

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 $10\text{TeV} < \epsilon_p < 1\text{PeV}$. 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]:

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

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 $E > 100\text{GeV}$ 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

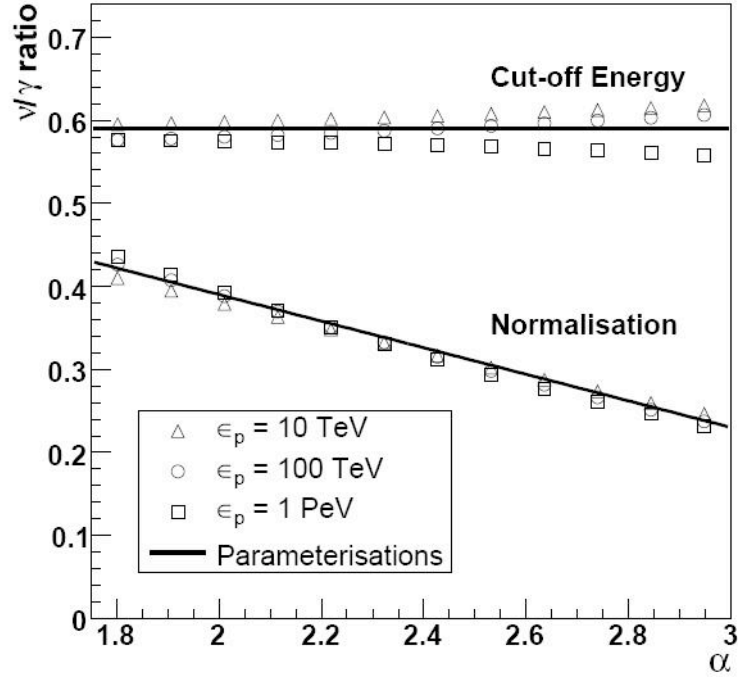


Figura 4.1: *Rapporto del miglior fit tra la normalizzazione del neutrino e quella dei raggi gamma (k_ν/k_γ) e il taglio in energia ($\epsilon_\nu/\epsilon_\gamma$) per un range di indice spettrale α e taglio in energia ϵ_p , [Astrophysical Journal, 656:878, (2007)].*

- 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).

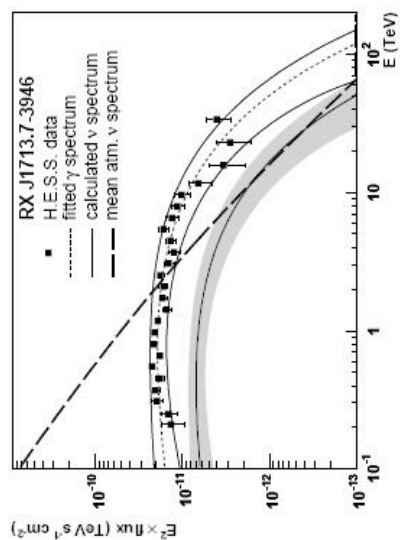
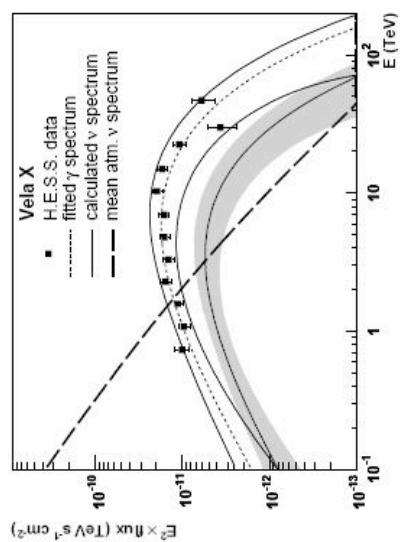


Figura 4.2: *Plot di RX J1713.7-3946 e di Vela X. I grafici mostrano il flusso di raggi gamma e la stima del flusso di neutrini con i loro errori, insieme al flusso di neutrini atmosferici, [Astrophysical Journal, 656:878, (2007)].*

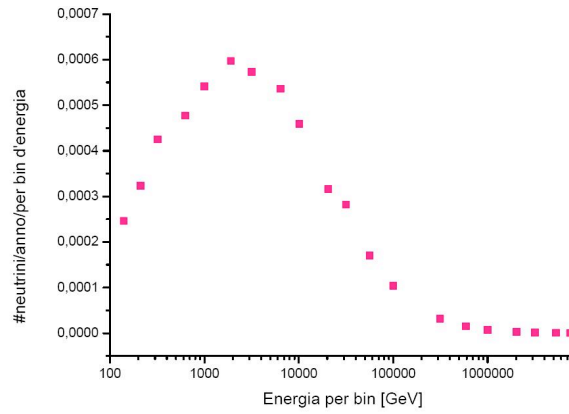


Figura 4.3: Numero di eventi per anno per bin angolare in funzione dell'energia del bin espressa in GeV, per la sorgente campione PSR B1259-63.

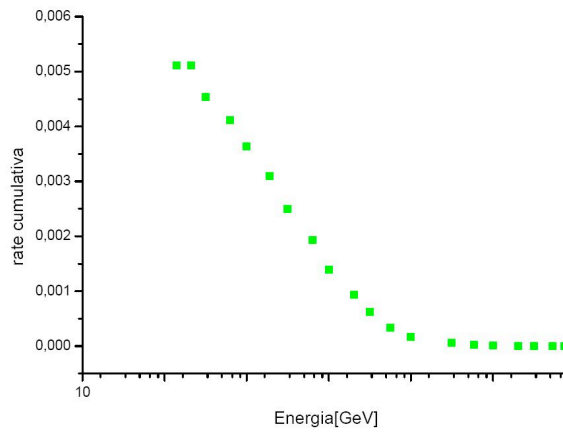


Figura 4.4: Rate cumulativa del numero di eventi aspettati, in un anno, in funzione dell'energia espressa in GeV, per la sorgente campione PSR B1259-63.

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 $\text{Gev}^{1.5}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{cm}^{-2}$, ciò consente di calcolare facilmente il numero di neutrini atmosferici moltiplicando per l'energia in ogni bin elevata alla 1.5, per in 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.

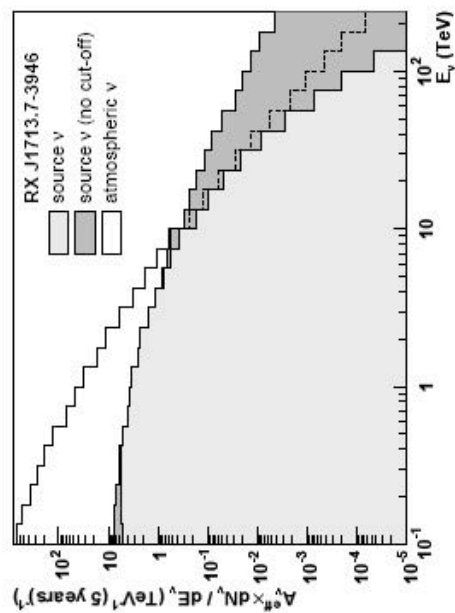
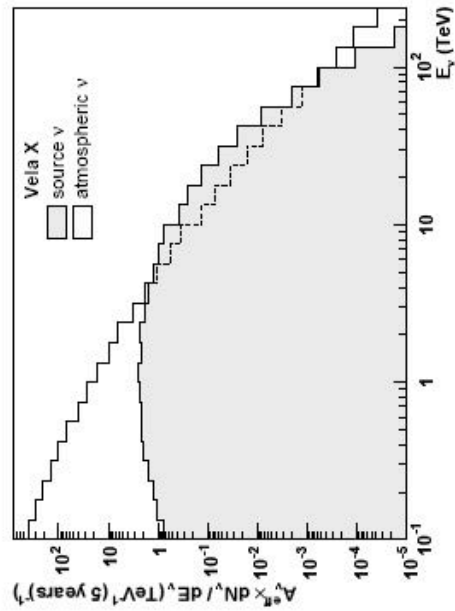


Figura 4.5: Flusso differenziale di due sorgenti di neutrini RX J1713.7-3946 e VelaX in 5anni con il corrispondente flusso di neutrini atmosferici, [Astrophysical Journal, 656:878, (2007)].

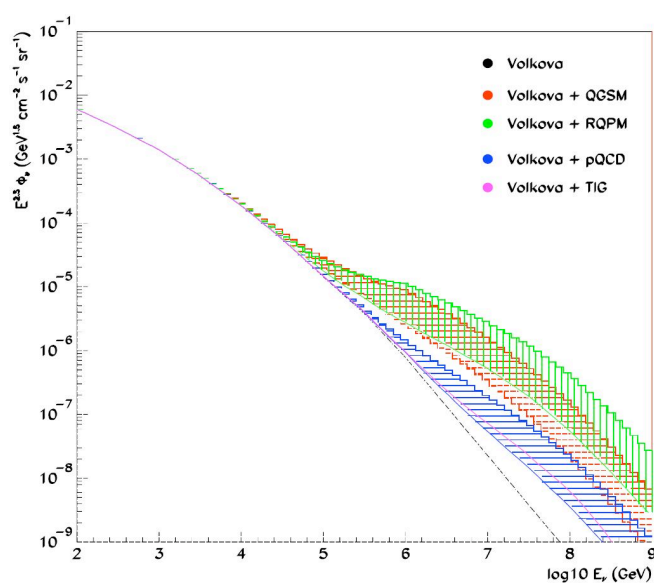


Figura 4.6: Nel grafico è mostrato il confronto tra i vari modelli di flussi di neutrini per ANTARES. Quello da cui sono estrapolati i dati, mostrato in nero, è il modello di Volkova, [Physics perspective of ANTARES in view of recent H.E.S.S. measurements and current experimental limits from other telescopes 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 $N_{astro}/(N_{astro} + N_{atmos})^{0.5}$.