

UNIVERSITÀ DI ROMA · LA SAPIENZA

FACOLTA' DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea in Fisica e Astrofisica

Ricerca di flussi di neutrini da sorgenti astrofisiche diffuse (IceCube)

Dissertazione di Laurea Triennale

Relatore:
Chiar.mo Prof.
Antonio Capone

Autore:
Giulia Illuminati

ANNO ACCADEMICO 2012-2013

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Raggi cosmici di altissima energia	1
1.1.1	Importanza dei neutrini	2
2	Interazione dei neutrini con la materia	3
2.1	Principio di rivelazione dei neutrini	3
2.2	Rate di eventi rivelabili per un flusso di riferimento	5
3	Apparato sperimentale	9
3.1	Telescopi sottomarini	9
3.1.1	Proprietà del ghiaccio	10
3.2	IceCube	10
3.2.1	Struttura e sistema di acquisizione	10
3.2.2	Background	12
3.2.3	Simulazione	12
3.2.4	Selezione degli eventi	13
3.2.5	Ricostruzione dell'energia	14
3.2.6	Analisi dati	16
4	Risultati	19
4.1	Configurazione IC40	19
4.2	Configurazione IC86	21
4.2.1	Ulteriori recentissimi risultati	23
5	Conclusioni	26
5.1	Accorgimenti per esperimenti futuri	26
5.2	Altri progetti	27
	Bibliografia	28

Capitolo 1

Introduzione

1.1 Raggi cosmici di altissima energia

Una delle principali domande della fisica delle astro particelle è l'origine e la natura dei raggi cosmici (R.C.). I raggi cosmici, costituiti principalmente da protoni e per circa il 10% da nuclei più pesanti, incidono continuamente sugli strati più esterni dell'atmosfera terrestre. Il loro spettro energetico osservato presenta un massimo di intensità per energie dell'ordine di $10^9 eV$ e si estende fin oltre $10^{20} eV$, è di origine non termica e segue una legge di potenza della forma:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha} \quad (1.1)$$

Lo spettro dei raggi cosmici osservato da terra è caratterizzato da $\alpha \sim 2.7$ fino ad energie di circa $3 \times 10^{15} eV$ ("ginocchio"), per energie superiori, fino a circa $10^{19} eV$ ("caviglia") l'indice della legge di potenza è pari a circa 3.1, per energie ancora superiori α torna ad essere compatibile con circa 2.7. Per energie inferiori a $3 \times 10^{15} eV$ l'accelerazione delle particelle è ben spiegata con il meccanismo di Fermi [6] [7] il quale descrive l'accelerazione con processi iterativi di diffusione di particelle cariche in un'onda d'urto originata da eventi distruttivi come esplosioni di supernovae. L'accelerazione avviene grazie alla diffusione, in avanti e indietro sul fronte d'onda, della particella che guadagna energia ad ogni passaggio. La massima energia raggiungibile è limitata a causa del tempo di vita finito dello shock. Se indichiamo con u la velocità dell'onda d'urto, con Ze la carica della particella che viene accelerata e con B il valore del campo magnetico nello spazio in cui la particella si propaga, il tasso di accelerazione $\frac{\Delta E}{\Delta t}$ è dato da:

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} \simeq K \frac{u^2}{c} ZeB < ZeBc \quad (1.2)$$

con $K \sim 0.1$, costante che dipende dai dettagli della diffusione nei pressi dell'onda d'urto e dall'efficienza di conversione della potenza in accelerazione delle particelle. La scala dei tempi da inserire nell'equazione (1.2) è $\Delta t \sim \frac{R}{u}$ dove R indica l'estensione della zona accelerante e $\Delta t \sim 1000$ anni rappresenta il tempo tipico della fase di espansione di una supernova. Da cui:

$$E = K \frac{u}{c} ZeBu\Delta t < KZeBR \quad (1.3)$$

Assumendo un campo magnetico galattico $B \sim 3\mu G$ e $K \sim 0.1$, per raggiungere energie dell'ordine di $10^{20}eV$, la dimensione dell'acceleratore cosmico dovrebbe essere di $\sim 30Kpc$, superiore alla dimensione della nostra galassia. Da qui l'idea che questa sia troppo piccola e i campi magnetici all'interno troppo deboli per provocare l'accelerazione delle particelle elementari fino ad energie superiori a $10^{15} - 10^{16}eV$.

Tra i $3 \times 10^{15}eV$ e i $10^{19}eV$ (zona tra il “ginocchio” e la “caviglia” in cui l'indice della legge di potenza diventa $\alpha \sim 3.1$) non ci sono modelli di accelerazione più accreditati, mentre per i raggi cosmici ultraenergetici ($10^{19}eV - 10^{20}eV$) si ipotizza l'esistenza di acceleratori di grandi dimensioni al di fuori della Via Lattea. Tuttavia nella ricerca di sorgenti di raggi cosmici ultraenergetici è necessario tenere in considerazione l'effetto GZK che impone un limite superiore sull'energia dei CRs da sorgenti distanti [8] [9]. Infatti oltre la soglia di $\sim 10^{19}eV$ i protoni interagiscono con la radiazione cosmica di fondo a $2.7K$, dando luogo ad esempio alle reazioni (1.4) (1.5), perdono energia e non possono viaggiare per distanze più lunghe di qualche decina di Mpc.

$$p + \gamma \longrightarrow \Delta^+ \longrightarrow \pi^0 + p \quad (1.4)$$

$$p + \gamma \longrightarrow \Delta^+ \longrightarrow \pi^+ + n \quad (1.5)$$

Per queste ragioni i Nuclei Galattici Attivi (AGN) più vicini, che distano da noi $\sim 100Mpc$ sono i candidati più probabili come acceleratori delle particelle più energetiche. Queste galassie presentano un buco nero supermassivo al loro interno che attrae materiale e rilascia una grande quantità di energia gravitazionale. Presentano uno spettro non termico che si estende dal radio ai raggi gamma il quale può essere spiegato tramite modelli che prevedono anche l'emissione di protoni estremamente energetici ($10^{19}eV - 10^{20}eV$) i quali interagendo con la materia circostante (fotoni) producono particelle instabili (pioni), secondo le reazioni (1.4) e (1.5) già citate, dai cui decadimenti vengono originati fotoni gamma osservabili e neutrini, secondo le reazioni [3]:

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma\gamma \quad (1.6)$$

$$\pi^+ \longrightarrow \nu_\mu + \mu^+ \hookrightarrow \mu^+ \longrightarrow \bar{\nu}_\mu + \nu_e + e^+ \quad (1.7)$$

$$\pi^- \longrightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^- \hookrightarrow \mu^- \longrightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_e + e^- \quad (1.8)$$

1.1.1 Importanza dei neutrini

Il fatto che oltre ai fotoni possano essere prodotti neutrini di altissima energia permette di estendere l'astronomia convenzionale oltre i soliti messaggeri elettromagnetici: raggi cosmici e fotoni γ i quali offrono nuove possibilità di osservazione ma presentano anche notevoli limiti. I raggi cosmici infatti, in quanto particelle cariche, vengono deflessi dai campi magnetici, perdendo così l'informazione della loro direzione. I secondi subiscono l'assorbimento nelle regioni opache alla radiazione gamma, tra cui l'atmosfera. I neutrini invece, grazie alle loro proprietà uniche, viaggiano indisturbati dalla sorgente fino a noi conservando così l'informazione sulla posizione della loro sorgente.

Capitolo 2

Interazione dei neutrini con la materia

2.1 Principio di rivelazione dei neutrini

La rivelazione dei neutrini astrofisici si basa sull'identificazione delle particelle prodotte dall'interazione dei neutrini con la materia. In generale i neutrini di alta energia ($E_\nu > 10^9 \text{eV}$) interagiscono con un nucleone N attraverso:

- interazioni deboli a corrente carica (CC):

$$\nu_l + N \longrightarrow l + X \quad (2.1)$$

- interazioni deboli a corrente neutra (NC):

$$\nu_l + N \longrightarrow \nu_l + X \quad (2.2)$$

Nel primo caso viene dunque prodotto un leptone carico (elettrone e , muone μ o tauone τ) e una cascata adronica X . Il leptone relativistico, attraversando un mezzo trasparente a velocità maggiore della luce nel mezzo, polarizza le molecole lungo la sua traiettoria dando luogo a un momento di dipolo totale non nullo. Quando gli elettroni del mezzo si riportano ad una condizione di equilibrio vengono emesse onde sferiche che si sommano coerentemente solo sulla superficie di un cono caratterizzato da un angolo caratteristico θ_c (rispetto alla direzione di propagazione della particella relativistica), fig. 2.1, dato da:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} \quad (2.3)$$

dove n è l'indice di rifrazione del mezzo e $\beta \times c$ è la velocità della particella.

L'intensità di questa radiazione, nota come radiazione Cherenkov, e il tempo di arrivo dei fotoni associati possono essere misurati da un opportuno rivelatore costituito da un array tridimensionale di fototubi. Da queste misure si possono ricavare proprietà del neutrino quali sapore, direzione e energia. Le tracce da rivelare dipendono dal tipo di reazione e dal sapore del neutrino. In caso di interazioni $CC\nu_e$ vengono prodotti, oltre a cascate adroniche, elettroni i quali

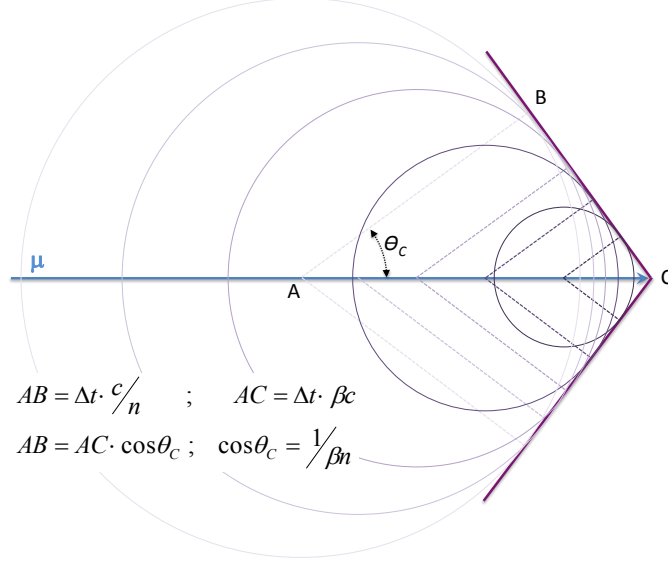


Figura 2.1: rappresentazione grafica effetto Cherenkov.

perdono la maggior parte della loro energia per irraggiamento (Bremstrahlung) formando sciami elettromagnetici che si estendono al massimo per qualche decina di metri. La loro rivelazione è dunque possibile solo se l'interazione avviene nei pressi del rivelatore. Lo stesso fenomeno si presenta nel caso di interazioni $CC\nu_\tau$ in cui il leptone τ prodotto, a seconda della sua energia, compie un breve percorso prima di decadere e produrre uno sciame secondario. Dal momento che la vita media del leptone τ è pari a circa $t_\tau = 2.9 \times 10^{-13} s$, supponendo che il leptone abbia energia pari a circa $1.8 PeV$, potrebbe allontanarsi per circa $\gamma \times c \times t_\tau = 10^6 \times 10^8 \frac{m}{s} \times 3 \times 10^{-13} s = 30 m$ dal vertice di interazione. La luce Cherenkov emessa dalle particelle cariche della cascata può essere rivelata solo se sia l'interazione del ν_τ che il decadimento del τ avvengono all'interno del rivelatore. In caso invece di interazioni $CC\nu_\mu$, il muone prodotto, a seconda della sua energia può percorrere anche alcuni chilometri nel mezzo aumentando così l'effettivo volume del rivelatore dal momento che i neutrini possono essere rivelati anche se l'interazione avviene a diversi km di distanza dallo strumento. La direzione dei muoni prodotti differisce di poco da quella del neutrino incidente il quale non viene deflesso da campi magnetici (extra)galattici ed è dunque possibile ricostruire la direzione della sorgente, nota quella del muone [1]. L'angolo tra la traccia del neutrino e quella del muone emergente può essere in media approssimato da:

$$\bar{\theta}_{\nu\mu} \leq \frac{1.5^\circ}{\sqrt{E_\nu(TeV)}} \quad (2.4)$$

dove E_ν è l'energia del neutrino; mentre l'angolo medio di diffusione coulombiana moltiplica che il muone subisce a causa di urti elastici con i nuclei del mezzo attraversato è dato da:

$$\bar{\theta} = \frac{13.6(MeV)}{E_\mu} \sqrt{\frac{x}{X_0}} [1 + 0.0038 \ln \frac{x}{X_0}] \quad (2.5)$$

(con X_0 lunghezza di radiazione nel mezzo), che per energie e distanze che caratterizzano questi eventi è molto minore di $\bar{\theta}_{\nu\mu}$ (2.4) e quindi il suo effetto può essere trascurato.

2.2 Rate di eventi rivelabili per un flusso di riferimento

E' possibile stimare il numero di eventi dovuti ad interazione di neutrini astrofisici osservabili nel tempo T in un telescopio per neutrini come [1]:

$$\frac{N_\mu(E_\mu^{min})}{T} = \int \frac{d\phi(E_\nu)}{dE_\nu} A_\nu^{eff}(E_\nu) dE_\nu \quad (2.6)$$

$\frac{d\phi(E_\nu)}{dE_\nu}$, flusso differenziale dei neutrini a Terra;

A_ν^{eff} , area effettiva del rivelatore; nel caso della rivelazione di interazioni CC di neutrini muonici tale area può eccedere anche di un ordine di grandezza l'area della superficie geometrica che racchiude il rivelatore.

La quantità $\frac{d\phi(E_\nu)}{dE_\nu}$ può essere stimata tenendo conto che c'è una correlazione tra l'indice spettrale dei CRs nei pressi della sorgente e quello dei raggi gamma nei TeV: $\alpha_{CR} \simeq \alpha_\gamma \simeq 2$. Se i raggi gamma sono stati originati in processi adronici ((1.4) ed (1.5)) ci si aspetta un flusso di neutrini pressochè uguale al flusso di fotoni:

$$E_\nu^2 \frac{d\phi(E_\nu)}{dE_\nu} \simeq E_\gamma^2 \frac{d\phi(E_\gamma)}{dE_\gamma} = 10^{-11} TeV cm^{-2} s^{-1} = 1 C.U.^1 \quad (2.7)$$

scelto prendendo come riferimento il flusso di fotoni della pulsar Crab, una sorgente particolarmente importante per l'astrofisica delle alte energie, spesso usata come sorgente standard di riferimento di radiazione γ nei TeV per la stabilità e l'alta intensità del flusso emesso.

L'area effettiva del rivelatore Cherenkov per neutrini A_ν^{eff} è una quantità che deve essere calcolata specificatamente per il rivelatore e per ogni canale di rivelazione e può essere usata per confrontare la sensibilità dei diversi esperimenti allo stesso flusso. E' definita come:

$$A_\nu^{eff} = P_{\nu\mu}(E_\nu, E_\mu) A e^{-\sigma(E_\nu) \rho N_A Z(\theta)} \quad (2.8)$$

$Z(\theta)$, percorso dei neutrini attraverso la Terra, con θ angolo di arrivo del neutrino rispetto al nadir;

¹ 1 C.U. (Crab Unit), flusso simile a quello della Crab assumendo che non ci siano tagli all'energia e che l'indice spettrale sia 2: $E_\gamma^2 \frac{d\phi(E_\gamma)}{dE_\gamma} = 10^{-11} TeV cm^{-2} s^{-1}$

ρN_A , densità dei nucleoni bersaglio;

$\sigma(E_\nu)$, sezione d'urto totale del neutrino ²;

A , area del rivelatore;

$P_{\nu\mu}$, probabilità che un neutrino con energia E_ν produca un muone di energia E_μ che raggiunga con energia maggiore di E_μ^{min} (minima energia rivelabile) il rivelatore dopo la propagazione dal punto di interazione.

La sezione d'urto del neutrino (ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$) $\sigma(E_\nu)$ cresce linearmente con E_ν fino a $\sim 10^4 GeV$. Per energie più alte l'andamento è ancora crescente ma con una legge di potenza < 1 .

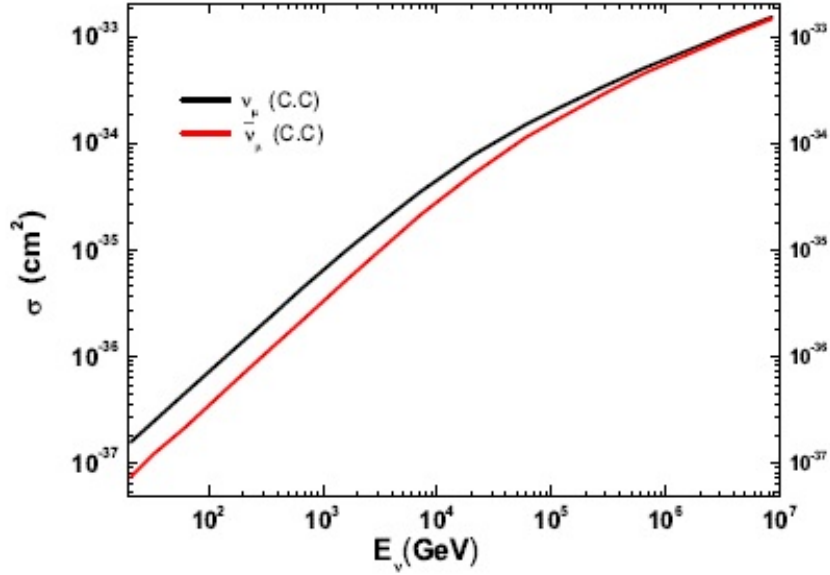


Figura 2.2: sezione d'urto dei neutrini ν_μ e degli antineutrini $\bar{\nu}_\mu$ in funzione dell'energia di ν ($\bar{\nu}$) [1] .

La probabilità $P_{\nu\mu}$ è data da:

$$P_{\nu\mu}(E_\nu, E_\mu^{min}) = N_A \int_0^{E_\nu} \frac{d\sigma_\nu(E_\mu, E_\nu)}{dE_\mu} R_{eff}(E_\nu, E_\mu^{min}) dE_\mu \quad (2.9)$$

²questi termini tengono conto dell'assorbimento subito dal neutrino nel percorso all'interno della Terra.

$\frac{d\sigma_\nu}{dE_\mu}$, sezione d'urto differenziale per produrre un muone di energia E_μ ;

$R_{eff}(E_\nu, E_\mu^{min})$, range effettivo del muone, ossia la distanza dopo la quale il muone ha un'energia residua pari a E_μ^{min} al rivelatore, data l'energia iniziale E_ν . Il muone infatti nel suo percorso dal punto di interazione al rivelatore perde energia per ionizzazione, produzione di coppie e Bremsstrahlung.

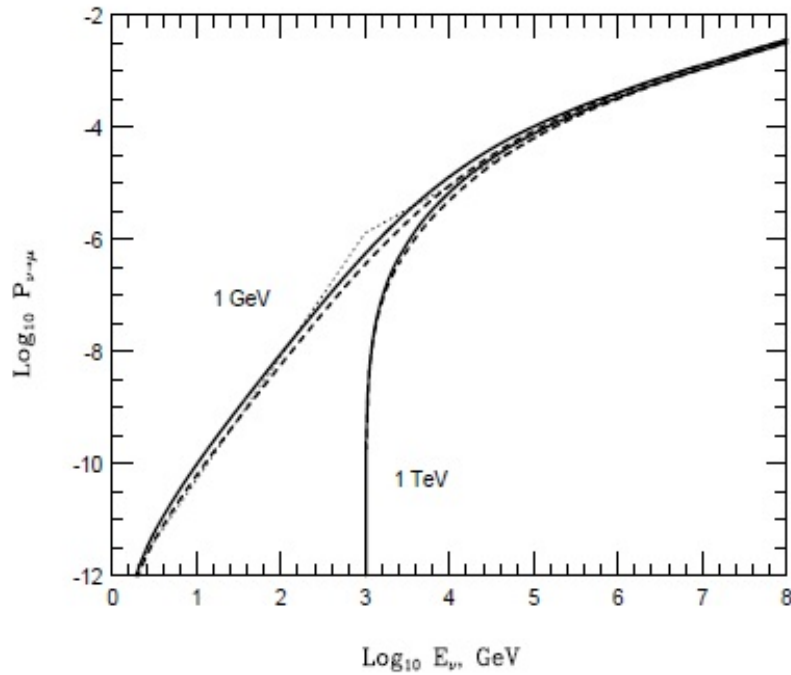


Figura 2.3: $P_{\nu\mu}$ per due valori dell'energia di soglia del muone: 1GeV e 1TeV . La curva continua rappresenta i neutrini. La curva tratteggiata gli antineutrini. La curva punteggiata mostra un'approssimazione a legge di potenza [1] .

Come vedremo più avanti per i Telescopi per neutrini astrofisici di alta energia conviene ottimizzare la capacità di rivelazione per $E_\nu > 1\text{TeV}$. I flussi di neutrini astrofisici diminuiscono, all'aumentare dell'energia, come E_ν^{-2} mentre per i neutrini atmosferici la dipendenza dall'energia è ancora descritta da una legge di potenza ma con esponente compreso fra -3 e -3.3 . Al di sopra di circa $1 - 10\text{TeV}$ il flusso aspettato dei neutrini astrofisici dovrebbe superare quello dei neutrini atmosferici. Per calcolare il numero di neutrini astrofisici aspettati utilizzando l'equazione (2.6) si può usare, per neutrini di energia maggiore

di $1TeV$, l'approssimazione: $P_{\nu\mu}(E_\nu, E_\mu^{min}) \simeq P_0 E_\nu^{0.8} = 10^{-6} E_\nu^{0.8}$ (E in TeV) ottenendo così un rate di eventi per una sorgente di $1C.U.$, nell'intervallo di energia $E_\nu \in [1TeV - 10^3TeV]$, trascurando l'assorbimento terrestre, di:

$$\frac{N_\mu(E_\mu^{min})}{T} = 5 \times 10^{-19} A [cm^{-2}s^{-1}] \quad (2.10)$$

Assumendo un' area A del rivelatore di $\sim 5km^2$, il numero di eventi aspettato è di $\sim 1/anno$.

Capitolo 3

Apparato sperimentale

3.1 Telescopi sottomarini

I deboli flussi di neutrini astrofisici aspettati e la piccola sezione d'urto d'interazione che li caratterizza conducono alla necessità di costruire rivelatori di grandi dimensioni, dell'ordine dei km^3 . Un apparato sperimentale di tali dimensioni realizzato con gli strumenti traccianti diffusamente utilizzati per la rivelazione di particelle elementari (scintillatori, camere a fili, ...) potrebbe essere costosissimo ed irrealizzabile. A metà del secolo scorso il fisico russo M. A. Markov [5] suggerì di realizzare un "Telescopio per neutrini" disponendo, secondo una geometria tridimensionale, dei tubi fotomoltiplicatori in un mezzo rivelatore "scuro e trasparente", in modo da 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. Tali apparati quindi possono essere realizzati nel ghiaccio o nel mare, in profondità, utilizzando la materia sovrastante per soddisfare un'altra fondamentale esigenza: l'acqua e il ghiaccio infatti schermano il rivelatore dalle particelle di origine atmosferica (essenzialmente muoni) che costituiscono il principale background di questi esperimenti. Attualmente i principali apparati in funzione sono tre:

- IceCube [3]: telescopio posto tra i 1450 e i 2450 metri sotto la superficie del ghiaccio al Polo Sud presso la stazione di Amundsen-Scott dove il ghiaccio è profondo circa 2800m. E' formato da un rivelatore in profondità (InIce) e da uno in superficie (IceTop) e si compone di 4800 Moduli Ottici Digitali (DOMs);
- Baikal [1]: telescopio posto a 3.6km dalla costa nel lago Baikal, in Russia, ad una profondità di 1.1km. Consiste di 192 Moduli Ottici (OMs);
- ANTARES [2]: il più grande osservatorio di neutrini nell'emisfero settentrionale, situato a La Seyne-sur-Mer (Francia), a 40km dalla costa e ad una profondità di 2475m. E' composto da 875 OMs.

In questa dissertazione verranno riportati i risultati di IceCube. Segue dunque la descrizione solo di questo telescopio.

3.1.1 Proprietà del ghiaccio

Gli effetti del mezzo trasparente sulla propagazione della luce sono assorbimento e diffusione di fotoni. Entrambi riducono l'efficienza del rivelatore perchè cambiano la direzione di propagazione dei fotoni Cherenkov e riducono l'intensità del fronte d'onda. Le proprietà ottiche che caratterizzano un mezzo e che influiscono sulla propagazione della luce, per una data lunghezza d'onda λ , sono i coefficienti di assorbimento $a(\lambda)$, diffusione $b(\lambda)$ e attenuazione $c(\lambda) = a(\lambda) + b(\lambda)$ e le rispettive lunghezze di attenuazione $L_i(\lambda) = i(\lambda)^{-1}$ ($i = a, b, c$), le quali sono definite come il percorso dopo il quale un fascio di intensità iniziale I_0 di lunghezza d'onda λ si è ridotto in intensità di un fattore $1/e$ per assorbimento, diffusione o attenuazione, secondo la relazione:

$$I_i(x, \lambda) = I_0(\lambda) e^{-\frac{x}{L_i(\lambda)}}, i = a, b, c \quad (3.1)$$

dove x è il cammino ottico percorso dalla luce [1]. Il ghiaccio, nel quale IceCube è immerso, ha proprietà ottiche che variano significativamente con la profondità e necessitano di essere accuratamente modellate. Le impurità intrappolate nel ghiaccio dipendono da quella che era la qualità dell'aria quando il ghiaccio si è depositato sotto forma di neve, processo che si è ripetuto per 10^5 anni. A causa delle variazioni del livello della polvere nell'atmosfera e di eruzioni vulcaniche occasionali, la concentrazione delle impurità dipende dalla profondità. Per questo IceCube ha posizionato in varie posizioni sotto la superficie del ghiaccio sorgenti di luce che vengono usate per misurare sia la lunghezza di attenuazione che di diffusione, ottenute dalla distribuzione dei tempi di arrivo dei fotoni a diverse distanze dalla sorgente di luce. Il ghiaccio presenta una lunghezza di diffusione (20 - 70 m, a 1450m di profondità) minore di quella dell'acqua di mare a causa della presenza di particelle di polvere di vario tipo e di bolle d'aria. Tuttavia la lunghezza di assorbimento del ghiaccio (100 - 200 m) è maggiore di quella dell'acqua, ossia il ghiaccio è più trasparente e questo determina un volume effettivo del rivelatore maggiore rispetto a quello in acqua, a parità di dimensioni. Inoltre il ghiaccio è privo del background dovuto alla radioattività naturale degli elementi (principalmente del ^{40}K) e alla bioluminescenza prodotta da organismi che vivono nelle profondità marine.

3.2 IceCube

3.2.1 Struttura e sistema di acquisizione

IceCube consiste di tre rivelatori che operano contemporaneamente. Il principale array *inIce* è composto da 4800 moduli ottici digitali (DOMs) suddivisi in 80 stringhe le quali sono disposte verticalmente con 60 DOMs per stringa [3]. La distanza verticale tra ogni DOM è di 17m mentre la distanza orizzontale tra stringhe adiacenti è di circa 125m, così da formare un volume totale dell'apparato di circa $1km^3$. Il design è ottimizzato per l'intervallo di energia compreso tra i 100GeV e i 100PeV. L'array secondario, *Deep Core*, posizionato all'interno dell'*inIce* consiste di sei stringhe specializzate che permettono di osservare eventi a energie più basse, fino a 10GeV. Ogni DOM comprende un fotomoltiplicatore (PMT) da 10'' che registra la radiazione Cherenkov, protetto dall'alta pressione del ghiaccio attraverso una sfera di vetro che contiene anche il generatore di alta

tensione che alimenta PMTs e l'elettronica necessaria a rivelare e digitalizzare i segnali salvati come forme d'onda analogiche dagli PMTs. Gli eventi vengono registrati come una serie di impulsi (forme d'onda) in ogni DOM ed è possibile distinguere tra due principali tipi di eventi associati a neutrini: una traccia di luce che si propaga lungo una direzione rettilinea nel rivelatore, originata da muoni indotti da neutrini, oppure un segnale luminoso che si propaga nel rivelatore con simmetria sferica prodotta da sciame elettromagnetici o adronici. Non è possibile invece distinguere tra neutrini e antineutrini.

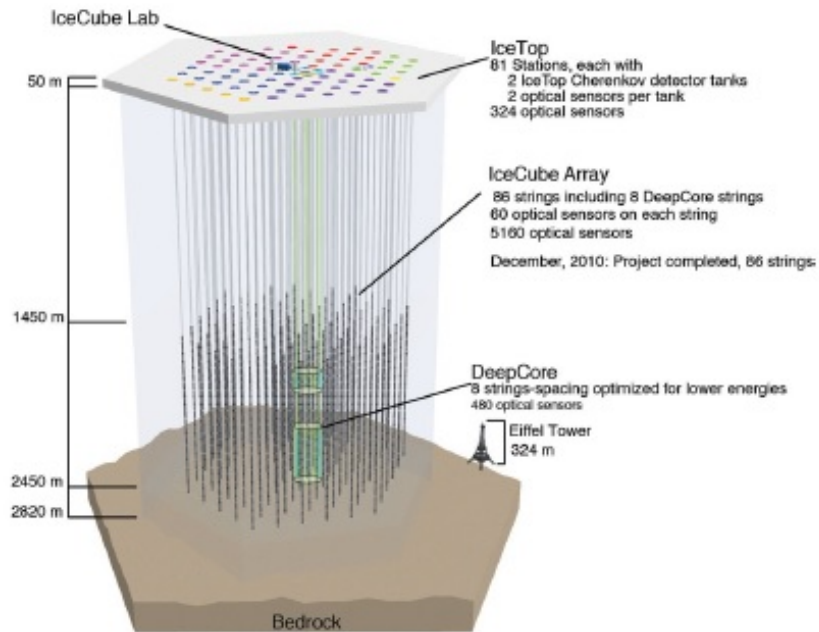


Figura 3.1: vista tridimensionale della struttura del rivelatore IceCube [2] .

Gli eventi vengono registrati quando almeno otto DOMs rivelano il segnale in coincidenza locale. Ciò avviene quando due DOMs adiacenti o separati al massimo da un modulo ottico della stessa stringa rivelano un segnale con un ritardo temporale minore o uguale a $1\mu s$ [3]. I dati acquisiti vengono filtrati già al Polo Sud con la condizione che il numero totale dei fotoelettroni osservati (NPE) in ogni evento sia almeno pari a 1000, quindi vengono inviati nel laboratorio posto nell'emisfero settentrionale Madison via satellite. Qui, con maggiore capacità di calcolo, gli eventi vengono analizzati in dettaglio cercando di ricostruire la direzione e l'energia della particella che può averli originati. I

tempi di arrivo dei fotoelettroni vengono estratti da ogni forma d'onda e salvati come “hits”. Per eliminare eventuali hits casuali causati dal rumore si applica una selezione basata sulla richiesta di correlazione spazio-temporale fra di loro, compatibili con l'essere dovuti alla propagazione di una particella carica relativistica. Vengono rimossi tutti gli hits ai quali è associato un tempo di arrivo significativamente diverso da quello aspettato. La direzione viene ricostruita usando un algoritmo che permette di ottenere la traccia con una risoluzione sull'angolo zenitale di 1° . Il terzo rivelatore, *IceTop*, posto in superficie, è un array di 80 stazioni, ognuna delle quali è collocata sopra una stringa e consiste di due contenitori riempiti di ghiaccio. Ognuno di questi contiene due DOMs dello stesso tipo di quelli usati nell' *inice*. Questo array può operare in anti-coincidenza con il rivelatore sottostante, così da rigettare, in IceCube, i segnali causati dai muoni atmosferici, quando in IceTop viene osservato in coincidenza uno sciame di alta energia. IceTop inoltre, in quanto capace di rivelare sciami atmosferici di altissima energia, costituisce uno strumento utile nello studio della composizione dei raggi cosmici.

3.2.2 Background

La ricerca di neutrini muonici da sorgenti diffuse condotta da IceCube assume un flusso astrofisico di ν_μ , (Φ) , con uno spettro in energia dato da $\Phi \propto E^{-2}$ risultante dall'accelerazione dei protoni primari così come descritta dal meccanismo di Fermi. Il principale background nella ricerca di neutrini astrofisici è dato da neutrini e muoni atmosferici generati dall'interazione dei raggi cosmici con l'atmosfera terrestre. Il flusso dei muoni atmosferici provenienti dall'alto si presenta in un intervallo di energia che va da quella dei raggi cosmici primari, dell'ordine dei GeV , a quelle delle cascate estensive di particelle ionizzate e sciami elettromagnetici, dell'ordine dei $100EeV$. Questi eventi vengono rimossi utilizzando la Terra come filtro, ossia osservando solo tracce provenienti dal basso, quindi necessariamente associate a neutrini che hanno attraversato la Terra.

Si tiene conto di due classi di neutrini: quelli che emergono dal decadimento dei pioni e dei kaoni (flusso convenzionale) e quelli prodotti dal decadimento di mesoni con quarks charm (flusso prompt). Tali mesoni sono caratterizzati da un tempo di decadimento molto breve, tale da non permetterne la propagazione e quindi l'interazione: sono quindi sorgenti “prompt” di muoni e neutrini di energia mediamente più elevata di quello dovuti al decadimento di pioni o di kaoni [3]. Il flusso convenzionale segue approssimativamente una legge di potenza $E^{-\alpha}$ con $\alpha = 3.7$ nell'intervallo energetico dei TeV , mentre ci si aspetta che la componente prompt abbia lo stesso andamento dei raggi cosmici primari, quindi con un indice $\alpha = 2.7$. Dal momento che il background presenta uno spettro energetico che decresce più velocemente rispetto ad un eventuale flusso astrofisico, l'osservazione di una distribuzione energetica in scala logaritmica con una pendenza minore, costituirebbe l'evidenza di eventi associati a neutrini (extra)galattici.

3.2.3 Simulazione

Di fondamentale importanza per riconoscere eventuali eventi prodotti dal background sono le simulazioni del flusso di neutrini e muoni atmosferici e della

conseguente risposta del rivelatore, ottenute con il metodo Monte Carlo. Queste simulazioni vengono utilizzate per determinare dei criteri di selezione volti ad eliminare gli eventi indotti da muoni atmosferici ricostruiti come *upgoing* e per confrontare la distribuzione energetica osservata con quella attesa così da notare l'evidenza di neutrini astrofisici. A questo fine, sono stati generati neutrini di tutti i sapori, con un spettro del tipo E^{-1} o E^{-2} , in posizioni casuali sulla superficie terrestre e poi fatti propagare attraverso la Terra [3]. Una volta raggiunto il rivelatore, per ridurre il tempo di calcolo, i neutrini sono stati fatti interagire con il ghiaccio Antartico così da produrre particelle secondarie, successivamente rivelate dai DOMs. Ad ogni evento è stato assegnato un peso che rappresenta la probabilità che quella particolare interazione avvenga e che può essere utilizzato per adattare le distribuzioni così ottenute (cioè con un flusso di neutrini la cui dipendenza dall'energia è del tipo E^{-2}) ad una qualsiasi differente legge di potenza eventualmente indicata, per neutrini astrofisici e/o atmosferici, da osservazioni sperimentali e da modelli.

Muoni generati da neutrini in interazioni CC e muoni atmosferici sono stati fatti propagare attraverso la roccia utilizzando il metodo Monte Carlo, il quale incorpora i meccanismi di perdita di energia continui e stocastici come ionizzazione, bremsstrahlung e produzione di coppie. La luce Cherenkov prodotta dai muoni è stata poi fatta propagare dalla traccia del muone, attraverso il volume del rivelatore, fino al DOM utilizzando o il metodo della tabulazione numerica della probabilità di rivelare dei fotoni (in funzione della distanza del muone dagli OMs, della sua direzione ed energia) o quello molto più dispendioso, dal punto di vista del tempo di calcolo, della propagazione dei singoli fotoni. Il primo usa i risultati della distribuzione dei fotoni ottenuti da varie simulazioni con diverse sorgenti di luce. Questo metodo è molto efficiente ed ha il pregio di utilizzare nella ricostruzione degli eventi muonici una completa descrizione del ghiaccio. Il secondo metodo usa invece tracce di fotoni così da permettere una più completa descrizione della propagazione dei fotoni nel ghiaccio Antartico dal momento che ogni singolo fotone viene fatto propagare.

3.2.4 Selezione degli eventi

La strategia di selezione degli eventi è essenzialmente quella di scartare i muoni atmosferici usando la Terra come filtro, cercando invece di conservare il maggior numero possibile di tracce riconducibili a muoni indotti da neutrini. Lo spettro energetico degli eventi selezionati, che si estende generalmente dai TeV ai PeV , viene poi analizzato alla ricerca di un'evidenza di neutrini astrofisici. La prima selezione avviene imponendo la condizione che almeno otto DOMs superino la soglia discriminante entro $5\mu s$ e che l'intervallo di tempo di rivelazione del segnale tra due DOMs adiacenti sia minore di $1\mu s$. Il rate di questo *trigger* iniziale è di circa $1kHz$ ma è essenzialmente dominato dal background dei muoni atmosferici, i dati ottenuti vengono quindi selezionati con criteri più stringenti così che l'ultimo livello di analisi trattenga solo gli eventi da neutrino [3].

La direzione di arrivo dei muoni viene determinata con un metodo che si basa sulla massima verosimiglianza parametrizzando la probabilità di osservare determinati tempi di arrivo dei fotoni in funzione delle caratteristiche geometriche dei muoni. La traccia così ricostruita è caratterizzata dagli angoli di zenith e di azimuth (definiti nel sistema di riferimento locale del rivelatore) e dalla posizione del vertice lungo la traccia producendo cinque gradi di libertà

nella ricostruzione. Una prima ricostruzione viene fatta utilizzando la funzione di verosimiglianza di un singolo fotoelettrone, prendendo il tempo di arrivo ad ogni DOM del primo fotone Cherenkov. Tutti gli eventi ricostruiti come *upgoing* ($\theta > 90^\circ$) vengono inizialmente tenuti, mentre quelli ricostruiti come *downgoing* devono passare attraverso ulteriori selezioni che restringono le tracce a quelle più verticali, così da assicurare che eventuali eventi *upgoing* inizialmente ricostruiti come provenienti dall'alto, vengano correttamente ricostruiti. Un ulteriore filtraggio si ottiene utilizzando la funzione di massima verosimiglianza sui tempi di arrivo del primo fotone Cherenkov, dati N fotoni aspettati. Il primo fotone ha subito una diffusione minore rispetto alla media e tenendo conto di questa informazione viene modificata la funzione di verosimiglianza del fotoelettrone rivelato usata nel primo filtraggio. Grazie a questi accorgimenti, solo il 5% dei muoni atmosferici vengono erroneamente ricostruiti come *upgoing*, percentuale che si riesce a ridurre nell'analisi finale usando criteri di qualità che si basano su parametri derivanti dalla traccia muonica ricostruita. I dati sono soggetti a tagli, scelti in modo tale da massimizzare l'efficienza con cui si trattiene il flusso simulato di neutrini astrofisici E^{-2} . La contaminazione del background si stima dai muoni atmosferici simulati che sopravvivono ai tagli. L'efficienza nella rivelazione dei neutrini per una particolare analisi, che include l'efficienza dei tagli e effetti fisici quali l'assorbimento dovuto alla Terra, si misura con l'area effettiva A_ν^{eff} (2.8), ossia l'area di un rivelatore con il 100% di efficienza.

3.2.5 Ricostruzione dell'energia

Nell'analisi si usa come osservabile correlata all'energia la perdita media di energia del muone $\frac{dE_{reco}}{dX}$ dal momento che IceCube misura la perdita di energia (e non l'energia direttamente) nella forma di fotoni Cherenkov dovuti alla propagazione delle varie particelle prodotte nei vari meccanismi stocastici che determinano la perdita di energia del muone. Per stimare questa quantità, dati i fotoelettroni Cherenkov osservati n e il profilo di quelli attesi $\mu(\frac{dE}{dX})$, si usa un metodo di ricostruzione basato sulla *log-likelihood* [3]:

$$\log L(\frac{dE_{reco}}{dX} | n) = \sum_{i=1}^N n_i \log \mu_i - \mu_i \quad (3.2)$$

con n_i e μ_i numero di fotoelettroni osservati e aspettati nell' i -esimo bin per ogni DOM. I fotoelettroni Cherenkov vengono raggruppati in intervalli di tempo (bins) in base al loro tempo di arrivo al DOM. Per ottenere la funzione di verosimiglianza totale per l'intero rivelatore si sommano i valori $\log L_j$ dei singoli DOM:

$$\log L_{total} = \sum_{j=1}^{N_{DOMs}} \log L_j \quad (3.3)$$

La stima di $\frac{dE_{reco}}{dX}$ è strettamente legata al modello di $\mu(\frac{dE}{dX})$ che dipende sia dalla luce indotta dalla propagazione dei muoni, sia dalle proprietà ottiche del ghiaccio del Polo Sud. Incorporare la luce raccolta al fit di massima verosimiglianza costituisce una sfida a causa dei processi stocastici di perdita di energia come produzione di coppie e bremsstrahlung che, oltre i TeV, dominano sulle perdite continue. Tuttavia è possibile stabilire una relazione quasi lineare del tipo: $\frac{dE}{dX} = a + bE$ con a e b coefficienti noti; in questo modo l'algoritmo di

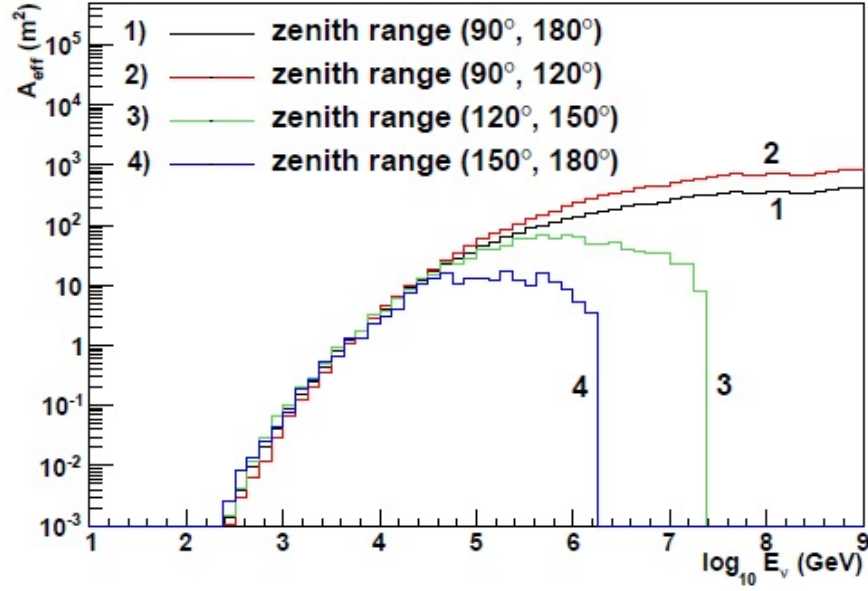


Figura 3.2: area effettiva per ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ in funzione dell'energia del neutrino negli intervalli dell'angolo di zenith [2] .

ricostruzione modella la perdita stocastica di energia come se fosse uniforme durante la traccia e ciò permette di differenziare l'equazione (3.2) ottenendo così la soluzione analitica per $\frac{dE_{reco}}{dX}$ in termini del rapporto tra la carica totale osservata attraverso tutti i DOMs e la carica totale aspettata. L'algoritmo di ricostruzione della perdita di energia non tiene conto della luce Cherenkov proveniente dagli sciame adronici prodotti dalle interazioni CC dei neutrini, ma solo della perdita di energia durante il percorso del muone dal punto di interazione al rivelatore. Nella ricostruzione di $\frac{dE}{dX}$ si sfruttano quei muoni ad alta energia e neutrini ottenuti attraverso le simulazioni che soddisfano i criteri di selezione applicati ai dati. La correlazione tra $\frac{dE_{reco}}{dX}$ e l'energia del muone è lineare in un vasto intervallo di energie ma cambia sotto a $1TeV$ a causa del fatto che la perdita di energia non è più stocastica e l'emissione di luce Cherenkov è quasi indipendente dall'energia stessa.

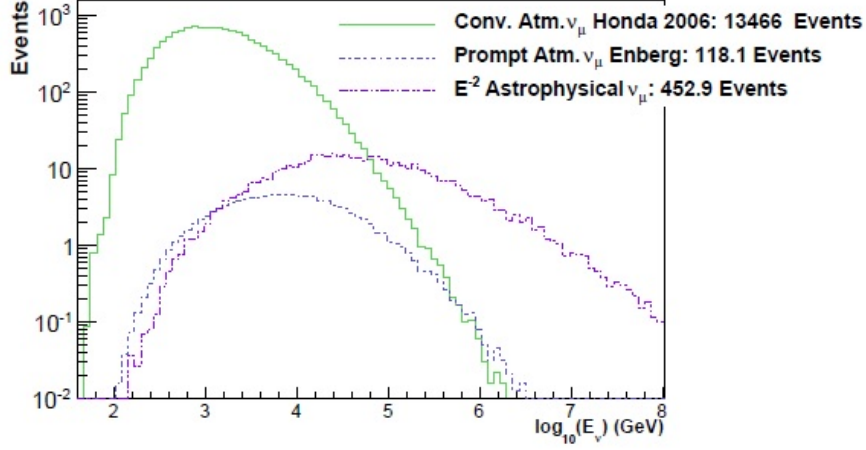


Figura 3.3: Distribuzione dell'energia simulata del neutrino ottenuta con i modelli di flusso atmosferico convenzionale di Honda *et al.* (verde), di flusso atmosferico prompt di Enberg *et al.* (blu) e di flusso astrofisico E^{-2} con una normalizzazione $N_a = 10^{-7} GeV cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$ (viola) [2] .

3.2.6 Analisi dati

Per verificare la compatibilità della distribuzione osservata di $\frac{dE_{reco}}{dX}$ con le ipotesi sui muoni risultanti da neutrini atmosferici convenzionali, prompt e astrofisici, ci si serve di un metodo che usa intervalli di confidenza per i parametri fisici di interesse e incorpora le sorgenti di incertezze sistematiche come parametri di disturbo. Si costruisce una funzione di verosimiglianza Poissoniana e si suddivide la distribuzione di $\frac{dE_{reco}}{dX}$ in N bins [3]:

$$L(\{n_i\} | \{\mu_i(\theta_r, \theta_s)\}) = \prod_{i=1}^N \frac{e^{-\mu_i}}{n_i!} \mu_i^{n_i} \quad (3.4)$$

n_i , eventi osservati nell' i -esimo bin di $\frac{dE_{reco}}{dX}$;

μ_i , eventi aspettati nell' i -esimo bin di $\frac{dE_{reco}}{dX}$;

θ_r , parametri fisici di interesse;

θ_s , parametri di disturbo.

Successivamente si itera su tutto l'intervallo dei parametri fisici e si calcola il rapporto di verosimiglianza R_p per ogni θ_r utilizzando i valori dei parametri fisici e di disturbo $\hat{\theta}_r$ e $\hat{\theta}_s$ che minimizzano il profilo di verosimiglianza $\mathcal{L}(\hat{\theta}_r, \hat{\theta}_s)$, definito da $\mathcal{L}(\hat{\theta}_r, \hat{\theta}_s) = -2\log(L)$. Gli intervalli di confidenza α vengono costruiti confrontando R_p con un valore critico $R_{p,crit}$ per ogni θ_r . Il valore critico del rapporto di verosimiglianza stabilisce se un'ipotesi è accettata o rifiutata in un certo intervallo di confidenza e si determina esaminando di quanto di discosta $R_p(\theta_r)$ dal valore centrale a causa di fluttuazioni statistiche. Questo è possibile generando la distribuzione di $R_p(\theta_r)$ da un certo numero di simulazioni Monte Carlo. Gli intervalli di confidenza α vengono costruiti trovando il valore di $R_{p,crit}(\theta_r)$ tale che la frazione α degli esperimenti su θ_r soddisfi la condizione: $R_p(\theta_r) < R_{p,crit}(\theta_r)$. In questo modo si ottengono regioni di accettazione per ognuno dei parametri $\{\theta_r\}$, come gli intervalli tali che $R_{p,dati}(\theta_r) < R_{p,crit}(\theta_r)$ ad un certo livello di confidenza α .

I parametri di disturbo incorporati negli intervalli di confidenza sono sorgenti di incertezze sistematiche che influenzano la forma e la normalizzazione della distribuzione di $\frac{dE_{reco}}{dX}$. Fra i più evidenti c'è l'incertezza sulla normalizzazione e sull'indice della legge di potenza del flusso di neutrini atmosferici. Sono molti i modelli che propongono valori per i flussi di neutrini e spesso questi si differenziano anche per più di un ordine di grandezza a causa del fatto che la forma dello spettro atmosferico dipende dalla pendenza di quello dei raggi cosmici, che è a sua volta affetto da incertezza. Il modello usato da IceCube è quello derivato da *Honda*, in cui si stima un'incertezza del 25%.

Altri parametri di disturbo sono l'incertezza sulle proprietà misurate del ghiaccio, e quella sulla sensibilità assoluta dei DOMs. La prima dipende dalla misura incerta dei coefficienti di assorbimento e di diffusione nel ghiaccio del Polo Sud, il cui errore è stimato essere all'incirca del 10%; la seconda è dominata dall'incertezza sull'efficienza del fotomoltiplicatore: dalle misure risulta che tale incertezza è dell'ordine dell' 8%. Nonostante l'efficienza del DOM dipenda dall'energia delle particelle, questo aspetto è stato trascurato dal momento che ha effetti più sul rate di eventi di neutrini a bassa energia che su quelli ultraenergetici, mentre la ricerca di sorgenti astrofisiche diffuse è concentrata sulla coda ad alta energia della distribuzione di $\frac{dE_{reco}}{dX}$.

Altre fonti di incertezza, le quali non vengono però utilizzate come parametri di disturbo, sono dovute alla stima della sezione d'urto del neutrino nelle interazioni CC ($\simeq 3\%$), la quale corrisponde alla stessa incertezza sul rate di eventi, sulle sezioni d'urto dei meccanismi di perdita di energia dei muoni ($\simeq 1\%$) e sulla densità della roccia sul fondo della distesa di ghiaccio ($\simeq 10\%$). La contaminazione del background si stima essere minore dell' 1% nell'analisi finale e può essere quindi trascurata tra le fonti di incertezza sistematica.

I parametri fisici di interesse usati nella funzione di verosimiglianza sono due: la normalizzazione del generico flusso di neutrini astrofisici, parametrizzato come uno spettro del tipo E^{-2} , e la normalizzazione del flusso dei neutrini prompt atmosferici.

Un ultimo criterio di selezione si basa sulle simulazioni Monte Carlo del background e del segnale. Da tali simulazioni risulta che il rapporto segnale/fondo

può essere fortemente migliorato richiedendo un valore minimo per il numero totale dei fotoelettroni osservati in ogni evento (NPE). In particolare si pone una soglia come segue [3]:

$$\log_{10} NPE \geq \begin{cases} 4.8, & \cos\theta < 0.075 \\ 4.8 + 1.6\sqrt{1 - (\frac{1.0 - \cos\theta}{0.925})^2}, & \cos\theta \geq 0.075 \end{cases} \quad (3.5)$$

con θ , angolo zenitale.

Capitolo 4

Risultati

IceCube ha accumulato dati durante tutta la fase di costruzione dell'apparato. I dati qui analizzati sono stati raccolti in due periodi di tempo distinti, caratterizzati da due configurazioni diverse.

4.1 Configurazione IC40

Nel periodo compreso tra Aprile 2008 e Maggio 2009 solo la metà delle stringhe (40) erano in funzione, con una sensibilità ottimizzata nell'intervallo energetico compreso tra i 35TeV e i 7PeV [3]. Sono stati selezionati 12877 eventi possibili *up-going*, ma non è stata riscontrata alcuna evidenza di flusso diffuso di neutrini astrofisici, nè di neutrini atmosferici prompt. E' stato quindi possibile fissare dei limiti superiori ai modelli di flusso per i neutrini astrofisici. Assumendo che il flusso dei neutrini astrofisici sia del tipo $\Phi_{\nu_\mu} = N_a E^{-2}$, non essendo stati osservati eventi compatibili con essere di origine astrofisica, tenendo conto degli errori statistici e delle incertezze sistematiche, è stato possibile porre un limite superiore (al 90% di livello di confidenza) pari a $N_a^{90\%} = 8.9 \times 10^{-9} \text{GeVcm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Questo limite è stato confrontato con altri limiti superiori derivanti sia da modelli che predicono lo stesso andamento $E^{-\alpha}$, con $\alpha = 2$ che con quelli che ammettono un indice diverso. Tra le predizioni più rilevanti ci sono [1]:

- il limite superiore di *Waxman - Bahcall ($W\mathcal{E}B$)*, il quale usa le osservazioni sui CRs ad un'energia $E_{CR} = 10^{19} \text{eV}$ per limitare il flusso dei neutrini (e antineutrini) muonici:

$$E_\nu^2 \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} < 4.5 \times 10^{-8} \text{GeVcm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \quad (4.1)$$

- il limite superiore di *Mannheim - Protheroe - Rachen (MPR)*, derivato usando come limiti i flussi dei CRs nell'intervallo energetico compreso tra 10^5GeV e 10^9GeV e i flussi diffusi di raggi gamma. Nel caso di sorgenti opache ai neutroni si trova un limite di:

$$E_\nu^2 \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} < 2 \times 10^{-6} \text{GeVcm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \quad (4.2)$$

Nel caso di sorgenti trasparenti il limite decresce a quello dell'equazione (4.1) .

Entrambi i limiti sono stati rigettati dall'analisi, il primo con un livello di confidenza di 5σ , il secondo di 3σ .

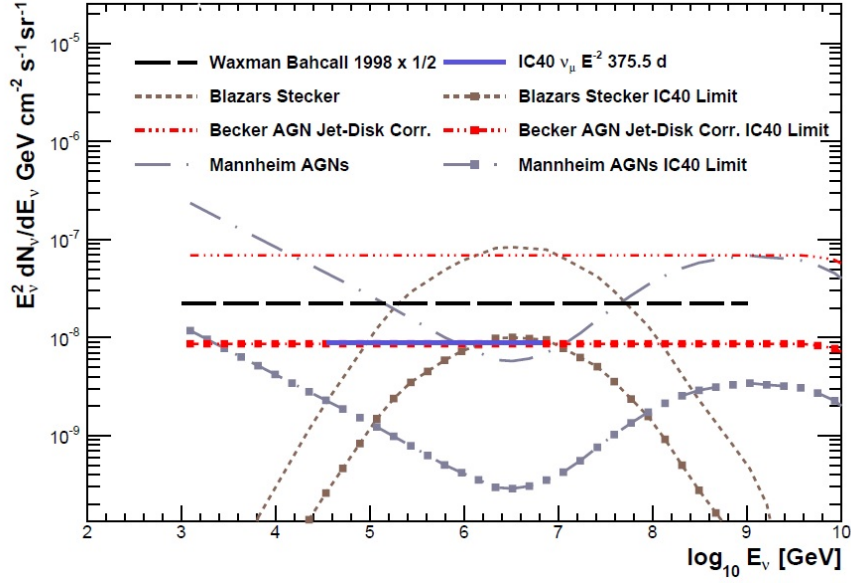


Figura 4.1: Limiti superiori ottenuti da IceCube IC40 per un flusso di neutrini astrofisici del tipo E^{-2} e per modelli teorici che non prevedono uno spettro del tipo E^{-2} [2].

La mancata evidenza di un flusso di neutrini astrofisici ha portato a interpretare la distribuzione energetica finale come flusso convenzionale di neutrini atmosferici. Il metodo del profilo di verosimiglianza è stato usato per misurare il flusso atmosferico così da poterne determinare la normalizzazione e ogni cambiamento nella forma dello spettro rispetto al modello di riferimento. Nell'intervallo energetico compreso tra i 332GeV e gli 84TeV il fit ha condotto a un flusso atmosferico della forma [3]:

$$\Phi_{BestFit} = (0.96 \pm 0.16) \left(\frac{E}{1.17\text{TeV}} \right)^{-0.032 \pm 0.014} \Phi_{Honda} \quad (4.3)$$

in cui la normalizzazione è del $4\% \pm 16\%$ più piccola di quella predetta da *Honda*, mentre il flusso decresce più velocemente con l'energia, probabilmente perchè riflette la ripidità nell'andamento dello spettro dei CRs in corrispondenza del

ginocchio, con un indice spettrale in valore assoluto maggiore di quello di *Honda*, il quale è stato rigettato con un livello di confidenza del 95%.

4.2 Configurazione IC86

Tra Maggio 2010 e Maggio 2012 IceCube ha raccolto dati per un effettivo periodo di 615.9 giorni, di cui circa la metà lavorando con 79 stringhe [4]. A questo primo anno, ne è seguito un altro con 86 stringhe operative, quindi il rivelatore era in piena funzione. In questa configurazione sono stati osservati due eventi rilevanti che hanno superato i criteri di selezione. Nonostante siano stati entrambi rilevati usando il campione di eventi raccolto con IC86, avrebbero superato anche i criteri di selezione di IC79. L'ipotesi che questi siano pienamente spiegabili come background atmosferico, incluso il flusso di neutrini prompt, ha un p -value di 2.9×10^{-3} (2.8σ), valore che tiene in considerazione anche le incertezze sul numero di eventi di background aspettati. Dal momento che la componente prompt è affetta da larghe incertezze teoriche è stato anche calcolato di quanto dovrebbe essere aumentato il flusso prompt di base affinché i due eventi possano essere considerati atmosferici con una probabilità del 10% ottenendo un valore di flusso 15 volte maggiore di quello predetto dal modello usato da IceCube.

La distribuzione dei fotoni dei due eventi è consistente con le tracce di fotoni Cherenkov emessi da sciami di particelle indotti dall'interazione dei neutrini all'interno di IceCube. Non ci sono indicazioni di fotoni provenienti da tracce di muoni o tauoni, quindi gli eventi sono più probabilmente riconducibili sia a interazioni CC di neutrini elettronici che a interazioni NC di neutrini ν_e , ν_μ e ν_τ . Le interazioni CC dei neutrini τ producono leptoni τ con una lunghezza media di decadimento di circa $50m$ a queste energie. L'interazione primaria del neutrino e il decadimento secondario del leptone producono sciami distinti che in una frazione dei casi portano a un doppio picco osservabile nella forma d'onda. I due eventi non hanno mostrato alcun andamento di questo tipo. Se si rappresenta la distribuzione del taglio finale sul numero totale di fotoelettroni rivelati (NPE), gli eventi si trovano vicino alla soglia e sono consistenti con un limite superiore trovato precedentemente da IceCube per un flusso descritto da E^{-2} .

Per la ricostruzione dell'energia dei due eventi è stato usato il fit di massima verosimiglianza, dato dal prodotto delle probabilità poissoniane di osservare il numero dei fotoelettroni registrati noto l'intervallo di tempo e il DOM per un ipotetico sciame il quale dipende dal vertice di interazione, dall'energia depositata e dalla direzione. Il tempo del primo hit, estratto dalla forma d'onda, determina la posizione del vertice. Il numero dei fotoelettroni NPE osservati gioca un ruolo dominante nella stima dell'energia depositata, la quale risulta essere di $1.04PeV$ e di $1.14PeV$ per i due sciami, con un errore insieme statistico e sistematico del 15%. L'errore è stato ottenuto dalle simulazioni di eventi nelle vicinanze delle energie ricostruite e dei vertici, basate sulle proprietà del ghiaccio e sull'efficienza dei PMT la cui conoscenza è assicurata dalle misure sui muoni atmosferici.

L'energia ricostruita corrisponde all'energia del neutrino se la cascata osservata è il risultato di interazioni CC di neutrini o antineutrini elettronici in diffusioni anelastiche, dal momento che in questo caso l'energia totale del neutrino viene depositata nei pressi del vertice di interazione. Nel caso invece di

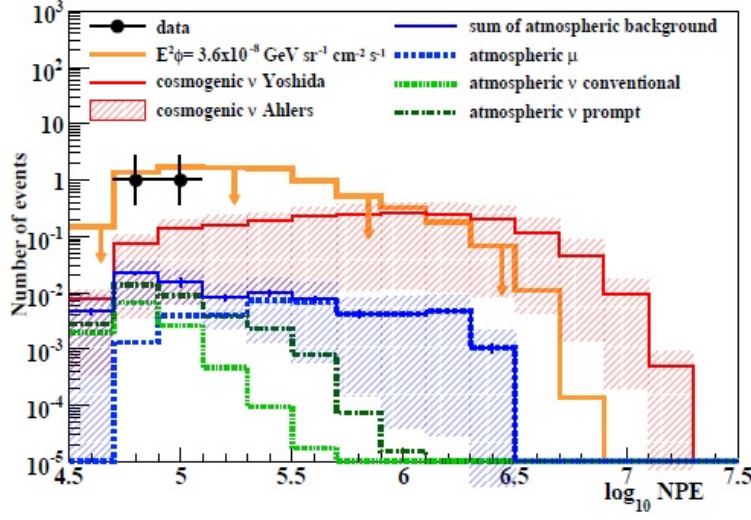


Figura 4.2: Distribuzione degli eventi ottenuti in 615.9 giorni in funzione di $\log_{10} NPE$. I due punti neri rappresentano gli eventi osservati. La curva blu continua rappresenta la somma del background: muoni atmosferici (linea blu tratteggiata), neutrini atmosferici convenzionali (linea verde punteggiata) e neutrini atmosferici prompt (linea verde tratteggiata). Le barre d'errore sulla curva e la regione blu sfumata rappresentano rispettivamente le incertezze statistiche e sistematiche. La linea arancione rappresenta un flusso che segue una legge di potenza del tipo E^{-2} fino a energie di $10^9 GeV$ con una normalizzazione di $E^2 \phi_{\nu_e + \nu_\mu + \nu_\tau} = 3.6 \times 10^{-8} GeV sr^{-1} s^{-1} cm^{-2}$, ottenuto in una precedente ricerca in un simile intervallo energetico [4].

interazioni NC di neutrini di qualsiasi sapore vengono indotti sciami che trasportano solo una frazione dell'energia del neutrino. Tuttavia si esclude questa seconda ipotesi dal momento che solo il 10% di queste interazioni depositerebbe meno di $1.2 PeV$ nel rivelatore in tracce a cascata. I due eventi osservati nei PeV potrebbero essere la prima evidenza di flusso di neutrini astrofisici ad alta energia. Tuttavia, dato il limitato livello di confidenza di 2.8σ rispetto al background atmosferico atteso e l'incertezza sul fatto che possa trattarsi di flusso prompt, una conferma dell'interpretazione astrofisica richiede più dati e

un'analisi in altri canali di rivelazione e intervalli energetici.

4.2.1 Ulteriori recentissimi risultati

I risultati riportati in questo paragrafo non sono ancora stati pubblicati su rivista internazionale ma sono stati presentati alle Conferenze “estive” del 2013. IceCube, dopo l'osservazione dei due eventi con energia superiore al PeV, ha deciso di rianalizzare il campione di eventi analizzati ottimizzando la ricerca di eventi ultraenergetici. Sono stati usati i dati raccolti tra Maggio 2010 e Maggio 2012, selezionando gli eventi in un intervallo energetico superiore ai 50TeV e con un vertice di interazione interno al rivelatore. In questo modo sono stati osservati 26 ulteriori eventi di questo tipo, i cui sapori, direzioni di arrivo ed energie risultano essere consistenti con quelli attesi per neutrini extragalattici [11]. Questo risultato conferma dunque l'indicazione di esistenza di un flusso di neutrini astrofisici, come mostra la figura 4.3.

La statistica limitata non consente tuttavia di concludere che ci sia una direzione privilegiata di arrivo dei neutrini (fig. 4.4) ed è dunque necessario perfezionare ed estendere ulteriormente l'analisi.

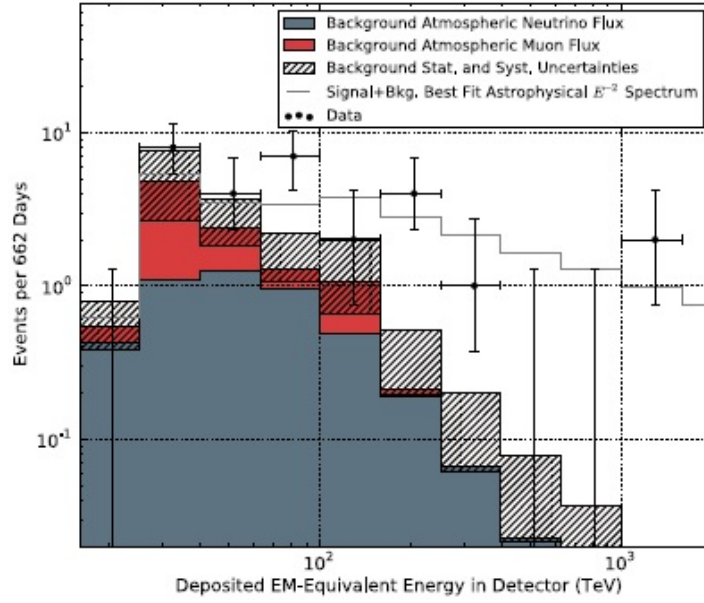


Figura 4.3: Distribuzione dell'energia depositata dagli eventi osservati confrontata con le predizioni teoriche. Le energie rappresentate sono quelle visibili nel rivelatore e costituiscono un limite inferiore all'energia del neutrino. Il numero di neutrini atmosferici aspettati è stato ricavato dalle osservazioni sui neutrini muonici nell'emisfero settentrionale. La distribuzione stimata del background muonico è rappresentata in rosso ed è stata ottenuta con simulazioni Monte-carlo. Incertezze statistiche e sistematiche sul background totale sono indicate con l'area tratteggiata. La curva grigia rappresenta la curva di best fit con uno spettro di origine astrofisica del tipo E^{-2} con una normalizzazione data da $E^2\Phi_\nu(E) = 3.6 \times 10^{-8} \text{GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ e un taglio spettrale di 2PeV [11] .

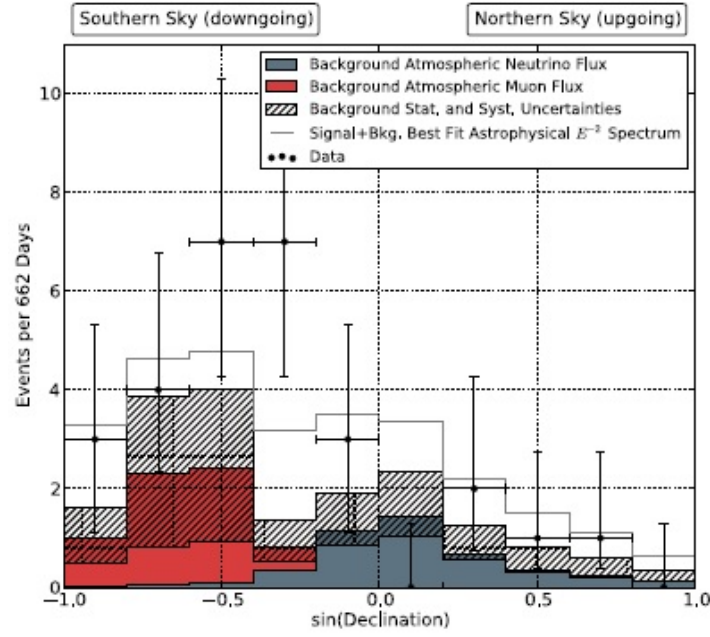


Figura 4.4: Distribuzione dell'angolo di declinazione degli eventi osservati confrontato con le predizioni teoriche. Le energie rappresentate sono quelle visibili nel rivelatore e costituiscono un limite inferiore all'energia del neutrino. Il numero di neutrini atmosferici aspettati è stato ricavato dalle osservazioni sui neutrini muonici nell'emisfero settentrionale. La distribuzione stimata del background muonico è rappresentata in rosso ed è stata ottenuta con simulazioni Monte-carlo. Incertezze statistiche e sistematiche sul background totale sono indicate con l'area tratteggiata. La curva grigia rappresenta la curva di best fit con uno spettro di origine astrofisica del tipo E^{-2} con una normalizzazione data da $E^2\Phi_\nu(E) = 3.6 \times 10^{-8} \text{GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ e un taglio spettrale di 2PeV [11] .

Capitolo 5

Conclusioni

5.1 Accorgimenti per esperimenti futuri

I limiti superiori al 90% di confidenza sui neutrini astrofisici e su quelli prompt dipendono dalle assunzioni fatte sul flusso convenzionale di neutrini atmosferici. E' stato infatti assunto, usando il modello di *Honda*, che l'andamento dei neutrini atmosferici seguisse uno spettro descritto dalla legge di potenza $E^{-3.7}$. Questa estrapolazione però dipende dalla composizione locale dei raggi cosmici primari nella zona del *ginocchio*, la quale non è ancora ben nota. In occasione di lavori futuri è dunque di estrema importanza ottenere misure più precise della composizione e dello spettro dei CRs in questa regione ($\simeq 10^{15} \text{eV}$). A questo proposito sono operativi esperimenti, tra cui il KASKADE, il quale propone che la componente dei CRs costituita da protoni sia soppressa nella zona del *ginocchio*. Inoltre lo stesso IceCube ha il potenziale per misurare lo spettro e la composizione dei raggi cosmici in questa zona e a energie più alte sfruttando il rivelatore superficiale *IceTop*.

Un ulteriore progresso nella ricerca potrebbe essere ottenuto attraverso una migliore comprensione delle varie sorgenti di incertezze sistematiche, nonché utilizzando nuove tecniche di analisi. In particolare sarebbe di grande utilità compiere delle misure accurate della componente prompt del flusso di neutrini atmosferici. Ad esempio nell'analisi condotta da IceCube non è stata considerata la differenza tra il comportamento angolare dei neutrini prompt, i quali hanno una distribuzione isotropa, e quello dei neutrini atmosferici convenzionali, che sono principalmente distribuiti nei pressi dell'orizzonte. Oltre ai neutrini ν_μ si potrebbe sfruttare il flusso dei muoni provenienti dall'alto e quello dei neutrini atmosferici ν_e , il quale ha il vantaggio che l'energia di transizione tra i ν_e convenzionali e quelli prompt avviene ad un ordine di grandezza minore di quello dei ν_μ .

La Terra utilizzata come filtro contro i muoni atmosferici costituisce il principale metodo di rimozione del background ma riduce notevolmente il numero degli eventi che si potrebbero osservare. Una simulazione migliore dei muoni atmosferici permetterebbe di incorporare nella ricerca di flussi diffusi anche i neutrini provenienti dall'alto così da sfruttare l'intera sfera celeste.

Infine, anche se questa analisi si concentra solo sui neutrini muonici, IceCube è sensibile a ogni sapore di neutrino. Rivelatori più grandi, metodi di

ricostruzione più avanzati e una migliore conoscenza delle fonti di incertezza sistematica potrebbero consentire un'analisi multi-sapore. Una ricerca simultanea di neutrini di tutti i sapori da sorgenti astrofisiche non risolte aumenterebbe la sensibilità in modo significativo rispetto a un'analisi focalizzata su un solo tipo di neutrino.

5.2 Altri progetti

Attualmente sono in corso dei progetti volti a osservare interazioni di neutrini ultraenergetici in rivelatori di dimensioni più grandi di un kilometro cubo. Un Telescopio Cherenkov con dimensioni pari a circa $5km^3$ è in fase di realizzazione nel Mediterraneo (KM3NeT). Si propone di essere complementare ad IceCube nella rivelazione di neutrini con energia inferiore a centinaia di PeV. KM3NeT essendo posizionato a circa 40 gradi di latitudine Nord potrà osservare con grande efficienza neutrini prodotti da sorgenti localizzate nell'emisfero Sud ed in particolare le sorgenti localizzate nella regione del Centro Galattico. Il principale obiettivo è quello di rivelare molti dei neutrini GZK prodotti quando i raggi cosmici più energetici collidono con il fondo cosmico a microonde. I flussi di neutrini per energie superiori a $10^{17}eV$ sono talmente deboli da essere difficilmente rivelabili con un telescopio Cherenkov con dimensioni pari a circa $10km^3$. Per tale motivo si stanno sviluppando diverse tecniche di rivelazione basate sulla rivelazione di onde radio e/o acustiche emesse nelle interazioni dei neutrini. La ragione per cui si preferisce rivelare questo tipo di segnali piuttosto che i fotoni Cherenkov è il fatto che le onde radio e acustiche possono viaggiare più a lungo nella materia senza essere assorbite, permettendo così di aumentare l'effettivo volume del rivelatore [10]. Con una lunghezza di attenuazione dell'ordine di un kilometro sia per le onde acustiche (range di frequenze del kHz) che per le onde radio (MHz), sarà sufficiente una strumentazione limitata per estendere le potenzialità di IceCube. Tra i progetti principali ci sono AURA (Askarian Underice Radio Array), il quale sfrutta l'effetto Askaryan, ossia il fenomeno per cui una particella che si muove con una velocità maggiore della luce in un mezzo dielettrico (come il ghiaccio) produce uno sciame di particelle secondarie che contengono un'anisotropia di carica e dunque emettono un cono di radiazione coerente nelle onde radio o microonde, e SPATS (South Pole Acoustic Test Setup) per i segnali acustici. Questi stanno studiando il ghiaccio polare e stanno sviluppando l'hardware necessario a costruire un rivelatore da affiancare a IceCube.

Bibliografia

- [1] T. Chiarusi e M. Spurio (2009), *High-Energy Astrophysics with Neutrino Telescopes*.
- [2] J. A. Aguilar *et al.* (2010), *Search for a diffuse flux of high-energy ν_μ with the ANTARES neutrino telescope*.
- [3] R. Abbasi *et al.* (2011), *A Search for a Diffuse Flux of Astrophysical Muon Neutrinos with the IceCube 40-String Detector*.
- [4] M. G. Aartsen *et al.* (2013), *First observation of PeV-energy neutrinos with IceCube*.
- [5] Markov, M. A. “On high energy neutrino physics.” in *Proceedings of the 10th International Conference on High Energy Physics (1960)*.
- [6] E. Fermi, *On the origin of cosmic rays*. *Phys. Rev.* 75(1949) 1169.
- [7] E. Fermi, *Galactic magnetic fields and the origin of cosmic radiation*. *Astrophys. J.*.
- [8] K. Greisen, *End to the cosmic ray spectrum*, *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966) 748.
- [9] G. T. Zatsepin e V. A. Kuzmin, *Upper limit of the spectrum of cosmic rays*. *Sov. Phys. JETP Lett.* 4 (1966) 78.
- [10] Askaryan, G. A. 1957, *Soviet J. At. Energy*, 3, 921.
- [11] F. Halzen, *IceCube: Neutrino Physics from GeV - PeV*.