



SAPIENZA
UNIVERSITÀ DI ROMA

Ricerca di sorgenti astrofisiche di neutrini di altissima energia con il telescopio Cherenkov ANTARES

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali
Corso di Laurea Magistrale in Fisica

Candidata

Chiara Perrina
Matricola 1212105

Relatore

Chiar.mo Prof. Antonio Capone

Correlatore

Dott. Giulia De Bonis

Anno Accademico 2011/2012

Ricerca di sorgenti astrofisiche di neutrini di altissima energia con il telescopio Cherenkov ANTARES

Tesi di Laurea Magistrale. Sapienza – Università di Roma

© 2012 Chiara Perrina. Tutti i diritti riservati

Questa tesi è stata composta con L^AT_EX e la classe Saphesis.

Email dell'autore: chiara.perrina@roma1.infn.it

Indice

Introduzione	viii
1 I Raggi Cosmici	1
1.1 La scoperta dei raggi cosmici	1
1.2 Lo spettro in energia dei raggi cosmici	1
1.3 Accelerazione d'urto	3
1.4 Composizione dei raggi cosmici	5
1.5 Sciami atmosferici estesi	7
2 I neutrini	10
2.1 La produzione di neutrini	10
2.2 Sorgenti di neutrini	11
2.2.1 Modelli Bottom-Up: sorgenti galattiche di neutrini UHE	12
2.2.2 Modelli Bottom-Up: sorgenti extra-galattiche di neutrini UHE	14
2.2.3 Modelli Top-Down	19
2.2.4 I neutrini GZK	21
2.3 Principi di rivelazione dei neutrini	22
2.4 Telescopi Cherenkov per neutrini UHE	24
3 Il rivelatore ANTARES	28
3.1 Descrizione generale del detector	29
3.1.1 L'acquisizione dei dati	34
3.1.2 Calibrazione del rivelatore	39
3.1.3 Stato del detector	41
3.2 Propagazione della luce nel sito di ANTARES	43
3.3 Rumore luminoso ambientale	43
3.4 Topologia delle interazione di neutrino in ANTARES	46
3.5 Tecnica di ricostruzione della traccia	47
3.6 Risposta del rivelatore	51
3.6.1 Determinazione dell'incertezza angolare	52
3.6.2 Determinazione dell'energia per interazioni di neutrino	53
4 Sensibilità di ANTARES a sorgenti astrofisiche puntiformi al di sopra dell'orizzonte	56
4.1 Il set di dati	56
4.1.1 Selezione dei run	58
4.1.2 Selezione degli eventi	59

4.2	Risoluzione angolare del detector	67
4.3	Visibilità del cielo sopra l'orizzonte	71
4.4	Sensibilità di ANTARES a sorgenti puntiformi	75
4.4.1	Descrizione del metodo MRP	75
4.4.2	Determinazione del limite superiore medio al flusso di neutrini provenienti dall'alto	76
4.4.3	Esempio: 1ES 0806+524	77
A	Pesi di generazione del MonteCarlo di neutrini di ANTARES	84
B	La statistica di Feldman e Cousins	86
	Bibliografia	89

Elenco delle figure

1.1	Spettro in energia dei RC.	3
1.2	Illustrazione del meccanismo di accelerazione d'urto.	5
1.3	Confronto tra la composizione solare e la composizione della radiazione cosmica.	6
1.4	Sciame generato da un protone di 10 GeV all'interno di una camera a nebbia contenente lastre di piombo.	7
1.5	Schema generale delle interazioni che danno luogo ad uno sciame atmosferico esteso.	8
2.1	Flusso atteso, sulla Terra, di neutrini cosmici da 10^{11} eV a 10^{20} eV.	12
2.2	Flusso atteso di neutrini cosmici da 10^8 eV a 10^{25} eV.	13
2.3	Distribuzione del t_{90} per 1234 GRB nel catalogo BATSE 4B.	15
2.4	Schema del modello <i>fireball</i> per i GRB.	16
2.5	Schema riassuntivo dei meccanismi di emissione di neutrini e fotoni durante le tre fasi di un GRB.	17
2.6	Schema di un AGN.	18
2.7	Z-burst.	21
2.8	Spettro in energia dei RC oltre 10^{18} eV.	22
2.9	Segnatura degli eventi per le diverse tipologie di interazione dei neutrini.	23
2.10	Sezione d'urto delle interazioni neutrino-nucleone.	23
2.11	Fronte d'onda della luce Cherenkov.	24
2.12	Muoni e neutrini atmosferici.	25
2.13	Flusso dei muoni atmosferici e dei muoni indotti da neutrini atmosferici alla profondità di 2.1 km w.e. in funzione del coseno dell'angolo di zenith del muone.	26
2.14	Probabilità di trasmissione attraverso la Terra per neutrini up-going e down-going in funzione della loro energia e della loro direzione.	27
3.1	Il sito del rivelatore ANTARES nel Mar Mediterraneo.	28
3.2	Foto di un modulo ottico posto su uno specchio.	30
3.3	Schema di un modulo ottico.	30
3.4	Schema di uno <i>storey</i>	31
3.5	Schema di una stringa.	33
3.6	Sezione trasversale dell'EMC.	33
3.7	Vista dall'alto del rivelatore ANTARES.	34
3.8	Schema del rivelatore ANTARES.	35

3.9	Diagramma del flusso di dati in una singola stringa del rivelazione ANTARES.	37
3.10	Angoli di beccheggio, rollio e rotta (Nord).	40
3.11	Ricostruzione della forma di una linea instrumentata sottoposta a correnti marine di diverse velocità.	41
3.12	Foto di una stringa pronta per l'installazione in mare.	42
3.13	Distribuzione dell'angolo di diffusione nelle acque del Mar Mediterraneo.	44
3.14	Frequenza del fondo ottico.	45
3.15	Definizione degli angoli di zenith e azimuth di una traccia.	47
3.16	Schema per la ricostruzione di una traccia.	48
3.17	Distribuzione cumulativa dell'angolo tra la direzione vera e quella ricostruita con BBFit di un campione di eventi simulati di neutrini astrofisici provenienti dal basso.	49
3.18	Distribuzione della funzione χ^2	50
3.19	Distribuzione cumulativa dell'errore angolare β	50
3.20	Distribuzione del parametro di qualità Λ	51
3.21	Differenza angolare tra la direzione del neutrino e quella ricostruita del muone.	52
3.22	Risoluzione angolare del detector in funzione dell'energia del neutrino.	53
3.23	Range del muone in una roccia standard in funzione dell'energia del neutrino.	54
3.24	Energia misurata del muone prodotto in funzione dell'energia del neutrino.	55
4.1	Esempio di lista dei run registrati il 5 marzo 2008.	58
4.2	Limiti superiori su 51 sorgenti candidate e sensibilità di ANTARES.	61
4.3	Visibilità del cielo in neutrini.	62
4.4	$\log(\text{NUsedHits})$ vs. energia della traccia ricostruita.	63
4.5	$\log(\text{TotalUsedAmplitude})$ vs. energia della traccia ricostruita.	63
4.6	Distribuzione di $\log(\text{NUsedHits})$	65
4.7	Distribuzione di $\cos\theta$	66
4.8	Distribuzione di Λ	66
4.9	Distribuzione di $\log(\text{TotalUsedAmplitude})$	67
4.10	Mappa in coordinate galattiche delle direzioni di provenienza delle tracce osservate nel set finale dei dati sperimentali.	68
4.11	Errore di ricostruzione angolare per eventi MonteCarlo di muoni da interazioni di neutrini astrofisici con $\phi(E) \propto E^{-2}$	70
4.12	Risoluzione angolare per eventi di muone da neutrino astrofisico in funzione dell'angolo di zenith del muone stesso.	70
4.13	<i>Point-spread function</i> in coordinate locali (<i>surface plot</i>).	71
4.14	<i>Point-spread function</i> in coordinate locali (<i>scatter plot</i>).	72
4.15	<i>Point-spread function</i> unidimensionale.	72
4.16	Visibilità di ANTARES ora per ora	73
4.17	Visibilità di ANTARES in coordinate galattiche.	74
4.18	Visibilità di ANTARES in coordinate equatoriali.	74
4.19	Limite superiore medio ($\bar{\mu}_{90}(n_b)$) vs. numero di eventi di fondo (n_b).	76

4.20	Prodotto fra il limite superiore medio al 90% c.l. su un flusso di neutrini $\propto E^{-2}$ ed E^2 per 60 ipotetiche sorgenti poste a 0° di ascensione retta e tra -40° e 80° di declinazione.	78
4.21	<i>Model Rejection Factor</i> vs. <i>half cone angle</i> per la HBL 1ES 0806+524.	81
4.22	Confronto tra la sensibilità di ANTARES a flussi di neutrini astrofisici down-going (risultato di questa analisi) con la sensibilità di ANTARES a flussi di neutrini up-going e la sensibilità di altri esperimenti (MACRO, Amanda-II, IceCube, Super-K).	83
B.1	Costruzione di un intervallo di confidenza classico.	87

Elenco delle tabelle

1.1	Differenza tra ionizzazione osservata a diverse altitudini e ionizzazione a livello del mare.	2
2.1	Sorgenti di neutrini cosmici.	11
3.1	Cronologia delle linee instrumentate del rivelatore ANTARES.	42
3.2	Parametri della propagazione della luce in acqua e ghiaccio.	43
4.1	Percentuale degli eventi che sopravvivono a ciascun taglio.	68
4.2	Effetto dell'applicazione dei tagli di qualità sul numero di eventi di fondo (μ e ν_{ATMO}) e di segnale (ν_{ASTRO}).	69
4.3	Caratteristiche delle sorgenti analizzate.	78
4.4	Prodotto fra il limite superiore medio al 90% c.l. su un flusso di neutrini $\propto E^{-2}$ ed E^2 per le 15 sorgenti prese in considerazione.	79
4.5	Risultati ottenuti per la sorgente 1ES 0806+524.	80

Introduzione

L’Astronomia con i neutrini è un metodo nuovo e unico per osservare l’Universo. I neutrini, infatti, sono in grado di sfuggire dalle loro sorgenti, circondate da materia densa e campi di radiazione, e possono percorrere distanze cosmologiche, senza essere assorbiti. Grazie alle peculiarità della particella postulata 82 anni fa dal fisico austriaco Wolfgang Pauli, l’Astronomia con i neutrini potrà portare non solo ad una maggiore conoscenza dei siti di accelerazione di particelle nell’Universo già osservati grazie ad altri messaggeri astronomici come fotoni e raggi cosmici, ma anche alla scoperta di oggetti astrofisici fino ad ora sconosciuti.

Per le sorgenti note di alta energia, come nuclei galattici attivi, *gamma-ray burst*, *microquasar* e resti di *supernova*, grazie ai neutrini sarà possibile distinguere senza ambiguità i meccanismi di accelerazione adronici da quelli elettronici e localizzare i siti di accelerazione molto più precisamente di quanto si riesca a fare con i raggi cosmici. Inoltre, la rivelazione dei neutrini costituisce un segnale esclusivo per le ricerche indirette di materia oscura che si sarebbe accumulata nei nuclei di oggetti densi come il Sole, la Terra e il centro della Galassia. Anche se la ricerca di un flusso diffuso di neutrini da sorgenti lontane irrisolte è negli scopi di indagine dei telescopi per neutrini, l’accento principale dei loro programmi è sulla ricerca di sorgenti puntiformi, come gli esempi di cui sopra. Per questi studi una buona risoluzione angolare del telescopio è di fondamentale importanza: non solo per risolvere le sorgenti e correlarle con quelle osservate utilizzando altri messaggeri, ma anche al fine di rigettare il fondo.

ANTARES, acronimo di “**A**stronomy with a **N**eutrino **T**elescope and **A**bbyss environmental **R**Esearch”, è il più grande telescopio per neutrini dell’emisfero settentrionale. Esso è situato nel Mar Mediterraneo, ad una profondità di 2.4 km, a circa 40 km al largo della costa meridionale della Francia, ad una latitudine di 42°48N. Il telescopio ANTARES rende possibile l’Astronomia con i neutrini in una regione di cielo complementare a quella accessibile all’esperimento IceCube, situato al Polo Sud e, in particolare, permette l’osservazione della regione centrale della Galassia. Inoltre, grazie alla sua posizione nel mare profondo, l’infrastruttura offre opportunità per misure innovative in Scienze della Terra e del Mare.

Nel presente elaborato, articolato in quattro capitoli, sarà illustrato il lavoro di analisi di un set di dati raccolti dal rivelatore ANTARES. Lo scopo di tale lavoro è la ricerca di sorgenti puntiformi di neutrini astrofisici quando esse si trovano sopra l’orizzonte.

Nel Capitolo 1 verranno descritti i Raggi Cosmici. Dopo una breve nota storica, verrà descritto il loro spettro in energia, il meccanismo più probabile che si ritiene causi la loro accelerazione, la loro composizione e il risultato della loro interazione

con l'atmosfera terrestre.

Nel Capitolo 2 saranno presentate le particelle protagoniste di questa ricerca: i neutrini. Saranno descritti i modelli teorici proposti per giustificare la produzione di neutrini astrofisici di alta energia, le principali sorgenti galattiche ed extra-galattiche di neutrini cosmici e i principi di rivelazione di queste particelle. Infine, verrà introdotto il concetto di Telescopio per neutrini.

Nel Capitolo 3 verrà descritto il rivelatore ANTARES, la sue performance di rivelazione e l'influenza dell'ambiente in cui è posto sulle misure.

Nel Capitolo 4 sarà illustrato il lavoro di ricerca svolto per questa Tesi. Verranno descritti i criteri adoperati per selezionare il campione di dati che è stato analizzato, le performance del detector inerenti la ricerca svolta e le misure effettuate. Infine, si discuterà il risultato sperimentale ottenuto.

Nella Appendice A saranno descritti i pesi di generazione del MonteCarlo di neutrini di ANTARES.

Nella Appendice B saranno descritte le principali caratteristiche della statistica di Feldman e Cousins, utilizzata per stimare l'incertezza statistica dei risultati presentati.

Capitolo 1

I Raggi Cosmici

Il presente capitolo contiene una breve discussione sui Raggi Cosmici (RC). Verrà descritto il loro spettro in energia e il meccanismo che si ritiene causi la loro accelerazione. I modelli sui flussi dei Raggi Cosmici di altissima energia (*Ultra High Energy*, in inglese: UHE) prevedono, tra l'altro, flussi di neutrini (per esempio, dal decadimento di pioni carichi originati nelle interazioni dei Raggi Cosmici all'interno delle sorgenti o durante la loro propagazione). La ricerca di sorgenti puntiformi di neutrini cosmici di alta energia e lo studio dello spettro dei RC alla sorgente è un ingrediente fondamentale per aiutare a chiarire l'origine dei RC, capire le dinamiche interne alle sorgenti astrofisiche ed i modelli di produzione dei neutrini.

Alcuni aspetti di questi modelli e alcune possibili sorgenti di neutrini saranno il tema del prossimo capitolo (Capitolo 2), mentre una discussione più estesa sulla produzione di RC e neutrini si trova in [38] e [57].

1.1 La scoperta dei raggi cosmici

Una delle questioni ancora aperte nella Fisica del primo '900 era il motivo per il quale gli elettroscopi che venivano utilizzati negli esperimenti sulla conducibilità dei gas perdevano gradualmente la loro carica, sebbene isolati da sorgenti note di radiazione. Inizialmente si pensò che il fenomeno fosse dovuto ad una radiazione residua proveniente dalla superficie terrestre, finché, il 7 agosto 1912, il fisico austriaco Victor F. Hess, a bordo di una mongolfiera, misurò a diverse quote la velocità di scarica di tre elettroscopi carichi scoprendo che, dopo il primo chilometro, la ionizzazione aumentava rapidamente con l'altitudine, segno che quella radiazione proveniva dallo Spazio [45]. Alle osservazioni di Hess seguirono quelle di Werner H. G. Kolhörster [42], il quale, nel 1914, spingendosi a 9000 m di quota, confermò ed ampliò le misure di Hess (Tabella 1.1).

Il primo a riferirsi a tale radiazione con il termine "Raggi Cosmici" fu Robert A. Millikan, nel 1925, in occasione di un seminario presso l'Università di Leeds (UK).

1.2 Lo spettro in energia dei raggi cosmici

Lo spettro differenziale misurato dei RC (Figura 1.1) si estende per più di 12 ordini di grandezza in energia e per più di 30 ordini di grandezza in flusso.

Altitudine (km)	Differenza tra ionizzazione osservata e ionizzazione al livello del mare (10^{-6} ioni m^{-3})
1	-1.5
2	1.2
3	4.2
4	8.8
5	16.9
6	28.7
7	44.2
8	61.3
9	80.4

Tabella 1.1. Differenza tra ionizzazione osservata a diverse altitudini e ionizzazione a livello del mare.

Esso possiede un limite inferiore, $\sim 10^9$ eV, dovuto alla difficoltà incontrate dalle particelle cariche con energia dell'ordine del GeV nel penetrare la regione del Sistema Solare, occupata dalle nubi di plasma emesse dal Sole in occasione dei suoi brillamenti e di altri fenomeni fotosferici ad alta energia.

Se abbia anche un limite superiore è difficile da stabilire, a causa del ridotto numero di eventi di altissima energia. Misure dello spettro in questa regione di energia sarebbero, però, molto importanti perché la presenza di RC di energie elevate deve essere giustificata da meccanismi di accelerazione capaci di originarle.

Tale ricerca diventa ancor più interessante alla luce del cosiddetto “effetto GZK” previsto da Greisen [40] e, indipendentemente, da Zatsepin e Kuz'min [72] subito dopo la scoperta ad opera di Penzias e Wilson della radiazione cosmica di fondo (*Cosmic Microwave Background Radiation*, usualmente indicata come: CMBR, o semplicemente CMB) [61]. Tale effetto prevede che al di sopra dei 10^{20} eV il flusso dei RC primari diminuisca considerevolmente a causa della loro interazione con la CMBR costituita da fotoni di bassa energia nella regione delle microonde.

La pendenza dello spettro (si veda la Figura 1.1) varia in due punti, in corrispondenza di $E_1 = 10^{15.5}$ eV e $E_2 = 10^{18.8}$ eV, denominati rispettivamente “ginocchio” (*knee*) e “caviglia” (*ankle*).

Per valori di energia (E) compresi tra 10^{11} eV e 10^{20} eV, il flusso differenziale dei RC ha una forma regolare e può essere rappresentato da una legge del tipo:

$$\Phi(E) = CE^{-\alpha} \quad \alpha = \begin{cases} 2.7, & E < E_1 \text{ e } E > E_2 \\ 3.1, & E_1 \leq E \leq E_2 \end{cases} \quad (1.1)$$

dove C è una costante che non dipende dall'energia e α il cosiddetto “indice spettrale”. In Figura 1.1 sono anche indicati tre valori di tasso di conteggio di RC: [$m^{-2} s^{-1}$], [$m^{-2} yr^{-1}$] e [$km^{-2} yr^{-1}$], stimati in corrispondenza di $E \sim 10^{12}$ eV, $E = E_1$ e $E = E_2$, rispettivamente.

Per una particella relativistica con carica elettrica q ed energia E , immersa in un campo magnetico di induzione magnetica B , il giroraggio, o raggio di Larmor

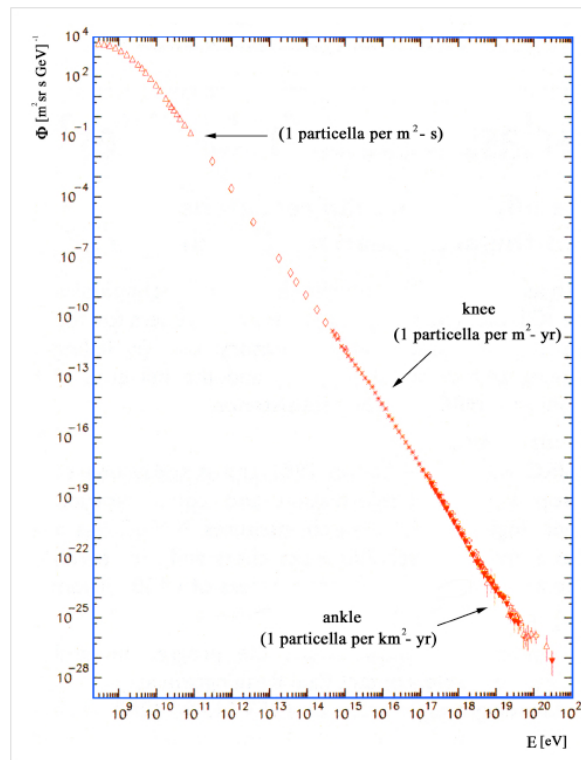


Figura 1.1. Spettro in energia dei RC.

(r_L), è:

$$r_L[cm] = \frac{1}{300} \frac{E[eV]}{Z B[G]} \quad (1.2)$$

Un protone, $Z = 1$, per sfuggire al confinamento magnetico della Galassia (ricordando che il valor medio del campo magnetico galattico è $B = 3 \mu G$ e che lo spessore del disco galattico è $\sim 150 pc$) deve avere un'energia di $\sim 10^{19} eV$. Quindi, fino a queste energie i RC dovrebbero essere di origine galattica mentre le particelle dopo l'*ankle* dovrebbero essere di origine extra-galattica.

1.3 Accelerazione d'urto

Il meccanismo più probabile, responsabile dell'accelerazione dei RC fino alle energie osservate è noto come "accelerazione d'urto" (*shock acceleration*, in inglese) o "accelerazione di Fermi al primo ordine" (per maggiori dettagli si veda [38] o [64]). Tale processo si verifica quando un'onda d'urto, prodotta da eventi estremamente energetici in una sorgente astrofisica, si propaga in una regione in cui sia presente del plasma. In questo modello le particelle sono confinate magneticamente alla sorgente e vengono elasticamente diffuse da irregolarità magnetiche congelate nel plasma. Su ambo i lati del fronte d'onda la diffusione dà luogo ad una distribuzione isotropa della velocità della particella rispetto al mezzo locale. La Figura 1.2 mostra la situazione nel sistema del laboratorio, in cui l'onda d'urto si propaga nel mezzo interstellare stazionario con velocità V_s . La velocità u della materia dietro l'urto è

legata alla velocità dell'onda d'urto dall'idrodinamica. Nel caso in cui la velocità dell'onda d'urto è molto maggiore della velocità del suono nel plasma, [64]:

$$u = \frac{3}{4}V_s \quad (1.3)$$

Quando una particella relativistica con energia E_1 attraversa il fronte dell'onda d'urto dal mezzo *unshocked* a quello *shocked* con un angolo θ_1 la sua energia, nel sistema di riferimento del mezzo *shocked*, è $E'_1 = \Gamma E_1 \left(1 + \frac{u}{c} \cos \theta_1\right)$, dove $\Gamma = \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$. Nell'urto elastico questa energia non cambia.

Quando la particella entra di nuovo nel mezzo *unshocked*, con un angolo θ'_2 la sua energia è

$$E_2 = \Gamma^2 E_1 \left(1 + \frac{u}{c} \cos \theta_1\right) \left(1 + \frac{u}{c} \cos \theta'_2\right). \quad (1.4)$$

Per flussi isotropi, i valor medi di $\cos \theta_1$ e $\cos \theta'_2$ per le particelle che attraversano il fronte d'onda dell'onda d'urto sono $\langle \cos \theta_1 \rangle = \langle \cos \theta'_2 \rangle = 2/3$. L'incremento di energia ε è

$$\varepsilon \equiv \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{4u}{3c} = \frac{V_s}{c}, \quad (1.5)$$

dove si sono trascurati i termini di ordine $\frac{u^2}{c^2}$. Così, la particella ogni volta che attraversa il fronte dell'onda d'urto subisce un incremento dell'energia di un fattore costante.

Le particelle sono convogliate fuori dalla regione d'urto insieme col materiale *shocked* con velocità $V_s/4$. Il numero di particelle per unità di tempo e di area che fuggono dalla sorgente è perciò $\rho V_s/4$, dove ρ è la densità di raggi cosmici. Il flusso delle particelle che tornano indietro nel mezzo *unshocked* segue dalla proiezione di un flusso isotropo sul piano del fronte d'onda, dato da $c\rho/4$. La probabilità che una particella venga spinta nella regione *shocked* invece di tornare indietro è dunque $P_{esc} = V_s/c$. La combinazione di un incremento costante di energia ε e di una probabilità costante di fuggire P_{esc} , conduce ad una legge di potenza dello spettro:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} = E^{-1 + \frac{\ln(1 - P_{esc})}{\ln(1 + \varepsilon)}}. \quad (1.6)$$

I valori di P_{esc} e ε trovati sopra sono entrambi più piccoli di 1 e portano ad un valore dell'indice spettrale $\gamma = 2$. Calcoli più dettagliati indicano che i valori tra 2.1 e 2.4 sarebbero i più realistici [51]. Ciononostante, molti dei modelli proposti per spiegare la produzione di neutrini assumono uno spettro di protoni proporzionale a E^{-2} .

Il processo di accelerazione diventa inefficace quando il campo magnetico non riesce più a confinare le particelle nella regione attorno alla sorgente, quando le perdite di energia per radiazione di sincrotrone o per interazioni anelastiche diventano confrontabili con l'energia guadagnata nel processo di accelerazione o quando lo shock decade.

Lo spettro osservato dei RC è più ripido degli spettri predetti dal meccanismo di accelerazione d'urto, spettro che dovrebbe rappresentare la distribuzione dell'energia

dei RC “alla sorgente”. Questo può essere spiegato dai modelli sulla propagazione dei RC nella galassia, i quali prevedono che i RC di altissima energia hanno una probabilità maggiore di fuggire dal campo magnetico Galattico. Le particelle rimanenti hanno pertanto uno spettro più ripido.

Per le sorgenti extra-galattiche, la pendenza dello spettro osservato è influenzata anche dal *redshift* e dall’effetto GZK.

La forma dello spettro ad energie molto elevate, quindi, dipenderebbe dalla distribuzione delle sorgenti dei RC nell’Universo.

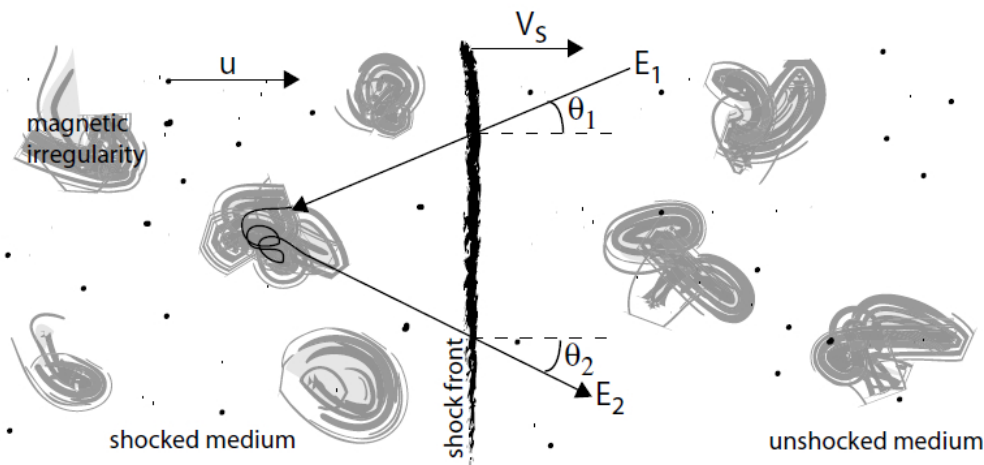


Figura 1.2. Illustrazione del meccanismo di accelerazione d’urto.

1.4 Composizione dei raggi cosmici

Il flusso dei RC è, fino ad energie dell’ordine di 10^{14} eV, sufficientemente intenso da consentire misure dirette al di sopra dell’atmosfera terrestre mediante l’utilizzo di calorimetri, camere ad emulsione, spettrometri ed altri simili rivelatori di radiazione, posti su palloni stratosferici, satelliti o stazioni spaziali. A tale energia, infatti, ci si aspetta di misurare circa 10^2 particelle $m^{-2} giorno^{-1} sr^{-1}$. Tali misure dirette mostrano che i RC di queste energie sono composti per il 99.8% circa da particelle cariche e per lo 0.2% circa da raggi γ e da neutrini. La parte carica è formata per il 98% circa da nuclei e per il 2% circa da elettroni e positroni; a sua volta, la componente nucleare è costituita da protoni (87%), particelle α (12%) e nuclei più pesanti (1%).

In Figura 1.3 è mostrato il confronto tra la composizione dei RC e quella del Sistema Solare.

Per energie superiori a 10^{14} eV le misure “dirette” dei raggi cosmici “primari” necessiterebbero di apparati di dimensioni molto maggiori, difficilmente realizzabili nell’alta atmosfera o nello spazio. Si ricorre pertanto a misure “indirette” dei RC primari, all’osservazione cioè del risultato delle loro interazioni con l’atmosfera.

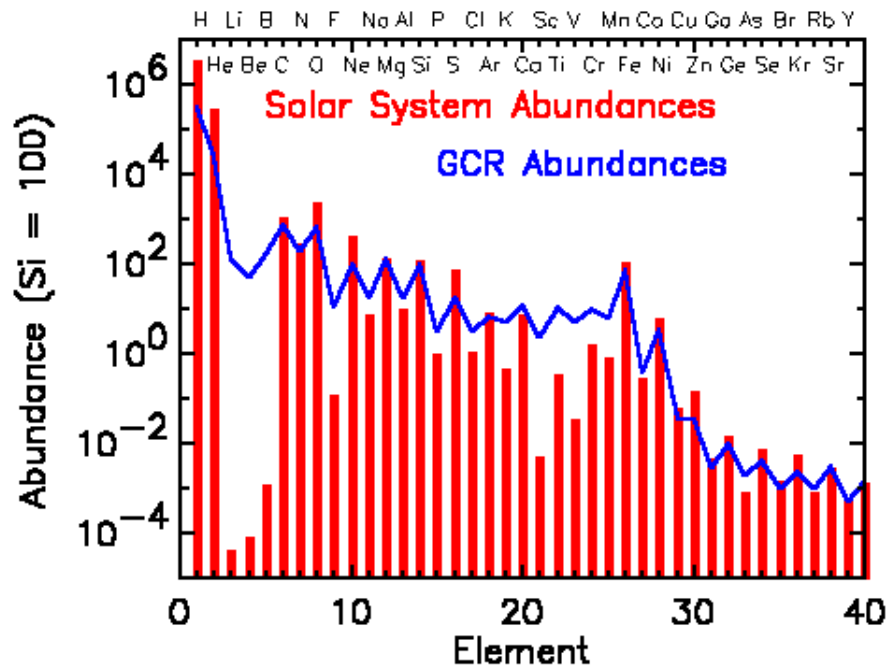


Figura 1.3. Confronto tra la composizione solare (rosso) e la composizione della radiazione cosmica (blu).

Gli elementi H e He sono meno abbondanti nei RC rispetto alla materia stellare. Gli elementi del gruppo Li, Be, B e del gruppo Sc, Ti, V, Cr, Mn sono molto più abbondanti nei RC che nel Sistema Solare. Completamente assenti come prodotti finali della nucleosintesi stellare, l'elevato contenuto di questi elementi nei RC è dovuto al fatto che questi ultimi, una volta accelerati nelle loro sorgenti, si propagano attraverso il mezzo interstellare per poi raggiungere la Terra; durante questo viaggio avvengono processi di spallazione tra i RC ed il mezzo interstellare (per lo più protoni) che fanno sì che da elementi più pesanti, come C e O per il primo gruppo e Fe per il secondo, si formino gli elementi dei due gruppi citati.

1.5 Sciami atmosferici estesi

Il risultato della collisione tra un raggio cosmico di energia elevata e un nucleo nell'alta atmosfera è la produzione di molte particelle energetiche. Queste, a loro volta, collidono con altri nuclei producendo una "cascata" di particelle che prende il nome di sciame atmosferico esteso (*extensive air shower*, EAS).

Le caratteristiche tipiche dello sviluppo di uno sciame, quali l'aumento e la successiva diminuzione del numero di particelle e l'allargamento laterale dello sciame, sono visualizzate in Figura 1.4 e sono schematicamente rappresentate in Figura 1.5.



Figura 1.4. Sciame generato da un protone di 10 GeV all'interno di una camera a nebbia contenente lastre di piombo. La prima interazione del protone avviene con molta probabilità all'interno di una delle lastre. I pioni neutri alimentano la cascata. I pioni carichi hanno interazioni simili a quella del protone o decadono in muoni. L'area mostrata è di 0.5 m per 0.3 m.

In Figura 1.4 è mostrato lo sviluppo di uno sciame di particelle generato da un protone cosmico avente energia $E = 10$ GeV all'interno di una camera a nebbia [37]. Le lastre di piombo all'interno della camera hanno la funzione di far avvenire la maggior parte dei processi di interazione e perdita di energia al loro interno. Così, solo una piccola parte della perdita di energia ha luogo nel gas della camera (argon a pressione atmosferica).

Lo sviluppo di un EAS avviene mediante diversi processi di interazione tra le varie particelle; uno schema semplificato è riportato in Figura 1.5.

Le componenti principali di uno sciame atmosferico sono [43]:

- **adronica:** il nucleo (o nucleone) che costituisce il primario incidente interagisce con i nuclei bersaglio presenti in atmosfera producendo adroni altamente energetici. Ciascuna particella adronica interagirà nuovamente in atmosfera o decadrà in altre particelle. La maggior parte delle particelle prodotte in ciascuna interazione adronica è costituita da mesoni, principalmente pioni e kaoni;
- **elettromagnetica:** lo sciame consiste principalmente in un nucleo centrale di adroni altamente energetici, essenzialmente pioni carichi e neutri. Per ogni

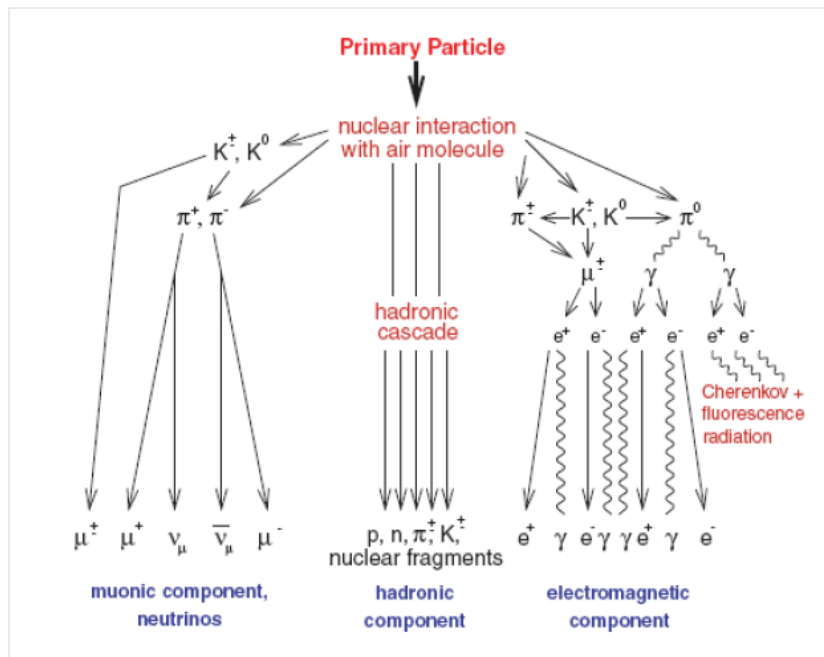


Figura 1.5. Schema generale delle interazioni che danno luogo ad uno sciame atmosferico esteso.

interazione adronica circa un terzo dell'energia va alla componente elettromagnetica, la quale ha inizio da fotoni che provengono dal decadimento dei π_0 , da particelle η le quali producono coppie e^+e^- , e da bremsstrahlung di elettroni e positroni. La componente elettromagnetica ha uno sviluppo più veloce rispetto alle altre componenti e come conseguenza circa il 90% delle particelle che compongono un EAS sono elettroni e positroni;

- **muonica:** i pioni carichi ed i kaoni possono interagire o decadere in μ e ν , le probabilità dei due casi sono funzione dell'energia dei mesoni. Il numero di muoni prodotti per decadimento di mesoni è un ordine di grandezza più basso del numero di elettroni e positroni.

Quando uno sciame inizia il suo sviluppo, il numero di particelle prodotte cresce e l'energia iniziale si ripartisce fra di esse. Tale sviluppo continua fino a quando sono possibili processi [43], come produzione di coppie o bremsstrahlung, che aumentano il numero di particelle, ovvero fino a quando l'energia della singola particella è maggiore di un valore critico (E_C), funzione del mezzo in cui si sviluppa lo sciame e del tipo di particella.

La cascata di particelle è localizzata intorno alla traiettoria del primario (asse dello sciame), il processo che descrive come le particelle si allontanano da questa traiettoria prende il nome di "sviluppo trasversale". Nella regione di impatto al suolo dello sciame, in corrispondenza del suo asse, ci aspettiamo il maggior numero di particelle: questa regione prende il nome di "core" dello sciame. Un apparato di rivelatori di particelle, usualmente rivelatori Cherenkov ad acqua o scintillatori, è in grado di misurare la distribuzione laterale, locale, delle particelle dello sciame. Lo sviluppo trasversale di uno sciame dipende principalmente dal momento trasverso

medio della componente adronica. Man mano che lo sciame si sviluppa, le particelle che lo compongono si allontanano dall'asse ed al suolo la cascata è diffusa su una superficie molto ampia (dell'ordine delle centinaia di chilometri quadri per primari di energia superiore a $\sim 10^{18}$ eV). Nel caso di uno sciame avente energia $\sim 10^{19}$ eV, al livello del mare i secondari prodotti sono per il 99% fotoni, elettroni e positroni di energia compresa fra 1 MeV e 10 MeV (la cui energia complessiva è l'85% dell'energia totale) e l'1% sono muoni da 1 GeV (10% dell'energia totale), pioni di alcuni GeV (4% dell'energia totale), neutrini e barioni.

Capitolo 2

I neutrini

Lo studio delle caratteristiche degli sciami atmosferici indotti da primari carichi altamente energetici fornisce informazioni sullo spettro dei RC alle altissime energie ma non sulla posizione delle sorgenti astrofisiche. Dalle caratteristiche degli sciami, infatti, è possibile ricavare la direzione del RC primario nel momento in cui interagisce con l'atmosfera. Tale direzione, però, non dà informazioni sulla posizione della sorgente del RC carico a causa della sua propagazione attraverso il campo magnetico (inter-)galattico. Quelle stesse sorgenti, tuttavia, possono essere identificate osservando i neutrini prodotti nelle interazioni dei RC nella sorgente o nei suoi paraggi.

2.1 La produzione di neutrini

I modelli teorici proposti per giustificare la produzione di neutrini astrofisici si basano sulle interazioni di protoni (o nuclei) accelerati con i fotoni o i campi di materia all'interno o vicino gli oggetti astrofisici acceleranti. In queste interazioni sono prodotti pioni carichi e neutri:

$$p + \gamma \text{ o } p \rightarrow N_1\pi^\pm + N_2\pi^0 + X. \quad (2.1)$$

I pioni neutri decadono in fotoni, mentre quelli carichi in neutrini:

$$\begin{aligned} \pi^0 &\rightarrow \gamma\gamma \\ \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \end{aligned}$$

L'esatto valore del rapporto tra il numero di pioni carichi e il numero di quelli neutri dipende dal tipo di particella targhetta (protone o fotone) e dall'energia del centro di massa, il numero di fotoni prodotti è sempre paragonabile al numero di neutrini prodotti ([56]). I flussi di neutrini e fotoni di alta energia sono quindi strettamente collegati.

In numerosi scenari, i fotoni di alta energia da decadimento di pioni neutri danno inizio a cascate elettromagnetiche attraverso la produzione di coppie e^+e^- . In tal modo, l'energia dei fotoni è rivelabile come radiazione non termica a energie più basse.

Per tale motivo, si può assumere che i flussi bolometrici (cioè integrati sull'energia) dei fotoni e dei neutrini così prodotti sono fortemente correlati fra di loro. Ecco perché molti modelli sui flussi di neutrini sono normalizzati a qualche frazione della luminosità osservata di raggi gamma o raggi X della sorgente, nonostante questo procedimento non sia del tutto esatto, visto che radiazione non termica può essere generata anche mediante radiazione di sincrotrone di elettroni e in questo caso non sono previsti neutrini.

La pendenza dello spettro in energia dei neutrini è una conseguenza della pendenza dello spettro dei protoni che interagiscono, che quasi sempre viene preso proporzionale a E^{-2} , e dallo spettro dei fotoni o protoni targhetta.

Per energie nel centro di massa prossime alla soglia di produzione dei pioni, le interazioni con i fotoni avvengono principalmente attraverso la produzione della risonanza Δ^+ :

$$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^+ + n, \quad (2.2)$$

ciò stabilisce una relazione tra le energie del fotone e del protone interagenti:

$$4E_p E_\gamma = c^2 (M_\Delta^2 - M_p^2). \quad (2.3)$$

Per tale interazione, circa il 20% dell'energia del protone è trasferita al pione mentre i neutrini acquistano circa il 5% dell'energia del protone. Se lo spettro dei fotoni è fortemente piccato, come nel caso di un campo di radiazione non termico, lo spettro in energia dei neutrini segue la forma dello spettro del protone (E^{-2}). Se dominano le interazioni con i protoni, l'energia del centro di massa è virtualmente sempre sopra la soglia di produzione dei pioni e lo spettro prodotto dei neutrini segue, anche in questo caso, lo spettro in energia dei protoni ([59]).

2.2 Sorgenti di neutrini

Le sorgenti dei neutrini cosmici possono essere raggruppate come in Tabella 2.1.

modelli Bottom-Up		modelli Top-Down
sorgenti galattiche	sorgenti extra-galattiche	
SNR	AGN	Wimp
Pulsar	GRB	TD
Microquasar		Z-burst
GZK		

Tabella 2.1. Sorgenti di neutrini cosmici ([29]).

Attualmente i modelli teorici proposti per spiegare l'origine dei raggi cosmici sono inquadrabili in due categorie:

- modelli Bottom-Up;
- modelli Top-Down.

Secondo i modelli Bottom-Up, i RC vengono prodotti ed accelerati in oggetti astrofisici (galattici o extra-galattici) e poi subiscono successive interazioni con materia e/o radiazione, in questo modo la loro energia cresce fino al valore finale.

Secondo i modelli Top-Down, i RC derivano dal decadimento o dall'annichilazione di oggetti esotici, quali stringhe cosmiche e particelle superpesanti, residui dell'Universo primordiale. In Tabella 2.1 i neutrini GZK occupano una cella a parte dal momento che costituiscono un flusso diffuso che non può essere associato ad una specifica sorgente o regione dell'Universo.

I flussi previsti da diversi modelli sono mostrati in Figura 2.1 e in Figura 2.2. Si noti che i neutrini da AGN per energie $> 10^{14} eV$ diventano dominanti sui neutrini atmosferici. I neutrini da GRB sono predetti nella stessa regione di energia, essi possono essere distinti da quelli da AGN per la direzionalità e la caratteristica evoluzione temporale tipiche degli eventi da GRB e implementando coincidenze con quanto registrano i satelliti.

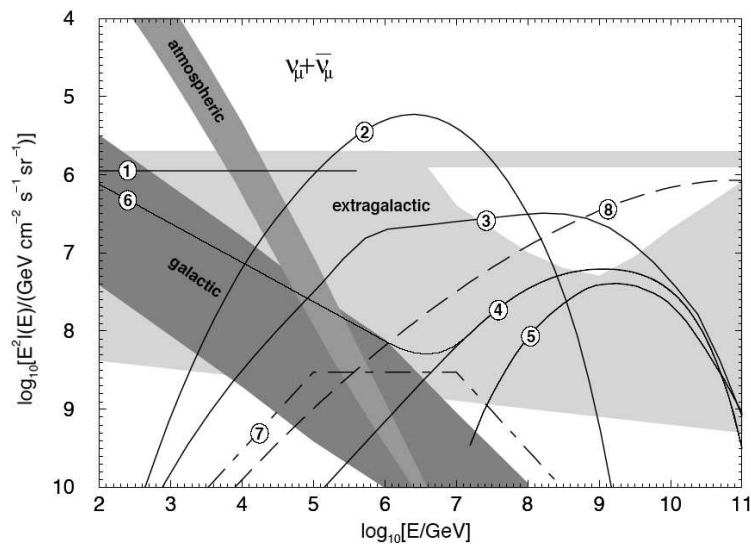


Figura 2.1. Flusso atteso, sulla Terra, di neutrini cosmici da $10^{11} eV$ a $10^{20} eV$. (1 - 4 e 6) neutrini da AGN; (5) GZK; (7) GRB; (8) TD. Le regioni ombreggiate definite come atmosferica e galattica identificano i confini teorici sugli eventi di fondo dall'atmosfera terrestre e dal disco galattico; la regione extra-galattica indica un flusso diffuso da sorgenti extra-galattiche non risolte ([52]).

2.2.1 Modelli Bottom-Up: sorgenti galattiche di neutrini UHE

Il tempo (τ) necessario affinché un RC diffonda al di fuori dell'alone galattico è funzione della sua rigidità (E/Z). Una conseguenza importante è che (supponendo stazionarietà) il numero di RC di tipo A (N_A) in funzione dell'energia (E) della Galassia è:

$$N_A(E) \sim Q_A(E) \tau(E/Z) \quad (2.4)$$

dove $Q_A(E)$ è la *rate* di iniezione e $\tau(E/Z)$ è il tempo di confinamento.

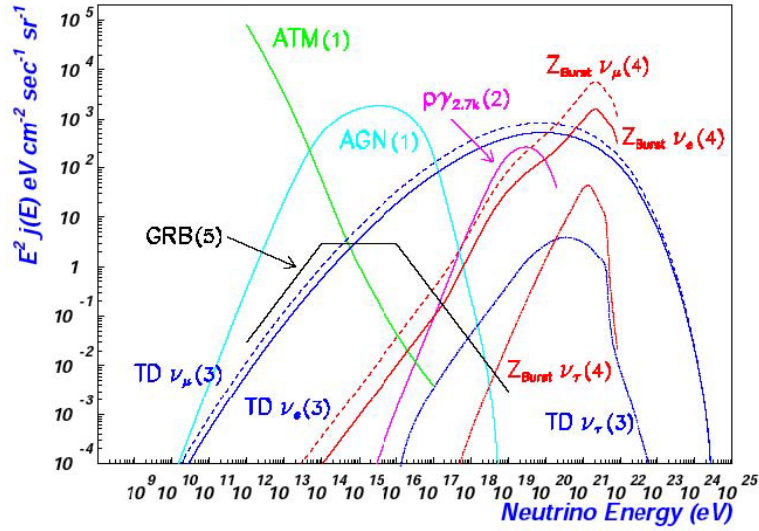


Figura 2.2. Flusso atteso di neutrini cosmici da 10^8 eV a 10^{25} eV. I numeri identificano le referenze per il modello rappresentato ([28]).

Per valutare il tempo di confinamento si confrontano le abbondanze relative dei nuclei secondari nei RC (si veda Figura 1.3), ottenendo:

$$\tau_{RC} \cong 3 \times 10^6 \text{ anni.} \quad (2.5)$$

Super Nova Remnants

Un tempo di confinamento di pochi milioni di anni è un tempo molto breve rispetto all'età dell'Universo, per tale motivo è necessario supporre che i RC siano continuamente prodotti nella nostra galassia. La potenza dell'insieme delle sorgenti di RC nella Via Lattea può essere stimata dal rapporto tra l'energia totale dei RC nella Galassia e il loro tempo di confinamento medio:

$$L_{RC}^{ViaLattea} \cong \frac{\rho_{RC} V_{eff}}{\langle \tau_{RC} \rangle} \cong 2 \times 10^{41} \text{ erg/s.} \quad (2.6)$$

In base a considerazioni energetiche, confrontando il valore così ottenuto con la potenza irradiata da Supernovae, si può supporre che le supernovae siano le sorgenti più probabili di RC galattici. Oltre a queste considerazioni sull'energia, negli anni '70 emerse un argomento dinamico in favore delle ipotesi sulle supernovae: divenne chiaro che le onde d'urto sferiche prodotte nel mezzo interstellare dai getti che si muovono a velocità supersonica possono fornire l'ambiente dove le particelle cariche vengono accelerate sino ad altissime energie, generando uno spettro di legge di potenza con una ben definita pendenza ($\alpha \simeq 2$) che è compatibile con lo spettro di iniezione necessario a generare i RC osservati.

Nelle vicinanze di una *Super Nova Remnants* (SNR) giovane è possibile trovare adroni relativistici (protoni e nuclei) con uno spettro vicino a quello di iniezione

$E^{-(2+\epsilon)}$ e un'energia totale dell'ordine di 10^{50} erg. Queste particelle relativistiche possono interagire con il mezzo interstellare attorno alla supernova producendo pioni neutri e carichi che successivamente decadono generando fotoni e neutrini con uno spettro che approssimativamente segue la legge di potenza del protone genitore. Nel 2004 l'esperimento HESS osservò la SNR RX J1713.7-3946 sorgente molto luminosa di fotoni dell'ordine del TeV. Una serie di altre SRN giovani sono state rivelate identificando fotoni dell'ordine del TeV. Queste osservazioni danno supporto alla possibilità che le supernovae siano siti per l'accelerazione dei RC di natura adronica. Ma questa è una conclusione ancora incerta anche per la migliore candidata, la RX J1713.7-3946, per la quale non può essere completamente esclusa un'origine leptonica della radiazione (radiazione di sincrotrone e effetto Compton inverso di e^\pm relativistici sui campi di radiazione attorno alla supernova).

Pulsar

Un caso a parte di resti di supernova è rappresentato dalle pulsar. La pulsar è una stella di neutroni in rapida rotazione, derivante dal collasso gravitazionale della materia stellare nel corso di un evento di supernova, e circondata da una nebulosa di particelle relativistiche e flusso magnetico. Secondo modelli teorici, le particelle accelerate nelle pulsar da SNR possono raggiungere energie molto elevate (fino a $\sim 10^{18}$ eV [18]). Maggiori informazioni sull'accelerazione nelle Pulsar e sui flussi di neutrini in [69] e [17].

Microquasar

Le microquasar mostrano, in scala ridotta, alcune delle proprietà delle quasar, come la forte emissione in una vasta gamma di lunghezze d'onda, dalle radio ai raggi X. Una microquasar è un sistema binario nel quale una stella normale orbita intorno ad un oggetto vicino compatto (un buco nero o una stella di neutroni) perdendo materia. La materia persa entra nel disco di accrescimento in veloce rotazione, viene riscaldata a milioni di gradi, e poi cade sull'oggetto o viene espulsa come un flusso bipolare. Dunque le microquasar sono simili agli AGN su una scala molto più piccola. Diversi autori hanno proposto i jet delle microquasar come siti per l'accelerazione di particelle cariche, fino a energie dell'ordine di 10^{16} eV. Se nel jet oltre agli elettroni vengono accelerati anche adroni, le interazioni con i fotoni di sincrotrone prodotti dagli elettroni accelerati porterebbero alla produzione di neutrini [54]. In [31] sono illustrati i flussi di neutrini e le rate degli eventi previsti per un certo numero di microquasar galattiche.

2.2.2 Modelli Bottom-Up: sorgenti extra-galattiche di neutrini UHE

Gamma Ray Burst

Negli anni '60 i satelliti militari americani e sovietici osservarono brevi e intense emissioni di raggi γ da direzioni extra-terrestri. I primi studi sistematici sui *Gamma Ray Bursts* (GRB) sono stati effettuati negli anni '90 con il lancio del progetto NASA BATSE (*Burst and Transient Source Experiment*), a bordo della CGRO (*Compton Gamma Ray Observatory*): la missione BATSE in nove anni osservò più di 2700

burst, con energie tra 20 e 2000 keV. Le osservazioni di BATSE hanno mostrato l'isotropia dei GRB nel cielo, che fornisce una forte evidenza della loro origine non galattica. Beppo-SAX, un progetto italiano avviato nel 1997, eseguì le prime misure di redshift: poiché questi redshift erano cosmologici, si scoprì che i GRB avvenivano fuori della nostra galassia.

I GRB sono tra le sorgenti più luminose, la loro luminosità totale sotto l'ipotesi di emissione isotropa è $L_{GRB} \sim 10^{51} \text{ erg/s}$: sono quattro ordini di grandezza più luminosi dei Nuclei Galattici Attivi che rappresentano con $L_{AGN} \sim 10^{44-47} \text{ erg/s}$ le sorgenti continue più luminose nel cielo. Mentre i GRB emettono solo per un breve periodo di tempo, gli AGN sono attivi per lunghi periodi. In tal modo, le luminosità integrate di AGN e di GRB diventano paragonabili, pari a circa 10^{62} erg .

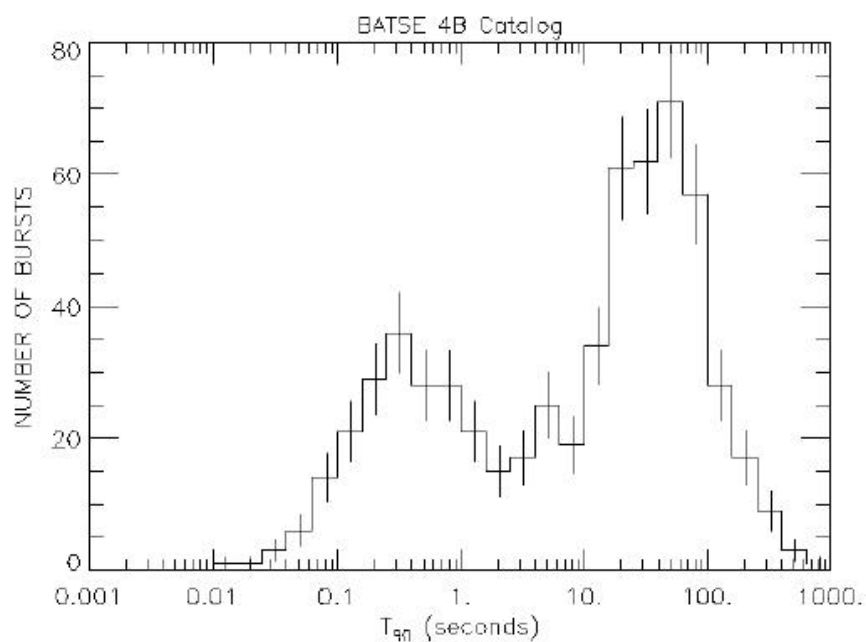


Figura 2.3. Distribuzione del t_{90} per 1234 GRB nel catalogo BATSE 4B. t_{90} è l'intervallo di tempo nel quale è contenuto il 90% del segnale rivelato.

La Figura 2.3 mostra la distribuzione del t_{90} del burst, l'intervallo di tempo in cui 90% della emissione del GRB è misurabile, in base al quale i *burst* sono catalogati in “corti” ($t_{90} < 2 \text{ s}$) o “lunghi” ($t_{90} > 2 \text{ s}$).

Il modello standard per i GRB è il modello *fireball* [62], schematicamente descritto in Figura 2.4. L'idea di base è che una grande quantità di massa viene espulsa in un breve intervallo di tempo.

Il plasma viene espulso a strati; gli strati esterni, ad un certo punto, rallentano e sono raggiunti dagli strati più interni e più giovani, producendo un'onda d'urto che accelera le particelle cariche fino a energie molto elevate. A differenza dei protoni che possono essere accelerati senza perdite di energia fino a $\sim 10^{21} \text{ eV}$, gli elettroni perdono la loro energia emettendo radiazione di sincrotrone. Gli urti tra gli strati sono detti “interni”, quelli tra gli strati e il mezzo interstellare, con conseguente emissione di luce diffusa, sono detti “esterni”.

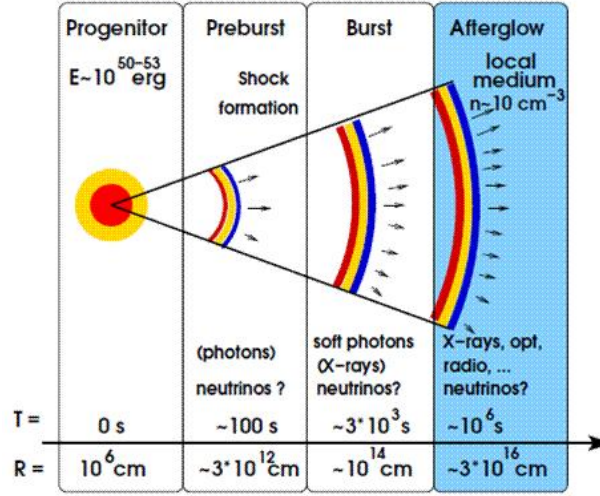


Figura 2.4. Schema del modello *fireball* per i GRB.

Durante l'emissione *prompt* si rivelano raggi γ di energia $E_\gamma > 100 \text{ keV}$, invece l'emissione diffusa è in quasi tutte le lunghezze d'onda.

Uno schema riassuntivo del meccanismo di emissione di neutrini e fotoni ([70]) è riportato in Figura 2.5. Lo spettro dei fotoni GRB *prompt* segue una legge di potenza ([16]) interrotta in un punto, i due indici spettrali sono: $\alpha \cong 1$ e $\beta \cong 2$. Il valore dell'energia (ε_b) in corrispondenza del punto di rottura è compreso fra 100 keV e 800 keV . Lo spettro dei neutrini può essere derivato assumendo che protoni ed elettroni alla sorgente hanno lo stesso spettro in energia, possiamo descriverlo usando la seguente espressione ([71]):

$$E_\nu^2 \frac{dN}{dE} \simeq \frac{F_\gamma f_\pi}{8 \varepsilon \log t_{90}} \begin{cases} \left(\frac{E_\nu}{\varepsilon_{b\nu}}\right)^{-\beta-1} & \text{se } E_\nu < \varepsilon_{b\nu} \\ \left(\frac{E_\nu}{\varepsilon_{b\nu}}\right)^{-\alpha-1} & \text{se } \varepsilon_{b\nu} < E_\nu < \varepsilon_{b\pi} \\ \left(\frac{E_\nu}{\varepsilon_{b\nu}}\right)^{-\alpha-1} \left(\frac{E_\nu}{\varepsilon_{b\pi}}\right)^{-2} & \text{se } E_\nu > \varepsilon_{b\pi} \end{cases} \quad (2.7)$$

Il fattore di normalizzazione è dato dal prodotto tra la fluena dei raggi γ (F_γ), la frazione dell'energia del protone trasferita ai pioni (f_π) e il fattore $1/8$ che tiene conto del fatto che la metà delle interazioni foto-adroniche danno quattro neutrini. Il fattore $1/\varepsilon$ tiene conto della frazione di energia in elettroni confrontata ai protoni del jet.

Data la natura transiente dei GRB, queste sorgenti sono le emittitrici di neutrini con la probabilità più alta di essere rivelate, infatti in numero di eventi di fondo attesi nella stretta finestra temporale tipica dell'emissione *prompt* è tale che il rapporto segnale/fondo sia ottimale.

AGN

Con il termine "Nuclei Galattici Attivi" si indica una grande famiglia di oggetti aventi due caratteristiche fondamentali ([53]):

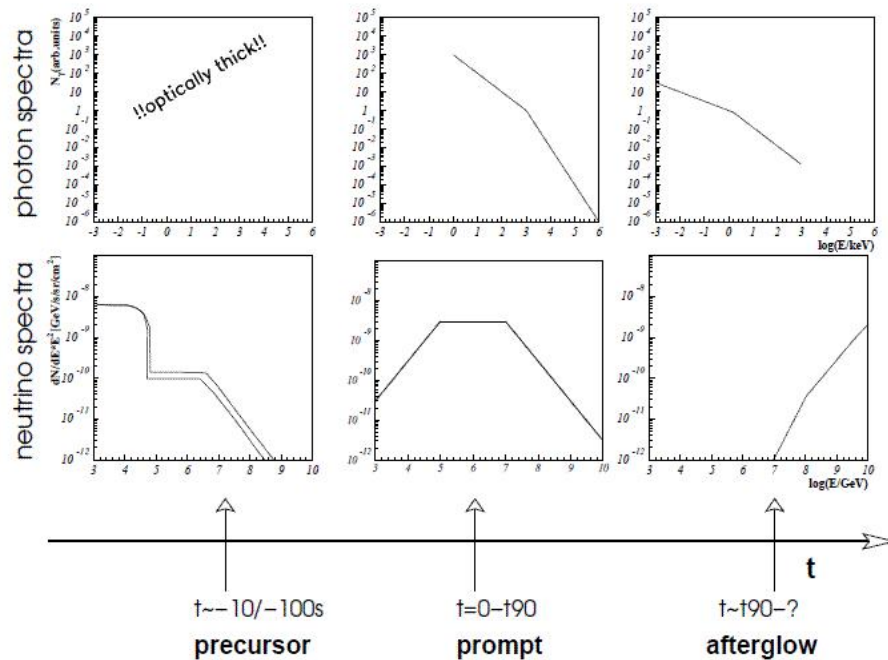


Figura 2.5. Schema riassuntivo dei meccanismi di emissione di neutrini e fotoni durante le tre fasi di un GRB.

- una enorme potenza di emissione, paragonabile all'energia emessa da una galassia di grandi dimensioni, ma interamente prodotta da una regione grande molto meno di un anno luce;
- uno spettro energetico piatto, tipico della radiazione di sincrotrone, con sovrapposta un'emissione termica da sorgenti a diversa temperatura.

Essi si possono dividere in quattro categorie:

- *Quasi Stellar Objects (QSOs)*: sorgenti puntiformi con un *redshift* cosmologico di solito molto alto. Di questa famiglia fanno parte sia le quasar che i QSO radioemittenti (*radio loud*, anche se è nota l'esistenza di quasar con bassa attività radio). La loro luminosità è dell'ordine di $10^{48} - 10^{49} \text{ erg/sec}$ ed è soggetta ad ampie variazioni nell'arco di pochi mesi;
- Galassie di Seyfert: galassie a spirale apparentemente normali, se non fosse per il nucleo estremamente luminoso, la loro potenza tipica è dell'ordine di 10^{44} erg/sec ;
- Blazars o oggetti tipo "BL Lacerti", dal nome del loro capostipite. Sono nuclei di galassie estremamente luminosi, con uno spettro tipico privo di righe di emissione e di assorbimento. Sono soggetti a variazioni spettacolari di flusso (decine di volte in pochi minuti). A tale categoria appartengono gli unici oggetti extragalattici rivelati con emissione gamma $> 1 \text{ TeV}$. Presentano emissione radio;

- Radiogalassie: galassie ellittiche di grandi dimensioni, spesso dall'apparenza normale, che, in realtà, sono potentissime sorgenti radio. L'emissione avviene principalmente in due enormi lobi distanti centinaia di migliaia di anni luce dal centro della galassia, ma ad esso collegati tramite un jet di plasma. Nucleo e jet sono anch'essi radioemittenti, anche se meno dei due lobi; questi ultimi emettono energia, sotto forma di onde radio, a tassi paragonabili a quelli delle quasar ed il loro contenuto energetico è enorme, pari alla conversione in energia di milioni di masse solari. È emerso che i getti trasportano energia dal nucleo verso i lobi. In essi sono stati rivelati moti superluminali, effetti naturalmente apparenti, che si possono verificare solo se il plasma si muove a velocità prossime a quella della luce. Esso si fa strada nel mezzo in cui si muove, guidato dal campo magnetico generato nel nucleo che esso trasporta con sé. Quando il plasma interagisce con il mezzo intergalattico, subisce una repentina decelerazione, crea zone con fronti d'urto e campi magnetici piuttosto forti. Gli elettroni, in moto relativistico in tutte le direzioni in questo campo, emettono onde radio come radiazione di sincrotrone. Si creano così i lobi e le macchie calde (nell'emissione radio) che molti autori ritengono gli acceleratori dei RC extragalattici di energia $10^9 - 10^{10} GeV$.

Si ritiene oggi che queste categorie di oggetti, apparentemente differenti, possono essere accumulate dall'origine dell'energia che essi producono.

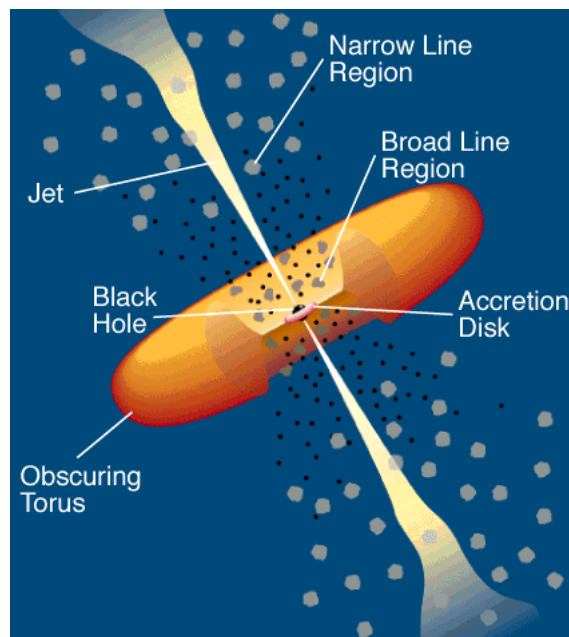


Figura 2.6. Schema di un AGN.

Il motore degli AGN (si veda Figura 2.6) consiste in un disco di accrescimento (di dimensioni di decine di anni luce) e in un buco nero di massa molto grande (dell'ordine di decine, centinaia e forse miliardi di masse solari). La materia in caduta nel buco nero si muove a velocità altissime, paragonabili a quella della luce. Essa, per via degli attriti, si riscalda fino a temperature estremamente elevate, dell'ordine

di centinaia di milioni di gradi, emettendo sotto forma di raggi X un'energia pari al 10 - 15 % della propria massa a riposo. Le regioni più esterne del disco vengono investite da questo flusso di radiazione penetrante riscaldandosi a temperature via via decrescenti man mano che ci si allontana dal centro. Così, l'energia degli X viene quindi riemessa sotto forma di radiazione UV, visibile, infrarossi in un fenomeno che si chiama "riprocessamento". La maggior parte della radiazione dovrebbe essere emessa nell'UV. E infatti QSO e galassie Seyfert presentano un tipico "UV bump", cioè una risalita del flusso in questa regione dello spettro elettromagnetico. L'energia così prodotta dalla materia nelle regioni interne del disco, prossime al buco nero, non può essere superiore al cosiddetto "limite di Eddington", oltre il quale il plasma non potrebbe più precipitare sullo stesso buco nero perché respinta dalla pressione di radiazione.

Il meccanismo responsabile della conversione dell'energia gravitazionale in energia luminosa non è ancora chiaro. Se questa conversione avvenisse in parte attraverso l'accelerazione di particelle a energie relativistiche, per esempio attraverso uno *shock* che si forma sul bordo interno del disco di accrescimento, allora le interazioni dei RC così prodotti con l'intenso campo di fotoni, generato dal disco nel cuore degli AGN, può condurre ad una copiosa produzione di mesoni. Il conseguente decadimento di questi mesoni può generare un grande flusso di neutrini di altissima energia. Poiché i raggi gamma e i raggi cosmici di altissima energia, che si trovano nell'intenso campo di radiazione del cuore degli AGN, perdono rapidamente la loro energia e non riescono, quindi, a lasciare la regione in cui vengono prodotti, questi AGN saranno solo osservabili come sorgenti di neutrini di altissima energia. Attualmente, è stato trovato che i blazars emettono la maggior parte della loro energia sotto forma di raggi gamma. Se, come è stato suggerito, la radiazione gamma emessa da questi oggetti è il risultato delle interazioni di nuclei relativistici, allora il flusso dei neutrini di altissima energia prodotti sarà confrontabile con il flusso dei raggi gamma provenienti da tali oggetti. Invece, se la radiazione gamma prodotta dai blazars è prodotta da processi puramente elettromagnetici, che coinvolgono soltanto elettroni di altissima energia, allora non si avrà alcuna produzione di neutrini.

Nell'intervallo di energia compreso tra $10^{14} eV$ e $10^{17} eV$ (si veda Figura 2.2), il flusso di neutrini dovuto ai Nuclei Galattici Attivi prevale su quello prodotto da altre sorgenti. Per energie maggiori di $10^{18} eV$, i neutrini vengono prodotti nelle interazioni tra i RC di altissima energia e i fotoni della CMBR. Infine, si presume che i neutrini con energia maggiore di $10^{20} GeV$ siano prodotti da oggetti astrofisici molto più speculativi, quali i difetti topologici e gli *Z-burst*.

2.2.3 Modelli Top-Down

Le WIMP

Ci sono prove che gran parte della materia nell'Universo sia non-barionica. Una possibilità è che questa materia sia costituita da particelle massive debolmente interagenti (note come WIMPS: *Weakly Interacting Massive Particles*), che possono essere associate alle particelle previste dalle estensioni supersimmetriche del Modello Standard.

I partner supersimmetrici del bosone di Higgs e dei bosoni di gauge si combinano in autostati di massa chiamati “neutralini”. Il più leggero neutralino potrebbe essere stabile, il che lo renderebbe un valido candidato di materia oscura. Neutralini prodotti poco dopo il Big Bang, potrebbero diventare gravitazionalmente legati a oggetti astrofisici come il Sole, la Terra o il centro galattico, dove perderebbero energia nelle interazioni elastiche con la materia ordinaria. Il risultato sarebbe una popolazione densa di neutralini, pronti ad annichilirsi. A seconda delle proprietà del neutralino, l’annichilazione produrrebbe un mix di bosoni di gauge, bosoni di Higgs e fermioni pesanti, che poi decadrebbero. Tra i prodotti di decadimento ci sarebbero fotoni e neutrini. Questi ultimi sono particolarmente interessanti quando i neutralini sono raggruppati nel nucleo di oggetti che sono opachi ai fotoni. I neutrini provenienti dall’annichilazione di neutralini nel centro del Sole e nel centro galattico possono essere rivelati da ANTARES per alcuni modelli supersimmetrici [50].

I difetti topologici

Secondo le Teorie di Grande Unificazione (GUT), 10^{-35} s dopo il Big-Bang i livelli di energia dell’Universo sarebbero scesi ad un valore critico al di sotto del quale l’interazione nucleare forte si sarebbe accoppiata all’interazione elettrodebole. Questa rottura della simmetria tra le forze universali avrebbe provocato la formazione di **Difetti Topologici** (DT) [65], oggetti dotati di massa e di una energia enormi. Tra questi, le **stringhe cosmiche**, strutture estremamente dense (10^{19} kg/m³) ed estremamente sottili (diametro: 10^{-32} m) [68], con una lunghezza variabile da milioni di km fino al valore attuale del raggio dell’Universo. Attorno a questi oggetti si sarebbero disposte le condensazioni di materia ordinaria che avrebbero poi formato gli ammassi e successivamente le galassie. Questa teoria è suffragata dall’osservazione sperimentale della distribuzione della materia luminosa nell’Universo, che effettivamente pare formare dei filamenti, sui bordi di colossali vuoti. La teoria ci dice che le stringhe cosmiche sono soggette ad un lento ed inesorabile decadimento. Esse si muovono infatti a velocità relativistiche e, a causa delle loro masse enormi, emettono grandi quantità di energia sotto forma di onde gravitazionali. Alla fine, esse “evaporano” in una gigantesca esplosione con grande rilascio di energia. Le recenti osservazioni sulla CMB non sembrano però supportare tali modelli. Alcuni modelli teorici prevedono che, nel loro decadere, esse, accanto alle onde gravitazionali, emettano anche particelle esotiche di massa elevatissima. Altre teorie, più comunemente accettate, ci dicono che è nell’esplosione, che segna la loro fine, il momento in cui le stringhe producono tali particelle, quali, ad esempio, monopoli magnetici, bosoni di Higgs, il bosone X, responsabile della violazione del numero adronico, ed altre ancora. Tali particelle decadono pressoché istantaneamente in leptoni e quark. I quark così prodotti adronizzano, producendo jet di adroni che, insieme con i prodotti di decadimento dei leptoni instabili, producono una grandissima cascata di fotoni, neutrini, che contribuiscono in parte al flusso osservato dei raggi cosmici di altissima energia.

Gli Z-burst

Il processo *Z-burst* consiste nell'annichilazione di neutrini UHE sui neutrini del fondo cosmico di neutrini ¹ e nella seguente produzione risonante del bosone Z che decadendo produrrebbe una cascata di adroni e leptoni: un "*Z-burst*". I prodotti di decadimento del bosone Z, come è stato verificato al CERN e a SLAC, includono un numero medio di 20 fotoni e di due nucleoni. Questi fotoni e protoni sono le particelle candidate a iniziare gli sciami atmosferici giganti ad energia oltre il limite GZK.

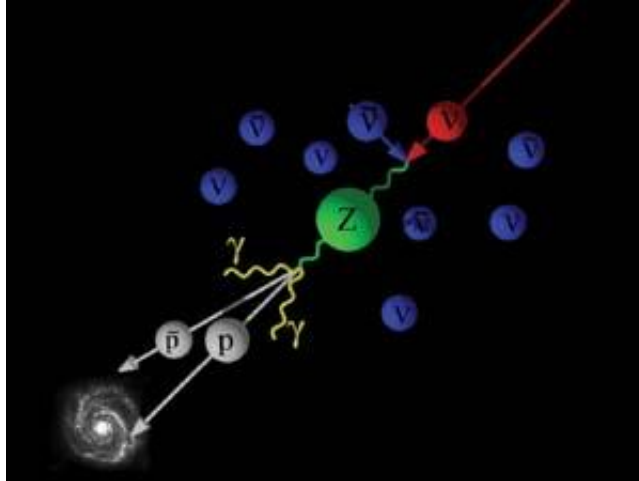


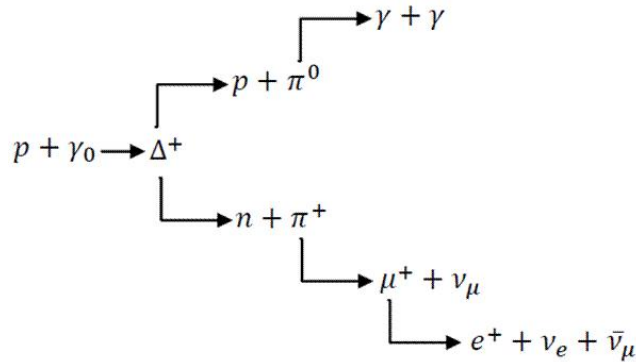
Figura 2.7. Z-burst.

Un limite importante di questo modello consiste nel fatto che, siccome l'energia della CNB è molto bassa, i neutrini per produrre lo Z devono avere un'energia dell'ordine di 10^{21} eV. Quindi, questo processo che spiegherebbe l'esistenza dei RC UHE presuppone l'esistenza di neutrini UHE!

2.2.4 I neutrini GZK

Sono chiamati così i neutrini nati dall'interazione di protoni di altissima energia con i fotoni della CMB. Lo schema di un processo che porta alla produzione di neutrini GZK è il seguente:

¹Noto come CNB: *Cosmic Neutrino Background* che, analogamente al fondo cosmico di microonde (CMB), è un fondo diffuso, isotropo, di neutrini di bassissima energia che risale al Big Bang. La temperatura del CNB è circa $1.95 K$. Il CNB è, dunque, più freddo (meno energetico) del CMB ($2.7 K$). Il motivo risiede nel fatto che il CNB è più vecchio del CMB dato che il disaccoppiamento dei neutrini avviene $2 s$ dopo il Big Bang mentre il disaccoppiamento dei fotoni $380\,000$ anni dopo)



L'energia di soglia per la fotoproduzione della Δ è $\sim 10^{19} \text{ eV}$ e inoltre si può stimare il libero cammino medio del protone secondo la formula:

$$\lambda = (\sigma n)^{-1}, \quad (2.8)$$

dove σ è la sezione d'urto media del processo e n la densità dei fotoni della CMB, ottenendo $\lambda \sim 10 \text{ Mpc}$. La conseguenza di questo tipo di interazioni è un *cut-off* nello spettro dei RC in corrispondenza dell'energia di soglia trovata in precedenza. Gli ultimi risultati dell'Osservatorio Pierre Auger (si veda Figura 2.8) mostrano una riduzione del flusso di protoni di alta energia nella regione del *cut-off* GZK, il che confermerebbe l'esistenza di un flusso diffuso di neutrini di altissima energia.

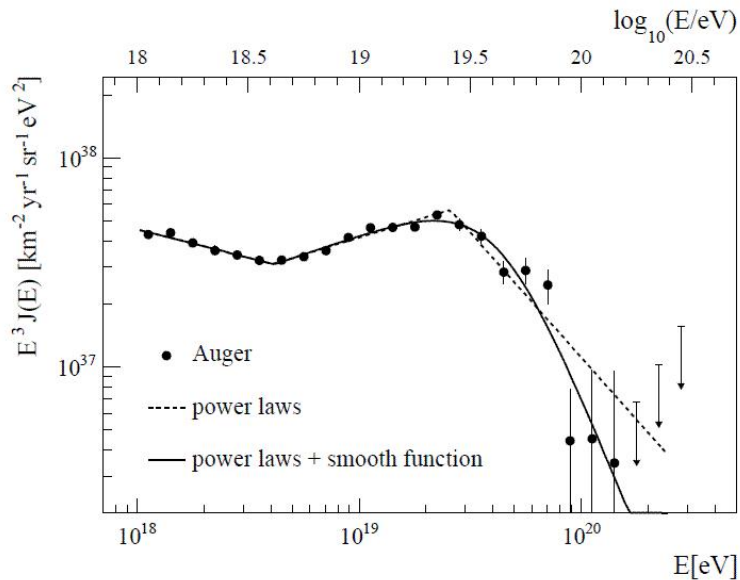


Figura 2.8. Spettro in energia dei RC oltre 10^{18} eV (Auger). Lo spettro è fittato con due funzioni. Sono mostrate solo le incertezze statistiche. Per maggiori dettagli si veda [66].

2.3 Principi di rivelazione dei neutrini

Perché un neutrino possa essere rivelato, esso deve interagire con la materia. Un neutrino (si veda Figura 2.9) ν_l ($l = e, \mu, \tau$) interagisce con un nucleone N via

interazione di Corrente Carica (*Charged Current*, in inglese: CC) (eq. 2.9) o di Corrente Neutra (*Neutral Current*, in inglese: NC) (eq. 2.10):

$$\nu_l (\bar{\nu}_l) + N \rightarrow l^- (l^+) + X \quad (2.9)$$

$$\nu_l (\bar{\nu}_l) + N \rightarrow \nu_l (\bar{\nu}_l) + X \quad (2.10)$$

dove X rappresenta il *jet* adronico prodotto nell'interazione. In Figura 2.10 è

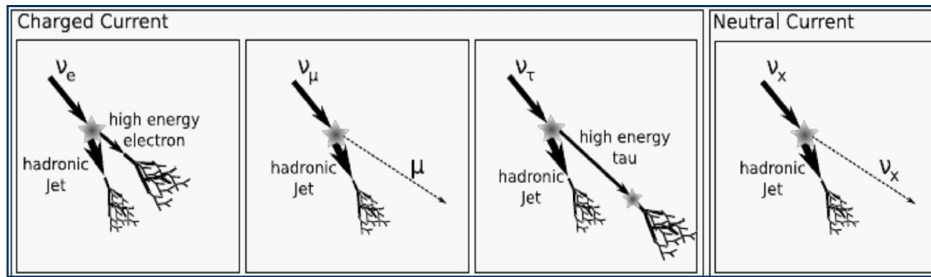


Figura 2.9. Segnatura degli eventi per le diverse tipologie di interazione dei neutrini. Le interazioni in CC producono oltre al leptone diffuso una cascata adronica: nel caso del ν_e l'elettrone dà inizio ad una cascata elettromagnetica, nel caso del ν_μ il muone, essendo molto penetrante, dà una traccia relativamente lunga, nel caso del ν_τ il tau decade (leptonicamente o semileptonicamente) riproducendo comunque un ν_τ . Le interazioni in NC danno oltre al neutrino diffuso, che sfugge alla rivelazione, una cascata adronica.

mostrata la sezione d'urto delle interazioni νN ad alte energie.

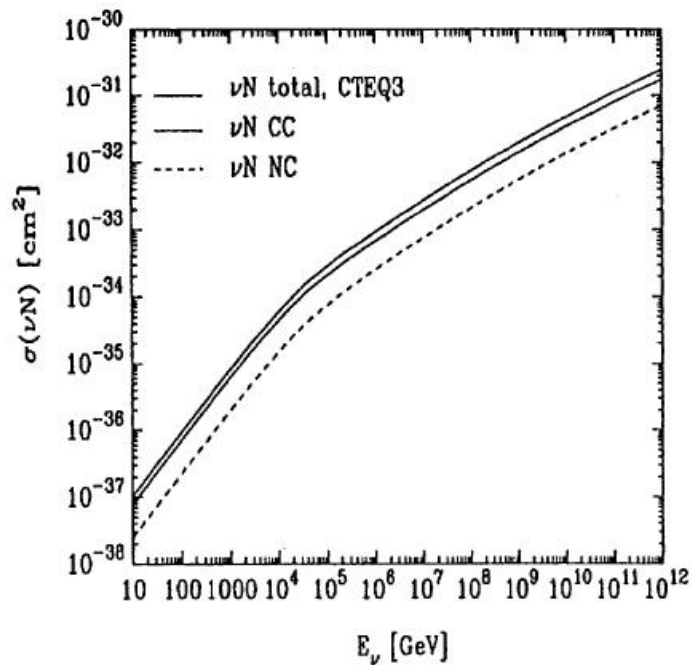


Figura 2.10. Sezione d'urto delle interazioni neutrino-nucleone ([39]).

2.4 Telescopi Cherenkov per neutrini UHE

Quando le particelle cariche relativistiche prodotte nelle interazioni dei neutrini si muovono in un mezzo trasparente di indice di rifrazione n con velocità (v) maggiore della velocità delle onde elettromagnetiche nel mezzo stesso (c/n) è possibile rivelare la cosiddetta radiazione Cherenkov.

La direzione in cui si propagano i fotoni Cherenkov forma con la direzione del moto della particella un angolo θ_C , detto “angolo Cherenkov”, dato da :

$$\cos \theta_C = \frac{c}{nv}. \quad (2.11)$$

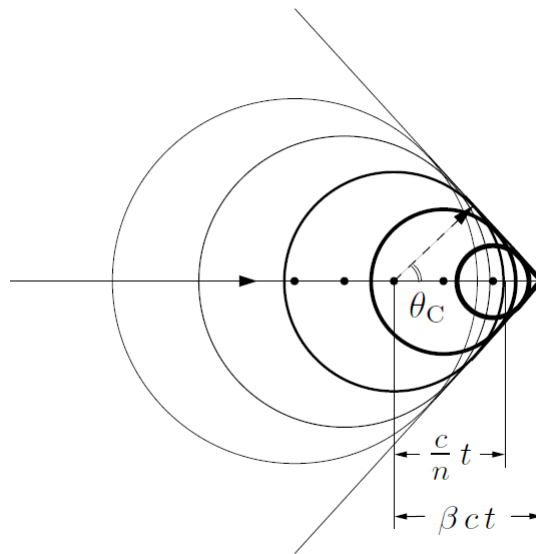


Figura 2.11. Fronte d'onda della luce Cherenkov.

Per particelle ultrarelativistiche ($\beta \sim 1$), in acqua ($n = 1.333$), l'angolo Cherenkov è $\theta_C \cong 41^\circ$. Il numero di fotoni Cherenkov per unità di percorso x ([47]) è dato da:

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right), \quad (2.12)$$

dove α è la costante di struttura fine e λ è la lunghezza d'onda dei fotoni Cherenkov. Le frequenze ottiche sono le più interessanti per la rivelazione di neutrini cosmici di energia tra i 100 GeV e i 10 PeV. Alle lunghezze d'onda comprese fra 300 e 700 nm, che corrispondono ad una grande lunghezza di trasmissione in un mezzo naturale come acqua o ghiaccio (per lunghezze d'onda pari a $\sim 415 \text{ nm}$ la lunghezza di trasmissione della luce in acqua può raggiungere $\sim 60 \text{ m}$), il numero di fotoni Cherenkov per unità di percorso x è:

$$\frac{dN}{dx} \sim 200 \text{ cm}^{-1}. \quad (2.13)$$

Poiché i flussi di neutrino sono molto bassi e la sezione d'urto delle interazioni è molto piccola, per renderne possibile la rivelazione, si richiedono apparati-bersaglio

molto grandi e massivi; per la rivelazione della luce Cherenkov, poi, si richiedono mezzi trasparenti. Le acque oceaniche e il ghiaccio dell'Antartide rappresentano soluzioni davvero adatte ad ospitare i cosiddetti "Telescopi Cherenkov per neutrini".

Come suggerì per la prima volta, nel 1960, il fisico russo M. A. Markov ([55]), un telescopio per neutrini è un *array* tridimensionale di tubi fotomoltiplicatori in un mezzo rivelatore "scuro e trasparente", il cui scopo è osservare neutrini provenienti dal Cosmo mediante la rivelazione della luce Cherenkov prodotta dalle particelle cariche generate nelle interazioni dei neutrini nel mezzo che lo circonda.

Il fondo per le misure che si effettuano con un telescopio per neutrini è costituito principalmente dai muoni atmosferici e dai neutrini atmosferici (Figura 2.12) che vengono prodotti nel decadimento dei pioni e dei kaoni nati dalle interazioni dei RC con i nuclei dell'atmosfera terrestre (si veda il paragrafo 1.5).

I muoni atmosferici hanno energia sufficiente per attraversare l'atmosfera e chilometri di acqua e possono raggiungere un telescopio per neutrini, nonostante la profondità in acqua o ghiaccio del sito in cui è posto. Il flusso di questi muoni dipende molto dalla quantità di materia che attraversano e l'entità di tale flusso può essere stimata tenendo conto della relazione che regola la perdita di energia per ionizzazione, dE/dx . Il risultato è che i muoni atmosferici che raggiungono l'apparato sono soprattutto verticali *down-going*, ossia provenienti dall'alto, come si vede in Figura 2.13. Il fondo di muoni atmosferici, pertanto, può essere ridotto escludendo dall'analisi le tracce "più verticali".

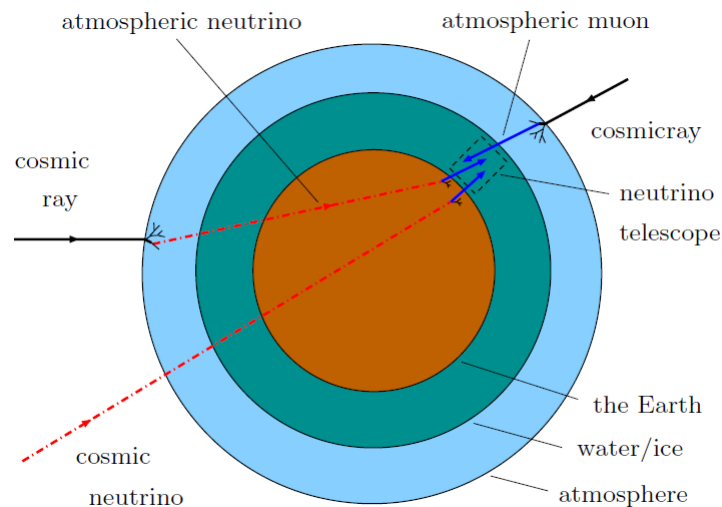


Figura 2.12. Muoni e neutrini atmosferici.

Il fondo da neutrini atmosferici, invece, rappresenta un fondo pressoché irriducibile: la distinzione tra neutrini atmosferici e neutrini astrofisici è possibile solo considerando lo spettro in energia che è diverso per le due popolazioni (si veda Appendice A). Il flusso dei muoni indotti dai neutrini atmosferici è mostrato in Figura 2.13.

Come mostrato in Figura 2.10, la sezione d'urto di interazione dei neutrini cresce con l'energia. La probabilità di trasmissione attraverso la Terra, P_{Earth} , ([49]) è

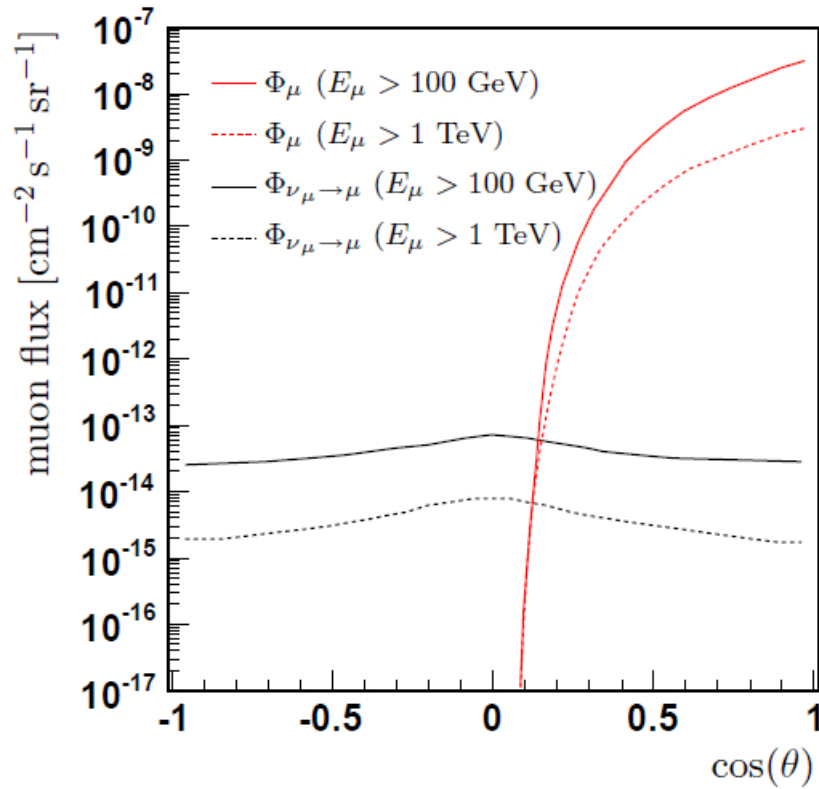


Figura 2.13. Flusso dei muoni atmosferici e dei muoni indotti da neutrini atmosferici alla profondità di 2.1 km w.e. in funzione del coseno dell'angolo di zenith del muone ([44]). I muoni atmosferici sono down-going; il flusso di neutrini atmosferici è maggiore nella direzione orizzontale, questo è dovuto al fatto che i pioni e i kaoni orizzontali che sono prodotti nella parte più alta dell'atmosfera hanno una più alta probabilità di decadere in queste regioni meno dense.

definita da:

$$P_{\text{Earth}}(E_\nu) = \exp\left(-N_A \sigma_\nu(E_\nu) \int \rho(\theta, l) dl\right), \quad (2.14)$$

dove N_A è il numero di Avogadro, $\sigma_\nu(E_\nu)$ la sezione d'urto e $\rho(\theta, l)$ il profilo di densità della Terra, funzione della direzione del neutrino (θ) e della distanza (l) percorsa all'interno della Terra. Come si vede in Figura 2.14, la Terra diventa progressivamente più opaca per i neutrini up-going con energia $E > 1 \div 10 \text{ PeV}$. Pertanto, è possibile osservare neutrini di tale energia solo se provenienti dall'alto (down-going) e in questo caso la strategia migliore per osservare il segnale è cercare tracce di muoni estremamente energetici e quasi orizzontali per sfuggire alla contaminazione dei muoni atmosferici.

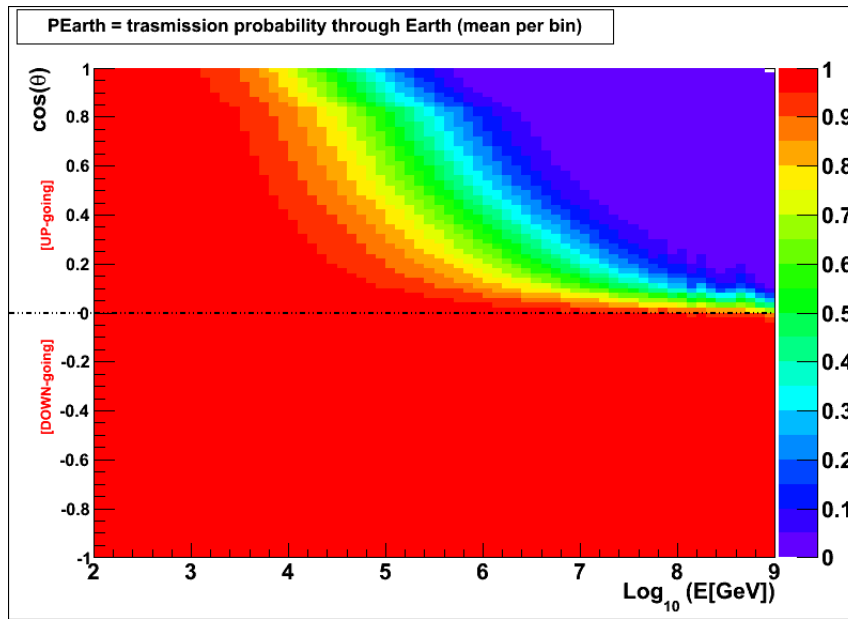


Figura 2.14. Probabilità di trasmissione attraverso la Terra per neutrini up-going e down-going in funzione della loro energia e della loro direzione.

Capitolo 3

Il rivelatore ANTARES

ANTARES è il più grande telescopio per neutrini dell'emisfero boreale. Esso è posizionato (si veda Figura 3.1) a 40 km al largo di Tolone, in acque francesi, a 2475 m di profondità. Gli sviluppi tecnologici avanzati da ANTARES affondano le loro radici nel lavoro pionieristico di DUMAND ([41]) e del rivelatore BAIKAL ([32]), messo in funzione in Siberia. Alcune caratteristiche di ANTARES sono comuni al rivelatore AMANDA/IceCube ([12]), situato al Polo Sud.

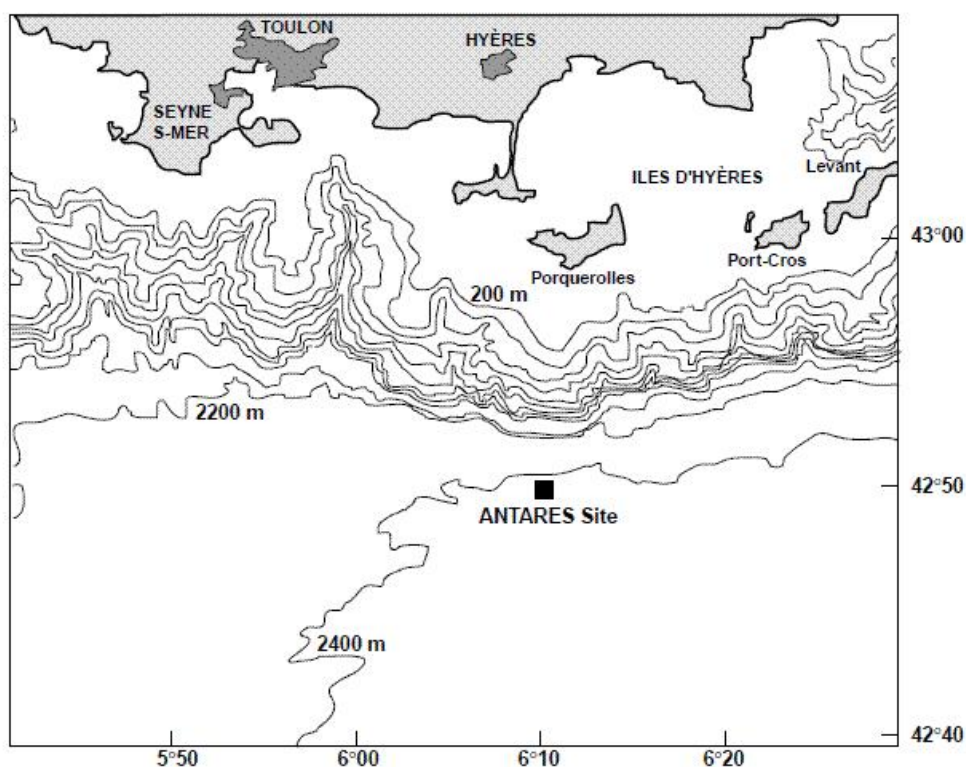


Figura 3.1. Il sito del rivelatore ANTARES nel Mar Mediterraneo. Sull'asse orizzontale la longitudine terrestre, sull'asse verticale la latitudine terrestre. Le coordinate di ANTARES sono $42^{\circ}48\text{N}$, $6^{\circ}10\text{E}$.

3.1 Descrizione generale del detector

Nel presente paragrafo si descriveranno gli elementi che costituiscono il rivelatore ANTARES, in ordine crescente, dai più piccoli a quelli più grandi.

L'elemento base è il Modulo Ottico (*Optical Module*: OM) ([11], [5]). In Figura 3.2 è possibile osservarne una fotografia e in Figura 3.3 il suo schema. Un OM è costituito da una sfera di vetro di 43 cm di diametro, spessa 15 mm, capace di resistere ad una pressione superiore a 700 bar, all'interno della quale trovano posto un tubo fotomoltiplicatore (PMT) Hamamatsu R7081-20 e l'elettronica di base necessaria al funzionamento del PMT e alla trasmissione del segnale. L'attenuazione della luce da parte della sfera (indice di rifrazione $n_{sph} = 1.47$) è stimato essere minore del 5% per lunghezze d'onda sopra 350 nm. Per minimizzare le perdite di luce ed ottenere un migliore accoppiamento fra la sfera ed il fotocatodo del PMT viene utilizzato un gel ottico, caratterizzato dall'aver una lunghezza di attenuazione pari a 60 cm ed indice di rifrazione ($n_{gel} = 1.40$) compreso tra n_{sph} e l'indice di rifrazione dell'acqua ($n_{water} = 1.35$), per lunghezze d'onda attorno al blu (~ 470 nm). Il campo magnetico terrestre nel sito di ANTARES misura approssimativamente 46 μT ed ha effetti non trascurabili sull'efficienza del fototubo. Per evitare una dipendenza del segnale dei PMT dal loro orientamento rispetto al campo magnetico terrestre, una griglia in mu-metal ad alta permittività provvede a fornire all'OM una schermatura magnetica. L'effetto di schermatura della griglia è tanto maggiore quanto più larghe sono le sue maglie; allo stesso tempo si ha una diminuzione della luce raccolta dal PMT a causa dell'effetto ombra dovuto alla presenza della gabbia stessa. Il compromesso scelto dalla Collaborazione ANTARES prevede una larghezza delle maglie di 681 mm, con meno del 4% dell'area del fotocatodo coperto, e una diminuzione del campo magnetico di un fattore tre.

Il PMT Hamamatsu R7081-20 ha il fotocatodo depositato all'interno di una superficie emisferica con diametro di circa 22 cm e un'area sensibile effettiva di circa 500 cm². Esso contiene 14 stadi di amplificazione e ha un guadagno nominale di 5×10^7 a circa 1750 V. Il PMT è sensibile a fotoni nel range 300–600 nm. L'efficienza quantica massima è compresa fra i 350 nm e i 450 nm ed è maggiore del 20%. La risoluzione sulla carica per un fotoelettrone è circa del 30% e la dispersione del tempo di transito (*Transit Time Spread*, TTS) attraverso il PMT è approssimativamente 2.6 ns (larghezza a metà altezza). La frequenza degli impulsi di *dark current* a livello di 0.25 fotoelettroni è circa 2 kHz. L'alta tensione è fornita da un convertitore DC/DC (12/1750 V) del tipo Cockroft–Walton, realizzato su una scheda elettronica montata sullo zoccolo del PMT. Tale scheda contiene, fra l'altro, un sistema di calibrazione LED.

La superficie della sfera che si trova dietro il PMT è verniciata di nero e contiene un penetratore che permette il collegamento per la trasmissione dati e l'erogazione dell'alta tensione.

I moduli ottici sono raggruppati in piani (*storeys* o *floors*) di tre moduli ciascuno, interconnessi tramite un cavo elettromeccanico. I tre OM sono montati ai vertici di un triangolo equilatero perpendicolare ad una struttura in titanio, detta OMF (*Optical Module Frame*) e puntano verso il basso, a 45° rispetto alla verticale (si veda la Figura 3.4).



Figura 3.2. Foto di un modulo ottico posto su uno specchio.

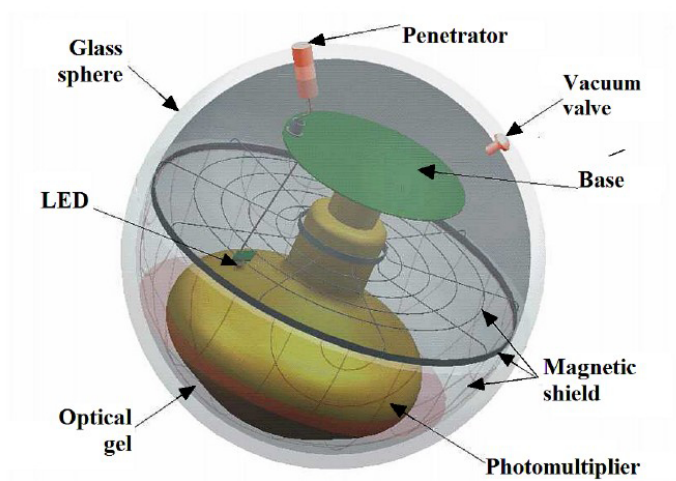


Figura 3.3. Schema di un modulo ottico.

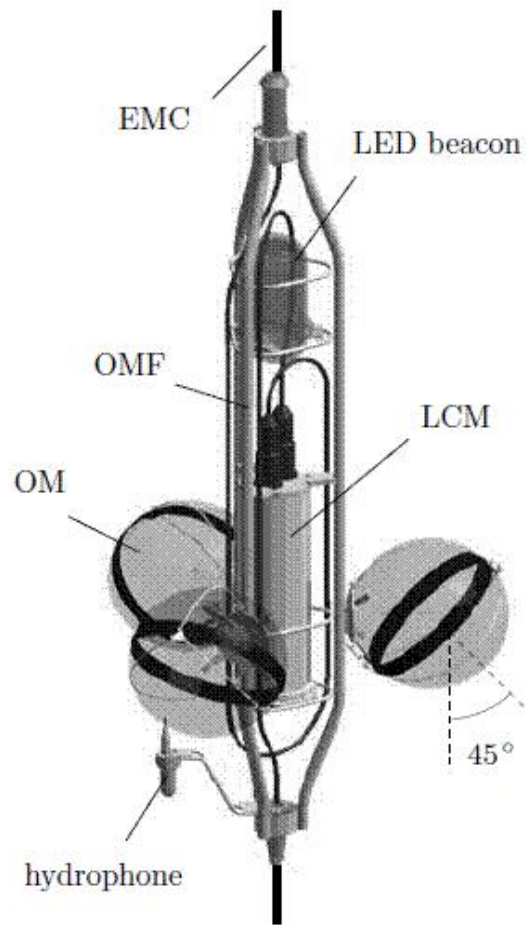


Figura 3.4. Schema di uno *storey*.

Data l'ampia accettazione angolare dei moduli ottici ($\pm 70^\circ$ dall'asse del PMT), il posizionamento proposto permette di rivelare la luce nell'emisfero inferiore con alta efficienza ma anche da direzioni appena sotto l'orizzonte. Nell'emisfero inferiore c'è una sovrapposizione nell'accettazione angolare dei tre moduli ottici che consente di effettuare il trigger di un evento mediante l'utilizzo di coincidenze. La posizione relativa dei moduli ottici è data, in tempo reale, da un sistema di posizionamento acustico che verrà descritto nel paragrafo 3.1.2.

Ogni storey contiene un modulo con l'elettronica per il controllo (*Local Control Module*, LCM) e l'acquisizione dei dati degli OM e strumenti usati per la misura delle proprietà ambientali e per calibrazioni. L'elettronica è contenuta in un cilindro in titanio, posto al centro. Uno storey può contenere anche altri strumenti, montati sull'OMF, come una sorgente di luce a LED (faro ottico, *Optical Beacon*) o un idrofono acustico.

La distanza tra due piani adiacenti è 14.5 m . Cinque piani collegati insieme formano un settore, una unità individuale in termini di erogazione di potenza e trasmissione dati. In ogni settore, uno dei cinque LCM è un Master LCM (MLCM).

Cinque settori insieme formano una "stringa" o "linea" del detector. Ciascuna stringa (lo schema in Figura 3.5) è assicurata al fondale marino tramite il BSS (Bottom String Socket) il quale, oltre a fungere da ancoraggio, permette il collegamento elettrico alla rete. Sul capo opposto, una boa ha il compito di mantenere il profilo della stringa il più possibile verticale, oltre a permettere il recupero della stringa stessa qualora fosse necessario.

Il BSS contiene l'SCM (*String Control Module*), l'SPM (*String Power Module*), vari strumenti per la calibrazione e un sistema di diffusione acustica che permette a tutta la linea instrumentata, incluso il BSS, di essere recuperata.

L'SPM contiene l'elettronica per l'alimentazione di tutti i cinque settori della linea. L'SCM contiene l'elettronica per la trasmissione dati per traghettare i dati fra ciascun settore e la stazione di controllo sulla terraferma.

Il corpo principale della stringa è rappresentato dall'EMC (Electro-Mechanical Cable) che rende possibile la connessione ottica ed elettrica dei vari elementi con la rete di trasmissione. L'EMC deve essere sia resistente, al fine di sostenere la trazione a cui la stringa è soggetta e assicurarne la stabilità, sia flessibile da consentire l'integrazione delle varie configurazioni, la manipolazione e le fasi di immersione e recupero.

Il cavo elettro-ottico-meccanico (si veda lo schema in Figura 3.6) è lungo circa 480 m , è composto da tre cavi più piccoli, ognuno dei quali accoglie al suo interno 7 fibre ottiche, per un totale di 21 fibre ottiche che percorrono il cavo per tutta la sua lunghezza, permettendo il trasferimento dei dati raccolti dagli OM e da 9 cavi elettrici in rame, rivestiti con materiale isolante, che forniscono la potenza necessaria per il funzionamento delle diverse componenti elettroniche.

Gli spazi vuoti all'interno del cavo sono occupati da elementi in silicone che assicurano una maggiore stabilità dei cavi elettrici e ottici; il tutto è rivestito con una spessa membrana in polietilene, che garantisce l'isolamento dall'acqua. I due strati esterni del cavo sono composti da un rivestimento in fibra di aramide (strato interno) e di poliuretano (strato esterno). Tale rivestimento garantisce la necessaria protezione del cavo, soprattutto nelle fasi di posizionamento e recupero.

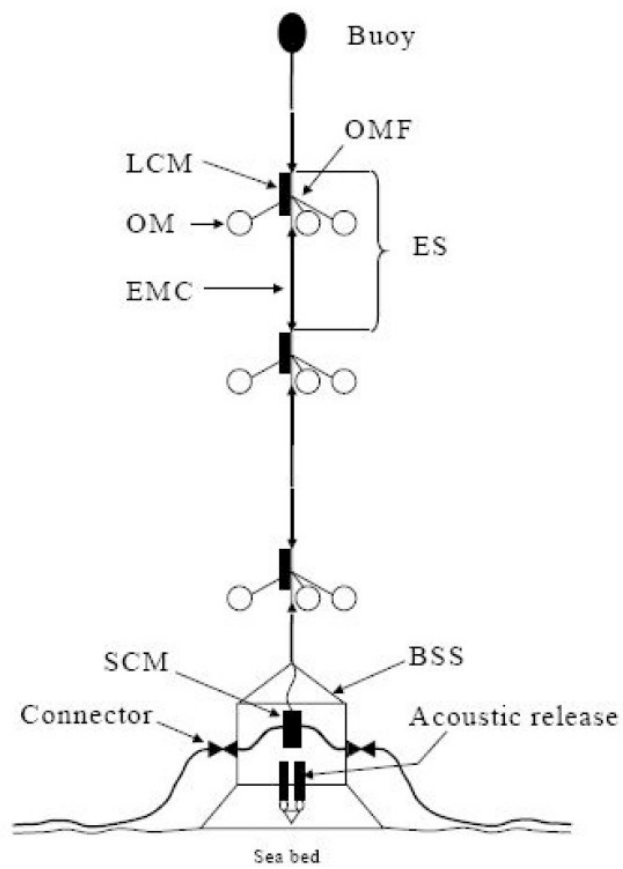


Figura 3.5. Schema di una stringa.

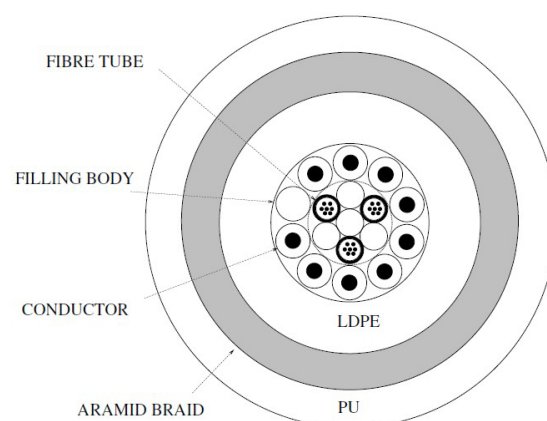


Figura 3.6. Sezione trasversale dell'EMC.

L'intero detector consiste di 12 linee instrumentate montate in una configurazione ottagonale e una linea instrumentata dedicata (Instrumentation Line, IL) (si veda Figura 3.7 e Figura 3.8).

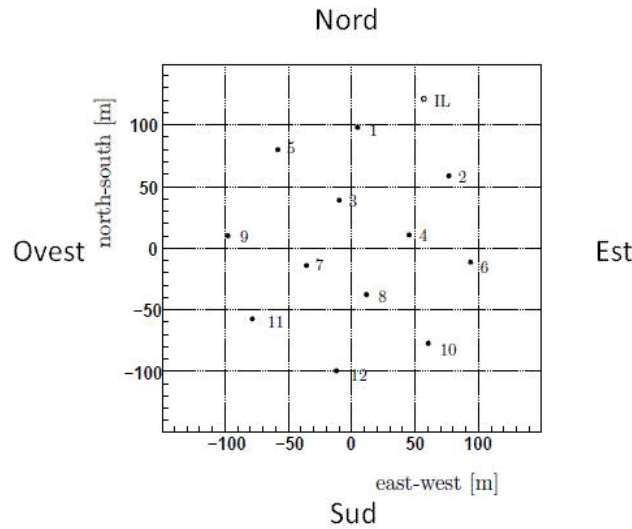


Figura 3.7. Vista dall'alto del rivelatore ANTARES.

La tredicesima linea e il settore in cima alla dodicesima sono equipaggiati con idrofoni, strumenti per la rivelazione acustica dei neutrini, e con strumenti per il monitoraggio dei parametri ambientali. Tra le linee c'è una distanza orizzontale media di $\sim 60 m$.

Ciascun BSS è connesso alla Junction Box (JB), essa, mediante un cavo lungo $\sim 40 km$, il cavo elettro-ottico principale (Main Electro-Optical Cable, MEOC), permette il collegamento fra il detector e la stazione di controllo a terra che si trova nel comune francese di La Seyne-sur-Mer.

Riassumendo, il rivelatore ANTARES possiede 885 PMT¹, organizzati in triplette su 12 stringhe verticali. Il volume instrumentato totale è $\sim 1.1 \times 10^7 m^3$.

3.1.1 L'acquisizione dei dati

Il trasporto dei dati e dei segnali di controllo fra i PMT e la stazione di controllo a terra e viceversa sono gestiti dal sistema di acquisizione dati (DAQ). In questo paragrafo verranno descritti i diversi passaggi previsti dal sistema DAQ, per maggiori dettagli si consulti [6].

¹ $12 \text{ linee} \times 5 \frac{\text{settori}}{\text{linea}} \times 5 \frac{\text{piani}}{\text{settore}} \times 3 \frac{\text{OM}}{\text{piano}} - (5 \text{ piani}_{\text{linea } 12} \times 3 \frac{\text{OM}}{\text{piano}})$

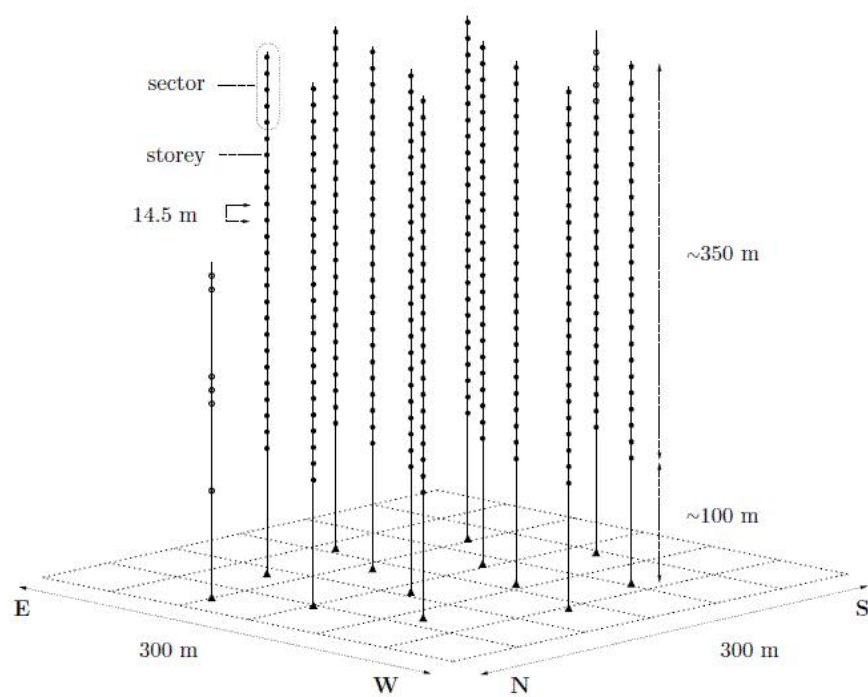


Figura 3.8. Schema del rivelatore ANTARES. Il detector è costituito da 12 stringhe di 25 piani ciascuna, più una linea instrumentata (IL) di sei piani. La Linea 12 ha 24 piani dei quali i primi quattro in alto non contengono moduli ottici.

Digitalizzazione del segnale

Un fotone che colpisce il fotocatodo di un PMT può indurre un segnale elettrico sull'anodo del PMT stesso. La probabilità che questo accada è caratterizzata dalla efficienza quantica del PMT. Se l'ampiezza del segnale supera una certa tensione, il segnale viene letto e digitalizzato da un chip di front-end, detto ARS (Analogue Ring Sampler)([7]), che si trova nell'LCM. Per sopprimere la corrente di buio del PMT, la soglia di tensione è impostata ad una frazione dell'ampiezza media del segnale generato da un singolo fotoelettrone, tipicamente 0.3 fotoelettroni. Il tempo in cui il segnale supera la soglia viene registrato dall'ARS rispetto ad un tempo di riferimento, fornito da un orologio locale. Tutti gli orologi nel rivelatore sono sincronizzati con un clock a terra da 20 MHz. Si utilizza un TVC (*Time-to-Voltage Converter*) per misurare il tempo del segnale all'interno dell'intervallo di 50 ns tra due impulsi di clock successivi. Il TVC fornisce una tensione che è digitalizzata con un ADC (*Analog to Digital Converter*) a 8-bit, per ottenere una precisione nella registrazione dei tempi di circa 0.2 ns. Ogni ARS contiene due TVC che operano in modalità flip-flop per eliminare il tempo morto dell'elettronica. Inoltre, la carica del segnale analogico è integrata e digitalizzata dall'ARS per un certo periodo di tempo. Il passo di integrazione è tipicamente fissato a 35 ns per integrare la maggior parte del segnale del PMT e limitare il contributo del rumore elettronico. La combinazione dell'informazione sul tempo e di quella sulla carica di un segnale digitalizzato di un PMT è chiamata "hit" e viene memorizzata in 6 byte. Ciascun PMT viene letto da due chip ARS che operano in un *token ring*, sempre per minimizzare il tempo morto. Tutti i 6 chip ARS in un LCM sono letti da un FPGA (*Field Programmable Gate Array*). L'FPGA organizza gli hit prodotti in una determinata finestra temporale nei cosiddetti *dataframe*, e questi in buffer da 64 MB (SDRAM, *Synchronous Dynamic Random Access Memory*). La larghezza della finestra temporale viene impostata su un valore molto maggiore del tempo necessario a un muone per attraversare il rivelatore completo, tipicamente 13.1072 ms ($2^{19} \times 25$ ns) o 104.8576 ms ($2^{22} \times 25$ ns).

La trasmissione dei dati

Ogni LCM contiene un'unità di elaborazione centrale (CPU) che è collegata al sistema informatico a terra. Ogni CPU esegue due programmi che gestiscono il trasferimento dei dati a riva. Il programma DaqHarness gestisce il trasferimento dei *dataframe* dalla SDRAM alla stazione di controllo a terra. Il programma ScHarness gestisce il trasferimento dei dati di calibrazione e di monitoraggio, noti come dati di "slow control". La comunicazione fra tutte le CPU in mare aperto e la stazione di controllo a terra avviene tramite fibre ottiche, utilizzando il *Transmission Control Protocol* e l'*Internet Protocol* (TCP/IP). Una rappresentazione schematica del flusso dei dati in una singola linea instrumentata è mostrata in Figura 3.9. Ogni CPU LCM in un settore ha un collegamento bidirezionale Fast Ethernet (100 Mb/s) tramite un convertitore elettro/ottico (e/o) verso l'MLCM. Nell'MLCM, questi collegamenti sono convertiti e/o e passano ad un *router* di dati elettronico (commutatore). Il commutatore fonde i 5 collegamenti bidirezionali Fast Ethernet (4 LCM e 1 MLCM CPU) in due collegamenti unidirezionali Gigabit Ethernet (1 Gb/s), una per i segnali di controllo in ingresso e una per i dati in uscita. I segnali gigabit vengono convertiti

e/o utilizzando una lunghezza d'onda ottica che è unica per ogni MLCM in una linea di rivelazione. I collegamenti ottici in entrata e in uscita dei 5 MLCM di una linea vengono instradati verso l'SCM, dove sono (de)multiplicati in una singola fibra ottica utilizzando il DWDM (*Dense Wavelength-Division Multiplexing*). La fibra ottica di ciascun SCM, attraverso la JB e il MEOC, giunge alla stazione di controllo a terra, qui vengono (de)multiplicate in canali MLCM separati, utilizzando lunghezze d'onda identiche a quelle del corrispondente SCM. I canali ottici unidirezionali MLCM di tutti i demultiplexer sono collegati a un commutatore a terra mediante convertitori e/o. Infine, il commutatore è collegato ad un impianto di calcolo che ospita il sistema di controllo del rivelatore ed il sistema di elaborazione dati.

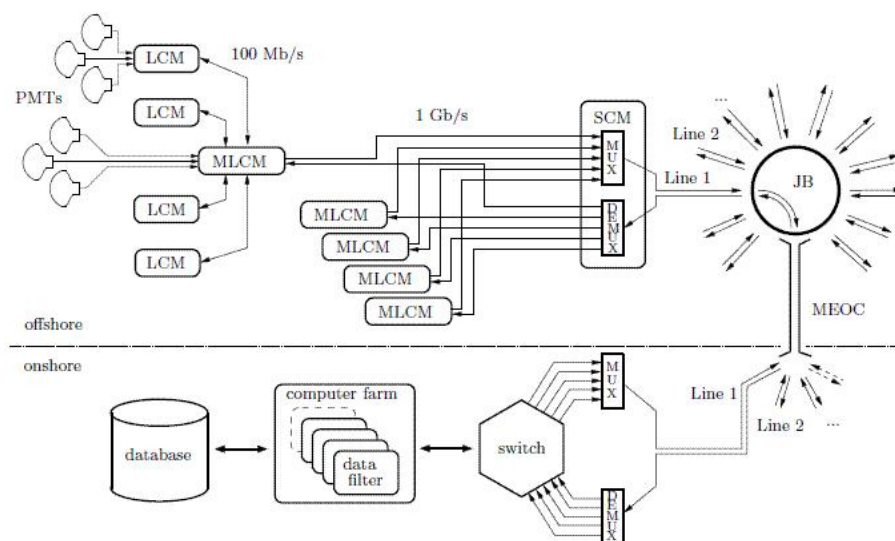


Figura 3.9. Diagramma del flusso di dati in una singola stringa del rivelatore ANTARES.

Selezione e memorizzazione dei dati

Il sistema di acquisizione dati è progettato secondo il cosiddetto concetto “tutti i dati a riva”. Ciò comporta che non viene fatta alcuna selezione del segnale in mare, tranne il criterio di soglia ARS, e tutti gli *hit* rivelati sono trasferiti a terra. Tuttavia, poiché la maggior parte dei segnali rivelati è dovuta al fondo ottico nel rivelatore (si veda il paragrafo 3.3), i dati vengono filtrati da un sistema di calcolo, posto a terra, per ridurre la quantità di dati da registrare. Questo viene effettuato inviando tutti i *dataframe* che appartengono alla stessa finestra temporale ad un processore comune nel sistema di calcolo a terra. L'insieme dei *dataframe* è chiamato *timeslice*, e contiene, quindi, tutti gli *hit* che sono stati rivelati nella stessa finestra temporale. Ogni *timeslice* viene gestita da un processore diverso, ognuno dei quali ospita un programma **dfilter**. Tale programma raccoglie tutti i *dataframe* corrispondenti alla

stessa *timeslice*, e applica un algoritmo per la ricerca di segnali che possono essere attribuiti a una particella carica che ha attraversato il rivelatore.

Gli algoritmi di trigger si basano su tre livelli principali:

- il livello **L0** richiede che il segnale elettrico registrato da un PMT sia maggiore di $0.3 p.e.$ ²;
- il livello **L1** richiede o che il segnale elettrico registrato da un PMT sia maggiore di $3 p.e.$ (oppure $10 p.e.$, a seconda del periodo di presa dati) o la coincidenza, in una finestra temporale di $20 ns$, di almeno 2 L0 fra gli OM di uno stesso storey;
- il livello **T3** richiede o la coincidenza di 2 L1 su due piani primi vicini di una stringa in una finestra temporale di $80 ns$, oppure la coincidenza di 2 L1 su due piani secondi vicini di una stringa, in una finestra temporale di $160 ns$, .

Attualmente, a seconda dello scopo dell'analisi, si applicano sei diverse configurazioni di trigger per il filtraggio dei dati:

- **3N** (detto anche **3D_SCAN**): richiede almeno 5 L1 in una finestra temporale di $2.2 \mu s$;
- **T3 (2T3)**: richiede almeno 1 (2) T3;
- **GC**: richiede 1 L0 e 4 L1 nella direzione del Centro Galattico (viene utilizzato per massimizzare l'efficienza di rivelazione di neutrini provenienti da questa direzione);
- **minimum bias**: ogni secondo, all'interno della finestra temporale di $4 ms$, i dati sono registrati senza alcun filtro (viene utilizzato per controllare la qualità dei dati);
- **K40**: richiede 2 L0 su 2 moduli ottici dello stesso storey all'interno di un intervallo di tempo di $50 ns$ (viene utilizzato per la calibrazione *in situ*);
- **TST**: acronimo di *Transit Sources Trigger*, viene attivato quando un satellite di raggi- γ , come SWIFT o Fermi, lancia un segnale di avviso. In questo caso vengono salvati, senza alcun filtraggio, 2 minuti di dati.

Il contributo dominante al flusso di dati è dovuto ai muoni atmosferici che attraversano il rivelatore, la cui frequenza (indicativamente compresa tra 2 e $10 Hz$) dipende dalla particolare scelta della logica di trigger. A livello di trigger non si fa distinzione tra eventi di muoni atmosferici, neutrini atmosferici o neutrini cosmici.

Si è appena visto che il filtraggio dei dati è realizzato via software e non via hardware, il che presenta vantaggi in termini di flessibilità dei criteri di selezione e di controllo della sensibilità di rivelazione. L'uscita da ogni *datafilter* viene passata al programma **dwriter** che formatta i dati utilizzando il pacchetto software ROOT ([22]) e li memorizza in un database per l'analisi offline. Allo stesso modo, i dati dello slow control sono raccolti e processati dal programma **scDataPolling**, e scritti nel database dal programma **dbwriter**.

²Per definizione, $1 p.e.$ è l'ampiezza del segnale elettrico che in media si registra sull'anodo del PMT quando un elettrone raggiunge il primo dinodo.

3.1.2 Calibrazione del rivelatore

La precisione con cui può essere determinata la direzione e l'energia delle particelle cariche che attraversano il rivelatore dipende dalla precisione con cui vengono misurati i tempi di arrivo dei fotoni sui PMT e la posizione dei PMT nell'apparato. ANTARES è progettato per raggiungere una risoluzione angolare minore di 0.3° per muoni con energia maggiore di 10 TeV ([3], [4]). Per realizzare questa risoluzione, il rivelatore ANTARES utilizza diversi sistemi di calibrazione, indipendenti tra di loro, che sono in grado di misurare e monitorare il tempo assoluto e relativo dei segnali dei PMT e la posizione di tutti i PMT.

Calibrazione del tempo

Per ricostruire la direzione della traccia di una particella carica con la precisione richiesta, è necessario conoscere come si distribuiscono i tempi di arrivo dei fotoni sui PMT con una precisione migliore del ns . Pertanto, deve essere noto l'offset di ogni orologio locale con una precisione analoga. Gli offset sono ottenuti utilizzando un dispositivo interno, di taratura dell'orologio. Un segnale di calibrazione, inviato dal master clock a terra, è rimandato indietro, lungo lo stesso percorso ottico, da ciascun LCM per misurare l'offset relativo di ciascun LCM con una precisione di 0.1 ns . Un secondo sistema di calibrazione, basato su un LED blu (470 nm) all'interno di ogni OM, viene utilizzato per calibrare il tempo di offset tra il fotocatodo del PMT fino all'elettronica di lettura. Il sistema che fa uso dei LED interni agli OM è utilizzato in opportuni periodi di presa dati, dedicati a monitorare la variazione relativa del tempo di transito del PMT. Infine, un sistema di calibrazione basato su fari ottici viene utilizzato per calibrare gli offset di tempo relativi tra i PMT. Il sistema comprende quattro fari LED blu (470 nm) situati ai piani 2, 9, 15 e 21 di ciascuna linea, e due fari LED verdi (532 nm) posti sul BSS delle linee 7 e 8. Un piccolo PMT in ogni faro LED e un fotodiodo in ogni faro LASER misurano il tempo di emissione della luce. Prese dati dedicate, in cui uno o più fari sono accesi, vengono eseguite regolarmente (tipicamente una volta alla settimana), per monitorare gli offset di tempo relativi fra i PMT e l'influenza dell'acqua sulla propagazione della luce.

Le misure realizzate grazie ai sistemi di LED interni e di fari ottici hanno mostrato che i contributi dell'elettronica del rivelatore alla risoluzione della misura dei tempi di arrivo dei fotoni è minore di 0.5 ns ([3]). Dunque, la risoluzione temporale è dominata dalla TTS dei PMT, dalla diffusione della luce e dalla dispersione cromatica in acqua. La distribuzione assoluta dei tempi è necessaria per correlare la direzione ricostruita del neutrino con una specifica sorgente nell'Universo. Essa si ottiene sincronizzando l'orologio di riferimento a terra con il tempo del GPS (*Global Positioning System*) con un'accuratezza di 100 ns ([6]).

Calibrazione della posizione

Ogni linea instrumentata, ancorata grazie al BSS sul fondale, viene mantenuta in posizione verticale dalla galleggiabilità dei singoli OM e della boa posta in cima. A causa delle correnti marine e della flessibilità dell'EMC, la stringa può andare incontro ad un considerevole spostamento laterale. Il che rende necessaria la misura in tempo reale di ogni stringa, anzi di ogni storey, perché, per ottenere una ricostruzione

accurata di una traccia, bisogna conoscere la posizione dei moduli ottici con una precisione di circa 20 cm , equivalente ad una precisione di 1 ns nella determinazione dei tempi di arrivo dei fotoni, e la loro orientazione con una precisione dell'ordine del grado. La posizione dei componenti del detector in funzione del tempo è ottenuta tramite due sistemi indipendenti: il sistema di posizionamento acustico e il sistema di orientamento.

Il sistema di posizionamento acustico è costituito da una matrice tridimensionale di emettitori e ricevitori acustici (idrofon). Gli emettitori ad alta frequenza ($40 \div 60\text{ kHz}$) si trovano sul BSS di ogni linea. Un ulteriore emettitore indipendente e autonomo si trova a circa 145 m dal rivelatore. Cinque idrofon sono situati sui piani 1, 8, 14, 20 e 25 di ciascuna stringa. Prese dati "acustiche", dedicate, vengono effettuate ogni 2 minuti. Durante queste prese dati, si registrano alternativamente i tempi di transito tra ciascun emettitore e i ricevitori. Le distanze tra emettitori ed ricevitori sono determinate utilizzando la velocità del suono che viene monitorata da diversi *profiler* situati in tutto il rivelatore. Le distanze misurate vengono utilizzate per triangolare la posizione di ciascun ricevitore rispetto agli emettitori acustici con una precisione di 10 cm ([21]).

Il sistema di orientamento è un sistema costituito da un inclinometro e da una bussola in ogni LCM. I due angoli di inclinazione di uno storey, gli angoli di beccheggio e rollio, sono monitorati dall'inclinometro con una accuratezza di 0.2° . L'angolo verso il Nord (si veda Figura 3.10) viene monitorato con la bussola, con una precisione di 1° . Anche i dati del sistema di orientamento sono aggiornati ogni 2 minuti.

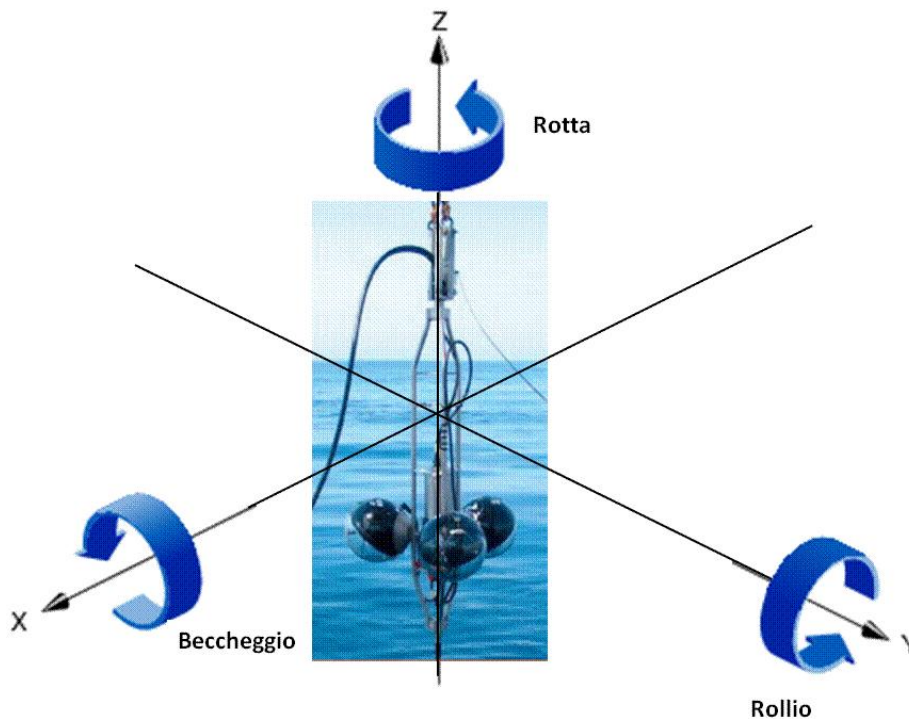


Figura 3.10. Angoli di beccheggio, rollio e rotta (Nord).

La forma di ciascuna linea instrumentata viene ricostruita eseguendo un fit globale che utilizza le informazioni di entrambi i sistemi. Essa viene utilizzata per determinare la posizione relativa di ogni PMT rispetto al BSS. In Figura 3.11 è possibile osservare la forma assunta da una linea esposta a correnti marine di diverse velocità. La connessione di una linea alla JB viene effettuata con un veicolo robotizzato (ROV). Durante questa fase si determina la posizione assoluta del BSS di ogni linea. Questo viene fatto mediante il posizionamento acustico, misure di pressione da parte del ROV e la posizione GPS della nave.

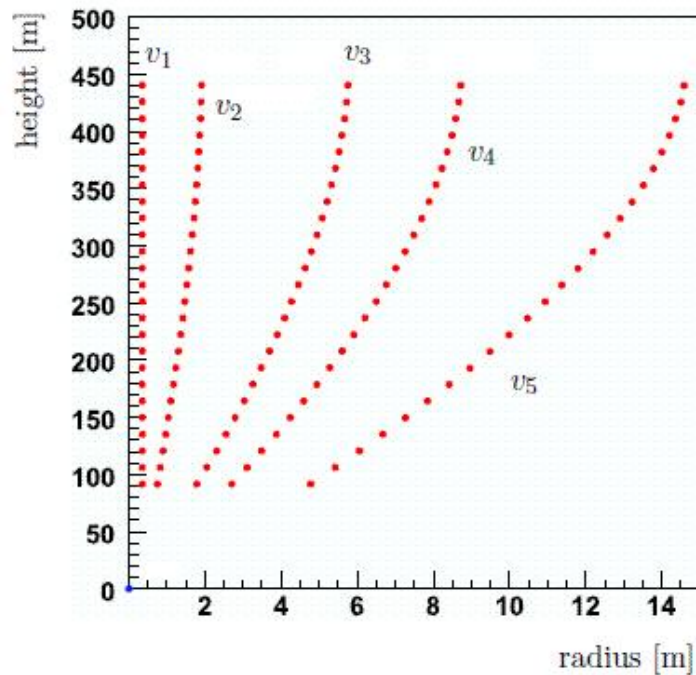


Figura 3.11. Ricostruzione della forma di una linea instrumentata sottoposta a correnti marine di diverse velocità:

- $v_1 = 0.01 \text{ cm/s}$;
- $v_2 = 7 \text{ cm/s}$;
- $v_3 = 12.6 \text{ cm/s}$;
- $v_4 = 16 \text{ cm/s}$;
- $v_5 = 20 \text{ cm/s}$.

3.1.3 Stato del detector

Il rivelatore ANTARES è pienamente operativo dal 28 maggio 2008. Prima del suo completamento, ANTARES ha preso dati in configurazioni intermedie. Un quadro riassuntivo è riportato in Tabella 3.1. La presa dati è iniziata nel 2006 con il

Numero della Linea	Data di collegamento	Periodo di inattività
1	2 marzo 2006	
2	21 settembre 2006	
3	27 gennaio 2007	
4	29 gennaio 2007	3 marzo 2008-28 maggio 2008
5	29 gennaio 2007	
6	5 dicembre 2007	27 ottobre 2009-3 novembre 2010
7	6 dicembre 2007	
8	6 dicembre 2007	
9	7 dicembre 2007	2 luglio 2009-3 novembre 2010
10	6 dicembre	7 gennaio 2009-6 novembre 2009
11	25 maggio 2008	
12	28 maggio 2008	12 marzo 2009-13 novembre 2009
IL	4 dicembre 2007	3 novembre 2010-oggi

Tabella 3.1. Cronologia delle linee instrumentate del rivelatore ANTARES.

collegamento della Linea 1 il 2 marzo e della Linea 2 il 21 settembre. Il 29 gennaio 2007, dopo il collegamento delle Linee 3, 4 e 5 ANTARES è diventato il Telescopio per neutrini più grande dell'emisfero settentrionale, superando il telescopio Baikal. Il rivelatore è stato raddoppiato il 7 dicembre 2007 con il collegamento delle Linee 6, 7, 8, 9 e 10 e la IL. In ultimo, ANTARES è stato completato il 28 maggio 2008 con il collegamento delle Linee 11 e 12. Come si può vedere in Tabella 3.1, alcune linee di rivelazione, che hanno mostrato problemi rilevanti durante il loro funzionamento, sono state recuperate, riparate, riposizionate e ricollegate. In Figura 3.12 si può osservare una stringa pronta per l'installazione in mare.



Figura 3.12. Foto di una stringa pronta per l'installazione in mare.

	acqua marina (Mar Mediterraneo) $\lambda = 473(375) \text{ nm}$	acqua (Lago di Baikal) $\lambda = 480 \text{ nm}$	ghiaccio (Polo Sud) $\lambda = 400 \text{ nm}$
λ_a	$60 \pm 10(26 \pm 3) \text{ m}$	$20 - 24 \text{ m}$	110 m
λ_s^{eff}	$270 \pm 30(120 \pm 10) \text{ m}$	$200 - 400 \text{ m}$	20 m

Tabella 3.2. Parametri della propagazione della luce in acqua e ghiaccio.

3.2 Propagazione della luce nel sito di ANTARES

La propagazione della luce in acqua, come in qualunque altro mezzo, è influenzata da due fenomeni: l'assorbimento e la diffusione. Il primo riduce l'intensità della luce Cherenkov mentre il secondo influenza la direzione dei fotoni Cherenkov in funzione della distanza da essi percorsa. Entrambi i fenomeni dipendono dalla lunghezza d'onda (λ) del fotone.

Per definire l'architettura di un telescopio per neutrini da situare in acque profonde è necessario studiare dettagliatamente la trasmissione della luce in acqua: l'assorbimento della luce fornisce un limite superiore alla distanza da interporre fra due sensori utilizzati per cercare coincidenze temporali di fotoni Cherenkov e può ridurre l'efficienza del rivelatore, mentre la diffusione dei fotoni sulle molecole d'acqua può ridurre la risoluzione angolare del rivelatore.

L'assorbimento è caratterizzato dalla lunghezza di assorbimento del mezzo (*absorption*, in inglese) λ_a , definita come la distanza dopo la quale una frazione e^{-1} di fotoni sopravvive. La diffusione è caratterizzata dalla lunghezza di diffusione del mezzo (*scattering*, in inglese) λ_s , definita come la distanza dopo la quale una frazione e^{-1} di fotoni non ha subito diffusione, e dall'angolo di diffusione (θ_s) del processo di singolo scattering del fotone. Queste due quantità possono essere combinate in un unico parametro con caratteristiche simili a λ_a . Tale parametro è una lunghezza di diffusione effettiva, definita da:

$$\lambda_s^{\text{eff}} = \frac{\lambda_s}{1 - \langle \cos \theta_s \rangle}, \quad (3.1)$$

dove $\langle \cos \theta_s \rangle$ è il coseno medio dell'angolo di diffusione. In Tabella 3.2 sono riportati i parametri della propagazione della luce in acqua e ghiaccio.

La finestra di lunghezze d'onda rilevante per un rivelatore di luce Cherenkov in acqua di mare è centrata nel blu. La trasparenza dell'acqua marina profonda è massima nel blu, con valori tipici di circa 60 m per λ_a e λ_s , e una funzione di scattering piccata in corrispondenza di un valore medio del coseno dell'angolo di scattering $\langle \cos \theta \rangle \simeq 0.9$, come mostrato in Figura 3.13.

3.3 Rumore luminoso ambientale

La luce Cherenkov indotta dal moto superluminale in acqua delle particelle cariche da interazioni di neutrino non è l'unico tipo di luce visibile nel blu che può essere

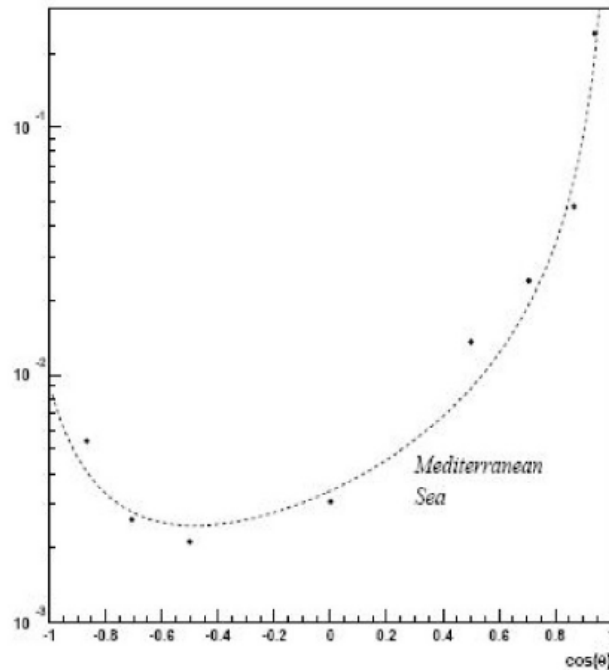


Figura 3.13. Distribuzione dell'angolo di diffusione nelle acque del Mar Mediterraneo.

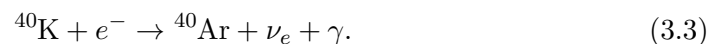
rivelata da un PMT in fondo al mare.

Qui, infatti, le particelle cariche provenienti dal decadimento di elementi radioattivi, quali ad esempio il ^{40}K , possono anche loro produrre luce Cherenkov e alcuni organismi marini possono indurre luminescenza, la cosiddetta bioluminescenza.

Diversi elementi radioattivi si trovano nelle acque marine, il ^{40}K è il più abbondante e due sono i suoi canali di decadimento principali:



e



Gli elettroni prodotti nel primo processo, spesso, hanno energia sufficientemente elevata da indurre l'effetto Cherenkov, mentre nel processo di cattura dell'elettrone, il fotone nello stato finale viene prodotto con un'energia ($E_\gamma = 1.46 \text{ MeV}$) che può facilmente portare alla produzione di elettroni con energie sopra la soglia di emissione di luce Cherenkov.

Gli impulsi della luce dovuta ai decadimenti del ^{40}K hanno piccola ampiezza (1 p.e.) e su una scala temporale di pochi nanosecondi sono scorrelati. Tuttavia, i decadimenti radioattivi possono produrre molti fotoni nel raggio di 1 ns , dando luogo ad elevate ampiezze su un singolo PMT o a coincidenze strette su PMT vicini ([24]).

La bioluminescenza è prodotta da batteri e piccoli organismi marini che emettono luce visibile nel blu, la cui presenza dipende fortemente dalla profondità. I segnali

provenienti da bioluminescenza, raccolti su diversi OM, sono correlati sulla scala dei secondi o millisecondi.

Due quantità possono essere utilizzate per caratterizzare la luce rivelata in un dato periodo di tempo: la frequenza di *baseline*, che quantifica la componente continua del fondo, e la *burstfraction*, la frazione di tempo con tassi di conteggio molto elevati ([34]). I decadimenti del ^{40}K e la bioluminescenza producono un fondo continuo, con una rate sui singoli PMT tra i 60 kHz e i 100 kHz . Picchi di attività biologica possono occasionalmente aumentare la rate di conteggio fino ad alcuni MHz. La Figura 3.14 mostra il tipico comportamento del fondo durante la presa dati. Gli hit dovuti al fondo sono per lo più scorrelati, cosicché è possibile rigettarli con un algoritmo di trigger.

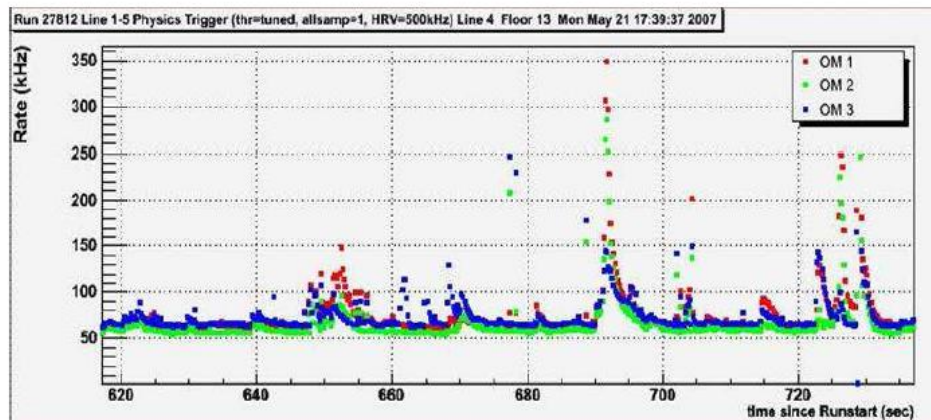


Figura 3.14. Frequenza del fondo ottico misurata da tre PMT di uno stesso *storey*, in una finestra temporale di 2 minuti (maggio 2007).

L'ambiente marino è, inoltre, un luogo ideale per la proliferazione, sulle superfici disponibili, di organismi biologici. La superficie dei moduli ottici, trovandosi sott'acqua per diversi anni, può essere influenzata dalla colonizzazione di batteri, un processo che può portare ad una riduzione della trasparenza delle sfere di vetro e quindi ad una riduzione dell'efficienza di rivelazione del telescopio. Questo processo, chiamato *biofouling*, è stato studiato in diverse campagne (per maggiori dettagli si consulti [10]).

3.4 Topologia delle interazione di neutrino in ANTARES

ANTARES può osservare, almeno in via teorica, tutti i tipi di neutrino (ν_e , ν_μ , ν_τ) che abbiano subito o interazioni CC o interazioni NC. In questo paragrafo si descriverà come si rivelano i diversi tipi di neutrino.

- ν_e : interazioni CC di ν_e producono sciame elettromagnetici e adronici, con dimensioni longitudinali di qualche metro, essendo la lunghezza di radiazione ($\sim 36\text{ cm}$) e la lunghezza di interazione degli adroni in acqua ($\sim 83\text{ cm}$) minori di 1 m . In ANTARES, equipaggiato con moduli ottici disposti su piani lontani decine di metri, tali interazioni appaiono come puntiformi, da cui una ridotta risoluzione angolare per questo tipo di eventi. Sopra i 100 GeV , per eventi dovuti ad interazioni di neutrini nel volume del rivelatore, tutta l'energia è rilasciata all'interno del detector, quindi ci si aspetta una buona risoluzione in energia. A causa delle ridotte dimensioni spaziali, il fondo per tali eventi è costituito dalle interazioni NC di tutti i tipi di neutrino (ν_e , ν_μ , ν_τ);
- ν_μ : interazioni CC di ν_μ producono un leptone carico μ , accompagnato da uno sciame adronico localizzato. L'energia del neutrino viene stimata misurando l'energia del muone: nel canale $\nu_\mu d \rightarrow \mu^- u$ si ha in media $E_\mu \sim \frac{1}{2}E_{\nu_\mu}$, mentre per il canale $\bar{\nu}_\mu u \rightarrow \mu^+ d$ si ha $E_\mu \sim \frac{2}{3}E_{\bar{\nu}_\mu}$.

L'energia del μ viene determinata in base al suo range per $E_\mu < 100\text{ GeV}$, per tali energie il muone si propaga per meno di 500 m in acqua e quindi il suo percorso può essere contenuto nel volume del rivelatore, mentre per $E_\mu > 1\text{ TeV}$ si sfrutta il suo $\frac{dE}{dx}$ (perdita di energia per unità di cammino). Informazioni ulteriori sull'energia del neutrino possono essere ottenute se l'interazione, e quindi lo sciame adronico, è localizzata all'interno del volume del detector. Il canale CC dei ν_μ è il principale canale di rivelazione dell'esperimento ANTARES;

- ν_τ : interazioni CC di ν_τ producono un leptone carico τ e una cascata adronica. Il τ , può decadere nei seguenti canali:

$$\tau^- \rightarrow \begin{cases} \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau \\ e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau \\ \pi^- \nu_\tau \\ \pi^- \pi^0 \nu_\tau \\ \pi^- 2\pi^0 \nu_\tau \\ \pi^- 3\pi^0 \nu_\tau \\ \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau \\ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau \end{cases} . \quad (3.4)$$

Al di sotto di $\sim 100\text{ TeV}$ non è possibile distinguere tra il vertice di interazione del neutrino e il vertice di decadimento del τ . Di conseguenza, la distribuzione spaziale del canale di decadimento elettronico e di quello semi-leptonico appaiono molto simili a quella dei processi di interazione CC e NC di ν_e , dai quali

non è possibile distinguerli. Il canale muonico (BR $\sim 17.4\%$), al contrario, è ben visibile in ANTARES, ma non è possibile distinguerlo dall'interazione CC di ν_μ .

3.5 Tecnica di ricostruzione della traccia

Premesso che la traccia dei muoni la cui energia è maggiore di 50 GeV può essere approssimata con una retta e che la loro velocità può essere considerata uguale alla velocità della luce nel vuoto, fissato un sistema di coordinate cartesiane (x, y, z) , la traccia del muone è completamente determinata noto il punto $\vec{p} = (x_0, y_0, z_0)$ in cui passa il muone al tempo di riferimento t_0 (punto O in figura 3.16) e i coseni direttori della traccia:

$$\hat{d} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta) \quad (3.5)$$

con θ e ϕ rispettivamente l'angolo di zenith e azimuth (si veda Figura 3.15).

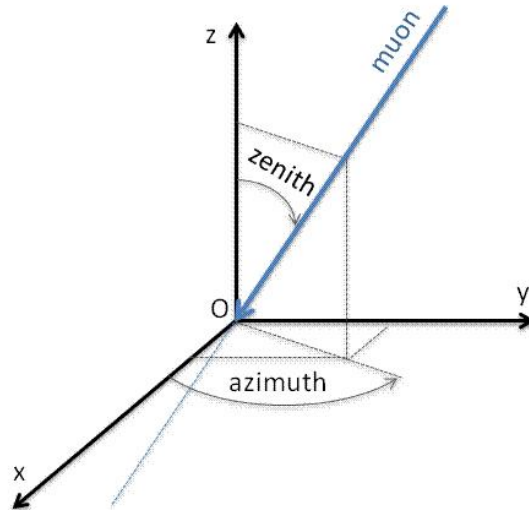


Figura 3.15. Definizione degli angoli di zenith e azimuth di una traccia.

Sia θ_C l'angolo tra la direzione di propagazione dei fotoni Cherenkov e la direzione del muone e sia $\vec{q}_i = (x_i, y_i, z_i)$ la posizione dell' i -esimo fotomoltiplicatore, il tempo t_i^{PMT} di arrivo del fotone sul PMT è dato da:

$$t_i^{PMT} = t_0 + t_1 + t_2 \quad (3.6)$$

con $t_1 = |\vec{OA}| \times \frac{1}{c}$ il tempo impiegato dal muone per raggiungere il punto di emissione del fotone Cherenkov (punto A in Figura 3.16) e $t_2 = |\vec{AB}| \times \frac{n}{c}$ il tempo impiegato

dal fotone per raggiungere il punto in cui è situato l' i -esimo PMT (punto B in Figura 3.16). Con riguardo ai simboli in Figura 3.16:

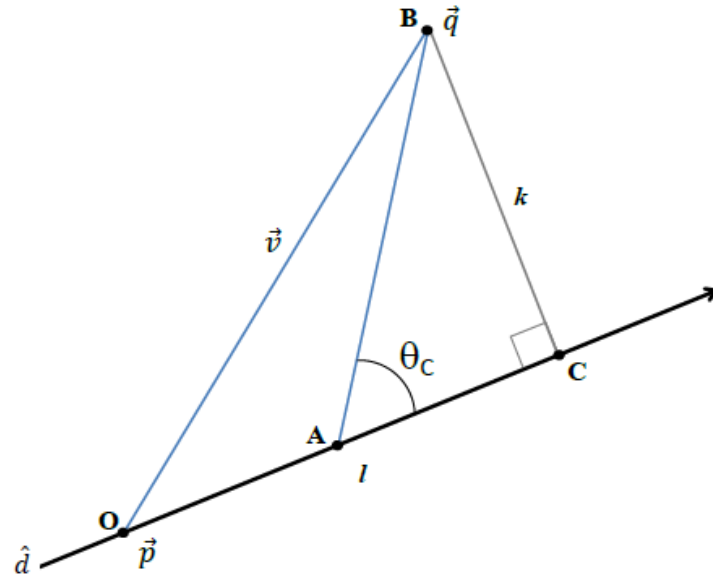


Figura 3.16. Schema per la ricostruzione di una traccia. La freccia indica la traiettoria del muone, θ_C è l'angolo a cui sono emessi i fotoni Cherenkov.

$$\vec{v} = \vec{q} - \vec{p} = \overrightarrow{OB} \quad (3.7)$$

$$|\vec{l}| = \vec{v} \cdot \hat{d} = |\overrightarrow{OC}| \quad (3.8)$$

$$k = \sqrt{|\overrightarrow{OB}|^2 - |\overrightarrow{OC}|^2} \quad (3.9)$$

Il tempo di arrivo del fotone su \vec{q}_i è:

$$t_i = t_0 + \frac{1}{c} \left(l - \frac{k}{\tan \theta_C} \right) + \frac{1}{v_g} \frac{k}{\sin \theta_C} \quad (3.10)$$

dove $v_g = \frac{c}{n}$ è la velocità di gruppo della luce in acqua.

Per ogni quintupla $(x_0, y_0, z_0, \theta, \phi)$, la relazione 3.10, che identifica univocamente la traccia del muone, permette di determinare il tempo di arrivo dei fotoni Cherenkov sui PMT dell'apparato.

La Collaborazione ANTARES ha implementato diversi algoritmi che, analizzando i tempi di arrivo dei segnali sui PMT, la posizione dei PMT e la carica depositata sui PMT, permettono la ricostruzione della traiettoria del muone. I due algoritmi più usati per l'analisi dei dati di ANTARES sono denominati **AAFit** e **BBFit**.

BBFit (per ulteriori informazioni si consulti [8]) utilizza una tecnica basata sulla minimizzazione di una funzione (χ^2) dei cinque parametri $(x_0, y_0, z_0, \theta, \phi)$. Tale

funzione è definita come l'errore quadratico tra i tempi degli hit teorici e i tempi degli hit misurati e la sua minimizzazione permette l'estrapolazione del miglior set di parametri geometrici della traccia associata ai segnali registrati dai vari OM. Tale algoritmo è rapido e ricostruisce con alta efficienza la direzione dei muoni; la sua risoluzione angolare è dell'ordine del grado (si veda Figura 3.17). La distribuzione della funzione χ^2 è mostrata in Figura 3.18 per dati ed eventi simulati. Tutte le tracce sono ricostruite con BBFit e si osserva che gli eventi di MonteCarlo riproducono adeguatamente i dati.

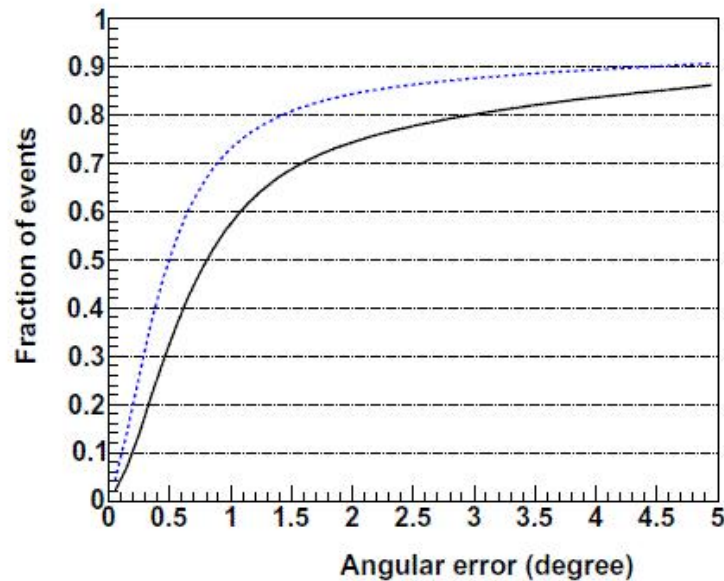


Figura 3.17. Distribuzione cumulativa dell'angolo tra la direzione vera e quella ricostruita con BBFit di un campione di eventi simulati di neutrini astrofisici provenienti dal basso. Si osserva che il 50% degli eventi è ricostruito con un errore angolare inferiore ad 1° ([8]).

Un secondo algoritmo, AAFit, è stato sviluppato per ottenere una migliore risoluzione angolare soprattutto per tracce up-going di alta energia; tale algoritmo è in primo luogo utilizzato nell'analisi di tracce di neutrini per lo studio di sorgenti puntiformi.

L'algoritmo AAFit è basato su un metodo di massima verosomiglianza [44] in cui viene applicata una procedura di fit ricorsiva al fine di massimizzare la likelihood dei tempi di osservazione degli hit, in funzione dei parametri della ricostruzione (direzione e posizione del muone).

La stima dell'errore sulla direzione della traccia del muone ricostruito, β , si ottiene da σ_θ e σ_ϕ , rispettivamente le stime degli errori sugli angoli di zenith e di azimuth della traccia:

$$\beta = \sqrt{\sin^2(\theta_{rec})\sigma_\phi^2 + \sigma_\theta^2}. \quad (3.11)$$

In Figura 3.19 è mostrata la distribuzione dell'angolo β : si nota che il 50% degli eventi sono ricostruiti con $\beta < 0.46^\circ$.

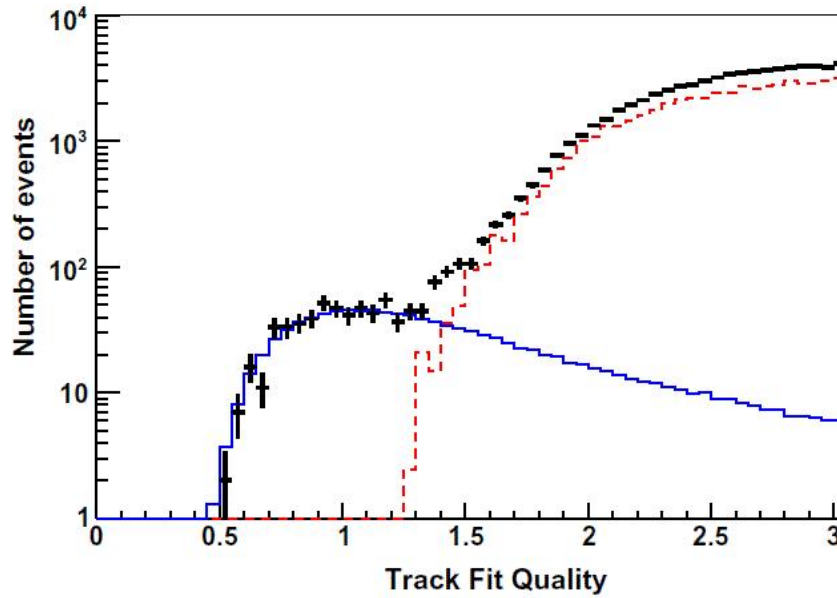


Figura 3.18. Distribuzione della funzione χ^2 per le tracce ricostruite di tutti gli eventi up-going registrati nel 2008. In nero la distribuzione dei dati, in rosso i muoni atmosferici down-going simulati e in blu i neutrini atmosferici simulati ([8]).

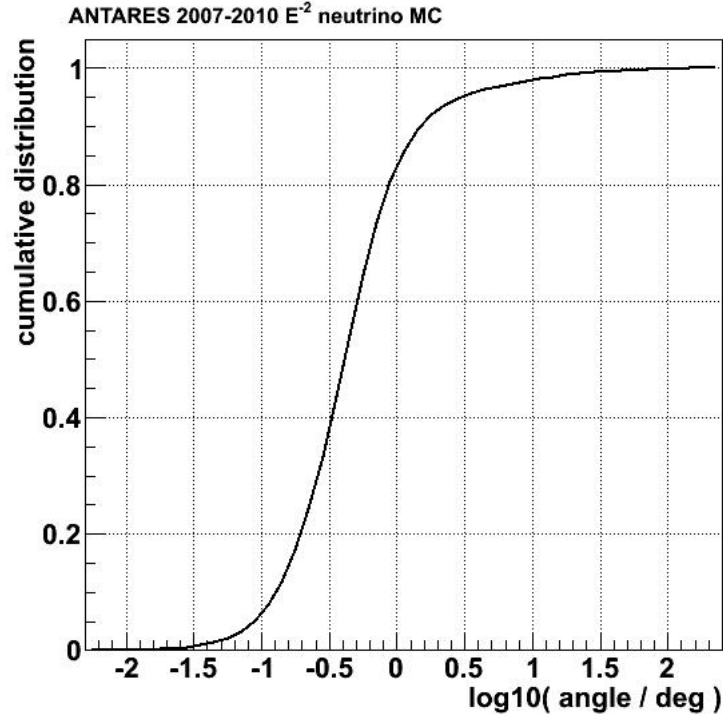


Figura 3.19. Distribuzione cumulativa dell'errore angolare β per eventi di neutrino con spettro in energia $\propto E^{-2}$ ([20]).

Il parametro che fornisce una stima della qualità della ricostruzione è denominato Λ ed è definito da:

$$\Lambda \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\log \mathcal{L}}{N_{DOF}} + 0.1(N_{comp} - 1) \quad (3.12)$$

dove N_{DOF} è il numero di gradi di libertà della traccia ($N_{hit} - 5$), N_{comp} il numero di soluzioni compatibili e $\log \mathcal{L}$ il logaritmo della *likelihood*, ossia la funzione di densità di probabilità dei residui temporali r , definiti come la differenza tra i tempi degli hit osservati e i tempi attesi tenendo conto dei parametri della traccia ricostruita: posizione ad un dato tempo e direzione, $(x_0, y_0, z_0, \theta, \phi)$.

In Figura 3.20 è mostrata la distribuzione della variabile di qualità Λ per tracce (dati ed eventi simulati) ricostruite da AAFit come up-going con $\beta < 1^\circ$. Dal pannello in basso si evince l'ottimo accordo fra i dati e il MonteCarlo.

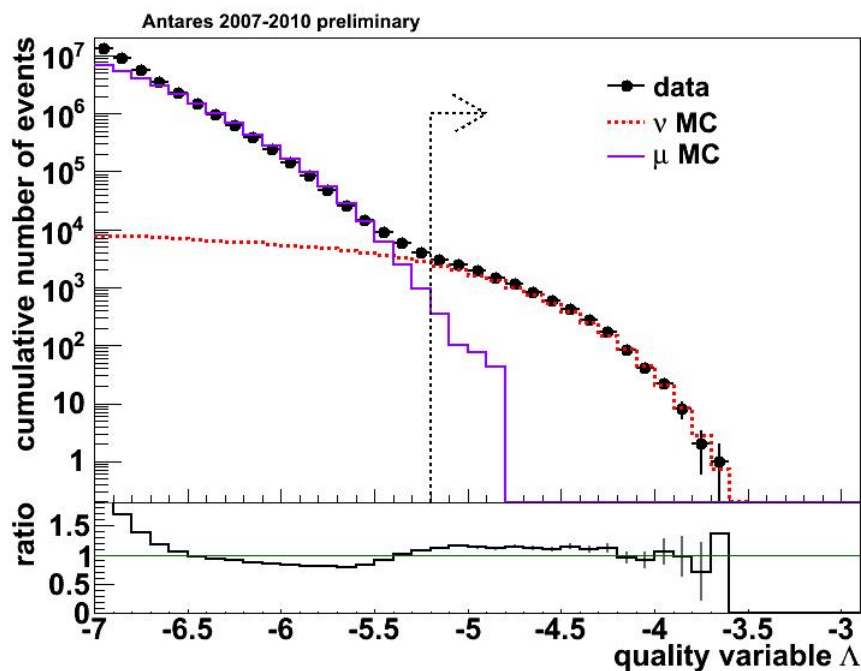


Figura 3.20. Distribuzione del parametro di qualità Λ per gli eventi up-going selezionati.

Il pannello in basso mostra il rapporto fra i dati sperimentali e quelli simulati. In rosso i neutrini atmosferici di MonteCarlo, in magenta i muoni atmosferici di MonteCarlo mentre i punti neri indicano i dati sperimentali. La freccia indica la posizione del taglio applicato ($\Lambda > -5.2$) ([20]).

3.6 Risposta del rivelatore

La misura della direzione del neutrino e quella della sua energia sono affette da incertezze dovute ai processi fisici che coinvolgono neutrini e muoni e dall'incertezza sistematica dovuta al metodo di rivelazione e ricostruzione della traccia.

3.6.1 Determinazione dell'incertezza angolare

Conoscere l'incertezza angolare sulla misura della direzione di arrivo del neutrino è di fondamentale importanza nella ricerca di sorgenti puntiformi di neutrini. Tre fattori concorrono alla sua determinazione: l'angolo di emissione del muone rispetto alla direzione di provenienza del neutrino, la deviazione del muone a causa del multiplo scattering nell'acqua e la risoluzione del detector nel determinare la traccia del muone. L'effetto dovuto ai primi due fattori è mostrato in Figura 3.21.

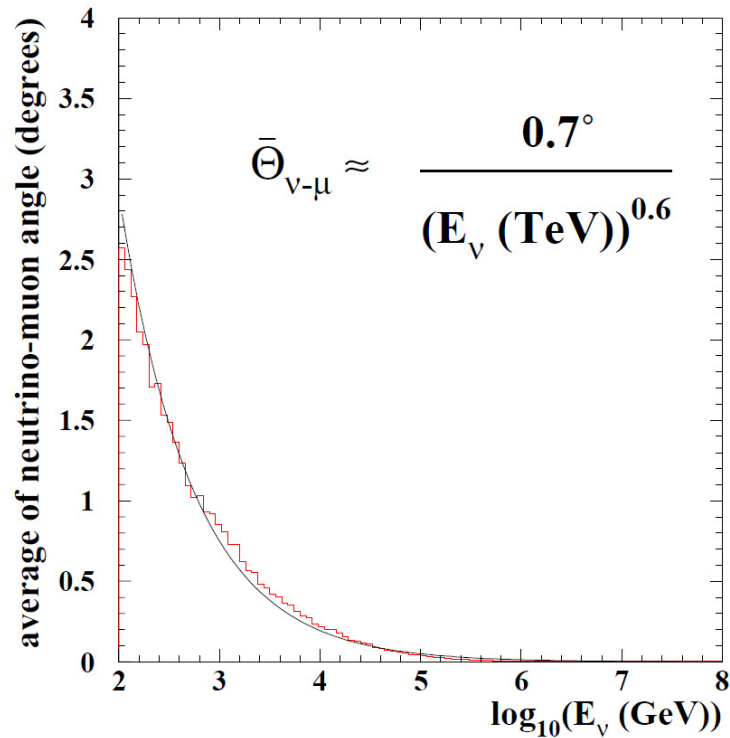


Figura 3.21. Differenza angolare tra la direzione del neutrino e quella ricostruita del muone. La funzione indicata (linea nera) riproduce bene la dipendenza dall'energia osservata.

Per energie di 1 TeV l'angolo nello spazio tra la direzione del neutrino e quella ricostruita del muone è in media 0.7° e diminuisce al crescere dell'energia del neutrino.

La risoluzione del rivelatore dipende dalla qualità dell'allineamento dei vari componenti, dalla risoluzione temporale dei PMT, dal tempo globale del sistema di readout e dalla qualità di ricostruzione delle tracce muoniche.

La ricostruzione della traccia è resa più difficile a causa della presenza della luce Cherenkov dovuta a particelle secondarie (che si propagano lungo direzioni differenti dai muoni) e dalla luce diffusa. Simulazioni di MonteCarlo mostrano che, per $E \geq 10 \text{ TeV}$, è possibile ottenere una risoluzione angolare di 0.2° . Sopra i 100 TeV la risoluzione angolare totale è dominata da effetti dovuti al rivelatore, sotto i 10 TeV dipende dalla cinematica delle interazioni dei neutrini. Le simulazioni mostrano che, per sorgenti puntiformi con spettro di neutrino proporzionale a E^{-2} , circa la metà degli eventi cade in una regione di circa 2° di raggio, centrata sulla

sorgente stessa. Sopra i 10 TeV , si veda Figura 3.22, la risoluzione angolare non dipende più dall'angolo $\Theta_{\mu-\nu}$, ma solo dall'incertezza sulla ricostruzione della traccia.

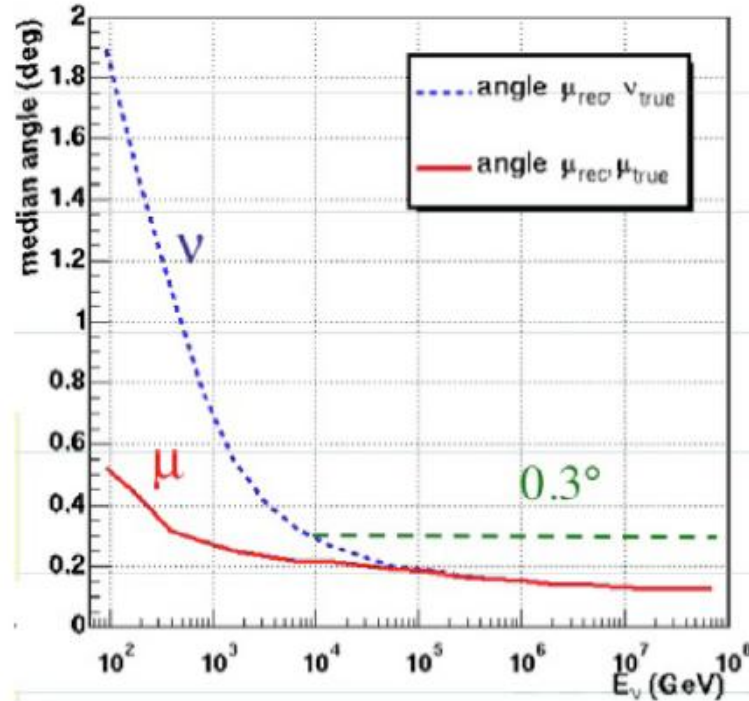


Figura 3.22. Risoluzione angolare del detector in funzione dell'energia del neutrino (E_ν). La linea continua in rosso indica l'angolo nello spazio tra la traccia del muone ricostruita e quella generata tramite simulazioni di MonteCarlo. La linea tratteggiata in blu indica l'angolo tra la direzione del neutrino e quella del muone prodotto.

3.6.2 Determinazione dell'energia per interazioni di neutrino

Come per la risoluzione angolare, anche nella determinazione dell'energia occorre tener conto dei processi fisici che caratterizzano l'interazione del neutrino e delle incertezze sperimentali del rivelatore.

La risposta in energia del detector è determinata dalla frazione di energia trasferita al muone, dall'energia persa dal muone fuori dal volume del rivelatore e dalla risoluzione in energia del rivelatore stesso. A seconda del range di energia del muone, la sua determinazione richiede l'uso di tecniche differenti.

Per energie al di sotto dei 100 GeV , i muoni sono vicini al minimo di ionizzazione (in acqua, $dE/dx \sim 2\text{ MeV cm}^{-1}$) e l'energia degli eventi contenuti, cioè di quelle tracce i cui punti iniziale e finale sono misurati dal rivelatore, può essere determinata accuratamente dal range. La soglia per questo metodo è circa $5 \div 10\text{ GeV}$ per le tracce verticali e dipende dalla distanza verticale tra i gruppi di moduli ottici, e circa 15 GeV per eventi più inclinati, e dipende dalla distanza tra le linee orizzontali.

Sopra 100 GeV , per le limitate dimensioni del rivelatore, non è possibile adottare il metodo sopra descritto; è comunque possibile stimare un'energia minima attraverso la misura del range contenuto all'interno del detector.

Ad energie sopra 1 TeV sono dominanti processi stocastici come *bremstrahlung* o produzione di coppie e l'energia persa diventa proporzionale all'energia stessa del muone. Il range del muone sopra 1 TeV aumenta in modo logaritmico con la sua energia (Figura 3.23).

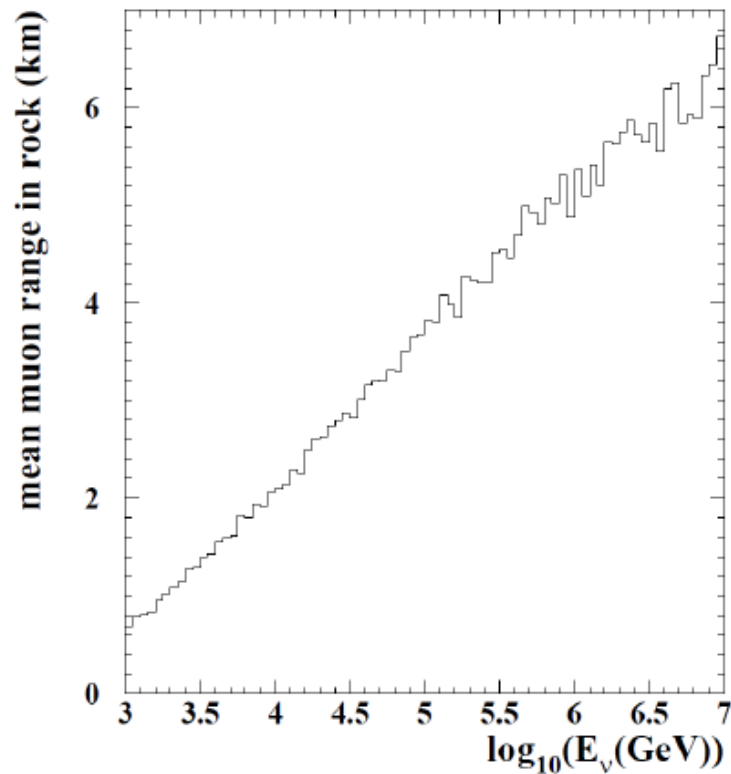


Figura 3.23. Range del muone in una roccia standard in funzione dell'energia del neutrino.

La Figura 3.24 mostra la correlazione fra l'energia del muone misurata e l'energia del neutrino. Simulazioni di MonteCarlo mostrano che, sopra 1 TeV , l'energia del neutrino può essere determinata con un fattore 3 dall'energia che è stata persa in media.

Sopra 1 PeV la Terra diventa opaca ai neutrini verticali provenienti dal basso. Ciononostante, neutrini di tale, ed anche maggiore, energia sono rivelabili se orizzontali o poco sopra l'orizzonte. Neutrini tau di energia molto alta possono essere osservati perché i tau prodotti decadono prima di essere assorbiti, producendo ancora neutrini tau (si veda relazione 3.4) di bassa energia che proseguono lungo la stessa direzione del neutrino originale, ma con minore probabilità di interazione e causando un aumento degli eventi al massimo delle energie misurabili.

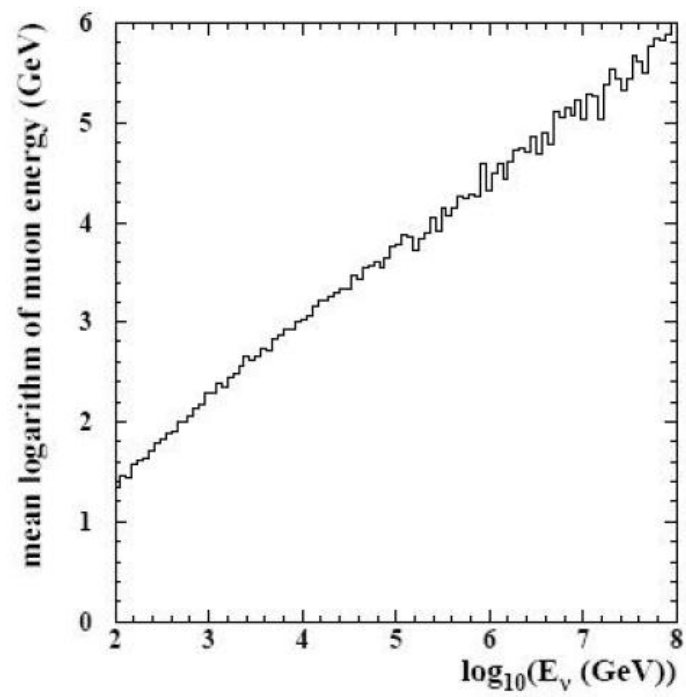


Figura 3.24. Energia misurata del muone prodotto in funzione dell'energia del neutrino.

Capitolo 4

Sensibilità di ANTARES a sorgenti astrofisiche puntiformi al di sopra dell'orizzonte

In questo capitolo verrà descritto il lavoro svolto per trovare una stima della sensibilità di ANTARES a flussi di neutrini provenienti da sorgenti astrofisiche situate sopra l'orizzonte. Inizialmente, verranno descritti i criteri adoperati per la selezione dei dati analizzati e le performance del detector. Poi, si discuteranno i risultati ottenuti.

4.1 Il set di dati

Il campione di dati analizzato in questo lavoro corrisponde al periodo di presa dati dell'esperimento ANTARES che va dal maggio 2008 al maggio 2011.

Per ogni periodo di presa dati, chiamato “run”, viene prodotto un file **.root** che contiene sia le informazioni dell'acquisizione (carica e tempo dei segnali sui PMT), sia le variabili fornite da un programma che “ricostruisce” gli eventi determinandone, tra l'altro, l'energia e le coordinate. Tali file possono essere letti utilizzando il pacchetto software “ROOT” ([22]) e la libreria “AntDST” (*Antares Data Summary Tree*) ([67]), sviluppata dalla Collaborazione ANTARES per poter accedere alle informazioni globali dei run e a quelle dei singoli eventi registrati nei run.

Come per ogni altro esperimento di Fisica delle Particelle, è necessario simulare al computer l'evento, i processi fisici che avvengono all'interno dell'apparato e la risposta del rivelatore, sia per un evento di segnale che per un evento di fondo.

Uno schema della catena di MonteCarlo (MC) utilizzata dalla Collaborazione è indicato qui di seguito.

- Per generare neutrini e antineutrini si utilizza il pacchetto **GENHEN** (GENerator of High Energy Neutrinos, [14]). **GENHEN** simula interazioni di CC e NC di (anti-)neutrini muonici ed elettronici che avvengano nel detector o nelle sue vicinanze. Ogni evento generato da **GENHEN** è un neutrino che interagisce di cui si conosce la posizione (x_0, y_0, z_0) all'interno del volume di generazione (V) , la direzione (θ_0, ϕ_0) e l'energia (E) . Ad ogni evento sono,

poi, associati due valori numerici w_2 e w_3 , detti rispettivamente “peso di generazione” e “peso globale”. Tali pesi sono necessari ai fini dell’analisi dei dati, per assegnare significato fisico alla generazione MonteCarlo e per confrontare gli eventi simulati con quelli reali. Per una trattazione dettagliata dei pesi da attribuire agli eventi di MonteCarlo di neutrino si veda l’Appendice A.

- Per generare muoni atmosferici si usa il pacchetto **MUPAGE** ([27], [26]) o il pacchetto **CORSIKA** ([48]). In questa analisi è stata utilizzata la produzione di **MUPAGE** che genera muoni secondo un flusso isotropo, in un intervallo di zenith (si veda Figura 3.15) compreso fra 0 e 85°. Non potendo, per limitazioni nella capacità di calcolo, simulare gli eventi con una statistica pari a quella dei dati reali, attualmente si genera un evento dovuto a muone atmosferico ogni 10 eventi registrati nei dati. Anche in tal caso, un opportuno peso statistico verrà utilizzato, nell’analisi finale, per poter confrontare dati e MonteCarlo.
- Per simulare la risposta del rivelatore al passaggio di muoni di alta energia e l’effetto della diffusione dei fotoni Cherenkov in acqua si utilizza il pacchetto **KM3** ([58], [15]).
- Per simulare la risposta del rivelatore a sciame di particelle si utilizza il software **GEAsim** ([23]), basato su **Geant 3.21**.
- Per simulare la propagazione dei muoni in acqua, fino al detector, viene usato il programma **MUSIC**.
- Per poter confrontare gli eventi simulati con i dati effettivamente registrati, si deve tener conto delle caratteristiche del rivelatore: condizioni di trigger, configurazioni dell’apparato, efficienze. Si deve, cioè, applicare agli eventi simulati quella serie di condizioni sperimentali che il detector ANTARES richiede sui dati, per registrarli come segnali dovuti ad un evento fisico (segnale o fondo). A tale scopo, gli eventi di MonteCarlo vengono elaborati con un programma, **Trigger Efficiency** ([30]), che simula le condizioni dell’elettronica e del trigger di ANTARES, prendendo in considerazione le caratteristiche principali dei PMT e dell’ARS (si veda paragrafo 3.1.1). I dati MC che superano le condizioni imposte da **Trigger Efficiency** sono direttamente confrontabili con i dati reali.

Come visto nel Capitolo 3 (paragrafo 3.3), i Moduli Ottici registrano impulsi luminosi dovuti a rumore ottico: luce Cherenkov generata dai prodotti del decadimento del ^{40}K o luminosità di origine biologica. Mentre il fondo da ^{40}K , seppure stocastico, non presenta eccessiva variabilità nel tempo, il rumore dovuto a bioluminescenza è fortemente variabile. Per rappresentare adeguatamente tale rumore, per ogni run di MC vengono copiati, dai dati reali, segnali dovuti al fondo ottico (che, quindi, hanno le stesse caratteristiche di *baseline* e *burst-fraction* dei dati reali, si veda paragrafo 3.3) ed aggiunti agli eventi simulati: in tal modo, per ogni run di dati reali viene prodotto un run di MC che ne riproduce tutte le caratteristiche di acquisizione.

- Per calibrare il tempo, la carica e la posizione di ogni hit di un evento, sia i dati veri che i dati MonteCarlo vengono elaborati dal pacchetto **CalReal**. Nel

caso dei dati veri, il programma seleziona, con una procedura automatica, la calibrazione più appropriata, nel caso dei dati MonteCarlo, si considerano i valori di default di tempo e carica.

Poiché le condizioni, sia ambientali che del detector, possono subire notevoli variazioni nell'arco di brevi periodi di tempo (data la natura del sito dell'apparato sperimentale, posto a 2500 m circa sotto il livello del mare), è necessario che i run di presa dati siano di breve durata (qualche ora).

Come già detto, anche la simulazione della risposta del rivelatore deve tener conto della variabilità delle condizioni dell'apparato. Per tale motivo, la simulazione MonteCarlo, detta *Run By Run*, procede alla simulazione degli eventi raccolti separatamente per ogni singolo run prendendo in input anche le informazioni sullo stato del detector (numero di PMT attivi, frequenza media ed istantanea del rumore dovuto alla bioluminescenza, etc.) per quel determinato run di presa dati.

4.1.1 Selezione dei run

Oltre ai run di “Fisica” che raccolgono i dati per l'analisi, vengono registrati una serie di altri run finalizzati alla calibrazione del detector che vedono l'utilizzo dei LED e degli idrofoni installati sugli storey. Per analizzare solo i run predisposti all'analisi degli eventi di fisica, è necessario, quindi, effettuare una opportuna selezione.

RUN ↓	SETUP	DATE	DURATION
32601	IL-07-Amadeus Test: G10 DS2 R0 noStatstimer	5-3-2008 23:14:57	4h 26m 7s
32600	Line 1-10 Physics Trigger (3Dscan+2T3)	5-3-2008 22:25:31	3h 17m 6s
32599	Line 1-10 Physics Trigger (3Dscan+2T3)	5-3-2008 19:06:18	3h 17m 25s
32598	IL-07-Amadeus Test: G10 DS2 R0 noStatstimer	5-3-2008 18:47:48	4h 26m 7s
32597	Line 1-10 Physics Trigger (3Dscan+2T3)	5-3-2008 15:47:04	3h 17m 4s
32596	Line 11 burning and tilts	5-3-2008 15:23:04	3m 25s
32595	IL-07-Amadeus Test: G10 DS2 R0 noStatstimer	5-3-2008 14:20:38	4h 26m 5s
32594	Line 1-10 Physics Trigger (3N+2T3+GC) SCAN	5-3-2008 13:43:33	1h 58m 52s
32593	Biocam DAQ SCAN	5-3-2008 13:33:55	20h 3m 38s
32592	Line 1-10 Physics Trigger (3N+2T3+GC) SCAN	5-3-2008 13:19:39	18m 49s
32591	Line 11 burning and tilts	5-3-2008 12:51:21	3m 56s
32590	Line 11 burning and tilts	5-3-2008 12:38:20	5m 0s
32589	Line 11 burning and tilts	5-3-2008 12:19:40	7m 36s
32588	Line 1-10 Physics Trigger (3Dscan+2T3)	5-3-2008 11:47:45	44m 17s
32587	DEFAULT	5-3-2008 10:49:32	7m 50s
32586	IL-07-Amadeus Test: G10 DS2 R0 noStatstimer	5-3-2008 09:53:33	4h 26m 5s
32585	Biocam DAQ SCAN	5-3-2008 09:46:32	3h 35m 55s
32584	Line 1-10 Physics Trigger (3Dscan+2T3)	5-3-2008 08:27:30	3h 18m 22s
32583	IL-07-Amadeus Test: G10 DS2 R0 noStatstimer	5-3-2008 06:43:40	3h 7m 42s
32582	Line 1-10 Physics Trigger (3Dscan+2T3)	5-3-2008 05:07:04	3h 18m 15s

Figura 4.1. Esempio di lista dei run registrati il 5 marzo 2008. Come si può vedere, si alternano diverse tipologie di run. Quelli con SETUP “Line 1-10 Physics ...” rappresentano i run di Fisica che possono essere utilizzati per l'analisi.

Per comprendere i criteri di selezione dei dati, occorre ricordare la finalità dell'analisi qui presentata: si vogliono identificare eventi dovuti ad interazioni di neutrini astrofisici da sorgenti puntiformi poste “al di sopra dell'orizzonte”. Il rivelatore ANTARES, però, è stato progettato e costruito con lo scopo di cercare sorgenti astrofisiche di neutrini di alta energia da sorgenti poste “al di sotto dell'orizzonte” in modo tale da ridurre al minimo il fondo di tracce dovute a muoni di origine atmosferica. Lo scopo di questo lavoro è, quindi, molto più difficile di quello che ANTARES si è prefisso. Come si vedrà alla fine di questo capitolo, la distinzione finale fra eventi attribuibili a neutrini da sorgente puntiforme e fondo può essere solo statistica: si valuta cioè se l'eventuale addensarsi di eventi attorno ad una data posizione nel cielo possa essere giustificata da una fluttuazione del fondo (di muoni o neutrini atmosferici) o richieda l'ipotesi di una “sorgente astrofisica di neutrini”.

È chiaro che nell'analisi finale la risoluzione angolare del rivelatore gioca un ruolo enorme: migliore è la risoluzione angolare, minore è l'intervallo angolare in cui sommare gli eventi attorno alla posizione di una data sorgente, minore è il contributo del fondo, maggiore è la capacità di scoperta dell'apparato. Per tale motivo è necessario selezionare, fra i periodi in cui sono stati raccolti i dati sperimentali, quelli migliori.

Tenendo conto delle considerazioni espresse in questo paragrafo, due sono i criteri di taglio sui run:

- **SCAN Flag** $\neq 1$, questo taglio si fa per selezionare solo i run di Fisica. Infatti, la “SCAN Flag” è diversa da 1 se il run è un run di fisica e uguale a 1 se è un run di calibrazione;
- **QualityBasic** ≥ 1 . Il “QualityBasic”¹ è un parametro che ANTARES utilizza per quantificare l'informazione sulla qualità del run, in base ad alcune caratteristiche, come la quantità di “rumore ottico” da bioluminescenza o il numero di PMT attivi. Questo taglio permette di scartare i run “patologici” che non possono essere utilizzati per l'analisi.

4.1.2 Selezione degli eventi

Dopo aver selezionato i run di Fisica di buona qualità, si procede alla selezione degli eventi registrati nei run sopravvissuti. I criteri scelti per la selezione degli eventi si possono dividere in due gruppi: quello dei “tagli di preselezione” e quello dei “tagli di qualità”. Nel primo gruppo si trovano i “classici” tagli che si effettuano sui dati di ANTARES per ricerche di sorgenti puntiformi. Il secondo gruppo annovera, invece, tagli *ad hoc* che sono stati studiati ed ottimizzati per questa non facile analisi.

¹I quattro valori che può assumere il “QualityBasic” sono:

- **QB=1**, selezione base: richiesta minima perché il run possa essere utilizzato in una analisi;
- **QB=2**, **QB=1** + almeno l' 80% degli OM in funzione al momento del run effettivamente operativi;
- **QB=3**, **QB=2** + baseline ≤ 120 kHz e burstfraction $\leq 40\%$;
- **QB=4**, **QB=3** + baseline ≤ 120 kHz e burstfraction $\leq 20\%$.

Per la definizione di baseline e burstfraction si veda il paragrafo 3.3.

Tagli di preselezione

- I run di presa dati sono caratterizzati dalla presenza di diversi trigger che selezionano gli eventi in base a determinate caratteristiche fisiche e/o geometriche. In questa analisi si richiede che l'evento sia associato ad una traccia di muone ricostruita in ambiente pulito, i.e. con una buona efficienza, perciò si selezionano soltanto gli eventi che abbiano superato le condizioni previste dai trigger **3D_SCAN** e **T3**, descritti al paragrafo 3.1.1.
- Poiché, come si vedrà al paragrafo 4.2, in questa analisi si richiede una buona risoluzione angolare nella ricostruzione delle tracce degli eventi, gli eventi devono essere ricostruiti dall'algoritmo **AAFit** (si veda il paragrafo 3.5) con $\beta \leq 1^\circ$.
- Poiché lo scopo di questa analisi è quello di stimare la sensibilità del rivelatore ANTARES a flussi di neutrini provenienti da sopra l'orizzonte, occorre selezionare solo gli eventi che sono stati ricostruiti come provenienti dall'alto (down-going). A tal fine si richiede che il $\cos\theta > 0$, con θ l'angolo di zenith del muone (si veda la Figura 3.15).
- Per determinare la direzione di arrivo del neutrino, è necessario conoscere l'angolo di azimuth (ϕ) della traccia del muone, a tal fine si selezionano solo gli eventi che sono stati ricostruiti utilizzando gli hit di **due o più stringhe**, scartando, così, i cosiddetti eventi “*single-line*”.

Ricerca di sorgenti puntiformi di neutrini astrofisici

In tutti i lavori di ANTARES ad oggi disponibili (pubblicazioni e note interne), gli studi presentati sono sempre stati condotti su eventi provenienti dal basso (up-going) e il motivo di questa scelta risiede nel fatto che così si riduce di gran lunga il fondo da muoni atmosferici che sono in rapporto $10^6/1$ con i muoni da neutrini (si veda il paragrafo 2.4).

Sulla ricerca di sorgenti puntiformi di neutrini di altissima energia, la Collaborazione ANTARES ha pubblicato due lavori, nel primo ([2]) sono presentati i risultati dell'analisi di un campione di dati raccolti tra il 2007 e il 2008. Nessuna sorgente di neutrini cosmici è stata osservata ed è stato posto un limite superiore al flusso di neutrini di $\sim 7.5 \times 10^{-8} (E_\nu/GeV)^{-2} GeV^{-1} s^{-1} cm^{-2}$ per la parte di cielo sempre visibile dall'apparato ($\delta < -48^\circ$).

Nel secondo lavoro ([20]) sono presentate due diverse analisi, condotte su un campione di dati a più alta statistica. La prima è un'analisi cosiddetta *full-sky*, in cui si cerca una sorgente di neutrini in tutto il cielo osservabile, senza fare alcuna assunzione sulla posizione della sorgente. Una evidenza positiva in tale analisi sarebbe un addensamento di eventi da una direzione qualsiasi. La seconda è un'analisi di tipo *fixed-point*, ovvero si cerca un eccesso di segnale in regioni del cielo definite a priori, in questo caso in corrispondenza della posizione di oggetti astrofisici interessanti, ad esempio perché sono sorgenti gamma osservate. Dalla ricerca *full-sky* non sono risultati addensamenti significativi di neutrini. Pertanto, sono stati stimati i limiti superiori sui loro flussi ($1 - 10 \times 10^{-8} (E_\nu/GeV)^{-2} GeV^{-1} s^{-1} cm^{-2}$) per il range di declinazione $-70^\circ \leq \delta \leq 40^\circ$. Anche nella ricerca *fixed-point* nessuna delle 51

sorgenti considerate ha dato un significativo eccesso di eventi e quindi per ognuna di esse è stato stimato il flusso limite di neutrini.

La Figura 4.2 mostra il grafico pubblicato nel secondo lavoro in cui sono riportati sia i risultati dell'analisi *full-sky* (linea blu tratteggiata) che i risultati della ricerca *fixed-point* (punti blu), confrontati con i risultati degli esperimenti MACRO, Amanda-II, IceCube e Super-K. La figura, in particolare, mostra che ANTARES è più sensibile di IceCube per sorgenti con declinazione $\delta < -20^\circ$ ma non ha fornito risultati nella regione di declinazione $\delta > 20^\circ$. In tale regione il fondo di muoni atmosferici (down-going) è estremamente intenso ponendo un forte limite alla sensibilità dell'esperimento.

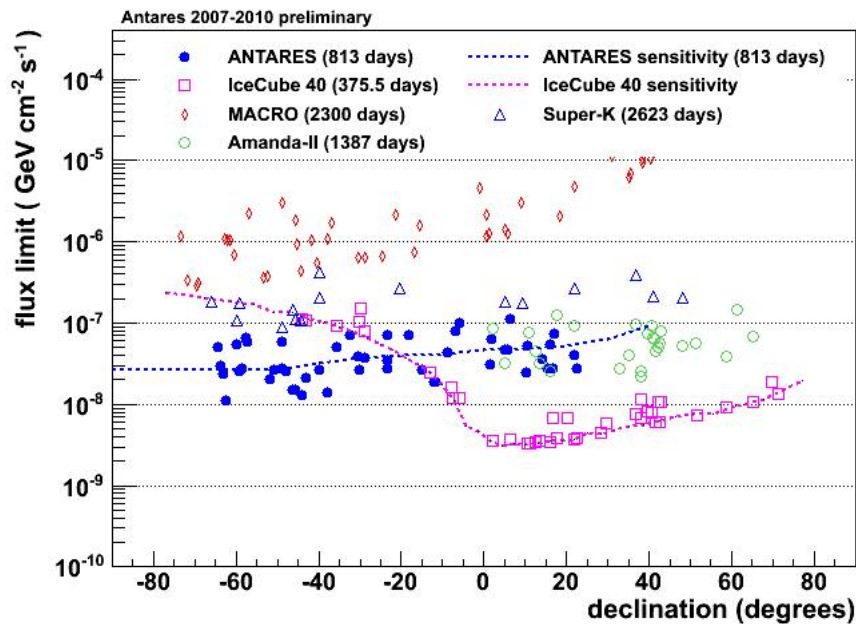


Figura 4.2. Limiti superiori su 51 sorgenti candidate e sensibilità di ANTARES ([20]).

L'obiettivo di questo lavoro, invece, è proprio la ricerca di sorgenti puntiformi di neutrini quando queste si trovano al di sopra dell'orizzonte; si analizzano, quindi, soltanto gli eventi che provengono dall'alto (down-going). Il segnale cercato si trova, pertanto, "immerso" in un fondo di muoni atmosferici e, in minor misura, di neutrini ed anti-neutrini atmosferici ed è questo il principale problema da risolvere in questa analisi. Come si evince dalla Figura 2.13, il rapporto fra il fondo dei muoni atmosferici e quello dei muoni da neutrini atmosferici è $10^6/1$.

Tagli di qualità

Dopo aver fatto un'attenta selezione sui run e una preselezione alquanto generica sugli eventi, a questo punto è necessario scegliere con attenzione i parametri su cui effettuare i tagli per la selezione del segnale e stabilire i migliori criteri di taglio. Come è evidente dalla Figura 2.13, il fondo dei muoni atmosferici "sopra l'orizzonte" eccede di diversi ordini di grandezza il flusso dei neutrini atmosferici e ancor più quello dei neutrini astrofisici. Per ridurre tale fondo rispetto ai muoni da neutrini

astrofisici si può utilizzare la caratteristica dipendenza in energia del fondo ($\sim E^{-3}$) e del segnale $\sim E^{-2}$ (si osservi la Figura 2.1). Chiedendo tracce di alta energia, il fondo viene ridotto molto più del segnale. Va, inoltre, ricordato che i neutrini con energia $> 10 PeV$ non riescono ad attraversare la Terra (si veda paragrafo 2.4). Pertanto, i neutrini di energia dal PeV all' EeV arrivano da direzioni vicine o sopra l'orizzonte (si veda Figura 4.3). Si ritiene opportuno, quindi, combinare tagli angolari con tagli in energia.

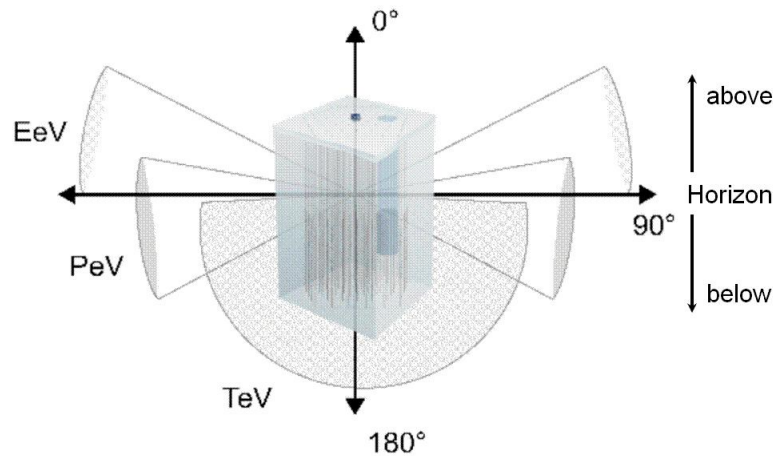


Figura 4.3. Visibilità del cielo in neutrini. I valori indicati si riferiscono agli angoli di zenith ([13]).

In un apparato Cherenkov sottomarino, quale ANTARES, è possibile basare la stima dell'energia dell'evento sulla quantità di fotoni registrati dai Moduli Ottici: tanto maggiore è l'energia del muone, tanto maggiore è la lunghezza del suo percorso ed il numero di tracce cariche originate dalle interazioni elettromagnetiche successive ai fenomeni di irraggiamento. Quindi, al crescere dell'energia del muone cresce il numero di OM in cui si registra un segnale (si veda Figura 4.4) e cresce anche il numero di fotoni Cherenkov che raggiungono ogni singolo OM, aumenta, cioè, la "carica totale raccolta" (si veda Figura 4.5).

Di conseguenza, i parametri su cui si è scelto di effettuare i tagli sono:

- 1. il numero di hit utilizzati per la ricostruzione della traccia: **NUsedHits**;
- 2. il coseno dell'angolo di zenith della traccia: $\cos \theta$ (si veda Figura 3.15);
- 3. il parametro Λ (si veda Figura 3.20);
- 4. la carica totale depositata sui PMT utilizzati per la ricostruzione della traccia: **TotalUsedAmplitude**.

Il primo e il quarto parametro sono adoperati quali indici dell'energia dell'evento, un taglio su questi due parametri consente la selezione degli eventi più energetici (Figure 4.4 e 4.5). Il taglio sul secondo parametro è quello che seleziona gli eventi

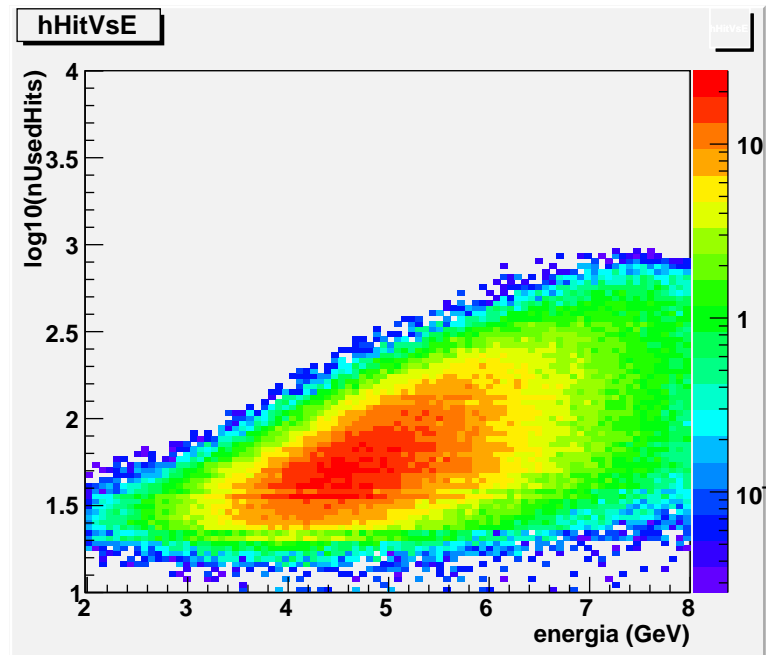


Figura 4.4. $\log(N_{\text{UsedHits}})$ vs. energia della traccia ricostruita.

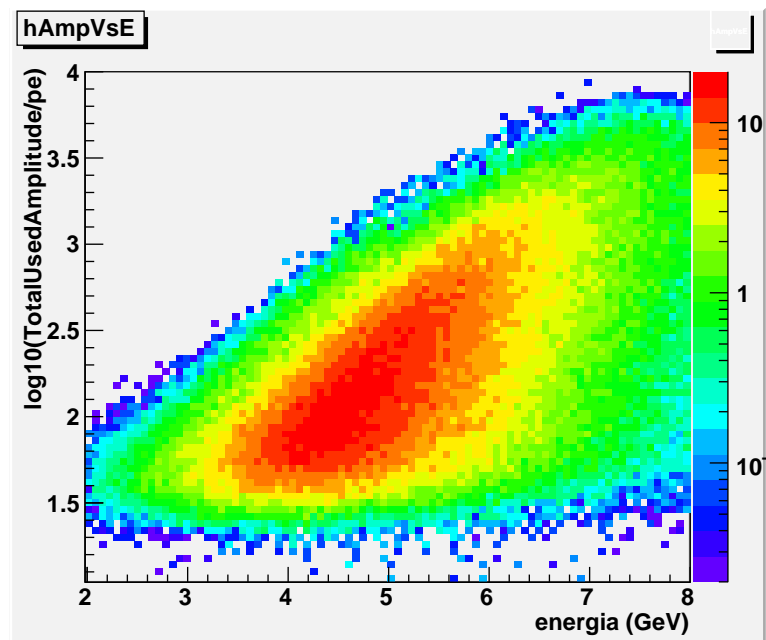


Figura 4.5. $\log(\text{TotalUsedAmplitude})$ vs. energia della traccia ricostruita.

più orizzontali mentre il taglio sul terzo parametro è necessario al fine di selezionare gli eventi ben ricostruiti, ovvero quegli eventi che sono stati ricostruiti con sufficiente precisione dall'algoritmo utilizzato (si veda la discussione al paragrafo 3.5).

La Figura 4.6 mostra la distribuzione del parametro $\log(\text{NUsedHits})$ per diversi campioni di eventi simulati: μ atmosferici, μ da interazioni di ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ atmosferici, μ da interazioni di ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ astrofisici. La figura mostra anche la distribuzione di tale grandezza per i dati sperimentali selezionati. Il numero di eventi aspettati per ogni campione dipende dalla pre-selezione applicata. In ogni caso, il segnale atteso (μ da interazioni di ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ astrofisici) sarebbe una frazione risibile degli eventi osservati. Per rendere visibile la differenza delle distribuzioni si è deciso, quindi, di normalizzare ogni distribuzione all'unità. In tal modo appare evidente che il taglio $\log(\text{NUsedHits}) > 1.75$ sul parametro in discussione rigetta una gran parte degli eventi di fondo pur accettando una buona frazione del segnale. Le Tabelle 4.1 e 4.2 riassumono l'effetto di questa selezione in termini numerici.

In maniera analoga, la Figura 4.7 mostra le distribuzioni normalizzate ad uno di $\cos\theta$ per gli eventi sperimentali e di MonteCarlo che sono sopravvissuti ai tagli di preselezione e al taglio in NUsedHits . Dalla figura si può notare che una selezione ottenuta richiedendo $\cos\theta < 0.56$ permette di ridurre fortemente il fondo da muoni atmosferici. Solo il 2% degli eventi da muoni atmosferici sopravvive a tale taglio rispetto al campione totale iniziale (si veda Tabella 4.2). Gli eventi da neutrino atmosferico (la cui distribuzione è circa isotropa, si veda Figura 2.13) non vengono, invece, ridotti in modo analogo. Tali eventi possono essere ridotti solo per via della loro diversa distribuzione in energia (tagli sui parametri 1 e 4).

La Figura 4.8 mostra la distribuzione normalizzata ad uno del parametro Λ per quegli eventi sperimentali e di MonteCarlo che sono sopravvissuti ai tagli di preselezione, al taglio in NUsedHits e al taglio in $\cos\theta$. Anche per tali distribuzioni si nota che è possibile ridurre il fondo da muoni e neutrini atmosferici chiedendo una buona "qualità" del fit (si veda la discussione al paragrafo 3.5). In particolare, la risoluzione angolare migliora con l'aumentare dell'energia della traccia e pertanto chiedendo $\Lambda > -5.2$ si rigetta il 90% del fondo, mantenendo il 63% del segnale rispetto al campione selezionato dal taglio precedente (si veda Tabella 4.1). Tracce di muoni atmosferici sono maggiormente rigettate da tale richiesta visto che risultano essere di più bassa energia.

La Figura 4.9 mostra la distribuzione normalizzata ad uno del parametro $\log(\text{TotalUsedAmplitude})$ per tutti gli eventi sperimentali e di MonteCarlo che sono sopravvissuti ai tagli di preselezione, al taglio in NUsedHits , al taglio in $\cos\theta$ e al taglio in Λ . La figura può essere facilmente interpretata ricordando che le tracce per eventi da ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ astrofisici sono molto più energetiche delle tracce di fondo. Il taglio $\log(\text{TotalUsedAmplitude}) > 2.44$ seleziona, quindi, gli eventi di più alta energia, rigettando l'86% del fondo rimanente dalla precedente selezione.

In tutti i grafici appena descritti, per quanto riguarda il MonteCarlo sono riportate separatamente le distribuzioni per muoni atmosferici (linea rossa), neutrini atmosferici (linea blu), anti-neutrini atmosferici (linea verde), neutrini astrofisici (linea gialla) e anti-neutrini astrofisici (linea magenta). Gli eventi nell'area ombreggiata sono quelli che vengono rigettati dal taglio.

Il miglior set di criteri di selezione applicati è stato deciso per ottimizzare il rapporto segnale/fondo per il campione di eventi che sopravvive ai tagli. In tal modo,

anche se non si troverà un segnale, si potrà calcolare il flusso minimo da sorgente puntiforme che l'apparato è in grado di rivelare: la sensibilità.

Riassumendo, i tagli di qualità applicati sul campione di eventi pre-selezionato sono:

- $\log(\text{NUsedHits}) > 1.75$;
- $\cos \theta < 0.56$;
- $\Lambda > -5.2$;
- $\log(\text{TotalUsedAmplitude}) > 2.44$.

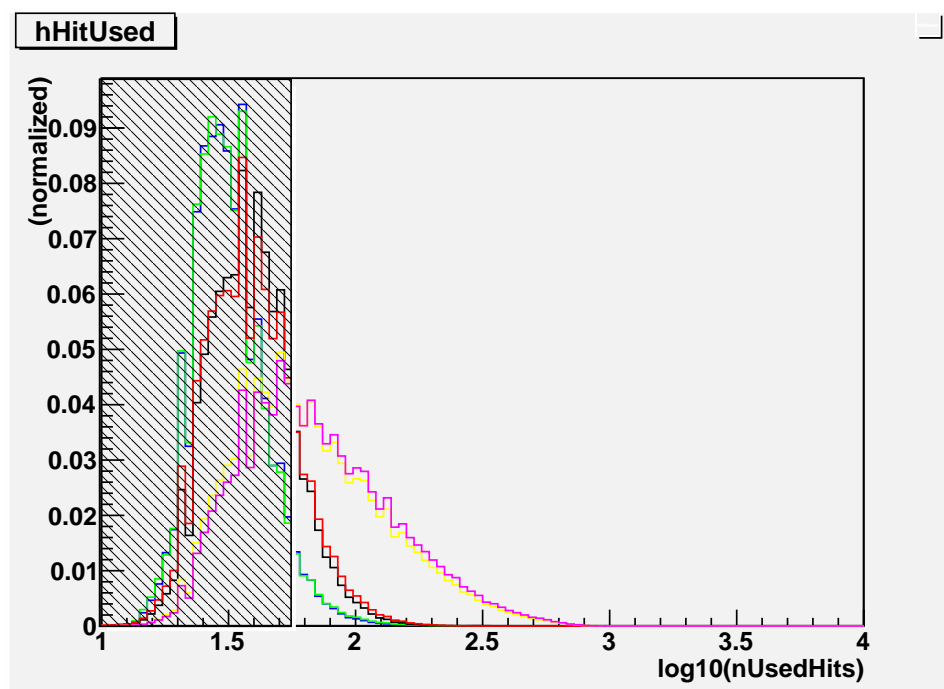


Figura 4.6. Distribuzione di $\log(\text{NUsedHits})$. I colori indicano: nero: dati, rosso: muoni atmosferici di MonteCarlo, blu/verde: neutrini/anti-neutrini atmosferici di MonteCarlo, giallo/magenta: neutrini/anti-neutrini astrofisici di MonteCarlo. La zona ombreggiata individua gli eventi che sono rigettati dal taglio applicato.

In Tabella 4.1 è indicato l'effetto dei tagli, applicati uno dopo l'altro. In Tabella 4.2 lo stesso conto è effettuato con riferimento al campione totale che sopravvive ai tagli di pre-selezione. L'efficienza totale della selezione è 17% (cioè, il 17% degli eventi da neutrino astrofisico dovrebbe sopravvivere a tali criteri di selezione), mentre la frazione di eventi di fondo che continuerebbe a contaminare il campione è 3.2×10^{-4} .

La Figura 4.10 mostra, in coordinate galattiche, le direzioni di provenienza delle tracce osservate nei dati sperimentali. In tale figura ci si aspetta isotropo il contributo dei muoni atmosferici e delle tracce di (anti-)neutrini atmosferici mentre le tracce di (anti-)neutrini astrofisici dovrebbero raggrupparsi attorno alle coordinate delle sorgenti. I dati a disposizione sono "blinded", cioè le coordinate ricostruite sono

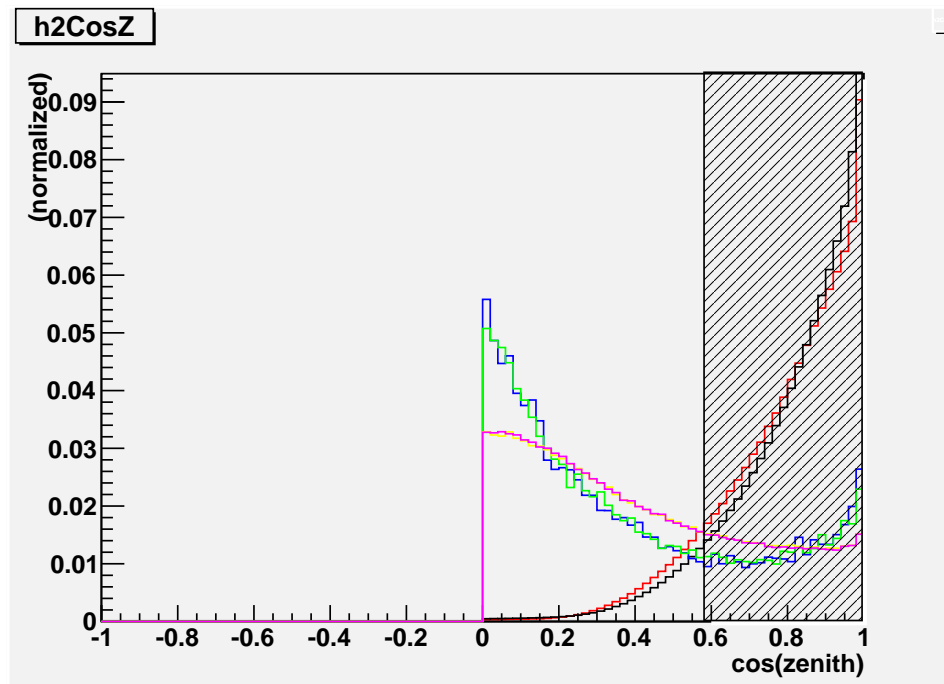


Figura 4.7. Distribuzione di $\cos \theta$. Il codice di colori come in Figura 4.6.

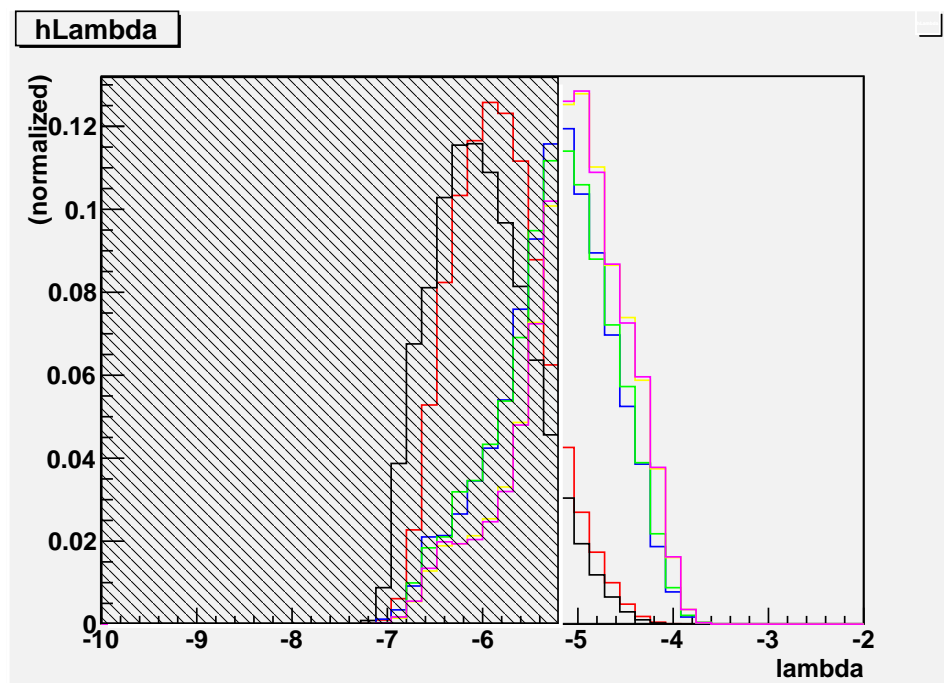


Figura 4.8. Distribuzione di Λ . Il codice di colori come in Figura 4.6.

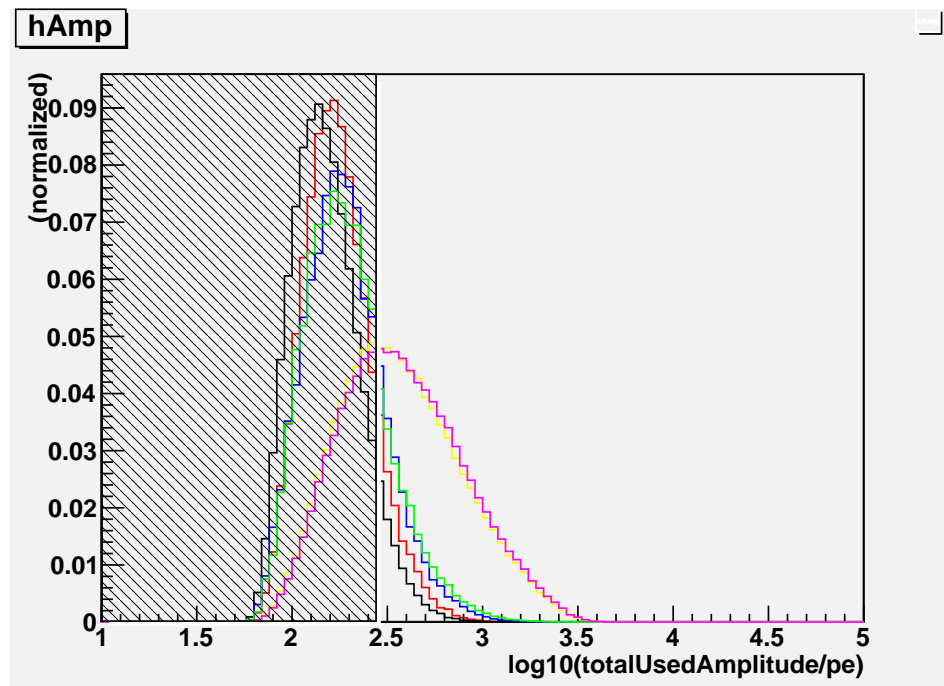


Figura 4.9. Distribuzione di $\log(\text{TotalUsedAmplitude})$. Il codice di colori come in Figura 4.6.

state, ad arte, sostituite in fase di scrittura del campione di dati. Ciò permette di mettere a punto i criteri di selezione e l'analisi dei dati sperimentali senza alterare a priori la significanza statistica del risultato (ovvero, senza che la scelta della strategia di analisi sia condizionata dalla conoscenza della posizione “vera”, in coordinate galattiche, dell'origine della traccia ricostruita). È compito di questo lavoro definire la strategia di analisi che permetta di ottimizzare la sensibilità di ANTARES nella ricerca di sorgenti “dall'alto”. La politica stabilita da ANTARES prevede che l'analisi finale sui dati “unblinded”, quelli per cui sia disponibile l'informazione originaria sulle coordinate della traccia ricostruita, sia possibile solo dopo l'accordo della Collaborazione sul metodo e le procedure di analisi. A seguito della richiesta di *unblinding*, si avvierà una discussione, che sarà però successiva alla presentazione di questa tesi e, pertanto, questo lavoro può concludersi con la stima della sensibilità. Come si vedrà, la sensibilità dell'esperimento a flussi di sorgenti puntiformi è funzione della risoluzione angolare sulla ricostruzione delle tracce dei muoni.

4.2 Risoluzione angolare del detector

La risoluzione angolare sulla ricostruzione geometrica della traccia dei muoni è una quantità molto importante per la ricerca di neutrini da sorgenti puntiformi; infatti, in una ricerca *fixed-point*, una migliore risoluzione angolare permette l'uso di un bin di ricerca più piccolo, fornendo un più alto rapporto segnale/fondo.

Per il campione selezionato, l'errore di ricostruzione è caratterizzato dall'angolo nello spazio (α) tra la direzione vera del neutrino e quella ricostruita del muone

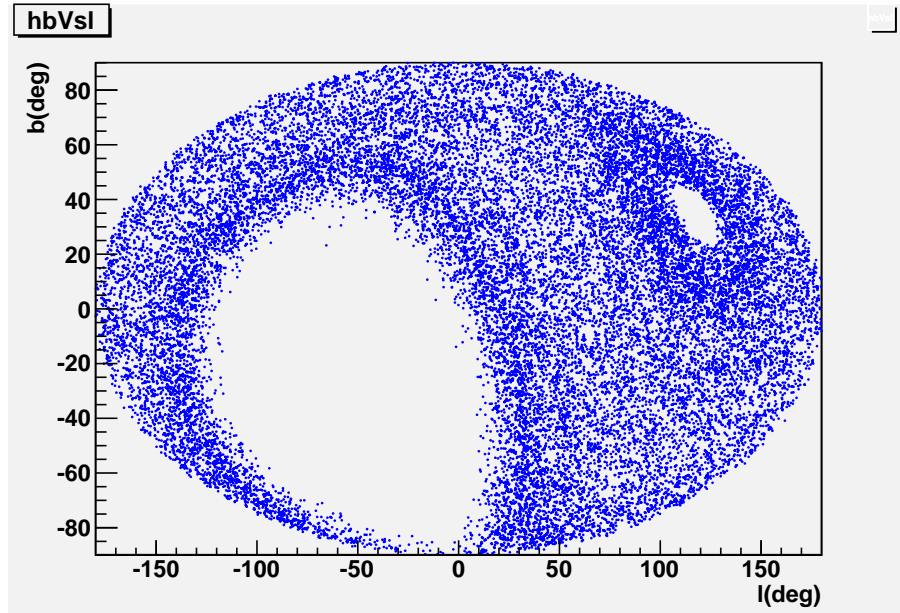


Figura 4.10. Mappa in coordinate galattiche delle direzioni di provenienza delle tracce osservate nel set finale dei dati sperimentali. Le regioni in cui si osserva assenza di eventi rispecchiano i tagli in $\cos\theta$ effettuati nella selezione.

n° taglio	Fondo	Segnale
1	23%	61%
2	10%	70%
3	10%	63%
4	14%	63%

Tabella 4.1. Percentuale degli eventi che sopravvivono a ciascun taglio applicato in successione agli eventi di MonteCarlo; per ogni taglio, la percentuale è calcolata rispetto al totale di eventi sopravvissuti al taglio precedente. *Fondo*: muoni atmosferici MC + neutrini atmosferici MC + anti-neutrini atmosferici MC; *Segnale*: neutrini astrofisici MC + anti-neutrini astrofisici MC.

	totale	dopo 1° taglio	dopo 2° taglio	dopo 3° taglio	dopo 4° taglio
μ	1.7×10^8 (1)	3.8×10^7 (0.22)	3.9×10^6 (0.023)	3.9×10^5 (2.3×10^{-3})	5.3×10^4 (3.1×10^{-4})
$(\nu + \bar{\nu})_{ATMO}$	1.7×10^3 (1)	1.3×10^2 (0.076)	9.7×10^1 (0.057)	4.9×10^1 (0.029)	1.0×10^1 (5.9×10^{-3})
$(\nu + \bar{\nu})_{ASTRO}$	(1)	(0.63)	(0.44)	(0.28)	(0.17)

Tabella 4.2. Effetto dell’applicazione dei tagli di qualità sul numero di eventi di fondo (μ e ν_{ATMO}). Nella prima colonna (totale) è indicato il numero degli eventi che sopravvivono ai tagli di preselezione. In parentesi la frazione degli eventi che sopravvivono al corrispondente taglio rispetto al totale iniziale. Per gli eventi di segnale (ν_{ASTRO}) non è stato indicato il numero di eventi, perché nel peso si è posto il coefficiente del flusso assunto pari a 1, di conseguenza il corrispondente numero di eventi non ha significato fisico.

(linea tratteggiata blu in Figura 3.22). La Figura 4.11 mostra la distribuzione di α , ottenuta analizzando gli eventi simulati con il MonteCarlo, per l’intero campione di segnale di muoni da interazioni di neutrino con uno spettro in energia proporzionale a E^{-2} . La mediana di tale distribuzione può essere presa come misura della risoluzione angolare. Essa corrisponde alle dimensioni (metà ampiezza dell’angolo al vertice) di un cono che, centrato attorno alla direzione di provenienza del neutrino, conterrebbe il 50% delle tracce che, sulla base delle caratteristiche dell’apparato, possono essere ricostruite. Come si vede in Figura 4.11, l’errore angolare mediano complessivo per il campione di segnale è circa 0.33° .

La selezione segnale/fondo per gli eventi sopravvissuti è basata sulla osservazione del numero di eventi che provengono da ben precise direzioni dello spazio all’interno di un cono di opportuna apertura angolare centrato attorno a tale direzione. L’apertura di tale cono deve essere ottimizzata per massimizzare la sensibilità dell’apparato. Si è visto (Figura 4.12) che l’accuratezza della ricostruzione non dipende, in prima istanza, dall’angolo di zenith del muone, pertanto l’apertura del cono può essere la stessa per sorgenti in diverse regioni di zenith.

Un altro metodo per caratterizzare l’errore di ricostruzione angolare è basato sulla risoluzione della misura dell’angolo di zenith e dell’angolo di azimuth.

In Figura 4.13 (*surface plot*) e in Figura 4.14 (*scatter plot*) è mostrata la cosiddetta “*point-spread function*”. Tali figure sono state ottenute analizzando gli eventi di segnale simulati dal MonteCarlo. Per ogni evento si sono determinate:

- la differenza ($\Delta\theta$) fra l’angolo di zenith (θ_{MC}) del neutrino generato e l’angolo di zenith (θ_{Reco}) del muone ricostruito da esso generato;
- la differenza ($\Delta\phi$) fra l’angolo di azimuth (ϕ_{MC}) del neutrino generato e l’angolo di azimuth (ϕ_{Reco}) del muone ricostruito da esso generato.

Sui due assi sono riportati $\Delta\theta$ e la proiezione di $\Delta\phi$ sul $\sin\theta_{MC}$. Dal risultato appena ottenuto si ricava un’importante informazione: il numero di tracce indotte

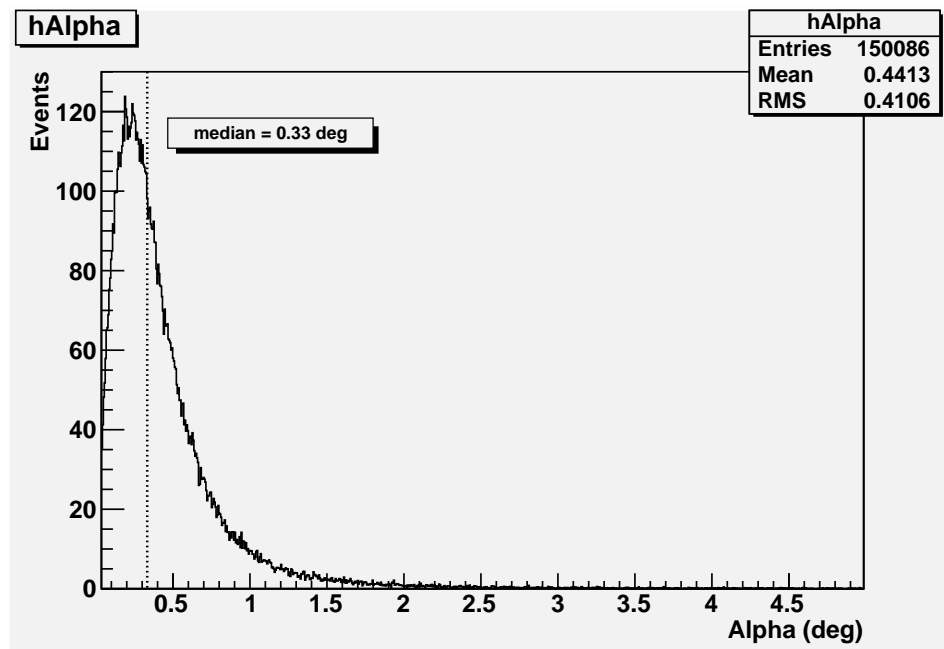


Figura 4.11. Errore di ricostruzione angolare per eventi MonteCarlo di muoni da interazioni di neutrini astrofisici con $\phi(E) \propto E^{-2}$.

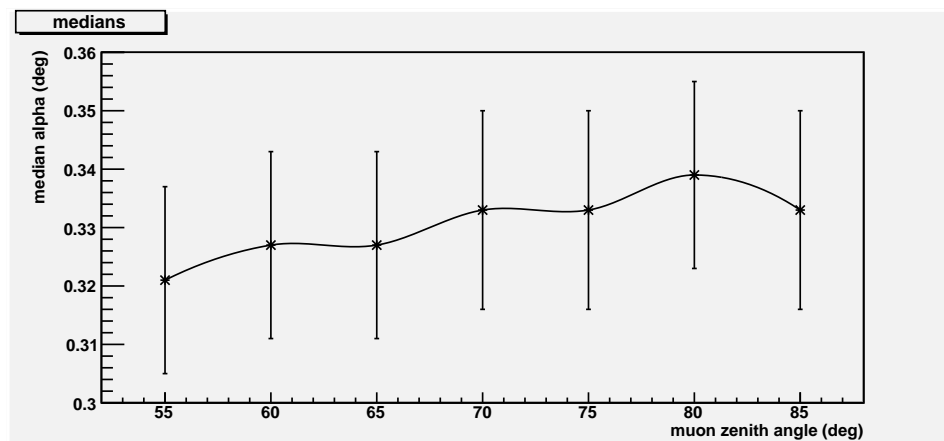


Figura 4.12. Risoluzione angolare per eventi di muone da neutrino astrofisico in funzione dell'angolo di zenith del muone stesso.

da interazioni di neutrini astrofisici che, provenienti da una precisa direzione in coordinate astronomiche, vengono ricostruite all'interno di un intervallo angolare definito dalla point spread function.

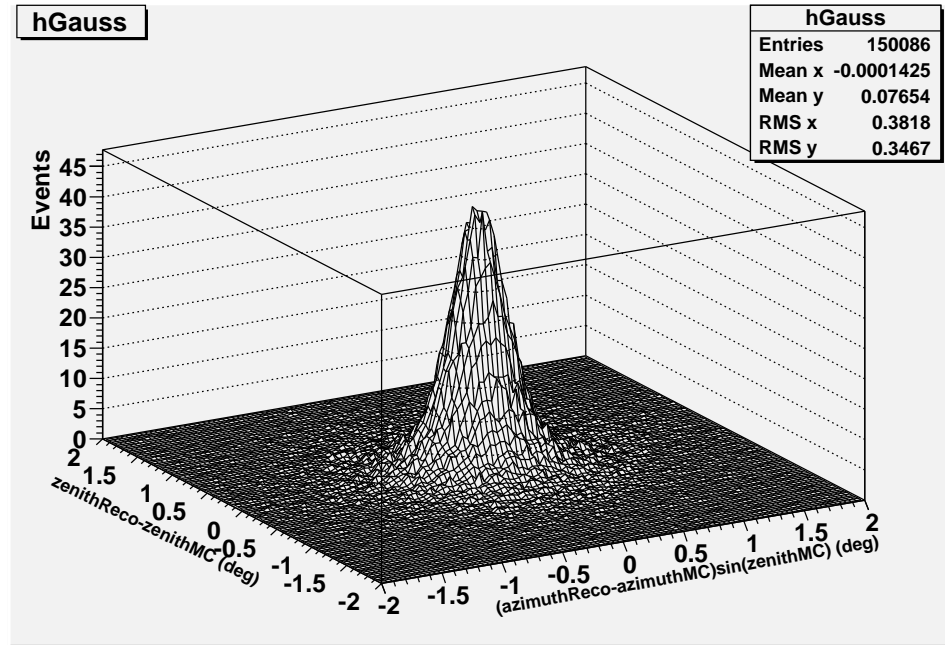


Figura 4.13. Point-spread function in coordinate locali (surface plot).

Dato che la distribuzione bidimensionale ottenuta è abbastanza simmetrica, si calcola la densità delle tracce ricostruite (numero di tracce per unità di angolo solido) in funzione di α , normalizzando ogni bin della distribuzione dell'angolo nello spazio (Figura 4.11) con il corrispondente elemento di angolo solido. La *point-spread function* unidimensionale che ne risulta è mostrata in Figura 4.15. Questa distribuzione di densità non viene descritta bene da una gaussiana, ma può essere fittata ragionevolmente bene con la somma di due Landau e una Gaussiana. Le deviazioni standard fornite dal fit sono: $\sigma_{Landau1} = 4.7 \times 10^{-4}^\circ$, $\sigma_{Landau2} = 1.1 \times 10^{-3}^\circ$ and $\sigma_{Gauss} = 0.42^\circ$.

4.3 Visibilità del cielo sopra l'orizzonte

Per poter valutare l'esposizione di ANTARES alle sorgenti poste nell'emisfero Nord, è stata studiata la visibilità dell'apparato, ossia si è stimato il numero di eventi che in un giorno (24 ore) sopravvivono al seguente taglio sul loro angolo di zenith (eventi *down-going* appena sopra l'orizzonte):

$$0 < \cos(\text{zenith}) < 0.56. \quad (4.1)$$

In Figura 4.16 è mostrato il cielo visibile da ANTARES per 24 ore, ora dopo ora, sia in coordinate galattiche che equatoriali.

In Figura 4.17 e in Figura 4.18 è mostrato il cielo visibile da ANTARES integrato su 24 ore in coordinate galattiche ed equatoriali, rispettivamente.

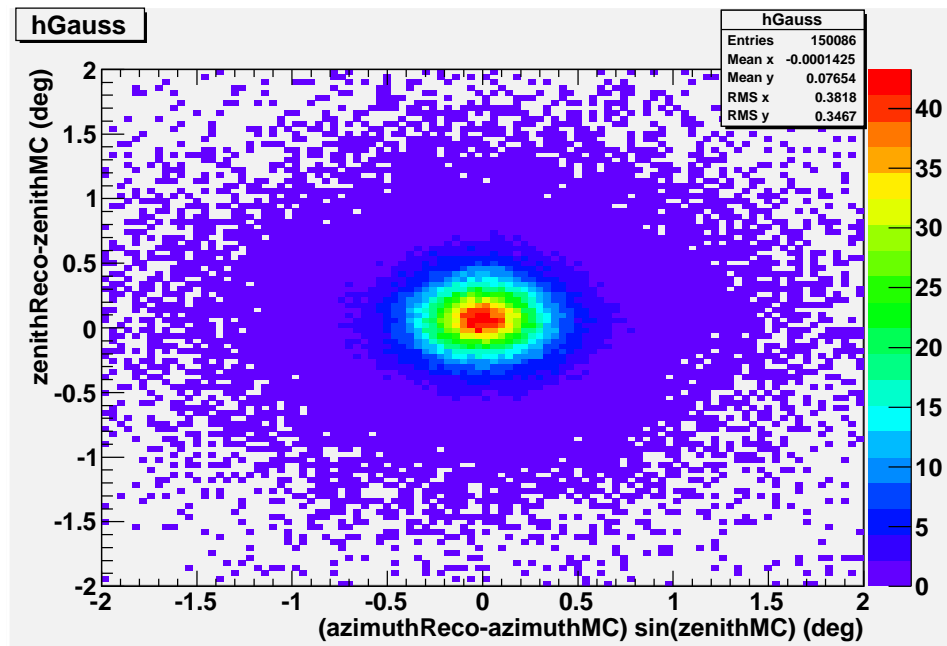


Figura 4.14. *Point-spread function* in coordinate locali (*scatter plot*).

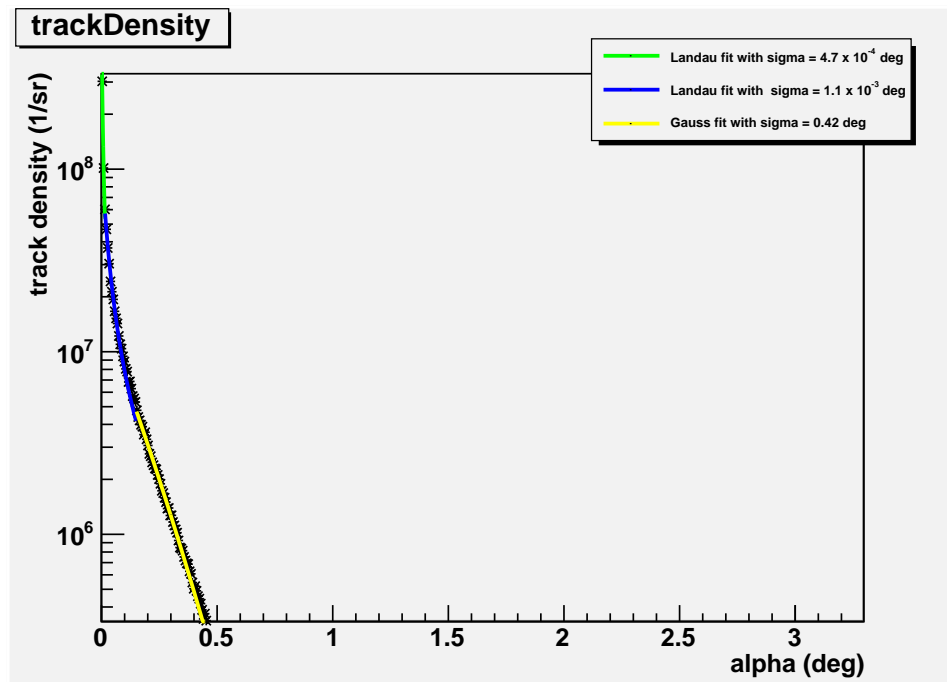


Figura 4.15. *Point-spread function* unidimensionale. Al valore ottenuto (punti in nero) è sovrapposto il risultato del fit.

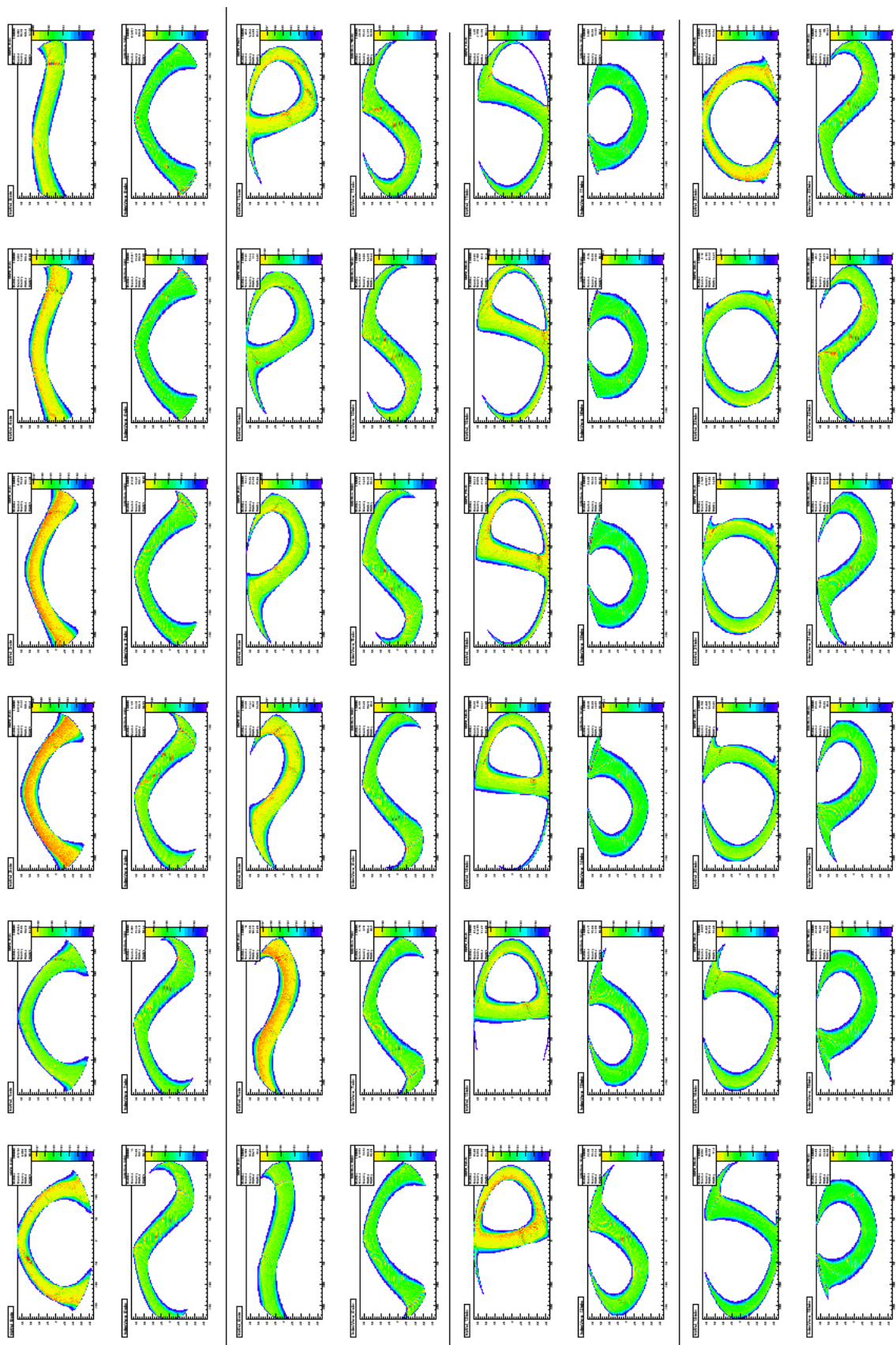


Figura 4.16. Visibilità di ANTARES ora per ora: sulle righe dispari (24 *canvas*) in coordinate galattiche, su quelle pari (24 *canvas*) in coordinate equatoriali. La scala di colori indica le diverse regioni di visibilità come frazione di tempo in un'ora.

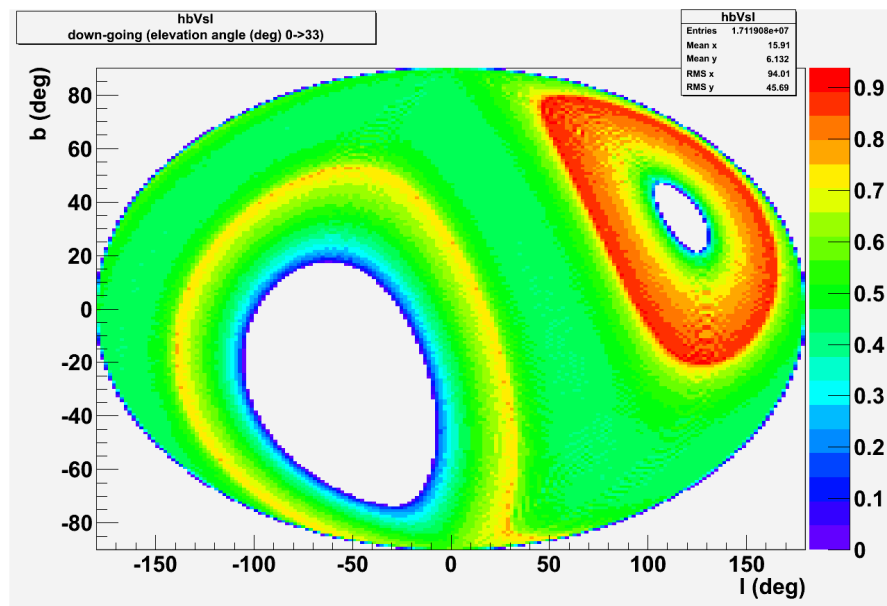


Figura 4.17. Visibilità di ANTARES in coordinate galattiche. La scala di colori indica le diverse regioni di visibilità come frazione di tempo in un giorno.

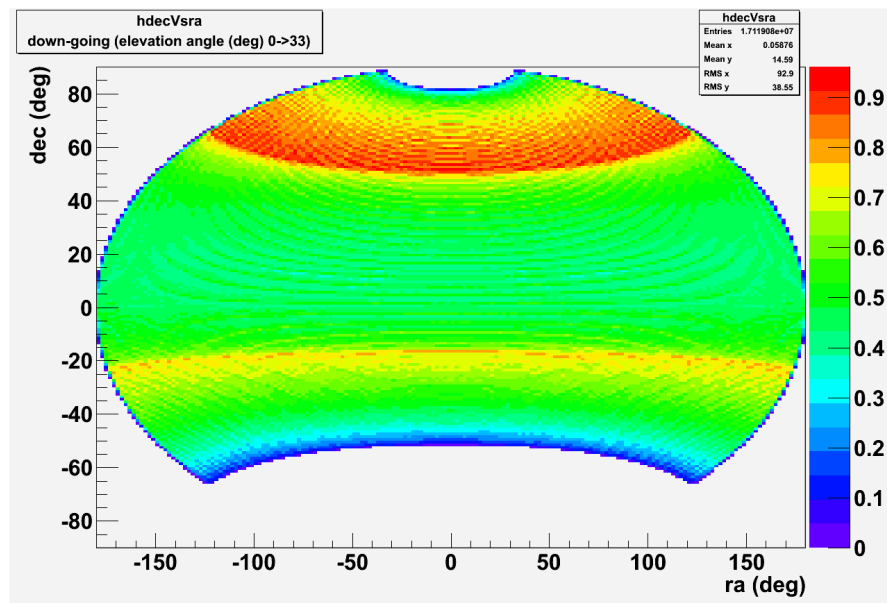


Figura 4.18. Come in Figura 4.17 ma in coordinate equatoriali.

4.4 Sensibilità di ANTARES a sorgenti puntiformi

Poiché i modelli sui flussi di neutrini da sorgenti astrofisiche prevedono flussi che possono essere molto piccoli ([9]), per risolvere le sorgenti è necessaria una attenta selezione del segnale.

L'analisi qui effettuata è, come detto nel paragrafo 4.2, un'analisi *fixed-point*.

Una ricerca *fixed-point* è certamente più limitata di una ricerca *full-sky* perché si guarda solo in determinate direzioni e forse in quelle meno "fortunate". Però, è anche vero che in una ricerca *full-sky* la probabilità che le fluttuazioni del fondo producano un eccesso di eventi è decisamente maggiore che in una ricerca *fixed-point*.

Nell'analisi che qui è presentata il problema più grosso, come già detto, è il fondo, quindi è conveniente optare per la ricerca più sensibile che è quella *fixed-point*. Un altro modo di chiamare tale tipologia di analisi è ricerca "*binned*". Questo secondo nome rende meglio l'idea della strategia adottata per l'analisi. Ciò che viene fatto, in effetti, è osservare una regione (bin) più o meno grande attorno ad una determinata direzione nel cielo. Riducendo le dimensioni del bin di ricerca, è possibile sopprimere pesantemente il fondo. Per dare la migliore stima della sensibilità, ovvero porre il vincolo più forte (limite superiore) ai modelli teorici per il segnale, occorre ottimizzare le dimensioni del bin di ricerca. Per raggiungere questo scopo si utilizzerà un metodo di ottimizzazione dei criteri di selezione denominato MRP (*Model Rejection Potential*) ([46]).

4.4.1 Descrizione del metodo MRP

Sia $\phi(E)$ il flusso teorico di neutrini da una data sorgente, n_s il numero di eventi di segnale attesi, n_b il numero di eventi di fondo attesi e n_{obs} il numero di eventi osservati in un ipotetico esperimento. Se il numero di eventi osservati è compatibile con il fondo, il limite superiore per il flusso al 90% c.l. è:

$$\phi(E)_{90\%} = \phi(E) \frac{\mu_{90}(n_{obs}, n_b)}{n_s}, \quad (4.2)$$

dove $\mu_{90}(n_{obs}, n_b)$ è il limite superiore di Feldman-Cousins ([35]). Questo risultato dipende da n_{obs} , ossia da quanto si ottiene analizzando i dati sperimentali, e nel caso di ANTARES può essere calcolato solo dopo che sia stata approvata una richiesta di *unblinding* (si veda paragrafo 4.1.2). Inoltre, il risultato dipende dalla strategia di analisi adottata, in particolare dalla scelta dei tagli: una diversa scelta dei tagli restituisce un diverso valore per n_s , n_{obs} , n_b . Come già detto, prima di prendere in considerazione i dati, è necessario scegliere la strategia di analisi che ottimizzi la sensibilità. Per fare ciò si procede sostituendo il numeratore con il limite superiore medio, che si ottiene prendendo in considerazione tutte le possibili fluttuazioni per il fondo stimato, pesate secondo la loro probabilità (Poissoniana) di verificarsi:

$$\bar{\mu}_{90}(n_b) = \sum_{n_{obs}=0}^{\infty} \mu_{90}(n_{obs}, n_b) \frac{(n_b)^{n_{obs}}}{(n_{obs})!} e^{-n_b}. \quad (4.3)$$

Tale limite superiore medio è indipendente dal numero di eventi osservati mentre è funzione del numero di eventi di fondo, come si può vedere dal grafico in Figura 4.19.

Il numero di eventi di fondo può essere stimato utilizzando simulazioni di MonteCarlo di eventi atmosferici, oppure utilizzando i dati “scrambled” raccolti dall’esperimento ANTARES. Il termine “scrambled” si riferisce al fatto che i dati sono disponibili in modalità “blinded”, ovvero in essi il tempo di occorrenza di un evento è sostituito con il tempo di un altro evento collezionato, cosicché le coordinate galattiche ricostruite sono distribuite in tutto lo spazio dei parametri e quindi riproducono adeguatamente la distribuzione isotropa del fondo atmosferico. Per questo lavoro di tesi si è scelto di utilizzare i dati “scrambled” come stima del fondo.

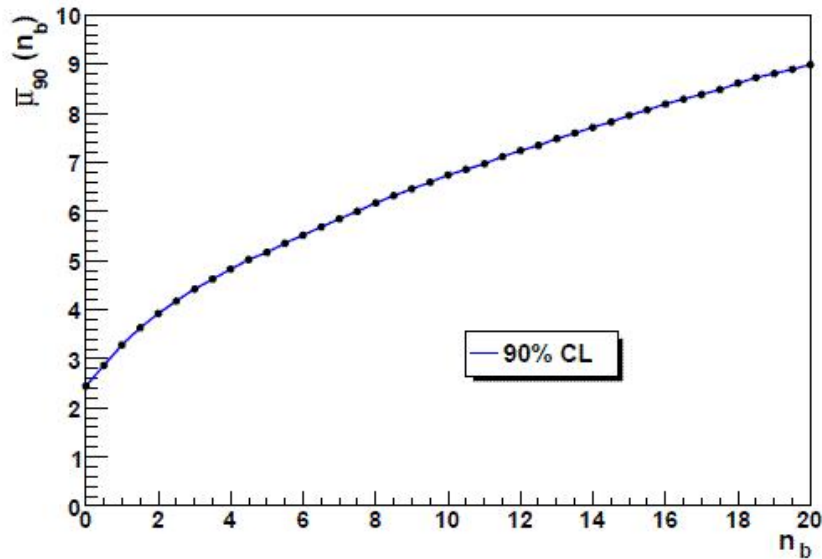


Figura 4.19. Limite superiore medio ($\bar{\mu}_{90}(n_b)$) vs. numero di eventi di fondo (n_b). I limiti superiori sono calcolati usando il metodo di Feldman-Cousins al 90% c.l. e pesati secondo la loro probabilità Poissoniana ([19]).

Il migliore limite superiore si ottiene con il taglio che minimizza il cosiddetto *Model Rejection Factor* (MRF), definito da:

$$\text{MRF} = \frac{\bar{\mu}_{90}(n_b)}{n_s}, \quad (4.4)$$

taglio che minimizza, quindi, anche il limite superiore medio sul flusso, restituendo la sensibilità dell’analisi svolta:

$$\bar{\phi}(E)_{90\%} = \phi(E) \frac{\bar{\mu}_{90}(n_b)}{n_s}. \quad (4.5)$$

4.4.2 Determinazione del limite superiore medio al flusso di neutrini provenienti dall’alto

Nel presente lavoro sono stati utilizzati gli eventi MonteCarlo di neutrino e antineutrino (opportunamente pesati), come eventi di segnale, e i dati *scrambled* ricostruiti, come eventi di fondo.

I neutrini e gli anti-neutrini di MonteCarlo sono generati secondo un flusso diffuso, come detto nel paragrafo 4.1. Per valutare l’efficienza della ricostruzione di

neutrini e anti-neutrini da una data posizione del cielo e ad un dato tempo, sono stati utilizzati tutti e soli gli eventi del campione selezionato che si trovassero all'interno di una regione rettangolare di 3° in declinazione e 5° in ascensione retta² centrata sulla posizione della sorgente.

Si noti che questi eventi non sono stati simulati come provenienti da una sorgente puntiforme ma in questo modo, si considerano tracce di segnale solo quelle tracce di (anti-)neutrini ricostruiti come provenienti dall'interno del rettangolo che identifica la sorgente.

Attorno a ciascun (anti-)neutrino si sono aperti 46 coni di diversa ampiezza ($1^\circ \leq \text{half cone angle} \leq 10^\circ$, a passi di 0.2°).

Per ogni cono

- è stato determinato il numero degli eventi di segnale (n_s) e il numero degli eventi di fondo (n_b) che venivano a trovarsi al suo interno;
- dall'apposita Tabella in [36], si è ricavato il valore di $\bar{\mu}_{90}$ associato al numero di eventi di fondo (n_b);
- si è calcolato l'MRF = $\frac{\bar{\mu}_{90}(n_b)}{n_s}$.

È stato determinato il minimo (MRF_{\min}) fra tutti i valori dell'MRF ottenuti per i 46 coni, individuando, così, il valore ottimale per l'apertura del cono; infine si è calcolato il limite cercato $\bar{\phi}(E)_{90\%} = \phi(E) \text{MRF}_{\min}$.

Avendo assunto come flusso teorico $\phi(E) = k E^{-2} (\text{GeV}^{-1} m^{-2} s^{-1} sr^{-1})$ con $k = 1$, il prodotto fra il limite superiore medio al 90% c.l. su un flusso di neutrini proporzionale a E^{-2} ed E^2 ($\bar{\phi}(E)_{90\%} \times E^2$) restituisce un limite superiore sul coefficiente del flusso k . Questo calcolo è stato fatto per 60 ipotetiche sorgenti poste a 0° di ascensione retta e tra -40° e 80° di declinazione; il risultato è mostrato in Figura 4.20.

Si è, inoltre, stimato il limite medio sul flusso di neutrini provenienti da specifiche sorgenti astrofisiche già note. Le sorgenti scelte e le loro principali caratteristiche sono elencate in Tabella 4.3. Esse sono state selezionate sovrapponendo la mappa di visibilità di ANTARES per eventi sopra l'orizzonte (Figura 4.17) alla mappa del cielo in raggi γ del telescopio Fermi [1].

Per le sorgenti considerate, il prodotto fra il limite superiore medio sul flusso ed E^2 è riportato in Tabella 4.4.

4.4.3 Esempio: 1ES 0806+524

A titolo di esempio, si riportano in Tabella 4.5 i risultati ottenuti per la HBL 1ES 0806+524.

²Tutti gli algoritmi di ricostruzione della traccia (il principio dei quali è stato descritto nel paragrafo 3.5), tra cui quello usato in questo lavoro (**AAFit**), fanno uso degli angoli di zenith e di azimuth dell'evento. Affinché un evento possa essere associato ad una sorgente nel cielo, è necessario convertire tali coordinate locali in coordinate celesti e questo viene fatto utilizzando la libreria `ASTRO_COORDINATES`.

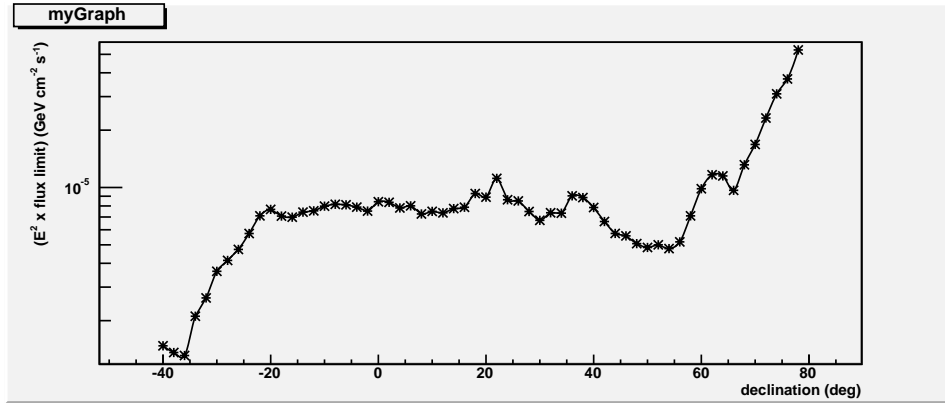


Figura 4.20. Prodotto fra il limite superiore medio al 90% c.l. su un flusso di neutrini $\propto E^{-2}$ ed E^2 per 60 ipotetiche sorgenti poste a 0° di ascensione retta e tra -40° e 80° di declinazione.

Nome	Classe	a.r. (hh mm ss)	δ (dd mm ss)	l (deg)	b (deg)
1ES 2344+514	HBL	23 47 04.9	+51 42 17	112.89	-9.91
3C279	FSRQ	12 56 11.1	-05 47 22	305.10	57.06
Cassiopeia A	Shell	23 23 13.8	+58 48 26	111.71	-2.13
1ES 0806+524	HBL	08 09 59	+52 19 00	166.25	32.94
RX J1713.7-3946	Shell	17 13 33.6	-39 45 36	347.34	-0.47
G0.9+0.1	PWN	17 47 23.2	-28 09 06	0.87	0.08
Boomerang	PWN	22 28 44	+61 10 00	106.57	2.91
CTA 1	PWN	00 06 36	+72 47 00	119.58	10.20
Tycho	Shell	00 25 27	+64 10 50	120.11	1.45
1ES 0033+595	HBL	00 35 52.63	+59 50 04.56	120.98	-2.98
RX J0852.0-4622	Shell	08 52 00	-46 22 00	266.28	-1.24
Vela X	PWN	08 35 00	-45 36 00	263.86	-3.09
TeV J2032+4130	UNID	20 32 07	+41 30 30	80.25	1.07
MilagroDiffuse	UNID	20 20 00	+38 00 00	76.05	0.94
IC443	Shell	06 16 51	+22 30 11	189.07	2.92

Tabella 4.3. Caratteristiche delle sorgenti analizzate. Alla prima colonna il nome della sorgente, alla seconda la classe della sorgente (HBL: *High-frequency peaked BLazars*, FSRQ: *Flat Spectrum Radio Quasar*, Shell: tipo di SNR, PWD: *Pulsar Wind Nebula*, UNID: non identificata), alla terza l'ascensione retta (a.r.) espressa in ore sessagesimali, alla quarta la declinazione (δ) espressa in gradi sessagesimali, alla quinta la longitudine galattica (l) in gradi decimali, alla sesta la latitudine galattica (b) in gradi decimali.

Nome	$(E^2 \times \text{flusso limite})(\text{GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1})$
1ES 2344+514	2.9×10^{-6}
3C279	3.7×10^{-6}
Cassiopeia A	4.0×10^{-6}
1ES 0806+524	2.8×10^{-6}
RX J1713.7-3946	8.2×10^{-7}
G0.9+0.1	1.7×10^{-6}
Boomerang	4.9×10^{-6}
CTA 1	2.0×10^{-5}
Tycho	6.5×10^{-6}
1ES 0033+595	4.3×10^{-6}
RX J0852.0-4622	3.6×10^{-6}
Vela X	2.6×10^{-6}
TeV J2032+4130	3.3×10^{-6}
MilagroDiffuse	3.5×10^{-6}
IC443	4.1×10^{-6}

Tabella 4.4. Prodotto fra il limite superiore medio al 90% c.l. su un flusso di neutrini $\propto E^{-2}$ ed E^2 per le 15 sorgenti prese in considerazione.

In Figura 4.21 è mostrato l'andamento dell'MRF in funzione dell'ampiezza dei diversi coni, aperti attorno alla direzione della sorgente in questione. Si nota che l'MRF decresce fino al valore di minimo (0.355) assunto in corrispondenza del cono di apertura *half cone angle* = 3.6° . L'andamento dell'MRF può essere così spiegato: decresce perché coni via via più ampi ospitano un numero crescente di eventi sia di fondo che di segnale ma il numero di eventi di segnale tende al massimo quando il cono ha apertura confrontabile con la *Point Spread Function* mentre il numero di eventi di fondo cresce più lentamente e proporzionalmente alle dimensioni del cono, essendo il fondo distribuito isotropicamente. Questo fino a quando si raggiunge il minimo dell'MRF, in cui il rapporto segnale/fondo è massimo (gran parte del segnale è stato raccolto). Da qui in poi, aumentando le dimensioni del cono, il numero di eventi di fondo continua a crescere, sempre perché sono diffusi, mentre non ci sono ulteriori eventi di segnale ed ecco che l'MRF inizia a risalire.

half cone angle(deg)	N_nu_sig	N_anu_sig	n_b	$\bar{\mu}_{90}(n_b)$	n_s	MRF = $\frac{\bar{\mu}_{90}(n_b)}{n_s}$
1.0	0.000	0.000	0.000	2.440	0.000	Inf
1.2	2.164	1.801	3.000	4.410	3.965	1.112
1.4	3.041	2.691	5.000	5.170	5.732	0.902
1.6	4.325	3.299	6.000	5.530	7.624	0.725
1.8	5.850	4.151	7.000	5.880	10.00	0.588
2.0	7.109	4.996	8.000	6.180	12.10	0.511
2.2	8.365	5.845	10.00	6.740	14.21	0.474
2.4	9.662	6.769	11.00	7.010	16.43	0.427
2.6	11.12	8.242	12.00	7.270	19.36	0.375
2.8	12.46	9.037	14.00	7.740	21.50	0.360
3.0	13.86	10.28	19.00	8.810	24.14	0.365
3.2	14.65	11.48	23.00	9.610	26.13	0.368
3.4	15.26	12.57	25.00	10.03	27.83	0.360
3.6	15.96	13.63	28.00	10.51	29.59	0.355
3.8	16.53	14.25	31.00	10.95	30.79	0.356
4.0	16.82	14.56	39.00	12.15	31.38	0.387
4.2	17.07	14.79	44.00	12.81	31.86	0.402
4.4	17.28	14.88	51.00	13.67	32.17	0.425
4.6	17.28	14.88	56.00	14.28	32.17	0.444
4.8	17.28	14.88	60.00	14.75	32.17	0.459
5.0	17.28	14.98	67.00	15.48	32.27	0.480
5.2	17.28	15.17	71.00	15.90	32.45	0.490
5.4	17.28	15.17	79.00	16.70	32.45	0.515
5.6	17.28	15.17	83.00	17.08	32.45	0.526
5.8	17.45	15.17	89.00	17.63	32.62	0.540
6.0	17.45	15.17	94.00	18.08	32.62	0.554
6.2	17.45	15.17	100.0	18.61	32.62	0.570
6.4	17.45	15.17	104.0	18.96	32.62	0.581
6.6	17.45	15.17	107.0	19.22	32.62	0.589
6.8	17.45	15.17	113.0	19.71	32.62	0.604
7.0	17.45	15.17	119.0	20.18	32.62	0.619
7.2	17.45	15.17	124.0	20.58	32.62	0.631
7.4	17.45	15.17	133.0	21.27	32.62	0.652
7.6	17.56	15.17	142.0	21.92	32.74	0.670
7.8	17.56	15.17	149.0	22.43	32.74	0.685
8.0	17.56	15.17	154.0	22.77	32.74	0.696
8.2	17.56	15.17	160.0	23.20	32.74	0.709
8.4	17.56	15.17	167.0	23.66	32.74	0.723
8.6	17.56	15.17	174.0	24.13	32.74	0.737
8.8	17.56	15.17	180.0	24.51	32.74	0.749
9.0	17.56	15.17	186.0	24.90	32.74	0.761
9.2	17.56	15.17	193.0	25.35	32.74	0.774
9.4	17.56	15.17	202.0	25.90	32.74	0.791
9.6	17.56	15.17	208.0	26.26	32.74	0.802
9.8	17.56	15.17	216.0	26.75	32.74	0.817
10.0	17.56	15.17	229.0	27.49	32.74	0.840

Tabella 4.5. Risultati ottenuti per la sorgente 1ES 0806+524. Alla prima colonna la metà dell'angolo al vertice del cono, alla seconda il numero di neutrini di segnale (N_nu_sig), alla terza il numero di anti-neutrini di segnale (N_anu_sig), alla quarta il numero di eventi di fondo (n_b), alla quinta il $\bar{\mu}_{90}$ associato al numero di eventi di fondo, alla sesta il numero di eventi di segnale ($n_s = N_nu_sig + N_anu_sig$), alla settima l'MRF. L'MRF assume il valore minimo in corrispondenza del cono con *half cone angle* = 3.6° (riga evidenziata in grassetto).

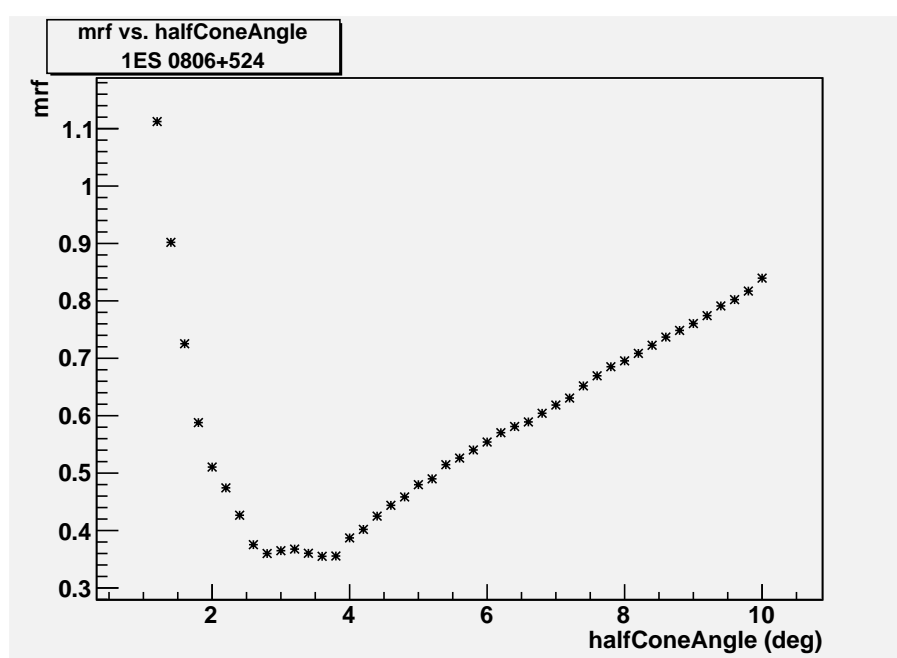


Figura 4.21. *Model Rejection Factor* vs. *half cone angle* per la HBL 1ES 0806+524.

Conclusioni

Sono stati presentati i risultati di una ricerca di sorgenti puntiformi di neutrini astrofisici di altissima energia.

I dati utilizzati in questa analisi sono stati raccolti dal telescopio Cherenkov ANTARES fra maggio 2008 e maggio 2011.

Per la prima volta in ANTARES si è andati “a caccia” di sorgenti al di sopra dell’orizzonte. Si sono, cioè, analizzati eventi provenienti dall’alto, accettando la terribile sfida consistente nell’enorme fondo costituito dai muoni e dai neutrini atmosferici.

La selezione segnale-fondo è stata realizzata utilizzando la differenza fra le distribuzioni in energia dei due campioni. Sono, quindi, state selezionate tracce *down-going* molto energetiche (gran numero di hit nel rivelatore e grande carica totale).

È stato utilizzato il metodo di ricerca *binned* che consiste nel cercare un eccesso di eventi all’interno di coni di diversa ampiezza aperti attorno ad una determinata posizione del cielo, ad un determinato istante di tempo.

Sono state condotte due ricerche: una su 60 ipotetiche sorgenti poste a 0° di ascensione retta e tra -40° e 80° di declinazione, l’altra su una lista di 15 oggetti astrofisici interessanti.

Lo studio, portato avanti con dati “blinded”, ha permesso di ottimizzare la strategia di analisi e determinare la sensibilità di ANTARES. In mancanza di un eccesso statisticamente significativo di eventi, dopo l’*unblinding*, sarà possibile porre dei limiti superiori al flusso di neutrini.

I valori della sensibilità di ANTARES ottenuti sono mostrati in Figura 4.22, graficati insieme ai limiti già ottenuti da altri esperimenti e da ANTARES con la ricerca “dal basso”. Il risultato di questo lavoro di tesi si attesta sui valori $(1 \div 10) \times 10^{-6} (E_\nu / \text{GeV})^{-2} \text{GeV}^{-1} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$, avendo assunto uno spettro in energia dei neutrini proporzionale a E_ν^{-2} .

Come è possibile notare dal grafico in Figura 4.22, le sensibilità ottenute superano di 2 ordini di grandezza i limiti che sono stati posti da ANTARES, guardando le stesse sorgenti quando queste si trovavano sotto l’orizzonte. Ciò è dovuto al fatto che in questa analisi è presente un fondo di muoni atmosferici e neutrini

atmosferici che non vengono schermati in alcun modo e che può essere ridotto solo attraverso tagli sulla direzione e sull'energia degli eventi. Una analoga riduzione di sensibilità è mostrata da IceCube nella ricerca di sorgenti con declinazione $< 0^\circ$.

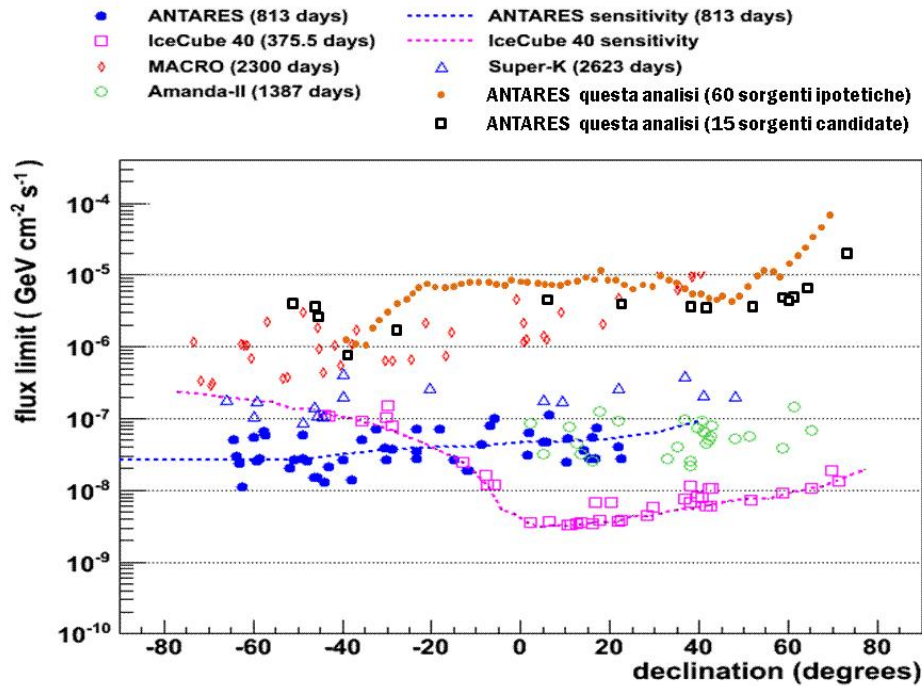


Figura 4.22. Confronto tra la sensibilità di ANTARES a flussi di neutrini astrofisici down-going (risultato di questa analisi) con la sensibilità di ANTARES a flussi di neutrini up-going e la sensibilità di altri esperimenti (MACRO, Amanda-II, IceCube, Super-K).

La richiesta di *unblinding* verrà prossimamente discussa dalla Collaborazione ANTARES. In futuro risultati ancora più interessanti potranno essere ottenuti con un buon estimatore dell'energia degli eventi. Un altro importante sviluppo di questa analisi potrà essere la ricerca di sorgenti di neutrino “transienti”, quali GRB o sorgenti gamma fortemente variabili. La ricerca di neutrini da tali sorgenti godrebbe della possibilità di limitare il tempo di osservazione al solo tempo di “flaring” ottenendo così una enorme riduzione del fondo. Studi in questa direzione (per i dettagli, si consulti [33]) sono stati avviati da ANTARES, considerando un campione limitato di dati e selezionando eventi up-going. L'estensione anche ad eventi down-going potrebbe aumentare la sensibilità dell'analisi.

Appendice A

Pesi di generazione del MonteCarlo di neutrini di ANTARES

In ANTARES la simulazione degli eventi di neutrino è affidata al pacchetto GENHEN. GENHEN non genera flussi di neutrini per poi simularne l'interazione in prossimità dell'apparato (simulazione completa o *full simulation*) ma, per risparmiare tempo di calcolo e spazio sul disco, simula neutrini interagenti. L'output di GENHEN è un neutrino di energia E che interagisce in un dato punto (x_0, y_0, z_0) all'interno del volume di generazione (V) mentre viaggia in una data direzione (θ_0, ϕ_0) ; per ogni neutrino interagente generato, l'output riporta anche il risultato dell'interazione, ossia la lista delle particelle prodotte e le rispettive grandezze cinematiche. Inoltre, GENHEN associa ad ogni evento due valori numerici: w_2 e w_3 , detti rispettivamente “peso di generazione” e “peso globale”. Tali pesi ([25]) tengono conto delle assunzioni fatte da GENHEN nella generazione dell'evento.

Il peso di generazione w_2 è definito da:

$$w_2 = V \times I_\theta \times I_E \times E^\gamma \times \sigma(E) \times \rho \times N_A \times P_{\text{Earth}} \times F, \quad (\text{A.1})$$

dove

- V , misurato in (m^3), è il volume della cosiddetta *can*, un volume cilindrico che circonda il volume instrumentato del detector e, per definizione, soltanto i muoni che la attraversano possono produrre un segnale visibile nell'apparato;
- $I_\theta = 2\pi \times [\cos(\theta_{\text{max}}) - \cos(\theta_{\text{min}})]$ è il fattore di spazio delle fasi angolare che tiene conto del fatto che il neutrino è stato generato isotropicamente nello spazio sia in ϕ che in $\cos\theta$, tra $\cos(\theta_{\text{max}})$ e $\cos(\theta_{\text{min}})$, ed è misurato in (sr);
- il prodotto $I_E \times E^\gamma$, misurato in (GeV), tiene conto delle assunzioni fatte per lo spettro in energia. L'energia E del neutrino è casualmente estratta secondo uno spettro $\propto E^{-\gamma}$; nel caso del MonteCarlo considerato per questa tesi $\gamma = 1.4$ e I_E , fattore di spazio delle fasi dell'energia, è uguale a $(E_{\text{max}}^{1-\gamma} - E_{\text{min}}^{1-\gamma})/(1-\gamma)$. Il valore dell'indice spettrale $\gamma = 1.4$ non corrisponde né a flussi misurati né a modelli teorici proposti. Si ritiene, infatti, che l'indice spettrale per i neutrini

da sorgenti astrofisiche possa essere compreso nell'intervallo $2 < \gamma < 2.2$. Il flusso dei neutrini di origine atmosferica, invece, varia molto più rapidamente al crescere dell'energia ($\gamma \sim 3$). Generare, però, eventi secondo tali indici spettrali comporterebbe un enorme dispendio di tempo di calcolo e di memorie di immagazzinamento dei dati: per ogni evento di neutrino atmosferico a 10^{15} eV , ad esempio, bisognerebbe generare 10^9 eventi di interazioni di neutrino a 10^{12} eV !

- $\sigma(E)$, misurata in (m^2), è la sezione d'urto totale del neutrino con energia E ;
- $\rho \times N_A$ è il numero di nucleoni bersaglio ed è misurato in (m^{-3});
- P_{Earth} è la probabilità di un neutrino di attraversare la Terra e dipende dall'energia e dall'angolo di zenith (si veda la formula 2.14);
- F è il numero di secondi in un anno ed è quindi misurato in ($s \times \text{year}^{-1}$).

Dunque, w_2 è espresso in ($\text{GeV} \times m^2 \times \text{sr} \times s \times \text{year}^{-1}$) e dimensionalmente è l'inverso di un flusso differenziale.

Il peso globale w_3 è definito da:

$$w_3 = w_2 \times \phi, \quad (\text{A.2})$$

dove ϕ è il flusso differenziale, misurato in ($\text{GeV}^{-1} \times m^{-2} \times \text{sr}^{-1} \times s^{-1}$), dei neutrini prima che penetrino nella Terra. Pertanto, w_3 (year^{-1}) restituisce il numero di eventi atteso in un anno di presa dati (*rate*). L'espressione di ϕ tiene conto del modello di flusso che si vuole rappresentare, ad esempio $\phi \propto E^{-3}$ per i neutrini atmosferici e $\phi \propto E^{-2}$ per i neutrini astrofisici.

In fase di analisi, perché sia possibile il confronto con i dati sperimentali, per ogni run di simulazione, tutti gli eventi generati devono essere pesati con:

$$w = w_3 \times \frac{\text{lifetime (year)}}{\text{NGenEvents}}, \quad (\text{A.3})$$

dove *lifetime (year)* è la durata del run espressa in anni ed *NGenEvents* è il numero di eventi generati in quel run.

Appendice B

La statistica di Feldman e Cousins

Quando si misura una variabile casuale, le si può assegnare un'incertezza statistica. Lo stimatore di una variabile è esso stesso una variabile casuale che ha una certa distribuzione la cui varianza rappresenta una misura della larghezza della distribuzione delle misure (o stime) della variabile ([63]).

In generale, l'errore statistico di una misura può essere determinato definendo degli intervalli di confidenza.

Il primo a sviluppare il concetto di intervalli di confidenza fu Neyman nel 1937 ([60]). Una sigma (σ) rappresenta un livello di confidenza (*confidence level*, c.l.) del 68%. Ciò significa che se venissero condotti altri esperimenti simili, il (100 – 68)% di questi darebbe un risultato che sta fuori da questo intervallo. La scelta dell'intervallo di confidenza con cui realizzare la misura è una scelta arbitraria.

Si supponga di voler misurare il valore della variabile θ . Il valore vero di θ non è noto, ma è sempre possibile definire una funzione di distribuzione di probabilità (PDF, *Probability Density Function*), funzione dello stimatore (x) di θ : $f(x; \theta)$. La PDF è una funzione che, date certe condizioni (quantificate dalle sue variabili indipendenti), descrive la “likelihood” o verosimiglianza di una variabile casuale.

Si supponga di aver effettuato una misura e di aver ottenuto il valore x_{oss} . Dalla PDF, si può stimare il valore di un limite inferiore, $x_1(\theta_{vero})$, e di un limite superiore, $x_2(\theta_{vero})$, tali che la somma delle probabilità di osservare $x \leq x_1$ e $x \geq x_2$ è α e

$$P(x_1 \leq x \leq x_2; \theta) = 1 - \alpha = \int_{x_1}^{x_2} f(x; \theta) dx. \quad (\text{B.1})$$

Tipicamente, le funzioni $x_1(\theta)$ e $x_2(\theta)$ sono funzioni monotone di θ .

In Figura B.1 è schematizzata la costruzione di un intervallo di confidenza classico. Per ogni valore di θ , si disegna un intervallo di accettazione orizzontale $[x_1, x_2]$ tale che $P(x \in [x_1, x_2] | \theta) = 1 - \alpha$. Fatto un esperimento per misurare x e ottenuto il valore x_{oss} , si disegna la linea tratteggiata verticale che passa per x_{oss} . L'intervallo di confidenza $[\theta_1, \theta_2]$ è l'unione di tutti i valori di θ per i quali il corrispondente intervallo di accettazione è intercettato dalla linea verticale.

Per definizione, si dice che l'intervallo scelto ha un c.l. di $1 - \alpha$ e si assume che l'intervallo $[\theta_1(x_{oss}), \theta_2(x_{oss})]$ contiene il valore vero θ_{vero} con una probabilità di $1 - \alpha$.

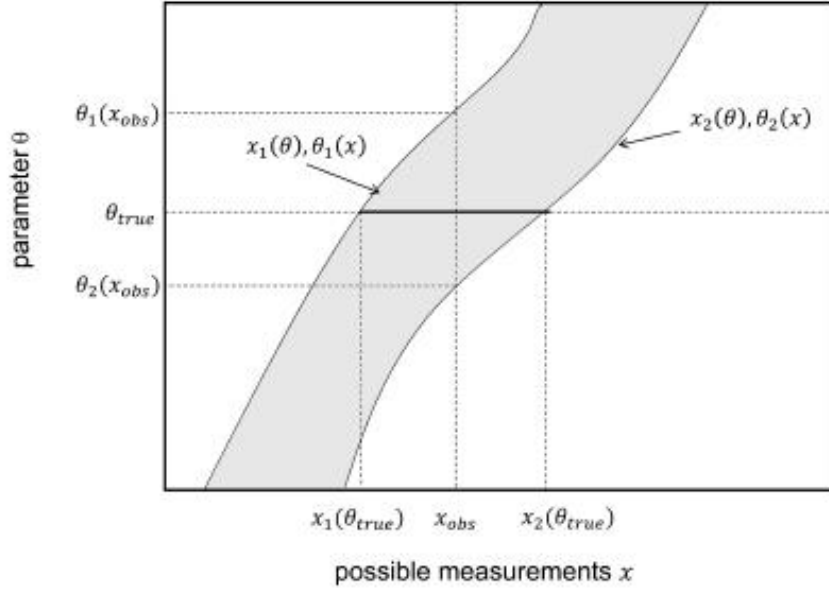


Figura B.1. Costruzione di un intervallo di confidenza classico. [63]

Con questo approccio, tuttavia, l'intervallo di confidenza $[\theta_1, \theta_2]$ non è univocamente determinato, dato che non è univocamente definito, dall'equazione B.1, l'intervallo $[x_1, x_2]$, quindi risulta necessario un criterio aggiuntivo.

Una scelta comune è quella di selezionare i cosiddetti “intervalli centrali”, cosicché la probabilità di osservare $x \leq x_1$ sia uguale alla probabilità di osservare $x \geq x_2$ ed entrambe le probabilità siano uguali a $\alpha/2$. Questa tecnica di costruzione degli intervalli di confidenza, però, non può andar bene quando la grandezza da misurare è molto piccola e vicina al suo limite fisico poiché, in questo caso, l'intervallo di confidenza potrebbe estendersi oltre i limiti fisici del problema.

Esempi sono gli esperimenti che misurano la massa dei neutrini, o esperimenti, come ANTARES, che misurano processi poissoniani in cui siano attesi un numero molto piccolo di eventi: contando i neutrini da un flusso di segnale che è più basso del fondo, l'intervallo di confidenza potrebbe estendersi a un numero negativo di neutrini.

Questa situazione, naturalmente, non significa che c'è un errore nell'esperimento: se gli intervalli di confidenza coprono una regione non fisica, questo implica un errore nel modo di definire tali intervalli.

Per aggirare questo problema, Feldman e Cousins ([35]) proposero un nuovo metodo per definire i limiti dell'intervallo di confidenza. L'idea è quella di costruire gli intervalli di accettazione calcolando per ogni possibile valore di θ la likelihood della misura $x(\theta)$ per tutti i valori di x ; inoltre, per ogni x si calcola $f(x; \theta_{best})$, dove θ_{best} è il valore che massimizza la likelihood. I valori di $x(\theta)$ vengono poi ordinati secondo i valori del rapporto di likelihood

$$R(x) = \frac{f(x; \theta)}{f(x; \theta_{best})} \quad (\text{B.2})$$

crescenti, fino a quando la somma delle likelihood diventa $1 - \alpha$; in questo modo vengono scelti i valori x_1 e x_2 che soddisfano l'equazione [B.1](#).

Bibliografia

- [1] NASA's Fermi telescope: view of the gamma-ray sky. Disponibile on line su www.nasa.gov/images/content/317870main_Fermi_3_month_labeled_new.jpg.
- [2] ADRIAN-MARTINEZ, S. ET AL. First Search for Point Sources of High Energy Cosmic Neutrinos with the ANTARES Neutrino Telescope. *Ap. J.*, **743** (2011), L14. E-Print: arXiv: 1108.0292.
- [3] AGERON, M. The ANTARES optical beacon system. *Nucl. Instr. and Meth. A*, **578** (2007), 498.
- [4] AGUILAR, J. A. ET AL. Time Calibration of the ANTARES neutrino Telescope. *Astropart. Phys.*, **34** (2011), 539.
- [5] AGUILAR, J. A. ET AL. (ANTARES COLLABORATION). Study of large hemispherical photomultiplier tubes for the ANTARES neutrino telescope. *Nucl. Instr. and Meth. A*, **555** (2005), 132.
- [6] AGUILAR, J. A. ET AL. (ANTARES COLLABORATION). The data acquisition system for the ANTARES neutrino telescope. *Nucl. Instr. and Meth. A*, **570** (2007), 107.
- [7] AGUILAR, J. A. ET AL. (ANTARES COLLABORATION). Performance of the front-end electronics of the ANTARES Neutrino Telescope. *Nucl. Instr. and Meth. A*, **622** (2010), 59.
- [8] AGUILAR, J. A. ET AL. (ANTARES COLLABORATION). A fast algorithm for muon track reconstruction and its application to the ANTARES neutrino telescope. *Astropart. Phys.*, **34** (2011), 652 – 662.
- [9] AHRENS, J. ET AL. Sensitivity of the IceCube detector to astrophysical sources of high energy muon neutrinos. *Astropart. Phys.*, **20** (2004), 507–532.
- [10] AMRAM, P. ET AL. Sedimentation and fouling of optical surfaces at the ANTARES site. *Astropart. Phys.*, **19** (2003), 253–267. E-Print: arXiv astro-ph/0206454.
- [11] AMRAM, P. ET AL. (ANTARES COLLABORATION). The ANTARES optical module. *Nucl. Instr. and Meth. A*, **484** (2002), 369.
- [12] ANDRÉS, E. ET AL. *Astropart. Phys.*, **13** (2000), 1.

- [13] ANTON, G. High Energy Neutrino Astronomy. Contributed to LAUNCH 09, Heidelberg, November 10th, 2009.
- [14] BAILEY, D. J. L. Genhen v5r1: Software documentation.
- [15] BAILEY, D. J. L. Km3 v2r1: User guide. ANTARES internal note, ANTARES-SOFT-2002-006.
- [16] BAND, D. ET AL. BATSE Observations of Gamma-Ray Burst Spectra: I. Spectral Diversity. *Ap. J.*, **413** (1993), 281–292.
- [17] BEDNAREK, W. Neutrinos from the pulsar wind nebulae. (2003). E-Print: arXiv astro-ph/0305430.
- [18] BELL, A. R. Cosmic ray acceleration in pulsar-driven supernova remnants. *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **257** (1992), 493.
- [19] BIAGI, S. *Search for a Diffuse Flux of Astrophysical Muon Neutrinos in the ANTARES Telescope*. Ph.D. thesis, Università degli Studi di Bologna, Italy (2010).
- [20] BOGAZZI, C. (ON BEHALF OF THE ANTARES COLLABORATION). Searching for Point Sources of High Energy Cosmic Neutrinos with the ANTARES telescope. In *Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference. Aug. 11-18, 2011 Beijing, China*, vol. 4, pp. 149–152 (2011).
- [21] BROWN, A. M. (ON BEHALF OF THE ANTARES COLLABORATION). Positioning system of the ANTARES neutrino telescope. In *Proceedings of the 31st International Cosmic Ray Conference*. (2009).
- [22] BRUN, R. AND RADEMAKERS, F. ROOT: an object oriented data analysis framework. *Nucl. Instr. and Meth. A*, **389** (1997), 8186.
- [23] BRUNNER, J. Cherenkov Light from HE Electromagnetic and Hadronic Showers. ANTARES internal note, ANTARES-SOFT-2002-015.
- [24] BRUNNER, J. Simulation of 40K signals. Internal note ANTARES-Site/1999-002.
- [25] BRUNNER, J. Updated tag list for the new ANTARES event format. ANTARES internal note, ANTARES-SOFT-1999-003.
- [26] CARMINATI, G. ET AL. MUPAGE: a MUon GEnerator from PARAMetric formulas. ANTARES internal note, ANTARES-Phys/2006-003.
- [27] CARMINATI, G. ET AL. MUPAGE: User Guide. ANTARES internal note, ANTARES-Soft/2007-004.
- [28] CLINE, D. B. AND W., S. F. Exploring the Ultra High Energy Neutrino Universe. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, (2000). E-Print: arXiv astro-ph/0003459.
- [29] DE BONIS, G. *Acoustic Detection of Ultra-High-Energy Cosmic Neutrinos*. Ph.D. thesis, Università degli Studi di Roma “La Sapienza”, Italy (2008).

- [30] DE JONG, M. The Trigger Efficiency program. ANTARES internal note, ANTARES-SOFT-2009-001.
- [31] DISTEFANO, C. ET AL. Neutrino flux predictions for known galactic microquasars. *Astrophys. J.*, **575** (2002), 378. E-Print: arXiv astro-ph/0202200.
- [32] DOMOGATSKY, G. V. ET AL. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, **19** (1991), 388.
- [33] DORNIC, D. (ON BEHALF OF THE ANTARES COLLABORATION). Search for neutrino emission of gamma-ray flaring blazars with the ANTARES telescope. In *Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference. Aug. 11-18, 2011 Beijing, China*, vol. 4, pp. 111–114 (2011).
- [34] ESCOFFIER, S. Bioluminescence studies with the ANTARES Prototype Sector Line. Internal note ANTARES-Site/2005-001.
- [35] FELDMAN, G. J. AND COUSINS, R. D. Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Phys. Rev. D*, **57** (1999), 3873–3889.
- [36] FERMANI, P. *Indirect search for Dark Matter towards the Galactic Centre with the ANTARES submarine Cherenkov neutrino telescope*. Ph.D. thesis, Università degli Studi di Roma “La Sapienza”, Italy (2012). Tesi non ancora discussa.
- [37] FRETTER, W. B. In *Echo Lake Cosmic Ray Symposium*, p. 39 (1949).
- [38] GAISSER, T. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press (1990).
- [39] GANDHI, R. ET AL. Ultrahigh-Energy Neutrino Interactions. *Astroparticle Physics*, **5** (1996), 81–110.
- [40] GREISEN, K. *Phys. Rev. Letters*, **16** (1966), 748.
- [41] HANADA, H. ET AL. *Nucl. Instr. and Meth. A*, **408** (1998), 425.
- [42] HARWIT, M. *Cosmic Discovery*. Basics Books Inc., New York. (1981).
- [43] HAUNGS, A. *Rep. Prog. Phys.*, **66** (2003), 1145.
- [44] HEIJBOER, A. J. *Track Reconstruction and Point Source Searches with ANTARES*. Ph.D. thesis, Università di Amsterdam (2004).
- [45] HESS, V. *Physik. Z.*, **13** (1912), 1084.
- [46] HILL, G. C. AND RAWLINS, K. Unbiased cut selection for optimal upper limits in neutrino detectors: the model rejection potential technique. *Astropart. Phys.*, **19** (2003), 393–402.
- [47] JACKSON, J. D. *Classical Electrodynamics*. John Wiley and Sons, Inc. (1998).
- [48] KOROLKOVA, E. V. AND THOMPSON, L. Monte Carlo simulation of cosmic ray muons at sea level with CORSIKA. ANTARES internal note, ANTARES-SOFT-2003-002.

- [49] L'ABBATE, A., MONTARULI, T. AND SOKALSKI, I. Effect of neutral current interactions on high energy muon and electron neutrino propagation through the Earth. *Astropart. Phys.*, **23** (2005), 57 – 63.
- [50] LAMBARD, G. Indirect Dark Matter search in the Sun direction using the ANTARES data 2007-2008 for the two common theoretical frameworks (CMSSM, mUED). In *Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference. Aug. 11-18, 2011 Beijing, China*, vol. 5, pp. 15–18 (2011).
- [51] LEARNED, J. G. AND MANNHEIM, K. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **50** (2000), 679.
- [52] LEARNED, J. G. AND MANNHEIM, K. High-Energy Neutrino Astrophysics. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **50** (2000), 679.
- [53] LEONARDI, A. *Neutrini tau nell'Osservatorio "Pierre Auger"*. Ph.D. thesis, Università degli Studi di Catania, Italy (2002).
- [54] LEVINSON, A. AND WAXMAN, E. Probing microquasars with TeV neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, **87** (2001), 171101. E-Print: arXiv hep-ph/0106102.
- [55] MARKOV, M. A. On high energy neutrino physics. In *Proceedings of the 10th International Conference on High Energy Physics (1960)*.
- [56] MÜCKE, A. ET AL. Photomeson production in astrophysical sources. (1998). E-Print: arXiv astro-ph/9905153.
- [57] NAGANO, M. AND WATSON, A. A. Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays. *Rev. Mod. Phys.*, **72** (2000), 689.
- [58] NAVAS, S. AND THOMPSON, L. KM3 user guide and reference manual. ANTARES internal note, ANTARES-SOFT-1999-011.
- [59] NELLEN, L. ET AL. Neutrino production through hadronic cascades in AGN accretion disks. *Phys. Rev.*, **D47** (1993), 5270. E-Print: arXiv hep-ph/9211257.
- [60] NEYMAN, J. Outline of a Theory of Statistical Estimation Based on the Classical Theory of Probability. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, **236** (1937), 333–380.
- [61] PENZIAS, A. A. AND WILSON, R. W. *Ap. J.*, **142** (1965), 419.
- [62] PIRAN, T. Gamma-Ray Bursts and the Fireball Model. *Phys. Rept.*, **314** (1999), 575–667. E-Print: arXiv astro-ph/9810256.
- [63] PRESANI, E. *Neutrino Induced Showers From Gamma-Ray Bursts*. Ph.D. thesis, Università di Amsterdam (2011).
- [64] PROTHEROE, R. J. Origin and propagation of the highest energy cosmic rays. (1996). E-Print: arXiv astro-ph/9612212.
- [65] ROY, M. AND CRAWFORD, H. E-Print: arXiv astro-ph/9808170.

- [66] SALAMIDA, F. Update on the measurement of the CR energy spectrum above 10^{18} eV made using the Pierre Auger Observatory. In *Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference. Aug. 11-18, 2011 Beijing, China*, vol. 2, pp. 146–148 (2011).
- [67] SCHUSSLER, K. V. G., F. PAYET. Data Summary Trees for Reconstructed and Simulated ANTARES Events. Nota interna.
- [68] SIGL, G. ET AL. *Phys. Lett. B*, **392** (1997), 129.
- [69] SLANE, P. Particle Acceleration in Supernova Remnants and Pulsar Wind Nebulae. (2002). E-Print: arXiv astro-ph/0205481.
- [70] VECCHI, M. *High energy neutrino detection with the ANTARES underwater Cherenkov telescope*. Ph.D. thesis, Università degli Studi di Roma “La Sapienza”, Italy (2009).
- [71] WAXMAN, E. AND BAHCALL, J. N. High energy neutrinos from astrophysical sources: An upper bound. *Phys. Rev. D.*, **59** (1999), 023002. E-Print: arXiv hep-ph/9807282.
- [72] ZATSEPIN, G. T. AND KUZ’MIN, V. A. *JEPT Letters*, **4** (1966), 78.