

# UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea Triennale in Fisica

Tesi di Laurea

Studio della contaminazione da  $^{40}K$  e  $^{42}K$  utilizzando i  
primi dati dell'esperimento LEGEND-200

Relatore

Prof. Riccardo Brugnera

Correlatore

Dr. Sofia Calgaro

Laureando

Nicola Sommaggio

Anno Accademico 2022/2023



# Indice

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>1</b> | <b>Il decadimento doppio beta senza neutrini</b>  | <b>3</b>  |
| 1.1      | La sua importanza e i motivi della ricerca . . . . .                                    | 3         |
| 1.2      | Il modello e il tempo di dimezzamento del processo . . . . .                            | 5         |
| <b>2</b> | <b>L'esperimento LEGEND-200</b>   | <b>6</b>  |
| 2.1      | Caratteristiche sperimentali del doppio decadimento beta senza neutrini . . . . .       | 6         |
| 2.2      | I fondi e la struttura dell'esperimento . . . . .                                       | 6         |
| 2.3      | I rivelatori HPGe . . . . .   | 7         |
| 2.3.1    | I rivelatori BEGe, PPC, COAX e ICPC . . . . .   | 9         |
| 2.4      | Risoluzione energetica . . . . .  | 10        |
| <b>3</b> | <b>Acquisizione ed elaborazione preliminare dei dati</b>                                | <b>11</b> |
| 3.1      | Analisi generale dei dati . . . . .   | 12        |
| <b>4</b> | <b>Determinazione della contaminazione da <math>^{40}K</math> e <math>^{42}K</math></b> | <b>15</b> |
| 4.1      | Dipendenza dalla posizione negli array . . . . .  | 18        |
| 4.2      | Dipendenza dalla tipologia di rivelatore . . . . .                                      | 20        |
| 4.3      | Effetto del LAr veto sulla contaminazione da $^{40}K$ e $^{42}K$ . . . . .              | 21        |
| 4.3.1    | Dipendenza dalla posizione dopo il LAr veto . . . . .                                   | 25        |
| 4.3.2    | Dipendenza dal tipo di rivelatore dopo LAr veto . . . . .                               | 27        |
| <b>5</b> | <b>Conclusioni</b>  | <b>29</b> |
| <b>6</b> | <b>Appendice</b>  | <b>32</b> |

# Sommario

Uno dei più importanti argomenti di fisica delle alte energie è la ricerca del doppio decadimento beta senza emissione di neutrini. L'esperimento LEGEND-200, in presa dati presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso, ricerca tale decadimento utilizzando l'isotopo 76 del germanio. Nella tesi si studierà la presenza di due sorgenti di eventi di fondo:  $^{40}K$  e  $^{42}K$ . Mentre il primo è un radionuclide primordiale onnipresente in tutti i materiali, il secondo viene dal decadimento dell'  $^{42}Ar$ . Quest'ultimo è prodotto principalmente dall'interazione dei raggi cosmici con l'atmosfera. Essendo i rivelatori dell'esperimento immersi in argon liquido proveniente dalla distillazione frazionata dell'aria é impossibile evitarne la rivelazione. Oltre a determinare l'entità e la distribuzione nei rivelatori di tali isotopi si dimostrerà come l'applicazione dei vari tagli dell'analisi ha impatto su questi eventi di fondo.

# Capitolo 1

## Il decadimento doppio beta senza neutrini

### 1.1 La sua importanza e i motivi della ricerca

La scoperta delle oscillazioni di sapore leptonic del neutrino hanno fornito le prime evidenze di fisica oltre il modello standard. C'è però ancora molto da scoprire sui neutrini: la loro gerarchia di massa, il meccanismo di generazione della loro massa, l'ordine di grandezza assoluto di quest'ultima, le proprietà sotto trasformazioni di coniugazione di carica e parità (CP) e se siano o meno particelle di Majorana.

I fermioni (particelle di spin semi-intero) sono descritti nel modello standard dall'equazione di Dirac, la formulazione originale prevede inevitabilmente l'utilizzo sia di numeri reali che complessi. Questo fatto porta a soluzioni dell'equazione che corrispondono a particelle a energia negativa e fornisce quindi una base teorica per la spiegazione delle antiparticelle<sup>1</sup>. L'equazione di Majorana è un'elegante alternativa all'equazione di Dirac, la quale prevede l'utilizzo solo di numeri reali e quindi i fermioni sono rappresentati da campi reali (per i quali vale quindi  $\phi^* = \phi$ ), condizione per la quale una particella è la sua stessa antiparticella, ovvero che queste due coincidono. Secondo questa nuova equazione i fermioni neutri di spin 1/2 sono antiparticelle di se stesse e vengono detti fermioni di Majorana.

Quest'ultima caratteristica non è del tutto estranea alla fisica, infatti accomuna particelle di spin intero ( $S = 0, S = 1, S = 2$ ) per le quali le equazioni che le governano (Equazione di Klein-Gordon, Equazioni di Maxwell e la relatività generale Einsteiniana) sono formulate usando numeri reali. [17]

La scoperta del neutrino e l'osservazione delle sue proprietà sembrano mostrare una netta distinzione tra neutrino e antineutrino, intimamente connessa con la conservazione del numero leptonic: il numero totale di leptoni ( $e, \mu, \tau$ )<sup>2</sup> più il numero di neutrini leptonici ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_{\tau}$ ) meno il numero totale di antileptoni e antineutrini leptonici deve rimanere invariato prima e dopo la reazione. É quindi necessario per conservare quest'ultima quantità che in una data reazione venga prodotto un neutrino piuttosto che un antineutrino o viceversa.

I neutrini però sono in grado di effettuare oscillazioni cambiando il loro sapore leptonic; in queste trasformazioni è stata osservata la violazione del numero leptonic per un singolo leptone ( $\Delta L_e, \Delta L_\mu, \Delta L_\tau$ ) mentre è ancora conservato il numero leptonic globale ( $L_e + L_\mu + L_\tau$ ). Queste osservazioni vanno in direzione di una natura dei neutrini come fermioni di Majorana la quale prevede la violazione del numero leptonic globale. Le oscillazioni di sapore del neutrino sono possibili solo perché questo possiede una massa, contrariamente a quanto previsto dal modello standard.

La conciliazione delle osservazioni sperimentali che marcano una differenza con l'ipotesi che neutrino

---

<sup>1</sup>Le caratteristiche delle antiparticelle sono speculari a quelle delle particelle elementari corrispondenti, si ottengono applicando a queste ultime una trasformazione di coniugazione di carica (C) invertendo: carica (elettrica e di colore), numero barionico, numero leptonic, sapore leptonic, sapore adronico, terza componente dell'isospin forte e debole.

<sup>2</sup>Esistono 3 diversi tipi di neutrini, ognuno associato ad un leptone. Ogni neutrino ha quindi un "sapore" leptonic diverso, che può essere elettronico, muonico o tauonico

e antineutrino coincidano può passare dal fatto che queste due particelle sono emesse nelle reazioni con elicità <sup>3</sup> diverse. In particolare il neutrino viene osservato solo left-handed mentre l'antineutrino solamente right-handed, contrariamente a quanto predetto dall'equazione di Dirac che teorizza l'esistenza di neutrini e antineutrini distinti entrambi con i due stati di elicità possibili; prende quindi piede l'ipotesi che questi possano essere due stati diversi della stessa particella (in quanto neutrino e antineutrino sono molto simili, per esempio sono entrambi neutri).

Tutti i fermioni acquisiscono la loro massa dall'interazione con il bosone di Higgs, quando questo accade la loro elicità cambia da left a right o da right a left. I neutrini (pur essendo fermioni) non sembrano acquisire la loro massa in questo modo in quanto non possono effettuare questo cambio necessario perché non sono mai stati osservati neutrini right-handed. Se quindi i neutrini fossero fermioni di Majorana si spiegherebbe la loro massa dall'interazione con i rispettivi antineutrini, necessitando però di una forma particolare di bosone di Higgs per l'interazione con i neutrini aprendo la strada a nuove teorie [16].

La violazione del numero leptonico contribuirebbe a spiegare l'Asimmetria Materia-Antimateria nell'universo: la nostra comprensione attuale suggerisce che c'era un'eguale quantità di materia e antimateria subito dopo il Big-Bang, non è perciò chiaro come osserviamo un mondo di materia e non formato dalla sola radiazione data dall'annichilazione di particelle con le rispettive antiparticelle. Una teoria che spiega questa asimmetria è detta *Leptogenesis* e prevede che lo sbilancio derivi dalla violazione del numero leptonico. Se i leptoni potessero essere creati senza le loro controparti antileptoniche la materia potrebbe essere creata senza necessariamente dover creare anche antimateria. [5]

La violazione del numero leptonico è quindi un aspetto cruciale della fisica oltre il modello standard. Uno degli esperimenti più promettenti in questa direzione è l'osservazione del decadimento doppio beta senza l'emissione di neutrini ( $0\nu\beta\beta$ ), il cui diagramma di Feynmann è riportato in Figura 1.1.

Il decadimento doppio beta è una transizione isobara (tra nuclei con lo stesso numero di massa) tra nucleo padre e nucleo figlio, in cui quest'ultimo acquista due unità di carica elettrica. La transizione è accompagnata dall'emissione di due elettroni e due antineutrini elettronici in modo da conservare la carica e il numero leptonico.

$$X(A, N) \rightarrow X(A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e + Q_{\beta\beta} \quad (1.1)$$

dove  $Q_{\beta\beta}$  è l'energia rilasciata. È un decadimento del secondo ordine previsto dal modello standard mediato dall'interazione debole con un tempo di dimezzamento nell'intervallo di  $10^{18} - 10^{22}$  anni.

Il decadimento senza l'emissione dei due antineutrini è proibita dal modello standard e viola il numero leptonico di  $\Delta L = 2$ . Se questo fosse osservato confermerebbe direttamente la natura di fermioni di Majorana dei neutrini anziché di Dirac.

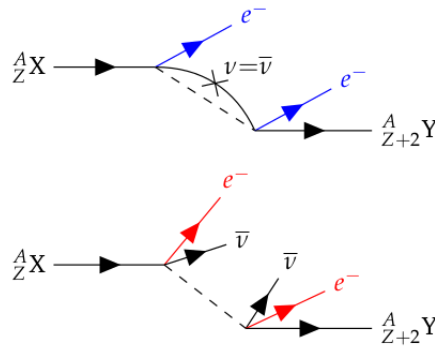


Figura 1.1: Diagramma di Feynman del doppio decadimento beta senza l'emissione di neutrini (in alto) e con l'emissione di neutrini (in basso)

<sup>3</sup>Si definisce elicità di una particella a spin non nullo la proiezione del suo spin nella direzione della sua quantità di moto  $\Lambda \equiv \frac{\vec{S} \cdot \vec{p}}{p}$ . Se spin e impulso sono paralleli si usa dire che il sistema è *right handed* o nel caso opposto *left handed*

## 1.2 Il modello e il tempo di dimezzamento del processo

Uno dei meccanismi più comunemente considerati per il decadimento  $0\nu\beta\beta$  prevede lo scambio di un neutrino virtuale di Majorana. Considerando questo modello il tempo di dimezzamento del processo è scrivibile come:

$$T_{1/2}^{0\nu} = (G \cdot |\mathcal{M}|^2 \cdot \langle m_{\beta\beta} \rangle)^{-1} = 10^{27 \div 28} \left( \frac{0.01 \text{ eV}}{\langle m_{\beta\beta} \rangle} \right)^2 \text{ anni} \quad (1.2)$$

Dove  $G$  è il fattore di spazio delle fasi e si ha  $G \propto Q_{\beta\beta}^5$  ed è dell'ordine di  $10^{-25} (\text{anni} \cdot \text{eV}^2)^{-1}$  mentre per il fattore  $|\mathcal{M}|$  viene comunemente usata l'approssimazione  $|\mathcal{M}| \approx 10$ .

Il termine più significativo è la massa effettiva del neutrino  $\langle m_{\beta\beta} \rangle = |\sum_i U_{ei}^2 m_i|$ , dove gli  $U_{ei}$  sono gli elementi della matrice PMNS <sup>4</sup>. In questa interpretazione del decadimento  $0\nu\beta\beta$  esso diviene un esperimento di massa del neutrino sotto l'assunzione che nessun altro meccanismo contribuisca alla violazione del numero leptonico e che i neutrini siano fermioni di Majorana. [11]

Questa interpretazione permette di esprimere il tasso di decadimento (la probabilità che questo avvenga) come:

$$\Gamma^{0\nu} \approx m_{\beta\beta}^2 \approx \frac{1}{T_{1/2}} \quad (1.3)$$

È quindi importante sottolineare come siano necessari esperimenti con masse di materiale attivo dell'ordine della tonnellata per testare il regime fisicamente interessante a  $T_{1/2}^{0\nu} \approx 10^{28}$  anni e  $\langle m_{\beta\beta} \rangle \approx 10$  meV.

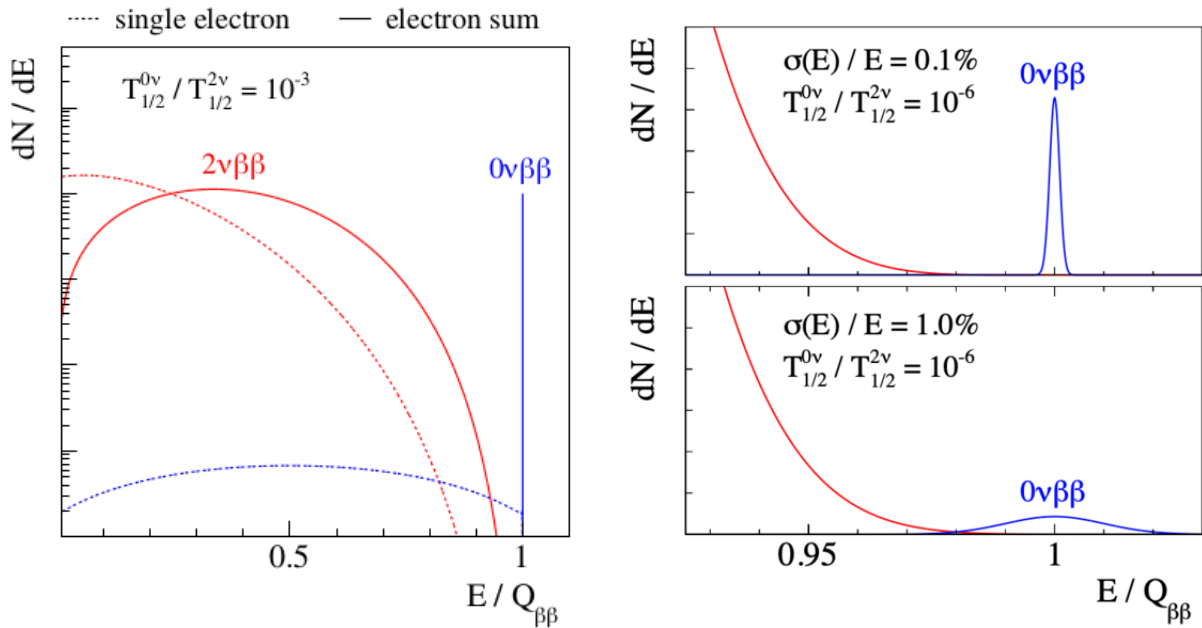


Figura 1.2: Lo spettro energetico del decadimento  $2\nu\beta\beta$  in rosso, mostra come la distribuzione delle energie dei due elettroni sia continua nel caso in cui vengano emessi neutrini, i quali acquisiscono in quantità variabile dell'energia e della quantità di moto disponibili a seguito del decadimento. In blu invece è rappresentato lo spettro del decadimento  $0\nu\beta\beta$ , esso è rappresentato da una linea al valore  $Q_{\beta\beta}$  in quanto non essendo presenti neutrini l'energia totale degli elettroni sarà completamente determinata dalla differenza tra nucleo padre e figlio. A destra viene mostrato come varia il picco caratteristico del decadimento  $0\nu\beta\beta$  al variare della risoluzione energetica.

<sup>4</sup>Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata

## Capitolo 2

# L'esperimento LEGEND-200

### 2.1 Caratteristiche sperimentali del doppio decadimento beta senza neutrini

LEGEND cerca il decadimento  $0\nu\beta\beta$   ${}^{76}\text{Ge} \rightarrow {}^{76}\text{Se} + 2e^-$  avente un  $Q_{\beta\beta} = 2039$  keV utilizzando rivelatori al germanio ad alta purezza (HPGe) arricchiti in  ${}^{76}\text{Ge}$ .

Se si sommano le energie dei due elettroni dello stato finale si forma un picco posto al  $Q_{\beta\beta}$ , come mostrato in Figura 1.2. È essenziale avere un'ottima sensibilità, frutto dell'assenza di fondo (in modo tale da vedere solo il decadimento del nucleo in esame) e un'elevata esposizione sperimentale (la quantità dei nuclei osservati), definita come:  $Exp = M \cdot T$  dove  $M$  è la massa del  ${}^{76}\text{Ge}$  (l'isotopo attivo nel nostro caso) e  $T$  è il tempo di presa dati. Il livello degli eventi di fondo attorno al  $Q_{\beta\beta}$  viene di solito chiamato *Background Index (B)* e lo si misura in  $\frac{\text{conteggi}}{\text{keV} \cdot \text{kg} \cdot \text{anni}}$ .

È convenzione per gli esperimenti di decadimento  $0\nu\beta\beta$  riportare la loro sensibilità in termini di tempo di dimezzamento, che è correlato ai parametri appena descritti attraverso l'equazione 1.3 in cui  $T_{1/2} \approx M \cdot T$  quando  $B = 0$ , oppure  $T_{1/2} \approx (\frac{M \cdot T}{B \cdot \delta E})^{\frac{1}{2}}$  quando  $B \neq 0$  [3]. Ciò indica che sia una grande massa (come precedentemente annunciato) che un'aspettativa di fondo quasi nullo sono fondamentali.

### 2.2 I fondi e la struttura dell'esperimento

Per raggiungere il limite di “fondo nullo” è cruciale adottare una struttura dell'apparato opportuna e tecniche di eliminazione dei fondi molto efficaci attorno alla regione del  $Q_{\beta\beta}$  essendo il processo molto raro e con un tempo di dimezzamento maggiore di  $10^{26}$  anni.

I processi di background che potrebbero nascondere il picco caratteristico del decadimento possono provenire da fonti esterne (da radioattività ambientale e cosmica) e fonti interne (da minuscole quantità di elementi radioattivi presenti nel materiale stesso usato per costruire l'esperimento). Il primo stadio di LEGEND (LEGEND-200) è installato nell'infrastruttura sperimentale di GERDA <sup>1</sup>, sotto 1400 metri di roccia del massiccio del Gran Sasso. La montagna funge da schermo contro le radiazioni cosmiche ad alta energia (in particolare i muoni cosmici) riducendo il flusso di muoni di circa 6 ordini di grandezza ottenendo il passaggio di un solo muone per metro quadro all'ora. L'ambiente roccioso presenta però un'attività radioattiva naturale, fatto che rende indispensabile la schermatura dell'infrastruttura sperimentale. I materiali schermanti dovranno contenere a loro volta il minor numero possibile di radionuclidi che producano segnali nell'intervallo energetico di  $Q_{\beta\beta}$ .

L'esperimento sarà quindi contenuto all'interno di un serbatoio contenente  $590 \text{ m}^3$  di acqua purissima che scherma l'esperimento dai raggi gamma e neutroni, al cui interno ci sono 66 fotomoltiplicatori per l'identificazione (per effetto Cherenkov) dei muoni cosmici passanti. All'interno di questa vasca,

---

<sup>1</sup>GERmanium DEtector Array era un esperimento presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso dell'INFN volto alla ricerca del  $0\nu\beta\beta$



un criostato contenente  $64\text{ m}^3$  di Argon liquido ospita i rivelatori al germanio mantenendo i cristalli a circa  $88\text{ K}$ . A sua volta nell'argon liquido sono presenti delle fibre plastiche che raccolgono la luce di scintillazione proveniente dal deposito di energia nell'argon di eventi di fondo. Se avviene il decadimento  $0\nu\beta\beta$ , i due elettroni emessi creano cariche negative e positive (elettrone-lacuna) che vengono raccolte agli elettrodi attraverso un campo elettrico producendo un segnale. Anche i raggi  $\gamma$  provenienti dall'esterno possono interagire con i rivelatori creando coppie elettrone-lacuna, ma a volte hanno energia tale da produrre anche luce di scintillazione nell'Argon liquido che viene quindi rilevata mediante dei fotomoltiplicatori permettendo di scartare questi eventi.

Uno schema rappresentante la struttura dell'esperimento è presentata in Figura 2.1, partendo dall'interno sono presenti i rivelatori organizzati in array<sup>2</sup>, il criostato di LAr e la vasca contenente l'acqua. LEGEND si basa sui successi di GERDA e MAJORANA<sup>3</sup>, i quali hanno sviluppato tecniche estremamente efficaci per la diminuzione del fondo sperimentale. L'innovazione più significativa di GERDA consiste nello scudo attivo di Argon liquido che ha permesso di raggiungere risultati eccellenti, è stato però anche un esperimento pioniere nel "wire-bonding" direttamente sulla superficie del rivelatore. D'altro canto MJD è stato in grado di produrre rame ultra-puro elettro-formato utilizzato per schermo interno e componenti dei rivelatori.

La prima fase di LEGEND-200 opera con circa  $200\text{ kg}$  di germanio arricchito. L'indice di fondo previsto è di  $2 \cdot 10^{-4} \frac{\text{conteggi}}{\text{keV kg anno}}$  e consentirà di raggiungere una sensibilità di scoperta di  $10^{27}$  anni dopo 5 anni di attività sondando  $m_{\beta\beta} \sim 50\text{ meV}$ . La seconda fase, LEGEND-1000, con l'utilizzo di  $1000\text{ kg}$  dello stesso materiale attivo sarà in grado di raggiungere una sensibilità di  $10^{28}$  anni e di sondare una massa  $m_{\beta\beta} \sim 10\text{ meV}$ . [1] [2] [3] [4]

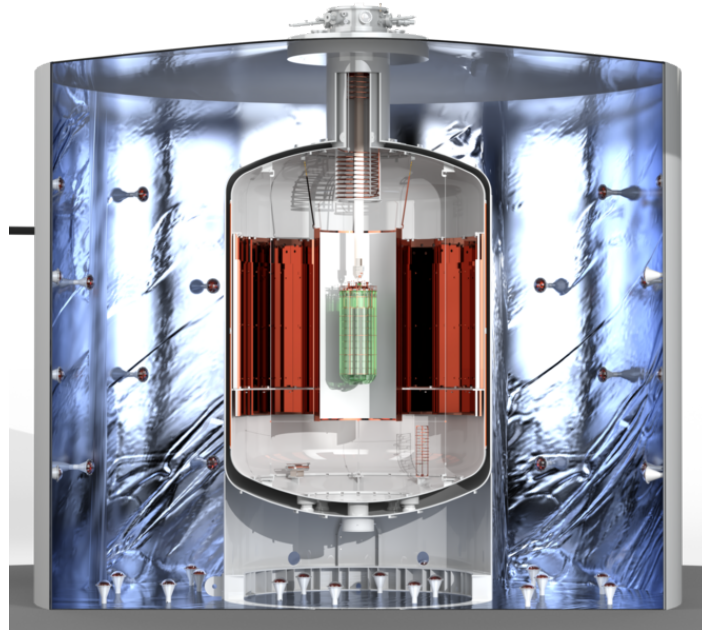


Figura 2.1: Schema dell'esperimento LEGEND-200

## 2.3 I rivelatori HPGe

I rivelatori utilizzati sono cristalli semiconduttori di germanio arricchiti con una percentuale dal 85% al 92% di  $^{76}\text{Ge}$  che fungono sia da sorgente che da rivelatore. Al loro interno è presente una giunzione p-n nella quale la diffusione dei portatori maggioritari genera uno strato di svuotamento elettricamente neutro. La regione di svuotamento è la parte attiva del rivelatore, nella quale in seguito ad una deposizione di energia si elevano gli elettroni in banda di conduzione lasciando una lacuna (quindi con carica positiva) in banda di valenza e il successivo spostamento all'interno del campo elettrico

<sup>2</sup>Si veda la Sezione successiva

<sup>3</sup>MAJORANA DEMONSTRATOR (MJD) è anch'esso un esperimento atto a alla ricerca del  $0\nu\beta\beta$  situato agli Sanford Underground Laboratory a Lead in South Dakota

induce una corrente speculare agli elettrodi generando un segnale. Per raggiungere la massa di circa 200 kg vengono utilizzati i rivelatori degli esperimenti GERDA e MAJORANA assieme a dei nuovi. Il materiale intrinseco dei rivelatori HPGe di GERDA è di tipo p; il loro elettrodo  $n^+$  (il cui strato ha uno spessore di  $O(1)$  mm) è costruito mediante diffusione di litio mentre la controparte  $p^+$  (dello spessore di soli  $O(100)$  nm) è formata attraverso l’impiantazione di boro. L’energia media richiesta per creare una coppia elettrone lacuna nel germanio è di 2.96 eV.

Come detto in precedenza, dato l’alto potere ionizzante delle diverse particelle che attraversano l’esperimento si applica una discriminazione del fondo sperimentale in termini di topologia degli eventi. Gli elettroni che emergono dai decadimenti doppio beta depositano la loro energia in una zona molto localizzata  $O(1)$ mm nella massa del rivelatore e ciò può essere attribuito al grande potere frenante del materiale e il fatto che l’interazione con la materia mediante Bremsstrahlung è sottodominante a queste energie. Topologie simili possono derivare da decadimenti  $\alpha$  o  $\beta$  all’interno del rivelatore, ma è stato dimostrato che le contaminazioni dovute a nuclei che generano questi decadimenti è estremamente ridotta (all’interno del materiale intrinseco è presente una concentrazione di impurità di soli  $O(10^{10})$  atomi/cm). I raggi  $\gamma$  invece per energie dell’ordine del MeV hanno un cammino libero medio di  $O(1)$  cm.

E’ quindi possibile una soppressione attiva del fondo conoscendo esattamente le firme di ogni interazione. I rivelatori in LEGEND sono in una configurazione ad array come mostrato in Figura 2.4, questa consente di identificare eventi con depositi di energia in più rivelatori che permette di effettuare rivelazioni in coincidenza  $\gamma - \gamma$  o  $\alpha/\beta - \gamma$ . In Figura 2.2 è schematizzata la deposizione di energia all’interno dei rivelatori al Ge da parte di processi diversi: nella prima immagine lo si può notare a seguito di un decadimento doppio  $\beta$  che come detto deposita energia in una zona molto ben localizzata, negli altri è rappresentata l’interazione di raggi  $\gamma$  con i cristalli che possono portare ad eventi di scattering multiplo in più rivelatori o sulla superficie (seconda immagine), deposizioni in più punti (terza immagine) e deposizioni simultanee nel rivelatore e nell’argon liquido (quarta immagine).

I rivelatori sono allocati in 14 stringhe disposte verticalmente a formare la superficie esterna di un cilindro per un totale di 200 kg di rivelatori al germanio, che assieme al sistema di veto vengono inserite nel criostato. [1]

Sono diversi i motivi che hanno portato alla scelta di rivelatori al germanio, per prima la loro eccellente risoluzione energetica che è di fondamentale importanza per la ricerca del decadimento  $0\nu\beta\beta$  in quanto l’energia è l’unica osservabile veramente necessaria e sufficiente alla scoperta. Inoltre sono essenzialmente delle camere a proiezione temporale allo stato solido permettendo una ricostruzione accurata degli eventi e una chiara discriminazione topologica tra il background e i segnali attraverso tecniche di *Pulse Shape Discrimination (PSD)*. Infine il Ge fornisce un ottimo *discovery power* anche per esposizioni relativamente piccole. L’unico aspetto negativo del  $^{76}\text{Ge}$  è il  $Q_{\beta\beta}$  al di sotto della linea del  $^{208}\text{Tl}$  e quindi un fattore dello spazio delle fasi piccolo rispetto a quello di altri isotopi. Non presenta inoltre fotopicchi dovuti a decadimenti  $\gamma$  nella regione di interesse per l’esperimento [6].

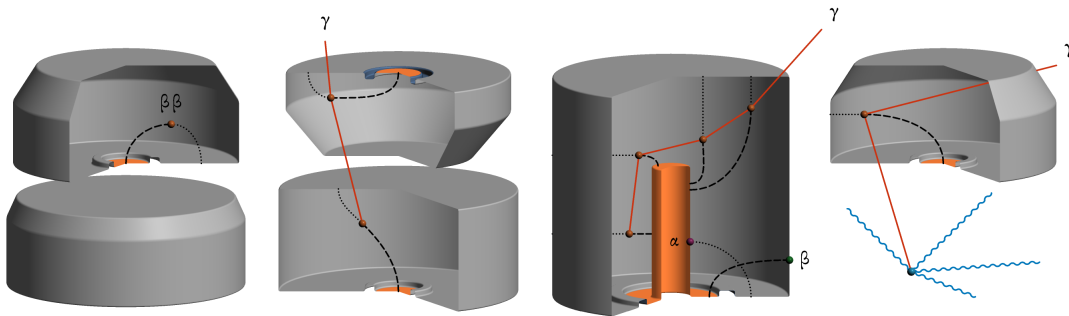


Figura 2.2: Schema rappresentante alcune delle varie modalità di deposizione di energia all’interno dei rivelatori, a partire dal decadimento  $0\nu\beta\beta$  che interagisce con il detector in un punto preciso e limitato, all’interazione di raggi gamma che possono dare luogo a depositi multipli, per esempio con molteplici scattering Compton attraversando a volte anche più rivelatori, oppure rilasciando energia nell’argon liquido, oppure nel caso di particelle alpha ed elettroni rilasciando energia sulla superficie del rivelatore.

### 2.3.1 I rivelatori BEGe, PPC, COAX e ICPC

LEGEND-200 utilizzerà rivelatori del tipo BEGe (*Broad Energy Ge*) e COAX (*Coaxial*) provenienti da GERDA e PPC *p-type point contact* provenienti da MAJORANA DEMONSTRATOR e ICPC (*Inverted-Coaxial Point-Contact*) di nuova costruzione o provenienti da GERDA.

Sia per i BEGe che per i PCC la geometria del detector (*Point Contact Detectors*) ha dimostrato un'ottima risoluzione energetica e capacità di ricostruzione degli eventi. D'altro canto a causa della geometria degli elettrodi la massa massima dei rivelatori è di circa 1 kg. Il design convenzionale dei rivelatori coassiali prevede la faccia  $n^+$  (litio diffuso) come contatto esterno coprente la superficie cilindrica del rivelatore e la faccia chiusa, opposta a quest'ultima è presente una cavità cilindrica, lunga quasi quanto il rivelatore, fabbricata mediante l'impiantazione di boro creando il contatto  $p^+$ . Similmente i rivelatori ICPC sono costituiti dagli stessi materiali ma con la significativa differenza che il contatto  $p^+$  prende la forma di un piccolo elettrodo nella faccia chiusa del cristallo e da questa lo strato  $n^+$  si estende avvolgendo tutta la superficie cilindrica. La sua introduzione lungo l'asse longitudinale incrementa l'intensità del campo elettrico longitudinale e permette di estendere la regione di svuotamento all'intero volume del cristallo (questa regione è circa di 2 cm e 3.5 cm per rivelatori HPGe standard rispettivamente piani e coassiali) aumentando notevolmente la sua parte sensibile. Di conseguenza si incrementa anche il tempo di "drift" dei portatori di carica (permettendo a parità di volume una migliore risoluzione sulla posizione); il tempo tipico di "drift" delle lacune può superare 1  $\mu s$  in questa configurazione, rispetto alle poche centinaia di nanosecondi di design più tradizionali [12]. Questo è dovuto anche al fatto che il campo elettrico<sup>4</sup> è molto intenso attorno al piccolo elettrodo  $p^+$  (collegato ad un'alta tensione positiva) e tutte le cariche (positive) provenienti da ogni parte del cristallo sono attratte in questo punto, dovendo compiere in media "tragitti più lunghi" rispetto alla versione standard dei rivelatori coassiali. [9]

Questi dispositivi mantengono quindi l'eccellente risoluzione energetica e capacità di ricostruire gli eventi dei BEGe e PCC ma sono significativamente più grandi, con una massa tipica attorno ai 3 kg. La dimensione maggiore del rivelatore permette la riduzione del numero di rivelatori utilizzati in LEGEND di un fattore 3, riducendo allo stesso modo il numero di cavi, canali di lettura e materiali di supporto che sono tutte fonte di eventi di background. La struttura dei diversi rivelatori è mostrata in Figura 2.3 dove viene indicato in arancione l'elettrodo  $p^+$  e in grigio l'elettrodo  $n^+$ .

LEGEND-200 utilizzerà i 70 kg di HPGe esistenti, provenienti dai due esperimenti suoi predecessori, e 130 kg di nuovi rivelatori ICPC. [6]

Al fine di facilitare la distinzione, la prima lettera del nome identificativo di ogni rivelatore utilizzato nell'analisi ne indica la tipologia: *B* per BEGe, *P* per PPC, *C* per COAX e *V* per ICPC. Ad esempio i rivelatori *V02160A*, *B00035B*, *P00698A* e *C000RG1* sono rispettivamente di tipo ICPC, BEGe, PPC e COAX.

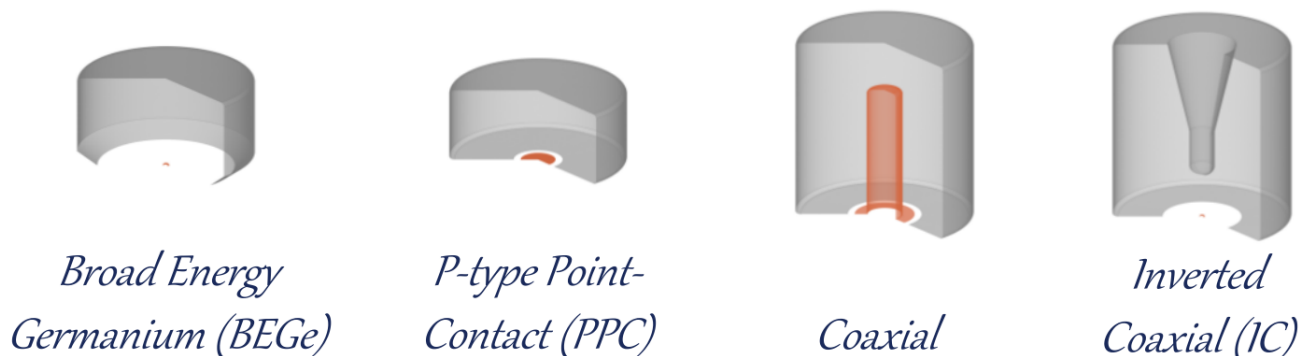


Figura 2.3: I 4 tipi di rivelatori presenti in LEGEND-200, in arancione viene indicato il contatto  $p^+$  in grigio il contatto  $n^+$ .

<sup>4</sup>questo generalmente viene ripesato in modo da assumere valori compresi tra 0 e 1 e viene detto campo di ripesamento



Figura 2.4: Ordine dei rivelatori di LEGEND-200 nelle varie stringhe.

## 2.4 Risoluzione energetica

MAJORANA DEMONSTRATOR e GERDA hanno raggiunto una risoluzione media a  $Q_{\beta\beta}$  di  $(2.53 \pm 0.08)$  keV [10] e  $(2.6 \pm 0.2)$  keV<sup>5</sup> [7] (Full Widht Half Maximum), rispettivamente, con rivelatori PPC e BEGe che hanno operato lungo un periodo pluriennale di presa dati.

I primi 75.9 kg di nuovi rivelatori ICPC a LEGEND-200 sono stati caratterizzati all'interno del criostato fornito dal produttore, presentando una risoluzione energetica media pesata sulla massa di 2.19 keV a 2039 keV (0.11% (FWHM)  $0.055 \sigma$ ). L'incremento della massa dei rivelatori non ha influito negativamente sulla risoluzione energetica. [6]

Dalla relazione  $FWHM = 2.35 \cdot \sigma$  e considerando la risoluzione energetica raggiunta da GERDA si ottiene una  $\sigma \approx 1$  keV che utilizzeremo come risoluzione energetica per il resto dell'analisi.

<sup>5</sup>ottenuta con rivelatori BEGe che costituivano la maggior parte della massa dei detector, la risoluzione alla FWHM per i rivelatori *Coaxial* e *Inverted Coaxial* era rispettivamente  $(4.9 \pm 1.4)$  keV e  $(2.9 \pm 0.1)$  keV [7]

## Capitolo 3

# Acquisizione ed elaborazione preliminare dei dati

L'acquisizione dati in LEGEND è strutturata in *runs*, composti di due fasi: ogni run inizia con un periodo di *calibrazione* nel quale delle sorgenti radioattive di  $^{228}\text{Th}$  vengono poste vicino ai rivelatori al Ge. Questa parte dura all'incirca 6 ore. Successivamente si entra nella fase di fisica (denotata come *physics period*) in cui vengono rimosse le fonti radioattive e si svolge la vera acquisizione dati. Questa fase dura circa 7 giorni.

I segnali (*waveforms*) acquisiti si presentano come in Figura 3.1 dove sono distinguibili 3 regioni distinte: la baseline, il *rising edge* e la coda discendente. In LEGEND-200 il *sampling time* è 16 ns e vengono acquisiti generalmente 8192 campionamenti che si traducono in una finestra di acquisizione di circa 131  $\mu\text{s}$ . Il tempo caratteristico di discesa della coda è dell'ordine di 400  $\mu\text{s}$ .

Dal momento che all'uscita del preamplificatore si ha a che fare con *pulse signals* e che questi sono prodotti da eventi nucleari che accadono con una frequenza casuale nel rivelatore, è essenziale riuscire a modificare il segnale dandogli una forma (*shaping operation*) che permetta di evitare sovrapposizioni tra segnali adiacenti mantenendo la relazione di proporzionalità che lega la quantità di carica raccolta all'ampiezza del segnale e conseguentemente all'energia depositata nel rivelatore. Mediante la catena elettronica quindi si manipola il segnale effettuando delle correzioni (ad esempio la correzione di *pole zero*<sup>1</sup>) e si applicano dei filtri che permettono di stimare l'energia. In LEGEND-200 ne vengono usati diversi per monitorare il loro comportamento a  $Q_{\beta\beta}$  ed in particolare tre sono i più significativi: *cusp filter*, *trap filter* e *zac filter*. [14]

Si ottengono quindi dati manipolati di un livello sempre maggiore contenuti in file con i parametri che andranno ad essere effettivamente utilizzati per l'analisi.

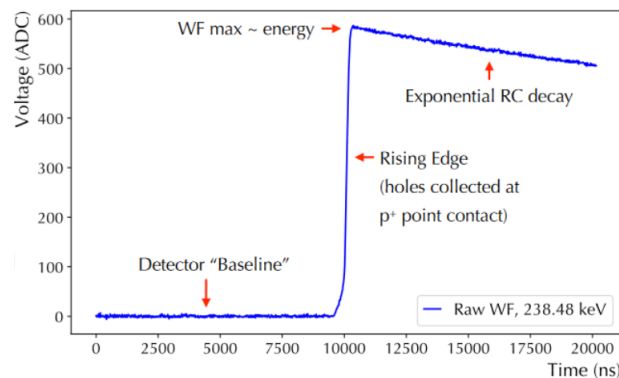


Figura 3.1: *waveform* dei segnali acquisiti.

<sup>1</sup>questa permette di "raddrizzare" in ottima approssimazione la coda del segnale all'altezza del massimo, maggiori informazioni su [14]

### 3.1 Analisi generale dei dati

Non tutti gli eventi registrati su disco sono eventi di fisica. Una dedicata serie di tagli (*quality cuts*) elimina questi eventi prodotti da scariche, rumore elettronico, etc.

Al fine di monitorare il funzionamento dei rivelatori al Ge un sistema esterno inietta nei rivelatori stessi un impulso simile a quelli fisici con una frequenza  $R_{impulsi} = 0.05 \text{ Hz}$  (1 impulso ogni 20 s) e un valore nominale di energia pari a 1 MeV. Se il rivelatore lavora correttamente ci si aspetta quindi la registrazione costante e stabile del tempo di queste energie; si tollera una deviazione massima del 0.025% dell'energia registrata dal valore nominale dell'impulso.

È possibile misurare il tempo di vita di un rivelatore grazie alla costanza degli impulsi come  $lifetime = \frac{N_{impulsi}}{R_{impulsi}}$  dove  $N_{impulsi}$  è il numero di impulsi registrati dal rivelatore.

Come precedentemente detto, i muoni cosmici raggiungenti l'esperimento vengono tracciati utilizzando il *Muon Cherenkov Veto* e possono quindi essere individuati nello spettro energetico.

Il LAr veto permette di individuare due classi di eventi: eventi che hanno contemporaneamente sia energia nei rivelatori a Ge che nel LAr veto ed eventi con sola energia nei rivelatori a Ge. Un'analisi dettagliata su questi ultimi due tipi di taglio verrà dedicata in seguito. Di conseguenza è fondamentale il concetto di *multiplicity* ( $m$ ) strettamente connesso con il numero di rivelatori attivati in un singolo evento:  $m = 0$  indica eventi in cui non sono registrati segnali al di sopra di 40 keV,  $m = 1$  eventi in cui un solo segnale è stato registrato al di sopra di 40 keV e così via.

Nel seguito, gli spettri energetici saranno costruiti con eventi in cui sono stati eliminati gli eventi non fisici, sono stati eliminati i segnali artificiali, gli eventi in coincidenza con il muon cherenkov veto ed inoltre si è scelta la molteplicità uguale a 1 (c'è solo un deposito di energia maggiore di 40 keV depositata in un singolo rivelatore a Ge).

I dati utilizzati nell'analisi saranno quelli acquisiti dall'esperimento LEGEND-200 nei runs da metà marzo a inizio maggio 2023.

La figura Figura 3.2 mostra in blu lo spettro energetico totale comprensivo di tutti tutti gli eventi e in rosso dopo i tagli descritti più sopra.

Riducendo l'intervallo del grafico come in Figura 3.3 è possibile notare i due picchi corrispondenti al decadimento  $\gamma$  del  $^{40}\text{K}$  e del  $^{42}\text{K}$  rispettivamente attorno ai valori nominali di 1460.822 keV e 1524.6 keV che diventano molto più chiari e distinti dopo i tagli.

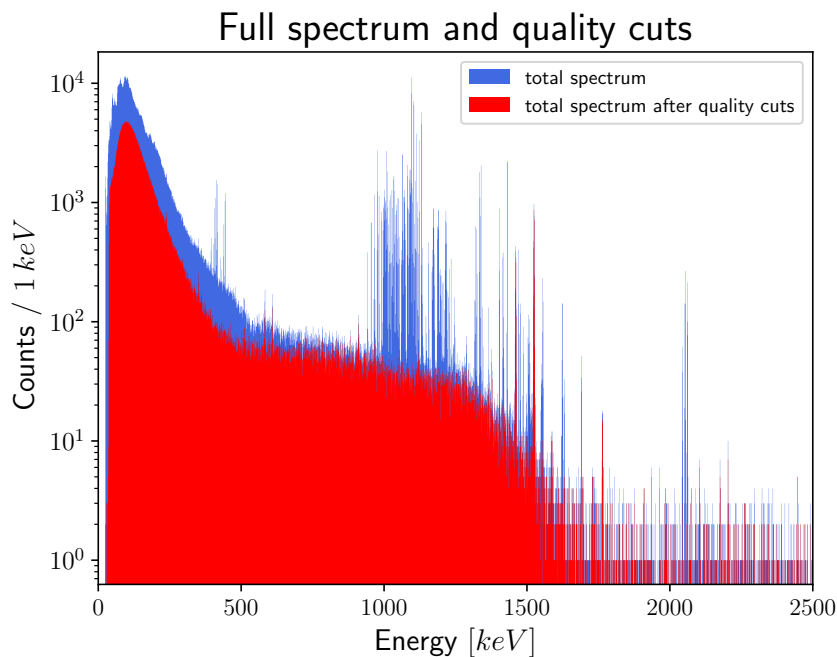


Figura 3.2: Spettro energetico comprendente tutti gli eventi e dopo tutti i tagli tranne quello del LAr veto.

Full spectrum and quality cuts in range 1375 – 1625 keV

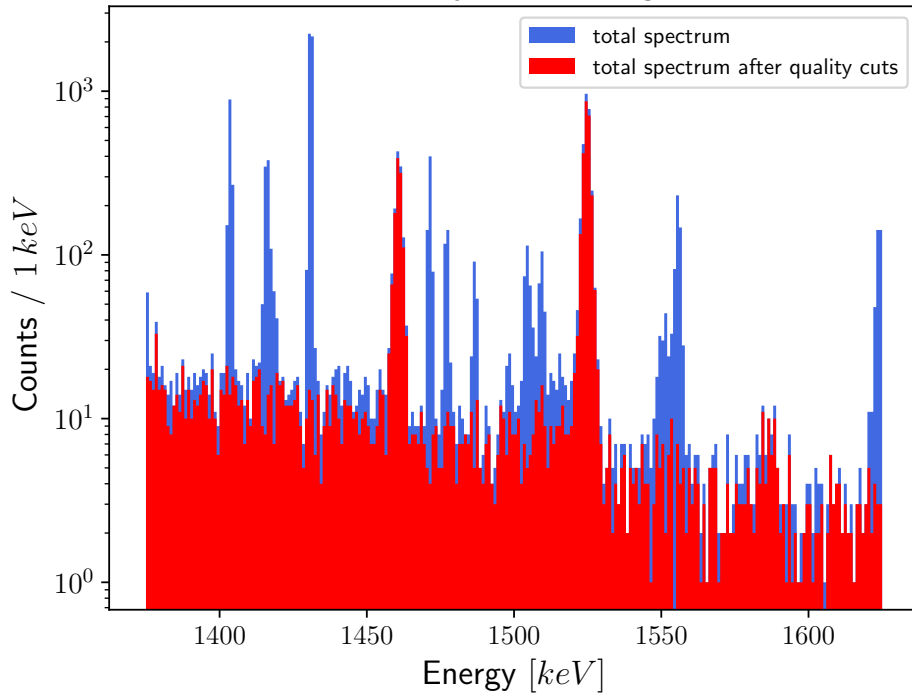


Figura 3.3: Zoom nell'intervallo energetico 1375 – 1625 keV del grafico precedente, dopo i tagli risultano ben visibili i picchi dovuti a  $^{40}K$  e  $^{42}K$ .

In Figura 3.4 in rosso è riportato lo spettro dopo i tagli effettuati precedentemente mettendo in luce gli eventi caratterizzati dalla deposizione di energia nel LAr in verde (quindi eventi in coincidenza). È stata fatta la scelta di non includerli nei tagli precedenti ma di mostrare questo contributo separatamente per evidenziare la grande quantità di eventi di background che possono essere rimossi grazie a questo sistema di veto in modo da rendere più chiara la sua fondamentale importanza nell'esperimento. Dal grafico in Figura 3.5, il quale mostra il contributo degli eventi in coincidenza all'intorno dei foto-picchi degli isotopi di nostro interesse, si vede come il taglio dovuto al LAr veto sia più efficiente per  $^{42}K$ . Infatti il picco del  $^{40}K$  viene da una cattura elettronica e pochissima energia viene rilasciata nell'argon liquido. Diversa è la situazione del  $^{42}K$  che decade mediante un decadimento beta con notevole rilascio energetico nell'argon.

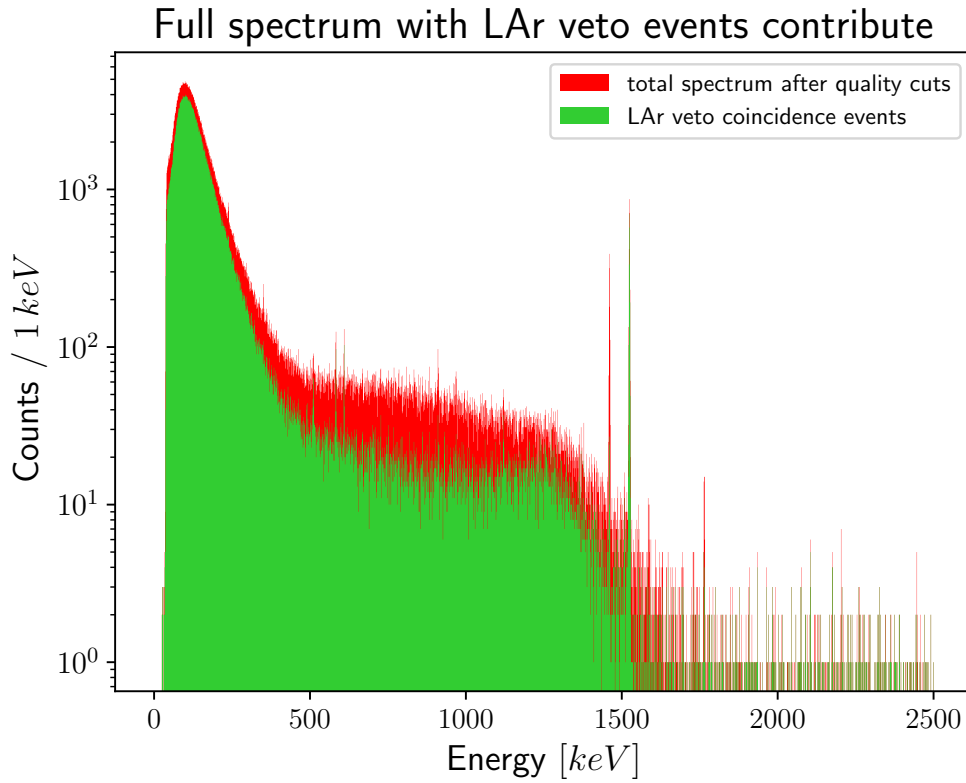


Figura 3.4: In rosso lo spettro energetico totale dopo i *quality cuts*; in verde è quindi riportato lo spettro di tutti gli eventi che hanno portato alla produzione di luce di scintillazione nel LAr.

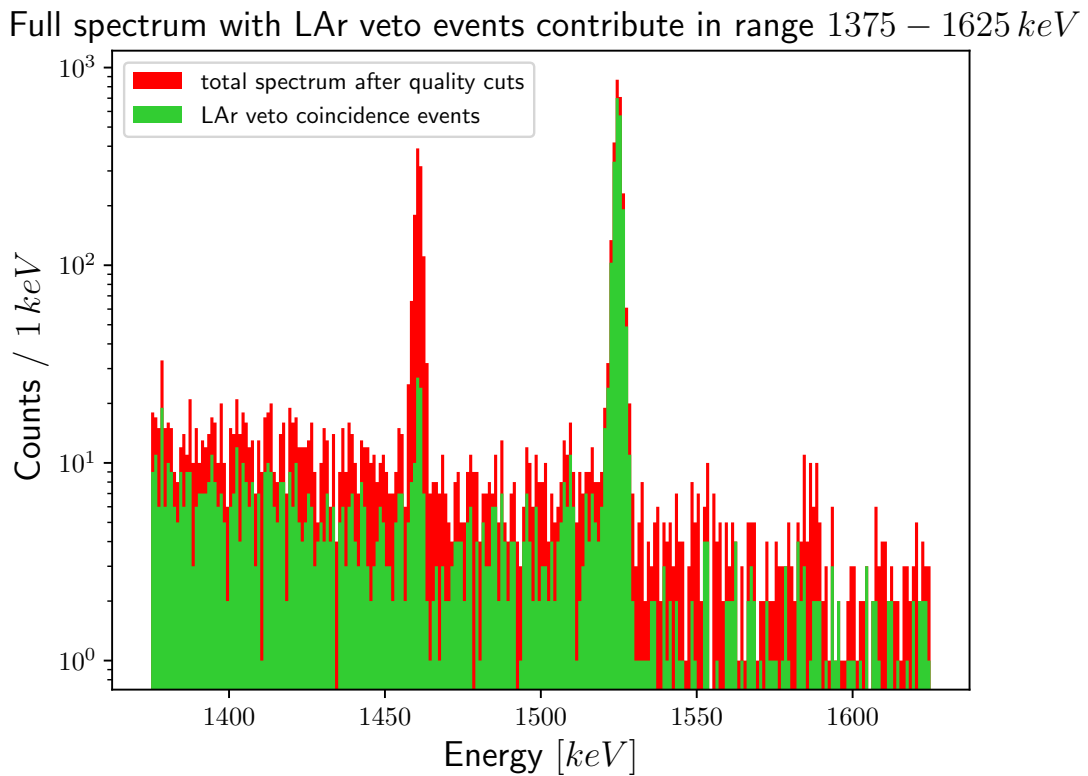


Figura 3.5: Riduzione all'intervallo 1375 – 1625 keV del grafico precedente, dove appare ben visibile il diverso contributo del LAr nei due picchi di  $^{40}\text{K}$  e  $^{42}\text{K}$ .



## Capitolo 4

# Determinazione della contaminazione da $^{40}\text{K}$ e $^{42}\text{K}$

Dopo aver applicato i *quality cuts* è quindi possibile determinare la contaminazione di  $^{40}\text{K}$  e  $^{42}\text{K}$  per ogni rivelatore. L'analisi verrà fatta singolarmente sullo spettro energetico di ognuno di essi ad eccezione del taglio di LAr veto a cui verrà dedicata un'apposita analisi in sezione 4.3.

Dapprima è stata determinata la risoluzione di ogni detector valutata dai dati di calibrazione all'inizio di ogni run.

Per riuscire a tenere conto che i dati appartengono ai due periodi, *p03* e *p04*, contenenti diversi run ciascuno nelle quali la risoluzione in generale non è costante, fissato il detector sarà necessario combinare le risoluzioni attraverso una media pesata di queste ultime ( $\sigma_i$  dove  $i$  indica il run  $i$ -esimo) pesate con l'esposizione ( $Exp_i$ ) del detector nello stesso intervallo di tempo, in formule:

$$\sigma_{tot,detector} = \frac{\sum_i Exp_i \cdot \sigma_i}{Exp_i}$$

. La risoluzione energetica (FWHM espressa in keV) di ogni rivelatore si ottiene interpolando mediante l'equazione 4.1 le risoluzioni energetiche dei rivelatori verso le energie dei picchi del  $^{232}\text{Th}$ .

$$FWHM(E) = \sqrt{a + b \cdot E} \quad (4.1)$$

La scelta di questo modello è fisicamente ben motivata includendo sia la variazione statistica del numero di portatori di carica e sia gli effetti dovuti all'elettronica. [8]

Al fine di determinare l'ampiezza dei fotopicchi dati dal decadimento  $\gamma$  dei due isotopi è stato eseguito un fit con la funzione 4.2 data da una gaussiana sommata ad un contributo quadratico per modellizzare il fondo:

$$f(x) = ax^2 + bx + c + \frac{A}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2\right] \quad (4.2)$$

I parametri da determinare sono  $a$ ,  $b$ ,  $c$  e in particolare  $A$  che rappresenta l'ampiezza del fotopicco. Sono invece fissi  $\mu$  e  $\sigma$ . Il valor medio della gaussiana  $\mu$  [keV] viene preso uguale all'energia nominale della transizione  $\gamma$  dell'isotopo in considerazione, in particolare  $\mu_{^{40}\text{K}} = 1460.822$  keV e  $\mu_{^{42}\text{K}} = 1524.8$  keV. La deviazione standard della gaussiana  $\sigma$  è data dalla FWHM(E) calcolata precedentemente. Sono stati quindi interpolati il numero di conteggi in funzione dell'energia (in keV) in un intervallo simmetrico rispetto al picco, scelto opportunamente grande in modo da poter valutare il fondo sottostante ma senza includere altri contributi che ne impedirebbero una corretta modellizzazione. È stato dunque scelto un intervallo di  $\pm 20$  keV attorno al picco centrale.

Per ogni rivelatore è stata estratta l'ampiezza  $A$ , rappresentante il tasso (*rate*) di contaminazione di potassio, pesandola per l'esposizione del rivelatore <sup>1</sup>, in modo tale da rendere questa grandezza

---

<sup>1</sup>da qui in avanti ci riferiremo a questa  $A_{pesata}$  semplicemente con  $A$

confrontabile tra i diversi detector.  $A$  ha quindi unità di misura  $\frac{\text{conteggi}}{\text{kg}\cdot\text{anni}}$ .

Vengono riportati di seguito in Figura 4.1 e in Figura 4.2 i rate per ogni detector rispettivamente per  $^{40}\text{K}$  e  $^{42}\text{K}$ . In Tabella 4.1 sono riportati tutte le  $A$  estratte dai fit con le relative incertezze. I rivelatori sono riportati con la notazione *nome rivelatore-loc-str* dove *loc* e *str* stanno ad indicare rispettivamente la posizione all'interno della stringa partendo dal detector più in alto e la relativa stringa di appartenenza. Una visualizzazione grafica della disposizione è fornita in Figura 2.4.<sup>2</sup>

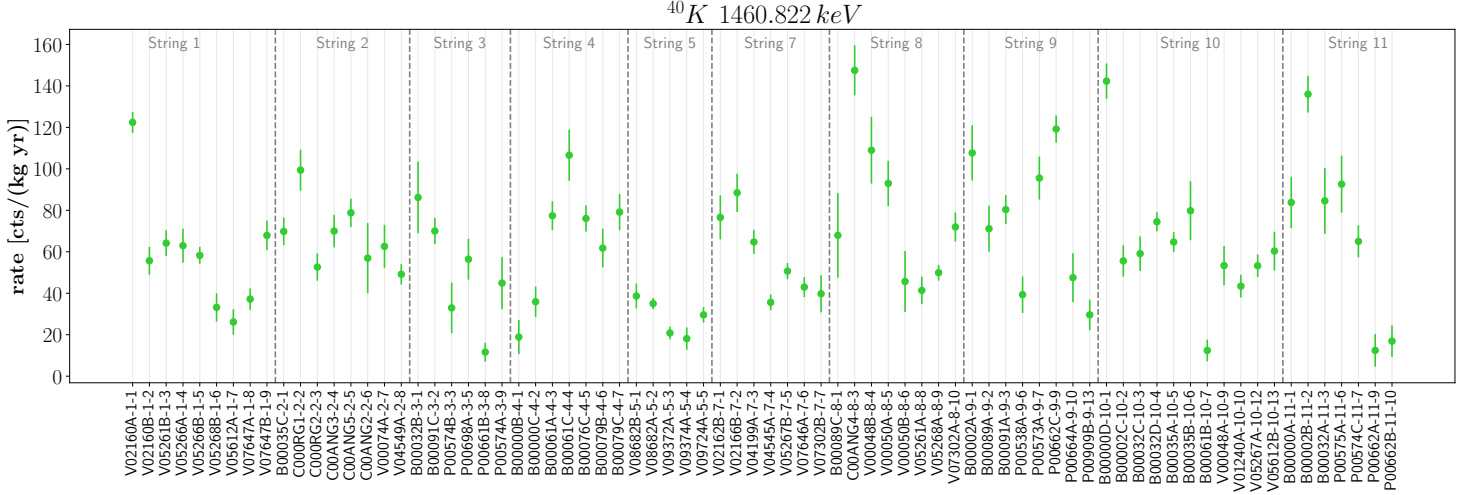


Figura 4.1: Rate di  $^{40}\text{K}$  per ogni rivelatore.

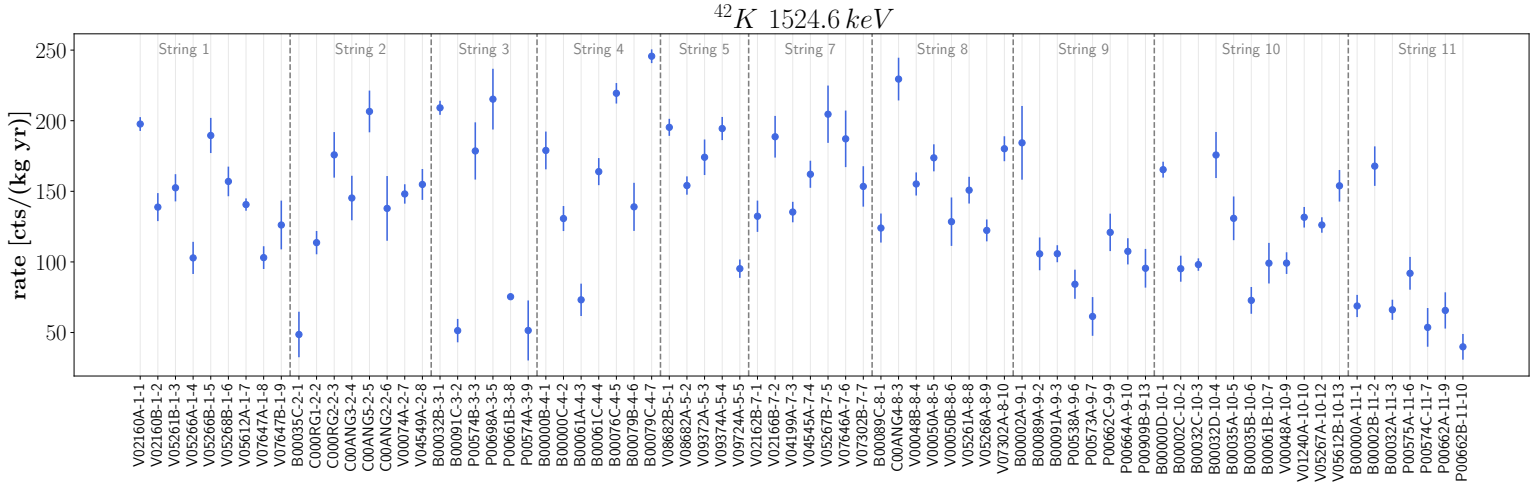


Figura 4.2: Rate di  $^{42}\text{K}$  per ogni rivelatore

<sup>2</sup>Nella figura sono presenti più rivelatori di quelli considerati nell'analisi, qui sono inclusi solo quelli funzionanti in modo corretto.

|                  | $^{42}\text{K}$   | $^{40}\text{K}$   |                   | $^{42}\text{K}$   | $^{40}\text{K}$   |
|------------------|---|---|-------------------|---|---|
| Detector-loc-str | $A \left[ \frac{\text{cts}}{\text{kg}\cdot\text{yr}} \right]$ | $A \left[ \frac{\text{cts}}{\text{kg}\cdot\text{yr}} \right]$ | Detector-loc-str  | $A \left[ \frac{\text{cts}}{\text{kg}\cdot\text{yr}} \right]$ | $A \left[ \frac{\text{cts}}{\text{kg}\cdot\text{yr}} \right]$ |
| V02160A - 1 - 1  | 198 ± 5   | 122 ± 5   | V04545A - 7 - 4   | 162 ± 10  | 36 ± 4  |
| V02160B - 1 - 2  | 139 ± 10  | 56 ± 7  | V05267B - 7 - 5   | 205 ± 20  | 51 ± 4  |
| V05261B - 1 - 3  | 153 ± 10  | 64 ± 6  | V07646A - 7 - 6   | 187 ± 20  | 43 ± 5  |
| V05266A - 1 - 4  | 103 ± 11  | 63 ± 8  | V07302B - 7 - 7   | 153 ± 14  | 40 ± 9  |
| V05266B - 1 - 5  | 190 ± 12  | 58 ± 4  | B00089C - 8 - 1   | 124 ± 10  | 68 ± 20   |
| V05268B - 1 - 6  | 157 ± 10  | 33 ± 7  | C00ANG4 - 8 - 3   | 229 ± 15  | 147 ± 12  |
| V05612A - 1 - 7  | 141 ± 4   | 26 ± 6  | V00048B - 8 - 4   | 155 ± 8   | 109 ± 16  |
| V07647A - 1 - 8  | 103 ± 8   | 37 ± 5  | V00050A - 8 - 5   | 174 ± 10  | 93 ± 11   |
| V07647B - 1 - 9  | 126 ± 17  | 68 ± 7  | V00050B - 8 - 6   | 128 ± 17  | 46 ± 15   |
| B00035C - 2 - 1  | 49 ± 16   | 70 ± 7  | V05261A - 8 - 8   | 151 ± 9   | 41 ± 7  |
| C000RG1 - 2 - 2  | 114 ± 8   | 99 ± 10   | V05268A - 8 - 9   | 122 ± 8   | 50 ± 4  |
| C000RG2 - 2 - 3  | 176 ± 16  | 53 ± 7  | V07302A - 8 - 10  | 180 ± 9   | 72 ± 7  |
| C00ANG3 - 2 - 4  | 145 ± 16  | 70 ± 8  | B00002A - 9 - 1   | 184 ± 26  | 108 ± 13  |
| C00ANG5 - 2 - 5  | 207 ± 15  | 79 ± 7  | B00089A - 9 - 2   | 106 ± 12  | 71 ± 11   |
| C00ANG2 - 2 - 6  | 138 ± 23  | 57 ± 17   | B00091A - 9 - 3   | 106 ± 6   | 80 ± 7  |
| V00074A - 2 - 7  | 148 ± 7   | 63 ± 10   | P00538A - 9 - 6   | 84 ± 10   | 39 ± 9  |
| V04549A - 2 - 8  | 155 ± 11  | 49 ± 5  | P00573A - 9 - 7   | 61 ± 14   | 96 ± 10   |
| B00032B - 3 - 1  | 209 ± 5   | 86 ± 17   | P00662C - 9 - 9   | 121 ± 13  | 119 ± 7   |
| B00091C - 3 - 2  | 51 ± 8  | 70 ± 6  | P00664A - 9 - 10  | 108 ± 9   | 48 ± 12   |
| P00574B - 3 - 3  | 179 ± 20  | 33 ± 12   | P00909B - 9 - 13  | 96 ± 14   | 30 ± 7  |
| P00698A - 3 - 5  | 215 ± 22  | 56 ± 10   | B00000D - 10 - 1  | 165 ± 6   | 142 ± 9   |
| P00661B - 3 - 8  | 75 ± 2  | 12 ± 5  | B00002C - 10 - 2  | 95 ± 9  | 56 ± 8  |
| P00574A - 3 - 9  | 51 ± 21   | 45 ± 13   | B00032C - 10 - 3  | 98 ± 4  | 59 ± 8  |
| B00000B - 4 - 1  | 179 ± 13  | 19 ± 8  | B00032D - 10 - 4  | 176 ± 16  | 74 ± 5  |
| B00000C - 4 - 2  | 131 ± 9   | 36 ± 7  | B00035A - 10 - 5  | 131 ± 15  | 65 ± 5  |
| B00061A - 4 - 3  | 73 ± 11   | 77 ± 7  | B00035B - 10 - 6  | 73 ± 9  | 80 ± 14   |
| B00061C - 4 - 4  | 164 ± 10  | 107 ± 12  | B00061B - 10 - 7  | 99 ± 14   | 12 ± 5  |
| B00076C - 4 - 5  | 219 ± 7   | 76 ± 6  | V00048A - 10 - 9  | 99 ± 8  | 53 ± 9  |
| B00079B - 4 - 6  | 139 ± 17  | 62 ± 9  | V01240A - 10 - 10 | 132 ± 7   | 43 ± 5  |
| B00079C - 4 - 7  | 246 ± 5   | 79 ± 9  | V05267A - 10 - 12 | 126 ± 5   | 53 ± 5  |
| V08682B - 5 - 1  | 195 ± 6   | 39 ± 6  | V05612B - 10 - 13 | 154 ± 11  | 60 ± 9  |
| V08682A - 5 - 2  | 154 ± 6   | 35 ± 3  | B00000A - 11 - 1  | 69 ± 8  | 84 ± 12   |
| V09372A - 5 - 3  | 174 ± 13  | 21 ± 3  | B00002B - 11 - 2  | 168 ± 14  | 136 ± 9   |
| V09374A - 5 - 4  | 194 ± 8   | 18 ± 5  | B00032A - 11 - 3  | 66 ± 7  | 85 ± 16   |
| V09724A - 5 - 5  | 95 ± 7  | 30 ± 4  | P00575A - 11 - 6  | 92 ± 12   | 93 ± 14   |
| V02162B - 7 - 1  | 132 ± 11  | 77 ± 11   | P00574C - 11 - 7  | 54 ± 14   | 65 ± 8  |
| V02166B - 7 - 2  | 189 ± 15  | 88 ± 9  | P00662A - 11 - 9  | 66 ± 13   | 12 ± 8  |
| V04199A - 7 - 3  | 135 ± 7   | 65 ± 6  | P00662B - 11 - 10 | 40 ± 9  | 17 ± 8  |

Tabella 4.1: Ampiezze  $A$  estratte dai fit indicanti il rate di potassio per ogni rivelatore e le relative incertezze.

I materiali utilizzati nella costruzione dell'apparato non sono stati ottimizzati per raggiungere valori ultra-puri di  $^{40}\text{K}$  perché il  $Q$  valore del suo decadimento è ben al di sotto del  $Q_{\beta\beta}$  e quindi non contribuisce al background nella regione di interesse.

Conseguentemente al fatto che i rivelatori sono a contatto diretto con il LAr, le particelle  $\beta$  prodotte nel decadimento  $\beta$  del  $^{42}\text{K}$  a  $^{42}\text{Ca}$  sono potenzialmente tra le maggiori componenti al fondo nella regione di interesse essendo il  $Q$  valore della reazione superiore a quello del doppio decadimento beta del  $^{76}\text{Ge}$ .

## 4.1 Dipendenza dalla posizione negli array

Scopo di questa sezione è indagare un'eventuale dipendenza della contaminazione da potassio dalla posizione dei rivelatori all'interno degli array.

Sono stati quindi suddivisi i rivelatori di Figura 2.4 in base alla loro posizione verticale in 5 gruppi: *bottom*, *mid-bottom*, *middle*, *mid-top* e *top*, in cui i rivelatori nei gruppi top e bottom sono rispettivamente quelli posizionati più in alto e più in basso. La suddivisione nel dettaglio è presentata in Tabella 6.1 in Appendice.

Per ogni gruppo è stata calcolata la media delle ampiezze  $A$  e il relativo errore attraverso la propagazione degli errori di una funzione del tipo  $f(x_1, \dots, x_N) = \frac{\sum_i x_i}{N}$  che porta a  $\sigma_{media} = \sqrt{\frac{\sum_i \sigma_i^2}{N}}$  dove  $x_i$  è l'ampiezza  $i$ -esima di ogni rivelatore e  $\sigma_i$  la relativa incertezza. I risultati sono presentati in Tabella 4.2 e nei grafici in Figura 4.3 e Figura 4.4.

È evidente quindi una dipendenza della presenza di potassio dalla posizione, notando un incremento dal gruppo bottom al gruppo top circa del 146% e del 57% rispettivamente per  $^{40}\text{K}$  e  $^{42}\text{K}$ .

Si può notare come per entrambi gli isotopi per i gruppi bottom e mid-bottom la presenza di potassio sia molto simile, infatti la compatibilità tra le ampiezze  $A_{bottom}$  e  $A_{mid\ bottom}$  sono 0.3 per  $^{40}\text{K}$  e 0.4 per  $^{42}\text{K}$ . Risulta quindi molto plausibile l'ipotesi che questa dipendenza dalla posizione derivi da materiali usati nella regione dell'esperimento sopra ai rivelatori e che questo effetto si attenui verso la fine degli array.

| $^{40}\text{K}$ | $A_{media} \left[ \frac{\text{cts}}{\text{kg yr}} \right]$ | $\sigma_{media} \left[ \frac{\text{cts}}{\text{kg yr}} \right]$ |
|-----------------|--|---|
| top             | 75   | 10  |
| mid top         | 58   | 8   |
| middle          | 46   | 8   |
| mid bottom      | 28   | 7   |
| bottom          | 31   | 5   |
| $^{42}\text{K}$ |  |   |
| top             | 128  | 11  |
| mid top         | 118  | 11  |
| middle          | 108  | 11  |
| mid bottom      | 76   | 11  |
| bottom          | 81   | 9   |

Tabella 4.2: Medie delle ampiezze per ogni gruppo rappresentante l'altezza negli array dei rivelatori

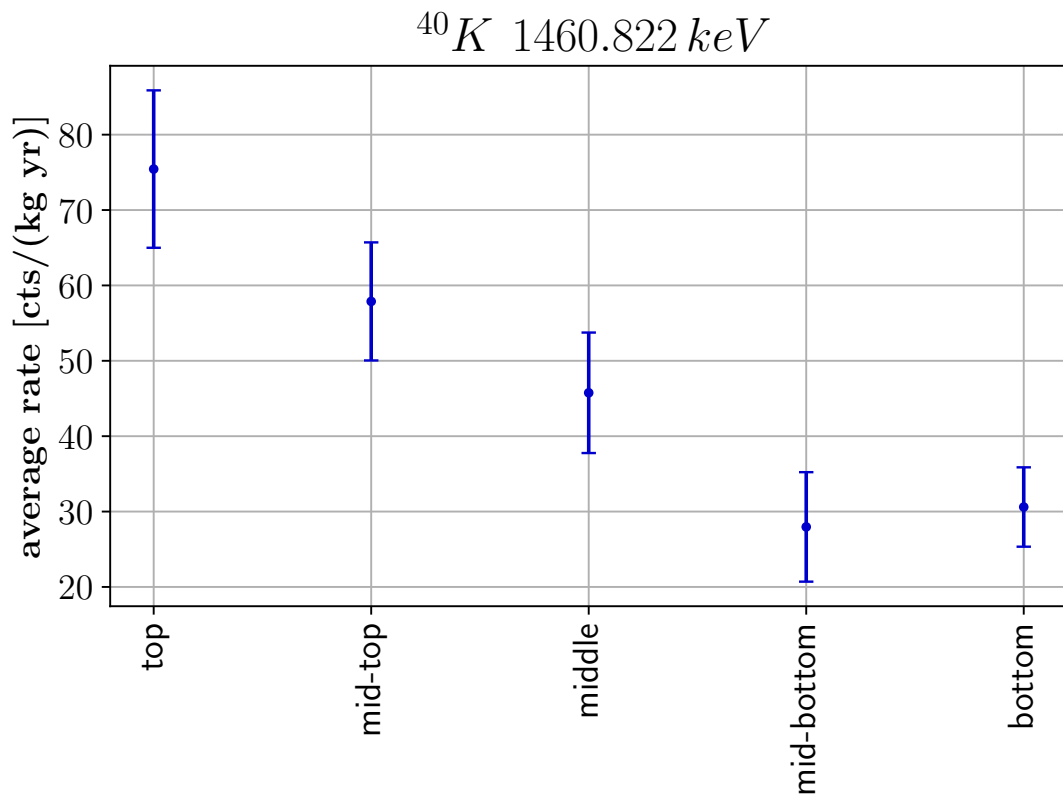


Figura 4.3: Ampiezza media relativa all'isotopo  $^{40}\text{K}$  per ogni gruppo rappresentante l'altezza negli array dei rivelatori. Si può notare come ci sia un forte dipendenza dalla posizione.

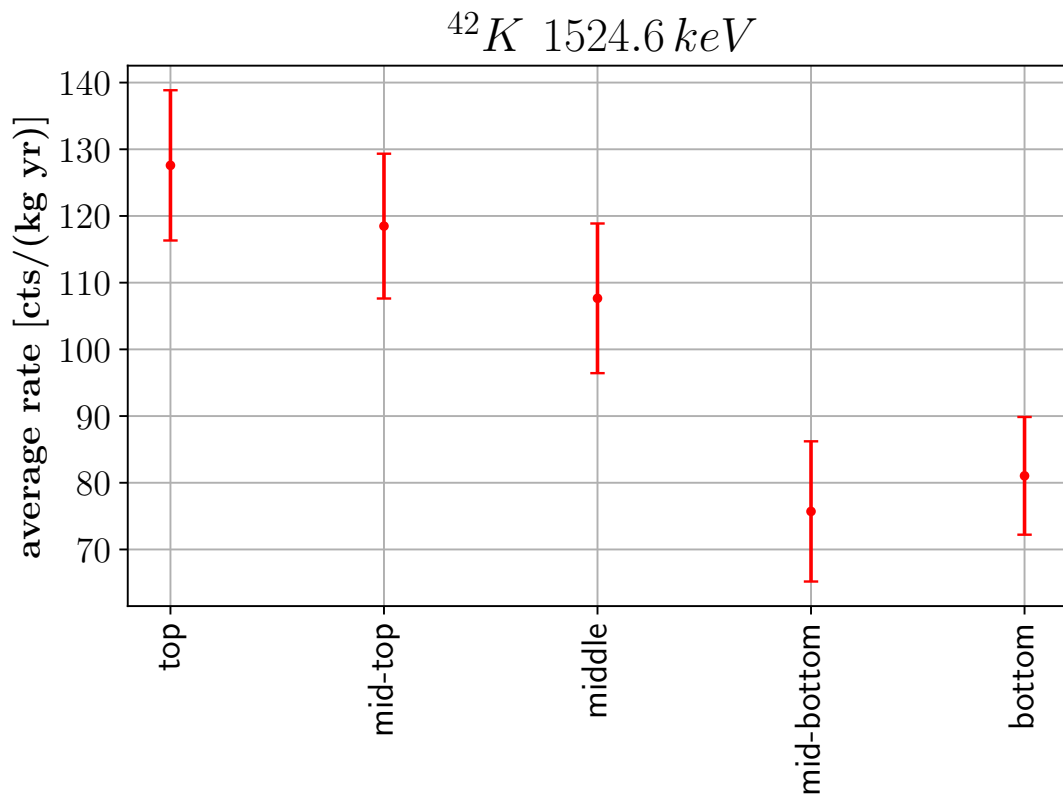


Figura 4.4: Ampiezza media relativa all'isotopo  $^{42}\text{K}$  per ogni gruppo rappresentante l'altezza negli array dei rivelatori. Anche in questo caso è evidente una forte dipendenza dalla posizione.

## 4.2 Dipendenza dalla tipologia di rivelatore

Data la presenza di diverse tipologie di rivelatori HPGe, è interessante andare a vedere come si differenzia la presenza di potassio per ognuna di queste.

Analogamente a quanto fatto nella sezione precedente i rivelatori già divisi a seconda della posizione sono stati suddivisi in sottogruppi a seconda della tipologia del rivelatore. Si è poi calcolata la media delle ampiezze in ciascun caso con il relativo errore, si veda la Tabella 4.3. I risultati sono graficati in Figura 4.5 per  $^{40}\text{K}$  e in Figura 4.6 per  $^{42}\text{K}$  dove sono mostrate le ampiezze dei diversi rivelatori e il valor medio di ogni gruppo, distinguendo le varie tipologie per colore.

I rivelatori di tipo COAX presentano un rate più elevato rispetto agli altri per entrambi gli isotopi, mentre i PPC risultano essere i meno contaminati. Analizzando però la posizione dei rivelatori è evidente che questo è dovuto al fatto che i rivelatori COAX sono posizionati più in alto rispetto ai PPC. Restringsendosi ai soli dati all'interno del gruppo *middle* sono state calcolate le compatibilità tra le varie ampiezze medie per ogni tipologia di rivelatore, i risultati sono riportati in Tabella 4.4. Si può notare come tutte le compatibilità siano ottime nel caso dell'isotopo  $^{40}\text{K}$ , mentre sono generalmente più alte per  $^{42}\text{K}$ . È importante sottolineare però che le ottime compatibilità possono essere influenzate dalle grandi incertezze sulle ampiezze e quindi sulle medie. Osservando il grafico in Figura 4.13 riportante anche questa analisi risultano essere leggermente più contaminati i rivelatori COAX mentre sono notevolmente meno contaminati i rivelatori PPC nei gruppi più bassi. In generale è possibile affermare che i diversi rivelatori presentano un tasso di potassio simile tra loro e grandi discostamenti tra le varie tipologie sono riconducibili alla posizione dei relativi rivelatori all'interno degli array.

|                 | $^{42}\text{K}$   | $^{40}\text{K}$  | $^{42}\text{K}$   | $^{42}\text{K}$  |
|-----------------|---|--|---|--|
|                 | $A_{media} \left[ \frac{\text{cts}}{\text{kg}\cdot\text{yr}} \right]$ | $\sigma_{media} \left[ \frac{\text{cts}}{\text{kg}\cdot\text{yr}} \right]$ | $A_{media} \left[ \frac{\text{cts}}{\text{kg}\cdot\text{yr}} \right]$ | $\sigma_{media} \left[ \frac{\text{cts}}{\text{kg}\cdot\text{yr}} \right]$ |
| top COAX        | 99  | 10   | 114   | 8  |
| mid top COAX    | 100   | 10   | 203   | 16   |
| middle COAX     | 74  | 7  | 176   | 15   |
| mid bottom COAX | 57  | 17   | 138   | 23   |
| bottom COAX     | —   | —  | —   | —  |
| top BEGe        | 79  | 11   | 128   | 13   |
| mid top BEGe    | 78  | 9  | 129   | 11   |
| middle BEGe     | 58  | 10   | 139   | 12   |
| mid bottom BEGe | —   | —  | —   | —  |
| bottom BEGe     | —   | —  | —   | —  |
| top PPC         | —   | —  | —   | —  |
| mid top PPC     | 33  | 12   | 179   | 20   |
| middle PPC      | 70  | 10   | 101   | 15   |
| mid bottom PPC  | 42  | 9  | 77  | 13   |
| bottom PPC      | 30  | 7  | 96  | 14   |
| top IPCP        | 79  | 8  | 175   | 8  |
| mid top IPCP    | 61  | 7  | 159   | 11   |
| middle IPCP     | 53  | 9  | 151   | 12   |
| mid bottom IPCP | 42  | 7  | 153   | 11   |
| bottom IPCP     | 54  | 7  | 140   | 11   |

Tabella 4.3: Media e incertezza delle ampiezze di  $^{40}\text{K}$  e  $^{42}\text{K}$  per ogni gruppo indicante la tipologia di rivelatore e posizione.

| $^{40}\text{K}$ | COAX | BEGe | PPC | ICPC | $^{42}\text{K}$ | COAX | BEGe | PPC | ICPC |
|-----------------|------|------|-----|------|-----------------|------|------|-----|------|
| COAX            | –    | 1    | 0.4 | 2    | COAX            | –    | 2    | 4   | 1    |
| BEGe            | 1    | –    | 1   | 1    | BEGe            | 2    | –    | 2   | 1    |
| PPC             | 0.4  | 1    | –   | 2    | PPC             | 4    | 2    | –   | 3    |
| ICPC            | 2    | 2    | 2   | –    | ICPC            | 4    | 1    | 3   | –    |

Tabella 4.4: Compatibilità tra i valori medi di  $A$  tra le varie tipologie di rivelatori all'interno del gruppo *middle* per entrambi gli isotopi.

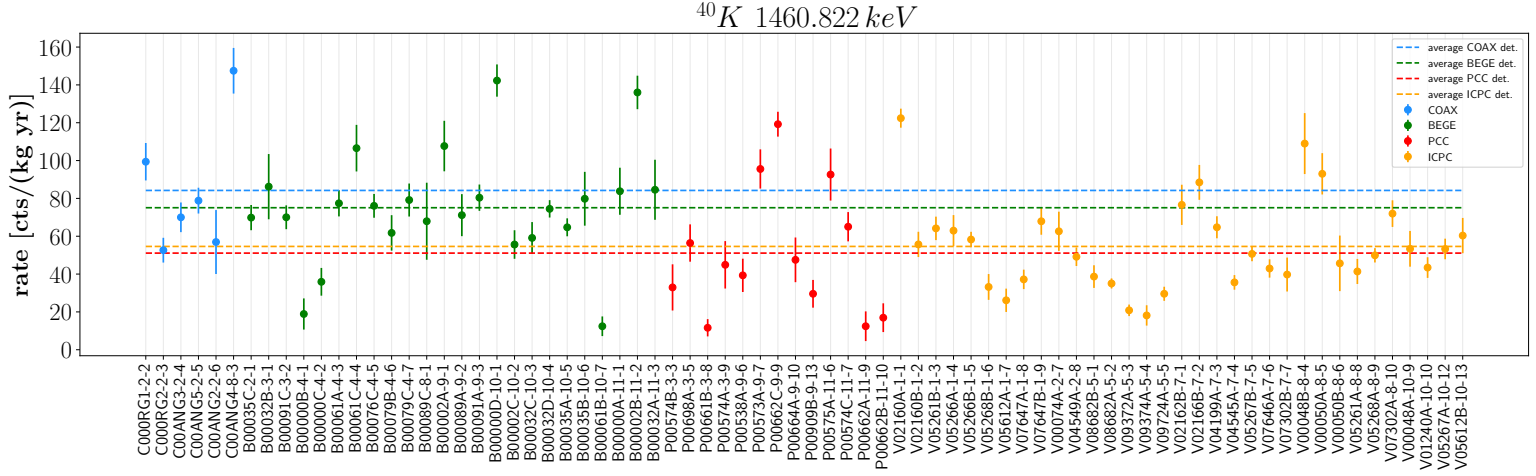


Figura 4.5: Rate di  $^{40}\text{K}$  per i diversi rivelatori, il colore indica la tipologia, le linee tratteggiate orizzontali le relative medie.

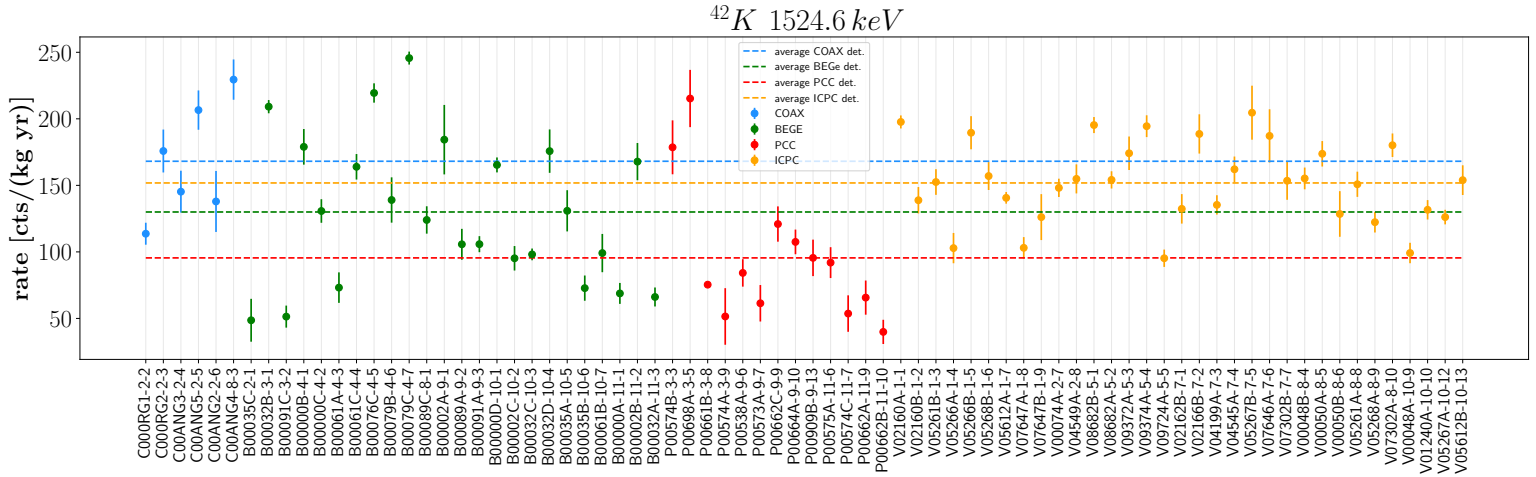


Figura 4.6: Rate di  $^{42}\text{K}$  per i diversi rivelatori, il colore indica la tipologia, le linee tratteggiate orizzontali le relative medie.

### 4.3 Effetto del LAr veto sulla contaminazione da $^{40}\text{K}$ e $^{42}\text{K}$

In questa ultima sezione andremo ad analizzare l'impatto del LAr veto sul tasso di  $^{40}\text{K}$  e  $^{42}\text{K}$  all'interno dei rivelatori. Sono stati applicati agli spettri utilizzati finora dopo i *quality cuts* i tagli relativi al LAr veto, in particolare sono stati selezionati solo gli eventi con un deposito di energia nei rivelatori al Ge senza la produzione di luce di scintillazione nel LAr. Dopo aver applicato questo ulteriore taglio è stato eseguito nuovamente il fit in maniera analoga alle sezioni precedenti, i risultati sono presentati

in Tabella 4.5. In figura Figura 4.7 sono riportate le ampiezze estratte dal fit per il  $^{40}\text{K}$  per ogni rivelatore dopo il LAr veto e la frazione di eventi rimasta dopo il taglio nell'intervallo energetico in cui è eseguita l'interpolazione, denotata *survival fraction* e data da:  $surv\ frac = \frac{N_{ev\ after\ LAr}}{N_{ev\ tot}} \cdot 100$ . Questa è un ottimo indicatore di quanto il sistema di veto attivo influisca sul numero di eventi che verranno effettivamente usati per l'analisi del decadimento  $0\nu\beta\beta$ . Come si nota dal grafico, diversi rivelatori presentano una *survival fraction* del 100%, questo consegue dalla poca energia rilasciata nel processo di cattura elettronica che porta alla formazione del picco relativo al  $^{40}\text{K}$ . In Figura 4.8 sono graficati i tassi di  $^{40}\text{K}$  prima e dopo il taglio dovuto al LAr veto, come già detto si può notare come questo non influisca in maniera drastica per questo isotopo.

|                  | $^{40}\text{K}$   | $^{42}\text{K}$   |                  | $^{40}\text{K}$   | $^{42}\text{K}$   |
|------------------|---|---|------------------|---|---|
| detector-loc-str | $A \left[ \frac{\text{cts}}{\text{kg}\cdot\text{yr}} \right]$ | $A \left[ \frac{\text{cts}}{\text{kg}\cdot\text{yr}} \right]$ | detector-loc-str | $A \left[ \frac{\text{cts}}{\text{kg}\cdot\text{yr}} \right]$ | $A \left[ \frac{\text{cts}}{\text{kg}\cdot\text{yr}} \right]$ |
| V02160A-1-1      | $104 \pm 5$   | $46 \pm 4$  | V04545A-7-4      | $33 \pm 3$  | $29 \pm 3$  |
| V02160B-1-2      | $45 \pm 3$  | $18 \pm 3$  | V05267B-7-5      | $46 \pm 4$  | $37 \pm 4$  |
| V05261B-1-3      | $63 \pm 5$  | $17 \pm 2$  | V07646A-7-6      | $44 \pm 4$  | $38 \pm 3$  |
| V05266A-1-4      | $63 \pm 8$  | $24 \pm 6$  | V07302B-7-7      | $40 \pm 8$  | $33 \pm 6$  |
| V05266B-1-5      | $58 \pm 4$  | $20 \pm 3$  | B00089C-8-1      | $73 \pm 19$   | $35 \pm 6$  |
| V05268B-1-6      | $27 \pm 6$  | $38 \pm 6$  | C00ANG4-8-3      | $148 \pm 12$  | $53 \pm 4$  |
| V05612A-1-7      | $22 \pm 6$  | $10 \pm 3$  | V00048B-8-4      | $96 \pm 15$   | $46 \pm 3$  |
| V07647A-1-8      | $32 \pm 5$  | $10 \pm 3$  | V00050A-8-5      | $94 \pm 11$   | $46 \pm 3$  |
| V07647B-1-9      | $51 \pm 4$  | $14 \pm 6$  | V00050B-8-6      | $48 \pm 15$   | $37 \pm 6$  |
| B00035C-2-1      | $72 \pm 6$  | $-2 \pm 4$  | V05261A-8-8      | $42 \pm 7$  | $44 \pm 7$  |
| C000RG1-2-2      | $96 \pm 10$   | $16 \pm 7$  | V05268A-8-9      | $40 \pm 3$  | $52 \pm 5$  |
| C000RG2-2-3      | $54 \pm 6$  | $28 \pm 5$  | V07302A-8-10     | $75 \pm 6$  | $35 \pm 3$  |
| C00ANG3-2-4      | $65 \pm 6$  | $33 \pm 3$  | B00002A-9-1      | $66 \pm 11$   | $31 \pm 7$  |
| C00ANG5-2-5      | $73 \pm 8$  | $40 \pm 6$  | B00089A-9-2      | $74 \pm 10$   | $31 \pm 7$  |
| C00ANG2-2-6      | $56 \pm 17$   | $18 \pm 6$  | B00091A-9-3      | $82 \pm 6$  | $18 \pm 4$  |
| V00074A-2-7      | $56 \pm 9$  | $16 \pm 3$  | P00538A-9-6      | $24 \pm 7$  | $0.2 \pm 3.4$   |
| V04549A-2-8      | $44 \pm 5$  | $49 \pm 4$  | P00573A-9-7      | $95 \pm 10$   | $8 \pm 2$   |
| B00032B-3-1      | $87 \pm 17$   | $11 \pm 2$  | P00662C-9-9      | $119 \pm 7$   | $27 \pm 6$  |
| B00091C-3-2      | $70 \pm 6$  | $-1 \pm 4$  | P00664A-9-10     | $47 \pm 9$  | $38 \pm 3$  |
| P00574B-3-3      | $33 \pm 12$   | $33 \pm 8$  | P00909B-9-13     | $30 \pm 7$  | $14 \pm 12$   |
| P00698A-3-5      | $59 \pm 9$  | $16 \pm 4$  | B00000D-10-1     | $129 \pm 8$   | $32 \pm 4$  |
| P00661B-3-8      | $13 \pm 4$  | $0 \pm 0$   | B00002C-10-2     | $56 \pm 8$  | $20 \pm 4$  |
| P00574A-3-9      | $45 \pm 13$   | $23 \pm 7$  | B00032C-10-3     | $59 \pm 8$  | $11 \pm 2$  |
| B00000B-4-1      | $21 \pm 7$  | $21 \pm 5$  | B00032D-10-4     | $74 \pm 5$  | $32 \pm 8$  |
| B00000C-4-2      | $36 \pm 7$  | $44 \pm 2$  | B00035A-10-5     | $47 \pm 5$  | $-2 \pm 3$  |
| B00061A-4-3      | $60 \pm 5$  | $23 \pm 5$  | B00035B-10-6     | $73 \pm 12$   | $12 \pm 4$  |
| B00061C-4-4      | $108 \pm 11$  | $15 \pm 5$  | B00061B-10-7     | $13 \pm 3$  | $22 \pm 5$  |
| B00076C-4-5      | $77 \pm 6$  | $57 \pm 6$  | V00048A-10-9     | $50 \pm 8$  | $27 \pm 4$  |
| B00079B-4-6      | $54 \pm 6$  | $10 \pm 5$  | V01240A-10-10    | $45 \pm 5$  | $35 \pm 5$  |
| B00079C-4-7      | $79 \pm 9$  | $42 \pm 3$  | V05267A-10-12    | $44 \pm 5$  | $15 \pm 3$  |
| V08682B-5-1      | $41 \pm 5$  | $29 \pm 5$  | V05612B-10-13    | $56 \pm 8$  | $29 \pm 7$  |
| V08682A-5-2      | $33 \pm 2$  | $26 \pm 3$  | B00000A-11-1     | $83 \pm 12$   | $39 \pm 6$  |
| V09372A-5-3      | $18 \pm 2$  | $20 \pm 2$  | B00002B-11-2     | $127 \pm 7$   | $13 \pm 4$  |
| V09374A-5-4      | $20 \pm 5$  | $47 \pm 4$  | B00032A-11-3     | $85 \pm 16$   | $21 \pm 6$  |
| V09724A-5-5      | $30 \pm 4$  | $16 \pm 2$  | P00575A-11-6     | $71 \pm 15$   | $-1 \pm 2$  |
| V02162B-7-1      | $70 \pm 10$   | $22 \pm 3$  | P00574C-11-7     | $65 \pm 7$  | $1 \pm 3$   |
| V02166B-7-2      | $85 \pm 8$  | $38 \pm 2$  | P00662A-11-9     | $15 \pm 6$  | $13 \pm 5$  |
| V04199A-7-3      | $53 \pm 5$  | $38 \pm 2$  | P00662B-11-10    | $20 \pm 5$  | $1 \pm 3$   |

Tabella 4.5: Ampiezze  $A$  estratte dai fit indicanti il rate di potassio per ogni rivelatore e le relative incertezze, dopo il taglio del LAr veto.



$^{40}\text{K}$  1460.822 keV events without energy deposition in LAr

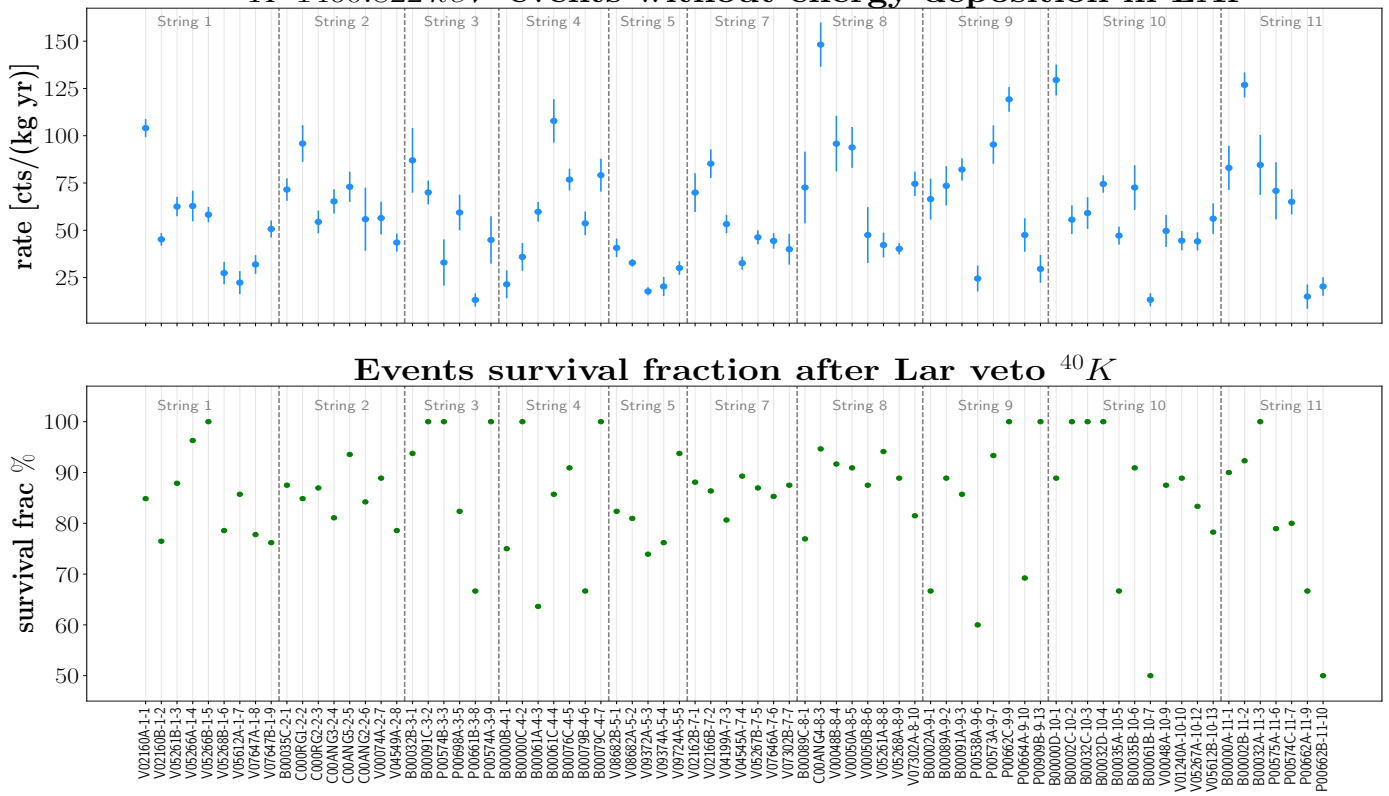


Figura 4.7: In alto è rappresentato il rate di  $^{40}\text{K}$  per ogni rivelatore dopo il taglio del LAr veto, in basso la *survival fraction* degli eventi dopo il taglio.

$^{40}\text{K}$  1460.822 keV rate before and after LAr veto

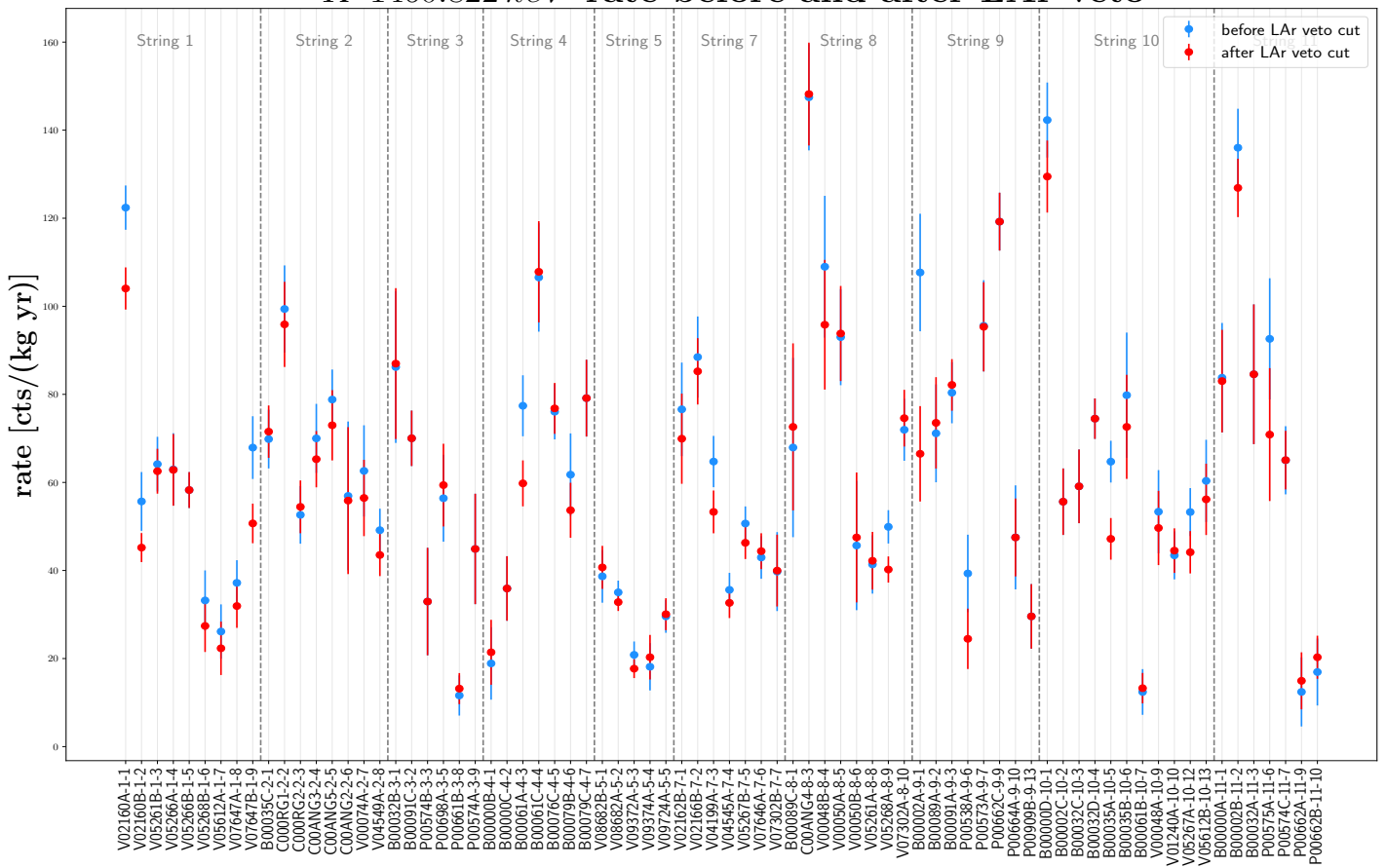


Figura 4.8: Rate di  $^{40}\text{K}$  per ogni rivelatore prima e dopo il LAr veto.

In Figura 4.9 sono riportate le ampiezze estratte dai fit per il  $^{42}\text{K}$  per ogni rivelatore con la rispettiva *survival fraction* degli eventi corrispondenti nell'intervallo energetico usato per l'interpolazione. Proprio osservando queste ultime è possibile vedere come siano molto più basse rispetto al  $^{40}\text{K}$ ; alcuni rivelatori infatti presentano pochissimi eventi dopo il taglio. Questo porta ad ampiezze ricavate dal fit non sempre affidabili. Dall'analisi di ogni singola interpolazione e andando a graficare lo spettro nell'intervallo di interesse per ogni rivelatore appare evidente come, in molti di questi, i pochi eventi presenti si dispongano molto distanti dalla posizione del picco della funzione 4.2 potendo essere classificati come effetti di fondo e rendendo il parametro  $A$  estratto in questi casi e in generale il fit poco significativo e accurato. La funzione interpolante risulta quindi praticamente piatta. Come conseguenza di ciò sono state estratte diverse ampiezze nulle o negative (fisicamente non motivate) compatibili con lo zero. Un possibile modo per trattare questi valori è effettuare il *Likelihood Ratio Test* [15], applicato al caso di una statistica di Poisson con segnali di background [13], al fine di estrarre un limite superiore per l'ampiezza per ognuno dei rivelatori con questo problema. Nel nostro caso l'*ipotesi nulla* (segnale assente) potrebbe non essere scartata a seguito del rapporto delle verosimiglianze di *ipotesi alternativa* (segnale presente) e *ipotesi nulla* nella maggior parte dei casi. Il grafico in Figura 4.10 mostra i rate di  $^{42}\text{K}$  prima e dopo il taglio dovuto al LAr veto. Si nota una diminuzione drastica delle ampiezze estratte dai fit, questo è dovuto in gran parte all'energia rilasciata nell'argon nel decadimento beta del  $^{42}\text{K}$ . Risulta quindi evidente l'efficacia del LAr veto nella riduzione significativa di questi effetti di fondo riguardanti il  $^{42}\text{K}$ .

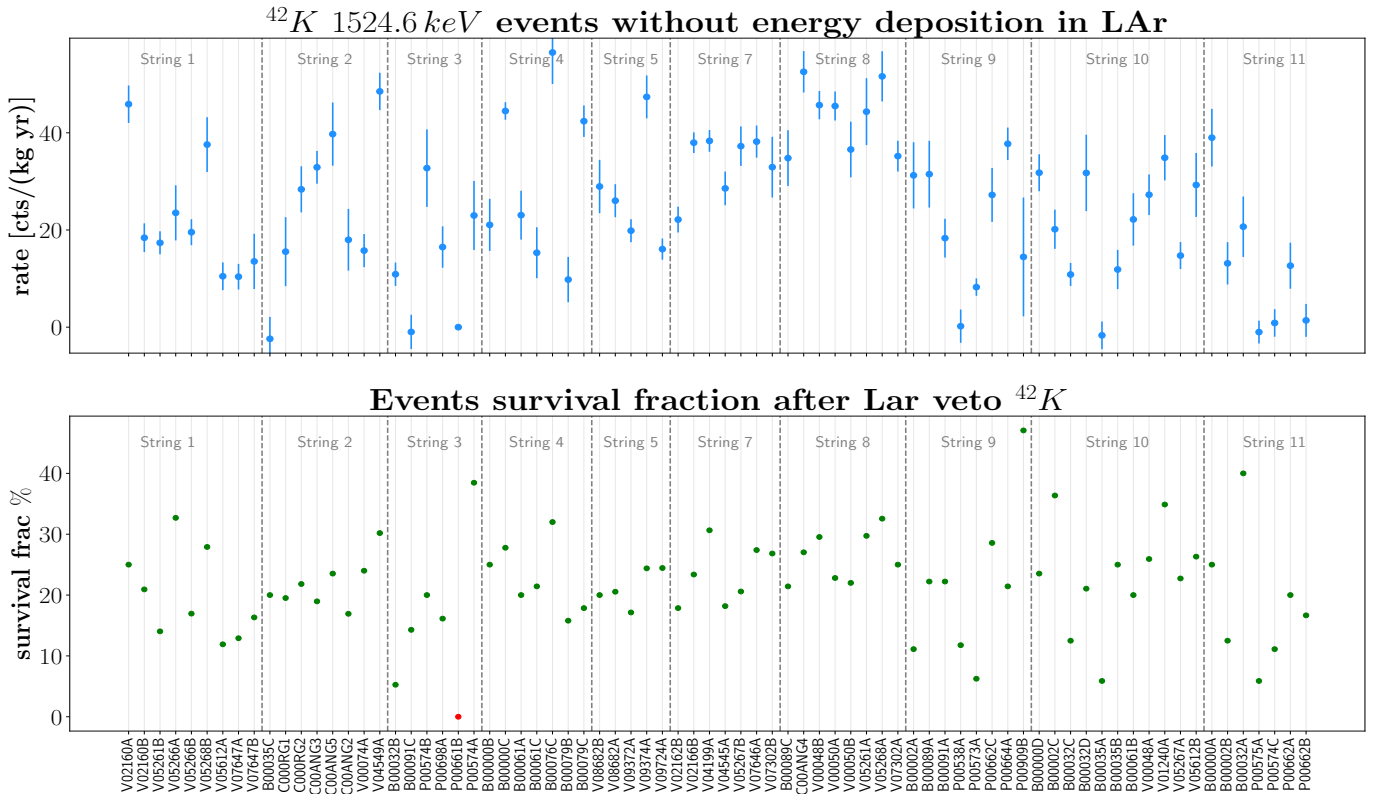


Figura 4.9: In alto è rappresentato il rate di  $^{42}\text{K}$  per ogni rivelatore dopo il taglio del LAr veto, in basso la *survival fraction* degli eventi dopo il taglio.

### $^{40}\text{K}$ 1460.822 keV rate before and after LAr veto

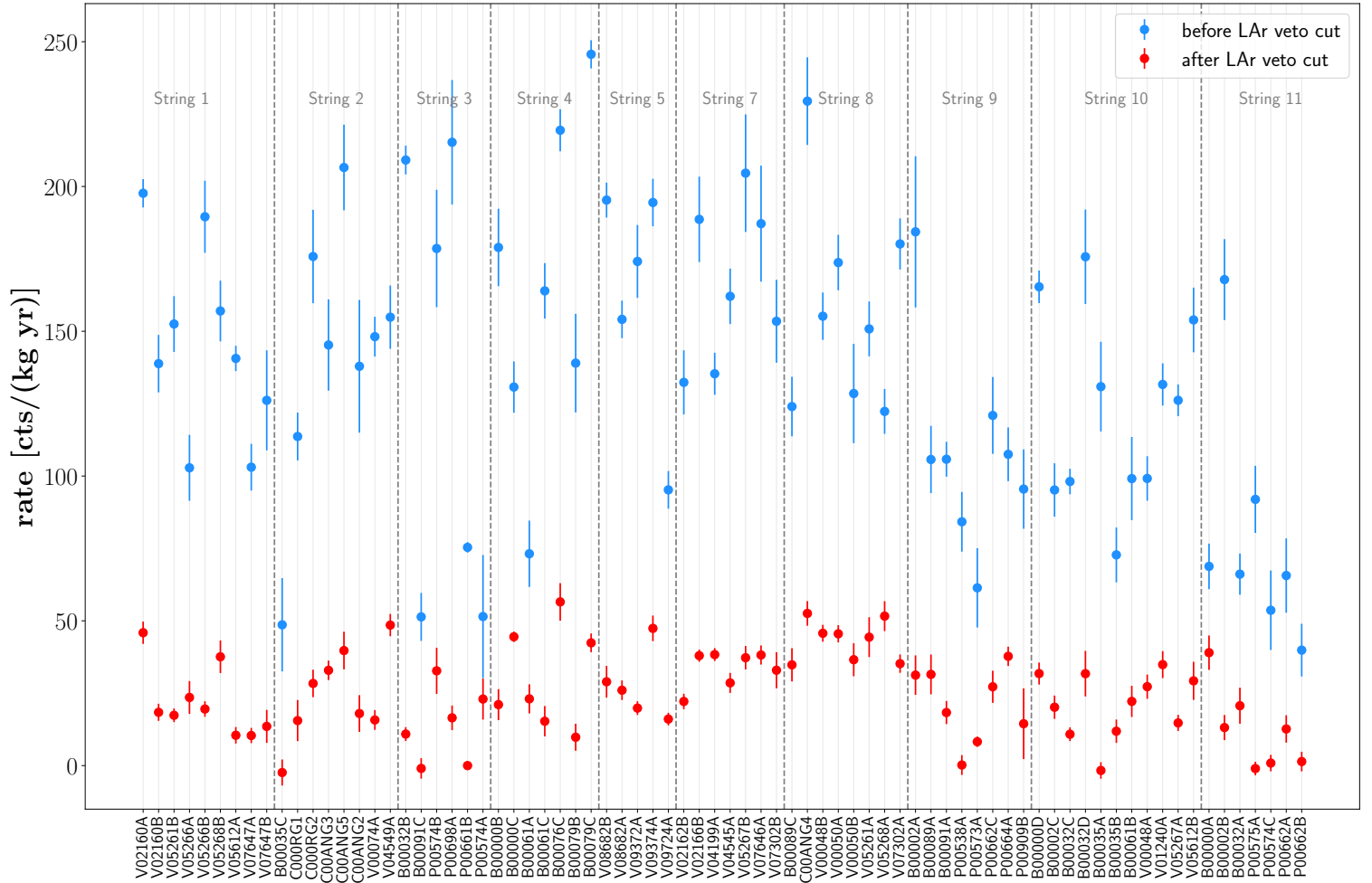


Figura 4.10: Rate di  $^{42}\text{K}$  per ogni rivelatore prima e dopo il LAr veto, si nota come il taglio incida significativamente per questo isotopo.

#### 4.3.1 Dipendenza dalla posizione dopo il LAr veto

Successivamente al taglio dovuto al LAr veto i rivelatori sono stati nuovamente suddivisi nei gruppi rappresentati in Tabella 5.1 calcolando l'ampiezza media per ogni gruppo e il relativo errore come in Sezione 4.1. I risultati sono riportati in Tabella 4.6 per entrambi gli isotopi, in Figura 4.11 per il  $^{40}\text{K}$  e in Figura 4.12 per il  $^{42}\text{K}$ . Nonostante i rate medi ridotti rimane una dipendenza della contaminazione di potassio dalla posizione, con la maggior presenza di linee  $\gamma$  date dai due isotopi nei rivelatori posti più in alto. Questo comportamento è più evidente per il  $^{40}\text{K}$  che presenta una netta differenza tra l'ampiezza media del gruppo *top* e quella dei gruppi *mid-bottom* e *bottom* (che risultano nuovamente compatibili per entrambi gli isotopi), mentre per il  $^{42}\text{K}$  le varie medie si sono avvicinate molto dopo il taglio. Il diverso comportamento per i due isotopi dopo il LAr veto sta nella differente efficacia del taglio, il quale per  $^{42}\text{K}$  riduce della maggior parte il numero di eventi e conseguentemente porta ad un appiattimento delle differenze tra i vari gruppi.

| $^{40}\text{K}$                                   |  | $^{42}\text{K}$                                   |  |
|---|--|---|--|
| $A_{media}$ [ $\frac{\text{cts}}{\text{kg yr}}$ ] | $\sigma_{media}$ [ $\frac{\text{cts}}{\text{kg yr}}$ ] | $A_{media}$ [ $\frac{\text{cts}}{\text{kg yr}}$ ] | $\sigma_{media}$ [ $\frac{\text{cts}}{\text{kg yr}}$ ] |
| 71  | 10   | 23  | 5  |
| 55  | 7  | 20  | 4  |
| 43  | 7  | 19  | 3  |
| 28  | 7  | 15  | 4  |
| 27  | 5  | 17  | 5  |

Tabella 4.6: Medie delle ampiezze per ogni gruppo rappresentante l'altezza negli array dei rivelatori dopo il LAr veto.

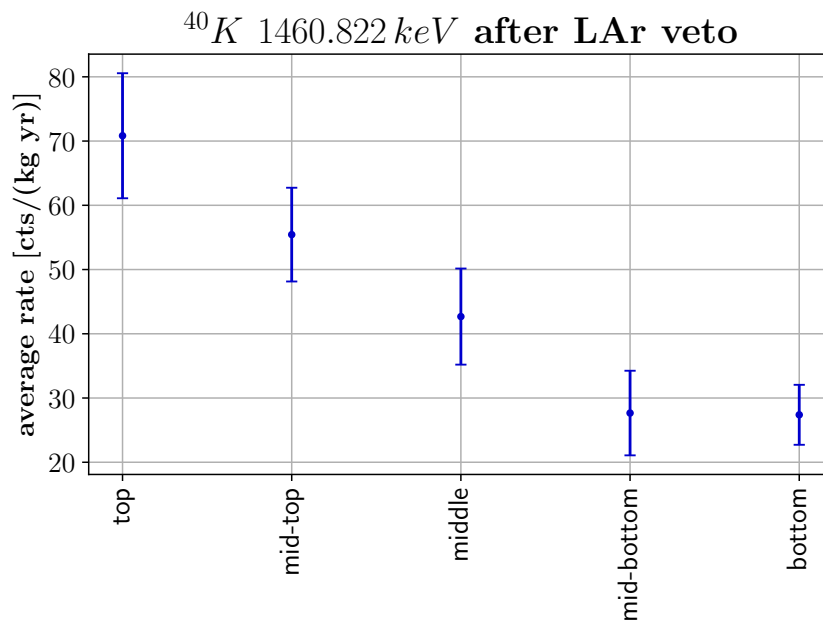


Figura 4.11: Ampiezza media dopo il Lar veto relativa all'isotopo  $^{40}\text{K}$  per ogni gruppo rappresentante l'altezza negli array dei rivelatori.

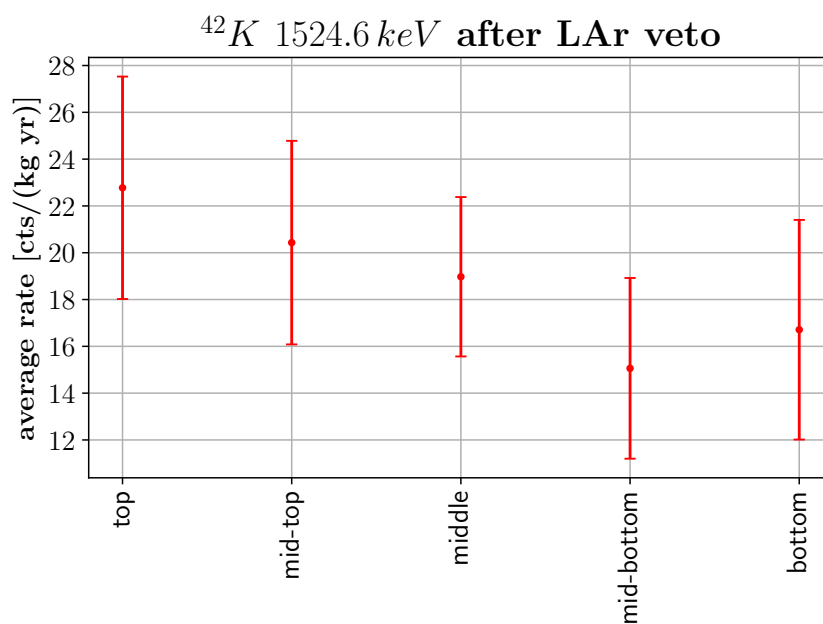


Figura 4.12: Ampiezza media dopo il Lar veto relativa all'isotopo  $^{42}\text{K}$  per ogni gruppo rappresentante l'altezza negli array dei rivelatori.

### 4.3.2 Dipendenza dal tipo di rivelatore dopo LAr veto

Infine si è ripetuta l'analisi fatta in Sezione 4.2 andando a suddividere ognuno dei cinque gruppi rappresentanti la posizione dei rivelatori nei quattro gruppi indicanti la tipologia e calcolando la media delle ampiezze per ogni sottogruppo con le relative incertezze. I risultati sono presentati in Tabella 4.7 e nei grafici in Figura 4.1.3, separatamente per  $^{40}\text{K}$  e  $^{42}\text{K}$ , dove sono presenti anche le medie delle ampiezze per ogni sottogruppo calcolate prima del taglio relativo al LAr veto al fine di apprezzarne la differenza. Come si vede, i risultati ottenuti in Sezione 4.2 si riconfermano mostrando un comportamento simile tra le varie tipologie di rivelatori con una forte dipendenza dalla posizione. Analogamente a quanto fatto precedentemente sono state calcolate le compatibilità tra i valori ottenuti per i diversi tipi di rivelatori nel gruppo *middle* al fine di ridurre al massimo l'influenza della posizione nell'analisi, presentate in Tabella 4.8. Si può notare come le compatibilità riguardanti il  $^{42}\text{K}$  risultino peggiorate rispetto a quelle precedenti il taglio, dovuto in gran parte alle incertezze notevolmente diminuite con il diminuire della relativa ampiezza. In particolare tra i rivelatori COAX e PPC (come già notato prima del taglio) e tra PPC e ICPC in cui questi ultimi mostrano un rate quasi costante e in generale più alto dei rivelatori PPC e BEGe. Inoltre proprio nel gruppo *middle* i rivelatori PPC presentano un rate di  $^{42}\text{K}$  molto basso, non in linea con l'andamento in funzione della posizione.

| after LAr veto  | $^{40}\text{K}$  | $^{40}\text{K}$   | $^{42}\text{K}$  | $^{42}\text{K}$   |
|-----------------|--|---|--|---|
|                 | $A_{media} \left[ \frac{\text{cts}}{\text{kg yr}} \right]$ | $\sigma_{media} \left[ \frac{\text{cts}}{\text{kg yr}} \right]$ | $A_{media} \left[ \frac{\text{cts}}{\text{kg yr}} \right]$ | $\sigma_{media} \left[ \frac{\text{cts}}{\text{kg yr}} \right]$ |
| top COAX        | 96   | 10  | 16   | 7   |
| mid top COAX    | 101  | 9   | 40   | 5   |
| middle COAX     | 69   | 7   | 36   | 5   |
| mid bottom COAX | 56   | 17  | 18   | 6   |
| bottom COAX     | 0  | 0   | 0  | 0   |
| top BEGe        | 74   | 11  | 23   | 5   |
| mid top BEGe    | 74   | 9   | 22   | 5   |
| middle BEGe     | 55   | 8   | 22   | 4   |
| mid bottom BEGe | 0  | 0   | 0  | 0   |
| bottom BEGe     | 0  | 0   | 0  | 0   |
| top PPC         | 0  | 0   | 0  | 0   |
| mid top PPC     | 33   | 12  | 33   | 8   |
| middle PPC      | 63   | 10  | 5  | 3   |
| mid bottom PPC  | 43   | 8   | 17   | 5   |
| bottom PPC      | 30   | 7   | 14   | 12  |
| top ICPC        | 72   | 7   | 32   | 4   |
| mid top ICPC    | 56   | 5   | 25   | 3   |
| middle ICPC     | 51   | 8   | 32   | 4   |
| mid bottom ICPC | 40   | 6   | 30   | 5   |
| bottom ICPC     | 48   | 6   | 30   | 5   |

Tabella 4.7: Media delle ampiezze per ogni gruppo indicante la tipologia di rivelatore e le relative incertezze dopo il LAr veto.

| $^{40}\text{K}$ | COAX | BEGe | PPC | ICPC | $^{40}\text{K}$ | COAX | BEGe | PPC | ICPC |
|-----------------|------|------|-----|------|-----------------|------|------|-----|------|
| COAX            | —    | 1    | 0   | 2    | COAX            | —    | 2    | 5   | 1    |
| BEGe            | 1    | —    | 1   | 1    | BEGe            | 2    | —    | 3   | 2    |
| PPC             | 0    | 1    | —   | 2    | PPC             | 5    | 3    | —   | 6    |
| ICPC            | 2    | 1    | 2   | —    | ICPC            | 1    | 2    | 6   | —    |

Tabella 4.8: Compatibilità tra i valori medi di  $A$  tra le varie tipologie di rivelatori all'interno del gruppo *middle* per entrambi gli isotopi dopo il LAr veto.

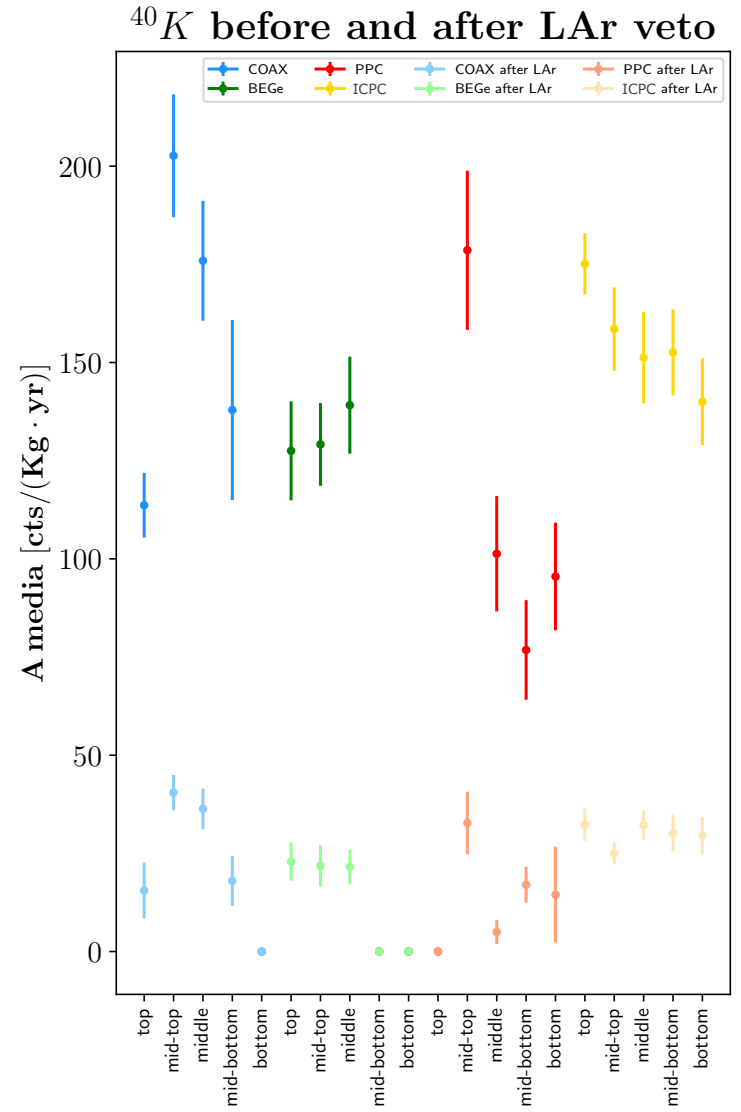
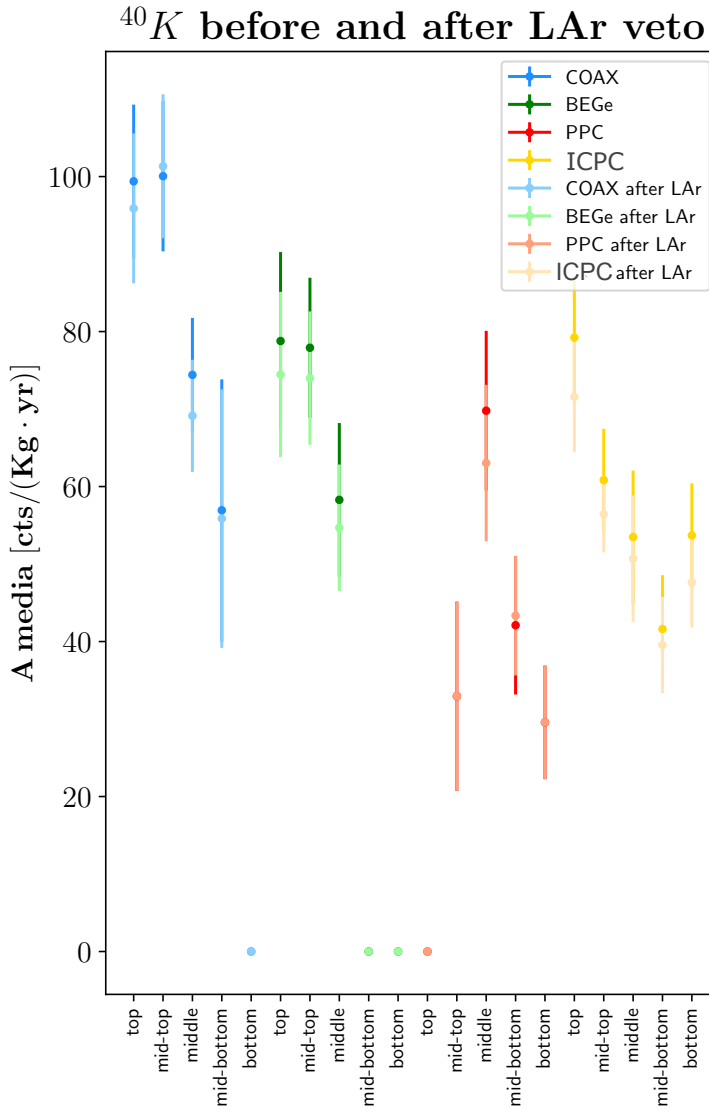


Figura 4.13: Medie delle ampiezze per ogni sottogruppo di rivelatori che ne indica la tipologia e la posizione, prima e dopo il LAr veto.

## Capitolo 5

# Conclusioni

Lo scopo di questo lavoro era lo studio della contaminazione da  $^{40}\text{K}$  e  $^{42}\text{K}$  nei dati acquisiti fin'ora dall'esperimento LEGEND-200. Dall'analisi generale sugli spettri energetici dopo i *quality cuts* è risultato un rate di  $^{42}\text{K}$  più elevato rispetto a quello di  $^{40}\text{K}$  per ogni rivelatore. I risultati sono presentati in Tabella 4.1. È stata inoltre dimostrata una forte dipendenza della presenza di linee gamma dovute al potassio dalla posizione verticale dei rivelatori all'interno degli array per entrambi gli isotopi come è mostrato nei grafici in Figura 4.3 e 4.4. La caratterizzazione del rate di  $^{40}\text{K}$  e  $^{42}\text{K}$  per le diverse tipologie di rivelatori ha mostrato una contaminazione simile per tutte le tipologie di rivelatori, anche se fortemente influenzata dalla posizione. In particolare i rivelatori di tipo PPC risultano essere i meno contaminati, mentre i COAX presentano un rate più alto rispetto alle altre tipologie.

Nella seconda parte dell'analisi si è applicato il taglio dovuto al LAr veto che si è rivelato estremamente efficiente per il  $^{42}\text{K}$  a causa della grande quantità di energia rilasciata nell'argon liquido, mentre risulta incidere poco per il  $^{40}\text{K}$ . Dopo quest'ultimo taglio il rate di  $^{42}\text{K}$  all'interno dei rivelatori scende quindi drasticamente. I risultati sono riportati in Tabella 4.5. A seguito del LAr veto risulta ancora presente una chiara dipendenza dalla posizione, leggermente più appiattita per il  $^{42}\text{K}$  a seguito della rimozione di gran parte degli eventi, come si vede dai grafici in Figura 4.11 e 4.12. Infine la contaminazione nei diversi tipi di rivelatori risulta simile anche dopo quest'ultimo taglio, presentando però compatibilità peggiori tra le ampiezze medie per ogni gruppo per  $^{42}\text{K}$ . Il confronto tra il rate medio per ogni gruppo prima e dopo il LAr veto è presentato in Figura 4.13.

Risulta quindi raggiunto in maniera esaustiva l'obiettivo di un primo studio della presenza di  $^{40}\text{K}$  e  $^{42}\text{K}$  all'interno dei rivelatori dell'esperimento.

Lo studio effettuato costituisce un importante input per la realizzazione di un modello degli eventi acquisiti dall'esperimento LEGEND-200 (*background model*), sia prima dell'applicazione del taglio sul LAr veto che dopo il suo uso.

# Bibliografia

- [1] Experimental approach. *LEGEND Large Enriched Germanium Experiment for Neutrinoless Decay official website*. ”<https://legend-exp.org/science/neutrinoless-bb-decay/legend-detectors>.
- [2] External and internal battles. *LEGEND Large Enriched Germanium Experiment for Neutrinoless Decay official website*. ”<https://legend-exp.org/science/neutrinoless-bb-decay/experimental-challenges>.
- [3] Legend prospects. *LEGEND Large Enriched Germanium Experiment for Neutrinoless Decay official website*. ”<https://legend-exp.org/science/neutrinoless-bb-decay/discovery-potential>.
- [4] LEGEND prospects. *LEGEND Large Enriched Germanium Experiment for Neutrinoless Decay official website*. ”<https://legend-exp.org/science/legend-pathway/paving-the-way>.
- [5] The matter-antimatter asymmetry of the universe. *LEGEND Large Enriched Germanium Experiment for Neutrinoless Decay official website*. ”<https://legend-exp.org/science/neutrinoless-bb-decay/the-matter-antimatter-asymetry>.
- [6] N Abgrall and others (LEGEND-1000 collaboration). LEGEND-1000 preconceptual design report. *arXiv preprint arXiv:2107.11462*, 2021.
- [7] M Agostini and others (GERDA collaboration). Final results of GERDA on the search for neutrinoless double- $\beta$  decay. *Physical review letters*, 125(25):252502, 2020.
- [8] M Agostini and others (GERDA collaboration). Calibration of the GERDA experiment. *The European Physical Journal C*, 81:1–11, 2021.
- [9] R J Cooper, D C Radford, P A Hausladen, and K Lagergren. A novel hpge detector for gamma-ray tracking and imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 665:25–32, 2011.
- [10] C Cuesta et al. Search for neutrinoless double- $\beta$  decay with 26 kg yr of exposure from the MAJORANA DEMONSTRATOR. *Physical Review C*, 100(2), 2019.
- [11] M J Dolinski, A WP Poon, and W Rodejohann. Neutrinoless double-beta decay: status and prospects. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 69:219–251, 2019.
- [12] A Domula, M Hult, Y Kermaïdic, G Marissens, B Schwingenheuer, T Wester, and K Zuber. Pulse shape discrimination performance of inverted coaxial ge detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 891:106–110, 2018.
- [13] G J Feldman and R D Cousins. Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Physical review D*, 57(7):3873, 1998.
- [14] G F Knoll. *Radiation detection and measurement*. John Wiley & Sons, 2010. Chapter 17.
- [15] W A Rolke and A M López. Testing for a signal. 2008.



- [16] J Romeo. How do neutrinos get their mass? *symmetrimagazine.org*, 2020. "<https://www.symmetrymagazine.org/article/how-do-neutrinos-get-their-mass>.
- [17] F Wilczek. Majorana returns. *Nature Physics*, 5(9):614–618, 2009.

## Capitolo 6

# Appendice

| <b>top</b> | <b>mid top</b> | <b>middle</b> | <b>mid bottom</b> | <b>bottom</b> |
|------------|----------------|---------------|-------------------|---------------|
| V02160A    | V02160B        | V05266A       | V05268B           | V07647A       |
| B00035C    | V05261B        | V05266B       | V05612A           | V07647B       |
| C000RG1    | C000RG2        | C00ANG3       | C00ANG2           | V04549A       |
| B00032B    | P00574B        | C00ANG5       | V00074A           | V07298B       |
| B00091C    | P00665A        | P00698A       | P00661B           | V01415A       |
| B00000B    | B00061A        | P00712A       | P00574A           | V07302B       |
| B00000C    | B00061C        | P00909C       | V01403A           | V05268A       |
| V08682B    | B00076C        | B00079B       | V01404A           | V07302A       |
| V02162B    | V08682A        | B00079C       | V01406A           | P00748B       |
| B00089C    | V02166B        | V01386A       | V07646A           | P00909B       |
| B00089D    | C00ANG4        | V09372A       | V01387A           | B00091B       |
| B00002A    | B00091A        | V09374A       | V05261A           | V05267A       |
| B00089A    | B00091D        | V09724A       | P00662C           | V05612B       |
| B00000D    | P00537A        | V04199A       | P00664A           | P00748A       |
| B00002C    | B00032C        | V04545A       | P00665C           | P00698B       |
| B00000A    | B00032D        | V05267B       | V01240A           |               |
| B00002B    | B00035A        | V00048B       | V01389A           |               |
|            | B00032A        | V00050A       | P00662A           |               |
|            | P00538B        | V00050B       | P00662B           |               |
|            |                | P00538A       | P00665B           |               |
|            |                | P00573A       |                   |               |
|            |                | P00661C       |                   |               |
|            |                | B00035B       |                   |               |
|            |                | B00061B       |                   |               |
|            |                | B00089B       |                   |               |
|            |                | V00048A       |                   |               |
|            |                | P00573B       |                   |               |
|            |                | P00575A       |                   |               |
|            |                | P00574C       |                   |               |
|            |                | P00661A       |                   |               |

Tabella 6.1: Suddivisione dei rivelatori nei gruppi *top*, *mid-top*, *middle*, *mid-bottom* e *bottom* in base all'altezza dei rivelatori negli array.