

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

Scuola di Scienze  
Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Corso di Laurea in Fisica

Stima dell'efficienza di selezione di eventi di  
tipo sciame col telescopio di neutrini  
ANTARES

Relatore:  
Prof. Maurizio Spurio

Presentata da:  
Federico Andrea Guillaume  
Corchia

Correlatore:  
Dott. Federico Versari

Anno Accademico 2019/2020

## Sommario

L'Astrofisica è uno dei più promettenti ambiti di studio della Fisica. Un argomento di particolare interesse in questo filone di ricerca è rappresentato dai neutrini, particelle elementari che intervengono in numerosi processi cosmologici, come i raggi cosmici, e sul cui studio si basano le più innovative ipotesi potenzialmente in grado di far luce sui misteri ancora irrisolti della fisica contemporanea. L'aspetto vincente dello studio dei neutrini è il fatto che è possibile analizzare eventi ad alta energia, ben superiore a quella raggiungibile negli acceleratori di particelle, rendendo possibile cogliere fenomeni non osservabili in altro modo. Uno degli esperimenti in questo ambito è ANTARES, un rivelatore di neutrini astrofisici collocato in mare a 2475 m di profondità. Fondamentale in studi di questo tipo è rimuovere il fondo dovuto a eventi non interessanti (come quelli di origine atmosferica) e individuare gli eventi ad alto interesse fisico in maniera ottimale: per farlo è necessario operare una selezione secondo criteri opportuni. Per questa tesi si è testata la selezione degli eventi su eventi che inducono una cascata di particelle secondarie nel rivelatore (eventi che chiameremo "di tipo sciame"), adoperando simulazioni Monte Carlo in cui sono stati variati alcuni parametri identificati come incertezze sistematiche, in modo tale da valutare l'efficienza di selezione nei vari casi. Il primo capitolo presenta la fisica dei neutrini e dei raggi cosmici, il secondo descrive il funzionamento del rivelatore ANTARES, mentre il terzo mostra i risultati della simulazione portata a termine e ne fornisce un'analisi e un'interpretazione.

# Indice

<b>1</b>	<b>Raggi cosmici e neutrini</b>	<b>3</b>
1.1	I raggi cosmici . . . . .	3
1.1.1	Cenni storici . . . . .	3
1.1.2	Caratteristiche generali . . . . .	3
1.1.3	Generazione dei raggi cosmici primari . . . . .	5
1.1.4	Raggi cosmici secondari . . . . .	6
1.2	I neutrini . . . . .	8
1.2.1	Cenni storici . . . . .	8
1.2.2	Le famiglie dei neutrini . . . . .	9
1.2.3	I neutrini atmosferici . . . . .	9
1.2.4	Flusso e spettro dei neutrini atmosferici . . . . .	9
<b>2</b>	<b>Il telescopio ANTARES</b>	<b>12</b>
2.1	Astronomia con neutrini . . . . .	12
2.1.1	Interazioni dei neutrini . . . . .	12
2.2	I telescopi di neutrini . . . . .	13
2.2.1	Rivelazione dei muoni . . . . .	13
2.2.2	Proprietà del mezzo e loro influenza sulla rivelazione dei fotoni Čerenkov . . . . .	15
2.2.3	Topologie di eventi . . . . .	15
2.2.4	I fotomoltiplicatori . . . . .	17
2.3	Il rivelatore ANTARES . . . . .	17
2.3.1	Caratteristiche generali . . . . .	17
2.3.2	I moduli ottici . . . . .	20
2.3.3	Ricerca con ANTARES e breve cronologia degli esperimenti . . . . .	20
2.4	Simulazioni Monte Carlo . . . . .	23
<b>3</b>	<b>Valutazione dell'efficienza di selezione di ANTARES</b>	<b>24</b>
3.1	Selezione degli eventi . . . . .	24
3.1.1	Dettagli sul filtro BDT . . . . .	25
3.2	Incertezze sistematiche . . . . .	25

3.3 Risultati . . . . .	27
<b>Conclusioni</b>	<b>33</b>
<b>Ringraziamenti</b>	<b>34</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>35</b>

# Capitolo 1

## Raggi cosmici e neutrini

Questo capitolo presenta i fenomeni studiati nella branca di ricerca in cui si inserisce ANTARES: i raggi cosmici e i neutrini. Si introducono dunque i due oggetti fisici, delineandone l'origine e le caratteristiche salienti.

### 1.1 I raggi cosmici

#### 1.1.1 Cenni storici

Le prime evidenze sulla loro esistenza emersero all'inizio del Novecento. Nel 1912 V. Hess, volando su un pallone aerostatico, misurò una radiazione ambientale ("radiazione cosmica") crescente con la quota, di provenienza dunque extraterrestre [1]. Negli anni '30 e '40 i raggi cosmici portarono a numerose scoperte nell'ambito della Fisica delle Particelle, come il positrone (C.D. Anderson, 1932, [2]), il muone (C.D. Anderson e S.H. Neddermeyer, 1937, [3]) e i pioni carichi (G. Occhialini, C. Powell e C. Lattes, 1947, [4]).

#### 1.1.2 Caratteristiche generali

I raggi cosmici hanno origine presso sorgenti astrofisiche come *supernovae*, nuclei galattici attivi e *Gamma Ray Bursts* (vedasi par. 1.1.3) e si distinguono in primari e secondari. I raggi cosmici primari sono quelli nativamente generati da questi corpi e che non hanno ancora interagito con l'atmosfera terrestre, propagandosi unicamente nello spazio. I raggi cosmici secondari sono invece il frutto dell'interazione dei raggi cosmici primari con l'atmosfera terrestre.

I raggi cosmici primari sono costituiti al 90% da protoni, al 9% da particelle  $\alpha$  (nuclei di elio) e per l'1% da elementi più pesanti dell'elio, elettroni e fotoni. Il loro spettro energetico è descritto dalla seguente relazione (Eq. (1.1)):

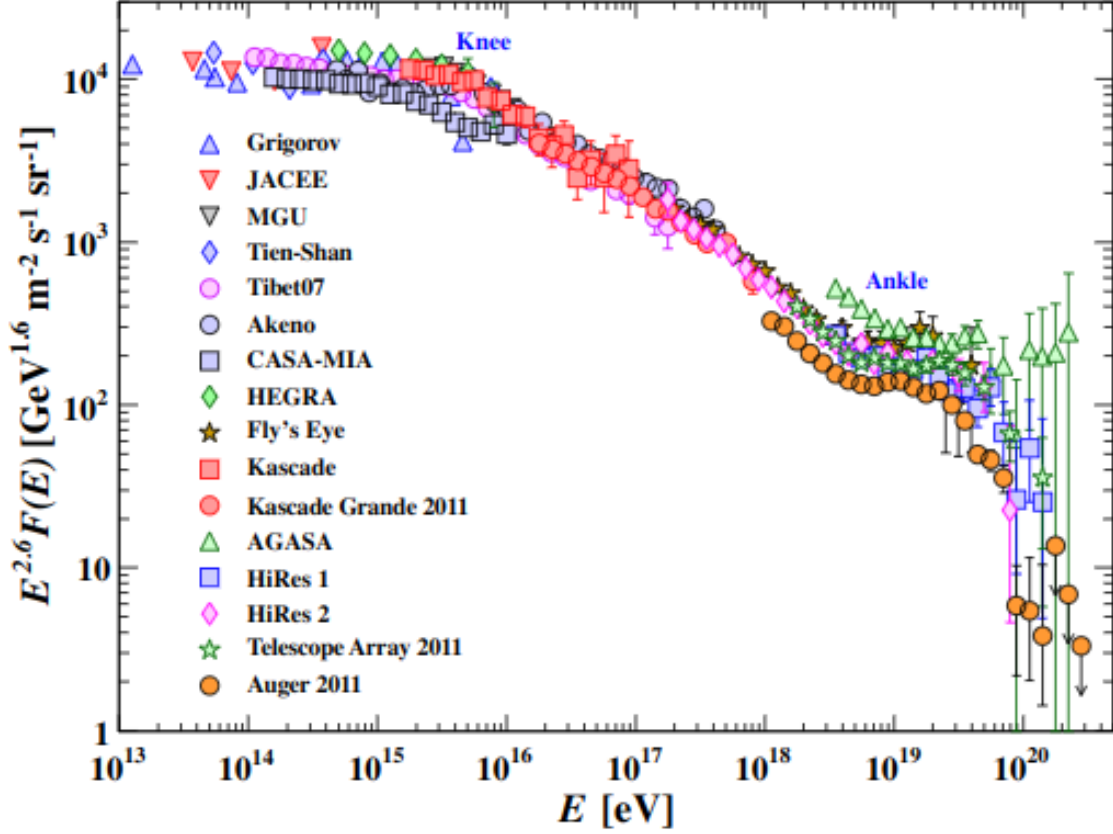


Figura 1.1: Spettro energetico completo dei raggi cosmici (immagine presa da [32]).

$$\frac{dN}{dE} = K \cdot E^{-\alpha} \quad [\text{m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1}] \quad (1.1)$$

dove  $dN/dE$  è la densità in energia dei raggi cosmici e  $K$  un coefficiente di proporzionalità, mentre l'esponente  $\alpha$  è detto indice spettrale e vale circa 2.7 per energie inferiori a  $3 \cdot 10^{15}$  eV e circa 3.1 fino a circa  $10^{19}$  eV (Fig. 1.1). Il punto in cui  $\alpha$  diventa pari a 3.1 è detto *knee*, ginocchio, mentre oltre i  $10^{19}$  eV si ha un appiattimento detto *ankle*, caviglia, per via dell'aspetto del grafico che ricorda tali parti del corpo [5]. Per energie sotto al ginocchio i raggi cosmici sono ricchi di protoni, mentre ad energie superiori ci sono indicazioni che il flusso contenga in prevalenza dei nuclei di ferro. Infine, ad energie superiori a  $10^{18}$  eV si ritiene che i raggi cosmici siano di origine extragalattica: non sono infatti noti oggetti astrofisici nella Via Lattea in grado di generarne con queste energie.

Se fino ad energie di  $10^{14}$  eV è possibile condurre la ricerca attraverso satelliti o palloni aerostatici, a energie superiori lo scarso flusso di raggi cosmici impone l'utilizzo di esperimenti di grandi dimensioni a terra, che non osservano il raggio cosmico primario ma

lo ricostruiscono basandosi sui raggi secondari derivati dall'interazione dei raggi primari con l'atmosfera. I campi magnetici galattici e intergalattici (rispettivamente di circa  $3 \cdot 10^{-10}$  T e  $1 \cdot 10^{-13}$  T) inoltre deflettono i raggi, con una deflessione tanto maggiore quanto minore è l'energia, impedendo la ricostruzione della provenienza del raggio cosmico per energie inferiori a  $10^{19}$  eV.

### 1.1.3 Generazione dei raggi cosmici primari

Uno dei meccanismi con cui si ritiene che i raggi cosmici siano accelerati è attraverso il trasferimento di energia cinetica da parte di un plasma in movimento alle singole particelle del mezzo interstellare attraverso scattering ripetuti. Questo meccanismo, detto di Fermi, imprime un'accelerazione alle particelle e conferisce loro uno spettro energetico seguente la legge  $E^{-\alpha}$  [6][7]. Questo processo può avvenire in:

- *supernovae* e i loro residui, il cui materiale espulso, che si muove come onda di shock nel mezzo interstellare, può accelerare particelle. Si possono raggiungere energie fino a qualche centinaio di TeV, per via della durata limitata dell'onda di shock; nel modello, questa energia massima è moltiplicata per la carica elettrica del nucleo accelerato. In questo processo i raggi cosmici si arricchiscono inoltre di nuclei pesanti all'aumentare dell'energia;
- *Pulsar Wind Nebula* (PWN): se all'interno dei resti della supernova vi è una stella di neutroni, l'intenso campo magnetico da essa generato può accelerare i raggi cosmici a quelle che si ritengono essere le massime energie raggiungibili in questo genere di processi;
- *Active Galactic Nuclei* (nuclei galattici attivi), cioè buchi neri supermassicci (con una massa compresa tra  $10^6$  e  $10^9$  masse solari) al centro di una galassia che attraggono enormi quantità di materia formando un disco (detto di accrescimento) ed espellono perpendicolarmente ad esso due grandi getti di materia in verso opposto, dove avviene l'accelerazione. Se uno dei getti punta verso l'osservatore, il nucleo galattico attivo è detto *blazar* e viene individuato come una sorgente puntiforme di un elevato flusso di radiazioni;
- microquasar, cioè un oggetto massivo come un buco nero o una stella di neutroni associato ad una stella compagna, dove l'accrescimento di quest'ultima porta all'emissione di getti di materia analogamente ai nuclei galattici attivi;
- *Gamma Ray Bursts*, lampi di raggi  $\gamma$  seguiti spesso da onde radio, luce visibile e raggi X, di durata complessiva variabile tra i millisecondi e qualche decina di secondi e altamente energetici (dell'ordine di  $10^{44}$ - $10^{47}$  J, con fotoni di energia superiore al MeV), derivanti dal collasso di stelle massicce in buchi neri (*supernovae* di tipo

Ib/c). Secondo il modello a *fireball*, il materiale generato dal collasso in moto a velocità relativistiche (*fireball*) accelera protoni che, a loro volta, cedono parte dell'energia ai fotoni nell'ambiente circostante. Tra le particelle generate vi sono pioni neutri che decadono in due fotoni e pioni carichi che decadono in neutrini. Si prevede che i neutroni osservati dovuti a questo processo abbiano un'energia dell'ordine del centinaio di TeV.

Nella nostra galassia non esistono corpi sufficientemente energetici da conferire ai raggi cosmici energie superiori ai  $10^{17}$  eV: tali raggi provengono dunque dall'esterno (è il caso dei raggi accelerati dagli *Active Galactic Nuclei*, dalle microquasar e dai *Gamma Ray Bursts*).

### 1.1.4 Raggi cosmici secondari

Al loro arrivo in atmosfera, i raggi cosmici primari interagiscono con essa e generano uno sciame di particelle secondarie (Fig. 1.2). Ciò è descrivibile come un'interazione anelastica tra un nucleone del raggio cosmico e un nucleone di un elemento di massa intermedia come l'azoto, l'elemento più diffuso in atmosfera. Si generano così numerosi pioni, mesoni K, adroni con quark strange, protoni, antiprotoni, neutroni e iperoni (barioni contenenti quark strange ma non charm né bottom). Essi percorrono una distanza pari a  $l = \gamma\beta c\tau$  prima di decadere (dove  $\gamma$  è il fattore di Lorentz,  $\beta = v/c$  con  $v$  velocità della particella,  $c$  la velocità della luce nel vuoto e  $\tau$  la vita media delle particelle) e, se una particella ha un'energia superiore a una determinata soglia, variabile da particella a particella, può reinteragire prima di decadere [8].

Lo sciame atmosferico è divisibile nelle componenti:

- elettromagnetica, costituita dai fotoni derivati dal decadimento di pioni e kaoni neutri;
- adronica, composta da mesoni carichi e barioni;
- muonica, composta da muoni e antimuoni derivati dal decadimento di pioni e kaoni carichi, che generano anche neutrini e antineutrini.

A terra giungono per la maggior parte muoni e neutrini, le uniche particelle in grado di penetrare poi sotto terra o in acqua, i primi per via della loro ridotta perdita di energia, i secondi per la loro piccola sezione d'urto d'interazione con la materia.

Se si assume uno spettro energetico per i raggi cosmici primari pari a  $1.8E^{-2.7}cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}GeV^{-1}$  si hanno i seguenti spettri rispettivamente per i muoni e i neutrini (sono trascurati i contributi *prompt*, vedasi par. 1.2.4) [8]:

$$\frac{dN_{\mu}}{dE_{\mu}} \approx 0.14E^{-2.7} \left( \frac{1}{1 + \frac{1.1E_{\mu} \cos \theta}{115GeV}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1E_{\mu} \cos \theta}{850GeV}} \right) \quad (1.2)$$



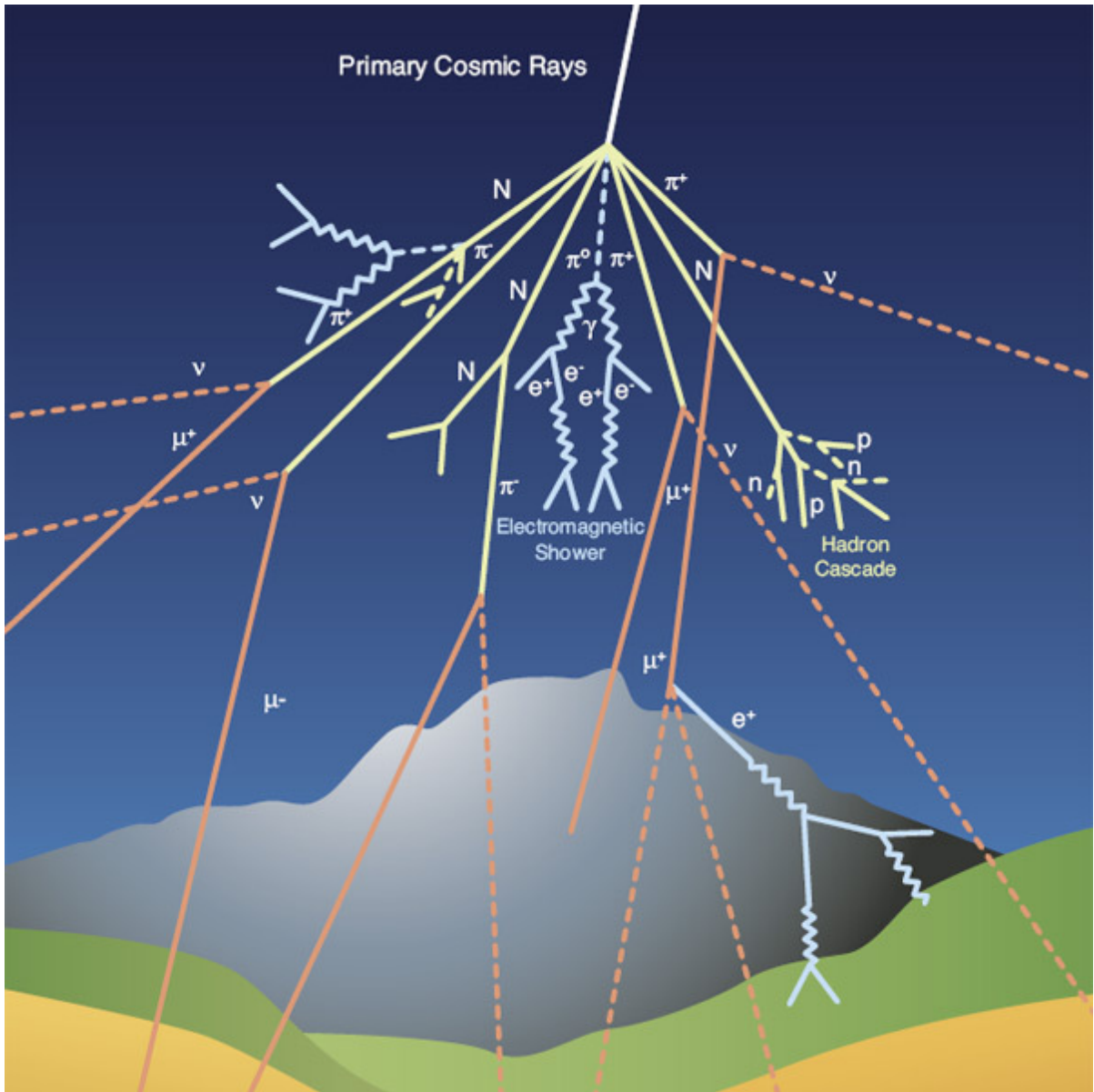


Figura 1.2: Illustrazione di eventi di raggi cosmici secondari generati da un singolo raggio cosmico primario (immagine presa da [33]).

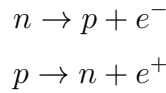
$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} \approx 0.0096 E^{-2.7} \left( \frac{1}{1 + \frac{3.7 E_\nu \cos \theta}{115 \text{ GeV}}} + \frac{0.38}{1 + \frac{1.7 E_\nu \cos \theta}{850 \text{ GeV}}} \right) \quad (1.3)$$

dove  $dN_i/dE_i$  è la densità in energia,  $E_i$  l'energia,  $\theta$  l'angolo di incidenza e  $i = \mu, \nu$ .

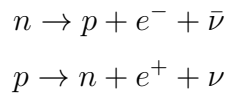
## 1.2 I neutrini

### 1.2.1 Cenni storici

La scoperta dei neutrini avvenne nel corso degli studi inerenti l'interazione debole. La prima formulazione del decadimento beta era infatti la seguente:



Si osservò però che l'energia dell'elettrone emesso (o del positrone nel decadimento beta inverso) non aveva un valore unico, bensì variabile con continuità con uno spettro caratteristico (L. Meitner e O. Hahn, 1911), quando la conservazione dell'energia impone che il decadimento in due corpi produca due particelle di impulso ed energia definiti. L'idea vincente, proposta da W. Pauli ed elaborata da E. Fermi nella sua teoria di campo quantizzato delle interazioni deboli, fu ipotizzare che il decadimento producesse una terza particella. Questa particella doveva essere di massa piccolissima dall'analisi dello spettro elettronico, elettricamente neutra per la conservazione della carica elettrica, di spin semintero per la conservazione del momento angolare e capace di interagire solo debolmente, per spiegare perché fosse sfuggita a tutte le osservazioni. I processi deboli erano ora descrivibili nel seguente modo, dove la terza particella, su suggerimento dello stesso Fermi, prese il nome di neutrino (E. Fermi, 1933, [9]):



Nella prima reazione, in particolare, viene prodotto un antineutrino, l'antiparticella del neutrino, un dettaglio posteriore a Fermi la cui esistenza fu ricavata dal confronto dell'interazione debole con l'elettrodinamica. L'esistenza del neutrino fu comunque rivelata sperimentalmente solo nel 1956 da Reines e Cowan [10]. Dallo studio della cattura muonica si dedusse che i neutrini prodotti dalle interazioni dei muoni sono diversi da quelli generati dalle interazioni degli elettroni, stabilendo la distinzione tra neutrini elettronici e neutrini muonici [11] (e corrispondenti antineutrini). In seguito fu scoperto un ulteriore neutrino, il neutrino tauonico (esperimento DONUT, 2000, [12]).

## 1.2.2 Le famiglie dei neutrini

I neutrini sono particelle elementari appartenenti alla famiglia dei leptoni, di massa piccolissima e privi di carica elettrica e di colore, di spin  $1/2$ . Nella formulazione attuale data dal Modello Standard ve ne sono tre tipologie dette famiglie: elettronico, muonico e tauonico. Esse sono legate rispettivamente agli elettroni, ai muoni e ai tau come coppie di particelle di stato di isospin debole opposto (dette generazioni) che si trasformano l'una nell'altra e viceversa durante le interazioni deboli (Fig. 1.3).

## 1.2.3 I neutrini atmosferici

Si è visto nel par. 1.1.4 che i neutrini sono tra le particelle generate dall'interazione dei raggi cosmici con l'atmosfera. I neutrini con questa origine sono detti atmosferici. È possibile rilevarli osservando le particelle cariche prodotte dall'interazione tra i neutrini e i nucleoni. Tra questi vi sono elettroni e muoni, che si distinguono dalle tracce lasciate. In un calorimetro, ad esempio, gli elettroni producono numerose tracce brevi, mentre i muoni generano un'unica traccia rettilinea. In un rivelatore Čerenkov ad acqua come ANTARES le due particelle generano pattern di luce differenti.

## 1.2.4 Flusso e spettro dei neutrini atmosferici

È necessario chiarire fin da subito che vi sono aspetti ancora ignoti in merito al flusso dei neutrini atmosferici. Ciò è dovuto alla ancora limitata conoscenza della composizione dei raggi cosmici primari e del loro spettro. Per poter studiare questi ultimi è inoltre necessaria una conoscenza delle interazioni forti che alle energie qui in gioco è ancora lacunosa e a cui si può sopperire con ad esempio estrapolazioni da energie inferiori o calcoli perturbativi di cromodinamica quantistica.

È possibile intanto definire il flusso  $\phi_{\nu_i}$  di neutrini  $\nu_i$  di sapore  $i$  come:

$$\phi_{\nu_i} = \phi_p \otimes R_p \otimes Y_{p \rightarrow \nu_i} + \sum_A \phi_A \otimes R_A \otimes Y_{A \rightarrow \nu_i} \quad (1.4)$$

dove  $\phi$  è il flusso di protoni fuori dai campi geomagnetici,  $R$  indica l'effetto del campo magnetico terrestre e  $Y$  rappresenta la produzione di neutrini. Il pedice  $p$  si riferisce ai protoni, il pedice  $A$  ai nuclei atomici di numero di massa  $A$  e il pedice  $\nu_i$  ai neutrini di sapore  $i$  [13]. Sotto ai 100 TeV il flusso di neutrini è prevalentemente dato dal contributo dei decadimenti di pioni e kaoni ed è detto *flusso convenzionale*. Oltre invece il flusso di neutrini presenta contributi dati dai decadimenti di adroni con charm come i mesoni  $D^\pm$  e i barioni  $\Lambda_c^\pm$ . Tale componente del flusso di neutrini atmosferici è detta *prompt*.

La conoscenza dello spettro dei neutrini atmosferici è fondamentale poiché questi ultimi - sempre presenti - possono costituire un fondo per le osservazioni di neutrini di origine cosmica. Essendo lo spettro dei neutrini atmosferici ben approssimato dalla legge

# Modello Standard delle Particelle Elementari

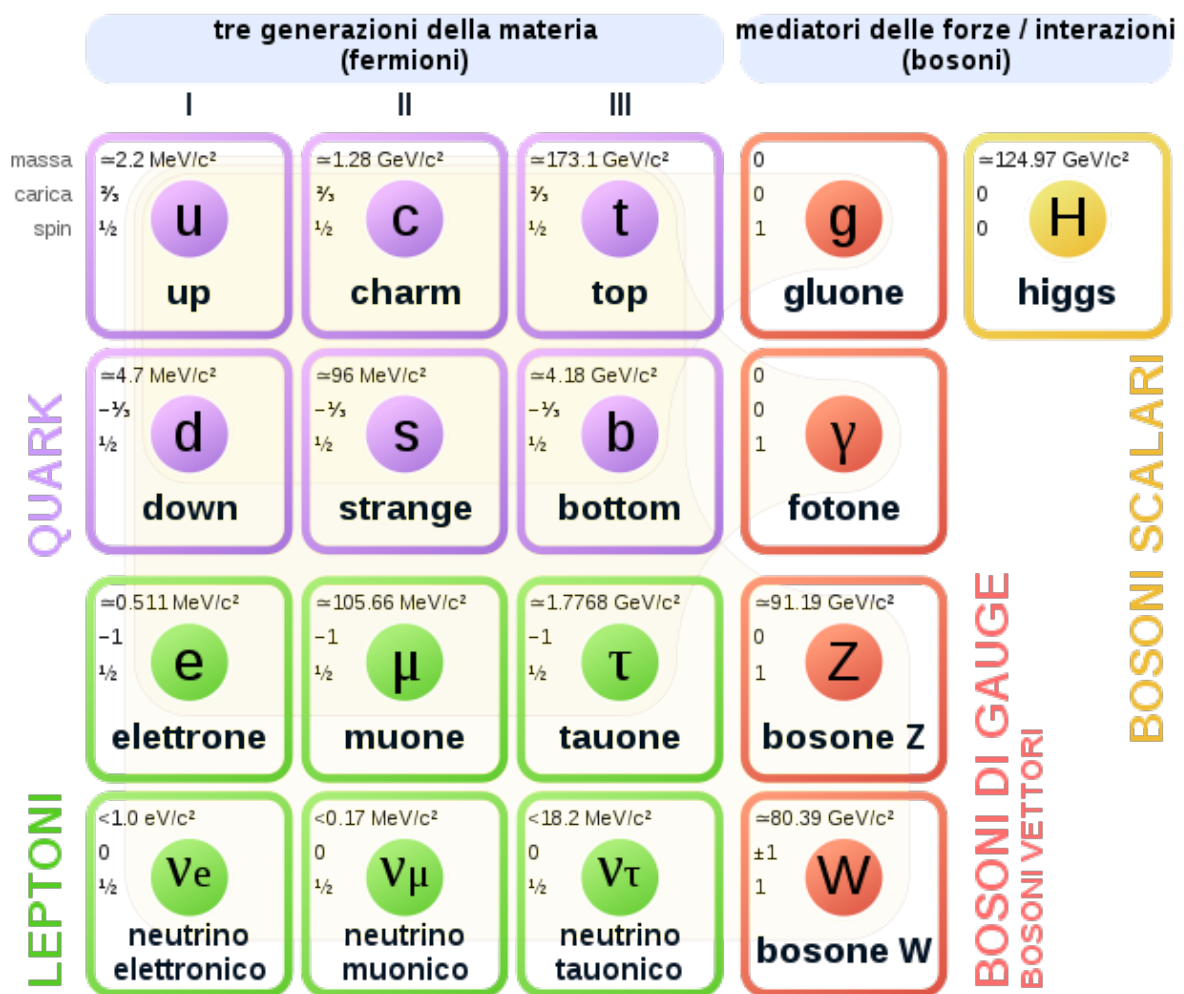


Figura 1.3: Modello Standard delle Particelle Elementari. Tra i leptoni, ogni colonna costituisce una generazione (immagine presa da [34]).

di potenza  $E_\nu^{-3.7}$ , mentre quello per i neutrini di origine cosmica è previsto proporzionale a  $E_\nu^{-2}$ , è possibile separare i due contributi e osservare i neutrini di origine cosmica, associati a eccessi di eventi ad alta energia (oltre le centinaia di TeV). È importante poter misurare gli spettri energetici con un telescopio di neutrini poiché le sue grandi dimensioni permettono di compiere la misura a energie irraggiungibili per i rivelatori più piccoli, oltre a permettere di calibrare bene lo strumento stesso. Per poter effettuare queste analisi è necessario ricorrere ai cosiddetti metodi di deconvoluzione, che permettono di ricavare lo spettro energetico (o meglio la sua distribuzione di probabilità  $f_{vera}(x)$ ) dalle distribuzioni di probabilità  $f_{oss}(y)$  osservate dei parametri misurabili col rivelatore attraverso la relazione:

$$f_{oss}(y) = \int R(y|x)f_{vera}(x)dx \quad (1.5)$$

dove  $R(y|x)$  è la funzione di risposta del rivelatore, che ne descrive la risposta al segnale e che si ricava mediante simulazioni Monte Carlo. Questo aspetto sarà approfondito nel capitolo dedicato al rivelatore ANTARES.

# Capitolo 2

## Il telescopio ANTARES

In questo capitolo si approfondisce ulteriormente la fisica dei neutrini e si illustra il funzionamento dei telescopi di neutrini, esplorando poi nel dettaglio le caratteristiche del rivelatore ANTARES.

### 2.1 Astronomia con neutrini

Una parte dell'energia liberata dai processi astrofisici può essere trasferita in processi che producono raggi cosmici, fotoni e neutrini. Tutte queste particelle, in prossimità della sorgente, hanno uno spettro che segue una legge del tipo  $E^{-2}$  e possono dare numerose informazioni sul corpo celeste di provenienza. Non avendo carica elettrica, i neutrini non subiscono deflessione da parte dei campi magnetici galattici ed extragalattici, mentre la loro ridotta sezione d'urto riduce notevolmente la possibilità che vengano deflessi attraverso urti con altre particelle.

#### 2.1.1 Interazioni dei neutrini

Per l'osservazione di neutrini di origine astrofisica le interazioni di maggior interesse sono quelle di corrente carica tra neutrini muonici e nuclei, che generano muoni rivelabili attraverso la luce Čerenkov che emettono nel mezzo che attraversano. Le reazioni fondamentali sono quelle di scattering profondamente anelastico, il cui schema generale è il seguente:

$$\begin{aligned}\nu_l + N &\rightarrow l^- + X \\ \bar{\nu}_l + N &\rightarrow l^+ + X\end{aligned}$$

dove  $l = e, \mu, \tau$ ,  $N$  è un generico nucleone col quale interagisce il neutrino e  $X$  è un generico adrone prodotto dallo scattering. Queste reazioni si basano sull'interazione debole con scambio di un bosone elettricamente carico  $W^\pm$ , per questo detta di corrente carica. Sono comunque degne di interesse anche le interazioni di corrente neutra, mediate

dal bosone neutro  $Z^0$ , dove il neutrino finale è identico a quello iniziale e della stessa tipologia:

$$\nu + N \rightarrow \nu + X$$

dove  $N$  è un nucleone e  $X$  un generico stato adronico.

## 2.2 I telescopi di neutrini

Un telescopio di neutrini è un rivelatore di neutrini capace di ricostruire la direzione dei neutrini rilevati con una precisione angolare minore o uguale a  $1^\circ$  [5]. I neutrini vengono rivelati attraverso la luce Čerenkov emessa dai muoni, a loro volta prodotti dalla reazione di scattering profondamente anelastica dei neutrini vista nel par. 2.1.1 [14]. Il vantaggio dell'utilizzo dei muoni risiede nella loro elevata massa (circa 200 volte maggiore di quella dell'elettrone), che ne riduce l'energia persa attraverso processi radiativi e fa dunque sì che possano attraversare chilometri di acqua e roccia. I flussi e la sezione d'urto attesi per i neutrini astrofisici sono però estremamente ridotti, rendendo necessario l'utilizzo di rivelatori di enormi dimensioni. Questi ultimi devono inoltre essere posti in profondità sott'acqua o nel ghiaccio, in modo tale da avere uno schermo per le particelle secondarie prodotte dai raggi cosmici. Come già detto, i muoni possono attraversare questo strato, tuttavia non possono oltrepassare strati di roccia più spessi di 5 km: ciò fa sì che particelle provenienti dal basso, che hanno quindi attraversato l'intero pianeta, possano essere unicamente eventi generati da neutrini.

### 2.2.1 Rivelazione dei muoni

I telescopi di neutrini sono costituiti da reticoli di fotomoltiplicatori che rilevano fotoni Čerenkov prodotti dal muone nel mezzo attorno al rivelatore. Una particella in moto in un mezzo emette radiazione Čerenkov quando essa viaggia ad una velocità superiore a quella della luce nel mezzo stesso. Si genera un cono di luce, detto cono Čerenkov, con l'angolo di emissione  $\phi$  (Fig. 2.1) dato da:

$$\cos \phi = \frac{1}{n\beta} \quad (2.1)$$

dove  $n$  è l'indice di rifrazione del mezzo e  $\beta = v/c$ . Per l'acqua pura ( $n = 1.33$ ) si ha  $\theta \approx 41^\circ$ , mentre per l'acqua marina (ANTARES è situato in mare), avente un indice di rifrazione leggermente diverso, si ha  $\theta \approx 42^\circ$ .

Una particella di carica unitaria (con spettro del tipo  $E^{-\alpha}$ ) emette un numero di fotoni di radiazione Čerenkov  $N$ , per unità di distanza  $x$  e di lunghezza d'onda  $\lambda$ , dato da:

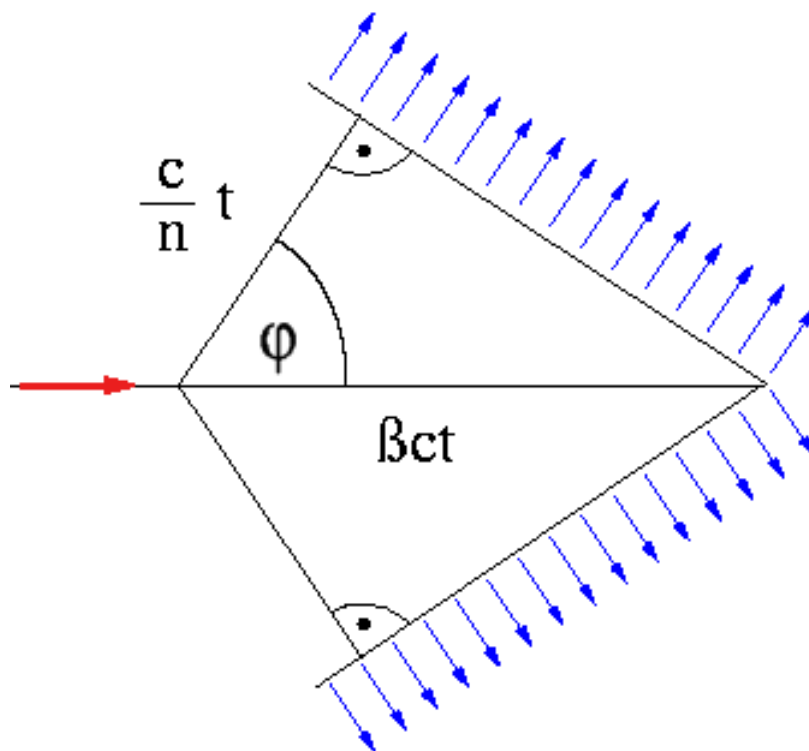


Figura 2.1: Effetto Čerenkov. La freccia rossa indica la particella in moto nel mezzo, mentre le frecce blu indicano il moto del cono Čerenkov.  $t$  indica il tempo, mentre gli altri simboli hanno lo stesso significato di cui nell'Eq. (2.1) (immagine presa da [35]).



$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \quad (2.2)$$

## 2.2.2 Proprietà del mezzo e loro influenza sulla rivelazione dei fotoni Čerenkov

Le proprietà del mezzo influiscono notevolmente sul rilevamento dei fotoni Čerenkov, che possono subire assorbimento, che ne riduce il numero totale, o diffusione, che ne devia la direzione di propagazione e la distribuzione dei loro tempi di arrivo. La propagazione della luce in un mezzo trasparente è descritta, per una lunghezza d'onda  $\lambda$ , dai coefficienti di assorbimento  $a(\lambda)$ , di diffusione  $b(\lambda)$  e di attenuazione  $c(\lambda) = a(\lambda) + b(\lambda)$ . I tre coefficienti definiscono rispettivamente le lunghezze relative di assorbimento  $L_a$ , diffusione  $L_b$  e attenuazione  $L_c$ , che indicano il cammino dopo il quale l'intensità  $I_0$  del fascio di luce di lunghezza d'onda  $\lambda$  è ridotta di un fattore  $1/e$  secondo le seguenti relazioni:

$$L_i(\lambda) = i(\lambda)^{-1} \quad (2.3)$$

$$I_i(x, \lambda) = I_0(\lambda) e^{-\frac{x}{L_i(\lambda)}} \quad (2.4)$$

dove  $i = a, b, c$  e  $x$  è il cammino ottico percorso dai fotoni in metri. L'acqua presenta una lunghezza di diffusione maggiore rispetto al ghiaccio, permettendo una migliore risoluzione angolare nella ricostruzione delle traiettorie dei muoni, ma una lunghezza di assorbimento minore (è meno trasparente del ghiaccio) [5]. In particolare, presso ANTARES l'acqua presenta le proprietà di cui in Fig. 2.2 e un valore della lunghezza di attenuazione per una lunghezza d'onda di 466 nm pari a [15]:

$$L_c(\lambda = 466nm) = 41 \pm 1(stat) \pm 1(syst)[m]$$

Se il rivelatore è collocato in acqua marina, come nel caso di ANTARES, bisogna inoltre tenere conto del fondo ottico, interferenze costituite dalla luce emessa dal decadimento di elementi radioattivi (soprattutto il potassio-40) e dalla bioluminescenza degli organismi marini.

## 2.2.3 Topologie di eventi

In un telescopio di neutrini è possibile osservare tre tipi di traccia:

- eventi di tipo traccia: se un neutrino muonico interagisce per corrente carica, viene prodotto un muone. I fotoni Čerenkov sono emessi lungo la traiettoria in una maniera tale da permettere di ricostruire quest'ultima con una certa accuratezza.

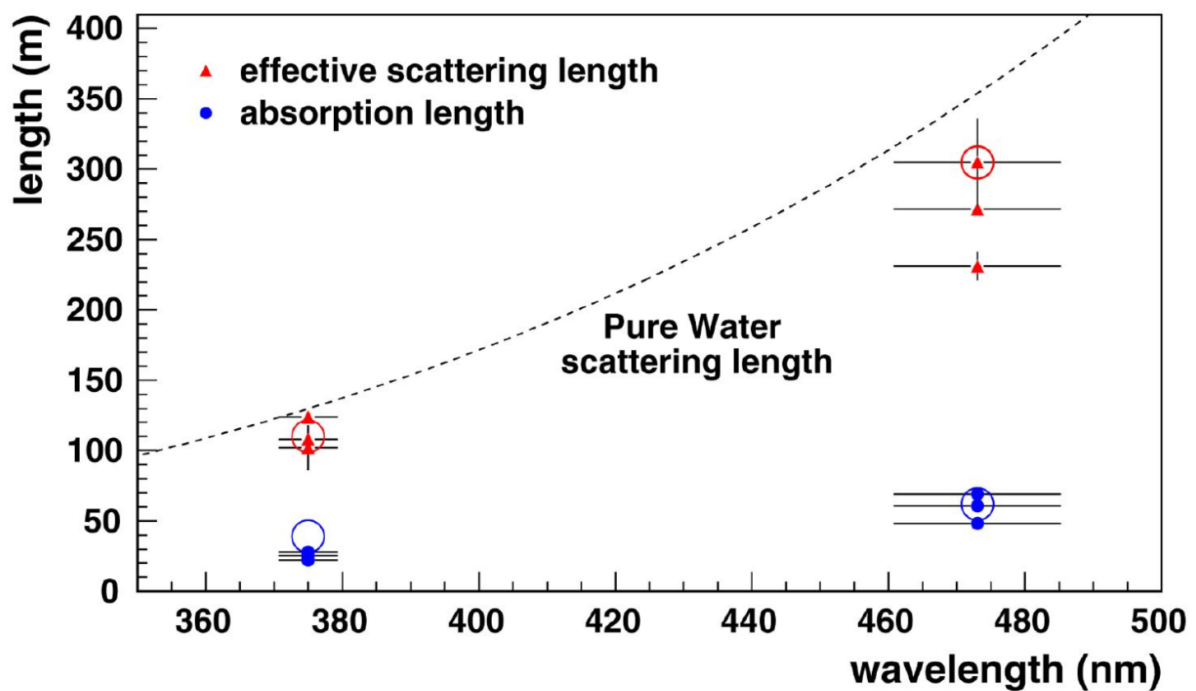


Figura 2.2: Proprietà dell'acqua presso il sito del rivelatore ANTARES. I punti rossi e blu indicano rispettivamente le lunghezze di diffusione e assorbimento in diversi periodi di tempo. La linea nera tratteggiata indica invece la lunghezza effettiva di diffusione in acqua pura (immagine presa da [15]).

Una volta ottenuta la direzione di provenienza del muone, è possibile ricavare quella del neutrino originario:

$$\theta_{\nu\mu} \leq \frac{0.6}{\sqrt{E_\nu}} \quad (2.5)$$

dove  $\theta_{\nu\mu}$  è la differenza media tra la direzione di arrivo del muone e quella del neutrino originario [5]. Spesso però il vertice d'interazione è lontano dal rivelatore, permettendo una ricostruzione solo limitata per quanto riguarda invece l'energia del neutrino originario.

- eventi di tipo sciame: si hanno se un neutrino di qualsiasi sapore interagisce per corrente neutra o se un neutrino elettronico interagisce per corrente carica. Sono prodotti, rispettivamente, sciame di tipo elettromagnetico e adronico, descrivibili in base alla loro estensione longitudinale e laterale. Se la tipologia esatta dello sciame non è comunque ottenibile chiaramente da un rivelatore di grosse dimensioni, il fatto che tutte le particelle dello sciame vengano emesse isotropicamente vicino al vertice d'interazione permette invece una misura calorimetrica dell'energia dello sciame;
- eventi a doppio *bang*: si hanno quando un neutrino tauonico interagisce via corrente carica, producendo un tau che decade poco dopo. Si osservano due sciame, uno all'interazione del neutrino e un altro al decadimento del tau, connessi da una traccia definita. I grandi rivelatori di neutrini possono però rilevare solo eventi con un'energia  $\gtrsim 1$  PeV.

## 2.2.4 I fotomoltiplicatori

I fotomoltiplicatori sono alla base del funzionamento di ogni telescopio di neutrini, essendo le componenti che raccolgono i fotoni Čerenkov. Il loro funzionamento è basato sull'effetto fotoelettrico: un fotone incidente su una superficie detta fotocatodo può provocare l'emissione di un elettrone. Questo elettrone può dunque essere registrato come dato in un circuito elettronico, dopo una catena di amplificazione (di solito con un fattore di amplificazione di  $10^7$ ).

## 2.3 Il rivelatore ANTARES

### 2.3.1 Caratteristiche generali

ANTARES (*Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch*) è un rivelatore di neutrini astronomici posizionato a 2475 m di profondità nel Mar Mediterraneo a 40 km al largo di Tolone, in Provenza (Francia). Completato nel 2008 dopo due anni di lavori, si tratta del più grande telescopio di neutrini nell'emisfero boreale [5].

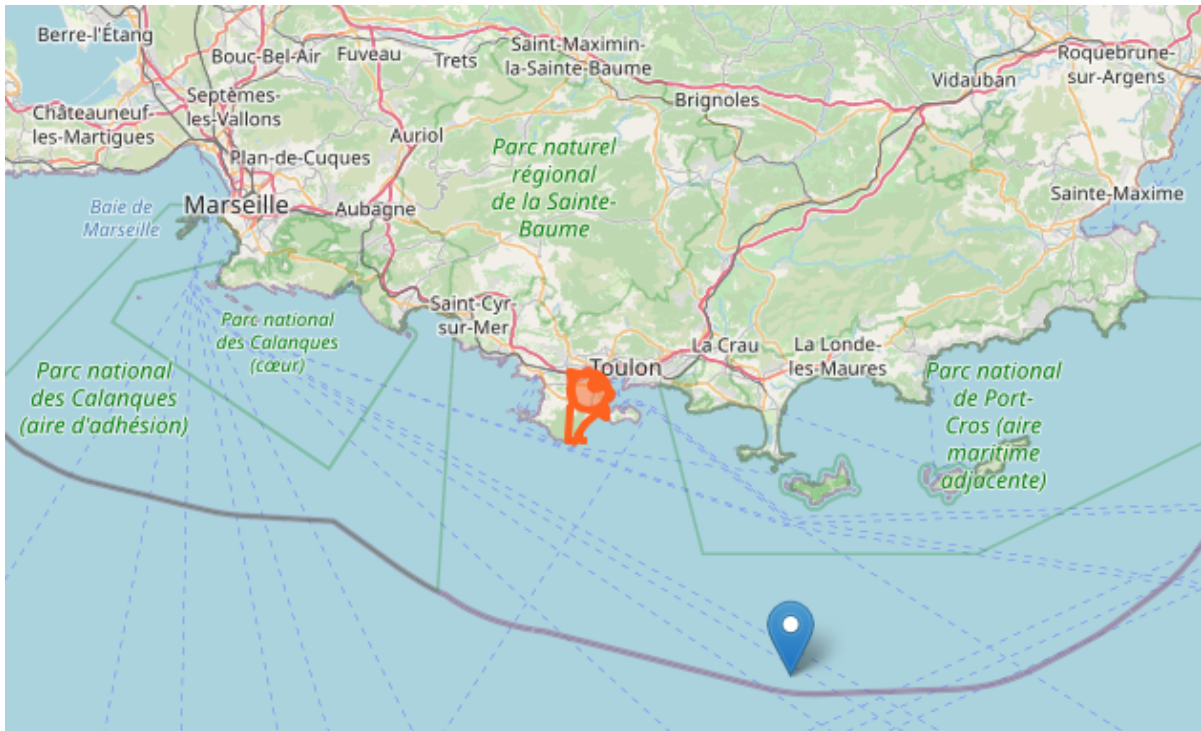


Figura 2.3: Posizione del rivelatore ANTARES (marcatore blu) e di La Seyne-sur-Mer (marcatore arancione). La linea spessa in basso indica il confine delle acque territoriali francesi (immagine presa da [36]).

Questa posizione permette di studiare a fondo il cielo dell'emisfero australe (questo per via dell'effetto "filtrante" che opera la Terra, vedasi il par. 2.2), che contiene numerosi oggetti di alto interesse astrofisico, come il centro della Via Lattea.

ANTARES si compone di 885 moduli ottici disposti su 12 stringhe verticali di 480 m disposte a ottagono e distanti mediamente 70 m fra di loro (vedasi Fig. 2.4). Il modulo ottico è una sfera di vetro resistente alla pressione di 43 cm di diametro e 15 mm di spessore, contenente un tubo fotomoltiplicatore (Fig. 2.5). Ogni stringa, che è ancorata al fondale marino e mantenuta tesa in alto da delle boe sottomarine, è divisa in 25 livelli distanti 14.5 m fra loro, ciascuno contenente tre moduli ottici (Fig. 2.6), ad eccezione del dodicesimo e degli ultimi cinque in alto (questi ultimi alloggiavano sensori acustici per il controllo periodico della posizione relativa delle stringhe [16]). I 100 m inferiori di ogni stringa sono inoltre lasciati vuoti per permettere lo sviluppo del cono Čerenkov proveniente dal basso. Gruppi di 5 livelli costituiscono un settore, un'unità individuale per quanto riguarda la trasmissione dei dati. Un cavo sottomarino fornisce l'alimentazione al rivelatore e trasferisce i dati a terra al laboratorio di La Seyne-sur-Mer, vicino a Tolone (Fig. 2.3).



Tabella 2.1: Caratteristiche dei fotomoltiplicatori di ANTARES. L'efficienza quantica è l'efficienza di conversione del fotone in fotoelettrone, mentre l'efficienza di raccolta è l'efficienza nell'amplificazione del segnale elettrico.

Marca	Hamamatsu
Modello	R7081-20
Diametro	43 cm
Spessore del guscio in vetro	15 mm
Area del fotocatodo	$\geq 500 \text{ cm}^2$
Efficienza quantica	$\geq 20\%$
Efficienza di raccolta	$\geq 80\%$
Guadagno ad alta tensione	$\geq 5 \cdot 10^7$

### 2.3.2 I moduli ottici

I moduli ottici sono delle sfere di vetro di 43 cm di diametro contenenti un tubo fotomoltiplicatore per rilevare la luce Čerenkov (Figg. 2.5 e 2.6) [17]. Le caratteristiche del fotomoltiplicatore sono elencate in Tab 2.1.

Le sfere sono ottimizzate per sopportare agevolmente le elevatissime pressioni del fondo del mare (260 atm) e il vetro ha un coefficiente di trasmissione maggiore del 95% sopra i 350 nm, cioè alle lunghezze d'onda della maggior parte dei fotoni Čerenkov. Una griglia che scherma il campo magnetico terrestre, attaccata tra il fotomoltiplicatore e il guscio della sfera con un gel ottico, e un LED di calibrazione completano i moduli ottici.

### 2.3.3 Ricerca con ANTARES e breve cronologia degli esperimenti

Uno dei principali obiettivi di ANTARES è la ricerca di neutrini cosmici e delle loro sorgenti. Uno studio approfondito condotto dal 2007 al 2010 non ne ha però rivelate [18][19]. Un altro studio, condotto tra la fine del 2007 e il 2009, ha ricercato flussi diffusi di neutrini cosmici, con esito negativo anche in questo caso [20]. Numerose analisi sono effettuate valutando la corrispondenza tra i neutrini osservati e misure da parte di altri esperimenti di fenomeni astrofisici [21][22] come i *Gamma Ray Bursts* [23]. Infine, ANTARES è in prima linea nella cosiddetta Fisica oltre il Modello Standard, mirata a superare i limiti di questa teoria: si ricercano, ad esempio, neutrini derivati dall'annichilimento di particelle di materia oscura nel Sole e nel centro galattico [21].

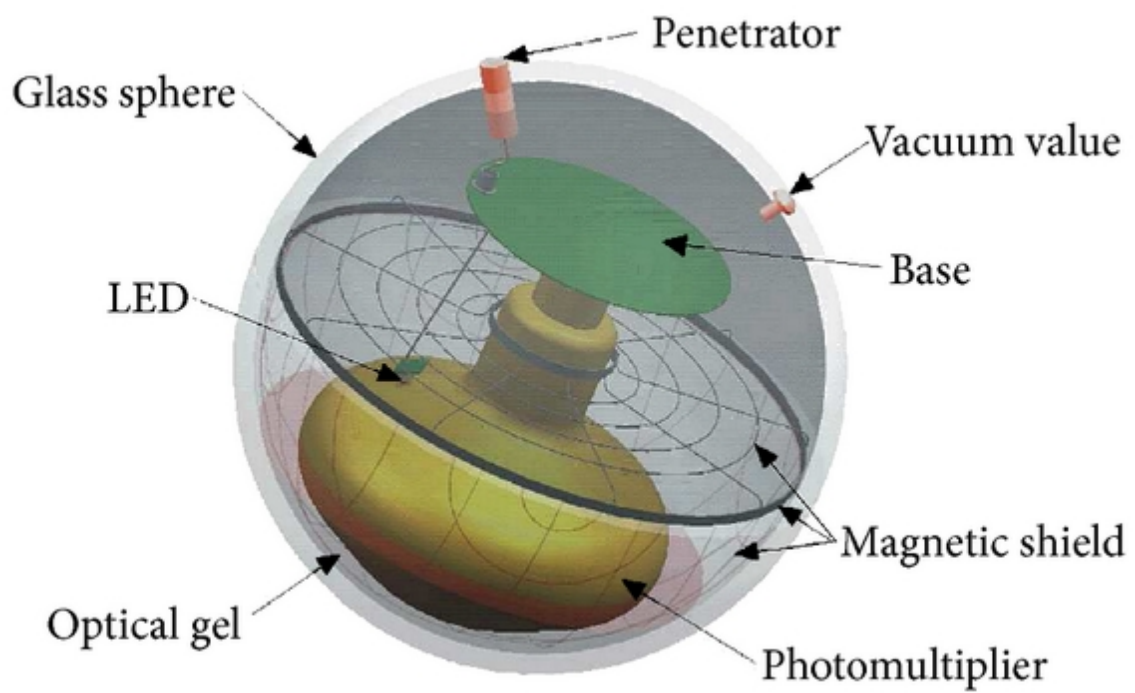


Figura 2.5: Modulo ottico di ANTARES (immagine presa da [38]).



Figura 2.6: Stringa n. 1 di ANTARES prima della posa sott'acqua. Le sfere sono i moduli ottici (immagine presa da [39]).



## 2.4 Simulazioni Monte Carlo

Per poter ottenere la funzione di risposta del rivelatore (par. 1.2.4) e per testare il funzionamento di quest'ultimo e gli algoritmi di selezione (par. 3.1) si ricorre alle simulazioni Monte Carlo. La catena di simulazione genera virtualmente le particelle, ne simula la propagazione e l'emissione della luce Čerenkov e simula anche la risposta dei fotomoltiplicatori e la digitalizzazione dell'evento acquisito.

Per la generazione dei neutrini si considera un volume cilindrico attorno al rivelatore detto *can*. Soltanto gli eventi la cui luce Čerenkov è generata all'interno della *can* causano una risposta da parte del rivelatore. Tenendo conto di questo, i neutrini sono generati secondo una legge di potenza del tipo  $E^{-\gamma}$ , con  $\gamma = 1.4$  nel caso di ANTARES [24]. Gli eventi vengono poi pesati opportunamente [25]. Oltre ai neutrini, sono simulati anche i muoni atmosferici: questi ultimi infatti, derivanti dalle interazioni dei raggi cosmici nell'alta atmosfera, arrivano ad ANTARES con un flusso di cinque ordini di grandezza superiore a quello dei neutrini, costituendo quindi un fondo rilevante [5] (anche perché la loro luce Čerenkov potrebbe essere interpretata come una traccia verso l'alto, il che farebbe pensare a un neutrino, come spiegato nel par. 2.2). Queste simulazioni sono inoltre preziose per testare il rivelatore, per determinare le incertezze e l'efficacia degli strumenti di analisi. In ANTARES i muoni atmosferici vengono simulati mediante un metodo Monte Carlo "velocizzato" [26].

La propagazione delle particelle e la generazione della luce Čerenkov vengono poi simulate mediante apposite tabelle che descrivono la diffusione della luce in acqua [27][28], dopodiché si considera la probabilità che un dato modulo ottico venga colpito da un fotone Čerenkov e che venga prodotto un segnale e ulteriori programmi simulano infine la risposta dell'elettronica dell'esperimento [29]. I dati sono ora pronti per essere analizzati mediante la selezione degli eventi di cui al par. 3.1, che si occupa di individuare gli eventi degni di interesse, costituendo quindi per essa un banco di prova per le misurazioni reali e su cui si basa il lavoro svolto per questa tesi.

# Capitolo 3

## Valutazione dell'efficienza di selezione di ANTARES

Il lavoro svolto per questa tesi ha l'obiettivo di testare, partendo da un'analisi ottimizzata in cui si cercano neutrini atmosferici, la selezione degli eventi rispetto alla variazione di alcuni parametri identificati come incertezze sistematiche. A tal fine si sono adoperate simulazioni Monte Carlo in cui sono stati variati i maggiori contributi alle incertezze sistematiche, ovvero la lunghezza di assorbimento dell'acqua e l'efficienza dei moduli ottici. Per prima cosa vengono presentati la modalità di selezione degli eventi e i dati simulati, per poi mostrare e commentare i risultati.

### 3.1 Selezione degli eventi

La selezione degli eventi è stata studiata adoperando il framework ROOT (versione 6.20), utilizzando gli oggetti di tipo `RDataFrame`, una recente innovazione di ROOT che permette di analizzare dati sfruttando al meglio le risorse del calcolatore mediante parallelizzazione dei processi [30]. Grazie a questi strumenti è stata studiata la catena di tagli, che sfrutta degli osservabili calcolati da diversi algoritmi di ricostruzione degli eventi. In particolare questi algoritmi si dividono in base alla topologia di evento che cercano di ricostruire: traccia o sciame. La selezione degli eventi investigata in questa tesi è stata ottimizzata per la ricerca di eventi di tipo sciame indotti da neutrini atmosferici.

Di seguito l'elenco ordinato di tutti i criteri utilizzati per selezionare gli eventi:

- *Trigger*: sono selezionati gli eventi i cui fotoni rispettano alcuni criteri di causalità rispetto ai tempi di arrivo su moduli ottici dello stesso piano o su moduli ottici appartenenti a piani differenti;
- *Containment*: sono selezionati solo eventi aventi il vertice di interazione ricostruito all'interno di un volume fiduciale cilindrico di raggio  $r = 300$  m e altezza  $z = 250$  m;

- *Track-Veto*: sono eliminati gli eventi di tipo traccia già identificati come tali in precedenti analisi;
- *NoDowngoingTrack*: sono scartati gli eventi che l'algoritmo di ricostruzione delle tracce ha identificato come diretti verso il basso e quindi associabili al fondo dei muoni atmosferici;
- *M-Estimator*: si tratta di un estimatore statistico che rappresenta la qualità della ricostruzione dell'algoritmo di tipo sciame;
- *Ang-Error*: esprime l'errore angolare associato alla direzione ricostruita dall'algoritmo di tipo sciame;
- *Lambda*: esprime la qualità della ricostruzione dell'algoritmo di tipo traccia;
- *BDT*: *Boosted Decision Tree*, vedasi il par. 3.1.1.

### 3.1.1 Dettagli sul filtro BDT

L'ultimo criterio di selezione, chiamato BDT (*Boosted Decision Tree*), è un filtro che seleziona gli eventi in base ai risultati dell'algoritmo di *machine learning* omonimo, che ha lo scopo di classificare gli eventi come segnale o fondo [31]. Il BDT viene costruito in una fase detta di *training*, in cui degli eventi vengono fatti esaminare dall'algoritmo. In questa fase viene specificato se ogni evento appartiene al segnale o al *background* e viene fornito un insieme di osservabili che sono le caratteristiche descrittive degli eventi. La struttura del BDT è composta da oggetti chiamati alberi decisionali (*decision tree*); ciascuno di essi è un classificatore come quello schematizzato in Fig. 3.1. Ogni evento in ingresso nell'albero decisionale passa attraverso una sequenza di condizioni binarie (*nodes*) su un singolo osservabile. Il risultato di questa classificazione è la suddivisione dello spazio delle fasi degli eventi in regioni che appartengono al dominio del segnale o a quello del fondo. Una volta terminata la fase di training l'algoritmo è utilizzato per categorizzare gli eventi dei dati e delle simulazioni come appartenenti al segnale o al fondo.

## 3.2 Incertezze sistematiche

L'esperienza derivante dallo studio del rivelatore ANTARES ha portato all'identificazione delle seguenti incertezze sistematiche:

- lunghezza di assorbimento della luce nell'acqua maggiore (*abs\_1.1*) o minore (*abs\_0.9*) del 10% rispetto al valore nominale (per la definizione vedasi il par. 2.2.2);

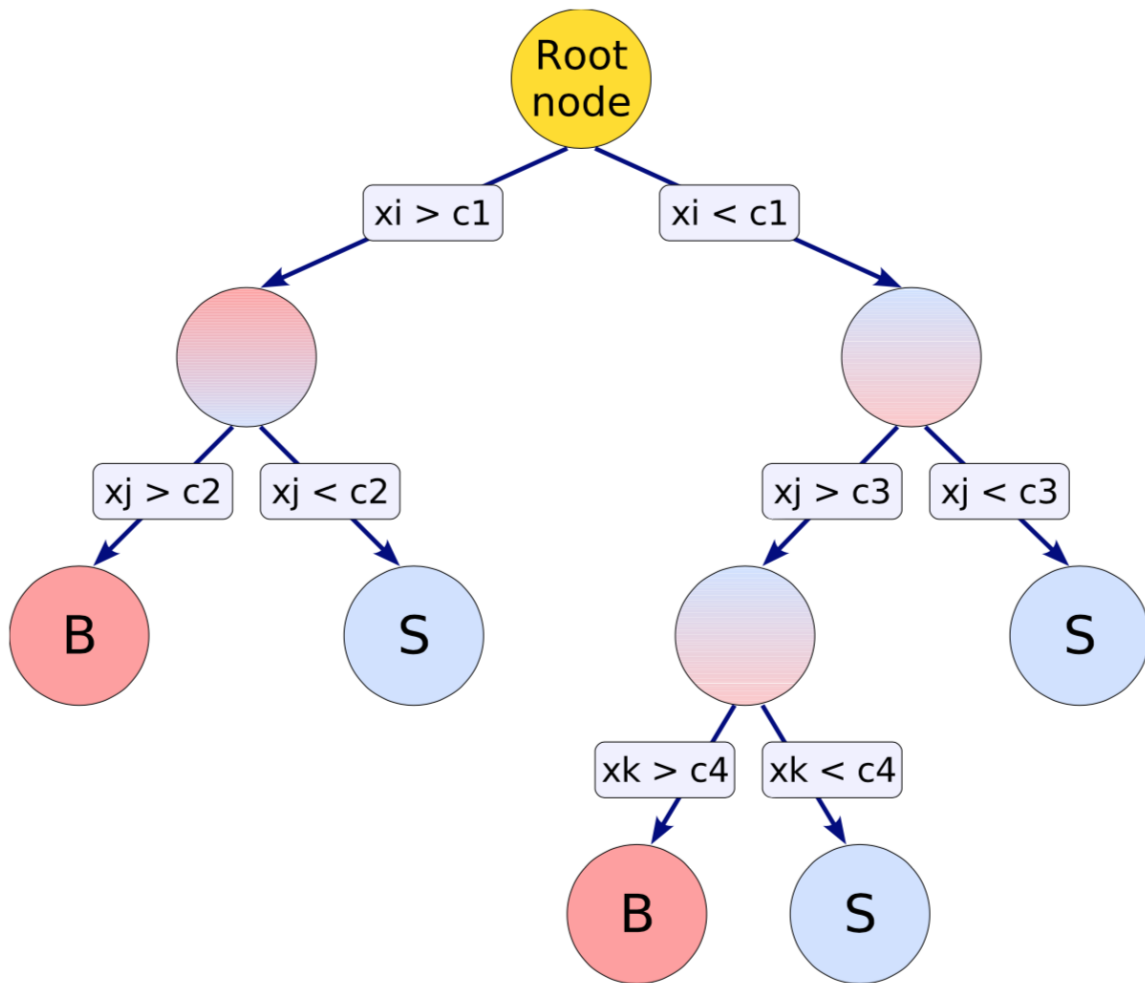


Figura 3.1: Schema di un *decision tree*.  $x_a$ , con  $a = i, j, k$ , sono gli osservabili scelti dall'algoritmo per operare la selezione nel nodo corrispondente e  $c_i$ , con  $i = 1, 2, 3, 4$ , le costanti con cui gli osservabili vengono confrontati ai fini della scelta. Al termine di ciascun ramo sono presenti i *leaf nodes* che caratterizzano gli eventi classificati come segnale (S) o come fondo (B, *background*) (immagine presa da [31]).

- efficienza dei moduli ottici (combinazione di efficienza quantica ed efficienza di raccolta) maggiore ( $om_{1.1}$ ) o minore ( $om_{0.9}$ ) del 10% rispetto al valore nominale (per le definizioni dei due tipi di efficienza vedasi la Tab. 2.1 nel par. 2.3.2).

Per ogni sistematica sono state prodotte simulazioni che rappresentano bene tutto il periodo di presa dati che nel caso di questa analisi va dal 2007 al 2017. Per ciascuna simulazione relativa ad ogni tipo di sistematica sono stati studiati i seguenti tipi di neutrini e canali di interazione:

- $\nu_e$   $CC$ : neutrini e antineutrini elettronici che interagiscono per corrente carica;
- $\nu_\mu$   $CC$ : neutrini e antineutrini muonici che interagiscono per corrente carica;
- $\nu_x$   $NC$ , dove  $x = e, \mu$ : neutrini e antineutrini sia elettronici che muonici che interagiscono per corrente neutra;
- $\nu$ : insieme dei tre canali precedentemente descritti.

### 3.3 Risultati

Al fine di visualizzare l'effetto delle incertezze sistematiche, propagate lungo la catena di selezione degli eventi, sono state prodotte due tipologie di figure:

- la Fig. 3.2 rappresenta i numeri degli eventi relativi a ciascun livello di selezione, normalizzati al numero di eventi al livello di *Trigger* relativo alla simulazione nominale ( $std$ );
- la Fig. 3.3 rappresenta la variazione relativa del numero degli eventi selezionati, per ciascun taglio, rispetto al numero degli eventi della simulazione nominale ( $std$ ).

Per ciascuna figura è stata associata la relativa tabella in cui sono riportati i valori di ciascun grafico rappresentato (Tabb. 3.1 e 3.2).

Si osserva che aumentando o diminuendo la lunghezza di assorbimento o l'efficienza dei moduli ottici si aumenta e si diminuisce rispettivamente il numero di eventi selezionati. È importante evidenziare come l'effetto della variazione dell'efficienza dei moduli ottici sia quantitativamente diverso rispetto al variare della lunghezza di assorbimento della luce nell'acqua. Aumentando del 10% entrambe le sistematiche si osserva un aumento maggiore degli eventi selezionati per la simulazione in cui è stata variata la lunghezza di assorbimento. Viceversa, diminuendo del 10% l'efficienza dei moduli ottici e la lunghezza di assorbimento si osserva una riduzione del numero di eventi selezionati maggiore per la simulazione in cui si è variata l'efficienza dei moduli ottici. La spiegazione di questo effetto è attribuibile al fatto che variare l'efficienza dei moduli ottici ha un effetto lineare in relazione al numero dei fotoni effettivamente misurati dal rivelatore,

mentre la variazione della lunghezza di assorbimento implica l'aumento o la diminuzione del volume attivo del rivelatore, quindi una variazione non lineare del numero dei fotoni misurati dal rivelatore.

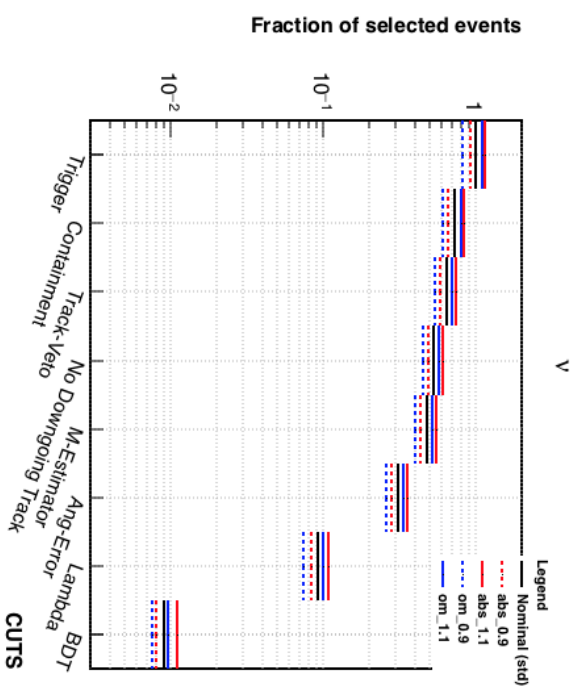
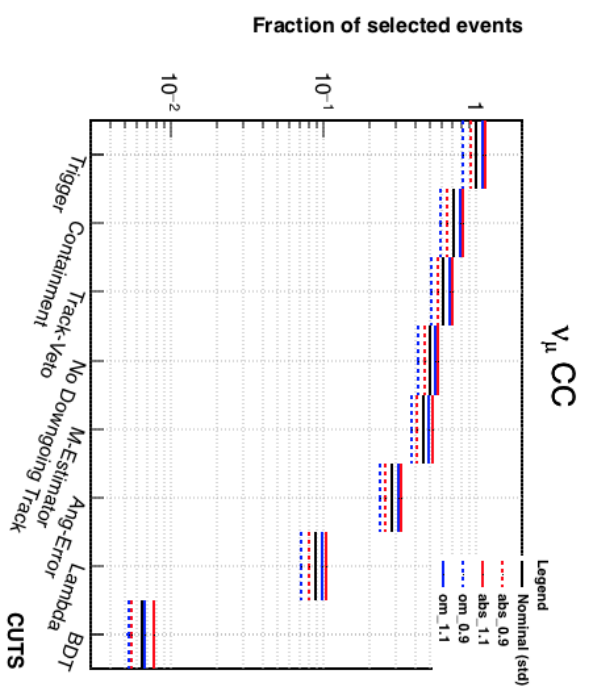
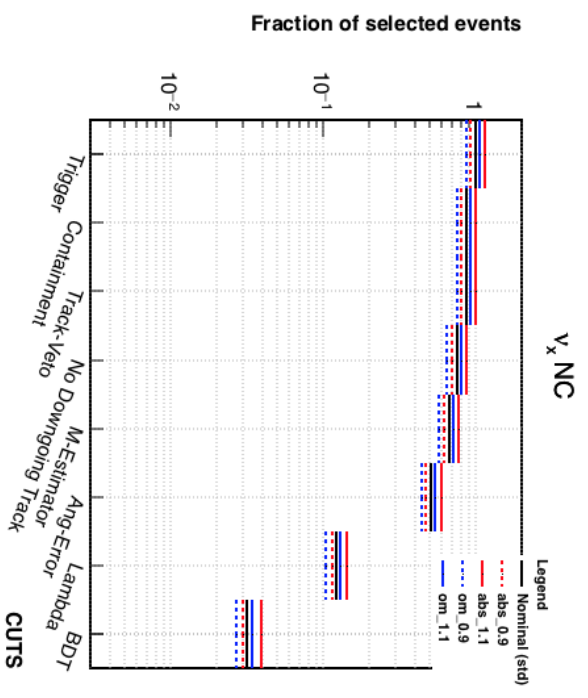
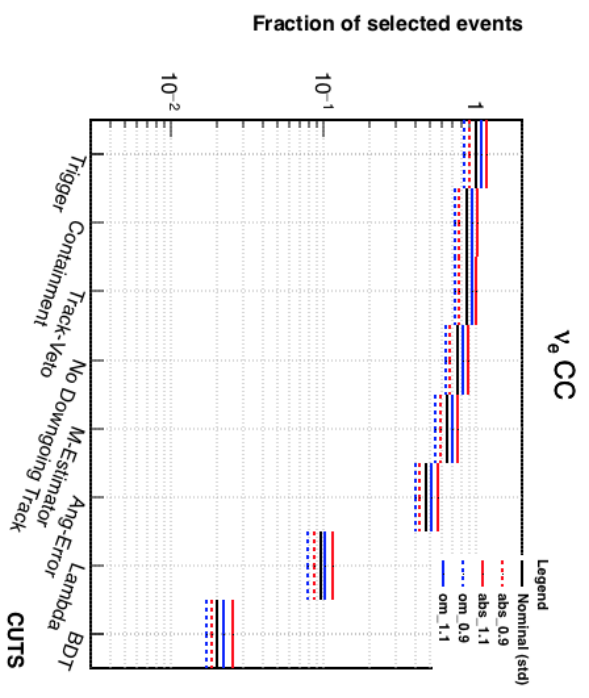


Figura 3.2: In ciascun grafico è rappresentato il numero degli eventi selezionati, normalizzato al numero degli eventi per la simulazione nominale a livello di *Trigger*, in funzione dei vari tagli. In ogni figura il titolo rappresenta il tipo di neutrino ed il canale di interazione mentre i colori delle linee rappresentano il tipo di simulazione a cui si riferiscono.

Tabella 3.1: Eventi selezionati dai filtri con ciascun bin rnormalizzato al bin  $Trigger$  per la simulazione nominale (per i canali e le simulazioni si vedano i due elenchi di cui al par. 3.2, mentre per i filtri si veda il par. 3.1).

Canale	Simul.	Trigger	Cont.	Tr.-Veto	Tagli					
					No D.	Tr.	M-Est.	Ang-Err.	Lambda	BDT
$\nu$	std	1	0.728	0.642	0.531	0.478	0.309	0.092	0.00908	
	abs_0.9	0.911	0.661	0.585	0.485	0.435	0.28	0.0837	0.00807	
	abs_1.1	1.15	0.84	0.735	0.604	0.546	0.357	0.108	0.0112	
	om_0.9	0.824	0.6	0.537	0.446	0.4	0.259	0.0745	0.00755	
om_1.1	1.1	0.798	0.7	0.575	0.518	0.335	0.101	0.00964		
$\nu_e$ CC	std	1	0.864	0.86	0.75	0.645	0.472	0.0952	0.0202	
	abs_0.9	0.898	0.776	0.773	0.675	0.579	0.423	0.087	0.0185	
	abs_1.1	1.17	1.01	1	0.876	0.759	0.561	0.114	0.0257	
	om_0.9	0.84	0.724	0.722	0.629	0.541	0.397	0.0793	0.017	
om_1.1	1.09	0.937	0.933	0.812	0.696	0.511	0.102	0.022		
$\nu_\mu$ CC	std	1	0.707	0.609	0.498	0.451	0.281	0.0891	0.00643	
	abs_0.9	0.911	0.642	0.555	0.455	0.41	0.255	0.0807	0.00553	
	abs_1.1	1.15	0.815	0.695	0.565	0.513	0.324	0.105	0.00781	
	om_0.9	0.82	0.579	0.507	0.417	0.376	0.234	0.0715	0.00527	
om_1.1	1.1	0.778	0.666	0.541	0.49	0.306	0.0983	0.00675		
$\nu_x$ NC	std	1	0.873	0.869	0.747	0.671	0.51	0.122	0.0316	
	abs_0.9	0.92	0.804	0.8	0.69	0.617	0.468	0.116	0.0298	
	abs_1.1	1.15	1	0.999	0.858	0.775	0.59	0.144	0.0396	
	om_0.9	0.864	0.753	0.749	0.644	0.577	0.437	0.105	0.0269	
om_1.1	1.06	0.927	0.922	0.794	0.712	0.541	0.13	0.034		



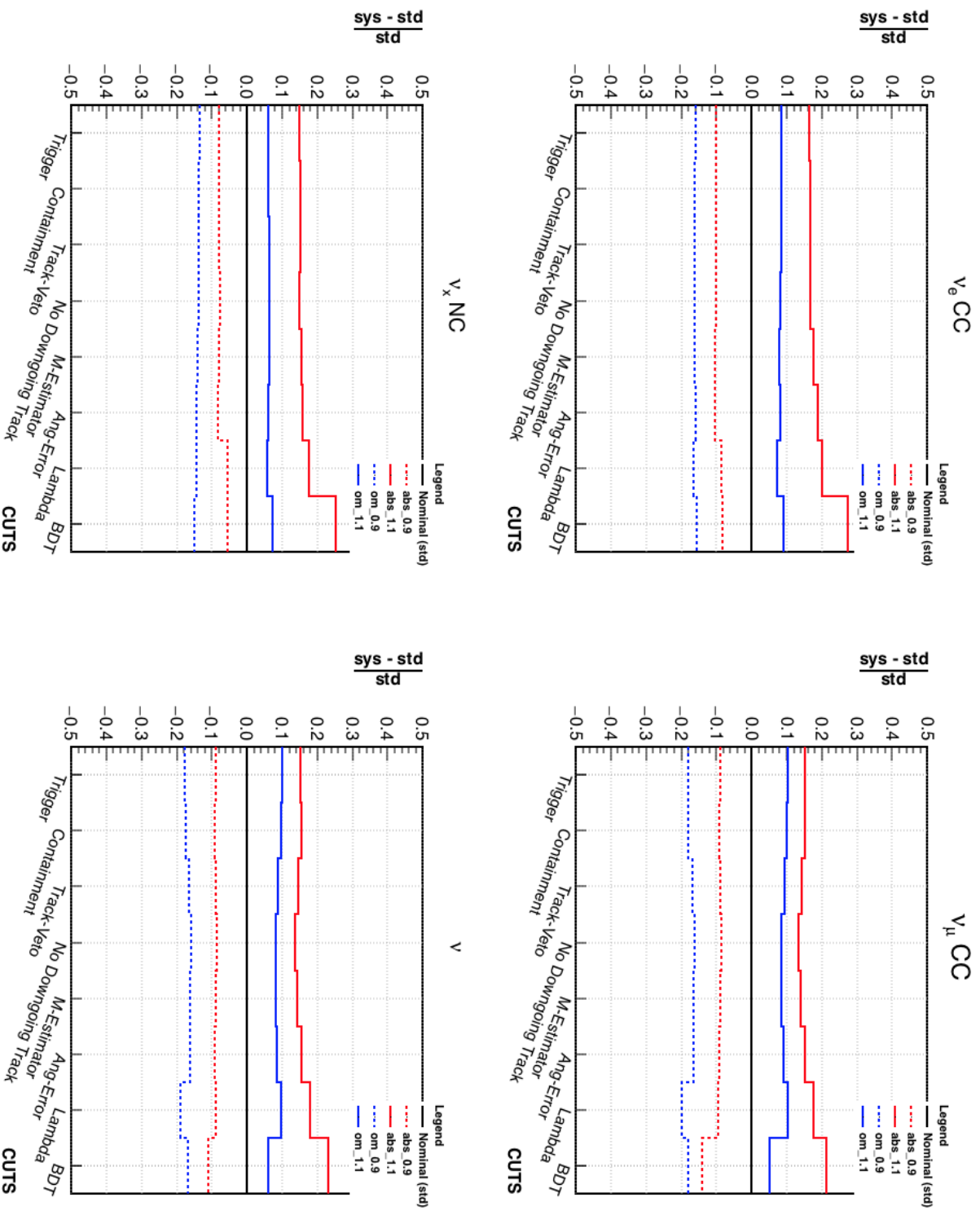


Figura 3.3: In ciascun grafico è rappresentata la variazione relativa del numero degli eventi, per ogni taglio, rispetto al numero di eventi della simulazione nominale. In ogni figura il titolo rappresenta il tipo di neutrino ed il canale di interazione mentre i colori delle linee rappresentano il tipo di simulazione a cui si riferiscono.

Tabella 3.2: Differenza relativa tra il numero di eventi selezionati per ciascuna sistematica e il numero di eventi selezionati nella simulazione nominale, espressa in frazioni di quest'ultimo (per i canali e le sistematiche si vedano i due elenchi di cui al par. 3.2, mentre per i filtri si veda il par. 3.1).

Canale	Sist.	Tagli									
		Trigger	Cont.	Tr.-Veto	No D.	Tr.	M-Est.	Ang-Err.	Lambda	BDT	
$\nu$	abs_0.9	-0.0892	-0.0913	-0.0892	-0.0869	-0.09	-0.0917	-0.0896	-0.111		
	abs_1.1	0.152	0.154	0.144	0.138	0.143	0.156	0.178	0.231		
	om_0.9	-0.176	-0.175	-0.164	-0.16	-0.162	-0.162	-0.162	-0.19	-0.169	
	om_1.1	0.0995	0.0967	0.0892	0.0829	0.0832	0.0861	0.0967	0.0613		
$\nu_e$	abs_0.9	-0.102	-0.102	-0.102	-0.0998	-0.104	-0.104	-0.0862	-0.0813		
	abs_1.1	0.166	0.167	0.168	0.168	0.175	0.187	0.201	0.274		
	om_0.9	-0.16	-0.161	-0.161	-0.161	-0.163	-0.159	-0.166	-0.156		
	om_1.1	0.0862	0.0851	0.085	0.0827	0.0784	0.0824	0.0729	0.0918		
$\nu_\mu$	abs_0.9	-0.0892	-0.0918	-0.0893	-0.0871	-0.0901	-0.0919	-0.0941	-0.141		
	abs_1.1	0.151	0.153	0.142	0.133	0.138	0.153	0.177	0.214		
	om_0.9	-0.18	-0.18	-0.168	-0.163	-0.165	-0.165	-0.197	-0.18		
	om_1.1	0.104	0.101	0.093	0.0856	0.0863	0.0907	0.103	0.0499		
$\nu_x$	abs_0.9	-0.0801	-0.0793	-0.0793	-0.0765	-0.0801	-0.0825	-0.0538	-0.0563		
	abs_1.1	0.148	0.151	0.151	0.149	0.156	0.157	0.176	0.254		
	om_0.9	-0.136	-0.137	-0.137	-0.138	-0.14	-0.143	-0.145	-0.15		
	om_1.1	0.0615	0.0618	0.0621	0.0627	0.062	0.0597	0.0578	0.0742		

# Conclusioni

L'obiettivo di questa tesi era testare l'effetto della propagazione delle incertezze sistematiche, per una selezione degli eventi ottimizzata per la ricerca di neutrini atmosferici col telescopio di neutrini ANTARES. I contributi sistematici analizzati riguardano la lunghezza di assorbimento della luce in acqua e l'efficienza dei moduli ottici del rivelatore. Per lo studio si sono adoperate simulazioni Monte Carlo in cui tali contributi sono stati aumentati o diminuiti del 10% rispetto al valore nominale.

Si è osservato che, coerentemente con un aumento o una diminuzione dei parametri delle sistematiche sopra descritte, anche gli eventi selezionati aumentano o diminuiscono. Quantitativamente, si è però evidenziato un effetto diverso delle due sistematiche. In particolare si è visto come, a differenza della variazione di efficienza dei moduli ottici, variare la lunghezza di assorbimento nell'acqua ha un effetto non lineare nel numero di eventi selezionati.

# Ringraziamenti

Desidero ringraziare tutti coloro che mi hanno affiancato durante questo cammino, in primo luogo il Prof. Maurizio Spurio e il Dott. Federico Versari, che mi hanno introdotto al mondo della ricerca e guidato nella redazione di questa tesi, permettendomi di approfondire l'affascinante ambito della fisica delle astroparticelle. Desidero poi ringraziare i miei genitori, che mi hanno sostenuto nei momenti più difficili del percorso universitario, e i miei colleghi (Matilde, Matilda, Nicolò, Giorgio, Alessandro, Sandro, Piero, Marco, Andrea, Giacomo e Nicolas), con cui ho condiviso innumerevoli avventure, una più assurda dell'altra. Un pensiero non può non andare infine ai miei compagni di avventura degli scout, sempre con me nonostante l'emergenza sanitaria.

# Bibliografia

- [1] V. Hess, *Physik. Zeit.* XIII: 1084-1091 (1912)
- [2] C.D. Anderson, *The Positive Electron*, *Phys. Rev.* 43: 491-494 (1933)
- [3] S.H. Neddermeyer e C.D. Anderson, *Note on the Nature of Cosmic Ray Particles*, *Phys. Rev.* 51: 884-886 (1937)
- [4] C.M.G. Lattes et al., *Processes involving charged mesons*, *Nature* 159: 694-697 (1947)
- [5] T. Chiarusi e M. Spurio, *High Energy Astrophysics with Neutrino Telescopes*, *Eur. Phys. J. C*65: 649-701 (2010)
- [6] E. Fermi, *On the Origin of Cosmic Rays*, *Phys. Rev.* 75: 1169 (1949)
- [7] E. Fermi, *Galactic Magnetic Fields and the Origin of Cosmic Radiation*, *Astrophys. J.* 119: 1-6 (1954)
- [8] T. Stanev, *High Energy Cosmic Rays*, Springer (2010)
- [9] E. Fermi, *Tentativo di una teoria dell'emissione dei raggi "beta"*, *La Ricerca Scientifica*, II 12 (1933)
- [10] C.L. Cowan et al., *Detection of the Free Neutrino: a Confirmation*, *Science* 124 (3212): 103-104 (1956)
- [11] G. Danby et al., *Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrino*, *Phys. Rev. Lett.* 9:36 (1962)
- [12] K. Kodama et al. (collaborazione DONUT), *Observation of Tau Neutrino Interactions*, *Phys. Lett. B* 504(3): 218 (2001)
- [13] T.K. Gaisser e M. Honda, *Flux of Atmospheric Neutrinos*, *Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci.* 52: 153-199 (2002)

- [14] M.A. Markov, Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics, p. 183, University of Rochester (1960)
- [15] J.A. Aguilar et al., *Astrop. Phys.* 23: 131-155 (2005)
- [16] A.M. Brown (per la collaborazione ANTARES), *Positioning System of the ANTARES Neutrino Telescope*, Proceedings of the 31<sup>st</sup> ICRC, Łódź, Polonia (2009)
- [17] M. Ageron et al., *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A* 656(1): 1138 (2011)
- [18] C. Bogazzi (per la collaborazione ANTARES), *Searching for Point Sources of High Energy Cosmic Neutrinos with the ANTARES Telescope*, Proceedings of the 32<sup>nd</sup> ICRC, Pechino, Cina (2011)
- [19] J.P. Gomez (per la collaborazione ANTARES), *Search for Point Sources with the ANTARES Neutrino Telescope Using the EM Algorithm*, Proceedings of the 32<sup>nd</sup> ICRC, Pechino, Cina (2011)
- [20] J.A. Aguilar et al. (collaborazione ANTARES), *Search for a Diffuse Flux of High Energy  $\nu_\mu$  with the ANTARES Neutrino Telescope*, *Phys. Lett. B* 696: 16-22 (2011)
- [21] A. Heijboer (per la collaborazione ANTARES), *Recent Results from the ANTARES Deep Sea Neutrino Telescope*, Proceedings of the 32<sup>nd</sup> ICRC, Pechino, Cina (2011)
- [22] M. Ageron et al. (per la collaborazione ANTARES), *Search for Neutrinos from Transient Sources with the ANTARES Telescope and Optical Follow-Up Observations*, Proceedings of the 32<sup>nd</sup> ICRC, Pechino, Cina (2011)
- [23] C. Reed, M. Bouwhuis, E. Presani (per la collaborazione ANTARES), *Searches for Neutrinos from GRBs Using the ANTARES Telescope*, Proceedings of the 32<sup>nd</sup> ICRC, Pechino, Cina (2011)
- [24] D.J.L. Bailey, *GENHEN v5r1: Software Documentation*, ANTARES-SOFT/2002-04, ANTARES Internal Note, 2002
- [25] J. Brunner, *Updated Tag List for the New ANTARES Event Format*, ANTARES-SOFT/1999-03, ANTARES Internal Note (1999)
- [26] G. Carminati, A. Margiotta, M. Spurio, *MUons from PArametric formulas: A fast GEnerator for atmospheric  $\mu$ -bundles for neutrino telescope (MUPAGE)*, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* 602: 95-97 (2009)
- [27] S. Navas, L. Thompson, *KM3: User Guide and Reference Manual*, ANTARES-SOFT/1999-011, ANTARES Internal Note, 1999

- [28] *GEANT Program Manual*, CERN Program Library Long Writeup, W5013 (1993)
- [29] M. De Jong, *The TriggerEfficiency Program*, ANTARES-Soft/2009-001, ANTARES Internal Note (2009)
- [30] [https://root.cern/doc/master/classROOT\\_1\\_1RDataFrame.html](https://root.cern/doc/master/classROOT_1_1RDataFrame.html)
- [31] A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, E. von Toerne e H. Voss, *TMVA: Toolkit for Multivariate Data Analysis*, PoS A CAT 040 (2007) arXiv:physics/0703039
- [32] <https://cds.cern.ch/record/2019742/files/169-190%20Dova.pdf>
- [33] <https://home.cern/science/physics/cosmic-rays-particles-outer-space>
- [34] [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard\\_Model\\_of\\_Elementary\\_Particles.svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg)
- [35] <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Cherenkov.png>
- [36] [openstreetmap.org](https://openstreetmap.org)
- [37] F. Schüssler (per la collaborazione ANTARES), *Autocorrelation Analysis of ANTARES Data*, Proceedings of the 32<sup>nd</sup> ICRC, Pechino, Cina (2011)
- [38] [https://www.researchgate.net/figure/The-ANTARES-detector-configuration-a-The-12-detection-lines-are-connected-to-a-single\\_fig21\\_282310250](https://www.researchgate.net/figure/The-ANTARES-detector-configuration-a-The-12-detection-lines-are-connected-to-a-single_fig21_282310250)
- [39] [https://antares.in2p3.fr/Gallery/CEA/Line1Selected/Antares\\_0001.JPG](https://antares.in2p3.fr/Gallery/CEA/Line1Selected/Antares_0001.JPG)