Indice

Introduzione

L'esperimento ARGO-YBJ (**A**strophysical **R**adiation with **G**round-based **O**bservatory at **Y**ang**B**a**J**ing) nasce con l'obiettivo di realizzare un apparato adatto ad un'accurata ricostruzione spazio temporale di sciami atmosferici estesi generati da particelle primarie di energia $> 100\ GeV$. Il rivelatore è situato nel laboratorio di Yangbajing (*Tibet*, 4300 *m.s.l.m.*, 30° *latitudine Nord*) ed è stato progettato per l'osservazione continua della sorgenti γ puntiformi ed estese nella banda di declinazione -10° $\leqslant \delta \leqslant$ 70° , per la Fisica dei Gamma Ray Burst e per lo studio della Radiazione Cosmica Primaria.
Si distingue, rispetto a tutti gli altri esperimenti di sciame sinora costruiti, per la sua particolare struttura (*full coverage* con area attiva circa il 92 % di quella geometrica) e per essere realizzato con rivelatori in grado di fornire una risposta sia digitale che analogica con elevata densità di pixel. Queste pecularietà e la collocazione in alta quota consentono un'osservazione dettagliata degli *sciami estesi atmosferici (EAS)* originati da Raggi Cosmici Primari (RC) ad energia di soglia di circa 500 GeV, con la possibilità, quindi, di eseguire misure su di un ampio intervallo di energia che comprende:

- la regione dello spettro ($50 \div 1000\ TeV$), dove si sovrappongono con severi problemi di congruità e consistenza, le *misure dirette*, eseguite su satellite o pallone, con quelle *indirette* realizzate con apparati di sciame al suolo;

- la cosiddetta *regione del ginocchio* ($2 \div 5\ PeV$), ove tutte le misure con apparati di sciame verificano, anche se con differenti strutture, una "curvatura" dello spettro in energia dei *RC*.

Il rivelatore ARGO si candida, quindi, come un efficace strumento di indagine sui problemi d'origine, accelerazione e propagazione dei *RC* mediante le seguenti osservazioni:

a) fotoni di alta energia $\sim 0.5 \div 20\ TeV$ da sorgenti astrofisiche candidate quali *Supernovae Remnants (SNR)* e *Nuclei Galattici Attivi (AGN)*; questi fotoni sono il risultato dell'interazione di adroni o elettroni di alta energia con l'ambiente (gas o campo di radiazione);

b) spettro di energia e composizione della Radiazione Cosmica Primaria dalle energie del TeV sino al ginocchio e oltre.

Il lavoro di tesi si propone di dare un contributo alla risoluzione del complicato problema di cui al punto b).

Nonostante gli sforzi sperimentali finora compiuti sia nell'utilizzo di una strumentazione sempre più sofisticata che nello sviluppo di algoritmi interpretativi particolarmente efficaci, lo spettro di energia delle singole componenti nucleari dei RC dalla regione dei TeV a quella del ginocchio è tuttora ricavato con notevoli incertezze con conseguente impossibilità di discriminare tra i modelli di produzione, accelerazione e trasporto della Radiazione Cosmica. In questo ambito appare particolarmente rilevante lo studio dell' "evoluzione" in funzione dell'energia dei protoni o, più in generale, della componente leggera (protoni + nuclei di elio).
Il presente lavoro di tesi ha come oggetto lo studio dei criteri di selezione, evento per evento, per separare attraverso una misura indiretta eseguita con l'apparato ARGO la componente *leggera* da quella *pesante* e fornire, quindi, informazioni sul ginocchio della componente leggera presente nello spettro dei RC.
La tesi è articolata come segue:

- 1) Nel capitolo 1 sono mostrati i principali risultati sperimentali dello studio della Radiazione Cosmica, è descritto il *Modello Standard* e viene messa in evidenza l'importanza della conoscenza degli spettri delle singole componenti nucleari.

- 2) Nel capitolo 2 sono descritti i principali esperimenti che investigano la Radiazione Cosmica Primaria attraverso l'osservazione degli *EAS*. Sono mostrate le differenti procedure sperimentali utilizzate nell'analisi dei dati forniti dagli apparati.

- 3) Nel capitolo 3 è descritta la fenomenologia degli sciami indotti da protoni e da nuclei di ferro alla quota YBJ con particolare attenzione alle differenze tra i due tipi di sciami. Gli sciami sono stati simulati attraverso il Monte Carlo CORSIKA con interazione adronica *QGSjet* di cui nel capitolo ne viene fornita una breve descrizione.

- 4) Nel capitolo 4 è studiata l'efficienza di un algoritmo basato sull'utilizzo di opportune grandezze di sciame realizzate per poter assegnare *evento per evento* l'energia E e la massa A del raggio cosmico primario che ha generato lo sciame.

- 5) Nel capitolo 5 è descritto il rivelatore ARGO e la sua implementazione con un rivelatore di muoni. Inoltre, gli algoritmi determinati nel capitolo 4, sono applicati in relazione alle grandezze misurate con l'apparato ARGO una volta eseguita una ragionevole stima della risposta del rivelatore. L'efficienza dell'algoritmo è, quindi, verificata studiando la sua capacità di identificare una variazione di pendenza in uno spettro di protoni primari che segue una legge di potenza.

Capitolo 1

La Radiazione Cosmica Primaria

Dopo quasi un secolo dalla sua scoperta e nonostante gli enormi sviluppi sia teorici che nell'ambito delle tecniche sperimentali, la nostra conoscenza della Radiazione Cosmica Primaria appare ancora limitata. I principali e non ancora risolti problemi connessi allo studio dei raggi cosmici sono la loro origine, l'identificazione delle loro sorgenti, lo studio dei processi di accelerazione e di propagazione nel mezzo galattico ed intergalattico, la loro composizione e lo spettro di energia. Tali problematiche riflettono le caratteristiche fisiche di "oggetti" celesti differenti quali il Sole, le stelle di neutroni, le supernovae, i nuclei galattici attivi, gli oggetti extragalattici candidati ad essere sorgenti e sedi di accelerazione per i raggi cosmici.
I raggi cosmici (RC) permettono di indagare l'*Universo non termico* attraverso particelle di alta energia, di studiare la fisica fondamentale ad energie irraggiungibili artificialmente e di ottenere informazioni sulle prime fasi dell'evoluzione dell'Universo; dunque, essi rappresentano una preziosa fonte di informazione, di notevole attualità ed interesse.
In questo capitolo saranno illustrati i principali aspetti fenomenologici dei RC, quali lo spettro di energia, l'isotropia e la composizione; saranno inoltre esposti gli aspetti teorici più salienti previsti dal Modello Standard e nell'ultimo paragrafo sarà esposta la problematica riguardante il ginocchio dello spettro dei raggi cosmici.

1.1 Spettro di energia e bilancio energetico

1.1.1 Spettro di energia

Lo spettro della radiazione cosmica primaria si estende su un intervallo di energie di circa 12 ordini di grandezza in corrispondenza del quale l'intensità varia di ben 30 ordini di grandezza andando da 1 particella per m^2 al s per energie di 10^{10} eV ad una particella per km^2 ogni 100 *anni* per energie di 10^{20} eV. In figura 1.1 viene riportato lo spettro dei raggi cosmici primari, ovvero l'andamento del flusso in funzione dell'energia.

Per energie $\lesssim 10$ GeV, esistono notevoli incertezze sulla determinazione del

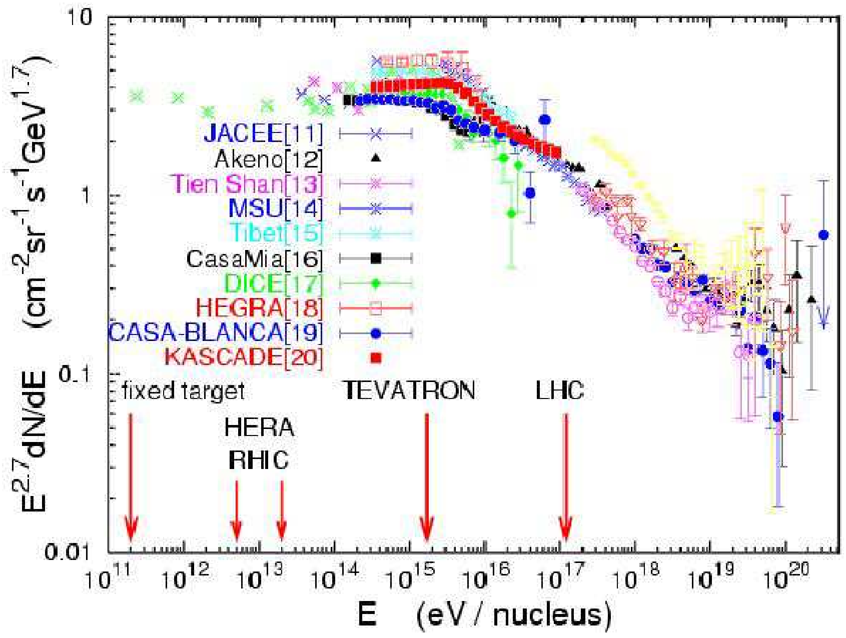

Figura 1.1: Spettro dei raggi cosmici primari misurato in vari esperimenti. Per una migliore visualizzazione del ginocchio il flusso è stato moltiplicato per $E^{2.7}$.

flusso. Infatti tale regione dello spettro è particolarmente sensibile alle fasi dell'attività solare: nei periodi di massima attività del Sole l'emissione di materia solare modifica il campo magnetico interplanetario e devia le particelle galattiche facendone diminuire l' intensità. Tale fenomeno è conosciuto come *modulazione solare* dei raggi cosmici galattici e può essere spiegato in termini di un modello a simmetria sferica nel quale le particelle si propagano per convezione e diffusione e scambiano energia con il vento solare in espansione in funzione della distanza radiale r dal Sole [1]. La modulazione del vento solare produce una variazione del flusso durante un ciclo di 11 anni, pari al ciclo dell'attività solare [2].
Per energie $\gtrsim 10$ GeV, il flusso dei raggi cosmici e l'attività solare non sono correlati tra loro; lo spettro di tutte le particelle (*all particle spectrum*) è ben descritto da una legge di potenza

$$J(E) = k \cdot E^{-\gamma} \tag{1.1}$$

dove *J(E)* è il flusso differenziale [1] delle specie nucleari con energia cinetica E e γ è l'indice spettrale. Quest'ultimo è determinato sia dallo spettro dei RC alla sorgente che dagli effetti di propagazione, nonchè per altissime rigidità dal limite dei meccanismi di accelerazione. L'indice spettrale γ assume i seguenti valori indicativi:

$$\gamma = \begin{cases} 2.7 & \text{per} \quad 10 < E(eV) < 10^{(15 \div 16)} \\ 3.1 & \text{per} \quad 10^{16} < E(eV) < 10^{19} \\ 2.5 & \text{per} \quad E(eV) > 10^{19} \end{cases}$$

Nell'intervallo di energie compreso tra $2 \div 5\ PeV$ si verifica un cambio di pendenza dello spettro ovvero una variazione di $\Delta\gamma \simeq 0.4 \div 0.5$ nota come ginocchio (*knee*) dello spettro; un'ulteriore variazione si verifica per energia $E \simeq 3{\cdot}10^{18}\ eV$ nota come caviglia dello spettro (*ankle*) dove però la statistica è troppo bassa per poter definire correttamente delle misure di flusso. Sia il ginocchio che la caviglia sono considerati aspetti rilevanti nella conoscenza dei processi che regolano la fisica dei raggi cosmici; essi sono stati osservati solo in misure indirette.
Sull'energia a cui è presente il ginocchio dei RC esistono delle notevoli incertezze, fino a un fattore 2 : la principale difficoltà sta nel risalire all'energia a partire dalle misure delle grandezze che caratterizzano un *EAS* (*Extensive Atmospheric Shower*). Inoltre, non è noto il comportamento delle singole componenti che costituiscono i RC.

Una caratteristica peculiare e molto interessante dei RC rispetto alle radiazioni di energia più bassa riguarda la loro distribuzione di energia che segue una legge di potenza. Tale andamento è indice della natura non termica dei raggi cosmici in quanto in caso contrario la distribuzione di energia dovrebbe seguire una legge di distribuzione maxwelliana.
Le distribuzioni di non equilibrio sono generalmente causate da meccanismi di accelerazione che consentono alle particelle di acquistare energie elevate. Per questo motivo i RC rappresentano una popolazione dell'*Universo non termico*. In particolare, la forma dello spettro dipende da come avviene il trasferimento dell'energia in ogni singola interazione; qualora esso è proporzionale all'energia della particella $\Delta E \propto E$ il risultato è uno spettro di potenza [3].

1.1.2 Bilancio energetico

Nota l'intensità *J(E)* della radiazione cosmica che giunge sulla Terra ed essendo tale radiazione isotropa, la densità *N(E)* di particelle con velocità $v{=}\beta/c$ è data da [4]:

[1] J(E) è il flusso differenziale di particelle cioè il numero di particelle per unità di tempo, unità di area, unità di angolo solido con energia compresa tra $E \div E{+}\mathrm{d}E$.

$$N(E) = \frac{4\pi \cdot J(E)}{v} \tag{1.2}$$

A tale densità di particelle è associata una densità locale di energia espressa dalla formula [5, 6]:

$$\rho_E = \int E \cdot N(E) \cdot dE = \frac{4\pi}{c} \int \frac{E}{\beta} \cdot J(E) \cdot dE \sim \ 1\ eV/cm^3$$

Nella tabella 1.1 è mostrato il confronto di questo valore con quello delle densità di altre componenti della Galassia.

Componenti	Densità di energia (eV/cm^3)
Raggi Cosmici	1
Campo magnetico[2]	$0.2 \div 0.8$
Radiazione visibile[3]	0.6
Radiazione di fondo[4]	0.265
Gas Interstellare[5]	1

Tabella 1.1: Densità di energia per alcune componenti della Galassia.

La potenza necessaria per mantenere costante il flusso dei raggi cosmici dipende dal volume in cui essi risultano confinati. Assumendo che il confinamento avvenga all'interno del disco galattico e che la densità di energia della Galassia sia all'incirca uguale a quella locale, la potenza può essere stimata come

$$L = \frac{V_{disco} \cdot \rho_E}{\tau} \sim \ 5 \cdot 10^{40}\ \frac{erg}{s} \tag{1.3}$$

dove V_{disco} è il volume del disco galattico

$$V_D = \pi R^2 \cdot d \sim \pi (15kpc)^2 \cdot 200pc \sim \ 4 \cdot 10^{66}\ cm^3 \tag{1.4}$$

e τ è il tempo di residenza medio dei RC nel disco galattico. Esso rappresenta il tempo necessario affinché i valori delle abbondanze cosmiche siano compatibili con quelli osservati e viene, quindi, calcolato a partire dallo spessore X_m del mezzo interstellare attraversato dai RC [5]:

$$\tau = \frac{X_m}{\rho_m \cdot c} \sim \frac{10g/cm^2}{1.67 \cdot 10^{-24} g/cm^3 \cdot 3 \cdot 10^{10} cm/s} \sim \ 6 \cdot 10^6\ anni \tag{1.5}$$

[2] $\overline{B} = 3 \div 5\ \ \mu G.$

[3] Densità media dei fotoni ottici dovuta alla luce di tutte le stelle in un generico punto della Galassia [7].

[4] Adottando T_r =2.763 K .

[5] Per un gas con $n \sim 1\ atomo/cm^3$ e $T \sim 10^4\ K$.

Nell'ambito del Modello Standard, la similitudine di questa potenza con quella disponibile in una esplosione di supernova (10^{51} $erg/30$ $yrs \sim 10^{42}$ erg/s) è una delle argomentazioni principali a sostegno dell'ipotesi che le esplosioni di supernova siano le sorgenti dei raggi cosmici. Tuttavia, tale meccanismo è in grado di spiegare l'accelerazione di particelle solo fino ad energie dell'ordine dei 100 TeV.

La potenza L associata all'emissione dei raggi cosmici è tra le più alte della Galassia ed è seconda solo a quella della radiazione ottica, come si può notare nella tabella 1.2

Radiazione	Potenza emessa (erg/s)
Onde radio-microonde	$3{\cdot}10^{38}$
Radiazione ottica	10^{44}
Radiazione X	$2{\cdot}10^{39}$
Radiazione γ	$2{\cdot}10^{39}$
Radiazione cosmica	$5{\cdot}10^{40}$

Tabella 1.2: Potenze emesse nella Galassia sotto forma di radiazione elettromagnetica e di raggi cosmici.

L'energia dei RC nel disco galattico è data da

$$E_{RC} = \rho_E \cdot V_D \sim \ 6.4 \cdot 10^{54} \ erg \tag{1.6}$$

Se, invece, si assume che il confinamento include anche l'alone galattico, l'energia associata ai RC risulta essere maggiore di circa due ordini di grandezza [8]. In entrambi i casi, comunque, il contributo energetico dei RC è particolarmente rilevante e questo implica che essi hanno un ruolo importante nei meccanismi che regolano il comportamento della Galassia.

1.2 Isotropia

Ci si aspetterebbe che la distribuzione angolare dei raggi cosmici nella Galassia fosse anisotropa, presentando un flusso maggiore in corrispondenza delle sorgenti; i risultati sperimentali, però, smentiscono questa ipotesi, mostrando un elevato grado di isotropia della radiazione cosmica fino ad alte energie.
L'anisotropia è esprimibile mediante la relazione

$$\delta = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \tag{1.7}$$

dove I_{max} e I_{min} sono rispettivamente il valore massimo e il valore minimo del flusso osservato in varie direzioni. Il suo valore cresce con l'energia e questo potrebbe significare che il meccanismo di diffusione diventa man mano meno efficiente; tuttavia ad energie di 100 TeV è pari allo 0.1% e raggiunge appena il valore dell' 1% ad energie di $\sim 10^{17}$ eV come si puo' vedere in figura 1.2.

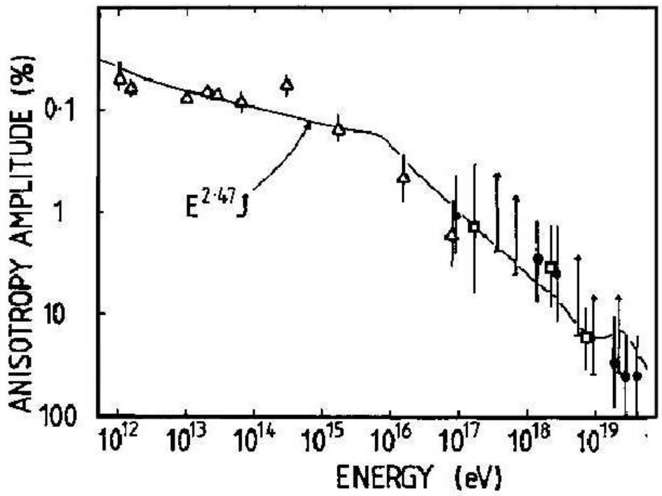

Figura 1.2: Anisotropia dei RC.

Queste osservazioni non costituirebbero alcun problema nell'ambito di un modello di origine extragalattica dei raggi cosmici, mentre nell'ipotesi di origine galattica, esse vengono usualmente interpretate come l'effetto del fenomeno di diffusione che i RC subiscono durante il tempo di residenza nella Galassia [9]. Infatti, essendo costituiti per la maggior parte da particelle cariche, i raggi cosmici risentono dell'influenza dei campi magnetici galattici. Una particella di carica Z ed impulso p che si muove in un campo magnetico B descrive una traiettoria circolare il cui raggio r è dato da

$$r = \frac{R\ sin\theta}{B \cdot c} \tag{1.8}$$

dove θ è l'angolo formato dalla direzione della particella con il campo magnetico ed R è la rigidità, definita come

$$R = \frac{pc}{Ze} \tag{1.9}$$

Il raggio di curvatura di una particella di carica Z nel campo magnetico galattico (raggio di Larmor) è dato da:

$$R_C(pc) = 1.08 \cdot \frac{E/10^{15} eV}{Z \cdot B(\mu G)} \tag{1.10}$$

quindi, per un protone di $E = 10^{15}\ eV$ esso equivale a 0.3 pc, pari a circa un millesimo dello spessore del disco galattico. La diffusione dei raggi cosmici nel turbolento mezzo interstellare, quindi, nasconde ogni variazione spaziale e temporale nel flusso che potrebbe caratterizzarne la provenienza e, di conseguenza, le sorgenti.

1.3 Composizione

La composizione chimica della radiazione cosmica primaria è nota dagli esperimenti diretti sui primari (mediante satelliti o palloni) fino ad energie dell'ordine di $10^{14}\ eV$. Da tali esperimenti si è ricavato che circa il 99.8 % dei primari sono particelle cariche, mentre circa lo 0.2 % sono fotoni e neutrini. Le particelle cariche sono per lo più protoni (circa 90 %), He (circa 9 %) e altri nuclei (circa l'1 %). Ci sono inoltre elettroni primari ($e/p = \sim 1$ %) che rivestono un ruolo importante per le implicazioni di carattere astrofisico e piccole frazioni di antiprotoni e positroni (circa 0.0001 %) di notevole importanza per gli studi sull'origine dell'antimateria [4].
Nella figura 1.3 viene mostrato il confronto tra le abbondanze degli elementi presenti nei RC rispetto a quelle della materia del Sistema solare osservata tramite meteoriti e misure spettroscopiche.
Come si può notare esse sono abbastanza simili; si evidenzia un effetto pari-dispari dovuto alla stabilità nucleare, con un'abbondanza dei nuclei con Z pari rispetto a quelli dispari sia nei raggi cosmici che negli elementi presenti nel Sistema Solare. Ciò suggerisce che i RC costituiscono un campione dei prodotti della nucleosintesi stellare modificato, durante la propagazione nella Galassia, dall'interazione con il mezzo interstellare. Infatti, elementi quali il litio, il berilio e il boro sono di molti ordini di grandezza più abbondanti nella radiazione cosmica rispetto al materiale del sistema solare. Poiché tali elementi sono essenzialmente assenti come prodotti finali della nucleosintesi stellare, la loro presenza può essere dovuta alla frammentazione dei nuclei rispettivamente di C e O, Mg e Si, e Fe con un processo detto di *spallazione*. Infatti, i nuclei *primordiali* (quali H, He, C, O, Mg, Si, Fe), ovvero quelli che alla sorgente hanno la stessa abbondanza riscontrata nell' Universo, interagendo con il mezzo interstellare (*ISM inter-stellar matter* costituito essenzialmente da idrogeno con densità pari a $\rho_{ISM} \sim 1\ nucleone/cm^3$), danno luogo agli elementi più leggeri (nuclei *secondari*). Il processo può essere descritto come

$$A + p \rightarrow A^* \tag{1.11}$$

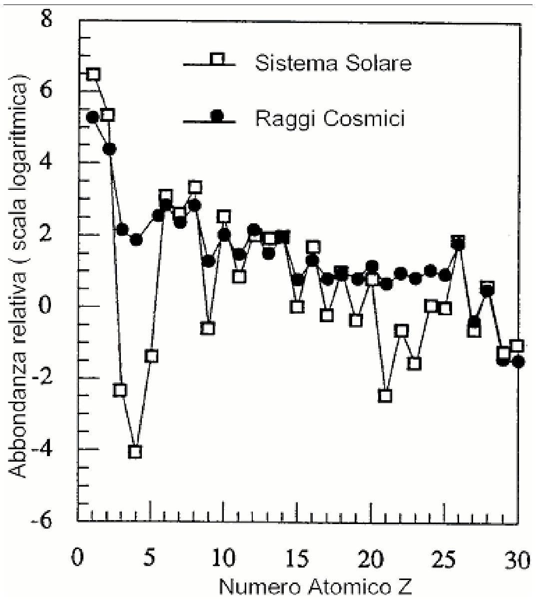

Figura 1.3: Abbondanza dei raggi cosmici confrontata con quella del Sistema Solare

dove A^* "frammenta" in nuclei più leggeri [4]; questa reazione (*spallazione*), in prima approssimazione, conserva l'energia per nucleone E/A (per una discussione più precisa si può consultare [10]). Mediante questi processi, la composizione chimica risulta modificata con un aumento dei nuclei più leggeri rispetto a quelli più pesanti.
A partire dalle abbondanze osservate dei nuclei secondari e conoscendo le sezioni d'urto dei processi di spallazione è possibile ricavare informazioni sullo spessore medio X_m del mezzo interstellare attraversato dai raggi cosmici per giungere sulla superficie terrestre. Utilizzando un modello semplice in cui esistono solo due specie, primari N_p e secondari N_s e assumendo che l'unico meccanismo per cui cambia il numero di particelle è dovuto ai processi di spallazione, si ha

$$\frac{dN_p}{dX} = -\frac{N_p}{\lambda_p} \tag{1.12}$$

$$\frac{dN_s}{dX} = -\frac{N_s}{\lambda_s} + \frac{N_p P_{sp}}{\lambda_p} \tag{1.13}$$

dove X è lo spessore di materiale attraversato, λ_i sono le lunghezze di interazione per la specie i e P_{sp} è la probabilità di produrre un secondario a partire da un primario mediante il processo di spallazione, ovvero rappresenta il rapporto $\sigma_{spallazione} / \sigma_{total}$. I valori di questi ultimi due parametri sono stimati a partire dai risultati sperimentali provenienti dagli acceleratori. Dalla 1.12 e 1.13 risulta:

$$\frac{N_s}{N_p} = \frac{P_{sp}\lambda_p}{(\lambda_s - \lambda_p)}\Big[exp\Big(\frac{X_m}{\lambda_p} - \frac{X_m}{\lambda_s}\Big) - 1\Big] \tag{1.14}$$

Questa descrizione, nonostante sia molto semplificata in quanto non tiene conto nè della dipendenza temporale dell'evoluzione nè della presenza di altre specie, permette comunque di ottenere dei risultati interessanti. Si ricava $X_m = 5 \div 10\ g/cm^2$ che corrisponde a una distanza di circa 1 *Mpc*. Essendo il raggio del disco galattico circa 100 volte più piccolo ($\sim$ 15 *kpc*), si può dedurre che le particelle, per la presenza del campo magnetico galattico, restino confinate all'interno della Galassia per un tempo τ, detto *tempo di residenza medio*, dell'ordine di 10^6 *anni* ($\tau = X_m/\rho{\cdot}c\sim 1 \div 6{\cdot}10^6$ *anni*). Quanto detto porta ad affermare l'esistenza di un meccanismo di confinamento dei primari, emessi da una qualche sorgente, all'interno della nostra galassia.

All'aumentare dell'energia il rapporto tra i primari e i secondari N_s/N_p decresce perché diminuisce τ e quindi lo spessore medio X_m del mezzo interstellare attraversato (vedi figura 1.4).

Alle energie dei *TeV*, i RC possono essere raggruppati in 5 categorie: pro-

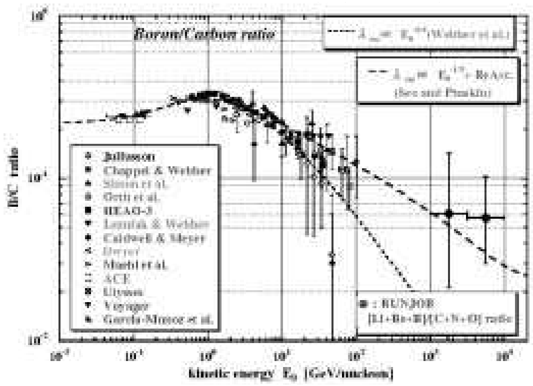

Figura 1.4: Rapporto tra le abbondanze dei nuclei secondari e quelle dei nuclei primari.

toni, nuclei di elio, gruppo CNO, gruppo Mg-Si e ferro. I primi due gruppi

(protoni + nuclei d'elio) sono anche chiamati *componente leggera* dei raggi cosmici, mentre gli ultimi due gruppi (Mg-Si + ferro) costituiscono la *componente pesante.*
Le misure dirette eseguite con palloni e dispositivi su satellite consentono di ottenere dati sull'evoluzione delle singole componenti in funzione dell'energia come viene mostrato nella figura 1.5

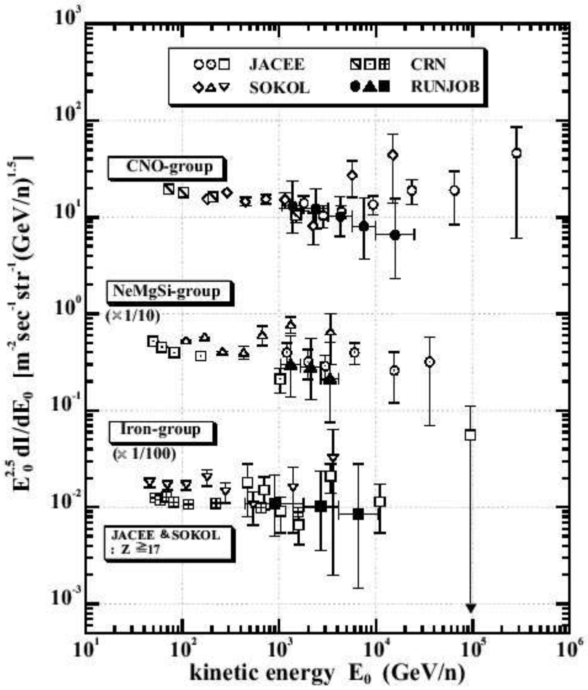

Figura 1.5: Spettri delle componenti pesanti misurate da diversi esperimenti su pallone o satellite

Le misure dirette, però giungono con sufficiente statistica solo ad energie $E \lesssim 10\ TeV/nucleone$ tranne che per protone ed alfa. Oltre alle incertezze statistiche sono presenti anche effetti sistematici, ad esempio il flusso delle α misurato da RUNJOB e quello misurato da JACEE (esiste un fattore 2 di differenza come mostrato in figura 1.3), tutti gli esperimenti basati su una tecnica di misura diretta non evidenziano la presenza di un ginocchio per nessuna delle componenti e nemmeno per lo spettro di tutte le particelle (*all particle spectrum*).

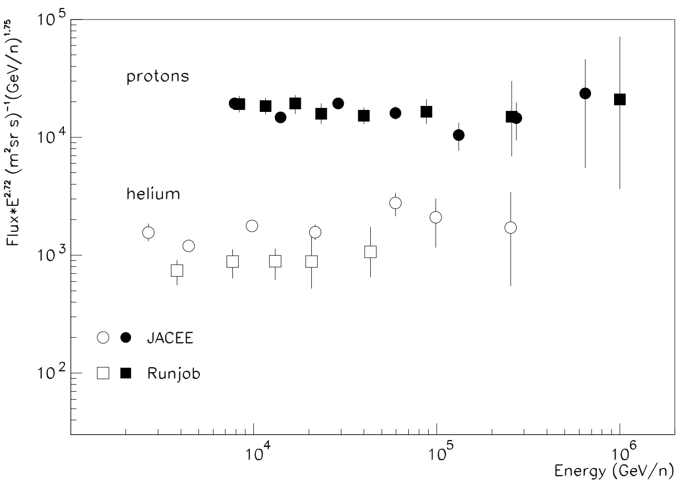

Figura 1.6: Spettro dei protoni e delle alfa ottenuto da RUNJOB e JACEE

1.4 I raggi cosmici secondo il Modello Standard

I principali problemi di natura astrofisica relativi alla radiazione cosmica riguardano essenzialmente l'origine, i meccanismi e i siti in cui ha luogo l'accelerazione, e la propagazione.
Esiste un modello di riferimento (*Modello Standard*) i cui aspetti principali possono essere sinteticamente descritti come segue:

- I raggi cosmici di bassa energia (pochi GeV) sono emessi essenzialmente dal Sole durante i brillamenti solari (*solar flares*), eventi particolarmente energetici che si presentano quando il ciclo solare, avente una durata tipica pari a 11 *anni*, è al suo massimo. Infatti, il flusso incidente di particelle cariche è modulato dal "vento solare" , il plasma magnetizzato in espansione prodotto dal sole che decelera ed esclude parzialmente i raggi cosmici galattici d'energia più bassa.

- Sino ad energie di $\sim 3{\cdot}10^{18}\ eV$, i RC sono prevalentemente di origine galattica. La maggior parte di essi sono prodotti nei processi di nucleosintesi stellare come suggerito dalla grande rassomiglianza con le abbondanze nel sistema Solare (vedi figura 1.3)

- I RC di origine galattica sono accelerati dalle onde d'urto che si generano a seguito dello scoppio di supernovae (SN) e poi iniettati nel mezzo interstellare. Infatti, l'ammontare di energia dovuto all'esplosione di una *SN* è dell'ordine di 10^{52} *erg* di cui circa il 90 % è rilasciata sotto forma di neutrini. Circa 10^{51} *erg* sono quindi rilasciati per accrescere l'energia cinetica di materia e particelle. Stimando la frequenza media di esplosione di una *SN* ogni 30 *anni* [11] risulta una corrispondente potenza media di circa

$$L = \frac{10^{51} erg}{10^9 s} = 10^{42} erg/s \tag{1.15}$$

di cui solo una piccola frazione è necessaria per sostenere la luminosità dei RC. È questo uno degli argomenti più forti a sostegno dell'ipotesi dell'origine dei RC da esplosioni di supernovae.

- Il meccanismo di accelerazione da *shock waves* spiega in modo elegante e naturale l'origine dello spettro di potenza e la sua universalità in quanto le *shock waves* sono presenti in numerosi ambienti astrofisici come ad esempio nell'eliosfera, nelle esplosioni di supernovae, nei jets di radiogalassie, nei sistemi binari in cui avviene accrezione di gas. Questo meccanismo genera uno spettro di potenza $J(E) \sim E^{-\gamma}$ dove l'indice spettrale γ è legato al rapporto di compressione r_c mediante la relazione:

$$\gamma = 1 + \frac{3}{r_c - 1} \tag{1.16}$$

Il rapporto di compressione r_c è definito come il rapporto tra la pressione del gas dopo lo shock ρ_2 e quella prima dello shock ρ_1 :

$$r_c = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(C_p/C_v + 1) \cdot M^2}{(C_p/C_v - 1) \cdot M^2 + 2} \tag{1.17}$$

dove C_p e C_v sono i calori specifici del gas ed M è il numero di Mach che esprime il rapporto della velocità dell'onda di shock v_{shock} e la velocità del suono nel gas v_s

$$M = \frac{v_{shock}}{v_s} \tag{1.18}$$

Nel caso di uno shock violento (M $\gg$ 1) che avviene nell'Universo dove il gas predominante è l'idrogeno ($C_p/C_v = 5/3$, essendo un gas monoatomico) si ottiene un indice spettrale $\gamma \sim 2$. Tale indice può assumere valori lievemente diversi ma pur sempre compresi nell'intervallo $\gamma = 2 \div 3$ a causa dell'accoppiamento dei RC con onde idrodinamiche generate nel plasma dagli stessi RC, della disomogeneità dei campi magnetici (effetti di non linearità) e a causa dei processi di propagazione.

Per raggiungere energie $E > 10^{15} \div 10^{16}\ eV$, i RC sarebbero soggetti ad ulteriori processi di accelerazione. Infatti, attraverso il meccanismo delle onde d'urto è possibile raggiungere un'energia massima $E_{max} \sim Z \cdot 100\ TeV$. Vari modelli sono stati proposti per descrivere il processo di riaccelerazione tra cui:

a) La presenza di un campo magnetico ortogonale alla direzione di propagazione dell'onda d'urto genera un campo elettrico che determina un meccanismo di accelerazione in grado di raggiungere energie circa 100 volte maggiori [12].

b) Un altro meccanismo col quale è possibile raggiungere un'energia massima di $E_{max} \sim Z \cdot 10^{17}\ eV$ è il cosiddetto *termination shock* del vento galattico, simile a quello che avviene nell'eliosfera. L'ipotesi che sta alla base del modello è quella per cui l'energia di tutte le supernovae galattiche determini un vento di gas interstellare che si propaga nel mezzo intergalattico a velocità più elevate della velocità di fuga della Galassia. La presenza del gas intergalattico determina una transizione della velocità del vento che diventa subsonica generando un'onda d'urto ad una distanza di alcuni *Kpc* dal disco galattico. In realtà il fattore che permette di raggiungere energie così elevate è il tempo di accelerazione T su scala cosmologica pari a $\sim 10^{10}$ *anni* di gran lunga superiore a quello che caratterizza il processo di accelerazione per onde d'urto in *SN* ($\sim 10^3$ *anni*).

c) P.Biermann propone uno scenario con una accelerazione da supernova di due tipi: le supernove normali esplodono nel mezzo interstellare e accelerano soprattutto i protoni fino ad energie di $\sim 100\ TeV$, le supernove più massive esplodono all'interno del loro vento stellare accelerando anche le particelle più pesanti fino ad energie di $Z \cdot 10^{15}\ eV$.

d) Un' altra ipotesi riguarda possibilità che i RC possano essere accelerati mediante processi elettromagnetici, come può avvenire ad esempio in stelle di neutroni dotate di un'alta velocità rotazionale. Infatti, per una giovane pulsar, il campo magnetico alla superficie è molto intenso ($B \sim 10^{12}\ G$) ed il periodo di rotazione $\sim 10\ ms$. In tali condizioni, se l'asse magnetico non coincide con l'asse di rotazione, si ha un dipolo magnetico ruotante caratterizzato da getti relativistici di plasma e radiazione che fuoriescono dai poli magnetici; la luminosità del processo è pari a $L = 2 \cdot 10^{39} (T/10\ ms)^4\ erg/s$. Solo alcune decine di simili oggetti sarebbero sufficienti a fornire tutta la luminosità della radiazione cosmica. In questi ambienti, l'accelerazione avviene mediante campi magnetici variabili ed una stima dell'energia massima a cui possono essere accelerate le particelle, prima che esse riescano a lasciare il sito astrofisico, è data da

$$E \lesssim ZBL \sim \beta Z\Big(\frac{B}{Gauss}\Big)\Big(\frac{L}{kpc}\Big) \cdot 10^{18} eV \tag{1.19}$$

dove β rappresenta l'efficienza del meccanismo di accelerazione, Z è la carica della particella, B è il campo magnetico ed L le dimensioni del sito. Il limite superiore è fissato trascurando eventuali fenomeni di perdita di energia, assumendo energia massima (ossia per valori del parametro β pari ad uno).

- Infine, l'origine dei raggi cosmici più energetici ($E > 3{\cdot}10^{18}\ eV$) resta più incerta. L'origine galattica è sfavorita da almeno due argomenti:

  a) la difficoltà di determinare sorgenti galattiche capaci di accelerare i RC alle più alte energie;

  b) se ciò fosse, si dovrebbero osservare direzioni privilegiate. Infatti, il raggio di curvatura di particelle così energetiche è molto grande, maggiore dello spessore del disco della galassia, pertanto se a queste energie i RC fossero di origine galattica dovremmo riuscire a distinguere le loro sorgenti.

L'ipotesi più accettata è quindi che la "caviglia" *ankle* a $\sim 3{\cdot}10^{18}\ eV$ segni l'inizio di un contributo sempre maggiore della componente extragalattica. Dallo studio condotto da Hillas nel 1984 [13] si deduce che, affinché il meccanismo di accelerazione risulti particolarmente efficiente occorre cercare zone di spazio dove il campo magnetico B è molto intenso e le dimensioni L molto grandi. Tali risultati sono mostrati nel noto diagramma di Hillas in figura 1.4.
Si noti che l'equazione 1.19 assume come limite semplicemente il fatto che il raggio di Larmor della particella sia minore delle dimensioni del sito in cui avviene l'accelerazione. In realtà occorre tenere in considerazione processi di perdita di energia quali: fotoreazioni (si verificano allorchè le dimensioni della regione di accelerazione sono maggiori della lunghezza di interazione) e radiazione di sincrotone (le dimensioni della regione devono essere abbastanza grandi da rendere trascurabili tali perdite).
I siti extragalattici candidati quali sedi dei fenomeni di accelerazione dei RC di altissima energia sono i Nuclei Galattici Attivi (*AGN Active Galactic Nucleus*) e le Radio Galassie [14, 15]. Gli *AGN* sono le regioni

centrali di una galassia che hanno un'attività molto più intensa di quella delle normali galassie non ascrivibile ai normali processi di formazione stellare. La luminosità tipica è infatti $10^{46} \div 10^{48}$ erg/s, da confrontare con quella di una galassia come la nostra pari a $\simeq 10^{44}$ erg/s. Il modello più accreditato considera l'esistenza di un buco nero supermassivo nel centro di queste galassie. Ciò è confermato dal fatto che la regione di emissione risulta molto compatta ($\sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ pc). Nella figura 1.4 viene mostrato lo schema unificato degli AGN, secondo il quale la diversa classificazione di queste galassie dipende essenzialmente dall'angolo di osservazione.

- Una volta iniettati nel mezzo interstellare, inizia per i RC una complicata storia di propagazione usualmente descritta dall'equazione di trasporto di Ginzburg e di Syrovatskii [11] (*Diffusion-Loss Equation*) in cui compaiono due importanti incognite: il contributo delle sorgenti ed il volume in cui avviene la diffusione.
  Il modello fenomenologico più predittivo comunemente usato per la descrizione della propagazione è il *Leaky Box Model* [16], il quale si basa sull'idea che le particelle diffondano liberamente in un volume di confinamento, la galassia, cui possono sfuggire con una probabilità indipendente dal tempo ma funzione dell'energia. Sebbene il meccanismo ipotizzato come responsabile della propagazione dei raggi cosmici sia uguale per tutti gli elementi, il modello predice valori degli indici spettrali diversi al variare della massa dell'elemento. In questo modello, la produzione di RC alla sorgente è bilanciata dalla perdita per fuga dalla Galassia, spallazione e decadimento radiativo.
  Il *Leaky Box Model* è tuttavia un modello molto approssimato, che diventa plausibile solo se si considera la "diffusione" dei raggi cosmici all'interno del volume galattico, cioè se si assume che i raggi cosmici abbiano una specie di *random walk* all'interno della Galassia, dovuto ai molti ostacoli che essi incontrano, come ad esempio le irregolarità del campo magnetico galattico, che li deviano dalla loro direzione originaria di propagazione. In tal modo infatti la velocità di diffusione risulta minore di quella di propagazione spiegando il maggior tempo di permanenza dei RC nella Galassia.

Tutti i meccanismi di accelerazione finora descritti appartengono ai cosiddetti modelli *bottom-up*, in cui i raggi cosmici sono prodotti ed accelerati in ambienti di origine astrofisica, sede di fenomeni estremi. Nell'ipotesi, invece, dei modelli *top-down* [17], non si ha bisogno di pensare ad un meccanismo di accelerazione poiché i primari di alta energia sarebbero prodotti nel decadimento di particelle supermassive "X" prodotte nell'Universo primordiale

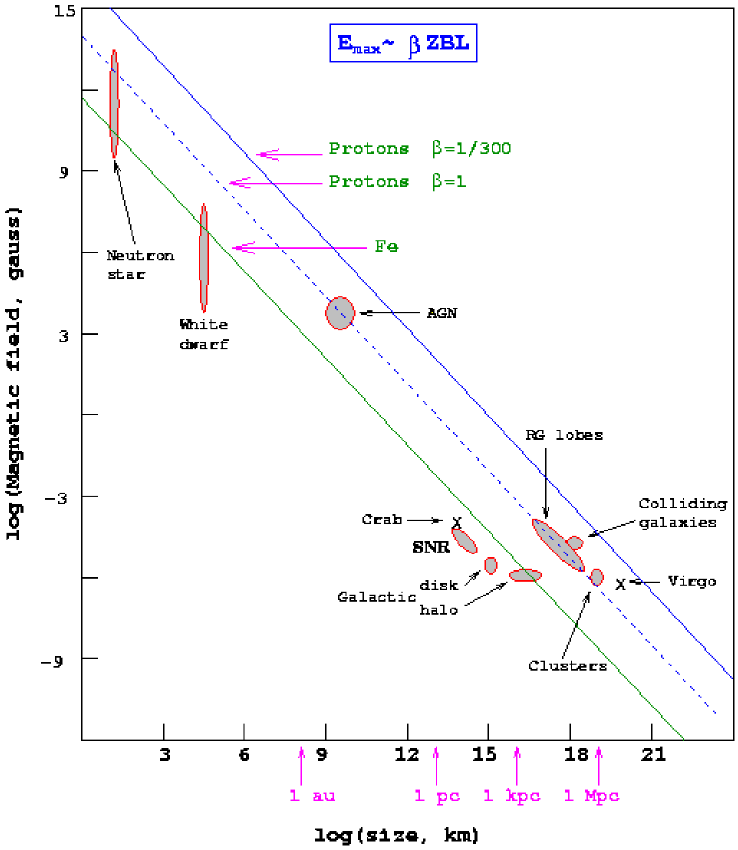

Figura 1.7: Il diagramma di Hillas mostra i possibili siti galattici ed extra-galattici in grado di accelerare le particelle ad altissima energia. I vari siti sono classificati secondo le loro dimensioni ed i campi magnetici che li caratterizzano. Le sorgenti possibili per l'accelerazione di nucleoni fino a 10^{20} eV sono quelle che si pongono al di sopra delle linee indicate. Le diverse linee si riferiscono a calcoli effettuati per diversi valori dell'efficienza del processo.

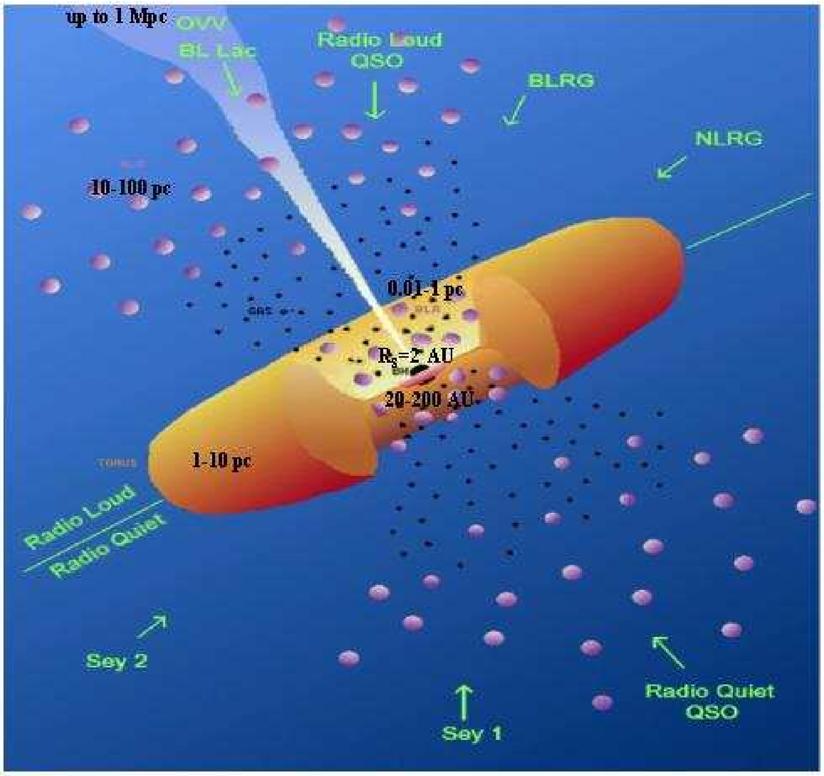

Figura 1.8: Modello unificato degli *AGN*. A seconda dell'angolo di osservazione è mostrata la classificazione degli *AGN*.

in quanto queste particelle dovrebbero avere massa prossima alla scala della grande unificazione, ossia $M_X \sim 10^{25}\ eV$. In questi modelli è necessario introdurre un meccanismo di produzione continua di siffatte particelle. Un modo è pensare che esse siano il frutto di collassi o annichilazioni di difetti topologici come stringhe e monopoli, prodotti nella transizione di fase nell'Universo post-inflazionario [18]. La caratteristica principale della radiazione risultante sarebbe un assoluto dominio delle componenti fotoniche e neutriniche.

1.5 Il ginocchio dello spettro

I motivi della presenza del ginocchio sono tuttora incogniti, nonostante esso sia stato osservato per la prima volta nel 1958 in un esperimento di sciami estesi dal gruppo di Mosca [19] e confermato successivamente da altri esperimenti di sciame. È interessante notare come finora solo gli esperimenti di sciame e quindi quelli basati su una tecnica di misurazione indiretta abbiano osservato la presenza del ginocchio; a queste energie, infatti, le misure dirette hanno scarsa significatività statistica.
Inoltre, solo attraverso la conoscenza dello spettro delle singole componenti dei RC è possibile capire l'origine astrofisica e/o particellare del ginocchio e, quindi, discriminare tra le varie teorie esistenti.
Le teorie sull'origine del ginocchio possono essere sostanzialmente raggruppate in:

- Origine astrofisica del ginocchio.

  1) *Il ginocchio sarebbe dovuto al limite dei meccanismi di accelerazione.* Si potrebbe pensare che esistano due meccanismi distinti di accelerazione: uno che trasporta le particelle fino al ginocchio e l'altro che accelera tutte le particelle che sono giunte al ginocchio mediante il primo meccanismo di accelerazione. In questo contesto, quindi, l'energia in corrispondenza della quale si manifesta il ginocchio è la massima energia raggiungibile mediante il primo meccanismo di accelerazione. Questa energia massima è definita dalla size e dalla forza dei campi magnetici nella regione di accelerazione e dipende dalla carica Z della particella primaria ($E_{max} \sim Z$ x (L x B)). In ogni caso il limite di accelerazione risulta per tutte le componenti alla stessa rigidità R, risulta quindi che $E_{max} = Z{\cdot}E_{protone}$.

  2) *Il ginocchio sarebbe dovuto alla diffusione dei raggi cosmici o ad effetti legati alla propagazione.*

L'idea è che il campo magnetico trattiene le particelle all'interno della Galassia fino alle energie del ginocchio ($E_{max} \sim Z \cdot 3{\cdot}10^{15}\ eV$). Particelle di energia maggiore comincerebbero a sfuggire dal volume galattico (*deconfinamento*).

Il *Leaky Box Model* prevede che lo spettro osservato per ogni singola componente assuma il valore:

$$J(R) \propto Q(R) \cdot \frac{\tau_e(R)}{1 + \lambda_{esc}/\Lambda_{int}} \tag{1.20}$$

dove *Q(R)* rappresenta lo spettro delle singole componenti accelerate alla sorgente, τ_e è il tempo di confinamento, λ_{esc} è pari a $c{\cdot}\beta \cdot \rho \cdot\ \tau_e(R)$ essendo ρ la densità media nel volume di confinamento e Λ_{int} la lunghezza di interazione dei raggi cosmici col mezzo interstellare. Per alte energie ($\sim TeV$), essendo λ_{esc} trascurabile rispetto a Λ_{int}, lo spettro *J(R)* assume la forma:

$$J(R) \propto Q(R) \cdot \tau_e(R) \tag{1.21}$$

Lo spettro delle singole componenti alla sorgente può essere valutato mediante la relazione [20]:

$$Q(R) \propto \frac{R^{-\alpha}}{(1 + R/R_c)^{\varepsilon}} \tag{1.22}$$

dove α è l'indice spettrale ~ 2 , ε rappresenta la variazione di α dopo il ginocchio pari circa a $0.4 \div 0.5$ e R_c è la rigidità di cut-off, oltre la quale il processo di accelerazione perde efficacia. Secondo il Modello Standard, R$_c \sim 100\ TV$ e quindi per energie prima del cut-off ($E < 1\ PeV$) lo spettro è dominato dalla componente leggera (protoni e alfa) di intensità più elevata. Per energie maggiori, a seconda dei valori degli indici spettrali delle varie componenti esistono "modelli di composizione leggera" in cui gli indici spettrali sono all'incirca uguali per le varie componenti e "modelli di composizione pesante" in cui l'indice spettrale decresce all'aumentare di *Z*. In questi modelli rispettivamente, alle energie del ginocchio, domina la componente leggera o quella pesante.

- Origine particellare del ginocchio.

  Il ginocchio è dovuto alla presenza di una nuova fisica delle interazioni adroniche.
  Il ginocchio è indicativo della presenza di una nuova fisica nelle interazione fra le particelle ad energie così elevate. Infatti, qualora una

frazione dell'energia associata ad un nuovo canale di interazione non è rivelabile sperimentalmente, il risultato è una sottostima dell'energia della particella primaria (una spiegazione di questo tipo è già stata proposta come un repentino cambiamento dell'inelasticità con l'energia). Il cambio di pendenza (ginocchio) sarebbe, quindi, dovuto all'accensione di questo nuovo canale e l'ulteriore cambio di pendenza (caviglia) alla saturazione del canale stesso.

Per risolvere il "puzzle" del ginocchio, l'unica alternativa consiste nella determinazione sperimentale dello spettro di energia delle singole componenti o per gruppi di massa, con una accurata investigazione dei meccanismi di interazione adronica che governano lo sviluppo degli sciami atmosferici.

Capitolo 2

Lo spettro dei raggi cosmici e la composizione della Radiazione Cosmica Primaria

2.1 Sciami atmosferici estesi

Lo studio della Radiazione Cosmica Primaria ad energie al di sopra dei 10^{15} eV, a causa della rapida decrescita del flusso all'aumentare dell'energia, può essere effettuato solo mediante la rivelazione delle particelle che vengono prodotte nell'interazione dei primari con l'atmosfera, ossia degli sciami atmosferici estesi (*EAS, Extensive Atmospheric Shower*). Infatti, l'atmosfera si comporta come un calorimetro di densità variabile, caratterizzato dall'avere uno spessore verticale pari a 28 lunghezze di radiazione per le interazioni elettromagnetiche, 17 lunghezze di collisione per le interazioni adroniche e 12 lunghezze di interazione per le interazioni adroniche inelastiche. Man mano che un primario penetra nell'atmosfera, perde energia nella produzione di altre particelle dando luogo ad un fenomeno a cascata. Un tale sviluppo dello sciame prosegue fino a che in media l'energia persa per ionizzazione da parte delle particelle prodotte diviene confrontabile con quella persa nella produzione della successiva generazione di particelle. A partire da questo punto, dove lo sciame ha raggiunto il massimo del suo sviluppo, il numero di particelle prodotte ad ogni generazione diminuisce fino ad annullarsi.

Durante il suo sviluppo, uno sciame conserva la traiettoria con cui il primario è entrato in atmosfera, la quale prende il nome di "asse dello sciame"; il punto di impatto al suolo di tale traiettoria è detto "centro dello sciame" (*core*). La cascata si localizza intorno alla traiettoria del primario, ma al suolo essa è diffusa su superfici molto ampie. Infatti, nei processi di produzione, le particelle acquistano quantità di moto trasverse, tanto maggiori quanto minore è la loro energia.

Gli sciami atmosferici hanno due componenti: una elettromagnetica e una adronica. Le due componenti sono accoppiate in quanto il decadimento del π_0 "fornisce" energia alla componente elettromagnetica. Per ogni interazione adronica $\sim 1/3$ dell'energia confluisce nella componente elettromagnetica attraverso il decadimento del π_0 in 2γ. Il processo di moltiplicazione si arresta allorquando l'energia necessaria per la produzione di coppie e per l'irraggiamento risulta inferiore all'energia critica che nell'atmosfera è pari a $\sim 80\ MeV$; in questo caso, infatti, sono dominanti i processi di ionizzazione. Elettroni e positroni sono le particelle più abbondanti di uno sciame; esse trasportano la maggior parte dell'energia del raggio cosmico primario.

Per la descrizione di uno sciame lungo il suo sviluppo si è soliti introdurre le grandezze *N(X)* (*size* dello sciame) ossia il numero di particelle che compongono la cascata in funzione dello spessore atmosferico X percorso. Tali quantità dipendono fortemente dalla natura del primario, dalla sua energia e dalla quota di prima interazione e sono soggette a notevoli fluttuazioni.

Ne risulta che lo studio degli EAS è particolarmente complicato in quanto governato dalle fluttuazioni statistiche del processo di cascata. Infatti, la size di uno sciame indotta da un primario di energia fissata fluttua da evento a evento e le cause vanno ricercate sia nel processo stocastico di moltiplicazione a valanga che nelle fluttuazioni della quota di prima interazione, definita come il punto da cui inizia la propagazione dello sciame. La quota di prima interazione dipende a sua volta dal cammino libero medio (e dunque dalla sezione d'urto) dei primari nell'atmosfera e dipende sia dalla natura del primario che dalla sua energia.

2.2 Rivelazione dei raggi cosmici

Come si può notare in figura 2.1 a seconda dell'energia l'intensità dei raggi cosmici assume valori molto diversi e necessita di conseguenza di tecniche di misura sperimentale diversificate tra loro. In particolare, il valore relativamente elevato dell'indice spettrale γ produce una rapida diminuzione del flusso all'aumentare dell'energia. Ad energie di $10^{20}\ eV$, ad esempio, corrisponde un flusso pari a $\sim 1\ Km^{-2}\ secolo^{-1}$.

Fino ad energie dell'ordine dei $100\ TeV$, la radiazione cosmica primaria viene investigata mediante rivelatori posti su satelliti e palloni ad alta quota (circa 40 Km, equivalenti a $\sim 3 \div 5\ g/cm^2$) ovvero prima della sua interazione con l'atmosfera. Tale tecnica di indagine diretta, non risulta più particolarmente efficace per energie superiori ai $100\ TeV$ a causa del valore relativamente basso del flusso che necessita, per ottenere risultati con buona

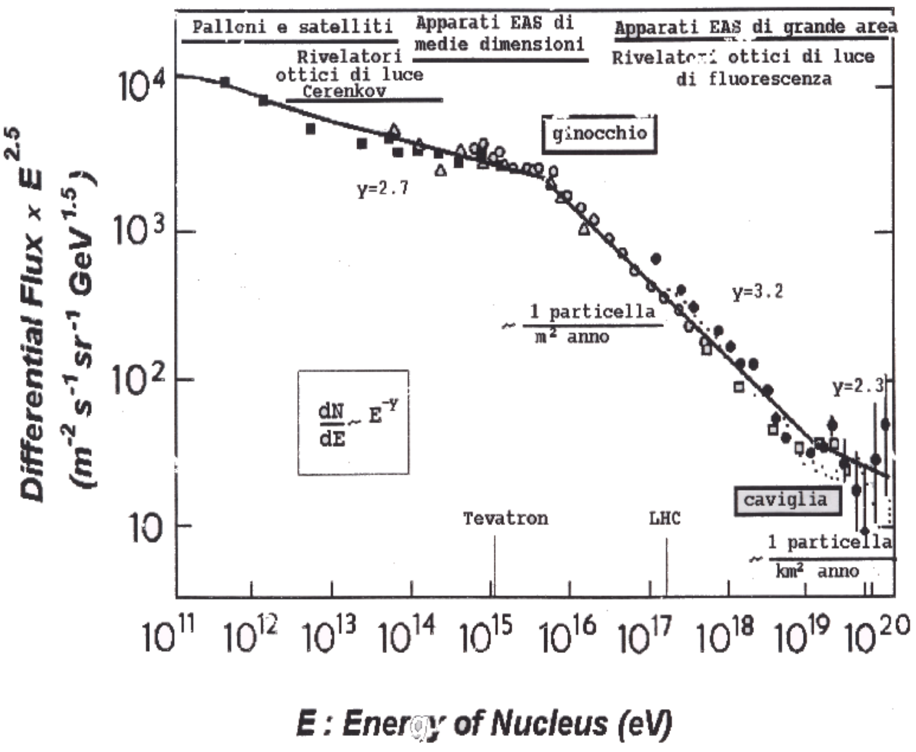

Figura 2.1: Flusso differenziale dei RC. Per una migliore visualizzazione del ginocchio il flusso è stato moltiplicato per $E^{2.5}$. Vengono, inoltre, mostrate le diverse tecniche di rivelazione in funzione dell'energia.

statistica, di tempi di acquisizione molto lunghi e, di una esposizione (= *area attiva · tempo di misura*) troppo grande. Quindi, i raggi cosmici primari ad energie superiori ai 100 TeV non vengono investigati direttamente ma mediante grossi apparati di sciami che campionano i raggi cosmici secondari, prodotti dall'interazione dei primari con l'atmosfera.

2.2.1 Misure dirette

Le tecniche di misura diretta consistono nel rivelare i RC prima che la loro interazione con i nuclei dell'atmosfera possa modificarne le caratteristiche. In particolare, i RC con energia al di sotto dei 10 TeV sono rivelabili solo in quota con palloni o satelliti perché i loro sciami e i relativi effetti vengono interamente assorbiti dall'atmosfera terrestre e non si manifestano al suolo. I limiti di osservazione sono dati dal cut-off geomagnetico e, se la rivelazione ha luogo mediante palloni alla cui quota risulta ancora uno spessore residuo di atmosfera, da un cut-off atmosferico addizionale. La componente di energia più bassa è, inoltre, influenzata dalla modulazione del vento solare presentando una forte variabilità che può essere un fattore uno o due. Questi effetti di modulazione diminuiscono all'aumentare della *rigidità magnetica* $R = p/Z$ e divengono trascurabili per $R \geq 20\ GV$.

I rivelatori usati per questo tipo di indagine dipendono dalla natura della radiazione che si vuole investigare e dal grado di sensibilità in energia che viene richiesto. Per la rivelazione dei raggi γ vengono generalmente usati scintillatori, camere a scintilla e rivelatori che utilizzano l'effetto Compton. Per la rivelazione della componente carica dei RC, invece, vengono utilizzati rivelatori Cerenkov a gas, rivelatori a transizione di radiazione, scintillatori ed emulsioni nucleari.

La prima misura dello spettro di energia indipendentemente dalla natura del raggio cosmico primario fu eseguita dalla serie *Proton* di satelliti sovietici. Le misurazioni effettuate, rimaste uniche nel loro genere, si estendono su un ampio intervallo di energia ($400 \div 10^6\ GeV$) e rappresentano tuttora un solido riferimento di misura diretta dell' *all particle spectrum* [19].

I risultati più recenti di questa metologia di misura sono quelli forniti dai palloni $JACEE$ e $RUNJOB$ che hanno misurato lo spettro di energia di protoni, alfa e gruppi di nuclidi (*CNO*, *NeMgSi*, *Fe*).
$JACEE$ ha misurato lo spettro dei protoni e dell'elio fino a quasi 800 TeV e non ha osservato alcun ginocchio per quanto riguarda i protoni, anche se per energie al di sopra dei 100 TeV l'esperimento non possiede abbastanza statistica per provare o rigettare la presenza del ginocchio. Anche lo spettro delle alfa sarebbe piatto in accordo con i risultati di SOKOL [22]. JACEE riporta per quanto riguarda l'indice spettrale i valori γ_p = (-2.80 $\pm$ 0.04) e γ_{He} = (-2.68 $\pm$ 0.06), mentre RUNJOB riporta il valore di $\sim$ -2.80 per ambedue le specie con una indeterminazione del 10% (vedi fig. primo capitolo) e l'intensità delle alfa è di circa un fattore 2 più basso di quella misurata da JACEE (vedi fig. 1.3). I risultati sperimentali di tali parametri sono di particolare importanza se messi in relazione ai modelli di accelerazione standard che prevede un cut-off dello spettro di energia della componente leggera (protoni + alfa)alle centinaia di TeV.
I risultati dei due esperimenti sono comunque in accordo con un aumento del valor medio del *lnA* in funzione dell'energia sino alle energie del PeV come si può osservare nel grafico 2.2.

Oltre al basso flusso connesso con l'aumento dell'energia, esiste anche un problema legato alla rivelazione e conseguente identificazione di particelle di alta energia per le quali è richiesto un aumento dello spessore del calorimetro al fine di contenere interamente la cascata.
Il valore di 100 TeV rappresenta una sorta di confine tra i due metodi di misura; in conseguenza a ciò, la fisica della radiazione cosmica primaria al

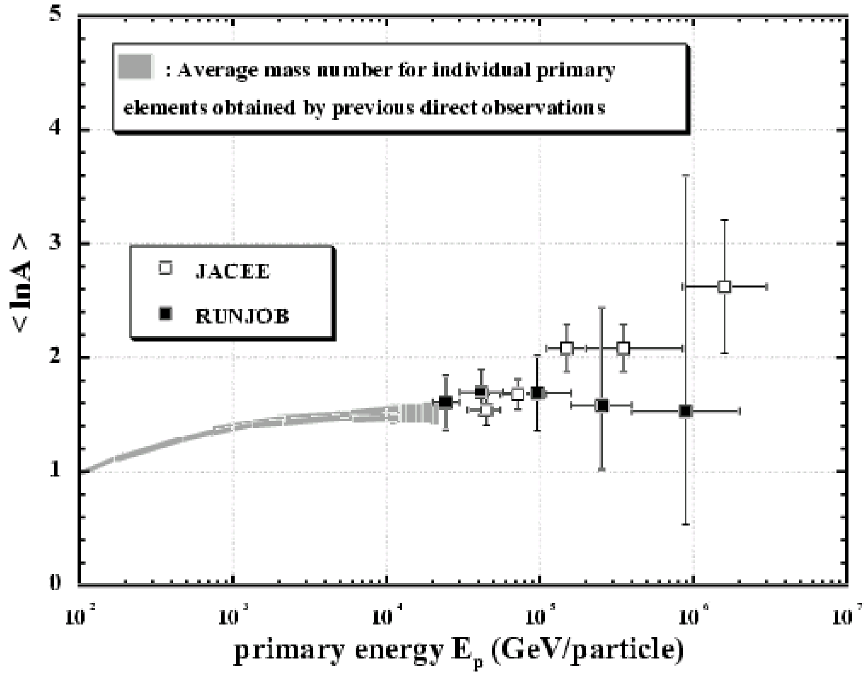

Figura 2.2: Andamento del *lnA* in funzione dell'energia come misurato dagli esperimenti JACEE e RUNJOB.

ginocchio, ovvero alle energie del PeV, è solo marginalmente esplorabile con tecniche di indagine diretta.

Sono in fase di realizzazione nuovi esperimenti: ACCESS e INCA su satellite e ATIC e CREAM con palloni a lungo tempo di volo (più di cento giorni di presa dati) per migliorare la statistica sopra i 100 TeV. In particolare il progetto ACCESS riguarda una sofisticata strumentazione che dovrebbe essere localizzata sulla stazione orbitale ISS e dovrebbe consentire di raggiungere una statistica significativa sino ad energie di $\sim 1000\ TeV$.

2.2.2 Misure indirette

Nella tecnica di misurazione indiretta, la misura della grandezza fisica in esame viene rimandata a quella di altre grandezze fisiche legate alla grandezza originaria mediante una relazione funzionale. Nel caso specifico della radiazione cosmica, essa viene investigata attraverso lo studio degli sciami atmosferici estesi (EAS), prodotti nell'interazione dei raggi cosmici primari con i nuclei che compongono l'atmosfera. Tale tecnica consiste nel campionare, in vari punti, le particelle dello sciame sul piano di rivelazione. Le grandezze che si cerca di determinare sono la direzione da cui proviene il primario, la sua energia e la sua natura.

Le misure indirette possono essere effettuate in superficie o sottoterra. Nel primo caso vengono rivelati la componente carica di bassa energia (elettroni, positroni, muoni di energia $E \gtrsim 1\ GeV$), fotoni di alta energia mediante la tecnica delle emulsioni nucleari, luce Cherenkov e luce di fluorescenza dell'aria (quest'ultima proposta per la prima volta da *Fly's Eyes* e praticabile solo per $E > 10^{17}\ eV$). Gli esperimenti sotterranei, invece, rivelano i muoni di alta energia e i neutrini.
Le tecniche che rivelano la luce prodotta dagli elettroni dello sciame (luce Cherenkov e luce di fluorescenza) sono utilizzate per determinare lo sviluppo longitudinale dello sciame. Tale misura permette di stimare la profondità X_{max} a cui avviene il massimo sviluppo dello sciame; essa è una funzione crescente logaritmicamente con l'energia per nucleone.
Le altre tecniche sono basate sul campionamento "trasversale" dello sciame ad una quota fissa e vengono effettuate mediante un *array* di rivelatori distribuiti su una vasta area ad una distanza più o meno regolare. Il trigger per la rivelazione degli eventi varia da esperimento ad esperimento e dipende soprattutto dalla geometria dell'apparato. Generalmente esso è realizzato ponendo in coincidenza gruppi di rivelatori adiacenti e imponendo che la carica misurata o il numero di particelle siano superiori ad un certo valore di soglia.

Lo studio della distribuzione di tutte le particelle cariche campionate consente, mediante opportune tecniche di ricostruzione, di stimare alcune grandezze che caratterizzano la tipologia dello sciame. È possibile risalire alla posizione del *core* dello sciame che una volta noto permette di stimare la distribuzione di densità laterale $\rho(r)$, ovvero la densità delle particelle secondarie a distanza r dal core dello sciame:

$$\rho(r) = \frac{dN_e}{2\pi r dr} \tag{2.1}$$

Interpolando i valori sperimentali di $\rho(r)$ con opportune funzioni di distribuzione laterale è possibile ricavare la size elettronica N_e effettuando una integrazione:

$$2\pi \cdot \int \rho(r) \cdot dr = N_e \tag{2.2}$$

Generalmente, i segnali provenienti dai rivelatori forniscono anche l'informazione temporale relativa alle particelle dello sciame. Questa informazione può essere utilizzata per determinare la struttura temporale del fronte dello sciame mediante la tecnica del *fast-timing* che consiste nel registrare i ritardi relativi dei vari segnali (la cui distribuzione è definita dall'intersezione del fronte dello sciame di forma leggermente parabolica con la superficie di rivelazione). In tal modo è possibile ricavare la direzione di incidenza.

La rivelazione di altre componenti dello sciame, quali adroni o muoni, richiede l'utilizzo di appositi apparati di rivelazione. La componente muonica che, a seconda della quota di osservazione, rappresenta circa il $5 \div 10$ % di quella elettronica, può essere rivelata mediante rivelatori opportunamente schermati per evitare problemi di *punch-through* da parte degli elettroni dello sciame soprattutto in prossimità del core. La componente adronica di alta energia ($E > 10\ GeV$), essendo concentrata principalmente nelle vicinanze del core, viene rivelata mediante l'utilizzo di calorimetri.

Ogni componente dello sciame è in qualche modo correlata alla massa ed energia del primario in un modo più o meno stringente a seconda della quota di campionamento. La componente muonica di bassa energia è già sostanzialmente formata a una profondità in atmosfera di $\sim 300\ g/cm^2$ e si propaga con piccola attenuazione; pertanto, la sua correlazione con energia e massa del primario è poco dipendente dalla quota di osservazione. Non è così per la componente elettromagnetica che dopo il massimo dello sviluppo longitudinale si attenua come

$$N_e(t) = N_e(t_0) \cdot e^{-\frac{t-t_0}{\Lambda_e}} \tag{2.3}$$

dove $N_e(t)$ è la size alla profondità t e Λ_e è la lunghezza di attenuazione degli elettroni dello sciame dell'ordine di $180 \div 200\ g/cm^2$ dipendente da t ed E. Inoltre, poiché i nuclei pesanti interagiscono prima in atmosfera, a quote non elevate la size N_e da essi generata è notevolmente ridotta rispetto a quella prodotta dai protoni. Come conseguenza lo spettro di size totale a livello del mare o a quote moderate è dominato dai protoni e dai nuclei d'elio. Al contrario, ad altissime quote (Yangbaijing $t = 606\ g/cm^2$; Chacaltaya $t = 540\ g/cm^2$) la differenza tra la size N_e prodotta da protoni e quella generata da nuclei pesanti è molto ridotta: ad energie $E > 1000\ TeV$ si ha $N_e^p \sim N_e^{Fe}$ e, quindi, lo spettro di size osservato somiglia allo spettro di energia. Tuttavia, le fluttuazioni dovute al processo di cascata nonchè gli effetti strumentali e di selezione degli eventi tendono a confondere le precedenti descrizioni. Si può affermare, in ogni caso, che misure della sola size elettronica N_e eseguite ad alta quota risultano poco discriminanti rispetto al modello di composizione e più efficaci invece, relativamente alle misure a bassa quota, nel determinare lo spettro di energia indipendentemente dalla composizione. Al contrario, le misure di size N_e eseguite a bassa quota ($t > 800\ g/cm^2$) possono fornire informazioni importanti sulla struttura dello spettro delle componenti leggere. Ad alta quota la discriminazione della natura del primario ad energie di $E \sim 10^{15}\ eV$ è essenzialmente legata all'osservazione di altri parametri di sciame più correlati con la massa del primario.

2.3 La misura della Composizione della Radiazione Cosmica Primaria

A dispetto di un enorme flusso di dati fornito dalle misure di numerosi apparati di sciame, la composizione dei raggi cosmici non è ancora nota in modo soddisfacente ad energie $E > 10\ TeV$. Questo aspetto è strettamente legato ad un'altra "annosa" e non ancora risolta questione: quella della struttura del ginocchio. L'evoluzione delle singole componenti dei RC di energia $E \sim 10^{14} \div 10^{16}\ eV$ rappresenta un problema non ancora risolto e la struttura del ginocchio, investigabile solo attraverso lo studio degli EAS, è ancora sconosciuta. Nella figura 2.3 viene mostrato il complesso scenario sperimentale relativo allo spettro della componente leggera (protoni+alfa) misurato da vari esperimenti:secondo le diverse misure l'energia del ginocchio della componente protonica varia da circa 200 TeV (TIBET AS -γ) a 400 TeV (CASA-MIA) sino a 2 PeV (KASCADE e HEGRA).
I risultati sono tali da non rendere possibile un confronto definitivo con i diversi modelli di accelerazione e propagazione dei RC.

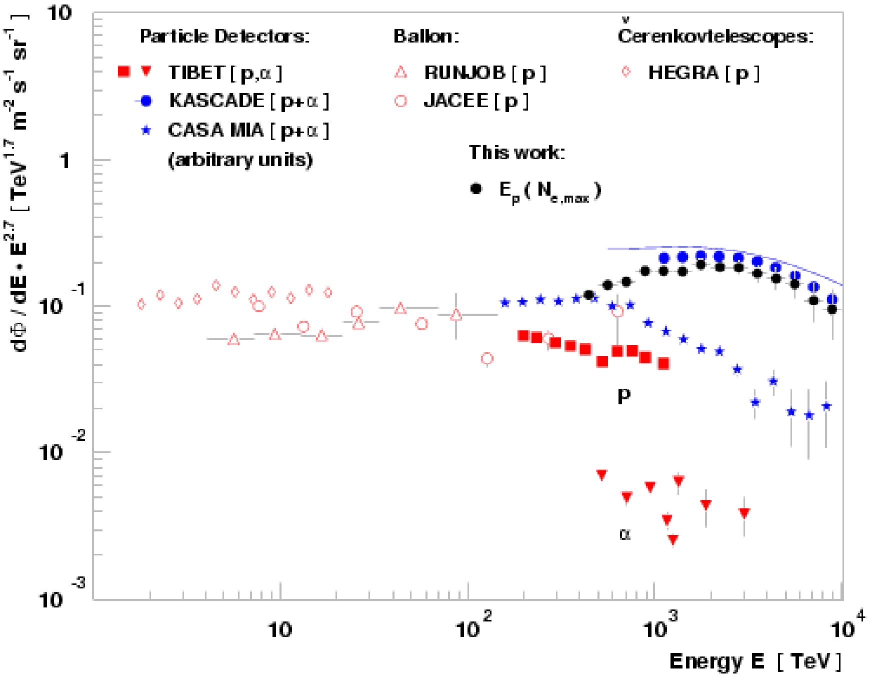

Figura 2.3: Spettro della componente leggera misurato da diversi esperimenti.

Molteplici tecniche di analisi dei dati sperimentali sono utilizzate dai diversi esperimenti che studiano la fisica dei raggi cosmici in prossimità del ginocchio. Tali tecniche possono essere schematizzate sostanzialmente in 3 "gruppi":

- lo spettro delle singole componenti viene ricavato a partire dalla misura congiunta di più grandezze di size N_j dello sciame correlate con questi spettri attraverso l'equazione di Freedholm:

$$J(N_j, t) = \sum_A J_A(N_j, t) = \sum_A \int_0^\infty J_A(E) \cdot P_A(N_j, E, t) \tag{2.4}$$

dove $P_A(N_j,\ E;\ t)$ rappresenta la probabilità che un primario di massa A ed energia totale E generi uno sciame osservato con size compresa tra N_j e N_j+dN_j alla profondità t.
In questa relazione $J(N_j,\ t)$ rappresenta il dato sperimentale, ovvero la distribuzione della size misurata N_j, $P_A(N_j,\ E,\ t)$ è fornita dalle simulazioni dello sviluppo della cascata atmosferica accoppiate con la risposta del rivelatore, e gli spettri delle singole componenti, $J_A(E)$, sono l'incognita da determinare. Una volta determinate le singole componenti $J_A(E)$ risulta definito anche l' *all particle spectrum*:

$$J(E) = \sum_A J_A(E) \tag{2.5}$$

La soluzione al problema fa riferimento in genere a due differenti tecniche:
a) *analisi parametrica*, assumendo un modello di composizione

$$J_A(E) = \begin{cases} k_A \cdot E^{-\gamma_A} & \text{per} \quad E < E_{knee,A} \\ k_A^{'} \cdot E^{-\gamma_A^{'}} & \text{per} \quad E > E_{knee,A} \end{cases}$$

dove, nei modelli "a rigidità costante"

$$E_{knee,A} = Z \cdot E_{k,protone} \tag{2.6}$$

e determinando i parametri liberi K_A, γ_A, $\gamma_A^{'}$, $E_{k,protone}$ mediante una tecnica di minimizzazione. Questo approccio è stato seguito, per esempio, nell'analisi dei dati di eventi di muoni di alta energia registrati dall'esperimento MACRO nei Laboratori del Gran Sasso.
Una estrema semplificazione di questo approccio consiste nel semplice confronto dei dati sperimentali con le previsioni di modelli di composizione suggeriti da altri esperimenti.

b) *analisi non parametriche*, mediante tecniche numeriche di deconvoluzione ("unfolding") che quindi non assumono nessuna forma funzionale a priori per descrivere gli spettri di energia delle singole componenti. Hanno il pregio di "non forzare" gli spettri di energia ma possono portare a soluzioni non fisiche. Queste tecniche sono correntemente utilizzate per analizzare i dati dell'esperimento KASCADE a partire dalla misura della size elettronica, muonica ed adronica.

- Verifica di consistenza di modelli di composizione.
  Si inseriscono nella 2.4 diversi modelli di composizione (rappresentati dalle $J_A(E)$) e si verifica la consistenza delle $J(N_j,\ t)$ calcolate dai risultati sperimentali. È questa una via usata essenzialmente se vi è una sola misura della size, ad esempio solo la size elettronica (EAS-TOP) o solo la size muonica di alta energia (NUSEX), cioè quando l'informazione sperimentale è "povera" e risulta poco vincolante.

- un approccio completamente diverso è quello di assegnare, *evento per evento*, energia E e massa A al primario che ha determinato quella particolare informazione sperimentale. Possono essere utilizzati parametri empirici (estimatori di E e di$A$) studiati mediante le simulazioni della cascata dello sciame (esperimento GAMMA), oppure l'assegnazione a una classe $\{E,\ A\}$ può essere ottenuta sulla base di algoritmi di classificazione come analisi discriminante, reti neurali etc. (esperimento TIBET AS-γ). Alcuni esperimenti (CASA-MIA) utilizzano una combinazione delle due tecniche per assegnare energia (estimatore empirico) e massa (analisi discriminante).

Nei paragrafi che seguono prenderemo in esame alcuni degli esperimenti citati riportandone i risultati sperimentali pubblicati.
Per uno studio più dettagliato sui più recenti risultati di tali esperimenti si vedano le pubblicazioni relative all'ICRC del 2003 a cui si è fatto riferimento nel presentare i risultati in questo capitolo.

2.4 L'esperimento KASCADE

Al giorno d'oggi, l'apparato di sciami in funzione più completo è quello dell'esperimento KASCADE (**KA**rlsruhe **S**hower **C**ore and **A**rray **DE**tector) a Karlsruhe (110 $m.s.l.m$) che permette di rivelare simultaneamente tutte e tre le componenti di uno sciame (elettromagnetica (elettroni e fotoni), muonica ed adronica) e, quindi, di studiare le correlazioni tra queste grandezze dello sciame [23]. Tuttavia, la sua localizzazione a bassa quota comporta un campionamento non ottimale degli sciami.

I dati ottenuti da KASCADE sono riassumibili come segue:

- il ginocchio dell'*all particle spectrum* è nell'intervallo $2 \div 5$ PeV;
- la variazione dell'indice spettrale è $\Delta\gamma = 0.4 \pm 0.1$;
- responsabile della curvatura è la componente leggera, essenzialmente i protoni;
- il ginocchio delle altre componenti scala in accordo con la rigidità.

Un esempio di analisi parametrica è stata quella fornita da Horandel che ha proposto un modello empirico per riprodurre i dati di KASCADE relativi alla sola size elettronica N_e estrapolando alle alte energie gli spettri suggeriti da Wiebel-Soth et al. [25]. In questo lavoro sono analizzati tutti i dati delle misure dirette sino alle energie del TeV e sono estrapolati alle più alte energie sulla base del modello di Biermann [26] per la produzione di RC.
Il modello di Horandel [24] è mostrato in figura 2.4 dove i dati di numerosi esperimenti di sciame sono stati traslati per accordarsi con i dati di KASCADE a 10^6 GeV. Nel modello di Horandel il ginocchio è a rigidità costante e ad energie superiori ogni componente assume un'indice spettrale γ =4.3. Il ginocchio dello spettro dei protoni è fissato a 2.5 PeV. Horandel introduce un contributo di elementi ultrapesanti per spiegare la piccola variazione dell'indice spettrale a $\sim 3 \cdot 10^{17}$ eV. Oltre quest'energia viene introdotta "ad hoc" una componente extragalattica al fine di riprodurre la "caviglia" (*ankle*) dello spettro a $\sim 3 \cdot 10^{18}$ eV. L'*all particle spectrum* è descritto secondo questo modello dalle relazioni:

$$J(E) = 3.2 \cdot 10^4 \cdot E^{-2.69}\ (m^2 ssr GeV)^{-1} \qquad E \leq 3\ PeV$$

$$J(E) = 6.2 \cdot 10^6 \cdot E^{-3.05}\ (m^2 ssr GeV)^{-1} \qquad E \geq 3\ PeV$$

In figura 2.4 vengono mostrati gli spettri delle singole componenti e lo spettro totale secondo l'analisi fatta da Horandel, mentre nella figura 2.5 viene confrontata la componente "leggera" e la componente "pesante" dello spettro.

2.5 L'esperimento EAS-TOP

L'esperimento EAS-TOP, ora dismesso, è stato realizzato a Campo Imperatore, presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (2000 $m.s.l.m$,

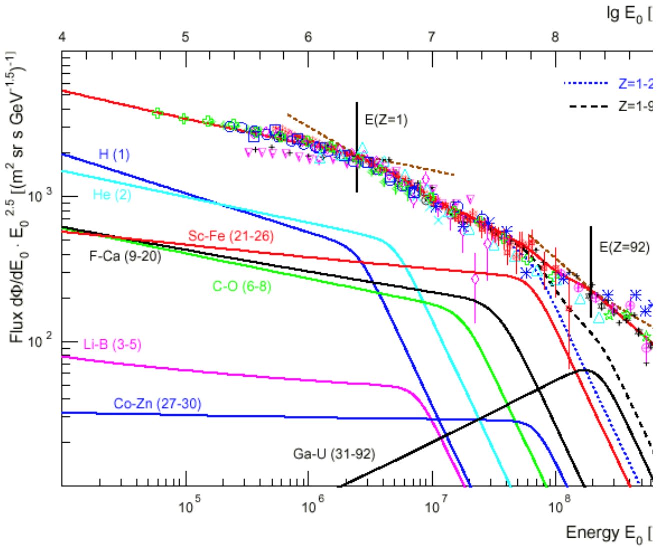

Figura 2.4: Il modello di composizione di Horandel proposto per descrivere la distribuzione di size N_e misurata da KASCADE

.

t=820 $g{\cdot}cm^{-2}$) a 30° rispetto ai rivelatori sotterranei dei muoni di alta energia (MACRO, LVD) .
Il rivelatore consisteva di 35 scintillatori di 10 m^2 distribuiti su di una superficie di 10^5 m^2 e di un rivelatore per muoni e adroni costituito da 9 piani attivi, ciascuno formato da due sezioni, una di due strsti di tubi a streamer per il tracciamento dei muoni e l'altra di tubi proporzionali per il calorimetro adronico.

L'evoluzione delle singole componenti dei raggi cosmici nella regione del ginocchio ($E \sim 10^{15} \div 10^{16}$ eV) viene studiato a partire dalla size elettronica e dal numero di muoni rivelato ad una distanza pari a r = 180 ÷ 210 m dal core dello sciame ($N_{\mu 180}$). Le distribuzioni sperimentali $N_{\mu 180}$, misurate ad intervalli di size ($\Delta Log(N_e) = 0.2$), sono state poi fittate con i dati simulati sulla base di modelli di composizione.
Le misure sono state interpretate nell'ambito di un modello a 3 componenti: la *componente leggera* (p, He), quella *intermedia* (CNO) e quella *pesante* (Fe) [27, 28].

I risultati ottenuti sulla composizione sono:

– Lo spettro dei protoni è in accordo alle misure effettuate dagli

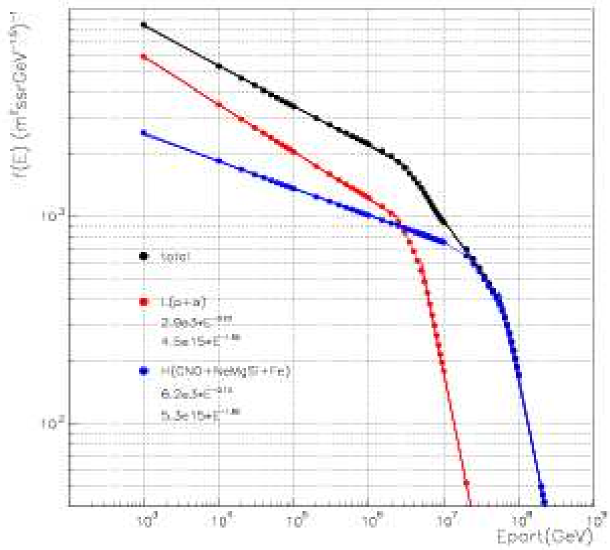

Figura 2.5: Confronto tra le componenti *leggera* e *pesante* nel modello di Horandel. La variazione a $\sim 5{\cdot}1016\ eV$ è dovuta semplicemente al fatto che non sono sommati i contributi delle componenti più pesanti del ferro.

esperimenti JACEE e RUNJOB, mentre lo spettro delle alfa è in accordo migliore con i risultati riportati da JACEE;

- Il ginocchio relativo alla componente elettromagnetica e a quella muonica ai GeV e ai TeV è osservato solo nelle componenti più leggere (p, He, CNO) e non in quelle più pesanti;

- I dati provenienti dalle diverse osservabili mostrano una buona consistenza con le previsioni del Monte Carlo CORSIKA alle energie del ginocchio;

La figura 2.6 mostra lo spettro di energia a partire dai risultati forniti dall'esperimento EAS-TOP e presentati nell'ICRC del 2003.

2.6 L'esperimento TIBET AS-γ

L'esperimento TIBET AS-γ, installato nel laboratorio di Yangbajing (4300 $m.s.l.m.$, $t = 606\ \ g/cm^2$), campiona la componente carica (mediante scintillatori distribuiti su una griglia con passo 7.5 m) e misura la densità di energia nel "core" dello sciame mediante un "burst detector". Questa grandezza è dipendente dalla natura del primario; ci si

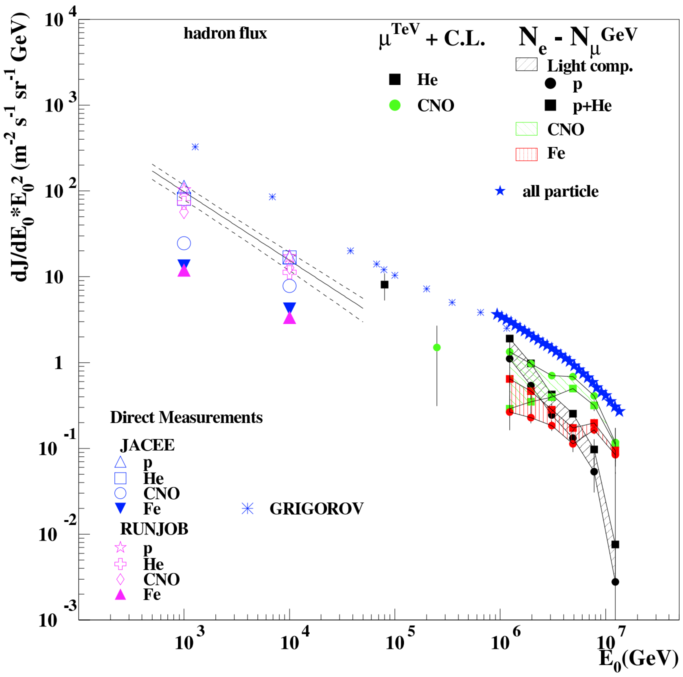

Figura 2.6: Spettro di energia ricavato dall'esperimento EAS-TOP e presentato nell'ICRC del 2003.

aspetta, infatti, intorno al "core" un flusso di energia più elevato negli sciami originati da protoni. Questo effetto può essere spiegato nell'ambito del modello di sovrapposizione. Un nucleo di ferro di energia E interagisce prima nell'atmosfera frantumandosi in 56 nucleoni ciascuno con energia media $E/56$ ognuno dei quali genera una cascata di minor energia e più sparpagliata al livello di osservazione. Un protone di energia E, invece, penetra più profondamente in atmosfera e genera una cascata con una maggiore concentrazione di secondari nel core.

Mediante un'analisi basata su un *neural network* sono stati selezionati eventi indotti da protone nella regione del ginocchio; lo spettro è riportato in figura 2.7. Estrapolando questo spettro si vede che a $100\,TeV$ si accorda con la misura dello spettro dei protoni di RUNJOB e JACEE che quotano γ_p=2.78 e γ_p=2.81 rispettivamente. Ciò verte a favore di un'evidenza di una variazione di pendenza della componente protonica a 100 TeV. In una successiva analisi presentata all'ICRC del 2003 il ginocchio dello spettro dei protoni è stimato ad una energia di circa

200 TeV [29, 30].

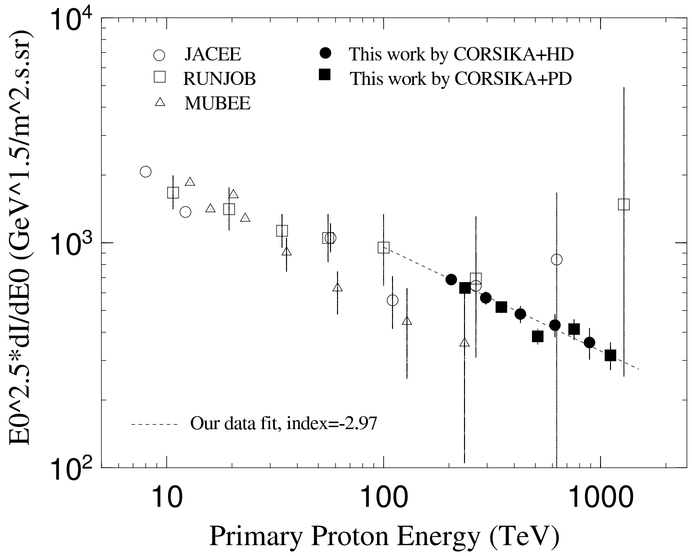

Figura 2.7: Lo spettro della componente protonica misurata da TIBET AS-γ.

Con analoga tecnica è stato stimato il flusso delle alfa, riportato in figura 2.8. In questo caso la statistica è limitata e non consente di ottenere informazioni definitive, ma i dati supportano anche per questa componente una curvatura dello spettro in sintonia con quella dei protoni, $E_c^\alpha \approx 300\ TeV$.

Allo scopo di ottenere la conversione *size* $\rightarrow E_{primario}$ sono stati proposti diversi modelli di composizione di massa della radiazione primaria che riproducono con un certo livello di confidenza la size osservata. Tra questi l'*Hadron-Dominant-Model (HD)* e il *Proton-Dominant-Model (PD)* riproducono la size osservata con un'incertezza inferiore del 20%. Questi modelli sono stati a suo tempo utilizzati per interpretare i dati dell'apparato di sciame di Mt. Norikura (2700 m) e del sistema di "emulsioni nucleari" esposto a Mt. Kanbala (Tibet 5400 m).

Il flusso di ogni componente è stato fissato a partire dalle informazioni dedotte dagli esperimenti diretti a più bassa energia ($\sim 1 \div 10\ TeV$). L'estrapolazione a più alte energie dipende dalla pendenza e dall'energia di cut-off degli spettri.
Peraltro, come precedentemente è stato puntualizzato, in questa osservazione ad alta quota lo spettro di size non dipende in modo rilevante dalla composizione e ciò consente di determinare con discreta accuratezza l'*all particle spectrum*.

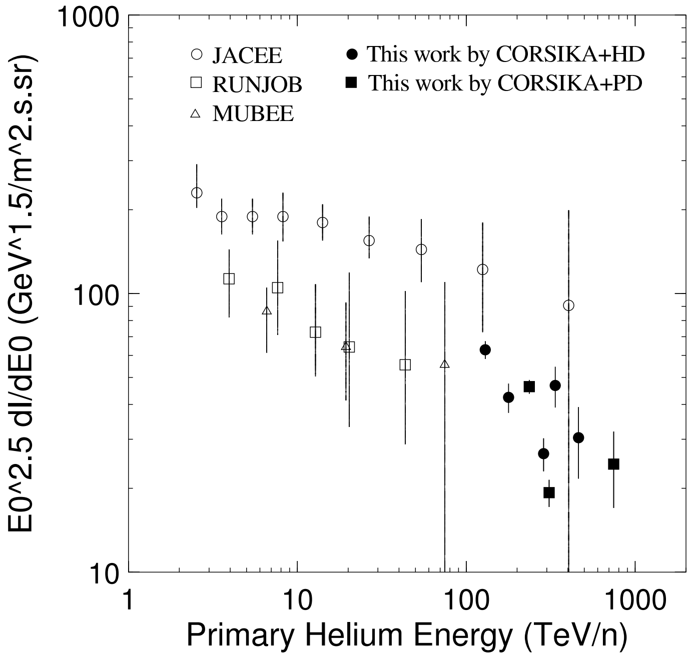

Figura 2.8: Lo spettro della componente alfa misurata da TIBET AS-γ.

L'*all particle spectrum* non mostra una variazione netta di pendenza ma piuttosto un graduale cambio di pendenza intorno a $\sim 2 \div 3 \cdot 10^{15}$ eV. Lo spettro può essere espresso dalle relazioni:

$$J(E) = 1.34 \cdot 10^4 \cdot E^{-2.60} \ (m^2 ssrGeV)^{-1} \qquad E \leq 500 \ TeV$$

$$J(E) = 4.26 \cdot 10^6 \cdot E^{-3.00} \ (m^2 ssrGeV)^{-1} \qquad E \geq 7000 \ TeV$$

Il ginocchio risultante da questa parametrizzazione è a circa 2 PeV ed è determinato dalla forma dello spettro dei nuclei di Ferro. Per contro, lo spettro delle componenti leggere ha un ginocchio a $100 \div 200$ TeV come già detto. In figura 2.9 sono riportati gli spettri della componente *leggera*(protoni + alfa) e di quella *pesante* (CNO + MgSi + Fe).

2.7 L'esperimento CASA-MIA

Il rivelatore CASA-MIA (**C**hicago **A**ir **S**hower **A**rray) è costituito da 1089 rivelatori sparsi su di un'area di 0.25 km^2 (CASA) e da 1024 rivelatori di muoni di alta energia (MIA)posti ad una quota di 1850 m ($t = 870$ g/cm^2).

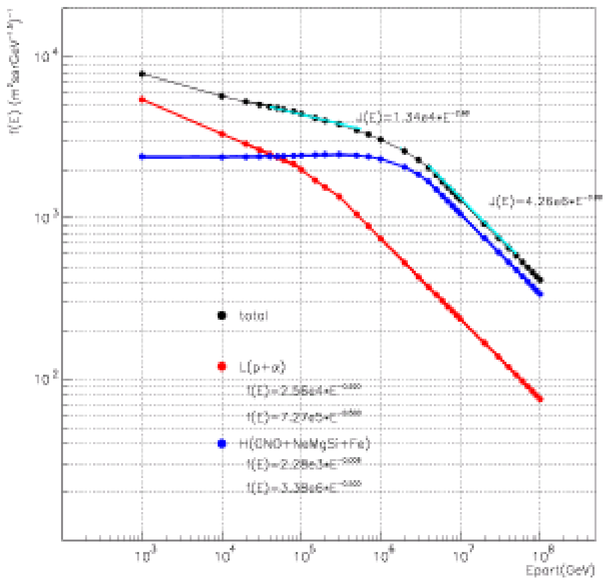

Figura 2.9: Confronto tra lo spettro della componente *leggera* e quella *pesante* misurata da TIBET AS-γ.

L'esperimento utilizza un approccio di tipo empirico per la stima dell'energia della particella primaria a partire dalla misura della size elettronica N_e e di quella muonica $N\mu$. Per fare ciò è stata determinata una relazione funzionale, indipendentemente dalla natura del primario, tra la size elettronica, quella muonica e l'energia del tipo:

$$Log_{10}(N_e + \alpha \cdot N_\mu) \propto Log_{10}(E/TeV) \tag{2.7}$$

Tale relazione, conseguenza del principio di conservazione dell'energia, è il risultato di un modello semplice e semi-empirico in cui le interazioni adroniche vengono studiate sulla falsariga della ben nota approssimazione di Heitler per le cascate elettromagnetiche [31].
Il peso relativo dei contributi dovuti a N_e e a N_μ dipendono dalle energie critiche per i processi di produzione degli elettroni e dei pioni carichi (dal cui decadimento sono prodotti i muoni) e dalla quota di osservazione delle size. Il parametro stimato dall' CASA-MIA è $\alpha = 25$ e i risultati ottenuti sono mostrati nel grafico 2.10.

La composizione è, invece, studiata mediante un'analisi discriminante [32] basata su tre parametri: la densità di particelle rivelate, la "pendenza" della distribuzione di densità laterale vicino al core e la densità

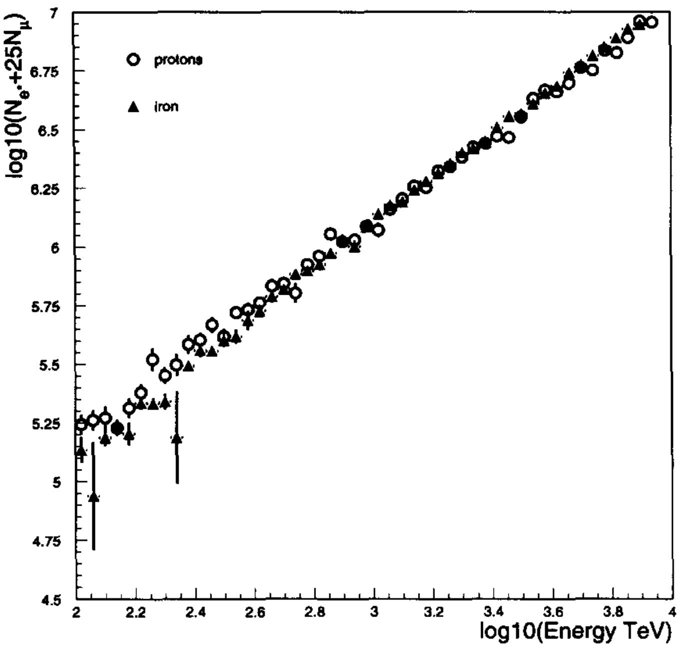

Figura 2.10: Andamento della variabile $\mathrm{Log}_{10}(N_e+25 \cdot N_\mu)$ in funzione dell'energia E per sciami indotti da protoni e da nuclei di ferro.

di muoni a grandi distanze dal core. In base a tale test, ogni evento viene classificato nella classe "primario leggero" o in quella "primario pesante". I risultati, vedi figura 2.11, mostrano che secondo questa analisi il ginocchio della componente leggera è a circa 500 TeV.

2.8 L'esperimento GAMMA

Il rivelatore GAMMA, installato a Aragats in Armenia (3200 m $s.l.m.$, $t = 700$ g/cm^2) consiste di due rivelatori: uno per la componente elettromagnetica e l'altro per la rivelazione dei muoni di bassa energia. Il metodo utilizzato da questo esperimento per la determinazione dell'energia dalla natura della particella primaria è basato sullo studio del parametro $\alpha(70)$ definito come:

$$\alpha(70) = 70^2 \cdot \rho_e(70)/f_{NKG} \tag{2.8}$$

dove f_{NKG} è la funzione di struttura laterale e $\rho_e(70)$ è la densità delle particelle cariche misurate a 70 m dal core dello sciame.

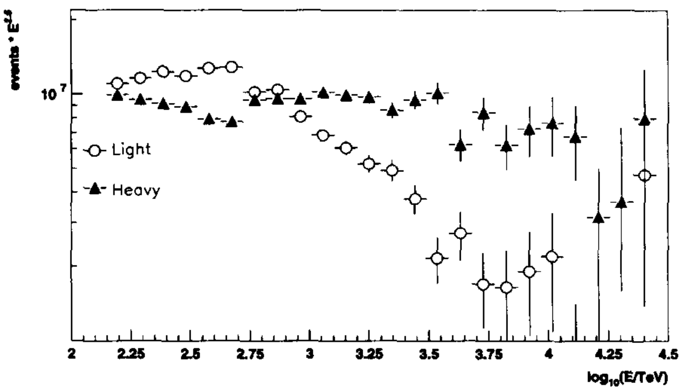

Figura 2.11: Lo spettro delle componenti *leggere* e *pesanti* misurato da CASA-MIA.

A partire da tale parametro, l'energia del primario viene ricostruita utilizzando la relazione:

$$E_0(GeV) = 4.4 \cdot 10^3 \alpha(70) - 7.5 \cdot 10^4 \qquad (2.9)$$

Utilizzando questo approccio vengono selezionati sciami generati da primari di massa diversa ma con la stessa energia. Viene poi introdotto un parametro χ sensibile alla natura del primario definito come:

$$\chi = N_\mu^{trunc} \exp(2S_{NKG}^2) \qquad (2.10)$$

dove N_μ^{trunc} è il numero di muoni tra 8 e 52 m dal core dello sciame e S_{NKG}^2 è il parametro di età dello sciame ricavato dal profilo di densità laterale misurato [**?**].

2.9 Considerazioni conclusive

Come risulta dal sommario dei risultati sperimentali, i dati di TIBET AS-γ e CASA-MIA suggeriscono un aumento dell'indice spettrale delle componenti leggere ad energie $200 \div 500$ TeV, mentre secondo i dati

di KASCADE e EAS-TOP ciò avviene ad energie circa 10 volte più elevate. D'altra parte, lo spettro dei protoni misurato *direttamente* da JACEE e RUNJOB non mostra evidenza, nei limiti della statistica accumulata, di alcuna variazione di pendenza.
Il peso delle singole componenti è diverso e l'origine del ginocchio è attribuita essenzialmente alle componenti più pesanti (TIBET AS-γ e CASA-MIA) o a quelle leggere (KASCADE e EAS-TOP).

L'origine di queste discrepanze è molteplice:

– effetti strumentali, legati alla calibrazione dei rivelatori in caso di risposta analogica. Essi possono determinare notevoli distorsioni negli spettri delle grandezze di sciame osservate. Sebbene si possa assumere generalmente che le fluttuazioni di sciame dominino sulla risoluzione strumentale, tuttavia, non è facile identificare e correggere gli errori sistematici;

– effetti legati alle efficienze del trigger e ai criteri di selezione degli eventi, nonchè al campionamento parziale delle componenti misurate che determina un'incertezza nella ricostruzione del loro valore assoluto non sempre facilmente stimabile (negli apparati di sciame tradizionali la superficie instrumentata è molto ridotta, tipicamente qualche percento di quella geometrica);

– la notevole fluttuazione intrinseca delle grandezze di sciame osservate dovuta al processo di cascata nell'atmosfera, che impedisce una diretta correlazione con massa ed energia del primario che ha generato lo sciame stesso;

– le incertezze nella descrizione dell'interazione adronica, che si riflettono nella simulazione dello sviluppo della cascata e, in definitiva, nel valore che assumono le grandezze misurate;

– la locazione geografica in cui sono posti gli apparati di misura che rendono particolarmente complicato qualunque tipo di confronto proveniente da esperimente diversi.

Nel presente lavoro di tesi, si vogliono individuare degli algoritmi attraverso i quali è possibile stimare l'energia e la natura di un raggio cosmico primario. Tali algoritmi sono stati scelti sia in base alla loro semplicità, escludendo quindi relazioni funzionali empiriche "complicate", sia in quanto contenenti grandezze di sciame direttamente misurabili. In questo modo, senza utilizzare modelli di composizione di riferimento, si vuole effettuare un'analisi *evento per evento* al fine di selezionare un campione "quasi puro" della componente protonica dei raggi comici.

Capitolo 3

Fenomenologia degli sciami a Yangbajing

In questo capitolo vengono illustrate le principali caratteristiche degli sciami atmosferici alla quota YBJ. Si illustrerà brevemente anche il codice di trasporto Corsika che ha permesso di simulare lo sviluppo della cascata degli sciami nell'atmosfera.

3.1 Differenze tra sciami indotti da γ, protoni e nuclei

La differenza principale tra EAS originati da adroni da quelli indotti da raggi γ è la presenza di cascate prodotte dalle interazioni adroniche dei nucleoni. Nei paragrafi che seguono vengono esposte con maggior dettaglio le caratterische di sciami indotti da γ, protoni e nuclei.

3.1.1 Sciami indotti da fotoni

Un fotone di alta energia, in atmosfera, dopo un libero cammino medio di circa 50 g/cm^2 produce coppie elettrone-positrone, che a loro volta emetteno fotoni di bremsstrahlung nell'interazione con il campo elettrico dei nuclei degli atomi in atmosfera. Proseguendo i fotoni possono di nuovo produrre coppie e così di seguito a formare l'effetto valanga. La trattazione completa del fenomeno fu sviluppata da Bethe e Heitler [34] nel 1934. I succitati processi avvengono solo in presenza del campo elettrico dei nuclei, il che pone dei forti limiti sul parametro d'urto dell'interazione: il conseguente limite di "screening completo" è applicato agli elettroni di energia superiore a 40 MeV [35]. Per particelle di alta

energia risultano inoltre trascurabili gli effetti di perdita di energia per scattering Compton e collisioni multiple. La produzione di particelle diminuisce allorchè l'energia media di ogni particella sia dell'ordine dell'energia critica E_c, al di sotto della quale diventano preponderanti le perdite di energia per scattering Compton e ionizzazione. L'energia critica in aria per gli elettroni è $\sim 81\ MeV$ mentre per i fotoni è $\sim 20\ MeV$.
Un semplice modello per la descrizione di uno sciame elettromagnetico fu ideato da Heitler [36, 37]; tuttavia esso descrive in modo qualitativamente soddisfacente anche sciami non puramente elettromagnetici.
Si indichi con E_0 l'energia di un elettrone; dopo una lunghezza di radiazione λ esso avrà emesso un fotone cedendogli metà della sua energia. Dopo un'altra lunghezza di radiazione, il fotone avrà prodotto una coppia elettrone-positrone, cedendo ad ognuno metà della sua energia. In questa sequenza di processi, in cui si sta ancora trascurando l'effetto Compton e le perdite per collisione, dopo tre lunghezze di radiazione, si avranno 8 particelle, di energia $E_0/8$.
In generale dopo $n = X/\lambda$ interazioni il numero di particelle sarà:

$$N(X) = 2^{\frac{X}{\lambda}} \tag{3.1}$$

dove X è la profondità atmosferica, mentre l'energia per ciascuna particella è:

$$E(X) = \frac{E_0}{N(X)} \tag{3.2}$$

Il massimo numero di particelle è dato da:

$$N(X_{max}) = \frac{E_0}{E_c} \tag{3.3}$$

e viene raggiunto a

$$X_{max} = \frac{\lambda \ln(E_0/E_c)}{\ln 2} \tag{3.4}$$

3.1.2 Sciami indotti da protoni

Uno sciame atmosferico prodotto da protone dà luogo a due tipi di cascate: una adronica e l'altra elettromagnetica; in più presenta una componente muonica molto penetrante, derivante dal decadimento di pioni carichi. La cascata adronica si distingue da quella elettromagnetica sia per la tipologia delle interazioni nei processi che l'alimentano, sia dal punto di vista geometrico, poiché risulta molto collimata intorno alla traiettoria dello sciame. Un protone di alta energia in atmosfera perde $\sim 2\ MeV/(g/cm^2)$ indipendentemente dalla sua energia, ma il suo moto subirà delle deviazioni nel caso di una interazione nucleare forte con un nucleo nell'atmosfera. Essendo la lunghezza di interazione protone-aria pari a $\sim 80\ g\ cm^{-2}$ [5], si ottiene che un protone subisce la sua prima interazione a $\sim 20\ Km$ di altezza. Supponendo che il protone interagisca con uno solo dei nucleoni del nucleo bersaglio, l'innesco della cascata adronica avviene mediante il processo

$$p + p \longrightarrow p + p + N(\pi^0 + \pi^+ + \pi^-) + \ldots \tag{3.5}$$

quindi con produzione di N pioni e, anche se meno frequentemente, di K, Λ ed altre particelle pesanti. Sulla base di argomentazioni statistiche, il numero di particelle secondarie N_s prodotte nel processo può essere stimato come [38]:

$$N_s = 2.5\ E^{0.25} \tag{3.6}$$

Vi sono altre ipotesi per la dipendenza del numero di secondari dall'energia, ad esempio logaritmica come prevista dal modello di Feynman [39]. La questione è al giorno d'oggi ancora aperta ed essa rivesta una importanza cruciale per qualsiasi modello di sviluppo di un *EAS*.
Il protone continua ad interagire in aria creando adroni fino a che la sua energia è sufficiente a produrre altre particelle. Le particelle prodotte dopo la prima interazione ereditano circa la metà dell'energia del primario, ovvero il coefficiente di inelasticità del processo è 1/2 (in realtà anche tale valore è ancora una stima approssimata). Dei pioni prodotti, quelli neutri, vista la loro breve vita media ($\tau_0 \sim 10^{-16}\ s$), difficilmente riescono ad interagire prima di decadere, quindi dal loro decadimento, principalmente in due fotoni, viene innescata la cascata elettromagnetica. I pioni carichi, invece, ($\tau_0 \sim 10^{-6}\ s$) possono interagire con l'atmosfera creando un'altra generazione di adroni. Ad ogni interazione l'energia media delle particelle diminuisce ed il processo di decadimento dei pioni carichi man mano diventa predominante rispetto a quello di produzione, allo stesso modo l'energia del primario degrada fino a scendere sotto la soglia per la produzione. Il tutto porta all'esaurimento della cascata ed alla sua estinzione.

I muoni prodotti nel decadimento dei pioni carichi non subiscono interazioni nucleari, la loro unica fonte di degrado energetico è la ionizzazione ed in piccola parte il processo di decadimento. Della totalità dei muoni prodotti, il 75 % raggiunge il suolo. Queste particelle si estendono su una vasta area intorno al *core* dello sciame. Ciò è dovuto al fatto che sono prodotte ad un'altezza media di 6-7 Km ed emesse con un angolo di circa 2° [13].
Nel 1960 Greisen [40] fornì una funzione di parametrizzazione per la densità dei muoni di energie superiori al GeV in uno sciame avente

size N_e, a livello del mare, ad una distanza R (in *metri*) dall'asse dello sciame:

$$\rho(R) = 18\left(\frac{N_e}{10^6}\right)^{0.75} R^{-0.75}\left(1+\frac{R}{320}\right)^{-2.5} \tag{3.7}$$

Tale funzione è in buon accordo con i dati sperimentali per sciami di energia compresa nell' intervallo di $10^{15} \div 10^{17}$ eV [41, 42].
Inoltre Greisen ottenne una relazione che lega il numero dei muoni N_μ, a livello del mare, ed il numero di elettroni N_e di uno sciame:

$$N_\mu(> 1GeV) \simeq 0.95 \cdot 10^5 (\frac{N_e}{10^6})^{3/4} \tag{3.8}$$

3.1.3 Sciami indotti da nuclei

Un nucleo pesante (si intende per tale un nucleo avente $Z > 6$) in atmosfera interagisce con gli altri nuclei dell'aria secondo il processo

$$n + n \longrightarrow n + n + N(\pi^0 + \pi^+ + \pi^-) + \ldots \tag{3.9}$$

dando così via a una cascata adronica e a una elettromagnetica.
Il comportamento di un nucleo può essere semplicemente descritto mediante il *modello di sovrapposizione*, vale a dire che un nucleo di massa A ed energia E_0 è equivalente ad A nucleoni ciascuno di energia E_0/A. Il modello assume che la distribuzione della prima interazione dei nucleoni del nucleo primario sia data da [5]:

$$\frac{dP}{dX} = \exp[-X/\lambda_N] \tag{3.10}$$

dove λ_N è la lunghezza di interazione dei nucleoni in aria. La quota a cui viene raggiunto il massimo sviluppo è più alta di quella di un singolo nucleone ed è

$$X_{max} \propto \lambda_N \ln(E_0/A\ E_c) \tag{3.11}$$

perché, a parità di energia del primario, l'energia viene divisa su A sciami indipendenti, ciascuno generato da un nucleone con energia E_0/A. Pertanto da misure sulla quota della size massima, in linea di principio, è possibile risalire alla natura del primario.

3.1.4 Principali differenze tra sciami

Uno sciame indotto da adroni non solo presenta un maggior numero di muoni rispetto al caso di uno sciame indotto da γ ma è caratterizzato anche da una diversa distribuzione spaziale e da un differente numero

di particelle che raggiunge il suolo (*topologia dello sciame*).
Il momento trasverso medio acquisito da una particella in un'interazione adronica è 350 MeV/c. A causa di ciò le cascate nucleoniche tendono ad avere una struttura *multi-core*, cioè con raggruppamenti di particelle lontani dal *core* dello sciame. Il risultato è che gli sciami indotti da adroni sono molto più caotici di quelli indotti da raggi γ, che tendono ad avere una forma più regolare e simmetrica.

Per quanto riguarda invece le differenze tra sciami adronici, oltre alle differenze in size elettronica si hanno anche diversità relativamente alle fluttuazioni dello sciame e al numero medio di muoni (size muonica). Una notevole differenza tra uno sciame da protone e uno da ferro è la minore fluttuazione di quest'ultimo nello sviluppo longitudinale. La ragione risiede nella visione del nucleo come un fascio di nucleoni incidenti.
Altra differenza fra i due tipi di sciami è la densità di muoni: nel caso di uno sciame prodotto da un nucleo, l'energia che il primario trasferisce alla cascata elettromagnetica è, in percentuale, minore. Utilizzando il modello di sovrapposizione per la descrizione dell'interazione del nucleo, ciò si spiega in quanto l'energia del primario è equipartita fra i nucleoni, i quali producono dopo alcune generazioni, i pioni che in questo caso per lo più decadono prima di interagire. Si trova che il numero di muoni prodotti da un nucleo da massa A e di energia E è

$$N_\mu^A \propto A(E/A)^{0.85} \tag{3.12}$$

che espresso in funzione del numero di muoni prodotti in un sciame da protone dà

$$N_\mu^A = A^{0.15} N_\mu^p \tag{3.13}$$

Quindi un nucleo di ferro produrrà circa l'80% di muoni in più di un protone [31].

3.2 Il Monte Carlo CORSIKA

Come già detto lo studio dei raggi cosmici di alta energia può essere effettuato solo attraverso quello degli sciami atmosferici estesi. Tutte le grandezze fisiche che caratterizzano uno sciame concorrono con pesi diversi all' identificazione del primario, alla sua energia e alla direzione di provenienza. Tale studio risulta tanto più accurato quanto meglio si conosce la fenomenologia di uno sciame indotto da un primario di fissata energia. In questo modo, oltre alle incertezze legate alla tecnica di rivelazione, i risultati di misura risentono fortemente

del modello utilizzato per la descrizione di un EAS. L'esistenza di vari modelli di sviluppo di uno sciame dipende dalla scarsa conoscenza delle interazioni adroniche. Innanzitutto lo sviluppo di uno sciame, essendo un fenomeno che coinvolge un gran numero di particelle, è un processo stocastico e necessita di essere trattato con le leggi della statistica. Fissata la massa A e l'energia E del primario, lo sviluppo di uno sciame è dipendente fortemente dalla sezione d'urto inelastica σ_{inel} di interazione del primario e dei secondari con i nuclei dell'atmosfera, dall'inelasticità, ovvero dalla frazione di energia trasferita alle particelle secondarie e dalla loro molteplicità. Il problema dell'interpretazione dei dati non dipende solo dal metodo di indagine utilizzata ma anche dal fatto che non sono ben note le parametrizzazioni utilizzate per la corretta ricostruzione delle grandezze fisiche che si vogliono studiare. Infatti, allo stato attuale, il valore esatto della σ_{inel} non può essere predetto dalla QCD e nemmeno può essere misurato negli esperimenti con gli acceleratori. Infatti, gli esperimenti che riescono a raggiungere energie più elevate (che sono comunque diversi ordini di grandezza minori delle energie presenti nei raggi cosmici) sono quelli con i collisionatori in cui due fasci di particelle vengono fatti collidere. Ma in questo tipo di esperimenti vengono rivelate poche particelle "in avanti", ovvero con piccolo momento trasverso che invece rappresentano il grosso della produzione negli sciami rivestendo, quindi, un ruolo importante nello sviluppo dello sciame. Generalmente il valore di σ_{inel} viene stimato mediante l'estrapolazione dei dati a più bassa energia con tutti i rischi che questa tecnica comporta.
La possibilità di simulare uno sciame atmosferico è fornita dall'impiego di tecniche Monte Carlo, in grado di seguire lo sciame nel suo sviluppo e fornire i valori delle sue grandezze fondamentali. In questo modo si riottengono i valori delle quantità osservabili e le corrette fluttuazioni dei loro valori medi.
Il programma di simulazione degli EAS più utilizzato ed attualmente più completo è CORSIKA [43] (COsmic Ray SImulation for KAscade). Esso è un programma scritto in linguaggio FORTRAN [44] per la generazione e la propagazione di sciami atmosferici originati da raggi cosmici primari. È stato sviluppato nel 1989 per lo studio degli eventi nell'esperimento Kascade [45], sulla base di tre programmi: HPDM [46], ISOBAR [47, 48], EGS4 [49].
ISOBAR tratta le interazioni adroniche nell'intervallo di energia 0.3 $\div$ 10 GeV nel centro di massa. In esso l'interazione adrone-nucleo è ottenuta a partire dall'interazione adrone-nucleone, considerando quali spettatori i nucleoni restanti, e sommando sulle possibili combinazioni. La conservazione dell'energia e della quantità di moto è ottenuta solo sulla media di molti processi (quindi è più che mai assicurata in un EAS dove il numero di particelle interagenti è molto elevato). I

neutroni di bassa energia sono diffusi, irrealisticamente, senza alcuna perdita di energia. L'HPDM descrive le interazioni adroniche di alta energia in accordo con i dati sperimentali fino ai 10^{15} eV, mentre EGS4 tratta le interazioni elettromagnetiche che avvengono nello sviluppo di un *EAS*.

Successivamente al programma sono state aggiunte varie altre opzioni. Per le interazioni adroniche di alta energia attualmente è possibile scegliere anche tra altri modelli fenomenologici di interazione: VENUS [50], DPMJET [51], QGSJET e SIBYLL, ed è in corso di ottimizzazione NEXUS [52].
Per le interazioni adroniche di bassa energia ($E < 100$ GeV) è possibile avere una trattazione più adeguata grazie all'aggiunta del programma GHEISHA [53], software sviluppato per lo studio dei processi agli acceleratori, all'interno del programma GEANT3 [54]. Esso è in grado di lavorare fino alle energie delle centinaia di GeV nel sistema del laboratorio. Le interazioni con gli atomi che costituiscono l'atmosfera sono estrapolate dagli esperimenti a bersaglio fisso, non essendo disponibili dati in cui il bersaglio sia l'aria. Le differenze dovute al tipo di modello utilizzato permettono di effettuare un'analisi sulle incertezze di tipo sistematico indotte dall'assunzione di un modello di interazione rispetto ad un altro.

Per le simulazioni effettuate nella presente tesi si è utilizzato il codice CORSIKA QGSJET per le interazioni adroniche, ispirato alla teoria di Gribov-Regge e considerato, al momento, il più evoluto. L'accuratezza è stimata intorno al 10 % e quindi ragionevolmente si può assumere tale l'incertezza sistematica nella misura della size.

3.2.1 Alcune caratteristiche di CORSIKA

All'inizio del processo di simulazione è possibile scegliere una certa varietà di parametri per la specifica delle caratteristiche dello sciame da generare. Deve essere definita la particella primaria, la sua energia che può essere fissa o variare entro un certo intervallo con un andamento dello spettro a scelta. Può essere fissato il punto di prima interazione oppure lasciato al calcolo del programma in base alla sezione d'urto del primario in atmosfera. Ancora è possibile fissare l'angolo di incidenza della particella primaria ad un dato valore o all'interno di un intervallo con una funzione di distribuzione fissata. Si può attivare la produzione di luce Cerenkov e vi è la possibilità di selezionare i parametri atmosferici in modo da tener conto delle variazioni stagionali e del luogo.

Inoltre è possibile scegliere il modello di interazione adronica di alta energia, le caratteristiche dello sviluppo longitudinale, l'energia di soglia delle particelle secondarie ecc.

L'atmosfera adottata è composta da N_2, O_2 ed Ar, presenti nelle percentuali in volumi rispettivamente al 78.1 %, 20.0 % e 0.9 %. Le variazioni della densità al variare dell'altezza sono espresse nella suddivisione dell'atmosfera in cinque strati. Nei quattro strati inferiori la densità ha una dipendenza esponenziale dall'altezza h secondo relazioni di massa della forma:

$$T(h) = a_i + b_i e^{-h/c_i} \quad i = 1, \ldots, 4. \tag{3.14}$$

Nel quinto strato la densità decresce linearmente con l'altezza fino ad annullarsi:

$$T(h) = a_5 - b_5 \frac{h}{c_5} \tag{3.15}$$

I parametri a_i, b_i e c_i sono scelti in modo che siano continue la funzione $T(h)$ e la sua derivata, imponendo l'annullarsi della densità nel quinto stato ad un'altezza $h = 112.8\ Km$. Sono possibili varie scelte per la parametrizzazione [43].
Nel Monte Carlo CORSIKA viene generalmente adottato uno schema di atmosfera piatto; solo per la generazione di sciami molto inclinati ($\theta > 70°$) è necessario tener conto della curvatura della superficie terrestre. Infatti, non è più possibile correggere le funzioni $T(h)$ per l'angolo di incidenza, in quanto porterebbe alla conclusione che sciami orizzontali attraversano uno spessore atmosferico infinito a fronte di uno spessore massimo di $\sim 3.7 \cdot 10^4\ g/cm^2$.

3.3 Quota di prima interazione

La quota di prima interazione è il punto nell'atmosfera in cui il primario interagisce. Come per tutte le grandezze che caratterizzano uno sciame, essa fluttua. Le fluttuazioni della quota di prima interazione diminuiscono all'aumentare di Z. Infatti, la distribuzione $F(t_1)$ del punto di prima interazione in atmosfera, essendo quest'ultima approssimabile a un gas a pressione costante, è data da :

$$F(t_1) = \frac{1}{\lambda} \cdot e^{-t_1/\lambda} \tag{3.16}$$

dove λ è la lunghezza di interazione nell'atmosfera. Essa determina l'entità delle fluttuazioni della quota di prima interazione essendo:

$$\sigma(t_1) = \sqrt{< t_1^2 > - < t_1 >^2} = \lambda \tag{3.17}$$

Poiché $\lambda_p \sim 60\ g/cm^2$ e $\lambda_{Fe} \sim 15\ g/cm^2$, si ha che sciami generati da nuclei pesanti sono caratterizzati da fluttuazioni minori.

3.4 Sviluppo Longitudinale

Lo sviluppo longitudinale di uno sciame atmosferico rappresenta l'andamento del numero di elettroni N_e al variare della profondità atmosferica. Esso può essere investigato direttamente attraverso l'impiego di telescopi Cerenkov oppure può essere ricostruito a partire dal numero medio di elettroni prodotto a varie quote. Esistono delle differenze dello sviluppo longitudinale per uno sciame indotto da protone e per uno indotto da ferro, interpretabili sulla base del modello di sovrapposizione.
Lo sviluppo longitudinale di uno sciame elettromagnetico è ben descritto dalla formula di Greisen, funzione della profondità t misurata in *lunghezze di radiazione* (*l.r.*):

$$N(t) = \frac{0.31 \cdot A(E_{th})}{\sqrt{y}} e^{[t_1(1-1.5\ln s)]} \tag{3.18}$$

dove $A(E_{th})$ rappresenta la frazione di particelle secondarie prodotte con un'energia di soglia $E > E_{th}$; $y = \ln\,(E_0/\epsilon_0)$, con $\epsilon_0 = 81\ MeV$ energia critica dell'aria; $t_1 = t + a_e(E_{th})$ rappresenta la profondità traslata del parametro t, funzione dell'energia di soglia E_{th}; il parametro s detto *età dello sciame* è pari a

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \tag{3.19}$$

ed indica lo stato di evoluzione dello sciame ad una data quota: $s <$ 1, prima della quota di massimo sviluppo; $s = 1$, massimo sviluppo; s $>$ 1, dopo tale massimo.

Nel caso dei RC, lo sviluppo longitudinale può essere descritto dalla stessa forma funzionale, con un'opportuna riparametrizzazione della profondità: $t_2 = t\ \beta + (t_m\text{ - }t)t^{\gamma}$. La profondità viene, quindi, definita in termini dei parametri β, γ e della quota di massimo sviluppo t_m. In figura 3.4 è riportato lo sviluppo longitudinale di sciami indotti da protone e da nuclei di ferro.

Qualora fosse nota la funzione N_e che descrive il profilo longitudinale, l'energia E del raggio cosmico potrebbe essere determinata integrando lungo il percorso di evoluzione dello sciame a partire dall'equazione

$$E = \frac{E_c}{\lambda_r} \int N_e(X) dX \tag{3.20}$$

dove E rappresenta l'energia del raggio cosmico primario, $E_c/\lambda_r = 81\ MeV/37.1$ emphg$\cdot cm^2 \sim 2.2\ MeV/(g\cdot cm^2)$ è il rapporto tra l'energia critica degli elettroni e la lunghezza di radiazione mentre N_e è il numero di elettroni prodotti dallo sciame in funzione della profondità atmosferica. In realtà occorrerebbe integrare sul numero totale di particelle e, quindi, l'equazione 3.20 rappresenta una stima inferiore.

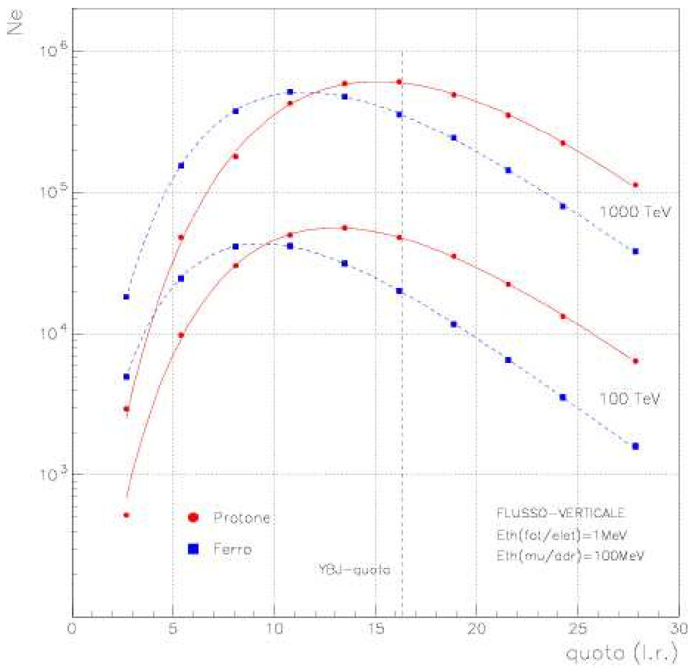

Figura 3.1: Sviluppo longitudinale per sciami indotti da protone e da nuclei di ferro. La verticale mostra la quota di YBJ.

3.5 Distribuzioni di size

La size N_e di una sciame prodotto da un primario A di fissata energia E, osservata ad una fissata profondità in atmosfera, fluttua sia a seguito delle fluttuazioni intrinseche dovute al processo di cascata che per le fluttuazioni del punto di prima interazione. Nelle figure 3.2 e 3.3 sono riportate le distribuzioni di size ottenute simulando sciami sulla

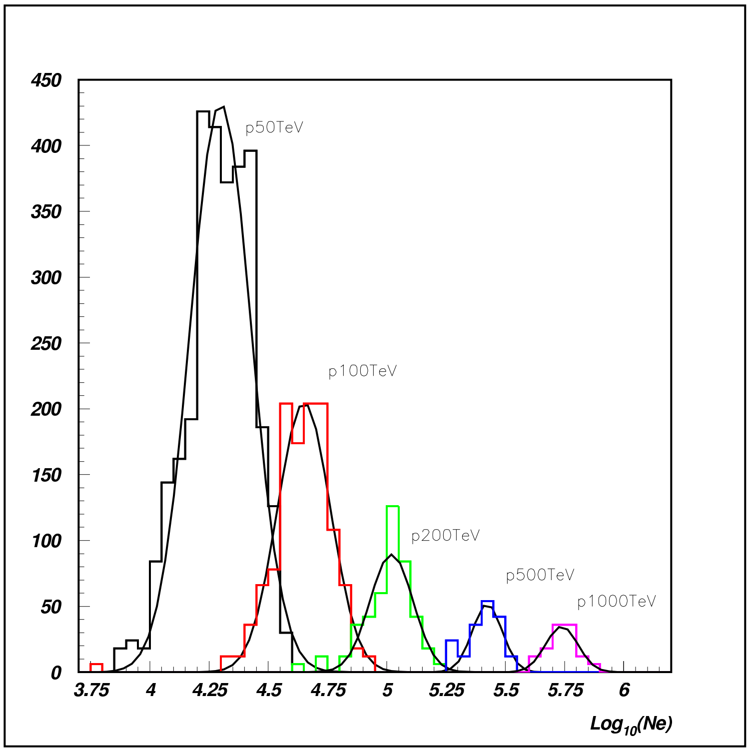

Figura 3.2: Distribuzione della size elettronica per sciami indotti da protoni alle energie di 50, 100, 200, 500 e 1000 TeV.

verticale di YBJ generati rispettivamente da protoni, alfa, ossigeno e da ferro alle energie di 50 TeV, 100 TeV, 200 TeV, 500 TeV e 1000 TeV. Esse sono distribuite secondo una legge di tipo gaussiano nella variabile y = $Log_{10}N_e$. Tali curve, opportunamente normalizzate, rappresentano la densità di probabilità che un dato valore di size sia riconducibile a un primario A di energia E. La sigma della distribuzione tiene conto sia della fluttuazione della quota di prima interazione che delle fluttuazioni intrinseche del processo di cascata. In particolare, essa è molto dipendente dalla quota di prima interazione e dalla sua fluttuazione.

Si può notare come, indipendentemente dalla natura del primario, al-

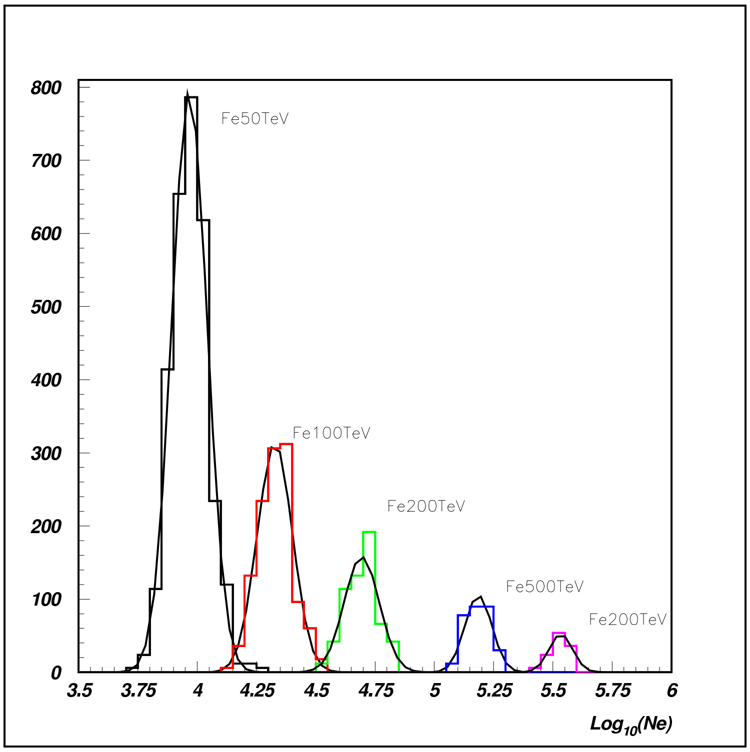

Figura 3.3: Distribuzione della size elettronica per sciami indotti da nuclei di ferro alle energie di 50, 100, 200, 500 e 1000 TeV.

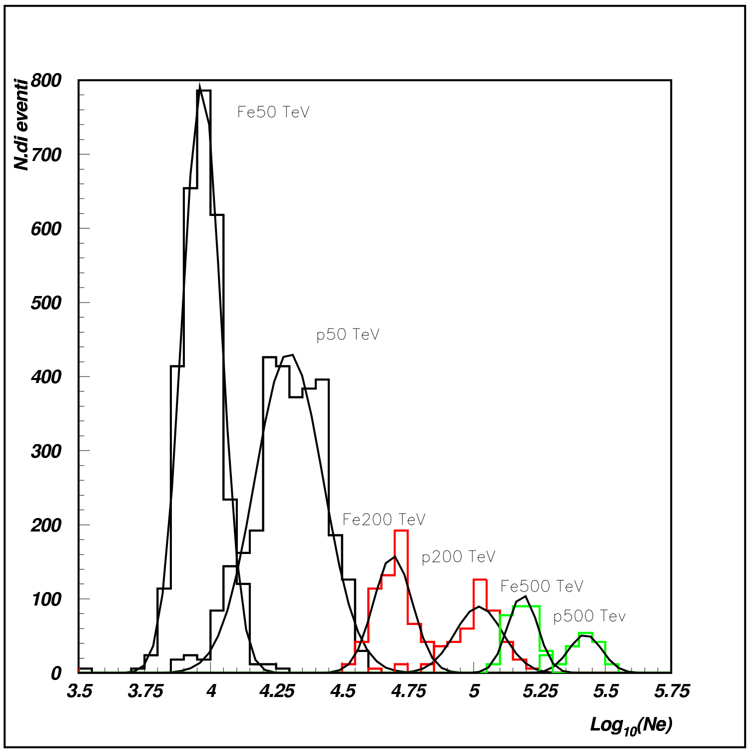

Figura 3.4: Confronto tra size elettronica per sciami indotti da protone e da nuclei di ferro alle energie di $50\,TeV$, $200\,TeV$ e $500\,TeV$.

l'aumentare dell'energia la size cresca mentre a parità di energia, al crescere di Z, si può osservare una diminuzione della size in accordo con il modello semplificato di sovrapposizione secondo il quale uno sciame generato da un primario di carica nZ e di energia E può essere visto come la sovrapposizione di $2n$ primari e di energia $E/2n$.
Quello che è particolarmente interessante osservare è la capacità di discriminare rispetto all'energia come si può notare dal grafico 3.4.

Nella figura 3.5 è riportato un esempio della distribuzione spaziale di uno sciame indotto da protone e uno indotto da ferro alla stessa energia di 100 TeV in un'area geometrica pari a 120x120 m^2. Si può quindi notare la diversa topologia dello sciame a seconda della natura del primario e come lo sciame indotto da protone ha un maggior numero di particelle intorno al core.

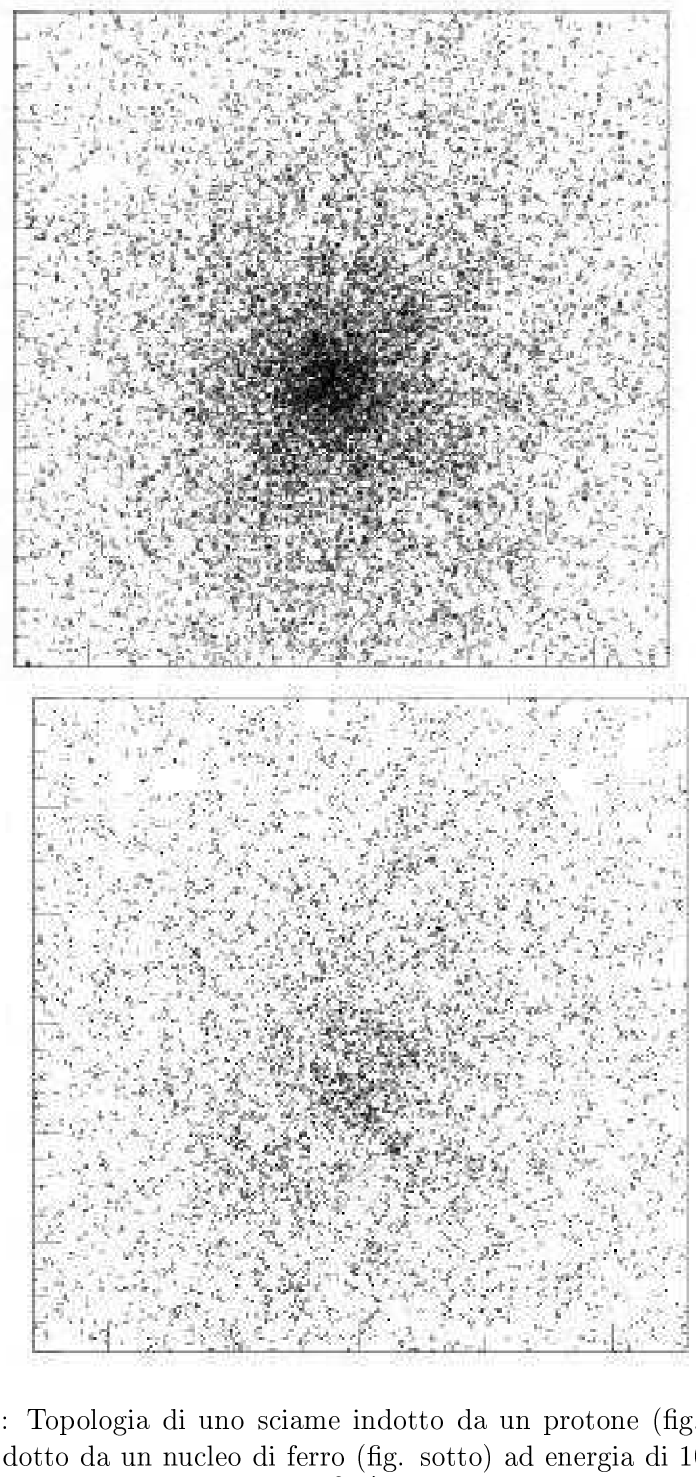

Figura 3.5: Topologia di uno sciame indotto da un protone (fig. sopra) e di uno prodotto da un nucleo di ferro (fig. sotto) ad energia di 100 TeV in un'area geometrica pari a 120x120 m^2. È interessante osservare la differenza tra i due sciami.

3.6 Valori medi

Nelle figure 3.6, 3.7, 3.8 e 3.9 sono mostrati i valori medi delle particelle secondarie (γ, elettroni e positroni, muoni ed antimuoni, adroni) degli sciami indotti rispettivamente da protoni, alfa, ossigeno e ferro nell'intervallo di energie $10 \div 10^3$ *TeV*.

Nelle figure 3.10 e 3.11 sono riportati rispettivamente gli andamenti dei valori medi della size elettronica N_e e di quella muonica N_μ in funzione dell'energia per le specie primarie protoni, alfa, ossigeno e ferro. In accordo a quanto già esposto, entrambe le grandezze sono funzioni crescenti dell'energia; inoltre, N_e è funzione decrescente di A mentre N_μ è crescente con A.

Come si può osservare dai due grafici precedenti, la variabile $x_1 = \mathrm{Log}_{10}(N_\mu/N_e)$ che combina l'informazione sulla size elettronica con quella sulla size muonica, risulta molto diversa per sciami indotti da protone e da ferro. Nella figura 3.12 è riportato il valor medio della variabile x_1 in funzione dell'energia. Questo potere discriminante è studiato nel Cap.4.

3.7 Distribuzione di densità laterale

Le particelle di uno sciame possiedono un momento trasverso non nullo in virtù del quale esse tendono a distribuirsi intorno all'asse dello sciame stesso. Il motivo principale che concorre allo sparpagliamento è lo scattering multiplo coulombiano degli elettroni. Invece, per quanto riguarda gli adroni, essi sono influenzati dal momento trasverso medio acquistato nell'atto della produzione che dà luogo a una struttura a "multicore", tipica degli sciami adronici. In generale, le particelle maggiormente diffuse sono quelle meno energetiche e quindi, di conseguenza, l'energia media delle particelle diminuisce all'aumentare della distanza dall'asse dello sciame. L'estensione laterale dello sciame può essere di diverse centinaia di metri rispetto al core, con una densità decrescente all'aumentare della distanza da esso.
La distribuzione di densità laterale $\rho(r)$ rappresenta, quindi, la densità di particelle cariche presenti all'interno di una corona circolare di raggi r e $r + \mathrm{d}r$ essendo r la distanza dal core dello sciame. Essa è espressa dunque dalla relazione:

$$\rho(r) = \frac{dN_e}{2\pi \cdot r \cdot dr} \tag{3.21}$$

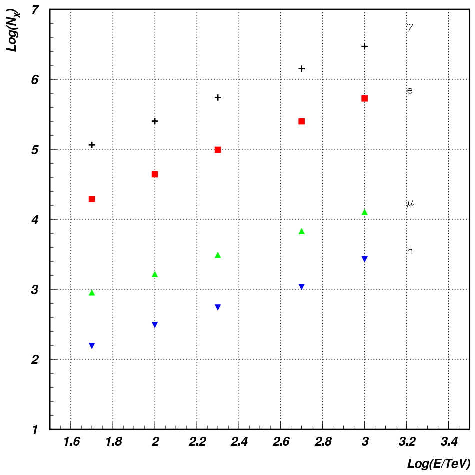

Figura 3.6: Nel grafico sono riportati i valori medi delle particelle secondarie di sciami indotti da un PROTONE nel range di energia $10 \div 10^3$ TeV. Le $+$ indicano i γ, i $\Box$ elettroni e positroni, i $\triangle$ muoni ed antimuoni, i ∇ gli adroni.

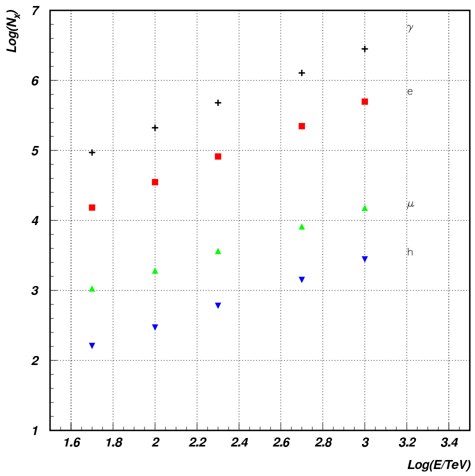

Figura 3.7: Nel grafico sono riportati i valori medi delle particelle secondarie di sciami indotti da un nucleo di elio (ALFA). Per la legenda vedi grafico 3.6.

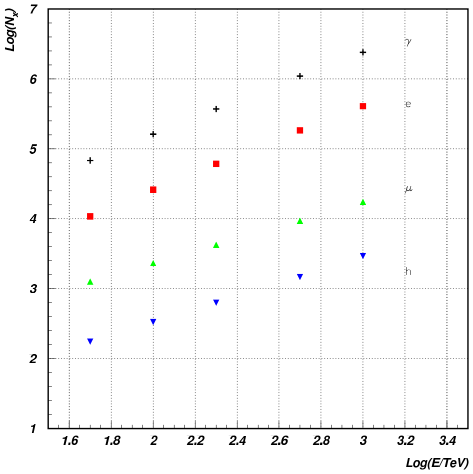

Figura 3.8: Nel grafico sono riportati i valori medi delle particelle secondarie di sciami indotti da un nucleo di OSSIGENO. Per la legenda vedi grafico 3.6.

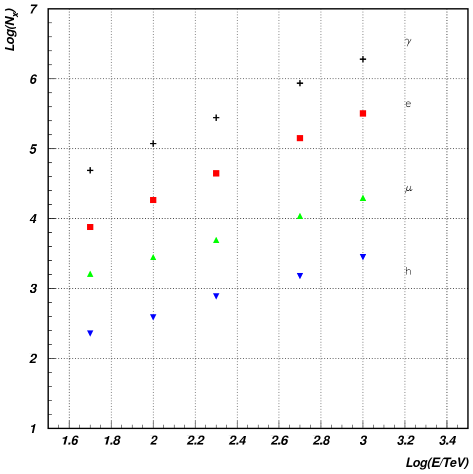

Figura 3.9: Nel grafico sono riportati i valori medi delle particelle secondarie di sciami indotti da un nucleo di FERRO. Per la legenda vedi grafico 3.6.

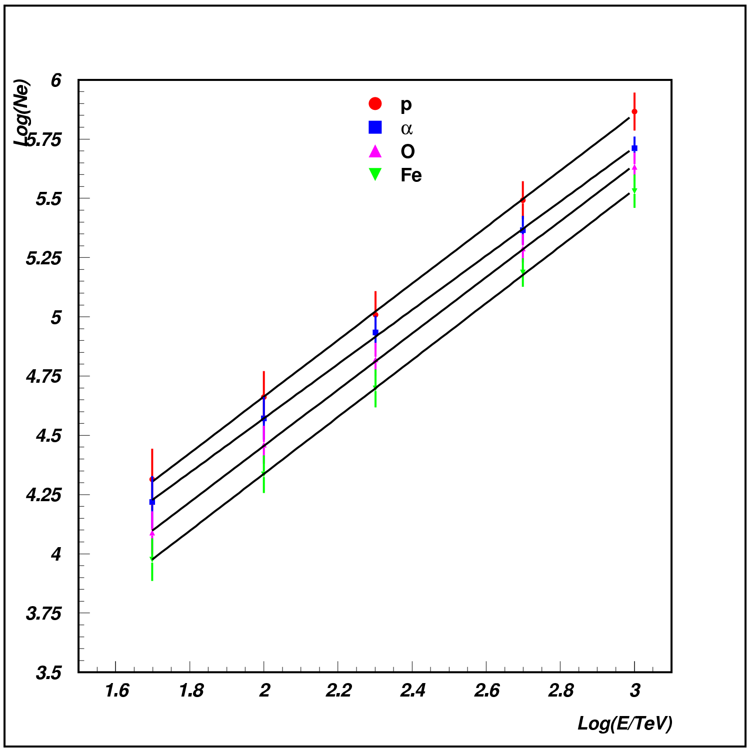

Figura 3.10: Andamento della size elettronica in funzione dell'energia per varie specie primarie.

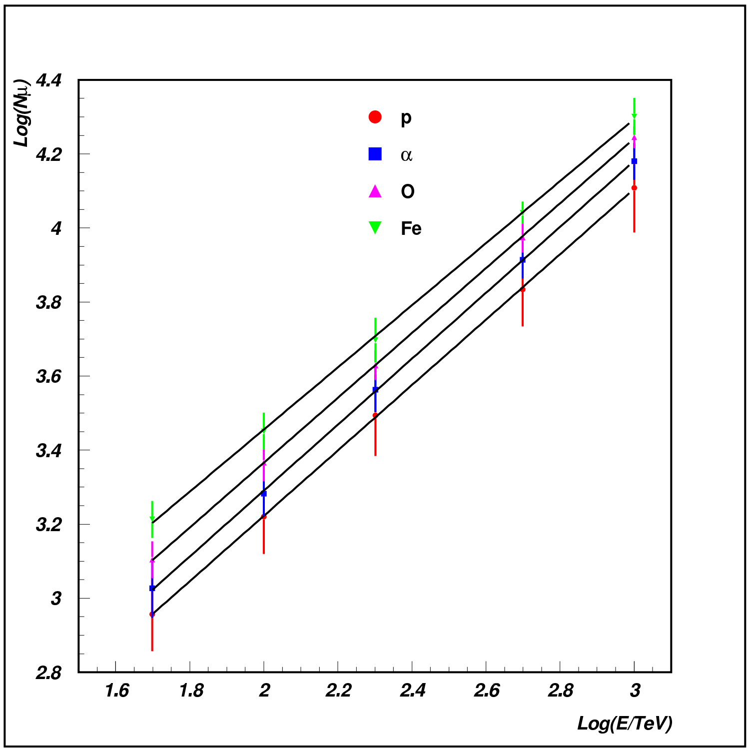

Figura 3.11: Andamento della size muonica in funzione dell'energia per varie specie primarie.

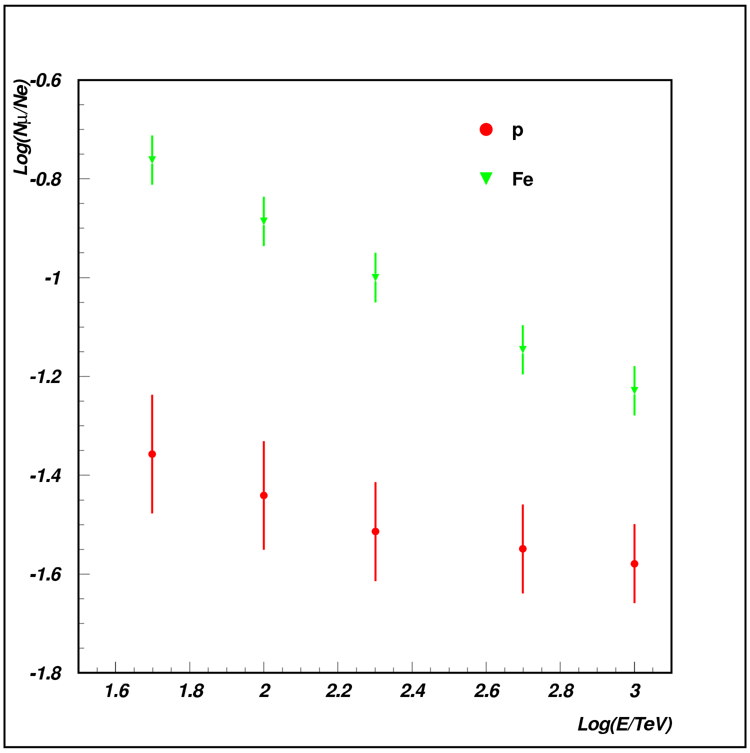

Figura 3.12: Andamento del rapporto tra la size muonica e quella elettronica in funzione dell'energia per sciami indotti da protoni e da nuclei di ferro.

Questa è la quantità comunemente ricostruita negli esperimenti.
L'integrale della $\rho(r)$ fornisce la size dello sciame:

$$\int \rho(r) \cdot 2\pi r dr = N_e \tag{3.22}$$

La forma funzionale che descrive l'andamento della funzione di struttura della densità laterale è la relazione di Nishimura-Kamata-Greisen (*NKG*) [**?**, **?**] adattata al caso di primari adronici [**?**]:

$$f\left(\frac{r}{r_M}, s_2(E)\right) = C(s_2) \cdot \left(\frac{r}{r_M}\right)^{s_2-2} \cdot \left(\frac{r}{r_M}+1\right)^{s_2-4.5} \tag{3.23}$$

dove $C(s_2)$ è la costante di normalizzazione, s_2 è il parametro di età e r_M è il raggio di Moliere. La funzione di struttura $f\left(\frac{r}{r_M}\right)$ è legata alla densità laterale $\rho(r)$ attraverso la seguente relazione:

$$f\left(\frac{r}{r_M}\right) \cdot \frac{1}{r_M}^2 = \rho(r)/N_e \tag{3.24}$$

Il coefficiente $C(s_2)$ deriva dalla condizione di normalizzazione:

$$2\pi \int \frac{r}{R_M} f\left(\frac{r}{R_M}\right) d\left(\frac{r}{R_M}\right) = 1 \tag{3.25}$$

Il parametro di età s_2 è funzione della distanza r dall'asse dello sciame:

$$s_2 = \frac{3t}{t + 2\ln(E_0/E_c) + 2\ln(r/R_M)} \tag{3.26}$$

Infine, il raggio di Moliere è un parametro di contenimento trasversale dello sciame; infatti, si può mostrare che entro un cilindro di raggio pari a 2 r_M è contenuto circa il 95 % dell'energia di uno sciame. Esso è funzione sia della temperatura T (espressa in gradi Kelvin) che della pressione P (espressa in atmosfere) del luogo di osservazione e la dipendenza è espressa dalla relazione:

$$r_M = \frac{73.5}{P - 0.07} \cdot \frac{T}{273} \tag{3.27}$$

Alla quota YBJ (4300 $m.s.l.m$) si ha $r_M \sim 133\ m$.

La NGK è valida nell'ipotesi di atmosfera uniforme e può essere utilizzata per distanze non troppo grandi dallo sciame. Tale equazione o altre forme funzionali derivanti da essa, possono essere utilizzate per parametrizzare la $\rho(r)$ quando è possibile ricostruire il core dello sciame e la densità delle particelle cariche secondarie in funzione della distanza da esso. Il calcolo della size, a partire dalla 3.25, è tanto più accurato quanto migliore è la determinazione sperimentale della $\rho(r)$. Gli apparati di sciami tradizionali, essendo costituti di rivelatori con un'area sensibile totale dell'ordine del percento dell'area geometrica del fronte dello sciame, campionano solo parzialmente il fronte dello sciame con un'accuratezza $\Delta N/N \simeq 20 \div 30$ % all'energia di soglia. Con un apparato di nuova generazione a copertura totale (*full coverage*), come quello nell'esperimento ARGO-YBJ, ci si aspetta una migliore ricostruzione del profilo di densità dello sciame con un'accuratezza nella ricostruzione della size $\Delta N/N \leqslant 10$ % [**?**].
Nella figura 3.13 sono stati riportati gli andamenti della distribuzione laterale per sciami generati da un protone e da un nucleo di ferro rispettivamente alle energie di 100 TeV e 1000 TeV ed è stata utilizzata una scala bilogaritmica dove il contenuto di ogni bin rappresenta la densità di particelle cariche secondarie all'interno di una corona circolare di raggi r e $r + 1\ m$. La distribuzione laterale risulta notevolmente differente a parità di energia poiché gli sciami indotti da protone si presentano più densi di particelle attorno al core.

Nella tabella 3.1 sono riportati i valori dei parametri C(s_2) e s_2.

Il rapporto β_{ij} tra la densità di particelle cariche a due diverse distanze dal core dello sciame:

$$\beta_{ij} = \frac{\rho_i}{\rho_j} \tag{3.28}$$

dove r_i e r_j sono due distanze distinte calcolate a partire dal core ($r_i > r_j$) e $\rho(r_i)$ e $\rho(r_j)$ le densità media di particelle cariche in una corona circolare il cui raggio medio è rispettivamente pari a r_i e r_j, è una funzione decrescente della massa A del primario. Questa osservazione suggerisce di poter utilizzare anche questa grandezza come

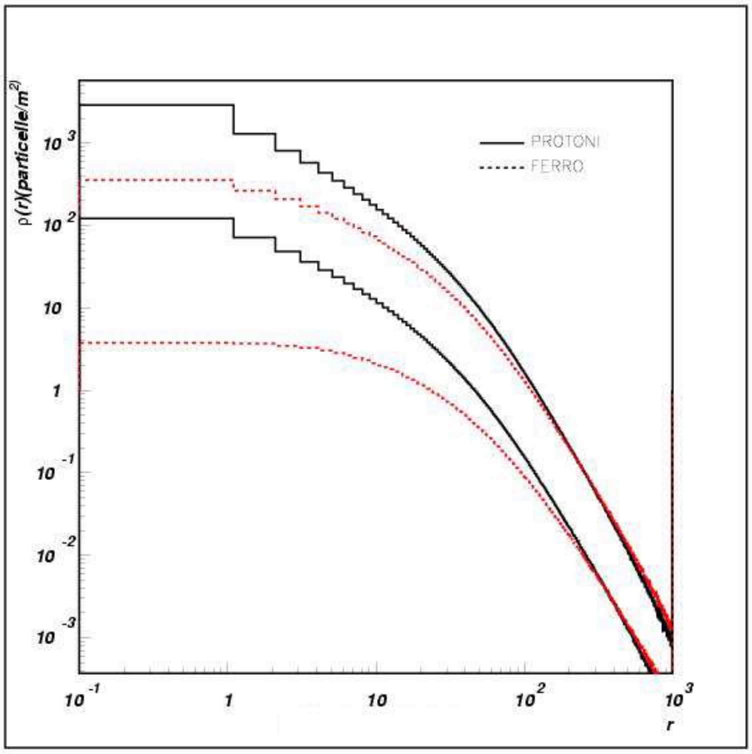

Figura 3.13: Distribuzione di densità laterale delle particelle cariche per sciami generati da protone e da ferro alle energie di 100 TeV e 1000 TeV.

$E(TeV)$	$C(p)$	$s(p)$	$C(Fe)$	$s(Fe)$
10	0.0596	1.258	0.0144	1.823
30	0.214	1.188	0.0756	1.597
50	0.377	1.165	0.158	1.506
100	0.792	1.131	0.394	1.411
200	1.645	1.103	0.949	1.335
500	4.270	1.084	2.932	1.259
1000	8.487	1.059	6.433	1.215

Tabella 3.1: Valori dei coefficienti C(s_2) e s_2 per sciami indotti da protoni e da nuclei di ferro.

discriminante per la natura della specie primaria.

Nelle tabelle 3.2, 3.3 e 3.4 sono riportati i valori di β calcolate per diverse distanze per il protone ed il ferro a varie energie: β_{12}, β_{13} e β_{14} sono state calcolate a partire dalla relazione 3.28 utilizzando come raggi per le corone circolari i seguenti valori: $r_1 = 7.5\ m$, $r_2 = 12.5\ m$, $r_3 = 27.5\ m$, $r_4 = 32.5\ m$, $r_5 = 37.5\ m$.

Energia(TeV)	β_{12}(protone)	β_{12}(ferro)
10	0.470	0.844
30	0.416	0.689
50	0.413	0.633
100	0.383	0.568
200	0.369	0.507
500	0.368	0.462
1000	0.357	0.434

Tabella 3.2: Valori del parametro β_{12} per il protone ed il ferro a varie energie.

In figura 3.7 sono stati riportati gli andamenti della $\rho(r)$ nell'intervallo compreso tra 10 e 20 m dal core.

3.8 La correlazione tra la size elettronica e quella muonica

Nella figura 3.8 viene mostrato uno *scatter plot* che mette in relazione per ciascun evento di sciame simulato la size elettronica e quella muonica. Sono stati considerati sciami indotti da protoni e da nuclei

Energia(TeV)	β_{13}(protone)	β_{13}(ferro)
10	0.269	0.673
30	0.220	0.498
50	0.219	0.428
100	0.194	0.361
200	0.183	0.302
500	0.180	0.256
1000	0.173	0.234

Tabella 3.3: Valori del parametro β_{13} per il protone ed il ferro a varie energie.

Energia(TeV)	β_{14}(protone)	β_{14}(ferro)
10	0.211	0.615
30	0.168	0.429
50	0.165	0.356
100	1.146	0.292
200	0.136	0.242
500	0.135	0.200
1000	0.129	0.181

Tabella 3.4: Valori del parametro β_{14} per il protone ed il ferro a varie energie.

di ferro alle energie di 50, 100, 200, 500 e 1000 TeV in numero pari a 3000, 1200, 400, 180 e 120.

In accordo a quanto precedentemente affermato, la fluttuazione delle size è maggiore per sciami indotti da protoni. Inoltre, dalla figura appare chiaramente la possibilità di discriminare sciami indotti da protoni da quelli indotti da nuclei di ferro a partire dalla misura congiunta della size elettronica e di quella muonica. Infatti, le classi di eventi risultano ben separate.

Allo studio della correlazione tra N_e, N_μ e il parametro β precedentemente introdotto, al fine di ricavare l'energia E e la massa A del raggio cosmico primario per ogni singolo sciame, è dedicato il Cap.4.

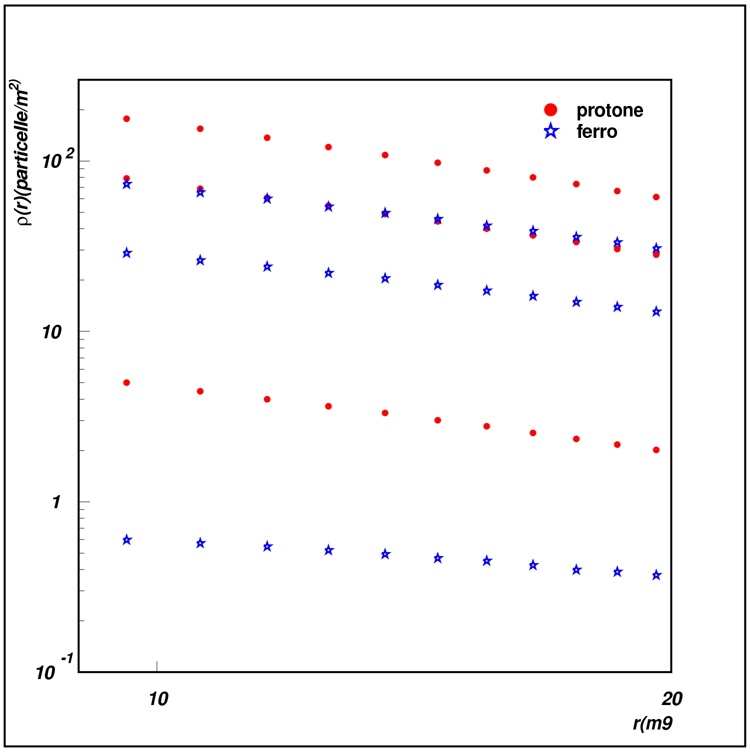

Figura 3.14: Andamento della densità laterale delle particelle cariche a distanze comprese tra $10 \div 20\ m$ dal core per sciami indotti da protoni e da nuclei di ferro alle energie di $50\ TeV$, $200\ TeV$ e $1000\ TeV$.

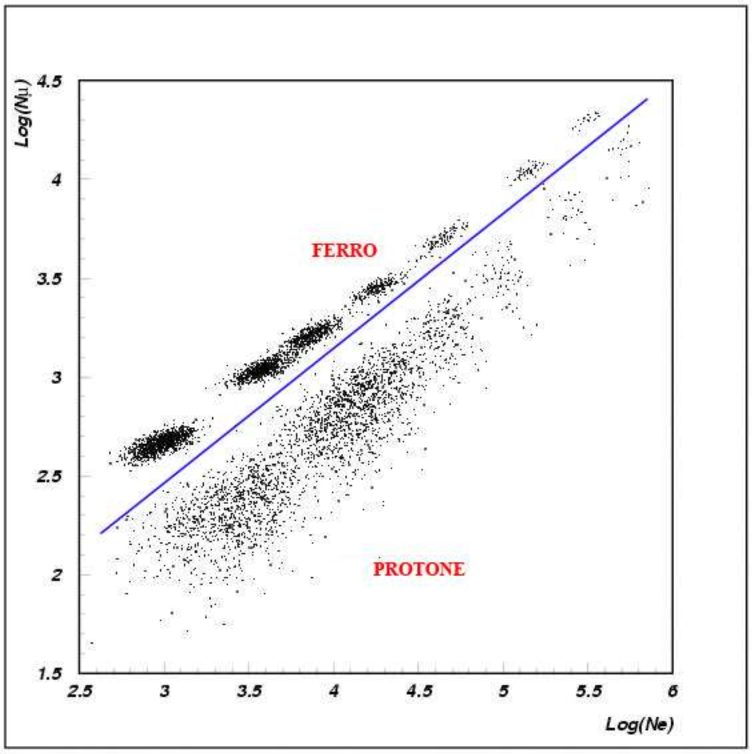

Figura 3.15: Andamento della size muonica in funzione di quella elettronica per sciami indotti da protoni e da nuclei di ferro.

Capitolo 4

Sviluppo di algoritmi per la determinazione dell'energia e della natura del primario

In questo capitolo vengono esposti i metodi utilizzati per la classificazione degli eventi ottenuti dalle simulazioni con il Monte Carlo CORSIKA sia per quanto riguarda l'energia del primario sia per quanto riguarda la sua natura. Questi metodi fanno riferimento alle proprietà intrinseche degli sciami osservati alla quota di YBJ, senza prendere in considerazione gli effetti di campionamento introdotti dal rivelatore, cui invece sarà dedicato il capitolo 5.

Come ampiamente visto nel capitolo 2 tutti i metodi di indagine indiretta partono dal presupposto di correlare opportunamente tra loro le informazioni relative alle diverse osservabili degli EAS.
Per quel che riguarda il presente lavoro di tesi, le osservabili studiate per la stima dell'energia e per la classificazione della natura del primario sono la size elettronica, quella muonica e il rapporto tra la densità di particelle cariche a due diverse distanze dal core opportunamente scelte. Tali grandezze risultano particolarmente interessanti in virtù del fatto che alla quota di YBJ ($t = 606\ g/cm^2$) le incertezze statistiche dovute alle fluttuazioni di sciame sono più piccole che non alle quote inferiori.
Lo studio effettuato è basato sulla ricerca di algoritmi semplici, fisicamente intuitivi tali che, partendo dalle grandezze di sciame misurabili con il rivelatore ARGO, completato con un rivelatore di muoni (ARGO 2) permettano di stimare l'energia e la natura del primario che ha determinato lo sciame *evento per evento*.

Data la complessità di questa indagine si è semplificato il problema schematizzando la radiazione cosmica in due sole componenti, ovvero la componente "leggera" assimilata ai protoni e la componente "pesante" assimilata ai nuclei di ferro. Questa schematizzazione è molto usata nell'analisi dei dati sperimentali ([55]) e nell'ambito di questa tesi è intesa essenzialmente a dare una risposta ai seguenti quesiti:

- È possibile sulla base di questa classificazione preparare un campione *unbiased* e quasi puro di eventi generati da protoni?
- Questo campione di eventi è sufficientemente pulito affinché si possa determinare la presenza di una variazione ($\Delta\gamma = 0.4$) dell'indice spettrale (ginocchio) della componente protonica alle energie delle centinaia di TeV così come mostrato dai recenti risultati dell'esperimento TIBET AS-γ ($E_p^{knee} \sim 200\ TeV$) e dall'esperimento CASA-MIA ($E_p^{knee} \sim 400\ TeV$)?

In caso di risposta positiva i risultati di tale studio potranno successivamente essere estesi e ottimizzati mediante lo sviluppo di algoritmi più sofisticati e complessi, quali l'utilizzo di reti neurali, applicati ad una descrizione più dettagliata della composizione primaria.

4.1 Size elettronica come stimatore dell'energia

La size elettronica non è "di per sè" un buon estimatore dell'energia sia a causa delle fluttuazioni di sciame sia perché la stessa size può essere originata da primari di diversa massa e quindi di diversa energia. Tuttavia, alla quota YBJ questi effetti sono molto ridotti rispetto a quanto avviene a livello del mare, come mostrato nelle tabelle 4.1 e 4.2.

Energia(TeV)	y ± σy (l.d.m.)	y ± σy (YBJ)
10	2.52 ± 0.54	3.43 ± 0.21
100	3.81 ± 0.38	4.65 ± 0.12
1000	5.05 ± 0.28	5.74 ± 0.07

Tabella 4.1: Valori medi e fluttuazioni della variabile y = $\mathrm{Log}_{10} N_e$ a livello del mare e alla quota YBJ per sciami indotti da protone ($\frac{\sigma_{Ne}}{N_e} = 2.3 \cdot \sigma_y$).

Infatti, sia la differenza $\Delta y = \overline{y}(p) - \overline{y}(Fe)$ indotta dalla differenza di massa che la fluttuazione σ_y dovuta al processo di cascata sono notevolmente più piccoli alla quota di Yangbajing rispetto ai valori al

Energia(TeV)	y $\pm$ σy (l.d.m.)	y $\pm$ σy (YBJ)
10	1.96 $\pm$ 0.18	3.15 $\pm$ 0.08
100	3.23 $\pm$ 0.13	4.32 $\pm$ 0.08
1000	4.58 $\pm$ 0.10	5.53 $\pm$ 0.05

Tabella 4.2: Valori medi e fluttuazioni della variabile y = $\mathrm{Log}_{10} N_e$ a livello del mare e alla quota YBJ per sciami indotti da ferro ($\frac{\sigma_{Ne}}{N_e} = 2.3 \cdot \sigma_y$).

livello del mare. Risulta, infatti:

$$\Delta y(YBJ) \approx \frac{1}{2} \cdot \Delta y(l.d.m)$$

$$\sigma_y^p(YBJ) \approx \frac{1}{3} \cdot \sigma_y^p(l.d.m)$$

$$\sigma_y^{Fe}(YBJ) \approx \frac{1}{2} \cdot \sigma_y^{Fe}(l.d.m)$$

Dal grafico 4.1 si può osservare l'andamento del valore medio del logaritmo decimale della size elettronica in funzione del logaritmo decimale dell'energia per i protoni e per il ferro. Qualora non si conosca la natura del primario e considerando con lo stesso peso il contributo di protoni e di nuclei di ferro degli sciami simulati, la migliore determinazione dell'energia si ottiene attraverso la relazione che meglio interpola i punti in figura 4.1. Tale relazione è rappresentata dall'equazione:

$$Log_{10}(N_e) = 2.218 + 1.142\ Log_{10}(E/TeV) \tag{4.1}$$

La relazione 4.1 è stata utilizzata per ricostruire l'energia a partire dalla size elettronica ottenuta simulando sciami di fissata energia. Nella tabella 4.3 sono riportati i risultati ottenuti applicando questo procedimento e l'errore nella ricostruzione dell'energia valutato a partire dalla deviazione tra il valor dell'energia ricostruita (E_{ric}) e il valore noto dell'energia dello sciame simulato (E_{true}):

$$\Delta E/E = (E_{ric} - E_{true})/E_{true} \tag{4.2}$$

Le indeterminazioni sull'energia dipendono, come già detto, sia dalle fluttuazioni di sciame che dalle differenze di size per i protoni e i nuclei di ferro, nonostante queste siano ridotte alla quota YBJ rispetto al livello del mare. Il valor medio E_{ric} si discosta notevolmente dall'energia dello sciame simulato e l'incertezza statistica va da circa il 37% per energie di 50 TeV al 20% per energie di 1000 TeV e quindi con solo un leggero miglioramento alle alte energie. Infatti, come si vede

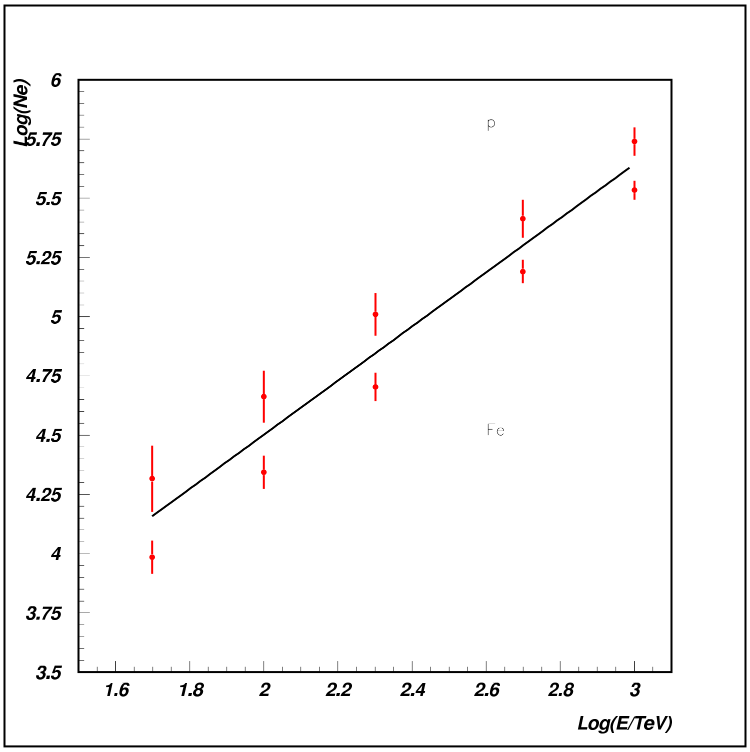

Figura 4.1: Andamento del valor medio della size elettronica in funzione dell'energia per sciami indotti da protoni e da ferro. È mostrata inoltre la retta che meglio interpola i dati.

Energia(TeV)	$E_{ric} \pm \sigma$	Errore (%)
50	60 ± 22	37
100	116 ± 42	36
200	222 ± 77	35
500	413 ± 99	24
1000	836 ± 166	20

Tabella 4.3: Energie ricostruite e relativi errori a partire dall'utilizzo della sola size elettronica per sciami indotti sia da protoni che da nuclei di ferro.

in figura 4.1, l'effetto dominante è la differenza di size in sciami indotti da protoni e da nuclei di ferro della stessa energia.

Come si può notare dalla tabella 4.3, la size elettronica N_e non è un buon estimatore dell'energia *indipendentemente dalla natura del primario*. Infatti, l'utilizzo della 4.1 per la stima dell'energia introduce un errore di tipo sistematico in quanto *sottostima* l'energia di sciami indotti da protoni e *sovrastima* quella di sciami indotti da nuclei di ferro, come appare evidente dalla figura 4.1.

Per quanto detto precedentemente, qualora fosse nota la natura della specie primaria, la size sarebbe un buon estimatore dell'energia come si può vedere dalla figura 4.2.

In tal caso l'energia può essere ricostruita a partire da due relazioni funzionali distinte quali:

$$Log_{10}(N_e) = 2.474 + 1.092\ Log_{10}(E/TeV) \tag{4.3}$$

per il protone e

$$Log_{10}(N_e) = 1.955 + 1.195\ Log_{10}(E/TeV) \tag{4.4}$$

per il ferro.
Nelle tabelle 4.4 e 4.5 vengono mostrati rispettivamente i risultati relativi alla ricostruzione dell'energia per sciami indotti da protone e da nuclei di ferro.

4.2 Stimatore dell'energia utilizzando la parametrizzazione mista, size elettronica e size muonica

Poiché la size muonica è, a parità di energia, più grande in sciami originati da nuclei di ferro rispetto agli sciami originati da protoni, la

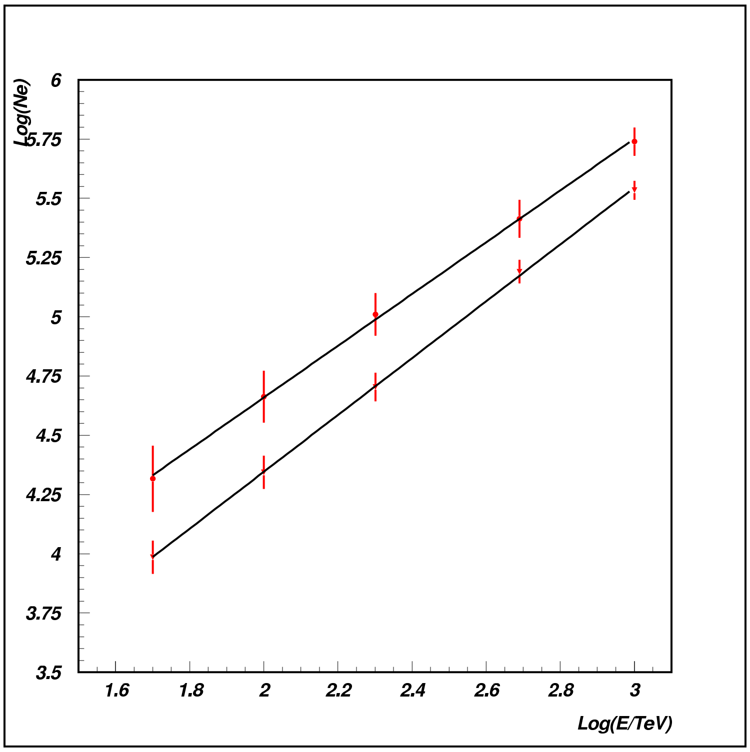

Figura 4.2: Andamento del valor medio della size elettronica in funzione dell'energia per sciami indotti da protoni e da ferro. Sono mostrate le rette di best fit che meglio interpolano separatamente i punti relativi a sciami indotti da protoni e quelli relativi a sciami indotti da ferro.

Energia(TeV)	$E_{ric} \pm \sigma$	Errore (%)
50	47 ± 4	9
100	99 ± 7	7
200	203 ± 12	6
500	512 ± 25	5
1000	998 ± 40	4

Tabella 4.4: Energie ricostruite e relativi errori a partire dall'utilizzo della sola size elettronica per sciami indotti da protoni.

Energia(TeV)	$E_{ric} \pm \sigma$	Errore (%)
50	50 ± 4	8
100	100 ± 6	6
200	200 ± 10	5
500	502 ± 22	4
1000	1001 ± 32	3

Tabella 4.5: Energie ricostruite e relativi errori a partire dall'utilizzo della sola size elettronica per sciami indotti da nuclei di ferro.

combinazione $N_e + \alpha N_\mu$ può essere utilizzata per correggere l'effetto sistematico di cui si è parlato nel paragrafo precedente.

Si è quindi studiata la variabile $y^*(\alpha) = Log_{10}(N_e + \alpha \cdot N_\mu)$ nell'intervallo 50÷1000 TeV. Lo studio consiste nella ricerca del parametro α che minimizza la differenza $|y^*_P(\alpha)$- $y^*_{Fe}(\alpha)|^2$ su tutto l'intervallo energetico considerato, cioè è stata minimizzata la funzione:

$$\sum_j \frac{(y^*_p(\alpha) - y^*_{Fe}(\alpha)^2)}{\sigma^2_{y_p} + \sigma^2_{y_{Fe}}} \tag{4.5}$$

essendo la sommatoria estesa alle j energie. Il parametro α è stato variato nell'intervallo [15,40] in quanto in corrispondenza del valore assunto da α agli estremi, i punti relativi a sciami indotti da protoni e da ferro risultano separati e non si intersecano; questo lo si può vedere nelle figure 4.3 e 4.4.

Mediante una tecnica di minimizzazione del χ^2 è stato determinato il valore $\alpha = 22$. È peraltro doveroso osservare che la migliore stima del parametro α dipende dall'intervallo energetico considerato.

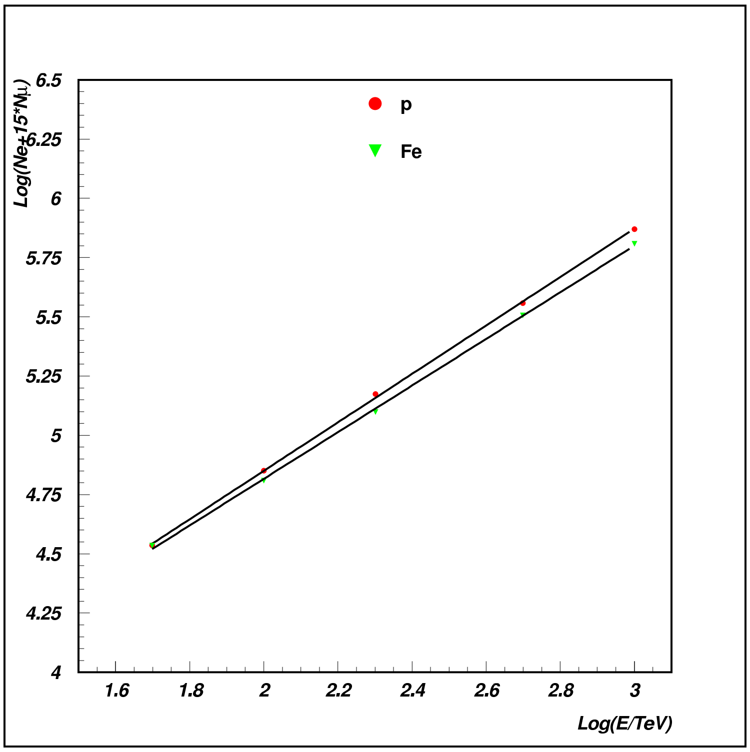

Figura 4.3: Andamento del valor medio della variabile y*(15) in funzione dell'energia per sciami indotti da protoni e da ferro. Si può notare come i punti relativi ai protoni (quelli in rosso) e quelli relatrivi al ferro (quelli in verde) non si frappongono tra loro.

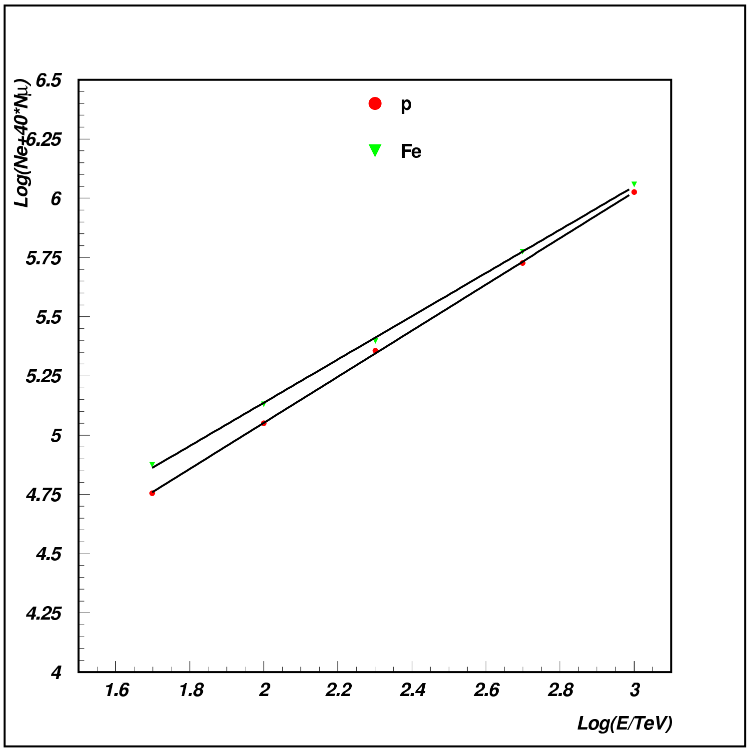

Figura 4.4: Andamento del valor medio della variabile y*(40) in funzione dell'energia per sciami indotti da protoni e da ferro. Si può notare come i punti relativi ai protoni e quelli relatrivi al ferro non si intersecano tra loro

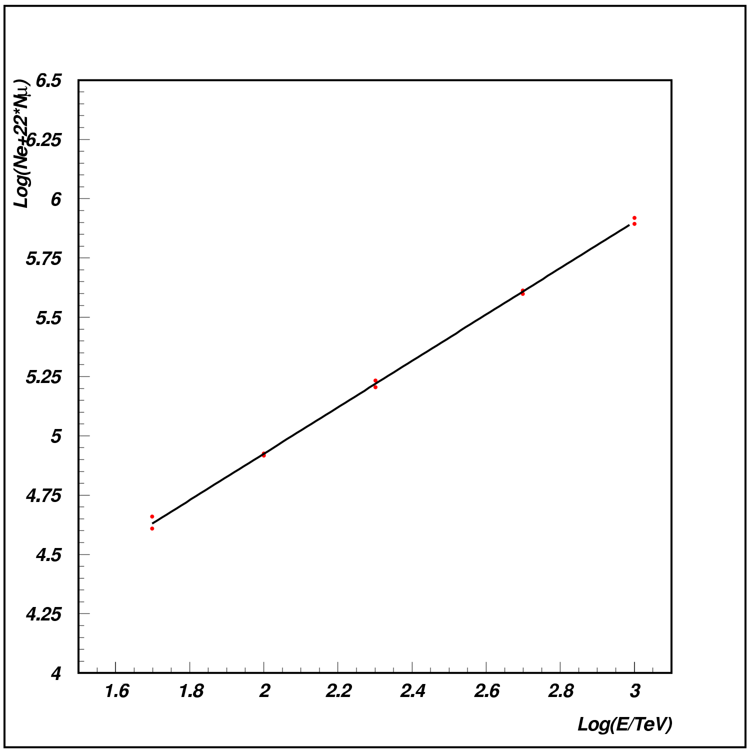

Figura 4.5: Andamento della variabile y*(22) in funzione dell'energia per sciami indotti da protoni e da ferro. È inoltre mostrata la retta di best fit che meglio interpola i dati.

A partire da questo risultato si sono poi determinati i valori dei coefficienti della retta di best fit mostrata in figura 4.5

$$Log_{10}(N_e + 22 \cdot N_\mu) = 2.968 + 0.978 \cdot Log_{10}(E/TeV) \tag{4.6}$$

Quindi, si è proceduto analogamente a quanto visto nel paragrafo 4.1, ricostruendo l'energia a partire dalla relazione inversa dell'eq. 4.6. I risultati sono mostrati nella tabella 4.4 e nella figura 4.6 viene mostrato l'andamento della variabile $\frac{}{E} = (E_{true}\text{-}E_{ric}/E_{true})$ per sciami indotti da protoni e da nuclei di ferro per energie di $E = 50\ TeV$.

Come si può notare esiste un miglioramento, in accordo con quanto ci si aspettava, nella stima dell'energia dovuto alla correlazione tra l'informazione della size elettronica e quella della size muonica. Gli errori nella ricostruzione dell'energia sono la metà del caso in cui si utilizzava la sola size alle energie di 50 TeV e quasi la quarta parte per energie di 1000 TeV e gli effetti sistematici sono ridotti all'ordine del percento.
Notiamo altresì che qualora si conoscesse la natura del primario che ha

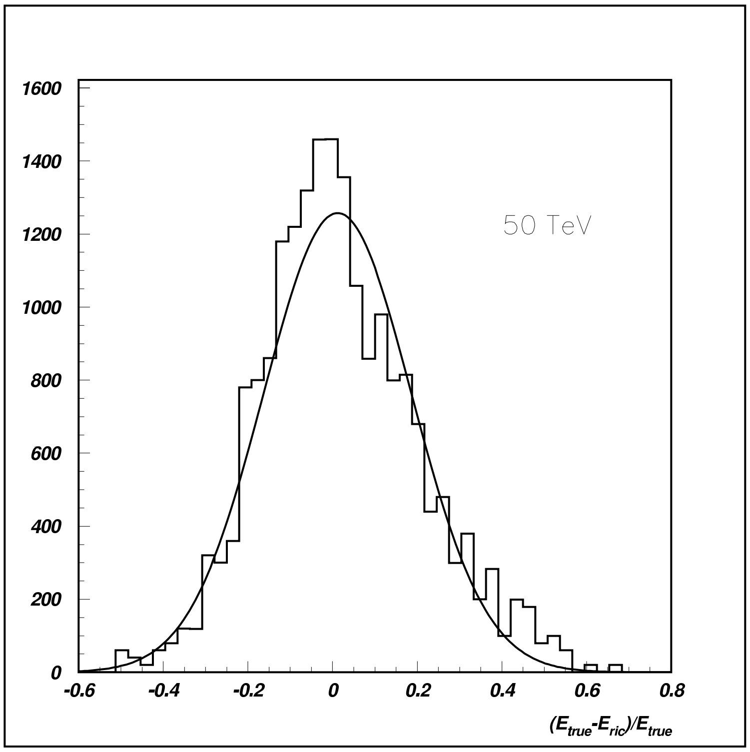

Figura 4.6: Andamento della variabile $\overline{E} = (E_{true}\text{-}E_{ric}/E_{true})$ per sciami indotti da protoni e da nuclei di ferro per energie di $E = 50\ TeV$.

Energia(TeV)	$E_{ric} \pm \sigma$	Errore (%)
50	49 ± 9	18
100	97 ± 15	15
200	199 ± 25	12
500	498 ± 48	10
1000	1028 ± 82	8

Tabella 4.6: Energie ricostruite e relativi errori a partire dall'utilizzo della size elettronica e di quella muonica simulando sciami indotti da protoni e da nuclei di ferro.

indotto lo sciame, la stima dell'energia migliorerebbe ulteriormente in quanto si utilizzerebbe una retta di best fit specifica per ogni massa.

In questo modo è stato costruito un algoritmo semplice applicabile *al singolo evento* che a partire dalle grandezze N_e ed N_μ di uno sciame associa l'energia del primario che ha indotto lo sciame stesso con una incertezza inferiore al 18 % *indipendentemente dalla natura del primario.*

4.3 Le variabili discriminanti x e β_{ij}

I risultati del capitolo 3 suggeriscono che il rapporto N_μ/N_e tra la size muonica e quella elettronica sia notevolmente discriminante rispetto alla natura del primario. Anche la densità laterale dello sciame è abbastanza diversa per distanze $r < 50\ m$ in tutto l'intervallo di energia $50 \div 1000\ TeV$, a parità di energia dei primari come evidenziato nelle figure 3.13 e 3.7. In particolare, il rapporto $\beta = \rho_1/\rho_2$ tra la densità a due diverse distanze dal core risulta un parametro conveniente in quanto il suo uso eviterebbe in larga misura i problemi di calibrazione della risposta del rivelatore.
Queste osservazioni suggeriscono di investigare la correlazione delle grandezze di sciame $x = \mathrm{Log}_{10}(N_e/N_\mu)$ e $\beta = \rho_{20}/\rho_{10}$, dove la media va intesa eseguita sulla corona circolare. L'utilizzo della densità di riferimento ad una distanza $d > 20\ m$ sarebbe più conveniente, ma date le dimensioni di ARGO potrebbe comportare la perdita di una frazione dello sciame con conseguente incertezza sulla determinazione della densità stessa.

Come evidenziato nel capitolo 2, l'utilizzo del contenuto di muoni e di parametri correlati alla struttura laterale di sciame (parametro di età

s) sono stati suggeriti anche in altri esperimenti a quote montane. La presente scelta del parametro β appare, tuttavia, molto più conveniente, non introducendo complicate funzioni e riferendosi in modo molto diretto alle osservabili sperimentali.

4.4 La correlazione x/β in funzione dell'energia

Nella figura 4.7 viene riportato l'andamento delle variabili x e β relativi alla simulazione di sciami indotti da protoni e da ferro nell'intervallo energetico [50-1000] TeV. Il numero di sciami campionato è stato 3000, 1200, 400, 180 e 120 rispettivamente alle energie di E = 50, 100, 200, 500 e 1000 TeV.
Come si può notare le due variabili fisiche relative agli sciami simulati di protone e ferro appaiono discretamente separate; tuttavia intraprendere uno studio sulla separazione della componente protonica indipendentemente dalla conoscenza dell'energia del primario appare complicato. Avendo peraltro determinato un algoritmo che permette di stimare l'energia del primario, è risultato conveniente studiare l'andamento delle variabili x e β a fissate energie (E = 50, 100, 200, 500 e 1000 TeV) per sciami indotti da protone e da ferro. I risultati di questo studio sono mostrati nei grafici 4.8, 4.9, 4.10, 4.11 e 4.12.

Da questi "scatter plot" risulta che:

- la fluttuazione della variabile x è più grande in sciami originati da protoni che da nuclei di ferro;
- la fluttuazione sulla variabile β, al contrario, risulta inferiore in sciami originati da protoni che, a parità di energia, hanno una size N_e più grande;
- la separazione tra le due categorie aumenta al crescere dell'energia;
- la variabile x risulta di per sè sufficiente a discriminare tra eventi generati da protoni ed eventi generati da nuclei di ferro.

È stato pertanto preso in considerazione, in questa prima fase, un criterio di selezione basato solo sull'utilizzo della variabile x.

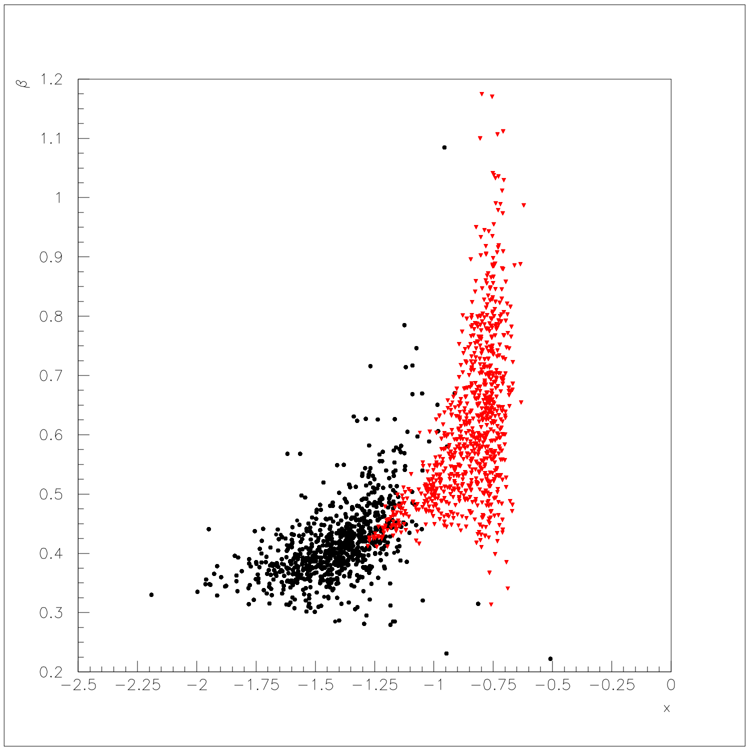

Figura 4.7: Distribuzione di β e di x per sciami indotti da protoni (a sinistra) e da ferro (a destra) nell'intervallo di energia [50,1000] TeV.

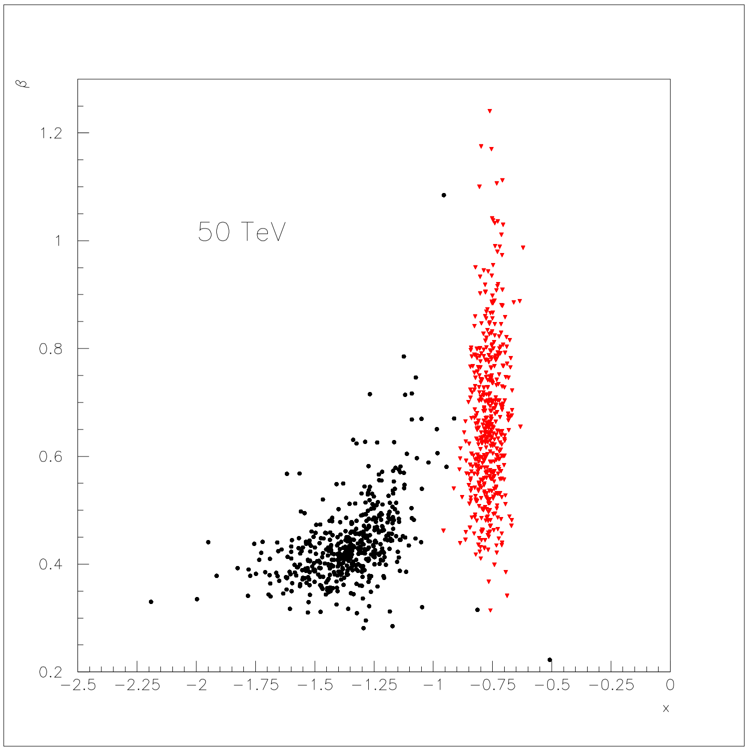

Figura 4.8: Distribuzione di β e di x per sciami indotti da protoni (a sinistra) e da ferro (a destra) di energia $E = 50\ TeV$.

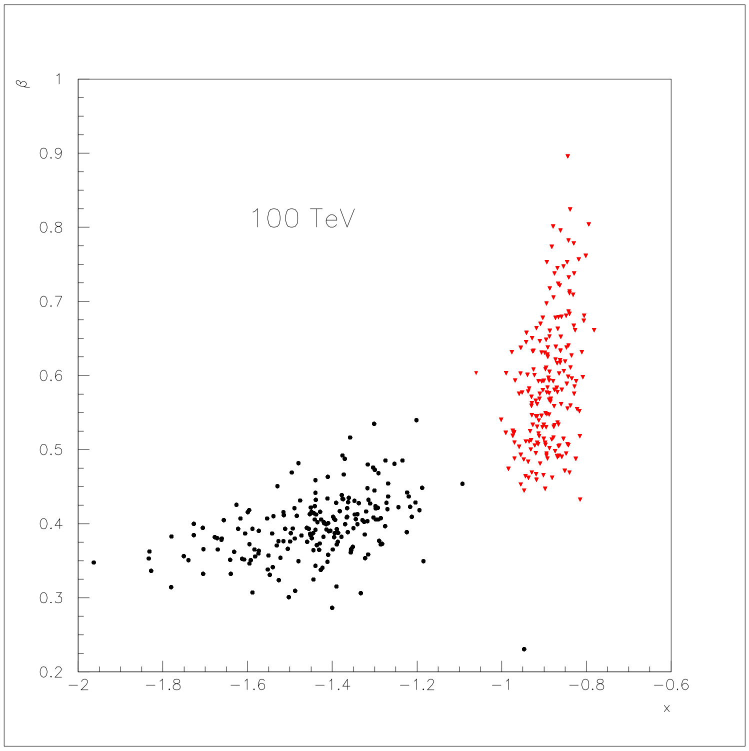

Figura 4.9: Distribuzione di β e di x per sciami indotti da protoni (a sinistra) e da ferro (a destra) di energia $E = 100\ TeV$.

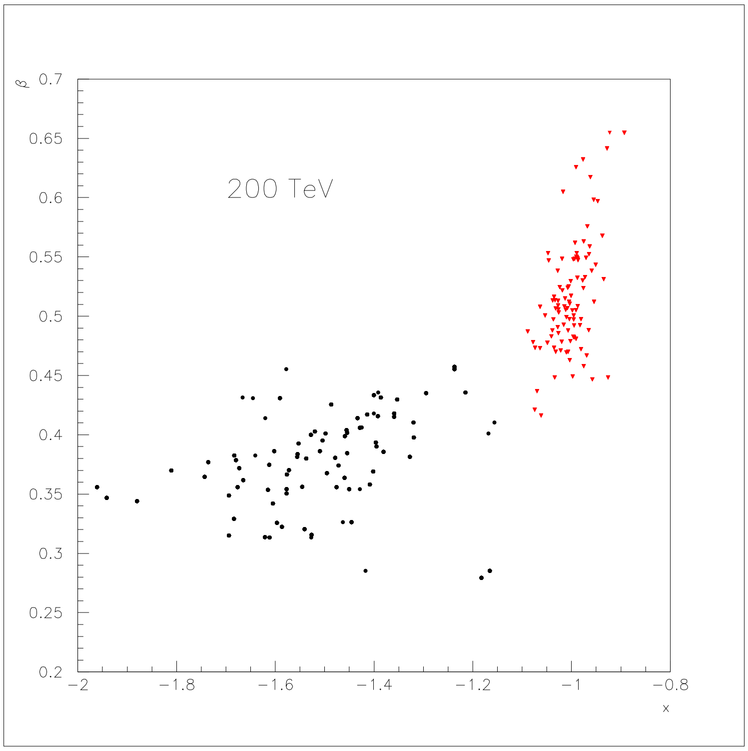

Figura 4.10: Distribuzione di β e di x per sciami indotti da protoni (a sinistra)e da ferro (a destra) di energia $E = 200\ TeV$.

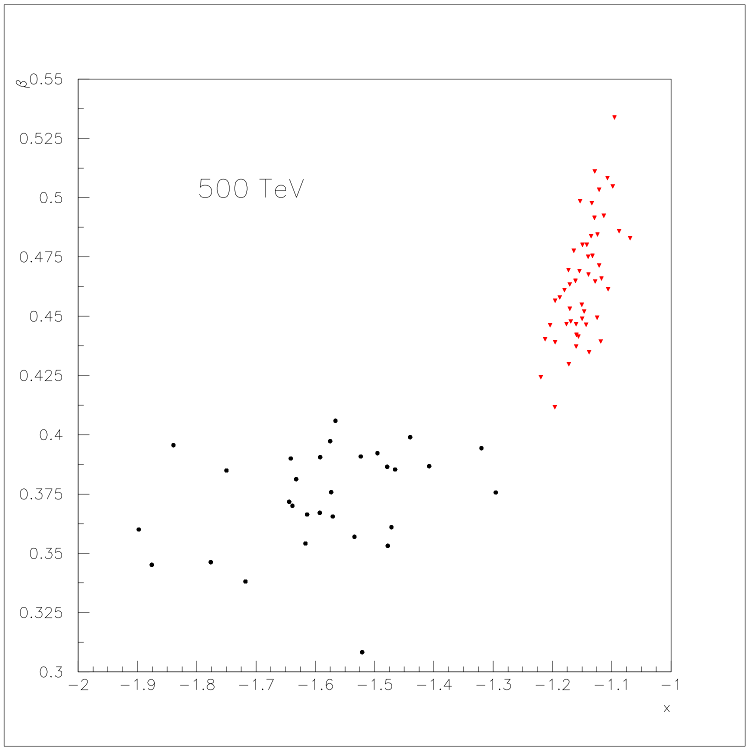

Figura 4.11: Distribuzione di β e di x per sciami indotti da protoni (a sinistra) e da ferro (a destra) di energia $E = 500\ TeV$.

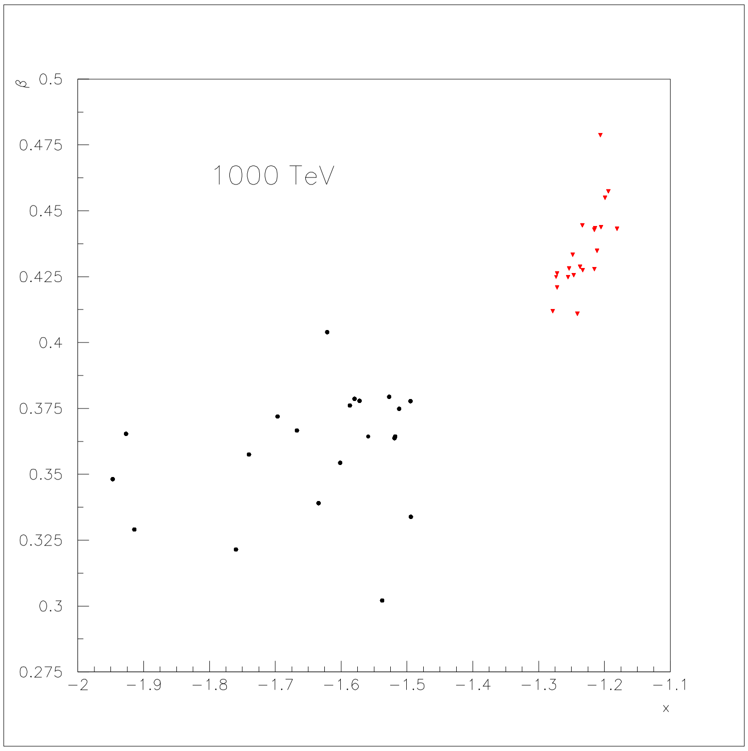

Figura 4.12: Distribuzione di β e di x per sciami indotti da protoni (a sinistra) e da ferro (a destra) di energia $E = 1000\ TeV$.

4.5 Il valore discriminante x_L in funzione dell'energia

Dagli "scatter plot" precedenti risulta che per operare la selezione della componente protonica dal ferro conviene effettuare un semplice "taglio verticale". Risulta chiaro che la scelta di tale taglio è suscettibile di una certa arbitrarietà; il criterio utilizzato nel nostro caso è stato quello di considerare la retta verticale che passa per il centro della zona di "confine" tra i due campioni di sciami simulati. La retta di separazione ha equazione $x = x_L$.
Il criterio di selezione risulta pertanto il seguente:

- se $|x| > |x_L|$, l'evento viene classificato come sciame originato da protone;
- se $|x| < |x_L|$, l'evento viene classificato come sciame originato da un nucleo di ferro;

Ne risulta un campione di eventi classificato come "protone" e un campione di eventi classificato come "ferro". Per stimare la bontà del campione, sono stati introdotti due parametri: l'*efficienza* ϵ del campione e la sua *contaminazione* η.
L'*efficienza* ϵ è definita come il rapporto tra il numero di eventi individuati come protoni e tutti gli eventi di protone simulati.
La *contaminazione* è definita come il rapporto tra il numero di eventi di ferro identificati come protoni e il numero totali di eventi da ferro simulati.

Nella figura 4.13 viene mostrato l'andamento del taglio in funzione dell'energia, ovvero $|x_L| = |x_L(E)|$. Come si può notare la variabile x_L ha un andamento lineare con l'energia ed è stata determinata l'equazione che lega le due variabili:

$$|x_L| = 0.268 + 0.368 \cdot Log_{10}(E/TeV) \tag{4.7}$$

Risulta, quindi determinato ad ogni energia, il parametro x_L che consente di selezionare con efficienze $\epsilon \sim 100$ % e contaminazione $\eta \sim 0$ % le due classi di eventi "protone" e "ferro".

4.6 L'algoritmo di ricostruzione di energia e massa a partire dalle osservabili di sciame

I risultati esposti nei paragrafi 4.1 $\div$ 4.5 suggeriscono di prendere in considerazione un algoritmo iterativo per operare una classificazione

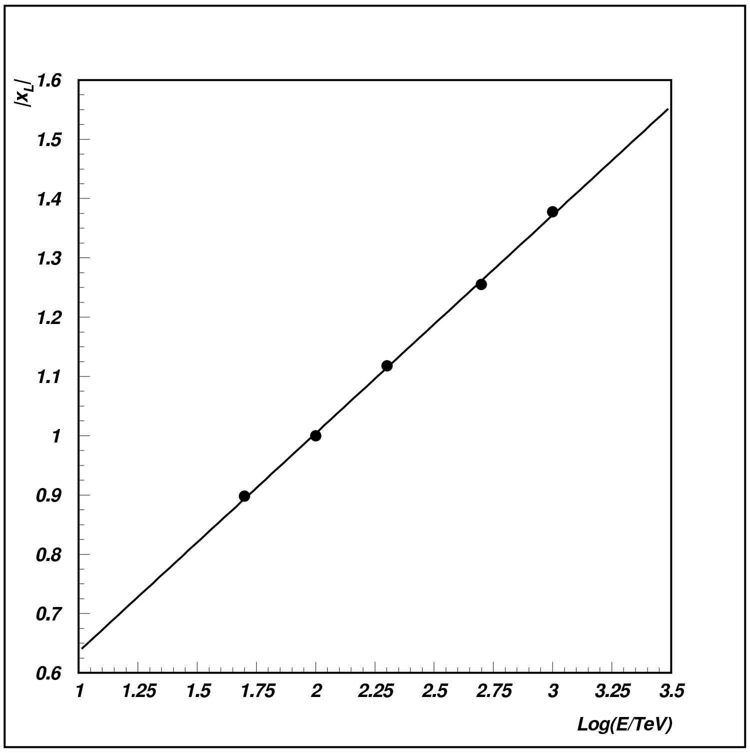

Figura 4.13: Andamento della variabile x_L in funzione dell'energia dello sciame E. Viene inoltre mostrata la retta che interpola i punti.

degli eventi di sciame nelle due categorie "protone" e "ferro" ed attribuire l'energia al primario che ha generato lo sciame.

Simulato uno sciame alla quota di YBJ originato da un primario di massa A ed energia E e considerate le variabili di sciame N_e, N_μ e $\rho(r)$ (evento pseudo sperimentale), l'algoritmo proposto per stimare da queste osservabili i valori di A ed E è il seguente:

- si calcola una prima stima E dell'energia sulla base dell'equazione:

$$Log_{10}(E/TeV) = (Log_{10}(N_e + 22 \cdot N_\mu) - 2.968)/0.978 \qquad (4.8)$$

- si calcola il valore discriminante x_L sulla base della relazione

$$|x_L(E)| = 0.268 + 0.368 \cdot Log_{10}(E/TeV) \qquad (4.9)$$

- si confronta il valore $|x| = \mathrm{Log}_{10}(N_\mu/N_e)$ relativo allo sciame simulato con il valore discrimante $|x_L(E)|$ e si opera la classificazione secondo i criteri:

  1) se $|x| > |x_L(E)|$ l'evento è classificato come "protone"

  2) se $|x| < |x_L(E)|$ l'evento è classificato come "ferro"

- una volta realizzata la classificazione si può ridurre l'indeterminazione sulla stima dell'energia applicando le relazioni:

$$Log_{10}(N_e + 22 \cdot N_\mu) = 2.909 + 1.004\ Log_{10}(E/TeV) \qquad (4.10)$$

  e

$$Log_{10}(N_e + 22 \cdot N_\mu) = 3.027 + 0.952\ Log_{10}(E/TeV) \qquad (4.11)$$

  che danno l'energia del primario una volta nota la natura del primario (rispettivamente la 4.10 per i protoni e la 4.11 per i nuclei di ferro).
  È evidente che l'applicazione di questa procedura porta ad una migliore stima dell'energia degli eventi "genuini", ovvero eventi generati da protone classificati come "protoni" ed eventi da nuclei di ferro classificati come "ferri" e ad una peggiore stima dell'energia per gli eventi di contaminazione.

Il test è stato eseguito simulando un campione di eventi pseudo-sperimentali diverso da quello utilizzato per lo studio degli algoritmi alle energie E

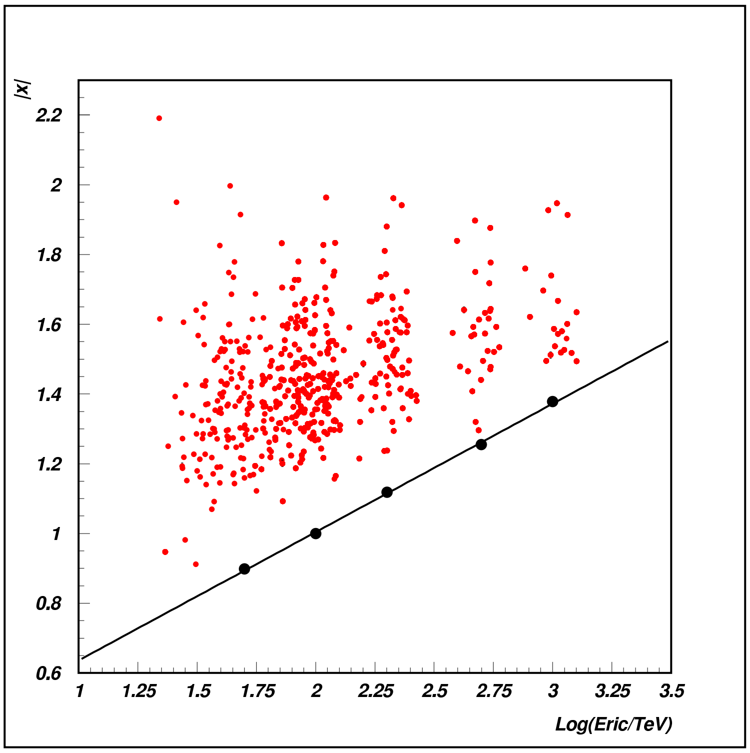

Figura 4.14: Risultati del test applicati ad un campione di 17100 eventi di sciame indotti da protone.

= 50, 100, 200, 500 e 1000 TeV. Il numero di sciami simulato è stato rispettivamente di 10000, 4000, 2000, 700 e 400 eventi sia per sciami da protone che per sciami da ferro ed è stato scelto in modo da avere la maggiore statistica a disposizione con un ragionevole tempo di calcolo. I risultati di questo test sono mostrati nelle figure 4.14, 4.15 e 4.16.

Nelle tabelle 4.7 e 4.8 vengono mostrati i nuovi valori della stima dell'energia a partire dalle relazioni 4.10 e 4.11. Come si può notare dalle tabelle l'indeterminazione nella ricostruzione dell'energia è eccellente. Per quanto riguarda, l'efficienza dell'algoritmo sopra esposto, essa è $\sim$ 100 % e pertanto la stima dell'energia è stata fatta su un numero di sciami pari a 17100 sia per sciami indotti da protone che da nuclei di ferro.

I risultati ottenuti sono di notevole importanza e non si ha traccia in letteratura di un'analoga capacità selettiva investigata a quote più basse. Essi mostrano che alla quota YBJ, in virtù delle ridotte fluttuazioni, la qualità dell'informazione contenuta nella size elettronica N_e e

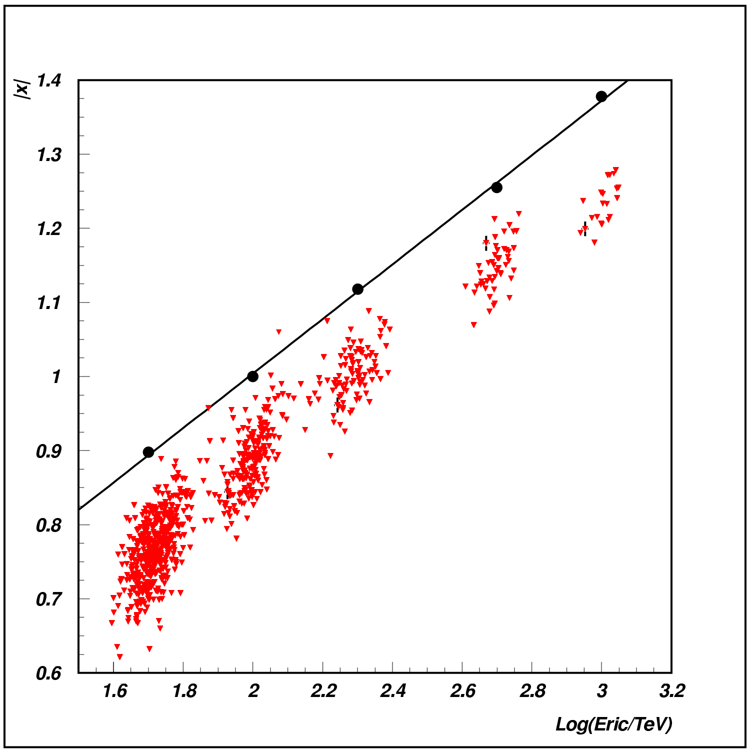

Figura 4.15: Risultati del test applicati ad un campione di 17100 eventi di sciame indotti da nuclei di ferro.

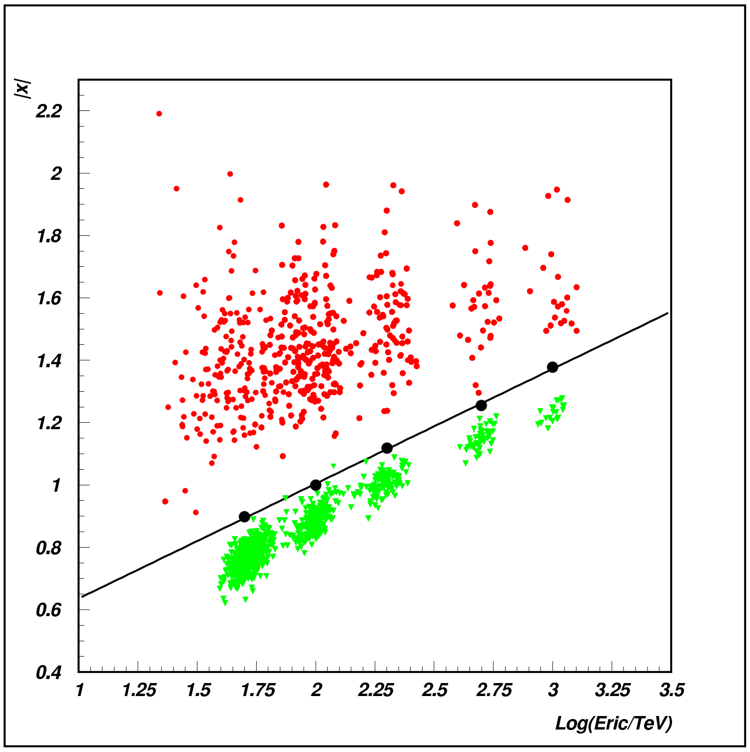

Figura 4.16: Risultati del test applicati ad un campione di 17100 eventi di sciame indotti da protone e ad un campione di 17100 eventi di sciame indotti da nuclei di ferro.

Energia(TeV)	$E_{ric} \pm \sigma$	Errore (%)
50	50 ± 8	16
100	97 ± 14	14
200	200 ± 23	12
500	499 ± 48	10
1000	1020 ± 79	7

Tabella 4.7: Energie ricostruite relative al solo campione selezionato come "protoni".

in quella muonica N_μ sono sufficienti per separare le due componenti ed attribuire con buona precisione l'energia dei primari.

Vi è tuttavia da considerare che la determinazione sperimentale di queste size non è di per sè banale e comporta delle incertezze sia di natura statistica che sistematica che si sommano alle fluttuazioni di sciame. Ad uno studio propedeutico degli effetti sperimentali legati al campionamento finito e alla ricostruzione delle grandezze di sciame è dedicato il capitolo successivo.

Energia(TeV)	$E_{ric} \pm \sigma$	Errore (%)
50	50 ± 7	14
100	98 ± 14	14
200	200 ± 21	11
500	500 ± 48	10
1000	1018 ± 65	6

Tabella 4.8: Energie ricostruite relative al solo campione selezionato come "ferro".

Capitolo 5

Applicazione degli algoritmi alle variabili misurabili nell'esperimento ARGO

In questo capitolo viene brevemente presentato l'esperimento ARGO-YBJ e sono descritte le caratteristiche del rivelatore sottolineandone le peculiarità e le potenzialità.
Le osservabili studiate nel capitolo 4 (size elettronica, muonica e rapporto tra la densità a diverse distanze dal core) risultano ovviamente modificate per effetto della loro determinazione sperimentale con il rivelatore ARGO. Quindi, per ciascuna di esse viene descritta una possibile procedura sperimentale per la relativa misura: le nuove variabili conterranno pertanto la risposta del rivelatore.
Gli algoritmi, sviluppati nel capitolo 4 per la stima dell'energia e per la classificazione della natura del primario, sono stati applicati alle nuove variabili apportando le necessarie modifiche.
L'efficienza di questi algoritmi è stata poi determinata verificando la loro abilità a selezionare gli sciami originati da protoni della radiazione cosmica e ad identificare un eventuale ginocchio del loro spettro di energia ad energie delle centinaia di TeV simulando due diversi spettri di protoni (uno dei quali con un ginocchio ad energia $E = 200\ TeV$) e osservandone la loro ricostruzione.

5.1 L'esperimento ARGO-YBJ

L'esperimento ARGO-YBJ (**A**strophysical **R**adiation with **G**round-based **O**bservatory at **Y**ang**B**a**J**ing) [56, 57] nasce con l'obiettivo di realizzare un apparato adatto ad un'accurata ricostruzione spazio tem-

porale di sciami atmosferici estesi generati da particelle primarie di energia > 100 GeV. Il rivelatore è situato nel laboratorio di Yangbajing (*Tibet*, 4300 *m.s.l.m.*, 30° *latitudine Nord*) ed è stato progettato per l'osservazione continua della sorgenti γ puntiformi ed estese nella banda di declinazione -10° $\leqslant \delta \leqslant$ 70° , per la Fisica dei Gamma Ray Burst e per lo studio della Radiazione Cosmica Primaria.
Si distingue, rispetto a tutti gli altri esperimenti di sciame sinora costruiti, per la sua particolare struttura (*full coverage* con area attiva circa il 92 % di quella geometrica) e per essere realizzato con rivelatori in grado di fornire una risposta sia digitale che analogica con elevata densità di pixel. Il rivelatore è situato ad alta quota in modo da ridurre l'energia di soglia, perché la riduzione dello spessore dell'atmosfera fa aumentare il numero di particelle secondarie che possono raggiungere il suolo. Infatti, ad altitudini $\geqslant 4000$ m il numero medio di particelle di uno sciame supera quasi di un ordine di grandezza il numero delle particelle dello stesso sciame rivelato a 2000 m. La struttura continua del rivelatore permette altresì di abbassare ulteriormente l'energia di soglia rispetto a quella degli apparati tradizionali, perché consente lo studio di sciami con piccola size (vedi figura 5.1).

Grazie a queste caratteristiche, ARGO può rivelare sciami indotti da γ di alta energia compresi tra 300 GeV e 20 TeV e da nuclei di RC con energia compresa tra 1 TeV e 10 PeV. Di conseguenza, ARGO può studiare sia le problematiche inerenti all'origine dei RC mediante l'identificazione di sorgenti di fotoni di alta energia, sia quelle relative ai meccanismi di accelerazione e propagazione dei RC mediante lo studio della composizione al ginocchio.

La risposta digitale del rivelatore può essere utilizzata per discriminare tra differenti modelli di composizione nell'intervallo di energia 10$\div$300 TeV. Per estendere questa osservazione ed operare uno studio della composizione identificando la natura del primario sciame per sciame, e non su base statistica, è necessario integrare l'attuale dispositivo sperimentale con un rivelatore che identifichi la componente muonica.

5.2 Il rivelatore della componente elettromagnetica

Il rivelatore dell'esperimento ARGO-YBJ è costituito da un tappeto, realizzato mediante RPC (*Resistive Plate Chambers*) [58], che si estende per circa 5800 m^2 (*carpet*) circondato da un "anello di guardia" (*guard ring*) che migliora le prestazioni del dispositivo aumentandone

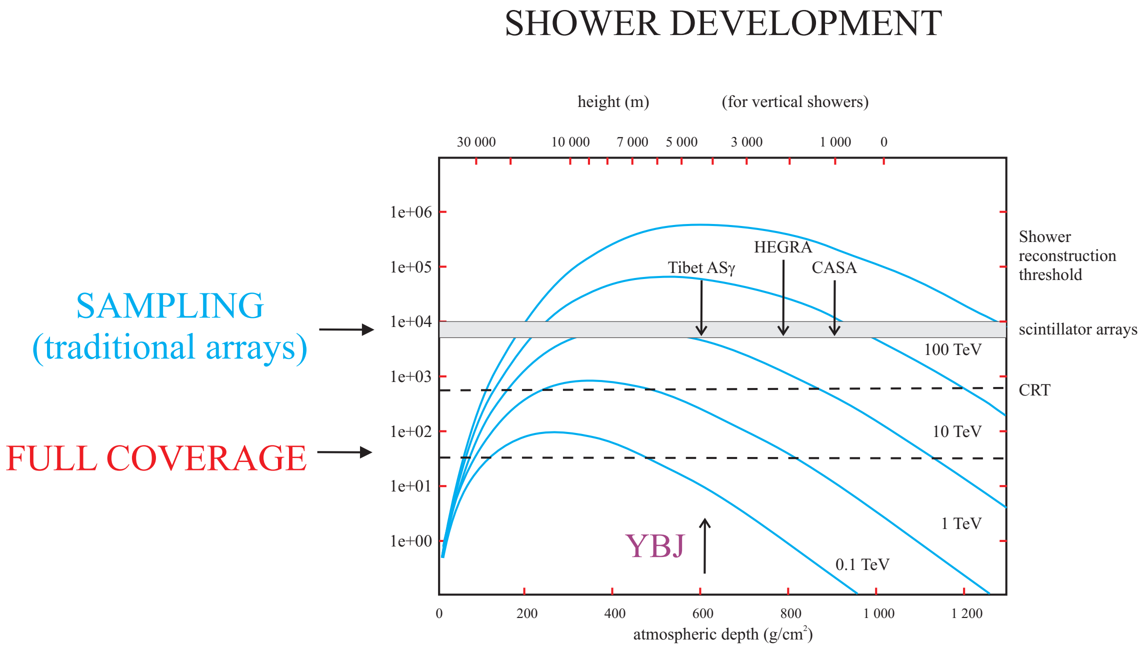

Figura 5.1: Sviluppo longitudinale per la componente elettronica in funzione della profondità atmosferica in lunghezze di radiazione per sciami indotti da γ di diverse energie. Nella figura sono evidenziate le soglie degli apparati al suolo tradizionali e di ARGO-YBJ

l'area efficace per una migliore descriminazione tra gli eventi in prossimità del bordo ed eventi esterni. In figura 5.2 è mostrato uno schema dell'apparato sperimentale. Il rivelatore consta di 1848 camere (RPC), di dimensione 125 x 280 cm^2 di cui 1560 fanno parte del *carpet*. Ogni camera è ricoperta da un piano di 80 *strip* di dimensioni 6.7 x 62 cm^2 realizzate in rame. Le *strip* sono collegate in un OR logico a gruppi di 8 per formare l'unità fondamentale del sistema di rivelazione: la *pad*. Esse sono, dunque, unità logighe e non fisiche e costituiscono, insieme alle strip, il sistema di *Read Out*. Le *strip* forniscono le coordinate spaziali delle particelle secondarie rivelate con un'incertezza pari alla metà delle loro dimensioni fisiche ($\Delta x = 3.35\ cm\ \Delta y = 31\ cm$); le *pad*, invece, forniscono la differenza temporale dell'arrivo di due particelle secondarie sul rivelatore.
Gli RPC, il piano delle *strip* e la corrispondente elettronica di *Front End* per la lettura digitale delle *strip* e delle *pad* sono contenuti in una "scatola", costituita da uno strato di *foam* (isolante) e da una lamina di alluminio. In figura 5.3 viene mostrata una sezione del rivelatore. In ARGO-YBJ, gli RPC sono utilizzati in regime di *streamer* con una differenza di potenziale tra gli elettrodi dell'ordine di 7 kV, flussati con

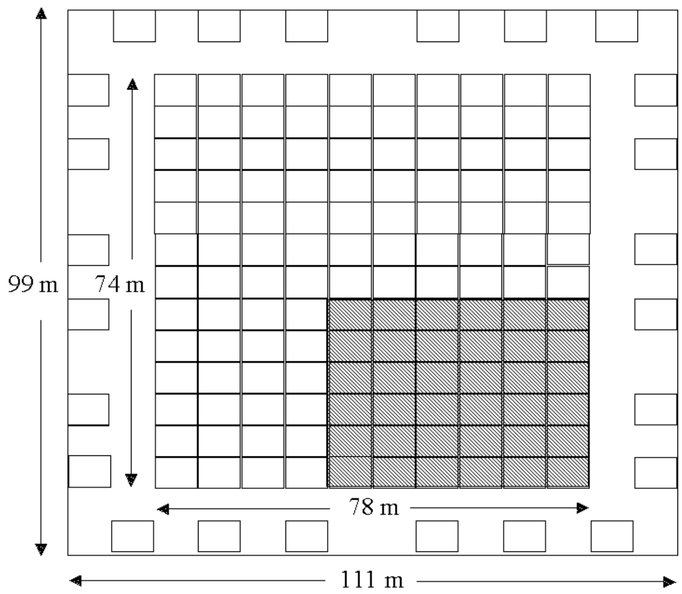

Figura 5.2: Schema del rivelatore visto dall'alto. La zona "grigia" rappresenta la parte del *carpet* installata alla fine del 2003.

una miscela di gas Argon/Isobutano/Tetrafluoroetano = 15/75/10.
Dodici camere sono assemblate in moduli chiamati CLUSTER che costituiscono l'unità elementare per il sistema di acquisizione dati (DAQ) e per la formazione del *trigger* (si veda la figura 5.4).

5.3 Risposta digitale

Con gli RPC è possibile ottenere un "*Read Out* digitale" della posizione delle singole particelle, grazie all'utilizzo delle *strip*. Ciascun RPC è infatti letto da 80 *strip* con una densità pari a 23 $strip/m^2$. L'importanza delle strip è quella di fornire una descrizione dettagliata del fronte dello sciame mediante una lettura digitale del segnale dovuto al passaggio di una particella carica. Peraltro una stessa particella può indurre un segnale sia su una strip che su quelle adiacenti con una risultante molteplicità di strip $m_s \sim 1.2$ [59].

Per bassi valori dell'energia del primario, ovvero per densità dei secondari inferiori a $\sim 15 \div 20$ $particelle/m^2$ esiste una discreta linearità

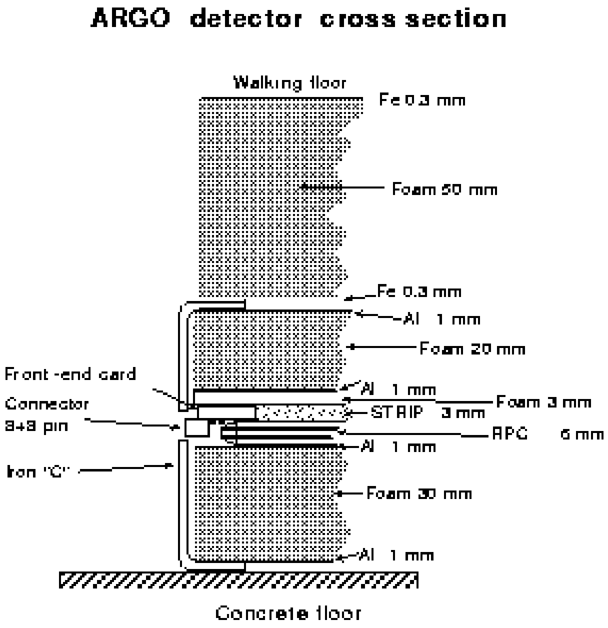

Figura 5.3: Sezione del rivelatore.

tra l'energia del primario e il numero di strip accese. Per una densità di particelle maggiore la lettura digitale satura e si perde la linearità.

Dai calcoli già effettuati per il rivelatore ARGO-YBJ e per i quali si rimanda il lettore a [59], risulta che:

- Il numero medio di strip accese cresce con l'energia conservandone la linearirà fino a ~ 300 TeV. In particolare la size elettronica campionata risulta essere una frazione crescente con l'energia della size totale. Ciò è dovuto al fatto che all'aumentare dell'energia cresce la concentrazione delle particelle cariche intorno all'asse dello sciame;
- Più in dettaglio, la *size* di *strip* riproduce la size campionata sino ad energie di circa $50 \div 60$ TeV e mantiene una discreta linearità con l'energia fino a $100 \div 200$ TeV, energie oltre alle quali iniziano a subentrare effetti di saturazione che tendono a far diminuire la sensibilità della risposta digitale di *strip*. In ogni caso fino alle energie $E \sim 300$ TeV (a più alte energie per le specie più pesanti), la sensibilità può essere ritenuta ancora accettabile. Per energie superiori gli effetti di saturazione non sono più tollerabili: per energie E superiori al PeV si perde qualsiasi tipo di informazione (saturazione completa). Questa caratteristica è stata evidenziata

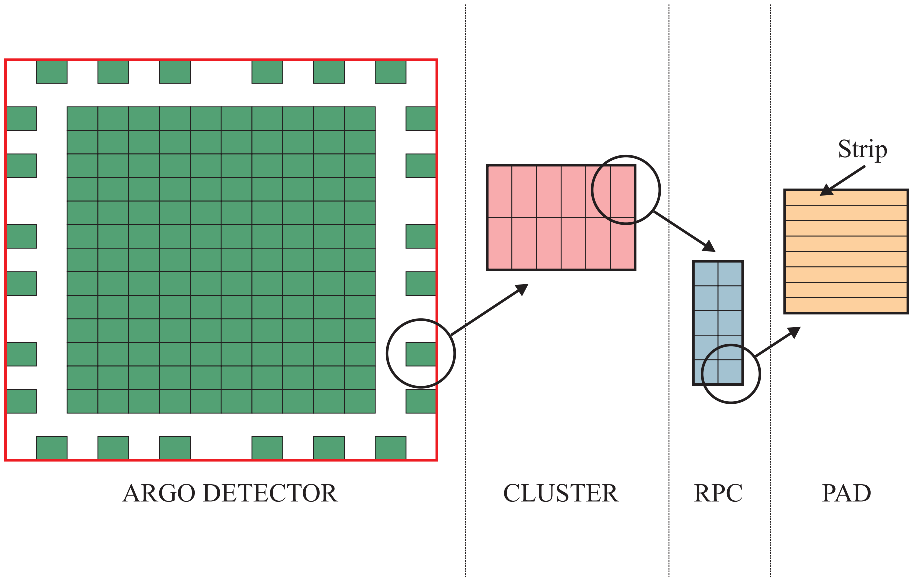

Figura 5.4: Struttura delle unità fondamentali di rivelazione.

considerando l'andamento della densità di distribuzione laterale delle *strip* a diverse energie in funzione della distanza r dal core dello sciame. A 500 TeV si ha saturazione sino a una distanza $\sim 10\ m$ dal core dello sciame. Oltre il PeV la $\rho_{strip}(r)$ è circa costante su tutta la dimensione del rivelatore e assume il valore di saturazione di

$$\rho_{strip} \sim 23 strip/m^2 \tag{5.1}$$

Ciò significa, dunque, che sciami di energia E superiori a ~ 300 TeV si studiano nella parte periferica del rivelatore mentre per energie E superiori a 500 TeV gli sciami non sono distinguibili con il semplice conteggio delle *strip* accese ed è necessario far ricorso alla risposta analogica del rivelatore.

Oltre ad un limite superiore all'utilizzo di tale tecnica esiste anche un limite inferiore ($\sim 1\ TeV$)rappresentato dal fatto che sciami generati da un primario di bassa energia, producono un numero di strip accese che non riesce a essere distinto dal noise elettronico del rivelatore.

Riassumendo si può dire che a nell'intervallo $1 \div 300\ TeV$ la Radiazione Cosmica Primaria può essere rivelata utilizzando la risposta digitale dell'apparato mentre per energie superiori occorre far ricorso alla risposta analogica.

5.4 Risposta analogica

Oltre alla lettura digitale fornita dalle strip, il segnale di ogni RPC viene letto anche da due *Big pad* di dimensioni 140 x 125 cm^2 che forniscono un segnale analogico la cui ampiezza è proporzionale al numero di particelle che le colpiscono. Quando la densità delle particelle è elevata (e questo, ad esempio accade sempre vicino al core dello sciame), l'utilizzo della risposta analogica è il modo più accurato per la ricostruzione della size N_e.
Su un ampio intervallo è attesa una linearità di risposta di un RPC in quanto ogni scarica streamer interessa un'area dell'ordine di 0.2 cm^2, ovvero la saturazione della risposta del rivelatore è prevista per densità maggiori di $\sim 3{\cdot}10^4$ $particelle/cm^2$ da confrontarsi con una densità al core di $\sim 3{\cdot}10^3$ $particelle/cm^2$ per sciami da protoni di 10^3 TeV.
Si sta sviluppando a Napoli un sistema di lettura (ADC a 12 bit) ottimizzato per codificare i segnali della Big Pad. Ci si aspetta, quindi, che in tutto il range di interesse ($50 \div 1000$ TeV) il dispositivo sperimentale (RPC + sistema di lettura analogica) segua una relazione lineare del tipo:

$$Q = k \cdot N_{ch} \tag{5.2}$$

essendo Q la carica letta dalla Big Pad e N_{ch} il numero di particelle cariche sull'area del rivelatore sottesa dalla Big Pad stessa.
Il problema dell'incertezza sul parametro di calibrazione k non è stato preso in considerazione. In generale si può affermare che un errore sistematico sulla determinazione della size N_e comporta una non corretta determinazione dell'energia, mentre l'effetto sulla determinazione della massa è trascurabile in quanto comporta semplicemente una traslazione della scala per la variabile $\mathrm{Log}(N_e/N_\mu)$, qualunque sia la natura della particella primaria che ha generato lo sciame..

5.5 Il programma ARGO-YBJ per lo studio della Radiazione Cosmica Primaria

Il range di energie esplorabile con il rivelatore ARGO costituisce un aspetto particolarmente rilevante in quanto abbraccia "la zona di confine" tra gli esperimenti di misura diretta e quelli di misura indiretta della radiazione cosmica primaria.

In considerazione della fenomenologia degli sciami che raggiungono la quota di YBJ e della struttura del rivelatore, si possono distinguere tre intervalli di energia in cui l'approccio sperimentale richiesto è sostanzialmente differente relativamente al trigger, al riconoscimento degli eventi con il core dello sciame all'interno del rivelatore, alla ricostruzione della posizione del core e alla determinazione della size.

- 1) *Intervallo* $1 \div 10\ TeV$.
  Essendo piccolo il numero totale di particelle cariche sul rivelatore ($N_e \sim 10 \div 1000$), il core dello sciame non è ben formato, ovvero la maggior parte degli sciami non presenta una zona centrale di alta densità. Il trigger è costruito sulla molteplicità totale rivelata e la discriminazione degli eventi *core interno/core esterno* richiede algoritmi sofisticati in quanto la posizione del core non è ricostruita con grande accuratezza.

- 2) *Intervallo* $10 \div 300\ TeV$.
  Il numero totale di particelle cariche sul rivelatore è elevato ($N_e \sim 1000 \div 5000$) e pertanto tutti gli sciami hanno il core ben formato. Questo permette di realizzare un trigger di densità di alta efficienza; anche la reiezione degli eventi con core esterno al rivelatore è molto efficiente e la posizione del core è ricostruita con una buona precisione ($< 2\ m$). La risposta digitale è ancora utilizzabile nonostante i fenomeni di saturazione che intervengono alle più alte energie in una zona di alcuni metri intorno al core.

- 3) *Intervallo* $> 300\ TeV$.
  A queste energie la densità di particelle cariche prodotte è tale che può essere utilizzata solo la risposta analogica del rivelatore.

L'utilizzo della risposta analogica e digitale degli RPC insieme al conteggio del numero di muoni dello sciame mediante un rivelatore di muoni possono consentire uno studio della composizione dei RC così come delineati nel capitolo precedente su tutto l'intervallo di energia $50 \div 1000\ TeV$.

5.6 Il rivelatore di muoni

Generalmente negli apparati di sciame un rivelatore di muoni viene realizzato intervallando rivelatori di particelle cariche, capaci di consentire la tracciatura dei muoni, con degli assorbitori. È noto infatti che i muoni hanno la caratteristica di interagire poco con la materia: un μ *relativistico* perde in media $\sim 1.8\ MeV/g{\cdot}cm^2$ di energia. Il rivelatore di muoni deve essere schermato da un opportuno assorbitore per eliminare la componente elettromagnetica dello sciame. Lo spessore dell'assorbitore dipende dal materiale con cui esso viene realizzato: dalle misure di EAS-TOP risulta che tale spessore deve essere superiore a 40 cm di Fe o maggiore di 130 cm in caso di cemento. Con assorbitore di tale spessore e imponendo il conteggio dei muoni a distanze maggiore di 20 m dal core dello sciame è possibile limitare l'effetto di *punch-through*, ovvero la presenza di segnali spuri dovuti ad elettroni di alta energia. La presenza di segnali spuri può comportare una contaminazione tale da influenzare la corretta ricostruzione del numero di tracce ovvero di muoni. Il problema di minimizzare questa contaminazione è complesso e solo attraverso opportune simulazioni si può testare la configurazione ottimale per un rivelatore di muoni che riduca il *punch-through*.

In linea di principio, maggiore è la dimensione geometrica del rivelatore di muoni e più accurato risulta il conteggio dei muoni stessi che cadono sull'area geometrica. Tuttavia, come in tutti gli esperimenti, occorre stimare quale è la configurazione ottimale in base ad un ragionevole compromesso con il suo costo.
Nel presente lavoro di tesi, in base a simulazioni svolte nell'ambito della γ astronomia, al fine di estendere la sensibilità del rivelatore sino a $E_\gamma \sim 80$ TeV, è stato preso in esame come rivelatore di muoni quello mostrato in figura 5.6. Esso ha un'area geometrica pari a 2534 m^2 corrispondente a 58 CLUSTER. Tale rivelatore, per la situazione logistica di ARGO, deve essere collocato all'esterno del *carpet* di RPC.
Per tale rivelatore si è supposta un'efficienza ϵ di rivelazione indipendente dall'energia e della natura del primario e pari al 95 %.

5.7 Size elettronica ricostruita N_e^{ric}, size muonica tronca N_μ^{tronc} e il rapporto di densità β^{ric}

Gli algoritmi determinati nel capitolo 4 permettono la ricostruzione dell'energia e della natura di un primario che ha indotto uno sciame atmosferico a partire dalla sola conoscenza della size elettronica N_e e di quella muonica N_μ. È stato, inoltre, preso in considerazione anche il rapporto di densità $\beta = \rho_{20}/\rho_{10}$. La distribuzione di queste grandezze è modificata dalla procedura sperimentale che ne determina la misura. Chiameremo le nuove variabili N_e^{ric}, N_μ^{tronc} e β^{ric}.

a) La size elettronica ricostruita N_e^{ric}.
Lo studio della distribuzione di tutte le particelle cariche campionate consente, mediante opportune tecniche di ricostruzione, di stimare la size elettronica N_e. Infatti, in sciami ben formati è possibile risalire

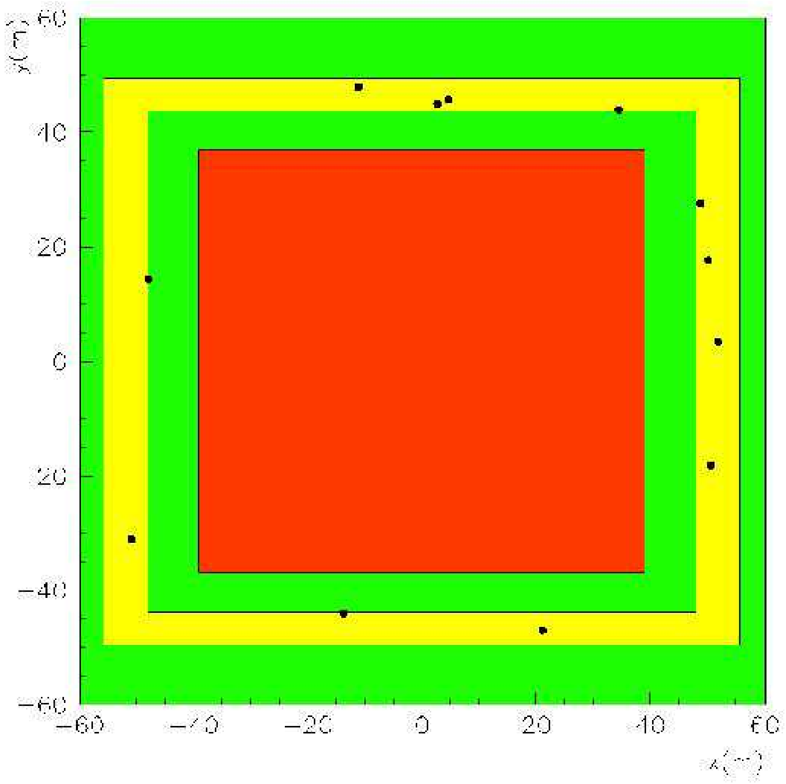

Figura 5.5: La zona grigia centrale rappresnta il *carpet* di ARGO, mentre la zona bianca rappresenta il rivelatore di muoni simulato.. Nella figura si può, inoltre, osservare il numero di muoni in uno sciame indotto da protone ad energia di $E = 50\ TeV$.

alla posizione del *core* dello sciame che una volta noto permette di stimare la distribuzione di densità laterale $\rho(r)$, ovvero la densità delle particelle secondarie a distanza r dal core dello sciame:

$$\rho(r) = \frac{dN_e}{2\pi r dr} \tag{5.3}$$

Interpolando i valori sperimentali di $\rho(r)$ con opportune funzioni di distribuzione laterale è possibile ricavare la size elettronica N_e effettuando una integrazione:

$$2\pi \cdot \int \rho(r) \cdot dr = N_e \tag{5.4}$$

A differenza di tutti gli altri apparati di sciami che campionano meno dell' 1 % della size, il rivelatore ARGO per la sua particolare struttura *full coverage* è in grado di campionare una grande frazione della size. Quindi, ci si aspetta che l'errore nella ricostruzione della size elettronica N_e sia minore rispetto agli altri esperimenti tradizionali.
Una stima della incertezza nella ricostruzione di N_e è possibile a partire dai dati degli esperimenti EAS-TOP (2000 m) e TIBET AS-γ (4300 m) che quotano rispettivamente una risoluzione del 10 % e del 6 % alle energie del ginocchio [55]. EAS-TOP quota anche una risoluzione di $\sim$ 20 % a 100 TeV.
Come risulta da calcoli preliminari, è ragionevole ipotizzare di poter stimare la size in ARGO con una indeterminazione del $\sim$ 20 % alle energie di 10 TeV e del 5 % per energie di 1000 TeV.
Assumendo che l'indeterminazione sulla variabile N_e dipende da N_e attraverso una relazione del tipo:

$$\frac{\sigma_{N_e}}{N_e} = A + \frac{B}{\sqrt{N_e}} \tag{5.5}$$

risultano definiti i parametri A e B (A = 0.038, B = 8.874). Attraverso questa relazione viene stimata un'incertezza sperimentale nella determinazione di N_e che dà $\sim$ 13 % per $N_e = 10^4$ a $\sim$ 5 % per $N_e = 5{\cdot}10^5$. Queste incertezze sono confrontabili con le fluttuazioni intrinseche di sciame che sono mostrate nelle tabelle 5.1 e 5.2

Energia(TeV)	$\mathrm{Log}_{10}(N_e) \pm \sigma$	Fluttuazione di N_e (%)
50	4.29 ± 0.14	32
100	4.65 ± 0.11	25
200	5.02 ± 0.09	21
500	5.41 ± 0.08	18
1000	5.74 ± 0.06	14

Tabella 5.1: Valor medio e fluttuazione ($\frac{\Delta N_e}{N_e} = 2.3 \cdot \sigma_y$) della size elettronica simulata da Corsika per sciami indotti da protoni.

L'effetto della risoluzione sperimentale è mostrato nelle tabelle 5.3 e 5.4 dove viene riportato il confronto a parità di energia della size elettronica N_e simulata a partire dal codice di trasporto CORSIKA e di quella ricostruita N_e^{ric} e nelle figure 5.6 e 5.7 sono mostrati gli andamenti della size elettronica ricostruita rispettivamente per sciami indotti da protoni e da nuclei di ferro all'energia di 100 TeV.

b) La size muonica misurata N_μ^{tronc}
La determinazione della size muonica di uno sciame richiede una distri-

Energia(TeV)	$\mathrm{Log}_{10}(N_e) \pm \sigma$	Fluttuazione di N_e (%)
50	3.80 ± 0.07	16
100	4.34 ± 0.07	16
200	4.70 ± 0.06	14
500	5.19 ± 0.05	11
1000	5.53 ± 0.04	9

Tabella 5.2: Valor medio e fluttuazione ($\frac{\Delta N_e}{N_e} = 2.3 \cdot \sigma_y$) della size elettronica simulata da CORSIKA per sciami indotti da nuclei di ferro.

Energia(TeV)	$\mathrm{Log}_{10}(N_e) \pm \sigma$	$\mathrm{Log}_{10}(N_e^{ric}) \pm \sigma$
50	4.29 ± 0.14	4.35 ± 0.16
100	4.65 ± 0.11	4.66 ± 0.11
200	5.02 ± 0.09	5.02 ± 0.09
500	5.41 ± 0.06	5.44 ± 0.08
1000	5.74 ± 0.06	5.73 ± 0.06

Tabella 5.3: Confronto tra la size elettronica simulata con il codice di trasporto CORSIKA e quella ricostruita, per sciami indotti da protoni.

buzione abbastanza estesa del rivelatore di muoni al fine di avere un campionamento a varie distanze rispetto al core dello sciame. Infatti va ricordato che la distribuzione di densità laterale dei muoni è più ampia di quella degli elettroni e con una densità più bassa. Ciò pone peraltro problemi di natura tecnica data la complessita dei rivelatori di muoni. Inoltre, vista la particolare situazione logistica di ARGO, il rivelatore di muoni non può che essere distribuito all'interno dell'edificio che lo ospita e la sua collocazione naturale è nella periferia dell'edificio stesso. In situazioni del genere ci si deve riferire alla size muonica campionata dal rivelatore in ogni singolo sciame piuttosto che alla size muonica totale ricostruita, un approccio questo seguito in molti esperimenti, ad esempio in KASCADE.
Come mostrato dall'esperimento EAS-TOP, un rivelatore strutturato su più piani e sufficientemente schermato per minimizzare effetti di *punch-trough* può contare con grande affidabilità il numero totale di muoni ad una certa distanza dal core dello sciame. Come consuetudine, questa quantità è detta "size troncata" ed è indicata con N_μ^{tronc}. Indicheremo, quindi con N_μ^{tronc} il numero di muoni identificato dal rivelatore di muoni di $\sim 2500\ m^2$ ipotizzato per ARGO e posizionato come in figura 5.6 Con tale rivelatore e supponendo di considerare solo sciami ricostruiti con core in una area fiduciale all'interno della super-

Energia(TeV)	$\text{Log}_{10}(N_e) \pm \sigma$	$\text{Log}_{10}(N_e^{ric}) \pm \sigma$
50	3.98 ± 0.07	3.98 ± 0.09
100	4.33 ± 0.07	4.33 ± 0.08
200	4.69 ± 0.06	4.70 ± 0.06
500	5.19 ± 0.05	5.19 ± 0.06
1000	5.55 ± 0.06	5.53 ± 0.05

Tabella 5.4: Confronto tra la size elettronica simulata con il codice di trasporto CORSIKA e quella ricostruita, per sciami indotti da nuclei di ferro.

ficie del carpet, le nostre simulazioni mostrano che il numero di muoni campionato è $\sim 1/50$ del numero totale di muoni dello sciame come risulta dalle tabelle 5.5 e 5.6.

Energia(TeV)	$N_\mu \pm \sigma$	$N_\mu^{tronc} \pm \sigma$
50	905 ± 244	19 ± 8
100	1661 ± 399	34 ± 12
200	3120 ± 810	67 ± 22
500	6814 ± 1450	142 ± 42
1000	12810 ± 3193	281 ± 91

Tabella 5.5: Confronto tra la size muonica simulata con il codice di trasporto CORSIKA e quella tronca per sciami indotti da protoni.

Energia(TeV)	$N_\mu \pm \sigma$	$N_\mu^{tronc} \pm \sigma$
50	1634 ± 153	23 ± 6
100	2823 ± 255	45 ± 10
200	4982 ± 498	87 ± 17
500	11000 ± 707	206 ± 28
1000	20030 ± 1116	386 ± 49

Tabella 5.6: Confronto tra la size muonica simulata con il codice di trasporto CORSIKA e quella tronca per sciami indotti da nuclei di ferro.

Il valor medio dei muoni rivelati risulta, quindi, notevolmente inferiore alla size totale. Sciami originati da primari di 50 TeV sono caratterizzati da $<N_\mu^{tronc}> \sim 20$ e fluttuazioni notevoli, soprattutto per sciami indotti da protoni. Uno studio di composizione ad energie più basse richiederebbe ovviamente un rivelatore di muoni di area maggiore.

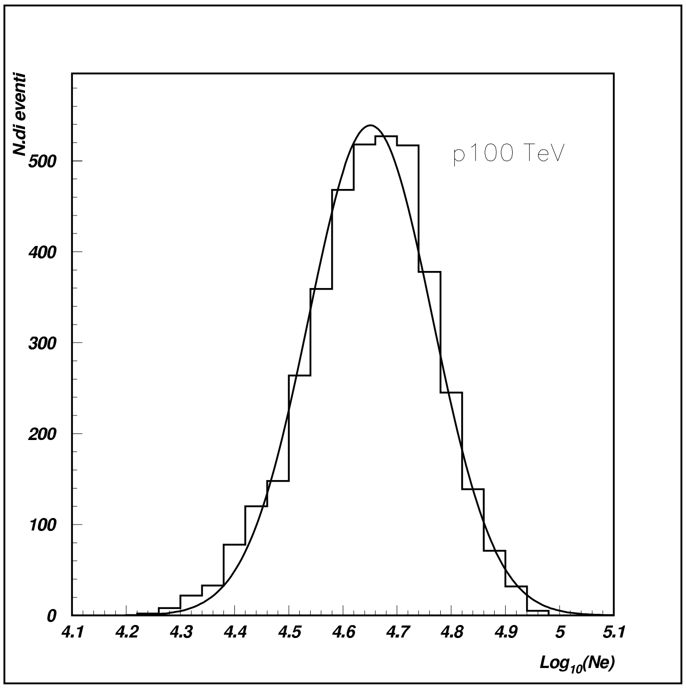

Figura 5.6: Andamento della size elettronica ricostruita per sciami indotti da protoni di 100 *TeV*.

Dalle tabelle 5.5 e 5.6 risulta che le fluttuazioni di N_{μ}^{tronc} sono, come atteso, più ridotte per sciami generati da nuclei di ferro che per sciami generati da protoni. In ogni caso, queste fluttuazioni sono di gran lunga superiori alle incertezze stimate nella determinazione sperimentale del numero di muoni (alcuni muoni). Per questo motivo, l'incertezza sperimentale è stata trascurata.
Nelle figura 5.8 e 5.9 sono mostrati gli andamenti della size muonica misurata rispettivamente per sciami indotti da protoni e da nuclei di ferro alle energie di 100 *TeV*.

c) Il rapporto β^{ric} tra le densità di carica misurate.
La grandezza $\beta = \rho_{20}/\rho_{10}$ può essere ricavata a partire dalla misura della densità di particelle cariche a due differenti distanze dal core.

Come già anticipato nel capitolo precedente, l'utilizzo del rapporto tra densità misurate a diverse distanze dal core dello sciame dovrebbe limitare le incertezze derivanti dall'eventuale cattiva conoscenza del parametro di calibrazione k (vedi par.5.4). In riferimento a questo aspetto, va ricordato che ARGO è dotato di un sistema di controllo dei singoli RPC (Detector Control System) che assicura il continuo monitoraggio

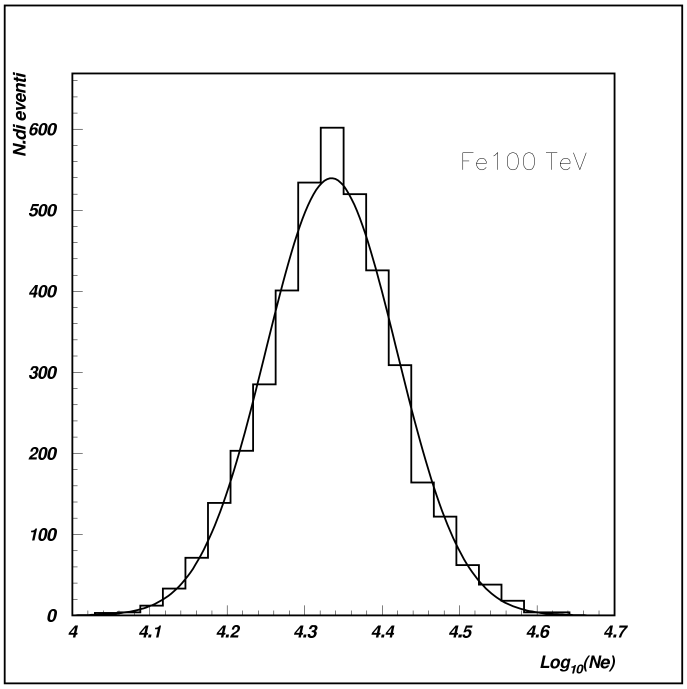

Figura 5.7: Andamento della size elettronica ricostruita per sciami indotti da nuclei di ferro di 100 TeV.

della risposta dei singoli rivelatori.

La misura della densità di particelle cariche in funzione della distanza dal core dello sciame è realizzabile in ARGO come segue:

- si determina la posizione del core x_0, y_0 utilizzando tecniche di wavelet, ottenendo una risoluzione $< 2\ m$ [59];

- se $Q(r)$ è la carica letta sulla Big Pad, il cui centro ha coordinate x_i e y_j allora la relativa densità di particelle è data da :

$$\rho(r) = \frac{N(x_i, y_j)}{Area\ Pad} = \frac{1}{k \cdot Area\ Pad} Q(r) = cost. \cdot Q(r) \qquad (5.6)$$

  essendo $N(x_i,y_j)$ il numero di particelle che ha attraversato l'area di RPC sottesa dalla Big Pad;

- le densità misurate a diverse distanze dal core dello sciame possono essere fittate con le note funzioni di distribuzione laterale per ottenere quindi le densità ρ_1 e ρ_2 a distanze prefissate.

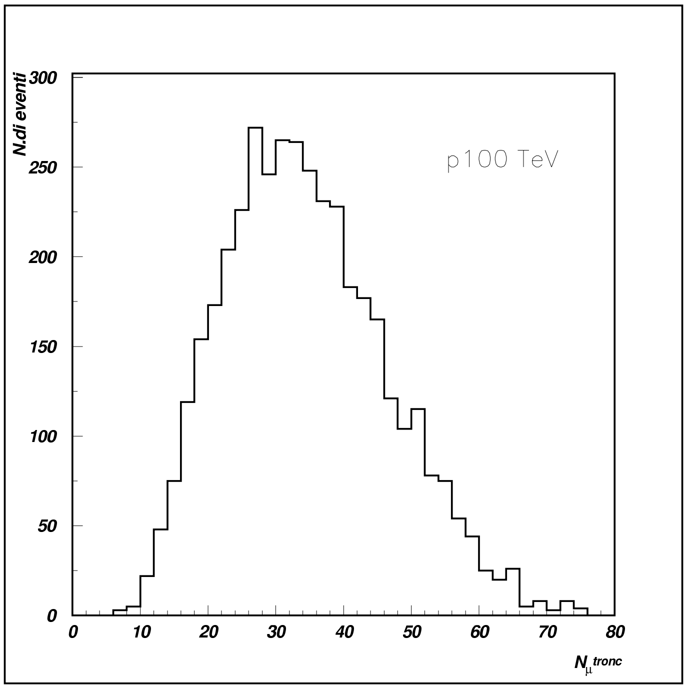

Figura 5.8: Andamento della size muonica troncata per sciami indotti da protoni di 100 *TeV*.

La procedura appena descritta è peraltro estremamente onerosa in termini di simulazione e di tempo di calcolo in quanto, nel presente lavoro di tesi, dovrebbe essere applicata *evento per evento*. Per ogni sciame si è quindi proceduto al conteggio delle particelle rivelate dalle Big Pad, il cui centro cade nelle corone circolari prefissate come in Cap.4, e il numero totale di particelle rivelate è stato diviso per l'area totale delle Big Pad interessate. Il risultato è praticamente indistinguibile, sciame per sciame, da quello ottenuto nel capitolo precedente mediante il conteggio delle particelle nelle corone circolari. Va peraltro notato che con questo metodo ci si aspetta una fluttuazione maggiore del parametro β^{ric} poiché non si tiene conto in questo modo dell'informazione proveniente dalla distribuzione della totalità delle particelle rivelate, distribuzione che ARGO, in virtù della sua granularità, può fornire con grande accuratezza.

È stato pertanto seguito l'approccio considerato nel capitolo 4, modificato per tener conto della "granularità" del sistema di lettura mediante le Big Pad.

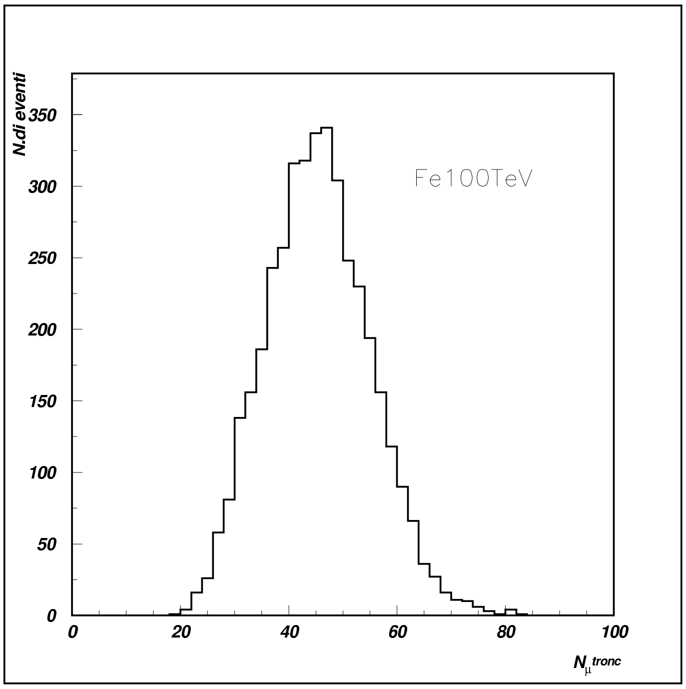

Figura 5.9: Andamento della size muonica troncata per sciami indotti da nuclei di ferro di 100 *TeV*.

5.8 Stimatore dell'energia adattato alle variabili misurate

Nel Cap.4 è stata presentata la grandezza $y^*(22) = \mathrm{Log}(N_e + 22{\cdot}N_\mu)$ come stimatore dell'energia *indipendentemente* dalla natura del primario. L'andamento di $y^*(22)$, calcolata in funzione delle nuove variabili N_e^{ric} e N_μ^{tronc} è riportato in figura 5.10 per sciami indotti da protoni e da nuclei di ferro. Tale grafico mostra chiaramente che l'algoritmo non è più adatto per le nuove variabili essenzialmente perché la size muonica campionata è una frazione piccola di quella totale.
Si è quindi ripetuta la procedura esposta nel Cap.4, determinando un nuovo valore del parametro α pari a 2300.

La retta di best fit (vedi fig. 5.11) che meglio interpola i dati è data dalla relazione:

$$Log_{10}(N_e^{ric} + 2300 \cdot N_\mu^{tronc}) = 3.114 + 0.986\ Log_{10}(E/TeV) \quad (5.7)$$

La relazione 5.7 è stata utilizzata per ricostruire l'energia ed il risultato è riportato in tabella insieme all'errore percentuale statistico.

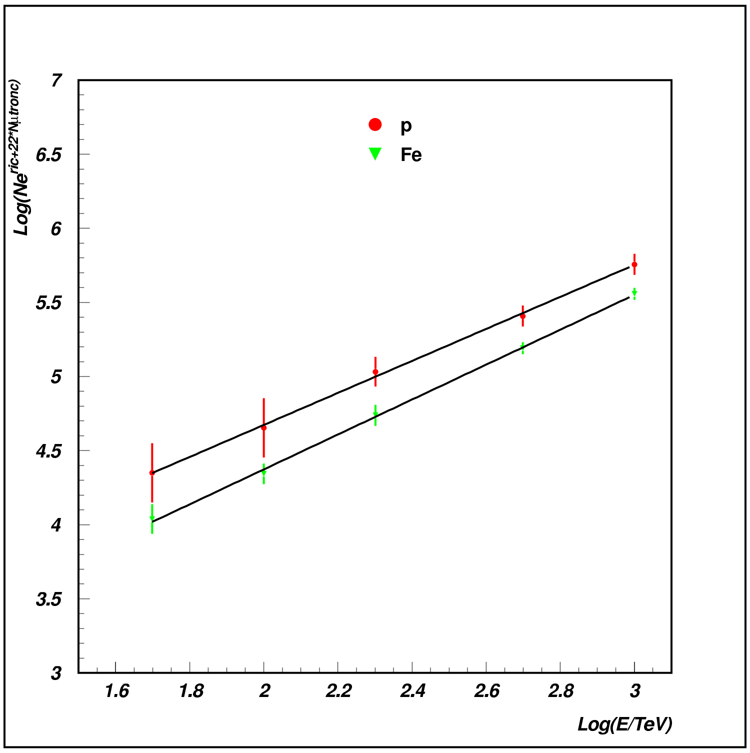

Figura 5.10: Applicazione dell' algoritmo esposto nel Cap.4 alle nuove variabili.

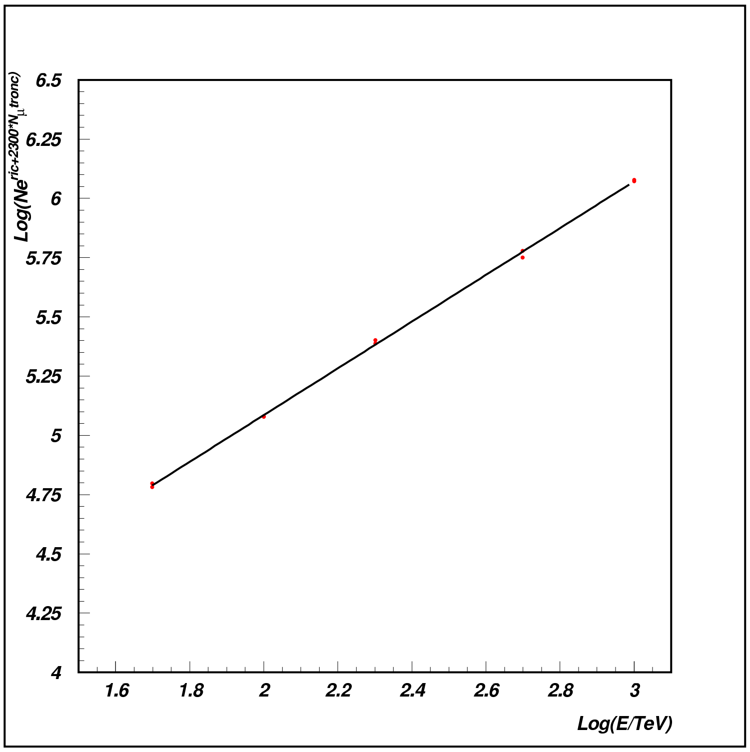

Figura 5.11: Andamento della variabile y*(2300) in funzione dell'energia per sciami indotti da protoni e da ferro. È inoltre mostrata la retta di best fit che meglio interpola i dati.

La distribuzione $\frac{\Delta E}{E} = (E_{ric}$ - $E_{true})/E_{true}$ per sciami indotti da protoni e da nuclei di ferro di 100 TeVè mostrata in fig. 5.12.

Energia(TeV)	$E_{ric} \pm \sigma$	Errore (%)
50	51 ± 17	33
100	107 ± 33	31
200	213 ± 42	20
500	487 ± 81	17
1000	1054 ± 159	15

Tabella 5.7: Energie ricostruite a partire dall'equazione 5.7.

Sia la figura che la tabella mostrano che l'utilizzo dell'equazione 5.7 introduce anche degli effetti sistematici in ogni caso inferiori all'incertezza statistica. Comunque, come c'era da aspettarsi, l'indeterminazione nella ricostruzione dell'energia è aumentata di circa un fattore 2 rispetto al caso ideale in cui è ricostruita a partire da N_e e da N_μ.

5.9 La correlazione $\mathbf{x}^*/\beta^{\mathbf{ric}}$ in funzione dell'energia e il criterio di separazione tra classi di eventi

La figura 5.13 mostra la correlazione tra le variabili $x^* = \mathrm{Log}_{10}\left(N_\mu^{tronc}/N_e^{ric}\right)$ e β^{ric}= ρ_{20}^{ric}/ ρ_{10}^{ric} alle energie di 50, 100, 200, 500 e 1000 TeV.Il numero di sciami simulato è pari a 10000, 4000, 2000, 700 e 400 rispettivamente alle energie sopra indicate. In realtà per aumentare la statistica, uno stesso sciame è stato utilizzato 20 volte, riposizionando casualmente il core entro un'area 50 mx50 m centrata sul rivelatore. Data la struttura continua del rivelatore stesso la variabile β^{ric} non risulta modificata, mentre lo è la variabile x^*.
Si evince dalla fig. 5.13 che la "sovrapposizione" tra i due campioni di sciami simulati (protone e ferro) è ovviamente aumentata rispetto a quanto visto nel capitolo 4. Avendo anche in questo caso determinato un algoritmo che permette di stimare l'energia del primario, risulta conveniente studiare la distribuzione delle variabili x^* e β_{ric} a fissate energie (E = 50, 100, 200, 500 e 1000 TeV) per sciami indotti da protone e da ferro. I risultati di questo studio sono mostrati nelle figure 5.14, 5.15, 5.16, 5.17 e 5.18.

Come si può notare le fluttuazioni maggiori sono introdotte dalla variabile x^*. Infatti, per i motivi già discussi precedentemente, $\beta^{ric} \simeq \beta$

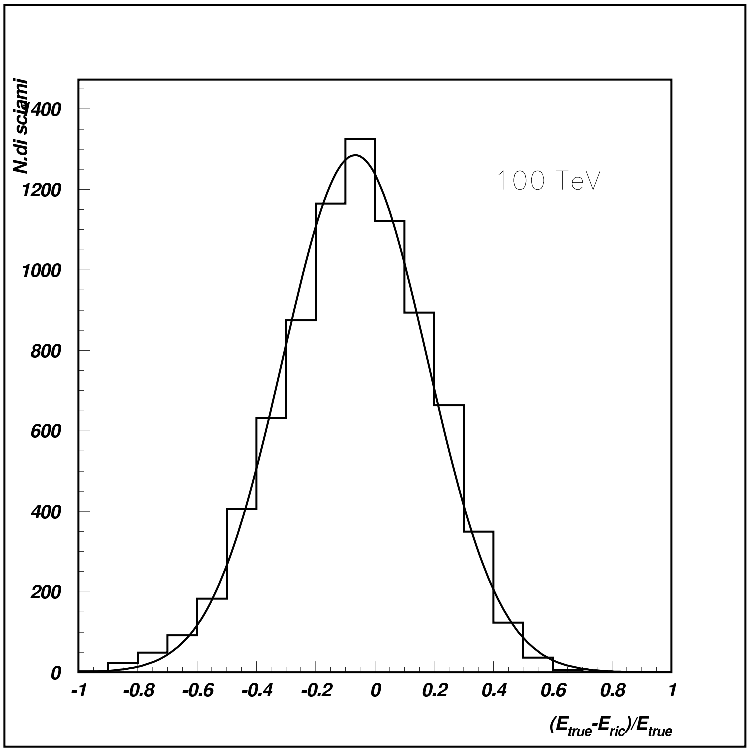

Figura 5.12: Distribuzione di $\Delta E/E$ = (E_{ric} - E_{true})/E_{true}. per sciami indotti sia da protoni che da nuclei di ferro ad energia $E = 100$ TeV.

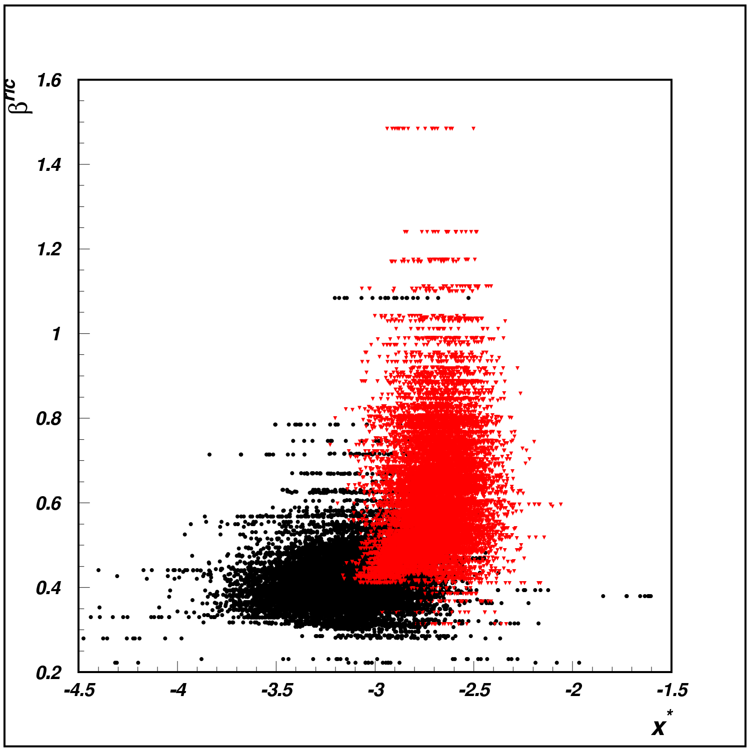

Figura 5.13: Distribuzione di x^* e β^{ric} per sciami indotti da protoni e da ferro nell'intervallo di energia [50,1000] TeV.

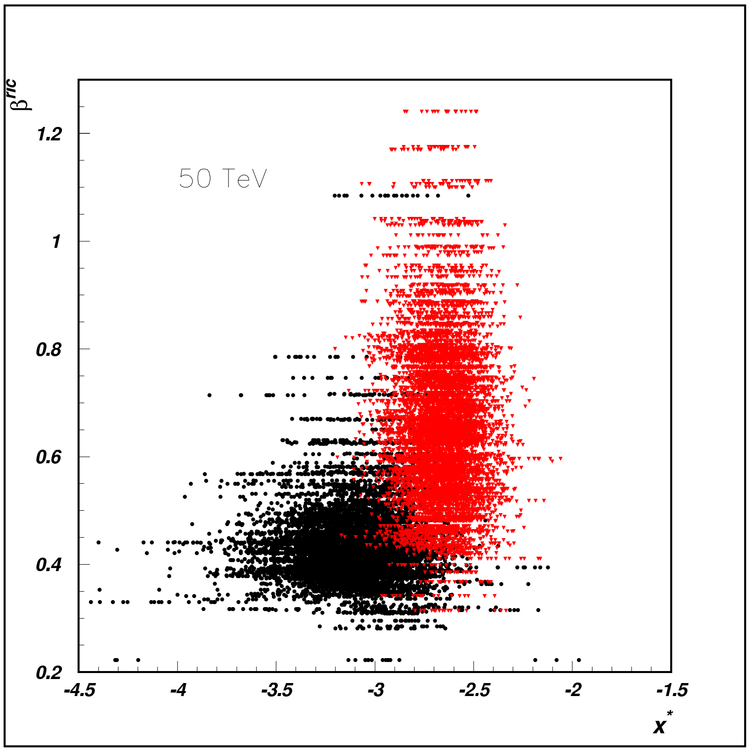

Figura 5.14: Distribuzione di x^* e β^{ric} per sciami indotti da protoni e da ferro di energia $E = 50\ TeV$.

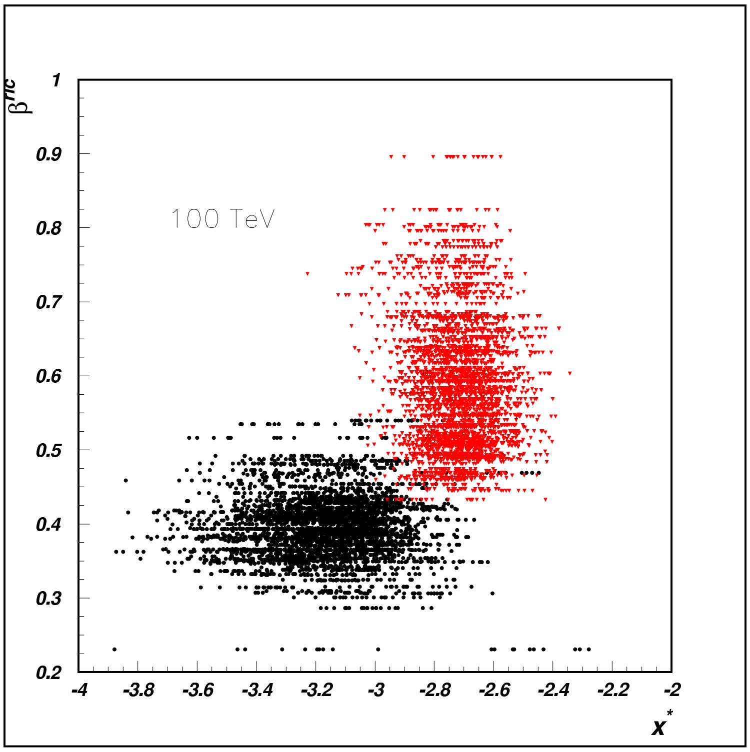

Figura 5.15: Distribuzione di x^* e di β^{ric} per sciami indotti da protoni e da ferro di energia $E = 100\ TeV$.

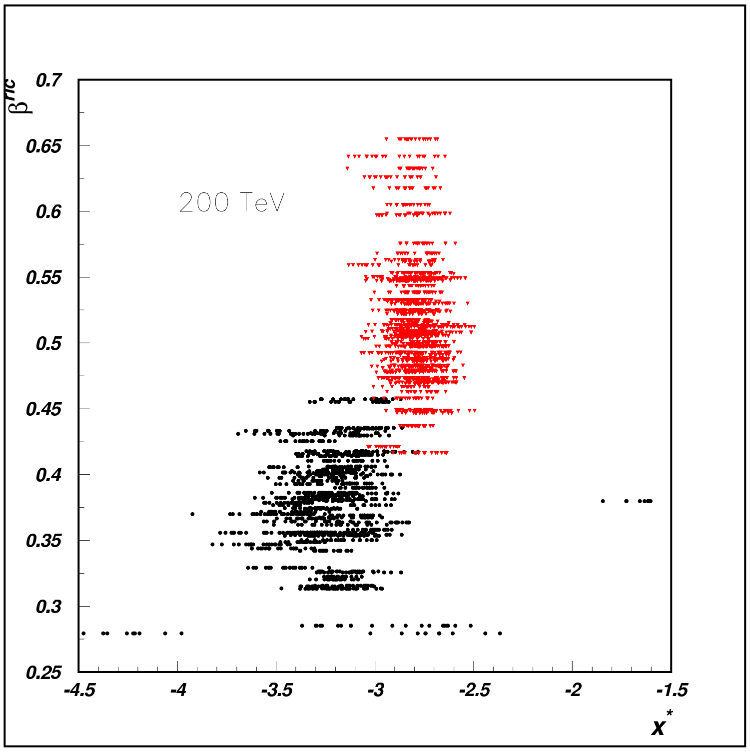

Figura 5.16: Distribuzione di x^* e di β^{ric} per sciami indotti da protoni e da ferro di energia $E = 200\ TeV$.

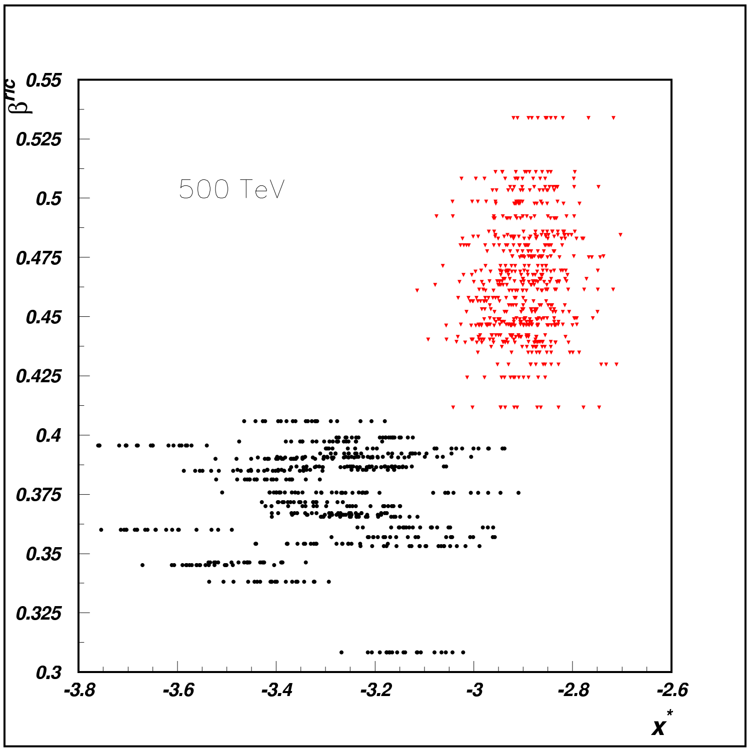

Figura 5.17: Distribuzione di x^* e di β^{ric} per sciami indotti da protoni e da ferro di energia $E = 500\ TeV$.

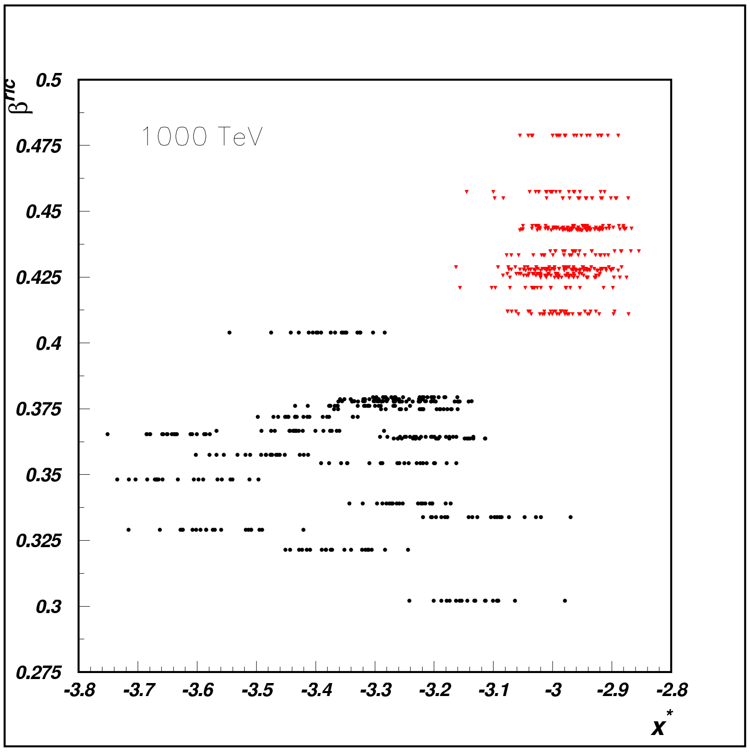

Figura 5.18: Distribuzione di x^* e di β_{ric} per sciami indotti da protoni e da ferro di energia $E = 1000\ TeV$.

mentre x^* ha una distribuzione condizionata dalle grandi fluttuazioni di N_μ^{tronc}.

L'algoritmo di selezione, studiato nel Cap.4, prevedeva un "taglio verticale" coinvolgendo di fatto solo la variabile x, adesso caratterizzata da una fluttuazione maggiore. Dall'osservazione degli "scatter plot" risulta che un "taglio verticale" non è più conveniente e che le due classi di eventi possono essere meglio separate utilizzando un "taglio obliquo" nel piano x^*/β^{ric} del tipo:

$$\beta^{ric} = a - b \cdot x^* \tag{5.8}$$

Più conveniente risulta studiare una curva di separazione basata su un arco di circonferenza di raggio R che assumerà valori diversi a seconda dell'energia dei primari simulati. Il raggio R è espresso dalla relazione:

$$R = \sqrt{(x^* - x_c^*)^2 + (\beta^{ric} - \beta_c^{ric})^2} \tag{5.9}$$

dove (x_c^*, β_c^{ric}) rappresenta il centro di tale circonferenza.

A questo punto esiste una duplice arbitrarietà riguardante la scelta di due parametri: il centro della circonferenza e il raggio. Per semplificare il problema e ridurre il numero dei parametri a 1, il centro della circonferenza è stato fissato indipendentemente dall'energia e pari a (-4,0.2), una scelta basata essenzialmente sulla topologia degli "scatter plot", ovvero sulla distribuzione nel piano x^*/β^{ric} dei punti corrispondenti a sciami indotti da protoni e da nuclei di ferro. Va peraltro puntualizzato che non è stata ancora eseguita nessuna indagine per ottimizzare la scelta del punto (x_c^*, β_c^{ric}).
Una volta fissato il centro della circonferenza il cui arco separa la componente leggera da quella pesante, per determinare un'opportuno criterio nella scelta del raggio R sono state studiate l' efficienza ϵ e la contaminazione η relative al campione di eventi della componente leggera per tutte le energie (E = 50, 100, 200, 500 e 1000 TeV). I risultati sono mostrati nelle figure 5.19, 5.20 e 5.21.

Le curve delle figure 5.19, 5.20 e 5.21 mostrano che c'è la possibilità di selezionare con buona efficienza un campione di sciami indotti da protoni senza introdurre grandi contaminazioni (valutate in ogni caso a parità di eventi campionati), soprattutto ad energie $E > 100$ TeV.

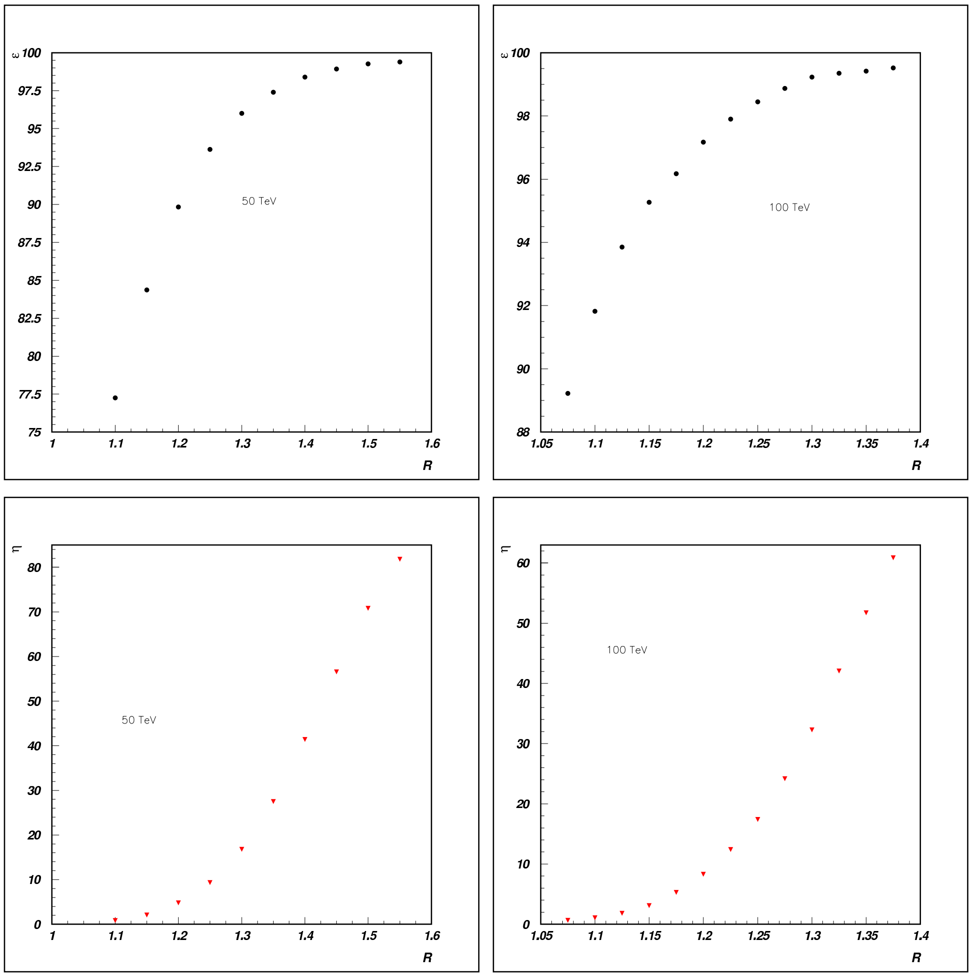

Figura 5.19: Andamento dell'efficienza e della contaminazione in funzione del raggio R.

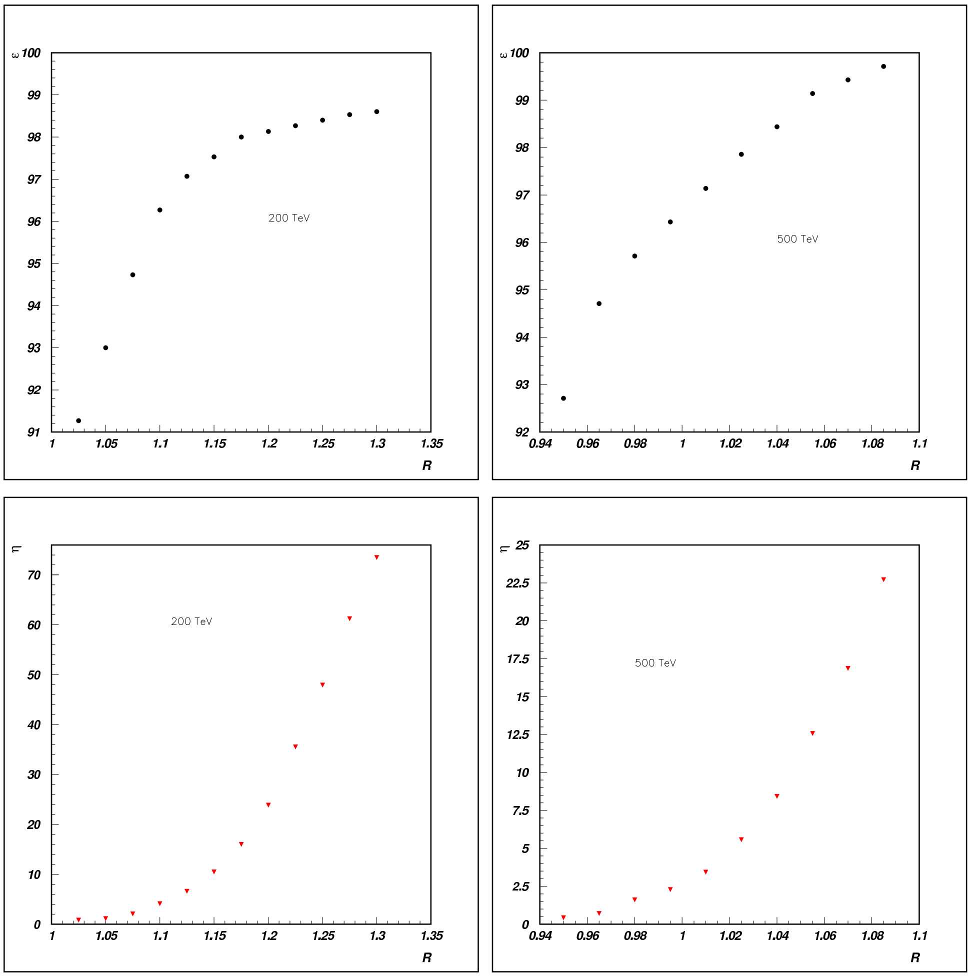

Figura 5.20: Andamento dell'efficienza e della contaminazione in funzione del raggio R.

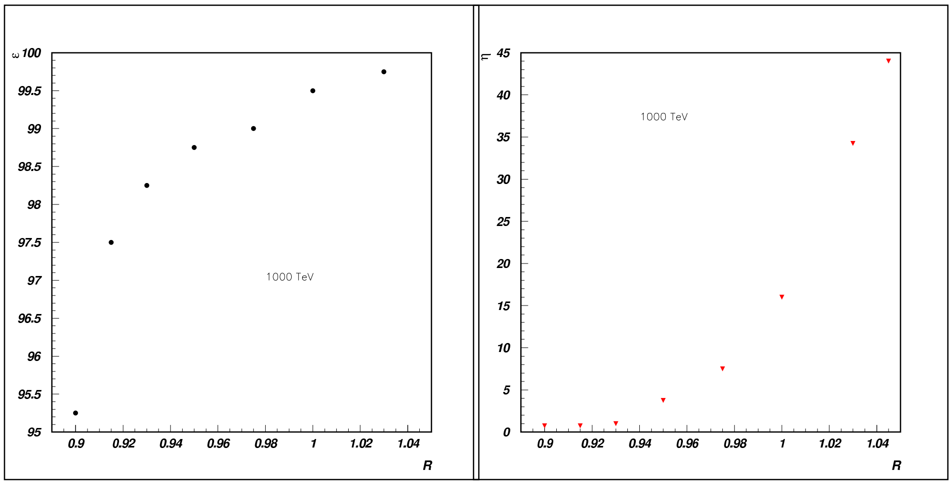

Figura 5.21: Andamento dell'efficienza e della contaminazione in funzione del raggio R.

5.10 L'algoritmo per la selezione di un campione di sciami originati da protoni

Al fine di "isolare" un campione della componente protonica sono stati scelti due criteri di selezione basati su una contaminazione del nostro campione pari rispettivamente al 5 % e al 10 %.
Nelle tabelle 5.8 e 5.9 sono mostrati i risultati dell'efficienza della selezione a seguito della scelta della contaminazione pari al 5 % e al 10 %. È viene inoltre riportato il valore del raggio R_L, il cui arco di circonferenza separa la componente definita "protone" da quella classificata "ferro".

Energia(TeV)	R_L	ϵ(%)
50	1.204	91
100	1.172	96
200	1.093	96
500	1.023	98
1000	0.958	99

Tabella 5.8: Valore del raggio che separa la componente protonica introducendo una contaminazione η del campione pari al 5 %. Viene, inoltre, mostrato il corrispondente valore dell'efficienza ϵ.

Energia(TeV)	R$_L$	ϵ(%)
50	1.256	94
100	1.213	98
200	1.130	98
500	1.046	98
1000	0.982	99

Tabella 5.9: Valore del raggio che separa la componente protonica introducendo una contaminazione η del campione pari al 10 %. Viene, inoltre, mostrato il corrispondente valore dell'efficienza ϵ.

La figura 5.22 mostra l'andamento del raggio R_L in funzione dell'energia E sia nel caso in cui $\eta = 5$ % che nel caso in cui $\eta = 10$ %. La relazione che lega le due variabili è di tipo lineare e le equazioni di best fit sono:

$$R_L = 1.545 - 0.194 \cdot Log_{10}(E/TeV) \tag{5.10}$$

per una contaminazione $\eta = 5$ % e

$$R_L = 1.633 - 0.217 \cdot Log_{10}(E/TeV) \tag{5.11}$$

per una contaminazione $\eta = 10$ %.

Analogamente a quanto elaborato nel Cap.4, è stato definito un algoritmo di ricostruzione *evento per evento* dell'energia e della massa del primario che ha generato uno sciame.
Il procedimento utilizzato può essere schematizzato nel modo seguente: è stato simulato un campione di eventi "pseudo-sperimentali" diverso da quello utilizzato dallo studio degli algoritmi. Per ogni sciame indotto da un primario di energia E e massa A simulato con il Monte Carlo CORSIKA vengono calcolate le variabili N_e^{ric}, N_μ^{tronc} e β^{ric} che tengono conto della risposta del rivelatore. Vengono poi applicati gli algoritmi per la determinazione dell'energia e della massa del primario. Questi algoritmi consistono nell'applicazione della procedura:

- ricostruzione dell'energia mediante la 5.7;
- calcolo di x^* e β^{ric} a partire dai dati sperimentali;
- calcolo di $R = \sqrt{(x^* - x_c^*)^2 + (\beta^{ric} - \beta_c^{ric})^2}$ che caratterizza l'evento;
- confronto con R_L scelto secondo il criterio di contaminazione; se $R < R_L$ l'evento è classificato come "protone"

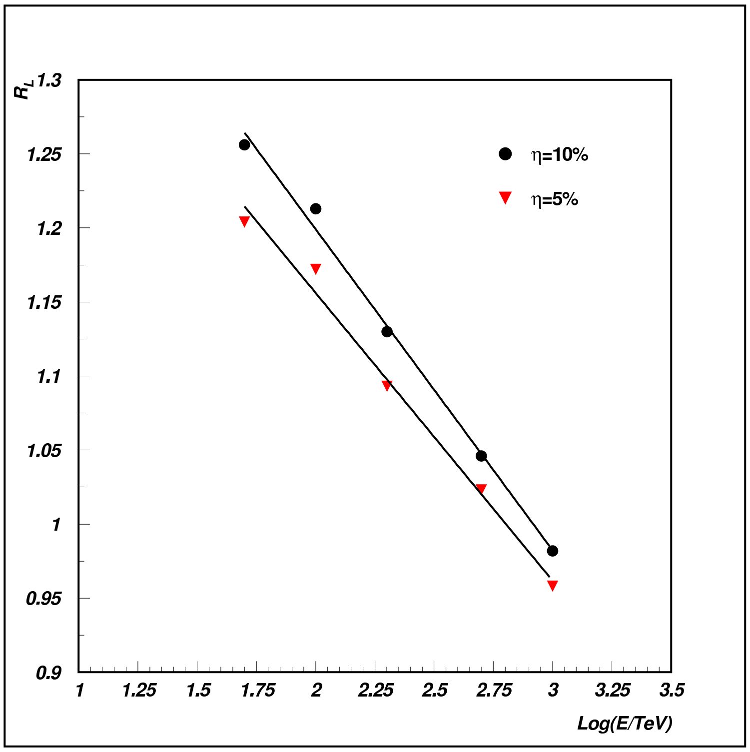

Figura 5.22: Andamento del raggio R_L che seleziona la componente protonica in funzione dell'energia per $\eta = 5$ % e 10 %. Sono, inoltre, mostrate le rette di best fit.

se $R > R_L$ l'evento è classificato come "ferro"

Nella figura 5.23 è schematizzato il procedimento utilizzato.

Nelle tabelle 5.10 e 5.11 sono mostrati i valori dell'efficienza dopo l'applicazione di entrambi gli algoritmi (quello che stima l'energia e quello che stima la natura) rispettivamente avendo effettuato un taglio iniziale con una contaminazione del campione pari al 5 % e al 10 % (ovvero scegliendo R_L secondo le equazioni 5.10 e 5.11 rispettivamente).

Energia(TeV)	$\epsilon(\%)$
50	89
100	94
200	97
500	97
1000	98

Tabella 5.10: Efficienza di selezione di un campione di eventi di sciame da protoni per una contaminazione del 5 %.

Energia(TeV)	$\epsilon(\%)$
50	93
100	96
200	98
500	98
1000	99

Tabella 5.11: Efficienza di selezione di un campione di eventi di sciame da protoni per una contaminazione del 10 %

Per entrambe le scelte, l'efficienza del processo è una funzione crescente dell'energia, in ogni caso molto elevata e non criticamente dipendente dalla scelta di η. Questo risultato può essere considerato di notevole valore e sicuramente suscettibile di miglioramento una volta ottimizzato il criterio di separazione delle classi.

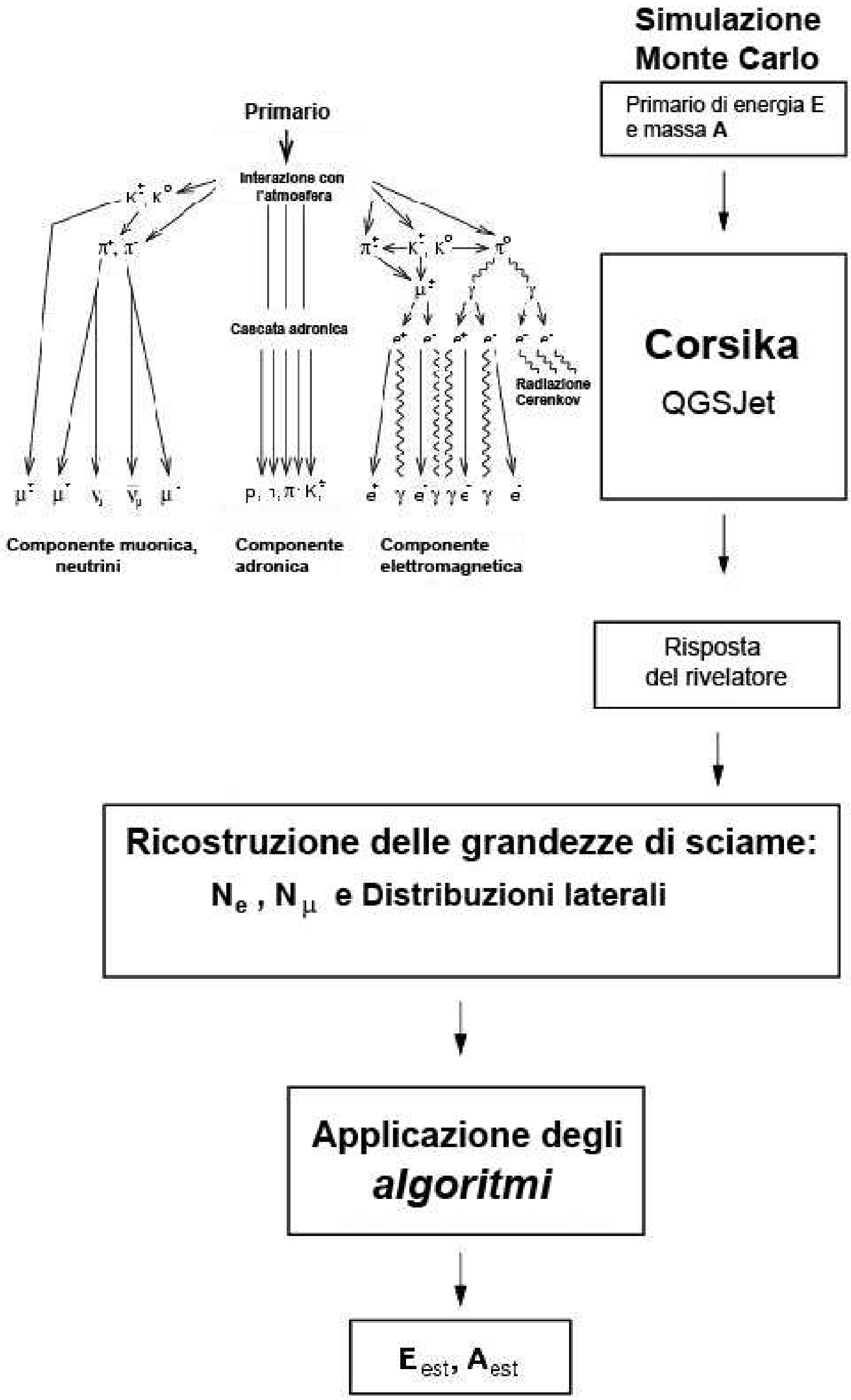

Figura 5.23: Schematizzazione del procedimento utilizzato.

5.11 Simulazione e ricostruzione di uno spettro di protoni

I risultati ottenuti con l'applicazione degli algoritmi di classificazione sulla base di *evento per evento* sono molto promettenti. È risultato quindi interessante eseguire un test applicando questi algoritmi ad eventi distribuiti secondo spettri di potenza. Per eseguire un test efficiente sarebbe necessario partire da una distribuzione di eventi che segue esattamente la distribuzione scelta, $J(E) = k \cdot E^{-\alpha}$. Ad esempio, se si vuole simulare uno spettro con indice spettrale $\alpha = 2.7$ nell'intervallo energetico $50 \div 1000\ TeV$ ($y = \mathrm{Log}(N_e)$ compreso tra 1.7 e 3.0) occorre simulare un numero di sciami per ogni intervallo $\Delta y = 0.05$ distribuiti come mostrato nella tabella 5.12. La scelta $\Delta y = 0.05$ è condizionata dalla richiesta che la larghezza del bin sia inferiore alla risoluzione sperimentale. Come si vede in tabella, il numero di eventi scala secondo la legge:

$$N_{i+1} = N_i \cdot 10^{-1.7 \cdot \Delta y} = N_i \cdot 0.8222 \qquad (5.12)$$

Log$E(TeV)$	N. di eventi
1.525	35481
1.575	29174
1.625	23988
1.675	19724
1.725	16218
.....	.....
3.025	100
TOTALE	1412636

Tabella 5.12: Distribuzione degli sciami in intervalli $\Delta y = 0.05$ secondo uno spettro di potenza $\sim E^{-2.7}$. È mostrato il valore centrale dell'intervallo di energia e il numero di eventi normalizzati in modo tale da averne 100 nell'ultimo bin.

Data la grande quantità di tempo richiesta per effettuare una simulazione del genere,(riducendo anche di un fattore 10 il numero di eventi totali) è stato utilizzato un campione di eventi preesistente nel database di ARGO consistente in 26224 eventi campionati nel suddetto intervallo secondo una legge di potenza $\sim E^{-2.66}$. Questo campione di eventi mostra fluttuazioni dovute alla ridotta statistica (vedi fig.5.24).

A seguito dell'applicazione dell' algoritmo di classificazione ($\eta = 5$ %),

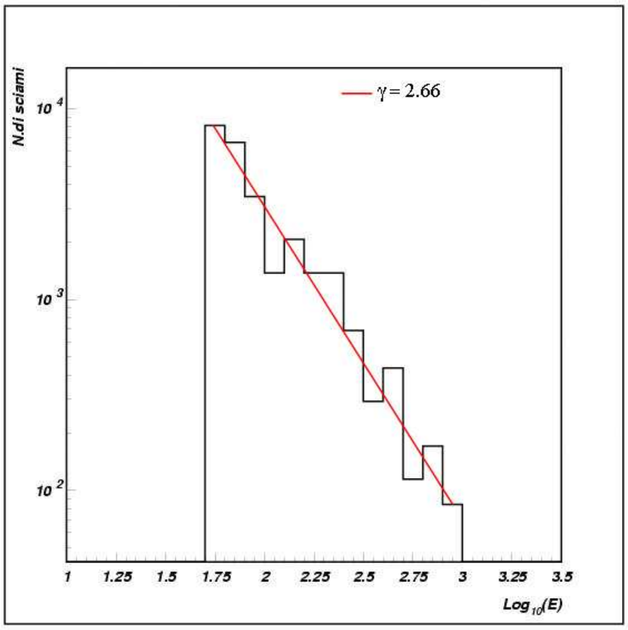

Figura 5.24: Lo spettro di protoni di input con indice spettrale $\gamma = 2.66$.

la ricostruzione dello spettro di potenza sarà caratterizzato da due tipi di effetti:

- una distorsione dovuta all'efficienza ϵ del processo di selezione della componente protonica che, come visto, non è costante essendo funzione dell'energia: ci si aspetta tuttavia che l'effetto sia marginale;

- un effetto dovuto alla risoluzione nella ricostruzione dell'energia.

Tali effetti possono contribuire a determinare una variazione dell'indice spettrale dello spettro. In base ai risultati ottenuti nei paragrafi precedenti, l'indeterminazione nella ricostruzione dell'energia dovrebbe avere un peso maggiore nella "distorsione" della "forma" dello spettro. Nella figura 5.25 è mostrato lo spettro dei protoni ricostruito. Si notano subito gli effetti della risoluzione nella ricostruzione dell'energia. Infatti, lo spettro mostra una coda alle energie $< 50\ TeV$ e una meno importante oltre i 1000 TeV. Sono questi gli effetti dovuti essenzialmente alla risoluzione in energia del procedimento di ricostruzione applicato. Il numero totale di eventi ricostruito è stato di 25325 pari al 96.6 % del campione analizzato.

Il confronto tra lo spettro simulato e quello ricostruito è riportato in figura 5.26. Risulta evidente che lo spettro ricostruito ($\gamma = 2.62 \pm 0.07$) è compatibile con lo spettro di input ad energie $> 100\ TeV$.

Un analogo studio è stato effettuato considerando uno spettro con una variazione di pendenza $\Delta\gamma = 0.38$ all'energia di 200 TeV. Anche in questo caso si è fatto riferimento ad eventi preesistenti nel data-base di ARGO. Tali eventi, in numero totale di 25839, erano stati simulati secondo una legge di potenza:

$$J(E) = \begin{cases} \sim E^{-2.64} & \text{per} \quad E < 200\,TeV \\ \sim E^{-3.02} & \text{per} \quad E > 200\,TeV \end{cases}$$

e, anch'essi, data la ridotta statistica sono distribuiti con notevoli fluttuazioni (vedi figura 5.27).

In figura 5.28 è riportato lo spettro ricostruito applicando l'algoritmo per $\eta = 5$ %. Anch'esso mostra ovviamente le code dovute alla risoluzione in energia dell'algoritmo di ricostruzione.

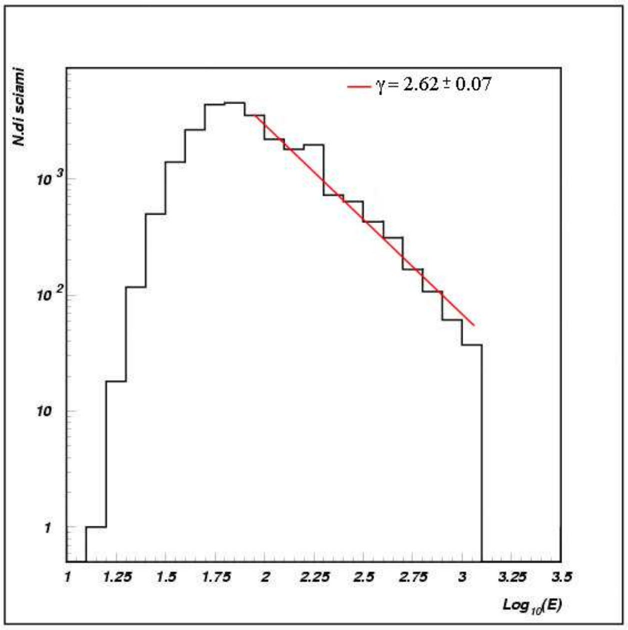

Figura 5.25: Lo spettro di protoni ricostruito con indice spettrale $\gamma = 2.62 \pm 0.07$

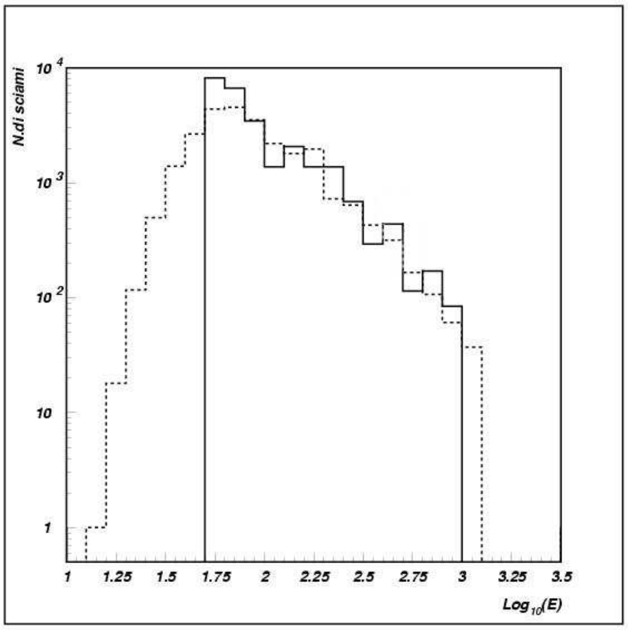

Figura 5.26: Confronto tra lo spettro simulato (linea continua) e quello ricostruito (linea tratteggiata).

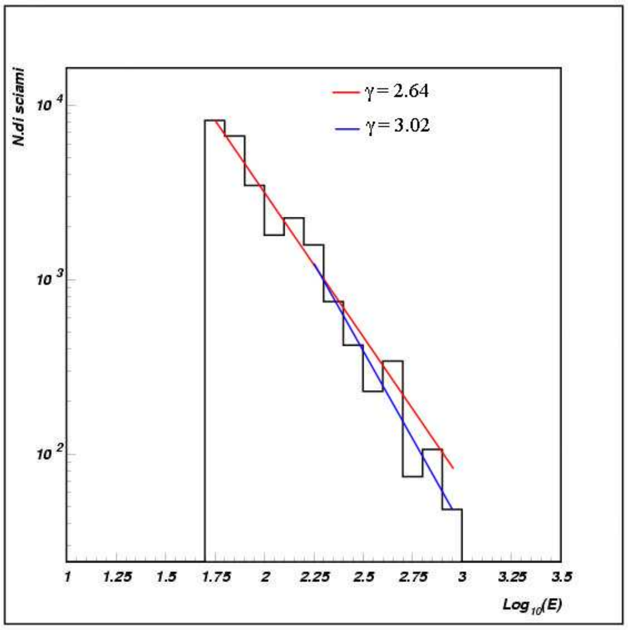

Figura 5.27: Lo spettro di protoni di input con indici spettrali $\gamma = 2.64$ prima del ginocchio e $\gamma = 3.02$ dopo il ginocchio a 200 TeV.

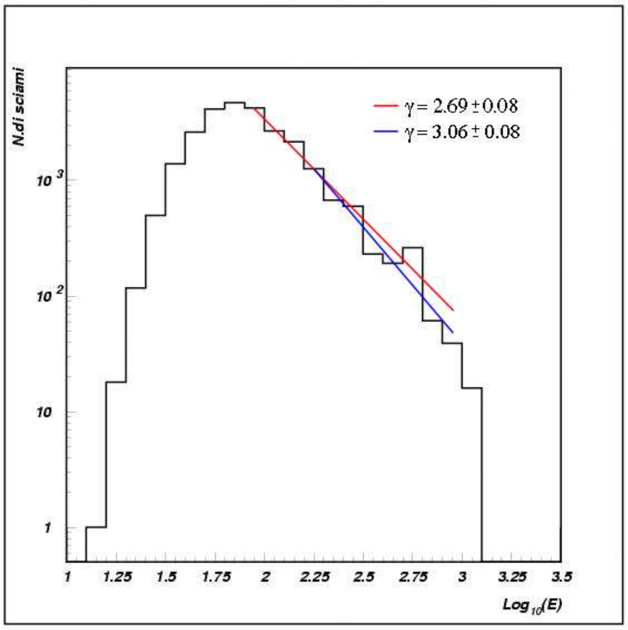

Figura 5.28: Lo spettro di protoni ricostruito con indici spettrali $\gamma = 2.69 \pm 0.08$ prima del ginocchio e $\gamma = 3.06 \pm 0.08$ dopo il ginocchio a 200 TeV.

Nella tabella 5.13 è mostrato il confronto tra gli eventi simulati e quelli ricostruiti prima e dopo il ginocchio. Dai dati risulta che l'algoritmo ha riprodotto abbastanza fedelmente il numero totale degli eventi prima e dopo il ginocchio a dimostrazione che le differenze nell'efficienza di selezione hanno pesato solo marginalmente.

Interv. di energia	N.eventi sim.	N.eventi ric.	ϵ
$50 \div 200$	23877	23146	97 %
$200 \div 1000$	1962	1930	98 %

Tabella 5.13: Numero di eventi simulato e quello ricostruito prima e dopo il ginocchio

.

Il confronto tra lo spettro simulato e quello ricostruito è riportato in figura 5.29. Lo spettro ricostruito evidenzia, quindi, una variazione dell'indice spettrale ($\Delta\gamma = 0.37 \pm 0.11$, vedi fig. 5.29) anche se l' incertezza statistica, purtroppo già presente nello spettro di input, non consente di ricavare una conclusione definitiva circa la corretta riproducibilità della variazione della pendenza.

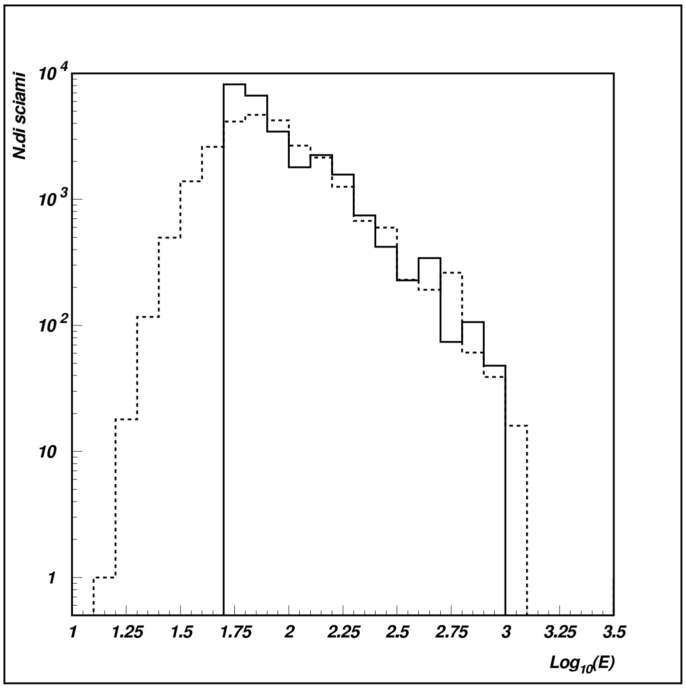

Figura 5.29: Confronto tra lo spettro simulato (linea continua) e quello ricostruito (linea tratteggiata).

Conclusioni

Il presente lavoro di tesi si inserisce nell'ambito dell'esperimento ARGO-YBJ, attualmente in fase di costruzione nel Laboratorio di YangBaJing (Tibet, 4300 *m.s.l.m.*).
Questo esperimento é dedicato alla γ-astronomia nell'intervallo energetico 100 $GeV \div 20$ TeV e allo studio della Radiazione Cosmica Primaria sino alle energie del ginocchio mediante la rivelazione di sciami atmosferici.

Argomento della tesi é stata la ricerca di algoritmi, basati su parametri di sciame direttamente misurabili da ARGO, che consentano, *evento per evento*, di identificare la natura del raggio cosmico primario che ha generato lo sciame e di misurare, con buona risoluzione, l'energia. Scopo principale é quello di isolare la componente protonica in quanto lo spettro d'energia dei protoni é direttamente connesso ai meccanismi di accelerazione e propagazione (Cap.1).
Numerose fonti di incertezza sia sperimentali che interpretative determinano severi problemi di consistenza tra le misure sinora effettuate. Allo stesso tempo la particolare collocazione in alta quota e l'elevata granularitá del rivelatore comportano, almeno in linea di principio, notevoli potenzialitá di ARGO in relazione a questa problematica (Cap.2).
Si é, quindi, proceduto a studiare la fenomenologia degli sciami a YBJ al fine di ricavare informazioni sulle variabili (o su loro combinazioni) piú sensibili alla natura del primario e direttamente correlate con l'energia (Cap.3).
Le variabili size elettronica e size muonica sono state opportunamente combinate ottenendo un efficiente stimatore dell'energia e un altrettanto efficiente criterio di classificazione per separare la componente protonica da quella “pesante” (Cap.4). Questo risultato conferma che l'uso di opportune grandezze di sciame in alta quota puó consentire una classificazione dei primari in termini di energia e massa *evento per evento*.
Un analogo studio é stato effettuato per le grandezze misurate, intro-

ducendo gli effetti sperimentali dovuti al campionamento dello sciame da parte del rivelatore ARGO (Cap.5). Il campionamento dello sciame "sporca" l'informazione in esso contenuta, per cui é stato necessario introdurre un'altra variabile, ovvero il rapporto di densitá di particelle cariche misurate a due diverse distanze dal core. L'algoritmo di classificazione risulta ancora notevolmente efficace, consentendo una selezione di un fascio di protoni con efficienza $\geqslant 90$ % e contaminazione $\leqslant 5$ % su tutto l'intervallo di energia $50 \div 1000$ TeV. La risoluzione in energia é abbastanza buona (errore statistico < 20 %, incertezza sistematica < 5 %).
L'algoritmo di ricostruzione é stato, quindi applicato, con risultati positivi alla ricostruzione di uno spettro di potenza, con o senza variazione di pendenza. Tuttavia, data la preliminaritá di queste indagini, é difficile definire la "fedeltá" della ricostruzione dello spettro, anche se i risultati appaiono del tutto promettenti.
I risultati ottenuti suggeriscono di continuare questo studio nelle seguenti direzioni:

- simulazione di uno spettro delle componenti primarie piú realistico introducendo accanto alle componenti "leggera" e "pesante" anche una componente di massa intermedia (gruppo CNO);

- utilizzo dell'informazione dei flussi di energia nel core dello sciame che appare notevolmente discriminante rispetto alla natura del primario;

- uso di algoritmi piú sofisticati basati sull'applicazione di reti neurali o di tecniche di analisi discriminante.

Ringraziamenti

Un ringraziamento particolare é per il prof. D'Ettorre che ha dato un contributo decisivo alla realizzazione di questa tesi.
Lei é tra i professori migliori che ho incontrato nel corso dei miei studi; la sua curiositá e la sua grande passione per la fisica nonché la sua scrupolositá nel farmi le correzioni rappresentano per me un grande esempio e sono state un forte incoraggiamento nel proseguire il mio lavoro di tesi.

Ringrazio, inoltre, il dott. Pino Di Sciascio. Tutte le volte in cui ho discusso con te, ho imparato molto piú di quanto immagini e penso che per un laureando sia molto formativo interagire con te.

Ringrazio i piú giovani del gruppo ARGO di Napoli (Elvira, Gigi, Rosario, Stefano e Tristano) che non mi hanno mai negato il loro aiuto. In particolare ringrazio Rosario e Gigi per la grande pazienza e disponibilitá mostrata nei miei confronti.

Ringrazio i miei genitori Antonio e Lina, mia sorella Imma e mio fratello Paolo per essermi sempre stati vicini. Siete la mia certezza, il mio punto di riferimento sempre e comunque.

Ringrazio i miei amici: Adele, Alfonso, Anna, Azzurra, Charo, Crescenzo, Danilo, Ilaria, Marina, Matteo, Nevio, Raffaele, Sergio, Teresa. Mi hanno spesso incoraggiata, hanno sempre creduto in me e, nell'ultimo periodo, hanno sopportato i miei sbalzi di umore. Ragazzi, senza di voi non ce l'avrei mai fatta.

E ringrazio Manuel, per avermi ascoltata e aiutata quando ne ho avuto bisogno. Ti ringrazio per la serenitá e la fiducia in me che mi hai continuamente trasmesso; non riesco proprio ad immaginare come sarebbe stato questo periodo di tesi senza di te. Mi sento una persona fortunata per averti conosciuto e per averti al mio fianco.

Bibliografia

[1] L.J. Gleeson and W.I.Axford, Solar Modulation of Galactic Cosmic Rays. *ApJ* (December 1968)

[2] Spillantini, *Frascati Physics Series* (2002), XXIV, 149-172

[3] A.R. Bell, *Mon.Not.R.Astron.Soc* (1978), 182, 147 and 443

[4] Sokolsky, Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics, *Addison-wesley Publishing Company, Inc.* (1989)

[5] T.K. Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics, *Cambridge University Press* (1990)

[6] M.S. Longair, High Energy Astrophysics (1994), *Cambridge University Press*

[7] G.N.Toller, *The Galactic and extragalactic background radiation*,eds. S.Bowyer and C.Leinert (Dordrecht:Kluver Academic Publishers 1990)

[8] V.L. Ginzburg, *Phys.Uspekhi*(1996), 39, 155

[9] C. Cesarsky, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*(1980), 18, 289

[10] Tsao, *ApJ* (1995), 451

[11] V.L. Ginzburg and S.I. Syrovatskii, The Origin of Cosmic Radiation, *Oxford Pergamen Press* (1964), B

[12] J. R. Jokipii, *ApJ*(1987), 313, 842

[13] A.M. Hillas, *Ann. Rev. Astron. Astroph.* (1984), 22, 425

[14] A. Olinto, *arXiv: astro-ph/0011106*

[15] P. Blasi and A. Olinto, *Phys. Rev. D* (1999), 59, *arXiv: astro-ph/023001*

[16] M. Garcia-Munoz et al., *ApJSuppl.*(1987), 64, 269

[17] Günter Sigl, *arXiv: astro-ph/9811011*

[18] S. Weinberg (1972), *Gravitation and Cosmology.*

[19] G.V. Kulinov and G.B. Khristiansen, *J.Exp.Theor.Phys.*(1959), 8, 441

[20] T. Shibata, Proc.24th ICRC Rapporteur Talk: “Cosmic Ray spectrum and Composition, Direct Observation”, *Nuovo Cimento* (1995), 19, 713

[21] D. Kazanas, *arXiv: astro-ph/*

[22] A. Castellina, *arXiv: astro-ph/0011221* (2000)

[23] M. Roth et al., *Proc.28th ICRC* (2003), 1, 139-142

[24] J.R.Horandel et al., *Proc.27th ICRC* (2001), 1, 71

[25] B. Wiebel-Sooth et al., *Astron. Astrophys.* (1998), 330, 389

[26] P. L. Biermann and M. J. Volk, *ApJ* (1988), 333, 226

[27] M.Bertaina, *Proc.28th ICRC* (2003), 1, 115-118

[28] S.Valchierotti, *Proc.28th ICRC* (2003), 1, 151-154

[29] M.Amenomori et al., *Proc.28th ICRC* (2003), 1, 107-110

[30] M.Amenomori et al., *Phys. Rev. D* (2000), 62, 112002

[31] Matthews et al., *Proc.27th ICRC* (2001), 1, 155

[32] M.A.K.Glashmacher et al., *ApJ*(1999),10 291-302

[33] A.P.Garyaka et al., *J. Phys. G* (2002) 28 2317-2328

[34] H.A.Bethe Heitler, *Proc.Roy.Soc.* (1934), 146, 83

[35] J.D. Jackson, Classical Electrodinamics, *John Wiley Sons Inc.* (1962)

[36] W. Heitler, Quantum theory of Radiation, *Oxford University Press* (1944)

[37] W. Heitler, *Rev.Mod.Phys.* (1949), 21, 113

[38] E. Fermi, On the Origin of the Cosmic Radiation, *Physical Review* April 1949, 75

[39] Feyman, *Phys.Rev.Lett.* (1969), 23, 1415

[40] , *Ann.Rev.Nuclear Science* (1960), 10, 63

[41] B. Ghosh et al., *Proc.20th ICRC* (1987), 31

[42] Y. Matsubara et al., *Proc.19th ICRC* (1985), 7, 119.

[43] D. Heck et al., CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers, Forschungszentrum Karlsruhe (1998) **FZKA 6019**

[44] J. Knapp, D. Heck, *Extensive Air Showers Simulation with CORSIKA: A User's Manual*, Forschungszentrum Karlsruhe **KfK 5196 B** (1993); for an up to date version see *http://www-ik3.fzk.de/heck/corsika/*

[45] H.H. Mielke et. al., *Proc. 21^{th} Int.Cosmic Ray Conf.* (1990), 4

[46] J.N. Capdevielle, *Nucl. Part. Phys.* (1989), 15, 909

[47] P.K.F. Grieder, Report Inst. for Nuclear Studies (1970), **INS-J125**, Univ. of Tokyo.

[48] P.K.F. Grieder, Proc. 16^{th} Int.Cosmic Ray Conf.(Kyoto) (1979), 9, 161

[49] W.R. Nelson et al.,Report Stanfor Linear Accelerator Center (1985), **SLAC 265**

[50] K. Werner, *Phys. Rep.* (1993), 232, 87

[51] J. Ranft, *Phys. Rev. D* (1995), 51, 64

[52] H.J. Drescher et. al., *arXiv: hep-ph/0007198*

[53] H.Fesefeldt, Report (1985), **PITHA-85/02**, RWTH Aachen

[54] R. Brun et al., GEANT3, Report **CERN DD/EE/84-1**, CERN, Ginevra.

[55] M.Aglietta et al., *ApJ*(2004) 20, 641-652.

[56] M. Abbrescia et al., *Astroparticle Physics with ARGO*, Proposal (1996)

[57] C. Bacci et al., *The ARGO-YBJ Project*, Addendum to the Proposal (1998)

[58] R. Santonico and R. Cardarelli, NIM (1981), 187, 377.

[59] L. Saggese, Tesi di dottorato (2003), Universitá degli studi di Napoli "Federico II" (non pubblicato)

[60] F. James and M. Ross, *MINUIT Function Minimitation*