

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA
DIPARTIMENTO DI FISICA ED ASTRONOMIA “Galileo Galilei”

CORSO DI LAUREA IN FISICA



Simulazione Monte Carlo di muoni cosmici nel rivelatore JUNO

Laureando:
LUCA DEL TORRE

Relatore: dottor ALBERTO GARFAGNINI
Correlatore: dottor EDUARDO MEDINACELI

ANNO ACCADEMICO 2014/2015

Il rivelatore di neutrini JUNO, che verrà costruito in Cina, si propone di studiare un importante obiettivo nella fisica del neutrino: la determinazione della gerarchia di massa. L'apparato di rivelazione si basa su scintillatore liquido contenuto in una sfera di 36 metri di diametro, la cui luce di scintillazione è letta da 18000 fotomoltiplicatori. Anche se l'esperimento sarà ricoperto da circa 700m di roccia, uno dei fondi principali è generato dal passaggio di muoni atmosferici. Questa tesi si propone di simularne il passaggio nello scintillatore, il rilascio di energia, l'evoluzione dei fotoni e il segnale in uscita dai fotomoltiplicatori. I metodi Monte Carlo sono pensati per renderlo uno strumento computazionalmente leggero ma al contempo fedele alla fisica. Lo scopo della simulazione è quello di fornire delle indicazioni su come progettare ed ottimizzare al meglio l'elettronica dell'esperimento.

Indice

1	Introduzione	4
1.1	Il neutrino: una particella inafferrabile	4
2	JUNO	6
2.1	Struttura e obiettivi dell'esperimento	6
2.2	Scintillatore: meccanismo e caratteristiche	7
2.3	PMT: meccanismo e caratteristiche	8
3	La simulazione Monte Carlo	10
3.1	Raggi cosmici	10
3.2	La simulazione	10
3.2.1	Geometria	10
3.2.2	Muoni	10
3.2.3	Scintillazione	12
3.2.4	Elettronica	14
3.3	Calibrazione	14
4	Conclusioni e prospettive	18
	Riferimenti bibliografici	18

Capitolo 1

Introduzione

1.1 Il neutrino: una particella inafferrabile

L'esistenza del neutrino venne ipotizzata per la prima volta da Wolfgang Pauli [1] nel 1930, per giustificare lo spettro continuo del decadimento beta, ma si dovette aspettare il 1956 perchè Frederick Reines e Clyde Cowan lo individuassero sperimentalmente [2, 3, 4].

Questo lungo periodo di ricerca rispecchia la natura del neutrino: è una particella subatomica neutra di massa estremamente piccola, che interagisce molto raramente con la materia.

Il Modello Standard delle particelle [5] prevede l'esistenza di tre leptoni carichi (e^- , μ^- , τ^-) e tre corrispondenti tipi di neutrino (ν_e , ν_μ , ν_τ). Il tipo di neutrino (sapore) si definisce in base al leptone coinvolto nell'interazione di corrente carica.

Questo significa che conosciamo il sapore di un neutrino se è nota l'interazione da cui proviene (ad esempio il decadimento beta per il neutrino elettronico) o se è nota l'interazione con cui lo riveliamo.

Il neutrino è una particella ancora piena di misteri, non solo per la difficoltà nel rivelarla, ma perchè presenta delle anomalie rispetto ai modelli della fisica teorica: evidenze sperimentali mostrano che il neutrino oscilla, ossia viaggiando nello spazio-tempo cambia sapore. Ciò significa che, generato un flusso di neutrini con sapore definito (conoscendo la reazione dalla quale è stato prodotto), ad una certa distanza c'è una probabilità di trovare neutrini di diverso sapore.

La spiegazione di questo fenomeno è che gli autostati del sapore non coincidono con quelli della massa. L'operatore massa commuta con l'hamiltoniano della particella libera, e quindi l'evoluzione temporale mescola (mixing) gli autostati del sapore; la matrice U regola il mescolamento:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha,i} |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

Con $\nu_\alpha = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ (autostati del sapore) e $\nu_i = \nu_1, \nu_2, \nu_3$ (autostati della massa). Questa spiegazione implica l'esistenza della massa del neutrino, seppur piccolissima (dell'ordine degli eV), nonostante il Modello Standard della fisica delle particelle gli attribuisca massa nulla.

Conoscere la matrice U dell'equazione (1.1) significa poter esprimere gli autostati del sapore come combinazioni lineari degli autostati della massa (in figura 1.1 se ne ha una rappresentazione grafica).

Le probabilità di oscillazione sono direttamente collegate alle $\Delta m_{ij} = m_i - m_j$: gli esperimenti degli ultimi 20 anni hanno permesso di arrivare ad alti gradi di precisione in queste misure, misurando la scomparsa ("disappearance") dei neutrini. Una delle domande

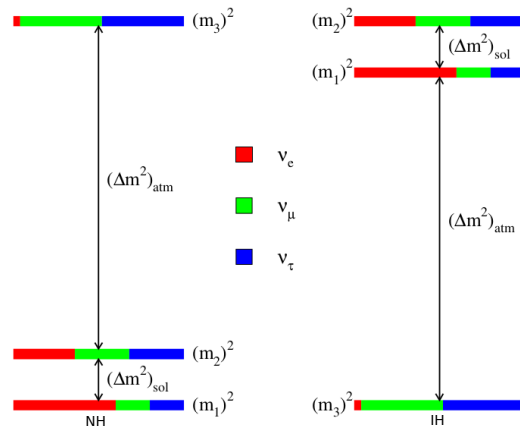


Figura 1.1: Rappresentazione grafica della gerarchia di massa: a sinistra la gerarchia diretta (NH); a destra la gerarchia inversa (IH)

ancora aperte, è quale delle due gerarchie di massa sia quella reale: la gerarchia diretta (NH) oppure quella inversa (IH). Per poter discriminare tra le due gerarchie sono richieste, come vedremo, un'alta statistica (grande massa attiva del rivelatore) ed un'alta precisione negli eventi misurati (una risoluzione energetica molto spinta). JUNO nasce per questo.

Capitolo 2

JUNO

2.1 Struttura e obiettivi dell'esperimento

JUNO (Jiangmen Underground Neutrino Observatory) [6, 7, 8] è un esperimento in fase di costruzione in Cina che rivelerà neutrini prodotti da due centrali nucleari. Si comporrà di un enorme contenitore sferico riempito di uno scintillatore liquido, di un rivelatore Cherenkov ad acqua e di un tracciatore di muoni. La vasca d'acqua in cui la sfera centrale sarà immersa serve a schermare la radioattività naturale e sarà attrezzata da fotomoltiplicatori (PMT) per rivelare la luce Cherenkov principalmente dei muoni cosmici; in cima alla vasca sarà posizionato un altro rivelatore di muoni per permettere di tracciarli al meglio (figura 2.1).

Oltre alla misura della gerarchia di massa, JUNO si pone i seguenti obiettivi:

- Misurare con precisione i termini di mixing;
- Rivelare neutrini atmosferici;
- Studiare geo-neutrini;
- Rivelare neutrini da supernovae;
- Rivelare neutrini solari

Ma l'obiettivo fondamentale, che pone le sfide più ambiziose e per cui è stato progettato questo esperimento, è la determinazione della gerarchia di massa. Poichè la probabilità di

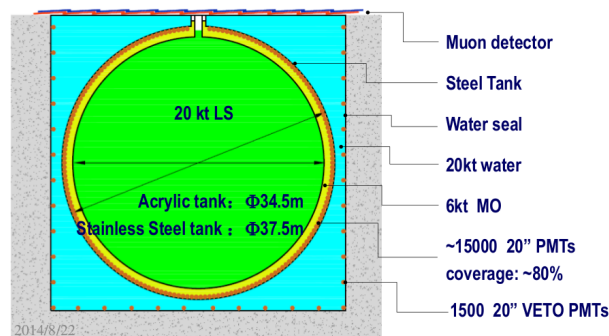


Figura 2.1: Schema del rivelatore JUNO [9]

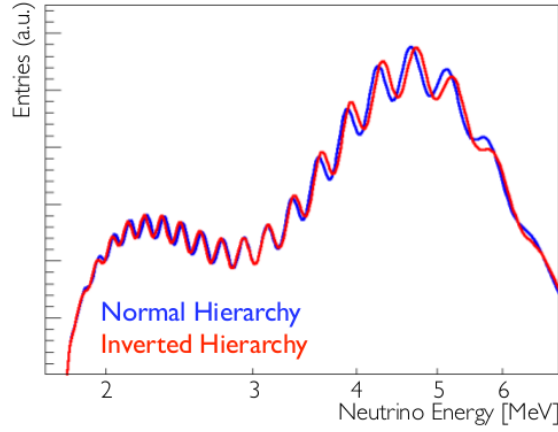


Figura 2.2: Spettro atteso per la distinzione tra NH e IH

sopravvivenza degli antineutrini elettronici è:

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{12} \cos^4 \theta_{13} \sin^2\left(\Delta m_{21}^2 \frac{L}{4E}\right) - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2\left(\cos^2 \theta_{12} \sin^2\left(\Delta m_{31}^2 \frac{L}{4E}\right) + \sin^2 \theta_{12} \sin^2\left(\Delta m_{32}^2 \frac{L}{4E}\right)\right) \quad (2.1)$$

dove,

- θ_{ij} sono termini che vengono dalla matrice U dell'equazione 1.1 che sono stati misurati in altri esperimenti e di cui JUNO si propone di fare misure di precisione;
- L è la distanza tra rivelatore e sorgente dei neutrini (baseline). Fattore decisivo nella scelta del luogo dell'esperimento;
- E è l'energia del $\bar{\nu}_e$;

Lo spettro di energia dei neutrini emessi dal reattore è sensibile alla gerarchia di massa (figura 2.2). Per poter distinguere le due curve però, è necessaria un'elevata risoluzione energetica (3% a 1 MeV).

2.2 Scintillatore: meccanismo e caratteristiche

JUNO è costituito da una sfera acrilica di 36 metri di diametro riempita con 20kton di scintillatore organico LAB (Linear Alkyl Benzene). Uno scintillatore è un materiale che rilascia fotoni quando eccitato da radiazione ionizzante. Questo avviene perchè la radiazione viene assorbita dal materiale e riemessa principalmente sotto forma radiativa, con una lunghezza d'onda diversa da quella di assorbimento dello scintillatore stesso. In altre parole, lo scintillatore è trasparente alla lunghezza d'onda in cui emette. Le caratteristiche importanti per uno scintillatore sono:

- La lunghezza d'onda dei fotoni emessi;
- La trasparenza, data dalla lunghezza di attenuazione λ ;
- L'efficienza energetica, cioè la quantità di fotoni prodotti per energia assorbita, che dev'essere il più possibile lineare con l'energia;

Lunghezza di attenuazione (m)	20
Lunghezza d'onda (nm)	425
Efficienza energetica (N_γ/MeV)	12000
Tempo di scintillazione (ns)	3.5
Indice di rifrazione	1.47

Tabella 2.1: Caratteristiche dello scintillatore LAB

- Il tempo di scintillazione, che è il tempo di decadimento dello stato eccitato da cui derivano i fotoni di scintillazione;
- La compatibilità con i rivelatori di luce, ossia l'indice di rifrazione n che dev'essere vicino a quello del vetro (1.5).

Il LAB (Linear Alkyl Benzene) è uno scintillatore liquido organico, dal costo relativamente basso, che debitamente purificato, mira a rispondere in maniera ottimale alle esigenze di JUNO. In tabella 2.1 sono elencate le caratteristiche, utilizzate nella simulazione oggetto di questa tesi, che sono valori indicativi degli obiettivi che si prefiggono in JUNO.

2.3 PMT: meccanismo e caratteristiche

Un fotomoltiplicatore (PMT) è un tubo elettronico a vuoto che genera ed amplifica una corrente elettrica in risposta a sollecitazioni di natura luminosa. È un tubo in vetro al cui interno si pratica il vuoto che si compone fondamentalmente di due parti:

- Un'area fotosensibile (fotocatodo) che, colpita da un fotone, per effetto fotoelettrico libera un elettrone (fotoelettrone);
- Un moltiplicatore elettronico che amplifica il segnale, in genere attraverso una cascata elettronica;

La superficie di vetro del fotocatodo viene resa fotosensibile ricoprendola con un sottile film di un materiale con basso potenziale di estrazione.

Il moltiplicatore elettronico accelera l'elettrone proveniente dal catodo con una differenza di potenziale fino ad un primo dinodo. Il dinodo è un "emettitore secondario": sfrutta un effetto simile al fotoelettrico in cui il fotone incidente è sostituito da un elettrone che trasferisce la sua energia al dinodo consentendo l'emissione di un certo numero di elettroni secondari. Questo processo genera una cascata elettronica, che idealmente genera un segnale proporzionale al numero di fotoni incidenti.

Le caratteristiche dei PMT dipendono fortemente dalla forma del tubo, dal materiale fotosensibile, e dall'elettronica e sono:

- Il guadagno in corrente, ossia l'amplificazione;
- L'efficienza quantica η , cioè il rapporto tra il numero di fotoni incidenti e il numero di fotoelettroni, che varia con la lunghezza d'onda dei fotoni incidenti. In JUNO la lunghezza d'onda è quella dei fotoni di scintillazione (tabella 2.1);
- La linearità della cascata elettronica al variare del numero di fotoni incidenti;
- La latenza (Transit time) e la relativa incertezza (spread);

Amplificazione (mV)	6
Efficienza quantica η	0.35
Transit time (ns)	3.5
Spread (ns)	2

Tabella 2.2: Caratteristiche indicative dei PMT che saranno usati in JUNO

Il rivelatore sferico di JUNO sarà ricoperto da 18000 PMT con superficie fotosensibile di 20". Questo significa raggiungere una copertura (photo-coverage) di quasi l'80% della sfera, fondamentale per aumentare l'efficienza di rivelazione.

In tabella 2.2 sono elencate caratteristiche indicative (usate per la simulazione) [10] [11].

Capitolo 3

La simulazione Monte Carlo

3.1 Un importante fondo per l'esperimento: i raggi cosmici

L'interazione della radiazione cosmica di fondo con i nuclei pesanti dell'atmosfera produce varie particelle; tra queste, pioni e kaoni, che decadono rapidamente in muoni e neutrini. Il muone è una particella carica negativamente, con spin semintero e con massa $105.7 \text{ MeV}/c^2$. A differenza degli altri prodotti instabili della radiazione cosmica la sua vita media è relativamente lunga ($2.2\mu s$) e questo gli permette di arrivare sulla superficie terrestre. Il muone è simile all'elettrone ma la sua massa è 200 volte superiore, questo lo rende altamente penetrante e quindi un fondo inevitabile per un esperimento come JUNO, nonostante i 700 metri di roccia sopra al rivelatore ne diminuiscano la frequenza.

Poichè la radiazione cosmica produce reazioni "a pioggia" (shower), gli eventi muonici sono spesso multipli. In JUNO, visto che le dimensioni del rivelatore sono dello stesso ordine della distanza caratteristica che separa due muoni provenienti dalla stessa shower, ci si aspetta 0.69 eventi multipli al secondo. Il rate di eventi singoli è invece di 4.1Hz.

La distribuzione energetica degli eventi si vede in figura 3.1.

3.2 La simulazione

3.2.1 La geometria

Per simulare gli eventi è stato scelto di generarli uniformemente su di una circonferenza, immaginandola "incollata" sulla sfera che rappresenta il rivelatore. Questo permette di sfruttare una simmetria cilindrica ed evolvere facilmente i muoni in linea retta decrementando semplicemente la coordinata z . In sostanza si sono simulate le coordinate x e y sulla circonferenza (figura 3.2) e si è poi calcolata la coordinata Z_{in} del punto d'ingresso del muone nella sfera con $Z_{in} = \sqrt{R^2 - x^2 - y^2}$ (il raggio è di 18 metri). Il difetto è quello di non simulare l'inclinazione delle traiettorie, ma questo può essere facilmente studiato ruotando la sfera e di conseguenza i PMT.

I PMT vengono trattati uno a uno ed identificati con le coordinate sferiche θ e ϕ .

3.2.2 I muoni

Gli eventi presi in considerazione nella simulazione sono muoni singoli sufficientemente energetici da attraversare tutto il rivelatore senza fermarsi. Come si vede in figura 3.3(a) questo significa considerare muoni con un'energia superiore ai 10 GeV. A queste energie e per la precisione richiesta dalla simulazione, si può approssimare la velocità dei muoni a quella della luce.

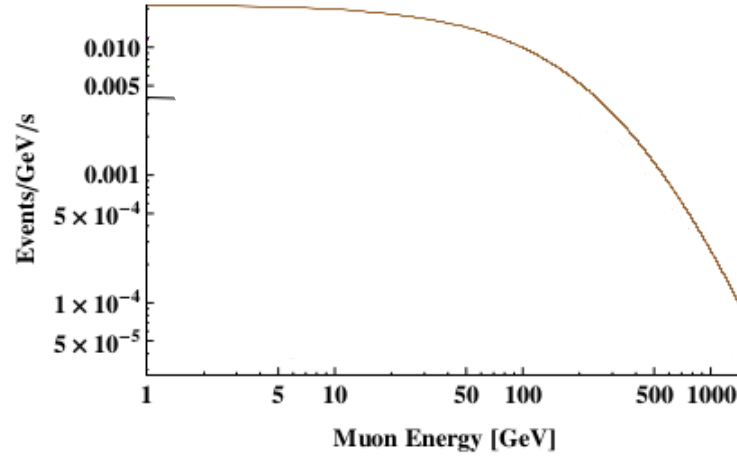


Figura 3.1: Distribuzione energetica dei singoli muoni cosmogenici attesi in JUNO [12].

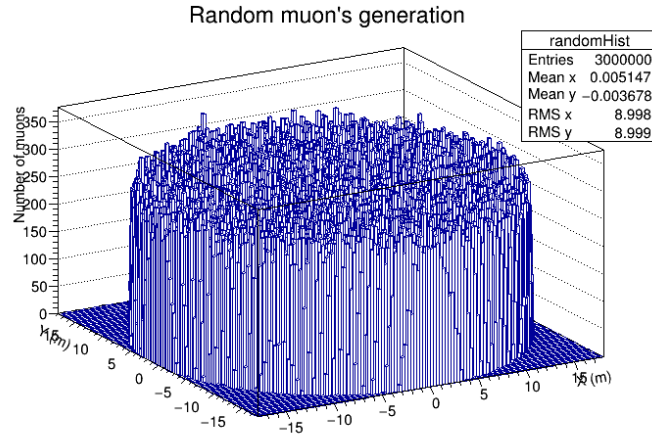
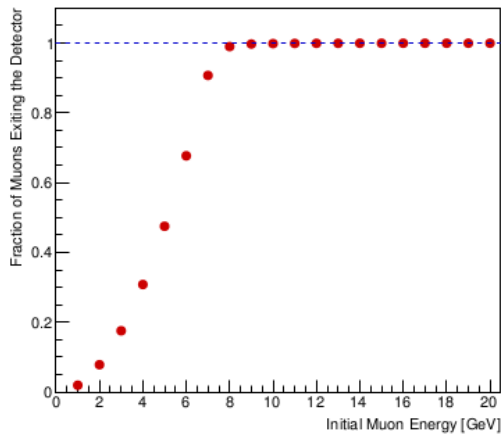
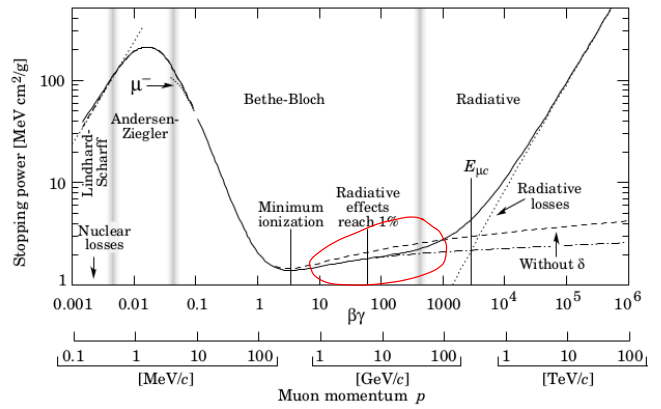


Figura 3.2: Distribuzione uniforme sulla circonferenza



(a)



(b)

Figura 3.3: Frazione di muoni in funzione dell'energia che attraversano interamente il rivelatore (a) [12], dE/dx dei muoni al variare del momento (b) [13].

Questa scelta porta ad alcune importanti conseguenze:

- La traiettoria dei muoni è una retta;
- Il rilascio di energia viene considerato costante;

Quest'ultima approssimazione è stata fatta, pur lasciando spazio ad una successiva implementazione, perchè il $\frac{dE}{dx}(E)$ dei muoni nell'intervallo di energia preso in considerazione ha una variazione trascurabile (i muoni sono vicini al minimo di ionizzazione come si vede in figura 3.3 (b)).

In conclusione i muoni evolvono nella simulazione decrementando la coordinata z (procedendo dunque in linea retta) di una quantità fissata (che sarà il nostro step Monte Carlo) rilasciando ad ogni step una quantità di energia costante. Il rilascio è stato impostato a $1.69 \frac{\text{MeV}}{\text{g}\cdot\text{cm}^2}$ che nel caso del nostro scintillatore LAB ($\rho = 0.87 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$) e con la scelta di uno step di 0.5 cm dà $E_{\text{perStep}} = 0.74 \text{ MeV}$ (da [12]).

3.2.3 La scintillazione

Si chiamerà "deposito" un rilascio di energia in un certo punto ed istante, nel rivelatore. Un deposito all'interno dello scintillatore emette isotropicamente un numero di fotoni proporzionale all'energia depositata. Questa parte della simulazione trasporta i fotoni dal punto di scintillazione al PMT.

Per ottimizzare la simulazione è stato scelto di propagare solo i fotoni che arriveranno effettivamente ad essere trasformati in fotoelettroni dal PMT. Il numero di fotoelettroni è:

$$N_{\text{phe}}^{\text{medio}} = E \cdot N_{\gamma} \cdot e^{-d/\lambda} \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \eta \quad (3.1)$$

dove,

- E è l'energia del deposito, nel nostro caso è costante;
- N_{γ} è il numero medio di fotoni rilasciati dallo scintillatore per MeV di energia depositata;
- λ è il coefficiente di attenuazione;
- η è l'efficienza quantica del PMT;
- Ω è l'angolo solido sotto cui è visto il PMT dal punto di deposito dell'energia;
- d è la distanza tra il deposito e il centro del PMT (tiene conto del fatto che i PMT saranno posizionati esternamente alla sfera, ad 1.5 metri di distanza).

Quest'ultimo termine è calcolato approssimando l'area proiettata ortogonalmente alla direzione di vista come se fosse una circonferenza (in realtà è un'ellisse) in modo da poterlo calcolare analiticamente. Infatti l'angolo solido sotteso da una circonferenza, calcolato rispetto ad un punto sull'asse passante per il centro, e perpendicolare al piano della circonferenza stessa è:

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos \theta_{\text{max}}) \quad (3.2)$$

dove θ_{max} è mostrato in figura 3.4. La simulazione calcola un $\theta_{\text{max}}^{\text{eq}}$ equivalente, usando una circonferenza di $\text{Area}^{\text{eq}} = R_{\text{pmt}}^2 \pi \cos \beta$:

$$\theta_{\text{max}}^{\text{eq}} = \arctan \frac{R_{\text{pmt}} \sqrt{\cos \beta}}{d} \quad (3.3)$$

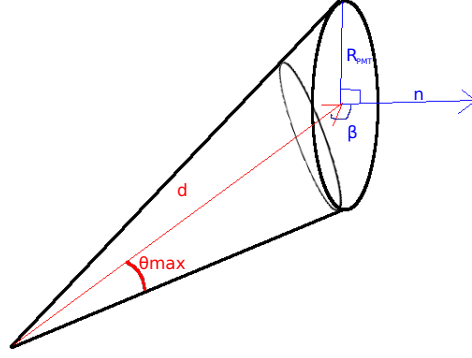


Figura 3.4: Angolo solido

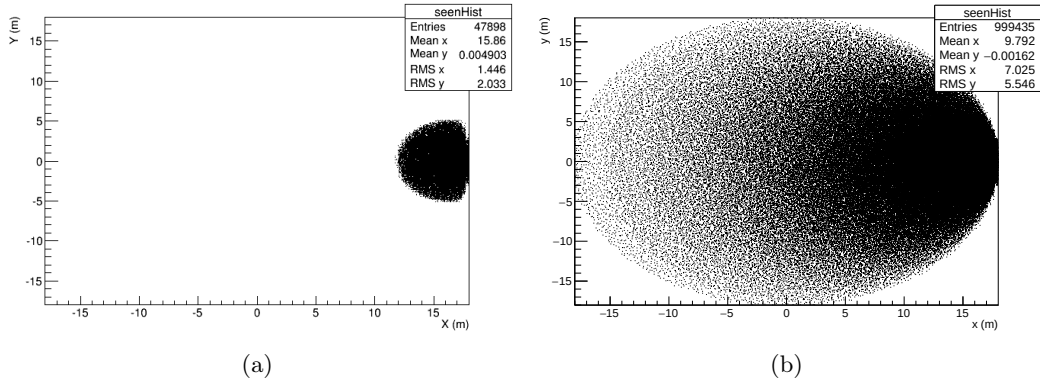


Figura 3.5: Muoni visti da un PMT in $\theta = \frac{\pi}{4}$, $\phi = \frac{\pi}{4}$: senza campionare dalla poissoniana a); con il campionamento b)

dove β è l'angolo tra la direzione della distanza e la normale uscente alla circonferenza (si veda la figura 3.4).

Bisogna tener conto che N_{phe}^{medio} è un valor medio, per ottenere una simulazione realistica si campiona N_{phe} :

- Se $N_{phe}^{medio} < 15$ da una Poissoniana;
- Se $N_{phe}^{medio} \geq 15$ da una Gaussiana.

Il campionamento ha un ruolo decisivo soprattutto per piccoli valori di N_{phe}^{medio} , infatti, in assenza di questo, depositi con $N_{phe}^{medio} < 0.5$ risultano invisibili per il PMT, rendendo "cieca" buona parte della sfera. Si veda in proposito la figura 3.5.

Calcolo del tempo e memorizzazione del segnale

I tempi di arrivo dei singoli fotoni vengono calcolati ponendo l'origine dei tempi all'ingresso del muone nella sfera e sommando:

- Il tempo impiegato dal muone per arrivare fino allo step considerato con $t_{step} = z_{muon}/c$;
- Il tempo di scintillazione (si veda la sez 2.2), campionato da una distribuzione esponenziale (figura 3.6);

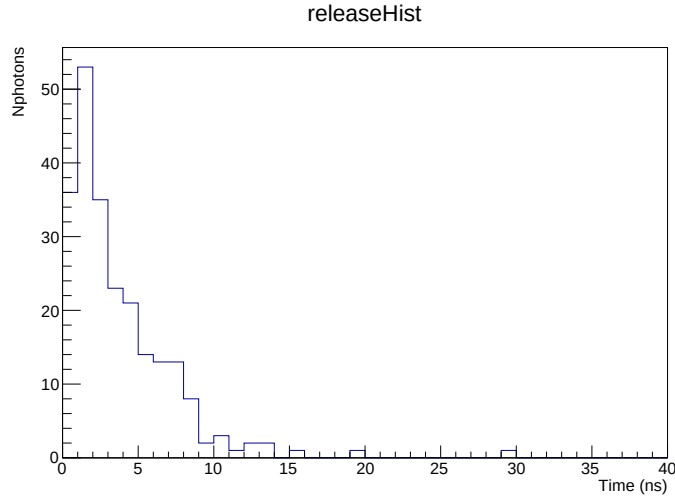


Figura 3.6: Curva del rilascio di fotoni per 0.87 MeV di energia in $(0,0,17.995)$ per un PMT in $\theta = 0$ e $\phi = \pi/4$

- Il tempo che i fotoni impiegano a raggiungere il PMT considerato con $t = d/(c/n)$ dove n è il coefficiente di rifrazione dello scintillatore;

Il vettore degli "hits" registra per ogni fotone il tempo di arrivo sul PMT, questo permette di ottenere un istogramma del segnale in ingresso al PMT (figure 3.9).

3.2.4 L'elettronica

Per simulare il segnale in uscita dal PMT generiamo una cascata elettronica per ciascun hit, caratterizzata dal tempo di arrivo del fotone e dalla forma d'onda. La simulazione è stata fatta con la seguente forma d'onda [10]:

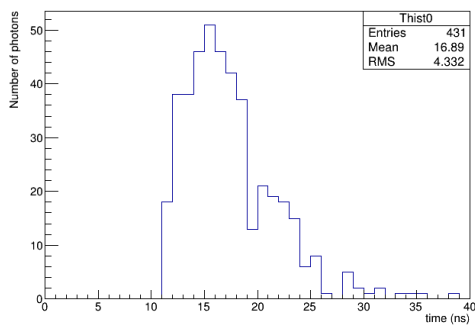
$$f(t) = \begin{cases} 0 & \text{se } t - \delta \leq 0, \\ -A \cdot \exp \frac{\log^2 \frac{t-\delta}{\sigma}}{\mu^2} & \text{se } t - \delta > 0. \end{cases} \quad (3.4)$$

- $A = 6$ mV è l'ampiezza del segnale;
- $\mu = 0.45$;
- $\delta = 6 \cdot 10^{-9} - \sigma/1,5$ s è lo shift del segnale;
- $\sigma = 3.7 \cdot 10^{-9}$ s.

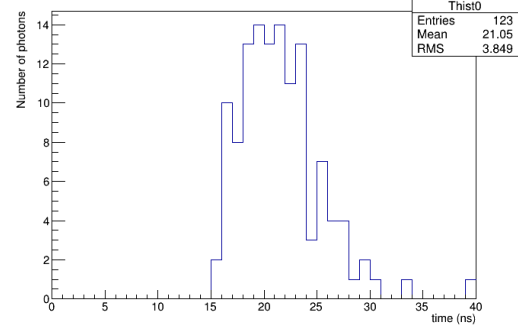
La funzione è stata discretizzata a step di 1ns (figura 3.8). Per ottenere la forma d'onda complessiva si è generata la funzione 3.4 per ogni hit shiftandola del tempo di arrivo e del transit time caratteristico del PMT (si veda la sezione 2.3).

3.3 Calibrazione

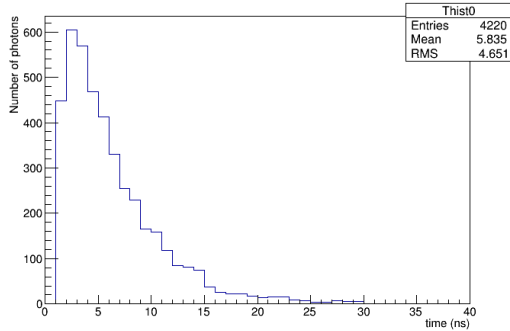
Per verificare la validità della simulazione sono stati presi in considerazione alcuni risultati di simulazioni Monte Carlo più avanzate. Questo richiede di considerare tutti i PMT sulla sfera e quindi di usare un algoritmo per disporli.



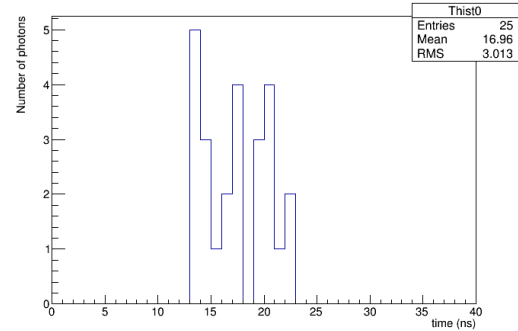
(a) *muone in $(x,y)=(5,0)$, PMT in $(\theta, \phi)=(0, \frac{\pi}{2})$*



(b) *muone in $(x,y)=(-5,0)$, PMT in $(\theta, \phi)=(0, \frac{\pi}{2})$*



(c) *muone in $(x,y)=(0,0)$, PMT in $(\theta, \phi)=(0,0)$*



(d) *muone in $(x,y)=(17.5,0)$, PMT in $(\theta, \phi)=(0,0)$*

Figura 3.7: Segnali in ingresso al PMT per diversi muoni

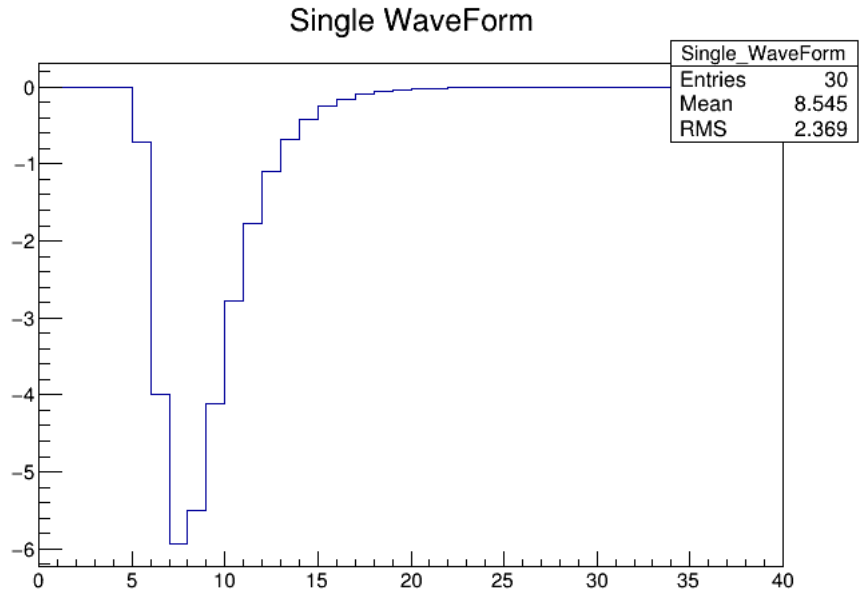


Figura 3.8: La forma d'onda discretizzata

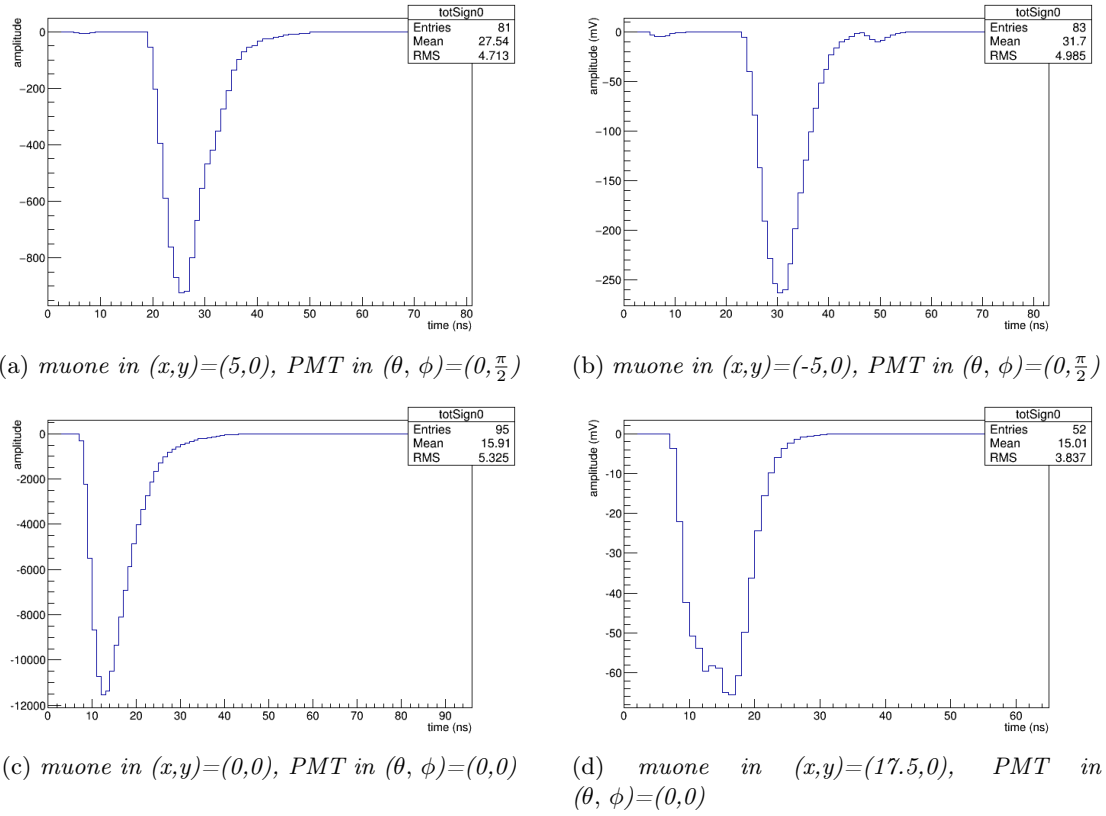


Figura 3.9: Segnali in ingresso al PMT per diversi muoni

Disposizione dei PMT

Per disporre i PMT con una certa semplicità si è scelto di dividere la sfera in paralleli distanziati di una lunghezza dl . Su ciascun parallelo si sono disposti un numero diverso di PMT distanziandoli sempre di dl .

Per ottenere 18000 PMT si è scelto $dl = R \cdot \sqrt{\frac{4\pi}{18000}} = 0.515m$.

Il punto debole di questa disposizione è che, preso un PMT, i 4 PMT più vicini che lo circondano non sono sempre equidistanti (come si suppone invece saranno quelli di JUNO); questo difetto è intrinseco all'algoritmo di disposizione ed è dovuto allo sfasamento che avviene tra due paralleli procedendo con il dl fissato. Siamo in grado però di mettere un limite superiore a questa distanza che si trova essere di 0.576 m, mentre quello inferiore è chiaramente il $dl = 0.515$ m.

Un primo test di calibrazione è ritrovare che per 1 MeV di energia rilasciato al centro del rivelatore il complesso dei 18000 PMT raccoglie 1200 fotoelettroni.

Simulando 1000 depositi di energia da 1 MeV con la nostra simulazione si ottiene una media di 1130.

Un secondo test è quello di riprodurre un effetto di non linearità spaziale nella raccolta di fotoni di scintillazione, dovuto alle grandi dimensioni dello scintillatore. Il numero di fotoelettroni raccolti dal totale dei PMT, per un deposito di data energia, varia con la distanza dal bordo, per via dell'attenuazione: aumenta con l'avvicinarsi al bordo.

Simulando 100 volte depositi da 1 MeV a diverse distanze dal centro si è ottenuto:

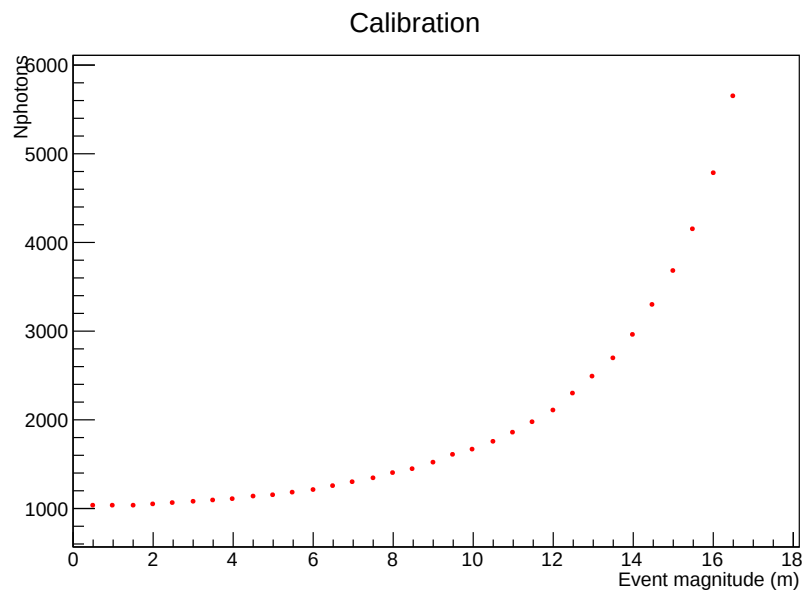


Figura 3.10: Fotoelettroni raccolti con un rilascio di energia di 1MeV a diverse distanze dal centro della sfera.

Che rispecchia il profilo atteso.

Capitolo 4

Conclusioni e prospettive

L'obiettivo di questa simulazione era fornire uno strumento leggero ma efficace per riprodurre il segnale dovuto al passaggio di muoni nel rivelatore JUNO.

Molti dei processi fisici sono stati semplificati ed approssimati: la scelta decisiva è quella di non evolvere i fotoni uno ad uno ma stimare a priori i fotoni che raggiungeranno i fotomoltiplicatori (sezione 2.2). I vantaggi in termini di costo computazionale sono notevoli, e il calcolo resta abbastanza fedele alla fisica da permettere il confronto con risultati di Monte Carlo più pesanti e complessi (sezione 3.3).

Il codice della simulazione è stato studiato in modo da essere modulare e facile da usare. Potranno essere affinati alcuni processi fisici, ad esempio il rilascio di energia dei muoni nello scintillatore oppure lo spread sul transit time dei PMT, e si potranno studiare eventi di altra natura all'interno di JUNO: aggiungere altri segnali di fondo alla simulazione consentirebbe lo studio di soglie per la discriminazione del segnale.

In conclusione questo lavoro fornisce uno strumento interessante e con ampie possibilità di sviluppo, per uno studio, ad ordine zero, dell'elettronica in JUNO.

Bibliografia

- [1] Wolfgang Pauli. *Aufsätze und Vorträge über Physik und Erkenntnistheorie*. Vol. 115. Viegge & Sohn, 1961.
- [2] Frederick Reines e Clyde L Cowan. “The neutrino”. *Nature* 178.4531 (1956), p. 446.
- [3] CL Cowan Jr. “AD MGuire Science 124, 103,(1956) F. Reines and CL Cowan”. *Nature* 178 (1956), p. 466.
- [4] Frederick Reines e Clyde L Cowan Jr. “Free antineutrino absorption cross section. I. Measurement of the free antineutrino absorption cross section by protons”. *Phys. Rev.* 113.1 (1959), p. 273.
- [5] A. Bettini. *Introduction to Elementary Particle Physics*. A cura di Cambridge University Press. Cambridge University Press, 2008.
- [6] J.Cao *et al.* “Experimental requirements to determine the neutrino mass hierarchy using reactor neutrinos”. *Phys. Rev. D* 79.7 (2009), p. 073007.
- [7] J.Cao *et al.* “Unambiguous determination of the neutrino mass hierarchy using reactor neutrinos”. *Phys. Rev. D* 88.1 (2013), p. 013008.
- [8] J.Cao *et al.* “Implications of CTEQ global analysis for collider observables”. *Phys. Rev. D* 78.1 (2008), p. 013004.
- [9] Yifang Wang. *Reactor Neutrino Experiments*. Presentazione alla scuola INSS, 10-22 Agosto. 2014.
- [10] Tao Lin e Liangjian Wen. private communication. 2014.
- [11] Sen Qian. *The Status of Large Area MCP-PMT RD in China*. Presentazione alla conferenza "Micro-Channel Plate Based Detectors", Argonne National Laboratory, 2-4 Dicembre. 2014.
- [12] Marco Grassi *et al.* “Showering Cosmogenic Muons in A Large Liquid Scintillator”. *JHEP* 1409 (2014), p. 049. arXiv: 1401.7796 [physics.ins-det].
- [13] D.E.Groom *et al.* “Muon stopping power and range tables 10 MeV-100 TeV”. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* (2001).