Cap. 2 I telescopi a neutrini

2.1 Schema di principio

I neutrini interagiscono con la materia solo attraverso le interazioni deboli, per questo la loro lunghezza di attenuazione è enorme, e per questo i rivelatori di neutrini devono avere volumi molto grandi o densità di materia elevate.Le interazioni dei neutrini con la materia possono essere di corrente carica (CC) (attraverso lo scambio di un bosone W^{\pm}) o di corrente neutra (CN)(attraverso lo Z):

$$\begin{aligned}
\nu_{\ell}\left(\overline{\nu}_{\ell}\right) + N &\to \ell\left(\overline{\ell}\right) + X & (CC) \\
\nu_{\ell}\left(\overline{\nu}_{\ell}\right) + N &\to \nu_{\ell}\left(\overline{\nu}_{\ell}\right) + X & (CN)
\end{aligned}$$
(3)

dove ℓ indica il sapore del neutrino interagente ($\ell = e, \mu, \tau$) e il leptone corrispondente generato nella interazione di CC.

Un rivelatore di neutrini di origine astrofisica, che chiameremo d'ora in avanti telescopio per neutrini, sfrutta principalmente l'interazione di CC del neutrino muonico. Il muone prodotto nell'interazione v_{μ} , $N(\overline{v}_{\mu},N)$, infatti può viaggiare per lunghe distanze (fino a qualche km) e provocare l'emissione di radiazione elettromagnetica per effetto Čerenkov nel mezzo attraversato. Questo permette di:

- aumentare molto il volume efficace (cfr §2.6) del rivelatore
- consente di ricostruire accuratamente la traccia del muone e la sua direzione di arrivo

Dato che l'angolo tra il neutrino e il muone prodotto è molto piccolo e diminuisce all'aumentare di $E_{\nu} \left(\theta \propto 1/\sqrt{E}\right)$ ciò permette di risalire anche alla direzione di arrivo del neutrino, cioè di fare neutrino-astronomia.

Un ottimo mezzo per avere effetto Čerenkov con volumi sufficienti allo scopo e a buon mercato è l'acqua di mare. Un telescopio a neutrini sarà allora costituito da un array di rivelatori di fotoni (fotomoltiplicatori) posizionati sul fondo marino a diversi km dalla superficie che rivelano i fotoni emessi per effetto Čerenkov al passaggio del muone. In fondo al mare, oltre ad avere un ambiente oscuro necessario per la rivelazione dei pochi fotoni Čerenkov, si ha anche una certa attenuazione delle particelle secondarie (principalmente muoni) generate negli sciami atmosferici. Questa parziale attenuazione non sarebbe comunque affatto sufficiente ad osservare tracce di muoni dovute all'interazione di un neutrino di origine extraterrestre proveniente dall'alto: infatti, il numero di muoni atmosferici che filtrano fino alle profondità accessibili per questi esperimenti è comunque alcuni ordini di grandezza superiore a quello dei muoni dovuti a neutrini astrofisici. L'unico modo per avere un "segnale pulito" è quello di cercare le tracce di muoni provenienti dal basso (Figura 12). Questi sono necessariamente dovuti a neutrini, perché nessun muone può attraversare l'intero pianeta, mentre per i neutrini, fino ad energie di ~ 100 TeV la terra è quasi completamente trasparente⁴.



Figura 12 - Schema di principio di un telescopio a neutrini [20].

 $^{^{4}}$ A energie più elevate, poiché la cross section *v*-*N* cresce con l'energia, la terra diventa opaca, e il telescopio a neutrini può rivelare solo quelli provenienti dall'alto o da direzioni prossime all'orizzonte.

Nella Figura 12 a sinistra si vedono due protoni incidenti sull'atmosfera terrestre che danno inizio a sciami atmosferici estesi, uno proveniente dall'alto che può dare luogo ad un muone che sarà filtrato una volta ricostruita la traiettoria, uno proveniente dal basso che genera un neutrino atmosferico che attraversa la Terra e giunge nei pressi del rivelatore. I muoni prodotti dai neutrini atmosferici provenienti dal basso sono indistinguibili dai muoni indotti dai neutrini astrofisici e quindi costituiscono un fondo irriducibile per il rivelatore. Solo su base statistica, con anni di osservazione e di raccolta dati, si potranno identificare le eventuali sorgenti puntiformi di neutrini cosmici. I neutrini atmosferici possono essere distinti da quelli astrofisici anche considerando la loro energia, perché il loro spettro decade molto più rapidamente ($\sim E^{2.7}$) rispetto a quello aspettato per i neutrini astrofisici ($\sim E^2$) come si osserva in Figura 10. A destra di Figura 12 è rappresentato un ingrandimento del telescopio in cui è evidenziata la traccia di un μ , con il cono di luce Čerenkov, e un neutrino elettronico. L'elettrone prodotto da questo neutrino ha una traccia molto breve, causando uno sciame elettromagnetico completamente contenuto nell'apparato, da cui si può difficilmente ricostruire la traccia del ve incidente. Per questo, per fare astronomia con i neutrini, ci si limita a considerare le tracce di muoni.

2.2 Interazione dei neutrini con la materia

La cross section $\sigma_{\nu\nu}(E_{\nu})$ dell'urto profondamente anelastico di un neutrino muonico su un nucleone in una interazione CC, è descritta dalla relazione [21]:

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,dy} = \frac{2\,G_F^2 m_N E_v}{\pi} \left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2}\right)^2 \left[xq(x,Q^2) + x\overline{q}(x,Q^2)(1-y^2)\right]$$

dove E_v è l'energia del neutrino interagente, $x = Q^2 / [2m_N(E_v - E_\mu)]$ e $y = (E_v - E_\mu)/E_v$ sono le variabili di scala di Bjorken, m_N è la massa del nucleone, M_W è la massa del bosone W, G_F è la costante di Fermi, Q^2 è l'impulso scambiato e $q(x,Q^2)$, $\overline{q}(x,Q^2)$ sono le funzioni di distribuzione dei quark. In Figura 13 è riportato l'andamento della sezione d'urto di neutrini e antineutrini muonici al variare dell'energia del neutrino interagente.



Figura 13 – Sezione d'urto di neutrini e antineutrini muonici su nucleoni in funzione dell'energia del neutrino incidente.

La cross section dell'interazione dei neutrini, estremamente bassa a basse energie $(10^{-37} \text{ cm}^2 \text{ a} 10 \text{ GeV})$ cresce all'aumentare dell'energia $(10^{-33} \text{ cm}^2 \text{ a} 10 \text{ PeV})$. La lunghezza di interazione *v–N*, cioè la distanza oltre la quale il flusso si riduce di un fattore *e*, diminuisce di conseguenza:

$$\mathcal{L}_{int}(E_{v}) = \frac{1}{\sigma_{vN}(E_{v})} \frac{\rho A}{N_{A}}$$

dove N_A è il numero di Avogadro, ρ è la densità della materia attraversata ed A è il numero di massa, e la lunghezza di attenuazione è espressa in g/cm².

La densità della terra varia con la profondità, ed è riportata in Figura 14, secondo un modello ben consolidato; un neutrino proveniente dal basso, con una direzione di arrivo formante un angolo θ rispetto al nadir del punto di osservazione, incontra una colonna di materia con densità equivalente $z(\theta)$, che dà luogo al coefficiente di assorbimento che è funzione della direzione di provenienza θ e di E_{ν} :

$$S(E_{\nu}, \theta) = \exp\left[\frac{-z(\theta)}{\mathcal{L}_{int}(E_{\nu})}\right]$$

In Figura 14 è riportato anche il coefficiente di assorbimento in funzione di θ ed E_{ν} .



Figura 14 – Densità della terra in funzione della profondità (a sinistra) e coefficiente di trasmissione in funzione di θ ed $E\nu$ (a destra) [9].

I neutrini orizzontali ($\theta = 90^{\circ}$) che attraversano una piccola quantità di materia, non subiscono apprezzabile assorbimento neanche ad altissime energie, mentre quelli provenienti dal basso ($\theta = 0^{\circ}$) a 100 TeV sono quasi del tutto assorbiti.

I neutrini muonici che interagiscono per CC (3), generano muoni la cui direzione di propagazione alle alte energie forma un angolo abbastanza piccolo rispetto alla direzione d'arrivo dei neutrini. Questo permette quindi di risalire alla direzione della sorgente dei neutrini. Il valore quadratico medio dell'angolo tra la traccia del neutrino e quella del muone è

$$\left< \theta_{\nu\mu} \right> \approx \frac{1^{\circ}}{\sqrt{E_{\nu} [TeV]}}$$

Nella Figura 15 è riportato il coseno dell'angolo tra muone e neutrino in funzione dell'energia, ottenuto tramite una simulazione dell'interazione $v_{\mu} - N$ effettuata con il programma Genhen [22].



Figura 15 – Angolo medio tra muone e neutrino in funzione dell'energia.

2.3 Propagazione dei muoni

I muoni prodotti dai neutrini perdono energia durante il loro tragitto nella roccia e nell'acqua, e subiscono una diffusione coulombiana multipla.

Le perdite di energia sono dovute alla ionizzazione degli atomi della materia attraversata, all'irradiazione per brehmsstrahlung, alla produzione di coppie elettronepositrone, e all'interazione con i nuclei; quest'ultima è la sola responsabile di apprezzabile deviazione angolare.

La perdita di energia per ionizzazione, dominante ad energie del muone $E_{\mu} < 1$ TeV (cfr. Figura 16), è descritta dall'equazione di Bethe-Bloch [22]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{N_A Z}{A} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 E_{MAX}}{I^2} \right) - \beta^2 \right]$$
(4)

dove z è la carica della particella incidente e v è la sua velocità, ($\beta = v/c$), e è la carica dell'elettrone, m_e è la sua massa, Z ed A sono il numero atomico e il numero di massa del materiale attraversato, e N_A è il numero di Avogadro. Ci sono delle correzioni a questa

formula, in particolare ad alte energie bisogna tenere conto dell'effetto densità, dovuto al fenomeno di schermo ad opera del campo elettrico della stessa particella incidente, che diminuisce il valore stimato dall'eq. (4). Comunque le perdite per ionizzazione dipendono in modo logaritmico dall'energia: $\alpha_I \approx log(E)$.

Le perdite di energia per bremsstrahlung, produzione di coppie e interazioni nucleari, che diventano dominanti per $E_{\mu} > 1$ TeV, sono invece lineari in E_{μ} :

$$\frac{dE_{\mu}}{dx} = -\frac{E_{\mu}}{X_0}$$

dove X_0 è la lunghezza di attenuazione, ma si tratta di fenomeni stocastici che vanno modellizzati tramite la simulazione Monte Carlo.

In totale si ha:

$$-\left\langle \frac{dE(E_{\mu})}{dx} \right\rangle = \alpha + \beta E_{\mu}$$

In Figura 16 è riportato l'andamento delle perdite di energia in funzione dell'energia del muone, simulate nell'ambito dell'esperimento ANTARES [24], utilizzando il pacchetto software MUSIC [25].

In Figura 17 sono riportate le distribuzioni di probabilità del range del muone $dP/d(log_{10}(R_{\mu}))$, in acqua e roccia, espresso in km equivalenti di acqua (kmwe)⁵ per diverse energie.

In Figura 18 è invece riportata la deviazione angolare tra la traccia del muone e la direzione del ν incidente, dovuta alla diffusione colombiana multipla e all'interazione neutrino-muone; si vede che la deviazione angolare rispetto alla direzione iniziale del muone dovuta allo scattering sui nuclei è molto minore dell'angolo tra muone e neutrino.

 $^{^{5}}$ Un km equivalente di acqua è una misura di lunghezza di attenuazione, espressa per densità di materiale unitaria; in un mezzo con densità ρ corrisponde ad una lunghezza di attenuazione pari a 1 km/ ρ



Figura 16 – Perdite di energia nella propagazione del muone in acqua e roccia, in funzione dell'energia del muone.



Figura 17 - Range del muone in acqua e roccia per diverse energie [24].



Figura 18 – Deviazione angolare tra la traccia del muone e la direzione del neutrino incidente, dovuta allo scattering multiplo e all'interazione da correnti cariche [24].

Il fatto che il range dei muoni di alta energia in acqua e roccia sia dell'ordine di qualche km di fatto aumenta la capacità del telescopio di rivelare i neutrini, cioè il Volume Efficace. Infatti non è necessario che l'interazione di CC (3) avvenga nel volume fisico del detector, ma anche qualche km prima (cfr.§2.5).

2.4 Effetto Čerenkov

I muoni di alta energia che attraversano l'acqua di mare hanno una velocità superiore a quella della luce nel mezzo. Infatti l'acqua di mare ha un indice di rifrazione *n* tipicamente pari a 1.350÷1.355, e la velocità della luce si riduce a $v_g = c/n$.

Le particelle cariche che attraversano un mezzo lo polarizzano, e le molecole del mezzo, tornando in condizione di riposo emettono fotoni isotropicamente (cfr. Figura 19). Quando però la velocità della particella è maggiore della velocità della luce nel mezzo c'è una direzione in cui i fotoni emessi si sommano in fase (principio di Huygens) e producono un'onda di shock con fronte d'onda che forma un angolo ben definito, caratteristico del mezzo, con la traiettoria della particella (cfr. Figura 20) [3].

Dalla Figura 20 si ricava che l'angolo caratteristico dell'emissione Čerenkov è tale che

$$\cos\theta_C = \frac{1}{n\beta}.$$

Il numero di fotoni emessi per unità di percorso e per unità di frequenza è:

$$\frac{d^2 N}{dx d\omega} = \frac{z^2 \alpha}{c} \sin^2 \theta_c$$

che dà un numero pari a circa 300 fotoni al cm nella banda del visibile (tra 300 e 600 nm), dove l'acqua è più trasparente e i fotomoltiplicatori presentano la massima sensibilità.



Figura 19 - Polarizzazione delle molecole del mezzo attraversato, in condizioni di velocità molto minori (a), e maggiori (b) della velocità della luce nel mezzo.



 $\label{eq:Figura 20 - Somma in fase dei fotoni emessi dalle molecole del mezzo (in direzione θ_C) attraversato da una particella carica con velocità ultra-relativistica.$

Anche i fotoni emessi per effetto Čerenkov, durante la propagazione in acqua subiscono fenomeni di assorbimento e diffusione. Entrambi i processi sono modellizzabili tramite un andamento esponenziale, con L_a parametro di lunghezza di attenuazione:

$$I(x) = I_0 e^{-\frac{x}{L_a}}$$

Il fenomeno dello scattering introduce una ritardo aleatorio nel tempo di transito di un fotone dal punto di emissione al rivelatore [26].

2.5 Fotomoltiplicatori

I fotoni emessi per effetto Čerenkov al passaggio del muone devono essere rivelati e, per ricostruire la direzione del muone, deve essere misurato il loro tempo di arrivo con un'accuratezza di pochi ns. Un detector in grado di rivelare singoli fotoni con un'accuratezza temporale dell'ordine dei ns è il fotomoltiplicatore (PMT). Questo tipo di rivelatore è costituito da un tubo a vuoto in cui ad un'estremità c'è un fotocatodo, cioè una lamina di materiale metallico che colpito da un fotone libera un elettrone per effetto fotoelettrico con una certa probabilità, definita dall'efficienza quantica del PMT. L'elettrone emesso

(fotoelettrone) viene accelerato da un forte campo elettrico di polarizzazione e viene ad urtare una serie di elettrodi interni (dinodi), ognuno ad un potenziale maggiore, liberando ad ogni urto altri elettroni, e producendo quindi una moltiplicazione a valanga. Alla fine, sull'elettrodo di raccolta si ha un impulso di corrente di intensità sufficiente ad essere misurata: infatti, se un PMT ha 14 dinodi, ed ognuno quando urtato da un elettrone ne riemette (con legge poissoniana) in media 3, si hanno all'uscita $3^{14} \cong 5 \cdot 10^6$ elettroni, cioè una carica pari a circa $8 \cdot 10^{-13}$ C, che in un tempo pari alla durata media dell'impulso, pari a ~10 ns, dà una corrente di circa 80 µA, e quindi un segnale di 4 mV su una resistenza di 50 Ω .

In Figura 21 è rappresentato un PMT, con uno schermo magnetico di mu-metal; infatti il percorso degli elettroni nel tubo è disturbato dal campo magnetico terrestre, e specialmente per i primi dinodi, in cui gli elettroni hanno una bassa energia, potrebbe causare la perdita degli elettroni.



Figura 21 - PMT con schermo magnetico.

Figura 22 - Spettro in carica di un PMT.

In Figura 22 è invece graficato lo spettro in carica di un PMT; si noti che anche in assenza di fotoelettroni emessi dal fotocatodo si può avere un impulso in uscita, dovuto all'emissione spontanea di elettroni dai dinodi, (piedistallo). La distribuzione del numero di fotoelettroni (e quindi della carica raccolta sull'anodo del PMT) è poissoniana con media 0.25.

2.6 Efficienza di rivelazione

Si è detto che il fatto che i muoni abbiano un range molto lungo (qualche km) aumenta decisamente la capacità di rivelazione del telescopio. La capacità del rivelatore di identificare una traccia di un muone viene indicata con i parametri Area Efficace e Volume Efficace, intendendo con questi l'area attorno ad una sezione dell'apparato all'interno della quale i muoni che passano vengono rivelati, e il volume ottenuto proiettando l'Area Efficace per il range dei muoni (cfr §2.3).

Si ha pertanto:

$$V_{eff} = A_{eff} R_{\mu}$$



Figura 23 - Area efficace e volume efficace di un rivelatore per neutrini [31].

L'area efficace può essere calcolata conoscendo le efficienze di rivelazione, oppure stimata tramite simulazioni Monte Carlo. Scelta un'area di riferimento su cui calcolare il flusso di muoni che la attraversa, vengono conteggiate le tracce meglio ricostruite. La frazione di eventi ricostruiti moltiplicata per l'area geometrica di generazione dà l'area efficace.

L'area geometrica di riferimento deve essere più grande dell'area che contiene il rivelatore, ad esempio con un margine di 5 lunghezze di attenuazione dei fotoni.

L'area efficace dipende, oltre che dall'energia del muone, anche dalla geometria del rivelatore, per esempio dalla distanza tra i PMT rispetto alla lunghezza di attenuazione dei fotoni in acqua e dagli algoritmi di filtraggio e ricostruzione utilizzati nell'analisi degli eventi.

2.7 Telescopi a neutrini nel Mediterraneo

2.7.1 ANTARES

La collaborazione ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch) [32] ha lo scopo di costruire un telescopio Čerenkov sottomarino nel mar Mediterraneo, al largo della costa Francese nei pressi di Tolone (cfr. Figura 24).



Figura 24 – Posizione geografica del telescopio ANTARES.

Il telescopio avrà un'area efficace di circa 0.1 km², e lo scopo è quello di iniziare ad osservare i neutrini di origine cosmica per preparare accuratamente lo sviluppo di un telescopio da 1 km³ (NEMO).

Il sito si trova ad una profondità di 2400 m dalla superficie e presenta una lunghezza di assorbimento dei fotoni in acqua pari a 55 m alla lunghezza d'onda del blu.

L'apparato è formato da 12 stringhe flessibili contenenti 25 piani separati di 15 m l'uno dall'altro. Ogni piano ha tre PMT separati di 120° l'uno dall'altro e orientati a 45° verso il basso, in modo da ottimizzare la rivelazione dei muoni provenienti dal basso e minimizzare l'effetto del biofouling [12]. In Figura 25 è rappresentata la pianta di posizionamento delle stringhe e in Figura 26 è riportato lo schema di tutto il telescopio. I segnali elettrici in uscita dai PMT sono campionati, digitalizzati e trasmessi via fibra ottica alla Junction Box, connessa con un unico cavo elettro-ottico alla stazione di terra a Seyne sur le mer. Ci si aspetta una precisione temporale di circa 1 ns nella determinazione del tempo di arrivo dei fotoni Čerenkov sui PMT.



Figura 25 - Pianta di posizionamento delle stringhe di ANTARES.



Figura 26 - Schema dell'intero telescopio ANTARES.

2.7.2 NEMO

La collaborazione NEMO (NEutrino Mediterranean Observatory) [33] ha lo scopo di sviluppare un telescopio a neutrini di scala 1 km³. Sono stati considerati vari siti sottomarini dove installare l'apparato (riportati in Figura 27) ed è stato scelto il sito al largo delle coste orientali della Sicilia, a sud di Capo Passero, ad una profondità di 3350 m, con ottime proprietà di trasparenza dell'acqua ($L_a = 68$ m alla lunghezza d'onda del blu).

L'apparato consiste di un reticolo a base quadrata di 81 torri, ciascuna formata da una sequenza di 18 piani ruotati di 90° l'uno rispetto al superiore, mantenuti in posizione attraverso due coppie di cavi che uniscono il piano inferiore e superiore, come rappresentato in Figura 28. Questa soluzione, rispetto alle stringhe di ANTARES, offre una maggiore stabilità della struttura, specialmente rispetto alla rotazione.

La distanza tra le torri è 140 m, corrispondenti a circa due lunghezze di attenuazione dei fotoni alla lunghezza d'onda del blu. La distanza tra i piani è di 40 m. Agli estremi dei piani sono posizionati i due moduli ottici, per un totale di 4 PMT per piano, contenenti i PMT e l'elettronica di conversione analogico-digitale. Due PMT sono orientati in senso orizzontale, gli altri due sono orientati verso il basso.

Il controllo del posizionamento delle torri avviene mediante un sistema acustico formato da una serie di idrofoni collocati sulle torri e da un sistema di emettitori (beacon) poggiati sul fondale marino.



Figura 27 – Posizione di alcuni siti analizzati per la scelta dell'istallazione di NEMO.

I 5832 PMT dell'apparato danno un contributo al segnale (hit) se la carica misurata supera una soglia prefissata, e i tempi di hit consentono la ricostruzione della traccia del muone indotto da un neutrino, come spiegato dettagliatamente nel §3.2. In Figura 29 è rappresentato la simulazione di una traccia di un muone che attraversa l'apparato. I punti neri sono le posizioni di tutti i PMT, quelli gialli sono i PMT che hanno dato origine ad un hit, e quelli rossi sono hit filtrati, cioè non utilizzati per la ricostruzione.



Figura 28 – Struttura delle torri di NEMO.



Figura 29 – Evento ricostruito: in nero PMT spenti, in rosso hit filtrati, in giallo hit per la ricostruzione.

2.8 Altri Esperimenti

NEMO ed ANTARES raccolgono l'esperienza di alcuni esperimenti pionieristici come DUMAND, presso le isole Hawaii, e gli attuali Baikal, nell'omonimo lago in Russia, e AMANDA in Antartide.

L'esperimento Baikal, ad una profondità di circa 1000 m soffre di una bassa lunghezza di assorbimento, che richiede una densità di PMT maggiore di quella degli esperimenti marini, ma ha il vantaggio di avere per questo motivo anche una soglia di energia più bassa. D'altra parte la limitata area efficace $(1000 \div 5000 \text{ m}^2)$ esclude la possibilità di osservare neutrini cosmici, e l'obiettivo è stato quello di ricostruire neutrini atmosferici provenienti dal basso [35]. In Figura 30 è riportato il coseno dell'angolo zenitale degli eventi ricostruiti in 70 giorni di presa dati nel 1997.



Figura 30 - Ricostruzione di eventi con l'esperimento Baikal [35].

Il telescopio AMANDA prima generazione è stato completato nell'estate australe 1996-97, ed è istallato nel ghiaccio del polo sud, ad una profondità di 1500 ÷ 2000 m. Consiste di un array di 302 PMT, esteso poi, con la seconda generazione a 677 PMT disposti in 19 stringhe verticali.

Il ghiaccio ha proprietà ottiche complementari a quelle dell'acqua, avendo una lunghezza di assorbimento molto grande, da 85 m nel blu fino ad oltre 200 m nell'UV. Però la lunghezza di diffusione è minore di quella in acqua⁶, e si hanno quindi maggiori ritardi nei tempi di hit, che risultano in una minore accuratezza di ricostruzione, che si deve fronteggiare con elaborati algoritmi di filtraggio.

Anche AMANDA ha raccolto dati compatibili con il flusso atteso di neutrini atmosferici, come rappresentato in Figura 31, senza trovare evidenza di eventi cosmici [37].



Figura 31 - Flusso di eventi misurati da AMANDA [37].

⁶ La lunghezza di assorbimento tiene conto dell'attenuazione dovuta all'assorbimento dei fotoni da parte delle molecole, mentre la lunghezza di diffusione tiene conto dello scattering.



L'estensione futura di AMANDA, un telescopio di scala 1 km³ chiamato Ice-cube sarà messo in funzione verso il 2010 sempre nei pressi del polo sud (Figura 32).

Figura 32 – Posizione di AMANDA e di Ice-cube, presso i laboratori dell'Antartide.

Sarà formato da 4800 moduli ottici disposti in circa 80 stringhe disposte in un'area di circa 1 km², ad una profondità tra 1400 e 2400 m.

2.9 Eventi attesi e fondo

I neutrini interessanti dal punto di vista astrofisico sono immersi in una grande quantità di neutrini e muoni atmosferici. Mentre i muoni generati negli sciami atmosferici estesi provengono solo dall'alto, i neutrini atmosferici provenienti dal basso sono indistinguibili da quelli di origine astrofisica. La rivelazione di sorgenti puntiformi avverrà quindi solo su base statistica, osservando un'abbondanza di eventi rispetto al numero di eventi aspettato solo a causa del fondo, da certe direzioni. La direzione di arrivo potrà essere stimata con un fit gaussiano, mediando così le incertezze sulla ricostruzione della direzione dei singoli eventi

(cfr. §2.2) ottenendo accuratezze migliori al crescere del numero di eventi osservati: $\sigma_{\hat{\theta}} \approx \sigma_{ev} \frac{1}{\sqrt{N}}$.

I flussi di neutrini aspettati in base alle stime del §1.7, sono riassunti in Figura 33 [27]. Sopra al TeV i neutrini astrofisici (curva g in Figura 33) hanno un flusso pari o superiore a quello dei neutrini atmosferici (curve f ed f').

In Tabella 1 e Tabella 2 sono riportate le stime degli eventi attesi in un telescopio a neutrini di area efficace 0.1 km² e 1 km² rispettivamente [14], [29], [30], per differenti potenziali sorgenti di neutrini (sia estese che puntiformi).

Atmosferici (eventi/sr)	>1GeV >1TeV	8000 120÷170	
Astrofisici (eventi/sr)	>1GeV >1TeV	Piano Galattico 12÷20 1.5÷3	AGN (flusso diffuso) 80÷200 40÷200
Atmosferici (in un cerchio di 1°)	>1GeV >1TeV	$\cos \theta = 0.05$ 12.6 0.21	$\cos \theta = 0.95$ 5.6 0.05
Astrofisici (sorgenti puntiformi)	>1GeV >1TeV	2.6 Galattici (SNR, microquasar)0.1÷10 Extragalattici (AGN, GRB)	

Tabella 1 - Eventi attesi all'anno per un telescopio a neutrini di area efficace 0.1 km².

Atmosferici (eventi/sr)	5 10 ⁵	
Centro galattico (eventi/sr)	300÷1000	
Sorgenti di GRB (eventi/sr)	200	
AGN jets (eventi/sr)	500	
AGN cores (eventi/sr)	3 10 ⁴	

Tabella 2 - Eventi attesi all'anno per un telescopio a neutrini di area efficace 1 km².



Figura 33 - Flussi attesi di neutrini da varie sorgenti [27].

Come si vede dalle tabelle gli eventi da sorgenti puntiformi sono solo qualche unità all'anno per il telescopio da 0.1 km² (cioè la taglia di ANTARES).

Oltre al fondo costituito da neutrini e muoni atmosferici, un altro contributo importante di disturbo nella rivelazione di neutrini astrofisici è dato dall'emissione di fotoni da parte degli elementi radioattivi contenuti nell'acqua di mare. Tra le sorgenti più importanti ci sono il ⁴⁰K, il ²³⁸U e il ⁸⁷Rb. Ma la quasi totalità del fondo è dato dal decadimento del ⁴⁰K

$${}^{40}\text{K} \rightarrow {}^{40}\text{Ca} + e^- + v \qquad 89\%$$
$${}^{40}\text{K} \rightarrow {}^{40}\text{Ar} + v + \gamma \qquad 11\%$$

L'attività, cioè il numero di decadimenti per unità di massa e di tempo, può essere calcolata mediante [23]

$$N = \frac{\ln 2}{\tau} S \varepsilon_{K} \eta_{40_{K}} \frac{N_{A}}{A}$$

dove $\tau = 1.28 \cdot 10^9$ anni è la vita media del ⁴⁰K, S = 38.4 g/l è la salinità dell'acqua del mare Mediterraneo, ε_K è la percentuale di potassio rispetto agli altri sali, η_{40_K} è l'abbondanza relativa dell'isotopo ⁴⁰K, N_A è il numero di Avogadro e *A* è il peso atomico.

Risulta un'attività pari a 13600 decadimenti al m³ al s, che dà una frequenza media di segnale sul singolo PMT di circa 35 kHz. Si capisce quindi come sia importante utilizzare opportune logiche di trigger per registrare solo dati interessanti e logiche di filtraggio per ricostruire la traccia dell'evento in modo accurato.

Un'altra causa di fondo di fotoni nella banda del visibile è data dai microorganismi bioluminescenti, che producono impulsi di luce di durata variabile dai ms al secondo e temporalmente correlati. I PMT eventualmente interessati da questo tipo di fondo sono completamente accecati da questi "burst" di bioluminescenza. Fortunatamente la massima densità di questi organismi si trova a profondità minori di quelle dei telescopi NEMO ed ANTARES, come si vede dalla Figura 34.



Figura 34 - Densità di organismi luminescenti in funzione della profondità nel sito di Capo Passero (CFU: Colony Forming Units) [28].