



SAPIENZA
UNIVERSITÀ DI ROMA

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in Fisica e Astrofisica

**TECNICHE DI RIVELAZIONE ACUSTICA DI NEUTRINI
ASTROFISICI CON ENERGIA $> 10^{18}$ eV**

Relatore:

Chiar.mo Prof.

Antonio Capone

Candidata:

Gabriella Sisinni

matr. 1403221

Anno Accademico 2013/2014

INDICE

Capitolo 1 Introduzione	2
1.1 Origini della radiazione cosmica.....	2
1.2 Caratterizzazione della radiazione cosmica.....	3
1.2.1 Neutrini astrofisici: caratteristiche e interazione con la materia.....	4
Capitolo 2 Tecniche di rivelazione acustica di neutrini astrofisici	7
2.1 Considerazioni preliminari.....	7
2.2 Rivelazione della luce Cherenkov.....	8
2.2.1 Telescopi sottomarini.....	10
2.3 Rivelazione acustica.....	11
Capitolo 3 Il modello termoacustico	13
3.1 Propagazione di impulsi acustici in acqua.....	13
3.1.1 Dipendenza della propagazione dell'onda acustica dai parametri ambientali.....	15
3.1.2 Attenuazione dell'onda acustica.....	16
3.2 Studio dell'equazione d'onda in termini di pressione.....	17
3.3 Sistema di acquisizione e rumore.....	23
Capitolo 4 Conclusioni	25
4.1 Verifiche sperimentali.....	25
4.2 Progetti.....	25
4.2.1 SAUND-II.....	26
Bibliografia	28

CAPITOLO 1

Introduzione

1.1 Origini della Radiazione cosmica

Le informazioni che abbiamo oggi al riguardo dell'origine e dell'evoluzione del nostro Universo provengono in gran parte da studi eseguiti sulla radiazione cosmica.

Nel 1911, Victor Franz Hess¹ dimostrò sperimentalmente l'esistenza di tale radiazione e ciò fu fondamentale per lo sviluppo della fisica delle particelle. I raggi cosmici e la loro interazione con la materia, infatti, hanno rappresentato, agli inizi del '900, la principale fonte d'informazione sulle particelle elementari e le loro interazioni. Alcuni risultati importanti ottenuti dagli esperimenti fatti sui raggi cosmici sono, ad esempio, la conferma dell'esistenza di antimateria (C.D. Anderson, 1932, scoperta del positrone) e la scoperta del muone (ad opera dei fisici italiani M. Conversi, E. Pancini, O. Piccioni, 1945).

L'avvento delle macchine acceleratrici, a partire dagli anni '50, fornendo la possibilità di generare direttamente in laboratorio particelle subatomiche di altissima energia (elettroni, positroni, protoni, antiprotoni etc) allo scopo di investigare le proprietà dei costituenti ultimi della materia e delle loro interazioni, ha ridotto l'interesse nello studio dei raggi cosmici.

LHC è l'acceleratore di particelle più potente finora realizzato. Può accelerare protoni e ioni pesanti fino a velocità pari a 0,999999991 la velocità della luce e farli successivamente scontrare, raggiungendo attualmente un'energia di 8 TeV per fascio (si prevede che con il secondo periodo di raccolta dati, agli inizi del 2015, tale energia possa aumentare fino a 13 TeV, il limite teorico della macchina [2]).

Viene così raggiunta in laboratorio un'energia impensabile fino a qualche decennio fa ma ancora molto limitata ($\sim 10^{13}$ eV) se confrontata all'energia ($\sim 10^{20}$ eV) delle particelle più energetiche, osservate nei RC.

¹ Fisico austriaco noto per le sue scoperte sui raggi cosmici. Tra il 1911 e il 1912 condusse degli esperimenti in alta quota a bordo di palloni aerostatici arrivando a ipotizzare l'esistenza di una *Höhenstrahlung* "radiazione proveniente dall'alto" [1].

1.2 Caratterizzazione della radiazione cosmica

Per radiazione cosmica si intende il flusso continuo di particelle e nuclei atomici con energia tipica $\sim 10^9$ eV, distribuita in uno spettro che si estende fino a $\sim 10^{20}$ eV, che attraversando l'atmosfera, investe la terra da tutte le direzioni.

Si è soliti distinguere due componenti di tale radiazione: si chiamano raggi cosmici primari (costituiti da protoni, nuclei di elio e atomi più pesanti, neutrini e raggi gamma), quelli che, prodotti direttamente nelle sorgenti astrofisiche, arrivano indisturbati fino agli strati superiori dell'atmosfera terrestre; qui interagiscono con i nuclei di cui essa è composta, dando luogo ai raggi cosmici secondari. Queste ultime particelle definite "atmosferiche", se di energia sufficientemente elevata, arrivano fino a terra all'interno di uno sciame esteso di particelle (EAS). Dallo studio delle caratteristiche di questo sciame si può ricavare l'energia e la direzione del raggio cosmico primario (informazioni altrimenti rivelabili solo mediante esperimenti al di fuori dell'atmosfera²).

I raggi cosmici hanno energie che variano in un intervallo molto ampio.

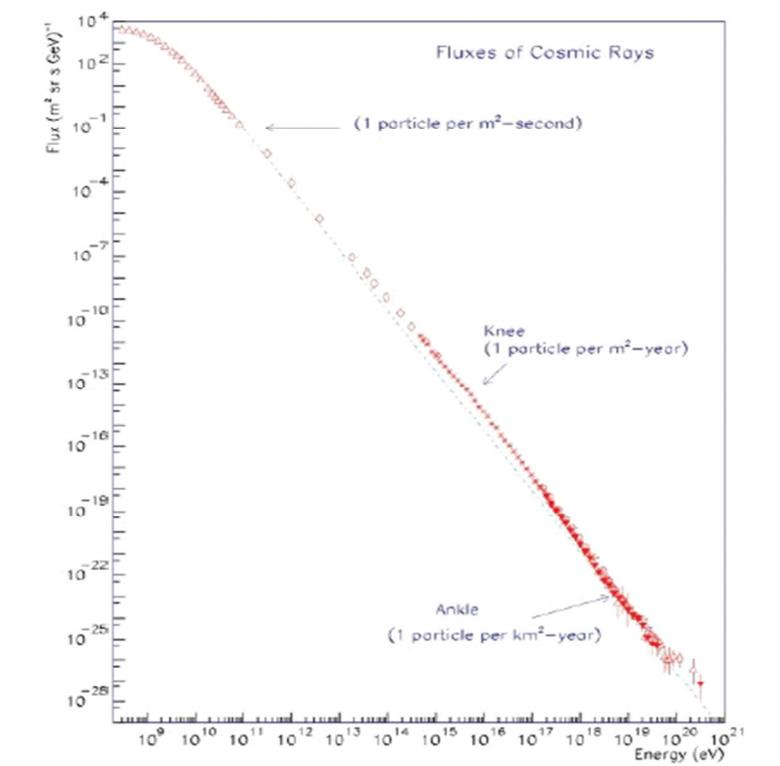


Figura 1 Spettro dei raggi cosmici in funzione dell'energia a cura di Simon Swordy [4]. In ascissa è rappresentata l'energia cinetica delle particelle in eV, in ordinata il flusso differenziale (numero di particelle per intervallo di energia, tempo, area e angolo solido) in $m^{-2}s^{-1}sr^{-1}GeV^{-1}$

² "La misura diretta della componente primaria dei raggi cosmici è possibile fino a energie di circa 100-300 GeV mediante rivelatori di volume contenuto (alcuni m^3), posizionabili su satelliti (AMS) o su palloni aerostatici (BESS, CAPRICE, HEAT, IMAX)" [3]

Lo spettro in energia dei raggi cosmici nella parte superiore dell'atmosfera, mostrato in figura 1, segue una legge di potenza della forma: $\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha}$

In cui l'indice spettrale α varia in funzione dell'energia:

$$\begin{array}{ll} \alpha = 2,7 & \text{Se } 10^7 < E < 10^{16} \text{ eV} \\ \alpha = 3,1 & \text{Se } 10^{16} < E < 10^{19} \text{ eV} \quad (\text{"ginocchio" o "knee"}) \\ \alpha = 2,5 & \text{Se } 10^{19} < E \quad (\text{"caviglia" o "ankle"}) \end{array}$$

Comunemente, tale andamento dello spettro in energia è messo in relazione con l'origine della radiazione cosmica e la tipologia delle sorgenti³. Si può affermare che i raggi cosmici con energia $< 10^{16}$ eV siano di origine galattica, prodotti all'interno di sorgenti astrofisiche come il Sole, micro quasars, pulsars, binarie X e resti di Supernovae (SNR).

Per energie $> 10^{19}$ eV diventa visibile una componente di raggi cosmici primari di provenienza, presumibilmente, extra-galattica che si pensa abbia origine da corpi celesti estremamente energetici come gli AGNs (Active Galactic Nuclei) e le sorgenti di GRBs (Gamma - Ray Bursts).

Un'attenzione particolare è riservata ai neutrini e alla loro rivelazione; la loro presenza all'interno della componente primaria della radiazione è sostenuta da numerosi modelli [6].

1.2.1 Neutrini astrofisici: caratteristiche e interazione con la materia

Lo studio della radiazione cosmica primaria permette di identificare la posizione delle diverse sorgenti astrofisiche e quindi di delineare una mappa delle zone più energetiche dell'Universo.

Per costruire tale mappa dobbiamo utilizzare, tra i vari costituenti della RC, quelle particelle che nel loro percorso dalla sorgente fino a terra conservino il maggior numero di informazioni sulla sorgente stessa. I neutrini rispondono perfettamente a questa richiesta a causa delle loro peculiari proprietà di interazione con la materia.

A differenza dei protoni che, dotati di carica elettrica, nel loro viaggio sono continuamente deflessi dai campi magnetici galattici ed extragalattici, i neutrini, in quanto particelle neutre, mantengono la loro direzione di provenienza, anche in presenza di campi

³ Per una lista dettagliata di tutte le sorgenti astrofisiche, con riferimento particolare ai neutrini, vedere [5].

magnetici; in quanto interagenti solo debolmente riescono inoltre, differentemente da quanto accade a protoni e fotoni, ad attraversare grandi distanze senza essere assorbiti.

L'interazione dei neutrini con i nucleoni può essere di due tipi:

- Interazione debole a “corrente carica” (CC)

$$\bar{\nu}_\ell + N \rightarrow \ell^\pm + X$$

In questo caso il neutrino si trasforma nel corrispondente leptone carico e l'energia cinetica trasferita al nucleone genera uno sciame adronico;

- Interazione debole a “corrente neutra” (NC)

$$\bar{\nu}_\ell + N \rightarrow \bar{\nu}_\ell + X$$

Per le interazioni NC, l'energia trasportata dal neutrino uscente, non interagente, non può essere rivelata, quindi la sola parte visibile dello stato finale è lo sciame adronico.

Nelle formule precedenti:

ℓ Indica il sapore del leptone (e, μ , τ)

N è il nucleone bersaglio

X è l'adrone o lo sciame adronico prodotto dall'interazione

$\bar{\nu}$ Sta a indicare l'antineutrino

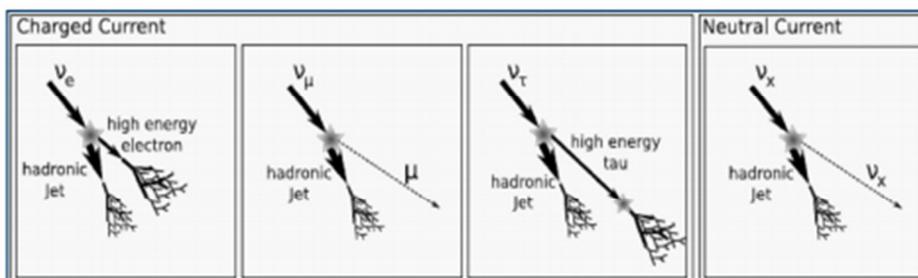


Figura 2 Sono mostrate le diverse tipologie di interazione dei neutrini, con riferimento particolare alle interazioni in CC nel caso dei tre diversi sapori (e, μ , τ). Nel caso del ν_e l'elettrone dà inizio a una cascata elettromagnetica; nel caso del ν_μ il muone, essendo molto penetrante, dà una traccia relativamente lunga; infine nel caso del ν_τ , il tau decade (leptonicamente o semileptonicamente) riproducendo comunque un ν_τ .

In generale la formula che descrive l'interazione debole dei neutrini con quarks e anti quarks è data da [7]:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{2G_F^2 m E_\nu}{\pi} \left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 [xq(x, Q^2) + x\bar{q}(x, Q^2)(1 - y^2)]$$

In cui σ è la sezione d'urto, $G_F = 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ è la costante di Fermi, q sono le funzioni di distribuzione dei quarks (anti-quarks) nel nucleone, M_W è la massa del bosone scambiato nell'interazione (W^\pm per CC e Z^0 per NC), Q^2 è il momento invariante trasferito dal neutrino al leptone e m è la massa della particella bersaglio. A causa della dipendenza della sezione d'urto d'interazione dei neutrini dalla massa m del bersaglio, è evidente che le interazioni tra i neutrini e gli elettroni sono circa 2000 volte meno probabili rispetto a quelle tra neutrini e nucleoni.

Infine x rappresenta la frazione del momento del nucleone trasportata dal quark interessato all'interazione con il neutrino; y rappresenta l'inelasticità dell'interazione: la frazione dell'energia del neutrino trasportata, nello stato finale, dallo sciame adronico.

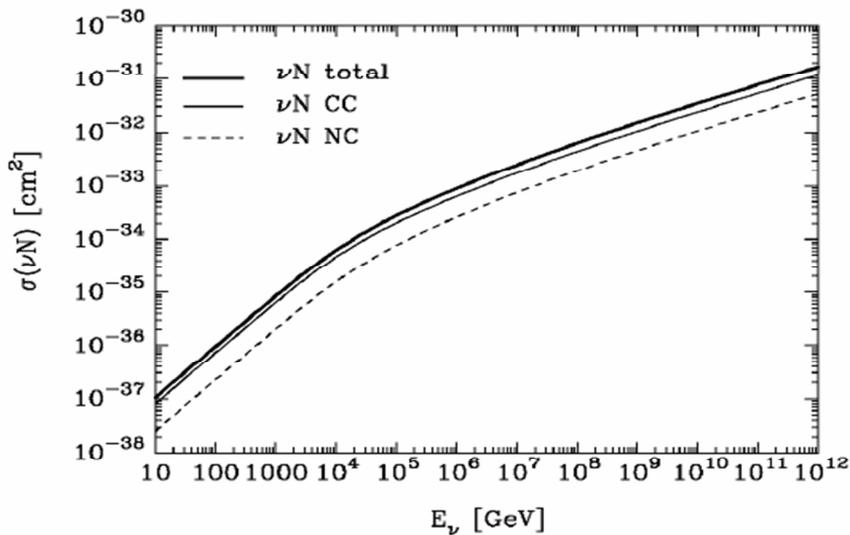


Figura 3 Sezione d'urto d'interazione neutrino-nucleone in funzione dell'energia del neutrino (nell'intervallo 10^{10} - 10^{21} eV) [8]

CAPITOLO 2

Tecniche di rivelazione di neutrini astrofisici

2.1 Considerazioni preliminari

La grande varietà di particelle contenute nella radiazione cosmica e il vasto intervallo di energia da esse posseduta, comporta la necessità di adoperare, per il loro studio, diverse tecniche di rivelazione.

Come abbiamo visto in precedenza si può identificare l'interazione di un neutrino studiando le particelle (leptoni, adroni) prodotte nella loro interazione. Il fatto che i neutrini interagiscano debolmente con la materia, rappresenta allo stesso tempo un vantaggio, come già detto, (possono provenire anche da posizioni molto lontane nell'universo) ma anche un grande ostacolo per la rivelazione. Per ottenere un campione di eventi statisticamente significativo l'apparato dovrà contenere un numero estremamente elevato di nucleoni bersaglio. Le difficoltà aumentano al crescere dell'energia, poiché il flusso di neutrini astrofisici diminuisce con una legge di potenza ($\sim E^{-2}$) al crescere dell'energia.

Per tale ragione, la caratteristica fondamentale che dovrebbe avere un rivelatore di neutrini astrofisici ad alta energia è essere di dimensioni molto grandi, in modo tale da intercettare anche un debole flusso. Inoltre dovrebbe essere di grande massa, poiché, a causa della piccola sezione d'urto neutrino-nucleone, sono necessari un grande numero di nucleoni per avere l'interazione.

Oltre a rivelare il segnale, l'apparato deve poter fornire la possibilità di rigettare gli eventi di fondo.

Il fondo è costituito quasi totalmente dalla radiazione di origine atmosferica che di solito può essere schermata dalla materia circostante in un laboratorio sotterraneo.

Nessun laboratorio sotterraneo potrebbe mai ospitare un apparato sufficientemente grande per rivelare neutrini astrofisici con energia > 100 GeV; in natura questo invece si può realizzare sfruttando, per esempio, le acque oceaniche o il ghiaccio antartico.

2.2 Rivelazione della luce Cherenkov

I grandi telescopi sottomarini per neutrini si basano principalmente sull'utilizzo della tecnica Cherenkov⁴.

La radiazione Cherenkov è emessa ogni qualvolta particelle cariche (come i muoni prodotti nelle interazioni dei neutrini) si muovono in un mezzo trasparente (come l'acqua o il ghiaccio) con indice di rifrazione n e velocità $v = \beta c > c/n$, ossia maggiore della velocità delle onde elettromagnetiche nel mezzo stesso. La particella carica polarizza il mezzo e si ha, come conseguenza, una coerente emissione di luce Cherenkov, emessa lungo un cono d'onda con angolo di semi-apertura, detto angolo Cherenkov θ_C , tale che:

$$\frac{c}{n} \Delta t = \beta c \Delta t \cos(\theta_C)$$

Da cui si ricava:

$$\cos(\theta_C) = \frac{1}{\beta n}$$

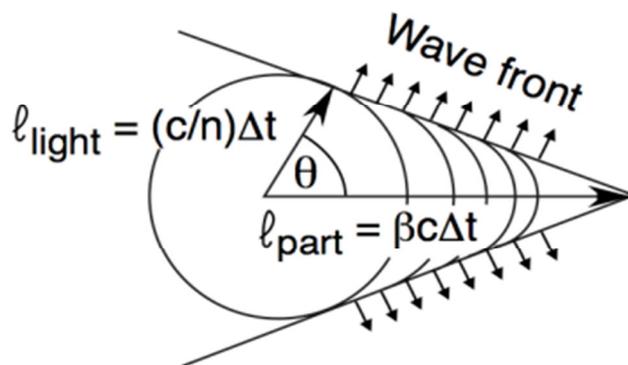


Figura 4 Fronte d'onda della luce Cherenkov. La freccia grande indica la direzione della particella carica (muone) mentre le freccette rappresentano i fotoni Cherenkov

Per particelle ultrarelativistiche ($\beta \approx 1$), in acqua di mare ($n = 1.333$), l'angolo Cherenkov vale: $\theta_C \approx 41^\circ$.

⁴ Prende il nome dal fisico russo P.A Cherenkov, premio Nobel nel 1958, che la osservò per la prima volta.

Sperimentalmente si trova che l'angolo tra la traccia del neutrino incidente e quella del muone è molto piccolo e diminuisce all'aumentare dell'energia del neutrino E_ν , secondo la relazione [10]:

$$\langle \theta \rangle \approx \frac{1,5^\circ}{\sqrt{E_\nu(\text{TeV})}}$$

Per energie superiori al TeV ricostruire la direzione del muone permette, quindi, di risalire alla direzione del neutrino e di conseguenza a identificarne la sorgente astrofisica (proprietà di puntamento direzionale).

Il numero di fotoni emessi (N_γ) per unità di distanza percorsa x e di lunghezza d'onda λ è dato da [9]:

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

dove $\alpha = \frac{1}{137}$ è la costante di struttura fine e λ è la lunghezza d'onda dei fotoni Cherenkov.

I fotoni vengono quindi raccolti da un array di fotomoltiplicatori (Photo Multiplier Tube, PMT) posti sul fondale marino a qualche km di distanza dalla superficie; i segnali raccolti, opportunamente elaborati, vengono poi utilizzati per calcolare la direzione della traccia del muone.

Per frequenze ottiche ($400 \text{ nm} < \lambda < 700 \text{ nm}$), le più interessanti per la rivelazione di neutrini cosmici, si ha la massima efficienza di rivelazione⁵. In particolare i fototubi utilizzati per la rivelazione della luce Cherenkov sono sensibili massimamente nell'intervallo di $370 \leq \lambda \leq 500 \text{ nm}$.

Per tali frequenze, il numero di fotoni Cherenkov prodotto per unità di percorso x è $\frac{dN}{dx} \sim 200 \text{ cm}^{-1}$.

⁵ Per tale ragione la tecnica Cherenkov viene indicata anche come "tecnica ottica".

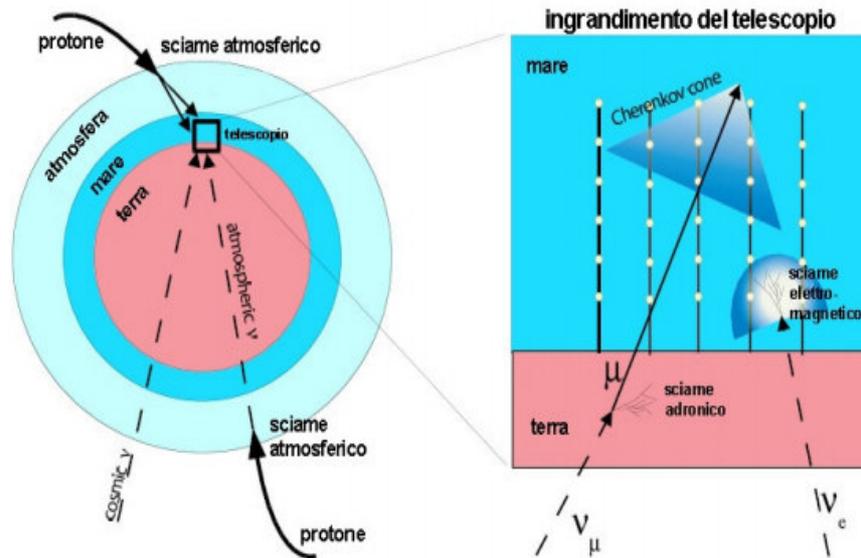


Figura 5 [11] A sinistra: due protoni incidenti sull'atmosfera terrestre generano sciame atmosferici estesi (EAS), uno proveniente dall'alto che può dare luogo a un muone e uno proveniente dal basso che genera un neutrino atmosferico che attraversa la Terra e arriva fino al rivelatore. I muoni prodotti dai neutrini atmosferici provenienti dal basso sono indistinguibili dai muoni generati dai neutrini astrofisici e quindi costituiscono un fondo irriducibile per il rivelatore. I muoni atmosferici generati in EAS provenienti dall'alto sono rigettati emettendo solo tracce “up-going”. A destra è rappresentato un ingrandimento del telescopio in cui è evidenziata la traccia di un μ , con il cono di luce Cherenkov.

2.2.1 Telescopi sottomarini

Per lo studio di neutrini astrofisici di alta energia (10^{13} - 10^{17} eV) sono stati costruiti diversi rivelatori Cherenkov di grandi dimensioni in tutto il mondo, dei quali attualmente solo tre sono operativi:

- **IceCube** [12]: l'evoluzione del prototipo AMANDA, è attualmente il più grande rivelatore di neutrini al mondo comprendendo $\sim 1 \text{ km}^3$ di ghiaccio. Costituito da una matrice di 5160 fotomoltiplicatori su 86 “stringhe” verticali, sepolti tra i 1450 e i 2450 metri sotto la superficie del ghiaccio del Polo Sud, presso la stazione di Amundsen-Scott. E' formato da un rivelatore in profondità (InIce) e da uno in superficie (IceTop).
- **ANTARES** [13]: situato a ~ 2500 m di profondità nel Mare Mediterraneo a circa 40 km a Sud di Tolone (Francia), il rivelatore è formato da una

matrice di circa 1000 fotomoltiplicatori su 12 “stringhe” verticali e si sviluppa su una superficie di circa $0,1 \text{ km}^2$ e con un'altezza attiva di circa 350 metri.

- **Baikal** [14]: telescopio situato a 3.6 km dalla costa nel lago Baikal, in Russia, a una profondità di 1.1 km. Consiste di 192 Moduli Ottici (OMs) distribuiti su 8 “stringhe”;

La limitazione maggiore per questi telescopi è dovuta alla trasmissione della luce nel mezzo trasparente (acqua marina o ghiaccio) in cui il detector è installato. Nel mezzo i fenomeni di assorbimento e di deflessione della luce Cherenkov sono caratterizzati dalla lunghezza di assorbimento (λ_a) e di diffusione (λ_b). Un fotone mediamente interagisce dopo una lunghezza di attenuazione (λ_c) definita da

$$\lambda_c = \frac{1}{\frac{1}{\lambda_a} + \frac{1}{\lambda_b}}$$

Di conseguenza, affinché si conservino le informazioni sull'evento di interazione, la distanza tra i moduli ottici è limitata dal piccolo valore della lunghezza di attenuazione della luce ($\lambda_c < 100 \text{ m}$).

Realizzare strutture meccaniche di questo tipo con una distribuzione di moduli ottici su un volume molto più grande di 1 km^3 implicherebbe costi eccessivi e risorse tecnologiche avanzate.

Per ovviare a questo problema sono state introdotte due tecniche alternative alla tecnica Cherenkov: la rivelazione radio e la rivelazione acustica.

2.3 Rivelazione acustica

La tecnica di rivelazione acustica, proposta per la prima volta da G.A. Askaryan⁶, consiste nella misura, attraverso matrici di idrofoni, del segnale termo-acustico prodotto in acqua da sciami adronici ed elettromagnetici generati dall'interazione dei neutrini.

Al contrario di quanto accade con la luce Cherenkov, la lunghezza di attenuazione del suono in acqua ha un valore più elevato ($\lambda(v) \approx 1 \text{ km}$, per $v \approx 10 \text{ kHz}$) e questo permette di

⁶ Fisico sovietico-armeno noto per aver postulato nel 1962 l'effetto Askaryan, simile all'effetto Cherenkov di cui sopra.

posizionare gli idrofoni a grande distanza l'uno dall'altro, senza perdere significativamente informazione sul segnale.

Di conseguenza, mediante le proprietà di propagazione del segnale acustico in acqua, l'uso di un sistema di idrofoni potrebbe estendere il volume di rivelazione di un apparato di tipo "Cherenkov", rendendo accessibili eventi di neutrini cosmici con $E_\nu \geq 10^{18}$ eV aumentando, così, la sensibilità del rivelatore.

Per fornire una descrizione il più possibile dettagliata sulla tecnica di rivelazione acustica, oggetto di questa dissertazione, è necessario introdurre il modello termoacustico che verrà trattato nel prossimo capitolo.

CAPITOLO 3

Il Modello termoacustico

3.1 Propagazione di impulsi acustici in acqua

Il suono è definito come un'onda di pressione che si propaga in un mezzo fisico elastico, come l'aria o l'acqua.

Esso ha origine dalla pressione (forza applicata su una superficie) esercitata da una sorgente sonora che origina un'onda meccanica longitudinale.

La sorgente sonora trasmette, infatti, un impulso alle particelle del mezzo vicine che, oscillando, trasmettono a loro volta il movimento a quelle adiacenti e così via provocando una variazione locale della pressione.

La propagazione di un'onda acustica costituisce così una forma di trasporto dell'energia.

Come già detto nel paragrafo 1.2.1, in seguito all'interazione di un neutrino all'interno del mezzo attraversato, nel caso in esame l'acqua, si genera uno sciame adronico (ed a volte elettromagnetico) che si sviluppa con una cascata di particelle cariche e neutre.

Affinché si possa parlare di “segnali acustici” prodotti dalla dissipazione in acqua dell'energia trasportata da sciame di particelle, si deve avere un'energia $E \geq 10^{18}$ eV. Sciame prodotti da interazioni di neutrini di tali energie possono propagarsi per qualche decina di metri all'interno di un cilindro d'acqua di circa 10 cm di raggio.

Considerando lo sciame generato dall'interazione del neutrino come una linea emittente, ogni porzione del volume perturbato, come già detto, diventa a sua volta una sorgente puntiforme del suono. Ciascuna sorgente non si combina ovunque costruttivamente e come conseguenza si ha una figura di interferenza chiamata “pancake” acustico mostrato in figura 6, che caratterizza la propagazione dell'impulso acustico originato da una linea emittente.

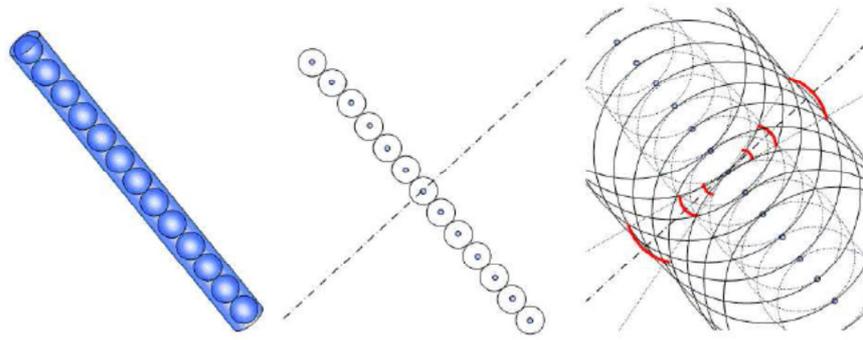


Figura 6 “Pancake” acustico [15]

L'interazione tra le particelle cariche e le molecole d'acqua produce il trasferimento di energia dallo sciame all'acqua: la particella cede energia alle molecole del mezzo, dando origine, come conseguenza, al riscaldamento locale del mezzo stesso. Si ha così l'aumento locale della temperatura del mezzo. L'energia trasferita viene poi dissipata, in modo da ripristinare l'equilibrio termodinamico tra il volume d'acqua interessato dall'interazione e il mezzo imperturbato.

La dissipazione è essa stessa una forma di trasferimento dell'energia e può avvenire attraverso conduzione di calore, attrito viscoso o attraverso il meccanismo termoacustico (onda di pressione).

Considerando che il coefficiente di conducibilità termica in acqua è:

$$\alpha \approx 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$$

e il coefficiente cinematico di attrito viscoso è:

$$\beta \approx 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

Si possono stimare i tempi caratteristici di questi processi per una lunghezza $L=10$ m (supponendo che si abbia una deposizione di energia su un volume d'acqua schematizzabile come un cilindro di altezza L e raggio $r \approx 10$ cm) ottenendo:

$$\tau_\alpha \approx \frac{L^2}{\alpha} \approx 10^7 \text{ s} \quad \text{e} \quad \tau_\beta \approx \frac{L^2}{\beta} \approx 10^6 \text{ s}.$$

Questi tempi sono molto più grandi rispetto al tempo caratteristico di propagazione di un'onda di pressione in acqua $\tau_\gamma \approx \frac{L}{C_s} \approx 10^{-3} \text{ s}$; per questa ragione è lecito assumere che il meccanismo termoacustico sia il più efficiente processo di dissipazione di energia.

⁷ C_s rappresenta la velocità di propagazione del suono in un mezzo. In acqua C_s vale circa 1500 m/s.

Inoltre dal confronto di τ_γ con il tempo caratteristico di deposizione dell'energia $\tau_{\text{dep}} \approx \frac{L}{c} \approx 10^{-7} \text{s}$, legato al moto delle particelle ultrarelativistiche⁸ dello sciame, si può assumere che la deposizione di energia, come già detto, avvenga istantaneamente su tutto il volume della cascata.

3.1.1 Dipendenza della propagazione dell'onda acustica dai parametri ambientali

La velocità di propagazione del suono in un mezzo dipende dalle caratteristiche del mezzo stesso e dai parametri ambientali, in un fluido vale:

$$C_s = \sqrt{\frac{K}{\rho}}$$

In cui K [Pa] è il modulo di compressibilità, che descrive, a livello macroscopico, la forza di legame tra le molecole del mezzo e ρ [kg/m³] è la densità del mezzo. Questi due parametri, a loro volta, dipendono fortemente dalle proprietà chimico-fisiche dell'acqua:

-profondità **Z**;

-pressione **p**: aumenta con l'aumentare della profondità, con un incremento di circa 1 atmosfera ogni 10 m;

-salinità **S**: indica la quantità di sali (presenti in forma ionica) disciolti in acqua nell'unità di massa e si misura in psu (Practical Salinity Units); il valore tipico di S nell'acqua di mare è 35 psu;

-temperatura **T**: varia in funzione della profondità. La variazione di temperatura ha effetto sulla densità: un aumento di temperatura infatti produce l'espansione del volume d'acqua e di conseguenza la diminuzione della densità.

Di conseguenza, si può esplicitare la dipendenza della densità e del modulo di compressibilità da tali fattori con un andamento del tipo:

$$K \propto \frac{1}{S \cdot p \cdot T} \quad , \quad \rho \propto \frac{S \cdot p}{T}$$

⁸ La velocità delle particelle è prossima alla velocità della luce nel vuoto $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$.

Da ciò discende che, in generale, la velocità del suono varia in maniera direttamente proporzionale con la temperatura.

3.1.2 Attenuazione dell'onda acustica

Così come accade con la luce, anche il suono, quando attraversa la materia, può perdere energia per assorbimento o essere diffuso a causa delle microstrutture (plankton, bolle etc) che rendono l'acqua, un mezzo non omogeneo.

L'assorbimento è dovuto alla viscosità e aumenta con il quadrato della frequenza ω del segnale acustico. Esso è, infatti, legato al coefficiente di attenuazione α che ha la seguente espressione [16]:

$$\alpha [dB/km] \equiv \frac{10^4}{\ln 10 \omega_0 c_s} (2\pi\omega^2)$$

ω_0 è la frequenza caratteristica di attenuazione, funzione della frequenza dell'onda ma che può essere considerata costante e pari a $\omega_0 \approx 10^{10} \text{ s}^{-1}$ per frequenze nell'intervallo 10-100 kHz.

Si trova inoltre che α dipende dalle caratteristiche fisiche del mezzo: è direttamente proporzionale al coefficiente di viscosità η e inversamente proporzionale alla densità ρ .

Il processo di attenuazione è in generale un processo lineare descritto bene dalla legge di Beer:

$$\frac{dI}{dR} = -\alpha I \rightarrow I = I_0 e^{-\alpha R} \rightarrow I = I_0 e^{-\frac{R}{\lambda}}$$

dove I indica l'intensità del suono e R è la distanza dalla sorgente. Nella formula λ rappresenta la lunghezza di attenuazione $\lambda = \frac{1}{\alpha}$ ⁹ definita come la distanza R^* dalla sorgente tale che I sia ridotta di un fattore $\frac{1}{e}$.

Questa formula permette di stimare la distanza massima che il segnale può raggiungere, prima di essere eccessivamente attenuato e quindi ricavare la distanza massima tra due rivelatori successivi.

⁹ α in acqua marina vale $\approx 1.5 \cdot 10^{-8} \cdot \nu^2$ dB/Km. Si ottiene quindi una lunghezza di attenuazione dell'ordine del Km, come già accennato nel paragrafo 2.3.

3.2 Studio dell'equazione d'onda in termini di pressione

La deposizione dell'energia ad opera delle particelle originate dall'interazione del neutrino in acqua, introduce una perturbazione che si propaga come un'onda di pressione. Essa può essere descritta tramite l'equazione d'onda di D'Alambert:

$$\nabla^2 p(\vec{r}, t) - \frac{1}{C_s^2} \frac{\partial^2 p(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = -\frac{\beta}{C_p} \frac{\partial^2 q(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (1)$$

In cui:

$p(\mathbf{r}, t)$ è la pressione del fluido, incognita;

$q(\mathbf{r}, t)$ è la densità di energia depositata dallo sciame nella sorgente termoacustica;

β è il coefficiente di espansione termica;

C_p^{10} è il calore specifico a pressione costante.

In questa equazione i parametri dipendono dalle proprietà dell'acqua, già discusse, come la pressione, la temperatura e la salinità; può essere conveniente raggrupparle tutte in un'unica costante adimensionale, il parametro di Grüneisen γ dato da:

$$\gamma = \frac{\beta c^2}{C_p}$$

La soluzione di (1) è data dall'integrale di Kirchhoff (calcolato sul volume di propagazione):

$$p(\vec{r}, t) = \frac{\beta}{4\pi C_p} \int \frac{dV'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \frac{\partial^2}{\partial t^2} q\left(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c}\right) \quad (2)$$

Con l'ipotesi, già fatta, che $t_{\text{dep}} \ll t_\gamma$, l'espressione (2) si può semplificare assumendo che la variazione nel tempo della densità di energia sia proporzionale a una funzione tipo $\delta(t)$:

$$\dot{q}(\vec{r}, t) = q(\vec{r})\delta(t) \quad (3)$$

¹⁰ In acqua $C_p = 4186 \frac{J}{kg \cdot K}$; si ha pertanto un piccolo valore di conducibilità termica ed è quindi possibile

trascurare gli scambi di calore tra il mezzo interessato dall'interazione e il volume perturbato.

Questo porta alla seguente equazione (Formula di Poisson):

$$p(\vec{r}, t) = \frac{\gamma}{4\pi} \frac{\partial}{\partial R} \int \frac{q(\vec{r}')}{R} d\sigma \quad (4)$$

dove l'integrale è calcolato su una superficie sferica di raggio $R = c_s \cdot t$ con centro nel punto di rivelazione r' .

Il risultato trovato nella (4) trascura però l'attenuazione dell'onda di pressione durante la propagazione dalla sorgente al punto r . Essa è dovuta ai termini dissipativi discussi nel paragrafo precedente, pertanto l'espressione (4) è valida solo se è possibile trascurare l'attenuazione del segnale e la dipendenza della propagazione dalla frequenza. Ciò equivale a porsi nell'approssimazione di rivelazione a piccole distanze dalla sorgente ($R \ll \lambda(\nu) \approx 100m$ per $\nu = 10kHz$).

Altrimenti il problema è risolvibile utilizzando le equazioni che governano la propagazione di un'onda acustica in un mezzo viscoso come l'acqua:

- Equazione del moto ($F=ma$) $\rho \dot{u}_x = -\frac{dp_e}{dx}$
- Equazione di continuità $\rho \frac{\delta u_x}{\delta x} = -\dot{\rho}_e$
- Equazione di stato (Stokes) $p_e = \rho_e \frac{K}{\rho} + \frac{\zeta}{\rho} \dot{\rho}_e$

dove:

ρ è la densità di equilibrio del mezzo;

u_x è la velocità delle particelle nel mezzo (lungo la direzione x);

p è la pressione, in cui il pedice e indica che si sta considerando un eccesso di pressione rispetto alla situazione di equilibrio.

K , come sopra, è la compressibilità del mezzo;

ζ una costante relativa alla viscosità.

Utilizzando le equazioni precedenti è possibile riscrivere l'equazione d'onda come:

$$\nabla^2 \left(p(\vec{r}, t) - \frac{1}{\omega_0} \dot{p}(\vec{r}, t) \right) - \frac{1}{C_s^2} \ddot{p}(\vec{r}, t) = -\frac{\beta}{c_p} \ddot{q}(\vec{r}, t) \quad (5)$$

Dove $\omega_0 = \frac{K}{\zeta}$ e $C_s = \sqrt{\frac{K}{\rho}}$.

Un approccio utile per la soluzione dell'equazione (5) omogenea è considerare la sua trasformata di Fourier $P(\vec{r}, \omega)$:

$$P(\vec{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(\vec{r}, t) e^{-i\omega t} dt$$

In tal modo si può ottenere:

$$\nabla^2 \left[P(\vec{r}, \omega) + i \frac{\omega}{\omega_0} P(\vec{r}, \omega) \right] + \left(\frac{\omega}{c_s} \right)^2 P(\vec{r}, \omega) = 0 \quad (6)$$

Con la sostituzione:

$$k = \pm \frac{\omega}{c} \frac{1}{\left(1 + \frac{i\omega}{\omega_0}\right)^{1/2}}$$

l'espressione (6) diventa semplicemente:

$$\nabla^2 P(\vec{r}, \omega) + k^2 P(\vec{r}, \omega) = 0$$

Se $\frac{\omega}{\omega_0} \ll 1$ (nel caso ad esempio di segnali acustici indotti da neutrini con energia 10^{15} eV

$< E < 10^{18}$ eV) si può espandere k in serie di potenze fino all'ordine $O\left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)$. Inoltre

esprimendo il laplaciano in coordinate sferiche, la soluzione nel dominio della frequenza diventa:

$$\tilde{P}(\vec{r}, \omega) = \frac{1}{r} P_0(\omega) e^{-i \frac{\omega}{c_s} r - \frac{\omega^2}{2c_s \omega_0} r} \quad (7)$$

Qui, come richiesto, si tiene conto esplicitamente del coefficiente di attenuazione $\alpha \propto \frac{\omega^2}{\omega_0}$ discusso nel paragrafo 3.1.2.

Riprendiamo ora l'equazione (1). Considerando il caso di una distribuzione puntiforme, ossia tale che la funzione $q(\vec{r})$ sia del tipo delta di Dirac $\delta(\vec{r})$, la (3) si può riscrivere come:

$$\dot{q}(\vec{r}, t) = Q_0 \cdot \delta(\vec{r}) \cdot \delta(t) \quad (8)$$

dove Q_0 è una costante che definisce la quantità totale di energia depositata nel mezzo. Quindi la soluzione della espressione (1) diventa:

$$p(\vec{r}, t) = \frac{Q_0 \beta}{4\pi c_p} \frac{\partial}{\partial t} \left(\delta\left(\frac{\vec{r}}{c_s} - t\right) \right) \quad (9)$$

Una soluzione più interessante si trova considerando, invece, una distribuzione gaussiana di energia. Se la rivelazione del segnale avviene molto vicino alla sorgente si può scrivere:

$$p(r \approx 0, t') = -\frac{AQ_0}{r} \frac{t'}{\sqrt{2\pi}\sigma^3} e^{-(t'^2/\sigma^2)/2} \quad (10)$$

In cui:

$A = \frac{\beta}{4\pi c_p}$ esprime le proprietà del mezzo;

$t' = t - \frac{r}{c_s}$ è il ritardo di propagazione;

σ è la deviazione standard della distribuzione gaussiana.

Il segnale di pressione prodotto in acqua da una deposizione di energia, rappresentabile come una distribuzione gaussiana, rappresenta quindi una funzione bipolare (compressione, espansione termica, rarefazione) come si vede rappresentato in figura 7:

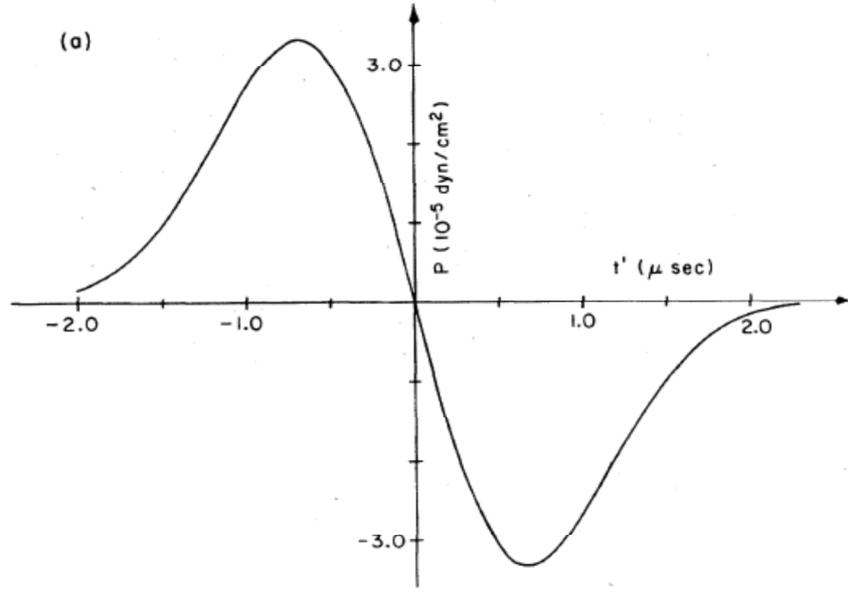


Figura 7 Segnale di pressione in funzione del tempo prodotto da una deposizione gaussiana di energia. I dati si riferiscono a un segnale registrato in acqua dolce a 20°C con $Q_0 = 2$ GeV. [17]

Per studiare l'andamento di tale funzione nel dominio di frequenza si passa alla trasformata di Fourier, ottenendo:

$$P_0(\omega) = \tilde{P}(r \approx 0, \omega) = i \frac{AQ_0}{r} \omega e^{-\sigma^2 \omega^2 / 2} \quad (11)$$

Tale espressione può essere quindi sostituita all'interno della (7) così da includere gli effetti dissipativi dovuti all'attenuazione:

$$\tilde{P}(\vec{r}, \omega) = i \frac{AQ_0}{r} \omega e^{-\left(i \frac{\omega r}{c_s} + \frac{\omega^2 r}{2\omega_0 c_s} + \frac{\sigma^2 \omega^2}{2}\right)} \quad (12)$$

Per riottenere la dipendenza temporale possiamo fare la trasformata di (12) arrivando a:

$$p(\vec{r}, t) = -\frac{AQ_0}{r} \frac{t'}{\sqrt{2\pi\tau^3}} e^{-t'^2/2r^2} \quad (13)$$

Dove la grandezza τ rappresenta la-deviazione standard della distribuzione gaussiana che rappresenta l'andamento nel tempo del segnale acustico:

$$\tau = \left(\sigma^2 + \frac{r}{\omega_0 C_s} \right)^{1/2}$$

$$\tau = \begin{cases} \sigma & \text{per } r \approx 0 \\ \sqrt{\frac{r}{C_s \omega_0}} & \text{per } r \gg \omega_0 C_s \sigma^2 \end{cases}$$

Quello che, al contrario, succede allontanandosi dalla sorgente (per $r \approx \omega_0 C_s \sigma^2$), è che si osserva un allargamento dell'impulso di pressione e l'ampiezza del segnale acustico tende a decrescere con una legge di potenza che va come $1/r^2$.

In questo caso si può riscrivere la (13) come:

$$p(r, t') = -(\omega_0 C_s)^{3/2} \cdot \frac{A Q_0}{\sqrt{2\pi} r^{5/2}} t' e^{-\frac{1}{2} \frac{\omega_0 C_s}{r} t'^2} \quad (14)$$

Questa funzione ha il suo estremo in corrispondenza di:

$$t'_0 = \left(\frac{r}{\omega_0 C_s} \right)^{1/2}$$

con valore:

$$|p(r)|_{r \gg \omega_0 C_s \sigma^2} = \frac{\omega_0 C_s}{(2\pi e)^{1/2}} \frac{A Q_0}{r^2} \quad (15)$$

Quindi l'ampiezza del segnale acustico diminuisce con la distanza e a grande distanza dalla sorgente essa decresce con una legge di potenza del tipo $1/r^2$ (Figura 8); poiché con la distanza aumenta anche l'attenuazione del segnale si ha come conseguenza una riduzione nella probabilità di rilevamento.

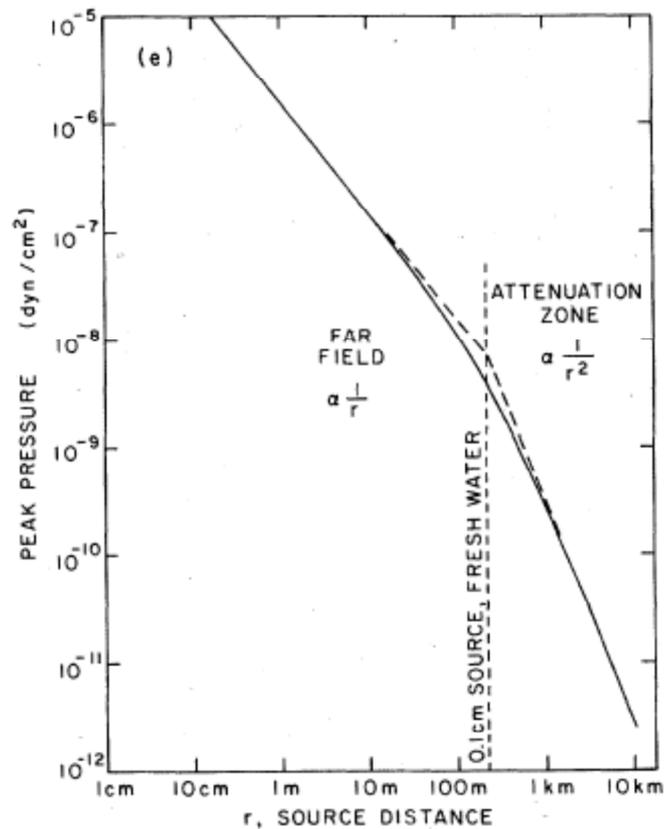


Figura 8 Effetti dell'attenuazione sul segnale di pressione [17]

3.3 Sistema di acquisizione e rumore

Per le misure acustiche è necessario disporre di una matrice di idrofoni. Gli idrofoni sono degli strumenti, progettati per funzionare in acqua, che utilizzano per la rivelazione dei sensori piezo-elettrici, materiali che rispondono alle sollecitazioni meccaniche agenti su di essi (come il segnale di pressione) con una deformazione che a sua volta genera una polarizzazione elettrica misurabile.



Idrofono piezo-elettrico per misure acustiche di profondità.

Questi strumenti quindi sono dei trasduttori in grado di convertire il segnale di pressione in entrata in un segnale elettrico (tensione) in uscita. Tale segnale, dopo essere stato opportunamente amplificato, viene poi campionato e digitalizzato da un opportuno sistema di acquisizione. Si procede quindi all'acquisizione dei dati e alla loro analisi.

Gli idrofoni attuali più sensibili sono capaci di misurare onde acustiche d'intensità uguale o più piccola del rumore acustico.

Il problema più grande nella rivelazione acustica, infatti, risulta distinguere il segnale acustico dal rumore ambientale. Le cause di perturbazione acustica possono essere diverse: formazione di bolle, onde, vento, precipitazioni, attività biologica, traffico navale e attività sismica. Tali fenomeni inoltre si presentano diversamente alle diverse profondità. Il contributo maggiore si osserva nelle zone a bassa frequenza: le componenti a bassa frequenza del segnale, infatti, sono le meno attenuate nella propagazione. La separazione segnale-rumore risulta quindi possibile nelle condizioni in cui lo spettro del segnale si colloca in una regione di frequenze ben separata da quella che caratterizza il rumore ambientale.

CAPITOLO 4

Conclusioni

4.1 Verifiche sperimentali

La verifica sperimentale del modello termoacustico può essere eseguita in un laboratorio utilizzando fasci di particelle, in particolare fasci intensi di protoni di energia 100-200 MeV. Si studia la deposizione localizzata dell'energia del fascio in un piccolo volume d'acqua, cercando di riprodurre le condizioni sperimentali previste dal modello termoacustico per la formazione di un segnale di pressione.

Quello che si osserva dall'interazione dei protoni con la materia è che la maggior parte dell'energia del primario viene rilasciata a fine percorso in un piccolo volume in corrispondenza del cosiddetto "picco di Bragg" che rappresenta una buona approssimazione di sorgente acustica. Mediante test eseguiti in laboratorio (utilizzando fasci di particelle) si ha inoltre il vantaggio di riuscire a specificare e controllare i parametri ambientali, in particolare la temperatura e la salinità dell'acqua e stimare l'energia totale depositata dalle particelle.

Una verifica sperimentale di questo tipo è stata effettuata nel 1978 presso il Laboratorio nazionale di Brookhaven, negli Stati Uniti. Un lavoro più recente, invece, è stato svolto a ITEP (Institute of Theoretical and Experimental Physics) nel 2004.

I risultati di questa ultima analisi hanno mostrato effettivamente la presenza di un segnale acustico rivelabile, in seguito all'interazione delle particelle in acqua e si è verificata una dipendenza lineare tra l'ampiezza del segnale misurato dagli idrofoni e il numero di protoni interagenti in acqua.

4.2 Progetti

Il progetto DUMAND (Deep Underwater Muon And Neutrino Detector Project) è stato il primo progetto di telescopio sottomarino per neutrini, operativo dal 1976 al 1995. Il telescopio fu posizionato nell'Oceano Pacifico, al largo della costa dell'isola di Hawaii, a 4800 metri di profondità e prevedeva, mediante la disposizione di fotomoltiplicatori e

idrofoni, lo studio sia della tecnica Cherenkov sia della tecnica acustica. Purtroppo il progetto si è concluso a causa di difficoltà tecniche.

In seguito, nel 2001, il centro AUTECH (Atlantic Undersea Test and Evaluation Center) ha permesso l'inizio di un'attività di rivelazione acustica di particelle elementari fornendo a un gruppo di fisici parte dell'attrezzatura di rivelazione acustica della marina militare americana. La rete di idrofoni, situata nell'oceano Atlantico vicino l'arcipelago delle Bahamas è costituita da 52 sensori acustici e ricopre un'area di rivelazione di 250 km².

In particolare, il progetto SAUND (Study of Acoustic Ultra-high Energy Neutrino Detection) ha eseguito, tra il 2001 e il 2002, misure sottomarine sfruttando una serie di 7 idrofoni che compongono una struttura esagonale, nel sito di AUTECH (Atlantic Undersea Test and Evaluation Center), a una profondità di circa 1600 metri. Lo scopo primario è stato quello di analizzare la fattibilità di un esperimento più grande e di elaborare una tecnica per filtrare il rumore artificiale e animale coerente.

Un'attività simile è svolta da ACoRNe Collaboration – Acoustic Cosmic Ray Neutrino Experiment. Il gruppo, che opera in Inghilterra, ha avuto la possibilità di utilizzare l'attrezzatura di una base militare nel nord della Scozia per svolgere una calibrazione degli idrofoni e analizzare i dati.

Ancora, il progetto AMADEUS (Autonomous Module for Acoustic Detection Under the Sea) all'interno di ANTARES e ONDE (Ocean Noise Detection Experiment) la prima fase a cura di NEMO, che opera in Sicilia, a Catania. È in corso la seconda fase, presso il sito di Capo Passero, per la realizzazione di un rivelatore di neutrini su 80 torri esteso su 1 km³ di acqua marina.

Infine l'attività di IceCube nel campo della rivelazione acustica è SPATS (South Pole Acoustic Test Setup) dove si è utilizzato il ghiaccio come mezzo in cui disporre gli idrofoni per captare i segnali di pressione. Tale esperimento ha lo scopo di investigare sul rapporto del segnale con i parametri ambientali e il rumore.

4.2.1 SAUND-II

SAUND-II è attualmente la più grande prova per la validità della tecnica di rivelazione acustica di neutrini di altissima energia e costituisce la seconda fase del progetto SAUND, di cui sopra.

Ha operato tra il 2005 e il 2010, utilizzando una rete di 49 idrofoni posizionati tra i 1340 e i 1800 m di profondità, disposti su di un'area di $\sim 20 \text{ km} \times 50 \text{ km}$ nel sito di AUTECH, alle Bahamas. I principali risultati ottenuti dal progetto SAUND-II riguardano lo studio del rapporto segnale-rumore.

L'analisi ha rivelato che il rumore ambientale si correla bene con la velocità del vento di superficie, a frequenze molto elevate (fino a 40 kHz), evidenziando inoltre una dipendenza del rumore dalla profondità degli idrofoni.

Il segnale che ne deriva viene così modificato e invece di presentarsi come un impulso bipolare viene distorto in un segnale di oscillazione multi-polare la cui ampiezza non risulta essere significativamente superiore al livello del rumore. L'analisi dei dati così registrati non ha permesso di individuare un "segnale", ossia un segnale acustico chiaramente ascrivibile ad una interazione in acqua di una particella di altissima energia. Pertanto considerando il tempo di misura, l'efficienza di rivelazione, l'area efficace e l'angolo solido "osservato" è stato valutato un limite superiore al flusso di neutrini di alta energia, il cui risultato è mostrato in figura 9:

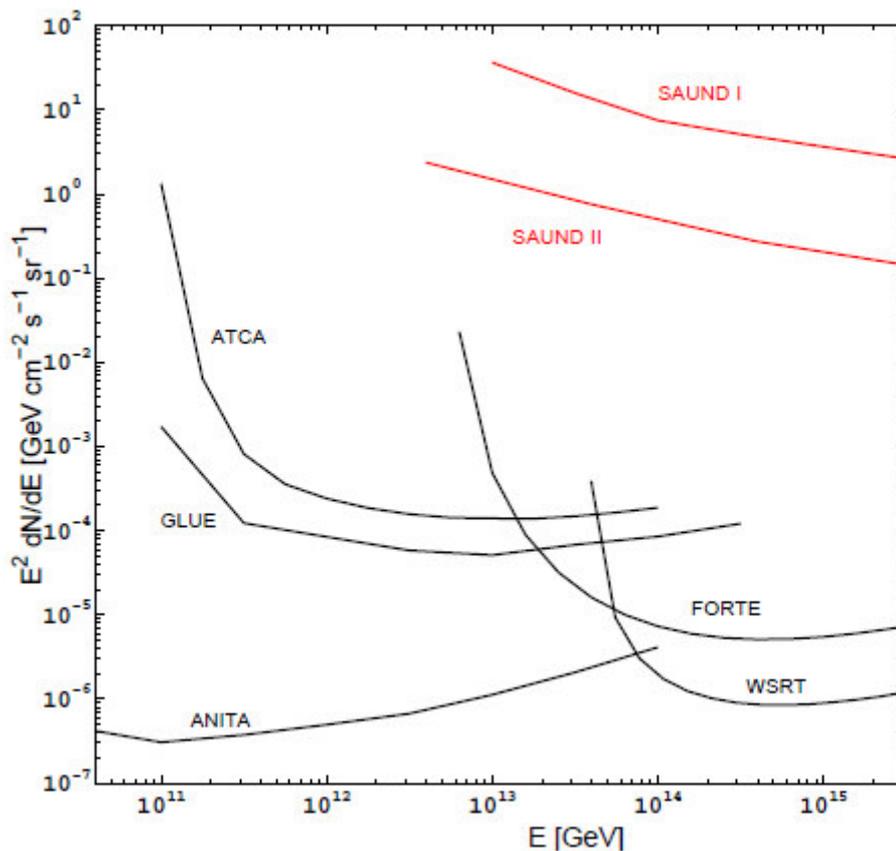


Figura 9 Limite superiore del flusso di neutrini astrofisici ottenuto dall'esperimento Saund II [18].

Sono tracciati i limiti trovati da altri progetti: SAUND I, COLLA, FORTE, ANITA, ATCA-LUNASKA e NuMoon-WSRT.

BIBLIOGRAFIA

- [1] A. M. Hillas, Robert Robinson, Dean Athelstan Spilhaus and D. Ter Haar, *Cosmic Rays: The Commonwealth and International Library: Selected Readings in Physics (Jan 1, 1972)*
- [2] <http://www.scientificamerican.com/article/higgs-boson-looks-standard-but-upgraded-lhc-may-tell-a-different-tale1/>
- [3] Giulia de Bonis, *Studio delle tecniche di rivelazione acustica di neutrini astrofisici di alta energia (2005)*
- [4] J. Cronin, T.K. Gaisser, and S. Swordy, *Cosmic rays at the energy frontier, Scientific American, 276:44 (1997)*
- [5] Giulia De Bonis, *Acoustic Detection of Ultra-High-Energy Cosmic Neutrinos (2009)*
- [6] J. G. Learned, K. Mannheim, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30, 679 (2000)*,
<http://arjournals.annualreviews.org/doi/pdf/10.1146/annurev.nucl.50.1.679>
- [7] Francesco Simeone, *Detection of underwater acoustic signals induced by ultra-high energy neutrinos interactions (2008)*
- [8] Gandhi et al., *Phys. Rev. D, 58, 093009 (1998)*
- [9] Jackson, J. D. *Classical Electrodynamics*. John Wiley and Sons, Inc. (1998).
- [10] J. G. Learned, K. Mannheim, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30, 679 (2000)*,
<http://arjournals.annualreviews.org/doi/pdf/10.1146/annurev.nucl.50.1.679>.
- [11] ANTARES Technical Design Report

[12] <http://icecube.wisc.edu/>

[13] <http://antares.in2p3.fr/>

[14] https://astro.desy.de/neutrino_astronomy/previous_projects/baikal/index_eng.html

[15] ACoRNe – Acoustic COsmic Ray Neutrino Experiment – Home Page

[16] N. G. Lehtinen et al., *Astropart.Phys.* 17 (2002)

[17] John G. Learned, *Acoustic Radiation by charged atomic particles in liquids: An analysis* (1979)

[18] Naoko Kurahashi, Justin Vandenbroucke and Giorgio Gratta, *Search for Acoustic Signals from Ultra-High Energy Neutrinos in 1500 km³ of Sea Water* (2010)