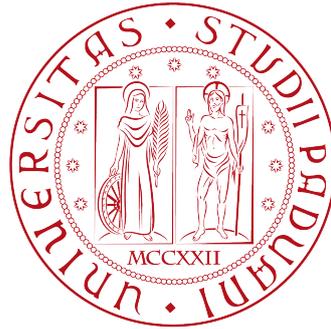


UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Corso di Laurea in Fisica



Tesi di Laurea

Misura dell'attività dell' ^{42}Ar utilizzando
l'esperimento GERDA

Laureando: Gobbo Federico
Matricola: 1029828

Relatore: Prof. Riccardo Brugnera
Correlatore: Dott.ssa Katharina von Sturm

Anno Accademico: 2014-2015

Indice

1	Introduzione	4
2	GERDA	4
3	L'⁴²Ar	5
4	Analisi dati	7
4.1	Strumenti utilizzati per l'analisi dati	7
4.2	Dati e simulazioni Monte Carlo	7
4.2.1	I dati	7
4.2.2	Le simulazioni Monte Carlo	9
4.3	Calcolo dell'efficienza	10
4.4	I dati: calcolo degli eventi di segnale e di fondo	14
4.5	Calcolo dell'attività dell' ⁴² Ar	15
4.6	Stima dell'errore sistematico	15
5	Discussione	17
5.1	I dati	17
5.2	Le simulazioni di Monte Carlo	17
5.3	Il calcolo dell'attività	18
5.4	Gli errori sistematici	18
6	Conclusioni	19
	Bibliografia	21

1 Introduzione

Questo lavoro ha come obiettivo la determinazione dell'attività dell' ^{42}Ar . Esso costituisce uno dei più importanti segnali di fondo dell'esperimento GERDA condotto nei Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS)[1], [2], [3], [4]. Per determinare l'attività dell' ^{42}Ar sono stati utilizzati i dati della fase *I* dell'esperimento. Si è osservato che la determinazione di questa quantità è equivalente alla determinazione dell'attività del decadimento γ da 1524.7 keV del ^{42}K . Per prima cosa, grazie ad una simulazione di Monte Carlo si è potuta dare una stima dell'efficienza di ciascun rivelatore utilizzato. Successivamente si è trovato, grazie ai dati in possesso, il numero di decadimenti γ del ^{42}K nell'unità di tempo rivelati da ciascun rivelatore. Utilizzando questo risultato con l'efficienza si è trovata l'attività dell' ^{42}Ar .

2 GERDA

L'esperimento GERDA (GERmanium Detector Array) [1] si occupa di fisica dei neutrini e vuole rivelare il decadimento doppio β del ^{76}Ge senza l'emissione di neutrini, d'ora in poi decadimento $0\nu\beta\beta$. Se si rivelasse l'esistenza del decadimento $0\nu\beta\beta$ si mostrerebbe come il neutrino è una particella di Majorana, ovvero esso è coincidente con la sua antiparticella. Questa scoperta avrebbe molte ripercussioni sulla fisica delle alte energie e non solo.

L'apparato sperimentale (figura 1) è situato all'interno dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) ed è formato da una grande massa di acqua purissima atta a fermare le radiazioni esterne. Al suo interno vi è un criostato di acciaio riempito di argon liquido (LAr), con il doppio scopo di proteggere i rivelatori dell'esperimento dalle radiazioni esterne ed agire da liquido refrigerante per i rivelatori stessi. Al centro di questo sistema, immerso nel LAr, vi è un guscio (shroud) di rame contenente 13 rivelatori al Ge. Ogni singolo rivelatore è schermato con un ulteriore guscio di rame (mini-shroud). Lo spessore dello shroud e del mini-shroud sono, rispettivamente, di 30 μm e 60 μm . I rivelatori sono di Ge arricchito nell'isotopo ^{76}Ge : in natura lo si trova all'8%, mentre in questo caso lo si è portato all'86%. È questo l'isotopo, infatti, del quale si vuole rivelare il decadimento $0\nu\beta\beta$. I rivelatori al Ge, dunque, hanno il doppio scopo di essere la sorgente del decadimento $0\nu\beta\beta$ e di rivelarlo. Essi infatti sono dei diodi polarizza-

ti in maniera inversa, capaci di rivelare sia la radiazione proveniente dall'esterno che il segnale dal decadimento $\beta\beta$ del ^{76}Ge prodotto al suo interno.



Figura 1: Visione tridimensionale dell'esperimento GERDA

Nella costruzione dell'apparato sperimentale sono state utilizzate tutte le accortezze per minimizzare gli eventi di fondo (dovuti a radioattività naturale e indotti dai raggi cosmici) che possono oscurare gli eventi di segnale. L'esperimento è fatto sottoterra in modo da eliminare gran parte dei raggi cosmici. L'acqua presente nel tank abbate ulteriormente fotoni e neutroni provenienti dalla roccia circostante. La luce Cherenkov prodotta dal passaggio dei muoni cosmici nell'acqua permette di ridurre ulteriormente questo tipo di fondo. Lo spessore di LAr attenua i γ provenienti dall'acciaio del criostato. I diodi a Ge sono immersi nudi nell'Ar per minimizzare la quantità di materia attorno ai rivelatori. Tutti i materiali sono stati scelti con cura in modo da contenere solo piccolissime quantità di contaminanti radioattivi.

3 L' ^{42}Ar

Gli eventi che si vogliono rivelare (i decadimenti $0\nu\beta\beta$) hanno un'energia di 2039 keV. Uno dei maggiori contributi al fondo attorno a questa energia è dato dal decadimento dell' ^{42}Ar . L' ^{42}Ar decade β^- con Q valore di 599 keV e una vita media di 32.9 anni [5], l'isotopo figlio è il ^{42}K . Questo isotopo decade β^- nell'isotopo stabile ^{42}Ca con Q valore di 3525.4 keV, la sua vita media è di 12.4 h. Nel 18.08%

dei casi il ^{42}K è in uno stato eccitato e decade γ emettendo un fotone di 1524.7 keV. Essendo $t_{^{42}\text{K},\gamma} \ll t_{^{42}\text{Ar},\beta^-}$, questi due decadimenti sono in equilibrio secolare, quindi ci si è concentrati nella determinazione dell'attività del decadimento γ del ^{42}K .

4 Analisi dati

4.1 Strumenti utilizzati per l'analisi dati

Per l'analisi dati si è utilizzato ROOT [6], un framework per l'analisi dati sviluppato dal CERN in ambiente C++. Tutti i file in input (files di presa dati e simulazioni di Monte Carlo) e in output (grafici ed istogrammi) sono stati creati o processati con ROOT.

4.2 Dati e simulazioni Monte Carlo

4.2.1 I dati

I dati utilizzati sono quelli della fase I di GERDA e precisamente le sessioni di presa dati (run) dal 35 (8/7/2012) al run 46 (21/05/2013). Da questa lista di runs è stato escluso il 44a, a causa dell'instabilità nel comportamento dei rivelatori. Si sono utilizzati per l'analisi solo i 4 rivelatori Broad Energy Germanium (BEGe)[7], [8], non quelli coassiali. Per ogni rivelatore si è annotato il tempo durante il quale è stato acceso: in ogni run non sempre tutti e 4 i rivelatori funzionanti sono rimasti accesi. Alcune caratteristiche importanti di tali rivelatori sono riportate in tabella 1, [9]:

N. rivelatore	Massa m (g)	tempo di presa dati t (s)	FWHM (keV)	σ (keV)
9	717	2.40792×10^7	2.42	1.030
10	743	2.61063×10^7	2.41	1.026
11	723	2.44228×10^7	2.51	1.068
12	812	2.61063×10^7	3.24	1.379

Tabella 1: Alcuni dati sui rivelatori BEGe. La risoluzione è riferita alla regione di energia $1500 \div 1550$ keV

Prima di procedere all'analisi vera e propria è necessario applicare ai dati una serie di tagli atti a rigettare eventi problematici. Questi tagli eliminano:

- eventi dovuti a scariche elettriche;
- eventi dovuti a rumore;
- eventi da cross-talk;

- eventi da coincidenze accidentali;
- eventi da pile-up;

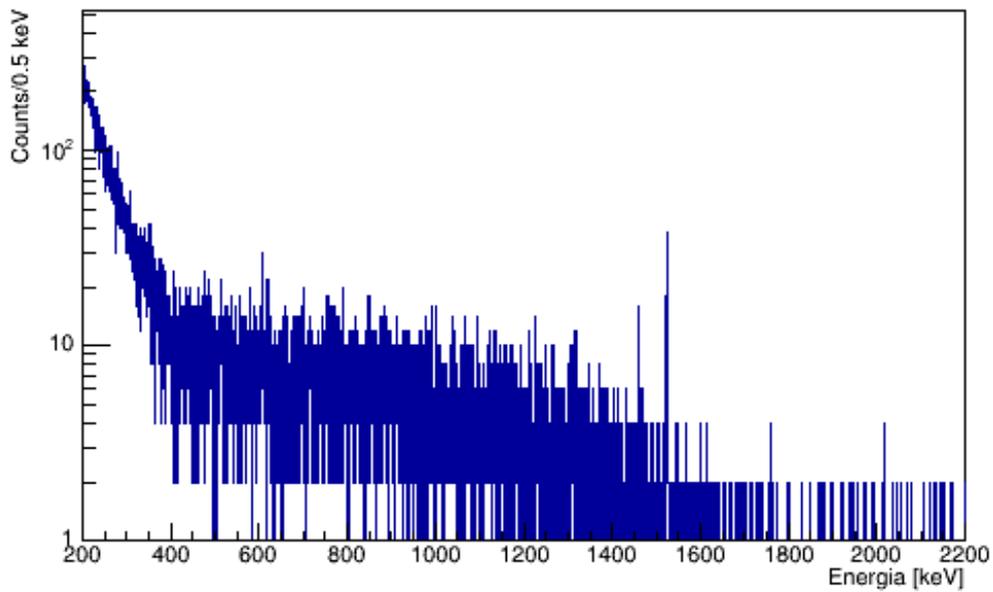


Figura 2: Spettro dell'energia tra 200 e 2200 keV

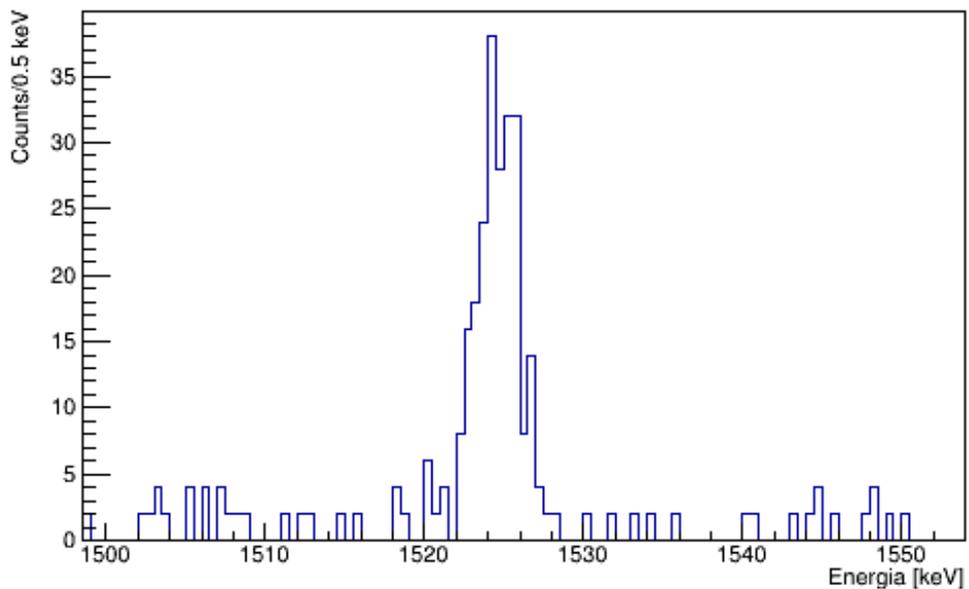


Figura 3: Zoom nell'area tra 1500 e 1550 keV

In figura 2 è mostrato lo spettro totale dell'energia degli eventi raccolti dai 4 rivelatori. È ben visibile il picco del ^{42}K a 1524.7 keV. Gli eventi da 200 keV a

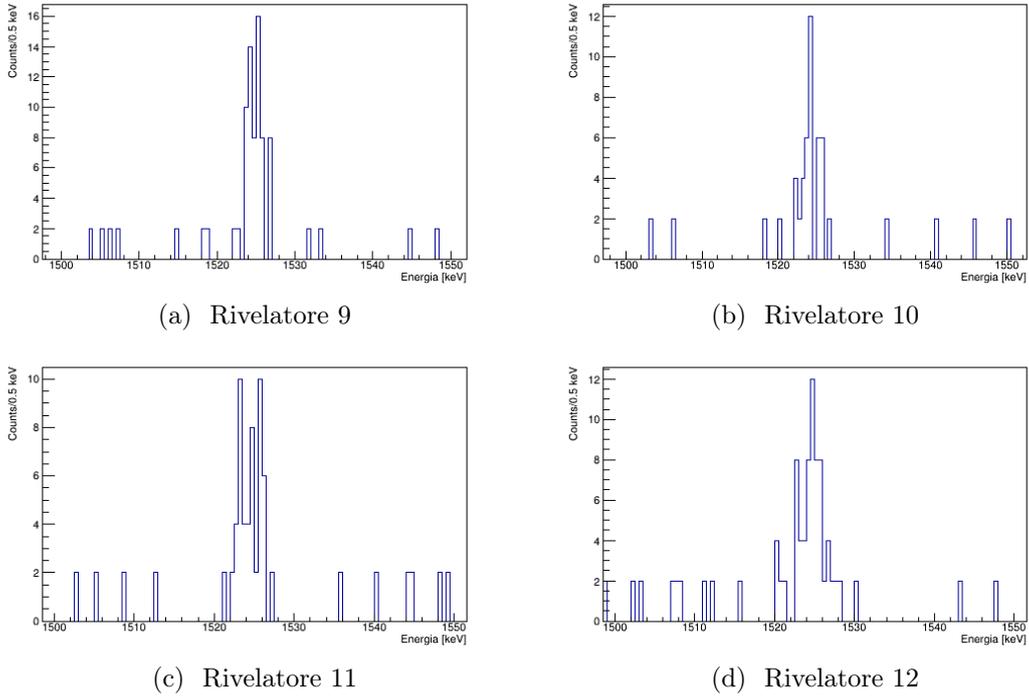


Figura 4: Zoom nell'area tra 1500 e 1550 keV per i singoli rivelatori

400 keV sono dominati dal decadimento β dell' ^{39}Ar , gli eventi da 400 keV a 1400 keV sono dominati da quelli provenienti dal doppio decadimento β con emissione di 2ν ($2\nu\beta\beta$) del ^{76}Ge . Nella figura 3 è mostrato uno zoom attorno a questo picco γ , mentre nelle figure 4 lo stesso spettro per i 4 rivelatori.

4.2.2 Le simulazioni Monte Carlo

I Monte Carlo sono stati sviluppati usando MaGe [11], un software di simulazione fisica basato su GEANT4 [12], [13], e decay0 [14], con lo scopo di simulare la catena del decadimento dell' ^{42}Ar . È stato utilizzato decay0 poiché MaGe non prevede al suo interno la correlazione nell'emissione delle particelle di alcuni decadimenti. La distribuzione dell' ^{42}Ar è stata assunta spazialmente uniforme in un cilindro di raggio 1.0 m e altezza 2.1 m attorno ai rivelatori. Questa assunzione è giustificata dal fatto che sia le shroud che le mini-shroud sono state messe a massa: pertanto non ci sono campi elettrici attivi tra questi elementi. Per ogni decadimento, sono state registrate le seguenti informazioni:

1. La posizione, l'impulso, l'energia cinetica iniziale.
2. Se, dove e quante volte il decadimento colpisce quale rivelatore e l'energia rilasciata.

3. Se, dove e quante volte il decadimento colpisce le parti passive del rivelatore e l'energia rilasciata.
4. Lo spettro delle energie dell'intera catena del decadimento dell' ^{42}Ar .
5. Altri valori non presi in considerazione in questo contesto.

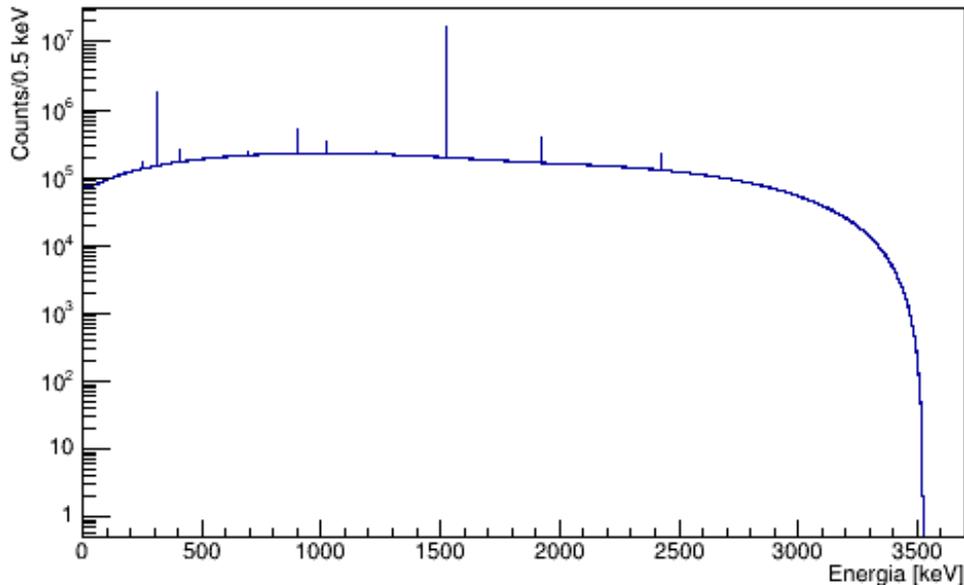


Figura 5: Spettro energetico del ^{42}K

In figura 5 è mostrato lo spettro d'energia completo dell' ^{42}Ar , mentre in fig 6 uno zoom nell'area da 1500 a 1550 keV. L'energia mostrata è quella degli eventi generati, non quella registrata nei rivelatori. Il picco γ (figura 6) è una delta di Dirac all'energia nominale.

4.3 Calcolo dell'efficienza

La proiezione sul piano xy (figura 7) della posizione dei vertici degli eventi simulati mostra una chiara uniformità radiale, tranne per i punti situati al centro del cilindro. È in questa regione, infatti, che sono posizionati i rivelatori. La figura 8 mostra la proiezione sul piano xz del cilindro contenente gli eventi simulati ed evidenzia l'uniformità al variare dell'asse z .

L'ultimo grafico mostra i vertici delle particelle iniziali che raggiungono direttamente o in maniera secondaria i rivelatori: questo ci mostra che il cilindro di argon è abbastanza grande per fornire un buon segnale ai rivelatori, inoltre mostra come sarebbe inefficace avere un cilindro di dimensioni maggiori.

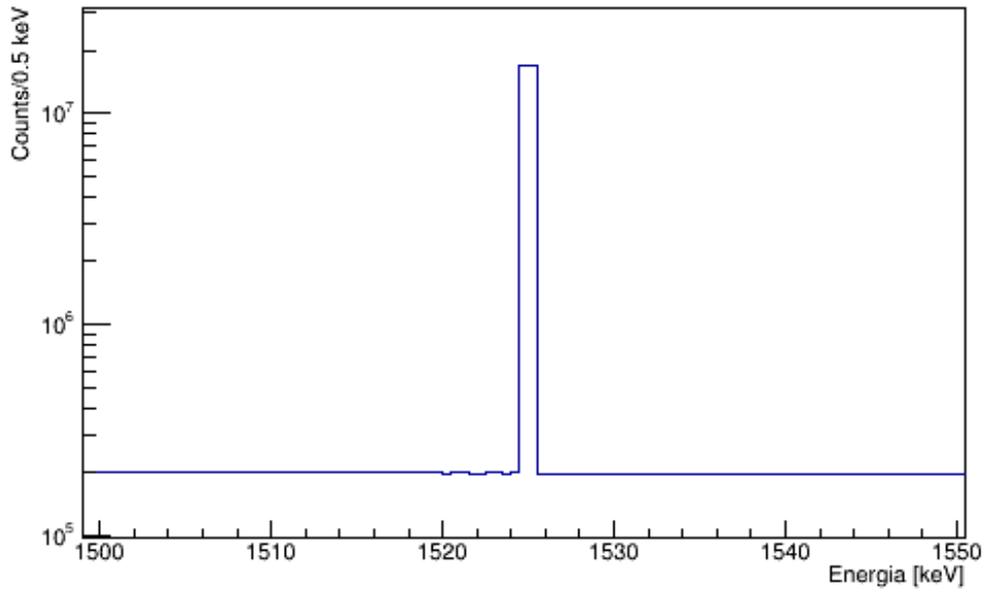


Figura 6: Zoom nell'area tra 1500 e 1550 keV

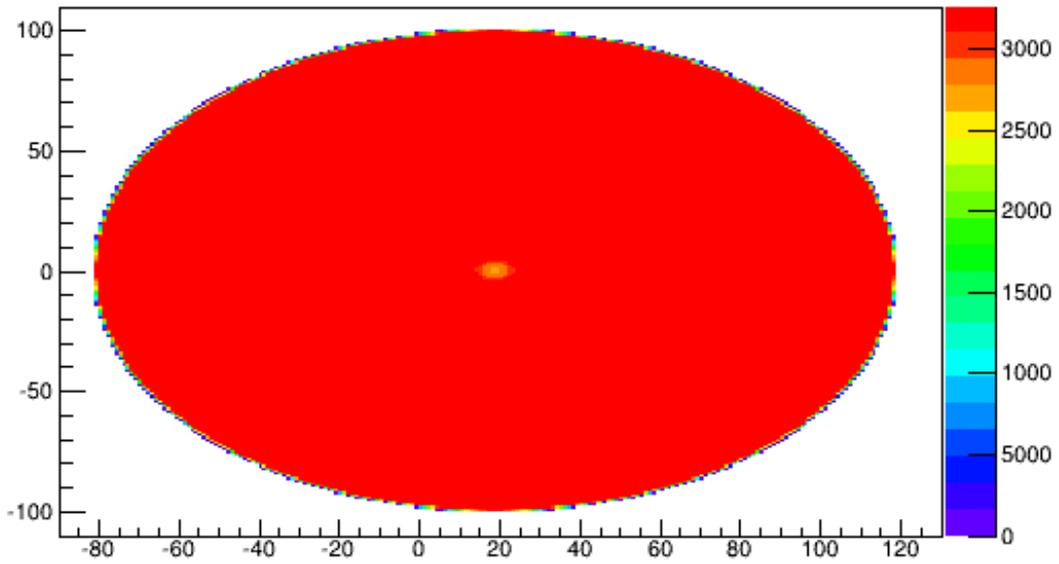


Figura 7: Proiezione sul piano xy del numero di decadimenti simulati

A questo punto si è potuta calcolare l'efficienza di ogni rivelatore i , in formule:

$$\text{Efficienza: } \epsilon_i = \frac{(\text{N}^\circ \text{ eventi rilevati})_i}{(\text{N}^\circ \text{ eventi simulati})_{tot}} \quad i = 9, 10, 11, 12$$

Ove:

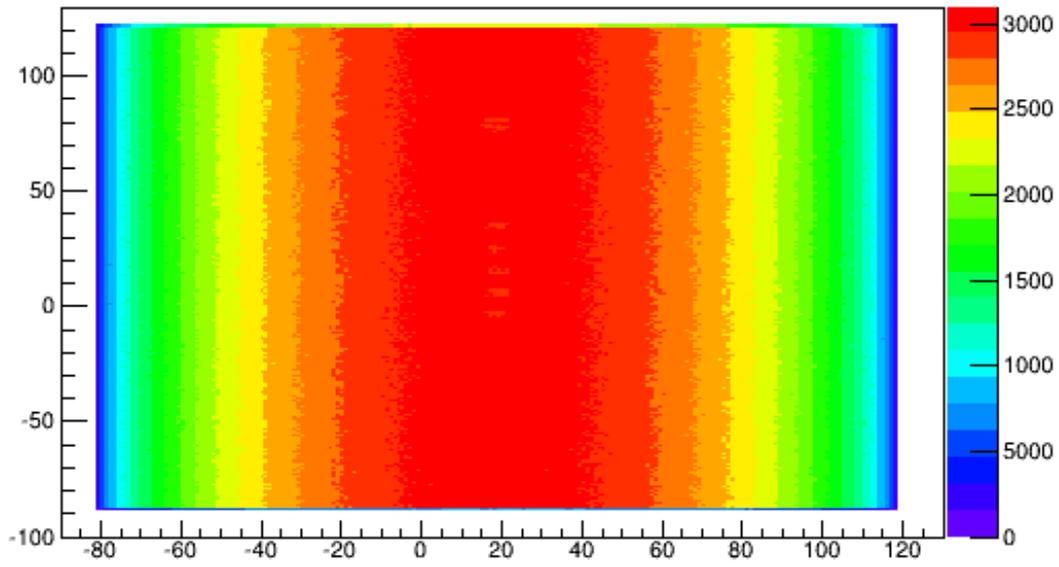


Figura 8: Proiezione sul piano xz del numero di decadimenti simulati

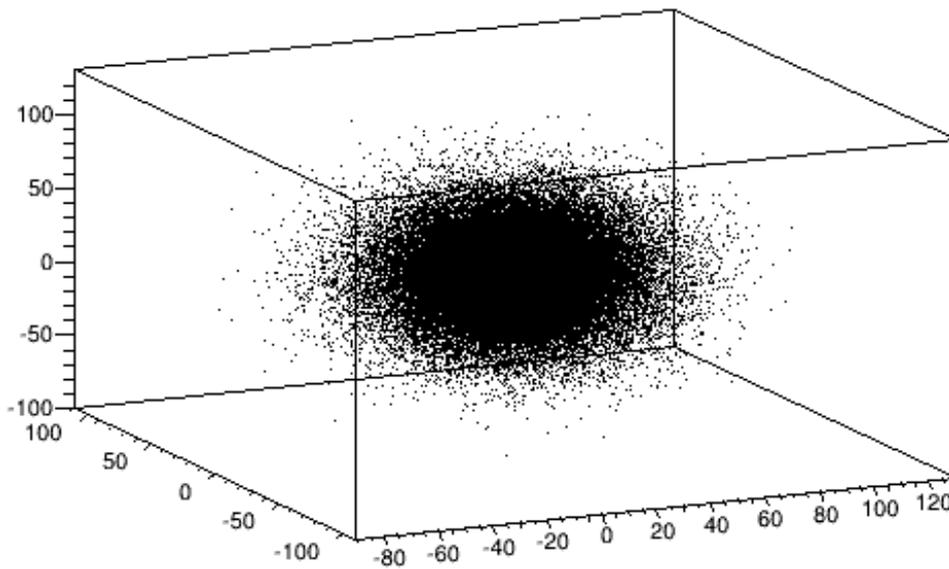


Figura 9: Posizione dei vertici per gli eventi che raggiungono i rivelatori

- $(N^\circ \text{ eventi rilevati})_i = n_{r,i}$
- $(N^\circ \text{ eventi simulati})_{tot} = n_{tot} = 10^9$
- Efficienza del rivelatore $i = 9, 10, 11, 12 = \epsilon_i$

In formule:

$$\epsilon_i = \frac{n_{r,i}}{n_{tot}} \quad (1)$$

$$\sigma_{\epsilon_i} = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{n_{tot}}} \quad (2)$$

L'efficienza così definita va intesa come efficienza totale, ovverosia estrapolata su tutti i possibili decadimenti dell' ^{42}Ar . Come detto precedentemente gli eventi simulati hanno l'energia vera, non quella misurata dai rivelatori. Pertanto prima di procedere alla stima delle efficienze si è fatto un processo di "*smearing*". Ad ogni evento di energia compresa tra 1500 e 1550 keV si è aggiunto un numero casuale avente una distribuzione gaussiana con media 0 e varianza pari a quella tabulata in tabella 1. Si è scelto di operare in questo intervallo perchè non sono previsti picchi di energia diversi da quello da 1524.7 keV [9]. L'effetto di questa operazione sugli eventi di Monte Carlo si può constatare nella figura 10 per i 4 rivelatori BEGe.

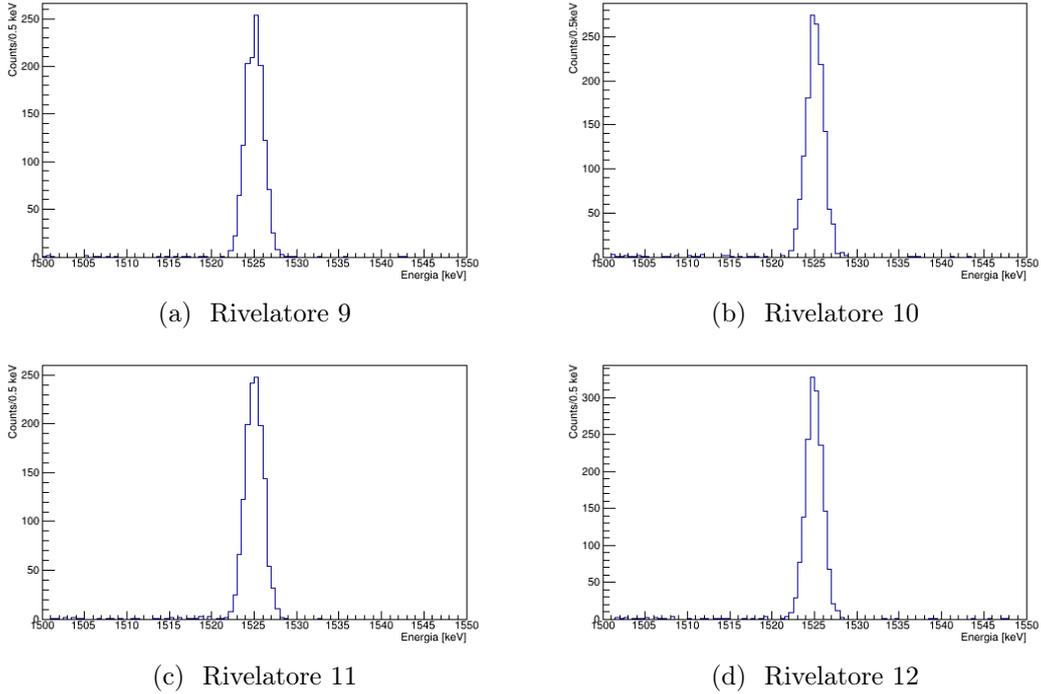


Figura 10: Risultato della simulazione di Montecarlo nell'intervallo di energia 1500÷1550 keV nei vari rivelatori dopo aver effettuato lo smearing

Per definire il numero di eventi di Monte Carlo si è proceduto mediante la seguente operazione di "*counting*". Per ogni rivelatore si è suddivisa la finestra tra 1500 e 1550 keV in tre parti: una parte come quella degli eventi di segnale più fondo ($S_{b,i}$) e altre due parti contenenti gli eventi di fondo ($b_{l,i}$, $b_{r,i}$). Si sono

considerati come eventi di segnale più fondo ($S_{b,i}$) tutti gli eventi con energia distante meno di $3\sigma_i$ dal picco di 1524.7 keV, con σ_i tabulato precedentemente; le due zone con energia minore ($b_{l,i}$) o maggiore ($b_{r,i}$) di tale intervallo sono state considerate per ottenere il valore del fondo. È stato scelto come intervallo degli eventi di segnale l'intervallo $[1524.7 - 3\sigma_i; 1524.7 + 3\sigma_i]$ con il duplice scopo di avere all'interno il 99.73% degli eventi di segnale e di non avere un intervallo troppo largo. Il numero di bin in questo intervallo è $n_{b,i}$. A questo punto si è ottenuto il numero di eventi per bin del fondo da $b_{l,i}$ e $b_{r,i}$ e lo si è moltiplicato per $n_{r,i}$ ottenendo la stima del numero totale di eventi di fondo sotto il picco γ di 1524.7 keV (b_i). Il numero di eventi di segnale è quindi:

$$n_{r,i} = S_{b,i} - b_i \quad (3)$$

A questo punto l'efficienza si calcola con la formula 1, mentre l'errore è scritto nell'equazione 2

I risultati di ϵ_i sono riportati in tabella:

N° rivelatore	ϵ_i	$\sigma_{\epsilon,i}$ (stat)	$\sigma\%$ (stat)
9	116.0×10^{-8}	3.4×10^{-8}	2.9%
10	124.9×10^{-8}	3.5×10^{-8}	2.8%
11	120.7×10^{-8}	3.5×10^{-8}	2.9%
12	156.4×10^{-8}	4.0×10^{-8}	2.5%

Tabella 2: Efficienza dei rivelatori per il ^{42}K

4.4 I dati: calcolo degli eventi di segnale e di fondo

Il procedimento per il calcolo degli eventi di segnale dai dati è stato svolto in maniera analoga a quanto fatto per il calcolo dell'efficienza dalle simulazioni Montecarlo. I risultati sono riportati in tabella 3:

N° rivelatore	$n_{r,i}$	$\sigma_{n_{r,i}}$ (stat)	$\sigma\%$ (stat)
9	53.5	7.5	14%
10	32.4	5.8	18%
11	41.8	6.6	16%
12	54.5	7.6	14%

Tabella 3: Numero di eventi raccolti nei vari rivelatori

4.5 Calcolo dell'attività dell' ^{42}Ar

Con i valori ottenuti si è quindi potuto calcolare le attività misurate da ogni rivelatore. In formule:

$$A_i = \frac{n_{s,i}}{\epsilon_i \cdot t_i \cdot \rho_{\text{LAr}} \cdot V_{\text{LAr}}} \quad [\mu\text{Bq kg}^{-1}] \quad (4)$$

Ove

- $\rho_{\text{LAr}} = 1390 \text{ kg m}^{-3}$ è la densità dell'argon liquido
- $V_{\text{LAr}} = 6.59734 \text{ m}^3$ è il volume dell'argon liquido contenuto nel cilindro
- ϵ_i tabulata in tabella 2
- t_i tabulato in tabella 1
- $n_{s,i}$ tabulato in tabella 3

I risultati sono riportati di seguito nella tabella 4:

N° rivelatore	$A_i \text{ } \mu\text{Bq kg}^{-1}$	$\sigma_{A_i} \text{ (stat) } \mu\text{Bq kg}^{-1}$	$\sigma\% \text{ (stat)}$
9	209	29	14%
10	108	19	18%
11	154	24	16%
12	145	20	14%

Tabella 4: Attività misurate dai singoli rivelatori

I vari valori dell'attività sono compatibili entro i 3σ , si è potuta quindi fare una media pesata. L'attività A risultante è:

$$A = 144 \pm 11(\text{stat}) \quad \mu\text{Bq kg}^{-1}$$

4.6 Stima dell'errore sistematico

I maggiori contributi all'errore sistematico sono riassunti in tabella 5.

La massa attiva è la massa di Ge che effettivamente svolge la funzione di rivelatore nell'esperimento. L'incertezza che si ha riguardo alla determinazione di questo parametro è relativamente alta per ogni rivelatore: 5.5%. Essa si è stimata tramite simulazioni di Monte Carlo e misure sperimentali ad hoc [1]. Tuttavia, ci si aspetta che la massa attiva dei rivelatori vari, da rivelatore a rivelatore, in

Causa errore sistematico	$\sigma\%$ (sist)
Massa attiva	2.8%
Dimensioni dei rivelatori	0.6%
Densità del LAr	0.5%
Altre imprecisioni geometriche	1.5%
Decadimenti di ^{42}K all'esterno del volume del cilindro	0.5%
Disomogeneità del decadimento spaziale del decadimento	0.7%
Totale dovuto alla geometria	3,4%
Sezioni d'urto e fisica di Geant4	4%
Totale	5.2%

Tabella 5: Principali contributi all'errore sistematico nella determinazione dell'attività del ^{42}K

maniera non correlata. Essendoci $N = 4$ rivelatori, si è potuto dividere l'errore sul singolo rivelatore per \sqrt{N} , ottenendo così il valore tabulato del 2.8%.

L'unica zona in cui il decadimento del ^{42}K potrebbe non essere uniforme è dentro le mini-shroud. All'esterno di esse, si è fatto in modo che non vi fossero campi elettrici presenti, come descritto precedentemente. Per dare una stima dell'errore sistematico all'interno delle mini-shroud si è proceduto tramite una simulazione di Monte Carlo che tenesse conto dei possibili campi elettrici interni. Si sono simulate varie situazioni di disomogeneità della densità di ^{42}K e la stima dell'errore sistematico proveniente da questo contributo è dello 0.7%, un valore piccolo rispetto agli altri contributi all'errore sistematico.

Le imprecisioni sul valore della densità del LAr, sulle dimensioni dei rivelatori, sulla possibilità di rivelare decadimenti di ^{42}K all'infuori del cilindro di raggio 1.0 m e altezza 2.1 m e su altre possibili cause di errore sistematico dovuto ad imprecisioni geometriche si sono stimate avere un basso impatto sull'errore sistematico totale, come lo si vede chiaramente dalla tabella.

Le incertezze in Geant4 dovute all'errore sul valore delle sezioni d'urto e di altri parametri fisici sono state stimate al 4%. È questo il principale contributo all'errore sistematico.

L'errore sistematico totale è pari al 5.2%. A questo punto si è potuta dare una stima del valore dell'attività dell' ^{42}Ar :

$$A = 144 \pm 11(stat) \pm 7(sist) \text{ } \mu\text{Bq kg}^{-1} \quad (5)$$

5 Discussione

5.1 I dati

Il contributo maggiore all'incertezza sull'attività dell' ^{42}Ar è dato dall'errore poissoniano associato al numero di eventi ottenuti tramite *counting* (tabella 3). Questo è in larga parte dovuto all'esiguo numero di eventi a disposizione in quelle energie nei set di dati a nostra disposizione. Notiamo (tabella 3) come il rivelatore 9 abbia quasi il doppio di eventi di segnale rispetto al rivelatore 10, un numero confrontabile rispetto al rivelatore 12 ed un numero maggiore rispetto al rivelatore 11. Dalle simulazioni Monte Carlo (tabella 2) ci si sarebbe dovuto aspettare un numero di eventi di segnale maggiore per il rivelatore 12 (è il più efficiente) e circa lo stesso numero di eventi di segnale per gli altri rivelatori. Anche la durata della presa dati farebbe pendere per un numero maggiore di eventi per il rivelatore 12. Questo risultato è giustificabile solo in parte con la bassa statistica che si ha a disposizione. Tale risultato forse è dovuto dall'effetto dei campi elettrici non uniformi all'interno della minishroud. L'errore sistematico (0.7%) attribuito a questo effetto è forse sottostimato.

5.2 Le simulazioni di Monte Carlo

Come possiamo vedere dalla figura 9, gli eventi rivelati decrescono esponenzialmente all'allontanarsi dal centro del cilindro, ove sono ubicati i rivelatori. La stessa figura 9 ci mostra anche che, se si fosse disposto di un volume maggiore di LAr, questo avrebbe influito in maniera irrisoria alla capacità dei rivelatori BEGe di rivelare ulteriori decadimenti. Questo significa come le dimensioni del cilindro di LAr siano ottimali per trovare l'attività dell' ^{42}Ar .

Possiamo immediatamente notare come l'errore statistico sull'efficienza può essere reso piccolo a piacere. Questo fatto è vero perché esso decresce come $(\sqrt{n_{tot}})^{-1}$ (equazione 2). Ci si è fermati ad $n_{tot} = 10^9$ poichè, se si avesse avuto un numero con un ordine di grandezza più grande, il costo computazionale sarebbe stato troppo elevato (ordine di grandezza di giorni). Questo fa sì che l'errore sulla stima di questo parametro sia abbastanza importante (vedi tabella 2). L'errore sull'efficienza, tuttavia, non è il contributo principale all'errore sull'attività.

5.3 Il calcolo dell'attività

Nel calcolo dell'errore statistico sull'attività non si è tenuto conto dei contributi all'errore totale dati da:

1. tempo t_i
2. densità ρ_{LAr}
3. Volume V_{LAr}

in quanto molto più piccoli rispetto agli altri errori in gioco. Il loro errore, in percentuale, non supera l'1% in nessuno dei casi. È dunque chiaro che questi contributi non influiscono sensibilmente alla stima dell'errore sull'attività A dell' ^{42}Ar

5.4 Gli errori sistematici

Il contributo principale all'errore sistematico è dovuto all'incertezza su valori fisici in Geant4. Al momento questo rappresenta un limite alla precisione raggiungibile nella misura dell'attività dell' ^{42}Ar .

6 Conclusioni

Si è misurato, utilizzando i dati della fase *I* dell'esperimento GERDA e i suoi rivelatori BEGe, l'attività dell' ^{42}Ar mediante l'osservazione del picco del ^{42}K a 1524.7 keV. Essa vale:

$$A = 144 \pm 11(\text{stat}) \pm 7(\text{sist}) \text{ } \mu\text{Bq kg}^{-1} \quad (6)$$

Tale valore risulta poco compatibile con il limite superiore pubblicato qualche anno fa in [15]:

$$A < 43 \text{ } \mu\text{Bq kg}^{-1} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (7)$$

Riferimenti bibliografici

- [1] K.H. Ackermann *et al.*, (*GERDA Collaboration*), Eur. Phys. J. C, 73 (2013).
- [2] C. Macolino, Mod. Phys. Lett. A 29, 1 (2014).
- [3] R. Brugnera e A. Garfagnini, *Status of the Gerda Experiment at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso*, Hindawi Publishing Corporation, Advances in High Energy Physics (2013).
- [4] M. Agostini *et al.*, (*GERDA Collaboration*), Phys. Rev. Lett 111, 122503 (2013).
- [5] R.B. Firestone, V.S. Shirley, C.M. Baglin, S.Y.F. Chu e J. Zipkin, *Table of Isotopes, 8 th Edition* (1996), Ed. Wiley.
- [6] <https://root.cern.ch/>
- [7] CANBERRA Broad Energy Ge (BEGe) Detector, URL: [<http://www.canberra.com/products/485.asp>].
- [8] Agostini, M *et al.*, Eur. Phys. J C 75, 39 (2015).
- [9] Agostini, M *et al.* (*GERDA Collaboration*), Eur. Phys. J C 75, 2764 (2014).
- [10] Agostini, M *et al.*, (*GERDA Collaboration*), Eur. Phys. J C 73, 2583 (2013).
- [11] M. Boswell *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 58, 1212 (2011).
- [12] S. Agostinelli *et al.* (*GEANT4 Collaboration*), Nucl. Instrum. Meth. A 506, 250 (2003).
- [13] J. Allison *et al.*, (*GEANT4 Collaboration*), IEEE Trans. Nucl. Sci. 53, 270 (2006).
- [14] O. A. Ponkratenko, V. I. Tretyak e Yu G. Zdesenko, Phys. Atom. Nuclei 63, 1282 (2000).
- [15] V.D. Ashitkov *et al.*, preprint arXiv:nucl-ex/0309001.