

Indice

0.1	Introduzione	1
1	Raggi cosmici e interazioni adroniche	5
1.1	Composizione dei raggi cosmici	5
1.2	Spettro dei raggi cosmici	7
1.3	Ipotesi sui meccanismi di accelerazione	10
1.3.1	Due ipotesi sull'accelerazione, nel caso di energie limite	14
1.3.2	Sciame atmosferici	15
1.4	Fonti di "rumore"	17
1.5	Misure di Raggi Cosmici oltre $10^{15}eV$	18
1.6	L'astronomia dei neutrini	23
2	Sorgenti di raggi gamma e neutrini	28
2.1	Potenziati segnali di neutrino provenienti da sorgenti gamma galattiche	28
2.2	Emissione di fotoni di alta energia($E > 100GeV$)	29
2.3	Meccanismi elettromagnetici	29
2.3.1	Radiazione di sincrotrone	30
2.3.2	Processi Compton	33
2.4	Meccanismi adronici	34
2.5	Emissione galattica di raggi- γ	36
2.6	SN: Supernova	38
2.7	Nubi molecolari	41
2.8	PWN: Pulsar Wind Nebula	46
2.9	Sistemi binari: microquasar	51
2.10	Sorgenti non identificate	53
3	L'esperimento ANTARES	55
3.1	Principi di rivelazione	55

3.2	Interazioni di neutrino	56
3.2.1	Interazioni a basse energie	56
3.2.2	Interazioni ad alte energie	58
3.2.3	Interazioni di differenti tipi di ν in ANTARES	58
3.3	Emissione di luce Cherenkov	59
3.4	Propagazione della luce nell'acqua di mare	60
3.5	Ricostruzione della traccia	62
3.6	Risposta del rivelatore	63
3.6.1	Risposta angolare per le interazioni di ν_μ	63
3.6.2	Risposta in energia per le interazioni di ν_μ	66
3.7	Il design del rivelatore	67
3.8	Panoramica generale	69
3.8.1	Posizionamento	72
3.9	Stringa del rivelatore	72
3.10	Modulo ottico	73
3.10.1	Caratterizzazione del tubo fotomoltiplicatore	76
3.11	Slow Control	76
3.12	Calibrazione	77
3.13	Bioluminescenza e ^{40}K	77
3.14	Il cielo osservabile	78
3.15	Area efficace	79
3.16	Stato attuale dell'esperimento	83
4	Stima di eventi di neutrini in ANTARES	85
4.1	Flussi di neutrini	85
4.2	Tasso di eventi di neutrini	88
4.3	Tasso di eventi di background	92
5	Stacking Analysis	96
5.1	L'analisi delle generiche classi di sorgenti	96
5.2	Trattazione di sorgenti estese	101
5.2.1	Il resto di supernova RX J1713.7-3946	102
5.2.2	L'elaborazione dati	103
5.3	Il resto di supernova RX J0852.0-4622	112
5.4	Variazione del bin angolare	120
5.5	Confronto con KM3Net	123

<i>INDICE</i>	0
6 Conclusioni	128
6.1 Ringraziamenti	129
7 Bibliografia	130

0.1 Introduzione

L'attuale conoscenza dell'Universo, della sua composizione ed evoluzione è basata sull'osservazione dei corpi che lo compongono, sulle leggi che determinano il loro moto, sulle dinamiche di interazione. Fare osservazioni astrofisiche implica l'identificazione di una radiazione e, tramite l'analisi delle caratteristiche della radiazione misurata, lo studio delle proprietà della sorgente. Per lungo tempo, le osservazioni astrofisiche sono state limitate alla sola radiazione visibile e il telescopio ottico ha costituito lo strumento preferenziale di indagine. Successivamente lo studio delle radiazioni infrarossa, radio, X e gamma ha permesso di ampliare l'esplorazione dell'universo: tali radiazioni possono arrivare a noi da zone molto remote dello spazio che ci circonda. Da qualche decennio l'astronomia ha cominciato ad avvalersi di

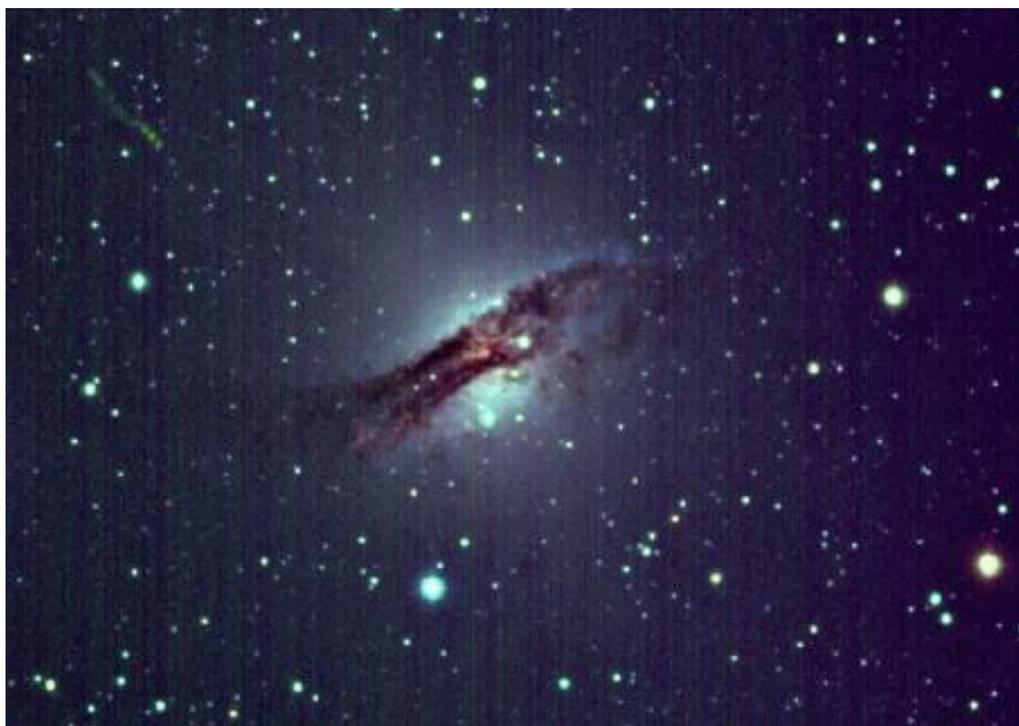


Figura 1: *Fotografia di una galassia a spirale vista di taglio sul fondo delle stelle lontane.*

altri messaggeri di informazione: i raggi cosmici primari di altissima energia e i neutrini originati da sorgenti astrofisiche lontane. Basti pensare alla Su-

pernova 1987A ed alla rivelazione di neutrini da essa originati. L'avvio della rivelazione di onde gravitazionali e la costruzione di grandi apparati per la rivelazione di raggi cosmici primari (protoni e neutrini) di altissima energia ci permette di immaginare che nei prossimi decenni la nostra conoscenza astrofisica sarà determinata da un nuovo modo di osservare il cielo: lo studio della radiazione cosmica. La rivelazione di radiazione cosmica permetterà di allargare l'orizzonte di osservabilità dell'astronomia tradizionale e fornirà informazioni non solo di interesse astrofisico. Lo studio dell'origine dei raggi cosmici, ad esempio, ci porterà all'individuazione ed alla classificazione delle sorgenti, cioè degli oggetti astrofisici sede di meccanismi di produzione ed accelerazione delle particelle elementari; l'indagine sulle modalità di propagazione delle particelle e la variazione spaziale (anisotropia) e temporale del loro flusso potranno fornire informazioni sulla natura del mezzo interstellare e dei campi elettromagnetici galattici; lo studio dei meccanismi di accelerazione ci permetterà di descrivere fenomeni esplosivi che caratterizzano l'evoluzione dell'universo, sulla base dei quali è possibile formulare teorie cosmologiche. L'allargamento dell'orizzonte di osservabilità, inoltre,

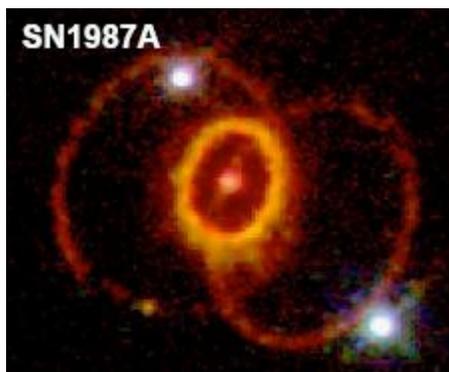


Figura 2: *Fotografia del resto della SN1987A in seguito alla sua deflagrazione.*

potrebbe rendere accessibili eventi di fisica non standard, come eventuali violazioni dell'invarianza di Lorentz, oppure il decadimento di particelle supermassive, conferme sperimentali dell'esistenza di materia oscura, o ancora l'esistenza di difetti topologici, legati alla presenza di monopoli magnetici e/o di stringhe. I neutrini prodotti in sorgenti astrofisiche lontane, privi di carica e capaci di interagire solo tramite interazioni deboli, possono giungere sulla Terra senza subire deviazioni e si prestano pertanto ad indagini di tipo astrofisico. La distribuzione spettrale ed il flusso dei neutrini originati

in sorgenti astrofisiche dipende fortemente dai processi che caratterizzano le sorgenti stesse. La rivelazione di neutrini è possibile tramite l'identificazione dei leptoni originati nella loro interazione con la materia. L'interazione di corrente carica di neutrini muonici dà origine a leptoni μ : lo studio delle proprietà cinematiche di tali particelle, se veramente dovute ad interazioni di neutrini astrofisici, può fornire informazioni sui flussi di neutrino da sorgenti lontane. Attribuire un μ all'interazione di un neutrino astrofisico non è però semplice: muoni e neutrini sono prodotti copiosamente nell'atmosfera principalmente nel decadimento di pioni e kaoni originati negli sciami adronici indotti da raggi cosmici. Tali neutrini sono distribuiti isotropicamente e sono caratterizzati da uno spettro di energia, che segue una legge di potenza del tipo $N_\mu(E) = N_0 E^{-3}$, che decresce molto più rapidamente di quello dei neutrini astrofisici al crescere dell'energia. Si stima che per energie $> (1 - 10)TeV$ i neutrini di origine astrofisica dovrebbero essere in numero superiore dei neutrini originati nell'atmosfera: l'identificazione di muoni con $E_\mu > (1 - 10)TeV$ indotti da neutrini permette l'Astronomia con Neutrini e l'apparato è considerato un Telescopio per Neutrini. Per ridurre la componente di bassa energia del flusso di muoni atmosferici, e quindi rendere più agevole lo studio dei neutrini astrofisici, si usa l'effetto frenante della materia: un muone con energia $\sim 2TeV$ viene fermato da $\sim 2km$ di roccia (o $\sim 3km$ di acqua). Per tale motivo diversi apparati sperimentali sono stati realizzati in tunnel sotto le montagne (ad esempio gli esperimenti realizzati nei Laboratori Nazionali del Gran Sasso dell'INFN, nei tunnel del Monte Bianco e del Frejus) o in miniere profonde (ad esempio KAMIOKANDE in Giappone e S.N.O. in Canada). Un Telescopio per Neutrini non è alloggiato in un tunnel o in una miniera, ma immerso in fondo al mare, ad una profondità tale ($> 3000m$) che il flusso dei muoni atmosferici sia ridotto, rispetto alla superficie, di un fattore pari a $\sim 10^6$. Muoni relativistici nel propagarsi in acqua provocano la produzione di fotoni Cherenkov (circa 200 *fotoni* per ogni *cm* di traccia); la componente di tale radiazione contenuta nell'intervallo di frequenza $\sim (370 - 470)nm$ riesce a propagarsi in acqua per decine di metri permettendo la rivelazione del passaggio del muone anche da parte di un apparato composto da rivelatori di fotoni posti distanti uno dall'altro. L'acqua quindi, oltre a schermare l'apparato dai muoni atmosferici, assume anche il ruolo di radiatore per l'apparato di rivelazione composto essenzialmente da fotomoltiplicatori. Il muone trasporta una frazione notevole ($\sim 70\%$ in media) dell'energia del neutrino che l'ha originato e si muove su una direzione quasi parallela a quella del neutrino ($\langle \vartheta_{\mu\nu} \rangle \sim 0.7^\circ/\sqrt{E}$ se l'energia del

neutrino è misurata in TeV). La ricostruzione della direzione del muone permette di attribuire una direzione di provenienza al neutrino che l'ha originato. Per tale motivo è estremamente importante ricostruire con la massima accuratezza la direzione di volo del muone, possibilmente rivelando la massima parte del suo cammino in acqua: il telescopio per neutrini non deve quindi avere solo una grande area efficace ($\sim 1km^2$), ma anche uno spessore tale da poter campionare opportunamente la traccia di un muone ($E_\mu \sim 1TeV$) che lo attraversi. Poichè i flussi attesi di ν da sorgenti galattiche ed extragalattiche sono molto bassi, il Telescopio per Neutrini astrofisici di alta energia deve quindi estendersi per almeno $1km^3$, essere localizzato in un sito sottomarino a profondità maggiore di $3000m$, equipaggiato con sensori capaci di raccogliere segnali luminosi estremamente deboli (singoli fotoni), connesso a riva da cavi e fibre ottiche per la trasmissione dei dati e dell'energia necessaria alla alimentazione dell'apparato sperimentale.

In questo lavoro di tesi si studierà la possibilità di aumentare la significatività di osservare un neutrino astrofisico applicando la tecnica della "Stacking Analysis" (accatastamento di sorgenti). L'apparato che prenderò in considerazione è il rivelatore Cherenkov sottomarino ANTARES, localizzato nel Mar Mediterraneo a $2400m$ di profondità e che presenta un'area efficace $\sim 0.1Km^2$.

Il lavoro di tesi che segue è diviso in cinque capitoli.

Nel primo capitolo si descrive la composizione e le varie ipotesi sull'origine dei raggi cosmici, descrivendone accuratamente lo spettro.

Nel secondo capitolo si introducono i meccanismi di emissione e le sorgenti da cui provengono i raggi gamma di altissima energia e che possono essere anche sorgenti di neutrini.

Il terzo capitolo è incentrato sulla descrizione dell'esperimento ANTARES: tecniche, metodologie, principi di rivelazione, oltre al posizionamento e alle caratteristiche strutturali.

Nel quarto capitolo si fa la stima degli eventi partendo dai flussi di fotoni con $E > 100GeV$ osservati da sorgenti galattiche.

Nel quinto capitolo si descrive la *Stacking Analysis*, una tecnica che consente di ottimizzare il numero di sorgenti da considerare nell'analisi dati per ottenere la migliore significatività statistica nella ricerca di neutrini astrofisici oltre ad una descrizione delle tecniche per migliorare questo metodo.

Il sesto capitolo, che conclude il lavoro di tesi, è una discussione dei risultati ottenuti tramite la Stacking Analysis confrontando l'esperimento ANTARES ed il progetto KM3Net, un rivelatore con un'area efficace di $1Km^3$.

Capitolo 1

Raggi cosmici e interazioni adroniche

La ricerca nei Raggi Cosmici (RC) ha ormai una storia centenaria, ma la maggior parte delle domande sulla loro natura e composizione è ancora senza risposta. D'altra parte le prospettive per il prossimo decennio sono molto rosee. I rivelatori di nuova generazione, in grado di rivelare in un range di energia tra $(10^8 - 10^{20})eV$, forniranno dati di qualità superiore; inoltre i raggi cosmici astrofisici devono essere considerati insieme ai raggi gamma, ai neutrini e alle onde gravitazionali, così da utilizzare le informazioni di questi quattro "messaggeri" per avere una approfondita comprensione delle origini delle radiazioni ad alta energia nell'universo. I raggi cosmici di alta energia sono misurati indirettamente osservando lo sciame che essi generano nell'atmosfera, quindi una corretta e dettagliata interpretazione di queste misure richiede una migliore comprensione delle prospettive delle interazioni adroniche.

Il punto di partenza per qualsiasi indagine è l'osservazione e la caratterizzazione della radiazione cosmica e quindi, di conseguenza, lo sviluppo di tecniche e rivelatori per lo studio delle astroparticelle.

1.1 Composizione dei raggi cosmici

I RC primari, l'insieme delle particelle cariche che sono distribuiti uniformemente nello spazio e che incidono sugli strati più esterni dell'atmosfera, sono costituiti principalmente da protoni (86 – 89)%, nuclei di He (9%) e per il

resto da nuclei più pesanti, elettroni, neutrini e gamma di alta energia. La composizione dei RC varia nel percorso dalla sorgente alla Terra a causa delle interazioni con il mezzo interstellare (ISM) che danno luogo alla produzione di molte altre particelle denominate RC secondari. Il grafico in figura 1.1 mostra le abbondanze relative nei Raggi Cosmici e nel Sistema Solare, in funzione del numero atomico Z , misurate a Terra relative all'abbondanza del silicio che è posta al 100%. Si nota un andamento irregolare, comune ad entrambi i campioni, che evidenzia un effetto pari-dispari: nuclei con Z e/o A pari sono più legati e dunque più abbondanti in natura, in questo modo si riduce l'effetto di repulsione tra cariche dello stesso segno presenti nel nucleo. I nuclei più leggeri, H ed He, sono molto meno abbondanti nei RC: questo può essere dovuto al fatto che i meccanismi di fissione, che portano alla produzione di atomi leggeri, sono molto meno frequenti nei RC.

Gli elementi: Li, Be, B, Sc, V, Cr, Mn sono molto più abbondanti nei RC rispetto alla materia del sistema solare. Tali elementi sarebbero praticamente assenti nella fase finale del processo di nucleosintesi stellare. Nei raggi cosmici sono presenti in quanto risultati delle reazioni nucleari dell'ossigeno (Li, Be, B) e del ferro contenuti nei raggi cosmici (Sc, V, Cr, Mn) e la materia interstellare (ISM). Ciò comporta un'ipotesi sul tempo di permanenza dei raggi cosmici nella galassia: per spiegare la presenza di tali nuclei i raggi cosmici devono attraversare una quantità di materia pari a $X \simeq 5gcm^{-2}$. Conoscendo lo spessore X si può determinare il tempo, τ , di permanenza dei raggi cosmici all'interno della galassia. Sapendo che

$$X = \rho_p c \tau \simeq 5gcm^{-2} \quad (1.1)$$

si ottiene

$$\tau \simeq 3 \cdot 10^6 \text{anni} \quad (1.2)$$

dove $\rho_p \sim 1\text{protone}/cm^3 \simeq 1.67 \cdot 10^{-24}gcm^{-3}$ è la densità del gas interstellare supponendo che sia essenzialmente composto da protoni. Quindi lo spessore di materiale attraversato dai raggi cosmici nella Galassia è

$$l = \frac{X}{m_p \rho} = 1000kpc \quad (1.3)$$

Lo spessore del disco galattico $d = 0.2kpc \ll l$, ciò implica che i raggi cosmici all'interno della Galassia vengano diffusi più volte dal campo magnetico galattico, $B_{gal} \simeq 3\mu G$, prima di uscirne.

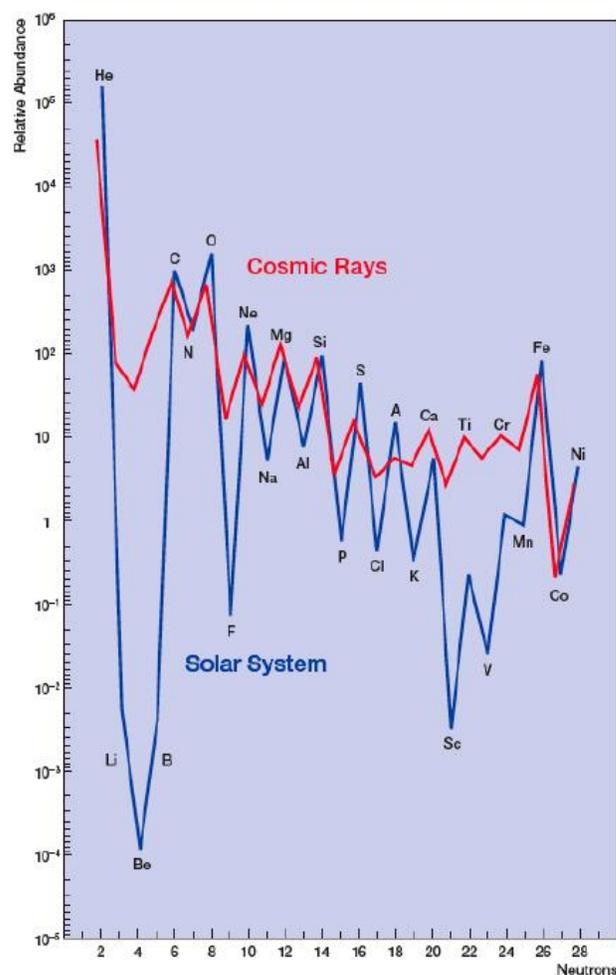


Figura 1.1: *Abbondanza relativa degli elementi nei raggi cosmici (linea rossa), confrontata con l'abbondanza relativa degli elementi nel sistema solare (linea blu). In ascissa è riportato il numero atomico Z . Si trova che la composizione chimica dei raggi cosmici coincide, approssimativamente, con quella del sistema solare. Le principali differenze portano importanti informazioni sull'origine dei raggi cosmici, l'accelerazione, i meccanismi di trasporto (propagazione della radiazione cosmica e interazione con il mezzo interstellare), il confinamento ad opera del campo magnetico galattico*

1.2 Spettro dei raggi cosmici

Nella figura 1.2 è riportato il flusso differenziale dei RC, cioè il numero di particelle incidenti per unità di energia, di tempo, di area e di angolo solido.

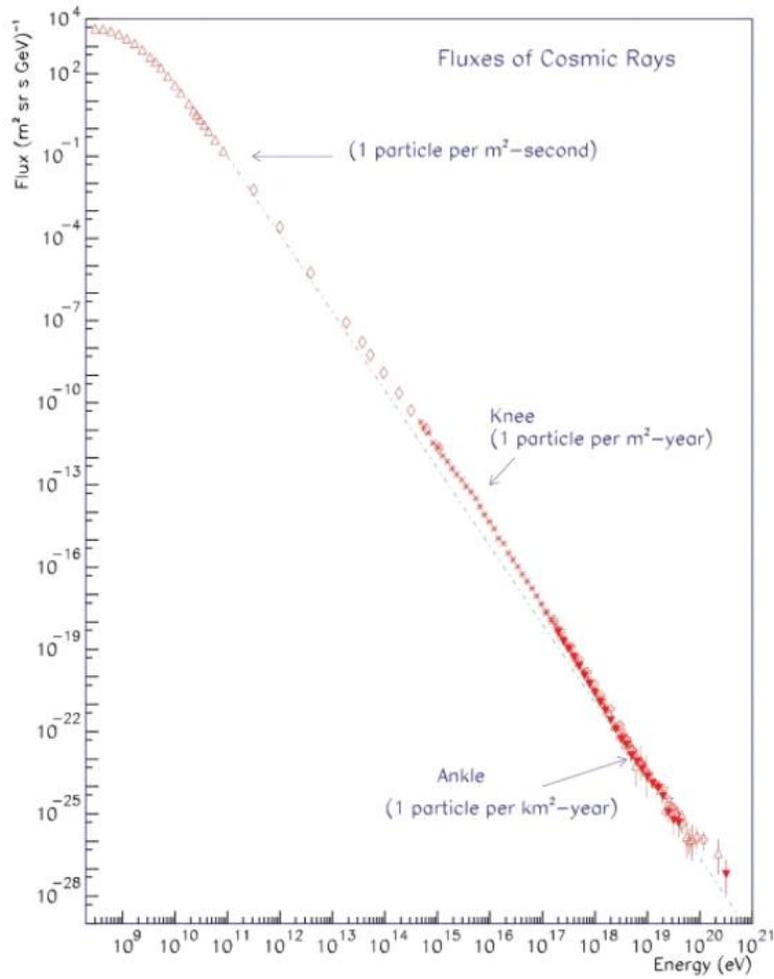


Figura 1.2: *Misure dello spettro dei raggi cosmici. Le linee sono estrapolazioni di fit da misure dirette di diversi rivelatori.*

L'andamento del flusso in funzione dell'energia può essere espresso tramite una legge di potenza del tipo

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha} \quad (1.4)$$

dove l'indice spettrale α assume diversi valori al variare dell'energia

$$\alpha = \begin{cases} 2.7 & \text{per } E < 3 \cdot 10^{15} eV \\ 3 & \text{per } 3 \cdot 10^{15} eV < E < 10^{18} eV \\ 2.7 & \text{per } E > 3 \cdot 10^{18} eV \end{cases}$$

La regione di bassa energia $E \leq 30 GeV$ dove lo spettro di energia non è semplicemente una legge di potenza ma ha una curvatura nel grafico log – log. In questa regione i flussi di raggi cosmici hanno una dipendenza dal tempo dovuta alle modulazioni prodotte dalla variazione temporale dell'intensità del vento solare. Le nuove misurazioni con spettrometri magnetici hanno ridotto notevolmente le incertezze del flusso al di sotto di $100 GeV$ e misure prese in tempi differenti permettono di studiare la modulazione solare estraendone il flusso interstellare. Il primo punto di variazione di pendenza a $E \sim 3 \cdot 10^{15} eV$ è detto "knee", ginocchio, e il secondo a $E \sim 10^{18} eV$ è detto "ankle", caviglia. L'andamento osservato può essere spiegato ipotizzando che i RC siano accelerati attraverso i meccanismi di accelerazione di Fermi. Tale meccanismo prevede che lo spettro "alla sorgente" dei raggi cosmici abbia un andamento proporzionale ad E^{-2} . L'effetto di confinamento dovuto al campo magnetico galattico, più efficiente alle basse energie, distorce lo spettro delle particelle accelerate facendo sì che quelle da noi osservate seguano una legge di potenza del tipo $E^{-\Gamma}$, con $\Gamma \approx 2.6 - 2.7$.

Le particelle cariche in un campo magnetico, subiscono la forza di Lorentz

$$\overrightarrow{F}_{Lorentz} = q \overrightarrow{B} \wedge \overrightarrow{v} \quad (1.5)$$

ortogonale al loro vettore velocità, e compiono quindi traiettorie circolari o a forma di spirale. Il raggio della traiettoria è chiamato raggio di Larmor o giroradio e può essere espresso dalla relazione

$$R_{Larmor} = \frac{E}{Z|e|\overrightarrow{B}\beta c} \quad (1.6)$$

che per un protone relativistico ($z = 1$, $\beta \simeq 1$) assume la forma:

$$R[m] = \frac{E[GeV]}{0.3B[T]}. \quad (1.7)$$

Sapendo che il campo magnetico medio della Galassia è $B = 0.3 \mu G$, e con un'energia dell'ordine di $E = 10^{16} eV$ si ottiene un raggio di Larmor di $\sim 4 pc$

($1pc = 3.086 \cdot 10^{16}m$).

Basandosi sulle considerazioni precedenti, si può assumere che, almeno fino al ginocchio cioè fino a $(10^{15} - 10^{16})eV$, i RC siano prevalentemente di origine galattica: infatti dopo il punto di ginocchio una frazione sempre maggiore dei RC sfugge al campo magnetico galattico, fino ad arrivare alla caviglia dove il giroradio è maggiore dello spessore del disco galattico; oltre tale energia cresce la componente di RC di origine extragalattica.

Oltre i $10^{20}eV$ quasi tutti gli esperimenti (a parte AGASA) mostrano una rapida diminuzione del flusso dei RC, recentemente confermata dall'esperimento AUGER. Questo fenomeno è stato previsto negli anni '60 da Greisen, Zatsepin e Kuzmin ed è noto come effetto GZK. Tale riduzione del flusso dei protoni primari, noto come GZK cutoff, è dovuta al fatto che i RC di queste energie possono interagire con i fotoni del fondo a microonde a $2.73K$ per fotoprodurre la risonanza Δ^+ ,

$$p + \gamma \longrightarrow \Delta^+ \longrightarrow \begin{cases} n + \pi^+ \\ p + \pi^0 \end{cases} \quad (1.8)$$

La soglia di energia per questa reazione è assai elevata; la conservazione del quadrato del quadrimomento dà infatti (ponendo $c = 1$)

$$E_p \geq \frac{2m_p m_\pi + m_\pi^2}{4E_{CMBR}} \approx 5.0 \cdot 10^{19} eV = 50 EeV \quad (1.9)$$

nel caso in cui si prenda l'energia corrispondente al picco per E_{CMBR} . Il flusso di RC con energie superiori a questa soglia è quindi attenuato durante il percorso, e questo limita la distanza osservabile delle sorgenti più potenti. Nel contempo, a qualche decina di Mpc si osserva però un flusso maggiore di RC per energie immediatamente inferiori alla soglia, e questo è dovuto ai prodotti della reazione (1.8). Si osservi che tra i prodotti secondari vi sono anche neutrini di altissima energia.

1.3 Ipotesi sui meccanismi di accelerazione

Lo spettro dei raggi cosmici misurato a Terra, visto in figura 1.2, si estende per moltissimi ordini di grandezza, fino a qualche decina di Joule ($1J \sim 10^{19}eV$). Una tale energia può essere raggiunta da una particella solo dopo che questa è stata più volte accelerata: in questo paragrafo si vuole breve-

mente illustrare quali sono le attuali conoscenze sui meccanismi che *producono* particelle tanto energetiche. Una particella carica in un campo magnetico viene accelerata e la sua traiettoria viene curvata nell'interazione: un raggio cosmico che viaggia nella galassia interagisce con il campo magnetico galattico, che ha un'intensità di $\sim 3\mu G$, e non può essere accelerato fino a raggiungere le energie enormi rivelate sperimentalmente: questo ci fa capire che devono esistere altri meccanismi in grado di spiegare la presenza di particelle di altissima energia. L'idea originale di Fermi, sviluppata intorno al 1950, era che la galassia fosse piena di nubi di plasma che generavano l'accelerazione dei RC, diffondendoli attraverso urti elastici successivi. Nella visione di Fermi questo è un processo stocastico, un ensemble di molti eventi, durante i quali una particella acquista ogni volta una piccola frazione di energia, proporzionale a quella iniziale.

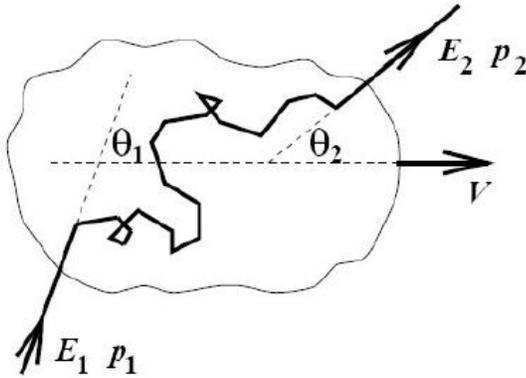


Figura 1.3: Una particella di energia E_1 e impulso p_1 collide con una nube, in moto con velocità V , e ne esce avendo energia E_2 e impulso p_2 .

Una particella di energia E_1 e impulso p_1 collide con una nube, in moto con velocità V come in figura 1.3. Si può calcolare l'incremento medio di energia ponendosi nel sistema di riferimento solidale con la nube, [Gaisser, "Cosmic ray and particle physics"].

Indicando con $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ il fattore di Lorentz, ed essendo valida l'approssimazione ultrarelativistica per le particelle ($E \gg mc^2$), si ottiene un

guadagno medio di energia del secondo ordine in β

$$\frac{E_f}{E_i} = \gamma^2(1 - \beta \langle \cos \theta_1 \rangle) = \quad (1.10)$$

$$= \frac{1}{1 - \beta^2} \left(1 + \frac{\beta^2}{3}\right) \simeq (1 - \beta^2) \left(1 + \frac{\beta^2}{3}\right) = \quad (1.11)$$

$$= 1 + \frac{4}{3}\beta^2 + \dots \quad (1.12)$$

Quindi, con le ipotesi fatte fino ad ora, il guadagno di energia sarebbe proporzionale a β^2 , per questo motivo è conosciuto come *meccanismo di Fermi del secondo ordine*. Le nubi di plasma hanno delle velocità molto piccole, con $\beta \leq 10^{-4}$ e questo comporta un guadagno di energia molto basso. Questo è il vero punto debole del meccanismo di Fermi: non spiega l'accelerazione di particelle fino ad energie sufficientemente elevate. La teoria non è in grado di fornire una corretta rappresentazione dello spettro dei raggi cosmici, in quanto l'indice spettrale che si ottiene dal meccanismo di Fermi è molto più grande di quello ottenuto sperimentalmente.

Negli anni '70 l'idea di Fermi venne applicata alle onde d'urto. In questa nuova versione il guadagno di energia risulta proporzionale a β , prendendo così il nome di *meccanismo di Fermi del primo ordine*. Un'onda d'urto, "shock wave", è una discontinuità nelle proprietà termodinamiche di un fluido, in cui la sua velocità varia rapidamente in un certo spessore, e che si muove con velocità maggiore della velocità del suono nel mezzo. Il fluido non ancora raggiunto dallo shock è detto *upstream*, mentre quello che è già raggiunto e superato dallo shock è detto *downstream*. Passando nel fluido downstream le particelle vengono diffuse: nel riferimento solidale con il fluido la distribuzione delle velocità delle particelle è isotropa. Ogni particella viene diffusa più volte e dunque può riattraversare lo shock in senso contrario: ogni volta che una particella attraversa la discontinuità, questa incrementa la sua energia perché lo shock è in moto. Un osservatore solidale con lo shock vede il fluido che si avvicina con velocità $v_1 = U \gg v_{suono}$, mentre alle sue spalle il fluido lascia lo shock con velocità v_2 .

Imponendo l'equazione di continuità:

$$v_1 \rho_1 = v_2 \rho_2 \quad (1.13)$$

si ottiene

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} \quad (1.14)$$

dove ρ_1 rappresenta la densità del fluido upstream e ρ_2 quella del fluido downstream. Se lo shock è supersonico si dimostra che

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\frac{c_P}{c_V} + 1}{\frac{c_P}{c_V} - 1} \quad (1.15)$$

dove c_P e c_V rappresentano rispettivamente il calore specifico a pressione e a volume costante. Nel caso di un gas monoatomico il loro rapporto vale $c_P/c_V \sim 5/3$ e quindi si ha $v_2 = \frac{1}{4}v_1$. Nel riferimento solidale con il fluido upstream lo shock si muove verso il fluido con velocità U , mentre il fluido downstream si avvicina all'osservatore con velocità $V = \frac{3}{4}U$. In questo

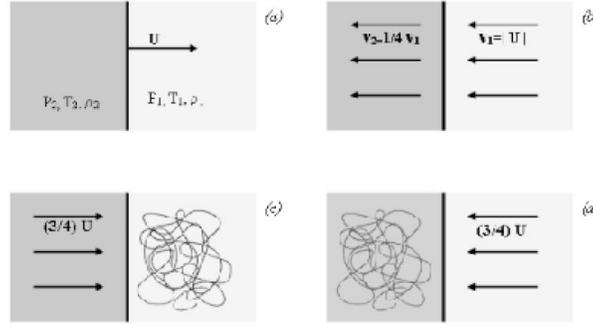


Figura 1.4: *Meccanismo di accelerazione di Fermi del primo ordine: (a) Lo shock si propaga con velocità supersonica U , in un gas stazionario con pressione, temperatura e densità rispettivamente p_1, T_1, ρ_1 ; il fluido downstream dietro l'onda d'urto ha parametri p_2, T_2, ρ_2 ; (b) Il flusso di gas nel sistema di riferimento dell'onda d'urto; (c) Nel sistema di riferimento upstream, il fluido downstream ha velocità $\frac{3}{4}U$ e la distribuzione delle velocità è isotropa nel fluido a riposo; (d) Stessa situazione, ma vista nel riferimento in cui il gas downstream è a riposo.*

riferimento la distribuzione delle velocità delle particelle di fluido upstream è isotropa. Nella regione downstream le particelle hanno velocità $V = \frac{3}{4}U$ e quindi l'energia di una particella che attraversa il fronte dello shock (dalla regione upstream alla regione downstream) è:

$$E' = \gamma(E + p_x V) \quad (1.16)$$

dove p_x è la componente dell'impulso nella direzione normale allo shock, il quale si muove con velocità non relativistica $U \ll c$ e quindi $\gamma \sim 1$.

Le particelle sono invece relativistiche e in queste ipotesi $E \sim pc$ e $p_x = p \cos \vartheta = \frac{E}{c} \cos \vartheta$. In questo modo è possibile stimare la variazione dell'energia di una particella:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E' - E}{E} \sim \frac{pV \cos \vartheta}{E} = \frac{V \cos \vartheta}{c} = \frac{3U}{4c} \cos \vartheta = \frac{3}{4} \beta \cos \vartheta. \quad (1.17)$$

A questo punto bisogna mediare su ϑ e si ottiene:

$$\langle \left(\frac{\Delta E}{E} \right) \rangle \sim \frac{2V}{3c}. \quad (1.18)$$

Nella situazione in cui le particelle si muovono nel verso opposto la situazione è analoga e la quantità di energia guadagnata è la stessa. In un ciclo completo di attraversamento dello shock, il guadagno di energia è

$$\langle \left(\frac{\Delta E}{E} \right) \rangle \sim \frac{4V}{3c} = \frac{4}{3} \beta. \quad (1.19)$$

Rispetto al meccanismo precedente, in questo caso il guadagno di energia è proporzionale a β e dunque in questo caso l'accelerazione descritta è più efficiente. Il problema principale del meccanismo di Fermi al primo ordine è che, pur essendo notevolmente più realistico rispetto al precedente, non è un processo rapido. Le particelle devono essere diffuse avanti e indietro rispetto allo shock e nel caso di supernova remnant, (SNR, resti di supernova in espansione), hanno un guadagno di energia pari a una parte su 100 in ogni attraversamento.

1.3.1 Due ipotesi sull'accelerazione, nel caso di energie limite

Per spiegare l'origine dei RC di energia maggiore di $10^{20} eV$, due sono finora i modelli più soddisfacenti: bottom-up e top-down.

Il modello bottom-up prevede che l'origine dei RC sia nei cosiddetti acceleratori cosmici, figura 1.5: attualmente i principali candidati sono i Nuclei Galattici Attivi e i Gamma Ray Bursts. Attorno a questi oggetti celesti si trova una grande quantità di protoni e fotoni, che rappresentano un bersaglio per i RC accelerati. Il risultato di questa interazione è la produzione di pioni che poi decadono producendo fotoni e neutrini di altissima energia. Il modello top-down prevede invece che RC di altissima energia siano prodotti nel

decadimento di difetti topologici aventi masse enormi, dell'ordine di $10^{24}eV$. Con le attuali conoscenze non è ancora possibile stabilire quale delle due teorie sia corretta, poiché tali energie sono difficilmente investigabili con le odierne tecniche sperimentali.

1.3.2 Sciame atmosferici

Uno sciame atmosferico è una "cascata" di particelle generate alla sommità dell'atmosfera dall'interazione del raggio cosmico primario, singolo nucleone, nucleo o fotone, di energia molto alta. Il numero di particelle prima si moltiplica, poi raggiunge un massimo e si attenua quando le particelle dello sciame, per interazioni successive, si trovano ad avere energia al di sotto della soglia

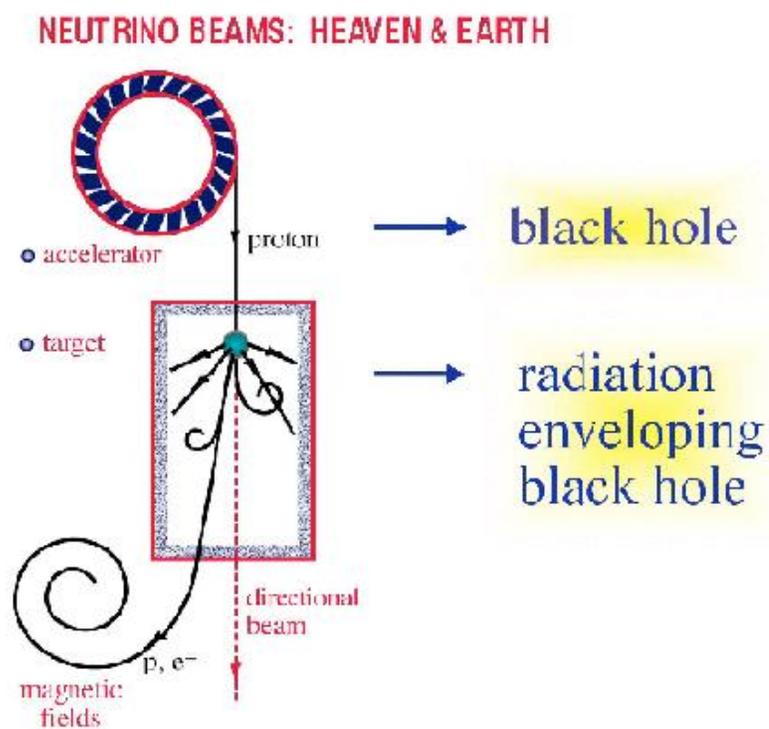


Figura 1.5: La produzione di particelle di altissima energia a partire dagli acceleratori cosmici

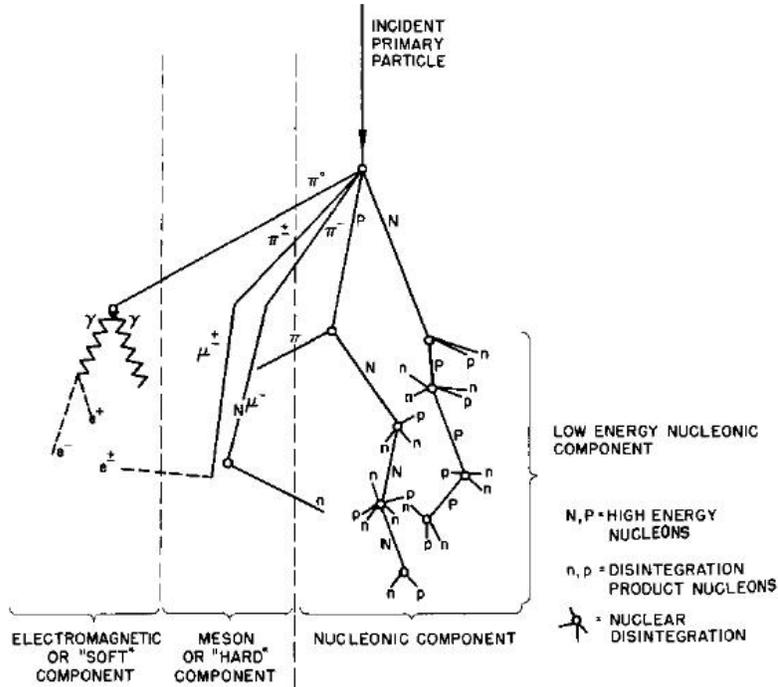


Figura 1.6: *Rappresentazione schematica di uno EAS (Extensive Air Shower), sciame di particelle (radiazione secondaria), prodotto dall'interazione della radiazione cosmica primaria con gli strati superiori dell'atmosfera. Si distinguono una componente "dura", o penetrante (muoni), e una componente 'molle' (elettroni e fotoni).*

per l'ulteriore produzione di particelle. Nel linguaggio tecnico uno sciame atmosferico viene denominato "swarm", perchè consiste di un disco sottile di particelle relativistiche.

Un raggio cosmico induce uno sciame atmosferico che ha tre componenti: elettromagnetica, muonica e adronica. Lo sciame è costituito di un nucleo di adroni di alta energia che continuamente alimentano la parte elettromagnetica, principalmente derivante da fotoni ottenuti dal decadimento di pioni neutri. Ogni fotone di alta energia genera un sotto-sciame elettromagnetico in cui si alternano produzione di coppie e Bremsstrahlung che partono dal suo punto di iniezione. I nucleoni e gli altri adroni di alta energia contribuiscono allo sciame adronico. Il decadimento di pioni carichi di bassa energia

e di kaoni alimenta la componente muonica.

Ad ogni interazione adronica, poco più di un terzo dell'energia va nella componente elettromagnetica. A causa della rapida moltiplicazione degli sciame elettromagnetici, elettroni e positroni sono le particelle più numerose negli sciame atmosferici "sviluppati". Per questo motivo la maggior parte dell'energia dello sciame è dissipata dalle perdite per ionizzazione di elettroni e positroni. Al di là di una piccola frazione di energia persa dai neutrini, $F(E_0)$, l'energia del primario, E_0 , si ha integrando sullo sviluppo dello sciame,

$$(1 - F) \cdot E_0 \sim \alpha \int_0^\infty dX N(X) \quad (1.20)$$

dove $N(X)$ è il numero di particelle cariche nello sciame alla profondità X (misurata lungo l'asse dello sciame), e α è l'energia persa per unità di cammino percorso nell'atmosfera.

Il numero di muoni di bassa energia $(1 - 10)GeV$ aumenta quando lo sciame si sviluppa poi raggiunge un plateau, dal momento che i muoni raramente interagiscono in maniera catastrofica. Al contrario, il numero di elettroni e positroni diminuisce rapidamente dopo il massimo, per radiazione e produzione di coppia, arrivando all'energia critica $E_c \sim 80MeV$, al di sotto della quale l'energia degli elettroni rimanenti viene persa velocemente per ionizzazione.

1.4 Fonti di "rumore"

A questo punto della trattazione è necessario introdurre ciò che comunemente viene identificato come "rumore" nella rivelazione di neutrini astrofisici mediante rivelatori Cherenkov, come ANTARES. Infatti le particelle che rendono difficile la rivelazione sono i neutrini atmosferici e i muoni "upgoing" e "downgoing". I neutrini atmosferici derivanti dal decadimento dei pioni carichi, a differenza dei neutrini astrofisici hanno una distribuzione isotropa in tutto l'angolo solido. Lo spettro dei neutrini atmosferici è $\propto E^{-2.7}$ invece oltre $10TeV$ ha un andamento proporzionale a $\propto E^{-3.7}$, quindi hanno uno spettro più ripido rispetto al flusso di neutrini astrofisici che sono $\propto E^{-2}$, figura 1.7. I muoni sono quasi stabili e hanno una piccola sezione d'urto, quindi sono molto "penetranti", per questo motivo sono denominati come la *componente penetrante* dei Raggi Cosmici. I muoni derivanti dai neutrini atmosferici si

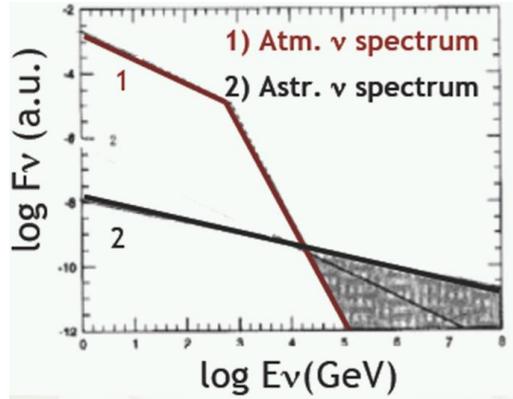


Figura 1.7: Confronto tra lo spettro dei neutrini astrofisici, e quelli atmosferici.

dividono sono detti "upgoing" quando provengono dal basso, quindi dall'interno della Terra, e sono diretti verso l'alto; al contrario i "downgoing" sono quelli diretti verso il basso che si formano nell'atmosfera "al di sopra" del rivelatore.

1.5 Misure di Raggi Cosmici oltre $10^{15} eV$

Nella figura 1.9 sono mostrate alcune misure dello spettro di energia dei raggi cosmici effettuate da diversi rivelatori. Si possono identificare diverse regioni:

- i) Nella regione con energia compresa tra $3 \cdot 10^{11} eV \leq E \leq 10^{15} eV$, i flussi di raggi cosmici con buona approssimazione sono descritti da una legge di potenza ($\phi(E) \propto E^{-\alpha}$). Ci sono indicazioni che suggeriscono che l'indice spettrale, α , di componenti diverse differisca e in particolare che lo spettro dell'elio sia leggermente più duro rispetto a quello dei protoni, p , ($\alpha(p) > \alpha(He)$). Questo è un punto importante che è necessario sia confermato da misure ancora più precise.
- ii) Nella regione chiamata "ginocchio" (knee), a $E \sim 3 \cdot 10^{15} eV$, è stato misurato un aumento della pendenza dello spettro dei RC pari a $\Delta\alpha \simeq 0.35$. Le misurazioni in questa parte dello spettro sono ottenute solo tramite misure indirette, come quella effettuata dall'esperimento KASCADE. Un sottoinsieme di recenti misure, figura 1.10, mostra l'esistenza di notevoli differenze tra misure diverse. Si discute ancora su

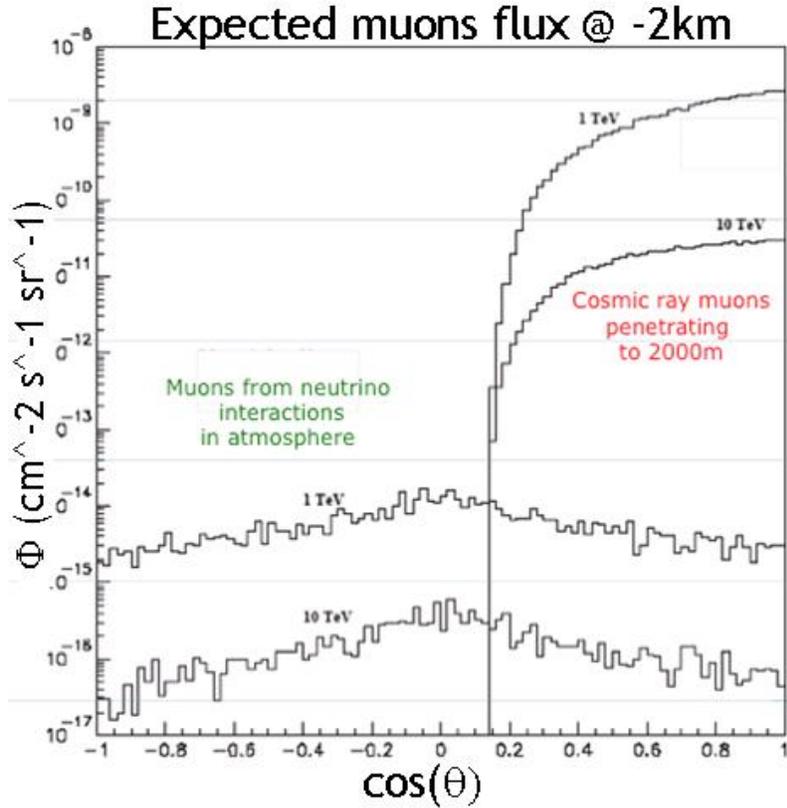


Figura 1.8: Mostra la distribuzione, aspettata in un apparato a 2km di profondità, del coseno dell'angolo zenitale dei muoni "downgoing" e dei muoni prodotti dall'interazione di neutrini con la materia nei pressi dell'apparato.

quanto di queste differenze sia imputabile a errori sperimentali sistematici, e quanto sia dovuto all'incertezza nella modellizzazione dello sviluppo dello sciame. Una notevole quantità di sforzi è stata impiegata per determinare la composizione della massa dei raggi cosmici sotto e sopra il ginocchio. Forse il modello più semplice per una tale evoluzione è l'assunzione che il ginocchio corrisponda ad un valore fisso di rigidità p/Ze , e quindi per la componente nucleare di carica elettrica Z :

$$E_{knee}(Z) = ZE_{knee}(p). \quad (1.21)$$

L'equazione (1.21) è prevista in una gamma molto ampia di modelli, in cui il ginocchio è conseguenza della dipendenza dalla rigidità del rate

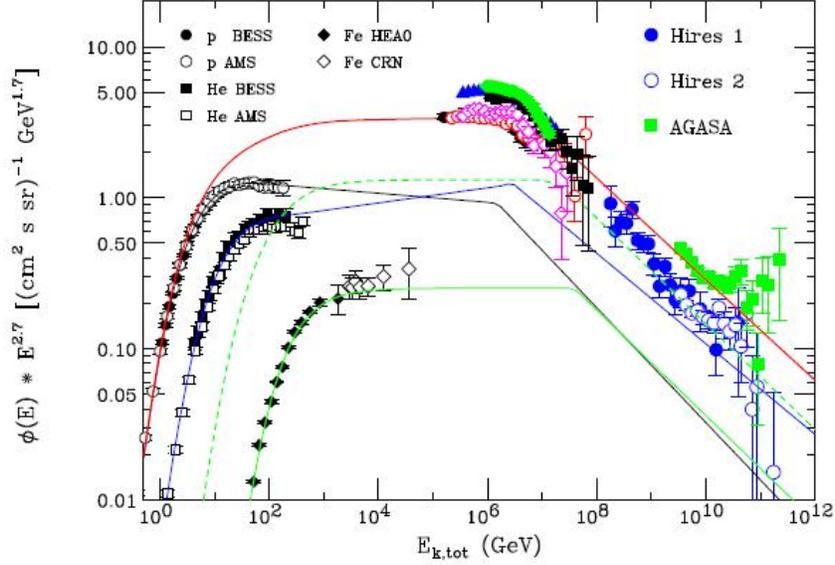


Figura 1.9: *Flusso differenziale dei raggi cosmici moltiplicato per $E^{2.7}$ in funzione dell'energia, [Cosmic ray astrophysics and hadronic interactions, Lipari].*

di accelerazione nelle sorgenti, o dalle proprietà di confinamento galattico dei raggi cosmici. La determinazione della composizione di massa è ottenuta con la misura di almeno due quantità per sciame, come la dimensione elettromagnetica, N_e e il numero di muoni N_μ . Queste quantità hanno una diversa dipendenza dall'energia e dalla massa del primario, ciò permette di ottenere, in linea di principio, stime di energia, E , e numero di massa, A , per ogni sciame. Per esempio nel caso di N_e e N_μ si ha:

$$N_e \simeq K_e A \left(\frac{E}{A}\right)^\alpha \quad \text{con } \alpha > 1 \quad (1.22)$$

$$N_\mu \simeq K_\mu A \left(\frac{E}{A}\right)^\beta \quad \text{con } \beta < 1 \quad (1.23)$$

L'esponente α è più grande dell'unità perchè con l'aumentare dell'energia la dimensione N_e al massimo cresce linearmente con l'energia, mentre β è minore dell'unità perchè i muoni sono prodotti nel decadimento dei mesoni nei processi come $\pi^+ \rightarrow \mu + \nu_\mu$, e la probabilità di

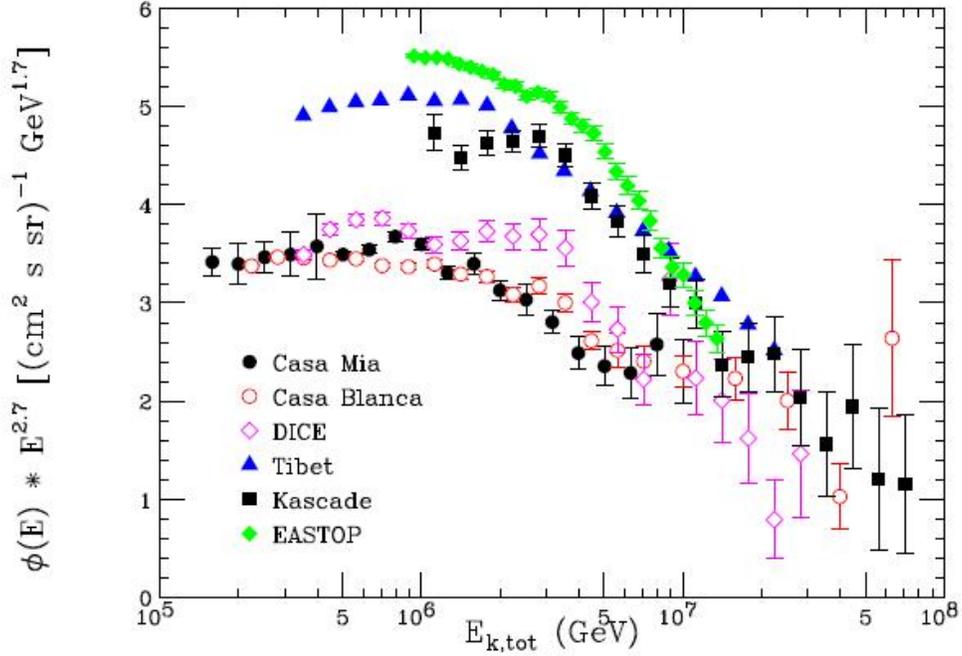


Figura 1.10: Misure dello spettro dei raggi cosmici al ginocchio, [*Cosmic ray astrophysics and hadronic interactions, Lipari*].

decadimento di mesoni di alta energia è ridotta a causa dell'espansione temporale di Lorentz. Le equazioni (1.22) e (1.23) possono essere usate per esprimere il numero muonico come funzione di N_e e del numero di massa A sconosciuto:

$$N_\mu \simeq K' A^{1-\beta/\alpha} N_e^{\beta/\alpha} \quad (1.24)$$

che dipende da $A^{1-\beta/\alpha} \sim A^{0.2}$, e le particelle primarie pesanti possono essere selezionate scegliendo sciami ricchi di muoni. Un esempio di questo è mostrato nella figura 1.11 dall'esperimento Kascade. Questo rivelatore è in grado di misurare contemporaneamente N_e e N_μ . Nella parte inferiore del pannello della figura 1.11 gli sciami sono selezionati in un intervallo fissato di N_e , e la distribuzione in N_μ è analizzata per ottenere la composizione di massa. Gli sciami con un piccolo numero di muoni N_μ sono associati al protone primario, mentre una più alta

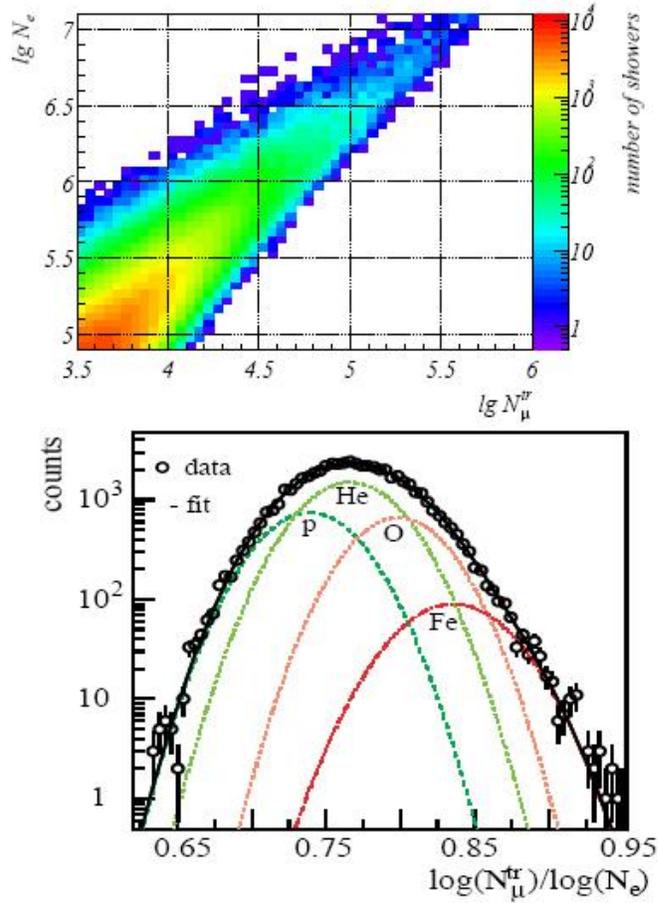


Figura 1.11: Nel pannello superiore c'è la distribuzione 2D in N_e e N_μ di Cascade. Nel pannello in basso c'è un'esempio di composizione del fit, [Cosmic ray astrophysics and hadronic interactions, Lipari].

molteplicità di μ è associata a nuclei di ferro. Una analisi quantitativa richiede una precisa conoscenza delle proprietà dello sciame, incluse le fluttuazioni, per primari di differenti energia e massa. La risoluzione nella misura di A non è sufficiente a separare diverse componenti, e quindi la determinazione della composizione di massa dipende, in modo critico, dalle simulazioni Montecarlo, in cui si deve prendere in considerazione un'errore sistematico nella stima dello spettro di energia e della composizione di massa dovute a incertezze teoriche nella model-

lizzazione dello sviluppo dello sciame, nella descrizione di proprietà di interazione adronica. Analoghe considerazioni sono applicabili a tutte le altre tecniche per la determinazione dello spettro e la composizione nella regione del ginocchio e sopra.

Alcuni rivelatori possono misurare più di due quantità per sciame, ad esempio, non solo le dimensioni elettronica N_e e muonica N_μ , ma anche la componente adronica, N_{had} . Per una fissata energia, sciame con primari leggeri sono più penetranti e la componente adronica è più larga. L'analisi dei dati, in funzione di differenti coppie di variabili, ad esempio (N_e, N_μ) e N_e, N_{had} darà risultati consistenti solo se la modellizzazione dello sviluppo dello sciame è corretta.

- iii) I punti ad energia più alta nella figura 1.12 sono stati ottenuti dai rivelatori Auger. Lo spettro di Auger si estende sopra un'energia $E \sim 3 \cdot 10^{20} eV$. Ci si aspetta l'esistenza di un taglio (Greisen-Zatsepin-Kuzmin o GZK cutoff) nello spettro di energia dei raggi cosmici dovuto alle interazioni con il fondo cosmico a microne. Il processo dominante è la fotoproduzione di pioni su fotoni della radiazione del fondo cosmico a microne ($2.73^\circ K$) [Cosmic ray and particle physics, Gaisser]: $p + \gamma_{CMBR} \rightarrow p(n) + \pi + \dots$ con un'energia di soglia dell'ordine di $E_{thr} \simeq m_p m_\pi / \langle \epsilon \rangle \simeq 10^{19} eV$ Poichè si conosce precisamente il fotone bersaglio e la sezione d'urto di interesse è stata accuratamente misurata in esperimenti con protoni a riposo, è possibile calcolare con ottima precisione la lunghezza di interazione e la perdita di energia di protoni di UHE (Ultra High Energy). Le stesse considerazioni possono essere fatte per nuclei composti, in cui il processo dominante di perdita di energia è la fotodisintegrazione (come $A + \gamma \rightarrow (A-1) + N$) [arXiv:0803.4312v1]. La forma dettagliata del flusso di raggi cosmici di UHE dipende dalla forma dello spettro alla sorgente, in particolare dall'energia massima di accelerazione, E_{max} , dalla distribuzione spazio-tempo della sorgente, e dalla struttura dei campi magnetici extragalattici che controllano la propagazione delle particelle cariche dalla sorgente alla nostra galassia.

1.6 L'astronomia dei neutrini

Molte delle informazioni note sull'Universo derivano dall'osservazione dei fotoni. I fotoni hanno molti vantaggi come vettori d'informazione: sono prodot-

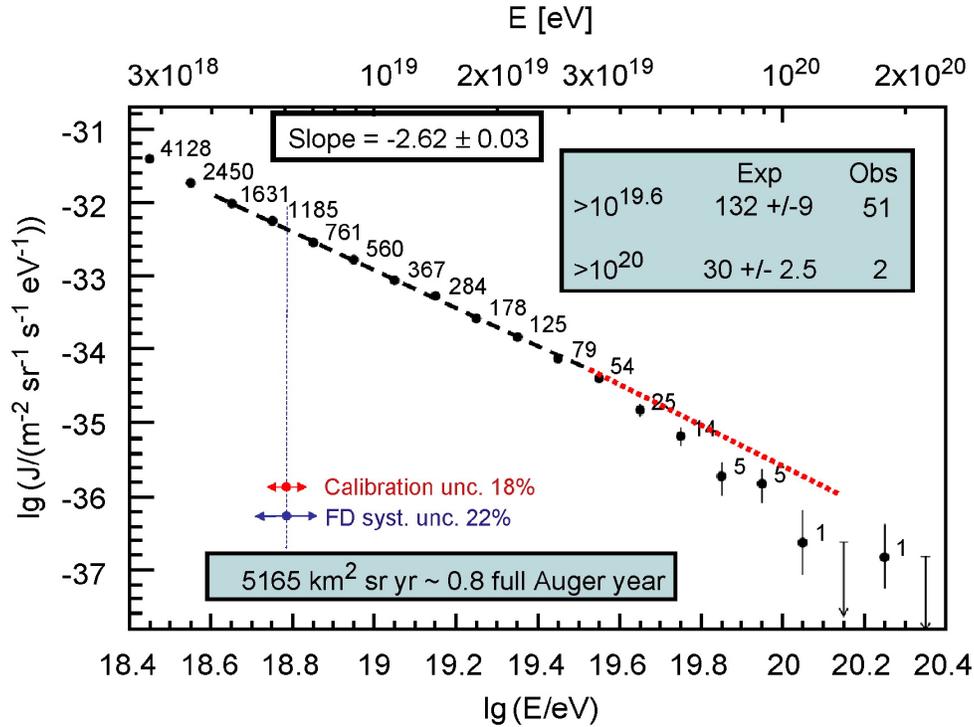


Figura 1.12: Misure dello spettro dei raggi cosmici alle energie più alte ottenute dalle osservazioni di Auger [Auger Collaboration (2008)].

ti in maniera copiosa, sono stabili e elettricamente neutri, sono facili da rivelare in un ampio range di energia, e il loro spettro consente di ottenere informazioni dettagliate sulle proprietà fisiche e chimiche della sorgente. Lo svantaggio è che le regioni dense e calde, che formano il nucleo, oltre che il motore, delle stelle e di altre sorgenti di energia astrofisiche sono completamente opache ai fotoni, e quindi non siamo in grado di studiare le proprietà di queste regioni da osservazioni dirette, ma solo da inferenza indiretta. Inoltre, i fotoni di alta energia interagiscono con i fotoni della radiazione infrarossa di fondo e con il fondo cosmico a microonde per creare coppie elettrone positrone; questo effetto è analogo a quello, denominato GZK cutoff, già descritto per l'interazione di protoni di alta energia con il fondo CMBR. Questo effetto sopprime ogni possibilità di rilevamento in cielo su distanze superiori a $100 Mpc$ con raggi gamma ad alta energia. Per scoprire i meccanismi che regolano l'Universo e gli oggetti astrofisici ad essi sottoposti è necessario

avere una sonda che sia: elettricamente neutra; la cui traiettoria non deve essere variata da campi magnetici; stabile, in modo tale da essere ricevuto sulla Terra da sorgenti distanti, e debolmente interagente così da penetrare in regioni opache per i fotoni.

Possiamo utilizzare allora i neutrini considerando sorgenti astrofisiche note per l'emissione di neutrini: la fusione dell'idrogeno nel nucleo di una stella come il Sole, infatti, produce, come sottoprodotti, neutrini elettronici; quando si forma una stella di neutroni sui resti di una supernova si ha la conversione di nuclei di ferro in neutroni e la produzione di un burst di neutrini, uno di questi è stato osservato da Kamiokande e IMB per SN 1987A. Lo studio dei neutrini è cominciato con la ricerca dei neutrini solari, che, per la piccolezza della loro sezione d'urto, possono attraversare tutta la stella senza subire interazioni. I neutrini solari, se catturati, possono quindi fornire informazioni dirette sullo stato del nucleo centrale del Sole. I neutrini prodotti hanno energie nell'intervallo di $(0.1 - 14)MeV$. Dopo anni di ricerca sulla osservazione della direzione dei neutrini solari la seconda fase di SuperKamiokande ha ricostruito la "mappa" del Sole, figura 1.13, e successivamente è stata ricostruita l'orbita del Sole in coordinate galattiche, figura 1.14, [SuperKamiokande Collaboration].

Sorgenti astrofisiche di neutrini di alta energia ($E > 100GeV$) non sono state ancora osservate direttamente, ma la loro esistenza può essere dedotta dalle proprietà dei raggi cosmici. Come già visto i raggi cosmici primari sono

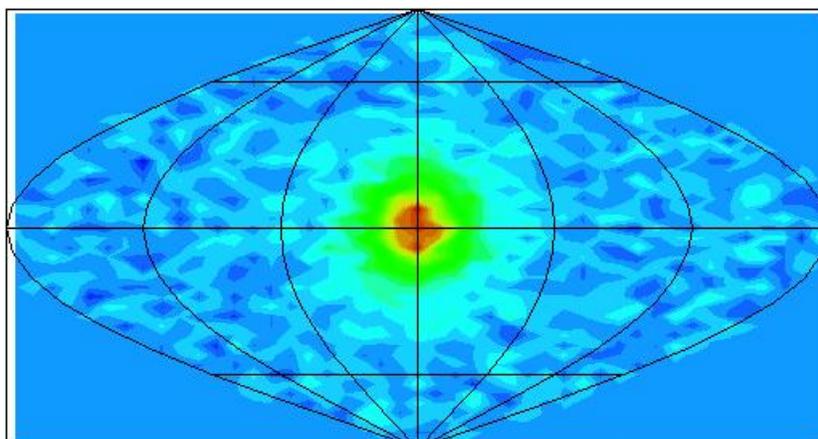


Figura 1.13: *La prima "neutrino-grafia" del sole [SuperKamiokande Collaboration]*

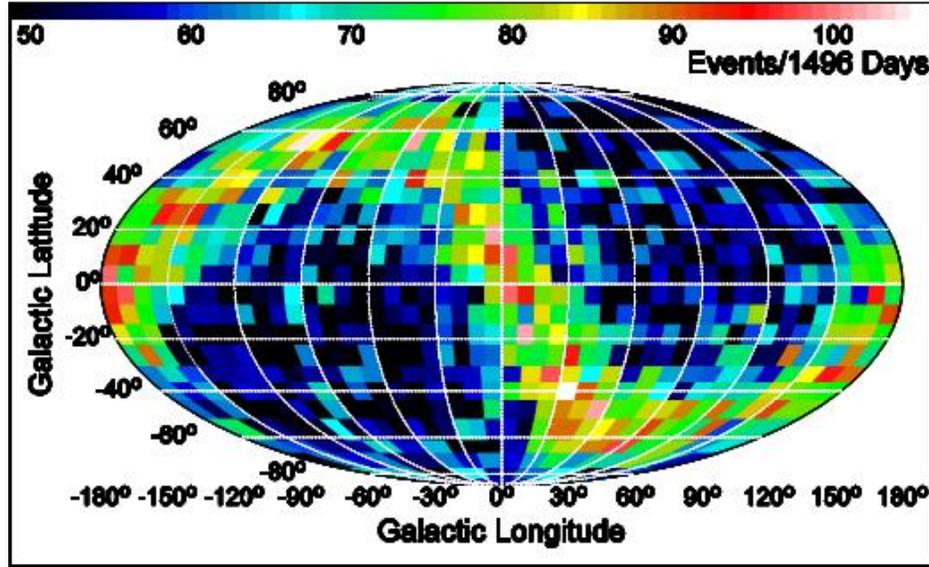


Figura 1.14: L'orbita del Sole in coordinate galattiche misurata con neutrini da SuperKamiokande, [SuperKamiokande Collaboration].

costituiti essenzialmente da protoni con l'aggiunta di nuclei pesanti. Il loro spettro di energia è descritto da una legge di potenza che si estende fino a energie estremamente elevate, sono stati osservati valori che eccedono $10^{20} eV$. I protoni stessi hanno un limitato uso come vettori di informazioni astrofisiche poichè hanno carica e sono anche soggetti alla deflessione dai campi magnetici che incontrano. Solo per $E > 10^{19} eV$ i raggi cosmici di energia molto alta conservano memoria della direzione della sorgente. Qualunque sia la fonte, è chiaro che accelerare protoni a tali alte energie dà luogo ad un processo di "beam dump" astrofisico: i protoni accelerati, interagendo con la materia o con i fotoni che circondano l'acceleratore cosmico, producono pioni carichi e neutri, che decadendo danno origine a γ e ν di alta energia. L'esistenza di un flusso generale di altissima energia di protoni, nei raggi cosmici e la presenza di fotoni gamma può implicare l'esistenza di una fonte di neutrini di alta energia.

$$p + \gamma(N) \longrightarrow \begin{cases} \pi^{\pm} \longrightarrow \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) + \mu^{\pm} \longrightarrow e^{\pm} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) + \nu_e(\bar{\nu}_e) \\ \pi^0 \longrightarrow 2\gamma \end{cases}$$

L'astronomia dei neutrini offre la possibilità di osservare sorgenti che corri-

spondono ai motori centrali dei fenomeni astrofisici più energetici. Le sorgenti di raggi gamma con energie superiori ai 100GeV sono quindi le più probabili candidate ad essere anche sorgenti di neutrini.

Capitolo 2

Sorgenti di raggi gamma e neutrini

In questo capitolo descriveremo le sorgenti galattiche di fotoni di alta energia ($E > 100\text{GeV}$). Nell'ipotesi che i fotoni gamma siano originati in "beam dump" astrofisici, tali sorgenti sono anche le principali candidate ad essere sorgenti di neutrini di alta energia.

2.1 Potenziali segnali di neutrino provenienti da sorgenti gamma galattiche

Recentemente sono stati compiuti notevoli progressi nell'astronomia gamma con rivelatori a terra grazie all'High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.). H.E.S.S. è un array di quattro telescopi atmosferici Cherenkov situato in Namibia a $23^{\circ}16'S$ e $16^{\circ}30'E$, a $1800m$ sul livello del mare. L'esperimento H.E.S.S. ha rivelato emissione di fotoni con $E > 100\text{GeV}$ da un gran numero di oggetti della nostra Galassia. Utilizzando lo spettro di energia e le morfologie delle sorgenti misurate da H.E.S.S., in aggiunta a nuove parametrizzazioni sulla produzione di pioni e decadimenti in interazioni adroniche, si può stimare il numero di neutrini aspettato da queste sorgenti considerando la prima generazione di rivelatori Cherenkov sottomarini (ANTARES). Tuttavia, anche considerando le sorgenti più brillanti di raggi gamma, gli eventi aspettati sono improbabili da rivelare per un rivelatore come ANTARES. Tuttavia per il rivelatore come KM3Net, che avrà un volume di 1km^3 , ci si aspetta

di osservare tali eventi di qualche neutrino per anno oltre alla possibilità di rivelare le sorgenti individuali.

2.2 Emissione di fotoni di alta energia ($E > 100\text{GeV}$)

Studiare i raggi gamma di origine celeste permette di indagare i fenomeni più energetici che avvengono nel Cosmo ed avere così una visione più completa dell'Universo. Le emissioni gamma sono spesso correlate alla presenza di particelle cariche accelerate ad altissime energie. Molte sorgenti gamma sono pertanto equivalenti ad acceleratori di particelle enormemente più potenti di quelli costruiti dall'uomo. L'emissione di raggi gamma di altissima energia si ha in seguito all'interazione di particelle relativistiche (in genere elettroni e protoni) con fotoni di bassa energia, nel caso dei protoni anche o con la materia che circonda la sorgente. I fotoni di energia più bassa sono il risultato di interazioni e cascate elettromagnetiche indotte dai raggi gamma del fascio primario. La produzione di raggi gamma di alta energia avviene essenzialmente secondo due meccanismi:

- leptonici;
- adronici.

2.3 Meccanismi elettromagnetici

Gli elettroni relativistici accelerati tramite onde d'urto danno luogo all'emissione di fotoni di alta energia per effetto Compton inverso, interagendo o con i fotoni di bassa energia del mezzo circostante o con i fotoni della radiazione di sincrotrone emessa dagli stessi elettroni accelerati (SSC: Synchrotron Self-Compton). Il problema fondamentale dei modelli elettromagnetici è che l'accelerazione degli elettroni con il meccanismo di Fermi al primo ordine non è efficiente, in particolar modo in ambienti in cui i tempi di perdita di energia sono molto più brevi del tempo in cui avviene l'accelerazione. D'altra parte la densità dei fotoni bersaglio non potrebbe essere elevata, altrimenti i fotoni di alta energia verrebbero tutti assorbiti nelle interazioni fotone-fotone.

2.3.1 Radiazione di sincrotrone

Si consideri l'equazione del moto di una particella relativistica di carica q . In un campo magnetico costante di modulo e direzione $\vec{B} = B_0 \hat{z}$, [Astrofisica delle alte energie, Marco Vietri]:

$$\frac{dp^\mu}{ds} = \frac{q}{c} F^{\mu\nu} u_\nu \quad (2.1)$$

dove $F^{\mu\nu}$ è il tensore che rappresenta il campo elettromagnetico in relatività speciale. Questa equazione può essere decomposta nelle componenti spaziale e temporale:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \vec{v}) = \frac{q}{c} \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (2.2)$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma m c^2) = q \vec{v} \wedge \vec{E} = 0 \quad (2.3)$$

dove l'ultima uguaglianza vale perché si è assunto nullo il campo elettrico. Dalla seconda equazione si ricava $d\gamma/dt = 0$, e quindi sostituendolo nella prima si ha

$$\gamma m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{c} \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (2.4)$$

Decomponendo questa equazione nella direzione parallela a \vec{B} e moltiplicandola scalarmente per B : si annulla il membro di destra, quindi

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = 0 \quad (2.5)$$

La componente della velocità lungo il campo magnetico non viene cambiata dalla presenza del campo magnetico. Per la componente perpendicolare si trova invece

$$\frac{dv_{\perp}}{dt} = \frac{qv_{\perp}}{\gamma mc} \wedge \vec{v} \quad (2.6)$$

dalla quale si evince che moltiplicando per v_{\perp} , il suo modulo è costante. Questa equazione descrive il moto puramente rotatorio con frequenza

$$\omega_c = \frac{qB_0}{\gamma mc} \quad (2.7)$$

detta di Larmor, di ciclotrone o di girazione. La potenza totale irraggiata può essere dedotta dalla formula di Larmor:

$$P = \frac{2q^2}{3c^3} a^2 \quad (2.8)$$

dove \vec{a} è l'accelerazione della particella. Si noti che P è il rapporto tra le componenti temporali di due quadrivettori, l'energia e il tempo, quindi è un invariante relativistico. L'accelerazione a_q nel sistema di riferimento in cui la particella è istantaneamente in quiete vale, in termini dell'accelerazione nel sistema di riferimento in cui la particella ha fattore di Lorentz γ :

$$a_{q\parallel} = \gamma^3 a_{\parallel} \quad (2.9)$$

$$a_{q\perp} = \gamma^2 a_{\perp} \quad (2.10)$$

Nel moto nel campo magnetico l'accelerazione è sempre perpendicolare alla velocità: $a_{\perp} = \omega_c v_{\perp}$, cosicchè si ottiene

$$P = \frac{2q^2}{3c^3} \gamma^4 \omega_c^2 v_{\perp}^2 = \frac{2q^4 \gamma^2 B_0^2}{3m^2 c^5} v^2 \sin^2 \vartheta \quad (2.11)$$

dove θ è l'angolo tra la velocità e il campo magnetico. Se si ha un insieme di particelle distribuite isotropicamente è necessario calcolare il valor medio di $\sin^2 \vartheta$ sulla distribuzione:

$$\frac{1}{4\pi} \int \sin^2 \vartheta d \cos \vartheta d\phi = \frac{2}{3} \quad (2.12)$$

Si trova quindi la formula finale:

$$P = \frac{4}{3} \sigma_T c \left(\frac{v}{c}\right)^2 \gamma^2 \epsilon_B \quad (2.13)$$

dove $\epsilon_B = B^2/8\pi$ è la densità di energia del campo magnetico, e $\sigma_T = 8\pi(q^2/mc^2)^2/3$ è la sezione d'urto Thomson per la particella. Nel limite newtoniano ($v \ll c, \gamma - 1 \ll 1$) l'energia persa per unità di tempo è proporzionale a v^2 , e dunque all'energia della particella ($= 1/2mc^2$), mentre nel limite relativistico ($c - v \ll c, \gamma \gg 1$), l'energia persa per unità di tempo è proporzionale a γ^2 , e quindi al quadrato dell'energia della particella ($= \gamma mc^2$). Inoltre l'energia persa è proporzionale alla densità d'energia del campo magnetico e alla sezione d'urto Thompson, ed è dunque grande per gli elettroni e quasi trascurabile per tutti gli ioni. Per il singolo elettrone, si definisce un tempo di raffreddamento come:

$$t_c \equiv \frac{E}{P} = \frac{\gamma m_e c^2}{P} \propto \frac{1}{\gamma} \quad (2.14)$$

Il moto della particella singola intorno alle linee di campo magnetico è strettamente periodico e quindi anche lo spettro totale sarà dato da una serie di righe spettrali alla frequenza fondamentale e alle sue armoniche. Tuttavia, la separazione tra le righe, essendo uguale alla frequenza fondamentale, diventa sempre più piccola all'aumentare dell'energia della particella: $\omega_c \rightarrow 0$ quando $\gamma \rightarrow +\infty$. Dunque, tutte le volte che si ha a disposizione uno strumento a risoluzione spettrale limitata, lo spettro della radiazione non sembra una sovrapposizione di righe infinitamente sottili, ma appare invece come un continuo. Ciò è vero in special modo nel limite di grandi fattori di Lorentz. Convenzionalmente si chiama emissione di ciclotrone quella in cui le righe sono ben separate e distinguibili, mentre si chiama di sincrotrone il limite opposto, in cui ciascuna particella emette un quasi-continuo, con la separazione tra le righe trascurabile. Se si considera un elettrone che ruota

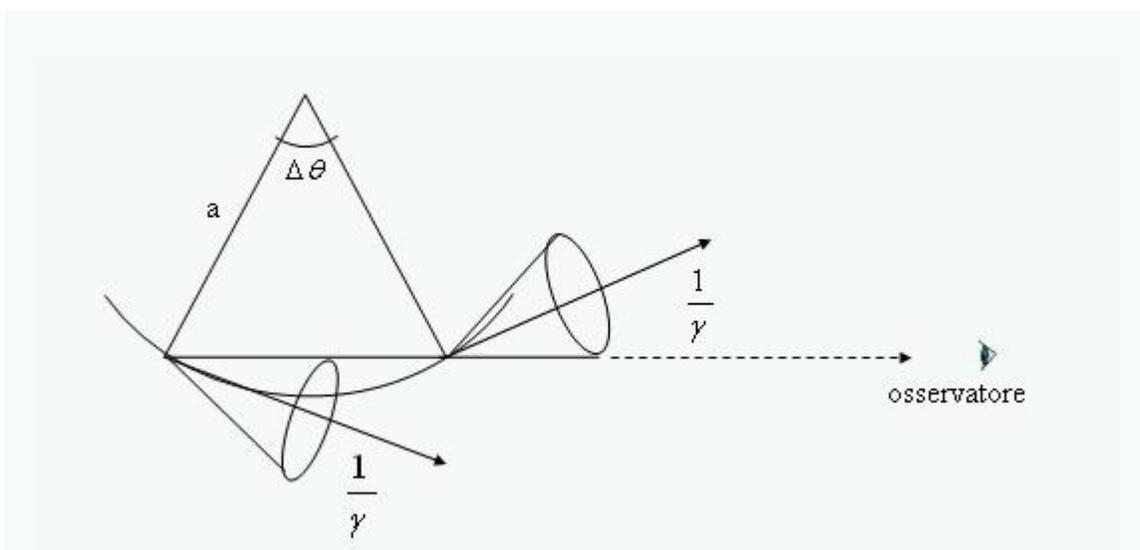


Figura 2.1: *Geometria per la spiegazione della forma dello spettro di sincrotrone (Rybicki e Lightman 1979)*

attorno ad una linea di campo magnetico, come in figura 2.1, per la maggior parte del tempo esso non sarà visibile all'osservatore perché il suo piccolo cono di emissione, di semiapertura $1/\gamma$, non punta verso l'osservatore. Quindi, è visibile solo per una piccola frazione della sua orbita, $2/\gamma$, cosicché prendendo il periodo di rotazione, si trova che l'elettrone è visibile solo per un breve tempo $T = 2\pi/\gamma\omega_c = 2\pi mc/eB$.

2.3.2 Processi Compton

Si chiamano processi Compton quelli in cui si tiene conto del rinculo che i fotoni impartiscono agli elettroni che li diffondono, quindi esiste necessariamente uno scambio di energia dai fotoni agli elettroni o viceversa. Si parla di effetto Compton diretto quando il fotone cede energia all'elettrone, e di Compton inverso (IC) nell'altro caso. Considerando un fotone che viene diffuso da un elettrone, [Longair, High energy astrophysics], stando nel sistema di riferimento in cui l'elettrone è inizialmente a riposo, il suo quadrimpulso iniziale è $p_{i\mu}^e = (m_e c, 0)$, mentre quello del fotone, prima e dopo la diffusione, $p_{i\mu}^f = \hbar\omega_i/c(1, \vec{n}_i)$, $p_{f\mu}^f = \hbar\omega_f/c(1, \vec{n}_f)$. La conservazione del quadrimpulso totale è:

$$p_{f\mu}^e = p_{i\mu}^f + p_{i\mu}^e - p_{f\mu}^f \quad (2.15)$$

Prendendo il modulo dei due membri di quest'equazione, si riesce ad eliminare il quadrimpulso finale dell'elettrone, e trovare l'energia finale del fotone come:

$$\hbar\omega_f = \frac{\hbar\omega_i}{1 + \frac{\hbar\omega_i}{m_e c^2}(1 - \cos \vartheta)} \quad (2.16)$$

dove ϑ è l'angolo di deflessione del fotone dalla sua direzione di moto iniziale. La sezione d'urto di questo processo, detta di Klein-Nishina, è data da Landau e Lifshitz

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2 \omega_f^2}{2 \omega_i^2} \left(\frac{\omega_i}{\omega_f} + \frac{\omega_f}{\omega_i} - \sin^2 \vartheta \right) \quad (2.17)$$

dove $r_0 \equiv e^2/m_e c^2$ è il raggio classico dell'elettrone. La (2.18) si riduce alla forma di Thomson nel limite $\omega_i \approx \omega_f$. Per tener presente, invece, il trasferimento di energia dall'elettrone al fotone si considera un elettrone iperrelativistico, $\gamma \gg 1$, e un fotone di energia iniziale $\hbar\omega_i$, nel sistema di riferimento del laboratorio. Visto dal sistema di riferimento in quiete dell'elettrone, il fotone ha energia prima dell'urto

$$\hbar\omega'_i = \hbar\omega_i \gamma (1 - \beta \cos \vartheta) \quad (2.18)$$

dove ϑ è l'angolo fra le direzioni di moto del fotone e dell'elettrone, nel sistema del laboratorio, e $\beta = v/c$ è la velocità dell'elettrone in unità dimensionali. Assumendo questa energia $\hbar\omega'_i \ll m_e c^2$, si applica lo scattering Thomson, secondo cui, nel sistema di riferimento dell'elettrone l'energia del fotone resta quasi inalterata, quindi

$$\hbar\omega'_f \approx \hbar\omega'_i \left(1 - \frac{\hbar\omega'_i}{m_e c^2} (1 - \cos \Theta) \right) \quad (2.19)$$

dove l'angolo Θ è l'angolo di deflessione, che, in termini degli angoli della direzione dell'impulso prima (θ', ϕ') e dopo (θ_1, ϕ_1) la diffusione, sempre nel sistema di riferimento di quiete dell'elettrone, è dato da:

$$\cos \Theta = \cos \vartheta_1 \cos \vartheta' + \sin \vartheta_1 \sin \vartheta' \cos(\phi' - \phi_1) \quad (2.20)$$

Ma, nel sistema di riferimento del laboratorio il fotone ha energia

$$\hbar\omega_f = \hbar\omega_i' \gamma(1 + \beta \cos \vartheta_1) \quad (2.21)$$

Confrontando questa equazione con la (2.19), si vede che il fotone ha energia γ^2 volte quella iniziale, eccetto per un piccolo intervallo di angoli $\gamma^2(1 - \beta \cos \vartheta_1)$. Quindi sia i fotoni che gli elettroni hanno velocità distribuite isotropicamente, facendo la media su tutti gli angoli relativi, il piccolo intervallo di angoli incide poco, e il guadagno medio di energia è $\propto \gamma^2$. L'energia del fotone nel sistema di riferimento di quiete dell'elettrone è γ volte quello iniziale, quindi le energie del fotone (iniziale nel sistema del laboratorio, nel sistema di riferimento dell'elettrone, e finale nel sistema di riferimento del laboratorio) sono nel rapporto:

$$1 : \gamma : \gamma^2 \quad (2.22)$$

è necessario che l'energia del fotone del sistema di riferimento di quiete dell'elettrone sia $\approx \hbar\omega_i \ll m_e c^2$. La fonte del trasferimento di energia è il beaming relativistico. Nel caso di elettroni iperrelativistici $\gamma \gg 1$, i fotoni possono acquisire enormi quantità di energia in un balzo solo, rendendo il processo di IC il più efficiente in assoluto per la generazione di fotoni di altissima energia.

2.4 Meccanismi adronici

Per cercare di spiegare le osservazioni sperimentali sono stati sviluppati altri modelli nei quali vengono accelerati sia protoni che elettroni. Mentre gli elettroni hanno una massa $m_e \ll m_p$ e perdono gran parte della loro energia per irraggiamento, i protoni hanno tempi caratteristici di perdita di energia molto più grandi e ciò consente una loro efficace accelerazione, permettendo alla radiazione di altissima energia di essere emessa molto più lontano. In questo caso l'emissione di gamma di alta energia avviene per interazione dei protoni altamente relativistici con il campo di radiazione o con la materia

che circonda la sorgente, si ha così foto-produzione di pioni neutri e carichi, i quali a loro volta danno luogo all'emissione di fotoni e neutrini.

Consideriamo la reazione di fotoproduzione di pioni carichi e neutri

$$p + \gamma \longrightarrow \begin{cases} n + \pi^+ \\ p + \pi^0 \end{cases} \quad (2.23)$$

Si tratta di una reazione a soglia, quindi, affinché si possa realizzare è necessario che l'energia del sistema del centro di massa ecceda la massa a riposo del nucleone e del pione. Chiamando, p^p , p^γ , p^N , p^π , i quadrimpulsi del protone e del fotone iniziale, del nucleone (p o n) e del pione finale. Nel sistema del centro di massa, le componenti tridimensionali, cioè le quantità di moto, di $p^p + p^\gamma$, si annullano, per definizione del sistema del centro di massa. Quindi la quantità

$$s \equiv (p_\mu^p + p_\mu^\gamma)(p^{p\mu} + p^{\gamma\mu}) \quad (2.24)$$

assume il valore, nel sistema del centro di massa, del quadrato dell'energia totale E_c^2 . Poiché s è un invariante di Lorentz, qualunque sia il sistema di riferimento in cui lo si calcola, esso dà sempre lo stesso risultato cioè il quadrato dell'energia dell'urto nel sistema del centro di massa. Il protone ha quadrimpulso $p^p = (E, c\vec{p})$, mentre il fotone $p^\gamma = \hbar\omega(1, \vec{n})$, assumendo il protone ultrarelativistico, quindi $E \approx pc$ si trova

$$E_c^2 = m_p^2 c^4 + 2\hbar\omega E(1 - \cos\vartheta) \quad (2.25)$$

dovendo avere

$$E_c^2 \geq (m_N + m_\pi)^2 c^4 \quad (2.26)$$

che può essere riscritta utilizzando l'equazione precedente:

$$E(1 - \cos\vartheta) \geq \frac{m_\pi^2 + 2m_N m_\pi}{2\hbar\omega} c^4 \approx \frac{m_\pi m_p}{\hbar\omega} c^4 \quad (2.27)$$

Di seguito sono prese in considerazione diverse tipologie di sorgenti galattiche, che, secondo la teoria, sembrano candidati per essere produttori di neutrini. Esiste, in astrofisica, un gran numero di fenomeni che portano stelle e galassie a perdere massa, e quindi anche energia, sotto forma di vento. Questi eventi avvengono in condizioni stazionarie, e sono relativamente di bassa energia. Di fondamentale importanza sono invece le esplosioni vere e proprie, come nel caso delle supernove (SNe), che alterano profondamente la natura dell'oggetto dal quale vengono generate, e che possono talvolta non lasciare alcun resto dopo l'evento esplosivo, come nel caso dei modelli per le SNe Ia.

2.5 Emissione galattica di raggi- γ

La survey effettuata da H.E.S.S. insieme alle osservazioni delle sorgenti galattiche dell'emisfero Sud, fornisce un elenco completo di sorgenti gamma di VHE (Very High Energy), indispensabile per questo lavoro. Questo lavoro prenderà in considerazione il catalogo composto da 26 sorgenti galattiche dell'emisfero Sud fornite dalla collaborazione H.E.S.S.

- A) SNRs;
- B) Sistemi Binari;
- C) PWN;
- D) Sorgenti non identificate, (che cioè non hanno una controparte in altre lunghezze d'onda).

Mentre l'assegnazione di alcuni oggetti è piuttosto arbitraria, in particolare per la terza e la quarta classe, e l'appartenenza di alcune sorgenti cambia al variare della lunghezza d'onda considerata, i candidati migliori per l'emissione di neutrini sembrano essere quelli delle categorie A e forse D. I più promettenti sono le giovani shell di SNRs. La morfologia e le caratteristiche spettrometriche dell'emissione al TeV da due oggetti di questa categoria RX J1713.7-3946 e RX J0852.0-4622, sono state studiate da H.E.S.S. con grande dettaglio. A $1TeV$ entrambe le sorgenti mostrano flussi paragonabili a quello della Crab Nebula, ma con uno spettro energetico significativamente più duro che si estende al di là di $10TeV$. Si possono fare delle stime di flusso di ν se si assume che tutta la luminosità in γ sia dovuta a processi adronici di tipo $p - p$ o $p - \gamma$.

Le categorie B e C sono in genere trattate come sorgenti leptoniche, (Compton inverso), e quindi come emettitori meno probabili di neutrini. Tuttavia, le interpretazioni delle emissioni di raggi gamma al TeV da due rappresentanti di queste classi, il microquasar LS 5039 e il plerione Vela X, in termini di interazioni adroniche sono abbastanza possibili. In questo lavoro sono stati calcolati i flussi di neutrini per tutti gli oggetti appartenenti ad ognuna delle quattro classi.

2.6 SN: Supernova

Un resto di supernova è ciò che rimane dell'esplosione di una stella a causa del collasso gravitazionale dovuto al fatto che la pressione interna non è più in grado di sostenere il peso degli strati sovrastanti, quindi si verifica un'immane implosione che comprime il nucleo fino a una densità di $\rho \approx 10^{14} \text{gcm}^{-3}$ e sul quale la materia in caduta libera finisce per rimbalzare sulla scia di una violenta onda d'urto esplosiva. Nelle SN di tipo I l'esplosione distrugge la stella lasciando come residuo una nebulosa diffusa in rapida espansione mentre nelle SN di tipo II rimane un oggetto stellare compatto, che se ha $M < 2M_{\odot}$ (M_{\odot} = massa solare) è una stella di neutroni ($\rho < 10^{12} \text{gcm}^{-3}$, gas degeneri di neutroni), se invece ha $M > 2M_{\odot}$ è un buco nero. L'esistenza delle stelle di neutroni ha avuto una conferma osservativa con la scoperta delle pulsar. Nel nucleo centrale di stelle con masse maggiori di circa 12 masse solari, dove si è esaurito tutto il combustibile nucleare quiescente, vengono raggiunte densità e temperature tali da attivare la fotodisintegrazione del ferro con conseguente formazione di neutroni, si susseguono il collasso gravitazionale del nucleo stellare e la caduta dell'involucro su un nucleo sempre più compatto sul quale la materia dell'involucro finisce per rimbalzare esplodendo e subendo una combustione nucleare esplosiva. Il risultato del processo è la formazione di una stella di neutroni (se $M < 2M_{\odot}$: limite di Oppenheimer-Volkoff) o un buco nero ($M > 2M_{\odot}$) e di una nebulosa in rapida espansione, costituita dalla materia dell'involucro scagliata dall'evento esplosivo a $v = 10^4 \text{Kms}^{-1}$. Per stelle meno massicce di 12 massa solari, cioè comprese tra $(4 - 5)M_{\odot} < M < (8 - 9)M_{\odot}$, si ritiene che vadano incontro ad una deflagrazione centrale del carbonio così violenta da risultare completamente distruttiva per l'intero oggetto, mentre quelle con masse comprese tra $(8 - 9)M_{\odot} < M < 12M_{\odot}$, dopo una debole deflagrazione centrale dell'ossigeno, dovrebbero seguire la stessa sorte delle stelle più massicce. Durante la combustione nucleare esplosiva vengono prodotti gran parte degli elementi più pesanti del ferro con notevoli riscontri per la nucleosintesi, viene emessa una grande quantità di particelle (nuclei di idrogeno e di altri elementi leggeri) molto energetici (raggi cosmici). Nel caso della formazione di un resto nebulare a seguito dell'esplosione della SN, si possono distinguere, a seconda del meccanismo di accelerazione, due casi:

- residuo ad anello,
- plerione,

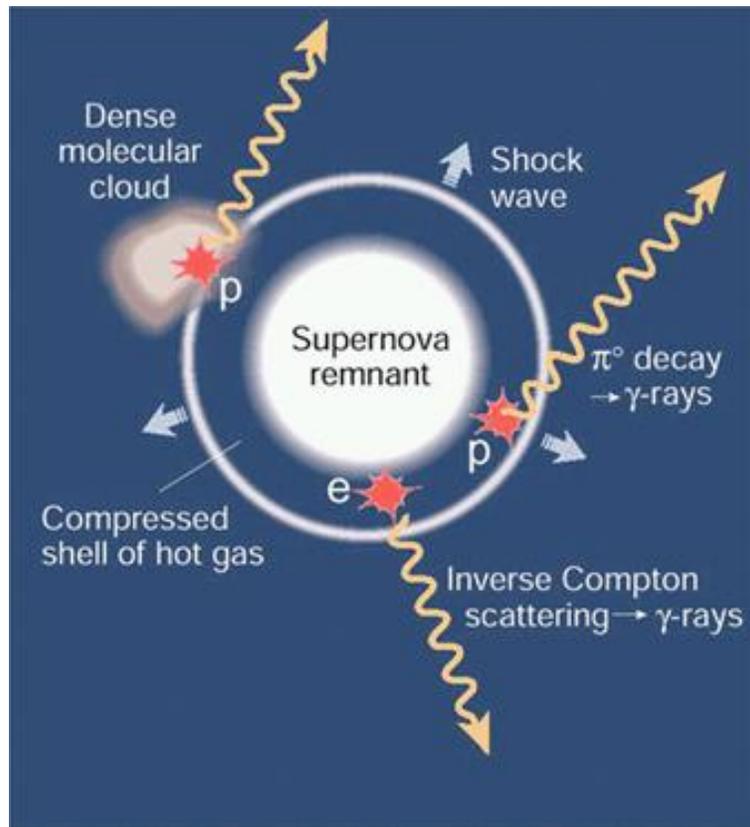


Figura 2.3: *Processi fisici che portano all'emissione di raggi γ di alta energia da SNR.*

nel primo caso il meccanismo di accelerazione delle particelle risulta istantaneo, nell'altro invece è continuo. In questo scritto si prenderà in considerazione il secondo caso perché è quello che prevede la formazioni di emissione gamma di alta energia. I raggi gamma vengono prodotti attraverso due fenomeni:

- Bremsstrahlung o diffusione Compton inversa degli elettroni sui fotoni del fondo della radiazione galattica e dei campi di radiazione della SNRs stessa;
- Decadimento di π^0 in gamma conseguenti all'interazione di adroni accelerati con materia bersaglio esterna alla SNR.

La particella del mezzo interstellare, attraversando il fronte dello shock, vengono accelerate tramite il meccanismo di Fermi del I ordine. La particella accelerata può essere nuovamente raggiunta dallo shock, attraversarlo e ripetere il processo. L'energia massima che le particelle possono raggiungere dipende

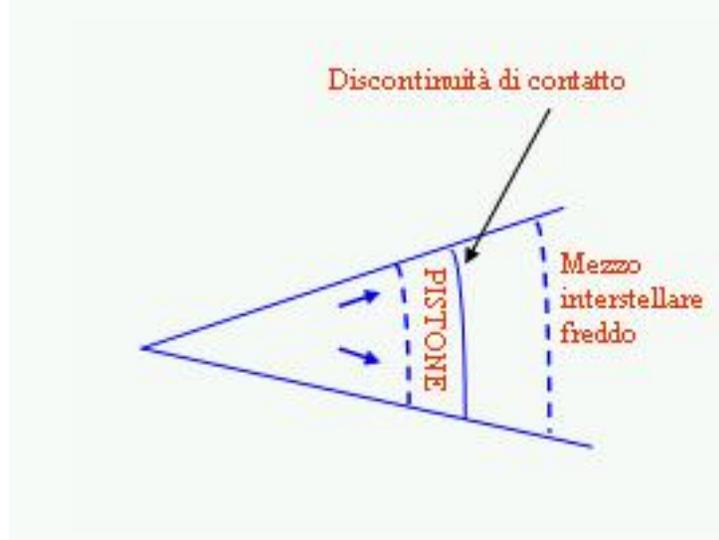


Figura 2.4: Schematizzazione dell'effetto che l'onda d'urto ha sul mezzo interstellare.

dal tempo trascorso all'interno della regione di accelerazione, e quindi, dalla probabilità di fuga della particella. Considerando uno shock, che agisce come un pistone sul mezzo circostante, il guadagno di energia tra una collisione e la precedente risulta essere

$$\beta = \frac{E_k}{E_{k-1}} \quad (2.28)$$

mentre π è la probabilità che la particella rimanga nella regione di accelerazione (e poter avere una nuova collisione) dopo averne già subita una. Si può scrivere quindi dopo k collisioni

$$\begin{cases} N_k = N_0 \pi^k \\ E_k = E_0 \beta^k \end{cases} \quad (2.29)$$

$$\begin{cases} N_k = N_0 (e^{\ln \pi})^k \\ E_k = E_0 (e^{\ln \beta})^k \end{cases} \quad (2.30)$$

Facendone i logaritmi e dividendo membro a membro si ottiene

$$\frac{\ln(N_k/N_0)}{\ln E_k/E_0} = \frac{\ln \pi}{\ln \beta} \quad (2.31)$$

quindi si ha

$$N_k = N_0 \left(\frac{E_k}{E_0} \right)^{\frac{\ln \pi}{\ln \beta}}. \quad (2.32)$$

Dalla precedente, differenziando si trova

$$dN = N_0 d \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\frac{\ln \pi}{\ln \beta}} = N_0 \left(\frac{1}{E_0} \right)^{\frac{\ln \pi}{\ln \beta}} E^{(\frac{\ln \pi}{\ln \beta})-1} dE \quad (2.33)$$

quindi

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{\frac{\ln \pi}{\ln \beta}} E^{(\frac{\ln \pi}{\ln \beta})-1} \quad (2.34)$$

Si ottiene quindi uno spettro di particelle accelerate descritte da una legge di potenza. Gli spettri dei fotoni, ed eventualmente dei ν emessi nel caso di processi adronici, seguiranno anch'essi una legge di potenza. Nella figura 2.5 viene mostrato come esempio lo spettro dei fotoni con $E > 100 \text{ GeV}$ osservati dal resto di supernova RX J1713.7-3946.

2.7 Nubi molecolari

Le nubi molecolari sono solitamente situate nelle vicinanze di regioni con intensa attività stellare, sono cioè i siti di formazione di stelle nella Galassia. L'emissione dei raggi gamma da nubi molecolari è dovuta essenzialmente alle interazioni tra elettroni e protoni cosmici con la materia (bremsstrahlung ed interazioni nucleone-nucleone) ed in misura minore alle interazioni degli elettroni con fotoni di bassa energia. Di particolare importanza è l'osservazione dei raggi gamma con energia superiore ai 100 GeV in quanto fornisce un'evidenza della presenza di protoni di alta energia (10^{16} eV) all'interno delle nubi, quindi di sorgenti associate alla regione centrale. Per queste ragioni si distinguono due tipi di nubi molecolari:

- attive;
- passive.

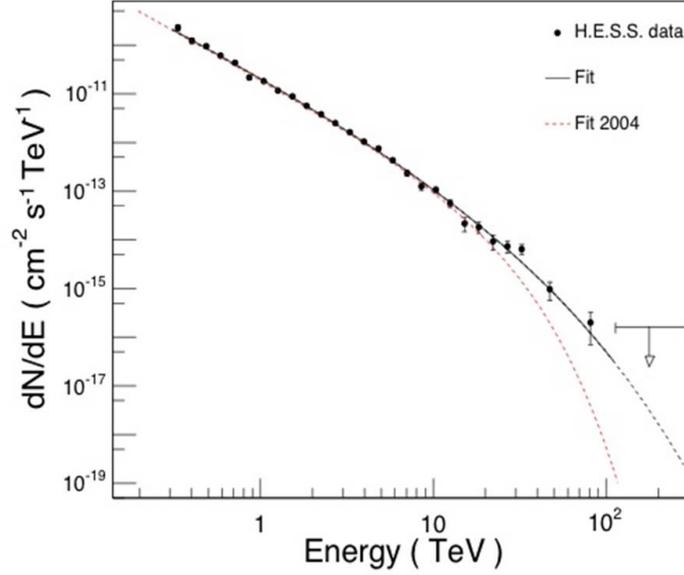


Figura 2.5: *Spettro dei fotoni emessi dal resto di supernova RX J1713.7-3946, [HESS collaboration].*

Le nubi molecolari "attive" sono collegate ad un acceleratore (in genere una PWN o una SNR) di raggi cosmici, che penetrano nella nuvola molto densa, vedi figura 2.2. La densità di materia bersaglio per il processo $p-p$ all'interno della nube è più alta rispetto alla densità del mezzo interstellare. Si può quindi avere un aumento della luminosità in γ ed in neutrini. In assenza di un acceleratore vicino, le nuvole molecolari sono immerse nel "mare" di raggi cosmici galattici. Adottando un approccio fenomenologico per le nubi molecolari "passive": il coefficiente di diffusione viene parametrizzato e le quantità osservabili (come il flusso di raggi gamma) consentono di porre delle limitazioni [astro-ph/0610032v1]. Inizialmente si procede nella stima dei tempi scala caratteristici del problema. Si considera una nube molecolare gigante di raggio $R_{cl} \approx 20pc$, massa $M = 2 \approx 10^5 M_{\odot}$, e un campo magnetico medio $B_{cl} \approx 10\mu G$. La densità media di atomi di idrogeno è allora $n_{gas} \approx 300cm^{-3}$, che fornisce un tempo dinamico di free-fall per il sistema dell'ordine di [astro-ph/0610032v1]:

$$t_{dyn} \approx (G\rho)^{-\frac{1}{2}} \approx 5.5 \cdot 10^6 \left(\frac{n_{gas}}{300cm^{-3}} \right)^{-\frac{1}{2}} \text{anni} \quad (2.35)$$

dove G è la costante di gravitazione universale e ρ la densità di massa. L'efficacia della penetrazione dei raggi cosmici nella nuvola dipende dall'azione reciproca di differenti processi fisici: 1) diffusione nel campo magnetico della nube; 2) energia persa nel mezzo denso della nube. Considerando la nube come un bersaglio passivo per i raggi cosmici galattici si trascura ogni effetto relativo alla possibile presenza di accelerazione dei raggi cosmici all'interno della nuvola. Si parametrizza, come segue, il coefficiente di diffusione per protoni di energia E che si propagano nel campo magnetico B della nube:

$$D(E) = \chi D_0 \left(\frac{E/GeV}{B/3\mu G} \right)^\delta \quad (2.36)$$

dove $D_0 = 3 \cdot 10^{27} cm^2 s^{-1}$ e $\delta = 0,5$ sono i valori galattici tipici, e il parametro $\chi < 1$ tiene conto di una possibile soppressione del coefficiente di diffusione all'interno del mezzo turbolento della nube. In generale i valori di χ e δ sono dipendenti dallo spettro di potenza dei raggi gamma e dal campo magnetico della turbolenza. Con tale scelta dei parametri si può stimare il tempo di diffusione dei protoni, cioè il tempo che i protoni impiegano a penetrare nel nucleo della nuvola:

$$t_{diff} = \frac{R_{cl}}{6D(E)} \approx 1.2 \cdot 10^4 \chi^{-1} \left(\frac{R_{tot}}{pc} \right)^2 \left(\frac{E}{GeV} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{B}{10\mu G} \right)^{-\frac{1}{2}} anni. \quad (2.37)$$

Per studiare l'effettiva propagazione dei raggi cosmici nella nube bisogna comparare il tempo di diffusione con l'energia persa. Nell'ambiente denso della nuvola i protoni dei raggi cosmici subiscono una perdita di energia dovuta alla ionizzazione e all'interazione nucleare $p-p$. Al di sopra dell'energia di soglia per la produzione del pione, $E_{th} \approx 300 MeV$, domina l'interazione nucleare e il tempo di vita del protone risulta essere:

$$t_{pp} = \frac{1}{n_{gas} c \kappa \sigma_{pp}} \approx 2 \cdot 10^5 \left(\frac{n_{gas}}{300 cm^{-3}} \right)^{-1} anni \quad (2.38)$$

dove $\kappa \approx 0,45$ è l'inelasticità mentre $\sigma_{pp} \approx 40 mb$ è la sezione d'urto del processo. I raggi cosmici possono anche essere trasportati da un fluido turbolento di cui è nota la presenza all'interno delle nubi molecolari. Diverse righe molecolari sono state osservate in direzione delle nubi e la loro larghezza Δv riflette la velocità del movimento turbolento interno alla nube. La larghezza della riga è correlata con le dimensioni della nuvola tramite la relazione: $\Delta v \propto R_{cl}^{0.5}$, che nel caso preso in considerazione determina una

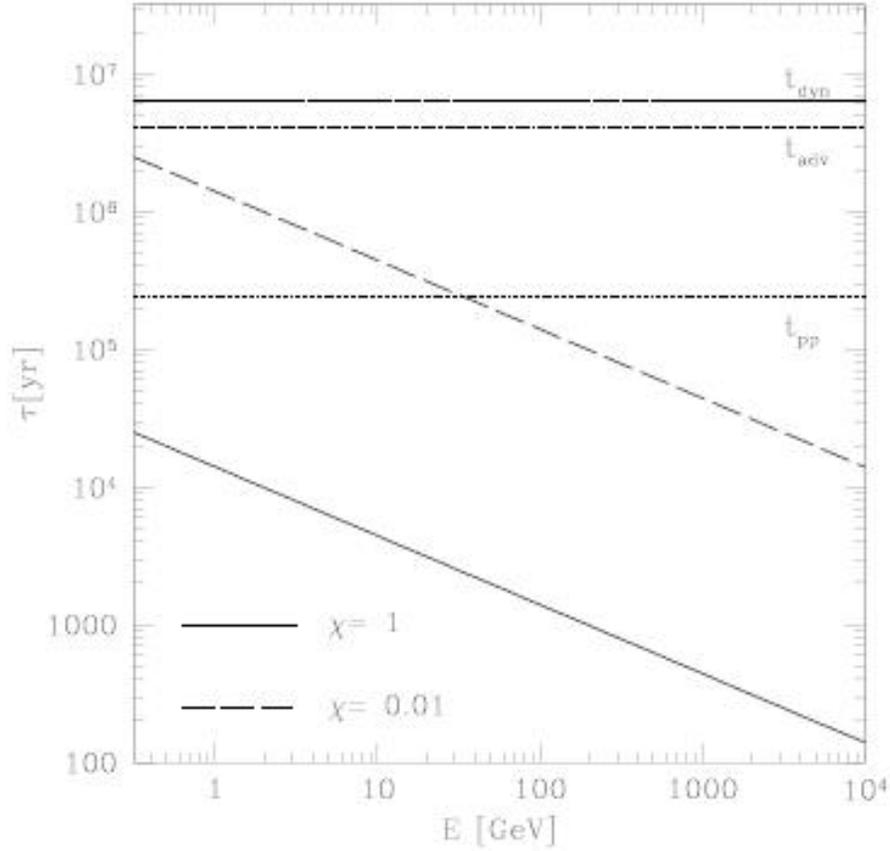


Figura 2.6: Il grafico mostra i tipici tempi scala in una nube molecolare con una densità media $\sim 300\text{cm}^{-3}$, raggio di 20pc e campo magnetico medio di $10\mu\text{G}$. La linea solida e tratteggiata rappresentano il tempo di diffusione, mentre le linee orizzontali rappresentano il tempo dinamico, advective e di perdita di energia, [astro-ph/0610032v1].

velocità di qualche km/s. il tempo scala per questo trasporto ("advection time") può essere approssimativamente stimato come:

$$t_{adv} \approx \frac{R_{cl}}{\Delta v} \approx 4 \cdot 10^6 \left(\frac{R_{cl}}{20\text{pc}} \right) \left(\frac{\Delta v}{20\text{kms}^{-1}} \right) \text{anni.} \quad (2.39)$$

La dipendenza dall'energia di tutti i tempi scala è mostrata nella figura 2.6 dove la linea continua e tratteggiata rappresentano un tempo di diffusione

rispettivamente con $\chi = 1$ e $\chi = 0.01$, mentre le linee orizzontali si riferiscono ai vari tempi scala. Si nota che il tempo scala dinamico è il più lungo rispetto agli altri su tutte le energie rilevanti. In secondo luogo il advection time è comparabile con il tempo dinamico, ma è sempre significativamente più lungo del tempo scala di diffusione e a quello dell'energia persa. Per questo motivo è possibile ignorare il termine di advection nell'equazione del trasporto dei raggi cosmici. Quindi il grado di penetrazione dei raggi cosmici dentro la nube può essere approssimativamente stimato dalla comparazione del tempo scala di diffusione e quello dell'energia persa. È per tal scopo che sono stati riportati due valori del parametro χ , infatti se $\chi = 1$ il tempo di diffusione è più breve rispetto a quello di energia persa su tutte le energie considerate. Così, se il coefficiente di diffusione all'interno della nube non è soppresso rispetto al valore galattico, i raggi cosmici possono penetrare con facilità nella nuvola. Invece, se la diffusione dentro la nube è significativamente soppressa ($\chi = 0.01$) il tempo di energia persa diventa più corto rispetto al tempo di diffusione ad energie sotto $E' \approx 10 - 100 \text{ GeV}$. Ciò significa che solo i raggi cosmici con energia sopra E' possono penetrare nella nuvola prima di perdere la loro energia.

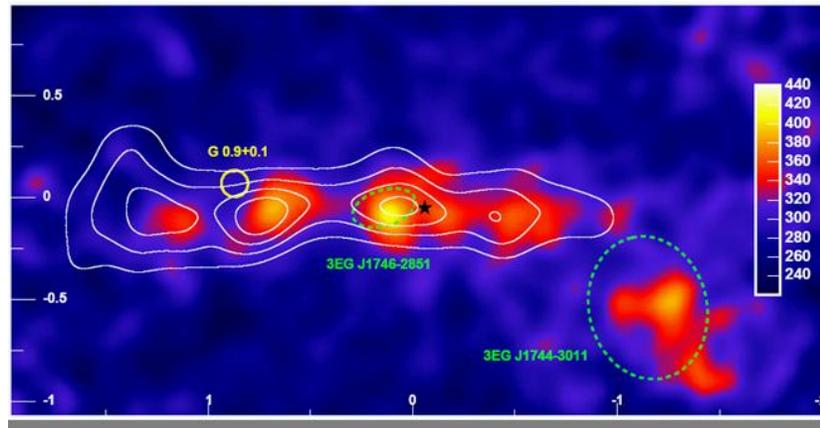


Figura 2.7: La figura mostra l'emissione dal centro galattico, [HESS Collaboration].

2.8 PWN: Pulsar Wind Nebula

Le pulsar sono stelle di neutroni in rapida rotazione, residuo dell'esplosione di una supernova, in cui la velocità angolare è data dalla relazione $\Omega = 2\pi/P$, dove P è il periodo di rotazione. La perdita dell'energia che garantiva l'equilibrio della stella causa un collasso gravitazionale del nucleo e l'esplosione degli strati più esterni della stella, si ha così un'esplosione di SN. Alle densità tipiche di una stella di neutroni l'energia degli elettroni è tale da rendere possibile il decadimento β inverso, in base al quale a partire da un elettrone e un protone si formano un neutrone e un neutrino ($p + e^- \rightarrow n + \nu_e$). Con l'aumentare della densità a causa del collasso gravitazionale si producono sempre più elettroni che vanno a formare nuclei atomici pesanti ricchi di neutroni. Raggiunta la densità critica di 10^{16}kgm^{-3} tutti i nuclei si rompono a formare una massa omogenea di materia composta solo da neutroni. Le stelle di neutroni sono costituite, quindi, da un gas degenero di neutroni confinato in una regione di dimensioni estremamente compatte, il raggio è dell'ordine della decina di chilometri, questo implica densità enormi che possono arrivare fino a 10^{15}gcm^{-3} . Poiché il nucleo conserva il proprio momento angolare, mentre le dimensioni diminuiscono di molti ordini di grandezza, il periodo di rotazione di questi oggetti risulta compreso tra pochi secondi e i centesimi di secondo. Il collasso gravitazionale porta ad un aumento del campo magnetico fino a $10^{12}G$. Le stelle di neutroni prodotte dalle supernove si manifestano come pulsar. Essi sono anche dotati di un intenso campo magnetico con asse obliquo rispetto all'asse di rotazione; l'effetto combinato del campo magnetico e della rotazione produce ai poli magnetici una forte emissione di radiazione che ad ogni rotazione si manifesta all'osservatore che venga a trovarsi nel cono di irraggiamento, vedi figura 2.8. La sorgente di energia della pulsar deriva dalla rotazione, cosicché la loro variabilità non dipende direttamente da una causa intrinseca ed esse non possono essere considerate alla stregua delle variabili. A causa dell'irraggiamento, nelle pulsar ordinarie si ha una perdita di energia rotazionale, che è l'unico grado di libertà $E_{rot} = \frac{1}{2}I\Omega$, dove I è il momento d'inerzia della pulsar, (e allungamento del periodo della radio emissione): esse quindi sono tanto più giovani quanto minori sono i loro periodi nell'emissione degli impulsi. Secondo gli attuali modelli teorici, il campo magnetico rotante genera un campo elettrico abbastanza forte da rimuovere gli elettroni dalla superficie della stella formando un plasma che circonda la stella. Al di sotto di un valore del raggio per cui la velocità del plasma è inferiore a quella della luce vi è la regione

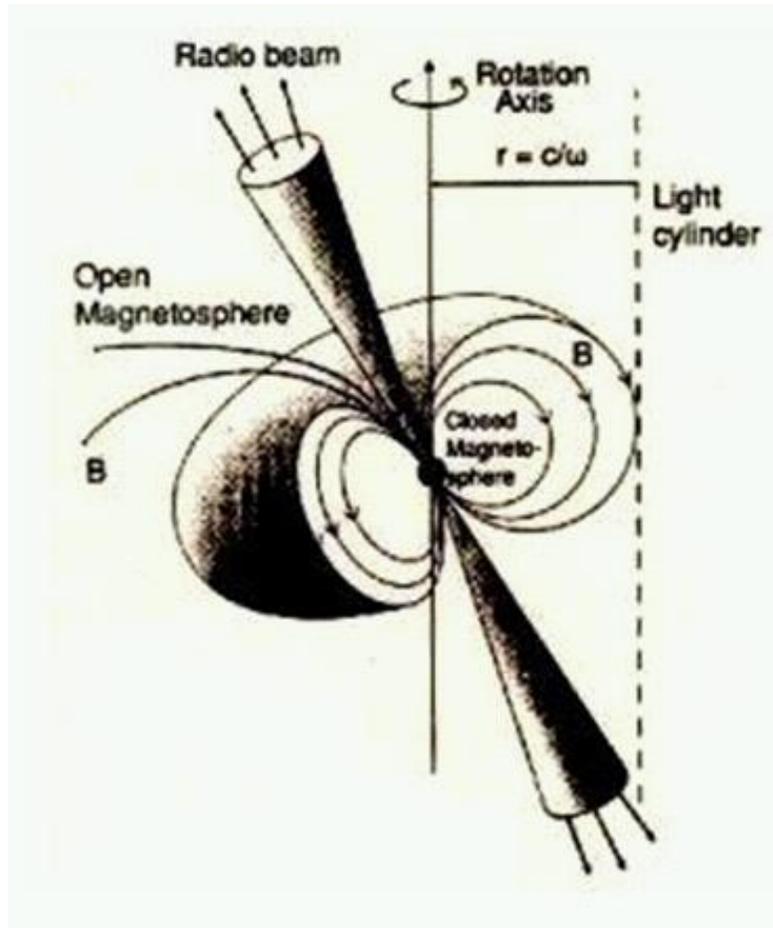


Figura 2.8: Modellizzazione di una Pulsar Wind Nebula: l'asse di rotazione è diverso da quello magnetico, per questo il cono di irraggiamento è inclinato di un angolo α . La magnetosfera intorno alla pulsar si distingue in aperta e chiusa a seconda che le linee di forza intorno a cui spiraleggiano le particelle cariche siano chiuse all'interno del cilindro della velocità della luce o aperte in modo da consentire la fuga di particelle cariche.

nota come "cilindro della velocità della luce", oltre tale regione inizia quella detta "Pulsar Wind". Questa regione termina con uno shock al cui esterno vi è una regione nebulare. L'angolo, tra l'asse di rotazione e quello magnetico, è ciò che garantisce l'anisotropia del sistema. Qualunque oggetto ruoti con la stella ha velocità di corotazione $v_c = \Omega r$, dove r è il raggio del cilindro

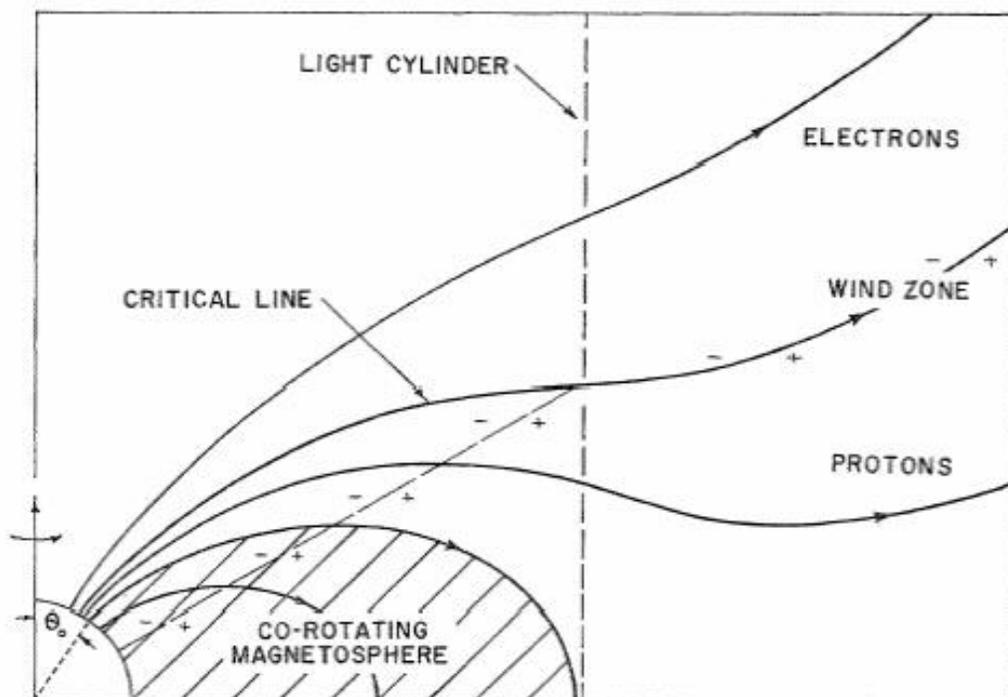


Figura 2.9: In figura è mostrata solo una piccola porzione del modello in cui θ_0 è l'angolo tra l'asse magnetico e quello di rotazione, mentre la linea critica è quella lungo la quale non vi è alcuna perdita di particelle.

della velocità della luce. (Dentro il cilindro della velocità della luce si può avere corotazione, all'esterno ciò non è possibile). Invertendo la relazione si trova una grandezza caratteristica che è il raggio del cilindro della velocità della luce $r = c/\Omega$. All'interno del cilindro della velocità della luce le linee di campo magnetico, a cui le particelle cariche sono legate, sono chiuse e quindi non vi è emissione di particelle. Viceversa all'esterno del cilindro della velocità della luce, dove le linee di campo sono aperte, le particelle possono essere accelerate ed espulse dalla stella. Tali regioni si formano ai poli magnetici e in prossimità del cilindro della velocità della luce e sono responsabili dell'emissione pulsata modelli di emissione "polar cap" e "outer gap". Fino ad ora si è osservata solo un'emissione continua di raggi gam-



Figura 2.10: A sinistra la Nebulosa del Granchio vista dal VLT (Very Large Telescope, in Cile), al centro lo stesso soggetto osservato dal satellite a raggi X Chandra, mentre a destra è riportato il profilo dell'impulso radio della pulsar del Granchio. Al centro della Crab c'è la pulsar PSR 0531+21, che ha un'emissione con periodo di 33 ms, è stata osservata in tutti i regimi di energia tranne che nei raggi gamma di alta energia. La più alta energia di rivelamento è tra i 100MeV – 10GeV (EGRET).

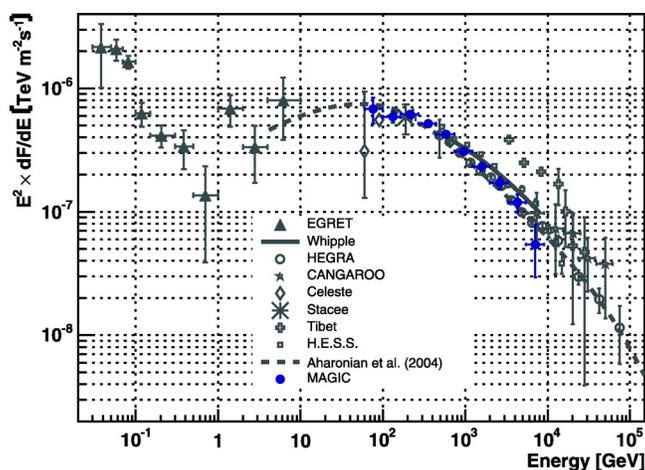


Figura 2.11: Spettro di raggi gamma ottenuto dalla Crab Nebula, [HESS collaboration].

ma con $E > 50\text{GeV}$ da pulsar. Le pulsar osservate sono tutte contenute all'interno della nebulosa, residuo dell'esplosione di supernova. Questo tipo

di oggetti vengono definiti "Pulsar Wind Nebula" (PWN). La Crab Nebula, figura 2.10, è una di queste, ed è una delle sorgenti più stabili di γ fino ad oltre gli 80TeV . Viene per questo utilizzata come "Candela Standard" nell'astronomia di raggi gamma di alta energia. L'emissione continua di gamma al TeV viene spiegata tramite il modello SSC (Synchrotron Self-Compton) gli elettroni e i positroni vengono accelerati ad alte energie ed entrano nella regione nebulare dove, spiraleggiando attorno alle linee di campo magnetico, e emettono radiazione di sincrotrone. In seguito, questi elettroni scatterano per IC i fotoni emessi per sincrotrone o i fotoni della CMB fino ad energie dell'ordine del TeV . Si pensa che l'emissione gamma delle pulsar sia generata, per radiazione di sincrotrone dalle particelle cariche del mezzo circostante, accelerate dai campi elettrici prodotti dalla rapida rotazione del campo magnetico stellare. "Polar cap" "Outer gap" differiscono per la regione in cui si genererebbero i raggi gamma.

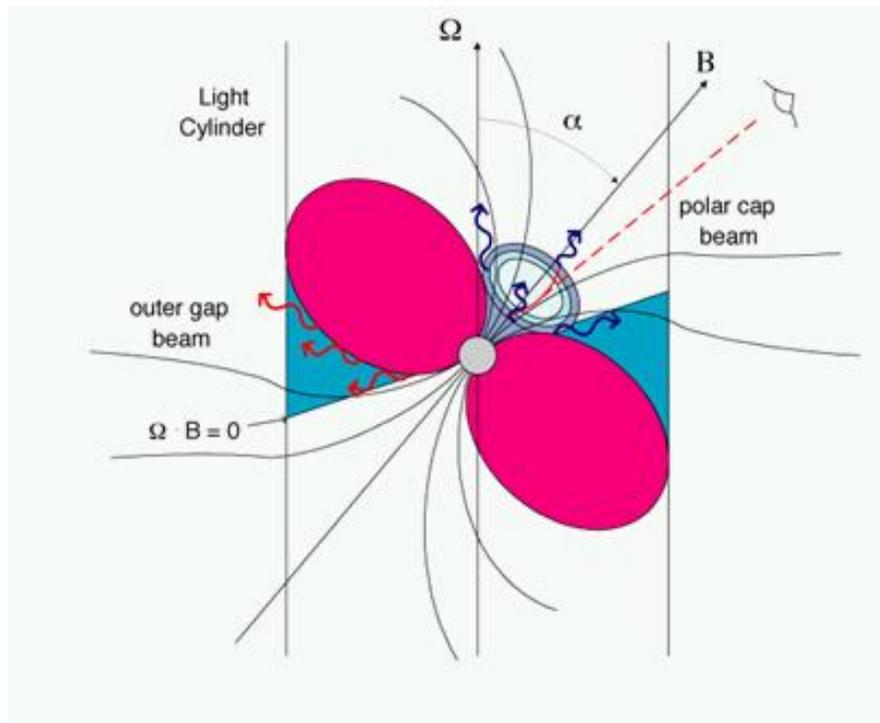


Figura 2.12: In figura è mostrata la distinzione tra polar cap e outer gap che differiscono dalla posizione per le regioni interessate dall'emissione dei raggi gamma.

2.9 Sistemi binari: microquasar

Un microquasar è un sistema binario in cui una stella orbita intorno ad un oggetto compatto vicino, un buco nero o una stella di neutroni, perdendo materia a causa dell'attrazione gravitazionale. Questa materia forma un disco compatto che si riscalda, a causa della viscosità, a milioni di gradi emettendo raggi X. Il collasso di materiale del disco sull'oggetto compatto provoca l'eiezione di plasma (p, e^\pm in due jet perpendicolari al disco di accrescimento (figura 2.13). Questi jet relativistici, incidendo sulla materia circostante, provocano shock, particelle accelerate e una deformazione nel mezzo interstellare. Si pensa che esistano vari tipi di jet:

- Plasma relativistico composto di elettroni e positroni;
- Elettroni + protoni freddi relativistica;
- Elettroni + protoni + barioni freddi relativistici,

anche se l'ipotesi più accreditata risulta l'ultima. Inoltre il contenuto di questi jet, adronico, leptonic o un mix dei due tipi, rimane un'incognita. I telescopi Cherenkov MAGIC e H.E.S.S. hanno osservato raggi gamma con $E > 100 GeV$ da due microquasar all'interno della nostra Galassia: LS 5039 [astro-ph/0607192v2] e LS 6130 [astro-ph/0712.1832v1]. L'emissione di raggi gamma può essere prodotta da elettroni accelerati attraverso lo scattering Compton inverso di fotoni stellari della stella compagna, e/o emessi dalle interazioni $p - p$ tra il plasma accelerato nel jet e il vento stellare emesso dalla stella compagna (figura 2.11). In questo caso ci si aspetta anche l'emissione di ν_μ e ν_e dal decadimento di π_\pm e μ_\pm . L'efficienza della produzione di raggi gamma di VHE in tale scenario sarà piccata al periastro ($\phi = (0.0)$), figura 2.12, riflettendo la separazione minima tra il sito in cui le particelle vengono accelerate e i bersagli, oltre alla densità più alta di fotoni bersaglio. In realtà il diagramma di fase osservato è in netto contrasto con questo scenario. Inoltre, influenze importanti sullo spettro energetico possono sorgere da variazioni dell'energia massima degli elettroni accelerati che hanno una posizione dominante nei processi radiativi (IC e/o emissione di sincrotrone) tramite i quali essi perdono energia e sono chiamati freddi. I raggi gamma prodotti abbastanza vicino alla stella compagna saranno inevitabilmente assorbiti attraverso il processo di produzione di coppia (e^+e^-) nel suo intenso campo di fotoni ottici. Il livello di assorbimento, e quindi il flusso di raggi

Accreting neutron star or black hole

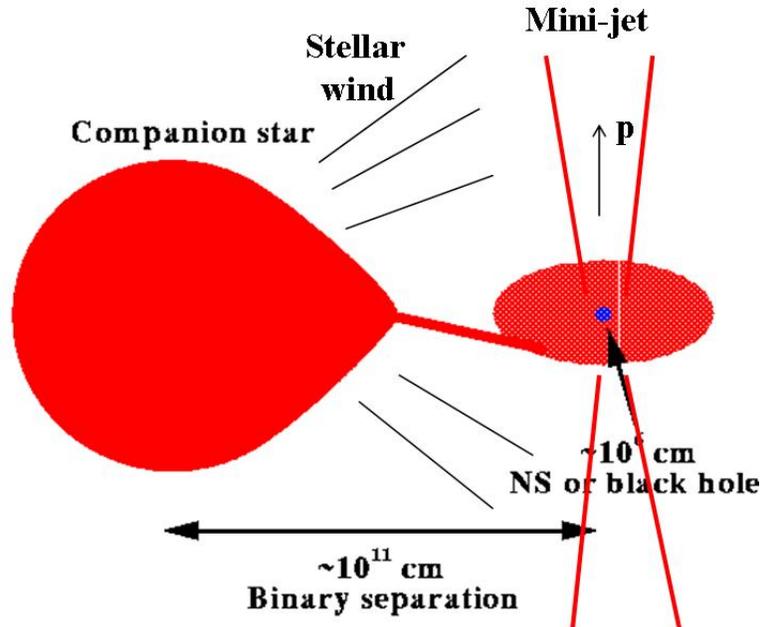


Figura 2.13: *Sistema binario in cui la componente più massiccia, avendo superato il proprio lobo di Roche cede materia alla componente meno massiccia. Questa materia genera un disco di accrescimento da cui si hanno emissioni gamma e X.*

gamma di VHE, dipende dall'allineamento tra la regione produttrice di raggi gamma di VHE, la stella e l'osservatore.

Sia MAGIC che H.E.S.S. hanno osservato un'emissione visibile da LS 5039 e LS 6130, con periodo pari al periodo orbitale dell'oggetto compatto. Nell'ipotesi di emissione adronica di γ , e dato il forte assorbimento al periastro, il flusso di neutrini potrebbe arrivare ad essere anche 100 volte maggiore del flusso γ osservato. I microquasar si candidano quindi come le più promettenti sorgenti di neutrini all'interno della galassia.

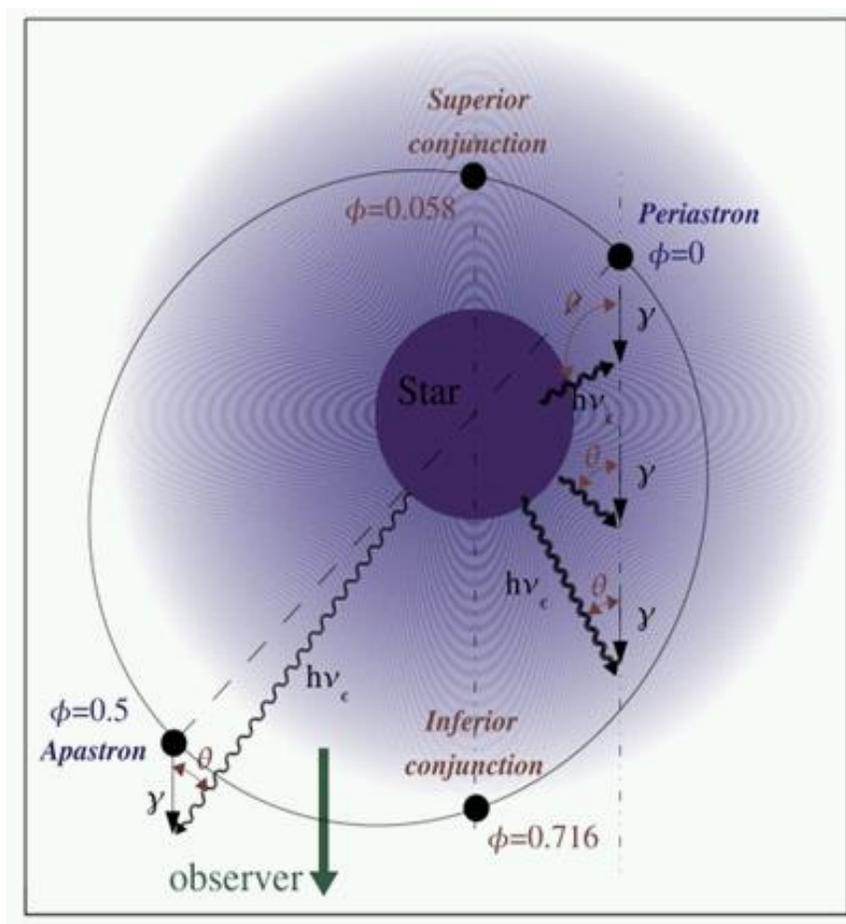


Figura 2.14: *Geometria orbitale: fase di minimo (periastro) e massima (apostro) separazione tra i componenti, epoche di congiunzione superiore e inferiore dell'oggetto compatto che rappresentano le fasi di co-allineamento lungo la linea di vista dell'oggetto compatto e del compagno.*

2.10 Sorgenti non identificate

Esistono un gran numero di sorgenti di raggi gamma di intensità sconosciuta, come i misteriosi gamma ray burst che appaiono improvvisamente con flash brevi nel cielo e tendono ad essere costanti emettitori di raggi gamma. Queste osservazioni furono fatte per la prima volta nel 1970, ma recenti esperimenti hanno fatto aumentare il numero delle sorgenti che non hanno una

controparte. Sperimentalmente si è verificato che queste sorgenti sono tipicamente rilevanti ad energie elevate, $E > 100\text{MeV}$, ma la loro localizzazione è piuttosto incerta, infatti si ha un errore nella posizione di 1° . Ciò rende estremamente difficile individuare le controparti in altre lunghezze d'onda, a meno che non si presenti una caratteristica distintiva della sorgente stessa che possa renderla nota. Fino a questo momento ci sono stati pochi successi nell'identificazione di controparti. Un caso particolare è quello della sorgente "Gemina" che è stato identificato essere una pulsar che emette raggi gamma. Per il riconoscimento si è focalizzata l'attenzione sull'emissione di impulsi nei raggi X trovando il periodo caratteristico di spin della stella di neutroni che ruota 4.22 volte al secondo. Le osservazioni nei raggi gamma confermano queste pulsazioni regolando la questione della natura di questa sorgente. Alcuni scienziati ritengono che molte di queste sorgenti siano da associare a pulsar radio-quiete, ma l'idea predominante rimane quella dell'associazione di resti di SN in espansione che interagiscono con nubi molecolari limitrofe cos' da emettere raggi gamma al TeV , anche se, per il momento, non vi è alcuna evidenza statistica che ciò accada.

Capitolo 3

L'esperimento ANTARES

La realizzazione dei "telescopi per neutrini" si basa sulla rivelazione della luce Cherenkov originata dal percorso, in un mezzo trasparente quale acqua o ghiaccio, dei muoni relativistici prodotti nelle interazioni dei neutrini. Il piccolo valore della sezione d'urto di interazione dei neutrini e il piccolo valore del loro flusso al crescere dell'energia delle particelle fanno sì che, per realizzare rivelatori di neutrini, occorra utilizzare radiatori Cherenkov naturali (oceani, ghiacci polari, masse rocciose). Questo capitolo presenta la motivazione scientifica che supporta la costruzione di un rivelatore sottomarino di neutrini di alta energia, con un'area effettiva di 0.1km^2 . Il sistema consiste in un array di fotomoltiplicatori (PMT), organizzati in un reticolo sul fondo del mare ad una profondità di 2400m . Con questa scelta si mira a rivelare la luce Cherenkov prodotta dai muoni dovuti all'interazione dei neutrini in acqua di mare e roccia e a minimizzare il segnale di fondo costituito dai neutrini atmosferici e dai muoni upgoing.

3.1 Principi di rivelazione

Poiché la Terra agisce come uno scudo contro tutte le particelle tranne i neutrini, un telescopio di neutrini utilizza il rilevamento di muoni provenienti dal basso come firma delle interazioni muone-neutrino avvenuta nella materia al di sotto del rivelatore. Il muone interagendo con un corpo d'acqua o di ghiaccio emette luce Cherenkov, che viene rivelata. Ciò consente l'individuazione della traiettoria del muone. La tecnica di rilevamento richiede di discriminare i muoni provenienti dal basso rispetto a un flusso molto più

alto di muoni atmosferici provenienti dall'alto. Per semplificare la discriminazione, il rivelatore deve essere installato in profondità dove uno strato di acqua o ghiaccio funge da scudo.

3.2 Interazioni di neutrino

I neutrini interagiscono con la materia solo attraverso le interazioni deboli. Per questo la loro lunghezza di interazione è enorme e i rivelatori di neutrini devono avere volumi molto grandi o densità di materia elevata. L'interazione debole di Corrente Carica (CC) di un neutrino (o anti -neutrino) con un nucleone della materia produce un leptone e uno sciame adronico

$$\nu_l(\bar{\nu}_l) + N \longrightarrow l^-(l^+) + X \quad (3.1)$$

dove l indica il sapore e il leptone prodotto nella interazione ($l = \mu, e, \tau$). Oltre all'interazione di CC, il neutrino può interagire per corrente neutra (CN) in cui nessun leptone è prodotto:

$$\nu_l(\bar{\nu}_l) + N \longrightarrow \nu_l(\bar{\nu}_l) + X \quad (3.2)$$

in cui la massa del leptone è trascurabile, e è data da

$$\frac{d^2\sigma_{\nu N}}{dx dy} = \frac{2G_F^2 m_N E_\nu}{\pi} \frac{M_W^4}{(Q^2 + M_W^2)^2} [xq(x, Q^2) + x(1-y)^2\bar{q}(x, Q^2)] \quad (3.3)$$

dove G_F è la costante di Fermi, m_W e M_W sono le masse del nucleone e del bosone W, e Q^2 è il quadrato del momento trasferito tra il neutrino e il muone. Le variabili di Bjorken x e y sono $x = Q^2/2m_N\nu$ e $y = (E_\nu - E_l)/E_\nu$, dove $\nu = E_\nu - E_l$ è l'energia persa dal leptone nel sistema di riferimento del laboratorio.

3.2.1 Interazioni a basse energie

Ad energie tali che $E_\nu \ll M_W^2/2m_W \approx 5TeV$, Q^2 può essere trascurato nel propagatore W. In questo caso la sezione d'urto media profondamente inelastica del processo νN cresce linearmente con l'energia del neutrino:

$$\sigma_{DIS}(\nu N) \simeq 0.67 \cdot 10^{-38} E_\nu [GeV] cm^2 \quad (3.4)$$

$$\sigma_{DIS}(\bar{\nu} N) \simeq 0.34 \cdot 10^{-38} E_\nu [GeV] cm^2 \quad (3.5)$$

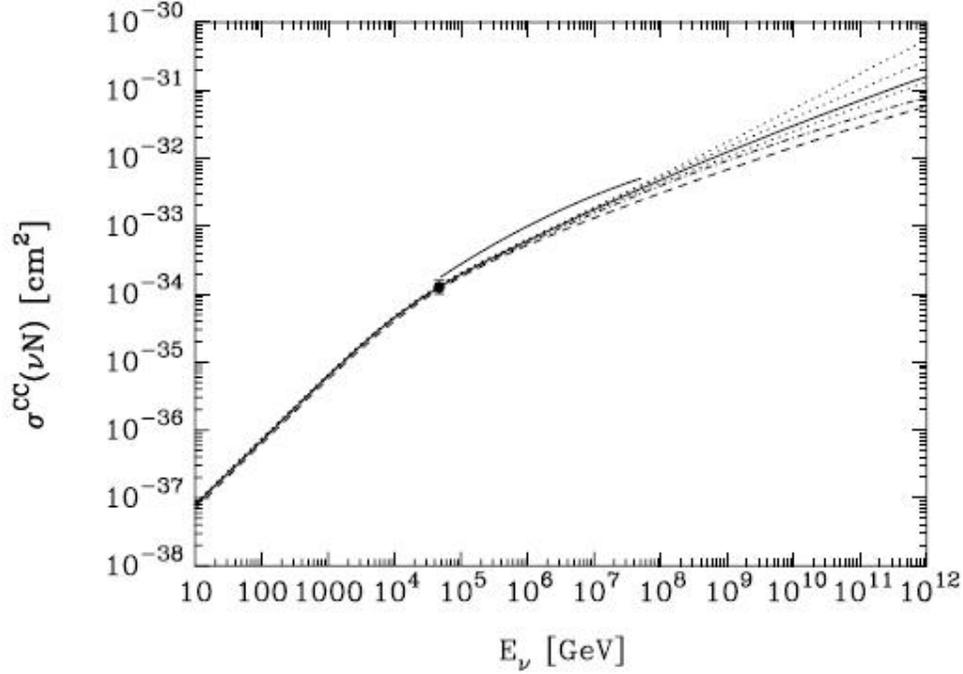


Figura 3.1: *Sezione d'urto media di corrente carica per interazioni $\nu - N$ per differenti set di funzioni di distribuzione di partoni, [Gaisser, "Cosmic ray and particle physics"].*

A energie anche più basse ($E_\nu < 100 \text{ GeV}$), devono essere considerati i contributi quasi-elastico e risonante nelle interazioni di corrente carica. In tal caso Q^2 deve essere abbastanza piccolo per permettere una interazione coerente con il nucleone bersaglio, così da avere sezioni d'urto essenzialmente costanti con energia. Un fit dei dati sopra 10 GeV ha determinato la seguente somma per i processi di produzione quasi elastico e risonante:

$$\sigma_{QE}(\nu_\mu N) + \sigma_{res}(\nu_\mu N) = 1.50 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \quad (3.6)$$

$$\sigma_{QE}(\bar{\nu}_\mu N) + \sigma_{res}(\bar{\nu}_\mu N) = 1.58 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \quad (3.7)$$

Integrando le sezioni d'urto date al di sopra di questo flusso per $E_\nu > 10 \text{ GeV}$ risulta un contributo quasi elastico e risonante dell'11% per l'interazione con ν_μ e del 21% per $\bar{\nu}_\mu$.

3.2.2 Interazioni ad alte energie

Ad energie tali che $E_\nu \gg M_W^2/2m_W \approx 5TeV$, i contributi quasi elastico e risonante sono completamente trascurabili. D'altra parte, il propagatore W limita la crescita di Q^2 fino a $\langle Q^2 \rangle \sim M_W^2$ e così la sezione d'urto è dominata dal comportamento delle funzioni di distribuzione a valori piccoli di x .

Ciò può essere trasferito nella sezione d'urto di interazione neutrino-nucleone a $E_\nu \simeq 50TeV$ e può anche essere usato come guida per estrapolare la densità dei partoni al di là dei range misurati in x e Q^2 fino a quelle richieste per i neutrini di energia più elevata.

3.2.3 Interazioni di differenti tipi di ν in ANTARES

Il principale canale di rivelazione è quello dei muoni prodotti nelle interazioni $\nu_\mu N$, poichè le interazioni $\nu_e N$ e $\nu_\tau N$ sono difficili da sfruttare per studi di astronomia di neutrini.

Interazioni ν_μ di corrente carica producono leptoni μ così come uno sciame adronico puntiforme. L'energia del ν_μ può essere stimata dalla misura dell'energia misurata del μ . Nelle interazioni $\nu_\mu d \rightarrow \mu^- u$, l'energia media di μ^- è 1/2 dell'energia di ν^μ , nelle interazioni $\bar{\nu}_\mu u \rightarrow \mu^+ d$, l'energia media di μ^+ è 3/4 dell'energia di $\bar{\nu}_\mu$. L'energia di μ può essere determinata dal range, cammino entro cui il muone viene assorbito, per $E_\mu < 10GeV$, o dalla perdita di energia dE/dx per $E_\mu > 1TeV$. Per le interazioni ν_μ dentro il rivelatore, l'informazione aggiuntiva sull'energia di ν_μ è disponibile dallo sciame adronico. Il rivelatore di ANTARES è disegnato per rivelare queste interazioni di corrente carica di ν_μ .

Le interazioni ν_e di corrente carica generano sciami elettromagnetici e adronici con dimensioni longitudinali che non superano qualche metro, poichè la lunghezza di radiazione e la lunghezza di interazione nucleare in acqua sono sotto $1m$. Sulla scala di ANTARES, ci sono eventi quasi puntiformi. Ad energie sopra $100GeV$, la risoluzione in energia di questi eventi ci si aspetta che sia migliore rispetto agli eventi muonici poichè questi lasciano tutta la loro energia all'interno del volume del rivelatore. D'altra parte la risoluzione angolare è povera rispetto agli eventi muonici, ciò è dovuto alla caratteristica puntiforme degli sciami.

Le interazioni ν_e di corrente carica saranno contaminate dalle interazioni di corrente neutra sia di ν_e che ν_μ (e di ν_τ se presente). Il numero di interazioni

di corrente neutra è circa $1/3$ del numero di interazioni di corrente carica. Il tipo di neutrino non è identificato nelle interazioni di corrente neutra, la risoluzione in energia è scarsa a causa della mancanza di neutrini nello stato finale, lo è anche la risoluzione angolare a causa del carattere puntiforme.

Le interazioni ν_τ di corrente carica producono leptoni τ , a seconda che la modalità di decadimento sia muonica o leptonica. Il vertice dell'interazione del ν_τ e il vertice del decadimento di τ non possono essere separati per energie al di sotto di $\sim 100\text{TeV}$. I modi elettronico e adronico avranno un aspetto simile alle interazioni ν_e di corrente carica e neutra. I decadimenti muonici $\tau^- \longrightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$, con un rapporto di branching del 17%, visibile in ANTARES, non possono essere distinti dalle interazioni di ν_μ .

3.3 Emissione di luce Cherenkov

Le particelle cariche emettono luce sotto un angolo caratteristico quando passano attraverso un mezzo se la loro velocità eccede la velocità della luce nel mezzo. L'angolo Cherenkov ϑ è relativo alla velocità β della particella e all'indice di rifrazione n del mezzo:

$$\cos \vartheta = \frac{1}{n\beta} \quad (3.8)$$

Nel range di energia di interesse per ANTARES ($E > 10\text{GeV}$), le particelle saranno generalmente ultrarelativistiche con $\beta = 1$. L'indice di rifrazione dell'acqua di mare è $n = 1.35$ per una lunghezza d'onda di 450nm , pertanto la luce Cherenkov è emessa sotto un angolo di 42° per questa lunghezza d'onda. La geometria dell'emissione dei fotoni Cherenkov rispetto alla traccia del muone, permette di ricostruire la traccia rivelando i fotoni tramite la matrice di PMT disposti nello spazio occupato dal rivelatore.

Il numero di fotoni prodotti lungo il percorso di volo dx in un bin di lunghezza d'onda $d\lambda$ per una particella che trasporta una carica unitaria è

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dx} = 2\pi\alpha \sin^2 \vartheta / \lambda^2 \quad (3.9)$$

Alle lunghezze d'onda di $(400 - 500)\text{nm}$ l'efficienza dei fotomoltiplicatori così come la trasparenza dell'acqua sono massime. Entro un percorso di volo di 1cm sono emessi 100 fotoni in questo bin di lunghezza d'onda. Tra $285 - 400\text{nm}$ sono emessi un numero doppio di fotoni, tuttavia essi contribuiscono in misura minore al segnale rilevato dato che l'efficienza del PMT

è massima tra $(350 - 420)nm$. Ad una distanza perpendicolare di $40m$ da una traccia carica la densità di fotoni tra $(400 - 500)nm$ è ancora pari a 1 su $340cm^2$, effetti di scattering e di assorbimento trascurabili. L'area effettiva dei fotomoltiplicatori è stata considerata la medesima nel range $(300 - 500)nm$. Ciò dà un'indicazione sul volume del rivelatore attivo intorno a ogni fotomoltiplicatore.

Per $\beta = 1$ la resa della luce Cherenkov è indipendente dall'energia del-

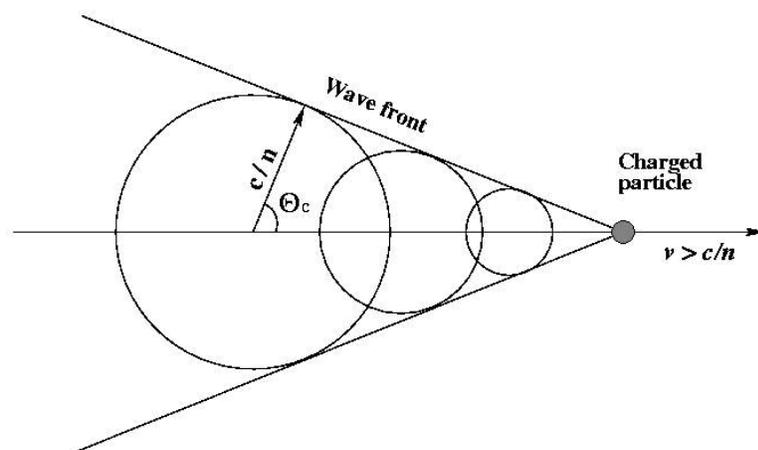


Figura 3.2: *Emissione di luce Cherenkov.*

la particella carica. Questo significa che della luce in uscita di una singola particella non è possibile misurarne l'energia. Tuttavia quando gli sciame adronici o elettromagnetici sono prodotti (che potrebbero verificarsi al vertice di un neutrino, nonché per i processi di radiazione lungo la traccia di un muone) la luce totale resa dallo sciame sarà proporzionale alla lunghezza totale della traccia nello sciame e pertanto alla sua energia iniziale. Questo consente alcune misure calorimetriche, se il vertice del neutrino è interno al volume attivo del rivelatore, o per tracce muoniche sopra $1TeV$, dove domina il processo radiativo, questa energia è persa.

3.4 Propagazione della luce nell'acqua di mare

I processi di assorbimento e scattering caratterizzano la trasmissione della luce in acqua. Questi sono parametrizzati dalla lunghezza di assorbimen-

to, λ_a , la lunghezza di scattering λ_s , e la funzione di scattering $\beta(\vartheta)$ che descrive la distribuzione angolare dello scattering. La finestra rilevante di lunghezze d'onda per un rivelatore di luce Cherenkov in acqua di mare è centrata nel blu. La trasparenza dell'acqua marina profonda è massima nel blu, con un tipico valore di $60m$ per λ_a e λ_s , e una funzione di scattering piccata in corrispondenza di un valore medio del coseno dell'angolo di scattering $\langle \cos(\vartheta) \simeq 0.9 \rangle$, come mostrato nella figura 3.3. Non sono prese in considerazione variazioni stagionali di questi valori, in special modo dei parametri di scattering.

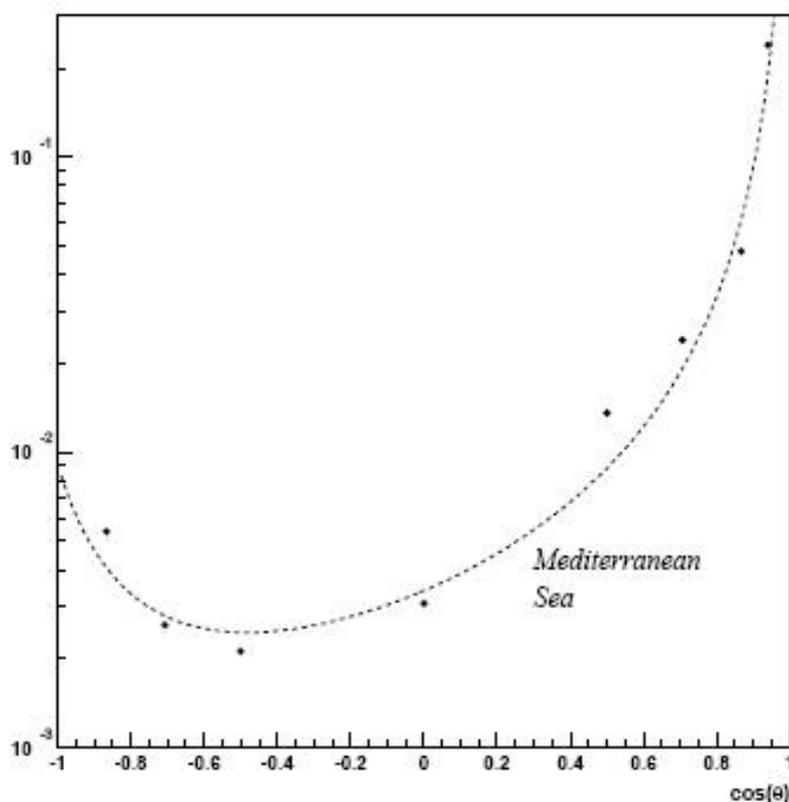


Figura 3.3: *Distribuzione angolare dello scattering nelle profondità del Mar Mediterraneo, [Collaboration].*

3.5 Ricostruzione della traccia

La traccia di un muone con energia superiore a 50GeV può essere considerata rettilinea, e la velocità del muone pari a quella della luce nel vuoto. La traccia è quindi completamente identificata dalla posizione $\vec{p} = (x_0, y_0, z_0)$ del muone al tempo di riferimento t_0 , e dai coseni direttori:

$$\vec{d} = [\cos \phi \sin \theta, \sin \phi \sin \theta, \cos \theta] \quad (3.10)$$

dove ϕ è l'angolo azimutale e θ l'angolo di zenith in un sistema di riferimento cartesiano (x, y, z) . Tenendo presente la figura 3.4 il tempo t_{PMTi} di arrivo del generico fotone Cerenkov, emesso con un angolo θ_C rispetto alla traccia, sull' i -esimo fotomoltiplicatore del rivelatore, in posizione $\vec{q} = (x_i, y_i, z_i)$, può essere calcolato sommando il tempo t_1 (t_{OA} che il muone impiega per arrivare al punto di emissione del fotone, al tempo t_2 (t_{AB} di propagazione del fotone nel mezzo con indice di rifrazione n (linea tratteggiata)

$$t_{PMTi} = t_0 + t_1 + t_2 \quad (3.11)$$

Definendo

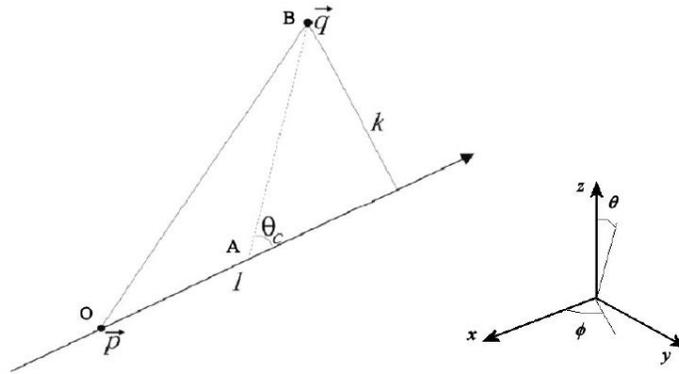


Figura 3.4: *Traiettoria del muone e del generico fotone Cerenkov, e a destra sistema di riferimento.*

$$\vec{v} = \vec{q} - \vec{p} \quad (3.12)$$

si ha

$$\vec{l} = \vec{v} \cdot \vec{d} \quad (3.13)$$

e

$$k = \sqrt{|\vec{v}|^2 - l^2} \quad (3.14)$$

che è la minima distanza della traccia dal PMTi.

Il tempo di arrivo su $\vec{q}(t_i)$ è allora

$$t_i = t_0 + \frac{1}{c} \left(l - \frac{k}{\tan \theta_C} \right) + \frac{1}{v_g} \frac{k}{\sin \theta_C} \quad (3.15)$$

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

Per ogni quintupla di parametri $(x_0, y_0, z_0, \theta, \phi)$, che identifica univocamente la traccia del muone, la relazione precedente permette di calcolare il tempo di arrivo dei fotoni Cerenkov su ogni PMT dell'apparato. Quindi, dati i tempi di arrivo effettivamente misurati (hit), per ricostruire la traccia del muone si può costruire una funzione dei cinque parametri $(x_0, y_0, z_0, \theta, \phi)$ che rappresenta l'errore quadratico medio tra i tempi di hit teorici e quelli misurati, e minimizzare tale funzione, χ^2 , per trovare i valori geometrici della traccia nello spazio.

3.6 Risposta del rivelatore

I processi fisici coinvolti nelle interazioni di neutrino e muone pongono limiti sulla risoluzione angolare e energetica possibile con un telescopio di neutrini. Questi limiti devono essere presi in considerazione quando si cerca di ottimizzare la struttura del rivelatore

3.6.1 Risposta angolare per le interazioni di ν_μ

La risposta angolare del rivelatore rispetto alla direzione del neutrino entrante è cruciale per l'identificazione di sorgenti puntiformi di neutrini. Tre fattori determinano questa risposta: l'angolo tra il neutrino e il muone nell'interazione di neutrino, la deviazione della direzione del muone dovuta allo scattering multiplo e la risoluzione angolare del rivelatore rispetto al muone. L'effetto dei primi due fattori è illustrato nella figura 3.5. A 1TeV la differenza media tra la direzione di ν e quella di μ è circa 0.7° . La differenza diminuisce con l'aumentare dell'energia di ν . La risoluzione del rivelatore sarà determinata dalla qualità dell'allineamento dei componenti del rivelatore, dalla risoluzione temporale dei fotomoltiplicatori, dal tempo globale del

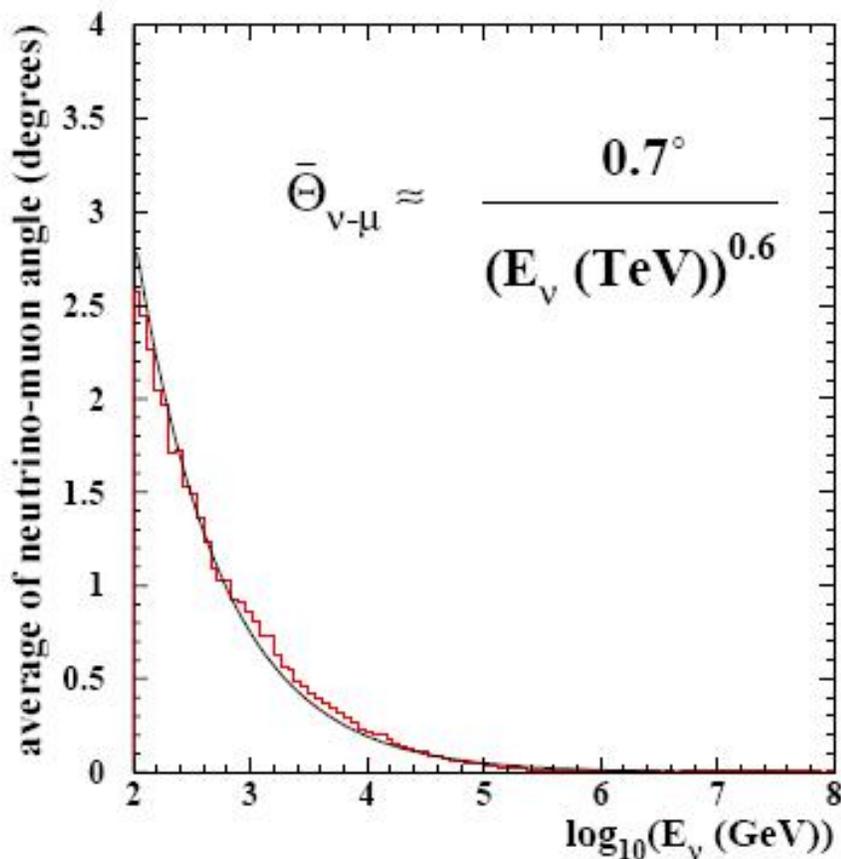


Figura 3.5: *Differenza angolare tra la direzione del neutrino iniziale e la traccia del muone; la forma della funzione mostra con la linea continua la dipendenza dall'energia, [ANTARES Collaboration].*

sistema di lettura e dalla qualità nella ricostruzione della traccia del muone. La ricostruzione della traccia sarà affetta dalla luce proveniente da particelle secondarie e dalla luce scatterata. Le simulazioni Monte Carlo mostrano che è possibile ottenere una risoluzione angolare di 0.1° . Questo significa che sopra 100TeV la risoluzione angolare totale è dominata da effetti dovuti al rivelatore, che, sotto 10TeV ha una risoluzione che dipende dalla distribuzione angolare delle interazioni dei neutrini.

La risoluzione angolare è mostrata in figura 3.6. Tramite simulazioni si ot-

tiene che la metà degli eventi provenienti da sorgenti puntiformi con uno spettro di ν di E^{-2} cadono in una regione circolare di raggio 0.2° centrata sulla posizione della sorgente. Al di sopra di 10TeV la risoluzione angolare

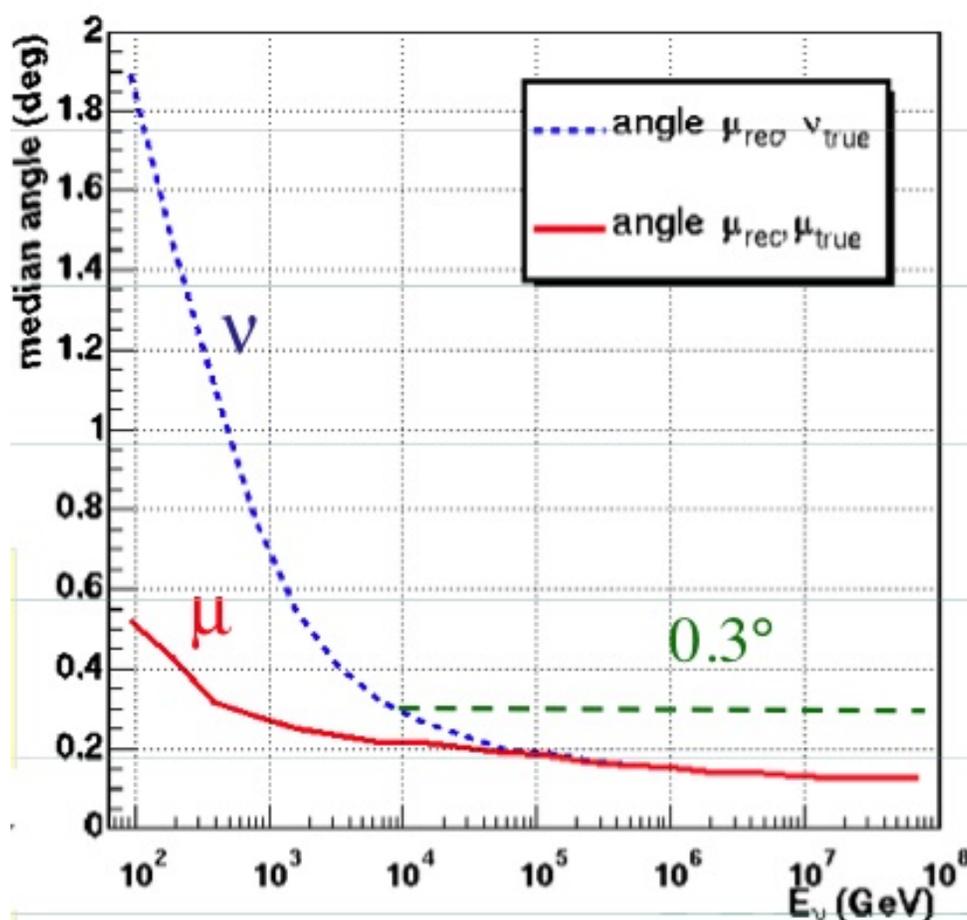


Figura 3.6: La linea solida mostra l'angolo nello spazio tra la traccia del muone ricostruita e la traccia generata tramite simulazione MonteCarlo. La linea tratteggiata mostra l'angolo tra la direzione del neutrino incidente e quella ricostruita dal muone indotto nella reazione $\nu_\mu N$.

non è dominata dall'angolo "fisico" tra il neutrino e il muone reale, ma dagli errori di ricostruzione.

3.6.2 Risposta in energia per le interazioni di ν_μ

La risposta in energia è determinata dalla frazione di energia trasferita al muone nell'interazione di neutrino, dall'energia persa dal muone fuori dal rivelatore e dalla risoluzione in energia del rivelatore. La determinazione dell'energia del muone richiede tecniche differenti in diversi range di energia.

Sotto 100GeV , i muoni sono vicini al minimo di ionizzazione, e l'energia di eventi contenuti, cioè i cui punti iniziale e finale siano misurati dentro il rivelatore, può essere determinata accuratamente dal range. La soglia per questo metodo è circa $(5 - 10)\text{GeV}$ per le tracce verticali, a seconda della distanza verticale tra i gruppi di moduli ottici, e circa 15GeV per eventi più isotropi, a seconda della distanza tra le linee orizzontali.

Sopra 100GeV , il range non può essere misurato a causa delle limitate dimensioni del rivelatore, ma il range visibile determina un'energia minima che può essere usata per l'analisi degli eventi parzialmente contenuti: a partire da eventi in cui il vertice è misurato all'interno del rivelatore, e fermandosi per gli eventi in cui il punto finale è misurato.

Sopra 1TeV , i processi stocastici (bremsstrahlung, produzione di coppie, raggi δ) sono dominanti, e l'energia persa dei muoni diventa proporzionale all'energia. Il range del muone sopra 1TeV aumenta soltanto logicamente con l'energia del muone, figura 3.7. D'altra parte, l'efficienza di rivelazione aumenta con l'energia a causa dell'ulteriore perdita di energia. La correlazione tra l'energia del muone misurata e l'energia del neutrino è mostrata nella figura 3.8. Le simulazioni Monte Carlo hanno evidenziato che l'energia del neutrino può essere determinata con un fattore 3 sopra 1TeV dall'energia media persa.

Sopra 1PeV , la Terra diventa opaca ai neutrini verticali provenienti dal basso. Tuttavia energie più alte sono accessibili vicino all'orizzonte. Neutrini tau di energia molto alta possono essere osservati perchè i τ , prodotti nelle interazioni di ν_τ , decadono prima di essere assorbiti, producendo ν_τ di bassa energia che continuano lungo la linea di volo dell'originale ν_τ , ma diminuendo la probabilità di interazione, e causando un accumulo di eventi al massimo delle energie rilevabili.

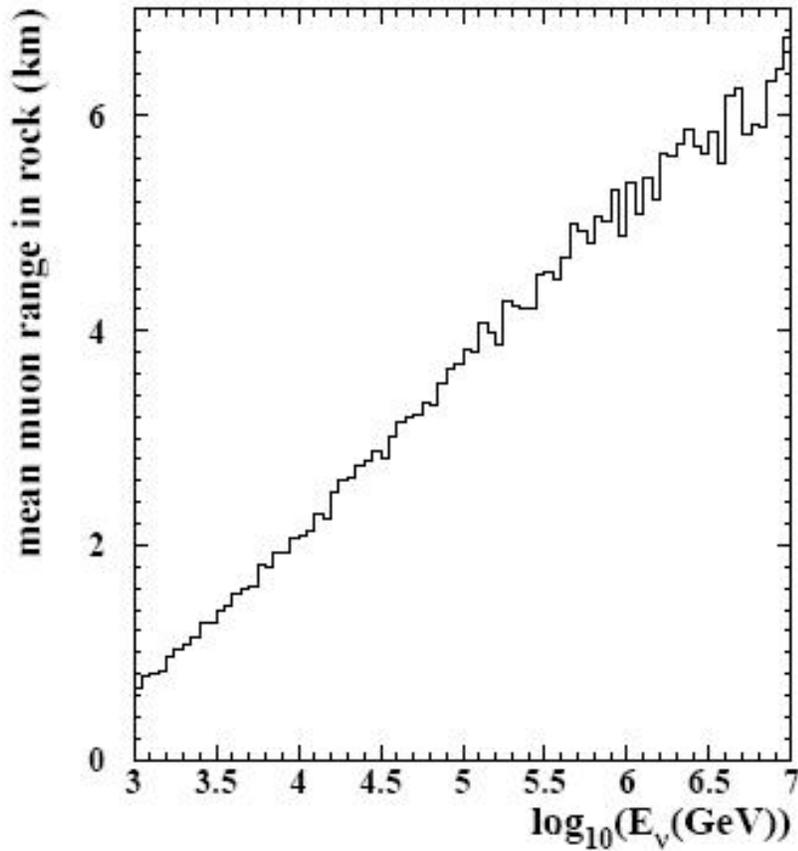


Figura 3.7: *Range medio del muone in una roccia standard come funzione dell'energia iniziale del neutrino, [ANATES Collaboration].*

3.7 Il design del rivelatore

Il design del rivelatore è vincolato dai seguenti fattori:

- le condizioni ambientali presso il sito, che influenzano la spaziatura dei moduli ottici, la struttura meccanica delle stringhe del rivelatore, e i rate di background aspettati;
- l'esperienza pratica acquisita tramite il design e la distribuzione della stringa prototipo;

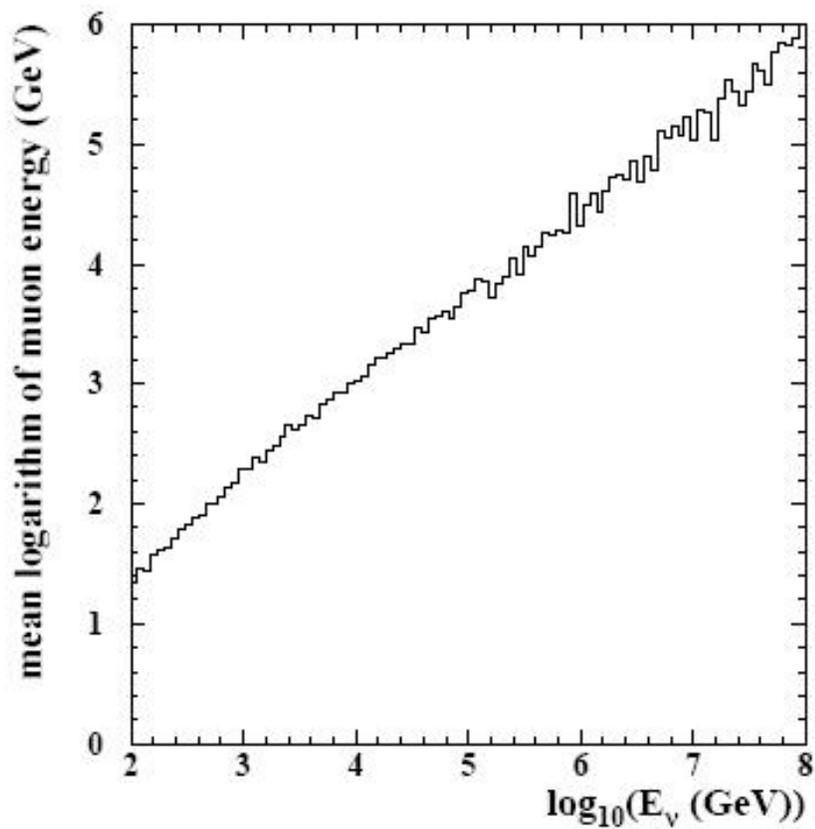


Figura 3.8: *Energia del muone al rivelatore come funzione dell'energia del neutrino parente, [ANTARES Collaboration].*

- il bisogno di ottimizzare le performance fisiche del rivelatore;
- la richiesta per un alto livello di affidabilità.

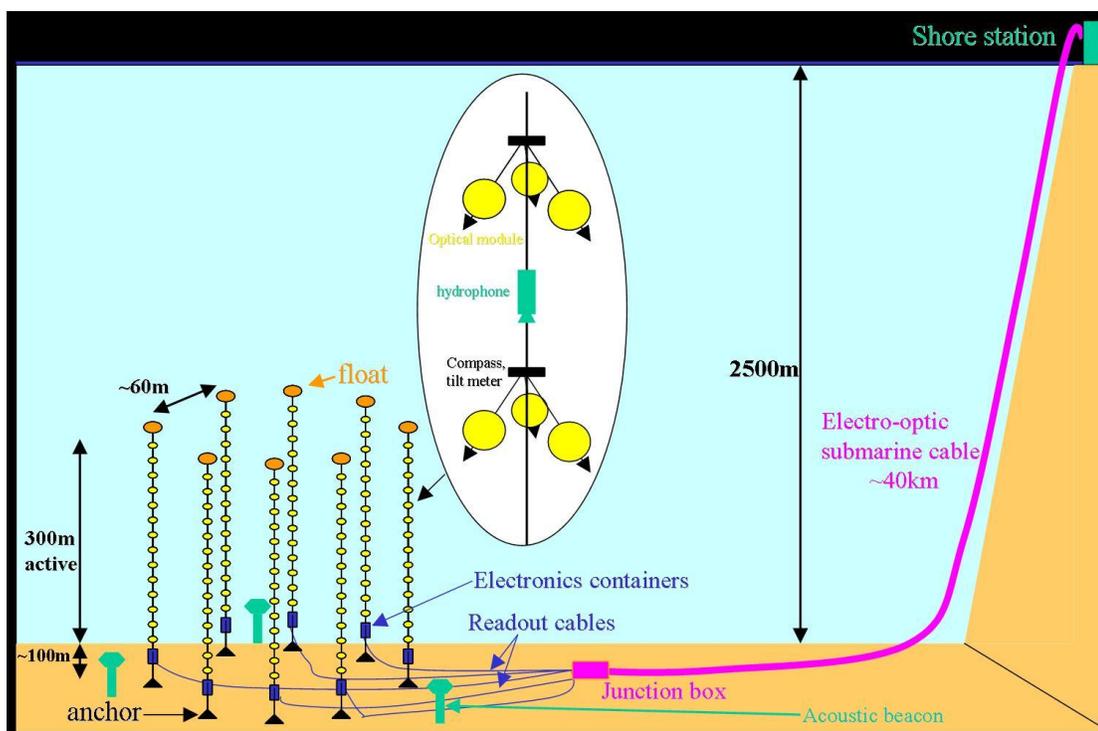


Figura 3.9: Schematizzazione dell'array di rivelatori, [ANTARES Collaboration]

3.8 Panoramica generale

L'esperimento ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch), costruito nel Mar Mediterraneo, è un array di 900 moduli ottici che formano un rivelatore di neutrini di alta energia (nel range $TeV - PeV$). I fotomoltiplicatori sono posti in 12 stringhe che coprono un'area di circa $0.1 km^2$ e con una altezza attiva di circa $0.3 km$, si trovano ad una profondità di circa $2500 m$ a $40 km$ dalle coste di Tolone (Francia). La figura 3.9 mostra una visione schematica dell'array che costituisce il rivelatore indicandone i componenti principali.

L'unità di base del rivelatore è il modulo ottico, che consiste di un tubo fotomoltiplicatore, sensori vari, l'elettronica associata, il tutto allocato in sfere di vetro resistenti alla pressione dell'acqua circostante, fig 3.11. L'elettronica include un circuito elettrico che cattura e memorizza le forme d'onda, altezze

di impulso e informazioni temporali così come l'alimentatore HV (High Voltage) per i tubi fotomoltiplicatori e i nodi della rete per la trasmissione dei dati e lo slow control.

I moduli ottici sono raggruppati insieme in piani di tre moduli, interconnessi tramite un cavo elettromeccanico. Nel presente design il rivelatore ha 12 stringhe, ognuna delle quali ha un'altezza totale di circa 400m e 25 piani per stringa.

I moduli ottici sono disposti in un piano con l'asse dei tubi fotomoltiplicatori a 45° sotto l'orizzonte. L'angolo di accettazione dei moduli ottici è ampio. Questo significa che il posizionamento proposto per i moduli ottici (OMs) rivela luce nell'emisfero inferiore con alta efficienza, e ha accettazione per le direzioni dei muoni sotto l'orizzonte. Nell'emisfero inferiore c'è una sovrapposizione nell'accettazione angolare tra i moduli ottici, permettendo un evento di trigger basato su coincidenze.

La posizione relativa di tutti i moduli ottici è data in tempo reale dal siste-

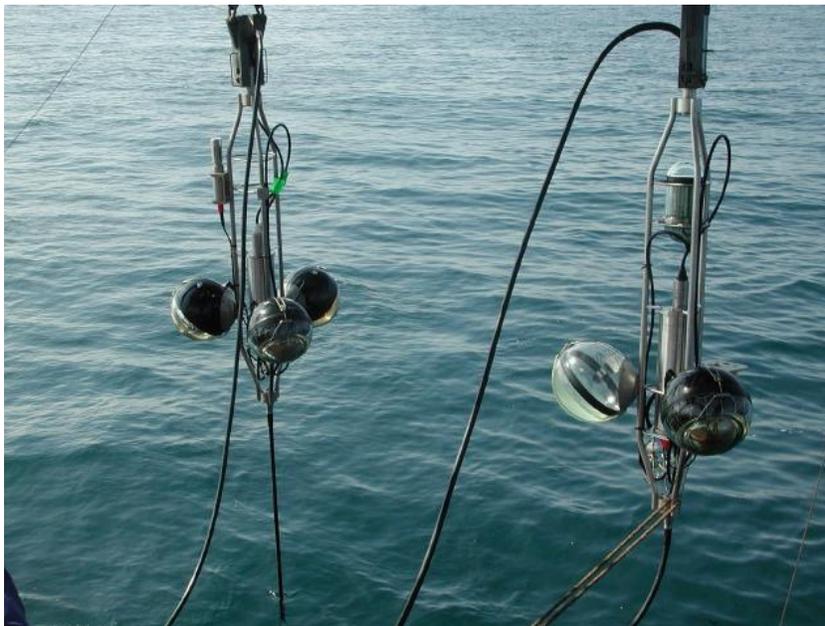


Figura 3.10: *Moduli ottici montati a 180° l'uno dall'altro che stanno per essere posizionati in mare, [ANTARES Collaboration].*

ma di posizionamento che descriveremo nel seguente paragrafo.



Figura 3.11: *Modulo ottico con PMT, [ANTARES Collaboration].*

Ogni stringa è un contenitore di diversi strumenti elettrici: in ogni piano c'è un modulo di controllo locale (LCM, Local Control Module), e alla base di ogni stringa c'è un modulo di controllo della stringa (SCM, String Control Module). In speciali contenitori sono alloggiare attrezzature acustiche e di calibrazione. Ognuno di questi contenitori costituisce un nodo di trasmissione dati di rete, ricevendo e trasmettendo dati e comandi allo slow control. Le funzionalità che questi includono sono la lettura dei sensori, dei parametri acustici, il trigger, la distribuzione dell'energia, del timing e i segnali resettati dall'elettronica.

I singoli moduli di controllo della stringa (SCMs) sono collegati alla comune junction box da cavi elettro-ottici che sono connessi usando un sommergibile. Alla profondità standard in mare il cavo collega la junction box con una stazione dove i dati sono filtrati e registrati.

Il trigger in mare è previsto per essere il più semplice e flessibile possibile. Il primo livello di trigger richiede una coincidenza tra due moduli ottici (OMs) in un unico piano. Il trigger di secondo livello è basato su combinazioni di trigger di primo livello. In seguito un secondo livello di trigger porta a termine la rivelazione completa che sarà successivamente letta. Un più raffinato

trigger di terzo livello, che impone coincidenze temporali più serrate su un ampio numero di moduli ottici, sarà effettuato da processori a terra. La lettura dei dati ci si aspetta che sia superiore al kHz , e il corrispondente tasso di registrazione dei dati meno di 100 eventi al secondo.

3.8.1 Posizionamento

Una stringa non è un supporto rigido per i moduli ottici. Due sistemi indipendenti sono stati inseriti nella stringa per fornire una precisa conoscenza della posizione relativa di ciascun modulo ottico(OM) in qualsiasi momento. Ciò risulta di estrema importanza per la ricostruzione della traccia e quindi per la risoluzione angolare. Il primo sistema si basa su una serie di bussole che misurano gli angoli di inclinazione locali e l'orientazione della stringa. La ricostruzione della forma della linea sotto la distorsione, dovuta ai flussi di corrente dell'acqua, è ottenuta da un fit di misurazioni effettuate in diversi punti lungo la stringa. Il secondo sistema, basato sulla triangolazione acustica, è più preciso ma richiede un'elettronica più complessa e dispendiosa. In questo sistema i contatori, (idrofoni con un contenitore per l'elettronica), posizionati sulla stringa spediscono un segnale acustico a un minimo di tre trasponder fissati sul fondo del mare. Ogni trasponder risponde con la propria frequenza caratteristica. Il fit globale dei percorsi acustici misurati dà la precisa posizione tridimensionale dei contatori, dalla conoscenza della posizione dei trasponder e della velocità del suono in acqua.

3.9 Stringa del rivelatore

Una stringa si mantiene verticalmente rispetto al fondo del mare tramite il galleggiante e l'ancoraggio. Tra questi due aspetti, la parte di rivelatore attivo comprende una serie di segmenti elementari di rivelazione. Questi segmenti sono standardizzati e quindi possono essere prodotti in massa. In ogni caso, la progettazione dei componenti della stringa soddisfa le specifiche di base come ad esempio la resistenza alla corrosione, necessaria vista la prolungata immersione in acqua salata, la resistenza all'alta pressione e all'acqua stagna. Allo stesso modo, in alcuni casi, il colore e le proprietà superficiali degli elementi rivelatori devono essere scelti in modo da minimizzare la riflessione della luce. Tutti i componenti del rivelatore devono rimanere funzionali per una durata minima di 10 anni.

I principali elementi di ogni stringa sono illustrati nella figura 3.12.

La cavità inferiore della stringa (BSS, Bottom String Socket) ancora la stringa sul fondale marino e facilita il collegamento elettrico della stringa alla rete, oltre a consentire il rilascio e il successivo recupero della stringa. Al fine di consentire una precisa e semplice installazione della stringa la sua costruzione è stata ottimizzata per la gestione sulla nave, la resistenza agli urti, la stabilità durante la discesa.

Il cavo elettromeccanico (EMC, Electro-Mechanical Cable) fornisce un supporto meccanico per la stringa oltre a consentire l'interconnessione elettrica degli elementi della stringa. Deve cioè essere in grado di sostenere la resistenza a trazione, la flessibilità e la torsione per mantenere la stabilità della stringa. La sua costruzione deve essere adeguatamente flessibile per consentire l'integrazione delle varie configurazioni, come pure sostiene il servizio, il magazzinaggio, la manipolazione, l'immersione e le fasi di recupero. Il cavo elettrico e le fibre ottiche consentono la distribuzione di energia e la trasmissione di segnali tra due contenitori consecutivi di elettronica (LCM o SCM).

Ogni stringa è costituita da 25 piani, (ES, Elementary Segment), su cui sono installati tre moduli ottici, un modulo di controllo locale (LCM) e un modulo di riferimento ottico. L'OMF supporta i vari elementi collocati all'interno di esso, cioè i moduli ottici, il contenitore LCM e eventualmente un idrofono acustico per il posizionamento. Le grandi forze di trazione necessarie per la distribuzione e il recupero non devono in alcun modo essere trasmesse a tali elementi della stringa.

Sulla cima della stringa c'è una boa, le sue dimensioni e la geometria sono ottimizzate per minimizzare gli effetti idrodinamici come il dragging e le vibrazioni in modo da mantenere una adeguata tensione della stringa. Inoltre, la galleggiabilità deve essere sufficiente a garantire un controllo della stringa durante il recupero.

3.10 Modulo ottico

Una visione schematica del modulo ottico di ANTARES è mostrato nella figura 3.11. Gli aspetti meccanici e ottici sono invece descritti nei paragrafi successivi. Il tubo fotomoltiplicatore e l'elettronica associata sono collocati in una sfera di vetro di diametro 43cm e spessore 15mm che può sopportare una pressione superiore a 700bar . L'attenuazione della luce a $\lambda = 450\text{nm}$

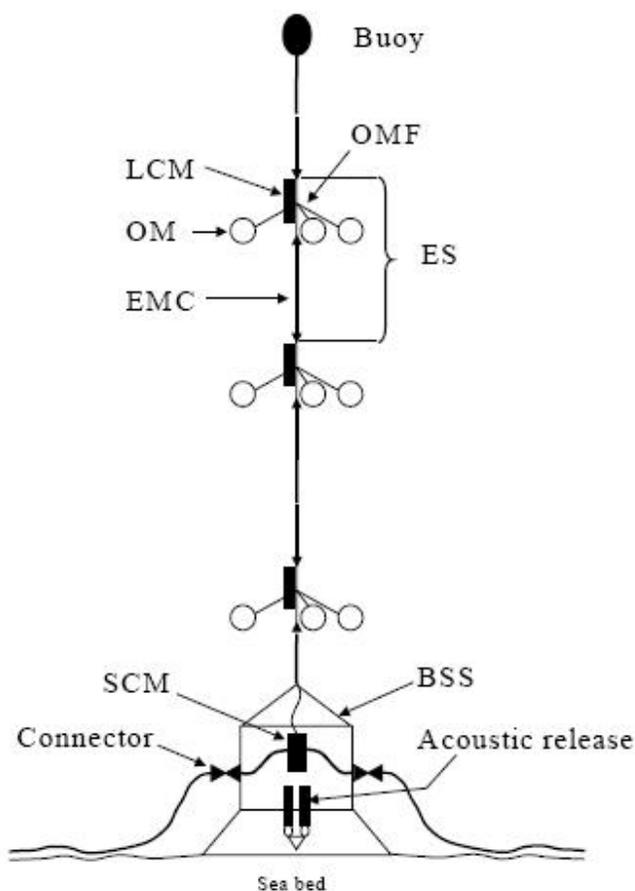


Figura 3.12: *Profilo della stringa di rivelazione, [ANTARES Collaboration].*

dovuta alla sfera è stata misurata essere inferiore al 2%.

Un gel di silicone garantisce l'accoppiamento ottico tra la superficie interna della sfera e il fotocatodo del fotomoltiplicatore. L'indice di rifrazione del gel ($n_{gel} = 1.40$), non corrisponde esattamente a quello della sfera ($n_{glass} = 1.48$), ma è più elevato dell'indice di rifrazione dell'acqua ($n_{water} = 1.35$) e quindi la quantità di luce riflessa dal modulo ottico è minimizzata. Il gel di silicone fotoelettrico copre l'intera area; la sua lunghezza di attenuazione è data come funzione della lunghezza d'onda nella figura 3.13. Il campo magnetico terrestre degrada notevolmente l'efficienza dei fototubi piegando le traiettorie degli elettroni, soprattutto tra il fotocatodo e il primo dinodo. Una

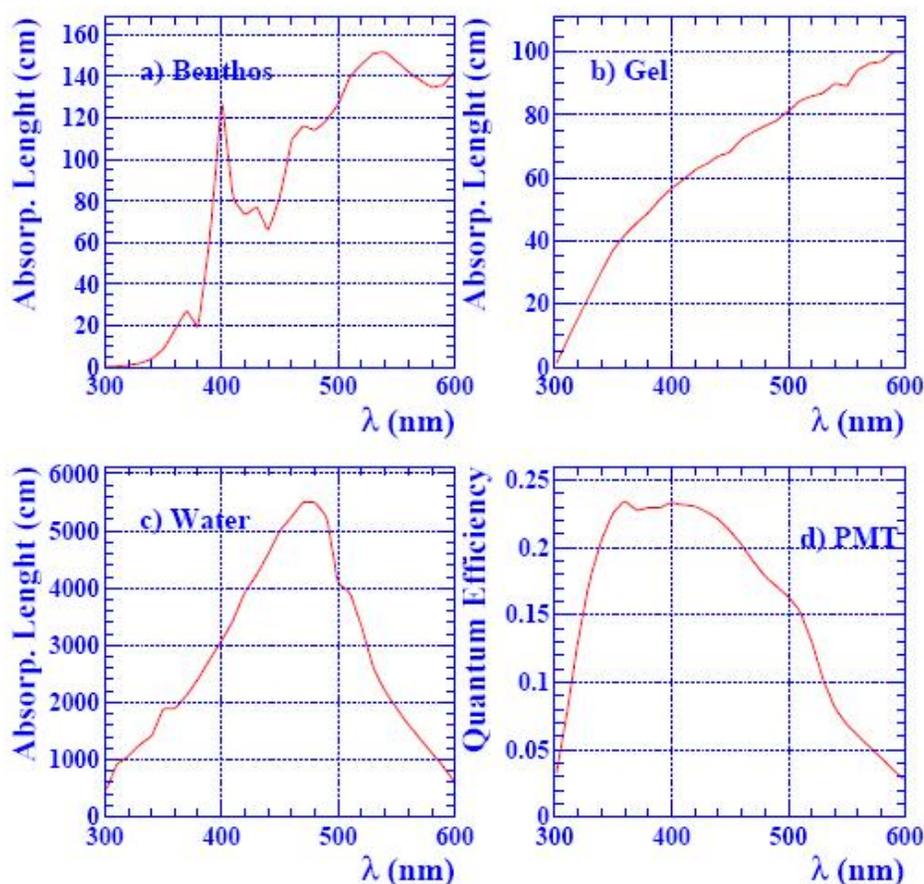


Figura 3.13: Lunghezza di attenuazione di (a) sfera di vetro, (b) gel di silicone e (c) acqua marina; (d) efficienza quantica del fotomoltiplicatore, [ANTARES Collaboration].

gabbia fatta di μ -metal, dello spessore di 1.1mm ad alta permittività è usata per schermare il fotomoltiplicatore e per minimizzare la dipendenza della risposta del modulo ottico rispetto al suo angolo con il Nord magnetico. La dimensione delle maglie della gabbia (6.8cm) è stata ottimizzata per ridurre la non uniformità della risposta angolare del PMT a meno del 5%, riducendo al minimo la frazione di luce persa a causa dell'ombra della gabbia.

3.10.1 Caratterizzazione del tubo fotomoltiplicatore

Per determinare le caratteristiche di rilievo dei fotomoltiplicatori da usare, questi sono stati sottoposti a vari tipi di test. Uno di questi è detto "il box scuro", in cui i fotomoltiplicatori, 10" Hamamatsu, sono esposti ad illuminazione uniforme provenienti da led rossi, verdi o blu o a laser a stato solido molto veloci. Questo consente la sistematica e precisa misurazione di un gran numero di caratteristiche del fotomoltiplicatore.

L'area efficace del fotocatodo (A_{eff}^{PC}) è definita come l'area sensibile del fotocatodo pesata con l'efficienza di raccolta. Viene misurata mediante la scansione dell'intera superficie del fotocatodo con un led blu collimato.

Il guadagno del PMT è di $5 \cdot 10^7$. In vista dell'invecchiamento del fotomoltiplicatore e delle eventuali variazioni nelle specifiche è obbligatorio un guadagno massimo di almeno 10^8 .

A causa di imperfezioni degli elettroni ottici e della dimensione finita del fotocatodo, il tempo di transito del singolo fotoelettrone tra il fotocatodo e il primo dinodo ha una larghezza misurabile, di solito denominata tempo di transito della diffusione (TTS). Questo definisce i tempi di risoluzione dei fotomoltiplicatori, che deve essere paragonabile alla precisione di posizionamento globale, alla tempistica e alla precisione di lettura elettronica, cioè $1.3ns(rms)$ o una larghezza a metà altezza ,Full Width at Half Maximum (FWHM), di $3ns$. La misurazione della TTS è eseguita su tutta l'area del fotocatodo con un guadagno operativo del fotomoltiplicatore di $5 \cdot 10^7$.

3.11 Slow Control

Il sistema di slow control è destinato a un monitoraggio delle variabili che cambiano in maniera lenta, oltre a controllare vari aspetti operazionali del rivelatore. La tensione del fotomoltiplicatore, la temperatura e tensioni di alimentazione si leggono dai moduli ottici. Alcuni strumenti dedicati forniscono informazioni sul comportamento e l'orientazione della stringa, sulla velocità della corrente in acqua, sul posizionamento acustico e sul controllo dei dati. Il sistema di slow control così trasmette a una stazione a riva tutte le informazioni necessarie per monitorare e controllare il rivelatore, oltre a fornire informazioni di calibrazione necessarie per ricostruire gli eventi.

3.12 Calibrazione

La precisione di puntamento del rivelatore è determinata in larga misura dalla accuratezza sui tempi di ogni evento. Consiste in una somma quadratica di termini che sono:

- la precisione con cui il posizionamento spaziale e l'orientamento dei moduli ottici è nota: σ_{geom} ;
- l'accuratezza con cui è misurato il tempo di arrivo dei fotoni sui moduli ottici: σ_{pmt}
- la precisione con cui i tempi locali dei segnali rivelati dai moduli ottici individuali possono essere sincronizzati con ogni altro: σ_{align}

$$\sigma_t^2 = \sigma_{geom}^2 + \sigma_{pmt}^2 + \sigma_{align}^2. \quad (3.16)$$

3.13 Bioluminescenza e ^{40}K

Esistono altre due componenti di cui si deve tener conto nella stima del fondo di neutrini: il decadimento del ^{40}K e la bioluminescenza. I due principali rami di decadimento del potassio 40 sono:



L'attività del ^{40}K può essere calcolata conoscendo la salinità del sito abissale in esame, la percentuale di potassio rispetto a tutti gli altri sali, l'abbondanza relativa del ^{40}K e la vita media del ^{40}K stesso.

La bioluminescenza invece è dovuta ad alcune specie che costituiscono la fauna marina, che sono in grado di emettere un segnale di disturbo per la nostra osservazione. Questo rumore può essere ridotto notevolmente applicando i trigger di coincidenza tra PMT e tra i piani delle stringhe, descritte nel paragrafo 3.8.

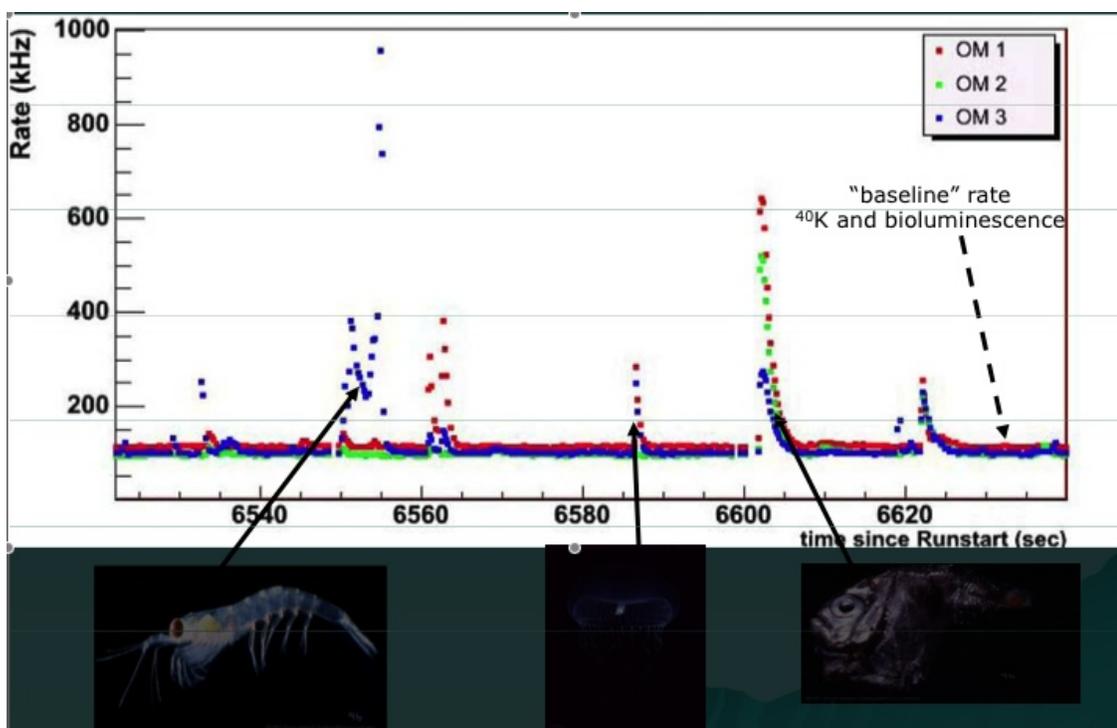


Figura 3.14: Nella figura sono mostrati i due diversi contributi al rumore ottico sui PMT dell'apparato: la banda scura che ha un andamento costante identifica l'azione del ^{40}K , mentre i picchi che superano tale livello sono dovuti alla bioluminescenza della fauna marina, [ANTARES Collaboration].

3.14 Il cielo osservabile

Il Telescopio per neutrini ANTARES, situato a 43° di latitudine Nord, può osservare i neutrini che arrivano dal basso dalla maggior parte del cielo (circa $3.5\pi sr$), grazie alla rotazione della Terra. Le declinazioni sotto -47° sono sempre visibili, mentre quelle sopra -47° non sono mai visibili. Le declinazioni comprese tra -47° e $+47^\circ$ sono visibili per parte del giorno siderale, figura 3.15. La maggior parte del piano Galattico è visibile, e il centro Galattico è visibile la maggior parte del giorno siderale. Dal momento che il telescopio per neutrini AMANDA, situato al polo Sud, è sensibile alle declinazioni positive, i due rivelatori avranno un ragionevole spazio in comune (circa $1.5\pi sr$) per controlli incrociati.

A energie più grandi di $\simeq 40\text{TeV}$, la lunghezza di interazione dei ν_μ di-

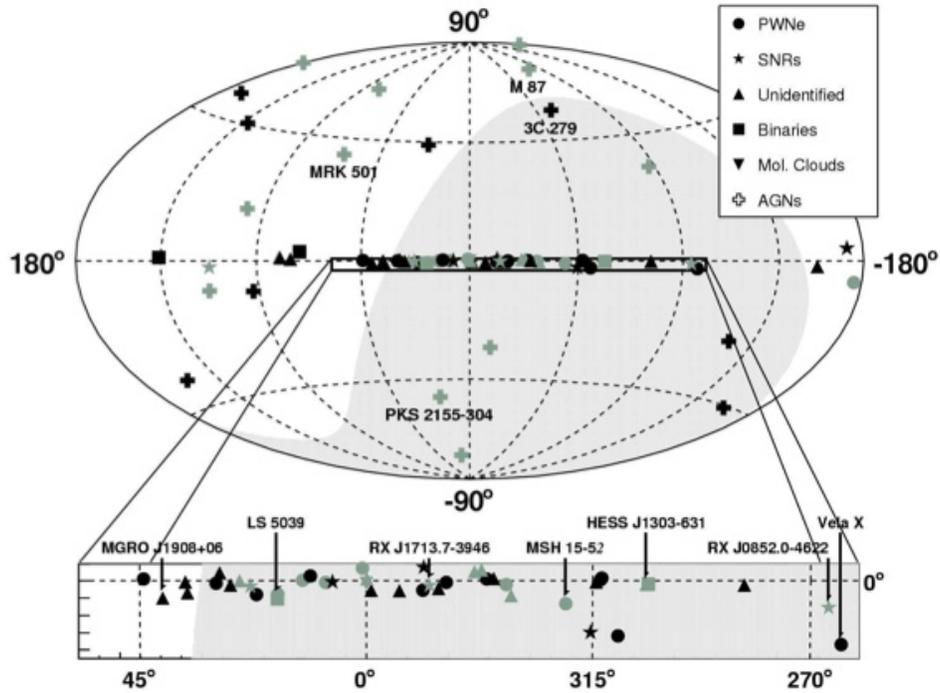


Figura 3.15: *Cielo visibile, in coordinate galattiche, per il rivelatore ANTARES (zona in grigio), nell'osservazione sono evidenziate in particolare modo le sorgenti di raggi gamma di alta energia che giacciono sul piano galattico.*

venta più piccola rispetto al diametro della Terra. Sopra $10PeV$, quindi, la Terra è completamente opaca a neutrini verticali, mentre sono visibili solo ν con direzioni di arrivo orizzontali ($\theta = 90^\circ$). Il campo di vista può essere esteso 10° al di sopra dell'orizzonte a queste energie, dove il background è sensibilmente diminuito.

3.15 Area efficace

Una caratteristica fondamentale per il rivelatore ANTARES è l'area efficace. Infatti la capacità del rivelatore di identificare una traccia di un muone viene indicata con il parametro Area Efficace intendendo con questo termine l'area attorno ad una sezione dell'apparato all'interno della quale i muoni

che passano vengono rivelati. L'area efficace può essere calcolata conoscendo le efficienze di rivelazione, oppure stimata tramite simulazioni Monte Carlo. Scelta un'area di riferimento su cui calcolare il flusso di muoni che la attraversa, vengono conteggiate le tracce meglio ricostruite. La frazione di eventi ricostruiti moltiplicata per l'area geometrica di generazione dà l'area efficace. L'area geometrica di riferimento deve essere più grande dell'area che contiene il rivelatore, ad esempio con un margine di 5 lunghezze di attenuazione dei fotoni. L'area efficace dipende, oltre che dall'energia del muone, anche dalla geometria del rivelatore, per esempio dalla distanza tra i PMT rispetto alla lunghezza di attenuazione dei fotoni in acqua e dagli algoritmi di filtraggio e ricostruzione utilizzati nell'analisi degli eventi.

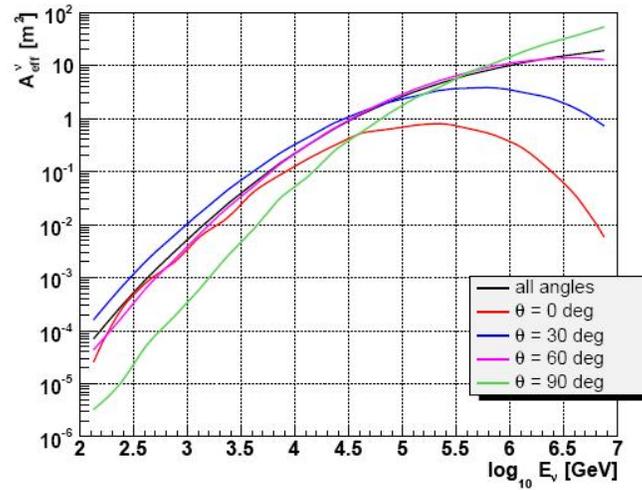


Figura 3.16: Nel grafico è mostrata l'area efficace per neutrini come funzione dell'energia per differenti valori dell'angolo zenitale del neutrino, [ANTARES Collaboration].

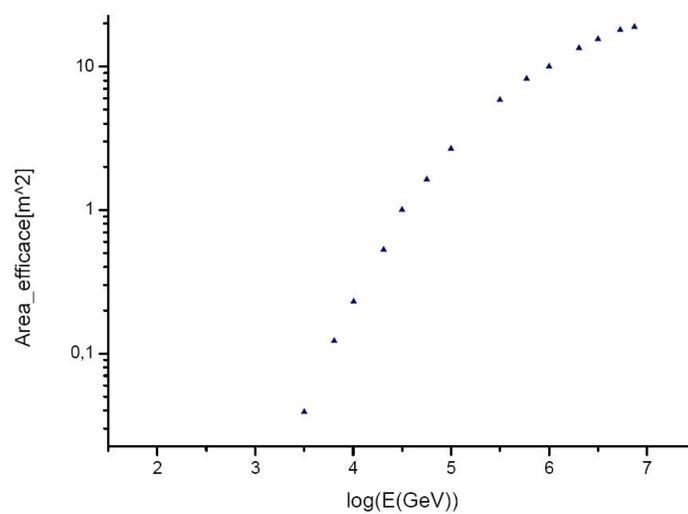


Figura 3.17: In figura è riportata l'area efficace di ANTARES in funzione del logaritmo dell'energia, al di sopra di 100GeV , per ogni bin considerato.

Energia bin [GeV]	Area efficace [m^2]
140.2813705	0.0000783
211.8361135	0.0002090
19.1537855	0.000556
628.0583588	0.002
995.4054174	0.005
1914.255925	0.017
3176.874071	0.039
6412.095766	0.122
10139.11386	0.23
20464.44637	0.529
31622.7766	1
56493.69748	1.632
100000	2.664
314774.8314	5.834
590201.0802	8.22
1000000	10
2027682.72	13.417
3162277.66	15.541
5333348.955	18
7481695.005	18.906

Tabella 3.1: Nella prima colonna è riportata l'energia per ogni bin in GeV, nella seconda la corrispondente area efficace in m^2

L'area efficace è diversa a seconda dell'inclinazione della traccia del muone rispetto alla verticale. In figura 3.16 è mostrata l'area efficace per neutrini di ANTARES (12 stringhe) per differenti angoli zenitali: le maggiori differenze si notano per energie $E_\nu > 100\text{TeV}$ oltre le quali diventa importante l'opacità terrestre. Nella figura 3.17 si mostra, invece, l'area mediata su tutto l'angolo zenitale.

Come vedremo nel prossimo capitolo, l'area efficace per neutrini, moltiplicata per il flusso atteso da una certa sorgente e per il tempo di osservazione, fornisce direttamente il numero di eventi attesi.

3.16 Stato attuale dell'esperimento

Il posizionamento in acqua di tutte le 12 stringhe è stato effettuato con successo. Dal 2 Marzo del 2006 è iniziata la presa dati, prima con un'unica linea, successivamente con 5 e ora con la totalità di esse. La figura 3.18 mostra uno degli eventi di muone upgoing osservati.

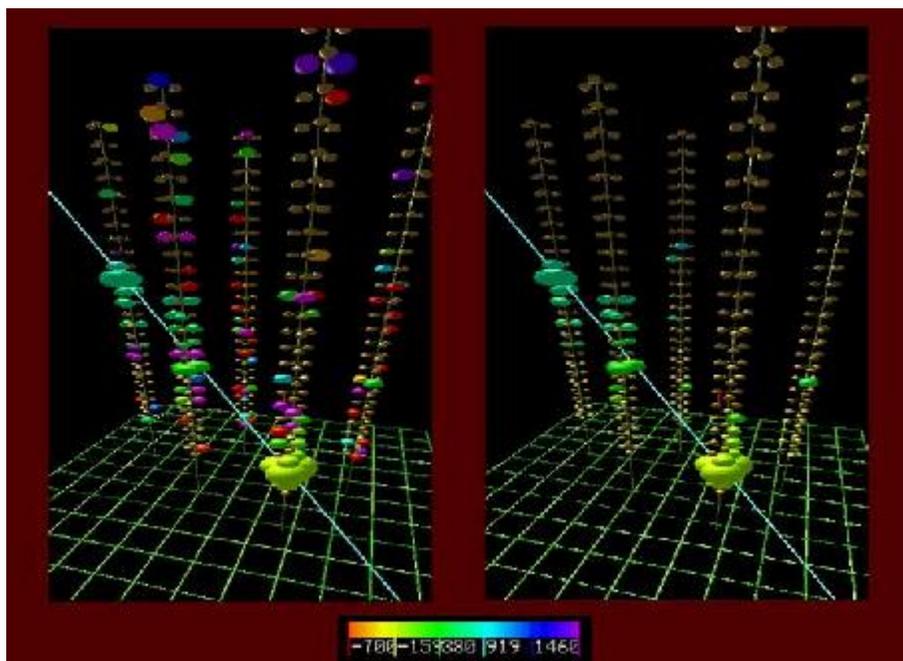


Figura 3.18: *Primo evento di muone upgoing osservato, [ANTARES Collaboration].*

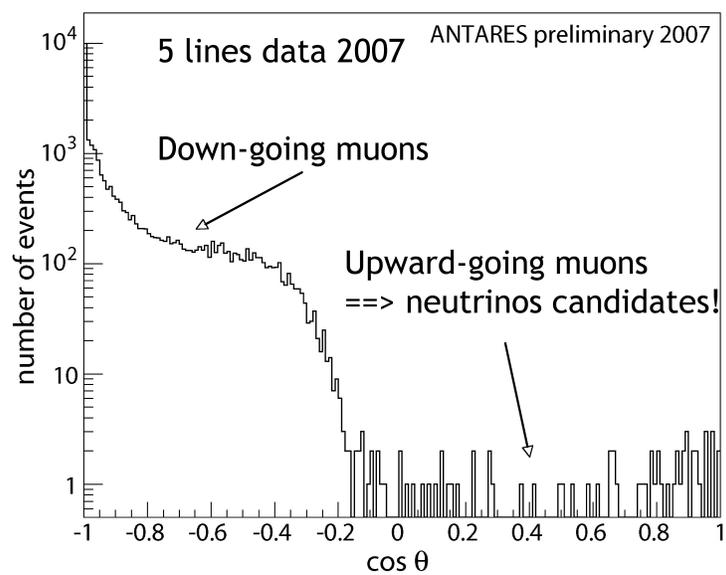


Figura 3.19: Distribuzione del coseno dell'angolo zenitale per gli eventi ricostruiti con 5 linee, [ANTARES Collaboration].

Capitolo 4

Stima di eventi di neutrini in ANTARES

In questo capitolo daremo una stima del numero di neutrini muonici aspettati in ANTARES dalle sorgenti galattiche viste nei gamma da H.E.S.S.. Le sorgenti che prenderemo in considerazione nella nostra analisi sono quelle elencate nella tabella 2.2. La maggior parte di queste sorgenti giace sul piano galattico e, per ANTARES, si trovano al di sotto dell'orizzonte per gran parte del giorno siderale.

4.1 Flussi di neutrini

Nelle sorgenti di raggi- γ in cui l'emissione al TeV è dominata dal decadimento di π^0 prodotti in interazioni $p-p$ o $p-\gamma$, la misura dello spettro dei raggi gamma può essere utilizzata per derivare lo spettro aspettato di neutrini al TeV . Nella trattazione che segue ipotizzeremo che tutta la luminosità in γ sia dovuta a processi adronici, che implicano, quindi, anche l'emissione di ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, e ν_e .

Una recente parametrizzazione dei processi di produzione del pione e della produzione di particelle secondarie in interazioni adroniche può essere utilizzata per derivare gli spettri di γ , ν_e e ν_μ per uno spettro di protoni arbitrariamente incidenti [Astrophysical Journal, 656:878, (2007)] descritto da una legge di potenza con indice spettrale α e un taglio esponenziale in energia ϵ_p :

$$\frac{dN_p}{dE_p} = k_p \left(\frac{E_p}{1TeV} \right)^{-\alpha} \exp\left(-\frac{E_p}{\epsilon_p}\right) \quad (4.1)$$

per protoni con energia E_p , dove k_p è un fattore di normalizzazione. L'indice spettrale α è stato fatto variare tra 1.8 e 3.0, mentre $10TeV < \epsilon_p < 1PeV$. Partendo dallo spettro dei protoni si calcola lo spettro dei neutrini sommando lo spettro di neutrini elettronici e muonici ¹, dN_ν/dE_ν alla sorgente ($\nu_e : \nu_\mu = 1 : 2$). Assumendo la totale mescolanza, causata dalle oscillazioni di neutrino, lo spettro dei neutrini muonici a Terra è dato da un terzo di dN_ν/dE_ν . Il risultante spettro di neutrini muonici è solo lievemente dipendente dalla frazione relativa di neutrini elettronici e muonici alla sorgente. Assumendo la totale mescolanza di neutrini, troviamo che lo spettro di raggi gamma e neutrini muonici a Terra può essere descritto da [Astrophysical Journal, 656:878, 20]:

$$\frac{dN_{\gamma/\nu}}{dE_{\gamma/\nu}} \approx k_{\gamma/\nu} \left(\frac{E_{\gamma/\nu}}{1TeV} \right)^{-\Gamma_{\gamma/\nu}} \exp\left(-\sqrt{\frac{E_{\gamma/\nu}}{\epsilon_{\gamma/\nu}}}\right) \quad (4.2)$$

dove i parametri k, Γ e ϵ sono dati da:

$$k_\nu \approx (0.71 - 0.16\alpha)k_\gamma, \quad (4.3)$$

$$\Gamma_\nu \approx \Gamma_\gamma \approx \alpha - 0.1, \quad (4.4)$$

$$\epsilon_\nu \approx 0.59\epsilon_\gamma \approx \epsilon_p/40 \quad (4.5)$$

Nella figura 4.2 sono riportate le misure degli spettri di gamma con $E > 100GeV$ osservati da HESS per RX 1713.7-3946 e Vela X insieme con il fit dei dati effettuato in base alla relazione (4.2). Nella figura viene anche riportato il flusso differenziale aspettato di ν_μ dalle due sorgenti gamma, calcolato partendo dal flusso γ osservato (k_γ) in base alla relazione (4.3). L'equazione (4.2) soddisfa gli spettri dei raggi gamma di tutte le sorgenti considerate; per le sorgenti in cui non è presente ϵ_γ il fit è stato eseguito con una pura legge di potenza ($\epsilon_\gamma = \infty$). Le zone aperte e ombreggiate dello spettro di raggi gamma e di neutrini includono rispettivamente una σ di incertezza sistematica.

Alcune ipotesi sono essenziali per il calcolo del numero di neutrini muonici:

- 1) un contributo non significativo dei processi non adronici per la misurazione del segnale gamma;

¹Per neutrini muonici intendiamo sia neutrini che antineutrini

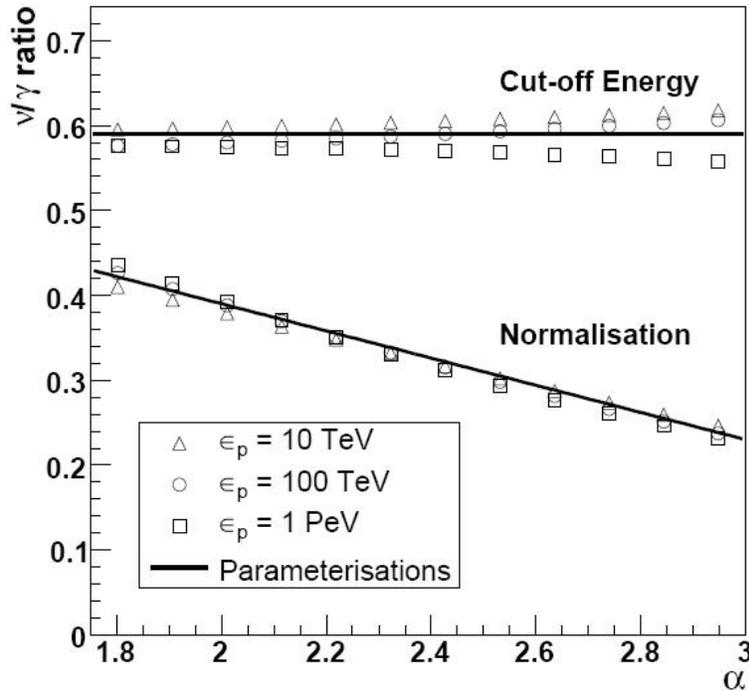


Figura 4.1: Rapporto del miglior fit tra la normalizzazione del neutrino e quella dei raggi gamma (k_ν/k_γ) e il taglio in energia ($\epsilon_\nu/\epsilon_\gamma$) per un range di indice spettrale α e taglio in energia ϵ_p , [Astrophysical Journal, 656:878, (2007)].

- 2) un contributo non significativo di assorbimento di raggi gamma all'interno della sorgente, cioè la densità di radiazione e materia non sono sufficientemente bassi da permettere alla maggior parte dei fotoni di fuggire;
- 3) un'interazione $p\gamma$ trascurabile (bassa densità di radiazione);
- 4) decadimento di pioni carichi prima che possano interagire, (densità di materia bassa);
- 5) decadimento di muoni senza perdite significative di energia, (basso campo magnetico);
- 6) le interazioni nucleone-nucleone producono uno spettro del pione ab-

bastanza simile al caso $p - p$, così da poter essere trattati allo stesso modo;

- 7) la distanza tra la sorgente e la Terra è sufficientemente grande per far sì che le oscillazioni di neutrino producano un segnale misto a Terra ($\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 1 : 1$).

Per tutte le sorgenti estese di raggi gamma rivelate da H.E.S.S. sembra che queste condizioni (ad eccezione del primo punto, in alcuni casi) siano valide.

4.2 Tasso di eventi di neutrini

Dato uno spettro di neutrino dN_ν/dE_ν a Terra dalla sorgente, il rate di eventi in un telescopio di neutrini può essere calcolato come

$$\frac{dN_\nu}{dt} = \int dE_\nu A_\nu^{eff} \frac{dN_\nu}{dE_\nu} \quad (4.6)$$

dove A_{eff} è l'area efficace del rivelatore di neutrini, già visto nel paragrafo 3.15. I telescopi sottomarini di neutrini rivelano neutrini tramite la misurazione della luce Cherenkov emessa dai muoni prodotti nella interazione di neutrini di alta energia. I muoni prodotti in interazioni adroniche di raggi cosmici carichi nell'atmosfera terrestre presentano un fondo con un flusso molti ordini di magnitudine più alto rispetto al flusso di neutrini casmici aspettati. Per sopprimere questo fondo i telescopi di neutrini sono stati ottimizzati per osservare neutrini provenienti dal basso, usando la Terra come filtro. Entrambi i rivelatori effettuano una ricostruzione del neutrino alla soglia di $\sim 100 GeV$, che si abbina bene alla soglia utilizzata da H.E.S.S. per i raggi gamma, come abbiamo visto nel Cap.3. Il rilevamento della luce Cherenkov, indotta dal muone, con un array tridimensionale di fotosensori permette di ricostruire la direzione di volo e l'energia del neutrino primario. Nel nostro studio si trascura l'effetto dell'incertezza nella determinazione dell'energia e si usa invece l'energia vera del neutrino. La risoluzione angolare σ_{PSF} della direzione del neutrino per un telescopio di neutrini sotto al mare diminuisce con l'aumentare dell'energia, vedi figura 3.5, e nel caso di ANTARES è migliore di 0.3° per energia del neutrino sopra $1 TeV$. Per semplicità si assume in questo studio una risoluzione angolare di 0.3° per tutte le energie per il rivelatore ANTARES.

Il numero di eventi osservati con un telescopio a neutrini è calcolato tramite la formula

$$N_\nu = \int dt \frac{dN_\nu}{dt} \quad (4.7)$$

dove l'integrazione è effettuata sull'osservazione temporale quando la sorgente è sotto l'orizzonte. Nella tabella 4.1 sono riportate le stime del numero di eventi aspettati ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) in ANTARES per $E_\nu > 1\text{TeV}$, per le sorgenti galattiche della tabella e per un tempo di osservazione di 10 anni. Moltiplicando l'area efficace della figura 3.17, suddivisa nei bin di energia della tabella 3.1, per il flusso differenziale aspettato da ogni sorgente si ottiene la rate differenziale (numero di eventi per anno per bin di energia).

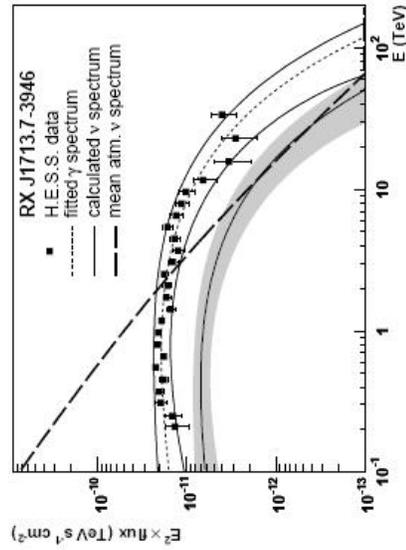
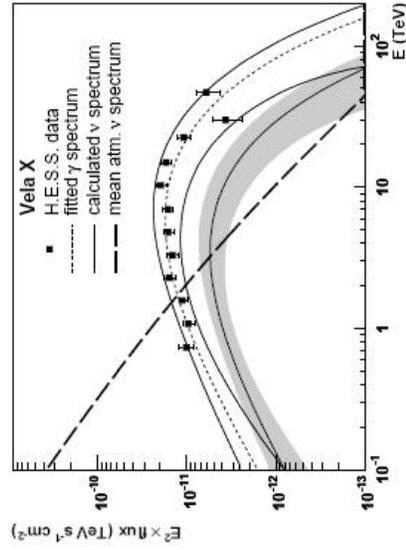


Figura 4.2: *Plot di RX J1713.7-3946 e di Vela X. I grafici mostrano il flusso di raggi gamma e la stima del flusso di neutrini con i loro errori, insieme al flusso di neutrini atmosferici, [Astrophysical Journal, 656:878, (2007)].*

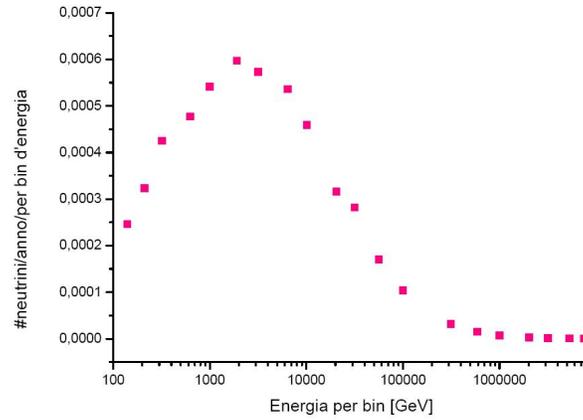


Figura 4.3: *Numero di eventi per anno per bin angolare in funzione dell'energia del bin espressa in GeV, per la sorgente campione PSR B1259-63.*

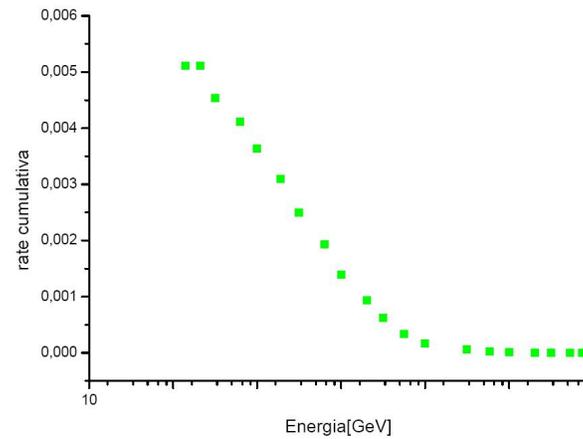


Figura 4.4: *Rate cumulativa del numero di eventi aspettati, in un anno, in funzione dell'energia espressa in GeV, per la sorgente campione PSR B1259-63.*

La somma del numero di eventi al di sopra di una certa energia, E_ν , fornisce la rate cumulativa (figura 4.4) da cui si ricava il numero di neutrini muonici al di sopra di $1TeV$ riportato in tabella 4.1.

4.3 Tasso di eventi di background

I neutrini prodotti in interazioni adroniche di raggi cosmici nell'atmosfera (neutrini atmosferici) sul lato opposto della Terra risultano indistinguibili nei segnali del telescopio rispetto a quelli di origine cosmica. Il tasso di eventi di neutrini atmosferici può essere calcolato allo stesso modo come quello dei neutrini provenienti da una sorgente. Il flusso di neutrini atmosferici decresce rapidamente con l'aumentare dell'energia e è anche fortemente dipendente dall'angolo di zenith, cioè dal tempo della giornata. Per grandi angoli di zenith la lunghezza del percorso dei pioni e dei muoni in un'atmosfera sottile è più grande rispetto a piccoli angoli di zenith, ottenendo una più alta probabilità di decadimento e quindi un più grande flusso di neutrini. Le dimensioni misurate degli oggetti nei raggi gamma al TeV ci permette di fornire stime attendibili dei tassi di neutrini atmosferici rivelati nella direzione delle regioni che producono raggi gamma.

La media giornaliera dei flussi di neutrini atmosferici da regioni del cielo di RX J1713.7-3946 e VelaX, integrato sulle rispettive finestre di ricerca è mostrato nella figura 4.5. A causa della più ripida dipendenza dall'energia del flusso di neutrini atmosferici, il rapporto tra segnale e background migliora con l'aumentare dell'energia. Lo spettro dei neutrini atmosferici in questo lavoro di tesi è stato stimato partendo dallo spettro differenziale di Volkova, [Physics perspective of ANTARES in view of recent H.E.S.S. measurements and current experimental limits from other telescopes Draft Version 1.0, December 20, 2006], mediato sull'angolo zenitale. In tal modo si estrapola i neutrini atmosferici per $Gev^{1.5}s^{-1}sr^{-1}cm^{-2}$, ciò consente di calcolare facilmente il numero di neutrini atmosferici moltiplicando per l'energia in ogni bin elevata alla 1.5, per il numero di secondi nel tempo considerato (10 anni), per il bin angolare in steradiani e infine per l'area efficace espressa in cm^2 . Nella penultima colonna della tabella 4.1 sono riportate le stime del fondo aspettato di neutrini atmosferici per ciascuna delle sorgenti galattiche prese in considerazione. Per il calcolo del fondo è stato considerato un bin angolare di 1° intorno alla sorgente.

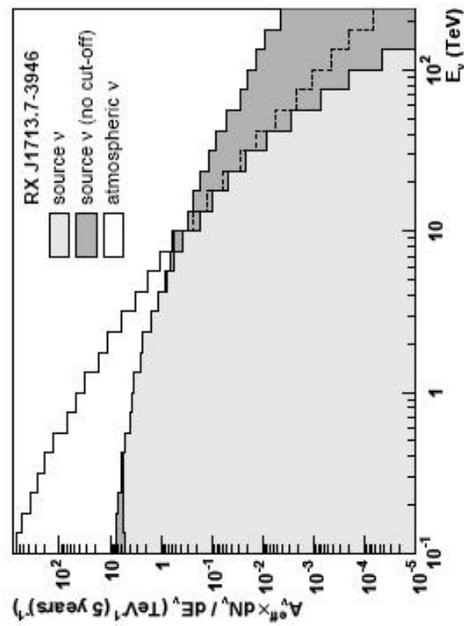
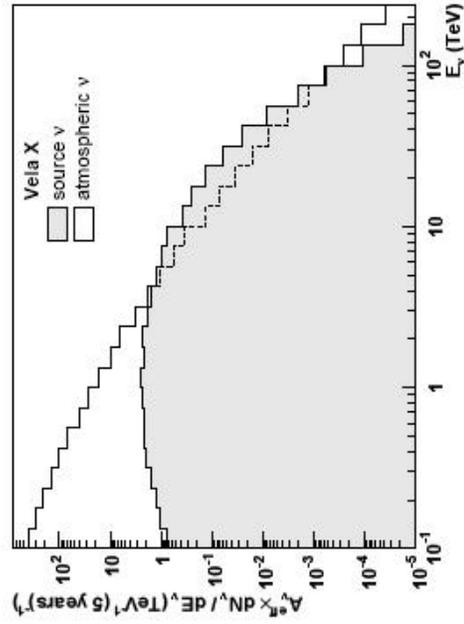


Figura 4.5: Flusso differenziale di due sorgenti di neutrini RX J1713.7-3946 e VelaX in 5anni con il corrispondente flusso di neutrini atmosferici, [Astrophysical Journal, 656:878, (2007)].

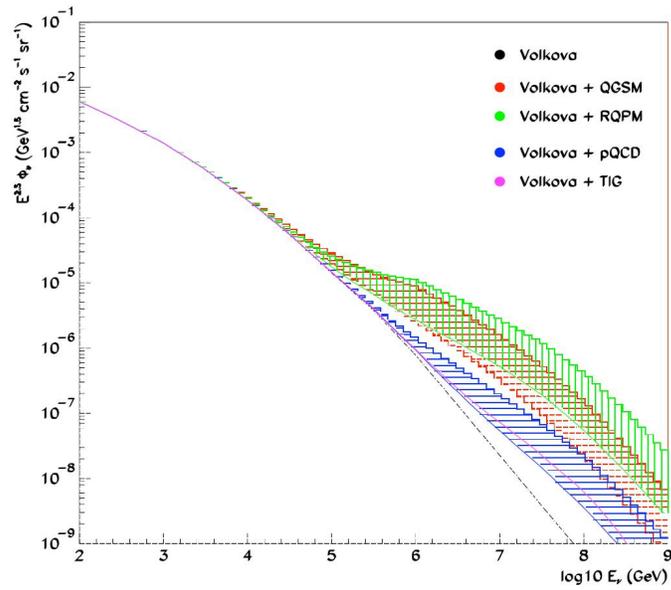


Figura 4.6: Nel grafico è mostrato il confronto tra i vari modelli di flussi di neutrini per ANTARES. Quello da cui sono estrapolati i dati, mostrato in nero, è il modello di Volkova, [Physics perspective of ANTARES in view of recent H.E.S.S. measurements and current experimental limits from other telescopes Draft Version 1.0, December 20, 2006].

Name of sources	$\phi(^{\circ})$	Visibility	k_{ν}	Γ_{ν}	ϵ_{ν}	N_{astro}	N_{atmos}	S/N
Binary Sistem								
LS 5039(INFC)	0.1	0.57	2.50	1.61	1.01	0.02	0.1	0.06
LS 5039(SUPC)	0.1	0.57	0.26	2.51		0.01	0.1	0.03
PSR B1259-63	0.1	1.00	0.34	2.72		0.01	0.3	0.02
Pulsar Wind Nebula								
Vela X	0.8	0.88	11.75	0.98	0.84	0.5	0.5	0.50
HESS J1825-137	0.5	0.57	10.73	2.08	4.24	0.2	0.3	0.28
Crab Nebula	0.1	0.38	22.38	2.15	1.72	0.1	0.1	0.22
HESS J1632-478	0.3	1.00	1.87	2.11		0.7	0.3	0.70
MSH 15-52	0.2	1.00	1.89	2.27		0.3	0.3	0.39
HESS J1616-508	0.3	1.00	2.11	2.36		0.3	0.3	0.39
HESS J1420-607	0.1	1.00	1.16	2.25		0.3	0.3	0.39
HESS J1418-609	0.1	1.00	0.94	2.19		0.2	0.3	0.28
HESS J1813-178	0.1	0.60	0.96	2.09		0.2	0.2	0.32
HESS J1702-420	0.2	0.81	0.82	2.32		0.1	0.2	0.18
HESS J1804-216	0.4	0.62	1.49	2.73		0.04	0.2	0.08
G 0.9+0.1	0.1	0.66	0.27	2.31		0.03	0.2	0.06
Supernova Remnants								
RX J1713.7-3946	1.3	0.78	15.52	1.72	1.35	1.8	0.8	1.12
RX J0852.0-4622	2.0	0.92	16.76	1.78	1.19	0.8	1.8	0.50
HESS J1640-465	0.1	0.93	0.93	2.41		0.1	0.3	0.16
HESS J1834-087	0.2	0.55	0.80	2.45		0.04	0.2	0.08
HESS J1713-381	0.1	0.76	0.23	2.28		0.03	0.2	0.06
No Counterparts at other wavelegths								
HESS J1303-631	0.3	1.00	11.99	1.29	0.21	0.004	0.4	0.006
HESS J1745-303	0.4	0.68	1.01	1.79		1.2	0.3	0.98
HESS J1614-518	0.5	1.00	2.41	2.44		0.3	0.4	0.36
HESS J1837-069	0.2	0.54	1.65	2.27		0.3	0.2	0.42
HESS J1634-472	0.2	0.96	0.64	2.36		0.1	0.3	0.16
HESS J1708-410	0.1	0.80	0.44	2.33		0.1	0.2	0.18

Tabella 4.1: Lo spettro dei neutrini muonici è parametrizzato come $dN/dE = k_{\nu}(E_{\nu}/TeV)^{-\Gamma} \exp -\sqrt{E_{\nu}/\epsilon_{\nu}}$, dove i parametri a Terra k_{ν} e ϵ_{ν} sono riportati rispettivamente in unità di $10^{-12}TeV-1cm^{-2}s^{-1}$ e TeV . Nelle ultime tre colonne è mostrato il numero di neutrini astrofisici, N_{astro} , e atmosferici, N_{atmos} , e il rapporto segnale rumore della singola sorgente tramite la formula $N_{astro}/(N_{astro} + N_{atmos})^{0.5}$.

Capitolo 5

Stacking Analysis

5.1 L'analisi delle generiche classi di sorgenti

Lo studio di sorgenti astrofisiche di neutrino con ANTARES è basata sulla ricerca di eccessi statisticamente significativi di eventi di neutrino, provenienti da sotto l'orizzonte del rivelatore, rispetto al background di neutrini atmosferici. Per quanto si è visto nella tabella 4.1 del Cap. 4, pur considerando un tempo scala di 10 anni, il rivelatore ANTARES rivela una quantità statisticamente esigua di neutrini astrofisici. Ci si aspetta che un apparato Cherenkov sottomarino, con dimensioni dell'ordine del km^3 , potrà agire come un vero e proprio Telescopio per neutrini, arrivando ad identificare sorgenti puntiformi. L'apparato ANTARES ha dimensioni ridotte, è il primo prototipo di grandi dimensioni di un apparato Cherenkov sottomarino, e potrà essere sensibile, probabilmente, solo a sorgenti galattiche molto intense di neutrini. Scopo di questa tesi è valutare la capacità di scoperta di neutrini da sorgenti puntiformi con ANTARES superando la difficoltà delle sue ridotte dimensioni. L'idea è quella di "sovrapporre" virtualmente, in un solo punto, un insieme di sorgenti astrofisiche che si suppone possano essere sorgenti di neutrini di alta energia. Si fanno così sovrapporre varie regioni di angolo solido (l'apertura angolare attorno ad ogni sorgente dipende in genere dalla risoluzione angolare dell'apparato) da cui dobbiamo aspettarci anche un contributo, di fondo, di eventi da neutrini atmosferici. Ci aspettiamo che tale tecnica, che va sotto il nome di "Stacking Analysis" aumenti la sensibilità di ANTARES nella ricerca di neutrini da "sorgenti puntiformi". Un aspetto negativo della "Stacking Analysis" è comunque la perdita dell'informazione sulla direzione

di provenienza dell'eccesso osservato. Abbiamo quindi preso in esame tutte le sorgenti, galattiche considerate nel Cap.4, che potrebbero fornire neutrini di alta energia.

Il numero di eventi da neutrino aspettati, dal "punto virtuale" in cui abbiamo sovrapposto le sorgenti, è dato dalla somma dei neutrini aspettati dalle singole sorgenti e dei neutrini atmosferici provenienti dall'angolo solido che le racchiude.

$$n_{eventi}^{tot} = \sum_{i=1}^N n_{eventi}^i \quad (5.1)$$

dove N è il numero totale di sorgenti prese in considerazione. Allo stesso modo il valore del background cumulativo è dato dalla somma del background delle singole sorgenti

$$n_{bg}^{tot} = \sum_{i=1}^N n_{bg}^i. \quad (5.2)$$

Il numero di neutrini di fondo, come anche per quelli astrofisici, è mediato sull'angolo zenitale. Le fluttuazioni di background diminuiscono proporzionalmente a $1/\sqrt{N}$ se la statistica applicata è gaussiana. Supponendo una correlazione lineare tra il flusso di fotoni e quello di neutrini e tramite i parametri tabulati delle sorgenti considerate in tabella 4.1 si calcola il flusso differenziale e successivamente, come visto nel capitolo 4, si ottiene il numero di neutrini astrofisici in 10 anni. Per effettuare la Stacking analysis, cioè la sovrapposizione delle sorgenti, preferiamo ordinare le singole sorgenti considerate in ordine decrescente nel numero di neutrini aspettati in ANTARES, tabella 5.1. In tal modo si considerano in primo luogo le sorgenti con flusso maggiore, si calcola il rapporto S/N (Signal/Noise) come numero di eventi aspettati diviso la radice della somma del background e del segnale:

$$(S/N)_i = \frac{\sum_{i=1}^N S_i}{\sqrt{S + BG}} \quad (5.3)$$

dove $N = (2, 3, 4, 5, \dots)$ è il numero totale di sorgenti galattiche sovrapposte, S_i è il valore di neutrini aspettati (segnale) in 10 anni dalla i -esima sorgente, i è il numero progressivo delle sorgenti considerate. In tabella 5.2, nella quarta colonna è riportato questo calcolo del rapporto segnale rumore e il corrispondente grafico è mostrato nella figura 5.1. La massima significatività, in termini di deviazioni standard, nell'osservazione si ha sovrapponendo 13 sorgenti.

L'equazione 5.3, a causa dell'esiguo numero di eventi di neutrini e del fondo, non fornisce un valore accurato della significatività dell'eccesso osservato, [Li and Ma, The Astrophysical Journal, 272 (1983)]. Invece di fornire la significatività del massimo eccesso osservato in corrispondenza di N sorgenti sovrapposte, utilizzeremo un test statistico per determinare se l'eccesso osservato sia dovuto al fondo. Per tale motivo seguiremo il procedimento utilizzato dall'esperimento AMANDA [AMANDA Collaboration, astro-ph/0505278v1]. Calcoliamo

$$BG(N) = N \cdot \langle BG \rangle \quad (5.4)$$

dove N è il numero di sorgenti analizzate, $BG(N)$ è il background del segnale cumulativo, $\langle BG \rangle$ è la media del background delle sorgenti considerate. Dato il valore aspettato $\lambda = S + BG$, la probabilità di osservare n eventi è data dalla distribuzione di Poisson:

$$f(n, \lambda) = \frac{e^{-\lambda} \lambda^n}{n!}. \quad (5.5)$$

Dal momento che l'esiguo numero di eventi, n , non è intero, per tale motivo non è possibile calcolare il fattoriale. Si utilizza, quindi, la distribuzione Gamma e la funzione Γ per il calcolo del fattoriale non intero. La distribuzione Gamma, nella teoria delle probabilità, è una distribuzione continua dipendente da due famiglie di parametri. I due parametri in questione sono $\Gamma(n, \lambda)$, dove n è un parametro di scala, mentre λ è un parametro che dà la forma della distribuzione. Indicando con S il numero di eventi aspettati da N sorgenti galattiche sovrapposte e con BG il relativo numero di eventi di fondo, la probabilità di osservare almeno n eventi si calcola dalla distribuzione Gamma che ha come parametri il numero di eventi e la somma del numero di eventi aspettati più il background

$$P(n_{oss} > n | S, BG) = \Gamma_I(n, S + BG) \quad (5.6)$$

dove Γ_I è la funzione gamma incompleta normalizzata.

Fissando la probabilità nella relazione 5.6, al valore 0.5 ed invertendo l'espressione viene calcolato il numero di eventi aspettato corrispondente alla mediana della distribuzione, $n_{mediana}$:

$$P(n_{oss} > n_{mediana}) = 0.5 \quad (5.7)$$

La significatività dell'osservazione di $n_{mediana}$ eventi è data dalla probabilità cumulativa di Poisson sotto l'assunzione di puro background, cioè di assenza

di segnale. La probabilità che gli n_{mediana} eventi considerati non siano di fondo, è data da:

$$P(n_{\text{obs}} > n_{\text{mediana}} | BG) = \Gamma_I(n_{\text{mediana}}, BG) \quad (5.8)$$

Nome sorgente	Neutrini aspettati	Neutrini atmosferici
HESS J1745-303	1.2	0.3
HESS J1632-478	0.7	0.3
Vela X	0.5	0.5
HESS J1813-178	0.2	0.2
MSH 15-52	0.3	0.3
HESS J1837-069	0.2	0.2
HESS J1616-508	0.3	0.3
HESS J1825-137	0.2	0.3
HESS J1418-609	0.3	0.3
HESS J1614-518	0.3	0.4
HESS J1420-607	0.3	0.3
Crab Nebula	0.1	0.1
HESS J1702-420	0.1	0.2
HESS J1640-465	0.1	0.3
HESS J1634-472	0.1	0.3
HESS J1834-087	0.04	0.2
HESS J1708-410	0.1	0.2
HESS J1804-216	0.04	0.2
G 0.9+0.1	0.03	0.2
HESS J1713-381	0.03	0.2
LS 5039(INFC)	0.02	0.1
LS 5039(SUPC)	0.01	0.1
PSR B1259-63	0.01	0.3
HESS J1303-631	0.004	0.4

Tabella 5.1: Nella tabella sopra sono riportati i nomi delle sorgenti considerate ordinate per numero decrescente di neutrini aspettati e il numero di neutrini atmosferici o di background. Le sorgenti più estese per il momento non sono state considerate.

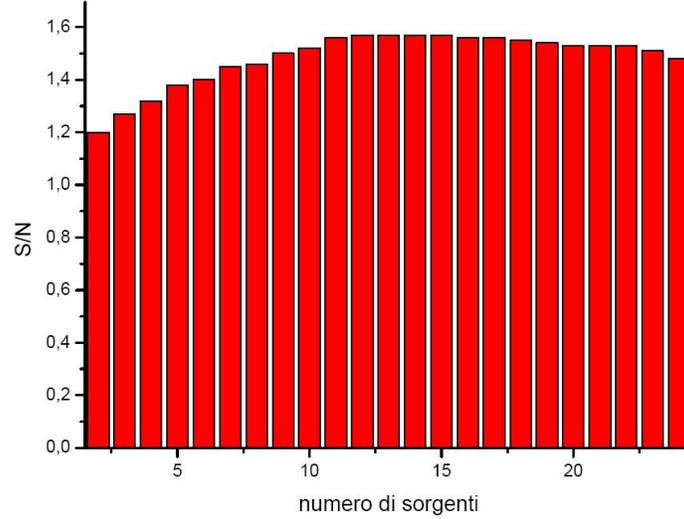


Figura 5.1: In figura è riportato il rapporto S/N , espresso in σ , calcolato tramite $(S/N)_i = \frac{\sum_{i=1}^N S_i}{\sqrt{S+BG}}$ in funzione del numero di sorgenti considerate, vedi tabella 5.1.

Nell'ultima colonna della tabella 5.2 è riportata la probabilità che l'eccesso osservato in corrispondenza di N sorgenti sovrapposte sia dovuto al fondo. Il minimo valore di tale probabilità si ha per 13 sorgenti. In termini di rapporto S/N però, anche ipotizzando che l'emissione di γ osservata sia dovuta per tutte le sorgenti a processi adronici e che, quindi, tutte le sorgenti siano anche sorgenti di ν_μ , il valore di S/N non è superiore a 3 deviazioni standard dopo 10 anni. Non sarebbe quindi sufficiente a proclamare l'osservazione statisticamente significativa di neutrini dalle 13 sorgenti sovrapposte.

Sources stacked	$\Sigma(S_i) = S_{tot}$	$\Sigma(BG_i) = BG_{tot}$	S/N	Probability
2	1.9	0.6	1.20	2.483%
3	2.4	1.1	1.27	2.641%
4	2.6	1.3	1.32	2.466%
5	2.9	1.6	1.38	2.215%
6	3.1	1.8	1.40	2.174%
7	3.4	2.1	1.45	1.998%
8	3.6	2.4	1.46	2.032%
9	3.8	2.7	1.50	1.903%
10	4.1	3.1	1.52	1.850%
11	4.3	3.4	1.56	1.727%
12	4.4	3.5	1.57	1.715%
13	4.5	3.7	1.57	1.703%
14	4.6	4.0	1.57	1.752%
15	4.7	4.3	1.57	1.812%
16	4.7	4.5	1.56	1.864%
17	4.8	4.7	1.56	1.900%
18	4.8	4.9	1.55	1.957%
19	4.9	5.1	1.54	2.020%
20	4.9	5.3	1.53	2.076%
21	4.9	5.4	1.53	2.104%
22	4.9	5.5	1.53	2.137%
23	4.9	5.8	1.51	2.264%
24	4.9	6.2	1.48	2.450%

Tabella 5.2: Nella tabella sopra la prima colonna riporta il numero progressivo delle sorgenti considerate secondo l'ordine ottenuto dai flussi decrescenti della tabella precedente. Nella seconda colonna è riportata la somma del numero di neutrini delle sorgenti sovrapposte, $\Sigma(S_i) = S_{tot}$ mentre in quella successiva il numero di neutrini atmosferici delle sorgenti sovrapposte, $\Sigma(BG_i) = BG_{tot}$. La quarta colonna mostra il rapporto segnale rumore calcolato tramite la formula $(S/N)_i = \frac{\sum_{i=1}^N S_i}{\sqrt{S+BG}}$; mentre nell'ultima colonna è riportata la probabilità di osservare soltanto neutrini atmosferici.

5.2 Trattazione di sorgenti estese

Fino a questo momento le sorgenti RX J1713.7-3946 e RX J0852.0-4622 non sono state considerate, avendo un diametro maggiore del bin angolare (di raggio 0.3°), assunto come risoluzione angolare per ANTARES ad energie $E > 1\text{TeV}$: infatti la prima ha un'estensione di 1.3° , mentre la seconda di 2° . Tenendo conto della morfologia di queste due sorgenti, è stato necessario effettuare una trattazione ad hoc per ognuna delle due, in modo tale da considerare la loro emissione in maniera accurata e non aumentare il bin angolare di osservazione e quindi il fondo di neutrini atmosferici.

5.2.1 Il resto di supernova RX J1713.7-3946

Il modo migliore di dimostrare inequivocabilmente l'esistenza di particelle di altissima energia (VHE), che siano elettroni o adroni, nelle shell dei resti di supernova è l'individuazione di raggi gamma di VHE, (da circa 100GeV a poche decine di TeV), prodotti tramite lo scattering Compton inverso di elettroni di VHE incidenti su fotoni ambientali o interazioni di nucleoni sulla materia circostante. Un sistema di telescopi Cherenkov che abbia un ampio campo di vista fornisce la più potente tecnica di misura per un resto di supernova che emetta ad alte energie. Esistono altri due tipi di approcci per rivelare raggi cosmici di alte energie: il rilevamento di raggi X, e quello di neutrini di alta energia, che sonda esclusivamente particelle nucleari.

Un primo candidato per le osservazioni di raggi gamma è il resto di supernova RX J1713.7-3946, in particolare a causa della sua stretta associazione con dense nubi molecolari che vengono interessate (toccate) dalle shell in espansione della supernova. Come abbiamo visto nel capitolo 2, questo può portare all'aumento della luminosità in gamma e, eventualmente, in neutrini. RX J1713.7-3946 è situato nel piano galattico nella costellazione dello Scorpione, è stata scoperta nel 1996 alla lunghezza d'onda dei raggi X molli dalla survey effettuata su tutto il cielo da ROSAT. Questa sorgente presenta una complessa e non omogenea struttura morfologica, che evidenzia nella parte occidentale della SNR due cerchi ristretti compatibili con l'ipotesi di una struttura a doppia shell dell'intera sorgente. Quando si effettua un fit con una legge di potenza sullo spettro non termico ottenuto nei raggi X, è evidente una forte variazione, dell'indice spettrale attraverso il SNR ($1.8 < \Gamma < 2.6$), come anche della densità colonnare N_H , ($0.4 \cdot 10^{22} \text{cm}^{-2} \leq N_H \leq 1.1 \cdot 10^{22} \text{cm}^{-2}$). Gli spettri della parte centrale e di quella occidentale divergono alle basse energie, ciò potrebbe indicare un aumento della densità colonnare di $\Delta N_H \approx 0.4 \cdot 10^{22} \text{cm}^{-2}$ verso la parte occidentale [astro-ph0511678v2]. Inoltre, una correlazione positiva tra la luminosità nei raggi X e l'assorbimento è stata interpretata come causa dello shock frontale tra RX J1713.7-3946 e la nube molecolare nella parte a ovest, che è responsabile dell'assorbimento. Un ulteriore prova a sostegno di tale scenario è l'osservazione della linea di emissione di CO, effettuata con il telescopio NANTEN, che suggerisce l'interazione tra il SNR e nubi molecolari, in questa regione, alla distanza di 1kpc dal sistema solare.

Si sta ancora discutendo su come assegnare età e distanza a un SNR: inizialmente, nel 1997, si pensava che a una distanza di 1kpc corrispondesse un'età

di 1000 $anni$. Slane nel 1999 aveva invece stimato che una distanza di 6 kpc corrispondesse a 10000 $anni$, stima basata sulla possibile associazione di RX J1713.7-3946 con una nube molecolare e con una regione HII, G347.6+0,2, nella parte nord-ovest. Le ultime misure di XMM e NANTEN sembrano dare fondamento all'idea che il SNR sia a circa 1 kpc , ciò potrebbe sostenere l'ipotesi di Wang, secondo cui RX J1713.7-3946 sia il residuo stellare di AD393, che apparve nella coda della costellazione dello Scorpione vicino alla effettiva posizione del SNR. La superficie di alta luminosità, sia nei raggi gamma di VHE che in quelli X non termici, suggerisce che l'oggetto è vicino alla fase evolutiva in cui gli shock sono i più potenti. Secondo tali indicazioni potrebbe avere un'età di qualche centinaio di migliaia di anni che sostiene l'ipotesi della distanza più vicina.

RX J1713.7-3946 è stato individuato in raggi gamma VHE dalla collaborazione CANGAROO nel 1998 (Muraishi et al. 2000) e riosservato da CANGAROO-II nel 2000 e nel 2001 (Enomoto et al. 2002). Recentemente il telescopio Cherenkov H.E.S.S. operativo in Namibia ha confermato il rivelamento, questa è stata la prima conferma indipendente dell'emissione di raggi gamma di VHE da una shell di SNR. H.E.S.S. oltre a fornire la prima immagine risolta nei raggi gamma ad energie molto alte, ha individuato un altro SNR, RX J0852.0-4622, di cui parleremo nel seguente paragrafo, di cui attualmente non vi è ancora una chiara risoluzione spaziale nei raggi gamma di VHE. Questi due oggetti sembrano essere i SNR più brillanti nei raggi gamma di alta energia nell'intero emisfero Sud.

L'interpretazione dei meccanismi di emissione di raggi gamma per RX J1713.7-3946, non si è rivelata univoca nel tempo, infatti la collaborazione CANGAROO interpretava il livello del flusso, prima, come derivante dall'emissione del Compton inverso; successivamente, invece, in seguito alla riosservazione con CANGAROO-II la causa dell'emissione è stata collocata nel decadimento di pioni neutri.

Di seguito vengono riportate le osservazioni di RX J1713.7-3946 compiute con H.E.S.S. che oltre ad avere un grande campo di vista, possiede un'elevata sensibilità che permette di intraprendere studi morfologici nei raggi gamma di VHE e di misurare i parametri spettrali in diverse regioni del SNR.

5.2.2 L'elaborazione dati

Tramite i dati ottenuti da H.E.S.S., la morfologia del RX J1713.7-3946 e il suo spettro sono risolti con alta precisione. Nella figura 5.2 viene mostrato

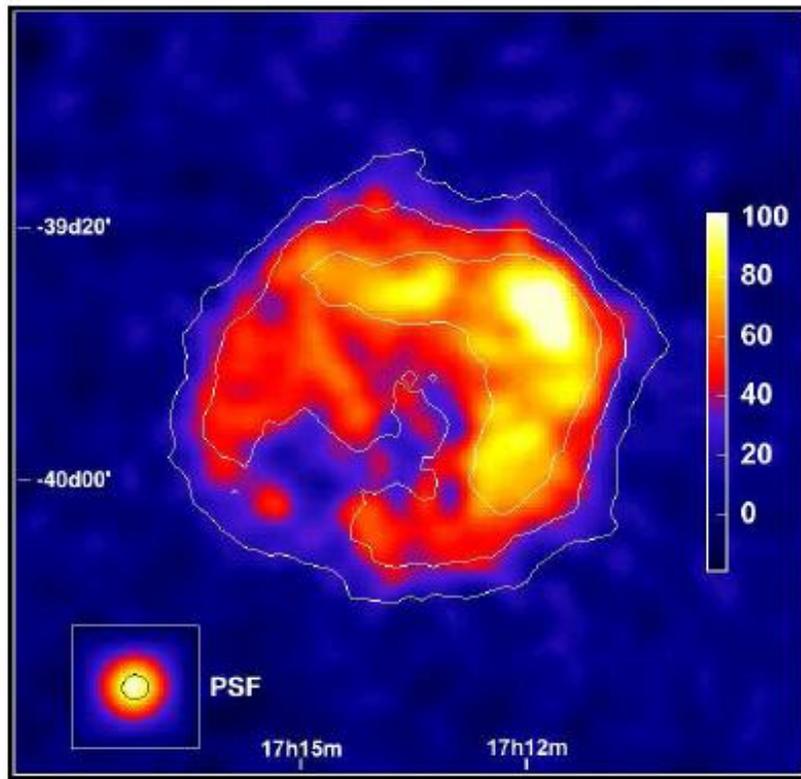


Figura 5.2: Immagine di RX J1713.7-3946 nei raggi gamma. La scala lineare di colore, a destra, è in unità di eventi in eccesso rispetto al fondo. Le linee di contorno bianco sono spaziate linearmente e corrispondono rispettivamente a 5σ , 10σ e 15σ . Ogni punto è stato calcolato assumendo un punto sorgente in quella posizione, integrando gli eventi all'interno di un cerchio di raggio 0.1° [astro-ph0511678v2].

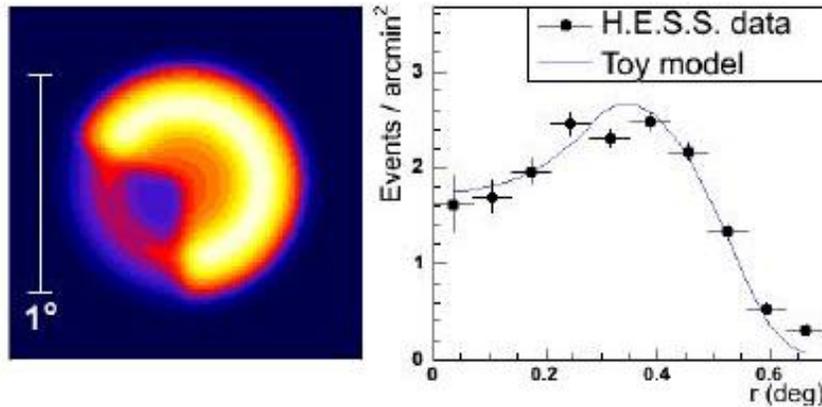


Figura 5.3: Mostra un modello di geometria semplice per l'emissione da una sfera spessa di dimensioni e flussi paragonabili con quelli di RX J1713.7-3946. Sinistra: proiezione bidimensionale di una shell sferica spessa che irraggia di 1° di diametro. L'emissività nella parte più brillante è due volte più grande rispetto al resto dell'immagine. Destra: profilo radiale, derivante da un modello geometrico comparato con il profilo dei dati ottenuti da H.E.S.S. per RX J1713.7-3946. Le coordinate per il centro dell'immagine sono $\alpha = 17^{\text{h}}13^{\text{m}}33.6^{\text{s}}$, $\delta = -39^\circ45'36^{\text{s}}$, [HESS Collaboration].

un campo di vista attorno a RX J1713.7-3946 di $2^\circ \cdot 2^\circ$. Non c'è una variabilità temporale al contrario di quanto previsto per sorgenti di dimensione estese. Le regioni a nord, nord-est sono quelle con la maggiore emissione, in queste zone si pensa che ci sia l'impatto di particelle emesse con nubi molecolari. I contorni bianchi in figura sono la demarcazione di diverse significanze, rispettivamente 5σ , 10σ e 15σ . L'immagine mostra che le zone di emissione non sono distribuite in maniera omogenea, e che non esiste una geometria rotazionale. Risulta invece evidente l'esistenza di una shell nella parte nord e in quella sud occidentale. Ciò è paragonabile a ciò che ci si aspetta da una shell sferica spessa che irradia raggi gamma con un leggero aumento del flusso su un lato, come illustrato nella figura 5.3. In questa figura è illustrato il confronto tra il modello geometrico di una sfera spessa che irradia e i dati, che evidenziano una buona corrispondenza tra l'osservazione e il toy model. La figura 5.4 invece mostra la sorgente RX J1713.7-3946, da destra a sinistra, in differenti range di energia, $E < 0.6\text{TeV}$, $0.6\text{TeV} < E < 1.4\text{TeV}$, $E > 1.4\text{TeV}$. Tali intervalli sono stati scelti in modo tale che ciascuna banda

rappresentasse un terzo del set dei dati, mentre la risoluzione angolare delle tre immagini è la medesima, in modo tale da poterle facilmente comparare. La morfologia a shell del SNR è offuscata dalle fluttuazioni, di conseguenza i contorni indicano che solo la metà della luminosità a nordovest è significativa; al contrario, la parte con maggiore emissività si evidenzia nelle due bande di energia più alte. Osservando le figure proposte il resto di SN sembra emettere

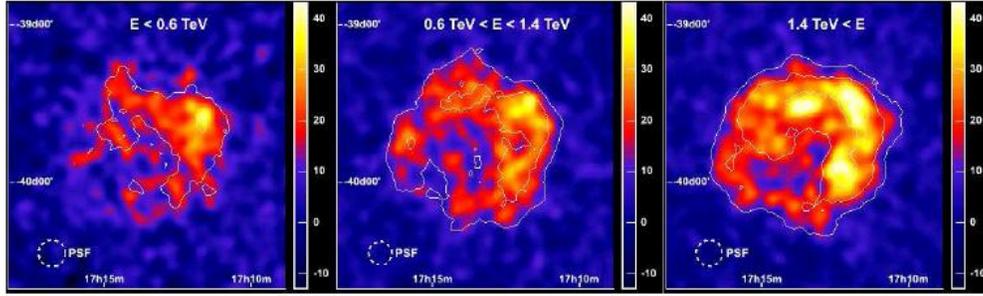


Figura 5.4: La morfologia di RX J1713.7-3946 come appare a differenti intervalli di energia. Da sinistra a destra sono mostrati gli eccessi di raggi gamma in differenti bande di energia $E < 0.6\text{TeV}$, $0.6\text{TeV} < E < 1.4\text{TeV}$, $E > 1.4\text{TeV}$. Il rapporto segnale rumore aumenta all'aumentare dell'energia. Le tre bande di energia sono state scelte in modo da rappresentare un terzo di tutto il set dai dati, [astro-ph/0511678v2, astro-ph/0611813v1].

in maniera più uniforme con l'aumentare dell'energia. Il miglior fit effettuato sui dati si ha prendendo una legge di potenza dipendente dall'indice spettrale, Γ :

$$\frac{dN}{dE} = I_0 \left(\frac{E}{1\text{TeV}} \right)^{-\Gamma} \exp\left(-\frac{E}{E_c}\right) \quad (5.9)$$

in cui è presente un cutoff esponenziale, E_c .

Formula Fit	Parametri	$I(> 1\text{TeV})$
$I_0 E^{-\Gamma} \exp(-E/E_c)$	$I_0 = 20.4 \pm 0.8$, $\Gamma = 1.98 \pm 0.05$, $E_c = 12 \pm 2$	15.5 ± 1.1

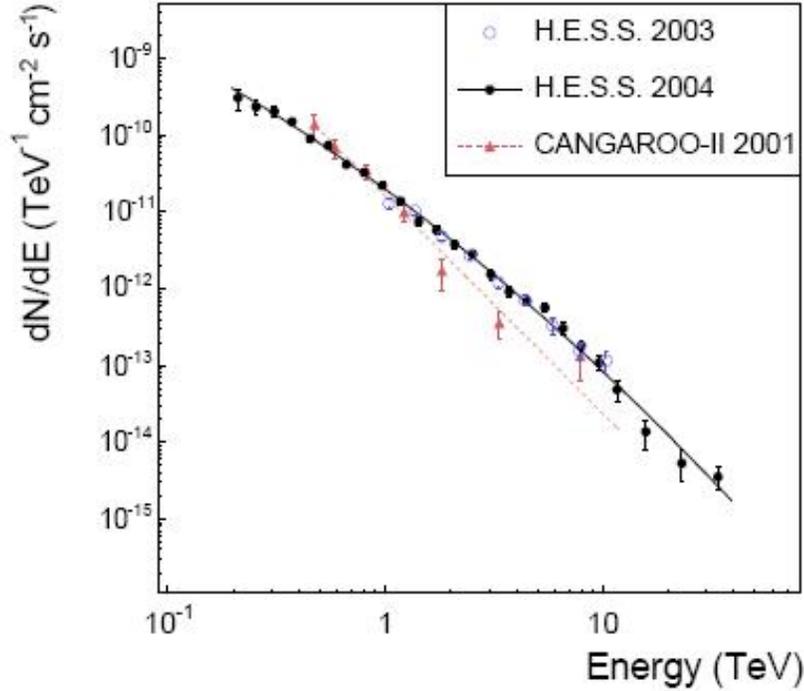


Figura 5.5: Spettro differenziale di energia nei raggi gamma di RX J1713.7-3946, considerando l'intera regione del SNR (cerchietti neri). Il miglior fit dei dati, linea nera, si ha utilizzando una legge di potenza dipendente dall'indice fotonico, Γ , e si confronta con il fit fatto sulla precedente misurazione di H.E.S.S. del 2003, cerchi blu. Si nota un incremento dell'intervallo di energia dovuto all'aumento di sensibilità del rivelatore, infatti lo spettro di energia è ora esteso da 190 GeV a 40 TeV guadagnando più di due decadi in energia. I triangoli rossi mostrano i dati ottenuti dalla collaborazione di CANGAROO-II e il corrispondente miglior fit. Le barre di errore sono errori statistici di $\pm 1\sigma$, [astro-ph/0511678v2, astro-ph/0611813v1].

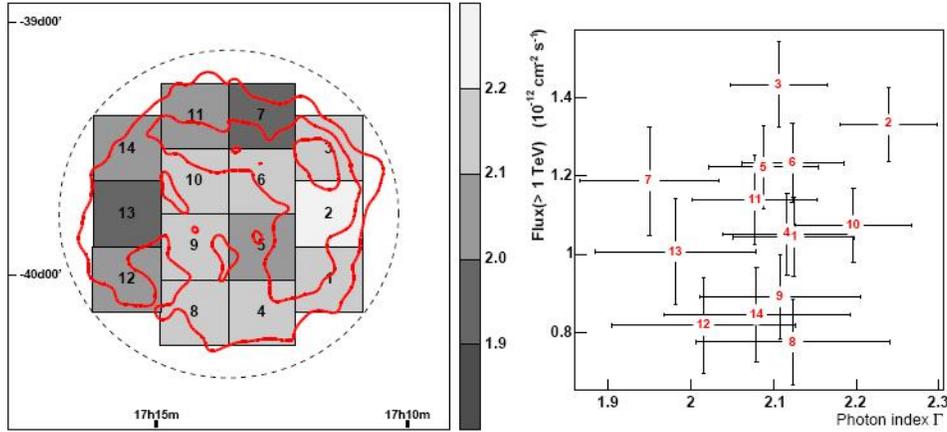


Figura 5.6: *L'immagine illustra i risultati dell'analisi spettrale. Sinistra: i contorni rossi mostrano l'eccesso di raggi gamma sovrapposti alla figura divisa in 14 quadrati di dimensione di $0.26^\circ \cdot 0.26^\circ$, per i quali gli spettri sono ottenuti indipendentemente. La linea tratteggiata disegna un cerchio di raggio 0.65° usata per l'integrazione degli eventi che generano lo spettro. Destra: è graficato il flusso integrale sopra 1TeV in funzione dell'indice fotonico, per le 14 regioni in cui è divisa la sorgente. Le barre di errore riportate mostrano errori statistici di $\pm 1\sigma$, [astro-ph0511678v2, astro-ph0611813v1].*

I risultati dell'analisi spettrale sono mostrati nella figura 5.6 in cui la distribuzione dell'indice spettrale deriva da un fit a legge di potenza. Lo regione di spazio coperta dal resto di supernova viene divisa in regioni rettangolari identificate con una numerazione crescente da 1 a 14, tutti di dimensione $0.26^\circ \cdot 0.26^\circ$. La figura 5.7 riassume i risultati dei fit ottenuti nelle varie regioni, si evidenzia una variazione di flusso significativa, maggiore di un fattore due, dalla regione più brillante a nordest, a quelle più opache nella parte centrale. Per ogni bin si deriva la distribuzione spettrale (in energia) dagli eventi in eccesso e si fa il fit. Non esiste una differenza significativa nella forma spettrale apparente, gli indici fotonici sono in accordo con gli errori statistici e sistematici. La distribuzione degli indici spettrali ha un valore medio di 2.09 con una radice quadrata media di 0.07.

Scomposizione della sorgente RX J1713.7-3946

Il resto di SN di cui abbiamo parlato fin qui, essendo esteso, deve necessariamente essere diviso in un numero di sottosorgenti che possano essere approssimate come puntiformi. Di seguito mostrerò in figura i tre tipi di scomposizioni effettuate e la relativa tabella che riporta il numero dei neutrini aspettati, e di quelli atmosferici che sono stati calcolati partendo dallo spettro dei neutrini atmosferici. L'ultima scomposizione, in cui i bin angolari sono di diversa grandezza permette di avere una stima migliore di neutrini atmosferici, rispetto alle due opzioni che la precedono, per questo motivo è quella che è stata presa in considerazione nel computo della Stacking Analysis

Region	Γ	χ^2 (d.o.f.)	$I(> 1 \text{ TeV})$ ($10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	Excess (σ)
All	2.12 ± 0.03	24.5 (18)	15.9 ± 0.6	30.8
1	2.12 ± 0.07	34.7 (18)	1.05 ± 0.13	12.9
2	2.24 ± 0.06	26.0 (17)	1.34 ± 0.10	17.2
3	2.11 ± 0.06	30.2 (18)	1.45 ± 0.13	16.7
4	2.10 ± 0.08	15.7 (18)	1.06 ± 0.12	11.5
5	2.09 ± 0.07	12.6 (18)	1.22 ± 0.11	13.3
6	2.13 ± 0.06	35.7 (17)	1.23 ± 0.12	14.1
7	1.95 ± 0.08	9.4 (16)	1.19 ± 0.12	10.9
8	2.11 ± 0.12	13.8 (14)	0.78 ± 0.11	8.0
9	2.11 ± 0.10	12.5 (16)	0.89 ± 0.11	8.7
10	2.19 ± 0.07	24.8 (17)	1.09 ± 0.10	14.1
11	2.08 ± 0.08	11.6 (15)	1.13 ± 0.11	11.8
12	2.01 ± 0.11	8.4 (16)	0.81 ± 0.12	8.2
13	1.98 ± 0.10	10.7 (15)	1.00 ± 0.14	9.8
14	2.08 ± 0.11	9.9 (15)	0.84 ± 0.12	9.4

Figura 5.7: Risultati dei fit per le distinte regioni della SNR, [astro-ph/0511678v2, astro-ph/0611813v1]. Per ogni regione è riportato l'indice spettrale, Γ risultante da un fit a legge di potenza, il miglior fit del χ^2 e i relativi gradi di libertà (d.o.f.), il flusso integrale sopra 1TeV e la significatività di eventi in eccesso spressa in termini di deviazioni standard, σ .

1. scomposizione in due regioni

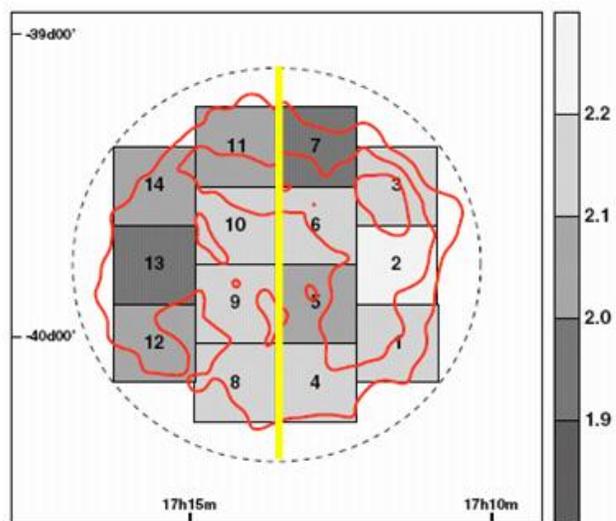


Figura 5.8: In figura è mostrata la sorgente *RX J1713.7-3946* divisa in 2 regioni di emissione.

Bin considerati	Neutrini astrofisici	Raggio del bin [°]	Neutrini atmosferici
1-2-3-4-5-6-7	1.30	0.4	0.063
8-9-10-11-12-13-14	1.34	0.4	0.063

2. scomposizione in quattro regioni uguali

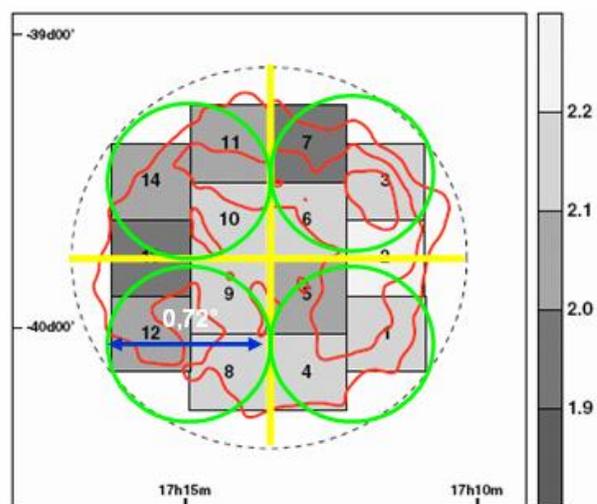


Figura 5.9: In figura è mostrata la sorgente *RX J1713.7-3946* divisa in 4 regioni uguali di emissione.

Bin considerati	Neutrini astrofisici	Raggio del bin [°]	Neutrini atmosferici
2-3-6-7	0.74	0.36	0.05
10-11-13-14	0.77	0.36	0.05
1-4-5	0.55	0.36	0.05
8-9-12	0.58	0.36	0.05

3. scomposizione in quattro regioni uguali a due a due

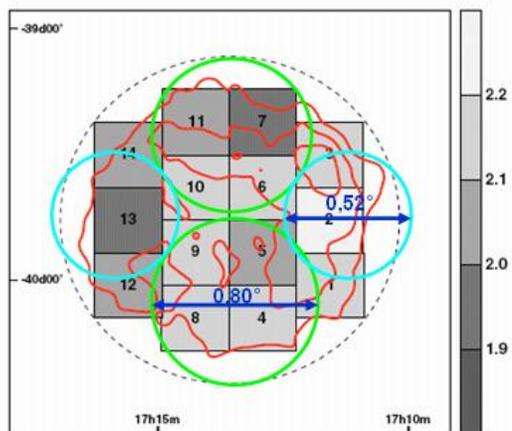


Figura 5.10: In figura è mostrata la sorgente RX J1713.7-3946 divisa in 4 regioni circolari di emissione, uguali a coppie di due.

Bin considerati	Neutrini astrofisici	Raggio del bin [$^{\circ}$]	Neutrini atmosferici	Nome
7-11-10-6	0.76	0.4	0.063	parte 1
9-5-8-4	0.73	0.4	0.063	parte 2
14-13-12	0.63	0.26	0.026	parte 3
3-2-1	0.51	0.26	0.026	parte 4

5.3 Il resto di supernova RX J0852.0-4622

L'altra sorgente estesa, già inclusa nella tabella 4.1 è RX J0852.0-4622 anche detta Vela Junior. RX J0852.0-4622 è collocato all'angolo sudest del SNR Vela, la sua scoperta è legata alla survey su tutto il cielo effettuata da ROSAT. La possibile presenza di un resto compatto derivante dall'esplosione di una supernova è stata suggerita per la prima volta dalle osservazioni di ROSAT e successivamente confermato sia da Beppo-SAX che da Chandra. In questo lavoro verrà interpretato come una stella di neutroni, quindi RX J0852.0-4622 potrebbe essere il residuo del nucleo di una supernova collassata. Le incertezze sulla distanza della sorgente rimangono: infatti, potrebbe

trovarsi nei pressi del SNR Vela ($\sim 290pc$) e possibilmente anche in interazione con quest'ultima, oppure molto più distante. RX J0852.0-4622 mostra notevoli similitudini con RX J1713.7-3946 nel range di energie molto alto. Le figure 5.14 e 5.15 mostrano la mappa degli eventi in eccesso osservati da H.E.S.S. in una regione di cielo $2^\circ \cdot 2^\circ$ centrata su Vela Junior. La figura 5.12 mostra la morfologia della sorgente $E < 0.5TeV$, mentre la figura 5.13 con $E > 0.5TeV$. Queste mappe della sorgente rivelano una shell piccola, dell'ordine di 1° con uno spessore di $\sim 0.2^\circ$. Sono evidenti diverse regioni brillanti che sembrano posizionarsi come per formare una corona circolare. Un'altra caratteristica peculiare è la forma generalmente circolare di questa shell, anche se nella parte sud si nota una non uniformità strutturale. Questa morfologia regolare si avvicina molto all'immagine che ci si aspetterebbe da una shell che emettesse omogeneamente.

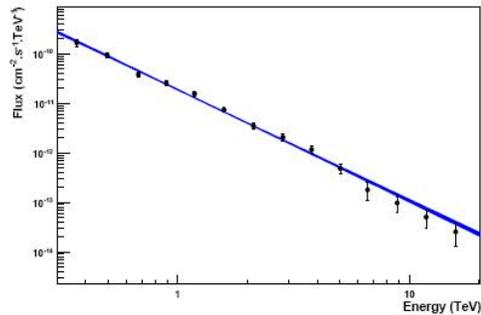


Figura 5.11: *Spettro di energia differenziale di RX J0852.0-4622. Il range di energia va da 300GeV a 20TeV e lo spessore della linea è dato da 1σ di errore statistico.*[astro-ph/0612495v1]

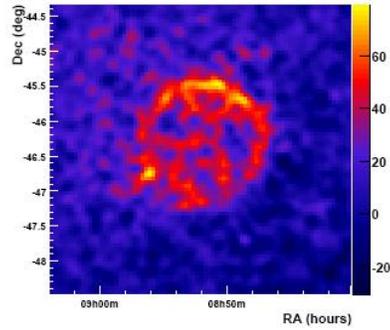


Figura 5.12: Immagine dei raggi gamma di RX J0852.0-4622 con energia $E < 0.5\text{TeV}$. La scala lineare di colore posta a destra è espressa in unità di eccessi per bin. [astro-ph/0612495v1]

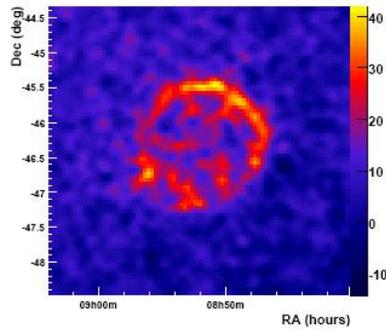


Figura 5.13: Immagine dei raggi gamma di RX J0852.0-4622 con energia $E > 0.5\text{TeV}$. La scala lineare di colore posta a destra è espressa in unità di eccessi per bin. [astro-ph/0612495v1]

Per l'analisi spettrale è stato definito un cerchio di 1° centrato nella posizione ($\alpha = 8^h52^m$, $\delta = -46^\circ22'$). Lo spettro differenziale, mostrato in figura 5.11, si estende da 300GeV a 20TeV . I parametri spettrali sono ottenuti tramite un fit di massima probabilità nell'ipotesi di una legge di potenza

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{1\text{TeV}} \right)^{-\Gamma} \quad (5.10)$$

ottenendo un flusso integrale sopra 1TeV di $(15.2_{\pm 3.2}^{+0.7\text{stat}}) \cdot 10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, e indice spettrale $\Gamma = 2.24_{\pm 0.15}^{+0.04\text{stat}}$.

Scomposizione della sorgente RX J0852.0-4622

Come nel caso precedente anche RX J0852.0-4622 è stata divisa in tre modi diversi di cui l'ultimo risulta migliore per l'utilizzo della Stacking Analysis.

1. scomposizione in due regioni

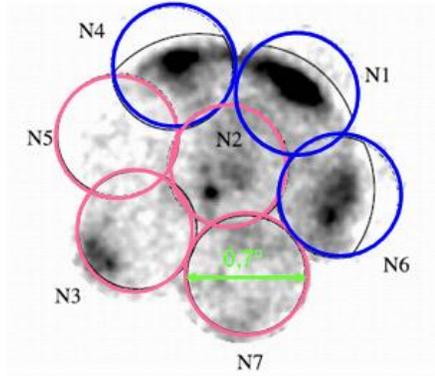


Figura 5.14: In figura è mostrata la sorgente RX J0852.0-4622 divisa in 2 regioni di emissione.

Bin considerati	Neutrini astrofisici	Raggio del bin [$^\circ$]	Neutrini atmosferici
N1-N4-N6	0.44	0.5	0.10
N2-N3-N5-N7	0.29	0.7	0.19

2. scomposizione in tre regioni

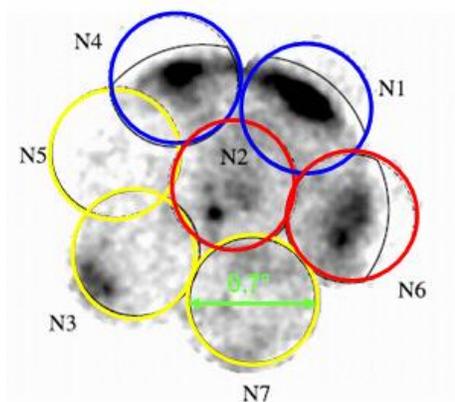


Figura 5.15: In figura è mostrata la sorgente *RX J0852.0-4622* divisa in 3 regioni di emissione.

Bin considerati	Neutrini astrofisici	Raggio del bin [°]	Neutrini atmosferici
N4-N1	0.59	0.7	0.19
N2-N6	0.44	0.7	0.19
N3-N5-N7	0.29	0.35	0.05

3. corona circolare

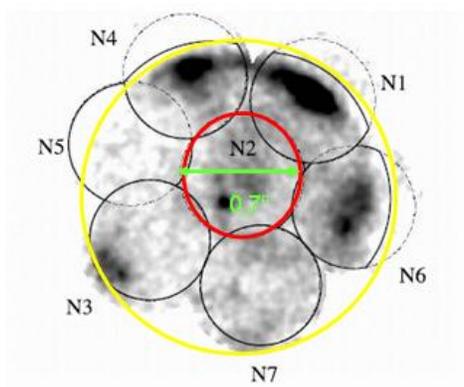


Figura 5.16: In figura è mostrata la sorgente *RX J0852.0-4622* in cui viene considerata la corona circolare.

Bin considerati	Neutrini astrofisici	Raggio del bin [°]	Neutrini atmosferici
corona	0.88	(1.05-0.7)	0.24

Nella tabella 5.3 e nel grafico 5.17 sono riportati i risultati ottenuti tramite la *Stacking Analysis* includendo anche le due sorgenti estese. Il massimo si ha in corrispondenza di 17 sorgenti sovrapposte.

Nome delle sorgenti	N_{astro}	N_{atmos}	S/N
HESS J1745-303	1.18	0.30	
RX J0852.0-4622 (crown)	0.81	0.24	1.25
RX J1713.7 part 1	0.52	0.06	1.42
RX J1713.7 part 2	0.50	0.06	1.57
HESS J1632-478	0.71	0.30	1.72
RX J1713.7 part 3	0.43	0.03	1.83
Vela X	0.47	0.50	1.87
RX J1713.7 part 4	0.35	0.03	1.95
HESS J1813-178	0.24	0.20	1.98
MSH 15-52	0.35	0.30	2.02
HESS J1418-609	0.16	0.20	2.03
HESS J1616-508	0.30	0.30	2.06
HESS J1825-137	0.16	0.30	2.06
HESS J1418-609	0.26	0.30	2.08
HESS J1614-518	0,26	0.40	2.09
HESS J1420-607	0.25	0.30	2.12
Crab Nebula	0.06	0.10	2.12
HESS J1702-420	0.11	0.20	2.12
HESS J1640-465	0.10	0.30	2.12
HESS J1634-472	0.08	0.30	2.11
HESS J1834-087	0.04	0.20	2.10
HESS J1708-410	0.06	0.20	2.09
HESS J1804-216	0.04	0.20	2.08
G 0.9+0.1	0.03	0.20	2.07
HESS J1713-381	0.03	0.20	2.06
LS 5039(INFC)	0.02	0.10	2.06
LS 5039(SUPC)	0.01	0.10	2.05
72 PSR B1259-63	0.01	0.30	2.03
HESS J1303-631	0.004	0.40	2.01

Tabella 5.3: Nella tabella sopra sono riportati i nomi delle sorgenti considerate ordinate per numero decrescente di neutrini aspettati e il numero di neutrini atmosferici o di background. Nell'ultima colonna è mostrato il rapporto segnale rumore calcolato tramite la formula $(S/N)_i = \frac{\sum_{i=1}^N S_i}{\sqrt{S+BG}}$

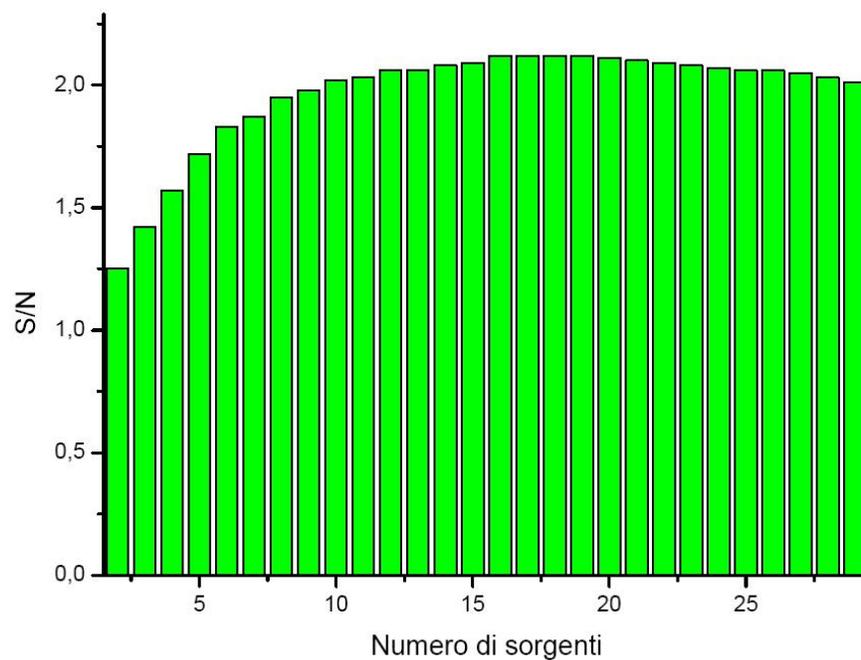


Figura 5.17: Il grafico mostra il rapporto S/N calcolato tramite la formula $(S/N)_i = \frac{\sum_{i=1}^N S_i}{\sqrt{S+BG}}$, in funzione del numero di sorgenti.

5.4 Variazione del bin angolare

Al fine di ottenere l'andamento del rapporto segnale rumore, calcolato tramite la formula $(S/N)_i = \frac{\sum_{i=1}^N S_i}{\sqrt{S+BG}}$, in funzione della grandezza angolare, ho ordinato le sorgenti per flusso e successivamente ho calcolato il S/N in corrispondenza dei bin angolari 0.2° , 0.4° , 0.6° , 0.8° , 1° . Per tener conto sia della grandezza della sorgente che dei vari tipi di bin, ho calcolato prima il numero di neutrini atmosferici al di sopra di 1TeV , per ogni bin angolare, e successivamente tale numero è stato moltiplicato per il rapporto dell'estensione della sorgente diviso per la grandezza del bin angolare, $\frac{\text{estensione}[^{\circ}]}{\text{grandezza bin}[^{\circ}]}$. Nei calcoli effettuati sono prese in considerazione tutte le sorgenti, incluse quelle estese che sono considerate come più sorgenti, come già visto in precedenza. In

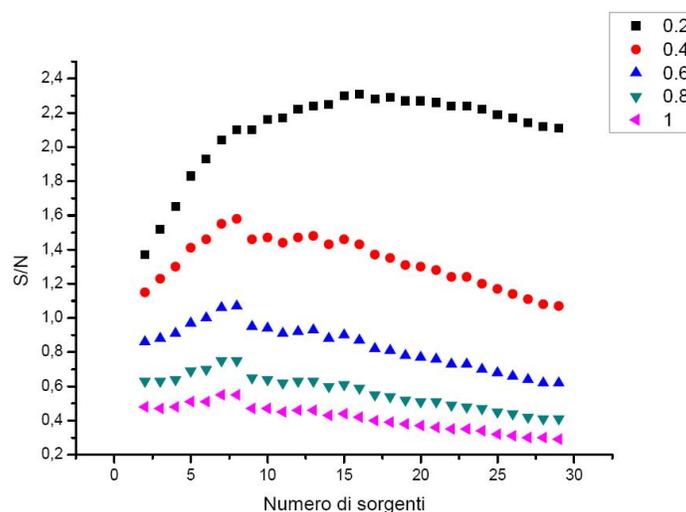


Figura 5.18: Il grafico mostra il rapporto segnale rumore calcolato con bin angolari di grandezza diversa in funzione del numero di sorgenti, vedi tabella 5.4.

aggiunta ho graficato il massimo rapporto segnale rumore in funzione della grandezza del bin considerato, si è così ottenuto:

Numero sorgenti	S/N(0.2°)	S/N(0.4°)	S/N(0.6°)	S/N(0.8°)	S/N(1°)
2	1.37	1.15	0.86	0.63	0.48
3	1.52	1.23	0.88	0.63	0.47
4	1.65	1.30	0.91	0.64	0.48
5	1.83	1.41	0.97	0.69	0.51
6	1.93	1.46	1.00	0.70	0.51
7	2.04	1.55	1.06	0.75	0.55
8	2.10	1.58	1.07	0.75	0.55
9	2.10	1.46	0.95	0.65	0.47
10	2.16	1.47	0.94	0.64	0.47
11	2.17	1.44	0.91	0.62	0.45
12	2.22	1.47	0.92	0.63	0.46
13	2.24	1.48	0.93	0.63	0.46
14	2.25	1.43	0.88	0.60	0.43
15	2.30	1.46	0.90	0.61	0.44
16	2.31	1.43	0.87	0.59	0.42
17	2.28	1.37	0.82	0.55	0.40
18	2.29	1.35	0.81	0.54	0.39
19	2.27	1.31	0.78	0.52	0.38
20	2.27	1.30	0.77	0.51	0.37
21	2.26	1.28	0.76	0.51	0.36
22	2.24	1.24	0.73	0.49	0.35
23	2.24	1.24	0.73	0.48	0.35
24	2.22	1.20	0.70	0.47	0.34
25	2.19	1.17	0.68	0.45	0.32
26	2.17	1.14	0.66	0.44	0.31
27	2.14	1.11	0.64	0.42	0.30
28	2.12	1.08	0.62	0.41	0.30
29	2.11	1.07	0.62	0.41	0.29

Tabella 5.4: Nella prima colonna è riportato il numero di sorgenti sovrapposte, nelle altre il calcolo del rapporto segnale rumore, espresso in σ , tramite la formula $(S/N)_i = \frac{\sum_{i=1}^N S_i}{\sqrt{S+BG}}$ per differenti grandezze del bin angolare.

Bin size[°]	S/N _{max}
0.2	2.31
0.4	1.58
0.6	1.07
0.8	0.75
1	0.55

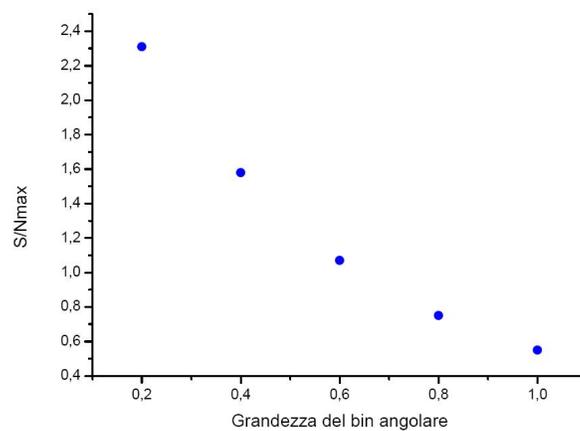


Figura 5.19: Nel grafico sono riportati i valori massimi del rapporto segnale rumore in funzione della grandezza del bin angolare, riportati nella tabella sopra.

5.5 Confronto con KM3Net

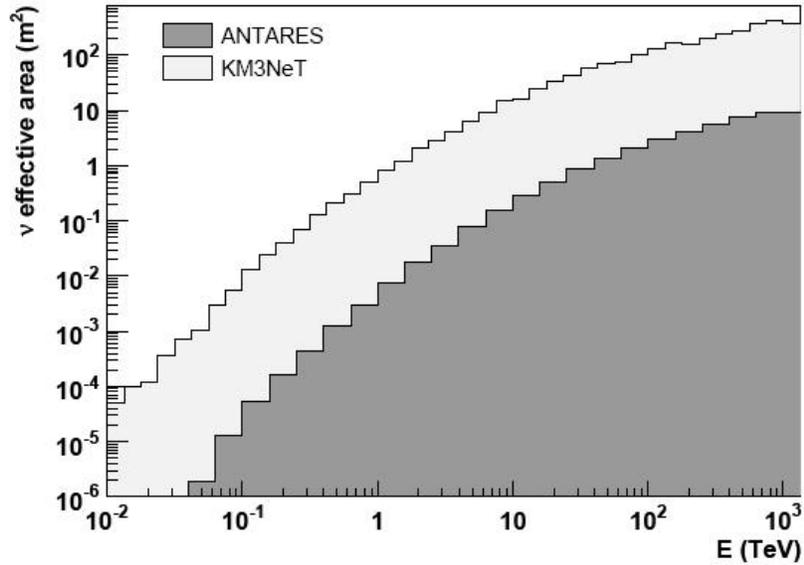


Figura 5.20: Area efficace per i neutrini muonici del rivelatore ANTARES e di KM3Net, che ha un volume di $1km^3$, in un range di energia di $10GeV - 1PeV$

Attualmente ogni sforzo scientifico nel campo della ricerca dei neutrini è teso alla realizzazione del progetto di un telescopio Cherenkov sottomarino, KM3Net, con un volume di $1km^3$. Utilizzando, quindi, un'area efficace molto più grande rispetto a quella di ANTARES, si ritiene di poter ottenere stime statisticamente rilevanti di eventi di neutrini già considerando un arco di tempo di 5 anni. I calcoli, mostrati di seguito, sono stati effettuati seguendo la medesima tecnica utilizzata per il rivelatore ANTARES, la sola differenza è che si è considerato un periodo temporale di 5 anni, anziché 10.

Nome sorgente	Neutrini astrofisici	Neutrini atmosferici
VelaX	14.08	23
HESS J1632-478	9	12
HESS J1745-303	6.12	9
HESS J1825-137	4.56	9.3
MSH15-52	7.1	10
HESS J1616-508	6.6	14
HESS J1614-518	6	19
CRAB NEBULA	2.204	5.2
HESS J1420-607	4.6	9.6
HESS J1418-609	4.2	9.6
HESS J1837-069	1.782	5.9
HESS J1813-178	1.92	5.8
HESS J1640-465	2.046	8.7
HESS J1702-420	1.701	8.4
HESS J1634-472	1.632	1.1
HESS J1303-631	1.6	11
HESS J1804-216	0.93	8.4
HESS J1708-410	0.88	7.6
HESS J1834-087	0.605	6
PSRB1259-63	0.6	9.1
HESS J1713-381	0.456	7.2
G09+01	0.396	6.2
LS5039(INFC)	0.285	2.5
LS5039(SUPC)	0.114	3

Tabella 5.5: In questa tabella sono riportate in nomi delle sorgenti, escluse le due più estese, nella seconda e terza colonna si mostrano le stime corrispondenti del numero di neutrini astrofisici e di quelli di fondo. Nell'ultima colonna è riportato il calcolo del rapporto segnale rumore, espresso in σ , tramite la formula $(S/N)_i = \frac{\sum_{i=1}^N S_i}{\sqrt{S+BG}}$, su un tempo scala di 5 anni.

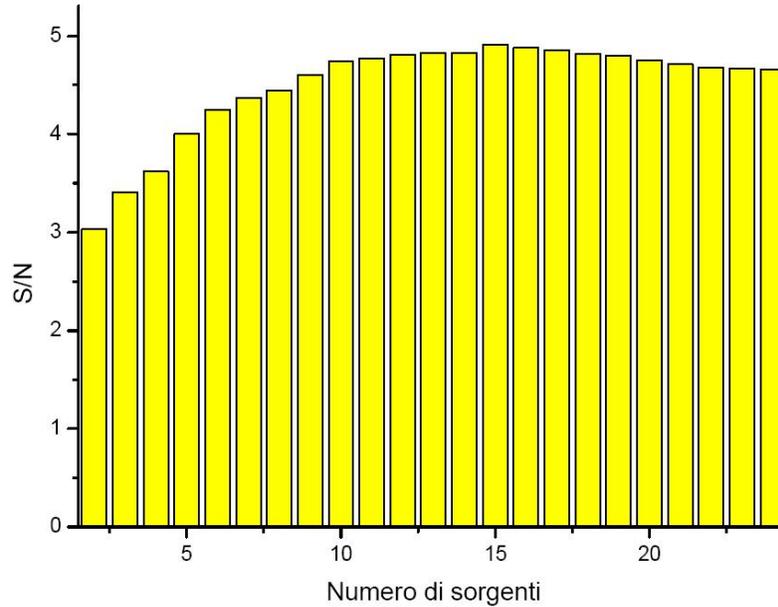


Figura 5.21: Il grafico mostra il rapporto segnale rumore, per il progetto KM3Net, calcolato tramite la formula $(S/N)_i = \frac{\sum_{i=1}^N S_i}{\sqrt{S+BG}}$ in funzione del numero di sorgenti, vedi tabella 5.5.

La figura 5.21, che si riferisce alla quarta colonna della tabella 5.6, mostra il valore del rapporto S/N che ci si aspetta da KM3Net, in un arco di tempo di 5 anni. Il massimo valore di S/N, 4.91σ , si ha in corrispondenza di 15 sorgenti sovrapposte.

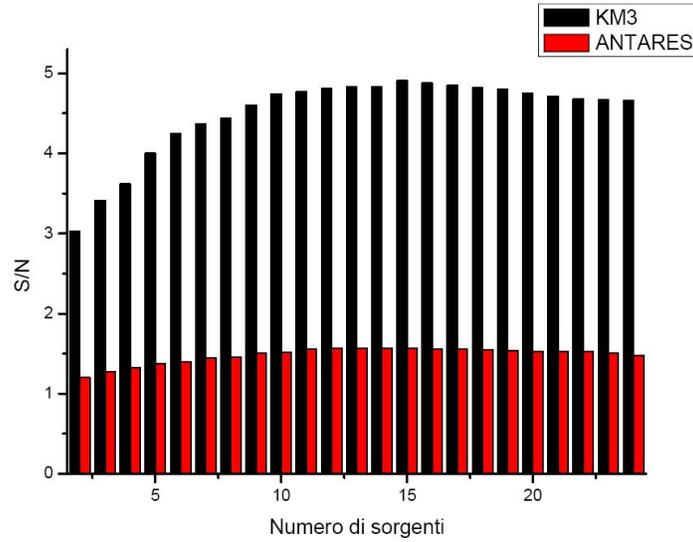


Figura 5.22: Il grafico mostra il confronto del rapporto S/N calcolato tramite $(S/N)_i = \frac{\sum_{i=1}^N S_i}{\sqrt{S+BG}}$ per il rivelatore ANTARES in 10 anni (rosso) e per il progetto KM3 in 5 anni (nero).

La figura 5.22 mostra il confronto del rapporto segnale rumore per il rivelatore ANTARES, in 10 anni, e per il progetto KM3Net, in 5 anni. Si vede che in 5 anni KM3 potrebbe ottenere un rapporto segnale rumore che è più del doppio rispetto all'attuale S/N calcolato per ANTARES in 10 anni. Questo dato è sicuramente incoraggiante per proseguire sulla strada della messa in opera del progetto KM3Net.

Sorgenti sovrapposte	$\Sigma(S_i) = S_{tot}$	$\Sigma(BG_i) = BG_{tot}$	S/N	Probabilità
2	23.08	58.08	3.03	0.02546%
3	29.20	73.20	3.41	0.00537%
4	33.76	87.06	3.62	0.00230%
5	40.86	104.16	4.00	0.00037%
6	47.46	124.76	4.25	0.00012%
7	53.46	149.76	4.37	0.00007%
8	55.66	157.16	4.44	0.00005%
9	60.26	171.36	4.60	0.00002%
10	64.46	185.16	4.74	0.00001%
11	66.25	192.85	4.77	0.00001%
12	68.17	200.57	4.81	0.00001%
13	70.21	211.31	4.83	0.00001%
14	71.91	221.41	4.83	0.00001%
15	73.55	224.15	4.91	0.00000%
16	75.15	236.75	4.88	0.00001%
17	76.08	246.08	4.85	0.00001%
18	76.96	254.56	4.82	0.00001%
19	77.56	261.16	4.80	0.00001%
20	78.16	270.86	4.75	0.00001%
21	78.62	278.52	4.71	0.00002%
22	79.01	285.11	4.68	0.00002%
23	79.30	287.90	4.67	0.00002%
24	79.41	291.01	4.66	0.00002%

Tabella 5.6: Nella prima colonna è visibile il numero di sorgenti sovrapposte, nella seconda colonna è riportata la somma del numero di neutrini delle sorgenti sovrapposte, $\Sigma(S_i) = S_{tot}$ mentre in quella successiva il numero di neutrini atmosferici delle sorgenti sovrapposte, $\Sigma(BG_i) = BG_{tot}$. La quarta colonna mostra il rapporto segnale rumore calcolato tramite la formula $(S/N)_i = \frac{\sum_{i=1}^N S_i}{\sqrt{S+BG}}$; mentre nell'ultima colonna è riportata la probabilità di osservare soltanto neutrini atmosferici.

Capitolo 6

Conclusioni

In questo lavoro si è partiti dai dati ottenuti tramite il rivelatore HESS per poi calcolare le stime, sia del numero dei neutrini astrofisici che di quelli atmosferici, per il rivelatore ANTARES. Poichè il rapporto segnale rumore della singola sorgente non è tale da garantire un adeguato campione statistico di neutrini aspettati da analizzare si è fatto lo studio delle stime utilizzando la *Stacking Analysis*, una tecnica che consente di ottimizzare il numero di sorgenti da considerare nell'analisi dati per ottenere la migliore significatività statistica nella ricerca di neutrini astrofisici. Tale metodo si basa sul calcolo del rapporto segnale-rumore, espresso in funzione del numero di deviazioni standard, che si è ottenuto considerando il catalogo di HESS aggiornato fino a Maggio 2008, di sorgenti galattiche in approssimazione puntiforme. La *Stacking Analysis*, pur consentendoci di aumentare la significatività, produce la perdita dell'informazione sulla direzione di provenienza dell'eccesso osservato.

Nella prima parte della discussione i calcoli sono stati effettuati senza annettere due sorgenti estese, presenti nel catalogo sopra citato: RX J1713.7-3946 e RX J0852.0-4622. Il massimo si ha in corrispondenza di 13 sorgenti sovrapposte, vedere tabella 5.2 e figura 5.1. Introducendo anche le due candidate estese, menzionate prima, opportunamente suddivise in più regioni di emissione, in modo da poter considerare valida l'ipotesi di sorgenti puntiformi, si ottiene, un aumento della significatività dell'eccesso osservato. In questo caso il massimo valore di S/N è in corrispondenza di 17 sorgenti. Anche sommando tutte le sorgenti galattiche, con il rivelatore ANTARES, non si arriva ad una significatività statistica sufficiente in un tempo scala di 10 anni. Poichè gli attuali sforzi nel campo dei neutrini sono indirizzati alla realiz-

zazione del progetto di un telescopio per neutrini, KM3Net, che avrà un volume di $1km^3$, sono stati utilizzati i risultati delle simulazioni MonteCarlo riguardanti l'area efficace del rivelatore per eseguire le medesime stime e poter fare una comparazione con il rivelatore ANTARES. Dal confronto si evince che lo strumento di nuova generazione, avendo una maggiore area efficace, sarà in grado, in un tempo scala di 5 anni, usando la *Stacking Analysis*, di ottenere una significatività di 5σ , che risulta essere più del doppio rispetto a quella ottenuta in 10 anni con il rivelatore ANTARES, vedi figura 5.22. Ciò ci fa ben sperare per le aspettative future sui rivelatori di nuova generazione.

6.1 Ringraziamenti

Ringrazio il Professor Antonio Capone che mi ha dato l'opportunità di approfondire i miei studi e di coltivare i miei interessi, anche attraverso la partecipazione ai meeting della collaborazione ANTARES. Ringrazio il Dott. Lucarelli per aver coordinato il lavoro di tesi; Francesco, Giulia e Manuela che mi hanno consigliato e aiutato soprattutto nei momenti critici, tutto il gruppo di ricerca per le preziose discussioni costruttive che hanno permesso di affinare il mio lavoro.

Capitolo 7

Bibliografia

- 1 "Hadronic high energy gamma ray emission from the microquasar LSI + 61 303", Gustavo Romero et al., the Astrophysical Journal, 632:1098, 20 Ottobre 2005;
- 2 "Leptonic emission from microquasar jets: from radio to very high-energy gamma-rays", Valent í Bosch-Ramon, Josep M. Paredes e Gustavo E. Romero, astro-ph/0605466v1, 18 Maggio 2006;
- 3 "Production of gamma rays and neutrinos in the dark jets of the microquasar SS433", M. M. Reynoso, G. E. Romero, e H. R. Christiansen, arXiv:0801.2903v1, 18 Gennaio 2008;
- 4 "LSI + 61 303 microquasar or not microquasar?", Gustavo Romero e M. Orellana, arXiv:0712.1832v1, 11 Dicembre 2007;
- 5 "Potential neutrino signals from galactic -ray sources", Alexander Kappes et al., the Astrophysical Journal, 656:878, 20 Febbraio 2007;
- 6 "H.E.S.S. observations of the supernova remnant RX J0852.0-4622: shell-type morphology and spectrum of a widely extended VHE gamma-ray sources", Felix Aharonian et al., astro-ph/0612495v1, 18 Dicembre 2006;
- 7 "Searching for galactic cosmic ray pevatrons with multi-TeV gamma rays and neutrinos", Felix Aharonian e Stefano Gabici, arXiv 0705-3011v2, 14 Agosto 2007;

- 8 "Gamma rays from molecular clouds", Stefano Gabici, Felix Aharonian, Pasquale Blasi, astro-ph/0610032v1, 2 Ottobre 2006;
- 9 "Particle Acceleration in Supernova Remnants and the Production of Thermal and Nonthermal Radiation", Donald Eleison et al., astro-ph/0702674v1, 26 febbraio 2007;
- 10 "Perspectives of High Energy Neutrino Astronomy", Paolo Lipari, astro-ph/0605535v1 21 Maggio 2006;
- 11 "Primary particle acceleration above 100 TeV in the shell-type Supernova Remnant RX J1713.7-3946 with deep H.E.S.S. observations", Felix Aharonian et al., astro-ph/0611813v1 27 Novembre 2006;
- 12 "Discovery of very-high-energy γ -rays from the Galactic Centre ridge", Felix Aharonian et al., vol 439—9 Febbraio 2006, letters, nature;
- 13 "Cosmic Ray Astrophysics and Hadronic Interactions", Paolo Lipari, arXiv:astro-ph/00301196v1, 12 Gennaio 2003;
- 14 "Flavor Composition and Energy Spectrum of Astrophysical Neutrinos", Paolo Lipari, Maurizio Lusignoli e Davide Meloni, arXiv:astro-ph/0704.0718v1, 5 Aprile 2007;
- 15 "Perspectives of High Energy Neutrino Astronomy", Paolo Lipari, arXiv:astro-ph/0605535v1, 21 Maggio 2006;
- 16 "A detailed spectral and morphological study of the gamma-ray supernova remnant RX J1713.7?3946 with H.E.S.S.", Felix Aharonian et al., arXiv:astro-ph/0511678v2, 5 Dicembre 2005;
- 17 "Astrophysical implications of high energy neutrino limits", Julia K. Becker et al., arXiv:astro-ph/0607427v3, 8 Ottobre 2007;
- 18 "Gamma-ray source stacking analysis at low galactic latitudes", Anal'ia N. Cillis, Olaf Reimer e Diego F. Torres, arXiv:astro-ph/0611648v1, 20 Novembre 2006;
- 19 "Highest energy cosmic ray", P.H. Frampton, arXiv:astro-ph/9804219v1, 22 Aprile 1998;

- 20 "Serendipitous discovery of unidentified extended TeV gamma ray source HESS J1303-631", F. Aharonian et al., arXiv:astro-ph/0505219v1, 11 Maggio 2005;
- 21 "Detection of TeV gamma ray emission from the shell-type Supernova Remnant RX J0852.0-4622 with H.E.S.S.", F. Aharonian et al., arXiv:astro-ph/0505380v1, 18 Maggio 2005;
- 22 "A detailed spectral and morphological study of the gamma ray supernova remnant RX J1713.7-3946 with H.E.S.S.", F. Aharonian et al., arXiv:astro-ph/0511678v2, 5 Dicembre 2005;
- 23 "3,9 day orbital modulation in the TeV gamma ray flux and spectrum from the X ray binary LS 5039", F. Aharonian et al., arXiv:astro-ph/0607192v2, 3 Novembre 2006;
- 24 "Observation of the Crab Nebula with H.E.S.S.", F. Aharonian et al., arXiv:astro-ph/0607333v1, 14 Giugno 2006;
- 25 "Discovery of two candidate pulsar wind nebulae in very high energy gamma rays", F. Aharonian et al., arXiv:astro-ph/0705.1605v1, 11 Maggio 2007;
- 26 "HESS VHe gamma ray sources without identified counterparts", F. Aharonian et al., arXiv:astro-ph/0712.1173v1, 7 Dicembre 2007;
- 27 "Sensitivity of the NEMO telescope to neutrinos from microquasars", C. Distefano, arXiv:astro-ph/0608515v1, 24 Agosto 2006;
- 28 "Swift follow-up observations of INTEGRAL sources of unknown nature", J. Rodriguez, J. A. Tomsick, and S. Chaty, AA 482,731-737 (2008);
- 29 "Deep seawater inherent optical properties in the Southern Ionian Sea", G. Riccobene, A. Capone S. Aiello et al., Astroparticle Physics 27 (2007) 1-9;
- 30 "Conventional and prompt atmospheric neutrino fluxes", T. Montaruli and A. Romeyer 19 November 2001;

- 31 "Recent results from the Pierre Auger Observatory Including comparisons with data from AGASA and HiRes", A.A. Watsona for the Pierre Auger Collaboration, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 588 (2008) 221,226;
- 32 "Physics perspective of ANTARES in view of recent H.E.S.S. measurements and current experimental limits from other telescopes" Draft Version 1.0, December 20, 2006;
- 33 "Recent Results from the AMANDA-II neutrino telescope", A. Gross for AMANDA collaboration, astro-ph/0505278v1, 13 Maggio 2005;
- 34 "Sensitivity of the NEMO telescope to neutrinos from microquasars", C. Distefano, astro-ph/0608515v1, 24 Agosto 2006;
- 35 "A Deep Sea Telescope for High Energy Neutrinos", The ANTARES Collaboration, 31 Maggio 1999;
- 36 "Analysis methods for results in gamma ray astronomy", Li e Ma, The astrophysical Journal, 272:317-324, 1983;
- 37 "EGRET upper limits and stacking searches of gamma ray observations of luminous and ultra-luminous infrared galaxies", Cillis, Torres e Reimer, astro-ph/0411429v1, 15 Novembre 2004;
- 38 "High Energy Astrophysics", Longair, Vol I e II;
- 39 "Cosmic ray and particle physics" Gaisser;
- 40 "Quarks and Leptons", F. Halzen;
- 41 "Astrofisica delle alte energie", M. Vietri;
- 42 "Elementi di astronomia", P. Giannone;
- 43 "Complementi di astrofisica stellare", P. Giannone;
- 44 "Astrophysical formulae", K. R. Lang;
- 45 "Particle astrophysics", H. Klapdor-kleingrothaus;
- 46 "Radiative Processes in astrophysics", G. Rybicki e A. Lightman.