



Università degli Studi di Perugia
Dipartimento di Fisica e Geologia
Corso di Laurea Triennale in Fisica

Tesi di Laurea

Studio di tecniche di misura per la ricerca di Anisotropie nel flusso di Raggi Cosmici Carichi nello spazio

Candidato

Francesco Palazzetti

Relatori

Dott. Matteo Duranti

Dott. Valerio Vagelli

Anno Accademico 2015-2016

Indice

Introduzione	v
1 I Raggi cosmici	1
1.1 Storia	1
1.2 Generalità	1
1.3 Raggi cosmici primari	2
1.3.1 Produzione dei raggi cosmici primari	2
1.4 Raggi cosmici secondari	4
1.5 Rivelazione di raggi cosmici	5
1.5.1 Rivelatori di ionizzazione	5
1.5.2 Scintillatori	5
1.5.3 Rivelatori Cherenkov	5
1.5.4 Calorimetri	6
2 DAMPE	7
2.1 PSD	7
2.2 STK	8
2.3 BGO	9
2.4 NUD	9
2.5 Obiettivi scientifici dell’esperimento DAMPE	9
3 Accettazione del rivelatore DAMPE	11
3.1 Metodo Montecarlo	12
3.2 Conclusioni	12
4 Simulazione della misura di anisotropie	15
4.1 Visualizzazione in coordinate galattiche	15
4.2 Misura di anisotropia	15
4.2.1 Event Shuffling	15
4.3 Sviluppo di toy MC per lo studio delle tecniche di misura delle anisotropie	17
4.3.1 Files SBI, Second Based Information	17
4.3.2 Simulazione di un’anisotropia	18
5 Risultati	21
5.1 Confronto tra le mappe	21
5.2 Conclusioni	21
6 Conclusioni	25

Introduzione

Oltre alla misura della composizione e delle *features* spettrali (i.e. misura dei flussi differenziali in energia) è anche scientificamente interessante studiare i flussi differenziali in angolo di incidenza e ricercare eventuali evidenze della non isotropia dei raggi cosmici. Per la ricerca di anisotropie, rispetto alla sfera galattica, nel flusso di CRs è necessario deconvolvere l'effetto di una esposizione non uniforme (cioè ricostruire la mappa, in termini di coordinate galattiche, che si avrebbe in caso di cielo isotropo) dall'intensità di particelle osservata da differenti direzioni di arrivo. Come si vedrà nel corso di questo lavoro di tesi, la costruzione di una mappa di riferimento che tenga conto del comportamento (anche transiente) del rivelatore utilizzato, dell'esposizione irregolare, ma che sia veramente di cielo isotropo è un obiettivo il cui raggiungimento è tutt'altro che immediato.

In questo lavoro di Tesi è stata studiata, tramite un Toy Montecarlo, una tecnica per la ricerca di anisotropie nel flusso di CREs, basata sulla produzione di una mappa isotropa di riferimento, tramite la procedura di "Event-Shuffling". Tale metodo potrebbe introdurre in questa mappa, qualora fossero presenti delle effettive anisotropie nel cielo, un bias, il quale, al momento del confronto con i dati, potrebbe impedire di osservare queste ultime. La problematica è stata affrontata simulando la presa dati del satellite DAMPE e andando a costruire una mappa di cielo isotropo a partire dalla distribuzione dei dati raccolti (simulati) e tramite la procedura di Eventi Shuffling, e confrontandola con quella che si ha (sempre nella simulazione) nel caso di cielo isotropo.

Capitolo 1

I Raggi cosmici

1.1 Storia

I raggi cosmici vengono scoperti nei primi decenni del 1900, solamente pochi anni dopo la scoperta della radioattività da parte di Henri Becquerel e Marie Curie (1896); in primo luogo si pensò che la ionizzazione dell'aria fosse causata solamente dalla radiazione di elementi radioattivi a terra, o da gas radioattivi da essi prodotti.

Nel 1909, Theodor Wulf sviluppò un elettrometro (strumento che, misurando una differenza di potenziale tra le facce di un contenitore sigillato ermeticamente, è in grado di osservare il tasso di produzione di ioni all'interno di quest'ultimo) e lo utilizzò per mostrare che in cima alla Torre Eiffel, i livelli di ionizzazione dell'aria erano maggiori rispetto a quelli misurati alla base.

Nel 1911, Domenico Pacini osservò simultaneamente la variazione del tasso di ionizzazione tra la superficie, e un punto, 3 metri al di sotto di essa, prima nel lago di Bracciano, e poi nelle acque marine di Livorno. Pacini, dopo aver osservato che sott'acqua il tasso di ionizzazione era inferiore rispetto a quello visto sulla superficie, concluse che una qualche porzione della radiazione ionizzante, dovesse provenire da sorgenti diverse dalla radioattività terrestre. Nel 1912, Victor Hess, portò tre elettrometri di Wulf ad un'altitudine di 5300 metri su di una mongolfiera. Osservò che il tasso di ionizzazione aumentava di circa quattro volte rispetto al tasso a livello del suolo. Hess esclude il Sole dalle possibili fonti di radiazione in quanto riuscì ad eseguire le misure durante un'eclissi quasi totale: nonostante, infatti, la luna bloccasse gran parte della radiazione visibile del Sole, Hess misurava l'aumento di radiazioni ad altitudini crescenti.

Hess concluse che la miglior spiegazione per i risultati della sua osservazione era da individuare nel fatto che una radiazione altamente penetrante entra nella nostra atmosfera dall'alto. Nel 1913-1914, Werner Kolhörster confermò i risultati di Hess, misurando l'aumento del tasso di ionizzazione ad un'altitudine di 9 km. Hess ricevette il premio Nobel nel 1936 per la sua scoperta.

1.2 Generalità

Il termine "raggi cosmici" è stato coniato da Robert Millikan nel 1920, il quale misurò la ionizzazione a causa di raggi cosmici a partire da grandi profondità sotto il livello del mare, fino a spingersi in alta quota. Millikan era convinto che le radiazioni entranti nell'atmosfera dallo spazio, fossero elettromagnetiche (in particolare, pensò fossero raggi gamma, cioè fotoni molto energetici) e conìò, quindi, il termine "raggi cosmici". Propose una teoria secondo la quale questi raggi cosmici hanno origine nello spazio interstellare come sottoprodotti della fusione di atomi di idrogeno in elementi più pesanti. Nel 1927, Jacob Argilla trovò prove, poi confermate dai successivi esperimenti, di una variazione di intensità dei raggi cosmici con la latitudine terrestre. Questa variazione indica che i raggi cosmici primari vengono deviati dal campo magnetico terrestre e devono quindi trattarsi di particelle cariche, non di fotoni, come ipotizzato da Millikan.

Negli anni dal 1930 al 1945, un'ampia varietà di indagini ha confermato che i raggi cosmici primari sono per lo più protoni, e la radiazione secondaria prodotta nell'atmosfera è principalmente composta da elettroni, fotoni e, soprattutto, muoni.

I raggi cosmici hanno aiutato lo sviluppo della fisica delle particelle: dallo studio di tale radiazione spaziale, sono state scoperte particelle come il positrone, la prima particella di antimateria mai scoperta (nel 1932, da Carl Anderson) e il muone (nel 1936, sempre da Carl Anderson, aiutato da un suo studente). Ancora oggi, tuttavia, l'energia dei raggi cosmici è milioni di volte superiore rispetto a quella che si può

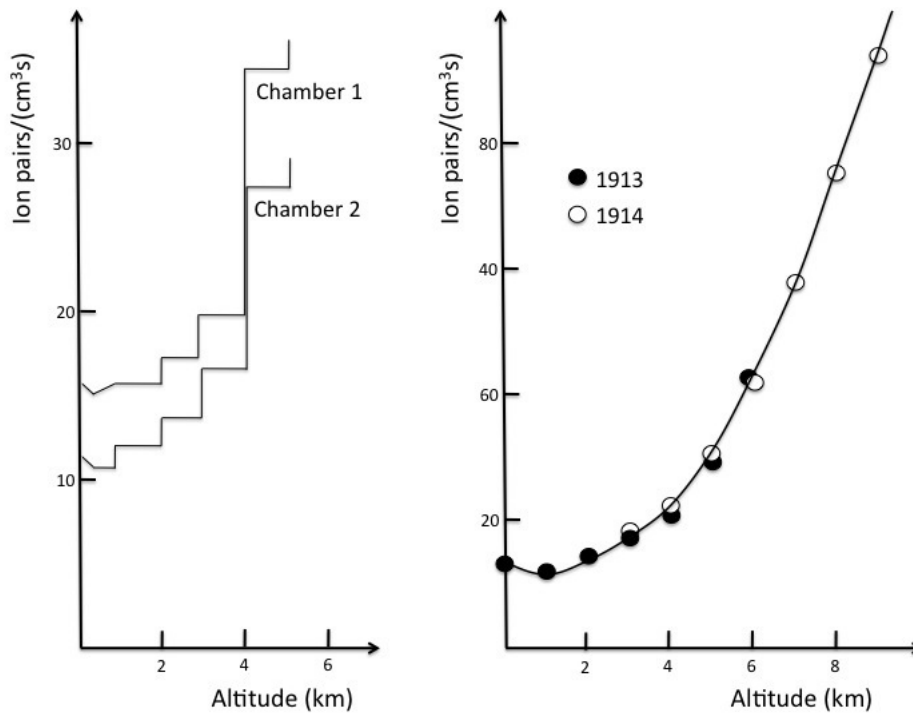


Figura 1.1: Aumento del tasso di ionizzazione in funzione dell'altitudine, visto da Hess (fig. di sinistra) e visto da Kolhörster (fig. di destra)

ottenere dagli acceleratori terrestri, pertanto l'osservazione di fenomeni legati ai raggi cosmici, rimane, tutt'ora, molto interessante.

1.3 Raggi cosmici primari

Al di là dell'atmosfera, i raggi cosmici (CRs) sono costituiti da protoni (per circa il 90%), da nuclei di elio (quasi il 10%), anche elettroni ed altri nuclei leggeri, fotoni, neutrini ed in minima parte antimateria (positroni ed antiprotoni), tuttavia, fanno parte dei raggi cosmici primari. Giunte nell'atmosfera terrestre, tali particelle interagiscono con i nuclei delle molecole dell'atmosfera, formando così, in un processo a cascata, nuove particelle, che prendono il nome di raggi cosmici secondari come si vede in 1.3.

La composizione e lo spettro in energia sono stati dettagliatamente studiati per la radiazione cosmica primaria. Lo spettro dei raggi cosmici primari è ben descritto da una legge di potenza nella forma: $\phi \propto E^{-\alpha}$ (come si vede in 1.2) con $\alpha = 2.7$ per valori dell'energia inferiori a $\approx 10^{15}$ eV. Per valori superiori dell'energia, si ha un irripidimento, con α che diviene circa 3. Il punto in cui tale cambio di pendenza ha luogo viene denominato "ginocchio", (knee). Per energie ancora più alte ($\approx 10^{18}$ - 10^{19} eV), lo spettro dei raggi cosmici torna ad essere meno ripido, dando luogo ad un ulteriore cambio di pendenza che viene chiamato "caviglia", (ankle).

1.3.1 Produzione dei raggi cosmici primari

Si pensa che la maggior parte dei raggi cosmici primari sia prodotta nella nostra galassia, in prossimità di supernova remnants (SNR): strutture generate dall'esplosione di una stella in supernova. Il supernova remnant è delimitato da un'onda d'urto in espansione, ed è costituito da materiale espulso durante l'esplosione.

Ci sono due principali percorsi che portano ad una supernova:

- una stella massiccia, cessata la produzione di energia con processi di fusione nucleare, a corto di carburante, collassa verso l'interno sotto l'azione della propria forza di gravità in modo da formare una stella di neutroni o un buco nero

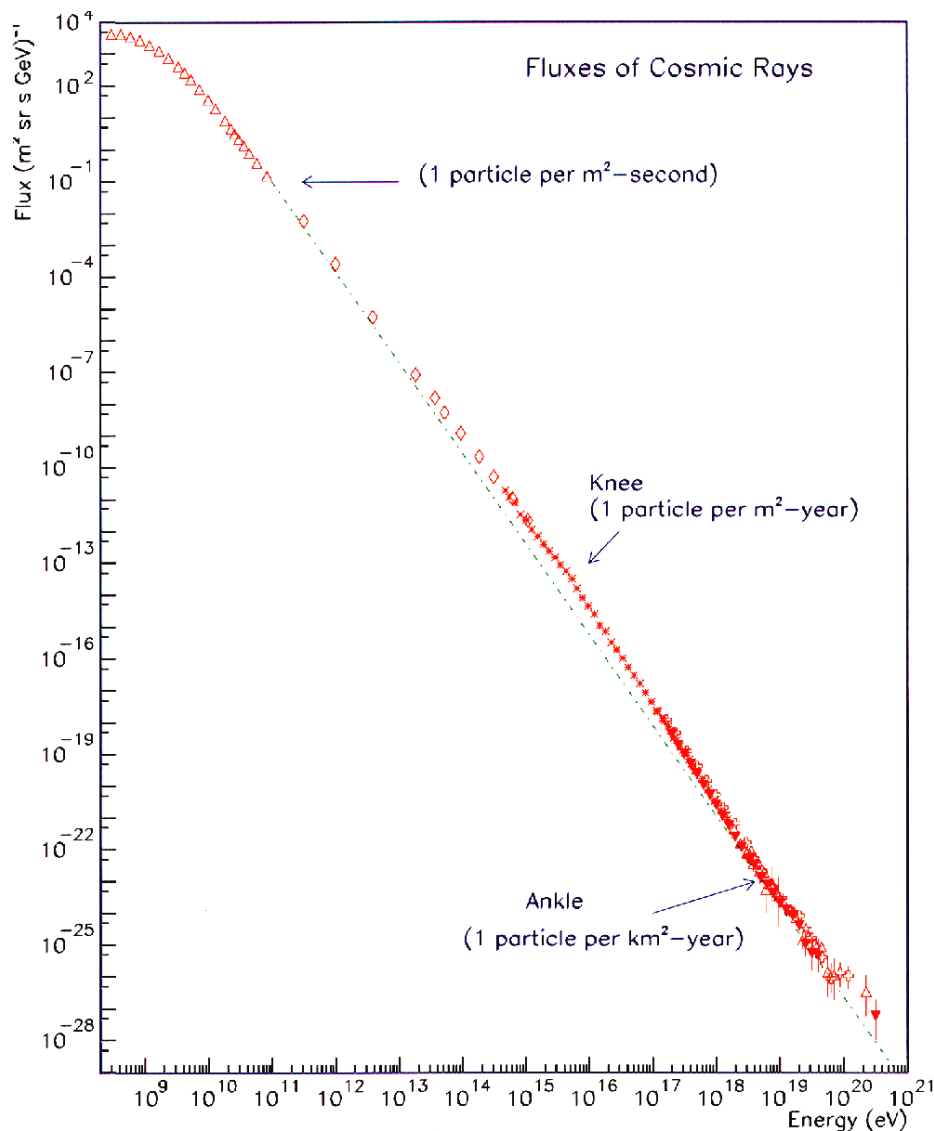


Figura 1.2: Flusso dei raggi cosmici primari in funzione dell'energia di questi ultimi

- una stella nana bianca può accumulare materiale da una stella compagna fino a raggiungere una massa critica tale da innescare un'esplosione termonucleare

In entrambi i casi, la supernova risultante espelle molto (o tutto) del materiale stellare con velocità fino a $v = 0.1 c$ (dove c è la velocità della luce), cioè a una velocità di circa 30.000 km/s. Questi getti sono supersonici (cioè il getto si espande nel mezzo interstellare con velocità molto maggiore di quella del suono): ipotizzando una temperatura tipica del mezzo interstellare di 10.000 K, il numero di Mach ($M = \frac{v}{c_s}$ con c_s che indica la velocità del suono nel mezzo considerato) può inizialmente essere > 1000 . Pertanto, si crea una forte onda d'urto che rallenta continuamente nel tempo man mano che spazza il mezzo interstellare, ma che può espandersi per centinaia o migliaia di anni e decine di parsec prima che la sua velocità sia inferiore alla velocità acustica locale. Questo meccanismo descritto da Fermi nel 1949 fa sì che le particelle guadagnino significative quantità di energia, ogni volta che oltrepassano il fronte d'onda d'urto. Questo meccanismo prende il nome di "Accelerazione di Fermi" ed è appunto riferito all'accelerazione a cui sono sottoposte delle particelle cariche, quando vengono ripetutamente riflesse, solitamente da uno specchio magnetico (cfr.[3]). I SNR possono fornire onde d'urto in grado di generare raggi cosmici ad altissima energia ($\approx 10^{18}$ eV), per energie superiori è necessario un altro meccanismo, ad oggi sconosciuto, in quanto i SNR non sono in grado di fornire un'energia sufficiente.

Come si vede in 1.2, il flusso di particelle è molto intenso per energie dell'ordine di $10^9 - 10^{12}$ eV (si parla di 1 particella per m^2 al secondo), pertanto, per esperimenti che raccolgono dati in orbita è necessario

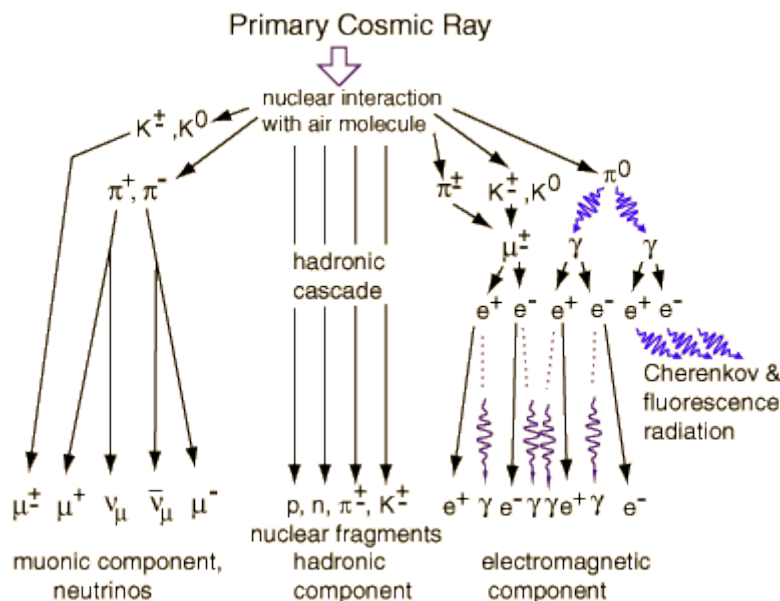


Figura 1.3: Particelle prodotte da un raggio cosmico primario, in seguito all'interazione con l'atmosfera

schermare tutti gli apparati in modo da fronteggiare questo grande numero di particelle ionizzanti, molto energetiche in arrivo dallo spazio. Stesso discorso è da farsi, a maggior ragione, per esperimenti dove è coinvolto un equipaggio umano.

1.4 Raggi cosmici secondari

Circa il 30% della radiazione secondaria, composta da elettroni e fotoni ed in minima parte da protoni e nuclei, è capace di attraversare solo pochi centimetri di materiale assorbente. Il resto della radiazione (circa il 70%), composto da muoni, riesce invece a penetrare spessori di materiali assorbenti di oltre diversi metri.

Il numero di particelle che nell'unità di tempo e nell'unità di superficie raggiungono il livello del mare (cioè il flusso di particelle di energia dell'ordine del GeV) è stimato essere dell'ordine di $1 \frac{\text{particella}}{\text{cm}^2 \text{s}}$. I raggi cosmici hanno una distribuzione angolare rispetto alla normale alla superficie della Terra descrivibile dalla funzione, (dove N è il numero di particelle osservate e Ω è l'angolo solido) $f(\theta) = \frac{dN}{d\Omega} \propto \cos^2 \theta$ dove si ha che θ è proprio l'angolo compreso tra la direzione dei raggi cosmici, e la normale alla superficie della terra nel punto in cui si trova l'osservatore; naturalmente, la distribuzione nell'angolo azimutale, ϕ , è uniforme: $f(\phi) = (2\pi)^{-1}$. Le particelle che compongono la radiazione sono molto energetiche: il flusso a livello del mare ha un'energia la cui distribuzione ha moda: 3 GeV.

Contrariamente ai raggi cosmici adronici di alte energie, i raggi cosmici formati da elettroni e positroni (CREs), propagandosi nel campo magnetico galattico, perdono energia molto rapidamente attraverso la radiazione di sincrotrone e le collisioni Compton inverse con fotoni di bassa energia del campo di radiazione interstellare. Pertanto i CREs osservati si presume abbiano avuto origine da sorgenti relativamente vicine, distanti intorno a 1-2 kpc.

L'osservazione di una sovrabbondanza di CREs in alcune regioni del cielo, qualora essi siano dotati di energie sufficienti a rendere più piccoli possibile gli effetti del campo geomagnetico (si parla di energie nell'ordine di 10^2 GeV) e del campo magnetico dell'eliosfera (il campo magnetico dell'eliosfera, trasportato dal vento solare, deprime il flusso di particelle con energie inferiori a 10 GeV), potrebbero rivelare la presenza di sorgenti di CREs, ben localizzate in specifiche regioni del cielo.

Una ulteriore anisotropia può essere associata all'effetto Compton-Getting: il moto relativo dell'osservatore rispetto al plasma di CR, cambia l'intensità del flusso, con intensità maggiore nella direzione del moto, minore in quella opposta.

In vista di queste ipotesi, uno degli obiettivi scientifici di numerosi esperimenti è anche quello di osservare e quantificare queste anisotropie, per raggi cosmici in vari range energetici.

1.5 Rivelazione di raggi cosmici

Tutti i rivelatori di particelle sono basati sullo stesso principio fondamentale: il trasferimento di una parte o di tutta l'energia della particella al rivelatore, dove viene convertita in qualche altra forma. Le forme in cui queste energie vengono trasformate dipendono dal tipo di rivelatore. Il principale scopo di un rivelatore è quello di misurare:

- massa e carica della particella (identificazione della particella);
- energia (momento);
- direzione di arrivo;

1.5.1 Rivelatori di ionizzazione

Il primo tipo di rivelatore, si basa sull'osservazione di coppie di ioni, derivate dalla ionizzazione di un gas. La particella (a seconda della massa, l'effetto sarà più o meno intenso) attraversa un regione in cui è presente del gas e lo ionizza. Si applica una differenza di potenziale (V) tra due elettrodi, in modo tale da separare gli ioni positivi da quelli negativi, ciascun tipo verrà attirato verso il rispettivo elettrodo, e verrà immagazzinata una carica Q in un condensatore che verrà poi letto per identificare la particella.

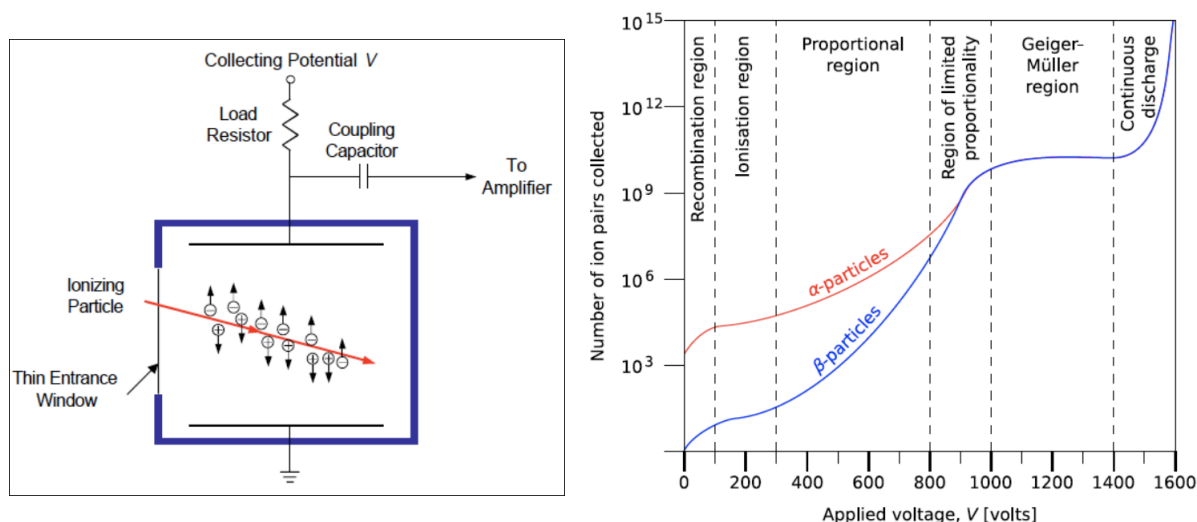


Figura 1.4: Rappresentazione di un detector di ionizzazione (Fig. di sinistra). Nella Fig. di destra è mostrato l'andamento del numero di coppie di ioni, in funzione del voltaggio applicato

1.5.2 Scintillatori

Una particella perde energia attraversando un mezzo, negli scintillatori la perdita di energia in funzione del percorso $\frac{dE}{dx}$ viene convertita in luce visibile (l'intensità del segnale però è molto piccola) che viene solitamente convogliata in un fotomoltiplicatore (PMT), in grado di amplificare il segnale. Gli scintillatori possono essere inorganici, organici, liquidi o plastici.

1.5.3 Rivelatori Cherenkov

Quando una particella si muove attraverso un mezzo ad una velocità maggiore di quella della luce in quel mezzo, viene emessa quella che viene chiamata "radiazione Cherenkov" (effetto Cherenkov). Questo fenomeno può essere utilizzato per costruire detector di "soglia" (solo se la velocità è abbastanza grande ci sarà emissione di radiazione Cherenkov). La luce emessa per effetto Cherenkov viene misurata, fornendo

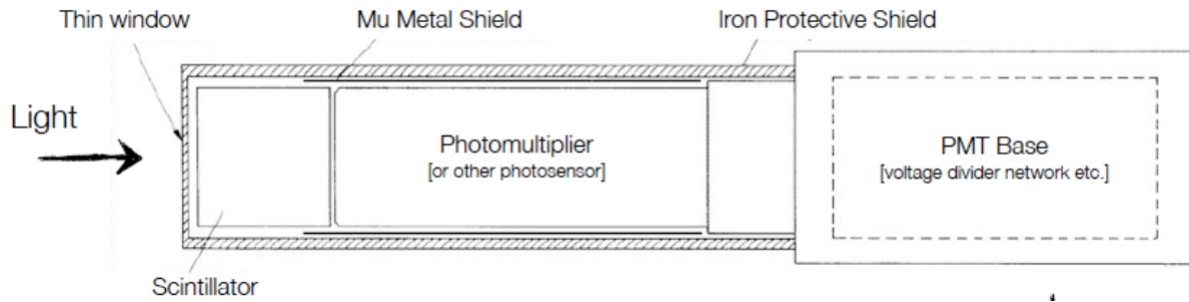


Figura 1.5: Rappresentazione di uno scintillatore collegato ad un PMT

informazioni sulla velocità della particella. L'intensità di questa radiazione è molto piccola, la luce deve, quindi, essere focalizzata attraverso specchi verso un PMT che poi viene utilizzato per amplificare il segnale e renderlo rivelabile.

1.5.4 Calorimetri

Un calorimetro misura l'energia persa da una particella che lo attraversa. Solitamente le particelle che entrano nel calorimetro creano una "doccia" di particelle ulteriori, tale calorimetro, solitamente è progettato per fermare del tutto o "assorbire" la maggior parte delle particelle di questa "doccia", costringendole a trasferire tutta la loro energia al rivelatore. Un calorimetro in genere è costituito da strati di materiale "passivo" o "assorbente" ad alta densità (piombo per esempio) intervallati con strati di materiale "attivo" (ad esempio uno scintillatore). I calorimetri elettromagnetici misurano l'energia di elettroni e fotoni sfruttandone l'interazione con le particelle cariche all'interno della materia. I calorimetri adronici, invece, campionano l'energia degli adroni grazie alle proprietà di interazione con i nuclei atomici, che gli adroni possiedono.

Per la simulazione in questo lavoro di tesi, si è utilizzato come riferimento il rivelatore DAMPE, con i relativi dati telemetrici, nel prossimo capitolo, se ne parlerà più nel dettaglio.

Capitolo 2

DAMPE

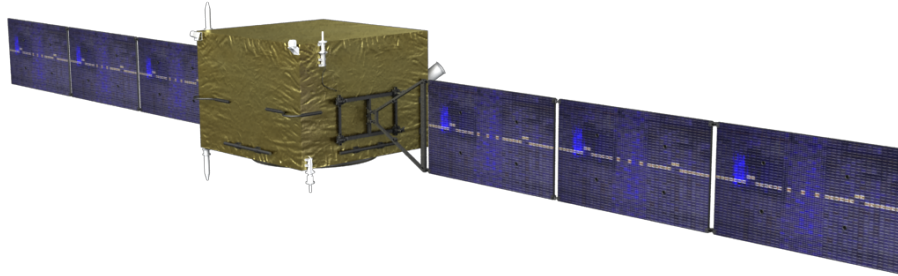


Figura 2.1: Il satellite su cui è installato DAMPE

DAMPE, acronimo di DARK Matter Particle Explorer, è un telescopio spaziale per il rilevamento di raggi gamma ad alta energia ed elettroni. Si tratta di un rivelatore di costruzione cino-europea a bordo di un satellite cinese, ed è stato costruito da diverse unità cinesi (PMO di Nanchino in collaborazione con IHEP di Pechino), da INFN e Università di Perugia, Bari e Lecce, e dall'Università di Ginevra. Dal 17 Dicembre 2015 è operante in orbita a bordo di un satellite cinese. Il rivelatore è in grado di effettuare misure di precisione delle componenti neutre (fotoni gamma) e cariche (elettroni, protoni e nuclei) da qualche decina di GeV fino a 10-100 TeV.

Il rivelatore è costituito attorno ad un calorimetro ad "imaging" fatto di 14 strati di barre di germanato di bismuto (BGO). Al di sopra del calorimetro un doppio strato di palette di detectors, ogni detector si tratta di uno scintillatore plastico (PSD) che serve come rivelatore di anti-coincidenza, seguito da un convertitore/tracciatore al silicio-tungsteno (STK), formato da sei piani traccianti, fatti di rivelatori a microstrisce di silicio e 3 convertitori al tungsteno. Infine, alla base del calorimetro, è posto un neutron detector (NUD) che è costituito da mattonelle di scintillatore plastico (con drogaggio al boro) di superficie $19.5 \times 19.5 \text{ cm}^2$. Lo scopo del NUD è quello di rivelare i neutroni prodotti dalle interazioni adroniche all'interno del calorimetro, e, quindi, identificare gli sciami di origine adronica (distinguendoli da quelli di origine elettromagnetica).

2.1 PSD

La parte del rivelatore costituita da palette di scintillatore plastico (PSD) è formata da un doppio strato (uno X e uno Y) di strips di materiale scintillante, spesse 1 cm, di larghezza 2.8 cm e di lunghezza 82 cm. Le strisce sul livello inferiore sono sfalsate di 0.8 cm rispetto allo strato superiore, in modo tale da non avere zone di inefficienza geometrica fra due palette. Il PSD ha sia la funzione di rivelatore di anti-coincidenza per l'identificazione di fotoni, sia quella di rivelatore di carica per i raggi cosmici (tramite la misura della quantità di ionizzazione prodotta nel materiale plastico, proporzionale a Z^2 della particella incidente). In generale un sistema di anticoincidenza si basa sull'utilizzo di più scintillatori plastici, costruiti in maniera

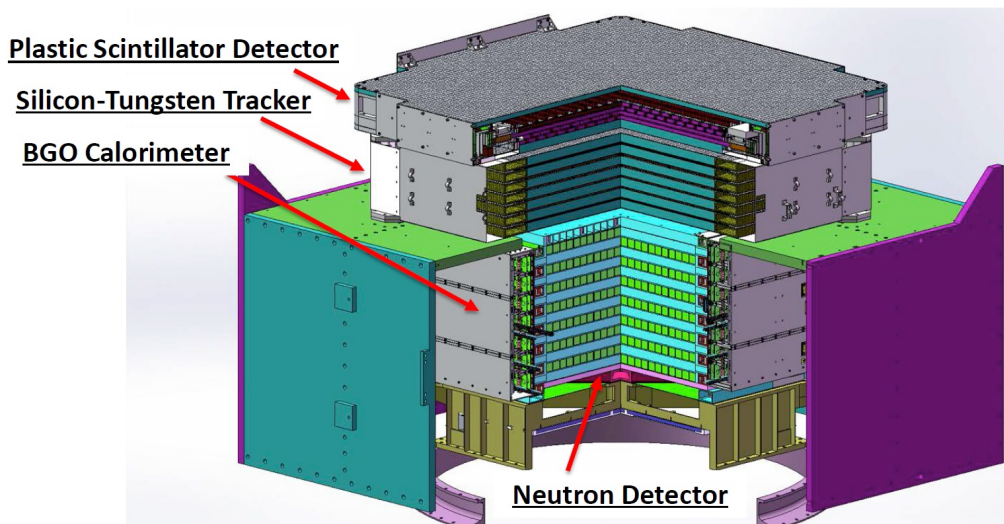


Figura 2.2: Rivelatore montato su DAMPE

tale che, alla "detection" di un evento non desiderato, si creino all'interno degli scintillatori, dei segnali, essenzialmente simultanei, tali da poter identificare l'evento e poterlo scartare in fase di analisi.

2.2 STK

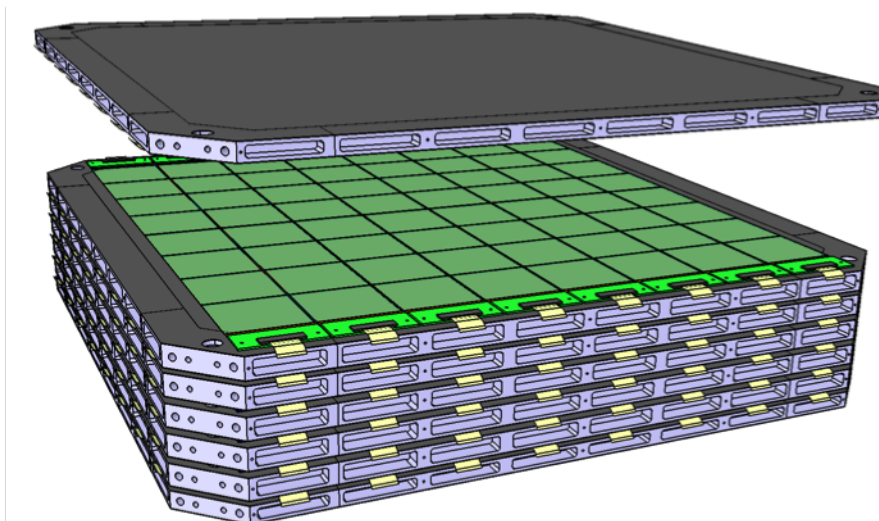


Figura 2.3: Visione esplosa del tracciatore a microstrisce di silicio e piani di tungsteno, STK, disegnato e costruito per il rivelatore DAMPE

Il convertitore-tracciatore tungsteno-silicio (STK) è costituito da 6 piani di micro-strip di silicio (ognuno dotato di 2 strati) intervallate da piastre di convertitore al tungsteno. Lo scopo principale del STK è misurare la direzione di incidenza dei raggi cosmici ad alta energia, in particolare raggi gamma e raggi cosmici carichi, nonché la carica dei CREs. Il STK identifica i raggi gamma dalle loro conversioni in elettrone-positrone all'interno delle piastre di tungsteno e deduce la loro direzione incidente misurando con grande precisione il percorso di tali particelle cariche all'interno del STK. Il STK è composto da tre strati di piastre di tungsteno di 1 mm di spessore inserite davanti agli strati di tracciamento dal secondo al quarto (partendo dall'alto 2.3). Il sensore è di $9.5\text{ cm} \times 9.5\text{ cm}$ di grandezza, $320\text{ }\mu\text{m}$ di spessore, e segmentato in 384 strisce con un passo di $242\text{ }\mu\text{m}$. La risoluzione di posizione è migliore di $40\text{ }\mu\text{m}$ per la maggior parte degli angoli di incidenza. La risoluzione angolare per i fotoni è di circa 0.2° a 10 GeV . L'alta gamma dinamica dell'elettronica di lettura analogica del STK permette di misurare frazioni di

unità di carica con alta precisione. Il tracciatore completo utilizza 192 ladder, ognuno composto da 4 sensori $9.5\text{ cm} \times 9.5\text{ cm}$, equivalenti ad una superficie totale di silicio $\approx 7\text{ m}^2$.

2.3 BGO

Il calorimetro (BGO) è costituito da 14 strati di 22 barre BGO in una disposizione tale da poter osservare il passaggio di particelle cariche, e da poterne tracciare la traiettoria. Ogni barra BGO è di $2.5\text{ cm} \times 2.5\text{ cm}$ di sezione e 60 cm di lunghezza. In ciascuno strato le barre sono poste ad una distanza di circa 1 mm , in modo tale, da avere dei quadrati $60 \times 60\text{ cm}^2$ sovrapposti. La profondità complessiva del calorimetro è di $14 \times 2.5\text{ cm}^2$, il che lo rende il più profondo mai operante nello spazio.

2.4 NUD

Il rivelatore di neutroni (NUD) è costituito da piastre di scintillatore plastico (con dopaggio al Boro) di superficie $19.5 \times 19.5\text{ cm}^2$ e spessore di 16.1 cm , ciascuna collegata ad un fotomoltiplicatore. Lo scopo del NUD è rilevare neutroni risultanti da una doccia adronica in modo tale da poter migliorare il potere di separazione di elettroni/protoni.

2.5 Obiettivi scientifici dell'esperimento DAMPE

Il principale obiettivo scientifico di DAMPE è quello di misurare fotoni con una molto più elevata risoluzione energetica rispetto a i risultati ottenibili con gli attuali esperimenti spaziali esistenti (FERMI). Per quanto riguarda gli elettroni, la risoluzione non è molto diversa da esperimenti come AMS, tuttavia, DAMPE accumula una statistica molto più grande. Il fine del rivelatore DAMPE è quello di individuare possibili tracce di Materia Oscura. Esso ha anche un grande potenziale nella comprensione del meccanismo di origine e di propagazione dei raggi cosmici ad alta energia, nonché in nuove scoperte in astronomia gamma ad alte energie. DAMPE ha una sensibilità e portata senza precedenti per elettroni, fotoni e raggi cosmici (protoni e ioni pesanti). Per elettroni e fotoni, il range di rilevamento è tra 5 GeV e 10 TeV , con una risoluzione di circa l' 1.5% a 100 GeV . Per protoni e nuclei pesanti, il campo di rilevamento è tra 30 GeV e 100 TeV , con una risoluzione migliore del 40% a 800 GeV . Il fattore geometrico è di circa $0.3\text{ m}^2\text{ sr}$ per elettroni e fotoni, e circa $0.2\text{ m}^2\text{ sr}$ per raggi cosmici. La risoluzione angolare è di 0.1° a 100 GeV cfr [4]. Il satellite DAMPE è stato lanciato il 17 dicembre 2015 alle 08:12 di Pechino.

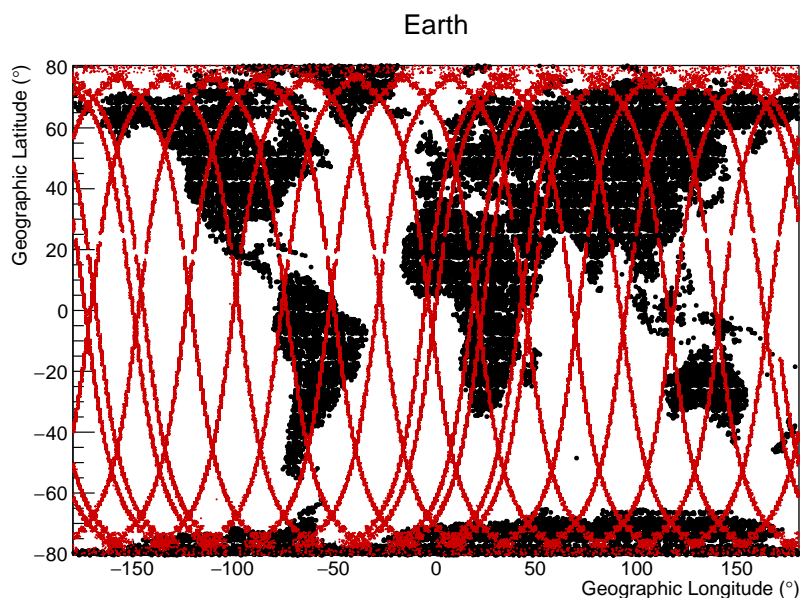


Figura 2.4: In rosso troviamo le orbite descritte dal satellite a bordo del quale è ospitato DAMPE, disegnate sopra una mappa geografica presa come riferimento

Capitolo 3

Accettanza del rivelatore DAMPE

L'accettanza di un rivelatore, è una funzione che tiene conto del fatto che un evento, perchè possa realmente essere visto, deve attraversare "geometricamente" tutto il rivelatore. Con questo si intende la necessità di tracciare, per una lettura sufficientemente accurata, la traiettoria della particella, con ogni piano di detection del rivelatore. Ciò non è comunque tutto, in quanto interviene, poi, anche l'efficienza del rivelatore. Chiaramente, un rivelatore è in grado di accettare particelle tanto più la sua superficie di detection è estesa e tanto più grande sia l'angolo solido che è in grado di osservare. La risposta di un rivelatore ad un flusso di particelle incidenti è quantificata dalla sua accettanza. La risposta include sia effetti geometrici, sia effetti di inefficienza. Si introduce l'accettanza differenziale effettiva del detector, definita da (cfr. [2]):

$$A(E, \Omega) = \int_S \epsilon_i(E, \Omega') \hat{r}' \cdot d\vec{S}' \quad (3.1)$$

dove ϵ_i è il cosiddetto "fattore geometrico differenziale", mentre l'accettanza effettiva è il risultato dell'integrazione su tutto l'angolo solido $d\Omega'$:

$$A(E) = \int_{\Omega} \int_S \epsilon_i(E, \Omega') \hat{r}' \cdot d\vec{S}' d\Omega' \quad (3.2)$$

Nel caso ideale, $\epsilon_i(E, \Omega) = 1$, sia l'accettanza effettiva, che la sua forma differenziale collassano nel fattore geometrico differenziale. Per un detector formato da due elementi il fattore geometrico va calcolato come (cfr.[2]):

$$G = \int_{S_1} \int_{S_2} \frac{(\hat{r} \cdot d\sigma_1)(\hat{r} \cdot d\sigma_2)}{r^2} \quad (3.3)$$

in generale questo integrale doppio non è facile da calcolare, tuttavia, nel caso di due piastre rettangolari (a_1, a_2) (b_1, b_2) con stesso asse a distanza l , si ha il seguente risultato:

$$\begin{aligned} G = l^2 \ln & \frac{l^2 + \alpha^2 + \delta^2}{l^2 + \alpha^2 + \beta^2} \frac{l^2 + \beta^2 + \gamma^2}{l^2 + \gamma^2 + \delta^2} \\ & + 2\alpha(l^2 + \beta^2)^{\frac{1}{2}} \tan^{-1} \frac{\alpha}{(l^2 + \alpha^2)^{\frac{1}{2}}} \\ & + 2\beta(l^2 + \alpha^2)^{\frac{1}{2}} \tan^{-1} \frac{\beta}{(l^2 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \\ & - 2\alpha(l^2 + \delta^2)^{\frac{1}{2}} \tan^{-1} \frac{\alpha}{(l^2 + \delta^2)^{\frac{1}{2}}} \\ & - 2\beta(l^2 + \gamma^2)^{\frac{1}{2}} \tan^{-1} \frac{\beta}{(l^2 + \gamma^2)^{\frac{1}{2}}} \\ & - 2\gamma(l^2 + \beta^2)^{\frac{1}{2}} \tan^{-1} \frac{\gamma}{(l^2 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \\ & - 2\delta(l^2 + \alpha^2)^{\frac{1}{2}} \tan^{-1} \frac{\delta}{(l^2 + \alpha^2)^{\frac{1}{2}}} \\ & + 2\gamma(l^2 + \delta^2)^{\frac{1}{2}} \tan^{-1} \frac{\gamma}{(l^2 + \delta^2)^{\frac{1}{2}}} \\ & + 2\delta(l^2 + \gamma^2)^{\frac{1}{2}} \tan^{-1} \frac{\delta}{(l^2 + \gamma^2)^{\frac{1}{2}}} \end{aligned} \quad (3.4)$$

Dove si sono indicati: $\alpha = \frac{1}{2}(a_1 + a_2)$ $\beta = \frac{1}{2}(b_1 + b_2)$ $\gamma = \frac{1}{2}(a_1 - a_2)$ $\delta = \frac{1}{2}(b_1 - b_2)$
 Nel caso le piastre siano quadrate: $\gamma = \delta = 0$ e $\alpha = \beta = a$ se indichiamo con a il lato del quadrato.
 La formula si riduce pertanto a:

$$G = l^2 \ln \frac{l^2 + a}{l^2 + 2a} \frac{l^2 + a}{l^2} + 2a(l^2 + a^2)^{\frac{1}{2}} \tan^{-1} \frac{a}{(l^2 + a^2)^{\frac{1}{2}}} + 2a(l^2 + a^2)^{\frac{1}{2}} \tan^{-1} \frac{a}{(l^2 + a^2)^{\frac{1}{2}}} - 2(al) \tan^{-1} \frac{a}{l} - 2(al) \tan^{-1} \frac{a}{l} \quad (3.5)$$

Nel caso non ideale, non si avrà più $\epsilon_i(E, \Omega) = 1$ e l'equazione 3.2, pertanto, non avrà più una soluzione analitica. Risulta più semplice, invece, un approccio Montecarlo.

3.1 Metodo Montecarlo

Viene generato un numero N_{gen} di particelle con direzioni distribuite in modo uniforme, vengono poi propagate all'interno del volume del detector, simulandone la geometria. Usando questo MC è possibile valutare l'accettanza, a partire da coppie $\cos(\theta), \phi$, tramite il rapporto:

$$A(\cos(\theta), \phi) = A_{detector} \frac{N_{selezionati}(\cos(\theta), \phi)}{N_{generati}(\cos(\theta), \phi)} \quad (3.6)$$

dove con $A_{detector}$ si indica l'accettanza analitica (in questo caso facile da calcolare) di un piano di generazione quadrato di lato $L=3.90$ m si generano uniformemente sul piano, coppie di numeri (x, y) , che individuano ciascuna particella, su tale piano.

A tal scopo, si è utilizzata la classe di Root, TRandom3, e in particolare il metodo Uniform(a, b), il quale fornisce un numero random nell' intervallo $[a, b]$. Come estremi di generazione si sono naturalmente utilizzati, sia per le x che per le y , $-\frac{L}{2}$ ed $\frac{L}{2}$.

Successivamente si sono generati $\cos^2(\theta) \in [0, 1]$ e $\phi \in [0, 2\pi]$ anch'essi in maniera uniforme, in modo tale da avere una particella proveniente da un punto casuale del piano, con direzione casuale. Sono state utilizzate le coordinate sferiche:

$$\begin{cases} x = \rho \sin(\theta) \cos(\phi) \\ y = \rho \sin(\theta) \sin(\phi) \\ z = \rho \cos(\theta) \end{cases} \quad (3.7)$$

L'uniformità di $\cos^2(\theta)$ e ϕ in particolare, ci assicura che non ci siano, in fase di generazione, direzioni privilegiate rispetto ad altre. Il vettore (x, y, z) , costruito a partire dalla 3.7 è quanto ci serve per conoscere la direzione della paricella, ora è sufficiente controllare che esso intercetti entrambi i piani del detector. Se questo avviene, si aggiunge ad un istogramma l'evento con tali $\cos(\theta)$ e ϕ , in caso contrario, lo si scarta. Si è eseguito il processo per 10^{10} entries, in modo tale da avere una statistica soddisfacente per il calcolo dell'accettanza. Il risultato riproduce molto bene, l'accettanza analitica.

3.2 Conclusioni

La forma del Grafico in 3.1 è perfettamente in accordo con quanto ci si aspetta da un detector fatto di due piastre quadrate. La modulazione dell'accettanza lungo la coordinata azimutale è dovuta alla forma quadrata del rivelatore nel piano xy (ci si sarebbe aspettati un'accettanza indipendente dalla coordinata azimutale se il rivelatore avesse avuto una simmetria cilindrica). Lungo la coordinata polare l'accettanza diminuisce per particelle incidenti con grandi angoli rispetto allo zenith del rivelatore, in quanto particelle inclinate hanno minor probabilità di attraversare entrambi i piani dell'accettanza. Ora che si ha a disposizione l'accettanza, ottenuta con la procedura appena esplicitata, si può realmente procedere con la simulazione. Nei successivi capitoli, si è utilizzata l'accettanza in ogni step in cui è stato necessario generare una direzione per un evento osservato dal rivelatore, tale direzione è stata pescata in modo casuale, selezionando in modo random θ e ϕ dall'accettanza.

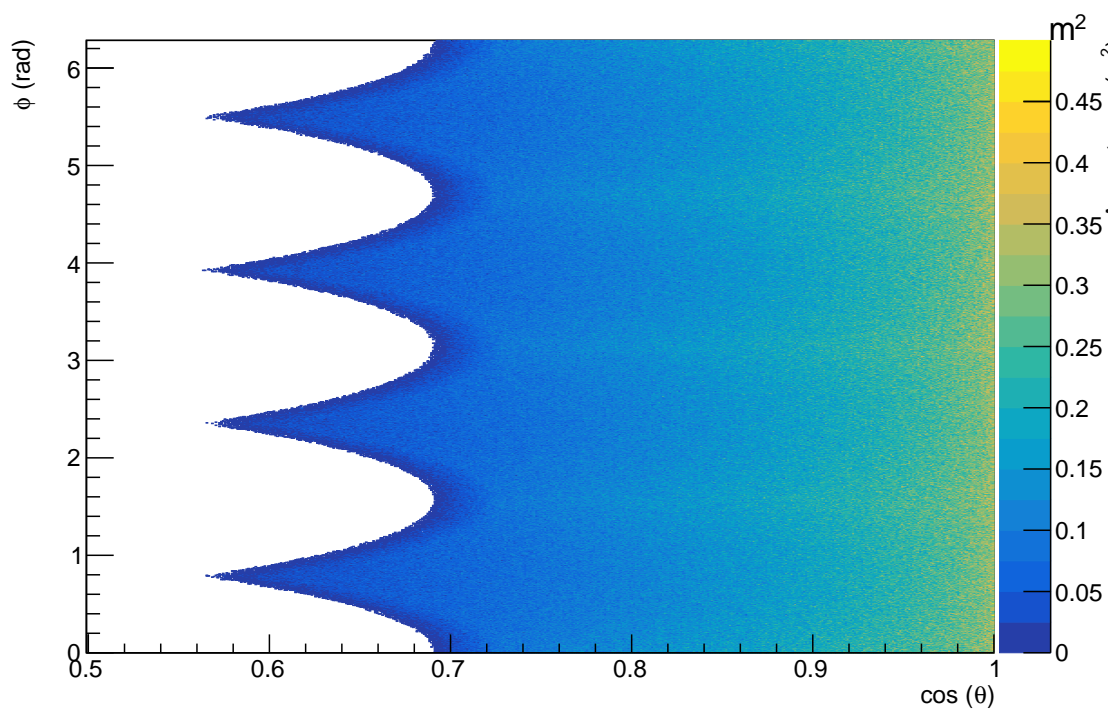


Figura 3.1: Accettanza differenziale del rivelatore simulato in questo lavoro di tesi, per particelle incidenti sul rivelatore con un angolo polare θ e angolo azimutale ϕ

Capitolo 4

Simulazione della misura di anisotropie

4.1 Visualizzazione in coordinate galattiche

Quello che si andrà a fare in questa sezione, è la creazione delle mappe del cielo, a partire dai dati telemetrici di DAMPE, in due circostanze: + prima 30 giorni di presa dati, in seguito 232. Quelle che in questo lavoro vengono chiamate mappe, non sono altro che delle proiezioni del cielo in coordinate galattiche (l , longitudine galattica e b , latitudine galattica): un sistema di coordinate il cui centro è il sole, e il cui piano equatoriale corrisponde con il piano galattico. Risulta comodo, per visualizzare tali mappe, utilizzare una particolare proiezione, chiamata Aitoff (proposta per la prima volta da David Aitoff nel 1889). Per tutte le mappe che seguono è stata utilizzata questa proiezione. Da notare, inoltre, che avere una statistica uniforme, è necessario introdurre un binning uniforme nelle coordinate $\cos\theta$ e ϕ , in modo tale da avere tutti i bin con la stessa area, quando si va a fare il plot con la proiezione Aitoff, infatti si ha che il flusso è dato da:

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{dN}{d\phi d\cos\theta} \quad (4.1)$$

dove Ω è l'angolo solido e N il numero di particelle, l'elemento di area sarà quindi dato da $d\phi d\cos\theta$

4.2 Misura di anisotropia

Per confrontare il cielo visto dal rivelatore e capire, quindi, se sono presenti anisotropie, è necessario disporre di una mappa di cielo isotropo. Se l'esposizione del rivelatore, in coordinate galattiche, fosse uniforme, la mappa di riferimento sarebbe una distribuzione piatta in $(\phi, \cos\theta)$ (come mostrato in Fig.4.4). Nessuno degli attuali esperimenti, però, è in grado di osservare il cielo in modo uniforme, ciò dipende dall'orbita che i satelliti seguono durante la raccolta dati e dalla loro direzione di puntamento. La distribuzione degli eventi non sarà uniforme lungo la mappa, ma rifletterà la disuniformità nel tempo di esposizione effettivo di ogni regione della mappa. Questa apparente "anisotropia" deve quindi essere rimossa andando a normalizzare la distribuzione degli eventi osservata per una mappa isotropa di riferimento, cioè la distribuzione degli eventi che si avrebbe nel caso di cielo isotropo ma con l'esposizione non uniforme sperimentale, si sono considerati due differenti periodi di presa dati: in Fig.4.2 vediamo l'esposizione per circa 30 giorni, in Fig.4.3, la vediamo, invece, per circa 232. Il metodo per la costruzione di tale mappa, analizzato in questo lavoro, è la tecnica di event shuffling.

4.2.1 Event Shuffling

Questa tecnica, utilizzata dagli esperimenti Fermi e PAMELA (cfr. [3],cfr.[7], inventato e proposto in cfr.[6]) si basa sulla randomizzazione delle direzioni degli eventi visti (riferimenti). Nel caso in cui la distribuzione del flusso dei CREs sia perfettamente isotropa, ci si aspetta di vedere un'intensità indipendente dal tempo, quando si osserva in qualsiasi direzione del detector. Possibili variazioni in intensità, si prospettano solamente a causa di variazioni delle condizioni di operatività del detector. Un set di eventi simulati, idealmente isotropi, può essere costruito accoppiando in modo casuale i tempi e le direzioni degli eventi visti, in coordinate locali dello strumento. Per ogni evento acquisito dal rivelatore si mantiene il tempo di acquisizione (cioè la direzione di puntamento del rivelatore in coordinate galattiche) e si sostituisce la direzione di arrivo (la coppia $\phi, \cos\theta$) con quella di un altro evento scelto a caso fra quelli precedenti o successivi. Con questa nuova direzione di arrivo si effettua il tracciamento in coordinate

galattiche andando ad aggiungere un'entrata (in una posizione differente da quella dell'evento reale). Nel caso di un eccesso di eventi da un certo punto della mappa (una sorgente puntiforme, cioè una sorgente di anisotropia), l'associazione di una direzione randomica "sposterebbe" ogni singolo punto in eccesso, all'interno del campo di vista del rivelatore, andando quindi a cancellare l'eccesso e quindi l'anisotropia. Prendere direzioni random da altri eventi all'interno degli stessi dati garantisce che questi siano distribuiti secondo la vera distribuzione delle direzioni di incidenza, cioè secondo l'accettazione del rivelatore, al netto di tutti gli effetti strumentali di efficienza e risoluzione. Si vogliono costruire le mappe con lo shuffling, a partire da una mappa di cielo anisotropo, per verificare se questa tecnica permetta o meno la rivelazione di tale anisotropia.

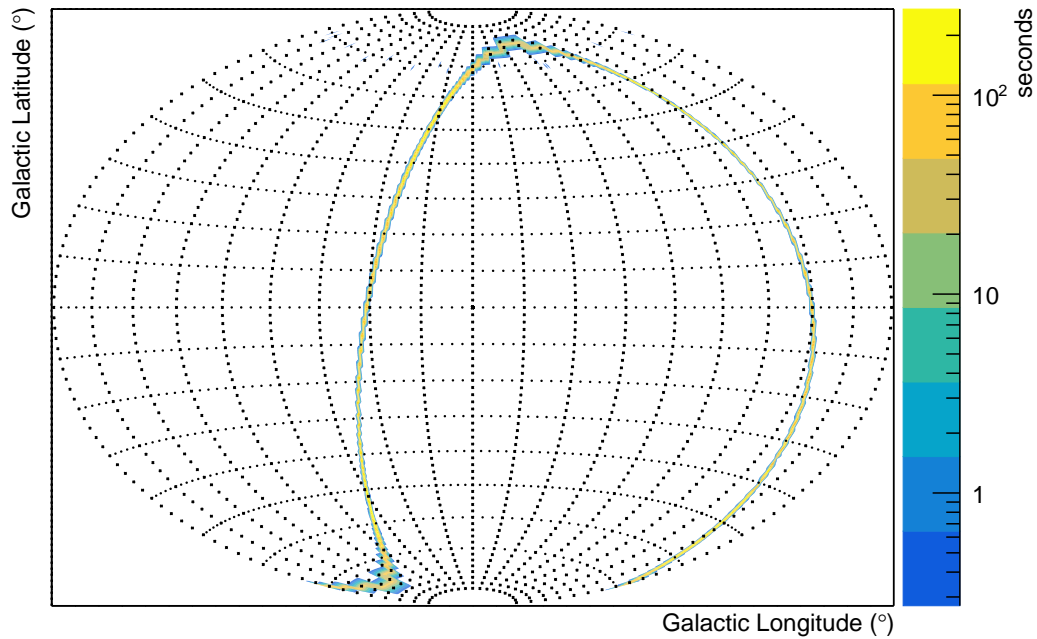


Figura 4.1: Traiettoria dello zenith del satellite per 1 giorno. Sull'asse z (tramite il codice di colore), è riportato il numero di secondi per cui DAMPE ha puntato una certa coppia di coordinate galattiche (l, b)

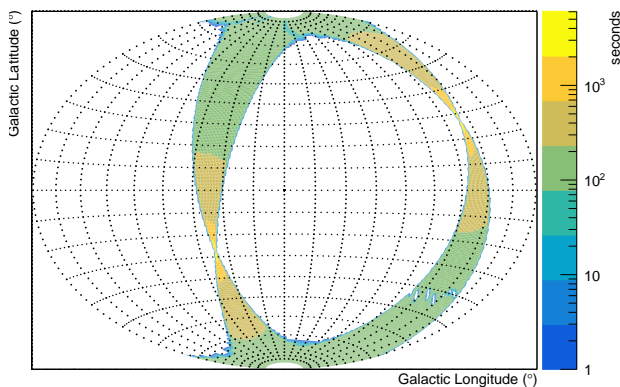


Figura 4.2: Traiettoria dello zenith del satellite per ≈ 1 mese di dati. Sull'asse z (tramite il codice di colore), è riportato il numero di secondi per cui DAMPE ha puntato una certa coppia di coordinate galattiche (l, b)

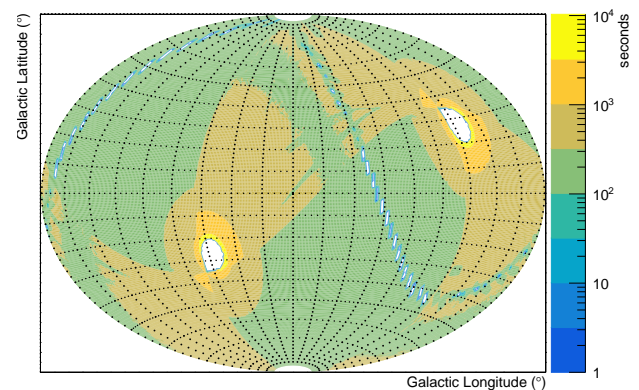


Figura 4.3: Traiettoria dello zenith del satellite per ≈ 232 giorni di dati. Sull'asse z (tramite il codice di colore), è riportato il numero di secondi per cui DAMPE ha puntato una certa coppia di coordinate galattiche (l, b)

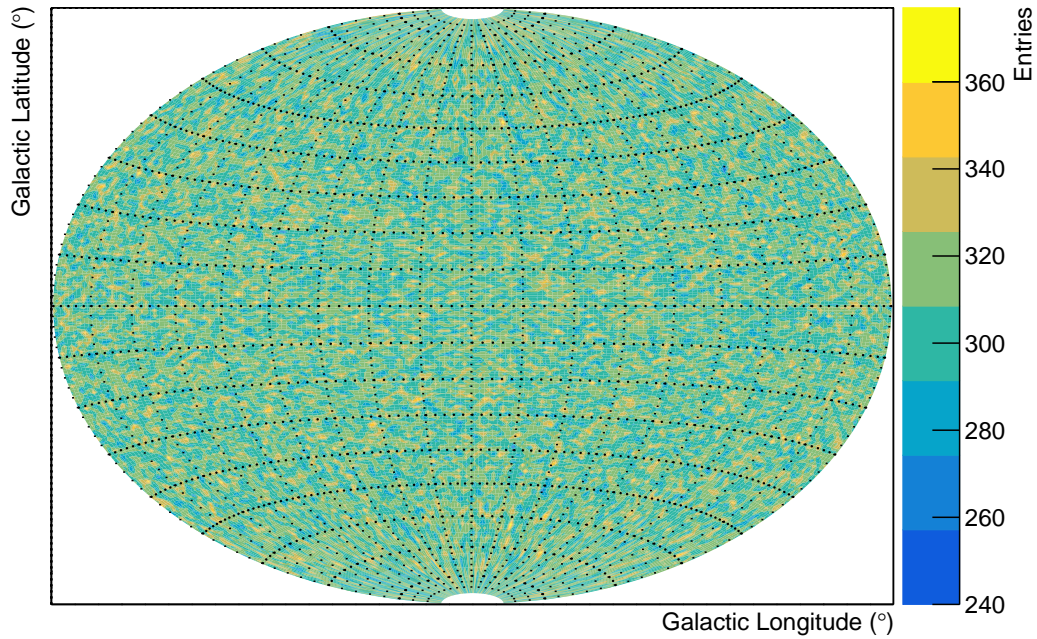


Figura 4.4: Distribuzione di 10^7 eventi, se l'esposizione, in coordinate galattiche, fosse uniforme.

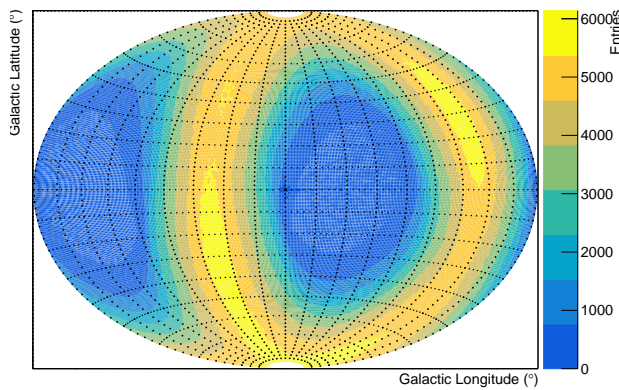


Figura 4.5: Distribuzione degli eventi nel caso di cielo isotropo, per ≈ 1 mese di dati

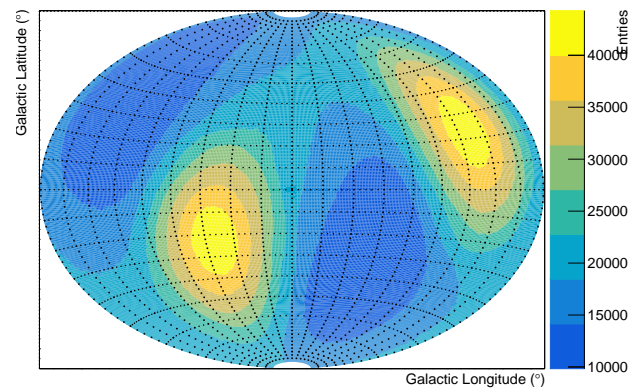


Figura 4.6: Distribuzione degli eventi nel caso di cielo isotropo, per ≈ 232 giorni di dati

4.3 Sviluppo di toy MC per lo studio delle tecniche di misura delle anisotropie

Per lo sviluppo di un toy MC, sono stati utilizzati dei files contenenti la telemetria di DAMPE, chiamati "Second Based Information" (SBI).

4.3.1 Files SBI, Second Based Information

I file SBI sono un database usato nel software di ricostruzione dell'esperimento DAMPE (in questo caso implementato sotto forma di TTree ROOT) e contengono informazioni indicizzate per ogni secondo di acquisizione dati, su:

- posizione, orientamento e velocità del satellite
- informazioni sull'ambiente in cui si trova al momento il rivelatore (come, ad esempio, l'intensità del campo magnetico terrestre)
- informazioni sulla qualità ed efficienza dell'acquisizione dati (come il tempo morto del rivelatore)

- informazioni di riepilogo della qualità dei dati raccolti da ciascun sottorivelatore

Ogni file contiene 100,000 secondi consecutivi, corrispondenti a circa 1.15 giorni. Ai fini della simulazione, sono risultati utili i seguenti branches (elementi "ramificati" della classe TTree):

- *nev*, un intero che indica il numero di eventi triggerati in un particolare istante di tempo
- *ra_scx*, *ra_scy* e *ra_scz*, 3 float che sono stati inseriti in un array (satra[3]) indicanti le 3 componenti dell'ascensione retta del satellite
- *dec_scx*, *dec_scy* e *dec_scz*, 3 float, anch'essi inseriti in un array (satdec[3]) indicanti le 3 componenti della declinazione del satellite
- *zenra* e *zendec*, coordinate locali che indicano, in coordinate galattiche, il punto del cielo osservato da DAMPE in un dato istante

Si è fatto un loop su ciascun secondo di presa dati, facendo un ciclo su ciascuna entry del tree: si sono generati casualmente *nev* eventi dall'istogramma dell'Accettanza.

Utilizzando delle funzioni, prese dal software per DAMPE, si è potuto fare il tracciamento di ogni evento (funzione del tempo simulato dell'evento, quindi di posizione e puntamento del satellite) e convertire le direzioni di incidenza "locali" (nel sistema di riferimento del rivelatore) in quelle "assolute" (in coordinate galattiche). Verificare l'isotropia di questa mappa, non è affatto banale, tuttavia si può notare che:

- l'accettanza non è uniforme, presenta una maggiore concentrazione nella zona in cui si ha $\cos(\theta) = 1$ ($\theta = 0$) ovvero, le particelle che entrano verticalmente sono privilegiate, rispetto a quelle che magari entrano inclinate di un certo angolo θ_1 . Pertanto è naturale che nella mappa, la zona più "luminosa" (con più entries) è quella che segue il moto dello zenith del satellite. Nonostante ciò, si nota un effetto alone, intorno alla traiettoria dello zenith, derivante dalla generazione di eventi random da tutta l'accettanza
- Alcuni punti del cielo sono osservati per più tempo, in quanto sovrapposizione di un maggior numero di orbite, rispetto ad altri, pertanto, la concentrazione di eventi sarà maggiore in tali zone, come già evidente in Fig.4.5

In Fig.4.6 si mostra una mappa isotropa assai più complessa, in quanto essa viene costruita in 232 giorni di presa dati, ma nonostante questo, delle regioni del cielo come si nota in Fig.4.3 non vengono mai viste. In particolare, si possono notare delle zone mancanti che appaiono come delle piccole regioni bianche "tratteggiate" in Fig.4.3, le quali derivano dal fatto che in particolari istanti, DAMPE, invece di collezionare eventi, necessita invece di calibrarsi. Queste zone sono tuttavia riempite e molto marcate nella mappa Fig.4.6, proprio a causa della randomizzazione delle direzioni: anche se il satellite non vede mai quella regione sul proprio zenith, osservando le zone limitrofe, è molto facile che si vedano anche particelle provenienti da tale regione.

Gli esperimenti cercano eventuali anisotropie nella produzione di CREs nel cielo. Per osservare anisotropie, è necessario avere una mappa isotropa di riferimento, con la quale confrontare la mappa costruita a partire dai dati. La costruzione di questa mappa isotropa, in numerosi esperimenti, viene fatta con la tecnica di event shuffling. In questo lavoro di tesi si vuole studiare la sensibilità di questa tecnica, rispetto alla presenza di un dipolo (Est-Ovest) pronunciato nella direzione di arrivo dei raggi cosmici. Per questo, è necessario simulare una corrispondente mappa galattica.

4.3.2 Simulazione di un'anisotropia

Si utilizza lo stesso procedimento usato per la mappa isotropa, ma questa volta non si parte dalla Fig.4.4, è necessario, invece, introdurre "a mano" un'anisotropia. In generale un'anisotropia può essere espressa tramite uno sviluppo in multipolo (ed è quindi facile iniettare in simulazione in vari termini dello sviluppo), in questa tesi si è deciso per l'approccio più semplice: un'anisotropia dipolare (Est-Ovest) molto marcata, in modo tale da avere un riscontro ben evidente. Per costruire la mappa in Fig.4.7 è stato necessario generare coppie (l, b) , non più uniformemente come in Fig.4.4, ma, con un peso w della forma:

$$w = 1 + \sin(l) \cos(b) \quad (4.2)$$

dove con l e b si indicano longitudine e latitudine galattiche, rispettivamente.

Una volta stabilito questo peso, istante di presa dati per istante, si genera una coppia (l, b) , si vogliono inserire nella mappa, p entries, dove p viene ottenuto generando in maniera casuale a partire da una

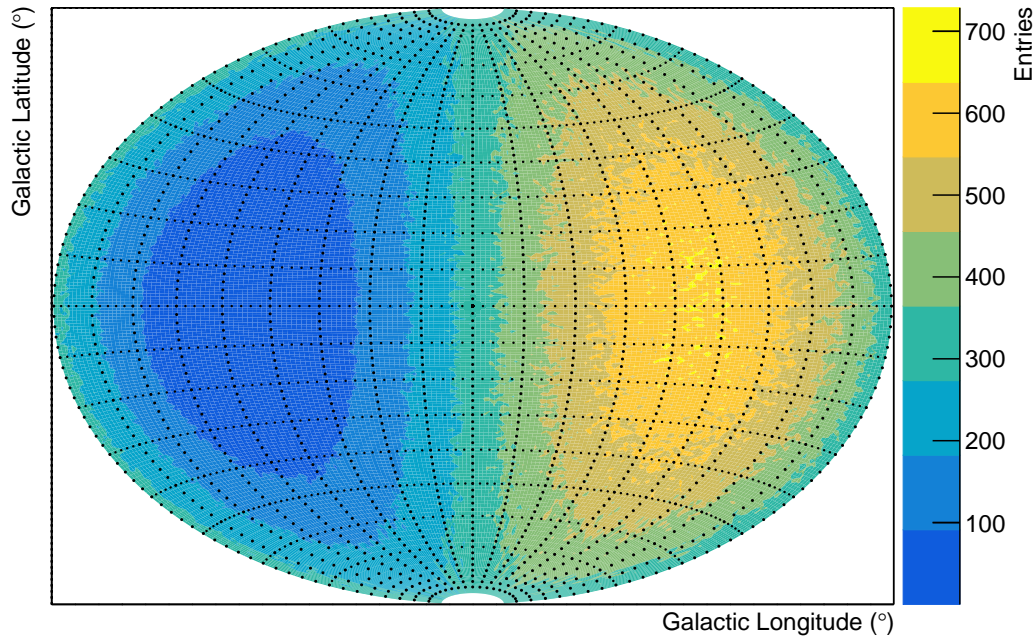


Figura 4.7: Anisotropia dipolare nel cielo, usata per le simulazioni

poissoniana di media w . pertanto è possibile che per DAMPE, istante per istante, venga modificato il numero di entries, da nev (parametro all'interno del file SBI), ma k , dove k sarà dato da

$$k = \sum_{i=1}^{nev} p_i \quad (4.3)$$

dove gli p_i sono ottenuti con il procedimento sopra descritto. Attraverso questa procedura si è creata una mappa anisotropa vista da DAMPE, che cioè rappresenterebbe la raccolta di dati, nel caso di una anisotropia regolata dalla (4.2). Anche in questo caso, si sono costruite due mappe con statistiche differenti (Fig.4.8), (Fig.4.9).

Ora che abbiamo le mappe possiamo andare a studiare gli effetti dell'anisotropia, per i due casi con statistiche differenti, prima confrontando con le mappe idealmente isotrope, in seguito con le mappe ottenute con lo shuffling e questo sarà oggetto del capitolo seguente.

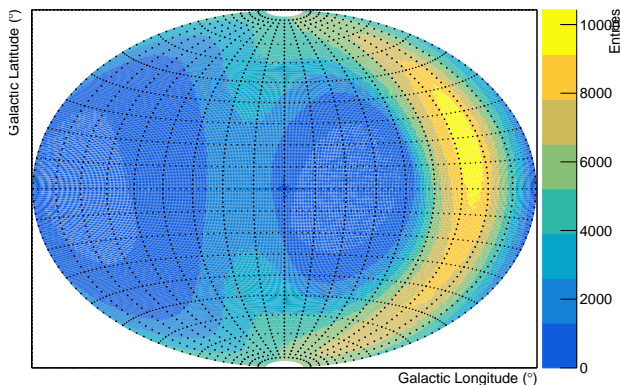


Figura 4.8: Distribuzione degli eventi simulati, nel caso di cielo anisotropo e ≈ 1 mese di dati

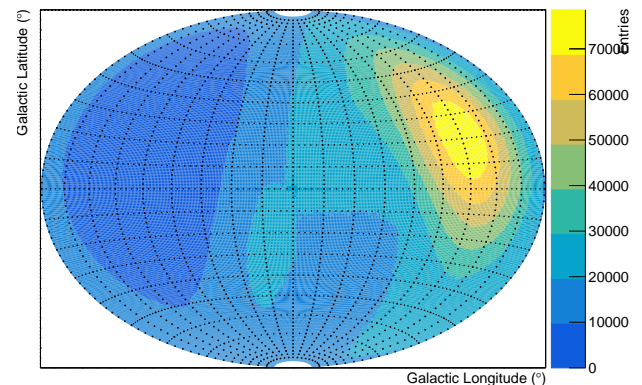


Figura 4.9: Distribuzione degli eventi simulati, nel caso di cielo anisotropo e ≈ 232 gg di dati

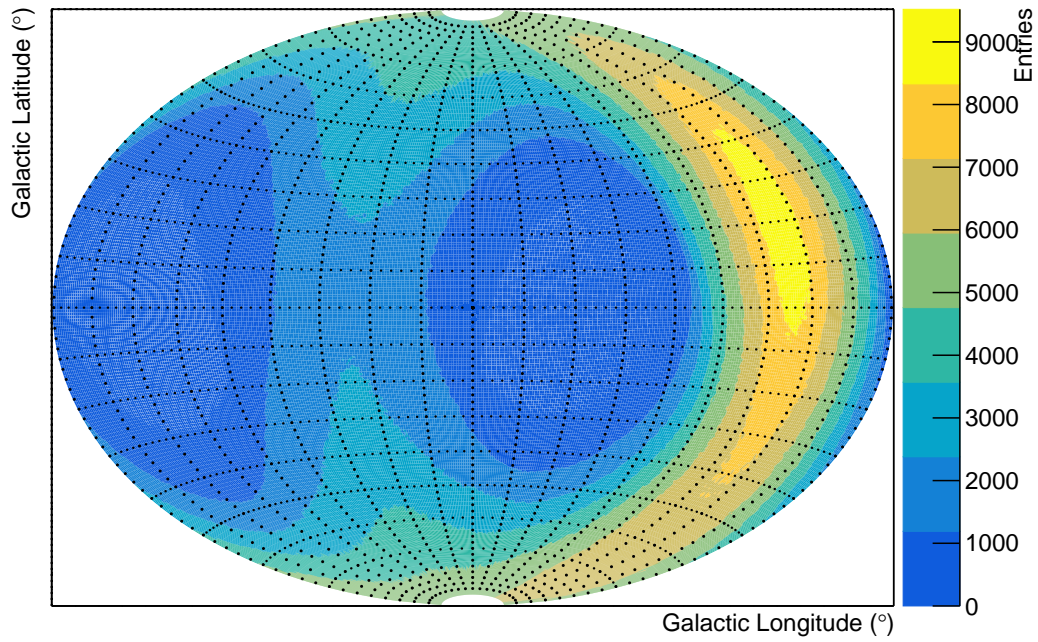


Figura 4.10: Mappa ottenuta con lo Shuffling a partire dalla mappa simulata e riportata in Fig.4.8

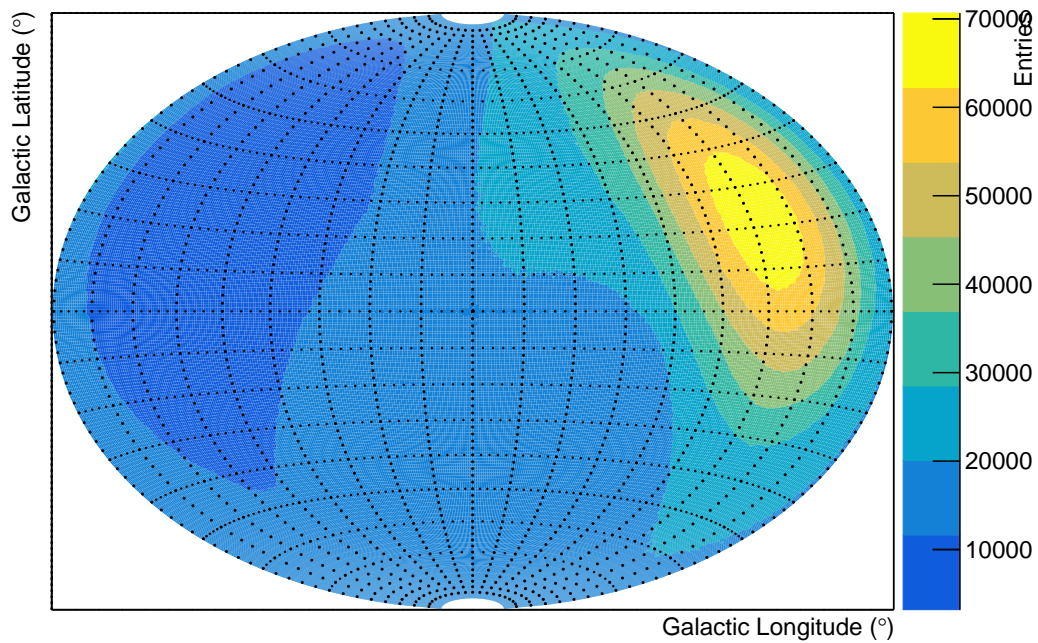


Figura 4.11: Mappa ottenuta con lo Shuffling a partire dalla mappa simulata e riportata in Fig.4.9

Capitolo 5

Risultati

Grazie al toy MC discusso nel Capitolo 4 abbiamo costruito delle mappe realistiche, sia nel caso di cielo isotropo, sia in quello di cielo anisotropo e simulando differenti periodi di presa dati del rivelatore DAMPE. A questo punto possiamo confrontare queste mappe sperimentali (simulate) con delle mappe isotrope di riferimento: confronteremo sia con una delle mappa isotrope costruite nella simulazione, sia con una mappa di riferimento costruita a partire dalla mappa sotto studio, tramite la tecnica dello shuffling.

5.1 Confronto tra le mappe

Se avessimo una mappa isotropa a statistica infinita, non ci sarebbe nulla di complicato: sarebbe sufficiente prendere la mappa costruita dai dati e fare un rapporto *bin to bin*. Il rapporto fra mappa sperimentale e mappa isotropa si rivela necessario per avere una normalizzazione sulla mappa sperimentale, in quanto l'esposizione del cielo non è uniforme, a causa dell'orbita del satellite. I confronti che sono stati fatti sono i seguenti:

- mappa anisotropa per 232 giorni di presa dati su mappa isotropa per lo stesso intervallo di tempo. Il rapporto dovrebbe riprodurre esattamente il dipolo iniettato in simulazione (Fig.4.7) e quindi dimostrare che, ovviamente, la tecnica del rapporto dati/riferimento è la cosa da fare e funziona. In effetti, osservando la 5.1, si trova esattamente il dipolo iniettato nella simulazione
- mappa isotropa per un mese di presa dati su mappa di riferimento ottenuta con lo shuffling, effettuato a partire da dati generati per un cielo isotropo. La Fig.5.2, mostrando un cielo isotropo come in Fig.4.4 (fatta eccezione per le regioni che non sono state mai viste nell'arco di tempo considerato), dimostra che la procedura dello shuffling in casi semplici ci fornisce il risultato aspettato; inoltre, sebbene lo shuffling, come vedremo in seguito, non sia una tecnica del tutto corretta, il rischio non risiede nel vedere anisotropie dove non ci sono (non introduce alcun eccesso o sorgenti che in realtà non ci sono), ma invece, di osservare con minor efficacia, eccessi realmente presenti
- facendo il rapporto tra mappa anisotropa ad alta statistica e la relativa mappa ottenuta con lo shuffling, si nota che il massimo, che dovrebbe essere presente nella regione est della mappa del cielo, è stato quasi completamente cancellato dalla procedura dell'event shuffling

5.2 Conclusioni

Vendendo i rapporti ottenuti in questo capitolo, è possibile trarre due importanti conclusioni sulla tecnica dello shuffling:

- È stato osservato che, qualora questa tecnica venga eseguita su una mappa ottenuta a partire da cielo isotropo, la mappa che si ottiene rimane isotropa. In altre parole, la tecnica dello shuffling non introduce anisotropie laddove non ci sono, e questo risulta evidente grazie al rapporto che si osserva in Fig.5.2.
- Se si esegue lo shuffling per una collezione di eventi, relativi ad una mappa anisotropa, la mappa di riferimento che si ottiene non è del tutto isotropa: conserva, infatti, parte dell'anisotropia e, al momento del confronto, viene a cancellarne parzialmente gli effetti. Quanto ci si aspettava riguardo

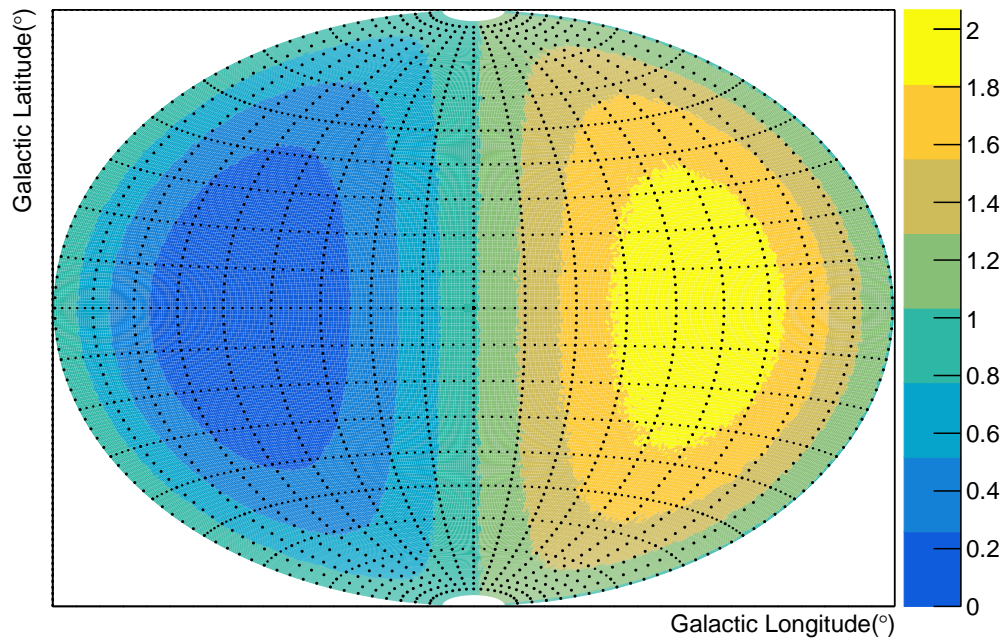


Figura 5.1: Mappa simulata a partire dall'anisotropia dipolare su mappa isotropa ideale, entrambe su una statistica relativa a 232 giorni di presa dati, sull'asse z (scala colori) troviamo il valore del rapporto relativo a ciascuna coppia di coordinate galattiche

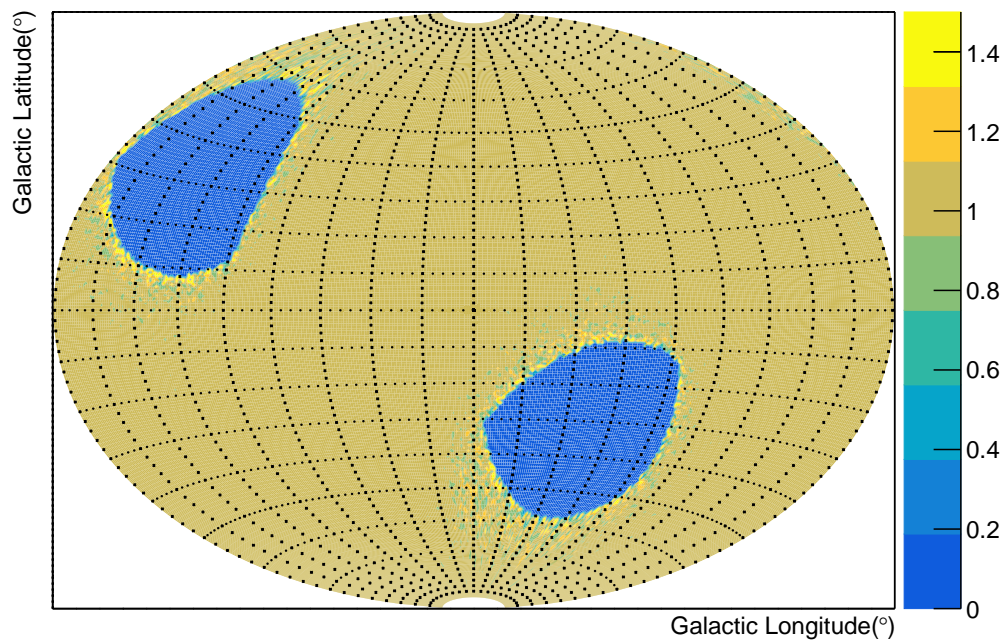


Figura 5.2: Mappa isotropa su mappa ottenuta con lo shuffling a partire da cielo isotropo, entrambe su una statistica relativa a 30 giorni di presa dati, sull'asse z (scala colori) troviamo il valore del rapporto relativo a ciascuna coppia di coordinate galattiche

all'event shuffling, risulta palese nella Fig.5.3. Basti ricordare che la mappa aspetta è quella in Fig.5.1.

Come è emerso dai risultati, quindi, questa tecnica non risulta errata, in quanto non inserisce anisotropie, laddove non presenti. Il problema risiede invece nel fatto, che, anche per anisotropie molto marcate (come

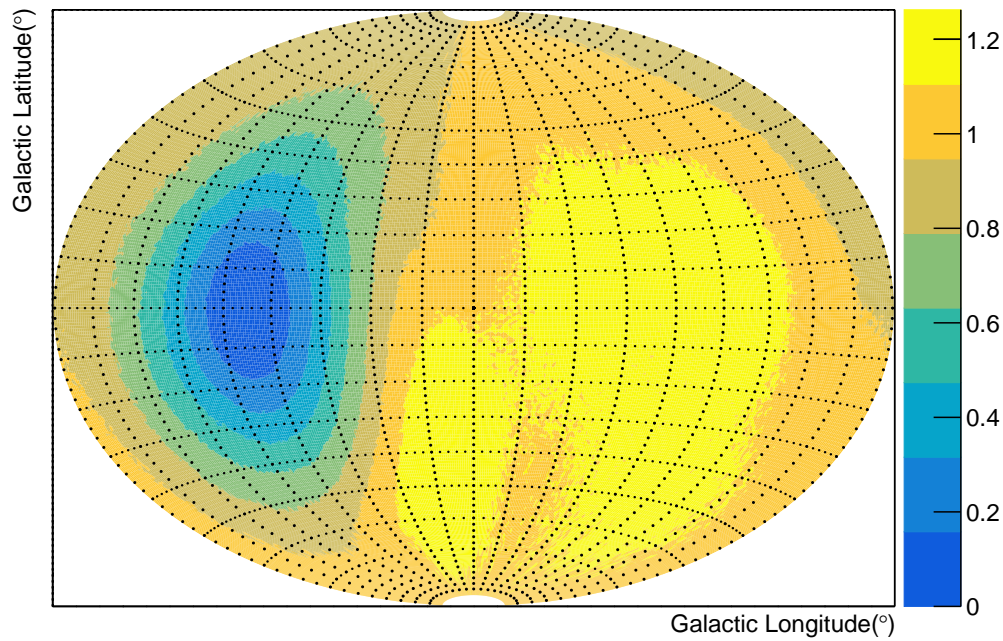


Figura 5.3: Mappa simulata a partire dall'anisotropia dipolare su mappa ottenuta con lo shuffling, a partire dalla mappa anisotropa simulata; statistica relativa a 232 giorni di presa dati, sull'asse z (scala colori) troviamo il valore del rapporto relativo a ciascuna coppia di coordinate galattiche

quella iniettata nelle simulazioni del capitolo 4), l'effetto che si osserva è molto depresso e l'anisotropia risulta molto meno marcata di quella effettiva. Sebbene in questo lavoro si sia fatta una simulazione in condizioni ideali, è possibile continuare lo studio, introducendo le fluttuazioni statistiche su ciascuna mappa (per riprodurre in maniera più accurata la situazione reale), tuttavia, anche con i risultati del nostro toy MC, è possibile ipotizzare che con lo shuffling, nell'eventualità che esse ci siano realmente, non si osservino anisotropie nel flusso CREs a causa del fatto che si utilizza come riferimento una mappa che, a priori, può non essere isotropa.

Capitolo 6

Conclusioni

In questo lavoro di tesi, si è analizzato uno dei principali obiettivi degli esperimenti attivi, che si occupano di fisica delle astroparticelle: la ricerca di eventuali anisotropie nel cielo per la produzione di raggi cosmici. In particolare, si era pensato di verificare se la tecnica dell'event shuffling, usata per la costruzione di una mappa di cielo "isotropo" potesse essere troppo "severa" e tralasciare eventuali anisotropie. A tale scopo, dopo aver calcolato l'accettanza differenziale analitica del rivelatore DAMPE con una tecnica Montecarlo, si sono simulate varie situazioni sperimentali, a partire da dati di telemetria di DAMPE: è stata, in primo luogo, costruita una mappa di cielo isotropo ideale, successivamente si è iniettata in simulazione, un'anisotropia dipolare molto marcata. A partire dai dati simulati in condizione di tale anisotropia (sono stati simulati sia ad alta statistica che a statistica realistica) si sono volute costruire le relative mappe con la tecnica dell'event shuffling, per vedere quanto esse somigliassero realmente, a mappe di un cielo isotropo. Per osservare tale effetto, si è rivelato necessario, fare per entrambi i contenuti di statistica, i rapporti: mappa anisotropa su mappa isotropa ideale e su mappa ottenuta con lo shuffling. Quando si vanno a fare i rapporti con le mappe di cielo isotropo ideali, i risultati sono coerenti con quanto ci si aspettava, e si ottiene perfettamente un plot dell'anisotropia iniettata nella simulazione. Nel caso del rapporto con le mappe shufflate, i risultati sono altrettanto coerenti con quanto ipotizzato riguardo alla tecnica dello shuffling. L'anisotropia, quando si utilizzano come riferimento le mappe shufflate, appare molto depressa, non riproducendo altrettanto bene il risultato che invece si otteneva con la mappa ideale. Nel caso in cui lo shuffling è stato fatto a partire da una mappa isotropa, non si sono osservate anisotropie, il che significa proprio quanto ipotizzato: lo shuffling non introduce nuove anisotropie, non fornisce risultati sbagliati, ma, piuttosto, può tralasciare anisotropie che potrebbero essere presenti. Per continuare il lavoro svolto in questa tesi, sarebbe necessario quantificare l'anisotropia, inserendo livelli di anisotropia anche molto più piccoli, per analizzare quanto la capacità di osservazione delle anisotropie è depressa dalla tecnica dello shuffling.

Bibliografia

- [1] On the Origin of the Cosmic Radiation, E. Fermi, Physical Review 75, pp. 1169-1174, 1949
- [2] J.D.Sullivan, Geometrical Factor and Directional Response of Single and Multi-element Particle Telescopes, Nuclear Instruments and Methods 95 (1971) pp. 5-11
- [3] Searches for cosmic-ray electron anisotropies with the Fermi Large Area Telescope, The Fermi LAT Collaboration, Physical Review D 82, 092003 (2010)
- [4] <http://dpnc.unige.ch/dampe/> rivelatore DAMPE
- [5] Methods for cosmic ray anisotropy searches with AMS-02, Iris Gebauer PoS(ICRC2015)408
- [6] Mapping the U.H.E sky in search of point sources, G.L . Cassiday, R. Cooper, S.C. Corbatb, B.R. Dawson, J.W . Elbert, B.E. Fick, K.D. Green, D.B. Kieda, S. Ko, E.C. Loh, M.H . Salamon, J.D . Smith, P. Sokolsky, P. Sommers. S.B. Thomas, and B. Wheeler, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 14A (1990) 291-298
- [7] <http://pamela.roma2.infn.it> rivelatore PAMELA