Università di Pisa

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Corso di Laurea Specialistica in Scienze Fisiche

Anno Accademico 2004/2005

Tesi di Laurea Specialistica

Studio di possibili sorgenti di Raggi Cosmici e Neutrini situate nel Centro Galattico

Candidato:
Luca Maccione

Relatore:
Chiar.^{mo} Prof. Vincenzo Cavasinni
Chiar.^{mo} Dott. Dario Grasso

Indice

Introduzione

L'astronomia convenzionale studia fotoni con lunghezze d'onda che vanno dai 10^4 cm delle onde radio ai 10^{-14} cm dei raggi gamma. In termini di energia si va da frazioni di eV ai GeV (e ultimamente anche TeV). La nuova astronomia rende possibile un'ulteriore estensione dei nostri poteri "visivi" a energie maggiori di 10 GeV (ved. Fig.1). Oltre che tradizionali oggetti dell'astronomia, i γ-rays, i neutrini, le onde gravitazionali e i protoni di altissima energia sono veri e propri portatori di informazione (o sonde) astronomici dell'Universo. Infatti lo sviluppo di nuovi strumenti di osservazione dello spazio rende possibile la scoperta di fenomeni sconosciuti, e non solo la conferma di ciò che è già noto (come succederà, o si spera succederà, con i nuovi acceleratori, ad esempio LHC: non ci si aspetta solo di confermare la validità di teorie note, ma soprattutto di trovare fenomeni nuovi e inspiegati, segnali di "nuova fisica"!). Ma quali sono le reali forti motivazioni per perseguire l'astronomia con i neutrini e/o i raggi cosmici di altissima energia, nonostante le sfide tecnologiche che ciò comporta?
Un possibile motivo è che l'Universo non è trasparente a fotoni con energie di TeV o superiori. In generale infatti i fotoni molto energetici sono assorbiti a causa della produzione di coppie elettrone-positrone sui fotoni di fondo a T$\sim$ 2.7°K, il Cosmic Microwave Background (CMB).
L'energia di soglia per il processo $\gamma+\gamma_{CMB} \rightarrow e^{+}+e^{-}$ si ricava dall'equazione

$$4E\epsilon \sim (2m_e)^2 \ , \tag{1}$$

dove E e ϵ sono rispettivamente l'energia del fotone incidente e quella del fotone del CMB. Questo significa che su un fondo di microonde ($\langle\epsilon\rangle \sim 10^{-4}\,\mathrm{eV}$) fotoni con $E \sim 1\,\mathrm{PeV}$ sono assorbiti, mentre fotoni di 1 EeV sono assorbiti dalle onde radio. Solo i neutrini possono raggiungerci dall'estremo Universo senza subire attenuazione.

A energie $\sim$ EeV è possibile fare astronomia con i protoni. Infatti oltre i 50 EeV la direzione di arrivo dei Raggi Cosmici carichi non è più distorta in modo significativo dai campi magnetici presenti nella nostra Galassia. Essi puntano alla sorgente con una precisione determinata essenzialmente

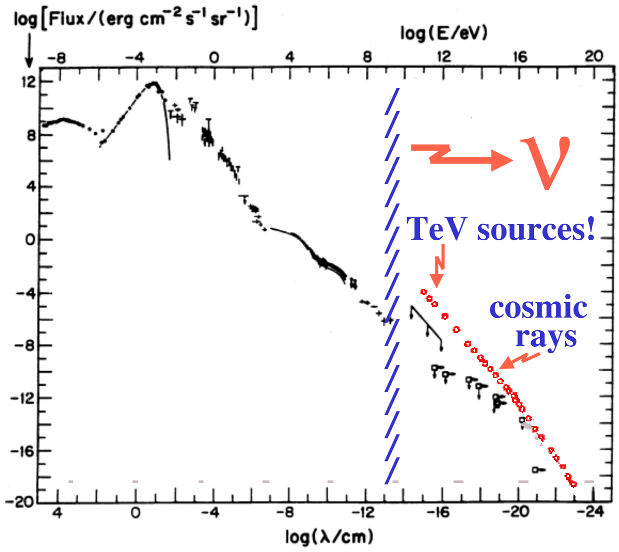

Figura 1: il flusso diffuso di fotoni nell'Universo, dalle onde radio ai γ-rays. Oltre i 10 GeV sono riportati solo limiti, sebbene diverse sorgenti di fotoni molto energetici siano già state identificate, come riportiamo nel seguito. Sopra i 10 GeV i Raggi Cosmici dominano lo spettro.

dal raggio giroscopico nel campo magnetico intergalattico:

$$\theta \simeq 0.1^\circ \left(\frac{d}{1\mathrm{Mpc}}\right)\left(\frac{B}{10^{-3}\mu\mathrm{G}}\right)\left(\frac{E}{3\times 10^{20}\mathrm{eV}}\right)^{-1} . \tag{2}$$

Questo risultato è fortemente dipendente dall'intensità dei campi magnetici intergalattici: poiché i diversi modelli forniscono previsioni che variano da 10^{-1} a 10^{-6} μG, la deflessione di un protone prodotto a 100 Mpc di distanza può essere irrilevante o eccessiva.

Nemmeno i protoni, tuttavia, possono viaggiare con energie arbitrariamente grandi su distanze arbitrarie. Esiste infatti un limite piuttosto forte, predetto dalla fisica delle particelle elementari, dovuto all'interazione dei protoni con il fondo di fotoni a 3K (CMB). Se confermato, questo limite comporta un taglio in energia del flusso dei protoni. Il processo è di tipo risonante e consiste nella fotoproduzione della risonanza Δ^+:

$$p + \gamma_{CMB} \to \Delta^+ \to \pi + N .$$

L'energia di soglia per questo processo è $E_p \approx \dfrac{m_\Delta^2 - m_p^2}{2\,\epsilon_\gamma} \approx 5\times 10^{19}\,\mathrm{eV}$. La lunghezza di assorbimento, che stabilisce il cosiddetto taglio GZK (Greisen-Kuzmin-Zatsepin) [1, 2] vale $\lambda_{ass} \simeq (n_{CMB}\sigma_{p+\gamma})^{-1} \approx 5\,\mathrm{Mpc}$ se l'energia del protone supera i 100 EeV. Dal momento che la perdita di energia media $\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle_{coll}$ è circa il 20%, ricaviamo che protoni con energie superiori a 10^{20} eV devono essere stati originati a non più di 100 Mpc dalla Terra, per poter essere visti.

Quindi l'astronomia fatta con i protoni soffre di parecchi problemi se l'esistenza del taglio GZK sarà confermata dalle misure.

Diversa è la situazione per particelle neutre quali neutroni e neutrini. Esse infatti non sono deflesse dai campi magnetici intergalattici e quindi conservano l'informazione direzionale della sorgente. Tuttavia anche i neutroni soffrono il taglio GZK e hanno, inoltre, vita media finita. Questo comporta che i neutroni sono buoni messaggeri solo per sorgenti relativamente vicine. In effetti, la distanza media che un neutrone può percorrere prima di decadere vale $d \simeq 8\,\mathrm{kpc}\left(\frac{E}{1\,\mathrm{EeV}}\right)$, e pertanto neutroni anche molto energetici possono provenire solo da sorgenti galattiche.

I neutrini, al contrario, sono particelle stabili, e pertanto sono i candidati più naturali per ottenere informazioni (alle altissime energie) dalle regioni più lontane dell'Universo. La piccolissima sezione d'urto per interazione con la materia costituisce il maggior pregio di tali particelle: esse infatti possono attraversare regioni piuttosto dense senza essere assorbite o deviate significativamente. D'altra parte proprio la sezione d'urto così piccola è il maggior problema che i costruttori dei telescopi per neutrini devono affrontare: infatti la rivelazione di un neutrino comporta che questo abbia interagito con la materia, quindi i detector di neutrini necessitano di enormi volumi di materia (si sceglie, in genere, l'acqua) per consentire l'interazione.

Fino ad ora sono stati osservati solo neutrini terrestri ed extra-terrestri con energie dell'ordine del MeV, provenienti dal Sole e dalla SuperNova SN1987A, o da reattori nucleari, ad esempio. Tuttavia, l'osservazione di neutrini con energie di ordine GeV, TeV e anche più suscita sempre maggiore interesse. Come è stato messo in luce in precedenza, la cosiddetta ν-astronomia può essere complementare alla γ-astronomia, in particolar modo nel campo della osservazione di sorgenti puntiformi, che non sono state ancora trovate sperimentalmente nel canale dei neutrini, a tali energie. Da una parte, infatti, i neutrini non subiscono interazioni significative (assorbimento, deviazione) nella propagazione dalla sorgente verso la Terra e, soprattutto, non essendo riprocessati nella sorgente (come può avvenire per i fotoni molto energetici), permettono di sondare anche le parti più centrali (più dense) della sorgente stessa. D'altra parte, dal momento che la sezione d'urto per interazione con la materia cresce al crescere dell'energia del neutrino, sono maggiori le possibilità di costruire rivelatori efficienti e con risoluzioni angolari adeguate alla scoperta di sorgenti puntiformi.

La nascita del primo telescopio per neutrini ha aperto una nuova finestra per l'astronomia. Sebbene tali strumenti abbiano applicazioni multidisciplinari (studi di biologia marina e oceanografici, studi geologici...), la motivazione fisica della ricerca di sorgenti extra-terrestri di neutrini è quella che rende conto più direttamente delle enormi dimensioni degli apparati sperimentali.

Inoltre, l'identificazione nel canale dei neutrini di sorgenti già osservate nei γ consentirebbe di capire la reale natura del meccanismo di produzione: come si vedrà, mentre l'emissione di fotoni è caratteristica di processi sia leptonici che adronici, l'emissione di neutrini è, secondo il modello, una segnatura della presenza di processi adronici. Pertanto, l'osservazione di emissioni di fotoni e neutrini da una stessa sorgente sarebbe una segnatura inequivocabile dell'origine adronica di queste particelle.

Se gli esperimenti attualmente in atto avranno successo, sarà forse possibile avere una mappa del cielo costruita mediante l'osservazione dei neutrini. Su questa mappa potrebbero comparire sorgenti mai osservate nell'astronomia tradizionale, che perciò costituirebbero una scoperta di eccezionale portata dal punto di vista della conoscenza umana dell'Universo.

Tra le potenziali sorgenti di neutrini è sicuramente da considerare il Centro Galattico, sia per la complessità della struttura che per l'alta densità di materia presente nella regione. ANTARES (e con lui qualunque altro esperimento situato nel Mar Mediterraneo o più in generale nell'Emisfero Nord) occupa una posizione privilegiata, in quanto ha un'esposizione di circa il 67% al Centro della Via Lattea (mentre l'antartico AMANDA non lo può osservare) e quindi può studiarlo in dettaglio.

Come si vedrà, se effettivamente il Centro Galattico sarà una sorgente di neutrini avremo una conferma decisiva del fatto che l'accelerazione di particelle fino ad altissima energia ha realmente luogo in quell'ambiente.

Questo lavoro è dedicato allo studio del Centro Galattico come possibile sorgente di neutrini.

Nel cap.1 viene introdotto il problema dei Raggi Cosmici, a partire dalla forma dello spettro per arrivare ai meccanismi di accelerazione che possono spiegarne le caratteristiche; saranno discussi brevemente i principali osservatori di Raggi Cosmici, in particolare l'esperimento AUGER, e le relative tecniche di misura.

Nel cap.2 invece sono descritti gli esperimenti dedicati ai neutrini.

I capp.3 e 4 sono il cuore del lavoro.
Nel cap.3, infatti, dopo la descrizione delle principali caratteristiche della re-

gione del Centro Galattico, viene presentato un modello in cui esso è sorgente di neutroni di altissima energia, che potrebbero essere rivelati dagli attuali esperimenti (Auger) come anisotropia nella direzione di arrivo del flusso dei Raggi Cosmici. Questo modello è stato studiato in dettaglio in [3].
Nel cap.4 viene calcolato il flusso di neutrini prodotti dalle interazioni previste nel modello.

Nel cap.5 sarà anche fornita una previsione del rate di interazione di questi neutrini atteso negli esperimenti ANTARES e KM3.

Il cap.6 è infine dedicato alle conclusioni.

I risultati ottenuti mostrano che sia i neutrini che i neutroni prodotti secondo il modello potranno essere misurati dai prossimi esperimenti, e quindi potranno dare un contributo significativo alla comprensione dei meccanismi di produzione e accelerazione di particelle cosmiche e in definitiva della struttura dell'Universo.

Capitolo 1

I Raggi Cosmici

Il Centro Galattico è una regione molto interessante dal punto di vista astrofisico. La probabile presenza di un buco nero supermassivo ($M \approx 3.5 \cdot 10^6 M_\odot$) e l'alta densità di materia ne fanno uno degli "oggetti" astrofisici più interessanti.
In questo capitolo saranno discussi i principali aspetti della fisica del Centro Galattico e dei Raggi Cosmici. In particolare ci soffermeremo sulle caratteristiche osservative della regione centrale della Galassia e su quelle proprietà dei Raggi Cosmici che riterremo fondamentali per una corretta disanima dei processi in questione. Una rassegna generale più dettagliata si può trovare in [4, 5].

1.1 I Raggi Cosmici: caratteristiche e tecniche di misura

Lo studio sistematico dei Raggi Cosmici iniziò nel 1912 ad opera di Victor Hess, il quale intraprese misure di particelle ionizzanti a 5 km di altezza dalla superficie terrestre mediante voli di palloni attrezzati. Egli scoprì la presenza di una radiazione elettricamente carica crescente con l'altitudine (questo è vero per quote superiori a qualche centinaio di metri: in realtà a quote più basse il flusso diminuiva a causa della diminuzione del contributo della radioattività naturale terrestre) e quindi poté stabilire che siamo bombardati da particelle dal cielo: ora sappiamo che tali particelle sono in realtà protoni, neutroni, elio, carbonio, azoto e ioni anche più pesanti fino al ferro.

Il flusso di Raggi Cosmici con energia inferiore a 10^{14} eV è abbastanza intenso da consentire lo studio dei singoli nuclei mediante detector montati su palloni o satelliti: da questi esperimenti "diretti" possiamo ricavare informazioni rilevanti sullo spettro energetico e le abbondanze relative di una

gran varietà di nuclei atomici, protoni, elettroni, positroni e anche intensità, energia e distribuzione spaziale di raggi X e γ.
Le misure di energia e l'isotropia osservata hanno mostrato che il Sole, forse la sorgente di particelle per noi più naturale, non è in realtà la fonte principale di Raggi Cosmici. Solo per energie cinetiche dell'ordine di 100 MeV il Sole domina il flusso, in quanto il vento solare scherma le particelle provenienti da lontano.

Oltre i 10^{14} eV il flusso diventa così debole che solo esperimenti a Terra, con larga apertura e tempo di esposizione molto lungo, possono sperare di raccogliere un numero di eventi statisticamente significativo. Tali esperimenti usano l'atmosfera come un enorme calorimetro: la radiazione cosmica incidente interagisce con le molecole e gli atomi presenti nell'atmosfera e produce Extensive Air Showers (EASs) che si espandono su vaste aree.
Già nel 1938 Pierre Auger aveva concluso, dalle dimensioni degli EASs, che lo spettro dei Raggi Cosmici poteva estendersi fino a 10^{15} eV e forse anche oltre. Attualmente i progressi tecnici nelle misure hanno consentito di osservare i flussi straordinariamente bassi (dell'ordine di 1 evento km^{-2} yr^{-1}) con energie dei primari superiori a 10^{19} eV, e gli esperimenti ora in corso hanno consentito di rivelare particelle con energie di oltre 10^{20} eV.

Lo spettro energetico dei Raggi Cosmici, a differenza di quello molto irregolare del fondo elettromagnetico isotropo nella banda $10^8 - 10^{20}$ Hz, può essere descritto, al di sopra dei 10^9 eV, da una serie di leggi di potenza, il cui indice spettrale inizialmente è pari a circa -2.7, per passare a -3.2 nell'intervallo $10^{15} - 10^{18}$ eV (il cosiddetto "ginocchio", posto a $\sim$3 PeV) e tornare a -2.7 nella decade centrata a $10^{18.5}$ eV (la "caviglia"), come si può vedere in Fig. 1.1. Per quanto riguarda lo spettro a più alta energia ($\sim 10^{20}$eV) le incertezze statistiche sono ancora notevoli. Secondo i dati raccolti da AGASA [6], l'andamento è consistente con una semplice estrapolazione dello spettro misurato a più bassa energia. Una interpretazione ormai molto diffusa e accettata dell'andamento sopra la "caviglia" afferma che al di sopra dei $10^{18.5}$eV la popolazione di Raggi Cosmici di origine galattica (che decresce molto rapidamente) inizierebbe a essere dominata da una nuova popolazione di CRs di origine extra-galattica [7].

L'interpretazione dei Raggi Cosmici di altissima energia è oggi resa più complicata dalla pubblicazione da parte dei diversi esperimenti di risultati discordi tra loro. Fino a qualche anno fa, infatti, c'era un sostanziale accordo tra i flussi misurati da diversi esperimenti entro il 10-15%. In particolare, i dati preliminari riportati dal gruppo di HiRes [8] mostravano 7 eventi oltre 10^{20}eV, in buon accordo con il flusso anticipato da AGASA [6]. Successivamente, AGASA ha riportato 17 eventi oltre quella soglia [9], in accordo con il precedente lavoro [6]. D'altra parte una delle camere di HiRes, che

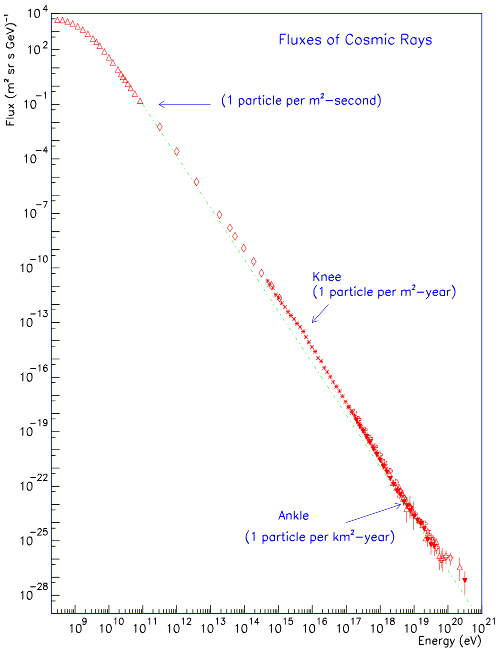

Figura 1.1: Misure dello spettro differenziale dei Raggi Cosmici, [5]

ha un'esposizione leggermente più lunga rispetto ad AGASA, ha registrato solo 2 eventi oltre 10^{20}eV, che devono essere confrontati con i 20 attesi per uno spettro simile a quello riportato da AGASA [10]. Anche con il sistema stereo HiRes ha trovato un solo evento, con energia stimata di $10^{20.5}$eV. La "sparizione" dei Raggi Cosmici non è ancora stata ben compresa. La situazione è riassunta nel grafico 1.2, in cui vengono riportati gli eventi osservati da AGASA, HiRes, Fly's Eye e Haverah Park.

1.1.1 Tecniche di misura

Possono essere impiegate molte tecniche per osservare gli sciami prodotti dall'interazione dei Raggi Cosmici con l'atmosfera. Tra queste ricordiamo:

Osservazione diretta delle particelle Forse la tecnica più comune, consiste nella costruzione di reti di sensori estese su aree molto vaste, per misurare la densità delle particelle quando lo sciame arriva alla superficie della Terra.

Misura della fluorescenza prodotta Altro metodo molto usato, consiste nella misura dello sviluppo longitudinale dello sciame attraverso l'osser-

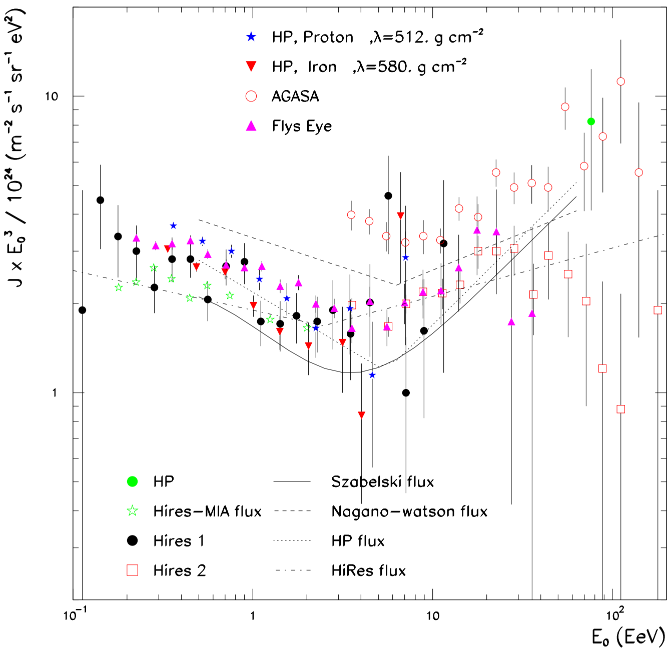

Figura 1.2: Spettro energetico della parte di alta energia dei RCs.

vazione della fluorescenza prodotta dall'interazione delle particelle cariche con l'atmosfera.

Osservazioni radar Tecnica proposta di recente, prevede l'ascolto degli echi radar provenienti dalla colonna di aria ionizzata prodotti dallo sciame.

Surface arrays

Un "surface array" è costituito da una rete di rivelatori di particelle, come scintillatori plastici o radiatori Čerenkov, distribuiti in modo approssimativamente uniforme. L'osservabile misurata è tipicamente l'energia depositata dalle particelle degli EAS come funzione del tempo; l'energia e la direzione dei primari vengono ricostruite dalla densità di energia misurata a Terra e dai tempi relativi degli hit.
Per ricostruire gli air shower è necessario eseguire un fit della distribuzione laterale delle particelle a Terra, la cui forma dipende fortemente da come è costruito l'esperimento. Ad esempio l'esperimento AGASA impiega scintillatori plastici di 5 cm di spessore: per energie tipiche di particelle che si trovano a 1 km dall'asse dello sciame, essi generano segnali simili per gli elettroni e

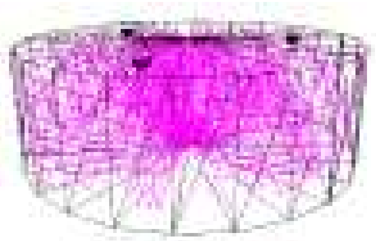

Figura 1.3: Simulazione di un muone entrante dall'alto in un radiatore Čerenkov di Auger [11].

i muoni dello sciame, mentre producono segnali più bassi per i fotoni. D'altra parte, gli esperimenti Haverah Park e Auger usano contenitori d'acqua, illustrati in figura 1.3. In questo caso, la radiazione prodotta dalla particella carica viene convogliata e raccolta da tubi fotomoltiplicatori posti dentro il radiatore. L'altezza del segnale è quindi proporzionale alla lunghezza della traccia. Inoltre i muoni prodotti da particelle lontane circa 1 km dall'asse dello sciame tendono ad attraversare tutto il mezzo radiatore, e pertanto producono un segnale intenso, mentre elettroni e fotoni sono rapidamente assorbiti e danno segnali più piccoli.

Dal momento che questa tecnica consente di osservare il diverso comportamento di muoni ed elettroni (e fotoni), è possibile, eventualmente utilizzando sia scintillatori, sia radiatori Čerenkov, distinguere le differenti particelle e in particolare il contenuto muonico dello sciame. Sfruttando questa opportunità si potrebbe estrarre un'informazione più precisa sulla specie dei CR primari.

Rivelatori a fluorescenza

Uno sciame che si sviluppa nell'atmosfera dissipa energia eccitando e ionizzando molecole d'aria. Le molecole di azoto (che costituiscono circa il 75% della miscela) eccitate producono radiazione ultravioletta (nel range 300-400 nm, a cui l'atmosfera è trasparente) per fluorescenza. Lo sviluppo dello sciame appare come un lampo di luce molto veloce, che descrive un cammino circolare contro un fondo, costituito in genere dal fondo-cielo ineliminabile, da lampi atmosferici di altra natura, da inquinamento luminoso umano (e ovviamente dalla luna, così intensa che le osservazioni con questa tecnica sono possibili soltanto nelle notti buie). Il lampo di fluorescenza è emesso in modo isotropo con un'intensità proporzionale al numero di particelle cariche presenti nello sciame. Siccome il rapporto tra l'energia emessa per fluorescen-

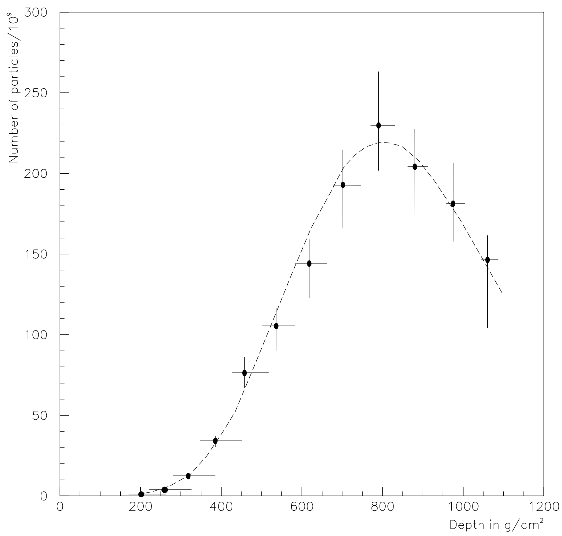

Figura 1.4: Best fit a 3 parametri del profilo del più largo sciame mai osservato. Pubblicato da Fly's Eye in [13]

za e l'energia totale depositata è solo dell'1%, i CR con energie inferiori a $\sim 10^{17}\,\text{eV}$ sono osservabili con difficoltà.

Un "fluorescence eye" consiste di molti grandi collettori di luce (telescopi) che osservano regioni di cielo. Gli elementi fondamentali di questi telescopi sono un diaframma, che ne definisce l'apertura, uno specchio sferico delle dimensioni opportune per raccogliere tutta la luce che attraversa il diaframma e convogliarla nella regione di accettanza dell'apparecchio fotosensibile, e infine una "fotocamera" costituita da una rete di tubi fotomoltiplicatori (PMTs) [12].

La ricostruzione degli sciami è realizzata innanzitutto determinando la geometria dello sciame, e in un secondo momento il suo profilo longitudinale. Una volta ricostruito il profilo longitudinale (cioè la densità di particelle per unità di lunghezza) dello sciame, essendo noto che il deposito medio di energia nell'atmosfera è di $2.2\,\text{MeV}\,/(\text{gr/cm}^2)$, è possibile ottenere l'energia elettromagnetica totale rilasciata.

Lo sciame più largo mai misurato ha un'energia stimata di $(3.2 \pm 0.9) \times 10^{20}\,\text{eV}$, con il massimo ad una profondità di 815 g/cm^2 [13]. Lo sviluppo longitudinale è mostrato in figura 1.4: la dimensione nel punto di massimo è di circa 200 miliardi di particelle.

Tecniche di Radio-Rivelamento.

Oltre all'emissione ultravioletta è possibile osservare anche l'emissione in radio frequenza (RF) degli sciami. Sebbene essi possano produrre emissione radio in molti modi diversi, si è generalmente concordi nel ritenere che, sopra la soglia di 20 MHz, il processo dominante sia l'emissione coerente di radiazione di sincrotrone da parte di coppie elettrone-positrone nel campo magnetico terrestre [14, 15]. Negli anni '60 e '70 questa tecnica sembrava promettente, tuttavia i rivelatori a fluorescenza o di grande superficie hanno prevalso. Attualmente rivelatori a radiofrequenza sono costruiti insieme a detector di altro tipo (ad esempio sul sito dell'esperimento Auger) per coadiuvarne l'azione e migliorare la nostra comprensione dell'interazione dei Raggi Cosmici con l'atmosfera.

1.2 Un po' di storia...

Le prime misure di Raggi Cosmici ultraenergetici risalgono agli anni '50, quando Linsley ottenne dati dall'array di 19 scintillatori di 3.3 m^2 ciascuno posto nel sito di Volcano Ranch [16, 17].

Successivamente sono stati effettuati esperimenti a Haverah Park in Inghilterra, Yakutsk in Russia, Sydney in Australia, Dugway nel deserto dello Utah, Akeno in Giappone.

Il detector di Haverah Park [18] terminò le operazioni di presa dati nel 1987, dopo 19 anni di attività. La rete di rivelatori consisteva di radiatori Čerenkov di 1.2 m di profondità con stazioni (tipicamente) di area 30 m^2 distribuite su una superficie di circa 12 km^2. L'energia minima rivelabile era circa 6×10^{16} eV, mentre la risoluzione angolare, per un angolo zenitale $\theta \in (0°, 75°)$, era $2.5° \times \sec\theta$ [19].

L'array Yakutsk, attivo fin dal 1972, fu espanso nel 1974 fino a coprire un'area di circa 18 km^2 per essere sensibile ai Raggi Cosmici di altissima energia. Gran parte dei detector erano scintillatori plastici, disposti secondo reticolati triangolari. Ad essi era affiancato un rivelatore sotterraneo di muoni, con energia di soglia di 1 GeV. Nel 1995 l'esperimento fu riorganizzato su un'area più piccola (10 km^2) per studiare in dettaglio lo spettro intorno a 10^{19} eV [20].

Il Sydney University Giant Air-shower Recorder (SUGAR) [21] ha operato tra il 1968 e il 1979. Costituito da 47 stazioni di rivelazione, con un'area di 70 km^2 era il più grande esperimento di Air-Shower dell'emisfero Sud (prima di Auger). Ogni stazione era composta di 2 scintillatori liquidi conici di area 6 m^2 separati di 50 m. La risoluzione angolare era stimata essere di $3° \times \sec\theta$

per sciami visti da più di 3 stazioni [21]. Purtroppo la maggior parte degli eventi fu vista solo da 3 stazioni, e quindi la risoluzione angolare reale fu di $\sim 6°$ per sciami verticali [22].

L'Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) [23, 24] consiste di 111 detector a scintillatori, ciascuno di area 2.2 m^2, sparsi su un'area di 100 km^2 e spaziati di 1 km. L'accettanza è quindi dell'ordine di 125 km^2 per CRs di 10^{19} eV. Anche AGASA ha un sistema di scintillatori schermati che fornisce informazioni sulla componente muonica dello sciame.

La tecnica a fluorescenza è stata implementata nel deserto di Dugway nello Utah dal gruppo di Fly's Eye. L'esperimento consisteva di 2 Fly's Eyes separati, distanti 3.3 km, composti da 880 e 460 PMTs [25, 26], e poteva vedere solo metà del cielo notturno.

Il detector High Resolution (HiRes) Fly's Eye [27] è inteso come una versione in grande scala del più modesto Fly's Eye. Usa i suoi 14 telescopi sferici per osservare una porzione di cielo ampia 0.95 sr. L'energia di soglia per la rivelazione è di 10^{17} eV, mentre l'accettanza è di $\sim 350(1000)$ $km^2 sr$ a $10^{19}(10^{20})$ eV nel modo monoculare, a causa del "duty cicle" piuttosto basso (10%) tipico per la tecnica a fluorescenza.

1.2.1 L'esperimento Pierre Auger

Il Pierre Auger Observatory (PAO) [28, 29] è stato progettato per lavorare in un modo ibrido: esso infatti consta di rivelatori a fluorescenza che sorvegliano una rete di radiatori Čerenkov posti a terra. In questo modo è possibile effettuare controlli incrociati su eventi osservati con entrambe le tecniche (ad esempio in notti particolarmente scure e con atmosfera trasparente). Ci si aspetta che il PAO possa misurare l'energia, la direzione e le specie chimiche dei primari con precisioni statistiche non ancora raggiunte in questo campo. A lavori ultimati il PAO dovrebbe essere costituito da 2 osservatori posti in 2 siti diversi, uno nell'emisfero nord, l'altro nell'emisfero sud. Ogni osservatorio copre un'area di 3000 km^2 e consiste di 1600 rivelatori di particelle e 4 detector a fluorescenza. L'accettanza complessiva dei 2 siti sarà di 14000 km^2 sr. Le stazioni sono radiatori Čerenkov cilindrici con area 10 m^2, pieni d'acqua, distanziati tra loro di 1.5 km secondo una geometria esagonale. La radiazione Čerenkov emessa dalle particelle cariche è osservata da 3 PMT, i quali producono il segnale che sarà digitizzato da flash ADCs, con lo scopo di separare gli elettroni e i fotoni di bassa energia dai muoni. Il sistema GPS (Global Positioning System) viene usato per assegnare il tempo agli eventi con una precisione di poche decine di nanosecondi.

I detector a fluorescenza invece sono configurati in modo tale da ottimizzare l'uso ibrido del detector. L'ottimizzazione è stata realizzata seguendo le indicazioni di una simulazione MonteCarlo, in modo da minimizzare gli errori sistematici dovuti alle incertezze nella conoscenza della lunghezza di attenuazione nell'atmosfera. Il numero di occhi e la loro posizione sono scelti in modo da poter osservare sciami con energia $> 10^{19}$ eV.

La risoluzione angolare del "ground array", senza l'ausilio delle coincidenze con i segnali di fluorescenza, dovrebbe essere migliore di 1.5°, mentre la risoluzione energetica dovrebbe essere di circa il 20%. Gli eventi migliori, osservati con entrambi i metodi, avranno una risoluzione angolare di 0.3° a un'energia di 10^{20} eV. La piena efficienza di Auger, nelle condizioni standard di trigger (5 detectors colpiti), sarà raggiunta oltre i 10^{19} eV: in questa configurazione (operando 24 ore al giorno in entrambi gli emisferi) sono attesi 1000 sciami con energia sopra soglia dopo 3 anni di presa dati. L'esposizione celeste uniforme dovrebbe permettere uno studio accurato delle correlazioni di sorgenti discrete e delle anisotropie.

Inoltre, PAO ha la possibiltà di fare astronomia di neutrini oltre 10^{17} eV. Per interazioni standard nell'atmosfera, ogni sito di PAO costituisce un bersaglio di $\sim 10\,\mathrm{km}^3$w.e.sr per neutrini di $\sim 10^{19}$ eV [30].

1.3 Accelerazione di Raggi Cosmici

Il problema dell'accelerazione dei Raggi Cosmici fino alle altissime energie misurate dagli esperimenti ha costituito uno dei grandi campi d'interesse di tutto il XX secolo. Attualmente è accettato come un dato di fatto che la gran parte della radiazione cosmica sia il prodotto di qualche fenomeno magneto-idrodinamico (MHD) molto generale in grado di trasformare energia cinetica e magnetica in energia dei Raggi Cosmici. I dettagli del processo di accelerazione dipendono ovviamente dalla particolare situazione fisica in cui si trovano le particelle.

La spiegzione dell'esistenza di Raggi Cosmici di altissima energia non è ancora sicura. Esistono in generale 2 tipi di modelli: i cosiddetti modelli "top-down" ipotizzano che i CRs derivino dalla catena di decadimento di particelle esotiche di altissima energia, mentre i modelli "bottom-up" assumono che le particelle dei CRs abbiano inizialmente bassa energia e vengano accelerate. Inizialmente entrambi i modelli sembravano essere promettenti, ma con il passare del tempo i modelli del secondo tipo sono sembrati più convincenti (forse perché più conservativi, in assenza di fenomeni veramente nuovi) rispetto ai primi, sebbene permangano ancora molte incertezze.

Tra i modelli "bottom-up" si possono invocare essenzialmente 2 meccanismi di accelerazione.

- Il primo meccanismo assume che le particelle siano accelerate direttamente alle alte energie da un campo elettrico esteso [31]. Questi meccanismi "one-shot" sono stati studiati in grande dettaglio e attualmente si ritiene che il campo elettrico di grandissima intensità necessario affinché l'accelerazione abbia luogo possa essere associato con la rapida rotazione di oggetti piccoli ma altamente magnetizzati, quali stelle di neutroni (pulsars) o Nuclei Galattici Attivi (AGN). Questo tipo di accelerazione ha il vantaggio di essere veloce, ma ha usualmente luogo in regioni astrofisiche molto dense, in cui anche i meccanismi di perdita di energia sono molteplici ed efficienti. In particolare non è chiaro come ottenere in modo naturale lo spettro con legge di potenza che viene usualmente osservato, quindi questo modello non è attualmente il preferito.

- Il secondo tipo di processi è in genere chiamato "accelerazione stocastica", in quanto le particelle acquistano energia gradualmente, attraversando più volte plasmi magnetizzati in movimento. Questi processi furono studiati per la prima volta da Fermi [32]. Sebbene lo spettro a potenza emerga in modo veramente naturale, l'accelerazione è lenta; inoltre può essere difficile mantenere le particelle confinate per il tempo necessario all'interno del "motore di Fermi".

Attualmente si ritiene che i Raggi Cosmici con energie fino al ginocchio siano accelerati da un meccanismo alla Fermi del primo ordine nel flusso espulso a velocità supersonica da SuperNova Remnant galattici. Questa ipotesi è motivata non solo dalla regolarità e dalla pendenza dello spettro su diverse decadi di energia, ma anche dalla coincidenza tra l'energia espulsa da una SuperNova galattica e quella dei Raggi Cosmici galattici [33]. Infatti si tenga presente che l'energia tipica liberata durante un'esplosione di SuperNova è circa 10^{51} erg. D'altra parte, la densità di energia delle particelle di alta energia dipende dalla frequenza delle esplosioni di SuperNovae nella Galassia, ν_{SN}, dal volume in cui le particelle sono confinate durante l'accelerazione V, dal tempo di fuga τ_{esc} e dall'energia media tipicamente rilasciata dalla SuperNova sotto forma di particelle di alta energia E_0. Sotto queste ipotesi ci aspettiamo che la densità di energia media dei Raggi Cosmici sia

$$\epsilon_{CR} \simeq \nu_{SN} \tau_{esc} \frac{E_0}{V} \ . \tag{1.1}$$

Supponiamo ora che il tempo tipico di confinamento sia 10^7 anni (come si può stimare dall'abbondanza relativa del ^{10}Be, cfr.[33]), il volume 6×10^{60} m^3 (che corrisponde ad un disco di raggio 10 kpc e spessore 700 pc, ragionevole per la nostra Galassia), la frequenza delle esplosioni pari a 0.03 yr^{-1}. Se imponiamo che la densità di energia ϵ_{CR} sia pari a 10^6 eV m^{-3} (come si può ottenere integrando lo spettro misurato), otteniamo che $E_0 \approx 10^{49}$ erg, che è in ottimo accordo con l'energia emessa da una SuperNova, per un'efficienza di conversione dell'1%.

Essendo il meccanismo di Fermi così importante per la fisica dei Raggi Cosmici, ne presentiamo qualche dettaglio.

1.3.1 Il meccanismo di Fermi

Nella sua prima analisi, Fermi [32] studiò lo scattering di Raggi Cosmici su nuvole magnetizzate, non relativistiche, in moto. In questo caso, una particella carica che entra nella nube con energia E_i e angolo di incidenza con la direzione della nube θ_i, fa scattering diffusivo nella nube, a causa di campi magnetici. Nel sistema in cui la nube è ferma (sistema primato) lo scattering può essere visto come uno scattering elastico della particella con l'intera nube, che è molto più massiva, unito allo scattering non-collisionale all'interno della nube dovuto esclusivamente all'interazione con i campi magnetici. Pertanto possiamo schematizzare l'interazione particella-nube nel sistema di quiete della nube considerando invariata l'energia della particella ($E'_i = E'_f$), e facendo variare solo la direzione di uscita nel sistema del laboratorio ($\theta_i \neq \theta_f$).

Il guadagno energetico può essere ricavato applicando due volte una trasformazione di Lorentz. L'energia iniziale del CR nel sistema primato è quindi:

$$E'_i \simeq \Gamma E_i (1 - \beta \cos\theta_i) \ , \tag{1.2}$$

dove Γ e β sono rispettivamente il fattore di Lorentz del sistema e la velocità della nube espressa in unità della velocità della luce. Dal momento che $E'_i = E'_f$, l'energia finale della particella nel sistema di laboratorio sarà:

$$E_f \simeq \Gamma E'_i (1 + \beta \cos\theta'_f) \ . \tag{1.3}$$

La variazione di energia è pertanto:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_f - E_i}{E_i} = \frac{1 - \beta\cos\theta_i + \beta\cos\theta'_f - \beta^2 \cos\theta_i \cos\theta'_f}{1 - \beta^2} - 1 \ . \tag{1.4}$$

Dentro la nube la direzione del CR viene randomizzata dallo scattering non-collisionale, quindi $\langle \cos\theta'_f \rangle = 0$. Il valore medio di $\cos\theta_i$, invece, dipende dalla velocità relativa tra la nube e la particella. La probabilità P per unità di angolo solido Ω di avere una collisione ad un angolo θ_i è proporzionale a $(v - V\cos\theta_i)$, dove v è la velocità della particella e $V = \beta c$. Nel limite ultrarelativistico $v \sim c$, vale

$$\frac{dP}{d\Omega_i} \propto (1 - \beta\cos\theta_i) \ , \tag{1.5}$$

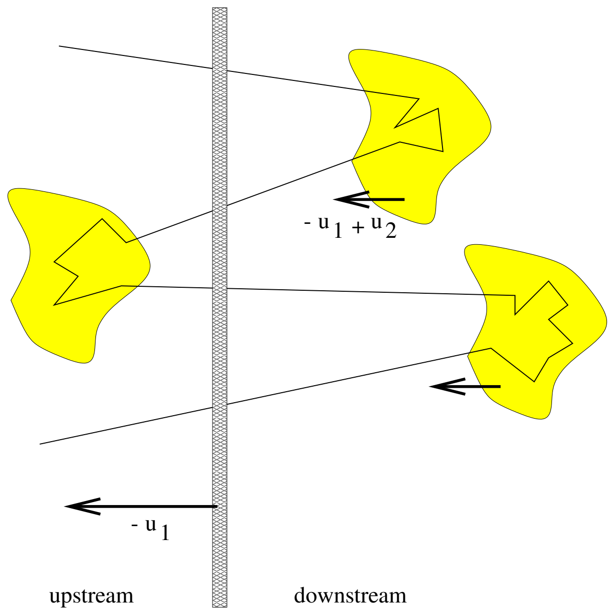

Figura 1.5: Illustrazione del meccanismo di Fermi del primo ordine.

e quindi

$$\langle \cos\theta_i \rangle \equiv \frac{\int_{-1}^{1} d\cos\theta_i \cos\theta_i \frac{dP}{d\Omega_i}(\cos\theta_i)}{\int_{-1}^{1} d\cos\theta_i \frac{dP}{d\Omega_i}(\cos\theta_i)} = -\frac{\beta}{3} \ . \tag{1.6}$$

Ora, inserendo l'eq.1.6 nella 1.4, si trova:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1+\beta^2/3}{1-\beta^2} - 1 \simeq \frac{4}{3}\beta^2 \ . \tag{1.7}$$

Risulta importante osservare che il guadagno in energia è proporzionale a β^2 e non a β, e pertanto il guadagno netto di energia, per quanto sia ottenibile anche nel caso in cui il campo magnetico medio sia nullo, è molto piccolo, essendo $\beta \ll 1$.

Un'altra versione del meccanismo di Fermi, del primo ordine in β e quindi più efficiente, si realizza quando una particella cosmica incontra fronti piani di shock [34]. In questo caso un'onda di shock piana si propaga, nel riferimento dell'osservatore (o laboratorio), con velocità $-\vec{u}_1$, come illustrato in Fig.1.5. Se consideriamo il processo nel sistema di quiete dello shock il gas già attraversato dall'onda si sta muovendo in direzione opposta con velocità $\vec{u}_2$ ($|u_2| < |u_1|$), e quindi nel laboratorio si muove nella direzione del fronte d'onda con velocità $\vec{V} = -\vec{u}_1 + \vec{u}_2$. Per trovare il guadagno netto di energia dei CRs identifichiamo le irregolarità magnetiche che si trovano ai lati del fronte d'onda con le nubi di plasma magnetizzato discusse in precedenza.

Considerando la probabilità, per una particella, di attraversare lo shock da una parte all'altra e viceversa, si ricava: $\langle \cos\theta_i \rangle = -2/3$ e $\langle \cos\theta'_f \rangle = 2/3$. Pertanto troviamo

$$\frac{\Delta E}{E} \simeq \frac{4}{3}\beta = \frac{4}{3}\frac{u_1 - u_2}{c} \, . \tag{1.8}$$

Questo meccanismo è quindi del primo ordine in $\beta = V/c$ ed è più efficiente di quello descritto in precedenza: questo accade perché le particelle sono accelerate ogni volta che attraversano il fronte d'onda, in quanto sia che si trovino upstream che downstream l'onda si muove sempre verso di loro.

Il rate a cui i Raggi Cosmici attraversano il fronte d'onda è dato, ovviamente, dalla proiezione del flusso isotropo di CRs sul piano del fronte di shock:

$$r_{\rm cross} = \int_0^1 d(\cos\theta) \int_0^{2\pi} d\phi \, \frac{n_{\rm CR} v}{4\pi} \cos\theta \sim \frac{n_{\rm CR} v}{4} \, , \tag{1.9}$$

dove $n_{\rm CR}$ è il numero di particelle sottoposte ad accelerazione. D'altra parte, il rate con cui le particelle escono dietro il fronte d'onda e vanno perdute è

$$r_{\rm loss} = n_{\rm CR} u_2 \, . \tag{1.10}$$

Pertanto la probabilità di attraversare una sola volta lo shock e successivamente scappare via vale

$$P_{esc} = \frac{r_{\rm loss}}{r_{\rm cross}} \sim 4 \, \frac{u_2}{v} \, . \tag{1.11}$$

All'opposto, la probabilità di riattraversare lo shock è data da

$$P_{ret} = 1 - P_{esc}, \tag{1.12}$$

e quindi la probabilità di riattraversare lo shock almeno n volte è

$$P(cross \geq n) = [1 - P_{esc}]^n. \tag{1.13}$$

L'energia dopo n passaggi è

$$E = E_0 \left(1 + \frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \right)^n \tag{1.14}$$

dove E_0 è l'energia totale iniziale. Infine, il numero di collisioni necessario per raggiungere un'energia E vale

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \langle \Delta E \rangle / E)} \, , \tag{1.15}$$

e il numero di particelle accelerate a energie maggiori di E è

$$Q(> E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} [1 - P_{esc}]^m = \frac{[1 - P_{esc}]^n}{P_{esc}} . \tag{1.16}$$

Sostituendo l'eq. (1.15) nell'eq. (1.16) otteniamo

$$Q(> E) \propto \frac{1}{P_{esc}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\gamma} \tag{1.17}$$

con

$$\gamma = \frac{\ln^{-1}(1 - P_{esc})}{\ln(1 + \langle \Delta E \rangle / E)} . \tag{1.18}$$

Il flusso quindi sarà:

$$\frac{dN}{dE} \propto \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\gamma-1} \tag{1.19}$$

Risulta interessante osservare che nel meccanismo di Fermi del primo ordine l'indice spettrale γ non dipende dal valore assoluto della velocità del plasma, ma solo dal rapporto tra le velocità upstream e downstream. Essendo le velocità caratteristiche in gioco piccole rispetto alla velocità della luce è possibile espandere il calcolo per trovare l'indice spettrale α:

$$\alpha \equiv 1 + \gamma \simeq 1 + \frac{4u_2}{4/3(u_1 - u_2)} = \frac{u_1 + 2u_2}{u_1 - u_2} = \frac{r + 2}{r - 1} , \tag{1.20}$$

dove $r \equiv \dfrac{u_2}{u_1}$ è il cosiddetto rapporto di compressione. In idrodinamica è possibile calcolare il valore di r in presenza di shock forti [33]. Si trova che $r = 4$. Pertanto, sostituendo opportunamente, otteniamo che, nel caso di shock forti, l'indice spettrale α dei Raggi Cosmici accelerati vale circa 2.

Capitolo 2

ANTARES e i telescopi per neutrini

In questo capitolo tratteremo gli esperimenti intesi alla rivelazione di neutrini di alta energia. In particolare ci soffermeremo sull'esperimento ANTARES, le cui caratteristiche verranno descritte in modo dettagliato. Argomento a parte riguarda il MonteCarlo specifico usato dalla collaborazione ANTARES per simulare gli eventi e costruire in tal modo il principale parametro di qualità dell'esperimento, l'Area Efficace, che misura la probabilità che un dato flusso di neutrini produca eventi misurabili in ANTARES. Ne tratteremo perciò ampiamente in un capitolo successivo.

2.1 Osservazioni generali

La tecnica tradizionale per osservare neutrini di alta energia consiste nel vedere la luce Čerenkov emessa dai prodotti delle interazioni dei neutrini con i nucleoni in acqua o ghiaccio. Le interazioni possibili sono le seguenti:

$$\begin{aligned} \nu_{\mathrm{l}} + \mathrm{N} &\rightarrow \mathrm{l} + \mathrm{X} \qquad \text{(CC)} \\ \nu_{\mathrm{l}} + \mathrm{N} &\rightarrow \nu_{\mathrm{l}} + \mathrm{Y} \qquad \text{(NC)} \end{aligned}$$

dove l indica il flavour del neutrino, N il generico nucleone e X (Y) i vari prodotti possibili dell'interazione.

Sebbene i dettagli varino da esperimento a esperimento, le osservazioni sono effettuate mediante stringhe di Tubi FotoMoltiplicatori (PMT), opportunamente spaziati, distribuiti in acqua o ghiaccio.

2.1.1 Emissione Čerenkov

La luce Čerenkov è radiazione elettromagnetica coerente emessa da particelle cariche che si propagano in un mezzo trasparente con velocità superiore a quella della luce in quel mezzo. La radiazione è essenzialmente un effetto di polarizzazione istantanea degli atomi del mezzo, e viene emessa ad un angolo caratteristico rispetto alla direzione della particella, detto angolo Čerenkov:

$$\theta_C \equiv \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right) \ , \tag{2.1}$$

dove β è la velocità della particella espressa in unità della velocità della luce nel vuoto, mentre n è l'indice di rifrazione del mezzo. L'emissione di radiazione si ha finché $\beta \equiv v/c > 1/n$. Per particelle ultrarelativistiche in acqua ($n \simeq 1.35$) l'angolo Čerenkov vale tipicamente $\theta_C \approx 42.2°$.

Il numero di fotoni emessi durante questo processo è

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \sin^2\theta_C \ , \tag{2.2}$$

dove α è la costante di struttura fine, Z la carica della particella e λ la lunghezza della luce emessa, e corrisponde, integrato su lunghezze d'onda comprese tra 300 e 600 nm, a $3.5 \times 10^4 Z^2$ fotoni emessi per metro di percorso.

Come meccanismo di perdita di energia l'emissione Čerenkov non è molto efficiente: si ha infatti

$$\frac{dE}{dx} = \int d\lambda \frac{dN_\gamma^2}{dx d\lambda} \frac{12400 \times 1\text{nm}}{\lambda} \approx 10^{-3} Z^2 \,\text{MeV/cm} \ , \tag{2.3}$$

che, se confrontato con la tipica perdita di energia per ionizzazione di un muone al minimo in acqua ($\simeq 2\,\text{MeV/cm}$), è irrilevante. Tuttavia, il processo di emissione Čerenkov è molto comodo per costruire telescopi, in quanto la costanza dell'angolo Čerenkov sopra un ampio spettro di energie produce relazioni geometriche precise, molto utili in fase di ricostruzione delle tracce.

2.1.2 Osservabili

Gli esperimenti possono osservare neutrini di differenti flavors su un ampio range di energie usando diversi metodi:

- I neutrini muonici che fanno interazioni di corrente carica producono muoni (insieme con uno sciame adronico visibile se l'energia iniziale è abbastanza elevata). Il muone viaggia attraverso il mezzo producendo radiazione Čerenkov, che viene raccolta da una rete di PMT. La tempistica, l'ampiezza e la topologia dei segnali dei PMTs sono utilizzati per ricostruire il cammino del muone. L'energia di soglia del muone che consente di effettuare la ricostruzione è tipicamente compresa nel range 10-100 GeV. Infatti, per essere rivelato, il neutrino deve interagire di corrente carica e produrre un muone con un range abbastanza lungo da arrivare al rivelatore. La probabilità di rivelazione è quindi il prodotto della probabilità di interazione ($\lambda_\nu^{-1} \simeq n\sigma_\nu$) per il range del muone R_μ:

$$P_{\nu\to\mu} \simeq n\sigma_\nu R_\mu \ , \tag{2.4}$$

dove n è la densità numerica dei bersagli, σ_ν [35] è la sezione d'urto di corrente carica e il range è $R_\mu \simeq 5$ m per GeV per muoni di bassa energia (per muoni con energia maggiore di $\sim$ 500 GeV il range è determinato da perdite di energia catastrofiche quali bremsstrahlung, produzione di coppie e scattering profondamente anelastico) [36, 37].

- I neutrini di tipo mu, tau o elettronico che interagiscono di corrente neutra o carica possono produrre sciami osservabili se l'interazione avviene dentro o vicino al rivelatore. Dal momento che lo sciame, in ogni caso, non percorre più di 10 m all'interno del detector, la luce Čerenkov emessa dovrebbe essere vista dallo strumento come prodotta da una sorgente puntiforme. In generale, per sciami di 1 PeV, i segnali rivelati dai PMT sono prodotti in un raggio di 250 m, che cresce o decresce di 50 m ogni decade di energia. Pertanto, l'energia di soglia per gli sciami è generalmente più alta che per i muoni, e questo implica che le interazioni di corrente neutra sono più difficilmente rivelabili.

- I neutrini di tipo tau sono più difficili da rivelare ma producono segnature spettacolari a energie dell'ordine di qualche PeV. L'identificazione di eventi di neutrino tau può esser fatta osservando una delle due seguenti segnature: eventi "double bang" [38, 39, 40] e eventi "lollypop" [41, 42]. I primi avvengono quando un neutrino tau è prodotto in un'interazione di corrente carica all'interno del volume del detector insieme a uno sciame adronico e il tau decade prima di uscire dal rivelatore producendo uno sciame elettromagnetico o adronico (ved. fig. 2.1). Se l'energia iniziale è minore di qualche PeV i due sciami coalescono.
  Gli eventi lollypop avvengono invece quando solo il secondo dei due sciami di cui abbiamo parlato prima è prodotto nel detector, e si osserva una traccia di tau che entra nello sciame. Gli eventi lollypop sono utili solo ad altissime energie (molti PeV), perché diversamente la traccia

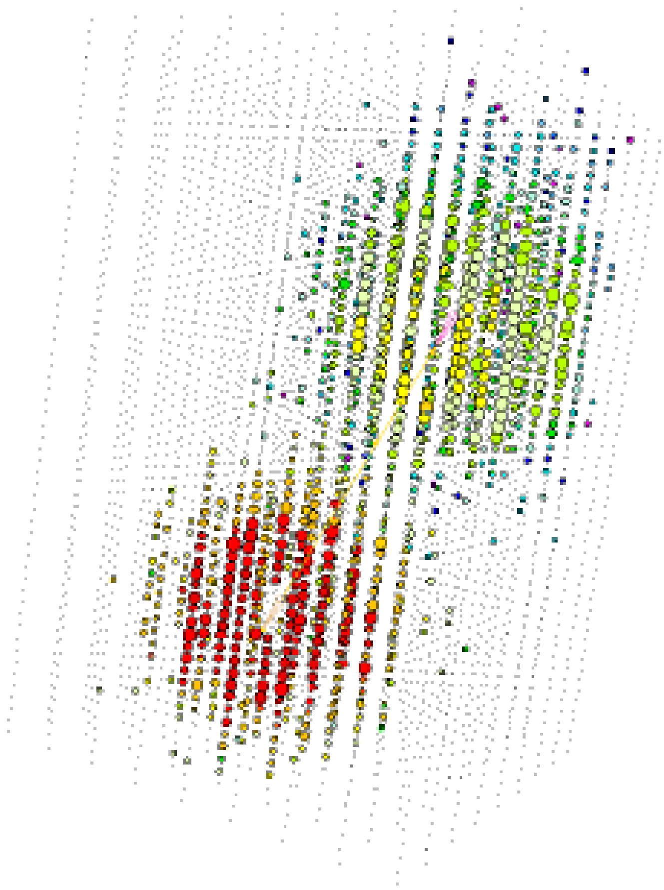

Figura 2.1: Simulazione di un leptone τ di altissima energia generato dall'interazione di un neutrino tau di 10 PeV (primo sciame), seguito dal decadimento del leptone τ secondario (secondo sciame).

del tau non è abbastanza lunga da essere identificata.
Caratteristica unica dei neutrini di tipo tau è che essi non diminuiscono mai di numero a causa dell'assorbimento terrestre, in quanto quando interagiscono producono un leptone τ che a sua volta, decadendo, rigenera un neutrino ν_τ. Quindi i neutrini tau sono solo degradati in energia.

2.1.3 Caratteristiche

Affinché i fenomeni che abbiamo appena descritto possano essere osservati, i rivelatori di neutrini devono possedere certe caratteristiche. La collaborazione DUMAND fu la prima a delineare i requisiti di questi strumenti.

L'energia minima che un neutrino deve possedere per poter essere rivelato è generalmente dell'ordine di 10 GeV, date le dimensioni e il volume dei detector attuali. Questa soglia relativamente bassa ha permesso, in un primo momento, la calibrazione dei nuovi strumenti basata essenzialmente sul flusso, noto, di neutrini atmosferici. La geometria è invece ottimizzata per ricostruire il fronte di luce Čerenkov irradiato da un muone che punta verso l'alto. Questi muoni "up-going" devono essere identificati su un fondo di muoni "down-going" dovuti alle interazioni dei Raggi Cosmici nell'atmosfera, che, a una profondità di 1-2 km, sono 10^5 volte più frequenti. Per quanto riguarda i muoni atmosferici provenienti dal basso (cioè prodotti nell'altro emisfero), la Terra produce una schermatura sufficiente ad azzerare il segnale. Quindi i neutrini visibili sono quelli che provengono dall'emisfero celeste opposto a quello in cui si trova il detector.

I requisiti ottici del mezzo radiatore sono stringenti. È necessaria infatti una grande lunghezza di assorbimento, perché determina la spaziatura necessaria dei sensori ottici, e quindi, in ultima analisi, il costo dell'esperimento, ma, d'altra parte, è necessaria anche una grande lunghezza di scattering per mantenere inalterata la geometria del percorso del muone e dei fotoni Čerenkov. Spesso viene usata, al posto della lunghezza di scattering vera e propria, la lunghezza effettiva di scattering, definita a partire dal libero cammino medio λ e dall'angolo medio di scattering θ come $\frac{\lambda}{1-\langle\cos\theta\rangle}$. Acqua e ghiaccio sono attualmente i mezzi radiatori più indicati secondo queste caratteristiche. Del ghiaccio si può sfruttare la lunghezza di assorbimento per costruire "very large telescopes", mentre dell'acqua si apprezza la lunghezza di scattering, che permette energie di soglia più basse e un migliore "tracking" dei muoni.

Il parametro forse più importante per quantificare e comparare l'accettanza dei vari telescopi è la cosiddetta *Area Efficace*, che viene determinata, in generale, mediante simulazioni Montecarlo.
Tale determinazione viene fatta secondo vari passi.
Inizialmente si definisce un *Volume Efficace* in questo modo: partendo da un volume V_{gen}, molto maggiore di quello del detector, si generano eventi su un ampio spettro di energie e direzioni. Sia N_{gen} il numero di eventi generati con variabili cinematiche E_ν, θ_ν, ϕ_ν (rispettivamente l'energia, l'angolo zenitale e quello azimutale del neutrino generato). Assumiamo che, di questi, solo N_{xxx} sopravvivano dopo aver applicato gli eventuali tagli (indicati collettivamente come xxx) di ricostruzione. Il Volume Efficace è quindi definito come:

$$V_{eff}\left(E_\nu,\theta_\nu,\phi_\nu\right) \equiv \frac{N_{xxx}\left(E_\nu,\theta_\nu,\phi_\nu\right)}{N_{gen}\left(E_\nu,\theta_\nu,\phi_\nu\right)} V_{gen} \tag{2.5}$$

Per calcolare il numero di muoni osservati a partire da questo Volume Efficace, è necessario conoscere il dettaglio dell'interazione dei neutrini, e quindi la densità di bersagli ρN_A e la sezione d'urto di corrente carica $\sigma(\mathrm{E}_\nu)$. Allora il rate di muoni dovuti ai neutrini generati nel volume V_{gen} è dato da:

$$N_\mu = \int dE_\nu d\Omega_\nu V_{eff}(E_\nu, \theta_\nu, \phi_\nu)(\rho N_A)\sigma(E_\nu)\frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu d\Omega_\nu} \; . \tag{2.6}$$

Chiaramente possiamo riunire insieme il volume efficace, la densità di bersagli e la sezione d'urto per ottenere una quantità con le dimensioni di un'area che, combinata con un flusso differenziale di neutrini (teorico) produce il rate di eventi

$$A_{eff}^{(\nu\, at\, detector)}\left(E_\nu, \theta_\nu, \phi_\nu\right) \equiv \rho N_A V_{eff} \sigma\left(E_\nu\right) \; . \tag{2.7}$$

Questa definizione di area efficace è valida solo per neutrini che già si trovano nelle vicinanze del detector, e pertanto non tiene conto dell'assorbimento terrestre. La probabilità di assorbimento nella Terra può essere espressa come

$$P_{Earth}\left(E_\nu, \theta_\nu\right) = e^{-N_A \sigma(E_\nu) \int \rho dl} \; , \tag{2.8}$$

dove $\int \rho dl$ rappresenta la densità dei bersagli situati lungo il cammino del neutrino attraverso la Terra (colonna di bersagli). Pertanto il fattore di proporzionalità necessario per convertire immediatamente un flusso di neutrini astrofisici in un rate di eventi è

$$A_{eff}^{\nu}\left(E_\nu, \theta_\nu, \phi_\nu\right) \equiv \rho N_A V_{eff} \sigma\left(E_\nu\right) e^{-N_A \sigma(E_\nu) \int \rho dl} \; . \tag{2.9}$$

In molti casi viene utilizzata un'area efficace direttamente per la ricostruzione dei muoni in funzione dei soli paremtri dei μ:

$$A_{eff}\left(E_\mu, \theta_\mu, \phi_\mu\right) \equiv \frac{N_{xxx}\left(E_\mu, \theta_\mu, \phi_\mu\right)}{N_{gen}\left(E_\mu, \theta_\mu, \phi_\mu\right)} A_{gen} \; . \tag{2.10}$$

Dal momento che solo i parametri fisici dei muoni vengono misurati direttamente nell'esperimento, è questa l'area efficace che generalmente si usa per confrontare esperimenti diversi.

La Collaborazione di ANTARES negli anni ha continuamente migliorato le strategie di ricostruzione degli eventi e con esse l'area efficace dell'esperimento. La strategia di ricostruzione più recente ("Aart Strategy") produce l'area efficace in figura 2.2.

La dipendenza dall'angolo di nadir dell'Area Efficace è illustrata invece nella figura 2.3.

Nelle figure 2.4 sono mostrate invece le dipendenze dell'Area Efficace dalla declinazione e ascensione retta delle sorgenti. Da notare che l'Area Efficace è praticamente costante al variare dell'ascensione retta.

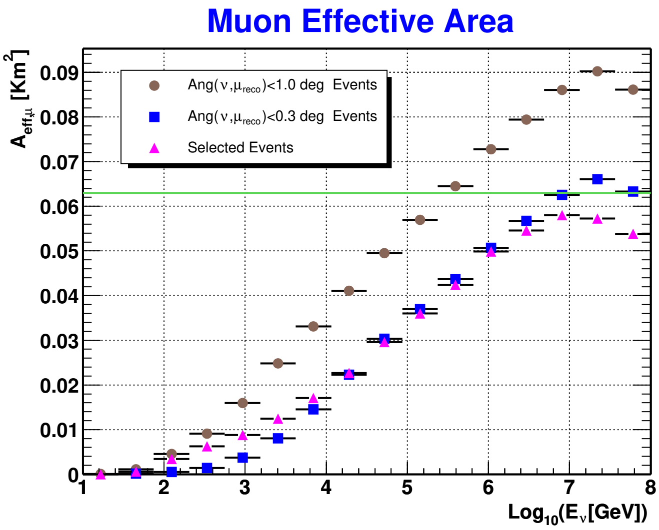

Figura 2.2: Area Efficace di ANTARES. Aart Strategy.

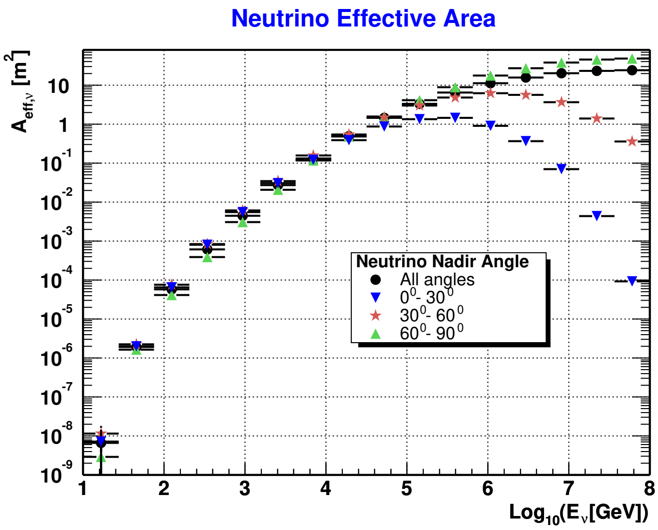

Figura 2.3: Area Efficace per diversi angoli di nadir.

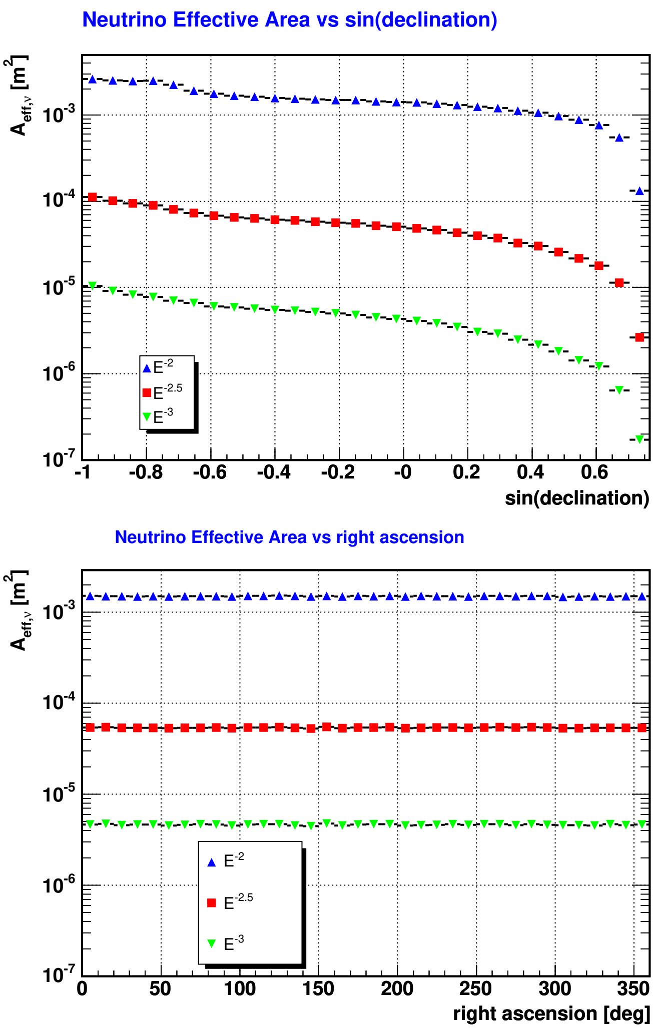

Figura 2.4: Dipendenza dell'Area Efficace di ANTARES da declinazione e ascensione retta della sorgente.

2.2 Fondi

I telescopi di neutrini sono caratterizzati da due tipi di fondo: fisico, dovuto a muoni e neutrini atmosferici, e ottico, dovuto a possibili sorgenti di luce nelle vicinanze dei fotomoltiplicatori.

Il fondo fisico è dovuto ai raggi cosmici che, interagendo nell'atmosfera, producono una gran quantità di muoni atmosferici attraverso cascate adroniche e i successivi decadimenti di π e K. Per ridurre questo fondo è necessario costruire il telescopio quanto più in profondità possibile, come abbiamo già evidenziato. Per eliminare gli eventi da neutrini atmosferici si applica un taglio in energia. L'errata ricostruzione anche di una piccola parte ($\approx 10^{-6}$) di muoni atmosferici può simulare un evento di neutrino, pertanto gli algoritmi di ricostruzione devono escludere tutti questi eventi attraverso forti tagli selettivi, perdendo un po' di efficienza.

Il rumore ottico dipende dal mezzo in cui è costruito il detector. Nel ghiaccio l'unico rumore è dovuto alla radioattività delle sfere che contengono i fotomoltiplicatori e a quella delle immediate vicinanze. Nelle profonfità marine oltre alla radioattività naturale, dovuta principalmente al decadimento β del ^{40}K, è presente una componente da bioluminescenza.

Poiché entrambi i fondi diminuiscono con l'aumentare della profondità [43], il modo migliore per aumentare il rapporto segnale/rumore è quello di posizionare il rivelatore quanto più in profondità possibile.

2.3 Altri esperimenti

Diversi esperimenti di telescopi per neutrini si sono succeduti nel tempo per mostrare la effettiva realizzabilità di tali rivelatori.

I più importanti esperimenti di rivelazione di neutrini sono:

1. l'ormai abbandonato DUMAND (Deep Underwater Muon and Neutrino Detector) al largo delle Hawaii [44],

2. l'esperimento sottomarino nel Lago Baikal [45],

3. AMANDA (Antarctic Muon And Neutrino Detector Array) nei ghiacci del Polo Sud [46].

La prossima generazione di telescopi per neutrini punta decisamente verso il km^3 di volume d'acqua. Fra questi ricordiamo

1. ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope Abyss environment RESearch) [47],

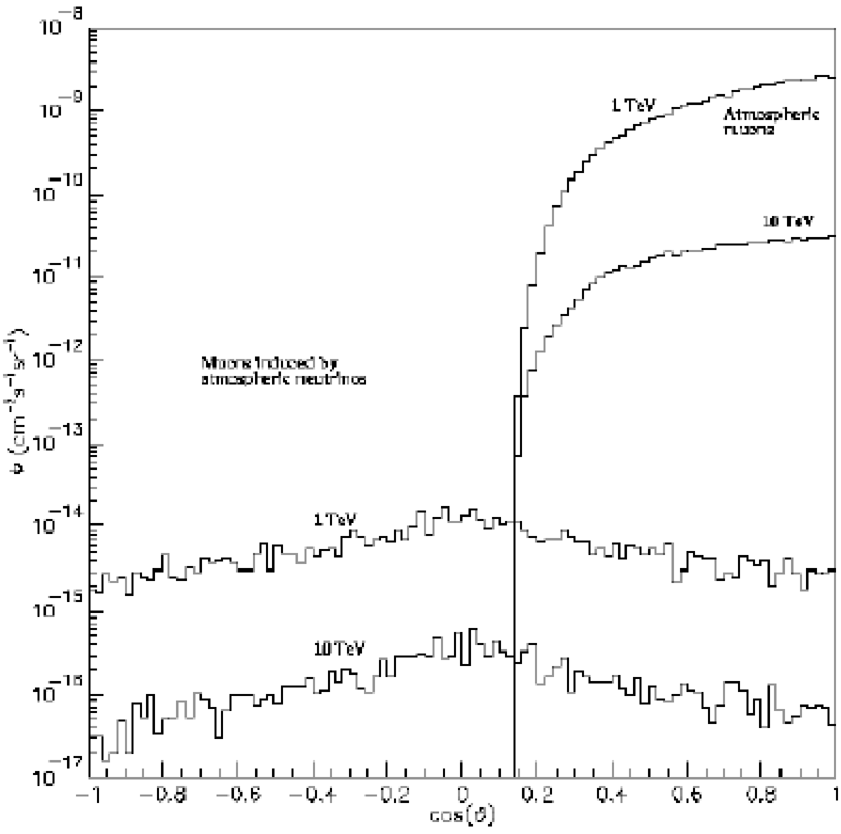

Figura 2.5: Fondo di muoni atmosferici stimato a 2300 m di profondità.

2. NESTOR (Neutrino Extended Submarine Telescope with Oceanographic Research) [48],

3. NEMO [49],
   tutti nel Mar Mediterraneo,

4. ICECUBE [50] come versione in grande scala di AMANDA.

2.3.1 Baikal

Il Baikal Neutrino Telescope è situato nel Lago Baikal, in Siberia. Il telescopio si trova a 3.6 Km dalla costa alla profondità di 1.1 km, ed è quindi investito da un elevato fondo di muoni cosmici. L'attuale configurazione (NT-200) è stata raggiunta nel 1998 e consiste in 192 fotomoltiplicatori (moduli ottici, OM) divisi in 8 diverse stringhe, una centrale e le altre disposte lungo un cerchio di 22 m di raggio. Ogni stringa è composta da 12 piani, ogni piano da due PMT. La lunghezza strumentata è di circa 80 metri a partire dal fondo del lago. La calibrazione avviene mediante due laser posti sul fondo, mentre il segnale è trasmesso alla stazione sulla riva attraverso 3 cavi elettrici. La soglia di trigger è normalmente impostata a 4 piani colpiti nella medesima stringa in un intervallo di 500 ns. Per diminuire il fondo di radioattività naturale e bioluminescenza, entrambi i fototubi devono risultare colpiti affinchè il piano venga considerato colpito. Inoltre gli eventi di neutrino sono isolati dal fondo di muoni cosmici imponendo una restrizione sul χ^2 del fit dei tempi di arrivo dei fotoni misurati e delle ampiezze dei coni Čerenkov, e richiedendo la consistenza a posteriori tra la traiettoria ricostruita e la posizione degli OM colpiti.

Il sito di Baikal è competitivo con i siti oceanici, sebbene la minore lunghezza di assorbimento della luce Čerenkov nell'acqua di lago richieda una maggiore densità di OMs; questo comporta, in ultima analisi, un'energia di soglia più bassa, vantaggiosa per lo studio di oscillazioni di neutrini e WIMPs. Altro grande vantaggio per la collaborazione è dovuto al clima: in inverno la superficie del lago congela ed è possibile lavorare direttamente sopra il telescopio (come avviene per AMANDA) facilitando tutte le operazioni di recupero e manutenzione dell'apparato. Sulla superficie solida è stato inoltre installato un array per la rivelazione di sciami atmosferici, mediante il quale è stato possibile stimare la risoluzione angolare del telescopio. Recentemente è stato installato anche un rivelatore acustico composto da 4 idrofoni. L'apparato ha registrato complessivamente più di 2400 sciami con energia superiore ai 5 PeV.

Nei primi 234 giorni di vita dell'esperimento sono stati identificati 35

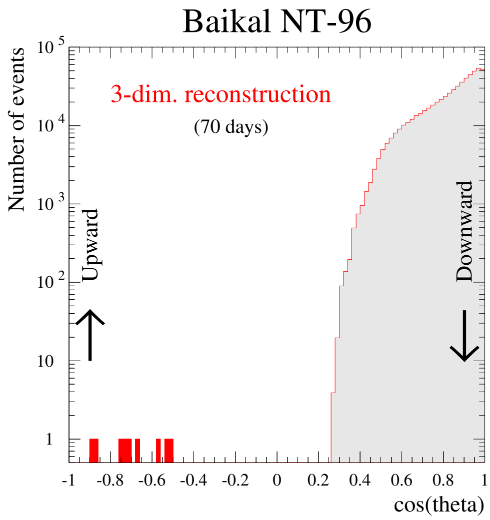

Figura 2.6: Distribuzione angolare di tracce di muoni nell'esperimento del Lago Baikal dopo i tagli descritti nel testo.

muoni up-going (ved. fig. 2.6 per un campione di 70 giorni). L'analisi effettuata [51] ha consentito di osservare uno spettro completamente compatibile con il fondo prodotto dai muoni atmosferici, ed essendo stati osservati eventi con al più 45 hit è stato posto un limite superiore al flusso di neutrini di alta energia pari a:

$$\Phi E^2 < (1.3 \div 1.9) \times 10^{-6}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{sr}^{-1}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{GeV}\ , \tag{2.11}$$

nell'ipotesi che i neutrini muonici ed elettronici prodotti dagli sciami atmosferici siano in rapporto 2:1 e il loro spettro sia proporzionale a E^{-2}.

La configurazione NT-200, con un'area efficace dell'ordine di 10^3 m^2, non consentirà, presumibilmente, di osservare neutrini prodotti da sorgenti astrofisiche. Tuttavia, se si dovesse approdare a 2000 OMs, con un'area efficace di 10^4-10^5 m^2 e un'energia di soglia di 10-20 GeV, Baikal potrebbe colmare il divario con gli attuali esperimenti.

2.3.2 NESTOR

Il primo progetto di telescopio per neutrini nel mar Mediterraneo è stato NESTOR (Neutrino Extended Submarine Telescope with Oceanographic Research), proposto da L.K. Resvanis agli inizi degli anni '90. Al momento il telescopio è in fase avanzata di progetto ed un piano prototipo è stato calato nel marzo 2003 ed ha raccolto dati per alcuni mesi.

Il detector dovrebbe essere costruito al largo di Pilos, alla profondità di 4000 metri a soli 14 Km dalla costa. La stringa è una torre composta di 12 piani, distanziati di 20-30 m, ognuno dei quali è costituito da una struttura rigida in titanio a forma di stella a 6 bracci. Alle estremità di ogni braccio, lungo 16 metri, sono posti due fotomoltiplicatori, uno rivolto verso l'alto e uno rivolto verso il basso. L'elettronica necessaria per la lettura dei PMT, l'analisi del segnale e il suo invio alla stazione a riva è racchiusa in una sfera pressurizzata al centro del piano.

Una volta calata la prima torre, la collaborazione ha in progetto di calare tre stringhe ricevute in eredità dall'esperimento DUMAND. Con questa configurazione il telescopio sarebbe in grado di rivelare neutrini con energie dell'ordine di qualche PeV, avendo un'area efficace di circa 100 m^2. La configurazione finale dell'esperimento è quella riportata in figura 2.7; in essa sono previste altre sei torri poste a 150 m da quella centrale per un'area efficace complessiva di oltre 300 m^2. La soglia di rivelazione per i muoni per quest'ultima configurazione è di 10 TeV ma scende a 4 GeV nel caso di eventi completamente contenuti nel volume strumentato del detector.

Il piano prototipo è stato posizionato ad una profondità di 3800 metri per testare le performance del detector ed in particolare il sistema di acquisizione dati. In oltre un mese di presa dati sono stati accumulati più di 5 milioni di eventi utilizzando differenti configurazioni di trigger, coincidenze e soglie dei fotomoltiplicatori. L'analisi di questi dati [52] ha permesso di misurare il flusso di muoni prodotti dai raggi cosmici, $I_0 \cdot \cos^{\alpha}(\theta)$, in funzione dell'angolo polare θ. I valori ottenuti,

$$\alpha = 4.7 \pm 0.5 \pm 0.2$$

$$I_0 = (9.0 \pm 0.7 \pm 0.4) \times 10^{-9}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{sr}^{-1} ,$$

sono in buon accordo con precedenti misure e con predizioni fenomenologiche.

2.3.3 NEMO

NEMO [49] è l'ultimo progetto nato ed è ancora in fase di sviluppo. La proposta della collaborazione NEMO è di costruire un detector da un kilometro cubo al largo di Capo Passero (CT). Negli scorsi anni sono state effettuate varie campagne marine per la ricerca del miglior sito per l'esperimento. Le misure di fondo ottico, velocità delle correnti e trasparenza dell'acqua hanno permesso di individuare un ottimo sito a circa 80 Km a sud-est dalla costa siciliana. Alla profondità di 3500 metri la trasparenza è uguale a quella dell'acqua pura mentre le velocità delle correnti si mantengono sempre al di sotto dei 10 cm/s. Il sito, inoltre, è stato scelto in modo che rispecchiasse

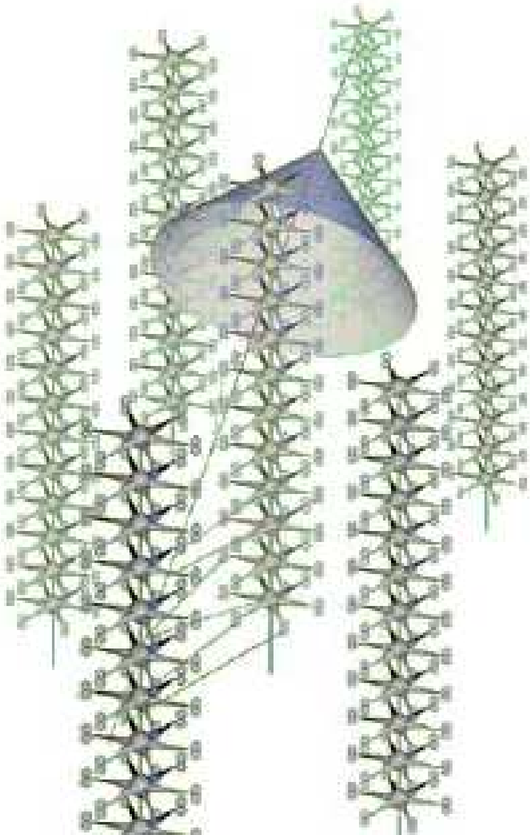

Figura 2.7: Configurazione finale dell'esperimento NESTOR.

anche le richieste morfologiche di distanza da canyon e crepacci sottomarini, per una maggiore sicurezza nei lavori.

Il telescopio, nella proposta attuale, sarà costituito da 64 torri disposte a reticolo 8x8 con una distanza reciproca di circa 200 metri. Le torri saranno connesse sul fondo a delle scatole di connessione (junction box). Tutte saranno collegate ad una junction box principale dalla quale partirà il cavo di collegamento alla stazione terrestre. I 16 piani di ogni torre saranno delle barre rigide che ospitano al centro l'elettronica per la lettura degli strumenti e agli estremi 4 PMT: due punteranno verso l'esterno e due verso il basso. La struttura semirigida permetterà "l'impacchettamento" della stringa e quindi un facile trasporto. L'installazione avverrà tramite un sottomarino controllato in remoto (ROV). Un comando di sblocco permetterà alla boa di distendere la torre in tutta la sua altezza, pari a circa 750 metri.

Una simulazione con un detector simile a quello in progetto (reticolo 9x9 e 18 piani) ha dimostrato la possibilità di rivelare sorgenti puntiformi di neutrini di alta energia con grande precisione.

Parallelamente allo studio di fattibilità del telescopio da un kilometro cubo, la collaborazione è entrata nella fase 1 del progetto. Questa consiste nella costruzione ed installazione di due torri prototipo, 20 Km al largo di Catania alla profondità di 2000 metri. Come è avvenuto e avviene per gli altri esperimenti, la linea di test si prefigge di dimostrare la fattibilità del progetto e lo studio di tutti i suoi eventuali punti critici. In particolare la collaborazione NEMO punta ad acquisire esperienza nelle delicate attività marine e a controllare l'efficienza dell'elettronica sviluppata fino ad ora. Le torri dovrebbero essere installate entro la fine del prossimo anno con un totale di circa 100 PMT.

2.3.4 AMANDA e ICECUBE

Le differenze tra AMANDA e i telescopi costruiti in acqua, per la rivelazione di neutrini, sono dovute principalmente a 2 fattori: la lunghezza di scattering dei fotoni Čerenkov e il fondo ambientale. Inoltre, la presenza delle correnti sottomarine obbliga gli esperimenti in acqua ad utilizzare strutture più resistenti agli stress meccanici. L'acqua stessa costituisce in sé un problema, in quanto comporta la corrosione dei materiali che vi entrano in contatto: in particolar modo gli strumenti che operano in acqua marina devono resistere ai sali sciolti nel mare. I siti che ospitano i telescopi devono inoltre presentare caratteristiche morfologiche ben precise: poiché le operazioni vengono effettuate soprattutto con sottomarini con (o senza) equipaggi umani, il fondale deve essere quanto più regolare possibile.
Un buon sito marino, pertanto, è caratterizzato da basse correnti, assenza di

crepacci e irregolarità del fondale, bassa salinità, alta lunghezza di scattering e di assorbimento e basso fondo ottico, caratteristiche che non si richiedono a siti ghiacciati, come quello antartico in cui sta operando AMANDA.

AMANDA

AMANDA (Antartic Muon And Neutrino Detector Array) è l'esperimento in fase più avanzata di costruzione. Situato in Antartide presso la stazione Scott Amundsen, Amanda sfrutta come mezzo radiatore la profonda calotta di ghiaccio che ricopre il continente. La collaborazione Amanda ha avviato la fase AMANDA-II nel 2000 installando un totale di 19 stringhe di fotomoltiplicatori con i quali riesce a rivelare i neutrini e i muoni che attraversano la Terra da nord a sud. Al momento il volume strumentato (la configurazione spaziale dell'esperimento è più complicata di un cilindro. Si veda la figura 2.8 per capire la reale configurazione dell'esperimento) è di 500 metri in altezza con un raggio di 200 metri; l'area efficace è di 10^4 m^2 per neutrini con energie dell'ordine del TeV. La soglia di rivelazione è approssimativamente 50 GeV mentre la risoluzione angolare per le tracce di muoni è di 1.5-2.5°.

Per posizionare una stringa di fotomoltiplicatori si pratica un foro nel ghiaccio utilizzando acqua calda, fino alla profondità di 2400 metri; nel foro si cala la linea ed in seguito si reinserisce l'acqua per riformare un blocco pressochè uniforme di ghiaccio. Questo permette di mantenere la stringa stabile sulla verticale con un errore di un metro sui 2.4 km di lunghezza. La stringa è composta da 30 piani per un'altezza complessiva di 500 metri. Ogni piano è composto a sua volta da un fototubo rivolto verso il basso e dall'elettronica per la sua lettura.

La temperatura di -30°C comporta un basso rumore termico all'interno del PMT; considerando anche la sostanziale assenza di radioattività, il rumore totale risulta essere circa 300 Hz; questo valore è assai inferiore a quello presente negli esperimenti in acqua. Tuttavia anche i siti ghiacciati presentano problemi: uno dei principali è costituito dalle impurità del ghiaccio che alterano la lunghezza di scattering della luce. Polveri e minuscole bolle d'aria rimaste intrappolate nel ghiaccio comportano una lunghezza effettiva di scattering compresa tra i 15 e i 40 metri [53] e una lunghezza di assorbimento compresa tra gli 85 e i 225 m per la luce di $313 \div 540$ nm. Tutto ciò ha per conseguenza che molti fotoni vengano ritardati significativamente dallo scattering. Per ricostruire le tracce dei muoni vengono usati metodi di massimizzazione della likelihood, che consentono di tenere conto propriamente dello scattering e della assorbimento dei fotoni come misurati in fase di calibrazione [54]. Il trigger dell'esperimento prevede 6 PMT colpiti con

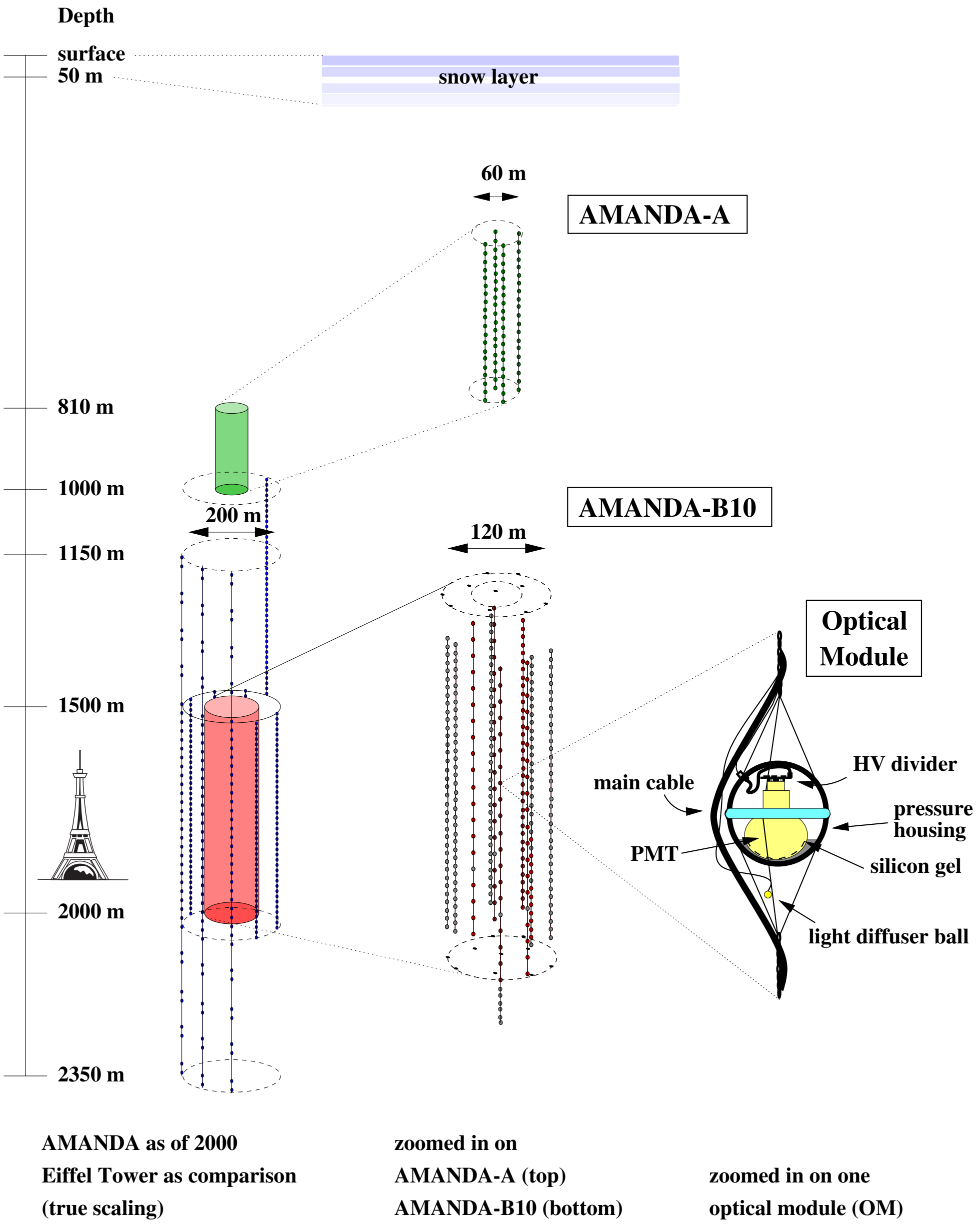

Figura 2.8: Il rivelatore AMANDA e un diagramma schematico di un modulo ottico. Ogni punto rappresenta un OM. I moduli sono separati da 20 metri nelle stringhe più interne (1-4) e di 10 metri in quelle esterne.

impulsi elevati. Questa richiesta, tuttavia, riduce l'area efficace di un fattore 20 [43].

In superficie, esattamente sopra al detector, sono installati gli esperimenti SPACE e GASP, rispettivamente un air shower array ed un telescopio

Čerenkov, in grado di rivelare sciami atmosferici prodotti da particelle di energia superiore ai 100 TeV. Gli eventi rivelati in contemporanea da AMANDA e questi due esperimenti sono sfruttati per calibrare il telescopio di neutrini.

Il telescopio AMANDA ha già ottenuto dei risultati che sono stati analizzati per la ricerca di sorgenti puniformi di neutrini. Non è presente, al momento, nessun eccesso al di sopra del fondo diffuso dovuto ai neutrini atmosferici. L'eccesso più significativo è stato osservato a 68 Dec., 21.1 h R.A. con 10 eventi su un fondo atteso di 2.4. La probabilità di ottenere questo eccesso come una fluttuazione del fondo è del 51%, pertanto si può concludere che non vi è evidenza di segnali al di sopra del fondo diffuso [43].

IceCube

La collaborazione AMANDA ha in programma il potenziamento dell'attuale telescopio attraverso il progetto IceCube [55, 56]. Nelle intenzioni dei promotori si dovrebbero calare altre 80 stringhe da un kilometro (la densità sarebbe quindi inferiore a quella di AMANDA-II) aventi 60 PMT ciascuna, per arrivare ad avere un kilometro cubo di ghiaccio instrumentato. In superficie, il rivelatore di sciami IceTop, composto da 160 stazioni su un'area di 1 km^2, aumenterà la profondità relativa del telescopio fungendo da veto per eventi generati da sciami. Nel sito del Polo Sud (fig.2.9) un sistema di computer accetta i dati provenienti dal sistema di trigger attraverso il "data acquisition system". Il rate di eventi atteso, dominato dai muoni cosmici, è di 1-2 kHz.

La sensibilità di IceCube, per un'analisi del tipo di quella sopra presentata, dovrebbe essere 30 volte superiore a quella di AMANDA-II. Infatti il nuovo detector è esplicitamente disegnato per rivelare neutrini di tutti i sapori per energie dai 10^7 ai 10^{20}eV (nel caso di interazione all'interno del volume istrumentato), mentre i muoni sono osservabili a partire da 10^{11}eV (con un volume efficace molto maggiore). Gli sciami generati dai ν_e e ν_τ sono osservabili al di sopra di 10^{13}eV ed infine i tau possono essere identificati solo al di sopra del PeV (i flussi attesi, però, sono di pochi eventi l'anno).

2.4 ANTARES

L'esperimento ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abiss Environmental RESerch) si prefigge la costruzione di un telescopio di neutrini in acqua di mare. Il sito scelto per la realizzazione dell'esperimento si trova $\sim$ 40 km al largo di Tolone (ved. fig.2.10). Saranno calati circa 1000 fotomoltiplicatori alla profondità di 2400 metri, per la rivelazione di neutrini di alta energia nella regione del TeV e del PeV. Il detector è in fase

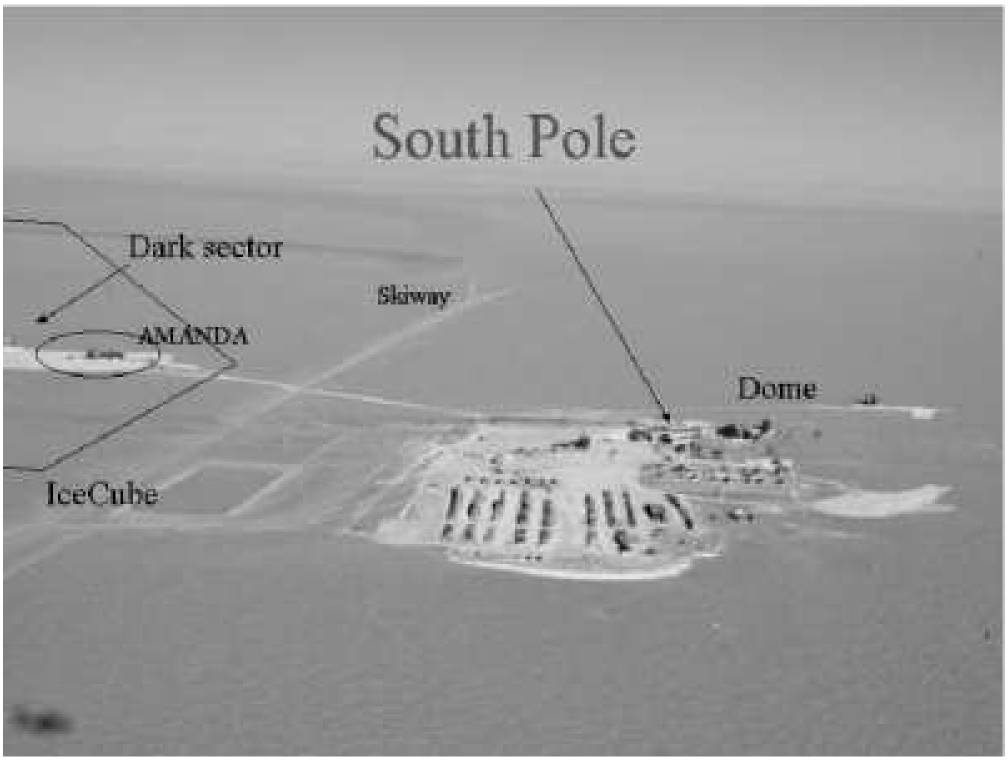

Figura 2.9: Il sito del Polo Sud: si osservano gli edifici per l'alloggio, la pista di atterraggio per gli aeroplani, il "dark sector" con il Martin A. Pomerantz Observatory in cui è conservata l'attrezzatura elettronica di AMANDA e un disegno approssimativo della disposizione delle stringhe di IceCube.

di costruzione. Data la posizione geografica, l'esperimento risulta complementare ad AMANDA, in quanto è in grado di osservare il cielo precluso al rivelatore antartico. I campi di vista dei due esperimenti si sovrappongono per 0.6π sr, mentre coprono in totale i 7/8 del cielo. Il grande vantaggio di ANTARES è poter osservare il Centro Galattico (precluso ad AMANDA) con un esposizione del 67% (ved. fig. 2.11 per un confronto tra le porzioni di cielo osservabili). La maggior lunghezza di scattering dei fotoni Čerenkov nell'acqua compensa, in parte, il maggior rumore causato dal ^{40}K e dalla bioluminescenza.

Lo scopo principale del telescopio ANTARES è la rivelazione di neutrini di alta energia, in particolare provenienti da sorgenti localizzate. Se la risoluzione angolare dell'esperimento sarà sufficiente, sarà possibile osservare eventuali sorgenti puntiformi note già nell'astronomia γ, o addirittura scoprirne di nuove, invisibili nel canale fotonico.

Tra gli altri scopi della Collaborazione c'è la misura dei parametri di

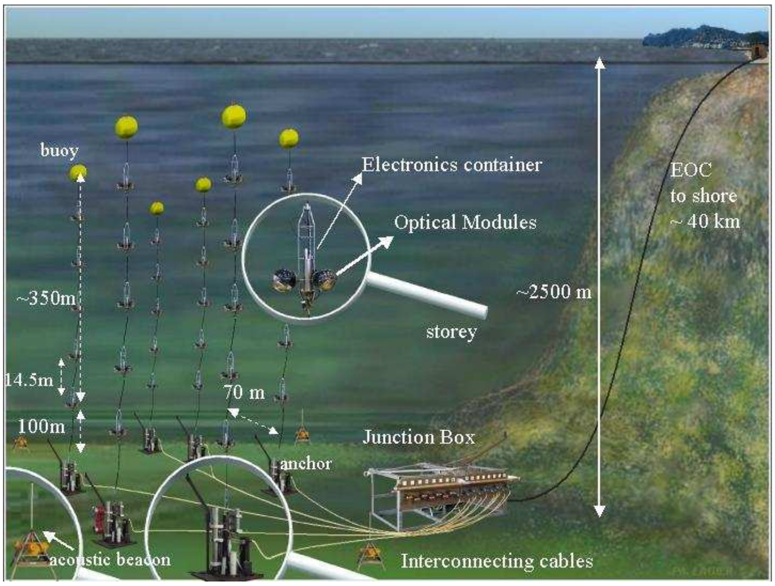

Figura 2.10: Descrizione pittorica dell'esperimento

oscillazione dei neutrini. I migliori risultati sono stati ottenuti, in questi ultimi anni, da esperimenti dedicati come SK, KamLand e SNO, riducendo di fatto l'interesse della Collaborazione in tal senso. Inoltre il range di energie dei neutrini atmosferici è difficilmente osservabile da ANTARES, che ha un'energia di soglia pari a qualche decina di GeV.

Un altro degli obiettivi di ANTARES è la ricerca di segnali di materia oscura supersimmetrica attraverso l'annichilazione e la conseguente produzione di neutrini. Il telescopio non è direttamente sensibile a particelle WIMP (Weak Interactive Massive Particle); tuttavia queste particelle, il cui principale rappresentante dovrebbe essere il neutralino, potrebbero essere state attratte gravitazionalmente della Terra e dal Sole. L'elevata densità al centro dei due corpi celesti potrebbe causare l'annichilazione di due WIMP e di conseguenza la produzione di neutrini di alta energia per decadimento diretto o attraverso il decadimento di bosoni vettori. Questi neutrini avrebbero una elevata direzionalità, quindi un eccesso di neutrini nella direzione del Centro della Terra o del Sole potrebbe essere interpretato come un segnale di WIMP. Date le caratteristiche dell'esperimento, la possibilità di rivelare questo tipo di segnale è tanto maggiore quanto più è grande la massa del neutralino.

I fondi di cui risente l'esperimento sono quelli già presentati in precedenza (sec. 2.2): fisico, dovuto ai muoni atmosferici che producono fotoni Čerenkov che possono essere mal ricostruiti, e ottico, dovuto alla presenza di sostenze radioattive nell'acqua e alla bioluminescenza. Questi fondi generano

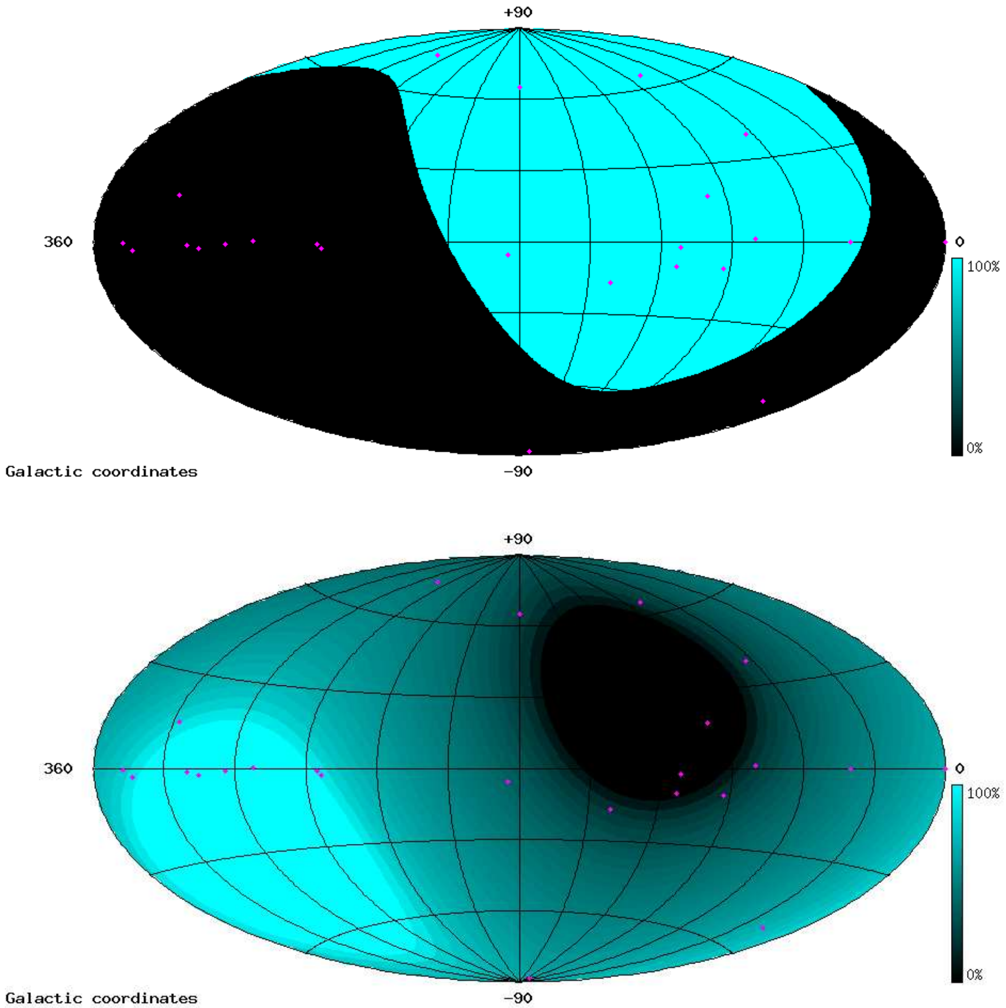

Figura 2.11: Confronto tra le mappe celesti, in coordinate galattiche, di AMANDA (sopra) e di ANTARES (sotto). Il cielo di AMANDA è sempre visto al 100%, perché l'esperimento di fatto non ruota.

una grande quantità di segnali sui PMT e richiedono un accurato sistema di trigger e una notevole potenza di calcolo per processare efficacemente tutti i segnali. Il primo dei due rumori ottici, nelle acque che ospiteranno il telescopio, genera una base di fondo ("baseline") per circa 30 KHz [57]. A questa si aggiunge il fondo continuo di bioluminescenza con il quale si arriva ad una baseline compresa tra 60 e 90 KHz, a seconda del periodo dell'anno. La bioluminescenza è caratterizzata anche da picchi di luce (burst), in genere molto brevi, durante i quali si possono raggingere rate superiori al MHz. Questo tipo di fondo è eliminabile richiedendo condizioni di trigger molto stringenti, le quali però riducono anche l'area efficace [43].

Un fondo riducibile attraverso una analisi del segnale è invece quello dovuto ai muoni atmosferici. La migliore strategia di ricostruzione (Aart strategy) prevede che solo un evento di muone al giorno venga erroneamente ricostruito come un evento di neutrino [58], mentre ben 10 neutrini atmosferici al giorno vengono errineamente ricostruiti come eventi di segnale.

Infine occorre ricordare che la Collaborazione ANTARES include centri di ricerca non legati direttamente alla fisica, ma interessati a uno studio approfondito degli ambienti in cui si dovrà costruire il telescopio. I dati che verranno ricavati con il telescopio ANTARES saranno sfruttati, per esempio, per studi di biologia marina e oceanografici.

2.4.1 Architettura del telescopio

Il telescopio, nella sua configurazione finale, sarà composto da 12 stringhe strumentate con un totale di 900 PMT. Le stringhe saranno ancorate al fondo marino secondo lo schema mostrato in figura 2.12, un quadrato centrale ed un ottagono esterno. La superficie coperta sarà di circa 0.05 km^2. Ogni stringa è formata da 25 piani collegati tra loro da un cavo elettromeccanico (EMC) lungo 10.5 metri, contenente le fibre ottiche per il passaggio dei dati e i cavi elettrici con l'alta tensione per alimentare l'elettronica di ogni piano. L'ultimo piano è posto a 100 m dal fondo marino mentre la stabilità verticale della stringa è assicurata da una boa posta alla sommità della stringa stessa. Tutte le stringhe, alla base di ancoraggio, sono collegate alla Junction Box (JB) tramite cavi posti sul fondo marino. Dalla JB parte il cavo che giunge fino alla spiaggia di La Seyne-sur-mer, dove si trova la stazione di monitoraggio. Gli occhi dell'esperimento sono i Moduli Ottici (OM), sfere di vetro contenenti il tubo fotomoltiplicatore, un laser per la calibrazione e l'elettronica dedicata. Ogni piano del detector è composto da tre moduli ottici collegati ad una struttura portante in titanio. I tre OM sono posti a 120° l'uno dall'altro, puntati verso il basso e inclinati di 45° rispetto alla verticale. La struttura metallica ospita al suo interno il Local Module Control (LCM)

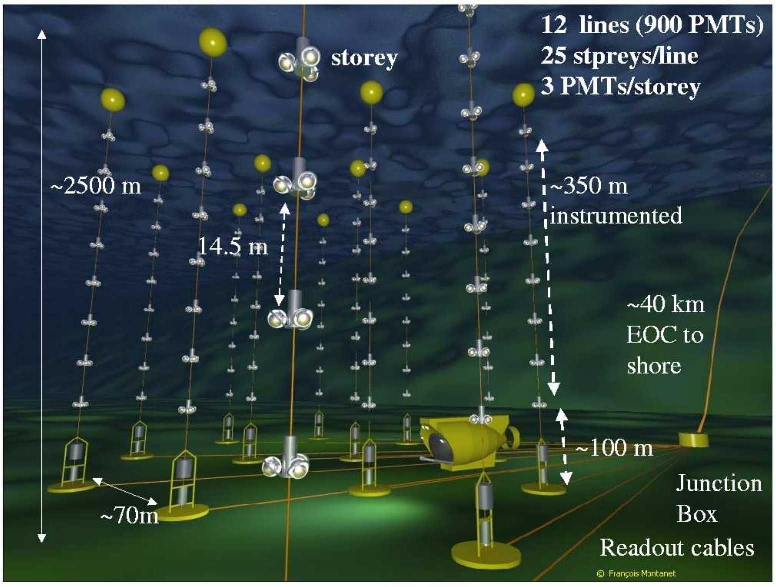

Figura 2.12: Illustrazione della disposizione delle stringhe in ANTARES e di alcune parti dell'esperimento.

che, insieme ai tre OM al quale è collegato, compone lo "storey". Oltre al LCM, in ogni piano sono presenti un giroscopio magnetico, un idrofono e ,in alcuni casi, un Optical Beacon (OB). Il LCM è collegato ai due cavi elettromeccanici (superiore ed inferiore) e contiene al suo interno, protette da un involucro di titanio, le schede con l'elettronica necessaria per la lettura degli strumenti.

Le correnti presenti sul fondo del mare possono ruotare e inclinare la stringa di alcuni metri rispetto alla verticale. Per una corretta ricostruzione è quindi necessario conoscere in ogni momento la posizione di ogni OM. ANTARES prevede due differenti metodi per ottenere questa informazione: magnetico e acustico.

Il primo metodo si avvale del giroscopio di cui ogni piano è dotato: con questo strumento è possibile, infatti, misurare l'inclinazione e la rotazione della stringa.

La rivelazione del posizionamento per via acustica è possibile grazie ad alcuni transponder posizionati all'esterno del detector, che inviano segnali acustici: misurando il ritardo di ciascun segnale ad ogni idrofono, e conoscendo le proprietà acustiche dell'acqua, è possibile triangolarne la posizione con estrema precisione. La risoluzione necessaria è ottenuta utilizzando le due tecniche in parallelo: è possibile sfruttare l'informazione in una modalità per alcuni

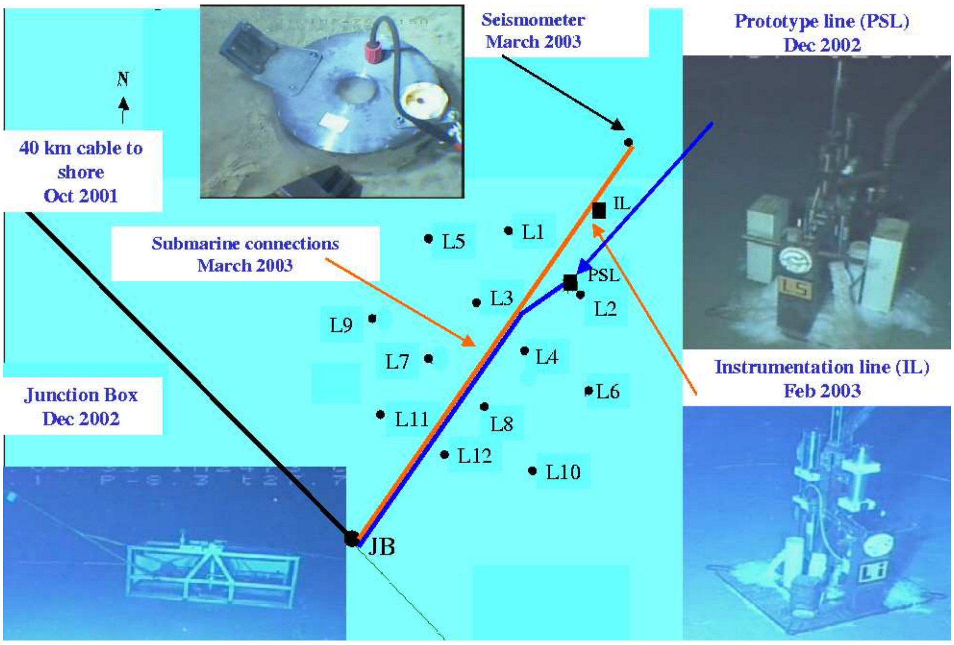

Figura 2.13: Illustrazione di alcune componenti del rivelatore ANTARES.

piani e completare il fit con i punti ottenuti dall'altra tecnica. In caso di necessità si potrà migliorare la risoluzione utilizzando entrambe le informazioni per ogni piano.

La ricostruzione può peggiorare se la risoluzione temporale dei fotomoltiplicatori non è sufficientemente elevata. In generale si richiede che il ritardo complessivo (fotomoltiplicatore + elettronica) sia inferiore a 1.8 ns, ma al momento le misure indicano un valore di 2.2 ns.

2.4.2 Linee prototipo

Nel 2003 sono state calate nel sito di ANTARES le prime due linee di test (v. fig.2.13), la PSL (Prototype Sector Line) e la MIL (Mini Instrumented Line). La prima ha raccolto dati esattamente come dovrà fare un settore di una stringa del detector finale, mentre la seconda ha raccolto dati riguardanti l'ambiente in cui si svolge l'esperimento. Lo scopo principale delle due linee era evidenziare la possibilità di effettuare misure alla profondità dell'esperimento ed individuare tutti i possibili problemi (elettronici, meccanici e software) prima di passare alla realizzazione delle linee definitive. La realizzazione di queste linee ha inoltre permesso alle persone che vi hanno partecipato di acquisire esperienza nel campo dell'assemblaggio, test e installazione delle prossime stringhe. In particolare le operazioni in mare hanno arricchito la collaborazione di dati ed esperienze altrimenti non ottenibili in laboratorio: ad esempio la procedura di installazione e recupero, la distribuzione delle alimentazioni e dei segnali, la corrosione sulle parti scoperte nel medio termine.

La PSL era costituita da 4 LCM e un MLCM (Master Local Control Module), esattamente come un settore, ancorata ad un BSS (Bottom String Socket) equipaggiato con un SCM (String Control Module). Il primo piano era posto a 100 metri dal fondo, mentre i piani erano distanziati tra loro di 12 metri (invece degli attuali 10.5).

La MIL era costituita da soli due storey separati tra loro e dalla BSS di 100 m. Nello storey superiore era installato un accelerometro e un ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler) mentre in quello in basso erano presenti un trasmissiometro ed una sonda CTD (Conductivity Temperature Depth). Il sismografo infine è stato posizionato a circa 50 metri dalla base della MIL.

Entrambe le linee hanno avuto vari problemi. Oltre all'intusione d'acqua, la MIL ha avuto problemi di distribuzione del clock che hanno impedito di effettuare la calibrazione acustica. Gli altri paramentri (velocità del suono, temperatura, pressione, conduttività, assorbimento della luce, velocità della corrente e attività sismica) sono stati misurati correttamente. La PSL ha subito intrusione d'acqua nel terzo storey e un malfunzionamento degli OM del secondo. Tuttavia i dati ottenuti tramite il CRM (Counting Rate Monitor) e il L0 sono stati preziosi per le analisi di baseline e di bioluminescenza.

MILOM e Line 0

Tra il 14 e il 18 Marzo di questo anno sono state calate in mare le ultime linee di test, la MILOM e la Line 0. Nel mese di aprile sono state connesse alla JB ed è iniziata la presa dati. Lo scopo di queste due linee è la misura di parametri relativi all'acqua del sito (salinità, velocità della corrente, ecc) e della tenuta dei nuovi cavi elettromeccanici e di tutti gli storey dopo i problemi avuti con la PSL.

La Line 0, nella sua configurazione finale, è composta da 23 piani compresi tra la BSS e la boa. Oltre alla possibilità di essere controllata a riva attraverso la JB (solo dopo il collegamento in aprile), è stato installato un sistema di monitoraggio interno in caso di guasti negli EMC. Oltre ai 23 cavi sono presenti un giroscopio, un accelerometro ed un sistema di rivelamento acustico. La linea è stata calata in mare due volte; la prima è servita per effettuare un test di tenuta dei cavi attraverso il sistema di monitoraggio interno. Quindi è stata nuovamente calata la linea in attesa del suo collegamento con la Junction Box, avvenuto in aprile. Il test di tenuta è servito anche come addestramento per il calo ed il recupero di una linea completa.

La MILOM è la nuova versione della MIL: il suo scopo è la raccolta di dati ambientali del sito dell'esperimento. La linea pertanto è equipaggiata con soli 3 LCM. Gli strumenti per le misure ambientali sono posizionati lungo la stringa o sul BSS e si compongono di un sismometro, un velocimetro del suono, un sensore di pressione, un ADCP ed un idrofono. Il calo della linea è stato effettuato pochi giorni dopo quello della Line 0 senza alcun incidente mentre il collegamento con la JB è stato realizzato contemporaneamente a quello della Line 0.

Capitolo 3

Produzione di neutroni nel Centro Galattico

Presentiamo in questo capitolo la discussione di alcuni processi di produzione di neutroni che possono aver luogo in ambienti astrofisici come il Centro Galattico.

Lo studio è finalizzato a una migliore comprensione delle caratteristiche di tale ambiente e della fisica dei Raggi Cosmici. Sarebbe interessante infatti poter provare direttamente che l'accelerazione di particelle fino ad altissime energie avviene nei SNRs: purtroppo in generale i protoni vengono significativamente deflessi dai campi magnetici intergalattici, e pertanto non conservano l'informazione direzionale necessaria. D'altra parte, se venissero prodotti neutroni con energie $\sim$ EeV dall'interazione tra i primari e la materia e la radiazione, questi sarebbero la segnatura della avvenuta accelerazione. In effetti neutroni con tale energia possono percorrere distanze dell'ordine di 10 kpc prima di decadere o subire deviazioni significative.

Altra motivazione dello studio di processi adronici negli ambienti astrofisici è legata alla ricerca di neutrini. In effetti particelle instabili come i neutroni possono decadere prima di giugnere a Terra e quindi produrre neutrini osservabili, come è stato osservato in particolare da Anchordoqui et al. [59]. Come si vedrà, processi come la fotodisintegrazione di nuclei su un campo di fotoni o l'interazione protone-protone possono portare ad anisotropie nella direzione di arrivo dei Raggi Cosmici ben osservabili da esperimenti di ultima generazione come AUGER, o addirittura alla rivelazione di neutrini da parte di esperimenti come ANTARES o il futuro KM3.

Il primo passo verso il calcolo dei flussi di particelle estremamente energetiche consiste nel dimostrare che è possibile l'accelerazione dei Raggi Cosmici (protoni e nuclei) fino a energie maggiori dell'EeV. Per fare questo bisogna considerare le possibili perdite di energia e confrontarle con i processi di accelerazione. Quindi si può passare allo studio dei processi rilevanti e al calcolo del flusso.

3.1 Il Centro Galattico

Dato l'elevato interesse per la regione, sono state numerose le campagne osservative che hanno prodotto, nelle diverse bande, gran quantità di dati e, quindi, di possibili interpretazioni. Finora il metodo privilegiato è stato quello delle osservazioni di fotoni "diretti" provenienti dal Centro Galattico, per mezzo di grandi telescopi posti a Terra o orbitanti, o delle conseguenze dell'interazione tra i raggi cosmici primari e l'atmosfera, gli sciami adronici.

L'esistenza di una sorgente massiccia e compatta al centro della Via Lattea fu predetta nel 1971 da Lynden-Bell & Rees [60]. Tre anni dopo fu scoperta una possibile sorgente radio da Balick & Brown [61]. Solo recentemente, tuttavia, l'osservatorio Chandra ha rivelato un flusso di raggi X attribuibile a tale misteriosa sorgente [62]. Chandra X-Ray Observatory è un potente telescopio orbitale. Lanciato nel 1999, con il suo Advanced CCD Imaging Spectrometer detector consente di osservare il Centro Galattico (e in particolare Sgr A*) con estrema precisione. La risoluzione angolare di questo strumento è infatti di meno di un secondo d'arco, che significa, alla distanza del Centro Galattico, circa 0.05 pc. Le osservazioni di nostro interesse evidenziano le seguenti strutture presenti nel complesso del Centro Galattico (fig. 3.1, 3.2):

Sgr A*: probabilmente un buco nero supermassiccio, di massa circa 3.5×10^6 M$_\odot$ [63, 64], il centro dinamico della regione.

Sgr A West: la regione, che circonda Sgr A*, della forma di una spirale a 3 braccia, è costituita da gas ionizzato e polvere.

Sgr A East: la parte più esterna della regione. Attualmente si pensa che Sgr A East sia un SuperNova Remnant [65].

Concentriamo la nostra descrizione sull'ambiente di Sgr A East, che si rivelerà l'ambiente più adatto per l'accelerazione di particelle ad altissima energia.

3.1.1 Sgr A East

Sgr A East è, secondo l'interpretazione più diffusa, un SNR situato entro pochi parsecs dal centro dinamico della Galassia. Questo oggetto è stato

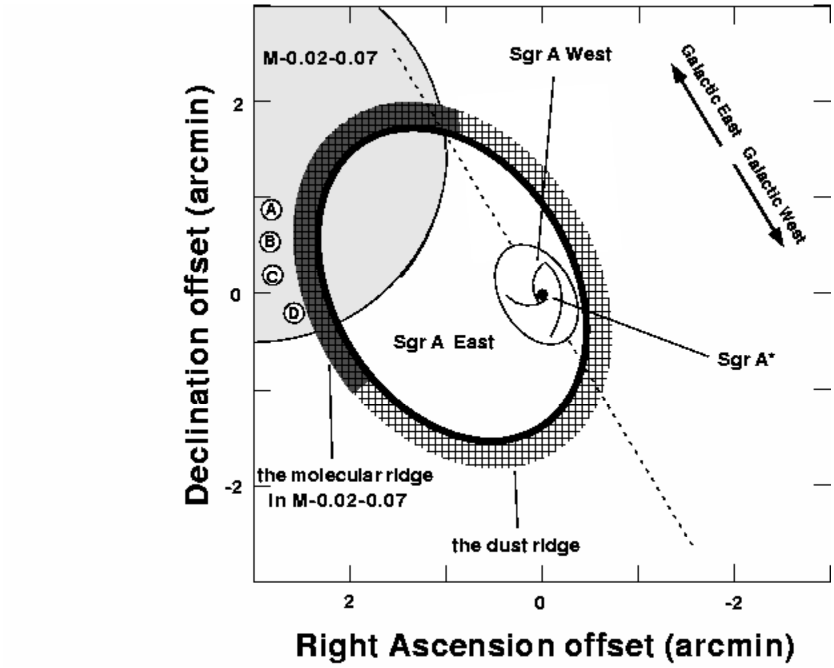

Figura 3.1: Rappresentazione schematica della regione del Centro Galattico

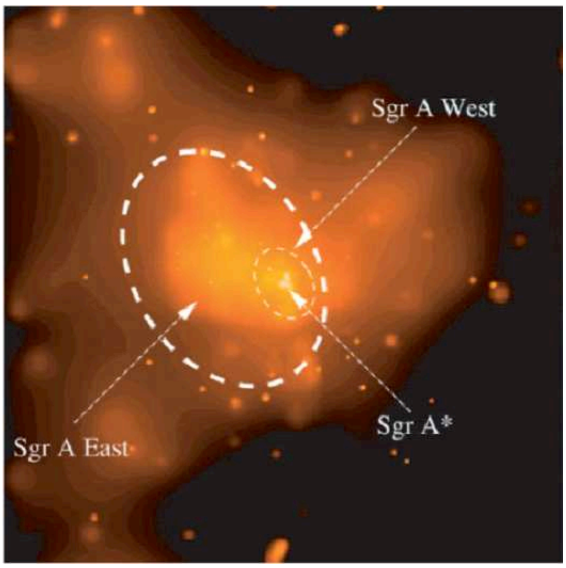

Figura 3.2: Immagine nell'X del Centro Galattico. Si notano le strutture di Sgr A*, Sgr A West e Sgr A East.

osservato a diverse lunghezze d'onda. La sua distanza dalla Terra è stata determinata essere $d \simeq 8$ kpc [66].

Nel radio Sgr A East appare come una "shell" non-termica di forma ellissoidale (fig.3.3). L'asse maggiore dell'ellisse ha una lunghezza di circa 10 parsecs ed è quasi parallelo al piano galattico. Il lato Est della "shell" si espande attualmente attraverso la nube molecolare M-0.02-0.07. La regione di interazione tra la nube e la shell, fatta di polvere e molecole compresse insieme, produce l'emissione maser OH che è stata osservata. Yusuf-Zadeh et al. [67] hanno trovato qualche evidenza di splitting Zeeman nello spettro di questa emissione, da cui hanno indotto un'intensità del campo magnetico nella regione di circa $2-4$ mG. Osservazioni polarimetriche [68] hanno evidenziato una particolare geometria del campo magnetico, in cui il campo (o almeno la sua proiezione sulla linea di vista) è parallelo alla superficie di contatto tra Sgr A East e la nube molecolare ("curved ridge"). Dalle osservazioni si ricava un limite superiore per l'intensità media del campo magnetico nell'intera regione pari a ~ 2 mG. Questo fatto non è però in contrasto con l'intensità derivata dallo splitting Zeeman, in quanto, a causa del cosiddetto "flux-freezing" (che spiega anche in modo soddisfacente il motivo per cui le linee di forza del campo sono ortogonali alla direzione della compressione), nelle regioni maggiormente dense e compresse ci si aspetta un campo magnetico più intenso.

Le osservazioni nel Lontano e Medio Infrarosso hanno consentito di identificare parecchie sorgenti, sia diffuse che puntiformi.
Consideriamo la radiazione diffusa.
Nel cosiddetto "Nuclear Bulge" ($R \lesssim 300\,\mathrm{pc}$) il fondo IR appare dominato da emissione di polvere fredda con temperatura $T \sim 20-50$ K (Far Infrared Radiation). L'emissione di polvere "calda" con $T \sim 200$ K domina solo nel parsec centrale della regione. In accordo con il lavoro di Davidson [69], $T \sim 40$ K per $R \sim 8$ pc e $T \sim 50$ K per $R \sim 1$ pc (ved. anche Zylka et al. [70, 71]). Pertanto 40 K deve essere la temperatura nella regione NE di Sgr A East e anche, in accordo con Gordon et al. [72], nella nube molecolare nel Nuclear Bulge.

Le osservazioni nell'X di Chandra [73], nel range $2-10$ keV, con una risoluzione angolare migliore di $1''$, hanno confermato che Sgr A East è il remnant di una SuperNova di tipo II con età di circa 10^4-10^5 anni. La luminosità totale ($\sim 8\times10^{34}$erg/s nel range di energia di Chandra) e lo spettro della sorgente hanno consentito di stabilire che il progenitore fu una stella di sequenza di massa $13-20\ M_\odot$ con una metallicità 4 volte maggiore di quella del Sole. L'energia dell'emissione X del plasma, concentrata nei 2 pc centrali, è stata stimata essere 10^{49} erg, compatibile con un'energia cinetica totale, rilasciata nell'esplosione, di 10^{51} erg, tipica per una SN di tipo II

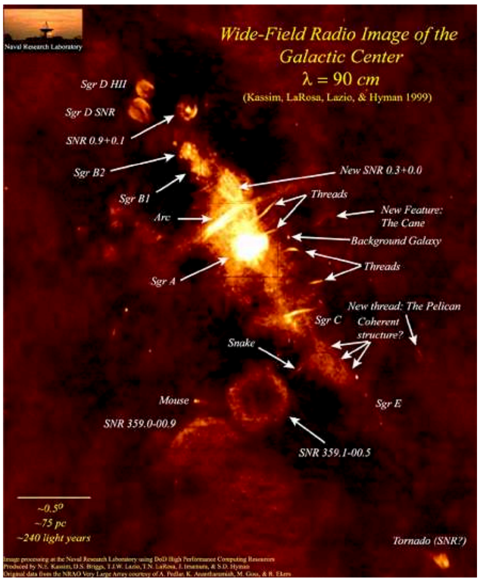

Figura 3.3: Osservazione del Centro Galattico nella banda radio. La risoluzione angolare non consente di identificare le strutture interne a Sgr A, cfr.[105]

standard. L'emissione X è concentrata nei ~ 2 pc centrali del remnant, mentre non è stata osservata alcuna emissione significativa proveniente dalla posizione della shell radio.

Queste osservazioni sono compatibili con le predizioni teoriche per un tipico SNR in fase avanzata di raffreddamento. Poiché esiste l'emissione radio non-termica, gli elettroni sono accelerati da uno shock, e pertanto la velocità attuale deve essere maggiore della velocità del suono nella regione. Quindi la temperatura del gas ionizzato deve essere, sostanzialmente, minore di 70 K; questo fatto è in accordo con le osservazioni IR [73]. La densità del gas è circa 10^3 cm^{-3} ed è circa omogenea. Nella nube molecolare, al contrario, la densità arriva a toccare i 10^5 cm^{-3} [74].

La radiazione ottica, UV e X soffice è assorbita, essendo il mezzo così denso, pertanto l'ambiente è molto povero di fotoni energetici. Comunque, anche all'esterno della regione opaca, il flusso UV e la densità degli X-ray nelle vicinanze della shell radio sono molto minori della densità della radiazione infrarossa. La densità di fotoni UV necessaria a spiegare la ionizzazione del gas nell'ambiente del Centro Galattico è stata stimata $\lesssim 10^4$cm^{-3} [75], mentre nella maggior parte di Sgr A East ci si aspetta una densità anche minore. La sorgente responsabile per la ionizzazione del gas, non identificata da Chandra, può essere legata, secondo gli stessi autori di [73], a una attività passata del buco nero supermassivo in Sgr A*, che adesso si trova in una fase quiescente. Questi fatti contribuiscono a rendere la regione molto favorevole all'accelerazione di particelle fino ad altissima energia. Altra caratteristica importante al fine di accelerare i Raggi Cosmici è la presenza di campi magnetici particolarmente intensi, dovuta in modo naturale in questa regione a causa della compressione adiabatica del campo presente nel Nuclear Bulge di intensità $B_{CG} \sim 100\mu$G.

Pertanto assumiamo una intensità del campo magnetico di qualche milliGauss all'interno della nube M-0.02-0.07 e un ordine di grandezza inferiore nel resto di Sgr A East, con una lunghezza di coerenza di diversi parsecs in entrambi i casi.

Per quanto riguarda l'accelerazione di particelle, il campo più debole presente in Sgr A East è compensato dalla maggiore velocità dello shock. In effetti la velocità dello shock nel gas, predetta teoricamente, vale $v_s \sim 6 \times 10^7 (t/10^4 \mathrm{yr})^{-0.6} \mathrm{cm/s}$ [76], mentre ci si aspetta che sia circa un ordine di grandezza più bassa nella nube molecolare a causa della elevata densità ($n \sim 10^5 \mathrm{cm}^{-3}$). Pertanto l'energia massima di accelerazione è probabilmente la stessa per tutta quanta Sgr A East. L'accelerazione fino a energie dell'ordine dell'EeV può essere ostacolata solo nella parte Sud-Ovest di Sgr A, a ~ 1 pc di distanza da Sgr A*, a causa dei processi di produzione di coppie e fotodisintegrazione sul fondo di fotoni a temperatura 100 K presenti in questa regione.

3.1.2 Gamma rays dal Centro Galattico

Molti esperimenti hanno osservato un eccesso di gamma-rays nella direzione del Centro Galattico.

L'esperimento su satellite EGRET [77] ha osservato un eccesso centrato sul Centro Galattico con un'incertezza di 0.2°, che corrisponde a una lunghezza di 30 pc alla distanza del Centro Galattico. Negli ultimi anni diversi telescopi Čerenkov hanno studiato l'emissione dal Centro Galattico a diverse energie. I telescopi WHIPPLE [78] e CANGAROO II [79] hanno misurato un eccesso di gamma-rays nella direzione del Centro Galattico nel range $0.2 - 1$ TeV, ma con risoluzioni angolari non significativamente migliori rispetto a EGRET.

Il telescopio HESS ha invece consentito un miglioramento deciso della nostra conoscenza sulla regione. Con la sua tecnica stereografica di ricostruzione degli sciami HESS ha potuto osservare l'emissione dal Centro Galattico fino a 10 TeV con una risoluzione angolare migliore di $1'$ [80]. Il flusso differenziale misurato da HESS, una volta sottratto il fondo, vale $F(E) \simeq (2.76 \pm 0.33) \times 10^{-15} (E/1\,\mathrm{TeV})^{-2.2} \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{GeV}^{-1}$ nell'intervallo

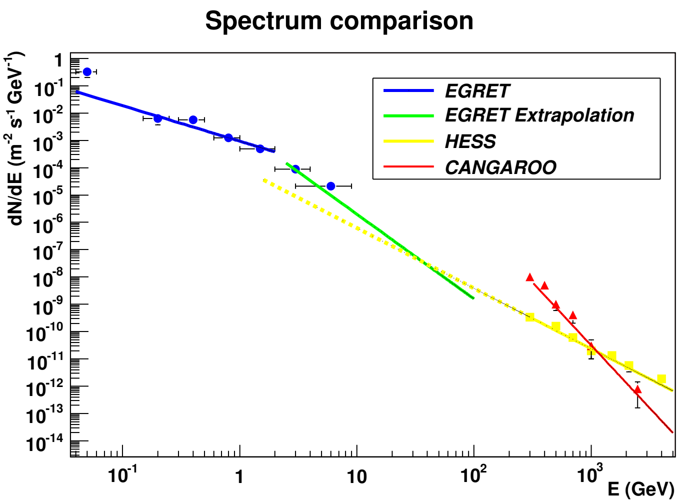

Figura 3.4: Confronto tra i flussi di γ-rays provenienti dal Centro Galattico misurati da vari esperimenti

165 GeV – 6 TeV [80]. La distribuzione angolare misurata è compatibile con una sorgente di dimensioni lineari < 7 pc (95% C.L.) alla distanza del Centro Galattico, centrata in un punto che, entro gli errori sperimentali, può coincidere sia con Sgr A* sia con il centro di Sgr A East. Gli spettri osservati da EGRET e HESS possono difficilmente essere connessi (ved. fig. 3.4), e pertanto si tratta, verosimilmente, di sorgenti diverse. Questa ipotesi è supportata dal fatto che l'eccesso osservato da EGRET si trova nel campo di vista di HESS, ma non viene rivelato da quest'ultimo strumento, pertanto la sorgente responsabile del segnale di EGRET (3EG J1746-2851) deve essere molto debole sopra i 100 GeV.

Sono state proposte molte sorgenti come causa dell'eccesso osservato da HESS. Tra queste ci sono un buco nero super-massiccio collocato in Sgr A*, una nube di materia oscura supersimmetrica nel Centro Galattico e, infine, Sgr A East. Secondo i risultati che proporremo in seguito, Sgr A East è la sorgente più plausibile, per le seguenti ragioni:

- lo spettro osservato da HESS è molto simile a quello di altri SNR, come osservato da altri telescopi Čerenkov e da HESS stesso;
- fino all'energia massima misurata (6 TeV) non si trova alcun segno di un taglio ad alta energia e quindi l'interpretazione mediante la materia oscura è sfavorita;
- la distribuzione angolare osservata da HESS risulta prolungarsi verso Est (ved. Fig. 1 in [80]);

- il flusso di raggi gamma è compatibile con le stime teoriche [81, 82] basate sull'assunzione che tale radiazione sia il prodotto secondario di interazioni che coinvolgono raggi cosmici accelerati in ambienti con le caratteristiche di Sgr A East.

I dettagli di tale calcolo saranno presentati in seguito (sec. 3.4.1).

3.2 Energia massima e perdite di energia

Nel processo di accelerazione di Fermi del primo ordine, il tempo scala di accelerazione coincide con il tempo medio che una particella impiega per fare un ciclo nello shock [76]. Questo è pari a

$$t_{\rm acc} \simeq \frac{4}{c}\frac{D(E)}{u_S} \ . \tag{3.1}$$

Nel caso in cui la diffusione sia di tipo Bohm (particelle estremamente energetiche), è ragionevole assumere un coefficiente di diffusione $D(E) = \frac{1}{3} r_L\, c$. Il raggio di Larmor di un nucleo con carica Z vale

$$r_{\rm L} = Z^{-1}\left(\frac{E}{10^{18}{\rm eV}}\right)\left(\frac{100\mu{\rm G}}{B}\right) 10 \ {\rm pc} \ . \tag{3.2}$$

Una importante condizione da rispettare è la seguente: il raggio di Larmor non deve essere maggiore delle tipiche dimensioni lineari della regione di accelerazione, cioè la regione in cui il campo magnetico ha l'intensità richiesta. Usando le precedenti equazioni ricaviamo

$$t_{\rm acc} \simeq Z^{-1}\left(\frac{E}{10^{18}{\rm eV}}\right)\left(\frac{100\mu{\rm G}}{B}\right)\left(\frac{u_S/c}{10^{-3}}\right)^{-1} 10^{12} \ {\rm s} \ . \tag{3.3}$$

Quando si confronti la precedente espressione con la vita del SNR ($\sim 10^4 - 10^5$ yr) si vedrà che l'energia massima può eccedere gli EeV, e sono favoriti i nuclei con maggiore Z.

L'accelerazione di nuclei fino ad altissime energie può essere ostacolata dai processi seguenti:

1. collisioni adroniche sulle particelle del gas;
2. produzione di coppie elettrone-positrone dovuta all'interazione con fotoni di bassa energia;
3. fotodisintegrazione su fotoni ottici, UV o X.

La relativa importanza di questi processi dipende dalle condizioni fisiche nella regione di accelerazione.

3.2.1 Produzione di coppie

Come è stato discusso in precedenza, la regione di Sgr A East è pervasa, oltre che da idrogeno, anche da un fondo di radiazione termica ad una temperatura di circa 40 K. La densità di fotoni di fondo in questo sistema è quindi molto maggiore rispetto a quella del mezzo interstellare e intergalattico, in cui prevale la CMB. Di conseguenza è importante analizzare la produzione di coppie come meccanismo di perdita di energia.

Facciamo riferimento essenzialmente alle trattazioni di Blumenthal [83] e Chodorowski et al. [84].
Il processo è il seguente:

$$(A, Z) + \gamma \rightarrow (A, Z) + e^+ + e^- \ .$$

Se la distribuzione dei fotoni di background è isotropa nello spazio, è possibile esprimere il rate di produzione di coppie in approssimazione di Born come [83]:

$$-\frac{1}{E}\frac{dE}{dt} = \alpha c\, r_0^2 \frac{Z^2}{A}\frac{m_e^2}{m_p}\int_2^\infty d\xi\, n\left(\frac{\xi m_e c^2}{2\gamma}\right)\frac{\phi(\xi)}{\gamma\xi^2} \ , \tag{3.4}$$

dove

$$\phi(\xi) = \int_2^\xi dk \int_1^{k-1} dE_- A(k, E_-) \ , \tag{3.5}$$

ξ è una variabile adimensionale e $n(\epsilon)$ è la distribuzione dei fotoni. Il nostro fondo è costituito da fotoni termici di bassa energia a temperatura T, con distribuzione isotropa nello spazio,

$$n(\epsilon) = \frac{\epsilon^2}{\pi^2 c^{\ 3}\, \hbar^3}\frac{1}{e^{\ \epsilon/kT} - 1} \tag{3.6}$$

quindi l'espressione 3.4 può essere posta nella forma

$$-\frac{1}{E}\frac{dE}{dt} = \frac{\alpha r_0^2}{\pi^2 c^{\ 2}\hbar^3}\frac{Z^2}{A}\frac{m_e}{m_p}(kT)^3 f(\nu) \simeq \frac{Z^2}{A} f(\nu)\left(\frac{T}{40K}\right)^3 1.4\times 10^{-15}\mathrm{s}^{-1} \ , \tag{3.7}$$

dove $\nu = m_e c^2/2\gamma kT$ è un parametro adimensionale e

$$f(\nu) = \nu^3 \int_2^\infty d\xi\, \frac{\phi(\xi)}{e^{\nu\xi} - 1} \ . \tag{3.8}$$

La funzione $\phi(\xi)$ può essere stimata adottando la parametrizzazione di Chodorowski et al. [84], i quali trovano per $\xi < 25$

$$\phi(\xi) \simeq \frac{\pi}{12}\frac{(\xi-2)^4}{1+\sum_{i=1}^4 a_i(\xi-2)^i} \ , \tag{3.9}$$

dove

$$a_1 = 0.8048, \qquad a_2 = 0.1459, \qquad a_3 = 1.137 \times 10^{-3},$$
$$a_4 = -3.879 \times 10^{-4} \ , \tag{3.10}$$

mentre per $\xi > 25$ si ha

$$\phi(\xi) \simeq \frac{\phi_>(\xi)}{1 - \sum_{i=1}^{3} f_i \xi^{-i}} \ , \tag{3.11}$$

dove

$$f_1 = 2.910, \qquad f_2 = 78.35, \qquad f_3 = 1837 \ , \tag{3.12}$$

e

$$\phi_>(\xi) = \xi \sum_{i=0}^{3} d_i ln^i \xi \ , \tag{3.13}$$

con

$$d_0 \simeq -86.07, \qquad d_1 \simeq 50.96, \qquad d_2 \simeq -14.45, \qquad d_3 = \frac{8}{3} \ . \tag{3.14}$$

L'andamento della funzione f è mostrato in Fig. 3.2.1. Il rate di perdita di energia per produzione di coppie sui fotoni a 40 K è irrilevante rispetto a quello della fotodisintegrazione sullo stesso fondo, come verrà mostrato in seguito, ma non trascurabile rispetto agli altri processi di perdita di energia: in effetti possiamo affermare che si tratta del principale meccanismo di perdita di energia, insieme all'interazione adronica nucleo-protone, nella regione di Sgr A East.

La produzione di coppie su fotoni X, dai quali sembra essere riempita la regione centrale del Centro Galattico, è invece irrilevante, a causa della bassa densità dei fotoni. Dalle misure di Chandra assumiamo uno spettro

$$n(\epsilon) = 3.5 \times 10^{-7} \left(\frac{\epsilon}{10^{-3}\mathrm{MeV}} \right)^{-2.7} \ cm^{-2} s^{-1} \mathrm{MeV}^{-1} \ . \tag{3.15}$$

Usando questo spettro troviamo tempi caratteristici dell'ordine di 10^{20} anni per nuclei con $\gamma \sim 10^6 - 10^8$.

3.2.2 Collisioni adroniche con le particelle del gas.

L'ultimo processo che resta da analizzare è l'interazione puramente adronica di nuclei con protoni. Questo processo è a priori importante, dal momento che le osservazioni di Chandra [73] consentono di inferire che Sgr A East si sta espandendo in un alone di gas ionizzato con densità media $n_H \sim 10^3\,\mathrm{cm}^{-3}$, mentre la densità dell'idrogeno nella nube molecolare può raggiungere anche i

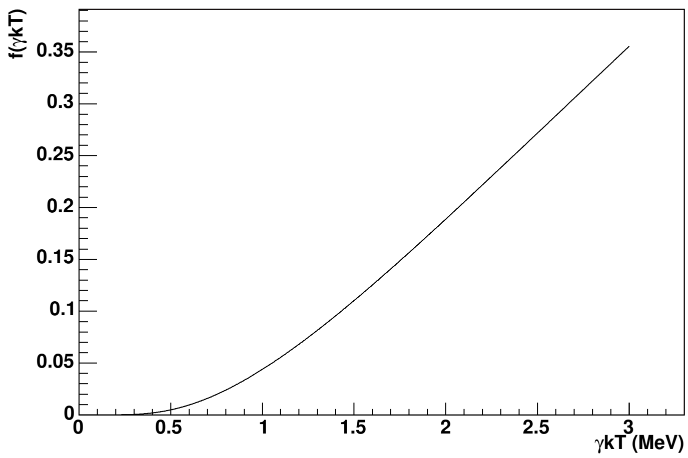

Figura 3.5: Funzione $f(\nu)$

$10^5\,\mathrm{cm}^{-3}$, e pertanto l'interazione adronica pp_{gas} può impedire l'accelerazione di nuclei fino alle altissime energie.
Il tempo caratteristico dell'interazione Ap può essere stimato come

$$\tau \simeq \frac{1}{A^{2/3} n_H \, K \sigma_{pp} c} \simeq A^{-2/3} 10^{12} \left(\frac{n_H}{10^3\,\mathrm{cm}^{-3}} \right)^{-1} \mathrm{s}\ , \tag{3.16}$$

in cui il fattore $A^{2/3}$ tiene conto dell'aumento della superficie efficace di interazione del nucleo, secondo la banale interpretazione geometrica della sezione d'urto totale adronica, mentre abbiamo assunto costante e pari a $\sim 3 \times 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$ la sezione d'urto totale protone–protone. L'inelasticità $K \sim 4/5$ è stata assunta del pari costante e sarà comunque discussa in maggior dettaglio nel seguito. Dal confronto tra i tempi scala tipici risulta che l'interazione adronica non può impedire l'accelerazione di nuclei leggeri fino a energie dell'ordine del EeV, mentre può limitare significativamente l'energia massima dei nuclei pesanti.

3.2.3 Energia massima

In presenza di accelerazione di particelle da parte di onde di shock è possibile raggiungere energie decisamente elevate. Una stima può essere fatta confrontando il tempo tipico di accelerazione con i tempi di perdita di energia o con l'età dell'oggetto astrofisico che causa l'accelerazione. Scriviamo dunque che

$$t_{\mathrm{acc}}(E) = \min \left\{ t_{\mathrm{loss}}(E),\ t_{\mathrm{SNR}} \right\}\ , \tag{3.17}$$

dove $t_{\rm acc}(E)$, $t_{\rm loss}(E)$ e $t_{\rm shock}$ sono rispettivamente il tempo di accelerazione, il tempo di perdita di energia e l'età del SNR.

Nelle sezioni precedenti è stato dimostrato che le perdite di energia sono dominate, in Sgr A East, dalla produzione di coppie e dall'interazione adronica nucleo–protone. Non è difficile mostrare che, anche nel caso di energie dell'ordine dell'EeV o superiori, il tempo scala della produzione di coppie è molto maggiore dell'età di Sgr A East, che è stata stimata essere

$$t_{SNR} \sim 5 \times 10^4\,\mathrm{yr} \simeq 10^{12}\,\mathrm{s}\ . \tag{3.18}$$

Segue allora che l'età del SNR e il tempo scala dell'interazione adronica entrano in competizione nel fornire il limite temporale più stringente all'accelerazione. Sostituendo (3.18) in (3.17) troviamo

$$E_{max} \simeq \left(\frac{u_S/c}{10^{-3}}\right)\left(\frac{B}{100\,\mu\mathrm{G}}\right)\frac{Z}{A^{2/3}}\,10^{18}\,\mathrm{eV}\ . \tag{3.19}$$

Concludiamo perciò che l'accelerazione di nuclei leggeri fino alla caviglia dello spettro dei Raggi Cosmici è possibile.

3.3 Fotodisintegrazione di nuclei

Al fine di determinare il rate di produzione di neutroni dovuto alla fotodissociazione (PD) di nuclei di alta energia su un bagno termico di fotoni, useremo l'approccio di Puget, Stecker e Bredekamp '76 [85].

Il rate di fotodisintegrazione per un nucleo con numero di massa A che produce i nucleoni è:

$$R_{A,i} = \frac{1}{2\gamma^2}\int_0^\infty d\epsilon\ \epsilon^{-2}n(\epsilon)\int_0^{2\gamma\epsilon} d\epsilon'\ \epsilon'\sigma_{A,i}(\epsilon')\ , \tag{3.20}$$

dove γ è il fattore di Lorentz del nucleo e ϵ, ϵ' sono le energie dei fotoni rispettivamente nel riferimento dell'osservatore e in quello di riposo del nucleo.

La sezione d'urto consiste della somma di 2 termini:

$$\sigma_{\rm A,i} = \mathrm{W}^{-1}\xi_{\rm A,i}\Sigma_{\rm d}\Delta_{\rm i}^{-1}\theta_+(\epsilon^{\rm th}_{\rm A,i})\theta_-(30)\exp\left[-2\left(\frac{\epsilon'-\epsilon'_{0,\rm i}}{\Delta_{\rm i}}\right)^2\right] + \frac{\mathrm{Sf_i}\Sigma_{\rm d}\theta_+(30)}{120} \tag{3.21}$$

per $i = 1, 2$, e

$$\sigma_{\rm A,i} = \frac{\mathrm{Sf_i}\Sigma_{\rm d}\theta_+(30)}{120} \qquad \text{per } i > 2, \tag{3.22}$$

dove tutte le energie sono in MeV, $\xi_{\rm A,i}$ rappresenta la probabilità che un nucleo composto di A nucleoni emetta i nucleoni e il fattore di normalizzazione

$$\mathrm{W} = \left(\frac{\pi}{8}\right)\left[\mathrm{Erf}\left(\frac{30-\epsilon'_{\rm 0,i}}{2^{-1/2}\Delta_{\rm i}}\right)+\mathrm{Erf}\left(\frac{\epsilon'_{\rm 0,i}-\epsilon^{\rm th}_{\rm A,i}}{2^{-1/2}\Delta_{\rm i}}\right)\right] \tag{3.23}$$

con

$$\mathrm{Erf(x)} = 2\pi^{-1/2}\int_0^{\rm x}\mathrm{dt}\exp(-\mathrm{t}^2) \tag{3.24}$$

e

$$\begin{aligned} \theta_+(x) &= 1 \qquad (\epsilon' > x) \\ &= 0 \qquad (\epsilon' < x), \\ \theta_-(x) &= 1 \qquad (\epsilon' < x) \\ &= 0 \qquad (\epsilon' > x). \end{aligned} \tag{3.25}$$

Il primo termine della sezione d'urto è detto parte risonante (corrisponde alla "giant dipole resonance"), mentre il resto costituisce la parte non-risonante. Nel caso in cui $\gamma kT \ll 30$MeV il termine non-risonante è trascurabile, così come i processi a molti nucleoni ($i > 2$). Quindi in questo regime la sezione d'urto totale può essere ben approssimata come

$$\sigma_{A,i}(\epsilon') \simeq \sum_{i=1}^{2}\theta(\epsilon'-\epsilon^{\rm th}_{A,i})\theta(30\ \mathrm{MeV}-\epsilon')\, W^{-1}\xi_{A,i}\Sigma_d\Delta^{-1}\exp\left[-\left(\frac{\epsilon'-\epsilon'_{0,i}}{\Delta_i}\right)^2\right] . \tag{3.26}$$

Le definizioni delle funzioni Σ_d, $W(\epsilon'_{0,i},\Delta,\epsilon^{\rm th}_{A,i})$ e del parametro $\xi_{A,i}$ sono date in [85, 86]. Per le soglie energetiche $\epsilon^{\rm th}_{A,i}$ usiamo i valori dati in Stecker e Salamon [86]. In Tab. 3.1 riportiamo i loro valori per la Foto-Disintegrazione dei nuclidi più abbondanti, con l'emissione di un solo nucleone. L'intensità del processo, ovvero l'integrale della sezione d'urto sull'intervallo di energie rilevante, è $\Sigma_d = \dfrac{(A-Z)Z}{A}5.98\times10^{-26}$ MeVcm^2.

Risulta conveniente esprimere il rate di fotodisintegrazione come

$$R_{A,i}(\gamma,T) \simeq R_0\xi_{A,i}\left(\frac{kT}{40\ \mathrm{K}}\right)^3\Phi_{A,i}(\gamma kT)\ , \tag{3.27}$$

dove

$$R_0 = \frac{1}{2\pi^2\hbar^3c^2}\ (5.98\times10^{-26}\ \mathrm{cm}^2)\ (k\ 40\ \mathrm{K})^3 \simeq 5\times10^{-10}\ \mathrm{s}^{-1}\ . \tag{3.28}$$

e

$$\Phi_{A,i}(x) \equiv (W\Delta)^{-1}\frac{(A-Z)Z}{A}x^{-3}\int_{\epsilon^{\rm th}_{A,i}/2}^{15}d\tilde\epsilon\left(e^{\frac{\tilde\epsilon}{x}}-1\right)^{-1}J_{A,i}(\tilde\epsilon)\ . \tag{3.29}$$

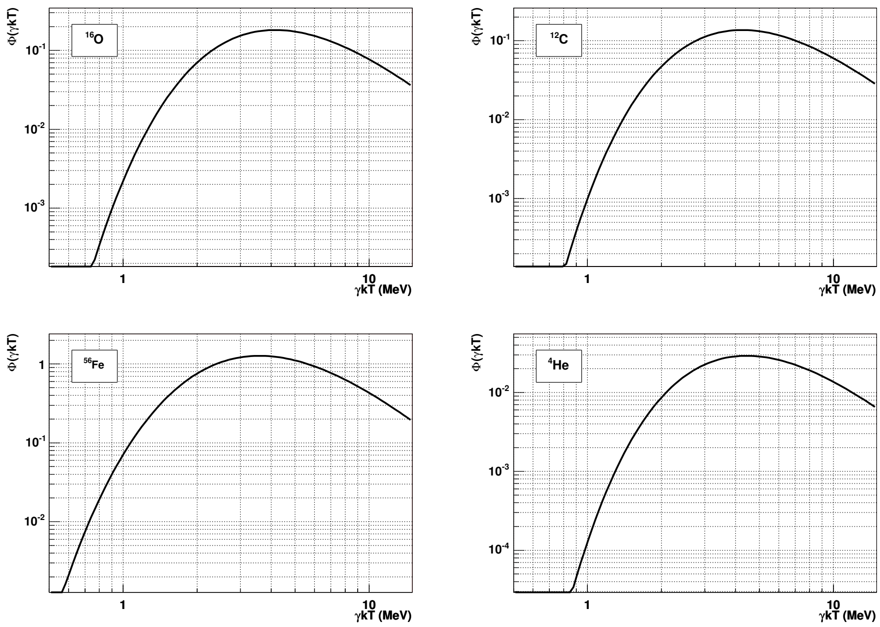

Figura 3.6: Funzione Φ per la produzione di 1 nucleone disegnata per diversi nuclei.

Rappresentiamo in fig.3.6 la funzione (3.29) per diversi nuclei.

Come si vede, la funzione Φ presenta un certo grado di universalità, in quanto il suo massimo è sempre piccato su valori di $\gamma kT \sim 4$MeV. L'estrema rapidità di crescita, a fissata temperatura, della nostra funzione, e il fatto che i tempi tipici di questo processo siano estremamente corti, dell'ordine di $\sim 100 - 1000$ anni, e pertanto molto più corti dei tempi tipici di accelerazione e della vita del SNR, fanno sì che in realtà non appena i nuclei raggiungono la soglia energetica del processo ($\gamma kT \sim 1$ MeV), questi vengano quasi completamente fotodisintegrati prima che possano raggiungere il valore di picco

Nuclear species	A	Z	ϵ_1^{th}	$\epsilon'_{0\ 1}$	Δ_1	ξ_1
Fe	56	26	11.2	18	8	0.98
O	16	8	15.7	24	9	0.83
C	12	6	18.7	23	6	0.76
He	4	2	20.6	27	12	0.47

Tabella 3.1: Parametri della sezione d'urto per PD relativi ai nuclidi più abbondanti, dati in [85, 86]. ϵ e Δ sono in MeV.

del rate. Questo è vero per i nuclei di Fe, O, C, con la sola eccezione dell'He. Nel caso dell'^{4}He il valore del rate al picco è quasi coincidente con l'età del SNR. In termini dell'energia del nucleo la condizione di picco diventa

$$E_{A,peak} \simeq A\, 1 \times 10^{18} \left(\frac{T}{40\mathrm{K}}\right)^{-1} \mathrm{eV}\ . \tag{3.30}$$

Al fine di stimare effettivamente il flusso di neutroni abbiamo bisogno di conoscere le densità delle diverse specie nucleari. Poiché i nuclei sono accelerati dallo stesso meccanismo nelle stesse condizioni fisiche, assumiamo uno spettro a potenza identico per tutti i nuclei

$$\frac{dN_A}{dE_A dt}(E_A) = \sum_A N_{0,A} \left(\frac{E_A}{E_0}\right)^{-\alpha} \qquad \text{in cui} \qquad N_{0,A} = f_A N_0\ , \tag{3.31}$$

dove f_A parametrizza l'abbondanza relativa delle specie nucleari nella shell del SNR. Sebbene, come è stato discusso in Sec. 3.2.3, gli spettri di differenti specie nucleari possano avere differenti energie di taglio UV, per $\alpha > 2$ questo non ha effetti significativi sulla energetica dei CR. Pertanto N_0 può essere determinato imponendo la condizione di normalizzazione:

$$E_{\mathrm{tot}} \simeq \sum_A \int_{E_0}^{\infty} dE_A E_A \frac{dN_A}{dE_A}(E_A) = \left(\sum_A f_A\right) \frac{1}{\alpha - 2} N_0 E_0^2\ . \tag{3.32}$$

Assumendo una densità di Raggi Cosmici uniforme nella regione di accelerazione, l'emissività di neutroni è quindi

$$Q(E_n) = \frac{1}{2\,V} \sum_A \sum_{i=1}^{2} i f_A (\alpha - 2) E_{\mathrm{tot}} \left(\frac{A E_n}{E_0}\right)^{-\alpha} \min\left\{R_{A,i}\left(\frac{E_n\, kT}{m_N}\right), t_{SNR}^{-1}\right\} \tag{3.33}$$

dove $m_N = (m_p + m_n)/2$. Abbiamo usato qui il fatto che il nucleone espulso nel processo di disintegrazione porta, in media, una frazione $1/A$ dell'energia iniziale del nucleo padre. Abbiamo anche assunto una probabilità 1/2 che il nucleone prodotto sia un neutrone. Risulta importante osservare che, come è evidente già dalla discussione precedente, poiché tutti i nuclei sono rapidamente disintegrati una volta che hanno raggiunto la soglia, E_A non può superare $E_{A,\ \mathrm{peak}}$. La condizione di minimo in (3.33) è necessaria, poiché per $R_A(\gamma T) > t_{\mathrm{SNR}}^{-1}$ ogni ulteriore accelerazione è inibita dalla perdita di energia per PD.

Seguendo le osservazioni di Chandra, la metallicità di Sgr A East è circa quattro volte quella solare. Pertanto il rapporto ferro/idrogeno può essere stimato come $f_{56} \sim 10^{-3}$. La condizione di foto-disintegrazione ($R_{56,1} \sim t_{SNR}^{-1}$)

è raggiunta per $\gamma T \sim 0.7$MeV, che corrisponde a un'energia del neutrone di circa 2×10^{17}eV. Carbone e Ossigeno hanno abbondanze comparabili, ma rate più bassi, e quindi le energie dei neutroni sono dell'ordine di 10^{17} eV. Tali neutroni difficilmente potranno raggiungere la Terra, a causa della loro vita media finita. Il contributo più significativo al flusso di neutroni a Terra proviene invece dall'He. In effetti $f_4 \gtrsim 0.1$. Come abbiamo già osservato, l'He può raggiungere il picco del rate, pertanto i neutroni con energia più elevata provengono proprio dalla foto-disintegrazione dell'He, e la loro energia massima vale approssimativamente

$$E_N \simeq \frac{E_{A,\text{ max}}}{A} = 1 \times 10^{18} \left(\frac{T}{40\text{ K}}\right)^{-1} \text{eV} . \tag{3.34}$$

A questo punto è immediato eseguire il calcolo del flusso di neutroni dovuto alla fotodisintegrazione dei nuclei presenti nei Raggi Cosmici. Dai dati in tabella 3.1 risulta giustificato considerare solo le 2 specie chimiche che producono il rate più elevato, ^{56}Fe e ^{4}He, in quanto per le altre la produzione è depressa di un fattore circa 10. Come abbiamo già avuto modo di osservare, i contributi del ^{56}Fe e del ^{4}He sono confrontabili: infatti il più basso rate di PD del ^{4}He è compensato dalla maggiore abbondanza e dal fatto che i neutroni del ^{4}He sono prodotti con più alta energia. La formula generale che regola questo processo è data da:

$$\frac{dN_n}{dE_n dt}(E_n) = \sum_A \sum_{i=1}^{2} \int_{E_A^{min}}^{E_A^{max}} dE_A \frac{dP_i}{dE_n}(E_n, E_A) \frac{dN_A}{dE_A dt}(E_A) R_{A,i} \ , \tag{3.35}$$

dove dP_i/dE_n rappresenta la probabilità che un nucleo di energia E_A produca i neutroni di energia E_n.
Per $\alpha = 2.2$ e $E_0 = 1$GeV troviamo

$$\begin{aligned} \frac{dF}{dE_n dS dt}(E_n) \ \ \simeq \ \ & 2 \times 10^{-27} \left(\frac{f_A}{0.1}\right) \left(\frac{R_0 \xi_A \Phi_A(E_n, T)}{10^{-12}\text{s}^{-1}}\right) \left(\frac{E_{\text{CR}}}{10^{49}\text{ erg}}\right) \left(\frac{d}{8\text{ kpc}}\right)^{-2} \\ & \left(\frac{T}{40\text{ K}}\right)^{3} \exp\left(-\frac{d\, m_n}{E_n\, c\tau_n}\right) \left(\frac{AE_n}{10^9\text{ GeV}}\right)^{-2.2} \text{GeV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} \ . \end{aligned} \tag{3.36}$$

Mostriamo il flusso ora calcolato in Fig. 3.7. Mentre sotto l'EeV il flusso è soppresso esponenzialmente a causa dell'effetto combinato della soglia di PD e del decadimento del neutrone, al di sopra dell'EeV lo spettro è una legge di potenza con indice ~ 5.2, come effetto della convoluzione dello spettro originario ($\alpha = 2.2$) con l'andamento proporzionale a E^{-3} del rate di PD. Il

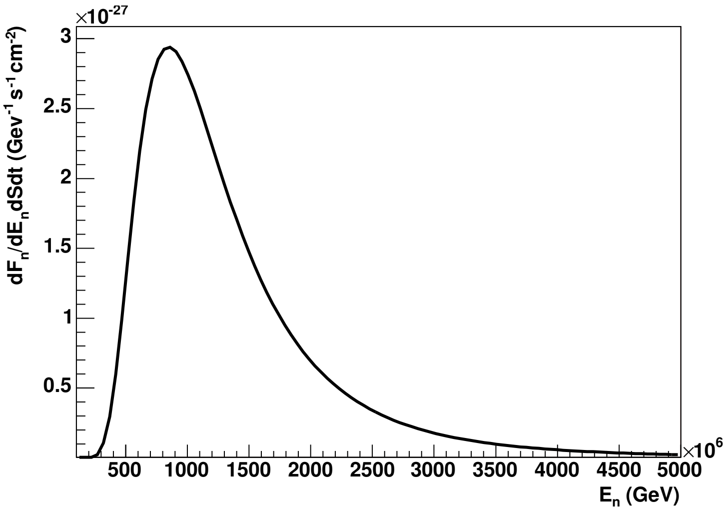

Figura 3.7: Flusso di neutroni prodotti dalla fotodisintegrazione dell'^{4}He in SgrA East e che raggiungono la Terra.

valore di $f_4 \sim 0.1$ assunto nel produrre il grafico in fig.3.7 è probabilmente un'assunzione conservativa, in quanto l'abbondanza effettiva dell'^{4}He in Sgr A East può essere anche maggiore.

3.4 Interazioni protone-protone

Consideriamo ora il risultato dell'interazione tra i raggi cosmici e i nuclei che costituiscono il gas presente in Sgr A East, essenzialmente idrogeno. Vogliamo calcolare lo spettro dei neutroni prodotti da tali interazioni e legarlo, possibilmente, a osservabili note, quali, ad esempio, lo spettro dei fotoni in una certa banda.

3.4.1 Emissività di π^0 e γ-rays

Innanzitutto troviamo l'emissività di γ-rays da interazioni adroniche, calcolata ad esempio in [81, 82, 87]. Alle alte energie il processo dominante sarà costituito dal decadimento dei π^0 prodotti dai protoni: sia n_H la densità numerica dei protoni bersaglio, che per i nostri scopi saranno supposti a riposo, $n_p(E) = n_0(E/E_0)^{-\alpha}$ (dove E è l'energia totale della particella) lo spettro di iniezione dei protoni incidenti, che supponiamo accelerati mediante un processo di tipo Fermi, e pertanto regolati da uno spettro a potenza, il cui indice

sarà da fissare.
Poste queste premesse possiamo agevolmente calcolare l'emissività di pioni:

$$Q_{\pi^0}^{pp} = c\, n_H \int_{E_{th}(E_{\pi^0})} dE_p\, n_p(E_p) \frac{d\sigma(E_{\pi^0}, E_p)}{dE_{\pi^0}} \ , \tag{3.37}$$

dove $E_{th}(E_{\pi^0}) \simeq E_{\pi^0}$ è la minima energia che un protone deve possedere per produrre un π^0 di energia E_{π^0}.

Dalla precedente ricaviamo l'emissività di fotoni dovuta al decadimento dei pioni neutri:

$$Q_\gamma(E_\gamma) = 2 \int_{E_{\pi^0}^{min}(E_\gamma)} dE_{\pi^0} \frac{Q_{\pi^0}^{pp}}{(E_{\pi^0}^2 - m_{\pi^0}^2 c^4)^{1/2}} \ , \tag{3.38}$$

dove $E_{\pi^0}^{min}(E_\gamma) = E_\gamma + m_{\pi^0}^2 c^4/(4E_\gamma)$.

La sezione d'urto differenziale per produzione di π^0 in collisioni protone-protone è ben approssimata, per energie superiori a 7 GeV, dalla forma di scaling dovuta a Blasi [88]:

$$\frac{d\sigma(E_p, E_{\pi^0})}{dE_{\pi^0}} = \frac{\sigma_0}{E_{\pi^0}} f_{\pi^0}(x) \ , \tag{3.39}$$

dove $x = E_{\pi^0}/E_p$, $\sigma_0 = 32$ mbarn, e

$$f_{\pi^0}(x) = 0.67(1-x)^{3.5} + 0.5e^{-18x} \ . \tag{3.40}$$

Questa forma di scaling tiene conto propriamente delle elevate molteplicità di pioni che intervengono ad alte energie.

Risulta utile a questo punto, in vista del confronto con i neutroni, introdurre la tecnica degli spectrum-weighted-momenta (SWM, vedere [89]): data una distribuzione di protoni incidenti governata da una legge di potenza con indice spettrale α,

$$\frac{dn_p(E_p)}{dE_p} \propto E_p^{-\alpha} \ , \tag{3.41}$$

l'emissività di pioni neutri dovuta a interazioni pp può essere riscritta come:

$$Q_{\pi^0}^{pp} = c\, n_H \sigma_0 \frac{dn_p(E_{\pi^0})}{dE_p} \Lambda^0(\alpha) \ , \tag{3.42}$$

e quindi l'emissività di γ-rays dovuta al decadimento:

$$Q_\gamma(E_\gamma) \simeq \frac{2}{\alpha} \frac{dn_p(E_\gamma)}{dE_p} \sigma_0 c\, n_H \Lambda^0(\alpha) \ , \tag{3.43}$$

dove in entrambe le equazioni sopra abbiamo usato

$$\Lambda^0(\alpha) \equiv \int_0^1 dx x^{\alpha-2} f_{\pi^0} = 2\left\{\Gamma(\alpha-1)\ \left[18^{1-\alpha} + \frac{15.5865}{\Gamma(3.5+\alpha)}\right] - E(2-\alpha;18)\right\} \tag{3.44}$$

in cui $\Gamma(x)$ è la funzione Gamma di Eulero e $E(n;z)$ è la funzione esponenziale integrale che soddisfa

$$E(n;z) \equiv \int_1^\infty \frac{\exp(-zt)}{t^n} dt\ . \tag{3.45}$$

Λ^0 così definito è lo SWM per il π^0: come si vede esso dipende solo dall'indice spettrale dei protoni incidenti. Ulteriori dettagli si trovano nell'appendice A.1.

Specializziamo ora il nostro calcolo all'ambiente del Centro Galattico. Assumiamo quindi $\alpha \equiv 2.2$, secondo le misure di HESS [80]. Lo SWM per i fotoni è $\Lambda_\gamma(\alpha) \equiv \frac{2}{\alpha}\Lambda^0$, e nel nostro caso $\Lambda_\gamma(2.2) \simeq 0.103$. Assumiamo una densità media di $\sim 10^3\,\mathrm{cm}^{-3}$ in Sgr A East e l'equipartizione tra l'energia totale delle particelle relativistiche accelerate da Sgr A East e l'energia termica del plasma (emissione X), che vale circa 10^{49} erg [73]. Allora, imponendo la condizione di normalizzazione

$$E_{\mathrm{CR}} = \int_{E_0}^\infty dE\ EN_p(E) = \frac{1}{\alpha-2} N_0 E_0^2\ . \tag{3.46}$$

si trova che, per $\alpha = 2.2$ e $E_0 = 1\mathrm{GeV}$, il flusso di γ-ray che raggiunge la Terra è

$$F_\gamma(E_\gamma) \simeq 5\times10^{-15}\ \left(\frac{E_\gamma}{1\ \mathrm{TeV}}\right)^{-2.2} \left(\frac{n_H}{10^3\ \mathrm{cm}^{-3}}\right)\left(\frac{E_{\mathrm{CR}}}{10^{49}\ \mathrm{erg}}\right) \mathrm{GeV}^{-1}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\ . \tag{3.47}$$

Questo è circa un fattore 2 maggiore del flusso misurato da HESS. Tenendo conto delle incertezze nelle quantità che entrano nel calcolo, si tratta di un accordo eccellente tra le predizioni dei modelli e le osservazioni.

Bisogna osservare che anche altri processi potrebbero produrre, in linea di principio, raggi gamma nello stato finale. Tra questi è certamente importante, nel contesto astrofisico, l'Inverse Compton Scattering (v. app.A.6.2). Nel caso di Sgr A East, tuttavia, la produzione di raggi gamma con indice spettrale vicino a 2.2 comporta che l'indice spettrale degli elettroni accelerati sia circa 3.4 (v. eq.A.65). L'emissione di sincrotrone (v. app.A.6.1) di questi elettroni, dovuta ai forti campi magnetici presenti nella regione, avrebbe però un indice spettrale circa 1.2 (v. eq.A.58), diverso dal valore ∼1 misurato per

Sgr A East [90]. Inoltre, la distribuzione degli elettroni sembra essere piuttosto estrema e molto diversa da quella inferita nei casi di altre SNR [92]. Pertanto il modello di produzione adronica dei raggi gamma sembra essere, in questo caso, favorito.

Osserviamo anche che l'attenuazione dei γ-ray con energie del TeV a causa della produzione di coppie sul fondo di fotoni IR in Sgr A East è trascurabile: in effetti, l'energia media dei fotoni IR è $3kT \sim 10^{-2} \left(\frac{T}{40\ K} \right)$ eV, e pertanto l'energia di soglia per il processo è circa 20 TeV. L'effetto può essere significativo solo nella porzione di Sgr A East contenuta entro 1 pc dal Centro Galattico, in cui $T \sim 100$ K. In [82] si dimostra anche che lo scattering sui fondi UV e X presenti in questa regione dà luogo ad un'attenuazione completamente trascurabile.

3.4.2 Emissività di neutroni: regione di scaling

Analogamente è possibile procedere nel caso in cui la sezione d'urto inclusiva per produzione di neutroni in collisioni pp ($pp \to nX$) sia debolmente dipendente dall'energia: questa condizione è certamente soddisfatta se l'energia nel centro di massa del sistema pp è inferiore a qualche GeV. Seguiamo ora il procedimento descritto in [82], in cui si assume che valga una legge di scaling per la sezione d'urto differenziale.
In questo caso è possibile parametrizzare la sezione d'urto come segue:

$$\frac{d\sigma(E_p, E_n)}{dE_n} = \frac{\sigma_0}{E_n} f_n(x_n) \ , \tag{3.48}$$

dove $x_n \equiv \frac{E_n}{E_p}$. Ora è necessario determinare un'espressione per $f_n(x_n)$. Per far questo scriviamo

$$f_n(x_n) = \sigma_{pp} x_n g_n(x_n) \ , \tag{3.49}$$

dove

$$g_n(x_n) = n_n(\beta_n + 1)(1 - x_n)^{\beta_n} \tag{3.50}$$

è la sezione d'urto inclusiva adimensionale data da Jones(1990) e usata in [89] per calcolare l'SWM per neutroni. Jones (1990) fornisce, dall'analisi dei dati dei collider di protoni a 300 GeV, $\beta_n = 2$ e una molteplicità media n_n pari a 0.25. Sulla scorta di [82] assumiamo $n_n = 0.4$. Tale assunzione è giustificata dal fatto che ad alte energie la sezione d'urto inelastica non è più sensibile alla differenza di carica tra protone e neutrone, quindi l'unico fattore di asimmetria deriva dalla sezione d'urto elastica, che contribuisce alla produzione di protoni nello stato finale, ma non di neutroni. Il rapporto tra sezione d'urto elastica e inelastica non dipende dall'energia, in quanto sia la sezione d'urto totale sia quella elastica crescono come $\ln(\sqrt{s})$, e vale circa 0.2 (ved. [91]). Allora, trascurando il contributo degli iperoni, varrà

$$n_n + n_p = 1 \; . \tag{3.51}$$

Ad altissime energie il rapporto n_n/n_p tende a 1, in quanto la differenza di carica diventa sempre più trascurabile, a causa delle elevate molteplicità delle particelle sub-leading, pertanto possiamo assumere

$$\sigma_{inel}^{neutr} = \sigma_{inel}^{prot} \; . \tag{3.52}$$

Ad altissima energia $\sigma_{el} \sim 1/4 \cdot \sigma_{inel}$, quindi poniamo:

$$\begin{aligned} \sigma_n &= \frac{1}{2}\sigma_{inel} \\ \sigma_p &= \frac{1}{2}\sigma_{inel} + \sigma_{el} \; . \end{aligned} \tag{3.53}$$

Ora il calcolo di n_n si riduce a

$$n_n = \frac{\sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} \simeq 0.4 \; , \tag{3.54}$$

che è in buon accordo con le stime di Crocker et al. [82].

Si trova quindi

$$g_n(x_n) = 1.2(1 - x_n)^2 \; , \tag{3.55}$$

da cui segue

$$f_n(x_n) \equiv x_n g_n(x_n) = 1.2 x_n (1 - x_n)^2 \; , \tag{3.56}$$

e pertanto

$$Q_n^{pp}(E_n) \simeq c \; n_H \sigma_{pp} \frac{dn_p(E_n)}{dE_p} \Lambda^n(\alpha) \; , \tag{3.57}$$

dove abbiamo definito

$$\Lambda^n(\alpha) \equiv \int_0^1 dx_n x_n^{\alpha-2} f_n(x_n) = 2.4 \frac{1}{\alpha(\alpha+1)(\alpha+2)} \; . \tag{3.58}$$

Ora, dalle eq.ni(3.43) e (3.57), deduciamo che

$$Q_n^{pp}(E_n) = 0.8\alpha \frac{\Lambda^n(\alpha)}{\Lambda^0(\alpha)} \frac{\sigma_{pp}}{\sigma_0} Q_\gamma(E_\gamma^0) \left(\frac{E_n}{E_\gamma^0}\right)^\alpha \; , \tag{3.59}$$

e in questo modo abbiamo raggiunto lo scopo di legare l'emissività di fotoni a una data energia di normalizzazione e quella dei neutroni a una energia

diversa.
Questo non è ancora, ovviamente, il flusso di neutroni che può arrivare a Terra, in quanto bisogna tenere conto non solo dei fattori geometrici, ma anche del decadimento del neutrone. Questo comporta che il flusso di neutroni a Terra sia pari a:

$$\frac{d\Phi_n(E_n)}{dE_n dS dt} = Q_n^{pp}(E_n)\frac{V_{gen}}{4\pi D^2}\exp\left(-\frac{D}{\Gamma_n c\,\tau_n}\right)\ , \tag{3.60}$$

in cui D è la distanza tra la sorgente e la Terra, V_{gen} è il volume della regione di generazione e Γ_n è il boost di un neutrone di energia E_n. A differenza di [82], normalizziamo i fotoni seguendo il flusso misurato da HESS anziché quello di EGRET, per le ragioni esposte in precedenza.

Il principale caveat che dobbiamo osservare riguarda il fatto che l'emissività dei neutroni non è legata al flusso totale di fotoni, ma solo a quella parte dovuta al decadimento del π^0, e quindi nel fare predizioni bisogna essere attenti nello stabilire quale proporzione del segnale di γ-rays compete al decadimento del π^0.
Inoltre bisogna osservare che il risultato vale in particolare se l'energia dei π^0 in gioco è tale da giustificare l'assunzione di scaling: ciò significa che l'energia di normalizzazione per i fotoni deve essere scelta opportunamente.

3.4.3 Emissività di neutroni: violazione dello scaling

Per energie nel sistema del centro di massa più grandi di qualche GeV l'assunzione di scaling non è più valida e la sezione d'urto inizia a dipendere sensibilmente dall'energia, quindi diventa necessario seguire una diversa procedura per il calcolo dell'emissività dei neutroni. Osserviamo che, per un protone con $E_p = 10^{17}$ eV, vale $\sqrt{s} = 1.4 \times 10^4$ GeV, e quindi è possibile che le interazioni protone-protone in ambienti quali il Centro Galattico avvengano in questo regime.

Fondandosi sui dati presentati in [91] possiamo stimare la sezione d'urto totale protone-protone. L'andamento asintotico della sezione d'urto è, come ci si deve aspettare da considerazioni puramente teoriche,

$$\sigma_{pp} = Z_{pp} + B\ \ln^2\left(\frac{s}{s_0}\right)\ , \tag{3.61}$$

in cui $Z_{pp} = 35.49\ 10^{-27}$ cm^2, $B = 0.307\ 10^{-27}$ cm^2 e $s_0 = (5.38\text{ GeV})^2$.
I processi che studiamo sono inelastici, in quanto prevedono la distruzione di un protone e la creazione di un neutrone (scambio di carica), quindi non ci interessa tanto la sezione d'urto totale, ma solo quella inelastica. Una stima

può essere fatta confrontando le sezioni d'urto totale ed elastica a energia fissata (1 TeV, per esempio) e osservando che la sezione d'urto elastica tende a crescere debolmente con $\sqrt{s}$ (vedi Markoff et al. [92]). Pertanto assumiamo un'inelasticità per questi processi pari a

$$K = \frac{4}{5} \, , \tag{3.62}$$

e quindi una sezione d'urto inelastica

$$\sigma_{inel} = K\sigma_{pp} \, . \tag{3.63}$$

Restano ora da studiare la molteplicità dei neutroni e l'energia media del neutrone uscente (la cosiddetta elasticità): purtroppo non esistono a questo proposito stime analitiche, quindi ci riferiamo soprattutto a una simulazione condotta con Pythia [93].
La simulazione eseguita con il supporto di Pythia sembra tendere a una molteplicità dell'ordine di 0.24, che assumiamo pertanto nel seguito.

Per quanto riguarda l'elasticità le cose sono più complesse: tuttavia la simulazione di processi pp di alta energia condotta con Pythia ci ha consentito di ottenere la seguente distribuzione normalizzata:

$$\frac{dP_n}{dx}(x) = 0.064\frac{(1-x)^2}{x} + 0.094\sqrt{1-x} \, , \tag{3.64}$$

dove $x \equiv E_n/E_p$ e

$$\int_0^1 dx \frac{dP_n}{dx}(x) = 1 \, . \tag{3.65}$$

La sezione d'urto differenziale sarà quindi

$$\frac{d\sigma}{dE_n} = \sigma_{inel}\, n_n \times \frac{dP_n}{dE_n}(E_n, E_p) = \frac{\sigma_{inel}}{E_n} h(x) \, , \tag{3.66}$$

dove le funzioni dP_n/dE_n e $h(x)$ sono calcolate in dettaglio in appendice A.3.

A questo punto, assumendo il solito flusso di iniezione

$$\frac{dn_p}{dE_p}(E_p) = n_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\alpha} \, , \tag{3.67}$$

risulta facile scrivere l'emissività dei neutroni:

$$\widetilde{Q}_n^{pp} = c\, n_H \int_{E_p^{min}}^{\infty} dE_p n_n \frac{dn_p}{dE_p}(E_p) \sigma_{inel} \frac{dP_n}{dE_n}(E_n, E_p) \, . \tag{3.68}$$

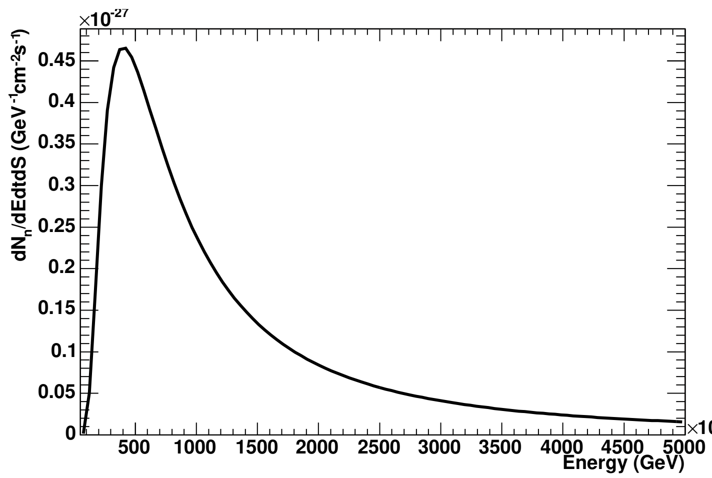

Figura 3.8: Flusso di neutroni di altissima energia da collisioni pp, specializzato per l'ambiente di Sgr A East.

Di nuovo, per sapere quanti neutroni arrivano a Terra è necessario tenere conto del loro decadimento. Sarà quindi:

$$\frac{d\widetilde{\Phi}_n}{dE_n dSdt}(E_n) = \widetilde{Q}_n^{pp}(E_n)\frac{V_{gen}}{4\pi D^2}\exp\left(-\frac{D}{\Gamma_n c\,\tau_n}\right) . \tag{3.69}$$

La quantità a destra nell'equazione 3.68 può essere posta in forma più esplicita a prezzo di ulteriori passaggi, che riportiamo per esteso in appendice A.3.
Il risultato della procedura è illustrato nel grafico in figura 3.8, in cui abbiamo assunto un indice spettrale $\alpha \sim 2.2$ per i protoni interagenti.

A questo punto possiamo passare al caso particolare di Sgr A East.
Le ipotesi che abbiamo posto finora sono estremamente generali e si adattano molto bene alle condizioni di Sgr A East. Usando le equazioni ricavate in precedenza (eq. 3.47) è possibile riprodurre lo spettro misurato da HESS nella banda 300 GeV - 10 TeV, ricavare constraints su parametri liberi (quali la normalizzazione dei Raggi Cosmici incidenti, che si può stimare solo approssivamente con considerazioni sull'energetica delle esplosioni di SuperNovae, in quanto sono per lo più sconosciuti i parametri di efficienza per la produzione dei Cosmici, oppure l'indice spettrale α) e fare quindi predizioni sul flusso di neutroni alla Terra (vedere il grafico 3.8).

Un commento è d'obbligo a questo punto. Nell'appendice A.3 mostriamo che il valore medio dell'elasticità ($\langle x\rangle \equiv \langle E_n/E_p\rangle$) è $\langle x\rangle \sim 0.05$. Pertanto l'energia massima dei protoni dovrebbe essere maggiore di $2 \times 10^{19}\,\mathrm{eV}$ per poter ottenere un flusso di neutroni non soppresso dal decadimento. Nella derivazione precedente non si è tenuto conto di un possibile cut-off UV nello spettro dei protoni accelerati, assumendo implicitamente che fosse significativamente al di sopra dell'EeV. Tale assunzione non è probabilmente giustificata nemmeno per Sgr A East; pertanto bisogna aspettarsi una soppressione del flusso calcolato sopra, a meno che Sgr A East non sia un acceleratore di protoni UHE.

3.5 Segnale atteso a AUGER.

L'Osservatorio Pierre AUGER è un rivelatore di Extensive Air Showers (EASs) in costruzione in Argentina [94]. Quando sarà completato, consisterà di 1600 Water Čerenkov elementary Detectors (WCDs) che copriranno un'area di 3000 km^2, sorvegliata anche da quattro rivelatori a fluorescenza. Un Engineering Array di WCDs ha iniziato le operazioni di misura nel 2002 e già nell'ICRC del 2003 [95] è stata annunciata la misura di alcuni sciami atmosferici a circa $10^{18}\,\mathrm{eV}$. L'accettanza di AUGER sarà $A\Omega \approx 4700\,\mathrm{km}^2\,\mathrm{sr}$ per un angolo zenitale $\theta < 45°$. Si stima inoltre che le risoluzioni angolare ed energetica di AUGER saranno rispettivamente di 1.5° e del 20%, mentre l'efficienza di trigger è stimata essere $\eta \simeq 0.25$ [95].

La posizione geografica di AUGER è ideale per osservare un eccesso di Raggi Cosmici nella direzione del Centro Galattico. Una sorgente puntiforme di particelle neutre (neutroni nel nostro caso) dovrebbe apparire come un eccesso di eventi nel bin angolare, corrispondente alla direzione della sorgente, di area $\omega \simeq \pi\delta^2$, dove δ è la risoluzione angolare del detector. Per AUGER, a energie dell'ordine di $10^{19} - 10^{20}$ eV, $\delta \simeq 1.5°$, e quindi $\omega \simeq 2 \times 10^{-3}\,\mathrm{sr}$. A energie dell'ordine dell'EeV, invece, la risoluzione angolare dovrebbe essere peggiore, con $\delta \simeq 2 - 3°$ nella configurazione finale.

Il fondo isotropo dei Raggi Cosmici ordinari produce un rumore ineliminabile. Lo spettro dei CR nella decade $4 \times 10^{17} < E < 6.3 \times 10^{18}\,\mathrm{eV}$ è [96]

$$J_{\mathrm{CR}}(E) = (9.23 \pm 0.65) \times 10^{-28} \left(\frac{E}{6.3 \times 10^{18}}\right)^{-3.20\pm0.05} (\mathrm{GeV\ sr\ cm^2\ s})^{-1}\ . \tag{3.70}$$

Pertanto il flusso differenziale massimo (a 95% C.L.) intorno a $10^{18}\,\mathrm{eV}$ incidente su un bin angolare di AUGER è

$$F_{\mathrm{CR}}^{\max}(E) \simeq 3 \times 10^{-27} \left(\frac{E}{10^{18}\ \mathrm{eV}}\right)^{-3.3} \left(\frac{\delta}{2.5°}\right)^2 \mathrm{GeV^{-1}cm^{-2}s^{-1}}\ . \tag{3.71}$$

Questo flusso è comparabile con il flusso di neutroni dovuti a Foto-Disintegrazione calcolato in precedenza per Sgr A East (Eq. 3.36), quindi Auger dovrebbe poter osservare l'eccesso dovuto a questi neutroni nel bin angolare centrato sulla posizione del Centro Galattico. Finalmente, il rate di sciami atteso per bin angolare, con energia $1 \times 10^{18} < E < 3 \times 10^{18}$ eV, dovuto ai neutroni prodotti da PD e interazioni pp rispettivamente, tenendo conto anche dell'efficienza di trigger di AUGER, è

$$\dot{N}_{\rm PD} \simeq 130 \ {\rm yr}^{-1} \quad \dot{N}_{pp} \simeq 72 \ {\rm yr}^{-1} \ , \tag{3.72}$$

contro un rate di fondo

$$\dot{N}_{\rm CR} \simeq 440 \ {\rm yr}^{-1} \ . \tag{3.73}$$

Il rate $\dot{N}_{\rm PD}$ è stato calcolato assumendo l'abbondanza relativa dell'^{4}He $f_4 \simeq 0.2$ (v. discussione in sec. 3.3). Pertanto concludiamo che, nelle condizioni che abbiamo assunto nel ricavare i flussi di neutroni nelle sezioni precedenti, il segnale di neutroni prodotto in Sgr A East dovrebbe essere ben visibile da AUGER.

Capitolo 4

Produzione di neutrini nel Centro Galattico

Le interazioni presentate nel capitolo precedente non producono solo neutroni. Infatti è possibile calcolare un flusso di neutrini con energie tipiche maggiori del TeV.

Nello studiare la produzione di neutrini in Sgr A East dobbiamo considerare entrambe le interazioni discusse nel capitolo precedente:

Fotodisintegrazione In questo caso le sorgenti sono i neutroni con energia non abbastanza alta per raggiungere la Terra e che quindi decadono prima. Bisogna osservare che non tanto l'interazione con il fondo infrarosso, ma soprattutto quella con eventuali raggi UV o X dà luogo al flusso di neutrini dominante.

Interazioni protone-protone In questo caso abbiamo due possibili canali di produzione:

- decadimento a cascata dei pioni carichi prodotti direttamente nell'urto protone-protone, processo che consta di due generazioni, secondo lo schema

$$\pi^{\pm} \to \mu^{\pm}\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \to e^{\pm}\nu_{\mu}\bar{\nu}_{e}(\nu_{e})\bar{\nu}_{\mu} \tag{4.1}$$

- decadimento dei neutroni prodotti nella reazione $pp \to nX$ secondo

$$n \to p\, e\, \overline{\nu}_{e} \tag{4.2}$$

4.1 Decadimento del neutrone

Il decadimento del neutrone è un processo ormai ben noto e calcolabile ad un buon livello di approssimazione nel contesto del modello di interazione debole a 4 fermioni dovuto a Fermi.

$$n \to p + e^- + \overline{\nu}_e$$

La probabilità che un neutrone fermo produca un antineutrino con energia $\epsilon_{\overline{\nu}}$ è (v. App. A.4):

$$\frac{1}{Q}\frac{x_{\overline{\nu}}^2(1-x_{\overline{\nu}})^2\sqrt{1-\frac{m_e^2}{Q^2(1-x_{\overline{\nu}})^2}}}{\int_0^{1-\frac{m_e}{Q}} dy_{\overline{\nu}} y_{\overline{\nu}}^2(1-y_{\overline{\nu}})^2\sqrt{1-\frac{m_e^2}{Q^2(1-y_{\overline{\nu}})^2}}} , \tag{4.3}$$

dove

$$x_{\overline{\nu}} \equiv \frac{\epsilon_{\overline{\nu}}}{Q} \qquad \text{e} \qquad Q \equiv m_n - m_p . \tag{4.4}$$

Da questa è possibile ricavare il flusso di antineutrini osservati da Terra prodotti da un fascio di neutroni [59]:

$$\begin{aligned}\frac{dF_{\overline{\nu}}}{dE_{\overline{\nu}}\,dSdt}(E_{\overline{\nu}}) &= \int dE_n \frac{dF_n}{dE_n\,dSdt}(E_n)\left(1-e^{-\frac{D\,m_n}{E_n\tau_n}}\right)\int_0^{Q-m_e} d\epsilon_{\overline{\nu}}\frac{dP}{d\epsilon_{\overline{\nu}}}(\epsilon_{\overline{\nu}}) \\ & \int_{-1}^{1}\frac{d\cos\theta_{\overline{\nu}}}{2}\delta\left(E_{\overline{\nu}}-\frac{E_n}{m_n}\epsilon_{\overline{\nu}}(1+\beta_n\cos\theta_{\overline{\nu}})\right)\end{aligned} \tag{4.5}$$

Le variabili che compaiono in eq.(4.5) sono le energie di antineutrino e neutrone nel sistema di laboratorio ($E_{\overline{\nu}}$ e E_n), l'angolo tra la direzione dell'antineutrino nel sistema di quiete del neutrone e la direzione dell'impulso del neutrone ($\theta_{\overline{\nu}}$) e l'energia dell'antineutrino nel sistema di quiete del neutrone ($\epsilon_{\overline{\nu}}$). I parametri sono la massa e la vita media del neutrone (m_n e τ_n) e la distanza della sorgente (D).
Integrando in $\cos\theta_{\overline{\nu}}$, che non è osservabile, al pari di $\epsilon_{\overline{\nu}}$, si ottiene:

$$\frac{dF_{\overline{\nu}}}{dE_{\overline{\nu}}\,dSdt}(E_{\overline{\nu}}) = \frac{m_n}{2}\int_{E_n^{min}}\frac{dE_n}{p_n}\frac{dF_n}{dE_n\,dSdt}(E_n)\left(1-e^{-\frac{D\,m_n}{E_n\tau_n}}\right)\int_{\epsilon_{\overline{\nu}}^{min}}^{Q-m_e}\frac{d\epsilon_{\overline{\nu}}}{\epsilon_{\overline{\nu}}}\frac{dP}{d\epsilon_{\overline{\nu}}}(\epsilon_{\overline{\nu}}) , \tag{4.6}$$

con

$$\epsilon_{\overline{\nu}}^{min} = \frac{E_{\overline{\nu}}m_n}{2E_n} \quad , \quad E_n^{min} = \frac{E_{\overline{\nu}}m_n}{2(Q-m_e)} \quad \text{e} \quad p_n = \sqrt{E_n^2-m_n^2} . \tag{4.7}$$

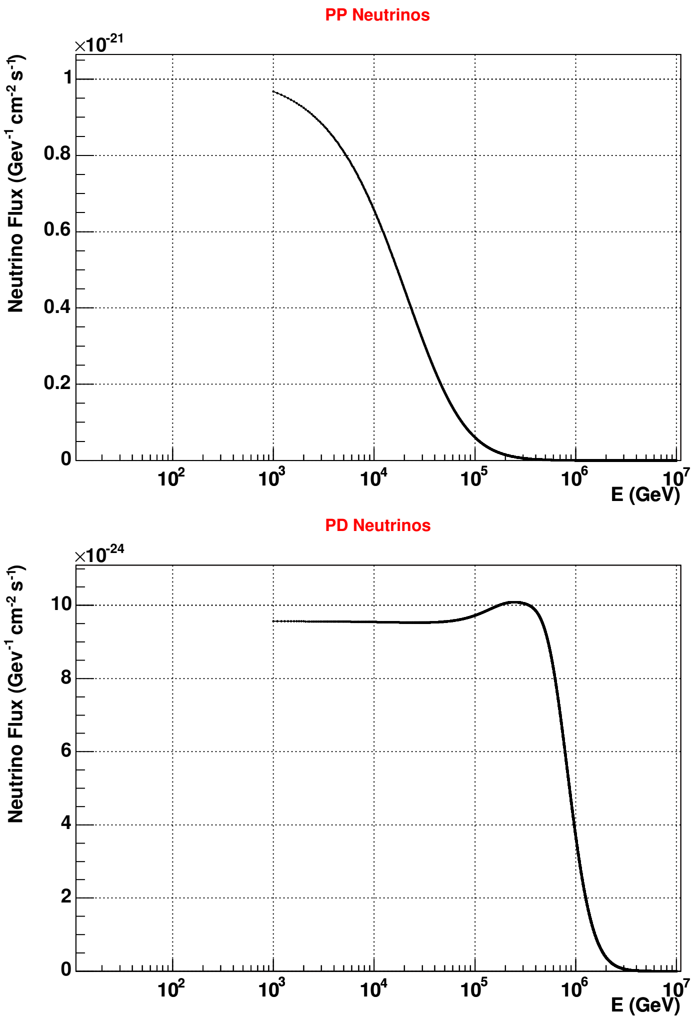

Figura 4.1: Flusso di antineutrini a Terra dovuto al decadimento dei neutroni prodotti da interazioni pp (sopra) e PD (sotto) secondo i modelli presentati in 3.3 e 3.4.

I flussi di neutroni calcolati nelle sezioni precedenti per i processi di fotodisintegrazione e di interazione protone-protone consentono di calcolare questi flussi di antineutrini, che mostriamo nelle fig. 4.1.

Bisogna osservare che il processo di fotodisintegrazione studiato in Sec. 3.3 non è il più favorevole per la produzione di neutrini. In effetti, secondo l'eq. 3.34, maggiore è la temperatura dei fotoni di fondo, minore è l'energia dei neutroni prodotti. Pertanto la fotodisintegrazione di nuclei su fotoni ultravioletti sarebbe un processo molto migliore per la produzione di neutrini. Sebbene non sia il caso del Centro Galattico, tuttavia possono esistere ambienti astrofisici, caratterizzati dalla presenza di stelle molto calde, in cui la radiazione ultravioletta consenta la produzione di flussi di neutrini non trascurabili.

4.2 Decadimento a cascata dei π

Il decadimento a cascata dei π è un altro processo molto ben studiato nell'ambito della fisica delle particelle elementari, e anch'esso si presta ad essere trattato molto bene nell'ambito dell'interazione a 4 fermioni di Fermi.
Per quanto riguarda il decadimento $\pi^{\pm} \rightarrow \mu\,\nu$ è sufficiente considerare un'emissività di pioni

$$Q_\pi(E_\pi) = \frac{dN_\pi}{dE_\pi dt dV}(E_\pi)\ . \tag{4.8}$$

La conseguente emissività di neutrini di tipo μ sarà data da (v. A.2):

$$Q_\nu(E_\nu) = \frac{m_\pi^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2} \int_{E_\pi^{min}(E_\nu)}^{\infty} \frac{dE_\pi}{p_\pi} Q_\pi(E_\pi)\ , \tag{4.9}$$

dove

$$E_\pi^{min}(E_\nu) = \frac{m_\pi^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2} E_\nu + \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{4\,E_\nu}\ . \tag{4.10}$$

Più complicato è il successivo decadimento $\mu \rightarrow e^{\pm}\nu_e\nu_\mu$. Per ottenere lo spettro nel laboratorio consideriamo il quadrato dell'ampiezza di decadimento per un muone non polarizzato:

$$|M_{fi}|^2 = 64 G_F^2 (p_\mu q_{\nu_{l1}})(k_e q_{\nu_{l2}})\ , \tag{4.11}$$

dove p , k , q_i sono gli impulsi delle particelle. Eseguendo il calcolo nel sistema di riposo del muone (v. app.A.5) si trova la distribuzione normalizzata:

$$\frac{dP}{dE_{\nu_{l1}} dE_{\nu_{l2}}} = \frac{96}{m_\mu^5} E_{\nu_{l1}} (m_\mu^2 - m_e^2 - 2 m_\mu E_{\nu_{l1}})\ . \tag{4.12}$$

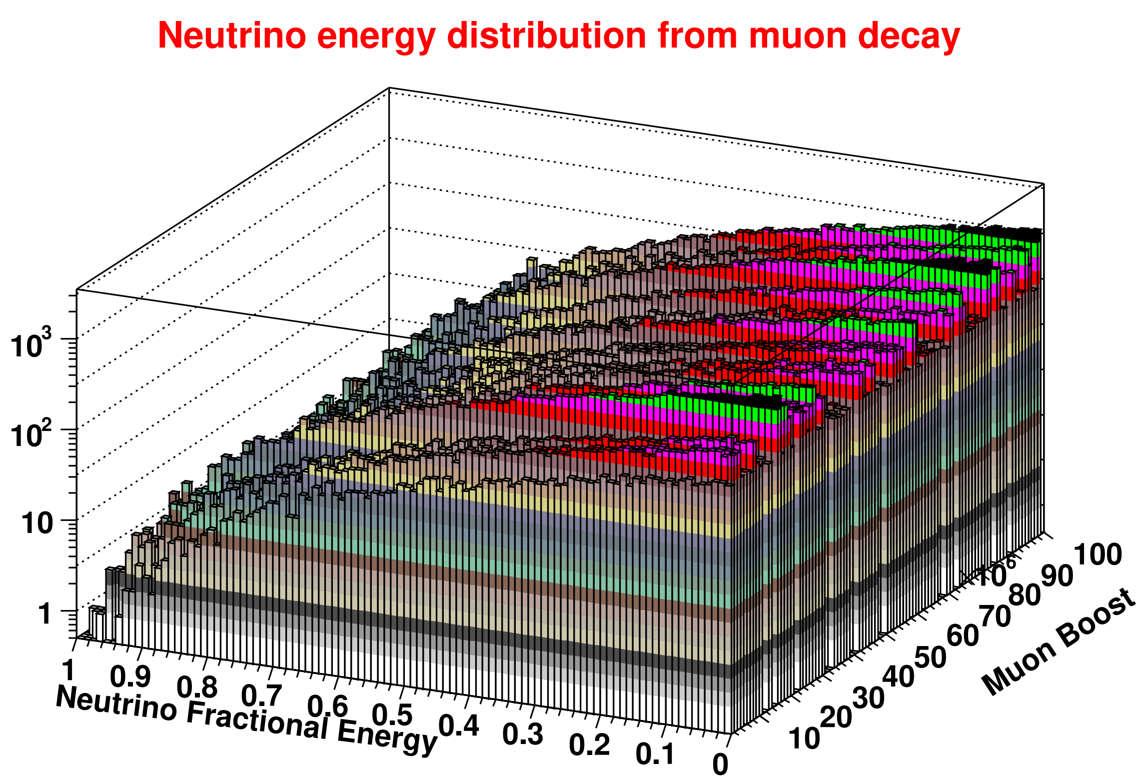

Figura 4.2: Distribuzione in energia dei neutrini in funzione del fattore di Lorentz del muone.

Si può trasformare la distribuzione 4.12 in una distribuzione nel laboratorio mediante una simulazione. Il risultato è proposto in fig. 4.2.

Come si può agevolmente osservare la distribuzione non dipende fortemente dall'energia iniziale del muone, pertanto è possibile usare una parametrizzazione di scaling per l'ampiezza. Il risultato, ricavato nei dettagli in appendice A.5, e' la seguente distribuzione normalizzata in energia dei neutrini

$$\frac{dP}{dE_\nu}(E_\nu, E_\mu) = -\frac{0.116}{E_\mu} \times \left(1 - 47.27\left(1 - \frac{E_\nu}{E_\mu}\right)^{1.6}\right) . \qquad (4.13)$$

Usando la distribuzione 4.13 si trova che l'emissività di neutrini dovuta al solo decadimento del muone vale

$$Q_\nu^\mu(E_\nu) = \int_{E_\mu^{min}}^{\infty} dE_\mu Q_\mu^\pi(E_\mu) \frac{dP}{dE_\nu}(E_\nu, E_\mu) , \qquad (4.14)$$

dove

$$E_\mu^{min} \simeq E_\nu . \qquad (4.15)$$

Sostituendo si ottiene il risultato seguente:

$$Q_\nu^\mu(E_\nu) = -0.116 \times \int_{E_\nu}^{\infty} \frac{dE_\mu}{E_\mu} Q_\mu^\pi(E_\mu) \left(1 - 47.27 \left(1 - \frac{E_\nu}{E_\mu}\right)^{1.6}\right) \ , \tag{4.16}$$

che può essere esplicitamente calcolato, nel caso in cui la distribuzione iniziale dei muoni segua una legge di potenza $Q_\mu(E_\mu) = A \times (E_\mu/E_0)^{-\alpha}$:

$$Q_\nu^\mu(E_\nu) = b(\alpha) \times \left(\frac{E_\nu}{E_0}\right)^{-\alpha} \ , \tag{4.17}$$

dove abbiamo definito

$$b(\alpha) \equiv -0.116\, A \times \left(\frac{1}{\alpha} - 47.27 \frac{\Gamma(\alpha)\Gamma(2.6)}{\Gamma(\alpha+2.6)}\right) \ . \tag{4.18}$$

Questo risultato è in accordo con quello di Gaisser [97], ricavato per via analitica.

L'emissione complessiva di neutrini dovuta al decadimento a cascata dei $\pi^\pm$ risulta dalla somma delle 2 distribuzioni 4.9 e 4.17.

Per stimare il flusso di neutrini proveniente da Sgr A East conviene cercare di capire come si lega al flusso di fotoni da π^0 che abbiamo calcolato prima. Per prima cosa osserviamo che, se α è l'indice spettrale dei protoni incidenti,

$$\begin{aligned} Q_\gamma &= \frac{2}{\alpha}\, Q_{\pi^0} \\ Q_{\pi^\pm} &= 2 Q_{\pi^0} \ . \end{aligned} \tag{4.19}$$

D'altra parte, risolvendo analiticamente gli integrali per il flusso di neutrini e ponendo $\alpha \simeq 2.2$, nell'ipotesi che lo spettro si estenda abbastanza alle alte energie, è possibile trovare

$$\begin{aligned} Q_\nu^\pi &= \left(\frac{1}{1-r^2}\right)^{1-\alpha} \frac{1}{\alpha} \left(1 - \left(1-r^2\right)^{-\alpha} \left(\frac{0.1}{\alpha} - 7.4 \frac{\Gamma(\alpha)}{\Gamma(\alpha+2.6)}\right)\right) Q_{\pi^\pm} \\ &\simeq 1.3\, Q_\gamma \ , \end{aligned} \tag{4.20}$$

con $r \equiv \dfrac{m_\mu}{m_\pi}$. Questo risultato è in accordo con quello ottenuto in [98] per un'altra sorgente.

Se accettiamo l'ipotesi che il flusso misurato da HESS sia dovuto ai π^0, dobbiamo concludere che questi fotoni sono accompagnati da neutrini e antineutrini in modo tale che

$$F_\nu(E_\nu) \simeq 1.3 \times F_\gamma(E_\gamma) \ , \tag{4.21}$$

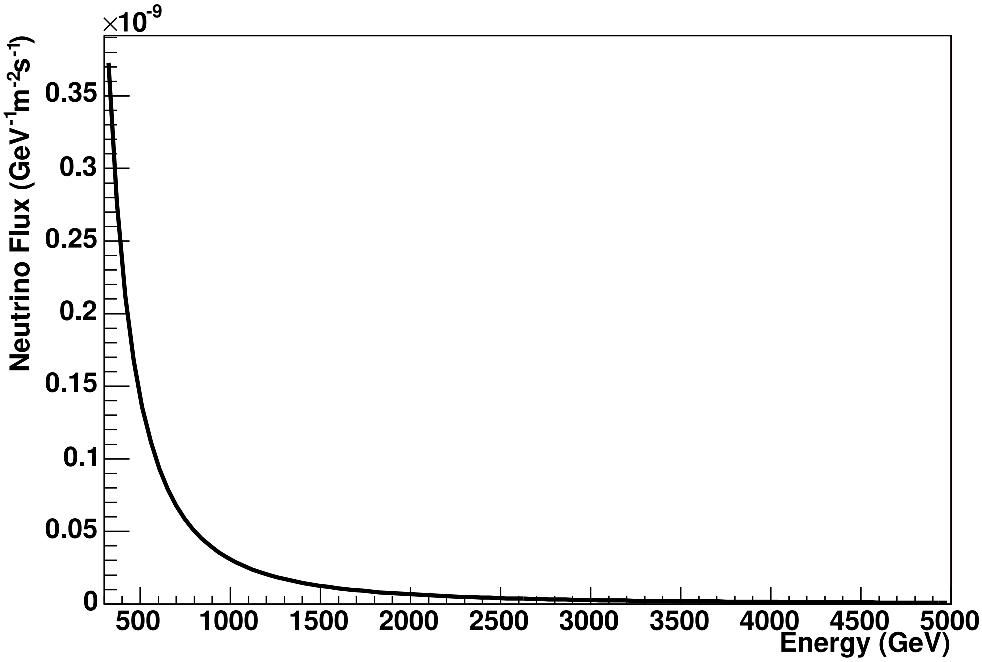

Figura 4.3: Flusso di neutrini dovuto al decadimento a cascata dei π.

e pertanto, riferendoci al flusso misurato da HESS [80],

$$F_\nu(E_\nu) \simeq 3.25 \times 10^{-15} \left(\frac{E_\nu}{1\,\mathrm{TeV}} \right)^{-2.2} \,\mathrm{GeV}^{-1}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,. \tag{4.22}$$

Tale flusso è rappresentato in fig. 4.3

In questa discussione non abbiamo tenuto conto della composizione in flavour del flusso di neutrini che troviamo. In effetti, la propagazione nel vuoto dei neutrini comporta la completa isotropizzazione dei neutrini su tutti e 3 i flavour, come si vedrà in seguito. Comunque, i processi che, secondo il modello, danno origine ai neutrini nel Centro Galattico, non prevedono la produzione di ν_τ. Quindi, se fosse possibile rilevare con certezza un'interazione di neutrino di tipo τ (osservando ad esempio un evento di "double bang") attribuibile al Centro Galattico, saremmo in presenza della comparsa di tale flavour. Un semplice calcolo della composizione in flavour del flusso alla sorgente può essere fatto osservando che solo ν_μ sono prodotti direttamente dai π, mentre dei neutrini prodotti dai μ metà è di tipo μ, metà di tipo e, senza alcuna differenza. Eseguendo la somma pesando opportunamente i vari contributi, si trova che il 75% dei neutrini è di tipo μ, mentre la restante parte è di tipo e.

4.3 Propagazione dei neutrini

La propagazione dei neutrini nel mezzo interstellare non presenta particolari problemi, dal momento che essi interagiscono debolmente. L'unico processo che altera la composizione originaria del flusso è il fenomeno delle oscillazioni.

Nel Modello Standard si impone che i neutrini abbiano massa nulla, per giustificare il fatto che vengono osservati sempre nello stesso stato di elicità. Tuttavia nel corso degli anni sono state trovate indicazioni di possibili fenomeni oltre il Modello Standard. Diversi esperimenti hanno infatti mostrato due problemi:

Neutrini solari Il flusso misurato di neutrini elettronici provenienti dal Sole è significativamente minore di quello predetto dal Modello Solare Standard.

Neutrini atmosferici Il rapporto osservato tra i neutrini atmosferici di tipo muonico e quelli di tipo elettronico è lontano dalle previsioni teoriche, e non poteva essere ritrovato cambiando il flusso incidente di Raggi Cosmici o migliorando i metodi di calcolo dei neutrini atmosferici.

Il modo principe di risolvere entrambi i problemi contemporaneamente è stato assumere che i neutrini oscillassero da una famiglia all'altra. In effetti ad oggi è stata ragionevolmente provata la conversione da una famiglia all'altra, mentre non si sono avute ancora prove definitive dagli esperimenti di comparsa di neutrini di diversi flavour.

Le oscillazioni dunque sono importanti nella propagazione dei neutrini dalla sorgente fino a Terra perché modificano la composizione dei flussi: questo fatto ha conseguenze sperimentali rilevanti, dal momento che i detector sono generalmente più efficienti nel rivelare muoni.

4.3.1 Calcolo delle oscillazioni

Il fenomeno delle oscillazioni si presenta nel caso in cui i neutrini abbiano massa non nulla e gli autostati di massa siano diversi dagli autostati di flavour. Quindi, sebbene le interazioni producano neutrini in autostati di flavour, questi propagano solo come sovrapposizioni di autostati di massa. La trasformazione dalla base che diagonalizza la matrice di flavour a quella che diagonalizza l'Hamiltoniana della propagazione libera è espressa da una matrice unitaria U. Si può scrivere, quindi, che

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{j=1}^{3} U_{\alpha,j} |\nu_j(t)\rangle \ , \tag{4.23}$$

dove α indica le varie famiglie (e, μ, τ), mentre l'indice j distingue gli autostati di massa.

Le oscillazioni tra 3 famiglie dipendono da 6 parametri indipendenti: 2 differenze di masse quadrate (Δm^2_{12} e Δm^2_{23}), 3 angoli di mescolamento (θ_{12}, θ_{23}, θ_{13}) e un fattore di fase responsabile di possibili violazioni di CP.

Attualmente le nostre conoscenze riguardano i seguenti parametri:

- $\theta_{13} \simeq 0$, come si ricava dal limite sulla scomparsa $\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_x$ ottenuto dall'esperimento CHOOZ [99].
- Nel settore dei neutrini atmosferici è stata misurata la scomparsa di ν_μ, mentre i ν_e sono compatibili con le attese senza oscillazioni: quindi si ha l'evidenza di oscillazioni $\nu_\mu \to \nu_\tau$. Sono stati stimati i seguenti parametri: $\Delta m^2_{23} \simeq 2.5 \times 10^{-3}\,\mathrm{eV}^2$ e $\theta_{23} \simeq 45°$.
- Nel settore dei neutrini solari sono stati misurati $\Delta m^2_{12} \simeq 8 \times 10^{-5}\,\mathrm{eV}^2$ e $\theta_{12} (= \theta_\odot) \simeq 35°$.

Quindi, assumendo elementi di matrice tutti reali (assenza di violazione di CP, nel caso in cui $|U_{e3}|^2 \simeq 0$), è possibile costruire la seguente base per gli autostati di massa [100]:

$$\begin{aligned}
|\nu_1\rangle &= \sin\theta_\odot |\nu^\star\rangle + \cos\theta_\odot |\nu_e\rangle \\
|\nu_2\rangle &= \cos\theta_\odot |\nu^\star\rangle - \sin\theta_\odot |\nu_e\rangle \\
|\nu_3\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\nu_\mu\rangle + |\nu_\tau\rangle) \; ,
\end{aligned} \tag{4.24}$$

dove

$$|\nu^\star\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\nu_\mu\rangle - |\nu_\tau\rangle) \tag{4.25}$$

è l'autostato ortogonale a $|\nu_3\rangle$.

Gli autostati di massa evolvono secondo la ben nota equazione di Schrœdinger

$$i\frac{d}{dt}|\nu_j(t)\rangle = H|\nu_j(t)\rangle \; , \tag{4.26}$$

in cui H è l'operatore hamiltoniano. Nel caso di propagazione libera nel vuoto, H sarà l'operatore diagonale nella base degli autostati di massa, con autovalori $E_j = \sqrt{m_j^2 + p_j^2}$. La soluzione dell'equazione di Schrœdinger sarà:

$$|\nu_j(t)\rangle = e^{i(p_j x - E_j t)}|\nu_j(0)\rangle \; , \tag{4.27}$$

dove $|\nu_j(0)\rangle$ è l'autostato di massa per $t, x = 0$, normalizzato a 1. Essendo il neutrino certamente ultrarelativistico, si può approssimare $t \approx L$ e $E_i =$

$\sqrt{p^2 + m_i^2} \approx p + m_i^2/2p$. Allora la probabilità di oscillazione da una famiglia α a una famiglia β su un percorso di lunghezza L, a fissato impulso p, vale:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) \equiv |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle|^2 = \left| \sum_j U^*_{\beta j} e^{i(p_j x - E_j t)} U_{\alpha j} \right|^2 = \\ = \delta_{\alpha\beta} - \sum_{j,k} U_{\alpha j} U^*_{\beta j} U^*_{\alpha k} U_{\beta k} e^{-i \frac{\Delta m^2_{jk} L}{2E}} , \end{aligned} \tag{4.28}$$

dove $\Delta m^2_{jk} \equiv m_j^2 - m_k^2$.

Si può mostrare che nel caso in cui $|\Delta m^2_{12}| \ll |\Delta m^2_{23}| \sim |\Delta m^2_{13}|$, il mescolamento delle 3 famiglie si disaccoppia in 2 mescolamenti indipendenti di 2 famiglie. In questo scenario la matrice di mixing si semplifica notevolmente. Introducendo un unico angolo θ si può scrivere

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} . \tag{4.29}$$

La probabilità di oscillazione da α a β è data da

$$P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) = \sin^2(2\theta)\, \sin^2 \left(1.27 \frac{(\Delta m^2_{12}/1\,\mathrm{eV}^2)(L/1\,\mathrm{km})}{E/1\,\mathrm{GeV}} \right) . \tag{4.30}$$

Chiaramente, dato un flusso di neutrini di tipo α, l'effetto della propagazione è quello di convertire parte di quei neutrini in neutrini di altre famiglie. L'equazione generale per questo processo è

$$\Phi_\beta = \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \Phi^0_\alpha P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) . \tag{4.31}$$

4.3.2 Effetto delle oscillazioni

Calcoliamo l'effetto delle oscillazioni su un flusso di neutrini prodotto dal Centro Galattico. Essendo la distanza del Centro Galattico dalla Terra $L \simeq 8\,\mathrm{kpc}$, si ha $\Delta m^2 \times L/E \gg 1$. Pertanto le differenze di fase sono completamente eliminate dall'incertezza sulla reale posizione del Centro Galattico e dal fatto che la sorgente è estesa anche in profondità. Un'integrazione su $L \in (L_{min}, L_{max})$ annulla il contributo di $\cos L$. Quindi la probabilità di transizione diventa

$$P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) = \sum_i |U_{\alpha,i}|^2 |U_{\beta,i}|^2 . \tag{4.32}$$

$\rightarrow$	ν_e	ν_μ	ν_τ
ν_e	60%	20%	20%
ν_μ	20%	40%	40%
ν_τ	20%	40%	40%

Tabella 4.1: Probabilità di conversione tra i diversi flavour.

Le probabilità di oscillazione tra flavour sono allora:

$$\begin{aligned}
&P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \frac{1}{4}(\cos^4\theta_\odot + \sin^4\theta_\odot + 1) \\
&P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2\theta_\odot \cos^2\theta_\odot \\
&P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = \cos^4\theta_\odot + \sin^4\theta_\odot \ .
\end{aligned} \tag{4.33}$$

Si possono riassumere in una tabella (4.1) i valori delle oscillazioni calcolati in base ai parametri misurati.

Quindi l'effetto sostanziale delle oscillazioni è di isotropizzare il flusso di neutrini nello spazio dei flavour. Pertanto è lecito aspettarsi la comparsa di neutrini di tipo τ anche se nei processi finora trattati non sono stati prodotti direttamente.
In particolare il flusso di antineutrini elettronici prodotto dal decadimento dei neutroni arriverà a Terra come un 60% di ν_e e un 20% di ν_μ e ν_τ.
Per quanto riguarda i neutrini dovuti alla catena dei π, prodotti in egual misura nelle famiglie e e μ, essi giungono a noi completamente isotropizzati sui 3 flavour.

Capitolo 5

Simulazione di ANTARES

I flussi di neutrini appena calcolati possono essere misurati dagli esperimenti in corso, in particolare ANTARES o KM3. Se questi rivelatori avessero la sensibilità necessaria per osservare flussi così deboli, avremmo elementi ulteriori e forse decisivi per la risoluzione del problema dell'origine e dell'accelerazione dei Raggi Cosmici. Questo capitolo studia più in dettaglio le performance dei rivelatori (in particolare ANTARES) attraverso una simulazione MonteCarlo.

5.1 MonteCarlo

Il software di simulazione di ANTARES è organizzato in diversi pacchetti che possono essere opportunamente combinati fra loro per costruire una "catena di simulazione". Gran parte degli strumenti software è ancora in evoluzione, soprattutto per quanto riguarda i pacchetti di generazione e ricostruzione degli eventi, che sono realmente cruciali per ottenere risposte attendibili dalla simulazione e pertanto vengono costantemente aggiornati e migliorati.

Tutti i pacchetti possono essere inclusi in una delle seguenti categorie:

1. Generazione di eventi fisici;
2. Produzione di luce Čerenkov e propagazione dei secondari (μ, sciami...);
3. Risposta dei tubi fotomoltiplicatori, digitizzazione e ricostruzione delle tracce.

5.1.1 Generazione e "Weighting technique"

Il volume di detector strumentato è circondato da una "can" cilindrica. La *can* è definita in modo tale che solo gli eventi generati al suo interno possano

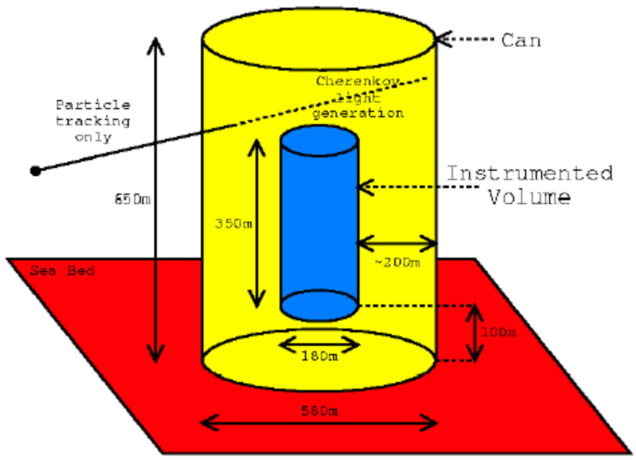

Figura 5.1: Immagine schematica della can di generazione.

essere osservati da ANTARES. Quindi se un neutrino effettua la sua conversione all'esterno della *can* non avrà alcuna speranza di essere misurato da ANTARES, mentre se converte all'interno può essere osservato. Usualmente la *can* contiene al suo interno tutto il volume strumentato del detector e si estende, in dimensioni lineari, per 3 lunghezze di attenuazione all'esterno. Una semplice illustrazione della geometria della *can* è data in fig.5.1.

La generazione dei neutrini viene fatta, generalmente, assumendo uno spettro di potenza in energia ($E^{-\gamma}$, in cui l'indice spettrale γ può essere stabilito dall'utente).

Il pacchetto generalmente usato per la generazione dei neutrini è Genhen [101]: esso consente di generare neutrini di ogni flavour nei pressi della *can* usando entrambi i canali di interazione di corrente carica e di corrente neutra. Nel caso in cui l'interazione avvenga all'interno della *can* vengono salvate le informazioni su tutte le particelle prodotte (muoni e possibili sciami dovuti all'adronizzazione), mentre se il neutrino interagisce all'esterno solo il muone (particella a lungo range) viene propagato fino alla superficie della *can* e le sue variabili cinematiche all'intersezione con questa superficie vengono conservate per consentire la successiva propagazione ed emissione di luce Čerenkov.

L'algoritmo di generazione tiene conto anche dell'opacità della Terra, che varia con l'angolo di incidenza del neutrino (perché varia la densità superficiale di bersagli), assegnando ad ogni neutrino una certa "probabilità di sopravvivenza", calcolata in accordo con l'eq.2.8.

La tecnica dei "pesi" è adottata dalla Collaborazione per utilizzare nel modo più efficiente il MonteCarlo.

Weigthing technique

Il metodo di generazione prevede che sia simulato, di volta in volta, un solo spettro a legge di potenza, con indice spettrale unico e definito dall'utente: $\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha}$. Tuttavia è possibile che si debbano effettuare analisi (ad esempio sulla funzione di risposta del detector) dipendenti dall'indice spettrale, in cui α deve necessariamente variare. La tecnica del ripesamento degli eventi consente di far questo senza dover simulare nuovamente le interazioni. La definizione di questo metodo è riportata in [102].

Dal momento che si impone, in generale, che tutti i neutrini simulati interagiscano, il rate di interazioni per unità di energia, tempo, volume e angolo solido vale

$$\frac{dN_\nu}{dE dt dV d\Omega} = E^{-\alpha} \times \frac{1}{I_E} \times \frac{1}{I_\theta} \times \frac{N_{tot}}{V_{gen}} \times \frac{1}{t_{gen}} , \qquad (5.1)$$

dove

1. $I_E(\alpha) \equiv \int_{E_{min}}^{E_{max}} dE\, E^{-\alpha}$ è il fattore di spazio delle fasi che compete a una generazione di neutrini con energie comprese nell'intervallo $E_{min} \div E_{max}$.

2. $I_\theta \equiv 2\pi(\cos\theta_{max} - \cos\theta_{min})$ è il fattore di spazio delle fasi "angolare", corrispondente a neutrini generati con valori dell'angolo di nadir compresi tra θ_{min} e θ_{max}. Nel caso di simulazione di sorgenti puntiformi il fattore I_θ è posto pari a 1.

3. N_{tot} è il numero totale di neutrini da generare.

4. V_{gen} è il volume di generazione.

5. t_{gen} è il tempo di generazione, completamente arbitrario.

A questo punto vogliamo ottenere il flusso di neutrini incidente sulla superficie della Terra equivalente al flusso simulato. Per far questo, seguendo il metodo proposto in [102], occorre dividere il rate calcolato prima per la probabilità di interazione (dipendente dall'energia) e per la probabilità di un neutrino con energia E di attraversare la Terra. Si ottiene così

$$\frac{d\phi_{\nu,gen}}{dE_\nu dS dt d\Omega} = E^{-\alpha} \times \frac{1}{I_E} \times \frac{1}{I_\theta} \times \frac{N_{tot}}{V_{gen}} \times \frac{1}{t_{gen}} \times \frac{1}{\sigma_\nu(E_\nu)\rho N_A P_{surv}(E_\nu,\theta_\nu)} . \qquad (5.2)$$

L'inverso del flusso calcolato prima è il peso di generazione:

$$w_{gen} \equiv \left(\frac{d\phi_{\nu,gen}}{dE_\nu dS dt d\Omega} \right)^{-1} . \tag{5.3}$$

Ora supponiamo di voler stimare il rate di eventi, integrato nel tempo, atteso da un flusso differente da quello considerato in precedenza, ad esempio differente per l'indice spettrale α. Chiamiamo ϕ_{new} tale flusso. Il rate aspettato sarà quindi semplicemente

$$w_{ev} = w_{gen} \times \phi_{new} . \tag{5.4}$$

Il peso di generazione è calcolato dalla simulazione evento per evento.

5.1.2 Produzione di luce Čerenkov e propagazione dei secondari

La propagazione attraverso l'acqua dei muoni e degli sciami elettromagnetici viene realizzata attraverso due pacchetti diversi:

geasim Si tratta di una simulazione basata su GEANT, utile per tutte le particelle a parte i muoni. La produzione di luce da parte degli sciami elettromagnetici è calcolata a partire dall'angolo di emissione Čerenkov, che è indipendente dalle condizioni iniziali dello sciame su un ampio spettro energetico (questa osservazione permette tra l'altro di risparmiare una gran quantità di tempo di CPU durante la simulazione).

Tutte le particelle stabili o comunque a vita media abbastanza lunga prodotte in output dall'algoritmo di generazione vengono tracciate attraverso l'acqua dentro la *can*. Ad ogni passo viene calcolato il cono di luce Čerenkov prodotto dalle particelle cariche e vengono determinati la probabilità di essere colpiti per gli OMs contenuti entro il cono e l'altezza del segnale prodotto (in unità di numero di fotoelettroni equivalenti), mediante un algoritmo basato su statistica Poissoniana.

km3 Il pacchetto **km3** supplisce alle carenze di **geasim** in fatto di muoni e include l'effetto della diffusione della luce. A differenza di quanto succede in **geasim**, i fotoni Čerenkov vengono prodotti e propagati individualmente fino agli OMs, attraverso modelli di diffusione e assorbimento implementati per seguire il percorso dei fotoni fino a che non siano assorbiti o escano dalla *can*, tenendo conto dei vari processi di scattering.

In questi pacchetti si tiene conto delle caratteristiche ottiche tipiche del sito sperimentale. Si considera una finestra di lunghezze d'onda di $300 \div 600$ nm e la dipendenza dalla lunghezza d'onda della luce Čerenkov della lunghezza di assorbimento (e di scattering), l'efficienza quantica dei PMTs e il coefficiente di trasmissione delle sfere di vetro e del gel sono usati per determinare la probabilità di avere un hit. Inoltre si tiene conto anche dell'orientazione dei PMTs rispetto al fronte d'onda e dell'accettanza geometrica del sistema. I tempi di arrivo dei fotoni sono calcolati usando la velocità di gruppo (piuttosto che la velocità di fase, usata fino a poco tempo fa) del fronte d'onda e tengono conto anche dei fattori di "smearing" dovuti al tempo di transito, all'efficienza di risposta dei PMTs e al fenomeno della dispersione.

5.1.3 Risposta dei PMTs, digitizzazione e ricostruzione delle tracce.

L'unico programma che implementa la risposta dei PMTs è **modk40**: il comportamento delle ARS è simulato impostando i valori di parametri quali il tempo di integrazione, il tempo morto e il livello di saturazione. Inoltre, la routine **modk40** aggiunge gli hit dovuti al decadimento del ^{40}K. Eventualmente, essendo il fondo di ^{40}K essenzialmente casuale, la routine può essere usata, come in effetti avviene, per simulare l'effetto completo della baseline, generando hit casuali con una frequenza di 60-70 kHz, circa 2 volte superiore a quella misurata del ^{40}K; in questo modo, la simulazione tralascia solo il fondo dovuto ai burst di bioluminescenza, non ancora implementato.

Oltre a questi parametri, bisogna considerare che nella realtà le stringhe sono sottoposte all'azione continua delle correnti (traslazione e torsione dei PMTs) e del tempo (variazione delle efficienze e delle caratteristiche fondamentali dei PMTs). Pertanto nella routine sono inseriti anche i dati sulla velocità e direzione delle correnti (qualche cm/s) presenti nel sito di ANTARES e quelli ottenuti in fase di calibrazione. Viene così calcolata la deformazione del detector e vengono aggiunti effetti di smearing ai parametri interessati.

La figura 5.2 illustra le possibili origini dei fotoni che producono un segnale nei PMTs. I primi ad arrivare sono i fotoni diretti del muone. I fotoni che hanno subito scattering e sono stati riprocessati arrivano dopo. A volte, anche un fotone casuale dovuto al decadimento del ^{40}K può dare luogo a un segnale compatibile con quello di un muone.

Dopo questi passaggi, il programma **reco** simula la logica del trigger e effettua la ricostruzione delle tracce.

Basato su una vecchia routine FORTRAN, POSIDONIA, **reco** permette l'uso di diverse strategie di ricostruzione.

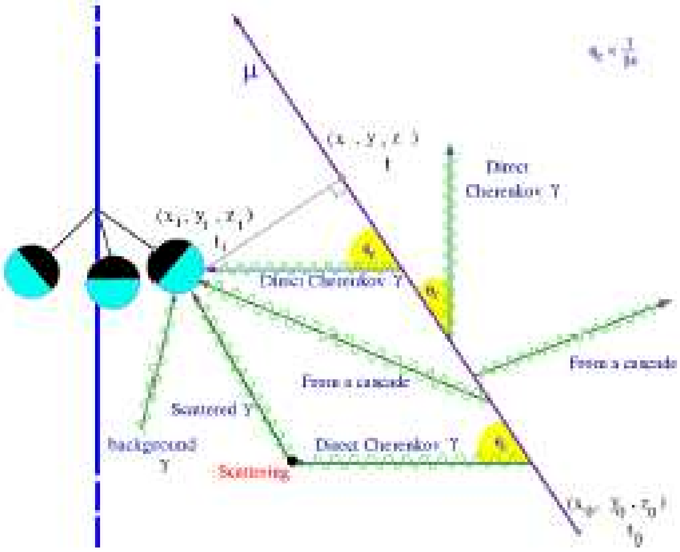

Figura 5.2: Schematizzazione dell'origine dei fotoni che producono un segnale visibile nei PMTs.

Tutte le diverse strategie si basano sulla relazione spazio-temporale tra gli hit successivi dovuta alla costanza dell'angolo Čerenkov. Tale relazione può essere espressa (in riferimento alla figura 5.3) come

$$t_j = t_o + \frac{z_j - z_o}{c} + \tan(\theta_C)\frac{r_j}{c} \ . \tag{5.5}$$

La *Classic 1D Strategy* è utile nel caso in cui l'evento abbia interessato una sola stringa, ad esempio un neutrino di bassa energia o uno sciame elettromagnetico o adronico dovuto a interazioni di corrente neutra. La *Classic 3D Strategy* è ottimizzata per ricostruire tracce che hanno interessato più di una stringa.

La *Aart Strategy* rappresenta un'evoluzione della *Classic 3D Strategy*, per quanto riguarda gli algoritmi di fit e prefit: si fa uso del metodo di massimizzazione della *likelihood* per separare gli hit di fondo dal segnale. In effetti, la Aart Strategy fa uso di diversi algoritmi di fit in cascata: inizialmente, attraverso un prefit lineare, si cerca di ottenere un insieme di punti e direzioni che si avvicinano il più possibile a quelli veri, pesando le posizioni degli hit "triggerati" con l'ampiezza del segnale dei PMTs. Successivamente l'insieme degli hit viene "pulito" eliminando gli hit peggiori (che danno il contributo maggiore alla matrice di covarianza) e viene calcolata la likelihood per il segnale e per il fondo. Il confronto delle distribuzioni (e opportuni tagli) porta al risultato finale. L'idea di fondo della strategia consiste in effetti nella ricerca

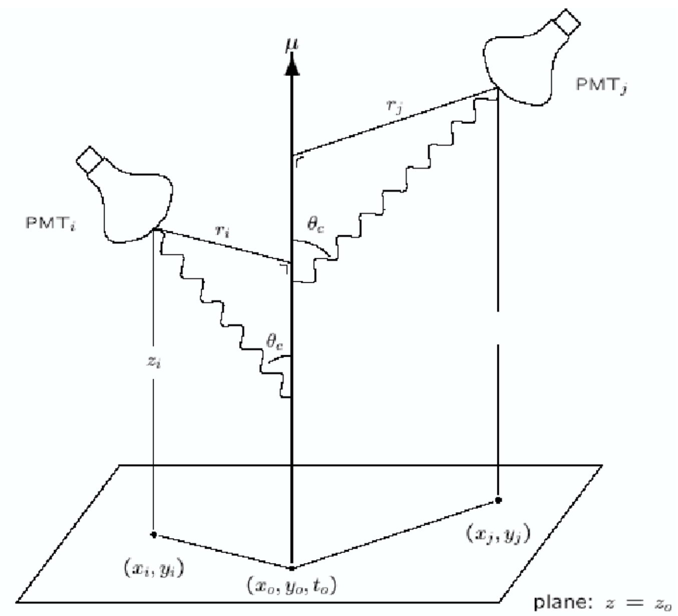

Figura 5.3: Schematizzazione delle relazioni geometriche tra la traccia del muone e i PMTs colpiti dai fotoni Čerenkov.

della massima purezza del segnale, in modo da limitare il numero degli hit spuri che rovinano la ricostruzione. Mediante questa strategia si ottengono risoluzioni angolari inferiori al grado ad alte energie, ma, a causa della necessità di una buona purezza, che richiede, essenzialmente, un elevato numero di hit prodotti dal segnale, peggiora a basse energie.
La *Carmona Strategy* è basata invece su un diverso algoritmo di prefit, che fa uso delle relazioni geometriche tra gli hit e la traccia dovute alla costanza dell'angolo Čerenkov: in questo caso la traccia viene ricostruita per punti attraverso la relazione 5.5, che ovviamente vale per ogni hit. Essa viene trasformata in una relazione geometrica (vengono tracciate iperboli) tra le posizioni dei PMTs. Purtroppo, essendo ben 4, in generale, le intersezioni di queste iperboli, l'algoritmo è lento e insicuro, perché richiede un controllo su tutti gli hit del campione e perché spesso la scelta dei punti giusti non è banale. Il pregio maggiore della strategia di Carmona sta nel fatto che in principio bastano 3 hit per identificare la traccia.

Le ultime due strategie, che sono anche le più recenti, hanno consentito di fare un passo avanti significativo sia rispetto all'ottimizzazione dell'area efficace, sia rispetto al miglioramento della risoluzione angolare, ad alte energie. Purtroppo non sono ancora stati fatti passi avanti così importanti nel campo della ricostruzione a basse energie (singola stringa), a causa delle intrinseche difficoltà tipiche delle interazioni di neutrini con energie minori del TeV (scarsa direzionalità dei muoni, corto range nella materia, pochi hit).

5.1.4 CalcRate

Esiste un ulteriore programma, **CalcRate**, sviluppato recentemente, che usa tabelle precompilate di Aree Efficaci per effettuare la convoluzione tra il flusso incidente e, appunto, l'Area Efficacie di ANTARES. Tali tabelle sono state ottenute utilizzando il metodo di ricostruzione "Aart Strategy", ottimizzato per flussi diffusi e comunque per neutrini di alta energia ($E \gtrsim 1\,\mathrm{TeV}$).

Si tratta, in pratica, di un "fast simulator" in grado di restituire rapidamente il rate di eventi attesi per un dato flusso teorico di neutrini, con una precisione di circa il 20–30%.

L'uso di CalcRate è particolarmente indicato nel caso in cui si voglia stimare, a grandi linee, se una certa sorgente può essere o meno promettente per ANTARES, ma per avere un dato numerico di una certa validità occorre una simulazione completa dell'apparato, in quanto la risposta del rivelatore è fortemente dipendente dalla posizione della sorgente, dall'indice spettrale e da tutte le variabili esterne in gioco.

5.2 Simulazione

Al fine di ottenere il rate di eventi attesi per un flusso di neutrini provenienti dal Centro Galattico abbiamo avviato una produzione di massa, utilizzando la catena descritta in precedenza.

Sono stati simulati fasci di neutrini di tipo μ provenienti dalla direzione del Centro Galattico. Il primo controllo effettuato ha riguardato il fatto che la direzione effettiva di provenienza delle tracce originali fosse quella richiesta. Il risultato è stato positivo, anche se purtroppo occorre osservare che non è stato previsto alcun tipo di smearing della sorgente.

L'indice spettrale è stato impostato a quello misurato da HESS ($\alpha \simeq 2.21$) per Sgr A East. La simulazione ha riguardato una sorgente con declinazione pari a $-29.03°$ (quella del Centro Galattico), ma coordinata azimutale (hour angle) variabile, perché la simulazione non consente ancora di seguire adeguatamente lo sviluppo temporale della presa dati del detector.

L'Area Efficace, stimata per i neutrini simulati, con i tagli di qualità riportati in [58] e la condizione che le tracce fossero ricostruite entro 1° dalla direzione vera della sorgente, è rappresentata in fig.5.4. Il tasso di eventi atteso per ANTARES, calcolato effettuando la convoluzione tra il flusso di neutrini incidente a Terra e l'Area Efficace, è mostrato nelle figure 5.5, 5.6.

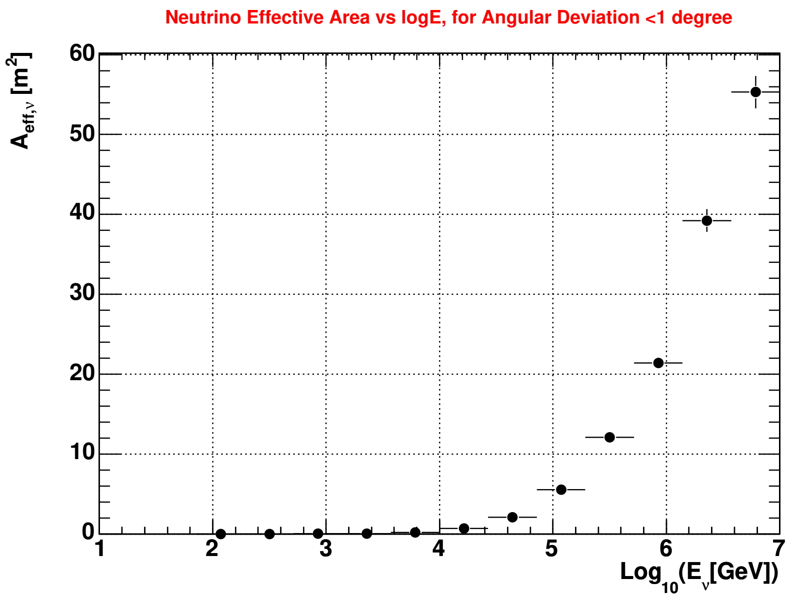

Figura 5.4: area Efficace per flusso di neutrini con indice spettrale pari a 2.2 e provenienti dalla direzione del Centro Galattico.

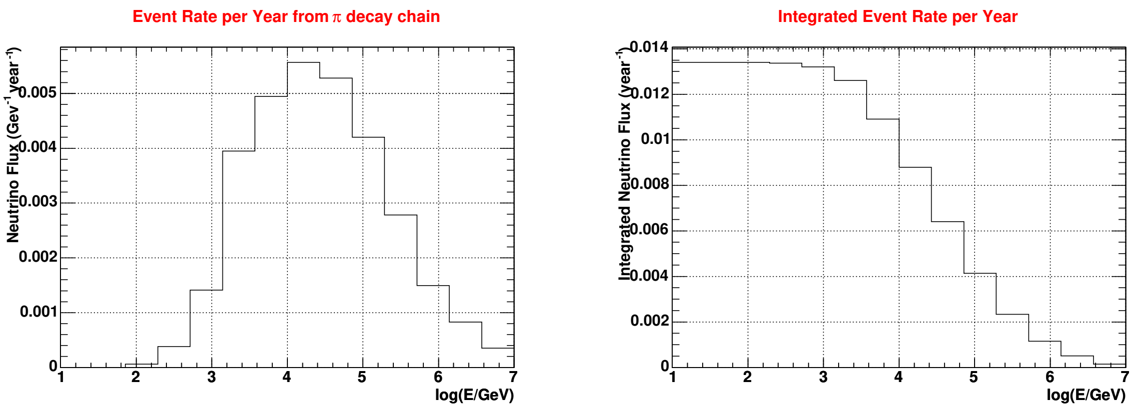

Figura 5.5: Rate differenziale e integrato di eventi ottenuto con il flusso di fig.4.3, riferito ai soli neutrini e antineutrini di tipo muonico.

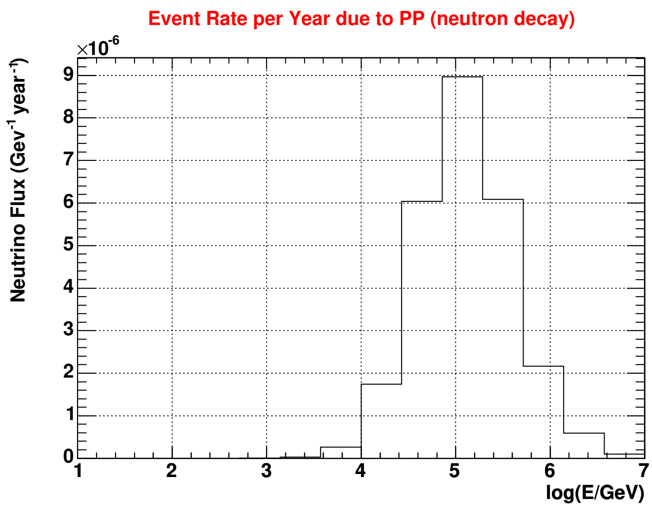

Figura 5.6: Rate differenziale di eventi ottenuto con il flusso di fig.4.1.

Purtroppo i flussi non sono tali da consentire una rapida scoperta della sorgente. In effetti, nel caso migliore, almeno 15–20 anni sarebbero necessari per avere 1 evento in ANTARES. D'altra parte, la catena di simulazione è ancora incompleta. Infatti solo recentemente è stata messa a punto una strategia per la ricostruzione degli sciami (e quindi per calcolare le aree efficaci per eventi di neutrini elettronici e tauonici), mentre non esiste ancora una simulazione indipendente della logica del trigger (attualmente questo avviene all'interno di **modk40** e **reco**, ma sarebbe forse più opportuno simulare il trigger in un programma a parte: in questo modo saremmo in condizioni simili a quelle della presa dati reale) e una definizione del sistema di coordinate che tenga conto anche dell'evoluzione temporale del detector.

Inoltre risulta difficile valutare l'impatto sul rate misurato di parametri come le accettanze e le efficienze dei singoli PMTs. Bisogna osservare che tutti i rate sono stati calcolati usando i parametri "ufficiali" della Collaborazione, per i quali l'intera catena del MonteCarlo è stata ottimizzata. Nel prossimo futuro, utilizzando il software del Data Acquisition System e integrandolo opportunamente con la catena del MonteCarlo, sarà possibile fare valutazioni realistiche dell'impatto dei parametri dei fotomoltiplicatori (efficienze, risoluzioni temporali) e delle stringhe (azione delle correnti, precisione del sistema di posizionamento e quant'altri) sui risultati.

Nel caso di un esperimento più grande, come il prossimo NEMO ad esempio, o comunque con un volume di 1 km^3, la situazione sarebbe migliore. In effetti, è noto che tale esperimento avrebbe un'Area Efficace circa 20 volte maggiore di quella di ANTARES [103]. Pertanto sarebbe possibile avere eventi in 5–7 anni, che consentirebbero di osservare il Centro Galattico anche mediante i neutrini.

Capitolo 6

Conclusioni

Questo lavoro è stato dedicato allo studio di una particolare sorgente, il Centro Galattico. Dopo una breve rassegna delle principali informazioni attualmente note sulla fisica dei Raggi Cosmici e sulle tecniche di rivelazione, e dopo un'altrettanto breve presentazione dei telescopi per neutrini (in particolare ANTARES, nel cui ambito è stato realizzato questo lavoro) e delle loro caratteristiche, ho presentato l'analisi del Centro Galattico.

Mi sono soffermato sulle caratteristiche attualmente note, inferite dalle osservazioni fatte in passato nelle bande radio, infrarosse, X. Interesse notevole hanno suscitato le recenti osservazioni di raggi gamma provenienti dalla direzione di Sgr A East. Il modello più convincente che può spiegare questi flussi prevede che i fotoni siano prodotti dal decadimento dei pioni neutri prodotti dalle interazioni adroniche tra protoni accelerati e il gas ionizzato che riempie la regione. Pertanto, si ritiene che il Centro Galattico, e soprattutto il SNR Sgr A East, siano ambienti astrofisici in cui l'accelerazione di particelle cosmiche è possibile. In effetti, gli elevati campi magnetici dedotti dalle varie analisi, consentirebbero l'accelerazione di particelle fino a energie dell'ordine dell'EeV. A causa delle particolari caratteristiche della regione, sono state identificate 2 possibili segnature dell'avvenuta accelerazione: in primo luogo, dovrebbe essere possibile osservare i neutroni di altissima energia ($\sim$ EeV) prodotti dalle interazioni tra i nuclei accelerati e i fotoni infrarossi presenti in Sgr A East; la seconda segnatura è la produzione di neutrini, dovuti sia al decadimento in volo dei neutroni, sia alla catena di decadimento dei pioni prodotti dalle interazioni adroniche dei protoni accelerati sui nuclei del gas (principalmente idrogeno molecolare).

Se questi flussi saranno effettivamente osservati, sarà possibile avere una prova dell'effettiva accelerazione di particelle fino ad altissime energie. In più, avremo provato, attraverso l'osservazione dei neutrini, che le interazioni responsabili della produzione di fotoni sono di tipo adronico e non leptonico.

Inoltre, sebbene i flussi attesi siano stati calcolati per Sgr A East, le equazioni ricavate hanno una validità più generale e possono essere applicate anche ad altri ambienti.

Ho studiato, inoltre, la possibilità effettiva di rivelare tali particelle mediante i detector attualmente in fase di costruzione o già costruiti. L'esperimento AUGER dovrebbe poter identificare i neutroni di altissima energia provenienti dal Centro Galattico in pochi anni di presa dati. L'esperimento ANTARES potrà identificare molto difficilmente la sorgente, a causa del suo piccolo volume. Un detector di 1 km^3 di volume, situato nell'emisfero Nord, potrebbe invece osservare i neutrini prodotti con pochi anni di presa dati.

Questo studio ha anche prodotto altri risultati secondari: in particolare è stato calcolato, mediante una simulazione condotta con PYTHIA, lo spectrum-weighted momentum di neutroni prodotti da interazioni protone-protone ad altissima energia; è stato anche stimato, mediante una simulazione dedicata basata su calcoli analitici, lo spectrum-weighted momentum dei neutrini prodotti nella catena di decadimento dei pioni. Quest'ultimo risultato è in ottimo accordo con quello ricavato da Gaisser [97] per via puramente analitica.

In ogni caso, la rivelazione o meno dei flussi predetti dal modello darà importanti informazioni sull'origine dei Raggi Cosmici e soprattutto sulla loro accelerazione, dovuta a meccanismi ancora in parte sconosciuti. Anche la nostra conoscenza del Centro Galattico sarà accresciuta quando gli esperimenti avranno fornito i loro dati: ad esempio sarà chiaro se esso è o meno un buon acceleratore e le sue caratteristiche sono state ben comprese.
Questo fatto farà luce, in ambito più generale, sul problema dell'origine dei Raggi Cosmici galattici. Sebbene si pensi che l'origine dei Raggi Cosmici di altissima energia, compresa tra il "ginocchio" e la "caviglia", sia strettamente collegata con quella dei Raggi Cosmici di più bassa energia, per via dell'estrema regolarità dello spettro, tuttavia non è chiaro se veramente i SuperNova Remnant possano realizzare l'accelerazione: in effetti non si hanno misure dirette dell'energia massima raggiungibile nei SNR. Sebbene abbiamo dato argomenti ragionevoli del fatto che l'energia massima di protoni e nuclei possa raggiungere l'EeV, la misura effettiva di particelle così energetiche provenienti da Sgr A East sarebbe una conferma decisiva della validità dei nostri modelli.

Appendice A

Calcolo dettagliato di alcuni processi

A.1 Emissione di raggi γ da interazioni pp

Calcoliamo lo spettro dei γ-rays prodotti dall'interazione adronica di nuclei di altissima energia (principalmente protoni) sui nuclei (prevalentemente di idrogeno) presenti nell'ambiente di Sgr A East. Il processo dominante è $pp \to NN + n_\pi \pi^{\pm,0}$ (con n_π la molteplicità dei pioni), seguito dal decadimento del π^0. Supponiamo (seguendo [81, 82]) di avere un flusso di protoni, la cui emissività è

$$\frac{dN_p}{dE_p dV}(E_p) = n_0 \left(\frac{E_p}{E_0}\right)^{-\alpha} , \tag{A.1}$$

che interagisce con protoni a riposo, con densità numerica n_H.
L'emissività dei pioni è [81, 82, 87]

$$\begin{aligned} Q^{pp}_{\pi^0} &= c\, n_H \int_{E_p^{min}(E_{\pi^0})}^{E_p^{max}} dE_p \frac{dN_p}{dE_p dV}(E_p) \frac{d\sigma}{dE_{\pi^0}}(E_p, E_{\pi^0}) = \\ &= c\, n_H \sigma_0 \frac{dN_p}{dE_p dt dV}(E_{\pi^0}) \int_0^1 dx\; x^{2-\alpha} f_{\pi^0}(x) , \end{aligned} \tag{A.2}$$

dove per la sezione d'urto abbiamo usato la parametrizzazione di scaling dovuta a Blasi [88]

$$\frac{d\sigma(E_p, E_{\pi^0})}{dE_{\pi^0}} = \frac{\sigma_0}{E_{\pi^0}} f_{\pi^0}(x) , \tag{A.3}$$

con $x = E_{\pi^0}/E_p$, $\sigma_0 = 32$ mbarn e

$$f_{\pi^0}(x) = 0.67(1-x)^{3.5} + 0.5 e^{-18x} . \tag{A.4}$$

Definiamo

$$\Lambda^0(\alpha) = \int_0^1 dx x^{2-\alpha} f_{\pi^0}(x) \ . \tag{A.5}$$

Analogamente per il successivo decadimento del π^0 sarà:

$$Q_\gamma(E_\gamma) = \int_{E_{\pi^0}^{min}(E_\gamma)}^{E_{\pi^0}^{max}} dE_{\pi^0} Q_{\pi^0}^{pp} \cdot \frac{dP_\gamma}{dE_\gamma}(E_\gamma) \ , \tag{A.6}$$

dove

$$E_{\pi^0}^{min}(E_\gamma) = E_\gamma \left(1 + \frac{m_{\pi^0}^2}{4\,E_\gamma^2}\right) \ . \tag{A.7}$$

Per il calcolo di dP_γ/dE_γ si può procedere così.
Osserviamo che nel sistema di riposo del π^0 la distribuzione angolare dei 2 fotoni è isotropa, in quanto il π^0 ha spin nullo:

$$\frac{dN_\gamma}{d\cos\theta\,'} = \text{cost} \ . \tag{A.8}$$

Questa distribuzione può essere agevolmente trasformata nel sistema del "laboratorio", in cui

$$E_\gamma = \Gamma_{\pi^0} E_\gamma^{'} (1 - \beta_{\pi^0} \cos\theta^{'}) \ , \tag{A.9}$$

dove $E_\gamma^{'} = m_{\pi^0}/2$, come

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}(E_\gamma) = \text{cost} \cdot \frac{1}{\beta_{\pi^0}\Gamma_{\pi^0}\mathrm{E}_\gamma^{'}} = \text{cost} \cdot \frac{1}{\beta_{\pi^0}\Gamma_{\pi^0}\mathrm{m}_{\pi^0}/2} = \text{cost} \cdot \frac{2}{\mathrm{p}_{\pi^0}} \ , \tag{A.10}$$

con $p_{\pi^0} = \sqrt{E_{\pi^0}^2 - m_{\pi^0}^2}$, nell'intervallo

$$E_\gamma^{min} = \Gamma_{\pi^0} E_\gamma^{'} (1 - \beta_{\pi^0}) \leq E_\gamma \leq \Gamma_{\pi^0} E_\gamma^{'} (1 + \beta_{\pi^0}) = E_\gamma^{max} \ . \tag{A.11}$$

Per calcolare il valore della costante basta osservare che il numero totale di fotoni prodotti dal decadimento di un π^0 è 2, e quindi bisogna imporre che l'integrale della distribuzione (A.10) nell'intervallo di energie consentito sia pari a 2:

$$2 = \int_{E_\gamma^{min}}^{E_\gamma^{max}} dE_\gamma \ \text{cost} \cdot \frac{2}{\mathrm{p}_{\pi^0}} = \text{cost} \cdot \frac{2}{\mathrm{p}_{\pi^0}} \cdot \mathrm{p}_{\pi^0} = 2 \cdot \text{cost} \ , \tag{A.12}$$

da cui segue

$$\text{cost} = 1 \ . \tag{A.13}$$

Quindi la distribuzione cercata sarà:

$$\frac{dP_\gamma}{dE_\gamma} = \frac{2}{p_{\pi^0}} \tag{A.14}$$

e l'emissività dei fotoni

$$Q_\gamma(E_\gamma) = \int_{E_\gamma\left(1+\frac{m_{\pi 0}^2}{4\,E_\gamma^2}\right)}^{E_{\pi^0}^{max}} dE_{\pi^0} Q_{\pi^0}^{pp} \frac{2}{\sqrt{E_{\pi^0}^2 - m_{\pi^0}^2}} \; . \tag{A.15}$$

Ad alte energie ($E_\gamma \gg m_{\pi^0}$) si possono effettuare diverse semplificazioni:

- si può trascurare la massa del pione nel limite di integrazione inferiore;
- a fortiori si può trascurare la massa del pione nell'espressione sotto radice quadrata, in quanto anche i pioni saranno ultrarelativistici;
- si può mettere a ∞ l'estremo superiore dell'integrale, in quanto il suo contributo è trascurabile se lo spettro dei pioni (e quindi dei protoni) si estende per un intervallo sufficientemente ampio.

Con queste sempificazioni l'equazione (A.15) diventa:

$$Q_\gamma(E_\gamma) \simeq \int_{E_\gamma}^{\infty} dE_{\pi^0} Q_{\pi^0}^{pp} \frac{2}{E_{\pi^0}} = \frac{2}{\alpha} \Lambda^0(\alpha) c \; n_H \sigma_0 n_0 \left(\frac{E_\gamma}{E_0}\right)^{-\alpha} \; . \tag{A.16}$$

A.2 Emissione di neutrini e muoni dal decadimento di π

Consideriamo l'emissività di pioni carichi dovuta a interazioni protone-protone:

$$\begin{aligned} Q_{\pi^\pm}^{pp} &= c \; n_H \int_{E_p^{min}(E_\pi)}^{E_p^{max}} dE_p \frac{dN_p}{dE_p dV}(E_p) \frac{d\sigma}{dE_\pi}(E_p, E_\pi) = \\ &= c \; n_H 2\sigma_0 \frac{dN_p}{dE_p dV}(E_\pi) \int_0^1 dx \; x^{2-\alpha} f_\pi(x) \; , \end{aligned} \tag{A.17}$$

dove abbiamo usato la parametrizzazione della sezione d'urto dovuta a Blasi [88] moltiplicata per 2 perché per ogni pione neutro ne vengono prodotti 2 carichi. L'argomento con cui si può calcolare la distribuzione di muoni e neutrini nel sistema del laboratorio è molto simile a quello appena descritto per i fotoni. L'osservazione preliminare consiste nello stabilire che la distribuzione angolare nel sistema di riposo del pione che decade è costante, a causa del fatto che il pione ha spin nullo:

$$\frac{dN_{\mu(\nu)}}{d\cos\theta\,'} = \mathrm{cost}\ . \tag{A.18}$$

D'altra parte nel sistema in cui

$$E_{\mu(\nu)} = \Gamma_\pi \left(E'_{\mu(\nu)} - p'_{\mu(\nu)} \beta_\pi \cos\theta\,' \right) \ , \tag{A.19}$$

vale

$$\frac{dN_{\mu(\nu)}}{dE_{\mu(\nu)}}(E_{\mu(\nu)}) = \mathrm{cost} \cdot \frac{1}{\beta_\pi \Gamma_\pi p'_{\mu(\nu)}}\ . \tag{A.20}$$

Osserviamo che è

$$\begin{aligned} E'_\mu &= \frac{m_\pi^2 + m_\mu^2}{2m_\pi} \\ E'_\nu &= \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi} = p'_\mu = p'_\nu \end{aligned} \tag{A.21}$$

da cui seguono i limiti per l'energia nel laboratorio:

$$\Gamma_\pi \left(E'_{\mu(\nu)} - \beta_\pi p'_{\mu(\nu)} \right) \leq E_{\mu(\nu)} \leq \Gamma_\pi \left(E'_{\mu(\nu)} + \beta_\pi p'_{\mu(\nu)} \right)\ . \tag{A.22}$$

La costante può essere agevolmente calcolata imponendo la condizione che lo stato finale contenga solo un muone (o un neutrino), che comporta

$$1 = \int_{E^{min}_{\mu(\nu)}}^{E^{max}_{\mu(\nu)}} dE_{\mu(\nu)}\ \mathrm{cost} \cdot \frac{1}{\beta_\pi \Gamma_\pi p'_{\mu(\nu)}} = \mathrm{cost} \cdot \frac{2p'_{\mu(\nu)}}{p'_{\mu(\nu)}} = \mathrm{cost} \cdot 2\ , \tag{A.23}$$

da cui segue

$$\mathrm{cost} = \frac{1}{2} \tag{A.24}$$

e

$$\frac{dN_{\mu(\nu)}}{dE_{\mu(\nu)}}(E_{\mu(\nu)}, E_\pi) = \frac{m_\pi^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2} \frac{1}{p_\pi}\ . \tag{A.25}$$

Pertanto sarà

$$Q_\nu(E_\nu) = \frac{m_\pi^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2} \int_{E_\pi^{min}(E_\nu)}^{\infty} \frac{dE_\pi}{p_\pi} Q_\pi(E_\pi)\ , \tag{A.26}$$

con $E_\pi^{min}(E_\nu)$ definito come in 4.10. Analogamente per i muoni, con

$$E_\pi^{min}(E_\mu) = E_\mu\ , \tag{A.27}$$

ma con il caveat

$$E_\pi^{max}(E_\mu) = \min\left(E_\pi, \frac{m_\pi^2}{m_\mu^2} E_\mu \right)\ . \tag{A.28}$$

A.3 Neutroni da interazioni pp: SWM e emissività

Abbiamo appreso da simulazioni di interazioni protone-protone di alta energia effettuate con PYTHIA [93] che la probabilità che un protone incidente con energia E_p produca neutroni con energia E_n è dP_n/dx (v. 3.66), che ora chiameremo $g(x)$. Vogliamo calcolare la sezione d'urto differenziale.
Assumiamo che la sezione d'urto totale per il processo valga σ_{pp}, e la molteplicità dei neutroni sia n_n. La sezione d'urto che cerchiamo sarà data in generale da:

$$\frac{d\sigma}{dE_n} = \sigma_{inel}\, n_n \times f(E_n, E_p) \ , \tag{A.29}$$

dove la f soddisfa la proprietà

$$\int_0^{E_p} dE_n f(E_n, E_p) = 1 \tag{A.30}$$

ed è ovviamente legata alla $g(x)$. Vale

$$\begin{aligned}\int_0^1 dx\, g(x) &= \int_0^{E_p} \frac{dE_n}{E_p} \left[0.064 \frac{\left(1 - \frac{E_n}{E_p}\right)^2}{\frac{E_n}{E_p}} + 0.094 \sqrt{1 - \frac{E_n}{E_p}} \right] = \\ &= \int_0^{E_p} dE_n \frac{1}{E_n} \left[0.064 \left(1 - \frac{E_n}{E_p}\right)^2 + 0.094 \frac{E_n}{E_p} \sqrt{1 - \frac{E_n}{E_p}} \right] = \\ &= \int_0^{E_p} dE_n f(E_n, E_p) \ .\end{aligned} \tag{A.31}$$

Quindi dobbiamo assumere

$$f(E_n, E_p) = \frac{1}{E_n} \left[0.064 \left(1 - \frac{E_n}{E_p}\right)^2 + 0.094 \frac{E_n}{E_p} \sqrt{1 - \frac{E_n}{E_p}} \right] = \frac{1}{E_n} \times h(x) \ , \tag{A.32}$$

e di conseguenza

$$\frac{d\sigma}{dE_n} = \sigma_{inel}\, n_n \times f(E_n, E_p) = \frac{\sigma_{inel}}{E_n}\, n_n\, h(x) \ , \tag{A.33}$$

con

$$h(x) \equiv 0.064\,(1 - x)^2 + 0.094 x \sqrt{1 - x} \ . \tag{A.34}$$

Osserviamo che il valor medio di x vale

$$\langle x \rangle \simeq \int_0^1 dx\, h(x) \simeq 0.05\ . \tag{A.35}$$

Questo argomento è valido, chiaramente, anche nel caso in cui la sezione d'urto totale non sia costante, quindi ora espliciteremo la dipendenza della sezione d'urto totale inelastica dall'energia.
Supponiamo che la sezione d'urto totale inelastica presenti l'andamento seguente:

$$\sigma_{inel}(E_p) = \sigma_0 \cdot \left(1 + A \ln\left(\frac{E_p}{E_1}\right)\right)\ , \tag{A.36}$$

in cui la definizione di σ_0 e A è ovvia, data l'espressione per σ_{pp} (3.61). L'emissività di neutroni è

$$\begin{aligned}
\widetilde{Q}_n^{pp}(E_n) &= const \cdot \int_{E_n}^{E_p^{max}} dE_p \left(\frac{E_p}{E_0}\right)^{-p} \frac{d\sigma}{dE_n} = \\
&= const \cdot \sigma_0 \left(\frac{E_n}{E_0}\right)^{-p} \int_0^1 dx x^{p-2} h(x) \left(1 + A \ln^2\left(\frac{E_n}{E_1}\frac{1}{x}\right)\right) = \\
&= cost \cdot \sigma_0 \left(\frac{E_n}{E_0}\right)^{-p} \int_0^1 dx x^{p-2} h(x) \left(1 + A \ln^2\left(\frac{E_n}{E_1}\right) - A \ln^2(x)\right) = \\
&= const \cdot \sigma_0 \left(\frac{E_n}{E_0}\right)^{-p} \left(C + D \ln^2\left(\frac{E_n}{E_1}\right)\right)\ ,
\end{aligned} \tag{A.37}$$

in cui definiamo

$$\begin{aligned}
C &\equiv \int_0^1 dx\, x^{p-2} h(x)(1 - A \ln^2(x)) \\
D &\equiv A \int_0^1 dx\, x^{p-2} h(x)
\end{aligned} \tag{A.38}$$

e le costanti sono

$$const = n_n\, n_H\, c\, n_0\ , \tag{A.39}$$

e vale

$$E_1 = \frac{s_0}{2m_p}\ . \tag{A.40}$$

Una procedura di regolarizzazione è necessaria, per ovviare a possibili divergenze infrarosse ($x \to 0$). La procedura corretta è evidente quando si consideri la massa non nulla del neutrone: il dominio di variabilità di x sarà allora $\left[\frac{m_n}{E_p},\ 1\right]$.

A.4 Decadimento del neutrone

Vogliamo determinare la probabilità che un neutrone, decadendo, produca un antineutrino con energia $E_{\overline{\nu}}$. Per far questo consideriamo il modulo quadro dell'ampiezza di decadimento, mediato e sommato sugli stati di spin iniziali e finali:

$$\begin{aligned}\overline{|M_{fi}|}^{\,2} = & 16\, G_F^2 \cos^2\theta_C [(f_1+g_1)^2 (p_p \cdot p_e)(p_n \cdot p_{\overline{\nu}}) \\ & + (f_1 - g_1)^2 (p_p \cdot p_{\overline{\nu}})(p_n \cdot p_e) - m_n\, m_p (f_1^2 - g_1^2)(p_e \cdot p_{\overline{\nu}})]\end{aligned} \tag{A.41}$$

dove G_F è la costante di Fermi, θ_C è l'angolo di Cabibbo, f_1 e g_1 sono i fattori di forma per il processo e p_α, con $\alpha = n,\ p,\ e,\ \overline{\nu}$ i quadrimpulsi delle particelle indicate.

Nel sistema di riposo del neutrone è $p_n = (m_n,\ \vec{0}\,)$. L'energia del protone varia tra m_p e

$$E_p^{max} = \frac{m_n^2 + m_p^2 - m_e^2}{2\, m_n} = m_p + \frac{Q^2 - m_e^2}{2\, m_n}\,, \tag{A.42}$$

dove $Q = m_n - m_p \simeq 1.29$ MeV. L'energia cinetica massima del protone è quindi $E_C = \dfrac{Q^2 - m_e^2}{2\, m_n} \simeq 0.75$ keV, pertanto è ben fondata l'approssimazione in cui il protone è fermo in questo sistema di riferimento.

Specializzando l'elemento di matrice invariante al sistema di riposo del neutrone, assumendo fermo anche il protone, si ottiene:

$$\overline{|M_{fi}|}^{\,2} \simeq 16\, G_F^2 \cos^2\theta_C\, m_n\, m_p\, E_e\, E_{\overline{\nu}} (f_1^2 + 3\, g_1^2)(1 + \lambda\, \vec{v_e} \cdot \vec{v_{\overline{\nu}}})\,, \tag{A.43}$$

con $\lambda \equiv \dfrac{f_1^2 - g_1^2}{f_1^2 + 3\, g_1^2} \simeq -0.1$.

Il nostro scopo è di lasciare come unica variabile indipendente l'energia dell'antineutrino nello stato finale, quindi eseguiamo l'integrazione sullo spazio delle fasi nel modo opportuno:

$$\begin{aligned} d\Gamma = & \frac{1}{2m_n} \overline{|M_{fi}|}^{\,2} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_n - p_p - p_e - p_{\overline{\nu}}) \frac{d^3 p_p}{(2\pi)^3\, 2m_p} \frac{d^3 p_e}{(2\pi)^3\, 2E_e} \frac{d^3 p_{\overline{\nu}}}{(2\pi)^3\, 2E_{\overline{\nu}}} \simeq \\ \simeq & \frac{1}{2m_n} \overline{|M_{fi}|}^{\,2} (2\pi)^4 \delta(Q - E_e - E_{\overline{\nu}}) \frac{1}{(2\pi)^3\, 2m_p} \frac{d^3 p_e}{(2\pi)^3\, 2E_e} \frac{d^3 p_{\overline{\nu}}}{(2\pi)^3\, 2E_{\overline{\nu}}} \simeq \\ \simeq & \frac{G_F^2 \cos^2\theta_C}{(2\pi)^5} (f_1^2 + 3\, g_1^2)(1 + \lambda\, \vec{v_e} \cdot \vec{v_{\overline{\nu}}}) \delta(Q - E_e - E_{\overline{\nu}}) d^3 p_e\, d^3 p_{\overline{\nu}}\,. \end{aligned} \tag{A.44}$$

Osserviamo a questo punto che il termine proporzionale a $\vec{v_e} \cdot \vec{v_{\overline{\nu}}}$, essendo dispari in $\cos\alpha$, con α l'angolo compreso tra le direzioni dell'elettrone e dell'antineutrino uscenti, non contribuisce, una volta integrato sullo spazio delle fasi. Quindi, infine, si ottiene:

$$\begin{aligned} d\Gamma &\simeq \frac{G_F^2\,\cos^2\theta_C}{(2\pi)^5}(f_1^2+3\,g_1^2)(4\pi)^2\delta(Q-E_e-E_{\overline{\nu}})\,|\vec{p_e}|\,E_e\,dE_e\,E_{\overline{\nu}}^2\,dE_{\overline{\nu}} = \\ &= \frac{G_F^2\,\cos^2\theta_C}{2\pi^3}(f_1^2+3\,g_1^2)\sqrt{(Q-E_{\overline{\nu}})^2-m_e^2}\,(Q-E_{\overline{\nu}})\,E_{\overline{\nu}}^2\,dE_{\overline{\nu}}\,. \end{aligned} \tag{A.45}$$

Si può verificare agevolmente che, integrando la A.45 sull'energia finale dell'antineutrino ($0 \leq E_{\overline{\nu}} \lesssim Q-m_e$), si ottiene la nota larghezza del neutrone $\Gamma = \dfrac{G_F^2\,\cos^2\theta_C}{60\pi^3}\,Q^5\,(f_1^2+3\,g_1^2)\,0.47 \simeq (887\text{ s})^{-1}$.

La distribuzione normalizzata che stavamo cercando è allora ($x_{\overline{\nu}} \equiv E_{\overline{\nu}}/Q$)

$$\frac{dP}{dE_{\overline{\nu}}}(E_{\overline{\nu}}) \equiv \frac{1}{\Gamma}\frac{d\Gamma}{dE_{\overline{\nu}}} \simeq \frac{1}{Q}\frac{x_{\overline{\nu}}^2(1-x_{\overline{\nu}})^2\sqrt{1-\frac{m_e^2}{Q^2(1-x_{\overline{\nu}})^2}}}{\int_0^{1-\frac{m_e}{Q}} dy_{\overline{\nu}}y_{\overline{\nu}}^2(1-y_{\overline{\nu}})^2\sqrt{1-\frac{m_e^2}{Q^2(1-y_{\overline{\nu}})^2}}}\,, \tag{A.46}$$

che coincide con la 4.3.

A.5 Decadimento del muone

Vogliamo calcolare la distribuzione in energia dei neutrini dovuti al decadimento di un muone non polarizzato. Sebbene qui ci interessiamo solo di muoni provenienti da pioni, e quindi completamente polarizzati, avendo a che fare indistintamente con muoni e antimuoni operiamo come se sommassimo sulle polarizzazioni. Ricaviamo la distribuzione normalizzata nel sistema di riposo del muone. Mediante una simulazione sarà possibile generare neutrini in questo sistema secondo la distribuzione calcolata e quindi effettuare la trasformazione di Lorentz in un sistema di riferimento qualsiasi.

Consideriamo il noto modulo quadro dell'elemento di matrice per il decadimento $\mu \to e\nu_{l1}\nu_{l2}$.

$$|M_{fi}|^2 = 64G_F^2(p_\mu q_{l1})(k_e q_{l2})\,, \tag{A.47}$$

dove p , k , q_{li} sono gli impulsi delle particelle.

Osserviamo innanzitutto che vale

$$m_\mu^2 - 2\,p\,q_{l1} = m_e^2 + 2\,k\,q_{l2} \tag{A.48}$$

come conseguenza della conservazione del quadrimpulso.

La larghezza del muone è data allora da:

$$
\begin{aligned}
d\Gamma =& \frac{1}{2\,m_\mu} 64\,G_F^2 (m_\mu\,E_{l1}) \frac{m_\mu^2 - m_e^2 - 2\,m_\mu\,E_{l1}}{2} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p - k - q_{l1} - q_{l2}) \\
& \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3\,2\,E_e} \frac{d^3\vec{q}_{l1}}{(2\pi)^3\,2\,E_{l1}} \frac{d^3\vec{q}_{l2}}{(2\pi)^3\,2\,E_{l2}} \ .
\end{aligned}
\tag{A.49}
$$

Integrando l'impulso dell'elettrone, che non osserviamo, si trova:

$$
\begin{aligned}
d\Gamma =& \frac{2\,G_F^2}{(2\pi)^5} (m_\mu^2 - m_e^2 - 2\,m_\mu\,E_{l1}) \delta(m_\mu - \sqrt{m_e^2 + (\vec{q}_{l1} + \vec{q}_{l2})^2} - E_{l1} - E_{l2}) \\
& \frac{d^3\vec{q}_{l1} d^3\vec{q}_{l2}}{E_e\,E_{l2}} \ .
\end{aligned}
\tag{A.50}
$$

A questo punto, restano da eseguire le integrazioni angolari. Data la simmetria assiale del problema, è possibile integrare banalmente su tutti gli angoli a parte l'angolo compreso tra le direzioni dei 2 neutrini, che viene integrato sulla funzione δ. Si ottiene infine

$$
d\Gamma = \frac{4\,G_F^2}{(2\pi)^3} m_\mu^5\,x_{l1} \left(1 - \frac{m_e^2}{m_\mu^2} - 2\,x_{l1}\right) d\,x_{l1} d\,x_{l2} \ , \tag{A.51}
$$

dove $x_{li} \equiv \dfrac{E_{li}}{m_\mu}$. I limiti cinematici per le energie E_{l1} , E_{l2} sono dati da:

$$
\begin{aligned}
0 \leq & x_{l1} \leq \frac{m_\mu^2 - m_e^2}{2m_\mu^2} \\
\left(\frac{m_\mu^2 - m_e^2}{2m_\mu^2} - x_{l1}\right) \leq & x_{l2} \leq \frac{1}{1 - 2x_{l1}} \left(\frac{m_\mu^2 - m_e^2}{2m_\mu^2} - x_{l1}\right) \ .
\end{aligned}
\tag{A.52}
$$

Per ottenere la distribuzione normalizzata che cerchiamo basta imporre che vengano prodotti 2 neutrini nel decadimento. Facendo questo si trova:

$$
\frac{dP}{dx_{l1}dx_{l2}} = \frac{96}{m_\mu} x_{l1} (1 - \frac{m_e^2}{m_\mu^2} - 2x_{l1}) \ . \tag{A.53}
$$

Si può trasformare la A.53 in una distribuzione in un sistema di riferimento qualsiasi mediante una simulazione.

Il risultato trovato (v. fig.4.2) è che, quando il sistema viene trasformato di Lorentz, diventano irrilevanti le differenze tra le distribuzioni dei 2 neutrini.

Inoltre la dipendenza dall'energia della particella iniziale è tale che si può effettuare il fit con una funzione di tipo scaling. Chiamiamo y il rapporto tra l'energia del neutrino E_ν e quella del muone E_μ. La distribuzione in energia è allora

$$\frac{dP}{dE_\nu} = \frac{B}{E_\mu} \times f(y) \;, \tag{A.54}$$

dove B è una costante e $f(y)$ è la funzione del solo rapporto tra l'energia del neutrino e quella del muone. La simulazione, unita alla condizione di normalizzazione, ci consente di determinare entrambe le incognite:

$$\begin{aligned} B &= -0.116 \\ f(y) &= 1 - 47.27 \times (1-y)^{1.6} \end{aligned} \tag{A.55}$$

A.6 Emissione di Sincrotrone e Inverse Compton Scattering

Presentiamo il calcolo di due processi importantissimi nell'ambito della fisica dei Raggi Cosmici. Referenze dettagliate si possono trovare in [33, 104].

A.6.1 Emissione di sincrotrone

La radiazione di sincrotrone da parte di elettroni relativistici è forse il processo che domina l'astrofisica delle alte energie.

Un elettrone con energia $E = \gamma m_e c^2$ che spiraleggia intorno alle linee di forza di un campo magnetico con un angolo di "pitch" (ovvero l'angolo tra la direzione del vettore velocità dell'elettrone e la direzione del campo magnetico $\vec{\mathbf{B}}$) α, ha una frequenza angolare $\Omega_c = \dfrac{eB}{\gamma m\, c}$ indipendente da α. Lo spettro emesso da una distribuzione di elettroni del tipo

$$N(\gamma, \alpha) = k\gamma^{-p} N(\alpha)/4\pi \;, \tag{A.56}$$

è

$$\frac{dW}{d\nu dt} = \frac{\sqrt{3}k\, e^3\, B}{4\pi m_e\, c^2} \int d\Omega_\alpha N(\alpha) \sin^2\alpha \times \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} d\gamma \gamma^{-p} \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} d\xi K_{5/3}(\xi) \;, \tag{A.57}$$

dove $\nu_c \equiv \left(\dfrac{3e\, B\gamma^2}{4\pi m\, c}\right) \sin\alpha \simeq 42 \left(\dfrac{B}{1\mathrm{T}}\right) \gamma^2 \sin\alpha$ GHz è la cosiddetta frequenza critica. Nel caso in cui la distribuzione iniziale sia isotropa ($N(\alpha) \equiv 1$) e si estenda su un intervallo di energia $(\gamma_1,\ \gamma_2)$ tale che $\nu_c(1) \ll \nu$ e $\nu_c(2) \gg \nu$, l'espressione A.57 può essere notevolmente simplificata:

$$\frac{dW}{d\nu dt} \simeq \frac{4\pi k\, e^3\, B^{(p+1)/2}}{m_e\, c^2} \left(\frac{3e}{4\pi m\, c}\right)^{(p-1)/2} a(p)\nu^{-(p-1)/2} \ , \tag{A.58}$$

dove $a(p)$ è un coefficiente che dipende solo dall'indice spettrale p e vale circa 0.1 per $1.5 < p < 5$. Bisogna osservare che elettroni con energia $E = \gamma\, m_e$ emettono soprattutto a una frequenza $\nu \approx 28\, \gamma^2 \left(\frac{B}{1\, Tesla}\right)$ GHz.

La radiazione di sincrotrone rende conto soprattutto dell'emissione radio della Galassia, dei SuperNova Remnant e delle sorgenti radio extragalattiche.

A.6.2 Inverse Compton Scattering

Il processo di Inverse Compton Scattering (ICS) consiste nell'interazione tra una particella carica (eventualmente molto veloce) e un fotone di fondo. A differenza dei casi precedenti, il numero di fotoni presenti nell'ambiente non aumenta, ma una parte dell'energia dell'elettrone viene spesa nell'accelerare fotoni preesistenti. In questo modo si può ottenere un'emissione di raggi gamma o X.

L'energia del fotone uscente nel sistema di riposo dell'elettrone (sistema primato) è

$$\epsilon'_1 = \frac{\epsilon'}{1 + (\epsilon'/m_e)(1 - \cos\theta'_1)} \ , \tag{A.59}$$

dove ϵ' è l'energia del fotone nello stesso sistema prima dell'interazione. Ritornando al sistema di laboratorio troviamo

$$\epsilon_1 = \gamma\epsilon'_1[1 + \beta\cos(\pi - \theta'_1)] \simeq \gamma\epsilon'_1(1 - \cos\theta'_1) \ . \tag{A.60}$$

Nel limite "Thomson", in cui $\epsilon' \ll m_e$, la A.60 diventa

$$\epsilon_1 \simeq \gamma\epsilon'(1 - \cos\theta'_1) \ , \tag{A.61}$$

e quindi

$$\epsilon_1^{max} \approx 2\gamma\epsilon'_{max} \approx 4\gamma^2\epsilon \ . \tag{A.62}$$

Quindi troviamo che nel limite Thomson il fotone uscente è molto energetico. Questo fatto è di estrema importanza nell'ambito dell'astrofisica delle alte energie: è noto infatti che in molti ambienti esistono elettroni con fattori $\gamma \sim 100 - 1000$ che posso interagire con fotoni di bassa energia. Attraverso il meccanismo ICS questi fotoni sono accelerati a energie molto elevate. Ad esempio, se $\gamma \simeq 1000$, un fotone radio ($\nu \simeq 10^9\,$Hz) può diventare ultravioletto ($\nu \sim 10^{15}\,$Hz), un fotone infrarosso diventa X (energie dell'ordine del keV), un fotone ottico sarà un raggio gamma con energie di circa 1 MeV.

In generale, se lo spettro energetico degli elettroni è una potenza con indice p, e i fotoni del fondo hanno una distribuzione $n(\epsilon)$, vale

$$\frac{dN_{tot}}{dtd\epsilon} = \frac{3}{8}\sigma_T\, c\, K_e\, 2^{p+1}\epsilon^{-(p+1)/2} \int d\epsilon' \epsilon'^{(p-1)/2} n(\epsilon') F(q,\, s)\ , \tag{A.63}$$

dove σ_T è la sezione d'urto Thomson e $F(q,\, s)$ è un'espressione integrale molto complicata nelle variabili adimensionali q, s, definite da

$$q \equiv \frac{\epsilon}{4\gamma^2\epsilon'(1-\epsilon/\gamma m_e)} \qquad\qquad s \equiv \frac{\epsilon\epsilon'}{m_e^2}\ .$$

Sono possibili due diverse approsimazioni, corrispondenti ai due opposti limiti della sezione d'urto Compton: il cosiddetto limite "Thomson", in cui $s \ll 1$ e la sezione d'urto è approssimativamente costante e pari alla sezione d'urto Thomson, e il limite di "Klein–Nishina", in cui, all'opposto, $s \gg 1$ e $\sigma \simeq \frac{3}{8}\sigma_T\,\frac{m_e}{\epsilon}(\ln 2\epsilon/m_e + 1/2)$. Nel primo caso la distribuzione dei fotoni accelerati vale

$$\frac{dN_{tot}}{dtd\epsilon} = \frac{3}{8}\sigma_T\, c\, K_e\, 2^{p+3} b(p)\, \epsilon^{-(p+1)/2} \int d\epsilon' \epsilon'^{(p-1)/2} n(\epsilon')\ , \tag{A.64}$$

che, per una distribuzione di corpo nero, diventa

$$\frac{dN_{tot}}{dtd\epsilon} = \frac{3}{8\pi^2\hbar^3\, c^2}\sigma_T\, K_e\, (kT)^{(p+5)/2} G(p)\, \epsilon^{-(p+1)/2}\ , \tag{A.65}$$

con $b(p)$ e $G(p)$ fattori dipendenti solo dall'indice spettrale p.

Nel secondo caso, regolarizzando opportunamente le divergenze infrarosse, troviamo

$$\frac{dN_{tot}}{dtd\epsilon} = \frac{3}{8}\sigma_T\, c\, K_e\, m_e^{p+1}\, \epsilon^{-(p+1)} \int \frac{d\epsilon'}{\epsilon'} n(\epsilon')\, (\ln s + C(p))\ . \tag{A.66}$$

Se abbiamo a che fare con una distribuzione di corpo nero l'espressione precedente diventa

$$\frac{dN_{tot}}{dtd\epsilon} = \frac{3}{48\hbar^3\, c^2}\sigma_T\, K_e\, m_e^{p+1}\, (kT)^2 \epsilon^{-(p+1)} \left(\ln\frac{\epsilon kT}{m_e^2} + C'(p)\right)\ , \tag{A.67}$$

dove ancora $C(p)$ e $C'(p)$ sono fattori dipendenti solo dall'indice spettrale p.

Bisogna osservare che lo spettro risultante nei diversi casi è diverso: nel caso Thomson l'indice spettrale è $(p+1)/2$, mentre per Klein–Nishina è $p+1$ e pertanto lo spettro è molto più sfavorito alle alte energie. Anche la dipendenza dalla temperatura è molto diversa nei due casi.

Bibliografia

[1] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 748.

[2] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin, JETP Lett. **4** (1966) 78 [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **4** (1966) 114].

[3] D. Grasso and L. Maccione, arXiv:astro-ph/0504323.

[4] F. Halzen and D. Hooper, Rept. Prog. Phys. **65** (2002) 1025 [arXiv:astro-ph/0204527].

[5] L. Anchordoqui, T. Paul, S. Reucroft and J. Swain, Int. J. Mod. Phys. A **18** (2003) 2229 [arXiv:hep-ph/0206072].

[6] N. Hayashida *et al.*, Astrophys. J. **522**, 225 (1999) [arXiv:astro-ph/0008102].

[7] G. Cocconi, Astropart. Phys. **4** (1996) 281.

[8] C. C. Jui [High Resolution Fly's Eye Collaboration], in *26th International Cosmic Ray Conference: Invited Rapporteur and Highlight Papers,* edited by B. L. Dingus, D. B. Kieda, and M. H. Salamon, AIP Conf. Proc. No.516 (AIP, Melville, NY, 2000), p.370.

[9] N. Sakaki *et al.* [AGASA Collaboration], Proc. of 27th ICRC (Hamburg) **1**, 333 (2001).

[10] P. Sommers, talk presented at the *Pierre Auger Collaboration Meeting*, Malargue, Argentina (2001).

[11] L. A. Anchordoqui, T. P. McCauley, T. Paul, S. Reucroft, J. D. Swain and L. Taylor, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **97**, 196 (2001) [arXiv:astro-ph/0006142].

[12] G. Matthiae, Proc. of 27th ICRC (Hamburg), 733 (2001).

[13] D. J. Bird *et al.*, Astrophys. J. **441**, 144 (1995).

[14] F. Kahn and I. Lerche, Proc. Roy. Soc. **A289**, 206 (1966).

[15] R. Wilson, Phys. Rev. **108**, 155 (1957).

[16] J. Linsley, L. Scarsi, and B. Rossi, Phys. Rev. Lett. **6**, 485 (1961).

[17] J. Linsley and L. Scarsi, Phys. Rev. **128**, 2384 (1962).

[18] M. A. Lawrence, R. J. Reid and A. A. Watson, J. Phys. G **17**, 733 (1991).

[19] D. M. Edge, A. M. Pollock, R. J. Reid, A. A. Watson and J. G. Wilson, J. Phys. G **4** (1978) 133.

[20] A. V. Glushkov, I. T. Makarov, E. S. Nikiforova, M. I. Pravdin and I. E. Sleptsov, Astropart. Phys. **4** (1995) 15.

[21] M. M. Winn, J. Ulrichs, L. S. Peak, C. B. Mccusker and L. Horton, J. Phys. G **12** (1986) 653.

[22] R. W. Clay, R. Meyhandan, L. Horton, J. Ulrichs, and M. M. Winn, Astron. Astrophys. **255**, 167 (1992).

[23] N. Chiba et al., Nucl. Instrum. Meth. A **311**, 338 (1992).

[24] H. Ohoka, S. Yoshida and M. Takeda [AGASA Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **385**, 268 (1997).

[25] R. M. Baltrusaitis *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **240** (1985) 410.

[26] R. M. Baltrusaitis *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **264** (1988) 87.

[27] S. C. Corbato *et al.*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **28B** (1992) 36.

[28] D. Zavrtanik [AUGER Collaboration], Nucl. Phys. Proc. Suppl. **85** (2000) 324.

[29] J. J. Beatty [AUGER Collaboration], Int. J. Mod. Phys. A **16S1C** (2001) 1022.

[30] K. S. Capelle, J. W. Cronin, G. Parente and E. Zas, Astropart. Phys. **8**, 321 (1998) [astro-ph/9801313].

[31] A. M. Hillas, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **22**, 425 (1984).

[32] E. Fermi, Phys. Rev. **75**, 1169 (1949).

[33] M. S. Longair, **High energy astrophysics** - 2. edition. - Cambridge : Cambridge University Press, 1992.

[34] R. D. Blandford and J. P. Ostriker, Astrophys. J. **221** (1978) L29.

[35] Cross sections tabulated by R. Gandhi, C. Quigg, M. H. Reno and I. Sarcevic, Astropart. Phys. **5**, 81 (1996).

[36] T. K. Gaisser, F. Halzen and T. Stanev, Phys. Rept. **258**, 173 (1995) [Erratum-ibid. **271**, 355 (1995)], hep-ph/9410384.

[37] J.G. Learned and K. Mannheim, *Ann. Rev. Nucl. Part. Science* **50**, 679 (2000).

[38] J. Alvarez-Muniz and F. Halzen, *Detection of Tau Neutrinos in IceCube* (2001).

[39] H. Athar, G. Parente and E. Zas, Phys. Rev. D62 (2000) 093010, hep-ph/0006123.

[40] J. G. Learned and Sandip Pakvasa, *Astropart. Phys.* **3**, 267 (1995).

[41] IceCube Design Document, www.icecube.wisc.edu.

[42] F. Halzen and D. Hooper, *in preparation.*

[43] Sara Vecchio, *"Analysis of the optical background sources in the ANTARES experiment and preliminary studies related to a larger scale detector"*, Laurea Thesis

[44] A. Roberts, Rev. Mod. Phys. **64** (1992) 259.

[45] V. A. Balkanov *et al.* [Baikal Collaboration], arXiv:astro-ph/9906255.

[46] M. Kowalski *et al.* [AMANDA Collaboration], arXiv:hep-ph/0112083.

[47] E. Aslanides *et al.* [ANTARES Collaboration], arXiv:astro-ph/9907432.

[48] P. K. Grieder [NESTOR Collaboration], Nuovo Cim. **24C** (2001) 771.

[49] NEMO coll. **The NEMO Project.** *Workshop on Technical Aspects of a Very Large Volume Neutrino Telescope in Mediterranean Sea, Amsterdam, 2003.*

[50] J. Alvarez-Muniz and F. Halzen, AIP Conf. Proc. **579**, 305 (2001) [arXiv:astro-ph/0102106].

[51] Baikal Coll. **A search for very high energy neutrinos with the Baikal neutrino telescope.** *Astro-ph/0105269.*

[52] E. G. Anassontzis, P. Koske, *"Deep-sea station connected by cable to shore."* Sea Technology 44, n.7, 2003

[53] P.Askjeber et al., *Science* **267**, 1147 (1995).

[54] The AMANDA collaboration, *Astroparticle Physics*, **13**, 1 (2000).

[55] F. Halzen, Talk given at *International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy*, Heidelberg, Germany, 26-30 Jun 2000, astro-ph/0103195.

[56] F. Halzen *et al.* [AMANDA Collaboration], *Prepared for 26th International Cosmic Ray Conference (ICRC 99), Salt Lake City, UT, 17-25 Aug 1999.*

[57] J. Brunner, *"Simulation of K40 signals"*, internal note, ANTARES-Site/1999-002.

[58] A. Heijboer, *"Track reconstruction and point source searches with ANTARES"* PhD. thesis

[59] L. A. Anchordoqui, H. Goldberg, F. Halzen and T. J. Weiler, Phys. Lett. B **593** (2004) 42 [arXiv:astro-ph/0311002].

[60] Lynden-Bell, D. & Rees, M. J. 1971, MNRAS, 152, 461

[61] Balick, B. & Brown, R. L. 1974 ApJ, 194, 265

[62] F. K. Baganoff *et al.*, Astrophys. J. **591** (2003) 891 [arXiv:astro-ph/0102151].

[63] A. M. Ghez, S. Salim, S. D. Hornstein, A. Tanner, M. Morris, E. E. Becklin and G. Duchene, Astrophys. J. **620** (2005) 744 [arXiv:astro-ph/0306130].

[64] R. Schodel *et al.*, Nature **419** (2002) 694.

[65] F. Melia, H. Falckes and H. Falcke, arXiv:astro-ph/0106162.

[66] M.J. Reid, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **31** (1993) 345.

[67] F. Yusef-Zadeh et al., Astrophys. J. **466** (1996) L25 .

[68] G. Novak et al., Astrophys. J. **529** (2000) 241.

[69] J.A. Davidson et al., Astrophys. J. **387** (1992) 189.

[70] R. Zylka et al., Astron. Astrophys. **297** (1995) 83 .

[71] S. Philipp et al., Astron. Astrophys. **348** (1999) 768 .

[72] M.A. Gordon, U.Berkermann, P.G. Mezger, Astron. Astrophys. **280** (1993) 208 .

[73] Y. Maeda et al., Astrophys. J. **570** (2002) 671.

[74] A.L. Coil, and P.T Ho, Astrophys. J. **533** (2000) 245.

[75] M.G. Wolfire, A.G. Tielens, D. Hollenbach, Astrophys. J. **358** (1990) 116.

[76] P.O. Lagage and C.J. Cesarsky, Astron. Astrophys. **125** (1983) 249 .

[77] H.A. Mayer-Hasselwander et al., Astron. Astrophys. **335** (1998) 161.

[78] K. Kosack *et al.* [The VERITAS Collaboration], Astrophys. J. **608** (2004) L97 [arXiv:astro-ph/0403422].

[79] K. Tsuchiya *et al.* [CANGAROO-II Collaboration], Astrophys. J. **606** (2004) L115 [arXiv:astro-ph/0403592].

[80] F. Aharonian *et al.* [The HESS Collaboration], Astron. Astrophys. **425** (2004) L13 [arXiv:astro-ph/0408145].

[81] M. Fatuzzo and F. Melia, Astrophys. J. **596** (2003) 1035 [arXiv:astro-ph/0302607].

[82] R. M. Crocker, M. Fatuzzo, R. Jokipii, F. Melia and R. R. Volkas, Astrophys. J. **622** (2005) 892 [arXiv:astro-ph/0408183].

[83] G. R. Blumenthal, Phys. Rev. D **1** (1970) 1596.

[84] M.J. Chodorowski, A.D. Zdziarski and M. Sikora, Astrophys. J. **400** (1992) 181.

[85] J. L. Puget, F. W. Stecker and J. H. Bredekamp, Astrophys. J. **205** (1976) 638.

[86] F. W. Stecker and M. H. Salamon, Astrophys. J. **512** (1992) 521 [arXiv:astro-ph/9808110].

[87] V. S. Berezinsky, P. Blasi and V. S. Ptuskin, Astrophys. J. **529** (1997) 529 [arXiv:astro-ph/9609048].

[88] P. Blasi and S. Colafrancesco, Astropart. Phys. **122** (1999) 169 [arXiv:astro-ph/9905122].

[89] L.O. Drury, F.A. Aharonian and H.J. Voelk, Astron. Astrophys. **287** (1994) 959.

[90] Pedlar, A., Anantharamaiah, K. R., Ekers, R. D., Goss, W. M., van Gorkom, J. H., Schwarz, U. J. & Zhao, J. 1989, ApJ, 342, 769

[91] S. Eidelman *et al.* [PDG], Phys. Lett. **B592** (2004) 1.

[92] F. Melia, M. Fatuzzo, F. Yusef-Zadeh and S. Markoff, Astrophys. J. **508** (1998) L65 [arXiv:astro-ph/9809384].

[93] T. Sjostrand, L. Lonnblad, S. Mrenna and P. Skands, arXiv:hep-ph/0308153.

[94] AUGER See AUGER web page: http://www.auger.org

[95] P. L. Ghia [Auger Collaboration], arXiv:astro-ph/0308428.

[96] M. Nagano and A. A. Watson, Rev. Mod. Phys. **72** (2000) 689.

[97] Thomas K. Gaisser, **Cosmic rays and particle physics** - Cambridge [England] : Cambridge University Press, 1990.

[98] M. L. Costantini and F. Vissani, Astropart. Phys. **23** (2005) 477 [arXiv:astro-ph/0411761].

[99] M. Apollonio *et al.* [CHOOZ Collaboration], Phys. Lett. B **466** (1999) 415 [arXiv:hep-ex/9907037].

[100] L. A. Anchordoqui, Acta Phys. Polon. B **36** (2005) 495 [arXiv:astro-ph/0410087].

[101] Annalisa L'Abbate, Teresa Montaruli and Igor Sokalski, 'GENHEN v6: ANTARES neutrino generator extension to all neutrino flavors and inclusion of propagation through the Earth', ANTARES-Soft/2004-010.

[102] J. Brunner , 'Updated tag list for the new ANTARES event format ', ANTARES-Soft/1999-003.

[103] Carla Di Stefano, *"Present status of simulations of NEMO performances"* NEMO internal note.

[104] V.S. Berezinskii, S.V. Bulanov, V.A. Dogiel, V.S. Ptuskin, **Astrophysics of cosmic rays** - Amsterdam : North-Holland, 1990.

[105] Astron. J. **119**, 207