

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI TRIESTE

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
CORSO DI LAUREA SPECIALISTICA IN FISICA NUCLEARE E SUBNUCLEARE

Origine dei Raggi Cosmici.

Possibilità di sperimentazione con AGILE

tramite l'emissione gamma da nubi molecolari

nei pressi di resti di supernova

LAUREANDO:

Marco Ajello

RELATORE:

Prof. Guido Barbiellini

CORRELATORE:

Dott. Francesco Longo

ANNO ACCADEMICO 2002/2003

Indice

Introduzione	1
1 L'astronomia gamma	4
1.1 Cenni storici	5
1.2 I risultati scientifici di EGRET	6
1.3 La problematica dell'identificazione delle sorgenti	8
1.4 L'osservazione delle sorgenti non identificate	9
1.5 Correlazioni con classi di sorgenti	13
2 La missione AGILE	16
2.1 Il funzionamento di un telescopio gamma	16
2.2 EGRET: descrizione dello strumento	17
2.3 AGILE	18
2.3.1 La descrizione dello strumento	20
2.3.2 Il sistema di anticoincidenza	22
2.3.3 SuperAGILE	25
2.3.4 Il minicalorimetro	25
2.3.5 Il tracciatore	25
2.3.6 Il trigger	27
3 Sorgenti di raggi cosmici ed emissione gamma	30
3.1 I raggi cosmici	30
3.2 Le problematiche dell'astronomia gamma	32
3.3 Le potenziali sorgenti di raggi cosmici	32
3.4 Residui di supernova: generalità	35
3.5 Accelerazione di raggi cosmici in residui di supernovae	38
3.6 Flusso di radiazione gamma da un residuo di supernova	41
3.7 Stima del flusso gamma	43
3.8 Emissione γ da residuo di supernova in vicinanza di una nube molecolare	45

3.9	Bremsstrahlung	47
3.10	Diffusione di raggi cosmici	49
3.11	Coincidenze posizionali	50
3.12	Osservazioni del CO	50
3.13	Casi controversi	51
3.13.1	SN1006	51
3.13.2	RX J1713.7-3946	52
4	L'analisi di sorgenti astrofisiche	56
4.1	Il software di simulazione di AGILE	57
4.1.1	AGILE EVENT SIMULATOR	57
4.1.2	Il generatore dell'esposizione e delle mappe	61
4.2	L'analisi di residui di supernova nella banda gamma	62
4.3	La descrizione della sorgente W66	64
4.3.1	La simulazione di W66	66
4.3.2	Analisi dei profili	70
4.4	La descrizione della sorgente W44	80
4.4.1	La simulazione di W44	81
4.4.2	Analisi dei profili	86
4.5	Stima dei parametri delle sorgenti	91
4.6	Discussione dei risultati	92
5	La ricostruzione in energia con il tracciatore di AGILE	94
5.1	Il minitracker	94
5.2	Il rumore	95
5.3	Il concetto di strip floating	98
5.4	La ricerca del cluster	99
5.5	La ricostruzione in energia	101
5.6	La validazione della simulazione Montecarlo del tracciatore	105
5.7	Considerazioni finali	107
6	Prospetti futuri	109
6.1	GLAST	109
6.2	Osservazioni al TeV	109
	Conclusioni	113
	Appendice	116

A	Il test di Kolmogorov-Smirnov	116
A.1	Applicazione del test di Kolmogorov-Smirnov	118
B	Analisi di W66	119
B.1	Equiripartizione del flusso tra pulsar e nube molecolare	119
B.2	Caso di emissione da pulsar	124
C	Analisi di W44	128
C.1	Equiripartizione del flusso tra pulsar e nube molecolare	128
C.2	Caso di emissione da pulsar	132
	Bibliografia	135
	Ringraziamenti	139

Introduzione

Nel 1912 Victor Hess scoprì con un esperimento da pallone che la radiazione aumentava con la quota; ciò ha rappresentato il primo passo verso la comprensione di un fenomeno allora sconosciuto e che fu chiamato radiazione cosmica. In seguito si comprese che la radiazione cosmica è composta da nuclei ed elettroni e che essa pervade lo spazio interstellare. Muovendosi all'interno della nostra galassia i raggi cosmici interagiscono con la materia e la radiazione interstellari e danno luogo ad emissioni di radiazione elettromagnetica di alta energia ($E > 50$ MeV). La predizione di tale radiazione negli anni '40 e '50 sancisce la nascita dell'astronomia gamma [1], [2]; anche se per la prima rivelazione di un raggio gamma cosmico si è dovuto aspettare il 1972 e l'esperimento OSO-III[3], che rivelò la presenza di emissioni di alta energia provenienti dal centro galattico. Subito si intravide nell'astronomia gamma un potente mezzo per chiarire l'origine dei raggi cosmici. Da allora l'astronomia gamma ha conseguito numerosi successi indipendenti, ma a dispetto di ciò manca, ad oggi, la rivelazione dei siti di accelerazione dei raggi cosmici. La conoscenza sull'origine dei raggi cosmici è comunque cresciuta, infatti è noto che le esplosioni di supernovae forniscono energia a un ritmo sufficiente a giustificare il livello energetico dei raggi cosmici all'interno della galassia; esiste un efficiente meccanismo di accelerazione che nella sua originaria versione risale a Fermi [4]; osservazioni incrociate di residui di supernovae nella banda radio ed in quella X evidenziano, tramite la rivelazione dello spettro di sincrotrone, la presenza di popolazioni di elettroni relativistici con energie che si estendono sino al TeV [5], [6], [7]. Alla stato attuale delle conoscenze è possibile, quindi, affermare che almeno la componente leptonica dei raggi cosmici viene accelerata nei residui di supernova; eppure ancora non si è riusciti a rivelare la presenza di adroni tramite l'individuazione dello spettro da decadimento del pione neutro.

In questo lavoro di tesi è stato studiato il contributo che l'esperimento spaziale di astronomia gamma AGILE, il quale sarà operativo a partire dal secondo semestre del 2005, potrà apportare alla conoscenza dell'origine della componente adronica dei raggi cosmici; in particolare sono state studiate sia le capacità di fare immagini (imaging) che quelle spettrali dello strumento.

La possibilità di rivelare oggi un resto di supernova, nella banda dei raggi gamma, è legata alla presenza di una vicina densa nube molecolare che amplifichi l'emissione gamma del residuo. Se la regione in questione presenta una debole emissione radio, si può ragionevolmente pensare che l'interazione responsabile dell'emissione osservata sia in gran parte adronica e quindi attribuirne il flusso al decadimento del pione neutro. Importante in questo scenario è la capacità di AGILE di attribuire correttamente il flusso osservato alla nube molecolare e di individuare altre componenti estranee. Due casi importanti di rivelazione di residui di supernovae in associazione con dense nubi molecolari vengono discussi e analizzati in dettaglio.

A seguito dell'identificazione dell'emissione di radiazione gamma da parte di una nube molecolare interagente con un residuo di supernova è importante effettuare un'analisi spettrale del flusso rivelato per trovare traccia dello spettro da decadimento del pione neutro. Sebbene AGILE non sia stato progettato per dare una precisa informazione energetica, sono state investigate le sue capacità spettrali analizzando sia dati di calibrazione che dati creati attraverso una simulazione Montecarlo di una versione ridotta del suo tracciatore al silicio-tungsteno. La ricostruzione in energia delle particelle avviene sfruttando lo scattering multiplo che esse subiscono muovendosi all'interno del tracciatore.

La trattazione di questo lavoro è così suddivisa:

- nel primo capitolo viene presentata l'astronomia gamma e gli importanti risultati conseguiti da EGRET (Energetic Gamma Ray Telescope) a bordo del CGRO (Compton Gamma Ray Observatory, 1991-2000), esperimento che ha fornito le più recenti informazioni in questa banda dello spettro;
- nel secondo capitolo viene presentato AGILE e ne vengono discusse le caratteristiche confrontate con quelle del suo predecessore EGRET;
- la terza sezione riporta in maniera generale la problematica dell'origine dei raggi cosmici entrando nei dettagli del modello di emissione di radiazione gamma di una nube molecolare nei pressi di un residuo di supernova; la sezione poi è conclusa da un'analisi completa di due osservazioni notevoli di residui di supernova dalla banda radio sino al TeV;
- nel quarto capitolo sono descritte le simulazioni di rivelazioni di AGILE di due residui di supernova (W66 e W44) in interazione con vicine nubi molecolari; è, infatti, probabile che le sorgenti gamma rivelate da EGRET 3EG J2020+4017 e 3EG J1856+0114, rispettivamente associate con W66 e W44, siano delle rivelazioni

composite in cui una parte del flusso proviene dalla nube molecolare e la restante parte da un oggetto compatto presente vicino al centro dei residui. La capacità di AGILE di rivelare l'emissione gamma proveniente dalla nube molecolare permetterebbe di evidenziare, per la prima volta, il fatto che i residui di supernova accelerano anche adroni; infatti l'emissione gamma da una densa nube molecolare ha come possibile spiegazione, se non si rivela emissione nel radio, soltanto il processo di interazione adronico indotto da adroni appena accelerati sui nucleoni bersaglio della nube.

La migliore risoluzione di AGILE, rispetto al suo predecessore EGRET, permetterà di differenziare l'emissione da una nube molecolare da quella di componenti estranee vicine, avvicinandoci sempre di più alla comprensione dell'origine della componente adronica dei raggi cosmici;

- nella quinta sezione è stata approfondita la natura dell'informazione spettrale ricavabile dal tracciatore al silicio-tungsteno di AGILE; analizzando dati di tre run di calibrazione di elettroni con energia di 79, 493, 650 MeV si è ricostruita l'energia delle particelle incidenti valutando lo scattering subito dalla loro traccia attraverso i piani del rivelatore. Si sono effettuate estese simulazioni usando una versione semplificata del software di simulazione Montecarlo di AGILE scritto in Geant3 alle energie del fascio di calibrazione, verificandone la compatibilità con i dati stessi. Ottenuto questo risultato si è creato un set di dati simulati per estendere l'analisi da 25 MeV a 1 GeV. Da ciò si evidenzia un comportamento ottimale del tracciatore per energie inferiori a 200 MeV utile per l'individuazione di parte dello spettro da decadimento del pione neutro;
- il capitolo sei riporta, brevemente, un accenno agli altri esperimenti di astronomia gamma al GeV e al TeV pianificati per il prossimo futuro;
- nell'appendice A è riportata una breve trattazione sul test statistico di Kolmogorov-Smirnov ed il modo in cui è stato utilizzato nelle analisi delle sorgenti astrofisiche; mentre le appendici B e C riportano tutte le analisi dei profili presentate nel capitolo 4 per W66 e W44.

Capitolo 1

L'astronomia gamma

L'astronomia dei raggi gamma, che studia l'emissione di fotoni con energia superiore a 0.1 MeV e che quindi si occupa di una vasta parte dello spettro elettromagnetico, in ordine cronologico, è stato l'ultimo ramo dell'astronomia a svilupparsi. Questo sviluppo recente è dovuto ad una combinazione di fattori, fra i quali: l'opacità dell'atmosfera terrestre con la conseguente difficoltà di accedere alla tecnologia spaziale per costruire telescopi per raggi gamma posti al di fuori di essa e la bassa intensità della radiazione da rivelare in relazione al fondo di particelle cariche. È interessante notare come l'Universo sia abbastanza trasparente ai raggi gamma; infatti essi possono giungerci dal centro della nostra galassia o da dense regioni vicino al centro di galassie attive. Al contrario però dei fotoni ottici che penetrano l'atmosfera terrestre (si veda la figura 1.1 dove è descritta la trasparenza dell'atmosfera alla radiazione elettromagnetica), quest'ultima risulta praticamente opaca alla radiazione gamma e ciò unito al fatto che le interazioni dei raggi cosmici nelle parti più alte di essa creano un fondo gamma porta alla necessità di costruire osservatori spaziali. L'importanza dell'astronomia gamma risiede nelle informazioni che da essa si ricavano e nella loro unicità rispetto a quelle ottenibili ad altre lunghezze d'onda. Infatti l'astronomia gamma è l'astronomia dei processi più energetici che avvengono in ambito astrofisico.

Le esplosioni, i processi di rapida espansione, accrescimenti di materia su oggetti compatti, annichilazione di materia-antimateria, la sintesi di materiale nucleare sono soltanto alcuni dei processi che possono essere studiati grazie all'astronomia gamma. Essa è anche la branca dell'astrofisica di maggior rilevanza per lo studio dei raggi cosmici; infatti la componente nucleonica dei raggi cosmici rivela la sua provenienza unicamente attraverso il decadimento in fotoni di alta energia del mesone neutro π^0 (si veda figura 1.2), che viene creato in interazioni nucleoniche tra i raggi cosmici stessi e il materiale interstellare. La componente leptonica invece dei raggi cosmici viene rivelata tramite le interazioni con

fotoni e materia e quindi attraverso processi di bremsstrahlung e Compton inverso.

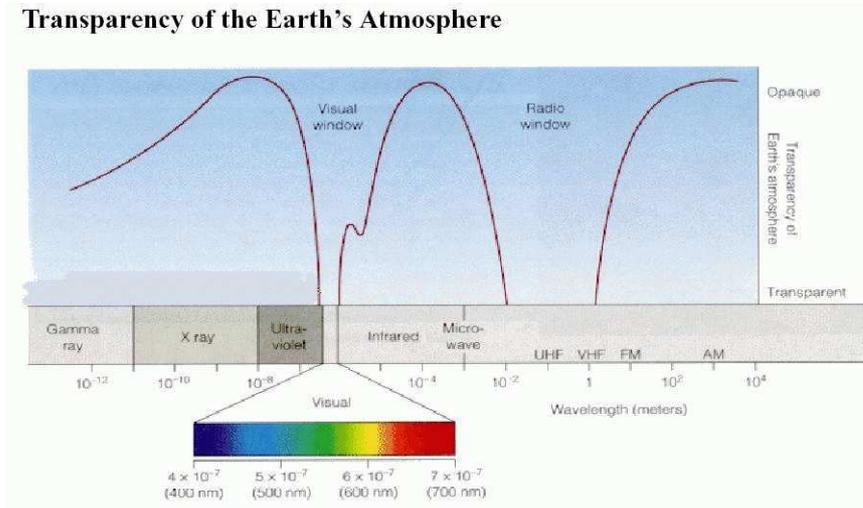


Figura 1.1: Trasparenza dell'atmosfera terrestre alla radiazione elettromagnetica.

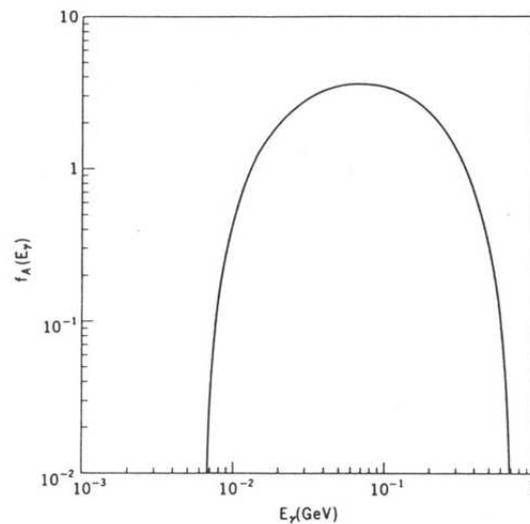


Figura 1.2: Spettro da decadimento del pione neutro ottenuto dallo scontro di protone antiprotone nel centro di massa [8].

1.1 Cenni storici

Le osservazioni di fotoni sono cominciate circa trent'anni fa per mezzo di esperimenti montati su palloni stratosferici; sebbene la rivelazione del primo fotone cosmico risalga



Figura 1.3: A sinistra: figura del Compton Gamma Ray Observatory. A destra: range energetico degli strumenti a bordo del CGRO.

al 1972, l'astronomia gamma comincia effettivamente con i primi esperimenti satellitari: SAS-2 nel 1972 e COS-B nel 1975.

SAS-2 e COS-B entrambi con una risoluzione angolare di alcuni gradi permisero di osservare per la prima volta l'Universo dei raggi gamma ed in particolare il piano galattico. Curiosamente sembra che ogni missione sia stata sì utile a migliorare la nostra conoscenza, ma abbia anche lasciato aperte molte domande e nuove problematiche.

L'astronomia gamma ha indubbiamente vissuto una svolta negli anni successivi il lancio del Compton Gamma Ray Observatory da parte della NASA, nell'aprile del 1991; questo satellite ha infatti condotto nello spazio quattro esperimenti ognuno con una sensibilità di un ordine di grandezza maggiore rispetto ai precedenti esperimenti. I quattro esperimenti, si veda figura 1.1, erano: BATSE (Burst and Transient Source Experiment), OSSE (Oscillating Scintillation Spectrometer), COMPTEL (Compton Telescope) e EGRET (Energetic Gamma Ray Telescope). L'insieme dei quattro coprì una regione energetica molto vasta, da 0.1 MeV a circa 3×10^4 MeV e i risultati prodotti sono stati rilevanti per molti aspetti dell'astrofisica. Di seguito saranno descritti in particolare dei risultati dell'esperimento EGRET sensibile nella parte più energetica dello spettro della radiazione gamma rivelato sino a questo momento.

1.2 I risultati scientifici di EGRET

Il principale obiettivo scientifico di EGRET (Energetic Gamma Ray Telescope) era quello di realizzare una completa analisi del cielo nella banda gamma ed effettuare un dettagliato

studio delle sorgenti celesti di alta energia.

EGRET ha permesso di rispondere a domande cruciali per la comunità astrofisica quali: la presenza di jet collimati e relativistici di plasma all'interno di nuclei galattici attivi, l'analisi dei processi che coinvolgono plasma e radiazione in campi magnetici intensi come quelli presenti nelle pulsar o nei brillamenti solari contribuendo in tal modo alla comprensione della fisica dei fenomeni di accelerazione a energie relativistiche di particelle in queste ed altre condizioni estreme, quali ad esempio, le fasi successive alle esplosioni di supernovae.

In figura 1.4 è riportata la rappresentazione di nucleo di galassia attiva; si possono notare i jet di plasma relativistico che fuoriescono dal centro della galassia.



Figura 1.4: Rappresentazione di un AGN.

Le più importanti scoperte rimangono tuttavia l'identificazione dei blazars, un tipo di galassia attiva, come prodigiosi emettitori gamma, la rivelazione di code di gamma-ray bursts di alta energia, con l'individuazione di fotoni con $E \sim \text{GeV}$ più di un'ora dopo l'inizio del fenomeno. Le osservazioni di EGRET della Grande e Piccola Nube di Magellano (LMC e SMC) sono state utilizzate per confermare che l'origine dei raggi cosmici è galattica.

Infatti le nubi di Magellano sono le galassie più vicine alla nostra e rappresentano un ottimo scenario dove sondare la natura dei raggi cosmici. Da misure radio, si crede che la SMC abbia una densità di raggi cosmici al di sotto di quella misurata nel nostro sistema

locale; ciò perchè è in via di disintegrazione. La LMC è invece in equilibrio e dovrebbe pertanto avere una densità di raggi cosmici simile alla nostra. La rivelazione della LMC e la non rivelazione della SMC come sorgenti gamma da parte di EGRET non fanno che confermare che la maggior parte dei raggi cosmici sia di origine galattica [9]. Per la prima volta, grazie al suo efficiente sistema di reiezione del fondo di particelle cariche e alla sua superiore sensibilità, EGRET ha ottenuto una mappa dell'emissione galattica diffusa nello spettro gamma; tale emissione è oggi associata alla propagazione e seguente interazione dei raggi cosmici con la materia e la radiazione interstellare.

1.3 La problematica dell'identificazione delle sorgenti

La comprensione della natura delle sorgenti osservate e lo studio dei processi che determinano l'emissione nella banda gamma richiede che esse vengano propriamente identificate. Ancora oggi questa è una problematica al centro dell'astrofisica delle alte energie. L'impedimento principale è rappresentato dal fatto che una sorgente non risulta come un punto nel cielo, ma invece come una regione con una differente probabilità di contenere in se una sorgente puntiforme. Questo è dovuto principalmente all'ampiezza della PSF (Point Spread Function, ovvero il modo in cui uno strumento distribuisce i conteggi relativi ad una sorgente puntiforme) che definisce la bontà dello strumento, ponendo un limite alla sua risoluzione angolare, e al fatto che molti oggetti che non sono visibili in altre bande di energia inferiore appaiono come intensi emettitori gamma.

Come già riportato l'astronomia gamma era nata per confermare la propagazione e l'interazione dei raggi cosmici nel mezzo interstellare; ci si aspettava quindi un'intensa emissione diffusa lungo il piano galattico. Invece, dall'identificazione della pulsar Crab [10] come un emettitore gamma, apparve chiaro che oltre all'emissione diffusa regioni ben localizzate sembravano dimostrare l'esistenza di vere e proprie sorgenti. Con i satelliti SAS-2 e COS-B l'esistenza di sorgenti puntiformi divenne evidente; con la pubblicazione di 25 sorgenti di radiazione gamma il problema della loro identificazione si fece subito presente. Soltanto di 4 sorgenti rivelate da COS-B si poté riconoscere la controparte: due pulsar, identificate dalla loro variabilità temporale, un AGN, grazie alla stretta coincidenza posizionale con un oggetto ben conosciuto nella banda radio, ed un grosso complesso di nubi molecolari. Per le restanti 21 sorgenti nessuna controparte non-ambigua fu determinata nelle altre lunghezze d'onda e la classe delle Sorgenti Non Identificate, UIDO (Unidentified Object), fece il suo ingresso nell'astronomia gamma.

Lo scenario cambiò drasticamente con il lancio del Compton Gamma Ray Telescope nel 1991. Tutti gli strumenti rivelarono nuove sorgenti nelle corrispondenti bande ener-

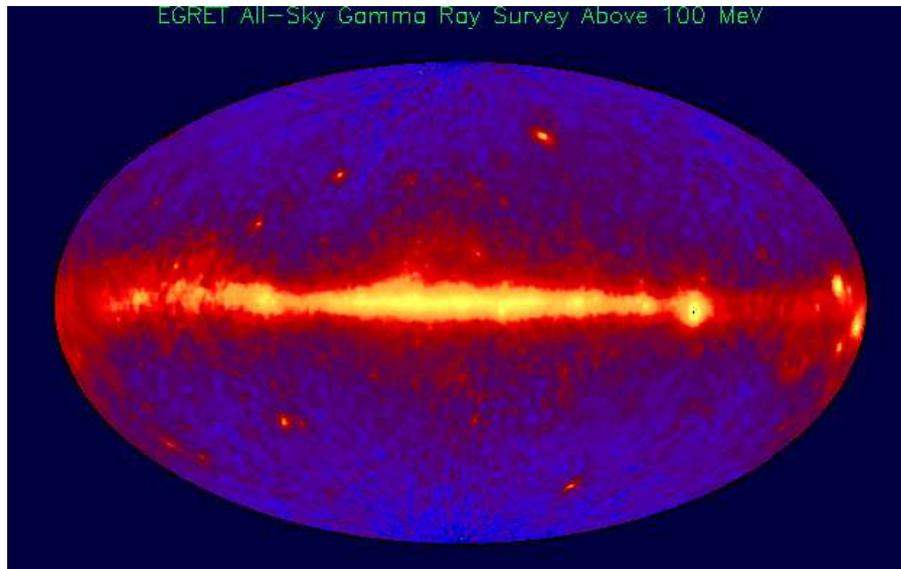


Figura 1.5: Scansione del cielo γ fatta da EGRET; mappa d'intensità in $\text{ph}/\text{cm}^2\text{s sr}$.

getiche e EGRET e COMPTEL effettuarono per la prima volta una scansione dell'intero cielo nella banda della radiazione gamma. Uno dei maggiori risultati fu la rivelazione e identificazione di AGN con comportamento da Blazar, come sorgenti puntiformi di raggi gamma; con EGRET almeno sei pulsar sono state identificate (cinque sono incluse nel Terzo Catalogo di EGRET) osservando le caratteristiche della loro curva di luce; anche la Grande Nube di Magellano, galassia a noi vicina, è stata vista emettere radiazione gamma. Pur avendo fatto grandi passi avanti nell'identificazione delle sorgenti la maggioranza di esse rimane ancora senza una controparte. Alcuni fatti interessanti stanno alla base dell'impegno collettivo nell'identificare queste sorgenti: primo, e più stridente, è il fatto che almeno metà delle sorgenti non identificate sono di natura sconosciuta; secondo, esiste una probabilità non nulla di scoprire qualcosa di nuovo in queste sorgenti. Anche se esse appartengono ad una classe di oggetti già nota, lo studio delle loro proprietà nella banda gamma può dare utili informazioni nella comprensione delle loro caratteristiche collettive.

1.4 L'osservazione delle sorgenti non identificate

Discutere le caratteristiche delle sorgenti non identificate significa principalmente accumulare tutte le informazioni disponibili circa le loro proprietà, come posizione, curva di luce, spettro energetico, variabilità temporale e studi di possibili controparti. Per comprendere bene tali proprietà, è necessario evidenziare l'aspetto dell'osservazione e le con-

sequenze che ne risultano.

A causa del limitato campo di vista di EGRET (~ 0.5 sr) tutte le osservazioni sono state effettuate puntando nella direzione di alcune zone del cielo; la scansione del cielo ottenuta dall'unione di tutti questi puntamenti è riportata in figura 1.5. Come naturale conseguenza del fatto che regioni diverse del cielo hanno avuto diversa esposizione strumentale, si è avuta una diversa sensibilità nella rivelazione di sorgenti puntiformi. Inoltre il fondo diffuso gamma è altamente strutturato, molto più intenso nella zona a cavallo del piano galattico, $|b| < 10^\circ$, dove riduce fortemente la rivelazione di sorgenti.

La rivelazione di una sorgente dipende quindi da tre ingredienti fondamentali: dall'esposizione strumentale della regione, dal fondo diffuso e dal suo flusso di radiazione gamma. Un'ulteriore caratteristica deve essere considerata parlando di sorgenti gamma, ed è il fatto che le compilazioni di sorgenti, comunemente chiamate cataloghi, sono create con un differente criterio di soglia di significatività statistica, basato sul metodo likelihood, che è di 5σ per $|b| < 10^\circ$ e di 4σ per $|b| > 10^\circ$. Questo provoca una non uniforme sensibilità di rivelazione con un gradino a $b = \pm 10^\circ$.

Il terzo catalogo di EGRET [11] comprende 271 sorgenti; di esse 100 sono identificate (93 come potenziali AGN, 6 pulsar, LMC e un brillamento solare) mentre i restanti due terzi rimangono ancora non identificati. Prima ancora di entrare nei dettagli delle caratteristiche della popolazione delle sorgenti non identificate, bisogna considerare lo squilibrio d'esposizione di EGRET rispettivamente nella zona sopra e sotto il piano galattico.

La significatività di una rivelazione può essere espressa nei termini di $s \sim f\sqrt{e/bg}$, dove f è il flusso, e è l'esposizione strumentale e bg il fondo diffuso [12]. Quindi ci si aspetta, a parità di esposizione, un incremento nella probabilità di rivelazione all'aumentare della latitudine. Analizzando le sorgenti si può dire che: gli AGN identificati hanno una distribuzione isotropica nel cielo, il loro eccesso nel semipiano delle latitudini positive può essere spiegato per quanto detto prima; le cinque pulsar rivelate da EGRET, sebbene costituiscano una popolazione statisticamente limitata, sono distribuite nel piano galattico, come ci si aspetta per tali sorgenti di origine galattica. La distribuzione degli oggetti non identificati consiste di almeno due popolazioni: una componente galattica, con una marcata distribuzione per $|b| \leq 10^\circ$, ed una componente isotropica.

Un altro aspetto interessante, utile per caratterizzare le sorgenti gamma in generale, e quelle non identificate in particolare, è la variabilità del flusso, variabilità calcolata sulla base dei periodi osservativi di EGRET e quindi su tempi dell'ordine di $2 \sim 3$ settimane. Dallo studio di tali variazioni [13], [14] si vede che le pulsar risultano essere oggetti con flusso costante (la loro variabilità è infatti su una scala di tempi molto inferiori) mentre gli AGN appaiono, senza eccezioni, come oggetti variabili; si veda ad esempio la figura

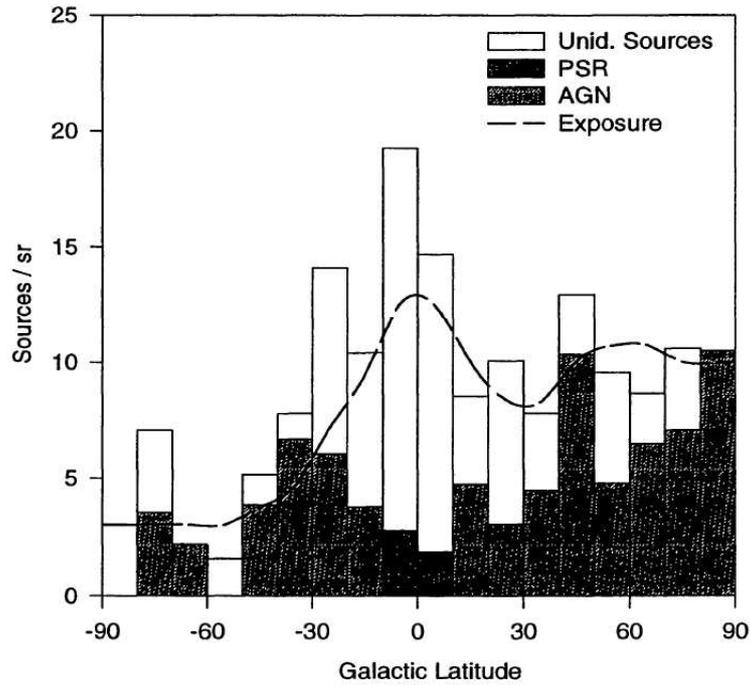


Figura 1.6: Distribuzione in latitudine delle sorgenti γ rivelate da EGRET

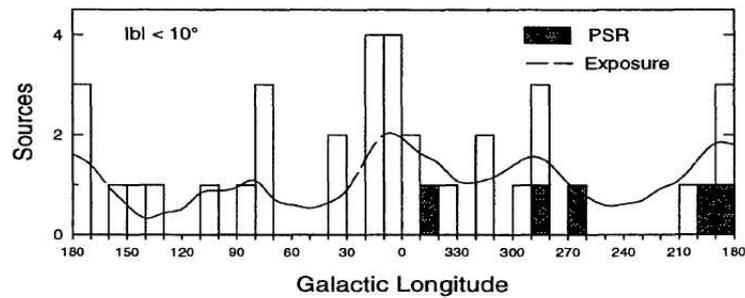


Figura 1.7: Distribuzione in longitudine delle sorgenti γ rivelate da EGRET

1.9. Quindi le sorgenti non identificate possono essere analizzate sulla base della loro variabilità. Entrambi però i tipi di sorgenti, variabili e non variabili, si addensano sul piano galattico e ciò fa sì che le sorgenti gamma non possano essere messe in relazione facilmente con nessuna popolazione nota sulla base, soltanto, della loro variabilità.

Con riferimento alle figure 1.6 e 1.7, si può notare come la distribuzione in latitudine delle sorgenti non identificate mostri un picco nel piano galattico, mentre la distribuzione in longitudine non mostri nessun comportamento analogo almeno per $|l| < 30^\circ$; la distri-

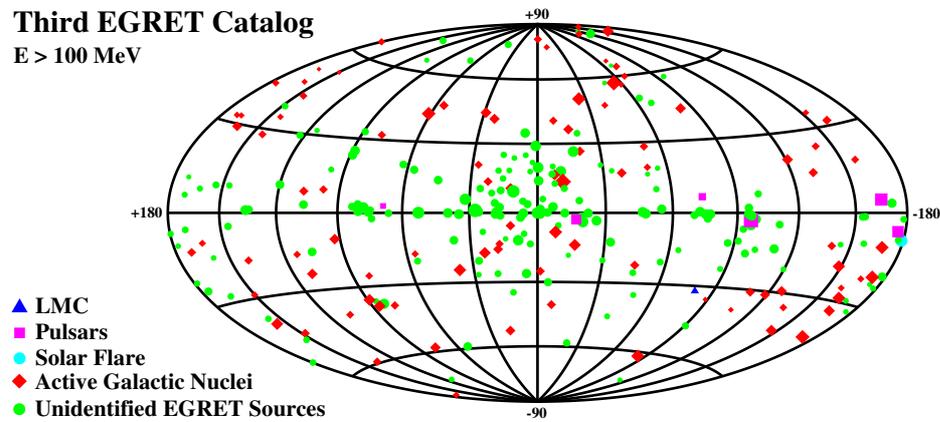


Figura 1.8: Distribuzione delle sorgenti rivelate da EGRET.

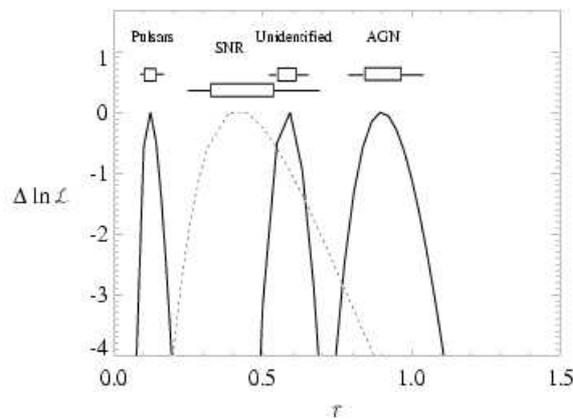


Figura 1.9: Variabilità delle sorgenti rivelate da EGRET; alti valori di τ implicano grande variabilità [15]

buzione longitudinale, inoltre, suggerisce che questi oggetti sono galattici e con un limite superiore alla loro distanza di circa 6 kpc.

In figura 1.8 è riportato il Terzo Catalogo di EGRET. Confrontando le caratteristiche spettrali delle sorgenti non identificate con quelle identificate si è trovato che alcune di esse mostrano le caratteristiche delle pulsar gamma, cioè uno spettro molto duro a basse energie ed una rottura della legge di potenza al GeV. Alcune però differiscono significativamente da queste ultime, indicando la presenza di una classe non nota di sorgenti tra le sorgenti galattiche non identificate.

Nel caso delle sorgenti ad alta latitudine si è osservata una distribuzione isotropica sia in latitudine che in longitudine; molte delle sorgenti sono state identificate come AGN che sino ad oggi costituiscono la classe più numerosa delle sorgenti viste e riconosciute da EGRET.

1.5 Correlazioni con classi di sorgenti

È molto utile per ottenere informazioni circa le sorgenti non identificate effettuare studi di correlazioni con classi di oggetti già noti da indagini in altre lunghezze d'onda e ritenuti capaci di generare l'emissione gamma osservata. Il primo studio di correlazione effettuato in tal senso è quello sviluppato per le sorgenti di COS-B [16], che investigò la relazione tra le sorgenti non identificate, resti di supernovae e stelle di tipo spettrale O e B (OB-star). Lo studio mostrò che non tutte le più luminose SNR (Supernova Remnant) sono rivelabili come sorgenti di radiazione gamma, ma che le sorgenti gamma sono strettamente collegate a oggetti giovani. Alcuni di questi, chiamati "SNOB" (SNR e stelle OB in associazione di nubi molecolari), sarebbero stati visti come sorgenti diffuse se la limitata risoluzione angolare non avesse penalizzato fortemente le performance dei telescopi spaziali.

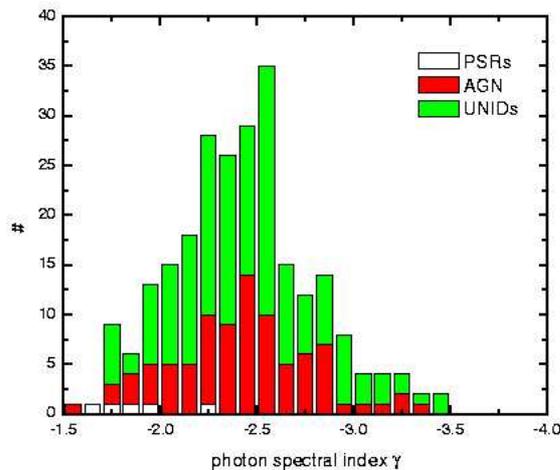


Figura 1.10: Distribuzione degli indici spettrali per le classi di sorgenti individuate da EGRET [17]

La figura 1.10 riporta la distribuzione degli indici spettrali delle sorgenti non identificate del Terzo Catalogo di EGRET.

Studi molto approfonditi di correlazione furono effettuati fra la classe, nota, di pulsar radio e quella nuova di sorgenti gamma, chiaramente sulla spinta dell'identificazione di alcune sorgenti come pulsar gamma. Una pulsar è rivelata in astronomia gamma se ne è rivelata la sua emissione pulsata oppure se si registra un eccesso di radiazione gamma in una posizione dove, da altre lunghezze d'onda, è nota la presenza di una pulsar. Molti studi di correlazione con la classe delle pulsar sono stati effettuati ed oltre le sei pulsar gamma,

già presenti nel catalogo di EGRET, nessun'altra sorgente gamma ha esibito emissioni pulsate. Questi risultati negativi potrebbero dipendere dal fatto che è possibile osservare soltanto le pulsar con alto \dot{E}/d^2 , dove \dot{E} è l'energia di spin down e d la distanza della pulsar. Sulla base dell'esistenza di Geminga, pulsar attiva in gamma e X, ma poco in radio, è stata suggerita una classe di pulsar radio-quiete a fianco di una già esistente classe di pulsar radio-attive [20]. Speculazioni di questo tipo sono andate avanti per un discreto numero di anni e soltanto recentemente si è concluso che le sorgenti non identificate di EGRET potrebbero essere ben rappresentate da giovani pulsar radio-quiete con alta luminosità, sebbene stime sulla frequenza di nascita delle supernovae limitino le pulsar ad una frazione soltanto degli oggetti non identificati.

Ulteriori importanti studi di correlazione sono stati effettuati fra le sorgenti gamma non identificate e le associazioni *SNOB* fra resti di supernovae interagenti con nubi molecolari in prossimità di stelle di tipo OB [13].

Sulla base del secondo catalogo di EGRET, sono state trovate 16 correlazioni: quattro sorgenti ben correlate con una stella di tipo OB, cinque associazioni di tipo OB all'interno del contorno di sorgenti non identificate e sette coincidenti a meno di 1° . Se si fa un paragone con la distribuzione di luminosità ottenuta utilizzando le distanze delle associazioni di stelle di tipo OB, tutte le luminosità trovate risultano essere compatibili con le pulsar gamma rivelate e inoltre sono consistenti con la distribuzione spaziale e la distribuzione nel flusso delle sorgenti galattiche non identificate di EGRET [19]. Quindi, il numero, la distribuzione spaziale e la luminosità delle sorgenti galattiche non identificate di EGRET appaiono essere consistenti con l'ipotesi che tutte le sorgenti siano pulsar. In realtà non può essere escluso a priori un mescolamento di questa classe di oggetti con un'altra, o addirittura, nuova classe di oggetti [20].

Un'altra classe di oggetti testata per coincidenze posizionali con le sorgenti non identificate è quella delle stelle Wolf-Rayet (WR) [13], stelle che possono produrre un forte vento interstellare e un'emissione di radiazione gamma sino a 100 MeV. Recentemente si è capito che la correlazione delle due classi è soltanto marginale; inoltre nel più favorevole dei casi le stelle WR possono generare luminosità sino a $10^{34} \text{erg s}^{-1}$ che non è sufficiente a giustificare la luminosità delle sorgenti non identificate.

Anche i Buchi Neri, dotati di dischi d'accrescimento, sono stati proposti come possibile controparte; tale ipotesi è stata presto scartata in quanto tali sorgenti sarebbero molto luminose anche nella banda X, ma questo non è il caso delle sorgenti non identificate.

La tabella 1.1 mostra quelle sorgenti non identificate del terzo catalogo di EGRET che sono posizionalmente coincidenti con resti di supernovae. Alcune di esse verranno riprese e presentate più in dettaglio nei prossimi capitoli.

sorgente γ	F_γ	Γ	SNR	Altri nomi
0542+2610	14.7 ± 3.2	2.67 ± 0.22	G180.0-1.7	
0617+2238	51.4 ± 3.5	2.01 ± 0.06	G189.1+3.0	IC443
0631+0642	14.3 ± 3.4	2.06 ± 0.15	G205.5+0.5	Monoceros
0634+0521	15.0 ± 3.5	2.03 ± 0.26	G205.5+0.5	Monoceros
1013-5915	33.4 ± 6.0	2.32 ± 0.13	G284.3-1.8	MSH 10-53
1102-6103	32.5 ± 6.5	2.47 ± 0.21	G290.1-0.8	MSH 11-61A
1410-6147	64.2 ± 8.8	2.12 ± 0.14	G312.4-0.4	
1639-4702	53.2 ± 8.7	2.50 ± 0.18	G337.8-0.1	Kes-41
1714-3857	43.6 ± 6.5	2.30 ± 0.20	G348.5+0.0	
1734-3232	40.3 ± 6.7	–	G355.6+0.0	
1744-3011	63.9 ± 7.1	2.17 ± 0.08	G359.0-0.9	
1746-2851	119.9 ± 7.4	1.70 ± 0.07	G0.0+0.0	
1800-2338	61.3 ± 6.7	2.10 ± 0.10	G6.4-0.1	W28
1824-1514	35.2 ± 6.5	2.19 ± 0.18	G16.8-1.1	
1837-0423	< 19.1	2.71 ± 0.44	G27.8+0.6	
1856+0114	67.5 ± 8.6	1.93 ± 0.10	G34.7+0.4	W44
1903+0550	62.1 ± 8.9	2.38 ± 0.17	G39.2-0.3	3C396, HC24
2016+3657	34.7 ± 5.7	2.09 ± 0.11	G74.9+1.2	CTB 87
2020+4017	123.7 ± 6.7	2.08 ± 0.04	G78.2+2.1	W66, γ -Cygni

Da sinistra a destra, la tabella riporta per le sorgenti γ : nome, flusso misurato (in unità di 10^{-8} ph $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), l'indice spettrale Γ e l'identificazione del residuo di supernova

Tabella 1.1: Sorgenti del Terzo Catalogo di EGRET in associazione con residui di supernovae [21]

Capitolo 2

La missione AGILE

2.1 Il funzionamento di un telescopio gamma

La radiazione elettromagnetica passando attraverso la materia interagisce per :

- assorbimento fotoelettrico (per energie $E \leq 300 \text{ keV}$),
- diffusione Compton (per energie $300 \text{ keV} \leq E \leq 8 \text{ MeV}$),
- creazione di coppie elettrone positrone (per $E \geq 8 \text{ MeV}$).

Costruire quindi un telescopio gamma, sensibile ad energie $E \geq 0.1 \text{ MeV}$, significa sfruttare la diffusione Compton oppure, per più alte energie, la produzione di coppie. In entrambi i casi è necessario utilizzare un sistema capace di registrare la traccia delle particelle cariche generate nell'interazione tra radiazione e materia e un calorimetro per misurarne l'energia. Per raggi gamma con $E > 30 \text{ MeV}$ il processo di interazione dominante è la produzione di coppie elettrone positrone, come si vede dalla figura 2.1. Il tracciatore del telescopio gamma conterrà dei fogli di materiale passivo, solitamente chiamato convertitore, che hanno lo scopo di far convertire il fotone in una coppia elettrone positrone. Poichè la probabilità di conversione è funzione di Z^2 , il convertitore dei fotoni in coppie del rivelatore di traccia deve consistere di un mezzo ad alto Z dove avviene la conversione ed un sistema capace di rivelare la traccia carica. Di seguito è riportata una breve descrizione del funzionamento di EGRET, importante per comprendere le differenze tecnologiche che lo separano da AGILE.

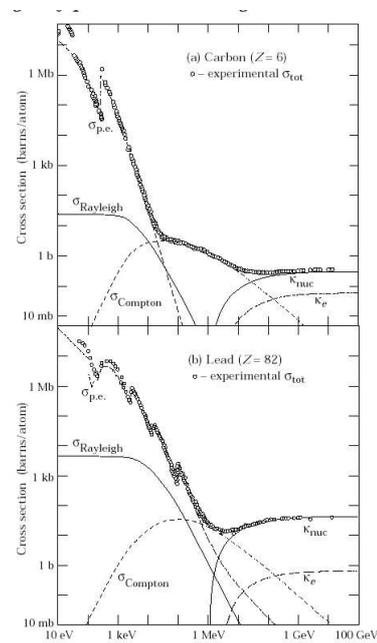


Figura 2.1: Sezione d'urto di fotoni su carbonio e piombo.

2.2 EGRET: descrizione dello strumento

Il telescopio gamma EGRET a bordo del CGRO era sensibile ai raggi gamma nell'intervallo 20 MeV-30 GeV. Esso consisteva di una unità centrale composta da una camera a scintilla con interposti fogli di conversione di tantalio triggerata da piani di scintillatori plastici posti inferiormente ad essa. Un sistema a tempo di volo consentiva di discriminare tra particelle cariche che si muovono dall'alto verso il basso e viceversa; ciò permetteva di contenere il fondo dovuto ai raggi cosmici.

Sotto la camera a scintilla trovava sede un calorimetro di 20 cm di cristalli di NaI(Tl) che permetteva la ricostruzione dell'energia del fotone incidente tramite la misura dell'energia della coppia elettrone-positrone. Per la soppressione del background, oltre al tempo di volo, era utilizzato un rivestimento della camera a scintilla fatto mediante scintillatore plastico che serviva da anticoincidenza, visibile anche in figura 2.2.

Il principio di funzionamento di EGRET è il seguente: quando un fotone crea una coppia elettrone positrone nel convertitore, essa continua il suo moto nella camera a scintilla ionizzando il gas; quando le tracce cariche arrivano sugli scintillatori plastici del sistema di trigger, viene generato l'impulso di trigger. L'impulso viene utilizzato per accendere la camera a scintilla, portando ad alta tensione i fili della stessa, e quindi generando una scarica lungo il cammino di ionizzazione. La scarica può essere rivelata attraverso una

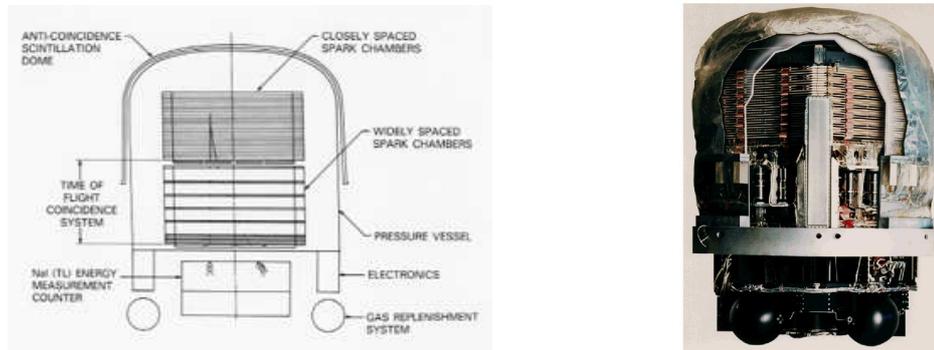


Figura 2.2: Rappresentazione e spaccato dell'esperimento EGRET.

serie di coppie di piani di fili (a due a due ortogonali) e ricostruita in tre dimensioni. Dalla conoscenza della traccia e dall'angolo formato dalla coppia primaria si può risalire alla direzione d'arrivo del fotone incidente.

Uno dei più grossi svantaggi nell'uso di camere a scintilla è la limitata vita del gas che le riempie; alcuni elementi (quenching gas) vengono aggiunti al gas per assorbire la luce UV generata dalle scariche e questi devono essere sostituiti periodicamente altrimenti la ricostruzione delle tracce diventa man mano più difficoltosa e meno accurata perchè le scariche non sono ben tracciate. La vita operativa di un simile sistema è quindi determinata dalla scorta di gas a disposizione. Questo problema ha influenzato la parte finale della vita dell'esperimento EGRET, tanto che si è dovuto, attraverso la ridefinizione del trigger, restringere il campo di vista dello strumento per permettere una maggior durata del gas.

Durante la sua vita operativa, EGRET ha incontrato numerosi problemi di back-scattering che ne hanno limitato le performance alle alte energie. Infatti l'anticoincidenza veniva spesso attivata, rigettando quindi l'evento, dall'interazione nello scintillatore di una particella secondaria generata da un fotone altamente energetico nel calorimetro. Ciò ha fatto sì che EGRET rivelasse, al massimo, un solo fotone di energia ~ 18 GeV; fortunatamente ciò è avvenuto durante un gamma ray burst [22].

2.3 AGILE

AGILE, Astrorivelatore Gamma a Immagini LEggero, è una missione spaziale interamente italiana dedicata all'astronomia gamma. Nel 1997 l'Agenzia Spaziale Italiana delibera l'avvio del programma *Piccole Missioni Scientifiche* destinate ad utilizzare due

piattaforme per satelliti sviluppate dall'industria italiana, MITA (Mini satellite Italiano a Tecnologia Avanzata) della Carlo Gavazzi Space e PRIMA dell'Alenia Spazio; dalla selezione suddetta usciranno, approvati nel 1998, due esperimenti: AGILE per la classe MITA e DAVID per quella PRIMA.

La missione AGILE consisterà in un osservatorio spaziale per astronomia gamma dai 30 MeV ai 50 GeV dalle caratteristiche innovative e dal costo contenuto rispetto alle precedenti missioni. Essa sarà l'unica missione di astronomia gamma operante per una finestra di tempo di almeno un paio di anni, come si può vedere nella figura 2.3; dal 2007, verrà affiancato da un altro esperimento di astronomia gamma sponsorizzato dalla NASA, chiamato GLAST(Gamma ray Large Area Space Telescope), realizzato da una vasta collaborazione internazionale con un forte contributo da parte italiana.

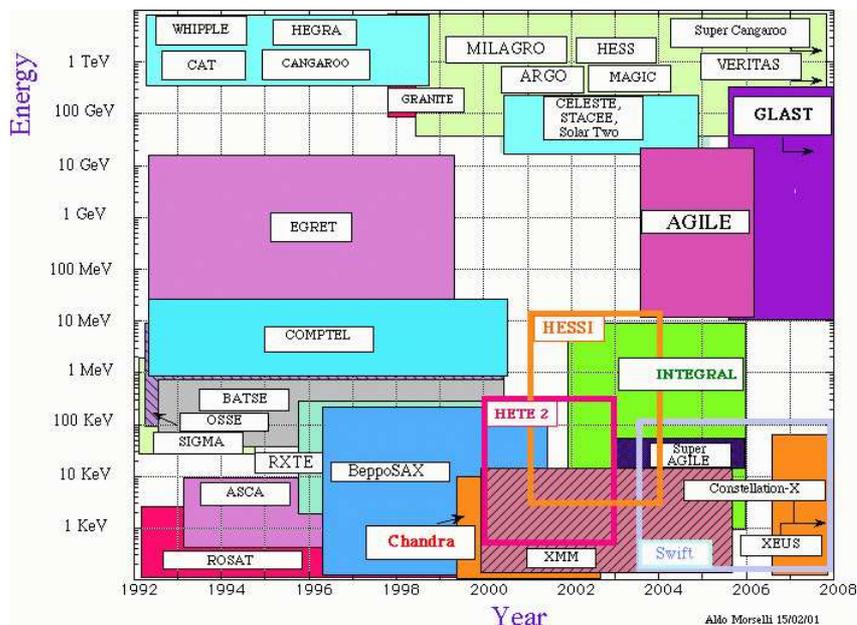


Figura 2.3: Pianificazione temporale di AGILE e degli altri esperimenti gamma. AGILE sarà al momento del suo lancio l'unico osservatorio γ operante al GeV.

Lo strumento oltre ad essere poco costoso è effettivamente leggero: la strumentazione scientifica avrà al lancio un peso complessivo inferiore ai 100 kg e l'intero satellite peserà meno di 300 kg.

AGILE è costituito da tre strumenti:

1. un tracciatore al silicio tungsteno,
2. un minicalorimetro a barre di ioduro di cesio,
3. SuperAGILE, un sensore a maschera codificata sensibile ai raggi X.

Il satellite della classe MITA, in cui AGILE verrà integrato, è in fase di sviluppo presso la Gavazzi Space. Il puntamento dell'osservatorio verrà ottenuto attraverso un sistema di stabilizzazione a tre assi e avrà un'accuratezza di $0.5^\circ - 1^\circ$, mentre sarà possibile raggiungere una precisione di ~ 1 arcmin nella ricostruzione della direzione di puntamento grazie a sensori stellari.

AGILE volerà in un'orbita equatoriale a circa 550 km di quota, orbita ottimizzata per avere il minor fondo di raggi cosmici possibile. La posizione del satellite sull'orbita sarà nota attraverso il sistema GPS che garantisce una precisione di 50 m. AGILE, inoltre, avrà a disposizione un certo tempo (circa 15 min) ogni orbita per scaricare i dati accumulati attraverso un sistema di telemetria verso la stazione di Malindi in Kenya.

2.3.1 La descrizione dello strumento

Come si vede dalla figura 2.4 AGILE è costruito, partendo dalla superficie superiore come segue:

- un sensore a maschera codificata, chiamato SuperAGILE, sensibile nella banda 10-40 keV;
- il tracciatore al silicio tungsteno posto inferiormente ad esso, operante nell'intervallo energetico 20 MeV-30 GeV;
- un minicalorimetro a barre di ioduro di cesio attivate al tallio (250 keV-100 MeV);
- un sistema di anticoincidenza, costituito da un involucro segmentato di scintillatori che ricoprono interamente lo strumento, che permette di effettuare la reiezione di gran parte degli eventi prodotti dalla particelle cariche di fondo.

Sebbene peso, costo e consumi di questa missione siano molto ridotti, le prestazioni raggiungibili permetteranno di dare un contributo fondamentale all'astrofisica delle alte energie. Questo viene ottenuto grazie a tre fattori, tutti molto importanti: il più grande campo di vista finora utilizzato in astronomia gamma (3 sr), circa il doppio di quello dell'esperimento EGRET, una PSF dello strumento migliore rispetto al passato, si veda la figura 2.5, e un'area efficace praticamente indipendente dall'angolo che permette effettivamente di sfruttare l'intero campo di vista di AGILE. La risoluzione in energia di AGILE sarà $\frac{\Delta E}{E} \sim 0.25$ ($E < 100$ MeV) e $\frac{\Delta E}{E} \sim 1$ ($E > 200$ MeV). Tale risoluzione verrà ottenuta utilizzando l'informazione dell'energia rilasciata nelle strip di silicio e nel minicalorimetro e valutando lo scattering coulombiano subito dalle particelle cariche attraverso i piani del tracciatore [23]. Inoltre AGILE potrà monitorare contemporaneamente

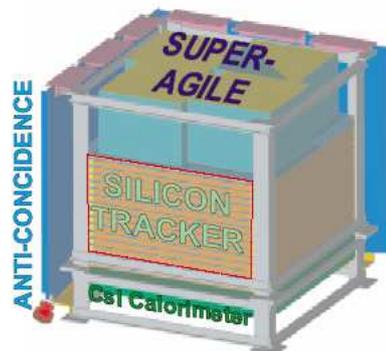


Figura 2.4: Spaccato di AGILE: si notano la disposizione del sistema di anticoincidenza, di SuperAGILE, del tracciatore e del minicalorimetro.

sia la banda gamma che quella X dura, cosa per la prima volta realizzata a bordo dello stesso esperimento.

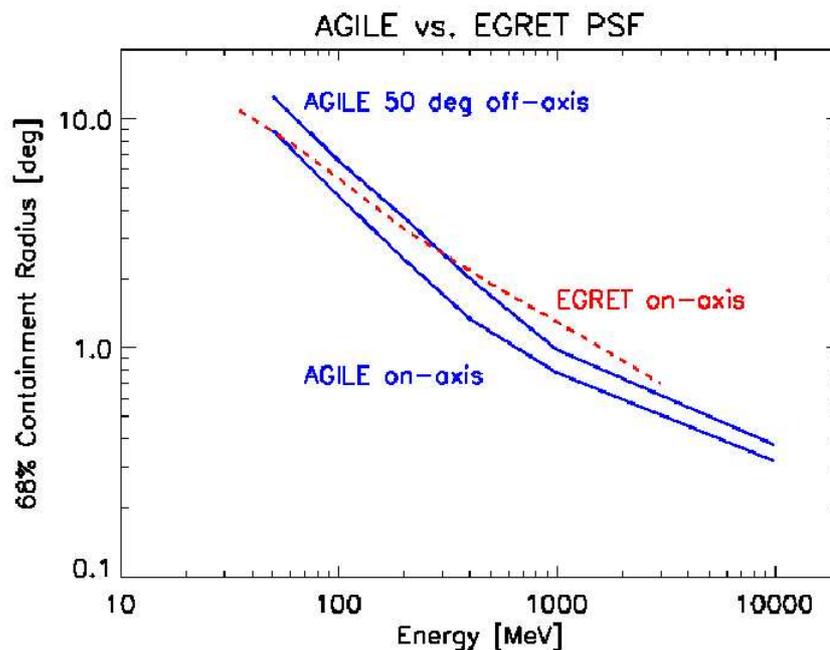


Figura 2.5: Raggio di contenimento del 68% dei conteggi della Point Spread Function di AGILE al variare dell'energia a confronto con quella di EGRET.

La sostanziale differenza tecnologica di AGILE nei confronti dei suoi predecessori risiede senza dubbio nell'utilizzo, come parti sensibili, dei rivelatori a microstrip di silicio. Altra importante caratteristica è il tempo morto introdotto dall'elettronica che è di

	<i>EGRET</i>	<i>AGILE</i>
Massa	1830 kg	80 kg
Banda d'energia	30 MeV - 30 GeV	30 MeV - 50 GeV
Campo di vista	~ 0.5 sr	~ 3 sr
PSF	5.5°	4.7°
Tempo morto	> 100 ms	$\ll 100$ μ s
Sensibilità (5σ in 10^6)	8×10^{-9}	6×10^{-9}
Risoluzione angolare	$\leq 1^\circ$	$\leq 0.5^\circ$

Tabella 2.1: EGRET e AGILE a confronto; la sensibilità è espressa in unità di $\text{ph}/\text{cm}^2\text{s MeV}$ e calcolata a 100 MeV [23]

100 μ s, inferiore di circa 1000 volte a quello di EGRET. Questo permetterà per la prima volta una ricerca sistematica dei transienti come GRB (Gamma Ray Burst) dell'ordine del millisecondo sino alle alte energie. La mancanza di elementi di consumo, come il gas per le camere a scintilla di EGRET, garantirà la costanza delle prestazioni dell'esperimento per tutta la sua durata. La tabella 2.1 mostra le prestazioni attese per AGILE confrontate con quelle raggiunte dal suo predecessore EGRET.

La figura 2.6 riporta a confronto per AGILE e EGRET il prodotto dell'angolo solido per l'area efficace in funzione dell'angolo di incidenza. Già per piccoli angoli AGILE ha un più alto valore di tale prodotto rispetto a EGRET. Dalla figura 2.7 invece si vede come AGILE effettuerà un'esposizione più uniforme del cielo galattico.

2.3.2 Il sistema di anticoincidenza

Il flusso di raggi cosmici presenti nello spazio causa gran parte del fondo di eventi dai quali AGILE deve discriminare i raggi γ .

In prossimità della Terra i raggi cosmici interagiscono con:

- il campo magnetico terrestre e solare
- l'atmosfera terrestre.

L'interazione delle particelle cariche con il campo magnetico è governata oltre che dall'intensità e verso del campo anche dalla rigidità magnetica, definita come:

$$r = p/q$$

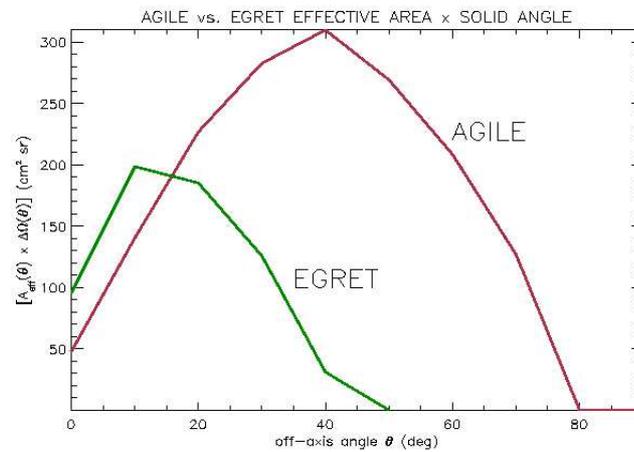


Figura 2.6: Prestazioni di AGILE e EGRET a confronto. È riportato il prodotto dell'angolo solido per l'area efficace in funzione dell'angolo di incidenza [24].

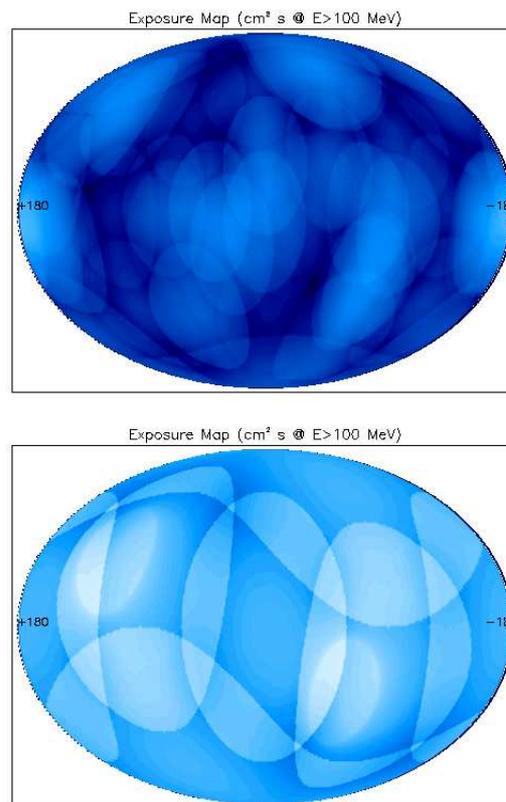


Figura 2.7: Esposizione di EGRET (sopra) e AGILE (sotto) a confronto dopo un anno di osservazione [24].

con p momento della particella e q la sua carica. Dato un punto della magnetosfera e una direzione di avvicinamento ad esso, esiste un valore limite di r (taglio geomagnetico) per cui particelle al di sotto di tale rigidità non possono raggiungere quel punto. Le orbite equatoriali sono caratterizzate dal taglio geomagnetico più alto; per questo motivo è stata scelta per AGILE un'orbita equatoriale ad un'altezza di 550 km.

L'interazione dei raggi cosmici con l'atmosfera genera particelle secondarie (generalmente elettroni e positroni) con direzione isotropica (particelle di albedo); l'interazione delle particelle cariche genera inoltre una componente di radiazione elettromagnetica che un satellite in orbita vede provenire dal suo orizzonte (fotoni di albedo). In tabella 2.2 si riportano i flussi delle particelle cariche previsti per l'orbita scelta per AGILE.

<i>Particella</i>	E_{min}	E_{Max}	$F(\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1})$
<i>Elettroni</i>	10 MeV	10 GeV	3.76×10^{-2}
<i>Positroni</i>	10 MeV	10 GeV	2.67×10^{-2}
<i>Protoni di albedo</i>	10 MeV	6 GeV	9.04×10^{-3}
<i>Protoni primari</i>	6 GeV	180 GeV	$10. \times 10^{-3}$

Tabella 2.2: Fondo di particelle cariche previsto per un'orbita equatoriale a 550 km di altitudine. I valori qui riportati sono quelli utilizzati per le simulazioni di AGILE.

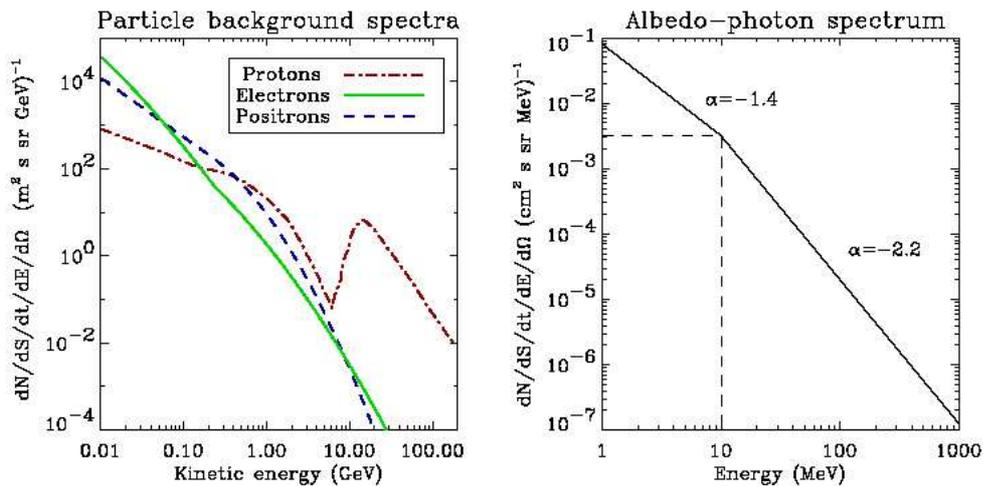


Figura 2.8: Spettro d'energia delle particelle, a sinistra, e dei fotoni, a destra, di albedo [26].

Considerando il basso numero di fotoni da rivelare rispetto al fondo carico (il rapporto è 10^{-4}) è necessario avere un sistema che abbatta drasticamente in volo il numero di

eventi dovuti al fondo. A questo è preposto principalmente il sistema di anticoincidenza, cosituito da 1 pannello superiore (0.5 cm di spessore) e da 12 pannelli laterali (0.6 cm di spessore), di scintillatore plastico (Bicron BC404). La luce generata dal passaggio di una particella carica viene raccolta da quattro fibre ottiche e convogliata ai fotomoltiplicatori per generare un segnale che viene utilizzato all'interno della logica di trigger. Gli spettri utilizzati per simulare il fondo di particelle cariche e i fotoni di albedo sono riportati nella figura 2.8.

2.3.3 SuperAGILE

SuperAGILE è un rivelatore praticamente indipendente sensibile ai raggi X nella banda 10 keV- 40 keV. La tecnica utilizzata è quella della maschera codificata, cioè un piano con aree trasparenti alternate ad aree opache alla radiazione che si intende rivelare. I fotoni incidenti sulla maschera proiettano sul rivelatore un'ombra. La proiezione ha la stessa struttura della maschera, ma è traslata rispetto alla posizione centrale di una quantità determinata dalla posizione della sorgente. Il tutto è corredato da un rivelatore sensibile alla posizione con risoluzione dell'ordine delle dimensioni della maschera. Un algoritmo di deconvoluzione, dipendente dalla geometria della maschera, permette di ottenere l'immagine della sorgente alla fine del periodo di esposizione. SuperAGILE permetterà di raccogliere preziose informazioni, nella sua banda, su transienti di GRB, sistemi binari e galassie Seyfert di tipo 1 e 2.

2.3.4 Il minicalorimetro

Il minicalorimetro, così chiamato per le sue ridotte dimensioni, è composto da due piani di barre di ioduro di cesio attivate al tallio CsI(Tl), per un totale di 1.5 lunghezze di radiazione. Come si può vedere in figura 2.9 i due piani di barre sono disposti a 90 gradi ed ogni piano è costituito da 15 barre; ogni barra ha agli estremi una coppia di fotodiodi di lettura. Oltre a fornire informazioni sull'energia (con $\frac{\Delta E}{E} \sim 0.25$ a 1 MeV e $\frac{\Delta E}{E} \sim 0.007$ a 100 MeV), i conteggi delle singole barre verranno utilizzati per il riconoscimento di transienti astrofisici. Data la massa ridotta, i problemi di back-scattering saranno molto meno severi di quelli di EGRET a scapito però della risoluzione energetica.

2.3.5 Il tracciatore

Il tracciatore di AGILE costituisce il cuore di tutto l'esperimento; esso è formato da 12 piani ognuno dei quali è configurato come segue:

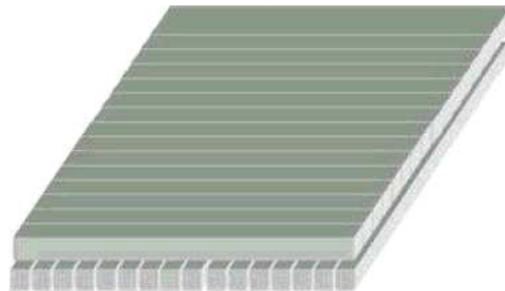


Figura 2.9: Barre di CsI(Tl) del minicalorimetro di AGILE

- parte attiva del piano: due viste di 16 (4 x 4) mattonelle di silicio; le strip appartenenti ad una vista sono perpendicolari a quelle della seconda vista formando un rivelatore di posizione x - y
- convertitore passivo: uno strato di tungsteno spesso $245 \mu\text{m}$ (corrispondente a 0.07 lunghezze di radiazione) posizionato sopra lo strato di silicio; a causa della configurazione di trigger gli ultimi due piani non hanno il convertitore

Il processo su cui si basa il funzionamento è il seguente: un fotone incidente converte in una coppia elettrone-positrone in uno degli strati di tungsteno posti ad intervalli di 1.9 cm e le particelle cariche vengono rivelate dai piani di silicio sottostanti. Dalle informazioni ottenute si ricostruisce la direzione del fotone incidente. L'elemento base

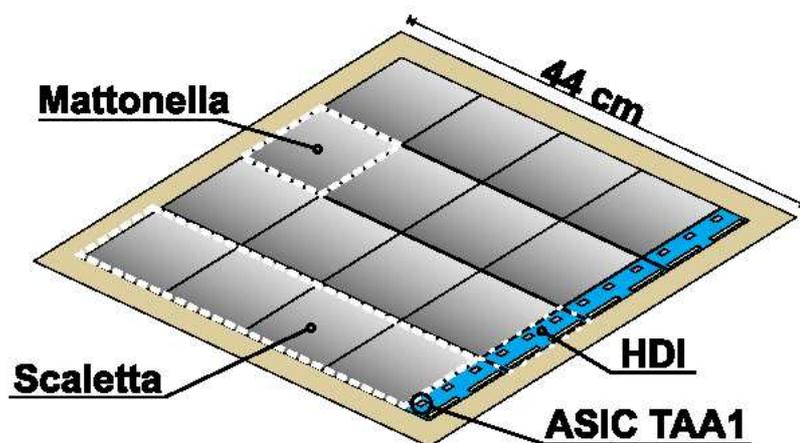


Figura 2.10: Vista di un piano assemblato del tracciatore: sono evidenziate le singole mattonelle di silicio e le scalette, di fronte alle quali si notano gli ASIC di lettura.

del rivelatore è una mattonella di silicio di lato 9.5 cm con 384 strip di lettura distanziate

di $242 \mu\text{m}$; il passo fisico delle strip è di $121 \mu\text{m}$. La strip non letta direttamente (strip floating) trasmette l'informazione tramite accoppiamento capacitivo alle strip di lettura contigue. La configurazione scelta permette di avere una buona risoluzione spaziale mantenendo allo stesso tempo sotto controllo il numero di canali ed il consumo energetico. Quattro mattonelle sono collegate a formare una *scaletta*; quattro scalette affiancate formano una vista, altre quattro nella direzione perpendicolare costituiscono la seconda vista permettendo la ricostruzione della posizione della particella sul piano. Il numero totale dei canali letti risulta essere 36864. Lo schema di una delle viste del tracciatore è visibile in figura 2.10. I circuiti integrati usati per la lettura sono i TAA1 della IDE AS (Norvegia), ognuno dei quali è collegato a 128 strip. Particolarità di questo ASIC è il trigger interno: se una delle 128 strip supera una certa soglia viene generato un segnale che costituisce la base di tutta la logica di trigger. La risoluzione in posizione del tracciatore risulta essere dell'ordine dei $\sim 50 \mu\text{m}$.

2.3.6 Il trigger

Durante il periodo di attività del satellite, ogni strumento a bordo registra, indipendentemente dagli altri, segnali di tre tipi fondamentali:

- eventi causati da raggi γ
- eventi causati dal fondo di particelle cariche e fotoni di albedo
- eventi dovuti al rumore elettronico

Il trigger è quella parte dell'elettronica (hardware e software) dedicata alla discriminazione degli eventi buoni da quelli che costituiscono il fondo o rumore. Il trigger di AGILE si divide in 3 livelli, due hardware (livello 1 e 1.5) e uno software (livello 2).

Il trigger di primo livello usa i seguenti segnali:

- i segnali dell'anticoincidenza: ci sono quattro uscite dal pannello superiore combinate in unico segnale, e 12 segnali dai pannelli laterali, ognuno corrispondente a un singolo PMT (PhotoMultiplier-Tube). I segnali dei pannelli laterali sono usati come indirizzi di una RAM (Rapid Access Memory) configurabile in volo, in modo da poter scegliere la condizione di veto in funzione del fondo misurato in orbita. Se il pannello top oppure un'adeguata combinazione di pannelli laterali hanno segnale attivo, l'evento viene vetato
- i segnali del tracciatore: un segnale di trigger, attivo nel caso che almeno 3 viste su 4 consecutive abbiano un segnale sopra soglia

- i segnali del minicalorimetro: l'uscita di un discriminatore veloce ($\leq 1 \mu s$) viene utilizzata come trigger alternativo in grado di disabilitare il veto dell'AC per raggi γ di energia molto alta che possono aver attivato l'anticoincidenza con fenomeni di back-scattering.

Il trigger di primo livello diventa quindi attivo se il segnale di trigger del tracciatore è attivo e se non c'è il veto dell'anticoincidenza.

Il trigger di livello 1.5 viene applicato una volta che è stato generato il segnale del livello 1 e consiste dei passi seguenti:

1. se c'è una determinata condizione sulle AC laterali, si conta il numero di TAA1 che hanno dato un segnale di trigger sulle viste $x(y)$ e il numero di viste attive. Si valuta quindi lo $R - trigger$; se il valore di R indica la presenza di una particella carica, l'evento viene scartato prima di passare al successivo controllo
2. i bit di trigger vengono serializzati su una linea per ogni FEB (front-end block) per il secondo passo del livello 1.5, l'algoritmo della distanza.

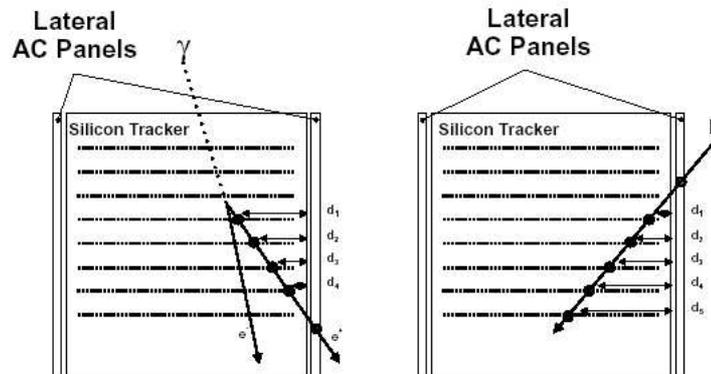


Figura 2.11: Funzionamento dell'algoritmo della distanza

La condizione $R - trigger$ del punto 1) consiste in un metodo rapido di discriminazione delle particelle cariche che non hanno interagito, basato sull'uso dei TAA1 che hanno dato segnale di trigger e delle AC laterali. Si calcola R come:

$$R = \frac{\#TAA1 \text{ triggerati per tipo di vista}}{\#viste x(y) \text{ triggerate}}. \quad (2.1)$$

Un valore di R vicino ad 1 indica la presenza di una particella carica, mentre l'interazione di un raggio γ produce due particelle che possono colpire più di un TAA1 per vista. L'evento viene accettato se R è maggiore di un valore di soglia. La differente interazione

di un raggio gamma e di un cosmico, che sta alla base della definizione dell'algoritmo della distanza è riportata in figura 2.11. Nel caso che una sola AC laterale (o due contigue) sia colpita, si calcola la distanza dei TAA1 dalla suddetta AC; se la distanza va diminuendo, nel senso della traccia ricostruita l'evento viene accettato, se invece aumenta viene scartato.

Il processo di livello 2 viene effettuato dalla CPU; il primo passo è l'identificazione dei cluster per ogni vista. Il livello 2 implementa un calcolo più preciso dell'energia depositata per piano e della traiettoria rispetto al livello 1.5 usando le informazioni relative alle singole strip invece che quelle relative all'intero ASIC. I criteri di selezione sono poi analoghi a quelli del livello 1.5.

Capitolo 3

Sorgenti di raggi cosmici ed emissione gamma

3.1 I raggi cosmici

La radiazione gamma galattica diffusa è prodotta soprattutto dall'interazione dei raggi cosmici con la materia interstellare ed in misura minore con i fotoni interstellari. I raggi cosmici sono nuclei ed elettroni e la loro scoperta è attribuita a Hess (1911) che aveva mostrato, con esperimenti da pallone, che la ionizzazione aumentava con la quota. L'esatta natura dei raggi cosmici rimase ignota sino a dopo la Seconda Guerra Mondiale quando si poterono effettuare precise misure per rivelarne le proprietà. Adesso dopo più di 80 anni molte delle loro caratteristiche sono note anche se si può affermare che è ancora sconosciuta la loro origine e la maniera in cui essi vengono accelerati. I raggi cosmici sono costituiti per la maggior parte da nuclei, con energia media di qualche GeV, anche se sono stati rivelati nuclei con $E \sim 10^{20}$ eV; la componente nucleare è formata soprattutto da protoni e da nuclei d'elio. Anche elettroni e positroni esistono nei raggi cosmici, ma la loro percentuale è circa l'1% di quella dei protoni alla stessa energia.

La figura 3.1 mostra la composizione e lo spettro in energia delle componenti fondamentali dei raggi cosmici; la loro composizione è simile a quella del sistema solare, eccetto per il grande eccesso di Li, Be, B ed i nuclei subito prima del ferro. Si crede che questi eccessi siano prodotti secondari, di spallazione, dell'interazione dei raggi cosmici con la materia interstellare. Sebbene gli elettroni abbiano una densità di energia molto minore di quella dei protoni, essi giocano un ruolo importante per la produzione di raggi gamma.

L'immagine mostra che lo spettro delle componenti dei raggi cosmici è molto simile in un ampio intervallo d'energia. Alle più alte energie non esiste informazione sulla com-

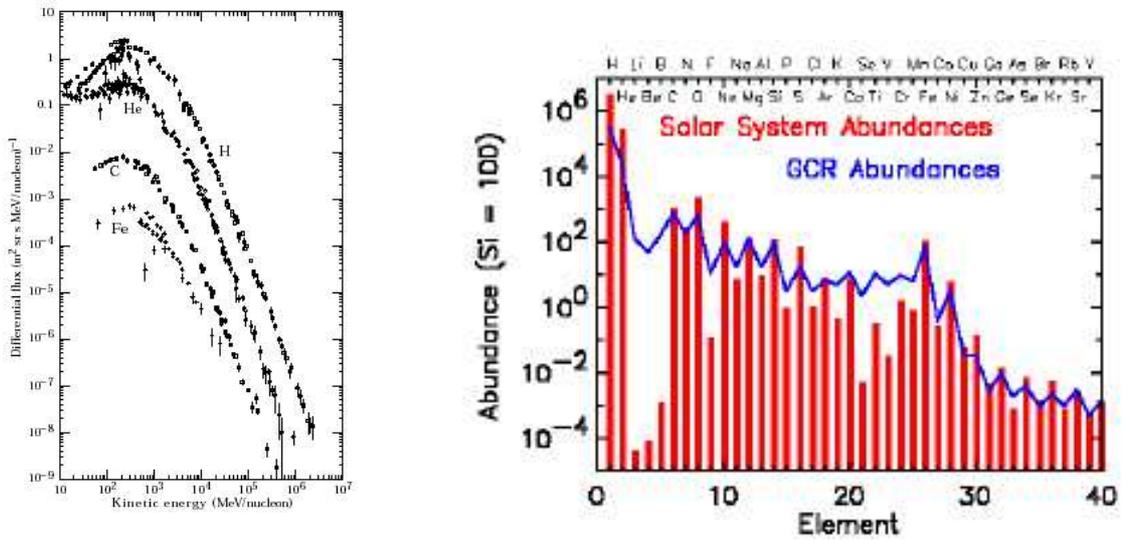


Figura 3.1: A sinistra: spettro delle diverse componenti dei raggi cosmici. A destra: abbondanze degli elementi presenti nella radiazione cosmica.

posizione dei raggi cosmici, anche se attraverso misure di sciami estesi secondari prodotti nell'atmosfera si sa che lo spettro continua con la stessa pendenza sino ad una energia di 10^{15} eV ; questo punto viene comunemente indicato come ginocchio e da qui in poi lo spettro diventa più pendente e la composizione cambia verso un'abbondanza di nuclei pesanti. Queste caratteristiche sono generalmente attribuite al fatto che rigidità maggiori di quelle corrispondenti per il protone a una energia di 10^{15} eV portano alla fuga delle particelle in questione dalla Galassia e al fatto che a parità di rigidità i nuclei più pesanti hanno una maggiore energia totale; c'è inoltre chi ritiene che nella nostra galassia non esistano acceleratori che possano fornire un'energia oltre questo limite. Un'altra caratteristica dello spettro è la cosiddetta caviglia a circa 10^{18} eV che segna l'inizio di una zona più piatta dello spettro e che suggerisce la possibilità di una componente extragalattica dei raggi cosmici.

Un'analisi dei raggi cosmici secondari porta a pensare che i raggi cosmici tipicamente abbiano un percorso medio nella galassia corrispondente a $10 - 15 \text{ g cm}^{-2}$: ciò unito al fatto che alcuni secondari sono instabili, come il ^7Be , e quindi possano essere usati come orologio, usando come informazione la loro vita media, ci permette di sapere che essi trascorrono, nella galassia, circa 10^7 anni. Inoltre combinando la vita media, la velocità e la quantità di materia interstellare si trova che la materia attraversata dai raggi cosmici è circa $0.2 \text{ atomi - H cm}^{-3}$; quindi essi non spendono tutta la loro vita nel sottile disco galattico dove la densità è circa $1 \text{ atomo - H cm}^{-3}$, ma permeano invece gran parte della

galassia [27]. Si ritiene inoltre che lo spettro d'energia e la composizione dei raggi cosmici siano simili in tutta la galassia; questa idea trova conferma dallo spettro della radiazione di sincrotrone emessa dagli elettroni e dallo spettro dei raggi gamma.

3.2 Le problematiche dell'astronomia gamma

Sebbene l'astronomia gamma al GeV - TeV abbia conseguito un numero elevato di successi quali la rivelazione dei blazars, la componente di alta energia dei GRB, la scoperta di pulsar γ , l'obiettivo più importante, ovvero la definitiva soluzione al problema dell'origine della radiazione cosmica rimane ancora non raggiunto.

Questo problema, molto più degli altri, è stato il motore della nascita e dello sviluppo dell'astronomia γ 40 anni fa, sia nello spazio che da terra, ma in qualche modo attualmente non siamo più vicini di allora, almeno da un punto di vista osservativo, all'individuazione delle sorgenti. Mentre si può celebrare il contributo degli studi sulla radiazione γ alla fenomenologia delle pulsar, al limite sul fondo IR, allo studio dei jets in sorgenti extragalattiche, non si può però proclamare in nessun modo che l'astronomia gamma abbia scoperto l'origine della radiazione cosmica [28].

Tutte le sorgenti γ sinora rivelate possono essere spiegate come siti di accelerazione e di interazione di elettroni relativistici; non esiste nessuna sorgente che può, in maniera incontrovertibile, essere attribuita all'accelerazione degli adroni e alla loro seguente interazione col materiale interstellare. La tipica firma dell'interazione adronica, ovvero il π^0 *bump* a ~ 70 MeV, è stato esclusivamente trovato nello spettro della radiazione γ diffusa galattica, si veda figura 3.2, ed è da imputare alla propagazione della componente nucleare dei raggi cosmici e non alla loro accelerazione e quindi alla presenza di eventuali sorgenti [29].

3.3 Le potenziali sorgenti di raggi cosmici

Alcuni semplici argomenti permettono di ipotizzare una comune sorgente per l'accelerazione dei protoni e degli elettroni della radiazione cosmica [31]. Come si vede dallo spettro di protoni ed elettroni che arrivano sulla Terra, riportato in figura 3.3, essi presentano un differente andamento spettrale e una differente intensità. Lo spettro degli elettroni si presenta più soffice e le relative abbondanze stanno in un rapporto di 1:100. L'ipotesi dell'esistenza di una comune sorgente sia per i protoni che per gli elettroni permette di spiegare entrambi i dati sperimentali. Considerando dapprima i protoni e imponendo che il loro numero all'interno della nostra galassia sia costante (ciò vale anche per gli

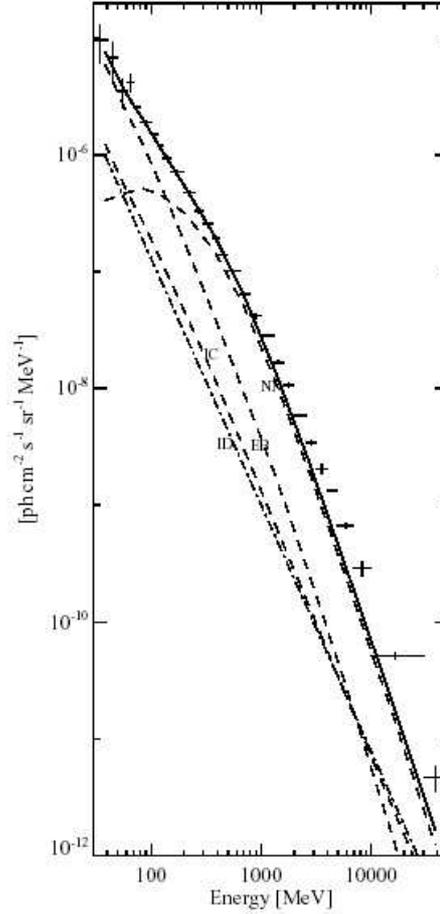


Figura 3.2: Spettro della radiazione γ galattica rivelato da EGRET; $300^\circ \leq l \leq 60^\circ$, $|b| \leq 10^\circ$; il contributo delle sorgenti puntiformi ($\geq 5\sigma$) è stato rimosso [29]

elettroni), il che implica che le eventuali sorgenti riforniscano la galassia di CR (Cosmic Rays) allo stesso ritmo con cui avvengono perdite o fughe, si ottiene:

$$0 \simeq \dot{N}_p(E) = Q_p(E) - \frac{N_p(E)}{t_{esc}(E)} \quad (3.1)$$

dove $Q_p(E)$ è la frequenza con cui le sorgenti iniettano protoni di energia E nella galassia, mentre $\frac{N_p(E)}{t_{esc}(E)}$ è il numero di protoni persi per fuga dalla nostra galassia nell'unità di tempo; si noti che nel caso dei protoni la fuga dalla galassia domina le perdite di energia. Si può ottenere lo spettro della sorgente come:

$$\begin{aligned} Q_p(E) &\simeq \frac{\dot{N}_p}{t_{esc}(E)} \\ &\simeq (KE^{-2.7})(\tau E^{0.6}) \propto E^{-2.1} \end{aligned} \quad (3.2)$$

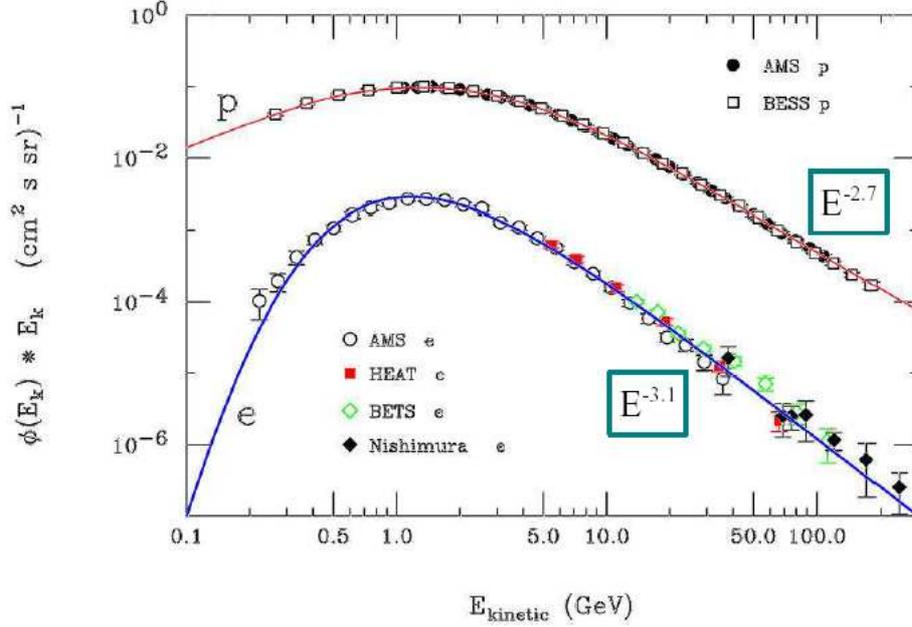


Figura 3.3: Spettro di elettroni e protoni sulla terra [32].

La lunghezza di fuga risulta essere:

$$\lambda_{esc} = 34.1\beta R^{-0.60} \text{ g cm}^{-2} \quad R > 4.4 \text{ GV} \quad (3.3)$$

$$\lambda_{esc} = 14.0\beta \text{ g cm}^{-2} \quad R < 4.4 \text{ GV} \quad (3.4)$$

con R definita come rigidità magnetica, espressa in 10^9V , della particella carica in questione.

Per gli elettroni valgono simili argomentazioni, ma le perdite di energia, per emissione di radiazione di sincrotrone e Compton inverso, dominano la perdita di particelle per fuga dalla galassia. Definendo:

$$-\beta_e(E) \equiv -\frac{\partial E}{\partial t} \simeq bE^2$$

la perdita di energia nell'unità di tempo per radiazione di sincrotrone, si ottiene

$$0 \simeq \dot{N}_e = Q_e(E) - \frac{\partial[\beta_e(E)N_e(E)]}{\partial E} \quad (3.5)$$

$$0 \simeq q_e E^{-p} - \frac{\partial}{\partial E}[-bE^2 K_e E^{-3.1}] \quad (3.6)$$

$$Q_e(E) \propto E^{-2.1} \quad (3.7)$$

In definitiva partendo dal presupposto che l'osservazione in vicinanza della Terra sia analoga a quella effettuabile in tutta la galassia e con semplici argomentazioni di tipo ener-

getico si dimostra come nel sito di accelerazione elettroni e protoni abbiano tale spettro seppure con differente normalizzazione; è quindi ragionevole pensare che lo stesso spettro sia prodotto da una medesima sorgente con un analogo meccanismo di accelerazione.

3.4 Residui di supernova: generalità

I resti di supernova sono oggetti prodotti dalla violenta esplosione di stelle massive al termine della loro vita; questa esplosione è uno degli eventi più energetici che avvengono nell'Universo. Esistono due tipi di supernovae:

- supernovae di tipo I: rappresentano lo stadio finale di stelle con massa $M \leq 8M_{\odot}$ che, una volta diventate nane bianche, tramite un meccanismo di accrescimento di massa da una stella compagna diventano instabili e collassano con una successiva esplosione;
- supernovae di tipo II: stelle massive con $M \geq 8M_{\odot}$ alla fine della loro vita vanno incontro a un processo di collasso del loro nucleo e una successiva esplosione della parte più esterna.

Gli astronomi sono del parere che le esplosioni di supernovae avvengano nella nostra galassia ad un ritmo di 2-3 ogni cento anni.

Durante questo tipo di esplosioni viene liberata una enorme quantità di energia che produce 3 importanti effetti:

1. inizialmente, l'esplosione influenza fortemente il mezzo interstellare; crea una sfera che rapidamente si espande contro di esso sino a raggiungere in poco tempo centinaia di anni luce di diametro; l'interno di questa *bolla* è estremamente caldo (circa 10^6 K). Come risultato il mezzo interstellare è profondamente modificato da queste esplosioni
2. in secondo luogo, le onde d'urto generate dall'esplosione sono ritenute il mezzo attraverso il quale avviene l'accelerazione dei raggi cosmici (secondo il meccanismo che sarà discusso in seguito); tali onde d'urto, inoltre, darebbero il via ai meccanismi di formazione stellari *accendendo* il processo di collasso di esistente materiale interstellare
3. i resti di supernovae sono necessari inoltre per spiegare la diffusione di elementi pesanti all'interno del nostro Universo; infatti il Big Bang ha prodotto soltanto

elementi leggeri quali He e H. Gli altri elementi pesanti sono sintetizzati a partire da questi nei nuclei di stelle massive e dispersi nello spazio dal momento dell'esplosione in poi.

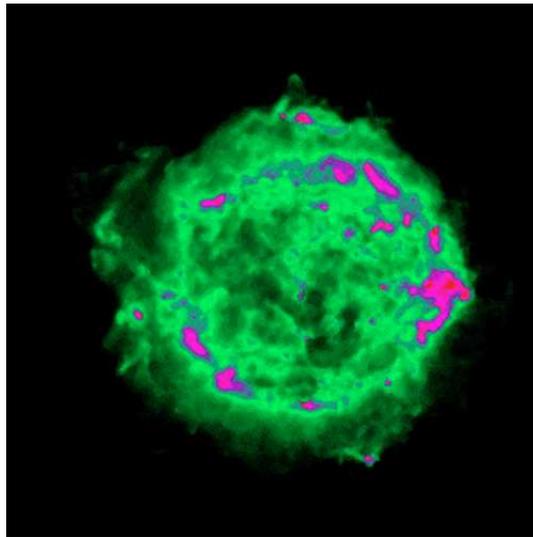


Figura 3.4: Immagine nella banda radio del residuo di supernova Cas A.

I resti di supernovae sono stati scoperti come oggetti estesi nella banda radio, si veda l'immagine del residuo riportata in figura 3.4. Questi oggetti appaiono essere di forma approssimativamente circolare con i bordi più luminosi dell'interno. La forma è il frutto di un'espansione simmetrica (o quasi) contro il mezzo interstellare di densità praticamente uniforme. Il guscio di materiale espulso si espande rapidamente e comprime il materiale interstellare, mentre una regione di bassa densità è lasciata all'interno. La densità del materiale in espansione diminuisce e presto diventa otticamente sottile, ovvero trasparente. Durante questa fase la massa del materiale compresso è trascurabile rispetto a quella del materiale espulso e l'espansione avviene praticamente a velocità uniforme. L'espansione libera costituisce la prima fase del resto di supernova; il materiale espulso può tipicamente essere dell'ordine di $1 M_{\odot}$ e se la densità del mezzo interstellare è ~ 0.3 atomi H cm^{-3} il raggio del resto di supernova raggiunge circa i 3 pc, quando le masse del materiale espulso e quella del materiale compresso risultano essere uguali, ad un tempo di circa 200 anni dall'esplosione. Poichè il materiale espulso si muove ad una velocità superiore a quella del suono nel mezzo interstellare (tipicamente 10 km s^{-1}), un'onda d'urto viene formata al confine fra materiale espulso e mezzo interstellare; gli atomi investiti da essa vengono ionizzati e la temperatura cresce sino a $10^7 - 10^8 \text{ K}$; tutto il materiale viene spinto in avanti in direzione del moto dell'onda d'urto.

Col passare del tempo l'espansione rallenta e il resto di supernova entra nella seconda fase, un'espansione adiabatica; questa fase è nota come fase di Sedov. La massa del materiale compresso è ormai grande rispetto a quella del materiale espulso e la velocità di espansione è determinata solamente da due parametri: E_0 , l'energia inizialmente depositata dall'espansione e n , la densità del mezzo interstellare.

In questa fase raggio e temperatura dello shock possono essere determinati come segue [33]:

$$R = 14 \cdot (E_0/n)^{\frac{1}{5}} \cdot t^{\frac{2}{5}} \text{ pc}, \quad (3.8)$$

dove E_0 , n , t sono in unità di misura 10^{51} erg , cm^{-3} , 10^4 anni;

$$T_s = 1.0 \cdot 10^{10} \cdot (E_0/n) \cdot R^{-3} \text{ K} \quad (3.9)$$

con R in parsec.

Dopo il raffreddamento del materiale dentro e oltre l'onda d'urto (sino a temperature $T \sim 2 \times 10^5 \text{ K}$) il resto di supernova raggiunge il terzo e ultimo stato della sua evoluzione, ovvero la fase radiativa. Durante questa fase la gran parte dell'energia cinetica del resto viene irradiata ed esso diventa indistinguibile dal circostante mezzo interstellare. Nella figura 3.5 viene riportato il Catalogo GREEN insieme alla distribuzione delle sorgenti non identificate del Terzo Catalogo di EGRET.

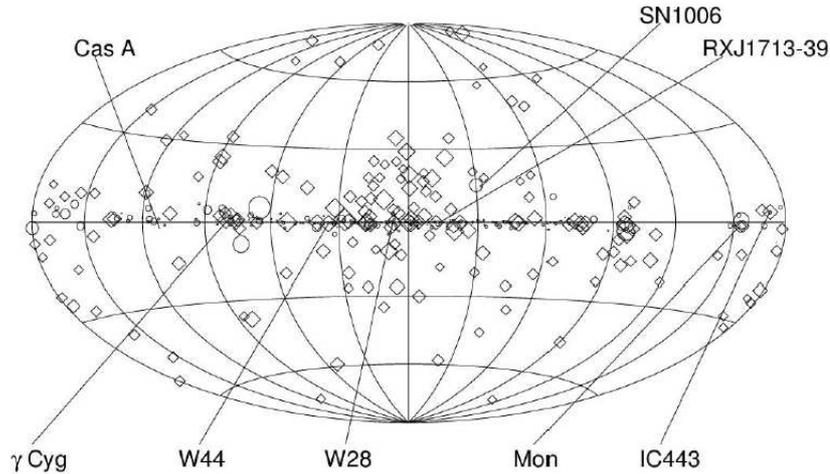


Figura 3.5: Distribuzione dei resti di supernovae (cerchietti) presenti nel catalogo GREEN insieme con le sorgenti non identificate di EGRET (diamanti). I residui di supernovae del semipiano superiore sono stati rivelati anche al TEV [30].

3.5 Accelerazione di raggi cosmici in residui di supernovae

La convinzione che i resti di supernovae siano le sorgenti di raggi cosmici è fondata su due basi:

- bilancio energetico
- forma dello spettro delle particelle accelerate.

Infatti considerando il seguente bilancio energetico si vede che i resti di supernovae sono le sole sorgenti in grado di fornire l'energia necessaria per mantenere il livello energetico dei raggi cosmici che permeano la nostra galassia:

$$P_{SNR} \simeq \frac{10^{51} \text{erg}}{30 \text{ anni}} \simeq 10^{42} \frac{\text{erg}}{\text{s}} \quad (3.10)$$

$$P_{C.R.} \simeq \frac{\langle \epsilon \rangle V_{\text{confinamento}}}{t_{\text{confinamento}}} \simeq 10^{40} \frac{\text{erg}}{\text{s}} \quad (3.11)$$

con $\langle \epsilon \rangle = 1 \text{ eV/cm}^3$, $V_{\text{confinamento}} = 4 \times 10^{66} \text{cm}^3$ (volume del disco galattico) e $t_{\text{confinamento}} \sim 10^7 \text{anni}$. Ciò mostra che le supernovae producono energia ad un ritmo sufficiente per accelerare i raggi cosmici. All'interno del resto di supernova le particelle

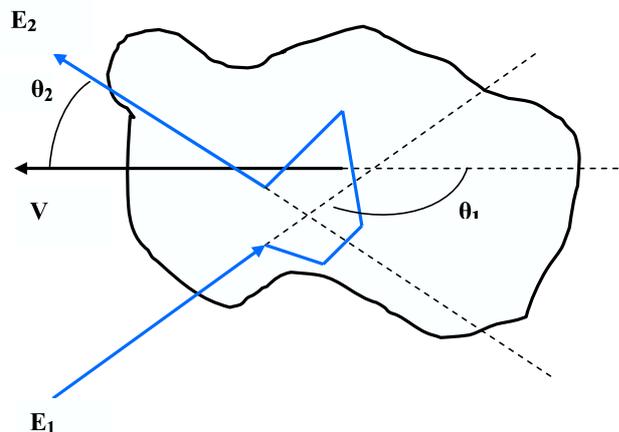


Figura 3.6: Incontro tra una nube magnetizzata ed un raggio cosmico.

cariche verrebbero accelerate attraverso il meccanismo di Fermi al primo ordine. Tutte le

osservazioni effettuate sinora sembrerebbero essere consistenti con questo meccanismo di accelerazione che, si veda [4], permette di ricavare uno spettro a legge di potenza per la distribuzione in energia delle particelle accelerate.

L'accelerazione, in questo meccanismo, avviene trasferendo energia da un sistema macroscopico, plasma magnetizzato in moto, ad un sistema microscopico, la particella. Se si considera un processo in cui una particella di test acquisisce energia proporzionalmente alla sua energia ogni volta che avviene un incontro (definito più tardi) $\Delta E = \xi E$, seguendo [31], dopo n incontri la sua energia sarà:

$$E_n = E_0(1 + \xi)^n, \quad (3.12)$$

dove E_0 è l'energia di immissione nella regione di accelerazione.

Se la probabilità di fuga per incontro P_{esc} è costante, allora la probabilità di rimanere nella zona di accelerazione dopo n incontri è $(1 - P_{esc})^n$. Il numero necessario di incontri per raggiungere un'energia E è, dalla 3.12:

$$n = \ln\left(\frac{E}{E_0}\right) / \ln(1 + \xi). \quad (3.13)$$

Quindi, il numero di particelle accelerate ad un'energia maggiore di E è:

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{esc})^m = \frac{(1 - P_{esc})^n}{P_{esc}}, \quad (3.14)$$

con n determinato dalla 3.13. Sostituendo l'equazione 3.13 nella 3.14, si ottiene:

$$N(> E) \propto \frac{1}{P_{esc}} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\gamma}, \quad (3.15)$$

con

$$\gamma = \ln\left(\frac{1}{1 - P_{esc}}\right) / \ln(1 + \xi) \simeq \frac{P_{esc}}{\xi} = \frac{1}{\xi} \times \frac{\tau_{acc}}{\tau_{esc}}, \quad (3.16)$$

dove τ_{acc} è il caratteristico tempo di accelerazione, o di un ciclo definito come un ingresso e un'uscita da tale regione, e τ_{esc} è il tempo caratteristico di fuga dalla regione di accelerazione. Il meccanismo di Fermi permette, quindi, di ottenere lo spettro a legge di potenza desiderato. Dopo un tempo t si ha che:

$$E \leq E_0(1 + \xi)^{t/\tau_{acc}}. \quad (3.17)$$

Quindi le particelle necessitano maggior tempo per essere accelerate ad alte energie.

Nel meccanismo di Fermi al secondo ordine si considerano incontri della particella con nubi magnetizzate di plasma, come schematizzato nella figura 3.6. Una particella di

energia E_1 che penetra in una nube subisce diffusioni dovute alle irregolarità del campo magnetico. Nel sistema di riferimento della nube l'energia della particella risulta:

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1), \quad (3.18)$$

dove γ e β sono il fattore di Lorentz e la velocità della nube.

Tutte le diffusioni all'interno della nube sono elastiche, perchè dovute al campo magnetico, quindi l'energia della particella poco prima che esca dalla nube è $E'_1 = E'_2$. Tornando nel sistema del laboratorio si ottiene:

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta'_2). \quad (3.19)$$

Sostituendo l'equazione 3.18 nella 3.19 si trova il guadagno di energia per il caso in questione:

$$\frac{\Delta E}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta'_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2}{1 - \beta^2} - 1. \quad (3.20)$$

Mediando sugli angoli di ingresso nelle nubi e su quelli di uscita, si ottiene che:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4}{3} \beta^2. \quad (3.21)$$

Il guadagno di energia è quindi proporzionale al β^2 delle nubi, da cui il nome di meccanismo al secondo ordine. Se si considerano nubi con velocità $\beta \sim 10^{-4}$ si vede che per avere particelle con energie relativistiche il tempo di permanenza nella regione di accelerazione diventa lungo, anche superiore al tempo di residenza dei raggi cosmici nel disco galattico.

Nel meccanismo di accelerazione al primo ordine le nubi magnetizzate sono sostituite da un'onda d'urto piana. Nel sistema di riferimento dell'onda, si veda la figura 3.7, si possono riconoscere due zone: la regione di downstream in cui il plasma si muove allontanandosi dall'onda d'urto con velocità V_d e la regione di upstream in cui il plasma invece si avvicina ad essa con velocità V_u . La differenza con il meccanismo al secondo ordine sta nella media sugli angoli d'ingresso e d'uscita nel passaggio tra le diverse regioni; questo porta ad avere un guadagno di energia per ciclo pari a:

$$\Delta E \simeq \frac{4}{3} \frac{V_u - V_d}{c} = \frac{4}{3} \beta_{sh} \frac{r - 1}{r} \quad (3.22)$$

dove r è il rapporto tra le velocità V_u e V_d . Considerando che tipicamente il β dell'onda d'urto generata in un'esplosione di supernova è circa 0.1, si capisce come questo meccanismo sia molto più efficiente di quello al secondo ordine e permetta alle particelle di raggiungere energie elevate in poco tempo (qualche mese). Il meccanismo di Fermi al

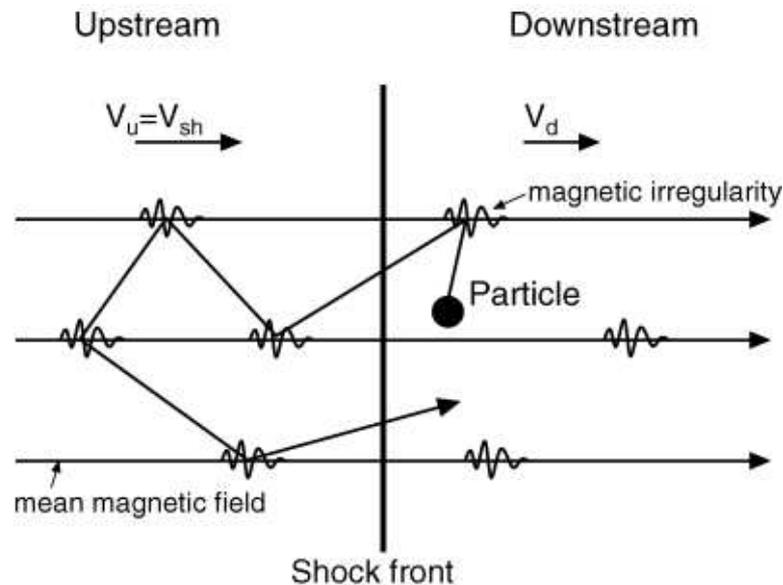


Figura 3.7: Esempio di ciclo percorso da una particella dalla regione di upstream a quella di downstream e ritorno.

primo ordine permette inoltre di ottenere, per un gas monoatomico, un indice spettrale pari a circa 2.1.

L'energia massima raggiungibile grazie a tale meccanismo in presenza di un'onda d'urto generata da un' esplosione di supernova risulta essere $E \simeq 3 \times 10^{15}$ eV oltre la quale per i protoni diventa importante la fuga dalla zona di accelerazione, mentre per gli elettroni tutta l'energia guadagnata viene persa per radiazione di sincrotrone.

Non è invece del tutto chiaro il meccanismo di iniezione delle particelle nella zona di accelerazione, ma la differente efficienza di iniezione per elettroni e protoni, $\eta_e = (0.01 - 0.1)\eta_p$, renderebbe conto della differente normalizzazione degli spettri.

3.6 Flusso di radiazione gamma da un residuo di supernova

Dalla sezione precedente si evince che la convinzione che i resti di supernovae siano acceleratori di particelle si basa su due fatti: primo, l'esistenza di un meccanismo di accelerazione valido e secondo che le supernovae galattiche, e quindi le loro discendenti (SNR), siano quasi sicuramente le sole potenziali sorgenti con la necessaria energia a disposizione.

Sebbene plausibili, queste argomentazioni sono insoddisfacenti; quindi si cerca di rivelare la traccia di accelerazione di nuclei, visto che l'emissione di sincrotrone presente nei residui conferma la presenza di una popolazione di elettroni relativistici. Il miglior mezzo a disposizione è senza dubbio l'astronomia gamma. Se infatti, la componente nucleare dei raggi cosmici è accelerata all'interno dei resti di supernova, allora la radiazione gamma è inevitabilmente prodotta attraverso il processo di generazione e seguente decadimento di π^0 . Gli elettroni, sia primari che secondari, generano una componente aggiuntiva, attraverso i meccanismi di bremsstrahlung e Compton inverso, componente che va discriminata per poter rivelare la componente di origine adronica.

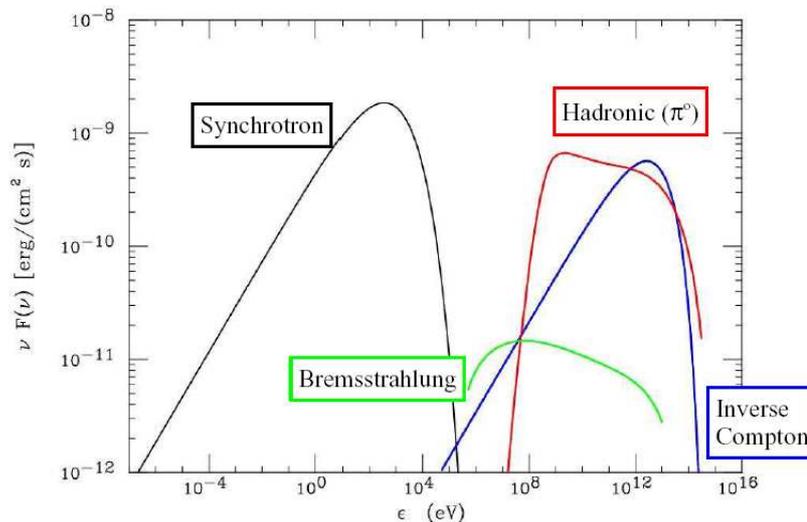


Figura 3.8: Spettro di emissione γ tipico da un residuo di supernova [32]

Lo spettro tipico di emissione da resto di supernova è analogo a quello presentato in figura 3.8 e si estende da frazioni di eV sino al TeV. La conoscenza dello spettro di emissione dalla banda radio al TeV e quindi la necessità di avere osservazioni su differenti lunghezze d'onda è l'unico modo per discriminare la radiazione gamma di origine leptonica e quella di origine adronica.

Infatti la conoscenza delle componenti di emissione Compton inversa e di sincrotrone permettono di limitare l'intensità media del campo magnetico in un ragionevole intervallo $B \simeq 10 - 40 \mu\text{Gauss}$. Dalla conoscenza dello spettro di sincrotrone si può risalire alla normalizzazione dello spettro degli elettroni. In caso di evidenza spettrale che l'emissione al TeV è prodotta attraverso il meccanismo di IC della popolazione di elettroni sulla ra-

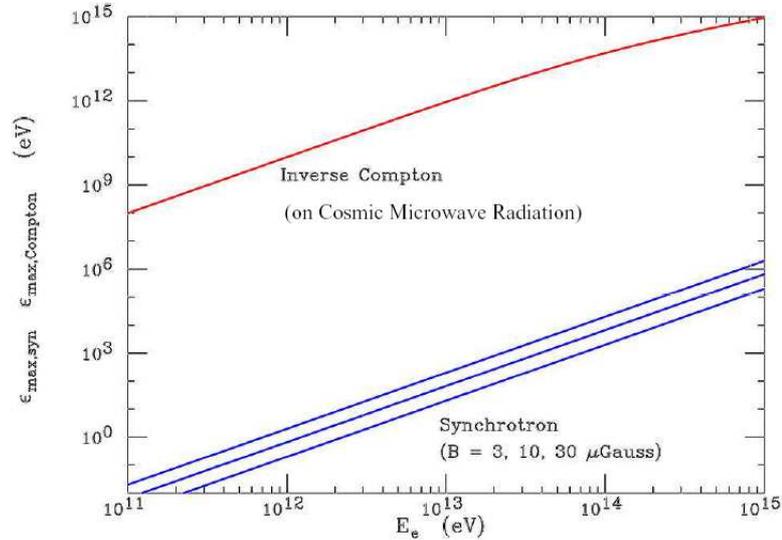


Figura 3.9: Variazione dei massimi dell'emissione di sincrotrone e di quella di IC in funzione dell'energia della popolazione e degli elettroni e per differenti valori del campo magnetico [32].

diazione cosmica di fondo, si può calcolare il fattore R [35], che rappresenta la quantità di cui l'estrapolazione al TeV del flusso radio eccede il reale flusso al TeV. Questo fattore risulta essere $R = 3.72 \times 10^3 B_{\mu\text{Gauss}}^{1.6}$ e permette una determinazione accurata dell'intensità media del campo magnetico. La non rivelazione oppure l'attribuzione dell'emissione al TeV ad altri processi come decadimento del π^0 o bremsstrahlung permettono di fissare un limite inferiore all'intensità media del campo magnetico.

Quindi tutti i modelli di emissione di radiazione γ da resti di supernovae dipendono fortemente dai valori assunti da tre parametri fisici incogniti, che risultano essere: intensità del campo magnetico, rapporto delle popolazioni di elettroni e protoni e frequenza di iniezione nella sede di accelerazione.

3.7 Stima del flusso gamma

Nei modelli semplificati, un resto di supernova è diviso in tre regioni: una regione interna piena di gas caldi e particelle accelerate, ma con pochissima massa, una zona appena sorpassata dall'onda d'urto dove la maggior parte della materia è concentrata, e infine la zona che precede l'onda d'urto nella quale diffondono le particelle accelerate comprimendo il mezzo interstellare. La produzione di raggi γ per unità di volume può essere scritta,

seguendo [36]:

$$Q_\gamma = \varepsilon_\gamma n = q_\gamma n \varepsilon_{CR} \quad (3.23)$$

dove n è la densità del gas, ε_{CR} è la densità di energia dei raggi cosmici e q_γ è l'emissività- γ normalizzata alla densità d'energia dei raggi cosmici, $q_\gamma = \varepsilon_\gamma / \varepsilon_{CR}$. Per i raggi cosmici galattici nel mezzo interstellare l'emissività γ per $E > 100$ MeV dovuta a collisioni nucleari e la densità di energia dei raggi cosmici risultano:

$$\varepsilon_\gamma(\geq 100\text{MeV}) \simeq (1 \div 1.5) \times 10^{-25} \text{s}^{-1} \text{erg}^{-1} (\text{atomi} - \text{H})^{-1} \quad (3.24)$$

$$\varepsilon_{CR} \simeq 10^{-12} \text{erg cm}^3 \quad (3.25)$$

Si ottiene l'emissività normalizzata nel mezzo interstellare

$$q_\gamma(\geq 100\text{MeV}) \simeq 10^{-13} \text{s}^{-1} \text{erg}^{-1} \text{cm}^3 (\text{atomi} - \text{H})^{-1} \quad (3.26)$$

Quest'ultima può essere utilizzata per stimare la luminosità γ di un resto di supernova; infatti poichè ci si aspetta che lo spettro nella sorgente sia più duro rispetto a quello dei raggi cosmici (che viene reso più soffice dagli effetti della diffusione) si ottiene una sovrastima della produzione di radiazione γ . Considerando interazioni adroniche, raggi γ di energia ≥ 100 MeV si ottengono da particelle con energia dell'ordine del GeV per nucleone e il processo è caratterizzato da una sezione d'urto non molto dipendente dall'energia; si vede che la produzione di radiazione γ può essere considerata proporzionale alla densità delle particelle relativistiche. La forma dello spettro dei raggi cosmici $J_p(E) \propto (E + mc^2)^{-2.75}$ (dove E è l'energia cinetica) possiede un'ottima efficienza (per densità d'energia dei raggi cosmici fissata) per produzione di raggi γ (di energia ≥ 100 MeV), poichè contiene poca densità d'energia in particelle non relativistiche (non utili per produzione di raggi γ) e allo stesso tempo ha una bassa densità d'energia per particelle con energia molto al di sopra del GeV.

Per discutere della possibilità di rivelare un resto di supernova tramite la sua emissione di radiazione γ , due quantità sono importanti: la luminosità totale in fotoni per secondo e la luminosità superficiale in fotoni per $\text{cm}^2 \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Si può calcolare la luminosità totale come $\int q_\gamma n \varepsilon_{CR} d^3r$ che in questo modello semplificato può essere scritta come $q_\gamma (M_1 \varepsilon_{CR1} + M_2 \varepsilon_{CR2})$ dove M_1 è la massa totale nella zona pre-shock, M_2 quella nella zona post-shock e $\varepsilon_{CR1,2}$ le corrispondenti densità dei raggi cosmici che a causa della diffusione a cavallo dell'onda d'urto possono essere considerate uguali, $\varepsilon_{CR1} = \varepsilon_{CR2}$. Questo valore non è poi molto differente da ε_{CR3} , la densità d'energia all'interno del resto di supernova, per due motivi. Primo, c'è un accoppiamento diffusivo fra l'interno del resto e la zona a cavallo dell'onda d'urto, e secondo, se il meccanismo di accelerazione è efficiente, i raggi cosmici forniscono gran parte della pressione interna e il resto di supernova

deve essere in equilibrio; si ottiene quindi:

$$\varepsilon_{CR1} = \varepsilon_{CR2} \simeq \varepsilon_{CR3} \simeq 3\theta E_{SN}/4\pi R^3 \quad (3.27)$$

dove θ è la frazione dell'energia totale dell'esplosione della supernova, E_{SN} convertita in raggi comsici e R è il raggio del resto di residuo di supernova.

La luminosità risulta essere:

$$L_\gamma = q_\gamma(M_1 + M_2) \frac{3\theta E_{SN}}{4\pi R^3} \simeq \theta q_\gamma E_{SN} n \quad (3.28)$$

$$L_\gamma = 10^{38} \theta (E_{SN}/10^{51} \text{erg}) (n/1 \text{cm}^{-3}) \text{ph s}^{-1} \quad (3.29)$$

dove n è la densità dell'ambiente e una stima di θ attorno a 0.1 sembra ragionevole. Se il resto di supernova è distante d , questo si traduce in un flusso sulla Terra di:

$$F(\geq 100 \text{ MeV}) \simeq 4.4 \times 10^{-7} \theta \left(\frac{E_{SN}}{10^{51} \text{erg}} \right) \left(\frac{d}{1 \text{kpc}} \right)^{-2} \left(\frac{n}{1 \text{cm}^{-3}} \right) \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \quad (3.30)$$

Il flusso atteso di raggi γ in 1° (la tipica grandezza dei vicini resti di supernovae) è circa $(1.5 \div 5) \times 10^{-7} \text{ph/s cm}^2$. È difficile rivelare tali sorgenti, poichè una qualsiasi sorgente γ del piano galattico, con intensità minori di $10^{-7} \text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ non riesce a distinguersi dal fondo γ diffuso generato dall'interazione fra i raggi cosmici ed il mezzo interstellare. Sembrerebbe quindi piuttosto improbabile che EGRET possa aver rivelato come sorgenti di raggi γ i resti di supernovae che giacciono sul piano galattico.

3.8 Emissione γ da residuo di supernova in vicinanza di una nube molecolare

Dalle formule precedenti si vede che le emissioni di radiazione γ sarebbero amplificate se il resto di supernova si trovasse in una zona molto densa, per esempio all'interno di una nube molecolare gigante oppure nelle vicinanze di nubi molecolari con alta densità. Nel primo caso la teoria non riesce a garantire l'effettiva accelerazione a causa del rapido raffreddamento dell'onda d'urto; il secondo caso invece sembra promettente, infatti le nubi molecolari farebbero da bersaglio al fascio di particelle accelerate. Seguendo [21] il flusso totale risulterebbe quindi:

$$F_\gamma = \frac{1}{4\pi d^2} \int_{V_0} n(r) q_\gamma(r) d^3 r. \quad (3.31)$$

Trascurando tutti i possibili gradienti all'interno della nube molecolare, questa equazione si riduce a:

$$F_\gamma = \frac{M_{cl}}{m_p} \frac{q_\gamma}{4\pi d^2} \quad (3.32)$$

dove M_{cl} è la massa della nube. In particolare si trova che:

$$F(E > 100 \text{ MeV})^{cloud} \simeq 10^{-9} M_3 \left(\frac{d}{\text{kpc}} \right)^{-2} q_\gamma(> 100 \text{ MeV}) \text{ ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \quad (3.33)$$

con M_3 la massa della nube bersaglio in unità di misura $10^3 M_\odot$ e q_γ è l'emissività γ in unità di $10^{-25} \text{s}^{-1} (\text{atomi} - \text{H})^{-1}$.

Il fattore q_γ viene incrementato rispetto al suo valore normale a causa della sorgente di raggi cosmici locale; infatti in una nube gigante (passiva) esposta allo stesso flusso di protoni misurati sulla Terra l'emissività γ sopra i 100 MeV è uguale a $1.53\eta q_{-25}(> 100 \text{ MeV}) (\text{Atomi} - \text{H})^{-1} \text{s}^{-1}$, dove il fattore $\eta \simeq 1.5$ tiene conto il contributo dei nuclei sia nella radiazione cosmica che nel mezzo interstellare.

In nubi vicine ad acceleratori di raggi cosmici, si pensa che q_γ possa assumere valori anche molto più elevati; se la forma dello spettro dei raggi cosmici nella nube non differisce molto da quello esistente sulla Terra, si può approssimare:

$$\frac{q_\gamma}{q_{\gamma,0}} \sim \frac{\epsilon_{CR}}{\epsilon_{CR,0}} \sim k_s.$$

Il valore di k_s può essere ricavato [34] da:

$$k_s = \frac{3}{20} \frac{E_{SN}}{R_S(t_2)^3} \left(1 - \frac{R_S(t_1)}{R_S(t_2)} \right) \frac{1}{\epsilon_{CR}} \quad (3.34)$$

dove $R_S(t_2)$ è il raggio attuale del residuo e $R_S(t_1)$ è il raggio del residuo al tempo t_1 in cui è stato espulso materiale pari a $5 M_\odot$; quest'ultimo può essere ottenuto come:

$$R_s = \left(\frac{3 \cdot 5 M_\odot}{4\pi\mu m_H n_0} \right)^{1/3}. \quad (3.35)$$

dove μ è la massa molecolare media.

Allo stesso modo è possibile calcolare il flusso γ atteso nella regione del TeV da una SNR; seguendo [37] risulta:

$$F_{\gamma}(> E) = f_{\gamma} 10^{-10} \left(\frac{E}{\text{TeV}} \right)^{-\Gamma+1} A \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \quad (3.36)$$

dove il fattore A è:

$$A = \theta \left(\frac{E_{SN}}{10^{51} \text{erg}} \right) \left(\frac{d}{\text{kpc}} \right)^{-2} \left(\frac{n}{\text{cm}^3} \right) \text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \quad (3.37)$$

n è la densità del mezzo, e f_{γ} è funzione dell'indice della legge di potenza dello spettro dei protoni (Γ), uguale a 0.9, 0.43 e 0.19 rispettivamente per $\Gamma=2.1, 2.2, 2.3$.

Questa stima solitamente eccede quella ottenuta estrapolando, con lo stesso indice spettrale il flusso di radiazione γ al GeV sino al TeV. Quando questo accade si dovrebbe utilizzare il flusso estrapolato per una stima più conservativa e si ottiene:

$$\frac{\partial N}{\partial E} = K \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma}, \quad (3.38)$$

dove K è una costante e E_0 è un'energia di riferimento. Il valore di K può essere ricavato mediante integrazione:

$$K \equiv F_{ph} \int_{100 \text{ MeV}}^{10 \text{ GeV}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} dE, \quad (3.39)$$

dove F_{ph} è il flusso osservato. Una volta noto il valore di K , il flusso in qualsiasi intervallo d'energia si può trovare come:

$$F(E_1, E_2) = K \int_{E_1}^{E_2} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} dE. \quad (3.40)$$

Si è assunto, in questo caso, che non ci sia nessuna variazione spettrale nel campo delle energie di interesse. Ciò non sempre risulta vero al TeV dove alcune sorgenti hanno dimostrato comportamenti differenti; comunque questo modello semplice può fornire un limite superiore del flusso atteso.

3.9 Bremsstrahlung

Poichè anche il processo di bremsstrahlung concorre, insieme a quello adronico, alla generazione di radiazione γ , è opportuno comprendere il contributo delle due componenti. L'emissività γ ad una data energia E da bremsstrahlung di particelle relativistiche è, seguendo [38]:

$$q_B(E) = \frac{10^{-21}}{p-1} n_{m^{-3}} K E^{-p} \text{m}^{-3} \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-1}, \quad (3.41)$$

dove è stata assunta una distribuzione della popolazione a legge di potenza, $N_e(E) = KE^{-p}$. L'emissività γ al di sopra dei 100 MeV risulta:

$$q_B(E > 0.1 \text{ GeV}) = \frac{10^{-21}}{p-1} n_{m^{-3}} K \int_{0.1 \text{ GeV}}^{\infty} E^{-p} dE \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}. \quad (3.42)$$

La stessa popolazione di elettroni deve emettere radiazione di sincrotrone alle lunghezze d'onda radio. Lo spettro di sincrotrone per la stessa popolazione di elettroni risulta quindi:

$$J(\nu) = 2.344 \times 10^{-25} a(p) B^{(p+1)/2} K \left(\frac{1.253 \times 10^{37}}{\nu} \right)^{(p-1)/2} \text{ W m}^{-3} \text{ Hz}^{-1}, \quad (3.43)$$

dove B è il campo magnetico in Tesla e $a(p)$ è un coefficiente numerico che dipende dall'indice spettrale. Il rapporto quindi tra il flusso di radiazione γ emesso per bremsstrahlung e l'emissione di sincrotrone risulta:

$$\begin{aligned} R &= \frac{q_B(E > 100 \text{ MeV})}{J(\nu)} = \frac{F(E > 100 \text{ MeV})}{F_\nu [\text{Jy}]} \\ &= \frac{4.3 \times 10^{-21}}{b(p)} n_{cm^{-3}} B_{\mu G}^{-(1+p)/2} \nu_{\text{Hz}}^{(p-1)/2} \text{ Jy}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \end{aligned} \quad (3.44)$$

dove $b(p)$ viene definito:

$$b(p) = 10^{-5(1+p)} (3.2 \times 10^{15})^{(p-1)/2} (p-1)^2 a(p).$$

Se è noto $F(E \geq 100 \text{ MeV})$, stimando l'indice spettrale, la densità e il campo magnetico si può ricavare il valore atteso del flusso di radiazione di sincrotrone che dovrebbe essere osservato se i raggi γ sono generati da bremsstrahlung.

Generalmente alle alte densità presenti nelle nubi molecolari, il meccanismo di Compton inverso può essere escluso quale maggior componente della generazione di radiazione γ . Alcuni autori [39] hanno dimostrato che in nubi molecolari con densità maggiori di 10 atomi -- H cm^{-3} il meccanismo di bremsstrahlung domina su quello Compton inverso per radiazione con energia $> 70 \text{ MeV}$ e quindi in questo scenario è l'unica alternativa considerata al pari dell'interazione adronica.

3.10 Diffusione di raggi cosmici

Alcuni autori [40] hanno mostrato che se $J_p(E_p)$ è lo spettro dei protoni nel sito di produzione e accelerazione

$$J_p(E_p) = KE_p^{-\Gamma}, \quad (3.45)$$

ci si può aspettare uno spettro a legge di potenza anche per la radiazione gamma generata da interazione adronica:

$$F_\gamma(E_\gamma) \propto E_\gamma^{-\Gamma}. \quad (3.46)$$

Ci si aspetterebbe quindi uno spettro di radiazione γ con indice spettrale tipico delle supernovae $\Gamma = 2.2$. In realtà lo spettro dei protoni non è necessariamente quello al sito di produzione se nel frattempo è incorsa la diffusione. Gli autori, risolvendo l'equazione della diffusione, pongono l'accento sul fatto che il flusso di radiazione γ $F_\gamma(E_\gamma) \propto E_\gamma^{-\Gamma+\delta}$ può essere significativamente diverso da quello atteso dalla popolazione di particelle alla sorgente, se il meccanismo standard della diffusione viene considerato ($\delta \sim 0.3 - 0.6$). Ciò potrebbe spiegare alcune discrepanze negli indici spettrali dei resti di supernova a differenti frequenze.

Raggi cosmici con energia totale E_p iniettati nel mezzo interstellare da un acceleratore raggiungono il raggio $R(t)$ al tempo t . La loro densità media di energia risulta $\varepsilon_p \simeq 0.5(E_p/10^{50}\text{erg})(R/100\text{pc})^{-3}\text{eV cm}^{-3}$. Quindi in regioni distanti sino a 100 pc da un acceleratore con $E_p \sim 10^{50}\text{erg}$, la densità d'energia dei raggi cosmici potrebbe eccedere significativamente la media galattica di $\varepsilon_{GCR} \sim 1\text{eV/cm}^3$. L'esistenza di massicci bersagli come appunto le nubi molecolari in prossimità di SNR può dare luogo ad un flusso di radiazione γ che potrebbe essere stato rivelato da EGRET [41] se:

$$(E_{50} \cdot M_5)/d_{kpc}^2 \geq 0.1$$

dove M_5 è la massa della nube in unità di $10^5 M_\odot$.

Lo studio di nubi molecolari a differenti distanze interagenti con lo stesso acceleratore di particelle potrebbe fornire informazioni uniche circa la diffusione di raggi cosmici. La rivelazione di una nube molecolare simultaneamente al GeV e al TeV non è molto probabile, perchè i rispettivi massimi del flusso per tali energie sono raggiunti a differenti epoche, e cioè il massimo della radiazione γ al GeV appare quando quello al TeV è già finito. Infatti le particelle più energetiche si propagano più rapidamente, nel caso di diffusione dipendente dall'energia.

3.11 Coincidenze posizionali

Circa 20 delle sorgenti non identificate, con bassa latitudine ($b \leq 10^\circ$), del Terzo Catalogo di EGRET sono posizionalmente coincidenti con SNR. Studi statistici mostrano [21], creando popolazioni sintetiche di sorgenti EGRET, che la probabilità che queste coincidenze posizionali siano dovute al caso (Poisson) è inferiore a 1.05×10^{-5} . Inoltre se si studia la popolazione di sorgenti EGRET non identificate marginalmente coincidenti con resti di supernovae (la cui distanza è circa un grado), e cioè si cercano coincidenze posizionali con nubi molecolari vicine ai resti, ci si accorge che tale numero cresce ancora mentre resta molta bassa la probabilità che queste associazioni siano dovute al caso.

Poichè sia nubi molecolari che pulsar possono produrre radiazione γ ed entrambe spesso giacciono vicine ai resti di supernovae, è importante studiare queste ultime come possibili sorgenti dei raggi γ . Per identificare una pulsar con certezza è necessario rivelare la pulsazione nella sua radiazione emessa; in astronomia gamma questo risulta molto difficile a causa della bassa statistica dei dati. Esistono soltanto 6 pulsar gamma emettitrici, di cui 5 sono posizionalmente coincidenti con sorgenti del Terzo Catalogo di EGRET. Qualsiasi studio di pulsar candidate sorgenti γ deve essere effettuato riportandone le caratteristiche a quelle delle pulsar rivelate da EGRET. In particolare risulta importante determinare l'efficienza nel convertire la luminosità spin-down in radiazione γ :

$$\eta_\gamma \equiv L_\gamma / \dot{E} = f 4\pi^2 F_\gamma / \dot{E}, \quad (3.47)$$

dove F_γ è il flusso γ osservato tra 100 MeV e 10 GeV e f la frazione di collimazione ($0 \leq f \leq 1$); tali efficienze sono piuttosto incerte in quanto presentano una dipendenza quadratica dall'imprecisa conoscenza della distanza della pulsar. Per le pulsar- γ note i valori di efficienza si aggirano nell'intervallo $\eta \in (0.01\%, 3 - 19\%)$.

3.12 Osservazioni del CO

La materia diffusa interstellare, che è quella con cui i raggi cosmici interagiscono, è presente in tre forme: atomica, molecolare e ionizzata. L'idrogeno atomico rivela la sua presenza attraverso l'emissione della linea a 21 cm, che è prodotta dalla transizione iperfine di quest'atomo neutro. Da tali misure emerge una distribuzione a spirale connaturata alla nostra galassia. La densità dell'idrogeno molecolare non può essere misurata direttamente, ma deve essere dedotta da altre misure. Sino ad oggi il miglior metodo è quello di utilizzare la molecola di CO come tracciante dell'idrogeno; della molecola del ^{12}CO viene rivelata la linea a 2.6 mm. La distribuzione di idrogeno molecolare è poi messa in

relazione a quello di CO sulla base dell'abbondanza solare, anche se ultimamente questa misura è stata corretta attraverso dati ottenuti dalla radiazione gamma.

Il monossido di Carbonio, CO, è una molecola polare con forti emissioni di dipolo nella banda millimetrica, ed è considerata un'affidabile segnalatrice della presenza di idrogeno molecolare, H₂, che molto più abbondante, ha solo una debole emissione di quadrupolo. In particolare viene utilizzato un fattore R definito come:

$$\frac{CO(J = 2 \rightarrow 1)}{CO(J = 1 \rightarrow 0)}$$

Tale rapporto è tipicamente ~ 0.7 nel piano galattico, ma si è determinato [42] che può incrementare sino a ~ 2.5 in nubi molecolari eccitate dall'esplosione di vicine supernovae. Il fattore R , se disponibile, può quindi essere usato per capire se una nube molecolare è stata o meno sorpassata dall'onda d'urto di un resto di supernova e sta quindi interagendo con le particelle relativistiche accelerate dall'esplosione.

3.13 Casi controversi

Sono presentati di seguito alcuni controversi casi di osservazioni di resti di supernovae per riassumere da un lato la situazione presente e mostrare come la problematica dell'origine dei raggi cosmici sia ancora assolutamente aperta.

3.13.1 SN1006

Il resto di SN1006 è stato recentemente oggetto di interesse perchè rivelato dal telescopio Čerenkov CANGAROO [43]. I nuovi dati, riportati nella figura 3.10 in aggiunta a quelli esistenti sono stati trovati in accordo con un'emissione prodotta primariamente da elettroni accelerati in presenza di un campo magnetico la cui intensità media risulta essere di circa $4 \mu\text{Gauss}$. La radiazione γ sarebbe originata da emissioni di IC su fotoni della radiazione cosmica millimetrica e non sarebbe necessario nessun flusso di radiazione γ da interazione adronica. Quindi secondo questa interpretazione SN1006 sarebbe un acceleratore di elettroni [43].

Altri autori [44] utilizzando una complessa trattazione non lineare del meccanismo di accelerazione modellano l'emissione del resto di supernova SN1006, da IC e decadimento di π^0 e trovano che un valore piuttosto elevato dell'intensità del campo magnetico ($\simeq 20 \mu\text{Gauss}$) serve per spiegare l'emissione di sincrotrone dal radio alla banda X; lo spettro da emissione γ sarebbe dominato dal decadimento del π_0 e il rapporto tra la densità di elettroni e quella di protoni sarebbe $K_{ep} \sim 1.5 \times 10^{-3}$ ovvero circa 1/6 del valore

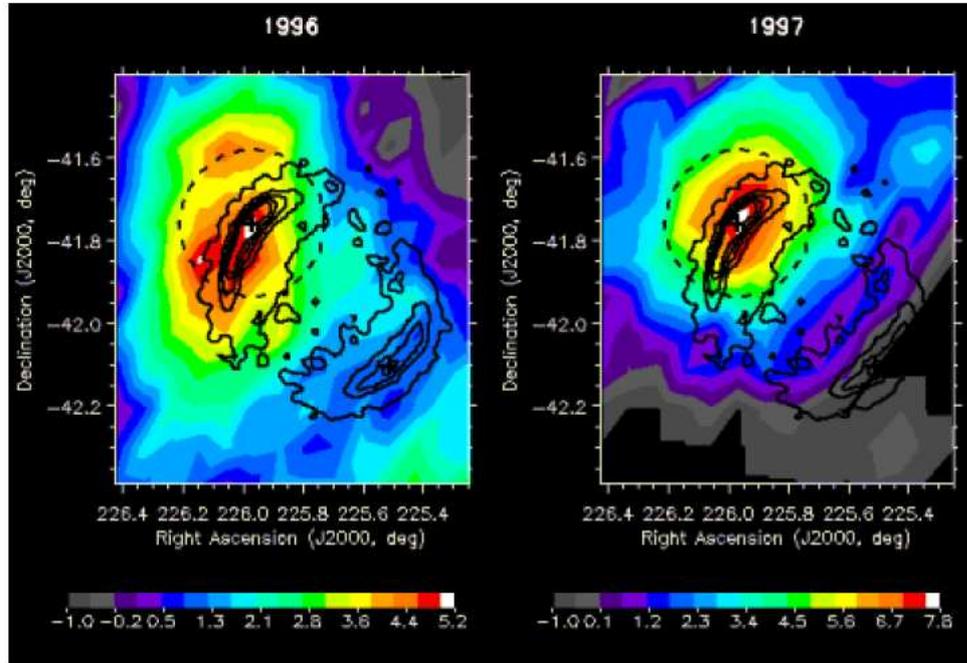


Figura 3.10: SN1006 osservata dall'osservatorio al TeV CANGAROO in due differenti periodi dell'anno; si può notare che l'emissione proviene soprattutto da uno dei due lobi [43].

locale. Secondo questa interpretazione SN1006 costituirebbe un acceleratore di ioni; essa fornirebbe quindi la prova finale riguardo alla questione dell'origine dei raggi cosmici, e altri tipi di acceleratori (giovani Pulsar o Pulsar Nebulae) contribuirebbero alla popolazione di elettroni. Le interpretazioni sono piuttosto discordanti, ma entrambi i gruppi di autori sono in accordo nel definire l'astronomia γ al TeV come l'unico strumento per risolvere la questione dell'origine dei raggi cosmici; a questa energia infatti le emissioni da IC e π^0 sono facilmente distinguibili, come si può vedere nella figura 3.11.

3.13.2 RX J1713.7-3946

Il caso del resto di supernova RX J1713.7-3946 risulta ancora più controverso del precedente. Il residuo di supernova, di tipo a guscio (shell like), SNR RX J1713.7-3946 che ha un raggio angolare di $40'$ è stato scoperto nella banda X dal satellite ROSAT. La rivelazione di radiazione di sincrotrone avvenuta in seguito con l'esperimento ASCA ha confermato l'esistenza di una popolazione di elettroni relativistici che si estende sino ad energie dell'ordine del TeV. Anche in questo caso le ultime analisi prendono il via dalla rivelazione del residuo al TeV ottenuta mediante il telescopio Čerenkov CANGAROO.

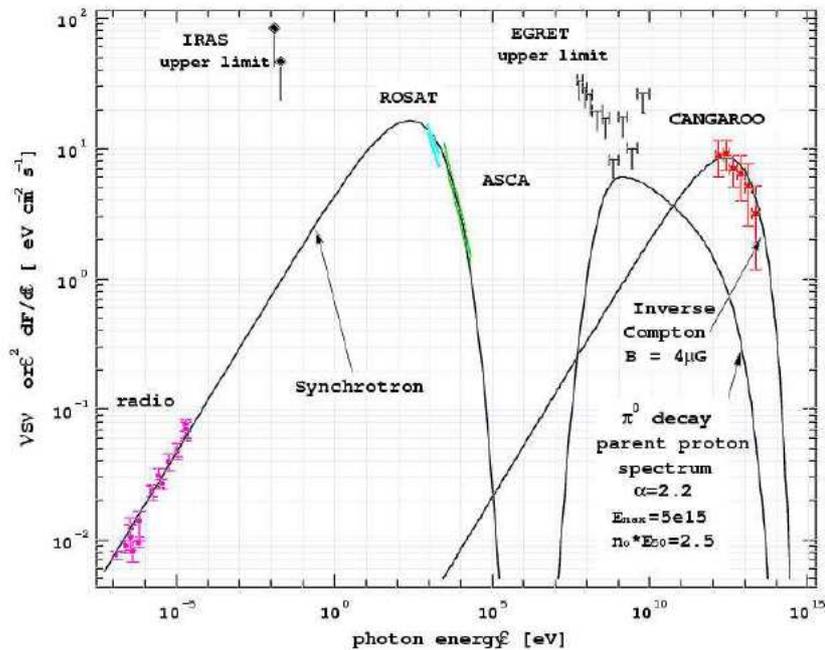


Figura 3.11: Spettro di SN1006 ricavato mediante misure a differenti lunghezze d'onda [43].

In figura 3.12 è riportata l'osservazione del residuo RX J1713.7-3946 dal radio sino al TeV. La collaborazione CANGAROO ha inizialmente modellato la sorgente come un acceleratore di elettroni che interagiscono per IC con la radiazione cosmica di fondo per generare la radiazione al TeV misurata. I dati sono stati in seguito rivisti dagli stessi autori che sono arrivati alla conclusione che la natura della sorgente γ dovrebbe essere adronica invece che leptonica [45]. L'affermazione non è rimasta incontestata. Altri autori infatti [47] associano una nube molecolare, *Cloud A* (distante ~ 6 kpc), con la sorgente γ rivelata da EGRET 3EGJ1714-3857 e mostrano come, basandosi sul fattore R, essa sia eccitata dall'esplosione della vicina supernova. Si veda la figura 3.13 per le posizioni relative della nube *Cloud A*, del residuo di supernova, della sorgente GeV rivelata da EGRET e della sorgente TeV rivelata da CANGAROO.

L'emissione nella banda X e TeV sarebbe incontestabilmente dovuta agli elettroni relativistici accelerati nel resto di supernova, ma la sorgente rivelata da EGRET al GeV sarebbe il frutto di interazione adronica degli ioni con il materiale della nube molecolare *Cloud A*. Questa affermazione è supportata dall'evidenza che la nube è effettivamente investita dall'onda d'urto generata dall'esplosione, dalla non variabilità della sorgente al GeV di EGRET, dall'indice spettrale della sorgente e dal fatto che la nube giace in una regione di bassa intensità di flusso X e TeV e quindi resterebbe soltanto l'interazione

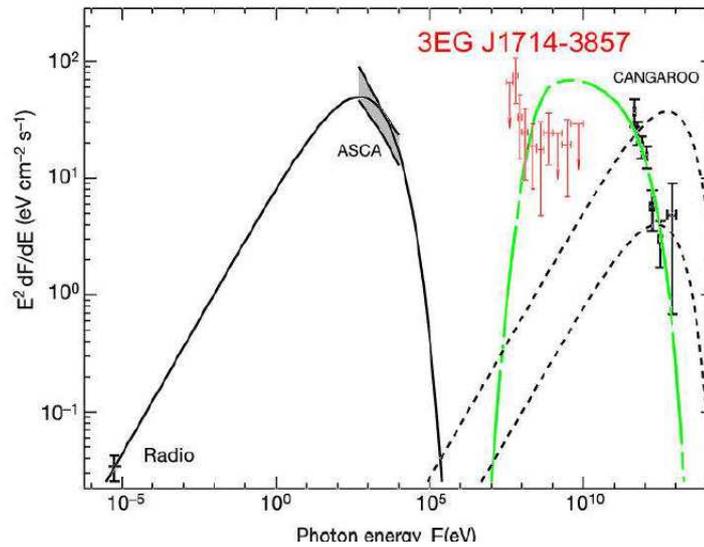


Figura 3.12: Spettro di RXJ1713.7-3946 ricavato mediante misure effettuate a differenti lunghezze d'onda [46].

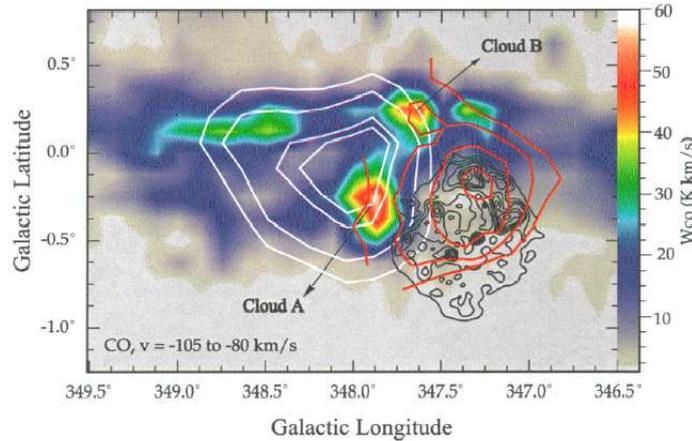


Figura 3.13: RX J1713.7-3946: mappa della distribuzione di CO. In bianco sono riportati i contorni della sorgente GeV rivelata da EGRET; in nero sono riportati i contorni della SNR; in rosso invece i contorni della sorgente TeV rivelata da CANGAROO [48].

adronica per spiegare l'emissione GeV rivelata.

Gli stessi autori a pochi mesi di distanza smentiscono la versione di emissione adronica del resto di supernova, motivando la loro tesi con i seguenti argomenti:

- l'emissione al TeV proposta produrrebbe una sorgente al GeV non rivelata da EGRET

- la densità del gas necessaria, $\sim 10^2$ protoni/cm³ non è compatibile con i dati X della stessa regione del resto di supernova
- l'emissione nella banda X e quella TeV giacciono nella stessa regione del residuo, suggerendo che entrambe provengano dall'interazione della stessa popolazione di elettroni rispettivamente per sincrotrone e Compton inverso.

Inoltre parte dell'emissione al TeV potrebbe provenire dall'interazione adronica generata nella vicina nube molecolare *Cloud B* dalle particelle (adroni) più energetiche, che avrebbero diffuso più rapidamente. La conclusione però non è supportata da un fattore R che lasci pensare ad un'eccitazione della nube.

Il quadro generale del resto di supernova RX J1713.7-3946 è quindi piuttosto complesso:

- esiste evidenza di elettroni accelerati a energie $\sim 10^{13}$ eV e prova ne è lo spettro di sincrotrone da essi generato dalla banda radio a quella X
- la nube molecolare *Cloud A* risulta investita dall'onda d'urto generata dall'esplosione della supernova e starebbe interagendo adronicamente; la nube viene quindi associata con la sorgente (GeV) EGRET 3EG J1714-3857
- la nube molecolare *Cloud B* sarebbe raggiunta dagli adroni più energetici accelerati nel vicino resto di supernova e la loro interazione potrebbe spiegare una parte del flusso TeV rivelato dal telescopio Čerenkov CANGAROO.

Anche in questo tutti i gruppi di autori si augurano che nuove e più precise misure al TeV chiariscano definitivamente la questione dell'origine della componente adronica della radiazione cosmica.

Capitolo 4

L'analisi di sorgenti astrofisiche

In questo capitolo viene descritta l'analisi di due sorgenti astrofisiche di radiazione γ importanti per lo studio dell'origine della componente adronica della radiazione cosmica. Le due sorgenti qui analizzate sono sorgenti γ rivelate da EGRET e in coincidenza posizionale con residui di supernovae W66 (γ -cygni) e W44. La vicinanza di nubi molecolari eccitate dalle esplosioni delle rispettive supernovae, la presenza di potenziali pulsar γ al centro della sorgenti rivelate da EGRET unite ad altre caratteristiche fisiche e morfologiche delle stesse, che verranno a breve presentate, rendono queste due sorgenti un target di principale importanza per tutti gli osservatori di radiazione γ , come AGILE, che vogliono investigare l'origine dei raggi cosmici.

Il contenuto del capitolo è così diviso:

- nella prima sezione viene descritto il funzionamento del software di simulazione astrofisica di AGILE
- nelle sezioni 2 e 3 vengono presentate in dettaglio rispettivamente le sorgenti W66 e W44 e viene investigata, mediante l'utilizzo del software di simulazione di AGILE, la capacità dello strumento di separare le eventuali sorgenti composite che danno luogo all'emissione γ rivelata
- infine, nell'ultima sezione vengono ricostruite le caratteristiche principali delle sorgenti nel caso venissero rivelate da AGILE.

4.1 Il software di simulazione di AGILE

4.1.1 AGILE EVENT SIMULATOR

Il simulatore degli eventi di AGILE è un software che simula il funzionamento del tracciatore di AGILE durante la sua fase operativa a bordo del satellite. Il simulatore attraverso una descrizione parametrizzata dello strumento simula la rivelazione di sorgenti astrofisiche. Il software consta di una collezione di routine scritte in *IDL* che utilizzano librerie astronomiche rilasciate dalla NASA (ASTROLIB) per generare un file degli eventi che serve da input nelle successive fasi dell'analisi. Come descritto dal diagramma di flusso riportato in figura 4.1 il software utilizza in input un file di sorgenti da analizzare con le loro caratteristiche (ad esempio, l'intero Terzo Catalogo di EGRET) e un insieme di file che descrivono il funzionamento dello strumento. Le sorgenti vengono immesse

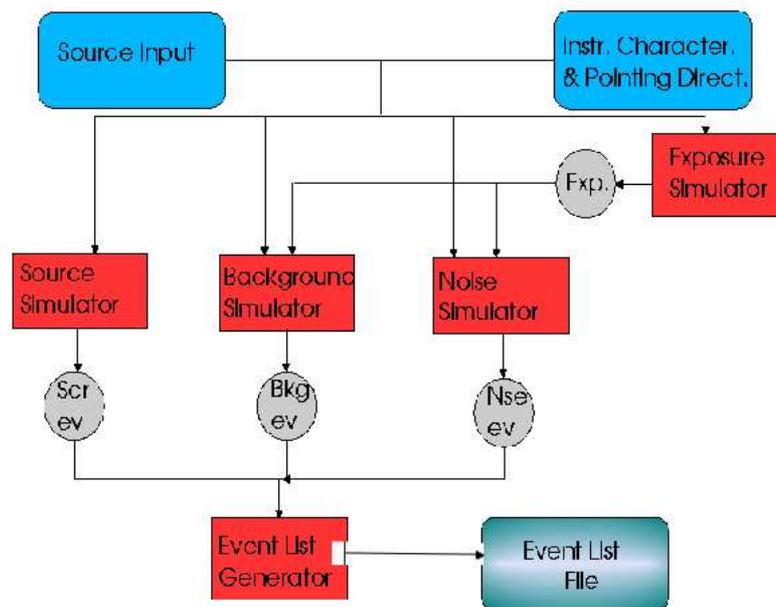


Figura 4.1: Rappresentazione schematica del funzionamento del software di simulazione di AGILE

nel simulatore specificandone: le coordinate galattiche, latitudine e longitudine (l, b), e i parametri che caratterizzano lo spettro assunto a legge di potenza spezzata del tipo:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{F_0}{E_0^{-\Gamma_1}} E^{-\Gamma_1} \quad E < E_b \quad (4.1)$$

$$\frac{dN}{dE} = \frac{F_b}{E_b^{-\Gamma_2}} E^{-\Gamma_2} \quad E > E_b \quad (4.2)$$

dove:

- F_0 è il flusso normalizzato all'energia $E_0 = 100$ MeV espresso in $\text{ph cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{MeV}^{-1}$
- F_b è il flusso normalizzato al punto di rottura, E_b , della legge di potenza espresso in $\text{ph cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{MeV}^{-1}$
- Γ_1 e Γ_2 sono i due indici spettrali che caratterizzano gli andamenti a legge di potenza.

I parametri dello strumento comprendono il campo di vista e le caratteristiche geometriche del GRID (Gamma Ray Imaging Detector), la Point Spread Function, il range energetico operativo, la dimensione del bin scelta per la generazione delle mappe e il puntamento. AGILE, infatti, opererà una continua scansione del cielo, ma grazie al suo ampio campo di vista sono stati definiti sei puntamenti standard, di tempo medio 2 mesi ognuno, che in un anno permetteranno di coprire tutto il cielo con un'esposizione praticamente uniforme.

Per esigenze particolari i puntamenti possono essere cambiati da terra, con lo scopo di ottenere maggiori informazioni circa una specifica parte di cielo.

Di grande rilevanza ai fini del funzionamento dello strumento sono il calcolo dell'esposizione e la generazione (e modellazione) del fondo di raggi γ diffuso.

L'esposizione di un'osservazione viene definita come il prodotto tra il tempo di esposizione (T) e l'area efficace (A ϵ) dello strumento ed è espressa in cm^2s . In generale l'esposizione per un determinato puntamento p può essere espressa in funzione delle coordinate galattiche come:

$$Exp_p(l, b) = T_p A(\theta_p) \epsilon_{TR}(\theta_p) \epsilon_{RC}(\theta_p) \quad (4.3)$$

dove T_p è la durata del puntamento, $A(\theta_p)$ è l'area geometrica del tracciatore, $\epsilon_{TR}(\theta_p)$ è l'efficienza del trigger, $\epsilon_{RC}(\theta_p)$ è l'efficienza di ricostruzione della direzione del fotone in arrivo e $\theta_p = \theta_p(l, b, l_p, l_b)$ è l'angolo di incidenza in funzione delle coordinate galattiche, longitudine e latitudine, del puntamento. Come si vede dalla figura 4.2 l'area efficace di AGILE, al contrario di quella di EGRET è praticamente costante sia al variare dell'energia e soprattutto al variare dell'angolo di incidenza dei fotoni γ sullo strumento. Ciò permetterà di sfruttare effettivamente tutto il grande campo di vista di AGILE. La sensibilità, minimo flusso rivelabile, per ogni posizione del cielo di coordinate galattiche (l,b), si può ottenere come:

$$F^{LIM}(l, b) = \frac{C_s^{MIN}}{Exp(l, b)} \quad \text{ph/cm}^2\text{s} \quad (4.4)$$

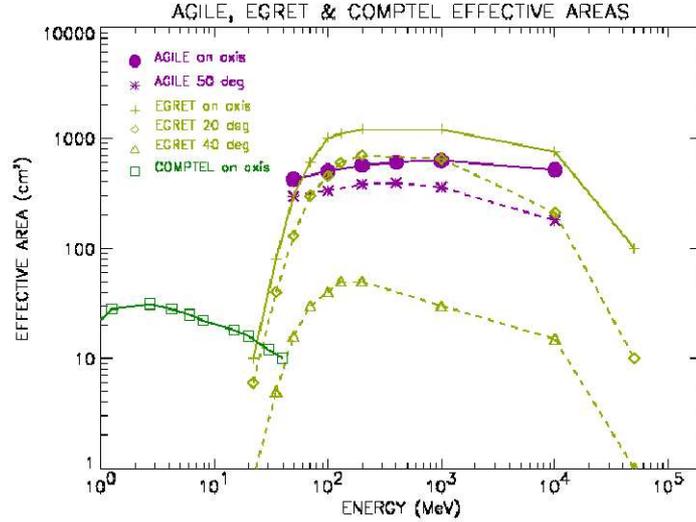


Figura 4.2: Area efficace di AGILE al variare dell'energia in confronto a quella di EGRET. Si nota la sostanziale invarianza dell'area efficace con l'angolo [49].

dove C_s^{MIN} è il minimo numero di conteggi per una rivelazione statisticamente significativa.

C_s^{MIN} può essere scritto come:

$$\begin{aligned}
 C_s &= C_T - B \\
 \sigma_{C_s}^2 &= \sigma_{C_T}^2 + \sigma_B^2 = C_T + B = C_s + 2B \\
 \frac{C_s^{MIN}}{\sigma_{C_s}} &= \frac{C_s^{MIN}}{\sqrt{C_s^{MIN} + 2B}} = n \\
 \Rightarrow C_s^{MIN} &= \frac{n(n + \sqrt{n^2 + 8B})}{2} \quad (4.5)
 \end{aligned}$$

dove C_T sono i conteggi totali, B i conteggi del fondo e σ i rispettivi errori.

Il fondo diffuso γ può essere diviso in una componente extragalattica ed in una componente galattica. La prima è una componente diffusa uniforme e isotropica la cui origine è da attribuire, quasi certamente, ai nuclei galattici attivi; in generale, per la sua uniformità, non crea problemi in fase di analisi delle sorgenti astrofisiche. L'interazione dei raggi cosmici con il mezzo interstellare della nostra galassia genera la componente diffusa galattica che è difficile da modellare poichè è non uniforme. Il modello del fondo diffuso si basa sulla propagazione e interazione dei raggi cosmici all'interno della nostra

galassia; quindi per la creazione di un modello di fondo diffuso è necessario conoscere sia la distribuzione e lo spettro dei raggi cosmici nella galassia, che la distribuzione di materia interstellare.

AGILE utilizza al momento il fondo diffuso rivelato da EGRET. Tale fondo è ottenuto dalle osservazioni dopo aver sottratto il contributo delle sorgenti puntiformi con alta significatività statistica ($\geq 5\sigma$). La convoluzione con la PSF di AGILE lo rende utilizzabile all'interno del software di simulazione. Anche l'emissione del fondo diffuso è caratterizzata da una legge di potenza spezzata. Questo ha permesso durante l'analisi di operare i tagli in energia anche sul tale modello.

All'interno della collaborazione AGILE si sta al momento lavorando su un nuovo modello di fondo teorico diffuso, basato su nuove e più precise misure radio della distribuzione del materiale interstellare; questo modello oltre a essere molto più aggiornato del precedente avrà anche un binning di 0.25° invece di 0.5° . Nelle figure 4.3 e 4.4 sono riportati per il fondo diffuso utilizzato da AGILE rispettivamente la mappa d'intensità e lo spettro che lo caratterizza. AGILE inoltre incontrerà, come già discusso, problemi derivanti da un ulteriore fondo che è quello costituito dalle particelle cariche presenti sulla sua orbita.

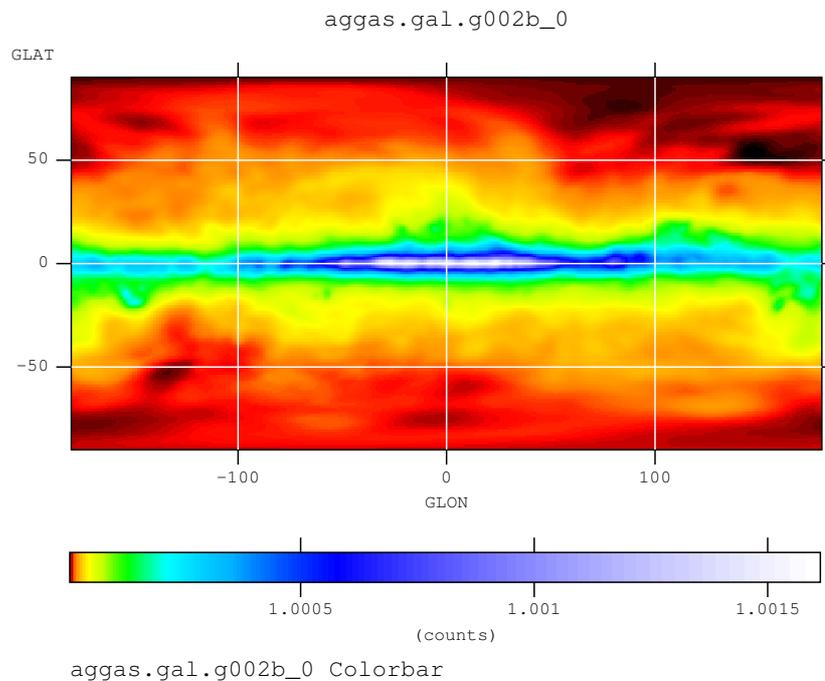


Figura 4.3: Mappa d'intensità del fondo diffuso, in coordinate galattiche, rivelato da EGRET convoluto con la PSF di AGILE

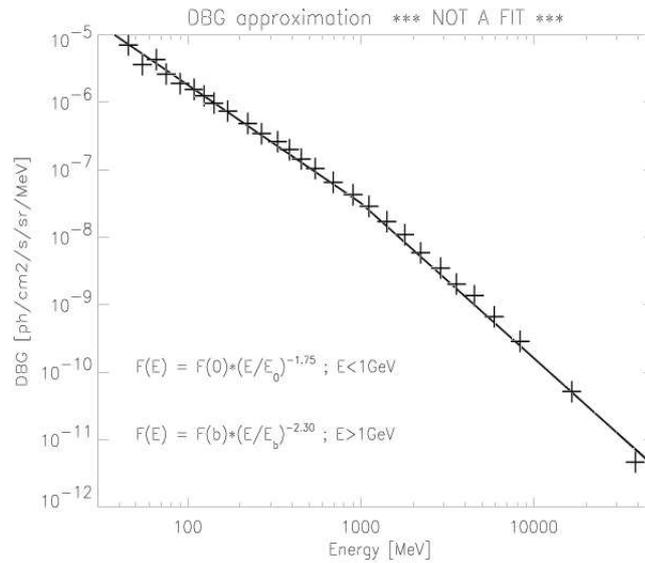


Figura 4.4: Spettro della radiazione diffusa di fondo utilizzato dal simulatore di AGILE

Sempre riferendoci al diagramma di figura 4.1 le caratteristiche delle sorgenti e i parametri di funzionamento vengono utilizzati per simulare la sorgente, il fondo e il rumore dato dalle particelle cariche in funzione del tempo di osservazione scelto. Per la sorgente ed il fondo diffuso, i fotoni in arrivo da una particolare direzione di cielo vengono sparsi secondo la PSF di AGILE, mentre per il fondo di particelle cariche si decide un livello di particelle (ad esempio 0.1 Hz) che non si riesce ad abbattere con i trigger sia di bordo che di terra e queste vengono randomizzate uniformemente in posizione ed in energia. Tutto ciò viene poi utilizzato per creare quattro file degli eventi per la sorgente, per il fondo, per il rumore e per la somma di essi che possono essere utilizzati per le fasi successive. I file degli eventi sono delle matrici in cui ogni evento è rappresentato da un fotone con la sua energia e direzione.

4.1.2 Il generatore dell'esposizione e delle mappe

Le analisi standard di AGILE saranno basate sul metodo di likelihood che viene descritto più avanti. Il collegamento fra i files degli eventi e l'analisi deve includere procedure di *binning* e creazione di mappe basate su appropriati metodi di proiezione per ottenere mappe di conteggio e d'intensità.

L'oggetto di una singola analisi è una ristretta regione del cielo contenente i fotoni appartenenti alla sorgente che si vuole studiare; tipicamente viene scelto due volte il raggio

di contenimento del 90% della PSF ($\sim 10^\circ$ a 100 MeV). Il tipo di proiezione utilizzato per la creazione delle mappe è una proiezione tangente con punto di riferimento non necessariamente coincidente con la direzione di puntamento. Senza entrare nel merito del particolare sistema di proiezione utilizzato da AGILE, per il quale si rimanda a [50], va citato il fatto che il metodo scelto permette di sommare semplicemente mappe di una stessa sorgente relative a puntamenti e ad angoli diversi.

Per la generazione delle mappe presentate nelle prossime sezioni è stato utilizzato il programma ROOT [51] e sono state scritte apposite routine che leggono il formato FITS [50], comunemente usato in astrofisica, dei file prodotti dal simulatore.

4.2 L'analisi di residui di supernova nella banda gamma

L'analisi, qui riportata, ha lo scopo di approfondire la natura del contributo che AGILE può apportare alla conoscenza dell'origine dei raggi cosmici.

Il metodo migliore, per un telescopio γ al GeV, per chiarire la natura dei raggi cosmici è l'individuazione certa della caratteristica firma del decadimento del pione neutro a ~ 70 MeV (π^0 *bump*) legato all'accelerazione, e non alla propagazione dei CR, nello spettro di una sorgente. Finora nessun osservatorio γ ha raggiunto tale obiettivo. Anche AGILE non riuscirà attraverso questo canale ad apportare un sostanziale miglioramento alla conoscenza sulla natura dei raggi cosmici. Questa affermazione è giustificata dalle due argomentazioni seguenti:

- la possibilità di isolare, in modo chiaro, la firma del decadimento del pione neutro è resa impervia almeno dall'inevitabile componente di radiazione γ generata dall'interazione di elettroni secondari con materia e fotoni interstellari (bremsstrahlung e IC); tale radiazione costituisce una coda di alta energia che potrebbe mascherare lo spettro da decadimenti del π^0 .
- le capacità spettrali di AGILE sono piuttosto limitate sopra energie di 100 MeV poiché è equipaggiato con un calorimetro di 1.5 lunghezze di radiazione

Si è cercata un'altra strada che permettesse di sfruttare appieno le capacità di AGILE (imaging) ovvero quelle di creare immagini delle sorgenti γ . L'idea base prende spunto da una simulazione di GLAST, riportata da alcuni autori [52], della sorgente EGRET 3EG J2020+4017 posizionalmente coincidente con il resto di supernova W66 (γ -cygni). Come si vedrà a breve la sorgente 3EG J20202+4017 è un caso molto complesso e potrebbe trattarsi di una sorgente composita, ovvero una parte del flusso γ potrebbe avere origine

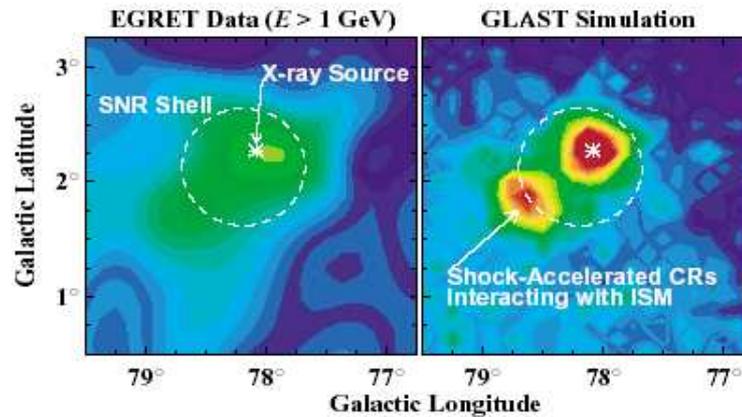


Figura 4.5: A sinistra: γ -cygni rivelata per $E \geq 1$ GeV da EGRET. A destra: simulazione di GLAST per γ -cygni nell'ipotesi che essa sia una sorgente composta [52].

nella pulsar e la restante parte potrebbe derivare da interazione adronica localizzata in una vicina nube molecolare. Come già esposto nella sezione 3.7, non sussiste per AGILE, al pari di EGRET, la possibilità di rivelare la debole emissione γ localizzata sulla superficie del residuo poichè l'angolo sotteso è circa 1° ed è ampiamente mascherata dal fondo diffuso. Resta quindi aperta soltanto la possibilità di rivelare emissioni localizzate, quale una pulsar, al centro del residuo, oppure una nube molecolare all'estremità. Nella simulazione del funzionamento di GLAST, riportata in figura 4.5 viene ipotizzato che il 60% del flusso di raggi γ provenga dalla pulsar e il restante 40% provenga invece dall'interazione delle particelle cariche accelerate dal residuo col materiale di una vicina nube molecolare. Da questa simulazione appare chiaro come GLAST sarà utile per sondare la natura composta di particolari sorgenti, come il caso in questione, e permetterà di separare ampiamente i flussi provenienti dalle diverse componenti.

AGILE non riuscirà, invece, a separare componenti di radiazione gamma di questo tipo; infatti la pulsar, che può essere l'oggetto compatto lasciato dall'esplosione della supernova, giace nei pressi del centro del residuo, mentre l'interazione con la nube molecolare avviene a distanze uguali o inferiori a quelle raggiunte dall'onda d'urto generata dall'esplosione. In residui di dimensione di 1 grado, tale distanza è generalmente inferiore a 0.5° e quindi maggiore della PSF di AGILE almeno per energie minori del GeV. Come verrà evidenziato in seguito, AGILE, però, è in grado di riconoscere i casi in cui tutta l'emissione sia localizzata rispettivamente nella pulsar oppure nella nube molecolare, ma non riesce a distinguere i diversi contributi quando la natura della sorgente è composta. Tale risultato è stato ottenuto mediante l'analisi dei profili di luminosità delle osservazioni

simulate. Di seguito viene riportata l'analisi effettuata per le due sorgenti con indicati i principali passi effettuati.

4.3 La descrizione della sorgente W66

Il resto di supernova SNR G78.2+2.1(W66) giace in una porzione di cielo molto complessa dove esistono molte regioni di tipo HII (nubi di idrogeno atomico ionizzato con temperature dell'ordine dei 10^4 K). Recentemente tale residuo è stato oggetto di analisi sia nella banda visibile che in quella X [53]; dalle osservazioni si deduce che SNR G78.2+2.1 è un giovane resto di supernova nello stadio di espansione adiabatica in un mezzo uniforme di relativamente bassa densità ($t = 5 - 6 \times 10^3$ anni, $n_0 = 0.14 - 0.3 \text{ cm}^{-3}$). La distanza stimata da esso è di 1.5 kpc.

La possibile associazione tra SNR G78.2+2.1 e la sorgente EGRET 3EG J2020+4017 caratterizzata dal più alto valore del rapporto segnale su fondo è stata suggerita da molti autori. In particolare, alcuni [54], studiando questa sorgente hanno riportato la scoperta di una sorgente puntiforme nella banda X, RX J2020.2+4026, che giace praticamente al centro del residuo. Se si assume che questa sorgente e la rivelazione di EGRET sono in qualche modo legate, calcolando il rapporto tra il flusso γ e quello X si vede che questo è circa 6000, molto simile a quello calcolato per la pulsar radio-quieta Geminga. Questo suggerirebbe che la sorgente 3EG J2020+4017 possa essere una pulsar con le caratteristiche di Geminga. Ciò è in accordo con lo spettro piuttosto duro ($\Gamma \sim 2.08$), la bassa variabilità e l'assenza di classificazione come sorgente estesa nel Terzo Catalogo di EGRET. Tale mancata classificazione permetterebbe, secondo questi autori, di scartare l'ipotesi che il resto di supernova sia sito di accelerazione di raggi cosmici: infatti la sua estensione è circa 1° e EGRET avrebbe dovuto rivelarlo come sorgente estesa nell'ipotesi di mezzo interstellare uniforme. In realtà, è stato mostrato nel capitolo precedente, è proprio la grande estensione del residuo, unita al fatto che esso giace in una regione in cui il fondo γ dovuto ai raggi cosmici è molto elevato, che gioca a sfavore della rivelazione *diretta* dell'emissione di radiazione γ proveniente dallo stesso. Non può quindi essere scartata a priori la possibilità che il flusso di radiazione γ provenga dall'interazione delle particelle cariche accelerate dall'esplosione del resto di supernova con un bersaglio concentrato costituito ad esempio da una nube molecolare. Nelle figure 4.6 e 4.7 è riportato lo spettro e la localizzazione della sorgente 3EG J2020+4017 rivelata da EGRET; come si può notare dalla prima, la pendenza dello spettro ($\Gamma = 2.08$) è in accordo con il meccanismo di accelerazione di Fermi al primo ordine. A tal proposito uno studio dell'emissione del CO nella banda millimetrica [55] mostra che una nube molecolare, di coordinate (l, b)=(78, 2.3) e quindi posizionalmente coincidente con la sorgente 3EG J2020+4017, ha un fattore

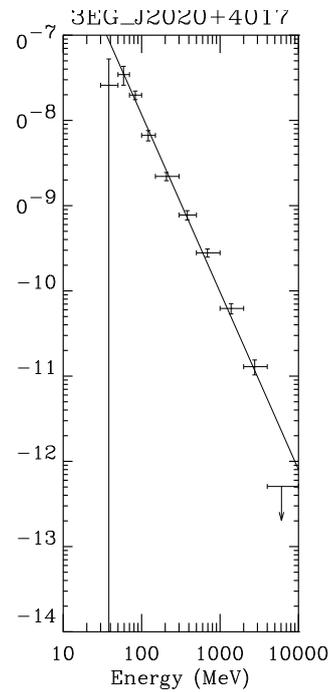


Figura 4.6: Spettro della sorgente 3EG J2020+4017 rivelato da EGRET.

R elevato e pari a circa 1.5 ($R = \text{CO}(J=2-1)/\text{CO}(J=1-0)$, definito nella sezione 3.12); la nube è quindi eccitata dalla esplosione della supernova e sta interagendo con le particelle cariche trasportate dall'onda d'urto. Considerando che la nube molecolare ha una mas-

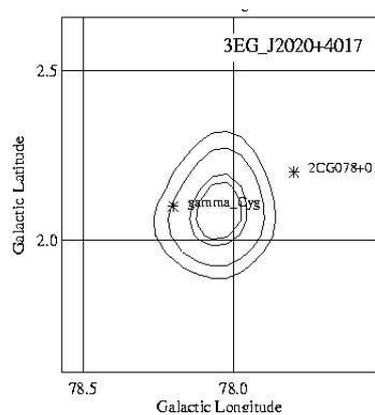


Figura 4.7: Localizzazione della sorgente 3EG J2020+4017 rivelata da EGRET.

sa di $4700M_{\odot}$, anche se piuttosto incerta, è possibile attribuire al flusso di radiazione γ un'origine adronica; inoltre l'eq. 3.44 con valori ragionevoli del campo magnetico, permetterebbe di escludere i processi di emissione di natura leptonica. Considerando che

il flusso γ rivelato da EGRET è F_γ ($E > 100 \text{ MeV} = 123.7 \times 10^{-8} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), e utilizzando l'eq. 3.28 si ricava un fattore di amplificazione dei raggi cosmici $k_s = 260$. Se invece si utilizzano i dati della supernova si ottiene dall'eq. 3.34 un valore di $k_s \sim 1000$.

L'ipotesi più probabile è comunque quella di un'origine composita della radiazione γ , con parte della radiazione proveniente dalla pulsar γ e parte dalla nube molecolare sede di interazioni adroniche della componente adronica dei raggi cosmici recentemente accelerati.

4.3.1 La simulazione di W66

Le simulazioni presentate in questa sezione sono state ottenute utilizzando la serie di 6 puntamenti standard di AGILE; specificamente per W66 si è utilizzato il puntamento 5 che ha come direzione $(l, b) = (90, 15)$. Riferendoci alla tabella 4.1, la sorgente viene vista da AGILE sotto un angolo di circa 15 gradi. Il tempo di osservazione scelto è di 10 settimane. Tutti i parametri liberi della simulazione sono stati fissati in modo tale che rappresentino le condizioni medie in cui AGILE si troverà ad operare; il tempo di osservazione considerato per W66 rappresenta proprio il tempo che AGILE punterà in quella zona di cielo nel primo anno di attività. Tutte le mappe sono nella forma di mappe d'intensità e il contenuto di un bin è espresso in $\text{ph/cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$. Per le sorgenti sono stati utilizzati posizioni e flussi effettivamente rivelati da EGRET. I dati, usati nella simulazione per AGILE, sono riportati in tabella 4.2 e per lo spettro si è considerata una legge di potenza spezzata come visto nell'eq. 4.1.

Utilizzando i dati riportati in tabella 4.1 sono state simulate rivelazioni di AGILE di W66.

W66	<i>l</i>	<i>b</i>
<i>pulsar</i>	78.0	2.3
<i>nube molecolare</i>	78.2	2.1

Tabella 4.1: Posizioni della pulsar e della nube molecolare utilizzate per la simulazione con AGILE.

Tre casi vengono presentati di seguito: il primo in cui tutta l'emissione γ provenga dalla pulsar, il secondo, invece, in cui l'emissione venga dalla nube molecolare ed il terzo caso in cui il flusso di radiazione γ viene equiripartito tra i due oggetti. Nelle mappe d'intensità riportate, la posizione della pulsar e della nube sono evidenziate con un asterisco ed una ellisse, che rappresenta la forma della nube. Il programma utilizzato per la generazione delle mappe ha mostrato qualche limite nel disegno dei contorni di zone a bassa intensità; il bianco riportato in tutte queste mappe è un errore derivante da esso.

W66	
F_0	$1.338 \times 10^{-8} \text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$
E_0	100 MeV
Γ_1	2.08
E_b	100 MeV
Γ_2	2.08
l, b	78.05, 2.08

Tabella 4.2: Dati di 3EG J2020+4017 immessi nel simulatore di AGILE

Emissione da pulsar.

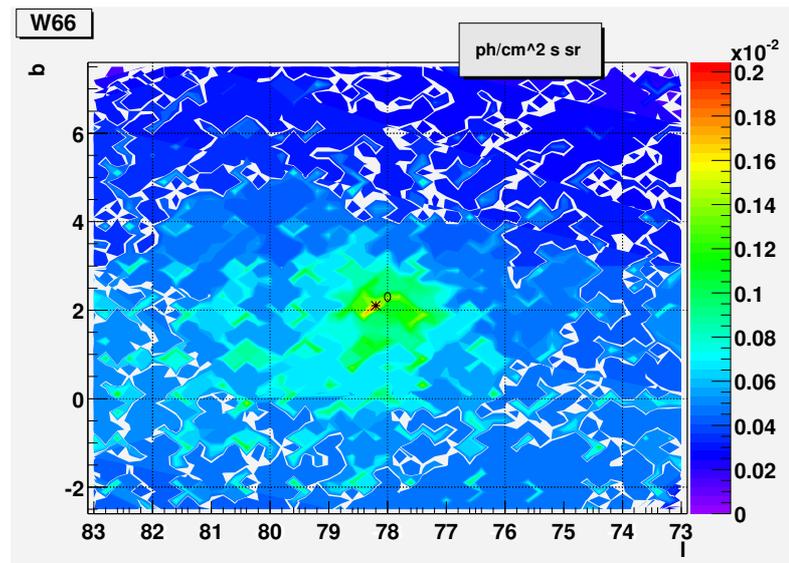


Figura 4.8: AGILE: mappa d'intensità di W66 nel caso in cui l'emissione provenga solo dalla pulsar. ($E \geq 100$ MeV e bin = 0.25°).

La mappa riportata in figura 4.8 è una simulazione con i dati sopra riportati della sorgente 3EG J2020+4017 con il flusso di radiazione γ interamente attribuito alla pulsar. In essa è facilmente riconoscibile tale picco di emissione.

Nelle mappe analoghe di figura 4.9 sono riportati per lo stesso caso di figura 4.8 i tagli in energia; le quattro mappe sono rispettivamente per: $E \geq 300$ MeV, $E \geq 500$ MeV, $E \geq 700$ MeV, $E \geq 1$ GeV. Il notevole miglioramento della PSF di AGILE ad alte energie permette di localizzare con maggior precisione il picco di emissione a scapito però di una minore statistica.

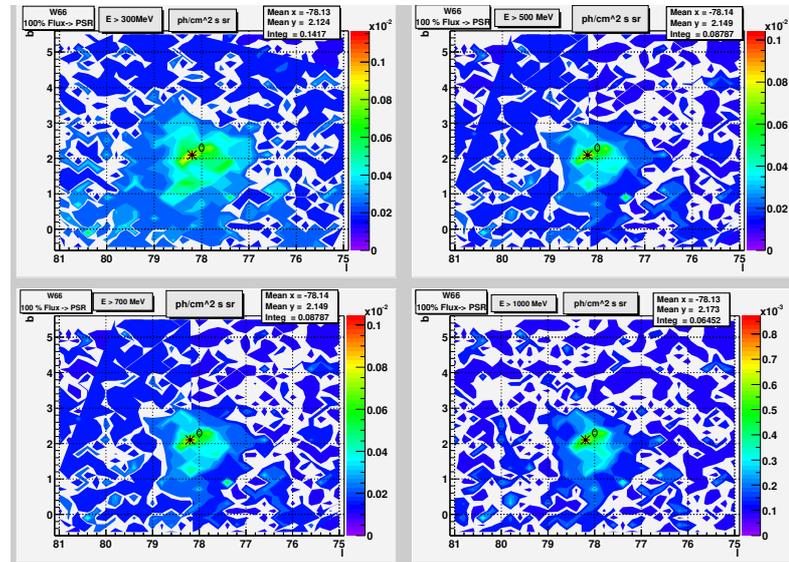


Figura 4.9: AGILE: mappe d'intensità per il caso di emissione da pulsar con tagli in energia per ($E \geq 300, 500, 700, 1000$ MeV; bin = 0.2°)

Emissione da nube molecolare.

Per la simulazione dell'emissione di radiazione γ da parte della nube molecolare si è dovuto modificare il generatore degli eventi di AGILE. Infatti quest'ultimo contemplava unicamente la possibilità di utilizzare sorgenti puntiformi e non estese. L'estensione della sorgente è stata resa come un numero molto alto di sorgenti puntiformi sparse all'interno della superficie effettiva della nube molecolare sul cielo galattico. Questo inoltre ha permesso di avere per la nube un profilo di luminosità praticamente uniforme sulla sua superficie, in accordo con le osservazioni di nubi da parte di EGRET. La figura 4.10 mostra la mappa d'intensità ottenuta dalla simulazione della sorgente 3EG J2020+4017 nel caso in cui tutto il flusso di radiazione γ provenga dalla nube molecolare. Le mappe in figura 4.11 riportano, analogamente a quanto mostrato in figura 4.10, i tagli in energia.

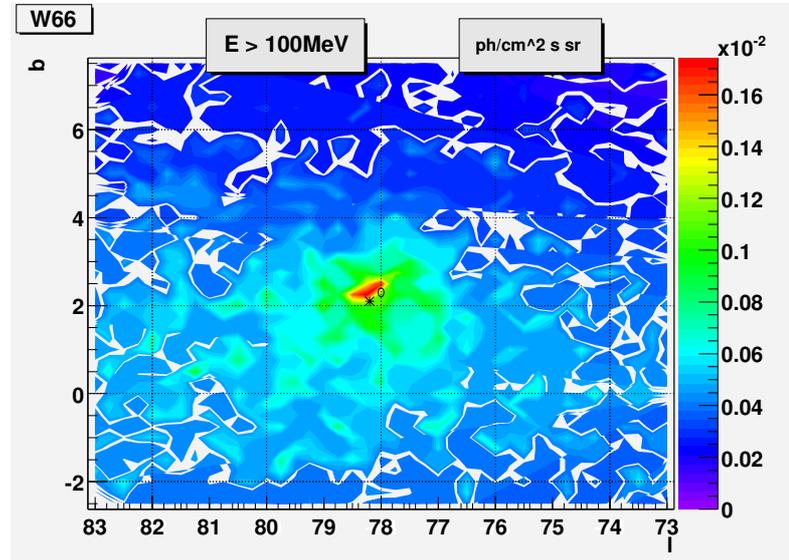


Figura 4.10: AGILE: mappa d'intensità di W66 nel caso in cui l'emissione provenga solo dalla nube molecolare. ($E \geq 100 \text{ MeV}$ e $\text{bin} = 0.25^\circ$).

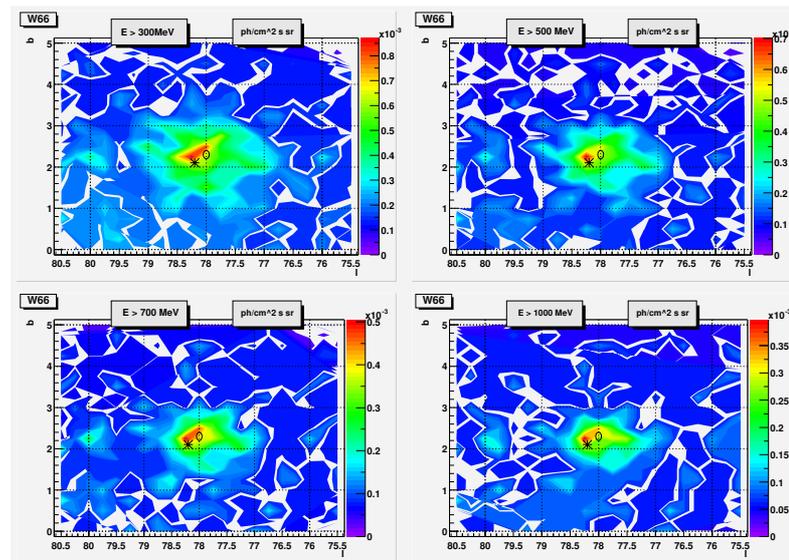


Figura 4.11: AGILE: mappe d'intensità per il caso di emissione da nube molecolare con tagli in energia per $E \geq 300, 500, 700, 1000 \text{ MeV}$; $\text{bin} = 0.2^\circ$

Emissione composta da pulsar e da nube molecolare.

Un ulteriore passo è stato simulare un'emissione proveniente in parte dalla pulsar ed in parte dalla nube molecolare. Si è allora attribuito il 50% del flusso ad ognuna di esse e con gli stessi parametri delle precedenti simulazioni si sono generate le mappe qui di seguito riportate. La mappa d'intensità in figura 4.12 mostra l'emissione da entrambe le sorgenti; per energie $E \geq 100$ MeV le sorgenti non sono separate e nulla potrebbe essere detto a proposito della natura composta dell'emissione stessa.

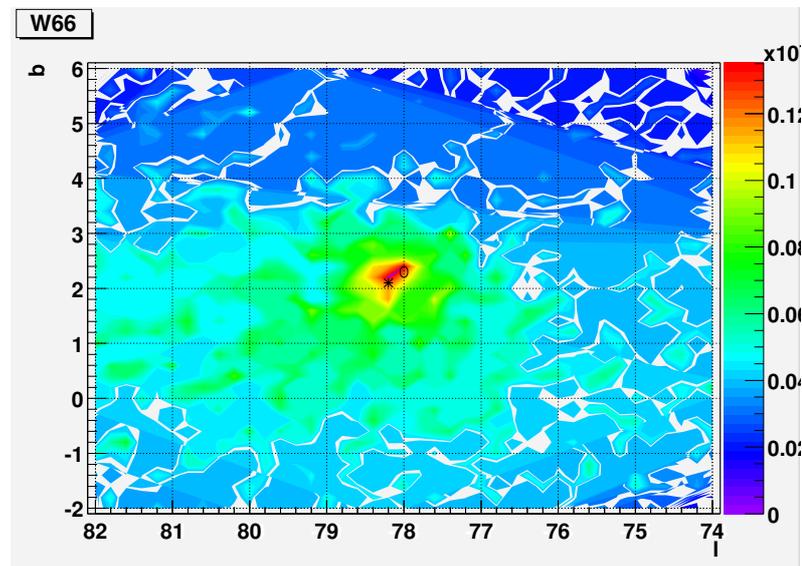


Figura 4.12: AGILE: mappa d'intensità di W66 nel caso in cui l'emissione sia composta e provenga dalla pulsar e dalla nube molecolare. ($E \geq 100$ MeV e $\text{bin} = 0.25^\circ$).

In figura 4.13 già ad energie $E \geq 300$ MeV si possono notare due picchi staccati di emissione nelle posizioni, circa, della nube molecolare e della pulsar. Questi picchi sono dati dalla parte centrale della PSF di AGILE, in cui vengono concentrati i fotoni di alta energia delle due sorgenti.

4.3.2 Analisi dei profili

Nel campo dell'astronomia γ , gli esperimenti COS-B e EGRET hanno utilizzato metodologie statistiche basate sul metodo della massima verosimiglianza (*Maximum Likelihood*) per l'analisi dei dati. In questo approccio, si definisce likelihood la probabilità dei conteggi osservati, assunto uno specifico modello di emissione γ ; essa è calcolata come:

$$L = \prod_{ij} p_{ij} \quad (4.6)$$

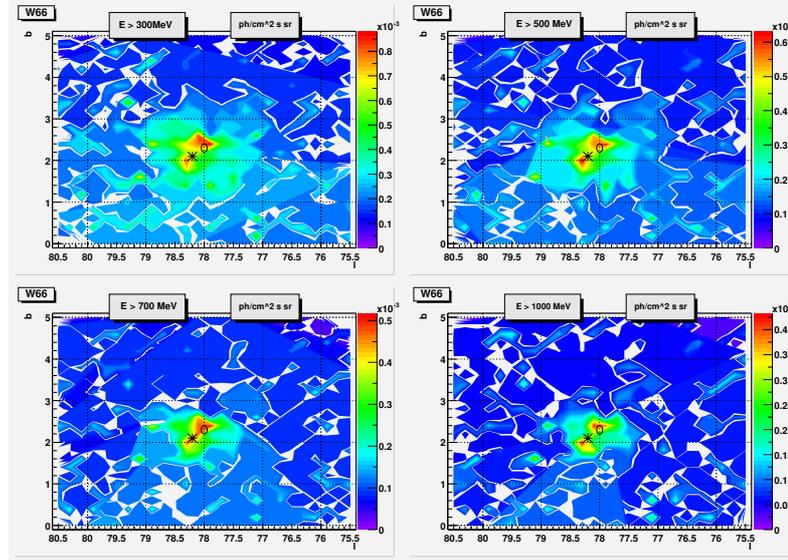


Figura 4.13: AGILE: mappe d'intensità per il caso di emissione composita con tagli in energia per $E \geq 300, 500, 700, 1000$ MeV; bin = 0.2°

dove

$$p_{ij} = \frac{\theta_{ij}^{n_{ij}} e^{-\theta_{ij}}}{n_{ij}!} \quad (4.7)$$

è la probabilità (di Poisson) di osservare n conteggi nel pixel ij , quando il modello scelto ne prevede θ_{ij} . Solitamente è più conveniente calcolare il logaritmo della 4.6:

$$\ln L = \sum_{ij} \ln(\theta_{ij}) - \sum_{ij} \theta_{ij} - \sum_{ij} \ln(n_{ij}!). \quad (4.8)$$

Siccome l'ultimo termine della 4.8 non dipende dal modello di emissione impiegato esso può essere trascurato; si ottiene quindi:

$$\ln L = \sum_{ij} \ln(\theta_{ij}) - \sum_{ij} \theta_{ij}. \quad (4.9)$$

Per verificare l'ipotesi della presenza di una sorgente puntiforme in una determinata posizione i codici che implementano il metodo likelihood calcolano il rapporto tra L_1 per l'ipotesi che prevede l'esistenza della sorgente e L_0 per l'ipotesi nulla; se l'ipotesi nulla è verificata i conteggi osservati sono dati dal fondo[12]. Anche AGILE avrà un suo codice likelihood (chiamato *ALIKE*, AGILE Likelihood), sviluppato a partire dal codice utilizzato per l'analisi dati di EGRET. Questo codice non è ancora ultimato; infatti a differenza di EGRET, AGILE non riuscirà ad abbattere interamente il fondo di particelle cariche. Ciò fa sì che il modello di conteggi θ_{ij} aspettati in un pixel debba tener conto anche di questo fondo. Si è quindi seguita una strada alternativa per analizzare i dati simulati.

Il primo passo dell'analisi è stato quello di creare i profili di luminosità a partire dalle osservazioni simulate. Considerando che nelle mappe precedentemente presentate i bin hanno come coordinate latitudine e longitudine, un profilo longitudinale è un istogramma (monodimensionale) che si ottiene sommando bin di stessa longitudine su un certo intervallo di latitudine. Analogamente si fa per un profilo in latitudine integrando in longitudine. L'ampiezza dell'intervallo viene scelta in modo da contenere la maggioranza dei conteggi della sorgente, e la grandezza del bin in modo che ci siano sufficienti conteggi in esso. Un esempio di profilo in latitudine è riportato, per il caso di equiripartizione del flusso tra la pulsar e la nube molecolare della sezione precedente, in figura 4.14.

Gli istogrammi riportati a sinistra sono i profili in latitudine e longitudine dei conteggi rivelati da AGILE per energie maggiori di 300 MeV, per la simulazione riportata in figura 4.13. A destra sono invece riportati i profili del fondo diffuso rivelati da EGRET per la stessa regione. Poichè i profili del fondo diffuso hanno un bin di dimensione doppia (infatti provengono dalla mappa del fondo diffuso rivelata da EGRET) rispetto a quelli dei conteggi rivelati, la sottrazione tra le due tipologie di profilo, riportata nella figura al centro, è stata effettuata distribuendo uniformemente i conteggi di ogni bin del fondo sui due corrispondenti del profilo dei conteggi.

Considerando la piccola separazione angolare, in relazione alla PSF dello strumento, tra gli oggetti che si vuole rivelare, il modo migliore di effettuare l'analisi sarebbe inserire nel codice ALIKE la pulsar nel modello di fondo e prendere questa come ipotesi nulla; l'altra ipotesi sarebbe costituita dalla presenza di una seconda sorgente. Questo nuovo criterio di ricerca potrebbe, per casi particolari (fondo γ ben modellato e sorgente molto luminosa), permettere di sondare la natura composta di oggetti astrofisici a prima vista non tali.

Seguendo questo ragionamento è stato creato un algoritmo di ricerca della seconda sorgente che minimizzi il χ^2 . L'algoritmo funziona nel seguente modo:

1. sottrazione del fondo diffuso: il modello di fondo diffuso per la zona in questione viene sottratto ai conteggi rivelati
2. ricerca di sorgenti: la posizione e caratteristiche di eventuali sorgenti vengono determinate facendo un fit dei conteggi rivelati con la PSF di AGILE; viene calcolato il χ^2 e verificata la condizione di rivelazione ad un livello di 3σ (sempre verificata nei casi da noi scelti)
3. ricerca di sorgenti di natura composta: la verifica della natura composta di una sorgente avviene mediante un fit con due PSF, la prima delle quali rimane bloccata nella posizione nota della pulsar, ma ha tutti gli altri parametri liberi; la seconda PSF viene invece spostata di un certo passo lungo tutta la coordinata del profilo.

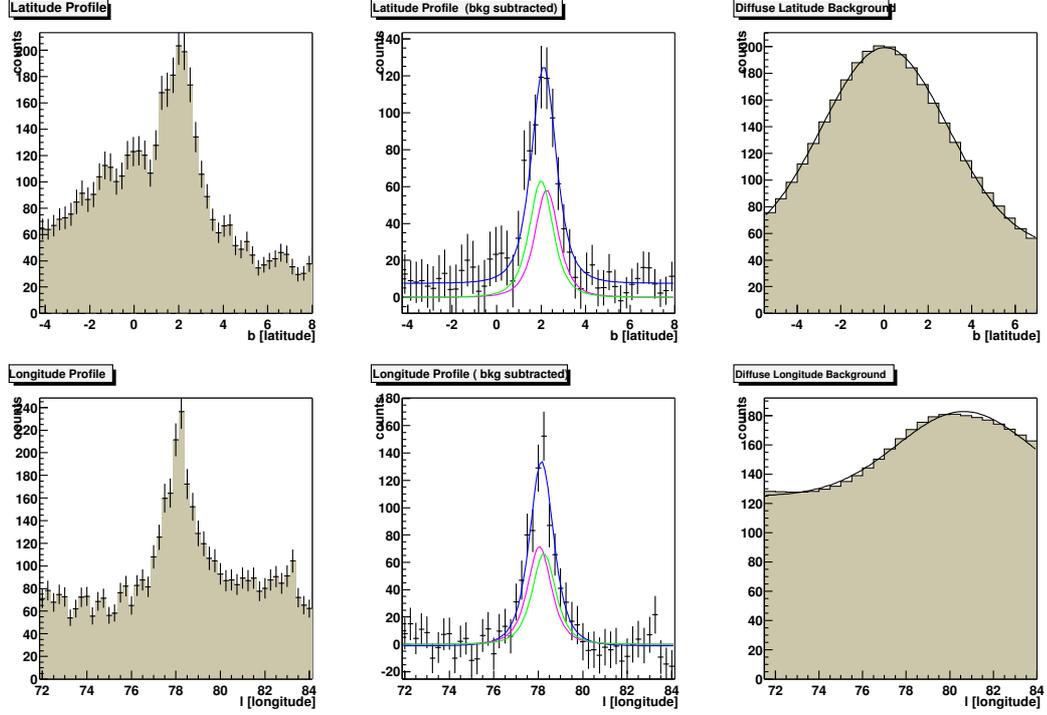


Figura 4.14: W66: profili per il caso di equipartizione del flusso tra pulsar e nube molecolare, per energie $E \geq 300$ MeV. In alto: profili in latitudine integrati per $77^\circ \leq l \leq 80^\circ$. In basso: profili in longitudine integrati per $1^\circ \leq b \leq 4^\circ$.

Per ogni punto vengono ricavate le caratteristiche delle sorgenti che minimizzano il χ^2 del fit globale.

Come PSF di AGILE è stata utilizzata una sua parametrizzazione che fosse di semplice manipolazione; questa risulta essere della forma:

$$PSF(x) = \frac{P_0 P_2}{(x - \mu)^2 + P_4 (x - \mu)^4 + \frac{P_2^2}{4}} \quad (4.10)$$

dove x è la coordinata del profilo, l o b , μ la media e P_0 , P_2 e P_4 tre parametri; utilizzando l'eq. 4.10 la FWHM risulta funzione solo di P_2 e P_4 : $\sqrt{2(\sqrt{P_4^2 + P_2^2} - P_4)}$. In riferimento alla figura 4.15 dove la linea nera è il fit dei conteggi effettuato usando la 4.10, la media μ risulta circa 2.1, mentre l'altezza del picco risulta essere $4P_0/P_2$ circa 6000.

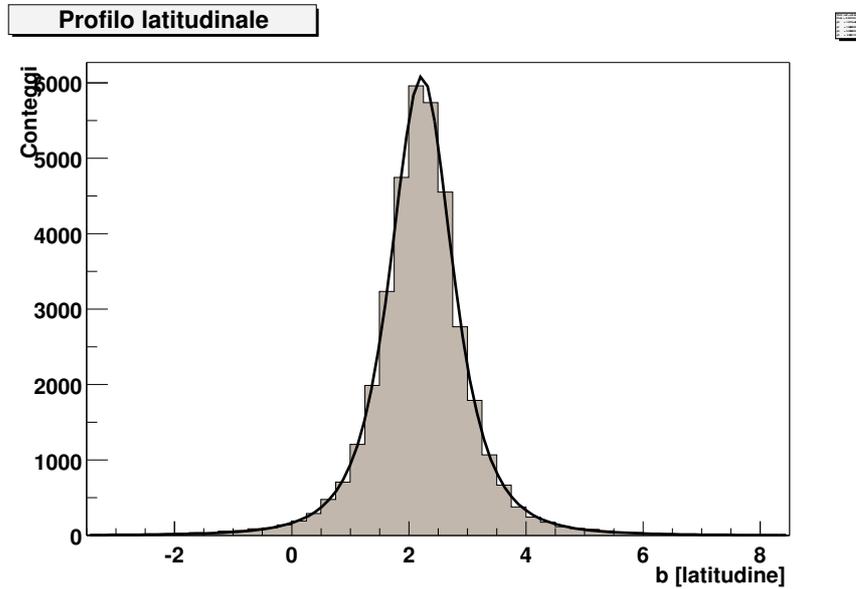


Figura 4.15: PSF di AGILE per energie ≥ 300 MeV. La linea nera è il fit dei conteggi come descritto nel testo.

Entrando più in dettaglio nella terza parte si richiede all'algorithmo di spostare la posizione della seconda PSF di un certo passo e per ogni posizione determinare i parametri delle due sorgenti che minimizzino il χ^2 . Si è inoltre posto un vincolo all'algorithmo perchè il rapporto tra le intensità delle sorgenti non vada a zero e la distanza delle due sorgenti sia meno di $\sim 0.15^\circ$.

In figura 4.16 nei riquadri superiori è riportato il $\chi^2_{ridotto}$ del fit a due PSF in funzione della posizione incognita della seconda sorgente (punti azzurri) confrontato con il $\chi^2_{ridotto}$ (linea rossa) del fit con una PSF. Come si vede dalla figura esistono dei punti in entrambi i profili in cui il $\chi^2_{ridotto}$ del fit a due sorgenti è allo stesso livello, o anche inferiore di quello a 1 sorgente sola. I riquadri in basso riportano invece il rapporto tra i conteggi osservati delle due sorgenti (che è praticamente il rapporto delle intensità) in funzione della posizione della seconda sorgente. Questo rapporto aiuta a capire che tipo di soluzione si sta trovando; lontano dal picco centrale, dove si addensano la maggior parte dei conteggi, la soluzione a due sorgenti prevede che una delle due abbia intensità molto minore dell'altra, circa 0.3-0.4; corrispondentemente dove il $\chi^2_{ridotto}$ del fit a due sorgenti si abbassa al livello di quello della sorgente singola, l'intensità delle due sorgenti diventa comparabile.

Considerando l'eq. 4.5 e adattandola al caso in cui anche la pulsar viene inclusa nel modello di fondo si può calcolare qual è il rapporto tra le intensità delle sorgenti perchè

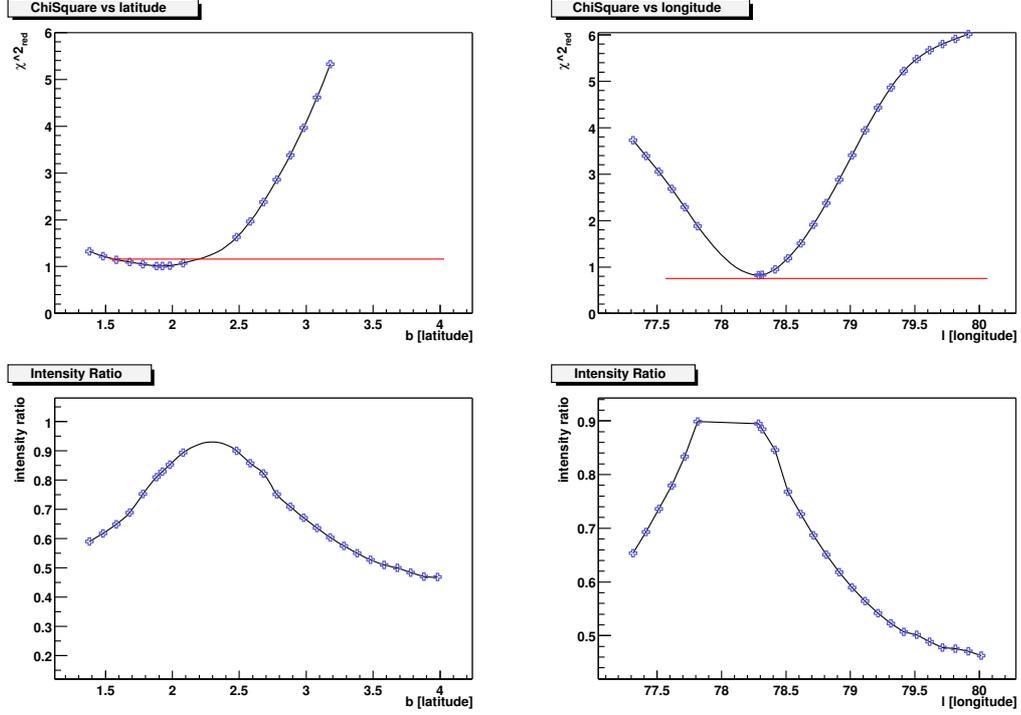


Figura 4.16: W66: diagrammi del χ^2 , $E \geq 300$ MeV. In alto: in blu è riportato il χ^2 del fit con due sorgenti per diversi valori, in latitudine o longitudine, della posizione della nube molecolare; in rosso è riportato il valore del χ^2 per il fit con una sola sorgente. In basso: per gli stessi valori di posizione è riportato il rapporto fra le intensità delle sorgenti

entrambe forniscano una rivelazione a 3σ . Infatti chiamando C_T i conteggi totali rivelati, C_P quelli della pulsar, C_M quelli della nube molecolare, B quelli del fondo e ponendo $f = C_M/C_P$, si può scrivere:

$$\begin{aligned}
 C_M &= C_T - (C_P + B) \\
 \sigma_{C_M}^2 &= C_M + 2(C_P + B) \\
 \frac{C_M}{\sigma_{C_M}} &= n_\sigma = \frac{C_M}{\sqrt{C_M + 2(C_P + B)}} \\
 f &= \frac{\frac{n_\sigma^2}{C_P} + \sqrt{\frac{n_\sigma^4}{C_P^2} + 8\frac{n_\sigma^2}{C_P}(C_P + B)}}{2}.
 \end{aligned} \tag{4.11}$$

Utilizzando l'eq. 4.11 e calcolando il rapporto tra le intensità in funzione dei conteggi della pulsar si ottiene per il caso di W66 e energie maggiori di 300 MeV il grafico di figura 4.17.

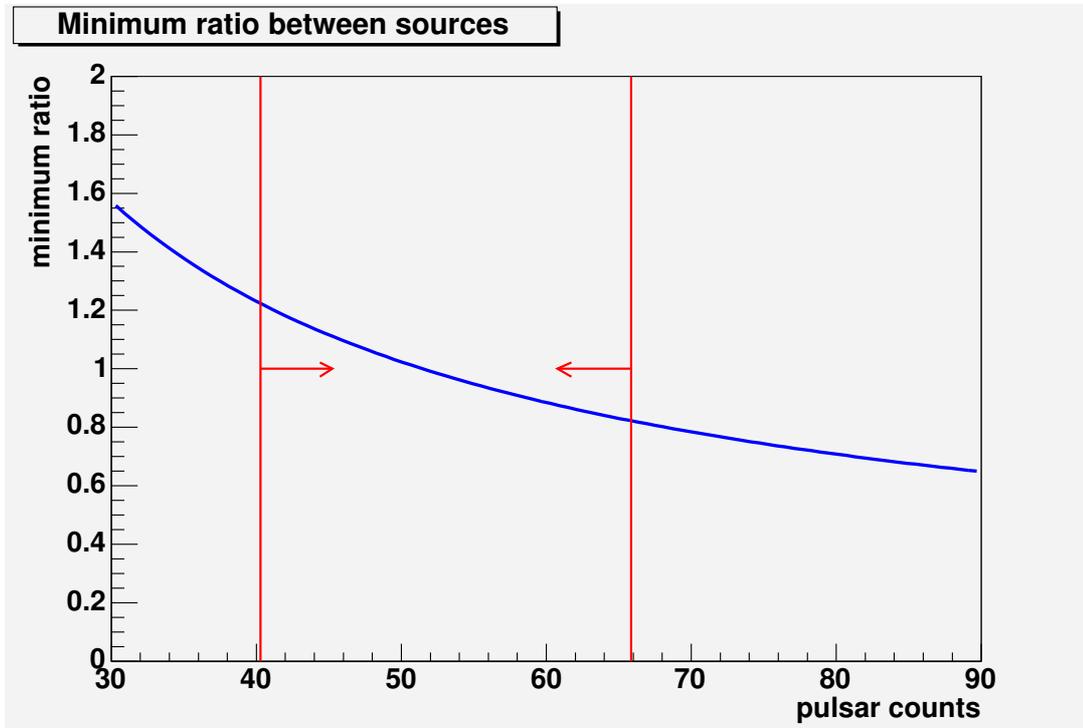


Figura 4.17: In blu è riportato il rapporto tra i conteggi della nube molecolare e della pulsar. Tra le linee in rosso entrambe le sorgenti hanno per il caso in questione una significatività statistica $\geq 3\sigma$. Il grafico è stato ottenuto per energie $E \geq 300$ MeV

Nella regione compresa tra linee rosse, indicata con le frecce, entrambe le sorgenti hanno una significatività statistica $\geq 3\sigma$; questo grafico perciò permette di determinare l'intervallo del rapporto delle intensità per cui entrambe rappresentano una rivelazione statisticamente significativa. Si vede quindi che il rapporto delle intensità delle due sorgenti deve essere $0.8 \leq f \leq 1.2$; infatti per valori superiori a 1.2 la pulsar cessa di essere una rivelazione a 3σ mentre per valori inferiori a 0.8 lo stesso vale per la nube molecolare. Il fit che produce il minimo χ^2 in accordo al criterio appena descritto viene scelto come soluzione del problema.

Per valutare la bontà della soluzione trovata è stato utilizzato il test statistico di Kolmogorov-Smirnov (KS, descritto nell'appendice A).

Con tale test si può valutare l'ipotesi che una distribuzione di conteggi provenga da una distribuzione nota. Il confronto avviene considerando la distanza massima tra la distribuzione cumulata equivalente dei dati e la distribuzione cumulata sotto l'ipotesi che si sta verificando. Il test di Kolmogorov-Smirnov è particolarmente adatto al caso in questione, cioè a testare l'ipotesi che i conteggi osservati provengano da una o due sorgenti.

Latitudine	χ^2_{1psf} = 1.158	χ^2_{2psf} = 1.022
	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$ = 0.26	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$ = 0.43
	$P_{1psf}(KS)$ = 0.0235	$P_{2psf}(KS)$ = 0.15
Longitudine	χ^2_{1psf} = 0.75	χ^2_{2psf} = 0.81
	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$ = 0.70	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$ = 0.80
	$P_{1psf}(KS)$ = 0.57	$P_{2psf}(KS)$ = 0.72

Tabella 4.3: W66: dati dei fit dei profili; $E \geq 300$ MeV. Il pedice *1psf* e quello *2psf* sono riferiti al caso del fit ad una o due sorgenti rispettivamente. $P(KS)$ è intesa essere la probabilità di osservare una *distanza massima*, nel senso del test di Kolmogorov-Smirnov, maggiore di quella osservata

Esso è infatti poco sensibile alla lunghe code delle distribuzioni, ma è invece sensibile alla parte centrale di esse. Fissare un livello di confidenza (ad esempio $\alpha = 0.10$) significa trovare il valore limite che può assumere la distanza massima, nell'ipotesi che una delle due distribuzioni sia un campione proveniente dall'altra. In questo caso il test KS è applicato due volte: una volta per verificare l'ipotesi che i conteggi rivelati provengano dal modello di emissione a due sorgenti e l'altra per valutare se provengano dal modello di emissione a una sorgente.

Per far ciò è stata utilizzata una simulazione Montecarlo tramite la quale dal modello di emissione a due o a una sorgente (le cui caratteristiche vengono ricavate attraverso il metodo del χ^2) vengono ottenuti 1000 spettri di emissione; per ognuno di essi (si veda ad esempio la figura 4.18) avviene il confronto con lo spettro osservato e viene calcolata la distanza massima. Di tutte le distanze massime viene inoltre effettuata la media. I risultati sono inseriti nelle tabelle 4.3, B.1, B.2.

Analisi del caso di emissione dalla pulsar

Le stesse metodologie descritte nella precedente sezione sono state applicate al caso di emissione da una sola sorgente, la pulsar. È importante infatti indagare la possibilità di escludere il caso che la emissione di radiazione γ sia composta, quando effettivamente non è tale. Di seguito sono riportati i risultati degli stessi passi d'analisi precedentemente descritti. In figura 4.19 sono riportati i profili per il caso che l'emissione provenga interamente dalla pulsar. In questo caso il test di Kolmogorov-Smirnov, i cui dati sono riportati nelle tabelle 4.4, B.3 e B.4, sembra decisivo nel rigettare l'ipotesi che l'emissione sia composta ad un livello di confidenza $\alpha = 0.10$.

Le figure delle analisi per i tagli in energia ($E \geq 500$ MeV, ≥ 700 MeV, ≥ 1000 MeV) e per i due casi di emissione composta e emissione da pulsar vengono riportati nelle ap-

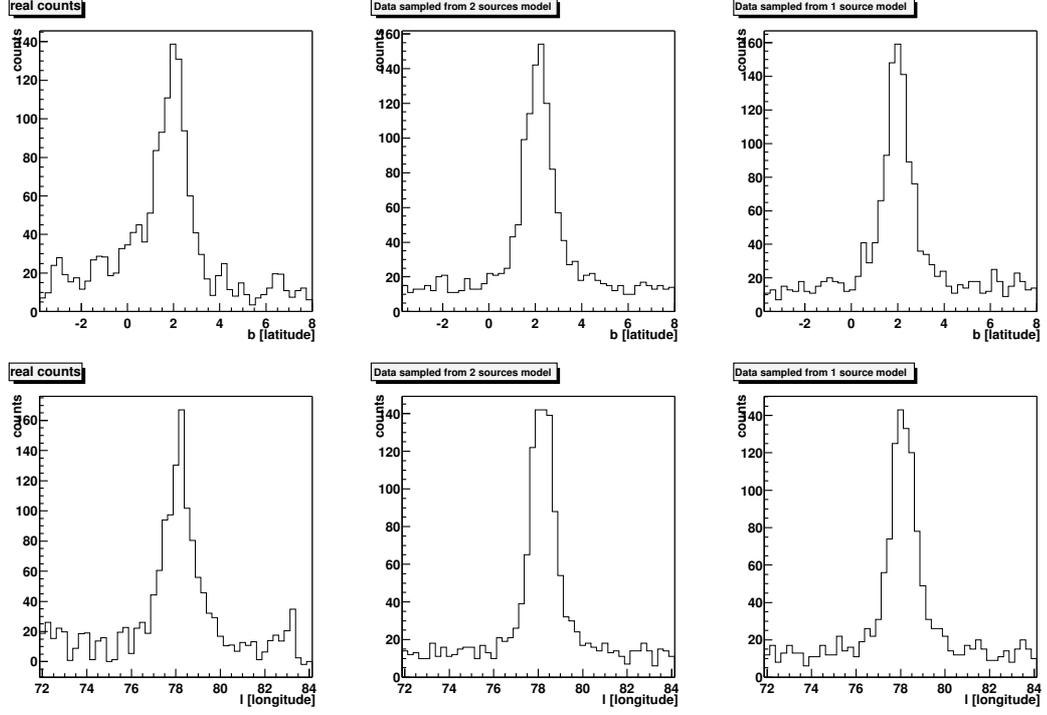


Figura 4.18: W66: profili di conteggio utilizzati per il confronto mediante il test di Kolmogorov Smirnov ($E \geq 300$ MeV)

pendici B.1 e B.2 rispettivamente. La figura 4.20 riporta i diagrammi del χ^2 per il caso della pulsar e per energie maggiori di 300 MeV.

Latitudine	$\chi^2_{1psf} = 0.58$	$\chi^2_{2psf} = 0.76$
	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs}) = 0.98$	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs}) = 0.80$
	$P_{1psf}(KS) = 0.18$	$P_{2psf}(KS) = 0.002$
Longitudine	$\chi^2_{1psf} = 0.64$	$\chi^2_{2psf} = 0.75$
	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs}) = 0.97$	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs}) = 0.86$
	$P_{1psf}(KS) = 0.11$	$P_{2psf}(KS) = 0.004$

Tabella 4.4: W66: dati dei fit per il caso di emissione da pulsar ($E \geq 300$ MeV). Il pedice $1psf$ e quello $2psf$ sono riferiti al caso del fit ad una o due sorgenti rispettivamente. P(KS) è intesa essere la probabilità di osservare una *distanza massima*, nel senso del test di Kolmogorov-Smirnov, maggiore di quella osservata.

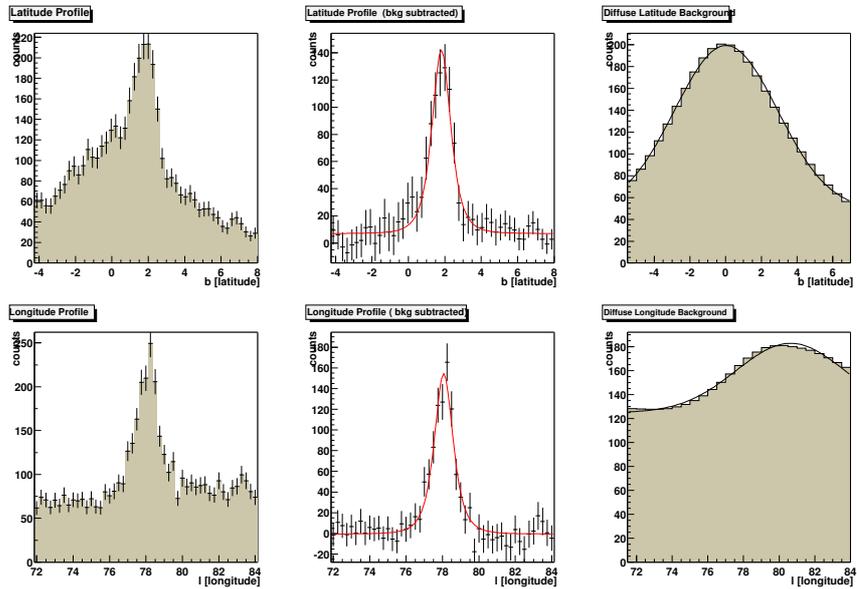


Figura 4.19: W66: profili per il caso di emissione da pulsar ($E \geq 300$ MeV). In alto: profili in latitudine integrati per $77^\circ \leq l \leq 80^\circ$. In basso: profili in longitudine integrati per $1^\circ \leq b \leq 4^\circ$

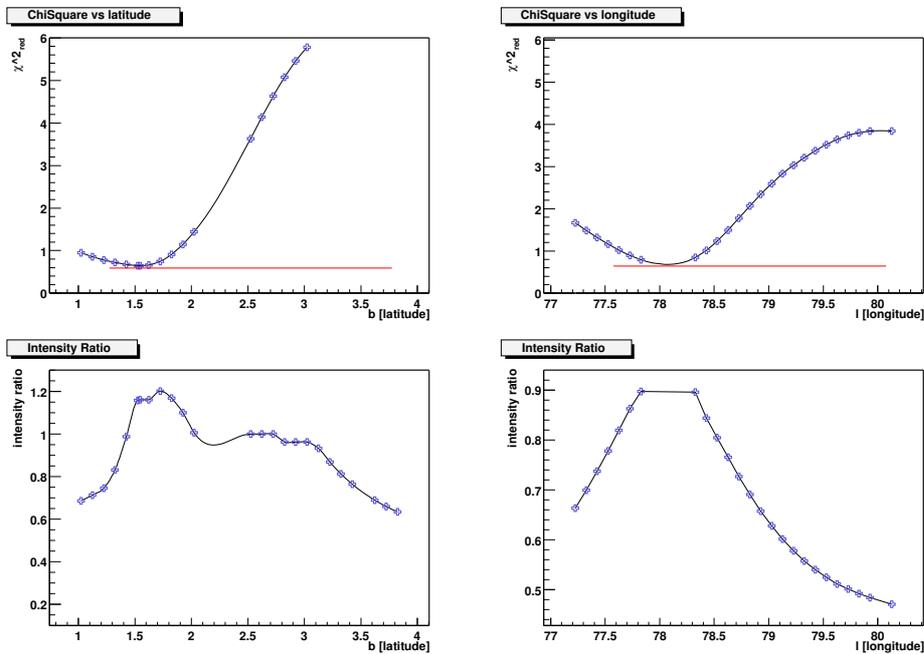


Figura 4.20: W66: diagrammi del χ^2 per il caso di emissione da pulsar ($E \geq 300$ MeV). In alto: in blu è riportato il χ^2 del fit con due sorgenti per diversi valori, in latitudine o longitudine, della posizione della nube molecolare; in rosso è riportato il valore del χ^2 per il fit con una sola sorgente. In basso: per gli stessi valori di posizione è riportato il rapporto fra le intensità delle sorgenti.

4.4 La descrizione della sorgente W44

L'associazione della sorgente γ 3EG J1856+0114 con il residuo di supernova G34.7-04(W44) è stata proposta da molti autori [56]. L'emissione nel radio è di tipo a guscio (shell like), mentre quella nella banda X presenta un picco centrale. Il Catalogo Princeton [57] riporta l'esistenza di una pulsar, PSR B1853+01, vicino al centro del residuo di supernova; da misure di velocità della pulsar [58], sembra probabile che essa costituisca l'oggetto compatto formato a seguito dell'esplosione della supernova.

Esistono almeno sei nubi molecolari giganti, con massa tra 0.3 e $3 \times 10^5 M_\odot$, nelle vicinanze del resto di supernova; tre di esse, con una massa totale di $4.1 \times 10^5 M_\odot$ stanno interagendo con il residuo. La massa molecolare concentrata in vicinanza del residuo, $34.5 < l < 34.875$ è di circa $6.2 \times 10^4 M_\odot$, anche se tale valore è soggetto ad una grande incertezza propria dei modelli con cui viene calcolato. Con tali valori e assumendo che l'energia rilasciata al momento dell'esplosione sia stata $E_{51} = 0.67$, che la distanza del residuo sia di 2.8 kpc e una densità del mezzo interstellare di $n_0 = 1 \text{cm}^{-3}$ si ottiene un fattore di amplificazione dei CR $k_s \sim 40$. Utilizzando l'eq. 3.30, i dati relativi al flusso γ rivelato ($F(\geq 100 \text{MeV}) = 67.5 \times 10^{-8}$) e il k_s appena determinato si potrebbe attribuire un'origine adronica a tutta la radiazione emessa, sebbene l'emissione addizionale per bremsstrahlung sia sicuramente presente.

W44	
F_0	$6.75 \times 10^{-9} \text{ph/cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$
E_0	100 MeV
Γ_1	1.93
E_b	100 MeV
Γ_2	1.93
l, b	34.6, -0.54

Tabella 4.5: Dati della sorgente 3EG J1856+0114

Per spiegare l'indice spettrale piuttosto *duro*, $\Gamma = 1.9$, difficile da ottenere con il meccanismo di accelerazione di Fermi al primo ordine, alcuni autori [39] hanno ipotizzato che l'emissione γ avvenga attraverso i processi di bremsstrahlung e di diffusione Compton inversa. Il loro modello propone la pulsar PSR B1853+01 come sorgente della radiazione γ ; infatti l'efficienza richiesta per produrre tutta la radiazione è del 13%, che appare plausibile e in accordo con valori riscontrati in casi analoghi. Un campo magnetico di moderata intensità, $10 \mu\text{Gauss}$, permetterebbe di spiegare l'emissione di sincrotrone rivelata.

W44, quindi, si presenta come un caso molto complesso; infatti sia la pulsar che l'interazione SNR-nube potrebbero spiegare da sole l'intera emissione di radiazione γ .

4.4.1 La simulazione di W44

Per il caso del residuo di supernova W44 sono state condotte le stesse analisi presentate per W66. Le caratteristiche della sorgente γ , 3EG J1856+0114, in associazione con W44 sono descritte in tabella 4.5, mentre i dati utilizzati per le simulazioni sono riportati in tabella 4.6. Affinchè le simulazioni rappresentino effettivamente le potenzialità di AGILE, è stato adoperato lo stesso tempo di esposizione già utilizzato per W66 ($\Delta T = 10$ Settimane) e il puntamento standard numero 4; tale puntamento è diretto verso il centro galattico, $(l,b)=(0,0)$, quindi la sorgente γ è vista $\sim 34^\circ$ fuori asse. Questa sorgente, a causa del basso flusso di radiazione γ , la zona di cielo molto complessa e ricca di nubi molecolari, l'angolo sotto la quale viene vista, si presta ad essere un test molto più complesso per AGILE rispetto al caso di W66.

W44	l	b
<i>pulsar</i>	34.25	-0.5
<i>nube molecolare</i>	34.75	-0.5

Tabella 4.6: Dati 3EG J1856+0114

Emissione da pulsar.

Le simulazioni cominciano con il caso in cui il flusso viene interamente attribuito alla pulsar. In tutte le mappe d'intensità di questa e della prossima sezione viene riportata sia la posizione della pulsar, con un asterisco, che la forma e la posizione della nube molecolare, quest'ultima con una ellisse.

A differenza del caso di W66, il basso flusso di radiazione γ della sorgente in rapporto al fondo diffuso non permette a bassa energia ($E \geq 100$ MeV) di rivelare nessun picco di emissione attribuibile alla pulsar (si veda figura 4.21). Soltanto ad alte energie, $E \geq 500 \sim 700$ MeV è possibile trovare un picco di emissione nelle vicinanze della pulsar. Le mappe con i tagli in energia sono riportate in figura 4.22.

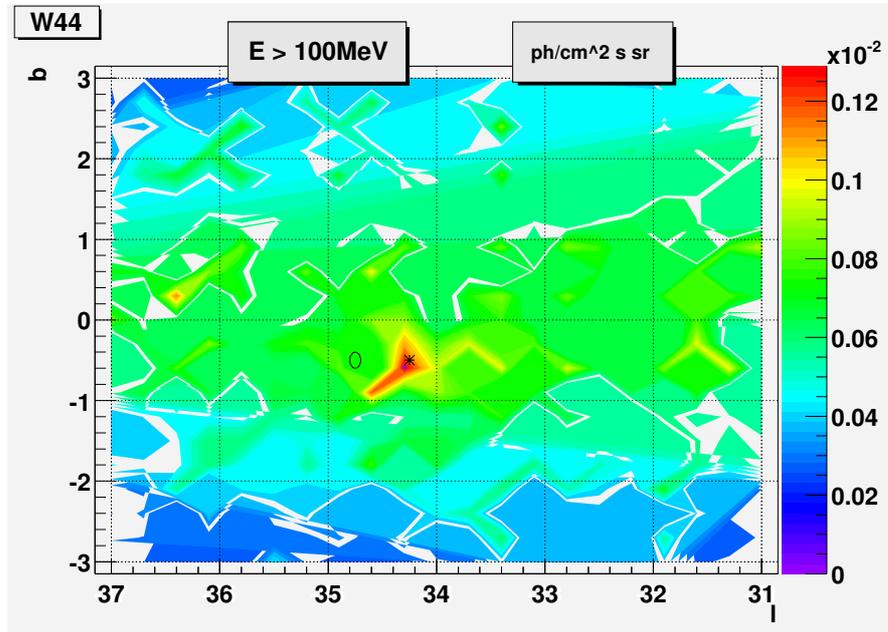


Figura 4.21: AGILE: mappa d'intensità di W44 nel caso in cui l'emissione provenga dalla pulsar ($E \geq 100$ MeV e bin = 0.25°).

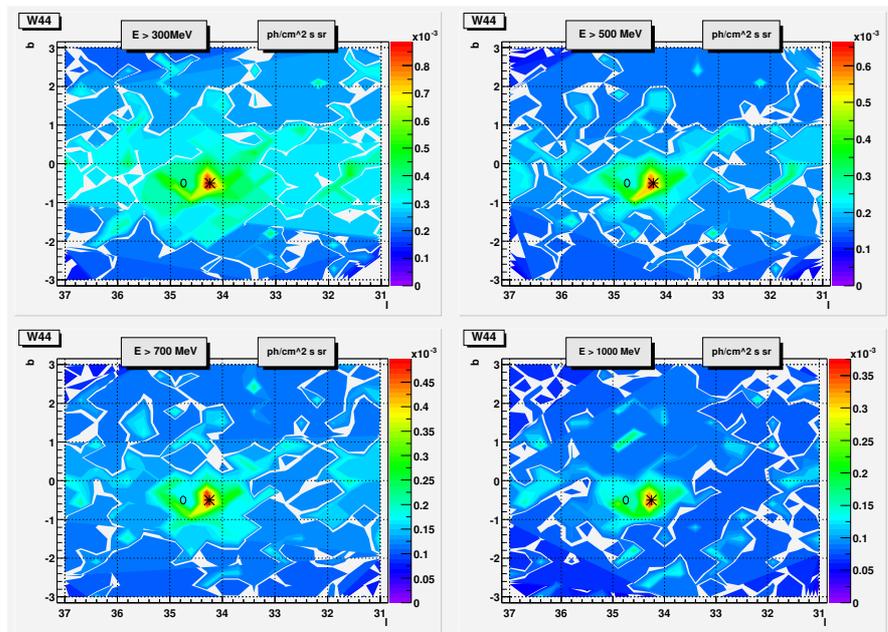


Figura 4.22: AGILE: mappe d'intensità per il caso di emissione dalla pulsar con tagli in energia per $E \geq 300, 500, 700, 1000$ MeV (bin = 0.2°).

Emissione da nube molecolare.

Il caso in cui il flusso di radiazione γ è interamente attribuito alla nube molecolare presenta problematiche analoghe al caso precedente. Inoltre sembra che soltanto per energie $E \sim 500 - 700$ MeV sia possibile attribuire l'emissione osservata ad una sorgente non puntiforme, ma estesa. Le mappe per il caso di emissione da nube molecolare sono riportate nelle figure 4.23 e 4.24. Il caso di W44 risulta per AGILE molto più difficile da analizzare rispetto al caso di W66.

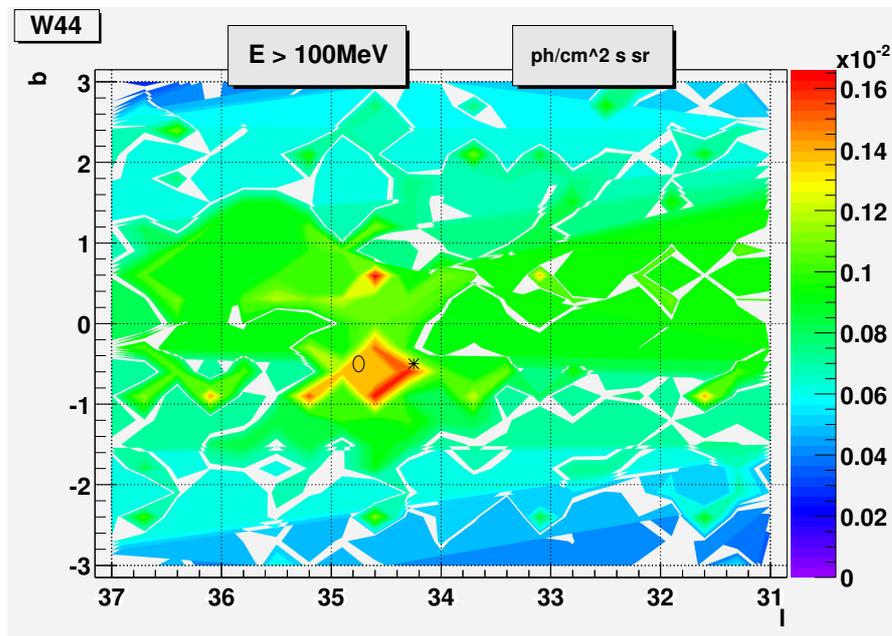


Figura 4.23: AGILE: mappa d'intensità di W44 nel caso in cui l'emissione provenga dalla nube molecolare ($E \geq 100$ MeV e bin = 0.25°).

Emissione composta da pulsar e nube molecolare.

Nel caso di equipartizione del flusso tra pulsar e nube molecolare la bontà della PSF di AGILE alle alte energie permette di sospettare un'origine composta della radiazione γ ; inoltre le emissioni, riportate nelle figure 4.25 e 4.26 sembrerebbero mostrare un picco esattamente dove giacciono sia la pulsar che la nube molecolare. Comunque per ognuno dei casi presentati soltanto l'analisi dei profili può permettere di trarre conclusioni.

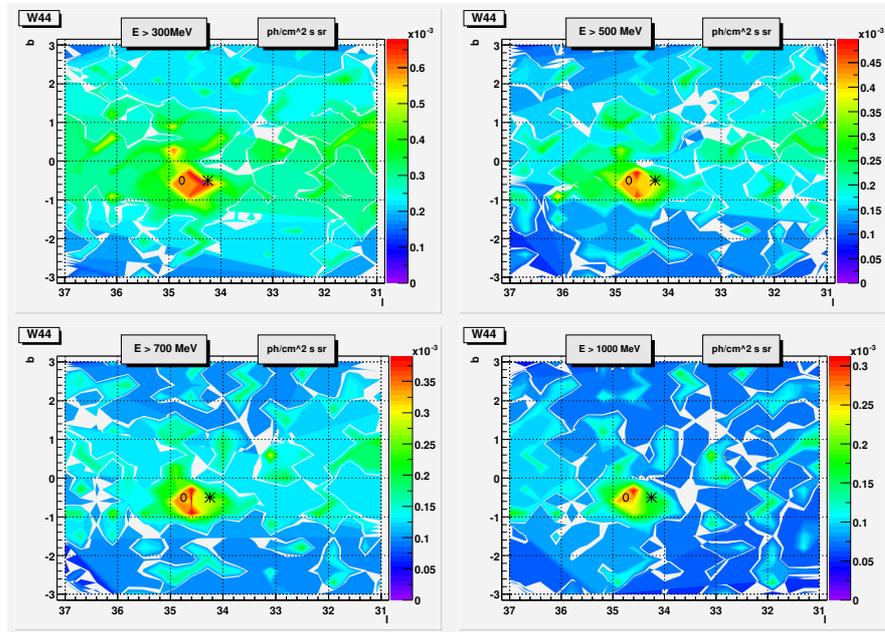


Figura 4.24: AGILE: mappe d'intensità per il caso di emissione dalla nube molecolare con tagli in energia per $E \geq 300, 500, 700, 1000 \text{ MeV}$; bin = 0.2°

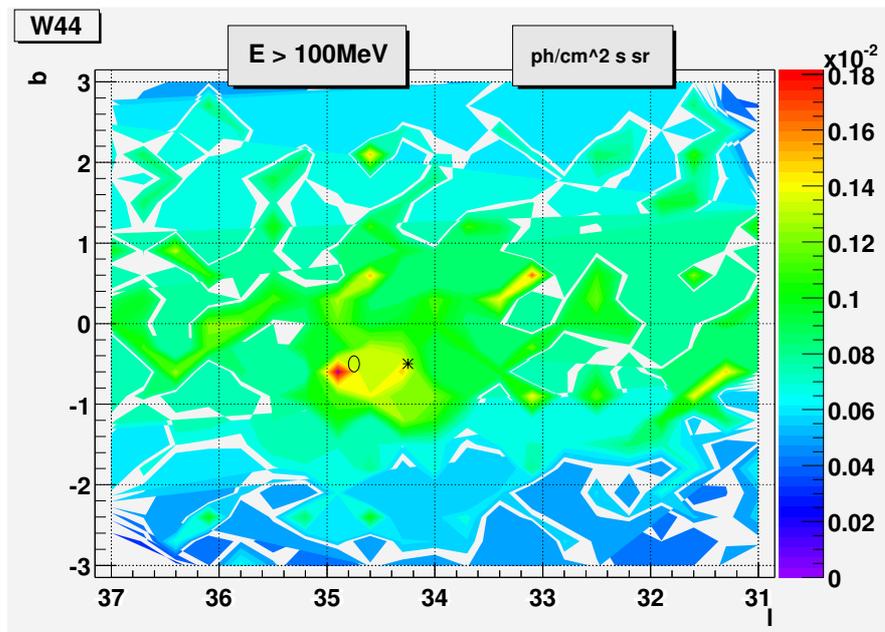


Figura 4.25: AGILE: mappa d'intensità di W44 nel caso in cui l'emissione sia composta e provenga dalla pulsar e dalla nube molecolare ($E \geq 100 \text{ MeV}$ e bin = 0.25°).

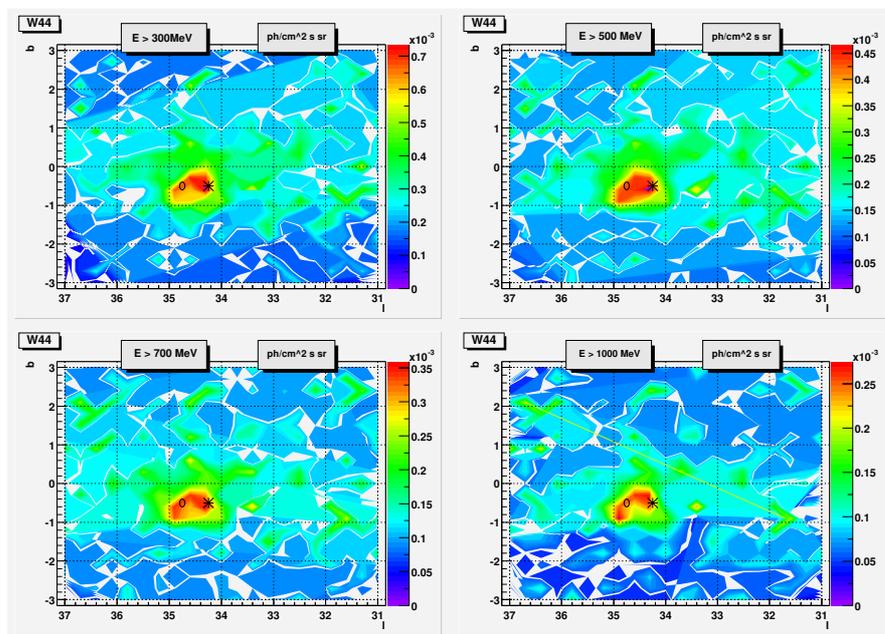


Figura 4.26: AGILE: mappe d'intensità per il caso di emissione composta con tagli in energia per $E \geq 300, 500, 700, 1000$ MeV; bin = 0.2° .

4.4.2 Analisi dei profili

Emissione composita da pulsar e nube molecolare

Analogamente al caso di W66 è stata effettuata l'analisi dei profili. Le metodologie impiegate sono le stesse descritte in 4.3.2. La figura 4.27 riporta per il caso di emissione composita e per energie superiori a 300 MeV i profili in latitudine e longitudine. L'unica differenza risiede nel fatto che il confronto con il test di Kolmogorov-Smirnov avviene considerando anche il contributo del fondo γ diffuso; questo perchè il fondo ha un ruolo più importante a differenza del caso di W66 dove il rapporto segnale-rumore è il più alto in assoluto tra le sorgenti rivelate da EGRET.

Latitudine	$\chi^2_{1psf} = 0.51$	$\chi^2_{2psf} = 0.54$
	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs}) = 0.99$	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs}) = 0.99$
	$P_{1psf}(KS) = 0.12$	$P_{2psf}(KS) = 0.001$
Longitudine	$\chi^2_{1psf} = 0.54$	$\chi^2_{2psf} = 0.62$
	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs}) = 0.99$	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs}) = 0.96$
	$P_{1psf}(KS) = 0.13$	$P_{2psf}(KS) = 0.11$

Tabella 4.7: W44: dati dei fit ($E \geq 300$ MeV). Il pedice $1psf$ e quello $2psf$ sono riferiti al caso del fit ad una o due sorgenti rispettivamente. P(Ks) è intesa essere la probabilità di osservare una *distanza massima*, nel senso del test di Kolmogorov-Smirnov, maggiore di quella osservata.

In figura 4.29 è riportato, come nel caso di W66, il valore del rapporto dell'intensità delle sorgenti, quando entrambe sono rivelate al livello di 3σ . Come si nota paragonando la figura 4.29 a quella per il caso di W66 (figura 4.17), la maggiore intensità del fondo e quella minore della sorgente riducono l'intervallo dei valori di f , che adesso risulta $1 \leq f \leq 1.2$. Riferendosi ai diagrammi del χ^2 di figura 4.28 si nota nel profilo della latitudine che nessuna coppia di sorgenti ha il rapporto di intensità sopra il livello appena determinato; mentre questo non accade nel profilo longitudinale, dove il fit, i cui dati sono riportati in tabella 4.7, conferma la possibilità dell'esistenza di una seconda sorgente. Il diverso comportamento notato nelle due tipologie di profilo è attribuibile al fatto che le due sorgenti sono separate di circa 0.5° in longitudine, ma hanno la stessa latitudine. Simili risultati sono da prevedere anche per i profili con diversi tagli in energia riportati nell'appendice C.1.

Analogamente al caso di W66 non è possibile rigettare l'ipotesi che l'emissione proven-

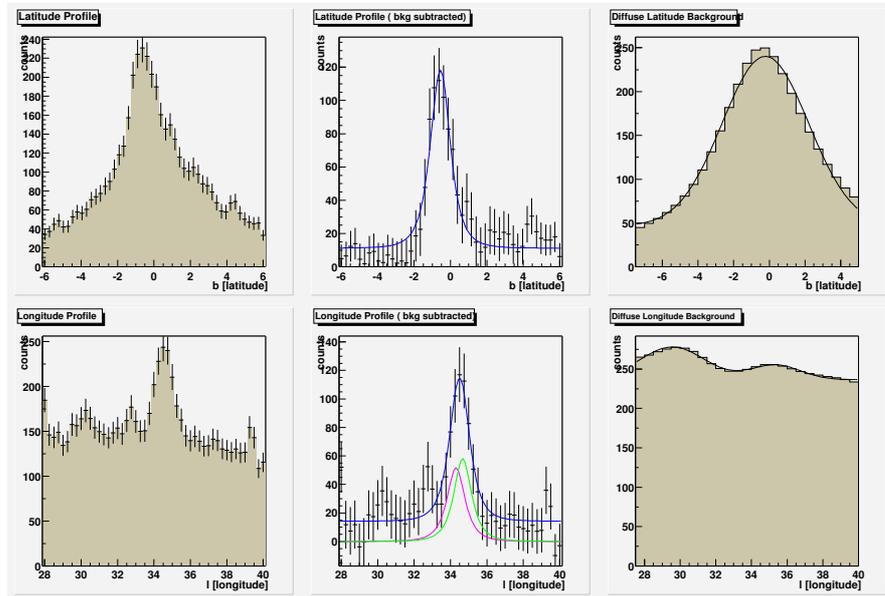


Figura 4.27: W44: profili per il caso di emissione composita ($E \geq 300$ MeV). In alto: profili in latitudine integrati per $33^\circ \leq l \leq 36^\circ$. In basso: profili in longitudine integrati per $-2^\circ \leq b \leq 1^\circ$.

ga da una sorgente singola, la quale è comunque sempre rivelata ad un livello superiore alla soglia di 5σ (utilizzando l'equazione 4.5).

In figura 4.30 vengono riportati per il profilo longitudinale, includendo il fondo γ diffuso, rispettivamente due campioni di emissione da una sola sorgente e da due sorgenti; le caratteristiche delle sorgenti utilizzate sono quelle determinate mediante i fit dei profili.

Nei profili longitudinali per $E \geq 500$ MeV e $E \geq 700$ MeV, il $\chi^2_{ridotto}$ del fit a due sorgenti scende al di sotto di quello del fit a una sorgente sola. A queste energie infatti la PSF di AGILE ha una FWHM comparabile con la separazione delle due sorgenti in questione.

Emissione da PSR

Anche in questo caso si vuole capire se le metodologie utilizzate permettono di distinguere il caso di emissione di radiazione γ da sorgente singola senza attribuirgli erroneamente invece una natura composita. Ciò che si nota dalla tabella 4.8 e da quelle analoghe riportate in appendice C.2 è che il test di Kolmogorov-Smirnov permette di rigettare l'ipotesi della natura composita ad un livello di confidenza di $\alpha = 0.10$.

Latitudine	χ^2_{1psf}	= 0.73	χ^2_{2psf}	= 0.80
	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.90	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.80
	$P_{1psf}(KS)$	= 0.12	$P_{2psf}(KS)$	= 0.0022
Longitudine	χ^2_{1psf}	= 0.33	χ^2_{2psf}	= 0.47
	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.999	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.99
	$P_{1psf}(KS)$	= 0.10	$P_{2psf}(KS)$	= 0.0016

Tabella 4.8: Dati dei fit, $E \geq 300$ MeV. Il pedice $1psf$ e quello $2psf$ sono riferiti al caso del fit ad una o due sorgenti rispettivamente. $P(Ks)$ è intesa essere la probabilità di osservare una *distanza massima*, nel senso del test di Kolmogorov-Smirnov, maggiore di quella osservata.

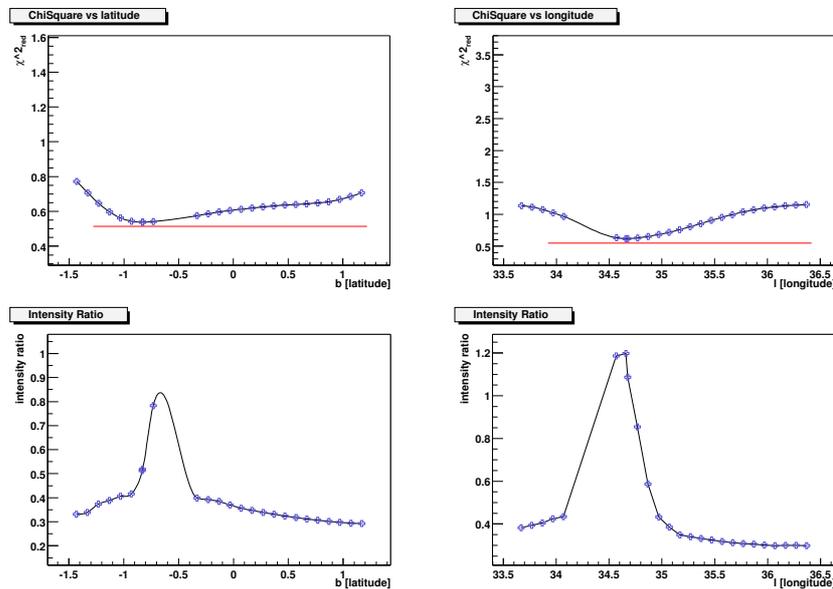


Figura 4.28: W44: diagramma del χ^2 ($E \geq 300$ MeV). In alto: in blu è riportato il χ^2 del fit con due sorgenti per diversi valori, in latitudine o longitudine, della posizione della nube molecolare; in rosso è riportato il valore del χ^2 per il fit con una sola sorgente. In basso: per gli stessi valori di posizione è riportato il rapporto fra le intensità delle sorgenti.

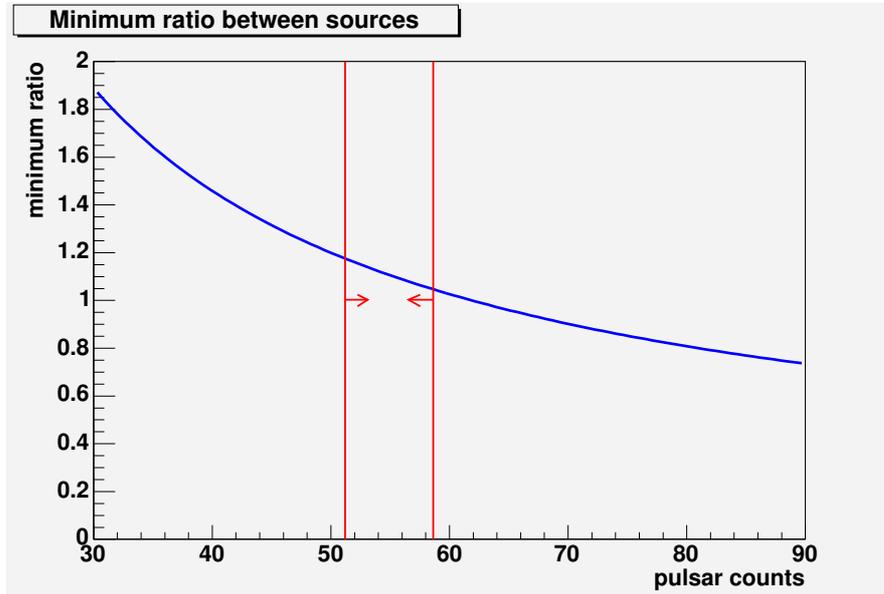


Figura 4.29: In blu è riportato il rapporto delle intensità delle due sorgenti in funzione dei conteggi della pulsar. Perché entrambe costituiscano una rivelazione a 3σ il rapporto deve essere contenuto all'interno della zona tra le frecce.

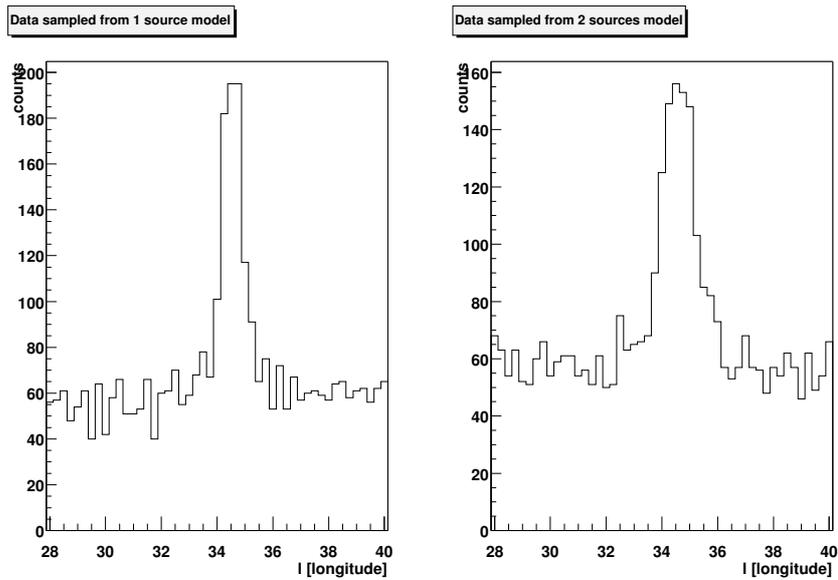


Figura 4.30: Confronto mediante KS test, $E \geq 700$ MeV. A sinistra: profilo di conteggi ricavato da una sorgente. A destra: profilo di conteggi ricavato dal modello a due sorgenti.

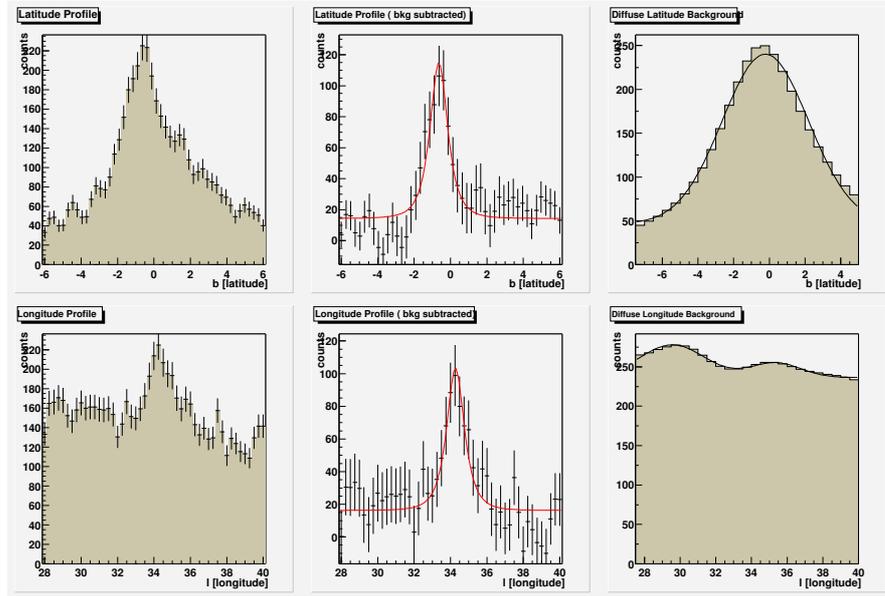


Figura 4.31: W44: profili per il caso di emissione da pulsar, $E \geq 300$ MeV. In alto: profili in latitudine integrati per $33^\circ \leq l \leq 36^\circ$. In basso: profili in longitudine integrati per $-2^\circ \leq b \leq 1^\circ$.

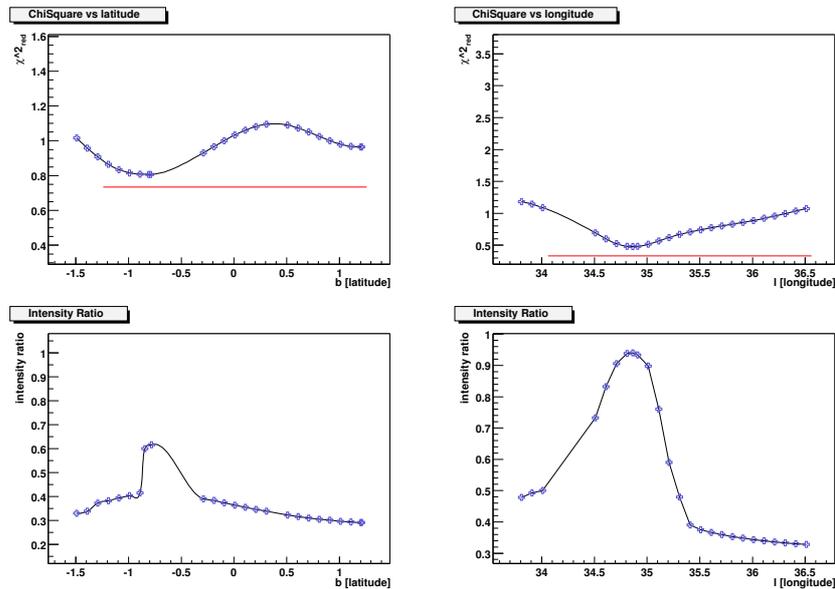


Figura 4.32: W44: diagramma del χ^2 ($E \geq 300$ MeV). In alto: in blu è riportato il χ^2 del fit con due sorgenti per diversi valori, in latitudine o longitudine, della posizione della nube molecolare; in rosso è riportato il valore del χ^2 per il fit con una sola sorgente. In basso: per gli stessi valori di posizione è riportato il rapporto fra le intensità delle sorgenti.

	Sorgente Reale		Fit a 1 sorgente	Fit a due sorgenti	
	PSR	MC		PSR	MC
l	78.2	78.0	$78.2^{\pm 0.04}$	$78.35^{\pm 0.06}$	$78^{\pm 0.02}$
b	2.1	2.3	$2.2^{\pm 0.04}$	$2.06^{\pm 0.05}$	$2.35^{\pm 0.06}$
$F_{100 \text{ MeV}}$	6.69	6.69	$11.8^{\pm 11.2}$	$9.2^{\pm 4.49}$	$3.43^{\pm 1.65}$
Γ	2.08	2.08	$2.04^{\pm 0.2}$	$2.22^{\pm 0.24}$	$1.82^{\pm 0.15}$

Tabella 4.9: Stima delle caratteristiche di W66. La tabella riporta a confronto le caratteristiche della sorgente composta reale utilizzata nel simulatore con quelle ricostruite mediante i due diversi processi di fit. I flussi sono espressi in unità di 10^{-9} ph/cm²s MeV.

4.5 Stima dei parametri delle sorgenti

Con i dati ricavati dai fit dei profili è possibile effettuare una stima delle caratteristiche principali delle sorgenti rivelate. Ciò che è interessante conoscere delle sorgenti in questione è la posizione e il flusso di radiazione γ con i relativi errori. Per la determinazione della posizione della sorgente sono stati utilizzati i dati ottenuti dal fit dei profili per energie $E \geq 300$ MeV, tenendo conto che il valore riportato è soltanto indicativo poichè serviranno tecniche più raffinate per determinare la posizione della sorgente ed il suo errore (ALIKE). La stima del flusso di radiazione γ è stata effettuata grazie ad un programma scritto con MATHEMATICA [59] che:

- integrando la PSF di AGILE permette il calcolo dei conteggi rivelati da una sorgente
- differenziando l'integrale della PSF rispetto ai parametri consente di calcolare l'errore sulla somma dei conteggi rivelati dalla singola sorgente.

La somma dei conteggi per energie maggiori di una data soglia, e quindi i conteggi rivelati in ogni singolo profilo effettuato, può essere espressa come:

$$C(\geq E_x) = F_0 E_0^\Gamma \frac{E_{max}^{1-\Gamma} - E_x^{1-\Gamma}}{1-\Gamma} Exp \quad (4.12)$$

dove F_0 è il flusso di radiazione gamma all'energia E_0 , Γ è l'indice spettrale e (Exp) è la esposizione come descritta in 4.3.

Utilizzando questa formula è perciò possibile stimare l'entità del flusso di radiazione γ a energie $E= 100$ MeV. Nelle tabelle 4.9 e 4.10 vengono riportate le caratteristiche reali della sorgente e quelle ricavate mediante i fit dei profili per il caso di emissione composta sia dalla pulsar che dalla nube molecolare; siccome dalle analisi presentate nelle passate sezioni, la soluzione di emissione da sorgente singola non può essere esclusa, in tabella sono riportati i dati anche per questo caso.

	Sorgente Reale		Fit a 1 sorgente	Fit a due sorgenti	
	PSR	MC		PSR	MC
l	34.25	34.75	$34.6^{\pm 0.06}$	$34.3^{\pm 0.03}$	$34.9^{\pm 0.19}$
b	-0.54	-0.54	$-0.51^{\pm 0.08}$	$-0.53^{\pm 0.10}$	$-0.45^{\pm 0.08}$
$F_{100 \text{ MeV}}$	3.37	3.37	$6.948^{\pm 2.54}$	$3.72^{\pm 1.30}$	$2.50^{\pm 0.79}$
Γ	1.93	1.93	$1.95^{\pm 0.16}$	$1.91^{\pm 0.16}$	$1.8^{\pm 0.13}$

Tabella 4.10: Stima delle caratteristiche di W44. La tabella riporta a confronto le caratteristiche della sorgente composta reale utilizzata nel simulatore con quelle ricostruite mediante i due diversi processi di fit. I flussi sono espressi in unità di 10^{-9} ph/cm²s MeV.

4.6 Discussione dei risultati

In questa sezione vengono riassunti e discussi i risultati delle analisi sin qui condotte per le sorgenti W66 e W44. Indipendentemente dalla sorgente studiata si possono presentare i seguenti casi:

1. la sorgente rivelata non è prodotta da un'emissione composta,
2. la sorgente rivelata è in realtà un'emissione composta.

Sorgente non composta

Sia per W66 che per W44 AGILE sarà in grado di evidenziare, almeno per energie $E \geq 300$ MeV, la natura non composta di tali sorgenti. La localizzabilità della sorgente, determinabile solo con il codice likelihood, sarà migliore di quella di EGRET, perchè migliore è la PSF soprattutto ad alta energia. Questo dovrebbe permettere agevolmente di identificare la regione di emissione.

Se l'emissione fosse posizionalmente coincidente con la pulsar (putativa) questo indicherebbe che la nube molecolare, la quale sta interagendo con il residuo di supernova per via del rapporto R (si veda la sezione 3.12), non è stata rivelata per uno dei seguenti motivi:

- la luminosità superficiale, indicata in $\text{ph/cm}^2\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$, è più bassa del valore del fondo diffuso e non può essere rivelata;
- è meno densa di quanto sia stato calcolato, perchè contiene meno materiale o le dimensioni sono maggiori e quindi produce un flusso di radiazione gamma meno intenso.

In ognuno di questi casi nessuna nuova conoscenza viene apportata alla comprensione dell'origine della componente adronica dei raggi cosmici.

Se invece l'emissione di alta energia venisse trovata posizionalmente coincidente con la nube molecolare, dalla conoscenza del flusso rivelato e considerando che esso è prodotto tramite i meccanismi di bremsstrahlung e decadimento di π^0 si può stimare quest'ultimo contributo (soprattutto se misure radio limitano fortemente il contributo degli elettroni). Ciò permetterebbe per la prima volta di attribuire il flusso di radiazione gamma rivelato all'interazione adronica di nucleoni recentemente accelerati nel vicino residuo di supernova.

Sorgente composta

Se la sorgente rivelata è in realtà prodotta da un'emissione composta AGILE non sarà in grado di separare, statisticamente parlando, le due componenti perchè la PSF dello strumento è ancora troppo estesa per separare oggetti che distino meno di un grado. Utilizzando però lo stesso ragionamento che permette, in astronomia gamma, di separare l'emissione della sorgente da quella diffusa del piano galattico, si può includere la pulsar nel modello di fondo e vedere se l'emissione residua è consistente con l'ipotesi della presenza di una seconda sorgente. Non disponendo del codice likelihood è stata seguita una strada alternativa in cui il metodo del χ^2 è utilizzato per stimare le caratteristiche delle sorgenti, mentre il test di Kolmogorov-Smirnov serve per sottoporre a test la soluzione trovata.

Si è mostrato che l'ipotesi che la sorgente sia composta è consistente con i dati allo stesso modo in cui lo è l'ipotesi della sorgente singola. Le sorgenti sono entrambe rivelate ad un livello di significatività statistica $\geq 3\sigma$.

Indubbiamente AGILE potrà fare molto meglio in futuro, perchè il modello di fondo diffuso di cui disporrà sarà molto più preciso, e con una dimensione del bin più piccola di quello utilizzato da EGRET, (che è stato adoperato per questa tesi) e la reiezione del fondo di particelle cariche sarà più efficiente del livello ad oggi simulato.

L'informazione spettrale è di grande importanza se si vuole evidenziare l'interazione adronica che da luogo all'emissione di alta energia rivelata in una sorgente. Lo studio del prossimo capitolo è finalizzato alla comprensione del tipo di informazione energetica che può essere ricavata dal minitracker.

Capitolo 5

La ricostruzione in energia con il tracciatore di AGILE

La soluzione del problema dell'origine della componente adronica dei raggi cosmici risiede nella possibilità di evidenziare lo spettro da decadimento del pione neutro. È importante quindi analizzare l'informazione spettrale che il tracciatore di AGILE può fornire. L'analisi si basa su tre set di dati sperimentali raccolti durante i test di un prototipo in scala ridotta, detto minitracker, del tracciatore di AGILE presso la Beam Test Facility (BTF) dei Laboratori Nazionali dell'INFN a Frascati. I dati in questione sono run di elettroni con energie rispettivamente di 79, 493, 650 MeV. Con lo stesso set di dati, si è proceduto alla validazione della simulazione di AGILE effettuata con Geant3; il buon accordo fra dati sperimentali e simulati ha permesso di creare set di dati simulati con differenti energie e di estendere l'analisi spettrale da 25 MeV a 1 GeV.

5.1 Il minitracker

Il tracciatore utilizzato per i test di Frascati è un prototipo in scala ridotta del tracciatore di AGILE; esso è costituito come si può vedere dalla figura 5.1 da 6 piani e quindi 12 viste. Ogni piano presenta un rivelatore per vista, posizionati in modo da ottenere una configurazione xy, per un totale di 2304 canali x e 2304 y. La struttura del singolo vassoio corrisponde a quella del tracciatore pre-descoping, cioè prima della riduzione del numero di piani da volo. In tale occasione, sia lo spessore del vassoio che il passo tra i piani sono aumentati, passando rispettivamente da 15 a 16 mm e da 16 a 19 mm.

Nel caso del minitracker, ciascun vassoio è costituito da:

- una vista di silicio di 410 μm di spessore incollata su uno strato di kapton di 50 μm

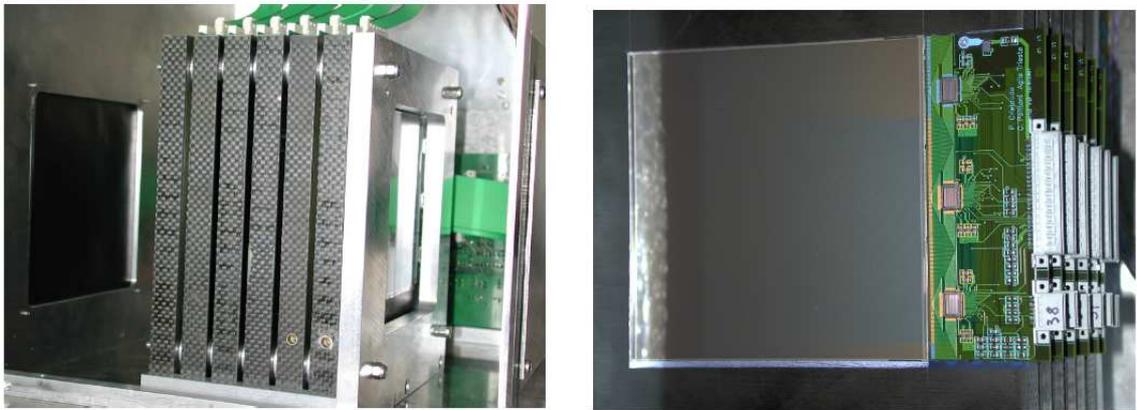


Figura 5.1: Immagini del minitracker utilizzato per i test con elettroni a Frascati.

- uno strato di fibra di carbonio spesso $500\ \mu\text{m}$ ottenuto da quattro pelli di $125\ \mu\text{m}$ di spessore, incollate in successione; la fibra ha caratteristiche meccaniche e termiche inferiori a quelle di volo
- uno strato di honeycomb (nido d'ape) di alluminio di spessore 14 mm
- uno strato di tungsteno puro al 99.95% di $300\ \mu\text{m}$
- la seconda vista di silicio di $410\ \mu\text{m}$ incollata su uno strato di kapton di $50\ \mu\text{m}$ di spessore.

Ogni vista ha una dimensione di $9.5 \times 9.5\ \text{cm}^2$ organizzati in 384 canali di lettura corrispondenti a strip con passo di $242\ \mu\text{m}$. Gli ASIC di lettura sono quelli da volo (i TAA1 della IDE AS); ogni ASIC ha 128 canali a basso rumore, basso consumo e capacità di autotrigger, che lavorano in parallelo durante la fase di acquisizione e sono letti serialmente nella fase di readout.

Nel caso del minitracker, l'elettronica di readout permette di utilizzare come trigger l'AND o l'OR della prima vista di tipo x e dell'ultima di tipo y.

5.2 Il rumore

Il rivelatore, accoppiato con l'elettronica di lettura, è caratterizzato da un rumore di fondo con cui il segnale deve essere confrontato. Il rumore intrinseco associato a ogni singolo canale di lettura dipende sia dalle caratteristiche della strip che da quelle dell'ASIC di

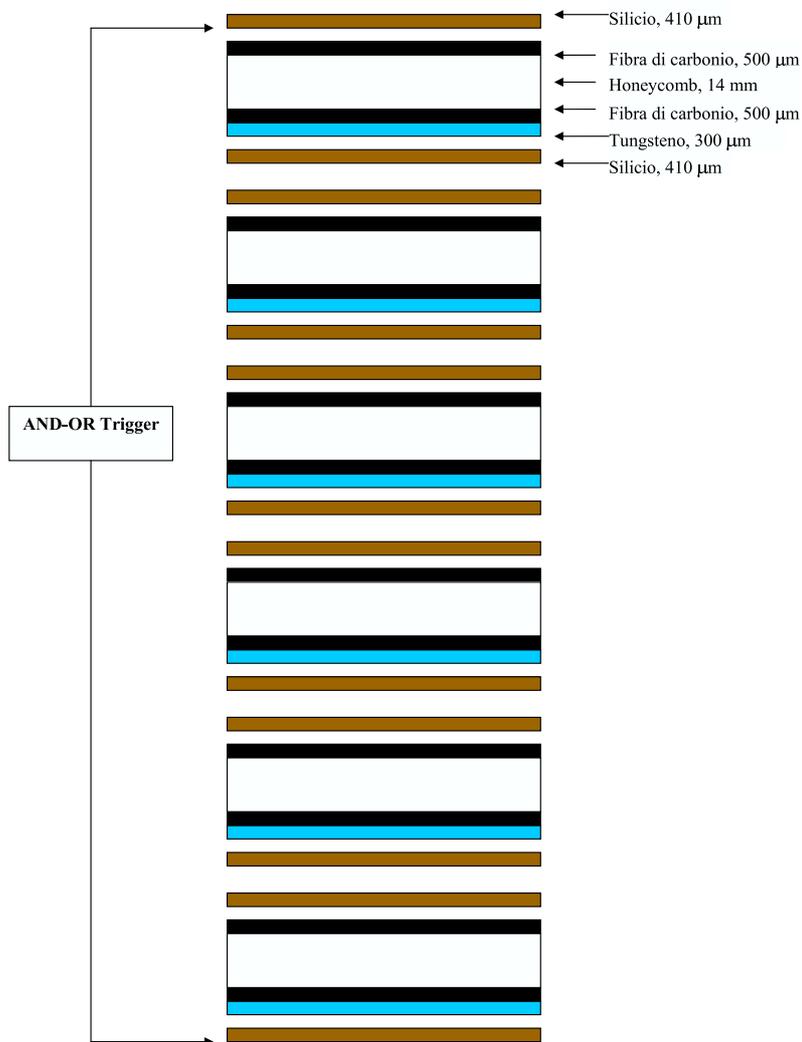


Figura 5.2: Rappresentazione non in scala della struttura del minitracker.

lettura. Per misurare questo rumore si effettuano appositi run in cui il rivelatore viene letto un certo numero di volte (tipicamente 200) con un trigger casuale, non in coincidenza con il passaggio di particelle. I conteggi ADC di ogni canale rappresentano il piedestallo del canale stesso. Nella fase di analisi dei dati, il piedestallo viene sottratto strip per strip per ottenere il segnale reale. Il rumore si presenta come fluttuazione del piedestallo attorno al suo valor medio. In figura 5.3 è riportato il valore medio del piedistallo, con relativo rumore, per le 384 strip di una delle viste x del minitracker.

Esiste un ulteriore contributo al rumore che viene chiamato rumore coerente, in quanto

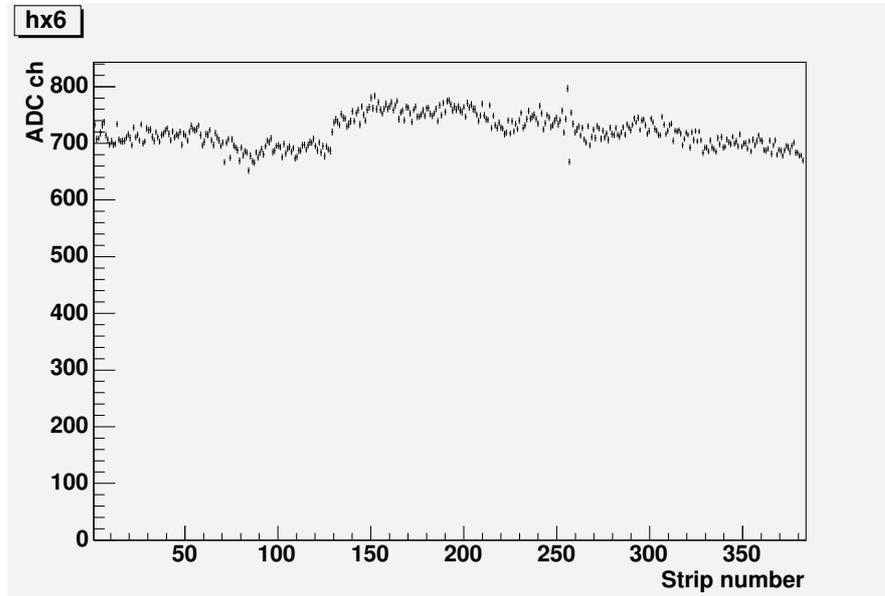


Figura 5.3: Livello dei piedestalli delle strip di una delle mattonelle del minitracker.

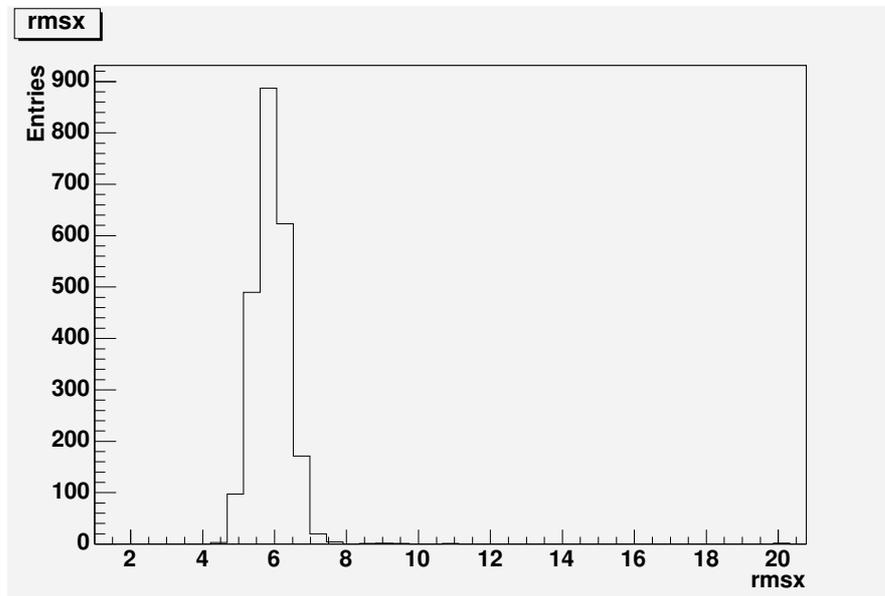


Figura 5.4: Distribuzione del rumore una volta sottratto il rumore coerente.

in un dato evento tutte le strip, afferenti ad uno stesso TAA1, si spostano di una stessa quantità rispetto al valor medio. Questo contributo va calcolato evento per evento facendo la media di tutti i segnali, una volta sottratti i piedestalli. Il valore ottenuto va sottratto dal segnale di ogni strip ottenendo così l'ampiezza finale su cui sarà poi effettuata l'analisi.

In figura 5.4 è riportata la distribuzione del rumore delle strip appartenenti alle viste x una volta sottratto il contributo del rumore coerente, mentre in quella 5.5 è riportato il profilo del fascio visto dalle prime due viste x e y del minitracker.

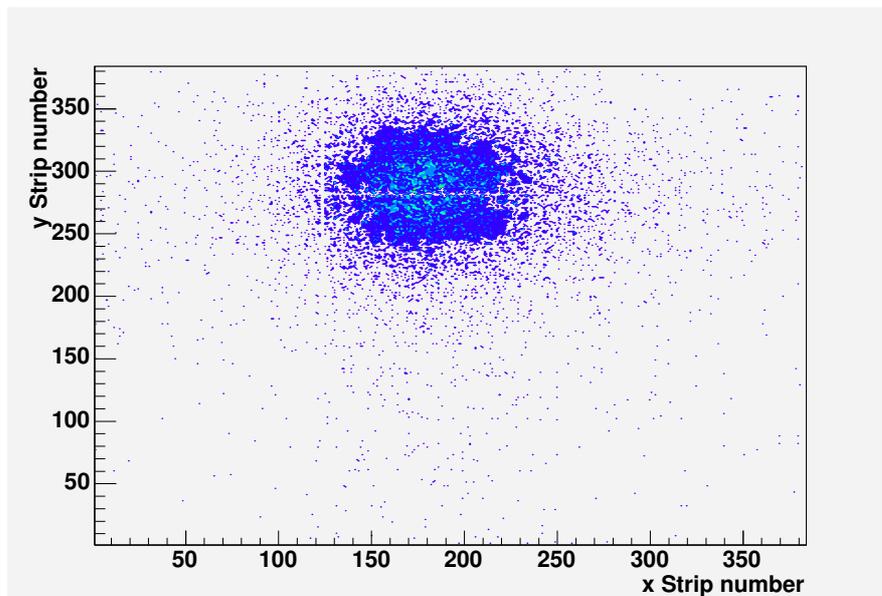


Figura 5.5: Profilo del fascio visto dai piani superiori del minitracker di AGILE (run a 493 MeV).

5.3 Il concetto di strip floating

Il rivelatore al silicio di AGILE è un rivelatore singola faccia, accoppiato AC con l'elettronica, di spessore $410\mu\text{m}$ e di dimensioni geometriche $9.5 \times 9.5 \text{ cm}^2$. È realizzato su un substrato di tipo n, caratterizzato da alta resistività ($8\text{k}\Omega \cdot \text{cm}$), la qual cosa permette di mantenere la tensione di polarizzazione inferiore ai 100 V. Il rivelatore è polarizzato tramite resistenze di polisilicio di valore superiore a 20 M Ω . Esso presenta 768 strip a passo fisico di $121 \mu\text{m}$ mentre il passo di lettura è di $242 \mu\text{m}$: in altre parole una strip su due è connessa all'elettronica (strip di lettura); quella non letta (strip floating) trasmette l'informazione tramite accoppiamento capacitivo. La configurazione con una strip floating è stata scelta per avere una buona risoluzione in posizione mantenendo allo stesso tempo sotto controllo il numero di canali di lettura e quindi la potenza consumata. In figura 5.6 sono riportati i due casi in cui una particella colpisce una strip di readout, in alto, ed una strip floating, in basso; nel caso della strip floating la carica si divide, in maniera quasi uguale, tra le due adiacenti strip di readout.

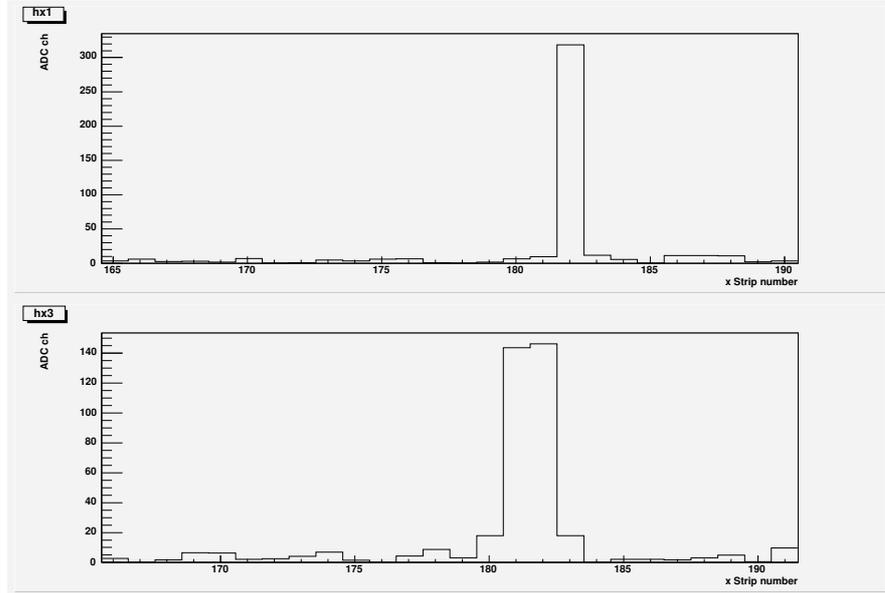


Figura 5.6: Esempio di particella che passa attraverso una strip di readout (sopra) ed una floating (sotto).

5.4 La ricerca del cluster

In presenza di un rivelatore al silicio con un'elettronica di lettura che permette di avere l'informazione analogica, cioè l'informazione sulla carica depositata dalla particella in ogni singola strip colpita, è possibile ricostruire la posizione del passaggio di tale particella utilizzando la media pesata delle strip con segnale superiore ad una data soglia. Questo consente di ottenere una buona risoluzione spaziale anche in presenza di un limitato numero di canali di lettura, come nel caso di AGILE dove è stata scelta una configurazione con una strip floating. L'algoritmo di ricerca presenta i seguenti passi:

- per ogni evento si ricerca su ogni piano la strip con il segnale massimo richiedendo che esso sia almeno 10 volte maggiore del rumore della strip stessa;
- si considerano appartenenti allo stesso cluster strip continue caratterizzate da un rapporto segnale-rumore almeno pari a 5;
- se due o più strip che hanno con rapporto segnale-rumore maggiore di 10 distano più di una strip, sono considerate appartenenti a cluster diversi;
- la posizione del passaggio della particella è data dal baricentro del cluster:

$$x = \frac{\sum_i x_i \cdot s_i}{\sum_i s_i} \quad (5.1)$$

dove x_i è la posizione della i -esima strip e s_i il suo segnale.

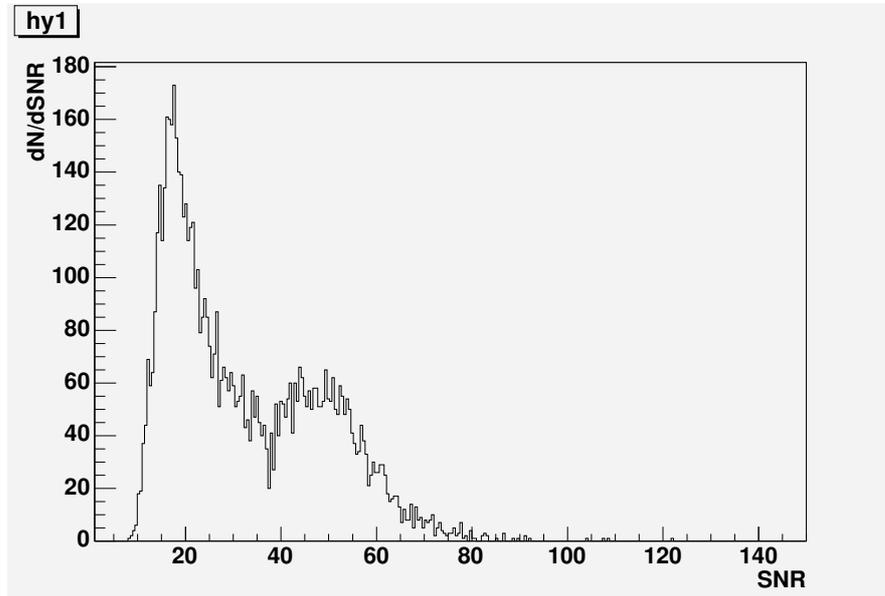


Figura 5.7: Distribuzione del rapporto segnale su rumore per la strip col segnale massimo.

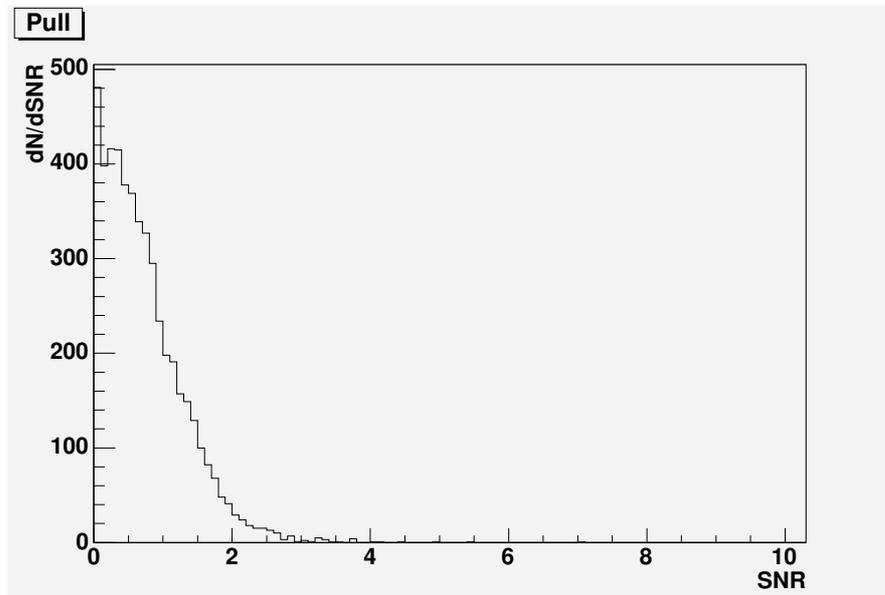


Figura 5.8: Pull del rumore.

Nella figura 5.7 è riportata la distribuzione del rapporto segnale-rumore per la strip col segnale massimo per una delle viste y . In tale figura si possono notare due picchi: quello a più alti valori del rapporto segnale-rumore per il caso in cui la strip colpita è una strip

di readout, mentre quello a più bassi valori per il caso in cui a essere colpita è una strip floating; da tale figura si vede come sia corretta per la ricerca del cluster la scelta della strip col massimo che abbia un rapporto segnale-rumore maggiore di 10.

La distribuzione del rumore di una strip, sempre in termini di rapporto segnale-rumore, è invece riportata in figura 5.8; anche qui appare corretto la scelta che ogni strip, per appartenere al cluster, abbia un valore del rapporto segnale-rumore maggiore di 5.

5.5 La ricostruzione in energia

La ricostruzione in energia degli elettroni avviene valutando lo scattering multiplo della traccia nel passaggio attraverso i piani del rivelatore. Per un numero elevato di collisioni (almeno 20), è stato sviluppato un preciso trattamento statistico da Moliere. La distribuzione di Moliere è precisa sino a 30° con l'eccezione di elettroni lenti ($\beta < 0.05$) ed elettroni in materiali molto pesanti. Solitamente viene utilizzato un fit gaussiano sulla distribuzione di Moliere del tipo:

$$P(\theta)d\theta \sim \frac{1}{\sqrt{2\pi \langle \theta^2 \rangle}} e^{-\frac{\theta^2}{2\langle \theta^2 \rangle}} d\theta \quad (5.2)$$

con

$$\theta_0 = \sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \simeq \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta pc} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0.038 \log \left(\frac{x}{X_0} \right) \right) \quad (5.3)$$

dove x è lo spessore di materiale attraversato in unità di X_0 , θ è l'angolo tra la direzione della traccia in ingresso e quella della traccia in uscita proiettate su uno specifico piano.

Tale relazione può essere invertita per ottenere l'energia dell'elettrone in funzione di θ_0 ; infatti:

$$E_e^- \simeq \frac{13.6 \text{ MeV}}{\theta_0} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0.038 \log \left(\frac{x}{X_0} \right) \right). \quad (5.4)$$

Per ricostruire quindi l'energia delle particelle dallo scattering mostrato dalla traccia, sono stati selezionati all'interno dei singoli run a 79, 493 e 650 MeV tutti quegli eventi che avevano un singolo cluster su ogni vista del tracciatore in modo tale da poter calcolare il valore di θ_0 su quattro angoli. Uno degli eventi selezionati per il calcolo dell'energia è riportato in figura 5.9.

Riferendoci alla figura 5.10 il valore di θ_0 può essere calcolato come:

$$\theta_0 = \sqrt{e^2 + a^2 + \beta^2 + d^2} \quad (5.5)$$

mentre l'energia si ottiene dall'eq. 5.4 inserendo il valore di θ_0 fornito dalla 5.5. I risultati di questa analisi sono riportati nelle figure 5.11, 5.12 e 5.13; in esse viene presentata la

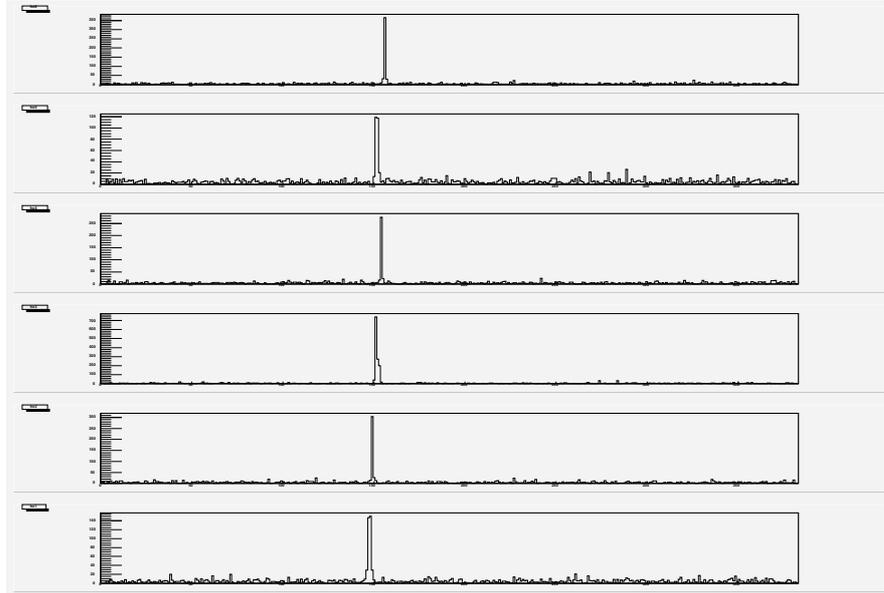


Figura 5.9: Esempio di traccia vista dalle sei viste x del minitracker.

distribuzione in energia ricostruita secondo la 5.4 degli eventi selezionati. Le energie medie delle distribuzioni di cui sopra sono riportate nella tabella 5.1. Si può notare in generale che le distribuzioni hanno una coda di eventi ricostruiti ad alta energia e che tale coda diviene più popolata per energie crescenti. Indubbiamente il calcolo di θ_0 su quattro angoli è una fonte di errore abbastanza grande; infatti necessitano almeno venti urti perchè si possa utilizzare la distribuzione di Moliere dell'angolo di scattering. La ricostruzione in energia non può quindi che migliorare nel caso del tracciatore di AGILE che avrà 12 viste.

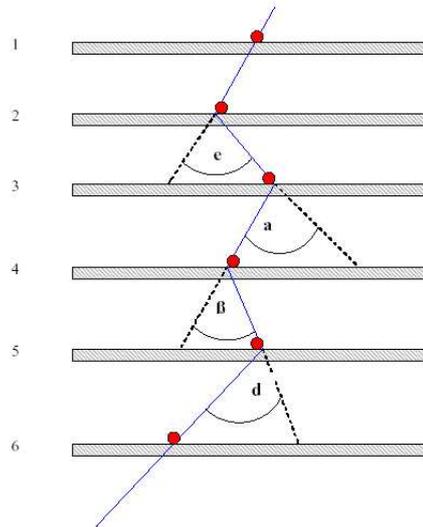


Figura 5.10: Rappresentazione schematica dello scattering multiple degli elettroni attraverso i piani del tracciatore di AGILE.

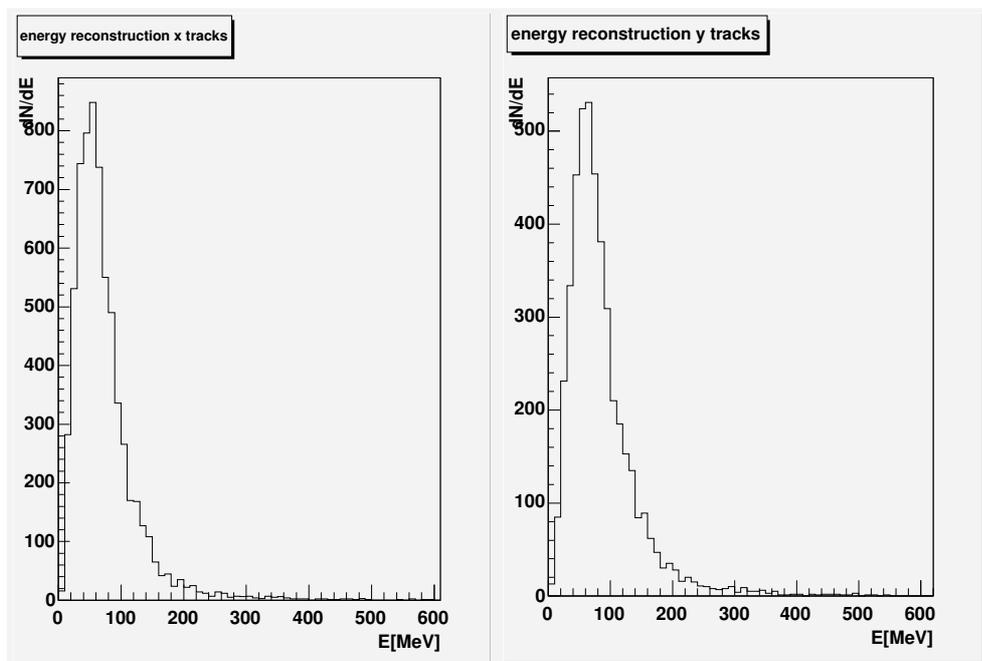


Figura 5.11: Distribuzione in energia ricostruita per il run di elettroni da 79 MeV.

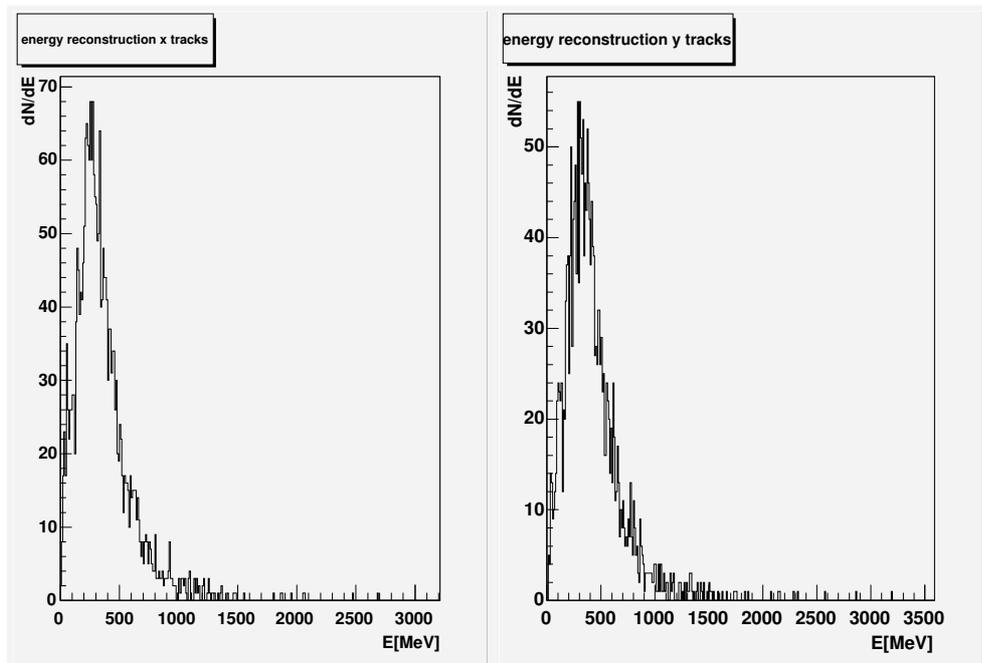


Figura 5.12: Distribuzioni in energia ricostruita per i run da elettroni da 493 MeV.

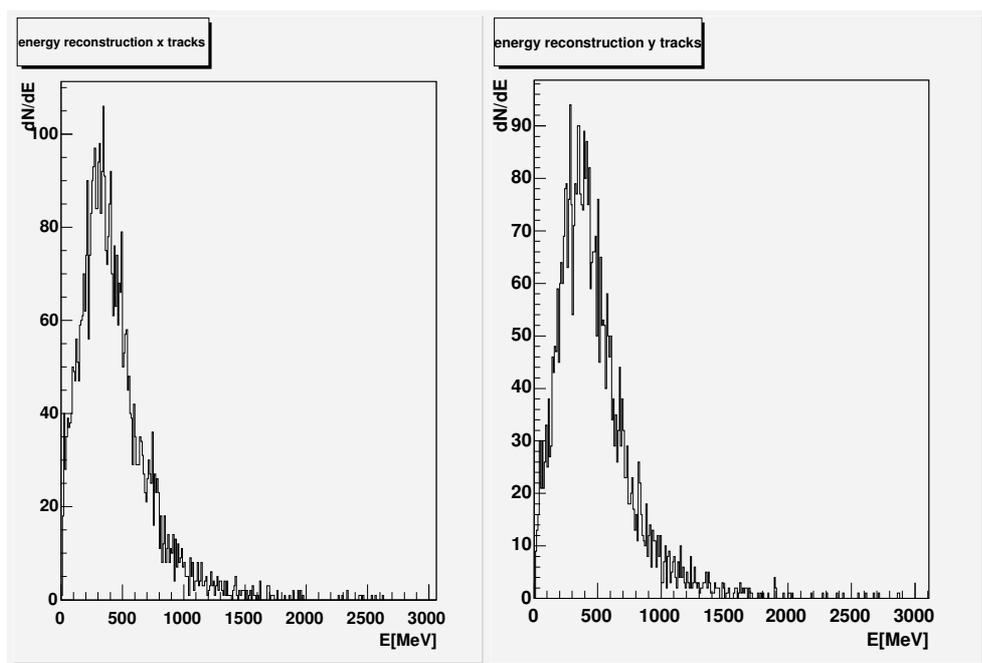


Figura 5.13: Distribuzione in energia ricostruita per il run da elettroni da 650 MeV.

Energia reale degli elettroni	Energia media ricostruita
79 MeV	74 - 86 MeV
493 MeV	405 - 422 MeV
650 MeV	450 - 476 MeV

Tabella 5.1: Tabella delle energie medie ricostruite per per i tre run di elettroni. I valori medi si riferiscono alle tracce nei piani xz e yz rispettivamente.

5.6 La validazione della simulazione Montecarlo del tracciatore

Si è deciso di confrontare i risultati delle analisi dei dati da test beam con quelli della simulazione Montecarlo del minitracker. Sono quindi stati analizzati tre run simulati della stessa energia di quelli del test beam con le metodologie riportate nella precedente sezione. Per favorire il confronto fra i dati simulati e quelli reali, le distribuzioni in energia ricostruita sono state normalizzate e sono riportate nelle figure 5.14, 5.15, 5.16. Stante il buon accordo fra dati sperimentali e dati simulati si è proceduto ad estendere l'analisi ad altre energie per poter studiare il comportamento del minitracker da 25 MeV a 1 GeV, riportando il risultato in un plot dell'energia ricostruita in funzione di quella reale. Per definire l'errore sull'energia ricostruita è stata costruita la distribuzione cumulativa per ogni distribuzione d'energia ricostruita. Si è poi definito l'intervallo a 1σ come quello che lascia fuori nelle code a sinistra e a destra rispettivamente il 16% degli eventi. Il risultato complessivo di tale analisi è riportato in figura 5.17.

Va notato che a basse energie la correlazione fra energie reali e ricostruite è lineare, anche se è presente un ampio errore. La saturazione, invece, ben visibile ad alte energie è facilmente spiegabile. Infatti il meccanismo di ricostruzione energetica qui usato perde efficacia non appena l'errore del multiplo scattering diventa comparabile, o minore, di quello del tracciatore. Utilizzando i dati del tracciatore, ovvero una risoluzione in posizione di $\sigma=50 \mu\text{m}$ e una distanza fra i piani $d=1.6 \text{ cm}$, si ottiene un errore sull'angolo fra un piano e l'altro di:

$$\alpha = 2tg^{-1}\frac{\sigma}{d} = 6.25 \times 10^{-3}.$$

Utilizzando l'eq. 5.3 e sostituendo il valore appena calcolato, α , a θ_0 si ottiene il valore limite dell'energia misurabile con tale procedimento, $E=634 \text{ MeV}$. Oltre tale valore l'angolo di scattering diviene inferiore a quello che il tracciatore riesce a misurare.

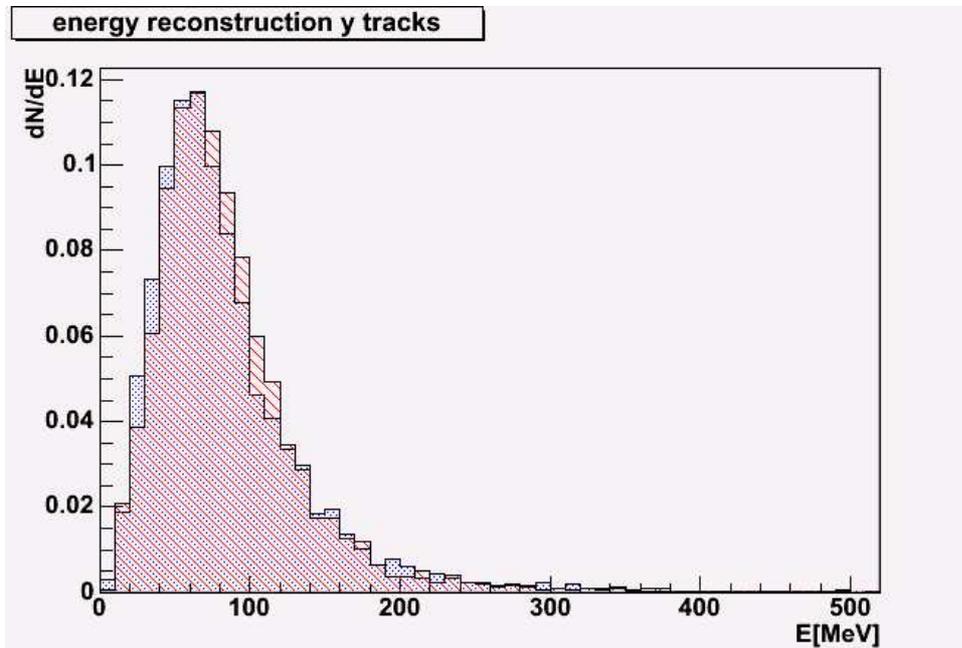


Figura 5.14: Distribuzione delle energie ricostruite degli elettroni per il run a 79 MeV. In blu sono riportati i dati da test beam mentre in rosso i dati simulati col Montecarlo.

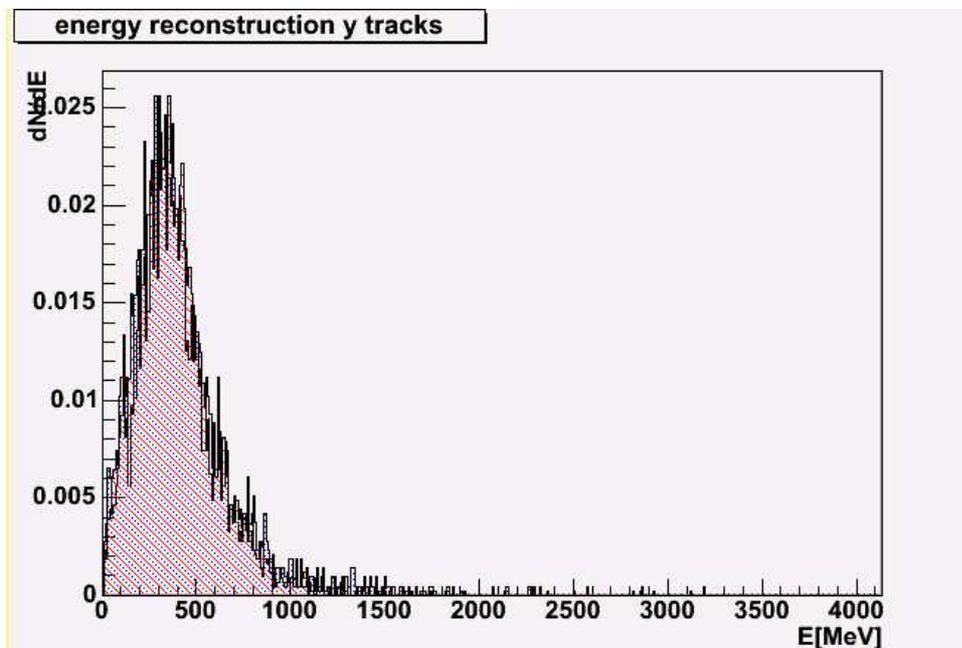


Figura 5.15: Distribuzione delle energie ricostruite degli elettroni per il run a 493 MeV. In blu sono riportati i dati da test beam mentre in rosso i dati simulati col Montecarlo.

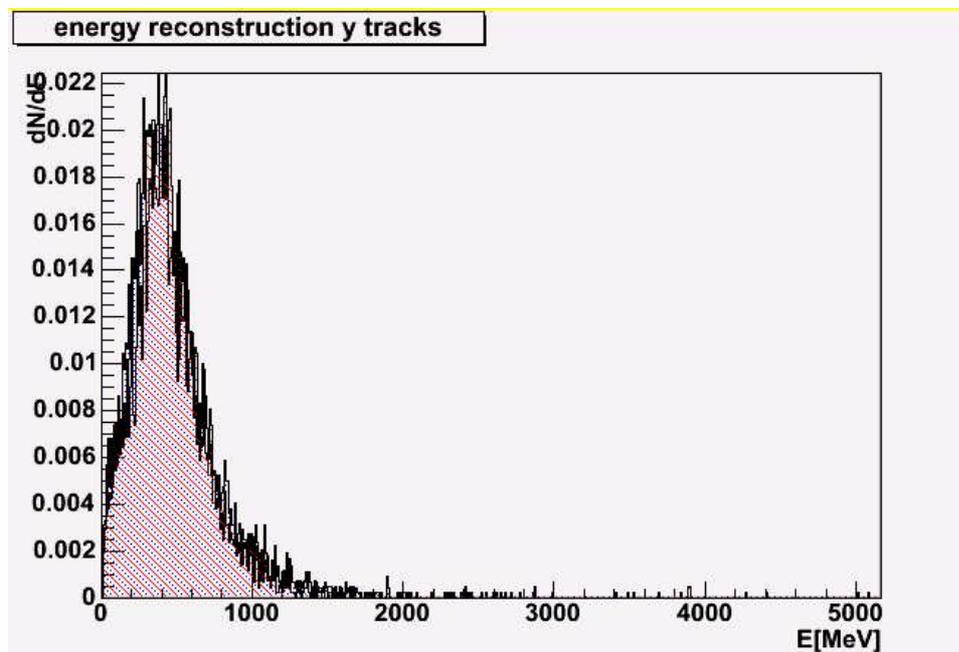


Figura 5.16: Distribuzione delle energie ricostruite degli elettroni per il run a 650 MeV. In blu sono riportati i dati da test beam mentre in rosso i dati simulati col Montecarlo.

5.7 Considerazioni finali

Dall'analisi condotta in questo capitolo, emergono alcuni risultati interessanti:

- la ricostruzione in energia sfruttando lo scattering funziona discretamente bene a basse energie, ovvero per elettroni con energia inferiore ai 200 MeV;
- a queste energie, il minicalorimetro può fornire un'informazione energetica complementare a quella del multiplo scattering.

Considerando l'area efficace di AGILE in funzione dell'energia, riportata in figura 4.2, è possibile notare che per energie inferiori ai 100 MeV essa è superiore a quella dell'esperimento COMPTEL. In conclusione, quindi, a basse energie, dai 20 MeV sino a 200 MeV, AGILE potrà dare con buona risoluzione, un'informazione energetica molto importante per l'individuazione di parte dello spettro da decadimento del pione neutro. A più alta energia sia il calorimetro che il metodo di ricostruzione utilizzato dimostrano i propri limiti.

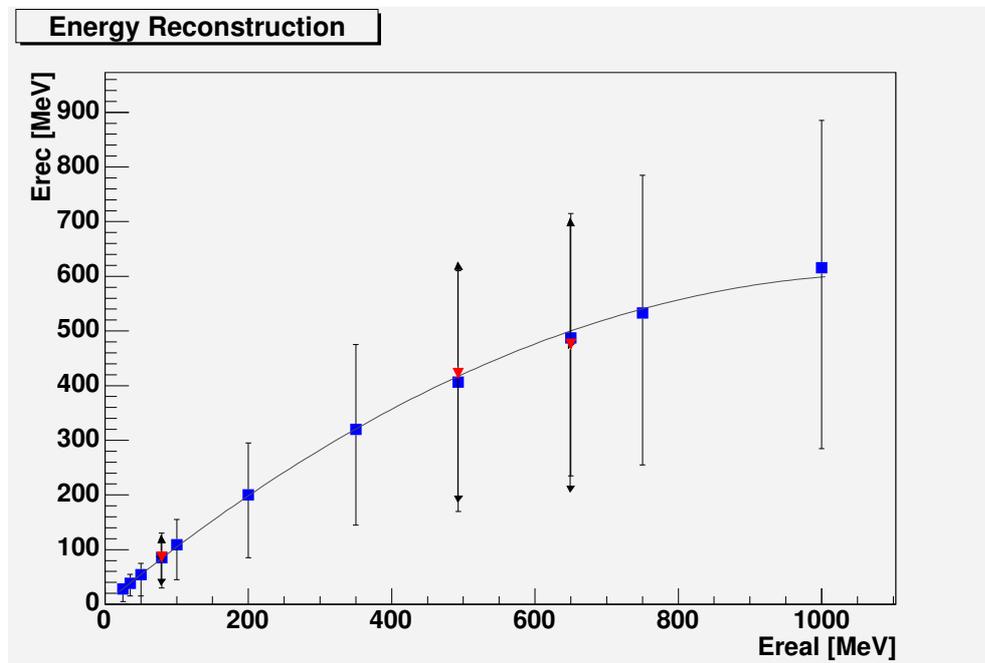


Figura 5.17: Andamento dell'energia ricostruita in funzione di quella reale; la ricostruzione dell'energia degli elettroni è stata effettuata sfruttando lo scattering multiplo. In blu sono riportati i punti derivanti dai dati simulati, mentre in rosso quelli derivanti dai dati da test beam.

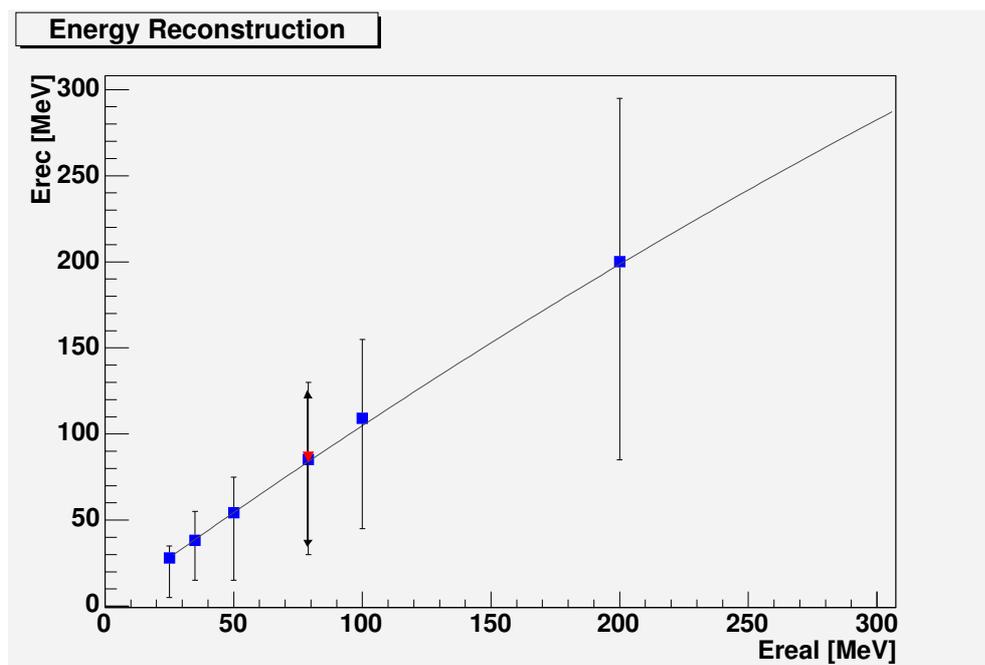


Figura 5.18: Particolare del grafico precedente a basse energie.

Capitolo 6

Prospetti futuri

6.1 GLAST

Il Gamma-ray Large Area Telescope (GLAST) è un futuro osservatorio gamma su satellite che dovrebbe essere lanciato nel 2006. Questo esperimento coprirà lo spettro tra 30 MeV e 100 GeV con una risoluzione in posizione vicina al minuto d'arco ed una risoluzione energetica del 10% su tutto lo spettro. In figura 6.1 è riportata una simulazione della scansione del cielo effettuata da GLAST paragonata a quella di EGRET. Il notevole miglioramento della PSF unito alla grande area efficace si traduce sia nella rivelazione di un maggior numero di sorgenti che in una loro migliore localizzabilità. GLAST produrrà quindi un'altra rivoluzione nell'astronomia gamma proprio come EGRET ha effettuato a suo tempo. Con una PSF notevolmente migliore ed un'area efficace molto più grande GLAST scoprirà moltissime nuove sorgenti di radiazione gamma e permetterà agevolmente di separare tutte le sorgenti composite che EGRET ha rivelato. Tale osservatorio sarà quindi capace di individuare e localizzare l'emissione proveniente dall'interazione di un residuo di supernova con una nube molecolare e di analizzarne con buona risoluzione lo spettro (si veda il caso riportato in [60]). A differenza però delle osservazioni al TeV, lo spettro da decadimento del pione neutro al GeV è accompagnato sia dall'emissione di bremsstrahlung che da quella di Compton inverso (derivante almeno dalla componente degli elettroni secondari generati dal decadimento del π_0); ciò può mascherare da caso a caso la firma dell'interazione adronica ricercata.

6.2 Osservazioni al TeV

A energie superiori al GeV il cielo appare sempre più scuro. Esistono soltanto 57 sorgenti rivelate fra 1 e 10 GeV [61] e alle più alte energie il cielo rimane praticamente inosservato.

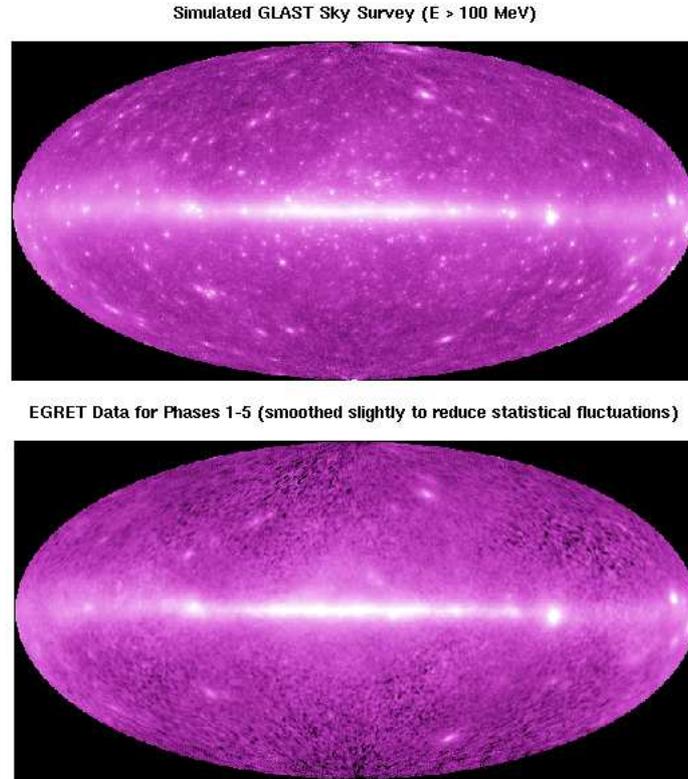


Figura 6.1: Sensibilità dei telescopi gamma al TeV.

	EGRET	AGILE	GLAST
Range d'energia	20 MeV-30 GeV	30 MeV-50 GeV	30 MeV-100 GeV
Area Efficace	1500 cm ²	> 600 cm ²	8000 cm ²
FOV	0.5 sr	> 3 sr	2 sr
Risoluzione angolare¹@100MeV	5.8°	4.7°	3.5°
Risoluzione Energia	10%	< 100%	10%
Localizzazione sorgente²	15'	7.5'	0.5'
Sensibilità³(cm⁻²s⁻¹)	1 × 10 ⁻⁷	1 × 10 ⁻⁸	6 × 10 ⁻⁹

¹ $\theta_{68\%}$

² 1σ , flusso $10^{-9}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, alte b

³ E > 100 MeV, $\Gamma = -2$ alte b e
scansione del cielo di un anno

Tabella 6.1: Caratteristiche di EGRET, AGILE e GLAST a confronto.

Per raggiungere la parte più energetica dello spettro elettromagnetico servono osservatori terrestri. Tali osservatori sono dei telescopi capaci di rivelare la luce Čerenkov emessa dalle particelle relativistiche di uno sciame atmosferico generato da un fotone molto energetico. Questi strumenti, detti IACT (Imaging Atmospheric Čerenkov Telescopes), utilizzano l'atmosfera terrestre come tracciante e calorimetro, hanno buone prestazioni sia in sensibilità che in risoluzione per sorgenti che emettono al di sopra di 100 GeV.

Essi hanno solitamente una PSF con un raggio di contenimento del 68% dei conteggi pari a $\theta_{68} < 0.16^\circ$ e considerando che tipicamente il numero di fotoni gamma primari rivelati è circa 100 si ottiene una localizzazione della sorgente (espressa come θ_{68}/\sqrt{N}) che raggiunge facilmente il minuto d'arco. La rivelazione di sorgenti al TeV presenta però non pochi problemi. Il primo è rappresentato dal fatto che molte delle sorgenti GeV rivelate da EGRET presentano uno spettro più ripido a partire dai 10 GeV. Questo potrebbe essere il motivo per cui sorgenti molto luminose, associate con i residui di supernovae γ -Cygni, IC443, W28 e CTA1, non sono state osservate nella banda TeV.

Altri problemi di natura tecnica influenzano le performance di tali telescopi; infatti essi non possono effettuare osservazioni ad angoli zenitali $> 70^\circ$. Poichè l'angolo zenitale θ di un oggetto astronomico al massimo della culminazione dipende dalla latitudine ϕ dell'osservatorio e dalla declinazione DEC dell'oggetto come $\theta = |\phi - DEC|$, si deve imporre la condizione di osservabilità $|\phi - DEC| < 70^\circ$ che limita la selezione dei possibili oggetti osservabili.

Cionostante i risultati già ottenuti da questi telescopi, discussi per due casi particolari nella sezione 3.13, sono molto buoni e fanno sperare per il futuro. L'aumento di sensibilità previsto per i nuovi esperimenti per energie $E > 10$ TeV potrebbe permettere di attribuire agevolmente l'emissione gamma proveniente da un residuo di supernova al decadimento del pione neutro; infatti a queste energie i due meccanismi di generazione di radiazione gamma, prevalentemente IC e interazione adronica, presentano uno spettro piuttosto differente. È quindi probabile che da questi osservatori venga in futuro la definitiva risposta alla questione dell'origine della componente adronica dei raggi cosmici nei residui di supernova. La figura 6.2 riporta la sensibilità degli esperimenti gamma al GeV e al TeV in funzione dell'energia; la sensibilità di AGILE, non rappresentata in figura, è comparabile con quella di EGRET.

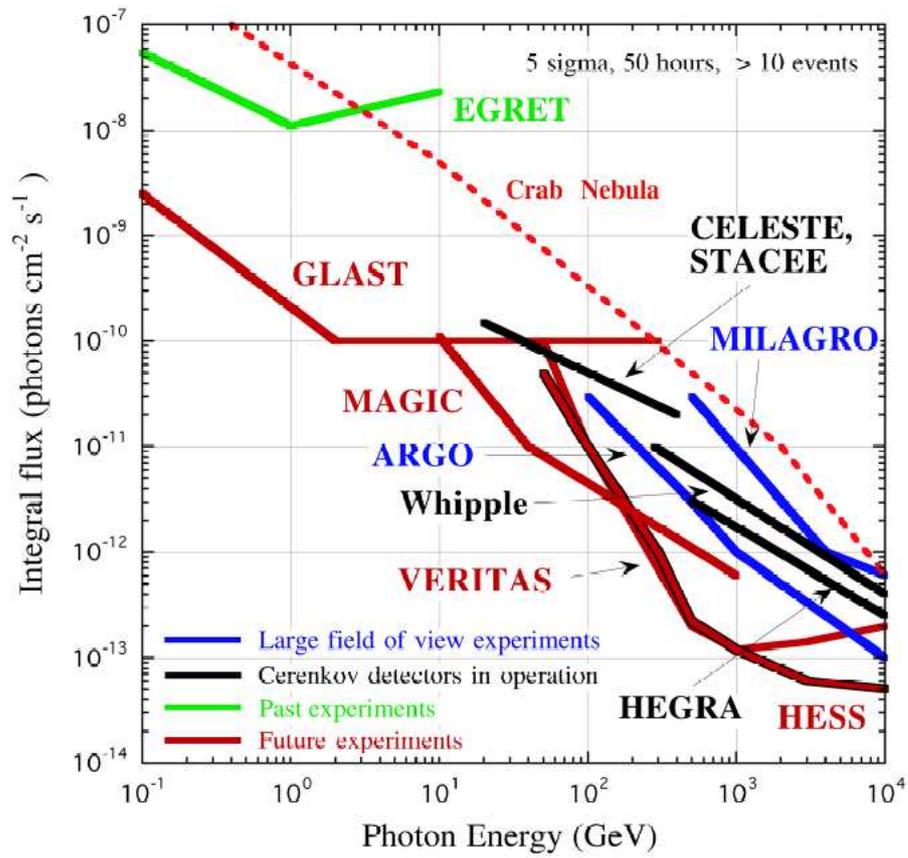


Figura 6.2: Sensibilità dei telescopi gamma al TeV.

Conclusioni

Dagli albori dell'astronomia gamma si è riposto in questo ramo dell'astrofisica un crescente impegno per la comprensione dell'origine dei raggi cosmici.

Ancora adesso, dopo più di trent'anni, questo problema rimane insoluto.

Semplici considerazioni energetiche permettono di ipotizzare che le esplosioni delle supernovae galattiche forniscano abbastanza energia per mantenere stabile il livello dei raggi cosmici nella galassia; l'esistenza di un valido meccanismo di accelerazione [4] rafforza la convinzione che in tali siti i raggi cosmici vengano accelerati. Esiste evidenza sperimentale che nei residui di supernovae i leptoni vengano accelerati a energie relativistiche; infatti molti resti sono stati rivelati nella banda X e come sorgenti non termiche nel radio, emissione spiegabile come radiazione di sincrotrone emessa da elettroni relativistici. Eppure l'evidenza dell'esistenza di protoni accelerati nello stesso ambiente è ancora elusiva. Molti fattori concorrono a delineare questo scenario. L'evidenza ricercata risiede nella rivelazione non ambigua dello spettro da decadimento del pione neutro nella radiazione gamma, ma i passati esperimenti avevano una risoluzione spettrale non sufficiente e il π^0 bump è rimasto nascosto.

Anche la sensibilità dei precedenti esperimenti ha rappresentato in questo ambito un problema; solo resti di supernovae in interazione con dense nubi molecolari, così da aumentare l'importanza del canale del decadimento del π^0 , possono essere stati rivelati da EGRET. In circostanze particolari, determinate dall'impossibilità di spiegare il flusso rivelato tramite radiazione di bremsstrahlung si è potuto attribuire un'origine adronica alla radiazione gamma. Comunque questo rimane ancora un argomento di vivida discussione. Quindi, la ricerca dell'evidenza dell'accelerazione dei raggi cosmici è soggetta, allo stato attuale, alla rivelazione di un residuo di supernova in interazione con una vicina nube molecolare, per il quale si possa escludere il processo leptonic di emissione di radiazione gamma e per il quale nessun'altra sorgente all'interno del campo di osservazione (ad esempio una pulsar) rappresenti una valida alternativa.

Poche sorgenti rispondono a tutte queste richieste e nessuna sinora si è dimostrata tale da eliminare ogni ragionevole dubbio.

Inoltre la tipica incertezza posizionale con cui sono conosciute le sorgenti del Terzo Catalogo di EGRET, circa mezzo grado, non ha permesso di chiarire la natura di molte sorgenti osservate. È probabile che molte di esse siano rivelazioni di sorgenti composite.

In questa tesi è stato investigato il potenziale dell'esperimento di astronomia gamma AGILE per distinguere le possibili differenti componenti di due casi notevoli: la sorgente EGRET 3EG J2020+4017 e quella 3EG J1856+0114.

Sono, inoltre, state studiate le capacità spettrali dello strumento, analizzando sia dati di calibrazione che di simulazione. La ricostruzione in energia delle particelle avviene sfruttando lo scattering coulombiano che esse soffrono muovendosi all'interno dello strumento.

Le sorgenti gamma 3EG J2020+4017 e 3EG J1856+0114 sono associate sia con i residui di supernovae W66 e W44, i quali sono stati trovati in interazione con dense nubi molecolari, e con una nota ed una putativa pulsar rispettivamente.

Assumendo che entrambi, l'oggetto compatto e la nube molecolare, emettano radiazione gamma di alta energia, si è considerato il peggior scenario per distinguere queste potenziali componenti. Si è infatti assunto che entrambe le componenti emettano fotoni distribuiti con lo stesso indice spettrale e che contribuiscano similmente al flusso totale rivelato da EGRET.

Alcuni risultati generali dello studio di queste sorgenti astrofisiche possono essere delineati. Le osservazioni di AGILE del primo anno di attività, supportate da un'adeguata trattazione statistica dei dati, potrebbero permettere di distinguere le componenti di sorgenti che sono, probabilmente, rivelazioni composite di EGRET. I due casi analizzati rappresentano bene il problema e le capacità di AGILE in questo ambito.

La sorgente 3EG J2020+4017 ha il più alto valore del rapporto segnale-rumore fra tutte le sorgenti rivelate da EGRET che sono spazialmente coincidenti con residui di supernovae di tipo a guscio. Il residuo G78.2+2.1(W66) è già stato suggerito come potenziale controparte ogni volta che una nuova compilazione di sorgenti gamma è stata disponibile [62], [13]. Alcuni studi [54] riportano la scoperta di una sorgente puntiforme nella banda X, RX J2020+4026, che giace vicino al centro del residuo. Questa sorgente rappresenta un importante quesito dove AGILE (in anticipo rispetto a GLAST) può contribuire significativamente. Dallo studio effettuato, presentato in dettaglio nei precedenti capitoli, si evince che AGILE è in grado di distinguere, ad alta energia, l'emissione proveniente dalla potenziale pulsar, la sorgente X, da quella della nube molecolare eccitata.

A causa della posizione e del background, 3EG J1856+0114 è un caso più complesso, ma anche qui AGILE può ottenere risultati promettenti. La sorgente è probabilmente composta con parte del flusso derivante dall'interazione, adronica e leptonica, nella nube e la restante parte, forse anche tutta, proveniente da una pulsar. Anche qui AGILE potrà fornire importanti informazioni a energie maggiori di 500 MeV.

L'informazione spettrale ha un ruolo decisivo nella soluzione del problema dell'origine della componente adronica dei raggi cosmici. L'analisi delle capacità spettrali dello strumento, estesa sino al GeV mediante l'uso sia di dati di calibrazione che di dati da simulazione, ha fatto trasparire un comportamento ottimale dello stesso alle basse energie. Per energie comprese tra i 20 MeV e i 200 MeV, l'area efficace di AGILE è sensibilmente più grande di quella dei precedenti esperimenti gamma, COMPTEL (telescopio Compton) e EGRET. In questo intervallo d'energia AGILE farà indubbiamente meglio dei precedenti telescopi gamma e la sua risoluzione sarà abbastanza buona da permettere di individuare parte del π^0 bump.

Concludendo si può affermare che AGILE ha la possibilità di contribuire significativamente al problema dell'accelerazione dei raggi cosmici nei residui di supernovae. Le sue capacità di imaging permetteranno ad alta energia di riconoscere l'emissione proveniente da una nube molecolare eccitata, mentre le capacità spettrali a bassa energia permetteranno di analizzare correttamente lo spettro dell'emissione rivelata.

Appendice A

Il test di Kolmogorov-Smirnov

Il test di Kolmogorov-Smirnov viene utilizzato per decidere se un campione proviene da una popolazione con una specifica distribuzione. Esso è basato sulla distribuzione equivalente dei dati che viene definita come segue.

Supponiamo di avere N osservazioni indipendenti X_1, \dots, X_N di una variabile stocastica X e riordiniamole in modo ascendente, così che sia $X_{(1)} < \dots, X_{(N)}$; ciò è sempre permesso perchè le osservazioni sono indipendenti. La loro distribuzione cumulata è definita da:

$$S_N(X) = \begin{cases} 0 & X < X_{(1)} \\ i/N & \text{per } X_i < X < X_{(i+1)} \\ 1 & X_{(N)} \leq X. \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

Si può osservare che $S_N(X)$ cresce sempre in passi della stessa altezza, N^{-1} .

Definendo $F(X)$ la distribuzione cumulata delle osservazioni della variabile X , si può dimostrare che :

$$\lim_{N \rightarrow +\infty} P[S_N(X) = F(X)] = 1. \quad (\text{A.2})$$

In generale test che si basano su dati non disposti in bin risultano essere migliori di test che invece utilizzano dati raggruppati in bin. In particolare sono affidabili i test che si basano sul confronto tra la distribuzione cumulativa $F(X)$ sotto l'ipotesi nulla H_0 con la distribuzione equivalente dei dati A.1. In questi casi la statistica di test è una qualche misura della distanza tra le funzioni di distribuzione cumulate sperimentale e ipotetica. Questo è il caso del test di Kolmogorov-Smirnov [63].

La statistica di test utilizzata per il metodo di Kolmogorov-Smirnov è la deviazione massima tra la distribuzione osservata $S_N(X)$, eq. A.1, dalla distribuzione cumulata attesa $F(X)$ sotto l'ipotesi H_0 . Un esempio grafico del calcolo della deviazione massima è riportato in figura A.1. Essa viene definita come:

$$D_N = \max[S_N(X) - F(X)] \quad \forall X. \quad (\text{A.3})$$

È stato dimostrato, da Kolmogorov, che la distribuzione limite di $\sqrt{N}D_N$ è:

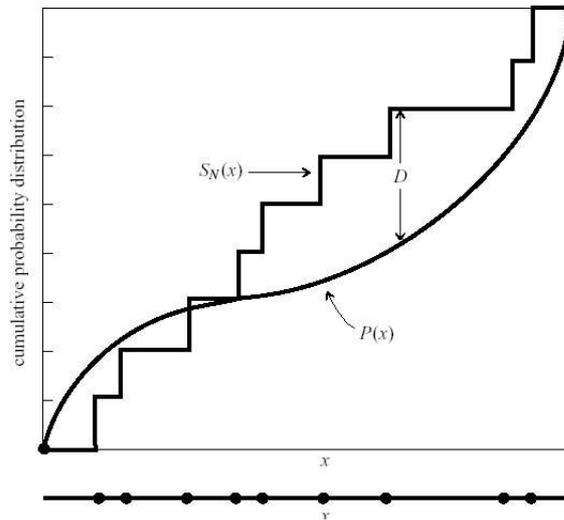


Figura A.1: Confronto fra la distribuzione equivalente dei dati e la distribuzione cumulata sotto l'ipotesi H_0 .

$$\lim_{N \rightarrow +\infty} P(\sqrt{N}D_N > z) = 2 \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^{r-1} e^{-2r^2 z^2}. \quad (\text{A.4})$$

Ciò è valido per $N \geq 80$. La statistica di test nel caso in cui si vogliono confrontare due distribuzioni sperimentali con N e M eventi rispettivamente è:

$$D_{MN} = \max [S_N(X) - S_M(X)] \quad \forall X. \quad (\text{A.5})$$

Dove $S_N(X)$ e $S_M(X)$ sono le due distribuzioni equivalenti dei dati.

Si vede che $\sqrt{MN/(M+N)}D_{MN}$ ha come distribuzione limite proprio la A.4.

Test size α	Critical value of $\sqrt{N}D_N$
0.01	1.63
0.05	1.36
0.10	1.22
0.20	1.07

Tabella A.1: Valori critici della statistica di test per differenti livelli di confidenza

Il test di Kolmogorov-Smirnov permette quindi di sottoporre a test l'ipotesi che una distribuzione osservata provenga da una distribuzione nota oppure che due distribuzioni osservate derivino dalla stessa distribuzione. Un valore elevato della distanza massima, oltre quello critico scelto, permette di rigettare l'ipotesi.

A.1 Applicazione del test di Kolmogorov-Smirnov

Il test di Kolmogorov-Smirnov è stato utilizzato, in questo lavoro di tesi, per sottoporre a test le ipotesi che la distribuzione di conteggi osservati provenisse rispettivamente dall'emissione di una sorgente o due sorgenti. A tale scopo sono stati utilizzati, per le sorgenti putative (siano esse una o due), i parametri (posizione e intensità) ricavati dai fit. Per entrambi i test la procedura è la stessa e consiste nei seguenti passi:

- le sorgenti ipotetiche vengono convolute con la PSF di AGILE;
- considerando l'esposizione scelta si simulano 1000 rivelazioni e vengono create altrettante distribuzioni di conteggi;
- ogni rivelazione simulata viene confrontata con la curva di conteggi rivelata per calcolare dalle rispettive distribuzioni equivalenti dei dati la distanza massima;
- si effettua la media di tutte le distanze massime osservate e si calcola la probabilità che z sia maggiore di essa.

Una volta fatto ciò è necessario confrontare la probabilità ottenuta con il livello di confidenza α scelto e rigettare l'ipotesi nel caso in cui essa sia inferiore a α . Poiché i parametri delle sorgenti vengono stimati col metodo del χ^2 dai dati stessi è in questi casi consigliato utilizzare un valore critico della distanza massima minore di quello tabulato. Quindi se si sta testando l'ipotesi ad un livello $\alpha = 0.05$, basta assicurarsi che il p-valore sia almeno maggiore di 0.10 [64].

Appendice B

Analisi di W66

B.1 Equiripartizione del flusso tra pulsar e nube molecolare

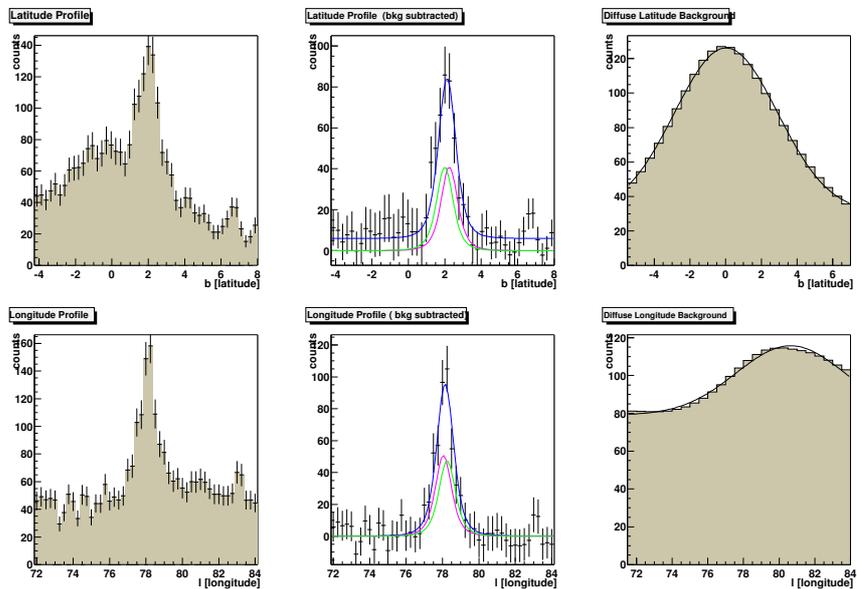


Figura B.1: W66: profili per il caso di equiripartizione del flusso tra pulsar e nube molecolare ($E \geq 500$ MeV). In alto: profili in latitudine integrati per $77^\circ \leq l \leq 80^\circ$. In basso: profili in longitudine integrati per $1^\circ \leq b \leq 4^\circ$

Latitudine	χ^2_{1psf}	= 0.91	χ^2_{2psf}	= 0.81
	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.58	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.7
	$P_{1psf}(Ks)$	= 0.04	$P_{2psf}(Ks)$	= 0.16
Longitudine	χ^2_{1psf}	= 0.64	χ^2_{2psf}	= 0.68
	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.91	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.85
	$P_{1psf}(Ks)$	= 0.65	$P_{2psf}(Ks)$	= 0.76

Tabella B.1: W66: dati dei fit ($E \geq 500$ MeV). Il pedice $1psf$ e quello $2psf$ sono riferiti al caso del fit ad una o due sorgenti rispettivamente. P(KS) è intesa essere la probabilità di osservare una *distanza massima*, nel senso del test di Kolmogorov-Smirnov, maggiore di quella osservata

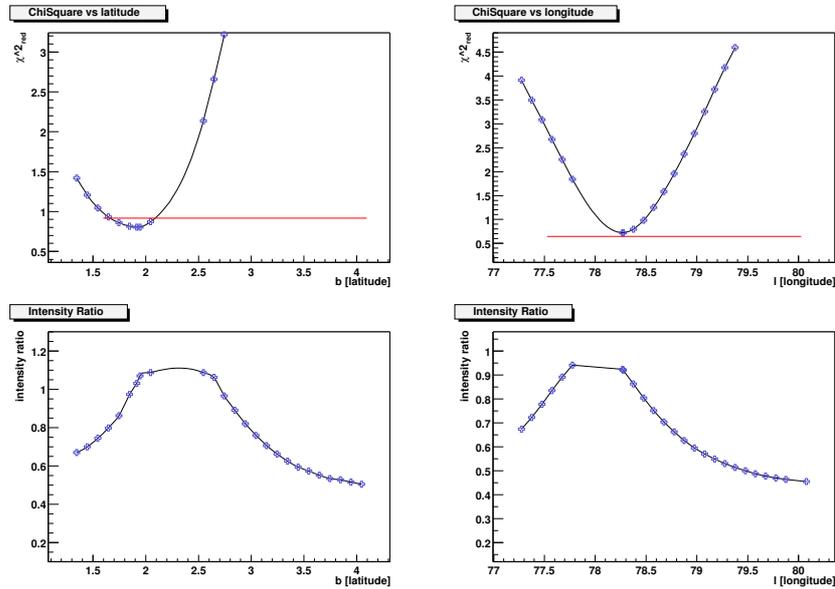


Figura B.2: W66: diagrammi del χ^2 ($E \geq 500$ MeV). In alto: in blu è riportato il χ^2 del fit con due sorgenti per diversi valori, in latitudine o longitudine, della posizione della nube molecolare; in rosso è riportato il valore del χ^2 per il fit con una sola sorgente. In basso: per gli stessi valori di posizione è riportato il rapporto fra le intensità delle sorgenti.

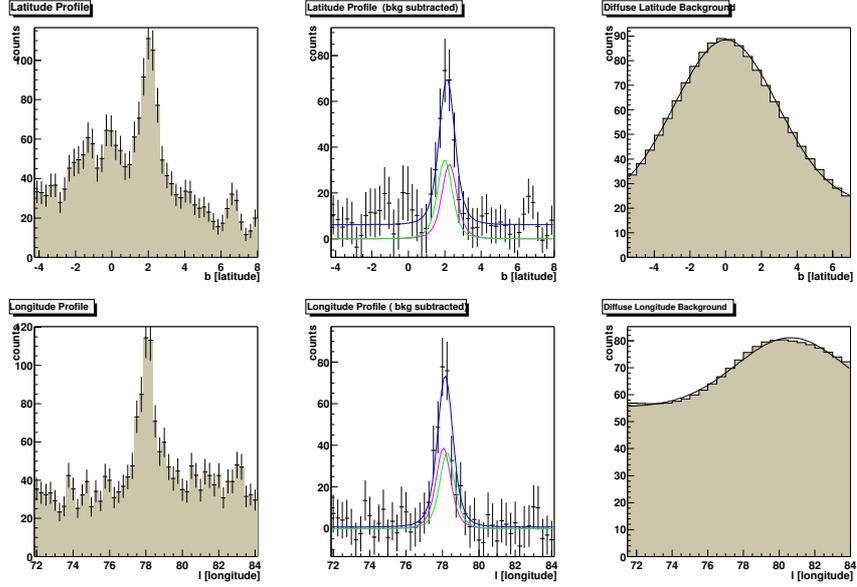


Figura B.3: W66: profili per il caso di equiripartizione del flusso tra pulsar e nube molecolare ($E \geq 700$ MeV). In alto: profili in latitudine integrati per $77^\circ \leq l \leq 80^\circ$. In basso: profili in longitudine integrati per $1^\circ \leq b \leq 4^\circ$.

Latitudine	χ^2_{1psf}	= 0.68	χ^2_{2psf}	= 0.70
	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.79	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.83
	$P_{1psf}(Ks)$	= 0.14	$P_{2psf}(Ks)$	= 0.24
Longitudine	χ^2_{1psf}	= 0.77	χ^2_{2psf}	= 0.93
	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.77	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.54
	$P_{1psf}(Ks)$	= 0.51	$P_{2psf}(Ks)$	= 0.41

Tabella B.2: W66: dati dei fit ($E \geq 700$ MeV). Il pedice $1psf$ e quello $2psf$ sono riferiti al caso del fit ad una o due sorgenti rispettivamente. $P(KS)$ è intesa essere la probabilità di osservare una *distanza massima*, nel senso del test di Kolmogorov-Smirnov, maggiore di quella osservata

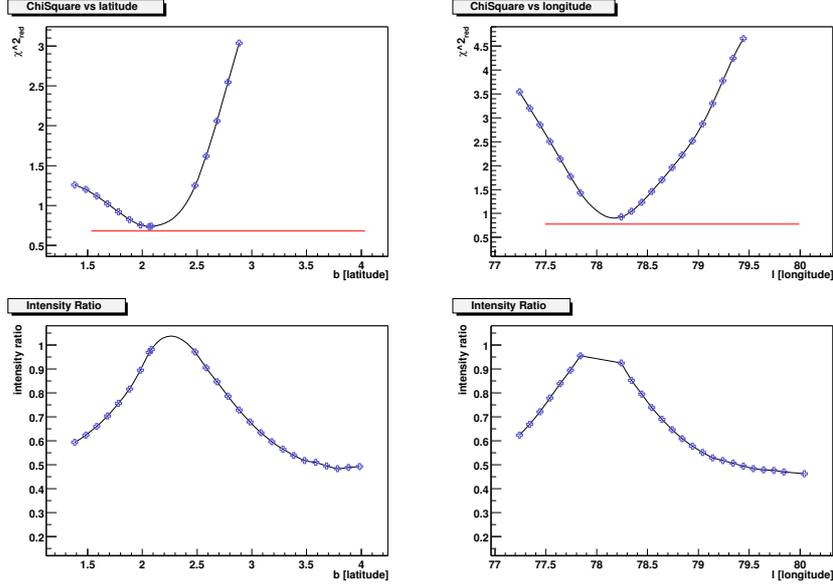


Figura B.4: W66: diagrammi del χ^2 ($E \geq 700$ MeV). In alto: in blu è riportato il χ^2 del fit con due sorgenti per diversi valori, in latitudine o longitudine, della posizione della nube molecolare; in rosso è riportato il valore del χ^2 per il fit con una sola sorgente. In basso: per gli stessi valori di posizione è riportato il rapporto fra le intensità delle sorgenti.

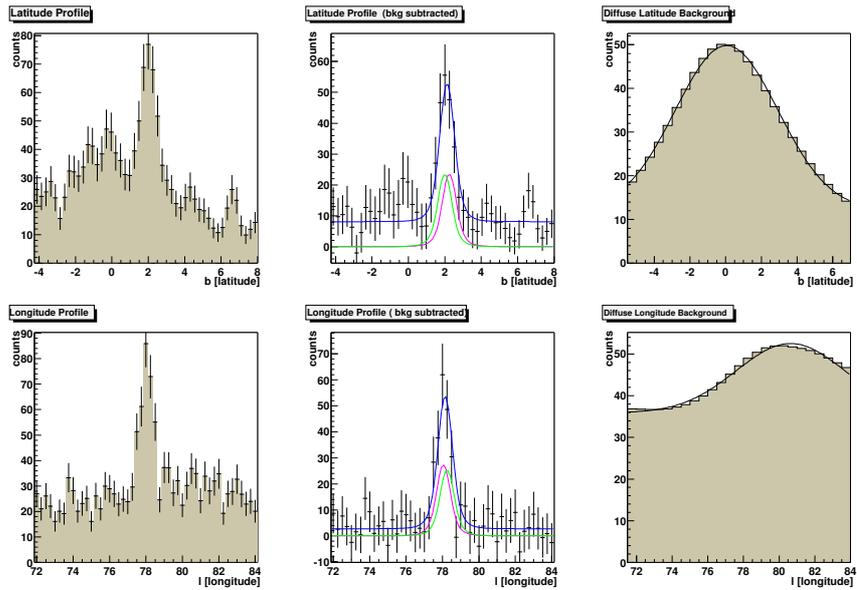


Figura B.5: W66: profili per il caso di equiripartizione del flusso tra pulsar e nube molecolare ($E \geq 1000$ MeV). In alto: profili in latitudine integrati per $77^\circ \leq l \leq 80^\circ$. In basso: profili in longitudine integrati per $1^\circ \leq b \leq 4^\circ$.

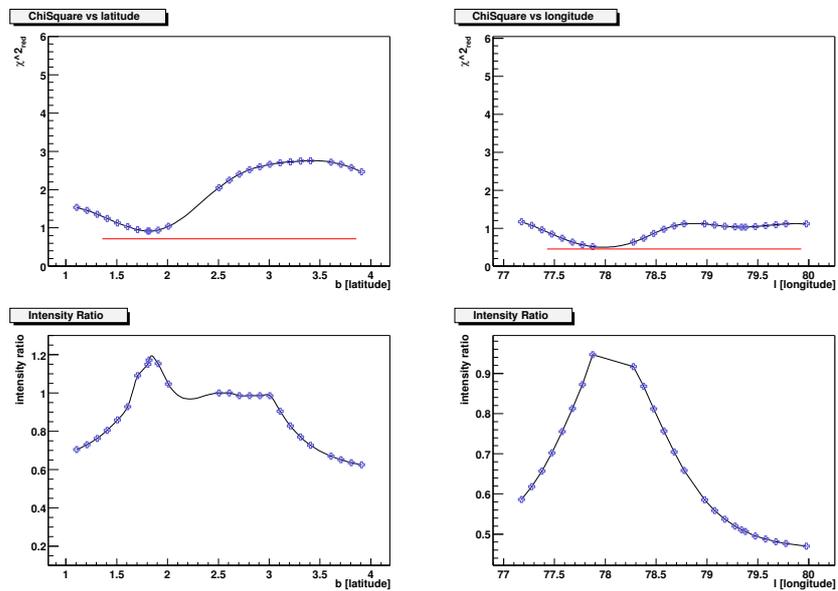


Figura B.6: W66: diagrammi del χ^2 ($E \geq 1000$ MeV). In alto: in blu è riportato il χ^2 del fit con due sorgenti per diversi valori, in latitudine o longitudine, della posizione della nube molecolare; in rosso è riportato il valore del χ^2 per il fit con una sola sorgente. In basso: per gli stessi valori di posizione è riportato il rapporto fra le intensità delle sorgenti.

B.2 Caso di emissione da pulsar

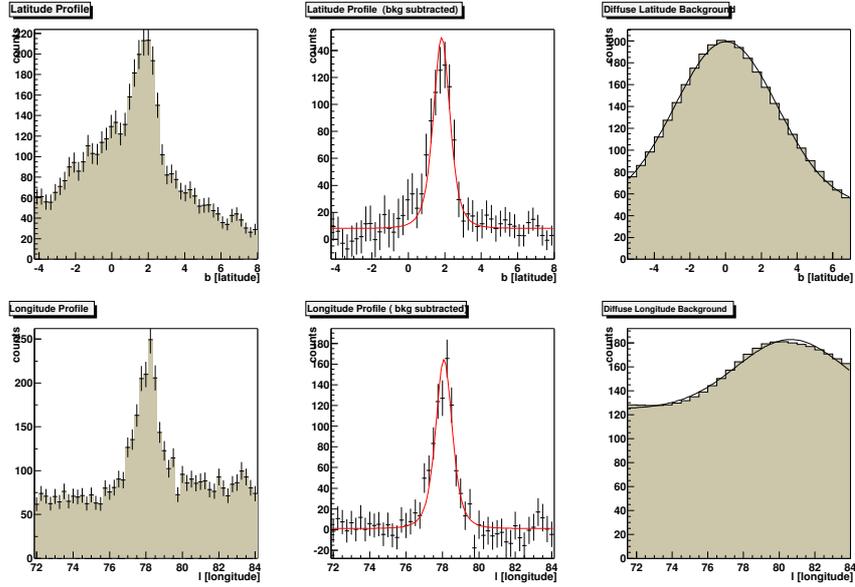


Figura B.7: W66: profili per il caso di emissione da pulsar ($E \geq 500$ MeV). In alto: profili in latitudine integrati per $77^\circ \leq l \leq 80^\circ$. In basso: profili in longitudine integrati per $1^\circ \leq b \leq 4^\circ$

Latitudine	$\chi^2_{1psf} = 0.66$	$\chi^2_{2psf} = 1.26$
	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs}) = 0.95$	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs}) = 0.13$
	$P_{1psf}(Ks) = 0.12$	$P_{2psf}(Ks) = 2.81 * 10^{-8}$
Longitudine	$\chi^2_{1psf} = 0.66$	$\chi^2_{2psf} = 0.80$
	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs}) = 0.95$	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs}) = 0.81$
	$P_{1psf}(Ks) = 0.12$	$P_{2psf}(Ks) = 0.0026$

Tabella B.3: W66: dati dei fit ($E \geq 500$ MeV). Il pedice $1psf$ e quello $2psf$ sono riferiti al caso del fit ad una o due sorgenti rispettivamente. P(KS) è intesa essere la probabilità di osservare una *distanza massima*, nel senso del test di Kolmogorov-Smirnov, maggiore di quella osservata

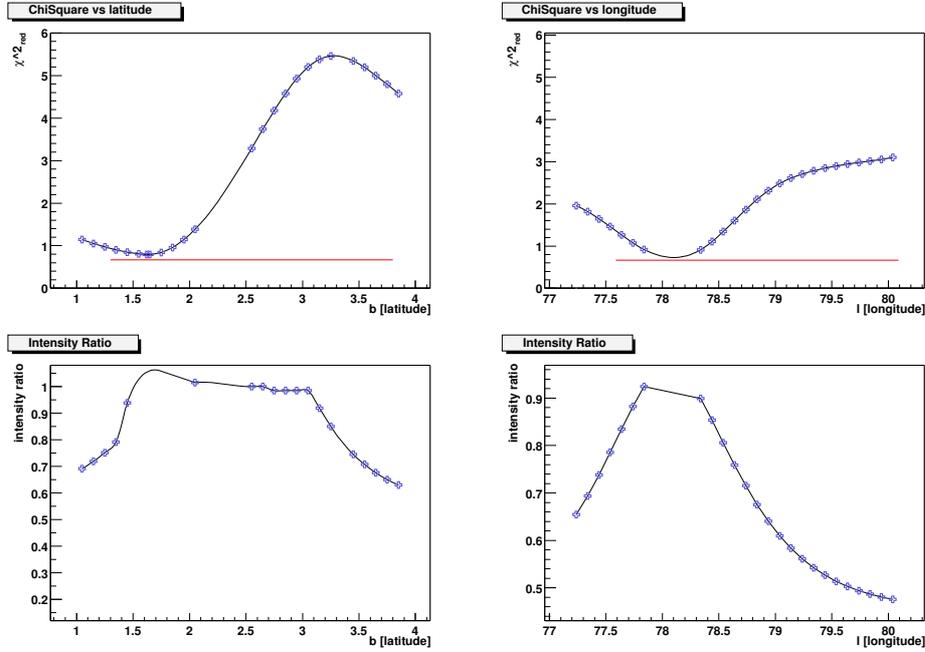


Figura B.8: W66: diagrammi del χ^2 ($E \geq 500$ MeV). In alto: in blu è riportato il χ^2 del fit con due sorgenti per diversi valori, in latitudine o longitudine, della posizione della nube molecolare; in rosso è riportato il valore del χ^2 per il fit con una sola sorgente. In basso: per gli stessi valori di posizione è riportato il rapporto fra le intensità delle sorgenti.

Latitudine	χ^2_{1psf}	= 0.48	χ^2_{2psf}	= 1.00
	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.99	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.47
	$P_{1psf}(Ks)$	= 0.29	$P_{2psf}(Ks)$	= 0.07
Longitudine	χ^2_{1psf}	= 0.47	χ^2_{2psf}	= 0.588
	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.99	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.98
	$P_{1psf}(Ks)$	= 0.24	$P_{2psf}(Ks)$	= 0.002

Tabella B.4: W66: dati dei fit ($E \geq 700$ MeV). Il pedice $1psf$ e quello $2psf$ sono riferiti al caso del fit ad una o due sorgenti rispettivamente. P(KS) è intesa essere la probabilità di osservare una *distanza massima*, nel senso del test di Kolmogorov-Smirnov, maggiore di quella osservata.

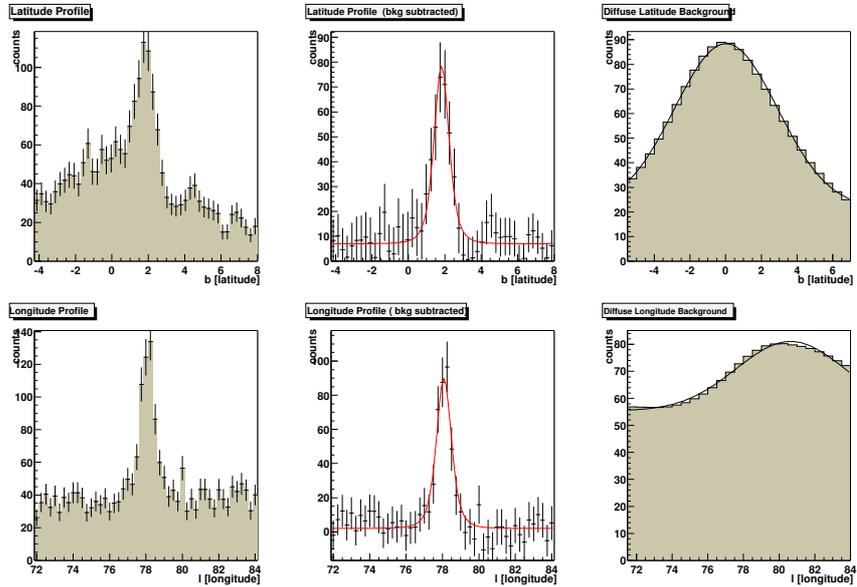


Figura B.9: W66: profili per il caso di emissione da pulsar, $E \geq 700$ MeV. In alto: profili in latitudine integrati per $77^\circ \leq l \leq 80^\circ$. In basso: profili in longitudine integrati per $1^\circ \leq b \leq 4^\circ$.

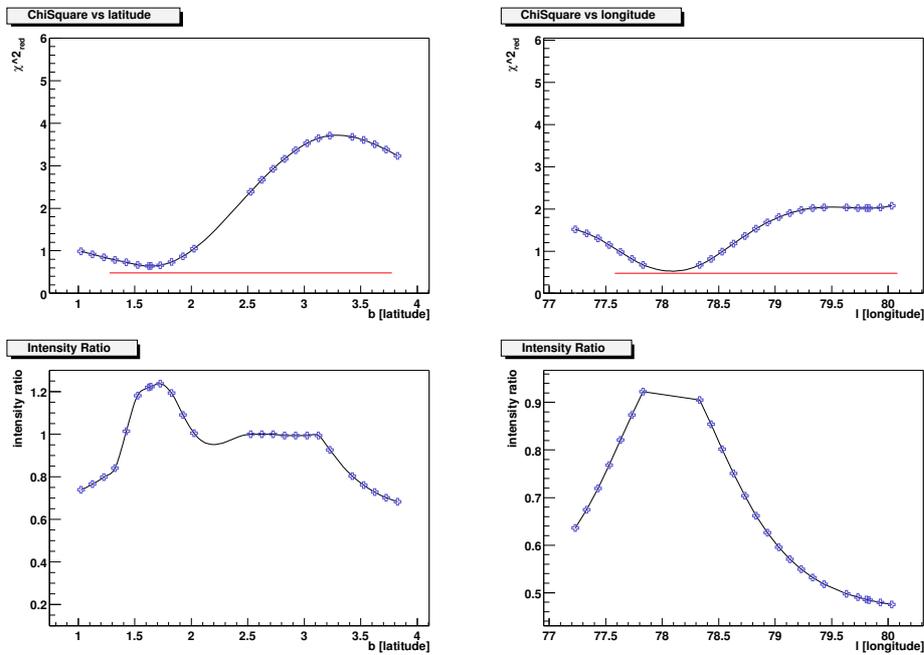


Figura B.10: W66: diagrammi del χ^2 ($E \geq 700$ MeV). In alto: in blu è riportato il χ^2 del fit con due sorgenti per diversi valori, in latitudine o longitudine, della posizione della nube molecolare; in rosso è riportato il valore del χ^2 per il fit con una sola sorgente. In basso: per gli stessi valori di posizione è riportato il rapporto fra le intensità delle sorgenti.

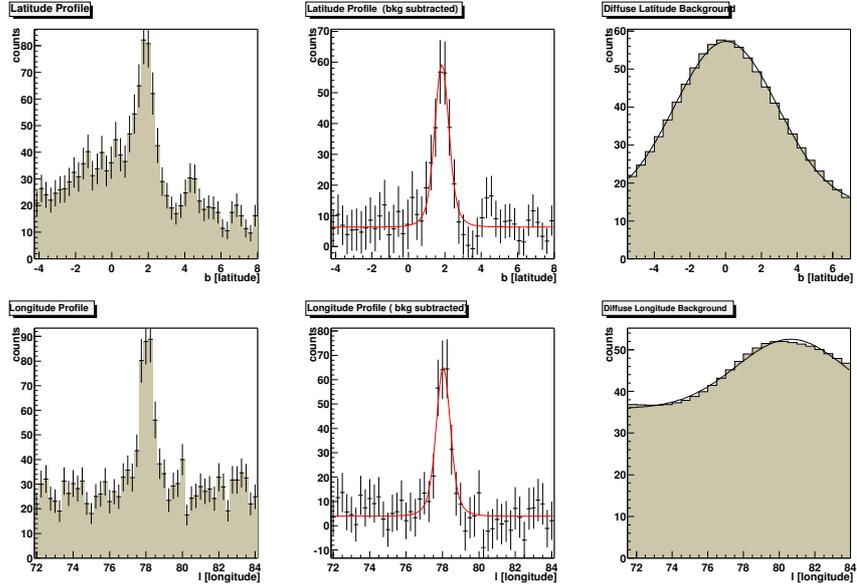


Figura B.11: W66: profili per il caso di equiripartizione del flusso tra pulsar e nube molecolare ($E \geq 1000$ MeV). In alto: profili in latitudine integrati per $77^\circ \leq l \leq 80^\circ$. In basso: profili in longitudine integrati per $1^\circ \leq b \leq 4^\circ$.

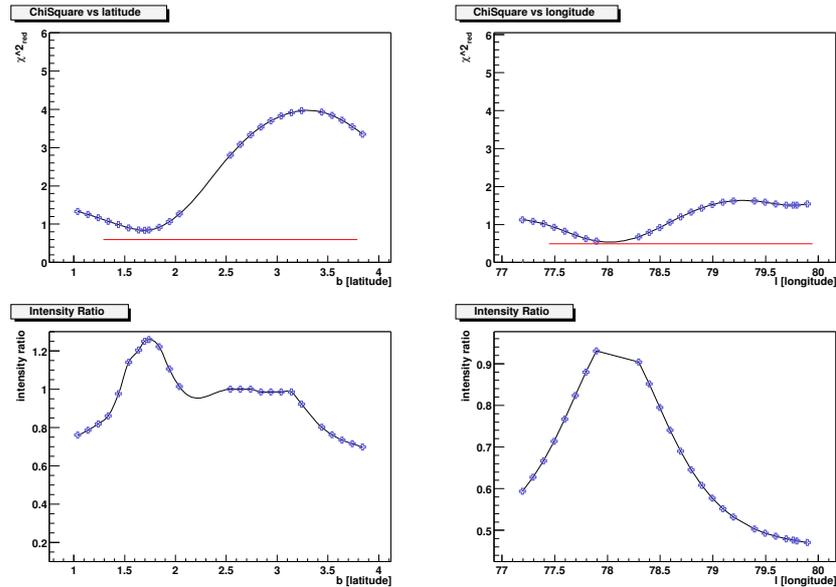


Figura B.12: W66: diagrammi del χ^2 ($E \geq 1000$ MeV). In alto: in blu è riportato il χ^2 del fit con due sorgenti per diversi valori, in latitudine o longitudine, della posizione della nube molecolare; in rosso è riportato il valore del χ^2 per il fit con una sola sorgente. In basso: per gli stessi valori di posizione è riportato il rapporto fra le intensità delle sorgenti.

Appendice C

Analisi di W44

C.1 Equiripartizione del flusso tra pulsar e nube molecolare

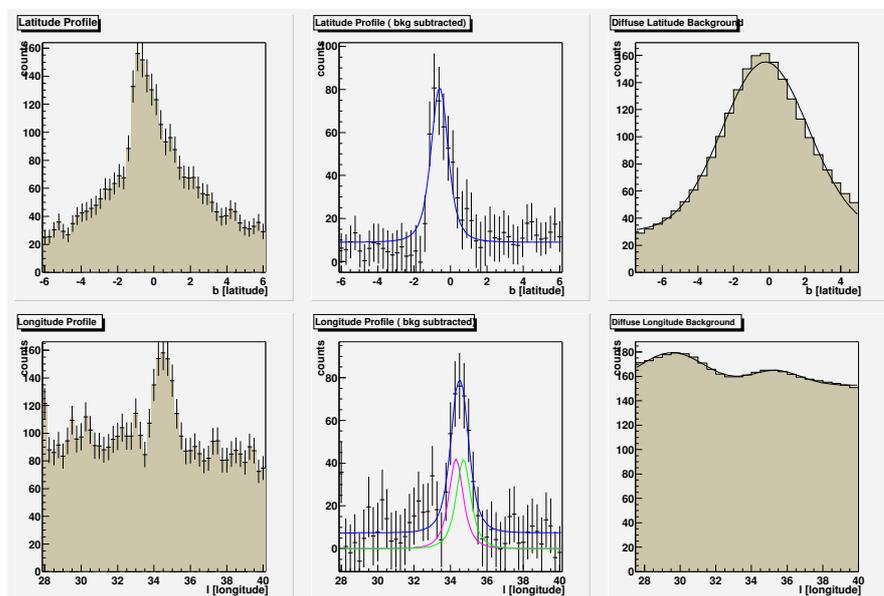


Figura C.1: W44 : profili per il caso di emissione composita ($E \geq 500$ MeV). In alto: profili in latitudine integrati per $33^\circ \leq l \leq 36^\circ$. In basso: profili in longitudine integrati per $-2^\circ \leq b \leq 1^\circ$.

Latitudine	χ^2_{1psf}	= 0.44	χ^2_{2psf}	= 0.45
	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.99	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.99
	$P_{1psf}(KS)$	= 0.18	$P_{2psf}(KS)$	= 2.18×10^{-6}
Longitudine	χ^2_{1psf}	= 0.46	χ^2_{2psf}	= 0.49
	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.99	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.99
	$P_{1psf}(KS)$	= 0.21	$P_{2psf}(KS)$	= 0.18

Tabella C.1: W44 dati dei fit ($E \geq 500$ MeV). Il pedice *1psf* e quello *2psf* sono riferiti al caso del fit ad una o due sorgenti rispettivamente. P(KS) è intesa essere la probabilità di osservare una *distanza massima*, nel senso del test di Kolmogorov-Smirnov, maggiore di quella osservata.

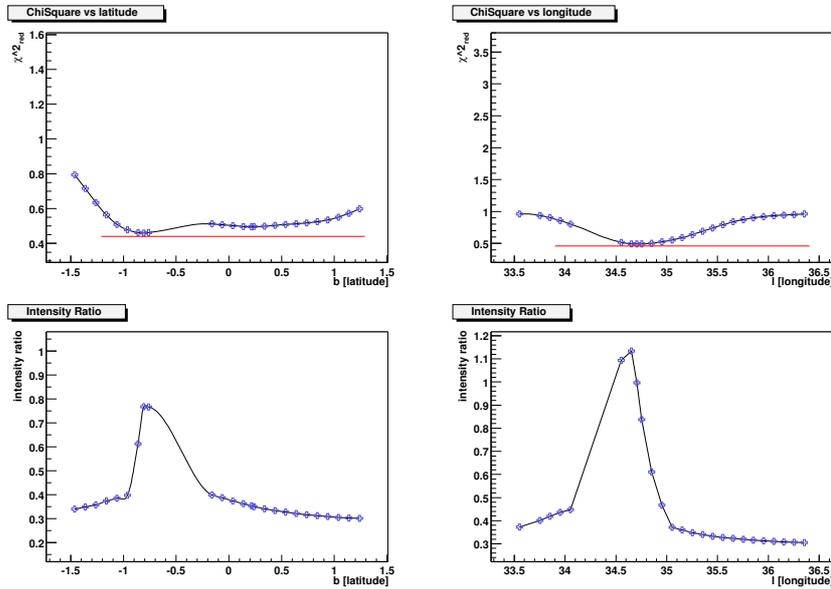


Figura C.2: w44: diagramma del χ^2 ($E \geq 500$ MeV). In alto: in blu è riportato il χ^2 del fit con due sorgenti per diversi valori, in latitudine o longitudine, della posizione della nube molecolare; in rosso è riportato il valore del χ^2 per il fit con una sola sorgente. In basso: per gli stessi valori di posizione è riportato il rapporto fra le intensità delle sorgenti.

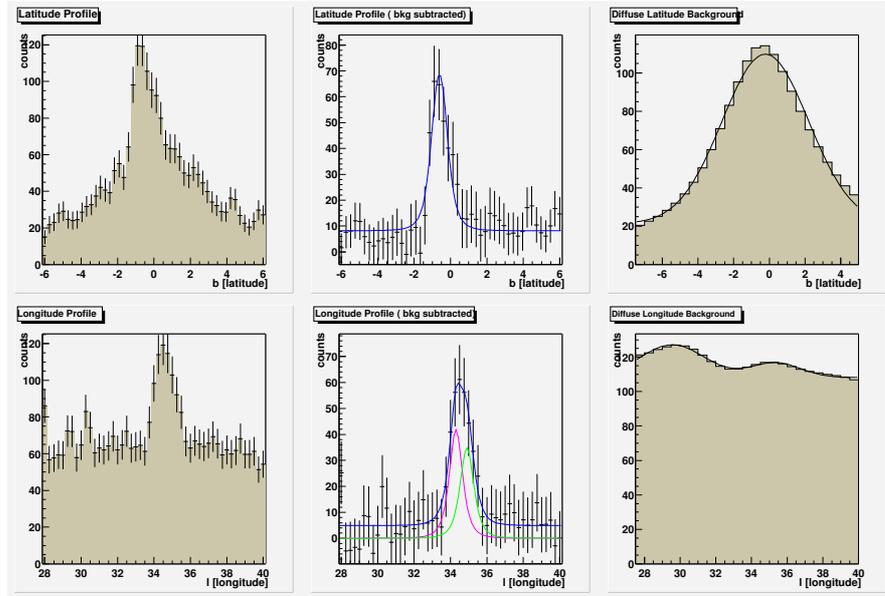


Figura C.3: W44 : profili per il caso di emissione composta ($E \geq 700$ MeV). In alto: profili in latitudine integrati per $33^\circ \leq l \leq 36^\circ$. In basso: profili in longitudine integrati per $-2^\circ \leq b \leq 1^\circ$.

Latitudine	χ^2_{1psf}	= 0.46	χ^2_{2psf}	= 0.49
	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.998	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.996
	$P_{1psf}(KS)$	= 0.21	$P_{2psf}(KS)$	= 0.002
Longitudine	χ^2_{1psf}	= 0.386	χ^2_{2psf}	= 0.34
	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.999	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs})$	= 0.999
	$P_{1psf}(KS)$	= 0.13	$P_{2psf}(KS)$	= 0.36

Tabella C.2: dati dei fit ($E \geq 700$ MeV). Il pedice $1psf$ e quello $2psf$ sono riferiti al caso del fit ad una o due sorgenti rispettivamente. $P(KS)$ è intesa essere la probabilità di osservare una *distanza massima*, nel senso del test di Kolmogorov-Smirnov, maggiore di quella osservata.

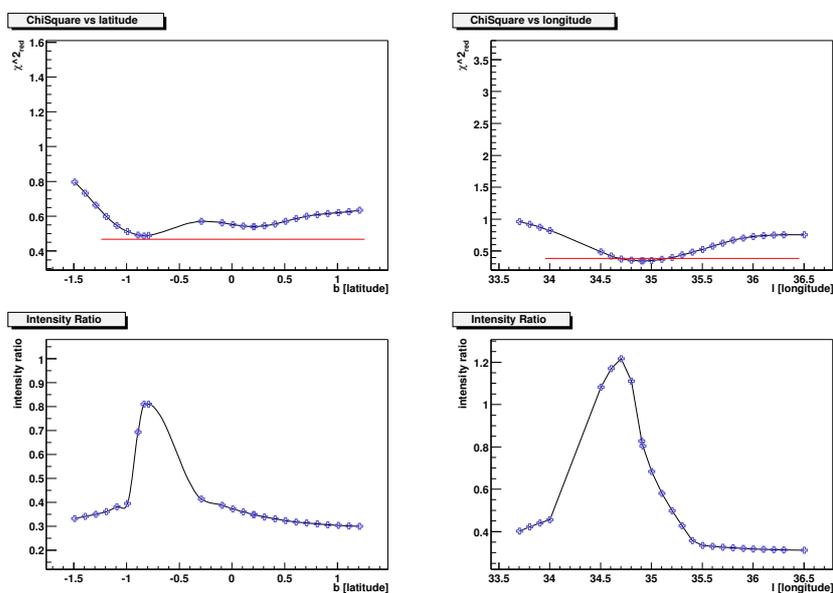


Figura C.4: w44: diagramma del χ^2 ($E \geq 700$ MeV). In alto: in blu è riportato il χ^2 del fit con due sorgenti per diversi valori, in latitudine o longitudine, della posizione della nube molecolare; in rosso è riportato il valore del χ^2 per il fit con una sola sorgente. In basso: per gli stessi valori di posizione è riportato il rapporto fra le intensità delle sorgenti.

C.2 Caso di emissione da pulsar

Latitudine	$\chi^2_{1psf} = 0.59$	$\chi^2_{2psf} = 0.65$
	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs}) = 0.98$	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs}) = 0.95$
	$P_{1psf}(KS) = 0.35$	$P_{2psf}(KS) = 0.008$
Longitudine	$\chi^2_{1psf} = 0.39$	$\chi^2_{2psf} = 1.52$
	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs}) = 0.999$	$P(\chi^2 \geq \chi^2_{obs}) = 0.99$
	$P_{1psf}(KS) = 0.28$	$P_{2psf}(KS) = 0.0015$

Tabella C.3: dati dei fit ($E \geq 500$ MeV). Il pedice $1psf$ e quello $2psf$ sono riferiti al caso del fit ad una o due sorgenti rispettivamente. P(KS) è intesa essere la probabilità di osservare una *distanza massima*, nel senso del test di Kolmogorov-Smirnov, maggiore di quella osservata.

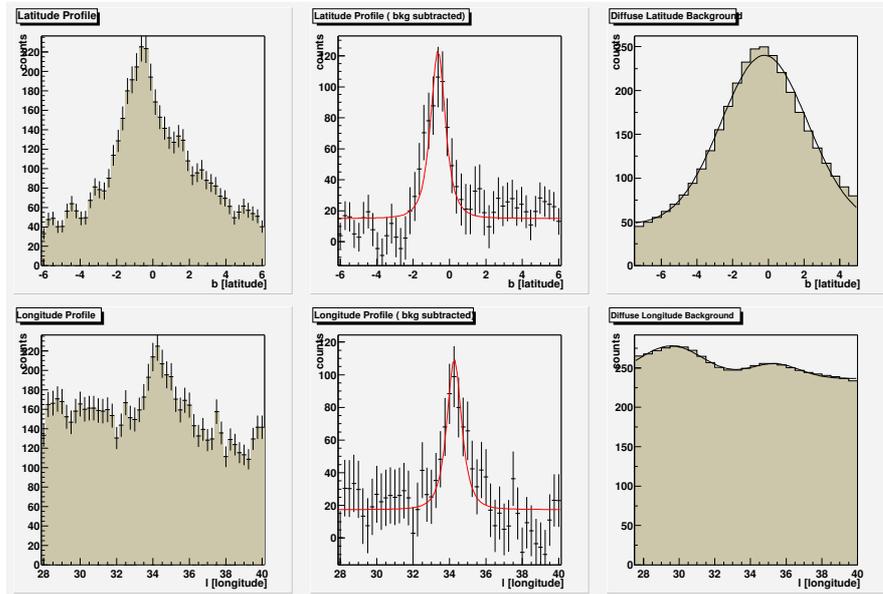


Figura C.5: W44 : profili per il caso di emissione da pulsar ($E \geq 500$ MeV). In alto: profili in latitudine integrati per $33^\circ \leq l \leq 36^\circ$. In basso: profili in longitudine integrati per $-2^\circ \leq b \leq 1^\circ$.

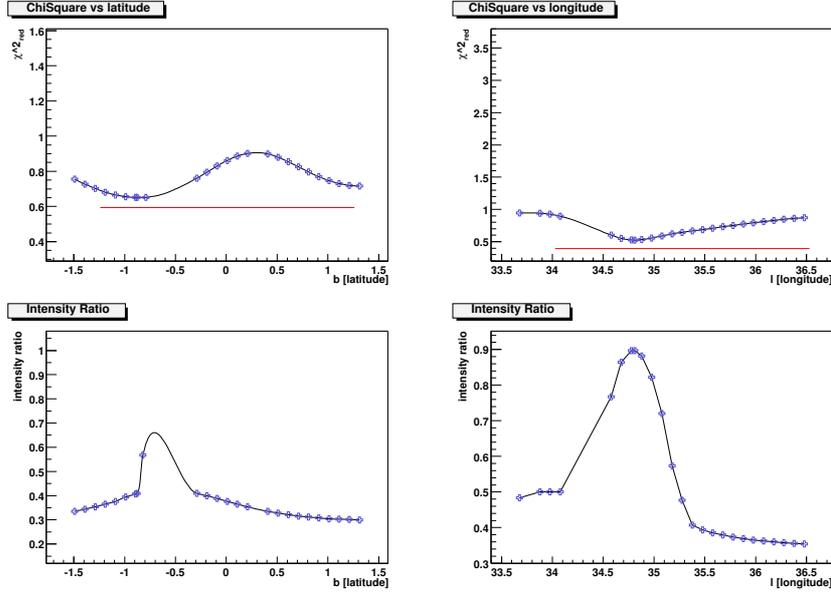


Figura C.6: W44: diagramma del χ^2 ($E \geq 500$ MeV). In alto: in blu è riportato il χ^2 del fit con due sorgenti per diversi valori, in latitudine o longitudine, della posizione della nube molecolare; in rosso è riportato il valore del χ^2 per il fit con una sola sorgente. In basso: per gli stessi valori di posizione è riportato il rapporto fra le intensità delle sorgenti.

Latitudine	χ_{1psf}^2	= 0.74	χ_{2psf}^2	= 0.80
	$P(\chi^2 \geq \chi_{obs}^2)$	= 0.89	$P(\chi^2 \geq \chi_{obs}^2)$	= 0.79
	$P_{1psf}(KS)$	= 0.12	$P_{2psf}(KS)$	= 0.061
Longitudine	χ_{1psf}^2	= 0.51	χ_{2psf}^2	= 0.70
	$P(\chi^2 \geq \chi_{obs}^2)$	= 0.997	$P(\chi^2 \geq \chi_{obs}^2)$	= 0.92
	$P_{1psf}(KS)$	= 0.18	$P_{2psf}(KS)$	= $4.9 * 10^{-5}$

Tabella C.4: W44 : dati dei fit ($E \geq 700$ MeV). Il pedice *1psf* e quello *2psf* sono riferiti al caso del fit ad una o due sorgenti rispettivamente. P(KS) è intesa essere la probabilità di osservare una *distanza massima*, nel senso del test di Kolmogorov-Smirnov, maggiore di quella osservata.

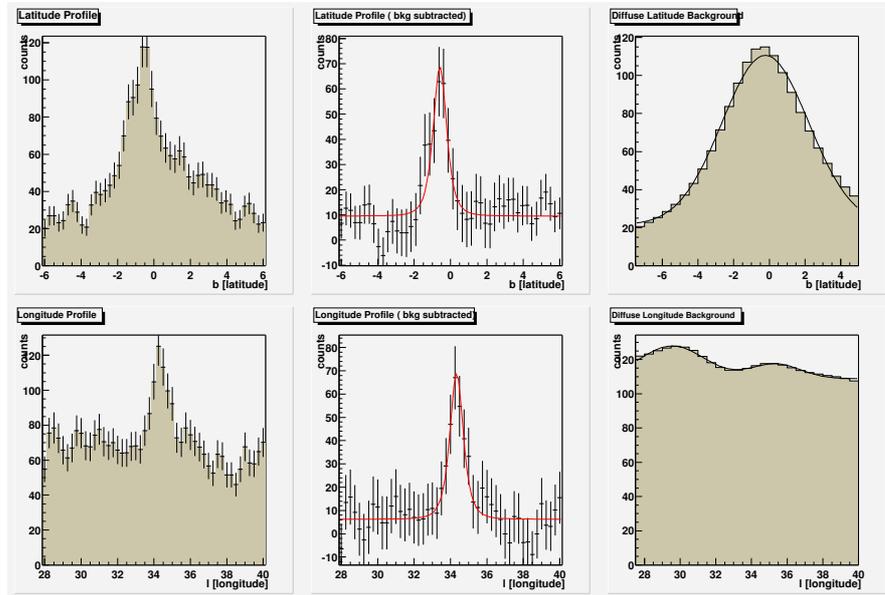


Figura C.7: W44 : profili per il caso di emissione da pulsar ($E \geq 700$ MeV). In alto: profili in latitudine integrati per $33^\circ \leq l \leq 36^\circ$. In basso: profili in longitudine integrati per $-2^\circ \leq b \leq 1^\circ$.

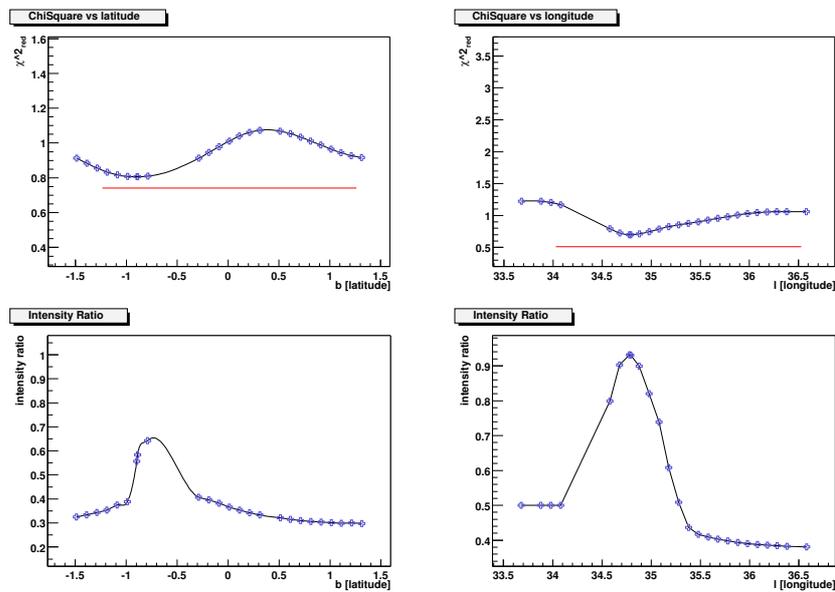


Figura C.8: W44: diagramma del χ^2 ($E \geq 700$ MeV). In alto: in blu è riportato il χ^2 del fit con due sorgenti per diversi valori, in latitudine o longitudine, della posizione della nube molecolare; in rosso è riportato il valore del χ^2 per il fit con una sola sorgente. In basso: per gli stessi valori di posizione è riportato il rapporto fra le intensità delle sorgenti.

Bibliografia

- [1] Hayakawa S. *Prog. Theor. Phys.* **8** (1952), 571
- [2] Hutchinson G.W., *Philos. Mag.* **43** (1952), 847
- [3] Kraushaar W.L. *et al.*, *ApJ* **141** (1972), 845
- [4] Fermi E., *Phys. Rev.* **75** (1949), 1169
- [5] Koyama K. *et al.*, *Nature* **378** (1995), 255
- [6] Keohane J.W. *et al.*, *ApJ* **484** (1997), 350
- [7] Allen G.E. *et al.*, *ApJ* **487**(1997), 97
- [8] Stecker F.W. in *Cosmic Gamma Rays*, NASA SP-249 (US Govt. Printing Office, Washington, DC, 1971)
- [9] Sreekumar P. *et al.*, *Phys.Rev.Lett.***70** (1993), 127
- [10] Hillier R. R. *et al.*, *ApJ* **162** (1970), L177
- [11] Hartman R.C. *et al.*, *ApJS* **123** (1999), 79
- [12] Mattox J.R. *et al.*, *ApJ* **461** (1996), 396
- [13] Romero G.E. *et al.*, *Astron. Astroph.* **348** (1999),868
- [14] Nolan P.L. *et al.*, preprint astro-ph/0307188, submitted to *ApJ*
- [15] Tomkins W.F., PhD thesis, Stanford University (1999)
- [16] Montmerle T. *ApJ* **231** (1979), 95
- [17] Reimer O., in *The nature of the Unidentified Galactic Gamma-Ray Sources*, eds. Carraminana A., Reimer O., Thompson D.J., **267** (2001), 17

BIBLIOGRAFIA

- [18] Reimer O., & Pohl M., *Astron. Astroph.* **390** (2002), L43
- [19] Kanbach G. *et al.*, *Astron. Astroph.* **120** (1996), 461
- [20] Schoenfelder V. in *The universe in gamma rays* ed. Schoenfelder V., (Berlin: Springer, 2001), 407
- [21] Torres D.F. *et al.*, *PhR* **382** (2003), 303
- [22] Baring M., in *GeV-TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop*, AIP Proceedings **515** (2000), eds. Dingus B.L., Salomon M.H., and Klienda D.B., 238
- [23] Tavani M. *et al.*, in AIP Conf. Proc. *γ -ray Astrophysics* eds. S.Ritz, N.Gehrels and C.R.Schrader (2001), 587
- [24] Tavani M. *et al.*, in *Science with AGILE 2003*, AGILE internal document
- [25] Pellizzoni A. *et al.*, preprint astro-ph/0212202 to appear
- [26] Cocco V. *et al.*, in *Astroparticle and Gamma-ray Physics from Space*, Frascati Physics Series **24** (2002), 421
- [27] Fitchel C.E. & Trombka J.I., in *Gamma Ray Astrophysics*, SP-453, (US Govt. Printing Office, Washington, DC, 1981), 401
- [28] Weekes T., in *High Energy Gamma-Ray Astronomy*, American Institute of Physics (AIP) Proceedings **558**, eds. Aharonian F.A. and Volk H.J. (2001), 5
- [29] Hunter S.D. *et al.*, *ApJ* **481** (1997), 205
- [30] Mori M., *J. Phys. Soc. Japan Suppl.* **B70** (2001), 22
- [31] Gaisser T.K. in *Cosmic Rays and Particle Physics*, (Cambridge, Cambridge University Press: 1990), 279
- [32] Lipari C., to appear in Proceedings of the 4th AGILE Workshop on X-Ray and Gamma-ray Astrophysics of Galactic Sources (2003)
- [33] Sedov L.I., *Prikl. Mat. Mekh.* **10** (1946), 241
- [34] Morfill G.E. & Tenorio-Tagle G., *Space Sci. Rev.* **36** (1983), 93
- [35] Drury L.O'C *et al.*, preprint astro-ph/0106046
- [36] Drury L.O'C, *Astron. Astroph.* **287** (1994), 959

BIBLIOGRAFIA

- [37] Aharonian F.A. *et al.*, *Astron. Astroph.* **285** (1994), 645
- [38] Longair M.S., in *High Energy Astrophysics* (1981), Cambridge University Press
- [39] De Jager O.C. & Mastichiadis A. 1997, *ApJ* **482**, 874
- [40] Aharonian F.A. & Atoyan, A.M., *Astron. Astroph.* **309** (1996), 91
- [41] Aharonian F.A., *Space Sci. Rev.* **99** (2001), 187
- [42] Seta M. *et al.*, *ApJ* **505** (1998), 286
- [43] Tanimori T. *et al.*, *ApJ* **497**, L25
- [44] Berezhko E.G., *Astron. Astroph.* **395** (2002), 943
- [45] Enomoto R. *et al.*, *Nature* **416** (2002), 823
- [46] Reimer O. & Pohl M., *Astron. Astroph.* **390** (2002), L43
- [47] Butt Y. *et al.*, *ApJ* **562** (2001), L167
- [48] Butt Y. *et al.*, *Nature* **418** (2002), 499
- [49] Cocco V. *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A486** (2002), 623-638
- [50] Calabretta M. & Greisen E.W., *Astron. Astroph.* **395** (2002), 1077
- [51] ROOT, <http://root.cern.ch>
- [52] Ormes J.F. *et al.*, in *Acceleration and Transport of Energetic Particles in the Heliosphere: ACE-2000 Symp*, AIP Proceedings **528**
- [53] Lozinskaya T.A. *et al.*, *AstL* **26** (2000), 77
- [54] Brazier K.T.S. *et al.*, *MNRAS* **281** (1996), 1033
- [55] Yamamoto F. *et al.*, *Proc. of Star Formation 1999*
- [56] Dermer C.D. *et al.*, *AJ* **113** (1997), 1379
- [57] Taylor J.H. *et al.*, *ApJS* **88** (1993), 529
- [58] Frail D.A. *et al.*, *ApJ* **464** (1997), 165
- [59] MATHEMATICA, <http://www.wolfram.com>

BIBLIOGRAFIA

- [60] Allen G.E. *et al.*, preprint astro-ph/9908209, to appear in Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf.
- [61] Lamb R.C. & Macomb D.J., ApJ **488** (1997), 872
- [62] Esposito J.A. *et al.*, ApJ **461** (1996), 820
- [63] Eadie W.T. *et al.*, in *Statistical Methods in Experimental Physics*, (Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1982), 296
- [64] Romeu J., Selected Topics in Assurance Related Technologies **10** (2003), 6

Ringraziamenti

Desidero ringraziare il Prof. Guido Barbiellini e il Dott. Francesco Longo per l'attenzione dedicatami durante tutto il lavoro di tesi e per avermi permesso di incontrare, partecipando a scuole e workshop, gente con cui discutere il mio lavoro. Grazie alla Dott.ssa Michela Prest per l'aiuto durante tutta la fase di analisi dati. Grazie ancora a Franz e Michela per la revisione della tesi più approfondita che esista. Un grazie particolare va a Diego Torres il cui costante apporto a questo lavoro è stato di grande incoraggiamento per me .

Ringrazio la collaborazione AGILE per avermi permesso di utilizzare il software di simulazione dello strumento. In particolare ringrazio il Dott. Stefano Vercellone e il Dott. Alberto Pellizzoni per le loro pazienti spiegazioni.

Poche righe sono poche per ringraziare tutti quelli che in un modo o nell'altro mi sono stati vicini in questa mia seconda e ultima, un po' pazza, esperienza accademica. Fra i più importanti i miei genitori, Gianni e Duilia che mi hanno costantemente supportato, in una decisione così poco comune. Un grazie di cuore va agli zii Caterina e Nuccio nella cui vita sono piombato due anni e due mesi fa e che mi hanno accolto da figlio e dai quali adesso mi spiace esser lontano. Senza zio Giovanni probabilmente adesso non sarei qui dove sto scrivendo, grazie Giò. Enrico mi ha regalato il primo e unico telescopio attraverso il quale alimentare la mia passione per il cielo stellato. Grazie a tutti quelli che mi sono stati vicini Guido, Enrico, Fabio, Pietro, Giuseppe, Giulio, Zia Cari, Glò, Giorgino, Stefy Marci e Bea (per gli amici casaP) e a tutti gli altri un pò più lontani. Grazie a Paoletta per le sue mille buffe facce.