

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

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

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

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 ($= 1/2 mc^2$), 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

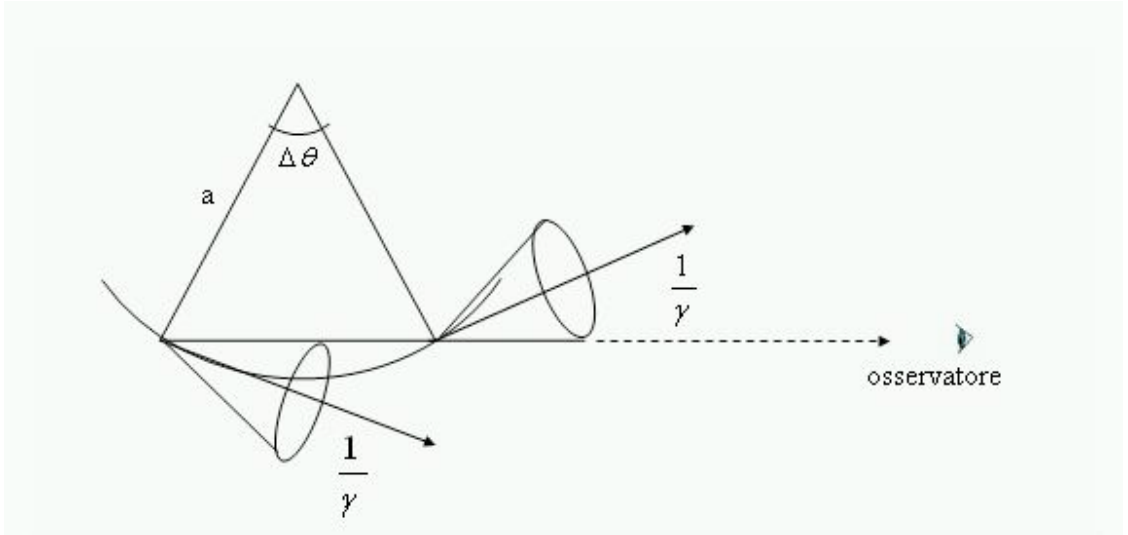


Figura 2.1: *Geometria per la spiegazione della forma dello spettro di sincrotrone (Rybicki e Lightman 1979)*

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

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

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

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

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.

Nome	Ascensione Retta (RA) (J2000) [h]	Declinazione (J2000) [deg]	Longitudine Galattica		Latitudine Galattica		Flusso di gamma (mJy)	Raggio [arc min]	Controparte o altri nomi	Pubblicazione
			[deg]	[deg]	[deg]	[deg]				
HESS J0044+20	5:34.32	22:00.62	184.66	-5.78	1	0	1	0	Cmb Nebula	AAA 457 (2004) 189
HESS J0054+46	8:30.00	-48:36.00	263.66	-9.00	0.76	26	0	0	Vela X	AAA 444 (2004) 140
HESS J0055+46	8:52.00	-48:22.00	266.26	-12.4	1	60	1	0	PKS 0055-4622 (Vela J2004)	AAA 457 (2004) 17 ApJ 181 (2007) 236
HESS J1030+01	13:03.00	-43:11.66	304.24	-8.36	0.17	9.6	0.06	0.06	G333.3+1.1 (Polaris)	AAA 430 (2004) 1118
HESS J1118+09	14:18.02	-40:58.12	313.25	0.16	0.06	0.06	4.2	0.06	G333.3+1.1 (Polaris)	AAA 456 (2004) 140
HESS J1204+07	14:25.12	-40:45.22	313.66	0.27	0.07	0.07	2.0	0.07	PSR J1204-0702 ? (Crab nebula)	AAA 456 (2004) 140
HESS J1514+51	15:14.07	-58:09.27	233.23	-11.19	0.15	6	0	0	MSH 15-52	AAA 435 (2004) 117-120
HESS J1545+16	16:14.19	-51:49.12	331.62	-8.68	0.25	12	0	0	Science 307 (2009) 1	Science 307 (2009) 1
HESS J1516+50	16:16.24	-50:54.00	332.39	-8.14	0.19	0.2	0.2	0.2	PSR J1517-5005 ?	Science 307 (2009) 1
HESS J1632+47	16:32.10	-47:49.12	338.38	0.19	0.12	12.6	0.06	0.06	ICR J1632-4701 ?	ApJ 186 (2000) 777
HESS J1634+42	16:34.66	-47:16.12	337.11	0.22	0.06	6.6	0.06	0.06	ICR J1634-4206 ?	ApJ 186 (2000) 777
HESS J1640+66	16:40.43	-46:31.48	339.32	-8.02	0.09	2.7	0.09	0.09	G339.3+1.7 SE0.7-1639-4702 ?	Science 307 (2009) 1
HESS J1702+20	17:02.46	-42:04.12	344.26	-8.22	0.24	18	0	0	ApJ 186 (2000) 777	ApJ 186 (2000) 777
HESS J1708+10	17:08.14	-41:04.49	345.67	-8.44	0.07	4.8	0.07	0.07	ApJ 186 (2000) 777	ApJ 186 (2000) 777
HESS J1713+36	17:13.58	-38:12.00	348.65	0.38	0.08	3.6	0.08	0.08	ApJ 186 (2000) 777	ApJ 186 (2000) 777
HESS J1713+37	17:13.00	-39:45.00	347.28	-8.38	0.06	15	0	0	ApJ 186 (2000) 777	ApJ 186 (2000) 777
HESS J1732+39	17:32.49	-43:50.02	354.19	-8.99	0.07	0	0	0	ApJ 186 (2000) 777	ApJ 186 (2000) 777
HESS J1745+33	17:45.02	-38:22.12	356.71	-8.64	0.05	12.6	0	0	ApJ 186 (2000) 777	ApJ 186 (2000) 777
HESS J1742+28	17:42.23	-28:09.06	0.87	0.08	0.02	0	0	0	ApJ 186 (2000) 777	ApJ 186 (2000) 777
HESS J1804+21	18:04.31	-21:42.00	6.40	-8.03	0.25	12	0	0	ApJ 186 (2000) 777	ApJ 186 (2000) 777
HESS J1813+19	18:13.36	-17:59.24	12.81	-8.03	0.06	2.2	0.06	0.06	ApJ 186 (2000) 777	ApJ 186 (2000) 777
HESS J1825+27	18:25.02	-13:45.36	17.62	-8.74	0.17	9.6	0.17	0.17	ApJ 186 (2000) 777	ApJ 186 (2000) 777
HESS J1826+48	18:26.16	-14:48.30	16.90	-1.29	0.03	0	0	0	ApJ 186 (2000) 777	ApJ 186 (2000) 777
HESS J1834+07	18:34.46	-6:45.36	23.24	-8.31	0.08	6.4	0.08	0.08	ApJ 186 (2000) 777	ApJ 186 (2000) 777
HESS J1837+39	18:37.38	-6:57.00	25.18	-8.12	0.102	7.2	0.102	0.102	ApJ 186 (2000) 777	ApJ 186 (2000) 777

Figura 2.2: *Catalogo delle sorgenti galattiche di HESS aggiornato fino a Maggio 2008*

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'involuppo su un nucleo sempre più compatto sul quale la materia dell'involuppo 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'involuppo 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,

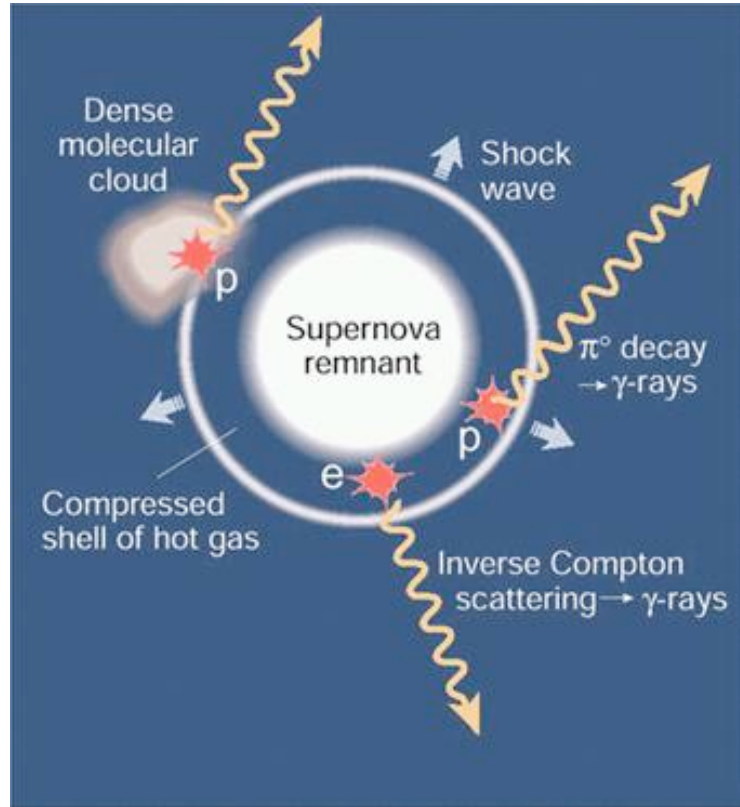


Figura 2.3: *Processi fisici che portano all'emissione di raggi γ di alta energia da SNR.*

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

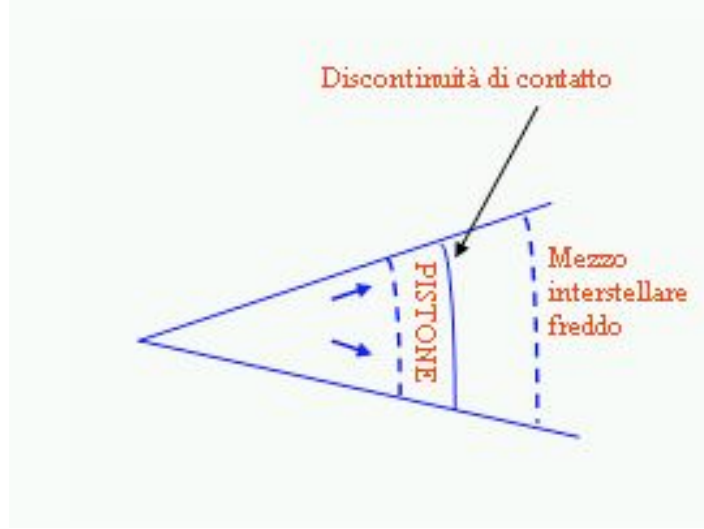


Figura 2.4: Schematizzazione dell'effetto che l'onda d'urto ha sul mezzo interstellare.

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.

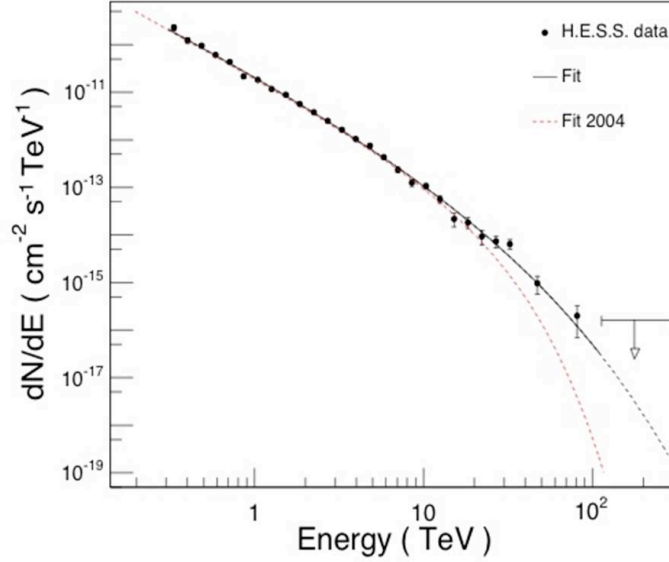


Figura 2.5: *Spettro dei fotoni emessi dal resto di supernova RX J1713.7-3946, [HESS collaboration].*

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]:

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

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

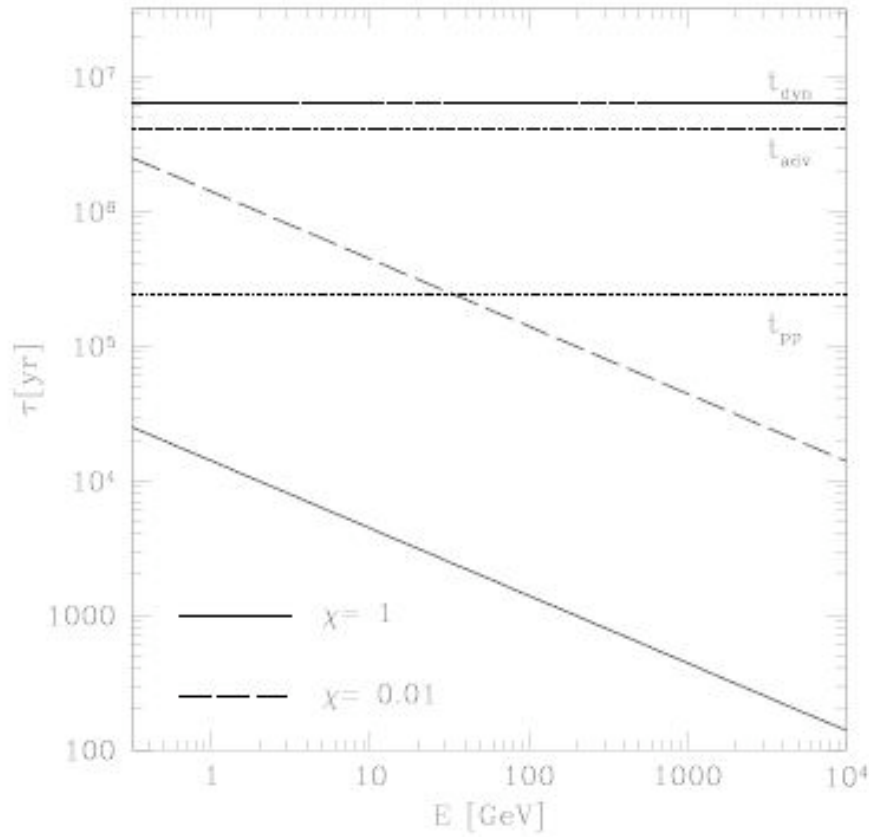


Figura 2.6: Il grafico mostra i tipici tempi scala in una nube molecolare con una densità media $\sim 300\text{cm}^{-3}$, raggio di 20pc e campo magnetico medio di $10\mu\text{G}$. La linea solida e tratteggiata rappresentano il tempo di diffusione, mentre le linee orizzontali rappresentano il tempo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

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

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.

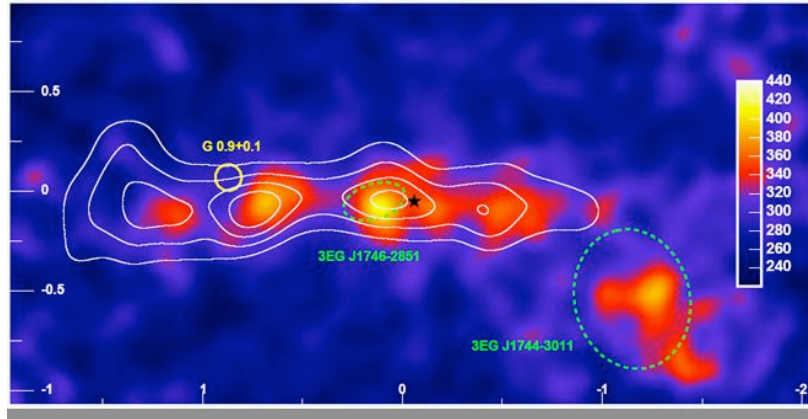


Figura 2.7: La figura mostra l'emissione dal centro galattico, [HESS Collaboration].

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 ($p + e^- \longrightarrow n + \nu_e$). 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 $10^{16} \text{ kg m}^{-3}$ 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 degenere 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 $10^{15} \text{ g cm}^{-3}$. 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

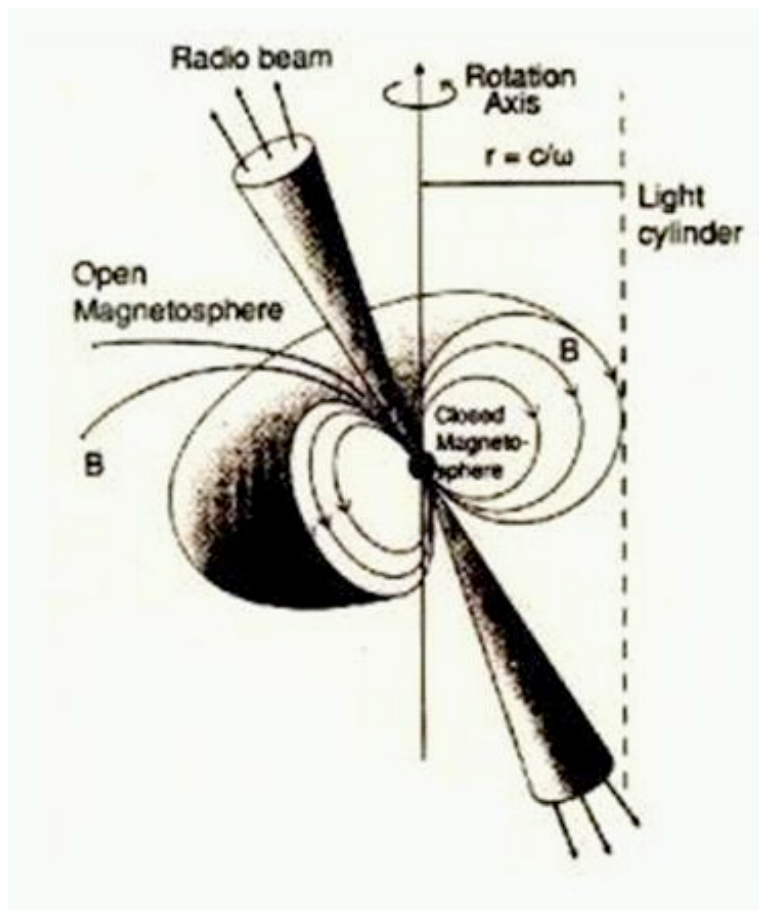


Figura 2.8: Modellizzazione di una Pulsar Wind Nebula: l'asse di rotazione è diverso da quello magnetico, per questo il cono di irraggiamento è inclinato di un angolo α . La magnetosfera intorno alla pulsar si distingue in aperta e chiusa a seconda che le linee di forza intorno a cui spiraleggiano le 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

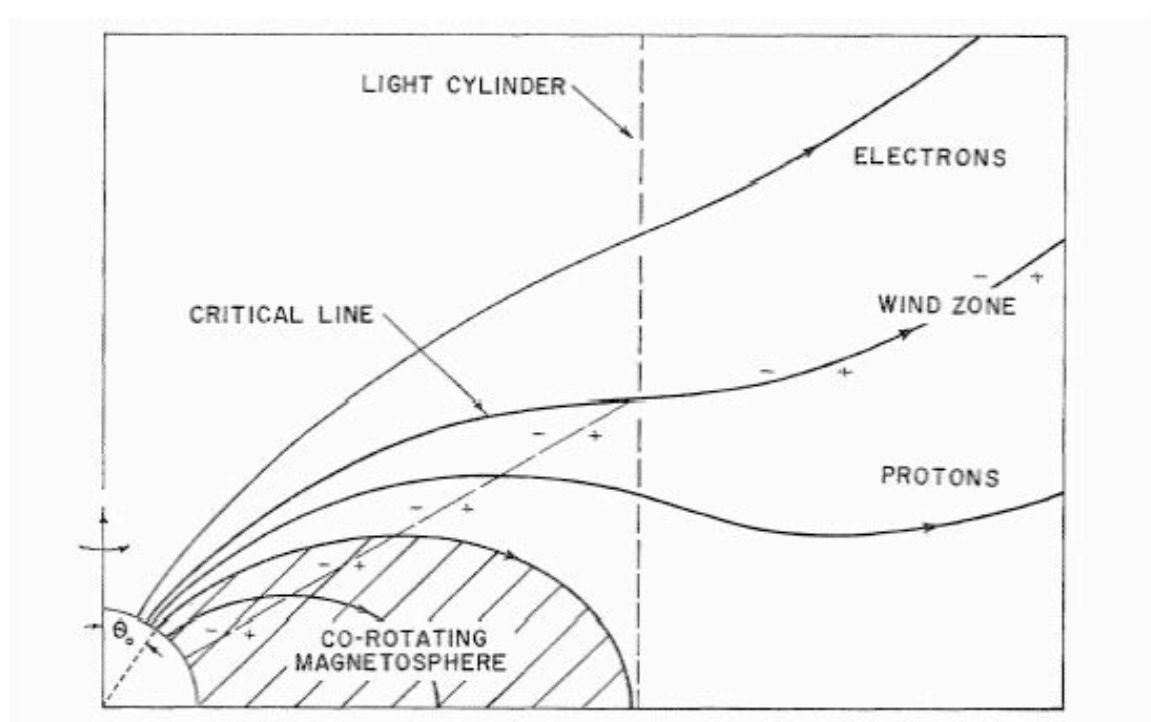


Figura 2.9: In figura è mostrata solo una piccola porzione del modello in cui θ_0 è l'angolo tra l'asse magnetico e quello di rotazione, mentre la linea critica è quella lungo la quale non vi è alcuna perdita di particelle.

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).

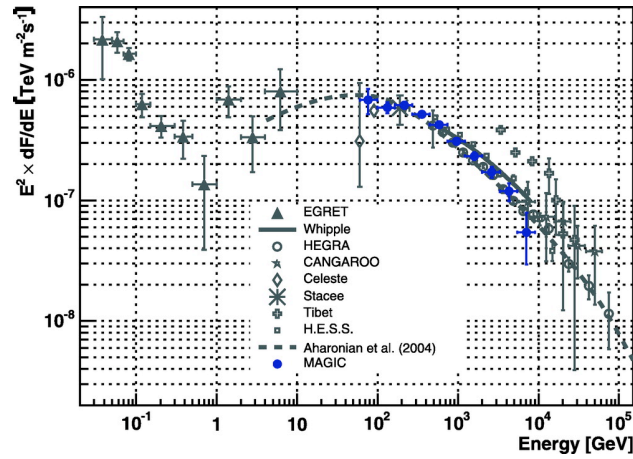


Figura 2.11: Spettro di raggi gamma ottenuto dalla Crab Nebula, [HESS collaboration].

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.

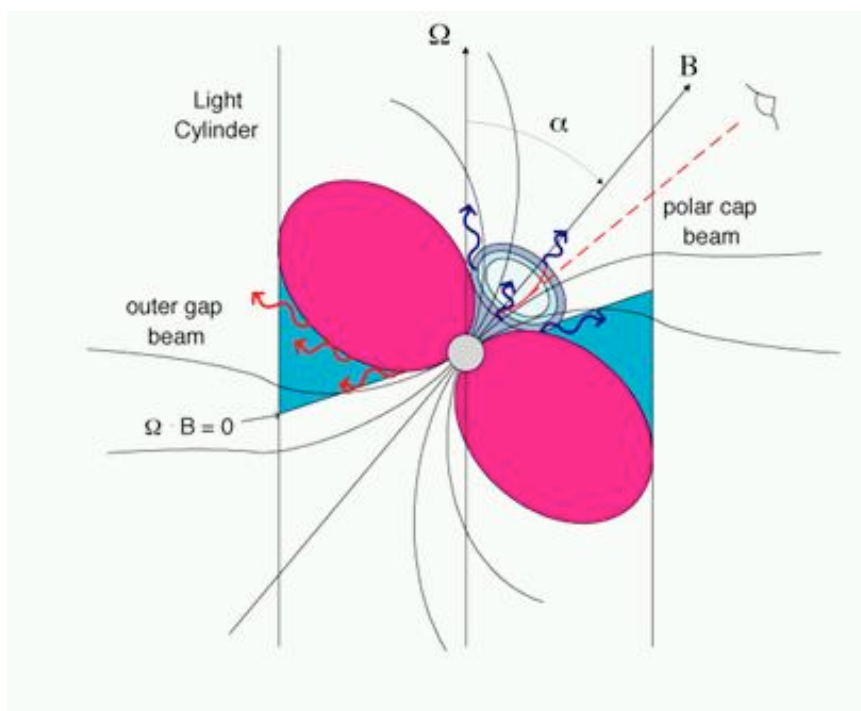


Figura 2.12: In figura è mostrata la distinzione tra polar cap e outer gap che differiscono dalla posizione per le regioni interessate dall'emissione dei raggi gamma.

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 $E > 100\text{GeV}$ 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 $\pi_\pm$ e $\mu_\pm$. 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

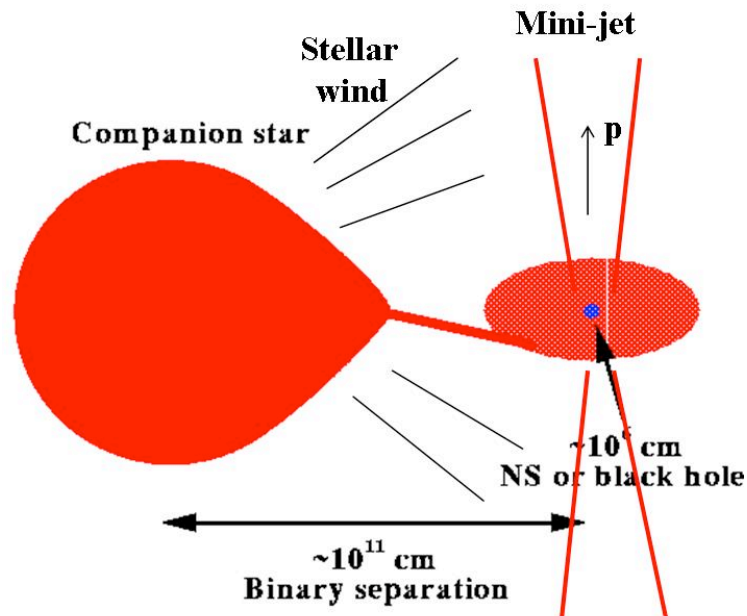
Accreting neutron star or black hole

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.

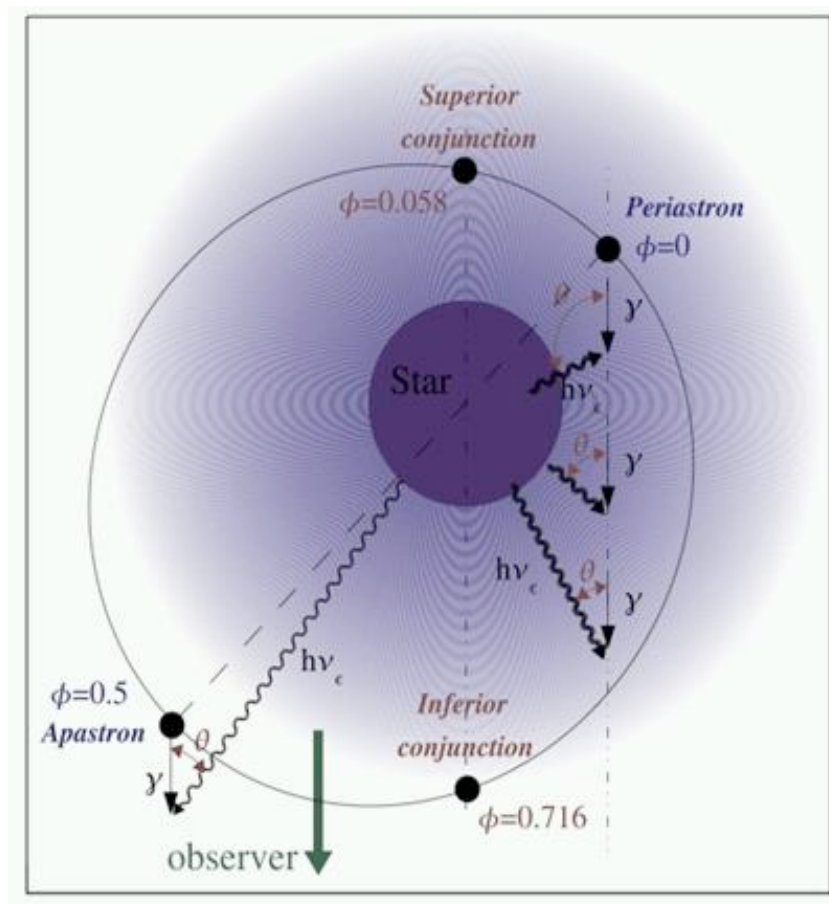


Figura 2.14: *Geometria orbitale: fase di minimo (periastro) e massima (apoastro) separazione tra i componenti, epoche di congiunzione superiore e inferiore dell'oggetto compatto che rappresentano le fasi di co-allineamento lungo la linea di vista dell'oggetto compatto e del compagno.*

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 "Geminga" 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.