati delle indagini svolte verso tre dei quattro rivelatori da alloggiare nella *Camerona*, essendo il primo dei quali già stato caratterizzato nella precedente tesi di laurea [16].

4.2.1 Misura della corrente di fuga

All'interno di un circuito di rivelazione, un rivelatore a barriera superficiale al silicio ha un comportamento assimilabile a quello di un diodo. Questa affermazione è stata verificata misurando la caratteristica tensione - corrente al variare della tensione fra anodo e catodo del rivelatore.

Come già detto in precedenza, con corrente di fuga si intende il moto ordinato dei portatori minoritari, tipicamente generati per pura agitazione termica, attraverso la giunzione p-n. Per correnti di questo tipo ci si aspetta intensità dell'ordine dei nA, difficili da misurare nella pratica, conviene alternativamente misurare la caduta di tensione ai capi di una resistenza di carico posta in serie con il rivelatore, come mostrato nello schema in Fig.4.5.

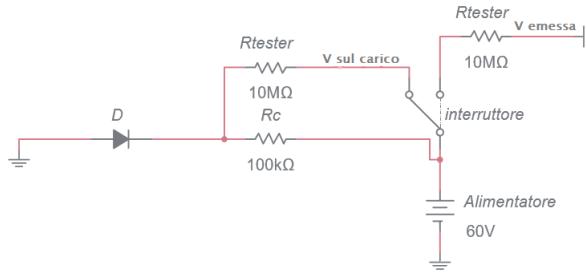


Figura 4.5: Misura della tensione sul carico e della tensione emessa dall'alimentatore.

Le misure sono state effettuate tramite un multmetro Fluke 116 [4] con resistenza interna di 10 M Ω , posto quindi in parallelo alla resistenza di carico. La resistenza di carico è stata scelta in base all'intensità della corrente da misurare. Dal momento che ai capi di un resistore ohmico vale $V = IR$, la resistenza di carico deve essere sufficientemente alta da permettere una misura precisa senza causare una eccessiva caduta di potenziale. In base al rivelatore, e alla corrente da lui prodotta, si sono scelte diverse resistenze di carico:

- *Rivelatore 2*: utilizzando una $R_c = 100.4 \pm 0.1 \text{ k}\Omega$ in serie al rivelatore si è ottenuta una caduta di tensione ai suoi capi di poche decine di mV, misurati con sensibilità di 1 mV attraverso il tester. Questo significa che la corrente di fuga emessa era dell'ordine delle centinaia di nA. Si può dimostrare che la corrente che attraversa il ramo del tester in questo caso è 100 volte più piccola della corrente che attraversa R_c , e perciò trascurabile.

$$\frac{I_c}{I_{tot}} \cdot 100 = \frac{R_{eq}}{R_c} \cdot 100 = 99\% \quad (4.1)$$

dove $R_{eq} = R_c \cdot R_{tester} / (R_c + R_{tester})$ è la combinazione delle resistenze di carico ed interna dello strumento. È possibile quindi approssimare la corrente in arrivo dal rivelatore I_{fuga} alla sola corrente sul carico. La tensione di alimentazione che arriva al rivelatore può essere calcolata come $V_{emessa} - V_{carico}$, che ci si aspetta sia circa uguale a V_{emessa} . In Figura 4.6 è rappresentato l'andamento studiato interpolato con la funzione:

$$y = offset + I_s \left(e^{-x/V_{thn}} - 1 \right) \quad (4.2)$$

data dall'Eq.2.3 dove la corrente di saturazione I_s è un coefficiente positivo che indica il livello di corrente ad alte tensioni di lavoro, a meno di un fattore correttivo di offset. Il livello di corrente raggiunto a grandi V, che secondo il modello teorico è corrente puramente termica I_{th} , è dunque pari a $-I_s + \text{offset}$.

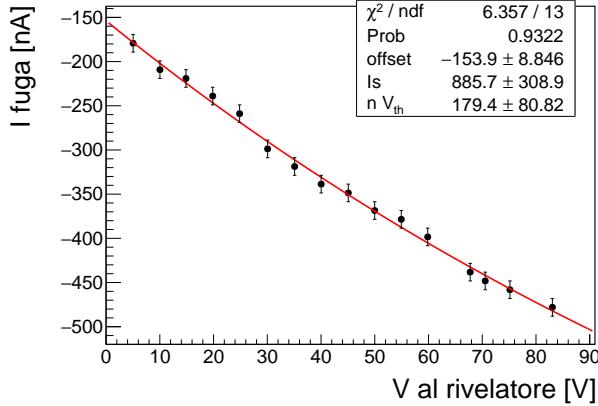


Figura 4.6: Interpolazione caratteristica corrente - tensione. Rivelatore 2.

Il grafico in Fig.4.6 mostra sia l'ordine di grandezza della corrente di fuga che una verifica dell'andamento atteso per la corrente. La corrente termica stimata dal fit è $I_{th2} = -1040 \pm 309$ nA.

- *Rivelatore 3:* per questo rivelatore è stata necessaria una resistenza in serie maggiore, pari a $R_c = 0.987 \pm 0.001 M\Omega$, la quale ha prodotto una caduta di tensione ai suoi capi di qualche decina di mV, misurati questa volta con sensibilità di 0.1 mV attraverso il multimetro. Questo significa che la corrente di fuga emessa era dell'ordine delle decine di nA. Si può dimostrare che la corrente che attraversa il ramo del tester in questo caso è solo 10 volte più piccola della corrente che attraversa R_c , non trascurabile.

$$\frac{I_c}{I_{tot}} \cdot 100 = \frac{R_{eq}}{R_c} \cdot 100 = 91\% \quad (4.3)$$

Si può calcolare quindi la corrente di fuga sommando la corrente sul carico e la stima della corrente sul ramo del tester (Eq.4.4) conoscendo le resistenze in gioco.

$$I_{tester} = I_{tot} - I_c = V_c \left(\frac{1}{R_{eq}} - \frac{1}{R_c} \right) \quad (4.4)$$

La tensione di alimentazione che arriva al rivelatore può essere sempre calcolata con $V_{\text{emessa}} - V_{\text{carico}}$. In Fig.4.7 è riportato il grafico risultante, interpolato con l'Equazione 4.2.

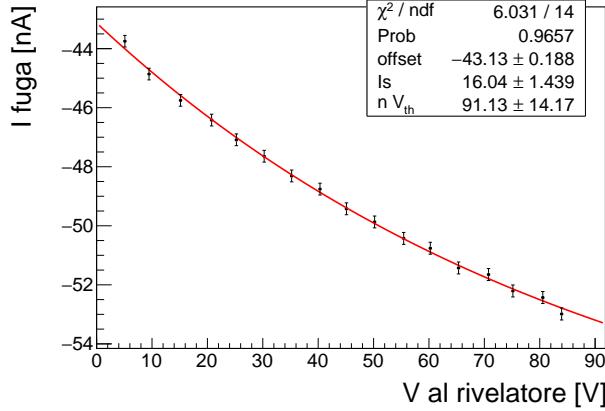


Figura 4.7: Interpolazione caratteristica corrente - tensione. Rivelatore 3.

La figura 4.7 mostra come l'andamento tipico dei diodi sia rispettato. Si nota inoltre una diminuzione di un fattore 10 nella corrente di fuga rispetto al rivelatore 2, caratteristica che migliorerà la risoluzione energetica dello strumento. Una maggiore corrente di fuga può essere infatti soggetta a maggiori fluttuazioni di carattere statistico collegate al numero di elettroni liberati dal potenziale ionico per effetto termico. La corrente termica in questo caso è $I_{th3} = -60 \pm 1$ nA.

- *Rivelatore 4*: adoperando ancora la $R_c = 0.987 \pm 0.001 M\Omega$, per questo rivelatore si sono ottenute cadute di potenziale di qualche mV, misurati con sensibilità di 0.1 mV. Anche in questo caso è stato necessario sommare la corrente sul carico e quella sul tester.

In Figura 4.8 è mostrato l'andamento al variare della tensione della corrente di fuga di questo rivelatore.

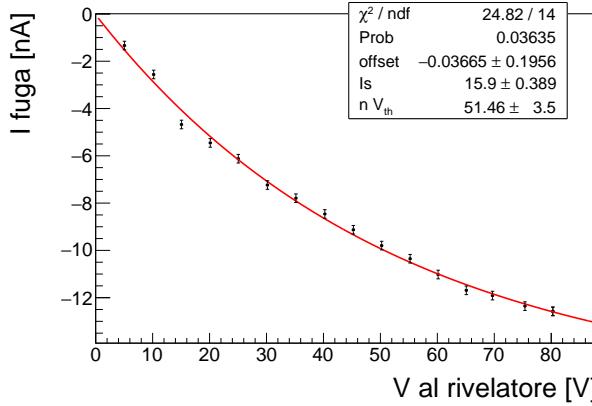


Figura 4.8: Interpolazione caratteristica corrente - tensione. Rivelatore 4.

Come si può notare dal grafico in Fig.4.8 il rivelatore 4 ha corrente di fuga più bassa di tutti: 40 volte più bassa del rivelatore 2. Infatti $I_{th4} = -15.9 \pm 0.4$ nA.

4.2.2 Misura della capacità

Altra caratteristica che determina le prestazioni risolutive dei rivelatori a semiconduttore è la capacità interna dello strumento formata dalla regione di svuotamento, l'unica regione attiva per la rivelazione.

Anche la capacità varia con la tensione di alimentazione del diodo, si è variata dunque l'alimentazione e al contempo misurata la capacità equivalente di un circuito composto di: rivelatore, con la sua capacità interna, una capacità in serie con lo scopo di proteggere lo strumento di misura dalle tensioni che potrebbero danneggiarlo (nel caso di questo elaborato si può arrivare fino ad 80 V) e capacità dei cavi (schematizzabile come una capacità in parallelo al circuito, come mostrato in figura 4.9) che connettono il rivelatore al resto del circuito. Si è inserita inoltre la medesima resistenza di carico utilizzata nella parte precedente ($R_c \simeq 100 \text{ k}\Omega$) per evitare che l'alimentatore interferisca con la misura della capacità.

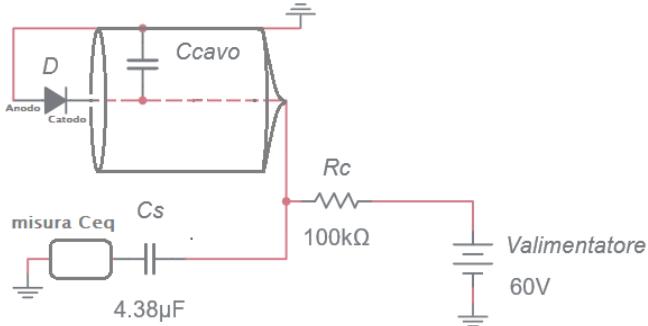


Figura 4.9: Misura della capacità equivalente.

Dal momento che l'obiettivo consisteva nel ricavare la capacità del rivelatore stesso e non quella equivalente del circuito, si sono calcolati, a partire dalle leggi di composizione delle capacità e le leggi di propagazione degli errori, il valore di C_{riv} ed il suo errore casuale.

$$C_{\text{riv}} = \frac{C_{\text{cavo}} \cdot (C_s - C_{\text{eq}}) - C_s C_{\text{eq}}}{C_{\text{eq}} - C_s} \quad (4.5)$$

Gli errori su ogni C_{eq} misurata sono stati stimati osservando il range di fluttuazione dell'ultima cifra significativa indicata dallo strumento; l'errore scelto in tal modo è di 5 pF. C_s è stata stimata singolarmente con il medesimo strumento a $4.38 \pm 0.02 \mu\text{F}$, si noti che tale capacità è stata scelta molto più grande della capacità attesa per il rivelatore cosicché non influisse particolarmente sulla misura di C_{eq} , che per maggiore accuratezza è stata comunque corretta con il calcolo della Eq.4.5. Infine la capacità dei cavi collegata a C_s in serie è stata misurata semplicemente aprendo la camera a vuoto e scollando il rivelatore, per ottenere $C_{\text{cavo}} \simeq C_{s+cavo} = 128 \pm 5 \text{ pF}$. La differenza tra i due è del 0.003% quindi trascurabile rispetto all'errore.

Una volta ricavati i dati necessari, essi sono stati rappresentati tramite i grafici riportati nelle figure 4.10, 4.11 e 4.12. Si è verificato l'andamento $C_{\text{riv}} \propto \frac{1}{\sqrt{V}}$ atteso dal risultato dell'Eq.2.10 effettuando un fit con la funzione:

$$y = offset + \sqrt{\frac{k}{x + drop}} \quad (4.6)$$

dove si è introdotto un termine di offset per rappresentare la non idealità del sistema di misura in cui sono presenti anche capacità indipendenti da V come quelle dei cavi e C_s . Il termine di drop sommato alle ascisse è invece una correzione necessaria se si vuole adattare il modello approssimato rappresentato dalla Eq.2.10 ai dati sperimentali. Secondo l'andamento teorico infatti per tensioni V = 0 lo spessore d dovrebbe tendere ad infinito,

il che mostra la debolezza del modello in quel limite. Infine, l'Eq.4.7 specifica la costante indicata come k:

$$k = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \cdot S^2 e N_A}{2} \simeq 6.88 \cdot 10^{-18} CF \quad (4.7)$$

valutata considerando la tipica densità volumica di atomi droganti del sistema della giunzione p-n, ovvero $N_A \simeq 10^{12} \text{ 1/m}^3$ [7] e la $\epsilon_{Si} = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r = 8.85 \cdot 10^{-12} \cdot 12 \text{ C}^2/\text{Nm}^2$. Il conto riportato conferma che per alimentazioni di decine di Volt e superfici di rivelazione di 900mm^2 ci si può aspettare una capacità dell'ordine dei nF.

In Figure 4.10, 4.11 e 4.12 sono riportati gli andamenti di C_{riv} al variare della tensione ed i risultati dei fit relativi.

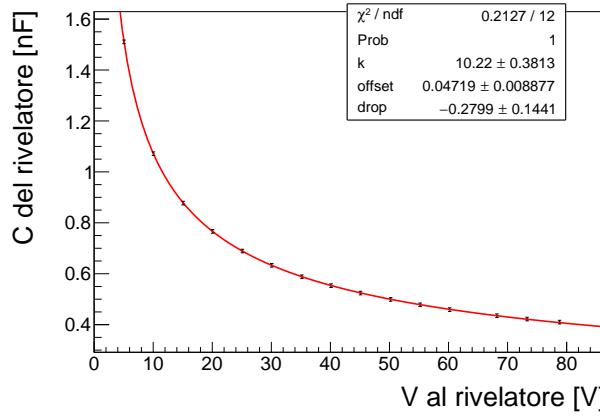


Figura 4.10: Interpolazione capacità. Rivelatore 2.

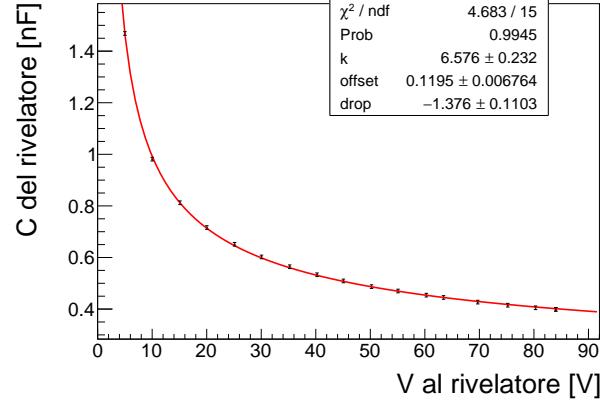


Figura 4.11: Interpolazione capacità. Rivelatore 3.

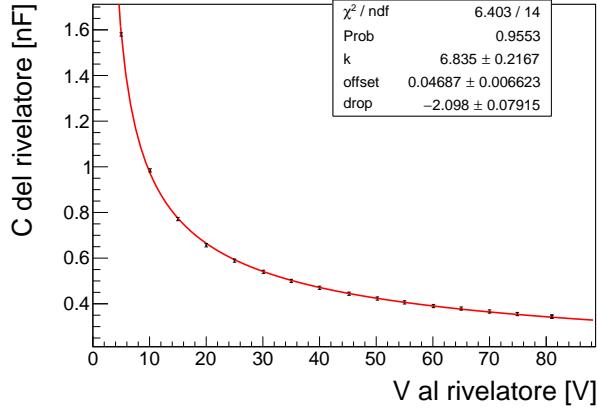


Figura 4.12: Interpolazione capacità. Rivelatore 4.

Le capacità riscontrate per i tre rivelatori a 60 V (il punto di lavoro tipico per questi strumenti) sono: $C_2 = 459 \pm 7$ pF, $C_3 = 445 \pm 7$ pF e $C_4 = 379 \pm 7$ pF. Conoscendo capacità e superficie dei rivelatori, tramite l'inversa di Eq.2.10 è possibile ricavare le dimensioni della regione di svuotamento del rivelatore; come è possibile constatare dai i grafici nelle figure 4.13, 4.14 e 4.15, queste dimensioni sono dell'ordine delle centinaia di micrometri.

I dati rappresentati sono stati interpolati con la funzione corrispondente all'inversa della Eq.2.10:

$$y = \frac{\epsilon \cdot A}{\text{offset} + \sqrt{\frac{k}{x+drop}}} \quad (4.8)$$

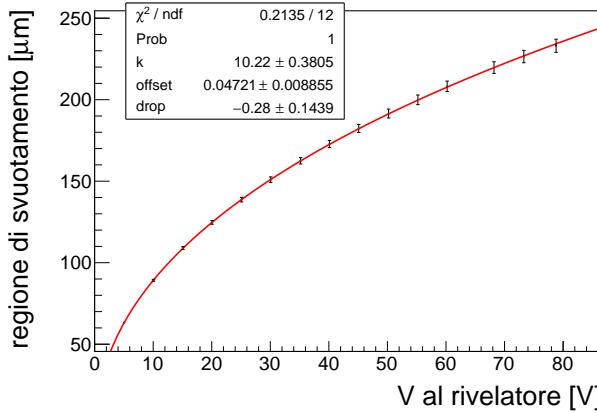


Figura 4.13: Interpolazione regione di svuotamento. Rivelatore 2.

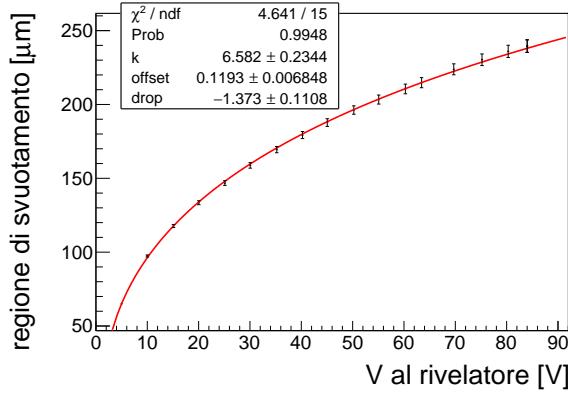


Figura 4.14: Interpolazione regione di svuotamento. Rivelatore 3.

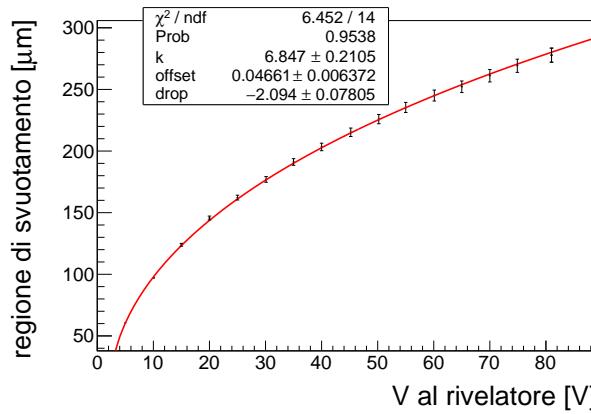


Figura 4.15: Interpolazione regione di svuotamento. Rivelatore 4.

La regione di svuotamento corrisponde all'unica zona attiva alla rivelazione, è dunque importante sia sufficientemente spessa da fermare tutte le alfa che la attraversano per ricavare interamente la loro energia iniziale. Nel caso di particelle alfa di 5.5 MeV, ciò è garantito per qualsiasi strato di silicio più spesso di qualche decina di μm . I valori riscontrati a 60 V per i tre rivelatori sono: $d_2 = 208 \pm 3 \mu m$, $d_3 = 215 \pm 3 \mu m$ e $d_4 = 252 \pm 5 \mu m$.

4.2.3 Misura e ottimizzazione della risoluzione energetica

Questa sezione è volta ad illustrare le operazioni necessarie ad ottimizzare la risoluzione di ogni rivelatore studiato in precedenza; per eseguire le misure sono stati adoperati gli strumenti di elaborazione segnali ed analisi dati già ampiamente descritti nel Capitolo 3.

Quando si effettuano misure di spettroscopia energetica un parametro importante è la risoluzione, la quale in condizioni ottimali deve permettere di distinguere con precisione i picchi dello spettro più energeticamente ravvicinati tra loro.

I fattori che causano l'allargamento dei picchi spettrali sono classificabili in tre categorie, come già discusso al paragrafo 2.3.1: componente statistica, intrinseca ed elettronica. Quest'ultima, a differenza delle altre, non è costante una volta fissata una coppia rivelatore-sorgente, bensì dipende dalla tensione di alimentazione e dal tempo di formatura della catena elettronica. Perciò, ai fini di ricavare il punto di lavoro ottimale di ciascuno dei rivelatori, si è avviato uno studio degli andamenti della risoluzione FWHM rispetto a τ (Eq.3.9) e V_{bias} (Eq.3.10). L'indagine è stata condotta registrando in contemporanea gli spettri della sorgente radioattiva scelta di ^{241}Am , con quelli relativi ad un segnale in onda quadra iniettato direttamente sul primo stadio dell'elettronica; questi ultimi sono soggetti solo alla componente elettronica in quanto non coinvolgono interazioni particella-materia ne fattori intrinseci del sistema rivelatore-sorgente.

Nel paragrafo 3.1.3 sono stati elencati i termini che contribuiscono al rumore di corrente e di tensione nella catena: il rumore di corrente aumenta proporzionalmente a τ e la sua componente predominante dipende da I_{riv} , mentre il rumore di tensione diminuisce con τ ed è fortemente influenzato dalla componente di $e_{\text{noise amp}}^2 \simeq 1.44nV^2/\text{Hz}$ dovuta all'amplificatore e da $C_{\text{in}}^2 \simeq 0.1\mu\text{F}$ (valori puramente legati alla catena di lettura); infine il termine costante in τ è anch'esso indipendente dal rivelatore. È possibile constatare con tecniche non trattate in questo elaborato che il coefficiente del termine di rumore 1/f dovuto all'amplificatore adoperato in laboratorio è pari a $A_f \simeq 10^{-18}\text{V}^2$, perciò spesso trascurabile rispetto ai termini dipendenti da τ . Nel caso del rivelatore 4 i risultati dei fit e dei calcoli matematici dimostrano che il termine $C_{eq}^2\gamma A_f$ non è trascurabile rispetto al rumore di corrente, andrà quindi considerato.

Il punto di minimo atteso per la curva $ENC^2(\tau)$ per ogni rivelatore coincide con il punto di incontro delle curve che rappresentano gli andamenti $ENC^2 \propto 1/\tau$ e $ENC^2 \propto \tau$. È possibile calcolare il punto di minimo impostando l'equazione:

$$\alpha\tau i_{\text{noise}}^2 = \beta C_{eq}^2 e_{\text{noise}}^2 / \tau \quad (4.9)$$

dove C_{eq}^2 è la capacità equivalente in ingresso al preamplificatore, composta da C_{riv} e C_f in parallelo all'input del preamplificatore e C_{in} in serie ad esso. I termini predominanti nella stima dei rumori di corrente e di tensione (paragrafo 3.1.3) utilizzati per stimare τ atteso per ogni rivelatore sono:

- $i_{\text{noise}}^2 \simeq 2eI_{\text{riv}} + \frac{4kBT}{R_{\text{bias}}} \simeq 2eI_{\text{riv}} + 40^2 f A^2 / \text{Hz};$
- $e_{\text{noise}}^2 \simeq 1.44nV^2 s.$

I risultati delle risoluzioni ottenute per ogni rivelatore analizzato sono riportati nei grafici delle figure da Fig.4.16 a Fig.4.23.

- *Rivelatore 2*: in una prima fase della caratterizzazione di questo rivelatore la configurazione del sistema di lettura era differente rispetto a quella in Fig.3.2, in quanto il ramo in uscita dal primo stadio era sdoppiato verso una catena di elaborazione digitale. Si è scelto di cominciare la raccolta dati variando lo shaping time a fissata tensione di alimentazione, pari a 63.4 V. Tramite l'Eq.4.9, facendo riferimento ai coefficienti α e β tabulati a pg.60 di [14] ed alle misure effettuate di I_{riv} e C_{riv} si è ottenuto un τ atteso di $1.36 \cdot 10^{-6}$ s.

Considerando $\tau \simeq 1 \mu s$ si è valutato ciascun termine di ENC^2 per confermare che il termine 1/f fosse trascurabile.

- $\tau\alpha(i_{\text{noise}}^2) \simeq \tau\alpha(2eI_{\text{riv}} + \frac{4kBT}{R_{\text{bias}}}) = 0.06fA^2s^2 \simeq 6 \cdot 10^{-32}C^2$
- $(1/\tau)\beta C_{\text{eq}}^2(e_{\text{noise}}^2) \simeq 1/\tau C_{\text{eq}}^2(1.44nV^2/Hz) \simeq 5 \cdot 10^{-31}C^2$
- $C_{\text{eq}}^2\gamma A_f \simeq C_{\text{eq}}^2\gamma 10^{-18}V^2 \simeq 1 \cdot 10^{-36}C^2$

Date queste conclusioni si è potuto eseguire l'interpolazione dell'andamento al variare di τ per questo rivelatore con la funzione:

$$y = \sqrt{C^2 \frac{\alpha}{x} e_n^2 + i_n^2 \beta x} \quad (4.10)$$

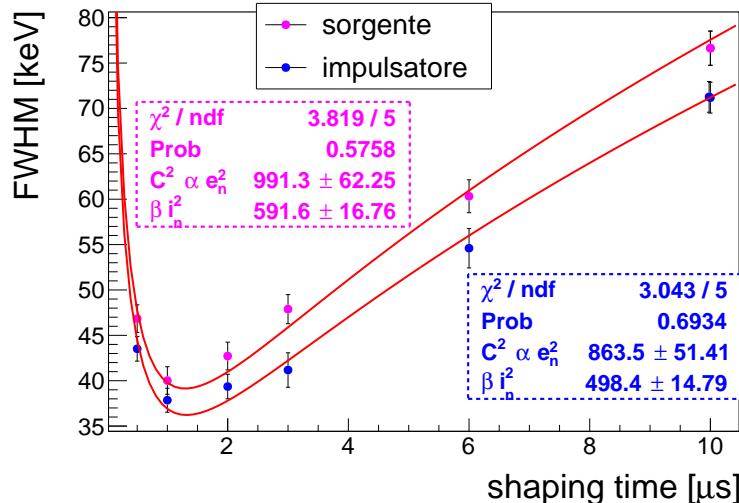


Figura 4.16: Risoluzione al variare dello shaping time. Rivelatore 2.

Il punto di risoluzione ottimale coincide con $\tau = 1 \mu s$, perciò si è tenuto fisso il parametro a tale valore per tutte le misure successive con questo rivelatore.

Una campagna di misure effettuate variando la tensione di alimentazione da 0 a 60 V ha permesso di verificare l'andamento della Eq.3.10 atteso e che, per questo intervallo, l'alimentazione ottimale è quella massima. L'interpolazione del grafico ottenuto è stata eseguita attraverso la funzione:

$$y = \sqrt{\frac{\alpha'}{x} + \gamma'} \quad (4.11)$$

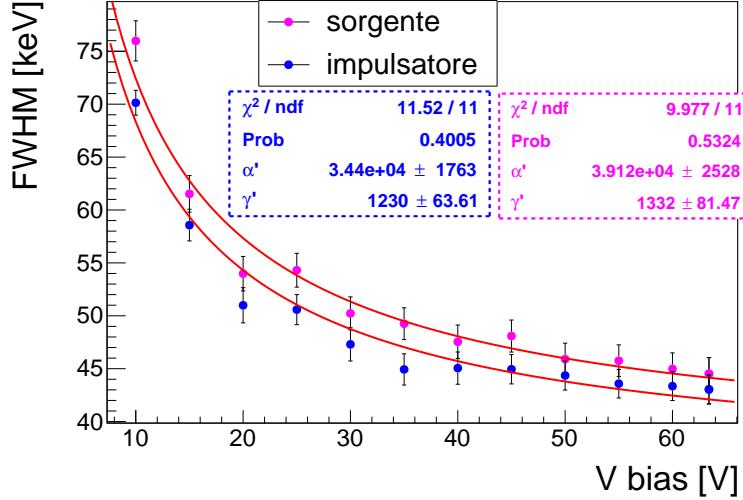


Figura 4.17: Risoluzione al variare della tensione di bias. Rivelatore 2.

Questi set di misure sembrano confermare per il rivelatore 2 una risoluzione ottimizzata dell'ordine dei 40 keV.

Dal momento che il valore ottenuto è notevolmente al di sopra di quello fornito dal produttore, dell'ordine dei 30 keV, si è ipotizzato che la presenza dello sdoppiamento del segnale in uscita dal primo stadio di elettronica potesse indurre un rumore elettronico ulteriore. Si è allora ripetuta la misura ripristinando la catena come in Fig.3.2, ovvero con solo il ramo analogico collegato.

Fig.4.18 e Fig.4.19 riportano gli andamenti ottenuti in questa configurazione. Essi sono stati interpolati con le funzioni riportate nelle formule 4.10 e 4.11.

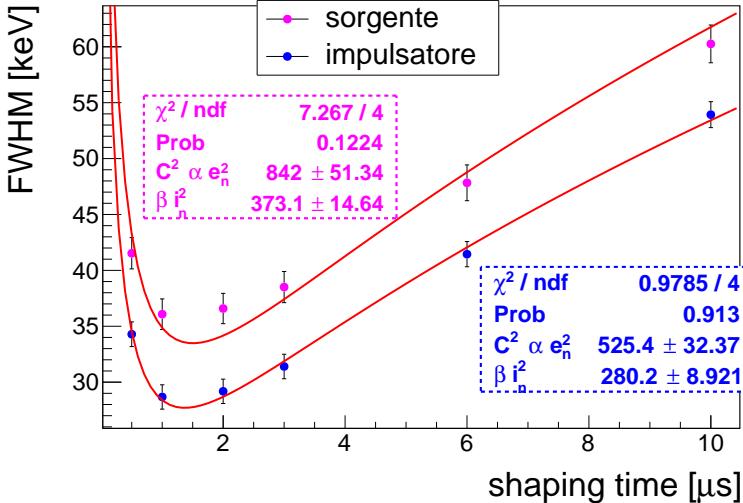


Figura 4.18: Risoluzione al variare dello shaping time. Rivelatore 2 senza digitalizzatore.

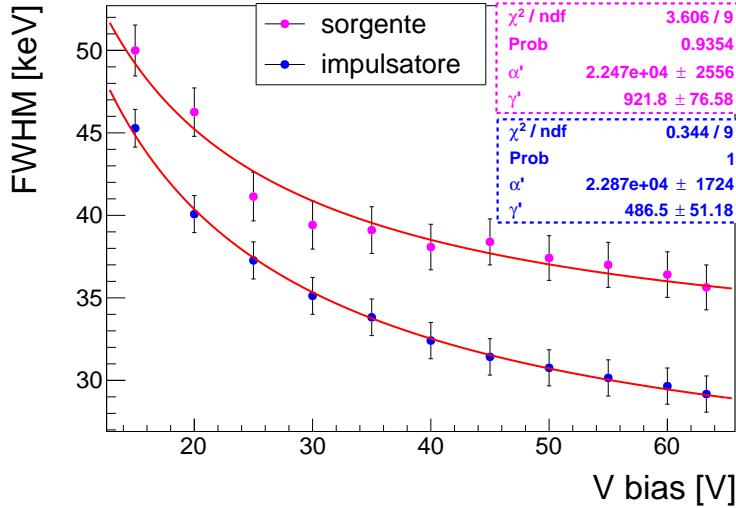


Figura 4.19: Risoluzione al variare della tensione di bias. Rivelatore 2 senza digitalizzatore.

Con questa configurazione il punto di lavoro ottimale per il rivelatore 2 richiede alimentazione a 63.4 V con $\tau = 1\mu s$ e corrisponde a 36 ± 1 keV.

- *Rivelatore 3:* per quanto riguarda il rivelatore 3, si riscontra un comportamento analogo al 2, tuttavia la risoluzione è migliorata rispetto al primo caso, grazie all'accortezza di scollegare il digitalizzatore prima della raccolta dati.

Questo rivelatore possiede una corrente di fuga circa 10 volte più piccola del rivelatore 2, nonostante ciò il rumore di corrente è ancora dominante su $C_{eq}^2 \gamma A_f$, mentre il termine di tensione rimane simile al primo rivelatore. Le funzioni di fit utilizzate sono quindi nuovamente l'Eq.4.10 e l'Eq.4.11.

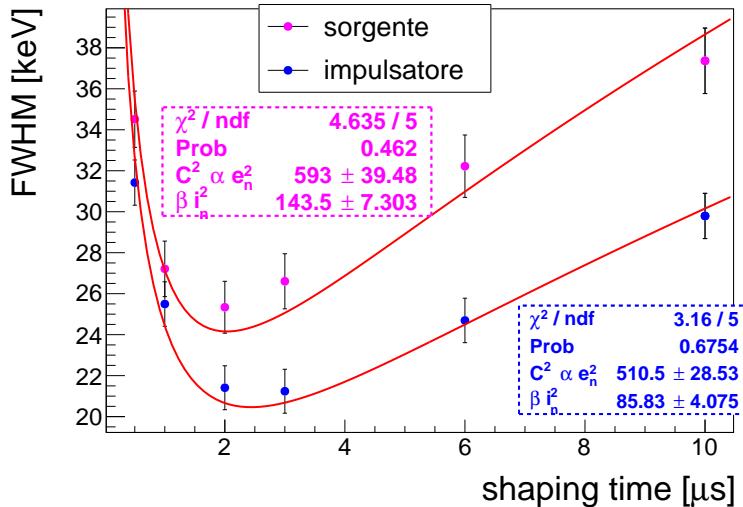


Figura 4.20: Risoluzione al variare dello shaping time. Rivelatore 3.

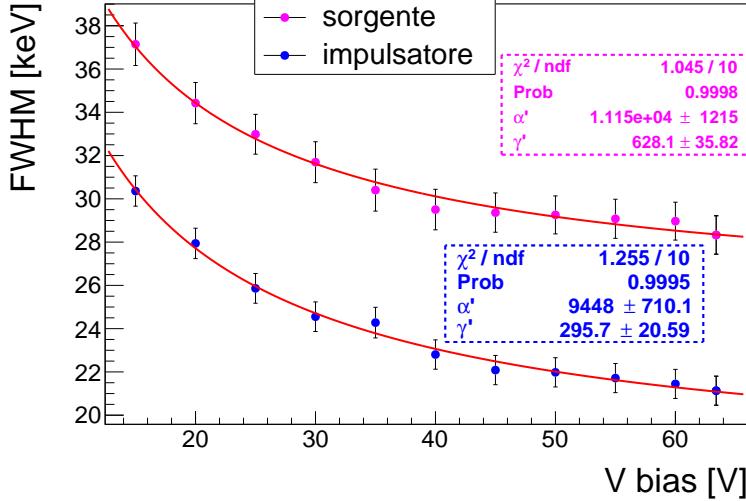


Figura 4.21: Risoluzione al variare della tensione di bias. Rivelatore 3.

Il rivelatore 3 è in grado di garantire risoluzioni di 25 ± 1 keV in condizioni di $V_{\text{bias}} = 63.4V$ e $\tau = 2\mu s$. Si può giustificare lo spostamento del punto di minimo ad uno shaping time più alto rispetto al rivelatore 2 ricordando che una corrente di fuga inferiore provoca meno rumore di corrente, dominante a tempi di formatura alti.

- *Rivelatore 4.* I dati relativi a questo rivelatore sono stati elaborati adoperando un amplificatore diverso dal solito ma nominalmente identico al primo. Nella fase di caratterizzazione del quarto rivelatore si nota un andamento insolito al variare dello shaping time, difatti la risoluzione raggiunge il minimo in corrispondenza di un tempo di formatura più alto rispetto a quello dei precedenti rivelatori, pari a $6 \mu s$. Ciò è riconducibile alla corrente di fuga 40 volte più bassa del rivelatore 2. Infatti rifacendo il calcolo del τ atteso usando i valori di corrente e capacità di questo rivelatore si ottiene $6.3 \cdot 10^{-6}s$; inoltre si può constatare che il termine di rumore $C_{eq}^2 \gamma A_f$ non è più trascurabile rispetto quello dovuto alla corrente, alla funzione di Eq.4.10 è stato quindi aggiunto un termine costante in τ , ottenendo:

$$y = \sqrt{\left(\frac{C_{eq}^2 \alpha e_n^2}{x} + C_{eq}^2 \gamma A_f \right) + \beta i_n^2 x} \quad (4.12)$$

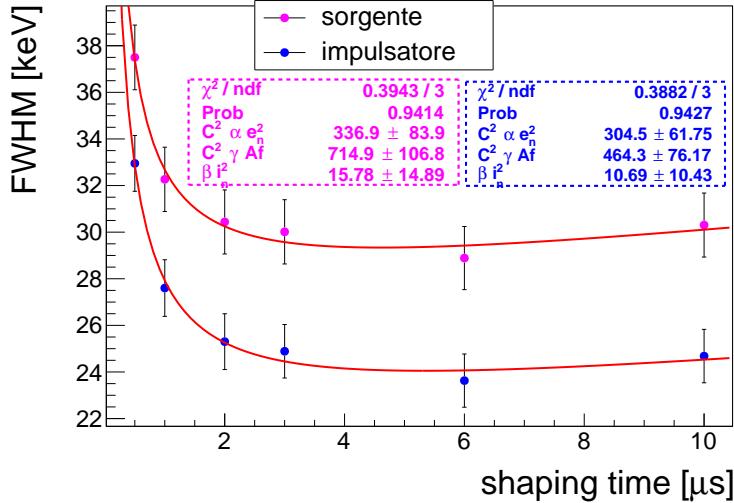


Figura 4.22: Risoluzione al variare dello shaping time. Rivelatore 4.

L’andamento al variare della tensione di bias è invece analogo a quello dei primi due rivelatori, ed anche in questo caso si è interpolato usando la funzione di Eq.4.11.

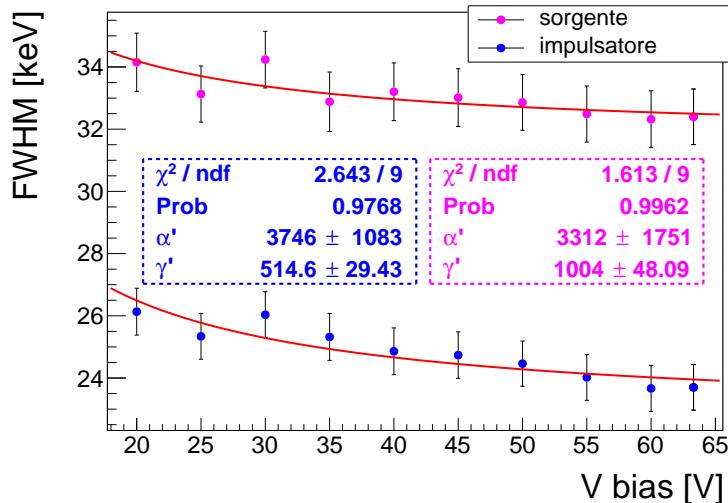


Figura 4.23: Risoluzione al variare della tensione di bias. Rivelatore 4.

Il rivelatore 4 raggiunge una risoluzione ottimizzata di 29 ± 1 keV a 63.4V per $\tau = 6\mu\text{s}$.

In Tabella 4.4 sono riportati i risultati migliori di questa sezione.

# Rivelatore	$V_{\text{bias}}[\text{V}]$	$\tau[\mu\text{s}]$	$FWHM_{\text{imp}}[\text{keV}]$	$FWHM_{\text{Am}} [\text{keV}]$
2	63.4	1	29 ± 1	36 ± 1
3	63.4	2	21 ± 1	25 ± 1
4	63.4	6	24 ± 1	29 ± 1

Tabella 4.4: Parametri ottimizzati a confronto.

In primo luogo si può constatare che la risoluzione dei picchi relativi all’impulsatore, soggetti solo ad una delle tre componenti di allargamento, è migliore di quella relativa alla

sorgente in tutti e tre i casi. Successivamente si può notare un miglioramento del 30% del rivelatore 3 rispetto al 2 nei picchi sia dell'impulsatore che dell' ^{241}Am , dovuto ad un fattore quasi 10 in meno di corrente di fuga. Il quarto rivelatore presenta invece una corrente di fuga e capacità minori degli altri due, nonostante ciò la risoluzione peggiora rispetto al 3 in entrambi i picchi osservati. Probabilmente ciò è dovuto all'influenza di un termine di rumore costante in τ maggiore rispetto a quello presente sugli altri due rivelatori; questo fatto è riconducibile al coefficiente A_f , tipico di ogni amplificatore, supposto diverso per i due amplificatori adoperati durante la presa dati.

Per quanto riguarda le componenti statistica ed intrinseca, il rivelatore con le miglior prestazioni è stato individuato facendo una differenza in quadratura $FWHM_{\text{Am}}^2 - FWHM_{\text{imp}}^2$ ottenendo che il rivelatore migliore è il rivelatore 4.

4.2.4 Valutazione spessore dello strato attivo

Per valutare la profondità dello strato attivo si è deciso di adottare anche un differente approccio senza dover fare affidamento sulla misura di capacità, che potrebbe essere soggetta alla presenza di componenti parassite non facilmente valutabili a priori. A tale scopo si è deciso di svolgere una misura con una sorgente di ^{224}Ra emettitrice non solo di alfa ma anche di radiazione beta e gamma. Dal momento che le alfa sono poco penetranti, dal loro spettro non posso trarre informazioni sullo spessore completo della regione di svuotamento, perché si fermano prima. Si è quindi deciso di basarsi sulla forma dello spettro beta+alfa, dovuto al decadimento in cascata $^{212}\text{Bi}-^{212}\text{Po}$, per valutare, tramite il confronto con simulazioni Monte Carlo generate con ARBY per diversi spessori dello strato attivo, quale meglio si adattasse allo spettro misurato.

Si è quindi deciso di basarsi sulla forma dello spettro beta+alfa, dovuto al decadimento in cascata $^{212}\text{Bi}-^{212}\text{Po}$, per valutare, tramite il confronto con simulazioni Monte Carlo generate con ARBY per diversi spessori dello strato attivo, quale meglio si adattasse allo spettro misurato.

Tenendo conto che la vita media del ^{224}Ra è di 3.66 giorni (Fig.1.3), è stato necessario creare appositamente per questo utilizzo la sorgente e subito adoperata prima che si esaurisse nel piombo stabile (entro $5\tau \simeq 20$ giorni). Le misure effettuate sono durate circa 4 giorni utilizzando il rivelatore 3.

Lo spettro ottenuto è riportato in figura 4.24, si possono osservare diversi picchi alfa ma anche delle coincidenze beta+alfa a destra dei picchi. I conteggi a basse energie sono dovuti alla rivelazione di particelle beta che non hanno fatto coincidenza. Inoltre è ragionevole avanzare l'ipotesi che il radio della sorgente fosse contaminato da membri della catena di ^{235}U (Fig. 1.5), probabilmente a partire dal ^{227}Th .

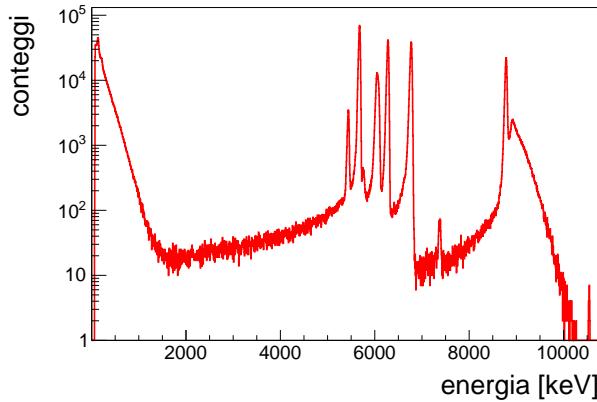


Figura 4.24: Spettro radio reale in scala logaritmica.

La simulazione ha generato $5 \cdot 10^6$ catene di ^{224}Ra in 3 configurazioni di spessore dello strato attivo diverse: $200\mu\text{m}$, $250\mu\text{m}$ e $300\mu\text{m}$. Per effettuare il confronto tra simulazioni e misura riportato in Fig.4.24, lo spettro simulato è stato scalato del fattore di normalizzazione corrispondente al rapporto tra le aree del picco a 8.785 MeV. Come risulta evidente dalla Fig.4.25 lo spettro beta+alfa non è correttamente riprodotto dal Monte Carlo.

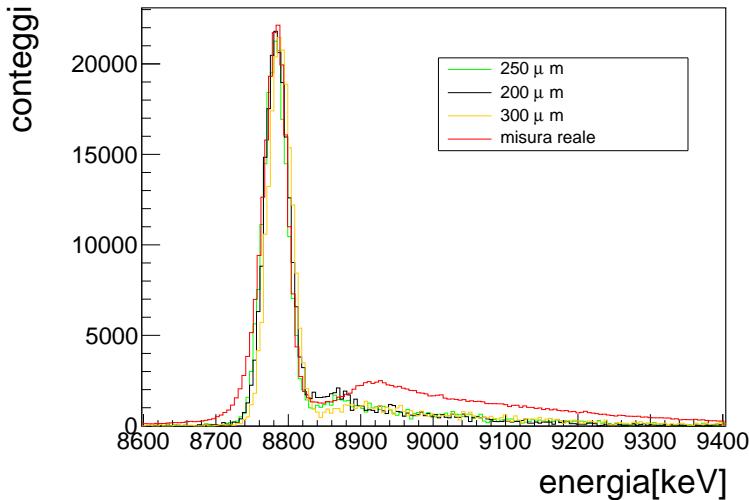


Figura 4.25: Spettri a confronto.

Come mostrato in Tab.4.5 il rapporto tra i conteggi sottesi al picco alfa e al continuo beta+alfa negli spettri simulati è infatti un fattore circa 3 maggiore rispetto a quello dello spettro misurato.

Spessore attivo [μm]	$A_\alpha/A_{\beta\alpha}$
200	3.5 ± 0.2
250	3.2 ± 0.2
300	3.3 ± 0.2
reale	1.319 ± 0.009

Tabella 4.5: Conteggi a confronto.

Si può tuttavia osservare come, tra le varie dimensioni prese per la regione attiva, quella il cui spettro si avvicina di più a quello reale corrisponda a $250 \mu m$. Si era già stimato lo spessore della regione di svuotamento del rivelatore 3 a partire dalla stima della capacità e risultava essere $215 \pm 3 \mu m$, valore probabilmente leggermente sottostimato per via della presenza di capacità parassite che potrebbero aver aumentato la stima di C_{riv} .

Per spiegare questo comportamento sono state avanzate diverse ipotesi: qualche imprecisione non identificata nella modellizzazione della geometria, una scelta non ottimale delle Physics Lists di Geant4 per la descrizione dei processi microscopici per particelle beta, oppure una non accurata riproduzione della sorgente. In quest'ultima motivazione potrebbero ricadere una possibile assenza di equilibrio secolare nella sorgente a causa di espianto non solo del ^{224}Ra , ma anche dei suoi isotopi figli sul target, ma anche una impiantazione dei figli del ^{224}Rn nello strato superficiale del rivelatore. Nelle simulazioni Monte Carlo la catena del ^{224}Rn è infatti simulata all'equilibrio e con decadimenti tutti originati dalla sorgente stessa.

4.3 Configurazione con due rivelatori nella camerona

Dal momento che nella sua configurazione finale la Camerona sarà utilizzata per leggere quattro rivelatori contemporaneamente, Il passo successivo della caratterizzazione è consistito nella valutazione delle prestazioni del sistema nel caso in cui siano letti contemporaneamente due rivelatori. I rivelatori utilizzati per questo test sono il 2 ed il 3, collegati alla catena di elaborazione del segnale descritta in precedenza ponendoli in parallelo tra loro. Ci si aspetta che questa tecnica non sia la migliore, siccome due rivelatori in parallelo posti all'ingresso di un medesimo amplificatore generano al suo input una capacità e una corrente di fuga 2 volte maggiori, aumentando il rumore elettronico in modo inaccettabile per misure di precisione.

Per questo test la sorgente di ^{241}Am è stata posta sopra al rivelatore 3. Il primo parametro caratterizzato è stato la corrente di fuga che, come detto in precedenza, ci si attende sia uguale alla somma delle correnti di fuga dei singoli rivelatori. Come mostrato nelle Figure 4.6 e 4.7 per i rivelatori 2 e 3 si erano trovate correnti termiche pari a $I_{th} = -1040 \pm 309$ nA e $I_{th} = -60 \pm 1$ nA rispettivamente.

Come mostrato in figura 4.26 la corrente di fuga misurata nel caso del parallelo tra i due rivelatori è pari a $I_{th2||3} = -603 \pm 74$ nA, compatibile entro 2 sigma con il valore atteso di $I_{th2+3} = -1100 \pm 309$ nA.

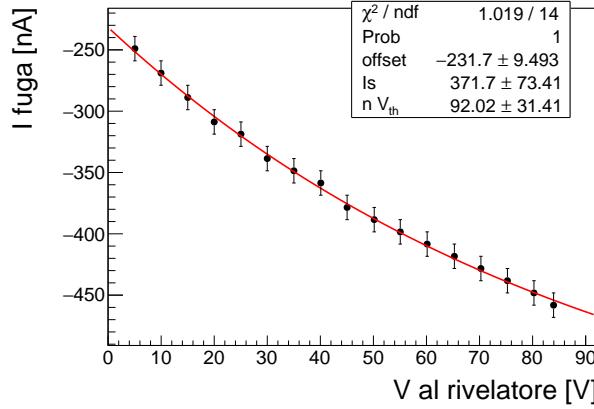


Figura 4.26: Interpolazione caratteristica corrente - tensione. Rivelatori 2+3.

Il grafico 4.27 mostra l'andamento della capacità equivalente al variare della tensione, essendo i due rivelatori in parallelo deve corrispondere anch'essa la somma delle capacità singole, facendo riferimento ai grafici in Fig.4.10 e 4.11, ad una alimentazione di 60V si è trovato: $C_1 = 459 \pm 7$ pF e $C_2 = 445 \pm 7$ pF.

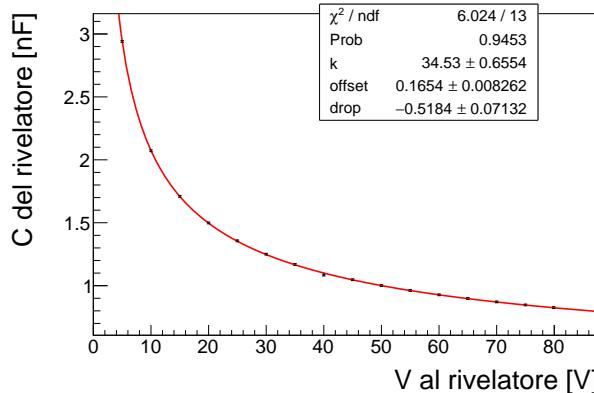


Figura 4.27: Interpolazione capacità. Rivelatori 2+3.

Per 60V di alimentazione si è misurata una capacità equivalente del sistema due rivelatori pari a $C_{2||3} = 927 \pm 7$ pF, compatibile con quella attesa di $C_{2+3} = 904 \pm 10$ pF entro 3 sigma.

Ci si aspetta che la componente elettronica della risoluzione risenta dei doppi contributi di capacità e corrente. I risultati delle misure sono riportati in Fig.4.28 dove l'Equazione 4.11 è stata adoperata per eseguire l'interpolazione.

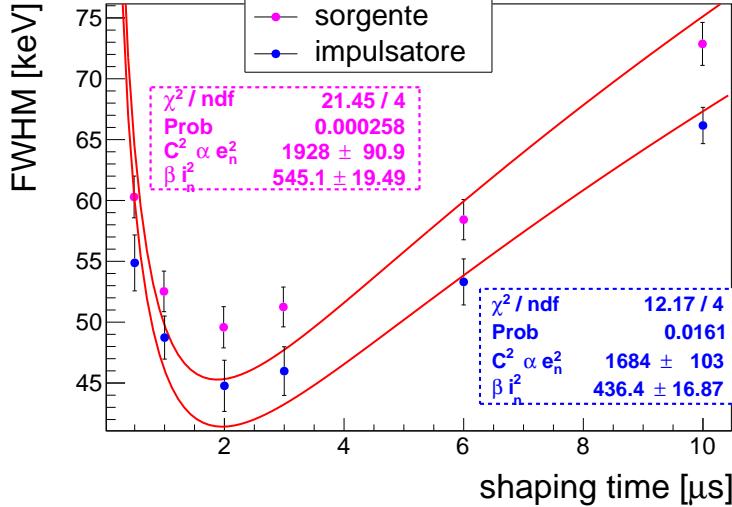


Figura 4.28: Risoluzione al variare dello shaping time. Rivelatori 2+3.

Dalla Figura 4.28 si nota che il punto di minimo si trova in corrispondenza del tempo di formatura trovato come migliore per il rivelatore 3 ($\tau = 2\mu s$), si può inoltre osservare che la risoluzione del picco dell'impulsore è $\text{FWHM}_{2+3} = 45 \pm 1 \text{ keV}$. Dal momento che l'ENC dipende da C e da I secondo la relazione $\text{ENC} \propto C/\sqrt{I}$, ci si attende sul lato del rumore capacitivo (τ bassi) la risoluzione sia circa pari alla somma di quelle dei singoli rivelatori, mentre che sul lato del rumore di corrente (τ alti), la risoluzione sia pari a $\sqrt{I_1 + I_2}$. Si considera $\tau = 2\mu s$ una regione influenzata sia da termini di corrente che di tensione, perciò è considerato più consone eseguire il calcolo di FWHM a partire dalla capacità equivalente C_{2+3} e la corrente complessiva I_{2+3} stimate precedentemente.

$$\text{ENC}^2 = \alpha\tau(2e(I_{\text{riv1}} + I_{\text{riv2}}) + \frac{4kBT}{R_{\text{bias}}}) + \beta C_{\text{eq}}^2 e_{\text{noise}}^2 / \tau \simeq (8.49 \pm 0.03) \cdot 10^{-31} C^2 \quad (4.13)$$

dove C_{eq}^2 è la capacità equivalente del circuito ma riconducibile comunque alla somma $C_1 + C_2$; si ricava la FWHM grazie alla relazione di Eq.2.21:

$$\text{FWHM}_{\text{ele}} = 2.355 \frac{3.6eV \cdot \text{ENC}}{e} \simeq (49 \pm 3) \text{ keV} \quad (4.14)$$

compatibile entro due sigma con quella attesa.

Si può concludere che la risoluzione è nettamente peggiorata rispetto alle analisi relative ai singoli rivelatori. Al fine di mantenere per la *Camerona*, adibita ad alloggiare quattro rivelatori in contemporanea, prestazioni analoghe alle camere standard che ne ospitano solo uno per volta, l'apparato elettronico utilizzato in fase finale sarà composto da quattro catene di elaborazione dei segnali distinte.

Conclusioni

Questo elaborato si inserisce nel percorso di sviluppo e caratterizzazione di una camera per spettroscopia alfa ad alta sensibilità, chiamata *Camerona*. Lo scopo previsto sono valutazioni di contaminazione superficiale, nell'ottica di ottimizzare la selezione dei materiali sperimentali per indagini che coinvolgono rivelatori privi di strato morto superficiale, quali ad esempio i bolometri scintillanti usati dall'esperimento CUPID nella ricerca degli eventi rari.

Nella *Camerona* verranno alloggiati quattro rivelatori al silicio a barriera superficiale che verranno operati in sincrono per effettuare misure sui campioni radioattivi sotto esame. I segnali vengono elaborati attraverso una catena elettronica costituita da un preamplificatore, un amplificatore e un analizzatore multi-canale che, interfacciato con un programma software su PC, permette di ottenere spettri in ampiezza.

Un parametro importante per misure di spettroscopia è la risoluzione energetica, che misura la capacità del rivelatore di distinguere eventi energeticamente vicini tra loro. Tale parametro è influenzato da diversi fattori, suddivisibili in statistici, elettronici ed intrinseci. Nell'ambito di questo elaborato mi sono occupata di caratterizzare ed ottimizzare il sistema, ed in particolare tre dei quattro rivelatori a disposizione, individuando e minimizzando quei contributi sui quali è possibile agire per migliorare la risoluzione energetica.

Per prima cosa si è valutata la distanza relativa sorgente-rivelatore ottimale con cui effettuare le misure. Nello spazio sperimentale a disposizione tale distanza poteva essere impostata a 0.91 cm oppure a 5.7 cm. La distanza maggiore è risultata essere la migliore dal punto di vista della risoluzione energetica ottenibile, grazie al minor angolo solido sotteso, che implica un'inferiore dispersione di energia nell'attraversamento dello strato morto del rivelatore. Perdite energetiche prima della rivelazione causano un allargamento del picco ed un prolungamento ad energie inferiori nei picchi monoenergetici dei decadimenti alfa osservati. Il miglioramento nella scelta della distanza maggiore rispetto a quella minore è stato stimato attraverso simulazioni Monte Carlo con Geant4 e attraverso misure con sorgente di ^{241}Am , esso ammonta a circa il 30%. Una volta definita la configurazione geometrica ottimale, si è proceduto con la caratterizzazione ed ottimizzazione dei singoli rivelatori. I rivelatori a semiconduttore sono analoghi a diodi elettrici e sono dotati di una capacità che, insieme alla corrente di fuga, genera rumore nella catena di elaborazione dei segnali. La caratterizzazione dei singoli rivelatori è perciò esordita stimando la corrente emessa dai rivelatori a semiconduttore in assenza di radiazione ionizzante, ottenendo valori di ordini differenti rispettivamente di 400 nA, 50 nA e 10 nA ad alimentazioni di 60V. Le capacità riscontrate invece corrispondono rispettivamente a 460 pF, 445 pF e 380 pF. Inferiori correnti di fuga e capacità implicano un minor livello di rumore elettronico migliorando quindi la risoluzione. Ciò è stato confermato nella fase di ottimizzazione che è seguita, in cui si è valutato per ciascun rivelatore l'andamento della risoluzione energetica al variare della tensione di alimentazione e del tempo di formatura della catena elettronica

di elaborazione del segnale. Tali curve sono state misurate sia per segnali da impulsatore di onde quadre, influenzati solo dal rumore elettronico, che per segnali da sorgente di ^{241}Am , che risentono quindi anche della componente statistica e di non idealità dell'apparato sperimentale. I punti di lavoro ottimali trovati corrispondono per tutti i rivelatori ad una tensione di alimentazione di 60 V, e ad un tempo di formatura che varia in un intervallo tra 1-6 μs .

Nel punto di lavoro migliore le risoluzioni trovate variano nell'intervallo 25-36 keV al picco a 5.486 MeV del ^{241}Am , valori in linea con lo stato dell'arte attuale per i rivelatori al silicio.

Un ultimo parametro che si è valutato è lo spessore della regione attiva dei rivelatori. Tale parametro è stato calcolato sia sulla base dei valori di capacità ottenuti nella prima fase di caratterizzazione, che tramite confronto dello spettro misurato con una sorgente di ^{224}Ra affacciata al rivelatore 3, con spettri simulati al variare di tale spessore. Lo scopo era quello di studiare il cambiamento dello spettro alfa+beta del decadimento in cascata del ^{212}Bi - ^{212}Po al variare dello strato attivo del rivelatore simulato. Si è riconosciuto che lo spessore dello strato attivo del rivelatore 3 che permette di riprodurre la misura tramite la simulazione è pari a $250\mu\text{m}$.

Bibliografia

- [1] About ROOT. CERN (online). <https://root.cern/about/>.
- [2] Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions. NISTN (online), 2009.
- [3] Pulse Processing: Preamplifiers and Noise. Nuclear Instrumentation: Lecture 3, *University of Liverpool*.
- [4] FLUKE 116. *True-rms Multimeter Manual*.
- [5] Nasir Alfaraj. Characterization of red, blue and green light-emitting diodes. Technical report, *Università di Toronto*, 2017.
- [6] Boris Shwartz Claus Grupen. *Particle Detectors*. Cambridge University Press, 2008.
- [7] Marcello A Giorgi. Rivelatori a semiconduttore nella fisica di Sapore. *Università di Torino*.
- [8] G. Heusser. *Low-radioactivity background techniques*. Annu.Rev. Nucl.Part. Sci., 1995.
- [9] William R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Second Revised Edition, Springer, 1994.
- [10] Vito Manzari. Semiconductor Detectors, Signal, Noise and Electronics. Lecture 2 on Silicon Detectors, 2015.
- [11] INFN (online). Interazione delle particelle cariche con la materia, Dispense, 2013.
- [12] ORTEC. *EASY-MCA-8K, Digital Gamma-Ray Spectrometer Manual*.
- [13] ORTEC. *Model 572A Spectroscopy Amplifier Operating and Service Manual*.
- [14] Gianluigi Pessina. Soluzioni di reti elettriche in presenza di rumore, Dispense, 2021.
- [15] D.A.Landis R.H.Pehl, F.S.Goulding and M.Lenzlinger. Accurate determination of the ionization energy in semiconductor detectors. *Lawrence Radiation Laboratory, University of California, Berkeley, California, U.S.A.*, 1967.
- [16] B. Scotti. Sviluppo e Caratterizzazione di un sistema di misura per Spettroscopia ad alta efficienza. *Università degli studi di Milano Bicocca*, 2023.