



Università di Pisa
Dipartimento di Fisica

TESI DI LAUREA MAGISTRALE IN FISICA

**Ricerca di anisotropie nelle direzioni di arrivo di
elettroni e positroni dei raggi cosmici con il *Large
Area Telescope di Fermi.***

Relatore:
Dott. Luca Baldini

Candidato:
Niccolò Di Lalla

Anno accademico 2014–2015

Indice

Introduzione	1
1 La fisica dei raggi cosmici e gamma	5
1.1 Panoramica storica	5
1.1.1 Le prime scoperte	5
1.1.2 La rivoluzione degli anni Trenta	7
1.1.3 L'era dello spazio	8
1.2 Caratteristiche generali	12
1.2.1 Lo spettro dei raggi cosmici galattici	12
1.2.2 La connessione tra raggi cosmici e raggi gamma	14
1.2.3 Il cielo gamma	15
2 La missione <i>Fermi</i> ed il <i>Large Area Telescope</i>	17
2.1 Introduzione	17
2.2 Il <i>Large Area Telescope</i>	18
2.2.1 Tracciatore	19
2.2.2 Calorimetro elettromagnetico	22
2.2.3 Rivelatore di anticoincidenza	22
2.3 Sistema di <i>trigger</i> e acquisizione dati	24
2.4 Il <i>Gamma-ray Burst Monitor</i>	25
2.5 Ricostruzione degli eventi e <i>Pass 8</i>	25
2.5.1 Tracciatore	26
2.5.2 Calorimetro	26
2.5.3 Rivelatore di anticoincidenza	27
2.6 Classificazione degli eventi	27
2.7 Funzioni di risposta dello strumento	27
2.7.1 Accettanza	28
2.7.2 Risoluzione in energia	29

2.7.3	Risoluzione angolare	29
2.8	La scienza di <i>Fermi</i>	31
2.8.1	Analisi del cielo gamma	32
2.8.2	Ricerca indiretta di materia oscura	35
2.8.3	Studio diretto dei raggi cosmici	35
3	Gli elettroni e i positroni nei raggi cosmici	39
3.1	Origine ed accelerazione	39
3.2	Il campo magnetico galattico	40
3.3	Modello diffusivo di propagazione nella galassia	42
3.3.1	Equazione del trasporto	43
3.3.2	Approssimazione di <i>Leaky-Box</i>	44
3.3.3	Perdite di energia di elettroni e positroni	47
3.3.4	Approssimazione di disco sottile	49
3.4	Possibili sorgenti di positroni	51
4	Metodi di ricerca delle anisotropie negli elettroni	55
4.1	Introduzione	55
4.2	Sistemi di coordinate	56
4.2.1	Sistema di riferimento del LAT	56
4.2.2	Coordinate geografiche	56
4.2.3	Coordinate equatoriali	58
4.2.4	Coordinate galattiche	59
4.3	Costruzione della mappa isotropa	59
4.3.1	La tecnica dello <i>shuffling</i>	60
4.3.2	Divisione in <i>pixel</i>	61
4.4	Metodi di confronto tra mappe	62
4.4.1	Confronto diretto tra <i>bin</i>	62
4.4.2	Sviluppo in armoniche sferiche	64
4.4.3	Il caso dell'anisotropia di dipolo	67
5	Costruzione e analisi di un <i>dataset</i> simulato	71
5.1	Il campo magnetico terrestre	71
5.1.1	Il campo in approssimazione di dipolo	72
5.1.2	Il campo geomagnetico reale	73
5.1.3	Il <i>cut-off</i> geomagnetico	74
5.2	Simulazione Monte Carlo degli elettroni	75
5.2.1	La tecnica del <i>ray-tracing</i>	77
5.2.2	Studio del taglio per la rimozione dei secondari	78

5.3	Analisi dei dati simulati	80
5.3.1	Mappa degli eventi e <i>no-anisotropy sky map</i>	80
5.3.2	Confronto tra <i>bin</i> indipendenti	81
5.3.3	Confronto tra <i>bin</i> correlati	81
5.3.4	Sviluppo in armoniche sferiche	85
5.4	Studio di sensibilità per l'anisotropia di dipolo	87
6	Analisi dei dati di volo	91
6.1	Selezione degli eventi	91
6.1.1	Tagli di qualità	91
6.1.2	Rimozione delle particelle α e dei nuclei pesanti	92
6.1.3	Selezione degli elettroni	94
6.1.4	Contaminazione ed accettazione	98
6.2	Risultati dell'analisi	100
6.2.1	Mappa degli eventi e <i>no-anisotropy sky map</i>	100
6.2.2	Confronto tra <i>bin</i> indipendenti	100
6.2.3	Confronto tra <i>bin</i> correlati	103
6.2.4	Sviluppo in armoniche sferiche	105
7	Conclusioni	109
	Bibliografia	111

Introduzione

I raggi cosmici primari con energia al di sotto di 10^{15} – 10^{16} eV sono verosimilmente prodotti in prevalenza all'interno della nostra Galassia. Durante il trasporto dalle sorgenti al Sistema Solare, i raggi cosmici diffondono nel campo magnetico galattico, le cui irregolarità tendono a rendere il flusso isotropo.

La ricerca di anisotropie nelle direzioni di arrivo di elettroni e positroni dei raggi cosmici può fornire informazioni molto importanti sulle sorgenti in cui questi ultimi sono prodotti e sull'ambiente nel quale si propagano. Contrariamente alla controparte adronica, gli elettroni ed i positroni perdono rapidamente energia attraverso l'emissione di radiazione di sincrotrone e per il processo di *scattering* Compton inverso con i fotoni dei campi di radiazione interstellare. Per questo motivo elettroni e positroni di alta energia (100 GeV–1 TeV) devono necessariamente essere originati da sorgenti relativamente vicine alla Terra (\sim kpc) e potenzialmente distribuite in modo anisotropo. La rivelazione di un flusso in eccesso rispetto a quanto atteso in caso di isotropia potrebbe permettere di identificare tali sorgenti e vincolare i modelli di propagazione diffusiva nella galassia. Inoltre, i risultati dello studio delle anisotropie potrebbero aiutare a risolvere la questione aperta sulla frazione di positroni crescente ad energie superiori a \sim 10 GeV. Nel caso di scenario dominato dalla *dark matter* è attesa un'anisotropia di dipolo allineata con la direzione del centro galattico, dove la densità di materia oscura è maggiore. Diversamente, nel caso di spiegazione di origine astrofisica (ad esempio *pulsar* come Vela e Monogem), è atteso un eccesso verso tali sorgenti, poste prevalentemente nella direzione opposta al centro galattico.

I dati raccolti dal *Large Area Telescope* (LAT) a bordo del satellite *Fermi* costituiscono un'opportunità unica per questa tipologia di studi. Grazie alla grande accettazione angolare ed alla durata della missione, *Fermi* ha rivelato nel corso di sette anni di presa dati più di 10 milioni di elettroni e positroni con energia superiore a 60 GeV, una quantità significativamente maggiore di qualsiasi esperimento in fase di presa dati. Per questo motivo, il risultato ottenuto utilizzando tutti i dati e la nuova analisi a livello di evento (che va sotto il nome di *Pass 8*) è destinato a rappresentare la misura di riferimento per molti anni.

L'obiettivo di questa tesi è stato la messa a punto di una catena completa di analisi per lo studio delle anisotropie con il LAT e la verifica e l'ottimizzazione dei vari passi usando sia simulazioni Monte Carlo che dati di volo.

Dopo una breve introduzione storica sulla scoperta dei raggi cosmici e sui principali esperimenti nel campo astroparticellare, nel capitolo 1 vengono presentate le caratteristiche generali dei raggi cosmici e dell'ambiente in cui orbita il satellite *Fermi*.

Una descrizione approfondita del LAT e delle nuove tecniche di ricostruzione degli eventi con *Pass 8*, oltre ad una panoramica sui principali risultati conseguiti dalla collaborazione *Fermi-LAT*, sono forniti nel capitolo 2.

Il capitolo 3 è focalizzato sugli elettroni ed i positroni dei raggi cosmici. Vengono discusse le previsioni dei modelli diffusivi di propagazione nella galassia per lo spettro e la frazione di positroni, e il confronto con le recenti misure sperimentali.

Nel capitolo 4 sono illustrate in modo dettagliato le tecniche di analisi impiegate per lo studio delle anisotropie nelle direzioni di arrivo. I metodi utilizzati prevedono sia un confronto diretto, in ogni direzione nel cielo, opportunamente diviso in *pixel*, tra il numero di eventi attesi in base all'esposizione del telescopio e quelli effettivamente rivelati, sia un'espansione delle relative fluttuazioni in serie di armoniche sferiche.

La costruzione di un *set* di dati simulato, associando un'orbita realistica di *Fermi* ad una simulazione Monte Carlo di elettroni, ha permesso lo sviluppo e la *test* degli strumenti *software* necessari e rappresenta una parte significativa del lavoro svolto. I dettagli della simulazione ed i risultati dell'analisi di prova eseguita su di essa sono presentati nel capitolo 5. Al termine dello stesso capitolo, attraverso una simulazione Monte Carlo dedicata, è stato valutato il livello di sensibilità al grado di anisotropia di dipolo previsto per *Fermi* con sette anni di presa dati.

Il capitolo 6 è dedicato invece ai risultati dell'analisi dei dati di volo. Il campione analizzato corrisponde ad un intervallo di tempo pari a quattro mesi (da gennaio ad aprile 2011), funzionale allo scopo di questa tesi senza condizionare la futura analisi *blind* sul campione completo. Il processo di selezione, descritto ampiamente in apertura del capitolo, costituisce una fase fondamentale dell'analisi, necessaria per estrarre la componente elettronica dal fondo costituito da protoni e particelle α , il cui flusso sommato supera di oltre tre ordini di grandezza il segnale ricercato. I tagli di selezione definitivi sono ancora in fase di sviluppo nel contesto dell'analisi dello spettro svolta dalla collaborazione *Fermi-LAT*, e nel presente lavoro è stata impiegata una versione preliminare. La tecnica del *ray-tracing* (che consiste nel determinare numericamente la traiettoria delle particelle nel campo magnetico terrestre) è stata usata per ottimizzare un taglio di selezione aggiuntivo per la rimozione delle particelle

secondarie e costituisce una delle differenze sostanziali rispetto alla precedente analisi.

Lo studio eseguito in questo lavoro di tesi, insieme ai risultati dell'analisi finale sul *dataset* completo, saranno oggetto di una pubblicazione da parte della collaborazione *Fermi-LAT*, prevista nel corso del prossimo anno.

Capitolo 1

La fisica dei raggi cosmici e gamma

1.1 Panoramica storica

1.1.1 Le prime scoperte

La storia dei raggi cosmici ebbe inizio nei primi anni del 1900, quando fu osservato che gli elettroscopi avevano la tendenza a scaricarsi spontaneamente anche se mantenuti al buio e lontano da sorgenti di radioattività naturale. Un grosso passo in avanti avvenne tra il 1911 e il 1912, quando Victor Hess [1], al quale viene comunemente attribuita la scoperta dei raggi cosmici, eseguì una serie di pionieristici esperimenti su pallone volti a misurare il tasso di scarica al variare dell'altezza nell'atmosfera (fig. 1.1). In realtà, negli stessi anni, diversi scienziati (Pacini, Gockel e Wulf) erano impegnati in esperimenti con gli elettroscopi. I risultati mostrarono in ogni caso un progressivo aumento del fenomeno con l'altezza, prima chiara evidenza dell'esistenza di radiazione ionizzante di origine extraterrestre (fig. 1.2).

Paradossalmente la questione sulla natura dei raggi cosmici non destò molta attenzione fino agli anni Trenta. Dato il forte potere penetrante, per quasi venti anni dopo la scoperta, gli scienziati assunsero implicitamente di essere in presenza di *ultragammastrahlung*, ovvero “radiazione ultra-gamma”. La denominazione attuale di “raggi cosmici” si deve invece a Robert Millikan che, alla fine degli anni Venti, elaborò la prima teoria sul tema [2]. Secondo la sua interpretazione la radiazione cosmica primaria era composta essenzialmente da raggi gamma, che venivano prodotti nello spazio interstellare dalla fusione di idrogeno in elementi più pesanti.

Dal punto di vista teorico, poco o niente era conosciuto sui processi di interazione fisica dei fotoni di alta energia e delle particelle cariche. Prima delle teorie di Bethe

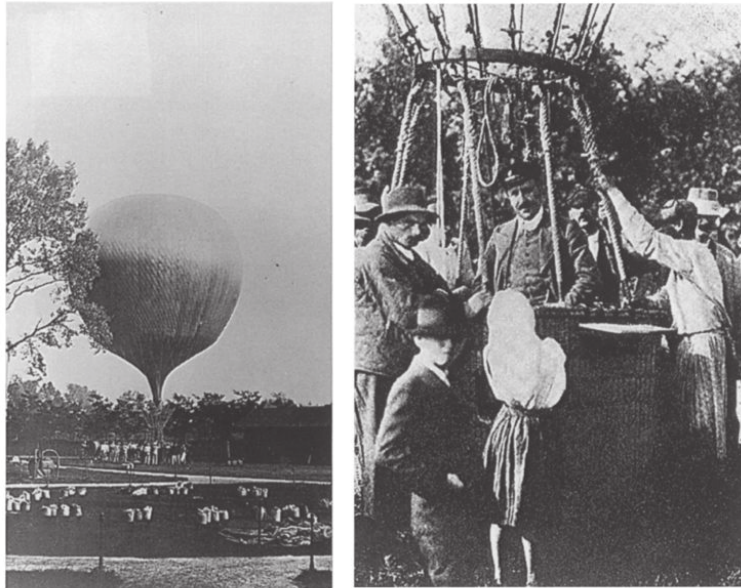


Figura 1.1: Esperimenti su pallone di Victor Hess. A sinistra: fotografia della preparazione ad uno dei voli del 1911-12. A destra: Hess dopo l'esecuzione del volo che portò alla scoperta dei raggi cosmici.

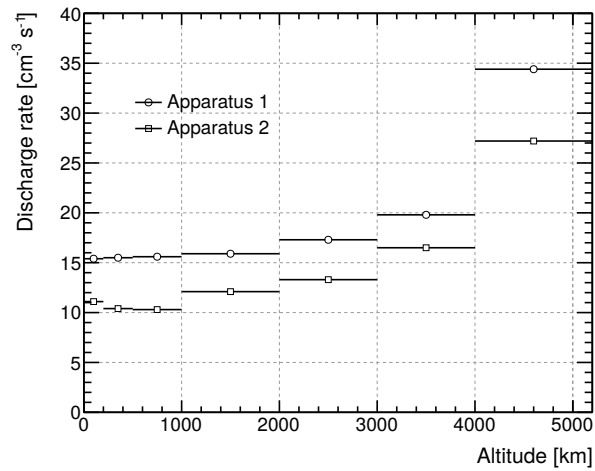


Figura 1.2: Risultati delle misure originali eseguite da Viktor Hess [1].

e Heitler [3] sui fenomeni di interazione con la materia, veniva assunto che l'unico processo fosse lo *scattering* Compton.

1.1.2 La rivoluzione degli anni Trenta

Gli anni Trenta segnarono un punto di svolta fondamentale nello studio della radiazione cosmica. Lo sviluppo dei tubi di Geiger-Muller, la prima implementazione pratica delle tecniche di coincidenza e l'introduzione dei primi rivelatori con capacità di *imaging* (camere a bolle) portarono alla luce un'incredibile quantità di nuove informazioni. Usando due contatori in coincidenza intervallati da un materiale assorbitore, si scoprì ben presto che la maggior parte delle particelle contenute nei raggi cosmici avevano la capacità di attraversare anche grossi spessori di materiale, mettendo in seria difficoltà la precedente interpretazione in termini di raggi gamma. Le interazioni tra radiazione e materia si rivelarono inoltre ben più complicate del previsto: nel 1933 Blackett e Occhialini [4] pubblicarono i risultati delle osservazioni eseguite con le camere a bolle, mostrando chiaramente la copiosa produzione in "sciame" di radiazione secondaria. Questa scoperta forzò gli scienziati a considerare l'ipotesi che molte delle particelle osservate alla superficie terrestre fossero in realtà prodotte nell'atmosfera.

Il campo magnetico terrestre, grazie alla capacità di deflettere le cariche, poteva essere usato per fare luce sulla natura dei raggi cosmici primari. Negli anni Trenta, Rossi intuì che, in presenza di radiazione cosmica carica e per la maggior parte di un segno (positiva o negativa), sarebbe stata osservabile a terra un'asimmetria Est-Ovest nel flusso incidente. La misura del cosiddetto *effetto Est-Ovest* nel 1934, ad opera di Rossi [5] e di altri due gruppi indipendenti, fornì così una prima e incontrovertibile prova della carica prevalentemente positiva dei raggi cosmici primari.

Dal 1930 ai primi anni del 1950 la radiazione cosmica rappresentò la principale sorgente di particelle ad alta energia e permise lo sviluppo di un florido campo di ricerca. Nel 1932, usando una camera a nebbia provvista di elettromagnete, Anderson [6] osservò per la prima volta la traccia del positrone, compatibile con quella di un elettrone ma di curvatura opposta (fig. 1.3). La scoperta del positrone seguì di poco la teoria di Dirac che ne prevedeva l'esistenza e segnò l'inizio di un'epoca di grandi successi scientifici. Oltre al positrone, in quindici anni furono scoperti nei raggi cosmici anche il muone (Neddermeyer e Anderson [7], 1936), il kaone (Rochester e Bulter [8], 1947) ed il pione carico (Lattes et al. [9], 1947), che fu identificato con la particella mediatrice delle interazioni forti ipotizzata da Yukawa nel 1935.

Gli stessi anni videro le prime rivelazioni degli "sciame atmosferici estesi" (Auger et al. [10], 1939), una cascata di particelle generata dall'interazione di un cosmico

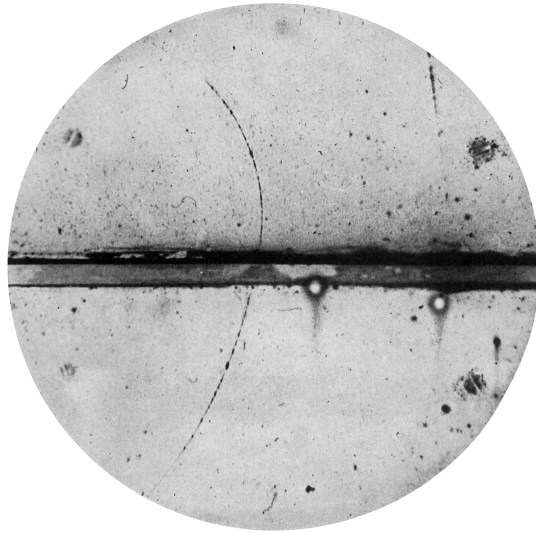


Figura 1.3: Fotografia della traccia rilasciata dal positrone nella camera a nebbia [6].

primario con le molecole dell'alta atmosfera. Questi sciami possono estendersi su una superficie di diversi km^2 e contenere miliardi di particelle ionizzanti e la loro rivelazione a terra permette ancora oggi lo studio dei raggi cosmici ad altissima energia.

Negli anni Cinquanta la tecnologia degli acceleratori di particelle era progredita al punto da poter produrre in laboratorio fasci di particelle di energia comparabili a quelle dei raggi cosmici. L'interesse nei raggi cosmici si spostò dunque maggiormente sui problemi legati alla loro origine, la composizione chimica, lo spettro e la propagazione nell'ambiente galattico, dalle sorgenti alla Terra.

1.1.3 L'era dello spazio

Il lancio del satellite Sputnik I il 4 ottobre 1957, ad opera dell'Unione Sovietica, dette ufficialmente il via all'era spaziale. Nei sei mesi successivi furono lanciati anche Sputnik II ed i satelliti americani Explorer I e III: tutti erano provvisti di contatori di Geiger-Muller, con l'obiettivo di mappare il flusso di raggi cosmici in alta quota. Una delle prime scoperte del periodo fu l'esistenza delle fasce di Van Allen [11]. In queste zone, a causa della conformazione del campo geomagnetico, le particelle cariche di bassa energia rimangono facilmente intrappolate, rendendo l'intensità della

radiazione diversi ordini di grandezza superiore rispetto al resto della magnetosfera terrestre (fig. 1.4).

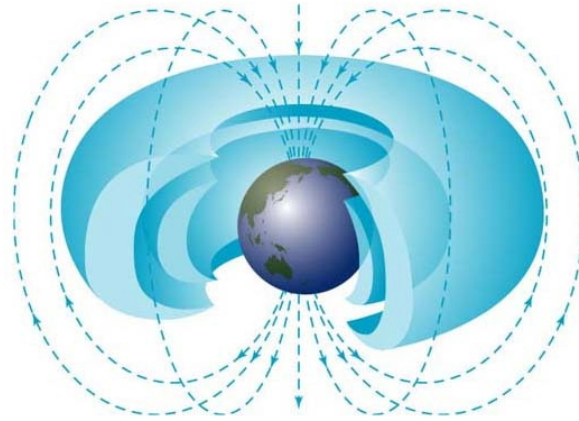


Figura 1.4: Rappresentazione delle fasce di Van Allen presenti nella magnetosfera terrestre. Le linee tratteggiate rappresentano le linee di forza del campo magnetico.

Raggi cosmici carichi

I primi strumenti di concezione moderna per raggi cosmici carichi furono una serie di spettrometri magnetici su pallone lanciati negli anni Settanta per lo studio della componente positronica e antiprotonica. Questi avevano generalmente un intervallo di energia misurabile ridotto e una capacità di identificazione delle particelle piuttosto limitata, affidata il più delle volte ad un rivelatore Cherenkov. A fine anni Ottanta, dopo l'abbandono del progetto AstroMag previsto a bordo della *U.S. Freedom Space Station*, la collaborazione WIZARD [12] iniziò una lunga e riuscita campagna di esperimenti su pallone (MASS89, MASS91, TS93, Caprice94, Caprice97 e Caprice98) culminata con la missione spaziale PAMELA, iniziata nel 2006 e tuttora in attività. Gli anni Novanta segnarono un nuovo importante passo avanti nella capacità di identificazione delle particelle, grazie al perfezionamento dei rivelatori Cherenkov e all'introduzione dei rivelatori a radiazione di transizione e dei moderni calorimetri con capacità di *imaging*. Gli ultimi venti anni vedono, infine, da una parte le missioni AMS-01 e AMS-02 (quest'ultimo operante a bordo della Stazione Spaziale Internazionale), e dall'altra quattro importanti esperimenti su pallone (ATIC, CREAM, TIGER e TRACER).

Dal punto di vista concettuale i moderni esperimenti spaziali per raggi cosmici si possono dividere in due categorie: gli esperimenti calorimetrici e quelli dotati di spettrometro magnetico. Dato che anche gli esperimenti appartenenti alla seconda categoria sono dotati di calorimetro per le misure di energia, la differenza principale consiste nella presenza a bordo di un magnete. Grazie ad esso, gli spettrometri magnetici sono in grado di distinguere il segno della carica elettrica e, quindi, separare elettroni e positroni o protoni e antiprotoni. Inoltre, questi esperimenti sono tipicamente dotati di rivelatori aggiuntivi (rivelatori Cherenkov ed a radiazione di transizione) per il riconoscimento delle particelle, così da permettere studi di composizione isotopica. A causa della presenza del magnete (elemento passivo) e delle limitazioni di massa per le missioni spaziali, l'accettazione di questi strumenti risulta relativamente piccola. D'altra parte, invece, esperimenti calorimetrici hanno generalmente accettanze più grandi e risultano ideali per la misura dello spettro inclusivo di elettroni e positroni o di protoni e nuclei fino a più alte energie. Infine, data l'impraticabilità nell'invio di un calorimetro adronico nello spazio, un metodo alternativo per misurare l'energia degli adroni consiste nello sfruttare un bersaglio passivo a basso numero atomico (carbonio nel caso di ATIC e CREAM). In questo modo vengono favorite le interazioni nucleari nel materiale con l'obiettivo di recuperare l'energia dalla componente elettromagnetica dello sciame. In figura 1.5 è riportata una visione schematica in scala di alcuni esperimenti di diversa concezione, che permette un confronto diretto delle caratteristiche.

Raggi gamma

Il satellite Explorer XI [13], lanciato nel 1961, recava per la prima volta a bordo uno strumento per la rivelazione di raggi gamma. Questo era costituito da un cristallo scintillante ed un rivelatore Cherenkov, schermati da un rivelatore in anticoincidenza. Nonostante il puntamento passivo e la scarsa capacità di *imaging*, il satellite eseguì nel 1962 la prima osservazione dell'Universo alle lunghezze d'onda più corte dello spettro elettromagnetico. Con appena 22 candidati fotoni gamma, Explorer XI dette ufficialmente il via alla nuova branca dell'astronomia gamma. Qualche anno dopo, il rivelatore a bordo di OSO-3 realizzò una prima mappatura completa del cielo, registrando 621 raggi gamma distribuiti in maniera fortemente anisotropa lungo il piano galattico. Agli inizi degli anni Settanta i satelliti militari VELA, inviati dagli Stati Uniti in orbita per monitorare l'attività nucleare dell'Unione Sovietica, registrarono il fenomeno transiente dei lampi di radiazione gamma, noti oggi comunemente con il nome di *gamma-ray bursts* (GMB). Nel novembre 1972 entrò in servizio SAS II [14], il primo strumento interamente dedicato all'astrofisica gamma e prototipo del

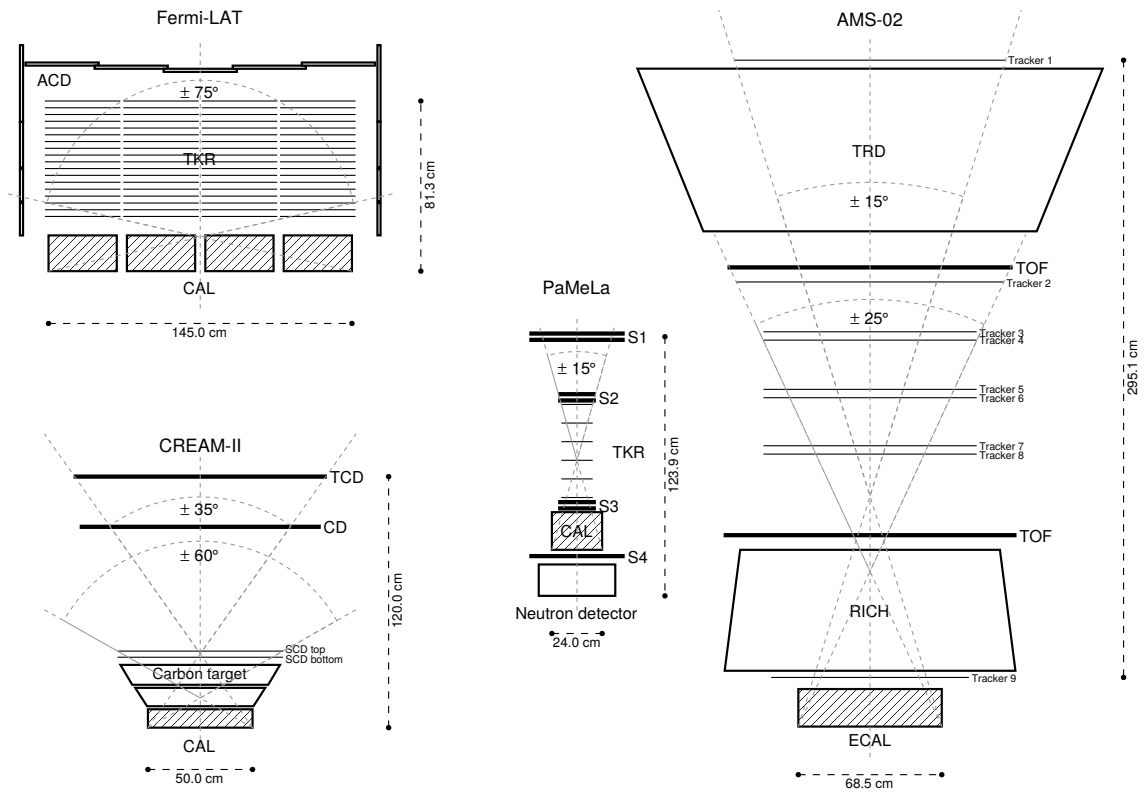


Figura 1.5: Visione schematica in scala dei più recenti rivelatori di raggi cosmici e gamma. Si può notare la grossa differenza nel campo di vista tra gli esperimenti calorimetrici (*Fermi* e *CREAM*) e quelli dotati di magneti (*AMS-02* e *PAMELA*).

moderno telescopio a creazione di coppie. La rivelazione dei fotoni era affidata a due camere a scintilla intervallate da fogli di tungsteno ed era dotato di un sistema di scintillatori di anticoincidenza e rivelatori direzionali Cherenkov. Tra gli importanti risultati della missione SAS II, terminata in anticipo a causa di un guasto all'alimentazione, si cita la scoperta delle *pulsar* Vela e Crab, le prime sorgenti puntiformi di raggi gamma. Nel 1975 l'Agenzia Spaziale Europea (ESA) lanciò il satellite COS-B, che operò con successo per sei anni e otto mesi, ben oltre i due anni previsti. La composizione del telescopio a bordo di COS-B seguiva la via intrapresa da SAS II con l'importante aggiunta di un calorimetro per migliorare le misure di energia. Il 1991 vide l'entrata in funzione di EGRET [15], a bordo del Compton Gamma-Ray

Observatory (CGRO) che, con le sue 17 tonnellate, rappresentò per molti anni il più pesante esperimento scientifico inviato in orbita. Il telescopio a creazione di coppie EGRET indagò il cielo gamma fino a circa 10 GeV con una sensibilità nettamente superiore ai suoi predecessori, rivelando 271 sorgenti discrete. Questo telescopio fu infine il punto di partenza per gli strumenti di ultima generazione dotati di tracciatore al silicio (AGILE e *Fermi*), lanciati nel corso degli ultimi dieci anni. Nel grafico in figura 1.6 è riportato il numero totale di candidati raggi gamma per alcuni esperimenti attivi nel campo dell'astronomia gamma e mostra in modo molto evidente l'eccezionale evoluzione della tecnologia spaziale avvenuta in poco più di 50 anni.

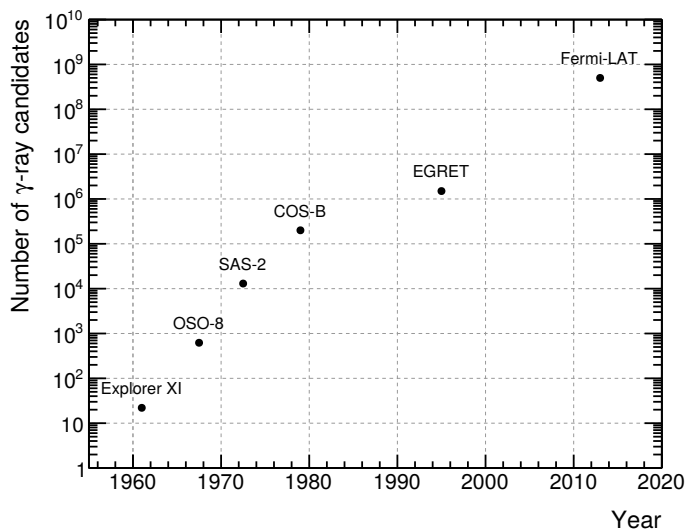


Figura 1.6: Numero totale di candidati raggi gamma raccolti da alcuni strumenti spaziali durante le loro missioni.

1.2 Caratteristiche generali

1.2.1 Lo spettro dei raggi cosmici galattici

Lo spettro energetico dei raggi cosmici primari è stato misurato dai vari esperimenti nello spazio ed a terra, per un'estensione di oltre 12 decenni in energia. Il grafico in figura 1.7 fornisce un'impressionante visione d'insieme della conoscenza acquisita in circa cento anni, dalle prime scoperte fino agli ultimi esperimenti in corso ai giorni nostri. Lo spettro energetico dei raggi cosmici può essere globalmente ben

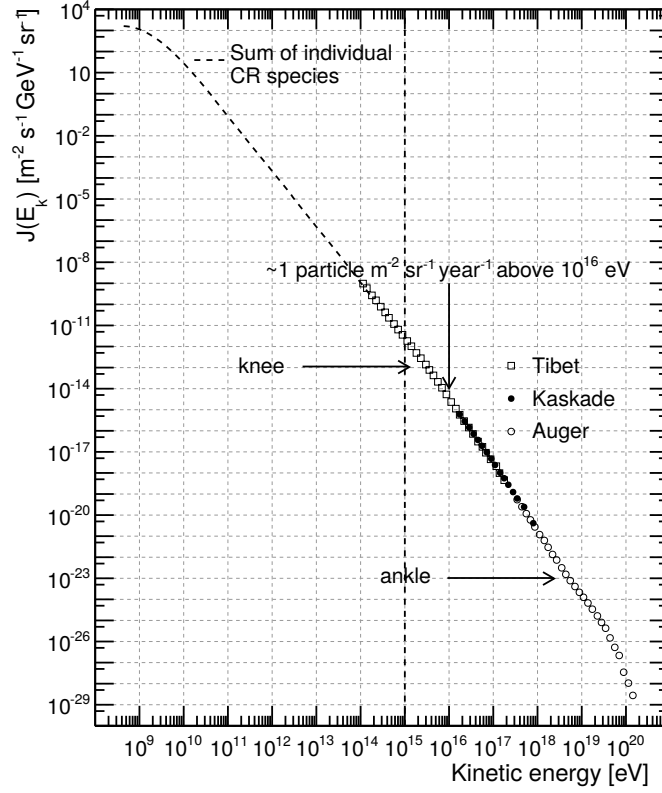


Figura 1.7: Spettro energetico di tutti i raggi cosmici primari. La linea tratteggiata che si estende da $\sim 10^9$ fino a $\sim 10^{14}$ eV è ottenuta sommando gli spettri energetici delle specie più abbondanti (p, He, C, O e Fe) misurati da vari esperimenti spaziali o su pallone. La linea verticale a 10^{15} eV segna l’energia massima corrispondente ad un flusso misurabile per un rivelatore in orbita.

rappresentato da una legge di potenza, del tipo:

$$\frac{dN}{dE} = A E^{-\Gamma}, \quad (1.1)$$

con $\Gamma \sim 2.7$ ed A una costante di normalizzazione. In corrispondenza di determinati valori di energia, si notano importanti peculiarità, incluso un “ginocchio” (*knee*) a $\sim 3 \cdot 10^{15}$ eV ed una “caviglia” (*ankle*) a $\sim 10^{18}$ eV. La questione sull’origine di queste caratteristiche è ancora aperta, anche se la maggioranza della comunità scientifica concorda sul fatto che siano connesse alla transizione da raggi cosmici di origine galattica ad extragalattica [16]. Ad energie inferiori a 10^9 eV, lo spettro mostra

un pronunciata deviazione rispetto alla legge di potenza, causata dall'influenza del campo magnetico solare interplanetario nel quale diffondono le particelle dirette verso la Terra. L'energia e la forma del *cutoff* variano con la fase del ciclo solare, con il flusso di particelle a bassa energia che raggiunge il massimo in corrispondenza del minimo dell'attività solare (modulazione solare).

Un'altra suddivisione dello spettro rispecchia le differenti tecniche usate per rivelare le particelle. Fino ad energie di $\sim 10^{14}$ – 10^{15} eV il flusso è abbondante a sufficienza da permetterne lo studio attraverso esperimenti spaziali o su pallone. Sopra questa energia, invece, il flusso diventa proibitivo: 10^{16} eV corrisponde, infatti, approssimativamente al valore di energia per cui il flusso integrato di tutte le particelle ammonta a $\sim 1 \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ anno}^{-1}$. Questo significa che, lontano dalla Terra, circa 1 particella per anno sopra 10^{16} eV attraversa una superficie di 1 m^2 , ordine di grandezza dell'area di uno strumento su satellite, rendendo di fatto impossibili le osservazioni dirette. Fortunatamente, queste energie sono sufficientemente elevate da creare grandi sciami di particelle secondarie nell'interazione con l'atmosfera. Matrici di telescopi a terra, disposti su una superficie di diversi km^2 possono così essere efficacemente impiegate per rilevare particelle aventi energie fino ad oltre 10^{20} eV, corrispondenti ad un flusso dell'ordine di $\sim 1 \text{ km}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ secolo}^{-1}$.

Infine, per quanto riguarda la composizione della radiazione cosmica, questa è largamente dominata dai protoni, seguiti in abbondanza da elio ($\sim 10\%$) ed elettroni ($\sim 0.1 \div 1\%$). Gli spettri energetici delle singole componenti sono mostrati in figura 1.8.

1.2.2 La connessione tra raggi cosmici e raggi gamma

I raggi cosmici ed i raggi gamma risultano intrinsecamente connessi: infatti i raggi gamma con energie dell'ordine del GeV sono prevalentemente prodotti dall'interazione dei raggi cosmici con il mezzo interstellare o con i campi di radiazione galattici. Oltre a condividere gran parte delle tecniche sperimentali di rivelazione, essi offrono punti di vista di studio complementari. I rivelatori di raggi cosmici misurano le particelle direttamente nell'ambiente galattico vicino a noi, fornendo un'analisi dettagliata dello spettro e della composizione chimica. L'osservazione dei raggi gamma, d'altra parte, permette lo studio a distanza delle interazioni e della diffusione dei raggi cosmici, offrendo così una prospettiva complementare alle misure dirette. Inoltre, la rivelazione dei raggi gamma consente una visione diretta delle sorgenti di raggi cosmici: a differenza delle particelle cariche, infatti, i fotoni non vengono deflessi dai campi magnetici galattici ma puntano indietro al luogo di origine, permettendo la tracciatura delle sorgenti.

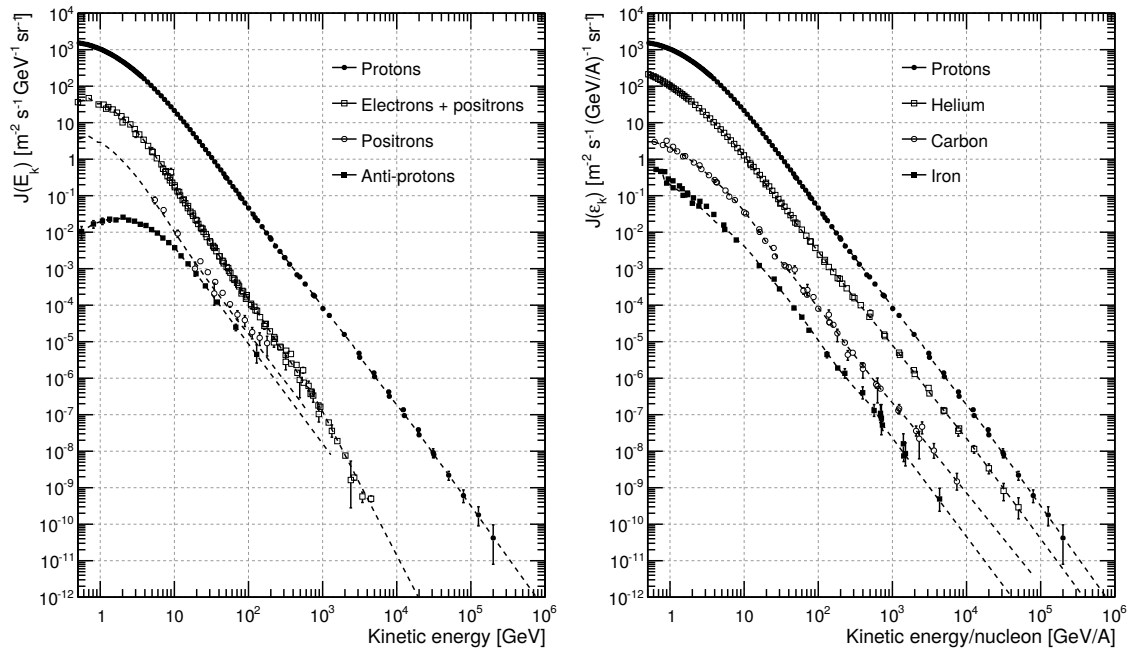


Figura 1.8: Spettri delle componenti di carica unitaria della radiazione cosmica (a sinistra) e di alcune delle specie nucleari più abbondanti (a destra). Per ciascuna specie la linea tratteggiata rappresenta la media pesata di tutte le misure recenti disponibili.

1.2.3 Il cielo gamma

La figura 1.9 mostra lo spettro differenziale della radiazione gamma misurata da *Fermi*. Come si può osservare i raggi gamma costituiscono solo una frazione molto piccola della radiazione cosmica: sopra 1 GeV il flusso di raggi gamma è oltre un ordine di grandezza inferiore a quello della componente più rara dei raggi cosmici di carica unitaria (gli antiprotoni) e 5–6 ordini di grandezza meno abbondante di quello dei protoni. La relativa scarsità di raggi gamma implica, per la loro misura, la necessità di strumenti di grande area e con un potere di soppressione della componente carica dell'ordine di 10^6 .

In generale il cielo gamma può essere suddiviso in tre componenti principali: l'emissione galattica diffusa (DGE), l'emissione di sorgenti estese o puntiformi, e il fondo isotropo di raggi gamma (IGRB), talvolta chiamato anche fondo extragalattico (EGB). Come detto precedentemente, l'80–90% dei raggi gamma sopra 1 GeV è prodotto dall'interazione dei raggi cosmici primari. Il principale meccanismo di

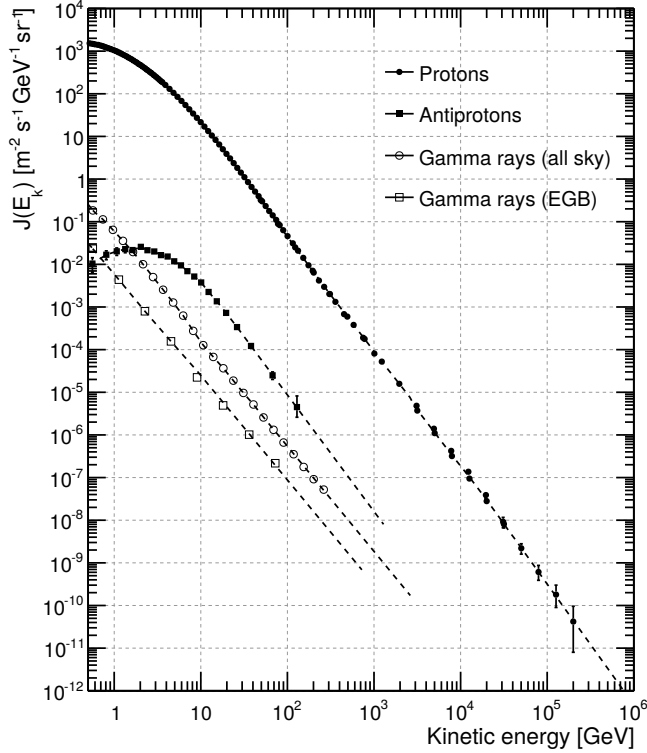


Figura 1.9: Spettro energetico del cielo gamma completo e del fondo extragalattico isotropo, comparato a quello dei protoni e degli antiprotoni (rispettivamente la componente più e meno abbondante dei raggi cosmici di carica unitaria).

emissione è il decadimento dei pioni neutri (π^0), creati nelle collisioni inelastiche dei primari con i nuclei degli atomi e delle molecole costituenti il gas interstellare. L'emissione risultante è diffusa, con intensità maggiore sul piano della galassia e, in particolare, verso il centro galattico. Alla radiazione gamma così prodotta si somma il contributo delle sorgenti risolte, galattiche ed extragalattiche. Ciò che rimane dopo la sottrazione di queste due componenti costituisce, infine, il fondo gamma isotropo, al quale contribuiscono la radiazione proveniente dalle sorgenti irrisolte ed un'emissione isotropa diffusa.

Capitolo 2

La missione *Fermi* ed il *Large Area Telescope*

2.1 Introduzione

Il telescopio spaziale *Fermi* (*Fermi Gamma-ray Space Telescope*) [17] è un osservatorio dedicato alla misura della radiazione gamma, corrispondente alla regione più energetica dello spettro elettromagnetico. Lanciato dalla NASA l'11 giugno 2008 a bordo di un veicolo *Delta II*, il rivelatore ha iniziato la presa dati a partire da agosto 2008. Il satellite orbita ad un'altezza nominale di ~ 565 km con un'inclinazione di 25.5° . Nella modalità di osservazione primaria (la cosiddetta *sky-survey mode*), la normale dello strumento (asse z) viene inclinata ad orbite alterne a $\pm 50^\circ$ rispetto allo zenith locale nella direzione del polo dell'orbita. In questo modo, dopo due periodi orbitali (~ 3 ore), *Fermi* è in grado di ottenere una copertura del cielo completa ed approssimativamente uniforme (fig. 2.2). Nel caso di obiettivi di particolare interesse (*targets of opportunity*, TOO), l'osservatorio può essere puntato inerzialmente. Oltre ai TOO, il telescopio effettua anche dei puntamenti automatici (*autonomous repointing request*, ARR), non comandati da Terra, in risposta a fenomeni transienti intensi (specialmente GRB). Lo scopo è mantenere tali eventi nel campo di vista di *Fermi* per un tempo prolungato, in modo da effettuare analisi dettagliate di questi fenomeni. Le operazioni di presa dati vengono regolarmente interrotte durante il passaggio attraverso l'Anomalia Sud Atlantica (SAA), una regione orbitale dove il flusso delle particelle intrappolate nelle fasce di Van Allen risulta essere molto elevato. Da circa due anni la missione è entrata nella fase estesa durante la quale viene dato peso maggiore, rispetto al passato, ai puntamenti diretti.

Il *Large Area Telescope* (LAT), lo strumento primario di *Fermi*, è un telescopio

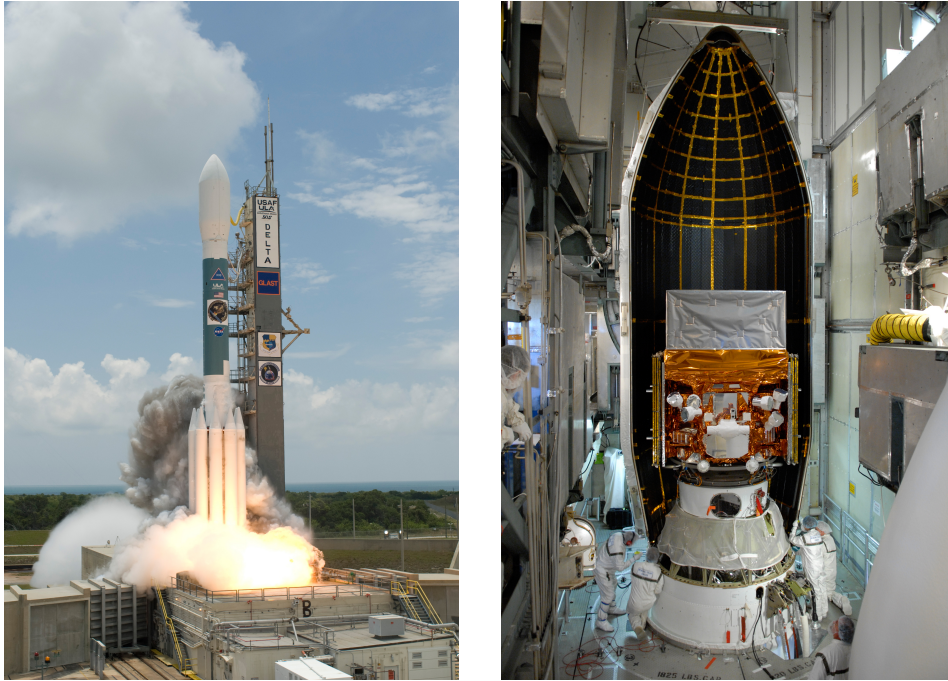


Figura 2.1: A sinistra: fotografia del lancio di *Fermi* a bordo del suo lanciatore Delta II. A destra: fotografia del montaggio intorno al satellite della struttura protettiva in vista del lancio.

per raggi gamma in grado di coprire lo spettro di energia compreso tra 20 MeV ed oltre 300 GeV. Distribuito attorno al satellite si trova inoltre il rivelatore di lampi gamma (*Gamma-ray Burst Monitor*, GBM), che estende la sensibilità del telescopio nella regione dei raggi X fino ad una energia di circa 8 KeV.

2.2 Il *Large Area Telescope*

Il LAT [18] è un telescopio progettato per misurare la direzione, l'energia e il tempo di arrivo dei raggi gamma incidenti nel suo campo di vista. La radiazione gamma non può per natura essere riflessa o rifratta ma, sopra qualche decina di MeV, interagisce con la materia attraverso la creazione di coppie e^+e^- . Per questo motivo il funzionamento del LAT si basa prevalentemente sulla conversione del fotone incidente in elettrone e positrone.

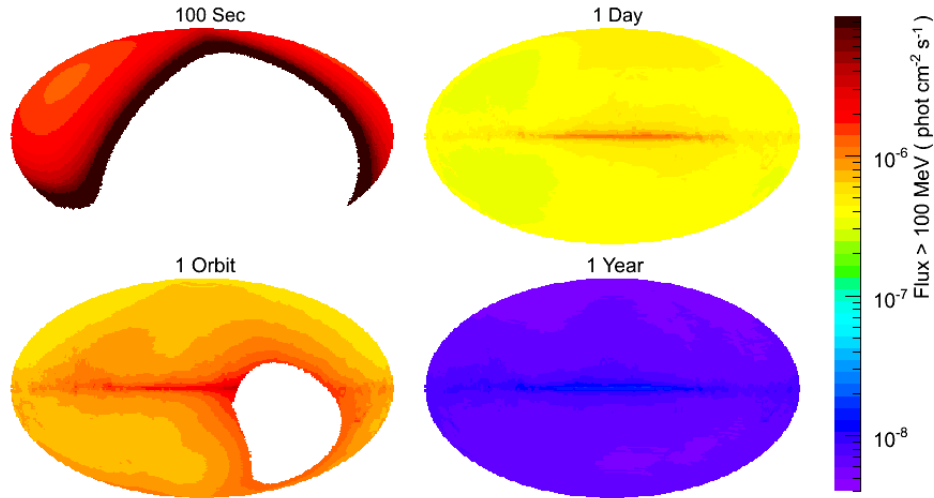


Figura 2.2: Copertura del cielo a vari tempi scala. Nella normale modalità di operazione una copertura completa è ottenuta ogni 2 orbite, con ciascuna regione osservata per ~ 30 minuti ogni 3 ore.

Il telescopio è composto da tre sottosistemi principali: il tracciatore-convertitore che favorisce la conversione del fotone e ne misura la direzione incidente, il calorimetro che fornisce l'energia, ed un rivelatore di anticoincidenza che permette la reiezione delle particelle cariche. Calorimetro e tracciatore sono divisi in 16 moduli identici (torri), disposti secondo uno schema 4×4 e supportati da una struttura di alluminio. Un sistema di *trigger* e di acquisizione dati è dedicato alla selezione e la registrazione degli eventi prima della trasmissione dei dati a terra.

2.2.1 Tracciatore

Il tracciatore-convertitore (*tracker-converter*) [19] è responsabile contemporaneamente della conversione del fotone in coppie e^+e^- e della misura delle tracce rilasciate dalle particelle cariche. Questa parte del telescopio contribuisce inoltre alla ricostruzione dell'energia al di sotto di ~ 1 GeV. I 16 moduli componenti il tracciatore hanno una base quadrata di lato 37.3 cm ed un'altezza pari a 66 cm. Il rapporto di aspetto complessivo del *tracker* (altezza/larghezza) è quindi di 0.4, assicurando così un ampio campo di vista e garantendo che la quasi totalità delle particelle create nel tracciatore raggiunga poi il calorimetro per le misure di energia. Ogni modulo

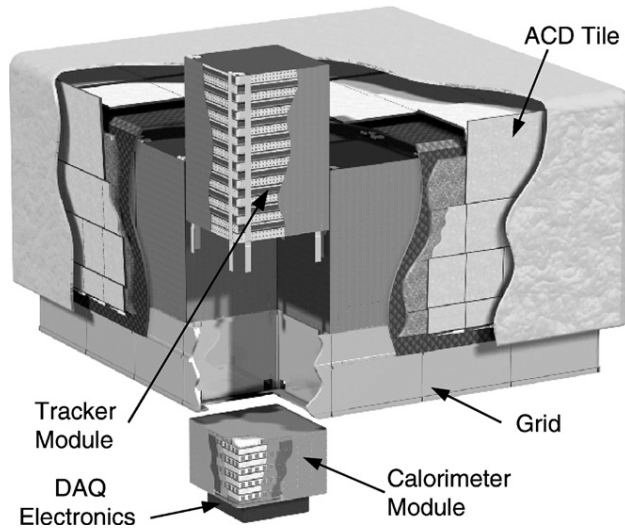


Figura 2.3: Rappresentazione del *Large Area Telescope* e dei suoi sottosistemi.

è composto da 18 piani traccianti, costituiti a loro volta da due strati mutuamente ortogonali (x - y) di rivelatori a strisce al silicio (*silicon strip detectors*, SSD). Per incrementare la probabilità di conversione, i 16 piani superiori sono intervallati ad un materiale con alto numero atomico Z (tungsteno), per un totale di 1.5 lunghezze di radiazione (R.L.) per incidenza normale (fig. 2.4). Gli ultimi due piani non sono dotati di materiale convertitore in quanto, richiedendo segnale in almeno tre coppie di piani consecutivi, il *trigger* del tracciatore non sarebbe sensibile a fotoni interagenti a questo livello (sez. 2.3).

Il tracciatore è diviso in due zone funzionali: la regione superiore (*front region*), formata dai primi 12 piani traccianti, è dotata di materiale convertitore di piccolo spessore (0.03 R.L. ciascuno); i successivi 4 piani costituiscono invece la regione inferiore (*back region*) provvista di spessori maggiori (0.18 R.L. ciascuno). Questa scelta è dettata dal bilanciamento tra due necessità contrastanti: da una parte si vuole limitare l'effetto dello *scattering* multiplo sulla risoluzione angolare a basse energie usando un convertitore fine; dall'altra è necessario massimizzare l'area efficace per fotoni ad alta energia, relativamente rari, con uno spessore maggiore di materiale. Con questa disposizione la probabilità di conversione di un fotone sopra 1 GeV è di $\sim 63\%$, a spese di circa un fattore 2 in termini di risoluzione angolare per i fotoni che convertono nella zona inferiore. Il segnale proveniente da ogni striscia del rivelatore al silicio viene opportunamente amplificato e discriminato. La soglia del discriminatore

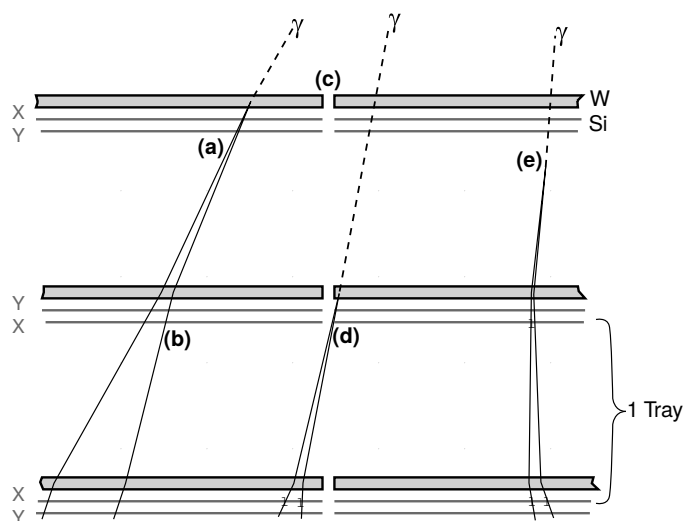


Figura 2.4: Illustrazione schematica di una porzione del tracciatore. X e Y rappresentano la coppia di piani traccianti al silicio mentre W indica il piano convertitore di tungsteno.

è unica e l'uscita di ogni canale è quindi binaria. Inoltre il sistema di acquisizione misura e registra, per ciascun piano di rivelazione, il tempo durante il quale il segnale rimane sopra la soglia (*time over threshold*, TOT). Questa quantità, corrispondente per ogni piano all'OR logico di tutte le strisce, fornisce informazioni sul deposito di carica avvenuto ed è utile per rigettare eventi di fondo. In tabella 2.1 sono elencate alcune caratteristiche del tracciatore.

Caratteristica	Misura
Area attiva a incidenza normale	1.96 m ²
Dimensioni SSD	9.85 × 9.85 cm ²
Spaziatura strisce SSD	0.228 mm
Numero canali	884736
Potenza consumata per canale	< 180 μW
Massa per torre	~ 33.0 kg

Tabella 2.1: Tabella riassuntiva di alcune caratteristiche del tracciatore.

2.2.2 Calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro [20] è lo strumento deputato alla misura dell'energia rilasciata da elettroni e positroni attraverso la rivelazione degli sciami elettromagnetici. Oltre alla misura energetica, il calorimetro fornisce anche un'immagine tridimensionale dello sviluppo dello sciame. Grazie a questa capacità di visualizzazione è possibile stimare la quantità di energia persa a causa di uno sciame non interamente contenuto, discriminare eventi di *background* e avere importanti indicazioni sulla direzione della particella incidente. Ognuno dei 16 moduli del calorimetro è composto da 96 cristalli di CsI(Tl), disposti in 8 piani da 12 cristalli ciascuno, per una profondità verticale totale di 8.6 R.L.. I cristalli sono tra loro otticamente isolati e hanno una dimensione di 2.7 cm × 2.0 cm × 32.6 cm; la larghezza del singolo cristallo è quindi comparabile alla lunghezza di radiazione del CsI (1.86 cm) e al raggio di Molière (3.8 cm) per gli sciami elettromagnetici. Ogni piano è ruotato di 90° attorno all'asse z rispetto ai piani vicini per dare al rivelatore capacità tracciante. Ciascun cristallo fornisce tre coordinate spaziali per il punto in cui l'energia è depositata: due coordinate sono discrete e vengono dalla localizzazione fisica del cristallo all'interno della matrice del calorimetro, mentre la terza coordinata, quella nella direzione del lato lungo del cristallo, è ottenuta misurando l'asimmetria nella luce di scintillazione raccolta dai fotodiodi posti ad entrambe le estremità del cristallo. La risoluzione di questa misura dipende dall'energia depositata nel cristallo e va da qualche millimetro per bassi depositi di energia (~ 10 MeV) ad una frazione di millimetro per energie $\gtrsim 1$ GeV. Sebbene il calorimetro sia profondo solo 8.6 R.L. la segmentazione longitudinale permette misure in energia fino ad oltre 1 TeV. Eseguendo un *fit* al profilo longitudinale dello sciame elettromagnetico è infatti possibile ottenere una stima della frazione non contenuta e correggere così il valore misurato: ad alta energia la risoluzione è limitata dalla fluttuazione di questa quantità. L'efficacia di questa procedura è stata valutata con i test su fascio eseguiti al CERN su alcune apposite unità di calibrazione (fig. 2.5).

2.2.3 Rivelatore di anticoincidenza

Lo scopo di questo rivelatore è la rivelazione del fondo costituito da particelle cariche. Per questo motivo il rivelatore di anticoincidenza (ACD) [21] è caratterizzato da un'alta efficienza, mediamente maggiore dello 0.9997 per tali particelle. L'ACD non è formato da un unico rivelatore ma è diviso in una serie di mattonelle di scintillatore plastico (*tiles*): 25 mattonelle coprono la parte superiore del LAT, mentre 64 sono posizionate nelle facce laterali (fig. 2.6). L'obiettivo della suddivisione è la limitazione dell'effetto *back-splash*: le particelle secondarie prodotte negli sciami

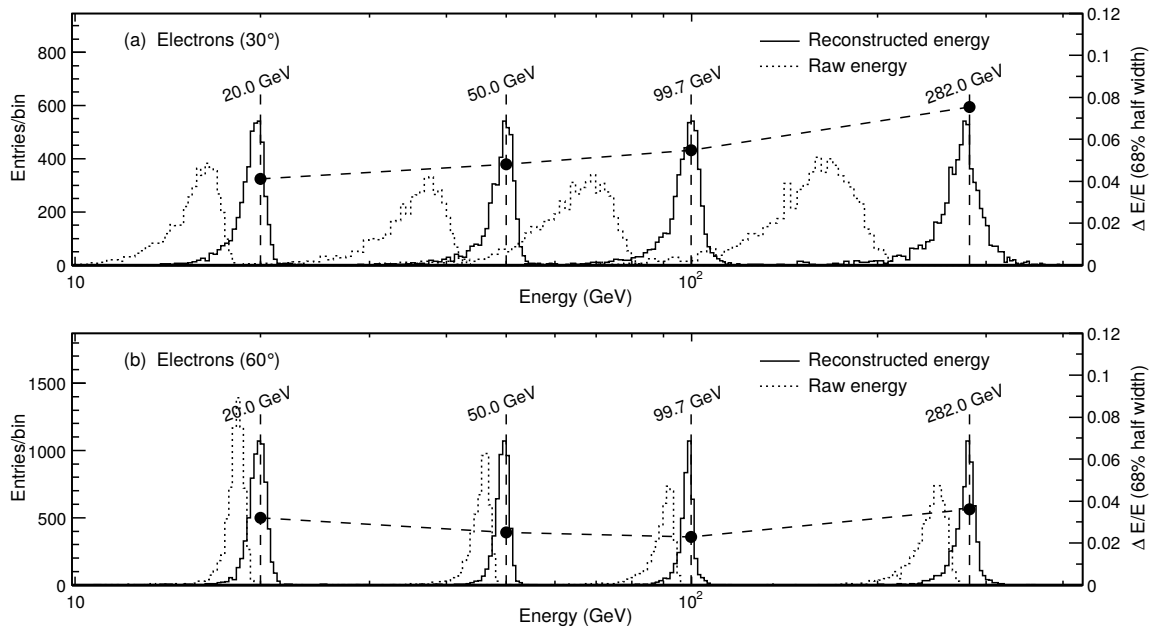


Figura 2.5: Grafico che mostra l’energia misurata (*raw energy*) e quella ricostruita (*reconstructed energy*) per diverse energie del fascio usando l’unità di calibrazione del LAT al CERN. In alto l’angolo di incidenza è 30° , in basso 60° . I punti connessi dalla linea tratteggiata orizzontale rappresentano la risoluzione in energia per ogni configurazione. La linea verticale mostra l’energia nominale del fascio.

elettromagnetici (principalmente fotoni da 100–1000 KeV) possono tornare indietro e dare segnale nell’ACD, creando un falso segnale di veto. Con il rivelatore segmentato solo i settori nella direzione del candidato fotone possono essere considerati, riducendo sensibilmente la perdita di area efficace. La luce proveniente da ciascuno scintillatore viene raccolta attraverso delle apposite fibre (*wavelength shifting fibers*) accoppiate a due fotomoltiplicatori. Particolari accorgimenti, come la parziale sovrapposizione delle mattonelle o l’utilizzo di fibre flessibili scintillanti, sono usati per garantire un’ermeticità molto alta. Per ridurre la possibilità di perdita di luce dovuta all’impatto di micrometeoroidi, l’ACD è completamente circondato da uno scudo protettivo.

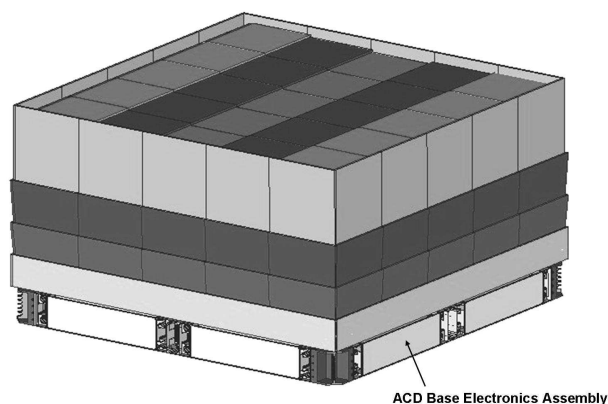


Figura 2.6: Rappresentazione del rivelatore di anticoincidenza. L'ACD è composto da 89 mattonelle di scintillatore plastico, con una matrice 5×5 sulla parte superiore e 16 per ognuno dei quattro lati.

2.3 Sistema di *trigger* e acquisizione dati

Il sistema di *trigger* è globale e mette insieme le primitive provenienti da tutti e tre i sottosistemi del LAT. Diverse condizioni possono generare un segnale di *trigger*. La condizione principale si verifica nel tracciatore, quando tre coppie di piani $x-y$ in una stessa torre mostrano un segnale sopra soglia. L'unità centrale di elaborazione effettua il controllo delle richieste pervenute e, nel caso, ordina l'inizio della lettura dell'intero strumento. In base ad una logica programmabile l'unità decide anche la modalità di lettura (ad esempio soppressione degli zeri). Due unità di calcolo si occupano poi dell'applicazione degli algoritmi di filtro con lo scopo di ridurre il *rate* degli eventi da 2–4 kHz a ~ 400 Hz, così da poter essere trasmessi a terra nei limiti della banda radio disponibile. Il filtro principale è costituito dal filtro “gamma”, ottimizzato per rimuovere il fondo composto da particelle cariche e massimizzare il numero di eventi associati a raggi gamma. Una serie di *test* viene condotta in modo da escludere, per esempio, eventi che non presentano almeno una traccia rudimentale nel tracciatore o in cui la traccia punta ad una mattonella di ACD con segnale. Tutte le condizioni di veto sono disabilitate per eventi che rilasciano almeno 20 GeV di energia rilasciata (*raw*) nel calorimetro. La frequenza di eventi sopra questa soglia risulta sufficientemente limitata da consentire la trasmissione di tutti i dati raccolti. Le informazioni inviate a terra sono successivamente analizzate con *software* più complessi di quelli a disposizione a bordo e il *rate* di eventi associati a raggi gamma si riduce a circa ~ 1 Hz.

2.4 Il *Gamma-ray Burst Monitor*

Il GBM [22] completa la dotazione strumentale di *Fermi*. Questo rivelatore consiste in una serie di 12 scintillatori di NaI(Tl) e 2 di BGO, che servono a coprire la parte inferiore dello spettro in energia nell'intervallo 8 KeV–40 MeV. I rivelatori di NaI sono posizionati con diverse orientazioni attorno al telescopio *Fermi*, in modo da fornire la sensibilità e il campo di vista richiesti. La risposta angolare caratteristica di questi cristalli è usata per localizzare le sorgenti dei lampi, confrontando le risposte dei rivelatori con differenti angoli di vista (fig. 2.7). I due rivelatori di BGO sono posti sui lati opposti del satellite così che tutte le porzioni del cielo siano visibili da almeno uno dei due *detector*.

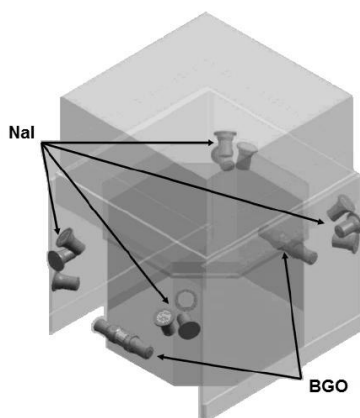


Figura 2.7: illustrazione della disposizione del *Gamma-ray Burst Monitor*.

2.5 Ricostruzione degli eventi e *Pass 8*

Una volta giunti a terra, i dati grezzi subiscono un'analisi molto più complessa e raffinata di quella implementata a bordo. Per ogni evento viene stabilita la miglior stima per l'energia e la direzione della particella incidente, oltre alla determinazione di una serie di quantità utili per eliminare eventi di *background* e quantificare la qualità della ricostruzione. A partire dall'inizio della missione, gli algoritmi di ricostruzione degli eventi hanno subito un costante miglioramento attraverso una serie di iterazioni chiamate "passi" (*passes*). Lo schema di analisi *Pass 6* è stato sviluppato prima del lancio del LAT, mentre *Pass 7* è seguito nell'anno 2011. *Pass 8* infine, sviluppato

grazie all'esperienza maturata in orbita, è stato rilasciato al pubblico nel corso del 2015 e comporta un significativo miglioramento delle prestazioni di tutto il rivelatore. Vengono ora presentati brevemente i punti chiave della ricostruzione con *Pass 8* riguardanti i tre sottosistemi del LAT: tracciatore, calorimetro e ACD [23].

2.5.1 Tracciatore

L'algoritmo di ricostruzione delle tracce di *Pass 8* è implementato secondo un approccio globale al rivelatore. La conversione del fotone nel tracciatore viene considerata come l'inizio dello sciame elettromagnetico che prosegue poi nel calorimetro. I canali accesi del tracciatore vengono uniti a formare una struttura ad albero, la cui cima corrisponde all'inizio dello sciame. Per ogni albero i rami principali, più lunghi e dritti, rappresentano le traiettorie degli elettroni e positroni primari, con i rami secondari prodotti dalla perdita di energia dovuta a interazioni successive nel tracciatore. Una volta costruito l'albero, il suo asse può essere determinato e usato per associare il rilascio nel tracciatore ad un particolare sciame nel calorimetro e ottenere una stima dell'energia. Le tracce leptoniche sono quindi ricostruite eseguendo un *fit* lungo i rami principali con la tecnica del Kalman Filter [24], che tiene conto dell'effetto dello *scattering* multiplo dipendente dall'energia stimata. Infine, se per un dato albero vengono prodotte due tracce, viene fatto un tentativo di combinare le tracce in un vertice, come atteso nel caso di una conversione del fotone in coppie e^+e^- .

2.5.2 Calorimetro

Con l'introduzione di *Pass 8* viene abbandonata l'assunzione di partenza del precedente algoritmo, ovvero l'ipotesi secondo cui un evento registrato nel calorimetro sia necessariamente dovuto ad una sola particella. Sebbene la frequenza di eventi multipli sia relativamente piccola nell'ambiente orbitale dove opera *Fermi*, la presenza di segnali aggiuntivi lontani dallo sciame (*ghost signals*) può introdurre un sostanziale errore nella misura dell'energia e della direzione, portando ad una riduzione dell'area efficace. L'algoritmo di *clustering* utilizza le posizioni tridimensionali dei cristalli per costruire un *Minimum Spanning Tree* (MST), nel quale i nodi aventi distanza superiore ad una certa soglia (dipendente dall'energia) vengono tagliati così da creare dei raggruppamenti e isolare i segnali *ghost*. Nel sottoinsieme di cristalli con segnale proveniente dallo sciame vengono poi determinati il centroide dell'energia e gli assi principali. L'energia della particella viene stimata a partire dalla traiettoria e dall'energia rilasciata nel calorimetro. Due differenti algoritmi sono impiegati a questo

scopo: una correzione parametrica ed un *fit* del profilo dello sciame. La correzione parametrica consiste nel correggere il valore di energia misurato tenendo conto della porzione di sciame non contenuta o della quantità non rilevata a causa degli intervalli tra i moduli del LAT. Questo algoritmo fornisce risultati migliori a basse energie (sotto qualche GeV). Ad energie dell'ordine di 100 MeV anche la quantità di energia rilasciata nel tracciatore diventa importante e, in questi casi, il tracciatore viene trattato essenzialmente come un calorimetro a campionamento. Sopra alcuni GeV il metodo di ricostruzione dell'energia più efficace risulta invece essere il *fit* tridimensionale del profilo dello sciame. All'energia di ~ 1 TeV il rilascio medio di energia per cristallo inizia però a superare l'intervallo dinamico dell'elettronica di lettura ed il cristallo entra in saturazione. Per superare questa limitazione, sopra 1 TeV, il contributo di energia dei canali saturati viene stimato a partire dalle informazioni provenienti dai cristalli vicini [25].

2.5.3 Rivelatore di anticoincidenza

Per ogni particella incidente viene verificato se la proiezione della traccia interseca una mattonella (o fibra scintillante) dell'ACD con deposito di energia non nullo. In questo caso la particella viene marcata come carica e, nel caso di filtro gamma attivo, scartata. Nell'effettuare questa operazione vengono usate le informazioni direzionali provenienti dal tracciatore e dal calorimetro con le incertezze dovute alla ricostruzione della traiettoria. Il segnale veloce proveniente dall'ACD viene inoltre utilizzato per ridurre l'impatto di segnali *ghost* fuori tempo nella misura più lenta del picco dell'impulso nello stesso rivelatore.

2.6 Classificazione degli eventi

Dato che la contaminazione iniziale e la purezza dei dati richiesta possono variare molto in funzione della tipologia di analisi, gli eventi vengono divisi in classi, caratterizzate in base alla contaminazione del fondo residua. Le classi sono organizzate in modo gerarchico, con ogni classe successiva che si ottiene dalla precedente utilizzando tagli più stringenti. Dettagli sulle classi di eventi si possono trovare in [26].

2.7 Funzioni di risposta dello strumento

Le funzioni di risposta (IRF *s*) misurano le *performance* dello strumento e permettono di convertire quantità non direttamente interpretabili, come i conteggi, in grandezze

con significato fisico, come il flusso. In generale, le IRFs non sono una caratteristica intrinseca del rivelatore ma dipendono dalla specifica selezione degli eventi applicata. In questa sezione vengono discusse brevemente le *performance* del LAT, evidenziando la differenza tra gli algoritmi di ricostruzione *Pass 7* e *Pass 8*.

2.7.1 Accettanza

L'area efficace A_{eff} corrisponde, per un fotone con energia E e direzione di incidenza (θ, ϕ) nel sistema di riferimento del LAT, al prodotto della sezione geometrica dello strumento, della probabilità di conversione del raggio gamma e dell'efficienza di una data selezione degli eventi. L'accettanza A del rivelatore è definita a sua volta come l'integrale di A_{eff} sull'angolo solido, ovvero:

$$A(E) = \int A_{\text{eff}}(E, \theta, \phi) d\Omega \quad (2.1)$$

In pratica, data l'impossibilità di una valutazione analitica, questa quantità viene determinata attraverso una simulazione Monte Carlo. In figura 2.8 si riporta l'accettanza del LAT in funzione dell'energia per la classe di eventi SOURCE, ottimizzata per le sorgenti gamma. A bassa energia diversi fattori contribuiscono a far tendere

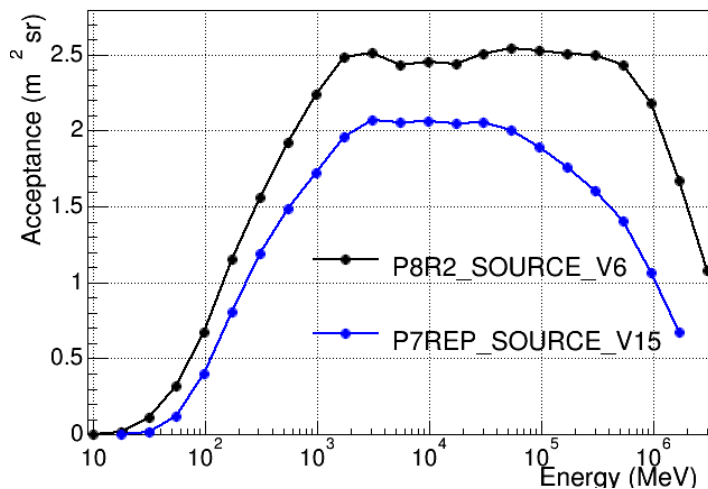


Figura 2.8: Accettanza in *Pass 7* e *Pass 8* in funzione dell'energia per la classe di eventi SOURCE.

l'accettanza rapidamente a zero. Prima di tutto la sezione d'urto per la produzione

di coppie diminuisce ed una frazione crescente di fotoni interagisce tramite *scattering* Compton, per il quale la ricostruzione non è ottimizzata. Inoltre la maggior parte degli elettroni e positroni si arresta nel tracciatore o non produce sufficiente informazione nel calorimetro, rendendo più difficile l'identificazione dei raggi gamma. Ad alta energia la diminuzione dell'accettanza è da imputare prevalentemente alla difficoltà nella ricostruzione della traccia a causa dell'alto numero di particelle che si vengono a creare nel LAT (*back-splash*). La stessa figura permette il confronto tra il profilo di accettanza in *Pass 7* e in *Pass 8*: grazie alla migliorata capacità di rimozione dei segnali *ghost*, molti fotoni precedentemente persi vengono adesso recuperati, con un incremento di circa il 20% a 10 GeV.

2.7.2 Risoluzione in energia

La funzione di distribuzione della dispersione in energia è definita come:

$$\frac{\delta E}{E_{\text{true}}} = \frac{E_{\text{meas}} - E_{\text{true}}}{E_{\text{true}}}, \quad (2.2)$$

dove E_{true} è l'energia vera di un evento e E_{meas} la corrispondente energia misurata. In questo contesto, la risoluzione in energia ΔE si identifica con la semi-larghezza dell'intervallo di energia contenente il 68% degli eventi della distribuzione associata alla (2.2). In figura 2.9 viene mostrato il rapporto $\Delta E/E$ in funzione dell'energia. A bassa energia non è presente un'informazione sufficiente nel calorimetro mentre una significativa frazione di energia viene rilasciata nel tracciatore. All'energia ~ 10 GeV la risoluzione in energia ha un minimo (6–7%). Ad energie superiori la risoluzione in energia è limitata dalle fluttuazioni dovute alla fuoriuscita dello sciame dal calorimetro, le quali aumentano al crescere dell'energia.

2.7.3 Risoluzione angolare

La *Point Spread Function* (PSF) corrisponde alla distribuzione di probabilità per la direzione ricostruita per fotoni provenienti da una sorgente puntiforme e misura la capacità del rivelatore di determinare correttamente la direzione di provenienza dei raggi gamma incidenti. In analogia alla risoluzione in energia, un modo per definire la risoluzione angolare consiste nel valutare l'ampiezza angolare contenente il 68% degli eventi. In figura 2.10 si può vedere l'angolo di contenimento al variare dell'energia. Come anticipato nella sezione 2.2.1, il fattore più rilevante nella determinazione della direzione a bassa energia è costituito dallo *scattering* multiplo della coppia elettrone e positrone nei piani di tungsteno. L'entità del fenomeno scala con l'energia come $\sim E^{-1}$, come visibile chiaramente nella prima parte di figura 2.10.

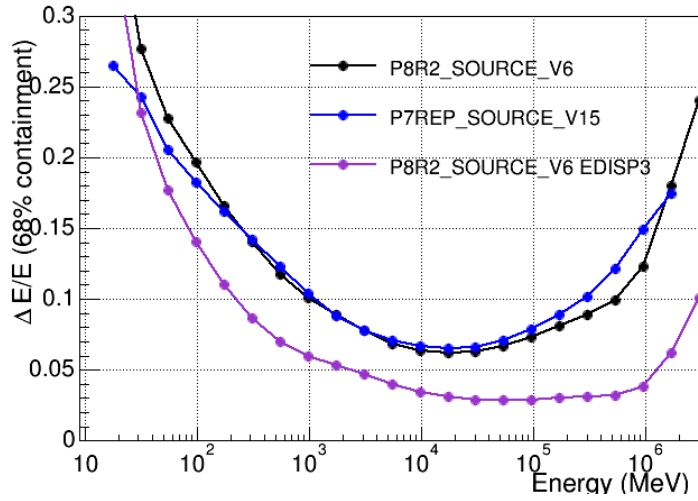


Figura 2.9: Risoluzione in energia in *Pass 7* e *Pass 8* per la classe di eventi SOURCE. La linea in viola, associata alla tipologia di eventi EDISP3, corrisponde ad una selezione della classe SOURCE in *Pass 8* avente una maggiore qualità nella ricostruzione in energia.

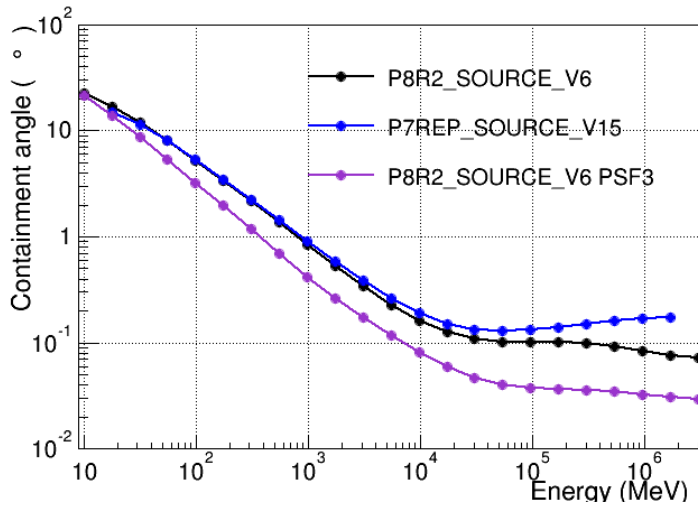


Figura 2.10: Angolo di contenimento in *Pass 7* e *Pass 8* per la classe di eventi SOURCE. La linea in viola, associata alla tipologia di eventi PSF3, corrisponde ad una selezione della classe SOURCE in *Pass 8* avente una maggiore qualità nella ricostruzione della direzione.

2.8 La scienza di *Fermi*

La figura 2.11 riassume efficacemente il contesto scientifico in cui opera *Fermi*. I campi di studio permessi dalle capacità osservative del telescopio spaziale sono molteplici e spaziano in energia, tempo e distanze su diversi ordini di grandezza. Con *Fermi* è possibile, infatti, l'osservazione del cielo gamma su oltre 8 decadi in energia e quasi 13 ordini di grandezza nella scala temporale, dalle decine di microsecondi che caratterizzano le sottostrutture delle pulsar fino agli anni dei periodi orbitali dei sistemi binari. Per quanto riguarda le distanze in gioco, rientrano negli obiettivi di *Fermi* l'osservazione di corpi vicini come Terra, Luna e Sole ed oggetti lontani galattici ed extra-galattici.

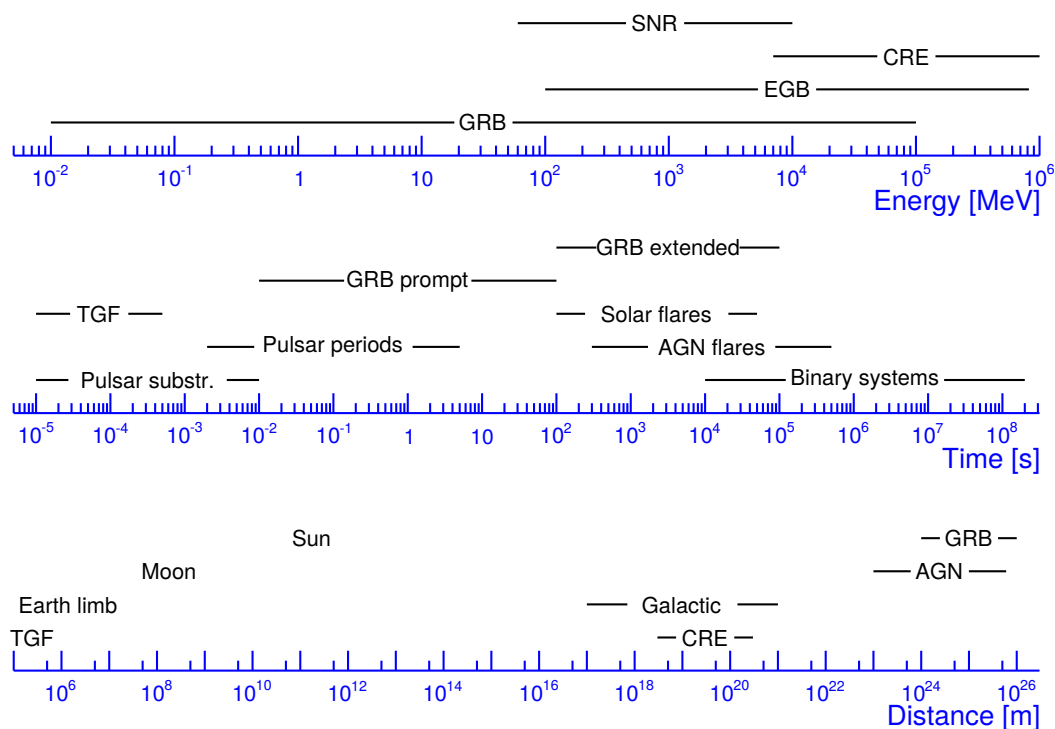


Figura 2.11: Campi di studio del telescopio *Fermi* ordinati in base alle scale di energia, tempo e distanza. Con TGF si indicano i lampi gamma di origine terrestre (*Terrestrial Gamma-ray Flashes*), con CRE gli elettroni ed i positroni dei raggi cosmici (*Cosmic-Ray Electrons*), mentre con SNR i resti di supernova (*Supernova Remnants*).

2.8.1 Analisi del cielo gamma

Nel corso dei sette anni di missione, *Fermi* ha contribuito fortemente allo studio di tutte le componenti caratterizzanti il cielo gamma (sez. 1.2.3). Sfruttando la combinazione della grande area efficace con una migliorata risoluzione spaziale e sensibilità rispetto al suo predecessore (EGRET), il LAT ha reso disponibile un campione statistico di raggi gamma senza precedenti (fig. 2.12). I principali prodotti di questo

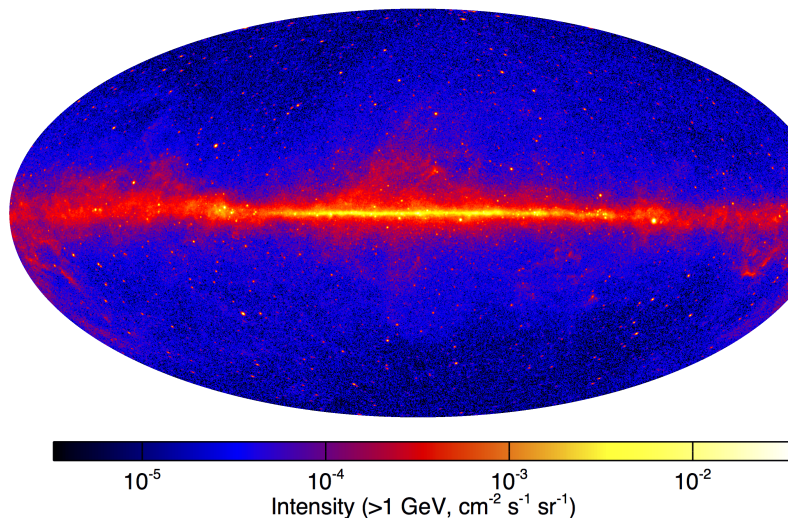


Figura 2.12: Mappa completa del cielo gamma in coordinate galattiche contenente i primi sei anni di dati con energie superiori ad 1 GeV.

sforzo sono i cataloghi delle sorgenti (chiamati FGL) rilasciati occasionalmente dalla collaborazione *Fermi*-LAT. L'ultimo catalogo disponibile (3FGL) [27], basato su quattro anni di presa dati, contiene oltre 3000 sorgenti rilevate, tra cui *pulsar* e *supernova remnants* (SNRs), due delle più accreditate candidate sorgenti di raggi cosmici galattici (fig. 2.13).

Il LAT ha eseguito inoltre uno studio dettagliato dell'emissione galattica diffusa [28]. Come detto precedentemente, questa emissione è il risultato dell'interazione dei raggi cosmici con il mezzo interstellare della galassia che porta principalmente alla produzione e al decadimento dei pioni neutri in due fotoni gamma (fig. 2.14). I risultati di queste analisi possono essere quindi usati per vincolare i modelli di produzione e propagazione dei raggi cosmici nella Via Lattea. Una volta sottratte tutte le sorgenti note e l'emissione galattica diffusa, quello che rimane della radiazione gamma è il fondo isotropo diffuso (*Isotropic diffuse Gamma-Ray Background*,

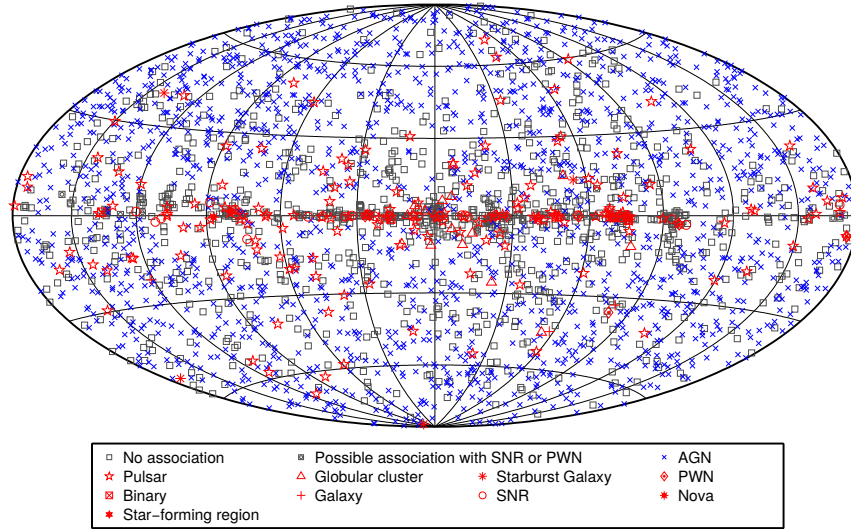


Figura 2.13: Mappa completa in coordinate galattiche delle sorgenti rilevate presenti nel catalogo 3FGL.

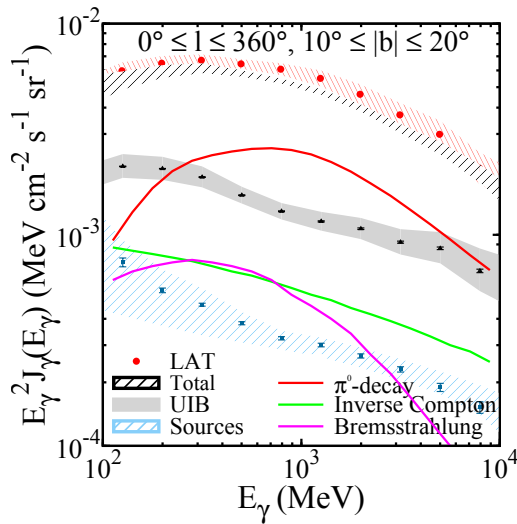


Figura 2.14: Distribuzione di energia spettrale della radiazione gamma diffusa a latitudini galattiche intermedie. Sono mostrati i contributi dei vari processi all'emissione diffusa. La componente UIB rappresenta il fondo isotropico non identificato.

IGRB). Questa componente del cielo gamma comprende emissioni extra-galattiche troppo deboli o diffuse per essere risolte più eventuali residui galattici isotropi. La collaborazione *Fermi*-LAT ha eseguito uno studio di questa emissione con cinquanta mesi di dati, coprendo l'intervallo di energia da 100 MeV fino a 820 GeV [29].

L'osservazione continua del cielo condotta da *Fermi* è ottimale per lo studio dei fenomeni transienti, come i *Gamma-Ray Burst* (GRB), le Novae e i Nuclei Galattici Attivi (AGN). I GRB sono eventi caratterizzati da un'intensa emissione di raggi gamma seguita da una fase di bagliore a lunghezze d'onda maggiori. La durata tipica del fenomeno più intenso è variabile tra pochi millisecondi e qualche ora, e la distribuzione spaziale è isotropa. Grazie all'apposito *Gamma-ray Burst Monitor* di cui è dotato *Fermi*, lo studio dei GRB costituisce uno degli obiettivi chiave della missione. Un catalogo dei GRB rilevati è tenuto costantemente aggiornato dalla collaborazione *Fermi*-GBM. L'ultimo catalogo pubblicato [30] contiene 953 eventi classificati come GRB durante i primi quattro anni della missione (fig. 2.15), ed è accompagnato da un altro catalogo [31] contenente le associate analisi spettrali. Il catalogo dei GRB pubblicato dalla collaborazione *Fermi*-LAT si trova invece in [32].

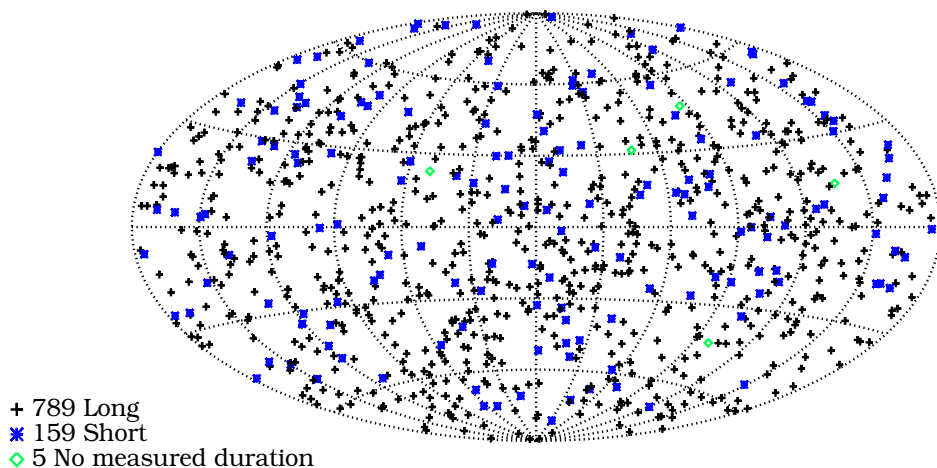


Figura 2.15: Mappa in coordinate galattiche della distribuzione dei GRB rilevati dal GBM durante i primi quattro anni di presa dati.

2.8.2 Ricerca indiretta di materia oscura

Secondo i modelli cosmologici, quasi il 27% dell'energia dell'Universo risulterebbe costituita da materia non barionica e non interagente per via elettromagnetica [33]. L'identificazione di questa massa, chiamata comunemente materia oscura (o *Dark Matter*, DM) rappresenta ancora oggi una delle più interessanti questioni rimaste irrisolte. Molti studi teorici identificano la DM con una classe di particelle chiamate WIMP, ovvero *Weakly Interactive Massive Particles* [34–36]. In base ai modelli specifici assunti, il LAT potrebbe essere in grado di rivelare indirettamente la presenza di DM attraverso eventuali raggi gamma prodotti della sua interazione. In particolare, i processi che potrebbero portare alla produzione diretta di radiazione gamma sono l'annichilazione ($\chi\chi \rightarrow \gamma X$) e il decadimento ($\chi \rightarrow \gamma X$) di una WIMP, con χ e X indicanti rispettivamente una WIMP ed una generica particella. Eventuali raggi gamma possono essere poi prodotti indirettamente anche dall'interazione di altre particelle generate dalle WIMP. La produzione diretta di raggi gamma costituirebbe una situazione favorevole per la rivelazione con il LAT. I fotoni gamma risultanti da questi processi sono approssimativamente monocromatici e verrebbero rivelati dallo strumento nella forma di una linea nello spettro dei raggi gamma. Anche nel caso di produzione indiretta i raggi gamma potrebbero essere rivelati come un eccesso di emissione rispetto a quella attesa dagli oggetti astrofisici conosciuti come il centro galattico o le galassie nane orbitanti attorno alla Via Lattea (*Dwarf Galaxies*). La collaborazione ha eseguito un'approfondita ricerca di questi segnali che ha portato a imporre dei limiti superiori nella sezione d'urto dei vari processi [37–43].

2.8.3 Studio diretto dei raggi cosmici

Oltre ad essere un telescopio per raggi gamma, il LAT è intrinsecamente anche un rivelatore di elettroni (e positroni) [44]. Una volta avvenuta la conversione dei fotoni nelle coppie leptoniche, esse risultano perfettamente indistinguibili dagli elettroni nei raggi cosmici. Come detto prima, con un deposito di energia nel calorimetro superiore ai 20 GeV il filtro a bordo per i raggi gamma viene disabilitato. Per questo motivo, a differenza della generazione precedente di telescopi a creazione di coppie, il LAT è capace di rivelare tutte le particelle cariche sopra soglia che attraversano il suo volume attivo. Una delle sfide maggiori per questa tipologia di analisi risulta essere la separazione degli elettroni dai molto più abbondanti adroni (principalmente protoni). La chiave della reiezione del fondo è la capacità del LAT di discriminare gli sciami elettromagnetici dagli sciami adronici in base alla diversa topologia nei tre sottosistemi.

Nel 2010 la collaborazione *Fermi*-LAT ha pubblicato la prima misura dello spettro inclusivo di elettroni e positroni (*Cosmic-Ray Electrons* o CREs) tra 7 GeV e 1 TeV [45], usando i primi dodici mesi di dati. Con più di 5000 elettroni per anno sopra 1 TeV che attraversano il LAT, *Fermi* sarà il primo esperimento in orbita a produrre uno spettro a queste energie, fornendo una misura indipendente nella regione del *cutoff* spettrale indicato dai dati di H.E.S.S. [46]. Sono attualmente in corso le analisi per l'aggiornamento dello spettro utilizzando gli algoritmi di ricostruzione di *Pass 8* e sei anni di presa dati. Uno spettro preliminare è mostrato in figura 2.16.

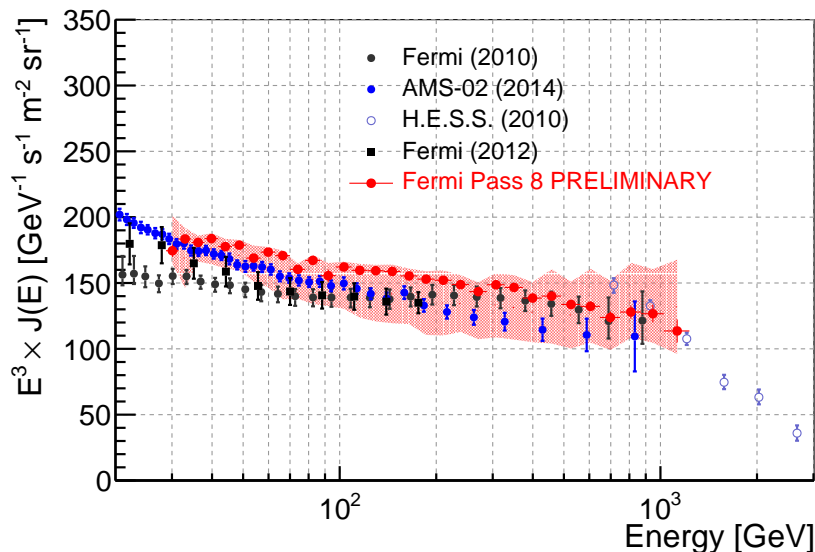


Figura 2.16: Spettro inclusivo di elettroni e positroni misurato da *Fermi*. Vengono riportati per riferimento anche lo spettro ottenuto da H.E.S.S.[46] e da AMS-02 [47]

Non essendo provvisto di magneti a bordo, il LAT non può distinguere direttamente il segno della carica. Nonostante ciò, il campo magnetico terrestre crea naturalmente delle zone d'ombra nelle quali determinate cariche risultano proibite in quanto le loro traiettorie intercettano la Terra. Questo fenomeno è stato sfruttato per discriminare i positroni e gli elettroni con il LAT e fornire uno spettro separato delle due componenti fino all'energia di 200 GeV (fig. 2.17) [48].

Infine, il grado di anisotropia nelle direzioni di arrivo degli elettroni costituisce un altro osservabile chiave per la descrizione dei raggi cosmici. Come vedremo nel prossimo capitolo (sez. 3.3.3), a causa della perdita di energia di elettroni e positroni, lo spettro ad alta energia è probabilmente dominato da poche sorgenti vicine. Alla

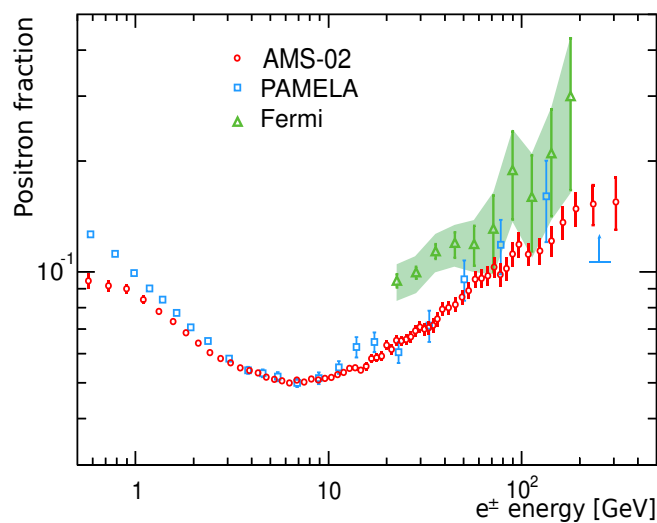


Figura 2.17: Frazione di positroni misurata da *Fermi*-LAT e da altri esperimenti (AMS-02 e PAMELA). L'area colorata in verde rappresenta la somma dell'incertezza statistica e sistematica.

luce di ciò, è verosimile aspettarsi un qualche grado di anisotropia nel flusso degli elettroni. L'eccellente capacità di ricostruzione della direzione del LAT unita ad una grande accettazione e ad una mappatura completa e quasi uniforme del cielo, rendono *Fermi* lo strumento ottimale per questa tipologia di studio. Utilizzando il solo primo anno di dati, la collaborazione ha rilasciato nel 2010 limiti superiori stringenti sul grado di anisotropia del flusso elettronico (fig. 2.18) [49]. Lo studio delle anisotropie nelle direzioni di arrivo, in particolare, costituisce l'argomento centrale di questo lavoro di tesi e, nei prossimi capitoli, verranno descritte in dettaglio le tecniche di analisi e le prospettive future.

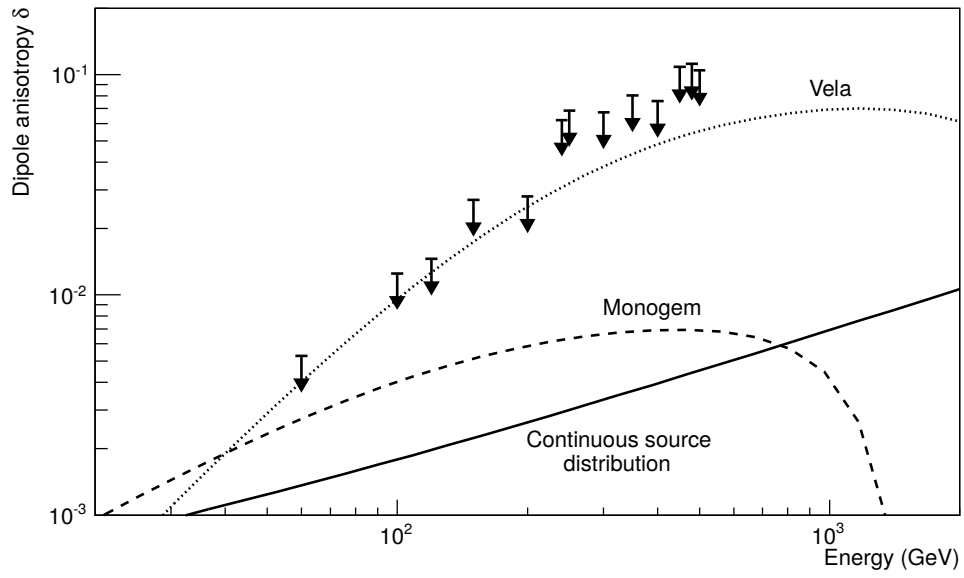


Figura 2.18: Limiti superiori pubblicati dalla collaborazione *Fermi-LAT* per l'anisotropia di dipolo δ , in funzione dell'energia minima. Per confronto vengono riportati i livelli di anisotropia attesi per due pulsar (Vela e Monogem) e per una distribuzione continua di sorgenti.

Capitolo 3

Gli elettroni e i positroni nei raggi cosmici

3.1 Origine ed accelerazione

La maggioranza dei raggi cosmici primari con energia al di sotto di 10^{15} – 10^{16} eV si ipotizza sia prodotta all'interno della nostra galassia. La questione su quali siano i siti nei quali vengono accelerati non è del tutto risolta. Secondo il modello convenzionale, il luogo di accelerazione dei raggi cosmici è costituito dai resti di supernova (SNRs), come proposto per la prima volta da Baade e Zwicky [50]. Il meccanismo alla base del fenomeno consiste nell'accelerazione di Fermi, talvolta nota come *diffusive shock acceleration* [51], la quale predice in modo naturale uno spettro con legge di potenza. Le prove a sostegno di questa ipotesi sono diverse e si basano su osservazioni indipendenti: raggi gamma associati alla produzione di pioni neutri sono stati rivelati in vari SNRs posti in vicinanza di nubi molecolari [52, 53], mentre emissioni nei raggi X e nel radio, che provano la presenza di forti campi magnetici e particelle ad alta energia, sono state osservate in molti SNRs giovani [54] (fig. 3.1). In particolare, un argomento a favore dell'ipotesi di accelerazione di elettroni nei SNRs, viene dallo studio dello spettro di emissione radio degli involucri di supernova, compatibile con l'emissione di radiazione di sincrotrone di elettroni ultra-relativistici accelerati in *shock* [55].

Si suppone che tali sorgenti accelerino solo materia ordinaria, quali protoni, elettroni e nuclei. I positroni, invece, vengono tradizionalmente considerati come secondari puri, generati in seguito al decadimento dei prodotti delle collisioni inelastiche (spallazioni) tra i protoni e la materia interstellare (ISM). Un esempio di una catena

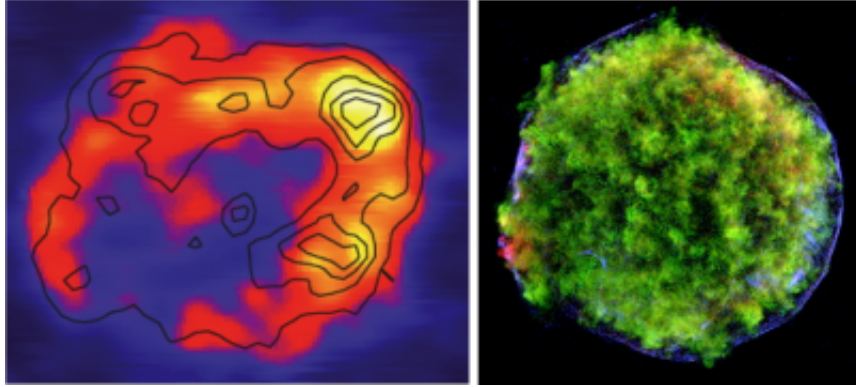
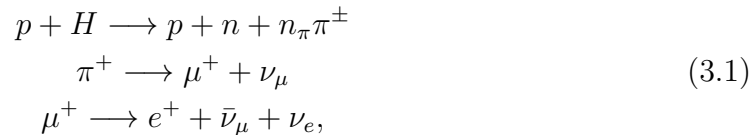


Figura 3.1: A sinistra, l'emissione di RX J1713.7-3946 nei raggi gamma (colori), misurata da HESS, e nei raggi X (linee di livello) misurata da ASCA. A destra, la morfologia del SNR Tycho misurata da Chandra nei raggi X e radio.

di reazioni che porta alla produzione di positroni è la seguente:



possibile per protoni con energia $E \gtrsim 3$ GeV che collidono con nuclei H di materia interstellare. Come vedremo in seguito, questa interpretazione è messa in discussione dalle misure sulla frazione e sullo spettro assoluto dei positroni, che portano a considerare l'esistenza di un contributo aggiuntivo da parte di nuove tipologie di sorgenti (*pulsar* o annichilazione di materia oscura).

3.2 Il campo magnetico galattico

Campi magnetici sono stati rivelati in corrispondenza di praticamente tutti gli oggetti astrofisici, dai pianeti alle *pulsar*. La maggior parte della materia visibile nell'Universo è ionizzata e non sorprende che campi magnetici siano presenti anche in strutture estese come le galassie. Il campo magnetico galattico (GMF) contribuisce alla pressione totale subita dalla materia interstellare in modo significativo e opposto alla gravità, e si pensa che abbia svolto un ruolo importante nell'evoluzione delle galassie e nel processo di formazione stellare.

Esistono vari metodi di osservazione che permettono di mappare il campo magnetico nella nostra galassia ed in quelle vicine. Tra i principali ricordiamo la rivelazione

della radiazione di sincrotrone, emessa dagli elettroni dei raggi cosmici, e la misura della rotazione di Faraday di sorgenti radio polarizzate [56]. Gli elettroni, soggetti alla forza di Lorentz, spiralizzano attorno alle linee di campo magnetico emettendo radiazione di sincrotrone su un vasto intervallo di lunghezze d'onda nel radio. Grazie alla dipendenza dell'emissione dalla componente del campo magnetico lungo il piano celeste, la rivelazione della radiazione di sincrotrone può essere usata per tracciare l'intensità e la direzione delle linee di campo. La rotazione di Faraday (RM), invece, consiste nella rotazione dell'orientazione del piano di polarizzazione di un'onda elettromagnetica causata dal passaggio attraverso un plasma magnetizzato. L'intensità del fenomeno dipende dalla proiezione del campo magnetico lungo la linea di vista, ed in particolare:

$$RM \propto \int n_e B_{\parallel} dl, \quad (3.2)$$

dove n_e è la densità elettronica e l'integrale è condotto lungo la linea di vista. una volta determinata per vie indipendenti la densità degli elettroni, la rotazione di Faraday permette la misura della componente parallela del campo magnetico.

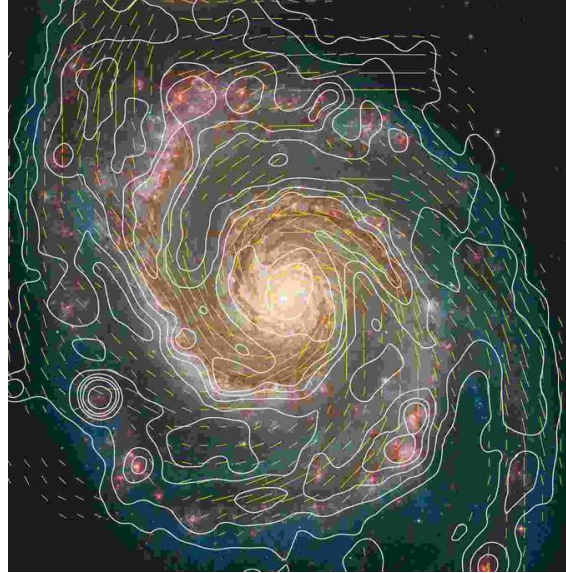


Figura 3.2: Immagine nel visibile della galassia a spirale M51 ottenuta dal telescopio Hubble. In sovrapposizione sono mostrate le linee di livello dell'intensità radio totale e il vettore di polarizzazione alla lunghezza d'onda di 6 cm.

Il GMF è la sovrapposizione di un campo a grande scala, regolare e coerente con la distribuzione di materia nella galassia, e un campo a piccola scala, di natura turbolenta. In particolare, nelle galassie a spirale come la Via Lattea, la componente regolare tende ad essere ordinata seguendo i bracci della spirale e, nella vicinanza del Sistema Solare, l'intensità media di questo campo risulta essere circa $B_{\text{reg}} \approx 1\text{--}2 \mu\text{G}$ [57]. Nonostante le forti incertezze, l'intensità della componente regolare può essere parametrizzata in prima approssimazione come [58]:

$$B_{\text{reg}}(r, z) = B_0 \exp \left\{ -\frac{r - r_0}{r_B} - \frac{z}{z_r} \right\}, \quad (3.3)$$

dove $B_0 \sim 2 \mu\text{G}$, $r_0 \sim 8.5 \text{ kpc}$, $r_B \sim 4 \text{ kpc}$ e $z_r \sim 1.5 \text{ kpc}$. Il campo magnetico a piccola scala, invece, è connesso ai moti turbolenti della materia interstellare e mostra uno spettro dato da una legge di potenza. La lunghezza di coerenza di questa componente del campo è di $\sim 100 \text{ pc}$, con un'intensità che in genere domina sulla componente regolare ($B_{\text{turb}} \approx 2\text{--}6 \mu\text{G}$).

3.3 Modello diffusivo di propagazione nella galassia

Durante il trasporto dalle sorgenti di accelerazione al nostro Sistema Solare, i raggi cosmici subiscono l'influenza del campo magnetico galattico. Il moto di una particella di impulso \mathbf{p} e carica Ze , attraverso un campo magnetico \mathbf{B} , è descritto dalla legge:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e\mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (3.4)$$

espressione della forza di Lorentz. Nel caso di \mathbf{B} costante e uniforme, le particelle seguono una traiettoria elicoidale di raggio:

$$r_L = \frac{mv_{\perp}}{ZeB}, \quad (3.5)$$

attorno alle linee di campo (raggio di Larmor). Considerando una carica unitaria avente impulso ortogonale al campo magnetico, la (3.5) si può riscrivere come:

$$r_L[\text{m}] = \frac{|\mathbf{p}|c [\text{GeV}]}{0.3 |\mathbf{B}[\text{T}]}, \quad (3.6)$$

dove le quantità riportate tra parentesi quadre indicano le unità di misura. Per un elettrone o un protone da 100 GeV che si muove in un campo magnetico di $4 \mu\text{G}$ si

ha che $r_L \sim 3 \cdot 10^{-5} pc$, di gran lunga inferiore alla tipica distanza delle sorgenti più vicine e, soprattutto, della lunghezza di coerenza della componente turbolenta del GMF. Questo fatto suggerisce che il moto delle particelle cariche avvenga in maniera diffusiva (*random walk*), con tempo di propagazione nella galassia molto superiore a quello balistico. La diffusione sulle componenti turbolente ed irregolari a piccola scala del GMF tende di conseguenza ad “isotropizzare” il flusso di raggi cosmici. Nonostante ciò, vari esperimenti a terra hanno rivelato anisotropie a media e grande scala su un grande intervallo di energie [59–61].

3.3.1 Equazione del trasporto

Uno strumento teorico utile per studiare l’evoluzione dei raggi cosmici e le conseguenze della propagazione diffusiva sullo spettro è l’equazione del trasporto. Seguendo la dimostrazione riportata in [62], consideriamo un volume infinitesimo dV nel quale è presente una densità $N(E)$ di particelle, soggette ad una perdita di energia parametrizzata come:

$$\frac{dE}{dt} = -b(E), \quad (3.7)$$

con $b(E)$ un’opportuna funzione dell’energia. Al tempo t il numero di particelle nell’intervallo di energia da E a $E + \Delta E$ è dato da $N(E)dV\Delta E$. A causa delle perdite di energia, lo spettro energetico delle particelle $N(E)dE$ si modifica nel tempo. In particolare, al successivo tempo $t + \Delta t$ le particelle nel suddetto intervallo di energia vengono sostituite da quelle che al tempo t avevano un’energia compresa tra E' e $E' + \Delta E'$, dove

$$E' = E + b(E)\Delta t \quad (3.8)$$

$$E' + \Delta E' = (E + \Delta E) + b(E + \Delta E)\Delta t. \quad (3.9)$$

Eseguendo uno sviluppo di Taylor di (3.9) per piccoli valori di ΔE e sottraendo la (3.8), si ottiene:

$$\Delta E' = \Delta E + \frac{db(E)}{dE}\Delta E\Delta t. \quad (3.10)$$

Il cambiamento di $N(E)\Delta E$ nell’intervallo di tempo Δt è dato da:

$$\Delta N(E)\Delta E = N(E + b(E)\Delta t, t)\Delta E' - N(E, t)\Delta E. \quad (3.11)$$

Sviluppando la (3.11) in serie di Taylor per piccoli $b(E)\Delta t$ e sostituendo la (3.10) si ricava:

$$\Delta N(E)\Delta E = \frac{dN(E)}{dE}b(E)\Delta E\Delta t + N(E)\frac{db(E)}{dE}\Delta E\Delta t, \quad (3.12)$$

ovvero:

$$\frac{dN(E)}{dt} = \frac{d}{dE}[b(E)N(E)]. \quad (3.13)$$

Questa equazione descrive l'evoluzione temporale dello spettro delle particelle in un volume dV , soggette esclusivamente alle perdite di energia.

Se adesso consideriamo il caso in cui una o più sorgenti immettono particelle con un *rate* $Q(E, t) dV$, le quali diffondono a causa di un gradiente della densità $N(E)$, l'equazione (3.13) assume la forma:

$$\frac{dN(E)}{dt} = \frac{\partial}{\partial E}[b(E)N(E)] + D(E)\nabla^2 N(E) + Q(E, t). \quad (3.14)$$

Il coefficiente D è noto come coefficiente di diffusione e, in prima approssimazione, si assume indipendente dalla posizione e dal tempo (diffusione omogenea e isotropa).

Il caso più generale, che tiene conto anche dell'effetto del decadimento di particelle instabili e della creazione (o della perdita) di particelle a causa di collisioni inelastiche, si ottiene completando la (3.14) con alcuni termini aggiuntivi:

$$\begin{aligned} \frac{dN_i(E)}{dt} = & \frac{\partial}{\partial E}[b(E)N_i(E)] + D(E)\nabla^2 N_i(E) + Q_i(E, t) - \frac{N_i(E)}{\tau_i^{\text{dec}}} \\ & - n_H v \sigma_i N_i(E) + \sum_{j>i} \frac{N_j(E)}{\tau_j^{\text{dec}}} + \sum_{j>i} n_H v \sigma_{ji} N_j(E). \end{aligned} \quad (3.15)$$

In questa equazione, gli indici i e j indicano specie di particelle diverse, τ_i^{dec} e τ_j^{dec} sono i tempi di vita media per il decadimento delle specie i e j , n_H la densità media del gas interstellare (ISM), v la velocità relativa tra ISM e le specie i o j , mentre σ_i e σ_{ji} sono rispettivamente le sezioni d'urto per i processi di distruzione della specie i e per quelli di creazione della specie i da parte delle specie j per collisioni inelastiche con l'ISM. In generale, dei termini aggiuntivi, quelli con il segno positivo sono da considerarsi termini di sorgente e rappresentano i *rate* di creazione della specie i da parte delle più pesanti j , mentre quelli negativi, che tendono a far diminuire N_i , corrispondono ai *rate* di distruzione della specie i in processi come il decadimento o le collisioni inelastiche.

3.3.2 Approssimazione di *Leaky-Box*

Una delle approssimazione più semplici che consente di studiare l'evoluzione di protoni e nuclei pesanti è costituita dal modello di *Leaky-Box* [63]. In questo modello la Galassia viene considerata come un volume finito di propagazione (*box*) al cui

interno sono presenti i raggi cosmici. La distribuzione delle sorgenti e della materia interstellare è assunta uniforme. Le particelle, giunte ai confini del volume galattico, hanno una certa probabilità di non essere riflesse dalle “pareti” ma di fuoriuscire (*leak*) nello spazio intergalattico. A ciascuna specie i si attribuisce una probabilità per unità di tempo di uscire dalla Galassia pari a $1/\tau_i^{\text{esc}}$, inverso del tempo di confinamento. Gli effetti della propagazione spaziale sono ridotti quindi ad una semplice perdita attraverso le pareti. Nella (3.15) questo corrisponde a sostituire:

$$D(E)\nabla^2 N_i(E) \sim -\frac{N_i(E)}{\tau_i^{\text{esc}}}. \quad (3.16)$$

Il modello di *Leaky-Box* permette come primo risultato di valutare il tempo di confinamento delle particelle nella galassia. L'isotopo radioattivo ^{10}Be decade nel ^{10}B con un tempo caratteristico di $\tau_{10}^{\text{dec}} \approx 3.9 \cdot 10^6$ anni. Il berillio è un elemento quasi esclusivamente secondario, prodotto nel processo di spallazione dei nuclei di carbonio C, azoto N e ossigeno O con la materia interstellare ($Q_i = 0$). Per energie sopra a qualche centinaio di MeV per nucleone (n), le perdite di energia possono in prima approssimazione essere trascurate ($b(E) \simeq 0$) [64]. Allo stato stazionario ($dN/dt = 0$), l'equazione del trasporto (3.15) per il ^9Be (elemento stabile) si riscrive come:

$$N_9 \left(n_{Hv}\sigma_9 + \frac{1}{\tau^{\text{esc}}} \right) = n_{Hv} \sigma_{CNO,9} N_{CNO}, \quad (3.17)$$

mentre per il ^{10}Be :

$$N_{10} \left(n_{Hv}\sigma_{10} + \frac{1}{\tau^{\text{esc}}} + \frac{1}{\tau_{10}^{\text{dec}}} \right) = n_{Hv} \sigma_{CNO,10} N_{CNO}. \quad (3.18)$$

In queste equazioni i termini a destra corrispondono ai tassi di produzione di ^9Be e ^{10}Be da parte dei nuclei di C, N e O, mentre quelli al primo membro rappresentano le perdite di nuclei di berillio a causa di collisioni inelastiche, fuoriuscita dal volume di confinamento e, nel caso di ^{10}Be , decadimento radioattivo. Il rapporto tra le densità dei due isotopi è allora:

$$\frac{N_{10}}{N_9} = \frac{\sigma_{CNO,10}}{\sigma_{CNO,9}} \frac{n_{Hv}\sigma_9 + 1/\tau^{\text{esc}}}{n_{Hv}\sigma_{10} + 1/\tau^{\text{esc}} + 1/\tau_{10}^{\text{dec}}} \quad (3.19)$$

Le sezioni d'urto che compaiono nella (3.19) sono note da esperimenti di fisica delle particelle. Dalla misura del rapporto N_{10}/N_9 è possibile quindi stimare τ^{esc} , che risulta essere $\tau^{\text{esc}} \sim (2 \div 3) \cdot 10^7$ anni [65].

In realtà è necessario considerare τ^{esc} come una quantità variabile con l'energia. In base alla (3.16) possiamo prima di tutto stabilire una relazione tra il tempo di confinamento e il coefficiente di diffusione:

$$\tau^{\text{esc}}(E) \sim \frac{L^2}{D(E)}, \quad (3.20)$$

dove $L \sim \text{kpc}$ è la lunghezza di confinamento, che per i nuclei possiamo assumere indipendente dall'energia. La dipendenza dall'energia del coefficiente di diffusione viene solitamente parametrizzata con un'espressione del tipo [51]:

$$D = D_0(E/\text{GeV})^\delta. \quad (3.21)$$

Dalla relazione (3.20), sapendo che $L \sim 1\text{--}2 \text{ kpc}$ e che $\tau^{\text{esc}}(1 \text{ GeV}) \sim 10^7$ anni si ottiene $D_0 \sim 10^{28} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. Il valore di δ si ricava invece dalle misure sperimentali del rapporto tra i flussi delle specie secondarie rispetto alle primarie. Con un procedimento analogo a quello usato per ricavare l'equazione (3.19), si può infatti dimostrare che, nel limite di alta energia ($E \gtrsim 100 \text{ GeV/n}$), il rapporto tra secondari e primari risulta proporzionale a τ^{esc} e, in base alla (3.20):

$$\frac{N_{\text{sec}}}{N_{\text{pri}}}(E) \propto \tau^{\text{esc}}(E) \propto E^{-\delta}. \quad (3.22)$$

Dall'andamento di questo rapporto ad alte energie si può quindi stimare il valore di δ . Il caso sperimentale più favorevole è offerto dal rapporto B/C: le sezioni d'urto dei processi di produzione e spallazione sono infatti ben conosciute e il boro si può considerare come un elemento puramente secondario. In figura 3.3 sono mostrati i risultati della misura del rapporto B/C per vari esperimenti, compatibili con un valore di $\delta = 0.3 \div 0.6$.

Come ultima applicazione, l'approssimazione di *Leaky-Box* consente di valutare l'effetto della propagazione sullo spettro dei nuclei primari stabili. Nella situazione stazionaria, trascurando le perdite di energia ed assumendo una funzione di sorgente con spettro di iniezione $Q_i(E) \propto E^{-\gamma}$, l'equazione del trasporto (3.15) si scrive:

$$N_i(E) \approx Q_i(E) \left(\frac{1}{\tau^{\text{esc}}(E)} + n_H v \sigma_i \right)^{-1}. \quad (3.23)$$

Nel limite di alta energia, quando τ^{esc} diventa sufficientemente piccolo da poter trascurare le perdite per collisioni catastrofiche, la (3.23) si riduce a:

$$N_i(E) \propto Q_i(E) \tau^{\text{esc}}(E) \propto E^{-\gamma-\delta}. \quad (3.24)$$

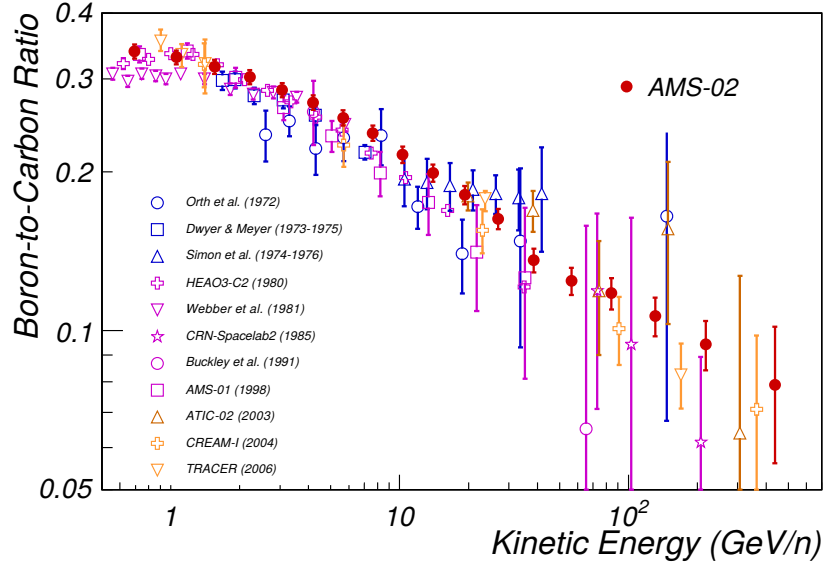


Figura 3.3: Misura del rapporto B/C da vari esperimenti nell'intervallo di energia 0.5–700 GeV/n [66].

Si vede così come la propagazione provochi per i nuclei primari un aumento di δ dell'indice spettrale γ alla sorgente. Dal capitolo 1 sappiamo che le misure sperimentali dello spettro dei raggi cosmici seguono (per $E \lesssim 10^{15}$ eV) una legge di potenza di indice $\Gamma \sim 2.7$. Di conseguenza, al variare del valore di δ , possiamo stimare $\gamma \sim 2.1 \div 2.4$.

3.3.3 Perdite di energia di elettroni e positroni

Contrariamente ai protoni ed ai nuclei, per gli elettroni ed i positroni non possiamo trascurare le perdite di energia. Questi ultimi, infatti, nel viaggio dai siti di accelerazione al nostro Sistema Solare, perdono efficacemente gran parte della loro energia. Per $E \gtrsim 10$ GeV i processi dominanti risultano essere l'emissione di radiazione di sincrotrone, dovuta all'interazione con il campo magnetico interstellare, e lo *scattering* Compton inverso con i fotoni dei campi di radiazione interstellare. Nell'approssimazione di Thomson $\gamma\hbar\omega \ll m_e c^2$, valida per elettroni con energie \lesssim TeV, il tasso di perdita di energia può essere scritto come [67]:

$$\frac{dE}{dt} = -b(E) = -b_0 E^2, \quad (3.25)$$

dove il fattore b_0 è dato da:

$$b_0 = \frac{4}{3} \frac{\sigma_T c}{(m_e c^2)^2} (U_{\text{rad}} + U_{\text{mag}}). \quad (3.26)$$

Nell'espressione (3.26), U_{rad} e U_{mag} sono rispettivamente le densità di energia del campo di radiazione e del campo magnetico locale, e $\sigma_T \approx 0.665$ b è la sezione d'urto Thomson. Il campo di radiazione, in particolare, è dato dalla sovrapposizione della radiazione cosmica di fondo (CMB), della radiazione infrarossa emessa dalle polveri e della radiazione stellare (fig. 3.4).

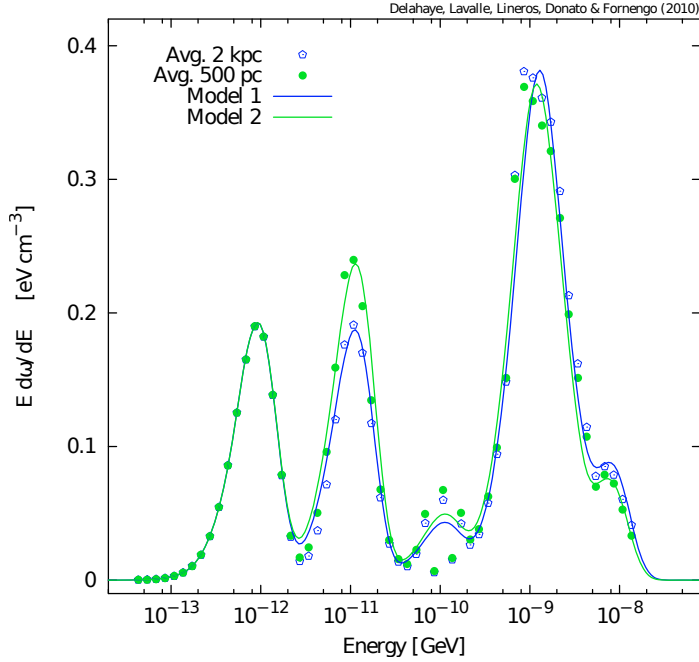


Figura 3.4: Fondi di radiazione della galassia [55]. A partire dalle energie più basse, i picchi corrispondono alla radiazione cosmica di fondo, alla radiazione infrarossa e a quella ottica.

Assumendo come ordine di grandezza:

$$U_{\text{rad}} \approx U_{\text{mag}} \sim 1 \text{ eV/cm}^3, \quad (3.27)$$

si ottiene per gli elettroni ed i positroni:

$$b_0 \sim 10^{-16} \text{ GeV}^{-1} \text{ s}^{-1}. \quad (3.28)$$

A causa della dipendenza di (3.26) dall'inverso della massa, le perdite radiative degli elettroni risultano molto più significative rispetto a quelle dei protoni e dei nuclei. L'equazione (3.25) può essere risolta con la condizione iniziale $E(t = 0) = E_0$:

$$E(t) = \frac{E_0}{1 + b_0 E_0 t}. \quad (3.29)$$

Dato che $E(t) \rightarrow \infty$ per $t \rightarrow -1/(b_0 E_0)$, ne segue che elettroni con energia rivelata E_0 non possono essere stati accelerati precedentemente ad un tempo pari a:

$$T_{\max}(E_0) = \frac{1}{b_0 E_0}. \quad (3.30)$$

Per $E_0 = 1$ TeV la formula (3.30) fornisce un valore di $T_{\max} \sim 3 \cdot 10^5$ anni, molto minore del tempo di fuga di protoni e nuclei nella Galassia, che come abbiamo visto è dell'ordine di $\sim 10^7$ anni. Nell'approssimazione di moto diffusivo, la distanza media percorsa dagli elettroni dopo un tempo T_{\max} corrisponde alla lunghezza di diffusione L_{\max} ed è data da:

$$L_{\max} \approx \sqrt{2DT_{\max}}, \quad (3.31)$$

che, per elettroni da 1 TeV, implica $L_{\max} \sim 0.7$ kpc. Elettroni e positroni di alta energia (100 GeV–1 TeV) devono quindi essere originati necessariamente da sorgenti vicine alla Terra (\sim kpc) e potenzialmente distribuite in modo fortemente anisotropo. La ricerca di anisotropie nelle direzioni di arrivo può così fornire informazioni molto importanti sulle sorgenti in cui sono accelerati e sull'ambiente nel quale propagano. La rivelazione di un flusso in eccesso rispetto a quanto atteso nel caso di isotropia, potrebbe infatti permettere l'identificazione di tali sorgenti o, assumendo una distribuzione di sorgenti, aiutare a vincolare i modelli di propagazione nella galassia.

3.3.4 Approssimazione di disco sottile

Per studiare l'evoluzione della componente elettronica dei raggi cosmici, si fa solitamente ricorso ad un modello semplificato di galassia, noto come approssimazione di disco sottile. L'alone galattico di diffusione si estende per ~ 4 kpc sopra il piano galattico, una distanza molto superiore alla lunghezza media di diffusione L_{\max} attesa per elettroni di alta energia. Allo stesso tempo però, il disco galattico, dove si concentrano prevalentemente le sorgenti di elettroni, ha uno spessore di circa 300 pc (fig. 3.5). In prima approssimazione possiamo perciò considerare la galassia come composta da un disco infinitamente sottile ed omogeneamente popolato di sorgenti,

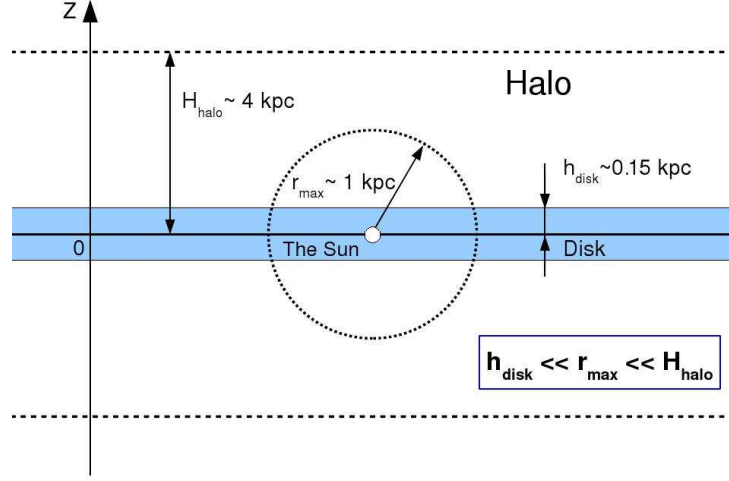


Figura 3.5: Rappresentazione schematica della geometria del disco galattico e dell'alone di diffusione

unita ad un alone di diffusione infinitamente spesso. Il Sistema Solare è collocato nel piano galattico, a $z = 0$. L'equazione del trasporto (3.14), utile a descrivere la propagazione degli elettroni, è lineare e, in linea di principio, può essere risolta per ogni funzione di sorgente $Q(E, t)$. Nella nostra approssimazione, consideriamo una sorgente di elettroni con spettro di iniezione $Q(E) \propto E^{-\gamma_e}$, costante nel tempo e distribuita omogeneamente nel disco galattico. La funzione di sorgente si può scrivere come:

$$Q(\mathbf{r}, E, t) = Q_0 E^{-\gamma_e} \delta(z). \quad (3.32)$$

Risolvendo l'equazione del trasporto (3.14) con la funzione di sorgente data da (3.32), si ottiene per la densità elettronica sul piano galattico la seguente dipendenza dall'energia (valida per energia nell'intervallo 10 GeV–1 TeV) [67]:

$$N(E)|_{z=0} = N_0 E^{-(\gamma_e + \frac{\delta}{2} + \frac{1}{2})} \equiv N_0 E^{-(\gamma_e + \Delta)}, \quad (3.33)$$

con $\Delta \equiv \frac{\delta}{2} + \frac{1}{2}$. Lo spettro originario di iniezione subisce un cambiamento a causa del moto diffusivo e delle perdite di energia e diventa più ripido: l'indice spettrale aumenta di una quantità $\Delta \sim 0.6 \div 0.8$ in base al valore di δ nella (3.21). L'indice γ_e per gli elettroni primari non è conosciuto esattamente e va dunque stimato dal *fit* dei modelli ai dati. In ogni caso, questo esponente è supposto avere un valore prossimo

all'indice spettrale di iniezione dei protoni $\gamma_p \sim 2.1 \div 2.4$, avendo questi generalmente sorgenti di accelerazione comuni. Di conseguenza, dopo la propagazione, l'indice spettrale atteso per gli elettroni primari è ~ 3 .

Gli elettroni secondari ed i positroni, considerati questi ultimi secondari puri, sono come detto il prodotto dell'interazione dei protoni con i nuclei che compongono la materia interstellare. Per questo motivo, sopra alcuni GeV, la funzione di sorgente per tali particelle secondarie deve riflettere la forma spettrale dei protoni (*scaling* di Feynman), con un indice spettrale di iniezione pari a $\gamma_s \approx \Gamma_p \sim 2.7$. Considerando l'effetto della propagazione nella galassia dato dall'equazione (3.33), lo spettro di elettroni o positroni secondari si può scrivere come:

$$N_{e^\pm}(E) = N_{0,e^\pm} E^{-(\gamma_s+\Delta)} \quad (3.34)$$

Lo spettro inclusivo di elettroni e positroni è dato dalla somma dei contributi dei primari e dei secondari, ovvero:

$$N_{e^-+e^+}(E) = N_0 E^{-(\gamma_e+\Delta)} + N_{0,e^-} E^{-(\gamma_s+\Delta)} + N_{0,e^+} E^{-(\gamma_s+\Delta)}, \quad (3.35)$$

dove N_0 , N_{0,e^-} e N_{0,e^+} sono rispettivamente le costanti di normalizzazione dei flussi di elettroni primari, secondari e dei positroni. Il flusso degli elettroni primari risulta comunque un contributo dominante rispetto a quello dei secondari e la (3.35) si identifica sostanzialmente con il primo termine della somma. In questa approssimazione, la frazione di positroni, definita come il rapporto tra lo spettro dei positroni (3.34) e quello totale (3.35), può così essere scritta come:

$$R_{e^+/(e^-+e^+)}(E) = \frac{N_{e^+}(E)}{N_{e^-+e^+}(E)} \approx \frac{N_{s,e^+}}{N_0} E^{-\gamma_s+\gamma_e}. \quad (3.36)$$

Essendo $\gamma_s \approx \Gamma_p \sim 2.7$ e $\gamma_e \approx \gamma_p \sim 2.2$, segue che $\gamma_e - \gamma_s < 0$ nella (3.36). Nell'ipotesi di positroni puramente secondari, le predizioni del modello a disco sottile sono quindi uno spettro e un'abbondanza relativa di positroni decrescenti con l'energia.

3.4 Possibili sorgenti di positroni

Vari esperimenti spaziali (*Fermi* [48], AMS-02 [68] e PAMELA [69]) hanno recentemente eseguito misure dello spettro separato dei positroni (fig. 3.6) così come della loro frazione rispetto alla somma di elettroni e positroni (fig. 2.17). Come si può osservare, i risultati sperimentali sono in piena contraddizione con quanto atteso dal modello convenzionale. Nello spettro dei positroni si nota un cambio di indice spettrale per $E \gtrsim 20\text{--}30$ GeV, che si attesta su un valore di ~ 2.8 , non compatibile con

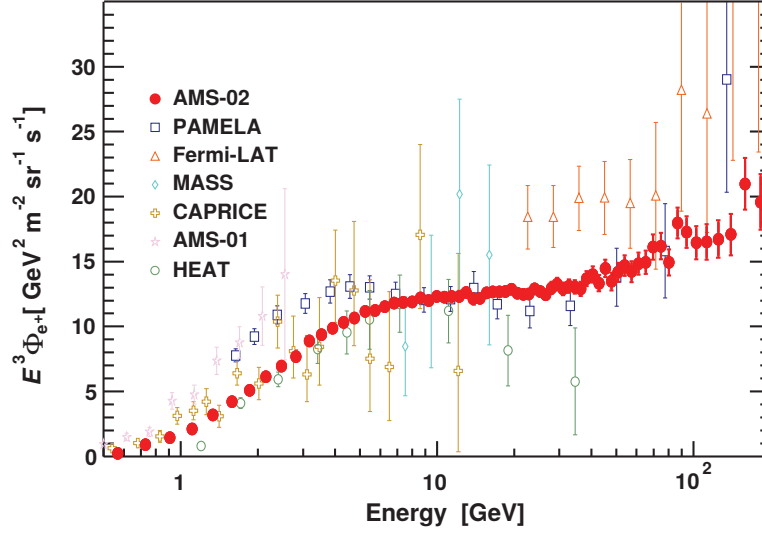


Figura 3.6: Spettro dei positroni misurato da vari esperimenti. Si nota il cambio di indice spettrale a ~ 30 GeV.

quanto calcolato nella (3.34) sotto l'ipotesi di positroni secondari. La frazione di positroni risulta invece crescente sopra l'energia di ~ 10 GeV, in disaccordo con la (3.36).

Questi fatti portano necessariamente a considerare l'esistenza di una sorgente aggiuntiva di positroni primari, dominante ad alte energie. Le ipotesi formulate per spiegare questi risultati si possono suddividere in due grosse categorie. Nella prima si collocano tutti i modelli che vedono nella materia oscura il principale responsabile della produzione di positroni ad alta energia. Processi come l'annichilazione o il decadimento di una particella di materia oscura molto massiva ($M_\chi \gtrsim 0.5$ TeV), aventi stati finali leptonici, potrebbero essere in grado di spiegare l'anomalia rivelata [70, 71].

Nella seconda categoria troviamo, invece, una spiegazione di natura puramente astrofisica, con elettroni e positroni prodotti in sorgenti come le *pulsar* Vela, Monogem o Geminga, poste in vicinanza del Sistema Solare ($\lesssim 300$ pc). Le *pulsar* sono descritte come stelle di neutroni, in rapida rotazione (con periodo $P \sim 1$ ms \div 1 s), dotate di campi magnetici molto intensi ($10^9 \div 10^{14}$ G). I processi che possono portare alla creazione di coppie leptoniche sono molteplici e hanno tutti origine nella magnetosfera della stella di neutroni [72]. I campi elettrici indotti dalla veloce rotazione della stella accelerano gli elettroni presenti che, a causa del campo magnetico, perdo-

no energia per radiazione di sincrotrone. I fotoni così emessi possono avere un'energia sufficientemente grande da produrre coppie e^\pm , innescando un fenomeno a cascata (fig. 3.7). Dal punto di vista energetico, schematizzando una *pulsar* come una stella di neutroni con asse dipolare non allineato a quello di rotazione, si può vedere che, con un'efficienza di conversione di energia rotazionale in produzione di coppie e^\pm di $\sim 10\%$, queste sorgenti sarebbero sufficienti a spiegare i risultati sperimentali [73].

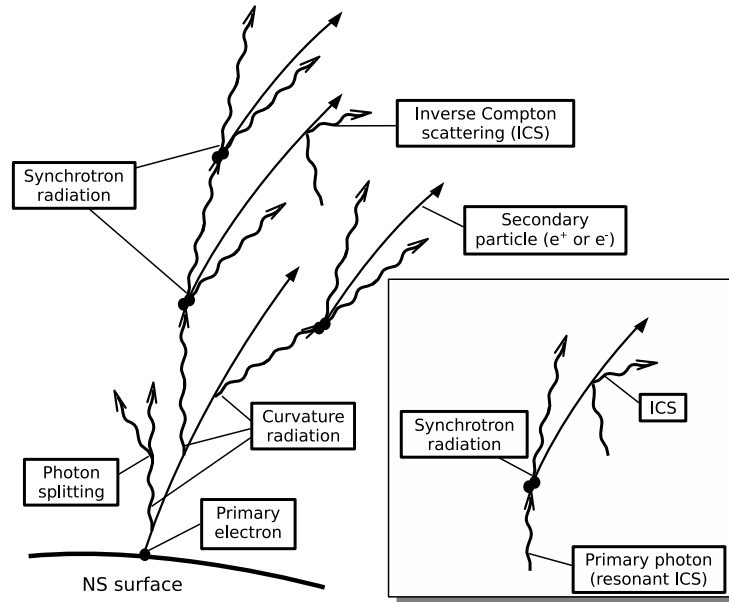


Figura 3.7: Schema che mostra alcuni processi di produzione di coppie elettrone e positrone nella magnetosfera di una *pulsar* [72].

A tale proposito, i risultati dello studio delle anisotropie potrebbero contribuire a risolvere la questione dell'anomalia positronica. Come suggerito in [74], nel caso di scenario dominato dalla *dark matter* è attesa un'anisotropia di dipolo allineata approssimativamente con la direzione del centro galattico, dove la densità ipotizzata di materia oscura è maggiore. Diversamente, nel caso di spiegazione di origine astrofisica, risulta probabile l'osservazione di un flusso in eccesso verso le sorgenti, localizzate prevalentemente nella direzione opposta del centro galattico.

Capitolo 4

Metodi di ricerca delle anisotropie negli elettroni

4.1 Introduzione

I dati raccolti dal *Large Area Telescope* di *Fermi* rappresentano un'opportunità unica per la ricerca delle anisotropie nelle direzioni di arrivo di elettroni e positroni dei raggi cosmici. Grazie alla grande accetanza angolare dello strumento ed alla durata della missione, *Fermi* ha prodotto un campione di dati con statistica significativamente maggiore di qualsiasi esperimento in attività. Il *dataset* di *Fermi* risulta quindi particolarmente adatto per questa tipologia di studi e l'analisi futura con sette anni di dati è destinata a rimanere una misura di riferimento per molti anni.

Un metodo per ricercare anisotropie nelle direzioni di arrivo consiste nel calcolare il flusso degli elettroni provenienti da ogni direzione nel cielo ed esaminare poi la distribuzione angolare risultante. Il calcolo del flusso, però, richiede una conoscenza accurata dell'esposizione, la quale dipende a sua volta dall'area efficace del rivelatore e dal tempo di osservazione accumulato. L'area efficace viene calcolata attraverso una simulazione Monte Carlo dello strumento e, per questo motivo, può soffrire di incertezze sistematiche. In particolare, la geometria del rivelatore e le sezioni d'urto dei processi di interazione potrebbero non essere modellizzati perfettamente, mentre alcuni fattori, come una possibile dipendenza dal tempo o dalla temperatura, non sono inclusi nella simulazione. Se l'ordine di grandezza di tali incertezze sistematiche è comparabile o maggiore di quello delle fluttuazioni statistiche attese nei dati, il loro effetto sul flusso potrebbe essere tale da mascherare una potenziale anisotropia o, più probabilmente, indurre un falso segnale di anisotropia (non fisico). Come vedremo al termine del prossimo capitolo (sez. 5.4), la statistica dei dati raccolti in sette

anni permette la ricerca di un'anisotropia di dipolo dell'ordine di una frazione del cento. Dato che l'area efficace del rivelatore (e quindi l'esposizione) non è nota con una precisione maggiore, è più appropriato condurre una tipologia di analisi alternativa che risente il meno possibile di effetti sistematici. Prima di procedere con la discussione dei metodi impiegati in questa analisi, vengono presentati brevemente i sistemi di riferimento utilizzati.

4.2 Sistemi di coordinate

4.2.1 Sistema di riferimento del LAT

Un primo sistema di coordinate utilizzato in questa analisi è quello del LAT, schematizzato in figura 4.1. In questo riferimento locale, gli assi cartesiani x e y sono disposti sul piano orizzontale parallelo ai piani di rivelazione del tracciatore, mentre l'asse z , ortogonale a questo piano, individua la direzione di puntamento. L'origine degli assi è situata al centro del LAT, tra tracciatore e calorimetro, e la traiettoria di arrivo delle particelle viene caratterizzata dalle coordinate cartesiane relative a questi assi. Queste coordinate vengono poi combinate in modo da ottenere gli angoli polare θ e azimutale ϕ :

$$\begin{aligned}\theta &= \frac{180^\circ}{\pi} \arccos \left(\frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right) \\ \phi &= \frac{180^\circ}{\pi} \arctan \left(\frac{y}{x} \right) + 180^\circ\end{aligned}\tag{4.1}$$

4.2.2 Coordinate geografiche

Il sistema di riferimento terrestre è un sistema di coordinate polari, con origine degli assi coincidente con il centro della Terra (fig. 4.2). Le tre coordinate geografiche (latitudine, longitudine e altezza) permettono di identificare univocamente la posizione di un punto sopra la superficie terrestre. La longitudine (lon o ϕ_\oplus) corrisponde alla distanza angolare tra il punto ed un meridiano assunto come riferimento (meridiano di Greenwich). La latitudine (lat o λ_\oplus) rappresenta invece l'angolo tra il punto e il piano equatoriale terrestre. Talvolta, invece della latitudine, è comodo utilizzare la co-latitudine, definita come $\theta_\oplus = 90^\circ - \lambda_\oplus$. Le coordinate sono infine completate dall'altezza rispetto alla superficie terrestre (alt o h).

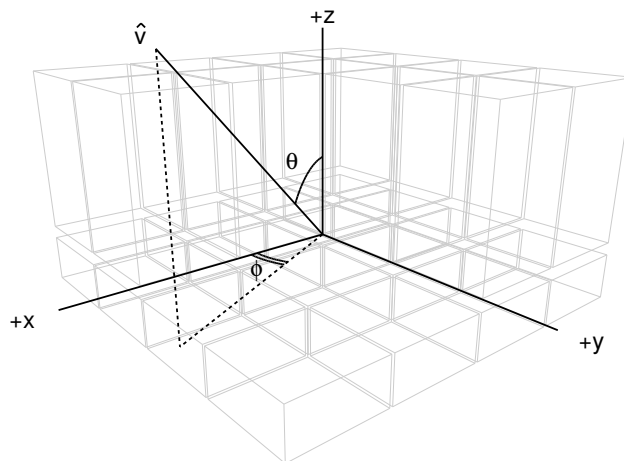


Figura 4.1: Il sistema di riferimento del LAT. Gli angoli θ e ϕ individuano la direzione della particella incidente. L'origine degli assi è situata centralmente tra il tracciatore e il calorimetro.

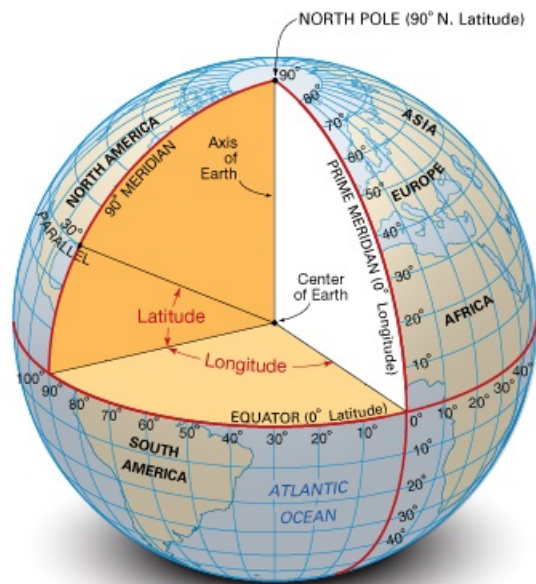


Figura 4.2: Il sistema di riferimento terrestre.

4.2.3 Coordinate equatoriali

Il sistema di riferimento equatoriale ha origine, come il precedente, nel centro della Terra. Il piano fondamentale è costituito dall'equatore celeste, formato dalla proiezione dell'equatore terrestre sulla sfera celeste (fig. 4.3). L'asse ortogonale a questo

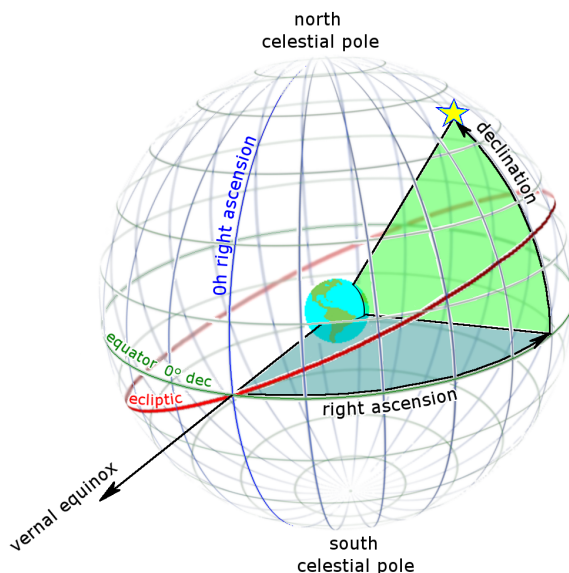


Figura 4.3: Il sistema di riferimento equatoriale.

piano e passante per il centro della Terra individua i poli celesti. La posizione sulla sfera celeste in questo riferimento è individuata dalla coppia di angoli ascensione retta e declinazione. L'ascensione retta ($Ra \in [-180^\circ, +180^\circ]$) rappresenta l'angolo misurato sul piano equatoriale in senso antiorario (visto dal polo nord) a partire dalla direzione vernale (o punto- γ). Questa direzione di riferimento è data dall'intersezione tra il piano equatoriale e l'eclittica (piano a cui appartiene l'orbita terrestre in rivoluzione attorno al Sole), con verso nel punto in cui il Sole nel moto apparente passa dalla semisfera sud a quella nord. La declinazione ($Dec \in [-90^\circ, +90^\circ]$) misura lo spostamento angolare in direzione perpendicolare all'equatore celeste, crescente nella direzione del polo nord. A causa dei lenti movimenti dell'asse terrestre e dell'eclittica (precessione e nutazione), i riferimenti del sistema non sono fissi in assoluto. Perciò, al fine di fissare l'esatta direzione primaria, occorre specificare il tempo di riferimento (o epoca). L'epoca attualmente utilizzata è denominata J2000.0, corrispondente alla situazione al 1 gennaio 2000 alle 12:00 (Tempo Universale).

4.2.4 Coordinate galattiche

Il sistema di coordinate galattiche, infine, è centrato nel Sole con l'equatore galattico allineato al piano della Via Lattea (fig. 4.4). Le coordinate fondamentali in questo riferimento sono la longitudine e la latitudine galattica. La longitudine ($l \in [-180^\circ, +180^\circ]$) misura la distanza angolare sul piano celeste dal centro della Via Lattea ed è crescente in senso antiorario (visto dal polo nord). La latitudine ($b \in [-90^\circ, +90^\circ]$), con la stessa convenzione della declinazione, corrisponde all'angolo fuori dal piano nella direzione dei poli.

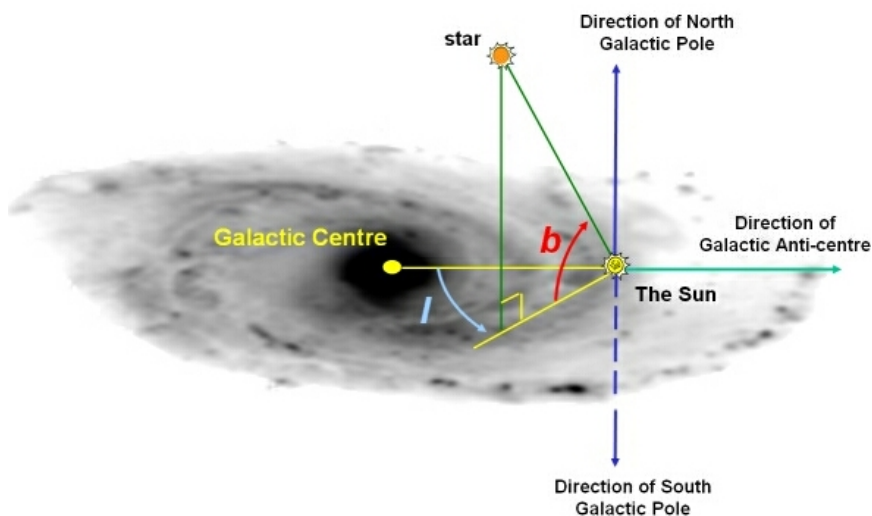


Figura 4.4: Il sistema di riferimento galattico.

4.3 Costruzione della mappa isotropa

La ricerca delle anisotropie nel flusso degli elettroni viene eseguita senza assunzioni a priori sulla direzione, sulla scala angolare o lo spettro energetico di un potenziale segnale. Il punto di partenza dell'analisi è la costruzione di una mappa che mostri come apparirebbe in media il cielo negli elettroni dei raggi cosmici, visto da *Fermi*, se la distribuzione di questi fosse perfettamente isotropa. L'esposizione del telescopio non è esattamente uniforme, ma varia in base alla direzione celeste principalmente a causa dei periodici transiti nella SAA, durante i quali lo strumento non prende dati. Per questo motivo la mappa "isotropa", chiamata *no-anisotropy sky map*,

rispecchiando l'esposizione, non apparirà realmente uniforme. Essa rappresenta però l'ipotesi nulla per l'esistenza di una anisotropia. Il confronto con la mappa generata a partire dalle direzioni delle particelle realmente rivelate permette così di determinare l'eventuale presenza di un'anisotropia nei dati.

4.3.1 La tecnica dello *shuffling*

Un modo efficace per generare una mappa isotropa consiste nell'accoppiare in modo casuale il tempo di arrivo con la reale direzione di provenienza di una particella nel sistema di riferimento del LAT. Tale mescolamento (*shuffling*) viene eseguito prendendo le coordinate locali dell'evento (gli angoli θ e ϕ) e scambiandole con quelle di un altro evento, selezionato casualmente dal *dataset* con probabilità uniforme. Il tempo degli eventi, che corrisponde a posizione e puntamento del LAT al tempo di arrivo della particella, rimane invece immutato (fig. 4.5). A partire da queste

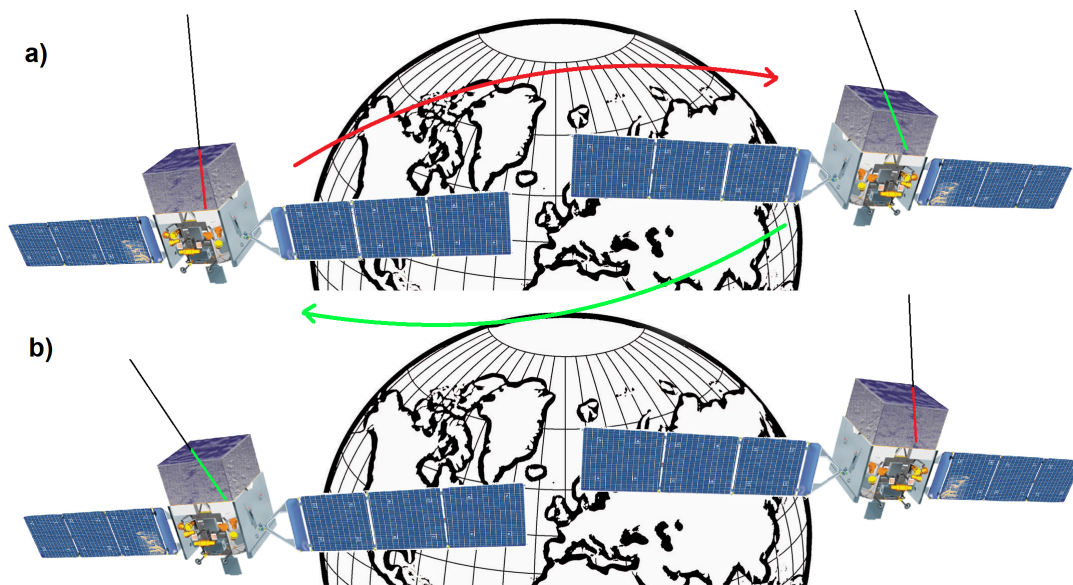


Figura 4.5: Illustrazione della tecnica dello *shuffling*. Le figure a) e b) rappresentano rispettivamente la situazione prima e dopo lo scambio delle coordinate locali.

informazioni, la traiettoria della particella viene proiettata all'indietro determinando così la nuova direzione nella sfera celeste (coordinate (l, b) galattiche o (Ra, Dec) equatoriali). Questo processo è ripetuto più volte, ognuna delle quali viene prodotta

una mappa compatibile con una distribuzione di elettroni isotropa. La *no-anisotropy sky map* finale, infine, è costruita calcolando la media di tutte le mappe generate. Con questo metodo il numero totali di eventi, l'esposizione e le distribuzioni angolari (nel sistema di riferimento dello strumento) o energetiche sono rigorosamente preservate.

4.3.2 Divisione in *pixel*

La divisione della mappa in *pixel* di dimensione appropriata rappresenta un passo intermedio importante nell'elaborazione dei dati. Il pacchetto *software* HEALPix [75] (*Hierarchical Equal Area isoLatitude Pixelization*) consente di dividere la sfera celeste in pixel quadrilateri di varie forme sottendenti tutti lo stesso angolo solido, caratteristica necessaria per gli studi di anisotropia. La griglia base consiste in 12 pixel con i centri disposti in tre cerchi attorno al polo e all'equatore (fig. 4.6). La risoluzione della mappa viene poi espressa attraverso il parametro N_{side} , che definisce il numero di porzioni in cui occorre dividere ciascun lato del pixel base per ottenere il grado di ripartizione richiesto. Di conseguenza il numero totale di pixel della mappa

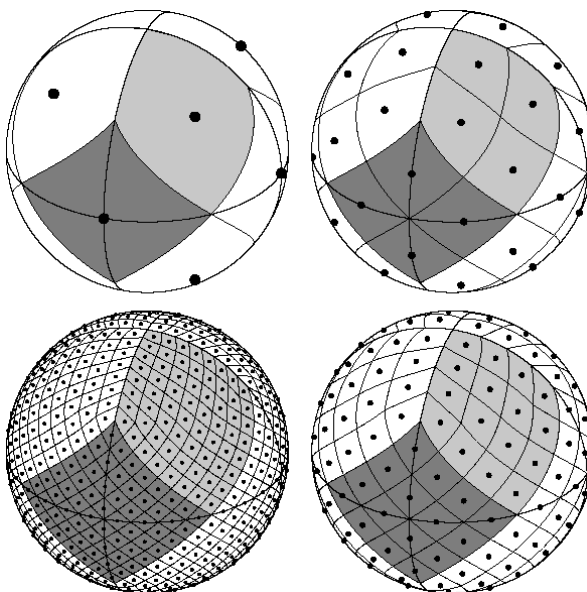


Figura 4.6: Vista ortografica dello schema di ripartizione impiegato da HEALPix. A partire da in alto a sinistra e muovendosi in senso orario vengono mostrate le griglie corrispondenti ai parametri $N_{\text{side}} = 1$ (griglia base), 2, 4, 8 e aventi rispettivamente un numero totali di pixel $N_{\text{pix}} = 12, 48, 192, 768$ di uguale area.

è dato da:

$$N_{\text{pix}} = 12 \cdot N_{\text{side}}^2. \quad (4.2)$$

Tutti i centri dei pixel sono posti in $4 \cdot N_{\text{side}} - 1$ anelli di latitudine costante e, su ciascun anello, equidistanti nell'angolo azimutale.

In questa analisi è stato impiegato un parametro di risoluzione pari a $N_{\text{side}} = 32$, corrispondente a 12288 pixel di area $\sim 3 \text{ deg}^2$, analogamente alla precedente analisi della collaborazione *Fermi*-LAT [49].

4.4 Metodi di confronto tra mappe

Una volta prodotta la *no-anisotropy sky map*, essa deve essere confrontata con la mappa costruita a partire dai dati (mappa degli eventi). A questo scopo vengono impiegati due metodi diversi, descritti di seguito: il confronto diretto tra *bin* e lo sviluppo in armoniche sferiche.

4.4.1 Confronto diretto tra *bin*

Nella comparazione diretta tra le due mappe si ricerca una deviazione statisticamente significativa tra il numero di particelle atteso da una regione fissata sotto l'assunzione di isotropia e quello effettivamente rivelato. Se la scala angolare dell'anisotropia prevista è simile alla dimensione dei *pixel*, questi possono essere confrontati direttamente come *bin* indipendenti. Usando questa tecnica, però, potenziali anisotropie su scale angolari diverse potrebbero diventare troppo deboli per essere rivelate (poiché per esempio il segnale può distribuirsi su molteplici *pixel* adiacenti). Un modo più efficace per effettuare questa ricerca consiste quindi nel considerare mappe composte di *bin* correlati. In questo caso il valore di ogni *bin* non è più dato dal singolo *pixel*, ma risulta essere uguale alla somma degli eventi contenuti in una regione circolare attorno al *pixel* in esame. Usando questo tipo di mappa a *bin* integrati è molto probabile che almeno uno di essi abbia il centro approssimativamente allineato con la direzione della potenziale anisotropia. Variando la grandezza del raggio di integrazione è possibile ottimizzare l'analisi per un determinata scala angolare del segnale stesso. In generale, infatti, la sensibilità per la rivelazione di un segnale è maggiore quando il raggio del cerchio di integrazione è comparabile alla scala angolare. Se il raggio è troppo piccolo o troppo grande, il segnale si divide tra *bin* adiacenti oppure è contaminato da troppo fondo e la sensibilità diminuisce.

Costruite le mappe (a *bin* indipendenti o integrati), il confronto viene eseguito calcolando *bin* a *bin* la significatività statistica σ della differenza tra i contenuti

delle due mappe. Per tenere conto dell'errore statistico associato alla valutazione del cielo isotropo tramite lo *shuffling*, la significatività è valutata secondo la prescrizione contenuta in [76]. Si definisce S_i come la somma effettuata su tutte le N_{maps} mappe isotrope prodotte, del numero di eventi A_i^k contenuti nell' i -esimo *pixel* della k -esima mappa:

$$S_i = \sum_{k=1}^{N_{\text{maps}}} A_i^k. \quad (4.3)$$

Con questa convenzione la significatività si scrive come:

$$\sigma_i = \frac{|E_i - \alpha S_i|}{\sqrt{\alpha(E_i + S_i)}}, \quad (4.4)$$

dove $\alpha \equiv 1/N_{\text{maps}}$ ed E_i è il numero di eventi realmente rivelati (nel *pixel* i). Nel limite di N_{maps} (e quindi S_i) grande, l'espressione (4.4) si riduce al noto calcolo della deviazione standard per un segnale che segue la statistica poissoniana. Infatti, essendo $\alpha S_i = \langle A_i \rangle$ la media di eventi attesi nell' i -esimo *pixel*, si ha:

$$\sigma_i \simeq \frac{|E_i - \langle A_i \rangle|}{\sqrt{\langle A_i \rangle}}. \quad (4.5)$$

Come detto precedentemente, la presente ricerca delle anisotropie viene eseguita in tutte le direzioni del cielo. Per questo motivo, quando si giudica la rilevanza statistica del risultato dobbiamo tenere conto del grande numero di prove indipendenti effettuate (*trials*): nel caso di *bin* indipendenti, il numero di prove corrisponde al numero di *pixel* della mappa. Chiamando con P_{pre} (*pre-trials*) il *p-value* associato alla significatività del singolo *bin*, la probabilità P_{post} (*post-trials*) che in una mappa di N_{pix} *pixel* almeno uno di essi abbia un *p-value* inferiore (ovvero significatività più alta) è uguale a:

$$P_{\text{post}} = 1 - (1 - P_{\text{pre}})^{N_{\text{pix}}}. \quad (4.6)$$

La formula (4.6) si può dimostrare come segue. Consideriamo un evento X che si verifica con probabilità $P_{\text{pre}}(X)$. La probabilità che in una singola prova l'evento non si verifichi è uguale a $1 - P_{\text{pre}}(X)$, mentre se effettuiamo N_{pix} prove indipendenti, la probabilità che non si verifichi nemmeno una volta è $(1 - P_{\text{pre}}(X))^{N_{\text{pix}}}$. Conseguentemente, la probabilità che dopo N_{pix} prove indipendenti l'evento si sia verificato almeno una volta è dato da $1 - (1 - P_{\text{pre}})^{N_{\text{pix}}}$, che coincide con la (4.6).

Conoscendo P_{pre} , con questa formula si può valutare correttamente la significatività di una misura a *bin* indipendenti, tenendo conto delle prove effettuate.

La valutazione della significatività di un risultato ottenuto con *bin* correlati comporta invece una leggera complicazione, non potendo usare direttamente la relazione (4.6). Infatti, il numero di *trials* efficaci T_{eff} è in genere inferiore al numero di *pixel* della mappa: più grande è il raggio di integrazione, maggiore è il grado di correlazione tra *bin* adiacenti e minore sarà il numero di prove indipendenti. È necessario dunque valutare prima T_{eff} facendo ricorso ad una simulazione Monte Carlo.

A partire da una serie di mappe simulate, tutte perfettamente compatibili con un flusso isotropo, si costruiscono le corrispondenti mappe a *bin* correlati con un dato raggio di integrazione. Si conta poi, al variare di P_{pre} , la frazione F di queste mappe che mostrano almeno un *bin* con *p-value* inferiore a P_{pre} . Con un numero di mappe generate sufficiente grande, la probabilità P_{post} che in una singola mappa almeno un *bin* abbia questa caratteristica coincide con F . D'altra parte, in analogia alla (4.6), si può scrivere:

$$P_{\text{post}} = 1 - (1 - P_{\text{pre}})^{T_{\text{eff}}}, \quad (4.7)$$

in cui il numero di *trials* effettivi T_{eff} sostituisce N_{pix} . Ponendo $P_{\text{post}} = F$ nella (4.7) e invertendo la formula si ricava:

$$T_{\text{eff}} = \frac{\log(1 - F)}{\log(1 - P_{\text{pre}})}, \quad (4.8)$$

con cui è possibile stimare T_{eff} in funzione di P_{pre} . Ripetendo l'integrazione delle mappe usando raggi diversi, si ottiene il numero di *trials* efficaci al variare della scala angolare (fig. 4.7). Determinato T_{eff} per le condizioni di interesse, si può utilizzare la (4.7) per valutare la significatività post-*trials* del confronto tra mappe a *bin* correlati.

4.4.2 Sviluppo in armoniche sferiche

Questo secondo tipo di analisi consiste nello sviluppo in serie di armoniche sferiche della mappa delle fluttuazioni, definita per ogni *pixel* i come la deviazione rispetto ad 1 del rapporto tra il numero di eventi della mappa reale E_i e quelli della *no-anisotropy sky map* $\langle A_i \rangle$ (media di tutte le mappe isotrope prodotte):

$$f_i = \frac{E_i}{\langle A_i \rangle} - 1. \quad (4.9)$$

Le funzioni armoniche sferiche $Y_{\ell m}$ costituiscono un *set* completo e ortonormale sulla sfera unitaria. Una qualsiasi funzione quadrato-sommabile definita sulla sfera può

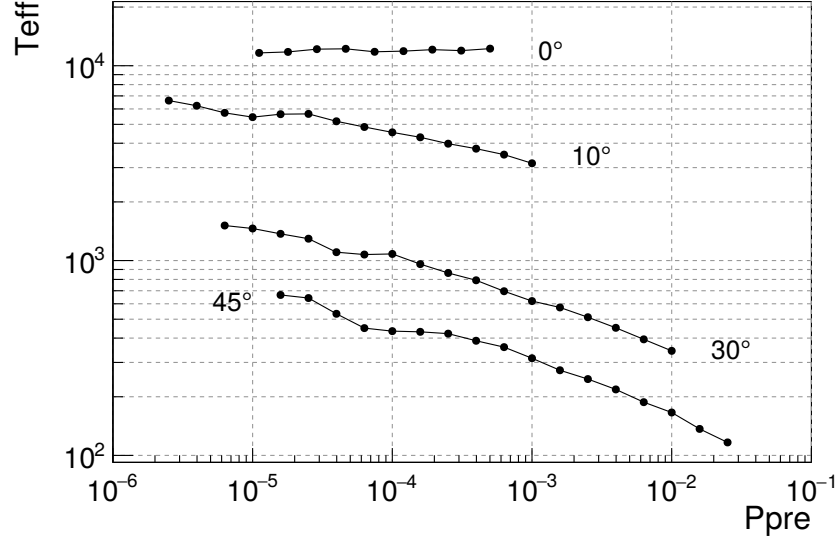


Figura 4.7: Numero di *trials* efficaci T_{eff} in funzione di P_{pre} per *bin* indipendenti e per raggi di integrazione pari a 10° , 30° e 45° , risultati dalla simulazione Monte Carlo.

essere perciò espressa come una combinazione lineare infinita di questo *set* di funzioni:

$$f(\theta, \phi) = \sum_{\ell=0}^{+\infty} \sum_{m=-\ell}^{+\ell} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta, \phi), \quad (4.10)$$

dove $\theta \in [0, \pi]$ e $\phi \in [0, 2\pi)$ sono gli angoli polari che individuano una direzione nella sfera. Data la funzione $f(\theta, \phi)$, i coefficienti dello sviluppo $a_{\ell m}$ si calcolano come:

$$a_{\ell m} = \int Y_{\ell m, i}^*(\theta, \phi) f(\theta, \phi) d\Omega, \quad (4.11)$$

con $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ e $*$ che denota l'operazione di coniugazione complessa. Le funzioni $Y_{\ell m}$ sono definite secondo la seguente convenzione:

$$Y_{\ell m}(\theta, \phi) = \lambda_{\ell m} \cos(\theta) e^{im\phi}, \quad (4.12)$$

dove $\lambda_{\ell m}$ sono degli appropriati coefficienti con le seguenti proprietà:

$$\begin{aligned} \lambda_{\ell m} &= (-1)^m \lambda_{\ell |m|}, \text{ per } m < 0 \\ \lambda_{\ell m} &= 0, \text{ per } |m| > \ell. \end{aligned} \quad (4.13)$$

La mappa delle fluttuazioni f_i (4.9) rappresenta una discretizzazione della funzione $f(\theta, \phi)$ (campionata sulla sfera celeste in corrispondenza degli N_{pix} *pixel*) e può essere utilizzata per stimare i coefficienti $a_{\ell m}$ dello sviluppo in armoniche sferiche di $f(\theta, \phi)$. All'ordine zero, un'approssimazione della (4.11) è la seguente formula:

$$\hat{a}_{\ell|m|} = \frac{4\pi}{N_{\text{pix}}} \sum_{i=0}^{N_{\text{pix}}-1} Y_{\ell m, i}^* f_i, \quad (4.14)$$

dove è assunto un uguale peso per ogni *pixel*. Questo ed altri stimatori ad ordini successivi sono implementati nel codice *anafast*, incluso in HEALPix.

I coefficienti $\hat{a}_{\ell|m|}$ vengono poi usati per valutare lo spettro di potenza angolare \hat{C}_ℓ , definito come:

$$\hat{C}_\ell = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_m |\hat{a}_{\ell m}|^2, \quad (4.15)$$

che caratterizza l'intensità della fluttuazione in funzione della scala angolare: un incremento della potenza \hat{C}_ℓ ad un multipolo ℓ corrisponde ad un'anisotropia alla scala angolare di $\sim 180^\circ/\ell$.

In generale, i dati a disposizione possono essere trattati come la somma di due componenti: una componente isotropa, nota ed equivalente ad un rumore bianco, ed una componente anisotropa, che vogliamo rivelare. Dato che queste due componenti non sono correlate, lo spettro di potenza angolare può essere diviso in modo analogo:

$$\hat{C}_\ell = \hat{C}_\ell^{\text{iso}} + \hat{C}_\ell^{\text{aniso}}. \quad (4.16)$$

Le variabili \hat{C}_ℓ , $\hat{C}_\ell^{\text{aniso}}$ e $\hat{C}_\ell^{\text{iso}}$ misurate sono quantità soggette a fluttuazioni casuali e differiranno generalmente dalle rispettive quantità reali C_ℓ , C_ℓ^{aniso} e C_ℓ^{iso} . Nello specifico, le quantità misurate, essendo somma di $2\ell + 1$ termini elevati al quadrato (4.15), seguono la distribuzione del χ^2 a $2\ell + 1$ gradi di libertà, centrata nei corrispondenti valori veri. Per quanto riguarda la componente isotropa, il valore reale è [77]:

$$C_\ell^{\text{iso}} = \frac{4\pi}{N_{\text{tot}}}, \quad (4.17)$$

dove N_{tot} è il numero totale di eventi osservati. Nel ricercare un'anisotropia nei dati, si deve testare la validità dell'ipotesi nulla $C_\ell^{\text{aniso}} = 0$ o, equivalentemente, $C_\ell = C_\ell^{\text{iso}}$. È necessario quindi valutare se lo spettro di potenza osservato \hat{C}_ℓ è compatibile con il valore vero dello spettro di potenza isotropo C_ℓ^{iso} .

Lo spettro di potenza risultante può essere usato infine per porre dei limiti superiori sul grado di anisotropia δ , definito come:

$$\delta \equiv \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (4.18)$$

con I_{max} e I_{min} i valori massimi e minimi delle intensità misurate degli elettroni.

4.4.3 Il caso dell'anisotropia di dipolo

Viene mostrato adesso un esempio pratico del metodo di analisi appena descritto, applicato al caso del dipolo ($\ell = 1$), che costituisce l'assunzione più semplice nel caso di variazione a larga scala del flusso di raggi cosmici. Consideriamo un insieme di dati consistente nella somma di un segnale perfettamente isotropo di intensità costante I_0 e di un'anisotropia di dipolo di intensità massima I_1 . L'intensità globale ad una distanza angolare θ dal massimo è descritta dalla seguente funzione:

$$I(\theta) = I_0 + I_1 \cos \theta, \quad (4.19)$$

mentre il grado di anisotropia (4.18) è:

$$\delta = \frac{I_1}{I_0}. \quad (4.20)$$

La corrispondente mappa di fluttuazione (4.9), un esempio della quale è mostrata in figura 4.8, si può scrivere come:

$$f(\theta) = \frac{I(\theta) - \langle I(\theta) \rangle}{\langle I(\theta) \rangle} = \frac{I(\theta) - I_0}{I_0} = \frac{I_1}{I_0} \cos \theta = \delta \cos \theta. \quad (4.21)$$

Dato che

$$Y_{10}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos \theta, \quad (4.22)$$

l'espressione (4.21) si riscrive:

$$f(\theta) = \left(\frac{I_1}{I_0} \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \right) Y_{10}(\theta, \phi). \quad (4.23)$$

L'unico coefficiente di sviluppo in armoniche sferiche diverso da zero è quindi

$$a_{10} = \frac{I_1}{I_0} \sqrt{\frac{4\pi}{3}}, \quad (4.24)$$

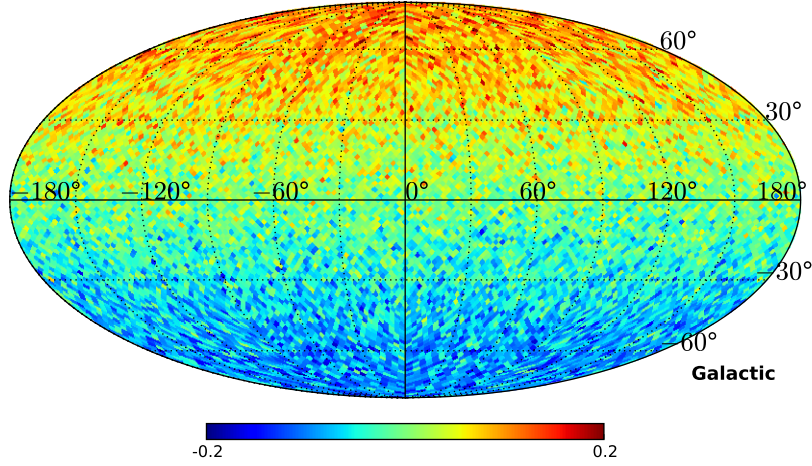


Figura 4.8: Esempio di mappa di fluttuazione costruita a partire dalla distribuzione dipolare (4.19) con $\delta = 0.1$.

e il corrispondente spettro di potenza angolare risulta essere:

$$C_1 = \frac{1}{3} \sum_{m=-1}^1 |a_{1m}|^2 = \frac{a_{10}^2}{3} = \left(\frac{I_1}{I_0}\right)^2 \frac{4\pi}{9}. \quad (4.25)$$

Dato che C_1 (così come tutti i C_ℓ) è una quantità invariante per rotazioni, l'espressione precedente, derivata in un sistema di riferimento in cui $a_{11} = a_{1-1} = 0$, è valida in generale per ogni dipolo e riferimento. Confrontando le equazioni (4.20) e (4.25) si deriva una relazione tra il grado di anisotropia δ ed il valore della potenza di dipolo C_1 :

$$\delta = 3\sqrt{\frac{C_1}{4\pi}}. \quad (4.26)$$

Per ottenere un limite superiore per δ occorre prima calcolare la funzione di distribuzione di probabilità di $\hat{\delta} = 3\sqrt{\frac{\hat{C}_1}{4\pi}}$, effettuando un cambio di variabile nella distribuzione di \hat{C}_1 . Le variabili \hat{C}_ℓ , come affermato precedentemente, seguono la distribuzione del χ^2 a $2\ell + 1$ gradi di libertà. Perciò, la probabilità di osservare un dato \hat{C}_1 , quando il valore reale è C_1 , è dato da:

$$P(\hat{C}_1; C_1) = \frac{3\sqrt{3}}{\sqrt{2\pi}C_1} \sqrt{\frac{\hat{C}_1}{C_1}} \exp\left(-\frac{3\hat{C}_1}{2C_1}\right). \quad (4.27)$$

Con il cambio di variabile definito dalla (4.26), si ottiene così:

$$P(\hat{\delta}; \delta) = \frac{3\sqrt{6}}{\sqrt{\pi}} \frac{\hat{\delta}^2}{\delta^3} \exp\left(-\frac{3\hat{\delta}^2}{2\delta^2}\right). \quad (4.28)$$

Il limite superiore per l'anisotropia di dipolo vera δ_{UL} è il valore di δ per il quale la probabilità integrata di osservare un valore $\hat{\delta}$ maggiore o uguale a quello misurato è uguale al livello di confidenza. In particolare, per un livello di confidenza CL , il limite superiore per l'anisotropia di dipolo può essere valutato integrando e risolvendo per δ :

$$\int_0^{\hat{\delta}_{\text{mis}}} P(\hat{\delta}; \delta = \delta_{UL}) d\hat{\delta} = 1 - CL, \quad (4.29)$$

dove $\hat{\delta}_{\text{mis}}$ è il grado di anisotropia che corrisponde allo spettro di potenza dipolare misurato $\hat{C}_{1,\text{mis}}$. Così facendo, un δ vero maggiore di δ_{UL} corrisponderebbe ad un livello di confidenza CL di osservare un $\hat{\delta}$ maggiore di quello rivelato.

Capitolo 5

Costruzione e analisi di un *dataset* simulato

5.1 Il campo magnetico terrestre

La Terra genera nello spazio circostante un campo magnetico che influenza il moto delle particelle cariche giunte in prossimità del nostro pianeta. L'intensità del campo sulla superficie terrestre non è costante ma varia approssimativamente nell'intervallo 0.25–0.65 G. Dalle equazioni di Maxwell dell'elettromagnetismo è noto che, in una regione priva di sorgenti, il campo magnetico obbedisce a:

$$\nabla \times \mathbf{B} = 0. \quad (5.1)$$

Questa equazione implica a sua volta:

$$\mathbf{B} = -\nabla\psi, \quad (5.2)$$

dove ψ è un potenziale scalare che ben descrive il campo geomagnetico, con buona approssimazione irrotazionale in orbita bassa. Il potenziale ψ può essere sviluppato in serie di armoniche sferiche:

$$\psi(r, \theta, \phi) = R_E \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{R_E}{r} \right)^{n+1} \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) P_n^m(\cos \theta), \quad (5.3)$$

in cui (r, θ, ϕ) sono le coordinate sferiche riferite ad un sistema centrato e allineato con l'asse magnetico terrestre, R_E è il raggio della Terra e g_n^m e h_n^m sono i coefficienti dello sviluppo in serie, aventi le dimensioni di un campo magnetico. Le descrizioni odierne ed evolute del campo geomagnetico, così come ad esempio la dodicesima generazione dell'*International Geomagnetic Reference Field* (IGRF) [78], forniscono i coefficienti g_n^m e h_n^m di questa espansione in serie fino al tredicesimo ordine.

5.1.1 Il campo in approssimazione di dipolo

Il campo geomagnetico è approssimativamente dipolare e molte delle sue caratteristiche possono essere illustrate efficacemente troncando l'espansione (5.3) al termine di ordine più basso, avente $n = 1$ e $m = 0$. In questo caso il potenziale ψ si scrive come:

$$\psi(r, \theta, \phi) = R_E \left(\frac{R_E}{r} \right)^2 g_1^0 \cos \theta. \quad (5.4)$$

Per motivi di simmetria, la componente lungo ϕ del campo risulta essere identicamente nulla, mentre le altre due componenti (radiale e lungo θ) sono:

$$\begin{aligned} B_r(r, \theta, \phi) &= -\frac{\partial \psi}{\partial r} = 2 \left(\frac{R_E}{r} \right)^3 g_1^0 \cos \theta \\ B_\theta(r, \theta, \phi) &= -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = \left(\frac{R_E}{r} \right)^3 g_1^0 \sin \theta. \end{aligned} \quad (5.5)$$

È evidente dunque come il campo magnetico, in approssimazione di dipolo, sia puramente radiale ai poli e puramente tangenziale all'equatore. Combinando le componenti della (5.5) si ottiene l'intensità del campo in ogni punto dello spazio:

$$B(r, \theta, \phi) = \sqrt{B_r^2 + B_\theta^2} = \left(\frac{R_E}{r} \right)^3 g_1^0 \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta}. \quad (5.6)$$

Si riconosce quindi come g_1^0 rappresenti l'intensità del campo di dipolo all'equatore ($\theta = 90^\circ$) sulla superficie terrestre ($r = R_E$). È facile inoltre vedere che l'intensità del campo sulla superficie della Terra ai poli magnetici risulti doppia rispetto all'equatore, in corrispondenza del quale raggiunge il valore minimo. Dalle espressioni precedenti si può ricavare facilmente l'equazione per una linea di campo geomagnetico. In particolare, dalla (5.5) si ha:

$$\frac{1}{r} \frac{dr}{d\theta} = \frac{B_r}{B_\theta} = \frac{2 \cos \theta}{\sin \theta}, \quad (5.7)$$

che integrata fornisce l'equazione parametrica che descrive le linee di campo al variare di r e θ :

$$r = R_E L \sin^2 \theta. \quad (5.8)$$

La costante di integrazione L , chiamata coordinata McIlwain L , possiede un'utile interpretazione fisica: essa corrisponde alla distanza, misurata in unità di raggi terrestri, alla quale una data linea di campo interseca l'equatore magnetico ($\theta = 90^\circ$).

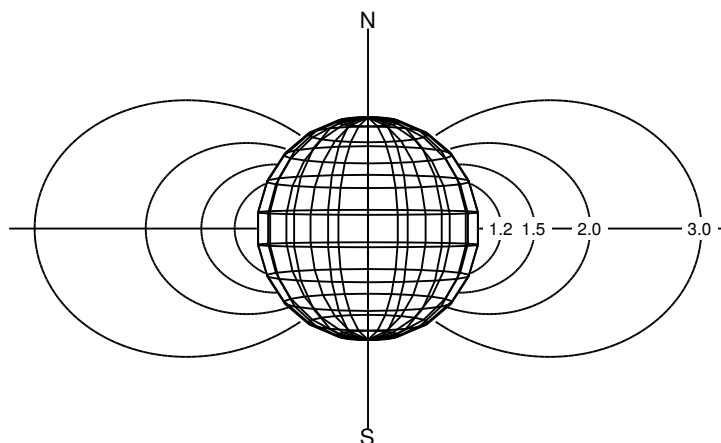


Figura 5.1: Rappresentazione schematica delle linee di campo nel caso del dipolo ideale. I numeri sulle linee indicano il valore della coordinata McIlwain L corrispondente.

Nel caso di un dipolo ideale, il campo gode di simmetria azimutale e la coordinata McIlwain L non dipende da ϕ . La figura 5.1 mostra a scopo illustrativo le linee di campo nel caso dell'approssimazione dipolare. Attraverso una rotazione nell'angolo ϕ , ognuna delle linee definisce un guscio intersecante il piano equatoriale ad una data distanza dall'asse dipolare. Per definizione, tutti i punti sul guscio hanno lo stesso valore di McIlwain L . Si nota, infine, come l'intensità del campo magnetico non sia costante lungo una linea di campo, ma decresca monotonamente con l'angolo θ :

$$B(\theta) = \frac{B_0 \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta}}{L^3 \sin^6 \theta}. \quad (5.9)$$

5.1.2 Il campo geomagnetico reale

La situazione reale è ovviamente più complessa rispetto al caso ideale del dipolo magnetico. Il campo magnetico terrestre non consiste in un dipolo perfettamente allineato e centrato. Prima di tutto, l'asse del dipolo è inclinato di $\sim 11^\circ$ rispetto all'asse di rotazione terrestre e il centro del dipolo è spostato di diverse centinaia di km rispetto al centro della Terra. Inoltre, le asimmetrie del campo reale dovute al processo di generazione producono termini di ordine maggiore non nulli nello sviluppo in serie del potenziale ψ (5.3). La figura 5.2 mostra una tipica mappa delle linee di

livello del campo magnetico sulla superficie terrestre. Se l'approssimazione di dipolo fosse una descrizione perfetta del campo, le linee sarebbero parallele all'equatore e l'intensità ai poli esattamente doppia rispetto all'equatore.

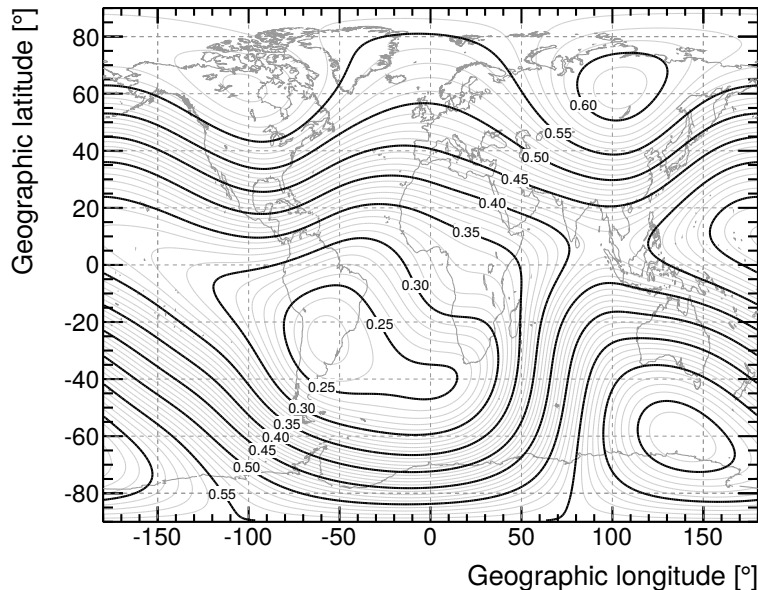


Figura 5.2: Linee di livello dell'intensità del campo magnetico terrestre espresse in G e valutate al livello del mare. I dati sono presi dal modello IGRF-11 con tempo di riferimento 1 gennaio 2013.

5.1.3 Il *cut-off* geomagnetico

Il campo magnetico terrestre agisce come uno scudo per i raggi cosmici primari carichi di energia relativamente bassa che arrivano in prossimità della Terra. Nonostante l'intensità del campo sia maggiore ai poli magnetici, l'effetto schermante è massimo nelle zone equatoriali. Infatti, come notato nella sezione precedente, il campo magnetico ai poli è puramente radiale e, di conseguenza, le particelle cariche provenienti dallo spazio aperto che raggiungono la Terra presso i poli, possono continuare a viaggiare quasi inalterate lungo una linea di campo. All'equatore, invece, il campo è ortogonale alla direzione dello *zenith* locale e la schermatura è quindi massima per particelle incidenti perpendicolarmente alla superficie.

Una quantità utile per descrivere l'effetto del campo magnetico sul moto di una particella è la rigidità R , definita come il rapporto tra il modulo dell'impulso \mathbf{p} e la carica elettrica Ze :

$$R = \frac{|\mathbf{p}|c}{Ze}. \quad (5.10)$$

Tramite la rigidità si calcola facilmente il raggio di Larmor, definito in precedenza nell'equazione (3.5):

$$r_L = \frac{R}{|\mathbf{B}|}. \quad (5.11)$$

A parità di campo magnetico particelle con impulso (e rigidità) maggiore offrono una resistenza maggiore alle deflessioni, mentre particelle di carica arbitraria ma stessa rigidità subiscono le stesse deflessioni.

Nel caso specifico della Terra, un concetto largamente impiegato per parametrizzare l'effetto di schermatura è quello di rigidità verticale di *cut-off* R_v . Questa è definita come la minima rigidità richiesta per permettere ad una particella carica di raggiungere un punto sulla superficie terrestre dalla direzione dello *zenith* locale. Detto in altri termini, per ogni posizione geografica ed altezza, le particelle dirette verticalmente e aventi rigidità sotto il *cut-off* vengono di fatto schermate dal campo geomagnetico. I valori della rigidità di *cut-off* possono essere calcolati attraverso un'integrazione numerica completa delle traiettorie delle particelle con un modello dettagliato del campo magnetico terrestre. Nell'approssimazione di dipolo magnetico, però, l'equazione del moto di particella carica può essere integrata analiticamente in modo da ottenere un'espressione esplicita in termini della coordinata McIlwain L :

$$R_v = R_0 \frac{\sin^4 \theta}{r^2} = \frac{R_0}{L^2}, \quad (5.12)$$

con $R_0 = 14.5$ GV. La figura 5.3 mostra le curve di livello per la rigidità verticale di *cut-off* ad una altezza di 500 km. Vicino all'equatore il tipico valore è dell'ordine di ~ 15 GV mentre valori sotto 1 GV possono essere raggiunti muovendosi nella direzione dei poli magnetici.

5.2 Simulazione Monte Carlo degli elettroni

Le simulazioni Monte Carlo (MC) hanno giocato un ruolo essenziale nella fase di progettazione del rivelatore e risultano tuttora fondamentali nello studio ed ottimizzazione delle tecniche di analisi. Nello specifico, simulazioni MC sono state usate per sviluppare gli algoritmi di selezione per gli elettroni, in grado di rimuovere la componente adronica interagente, e per determinare le funzioni di risposta dello strumento.

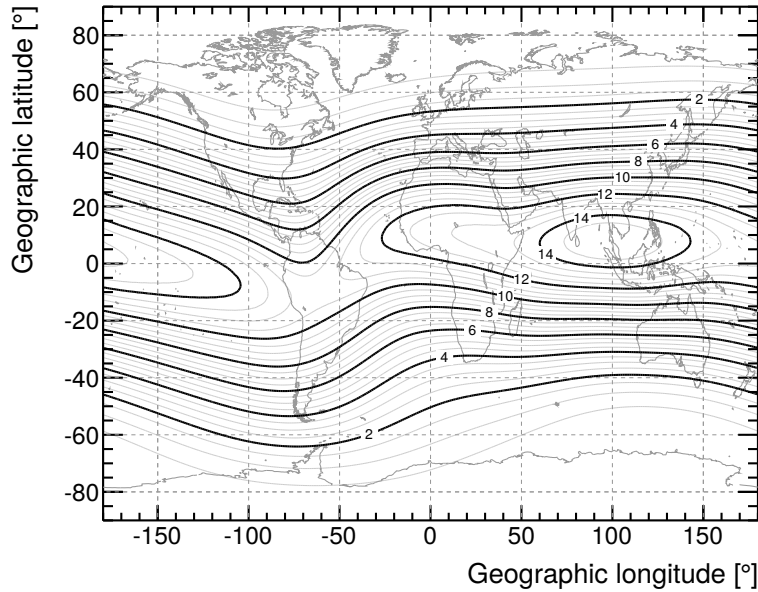


Figura 5.3: Curve di livello per la rigidità verticale di *cut-off* ad una altezza di 500 km per lo stesso modello di campo magnetico mostrato in figura 5.2.

Una descrizione dettagliata dei materiali e della geometria del rivelatore, così come dei dati di calibrazione, è inclusa nelle simulazioni sviluppate dalla collaborazione. I modelli dello strumento e dei processi fisici di interazione sono basati sul pacchetto GEANT 4 [79], largamente impiegato negli esperimenti di fisica delle alte energie. Tutti i dati simulati vengono poi sottoposti alla stessa catena di ricostruzione e classificazione dei dati di volo, permettendo così l'importante confronto tra le variabili reali e MC. I dettagli delle simulazioni MC impiegate per le analisi degli elettroni con *Fermi* si possono trovare in [80].

Nelle simulazioni che mirano a studiare le proprietà dei raggi cosmici carichi al variare della posizione nella magnetosfera, non è pratico generare un flusso isotropo a grande distanza e selezionare poi le particelle che giungono in prossimità del punto di interesse. A causa delle deflessioni dovute al campo magnetico, infatti, questo meccanismo risulterebbe troppo inefficiente. Seguendo l'idea di Bruno Rossi, invece, è usuale generare particelle di carica opposta nel riferimento locale del rivelatore e propagare all'indietro le traiettorie fino all'infinito.

Nella presente analisi è stata quindi impiegata una simulazione di soli elettroni (chiamata *allElectrons*), distribuiti uniformemente nel sistema di riferimento del

LAT. Gli elettroni vengono generati casualmente su una sfera di superficie pari a 6 m^2 , centrata nell'origine del sistema di coordinate locale e contenente l'intero rivelatore. La direzione di ogni particella è poi scelta in modo casuale in accordo con una distribuzione isotropa (uniforme in $\cos\theta$ e ϕ). Lo spettro di energia in ingresso è una legge di potenza con numero uguale di eventi per decade ($dN/dE \propto E^{-1}$), in modo da favorire il popolamento dello spettro ad alte energie.

Nella simulazione MC utilizzata non erano inclusi i dettagli riguardanti la posizione dello strumento lungo l'orbita al momento dell'interazione della particella simulata. Volendo riprodurre una distribuzione spaziale degli eventi realistica è stato quindi necessario associare a ciascun evento l'informazione sulla posizione (latitudine, longitudine e altezza) e sulla direzione di puntamento del telescopio (angolo di *rocking*). A questo scopo, per prima cosa è stato creato un *set* di riferimento di dati orbitali reali corrispondenti ad un intervallo di tempo di circa due mesi (dal 25 dicembre 2010 al 21 febbraio 2011, maggiore del periodo di precessione di ~ 55 giorni), con intervallo di campionamento pari a 1 secondo. Questi dati formano un campione statistico di tutte le possibili posizioni spaziali del telescopio, da assegnare ai singoli eventi con probabilità uniforme. Conoscendo le coordinate locali (date dalla simulazione) e usando i dettagli orbitali così associati, per ogni particella è determinata con opportune trasformazioni la direzione di provenienza in coordinate galattiche e equatoriali. Il presente calcolo delle coordinate non tiene conto dell'influenza del campo magnetico, ma rappresenta solo la proiezione della traccia contenuta nel LAT sulla sfera celeste. L'effetto del campo magnetico terrestre sulla traiettoria viene invece valutato attraverso l'utilizzo della tecnica del *ray-tracing*, descritto nella sezione seguente.

5.2.1 La tecnica del *ray-tracing*

La tecnica del *ray-tracing* consiste nel risolvere numericamente l'equazione classica del moto di una particella carica nel campo magnetico terrestre (3.4). L'utilizzo di un modello dettagliato del campo geomagnetico (come il menzionato IGRF) consente di ottenere predizioni accurate sulle traiettorie seguite dalle particelle cariche. La figura 5.4 mostra alcuni esempi di applicazione di questa tecnica per il calcolo delle traiettorie di elettroni e positroni di varie energie. Partendo dalle informazioni locali (energia e le coordinate θ e ϕ nel LAT) e dalla posizione del telescopio *Fermi* relativa alla Terra (latitudine, longitudine, altezza e angolo di *rocking*), la traiettoria della particella viene determinata numericamente per passi, valutando ogni volta il campo magnetico nella nuova posizione. L'integrazione della traiettoria si interrompe quando questa oltrepassa degli opportuni limiti, al raggiungimento dei quali il

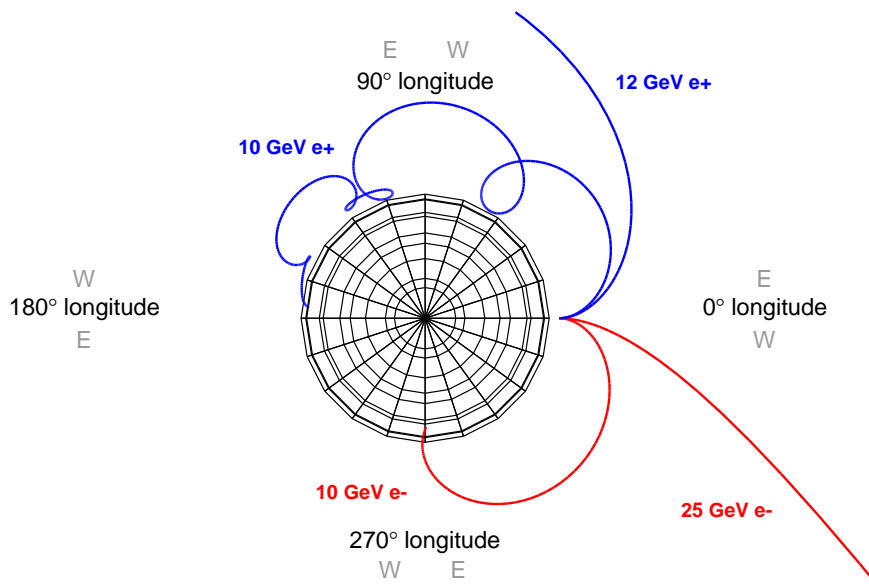


Figura 5.4: Esempi di traiettorie calcolate con la tecnica del *ray-tracing*. In rosso sono indicate le traiettorie dei positroni ($E = 10$ e 25 GeV), mentre in blu quelle degli elettroni ($E = 10$ e 12 GeV). Il punto di partenza è situato 565 km sopra l’equatore terrestre (altezza nominale di *Fermi*) ad una longitudine magnetica di 0° . Queste traiettorie, caratterizzanti particelle uscenti a partire dal LAT, rappresentano anche particelle di carica opposta entranti nel LAT.

destino della particella risulta determinato: se essa si allontana dalla superficie della Terra di un numero fissato di raggi terrestri R_E (nel nostro caso impostato a 20), la traiettoria è marcata come “permessa”. Se la particella intercetta la Terra o comunque raggiunge la bassa atmosfera terrestre, dove la probabilità di interazione è elevata, la traiettoria è segnata come “proibita”. Nel contesto della presente analisi, le traiettorie permesse si identificano con le particelle primarie, provenienti dall’infinito, mentre quelle proibite sono associate a particelle secondarie, generate nell’alta atmosfera dall’interazione dei primari.

5.2.2 Studio del taglio per la rimozione dei secondari

Gli elettroni ed i positroni rivelati dal LAT hanno subito, durante la propagazione, l’influenza del campo magnetico della Terra, del Sole e della Via Lattea. È importante dunque chiedersi se l’attraversamento dei vari campi magnetici possa introdurre

una forma di anisotropia nel flusso rivelato. Sfruttando il teorema di Liouville in forma generalizzata [81], si può dimostrare che un flusso isotropo di raggi cosmici che si propaga attraverso un campo magnetico rimane isotropo se lo spazio delle fasi risulta semplicemente connesso. In altre parole, una condizione necessaria affinché il campo magnetico non induca anisotropie è l'assenza di traiettorie proibite, ovvero che tutte le particelle rivelate siano provenienti dall'infinito. Come appena visto, la tecnica del *ray-tracing* permette di distinguere efficacemente le particelle secondarie da quelle primarie. Questa capacità può essere sfruttata per sviluppare dei tagli di selezione per i dati di volo in grado di rimuovere la componente secondaria e rientrare così nella condizione richiesta dal teorema di Liouville. Nella figura 5.5 viene mostrata la frazione di particelle secondarie sul totale, in funzione dell'energia e del coseno dell'angolo θ nel sistema di riferimento del LAT. Come atteso, la maggior

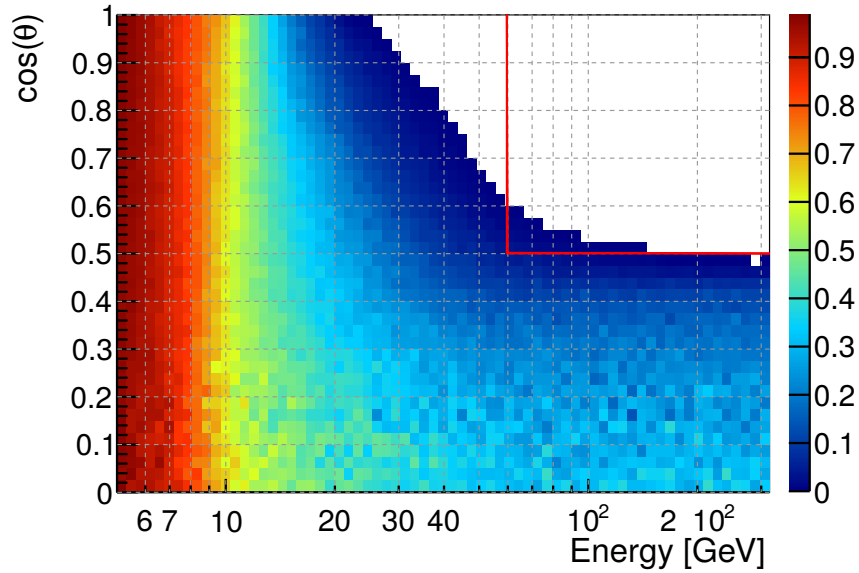


Figura 5.5: Frazione di particelle secondarie in funzione dell'energia e di $\cos\theta$. Con le linee rosse si delimita la regione dello spazio delle fasi selezionata con il taglio. Le zone in bianco non contengono secondari.

parte delle particelle secondarie si concentra a bassa energia ($E \lesssim 20$ GeV) ed a grande angolo ($\theta \gtrsim 60^\circ$). Selezionando le particelle con $E > 60$ GeV e $\cos\theta > 0.5$ la frazione di secondari rimanente nell'intervallo 60–100 GeV è $\sim 0.1\%$. Con questo taglio, vengono infatti contemporaneamente rimosse le particelle meno energetiche, soggette maggiormente all'effetto del campo magnetico, e quelle con traiettoria par-

ticolarmente inclinata rispetto alla normale, possibilmente già indirizzate verso la Terra.

5.3 Analisi dei dati simulati

Oltre all'ottimizzazione del taglio per la rimozione delle particelle secondarie, la simulazione MC ha svolto un ruolo importante nello sviluppo e *test* degli strumenti *software* necessari. Vengono adesso discussi i risultati della prova di analisi eseguita sul *dataset* simulato. Dopo l'applicazione del taglio di selezione descritto nella sezione precedente, il numero totale di eventi è pari a ~ 2.6 milioni, corrispondente approssimativamente a due anni di presa dati.

5.3.1 Mappa degli eventi e *no-anisotropy sky map*

La mappa degli eventi è mostrata in figura 5.6 utilizzando il sistema di coordinate galattiche (l e b). Come spiegato precedentemente, questa mappa non appare uniforme a causa della diversa esposizione al telescopio delle varie regioni del cielo. La

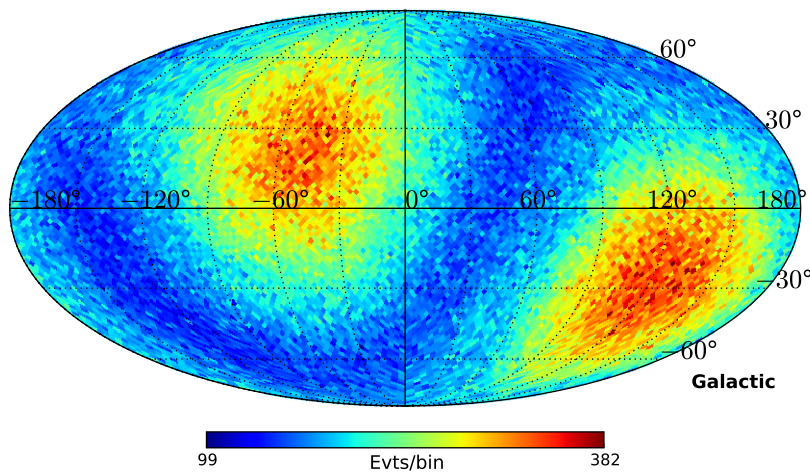


Figura 5.6: Mappa degli eventi simulati ($E > 60$ GeV) in coordinate galattiche.

corrispondente *no-anisotropy sky map*, risultante dalla media di 10 mappe indipendenti prodotte con la tecnica dello *shuffling* (sez. 4.3.1), è riportata in figura 5.7.

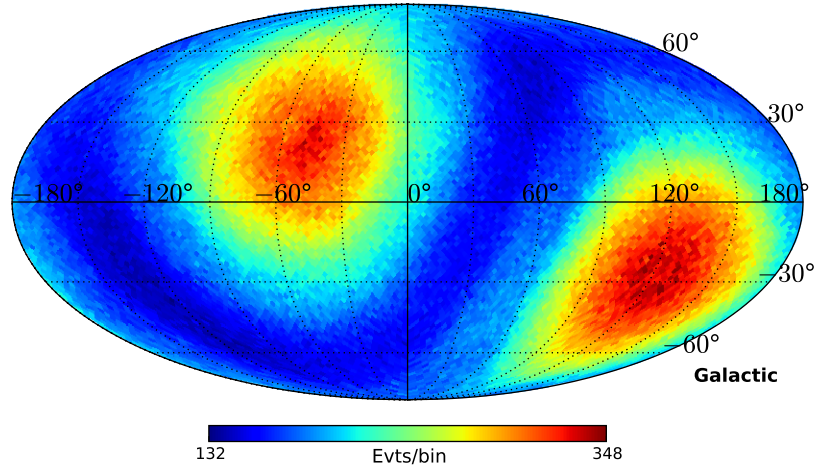


Figura 5.7: *No-anisotropy sky map* prodotta dalla media di 10 mappe, realizzate con la tecnica dello *shuffling* a partire dalla mappa in figura 5.6.

5.3.2 Confronto tra *bin* indipendenti

Le mappe 5.6 e 5.7 possono essere inizialmente confrontate direttamente *bin a bin*. Per ogni *pixel* viene calcolata la significatività del numero di eventi contenuti rispetto a quanto atteso, in accordo con la formula (4.4). La mappa risultante dal confronto a *bin* indipendenti è visibile in figura 5.8. L'istogramma dei valori di significatività ottenuti è mostrato invece in figura 5.9, con sovrainposto anche il risultato del *fit* con la funzione gaussiana. Come previsto, avendo generato un flusso isotropo e con un numero medio di eventi per *pixel* particolarmente elevato, la distribuzione è perfettamente compatibile con una Gaussiana di media zero e varianza unitaria.

5.3.3 Confronto tra *bin* correlati

Integrando le mappe a *bin* indipendenti 5.6 e 5.7 su una regione circolare di raggi 10° , 30° e 45° , sono state costruite le corrispondenti mappe a *bin* correlati. Come prima, le mappe di ciascuna coppia relativa ad uno stesso raggio di integrazione, sono state confrontate calcolando il grado di significatività per ogni *bin*. In figura 5.10 sono mostrate le tre mappe di significatività ottenute, mentre in figura 5.11 sono riportate le corrispondenti distribuzioni dei valori di significatività.

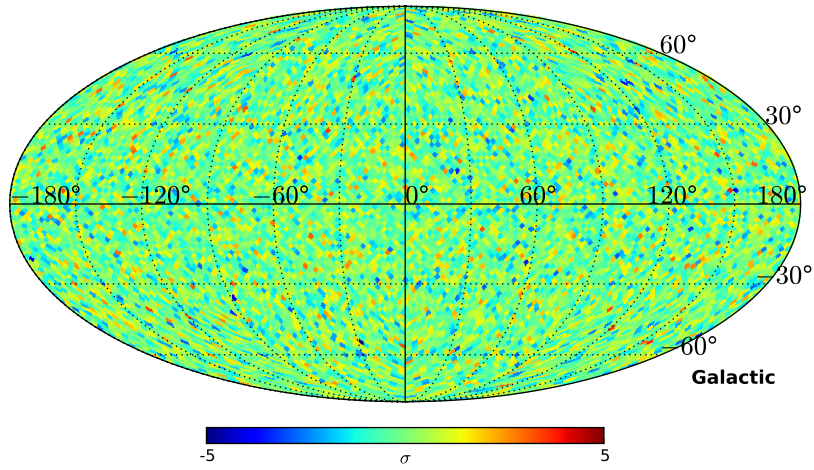


Figura 5.8: Mappa di significatività prodotta comparando le mappe 5.6 e 5.7 a *bin* indipendenti.

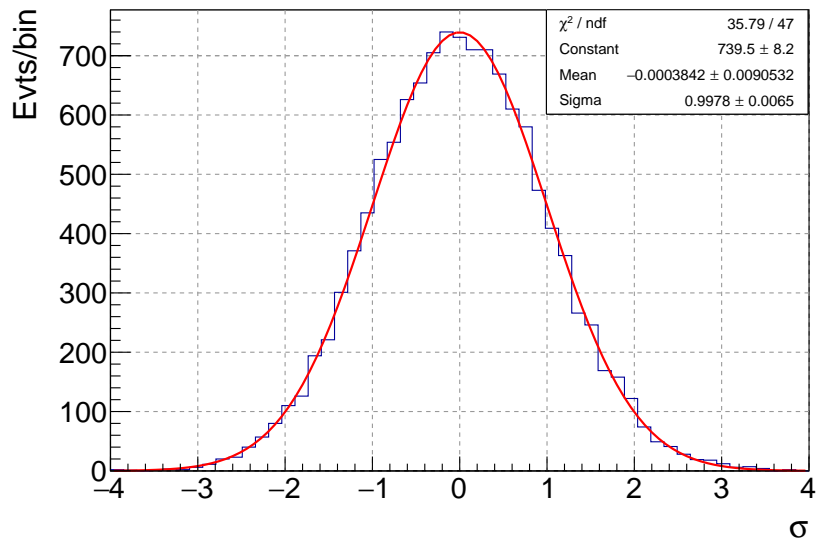


Figura 5.9: Distribuzione dei valori di significatività della mappa in figura 5.8 insieme alla funzione Gaussiana risultata della procedura di *fit*.

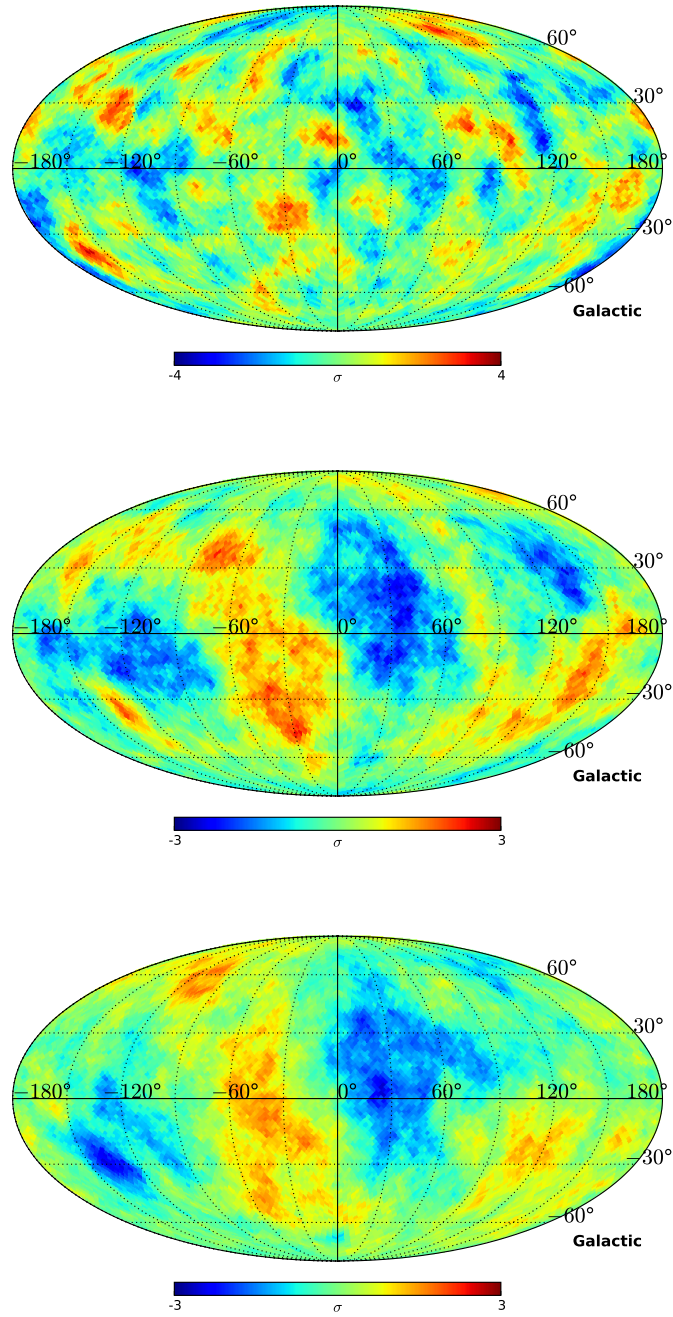


Figura 5.10: Mappe di significatività pre-trials ottenute per il *dataset* simulato, corrispondenti ai raggi di integrazione di 10° , 30° e 45° (dall'alto verso il basso).

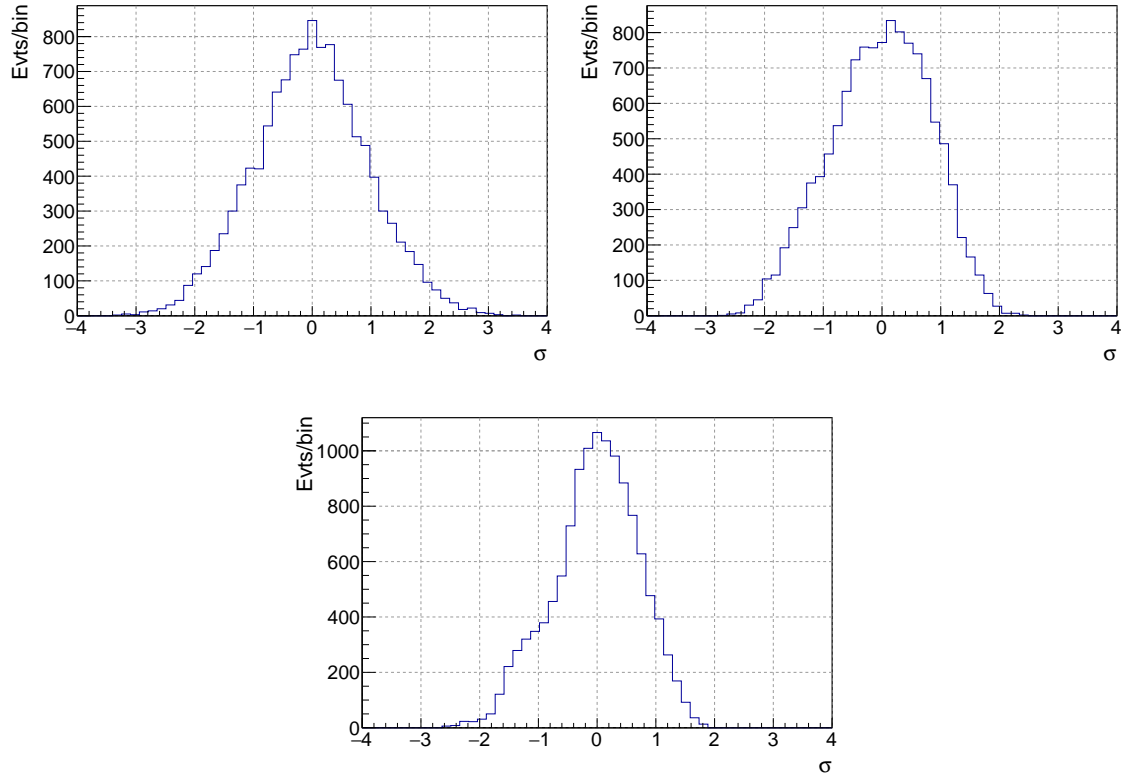


Figura 5.11: Distribuzioni dei valori di significatività relativi alle mappe in figura 5.10 per raggi di integrazione di 10° , 30° e 45° (a partire da in alto a sinistra).

Data la forte correlazione introdotta tra i *bin*, nelle mappe integrate 5.10 si assiste alla comparsa di sotto-strutture della dimensione dell'ordine del raggio di integrazione. Nel caso di isotropia, però, all'aumentare del raggio di integrazione diventano sempre meno probabili alti valori di significatività, come testimoniato dalla progressiva diminuzione della larghezza delle distribuzioni in figura 5.11. I gradi di significatività mostrati non tengono conto del numero di prove effettuate nel ricercare le anisotropie in ogni direzione del cielo (significatività *pre-trials*). Secondo il procedimento descritto nella sezione 4.4.1, utilizzando l'equazione (4.7) con il numero di *trials* effettivi mostrati nella figura 4.7, è stato possibile calcolare il *p-value* *post-trials* relativo al *bin* più significativo di ciascuna mappa integrata prodotta. Come si può vedere in figura 5.12, tutte le probabilità *post-trials* risultano assolutamente non significative (valori prossimi a 1) e le mappe compatibili con la distribuzione

isotropa generata dalle direzioni di arrivo.

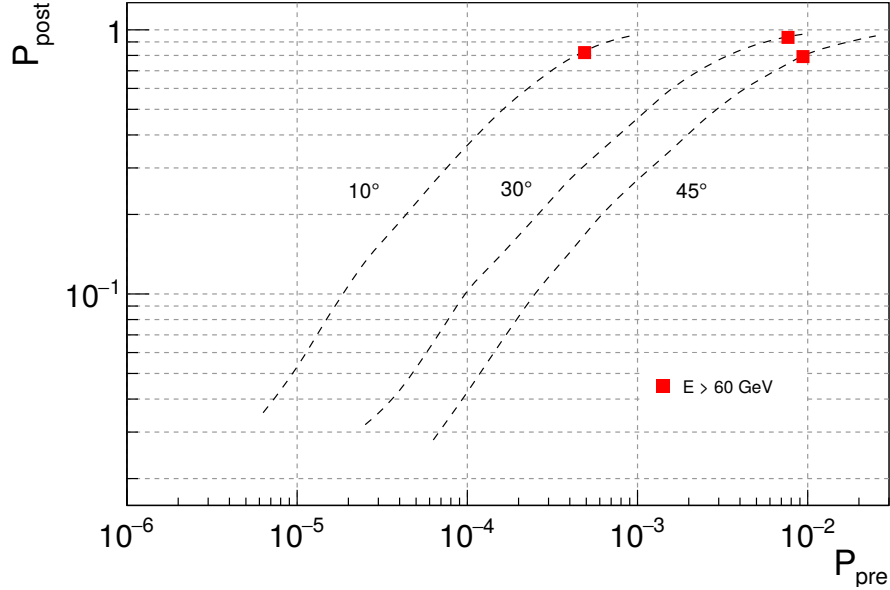


Figura 5.12: Corrispondenza tra il p -value associato alla significatività pre-trials e post-trials per $E > 60$ GeV e per diversi valori di raggio di integrazione. I punti riportati rappresentano i bin a significatività più alta delle distribuzioni in figura 5.11.

5.3.4 Sviluppo in armoniche sferiche

Per eseguire l'analisi in armoniche sferiche è stata prima costruita la mappa di fluttuazione (fig. 5.13) applicando *bin a bin* l'equazione (4.9). Lo sviluppo in serie eseguito con il *software anafast* ha prodotto lo spettro di potenza angolare visibile in figura 5.14. Si ricorda che la quantità riportata nelle ordinate del grafico è $\hat{C}_\ell - C_\ell^{iso}$, ovvero con il contributo isotropo (rumore bianco) dato dall'equazione (4.17) sottratto per ogni multipolo. In questi termini, l'ipotesi da validare è la compatibilità con zero, ovvero $C_\ell^{aniso} = C_\ell - C_\ell^{iso} = 0$. A tal proposito, in ogni grafico sono sovrapposti anche gli intervalli di fluttuazione statistica (3σ e 5σ) della distribuzione \hat{C}_ℓ^{iso} , corrispondente ad un flusso isotropo. Tutti i punti misurati risultano all'interno dell'intervallo di probabilità a 3σ e sono pertanto consistenti con l'ipotesi di assenza di anisotropie.

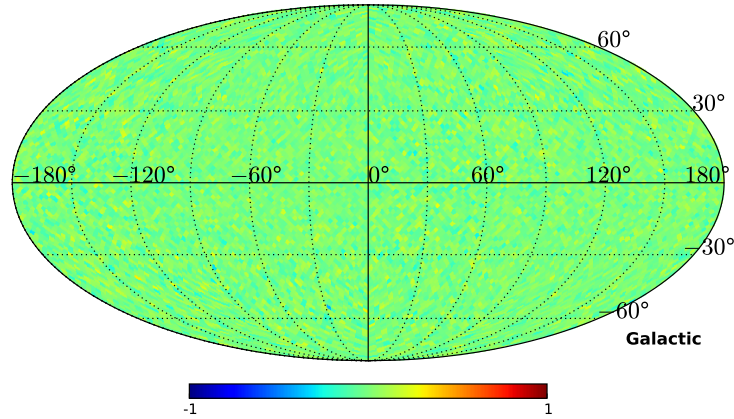


Figura 5.13: Mappa di fluttuazione prodotta a partire dalle mappe 5.6 e 5.7.

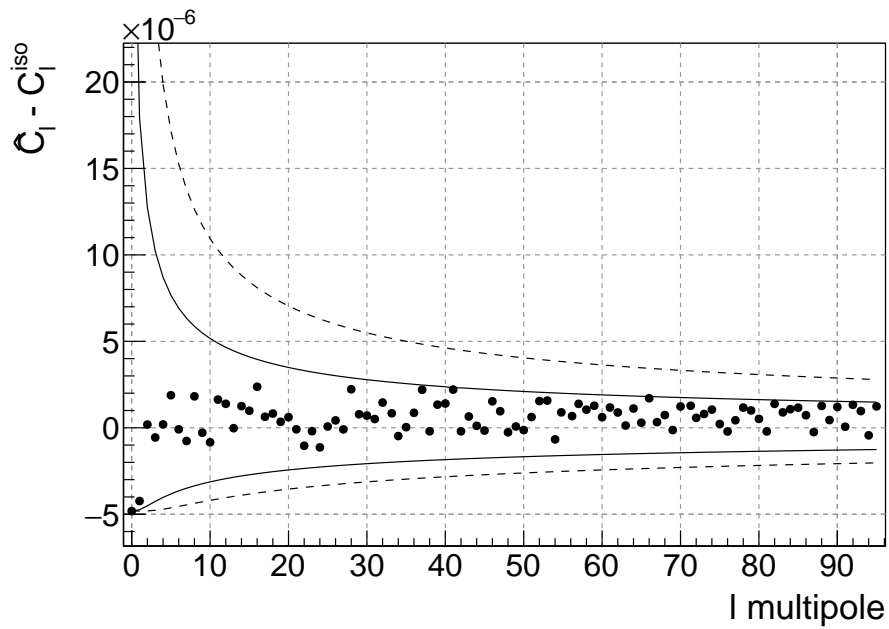


Figura 5.14: Spettro di potenza angolare ottenuto per il *dataset* simulato. I punti mostrano la quantità $\hat{C}_\ell - C_\ell^{iso}$ in funzione del multipolo ℓ . Le due coppie di linee mostrano gli intervalli 3σ (continua) e 5σ (tratteggiata) della distribuzione di probabilità di \hat{C}_ℓ^{iso} .

5.4 Studio di sensibilità per l'anisotropia di dipolo

Si vuole adesso studiare il livello di sensibilità che potrà raggiungere il telescopio *Fermi* per la misura del grado di anisotropia di dipolo utilizzando sette anni di presa dati. Il potere risolutivo è limitato essenzialmente dalla statistica finita a disposizione, così che un'anisotropia risulta rivelabile solo se le sue fluttuazioni statistiche sono al di sopra del livello di rumore poissoniano. Prima di studiare la sensibilità occorre dunque determinare il numero atteso di elettroni rivelati.

Come noto, lo spettro elettronico nei raggi cosmici può essere modellizzato con una legge di potenza di indice spettrale ~ 3 . Più in dettaglio, come riportato in [45], il *fit* eseguito alle misure di *Fermi* fornisce la seguente parametrizzazione per il flusso elettronico:

$$J(E) = 181 \times \left(\frac{E}{1 \text{ GeV}} \right)^{-3.05} [\text{s}^{-1}\text{m}^{-2}\text{sr}^{-1}]. \quad (5.13)$$

Utilizzando un profilo di accettazione realistico, con sette anni di presa dati, l'integrazione della (5.13) restituisce un numero di eventi attesi con $E > 60$ GeV maggiore di 10 milioni. Nella figura 5.15 è riportato il risultato del calcolo di questa quantità in funzione dell'energia minima di integrazione.

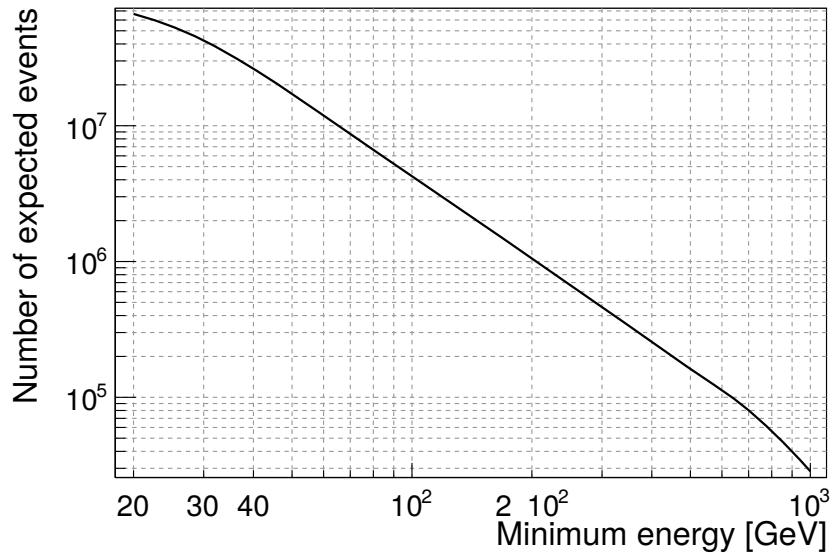


Figura 5.15: Numero integrato di elettroni e positroni attesi in funzione dell'energia minima, corrispondenti ad una presa dati di 7 anni e un profilo di accettazione realistica.

Per studiare la sensibilità al grado di anisotropia di dipolo è poi necessario produrre alcune serie di mappe simulate. Prima di tutto, per ogni valore dell'energia minima a cui siamo interessati, viene simulato un insieme di mappe degli eventi compatibili con un flusso isotropo e con un numero medio di eventi per *pixel* pari a:

$$\langle N(E) \rangle = \frac{N_{\text{tot}}(E)}{N_{\text{pix}}}, \quad (5.14)$$

dove $N_{\text{tot}}(E)$ è il numero totale di eventi attesi (fig. 5.15) e N_{pix} il numero di *pixel*. Le corrispondenti mappe di fluttuazione sono quindi espanse in serie di armoniche sferiche, con lo scopo di ottenere la distribuzione del coefficiente di sviluppo del dipolo $\hat{C}_{\ell=1}^{\text{iso}}$. Tramite la relazione (4.26) i coefficienti \hat{C}_1^{iso} possono essere trasformati in ampiezza di dipolo $\hat{\delta}_{\text{iso}}$. Per ciascun valore di energia minima (e di conseguenza di $N_{\text{tot}}(E)$), questa distribuzione mostra le fluttuazioni poissoniane dell'ampiezza di dipolo nel caso di flusso isotropo. Conoscendo questa distribuzione, si vuole determinare il minimo valore del dipolo vero δ misurabile.

Per gli stessi valori di energia, quindi, costruiamo e analizziamo con *anafast* una seconda serie di mappe, stavolta con flusso in accordo con la seguente distribuzione dipolare:

$$I(E) = \langle N(E) \rangle (1 + \delta(E) \cos \theta), \quad (5.15)$$

con $\delta(E)$ il grado di dipolo. In figura 5.16 sono riportati come esempio una mappa di fluttuazione e lo spettro di potenza angolare per $\delta = 0.0034$ e $E > 60$ GeV.

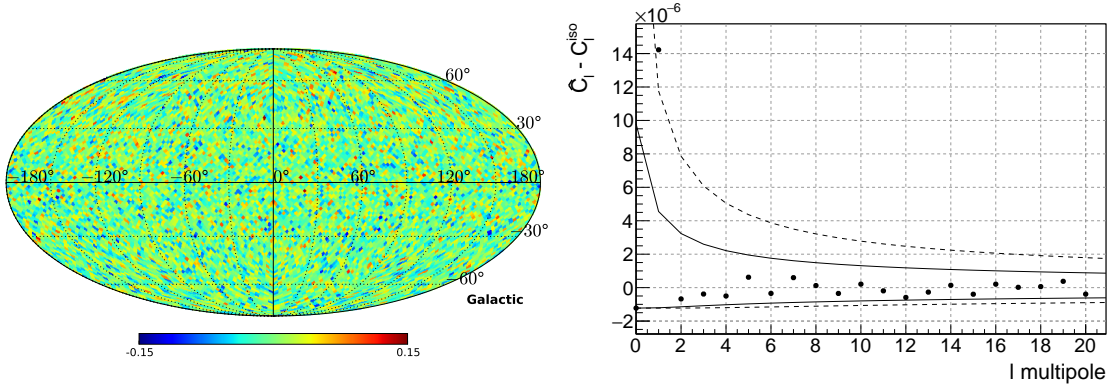


Figura 5.16: A sinistra, esempio di mappa di fluttuazione per $\delta = 0.0034$ e $E > 60$ GeV. A destra, risultato dell'analisi in armoniche sferiche per la stessa mappa. In questo caso il dipolo misurato è $\hat{\delta} = 0.0041$ e il coefficiente a $\ell = 1$ è oltre la banda di fluttuazione a 5σ .

Un'ampiezza di dipolo δ si considera rivelabile quando si verifica la seguente condizione:

$$\bar{\delta}_{anis}(E) > \bar{\delta}_{iso}(E) + 3\sqrt{\sigma_{iso}^2(E) + \sigma_{anis}^2(E)}, \quad (5.16)$$

dove le coppie $(\bar{\delta}_{iso}, \sigma_{iso})$ e $(\bar{\delta}_{anis}, \sigma_{anis})$ sono le medie e le deviazioni standard rispettivamente delle distribuzioni di ampiezza di dipolo nei casi di flusso isotropo e dipolare. In figura 5.17 viene mostrato come esempio l'istogramma delle due distribuzioni (isotropa e con dipolo) ottenuto dalla simulazione per $E > 60$ GeV e $\delta = 0.0034$. La condizione (5.16) equivale a dire che le due distribuzioni sono suffi-

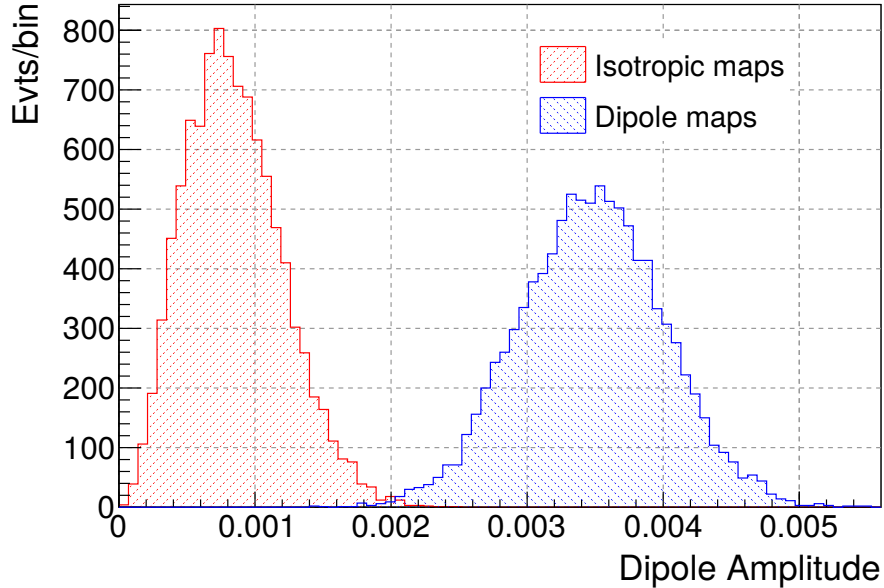


Figura 5.17: Distribuzioni delle fluttuazioni per il grado di anisotropia di dipolo. In rosso la distribuzione delle $\hat{\delta}_{iso}$ della simulazione isotropa, in blu la distribuzione delle $\hat{\delta}_{anis}$ con segnale dipolare. L'energia minima di integrazione è 60 GeV e $\delta = 0.0034$.

cientemente separate in modo tale che, estraendo un evento dalla distribuzione del dipolo (la nostra misura dell'anisotropia), si abbia una confidenza di almeno 3σ che esso non cada nella zona di sovrapposizione con la distribuzione isotropa (nel quale caso non potremmo dire se si tratta di un segnale di anisotropia o di una fluttuazione del fondo isotropo). Variando il $\delta(E)$ posto in ingresso alla simulazione nella (5.15), si può determinare numericamente il minimo valore δ che verifica la condizione (5.16) e

che corrisponde alla sensibilità di *Fermi* al grado di anisotropia di dipolo (ad energia minima fissata).

In figura 5.18 è mostrata infine la sensibilità alla misura del dipolo in funzione dell'energia, scopo finale della presente simulazione. Sovrainposti nello stesso grafico

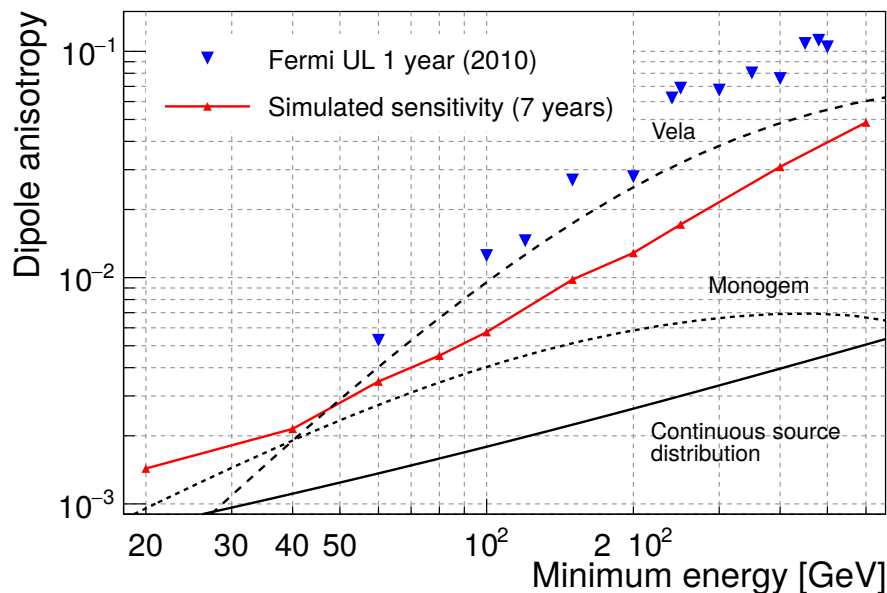


Figura 5.18: Sensibilità di rilevazione del grado di anisotropia di dipolo in funzione dell'energia minima di integrazione. Le linee in nero rappresentano i livelli di anisotropia attesi per *pulsar* come Vela e Monogem o per una distribuzione continua di sorgenti. In blu, i limiti superiori imposti dalla precedente analisi della collaborazione *Fermi*-LAT [49].

sono presenti anche i limiti superiori imposti dalla precedente analisi della collaborazione *Fermi*-LAT [49] con un anno di dati ed i livelli di anisotropia attesi per *pulsar* come Vela e Monogem o per una distribuzione continua di sorgenti. Questi livelli di anisotropia, provenienti dallo stesso articolo, sono il risultato di modelli adattati in base alle misure di *Fermi* e con grande incertezza nella scelta dei parametri liberi. Nonostante ciò, alla luce dello studio eseguito, è possibile affermare che un'anisotropia dovuta ad una sorgente come Vela potrebbe risultare osservabile utilizzando l'intero campione di dati.

Capitolo 6

Analisi dei dati di volo

Il campione di dati scelto per la presente analisi è costituito da quattro mesi di presa dati, da gennaio ad aprile 2011. L'intervallo di tempo è stato limitato a pochi mesi per non condizionare l'analisi *blind* che la collaborazione *Fermi*-LAT sta svolgendo sui sette anni di dati. Prima di mostrare i risultati dell'analisi viene brevemente descritta la procedura di selezione degli eventi necessaria per isolare gli elettroni.

6.1 Selezione degli eventi

Gli eventi associati a fotoni vengono efficacemente esclusi usando l'ACD in congiunzione con l'informazione sulla direzione ricostruita. Richiedendo un segnale nella mattonella di scintillatore allineata con la traccia in esame è possibile identificare le particelle cariche, escludendo i raggi gamma. La rimozione delle particelle secondarie avviene effettuando il taglio descritto nel capitolo precedente (sez. 5.2.2), stabilendo una soglia minima in energia e nel campo di vista. Il resto della selezione si basa profondamente sulla capacità di tutti i sottosistemi del LAT (tracciatore, calorimetro e rivelatore di anticoincidenza) di discriminare tra eventi elettromagnetici ed adronici. Il livello di soppressione del fondo richiesto è molto elevato, essendo il flusso dei protoni 10^3 – 10^4 volte quello degli elettroni (sez. 1.2.1). La prima forma di selezione applicata ad ogni *dataset* è rappresentata dai tagli di qualità, discussi nella prossima sezione.

6.1.1 Tagli di qualità

I tagli di qualità hanno l'obiettivo di selezionare gli eventi per i quali calorimetro e tracciatore forniscono almeno una minima quantità e qualità di informazione. A tal

proposito sono richieste le seguenti condizioni:

- almeno una traccia ricostruita con successo nel tracciatore;
- almeno 8 lunghezze di radiazione nel calorimetro, in modo da eliminare eventi associati a particelle che tagliano il calorimetro e ne fuoriescono troppo presto;
- una qualità stimata per le misure di direzione ed energia superiore ad una soglia minima.

Oltre a questi tagli, al solo scopo di ridurre la dimensione del campione, si richiede anche un rilascio di energia nel calorimetro di almeno 5 GeV, condizione sempre verificata per eventi ricostruiti correttamente di energia $E > 60$ GeV. L'effetto della successiva applicazione dei tagli di qualità sull'accettanza è mostrato in figura 6.1.

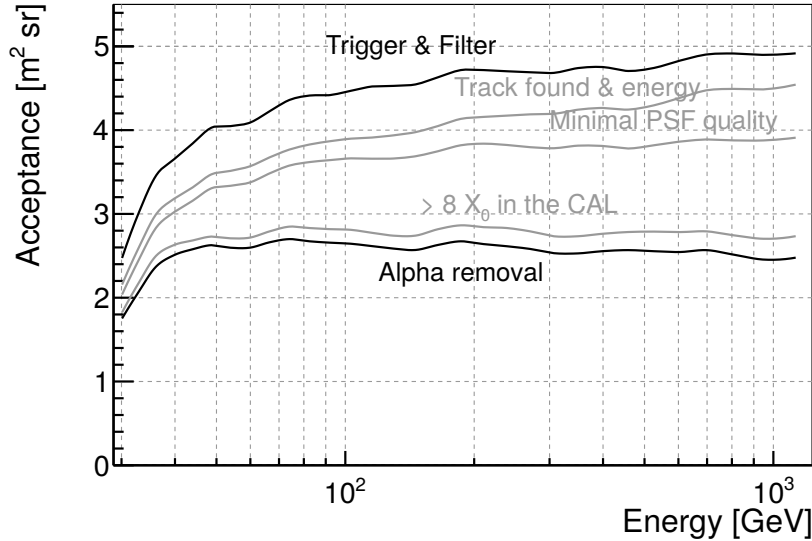


Figura 6.1: Effetto della progressiva applicazione dei tagli di qualità sull'accettanza del rivelatore.

6.1.2 Rimozione delle particelle α e dei nuclei pesanti

Sebbene le particelle α ed i nuclei pesanti rappresentino una popolazione relativamente piccola rispetto a quella dei protoni, è importante eliminare subito in questa fase di preselezione la maggior parte degli eventi corrispondenti. Le interazioni adroniche

di queste particelle non sono adeguatamente riprodotte nelle simulazioni, causando un forte disaccordo nel confronto tra le variabili reali e MC. La fase successiva della selezione, come vedremo, si affida fortemente alle simulazioni MC e la presenza di tali particelle nei dati può portare ad una degradazione della qualità della selezione. Per la loro rimozione viene sfruttata la dipendenza dell'energia persa per ionizzazione dalla carica della particella. Dalla formula di Bethe-Bloch si ha infatti:

$$\frac{dE_{\text{ion}}}{dx} \propto Z^2, \quad (6.1)$$

con x indicante la coordinata lungo la traiettoria nel mezzo e Z il numero atomico. Il LAT fornisce due possibili misure indipendenti di questa quantità fisica: la prima consiste nella quantità di energia rilasciata nell'ACD (fig. 6.2), mentre l'altra nella misura del tempo sopra soglia dei piani del tracciatore (TOT, sez. 2.2.1). Definendo

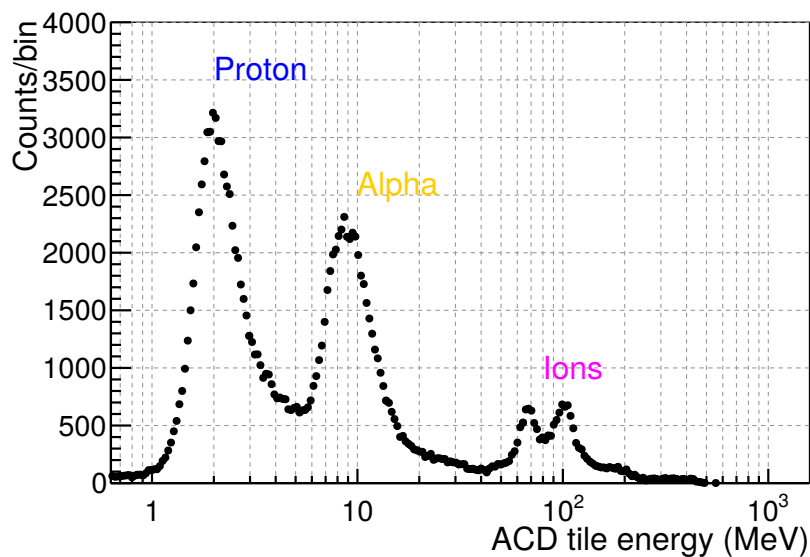


Figura 6.2: Energia rilasciata nell'ACD per particelle con diverso numero atomico.

un opportuno taglio nello spazio delle fasi formato da queste due variabili, è possibile ridurre la contaminazione di particelle con $Z > 1$ ad un livello trascurabile, eliminando oltre l'80% degli eventi associati e mantenendo un'efficienza stimata di $\sim 95\%$ sul campione elettronico.

6.1.3 Selezione degli elettroni

A questo punto della selezione le popolazioni di particelle rimanenti sono essenzialmente due: i protoni e gli elettroni (inclusi i positroni). Per isolare e rimuovere la componente protonica dai dati è necessario considerare contemporaneamente un grande numero di variabili, spesso correlate in maniera non banale. Per questo motivo, invece di effettuare manualmente una successione di singoli tagli, è conveniente utilizzare le tecniche di analisi multivariata, fornite nel nostro caso dal pacchetto *software* TMVA [82]. Queste tecniche si basano sullo sviluppo e l'applicazione di opportuni alberi di classificazione (*classification trees*, CT) con lo scopo di suddividere i dati in eventi di segnale o di *background*. Un CT consiste essenzialmente in una serie di nodi, disposti gerarchicamente a formare una struttura ad albero, alla sommità del quale è presente il nodo radice (*root node*). Ciascun nodo è connesso in sequenza ad altri due fino ad arrivare ai nodi terminali, chiamati foglie (fig. 6.3).

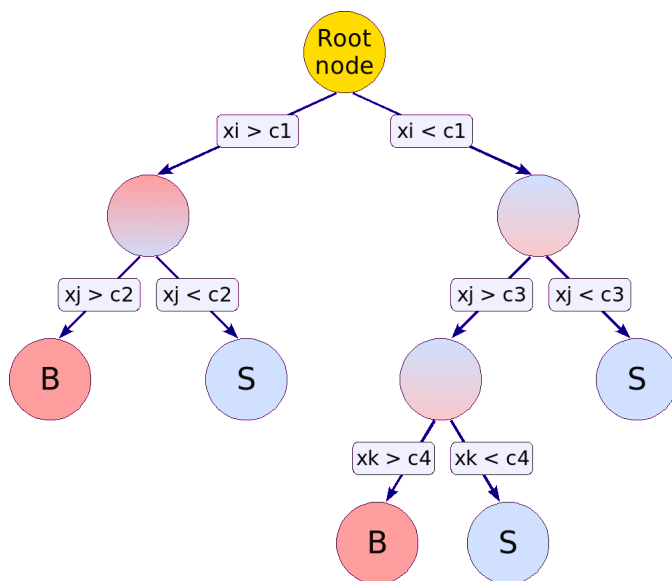


Figura 6.3: Schema illustrativo di un albero di classificazione.

Nella classificazione di un evento viene percorso l'intero albero, dalla radice alle foglie. In ogni nodo viene eseguito un *test* decisionale basato su una singola variabile, l'esito del quale determina la scelta del nodo successivo. In base all'estremità raggiunta al termine della procedura, a ciascun evento viene assegnato un valore della variabile in uscita che esprime la probabilità per una particella di appartenere alla

classe elettronica. Per la costruzione e la definizione della struttura del CT (*training* del CT), il *software* TMVA utilizza le simulazioni MC di elettroni e protoni ed un insieme di variabili sul quale basare i *test* decisionali. La scelta delle variabili influenza il potere di separazione del CT e rappresenta, per questo, una fase molto importante della selezione. Per le variabili in questione è di fondamentale importanza che sia presente un buon accordo tra i dati di volo e MC ed è sul miglioramento di questo aspetto che si stanno concentrando gli sforzi della collaborazione per le analisi degli elettroni con *Fermi*.

A causa delle diverse interazioni con il rivelatore, elettroni e protoni producono eventi con topologie differenti in tutti i sottosistemi del LAT, rendendo di fatto possibile la discriminazione. La scala di lunghezza tipica dell'estensione longitudinale di uno sciame adronico è data dalla lunghezza di interazione λ_{int} (38.04 cm per CsI), mentre per uno sciame elettromagnetico è rappresentata dalla lunghezza di radiazione $R.L.$ (1.86 cm per CsI). Nel caso adronico inoltre, per via della diversa natura delle interazioni, oltre ad una maggiore distanza tipica tra successive interazioni, la larghezza dello sciame risulta mediamente più grande del caso elettromagnetico. La dimensione trasversale, in particolare, misurabile grazie alla modularità del calorimetro, rappresenta una variabile estremamente utile ai fini della selezione (fig. 6.4).

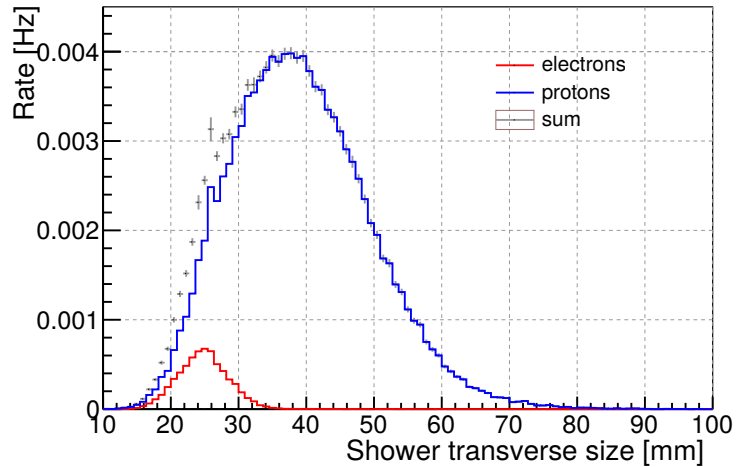


Figura 6.4: Estensione laterale dello sciame nel calorimetro per eventi simulati di energia: $112.2 < E < 144.5$ GeV. A causa della natura delle interazioni, gli sciame adronici hanno mediamente dimensioni trasversali maggiori di quelli elettromagnetici.

Un altro importante fattore discriminante tra le due popolazioni è dato, ad esempio, dalla qualità del *fit* eseguito al profilo dello sciame, quantificata dal valore del χ^2 . Data l'ottimizzazione della procedura per il caso elettromagnetico, in presenza di sciame adronico il χ^2 risulterà in generale maggiore (fig. 6.5).

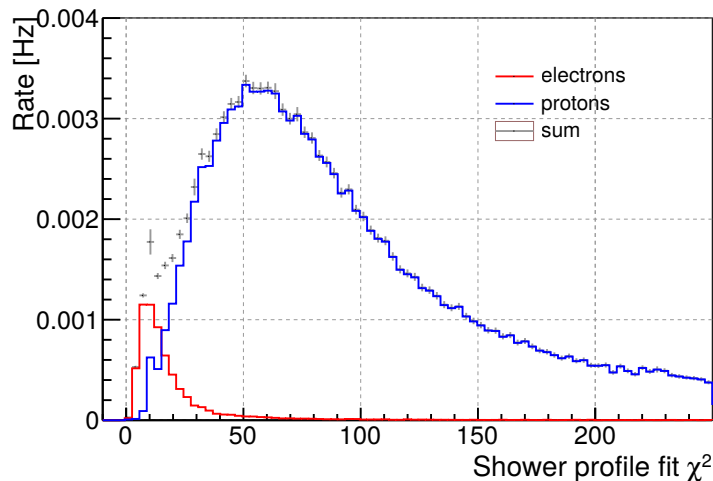


Figura 6.5: χ^2 risultante del *fit* al profilo dello sciame nel calorimetro per eventi simulati di energia: $112.2 < E < 144.5$ GeV. I protoni hanno generalmente un χ^2 maggiore a causa dello sciame adronico prodotto.

Avendo massa inferiore, inoltre, un elettrone può trasferire nell'urto con un altro elettrone una frazione significativamente maggiore del suo impulso rispetto al protone. Nel caso elettronico, quindi, nel tracciatore si assiste ad una produzione sistematicamente maggiore di raggi delta durante la propagazione. Un modo di misurare questa quantità è contare il numero di segnali contenuti in un piccolo cilindro attorno alla traccia principale o, analogamente, il rapporto tra questi segnali e quelli appartenenti alla traccia principale (fig. 6.6).

Una volta costruito il CT, esso viene usato per classificare i dati di volo. L'operazione produce in uscita la suddetta variabile di probabilità, la cui distribuzione tipica è riportata in figura 6.7. Su questa variabile viene infine definito un taglio di selezione dei dati in base al livello massimo di contaminazione richiesto. Nel presente lavoro, il CT impiegato per la selezione è rappresentato da un prototipo costruito nel contesto dell'analisi dello spettro svolta dalla collaborazione *Fermi-LAT*. L'effetto del taglio è quello di sopprimere drasticamente la componente adronica dei dati: il

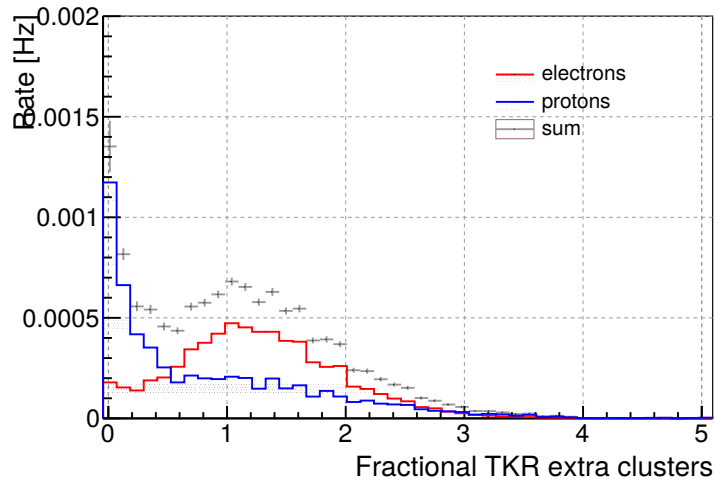


Figura 6.6: Rapporto tra il numero di segnali contenuti in un cilindro attorno alla traccia principale nel tracciatore e quelli della traccia stessa, per eventi simulati di energia: $112.2 < E < 144.5$ GeV. Gli elettroni hanno mediamente un rapporto maggiore a causa della formazione di raggi delta.

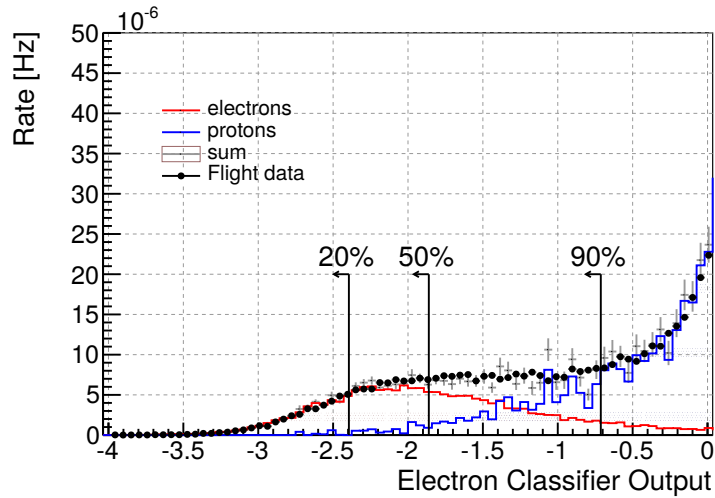


Figura 6.7: Distribuzione della variabile di probabilità in uscita dalla classificazione dei dati con CT per l'intervallo di energia: $489.6 < E < 563.3$ GeV. Le varie frecce rappresentano l'efficienza del taglio sulla popolazione elettronica.

grafico in figura 6.8 mostra a scopo esemplificativo la stessa variabile di figura 6.4 dopo l'applicazione del taglio sulla variabile prodotta dal CT.

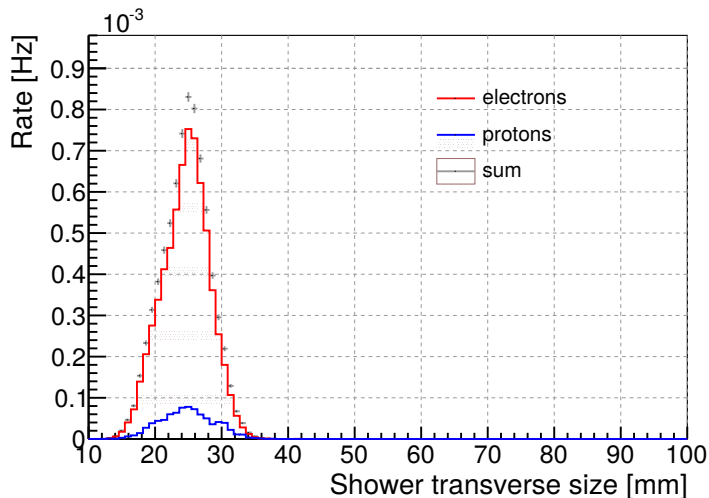


Figura 6.8: Estensione laterale dello sciame nel calorimetro dopo il taglio sulla variabile di probabilità del CT. Da confrontare con la figura 6.4.

6.1.4 Contaminazione ed accettazione

Dopo l'esecuzione di tutti i tagli di selezione descritti, il campione di dati da analizzare risulta composto da ~ 455 mila eventi. La contaminazione residua è valutata con una simulazione realistica di protoni, sviluppata dalla collaborazione, che viene sottoposta alla stessa procedura di selezione. In figura 6.9 è riportato il livello di contaminazione in funzione dell'energia per il taglio utilizzato nella presente analisi oppure variando l'efficienza del taglio sugli elettroni. Ad alte energie il diverso indice spettrale di protoni ($\Gamma_p \sim 2.7$) ed elettroni ($\Gamma_e \sim 3$) provoca un forte incremento del rapporto tra i flussi delle due popolazioni. Di conseguenza, il livello di contaminazione residua tende ad aumentare con il crescere dell'energia e, per mantenerla $\lesssim 20\%$, è necessario effettuare un taglio di selezione sempre più aggressivo.

Nella figura 6.10 viene mostrato, invece, il profilo di accettazione del LAT in funzione dell'energia. Anche qua, oltre all'accettazione risultante dal taglio impiegato, è riportato l'effetto della variazione dell'efficienza della selezione sugli elettroni. Ad alte energie, con un taglio via via più selettivo, l'accettazione diminuisce mentre a basse energie si può notare l'effetto del filtro gamma (sez. 2.3)

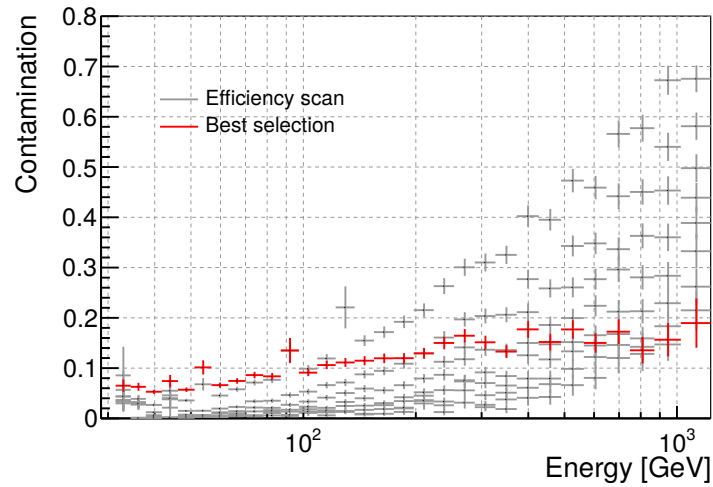


Figura 6.9: Contaminazione del campione da parte dei protoni in funzione dell'energia, valutata con una simulazione MC. In rosso il livello di contaminazione per il taglio scelto in base alla capacità di discriminazione del CT, quantificata dalla curva ROC [83]. In grigio l'effetto della variazione dell'efficienza del taglio sugli elettroni dal 20% al 90%.

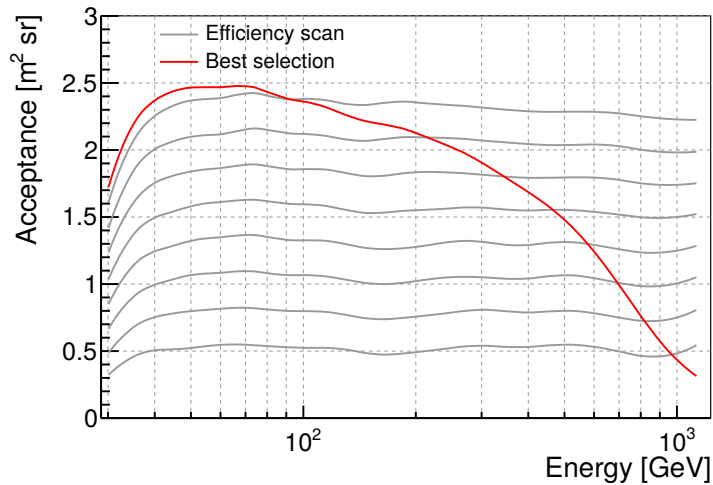


Figura 6.10: In rosso, accettazione in funzione dell'energia in seguito all'applicazione del taglio scelto. In grigio, l'effetto della variazione dell'efficienza del taglio sugli elettroni dal 20% al 90%.

6.2 Risultati dell'analisi

Si riportano adesso i risultati della ricerca delle anisotropie nel campione di dati analizzato. Le tecniche di analisi impiegate sono descritte in modo approfondito nel capitolo 4 e l'organizzazione dell'esposizione sarà analoga a quella della sezione 5.3. Tutte le mappe del cielo presentate di seguito sono in coordinate galattiche (l e b).

6.2.1 Mappa degli eventi e *no-anisotropy sky map*

La mappa degli eventi rivelati passanti la selezione è mostrata in figura 6.11. Per

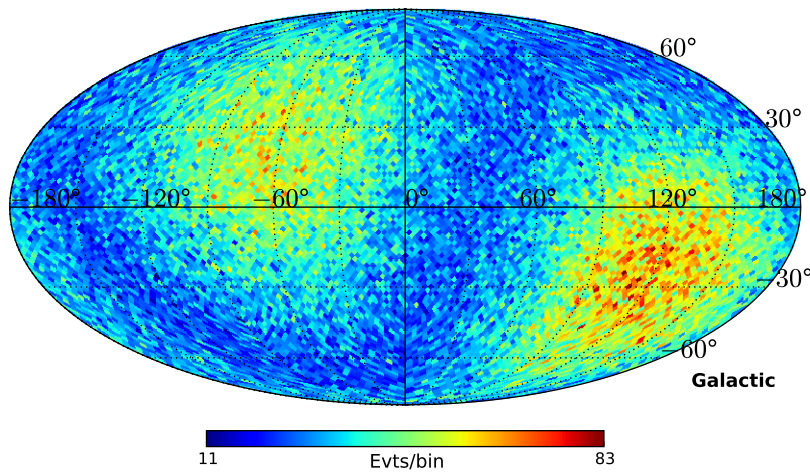


Figura 6.11: Mappa degli eventi rivelati con $E > 60$ GeV.

ottenere un confronto ed evidenziare potenziali anisotropie nelle direzioni di arrivo è necessario costruire la *no-anisotropy sky map*. Questa mappa, riportata in figura 6.12, è il risultato della media di 40 mappe costruite con la tecnica dello *shuffling*.

6.2.2 Confronto tra *bin* indipendenti

Le mappe 6.11 e 6.12 vengono inizialmente confrontate direttamente *bin a bin*. Si calcola quindi, indipendentemente per ogni *pixel*, la significatività del numero di eventi rivelati in relazione a quello atteso, utilizzando la formula (4.4). La mappa di significatività così calcolata è visibile in figura 6.13. I valori di significatività ottenuti

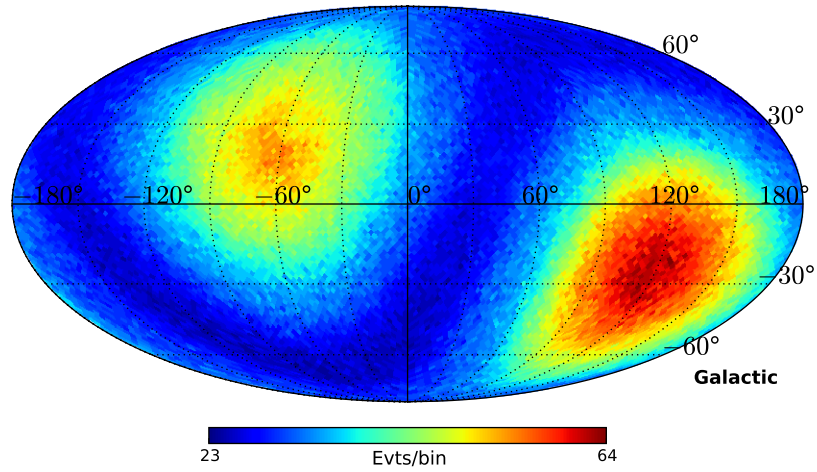


Figura 6.12: *No-anisotropy sky map* per $E > 60$ GeV prodotta dalla media di 40 mappe, indipendentemente realizzate con la tecnica dello *shuffling* a partire dalla mappa in figura 6.11.

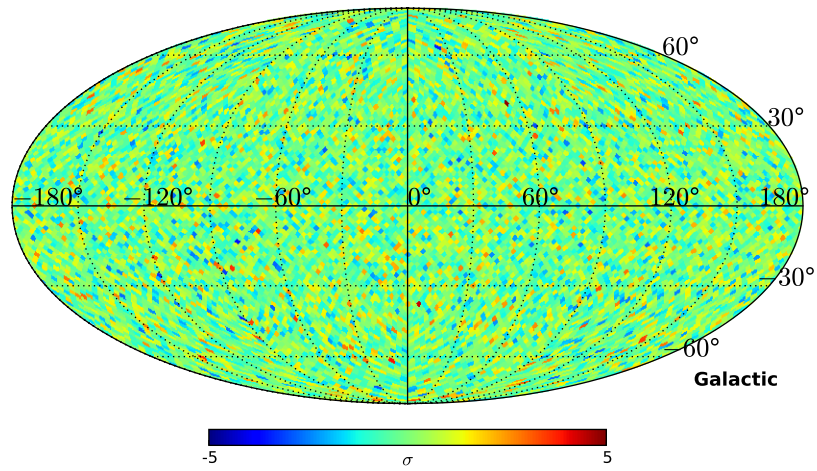


Figura 6.13: Mappa di significatività prodotta comparando le mappe 6.11 e 6.12 a *bin* indipendenti per $E > 60$ GeV.

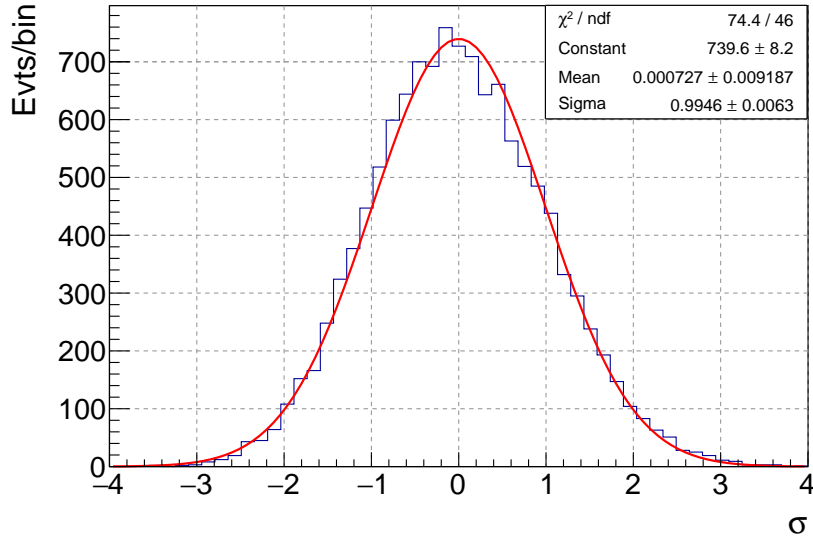


Figura 6.14: Distribuzione dei valori di significatività della mappa in figura 6.13 con il risultato del *fit* eseguito con la funzione Gaussiana.

nei vari *pixel* sono poi organizzati in un istogramma, mostrato in figura 6.14.

Come dimostrato dalla figura 5.9 nel caso del *dataset* simulato, in presenza di un flusso isotropo e nel limite di numero medio di eventi per *pixel* sufficientemente elevato, la distribuzione tende ad identificarsi con una Gaussiana di media zero e varianza unitaria. A tale scopo si è eseguito un *fit* della distribuzione dei valori di significatività con la funzione gaussiana, il cui risultato è visibile sovrapposto nello stesso grafico (fig. 6.14). Per $E > 60$ GeV la distribuzione è statisticamente compatibile con quanto atteso nell'ipotesi di isotropia. Lo stesso confronto è stato realizzato considerando gli eventi negli intervalli di energia $E > 110$ GeV (~ 120 mila eventi), $E > 160$ GeV (~ 51 mila eventi) e $E > 210$ GeV (~ 27 mila eventi). Nel primo *range* di energia troviamo un risultato del tutto analogo a quello mostrato. Nei casi $E > 160$ GeV e $E > 210$ GeV, invece, il numero medio di eventi per *pixel* non è abbastanza grande da considerare valida l'approssimazione gaussiana e le distribuzioni dei valori di significatività risultano distorte. Nei grafici in figura 6.15 sono mostrate per confronto la distribuzione ottenuta per $E > 160$ GeV e quella ricavata utilizzando il *dataset* isotropo simulato con lo stesso numero di eventi. Nonostante la dimensione ridotta del campione dei dati, che compromette il potere statistico e limita fortemente l'analisi ad alte energie, anche in questi casi non sono state ri-

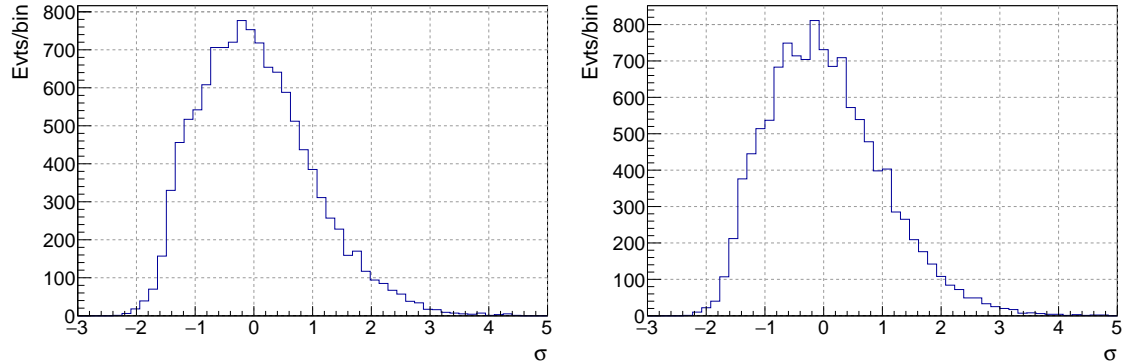


Figura 6.15: Distribuzione dei valori di significatività per $E > 160$ GeV per i dati di volo (a sinistra) e per il *dataset* simulato con lo stesso numero di eventi (a destra).

velate deviazioni statisticamente significative e le distribuzioni sono da considerarsi compatibili con un'assenza di anisotropie.

6.2.3 Confronto tra *bin* correlati

A causa del processo di diffusione che caratterizza la propagazione dei raggi cosmici, non sono attese anisotropie a scale angolari di pochi gradi, corrispondenti alla dimensione dei *pixel* utilizzati. Per questo motivo, con l'obiettivo di ricercare anisotropie a scale angolari maggiori sono state costruite molteplici coppie di mappe a *bin* correlati, integrando le corrispondenti mappe a *bin* indipendenti 6.11 e 6.12. Ogni coppia corrisponde ad un determinato raggio di integrazione ed intervallo di energia e, come prima, sono state confrontate in modo da calcolare per ogni *bin* il grado di significatività. Le scale angolari analizzate sono 10° , 30° e 45° , ognuna nei quattro intervalli di energia $E > 60$ GeV, $E > 110$ GeV, $E > 160$ GeV e $E > 210$ GeV. In figura 6.16 sono mostrate come esempio le tre mappe di significatività ottenute per $E > 60$ GeV.

Data la correlazione introdotta si assiste, come nel caso di figura 5.10, alla comparsa di sotto-strutture dell'ordine di grandezza del raggio di integrazione. I gradi di significatività visibili in queste mappe sono *pre-trials*, ovvero non tengono conto del numero di prove indipendenti effettuate. Analogamente a quanto fatto per il *dataset* simulato, l'equazione (4.7) ha permesso di calcolare il *p-value* *post-trials* associato al *bin* più significativo di ogni mappa integrata prodotta. In figura 6.17 si possono vedere i risultati ottenuti: in tutti i casi in esame le probabilità *post-trials*

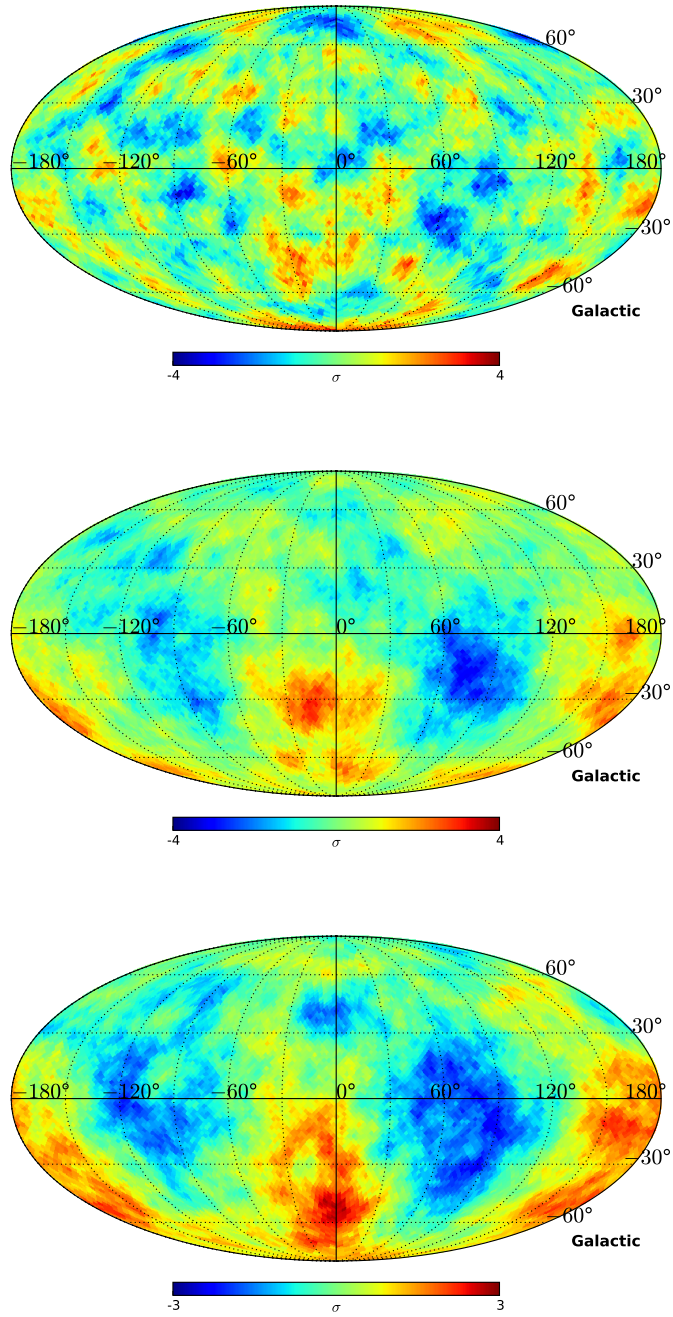


Figura 6.16: Mappa di significatività pre-trials per $E > 60$ GeV e per raggi di integrazione pari a 10° , 30° e 45° (dall'alto verso il basso).

sono risultate non significative e le mappe compatibili con una distribuzione isotropa delle direzioni di arrivo. Si nota infine come nel calcolo del numero di *trials* efficaci non sia stato tenuto conto della ricerca eseguita per i vari raggi di integrazione ed intervalli di energia. Sebbene il numero di queste prove risulti trascurabile rispetto a quelle implicate nella ricerca in tutte le direzioni del cielo, l'inclusione di questo fattore aggiuntivo avrebbe ulteriormente rinforzato il risultato nullo della ricerca.

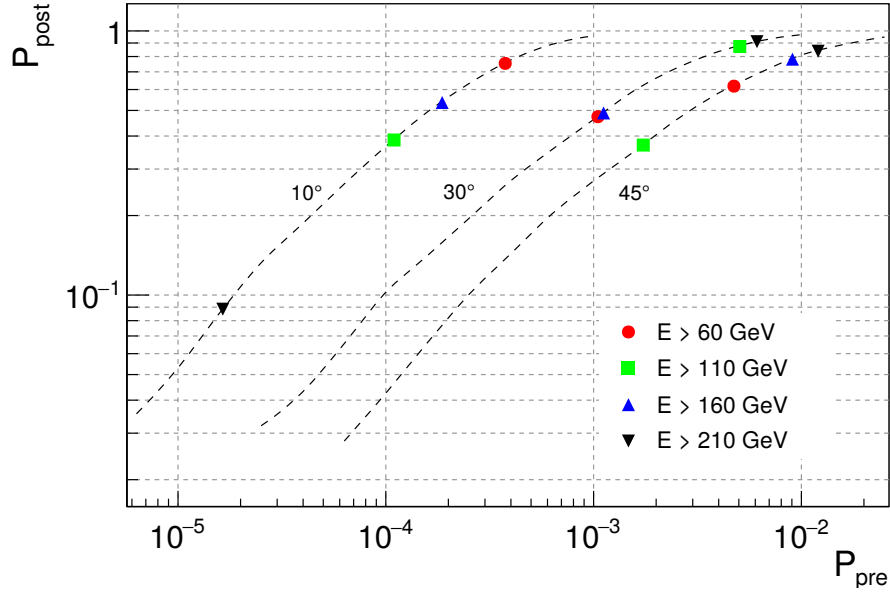


Figura 6.17: Corrispondenza tra il p -value associato alla significatività pre-*trials* e post-*trials* per diversi valori di raggio di integrazione ed intervallo di energia. I punti riportati rappresentano i *bin* più significativi di ogni mappa.

6.2.4 Sviluppo in armoniche sferiche

L'ultimo metodo consiste infine nello sviluppo in serie di armoniche sferiche della mappa di fluttuazione, costruita a partire dalle 6.11 e 6.12. Le figure 6.18 e 6.19, prodotte utilizzando l'*output* del *software anafast*, mostrano lo spettro di potenza angolare ottenuto per gli intervalli di energia $E > 60$ GeV, $E > 110$ GeV, $E > 160$ GeV e $E > 210$ GeV. Ai coefficienti \hat{C}_ℓ misurati è stato sottratto per ogni multipolo ℓ il contributo dato dal rumore bianco C_ℓ^{iso} (4.17). Con lo scopo di validare la compatibilità con zero ($C_\ell^{aniso} = C_\ell - C_\ell^{iso} = 0$), in ogni grafico sono riportati anche gli

intervalli di fluttuazione statistica (3σ e 5σ) della distribuzione \hat{C}_ℓ^{iso} , associata ad un flusso isotropo. Per quanto riguarda l'intervallo di energia $E > 60$ GeV, tutti i punti

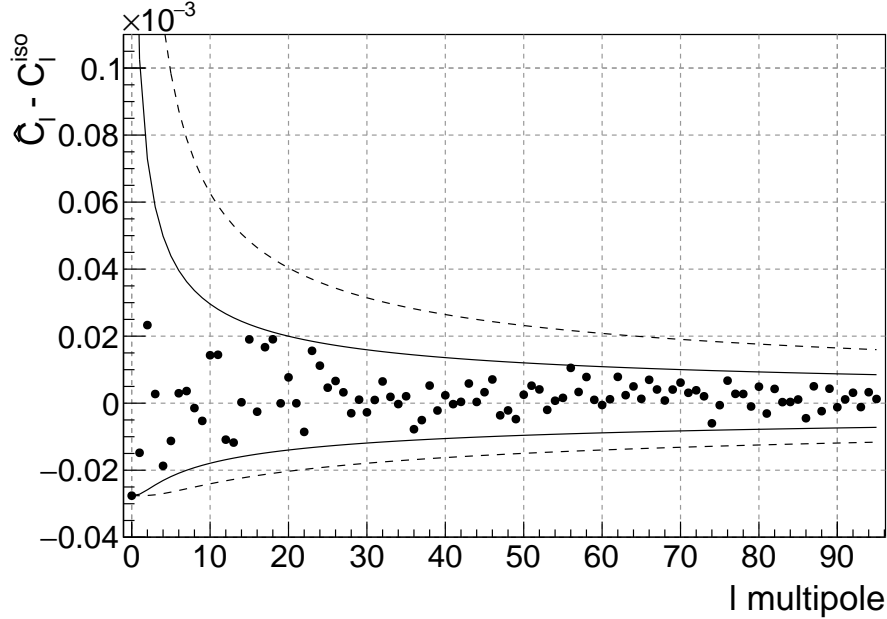


Figura 6.18: Spettro di potenza angolare per $E > 60$ GeV. I punti mostrano la quantità $\hat{C}_\ell - C_\ell^{iso}$ in funzione del multipolo ℓ . Le due coppie di linee mostrano gli intervalli 3σ (continua) e 5σ (tratteggiata) della distribuzione di probabilità di \hat{C}_ℓ^{iso} , corrispondente ad un flusso isotropo.

misurati risultano all'interno dell'intervallo di fluttuazione a 3σ e sono pertanto consistenti con l'ipotesi di assenza di anisotropie. Nei casi $E > 110$ GeV, $E > 160$ GeV e $E > 210$ GeV alcuni coefficienti superano questa soglia, pur rimanendo contenuti nell'intervallo a 5σ . Ancora una volta questa significatività rappresenta la situazione *pre-trials* e sarebbe dunque necessario considerare il numero di prove effettuate nello sviluppo in multipoli della mappa di fluttuazione e nei quattro intervalli di energia. Come spiegato precedentemente, inoltre, nelle mappe corrispondenti a $E > 160$ GeV e $E > 210$ GeV il numero di eventi per *pixel* è molto ridotto a causa del limitato *set* di dati analizzato. Questi fatti riducono sostanzialmente la significatività dei risultati e portano a concludere la compatibilità statistica con un flusso isotropo.

Infine, un parametro interessante per il confronto con i modelli teorici è il contributo di dipolo. Limiti superiori al grado di anisotropia di dipolo possono essere posti utilizzando il valore misurato del coefficiente dello spettro di potenza angolare

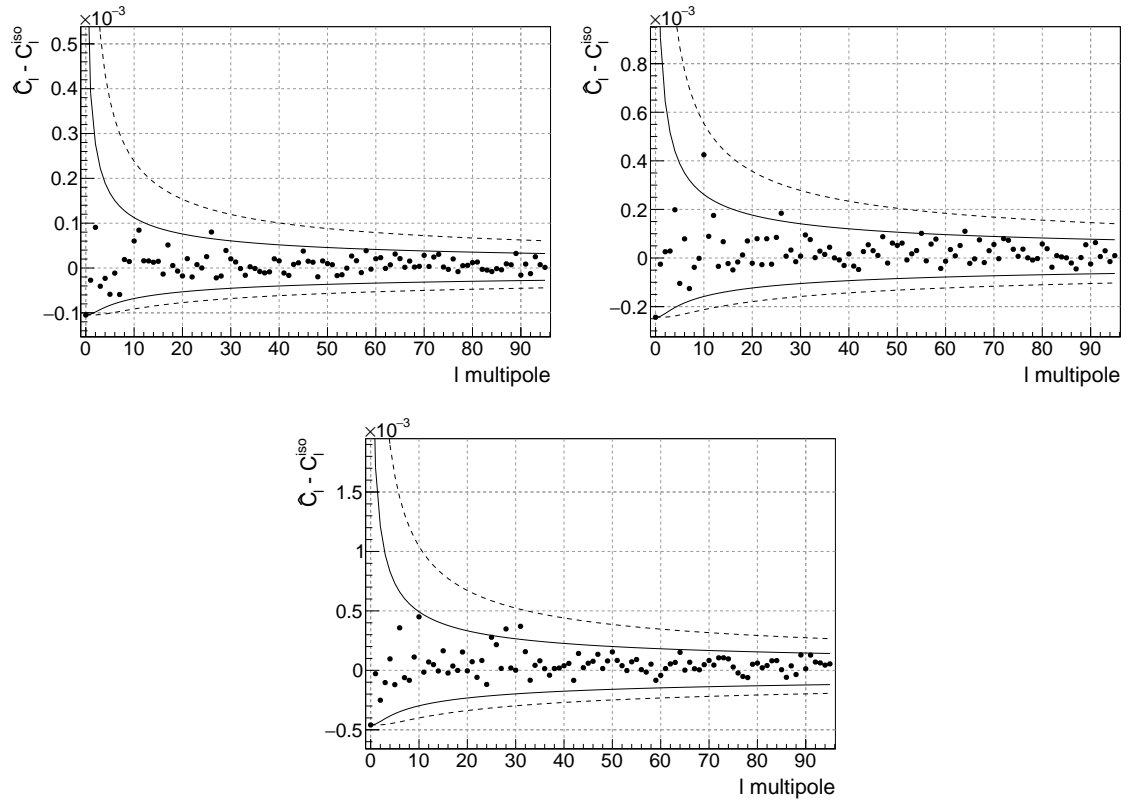


Figura 6.19: Spettro di potenza angolare per $E > 110$ GeV, $E > 160$ GeV e $E > 210$ GeV (a partire dall'alto). I punti mostrano la quantità $\hat{C}_\ell - C_\ell^{iso}$ in funzione del multipolo ℓ . Le due coppie di linee mostrano gli intervalli 3σ (continua) e 5σ (tratteggiata) della distribuzione di probabilità di \hat{C}_ℓ^{iso} , corrispondente ad un flusso isotropo.

\hat{C}_1 al variare dell'energia (sez. 4.4.3). La figura 6.20 mostra il risultato del calcolo di δ_{UL} in funzione dell'energia minima, per un livello di confidenza $CL = 0.95$. Nello stesso grafico sono visibili anche i risultati della precedente analisi della collaborazione *Fermi*-LAT [49], insieme ai livelli di anisotropia attesi per alcune tipologie di sorgenti, mostrati precedentemente in figura 5.18. I limiti al grado di anisotropia di dipolo ottenuti risultano necessariamente più alti di quelli pubblicati nel 2010 con un anno di dati. Nonostante i profili di accettazione per le due analisi non siano esattamente uguali, i risultati sono in linea con quanto atteso riscaldando opportunamente in funzione della statistica. Infatti, data la dipendenza dal numero totale di eventi (e quindi dal tempo totale di presa dati), si ha che il rapporto tra i limiti superiori

è approssimativamente uguale a:

$$\frac{\delta_{UL}}{\delta_{UL(2010)}} \sim \sqrt{\frac{12 \text{ mesi}}{4 \text{ mesi}}} = \sqrt{3} \quad (6.2)$$

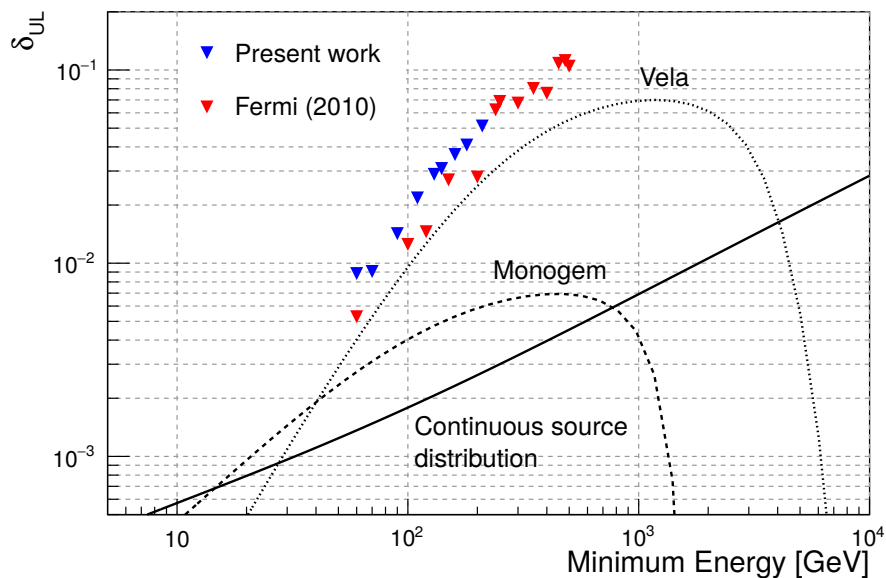


Figura 6.20: Limiti superiori per l’anisotropia di dipolo in funzione dell’energia minima ad un livello di confidenza di 0.95. In blu i risultati della presente analisi, in rosso quelli pubblicati nel 2010 [49]. Le linee indicano possibili livelli di anisotropia di dipolo per Monogem, Vela ed una distribuzione continua di sorgenti.

Questa analisi getta le basi per la ricerca di anisotropie che verrà svolta nel prossimo futuro con tutti i dati acquisiti dal LAT in sette anni, non appena la selezione degli eventi finale sarà definita.

Capitolo 7

Conclusioni

Il lavoro descritto in questa tesi si inserisce nel contesto delle analisi svolte dalla collaborazione *Fermi-LAT* utilizzando il nuovo algoritmo di ricostruzione a livello di evento, noto come *Pass 8*. Lo studio eseguito costituisce un punto di partenza importante per l'analisi futura con sette anni di dati, i cui risultati, grazie alla combinazione di accettazione e tempo di esposizione di *Fermi*, rappresenteranno una misura di riferimento per molti anni.

Una parte significativa del tempo è stata dedicata alla costruzione di un *set* di dati simulato, con il quale testare le varie componenti della catena di analisi sviluppata per lo studio delle anisotropie. Una delle differenze sostanziali rispetto alla precedente analisi è rappresentata dall'utilizzo della tecnica del *ray-tracing* (eseguita sulla stessa simulazione), che ha permesso l'ottimizzazione di un taglio di selezione per la rimozione delle particelle secondarie. La selezione è ancora in fase di sviluppo e, per questo motivo e per non condizionare la futura analisi *blind*, il campione di dati analizzato è stato limitato ad un periodo corrispondente a quattro mesi. I limiti al grado di anisotropia di dipolo ottenuti sono in linea con quanto atteso riscaldando opportunamente i risultati pubblicati nel 2010 con un anno di dati. Infine, per mezzo di una simulazione Monte Carlo dedicata, è stato condotto uno studio sul livello di sensibilità previsto per il LAT con sette anni di presa dati: utilizzando tutti i dati disponibili, un'anisotropia di dipolo per una sorgente come Vela potrebbe risultare osservabile su un largo intervallo di energia.

Il lavoro eseguito per questa tesi, insieme ai risultati dell'analisi finale sul *dataset* completo, saranno oggetto di una pubblicazione da parte della collaborazione *Fermi-LAT*, prevista nel corso del prossimo anno e per la quale sarò *corresponding author*. I risultati preliminari saranno mostrati inoltre al *Sixth Fermi Symposium*, una conferenza internazionale che ogni due anni riunisce circa quattrocento persone

dalla comunità dell'astrofisica gamma e dei raggi cosmici e per la quale sono coautore di due contributi.

Bibliografia

- [1] Hess V. In: *Physikalische Zeitschrift* 13 (1912).
- [2] Millikan R.A. e Cameron G.H. “The Origin of the Cosmic Ray”. In: *Physical Review* 32 (1928). DOI: 10.1103/PhysRev.32.533.
- [3] Bethe H. e Heitler W. “On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons”. In: *The Royal Society* 146 (1934). DOI: 10.1098/rspa.1934.0140.
- [4] Blackett P.M.S. and Occhialini G.P.S. “Some Photographs of the Tracks of Penetrating Radiation”. In: *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*. 139 (1933). DOI: 10.1098/rspa.1933.0048.
- [5] Rossi B. “On the Magnetic Deflection of Cosmic Rays”. In: *Physical Review* 36 (1930). DOI: 10.1103/PhysRev.36.606.
- [6] Anderson C.D. “The Positive Electron”. In: *Physical Review* 43 (1933). DOI: 10.1103/PhysRev.43.491.
- [7] Neddermeyer S.H. e Anderson C.D. “Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles”. In: *Physical Review* 51 (1937). DOI: 10.1103/PhysRev.51.884.
- [8] Rochester G.D. e Butler C.C. “Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles”. In: *Nature* 160 (1947). DOI: 10.1038/160855a0.
- [9] Lattes C.M.G., Occhialini G.P.S. e Powell C.F. “Observations on the Tracks of Slow Mesons in Photographic Emulsions”. In: *Nature* 160 (1947). DOI: 10.1038/160453a0.
- [10] P. Auger P. et al. “Extensive Cosmic-Ray Showers”. In: *Reviews of Modern Physics* 11 (1939). DOI: 10.1103/RevModPhys.11.288.
- [11] Van Allen J.A. “The geomagnetically trapped corpuscular radiation”. In: *Journal of Geophysical Research* 64 (1959). DOI: 10.1029/JZ064i011p01683.

- [12] Spillantini P. “Balloon and satellite experiments. Future prospects: from Balloons to NINA and PAMELA satellite experiments”. In: *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 122 (2003). DOI: 10.1016/S0920-5632(03)80364-X.
- [13] Kraushaar W.L. e Clark G.W. “Gamma Ray Astronomy”. In: *Scientific American* 206 (1962).
- [14] Derdeyn S.M. et al. “SAS-B digitized spark chamber gamma ray telescope”. In: *Nuclear Instruments and Methods* 98 (1972). DOI: 10.1016/0029-554X(72)90243-1.
- [15] Kanbach G. et al. “The project EGRET (energetic gamma-ray experiment telescope) on NASA’s Gamma-Ray Observatory GRO”. In: *Space Science Reviews* 49 (1988). DOI: 10.1007/BF00173744.
- [16] Kampert K.H. “Cosmic Rays from the Knee to the Ankle Status and Prospects”. In: *Nuclear Physics B Proceedings Supplement* 165 (2007). DOI: 10.1016/j.nuclphysbps.2006.11.048.
- [17] URL: <http://fermi.gsfc.nasa.gov/>.
- [18] Fermi-LAT Collaboration. “The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission”. In: *The Astrophysical Journal* 697 (2009). DOI: 10.1088/0004-637X/697/2/1071.
- [19] Fermi-LAT Collaboration. “Design and initial tests of the Tracker- converter of the Gamma-ray Large Area Space Telescope”. In: *Astroparticle Physics* 28 (2007). DOI: 10.1016/j.astropartphys.2007.08.010.
- [20] Grove J.E. e Johnson W.N. “The calorimeter of the Fermi Large Area Telescope”. In: *Proceedings of SPIE* 7732 (2010). DOI: 10.1117/12.857839.
- [21] Moiseev A.A. et al. “The Anti-Coincidence Detector for the GLAST Large Area Telescope”. In: *Astroparticle Physics* 27 (2007). DOI: 10.1016/j.astropartphys.2006.12.003.
- [22] C. Meegan et al. “The Fermi Gamma-Ray Burst Monitor”. In: *The Astrophysical Journal* 702 (2009). DOI: 10.1088/0004-637X/702/1/791.
- [23] Fermi-LAT Collaboration. “Pass 8: Toward the Full Realization of the Fermi-LAT Scientific Potential”. In: *ArXiv e-prints* (2013). eprint: 1303.3514. URL: <http://arxiv.org/abs/1303.3514>.
- [24] Frühwirth R. “Application of Kalman filtering to track and vertex fitting”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 262 (1987). DOI: 10.1016/0168-9002(87)90887-4.

- [25] Bruel P. “Gamma rays, electrons and positrons up to 3 TeV with the Fermi Gamma-ray Space Telescope”. In: *Journal of Physics* 404 (2012). DOI: 10.1088/1742-6596/404/1/012033.
- [26] URL: http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone/Cicerone_Data/LAT_DP.html.
- [27] Fermi-LAT Collaboration. “Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog”. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 218 (2015). DOI: 10.1088/0067-0049/218/2/23.
- [28] Fermi-LAT Collaboration. “Fermi-LAT Observations of the Diffuse Gamma-Ray Emission: Implications for Cosmic Rays and the Interstellar Medium”. In: *The Astrophysical Journal* 750 (2012). DOI: 10.1088/0004-637X/750/1/3.
- [29] Fermi-LAT Collaboration. “The Spectrum of Isotropic Diffuse Gamma-Ray Emission between 100 MeV and 820 GeV”. In: *The Astrophysical Journal* 799 (2015). DOI: 10.1088/0004-637X/799/1/86.
- [30] A. von Kienlin et al. “Fermi-LAT Observations of the Diffuse Gamma-Ray Emission: Implications for Cosmic Rays and the Interstellar Medium”. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 211 (2014). DOI: 10.1088/0067-0049/211/1/13.
- [31] D. Gruber et al. “The Fermi GBM Gamma-Ray Burst Spectral Catalog: Four Years of Data”. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 211 (2014). DOI: 10.1088/0067-0049/211/1/12.
- [32] Fermi-LAT Collaboration. “The First Fermi-LAT Gamma-Ray Burst Catalog”. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 209 (2013). DOI: 10.1088/0067-0049/209/1/11.
- [33] Planck Collaboration. “Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results”. In: *ArXiv e-prints* (2015). eprint: 1502.01582. URL: <http://arxiv.org/abs/1502.01582>.
- [34] Jungman G., Kamionkowski M. e Griest K. “Supersymmetric dark matter”. In: *Physics Reports* 267 (1996). DOI: 10.1016/0370-1573(95)00058-5.
- [35] Bergstrom L. “Non-baryonic dark matter: observational evidence and detection methods”. In: *Reports on Progress in Physics* 63 (2000). DOI: 10.1088/0034-4885/63/5/2r3.
- [36] Bertone G., Hooper D. e Silk J. “Particle dark matter: evidence, candidates and constraints”. In: *Physics Reports* 405 (2005). DOI: 10.1016/j.physrep.2004.08.031.

- [37] Fermi-LAT Collaboration. “Updated search for spectral lines from Galactic dark matter interactions with pass 8 data from the Fermi Large Area Telescope”. In: *Physical Review D* 91 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevD.91.122002.
- [38] Fermi-LAT Collaboration. “Searching for Dark Matter Annihilation from Milky Way Dwarf Spheroidal Galaxies with Six Years of Fermi-LAT Data”. In: *ArXiv e-prints* (2015). eprint: 1503.02641. URL: <http://arxiv.org/abs/1503.02641>.
- [39] Fermi-LAT Collaboration. “Search for Gamma-Ray Emission from DES Dwarf Spheroidal Galaxy Candidates with Fermi-LAT Data”. In: *ArXiv e-prints* (2015). eprint: 1503.02632. URL: <http://arxiv.org/abs/1503.02632>.
- [40] Fermi-LAT Collaboration. “Search for gamma-ray emission from dark matter annihilation in the large magellanic cloud with the fermi large area telescope”. In: *Physical Review D* 91 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevD.91.102001.
- [41] Fermi-LAT Collaboration. “Limits on Dark Matter Annihilation Signals from the Fermi LAT 4-year Measurement of the Isotropic Gamma-Ray Background”. In: *ArXiv e-prints* (2015). eprint: 1501.05464. URL: <http://arxiv.org/abs/1501.05464>.
- [42] Fermi-LAT Collaboration. “Strong optimized conservative Fermi-LAT constraints on dark matter models from the inclusive photon spectrum”. In: *Physical Review D* 91 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevD.91.083539.
- [43] Fermi-LAT Collaboration. “Constraints on dark matter models from a Fermi LAT search for high-energy cosmic-ray electrons from the Sun”. In: *Physical Review D* 84 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevD.84.032007.
- [44] Uchiyama Y. Thompson D.J. Baldini L. “Cosmic Ray Studies with the Fermi Gamma-ray Space Telescope Large Area Telescope”. In: *Astroparticle Physics* 39 (2012). DOI: 10.1016/j.astropartphys.2011.10.009.
- [45] Fermi-LAT Collaboration. “Fermi LAT observations of cosmic-ray electrons from 7 GeV to 1 TeV”. In: *Physical Review D* 82 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevD.82.092004.
- [46] H.E.S.S. Collaboration. “The energy spectrum of cosmic-ray electrons at TeV energies”. In: *Physical Review Letters* 101 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.261104.

- [47] AMS collaboration. “Precision Measurement of the ($e^+ + e^-$) Flux in Primary Cosmic Rays from 0.5 GeV to 1 TeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station”. In: *Physical Review Letters* 113 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.221102.
- [48] Fermi-LAT Collaboration. “Measurement of Separate Cosmic-Ray Electron and Positron Spectra with the Fermi Large Area Telescope”. In: *Physical Review Letters* 108 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.011103.
- [49] Fermi-LAT Collaboration. “Searches for Cosmic-Ray Electron Anisotropies with the Fermi Large Area Telescope”. In: *Physical Review D* 82 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevD.82.092003.
- [50] Baade W. e Zwicky F. “Remarks on Super-Novae and Cosmic Rays”. In: *Physical Review* 46 (1934). DOI: 10.1103/PhysRev.46.76.2.
- [51] Blasi P. “The Origin of Galactic Cosmic Rays”. In: *The Astronomy and Astrophysics Review* 21 (2013). DOI: 10.1007/s00159-013-0070-7.
- [52] Fermi-LAT Collaboration. “Detection of the Characteristic Pion-Decay Signature in Supernova Remnants”. In: *Science* 82 (2013). DOI: 10.1126/science.1231160.
- [53] H.E.S.S. Collaboration. “Primary particle acceleration above 100 TeV in the shell-type Supernova Remnant RX J1713.7-3946 with deep H.E.S.S. observations”. In: *Astronomy and Astrophysics* 464 (2007). DOI: 10.1051/0004-6361:20066381.
- [54] J. S. Warren et al. “Cosmic Ray Acceleration at the Forward Shock in Tycho’s Supernova Remnant: Evidence from Chandra X-ray Observations”. In: *The Astrophysical Journal* 634 (2005). DOI: 10.1086/496941.
- [55] T. Delahaye et al. “Galactic electrons and positrons at the Earth: new estimate of the primary and secondary fluxes”. In: *Astronomy and Astrophysics* 524 (2010). DOI: 10.1051/0004-6361/201014225.
- [56] Beck R. “Galactic and extragalactic magnetic fields - a concise review”. In: *Astrophysics and Space Sciences Transactions* 5 (2009). DOI: 10.5194/astra-5-43-2009.
- [57] Haverkorn M. “Magnetic Fields in the Milky Way”. In: *Astrophysics and Space Science Library* 407 (2015). DOI: 10.1007/978-3-662-44625-6_17.
- [58] Han J. “The magnetic structure of our Galaxy: a review of observations”. In: *ArXiv e-prints* (2009). eprint: 0901.1165. URL: <http://arxiv.org/abs/0901.1165v2>.

- [59] IceCube Collaboration. “Observation of TeV-PeV cosmic ray anisotropy with IceCube, IceTop and AMANDA”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 742 (2014). DOI: 10.1016/j.nima.2013.12.028.
- [60] Super-Kamiokande Collaboration. “Observation of the Anisotropy of 10 TeV Primary Cosmic Ray Nuclei Flux with the Super-Kamiokande-I Detector”. In: *Physical Review D* 75 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevD.75.062003.
- [61] Di Sciascio G. e Iuppa R. “On the Observation of the Cosmic Ray Anisotropy below 10^{15} eV”. In: *ArXiv e-prints* (2014). eprint: 1407.2144. URL: <http://arxiv.org/abs/1407.2144v1>.
- [62] Longair A.S. *High Energy Astrophysics*. 3^a ed. Cambridge University Press, 2011.
- [63] Cesarsky C.J. “Cosmic-Ray Confinement in the Galaxy”. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 18 (1980). DOI: 10.1146/annurev.aa.18.090180.001445.
- [64] D. Maurin et al. “Galactic Cosmic Ray Nuclei as a Tool for Astroparticle Physics”. In: *ArXiv e-prints* (2002). eprint: astro-ph/0212111. URL: <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0212111>.
- [65] S. P. Ahlen et al. “Measurement of the Isotopic Composition of Cosmic-Ray Helium, Lithium, Beryllium, and Boron up to 1700 MEV per Atomic Mass Unit”. In: *The Astrophysical Journal* 534 (2000). DOI: 10.1086/308762.
- [66] AMS collaboration. “Precision Measurement of the Cosmic Ray Boron-to-Carbon Ratio with AMS”. In: *Proceedings 33rd ICRC, Rio de Janeiro* (2013).
- [67] Panov A.D. “Electrons and Positrons in Cosmic Rays”. In: *Journal of Physics: Conference Series* 409 (2013). DOI: 10.1088/1742-6596/409/1/012004.
- [68] AMS collaboration. “Electron and Positron Fluxes in Primary Cosmic Rays Measured with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station”. In: *Physical Review Letters* 113 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.121102.
- [69] PAMELA collaboration. “The cosmic-ray positron energy spectrum measured by PAMELA”. In: *Physical Review Letters* 111 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.081102.
- [70] L. Bergström, T. Bringmann e J. Edsjö. “New positron spectral features from supersymmetric dark matter: A way to explain the PAMELA data?” In: *Physical Review D* 78 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevD.78.103520.

- [71] I. Cholis et al. “High energy positrons from annihilating dark matter”. In: *Physical Review D* 80 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevD.80.123511.
- [72] Z. Medin e D. Lai. “Pair cascades in the magnetospheres of strongly magnetized neutron stars”. In: *ArXiv e-prints* (2010). eprint: 1001.2365. URL: <http://arxiv.org/abs/1001.2365>.
- [73] Hooper D., Blasi P. e Serpico P.D. “Pulsars as the Sources of High Energy Cosmic Ray Positrons”. In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* (2009). DOI: 10.1088/1475-7516/2009/01/025.
- [74] Linden T. e Profumo S. “Probing the Pulsar Origin of the Anomalous Positron Fraction with AMS-02 and Atmospheric Cherenkov Telescopes”. In: *The Astrophysical Journal* 772 (2013). DOI: 10.1088/0004-637X/772/1/18.
- [75] Górski K. M. et al. “HEALPix: A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere”. In: *The Astrophysical Journal* 622 (2005). DOI: 10.1086/427976.
- [76] Li T.P. e Ma Y.Q. “Analysis methods for results in gamma-ray astronomy”. In: *The Astrophysical Journal* 272 (1983). DOI: 10.1086/161295.
- [77] Cuoco A. et al. “The signature of large scale structures on the very high energy gamma ray sky”. In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 13 (2007). DOI: 10.1088/1475-7516/2007/04/013.
- [78] Erwan Thébault et al. “International Geomagnetic Reference Field: the 12th generation”. In: *Earth, Planets and Space* 67 (2015). DOI: 10.1186/s40623-015-0228-9.
- [79] J. Allison et al. “Geant4 developments and applications”. In: *Nuclear Science, IEEE Transactions on* 53 (2006). DOI: 10.1109/TNS.2006.869826.
- [80] Sgrò C. et al. “Instrument simulation for the analysis of cosmic ray electron with the Fermi LAT”. In: *ArXiv e-prints* (2009). eprint: 0907.0385. URL: <http://arxiv.org/abs/0907.0385v1>.
- [81] Kachelriess M. “Lecture notes on high energy cosmic rays”. In: *ArXiv e-prints* (2008). eprint: 0801.4376. URL: <http://arxiv.org/abs/0801.4376v1>.
- [82] A. Hoecker et al. “TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis”. In: *ArXiv e-prints* (2007). eprint: physics/0703039. URL: <http://arxiv.org/abs/physics/0703039>.
- [83] URL: https://it.wikipedia.org/wiki/Receiver_operating_characteristic.

Ringraziamenti

Nel ringraziare tutte le persone che hanno contribuito alla realizzazione di questa tesi non potrei non partire da Luca, per tutto il tempo dedicatomi nonostante gli impegni, per l'infinito numero di suggerimenti, critiche ed incoraggiamenti e per essere stato, in generale, molto più di un semplice relatore.

Un profondo grazie a Francesca, Carmelo, Dario ed Alberto, per tutti gli aiuti, le correzioni ed i preziosi consigli che mi avete dato in questo periodo e per avermi fatto sentire parte del gruppo fin dal primo giorno.

Vorrei esprimere la mia sincera gratitudine ad ASI e alle fondazioni ISSNAF e CAIF, che con il loro supporto economico hanno reso possibile la realizzazione di un sogno.

Desidero inoltre ringraziare tutto il gruppo *Fermi* a SLAC ed a Stanford con il quale ho trascorso due bellissimi e intensi mesi di lavoro, ed in particolare Seth e Simone, per la loro squisita gentilezza.

Un ringraziamento particolare lo devo al professore Gabriele Chemello, per aver sempre nutrito e stimolato la mia curiosità fin dai primi anni del liceo, e senza il quale, molto probabilmente, non mi sarei iscritto a fisica.

Un sentito grazie va a tutti i miei amici e compagni di università con i quali ho condiviso le fatiche ed i successi di questi cinque anni. Tra le tante amicizie nate tra i banchi delle aule universitarie, non posso non menzionare Alberto, per tutto il tempo passato insieme e per il rapporto di stima e confidenza che si è creato e rafforzato negli anni.

Vorrei infine rivolgere queste ultime righe alle persone a me più care: la mia famiglia, le nonne, Claudia ed i suoi genitori. A voi tutti dedico questo mio lavoro. Grazie per il sostegno, la fiducia e l'affetto che mi dimostrate ogni giorno e che mi hanno permesso di raggiungere questo importante traguardo.