



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO

FACOLTÀ DI SCIENZE E TECNOLOGIE

Corso di Laurea Triennale in Fisica

Studio sulla presenza e l'identificazione di tracce di neutrini all'interno di paleo-detectors

Relatore:

Prof. Lino Miramonti

Correlatori:

Dott. Lorenzo Caccianiga

Dott. Claudio Galelli

Elaborato di:
Lorenzo Apollonio
Matricola: **931578**

Anno Accademico 2020/2021

*Ringrazio Lorenzo Caccianiga, Claudio Galelli, Federico, Linda e mia madre Laura
per avermi sempre aiutato quando ne avevo bisogno*

Introduzione

Nel corso del '900 si scoprì che la Terra è inserita in un flusso continuo di particelle. Uno degli obiettivi dei fisici fu subito quello di identificare le particelle incidenti e di misurarne la rispettiva energia e direzione di arrivo e, per questo scopo, vennero costruiti diversi rivelatori di particelle.

Le particelle che si vuole osservare hanno spesso diverse problematiche: in alcuni casi interagiscono molto raramente con la materia, come i neutrini che interagiscono solo debolmente e hanno sezioni d'urto dell'ordine di 10^{-42} cm^2 , in alcuni casi il flusso è estremamente basso, come per i raggi cosmici di energia $E \geq 10^{15} \text{ eV}$ il cui flusso è inferiore a 1 particella/ m^2 all'anno.

Per risolvere questi problemi sperimentalmente i rivelatori di particelle sono di grandi dimensioni e costruiti in ambienti controllati, in modo da essere schermati efficacemente da eventuali fondi. In questo modo è possibile ottenere una buona statistica sull'evento considerato in un tempo moderato.

Negli ultimi anni è stata proposta una tecnica alternativa di rivelazione delle particelle basata sull'analisi di minerali rimasti nel suolo terrestre per un tempo $t \simeq 10^9 \text{ yr}$, a questi minerali viene dato il nome di paleo-detectors. Nel corso della loro vita questi minerali sono stati esposti all'arrivo di un numero estremamente elevato di particelle. Alcune di queste hanno interagito con i nuclei presenti all'interno del materiale, provocandone lo spostamento e lasciando tracce identificabili anche adesso.

I paleo-detectors rappresentano una grande potenzialità nel mondo della fisica delle particelle: la vita dei minerali considerati è talmente elevata che anche un campione di massa $m \sim 100 \text{ g}$ possiede un elevato volume esposto, definito come il prodotto tra la massa del campione e il tempo di esposizione.

Lo svantaggio principale tuttavia è che un paleo-detector vive in un ambiente meno controllato rispetto ai rivelatori tradizionali rendendo il problema dei fondi molto rilevante.

Lo scopo di questa tesi è capire se alcuni minerali possano contenere informazioni di eventi di neutrino e se queste possano essere estrapolate.

L'elaborato è strutturato come segue:

- nel primo capitolo verrà presentata una panoramica generale dei paleo-detectors esponendo i metodi fisici con cui di formano le tracce e le potenzialità nello studio;
- nel secondo capitolo verrà affrontato il problema del background, considerando

tutte le possibili particelle che possono influenzare il minerale;

- nel terzo capitolo verranno esposti i vari tipi di eventi di neutrino che possono lasciare tracce all'interno di paleo-detectors;
- nel quarto capitolo verranno presi in considerazione alcuni minerali particolari e verranno studiati gli specifici contributi alla produzione di tracce;
- nel quinto capitolo verrà presa in considerazione la potenzialità del sito di Sudbury, che per le caratteristiche morfologiche e la presenza di un laboratorio sotterraneo (SNOLAB) costituisce un luogo di possibile ricerca di paleo-detectors;
- nel sesto capitolo verrà analizzata la possibilità di sfruttare i paleo-detectors per identificare supernove di origine Galattica;
- infine nell'ultimo capitolo saranno presentate le conclusioni del lavoro svolto e le prospettive per studi futuri su paleo-detectors.

Indice

1	I paleo-detectors	1
1.1	Tracce nei paleo-detectors	1
1.2	Potenzialità dei paleo-detectors	2
2	Backgrounds	4
2.1	Decadimenti radioattivi	4
2.2	Neutroni	7
2.3	Raggi cosmici	8
3	Il segnale	11
3.1	Neutrini Solari	12
3.2	DSNB	14
3.3	Neutrini atmosferici	16
3.4	Geoneutrini	16
4	Risultati	19
4.1	Spettro delle tracce	19
4.1.1	Sinjarite	20
4.1.2	Halite	21
4.1.3	Olivina	22
4.1.4	Nchwaningite	22
4.1.5	Epsomite	23
4.2	Risultati attesi	24
4.2.1	Alta esposizione	25
4.2.2	Alta risoluzione	26
5	Un possibile sviluppo	29
5.1	Sudbury	29
5.2	Morenosite	30
5.3	Simulazione	33
6	Supernove	37
6.1	Supernove Galattiche	37
6.2	Analisi	39
7	Conclusioni e prospettive	43
	Bibliografia	45

Capitolo 1

I paleo-detectors

Uno dei principali problemi nel mondo della fisica delle particelle riguarda l'identificazione di eventi rari. Allo stadio attuale ci sono due trend nell'evoluzione delle tecniche di rivelazione diretta: esperimenti che usano materiale sempre più radio-puro per l'osservazione del passaggio di particelle rare o esperimenti che sviluppano detectors direzionali per cui l'osservazione della direzione di arrivo offre la possibilità di rigettare eventi di background. Tutte e due le tecniche tuttavia pongono problemi nelle dimensioni richieste, sempre più grandi, dei detectors e nella purezza da raggiungere.

I paleo-detectors invece differiscono radicalmente da queste due linee di lavoro, in quanto propongono la ricerca di tracce presenti all'interno di minerali invece che l'osservazione in tempo reale di eventi all'interno di una massa target in laboratorio. Sono stati proposti principalmente per la ricerca di particelle di Materia Oscura (in particolare WIMP) ma potenzialmente possono essere usati anche per l'identificazione di altre particelle rare.

1.1 Tracce nei paleo-detectors

Le tracce lasciate all'interno dei paleo-detectors sono date dallo spostamento di un nucleo all'interno del materiale a seguito di rinculo elastico con una particella incidente [1], il range di queste tracce dipende dall'energia della particella entrante (per i neutrini si vedrà che il range si estende da 1 nm a 1 μm).

Per l'analisi delle tracce presenti all'interno dei materiali è importante definire lo spettro di lunghezza dR/dx . Questa funzione esprime il numero di particelle che hanno lasciato una traccia all'interno del minerale per unità di tempo, per unità di massa del target, per unità di lunghezza della traccia lasciata. Per computarla è necessario però definire anche altre due funzioni: il rate differenziale da rinculo nucleare $(dR/dE_R)_i$ e lo stopping power $(dE/dx)_i$.

$(dR/dE_R)_i$ esprime il tasso di particelle che perdono energia all'interno del minerale per unità di tempo, per unità di massa del campione, per unità di energia persa.

$(dE/dx)_i$ rappresenta lo stopping power, ovvero l'energia che un nucleo rinculante perde per unità di lunghezza percorsa all'interno di un materiale amorfo. La funzione

è definita per l'i-esimo nucleo, ma sommando su tutti i nuclei è possibile ottenere lo stopping power totale

$$\frac{dE}{dx_T} = \sum_N \left(\frac{dE}{dx_T} \right)_i \quad (1.1)$$

e da qui dedurre la traccia lasciate da un nucleo rinculante con energia E_R

$$x_T(E_R) = \int_0^{E_R} dE \left(\frac{dE}{dx_T}(E) \right)^{-1} \quad (1.2)$$

Adesso si può ricavare lo spettro dR/dx tramite la chain rule e pesando i contributi per la composizione nucleare del materiale attraverso la seguente formula:

$$\frac{dR}{dx} = \sum_N \xi_i \left(\frac{dE_R}{dx_T} \right)_i \frac{dR_i}{dE_R} \quad (1.3)$$

ξ_i rappresenta l'abbondanza percentuale del i-esimo nucleo all'interno del minerale.

1.2 Potenzialità dei paleo-detectors

Prima di entrare nell'analisi di quali eventi possono essere visti tramite paleo-detectors è doveroso soffermarsi sulle loro potenzialità da ricondurre in primis a una migliore esposizione rispetto agli esperimenti tradizionali.

Per giustificare questa affermazione si considerano infatti due scenari, che verranno ripresi anche in seguito nell'analisi dei risultati:

- caso ad alta esposizione, in cui un minerale di massa $m=100$ g, di età $t=1\times 10^9$ anni viene analizzato con una risoluzione sperimentale $\sigma=15$ nm;
- caso ad alta risoluzione, in cui un minerale di massa $m=10$ mg, di età $t=1\times 10^9$ anni viene analizzato con una risoluzione sperimentale $\sigma=1$ nm.

Nel primo scenario il volume esposto per un campione di vita $t=1\times 10^9$ anni è $\epsilon=100$ kg Myr. Negli esperimenti tradizionali è possibile pensare di ottenere una tale esposizione nel caso in cui $m_T=10^7$ kg con un tempo di esposizione sia $t_e=10$ yr. L'energia di rinculo di soglia necessaria per produrre tracce dell'ordine di 10 nm inoltre è dell'ordine di 1 keV. Tale energia è dello stesso ordine di grandezza dell'energia di soglia dei rivelatori che sfruttano gas nobili allo stato liquido e gassoso nella ricerca di Materia Oscura. La risoluzione sperimentale richiesta per questo scenario è raggiungibile sfruttando Small-Angle X-ray scattering (*SAXs*) [2]. Questa tecnica analizza lo scattering elastico a piccoli angoli (0.1° - 10°) di raggi X (con lunghezze d'onda tipicamente comprese tra 0.07-0.2 nm) che attraversano il materiale. Le informazioni ricavabili dipendono dal range angolare con cui viene realizzata, ma è possibile ottenere informazioni strutturali nella scala compresa tra 1 e 100 nm, rendendola perciò perfetta per l'analisi dei paleo-detectors.

Nel secondo scenario l'esposizione di un campione di vita $t=10^9$ yr è pari a $\epsilon=0.01$ kg Myr. L'idea qui è di analizzare le tracce con una risoluzione $\sigma=1$ nm. L'energia

di rinculo di soglia per produrre tracce di questa lunghezza è dell'ordine di 100 eV, raggiungibile solo da rivelatori criogenici bolometrici per la ricerca di Materia Oscura. L'esposizione tuttavia è tale che negli esperimenti tradizionali sarebbe necessaria una massa target $m_T=10^3$ kg con tempo di esposizione $t_e=10$ yr. Una risoluzione come quella richiesta in questo secondo scenario è raggiungibile tramite helium-ion beam microscopy [2]. Questa tecnica usa un fascio di ioni di elio per scannerizzare il campione fornendo una risoluzione che arriva fino a 0.24 nm. Il fascio che interagisce con il materiale, non provoca danni visibili a causa della massa relativamente leggera degli ioni di elio.

Oltre ai vantaggi derivanti dall'esposizione i paleo-detectors hanno il vantaggio unico di mantenere informazioni sulla storia passata. Tramite lo studio delle tracce lasciate è possibile ricostruire il flusso di particelle giunto sulla Terra. Tuttavia, confrontando minerali di età diversa si può ricostruire l'evoluzione del flusso stesso. Nel caso in cui il flusso preso in considerazione sia di neutrini uno studio di tale genere permetterebbe quindi di confermare o rigettare teorie sull'evoluzione della componente stellare presente all'interno della nostra Galassia.

A partire dal prossimo capitolo si considerano unicamente i neutrini come segnale mentre le altre particelle che possono portare alla formazione di tracce vengono discusse nella trattazione del background. Non vengono presi in considerazione i possibili contributi di materia oscura.

Capitolo 2

Backgrounds

I paleo-detectors, come visto, hanno il vantaggio, rispetto ai rivelatori di particelle convenzionali, di essere di piccole dimensioni e di offrire informazioni sull’evoluzione dei flussi di astroparticelle sulla Terra, tuttavia pagano il dazio di vivere in un ambiente meno controllato. Come visto in sezione 1.1 le tracce all’interno dei paleo-detectors derivano da scattering nucleare elastico, che può essere compiuto da neutrini, ma anche da altri tipi di particelle. I minerali presenti nel suolo terrestre mantengono quindi informazioni di particelle diverse dai neutrini che rappresentano delle fonti di background in questo lavoro di tesi. Ne sono state identificate tre:

- Decadimenti radioattivi;
- Neutroni;
- Raggi cosmici

2.1 Decadimenti radioattivi

Qualsiasi nucleo instabile compie un decadimento radioattivo che porta alla formazione di un nucleo più leggero e più stabile con annesso rilascio di energia e di altre particelle. Sono stati identificati tre tipi di decadimento:

- il decadimento α , in cui, oltre al nucleo più leggero viene emesso un nucleo di atomo di ${}^4\text{He}$ (definito particella α per l’appunto).



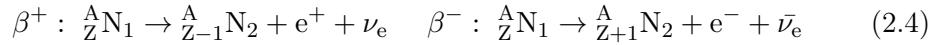
Questo è un decadimento a due corpi, i prodotti di reazione sono perciò caratterizzati da un’energia fissata, definita dalle seguente equazione:

$$T_2 = Q \frac{m_\alpha}{m_2 + m_\alpha} \quad (2.2)$$

$$T_\alpha = Q \frac{m_2}{m_2 + m_\alpha} \quad (2.3)$$

dove Q è il Q-value del decadimento, definito come $Q = m_1 - m_2 - m_\alpha$, con le masse misurate nel sistema di unità naturali in eV;

- i decadimenti β , divisi in β^+ e β^- e caratterizzati come segue:



Sia il decadimento β^+ che il decadimento β^- sono a 3 corpi, lo spettro di emissione è perciò uno spettro continuo;

- i decadimenti γ , dove si ha il passaggio di un nucleo da uno stato eccitato a uno stato disecchitato con l'emissione di un fotone.

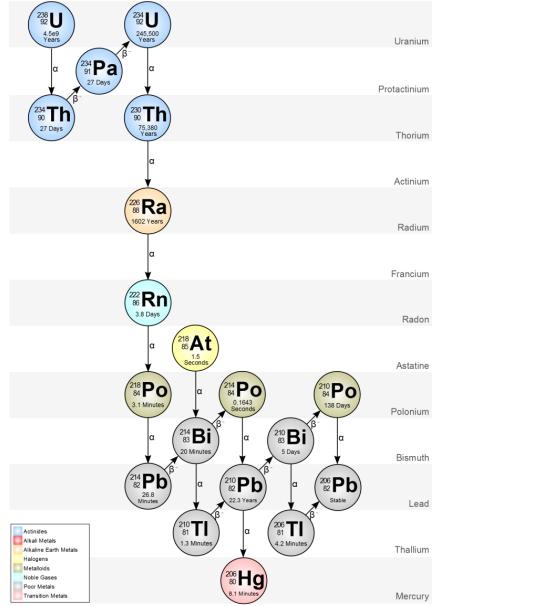
I nuclei più leggeri prodotti da questi decadimenti possono o essere stabili o essere instabili portando perciò a un secondo decadimento. L'effetto netto è la formazione di una catena radioattiva in cui sono presenti sia decadimenti α sia decadimenti β . Come si vede dalle formule 2.1 e 2.4 il decadimento α porta al passaggio del numero di massa da A a $A-4$, mentre un decadimento β lascia il numero di massa A invariato. Una catena in cui sono presenti entrambi i decadimenti porta quindi sempre ad abbassare A di 4 o a lasciarlo invariato. Sono state identificate quattro catene di decadimento, definite a partire dal loro elemento padre:

- la serie di ${}^{232}\text{Th}$
- la serie di ${}^{238}\text{U}$
- la serie di ${}^{235}\text{U}$
- la serie di ${}^{237}\text{Np}$

I minerali che possono essere presi in considerazione come paleo-detectors devono essere cercati all'interno del suolo terrestre. Nell'ambiente circostante il minerale sono presenti concentrazioni non nulle di isotopi radioattivi, inoltre lo stesso minerale può essere caratterizzato da impurezze del reticolo in cui uno o più nuclei sono stati sostituiti da nuclei radioattivi. Nel corso della loro vita i paleo-detectors sono perciò esposti alla presenza di tutti i tipi di decadimento. I decadimenti β e i decadimenti γ producono fotoni, elettroni e neutrini veloci che non danno luogo a tracce all'interno del minerale [3].

I decadimenti più significativi sono perciò i decadimenti α i cui prodotti sono due particelle monoenergetiche: un nucleo di energia $E_N \sim 100$ keV e una particella α di energia $E_\alpha \sim 1$ MeV. L'energia delle particelle α è tale da produrre tracce di qualche μm [1], che come si vedrà in seguito è una lunghezza superiore al range considerato per i neutrini, di conseguenza si possono ignorare le particelle α come sorgente di background. Non si possono però ignorare i nuclei prodotti nel decadimento che scatterano con i nuclei presenti all'interno del minerale e producono tracce indistinguibili da quelle dei neutrini.

I minerali formati a partire dalla crosta terrestre presentano concentrazioni signifi-

Figura 2.1: Catena di decadimento di ^{238}U

cative di ^{238}U . La catena di decadimento di ^{238}U è caratterizzata da otto decadimenti alpha di cui il primo ha tempo di dimezzamento $T_{1/2}=4.5$ Gyr, mentre la somma dei tempi di dimezzamento dei restanti decadimenti è 0.3 Myr. Quindi, considerando tempi di vita di $O(1\text{Gyr})$ per i minerali usati come paleo-detectors, quasi tutto il ^{238}U che avrà eseguito il primo decadimento avrà anche raggiunto l'ultimo isotopo stabile completando tutta la catena. All'interno del paleo-detector saranno presenti otto tracce connesse spazialmente, perciò, nonostante l'effetto sia uguale a quello delle tracce lasciate dai neutrini, l'identificazione di questo pattern permetterà l'esclusione di quest'ultime.

Il secondo decadimento α della catena ($^{234}\text{U} \rightarrow ^{230}\text{Th} + \alpha$) ha un tempo di dimezzamento $T_{1/2}=0.25$ Myr. Sarà perciò presente una popolazione non ignorabile di isotopi che compierà un solo decadimento e che produrrà una singola traccia non più distinguibile. Il numero di decadimenti singoli è dato da

$$N_{1\alpha} = N_{238}^0 \frac{\lambda_{238}}{\lambda_{234} - \lambda_{238}} (e^{-\lambda_{238}t} - e^{-\lambda_{234}t}) \quad (2.5)$$

dove λ è la costante di decadimento, legata al tempo di dimezzamento tramite $\lambda = \ln(2)/T_{1/2}$ [4]. Considerando ora un t compreso tra 0.3 Myr e 4.5 Gyr, assunzione in linea con le vite dei paleo-detectors che si stanno considerando, si ottiene

$$N_{1\alpha} = N_{238}^0 \frac{\lambda_{238}}{\lambda_{234}} \quad (2.6)$$

Il numero di queste tracce varia perciò a seconda del numero di nuclei di ^{238}U iniziali e quindi in base alla concentrazione di ^{238}U all'interno del minerale, che per comodità nelle successive sezione verrà fissata a 0.01 ppb.

Si può anche calcolare l'energia del nucleo uscente dal questo decadimento: tramite la formula 2.2 e prendendo $m_{238} = 222545.37$ MeV, $m_{234}=219782.99$ MeV e $m_\alpha=3758.10$ MeV si ottiene una energia di rinculo $T_{234} = 71.8$ keV [5].

2.2 Neutroni

Non tutto il ^{238}U decade α , una piccola frazione compie una fissione spontanea. Il processo dà vita a due nuclei figli che rinculano l'uno contro l'altro e decadono in nuclei stabili. Oltre a quest'ultimi la fissione spontanea dà luogo a ~ 2 neutroni di energia di ~ 1 MeV, che perdono principalmente energia tramite scattering elastico con i nuclei del minerale, lo spostamento di quest'ultimi dà origine a tracce.

Il libero cammino medio dei neutroni nella materia è dell'ordine dei cm, nei rivelatori standard questo viene usato come termine di selezione: i neutroni interagiscono più volte (arrivano a eseguire 100-1000 interazioni prima di fermarsi) creando una catena di eventi separati da distanze di pochi cm facilmente riconoscibile. Nel caso dei paleo-detectors, le ridotte dimensioni del campione e la mancanza di informazione sui tempi di arrivo rendono impossibile riconoscere le tracce generate e scartarle, di conseguenza i neutroni rappresentano un fondo particolarmente fastidioso non ignorabile.

Il numero di eventi di fissione spontanea in relazione al numero iniziale di nuclei di ^{238}U è

$$N_{\text{FS}} = N_{238}^0 (1 - e^{-\lambda_{238} t}) \frac{T_{1/2}^{238}}{T_{1/2}^{238;\text{FS}}} \quad (2.7)$$

dove $T_{1/2}^{238;\text{FS}}$ è il tempo di dimezzamento per la fissione spontanea, in ^{238}U e vale 8.2×10^{15} yr.

Oltre che nella fissione spontanea i neutroni vengono prodotti anche nelle reazioni (α, N) , dove particelle α interagiscono con nuclei più pesanti



Il numero delle particelle α è $\sim 10^7$ volte più grande di quello dei neutroni prodotti da fissione spontanea, quindi, nonostante solo una piccola frazione di paricelle α compie reazioni (α, N) , il contributo al flusso di neutroni è significativo.

A seconda della composizione del materiale considerato, il flusso di neutroni può essere dominato dagli eventi di fissione spontanea o dalle reazione (α, N) : solitamente è più importante il contributo (α, N) per nuclei leggeri, mentre diventa più importante il contributo dato dalla fissione spontanea per nuclei pesanti.

In caso di scattering isotropo di un neutrone con un nucleo il rapporto x tra l'energia del neutrone dopo l'urto e l'energia iniziale oscilla tra

$$x_{\min} = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2} \quad e \quad x_{\max} = 1$$

dove A è il numero di massa del nucleo scatterato. Si vede subito che nel caso in cui il nucleo scatterato sia idrogeno si ha che $x_{\min} = 0$ mentre $x_{\max} = 1$ [6]. I neutroni

perdono quindi una piccola parte della loro energia se scatterati da nuclei pesanti, mentre possono perderne una parte grande se scatterati con nuclei leggeri. In media un neutrone da fissione spontanea fa rinculare un nucleo di idrogeno ~ 4 volte con $E_R \simeq 10$ keV, mentre fa rinculare nuclei di $m_N \sim 10$ GeV ~ 20 volte con energia $\simeq 1$ keV, infine fa rinculare nuclei con $m_N \sim 100$ GeV ~ 30 volte con energia $E_R \geq 10$ keV. Per quanto riguarda i neutroni da (α, N) si passa dai ~ 7 urti con idrogeno, ai ~ 50 urti con nuclei di $m \sim 100$ GeV, con energie però sempre di $\simeq 1$ keV.

Poichè le sezioni d'urto di interazione tra i neutroni e gli atomi di idrogeno sono superiori rispetto a quelle tra neutroni e nuclei più pesanti, se in un paleo-detector sono presenti atomi di idrogeno, i neutroni scattereranno principalmente con quest'ultimi, dando luogo a un numero di tracce da rinculo nucleare inferiore rispetto ai materiali che non contengono idrogeno. Inoltre dato che lo stopping power aumenta all'aumentare della carica del nucleo assumiamo che lo stopping power per nuclei di idrogeno e elio sia troppo piccolo per dare luogo a tracce. Quindi, come sarà confermato anche nei capitoli successivi, la presenza di atomi di idrogeno nella formula chimica è importante per identificare dei buoni minerali da usare come paleo-detector.

2.3 Raggi cosmici

Con il termine raggi cosmici si definiscono le particelle ad alta energia provenienti dal cosmo che incidono sull'atmosfera terrestre (definiti raggi cosmici primari) più i prodotti derivanti dall'interazione di quest'ultime con l'atmosfera stessa (definiti raggi cosmici secondari). I raggi cosmici sono stati scoperte inizialmente da Victor Franz Hess nel 1912 tramite pallone areostatico e da allora si è continuato a studiarli portando a scoperte importanti, come l'identificazione del positrone e^+ nel 1932 e dei muoni e pioni alla fine degli anni '40 [7].

Le particelle cariche primarie sono composte da protoni (86%), particelle α (11%), nuclei più pesanti (1%) e elettroni (2%).

Come si vede dalla figura 2.2 il flusso di raggi cosmici diminuisce all'aumentare dell'energia seguendo una legge esponenziale del tipo

$$\frac{dN}{dE} = E^{-\gamma} \quad (2.9)$$

Superata l'energia di pochi GeV e fino al cosiddetto *ginocchio (knee)*, situato intorno al valore di 10^{16} eV, γ vale circa 2.7; oltre, fino alla *caviglia (ankle)*, quando $E \approx 4 \times 10^{18}$ eV, γ vale circa 3.0; infine, fino a $E_{CO} \approx 4 \times 10^{19}$ eV, γ ridiscende al valore di 2.69. Oltre, il flusso dei raggi cosmici cade velocemente con un cut-off esponenziale.

I raggi cosmici primari arrivano nell'atmosfera, successivamente interagiscono con quest'ultima e, se hanno energia sufficiente, ciò porta alla produzione di nuove particelle. L'energia del raggio cosmico primario viene ripartita nelle nuove particelle prodotte. Quest'ultime possono interagire nuovamente con l'atmosfera e generare nuovi prodotti. Quello che viene innescato all'arrivo di un raggio cosmico primario è un meccanismo di produzione a valanga in cui l'effetto netto è la formazione di uno

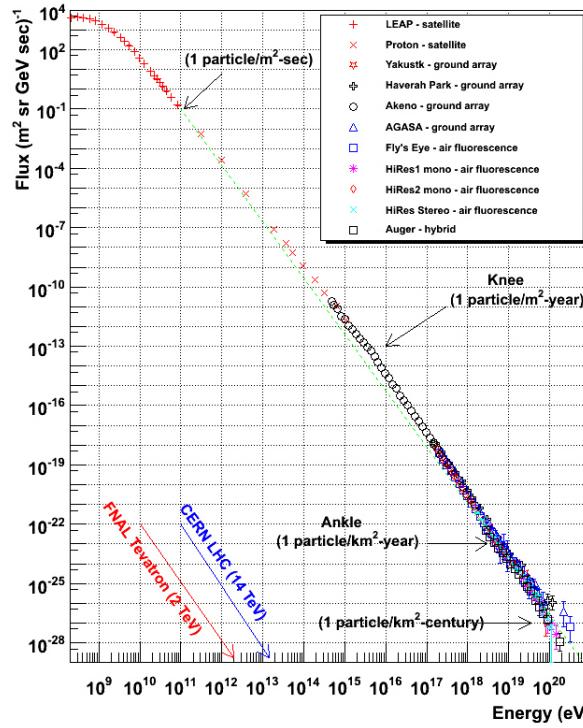


Figura 2.2: Flusso di raggi cosmici come misurato da diversi esperimenti

sciame di particelle chiamato *Extensive Air Shower* (EAS). Le caratteristiche degli EAS variano a seconda della natura e dell'energia del primario, ma si distinguono principalmente in sciami elettromagnetici e sciami adronici.

Uno sciamone elettromagnetico si forma nel momento in cui un fotone che impatta sull'atmosfera produce una coppia di leptoni e^+ e^- . I due leptoni a loro volta perdono energia per Bremsstrahlung emettendo un fotone, questo può provocare nuovamente la produzione di coppie e alla seguente emissione di un ulteriore fotone. Lo sciamone si interrompe nel momento in cui l'energia dei fotoni prodotti è tale che la sezione d'urto per produzione di coppie diventa minore di quella di ionizzazione. L'energia in questione viene definita energia critica. I prodotti di uno sciamone elettromagnetico sono quindi unicamente γ , e^+ , e^- che non lasciano tracce all'interno dei paleo-detectors. Più significativi sono invece gli sciami adronici. L'impatto di un protone nell'atmosfera porta alla produzione di pioni carichi (π^+ e π^-) e di pioni neutri (π^0). I pioni neutri decadono in 2γ , con un tempo di vita media pari a 8×10^{-17} s. I fotoni a loro volta danno origine a sciami elettromagnetici.

I pioni carichi decadono con una vita media di $\tau=26$ ns in un muone (o antimuone) e un antineutrino (o un neutrino) muonico nel modo seguente

$$\begin{aligned}\pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu\end{aligned}$$

I muoni (antimuoni) prodotti a loro volta decadono con una vita media di $\tau=2200$ ns in

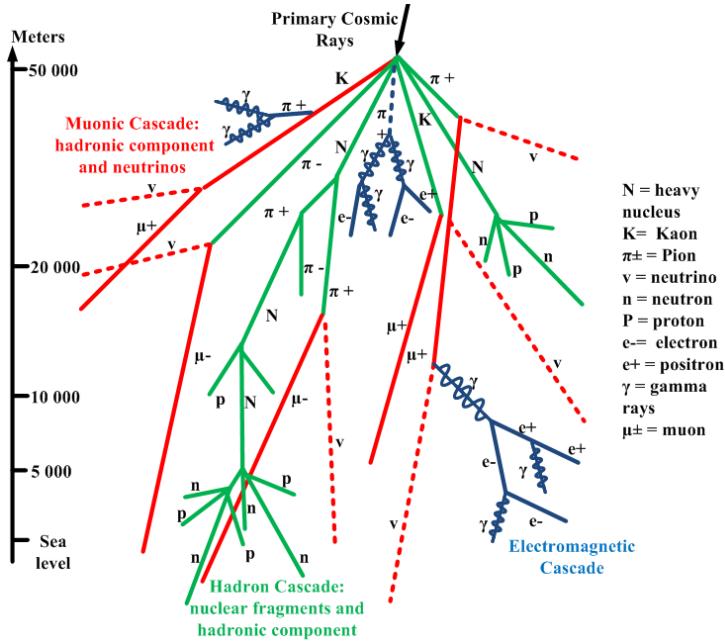


Figura 2.3: Rappresentazione schematica di uno sciame adronico

$$\begin{aligned}\mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$

Il cammino libero medio del decadimento del muone vale $\lambda = \gamma c \tau$ dove γ è il fattore Lorentziano calcolabile come $\gamma = E_\mu/m_\mu c^2$. Dato che i muoni hanno $m_\mu = 0.105$ GeV, il cammino libero medio per un muone di 1 GeV vale 6.6 km, valore inferiore all'altezza dell'atmosfera. Invece per un muone di 3 GeV λ vale 20 km, valore paragonabile con la distanza tra il punto di produzione dei muoni e il livello del mare. Esiste quindi un flusso non ignorabile di muoni che arrivano al suolo.

I muoni che arrivano al suolo successivamente interagiscono con i nuclei dei materiali presenti nel terreno dando origine a neutroni veloci. Negli esperimenti tradizionali questo flusso di neutroni può essere mitigato tramite tecniche di schermaggio, nei paleo-detectors si aggiunge invece ai neutroni definiti nella sezione precedente e lascia tracce all'interno dei minerali. Il flusso di neutroni da muoni cosmici a 2 km di profondità è $\approx 10^{-2} \text{ m}^{-2} \text{ yr}^{-1} = 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ Gyr}^{-1}$. Un flusso di questa portata diventa un fondo troppo importante per i paleo-detectors ma se si scende a una profondità di 5 km il flusso scende fino a $\approx 1 \text{ cm}^{-2} \text{ Gyr}^{-1}$, rendendolo ignorabile [8].

Si può affermare quindi che al di sotto di 5 km di profondità il fondo dovuto ai raggi cosmici è totalmente ignorabile.

Tra le particelle prodotte nei decadimenti dei raggi cosmici e che possono dare luogo a tracce ci sono anche neutrini e antineutrini. Dal punto di vista di questo progetto queste particelle rappresentano un segnale e verranno affrontate nel prossimo capitolo ma, a seconda del tipo di studio che si vuole fare, possono rappresentare un fondo.

Capitolo 3

Il segnale

All'interno di questa tesi si vuole analizzare se è possibile identificare tracce lasciate da neutrini nel passare all'interno di paleo-detectors. In letteratura erano già state studiate le potenzialità dei paleo-detectors nello studio delle possibili tracce lasciate da neutrini provenienti all'esterno dell'atmosfera o derivanti dai prodotti secondari dei raggi cosmici. In questo elaborato si vuole ampliare il discorso valutando anche le tracce generate dai geoneutrini, ovvero gli antineutrini prodotti a seguito di decadimenti β da materiali presenti sulla Terra e osservati per la prima volta dall'esperimento Borexino [9]. Il segnale studiato è dato quindi da:

- neutrini solari;
- neutrini da Supernove diffuse (Diffuse Supernova Neutrino Background);
- neutrini atmosferici;
- geoneutrini

I neutrini con energie fino a ≈ 100 MeV compiono principalmente coherent elastic scattering con i nuclei, dando luogo a rinculo nucleare. Il processo non dipende dalla famiglia del neutrino considerato, di conseguenza nella trattazione dei vari contributi è possibile ignorare le oscillazioni di neutrino [10].

Nel caso dei neutrini il rate differenziale da rinculo nucleare per unità di massa target si può calcolare come

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{1}{m_T} \int_{E_\nu^{\min}} dE_\nu \frac{d\sigma}{dE_R} \frac{d\Phi}{dE_\nu} \quad (3.1)$$

dove E_R è l'energia di rinculo nucleare, $d\sigma/dE_R$ è la sezione d'urto differenziale di urto coerente elastico e $E_\nu^{\min} = \sqrt{m_T E_R / 2}$ è l'energia minima del neutrino per indurre un rinculo con energia E_R . La sezione d'urto differenziale vale

$$\frac{d\sigma}{dE_R}(E_R, E_\nu) = \frac{G_F^2}{4\pi} Q_W^2 m_T \left(1 - \frac{m_T E_R}{2E_\nu^2}\right) F^2(E_R) \quad (3.2)$$

dove G_F è la costante di accoppiamento di Fermi mentre Q_W vale

$$Q_W = (A_T - Z_T) - (1 - 4\sin^2\theta_W)Z_T \quad (3.3)$$

θ_W è l'angolo di accoppiamento debole, mentre A_T e Z_T sono rispettivamente il numero di massa e il numero atomico dei nuclei presenti nel paleo-detectors.

$F(E_R)$ è il fattore di forma che per i calcoli nelle sezioni successive sarà il fattore di forma di Helm

$$F(E_R) = 3 \frac{\sin(qr_n) - qr_n \cos(qr_n)}{(qr_n)^3} e^{(qs)^2/2} \quad (3.4)$$

dove $q = \sqrt{2m_T E_R}$ è il momento trasferito e r_n è il raggio nucleare efficace con $r_n^2 \approx c^2 + 7/3\pi^2 a^2 - 5s^2$ con $a \approx 0.52$ fm, $c \approx (1.23 A_T^{1/3} - 0.6)$ fm e $s \approx 0.9$ fm.

3.1 Neutrini Solari

Il Sole si sostenta grazie alla fusione di nuclei di idrogeno. La pressione generata da queste reazioni dall'interno verso l'esterno controbilancia la pressione gravitazionale e impedisce il collasso. Tra le reazioni che si susseguono ne esistono anche diverse che portano alla produzione di ν_e che, una volta generati, viaggiano indeflessi isotropicamente. Parte di questi neutrini raggiunge anche la Terra ed è stata proprio l'identificazione di questo flusso di neutrini a portare alla verifica del modello solare standard, ovvero il modello teorico dietro alle reazioni che avvengono all'interno della nostra stella.

Il processo base è determinato dalla cosiddetta catena protone-protone che ha come effetto netto la fusione di quattro protoni per produrre un nucleo di ${}^4\text{He}$, due e^+ e due ν_e [7].

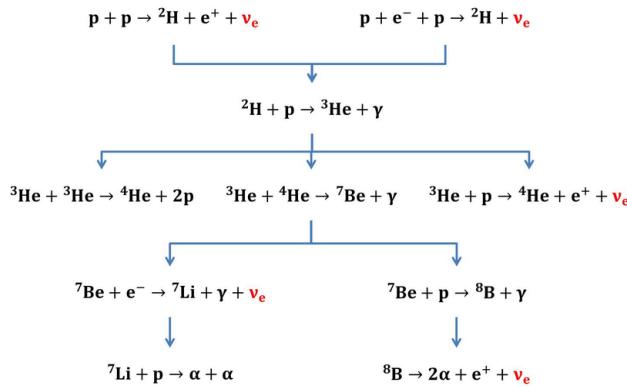


Figura 3.1: Rappresentazione schematica delle reazioni all'interno della catena pp

Come si vede dalla figura 3.1 esistono cinque reazioni che portano alla produzione di neutrini.

La prima è la reazione pp (${}^1\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \bar{\nu}_e$) che porta alla produzione di neutrini di E_ν inferiore ai 0.42 MeV.

La seconda, definita pep (${}^1\text{H} + e^- \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$), è una reazione che ha solamente due prodotti, quindi i neutrini risultanti sono monoenergetici con $E_\nu=1.44$ MeV.

La terza è la hep (${}^3\text{He} + {}^1\text{H} \rightarrow \alpha + e^+ + \bar{\nu}_e$) con neutrini prodotti di E_ν inferiore a

18.8 MeV. Questa reazione è tuttavia enormemente sfavorita rispetto alle altre due che coinvolgono il ^3He quindi il flusso di neutrini sarà inferiore rispetto agli altri contributi, come si può vedere infatti dalla figura 3.2.

La quarta reazione è la ^7Be ($^7\text{Be} + \text{e}^- \rightarrow ^7\text{Li} + \nu_e$) che come la *pep* ha due prodotti. L'energia del neutrino è quindi fissata, tuttavia il 90% dei casi porta un neutrino di E_ν pari a 0.861 MeV, mentre il 10% a un neutrino di E_ν di 0.383 MeV, la differenza è legata al fatto che il ^7Be che reagisce può essere o nel ground-state o in uno stato eccitato metastabile.

L'ultima reazione è quella di ^8B ($^8\text{B} \rightarrow 2\alpha + \text{e}^+ + \nu_e$) dove i neutrini prodotti hanno E_ν inferiore a 15 MeV e come si vede dalla figura 3.2 sono dominanti alle energie più alte.

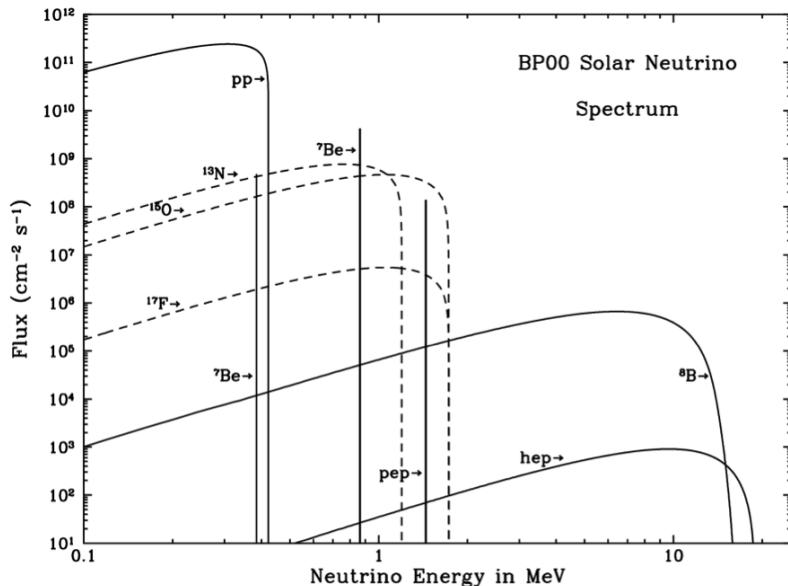


Figura 3.2: Grafico rappresentante i flussi misurati a terra dei neutrini prodotti nelle reazioni del Sole. I neutrini della catena pp sono rappresentati tramite una linea continua mentre i neutrini del ciclo *CNO* sono rappresentati tramite linea tratteggiata.

All'interno del Sole, e delle stelle in generale, sono presenti anche elementi più pesanti di idrogeno e elio che danno vita a ulteriori reazioni nucleari, tra queste è importante il ciclo *CNO*. L'effetto netto del ciclo è $^4\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + 2\text{e}^+ + 2\nu_e$, come nella catena pp. La barriera Coulombiana per questo ciclo tuttavia è 6-7 volte più elevata rispetto alle reazioni della catena pp, questo fa sì che il ciclo *CNO* sia dominante ad alte temperature.

Come si può vedere dalla figura 3.3 all'interno del ciclo sono presenti due reazioni che producono neutrini.

La prima è la reazione di decadimento β^+ di ^{13}N ($^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + \text{e}^+ + \nu_e$) per cui i neutrini prodotti hanno energia inferiore a 1.20 MeV.

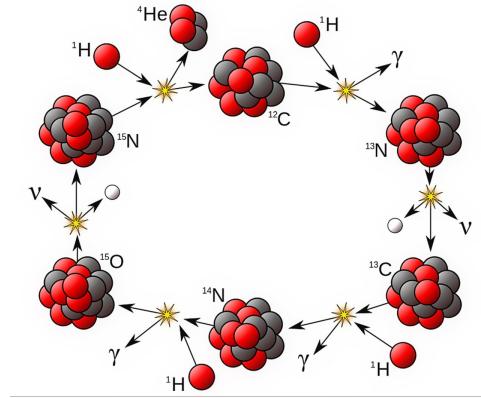
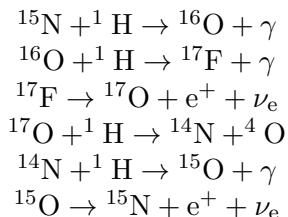


Figura 3.3: Rappresentazione schematica delle reazione presenti all'interno del ciclo *CNO*

La seconda è il decadimento di ^{15}O ($^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + \text{e}^+ + \nu_e$) con produzione di neutrini con energia inferiore a 1.73 MeV.

Il ciclo *CNO* espresso sopra non è tuttavia completo, nello 0.04% dei casi il ^{15}N finale non torna a produrre ^{12}C ma produce ^{16}O , innescando un ciclo sottodominante.



È necessario aggiungere perciò un'ultima reazione di produzione di neutrini detta ^{17}F ($^{17}\text{F} \rightarrow ^{17}\text{O} + \text{e}^+ + \nu_e$), i neutrini prodotti hanno energia inferiore a 1.73 MeV. Come si vede dalla figura 3.4 i neutrini del ciclo *CNO* generano un contributo importante al flusso nonostante il ciclo sia sottodominante nel Sole.

3.2 DSNB

Con il termine *Diffuse Supernova Neutrino Background* (DSNB) si intende il flusso di neutrini e antineutrini prodotti da core-collapse Supernove nell'universo raggiungibile [11].

Nel 1987 venne osservata la Supernova SN 1987A situata nella Grande Nube di Magellano a una distanza di 50 kpc. Poche ore prima che venisse identificata nell'ottico i rivelatori Kamiokande-II, Baksan e Irvin-Michigan-Brookhaven (IMB) osservarono un eccesso di eventi di neutrino (in totale vennero visti 24 eventi). Questa fu la prova

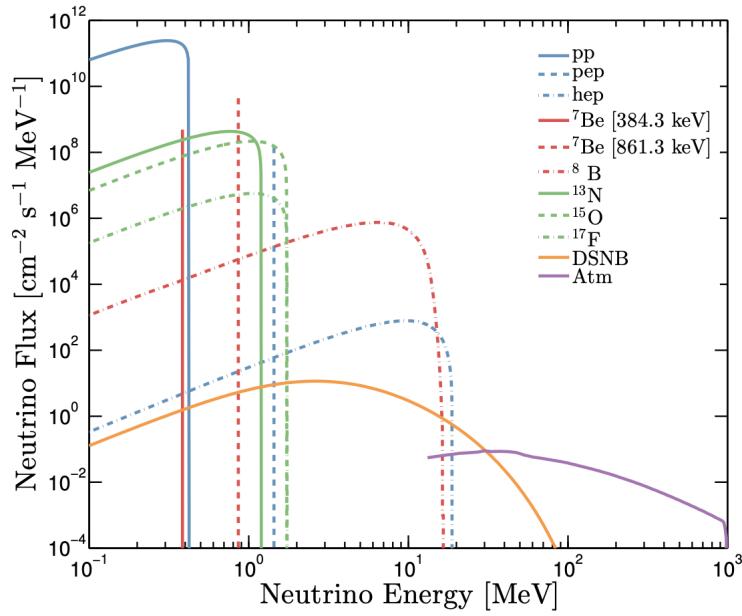


Figura 3.4: Flusso calcolato al suolo dei neutrini solari, atmosferici (Atm) e di Supernove diffuse (DSNB)

che almeno alcuni tipi di Supernove producono neutrini.

Le stelle sono alimentate da reazioni termonucleari che bruciano idrogeno per formare elementi più pesanti, tuttavia solo le stelle più pesanti ($M \geq 8M_{\odot}$) riescono a superare la barriera Coulombiana e bruciare carbonio e ossigeno fino a formare ferro. I nuclei di ferro non possono più compiere reazioni di fusione per formare elementi più pesanti, si innescano perciò reazioni foto-nucleari che distruggono il ferro, portando al collasso della stella. Le densità presenti nella stella in questo momento sono comparabile alle densità nucleari. Il passo successivo è la formazione di uno scoppio verso l'esterno che provoca la formazione della supernova ottica. Dato che le stelle raggiungono densità pari alle densità nucleari, nessuna particella oltre ai neutrini può venire emessa e perciò l'esplosione è accompagnata da un enorme flusso di neutrini. Le Supernove sono rare all'interno delle galassie, perciò non è possibile definire un flusso continuo nel tempo di neutrini provenienti da Supernove presenti nella nostra Galassia ma è comunque possibile definire un flusso di neutrini derivante da core-collapse Supernove presenti all'esterno della Via Lattea. Questo flusso è isotropo e dipendente dallo spettro integrato nel tempo dei neutrini emessi da una supernova ($\varphi(E_{\nu})$) e dal rate di core-collapse supernove ($R_{SN}(z)$) presenti nell'universo. Lo spettro a Terra può essere calcolato quindi nella forma

$$\frac{d\phi}{dE_{\nu}} = \int_0^{\infty} (1+z)\varphi(E_{\nu}(1+z))R_{SN}(z) \left| c \frac{dt}{dz} \right| dz \quad (3.5)$$

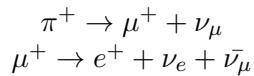
dove l'integrale temporale è stato trasformato in un integrale sul redshift. Si assume inoltre che i neutrini non subiscano cambiamenti tra la supernova e la Terra: non

vengono prese in considerazione le oscillazioni di neutrino e non ci si aspetta alcun effetto esotico

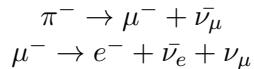
Come si vede poi dalla figura 3.4 il flusso *DSNB* risulta sottodominante sia rispetto ai neutrini solari, sia rispetto ai neutrini atmosferici. Solo tra i 10 e i 30 MeV risulta dominanti [12].

3.3 Neutrini atmosferici

Come visto in sezione 2.3 tra i prodotti di decadimento degli sciami adronici ci sono anche neutrini e antineutrini. In particolare sono generati da due reazioni



a queste due reazioni vanno aggiunte le equivalenti con cariche opposte che producono antineutrini



I neutrini atmosferici sono stati importanti per identificare le oscillazioni di neutrino. Come si vede dalla figura 3.4 i neutrini atmosferici risultano dominanti ad alte energie. I neutrini atmosferici infatti, essendo tra i prodotti secondari dei raggi cosmici primari, arrivano ad avere energie molto elevate, anche ben superiori al GeV [13], tuttavia per l'ordine di lunghezza delle tracce studiate in questa tesi si sceglie di fermarsi a 1 GeV di energia. Si può dire che ai fini del lavoro i neutrini atmosferici sono dominanti nella fascia 30 MeV - 1 GeV.

3.4 Geoneutrini

La Terra contiene enormi quantità di materiale radioattivo. Come visto nella sezione 2.1, gli isotopi radioattivi decadono in nuclei leggeri più stabili attraverso due tipi di reazioni: i decadimenti α e i decadimenti β . Il susseguirsi di decadimenti α e β fino alla formazione di un nucleo stabile forma una catena di decadimento. Le quattro catene di decadimento identificate in natura sono:

- la serie di ^{232}Th
- la serie di ^{238}U
- la serie di ^{235}U
- la serie di ^{237}Np

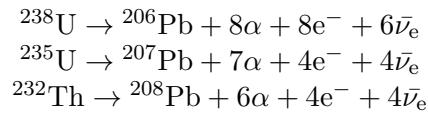
La Terra è perciò una sorgente di antineutrini provenienti dai decadimenti β^- presenti nelle catene radioattive. Questi vengono definiti geoneutrini e sono stati rivelati per la prima volta da Borexino [14].

Il ^{237}Np ha una vita media di 2.14×10^6 yr, tempo che è molto inferiore all'età della

Terra (4.5×10^9 yr), si può quindi considerare che tutto il ^{237}Np presente inizialmente sia totalmente esaurito. La somma delle vite medie degli elementi successivi presenti nella catena, fino al ^{209}Bi che è un elemento stabile, è pari a 2.346×10^5 yr, si può quindi considerare che tutta la catena sia esaurita. Le vite dei paleo-detectors sono dell'ordine di 10^9 anni, si può quindi considerare che la catena di ^{237}Np fosse già esaurita nel momento della formazione del minerale, si può quindi ignorare nello studio dei geoneutrini.

I tempi di dimezzamento per il ^{232}Th ($T_{1/2} = 1.40 \times 10^{10}$ yr), per il ^{238}U ($T_{1/2} = 4.468 \times 10^9$ yr) e per il ^{235}U ($T_{1/2} = 7.04 \times 10^8$ yr) sono tutti compatibili con l'età della Terra. Queste catene di decadimento non sono ancora estinte e, a differenza di ^{237}Np , hanno prodotto antineutrini che hanno interagito con i paleo-detectors che si stanno studiando.

L'incidenza di queste catene nel flusso di antineutrini dipende dal numero di antineutrini emessi nei decadimenti presenti



L'energia degli antineutrini prodotti dipende invece dai singoli decadimenti presenti nella catena.

Oltre a queste catene esistono anche altri elementi che compiono decadimenti β producendo antineutrini, tra questi uno importante è il ^{40}K che decade nel modo seguente



Il tempo di dimezzamento di questa reazione è 1.3×10^9 yr, perciò è compatibile con la vita dei paleo-detectors.

Il flusso di antineutrini che arrivano al paleo-detectors è determinato anche dall'abbondanza di materiale radioattivo presente intorno al minerale stesso. In figura 3.5 viene riportato il flusso medio superficiale dei geoneutrini.

Il flusso di geoneutrini non è stabile nel tempo ma dipende dai tempi di dimezzamento di tutti gli elementi presenti nella catena e chiaramente nel caso di ^{40}K dipende solo dal tempo di dimezzamento di quest'ultimo. Prendendo le tre catene di decadimento considerate tuttavia si nota che la somma dei tempi di dimezzamento dei nuclei radioattivi successivi al nucleo padre è sempre molto inferiore rispetto a quella del nucleo padre. Si può quindi considerare che qualsiasi nucleo padre che è decaduto abbia completato la catena. Il flusso di antineutrini che ha interagito con il paleo-detector dipende unicamente dall'evoluzione dell'abbondanza del nucleo padre.

Il numero di nuclei radioattivi segue una legge di decadimento esponenziale del tipo

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.6)$$

dove N_0 è il numero di elementi al tempo 0 iniziale, mentre τ è la vita media ed è pari a $T_{1/2}/\ln(2)$. Dato che il flusso di geoneutrini dipende direttamente dall'abbondanza

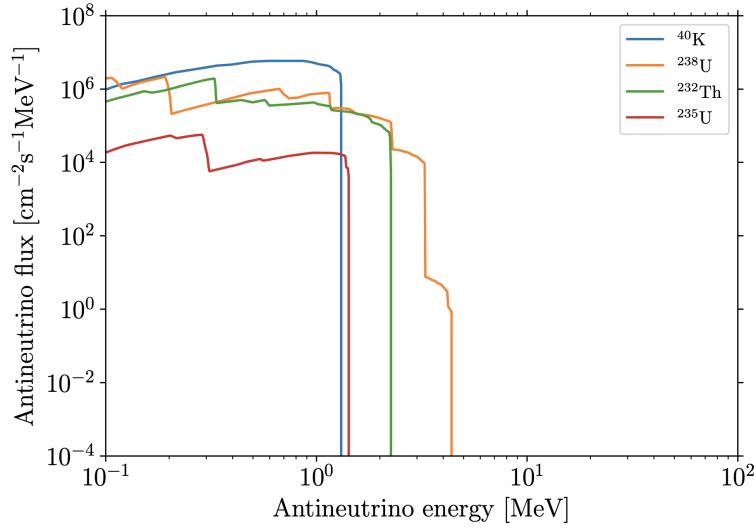


Figura 3.5: Grafico che mostra il flusso dei geoneutrini

dei nuclei padre è possibile andare a studiare il flusso a un tempo fissato del passato attraverso

$$\Phi(t) = \Phi_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.7)$$

dove Φ_0 è il flusso ad oggi.

Il grafico 3.6 mostra il flusso di antineutrini un miliardo di anni fa. Si nota che sia oggi che un miliardo di anni fa il flusso da ^{235}U è di due ordini di grandezza inferiore al flusso totale mentre più in generale, confrontando i grafici con la figura 3.4, il flusso di geoneutrini risulta sottodominante rispetto agli altri contributi.

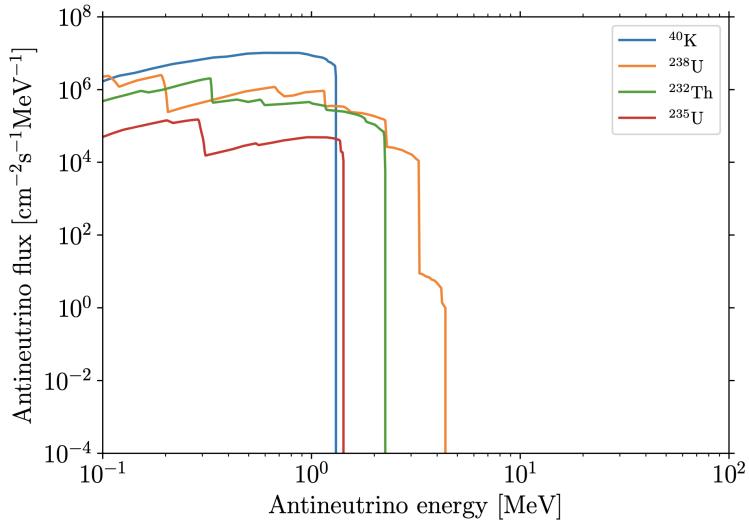


Figura 3.6: Grafico che mostra il flusso dei geoneutrini un miliardo di anni fa

Capitolo 4

Risultati

In questo capitolo vengono riportati i risultati ottenuti nello studio di tracce in diversi minerali. Si divide in una prima parte in cui vengono riportati i grafici del rate differenziale $dR/dx(x)$ e una seconda parte in cui si integrano i risultati per trovare il numero delle tracce attese in un miliardo di anni.

4.1 Spettro delle tracce

Il rate differenziale $dR/dx(x)$ esprime il numero di tracce per unità di tempo, per unità di massa del minerale, per unità di lunghezza in funzione della lunghezza della traccia stessa, il tutto viene misurato in $[Myr^{-1}kg^{-1}nm^{-1}]$.

Lo spettro di lunghezza delle tracce viene ottenuto tramite

$$\frac{dR}{dx} = \sum_i^{nuclei} \xi_i \left(\frac{dE_R}{dx_T} \right)_i \frac{dR_i}{dE_R} \quad (4.1)$$

L'indice i si muove lungo tutti i nuclei che formano il materiale, ξ_i è invece la frazione di massa di ciascun nucleo i . Da qui possiamo anche identificare la lunghezza della traccia in funzione dell'energia iniziale di rinculo

$$x_T(E_R) = \int_0^{E_R} \left| \frac{dE}{dx_T} \right|^{-1} dE \quad (4.2)$$

Per il calcolo di dE/dx_T si usa il software *SRIM*, mentre per il calcolo di dR_i/dE vengono usati metodi diversi a secondi che si stiano considerando neutrini o neutroni. Per il calcolo di dR_i/dE nel caso di neutrini si sfrutta il package di python *WIMPy*, che, insieme al package *paleopy*, è creato appositamente per il calcolo di tracce lasciate all'interno di paleo-detectors. Tramite questo package e avendo a disposizione dati sul flusso di neutrini è possibile calcolare il rate differenziale seguendo la formula 3.1. Il calcolo viene fatto per tutti i nuclei presenti nel materiale. Ai dati già presenti sono stati aggiunti i dati relativi ai geoneutrini discussi in sezione 3.4.

I neutroni che interagiscono con i paleo-detectors e portano alla produzione di tracce provengono da due tipi di reazione: la fissione spontanea e le reazioni (α, N) . In

entrambi i casi è stato utilizzato il codice SOURCES-4A partendo da dati sulle sezioni d'urto neutrone-nucleone tabulati nel database JANIS4.O. Nel calcolo è stato considerato che i neutroni facessero solo interazioni elastiche. Il risultato ottenuto è quindi una stima in eccesso del contributo dei neutroni, in quanto possono perdere energia anche tramite scattering inelastico e cattura neutronica. I dati sui neutroni considerati nelle prossime sezioni sono stati presi in letteratura [15].

Vengono presi in considerazione inizialmente cinque minerali: Sinjarite, Halite, Olivina, Nchwaningite e Epsomite. Di ciascuno di questi nelle prossime sezioni vengono riportati dati e risultati.

4.1.1 Sinjarite

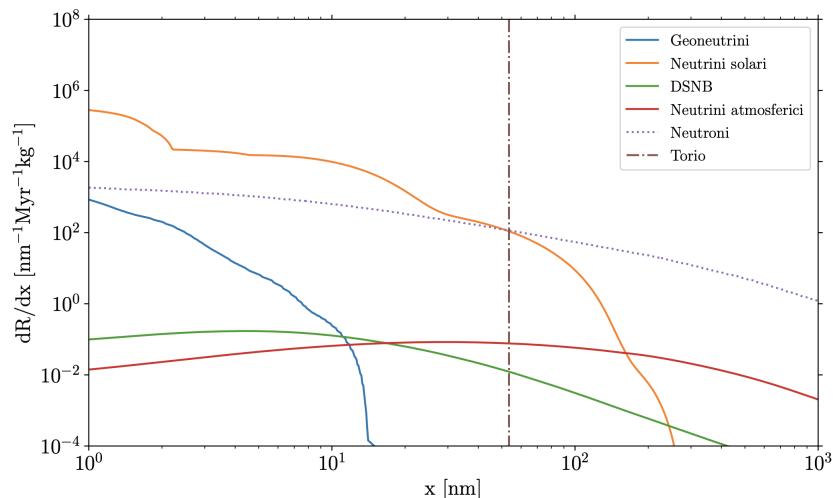


Figura 4.1: Grafico che mostra il rate differenziale delle tracce lasciate all'interno di Sinjarite

La Sinjarite, la cui formula chimica è $\text{CaCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, è un minerale di color rosa pallido a struttura tetraedrica. La Sinjarite è un materiale igroscopico e a causa di questa sua natura può trasmutare nell'exaidrato $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ che non sopravvive alle stagioni calde. Prende il nome dalla località di Sinjar, in Iraq, dove è stata scoperta [16].

Come si vede dalla figura 4.1 le tracce più corte sono dominate dai neutrini solari. Il fondo principale è rappresentato dai neutroni, che diventano dominanti a tracce alte, sopra i 60 nm. Questo è dovuto alla presenza di quattro nuclei di idrogeno all'interno del minerale che, come visto nella sezione 2.2, assorbono la maggior parte dell'energia dei neutroni e limitano il numero di tracce. Lo spettro dei neutroni dipende anche dalla concentrazione di ^{238}U all'interno del materiale che è stata fissata a 0.01 ppb. Il Torio è invece monoenergetico e quindi come si può dedurre dalla formula 4.2, lascia un'unica traccia che nella Sinjarite vale 53 nm.

I geoneutrini sono sottodominanti rispetto ai neutroni in tutto lo spettro. I neutrini

da DSNB e atmosferici sono anch'essi sottodominanti ma i secondi rappresentano il contributo principale allo spettro dei neutrini a tracce alte.

4.1.2 Halite

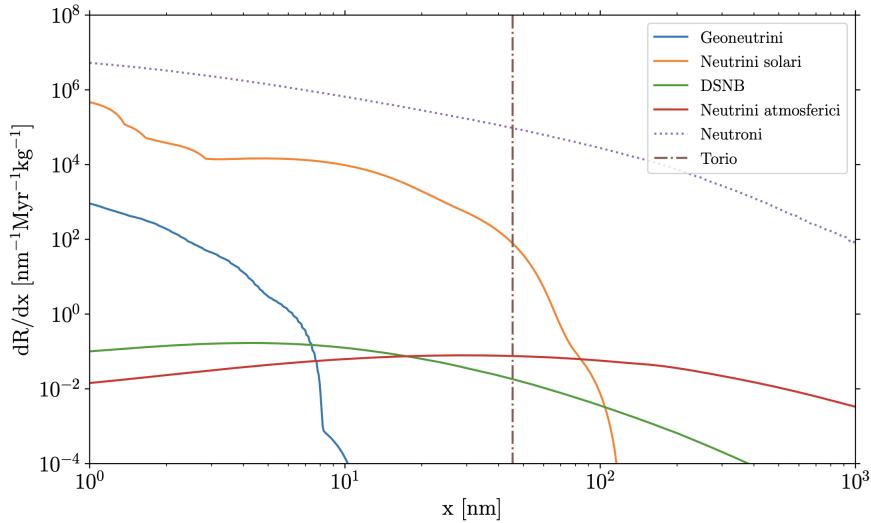


Figura 4.2: Grafico che mostra il rate differenziale delle tracce lasciate all'interno di Halite

Halite è il nome con cui viene identificato il minerale composto da NaCl, più comunemente noto con il termine chimico cloruro di sodio. È un minerale evaporitico che si forma dall'evaporazione di acqua in climi aridi: un grande deposito di Halite si è infatti formato durante la crisi del Messiniano, avvenuta circa 5,9 milioni di anni fa, in cui il Mar Mediterraneo si prosciugò a causa della chiusura dello stretto di Gibilterra.

L'Halite è composta da cristalli cubici a faccia centrata con parametro $a_0=0.564$ nm [17]. Ha un punto di fusione di 801°C ed è diffusa in tutto il mondo, il che la rende potenzialmente un buon candidato come paleo-detector.

Se si passa ora a osservare i risultati riportati in figura 4.2 si vede che il grafico è totalmente dominato dal fondo di neutroni. L'assenza dell'idrogeno nella formula chimica fa sì che i neutroni perdano energia in molti urti generando molteplici tracce. L'Halite quindi non è un buon candidato di paleo-detector per eventi che lasciano tracce corte, come nel caso dei neutrini. Non si esclude tuttavia che in uno studio futuro l'Halite possa risultare ottimale nello studio di eventi che lasciano tracce lunghe.

La traccia lasciata dal Torio in questo caso è più corta rispetto alla Sinjarite e vale 45.4 nm.

4.1.3 Olivina

Con il termine Olivina si intende un gruppo i cui termini dominanti sono fosterite (Mg_2SiO_4) e fayalite (Fe_2SiO_4). Il nome deriva dal colore verde di cui è caratterizzata. Le Olivine sono costituenti fondamentali di molte rocce, soprattutto magmatiche [18].

Come l'Halite, l'Olivina è priva di idrogeno e come si vede dalla figura 4.3 il grafico è dominato dai neutroni il cui rate è di almeno un ordine superiore rispetto a quello dei neutrini. La linea del Torio è a 26.7 nm.

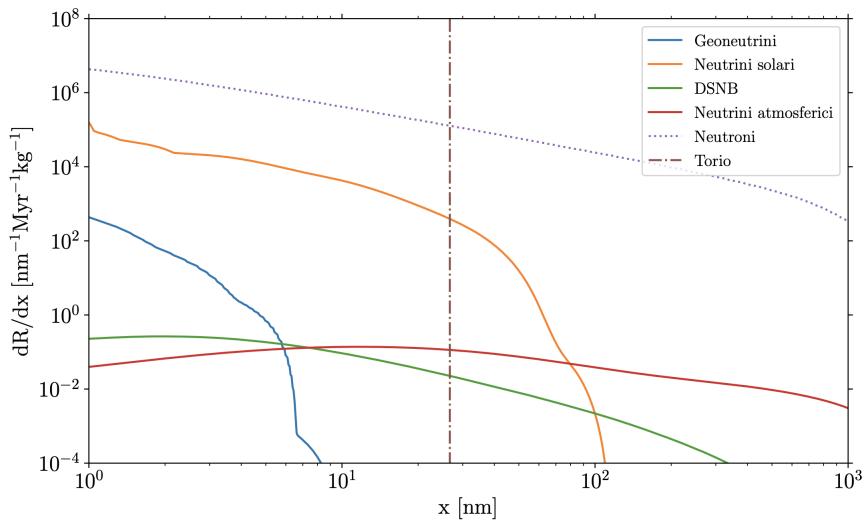


Figura 4.3: Grafico che mostra il rate differenziale delle tracce lasciate all'interno di Olivina

4.1.4 Nchwaningite

La Nchwaningite è un minerale di colore marrone chiaro che deve il suo nome alle miniere N'Chwaning in Sud Africa, dove è stata identificata per la prima volta. La sua formula chimica è $Mn_2^{2+}SiO_3(OH)_2 \cdot (H_2O)$ e ha una struttura cristallina ortorombica.

La Nchwaningite si trova sotto forma di cristalli acircolari di dimensione massima di $1.0 \times 1.0 \times 0.1$ mm.

La Nchwaningite contiene quantità significative di idrogeno, 4 nuclei per molecola, ciò significa che il fondo di neutroni è più moderato rispetto ai due casi precedenti. Si può vedere infatti dal grafico in figura 4.4 che per tracce inferiori ai 10 nm il contributo principale è dato dai neutrini solari. Il contributo di geoneutrini è comunque inferiore al fondo di neutroni, analogamente ai neutrini da DSNB e atmosferici. Le tracce lasciate dal Torio in questo caso sono di 31.1 nm.

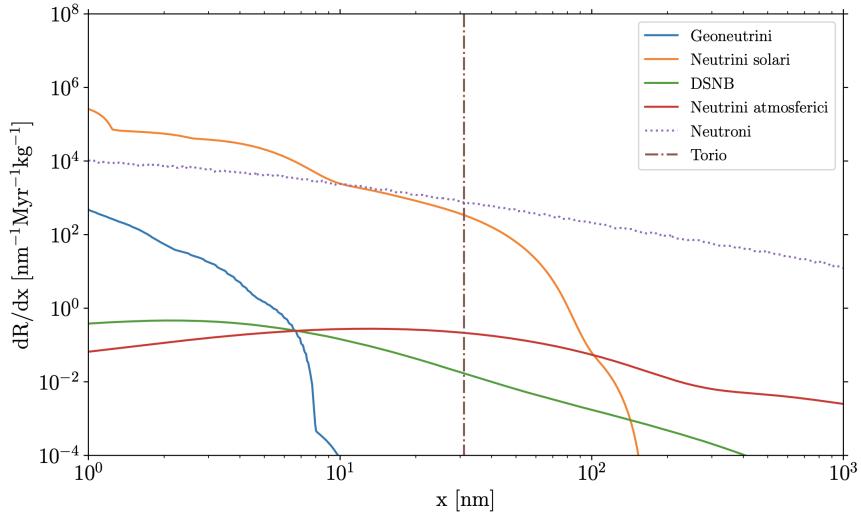


Figura 4.4: Grafico che mostra il rate differenziale delle tracce lasciate all'interno di Nchwaningite

4.1.5 Epsomite

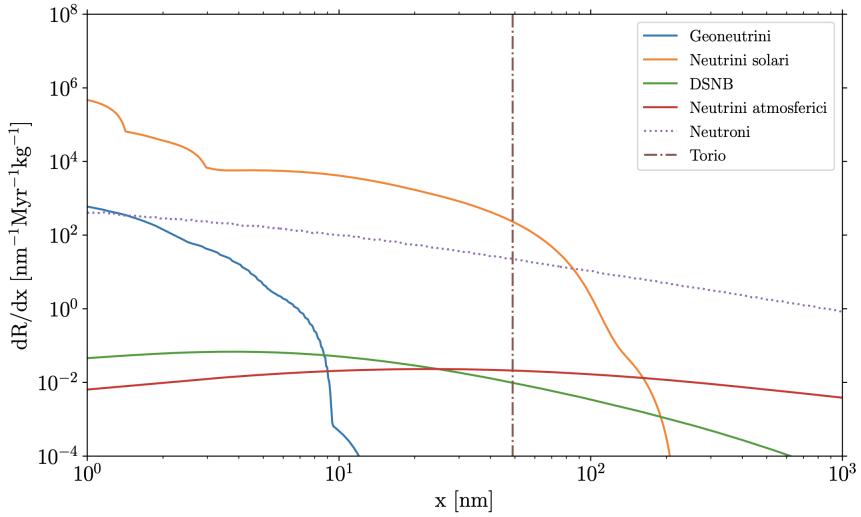


Figura 4.5: Grafico che mostra il rate differenziale delle tracce lasciate all'interno di Epsomite

L'Epsomite deriva il suo nome dalla località in cui è stato identificato la prima volta, Epsom in Regno Unito, ma è un minerale che si può trovare in molte località del mondo. Si trova spesso come fibre acicolari allungate, ma anche più raramente come cristallo [18].

La formule chimica è $\text{MgSO}_4 \cdot 7(\text{H}_2\text{O})$ ed è il materiale che contiene più nuclei di Idrogeno (14) tra quelli studiati finora. Si può osservare dal grafico in figura 4.5 che

il fondo di neutroni è enormemente soppresso tanto da risultare sottodominante fino a ≈ 100 nm rispetto al contributo dei neutrini solari. Per tracce corte, dell'ordine di 1 nm, il contributo dato dai geoneutrini è paragonabile a quello dei neutroni. I geoneutrini tuttavia danno contributi ignorabili già per tracce di 10 nm. La linea del Torio è a 49.0 nm.

Si può quindi affermare che l'Epsomite, sia per la sua diffusione, che per i suoi contributi, rappresenta il candidato migliore come paleo-detector tra i minerali studiati.

4.2 Risultati attesi

In questa sezione si passa a studiare le tracce presenti in un campione di Epsomite, ritenuto il minerale più promettente. Si considera che il campione considerato abbia una vita $t=10^9$ anni.

Nello sviluppo dei risultati si tiene conto delle due possibili tecniche sperimentali di rivelazione delle tracce espresse in sezione 1.2:

- caso ad alta risoluzione in cui si suppone che 10 mg di Epsomite possano essere letti con incertezza $\sigma=1$ nm. Questo scenario può essere ottenuto tramite Helium Ion Beam Microscopy (HIBM);
- caso ad alta esposizione in cui si suppone che 100 g di Epsomite possano essere letti con incertezza di $\sigma=15$ nm. Questo scenario può essere ottenuto con Small Angle X-ray scattering.

Oltre questo vanno considerate le limitazioni e le incertezze sperimentali. Si considera infatti che il numero di tracce identificabili di lunghezza compresa tra $[x_i, x_{i+1}]$ sia legato a un errore statistico di conteggio. Si considera inoltre che per il processo considerato ci sia una maggior probabilità di trovare tracce corte che tracce lunghe. Può capitare infatti che le tracce vengano spezzate nel momento in cui il minerale si fratturi, le tracce che riusciamo a leggere sarebbero perciò inferiori a quelle originarie.

Si può definire il numero di tracce atteso nell'i-esimo bin come

$$N_i = M \times \int dt \int dx W(x, x_i, x_{i+1}) \frac{dR}{dx}(x, t) \quad (4.3)$$

dove $dR/dx(x, t)$ è il rate differenziale definito nell'equazione 4.1, M la massa del campione, x rappresenta la lunghezza della traccia e t il tempo.

Molto spesso il rate differenziale ha una dipendenza triviale dal tempo: si suppone infatti che il flusso di neutrini solari sia rimasto costante nel tempo e che la concentrazione di ^{238}U non sia cambiata, di conseguenza anche per i neutroni la dipendenza è banale. In questi casi l'integrale temporale viene sostituito da un prodotto per il tempo di vita del materiale.

Il flusso di geoneutrini tuttavia dipende direttamente dall'abbondanza del nucleo padre della catena presente in natura, la quale non è costante nel tempo ma segue un andamento esponenziale espresso dall'equazione 3.6. Dall'equazione 3.1 si può

vedere che il rate differenziale sull'i-esimo nucleo si ottiene dall'integrazione sull'energia del flusso per la sezione d'urto differenziale. Lo spettro si ottiene come in equazione 4.1. Poichè in ogni passaggio è presente una dipendenza diretta al flusso dei geoneutrini e che quest'ultimo dipende da t tramite la moltiplicazione con una funzione esponenziale, si può ottenere una funzione che definisca il numero di tracce prodotte dal j-esimo geoneutrino integrando nella maniera seguente

$$\begin{aligned} N_i^j &= M \times \int dt e^{-\frac{t}{\tau_j}} \int dx W(x, x_i, x_{i+1}) \frac{dR}{dx}(x, t) = \\ &= \tau_j \left(e^{\frac{T_p}{\tau_j}} - 1 \right) \times M \times \int dx W(x, x_i, x_{i+1}) \frac{dR}{dx}(x, t) \end{aligned} \quad (4.4)$$

Dove τ_j è il tempo di vita media del nucleo padre del j-esimo geoneutrino considerato. $W(x, x_i, x_{i+1})$ è una funzione che distribuisce le tracce nel bin in modo che ci sia una maggior probabilità di trovare tracce corte. Viene definita come:

$$W(x, x_i, x_{i+1}) = \begin{cases} \frac{4}{3} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2}} & x \leq m \\ \frac{4}{3} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{2(x-m)^2}{\sigma^2}} & x > m \end{cases} \quad (4.5)$$

m è il punto intermedio del bin $[x_i, x_{i+1}]$, mentre σ è l'incertezza strumentale.

4.2.1 Alta esposizione

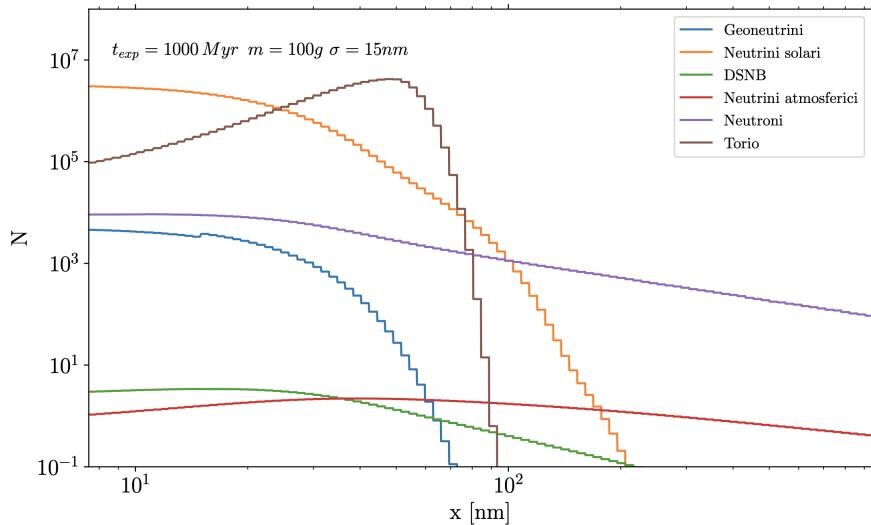


Figura 4.6: Grafico che mostra le tracce attese per bin in un campione di Epsomite di $M=100$ g con vita di 1 miliardo di anni e nel caso in cui l'incertezza sperimentale sia $\sigma=15$ nm

Nel grafico in figura 4.6 vengono riportati i risultati attesi nel caso in cui un campione di $m=100$ g di Epsomite con un'età pari a 1 Gyr venga analizzato con

incertezza $\sigma=15$ nm. La prima cosa che si nota è l'allargamento delle tracce dovute a ^{234}Th il cui contributo diventa significativo anche per tracce corte. Per tracce inferiori a $x \approx 28$ nm il contributo dominante resta quello legato ai neutrini solari i quali sono dominanti anche nella zona $80 \text{ nm} \leq x \leq 100 \text{ nm}$. L'Epsomite è un ottimo materiale per moderare i neutroni infatti il contributo alle tracce dato dai neutroni è primario solo per $x > 100$ nm. I geoneutrini, i neutrini da DSNB e i neutrini atmosferici tuttavia restano sottodominanti rispetto agli altri contributi per qualsiasi valore di lunghezza.

Le considerazioni appena fatte vengono riassunte dal grafico in figura 4.7, dove viene mostrato il rapporto Segnale/Background per il caso considerato sopra. Il segnale considerato in grafico è dato dai contributi di tutti i neutrini, mentre i restanti contributi fanno parte del Background. Nel grafico si identificano subito le zone in cui è dominante il segnale (per $x \leq 28$ nm e $80 \text{ nm} \leq x \leq 100 \text{ nm}$). In ottica sperimentale è importante anche identificare le zone in cui è dominante il Background, da usare come regioni di controllo dove misurare le componenti come controllo sul valore atteso.

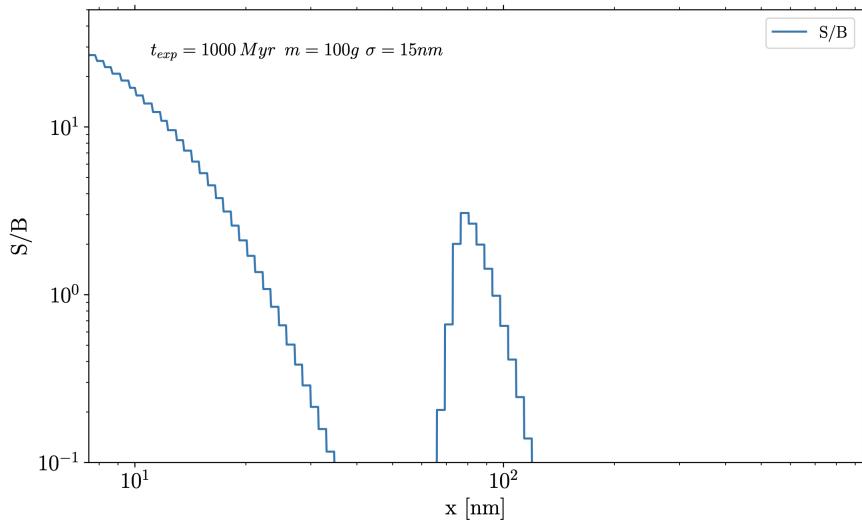


Figura 4.7: Grafico che mostra il rapporto Segnale/Rumore nel caso di un campione di Epsomite di massa $m=100$ g e di età $t=1$ Gyr analizzato con un'incertezza $\sigma=15$ nm

4.2.2 Alta risoluzione

Si passa adesso ad analizzare il caso in cui un campione di $m=10$ mg di Epsomite di età pari a $t=1$ Gyr venga analizzato con una risoluzione di $\sigma=1$ nm, di cui i risultati vengono riportati nel grafico in figura 4.8. La prima cosa che si nota è che l'allargamento del Torio è molto meno limitato, dovuto a un'incertezza sperimentale più piccola. Il grafico risulta poi dominato quasi completamente dai neutrini solari, infatti esistono solo due zone in cui il contributo dominante non è il loro: per tracce con $40 \text{ nm} \leq x \leq 50 \text{ nm}$, in cui il contributo principale è dato da ^{234}Th e $x \geq 80 \text{ nm}$ in

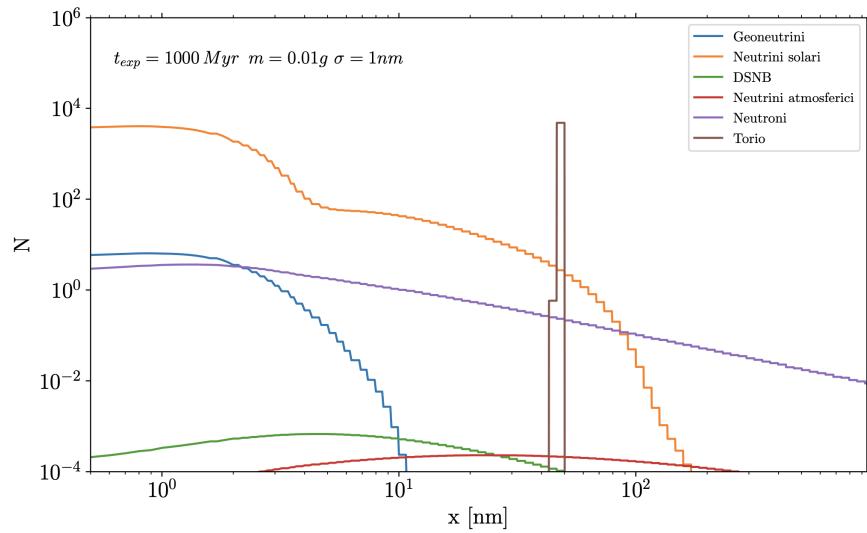


Figura 4.8: Grafico che mostra le tracce attese per bin in un campione di Epsomite di $M=10$ mg con vita di 1 miliardo di anni e nel caso in cui l'incertezza sperimentale sia $\sigma=1$ nm

cui dominano i neutroni. È interessante osservare anche che per tracce di lunghezza $x \leq 2$ nm il segnale da geoneutrini è più significativo rispetto al segnale da neutroni, mentre è inferiore per le restanti tracce.

Anche in questo caso viene riportato il grafico Segnale/Rumore in figura 4.9. A differenza del caso ad Alta Esposizione si vede che il rapporto è nettamente maggiore, raggiungendo anche un picco di 10^3 , e che le zone del segnale sono più larghe. Questo è dovuto principalmente a un minore allargamento delle tracce di ^{234}Th , che rappresentava il fondo principale del caso precedente.

Viene riportato anche il grafico che mostra tutti i contributi delle specie di neutrini solari in figura 4.10.

Tra i due metodi analizzati risulta migliore il metodo ad Alta Risoluzione che permette di avere un maggiore controllo sui contributi del Background.

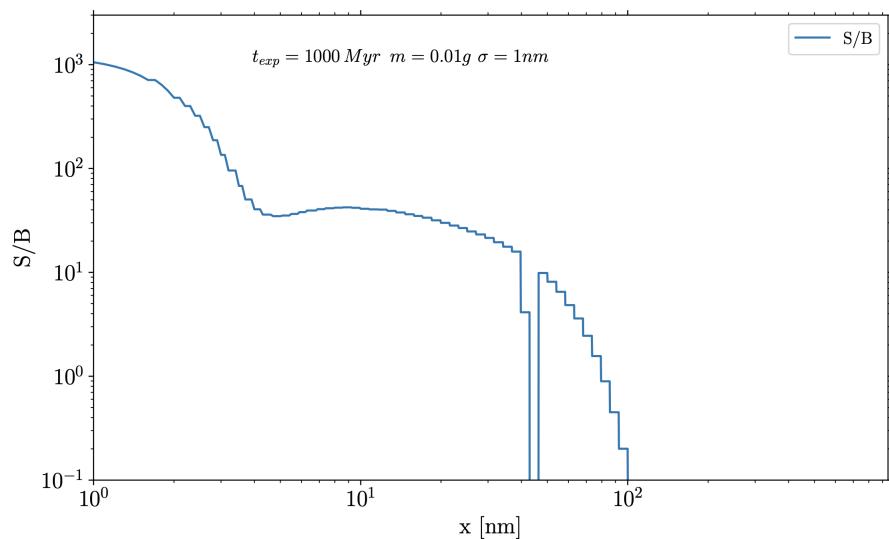


Figura 4.9: Grafico che mostra il rapporto Segnale/Rumore nel caso di un campione di Epsomite di massa $m=10$ mg, età $t=1$ Gyr che è stato analizzato con un'incertezza $\sigma=1$ nm

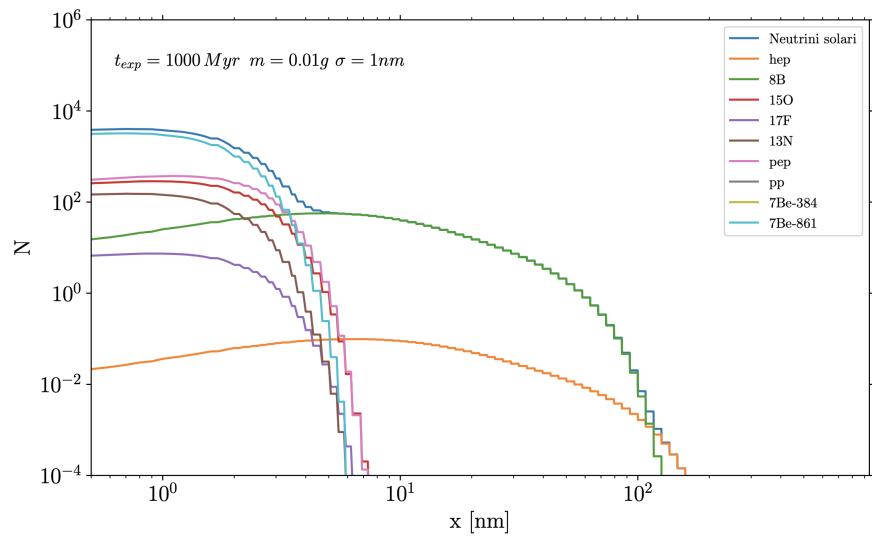


Figura 4.10: Grafico che mostra tutti i contributi alle tracce lasciate dai neutrini solari nel caso di un campione di Epsomite di massa $m=10$ mg, età $t=1$ Gyr che è stato analizzato con un'incertezza $\sigma=1$ nm

Capitolo 5

Un possibile sviluppo

In questo capitolo viene proposto un possibile sviluppo per lo studio di paleo-detectors. L'idea si basa sulla ricerca di cristalli di Morenosite nell'area di Sudbury in Ontario, Canada, che per le sue caratteristiche e per la sua storia rappresenta un luogo ideale per i paleo-detectors.

5.1 Sudbury

Sudbury è conosciuta nel mondo della fisica delle particelle per ospitare SNOLAB, il laboratorio sotterraneo posto più in profondità del mondo, alla posizione di 2 km sotto il livello del mare in una miniera di Nichel. SNOLAB è specializzato in esperimenti su neutrini e materia oscura ed è stato importante per l'osservazione di neutrini solari e la verifica del modello solare standard.

L'area di Sudbury è molto singolare dal punto di vista geologico. La formazione delle strutture presenti oggi infatti è da imputare all'impatto di un asteroide di 10 km di diametro circa 1.85 miliardi di anni fa [19].

Il bacino di Sudbury si estende per 62 km da NE a SO, per 30 km da NO a SE e raggiunge una profondità di 15 km. Può essere diviso in tre gruppi principali: il complesso igneo di Sudbury (SIC), il gruppo di Whitewater e il complesso di rocce brecciate. Per le finalità di questo lavoro è importante capire la storia del SIC [20]. Il SIC circonda il bacino di Sudbury con una struttura ad anello di 58×28 km. Viene diviso in confine meridionale, confine settentrionale e confine orientale e il suo massimo spessore raggiunge i 4 km nel settore Nord e i 7 km nel settore Sud.

Il SIC comprende tra componenti principali: Massa Principale, Contact Sublayer e Offset Sublayer [21]. Il Contact Sublayer e l'Offset Sublayer sono gli strati che ospitano la maggior parte delle mineralizzazioni Ni-Cu-PGE. L'origine è da ricondurre alla fusione del materiale che è avvenuta dopo l'impatto dell'asterodie. I depositi di Ni e di Cu presenti nell'area di Sudbury sono quindi formatisi in seguito a un flusso di magma che, raffrendandosi, è stato privato dei suddetti elementi. La fusione e il raffreddamento delle rocce dell'area è avvenuto su tempi scala molto brevi rispetto ai tempi geologici considerati finora.

Si può asserire quindi di conoscere con una precisione estremamente buona l'età dei minerali e dei materiali contenenti Nichel e Rame presenti all'interno del SIC. Que-

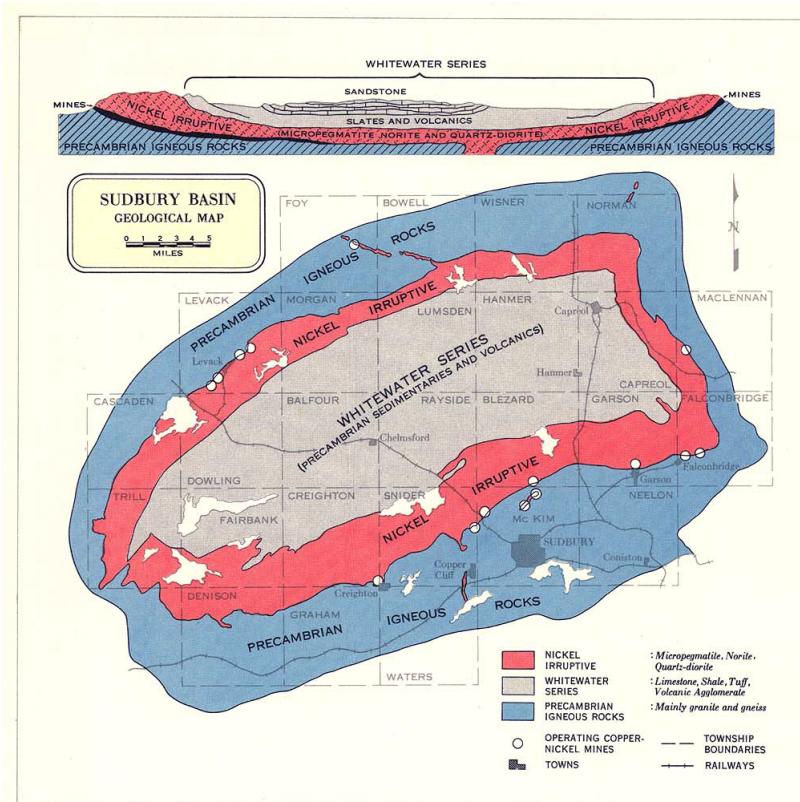


Figura 5.1: Mappa che raffigura l'area di Sudbury mettendo in evidenza i tre gruppi in cui è divisa

sto è uno dei parametri più importanti nello studio dei paleo-detectors. Nelle sezioni precedenti si considerava che il tempo di vita del minerale fosse conosciuto con precisione infinita, tuttavia questa assunzione non è banale nell'ambito sperimentale. Un'altra caratteristica interessante è lo spessore del SIC che come visto raggiunge anche i 7 km. Non è assurdo ipotizzare quindi di riuscire a trovare un minerale che da sempre è coperto da uno strato di almeno 4 km di roccia. In questo modo possiamo anche ignorare il contributo alle tracce dato dai raggi cosmici, come fatto nelle sezioni precedenti.

L'ultimo passo da fare è quindi studiare i minerali presenti nella zona per cercarne uno che sia un buon candidato come paleo-detector.

5.2 Morenosite

Nella miniera di Vermilion, a Sud-Ovest dell'area di Sudbury, sono stati trovati cristalli di Morenosite [18]. La Morenosite è un solfato la cui formula chimica è $\text{NiSO}_4 \cdot 7(\text{H}_2\text{O})$ e si nota subito come sia simile all'Epsomite, le due differiscono solo per la presenza di Ni al posto di Mg. Si presenta di colore verde chiaro e ha una

struttura ortorombica.

Seguendo i discorsi fatti nel capitolo 4 si può prima calcolare il rate differenziale e trovare le tracce attese considerando che la vita del materiale sia 1.85 Gyr, l'età del sito di Sudbury.

Come si vede dalla figura 5.2 l'andamento dello spettro delle tracce lasciate all'interno di Morenosite ricalca molto quello dell'Epsomite, si ha infatti una prima parte, fino a tracce di 80 nm, in cui il contributo principale è dato dai neutrini solari. Anche in questo caso i neutroni risultano fortemente moderati per la presenza dei molti nuclei di idrogeno e sono dominanti solo per tracce lunghe. I geoneutrini invece sono sottodominanti ai neutroni per qualsiasi lunghezza della traccia e un discorso analogo vale per i neutrini atmosferici e i neutrini da DSNB. Le tracce lasciate da ^{234}Th hanno una lunghezza di 44.9 nm.

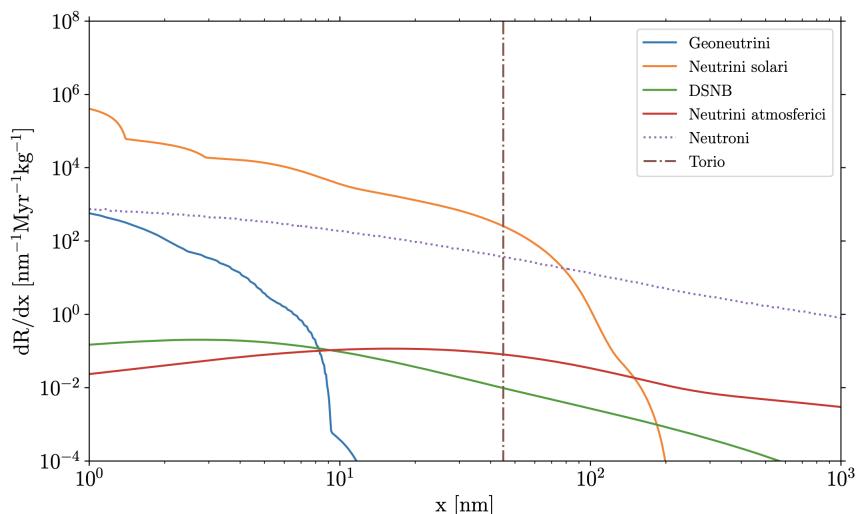


Figura 5.2: Grafico che mostra il rate differenziale delle tracce lasciate all'interno di Morenosite

Il passo successivo è integrare seguendo l'equazione 4.3 per trovare le tracce attese. Anche in questo caso si distingue tra scenario ad alta esposizione e scenario ad alta risoluzione.

Nel grafico presente nel pannello superiore della figura 5.3 si mostrano i risultati del caso ad alta esposizione. Come si può vedere, anche qui l'allargamento di ^{234}Th è molto significativo tanto da rappresentare il fondo principale per le tracce corte, $x \leq 70$ nm, mentre per tracce di ordine superiore il contributo principale è dato dai neutroni. Nel grafico ci sono inoltre due zone in cui il contributo dato dai neutrini è dominante: per $x \leq 21$ nm, quando poi inizia a farsi più significativo il ^{234}Th , e per $70 \text{ nm} \leq x \leq 90$ nm. Ancora una volta il contributo dei geoneutrini risulta sottodominante per qualsiasi traccia. Il numero di tracce da DSNB è inferiore a quello di qualsiasi altra componente.

Le considerazioni fatte in questo paragrafo sono riassunte dal grafico presente nel pan-

nello inferiore della figura 5.3 dove viene riportato il rapporto Segnale/Background. Sono facilmente identificabili le due zone di influenza dei neutrini.

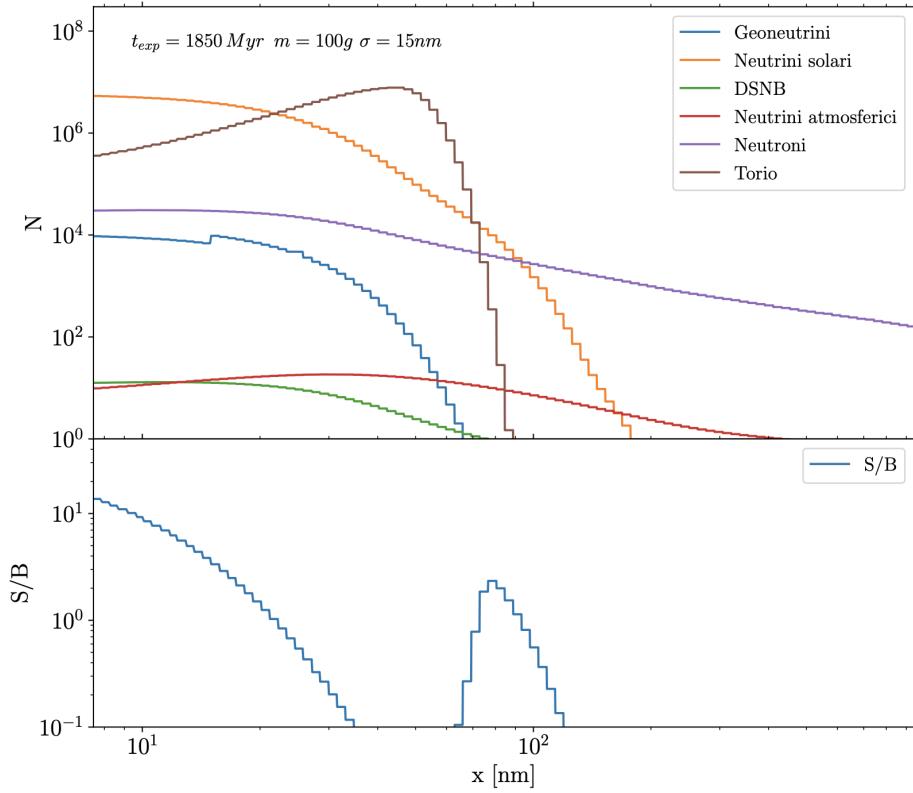


Figura 5.3: *Pannello superiore*: grafico che mostra le tracce attese per bin in un campione di Morenosite di $M=100$ g, età $t=1$ Gyr analizzato l'incertezza sperimentale $\sigma=15$ nm. *Pannello inferiore*: grafico che mostra il rapporto Segnale/Rumore nel caso di un campione di Morenosite di massa $M=10$ mg, età $t=1$ Gyr che è stato analizzato con un'incertezza $\sigma=15$ nm

Passando a studiare il caso ad alta risoluzione si nota che i risultati ricalcano ancora l'andamento già tracciato dall'Epsomite. L'allargamento dovuto a ^{234}Th è nettamente meno significativo e ristretto alla zona $38 \text{ nm} \leq x \leq 42 \text{ nm}$. Fino a tracce di 75 nm ed escludendo la regione definita precedentemente il contributo principale è dato dai neutrini solari, per tracce di lunghezza superiore dominano invece i neutroni. I geoneutrini sono sottodominanti qualsiasi sia la lunghezza della traccia, tuttavia per tracce inferiori ai 2 nm il loro contributo è superiore a quello dei neutroni. I neutrini da DSNB e atmosferici sono invece sottodominanti ovunque. Il numero di tracce attese è in entrambi i casi molto inferiore a 1 per qualunque lunghezza di x . L'andamento delle zone di segnale è distinguibile chiaramente dal grafico presente nel pannello inferiore di figura 5.4 dove viene mostrato il rapporto Segnale/Background del caso ad alta risoluzione.

Anche per la Morenosite risulta chiaro che il caso ad alta risoluzione è più preferibile

nell'identificazione del segnale.

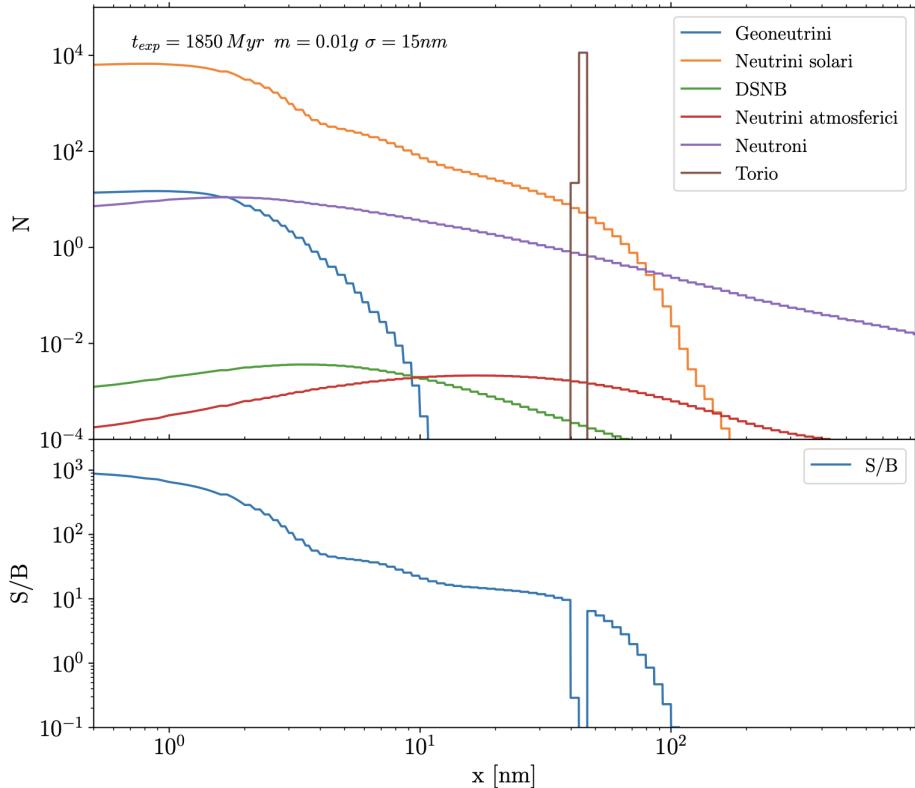


Figura 5.4: *Pannello superiore*: grafico che mostra le tracce attese per bin in un campione di Morenosite di $M=100$ g, età $t=1$ Gyr analizzato l'incertezza sperimentale $\sigma=1$ nm. *Pannello inferiore*: grafico che mostra il rapporto Segnale/Rumore nel caso di un campione di Morenosite di massa $M=10$ mg, età $t=1$ Gyr che è stato analizzato con un'incertezza $\sigma=1$ nm

5.3 Simulazione

In questa sezione viene fatta una simulazione per produrre uno spettro di tracce all'interno di un campione di Morenosite, sulla base dei risultati riporta in figura 5.3 e 5.4.

Si considerano gli errori statistici associati al processo di produzione di tracce, perciò si estrae un numero di tracce N_{Att} a partire da una distribuzione gaussiana centrata sul valore vero, ovvero il numero di tracce totali N_{Tot} presenti nei grafici precedenti, e con un'incertezza $\sigma=\sqrt{N_{Tot}}$. Si considera inoltre che il numero di tracce leggibili N_{Fin} all'interno del campione sia inferiore al numero di tracce N_{Att} effettivamente presenti. Si stima perciò che N_{Fin} sia distribuito gaussianamente intorno N_{Att} ma con valori possibili solo inferiori a N_{Att} stesso e con $\sigma=10\%N_{Att}$.

I risultati della simulazione vengono riportati in figura 5.5, per il caso ad alta risoluzione, e in figura 5.6, per il caso ad alta esposizione.

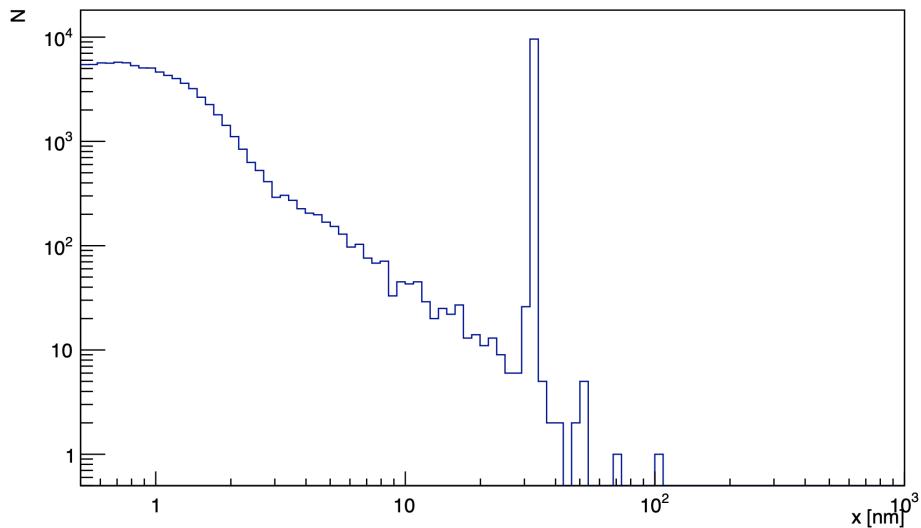


Figura 5.5: Simulazione di tracce in un campione di Morenosite nel caso ad alta risoluzione

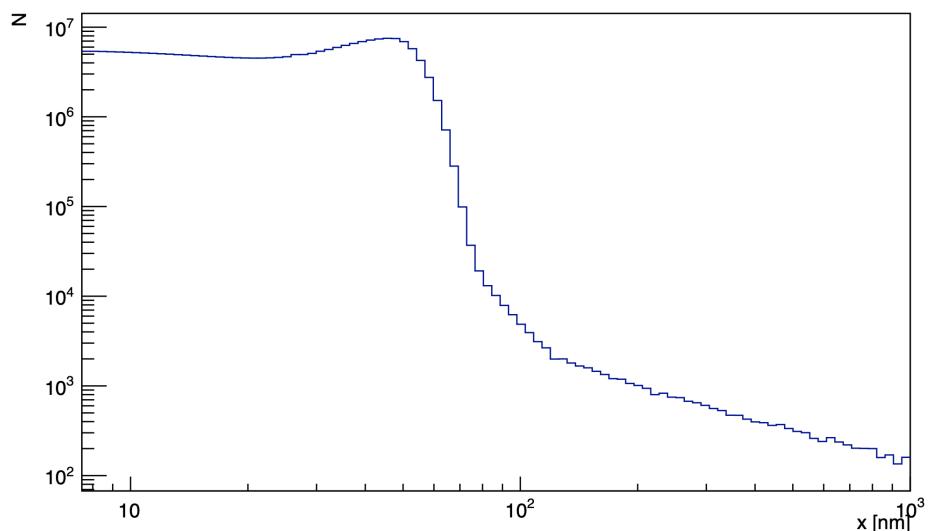


Figura 5.6: Simulazione di tracce in un campione di Morenosite nel caso ad alta esposizione

Si passa ora a compiere un fit dei dati simulati sulla base dei dati teorici. Il fit viene compiuto tramite *Root* definendo una funzione a 6 parametri e imponendo che tutti i parametri siano positivi. La funzione considerata è:

$$f(x) = \sum P_i \Phi_i(x) \quad (5.1)$$

dove $\Phi_i(x)$ sono i flussi dei vari contributi definiti a partire dal pannello superiore di figura 5.4 per il caso in cui σ sia 1 nm e dal pannello superiore di figura 5.3 nel caso in cui σ sia 15 nm.

I risultati dei fit vengono riportati in figura 5.7 e 5.8 dove vengono riportati anche i valori del χ^2 ridotto, la probabilità che il fit sia corretto e i valori dei parametri del fit con i relativi errori.

Partendo a osservare il grafico nel caso ad alta risoluzione si può notare come la ricostruzione del fit non sia completamente ottimale. I parametri di DSNB e dei neutrini atmosferici non sono compatibili con il dato teorico (i primi in eccesso i secondi in difetto). Oltre a questo la ricostruzione porta all'identificazione di un numero di tracce di geoneutrini di almeno un ordine superiore rispetto a quelle attese. Superiore, seppur in maniera meno marcata, è anche il valore dei neutroni rintracciati.

Nel caso ad alta esposizione il fit sembra essere migliore, seppur i dati di DSNB e dei neutrini atmosferici siano ancora la ricostruzione porti ancora dei dati non compatibili con le attese teoriche, rispettivamente in eccesso e in difetto. I parametri dei neutrini solari, dei neutrini legati al Torio e dei neutroni presentano uno spostamento in difetto rispetto al valore 1 corrispondente al dato teorico. Questo spostamento è però compatibile con l'ipotesi di identificare un numero minore di tracce rispetto alle tracce totali con un errore pari al 10% del numero di tracce totali. Il valore del parametro dei geoneutrini è invece superiore all'unità ma, entro l'errore identificato, è compatibile con il valore atteso.

Dal fit eseguito sembra quindi che si riescano a ricostruire in maniera migliore le tracce per un campione analizzato nel caso ad alta esposizione.

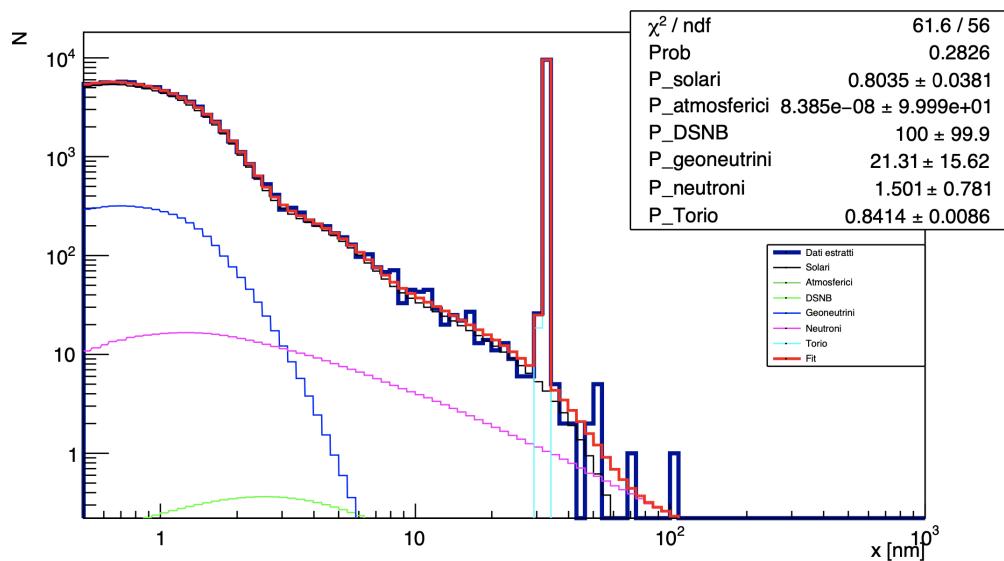


Figura 5.7: Fit della simulazione di tracce in un campione di Morenosite nel caso ad alta risoluzione

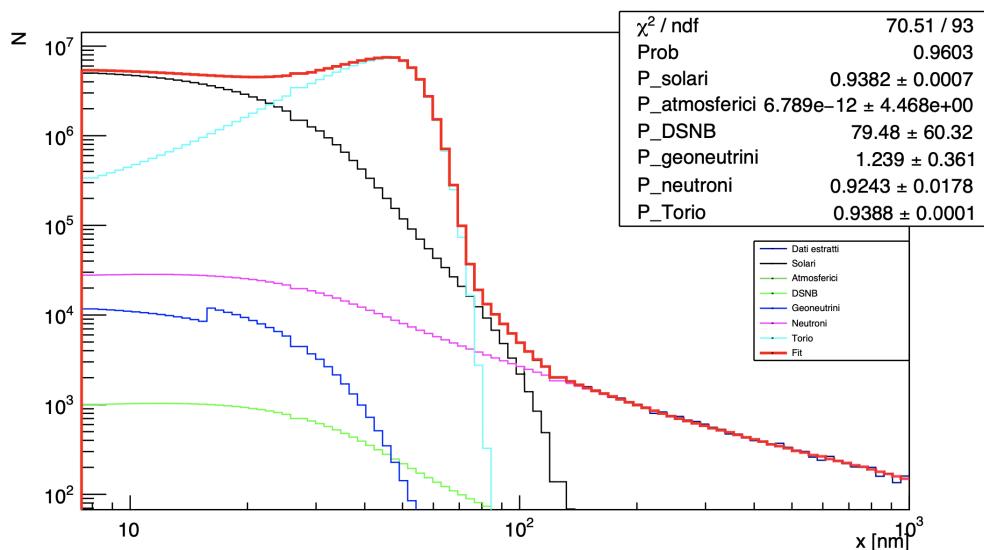


Figura 5.8: Fit della simulazione di tracce in un campione di Morenosite nel caso ad alta esposizione

Capitolo 6

Supernove

In quest'ultimo capitolo prima delle conclusioni viene proposto un ulteriore campo in cui l'uso di paleo-detectors è possibile: l'identificazione di tracce di neutrino derivanti da fenomeni di supernova presenti nella nostra Galassia.

6.1 Supernove Galattiche

Nella sezione 3.2 viene spiegato il meccanismo tramite cui una stella al termine del suo ciclo vitale emette neutrini attraverso un'esplosione di supernova. L'identificazione di un eccesso di neutrini poche ore prima l'identificazione ottica della supernova SN 1987A ha portato alla conferma che alcuni tipi di supernova emettono neutrini. A partire dai dati raccolti è stato inoltre possibile ricalcolare il flusso emesso riportato in figura 6.1, dove viene confrontato con i flussi di neutrini di natura differente. Si può osservare come il contributo dato dai neutrini di SN 1987A sia superiore a quello dei neutrini solari nella zona compresa tra 1 e 100 MeV, tuttavia l'emissione di neutrini da supernova avviene su tempi scala del secondo (in particolare per i successivi sviluppi si considera che la durata sia di 10 s), questo fa sì che su periodi lunghi le tracce lasciate all'interno di paleo-detectors siano nettamente inferiori rispetto alle altre studiate in precedenza, ma su periodi più brevi il loro contributo potrebbe essere significativo.

Come espresso nella sezione 3.2 dalle supernove di origine Galattica non è possibile definire un flusso continuo di neutrini mentre è possibile definire un flusso continuo a partire dalle supernove presenti al di fuori della Via Lattea (*DSNB*), questo non significa però che non siano mai state presenti supernove Galattiche e che non abbiano lasciato tracce. Si può ipotizzare infatti che un minerale formatosi precedentemente a un'esplosione sia stato investito da un flusso di neutrini significativo, seppur limitato nel tempo, portando alla formazione di tracce. Viceversa un minerale formatosi dopo l'esplosione sarà privo di queste tracce. Il confronto tra questi due ipotetici minerali porterebbe quindi a dare informazioni sulla supernova che li ha interessati. Sono note diverse supernove di origine Galattica formatesi in momenti storici differenti, la conoscenza di questi eventi deriva principalmente da scritti di astronomi passati che ne hanno attestato la presenza e dalla successiva identificazione di questi

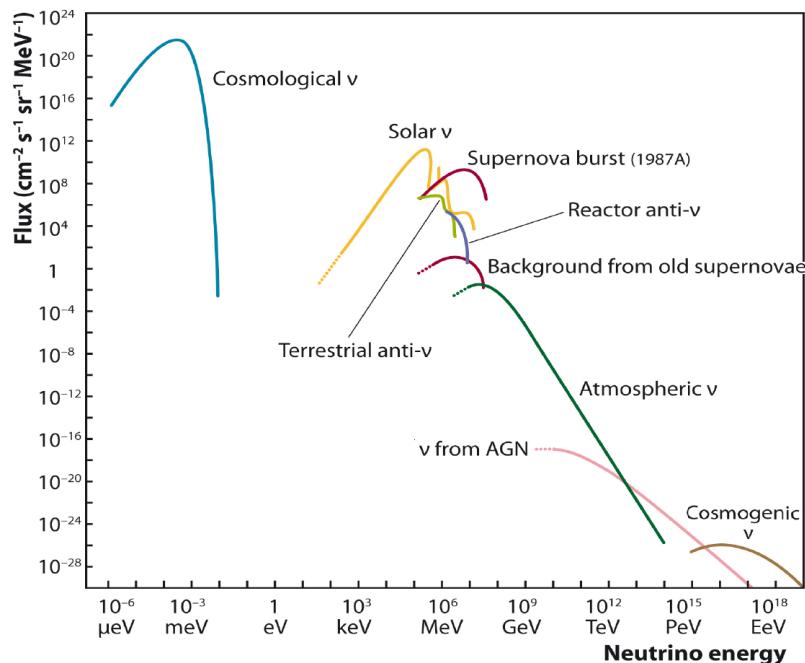


Figura 6.1: Flusso stimato dei neutrini che raggiungono la Terra divisi nei diversi contributi

episodi con supernova remnants da cui è stato possibile ricostruire la distanza. Di seguito si riportano le supernove prese in considerazione:

- SN 1987A, già citata in precedenza, è l'unica supernova di cui sono stati osservati neutrini. È avvenuta nel 1987 a una distanza di 168000 ly nella Grande Nube di Magellano;
- SN1572, detta anche supernova di Tycho¹. È una supernova di tipo IA avvenuta nella costellazione di Cassiopea a 7500 ly dalla Terra nel 1572. Questo evento è stato attestato da molti astronomi e letterati dell'epoca;
- RX J0852.04622, anche nominata Vela jr perché il remnant di supernova si trova nella costellazione delle Vele, all'interno del più vecchio e più grande remnant della Vela. Si stima che la distanza dalla Terra sia di 700 ly e sia stata visibile circa 800 anni fa, tuttavia non sono presenti in letteratura conferme di questo evento;
- SN 1054 è un remnant di supernova chiamato anche Nebulosa del Granchio, il remnant è anche sede della pulsar del Granchio che è il prodotto dell'esplosione della stella principale. L'evento è avvenuto nel 1054 e fu visibile dal 4 luglio 1054 fino al 6 aprile 1056, come viene attestato dagli astronomi cinesi. Il remnant si trova a una distanza di 6300 ly dalla Terra;

¹da Tycho Brahe che ne ha attestato l'esistenza nel 1572 nell'opera *De nova et nullius aevi memoria prius visa stella*

- SN 1006 è una supernova avvenuta nella costellazione del Lupo nel 1006, a una distanza di 7200 ly, considerato come l'evento più luminoso attestato nell'astronomia;
- Vela è un remnant di supernova posto nella costellazione delle Vele a una distanza di 815 ly. Il remnant deriva da un'esplosione di una supernova di tipo II avvenuta circa 11,000 anni fa.

Va notato subito come SN 1987A non è avvenuta all'interno della nostra Galassia, la Grande Nube di Magellano è infatti una galassia nana satellite della Via Lattea. SN 1987A è tuttavia importante per l'analisi successiva perché rappresenta il modello su cui sviluppare il flusso di neutrini degli altri eventi, tuttavia è molto improbabile che i suoi neutrini abbiano lasciato tracce all'interno dei paleo-detectors dato che in totale ne sono stati visti 24 divisi tra Kamiokande II, Baksan e IMB.

Oltre agli eventi citati in precedenza si stima la presenza di ulteriori supernove Galattiche attraverso lo studio e la datazione degli eccessi di ^{60}Fe nella crosta oceanica. Il gas emesso da una supernova raggiunge la Terra se la pressione dell'esplosione è più grande della pressione del vento solare a livello dell'orbita terrestre. Il ^{60}Fe emesso dalla supernova che raggiunge la Terra si deposita sulla superficie, che ora fa parte della crosta oceanica. Sono stati quindi presi in considerazione tre strati: il primo di un'età compresa tra i 0 e 2.8 Myr, il secondo tra 3.7 e 5.9 Myr e il terzo tra 5.9 e 13 Myr. Gli studi hanno messo in luce che gli eccessi trovati sono compatibili con l'associazione Scorpione-Centauri, la più vicina associazione di stelle OB, si stima quindi la presenza di 8 supernove a una distanza media di 425 anni luce negli ultimi 2.8 Myr e 20 esplosioni tra 130 e 425 anni luce negli ultimi 11 Myr [22].

In precedenza era stato puntualizzato che l'eccesso nel secondo strato fosse da attribuire anche a una singola esplosione molto vicina, a una distanza di circa 130 anni luce [23].

6.2 Analisi

Per l'analisi viene preso il flusso della supernova SN 1987A come flusso di emissione standard per ogni supernova, e viene riscalato in funzione della distanza dei singoli eventi. Il flusso scala infatti inversamente al quadrato della distanza, si può definire quindi il coefficiente di ingrandimento dell'evento di supernova come

$$R = \left(\frac{d_{1987A}}{d_i} \right)^2 \quad (6.1)$$

Tutte le informazioni sulle supernove considerate vengono riportate in tabella 6.1. Si può notare subito che il fattore di ingrandimento assume valori importanti per Vela jr e Vela oltre che per i casi ipotizzati a partire dalle tracce di ^{60}Fe rinvenute nella crosta oceanica.

L'analisi successiva consiste nell'integrazione per trovare il numero di tracce attese per un campione di un'età definita, allo stesso modo in cui è stato fatto nei capitoli

Descrizione	Età (yr)	Distanza (ly)	R
SN1987A	34	168000	1.00
SN1572	449	7500	5.02×10^2
Vela jr	800	700	5.76×10^4
Crab	967	6300	7.11×10^2
SN 1006	1015	7200	5.44×10^2
Vela	11,000	815	4.25×10^4
Possibile SN dalle analisi di ^{60}Fe	2.80E+06	130.4	1.66×10^6
8 SN a 425.1 ly negli ultimi 2.8 Myr	2.80E+06	425.1	1.56×10^5
20 SN a 40-130 pc negli ultimi 11 Myr	1.10E+07	327	2.64×10^5

Tabella 6.1: Tabella che riporta le principali supernove avvenute all'interno della Via Lattea con le informazioni relative

precedenti. Va considerato che, dato che il tempo di emissione di neutrini per una supernova è pari 10 s, è necessario avere un campione di buone dimensioni affinchè vengano lasciate delle tracce. Si decide quindi di compiere l'analisi considerando unicamente il caso ad alta esposizione (massa del campione pari a 100 g e σ pari a 15 nm).

Di seguito si riportano i grafici con le tracce attese solo per i casi in cui l'età del campione corrisponda a un evento di supernova di importanza significativa. Le età considerate sono 800 yr, 11,000 yr, 2.8 Myr e 11 Myr. Anche in questo caso sono stati presi campioni di Morenosite.

Osservando i grafici seguenti si può notare come sia per un campione di 800 yr che per un campione di 11,000 yr le tracce da neutrini di supernova attese sono inferiori a uno per tutte le lunghezze dello spettro considerato. Nei casi di 2.8 Myr e 11 Myr invece è presente una zona del grafico, rispettivamente per tracce inferiore a 50 nm e a 70 nm, in cui il valore atteso è superiore a uno, pur rimanendo però sempre sul range da 0 a 10 tracce.

Si ricorda però che il numero delle tracce attese dipende direttamente dalla massa del campione, si può quindi ipotizzare di cercare minerali, anche differenti da quelli studiati in precedenza, di massa maggiore in cui quindi sia possibile identificare tracce anche nel caso di età pari a 11,000 anni e 800 anni.

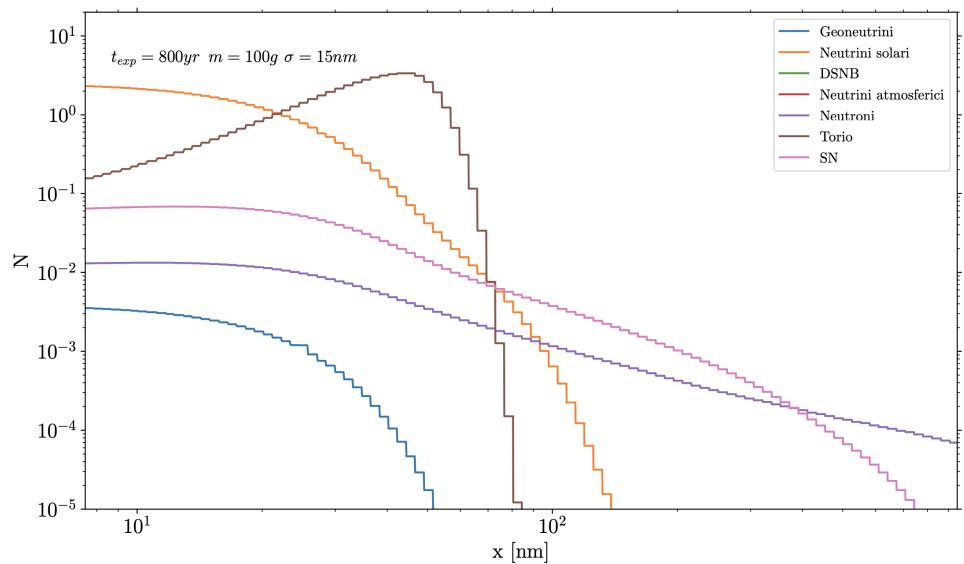


Figura 6.2: Grafico che mostra le tracce attese in un campione di Morenosite di età pari a 800 yr analizzato nel caso ad alta esposizione qualora si considerino anche gli effetti delle supernove

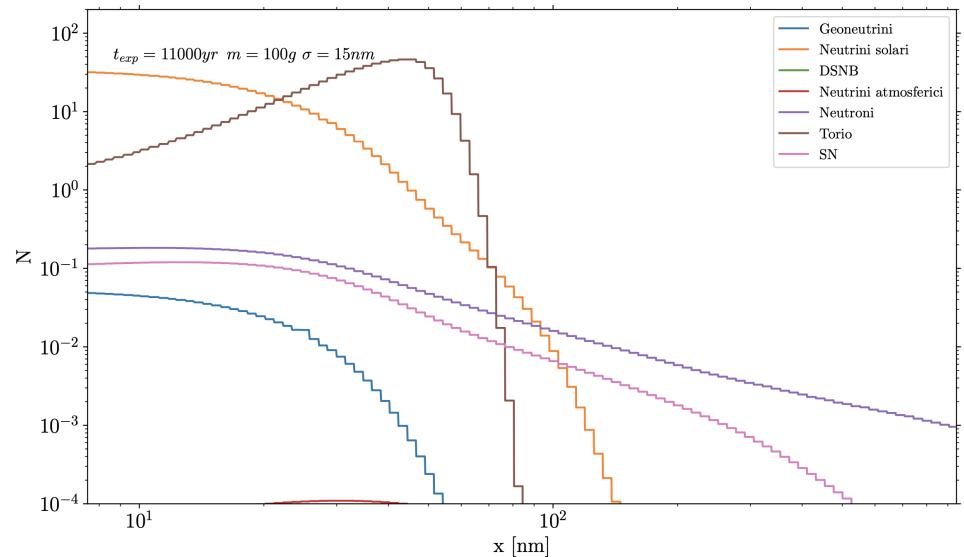


Figura 6.3: Grafico che mostra le tracce attese in un campione di Morenosite di età pari a 11,000 yr analizzato nel caso ad alta esposizione qualora si considerino anche gli effetti delle supernove

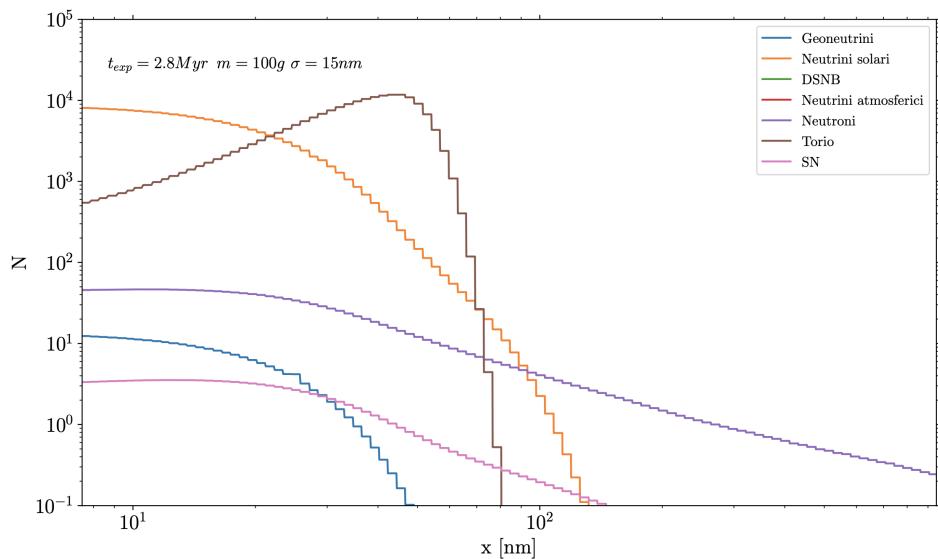


Figura 6.4: Grafico che mostra le tracce attese in un campione di Morenosite di età pari a 2.8 Myr analizzato nel caso ad alta esposizione qualora si considerino anche gli effetti delle supernove

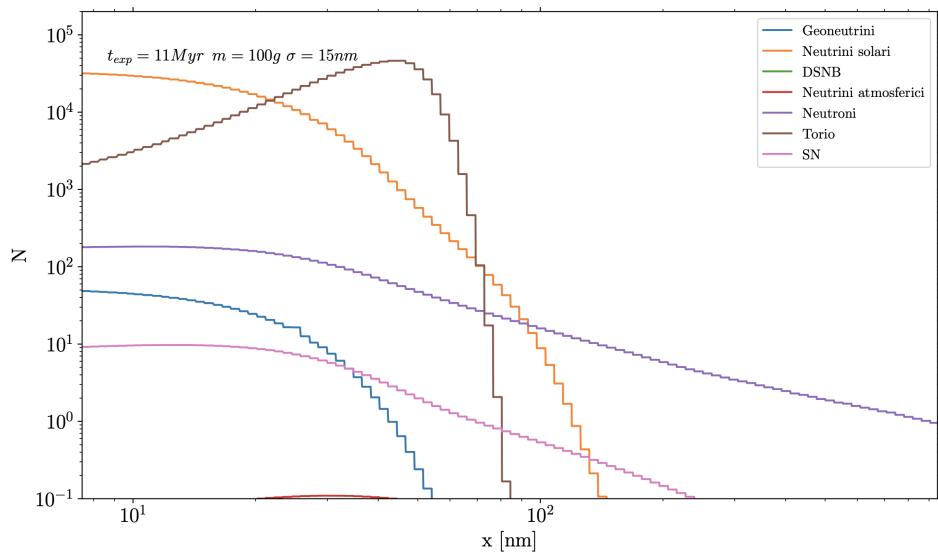


Figura 6.5: Grafico che mostra le tracce attese in un campione di Morenosite di età pari a 11 Myr analizzato nel caso ad alta esposizione qualora si considerino anche gli effetti delle supernove

Capitolo 7

Conclusioni e prospettive

Lo scopo di questo lavoro di tesi era capire se fosse possibile trovare e identificare tracce dovute a neutrini all'interno di paleo-detectors. A tale scopo sono stati studiati diversi minerali da usare per cercare di capire quale poi fosse migliore. Lo studio si è sviluppato prima elaborando i grafici dei tassi di tracce e poi sviluppando due casi in cui potessero essere analizzate queste tracce. Da questa analisi ci si è resi conto come il caso ad alta risoluzione sia potenzialmente migliore, in quanto riesce a limitare il fondo dovuto all'emissione di Torio in maniera più efficace del caso ad alta esposizione.

Nella seconda parte del lavoro si è passati a un approccio più pratico, identificando una situazione in cui l'uso di paleo-detectors sia possibile. A questo scopo si è deciso di compiere una simulazione di un campione di Morenosite, minerale presente nell'area di Sudbury che per le sue caratteristiche morfologiche rappresenta un sito molto interessante. La simulazione e il successivo fit hanno messo in luce come sia migliore la ricostruzione di tracce nel caso ad alta esposizione. Il fit tuttavia è stato compiuto partendo dall'ipotesi che si abbia un unico campione, non si esclude quindi che un'analisi futura, fatta considerando una simulazione a più campioni, possa portare a risultati diversi e una ricostruzione migliore.

Nell'ultimo capitolo il focus si è spostata su una seconda situazione in cui l'applicazione dei paleo-detectors potrebbe essere possibile: la ricerca di tracce di neutrini provenienti da supernove Galattiche. Le analisi svolte tuttavia mostrano che l'applicazione è possibile solo nel momento in cui le masse prese in considerazione aumentano almeno di un ordine di grandezza.

Le applicazioni dei paleo-detectors tuttavia non si limitano ai neutrini qui considerati: è già stato proposto il loro uso nell'ambito della ricerca di WIMP e di neutrini atmosferici [24] come tracciatori del flusso di raggi cosmici nel passato. Un'analisi simile a quella svolta in questa tesi potrebbe essere fatta nel caso di UHECR (Ultra High Energy Cosmic Rays). In quest'ultimo caso si deve considerare però che il flusso è inferiore alle situazioni studiate in precedenza e che, vista la loro energia, gli UHECR, fanno principalmente scattering inelastico.

Bibliografia

- [1] A. K. Drukier et al. Paleo-detectors: Searching for Dark Matter with Ancient Minerals. *Phys. Rev.*, D 99:043014, 2019.
- [2] S. Baum et al. Searching for Dark Matter with Paleo-Detectors. *Phys.Lett.*, B803:135325, 2020.
- [3] S. Baum et al. Paleo-detectors for Galactic supernova neutrinos. *Phys. Rev.*, D 101:103017, 2020.
- [4] A. Das and T. Ferbel. *Introduction to Nuclear and Particle Physics*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 5 Toh Tuck Link, Singapore 596224, 2003.
- [5] Live chart of nuclides. <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>.
- [6] Kenneth S. Krane. *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley Sons, New York, USA, 1988.
- [7] D. Perkins. *Particle Astrophysics*. Oxford University Press, Great Clarendon Street, Oxford OX2 6DP, 2003.
- [8] D. M. Mei and A. Hime. Muon-Induced Background Study for Underground Laboratories. *Phys. Rev.*, D73:053004, 2006.
- [9] S. Kumaraman et al. Borexino results on neutrinos from the Sun and Earth. *Universe.*, 7:231, 2021.
- [10] P. C. Divari. Coherent and Incoherent Neutral Current Scattering for Supernova Detection. *Advances in High Energy Physics*, 2012.
- [11] John F. Beacom. The Diffuse Supernova Neutrino Background. *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, 60:439–462, 2010.
- [12] Ciaran A. J. O’Hare. Dark matter astrophysical uncertainties and the neutrino floor. *Phys. Rev.*, D 94:063527, 2016.
- [13] T. K. Gaisser. Atmospheric Neutrinos.
- [14] M. Agostini et al. Comprehensive geoneutrino analysis with Borexino. *Phys. Rev.*, D 101:012009, 2020.

- [15] T. D. P. Edwards et al. Digging for Dark Matter: Spectral Analysis and Discovery Potential of Paleo-Detectors. *Phys. Rev.*, D 99:043541, 2019.
- [16] Z. A. Aljubouri and S. M. Aldabbagh. Sinjarite, a new mineral from Iraq. *Mineralogical Magazine*, 43:643–645, 1980.
- [17] D. Aquilano et al. Three study cases of growth morphology in minerals: Halite, calcite and gypsum.
- [18] Hudson Institute of Mineralogy. Mindat. <https://www.mindat.org/>.
- [19] B. M. French. *Sudbury Structure, Ontario: Some Petrographic Evidence for an Origine by Meteorite Impact*. National Aeronautics and Space Administration, Greenbelt, Maryland 20771, 1967.
- [20] U. Riller. Structural characteristics of the Sudbury impact structure, Canada: Impact-induced versus orogenic deformation—A review. *Meteoritics Planetary Science* 40, 11:1723–1740, 2005.
- [21] D. H. Rousell and G. H. Brown. *A Field Guide to the Geology of Sudbury, Ontario*. Queen’s Printer for Ontario, 2009.
- [22] N. Benitez et al. Evidence for Nearby Supernova Explosions. *Phys. Rev. Lett.*, 88:081101, 2002.
- [23] K. Knie et al. 60Fe Anomaly in a Deep-Sea Manganese Crust and Implications for a Nearby Supernova Source. *Phys. Rev. Lett.*, 93:171103, 2004.
- [24] Johnathon R. Jordan, Sebastian Baum, Patrick Stengel, Alfredo Ferrari, Maria Cristina Morone, Paola Sala, and Joshua Spitz. Measuring changes in the atmospheric neutrino rate over gigayear timescales. *Phys. Rev. Lett.*, 125:231802, Nov 2020.