



Università degli Studi del Salento

FACOLTÀ DI SCIENZE MM. FF. NN
Corso di Laurea Triennale in Fisica

TESI DI LAUREA

**Studio del flusso dei Raggi Cosmici
di altissima energia**

Candidato:
Francesco Maragliulo

Relatore:
Dott. Ivan De Mitri
Correlatore:
Dott.ssa Mariangela Settimo

Anno Accademico 2006–2007

Indice

Introduzione	3
1 Raggi Cosmici	6
1.1 Cenni storici	6
1.2 Spettro energetico	7
1.3 Composizione	9
1.4 Sorgenti di raggi cosmici	10
1.5 Propagazione di UHECR e cutoff GZK	11
1.6 Meccanismi di accelerazione	13
1.6.1 Meccanismo di Fermi	14
1.6.2 Fermi I	16
1.6.3 Fermi II	16
2 Osservazione di raggi cosmici ad altissime energie	18
2.1 Extensive Air Shower	18
Profilo longitudinale	19
Distribuzione laterale	21
2.2 Tecniche di rivelazione	22
Array di rivelatori a terra	22
Rivelatori della luce di fluorescenza	23
Rivelatori a luce Cerenkov e Rivelazione con onde radio	24
2.3 Risultati sperimentali	25
2.3.1 Yakutsk	25
2.3.2 AGASA	26

2.3.3	HiRes	28
2.3.4	Auger	32
3	Analisi fenomenologica del flusso di UHECR	35
3.1	Struttura dello spettro energetico	35
3.1.1	Dip ed evoluzione cosmologica delle sorgenti di UHECR	39
3.1.2	Separazione tra le sorgenti	40
3.1.3	Composizione chimica	41
3.2	Due modelli per la componente extragalattica	44
3.2.1	Modello A	44
3.2.2	Modello B	46
3.3	Strutture spettrali e ipotesi di studio	47
	Conclusioni	49
	Ringraziamenti	52
	Bibliografia	54

Introduzione

L'atmosfera terrestre è costantemente raggiunta da un numero elevato di particelle e nuclei atomici di alta energia: i raggi cosmici (RC). Il fisico austriaco Victor Hesse nel 1912 ne ipotizzò l'esistenza in seguito a misurazioni atte a determinare il tasso di ionizzazione dell'aria. Egli dimostrò che il tasso di ionizzazione aumenta con l'altitudine e ne dedusse quindi che la radiazione responsabile di questo fenomeno dovesse provenire dallo spazio esterno. L'ipotesi dell'esistenza di raggi cosmici secondari, dovuti all'interazione dei raggi cosmici primari di alta energia con l'atmosfera, fu avanzata da Pierre Auger nel 1938. I raggi cosmici hanno assunto negli anni un ruolo di primo piano per la fisica delle particelle e l'astrofisica. Essi permettono di studiare particelle con energie di molti ordini di grandezza superiori a quelle ottenibili con i più potenti acceleratori (LHC, Tevatron). L'energia dei raggi cosmici può arrivare fino a $10^{20}eV$ e le problematiche di interesse astrofisico sono quelle inerenti le sorgenti e i meccanismi di accelerazione e produzione di particelle così energetiche. L'origine dei raggi cosmici con energia sino a circa $10^{14}eV$ è riconducibile a sorgenti locali (esplosioni di supernovae nella nostra galassia) mentre per energie estremamente elevate i probabili siti di produzione sono i Nuclei Galattici Attivi o le Radio Galassie.

Greisen, Zatsepin e Kuzmin ipotizzarono che, per energie maggiori di $5 \cdot 10^{19}eV$, si dovesse riscontrare una forte diminuzione del flusso di raggi cosmici osservati (cut-off GZK) a causa dell'interazione con la radiazione cosmica di fondo (CMB) per particelle che percorrono distanze di $\sim 100Mpc$. L'esperimento AGASA ha però evidenziato un eccesso di eventi super-GZK

stimolando ulteriori studi teorici sui possibili siti di produzione e spingendo alla realizzazione di esperimenti sempre più grandi operanti nella regione del cut-off GZK.

Il modello di accelerazione di riferimento è noto come *Fermi II* e deriva dall'elaborazione del modello che Fermi propose nel 1949, secondo il quale l'accelerazione è dovuta a deflessioni delle particelle ad opera di campi magnetici in corrispondenza di onde d'urto di plasma magnetizzato (generate ad esempio in esplosioni di supernovae) che si propagano nello spazio interstellare.

Il flusso di raggi cosmici con energie al di sopra dei $10^{14} - 10^{15} eV$ è molto basso per essere studiato direttamente mediante esperimenti su satellite: di conseguenza lo studio di RC ad alte energie deve essere effettuato studiando gli sciame di particelle secondarie che essi producono interagendo con l'atmosfera e usando apparati di rivelazione che coprono vaste aree sulla superficie terrestre.

Oggetto del lavoro di tesi sarà lo studio dei raggi cosmici di altissime energie (sopra i $10^{17} eV$).

Nel primo capitolo saranno analizzate le principali caratteristiche dei raggi cosmici. Si studierà quindi lo spettro energetico e la composizione chimica degli elementi. Verranno discusse brevemente le possibili sorgenti di raggi cosmici e si introdurranno le problematiche relative alla riduzione del flusso ad energie molto alte (cut-off GZK). Si esamineranno infine alcuni meccanismi di accelerazione.

Nel secondo capitolo saranno analizzate le caratteristiche degli sciame determinati dall'interazione dei raggi cosmici primari con l'atmosfera: la funzione di distribuzione laterale (densità di particelle a terra in funzione della distanza dall'asse dello sciame) e lo sviluppo longitudinale dello sciame¹. Si esporranno le tecniche di rivelazione maggiormente usate e si accennerà a

¹Lo sviluppo longitudinale dello sciame fornisce informazioni sul numero di particelle prodotte in funzione della profondità di atmosfera attraversata lungo la direzione dell'asse dello sciame

nuove tecniche in via di sviluppo.

Successivamente si presenterà una rassegna dei risultati ottenuti finora da vari esperimenti nell'osservazione dei raggi cosmici di altissima energia, mettendo in rilievo le differenze negli spettri energetici misurati e i punti di disaccordo.

Nel terzo capitolo, a partire da risultati reperiti in letteratura, si analizzeranno le caratteristiche dello spettro al fine di individuare l'intervallo energetico nel quale avviene la transizione da raggi cosmici galattici ad extragalattici. Verranno inoltre illustrati due modelli particolarmente interessanti relativi alla composizione dei raggi cosmici extragalattici e verrà esaminato il loro accordo con i dati sperimentali.

Capitolo 1

Raggi Cosmici

1.1 Cenni storici

Nei primi anni del 1900 a seguito di misurazioni effettuate per rivelare il tasso di ionizzazione dell'aria, si scoprì che tale fenomeno non era esclusivamente dovuto alla radioattività ambientale. Grazie ad alcune misurazioni con palloni aerostatici si fece strada l'ipotesi che vi fosse una radiazione di origine non terrestre. L'austriaco *Victor Hess* iniziò una serie sistematica di esperimenti, a seguito dei quali, nel 1912, arrivò a dichiarare:

I risultati delle presenti osservazioni possono essere spiegati ammettendo la presenza di una radiazione estremamente energetica che penetra l'atmosfera e, interagendo, provoca la ionizzazione dell'aria così come essa viene osservata

Nel 1938, *Pierre Auger* e *Roland Maze* utilizzarono dei contatori *Geiger - Muller* in coincidenza fra loro registrando sulla terra l'arrivo di raggi cosmici nello stesso istante. *Auger* ipotizzò che tali eventi fossero dovuti a sciame di particelle secondarie, chiamati in seguito *Extensive Air Shower (EAS)* e determinati dall'interazione dei raggi cosmici di alta energia con l'atmosfera.

1.2 Spettro energetico

I Raggi Cosmici (RC) sono in gran parte particelle e nuclei atomici di alta energia che raggiungono la terra in modo isotropo. Lo spettro energetico si estende su diversi ordini di grandezza con energie fino a $\sim 10^{20}eV$ (fig. 1.1) e segue approssimativamente la seguente legge di potenza

$$\frac{dN}{dE} = k \cdot E^{-\gamma} \quad (1.1)$$

dove k è una costante e γ è detto *indice spettrale* ed assume i seguenti valori:

- $\gamma \simeq 2.7$ fino a $E \sim 10^{15.5}eV$
- $\gamma \simeq 3$ da $E \sim 10^{15.5}eV$ ad $E \sim 10^{18}eV$
- $\gamma \simeq 2.6$ per $E \geq 10^{18}eV$

Le regioni in cui si verificano i cambiamenti di pendenza sono dette:

- *ginocchio* per $E \sim 10^{15.5}eV$
- *caviglia* per $E \sim 10^{18}eV$

I raggi cosmici con $10^{10}eV < E < 10^{18}eV$ sono detti *di alta energia*, mentre quelli per i quali le energie superano i $10^{18}eV$ sono detti *Ultra High Energy Cosmic Rays (UHECR)*. A causa del suo andamento a legge di potenza (1.1) il flusso si riduce notevolmente, fino ad arrivare a $1 \cdot particella \cdot km^{-2} \cdot secolo^{-1}$ per energie maggiori di $10^{20}eV$. Per avere quindi un'adeguata statistica di eventi con energie così alte e per facilitarne l'osservazione, è necessario installare esperimenti a terra (*ground based*) con estensioni molto grandi che sfruttano lo sviluppo degli EAS in aria per determinare le informazioni sui raggi cosmici primari. Per energie al di sotto dei $10^{14}eV$ il flusso dei raggi cosmici primari è elevato ed è perciò possibile effettuare misure dirette mediante palloni aerostatici e satelliti.

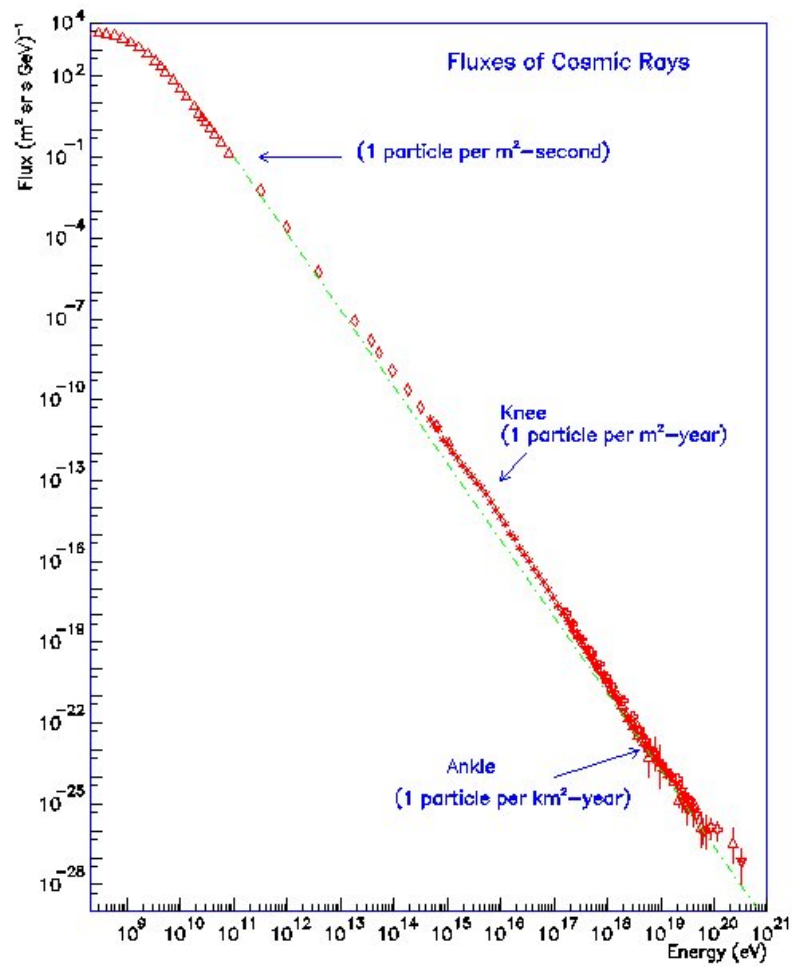


Figura 1.1: *Spettro energetico dei raggi cosmici primari*

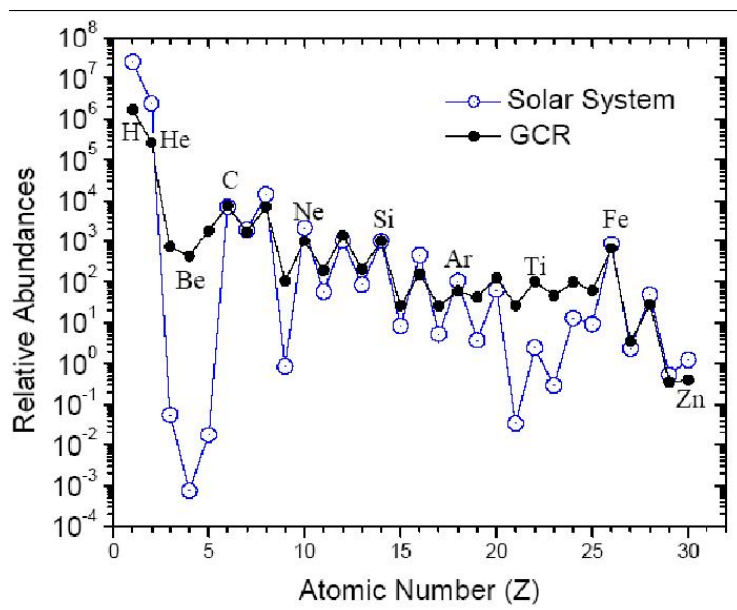


Figura 1.2: *Abbondanze relative dei raggi cosmici, confrontate con quelle tipiche del sistema solare*

1.3 Composizione

Come accennato nel par. 1.2, i raggi cosmici sono costituiti per lo più da protoni e nuclei α . In particolare in fig. 1.2 è possibile vedere il confronto delle abbondanze dei vari nuclei nella radiazione cosmica: emergono così forti analogie con le abbondanze chimiche del sistema solare.

La sovrabbondanza di alcuni elementi quali Litio(Li), Berillio(Be) e Boro(B) può essere spiegata come prodotto dei processi di spallazione di protoni su nuclei di carbonio. Ad un processo di spallazione analogo, ma su nuclei di ferro, è dovuta invece la sovrabbondanza di nuclei di Scandio(Sc), Vanadio(V), Titanio(Ti), Cromo(Cr) e Manganese(M). Idrogeno ed Elio sono presenti in quantità inferiori nei raggi cosmici rispetto al Sistema Solare. Note le sezioni d'urto dei processi di spallazione considerati e la densità di particelle nel mezzo interstellare (*ISM*), si può dedurre che per riprodurre i dati osservati, è necessario che i RC abbiano attraversato una quantità di

materia $L_0 \simeq 5g/cm^2$.

Quindi il cammino medio percorso dai RC nella Galassia è dato dalla seguente formula:

$$l \simeq \frac{L_0}{\rho_n m_p} \approx 1Mpc \quad (1.2)$$

con

ρ_n densità del mezzo interstellare pari a circa $1\text{protone}/cm^3$

m_p massa del protone pari a circa $1.67 \times 10^{-24}g$

Quindi, il tempo di confinamento nella galassia sarà:

$$\tau \sim \frac{l}{c} \simeq 3 \cdot 10^6 \text{anni} \quad (1.3)$$

Dato che lo spessore della nostra Galassia è $h \simeq 0.1kpc$ e che il cammino medio percorso è $\simeq 1Mpc$, è evidente la presenza di un confinamento magnetico dei raggi cosmici all'interno della Galassia. Una particella di carica Ze e impulso p in moto nel campo magnetico galattico ($B \simeq 3\mu G$), avrà un raggio di curvatura

$$\rho = \frac{pc}{ZeB} \quad (1.4)$$

Ovviamente il confinamento magnetico dei raggi cosmici è efficiente solo nel caso in cui $\rho \leq R$ (con R raggio della Galassia).

1.4 Sorgenti di raggi cosmici

Negli ultimi anni, l'indagine sui raggi cosmici si è concentrata sull'individuazione dei possibili siti di produzione. E' possibile avere informazioni sulle sorgenti di raggi cosmici, grazie ad alcune evidenze sperimentali. Fra le prime ipotesi avanzate, quella di *Ginzburg* e *Syrovatskii* [1], che suggerirono che l'accelerazione di RC potesse avvenire nelle supernovae. Infatti l'onda prodotta dall'esplosione di una supernova nel mezzo interstellare è in grado di spiegare l'accelerazione di RC fino ad energie di $\sim 10^{14} - 10^{15}eV$ usando il meccanismo di Fermi II (vedi

par. 1.6). Se l'espansione avviene in ambienti come il vento progenitore della supernova, l'energia massima raggiungibile dalle particelle può essere anche 2 o 3 ordini di grandezza maggiore. Un'interessante rappresentazione delle possibili sorgenti di raggi cosmici in base alle energie massime raggiungibili dalle particelle è stata proposta da *Hillas* [2].

Per una sorgente, la possibilità di accelerare la radiazione cosmica fino ad un certo valore di energia è legata alle dimensioni R della stessa ed al valore del campo magnetico locale $|\mathbf{B}|$. In fig. 1.3 sono mostrati i possibili siti di produzione di protoni accelerati ad energie di $\sim 10^{20} - 10^{21} \text{ eV}$, per differenti valori di R e del campo magnetico locale.

Ad energie dell'ordine del GeV, lo spettro è fortemente influenzato dalla modulazione dovuta al vento solare.

Ad energie più alte, nella regione antecedente il ginocchio, i RC possono essere ricondotti a sorgenti galattiche, accelerati nelle esplosioni di supernovae.

Per energie superiori a 10^{15} eV e fino a 10^{19} eV , possibili siti di produzione sono i Nuclei Galattici Attivi (AGN) e le Radio Galassie.

1.5 Propagazione di UHECR e cutoff GZK

La presenza di campi magnetici influenza la direzione di arrivo sulla terra dei raggi cosmici, durante la loro propagazione. Processi di interazione con il mezzo interstellare determinano una variazione della composizione e dello spettro energetico osservato. In particolare, ad alte energie ($E > 5 \cdot 10^{19} \text{ eV}$), i RC possono interagire con la radiazione cosmica di fondo (CMB) determinando fotoproduzione di pioni e quindi una conseguente riduzione del flusso atteso di raggi cosmici:

$$p + \gamma_{CMB} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0$$

oppure

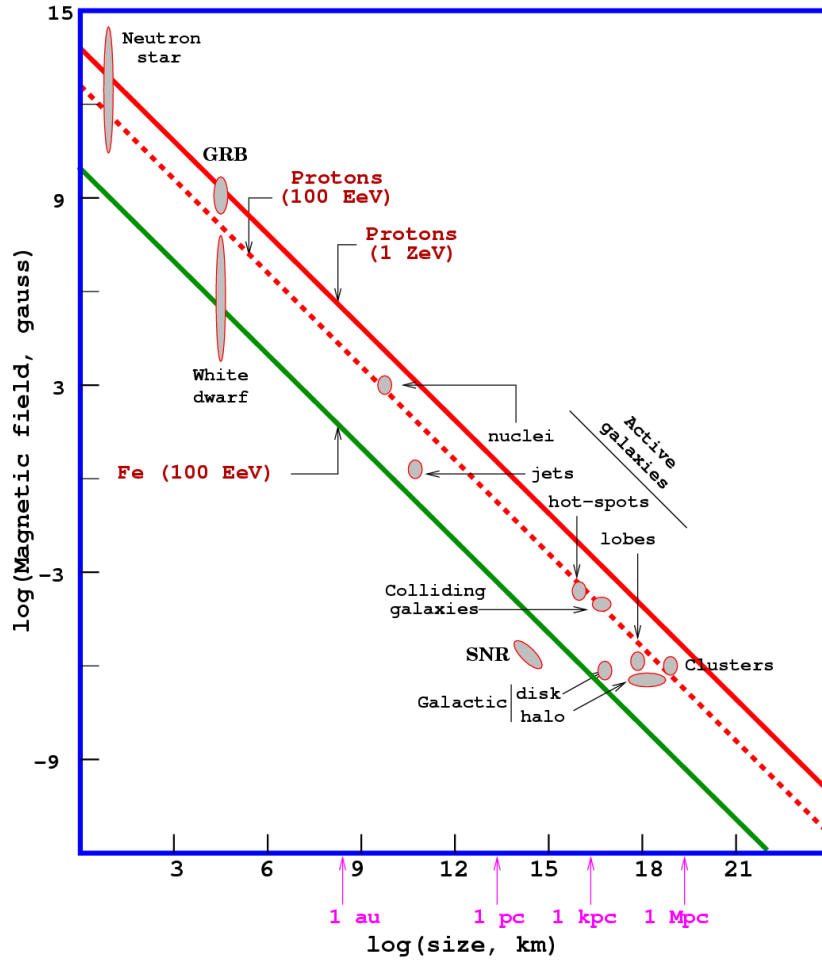


Figura 1.3: *Hillas plot*. Le possibili sorgenti di raggi cosmici (protoni con energie $E = 10^{20}\text{eV}$ ed $E = 10^{21}\text{eV}$ e nuclei di ferro con $E = 10^{20}\text{eV}$) sono classificate in funzione del campo magnetico dell'acceleratore e delle sue dimensioni.

$$p + \gamma_{CMB} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n + \pi^+$$

Mediante semplici calcoli di cinematica relativistica, si ricava, nell'approssimazione ad alte energie e nel caso di urto frontale tra protone e fotone, che tale relazione ha un'energia di soglia pari a:

$$E_{min} \simeq 5 \cdot 10^{19} eV$$

Ci si aspetta quindi una forte diminuzione del flusso di raggi cosmici osservati con energie maggiori di $5 \cdot 10^{19} eV$. Tale effetto è noto come *cutoff Greisen - Zatsepin - Kuzmin (GZK)*. Il cutoff GZK, ha effetti trascurabili per i raggi cosmici prodotti dalle sorgenti locali che quindi hanno basse probabilità di interazione con la CMB. Quando le particelle invece percorrono distanze di $\sim 100 Mpc$ la soppressione del flusso per la perdita di energia a causa dell'interazione con la radiazione cosmica inizia a diventare rilevante, come è possibile notare nella fig. 1.4.

Lo studio dell'effetto GZK richiede la costruzione di rivelatori su grosse superfici, data l'entità del flusso di RC a quelle energie. L'esperimento AUGER (vedi par. 2.3.4), attualmente in costruzione, ha come obiettivo proprio la misura di RC con $E \simeq 10^{17} eV$.

1.6 Meccanismi di accelerazione

Una delle questioni più interessanti nello studio dei raggi cosmici, riguarda i processi che possono accelerare le particelle ad energie estremamente elevate. Bisogna cercare dei meccanismi di accelerazione che permettano di ottenere:

- un andamento a legge di potenza dello spettro energetico
- energie fino $10^{20} eV$
- composizione chimica per i raggi cosmici simile a quella delle supernovae (almeno a basse energie)

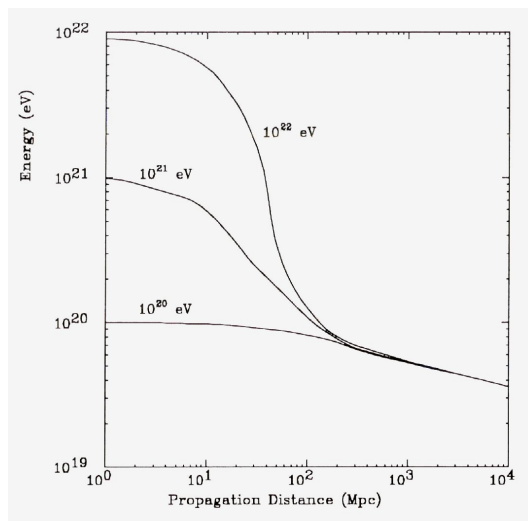


Figura 1.4: *Energia del protone in funzione della distanza percorsa, in seguito all'interazione con i fotoni della CMB, per valori differenti dell'energia iniziale. I raggi cosmici di energia superiore a $\sim 10^{20}$ eV sono osservabili solo se la distanza percorsa è inferiore a ~ 100 Mpc*

Le particelle cariche possono essere accelerate tramite processi elettromagnetici, in particolare da campi elettrici indotti da campi magnetici variabili. Per raggiungere tale grado di accelerazione, è necessario avere un trasferimento di energia da corpi macroscopici in movimento a particelle singole, come può avvenire con turbolenze o *shock waves* nei plasmi.

1.6.1 Meccanismo di Fermi

Il meccanismo più accreditato è quello che Fermi propose nel 1949 [5], secondo il quale le particelle acquistano energia gradualmente a seguito dell'interazione con un plasma magnetizzato in movimento [6]. Ogni particella in moto attraverso il plasma magnetizzato, incrementa la propria energia dopo ogni urto di una quantità proporzionale alla propria energia iniziale E_0 . Quindi il guadagno energetico sarà $\Delta E = E_0 \xi$. Dopo n collisioni, l'energia

della particella sarà pari a

$$E_n = E_0 \cdot (1 + \xi)^n \quad (1.5)$$

Detta inoltre P_{esc} la probabilità di fuga dal sistema che la particella ha ad ogni ciclo, la probabilità di fuga dopo n cicli di accelerazione sarà data da $(1 - P_{esc})^n$. Si avrà quindi:

$$P_n = (1 - P_{esc})^n P_{esc} \quad (1.6)$$

Indicando con N_0 il numero di particelle inizialmente presenti nella regione di accelerazione, il numero di particelle N_n che fuoriesce dalla regione con energia E_n (quindi dopo n urti) è pari a

$$N_n = N_0 P_n = N_0 P_{esc} (1 - P_{esc})^n \quad (1.7)$$

Mediante l'utilizzo di (1.5), (1.7) può essere riscritta come

$$N_n = N_0 P_{esc} \left(\frac{E_n}{E_0} \right)^{\frac{\ln(1-P_{esc})}{\ln(1+\xi)}} \quad (1.8)$$

Poniamo $\gamma = 1 - \frac{\ln(1-P_{esc})}{\ln(1+\xi)}$ che nel limite per $P_{esc} \ll 1$ e $\xi \ll 1$ diventa $\gamma \sim 1 + \frac{P_{esc}}{\xi}$. Grazie alla (1.8) si ricava facilmente lo spettro dell'energia

$$\frac{\Delta N}{\Delta E} \simeq \frac{N_n}{E_{n+1} - E_n} = \frac{N_n}{E_n \xi} \propto E_n^{-\gamma} \quad (1.9)$$

$$\Rightarrow \frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (1.10)$$

La (1.10) riesce a riprodurre l'andamento osservato sperimentalmente per i raggi cosmici. Considerando il tempo caratteristico di un ciclo di accelerazione (T_{ciclo}), si ottiene che l'energia massima se la particella fuoriesce dalla regione di accelerazione dopo un tempo T_{esc} è:

$$E_{n_{max}} = E_0 \cdot (1 + \xi)^{\frac{T_{esc}}{T_{ciclo}}} \quad (1.11)$$

1.6.2 Fermi I

Nella prima versione del meccanismo di accelerazione di Fermi [6], le regioni considerate come possibili siti di accelerazione sono nubi di gas magnetizzato. Una particella con energia E_1 rispetto al sistema di riferimento di laboratorio entra in una disuniformità del campo magnetico con un angolo θ_1 rispetto alla direzione di moto relativo particella-nube, all'interno della quale subisce una serie di deflessioni. Nel sistema di riferimento solidale con la nuvola magnetizzata, l'energia della particella è:

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (1.12)$$

con $v = \beta c$ velocità della nube e γ il suo fattore di Lorentz. I processi di scattering all'interno della nuvola sono elastici, quindi l'energia di uscita della particella dalla nube magnetizzata dovrà essere uguale a quella di entrata ($E'_1 = E'_2$). Nel sistema di laboratorio avremo quindi:

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta'_2) \quad (1.13)$$

con θ'_2 angolo di uscita dalla nuvola nel sistema ad essa solidale. Nell'ipotesi $\beta \ll 1$ e integrando sull'angolo θ , si ottiene che nel sistema di riferimento di laboratorio il guadagno energetico della particella è:

$$\frac{\Delta E}{E} \simeq \frac{4}{3} \beta^2 \quad (1.14)$$

dove $\Delta E = E_2 - E_1$

Poichè tipicamente $\beta \sim 10^{-2}$, l'incremento medio di energia è piccolo e ciò rende il meccanismo di Fermi I poco efficiente. Sostituendo i valori tipici per il tempo di fuga della galassia e per β e T_{ciclo} si ottiene $\gamma \sim 30$ che è molto maggiore del valore atteso sperimentalmente.

1.6.3 Fermi II

Detto anche *meccanismo del primo ordine* [7], nel modello Fermi II, l'accelerazione delle particelle avviene in corrispondenza dei fronti d'onda

d'urto (ad esempio quelli generati in esplosioni di supernovae) in moto nel mezzo interstellare con velocità supersonica.

A differenza del meccanismo di Fermi I, in questo caso il guadagno medio di energia dipende linearmente dal β del fronte d'onda. In questo caso si ha che

$$\frac{\Delta E}{E} \simeq \frac{4}{3}\beta \quad (1.15)$$

e si ottiene $\gamma \simeq 2$, compatibile con quello misurato sperimentalmente. Da notare che questo modello è comunque semplificato e non tiene conto della perdita di energia sia nella sorgente che durante la propagazione. Come già accennato, poichè la sorgente ha un tempo di vita limitato, esiste un'energia massima raggiungibile dalle particelle. L'onda prodotta dall'esplosione di una supernova nel mezzo interstellare è in grado di spiegare l'accelerazione dei raggi cosmici fino ad energie di $10^{14}eV$ [6].

Occorrono sistemi diversi, come nuclei galattici attivi, per spiegare l'accelerazione ad energie molto più elevate (vedi fig. 1.3).

Ulteriori modelli (detti Top-Down) attualmente oggetto di studio, ipotizzano che la produzione avvenga con processi esotici come ad esempio decadimento di particelle supermassive [11].

Capitolo 2

Osservazione di raggi cosmici ad altissime energie

2.1 Extensive Air Shower

La rivelazione dei raggi cosmici di altissima energia al di sopra dei $10^{14} - 10^{15} \text{eV}$, deve essere condotta necessariamente in maniera indiretta a causa del flusso molto basso nella regione sopra il ginocchio. L'osservazione dei raggi cosmici sfrutta, in questo intervallo di energie, lo sviluppo di sciame di particelle secondarie (Extensive Air Shower) in atmosfera. Gli Extensive Air Shower (EAS), osservati per la prima volta da Pierre Auger nel 1938 [8], sono sciame di particelle prodotti dall'interazione della particella cosmica primaria di alta energia con i nuclei dell'atmosfera. Le particelle prodotte da queste interazioni sono detti raggi cosmici secondari e possono a loro volta interagire o decadere, determinando così la moltiplicazione del numero di particelle all'interno di uno sciame [20]. In particolare, nella prima interazione, si genera un certo numero di particelle secondarie. In prima approssimazione, dal decadimento dei pioni neutri, si sviluppano sciame elettromagnetici mentre dai pioni carichi si producono muoni e neutrini (dai decadimenti) o altri adroni; i neutrini sono difficilmente rivelabili a causa delle sezioni d'urto molto piccole. E' importante notare che durante lo sviluppo

dello sciame esiste una competizione tra decadimento e interazione di pioni carichi, che dipende dall'energia dei pioni e dalla densità locale dell'aria [9]. Uno sciame è quindi costituito da 3 componenti tradizionalmente indicate come:

- Elettromagnetica ($e^\pm, \gamma$)
- Muonica ($\mu^\pm$)
- Adronica

Ad esempio, un protone di energia $10^{15}eV$, produce a terra uno sciame di circa 10^6 particelle secondarie, di cui circa l'80% sono fotoni, il 18% elettroni, l'1.7% muoni e lo 0.3% adroni. La direzione di arrivo del primario definisce l'asse dello sciame e il punto di intersezione di quest'asse con il suolo è detto *core*. La densità di particelle a terra in funzione della distanza dall'asse dello sciame è detta *funzione di distribuzione laterale*, mentre lo *sviluppo longitudinale dello sciame* fornisce informazioni sul numero di particelle prodotte in funzione della profondità di atmosfera attraversata lungo la direzione dell'asse dello sciame.

Profilo longitudinale

Se si considera soltanto la componente elettromagnetica di uno sciame, i processi fondamentali che la descrivono sono la produzione di coppie per i fotoni e la radiazione di bremsstrahlung per gli elettroni. Nel processo di produzione di coppie, un fotone che interagisce con un nucleo, produce una coppia e^+e^- . Il secondo processo alla base dello sviluppo di uno sciame elettromagnetico è l'emissione di radiazione, detta di Bremsstrahlung, quando l'elettrone (o positrone) passa nel campo elettromagnetico di un nucleo. Esiste un modello semplificato sviluppato da Heitler (1944) che descrive lo sviluppo di uno sciame elettromagnetico. In tale modello (fig. 2.1),

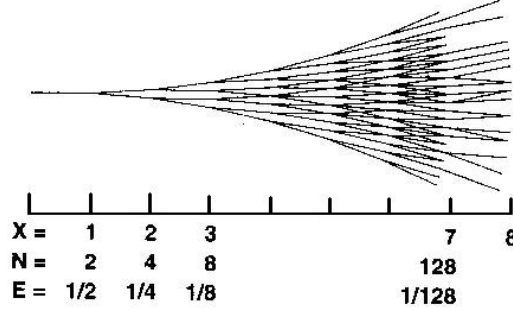


Figura 2.1: *Schema dello sviluppo longitudinale di uno sciame elettromagnetico nel modello di Heitler*

si suppone che il libero cammino medio X_0 per il processo di bremsstrahlung e di produzione di coppie, sia uguale per entrambi i processi¹. Se lo sciame è innescato da un fotone di energia E_0 , dopo una lunghezza di radiazione X_0 produce un elettrone ed un positrone ognuno dei quali con energia $\frac{E_0}{2}$. L' e^- dopo un'altra lunghezza di interazione può produrre fotoni di bremsstrahlung. Quindi dopo $2X_0$ lo sciame è costituito da 4 particelle ognuna con energia $\frac{E_0}{4}$. Generalizzando dunque, dopo N steps si hanno 2^N particelle di energia $\frac{E_0}{2^N}$. La cascata procede fino a quando l'energia di ogni particella non raggiunge un valore critico E_c al di sotto del quale i due processi di produzione di coppie e radiazione di Bremsstrahlung non avvengono più. La profondità a cui si ha il massimo sviluppo dello sciame è detta X_{max} . Ad una determinata profondità $X < X_{max}$, il numero di passi compiuti sarà $N = X/X_0$ e il numero di particelle presenti a questo stadio sarà $N(X) = 2^{\frac{X}{X_0}}$. Ognuna delle particelle prodotte avrà un'energia

$$E(X) = \frac{E_0}{N(X)} \quad (2.1)$$

Quando lo sciame avrà raggiunto il suo massimo sviluppo, il numero di particelle sarà:

¹Ciò è vero in prima approssimazione, nell'intervallo di energia considerato

$$N_{max} = N(X_{max}) = \frac{E_0}{E_c} \quad (2.2)$$

e la profondità alla quale questo avviene, si ottiene utilizzando la (2.2) nella (2.1), ricavando così

$$X_{max} = X_0 \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2} \quad (2.3)$$

La descrizione dello sviluppo della cascata adronica risulta più complicata a causa della maggiore complessità dei processi di interazione adronica e della possibilità di decadimento; le relazioni (2.2) e (2.3) valgono soltanto approssimativamente [6].

Nell'approssimazione del modello appena descritto, si ottiene quindi che:

N_{max} è proporzionale all'energia del primario

X_{max} è proporzionale al logaritmo dell'energia primaria.

Inoltre il valore della sezione d'urto di interazione tra il raggio cosmico primario ed un nucleo dell'atmosfera determina, di conseguenza, anche il valore di X_{max} . Quindi, misurando X_{max} , si hanno informazioni sul tipo di primario che ha innescato lo sciame, visto che la sezione d'urto è diversa per i vari tipi di nuclei incidenti.

Riassumendo: l'osservazione di X_{max} o di quantità ad esso correlate, fornisce informazioni sul tipo di particella primaria, mentre la conoscenza di N_{max} fornisce informazioni sull'energia del primario.

Distribuzione laterale

La densità delle particelle ad una certa distanza dal *core* (punto d'impatto dell'asse dello sciame a terra) è parametrizzata dalla funzione di distribuzione laterale.

La distribuzione laterale $\rho(r)$ delle particelle cariche di uno sciame, si può ottenere a partire dalla parametrizzazione proposta da Nishimura, Kamata e Greisen, che permette di darne una soluzione approssimata. L'osservazione

della distribuzione laterale permette di ottenere ulteriori informazioni su energie e tipo di raggio cosmico primario.

2.2 Tecniche di rivelazione

Dato il basso flusso di raggi cosmici ad alte energie, gli esperimenti richiedono apparati molto estesi e osservazioni indirette di RC. Le proprietà del primario devono essere ricavate dall'analisi delle caratteristiche dello sciame. Tratteremo di seguito le tecniche di rivelazione maggiormente usate.

Array di rivelatori a terra

L'uso di rivelatori di superficie (SD) è la prima e più comune tecnica usata in questo campo. L'idea è quella di determinare la funzione approssimata di distribuzione laterale di un EAS, campionando il fronte dello sciame [21] mediante array di rivelatori di superficie (ad es: scintillatori o rivelatori Cherenkov ad acqua). Poichè tali rivelatori osservano le particelle dello sciame da cui sono investiti, la condizione ideale sarebbe quella in cui il rivelatore è posto in prossimità della posizione del massimo dello sciame. La ricostruzione di un EAS con questa tecnica si articola in tre fasi:

- una prima determinazione del core dello sciame in base alla posizione dei rivelatori e al segnale registrato dal tank investito dallo sciame
- determinazione dell'angolo di zenith in base alle differenze di tempi tra i contatori
- determinazione della distribuzione laterale dell'EAS $\rho(r)$ in base alle ampiezze degli impulsi, convertite nel numero di particelle equivalenti

I rivelatori di superficie possono lavorare in qualunque condizione esterna ed hanno un duty cycle del 100%. Per eliminare il rumore di fondo, si definisce un trigger richiedendo la presenza di un segnale in diverse stazioni vicine ed

entro un intervallo di tempo Δt compatibile con i tempi di arrivo di uno sciame.

Rivelatori della luce di fluorescenza

Le molecole di azoto dell'atmosfera, eccitate dalle particelle dello sciame, si diseccitano emettendo luce di fluorescenza con lunghezza d'onda nell'intervallo tra 300-400 nm. Tale luce è emessa isotropicamente e, per RC primari con $E \geq 10^{17} \text{ eV}$, il numero di fotoni prodotto è sufficientemente alto da consentire l'osservazione di sciame anche molto distanti. I rivelatori di fluorescenza (FD) sono quindi in grado di osservare lo sviluppo longitudinale dello sciame e di risalire all'energia della particella primaria in modo calorimetrico. Le misure di luce di fluorescenza devono essere effettuate in condizioni atmosferiche molto buone e con un fondo luminoso molto basso. Ciò è fondamentale in fase di scelta del sito più adatto per l'installazione del detector. E' necessario conoscere dettagliatamente le condizioni atmosferiche e i parametri d'assorbimento di fotoni. E' importante inoltre lavorare in condizioni di cielo limpido e notti senza luna. Ciò determina il basso duty cycle di tali rivelatori. In generale, un rivelatore di fluorescenza è costituito da un raccoglitore di luce (lenti, specchi), da un array di fotomoltiplicatori e da filtri ottici.

Vedremo nel par. 2.3 alcuni esperimenti che sfruttano una tecnica ibrida di osservazione mediante l'uso contemporaneo di rivelatori di superficie e di fluorescenza (fig. 2.2). Ogni FD è costituito da tubi fotomoltiplicatori (PMT): esaminando la posizione dei PMTs che registrano un segnale sopra il trigger stabilito, si ricostruisce il piano che contiene l'asse dello sciame e il rivelatore FD (Shower Detector Plane). Si sfruttano quindi le informazioni temporali sui segnali registrati da FD e dalla stazione SD con il segnale più alto per ricostruire l'asse e il core dello sciame.

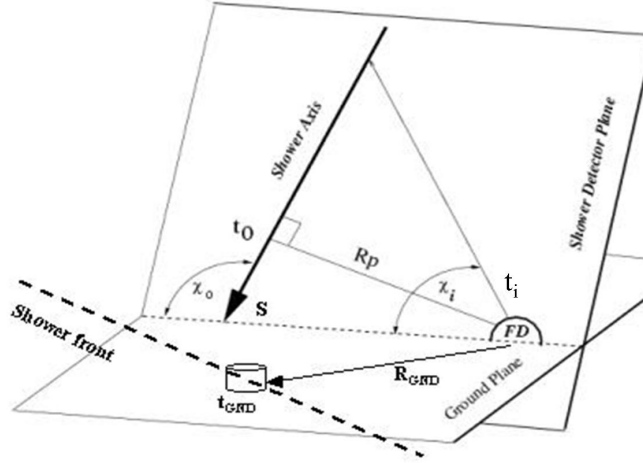


Figura 2.2: Ricostruzione della geometria di un evento con tecnica ibrida FD-SD. L'asse dello sciame è determinato all'interno dello SDP (Shower Detector Plane) usando i tempi di arrivo del segnale nel rivelatore FD e nelle stazioni di superficie

Rivelatori a luce Cherenkov e Rivelazione con onde radio

Quando una particella si muove in un mezzo trasparente con velocità superiore a quella della luce nello stesso mezzo, emette luce Cherenkov (radiazione direzionale il cui angolo di emissione dipende dalla velocità della particella e dall'indice di rifrazione del mezzo). Il numero di fotoni Cherenkov prodotti da uno sciame in atmosfera è alto e la direzionalità della radiazione consente l'osservazione degli sciami usando dei telescopi. Lo svantaggio di tale tecnica di osservazione è però legato al duty cycle molto basso ed al fatto che un evento può essere osservato soltanto se lo sciame arriva nel campo di vista del telescopio.

Un'altra tecnica d'osservazione di raggi cosmici di alta energia sfrutta l'emissione di onde radio durante lo sviluppo di uno sciame atmosferico: per rivelarle si possono usare singole antenne, oppure sistemi di antenne interfacciati con un computer. Tale tecnica è ancora in una fase di messa a punto e può comunque essere utilizzata solo ad energie estremamente elevate.

2.3 Risultati sperimentali

Nei paragrafi precedenti state introdotte le principali tecniche di osservazione dei raggi cosmici di altissima energia descrivendo in particolare la misura con array di rivelatori di superficie e con telescopi di luce di fluorescenza. In questo paragrafo saranno descritti alcuni esperimenti di particolare interesse che utilizzano queste tecniche di misura e ne saranno presentati i risultati più significativi.

2.3.1 Yakutsk

Yakutsk era un esperimento ground based localizzato a 50 km dall'omonima cittadina russa, nella valle del fiume Lena. Entrato in funzione nel 1972, durante i suoi 30 anni di attività è stato più volte riconfigurato raggiungendo la massima copertura (17km^2) nel 1990. L'esperimento, conclusosi nel 1992, constava di 58 rivelatori ground-based, 6 scintillatori sotterranei per misurare le particelle cariche (elettroni e muoni) e 48 rivelatori di luce Cherenkov.

I rivelatori erano disposti su una griglia triangolare di lato 1000m e la parte centrale dell'esperimento presentava una copertura più densa (500m) (vedi fig. 2.3).

Questa disposizione consentiva la definizione di 2 schemi di trigger e di estendere l'intervallo di energie osservabili dall'apparato. In particolare il trigger definito sulla base dei rivelatori più esterni (trigger-1000) era sensibile a sciame con energia sopra i 10^{18}eV , mentre quello formato dai rivelatori centrali più densi (trigger-500) consentiva l'osservazione di raggi cosmici con energia di soglia di circa 10^{17}eV [12].

L'evento più energetico che Yakutsk è stato in grado di osservare, è di circa $1.20 \cdot 10^{20}\text{eV}$.

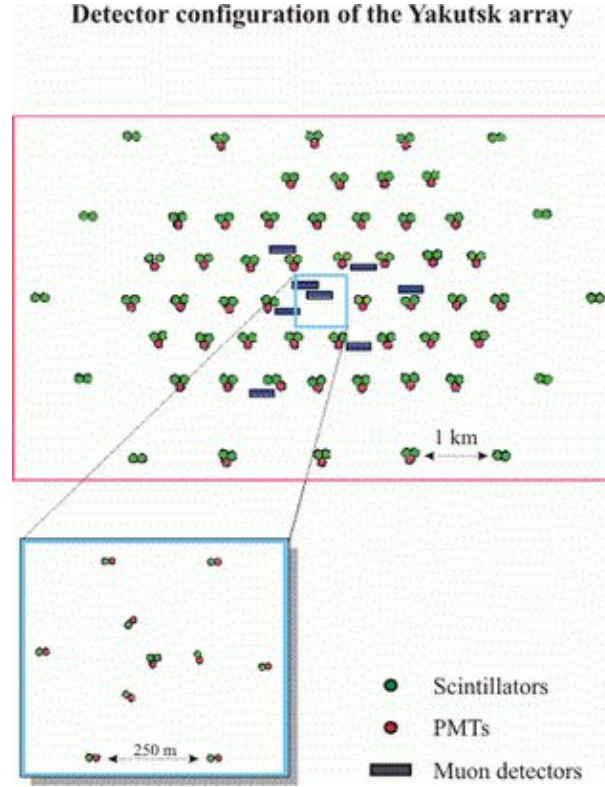


Figura 2.3: *Disposizione dei rivelatori di Yakutsk*

2.3.2 AGASA

Altro esempio di esperimento ground based è AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) presso Akeno (100 km ad ovest di Tokyo) ed è stato operativo per 24 anni, dal 1990 fino al 2004. Su una superficie di circa 100km^2 , sorgevano 111 rivelatori di superficie e 27 rivelatori muonici schermati. Ogni rivelatore di superficie distava circa 1km dal vicino e i rivelatori erano connessi sequenzialmente con fibre ottiche. L'energia di soglia per i rivelatori muonici era pari a 0.5GeV . Tale esperimento ha registrato 11 eventi sopra i 10^{20}eV contro gli 1.9 attesi dal modello GZK. L'evento più energetico registrato (nel Dicembre del 1993) è stato di $\sim 2 \cdot 10^{20}\text{eV}$.

L'osservazione di maggior interesse è stata la rivelazione di raggi cosmici oltre l'energia di cutoff GZK come evidenziato in fig. 2.4 [13]. Tale

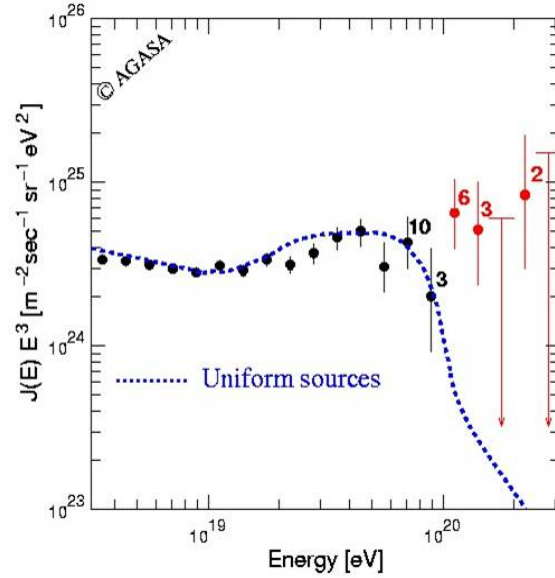


Figura 2.4: *Spettro differenziale osservato da Agasa. La curva rappresenta il flusso atteso per un modello GZK con una distribuzione uniforme delle sorgenti.*

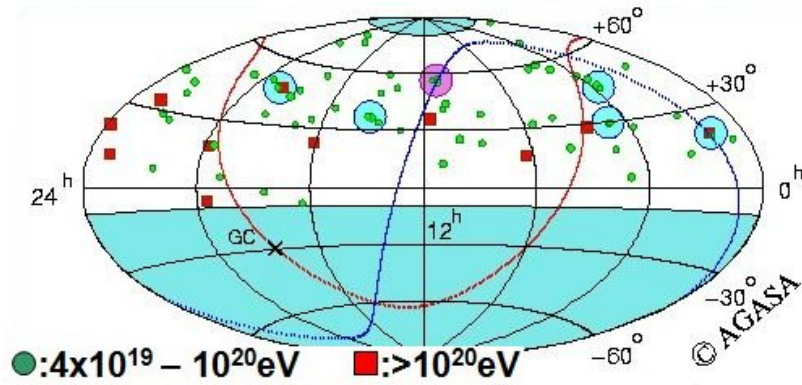


Figura 2.5: *Direzioni di arrivo di 67 eventi osservati da AGASA sopra i $4 \cdot 10^{19} \text{eV}$. Su una scala angolare di 2.5° ad energie superiori a $4 \cdot 10^{19} \text{eV}$ ottengo 5 doppietti (due eventi coincidenti cerchiati in verde) e 1 tripletto (cerchiato in viola) contro i 2.0 doppietti attesi*

caratteristica non muta se si tiene conto del massimo errore sistematico sulla scala delle energie. Entro i 100 Mpc non si è trovato alcun oggetto astronomico (Nuclei Galattici Attivi, radio galassie e lampi di raggi gamma) che possa costituire una plausibile sorgente per gli eventi super-GZK [15]. Il decadimento di particelle super-massive nell'alone galattico è una delle ipotesi avanzate per giustificare tali eventi [14].

Su larga scala è stata inoltre confermata l'isotropia dei RC ma si evidenzia l'anisotropia su piccola scala (fig. 2.5).

2.3.3 HiRes

Nel deserto occidentale dello Utah, sono presenti due siti distinti a distanza di 12.6km costituiti da unità telescopiche che rivelano la luce di fluorescenza emessa dalle molecole di azoto eccitate da particelle cariche dello sciame di raggi cosmici. HiRes-1 è composto da 22 specchi ed è operativo dal Giugno del 1997. HiRes-2 comprende 42 specchi ed è operativo dal Dicembre 1999. Tutti i 64 specchi di HiRes impiegano la stessa struttura ottica. La luce di fluorescenza di raggi cosmici distanti è raccolta usando uno specchio sferico su un array di 16×16 fototubi (fig. 2.6).

I fototubi rivelano il segnale attraverso un filtro UV che filtra la luce sotto i 300 nm e sopra i 400 nm [16].

Il range energetico di Hi-Res Mono è tra i 10^{17}eV e i 10^{20}eV , mentre Hi-Res Stereo copre un intervallo energetico che va dai 10^{18}eV ai 10^{20}eV . In Hi-res mono sono stati osservati due eventi sopra i 10^{20}eV [18]. A differenza di AGASA, HiRes osserva il cutoff GZK alle altissime energie.

La ricostruzione stereo, conferma il cutoff GZK a $10^{19.8}\text{eV}$ e osserva la caviglia a $10^{18.5}\text{eV}$ (fig. 2.7) [16].

Il flusso osservato da HiRes è circa il 30%-50% inferiore rispetto a quello misurato da AGASA (fig. 2.8).

Anche tenendo conto dell'incertezza sulle energie (del 18% per Agasa e del 20% per HiRes) rimane il disaccordo tra i due esperimenti per energie



Figura 2.6: *Array di fototubi dell'esperimento HiRes*

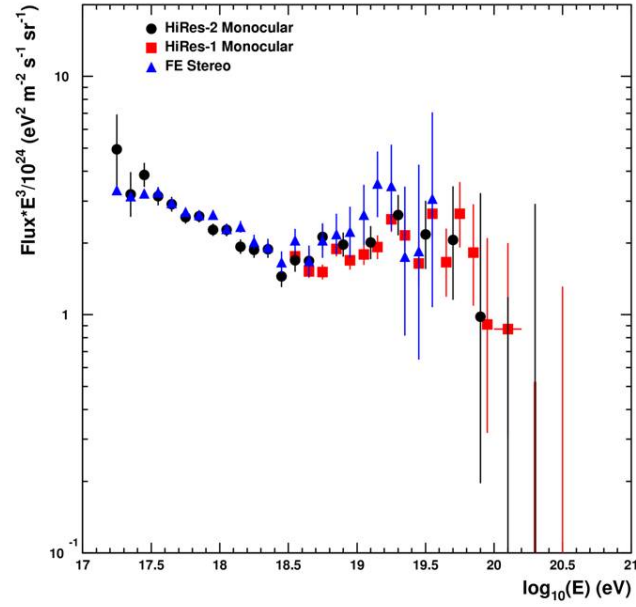


Figura 2.7: *Spettro stereo sovrapposto allo spettro monoculare*

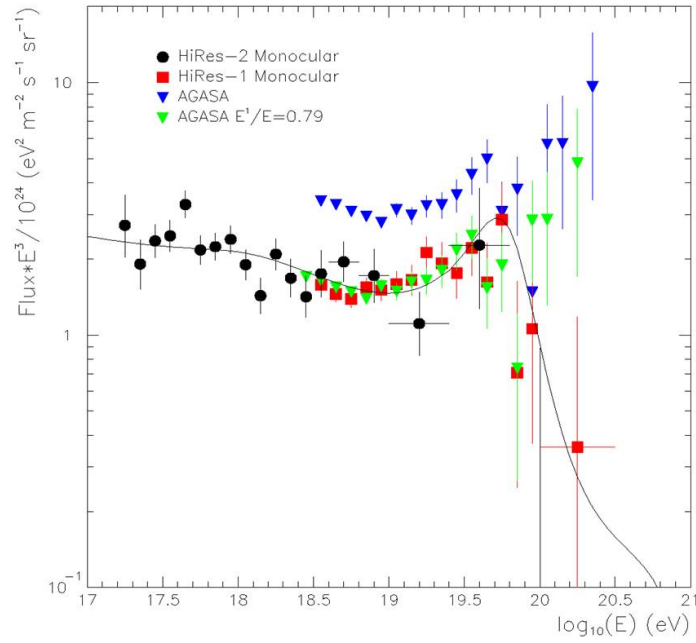


Figura 2.8: Confronto tra lo spettro misurato da Agasa ed HiRes moltiplicato per E^3 . I due spettri presentano uno shift sistematico del 20-30% ed è evidente il disaccordo nella regione in cui sarebbe atteso il cutoff GZK

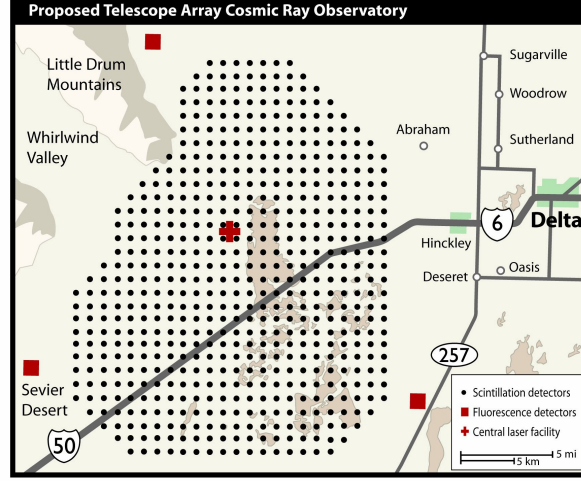


Figura 2.9: *Disposizione dei rivelatori di Telescope Array. I quadrati in rosso indicano i rivelatori di fluorescenza, i punti in nero i 576 rivelatori di superficie. Il centro operativo è vicino alla città di Delta*

superiori ai 10^{20}eV , che potrebbe essere dovuto a fluttuazioni statistiche o ad errori sistematici [17].

Telescope Array è attualmente in progetto come upgrade di HiRes. Utilizzerà un metodo di rivelazione ibrida dei raggi cosmici impiegando una combinazione di array di superficie e tecniche di fluorescenza. Una volta completato, saranno presenti 3 siti di fluorescenza (TA-1, TA-2, TA-3) e un array di superficie, composto da 576 rivelatori (fig. 2.9).

Per osservare energie tra $3 \cdot 10^{16} \text{eV}$ e 10^{19}eV , è stato approntato Telescope Array Low Energy (TALE), composto da due siti di fluorescenza addizionali (TALE-1, TALE-2), distanti circa 5km [19]. Per ottenere risultati che permettano di confermare o meno il super-GZK è necessaria un'esposizione confrontabile con AGASA ($1.62 \cdot 10^3 \text{km}^2 \text{sryr}$), quindi si dovrà attendere alcuni anni di presa dati.

2.3.4 Auger

Nell'Argentina Occidentale, presso Malargue (provincia di Mendoza) si trova l'osservatorio Pierre Auger. L'esperimento utilizza un metodo ibrido per l'osservazione dei raggi cosmici con energia superiore a 10^{17}eV , sfruttando l'osservazione contemporanea degli sciami con un array di superficie e con un rivelatore di luce di fluorescenza. Ciò consente di combinare le informazioni provenienti dai due rivelatori al fine di migliorare le ricostruzioni degli eventi.

L'esperimento è costituito da un array di superficie che sfrutta l'interazione delle particelle altamente energetiche con l'acqua e da un rivelatore di luce di fluorescenza. Il primo metodo di rivelazione (Surface Detector SD), può contare su oltre 1.600 tank (fig. 2.10) riempiti d'acqua e separati l'uno dall'altro da 1.5km . Particelle energetiche viaggiano nell'acqua a velocità superiori a quella della luce, producendo luce Cerenkov che può essere osservata dai tubi fotomoltiplicatori montati nei tank. Extensive air showers, possono causare eventi simultanei in più di un apparato rivelatore. Si può così ricavare l'energia del primario, analizzando parametri quali la distribuzione laterale delle particelle al suolo. Le particelle cariche, interagendo in aria con azoto, determinano l'emissione di luce ultravioletta registrata dai rivelatori di fluorescenza. A tale scopo sono presenti 4 rivelatori a luce di fluorescenza (FD) disposti al bordo dell'area dedicata ai SD (vedi fig. 2.11).

Vicino ad ogni FD, è presente un edificio per il sistema LIDAR, che si occupa di monitorare le condizioni atmosferiche durante i periodi di presa dati, studiando al contempo i fattori di attenuazione della luce di fluorescenza nel caso di eventi ibridi. I rivelatori FD, sono in grado di determinare l'energia totale di uno sciame cosmico. I rivelatori di fluorescenza operano solo nelle notti senza luna, nuvole e nebbia (quindi con un duty cycle del 10%), mentre i rivelatori di superficie hanno un duty cycle del 100%. Tuttavia tali rivelatori hanno il vantaggio di misurare direttamente lo sviluppo longitudinale dello sciame e sono indipendenti dal modello di interazione adottato. Il progetto in realtà prevede anche la costruzione di un sito speculare a quello appena descritto, nell'emisfero nord, che attualmente è in preparazione (il sito scelto

CAPITOLO 2. OSSERVAZIONE DI RAGGI COSMICI AD ALTISSIME ENERGIE



Figura 2.10: Una delle stazioni Cherenkov che costituiscono l'array di superficie dell'esperimento Auger

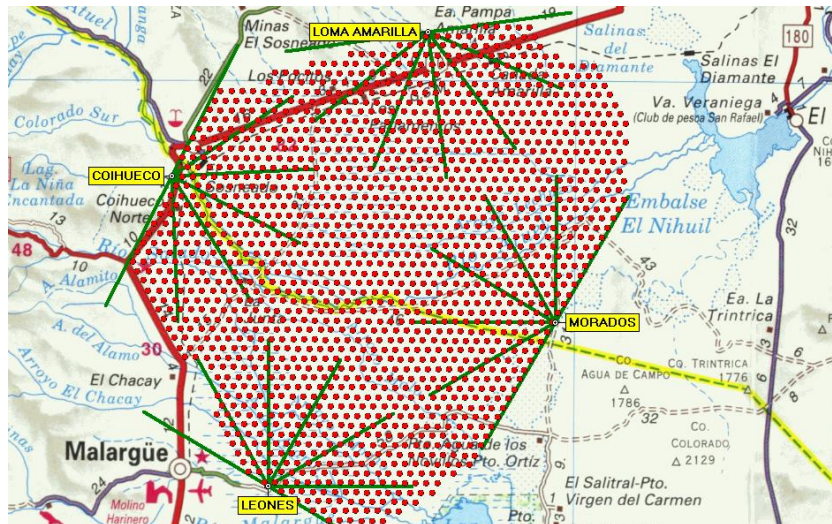


Figura 2.11: Disposizione dei 1600 tanks e dei 4 rivelatori di fluorescenza di Auger

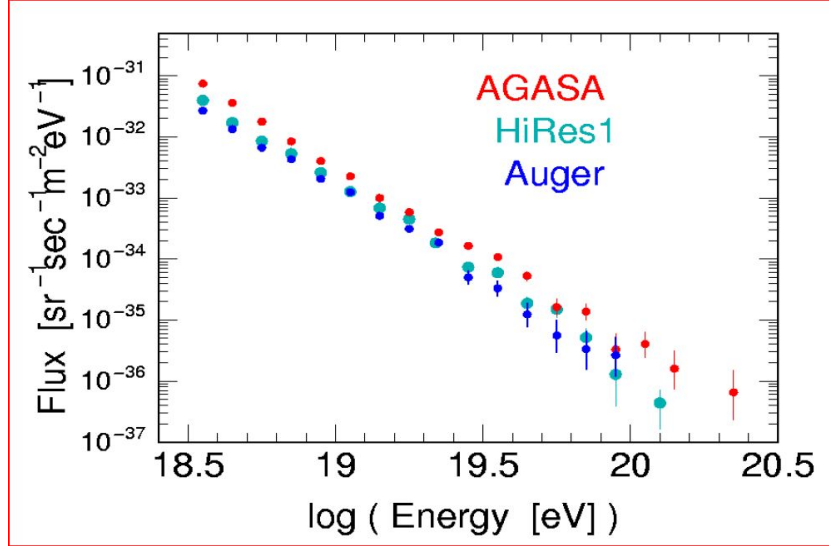


Figura 2.12: Confronto tra gli spettri energetici di Agasa, HiRes ed Auger

per la sua costruzione è in Colorado). Quello nell'emisfero sud è nella fase finale della sua costruzione e inizia a raccogliere dati.

La natura ibrida dell'esperimento permette di determinare lo spettro energetico del raggio cosmico primario senza una forte dipendenza dalle ipotesi sulla massa e sulle interazioni adroniche, in contrasto con ciò che è necessario fare in tutti i sistemi di rivelatori di superficie come AGASA. L'approccio di tale esperimento, prevede l'uso di un campione di eventi ibridi altamente selezionati per i quali l'energia possa essere accuratamente stimata, usando i rivelatori di fluorescenza. Allo stato attuale, sono 3525 gli eventi che soddisfano i criteri con energie superiori a $3 \cdot 10^{18} \text{ eV}$. L'evento più energetico che Auger è stato in grado di osservare fino adesso è a circa $9 \cdot 10^{19} \text{ eV}$ [10].

Capitolo 3

Analisi fenomenologica del flusso di UHECR

I processi fisici che avvengono durante la propagazione di RC extragalattici nel mezzo intergalattico sono responsabili di due strutture caratteristiche dello spettro osservato a terra: il cutoff GZK (vedi par. 1.5) e una variazione di flusso ad energie di $\sim 10^{19} \text{eV}$, evidenziata in fig. 3.3, detta *dip*. L'individuazione del cutoff GZK è resa difficile dal basso numero di eventi finora osservati alle energie estreme, per cui uno studio sulla transizione da raggi cosmici galattici (GCR) a extragalattici (EGCR) può essere condotto solo mediante l'analisi delle strutture tipiche osservate nello spettro.

In questo capitolo si discuterà la struttura del *dip* e saranno presentati due modelli particolarmente interessanti [22], confrontandoli con i dati sperimentali attualmente disponibili.

3.1 Struttura dello spettro energetico

Il dip, mostrato in figura 3.2 per diversi esperimenti, sarebbe determinato dal processo di fotoproduzione di coppie $p + \gamma_{CMB} \rightarrow p + e^+ + e^-$ e risulterebbe centrato ad energie di circa $8 \cdot 10^{18} \text{eV}$.

Per l'analisi del dip è conveniente introdurre un *fattore di modulazione*

[23], definito come il rapporto tra lo spettro $J_p(E)$ che tiene conto di tutte le perdite di energia (che avvengono durante la propagazione) e lo spettro non modificato $J_p^{unm}(E)$ dove sono considerate soltanto le perdite di energia adiabatiche.

$$\eta(E) = \frac{J_p(E)}{J_p^{unm}(E)} \quad (3.1)$$

Tale spettro, calcolato per una distribuzione uniforme di sorgenti e per un andamento spettrale di partenza (ossia alla sorgente) $\propto E^{-\gamma_g}$, è detto *spettro universale* ed è indipendente dal fatto che la propagazione sia rettilinea o avvenga in un campo magnetico. Poichè sia il numeratore che il denominatore di $\eta(E)$ dipendono dallo spettro $E^{-\gamma_g}$, il fattore di modulazione dipende debolmente da γ_g .

Tale risultato è dimostrato numericamente e in figura 3.1 è mostrato l'andamento del fattore di modulazione in funzione dell'energia per due differenti valori di γ_g . I due andamenti mostrano solo una debole dipendenza dall'indice spettrale.

Per definizione $\eta(E) \leq 1$ ma AGASA ed HiRes (fig. 3.2) mostrano che, per $E < 1 \cdot 10^{18} \text{eV}$, il fattore di modulazione supera tale limite e ciò suggerisce la presenza di un'altra componente a basse energie che molto probabilmente è data da raggi cosmici galattici. Questo è il primo segnale a favore della transizione dei raggi cosmici da extragalattici a galattici per $E_{cr} \approx 1 \cdot 10^{18} \text{eV}$.

In figura 3.3 sono mostrati gli spettri misurati da AGASA, HiRes e Yakutsk moltiplicati per un fattore E^3 . Il *dip* può essere sfruttato per “calibrare” l'energia dei rivelatori ed è possibile determinare un fattore moltiplicativo λ per ogni set di dati, in modo che la posizione del *dip* osservato dai vari esperimenti coincida. Si determina così $\lambda_{AGASA} = 0.9$, $\lambda_{HiRes} = 1.2$ e $\lambda_{Yakutsk} = 0.75$. Si osserva che usando la forma del *dip* per calibrare le energie, gli spettri misurati dai vari esperimenti mostrano un buon accordo tra loro, segno che le differenze osservate sono dovute a errori sistematici.

Lo studio appena esposto è stato condotto nell'ipotesi di spettro universale [23]. Si può mostrare che l'universalità dello spettro non cambia

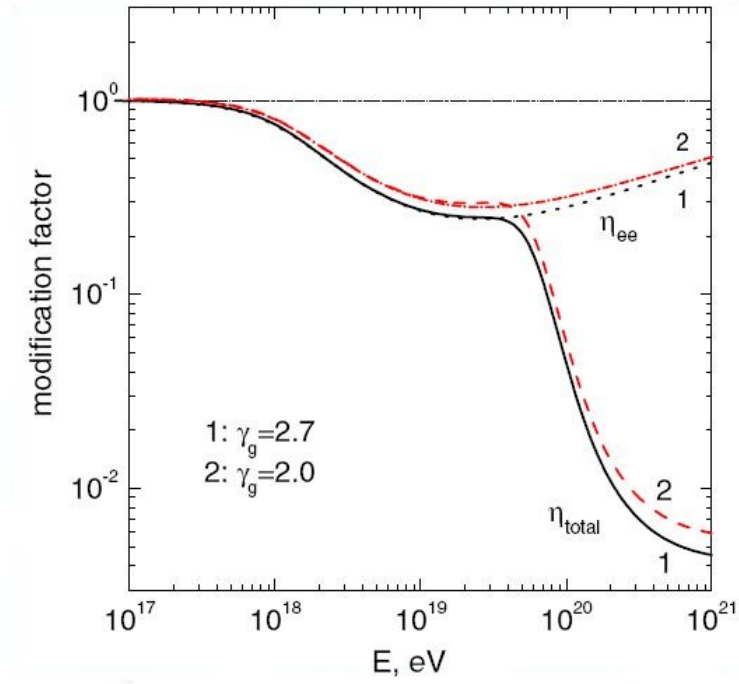


Figura 3.1: Grafico di η in funzione dell'energia per due differenti valori di γ_g . Come atteso, la differenza tra le curve per $\gamma_g = 2.7$ e $\gamma_g = 2.0$ è minima. $\eta = 1$ corrisponde al caso in cui si considerano esclusivamente le perdite di energia adiabatica. La curva η_{ee} rappresenta il fattore di modulazione per perdite di energia adiabatiche e dovute alla produzione di coppie. La curva η_{tot} invece tiene conto di tutte le perdite di energia [23].

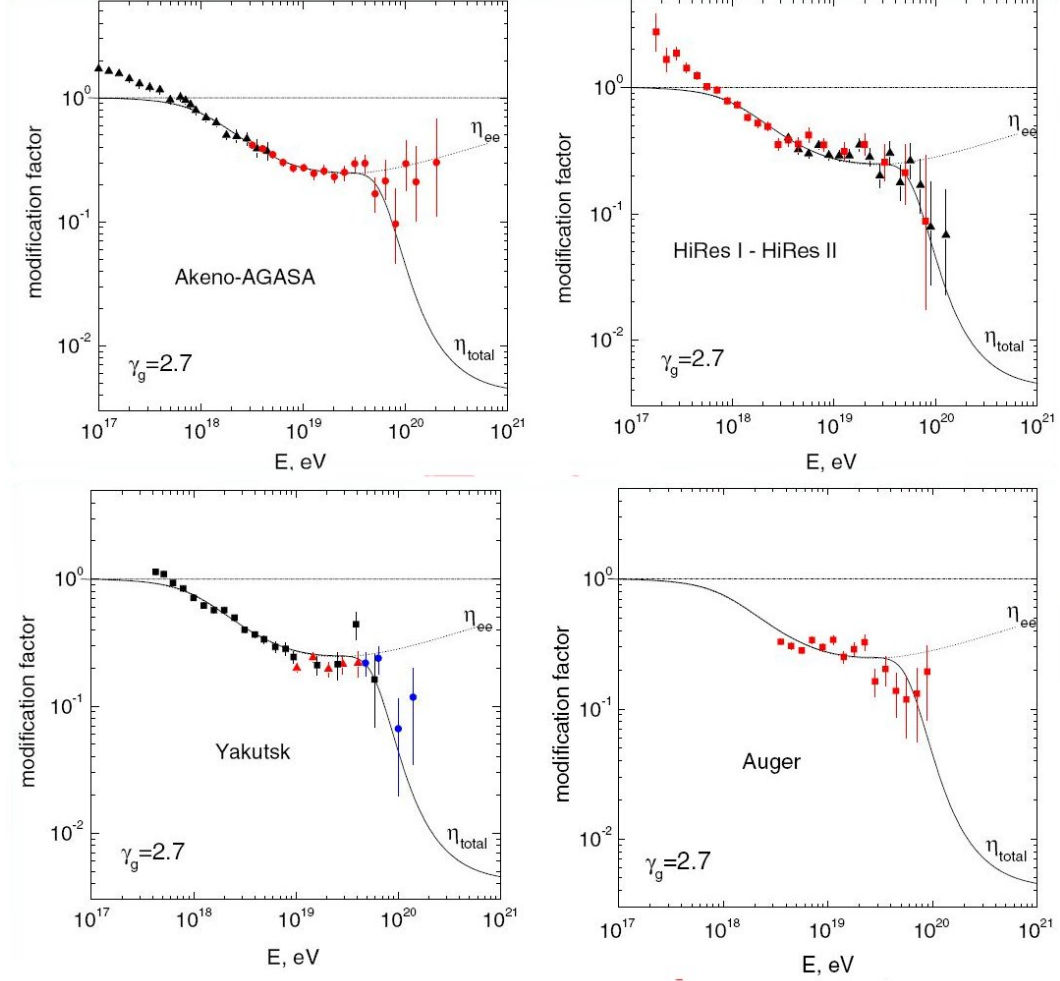


Figura 3.2: Confronto del fattore di modulazione calcolato per $\gamma_g = 2.7$ con i dati sperimentali di AGASA, HiRes, Yakutsk e Auger. Il dip è confermato dai dati per energie inferiori a $4 \cdot 10^{19}$ eV. Le differenze tra AGASA ed HiRes potrebbero essere spiegate tenendo conto del limitato numero di eventi ad energie superiori a $\sim 10^{20}$ eV e di una combinazione di errore statistico e sistematico

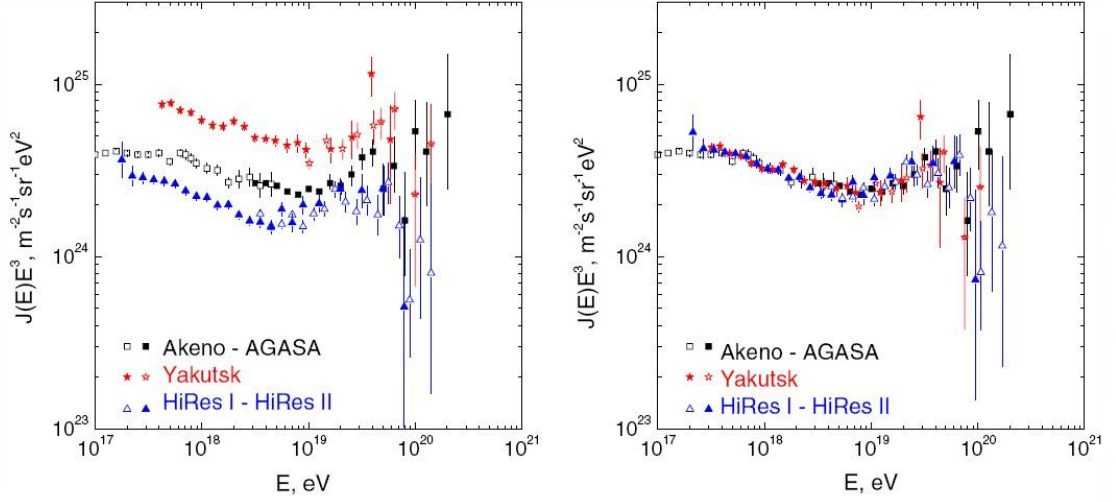


Figura 3.3: *Spettri di AGASA, HiRes e Yakutsk prima (a sinistra) e dopo (a destra) la calibrazione dell'energia che tiene conto del dip*

se si tiene conto di alcuni fenomeni che potrebbero modificarlo: esporremo nelle sezioni seguenti l'influenza che tali fenomeni hanno sul *dip*.

3.1.1 Dip ed evoluzione cosmologica delle sorgenti di UHECR

L'evoluzione cosmologica delle sorgenti di UHECR è descritta da almeno due parametri liberi addizionali [24] ed è legata all'aumento della luminosità o della densità delle sorgenti ed è calcolata in funzione del red-shift z per diverse tipologie di sorgenti. Le sorgenti più probabili di UHECR sono i Nuclei Galattici Attivi [25] che mostrano un'evoluzione nelle bande del radio, dell'ottico e dei raggi-X. I raggi X sono probabilmente la traccia più importante dell'evoluzione di AGN: tale evoluzione può essere descritta da un fattore $(1+z)^m$ fino a $z_c \approx 1.2$ ed è saturata per valori superiori di z . Il parametro m dipende invece dal modello usato per descrivere l'evoluzione che è permessa per $m = 2.7$ oppure per $m = 4.2$ a seconda che l'evoluzione sia relativa solo alla luminosità o solo alla densità. Il caso con $m = 0$ rappresenta

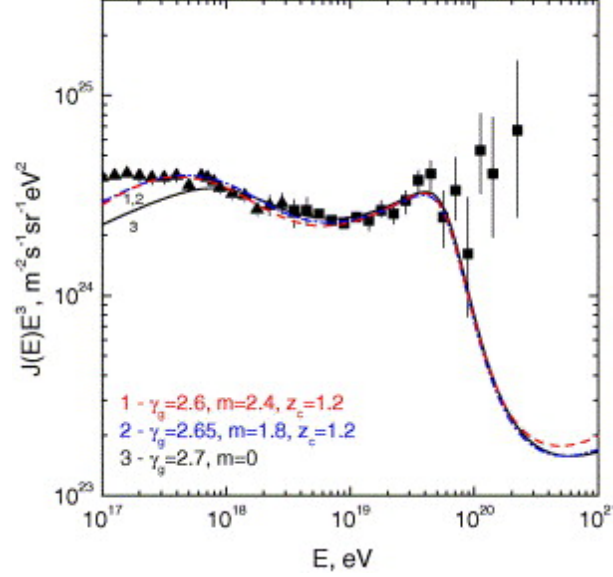


Figura 3.4: *Calcolo del dip per modelli che prevedono evoluzione cosmologica. I parametri di evoluzione utilizzati nelle curve 1 e 2 sono legati a quelli osservati per AGN. La curva 3 rappresenta lo spettro universale con $m=0$*

la situazione in cui non si sia avuta evoluzione. In figura 3.4 è mostrato lo spettro calcolato usando diversi valori di m e il fit dei dati nella regione del *dip* resta buono indipendentemente dal modello di evoluzione scelto e non cambia rispetto al caso in cui non sia prevista un'evoluzione cosmologica ($m=0$).

3.1.2 Separazione tra le sorgenti

Il modello di *spettro universale* è formalmente valido quando la distanza d tra le sorgenti è sufficientemente piccola. Anche in questo caso si può far vedere che modificare questa ipotesi, entro certi limiti, non cambia la forma del *dip*. Uno studio è stato condotto considerando la propagazione dei protoni in campi magnetici deboli e quindi con piccole deflessioni nella direzione di propagazione dei protoni e variando la distanza tra le sorgenti. In figura 3.5 sono mostrati gli spettri nel caso in cui la propagazione dei protoni nella

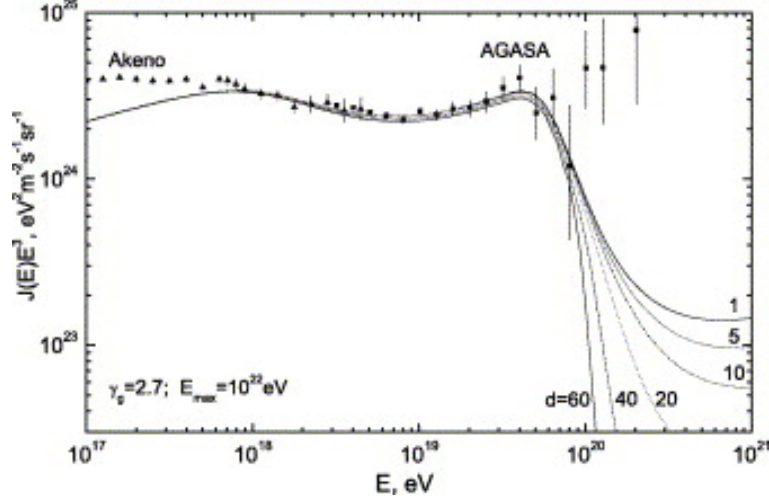


Figura 3.5: *Spettri di propagazione rettilinea per sorgenti discrete, localizzate ai vertici di un reticolo cubico a distanza variabile ($d = 60, 40, 20, 10, 5, 1 \text{ Mpc}$). Il dip rimane invariato, mentre si modifica il cut-off GZK*

regione del dip sia rettilinea e le sorgenti siano disposte su una griglia con distanze variabili tra 1 Mpc e 60 Mpc. Si osserva che la forma *dip* non viene sostanzialmente modificata dalla distribuzione delle sorgenti.

3.1.3 Composizione chimica

La presenza di nuclei più pesanti dei protoni nel flusso primario di UHECR può sostanzialmente modificare il *dip* previsto e l'accordo con i dati sperimentali mostrati (fig. 3.2). In figura 3.6 sono confrontati i fattori di modulazione di ferro, elio e protoni mentre la fig. 3.7 mostra l'andamento del fattore di modulazione nel caso di composizione mista dei raggi cosmici primari: si nota come la presenza di un 15-20% di nuclei peggiori l'accordo con i dati osservati.

Il fattore di modulazione per una composizione mista può essere espresso in termini di un parametro δ , detto di *mixing*, dato dal rapporto tra lo spettro

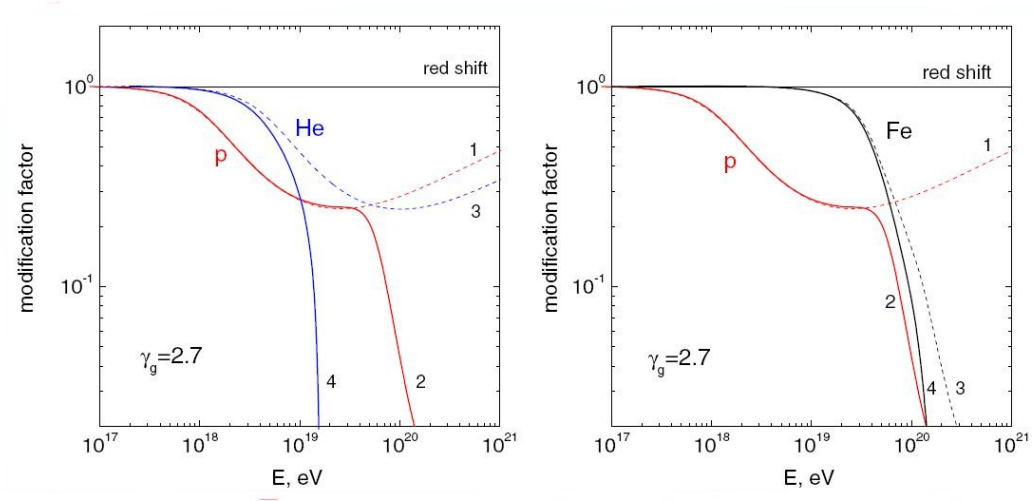


Figura 3.6: In figura sono rappresentati i fattori di modulazione per elio e nuclei di ferro confrontati con quello dei protoni. I fattori di modulazione per i protoni sono dati dalle curve 1 e 2. Quelli per i nuclei sono mostrati dalla curva 3 (perdite di energia adiabatica e produzione di coppie) e dalla curva 4 (che tiene conto della fotodissociazione). Le perdite di energia per Fe sono dominate dalle perdite adiabatiche fino a $4.5 \times 10^{19} \text{ eV}$, per energie superiori domina la perdita dovuta alla produzione di coppie e^+e^- . Per energie $E \geq 1.7 \times 10^{20} \text{ eV}$ la fotodissociazione diventa la fonte principale di perdite di energia [26]

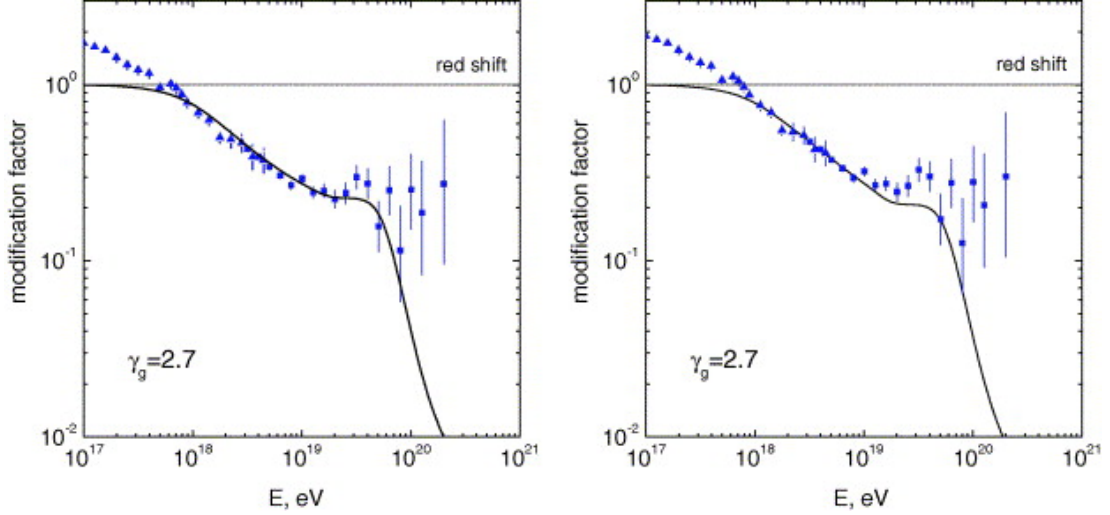


Figura 3.7: *Fattori di modulazione per composizione mista di protoni e nuclei di elio. Per $\delta = 0.1$ (a sinistra) l'accordo con i dati sperimentali è sufficientemente buono. All'aumentare del numero di nuclei di Elcio (a destra per $\delta = 0.2$) l'accordo con i dati sperimentali peggiora*

di iniezione $Q_A(E)$ dei nuclei con numero di massa A alla sorgente e lo spettro di iniezione $Q_p(E)$ dei protoni:

$$\delta = \frac{Q_A^{unm}(E)}{Q_p^{unm}(E)} \quad (3.2)$$

Si dimostra che

$$\eta(E) = \frac{\eta_p(E) + \delta\eta_A(E)}{1 + \delta} \quad (3.3)$$

Il parametro δ , dipende principalmente dal rapporto tra le densità numeriche delle varie componenti nel gas in cui avviene l'accelerazione (n_A/n_H). Il massimo rapporto di n_A/n_H si ha per l'elio, che essendo di origine cosmologica è presente in quantità maggiori rispetto ad altri nuclei più pesanti: si ottiene quindi che $n_{He}/n_H = 0.079$.

In figura 3.7 si illustra il fattore di modulazione per una composizione mista di protoni ed elio per due differenti valori di δ ($\delta = 0.1$ e $\delta = 0.2$) e

l'accordo con i dati sperimentali peggiora con l'aumentare della percentuale di componenti pesanti.

3.2 Due modelli per la componente extragalattica

Se nella regione di alta energia i raggi cosmici sono costituiti da protoni la *caviglia* può essere interpretata come il risultato del *dip* per produzione di coppie e la transizione da raggi cosmici galattici ad extragalattici si deve avere ad un'energia $\lesssim 10^{18}$ eV. Se invece il flusso extragalattico è composto anche da elementi pesanti allora le sorgenti dovrebbero accelerare contemporaneamente protoni e nuclei e la *caviglia* sarebbe interpretata come la regione di transizione tra le due componenti (a circa $2 \cdot 10^{18}$ eV). Un'analisi quindi può essere condotta dal punto di vista della composizione. In particolare lo studio può essere fatto considerando due possibili casi [22]:

Modello A in cui i raggi cosmici extragalattici hanno una composizione mista e la *caviglia* risulterà essere la regione di transizione da raggi cosmici galattici a extragalattici

Modello B in cui le sorgenti extragalattiche accelerano prevalentemente protoni e la *caviglia* risulterà coincidere con il *dip* determinato dalla produzione di coppie

3.2.1 Modello A

La figura 3.8 mostra lo spettro calcolato nell'ipotesi di composizione mista degli EGCR, confrontato con i risultati sperimentali di HiRes e AGASA/Akeno. Lo spettro è calcolato utilizzando tre diversi tipi di composizione:

1. composizione standard, identica a quella dei raggi cosmici di bassa energia

CAPITOLO 3. ANALISI FENOMENOLOGICA DEL FLUSSO DI UHECR

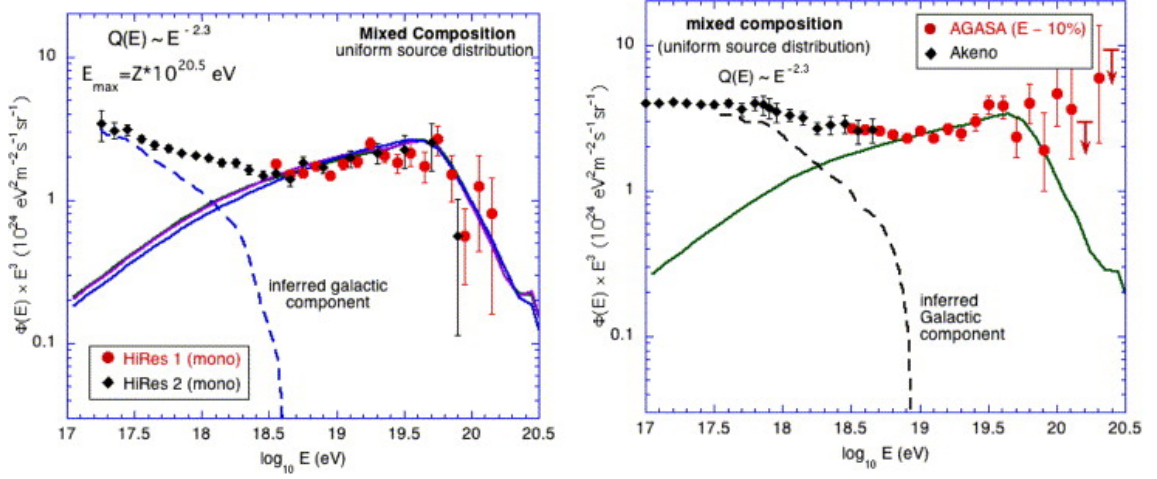


Figura 3.8: Lo spettro per il modello A confrontato con i dati osservati da HiRes (a sinistra) e AGASA (a destra). La curva tratteggiata corrisponde alla componente galattica, ricavata sottraendo la componente extragalattica dal flusso totale di raggi cosmici (fornito dai dati sperimentali). In entrambi i casi, lo spettro di iniezione ha indice logaritmico $\gamma_g = 2.3$ e la caviglia corrisponde alla transizione GCR/EGCR

2. composizione modificata, con la percentuale di nuclei di elio dimezzata e quella dei nuclei CNO raddoppiata (rispetto alla percentuale degli stessi elementi presenti nella composizione standard)
3. seconda composizione modificata, con la percentuale di nuclei di elio dimezzata e quella dei nuclei di ferro triplicata (rispetto alla percentuale degli stessi elementi presenti nella composizione standard)

Gli spettri in queste tre configurazioni sono sostanzialmente identici, tranne a bassa energia dove lo spettro per composizioni più ricche di elementi pesanti ha un flusso più basso per via dei processi di perdita di energia dei nuclei. In fig.3.8b, gli stessi spettri sono confrontati con i dati di AGASA che mostrano un disaccordo più alto nella regione del GZK.

In entrambi i casi comunque un buon accordo con i dati nella regione del *dip* si ha nell'ipotesi che lo spettro di iniezione dei RC sia $\propto E^{-2.3}$.

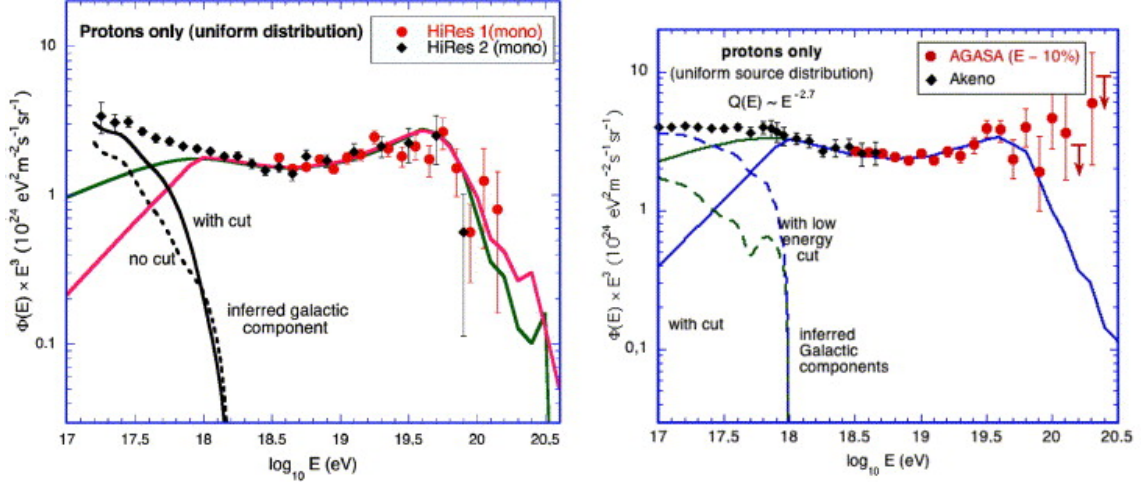


Figura 3.9: Spettri per il modello B. L'indice di iniezione spettrale è $\gamma_g = 2.6$ per HiRes (a sinistra) e $\gamma_g = 2.7$ per AGASA (a destra). Sono mostrati due differenti spettri di propagazione e la corrispondente componente galattica per uno spettro di iniezione con e senza cambiamento di indice spettrale a basse energie

La componente galattica mostrata nelle due figure è ottenuta sottraendo ai dati sperimentali la componente EG stimata e in tale scenario, la caviglia corrisponde alla transizione GCR/EGCR. La transizione ha luogo su circa un ordine di grandezza di energia, con flussi uguali per le componenti galattiche ed extragalattiche intorno a $1.5 - 2 \times 10^{18}$ eV per i dati sperimentali di Hires e AGASA.

3.2.2 Modello B

Lo stesso studio è stato fatto utilizzando l'ipotesi che il flusso extragalattico sia dovuto principalmente a protoni, come mostrato in fig. 3.9. Un buon accordo con i dati sperimentali si ha per energie maggiori di 10^{18} eV mentre alle basse energie è necessario considerare una riduzione della pendenza dello spettro di iniezione.

Infatti, come è possibile desumere dalla figura 3.9, gli spettri con indice

di iniezione $\gamma_g = 2.6$ per HiRes (a sinistra) e $\gamma_g = 2.7$ per AGASA, non presentano un buon accordo con i dati sperimentali per basse energie: si rende necessario un cambiamento di pendenza dello spettro, con indice spettrale $\gamma_g = 2.0$ sotto i $10^{18}eV$. Nel caso in cui non si effettui il cambiamento di pendenza, la componente extragalattica inizia a dominare per energie di $3 \times 10^{17}eV$ per HiRes (curva verde in fig. 3.9a) e $10^{17}eV$ per Agasa (curva verde in fig. 3.9b). Viceversa, tenendo conto del cambio di pendenza, il contributo extragalattico al flusso totale di raggi cosmici si riduce notevolmente per $E \sim 10^{17}eV$.

L'interpretazione della caviglia come il *dip* dovuto alla produzione di coppie determinerebbe quindi la transizione da raggi cosmici galattici ad extragalattici a circa $10^{17}eV$, in contrasto con quanto accade per il modello A.

3.3 Strutture spettrali e ipotesi di studio

Nell'ipotesi che il flusso di raggi cosmici extragalattici sia dominato da protoni, la variazione del flusso osservata ad energie di $\sim 10^{19}eV$ sarebbe determinata dal processo di produzione di coppie [23]. L'analisi del *dip* viene eseguita introducendo un fattore di modulazione con l'ipotesi di spettro universale (distribuzione uniforme delle sorgenti e andamento spettrale $\propto E^{-\gamma_g}$). Tale fattore, per definizione ≤ 1 , assume valori > 1 per energie inferiori a $10^{18}eV$: ciò suggerisce la prevalenza di una componente galattica in tale intervallo energetico. La struttura del *dip* non viene modificata se si tiene conto dell'evoluzione cosmologica e della separazione delle sorgenti. Se si ipotizza invece una composizione mista nel flusso primario con una percentuale del 15-20% di nuclei di ferro, l'accordo con i dati sperimentali peggiora.

Nel par. 3.2 sono stati esposti due interessanti modelli per la componente extragalattica: il primo prevede una composizione mista (modello A) mentre il secondo è sviluppato nell'ipotesi di componente extragalattica costituita da soli protoni (modello B) [22]. Per il modello A si ottiene un ottimo accordo

con i dati sperimentali utilizzando tre diversi tipi di composizione mista. Si nota come, in questo caso, sia la caviglia la regione di transizione da raggi cosmici galattici ad extragalattici. Per il modello B invece, la transizione avverrebbe a $\sim 10^{17}eV$, di conseguenza la caviglia risulterebbe coincidere con la struttura del *dip* determinata dalla produzione di coppie.

E', quindi, evidente che future indagini sperimentali per la determinazione dello spettro degli UHECR siano di fondamentale importanza per la comprensione non solo dei meccanismi di propagazione, ma anche delle caratteristiche stesse (origine, composizione chimica) della radiazione cosmica di altissima energia.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono state presentate le principali caratteristiche dello spettro dei raggi cosmici, soffermandosi sull'analisi del flusso di raggi cosmici di altissima energia (UHECR) tratta da alcuni studi reperiti in letteratura.

Si è mostrato l'andamento a legge di potenza dello spettro energetico di raggi cosmici (RC) e si sono evidenziate le regioni che presentano un cambiamento di pendenza (“*ginocchio*” e “*caviglia*”) rispettivamente ad energie di circa $10^{15.5}eV$ e $10^{18}eV$.

Negli ultimi anni l'indagine sui raggi cosmici si è concentrata sull'individuazione dei possibili siti di produzione: una delle prime ipotesi avanzate, supposeva che l'accelerazione di RC potesse avvenire nelle supernovae. Per gli UHECR si ritiene che possibili siti di produzione siano i Nuclei Galattici Attivi o le Radio Galassie.

La presenza di processi di interazione con il mezzo attraversato determina una diminuzione del flusso di raggi cosmici osservato: per $E > 5 \times 10^{19}eV$ l'interazione dei raggi cosmici con la radiazione cosmica di fondo determina la fotoproduzione di pioni (cutoff-GZK). A causa del basso flusso di raggi cosmici con $E > 5 \times 10^{19}eV$, lo studio dell'effetto GZK richiede la costruzione di grandi rivelatori su vaste superfici.

Altro punto chiave della ricerca, è l'analisi dei processi che possono accelerare particelle così altamente energetiche: il più accreditato è il meccanismo denominato “Fermi II”. Nato da un'evoluzione del meccanismo che Fermi avanzò nel 1949, il Fermi II prevede che l'accelerazione delle

particelle avenga in corrispondenza dei fronti d'onda d'urto (ad es. quelli generati in esplosioni di supernovae) in moto nello spazio interstellare con velocità supersonica.

A causa del basso flusso di raggi cosmici per energie superiori a $10^{15}eV$, lo studio di RC deve essere condotto mediante l'osservazione dello sviluppo di sciame di particelle secondarie (EAS) in atmosfera (osservati per la prima volta da Auger nel 1938) e gli esperimenti devono estendersi su vaste superfici. Le caratteristiche degli EAS esaminate in questo lavoro, hanno riguardato la funzione di distribuzione laterale e lo sviluppo longitudinale dello sciame. Le tecniche di rivelazione maggiormente usate prevedono l'uso di array di superficie (scintillatori o rivelatori Cherenkov) e di rivelatori di fluorescenza.

Dopo una rapida rassegna sugli esperimenti conclusi e quelli ancora in fase di progettazione, si è passati all'analisi fenomenologica dello spettro energetico di UHECR analizzando due modelli reperiti in letteratura.

In particolare, è stata esaminata una struttura, detta *dip*, caratteristica dello spettro di raggi cosmici extragalattici dominati da protoni. La presenza di tale struttura sarebbe dovuta a processi di fotoproduzione di coppie e sarebbe centrata ad energie di circa $8 \times 10^{18}eV$. Si è mostrato come tale struttura rimane immutata anche quando si tiene conto dell'evoluzione cosmologica delle sorgenti e della loro distribuzione. La forma del *dip*, usata come calibrazione dei risultati degli esperimenti presentati nel secondo capitolo, permette di ottenere un ottimo accordo tra i dati sperimentali di AGASA, HiRes e Yakutsk. La descrizione del modello del *dip* è fatta introducendo un fattore di modulazione dato dal rapporto tra lo spettro che tiene conto di tutte le perdite di energia e lo spettro che considera soltanto le perdite adiabatiche. Tale fattore, per definizione minore o uguale ad 1, assume valori maggiori di 1 per energie inferiori a $10^{18}eV$: ciò suggerisce la presenza di una componente galattica in tale intervallo energetico. Nella regione del *dip* l'accordo con i dati sperimentali peggiora quando si ipotizza una composizione mista, con una percentuale del 15-20% di nuclei nel flusso primario.

Nell'ultima parte della tesi, sono stati esposti due modelli per la componente extragalattica: uno dei due modelli prevede una composizione mista (modello A) mentre il secondo è sviluppato nell'ipotesi di componente extragalattica costituita da soli protoni (modello B). Si è inoltre visto che il modello A presenta un ottimo accordo con i dati sperimentali e che la caviglia rappresenterebbe la regione di transizione da raggi cosmici galattici ad extragalattici. Per il modello B invece, la transizione avverrebbe a $\sim 10^{17}eV$, di conseguenza la caviglia risulterebbe coincidere con la struttura del *dip* determinata dalla produzione di coppie.

Un'analisi migliore, e probabilmente conclusiva, potrà essere condotta usando una statistica più adeguata di eventi grazie ai risultati dell'esperimento AUGER, attualmente in fase di costruzione (quasi completata) in Argentina.

Ringraziamenti

Il primo ringraziamento al Dott. Ivan De Mitri che è stato sempre estremamente disponibile e che mi ha seguito durante il lavoro di tesi supportandomi con grande umanità.

Voglio ringraziare inoltre Mariangela: non è stata solo la mia correlatrice in questi ultimi mesi, ma è stata un'amica preziosa in questi ultimi anni. Quando ho avuto bisogno di una mano tesa, di una parola di conforto, di una chiaccherata spensierata, lei era presente. Anche se in questi ultimi giorni è stata impegnata nel suo ruolo di lidar woman, ha trovato il modo per darmi il suo parere sul lavoro svolto. Un grazie doppio quindi, per avermi donato la sua amicizia sincera e il suo aiuto prezioso nel lavoro di tesi.

Anche loro, mi hanno sopportato molto...sono i miei familiari, ai quali va il ringraziamento per la pazienza dimostrata verso il loro "Giacomo". Un abbraccio quindi per l'affetto con il quale hanno cercato sempre di aiutarmi, in buona fede: è merito loro se ho avuto l'opportunità di poter portare a termine questo obiettivo. Come non menzionare la Lena mia: sempre pronta a sgridarmi se mi vedeva giù, per scuotermi e spronarmi ad andare avanti. Abbiamo condiviso così tanti di quei momenti insieme che i fratelli March oramai sono un marchio registrato e anche se litigano, si cercano sempre.

Ringrazio la Prof.ssa Pellicano per essere stata un vero modello: autorevole senza essere mai autoritaria e sempre pronta a darmi la sua parola di conforto.

Ringrazio Simona, per essere lo scrigno dei bei ricordi di quest'anno, l'abbraccio che riscalda, la lacrima di felicità. Lei più di tutti ha dovuto

sopportarmi e supportarmi. La ringrazio per aver saputo esser paziente durante le mie assenze e per essermi stata accanto per quello che sono (con tutti i miei limiti disastrosi).

AnnaG, è stata sempre premurosa e sinceramente affettuosa con me: la ringrazio di cuore per la costanza con la quale mi è stata vicina in questi anni.

Monica, una seconda sorella, che ha sempre ascoltato i miei sfoghi e mi ha sempre voluto un gran bene (quasi quanto quello che le voglio io).

Ed è arrivata la volta dei FIORINI! Un grazie di cuore a Guido, Stefano, Pierpaolo, Giuseppe e Daniel: compagni di momenti spensierati e speciali, che hanno reso questi anni meno difficili.

Ringrazio inoltre Antonio, Marina, Alfredo, Annalisa, la PP, Andrea, laKcampo, Emanuele e tutti gli amici fiorinici, compagni di piacevoli chiaccherate.

Ringrazio Ilaria che, dall'appartamento romano, ha sopportato i miei alti e bassi con grande amicizia.

Ringrazio anche gli sponsor: l'AAMS e la GDO. Infine, ringrazio il pub "El Gazer" che con Melissa, Alfredo, la birra Gordon e la panna cotta ha rallegtrato le serate di questi mesi di lavoro frenetico e serrato.

In questi anni ho avuto modo di conoscere persone speciali che a loro volta mi hanno reso speciale, lasciandomi entrare nella loro vita. Perdonatemi in anticipo se ho dimenticato qualcuno: vi voglio davvero un gran bene perchè siete la mia SCICCHERIA...gittu ieu!

Bibliografia

- [1] V. L. Ginzburg, S. I. Syrovatskii, *The origin of cosmic rays*, Pergamon Press. Classic Monography, (1964)
- [2] A. M. Hillas, *On the origin of UHECRs*, Ann. Rev. Astron. Astroph. 22 (1984) 425-444
- [3] P. L. Bierman, G. Sigl, *Introduction to cosmic rays*, Lect. Notes Phys. 576 (2001) 1-26
- [4] P. Bhattacharjee, G. Sigl, *Extreme-Energy Cosmic Rays: hints to new physics beyond the standart model?*, Lect. Notes Phys. 576 (2001) 275
- [5] G. Pellettier, *Fermi Acceleration of astroparticles*, Lect. Notes Phys. 576 (2001) 58
- [6] T.K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press, (1992)
- [7] M.S.Longair, *High energy astrophysics*, Cambridge University Press, (1994)
- [8] P. Auger, *Extensive cosmic-ray showers*, Rev. Mod. Phys. 11 (1939) 288-291
- [9] M. Risse, *Properties of extensive air showers*, astro-ph/0402300v1, (2004)

- [10] S. Vorobiov, *Status and recent results of the Pierre Auger Observatory*, astro-ph/0608576, International Cosmic Rays Workshop, (2006)
- [11] R. Aloisio et al., astro-ph/0409222, CRIS conference (2004)
- [12] S. Yoshida and H. Dai, *The extremely high energy cosmic rays*, Journal of Physics G 24 (1998) 905-938
- [13] K. Shinozaki, *AGASA results*, Nuclear Physics B 151 (2006) 3-10
- [14] M. Fukushima, *Telescope Array Project for extremely high energy cosmic rays*, *Progress for Theoretical Physics* 151 (2003) 206-210
- [15] K. Kasahara, *The current status and prospect of the TA experiment*, XI International Conference on Elastic and Diffractive Scattering, 2005
- [16] P. Sokolsky, *Recent results from the high resolution Fly's Eye Experiment: An introduction*, Nuclear Physics 165 (2007) 11-18
- [17] C.H. Jui, *Results from the Hi-Res Experiment*, Journal of Physics: Conference series 47 (2006) 59-67
- [18] M. Fukushima, *Status of TA*, Proc. of 29th ICRC (2005)
- [19] P. Sokolsky et al., *Proposal for the U.S. Part of the Telescope Array (TA) Experiment, Including the TA Low Energy Extension (TALE)*, Proc. for the Telescope Array Collaboration (2005)
- [20] P. Billoir, *Phenomenology of Ultra high energy atmospheric showers*, Lect. Notes Phys. 576 (2001) 27
- [21] P. Sokolsky, *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*, Addison-Wesley (1989)
- [22] D. Allard et al., *On the transition from galactic to extragalactic cosmic rays: Spectral and composition features from two opposite scenarios*, Astroparticle Physics 27 (2007) 61-75

- [23] R. Aloisio et al., *A dip in the UHECR spectrum and the transition from galactic to extragalactic cosmic rays*, *Astroparticle Physics*, 27 (2007) 76-91
- [24] V. Berezhinsky, *On origin of ultrahigh energy cosmic rays*, *Astrophysics and Space Science*, 309 (2007) 453-463
- [25] V. Berezhinsky et al., *Signatures of AGN model for UHECR*, astro-ph/0210095, (2002)
- [26] V. Berezhinsky et al., *Dip in UHECR spectrum as signature of proton interaction with CMB*, *Physics Letters B* 612 (2005) 147-153