



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI GENOVA
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

TESI DI LAUREA IN FISICA

**Studio ed ottimizzazione delle
prestazioni di un apparato per
la rilevazione di raggi cosmici di
altissima energia dallo spazio**

Relatori:

Prof. Alessandro Petrolini

Dott. Marco Pallavicini

Correlatore:

Prof. Carlo Caso

Candidato:

Roberto Pesce

ANNO ACCADEMICO 2003/2004

*E la Terra sentii nell'Universo.
Sentii, fremendo, ch'è del cielo anch'ella.
E mi vidi quaggiù piccolo e sperso
errare, tra le stelle, in una stella.*

G. Pascoli

Indice

Introduzione	1
1 I raggi cosmici di altissima energia	5
1.1 Caratteristiche Generali degli UHECR	5
1.1.1 Spettro	5
1.1.2 Composizione	7
1.1.3 Anisotropia	7
1.2 Propagazione degli UHECR	10
1.2.1 L'effetto GZK	10
1.2.2 Propagazione dei fotoni e degli elettroni	13
1.2.3 Propagazione nei campi magnetici	15
1.3 Origine degli UHECR: Modelli Bottom-Up	16
1.3.1 Accelerazione di Fermi	17
1.3.2 Accelerazione diretta	18
1.3.3 Sorgenti astrofisiche	21
1.4 Origine degli UHECR: Modelli Top-Down	23
1.5 I neutrini di altissima energia	24
1.6 La rivelazione: gli Extensive Air Shower	25
1.6.1 Caratteristiche generali	25
1.6.2 Sciami elettromagnetici	28
1.6.3 Sciami adronici	28
1.7 L'atmosfera come rivelatore	29
1.7.1 Luce di fluorescenza	31
1.7.2 Radiazione Cherenkov	32
1.7.3 Assorbimento e diffusione della luce	33
1.8 Generalità sulle tecniche sperimentali per la rilevazione degli UHECR	35
1.8.1 Array di rivelatori a terra (ground array)	35
1.8.2 Rivelatori della luce di fluorescenza	36
1.8.3 Rivelazione in radio-frequenze	37
1.8.4 Esperimenti passati e presenti	37
1.8.5 Esperimenti futuri	39

2	La missione EUSO	43
2.1	Gli obiettivi scientifici di EUSO	43
2.2	La tecnica osservativa di EUSO	43
2.2.1	Rivelazione degli EAS	45
2.2.2	Descrizione schematica del rivelatore	45
2.2.3	Efficienza ed accettazione	48
2.2.4	Background, duty cycle e rate di conteggio	48
2.3	L'apparato strumentale	51
2.3.1	L'ottica	51
2.3.2	La superficie focale	52
2.3.3	L'elettronica	54
2.3.4	Altre componenti	57
3	ESAF	59
3.1	Utilità di un programma di simulazione ed analisi	59
3.2	Design ed implementazione	60
3.2.1	ESAF e C++	60
3.2.2	ESAF e ROOT	61
3.3	Simulazione degli sciame	64
3.3.1	Generalità sulle simulazioni di Extensive Air Shower	64
3.3.2	Simulazione degli sciame in ESAF	65
3.4	Produzione dei fotoni e propagazione nell'atmosfera	68
3.5	Simulazione dell'ottica	69
3.6	Simulazione dell'elettronica	70
3.7	L'evento fisico al termine della simulazione	71
3.8	La mappa pixel-angolo	72
4	Le tecniche di ricostruzione degli eventi	77
4.1	Il framework di ricostruzione in ESAF	77
4.2	Il procedimento logico per la ricostruzione della traccia	80
4.3	L'algoritmo di clustering	80
4.4	La ricostruzione del piano contenente lo sciame ed il rivelatore	83
4.4.1	Metodo esatto	84
4.4.2	Metodo approssimato	86
4.5	La ricostruzione della direzione di arrivo dello sciame	88
4.5.1	Metodo esatto	88
4.5.2	Metodo approssimato	92
4.5.3	Alcune considerazioni	93
5	La ricostruzione degli eventi: risultati	95
5.1	L'implementazione dell'algoritmo di clustering in ESAF	95
5.2	La ricostruzione della direzione di arrivo in ESAF	97
5.2.1	Il Track-Detector Plane	98
5.2.2	La direzione di arrivo	100

<i>Indice</i>	iii
5.3 Ricostruzione in funzione dell'energia	110
5.4 Efficienza di ricostruzione	115
5.5 Considerazioni conclusive	122
Conclusioni	123
A Acronimi	127
B Definizioni utili	129
B.1 Accettazione di un rivelatore di EAS	129
B.2 Quantità ottiche	129
C Elementi basilari di programmazione orientata agli oggetti	131
C.1 Alcune definizioni	131
C.2 Esempi di codice	132
Elenco delle figure	137
Elenco delle tabelle	139
Bibliografia	141
Ringraziamenti	147

Introduzione

I raggi cosmici sono particelle provenienti dallo spazio scoperte nel 1912 da Hess e Kohlhörster quasi casualmente, nel corso di esperimenti atti a studiare la ionizzazione dell'aria, che si riteneva dovuta alla sola propagazione della radiazione naturale della Terra.

Da queste scoperte è nato uno dei filoni più attivi della Fisica contemporanea: la Fisica delle Particelle Elementari assieme alle nuove tecnologie sperimentali ad essa correlate, in primis gli acceleratori.

Il termine “raggi cosmici” è stato coniato nel 1925 da Millikan, il quale riteneva fossero costituiti esclusivamente da radiazione elettromagnetica; invece i principali costituenti dei raggi cosmici sono i nuclei normali, presenti nell'abbondanza cosmica standard di materia, con qualche elemento più pesante, come il ferro, in aggiunta ad elettroni, protoni ed antiprotoni.

Lo spettro energetico dei raggi cosmici varia da qualche centinaio di MeV fino all'ordine dello ZeV (10^{21} eV), come descritto nella sezione 1.1.1. Nel mio lavoro di tesi mi sono occupato esclusivamente dei raggi cosmici di altissima energia (maggiore di $\sim 10^{19}$ eV), gli *Ultra-High Energy Cosmic Ray* (UHECR).

Gli UHECR non sono osservabili direttamente, in quanto vengono schermati dall'atmosfera terrestre; la loro esistenza è provata da effetti quali la ionizzazione dell'atmosfera e, in particolare, dall'esistenza sciame di particelle secondarie nell'atmosfera, gli *Extensive Air Shower* (EAS), dei quali mi occuperò nella sezione 1.6. Inoltre il flusso degli UHECR è molto basso, dell'ordine di circa 1 particella per km^{-2} per secolo per steradiante ad energie maggiori di 10^{20} eV.

Attualmente non si conosce con certezza la provenienza e la natura degli UHECR a causa dei pochi eventi registrati finora.

Nell'ambito astrofisico, i raggi cosmici con energie maggiori di $\sim 10^{19}$ eV aprono un canale particellare complementare a quello elettromagnetico dell'Astronomia classica, costituendo pertanto un ponte di collegamento tra Astrofisica, Fisica delle Particelle Elementari e Cosmologia.

Nel caso in cui le particelle primarie che costituiscono i raggi cosmici di altissima energia fossero protoni, essi avrebbero un fattore di Lorentz $\gamma \sim 10^{11}$, il più alto mai osservato in natura.

L'interazione di nucleoni così energetici con la radiazione cosmica di fondo, e la conseguente produzione di pioni, limita la distanza delle possibili sorgenti di UHECR a circa 50 Mpc (*Greisen-Zatsepin-Kuzmin* (GZK) *cut-off*, vd. sezione 1.2.1); per i

nuclei pesanti questo limite è addirittura di un ordine di grandezza minore. Ci si aspetterebbe dunque un cut-off nello spettro a circa 70 EeV di energia. Gli 11 eventi rilevati dall'esperimento *Akeno Giant Air Shower Array* (AGASA) dal 1992 ad oggi, contro i due attesi in base a tale cut-off, sono in contrasto con le misure effettuate dall'esperimento HiRes, che invece si accordano con la presenza di un taglio nello spettro di energia.

La più grossa difficoltà nel dare una spiegazione sull'origine dei raggi cosmici ed all'esistenza o meno del GZK cut-off è quella di avere a disposizione pochi eventi osservati ad altissime energie (una ventina in circa 50 anni di osservazioni). Per il prossimo futuro, sono in allestimento due grandi esperimenti, il *Pierre Auger Observatory* (PAO) e l'*Extreme Universe Space Observatory* (EUSO), che dovrebbero essere in grado di fornire risposte più chiare a questi interrogativi, grazie alla loro maggiore accettazione.

Il mio lavoro di tesi si è svolto proprio nell'ambito di EUSO. Quest'ultimo è un esperimento di nuova concezione che rivoluziona completamente le tecniche di osservazione dei raggi cosmici di altissima energia; la caratteristica che lo differenzia da tutti gli altri esperimenti finora realizzati è che, per la prima volta, si osserverà la luce di fluorescenza, prodotta nell'attraversamento dell'atmosfera da parte degli EAS, non dalla superficie terrestre, ma bensì dallo spazio; più precisamente, il rivelatore di EUSO verrà posto come carico esterno sulla Stazione Spaziale Internazionale (ISS); in questo modo si avrà la possibilità di tenere sotto osservazione una maggiore zona di atmosfera e di conseguenza ci si aspetta di rivelare alcune migliaia di eventi di energia superiore ai $5 \cdot 10^{19}$ eV.

Un esperimento di questo genere ha ovviamente bisogno di essere studiato accuratamente sotto ogni aspetto, date le peculiari condizioni in cui dovrà operare la strumentazione. Le scelte riguardanti i componenti da utilizzare e la loro disposizione devono tenere conto non solo dei requisiti necessari a permettere uno studio particolareggiato del fenomeno fisico, ma anche di quelli imposti dalle naturali restrizioni a cui è soggetto qualsiasi carico che si trovi a viaggiare nello spazio. Tutti gli strumenti dovranno inoltre essere in grado di resistere alle particolari condizioni ambientali ed agli agenti esterni ed avere poche probabilità di guastarsi durante gli oltre tre anni di osservazioni previsti.

Per quel che concerne gli obiettivi scientifici della missione, è necessario effettuare uno studio approfondito delle varie configurazioni strumentali possibili, in modo da individuare quale di esse è in grado di minimizzare gli errori sperimentali e consentire una migliore risoluzione dei parametri fisici di interesse.

Questo studio non può essere realizzato altrimenti che mediante simulazioni dettagliate al calcolatore; a questo scopo è stato sviluppato l'*EUSO Simulation and Analysis Framework* (ESAF), un software, studiato appositamente per EUSO, in grado di simulare tutto ciò che concerne l'osservazione spaziale degli EAS, dalla loro generazione fino alla propagazione del segnale attraverso il rivelatore ed all'analisi dei dati.

Durante il mio lavoro di tesi ho collaborato con la sezione genovese di EUSO

alla realizzazione di ESAF, in particolare per quanto riguarda la ricostruzione degli eventi osservati, a partire dalle informazioni (simulate) registrate dal rivelatore.

Scopo del mio lavoro di tesi è stato dunque quello di contribuire allo sviluppo di una simulazione completa (end-to-end) dell'esperimento, dall'evento fisico all'analisi dati, in modo da studiare le performance dell'apparato strumentale e potere così utilizzare i risultati ottenuti per ottimizzarne il design.

Le prestazioni del rivelatore devono, ovviamente, essere tali da consentire una risoluzione adeguata dei parametri fisici dell'evento. Il primo e più importante passo da compiere è quello di individuare la direzione di provenienza dei raggi cosmici sulla sfera celeste ed è su questo aspetto che si è soffermato maggiormente il mio lavoro di tesi.

Lo sviluppo di algoritmi per ricostruire la direzione dei raggi cosmici non è affatto banale ma, come mostrerò nel corso della tesi, presenta in realtà numerosi problemi dovuti alle particolari condizioni di osservazione ed alle caratteristiche dei componenti utilizzati per la realizzazione dell'apparato.

L'implementazione di questi algoritmi ha richiesto non pochi sforzi ed ha occupato la maggior parte del tempo, ma d'altronde, senza una struttura software che funzioni al meglio, non sarebbe in alcun modo possibile effettuare studi di questo tipo.

Inoltre, un altro aspetto da tenere in considerazione è la presenza del background, naturale od artificiale, che inevitabilmente influenza un esperimento di questo genere, creando ulteriori difficoltà alla ricostruzione degli EAS. Ho pertanto implementato degli algoritmi preliminari di pattern recognition in grado di estrarre la traccia significativa del segnale dal fondo in cui è immersa, prima di ricostruire le proprietà fisiche dell'evento.

I risultati preliminari ottenuti dall'implementazione in ESAF di questi algoritmi sono stati da me presentati nell'ambito di meeting nazionali ed internazionali della collaborazione dell'esperimento EUSO.

Nel Capitolo 1 farò una sintesi delle conoscenze attuali sui raggi cosmici di altissima energia, sugli EAS e sulle caratteristiche dell'atmosfera che influenzano questi fenomeni e la loro osservazione. Inoltre parlerò delle tecniche utilizzate per la rivelazione degli UHECR, descivendo brevemente gli esperimenti realizzati in passato e di quelli previsti nell'immediato futuro, facendo il punto della situazione sui dati sperimentali attuali.

Nel Capitolo 2 esporrò i dettagli sulla missione EUSO, nell'ambito della quale ho lavorato durante la tesi. Presenterò in particolare i dettagli sull'approccio osservativo dell'esperimento ed una descrizione sintetica dell'apparato strumentale e delle sue prestazioni.

Nel Capitolo 3 descriverò ESAF, soffermandomi sulle linee-guida seguite nel suo sviluppo e sugli aspetti generali della simulazione, dalla generazione degli sciami, al trasporto della luce nell'atmosfera fino alla simulazione del rivelatore.

Nel Capitolo 4 presenterò lo sviluppo del framework di ricostruzione in ESAF

e gli algoritmi da me studiati ed implementati per l'identificazione del segnale e la determinazione della direzione di arrivo degli sciame.

Nel Capitolo 5 mostrerò l'implementazione di questi algoritmi all'interno di ESAF ed i risultati ottenuti, in particolare sulla risoluzione angolare e sull'efficienza di ricostruzione dell'apparato.

Capitolo 1

I raggi cosmici di altissima energia

In questo capitolo viene presentato un riassunto delle conoscenze attuali sugli UHECR e sulle tecniche sperimentali per la loro rivelazione. Per ovvie ragioni, non è stato possibile approfondire i singoli argomenti; nel testo verranno dati i principali riferimenti bibliografici nei quali l'argomento in questione è trattato in maniera più dettagliata; a livello generale, trattazioni abbastanza complete si trovano in [34], [68], [9] e [5].

1.1 Caratteristiche Generali degli UHECR

1.1.1 Spettro

Sotto i 100 MeV di energia cinetica, il flusso osservato di protoni proviene dal Sole¹; al di sopra di questa soglia, il flusso ha l'andamento riportato in figura 1.1.

Si ha approssimativamente $\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma}$ dove E è l'energia della particella primaria; si ha un passaggio da $\gamma \simeq 2.7$ a $\gamma \simeq 3.0$ per $E \simeq 4 \cdot 10^{15}$ eV, nel cosiddetto “ginocchio” (knee); ad $E \simeq 5 \cdot 10^{17}$ eV si ha $\gamma \simeq 3.3$ e ad $E \simeq 5 \cdot 10^{18}$ eV si ha nuovamente $\gamma \simeq 2.7$, nella “caviglia” (ankle). Al di sopra di $5 \cdot 10^{19}$ eV di energia lo spettro è incerto a causa della bassa statistica e ci sono discrepanze tra i vari esperimenti (AGASA e HiRes).

Si ritiene che i raggi cosmici nella regione del “ginocchio” provengano dalla Galassia, mentre quelli nella regione della “caviglia” da un incrocio tra una componente galattica, non confinata dal campo magnetico galattico, ed una extragalattica.

Negli ultimi quarant'anni sono stati osservati soltanto una ventina eventi ad energie superiori a 10^{20} eV nell'ambito di sei diversi esperimenti:

- 1 evento da *Volcano Ranch* (sezione 1.8.4.1)

¹In questo range di energie, eventuali protoni provenienti dall'esterno del Sistema Solare sono schermati dal vento solare.

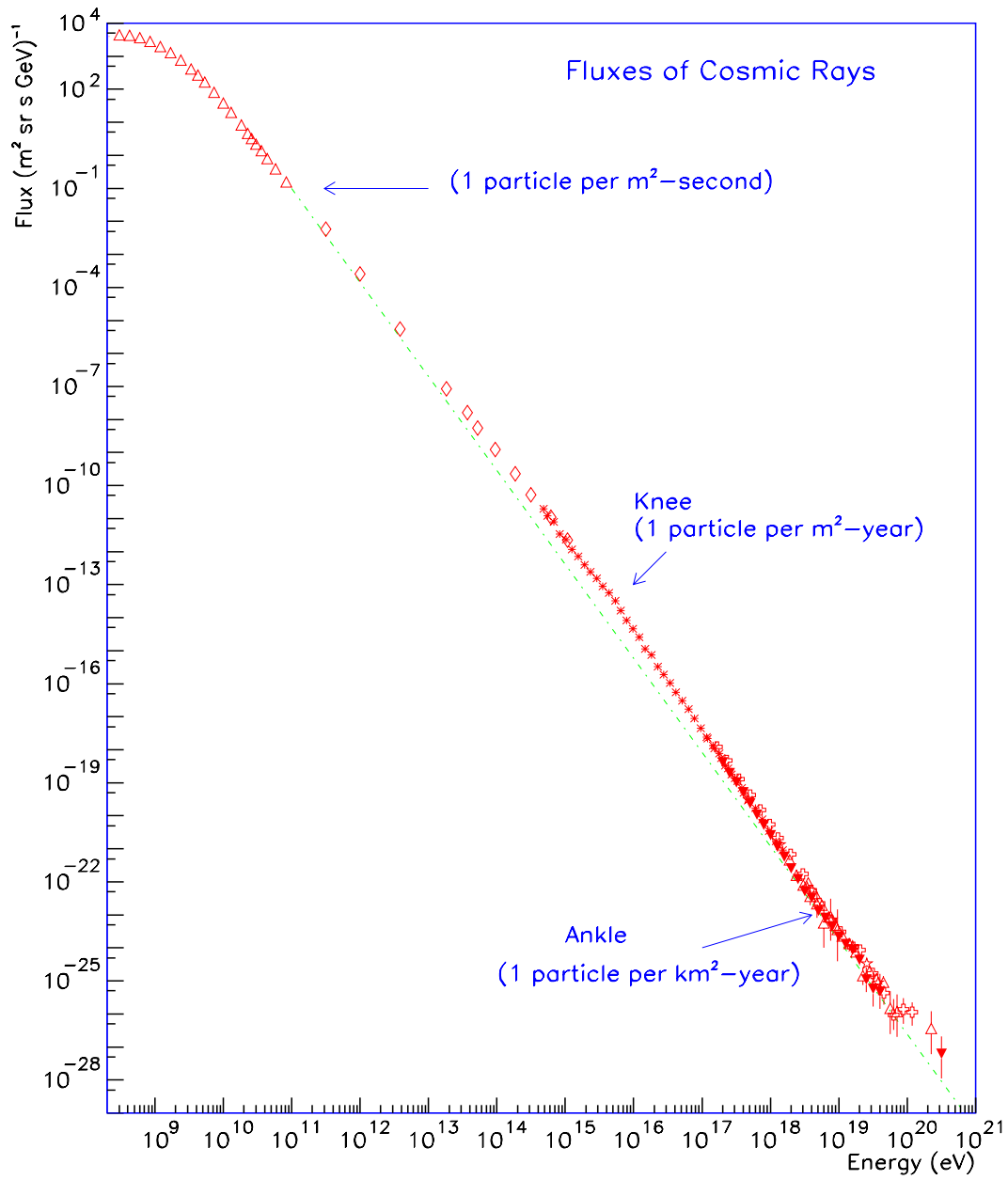


Figura 1.1: Il flusso osservato dei raggi cosmici; la linea tratteggiata rappresenta la funzione E^{-3} .

- 4 eventi da *Haverah Park* (sezione 1.8.4.2)
- 1 evento da *Yakutsk* (sezione 1.8.4.3)
- 1 evento da *Fly's Eye* (sezione 1.8.4.6)
- 11 eventi da AGASA (sezione 1.8.4.5)
- 2 eventi da *HiRes1* (sezione 1.8.4.7)

I due eventi maggiormente energetici sono stati rilevati da *Fly's Eye* ($3.2 \cdot 10^{20}$ eV) e AGASA ($2 \cdot 10^{20}$ eV).

È evidente la necessità di una statistica di eventi molto più numerosa, che solo esperimenti di generazione futura (come EUSO) saranno in grado di fornire.

1.1.2 Composizione

Ad energie fino a 10^{15} eV, i raggi cosmici sono costituiti per circa l'87% da protoni, per il 12% da particelle α e per il resto da nuclei più pesanti ionizzati. Sulla composizione degli UHECR si hanno invece delle incertezze: ad energie inferiori a $5 \cdot 10^{17}$ eV sembra che le particelle primarie siano nuclei pesanti, ad esempio di ferro, mentre ad energie superiori pare che siano nucleoni, come risulta dai dati raccolti da *Haverah Park* e *Fly's Eye*.

Vi è la possibilità che gli UHECR siano costituiti da neutrini oppure fotoni. Il profilo degli EAS indotti da fotoni è diverso da quelli indotti da protoni, a causa dell'effetto *Landau-Pomeranchuk-Migdal* (LPM)² e del campo magnetico terrestre.

1.1.3 Anisotropia

Lo studio dell'anisotropia degli UHECR è di grande interesse per la determinazione della loro provenienza, oltre che a studiare la propagazione delle particelle nel campo magnetico galattico.

L'anisotropia dei raggi cosmici è convenzionalmente definita come

$$\delta = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (1.1)$$

dove I_{max} e I_{min} sono rispettivamente l'intensità minima e massima dei raggi cosmici sulla sfera celeste. A energie dell'ordine di 1 EeV si ha una piccola ma significativa anisotropia attorno al centro della Galassia.

L'esperimento AGASA ha rivelato una distribuzione isotropica su larga scala a energie di 10 EeV e sopra i 50 EeV, come mostrato nelle figure 1.2 e 1.3. Tali osservazioni suggerirebbero quindi l'ipotesi di un'origine extragalattica per i raggi cosmici di queste energie.

Su piccola scala, si ha invece un significativo raggruppamento di eventi (in tutto sono state osservate nove coppie e due triplette di eventi spazialmente correlati nell'arco di due anni); la probabilità che questi eventi provengano da una

²Quando la lunghezza di produzione della Bremsstrahlung diventa confrontabile con la distanza oltre la quale diviene rilevante lo scattering multiplo, la Bremsstrahlung è soppressa a causa dell'interferenza quantica tra i centri di scattering.

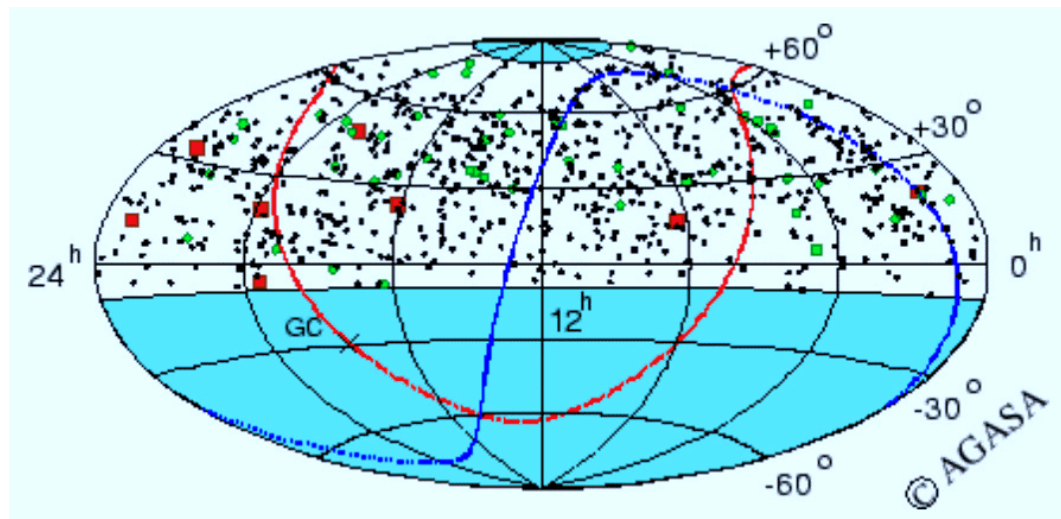


Figura 1.2: Distribuzione degli eventi a 10 EeV osservati in coordinate equatoriali (AGASA).

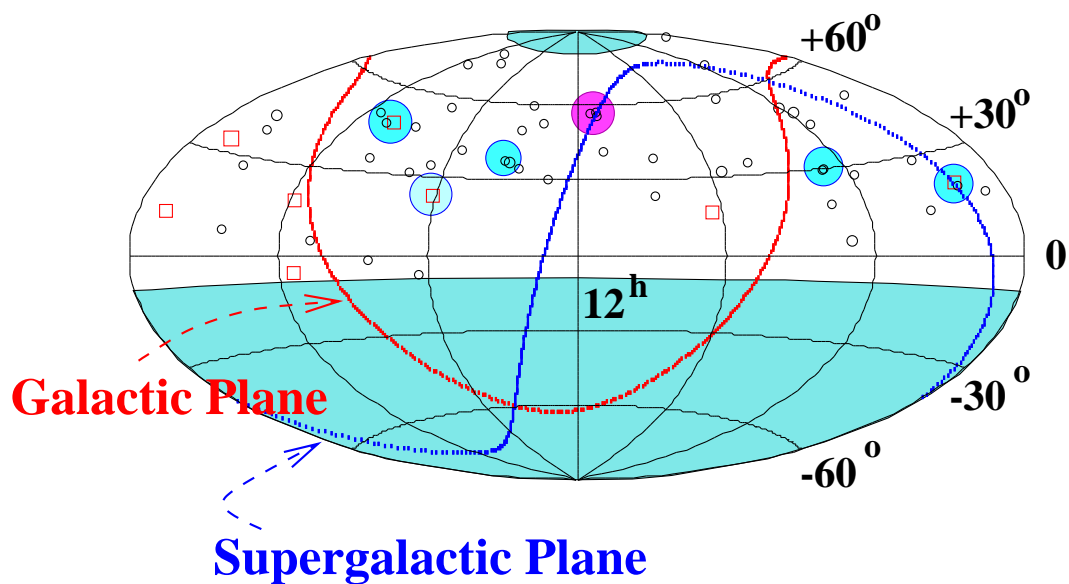


Figura 1.3: Distribuzione degli eventi osservati da AGASA; i cerchi piccoli corrispondono ad eventi di 40 EeV, i quadratini ad eventi superiori a 100 EeV, i cerchi grandi ad eventi raggruppati entro 2.5° .

distribuzione isotropica è inferiore al 4%.³ Una conferma ulteriore si ha osservando la figura 1.4, dove l'istogramma rappresenta la distribuzione osservata (AGASA) e la linea continua la distribuzione attesa di eventi al disopra di 40 EeV; al disotto di 3° di separazione angolare si ha una marcata discrepanza corrispondente ai multipletti di eventi; se questi non sono dovuti ad una fluttuazione statistica, allora gli UHECR sono originati da sorgenti compatte. Dai dati si può stimare che queste sorgenti siano circa un centinaio nell'emisfero nord. E' da notare che le particelle in ogni raggruppamento possono provenire dalla stessa sorgente e viaggiare con una minima deflessione magnetica. Lo spettro di questi eventi, misurato da AGASA, è compatibile con un valore di $\gamma \sim 1.8$.

Le spiegazioni possibili sono due: si può supporre trascurabile la deflessione magnetica: le sorgenti si trovano al di fuori del superammasso locale, molte di queste contribuiscono alla distribuzione isotropica mentre un numero ristretto da origine ai raggruppamenti su piccola scala. Quest'ipotesi conferma l'esistenza del GZK cut-off (vd. sezione 1.2.1) La seconda alternativa è supporre l'esistenza di un campo magnetico di intensità di 0.1-1 μG correlato con la distribuzione galattica a larga scala; la deflessione magnetica è importante anche ad altissima energia e il flusso di raggi cosmici osservato è originato da poche sorgenti entro i 100 Mpc; la deflessione magnetica "sparpaglia" quindi le particelle creando una distribuzione isotropica, i raggruppamenti a piccola scala sono dovuti a "lenti magnetiche" analoghe a quelle gravitazionali; l'effetto dei campi magnetici verrà discusso nella sezione 1.2.3.

L'esistenza di sorgenti compatte, suggerita da AGASA, deve essere confermata da una statistica su un maggior numero di eventi. Esperimenti futuri come EUSO, descritto nel prossimo capitolo, saranno in grado di fornire dati più attendibili sulla base di statistiche più numerose.

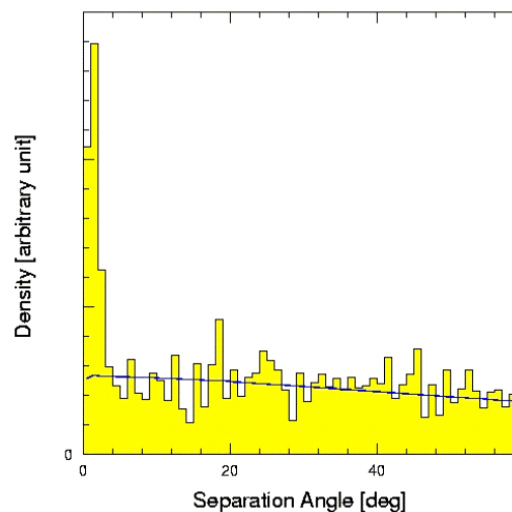


Figura 1.4: Separazione angolare degli eventi sopra i 40 EeV osservati (AGASA); la linea continua rappresenta la distribuzione attesa.

³Si veda [36]; a 100 Mpc di distanza, in direzione di una delle triplette osservate, si trova la galassia interagente VV141.

1.2 Propagazione degli UHECR

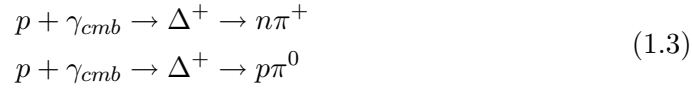
Per arrivare fino a noi, i raggi cosmici devono attraversare il mezzo interstellare galattico ed eventualmente anche quello extragalattico. Il mezzo interstellare è generalmente costituito da nuvole di gas ionizzato dai venti stellari, tipicamente idrogeno; bisogna inoltre considerare i campi magnetici delle galassie e la radiazione cosmica di fondo. Prima di esaminare questi aspetti bisogna premettere che, a prescindere dal meccanismo di propagazione, una particella che viaggia nell'universo senza interazioni di alcun genere, è soggetta comunque all'effetto dell'espansione adiabatica dell'universo e perderà tutta la sua energia E in un tempo dell'ordine di (*redshift limit*)

$$\tau_H = \left(\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} \right)^{-1} \approx H^{-1} \quad (1.2)$$

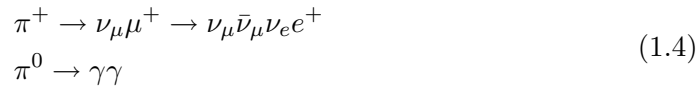
dove H è la costante di Hubble.

1.2.1 L'effetto GZK

All'epoca del Big Bang, nei primi istanti di vita dell'Universo, quest'ultimo era riempito da radiazione γ ; i raggi γ si sono evoluti con l'espandersi dell'Universo e attualmente la loro distribuzione energetica segue uno spettro di corpo nero a temperatura di 2.7 K, corrispondente ad un'energia media dell'ordine di 10^{-3} eV (*radiazione cosmica di fondo*). Un protone la cui energia superi i 50 EeV interagisce in maniera anelastica con i fotoni che costituiscono la radiazione cosmica di fondo, dal momento che nel riferimento del protone i raggi γ hanno un'energia di 300 MeV; si ha pertanto la produzione anelastica di pioni secondo i processi



Al disopra di questa soglia diventa anche importante la produzione multipla di pioni, i quali decadono prevalentemente secondo lo schema



Poco dopo la scoperta della radiazione cosmica di fondo, Greisen, Zatsepin e Kuzmin predirono che l'interazione degli UHECR con i fotoni della radiazione fossile dovrebbe produrre un cut-off nello spettro di energia degli UHECR stessi a circa $7 \cdot 10^{19}$ eV, il *GZK cut-off*; si ha infatti che nel riferimento in cui la radiazione fossile è isotropa⁴, l'energia di soglia per la produzione di foto-pioni è⁵

$$E_{th} = \frac{m_\pi}{2\varepsilon} \left(m_p + \frac{m_\pi}{2} \right) \simeq 6.8 \cdot 10^{16} \left(\frac{\varepsilon}{\text{eV}} \right)^{-1} \text{ eV} \quad (1.5)$$

⁴E' il *Cosmic Rest Frame* (CRF).

⁵Salvo diverse indicazioni, si userà il sistema di unità naturali ($\hbar = c = 1$).

dove ε è l'energia del fotone, m_p la massa del protone e m_π la massa del pione; tipicamente si ha $\varepsilon \sim 10^{-3}$ eV, da cui segue immediatamente il valore calcolato per l'energia di cut-off.

Per i processi (1.3), un protone di 10^{20} eV ha un cammino libero medio di circa 50 Mpc, cioè la dimensione dell'Ammasso della Vergine, al quale appartiene la Galassia, una distanza piccola se confrontata alle dimensioni dell'Universo.

Ad energie inferiori al GZK cut-off, il processo dominante è invece la produzione di coppie elettrone-positrone



L'energia di soglia di questo processo è

$$E_{th} = \frac{m_e}{\varepsilon} \left(m_p + \frac{m_e}{2} \right) \simeq 4.8 \cdot 10^{14} \left(\frac{\varepsilon}{\text{eV}} \right)^{-1} \text{ eV} \quad (1.7)$$

dove m_e è la massa dell'elettrone; in questo caso si avranno tipicamente energie di soglia di 0.5 EeV.

In figura 1.5 sono riportate le lunghezze di interazione e di attenuazione del protone per i processi caratteristici. La *lunghezza di interazione* è definita come

$$\frac{1}{l(E)} = \int d\varepsilon n_b(\varepsilon) \int_{-1}^{+1} d\mu \frac{1 - \mu\beta\beta_b}{2} \sigma(s) \quad (1.8)$$

dove μ è il coseno dell'angolo tra i momenti delle particelle nello stato iniziale, $n_b(\varepsilon)$ la densità delle particelle bersaglio per unità di energia, β e β_b le velocità del proiettile e del bersaglio rispettivamente, σ è la sezione d'urto e s il quadrato dell'energia nel *Center of Momentum frame* (CM). La *lunghezza di attenuazione* è pari alla lunghezza di interazione moltiplicata per l'*inelasticità*

$$\eta(s) = 1 - \frac{1}{\sigma(s)} \int dE' E' \frac{d\sigma}{dE'}(E', s) \quad (1.9)$$

dove E' è l'energia della particella maggiormente energetica.

La sezione d'urto totale per la produzione di foto-pioni è rappresentata in figura 1.6(a) in funzione dell'energia del fotone nel riferimento del laboratorio, mentre la figura 1.6(b) mostra l'energia di un protone in funzione della distanza di propagazione attraverso la radiazione fossile.

Stecker e Berezhinsky indipendentemente hanno utilizzato i dati sulla dipendenza dall'energia della sezione d'urto e dell'inelasticità delle reazioni (1.3) per calcolare la perdita di energia dei protoni durante la propagazione nello spazio intergalattico. Dai risultati ottenuti si è ipotizzato che i raggi cosmici al di sopra del GZK cut-off provengano dal superammasso locale.

Pertanto il GZK cut-off non è un vero e proprio cut-off ma una soppressione del flusso di raggi cosmici ad altissima energia; infatti protoni provenienti da distanze inferiore a 50 Mpc oppure neutrini, possono avere energie maggiori di quella di GZK.

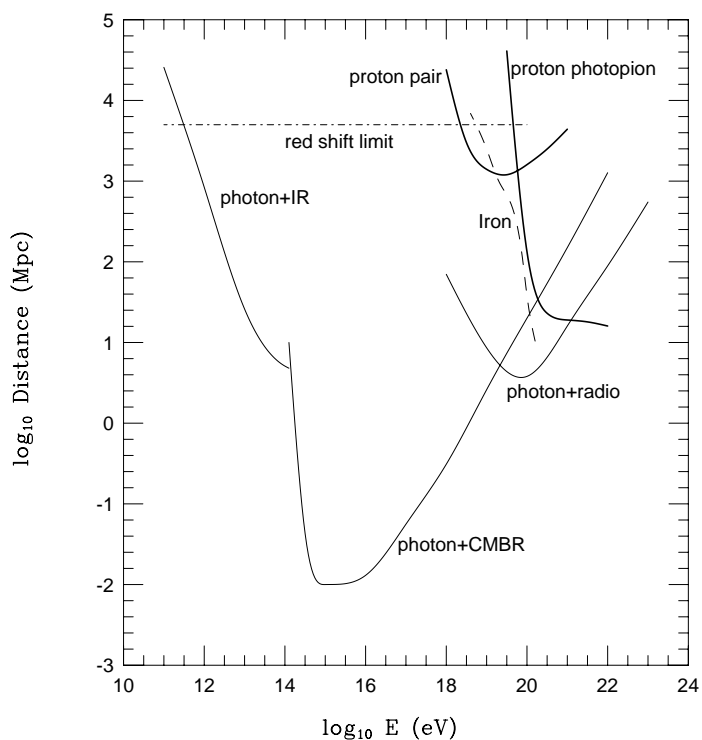
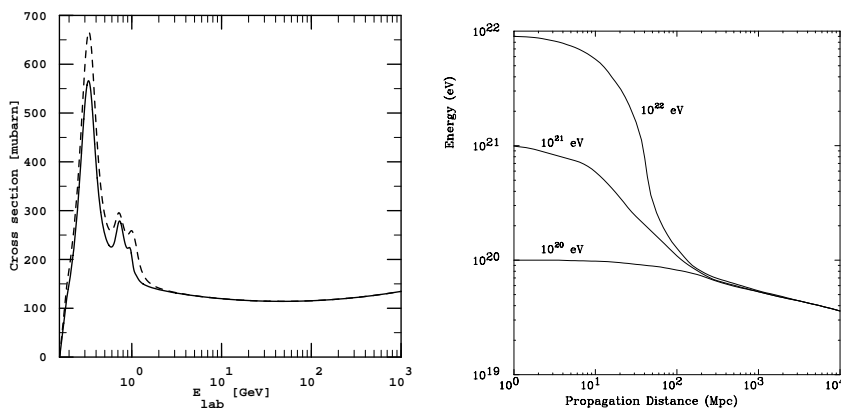


Figura 1.5: Lunghezze di attenuazione di fotoni, protoni e nuclei di ferro in vari background e per vari processi; è indicato inoltre il limite massimo dovuto all'espansione dell'universo (red shift limit).



(a) Sezione d'urto totale per la produzione di foto-pioni (linea continua) e per un neutrone (linea tratteggiata). (b) Energia di un protone in funzione della distanza di propagazione per un protone, linea tratteggiata per diversi valori iniziali dell'energia.

Figura 1.6: Interazione di un protone con la radiazione cosmica di fondo.

Il numero di UHECR aventi energie iniziali maggiori del GZK cut-off determina l'intensità di questo effetto; nel 2002 Scully e Stecker [65] hanno determinato l'energia di GZK, definita come l'energia alla quale il flusso si riduce di un fattore $1/e$, in funzione del redshift (vd. fig. 1.7). La figura 1.8 mostra la distribuzione spettrale prevista nel caso di sorgenti con una distribuzione di redshift uniforme (linea centrale) o che segue il tasso di formazione delle stelle (linea inferiore).

Un'ipotesi che potrebbe spiegare gli eventi oltre il GZK cut-off è che essi siano prodotti da nuclei pesanti. Per i nuclei il processo caratteristico di perdite energetiche sopra ai 10 EeV è la fotodisintegrazione nella radiazione fossile e nel background infrarosso dovuta alla gigante risonanza di dipolo; ad energie inferiori domina invece la produzione di coppie, mentre la produzione di foto-pioni è trascurabile, eccetto che per i nuclei leggeri ad altissime energie.

1.2.2 Propagazione dei fotoni e degli elettroni

Anche la propagazione dei fotoni (elettroni/positroni) di altissima energia è dominata dall'interazione con la radiazione cosmica di fondo; in particolare, i processi caratteristici sono la *produzione di coppie* (PP)

$$\gamma\gamma_{cmb} \rightarrow e^+e^- \quad (1.10)$$

e lo *scattering Compton inverso* (ICS) degli elettroni/positroni sui fotoni della radiazione fossile.⁶ L'energia di soglia per la produzione di coppie è, detta ε l'energia del fotone del fondo cosmico e m_e la massa dell'elettrone,

$$E_{th} = \frac{m_e^2}{\varepsilon} \simeq 2.6 \cdot 10^{11} \left(\frac{\varepsilon}{\text{eV}} \right)^{-1} \text{ eV} \quad (1.11)$$

mentre lo scattering Compton inverso non ha soglia. La sezione d'urto per i processi è data da (Klein-Nishina)

$$\sigma_{PP} \simeq 2\sigma_{ICS} \simeq \frac{3}{2}\sigma_T \left(\frac{m_e^2}{s} \right) \ln \left(\frac{s}{2m_e^2} \right) \quad (s \gg m_e^2) \quad (1.12)$$

dove s è il quadrato dell'energia nel CM e

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \frac{\alpha^2}{m_e^2}$$

è la sezione d'urto Thomson (α è la costante di struttura fine). In questo caso la particella-proiettile porta con sé la maggior parte dell'energia; quando l'elettrone subisce lo scattering Compton inverso, rispetto al quale ha inelasticità prossima ad 1, è il fotone a trasportare il maggior quantitativo di energia e può dare inizio ad una nuova serie di processi ciclici di produzione di coppie e di Compton inverso. Si ha quindi lo sviluppo di una cascata elettromagnetica; conseguenza primaria

⁶In questo processo è il fotone ad acquistare energia e l'elettrone a perderla e non viceversa.

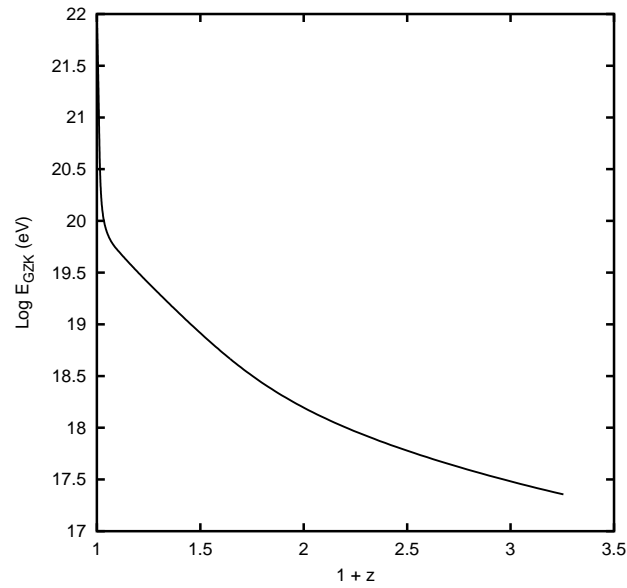


Figura 1.7: Energia GZK in funzione del redshift.

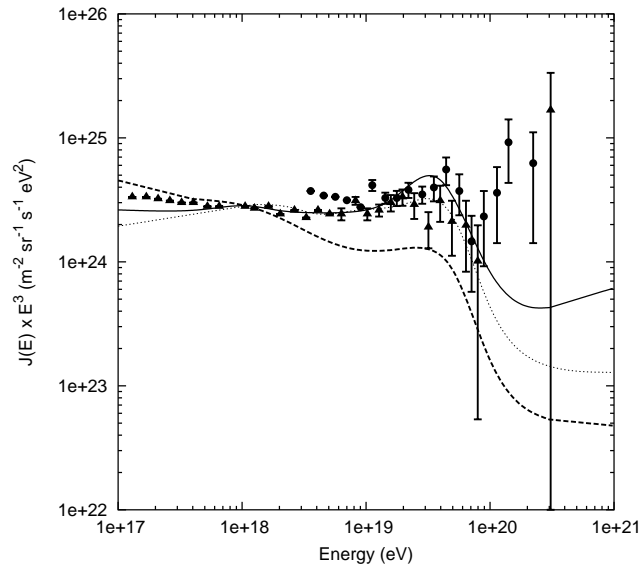


Figura 1.8: Spettri teorici previsti; la linea centrale e quella inferiore seguono un andamento come $E^{-2.75}$ con una distribuzione uniforme delle sorgenti od una distribuzione del redshift che segue il tasso di formazione stellare; la curva superiore segue un andamento $E^{-2.35}$, che richiede un ordine di grandezza in più nell'energia iniziale e mostra un effetto di “accumulazione”.

di ciò è che il flusso di fotoni di altissima energia può essere maggiore di quello calcolato considerando solamente la produzione di coppie. Lo sviluppo delle cascate elettromagnetiche è fortemente influenzato dai campi magnetici extragalattici.

Nel limite di $s \ll m_e^2$, $\sigma_{ICS} \simeq \sigma_T$ mentre σ_{PP} ha un picco vicino all'energia di soglia. Si vede facilmente che, ad altissime energie, i migliori bersagli tra i fotoni di fondo sono quelli con energia minore di 10^{-6} eV corrispondenti a circa 100 MHz di frequenza, cioè nelle radio-frequenze (in modo che si abbia $\varepsilon \simeq m_e^2/E$, dove E è l'energia del proiettile).

1.2.3 Propagazione nei campi magnetici

La natura dei campi magnetici galattici è ancora incerta ed è studiata attraverso la rotazione di Faraday del piano di polarizzazione di luce polarizzata linearmente ed attraverso la polarizzazione della radiazione di sincrotrone e della luce stellare.

Il campo magnetico galattico regolare ha un'intensità di $1\div 3 \mu\text{G}$; i campi magnetici caotici sono prodotti da nubi magnetiche generate dal moto dei gas ionizzati e hanno intensità dello stesso ordine di grandezza.

Le traiettorie dei raggi cosmici sono irregolari e diffuse dai campi magnetici; la lunghezza caratteristica che misura la deflessione magnetica è il *raggio di Larmor*

$$r_L \simeq \frac{E}{BZe} \approx 0.1 \text{Mpc} (Ze)^{-1} \left(\frac{E}{10^{20} \text{ eV}} \right) \left(\frac{B}{10^{-6} \text{ G}} \right)^{-1} \quad (1.13)$$

dove E è l'energia, B l'intensità del campo magnetico e Ze la carica della particella. La deflessione subita da una particella che attraversa una nube magnetica di lunghezza l è quindi dell'ordine di l/r_L . Il cammino libero medio di diffusione è uguale alla distanza media tra le nubi magnetiche.

Caratterizzando il campo magnetico galattico, oltre che dall'intensità magnetica B , da una lunghezza di coerenza l_C ⁷, si ha che la deflessione media ad una distanza $r > l_C$ è data da⁸

$$\theta(E, r) \simeq \frac{1}{r_L} \sqrt{\frac{2}{9} r l_C} \quad (1.14)$$

cioé,

$$\theta(E, r) \approx 0.8^\circ Ze \left(\frac{E}{10^{20} \text{ eV}} \right)^{-1} \left(\frac{r}{10 \text{ Mpc}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{l_C}{1 \text{ Mpc}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{B}{10^{-9} \text{ G}} \right)$$

Bisogna distinguere tre casi importanti:

1. Per $r\theta \ll l_C$, ad ogni energia, le particelle “sentono” lo stesso campo magnetico durante la loro propagazione; θ è la deflessione dalla linea di vista della direzione della sorgente e lo sparpagliamento nelle direzioni d'arrivo è molto piccolo per energie differenti.

⁷Si assume che il suo spettro di potenza abbia un cut-off al numero d'onda $\frac{2\pi}{l_C}$ cioè sia liscio al disotto di l_C .

⁸Si vedano [79] e [9] per maggiori dettagli.

2. Per $r\theta \gg l_C$ l'immagine della sorgente è distribuita su una estensione angolare data da θ , centrata sulla reale direzione della sorgente.
3. Per $r\theta \simeq l_c$ si ha il citato effetto di "lente magnetica".

Osservando le immagini delle sorgenti ed identificandone le controparti ad altre lunghezze d'onda si può distinguere tra questi limiti ed ottenere informazioni sui campi magnetici.

A causa della deflessione, il tempo (in anni) impiegato da un raggio cosmico a percorrere una distanza r è all'incirca

$$\tau(E, r) \approx \frac{r}{4} \theta^2(E, r) \approx 1.5 \cdot 10^3 Z^2 e^2 \left(\frac{E}{10^{20} \text{ eV}} \right)^{-2} \left(\frac{r}{10 \text{ Mpc}} \right)^2 \left(\frac{l_C}{1 \text{ Mpc}} \right) \left(\frac{B}{10^{-9} \text{ G}} \right)^2$$

Il tempo in cui un raggio cosmico permane nella Galassia è più grande di quello che ci si aspetterebbe per una propagazione non diffusiva; il rapporto tra questi due tempi vale circa

$$\frac{t_D}{t} \simeq \frac{1}{2} \frac{r}{\lambda} \quad (1.15)$$

dove r è la distanza tra la sorgente e la regione di diffusione e λ il cammino libero medio.

La composizione chimica dei raggi cosmici è alterata dalla diffusione, in quanto è legata al tempo di diffusione stesso; ad alte energie, dove $\lambda \sim E^2$, si ha $t_D \rightarrow t$ e la composizione dei raggi cosmici diventa simile a quella delle sorgenti.

L'effetto del campo magnetico galattico può spiegare le considerazioni fatte nella sezione 1.1.3 a proposito dell'isotropia, anche in caso di sorgenti relativamente vicine.

1.3 Origine degli UHECR: Modelli Bottom-Up

L'origine degli UHECR è completamente sconosciuta; si sono osservati ancora pochi eventi ad energie estreme, in particolare oltre il GZK cut-off, per poter affrontare una ricerca quantitativa in proposito. Le teorie formulate finora sulla questione sono numerose ed abbastanza diverse tra loro; è possibile però suddividerle in due grandi categorie: i *modelli bottom-up*, che prevedono la produzione e l'accelerazione di raggi cosmici da parte di oggetti astrofisici noti, assumendo valori estremi per alcuni parametri-chiave, ed i *modelli top-down* che invece suppongono la produzione e/o il decadimento di nuovi oggetti in grado di scavalcare il GZK cut-off.

Le particelle cariche possono essere accelerate ad altissime energie mediante la trasformazione dell'energia cinetica di flussi od onde di plasma nell'energia cinetica delle particelle nello spazio circostante; ciò può avvenire in diverse situazioni (buchi neri, pulsar, nane bianche, ammassi di galassie, ecc.). Tuttavia l'energia massima che può essere trasferita dipende dal bilancio tra il processo di accelerazione e la perdita di energia delle particelle, e quindi dalla situazione locale; ad energie dell'ordine di 100 EeV i criteri sono comunque molto restrittivi. In pratica il limite è dato dal prodotto delle dimensioni dell'acceleratore per l'intensità del campo magnetico ove

risiedono le particelle da accelerare.⁹

Possiamo distinguere tra due processi di base per l'accelerazione dei raggi cosmici:

- accelerazione statistica nel plasma magnetizzato (*accelerazione di Fermi*)
- accelerazione diretta da parte di campi elettrici

1.3.1 Accelerazione di Fermi

I raggi cosmici sono in grado di acquistare energia dagli urti con le nubi di gas ionizzato presenti nel mezzo interstellare.

Si consideri un raggio cosmico avente energia E_1 ed impulso \vec{p}_1 e sia θ_1 l'angolo tra la direzione del raggio cosmico e quella di una nube interstellare. In seguito allo scattering, il raggio cosmico emerge con energia E_2 ed impulso \vec{p}_2 ad un angolo θ_2 ; sia \vec{V} la velocità della nube (vd. fig. 1.9).

Indichiamo con un apice le grandezze nel riferimento della nube e senza apice quelle nel riferimento del laboratorio. Applicando le opportune trasformazioni di Lorentz e tenendo conto del fatto che la nube è molto massiva rispetto al raggio cosmico ($E_1' = E_2'$) e che $\langle \cos \theta_2' \rangle = 0$ (direzione di uscita casuale) si può calcolare la variazione di energia media nel riferimento del laboratorio ottenendo

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \left\langle \frac{E_2 - E_1}{E_1} \right\rangle = \frac{1 + \frac{V^2}{3}}{1 - V^2} - 1 \simeq \frac{4}{3} V^2 \quad (1.16)$$

La variazione media è positiva ed è al secondo ordine in V ; poiché $V \ll 1$ il guadagno energetico è molto piccolo, infatti si avranno in media tanti urti con perdita di energia quanti sono quelli con acquisto di energia.

Questa è la teoria originale proposta da Fermi; essa è stata in seguito perfezionata per tenere conto delle potenti onde d'urto che si generano nelle esplosioni di supernovae ed in altri processi astrofisici. Per semplicità, si può adottare la *approssimazione di particella test*, ovvero si può trascurare l'effetto della pressione del raggio cosmico sull'onda d'urto. Sia \vec{V}_S la velocità del fronte d'onda d'urto (lo consideriamo piano), \vec{V}_P la velocità del materiale espulso durante l'esplosione della supernova e R il rapporto di compressione. Si ha

$$\frac{V_S}{V_P} \simeq \frac{R}{R - 1} \quad (1.17)$$

R è legato al rapporto tra i calori specifici a pressione ed a volume costante γ ; poiché la supernova ha ionizzato il gas circostante, che è quindi monoatomico, si ha $\gamma = \frac{5}{3}$ da cui si può ricavare che $R = 4$. Possiamo visualizzare le irregolarità magnetiche ai lati del fronte d'onda come un insieme di nubi magnetiche interstellari (vd. fig. 1.10). Con conti analoghi al caso precedente si trova che [34]

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \simeq \frac{4}{3} V_P \simeq V_S \quad (1.18)$$

⁹Una situazione analoga si ha negli acceleratori di particelle costruiti dall'uomo.

E' un'espressione al prim'ordine nella velocità ed è quindi maggiormente efficiente rispetto alla teoria di Fermi, che è del second'ordine. Nel riferimento di quiete dell'onda d'urto ci sarà un flusso netto di particelle nella direzione verso la quale si muove l'onda (fig. 1.11).

Nel riferimento del fluido al di qua o al di là dell'onda d'urto si ha una serie di riflessioni multiple sul fronte d'onda delle particelle, che gradatamente aumentano la loro energia, fino a quando la loro lunghezza di diffusione non supera le dimensioni del fronte d'onda consentendo alle particelle di fuggire. Dopo k interazioni col fronte d'onda la particella acquista un'energia

$$E = E_0 \left(1 + \frac{\Delta E}{E} \right)^k \quad (1.19)$$

Si può vedere che [63] lo spettro differenziale di energia è $Q(E) \propto E^{-\Gamma}$ dove $\Gamma \simeq \frac{R+2}{R-1}$; per $R = 4$ si ha un andamento come E^{-2} .

Si hanno tuttora degli indizi che fanno pensare all'onda d'urto come un acceleratore non lineare di particelle; ciò è dovuto alla reazione di ritorno delle particelle accelerate sulla struttura del fluido interessato dall'onda d'urto ed alla generazione di onde di plasma che diffondono le particelle sulla superficie del fronte d'onda. Questi effetti diventano rilevanti quando la pressione delle particelle accelerate è confrontabile con la pressione dinamica del plasma che attraversa il fronte d'onda.

Si può mostrare che [9] l'energia massima che può acquistare una particella di carica Ze in seguito ad un processo di Fermi è

$$E_{max} = ZevBL \sim (10^8 \text{ eV}) Zv \left(\frac{L}{\text{Kpc}} \right) \left(\frac{B}{\mu\text{G}} \right) \quad (1.20)$$

dove B è l'intensità del campo magnetico, v la velocità della particella e L la dimensione caratteristica della regione nella quale avviene il processo di accelerazione.

In alcuni casi è stato ipotizzato che l'accelerazione delle particelle primarie venga acquisita nell'incontro con onde d'urto relativistiche; in questo caso la discussione precedente va modificata, in quanto la velocità del fronte d'onda diventa confrontabile con quella della particella; in diversi casi, inoltre, l'approssimazione di particella test può non essere valida; per maggiori dettagli si possono vedere [23] e i riferimenti in esso contenuti.

1.3.2 Accelerazione diretta

Ci sono due situazioni tipiche in cui le particelle cariche possono essere accelerate direttamente da campi elettrici:

- Induzione unipolare
- Interazione non lineare tra particelle ed onde

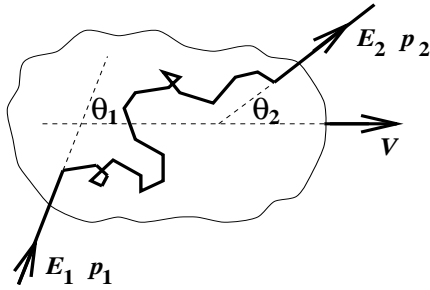


Figura 1.9: Interazione di un raggio cosmico con una nube interstellare.

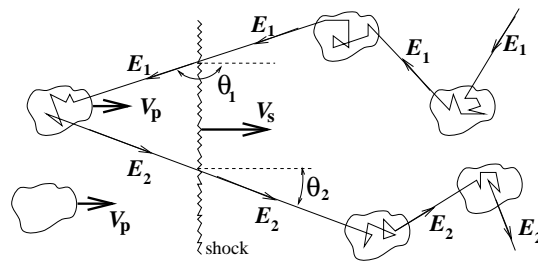


Figura 1.10: Interazione di un raggio cosmico con un'onda d'urto.

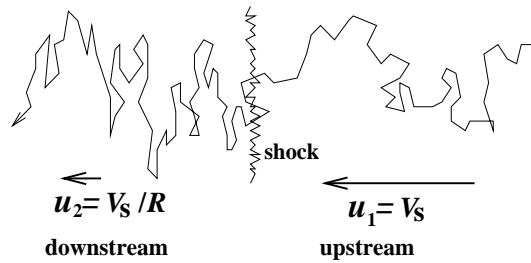


Figura 1.11: Diffusione di un raggio cosmico nel riferimento di quiete di un'onda d'urto.

1.3.2.1 Induzione unipolare

Un campo magnetico rotante \vec{B} induce un campo elettrico $\vec{E} = \vec{v} \wedge \vec{B}$ nel riferimento del laboratorio. I particolari del processo di accelerazione variano a seconda dei casi; il principio di base, comune a tutti i processi, si spiega in termini della forza elettromotrice (differenza di potenziale) indotta tra la superficie dell'induttore e l'infinito

$$\Delta V = \omega R^2 B \quad (1.21)$$

dove ω è la velocità angolare dell'induttore e R la sua dimensione caratteristica.

Il campo magnetico \vec{B} dipende a sua volta dal particolare "scenario" astrofisico che si considera. In genere la magnetosfera degli oggetti astrofisici considerati è caratterizzata dalla condizione $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$ e quindi non ci può essere accelerazione lungo le linee di forza del campo magnetico. Devono allora esistere delle regioni in cui la condizione precedente è violata, i cosiddetti *potential gaps*; purtroppo la localizzazione di queste zone è praticamente impossibile ed è molto difficile stimare la massima energia alla quale possono essere accelerate le particelle; in particolare bisogna tenere conto dei fatti seguenti:

- le coppie $e^+ - e^-$ associate alla creazione di un gap sono facilmente in grado di scavalcare il gap stesso riducendo significativamente la forza elettromotrice che può accelerare la particella;
- le collisioni anelastiche con la radiazione cosmica di fondo presente nel gap possono ridurre l'energia della particella;
- la configurazione stessa del campo magnetico può impedire il raggiungimento di alte energie da parte della particelle.

E' la mescolanza di questi fenomeni a determinare la possibilità o meno per l'induttore di accelerare adeguatamente le particelle.

1.3.2.2 Interazione non lineare tra particelle ed onde

Un'onda non lineare che si propaga in un plasma è in grado di indurre un campo elettrico grazie alla locale separazione delle cariche. A seconda delle condizioni locali, questo campo elettrostatico può accelerare le particelle ad altissime energie ([19]). Per un plasma relativistico avente un fattore di Lorentz γ , il massimo gradiente di accelerazione è

$$G = \frac{e\varepsilon}{m\omega} m_e \sqrt{\frac{4\pi\rho e^2}{m_e\gamma}} \quad (1.22)$$

dove ε è il campo elettrico, ω la frequenza dell'onda, m la massa della particella, m_e quella dell'elettrone e ρ la densità del plasma.

In generale si avranno processi dove la particella è accelerata ed altri in cui è decelerata.¹⁰

¹⁰In [19] si trova uno spettro proporzionale a E^{-2} , dove E è l'energia della particella.

1.3.3 Sorgenti astrofisiche

A parte lo specifico meccanismo di accelerazione, Hillas ha proposto un argomento puramente dimensionale che permette di restringere l'attenzione verso alcune classi di oggetti astrofisici per spiegare l'accelerazione di particelle ad altissime energie.

Ci deve essere un campo magnetico \vec{B} in grado di tenere confinate le particelle nella regione di accelerazione; la dimensione L di questa regione deve essere maggiore del diametro dell'orbita della particella che è dell'ordine di due raggi di Larmor (eq. (1.13)). Tenendo conto degli effetti di velocità β dei centri di scattering magnetici si arriva alla condizione

$$\left(\frac{B}{\mu\text{G}}\right) \left(\frac{L}{\text{Kpc}}\right) > \frac{2}{Z\beta} \left(\frac{E}{\text{EeV}}\right) \quad (1.23)$$

dove Z è la carica ed E l'energia della particella.

Questo argomento è rappresentabile in maniera grafica nel cosiddetto *diagramma di Hillas*, riportato in figura 1.12; in ascissa è riportata la dimensione della sorgente ed in ordinata l'intensità del campo magnetico. Gli oggetti al disotto delle linee diagonali non possono accelerare particelle (protoni o nuclei di ferro) oltre i 100 EeV.

Anche se le particelle possono essere accelerate a 100 EeV non è però chiaro come possano emergere dai campi di radiazione che circondano le sorgenti. Ci sono pertanto poche categorie di oggetti astrofisici che potrebbero dare origine agli UHECR:

- *Active Galactic Nucleus* (AGN)
- *dead quasar*
- radiogalassie *Fanaroff-Riley* di tipo II
- oggetti di tipo *BL Lacertae*
- stelle di neutroni (*pulsar*)
- *magnetar*¹¹
- *Gamma Ray Burst* (GRB)

Tutti gli oggetti appartenenti a questi tipi finora conosciuti si trovano però a distanze maggiori di 100 Mpc e pertanto potrebbero spiegare l'origine degli eventi solo fino a 10^{17} eV.

Un possibile modo di risolvere i problemi legati ai meccanismi di accelerazione è quello di pensare a particelle primarie che abbiano un cammino libero medio non limitato dall'interazione con la radiazione fossile. All'interno del Modello Standard l'unica particella avente questo requisito è il neutrino; se si guarda oltre il Modello Standard, allora si può pensare all'esistenza di nuove particelle elementari neutre, ad esempio particelle stabili supersimmetriche. Dati recenti mostrano una correlazione

¹¹Sono pulsar aventi un campo magnetico di dipolo dell'ordine di 10^{15} G.

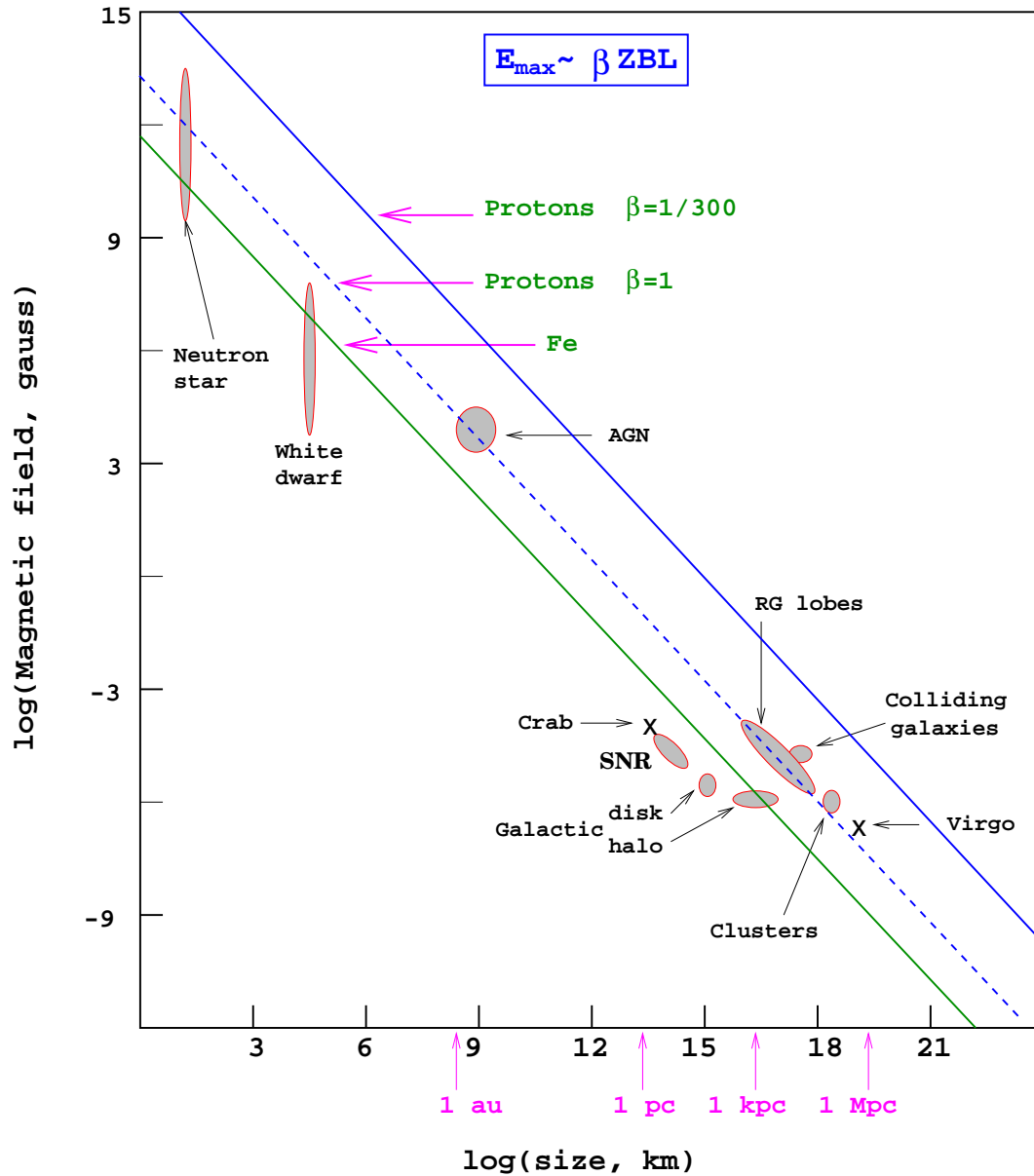


Figura 1.12: Diagramma di Hillas: intensità del campo magnetico in funzione delle dimensioni della sorgente. Gli oggetti al disotto della linea tratteggiata non possono accelerare protoni oltre i 100 EeV; quelli sotto la linea rossa oltre 1 ZeV; quelli sotto la linea verde nuclei di ferro oltre i 100 EeV.

tra le direzioni di arrivo degli UHECR e la posizione di oggetti come radio-quasars e BL Lacertae, alcuni dei quali si trovano a distanze di molto superiori a quelle consistenti con il GZK cut-off. Purtuttavia, anche queste teorie richiedono l'esistenza di sorgenti astrofisiche in grado di accelerare i protoni fino a 10^{21} eV. Per ulteriori dettagli si rimanda ai riferimenti citati all'inizio del capitolo e a [13].

1.4 Origine degli UHECR: Modelli Top-Down

Secondo i modelli top-down, gli UHECR non sarebbero generati da particolari meccanismi di accelerazione ma dal decadimento di certe particelle X aventi una massa molto vicina alla scala della *Great Unification Theory* (GUT), cioè dell'ordine di 10^{25} eV.

Queste particelle, se, come previsto dalla maggior parte delle GUT, hanno una vita media molto breve, devono allora essere prodotte in continuazione. Ciò è possibile solo per emissione da parte dei *Topological Defect* (TD) residui dalla transizione di fase cosmologica, avvenuta quando la temperatura dell'universo era vicina alla scala di GUT, in particolare al termine del processo di inflazione. Tra i TD che sarebbero coinvolti nella produzione di UHECR troviamo

- *stringhe cosmiche*, anche superconduttrici
- *vortoni*¹²
- *monopoli magnetici*
- *necklace*¹³

Alcune teorie prevedono la possibilità che siano i TD stessi le particelle primarie che costituiscono gli UHECR; in questo caso sarebbe nuovamente necessaria la presenza di un processo di accelerazione.

Un'altra possibilità è che le particelle X possano essere state prodotte direttamente ai primordi dell'universo ed abbiano, a causa di simmetrie non ancora conosciute, una vita media confrontabile con l'età dell'universo stesso. Queste particelle, anche dette *wimpzilla*, sarebbero originate da meccanismi non termici e farebbero parte della materia oscura. L'anisotropia dei raggi cosmici potrebbe quindi riflettere la distribuzione della materia oscura nell'alone galattico. Tale teoria prevede l'assenza del GZK cut-off.

Il fatto che la scala di energia prevista dalle GUT (10^{24} eV) sia al disopra delle energie degli UHECR depone a favore di queste teorie; tuttavia è pur sempre necessario che i prodotti dei decadimenti delle particelle X (a parte i neutrini) non provengano da distanze maggiori di 100 Mpc. Lo spettro energetico che si ricava dai modelli top-down va come $E^{-\alpha}$ con $-2 \leq \alpha \leq -1$. Le particelle X potrebbero essere

¹²Sono stringhe cosmiche superconduttrici chiuse e stabili di dimensioni microscopiche che si comportano come particelle aventi carica e momento angolare quantizzati.

¹³Sono stringhe cosmiche chiuse e legate ad un monopolio magnetico.

bosoni di Higgs, fermioni supermassivi od altro, seconda della GUT considerata, purché abbiano una massa confrontabile con quella di rottura della simmetria; le particelle X decaderebbero in quark e/o leptoni di energia dello stesso ordine di grandezza: i quark andrebbero a formare nucleoni e pioni, i leptoni decaderebbero a loro volta in raggi gamma, elettroni e neutrini.

C'è poi ancora un'ipotesi, che non è propriamente un modello top-down, secondo la quale l'evaporazione dei buchi neri primordiali produrrebbe UHECR; tuttavia ciò non potrebbe contribuire al flusso dei raggi cosmici osservato in quanto si avrebbe la formazione di una fotosfera intorno al buco nero a temperature nella scala della *Quantum Chromo-Dynamics* (QCD). In ogni caso i buchi neri primordiali possono contribuire al flusso di protoni, elettroni e raggi gamma fino all'ordine dei 100 MeV.

Vi sono infine altre teorie che mettono in gioco altri tipi di fisica oltre il Modello Standard che implicano una violazione della simmetria di Lorentz ed effetti di gravitazionali quantistici nella propagazione dei raggi cosmici. Per ulteriori dettagli si rimanda ancora una volta ai riferimenti già citati e, ad esempio, a [28], [13], [66], [8] e [78].

1.5 I neutrini di altissima energia

Tra gli UHECR, i neutrini giocano un ruolo speciale, in quanto rappresentano l'unico tipo di radiazione alla quale l'universo è trasparente, in base alle conoscenze attuali. In un range di energia tra i 10^{16} eV ed i 10^{21} eV, la sezione d'urto d'interazione neutrino-nucleone può essere parametrizzata come segue (nell'ambito del Modello Standard):

$$\sigma_{\nu N} \simeq 2.36 \cdot 10^{-32} \left(\frac{E}{10^{19} \text{ eV}} \right)^{0.363} \text{ cm}^2 \quad (1.24)$$

Per $E \sim 10^{20}$ eV si ha $\sigma_{\nu N} \sim 0.05 \mu\text{b}$ che è abbastanza grande da permettere l'osservazione di sciami nell'atmosfera, in particolare con esperimenti di futura generazione. La sezione d'urto potrebbe essere anche 100 volte maggiore nel caso valgano teorie fisiche oltre il Modello Standard.

I dati finora rilevati impongono che $\sigma_{\nu N}(E \geq 10^{19} \text{ eV}) \leq 10^{-27} \text{ cm}^2$, in quanto sezioni d'urto maggiori darebbero origine a sciami orizzontali, che non sono ancora stati osservati.

I neutrini non risentono praticamente dei campi di materia; si possono avere però annichilazioni con gli antineutrini del fondo cosmico di neutrini; in media, il quadrato dell'energia nel CM per l'interazione di un neutrino di altissima energia E con un neutrino del fondo cosmico avente energia ε è

$$\langle s \rangle \simeq (45 \text{ GeV})^2 \frac{\varepsilon}{10^{-3} \text{ eV}} \frac{E}{10^{24} \text{ eV}} \quad (1.25)$$

L'energia di questa interazione è comunque minore di quella elettrodebole, purché non si abbia $E \gtrsim 10^{24}$ eV oppure $m_\nu \gtrsim 1$ eV. Entro questi limiti valgono le sezioni d'urto previste dal Modello Standard.

L'interazione neutrino-antineutrino è mediata dallo scambio di un bosone W^\pm nel canale t ($\nu_i + \bar{\nu}_j \rightarrow l_i + \bar{l}_j$) oppure dallo scambio di un bosone Z^0 nel canale s ($\nu_i + \bar{\nu}_j \rightarrow f + \bar{f}$) o nel canale t ($\nu_i + \bar{\nu}_j \rightarrow \nu_i + \bar{\nu}_j$). I bosoni intermedi scambiati possono decadere in fotoni ed adroni, i quali non sono influenzati dal GZK cut-off entro una distanza di 50 Mpc.

Sebbene la sezione d'urto di questi processi sia minore rispetto a quella di interazione con un nucleone, essi sono più rilevanti poiché la densità del fondo di neutrini è di 10 ordini di grandezza rispetto a quella dei barioni. Il cammino libero medio di questi processi è di poco più grande della dimensione attuale dell'orizzonte. Ciò porterebbe a pensare che siano proprio i neutrini le particelle in grado di superare il GZK cut-off, ma dal momento che, secondo il Modello Standard, neutrini incidenti verticalmente l'atmosfera non possono dare produrre degli sciami, bisogna postulare nuove interazioni che aumentino la sezione d'urto oltre i 100 EeV.

Anche per i neutrini di altissima energia si può distinguere tra sorgenti acceleratrici e non acceleratrici: tra le prime possiamo citare gli AGN e i GRB, tra le seconde i TD e la materia oscura supermassiva. Maggiori dettagli su questo argomento si possono trovare, oltre che nei riferimenti generali, anche in [80] e [41].

1.6 La rivelazione: gli Extensive Air Shower

1.6.1 Caratteristiche generali

Gli *Extensive Air Shower* (EAS) sono sciami di particelle prodotti da una singola particella primaria di altissima energia (UHECR) in interazione con l'atmosfera terrestre; inizialmente il numero di particelle tende ad aumentare col tempo finché non raggiunge un massimo, dopodiché diminuisce fino a che non si ha una completa attenuazione, in quanto le particelle secondarie via via prodotte non raggiungono l'energia di soglia per la produzione di nuove particelle.

Un EAS possiede una componente elettromagnetica, una componente adronica ed una componente muonica. Se la particella primaria è un nucleo(ne), allora lo sciame inizia con un'interazione adronica. Il numero di adroni aumenta in seguito alla generazione di interazioni di questo tipo. Per ogni interazione, circa il 30% dell'energia passa alla componente elettromagnetica mediante il decadimento del mesone π^0 . Un EAS è costituito per la maggior parte da elettroni e positroni e l'energia è dissipata prevalentemente (il 90%) per ionizzazione. La restante energia è trasportata da muoni e neutrini attraverso il decadimento dei π^\pm .

Poiché i muoni interagiscono raramente in maniera drastica, il loro numero aumenta gradualmente ma poi resta costante, il numero di elettroni e positroni invece diminuisce rapidamente una volta raggiunto il massimo. Per sciami iniziati da un protone con energia E , il numero di muoni che raggiungono il suolo è $N_\mu^p \propto E^{0.85}$; nel caso il primario sia un nucleo avente numero di massa A , si può calcolare il numero di muoni in base al *modello a sovrapposizione*, ossia considerando il nucleo come un insieme di A nucleoni, e si ha quindi $N_\mu^A = A^{0.15} N_\mu^p$. Nella figura 1.13 è rappresentato schematicamente lo sviluppo di un EAS.

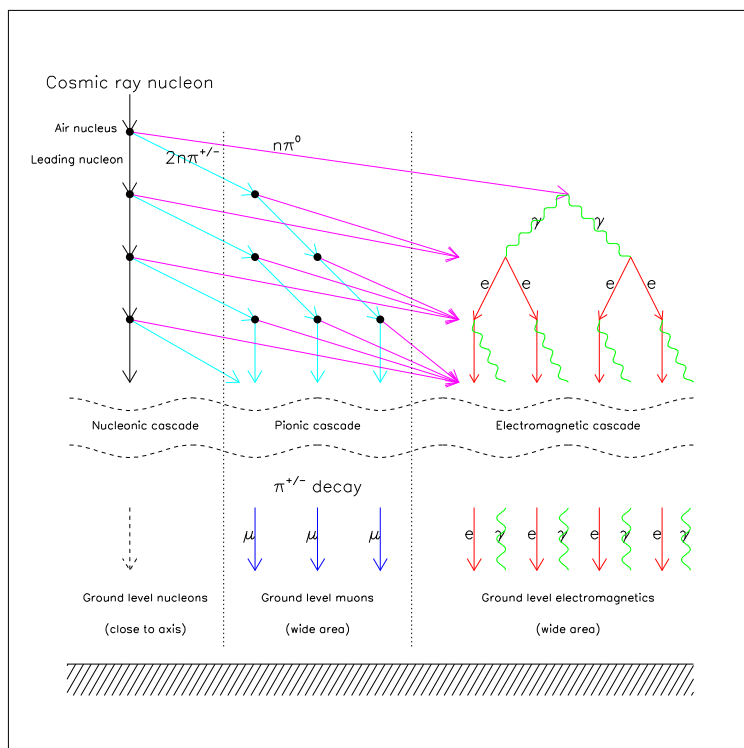


Figura 1.13: Sviluppo di un EAS.

Un semplice modello, ideato da Heitler, è quello di schematizzare un EAS come un processo di ramificazione; ad ogni interazione, ciascuna particella è come se si dividesse in due; le collisioni avvengono dopo una lunghezza di interazione λ . Detta X la slant depth¹⁴ misurata lungo l'asse dello sciame (individuato dalla direzione di arrivo della particella primaria incidente), dopo X/λ interazioni si ha un numero di particelle pari a

$$N(X) = 2^{\frac{X}{\lambda}} \quad (1.26)$$

mentre l'energia per particella è

$$E(X) = \frac{E_0}{N(X)} \quad (1.27)$$

dove E_0 è l'energia della particella primaria. Il processo di suddivisione continua fino a quando non si raggiunge una certa energia critica E_c . Il numero massimo di particelle è quindi

$$N(X_{max}) = \frac{E_0}{E_c} \quad (1.28)$$

¹⁴La definizione della slant depth sarà data nell'eq. (1.39).

da cui segue immediatamente

$$X_{max} = \lambda \ln \left(\frac{E_0}{E_c} - 2 \right) \quad (1.29)$$

Questo modello vale per gli sciame elettromagnetici e, approssimativamente, anche per quelli adronici ($N_{max} \propto E_0$ e $X_{max} \propto \ln(E_0/AE_c)$, dove A è la massa della particella primaria).

Le particelle di uno sciame sono deviate rispetto all'asse per effetto dello scattering Coulomb multiplo e del momento trasverso nelle interazioni e nei decadimenti; la distribuzione delle particelle intorno all'asse è simmetrica ed il profilo di densità (*funzione di distribuzione laterale*) è all'incirca decrescente con un fattore di scala pari al raggio di Molière in aria (circa 80 m al livello del mare). I muoni, generalmente, raggiungono la superficie terrestre prima di elettroni e fotoni, in quanto risentono in misura minore dei processi di diffusione. In figura 1.14 è mostrato lo sviluppo longitudinale di alcuni sciame in funzione della profondità atmosferica.

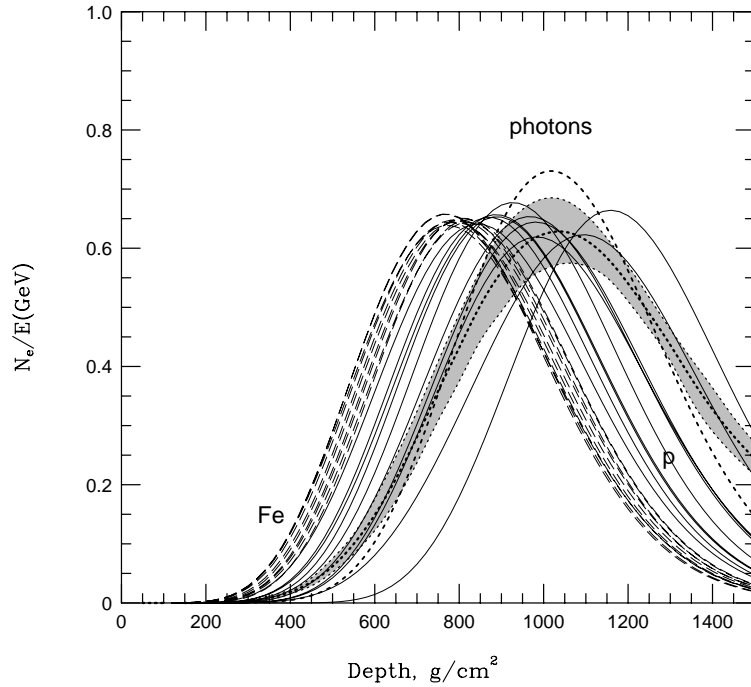


Figura 1.14: Sviluppo longitudinale di EAS ad energie di 100 EeV; sono rappresentati dieci sciame iniziati da protoni (linee continue sottili) e da nuclei di ferro (linee tratteggiate sottili). La zona ombreggiata rappresenta sciame generati da fotoni tenendo conto dell'effetto LPM e del campo magnetico terrestre, le linee spesse tratteggiate tengono conto invece solo del processo di cascata elettromagnetica.

1.6.2 Sciami elettromagnetici

Negli sciami elettromagnetici generati da UHECR i due processi di base sono la produzione di coppie e la Bremsstrahlung; ad energie $\gtrsim 1$ GeV, le sezioni d'urto di ambedue i processi sono più o meno costanti con l'energia. Al disotto dell'energia critica si hanno perdite di energia per ionizzazione (elettroni e positroni) o per gli effetti Compton e fotoelettrico (fotoni). L'energia critica è proprio il valore energetico al quale la perdita per ionizzazione è uguale alla perdita per radiazione.

L'evoluzione di uno sciame elettromagnetico è determinata dalla *lunghezza di radiazione* X_0 per la Bremsstrahlung, cioè la distanza alla quale l'energia di un elettrone o positrone si riduce a un fattore $1/e$ dell'energia iniziale, espressa in $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$:

$$-\left. \frac{dE}{dX} \right|_{rad} = \frac{E}{X_0} \quad (1.30)$$

Si può usare la parametrizzazione

$$X_0 \approx 180 \frac{A}{Z^2} \quad (1.31)$$

dove A è il numero di massa e Z il numero di carica. L'energia critica è empiricamente data da

$$E_c \approx \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1.2} \quad (1.32)$$

Il cammino libero medio per la produzione di fotoni di frenamento da parte di elettroni e positroni è X_0 , mentre quello per la produzione di coppie da parte di fotoni è $9/7 X_0$ [58].

Lo sviluppo longitudinale di uno sciame elettromagnetico si può descrivere come

$$\frac{dE}{d\xi} = E_0 \frac{\beta^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} \xi^\alpha \exp[-\beta\xi] \quad (1.33)$$

dove Γ è la funzione di Eulero, $\xi = \frac{X}{X_0}$, $\alpha = \beta\xi_{max}$ e $\beta \simeq 0.5$. Lo sviluppo trasversale dello sciame è invece descritto dal *raggio di Molière*

$$R_{Molière} \simeq X_0 \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} \quad (1.34)$$

1.6.3 Sciami adronici

Le interazioni adroniche sono più complesse di quelle elettromagnetiche; un adrone di altissima energia è in grado di produrre moltissime particelle interagendo con i nuclei del mezzo che attraversa (l'atmosfera nel nostro caso). Elementarmente, si può considerare il nucleo come un disco opaco di raggio R ; in questo caso la sezione d'urto d'interazione è πR^2 ovvero va come $A^{2/3}$ (A è il numero di massa) poiché dalla fenomenologia (saturazione delle forze nucleari) si ha $R \propto A^{1/3}$. La lunghezza di interazione nucleare è

$$\Lambda = \frac{A}{N_A \sigma_{int}} \sim A^{1/3} \quad (1.35)$$

dove N_A è il numero di Avogadro e σ_{int} la sezione d'urto d'interazione.

Negli sciame adronici si hanno ulteriori componenti elettromagnetiche derivanti dal decadimento delle particelle π^0 ed inoltre molta energia è trasformata in energia "non visibile" (neutrini, muoni, eccitazione e disintegrazione di nuclei, . . .); per questi motivi, a parità di particella primaria ed energia iniziale, si possono avere sciame molto differenti tra loro.

Le dimensioni longitudinali dello sciame sono caratterizzate dalla lunghezza di assorbimento nucleare, che va circa come $35A^{1/3}$ ed è legata all'energia, alla sezione d'urto ed alla inelasticità¹⁵, che è tipicamente 0.5.

Le dimensioni trasversali sono invece determinate dalla distribuzione angolare delle particelle secondarie, che hanno impulsi trasversi tipici di 0.35 GeV, e pertanto tendono ad aumentare con l'evolversi dello sciame. Per descrivere il profilo longitudinale di uno sciame generato da un protone si usa generalmente la *parametrizzazione di Gaisser-Hillas*, in funzione della slant depth¹⁶ X

$$N(X) = N_{max} \left[\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right]^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} \exp \left[-\frac{X_{max} - X_0}{\lambda} \right] \quad (1.36)$$

dove $\lambda \simeq 70 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$, X_0 è la slant depth iniziale dello sciame e X_{max} la slant depth del massimo; X_{max} dipende dal numero di particelle energetiche prodotte nelle interazioni adroniche.

Sciame generati da nuclei pesanti hanno in generale un X_{max} meno profondo rispetto agli sciame iniziati da protoni; i dettagli dipendono dalle modellizzazioni delle interazioni adroniche poiché non si hanno dati sperimentali a sufficienza nel range energetico di interesse.

1.7 L'atmosfera come rivelatore

L'atmosfera terrestre può essere considerata come un grande calorimetro in quanto intercetta la particella primaria e ne assorbe la maggior parte dell'energia, che viene poi convertita in luce di fluorescenza e radiazione Cherenkov.

Lo sviluppo degli EAS nell'atmosfera è determinato dalla densità e dalla composizione di quest'ultima; in particolare la regione di interesse è la *troposfera*, che si estende dal suolo fino a 15 km di altezza.

Nella maggior parte delle applicazioni è possibile considerare costante la temperatura dell'atmosfera¹⁷; in questo caso è facile ricavare l'andamento della

¹⁵L'inelasticità è definita come $K = \frac{E_0 - E'}{E_0 + M}$ dove E_0 è l'energia della particella incidente, E' quella del nucleone dopo la collisione e M la massa delle particelle dell'atmosfera (bersaglio).

¹⁶Si veda l'eq. (1.39).

¹⁷In realtà la temperatura diminuisce di circa $6.5 \text{ }^\circ\text{C}$ per ogni km di altezza nella troposfera.

pressione P e della densità ρ in funzione dell'altezza h :

$$P = P_0 \exp \left[-h \frac{mg}{kT} \right] \quad \text{con} \quad P_0 = 1013 \text{ mbar} \quad (1.37)$$

$$\rho = \rho_0 \exp \left[-h \frac{mg}{kT} \right] \quad \text{con} \quad \rho_0 = 0.00129 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \quad (1.38)$$

dove P_0 e ρ_0 sono la pressione e la densità al livello del mare a 0°C , k la costante di Boltzmann, T la temperatura assoluta, m la massa e g l'accelerazione di gravità. Tipicamente si può assumere $\frac{kT}{mg} \sim 7.5 \text{ km}$. In figura 1.15 sono riportati i profili di densità atmosferica di alcuni modelli di uso comune.

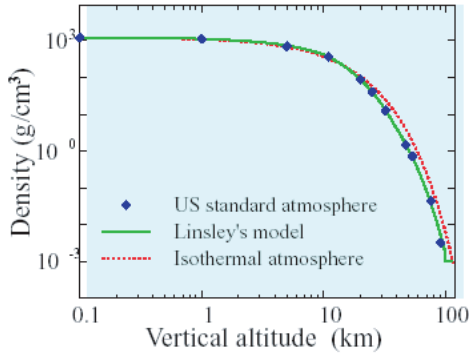


Figura 1.15: Profili di densità atmosferica.

La composizione della troposfera è praticamente costante con l'altitudine ed è N_2 per il 78%, O_2 per il 21% e Ar per l'1%; inoltre ci possono essere concentrazioni di vapore acqueo sotto forma di aerosol.

La pressione atmosferica standard al livello del mare è di 1013 mbar, che corrispondono ad una colonna verticale di atmosfera di area 1 cm^2 avente 1033 g di massa. Si definisce la *atmospheric depth* come la massa di atmosfera per area unitaria che sovrasta

il punto considerato; nel caso degli EAS è importante conoscere la profondità lungo l'asse dello sciame, cioè la *slant depth*

$$X = \int_l^\infty \rho \left[l \cos \theta + \frac{1}{2} \frac{l^2}{R_\oplus} \sin^2 \theta \right] dl \quad (1.39)$$

dove θ è l'angolo zenitale dell'asse dello sciame, cioè la sua inclinazione rispetto alla verticale, R_\oplus è il raggio della Terra e l la distanza lungo la traiettoria.

Per angoli di zenith minori di 60° , nell'approssimazione di atmosfera isoterma, si può scrivere:

$$X = X_0 \exp \left[-h \frac{mg}{kT} \right] \sec \theta \quad (1.40)$$

dove $X_0 = 1033 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$. La relazione tra la slant depth e la coordinata w lungo l'asse dello sciame è

$$\frac{dX}{dw} = -X \frac{kT}{mg} \cos \theta \quad (1.41)$$

In un modello realistico, la slant depth dipende dal profilo di densità atmosferica e pertanto, a seconda delle situazioni, si potrà avere la stessa slant depth ad altitudini diverse.

1.7.1 Luce di fluorescenza

Una particella ionizzante può eccitare le molecole di azoto (N_2) presenti nell'atmosfera, le quali a loro volta emettono dei fotoni di fluorescenza, tipicamente dai 10 ai 50 nanosecondi dopo l'eccitazione. L'emissione di questi fotoni, al contrario di quanto accade per la radiazione Cherenkov, è isotropa.

Il maggior contributo allo spettro di fluorescenza è dato dalla banda $2P$ dell'azoto molecolare e dalla banda $1N$ dello ione N_2^+ ; lo spettro è riportato in figura 1.16. La

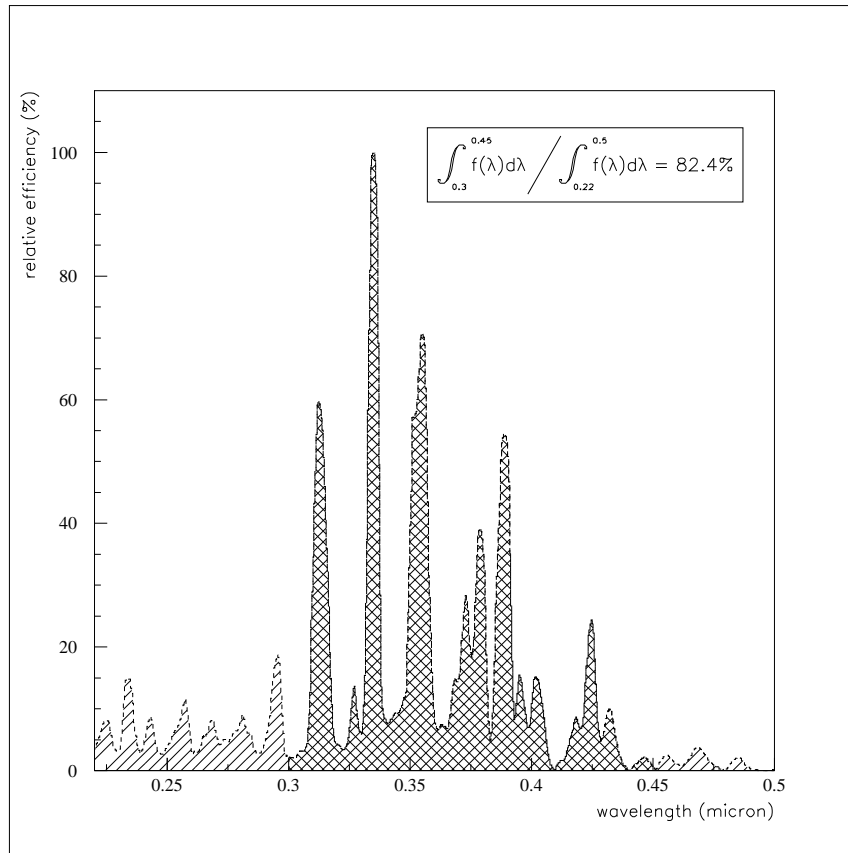


Figura 1.16: Spettro di fluorescenza dell'azoto atmosferico.

maggior parte dell'emissione è concentrata in un range di lunghezze d'onda comprese tra i 300 nm ed i 450 nm; in particolare i picchi più significativi si hanno a 337.1 nm, 357.7 nm (banda $2P$) e 391.4 nm (banda $1N$). A queste lunghezze d'onda l'atmosfera è abbastanza trasparente, avendo una lunghezza di attenuazione di circa 15 km per un fascio verticale. In realtà si avrebbero ancora delle righe significative al di sopra dei 400 nm, ma a queste lunghezze d'onda si ha un flusso maggiore di fotoni di background e un'ottica in grado di osservare anche a queste lunghezze d'onda

presenterebbe una notevole aberrazione cromatica. Il picchi al di sotto dei 320 nm non sono osservabili a causa dell'assorbimento dell'ozono.

L'emissione da parte di altre molecole in questo range non è significativa, in genere per la presenza di un maggior numero di configurazioni elettroniche a bassa energia. A causa del contrasto tra l'emissione e la de-eccitazione in seguito alle collisioni, il numero di fotoni emessi per unità di lunghezza di traccia della particella carica (yield di fluorescenza) ha una lieve dipendenza dalla temperatura e dalla pressione, circa proporzionale alla perdita di energia per ionizzazione.

L'andamento dello yield di fluorescenza in funzione della temperatura T e della densità ρ (in $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$) è dato dalle seguenti funzioni [39]:

$$g_1(\rho, T) = \frac{\rho A_1}{F_1 (1 + \rho B_1 \sqrt{T})} \quad \text{per la banda } 1N \quad (1.42)$$

$$g_2(\rho, T) = \frac{\rho A_2}{F_2 (1 + \rho B_2 \sqrt{T})} \quad \text{per la banda } 2P \quad (1.43)$$

dove

$$\begin{aligned} A_1 &= 0.574 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1} & A_2 &= 0.927 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1} \\ B_1 &= 6500 \text{ cm}^3 \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-1/2} & B_2 &= 1850 \text{ cm}^3 \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-1/2} \\ F_1 &= 1.044 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1} & F_2 &= 2.881 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1} \end{aligned}$$

L'efficienza di fluorescenza per una particella di energia E è, in fotoni per metro per particella,

$$N_\gamma(E, \rho, T) = \frac{dE}{dx} [g_1(\rho, T) + g_2(\rho, T)] \left(\frac{dE}{dx} \right)_{E_{ref}}^{-1} \quad (1.44)$$

dove E_{ref} è l'energia di riferimento.

1.7.2 Radiazione Cherenkov

Si ha emissione di radiazione Cherenkov nell'atmosfera quando una particella la attraversa con velocità maggiore di quella della luce nell'atmosfera stessa; i fotoni sono emessi ad un certo angolo θ_c , dipendente dalla velocità della particella e dall'energia ε del fotone emesso, rispetto all'impulso della particella tale che

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n(\varepsilon)} \quad (1.45)$$

dove β è la velocità della particella e $n(\varepsilon)$ l'indice di rifrazione atmosferico; in condizioni standard di temperatura e pressione $n = 1.00029$; in generale si può avere emissione solo se $n > 1$.

L'emissione azimuthale è isotropa rispetto all'impulso e praticamente istantanea. Ci sono dei valori di soglia per velocità ed energia affinché si possa produrre

radiazione Cherenkov:

$$\beta_{th} = \frac{1}{n} \quad (1.46)$$

$$\gamma_{th} = \frac{E_{th}}{m} = \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (1.47)$$

Per $\beta = 1$ si ha l'angolo limite $\theta_{lim} = \arccos \frac{1}{n}$.

Il numero di fotoni Cherenkov emessi da una singola particella di energia E e carica Ze per unità di lunghezza nel range di lunghezze d'onda $\lambda_1 \div \lambda_2$ è

$$\frac{dN_p(E)}{dx} = 2\pi\alpha Z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{[\beta n(\lambda)]^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (1.48)$$

dove α è la costante di struttura fine e l'integrale è limitato alle regioni in cui $n > 1$.

La quantità totale di luce prodotta dall'EAS per metro alla slant depth X deve tenere in considerazione la distribuzione dell'energia tra le particelle dello sciame $f(E, X)$:

$$\frac{dN(X)}{dx} = \int_{E_{th}}^{\infty} f(E, X) \frac{dN_p(E)}{dx} dE \quad (1.49)$$

1.7.3 Assorbimento e diffusione della luce

L'assorbimento e la diffusione della luce influenzano la rivelazione degli EAS. Tra 200 nm e 800 nm di lunghezza d'onda la diffusione è dovuta alle stesse molecole dell'atmosfera (*scattering Rayleigh*) ed alle particelle degli aerosol naturali o artificiali (*scattering Mie*) mentre si ha assorbimento da parte dell'ozono atmosferico al di sotto dei 320 nm.

1.7.3.1 Scattering Rayleigh

E' l'interazione dei fotoni della radiazione di fluorescenza o Cherenkov con le molecole d'aria; la sezione d'urto ha un andamento in funzione della lunghezza d'onda λ del tipo

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{1}{\lambda^4} \quad (1.50)$$

A $\lambda=400$ nm si ha un cammino libero medio $\Gamma_{Rayleigh}=2970 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Il numero di fotoni diffusi per unità di lunghezza è

$$\frac{dN_\gamma}{dl} = -\frac{\rho N_\gamma}{\Gamma_{Rayleigh}} \left(\frac{400 \text{ nm}}{\lambda}\right)^4 \quad (1.51)$$

dove ρ è data dalla (1.38), mentre la probabilità di scattering in un dato angolo solido è

$$\frac{d^2N_\gamma}{dl d\Omega} = \frac{3}{16\pi} \left| \frac{dN_\gamma}{dl} \right| (1 + \cos^2\theta) \quad (1.52)$$

e pertanto lo scattering Rayleigh è importante a tutti gli angoli di emissione.

1.7.3.2 Scattering Mie

In questo caso la situazione è più complessa; si ha infatti una forte dipendenza dalle dimensioni e dalla forma delle particelle di aerosol, dalla loro costante dielettrica e dalle proprietà di assorbimento delle particelle, ed in più la distribuzione di quest'ultime è estremamente variabile e dipende da vari fattori (condizioni meteorologiche, inquinamento, altitudine, ...).

Se si ha una larga concentrazione di aerosol è impossibile effettuare una previsione accurata sull'assorbimento, rendendo necessaria la rivelazione degli EAS in regioni dove lo scattering Mie avviene in percentuali molto minori rispetto allo scattering Rayleigh. La distribuzione degli aerosol, in modo approssimativo, diminuisce esponenzialmente con l'altitudine con un fattore di scala $h_{Mie} \approx 1.2$ km.

Si può modellizzare la distribuzione delle dimensioni degli aerosol con una funzione del tipo $N(a) = a^{-2.5}$; in questo caso alla lunghezza d'onda $\lambda=400$ nm si ha un cammino libero medio $l_{Mie} \approx 14$ km ed è

$$\frac{dN_\gamma}{dl} \simeq \frac{N_\gamma}{l_{Mie}} \exp \left[-\frac{h}{h_{Mie}} \right] \quad (1.53)$$

dove h è l'altezza. La distribuzione angolare ha un picco a zero gradi e vale

$$\frac{d^2N_\gamma}{d\Omega dl} \simeq A \exp \left[-\frac{\theta}{\theta_{Mie}} \left| \frac{dN_\gamma}{dl} \right| \right] \quad (1.54)$$

con $A \approx 0.8$ e $\theta_{Mie} \approx 26.7^\circ$.

In condizioni favorevoli, il contributo dello scattering Mie è minore del 20% di quello dello scattering Rayleigh.

Nel caso in cui sia trascurabile lo scattering multiplo della luce, il coefficiente di trasmissione totale della luce passante fra due punti di slant depth e altezza (X_1, h_1) e (X_2, h_2) è

$$T = T_{Rayleigh} T_{Mie} \quad (1.55)$$

dove

$$T_{Rayleigh} = \exp \left[-\frac{|X_1 - X_2|}{\Gamma_{Rayleigh}} \left(\frac{400 \text{ nm}}{\lambda} \right)^4 \right] \quad (1.56)$$

$$T_{Mie} = \exp \left[\frac{h_{Mie}}{l_{Mie} \cos \theta} \left(\exp \left(-\frac{h_1}{h_{Mie}} \right) - \exp \left(-\frac{h_2}{h_{Mie}} \right) \right) \right] \quad (1.57)$$

1.8 Generalità sulle tecniche sperimentali per la rilevazione degli UHECR

Ad energie superiori a 0.1 EeV la rivelazione diretta dei raggi cosmici è impossibile a causa del loro basso flusso; è necessario pertanto rivelare gli EAS prodotti nell'atmosfera.

1.8.1 Array di rivelatori a terra (ground array)

La prima e la più comune tecnica di misura adottata è stato il conteggio delle particelle cariche in arrivo sulla superficie terrestre da parte di matrici (array) di rivelatori (scintillatori o rivelatori Cherenkov). La ricostruzione di un EAS con questa tecnica si articola in tre fasi:

- una prima determinazione del *core* (asse) dello sciame in base alla posizione dei rivelatori colpiti ed alle loro ampiezze degli impulsi.
- determinazione dell'angolo di zenith in base alle differenze di tempi tra i contatori, assunto che il fronte dello sciame sia piatto.
- ricostruzione della distribuzione laterale dell'EAS, $\rho(r)$ in base alle ampiezze degli impulsi, convertite nel numero di particelle equivalenti.

Con queste informazioni si è in grado di determinare l'energia della particella primaria e la slant depth X_{max} del massimo dello sciame, attraverso simulazioni che tengono conto di vari modelli fisici di interazione ed usano metodi Monte Carlo per generare gli sciame.¹⁸

Per ogni sciame, la funzione di distribuzione laterale non è però misurata alla stessa profondità rispetto al massimo dello sciame; non conoscendo pertanto la posizione del massimo dello sciame, si hanno grosse fluttuazioni nella misura delle dimensioni dell'EAS, a parità di energia della particella primaria. Si ha che, come mostrato dalle simulazioni, tra i 450 ed i 900 m di distanza dall'asse, l'energia trasferita al livello del mare dipende poco dalle fluttuazioni nella posizione del punto di prima interazione. Nel profilo longitudinale dello sciame, le particelle rivelate in questa regione corrispondono al massimo; pertanto si misura solitamente la densità ρ_{600} delle particelle a 600 m dall'asse e con essa si ricostruisce l'energia del primario.

Queste tecniche non sono influenzate dalle condizioni atmosferiche e le misurazioni possono essere effettuate in continuazione per molti anni. La qualità della ricostruzione dipende tuttavia molto dalla calibrazione degli strumenti. Dal momento che le particelle dell'EAS sono sparse su un'ampia zona della superficie terrestre si . Per avere una buona risoluzione dei tempi di arrivo delle particelle su una vasta superficie richiedono grosse aree per la rivelazione.

Il rivelatore è in genere costituito da una matrice di contatori più piccoli.

¹⁸Le tecniche di simulazione saranno spiegate con maggiori dettagli nella sezione 3.3.

1.8.2 Rivelatori della luce di fluorescenza

La rivelazione della luce di fluorescenza è essenzialmente una tecnica calorimetrica. Poiché la luce di fluorescenza è emessa isotropicamente, i rivelatori di fluorescenza sono in grado di osservare sciami a grande distanza e di misurarne lo sviluppo longitudinale in funzione della profondità atmosferica. Questa tecnica utilizza l'atmosfera come se fosse un enorme calorimetro ed è in grado di risalire all'energia della particella primaria attraverso la conoscenza di X_{max} (slant depth del massimo dello sciame). Dal momento che il flusso di UHECR è estremamente basso, un rivelatore deve essere in grado di tenere sotto controllo la più grande porzione di atmosfera possibile.

Osservazioni di questo tipo devono essere effettuate in condizioni favorevoli: cielo scuro, limpido e senza Luna; pertanto si avrà un tempo effettivo di presa dati rispetto al tempo totale in cui è attiva la strumentazione (*duty cycle*) del 19% (vd. sezione 2.2.4).

In generale un rivelatore di fluorescenza è costituito da un raccoglitore di luce (lenti, specchi, ...), da un trasduttore sulla superficie focale dell'ottica (in genere un array di fotomoltiplicatori) e da filtri ottici. Per quanto riguarda l'elettronica si usano sia sistemi "sample and hold" che Flash ADC; le operazioni di base che svolgono questi sistemi sono la misura dell'intensità e del tempo di arrivo del segnale in ciascun fototubo. Si può vedere che il numero di fotoelettroni di background B rilevato dal detector nel cielo notturno è proporzionale a

$$B \propto \epsilon A b \Delta \Omega \Delta t \quad (1.58)$$

dove ϵ è l'efficienza totale, A l'area di raccolta dell'ottica (pupilla di ingresso), b il flusso di luce di background, $\Delta \Omega$ l'angolo solido visto da ciascun fototubo e Δt il tempo di integrazione dell'elettronica; dal momento che il numero medio B può essere facilmente sottratto, il numero di fotoelettroni di fondo osservati dipende solamente dalle fluttuazioni rispetto al valor medio ed è $N_n = \sqrt{B}$. Il numero di fotoelettroni di segnale è invece dato da

$$S \propto \frac{\epsilon A c \Delta t n_e Y}{4\pi R^2} \exp \left[-\frac{R}{\lambda} \right] \quad (1.59)$$

dove R è la distanza dallo sciame, λ la lunghezza di attenuazione del fascio nell'atmosfera, n_e il numero di particelle cariche e Y lo yield di fluorescenza, dato da $Y = \frac{N_\gamma}{d}$, cioè dal rapporto fra il numero di fotoni emessi per elettrone incidente N_γ e la lunghezza d della porzione visibile del fascio di elettroni nella direzione dell'asse del fascio. Si ha pertanto un rapporto segnale-rumore

$$\frac{S}{N_n} \propto \frac{n_e Y c}{4\pi R^2} \sqrt{\frac{\epsilon A \Delta t}{b \Delta \Omega}} \exp \left[-\frac{R}{\lambda} \right] \quad (1.60)$$

Una volta che si è ricostruito geometricamente l'asse dello sciame, ovvero la sua direzione, si passa alla ricostruzione del massimo dello sciame e dell'energia della

particella primaria. In particolare, una volta noto lo sviluppo longitudinale dello sciame $N(X)$ (eq. (1.36)), l'energia è data da

$$E = \alpha \int_0^{X_0} N(X) dX \quad \text{con} \quad \alpha = 2.2 \frac{\text{MeV}}{\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}} \quad (1.61)$$

dove $X_0 = 1033 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ e α è una costante legata alla perdita di energia per ionizzazione (minimum ionizing particle).

1.8.3 Rivelazione in radio-frequenze

Gli EAS possono produrre degli impulsi radio; a frequenze di $200 \div 1000 \text{ MHz}$ si ha un'emissione di sincrotrone dovuta alle coppie elettrone-positrone che si propagano nel campo magnetico terrestre. Si possono usare rivelatori costituiti da una sola antenna (es. CASA-MIA), oppure un sistema di antenne interfacciate con un computer. Il range di energia in cui è possibile ottenere un ragionevole rapporto segnale-rumore dipende dal numero di antenne utilizzato.

Un'altra tecnica che viene utilizzata è la rivelazione degli eco radar della colonna d'aria ionizzata dallo sciame; usata insieme alle tecniche di fluorescenza è in grado di dare informazioni sugli sciami orizzontali, in particolare quelli indotti da neutrini.

La costruzione di un *LOw-Frequency ARray* (LO-FAR) dovrebbe iniziare a breve per studiare l'emissione in radiofrequenza degli EAS. Il dispositivo dovrebbe comprendere 100 stazioni costituite da 100 dipoli ciascuna distribuite in una zona di 400 km di raggio. Un insieme di computer sarà in grado di correlare i dati provenienti dalle varie antenne in modo da costituire una sorta di "telescopio virtuale" che potrà essere puntato in ogni direzione.

1.8.4 Esperimenti passati e presenti

1.8.4.1 Volcano Ranch

Nel 1962 John Linsley e Livio Scarsi osservarono il primo UHECR (10^{20} eV) a Volcano Ranch, nel New Mexico, utilizzando un array costituito da 19 contatori a scintillazione di 3.3 m^2 , distribuiti su una griglia esagonale di 884 m di lato [45].

1.8.4.2 Haverah Park

Ad Haverah Park, in Inghilterra, un array di rivelatori Cherenkov ad acqua profondi 1.2 m [48] rimase in funzione per 19 anni, a partire dal 1968. Le stazioni avevano un'area tipica di 34 m^2 ed erano distribuite su un'area di 12 km^2 ; vi era un gruppo di 4 rivelatori distanziati di 500 m al centro e altri 6 gruppi con $50 \div 150 \text{ m}$ di separazione, posti a 2 km dal centro. Il sistema aveva un'energia di soglia di $6 \cdot 10^{16} \text{ eV}$; l'energia del primario era ricavata con un'accuratezza del 30%. La risoluzione angolare era: per l'angolo zenithale θ , $2.5^\circ \cdot \sec \theta$ con $0^\circ \leq \theta \leq 75^\circ$, per l'angolo azimuthale φ , $2.5^\circ \cdot \csc \varphi$ con $15^\circ \leq \varphi \leq 90^\circ$.

1.8.4.3 Yakutsk

Nel 1972 è entrato in funzione a Yakutsk in Russia un array di scintillatori plastici, ampliato nel 1974 [30]. I rivelatori erano disposti in un gruppo centrale di 7 contatori su una griglia triangolare di 500 m di lato, più altri rivelatori distanziati di 1 km. Delle stazioni sotterranee erano in grado di misurare il flusso di muoni con la soglia di 1 GeV. Nel 1995 l'array è stato risistemato su un'area di 10 km² per studiare la regione dello spettro intorno a 10 EeV di energia.

1.8.4.4 SUGAR

Il *Sidney University Giant Air-shower Recorder* (SUGAR) ha operato tra il 1968 e il 1979 e fino ad oggi è il più grande array costruito nell'emisfero meridionale, con 47 stazioni distribuite su un'area di 70 km² e costituite ognuna da due scintillatori aventi due serbatoi conici di 6 m² di sezione e distanziati di 50 m. Per gli sciami rivelati da più di tre stazioni si aveva una risoluzione angolare di $3^\circ \cdot \sec \theta$ sull'angolo zenitale θ ; tuttavia la maggior parte degli sciami era rivelata da sole tre stazioni e si aveva una risoluzione di 6° per gli sciami verticali.

1.8.4.5 AGASA

L'*Akeno Giant Air Shower Array* (AGASA), è stato pienamente attivo per circa dieci anni dal 1992, è costituito da 111 scintillatori aventi un'area di 2.2 km² distribuiti su 10 km² di superficie ad 1 km di distanza l'uno dall'altro [72]. In questo modo si ha un'accettanza¹⁹ di 125 km² · sr per i raggi cosmici al di sopra dei 10 EeV. I rivelatori sono controllati da una complessa rete di fibre ottiche; inoltre alcuni scintillatori sono schermati e forniscono informazioni sulla componente muonica dello sciame.

1.8.4.6 Fly's Eye

La tecnica di rivelazione degli EAS mediante la fluorescenza è stata implementata dal gruppo Fly's Eye nel deserto di Dugway nello Utah in un dispositivo costituito da due gruppi di 880 e 460 fotomoltiplicatori a distanza di 3.3 km [11]. In questa configurazione, il dispositivo ha funzionato dal 1986 al 1993. Il primo detector era costituito da 67 telescopi di 1.5 m di diametro a curvatura sferica, con 12 o 14 fotomoltiplicatori; gli specchi erano posizionati in modo da osservare l'intera sfera celeste, ciascun fotomoltiplicatore osservando una zona esagonale di 5° di diametro angolare. Il secondo rivelatore seguiva lo stesso tipo di configurazione ma avendo solo 36 telescopi ed osservando metà del cielo visibile.

1.8.4.7 HiRes

L'*High Resolution Fly's Eye* (HiRes) è diventato operativo alla fine del 1999 ed è costituito da due gruppi di 22 e 42 telescopi di 2 m di diametro [74]; sul piano focale

¹⁹In genere ci si riferisce all'accettanza geometrica; per una definizione si veda l'appendice B.1.

di ogni strumento si trovano 256 fotomoltiplicatori esagonali aventi 1° di diametro angolare. Si ha un'accettanza effettiva di circa $350(1000) \text{ km}^2 \cdot \text{sr}$ a $10(100) \text{ EeV}$, in media 6 volte migliore di quella del Fly's Eye originale, con un'energia di soglia di 0.1 EeV . Si ha un duty cycle del 10%. Il campo di vista dei telescopi è centrato sul Chicago Air Shower Array (CASA) e sul Michigan Muon Array (MIA) in modo da avere un rivelatore ibrido per la ricostruzione del profilo longitudinale, della densità di particelle al suolo e della componente muonica. HiRes rimarrà attivo ancora per qualche tempo.

1.8.4.8 I dati sperimentali attuali

I risultati raccolti da AGASA e da HiRes sono discordanti tra loro a parità di esposizione; la tabella 1.1 mostra le più importanti differenze, la figura 1.17 mostra invece la parte finale dello spettro di energia misurato dai diversi esperimenti.

	AGASA	HiRes
Eventi $> 10^{20} \text{ eV}$	11	2
Posizione della "caviglia"	10^{19} eV	$4 \cdot 10^{18} \text{ eV}$
Effetto GZK	no	si

Tabella 1.1: Confronto tra AGASA e HiRes.

Il numero di eventi osservati finora è in ogni caso troppo basso perché si possano trarre delle conclusioni con elevato livello di confidenza. Blasi, De Marco e Olinto [24] hanno mostrato che, se ci fosse un errore sistematico del 30% nella determinazione dell'energia da parte di HiRes (sottostima del 15%) e AGASA (sovrastima del 15%), i due esperimenti fornirebbero dati in accordo per energie inferiori a 10^{20} eV , ad energie superiori, i dati di AGASA sarebbero compatibili con la presenza del GZK cut-off a livello di 2σ .

1.8.5 Esperimenti futuri

1.8.5.1 PAO

Il *Pierre Auger Observatory* (PAO) [7] è progettato per lavorare mediante rivelatori di fluorescenza e ground array; si prevede di effettuare le misure da due siti diversi, uno per emisfero nord/sud, aventi un'area di 3000 km^2 e costituiti da 1600 rivelatori di particelle e 4 di fluorescenza, per un'accettanza geometrica complessiva di $14000 \text{ km}^2 \cdot \text{sr}$, un valore praticamente insuperabile da qualsiasi altro esperimento effettuabile sulla Terra [7].

Un prototipo è già in funzione a Malargüe, in Argentina ed è costituito da rivelatori Cherenkov ad acqua aventi una sezione di 10 m^2 e separati di 1.5 km su una griglia esagonale. I rivelatori di fluorescenza saranno costituiti da 6 telescopi di 1.7 m di diametro con fotomoltiplicatori aventi un diametro angolare di 1.5° . L'uso dei soli

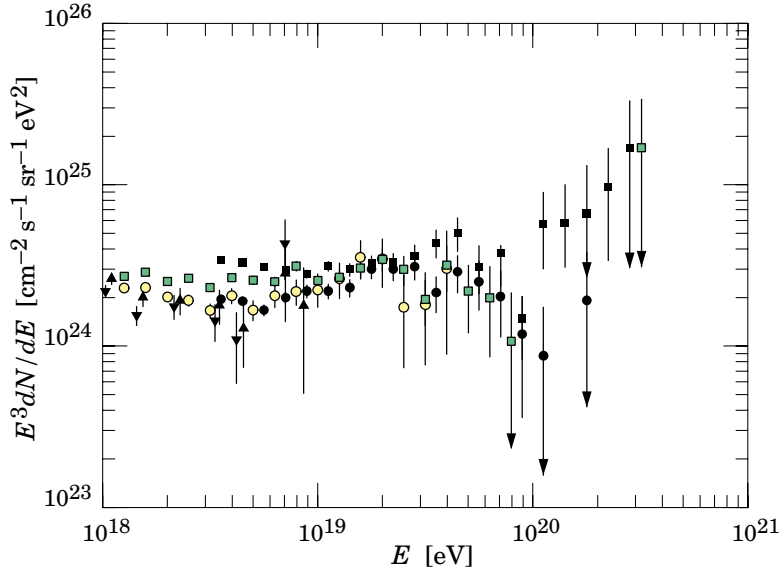


Figura 1.17: Spettro dei raggi cosmici ad altissima energia: \circ (Fly's Eye stereo), \square (Fly's Eye monoculare), \blacksquare (AGASA), \bullet (HiRes monoculare, dati preliminari), \blacktriangle (Haverak Park, protoni), \blacktriangledown (Haverah Park, ferro).

rivelatori di particelle darà una risoluzione angolare minore di 1.5° e una risoluzione energetica del 20%; usando anche i rivelatori di fluorescenza la risoluzione angolare dovrebbe scendere a 0.3° a 100 EeV. Se si richiede che vi siano 5 rivelatori sopra soglia, il rivelatore sarà pienamente efficiente al di sopra dei 10 EeV. Si pensa che in tre anni di funzionamento il PAO sia in grado di rivelare 1000 eventi oltre i 40 EeV, consentendo uno studio più approfondito della correlazione con sorgenti discrete e dell'anisotropia.

1.8.5.2 Telescope Array

Il *Telescope Array* [33] comprenderà una serie di rivelatori di fluorescenza sparsi in una vasta area nello Utah; si prevedono 10 stazioni distanziate di circa 30-40 km e costituite da 40 telescopi di 3 m di diametro sulla cui superficie focale si troveranno 256 fotomoltiplicatori di 1° di diametro angolare. L'accettanza sarà di $5000 \text{ km}^2 \cdot \text{sr}$, tenendo conto di un duty cycle del 10%. Sull'energia primaria, la direzione di arrivo e la profondità del massimo dello sciame di avrà un'accuratezza rispettivamente del 6%, 0.6° e $20 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$.

1.8.5.3 EUSO

Evidenti ragioni pratiche fanno ritenere che l'accettanza stimata per l'osservatorio Auger ($\sim 10^4 \text{ km}^2 \cdot \text{sr}$) sia la massima ottenibile da esperimenti svolti sulla superficie terrestre. Per aumentare sensibilmente la regione di atmosfera osservabile, in modo da incrementare il numero di eventi ad altissime energie registrabili, non rimane allora che costruire degli osservatori orbitanti intorno alla Terra, in modo da tenere controllata una più vasta porzione di atmosfera terrestre. Infatti, dal momento che gli sciami si sviluppano ad un'altezza inferiore ai 10 km circa, disponendo di un'ottica a grande campo di vista, la grande distanza tra il rivelatore e lo sciame consente di avere una maggiore accettanza geometrica. Esperimenti di questo tipo possono inoltre risolvere il problema della rivelazione dei neutrini di altissima energia, dato che gli esperimenti compiuti a terra non dispongono di un bersaglio di massa sufficiente. L'idea, concepita da John Linsley nel 1979, è alla base dell'*Extreme Universe Space Observatory* (EUSO)²⁰ e verrà descritta in dettaglio nei paragrafi seguenti; l'accettanza geometrica prevista per EUSO è di circa $6 \cdot 10^5 \text{ km}^2 \cdot \text{sr}$, un ordine di grandezza superiore rispetto a quella di Auger. La massa totale di atmosfera monitorata da EUSO sarà dell'ordine di 10^{12} tonnellate, contro le 10^{10} tonnellate di Auger.

²⁰Inizialmente proposto, all'inizio del 2000, all'*European Space Agency* (ESA) per un satellite Free Flight in orbita equatoriale, è stato scelto per un adattamento come carico esterno sulla ISS.

Capitolo 2

La missione EUSO

In questo capitolo viene descritto l'esperimento EUSO, di futura realizzazione, nell'ambito della quale ho svolto il mio lavoro di tesi. Anche in questo caso, non è possibile descrivere in modo esauriente ogni singola tematica e mi limiterò pertanto ad evidenziare gli aspetti più importanti e quelli ai quali farò maggior riferimento nel seguito; riferimenti per ulteriori approfondimenti verranno dati nel testo, comunque si possono consultare gli scritti citati all'inizio del primo capitolo; per la parte specifica su EUSO un riferimento generale è [18]. La descrizione dell'apparato sperimentale di EUSO segue la baseline corrente; alcuni aspetti tecnici sono ancora in fase di studio, sviluppo e definizione.

2.1 Gli obiettivi scientifici di EUSO

La missione EUSO ha i seguenti obiettivi scientifici:

- Misura dello spettro degli UHECR oltre i 10^{20} eV.
- Osservazioni alle energie di GZK per raccordare lo spettro osservato da EUSO con quello misurato dagli esperimenti a terra.
- Localizzazione dettagliata delle direzioni di arrivo degli UHECR in entrambi gli emisferi celesti; identificazione di eventuali sorgenti compatte.
- Studio della composizione dei raggi cosmici.
- Ricerca dei neutrini di altissima energia.

2.2 La tecnica osservativa di EUSO

Poiché la quantità di fotoni emessa per fluorescenza in seguito ad un EAS è notevole, un gran numero di fotoni è in grado di attraversare l'atmosfera terrestre e raggiungere un rivelatore posto al di fuori di essa. EUSO è costituito sostanzialmente da un telescopio sensibile agli ultravioletti posto sulla stazione spaziale internazionale

(ISS) ad un'altezza di circa 430 km puntato all'incirca verso il suo nadir ed avente un campo di vista complessivo di 60° , come mostrato nella figura 2.1; la tabella 2.1 riassume le caratteristiche generali della missione. Da questi dati si ricava

Altezza media della ISS	$H_E = 430$ km
Periodo orbitale della ISS	$T_O = 1.5$ ore
Inclinazione orbitale della ISS	$\iota = 51^\circ$
Duty Cycle di osservazione	$\eta_O \simeq 0.25$
Duty Cycle strumentale	$\eta_I \simeq 0.30$
Tempo morto dello strumento (%)	$\tau_{dead} \lesssim 0.03$
Durata della missione (in orbita)	3+2 anni pieni

Tabella 2.1: Parametri principali della missione EUSO.

immediatamente che EUSO sarà in grado di osservare circa $2 \cdot 10^5$ km² di superficie terrestre.

L'approccio osservativo da un punto di vista spaziale anziché da terra presenta alcune peculiarità. Innanzitutto, la ISS "sorvola" l'intera superficie terrestre tra $\pm 51^\circ$ di latitudine ad una velocità di circa 7 km/s rispetto alla superficie stessa: ciò da la possibilità ad EUSO di osservare, con cadenza più o meno regolare (periodo orbitale di circa 1.5 ore), tutta la sfera celeste.

La maggiore distanza tra EUSO e gli EAS, che si sviluppano nella parte bassa dell'atmosfera, rispetto ai rivelatori posti a terra, riduce i problemi associati alla determinazione degli angoli solidi in quanto tutto lo sciame si può considerare alla stessa distanza dal rivelatore ($\pm 1-2\%$); per sciame differenti sia l'angolo solido sotteso che la quantità di atmosfera attraversata dalla luce variano al più per un fattore $\cos 2\gamma_{FOV}$, dove $\gamma_{FOV} \approx 30^\circ$ è il semiangolo che identifica il campo di vista dell'apparato. La grande distanza tra il rivelatore e lo sciame rende però più difficile l'identificazione del segnale, che è più debole rispetto a quello rilevabile da terra.

Nella stratosfera, il tasso di produzione di fluorescenza è praticamente costante e questo permette alcune semplificazioni: si può considerare lo yield di fluorescenza al massimo dello sciame in relazione con l'energia della particella primaria mentre il profilo temporale dell'EAS dipende dall'altezza alla quale è prodotto.

La maggior parte della luce di fluorescenza non risente della presenza di aerosol e quindi dello scattering Mie; tuttavia lo scattering Mie rappresenta ancora un problema in quanto diffonde la luce proveniente dalla zona del massimo, in particolare per gli sciame verticali (per i quali il massimo dello sciame ha un'altezza di circa 2 km sul livello del mare).

Un'altro vantaggio del punto di vista osservativo dallo spazio è la possibilità di rivelare la radiazione Cherenkov emessa nell'impatto dello sciame con il suolo o con le nubi (da terra ciò non è possibile).

Il grande campo di vista e la variabilità della zona inquadrata da EUSO rendono più che mai necessario un costante monitoraggio dei fenomeni atmosferici, delle

caratteristiche geofisiche della zona inquadrata (mari, deserti, montagne, ...) e di tutte le possibili sorgenti di rumore (inquinamento luminoso, ...).

La figura 2.2 mostra il profilo temporale visto da EUSO dei fotoni generati a seguito di un EAS con 100 EeV di energia e angolo zenithale di 60° , iniziato da un protone a 15 km di altezza al centro del campo di vista del detector.

2.2.1 Rivelazione degli EAS

La luce di fluorescenza raggiunge EUSO, eventualmente dopo un processo di scattering multiplo¹; la curva di fluorescenza (in verde nella figura 2.2) mostra un massimo in corrispondenza del massimo dello sciame. Il numero di fotoni nel tempo di durata dell'EAS dipende, oltre che dall'energia, dall'angolo di incidenza e dalla posizione nel campo di vista; uno sciame verticale si sviluppa in $100 \mu\text{s}$ ed il suo massimo (e quello dello yield di fluorescenza) talvolta non si trova al di sopra del suolo; uno sciame praticamente orizzontale, invece, sviluppa una traccia molto larga, che può durare fino a $300 \mu\text{s}$.

La luce di fluorescenza appare come un disco luminoso, di intensità proporzionale al numero di particelle cariche presenti nell'EAS ed avente un raggio dell'ordine di 100 m, che si muove nell'atmosfera con una velocità prossima a quella della luce.²

L'emissione Cherenkov (in blu nella figura 2.2), concentrata attorno all'asse dello sciame in un cono di circa 1.3° di apertura, è visibile da EUSO grazie allo scattering Rayleigh/Mie a grande angolo dei fotoni Cherenkov e all'albedo della superficie terrestre; si ha tipicamente un albedo del 5-8%, che in presenza di nuvole può arrivare fino all'80%. La radiazione Cherenkov è emessa in una banda di lunghezze d'onda $\lambda = 200 \div 500 \text{ nm}$ ed il numero di fotoni emessi è proporzionale a λ^{-2} . Nella figura 2.2, il picco Cherenkov a $1540 \mu\text{s}$ è dovuto alla riflessione della radiazione sul mare.

Le dimensioni angolari di un EAS possono arrivare anche a decine di gradi, a seconda della natura dello sciame, della sua energia primaria e della sua direzione di arrivo. L'immagine dello sciame appare sequenzialmente sulla superficie focale dello strumento; inizialmente produce un segnale debole che aumenta gradualmente fino a raggiungere il massimo e poi si dissolve.

2.2.2 Descrizione schematica del rivelatore

Il rivelatore, ovvero un telescopio per l'osservazione di raggi cosmici e neutrini di altissima energia, come mostrato nella figura 2.3, è schematicamente costituito da due lenti di Fresnel che hanno il compito di focalizzare i fotoni su una superficie focale su cui sono posizionati dei *Multi-Anode-Photo-Multiplier* (MAPMT), per un totale di circa $2 \cdot 10^5$ pixel, ognuno dei quali copre un'area equivalente di $0.8 \times 0.8 \text{ km}^2$ al suolo.³

¹Lo stesso si ha per la luce Cherenkov diffusa all'indietro.

²Nel caso in cui la particella primaria sia un protone, si ha un fattore di Lorentz $\gamma \sim 10^{11}$, il più alto osservabile in natura.

³E' una distanza di qualche volta maggiore del raggio di Molière a terra che descrive la crescita laterale di uno sciame.

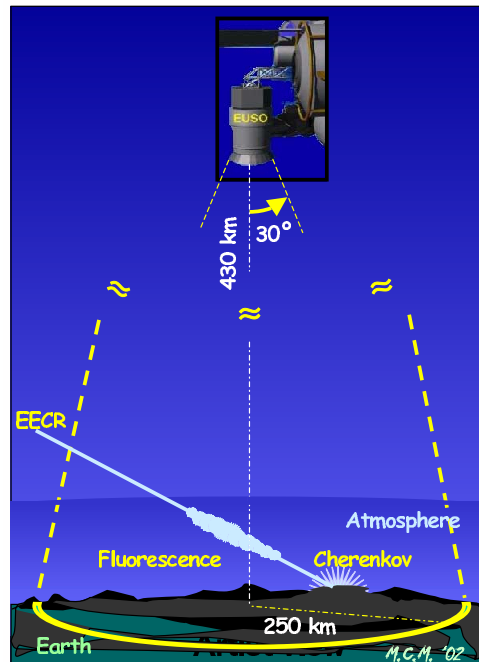


Figura 2.1: L'approccio osservativo di EUSO.

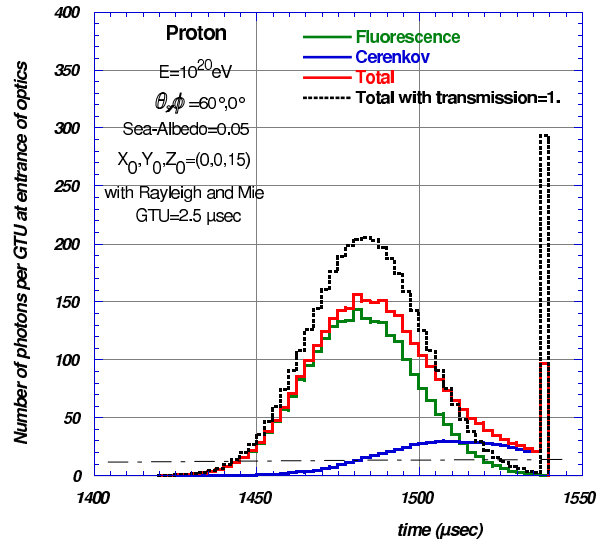


Figura 2.2: Profilo temporale dei fotoni generati da un EAS. La linea verde rappresenta i fotoni di fluorescenza, quella blu i fotoni Cherenkov, quella rossa tutti i fotoni, sia di fluorescenza che Cherenkov, mentre la linea nera rappresenta tutti i fotoni in assenza di effetti di trasmissione.

Ad ogni pixel è associata una veloce elettronica di conteggio ed analogamente ve ne è una associata ad ogni MAPMT. Il tempo di campionamento è definito dalla *Gate Time Unit* (GTU), cioè il tempo in cui l'elettronica di front-end conta i fotoelettroni emessi; in pratica è la risoluzione temporale del segnale di fluorescenza. Nella baseline attuale una GTU vale $2.5 \mu\text{s}$.

L'acquisizione è controllata da un trigger basato su due parametri, un numero minimo N_{th} di fotoelettroni in una GTU per considerare un pixel colpito e un numero al primo livello N_{pers} di GTU successive in cui, se uno o più pixel sono attivati, viene identificato un EAS (numero di persistenza). È previsto inoltre un trigger di secondo livello (da definire), che dovrebbe includere anche un algoritmo di *track finding* per migliorare notevolmente l'efficienza di trigger per EAS di bassa energia.

La figura 2.4 riporta il profilo temporale dei fotoelettroni generati dallo stesso sciame di figura 2.2. La correlazione spazio-temporale di

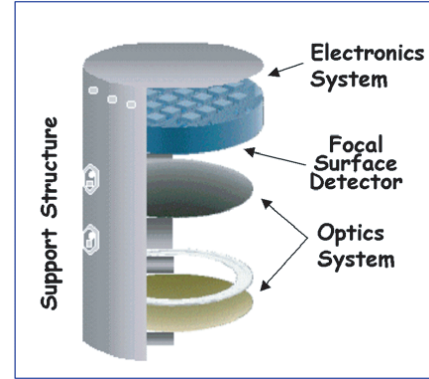


Figura 2.3: Rappresentazione schematica del rivelatore di EUSO.

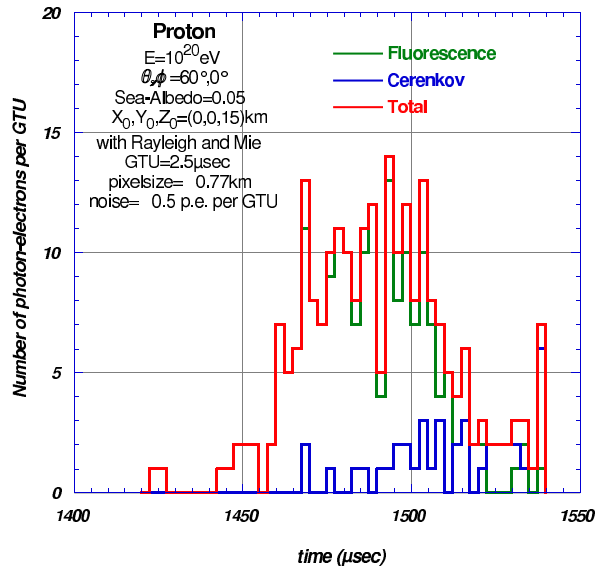


Figura 2.4: Profilo temporale dei fotoelettroni generati da un EAS nel rivelatore. Per il significato dei colori si veda la figura 2.2.

un EAS è di grande aiuto per la rivelazione degli sciame in quanto è ben differente da quella delle altre sorgenti di luce, naturali od artificiali; ad esempio, una sorgente di luce parassita, come una città, produce un segnale di maggior durata e persistenza.

	Luce riflessa sul mare (nubi)	Nightlow	Totale
Minimo	190 (260)	250	440 (510)
Riferimento	200 (280)	300	500 (580)
Massimo	320 (450)	600	920 (1050)

Tabella 2.2: Background atteso dovuto a sorgenti naturali (eccetto la luce lunare); i valori sono in fotoni·m⁻²·ns⁻¹·sr⁻¹.

2.2.3 Efficienza ed accettazione

L'efficienza di EUSO dipende dai parametri del rivelatore e dell'atmosfera e dalle proprietà dell'EAS. Ad energie di 10 EeV gli EAS non possono venire identificati poiché il numero di fotoni che raggiungono EUSO moltiplicato per il fattore di conversione da fotoni a fotoelettroni (che è circa 0.06) è tale da rendere dominante il background rispetto al segnale. Il numero di EAS identificabili cresce all'aumentare dell'energia. A circa 100 EeV tutti gli sciami sono rilevabili e l'inefficienza residua è dovuta agli sciami verticali il cui massimo non viene raggiunto prima di arrivare al suolo. La figura 2.5 mostra l'efficienza in funzione dell'energia in assenza e in presenza di nubi, secondo il database dell'*International Satellite Cloud Climatology Project* (ISCCP).

L'accettazione di EUSO è invece mostrata nella figura 2.6, ricavata da 60000 eventi generati casualmente; l'effetto delle nubi è meno rilevante per sciami più inclinati di 60°, in quanto il massimo viene raggiunto al di sopra dello strato di nuvole; inoltre tale effetto dipende poco dall'energia dello sciame poiché il massimo di fluorescenza dipende logicamente dall'energia primaria. Gli sciami in cui sono rivelati sia il massimo di fluorescenza (con un rapporto segnale/rumore pari a circa 3) che il picco Cherenkov (con un rapporto segnale/rumore pari a circa 3) sono detti *golden EAS*.

2.2.4 Background, duty cycle e rate di conteggio

Il duty cycle dipende dal numero di fotoni di background, che è determinato principalmente dalla luce lunare e stellare⁴ ed al bagliore atmosferico (*nightglow*) che è emesso isotropicamente ad un'altezza compresa tra 90 e 110 km dovuto alla ionizzazione per effetto della radiazione cosmica nonché dalle luci artificiali.⁵ La tabella 2.2 riporta il background atteso dovuto alla luce riflessa e al nightglow. Il numero atteso di fotoelettroni di background è dato da

$$\mu_{pe} = \langle B \rangle A \Omega \Delta t \varepsilon \quad (2.1)$$

dove $\langle B \rangle$ è il flusso medio di background, A è l'area della pupilla di ingresso, Ω è l'angolo solido osservato, Δt è il tempo di integrazione ed ε è l'efficienza. Assumendo,

⁴In particolare la luce solare riflessa dal pianeta Venere.

⁵Misure effettuate dall'esperimento BABY Background BYpass in Sicilia hanno mostrato come il background a 26 km di altezza passi da 450 fotoni · m⁻² · ns⁻¹ · sr⁻¹ sul mare vicino alla costa a 40000 fotoni · m⁻² · ns⁻¹ · sr⁻¹ sopra una città di media grandezza.

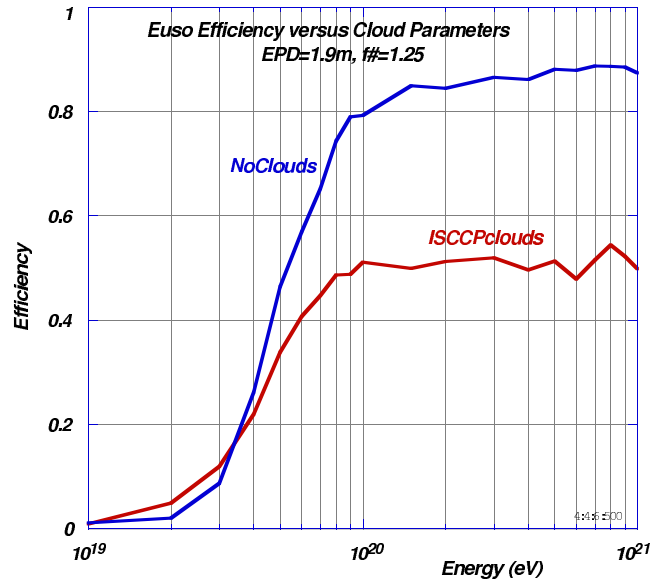


Figura 2.5: Efficienza di EUSO, in presenza od assenza di nubi, in funzione dell'energia.

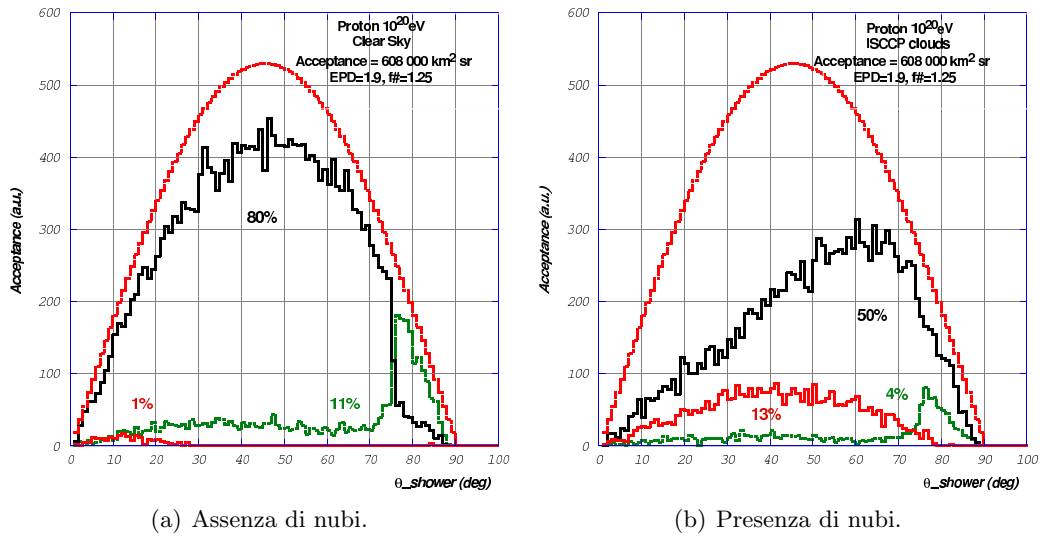


Figura 2.6: Accettanza di EUSO; la linea nera rappresenta i golden EAS, la curva rossa gli EAS in cui si osserva solo il lampo Cherenkov e quella verde gli sciami in cui si osserva unicamente la fluorescenza.

nelle notti senza Luna, $\langle B \rangle \approx 500 \text{ fotoni} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{ns}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$, $\Omega \approx 4 \cdot 10^{-6} \text{ sr}$, $A \approx 4 \text{ m}^2$ ed $\varepsilon \approx 0.07$, si hanno $0.6 \text{ fotoelettroni} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ di fondo su ogni pixel della superficie focale. Il duty cycle corrispondente alle notti senza Luna è del 13%.

Se si ritiene accettabile un valore addizionale di $100 \text{ fotoni} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{ns}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ di fondo dovuti alla luce lunare (si ha un aumento del background del 20%) il duty cycle sale al 19%.⁶ Per confronto, un EAS generato da un primario a 10^{20} eV produce circa $20 \text{ fotoni} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{ns}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$, ma localizzati.

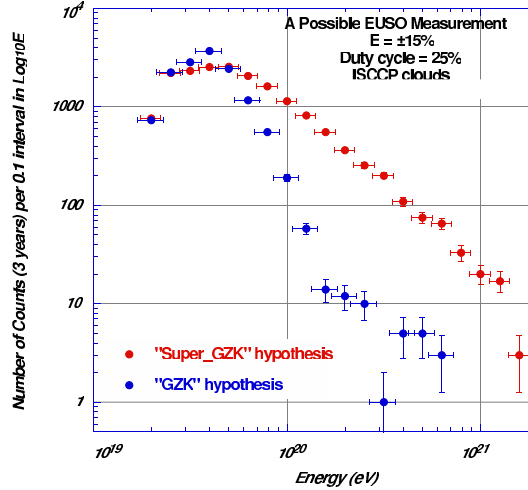


Figura 2.7: Rate di conteggio degli eventi in presenza (linea blu) e in assenza (linea rossa) dell'effetto GZK.

Il background stimato dovuto a sorgenti artificiali varia tra $0.1 B_V$ sopra gli oceani e $27 B_V$ sopra le grandi città, dove $B_V = 860 \text{ fotoni} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{ns}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ è il flusso della luce diffusa nel cielo notturno nella banda V. Dalla conoscenza della velocità orbitale della ISS e dalla dimensione del pixel al suolo si ricava che il tempo di persistenza di una sorgente di inquinamento luminoso nel campo di vista di EUSO è di circa 100 ms ed è quindi agevolmente distinguibile da quello di un EAS.⁷

Nell'atmosfera avvengono poi altri fenomeni di natura ottico-elettrica, primi fra tutti i fulmini, che influenzano il duty cycle e l'efficienza di EUSO; la distinzione di questi fenomeni dagli EAS è ancora una volta agevolata dal diverso profilo spazio-temporale.

Da queste considerazioni si può fare una stima sul numero di eventi che potranno essere osservati da EUSO in tre anni effettivi di osservazioni, in presenza o meno dell'effetto GZK; i risultati sono riportati in figura 2.7; si prevedono, in tre anni

⁶Il duty cycle considerato è quello di osservazione, relativo cioè al tempo effettivo di presa dati; il duty cycle strumentale, ossia riferito al tempo in cui la strumentazione è accesa, è del 30%.

⁷La velocità della ISS è di circa $7 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ e la dimensione del pixel al suolo di circa 0.8 km.

pieni di osservazione, oltre 3000 eventi oltre i 100 EeV in assenza dell'effetto GZK e oltre 350 in presenza di esso.

La tabella 2.3 mostra il numero di eventi previsti sopra i 100 EeV osservabili in un anno dagli esperimenti di futura generazione, estrapolato dallo spettro osservato da AGASA.

Esperimento	Num. Eventi
HiRes	3
Telescope Array	15
Auger	70
EUSO	1000

Tabella 2.3: Numero di eventi previsti in un anno ad energie maggiori di 100 EeV.

2.3 L'apparato strumentale

Vengono ora presentate le caratteristiche principali del telescopio UHECR/ ν di EUSO, già descritto sommariamente nella sezione 2.2.2; sarà inoltre data una descrizione sommaria delle altre parti della strumentazione.

2.3.1 L'ottica

Nella progettazione dell'ottica dello strumento si è tenuto conto dei seguenti parametri chiave, che corrispondono a requisiti indispensabili per il conseguimento degli obiettivi scientifici della missione:

- Una banda passante in lunghezze d'onda fra 330 nm e 400 nm; in questo range migliora il rapporto segnale/rumore per la rilevazione di fluorescenza e radiazione Cherenkov. La scelta di una tale banda passante è il risultato di un trade-off fra il segnale, il background e il design dell'apparato, che diventa molto più complesso scegliendo una banda passante più larga.
- Una triggering efficacy⁸ minima di $1.6 - 0.3\gamma^2 - 2.1\gamma^4$ m², dove γ è l'angolo in radianti tra l'asse ottico e la direzione dell'EAS, in modo da avere una soglia in energia pari a circa $5 \cdot 10^{19}$ eV e piena funzionalità a 10^{20} eV.
- Un campo di vista complessivo più ampio di 50° , in modo da osservare il maggior volume possibile di atmosfera per volta. La scelta di un campo di vista di 60° è stata effettuata in base ad un trade-off con le prestazioni dell'ottica.
- Una granularità dei pixel di 0.1° , corrispondenti a circa 0.8×0.8 km² a terra; notare che questa risoluzione angolare è di circa 7000 volte meno restrittiva di quella dei comuni telescopi astronomici, limitati dalla diffrazione.

⁸Si veda l'appendice B.2 per alcune definizioni di ottica.

- Un'ottica molto aperta, con un numero $f/\#$ compreso tra 1.00 e 1.25 ed un diametro dell'obiettivo inferiore ai 2.5 m; quest'ultima restrizione è dovuta ai limiti di dimensione da imbarcare sulla ISS.

I componenti dell'ottica, oltre alle strutture di supporto, alle interfacce e ai moduli di controllo, sono due lenti di Fresnel, una esterna ed una interna, il diaframma di apertura posto tra le due lenti ed i filtri, posizionati sulla superficie focale.

Il design dell'ottica è un'evoluzione delle *Optical Wide-angle Lens* (OWL) progettate dalla NASA; l'utilizzo delle lenti di Fresnel minimizza l'assorbimento, riduce la massa e consente grande apertura e campo di vista con un basso numero $f/\#$.

Il materiale plastico utilizzato per la costruzione delle lenti è scelto in base alla dispersione cromatica nell'ultravioletto ed al basso assorbimento, oltre che dalle proprietà fisiche e chimiche.

I parametri dell'ottica nella baseline corrente sono riassunti nella tabella 2.4.

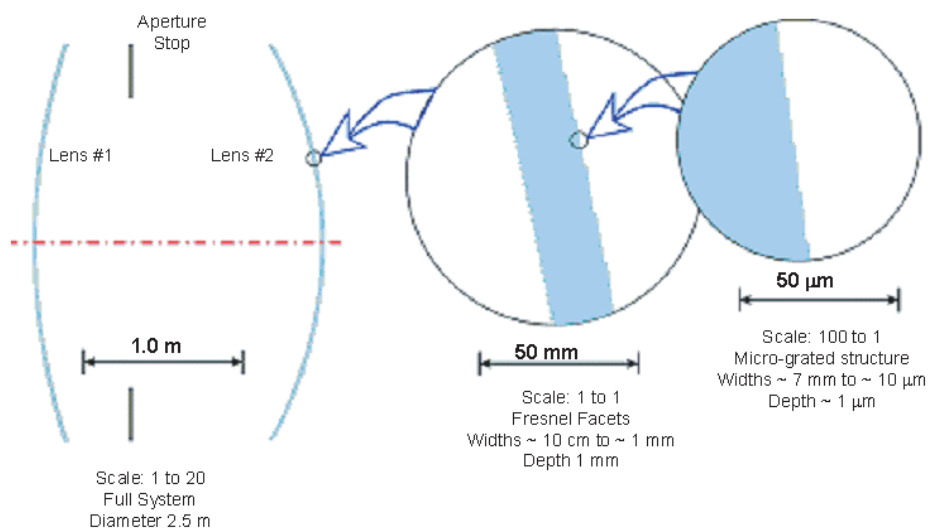


Figura 2.8: Schema dell'ottica del rivelatore.

Per proteggere l'ottica dagli agenti esterni e dal calore diurno, nei periodi in cui lo strumento non è attivo è previsto l'utilizzo di un coperchio protettivo controllato elettronicamente; allo stesso scopo, attorno alla prima lente di Fresnel verrà posizionato un opportuno paraluce per limitare la luce parassita.

2.3.2 La superficie focale

Sulla superficie focale di EUSO verrà posizionato il *Photo-Detector* (PD), che dovrà soddisfare ai seguenti requisiti:

Banda passante	$WR := \{330 \text{ nm} \leq \lambda \leq 400 \text{ nm}\}$
Massimo diametro delle ottiche	$D_{max} = 2.5 \text{ m}$
Lunghezza focale	$f \lesssim 2500 \text{ mm}$
Campo di vista (semiangolo)	$\gamma_{max} = 30^\circ$
Spot size	$s \leq 4.8 \text{ mm}$
Diametro della pupilla d'ingresso	$D = 2.3 \text{ m}$
Numero f	$f/\# = 1.00$
Triggering efficacy	$OS_{eff}(\gamma) \gtrsim 1.6 - 0.28\gamma^2 - 2.1\gamma^4 \text{ m}^2$

Tabella 2.4: Parametri dell'ottica.

- capacità di rilevare i fotoni alle lunghezze d'onda di interesse;
- capacità di contare il singolo fotone;
- risoluzione temporale di 10 ns tra due conteggi sullo stesso pixel.

Nella baseline attuale, il PD è costituito da diversi moduli indipendenti, ciascuno dei quali contiene i sensori, gli adattatori ottici, l'elettronica di front end, il trigger, il modulo di gestione dei dati, i componenti per la sicurezza ed il controllo e le strutture di supporto.

La superficie focale vera e propria è costituita da un mosaico di MAPMT⁹; per evitare perdite di accettazione (zone morte o sfocature) è necessario ottimizzare i fotomoltiplicatori in una struttura modulare; attualmente si prevede la seguente struttura ad albero:

- singolo sensore (*MAPMT*)¹⁰;
- cella elementare (*EC*) o microcella, gruppo logico e fisico di 4 sensori, autonomo e con risorse condivise;
- *Photo-Detector Module* (*PDM*), gruppo fisico di un numero opportuno di celle elementari, variante a seconda della geometria;
- macrocella (*MC*), gruppo logico di un opportuno numero di celle elementari, utilizzato a livello di elettronica e di trigger.

La superficie focale è divisa in un opportuno numero di settori uguali, ciascuno avente un adeguato numero di PDM e di macrocelle.

Per quanto riguarda la dimensione del pixel, un valore più piccolo aumenta il rapporto segnale/rumore, consentendo una maggior precisione nella determinazione delle caratteristiche dello sciame; in ogni caso, la dimensione del pixel non deve

⁹Si ha una discrepanza inferiore al millimetro tra la disposizione dei fotomoltiplicatori e la superficie focale.

¹⁰Nella baseline corrente si è optato per l'R8900-03-M36 della Hamamatsu, avente una quantum efficiency del 18% ed una collection efficiency del 70%.

essere maggiore della larghezza della *Point Spread Function* (PSF) dell'ottica, per non peggiorarne la risoluzione. Tenendo conto di ciò si è scelto di usare il formato 6×6 anodi corrispondenti ad una dimensione del pixel di 4.5 mm, anche se sarebbe possibile scendere a 3.3 mm (8×8 anodi). La scelta attuale risulta da un trade-off tra il numero di canali, la PSF e la risoluzione nella ricostruzione dei parametri fisici degli sciame.¹¹

Per la disposizione dei PD-Module sulla superficie focale sono state studiate due configurazioni: una cartesiana ed una polare, mostrate nella figura 2.9 e descritte nella tabella 2.5.

Le caratteristiche della superficie focale sono riassunte nella tabella 2.6, considerando un campo di vista complessivo per EUSO di 60° .

2.3.3 L'elettronica

L'elettronica di EUSO ha il compito di gestire la presa dati e di monitorare lo strumento. Essa è costituita dalle seguenti componenti:

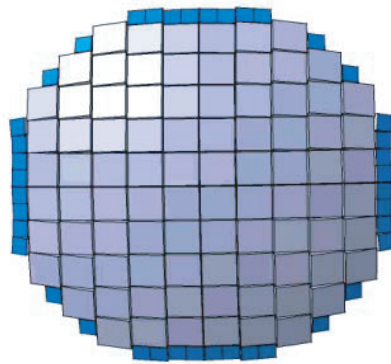
- Elettronica di sistema, per il trigger ed il controllo dello strumento (TCU);
- Elettronica della superficie focale: alimentazione dei fotomoltiplicatori, elettronica di front-end e della macrocella, primo livello del trigger, controllo della superficie focale;
- Elettronica per il sondaggio dell'atmosfera;
- Elettronica del sistema di calibrazione;
- Elettronica del sistema di controllo termico.

Alla rivelazione degli EAS sono correlate direttamente solo le prime due parti e pertanto mi soffermerò unicamente su queste; per ulteriori dettagli si può consultare [18].

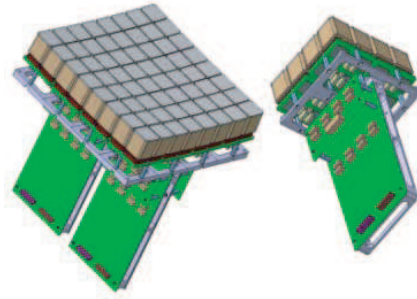
E' preferibile usare un'elettronica di front-end veloce e binaria per risparmiare energia essendo in grado di contare il singolo fotone; si richiede una soglia pari ad un quarto del segnale prodotto da un fotoelettrone con una precisione del 10%. Infatti, per uno sciame inclinato di 70° a 10^{21} eV di energia si hanno circa 70 fotoelettroni al microsecondo. Come già detto, la risoluzione temporale tra due conteggi deve essere di 10 ns.

Il trigger deve essere in grado di discriminare il background dal segnale ed avere tempi morti limitati; ci si aspetta un livello di fondo di $0.3 \div 0.5$ fotoelettroni al microsecondo per pixel. L'unità modulare fondamentale del trigger è la macrocella, vista come un insieme di sensori costituenti una singola unità logica. Nel design attuale il trigger può funzionare in tre modi diversi: un modo veloce per la rivelazione

¹¹Un maggior numero di canali aumenta la complessità della superficie focale e, con la PSF attuale dell'ottica, non si avrebbe un sensibile miglioramento nella ricostruzione degli EAS, come nel caso di un'ottica ideale.



(a) Layout X-Y.



(b) PDM per il layout X-Y.

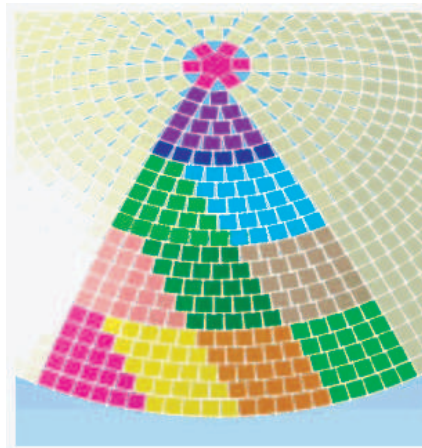
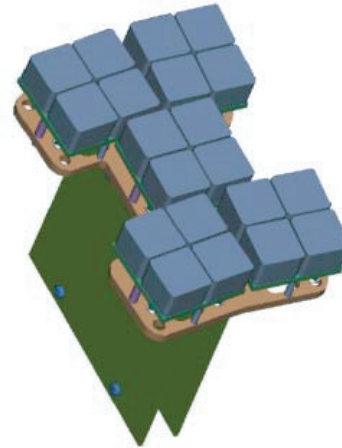
(c) Layout θ - φ .(d) PDM per il layout θ - φ .

Figura 2.9: Configurazioni della superficie focale.

LAYOUT	θ - φ	X-Y
Fotomoltiplicatori	5544	6272
Celle elementari	1386	1568
PDM	60	128
Numero medio di celle elementari per PDM	23.1	12.25
Numero medio di fotomoltiplicatori per PDM	92.4	49.0

Tabella 2.5: Configurazioni della superficie focale.

Geometria	paraboloide $z \sim \alpha r^2$ con $\alpha \sim 0.28976 \text{ m}^{-1}$
Raggio massimo	$R_{max} = 1.13 \text{ m}$
Area totale	$A_{tot} = 4.415 \text{ m}^2$
Massimo angolo di incidenza sulla superficie focale	$\approx 27^\circ$
Efficienza media del photo-detector	$\bar{\epsilon}_{PD} = 0.12$
Dimensione del pixel	4.500 mm
Numero di canali	$2.00 \cdot 10^5$
Risoluzione di doppio impulso	$\approx 10 \text{ ns}$
Tensione operativa del MAPMT	$-800 \text{ V} \leq V_{op} \leq -1000 \text{ V}$
Guadagno nominale del MAPMT	$5.3 \cdot 10^5$ a $V_{op} = 800 \text{ V}$
Campo di vista del MAPMT	$\Delta\alpha \simeq 0.109^\circ$
Dimensione del pixel al suolo	$\Delta x_E \simeq 0.81 \text{ km} \div 0.90 \text{ km}$

Tabella 2.6: Caratteristiche della superficie focale.

degli EAS, un modo lento per le meteore ed altri fenomeni atmosferici ed un modo speciale per la calibrazione. E' necessario l'uso sia dell'elettronica digitale che di quella analogica per rivelare sia la luce di fluorescenza che il velocissimo lampo della riflessione Cherenkov (si vedano le figg. 2.2 e 2.4).

La discriminazione del segnale dal rumore avviene mediante diversi livelli di trigger; poiché la statistica di conteggio degli eventi è poissoniana, la probabilità di trovare più di n fotoelettroni per GTU in un pixel è

$$P = 1 - \sum_{k=0}^n \frac{\mu_{pe}^k e^{-\mu_{pe}}}{k!} \quad (2.2)$$

con μ_{pe} dato dalla (2.1).

Al primo livello, se il segnale proveniente dal fotomoltiplicatore supera una certa soglia, si conta l'arrivo di un singolo fotoelettrone.

Se un certo valore di conteggio è raggiunto in una data GTU, si considera il pixel come avente triggerato e si procede nel conteggio. Sia μ_{pe} il numero di fotoni che colpiscono un pixel in una GTU; definiamo

$$C_{out} = \sum_{GTU} \mu_{pe} - n + 1 \quad (2.3)$$

Si ha il trigger a livello di pixel se $C_{out} > 0$.

Se un valore di conteggio prestabilito a livello di macrocella viene raggiunto in una GTU, in base agli impulsi provenienti dai pixel "accesi", si considera la macrocella come avente triggerato. Detto

$$M_{out} = \sum_{pixel} (C_{out,i} - m_{th} + 1) \quad (2.4)$$

con m_{th} opportuno valore di soglia, si ha il trigger a livello di macrocella se $M_{out} > 0$.

Il secondo livello di trigger si basa sulla persistenza del segnale in GTU successive. Si definisce

$$CP = \begin{cases} 1 & \text{se } \sum_{GTU} M_{out} \geq Z \\ 0 & \text{altrimenti} \end{cases} \quad (2.5)$$

Se $CP = 1$ si ha il secondo livello di trigger; in questo caso un preliminare algoritmo di “track finder” cerca un “segmento” di pixel accesi in un limitato intervallo di tempo, in modo da rigettare trigger non causati dai fenomeni oggetto di studio.

Sono previsti tre diversi valori di GTU a seconda del modo di funzionamento (eventi lenti o veloci oppure calibrazione). La scelta di utilizzare una GTU di $2.5 \mu s$, nel caso degli EAS, è dettata dal fatto che questo è all'incirca il tempo impiegato dalle particelle di uno sciame orizzontale per attraversare il campo di vista di un pixel. E' considerata l'implementazione di una funzione automatica di selezionamento del livello di trigger, per gestire situazioni in cui il background varia lentamente a causa di fenomeni transienti persistenti (fasi lunari, aree urbane, diffusione di luce da parte delle nubi, ...).

Compito dell'elettronica di front-end è amplificare il debole segnale proveniente dai sensori con un limitato dispendio energetico e senza interferire con il sistema di trigger. In particolare ha lo scopo di “accendere” il primo livello di trigger quando è superata una certa soglia di conteggio in una GTU. L'elettronica di front-end sarà implementata nella forma di un circuito integrato specifico per l'applicazione.

Per le operazioni di lettura/scrittura vengono utilizzate delle memorie ad anello, aventi una capacità tale da contenere l'evento atteso più lungo, in cui vengono registrate la posizione dei pixel colpiti, il numero di fotoelettroni ed il loro tempo di arrivo. Quando arriva un segnale di trigger, le operazioni di scrittura sulle memorie vengono interrotte e le memorie vengono lette per la lunghezza di tempo misurata da un apposito contatore temporale (metodo “free running”). In figura 2.10 è mostrata schematicamente l'organizzazione di una macrocella.

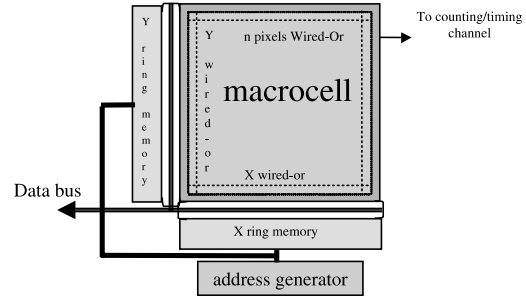


Figura 2.10: Organizzazione di una macrocella.

2.3.4 Altre componenti

Il rivelatore di EUSO sarà costituito da altre parti, indispensabili al funzionamento dell'apparato oppure di ausilio al rivelatore.

Una sezione importante è quella per il monitoraggio (sounding) dell'atmosfera, che dovrà fornire informazioni sulla copertura nuvolosa e sulla trasmissione e diffusione della luce nell'atmosfera, in modo da rendere più accurata la ricostruzione

degli eventi.¹² In particolare è previsto l'utilizzo di un sistema di *Light Detection And Ranging* (LIDAR), basato su un laser Nd-YAG, e di una camera CCD per la ripresa di immagini nell'infrarosso. In pratica, con tutti gli apparati in funzione, la rivelazione di un EAS da parte di EUSO si articolerà nelle seguenti fasi:

1. La particella primaria di altissima energia che entra nell'atmosfera crea uno sciame; la luce di fluorescenza prodotta lungo la traiettoria della particella viene registrata dal detector.
2. Fotoni Cherenkov altamente collimati sono prodotti lungo la direzione di arrivo dello sciame; al punto di impatto sulla superficie terrestre, o sulla sommità di una nuvola, la luce ultravioletta riflessa o diffusa viene rivelata.
3. Quando l'intensità del segnale letto è superiore ad un dato livello, l'elettronica comprende che il segnale potrebbe essere "buono" e si ha il trigger; viene presa una fotografia nell'infrarosso del campo di vista al momento del trigger.
4. Il sounding dell'atmosfera viene quindi eseguito dal LIDAR lungo lo sciame.
5. Si passa quindi all'analisi dei dati.

Una struttura comune terrà insieme il telescopio ed i dispositivi per il monitoraggio dell'atmosfera; un sistema di controllo termico si occuperà invece di mantenere le componenti alla loro temperatura operativa; l'energia necessaria al funzionamento degli strumenti verrà prelevata direttamente dalla ISS e sarà distribuita ai vari componenti attraverso un sistema di power supply.

Un ulteriore aspetto importante e critico nello stesso tempo è quello della calibrazione degli strumenti. Sarà eseguita in parte prima del lancio nello spazio, per quanto riguarda i fotomoltiplicatori e la macrocella, in parte quando lo strumento sarà posizionato nella sua postazione operativa. Un sistema di sorgenti artificiali di luce posto al suolo consentirà inoltre di verificare e calibrare la risposta dello strumento alla luce ultravioletta e la trasmissione atmosferica.

¹²Inoltre queste misure possono fornire dati interessanti per studi sul clima e sul bilancio termico del nostro pianeta.

Capitolo 3

ESAF

In questo capitolo viene descritto ESAF, il framework per la simulazione e la ricostruzione degli eventi fisici della missione EUSO; per il mio lavoro di tesi ho utilizzato questo framework ed ho contribuito parzialmente al suo sviluppo, in particolar modo per quanto riguarda la parte di ricostruzione degli eventi. Vengono presentate le caratteristiche generali del programma ed il suo design; dopodiché si analizzano con maggiori dettagli alcune fasi della simulazione. Alla ricostruzione sarà dedicato il prossimo capitolo.

3.1 Utilità di un programma di simulazione ed analisi

L'*EUSO Simulation and Analysis Framework* (ESAF), sviluppato dal gruppo di Genova [25], è nato con lo scopo di simulare l'intero processo di acquisizione ed analisi dati in EUSO, a partire dall'interazione della particella primaria nell'atmosfera, alla simulazione delle condizioni atmosferiche e meteorologiche (nubi, lampi, ...), al trasporto della luce fino alla pupilla d'ingresso del telescopio, alla simulazione del rivelatore (ottica, superficie focale, elettronica, trigger) fino alla ricostruzione degli eventi ed all'analisi dei dati.

In questo modo è possibile simulare i fenomeni fisici (EAS, meteore, ...) utilizzando le più svariate configurazioni del detector. Si può così valutare quale configurazione si adatta meglio ad essere usata nella missione vera e propria, in base ai risultati forniti dalla parte di ricostruzione ed analisi.

D'altro canto è possibile, utilizzando gli eventi simulati, verificare la validità e l'accuratezza dei vari algoritmi di ricostruzione dell'evento, in modo da poter utilizzare gli stessi in maniera efficiente al momento della presa dei dati reali.

Attualmente la parte che riguarda la simulazione è implementata in una versione di base quasi completa, mentre la parte di ricostruzione ed analisi è ancora in fase di sviluppo, nonostante si abbiano già dei ragguardevoli risultati, come descritto oltre.

Quando il framework sarà completamente sviluppato si potranno compiere studi approfonditi sugli effetti di particolari configurazioni della strumentazione nella rivelazione degli EAS o di altri fenomeni. Si avrà la possibilità di cambiare tutti

i parametri significativi e di concentrare l'attenzione su una particolare parte di tutto il processo (ad esempio, la simulazione dell'ottica).

Si può pertanto riassumere nei seguenti punti l'utilità di un software come ESAF nell'ambito di EUSO:

- Simulare l'evento fisico.
- Simulare le condizioni sperimentali.
- Verificare il segnale atteso.
- Verificare gli algoritmi di ricostruzione dell'evento.
- Verificare l'accettanza e la risoluzione dell'apparato strumentale.
- Verificare il raggiungimento degli obiettivi scientifici complessivi.
- Impostare i requisiti scientifici in base alle capacità degli strumenti, al livello di background ed al monitoraggio dell'atmosfera.

3.2 Design ed implementazione

Di seguito vengono presentate le linee-guida che si sono seguite nella progettazione e nell'implementazione di ESAF; per conoscere ulteriori dettagli, in particolare sull'installazione e l'uso pratico del programma, è d'obbligo la consultazione di [25] e [57].

3.2.1 ESAF e C++

La complessa struttura dell'esperimento stesso e la richiesta di modularità e flessibilità le più ampie possibili, rendono inevitabile la scelta di utilizzare una tecnica di programmazione orientata agli oggetti; per questo, ESAF è scritto in linguaggio C++, uno dei più diffusi linguaggi di programmazione orientata agli oggetti.¹ Nel seguito sarà pertanto inevitabile l'uso di termini legati alla programmazione ad oggetti; per maggiori approfondimenti si possono consultare [37], [71], [46] e [35]; una piccola rassegna di definizioni basilari si trova nell'appendice C. In questa sede mi limito solamente ad una brevissima sintesi delle potenzialità offerte dalla programmazione orientata agli oggetti rispetto alla programmazione procedurale:

- Aumenta l'astrazione dei dati e, di conseguenza, la possibilità di riuso del codice.
- Facilita lo sviluppo e la modifica degli oggetti.

¹Ci sono tuttavia alcune parti di codice scritte in Fortran. Per l'esattezza, al 7 Maggio 2004, l'intero programma era costituito da 42830 linee di codice in C++ e 22280 in Fortran distribuite in 1141 file sorgenti; per il funzionamento del programma sono inoltre necessari 168 file di configurazione e di dati.

- Fornisce un meccanismo flessibile per la modellizzazione di oggetti reali e delle relazioni tra questi ultimi.
- Si riduce la complessità del codice.
- La struttura di base del programma è relativamente statica ed è facilitata la possibilità di riuso.

Grazie alle caratteristiche C++, è dunque possibile utilizzare un numero a piacere di versioni differenti di ogni modulo usato, senza cambiare l'interfaccia comune in modo molto più semplice rispetto ad altri linguaggi di programmazione. Per esempio, è possibile eseguire la simulazione e la ricostruzione di uno sciame con una particolare configurazione, poi cambiare il tipo di fotomoltiplicatore usato e far girare nuovamente la simulazione e la ricostruzione partendo dallo stesso identico evento fisico ma passando per una diversa risposta del detector, per confrontare poi i risultati.

La struttura di ESAF è a strati: le parti esterne sono più generali ed astratte rispetto a quelle interne e, a mano a mano che si procede verso l'interno, gli oggetti diventano maggiormente specializzati ed atti a descrivere quello che accade nella realtà. L'uso di interfacce astratte e di factory [35] fa in modo che gli strati esterni possano tranquillamente ignorare ciò che fanno gli strati interni, avendo soltanto bisogno di conoscere le interfacce con questi ultimi.

La figura 3.1 mostra lo schema concettuale generale di ESAF; essa non è un diagramma delle classi usate nel codice ma lo schema logico in base al quale ESAF è stato implementato.

Tutti i parametri utilizzati da ESAF durante l'esecuzione sono immagazzinati in alcuni file ASCII di configurazione, uno per ogni classe che ha bisogno di essere configurata; l'utente può cambiare a piacimento questi valori per ottenere simulazioni diversificate.

Fino ad ora ESAF è stato concepito per essere compilato ed eseguito in ambiente Linux e dovrebbe essere compatibile con tutte le distribuzioni di questo sistema operativo. ESAF è open source e va compilato direttamente dall'utente; la compilazione restituisce due file eseguibili: uno per la parte di simulazione ed uno per la parte di ricostruzione.

3.2.2 ESAF e ROOT

ESAF fa inoltre ampio utilizzo delle librerie di ROOT, un framework sviluppato al CERN da René Brun per applicazioni alla fisica delle alte energie [17]. L'utilizzo di ROOT ha i seguenti vantaggi:

- Parecchie funzioni utili sono già implementate e non devono essere riscritte.
- Il codice è testato.
- Si ha la possibilità di riutilizzare maggiormente il codice e di aumentare la modularità del programma.

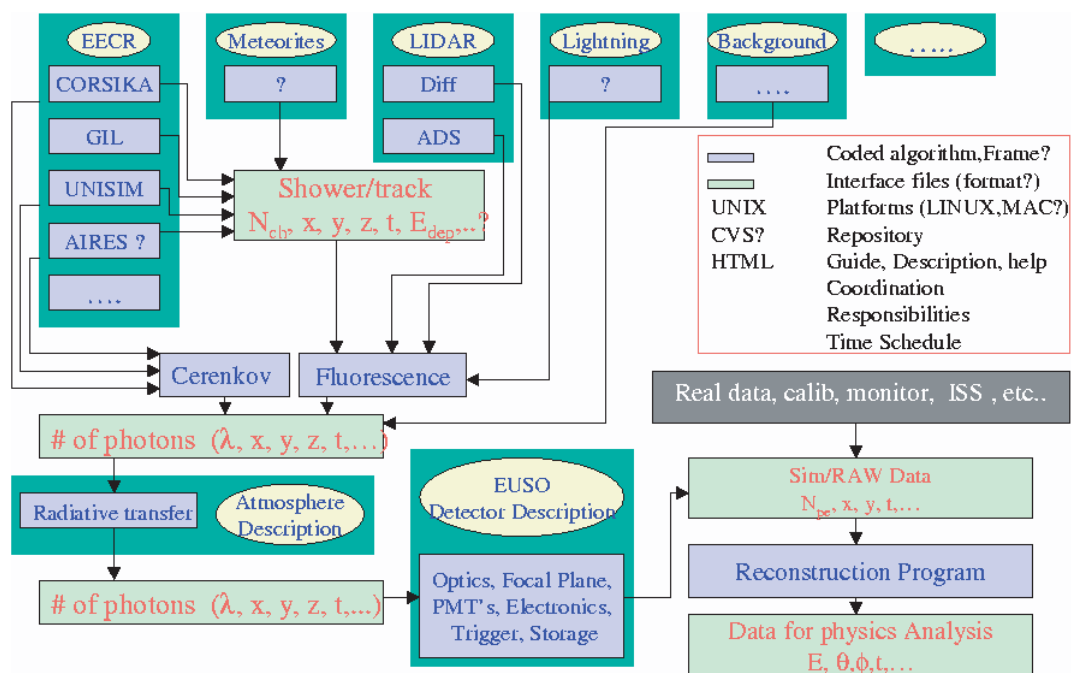


Figura 3.1: Schema logico di ESAF.

Le classi di ROOT sono usate in ESAF per diverse applicazioni. Innanzitutto i tipi di variabili usati da ROOT hanno il vantaggio di non dipendere dall'architettura del sistema operativo.

In ESAF si fa poi ampio utilizzo delle classi di algebra lineare, per la gestione di vettori, matrici, rotazioni e sistemi di coordinate; inoltre ROOT fornisce una vasta libreria di funzioni matematiche, metodi di analisi statistica e di fit.

ROOT mette poi a disposizione una vasta gamma di classi atte a disegnare grafici ed istogrammi di ogni tipo, con ampia possibilità di personalizzazione; naturalmente ESAF utilizza queste classi per tutta la parte riguardante la creazione di output grafico.

Viene inoltre fatto uso di una particolare classe per la generazione di numeri casuali; il seme per la generazione di tali numeri è però tenuto sotto controllo da ESAF facendo in modo che, durante un'esecuzione del programma, tale generatore venga istanziato una volta sola. Si ha inoltre la possibilità di ottenere numeri casuali distribuiti secondo una poissoniana od una gaussiana.

ROOT offre inoltre la possibilità di creare interfacce grafiche, rendendo più facile l'utilizzo del programma da parte dell'utente; attualmente in ESAF è presente solamente uno scheletro di interfaccia grafica, che sarà implementata completamente in futuro. Attualmente è pertanto possibile utilizzare completamente ESAF solo in modalità batch.

L'output della simulazione (e della ricostruzione) in ESAF sono scritti in un file di ROOT, sotto forma di oggetti di tipo TTree; questi oggetti sono impiegati per memorizzare i dati nel file di output secondo una struttura ad albero, in modo da rendere compatte le dimensioni del file ma raccogliendo i dati in modo che essi siano facilmente accessibili. All'interno del file di output della simulazione sono scritti due di questi "alberi": uno contiene i dati riguardanti la configurazione del detector usata, l'altro tutte le informazioni sugli eventi fisici (sciame) dal tipo di particella primaria fino alla risposta dell'elettronica; in un file di output possono essere scritte le informazioni riguardante un numero qualsiasi di eventi, ma con un'unica configurazione del detector.

Un'altra potenzialità di ROOT è quella di avere integrato in esso un interprete C++; in questo modo è possibile, dall'interno di ROOT, aprire i file prodotti dalla simulazione ed analizzarli, scrivendo manualmente i comandi od utilizzando delle macro.

A titolo di esempio, nella figura 3.2, è riportata la posizione (in mm), sulla superficie focale ideale di EUSO, dei fotoni di fluorescenza e Cherenkov generati da uno sciame, in diversi range di lunghezze d'onda. La figura è stata ottenuta analizzando un file di output della simulazione con una macro di ROOT da me realizzata.

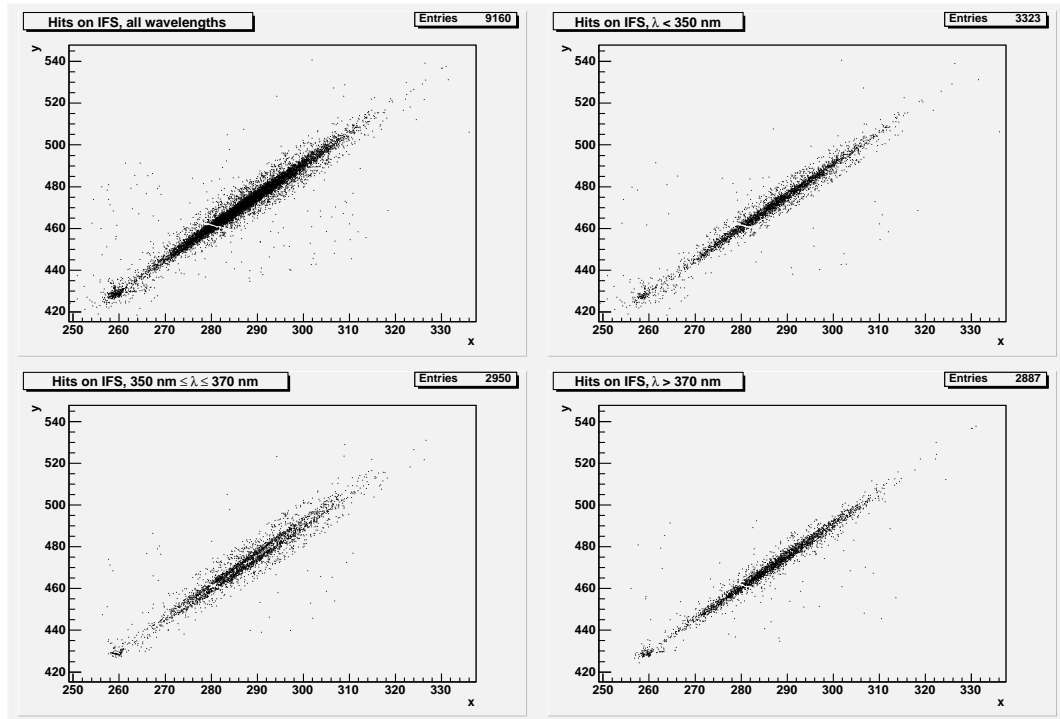


Figura 3.2: Esempio di grafico ottenuto con ROOT ed ESAF.

3.3 Simulazione degli sciami

Vengono adesso presentati gli aspetti salienti della trattazione del fenomeno fisico e della sua osservazione tramite EUSO da parte di ESAF; naturalmente non è una descrizione che pretende di avere il massimo grado di completezza ma focalizza l'attenzione solo sugli aspetti rilevanti per il mio lavoro, a partire dalla simulazione degli sciami.

3.3.1 Generalità sulle simulazioni di Extensive Air Shower

Il problema più grosso che si incontra nelle simulazioni Monte Carlo di sciami è quello della modellizzazione delle interazioni, in particolare di quelle adroniche, che influenzano pesantemente lo sviluppo dell'EAS, per stabilire come si suddivide l'energia ad ogni vertice di interazione. Le interazioni elettromagnetiche (responsabili degli sciami elettromagnetici, della ionizzazione e della radiazione Cherenkov) e deboli (decadimenti di particelle secondarie instabili) sono invece ben note.

Volendo simulare sciami generati da un nucleo primario si può formulare un modello di interazione tra nuclei, generando un algoritmo che fornisca l'altezza alla quale ciascun nucleone del primario interagisce con un nucleo nell'atmosfera. Il punto cruciale è quindi la generazione delle singole interazioni adroniche, rispettando tutti gli aspetti di un appropriato modello fisico.

Si possono dividere gli algoritmi di interazione in due categorie:

Algoritmi a priorità di energia Le particelle vengono scelte fino a che l'energia a disposizione non è esaurita; la molteplicità delle particelle deve poi essere in accordo coi dati sperimentali.

Algoritmi a priorità di molteplicità Il numero delle particelle viene scelto in base alla molteplicità desiderata, quindi si applica la conservazione dell'energia.

In entrambi i casi, la quantità di moto delle particelle secondarie è rilevante per lo sviluppo dello sciame. Hillas ha proposto un semplice algoritmo per l'interazione di un nucleone con un nucleo atmosferico:

1. Si divide casualmente l'energia disponibile in due parti, A e B .
2. Si assegna al nucleone l'energia A .
3. Si divide l'energia B , a caso, in altre 4 parti.
4. Si divide ognuna di queste parti in altre due energie A' e B'
5. Si assegna l'energia A' ad un pione.
6. Si divide B' in 4 e si assegna una di queste parti ad un altro pione.
7. Si procede in questa maniera fino a quando l'energia non raggiunge un valore minimo di soglia.

I vantaggi di questo metodo sono la conservazione dell'energia automaticamente imposta e il fatto che non bisogna considerare particelle aventi energie inferiore alla soglia (che dev'essere maggiore od uguale alla massa del pione).

Il numero di particelle da nello sciame da simulare sarebbe in genere molto grande ($> 10^{11}$), bisogna quindi tenere conto solamente di un campione di particelle ristretto ma significativo.² Per scegliere le particelle da simulare rispetto a quelle da scartare si usa pertanto l'algoritmo di *statistical thinning*, derivato da quello precedente.

Sia A l'energia della particella primaria e B_i quella di ciascuna particella secondaria, e sia E_{th} l'energia di soglia (thinning). Ogni particella prodotta in ciascun vertice di interazione è selezionata per un tracciamento successivo con una probabilità P_i data da

$$\begin{aligned} \text{se } A > E_{th} \quad P_i &= \begin{cases} 1 & \text{per } B_i > E_{th} \\ B_i E_{th}^{-1} & \text{per } B_i < E_{th} \end{cases} \\ \text{se } A < E_{th} \quad P_i &= \frac{B_i}{\sum_j B_j} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Quando vengono scelte basse energie di soglia, è necessario introdurre delle opportune fluttuazioni statistiche, cercando di ottimizzare il tempo di calcolo necessario.

Attualmente, i due programmi per la simulazione di EAS maggiormente diffusi sono *COsmic Ray SIMulation for KAscade* (CORSIKA) e *AIR shower Extended Simulation* (AIRES). Entrambi si basano su un metodo Monte Carlo quadridimensionale per simulare sciame prodotti da fotoni, protoni e nuclei tenendo in considerazione le interazioni adroniche ed elettromagnetiche, la curvatura ed il campo magnetico terrestre. Ambo i programmi utilizzano la parametrizzazione US Standard dell'atmosfera. Per maggiori dettagli si possono consultare [42] ed i riferimenti in esso riportati.

Esiste poi un metodo ibrido [4] per la simulazione del profilo longitudinale degli sciame. Esso è basato sull'idea di seguire lo sviluppo di un EAS dettagliatamente al di sopra di un'energia di soglia, frazione dell'energia della particella primaria; i sotto-sciame generati dalle particelle aventi energia inferiore sono sviluppati in maniera approssimata e vengono sovrapposti una volta determinati i punti di prima interazione. I sotto-sciame sono parametrizzati in modo da rispettare il loro comportamento caratteristico ed al tempo stesso ridurre le fluttuazioni nello sviluppo dello sciame. Il metodo si estende ad energie via via più elevate mediante un procedimento di bootstrapping. Il metodo ibrido consente inoltre di tenere conto dell'effetto LPM.

3.3.2 Simulazione degli sciame in ESAF

Attualmente in ESAF sono integrati due programmi particolari per la simulazione di EAS e della conseguente produzione di luce di fluorescenza e Cherenkov: si tratta

²Ci vorrebbero circa 10 anni per simulare completamente uno sciame generato da un primario a 10^{20} eV con un processore a 750 MHz.

di *Shower Initiated Light Attenuated to the Space Telescope* (SLAST) e di UNISIM, che descriverò tra breve.

La modularità di ESAF consente ovviamente di usare qualsiasi altro generatore di sciame, purché venga implementata un'opportuna interfaccia di comunicazione. Nell'immediato futuro, ESAF dovrebbe essere in grado di leggere i file prodotti da CORSIKA e AIRES ed utilizzare i dati relativi all'interno della simulazione.

3.3.2.1 SLAST

Come esempio particolare di generatore di sciame mi soffermo in dettaglio su SLAST; per approfondimenti, si veda [56].

SLAST è stato realizzato appositamente per missioni spaziali come EUSO ed è in grado di generare sciame iniziati da nuclei, neutrini ed antineutrini. La direzione di arrivo e l'energia del primario sono scelte casualmente in un range fissato dall'utente.

SLAST è in grado di gestire vari profili di densità dell'atmosfera (attualmente quello isoterma e quello US Standard 1976). La slant depth X_1 della prima interazione del primario con l'atmosfera è scelta casualmente secondo la distribuzione $\exp[-X_1/X_0]$ con

$$X_0 = \frac{\langle A_{air} \rangle}{\sigma N_A} \quad (3.2)$$

dove $\langle A_{air} \rangle = 14.483$ è la massa atomica media dell'atmosfera, N_A il numero di Avogadro e σ la sezione d'urto nucleone-atmosfera. Per un protone si ha

$$\sigma_p(E) = \sigma_0 - \Theta(E - E^*) \left(\sigma_1 \ln \frac{E}{E_1} - \sigma_2 \ln^2 \frac{E}{E_1} \right) \quad (3.3)$$

con

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= 290 \pm 5 \text{ mbarn} & E^* &= 45.4 \text{ GeV} \\ \sigma_1 &= 8.7 \pm 0.5 \text{ mbarn} & E_1 &= 1 \text{ GeV} \\ \sigma_2 &= 1.14 \pm 0.05 \text{ mbarn} \end{aligned}$$

Nel caso di un nucleo l'energia si riduce di un fattore pari alla massa atomica A e la sezione d'urto aumenta:

$$\sigma_A = \pi R_0^2 \sum_i C_i \left[m_i^{1/3} + A^{1/3} - 0.93 \left(m_i^{-1/3} + A^{-1/3} \right)^2 \right] \frac{\sigma_p(E/A)}{\sigma_p(10^{11} \text{ eV}/A)} \quad (3.4)$$

dove $R_0 = 1.287 \cdot 10^{-13}$ cm, C_i è la concentrazione e m_i la massa della i -ma specie chimica dell'atmosfera (si considerano N_2 , O_2 , Ar e CO_2).

Il numero di elettroni e positroni presenti nello sciame viene calcolato in base alla parametrizzazione GIL:

$$N_e = \frac{E}{E_{ref}} \exp[t - t_{max} - 2 \ln s] \quad \text{con} \quad E_{ref} = 1.45 \text{ GeV} \quad (3.5)$$

dove

$$t = \frac{X}{X_{Air}} \quad \text{con} \quad X_{Air} = 37.15 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$$

$$t_{max} = a + b \left(\ln \frac{E}{E_0} - \ln A \right) \quad \text{con} \quad E_0 = 81 \text{ MeV}$$

$$s = 2 \left(1 + \frac{t_{max}}{t} \right)^{-1}$$

X_{Air} è la lunghezza di radiazione dell'atmosfera, s è l'età dello sciame.

La frazione di particelle cariche aventi energia cinetica superiore ad e , in unità del MeV, è data da (Hillas)

$$T(e) = \left(\frac{0.89e_0 - 1.2}{e_0 + e} \right)^s (1 + 10^{-4}se)^{-2} \quad (3.6)$$

dove

$$e_0 = \begin{cases} 44 - 17(s - 1.46)^2 & \text{per } s \geq 0.4 \\ 26 & \text{per } s < 0.4 \end{cases}$$

Dalla formula precedente si può ricavare la distribuzione dell'energia degli elettroni nello sciame:

$$f(e, s) = -\frac{dT(e)}{de} = 10^8 s \left(\frac{0.89e_0 - 1.2}{e_0 + e} \right)^s \frac{10^4 + 2e_0 + e(2 + s)}{(e + e_0)(10^4 + es)^3} \quad (3.7)$$

La parametrizzazione dello yield di fluorescenza $Y(h, S)$ tiene conto dell'altitudine h e dell'età dello sciame S , per maggiori dettagli si veda [56]. Il numero di fotoni di fluorescenza che raggiungono la pupilla di ingresso di EUSO in una GTU è quindi

$$N_{fluo} = \Delta\Omega Y(h, s) \eta(R, ISS) N_e \Delta L \quad (3.8)$$

dove $\Delta\Omega$ è l'angolo solido sotteso da EUSO dal punto di emissione, $\eta(R, ISS)$ il coefficiente di attenuazione atmosferica tra lo sciame e la stazione spaziale, N_e il numero di elettroni nello sciame e ΔL la lunghezza di traccia corrispondente ad una GTU (in funzione della direzione di arrivo della particella primaria). Il numero di fotoni Cherenkov è invece

$$N_{cher} = \int dN_{cher}(R) \eta(R, GROUND) \Delta\Omega \eta(GROUND, ISS) A \quad (3.9)$$

dove $\Delta\Omega$ è l'angolo solido dal punto di impatto al suolo e $A = A_0 \cos \alpha$ è l'albedo, con $A_0 = 0.05$ e α angolo tra la normale alla superficie terrestre e la direzione della radiazione Cherenkov.

SLAST tiene conto dell'attenuazione atmosferica sia usando una descrizione analitica dello scattering Mie e dello scattering Rayleigh, sia usando il sofisticato algoritmo LOWTRAN7.1 [43].

3.3.2.2 UNISIM

UNISIM, sviluppato a Firenze [16] è basato invece sul metodo ibrido di simulazione. Esso è in grado di simulare anche l'effetto LPM ed il campo magnetico terrestre e, unico fra i simulatori di sciame finora realizzati, di simulare le interazioni dei neutrini in base al modello a partoni della QCD. Un'altra caratteristica non presente negli altri simulatori è la possibilità di generare sciame perfettamente orizzontali, che non hanno un punto di impatto al suolo.

UNISIM usa il modello SYBILL per le interazioni adroniche di alte energie, detto anche *minijet model* (si vedano i riferimenti citati in [42]); in pratica l'interazione adronica è simulata come una combinazione di collisioni leggere nelle quali si generano due stringhe.

Inoltre possono essere simulati neutrini di altissima energia e le loro interazioni di corrente carica e corrente neutra.

A differenza di SLAST, UNISIM genera la luce Cherenkov in ogni fase della propagazione dello sciame; invece SLAST non prende in considerazione la dispersione temporale della radiazione Cherenkov dovuta ad un angolo di emissione non nullo.

Al momento ESAF è in grado di utilizzare gli sciame prodotti da UNISIM leggendo direttamente i file prodotti da esso, mentre è possibile generare sciame direttamente con SLAST.

3.4 Produzione dei fotoni e propagazione nell'atmosfera

In figura 3.3 viene riportato uno schema degli oggetti principali del livello più esterno di ESAF.

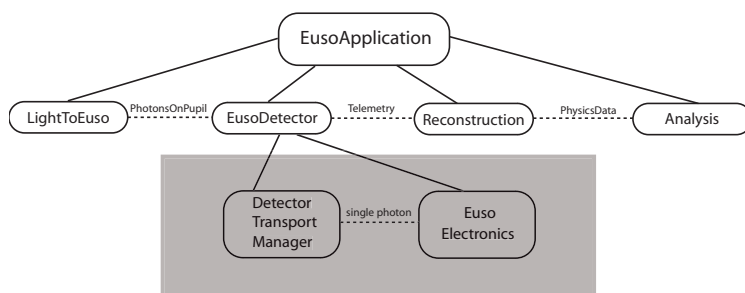


Figura 3.3: Oggetti principali del livello più esterno di ESAF

La prima parte della simulazione si occupa della generazione dei fotoni da parte dei fenomeni fisici di interesse.

In primo luogo si hanno i fotoni generati dagli sciame (classe `ShowerSource`): attualmente ESAF può simulare sciame nei modi visti nel paragrafo precedente, o, più in generale, può utilizzare file generici contenenti informazioni su tracce generate

in precedenza da un programma qualsiasi o da ESAF stesso; tutti i generatori di sciami, nell'implementazione finale, avranno un'interfaccia comune con ESAF.

Una volta prodotta la traccia, si passa a considerare la produzione di fotoni di fluorescenza e Cherenkov nell'atmosfera (classe `TracksLightSource`). Classi analoghe sono implementate per la produzione di luce da parte delle meteoriti e dal LIDAR; esiste inoltre la possibilità di leggere file generati in precedenza da ESAF o da altri programmi e contenenti le informazioni sui fotoni prodotti.

Si ha quindi la propagazione dei fotoni nell'atmosfera (`RadiativeTransfer`); i fotoni di fluorescenza vengono propagati direttamente dal punto in cui sono generati alla pupilla di ingresso di EUSO, mentre i fotoni Cherenkov vengono prima riflessi od assorbiti dal suolo (`Ground`). Attualmente sono implementati in ESAF i modelli di atmosfera standard, di Linsley ed il MSISE00, mentre per la generazione della luce di fluorescenza è usato l'algoritmo di Kakimoto [39]. Manca ancora la gestione del trasporto radiativo in presenza di nubi; questa parte di simulazione è attualmente in fase di studio [54].

Al fine di poter verificare il buon funzionamento della simulazione (e della ricostruzione), è stato inoltre implementata una particolare classe, `TestLightToEuso`, in grado di generare fotoni disposti secondo pattern predefiniti (linee, cerchi, spot); per verificare la bontà dei miei algoritmi di ricostruzione della direzione degli sciami, che presenterò nel capitolo seguente, ho aggiunto un particolare metodo per la generazione di tracce luminose analoghe a quelle prodotte dagli sciami. In questo modo si velocizzano i tempi di produzione della luce e si possono impostare a piacere i parametri della traccia da rilevare: il numero di fotoni, la direzione, la lunghezza e la posizione nel campo di vista del detector (fissata oppure casuale). Naturalmente queste tracce non hanno niente a che vedere con gli sciami veri e propri, in quanto sono strisce di fotoni distribuiti secondo un profilo di densità gaussiano.

Un aspetto molto importante da considerare nella produzione di luce è lo spettro con cui devono essere generati i fotoni; a questo scopo, ho creato la classe `EusoSpectrum`, in grado di restituire valori casuali di lunghezze d'onda distribuiti secondo uno spettro dato. A parte il caso banale di uno spettro monocromatico, si fa naturalmente ampio utilizzo dello spettro di fluorescenza dell'azoto atmosferico, che è stato implementato sotto forma di una sommatoria di tre gaussiane piccate in corrispondenza delle lunghezze d'onda principali (v. sezione 1.7.1). Lo spettro viene costruito in modo che il suo integrale sia normalizzato a 1 in un range di lunghezze d'onda tra 300 e 400 nm.

3.5 Simulazione dell'ottica

Una volta che i fotoni (`PhotonsOnPupil`) arrivano alla pupilla di ingresso del rivelatore, inizia la simulazione della risposta del detector (`EusoDetector`). La simulazione dell'ottica considera quest'ultimo come un insieme di oggetti in grado di trasportare i fotoni. Pertanto ogni elemento in grado di interagire coi fotoni

è implementato come un oggetto figlio di `DetectorPhotonTransporter`, con un apposito metodo che riceve in ingresso un fotone e restituisce il nuovo fotone successivo all'interazione.

Ci sono quattro tipi di oggetti:

- `OpticalSystem`, che modella il tipo di ottica usata.
- `FocalSurface`, la superficie focale, costituita da sensori e macrocelle.
- `Wall`, la superficie esterna del rivelatore
- `OpticalAdaptor`, che modella gli adattatori ottici usati per recuperare le aree morte dei fotomoltiplicatori.

In pratica, quando un fotone raggiunge la pupilla di ingresso, viene controllato che l'angolo tra la direzione del fotone e l'asse del rivelatore sia più piccolo del campo di vista; se accade ciò, viene propagato in linea retta fino alla successiva intersezione con la superficie del rivelatore, che può trovarsi o sul sistema ottico principale, o su una parete; nell'ultimo caso il fotone può essere assorbito, e quindi passa attraverso l'ottica, oppure riflesso.

I fotoni che non cadono nel campo di vista di EUSO vengono automaticamente distrutti.

Da qui riprende la propagazione rettilinea, che può condurre sulle pareti oppure sulla superficie focale; se arriva sulla superficie focale e viene colpita una macrocella, un opportuno adattatore ottico trasporta il fotone fino al sensore e accerta se viene accettato, riflesso oppure assorbito. Se il fotone viene accettato, passa al fotomoltiplicatore ed inizia la simulazione dell'elettronica, se viene riflesso, ritorna all'adattatore ottico e riprende il suo cammino, altrimenti viene distrutto.

La propagazione rettilinea dei fotoni all'interno del rivelatore è gestita dalla classe `DetectorTransportManager`.

La simulazione dell'ottica attualmente implementata rispecchia il design della baseline corrente (al termine della fase A della missione EUSO). È una simulazione Monte-Carlo basata su una funzione di tracciamento implementata in linguaggio C che tiene conto del profilo delle lenti, dell'apertura, della diffrazione e dell'assorbimento.

Le prestazioni dell'ottica sono state oggetto di un ampio studio [77].

3.6 Simulazione dell'elettronica

In maniera analoga a quella dell'ottica, avviene la simulazione dell'elettronica. In questo caso vengono considerati i seguenti oggetti:

- `EusoElectronics` controlla tutta la simulazione dell'elettronica, delegando i compiti specifici alle singole macrocelle.
- `Photomultiplier` è la classe base rappresentativa dell'elettronica di ogni fotomoltiplicatore.

- **PmtGeometry** rappresenta invece le caratteristiche geometriche dei fototubi e la loro orientazione nello spazio.
- **FrontEndChip** simula l'elettronica di front-end digitale e analogica (quest'ultima ancora in fase di implementazione).
- **MacroCell** rappresenta invece la macrocella.
- **ChipGtuData** contiene le informazioni sulla risposta dei chip di front-end in una singola GTU.
- **MacroCellData** contiene la risposta di una intera macrocella ad un evento.
- **TriggerEngine** si occupa della simulazione del trigger.
- **Telemetry** contiene la risposta di tutte le macrocelle.

Quando si produce un evento, l'elettronica registra l'intervallo di tempo tra l'arrivo del primo e dell'ultimo fotone e vi aggiunge una fase casuale rispetto al contatore delle GTU; dopodiché passa il controllo della simulazione alle macrocelle.

Prima che i fotoni raggiungano la superficie focale, la simulazione dei fotomoltiplicatori è già attiva; quando un fotone raggiunge la superficie focale, viene simulata la risposta del fotomoltiplicatore come un picco gaussiano di corrente con un guadagno non necessariamente uniforme.

A questo punto, è possibile introdurre la simulazione del background direttamente nei fotomoltiplicatori. Per generare il fondo, viene utilizzata una distribuzione di probabilità poissoniana con media pari al rate di background atteso (formula (2.2)), eventualmente calcolato in funzione della posizione sulla superficie focale; in questo modo non è necessario il tracciamento nell'ottica dei fotoni di fondo.

A tutt'oggi non è ancora implementata in ESAF una simulazione completa del trigger (solo un trigger che tiene conto del numero di persistenza).

3.7 L'evento fisico al termine della simulazione

Al termine della simulazione, tutte le informazioni di rilievo sull'evento simulato vengono raccolte in un oggetto **EEvent**; esso contiene i seguenti sotto-oggetti:

- **EHeader**, che contiene il numero progressivo dell'evento
- **ETruth**, che contiene le informazioni sulle reali caratteristiche dell'evento simulato: direzione di arrivo, energia e tipologia della particella primaria, punto di prima interazione, massimo dello sciame, ...
- **EDetector**, che contiene informazioni generali sulla risposta del rivelatore: numero di macrocelle che hanno registrato dei dati ed informazioni sulle GTU interessate dall'evento

- **EPhoton**, che contiene le informazioni su ogni singolo fotone che è stato tracciato all'interno del rivelatore: posizione nello sciame, lunghezza d'onda, direzione d'incidenza sulla pupilla d'ingresso, tempo di raggiungimento della pupilla d'ingresso, informazioni sui conteggi a livello di chip e di macrocella, numero identificativo del pixel in cui è stato registrato, ultima posizione conosciuta, ...
- **EMacrocellHit**, che contiene i dati relativi ad ogni pixel sopra soglia a livello di macrocella
- **EFee**, che contiene i dati di ogni pixel a livello di elettronica di front end: GTU, numero di conteggi
- **EAFee**, che contiene i dati relativi a ciascun front end analogico
- **EMacrocell**, che contiene i dati relativi a ciascuna macrocella che ha rilevato almeno un fotone

Di seguito riporto qualche figura interessante relativa alla simulazione di uno sciame, generato con SLAST ad un'energia di $2 \cdot 10^{20}$ eV ed angolo di zenith di 75° . In figura 3.4 è mostrata l'estensione spaziale dello sciame; in figura 3.5, la posizione dei fotoni generati dallo sciame all'interno del rivelatore; in figura 3.6, la posizione dei fotoni che hanno colpito la superficie focale ideale ed in figura 3.7 quella dei fotoni che hanno prodotto un conteggio nei chip di front-end. In figura 3.8 e 3.9 sono riportati invece i profili temporali dei fotoni e dei fotoelettroni rilevati dall'elettronica di front-end.

Infine la figura 3.10 rappresenta i pixel della superficie focale colpiti dai fotoni prodotti dallo sciame.

I vari eventi generati nell'ambito di un'unica simulazione vengono scritti in un **TTree** in cui ciascuna delle variabili caratteristiche degli eventi viene posizionata in una struttura "ad albero", dove ogni ramo corrisponde ad ognuno dei sotto-oggetti descritti in precedenza.

L'utilizzo di questa struttura consente una compressione notevole dei dati con il vantaggio che questi sono facilmente accessibili.

In maniera analoga vengono salvate le informazioni riguardanti la configurazione strumentale del rivelatore, dalla geometria e dalla disposizione dei fotomoltiplicatori sulla superficie focale alla regione del campo di vista inquadrata da ogni pixel.

3.8 La mappa pixel-angolo

Sulla superficie focale di EUSO si trovano all'incirca $2 \cdot 10^5$ pixel (il loro numero è dato dal numero di fototubi per il numero di canali per fototubo). Ciascuno di questi pixel è identificato in maniera univoca da un numero.

Nel caso di simulazioni particolari, per esempio in caso di analisi dell'ottica, e nella ricostruzione è necessario conoscere l'angolo solido nel campo di vista inquadrato da ciascun pixel; esso è descrivibile, in coordinate sferiche, da un angolo

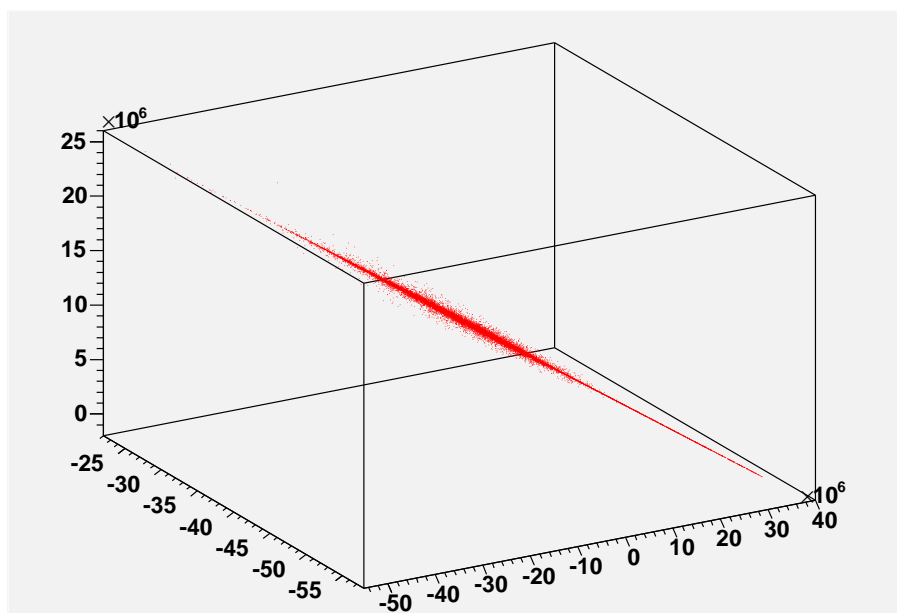


Figura 3.4: Estensione spaziale di uno sciame simulato in ESAF. Le unità di misura degli assi sono in mm.

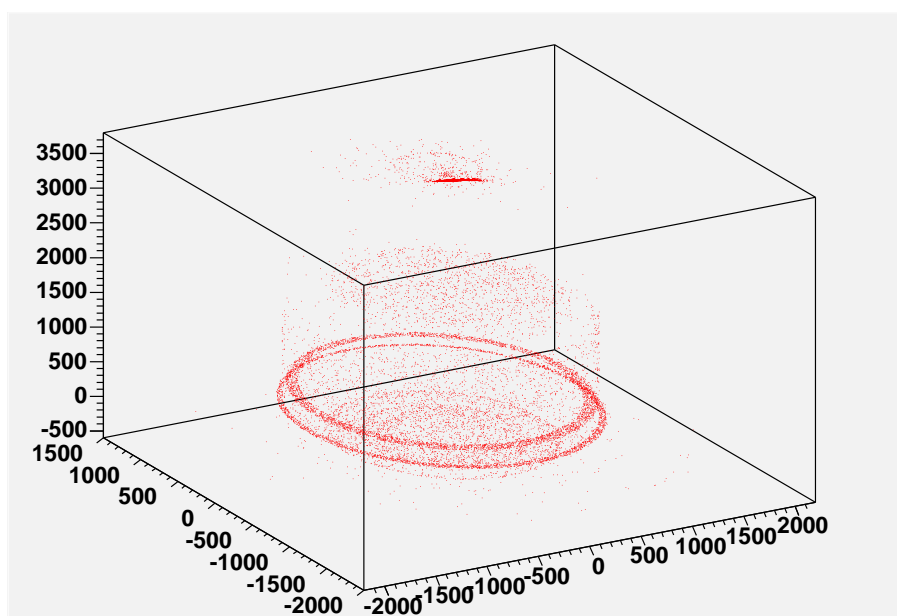


Figura 3.5: Posizione dei fotoni generati dallo sciame all'interno del rivelatore. Le unità di misura degli assi sono in mm.

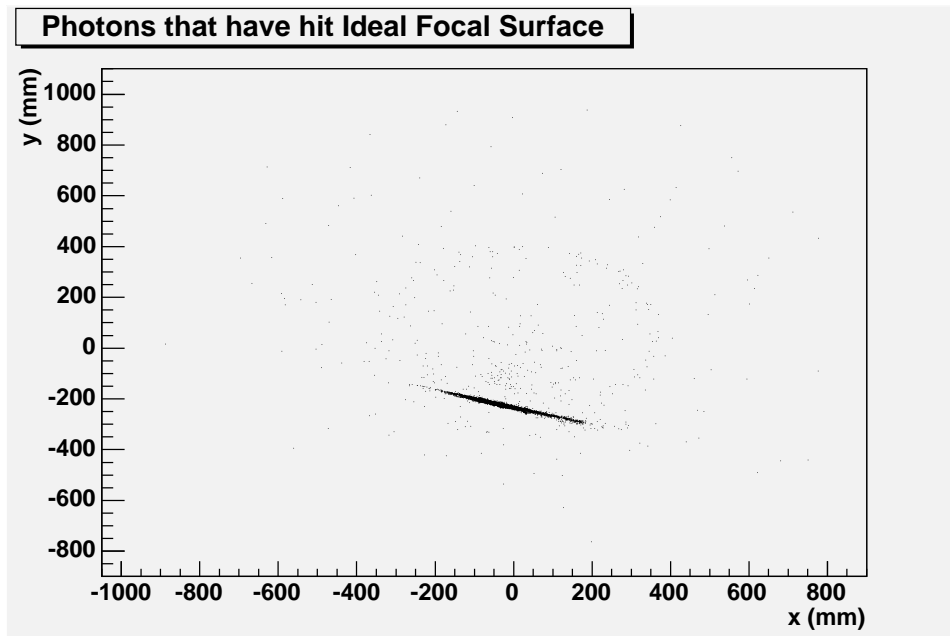


Figura 3.6: Posizione dei fotoni che hanno colpito la superficie focale ideale.

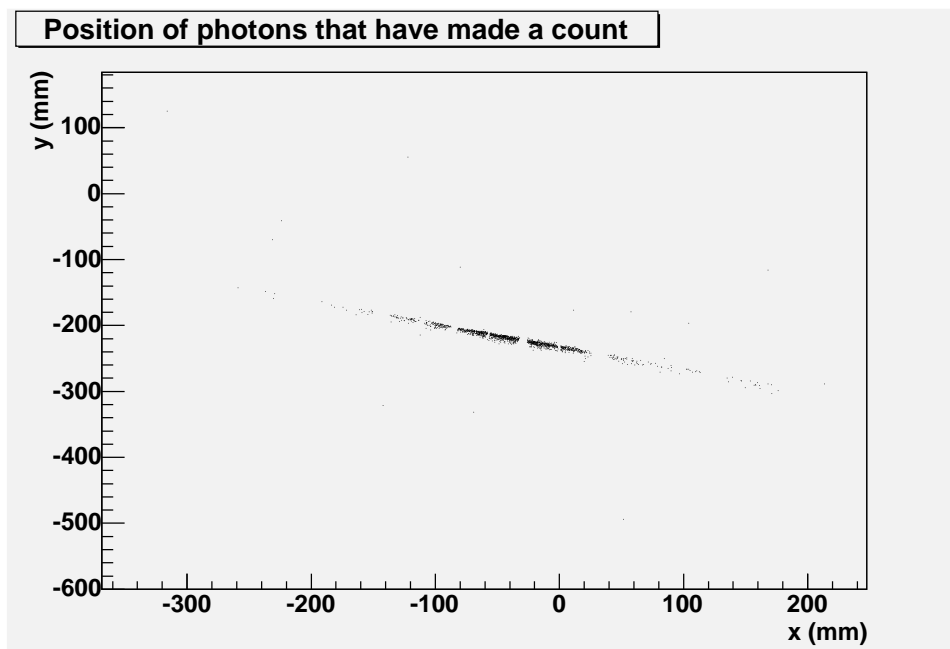


Figura 3.7: Posizione dei fotoni che hanno che hanno prodotto un conteggio nei chip di front-end.

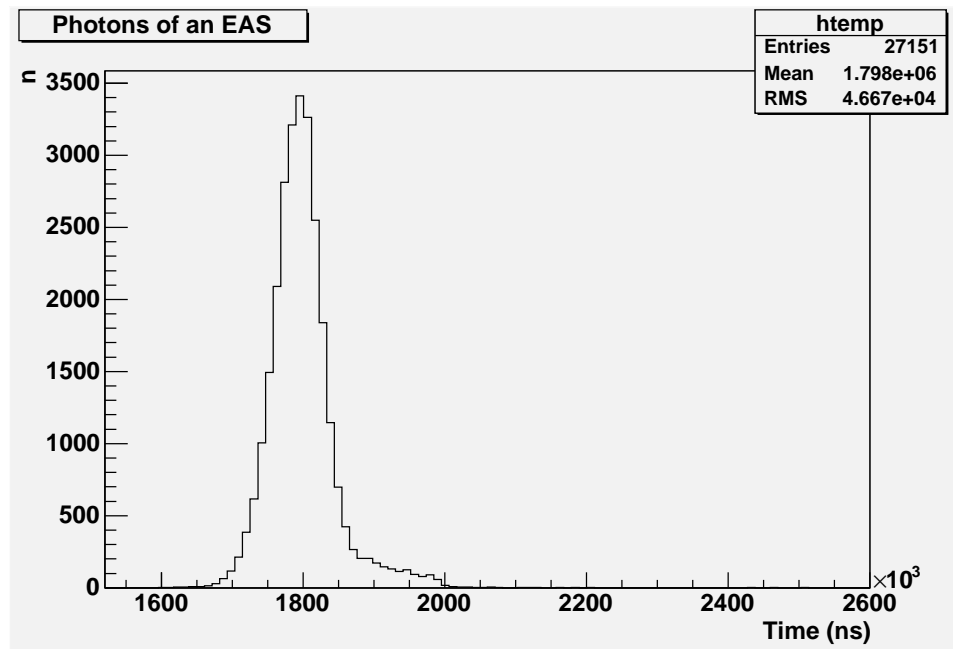


Figura 3.8: Profilo temporale dei fotoni di uno sciame in ESAF. In ascissa è riportato il tempo in nanosecondi, in ordinata il numero di fotoni.

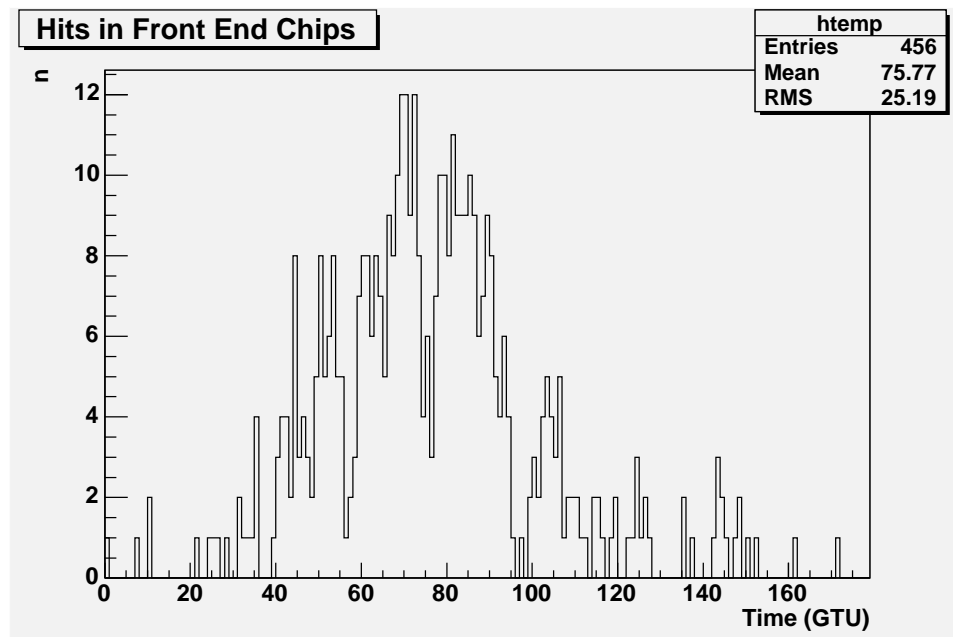


Figura 3.9: Profilo temporale dei fotoelettroni di uno sciame in ESAF. In ascissa è riportato il tempo in GTU, in ordinata il numero di fotoelettroni.

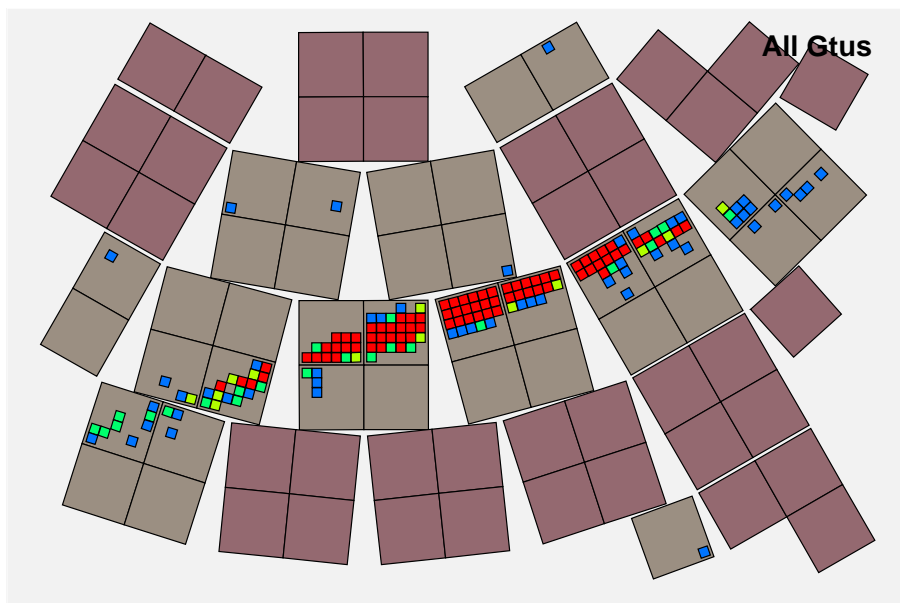


Figura 3.10: Pixel colpiti da uno sciame in ESAF. In blu sono rappresentati i pixel colpiti da un fotone, in verde da due, in giallo da tre ed in rosso da quattro o più.

di zenith θ e da un angolo di azimuth φ . È pertanto indispensabile avere una mappa di corrispondenza fra numero di identificazione del pixel e relativi angoli.

La regione nel campo di vista inquadrata da ciascun pixel dipende dall'ottica, dagli adattatori ottici, dalle caratteristiche geometriche dei fotomoltiplicatori e dal layout e dalla posizione della superficie focale.

La profonda complessità del rivelatore non consente di determinare esattamente il pixel colpito da un determinato fotone a causa della PSF dell'ottica. È pertanto necessario illuminare tutta la superficie focale con un enorme numero di fotoni e registrare le informazioni riguardo ai canali colpiti. Se consideriamo il layout θ - φ della superficie focale e usiamo fotomoltiplicatori a 36 canali abbiamo 199584 pixel; assumendo per l'ottica una throughput efficiency del 30%, volendo coprire il 90% della superficie focale con 1000 fotoni in ogni pixel sono necessari circa $6 \cdot 10^6$ fotoni complessivamente.

In questo modo, fittando i dati relativi ad ogni pixel con una gaussiana, si può risalire ai valori θ^{FOV} , φ^{FOV} , σ_{θ}^{FOV} e σ_{φ}^{FOV} per ciascun pixel, che corrispondono agli angoli di zenith ed azimuth nel campo di vista del rivelatore, con relativi errori.

Capitolo 4

Le tecniche di ricostruzione degli eventi

In questo capitolo tratterò in dettaglio la ricostruzione della direzione di uno sciame simulato in ESAF; innanzitutto descriverò il framework generale per la gestione della ricostruzione, quindi passerò agli algoritmi di base di clustering che ho implementato per l'estrazione del segnale dal background. Infine presenterò gli algoritmi da me realizzati per la determinazione della direzione dello sciame. I risultati saranno presentati e discussi nel capitolo successivo.

4.1 Il framework di ricostruzione in ESAF

A differenza della simulazione dell'evento fisico e della sua rivelazione attraverso EUSO, la parte di ricostruzione è assai più complicata, in quanto esistono numerosi algoritmi che possono essere implementati per risalire ai parametri fisici dell'evento.

Il processo logico della simulazione è univoco, potendo tutt'al più scegliere tra diverse configurazioni: generazione dell'evento, propagazione della luce nell'atmosfera, passaggio attraverso l'ottica, la superficie focale e l'elettronica del rivelatore. Per la ricostruzione esistono, in linea di principio, svariati metodi per giungere allo stesso risultato; l'intero capitolo è dedicato alla descrizione dello schema logico da me seguito per ricostruire la direzione di arrivo di uno sciame.

Sebbene nell'ambito di ESAF si stiano muovendo solo ora i primi passi nella ricostruzione, è necessario fin da subito disporre di un ambiente software che consenta di implementare qualunque strategia che possa essere ideata allo scopo. Per questo la struttura del programma di ricostruzione è assai più complicata rispetto a quello della simulazione, non solo per il programmatore ma anche per l'utente.

Per la realizzazione del software di simulazione in ESAF è stata seguita la struttura presentata in figura 4.1.

Innanzitutto possiamo identificare le seguenti entità di base:

- *Framework di ricostruzione*: è la struttura portante di tutto il programma di ricostruzione ed ha il compito di eseguire i vari moduli dedicati a ciascun passo

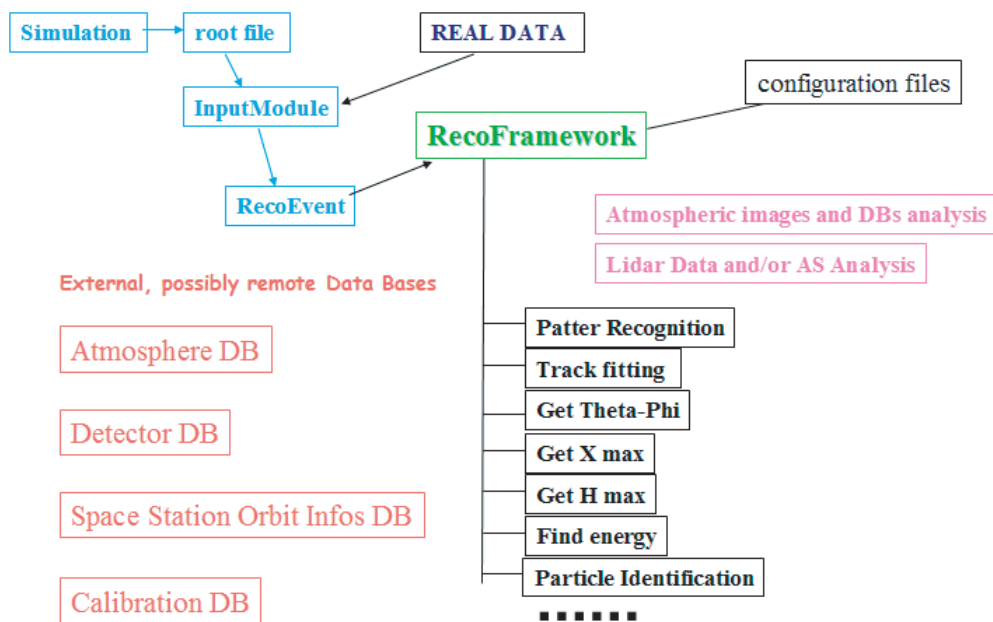


Figura 4.1: Struttura della ricostruzione in ESAF.

della ricostruzione, con la possibilità per l'utente di selezionare a piacimento quali eseguire, in modo da provare differenti algoritmi e combinazioni di essi. Al framework è lasciata inoltre la gestione dello scambio delle informazioni tra i vari moduli.

- *Modulo di input*: è un modulo speciale che ha il compito di acquisire i dati e passarli alla ricostruzione; finora l'unica sorgente di dati disponibile è il file di ROOT prodotto dalla simulazione, in futuro sarà possibile acquisire direttamente i dati reali.
- *Contenitore dell'evento*, ovvero la classe `RecoEvent`, dove per ciascun evento fisico vengono immagazzinate le variabili rilevanti per la ricostruzione (informazioni sul trigger, sui pixel, sulle macrocelle e sui fotoelettroni) corrispondenti ai dati reali acquisiti; per testare i vari algoritmi viene ora memorizzata anche l'informazione sui parametri fisici utilizzati nella simulazione Monte-Carlo dell'evento. Inoltre ciascun modulo di ricostruzione può salvare in questo contenitore i suoi risultati, in modo che siano accessibili ad altri moduli.
- *Moduli di ricostruzione*: sono le strutture che eseguono gli algoritmi di ricostruzione su ciascun evento; ognuno di essi assolve ad un compito ben preciso (clustering, ricostruzione della direzione o dell'energia, . . .); ci possono essere più moduli atti a svolgere lo stesso compito, magari utilizzando

approssimazioni successive; è l'utente ad impostare in un file di configurazione i moduli da usare e l'ordine in cui devono essere eseguiti dal framework.

- *File di configurazione*: generalmente ogni modulo ne possiede uno; attraverso questi file l'utente può personalizzare l'esecuzione di ciascun modulo.
- *Accesso a database esterni*: finora non implementato, consentirà ad informazioni utili per la ricostruzione e la calibrazione del detector (informazioni sulla copertura nuvolosa, sulla posizione della stazione spaziale, ...).

La figura 4.2 mostra uno schema semplificato delle interazioni tra i vari elementi, utilizzando un unico modulo per la ricostruzione.

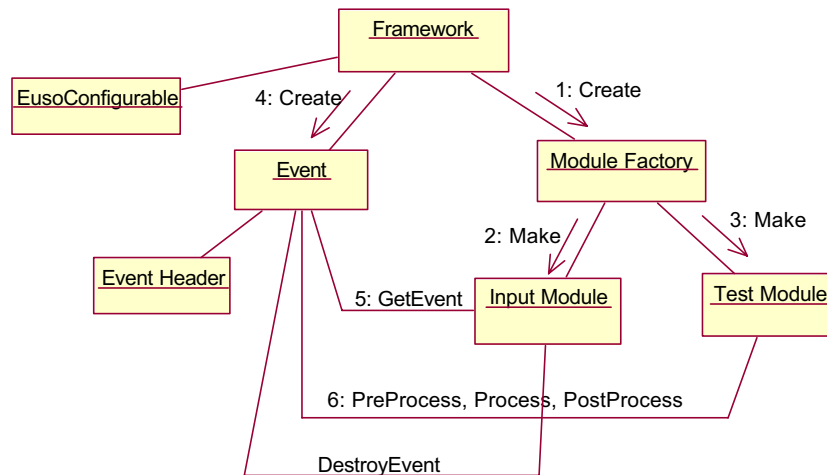


Figura 4.2: Schema semplificato del programma di ricostruzione in ESAF.

In pratica, quando viene lanciato il programma di ricostruzione, il framework legge dal file opportuno il nome dei moduli che deve utilizzare; detti moduli, compreso quello di input, vengono quindi costruiti dalla `ModuleFactory` ed inizializzati chiamando il loro metodo `Init()`.

A questo punto viene letto il primo evento dal file di simulazione (metodo `GetEvent()` dell'input module); il `RecoEvent` ottenuto viene passato ai ciascuno dei moduli: ogni modulo esegue in sequenza i suoi metodi `PreProcess()`, `Process(RecoEvent*)` e `PostProcess()` sull'evento, salvando dentro di esso i dati necessari al funzionamento dei moduli successivi. Terminato il processo, l'evento viene cancellato dalla memoria e si passa all'evento successivo contenuto nel file di simulazione.

Finito il processamento di tutti gli eventi viene chiamato il metodo `Done()` di ciascun modulo ed il programma termina la sua esecuzione.

4.2 Il procedimento logico per la ricostruzione della traccia

Vediamo adesso qual è il procedimento logico da seguire per ricostruire la direzione di arrivo di uno sciame.

Innanzitutto bisogna tenere presente che il campo di vista di EUSO è tale da inquadrare un'area circolare di raggio pari a circa 250 km sulla superficie terrestre. In un'area così vasta, è quasi inevitabile la presenza di sorgenti di luci parassite. È compito del trigger l'individuazione delle macrocelle che, avendo superato una certa soglia in conteggi e persistenza, possono aver rivelato un EAS.

Una a volta a conoscenza della risposta del trigger, è necessario innanzitutto riuscire ad estrarre la traccia significativa dal fondo di fotoni di nightglow che interessa tutta la superficie focale.¹

A questo proposito è necessario l'utilizzo di algoritmi di *pattern recognition*, assieme ad altri metodi statistici, in grado di individuare i pixel che sono stati colpiti da fotoni di segnale. Finora è stata da me implementata una tecnica elementare di clustering che sarà descritta nel paragrafo 4.3.

Estrapolato il segnale, si può passare alla ricostruzione della direzione di arrivo dello sciame a partire dai parametri geometrici della traccia e dalla cinematica di uno sciame; il metodo da me adottato, descritto nei paragrafi 4.4 e 4.5, si articola sostanzialmente in due fasi:

1. Ricerca del piano contenete la traccia ed il rivelatore, il *Track-Detector Plane* (TDP).
2. Determinazione della posizione della traccia sul TDP.

Una volta determinati i parametri geometrici dello sciame, sarà possibile determinarne la profondità atmosferica del massimo, l'energia e la natura della particella primaria; tutti questi aspetti, di enorme importanza, non sono stati ancora affrontati nell'ambito di ESAF e di questa tesi, ma lo saranno nell'immediato futuro.

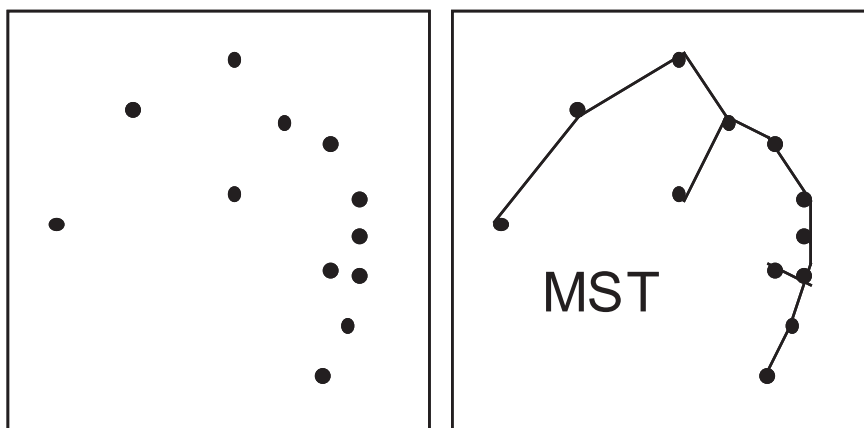
4.3 L'algoritmo di clustering

Per separare il segnale dal fondo, prima di procedere alla ricostruzione della direzione di arrivo dello sciame, mi sono avvalso di un algoritmo di *clustering* dei dati, una particolare tecnica di *pattern recognition* [32]. L'algoritmo di clustering da me implementato [60] si basa su quello proposto in [26] e [49].

In pratica possiamo considerare i pixel della superficie focale di EUSO come un insieme bidimensionale di punti (fig. 4.3(a)), identificati dagli angoli polari θ e φ nel campo di vista del rivelatore.

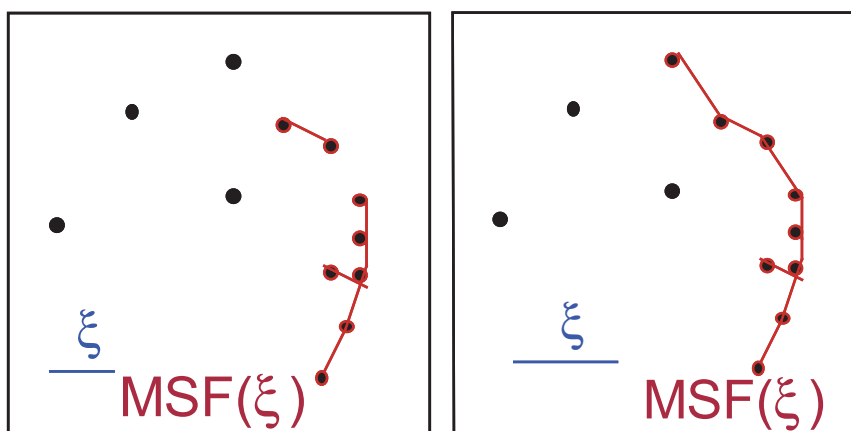
Si definisce il *Minimum Spanning Tree* (MST) formato dai punti come il grafo connesso, passante per i punti, in cui è minima la somma dei pesi dei *rami* che collegano tra di loro due punti (*nod*i), come mostrato nella figura 4.3(b).

¹Attualmente il nightglow è l'unica sorgente di background simulata in ESAF.



(a) Un insieme di punti di esempio. (b) Il MST per l'insieme di punti dato.

Figura 4.3: Insiemi di punti e Minimum Spanning Tree.



(a)

(b)

Figura 4.4: Minimum Spanning Forest a due distanze di soglia diverse per lo stesso insieme della figura 4.3.

Un ramo è pesato in base alla distanza euclidea tra i punti che ne costituiscono le estremità; nel nostro caso, la distanza tra i punti $P_1(\theta_1, \varphi_1)$ e $P_2(\theta_2, \phi_2)$ è semplicemente la distanza angolare²

$$\Delta = \arccos(\sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \varphi_1 \sin \varphi_2 + \cos \theta_1 \cos \theta_2) \quad (4.1)$$

Un *cluster* è definito come l'insieme dei punti le cui inter-distanze (ovvero il peso dei rami nel MST) sono minori di una certa distanza di soglia ξ . L'insieme dei rami che hanno peso inferiore alla soglia è detto *Minimum Spanning Forest* (MSF). Nella figura 4.4 è mostrata la MSF per lo stesso insieme di punti con due distanze di soglia differenti.

Un cluster è detto *significativo* qualora contenga un numero minimo di punti N_{pc} , calcolabile in base a test di uniformità.

Infatti la presenza di cluster in un insieme di punti è indice di una distribuzione non uniforme dei punti stessi e pertanto, nel caso di EUSO, è un chiaro indizio della possibile presenza di un segnale.

Dati N_{tot} punti uniformemente distribuiti con una densità ρ in uno spazio a d dimensioni, il numero di cluster atteso per una distanza di soglia ξ è [27]

$$N_{cu}(\xi) = 1 + (N_{tot} - 1) \exp[-\alpha \rho V_d(\xi)] \quad (4.2)$$

dove $V_d(\xi)$ è il volume d -dimensionale ($V_1(\xi) = \xi$, $V_2(\xi) = \pi \xi^2, \dots$).

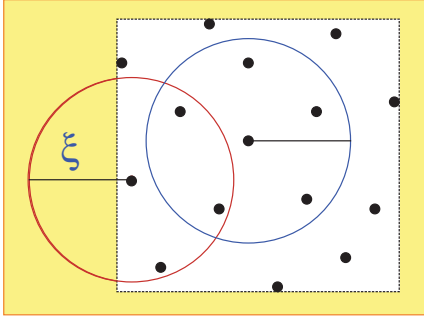


Figura 4.5: Effetti di bordo nel clustering bidimensionale.

α è un fattore correttivo che tiene conto del volume effettivo, ridotto per i punti che si trovano ai bordi dello spazio delle immagini.

Nel caso unidimensionale $\alpha = 1$ (non ci sono effetti) mentre in due dimensioni $\alpha = 0.55$; in figura 4.5 è mostrato schematicamente l'effetto nel caso bidimensionale: l'area attorno a ciascun punto esce dallo spazio dell'immagine per i punti che si trovano al bordo.

Per una distribuzione uniforme, la probabilità P_u di trovare N_c cluster usando una distanza di taglio ξ segue una distribuzione binomiale:

$$P_u = \binom{N_{tot} - 1}{N_c - 1} \exp[-\alpha \rho V_d(\xi)]^{N_c - 1} (1 - \exp[-\alpha \rho V_d(\xi)])^{N_{tot} - N_c} \quad (4.3)$$

Massimizzando la varianza di questa distribuzione si può trovare il valore "naturale" della distanza di soglia tale per cui troviamo N_c cluster nel caso i punti siano distribuiti uniformemente:

$$\frac{dVAR(N_c - 1)}{d\xi} = \frac{d}{d\xi} \{ (N_{tot} - 1) \exp[-\alpha \rho V_d(\xi)] (1 - \exp[-\alpha \rho V_d(\xi)]) \} = 0$$

²A rigore la superficie focale di EUSO non è perfettamente sferica, ma l'approssimazione di sfericità si adatta perfettamente allo scopo.

Sviluppando i conti in due dimensioni si ha immediatamente

$$\xi_{nat} = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi\alpha\rho}} \simeq 0.6334\sqrt{\frac{1}{\rho}} \quad (4.4)$$

Nel caso di EUSO e di ESAF, si può in buona approssimazione usare come valore di densità di punti il rapporto tra il numero di pixel colpiti nella macrocella che ha ricevuto più fotoelettroni ed il volume (bidimensionale) in cui sono contenuti.

Per determinare il numero minimo N_{pc} di punti che rendono un cluster significativo, in prima approssimazione, si può considerare l'errore statistico in una distribuzione uniforme, dove sono attesi N_{cu} cluster; ciascuno di questi cluster contiene in media N_{tot}/N_{cu} punti con errore statistico relativo pari a $\sqrt{N_{tot}/N_{cu}}$. Si considerano allora significativi i cluster che contengono almeno un numero di punti pari a

$$N_{pc}(\xi) = \frac{N_{tot}}{N_{cu}(\xi)} + k\sqrt{\frac{N_{tot}}{N_{cu}(\xi)}} \quad (4.5)$$

dove $k \geq 1$ è il cosiddetto *livello di significatività*; maggiore è il livello di significatività, minore è pertanto il numero di cluster significativi trovati ad una data distanza di soglia ξ ; pertanto aumentando il livello di significatività si favorisce l'eliminazione del fondo (che è distribuito in modo più uniforme rispetto al segnale, quanto meno a livello locale).

L'implementazione dell'algoritmo di clustering in ESAF ed i risultati ottenuti sono presentati nella sezione 5.1.

4.4 La ricostruzione del piano contenente lo sciame ed il rivelatore

Si considerano idealmente la traccia rettilinea ed il rivelatore puntiforme; per abuso di linguaggio si chiamerà sciame la traccia prodotta da questo nello spazio delle immagini del rivelatore.

Dalla simulazione e dall'algoritmo di estrazione del segnale dal fondo si conoscono i pixel di segnale; sia N_{pixels} il loro numero. Per ciascun pixel i si hanno le seguenti informazioni:

- l'angolo di zenith nel campo di vista di EUSO θ_i^{FOV} , con errore σ_{θ_i}
- l'angolo di azimuth nel campo di vista di EUSO φ_i^{FOV} con errore σ_{ϕ_i}
- il tempo al quale il pixel è colpito dai fotoni t_i^{sp}
- il numero di hits che hanno interessato il pixel N_{hits}^i

Si ponga

$$N_{hits}^{tot} = \sum_{i=1}^{N_{pixels}} N_{hits}^i \quad (4.6)$$

Il primo passo per la ricostruzione della direzione di arrivo di uno sciame è la ricerca del piano contenente lo sciame ed EUSO, il *Track-Detector Plane* (TDP). Innanzitutto, dagli angoli θ^{FOV} e φ^{FOV} nel campo di vista di ciascun pixel si può ricavare la posizione di ogni pixel attivo sulla sfera di raggio unitario centrata in EUSO; nell'ambito della ricostruzione si considera un sistema di riferimento con origine nell'estremità inferiore della lente esterna, l'asse x orientato lungo la direzione del moto della stazione spaziale, l'asse z orientato verso lo zenith di EUSO e l'asse y orientato in modo da formare con i precedenti una terna ortogonale destrorsa.

Gli angoli polari nel campo di vista sono però dati in un riferimento destrorso in cui l'asse z è orientato verso il nadir; il passaggio nel sistema di riferimento della ricostruzione è immediato effettuando la rotazione

$$\begin{aligned}\theta^{FOV} &\rightarrow \pi - \theta^{FOV} \\ \varphi^{FOV} &\rightarrow \varphi^{FOV} + \pi\end{aligned}$$

che rappresenta un semplice cambiamento di segno agli assi.

Dati gli angoli nel campo di vista, ogni punto può allora essere rappresentato su una sfera di raggio unitario centrata nell'origine tramite le coordinate

$$\begin{cases} x = \sin(\pi - \theta^{FOV}) \cos(\varphi^{FOV} + \pi) = -\sin \theta^{FOV} \cos \varphi^{FOV} \\ y = \sin(\pi - \theta^{FOV}) \sin(\varphi^{FOV} + \pi) = -\sin \theta^{FOV} \sin \varphi^{FOV} \\ z = \cos(\pi - \theta^{FOV}) = -\cos \theta^{FOV} \end{cases} \quad (4.7)$$

Gli errori su tali punti sono dati da

$$\begin{cases} \sigma_x = \sqrt{\cos^2 \theta^{FOV} \sigma_\theta^2 + \sin^2 \varphi^{FOV} \sigma_\phi^2} \\ \sigma_y = \sqrt{\cos^2 \theta^{FOV} \sigma_\theta^2 + \cos^2 \varphi^{FOV} \sigma_\phi^2} \\ \sigma_z = |\sin \theta^{FOV}| \sigma_\theta \end{cases} \quad (4.8)$$

In generale, indichiamo con $\vec{n}_i = (x_i, y_i, z_i)$ il versore che congiunge l'origine a ciascun punto proiettato sulla sfera unitaria (in pratica è il versore direzionale dell' i -esimo pixel nel campo di vista).

A questo punto si hanno tutti gli elementi per procedere nella ricostruzione del TDP. Allo scopo ho implementato due algoritmi differenti, uno esatto ed uno approssimato.

4.4.1 Metodo esatto

Innanzitutto si individua il cosiddetto *centroide* dello sciame, definito come il baricentro dei pixel che compongono la traccia, pesati col loro numero di hit; il versore direzionale del centroide è allora dato da

$$\vec{C} = \frac{\sum_{i=0}^{N_{pixels}} N_{hits}^i \vec{n}_i}{\left| \sum_{i=0}^{N_{pixels}} N_{hits}^i \vec{n}_i \right|} = (\sin \theta_C \cos \phi_C, \sin \theta_C \sin \phi_C, \cos \theta_C) \quad (4.9)$$

Poi si proiettano i punti della sfera unitaria sul piano tangente alla sfera nel centroide; si noti che se tale piano tangente fosse ortogonale all'asse z (ossia \vec{C} diretto lungo l'asse z negativo), le proiezioni sarebbero date banalmente da (è sufficiente dividere le coordinate dei punti sulla sfera unitaria per $\cos \theta^{FOV}$)

$$\begin{cases} x^P = -\tan \theta^{FOV} \cos \phi^{FOV} \\ y^P = -\tan \theta^{FOV} \sin \phi^{FOV} \\ z^P = -1 \end{cases}$$

con errori

$$\begin{cases} \sigma_{x^P} = \sqrt{\frac{1}{\cos^2 \theta^{FOV}} \sigma_\theta^2 + \sin^2 \phi^{FOV} \sigma_\phi^2} \\ \sigma_{y^P} = \sqrt{\frac{1}{\cos^2 \theta^{FOV}} \sigma_\theta^2 + \cos^2 \phi^{FOV} \sigma_\phi^2} \\ \sigma_{z^P} = 2 \left| \frac{\tan \theta^{FOV}}{\cos \theta^{FOV}} \right| \sigma_\theta \end{cases}$$

Ci si può ricondurre a questa semplice situazione mediante una trasformazione di assi tale che la direzione del centroide diventi il nuovo asse z ; ovvero si effettua una rotazione intorno all'asse y di un angolo $-\theta_C$ seguita da una rotazione di $-\phi_C$ intorno all'asse z . Dopo questa trasformazione è possibile calcolare le proiezioni (con i relativi errori) sul piano tangente utilizzando le formule precedenti; dopodiché, con una rotazione inversa alla precedente si ritorna nel sistema di coordinate originario.

Il TDP deve contenere ovviamente il versore \vec{C} (oltre che ciascun versore \vec{n}_i); sia \vec{w} il versore che caratterizza l'intersezione del TDP con il piano $z = 0$; si ponga

$$\vec{w} = (\cos \psi, \sin \psi, 0) \quad (4.10)$$

con ψ angolo opportuno che descrive l'orientazione del TDP rispetto al piano $z = 0$; il versore normale al TDP è allora

$$\vec{v} = \frac{\vec{w} \wedge \vec{C}}{|\vec{w} \wedge \vec{C}|} \quad (4.11)$$

È possibile ricavare ψ minimizzando la funzione

$$\chi^2(\psi) = \frac{1}{N_{hits}^{tot} - 1} \sum_{i=1}^{N_{pixels}} \left(\frac{\vec{p}_i \cdot \vec{v}}{|\vec{\sigma}_i|} \right)^2 N_{hits}^i \quad (4.12)$$

dove \vec{p}_i è il vettore che descrive la posizione della proiezione sul piano tangente dell' i -esimo punto e $\vec{\sigma}_i$ è il vettore che descrive l'errore sull' i -esimo punto.

Ricavato ψ dal fit, sono noti \vec{w} e \vec{v} ; per convenzione, si sceglie il segno di \vec{v} in modo che abbia la componente lungo z positiva (in questo modo si eliminano delle

ambiguità al momento della ricostruzione della direzione di arrivo dello sciame). È utile definire ancora i seguenti versori:

$$\vec{D} = \frac{\vec{v} \wedge \vec{C}}{|\vec{v} \wedge \vec{C}|} \quad (4.13)$$

$$\vec{u} = \frac{\vec{v} \wedge \vec{w}}{|\vec{v} \wedge \vec{w}|} \quad (4.14)$$

In questo modo \vec{u}, \vec{w} e \vec{C}, \vec{D} costituiscono due basi distinte per il TDP.

4.4.2 Metodo approssimato

Un metodo più semplice e veloce è considerare la proiezione dei punti della sfera unitaria su un piano orizzontale; le coordinate dei punti proiettati sul piano sono date elementarmente da

$$\begin{cases} x^P = -\tan \theta^{FOV} \cos \phi^{FOV} \\ y^P = -\tan \theta^{FOV} \sin \phi^{FOV} \end{cases} \quad (4.15)$$

con errori

$$\begin{cases} \sigma_{x^P} = \sqrt{\frac{1}{\cos^2 \theta^{FOV}} \sigma_\theta^2 + \sin^2 \phi^{FOV} \sigma_\phi^2} \\ \sigma_{y^P} = \sqrt{\frac{1}{\cos^2 \theta^{FOV}} \sigma_\theta^2 + \cos^2 \phi^{FOV} \sigma_\phi^2} \end{cases} \quad (4.16)$$

In buona approssimazione si può considerare costante la velocità di propagazione dello sciame sul piano tangente. In funzione del tempo t , si può scrivere pertanto che

$$\begin{cases} x^P(t) = a_x t + b_x \\ y^P(t) = a_y t + b_y \end{cases} \quad (4.17)$$

Da considerazioni elementari di geometria analitica, il TDP si trova imponendo il passaggio per l'origine e la retta $y(x)$ sul piano tangente:

$$a_y x - a_x y + b_y a_x - a_x b_y = 0$$

ovvero il vettore normale al TDP è

$$\vec{v} = (a_y, -a_x, b_y a_x - a_x b_y) \quad (4.18)$$

Per convenzione, si è deciso di prendere sempre il vettore normale con la componente lungo l'asse z positiva; si noti che, ai fini della ricostruzione, non ha importanza il particolare piano orizzontale su cui si proiettano i punti (io ho scelto $z = 1$), in quanto \vec{v} deve essere normalizzato e, per convenzione, col segno tale che la componente z sia positiva. La definizione di queste convenzioni elimina delle ambiguità nella fase di ricostruzione della direzione di arrivo.

È conveniente definire una base sul TDP; sia \vec{w} il versore che descrive l'intersezione tra il TDP ed il piano $z = 0$:

$$\vec{w} = \frac{\vec{z} \wedge \vec{v}}{|\vec{z} \wedge \vec{v}|} \quad (4.19)$$

dove $\vec{z} = (0, 0, 1)$ è il versore dell'asse z . L'altro versore della base per il TDP è allora

$$\vec{u} = \frac{\vec{v} \wedge \vec{w}}{|\vec{v} \wedge \vec{w}|} \quad (4.20)$$

I valori di a_x , b_x , a_y e b_y si trovano con due fit lineari utilizzando i tempi sperimentali di ogni pixel e le coordinate proiettate, ricavate dalle posizioni sulla sfera unitaria; ciascun pixel viene contato un numero di volte pari al numero di hit che ha ricevuto, in modo da tenere conto del fatto che un pixel con un maggior numero di hit ha una probabilità più alta di essere un pixel di segnale.

Il modo più banale di effettuare un fit lineare è senz'altro il metodo dei minimi quadrati; esso, tuttavia, non è un metodo robusto, ossia è molto sensibile ai punti che si trovano lontano dalla retta cercata.

Nel nostro caso, con buona approssimazione, la relazione tra x, y e t è lineare, considerando però soltanto il segnale; realisticamente, la presenza del fondo complica le cose ed anche in assenza di background l'ottica "diffonde" i fotoni sulla superficie focale; per quanto gli algoritmi di clustering e di estrazione del segnale possano essere raffinati, rimane sempre qualche punto che non segue la relazione lineare tra le coordinate spaziali ed il tempo, in quanto non appartenente allo sciame.³ In questo caso il metodo dei minimi quadrati risulta molto influenzato dai punti "esterni" e può fornire un risultato più o meno errato.

In figura 4.6 è mostrato il risultato del fit su uno stesso insieme di punti utilizzando il metodo dei minimi quadrati (non robusto) ed un metodo robusto.

Dal momento che la mediana è, rispetto alla media, un estimatore più robusto del valore centrale di una distribuzione, un metodo alternativo ai minimi quadrati è il *fit della mediana*, descritto in dettaglio in [62]. In pratica, supponendo di poter considerare uguali gli errori sui punti (localmente è vero con buona approssimazione), ci si basa sul fatto che la mediana k_M di un insieme di punti k_i è il valore che minimizza la somma delle deviazioni assolute, $\sum_i |k_i - k_M|$. Nel caso di una retta bisogna minimizzare una funzione del tipo

$$\sum_{i=1}^N |y_i - ax_i - b|$$

³Si veda la sezione 5.1.

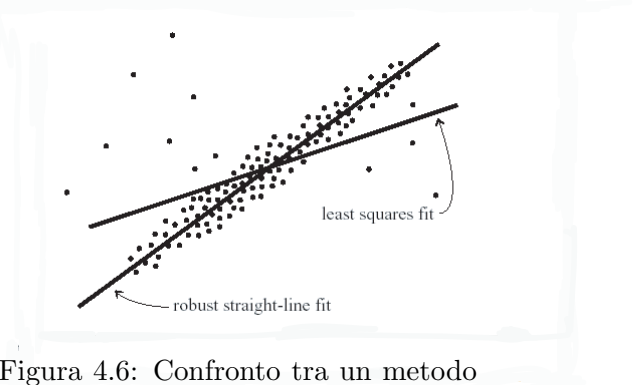


Figura 4.6: Confronto tra un metodo robusto ed uno non robusto di fit lineare.

dai punti "esterni" è può fornire un

Per un valore fissato di a si ha il valore di b che minimizza la funzione è

$$b = \text{mediana}\{y_i - ax_i\}$$

mentre a si può ricavare dall'equazione

$$\sum_{i=1}^N x_i \text{sign}(y_i - ax_i - b) = 0$$

inserendo la funzione implicita $b(a)$; si ottiene così un'equazione nell'incognita a .

L'equazione viene risolta utilizzando il teorema degli zeri ed il metodo di bisezione: una volta trovato un'intervallo contenente la soluzione dal teorema degli zeri, si considera il segno della funzione nel punto medio di tale intervallo e si ottiene in tal modo un intervallo più ristretto; si procede in questo modo fino a che non si è raggiunta la precisione richiesta.

4.5 La ricostruzione della direzione di arrivo dello sciame

Una volta ricostruito il TDP, si può passare alla ricostruzione della direzione di arrivo dello sciame; l'idea base è quella di minimizzare una funzione χ^2 che tenga in considerazione la differenza tra i tempi di arrivo dei fotoelettroni misurati e quelli calcolati teoricamente.

Anche in questo caso si possono considerare, tra gli altri, un metodo esatto ed un metodo approssimato.

4.5.1 Metodo esatto

Per ogni pixel, consideriamo l'angolo tra il versore \vec{w} , appartenente all'intersezione del TDP con il piano $z = 0$, e il versore direzionale del pixel \vec{n}_i , le cui componenti sono date dall'equazione (4.7), come mostrato in figura 4.7; si pone

$$\alpha_i = \arctan \frac{\vec{n}_i \cdot \vec{u}}{\vec{n}_i \cdot \vec{w}} \quad (4.21)$$

Per determinare gli α_i , però, l'arcotangente lascia un'ambiguità sull'angolo (ad esempio α e $\pi + \alpha$ hanno la stessa tangente); al fine di calcolare l'arcotangente direttamente nel quadrante corretto bisogna considerare i segni delle quantità $\sin \alpha_i = \vec{n}_i \cdot \vec{u}$ e $\cos \alpha_i = \vec{n}_i \cdot \vec{w}$.

Sia inoltre β l'angolo tra la direzione $\vec{\Omega}$ dello sciame ed il versore \vec{w} sul TDP. La direzione dello sciame risulta immediatamente determinata dalla conoscenza di β , in quanto è banalmente

$$\vec{\Omega} = \cos \beta \vec{w} + \sin \beta \vec{u} \quad (4.22)$$

Dalla figura 4.7 parrebbe naturale calcolare i tempi teorici di arrivo dei fotoelettroni in base ai parametri β , R_0 e τ_0 , dove R_0 è la distanza minima tra

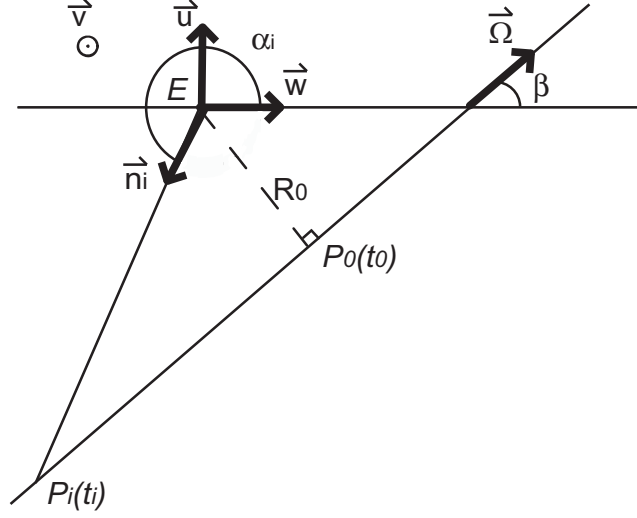


Figura 4.7: Ricostruzione della direzione di arrivo dello sciame nel TDP. Il punto E corrisponde al rivelatore, P_i è l' i -esimo punto dello sciame e P_0 è il punto di minima distanza tra l'asse dello sciame e il rivelatore.

l'asse dello sciame ed il rivelatore (parametro d'impatto) e τ_0 è il tempo di arrivo di un ipotetico fotoelettrone proveniente dal punto di minima distanza dall'asse.

Si può definire, analogamente a prima,

$$\alpha_0 = \arctan \frac{\vec{n}_0 \cdot \vec{u}}{\vec{n}_0 \cdot \vec{w}}$$

dove \vec{n}_0 è il versore direzionale del punto di minima distanza. Un semplice ragionamento geometrico mostra che vale la relazione

$$\alpha_0 = \beta + \frac{\pi}{2} + 2k\pi \quad \text{con } k \in \mathbb{Z} \quad (4.23)$$

Si avrebbero pertanto tre parametri liberi nel fit; come mostrato nella figura 4.8 si può legare τ_0 alla conoscenza di un punto di riferimento dello sciame. Un punto particolare e facilmente individuabile è il massimo dello sciame, che può essere stimato mediante pixel della traccia che ha registrato il maggior numero di hit. Indichiamo con R_{max} la distanza del rivelatore dal massimo, con α_{max} il suo angolo di riferimento nel TDP e con t_{max} il tempo di arrivo dei fotoelettroni del massimo. Si ha immediatamente che

$$R_0 = R_{max} \cos(\alpha_{max} - \alpha_0) = R_{max} \sin(\alpha_{max} - \beta) \quad (4.24)$$

mentre

$$t_{max} - \tau_0 = \Delta\tau + \tau_{prop}$$

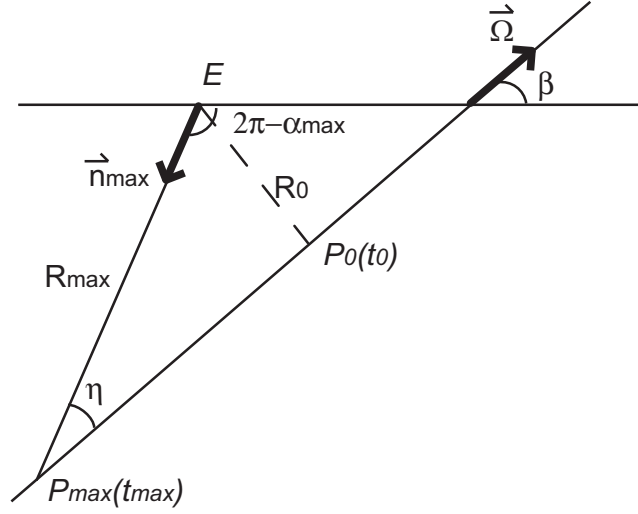


Figura 4.8: Relazione tra R_0 e R_{max} (P_{max} è il massimo dello sciame).

dove

$$\Delta\tau = -\frac{R_0}{c} \tan(\alpha_{max} - \alpha_0)$$

$$\tau_{prop} = \left| \frac{R_0}{c} \sec(\alpha_{max} - \alpha_0) \right|$$

ovvero τ_{prop} è il tempo di propagazione della luce dal punto di minima distanza al rivelatore e $\Delta\tau$ il tempo di propagazione lungo l'asse dello sciame dal punto di minima distanza al massimo (c è la velocità della luce). Si noti che τ_{prop} è sempre positivo, mentre $\Delta\tau$ può essere positivo o negativo a seconda che il punto di minima distanza si trovi prima o dopo il massimo.

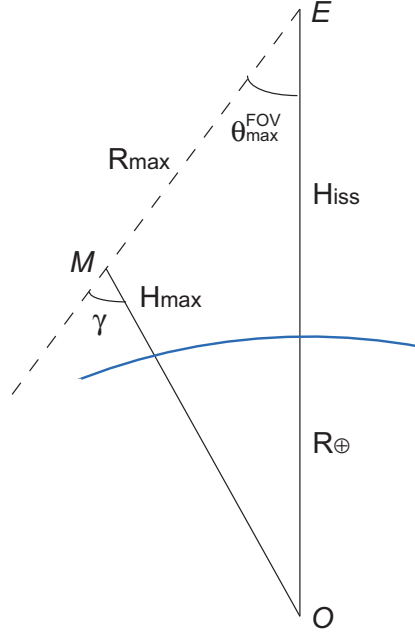
Si ha allora

$$\tau_0 = t_{max} - (\Delta\tau + \tau_{prop}) \quad (4.25)$$

A questo punto si è in grado di esprimere il tempo di arrivo nell' i -esimo pixel in funzione di due soli parametri liberi, β e R_{max} , che però sono fortemente correlati tra di loro.

Un parametro che non è in alcun modo correlato con β è l'altezza del massimo dello sciame H_{max} rispetto al suolo; dal momento che in generale H_{max} è inferiore ai 10 km circa, si può considerare un valore iniziale per $H_{max} = 5$ km commettendo un errore dell'1% circa (il rivelatore è posto ad un'altezza maggiore di 400 km), che è trascurabile in prima approssimazione.⁴

⁴La maggiore distanza di EUSO dallo sciame rispetto ad un rivelatore posto sulla superficie terrestre, fa in modo che ciascun pixel che rivela lo sciame copra all'incirca lo stesso angolo solido; per questo motivo non è necessaria una visione stereoscopica dallo spazio.

Figura 4.9: Relazione tra R_{max} e H_{max} (non in scala).

Una volta stimato H_{max} , si può ricavare facilmente R_{max} ; è necessario però tenere in considerazione l'effetto della sfericità della Terra⁵ (vd. figura 4.9); indichiamo con H_{ISS} l'altezza della stazione spaziale rispetto al suolo, con R_{\oplus} il raggio terrestre e con θ_{max}^{FOV} l'angolo di zenith corrispondente al massimo nel campo di vista del rivelatore. Si ha

$$\frac{R_{max}}{\sin(\delta - \theta_{max}^{FOV})} = \frac{R_{\oplus} + H_{ISS}}{\sin \theta_{max}^{FOV}}$$

$$\frac{R_{\oplus} + H_{max}}{\cos \theta_{max}^{FOV}} = \frac{R_{\oplus} + H_{ISS} \tan \theta_{max}^{FOV}}{\sin \delta}$$

da cui si ricava che

$$\sin \gamma = \frac{R_{\oplus} + H_{ISS}}{R_{\oplus} + H_{max}} \sin \theta_{max}^{FOV}$$

e, con qualche passaggio,

$$R_{max} = (R_{\oplus} + H_{ISS}) \cos \theta_{max}^{FOV} - \sqrt{(R_{\oplus} + H_{max})^2 - (R_{\oplus} + H_{iss})^2 \sin^2 \theta_{max}^{FOV}} \quad (4.26)$$

Possiamo allora esprimere il tempo di arrivo di un fotone nell' i -esimo pixel come

$$t_i = \tau_0 + \Delta t + t_{prop} \quad (4.27)$$

⁵Ai bordi del campo di vista di EUSO, la distanza tra il piano tangente alla Terra nel nadir del rivelatore e la superficie è di circa 5 km.

dove

$$\Delta t = -\frac{R_0}{c} \tan(\alpha_i - \alpha_0) \quad (4.28)$$

$$t_{prop} = \left| \frac{R_0}{c} \sec(\alpha_i - \alpha_0) \right| \quad (4.29)$$

cioè t_{prop} è il tempo di propagazione della luce dal punto i -esimo al rivelatore (sempre positivo) e Δt il tempo di propagazione lungo l'asse dello sciame dal punto di minima distanza al punto i -esimo.

Dopodiché, fissato H_{max} ad un valore stimato, si minimizza la funzione

$$\chi^2(\beta) = \frac{1}{N_{hits}^{tot} - 2} \sum_{i=1}^{N_{pixels}} \frac{(t_i - t_i^{sp})^2}{\sigma_i^2} N_{hits}^i \quad (4.30)$$

dove σ_i è l'errore sull' i -esimo punto, che viene assunto per tutti i punti uguale ad una GTU.

4.5.2 Metodo approssimato

Un parametro importante da considerare per la ricostruzione è l'angolo η tra la direzione dello sciame e la linea di vista dell'osservatore (rivelatore). Si può assumere come linea visuale quella che congiunge il detector al massimo dello sciame (vd. figura 4.8); la linea visuale giace ovviamente nel TDP.

La velocità angolare ω dello sciame nel campo di vista non è esattamente costante, ma con buona approssimazione si può considerare tale.⁶ Da semplici considerazioni cinematiche è immediato ricavare che

$$\omega = \frac{c}{R_{max}} \cot \frac{\eta}{2} \quad (4.31)$$

Si può ricavare ω da un fit lineare utilizzando gli angoli α_i , definiti nella (4.21), ed i tempi sperimentali t_i^{sp} , pesando ogni punto col numero di hit corrispondente:

$$\alpha_i = \omega t_i^{sp} + k$$

Dalla conoscenza di ω è immediato ricavare η e quindi β , l'angolo tra la direzione dello sciame ed il versore \vec{w} del TDP:

$$\beta = \alpha_{max} - \pi - 2 \arctan \frac{c}{\omega R_{max}} \quad (4.32)$$

R_{max} è ricavabile dall'altezza del massimo dello sciame (H_{max}) utilizzando la (4.26), che tiene conto della sfericità della Terra.

Noto β la direzione dello sciame è data dalla (4.22).

Anche in questo caso, l'utilizzo del fit della mediana al posto dei minimi quadrati fa in modo che eventuali punti che si discostano dall'andamento lineare non influenzino pesantemente la procedura di fit.

⁶In realtà è $\omega = \left(\frac{dt}{d\alpha}\right)^{-1}$, dove $t(\alpha)$ è la funzione utilizzata per il calcolo dei tempi teorici nel metodo esatto.

4.5.3 Alcune considerazioni

Questa tecniche di ricostruzione non tengono in considerazione la radiazione Cherenkov; la conoscenza del punto di impatto dello sciame al suolo o su una nube, in seguito al quale si ha la propagazione di luce Cherenkov, migliora notevolmente la precisione nella ricostruzione e semplifica gli algoritmi. Purtroppo l'implementazione attuale dell'elettronica, in particolare l'assenza di una simulazione completa dei front-end analogici, ancora in fase di progettazione, non consente la rivelazione appieno del velocissimo lampo di luce associato alla radiazione Cherenkov. Inoltre la posizione del Cherenkov dipende dalla copertura nuvolosa. Utilizzare unicamente la fluorescenza per la ricostruzione della direzione di arrivo ha pertanto il vantaggio di richiedere una conoscenza della posizione delle nubi nell'atmosfera meno accurata; tuttavia esiste sempre la possibilità che le nuvole impediscano la rivelazione del massimo dello sciame, rendendo difficoltosa l'applicazione di questi metodi.

L'angolo di zenith, θ , che descrive la direzione di arrivo dello sciame è definito come l'angolo tra l'asse z (diretto verso lo zenith) e la direzione dello sciame; il valore "vero" θ_{MC} di tale angolo, che viene scritto nel file di simulazione, ha valori compresi tra 0° (sciame verticali) e 90° (sciame orizzontali). A seconda dei casi, però, lo sciame può propagarsi verso l'alto o verso il basso; nel secondo caso è necessario considerare il valore di θ_{MC} compreso tra 90° (sciame orizzontali) e 180° (sciame verticali), ovvero $\theta_{MC} \rightarrow \pi - \theta_{MC}$, in modo che i valori dell'angolo di zenith simulato e ricostruito si trovino nello stesso quadrante. Per l'angolo di azimuth φ , misurato in senso antiorario a partire dall'asse x (lungo la direzione del moto della stazione spaziale), non si hanno ambiguità.

È poi da tenere in considerazione la posizione effettiva del rivelatore sulla stazione spaziale; in particolare bisogna tenere conto dell'altezza effettiva del rivelatore e del disallineamento (tilt) tra il suo asse ottico e la verticale. Quest'ultimo fattore verrà misurato da un sistema di star-tracking che determinerà la posizione dell'asse ottico di EUSO rispetto alla sfera celeste. Ai fini della ricostruzione si tiene facilmente conto di tutto ciò applicando le opportune trasformazioni di coordinate. Nelle simulazioni attuali si è sempre supposto che non ci fosse disallineamento tra l'asse ottico e la verticale.

L'implementazione in ESAF ed i risultati ottenuti con questi algoritmi sono presentati e discussi nel prossimo capitolo.

Capitolo 5

La ricostruzione degli eventi: risultati

In questo capitolo verrà presentata l'implementazione in ESAF degli algoritmi di clustering e di ricostruzione della direzione descritti nel capitolo precedente. Quindi presenterò i risultati più significativi ottenuti. In particolare presenterò i risultati sulla risoluzione angolare del rivelatore in funzione dell'energia e sull'efficienza di ricostruzione.

5.1 L'implementazione dell'algoritmo di clustering in ESAF

L'ottica del rivelatore non è ideale e, a causa della sua PSF, i fotoni vengono in parte diffusi sulla superficie focale, lontano dal punto dove essi verrebbero idealmente focalizzati; in tal modo si hanno dei punti rivelati al di fuori del grosso della traccia anche in assenza di fondo.

L'algoritmo di clustering, od un algoritmo analogo, si rende pertanto necessario per isolare la traccia anche se non c'è background.

In ESAF ho implementato un algoritmo di clustering in tre livelli eseguiti in successione:

1. Un clustering *spaziale* nelle coordinate angolari θ_{FOV} e φ_{FOV} nel campo di vista del detector.
2. Una selezione, fra i cluster trovati al passo precedente, per determinare quali sono i cluster che effettivamente compongono la traccia.
3. Infine un clustering *temporale* nelle GTU.

Il primo livello di clustering è implementato in ESAF dal modulo di ricostruzione `BaseClusteringModule`. Il modulo analizza l'evento e calcola i valori naturali per la distanza di taglio ed il numero di punti minimo che rende significativo un cluster,

in base al livello di significatività scelto dall'utente. Si può configurare il modulo affinché consideri solamente i pixel che sono stati colpiti più di un certo numero di volte predefinito nella stessa GTU. Quest'ultima possibilità, come vedremo, è indispensabile nell'analisi di eventi in cui è presente il background. È possibile inoltre utilizzare dei valori fissati per i parametri di clustering al posto dei valori naturali.

Il secondo livello di clustering è realizzato dal modulo `ClusterAnalysisModule` che può, a richiesta, eseguire con nuovi parametri di taglio un clustering sui punti selezionati al passo precedente. La funzione principale che esso svolge è, però, un'analisi dei cluster trovati al primo livello: in pratica vengono cercati dei cluster di cluster (supercluster), verificando che le distanze tra gli estremi dei cluster siano inferiori al doppio della distanza di taglio usata nel primo modulo. Dalle simulazioni fatte, l'utilizzo di questo valore consente di tenere insieme parti della traccia che possono essere separate da zone morte nella superficie focale, ma al tempo stesso previene la selezione di punti appartenenti a cluster di background.

La scelta finale sui cluster da selezionare è effettuata considerando il cluster con il maggior numero di punti trovato al primo livello (cluster principale). Se, nei supercluster individuati, non è compreso il cluster principale, viene selezionato il raggruppamento che ha il maggior numero di punti, altrimenti viene scelto unicamente il supercluster contenente il cluster principale. Quando verrà simulato anche il background non dovuto al nightglow (luci artificiali, ...) diventerà necessario rivedere questa parte di algoritmo. Un possibile miglioramento potrebbe essere la selezione dei cluster in base alle caratteristiche geometriche attese di uno sciame, con un opportuno algoritmo di track finding (selezionando, ad esempio, i punti che si trovano su di una retta).

Il terzo livello di clustering (modulo `GTUClusteringModule`) è, infine, un semplice clustering monodimensionale sui pixel clusterizzati spazialmente in base alla loro distanza temporale, usando valori naturali o fissati per i parametri di soglia, ricavati analogamente al caso bidimensionale. A questo livello è possibile considerare anche i pixel che hanno ricevuto un numero di hit minore di quello di soglia utilizzato al primo livello, purché essi si trovino all'interno della regione individuata dai precedenti livelli di clustering. I cluster trovati vengono poi analizzati analogamente ai cluster spaziali, per tenere conto di eventuali fotoni persi nelle zone morte della superficie focale e per evitare di tenere cluster separati da un notevole intervallo temporale.

La presenza di background complica ovviamente la situazione; una grossa difficoltà è che i fotoni di segnale che raggiungono la superficie focale sono in generale di qualche centinaio, mentre il numero di fotoni di background è almeno un ordine di grandezza maggiore. L'algoritmo di clustering sfrutta il fatto che la densità di fotoni di segnale è localmente maggiore di quella di background.

In prima approssimazione, si possono considerare solo quei pixel che hanno ricevuto almeno quattro hit in una stessa GTU, in quanto, con un rate di background atteso di circa 0.5 fotoelettroni $\cdot \mu\text{s}^{-1}$ per pixel, è molto bassa la probabilità che tali pixel non siano stati colpiti dal segnale (circa il 2%).

Lavorando unicamente coi pixel che hanno ricevuto almeno quattro hit nella stessa GTU, l'algoritmo di clustering scarta dei punti appartenenti al segnale. Ciò è inevitabile, in quanto il segnale comprende, soprattutto agli estremi, alcuni pixel che hanno ricevuto solo una o due hit nella stessa GTU. Vi è inoltre la, possibilità, seppur remota di avere pixel con più di quattro hit non appartenenti al segnale.

Considerando anche i pixel con meno di 4 hit nella stessa GTU, i tempi di calcolo aumentano notevolmente e la determinazione del segnale diventa meno precisa, in quanto esso è letteralmente immerso in un insieme di pixel che hanno registrato unicamente poche hit di background

Aumentando la soglia sul numero di hit minimo in una GTU, i punti selezionati hanno sicuramente maggiori probabilità di appartenere al segnale, ma vengono perse ulteriori informazioni preziose sulla traccia, in particolare sulle code, che si rivelano essere importanti per la ricostruzione. Inoltre, specialmente per sciame di energia più bassa, il numero di pixel colpiti più di 4 volte in una GTU è veramente esiguo; in ogni caso, un evento avente meno di 10 pixel "buoni" viene automaticamente scartato.

Dalle numerose simulazioni da me è effettuate, è emerso che si ha un miglioramento nella identificazione del segnale e nella successiva ricostruzione riconsiderando nel terzo livello di clustering anche i pixel che hanno ricevuto tre hit nella stessa GTU.

L'algoritmo di clustering si rivela dunque un efficace metodo di eliminazione del fondo di primo livello: esso fornisce indicazioni sulla zona della superficie focale in cui è presente il segnale. Per effettuare una distinzione più fine tra il segnale ed il background sono necessari metodi statistici più raffinati, che tengano anche in considerazione la forma geometrica dello sciame (ad esempio fit lineare sui vari cluster, trasformata di Hough, wavelets).

Un ulteriore passo in avanti potrebbe essere fatto implementando un algoritmo di clustering in tre dimensioni (angoli nel campo di vista e tempo), valutando opportunamente le modifiche da fare per tenere conto delle dimensioni differenti delle varie coordinate.

Un altro aspetto da considerare è l'identificazione del lampo Cherenkov corrispondente al punto di impatto dello sciame al suolo o sulle nubi. La conoscenza del punto di impatto non può che agevolare la procedura di ricostruzione. È necessaria pertanto l'implementazione di algoritmi di pattern recognition più sofisticati.

Queste idee costituiscono pertanto un possibile sviluppo di questa tesi.

5.2 La ricostruzione della direzione di arrivo in ESAF

Il punto di vista spaziale di EUSO ed i suoi limiti intrinseci rendono il problema assai complicato. Il rivelatore non è ideale e molti effetti peggiorano la situazione. Infatti la superficie focale del rivelatore non è uniformemente coperta dai pixel, ma presenta dei "buchi" ed eventuali fotoni che vi cadono dentro non possono essere rivelati.

Ai bordi del campo di vista lo sciame viene “tagliato”; il numero di fotoni che raggiungono la superficie focale ai bordi è ridotto di almeno un fattore $\cos^4 \gamma_{FOV}$, dove γ_{FOV} è l’ampiezza (semiangolo) del campo di vista, a causa dell’effetto combinato della maggiore distanza dello sciame, dell’assorbimento nel materiale e della riduzione dell’effettiva pupilla di ingresso [61].

Oltre che ai bordi del campo di vista, gli sciami vengono tagliati anche dall’impatto sul terreno (in alcuni casi addirittura prima di raggiungere il massimo).

Inoltre i componenti del rivelatore possono non essere allineati correttamente e possono esserci dei canali non funzionanti. È pertanto necessario l’utilizzo di algoritmi di ricostruzione efficaci e ben collaudati.

Nei due paragrafi seguenti viene presentata l’implementazione in ESAF degli algoritmi di ricostruzione assieme ad alcuni grafici di esempio riguardanti la ricostruzione di un campione di 1000 sciami di UNISIM generati da un protone primario di $2 \cdot 10^{20}$ eV di energia. Gli sciami sono distribuiti uniformemente nel campo di vista del rivelatore.

Gli stessi sciami sono stati analizzati in assenza ed in presenza background; attivando la simulazione del fondo si perdono alcuni sciami che vengono, per così dire mascherati, specialmente ad energie più basse. L’utilizzo di eventuali metodi più raffinati di rimozione del background consentirà in futuro di essere in grado di ricostruire un numero maggiore di eventi.

Nella sezione 5.3 viene invece presentato uno studio dell’errore nella ricostruzione al variare dell’energia e nella sezione 5.4 uno studio dell’efficienza di ricostruzione effettuato utilizzando 124500 sciami di SLAST con energia variabile da $5 \cdot 10^{19}$ eV a 10^{21} eV.

Il background è stato simulato utilizzando un rate di 0.5 fotoelettroni $\cdot \mu s^{-1}$ per pixel; gli eventi sono stati clusterizzati utilizzando i valori di soglia naturali con un livello di significatività pari a 5. Per gli eventi in cui non è stato aggiunto il fondo la ricostruzione è stata effettuata considerando tutti i pixel colpiti da fotoelettroni; nel caso di eventi con background, sono stati selezionati i pixel col almeno 4 hits in una GTU nel primo livello di clustering ed almeno 3 hits nell’ultimo livello di clustering.

5.2.1 Il Track-Detector Plane

Per quanto riguarda la ricostruzione del TDP, ho implementato in ESAF il metodo approssimato (sezione 4.4.2), che è analitico, in quanto si è rivelato più efficiente di quello esatto (sezione 4.4.1), che è numerico.

La ricostruzione del TDP è implementata nel modulo `TrackDetectorPlaneModule` di ESAF; in pratica tale modulo considera i pixel selezionati dall’ultimo livello di clustering, ne trova i punti corrispondenti sulla sfera unitaria centrata nel rivelatore e li proietta su un piano tangente orizzontale e quindi esegue un fit lineare (median fit) sulle due proiezioni $x - t$ e $y - t$ risalendo al vettore normale al TDP \vec{v} ed all’intersezione di quest’ultimo con il piano $z = 0$ (vettore \vec{w}).

Un metodo rapido per verificare la bontà della ricostruzione del TDP è controllare che il versore normale al piano sia anche ortogonale alla direzione vera dello sciame.

Nelle figure 5.1 e 5.2 sono mostrati i risultati della ricostruzione del TDP per 1000 sciame di UNISIM a $2 \cdot 10^{20}$ eV, in funzione della distanza del massimo dello sciame dal centro del campo di vista, del numero di pixel da cui è costituita la traccia, e dell'angolo di zenith simulato (θ_{true}), in assenza ed in presenza di fondo.

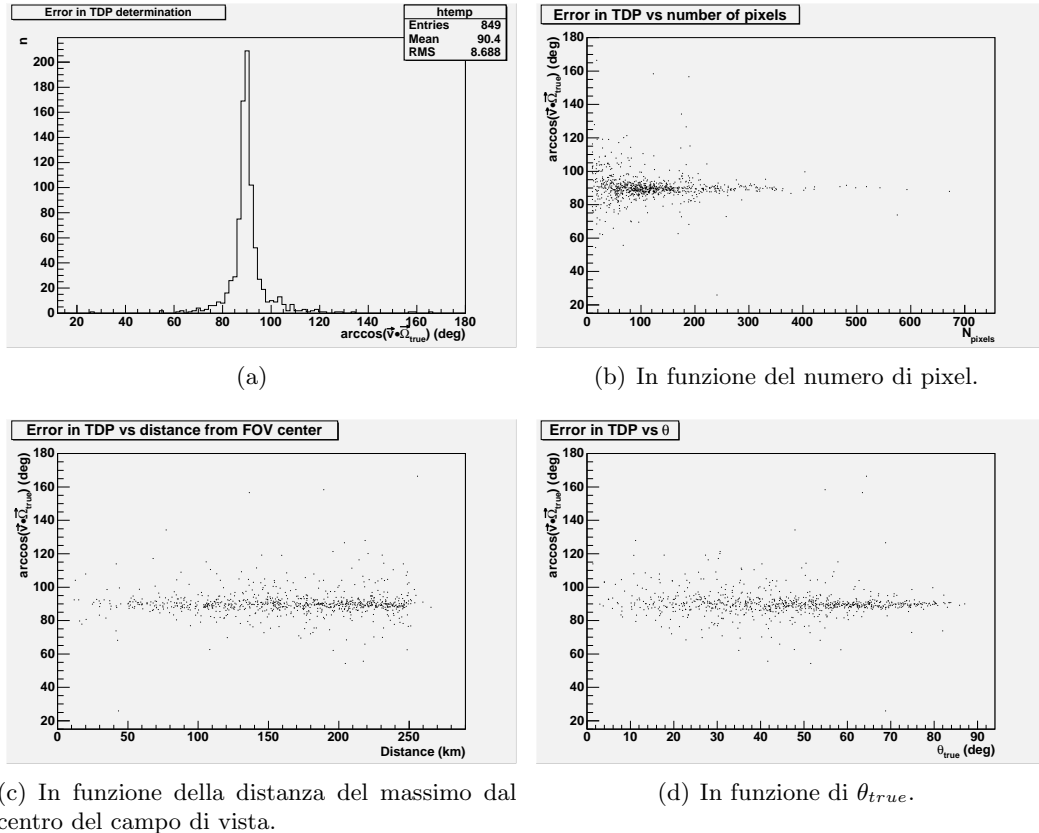


Figura 5.1: Ricostruzione del TDP in assenza di fondo.

Da queste figure, fluttuazioni statistiche a parte, emerge chiaramente come la ricostruzione peggiori ai bordi del campo di vista e al diminuire del numero di pixel colpiti; la ricostruzione è inoltre peggiore per sciame con angolo di zenith piccolo. Infatti uno sciame che passa ai bordi del campo di vista del rivelatore non viene in generale osservato completamente, mentre uno sciame poco inclinato rispetto alla verticale, od allineato con la linea di vista, colpisce un numero minore di pixel, rendendo più complicata la ricostruzione.

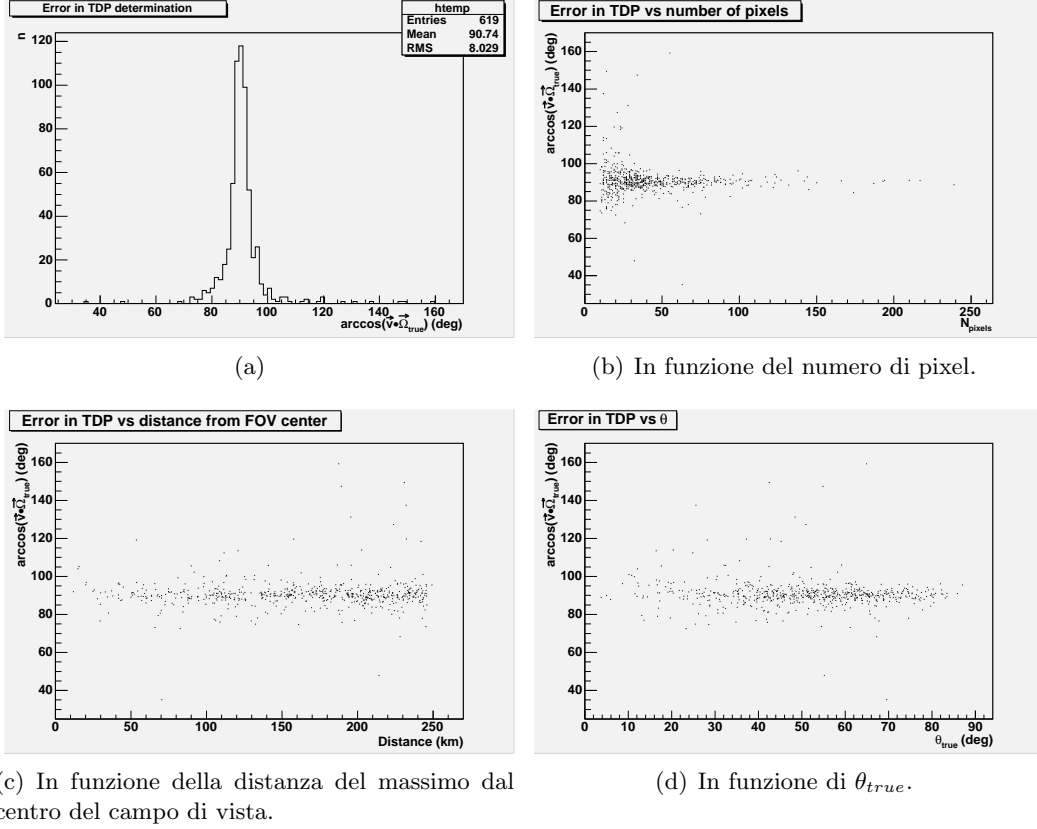


Figura 5.2: Ricostruzione del TDP in presenza di fondo.

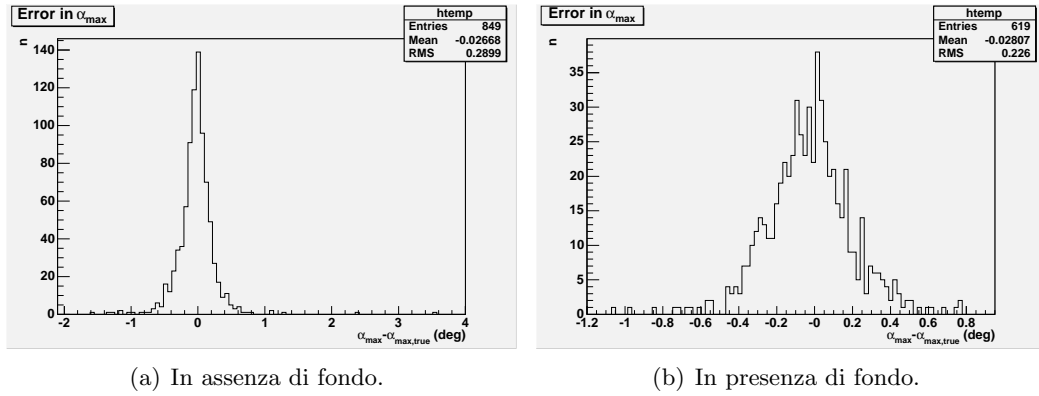
5.2.2 La direzione di arrivo

Ricostruito il TDP, è il `TrackDirectionModule` ad occuparsi della ricostruzione della direzione di arrivo dello sciame.

Innanzitutto il modulo calcola i valori degli α_i dei vari pixel (eq. (4.21)) in base ai risultati della ricostruzione del TDP; quindi identifica il massimo dello sciame (ed il corrispettivo α_{max}) in corrispondenza del pixel che ha contato il maggior numero di hit nella stessa GTU. A parità di conteggi, viene scelto il pixel il cui α si avvicina maggiormente al valor medio degli α_i dei pixel maggiormente colpiti nella stessa GTU. Nella figura 5.3 è mostrato l'errore nella determinazione di α_{max} con questo metodo.

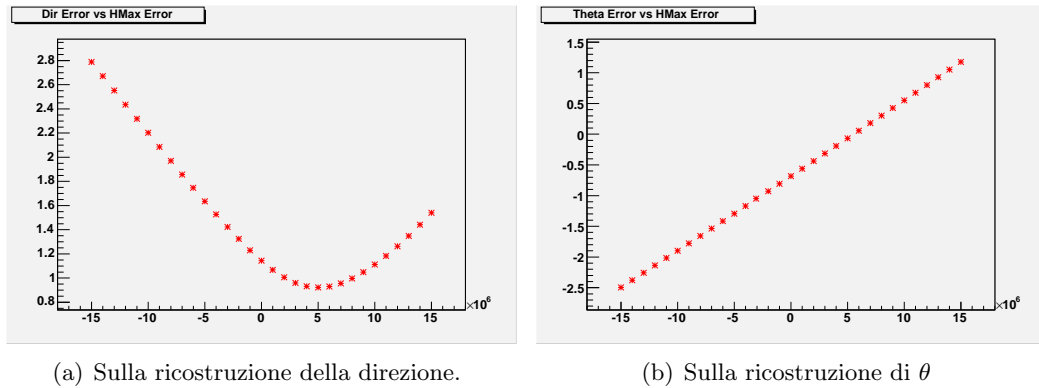
A questo punto il modulo ricava il valore di R_{max} corrispondente a $H_{max} = 5$ km (eq. (4.26)) ed usa il metodo approssimato (sezione 4.5.2) per calcolare un valore iniziale di β ; da questo valore è possibile determinare un primo valore di θ da cui si può stimare più precisamente H_{max} a partire dalla (1.40)

$$H_{max} \approx H_{scale} \ln \left[\frac{X_0}{X_{max} \cos \theta} \right] \quad (5.1)$$

Figura 5.3: Errore nella determinazione di α_{max} .

dove $X_0 = 1033 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$, $H_{scale} = kT/mg \sim 7.5 \text{ km}$ e $X_{max} = 850 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$; quest'ultimo valore è stato estrapolato da [1] ed è approssimativamente un valore di profondità atmosferica entro il quale cade il massimo per il 99% degli sciame; questo valore dipende logicamente dall'energia e pertanto fornisce una stima ragionevole di H_{max} .

Nella figura 5.4 è mostrato l'errore medio nella ricostruzione di θ e della direzione dello sciame, in funzione della differenza tra l'altezza massima dello sciame vera e quella ricostruita; i punti sono stati ottenuti da una media su 1000 sciame di UNISIM aventi energia di $2 \cdot 10^{20} \text{ eV}$ e $\theta = 75^\circ$. Si vede come una variazione di 1 km in H_{max} porti ad un errore di appena 0.1° nella ricostruzione. Per questo motivo, in prima approssimazione, è possibile eseguire il fit di β lasciando fisso H_{max} : la ricostruzione dei parametri fisici di uno sciame deve essere infatti realizzata per approssimazioni successive.

Figura 5.4: Effetto della stima di H_{max} .

Il nuovo valore di H_{max} ed il valore approssimato di β vengono utilizzati per

inizializzare la minimizzazione numerica col metodo esatto (sezione 4.5.1)); lasciando H_{max} (e quindi R_{max}) fisso, questo fit ha solamente β come parametro libero. Coi valori ottenuti dal fit si ricava un nuovo valore di H_{max} e si esegue nuovamente la procedura di minimizzazione.

Nelle figure 5.5 e 5.6 sono mostrati gli errori nella determinazione di H_{max} ed R_{max} per l'insieme di eventi considerato.

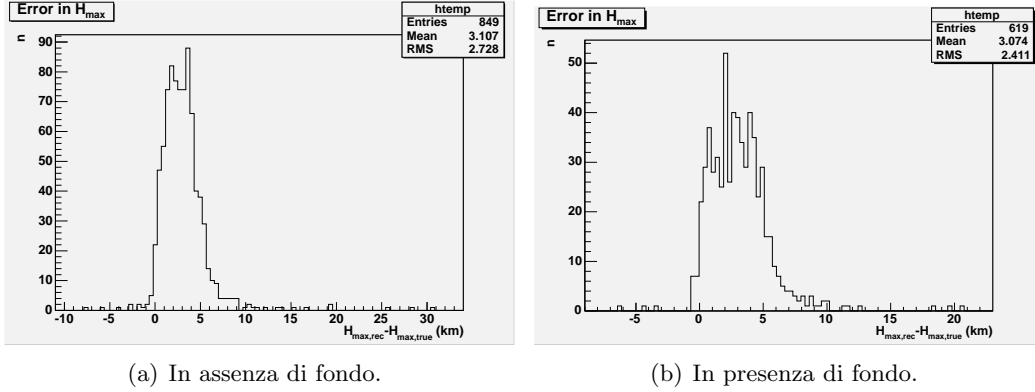


Figura 5.5: Errore nella determinazione di H_{max} .

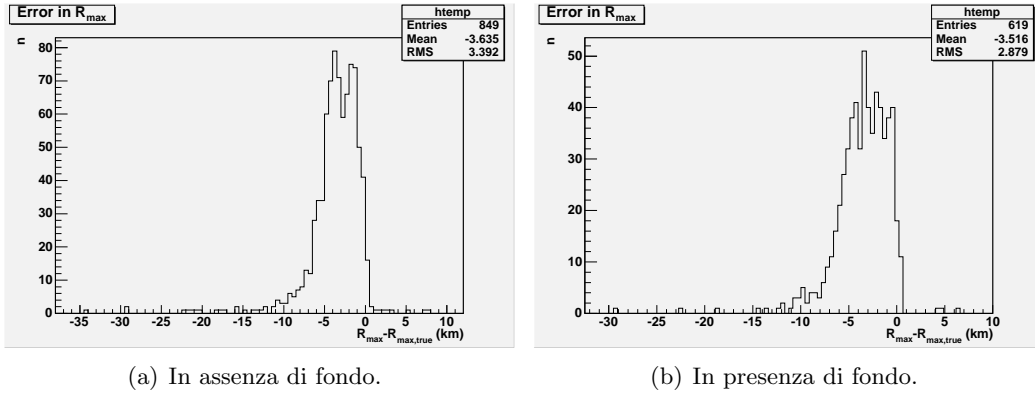
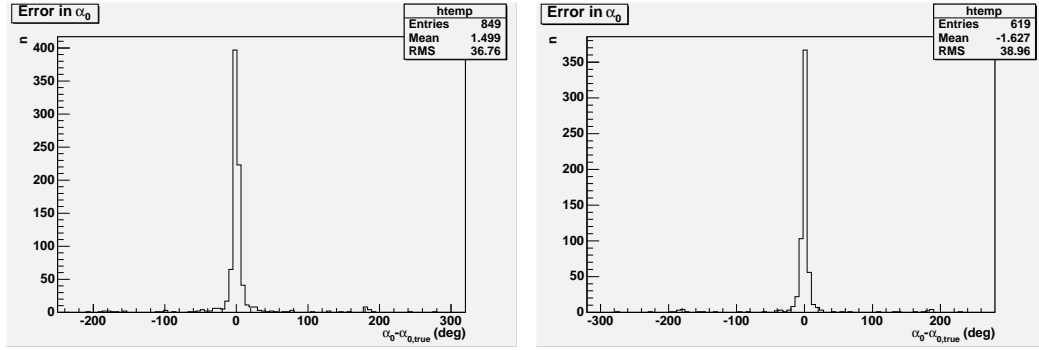


Figura 5.6: Errore nella determinazione di R_{max} .

Nelle figure 5.7 e 5.8 sono invece mostrati gli errori su α_0 (analogo a quello su β per via della (4.23)) ed R_0 .

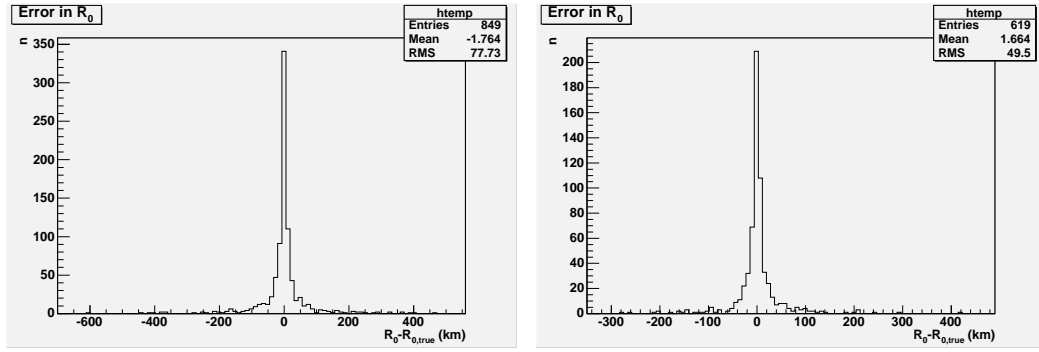
Nelle figure da 5.9 a 5.14, sono mostrati gli errori nella ricostruzione della direzione, di θ e di φ in funzione della distanza del massimo dello sciame dal centro del campo di vista del rivelatore, del numero di pixel, di θ_{true} , di φ_{true} e di η .

Ricordo che η rappresenta l'angolo tra la linea di vista dell'osservatore (rivelatore), ovvero la linea che congiunge il detector al massimo dello sciame, e la direzione vera dello sciame (v. figura 4.8).



(a) In assenza di fondo.

(b) In presenza di fondo.

Figura 5.7: Errore nella determinazione di α_0 .

(a) In assenza di fondo.

(b) In presenza di fondo.

Figura 5.8: Errore nella determinazione di R_0 .

L'errore nella ricostruzione della direzione è l'angolo compreso tra i vettori che identificano la direzione dello sciame ricostruita $\vec{\Omega}$ e quella simulata $\vec{\Omega}_{true}$:

$$\Delta\Omega = \arccos(\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}_{true}) \quad (5.2)$$

I grafici qui presentati non sono che una piccola selezione di quelli realizzabili. In essi è evidente, a parte le fluttuazioni statistiche, come la ricostruzione peggiori al diminuire dell'angolo di zenith, del numero di pixel ed ai bordi del campo di vista (parte dello sciame può non essere osservato) e non dipenda in maniera significativa dall'angolo di azimuth. Inoltre la ricostruzione peggiora quanto più lo sciame è allineato con la linea di vista (in generale il numero di pixel colpiti diminuisce); ovviamente la ricostruzione è influenzata anche dalla determinazione del TDP. Tutti questi andamenti corrispondono a quelli attesi teoricamente.

Dal momento che l'algoritmo di ricostruzione è poco sensibile al valore di H_{max} utilizzato, è possibile ricostruire gli sciame servendosi solamente del metodo

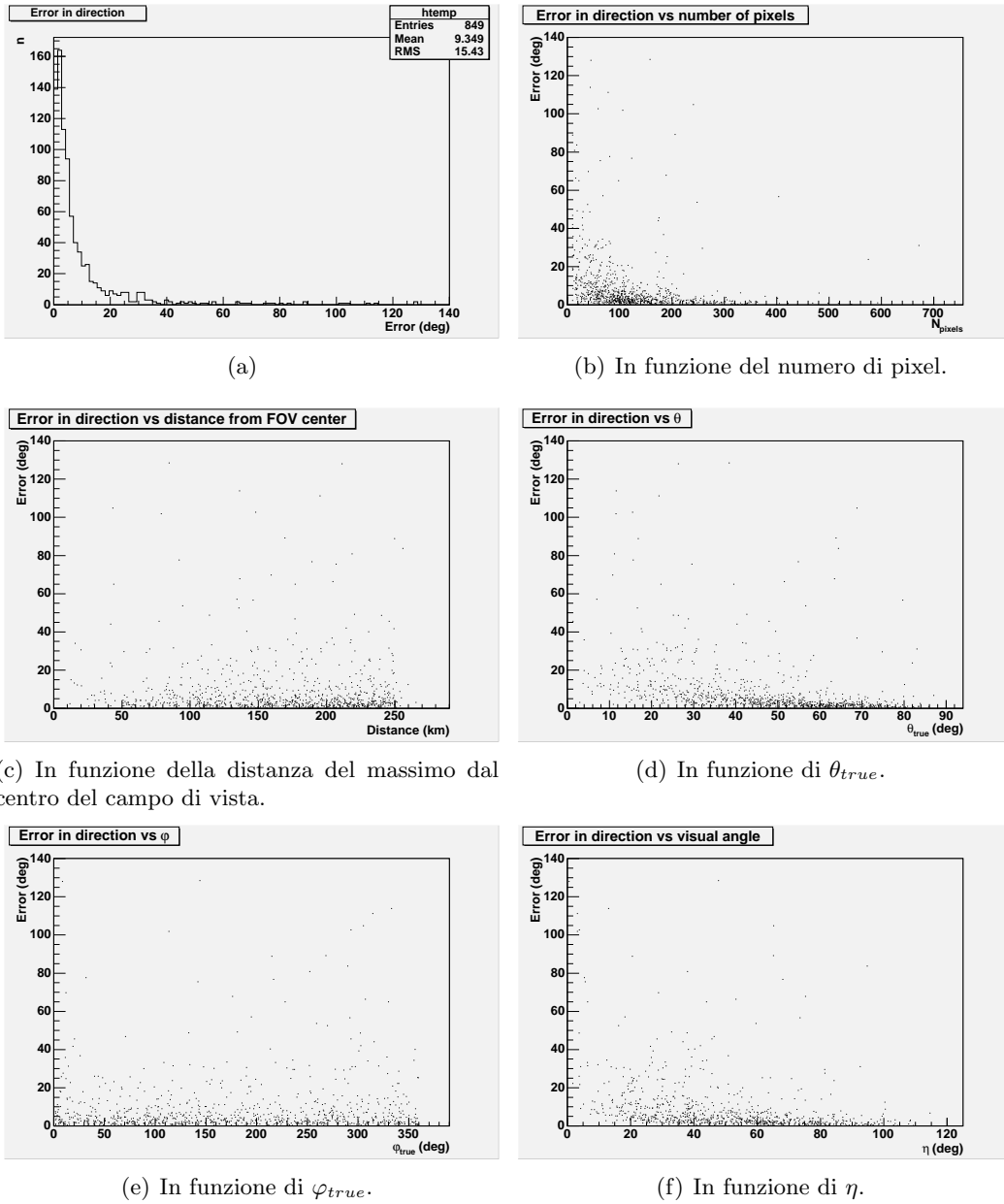


Figura 5.9: Ricostruzione della direzione di arrivo in assenza di fondo.

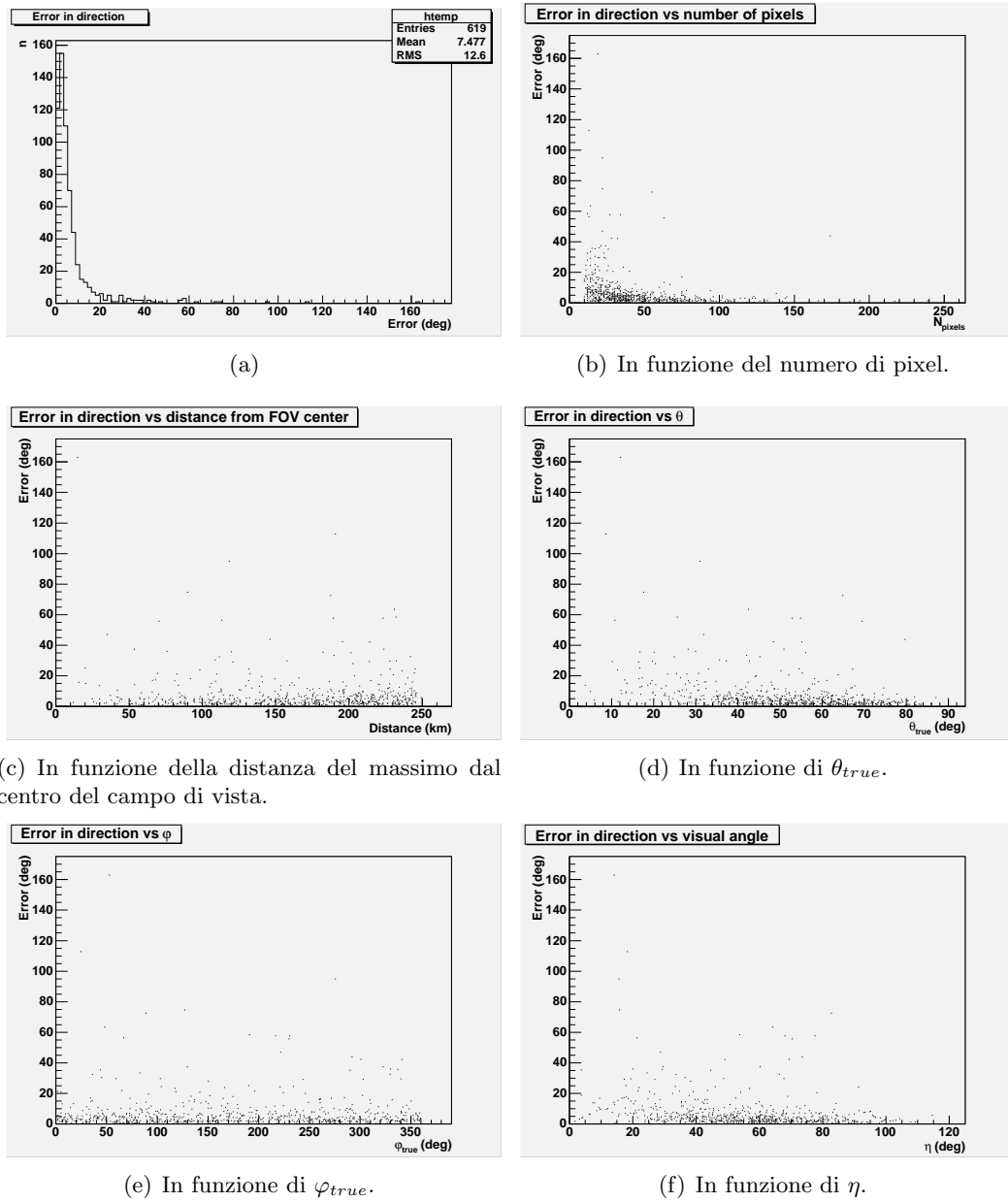


Figura 5.10: Ricostruzione della direzione di arrivo in presenza di fondo.

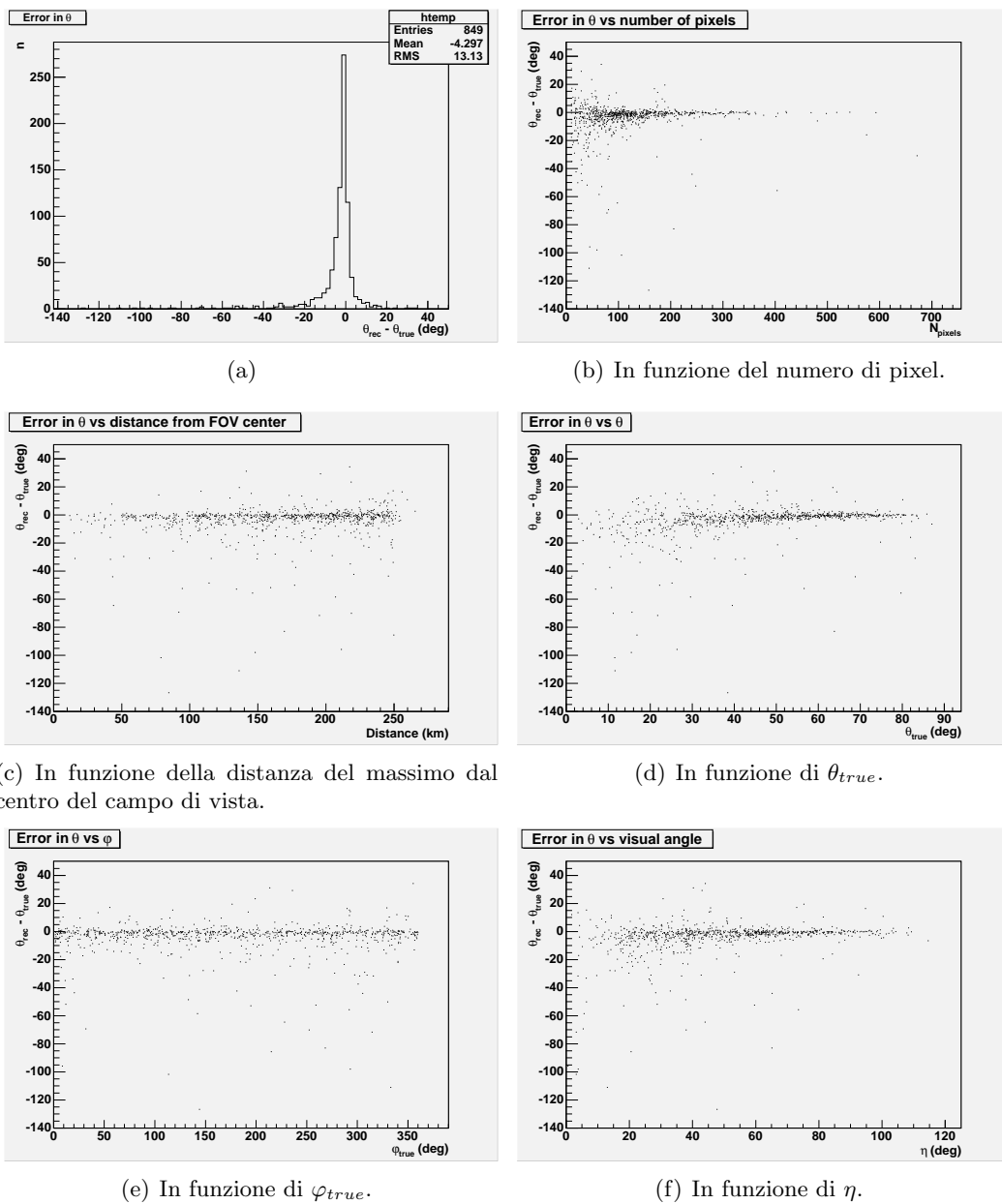
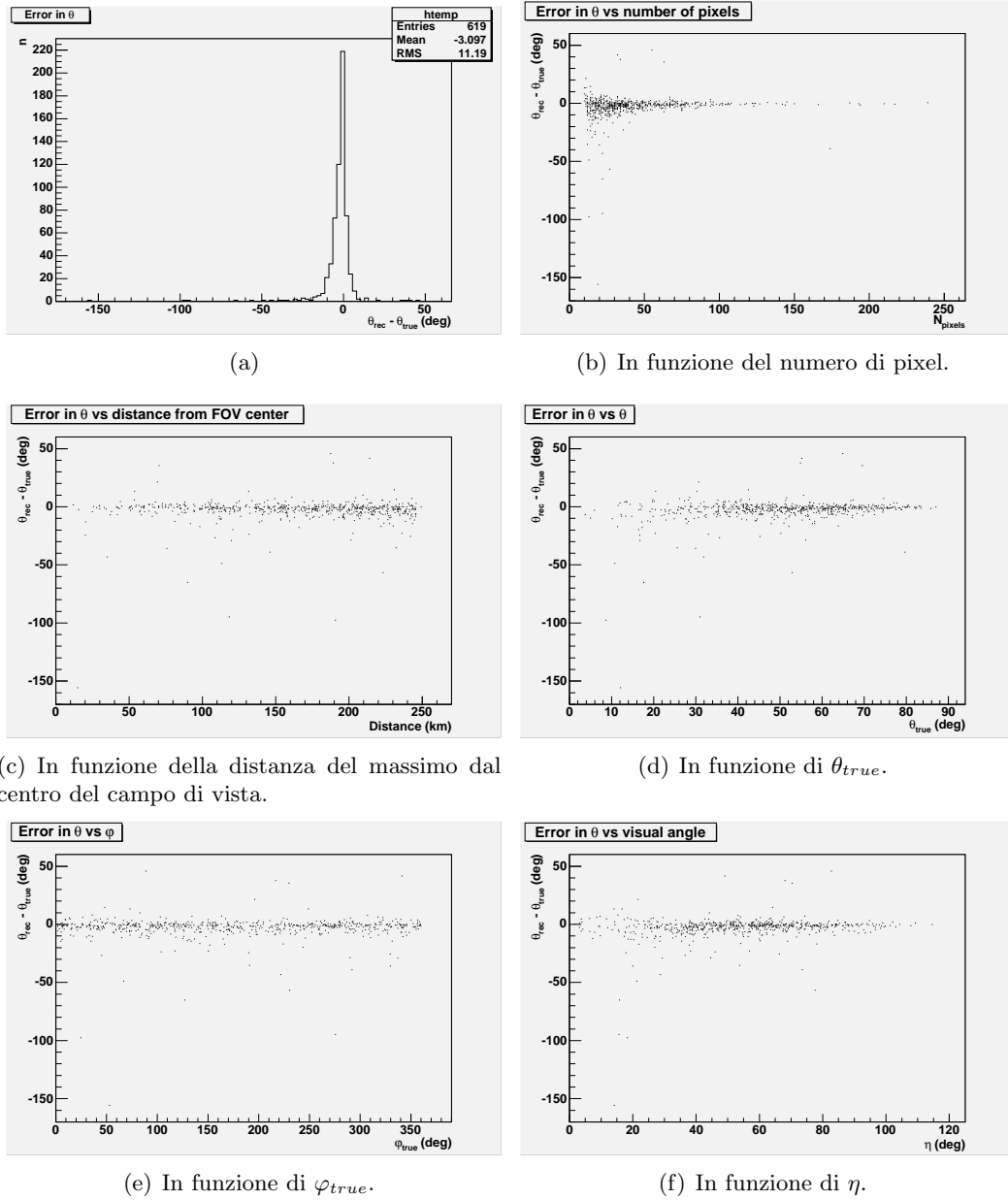
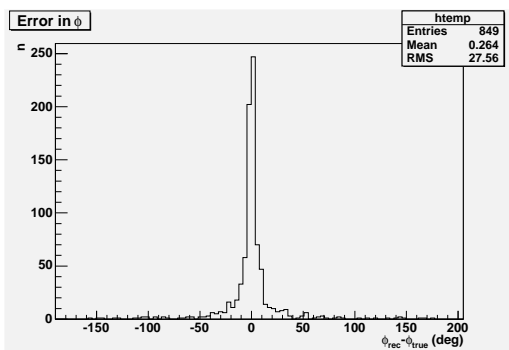
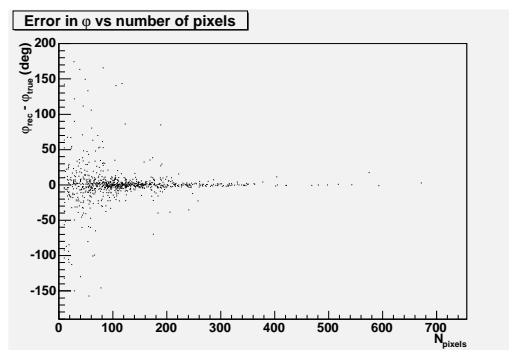


Figura 5.11: Ricostruzione di θ in assenza di fondo.

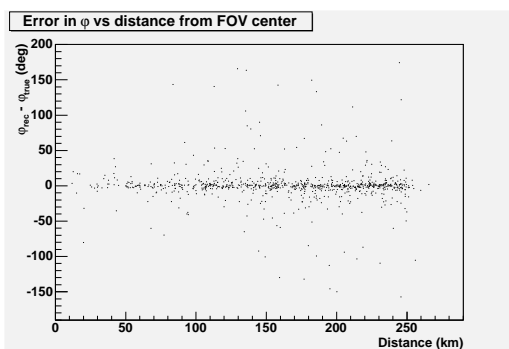
Figura 5.12: Ricostruzione di θ in presenza di fondo.



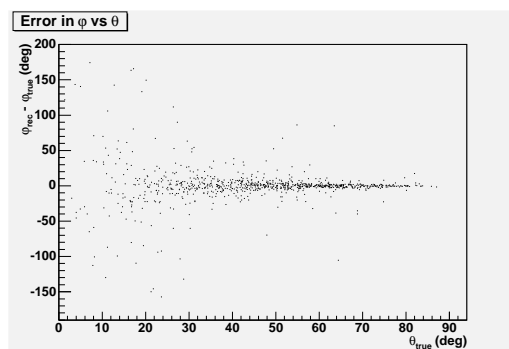
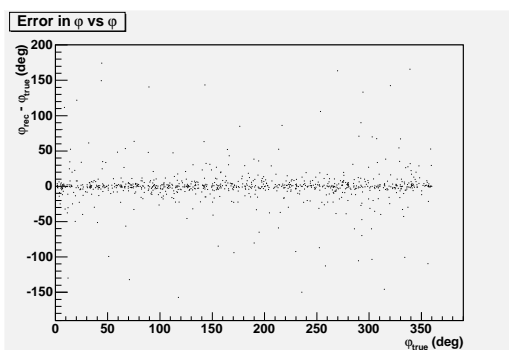
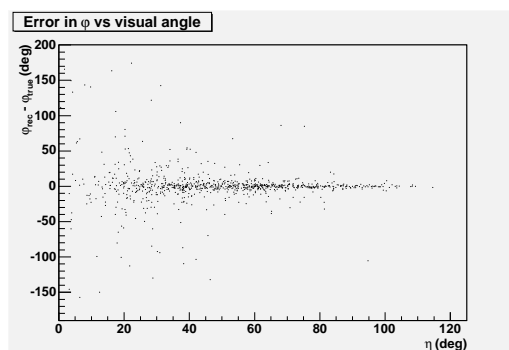
(a)

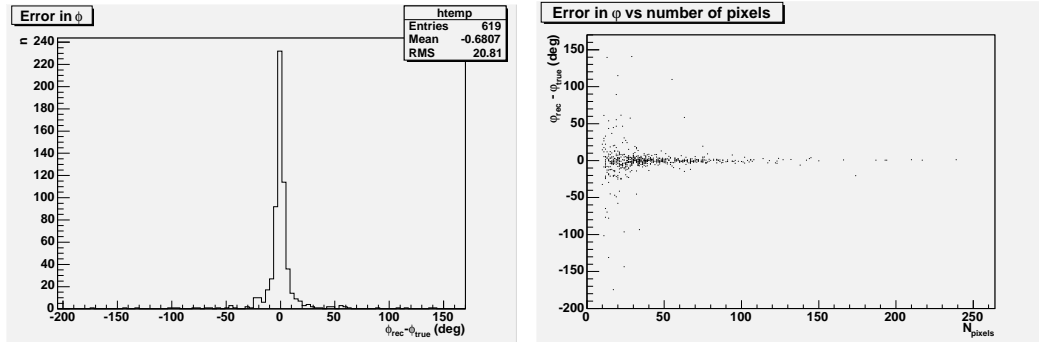


(b) In funzione del numero di pixel.



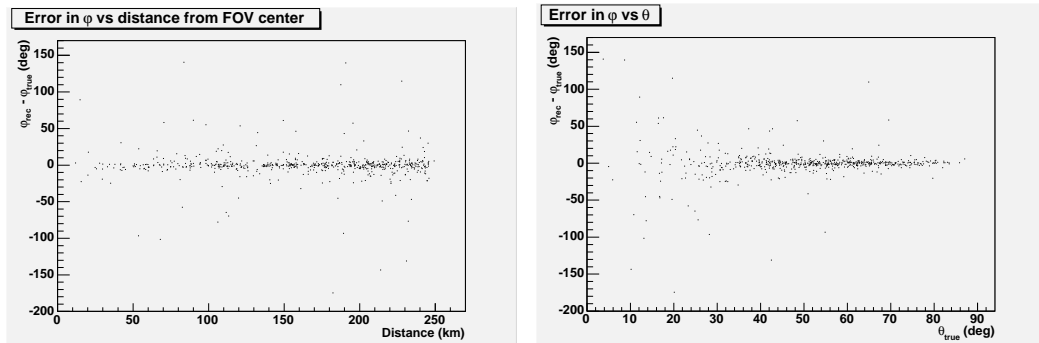
(c) In funzione della distanza del massimo dal centro del campo di vista.

(d) In funzione di θ_{true} .(e) In funzione di φ_{true} .(f) In funzione di η .Figura 5.13: Ricostruzione di φ in assenza di fondo.



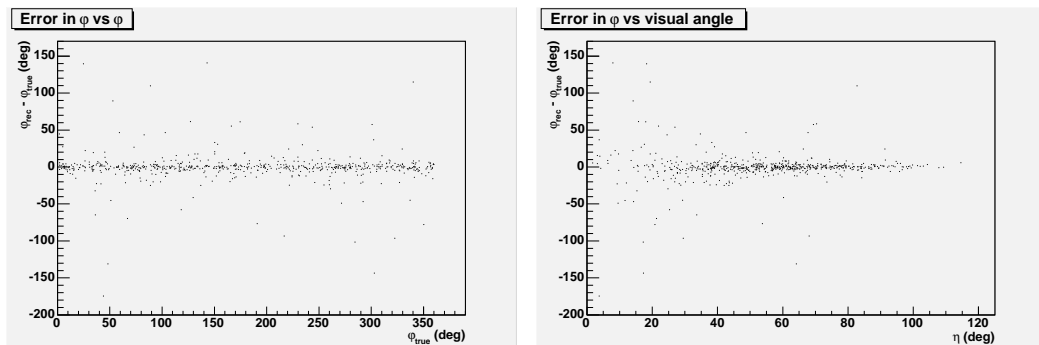
(a)

(b) In funzione del numero di pixel.



(c) In funzione della distanza del massimo dal centro del campo di vista.

(d) In funzione di θ_{true} .



(e) In funzione di ϕ_{true} .

(f) In funzione di η .

Figura 5.14: Ricostruzione di ϕ in presenza di fondo.

approssimato, che ha il vantaggio di essere analitico anziché numerico; infatti l'approssimazione di velocità angolare costante è valida per quasi tutta la lunghezza dello sciame. L'utilizzo del fit della mediana consente di stimare meglio il valore di tale velocità angolare rispetto al metodo dei minimi quadrati, in quanto la mediana è un estimatore più robusto della media.

Nella prossima sezione verranno confrontate la risoluzione angolare e l'efficienza di ricostruzione ottenute con entrambi i metodi in funzione dell'energia.

Per proseguire nella determinazione dei parametri fisici degli sciami, c'è bisogno di implementare nuovi algoritmi per una ricostruzione più precisa di H_{max} . Da essa è possibile risalire ad X_{max} ed all'energia della particella primaria. Da questi valori è possibile ricostruire con maggiore precisione la direzione di arrivo e così via, per approssimazioni successive. Per mancanza di tempo non sono riuscito ad affrontare questi argomenti nel corso della mia tesi.

5.3 Ricostruzione in funzione dell'energia

Una volta testato il funzionamento dell'algoritmo di ricostruzione, si possono effettuare degli studi sulla risoluzione angolare della direzione di arrivo al variare dell'energia (e dell'angolo di zenith).

In questa tesi ho effettuato uno studio utilizzando 124500 sciami generati con SLAST da un protone di energia compresa in un range tra 50 e 1000 EeV. Vengono qui presentati solamente i risultati più significativi.

Definiamo come *risoluzione angolare* σ_{68} nella direzione di arrivo di uno sciame l'angolo entro il quale viene ricostruito il 68% degli eventi che sono stati analizzati.¹ Questo in analogia ad una distribuzione gaussiana, dove una misura ha il 68% di probabilità di cadere entro una deviazione standard dalla media.

I risultati dell'analisi degli sciami simulati, utilizzando i metodi di ricostruzione esatto ed approssimato, sono riportati nelle tabelle da 5.1 a 5.4 e nelle figure da 5.15 a 5.18.

Si vede chiaramente come la ricostruzione della direzione di arrivo peggiori al diminuire dell'energia e dell'angolo di zenith degli sciami; tale andamento è coerente con quanto atteso, in quanto al diminuire di E e di θ si hanno, in generale, meno pixel colpiti.

La presenza di background peggiora la situazione, in particolar modo per bassi valori di E e di θ . Si rende pertanto necessario in futuro l'implementazione di algoritmi più sofisticati per l'estrazione del segnale dal fondo, in modo da poter recuperare le informazioni sulle code delle distribuzioni degli sciami, che vengono perse considerando solamente i pixel con più di 4 hits nella stessa GTU. Per energie vicine alla soglia del rivelatore ($5 \cdot 10^{19}$ eV) si ha una bassa percentuale di eventi

¹Non tutti gli eventi generati vengono sottoposti al processo di ricostruzione; gli eventi possono essere persi per assenza di trigger o perché l'algoritmo di clustering non ha identificato un insieme di punti significativo.

	Energia (EeV)				
	50 ÷ 60	95 ÷ 105	240 ÷ 260	450 ÷ 550	900 ÷ 1000
$0^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$	17.25	17.25	17.75	15.25	16.25
$10^\circ \leq \theta \leq 20^\circ$	16.75	17.25	16.25	13.25	13.25
$20^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$	13.75	12.75	10.25	10.25	10.75
$30^\circ \leq \theta \leq 40^\circ$	10.25	8.75	8.25	6.75	6.75
$40^\circ \leq \theta \leq 50^\circ$	6.75	6.25	5.25	4.25	4.25
$50^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$	5.25	4.75	3.25	3.25	2.75
$60^\circ \leq \theta \leq 70^\circ$	3.75	2.75	2.25	2.25	2.25
$70^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$	1.75	1.75	1.75	1.75	1.25
$80^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$	1.75	1.25	1.25	1.25	0.75

Tabella 5.1: Valore di σ_{68} (in gradi) in funzione di θ e di E in assenza di fondo col metodo esatto.

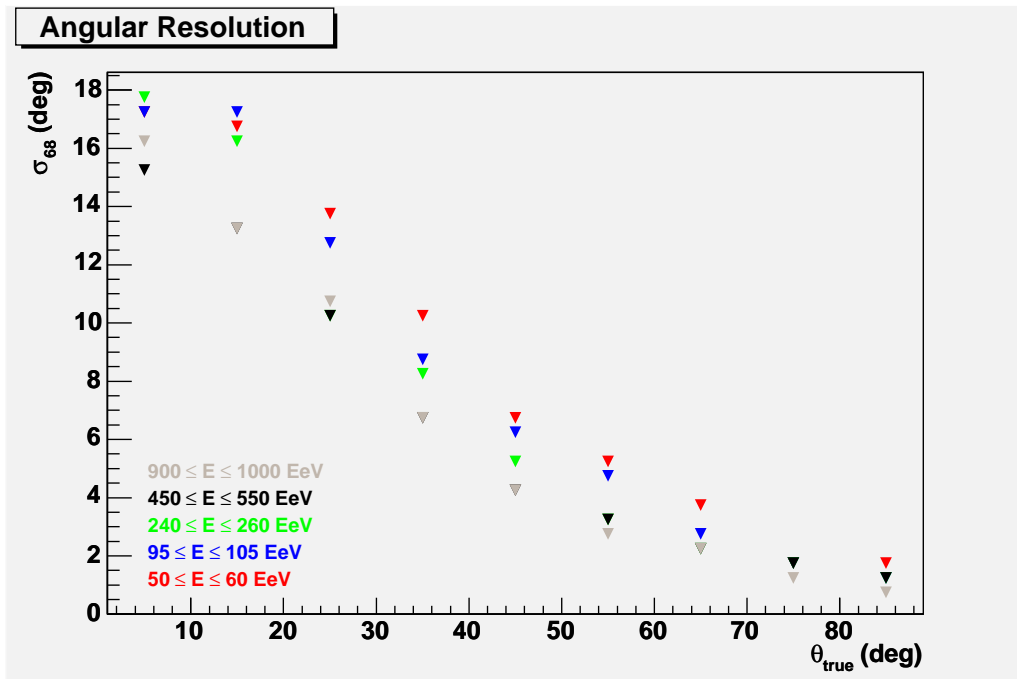


Figura 5.15: Risoluzione angolare in funzione di θ e di E in assenza di fondo col metodo esatto.

	Energia (EeV)				
	50 ÷ 60	95 ÷ 105	240 ÷ 260	450 ÷ 550	900 ÷ 1000
$0^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$	11.25	12.75	12.25	8.75	7.75
$10^\circ \leq \theta \leq 20^\circ$	12.25	10.75	9.75	8.75	7.25
$20^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$	10.75	11.75	8.75	7.25	6.75
$30^\circ \leq \theta \leq 40^\circ$	10.25	9.25	7.25	5.75	4.75
$40^\circ \leq \theta \leq 50^\circ$	7.25	6.75	5.75	4.75	4.25
$50^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$	4.75	5.25	3.75	3.25	3.25
$60^\circ \leq \theta \leq 70^\circ$	3.25	2.75	2.75	2.75	2.25
$70^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$	2.25	2.25	2.25	2.25	1.75
$80^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$	2.75	2.75	2.75	2.75	3.25

Tabella 5.2: Valore di σ_{68} (in gradi) in funzione di θ e di E in assenza di fondo col metodo approssimato.

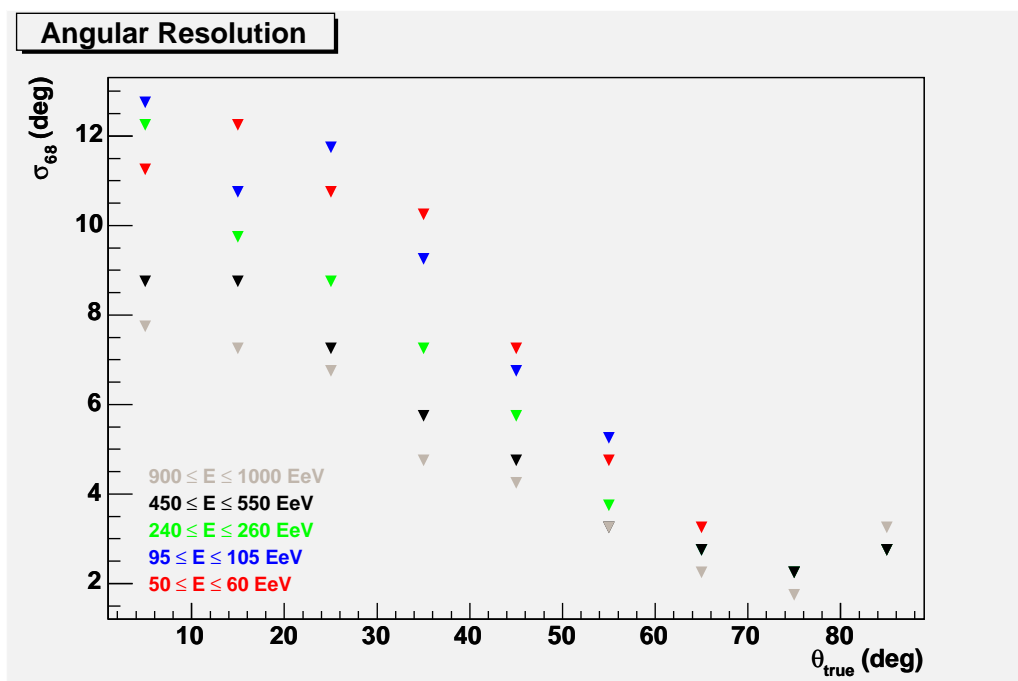


Figura 5.16: Risoluzione angolare in funzione di θ e di E in assenza di fondo col metodo approssimato.

	Energia (EeV)				
	50 ÷ 60	95 ÷ 105	240 ÷ 260	450 ÷ 550	900 ÷ 1000
$0^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$	10.00	11.25	16.25	19.25	21.25
$10^\circ \leq \theta \leq 20^\circ$	10.25	12.75	18.25	18.25	19.75
$20^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$	6.25	10.75	11.75	14.25	15.75
$30^\circ \leq \theta \leq 40^\circ$	8.25	7.75	12.75	10.75	9.75
$40^\circ \leq \theta \leq 50^\circ$	9.75	6.75	7.25	7.25	7.25
$50^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$	7.75	6.75	5.75	4.75	4.75
$60^\circ \leq \theta \leq 70^\circ$	6.75	6.25	5.25	4.25	3.75
$70^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$	7.75	4.75	3.25	3.25	2.75
$80^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$	9.25	3.75	2.25	2.25	2.25

Tabella 5.3: Valore di σ_{68} (in gradi) in funzione di θ e di E in presenza di fondo col metodo esatto.

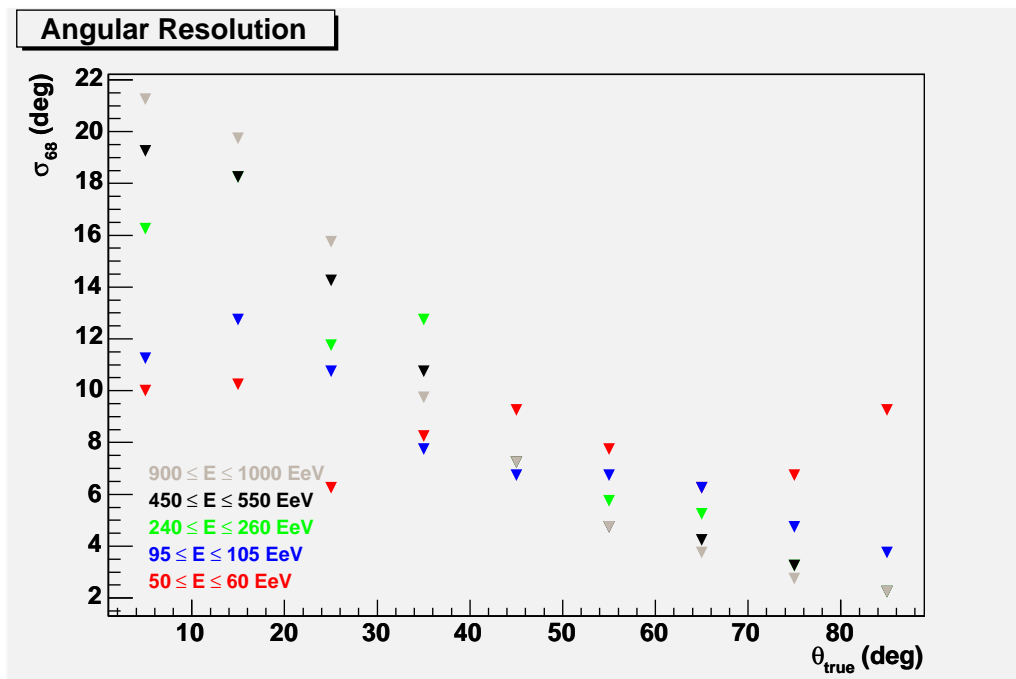


Figura 5.17: Risoluzione angolare in funzione di θ e di E in presenza di fondo col metodo esatto.

	Energia (EeV)				
	50 ÷ 60	95 ÷ 105	240 ÷ 260	450 ÷ 550	900 ÷ 1000
$0^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$	8.25	8.25	11.25	13.25	13.75
$10^\circ \leq \theta \leq 20^\circ$	8.25	8.75	12.75	13.25	13.75
$20^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$	6.25	7.75	11.25	11.75	12.25
$30^\circ \leq \theta \leq 40^\circ$	8.25	7.75	11.25	10.75	10.25
$40^\circ \leq \theta \leq 50^\circ$	9.75	7.75	8.25	8.75	9.25
$50^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$	7.75	6.25	6.75	6.25	5.25
$60^\circ \leq \theta \leq 70^\circ$	6.75	7.75	6.25	5.25	5.25
$70^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$	7.75	5.25	4.25	4.25	3.25
$80^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$	9.25	4.75	3.25	3.25	3.25

Tabella 5.4: Valore di σ_{68} (in gradi) in funzione di θ e di E in presenza di fondo col metodo approssimato.

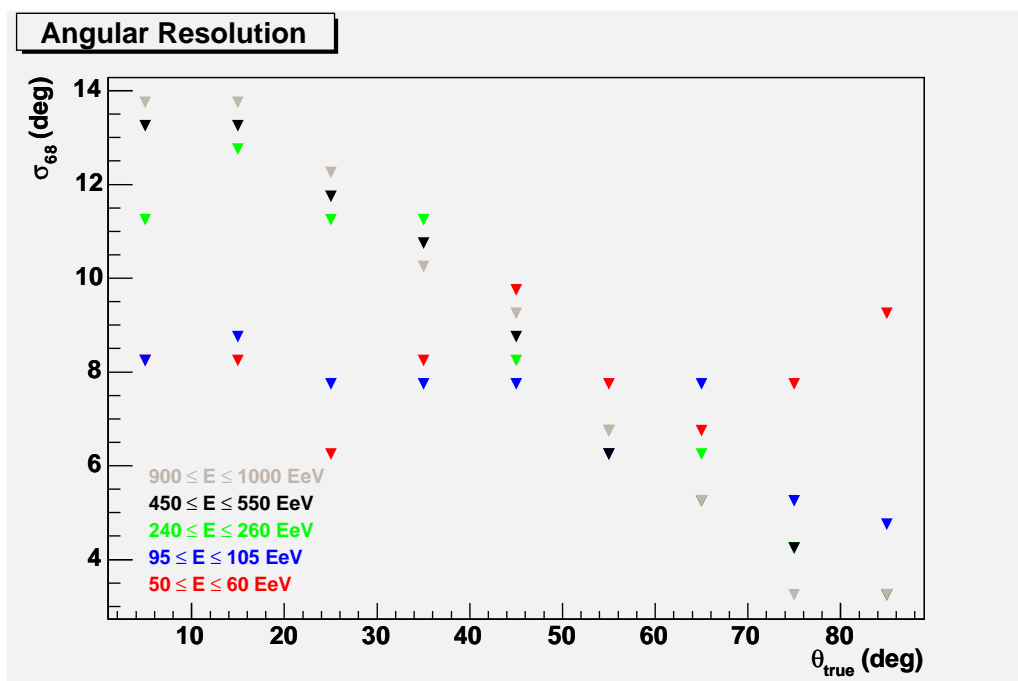


Figura 5.18: Risoluzione angolare in funzione di θ e di E in presenza di fondo col metodo approssimato.

ricostruiti (vd. paragrafo successivo) e pertanto è molto evidente l'effetto delle fluttuazioni statistiche.

La risoluzione angolare è migliore col metodo esatto per gli sciame maggiormente inclinati; per sciame meno inclinati la ricostruzione è migliore invece col metodo approssimato. La ragione di questo fatto è la seguente: gli sciame più inclinati sono in genere anche più estesi e pertanto, in questi casi, è meno valida l'approssimazione di velocità angolare costante. Per valori di θ inferiori ai 30° circa, l'approssimazione è migliore, ed il metodo analitico è più efficiente rispetto a quello numerico.

5.4 Efficienza di ricostruzione

Un altro studio interessante è quello dell'efficienza con cui possono essere ricostruiti gli eventi al variare dell'energia e dell'angolo di zenith.

Nelle tabelle 5.5, 5.6 e nelle figure 5.19, 5.20 (ricavate dagli stessi sciame utilizzati nella sezione precedente) riporto la percentuale degli eventi analizzati dal processo di ricostruzione rispetto a quelli generati per 15 valori di energia nel range considerato; le tabelle da 5.7 a 5.10 ed i grafici da 5.21 a 5.24 mostrano invece la percentuale di eventi la cui direzione è stata ricostruita con un errore inferiore ai 5° , utilizzando il metodo esatto oppure il metodo approssimato.

L'efficienza di ricostruzione migliora, ovviamente, all'aumentare dell'energia e di θ ; ad energie vicine alla soglia del rivelatore ricostruire uno sciame in presenza di background è molto difficile, per via della selezione dei pixel che hanno avuto più di quattro conteggi in una stessa GTU: è chiaro che a bassi valori di E e di θ il numero di tali pixel diminuisce drasticamente. L'efficienza potrà essere migliorata implementando degli algoritmi di denoising maggiormente sofisticati.

Come già visto al paragrafo precedente, il metodo approssimato lavora meglio a piccoli θ rispetto al metodo esatto; tutto ciò si riflette nella percentuale di eventi ricostruiti con un errore nella direzione inferiore ai 5° al variare dell'energia e dell'angolo di zenith.

En. (EeV)	Eventi ricostruiti (%)				
		$0^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$	$30^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$	$45^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$	$60^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$
50	52.89	36.05	49.65	61.74	76.03
60	55.30	42.40	53.69	62.60	71.39
70	58.47	45.07	58.13	64.65	75.21
80	59.73	46.89	60.68	67.12	74.41
90	60.79	49.74	58.38	68.03	74.51
100	62.43	53.43	63.09	68.07	71.43
120	65.31	56.05	67.97	69.59	74.53
140	66.56	60.29	61.08	70.77	76.61
160	66.29	61.33	66.90	69.41	71.72
180	69.84	63.26	70.19	75.17	77.19
200	68.00	64.84	66.58	66.89	74.94
400	73.23	70.33	75.33	75.40	74.77
600	75.04	72.40	76.92	76.59	76.75
800	76.89	76.73	75.32	76.70	78.39
1000	77.40	77.58	78.05	80.42	74.44

Tabella 5.5: Eventi ricostruiti in assenza di background.

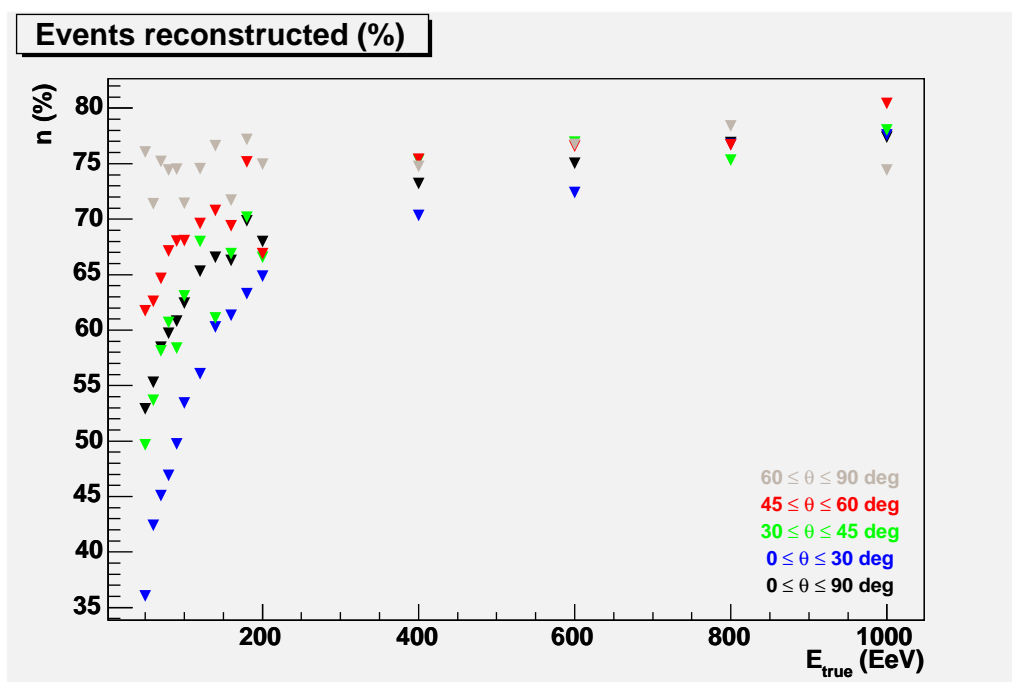


Figura 5.19: Eventi ricostruiti in assenza di background.

En. (EeV)	Eventi ricostruiti (%)				
		$0^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$	$30^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$	$45^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$	$60^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$
50	11.83	1.65	4.76	12.35	33.79
60	16.48	3.44	7.83	16.20	43.97
70	22.09	5.13	13.72	27.37	51.29
80	27.18	9.26	17.94	36.05	57.27
90	31.86	12.73	21.66	45.47	59.53
100	33.26	14.02	27.47	41.87	60.33
120	38.78	18.27	33.06	50.52	66.72
140	44.24	24.75	34.67	53.13	73.04
160	42.09	23.37	38.33	54.74	66.85
180	46.58	27.32	44.72	58.84	72.81
200	48.28	31.81	43.19	59.80	70.26
400	55.68	44.81	52.22	62.76	71.66
600	60.12	53.09	54.99	62.60	73.15
800	62.10	58.09	49.68	63.75	76.09
1000	62.86	58.71	56.71	66.08	71.96

Tabella 5.6: Eventi ricostruiti in presenza di background.

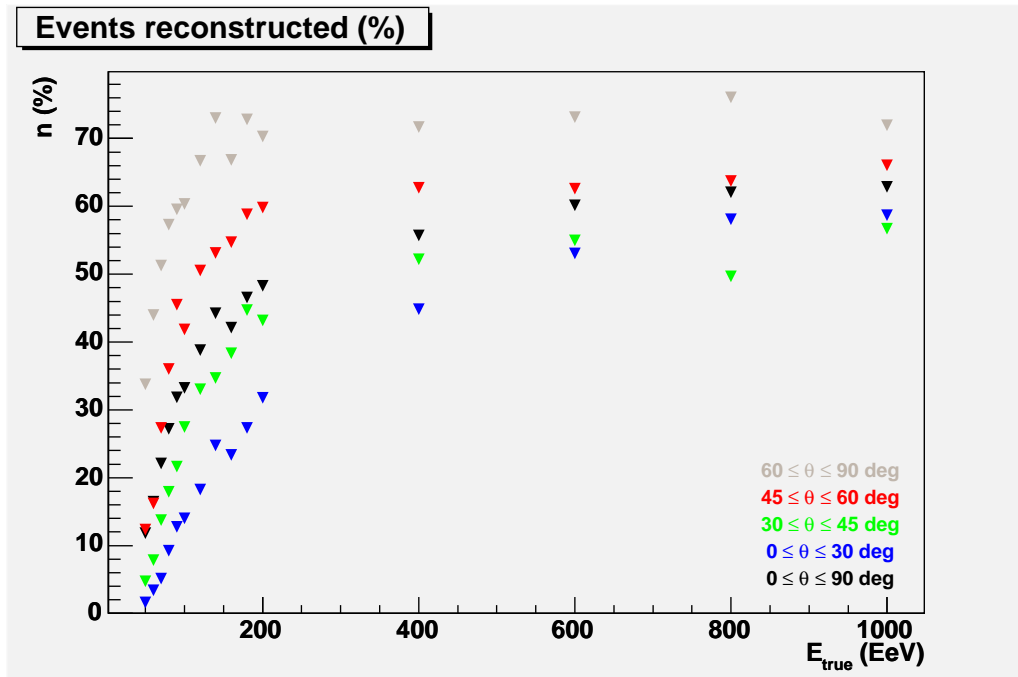


Figura 5.20: Eventi ricostruiti in presenza di background.

En. (EeV)	Eventi con errore inferiore a 5° (%). Metodo esatto				
		$0^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$	$30^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$	$45^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$	$60^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$
50	30.49	7.42	21.32	43.72	64.83
60	29.55	7.36	24.38	41.00	59.98
70	31.57	8.03	25.32	45.67	62.77
80	31.71	7.11	27.61	46.46	64.10
90	32.47	7.93	25.89	49.02	63.60
100	33.82	10.69	31.12	46.65	61.40
120	35.75	12.32	34.70	50.52	62.66
140	35.90	11.89	29.95	49.88	64.64
160	34.98	11.98	35.95	49.85	61.42
180	36.30	9.42	37.94	55.78	67.74
200	35.16	11.26	34.70	46.96	64.17
400	39.60	15.47	41.78	58.62	64.35
600	40.96	14.48	43.30	62.09	65.53
800	40.83	12.72	45.45	62.14	67.13
1000	41.97	15.65	45.12	64.68	63.77

Tabella 5.7: Eventi ricostruiti con errore minore di 5° in assenza di background col metodo esatto.

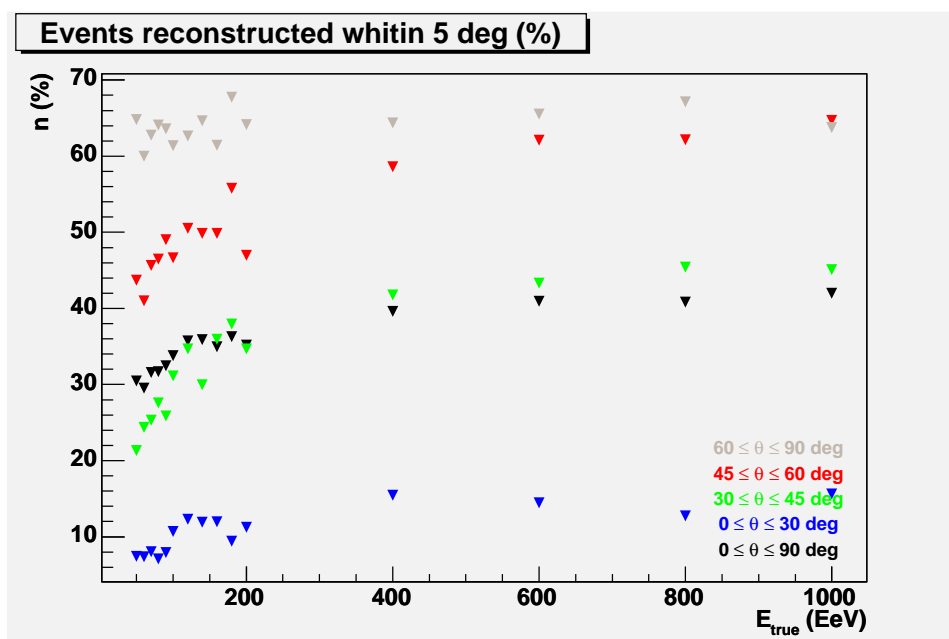


Figura 5.21: Eventi ricostruiti con errore minore di 5° in assenza di background col metodo esatto.

En. (EeV)	Eventi con errore inferiore a 5° (%). Metodo approssimato				
		$0^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$	$30^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$	$45^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$	$60^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$
50	31.51	12.12	22.68	42.92	62.00
60	31.78	14.30	22.71	40.51	60.87
70	33.36	12.67	25.07	45.24	63.35
80	34.70	15.41	20.26	41.15	63.51
90	34.98	16.36	24.87	47.43	62.90
100	35.28	18.12	29.78	44.00	58.41
120	38.39	20.14	34.19	47.56	63.47
140	39.18	21.80	33.85	48.43	61.97
160	38.17	22.31	36.26	46.85	59.65
180	40.07	21.90	37.77	48.90	65.22
200	38.65	23.12	36.06	45.36	60.34
400	45.38	28.89	44.48	57.85	65.76
600	48.90	34.23	51.05	55.34	66.24
800	48.14	36.66	46.12	55.39	62.95
1000	51.73	40.95	50.00	58.91	64.72

Tabella 5.8: Eventi ricostruiti con errore minore di 5° in assenza di background col metodo approssimato.

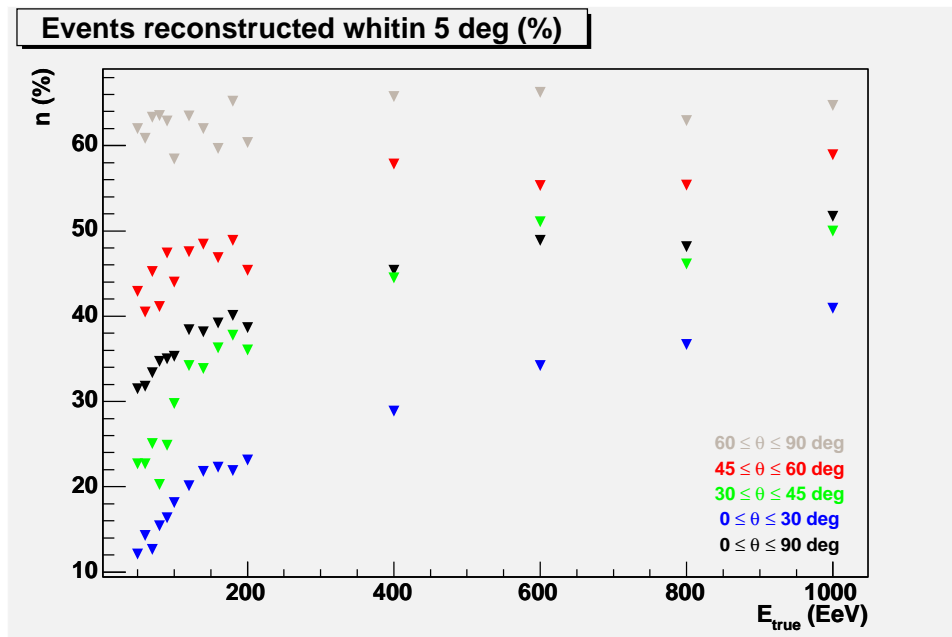


Figura 5.22: Eventi ricostruiti con errore minore di 5° in assenza di background col metodo approssimato.

En. (EeV)	Eventi con errore inferiore a 5° (%). Metodo esatto				
		$0^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$	$30^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$	$45^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$	$60^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$
50	6.15	0.72	3.17	5.67	17.93
60	9.41	1.07	3.69	8.87	27.41
70	11.98	1.89	7.50	12.93	30.69
80	14.34	2.37	8.89	17.95	35.78
90	16.48	2.95	11.51	21.49	37.71
100	17.77	3.04	12.02	24.47	39.36
120	20.78	3.97	15.20	28.35	45.62
140	24.20	5.15	18.63	29.00	52.50
160	22.22	4.39	16.91	30.28	49.62
180	24.07	4.58	16.80	37.07	54.84
200	25.55	5.94	17.99	37.16	54.57
400	26.76	5.93	20.22	40.92	56.86
600	30.33	7.67	27.07	40.71	61.12
800	29.47	9.39	20.13	40.78	60.00
1000	29.20	9.35	24.39	43.70	53.35

Tabella 5.9: Eventi ricostruiti con errore minore di 5° in presenza di background col metodo esatto.

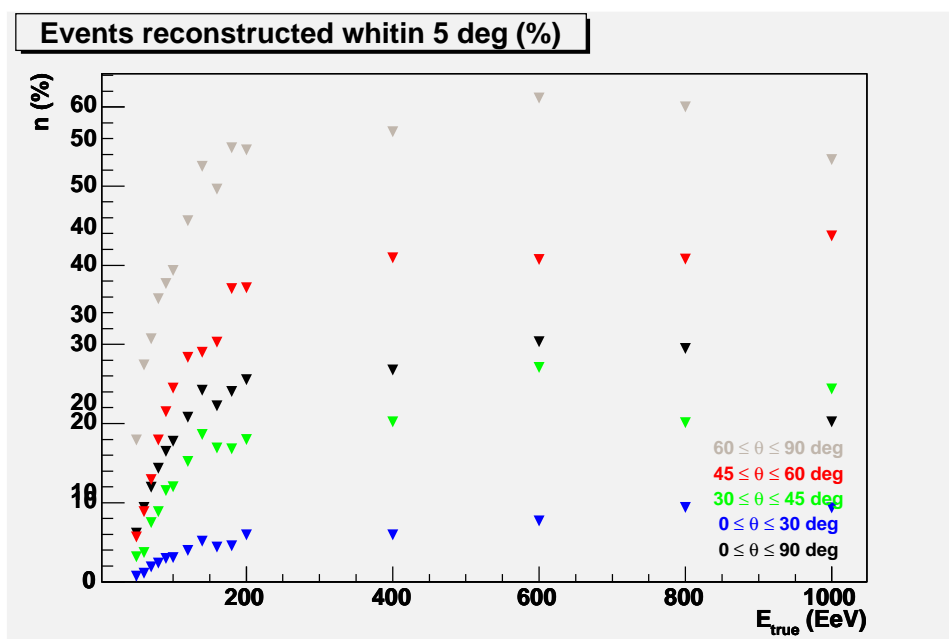


Figura 5.23: Eventi ricostruiti con errore minore di 5° in presenza di background col metodo esatto.

En. (EeV)	Eventi con errore inferiore a 5° (%). Metodo approssimato				
		$0^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$	$30^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$	$45^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$	$60^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$
50	5.71	0.82	2.27	5.87	16.38
60	8.96	1.78	3.91	8.87	24.29
70	11.82	3.04	7.21	12.65	28.65
80	14.80	4.89	9.67	18.10	32.80
90	16.61	4.97	11.34	23.80	33.51
100	18.07	6.18	12.23	23.14	36.63
120	19.65	6.37	13.76	25.52	40.47
140	25.06	9.93	18.16	29.47	48.93
160	22.98	7.35	19.52	29.05	46.63
180	25.16	9.69	20.33	33.33	50.23
200	26.23	11.87	17.74	35.14	49.88
400	26.68	10.91	17.33	36.78	53.56
600	28.52	12.13	20.51	63.13	54.71
800	28.27	14.60	16.56	33.33	54.71
1000	27.92	15.48	22.87	33.56	47.15

Tabella 5.10: Eventi ricostruiti con errore minore di 5° in presenza di background col metodo approssimato.

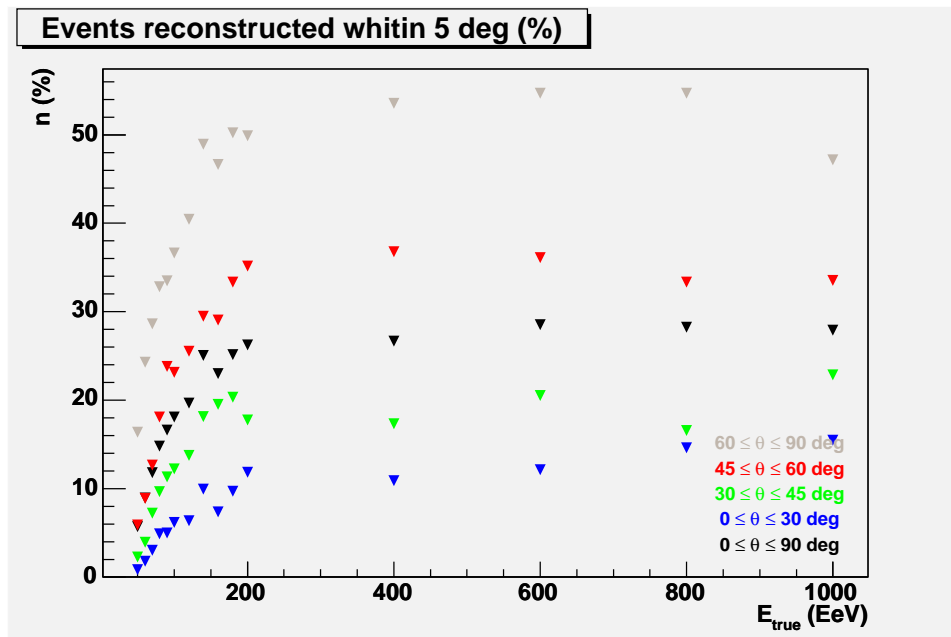


Figura 5.24: Eventi ricostruiti con errore minore di 5° in presenza di background col metodo approssimato.

5.5 Considerazioni conclusive

Le prestazioni dell'apparato, a causa delle limitazioni intrinseche del rivelatore (superficie focale non uniforme, effetti di bordo, PSF dell'ottica,...), migliorano per sciami più energetici e/o inclinati, coerentemente con quanto atteso.

Tuttavia, a complicare la situazione, interviene il background, che degrada la ricostruzione a tutte le energie, rendendola quasi impossibile vicino alla soglia del rivelatore ($5 \cdot 10^{19}$ eV); in futuro verrà effettuato uno studio dell'efficienza e della risoluzione nella ricostruzione in funzione del rate di background.

È necessario tenere conto di questi fatti nella progettazione di EUSO. Se si vogliono migliorare le prestazioni deve essere rivisto in particolare il design dell'ottica; inoltre il perfezionamento del trigger con l'aggiunta di un algoritmo di track finding consentirà di migliorare l'efficienza di trigger per gli eventi fisici oggetto di studio.

Bisogna poi perfezionare gli algoritmi di pattern recognition e di determinazione della direzione di arrivo degli sciami, in modo tale da consentire la ricostruzione con una risoluzione angolare accettabile anche degli sciami di bassa energia e/o poco inclinati. Inoltre vanno studiati anche degli algoritmi di ricostruzione che tengano in considerazione anche il lampo di luce Cherenkov per i "golden shower".

Conclusioni

L'esperimento EUSO è basato su un approccio osservativo rivoluzionario nella ricerca sui raggi cosmici di altissima energia. Tuttavia, poiché il rivelatore dovrà essere posizionato sulla Stazione Spaziale Internazionale, si hanno severi vincoli per quanto riguarda la realizzazione dell'esperimento stesso.

La progettazione dell'apparato è tuttora in corso e richiede pertanto uno studio approfondito per ottimizzare il suo design.

In questa tesi ho svolto i primi passi per un'analisi delle possibili prestazioni di tale apparato, per poterle eventualmente ottimizzare, in particolare per quanto riguarda la determinazione della direzione di provenienza delle particelle primarie.

Le condizioni osservative del rivelatore hanno il vantaggio di tenere sotto controllo un volume maggiore di atmosfera e, di conseguenza, di rilevare un maggior numero di sciami di altissima energia, rispetto agli esperimenti a terra. Tuttavia, data l'enorme distanza tra il rivelatore e gli sciami, il segnale rivelato è più debole; è inoltre assolutamente indispensabile tenere costantemente sotto controllo le condizioni atmosferiche.

Il mio lavoro di tesi ha riguardato sostanzialmente i seguenti aspetti:

- Per poter studiare ed ottimizzare le performance della strumentazione, ho contribuito a realizzare e a potenziare l'*EUSO Simulation and Analysis Framework* (ESAF), uno strumento software specifico per la simulazione e l'analisi dati di questo esperimento, in grado di simulare completamente il fenomeno fisico e la sua rivelazione attraverso l'apparato strumentale e di ricostruire i parametri fisici degli sciami dalla risposta simulata del detector.

Grazie a questo software è pertanto possibile studiare su un ampio campione statistico le prestazioni del rivelatore riguardo alla determinazione dei parametri fisici degli eventi.

- La ricostruzione delle proprietà di uno sciame è subordinata alla conoscenza della sua direzione di arrivo, ed è proprio sulla determinazione di questo importantissimo parametro che si è incentrato il mio lavoro di tesi.

Dal momento che il rivelatore è costituito da componenti non ideali, vi sono svariati effetti che peggiorano la situazione e rendono il problema più difficile: buchi nella superficie focale, flusso di fotoni minore e sciami "tagliati" ai bordi

del campo di vista, canali morti, . . . Per questo è necessario che gli algoritmi di ricostruzione siano efficienti e ben collaudati.

In ESAF ho implementato e testato due metodi di ricostruzione della direzione di arrivo a partire dalle informazioni registrate dall'elettronica di front-end del rivelatore e dalle conoscenze sulla cinematica degli EAS.

Questi metodi, di cui uno numerico (esatto) ed uno analitico (approssimato), non tengono in considerazione l'eventuale lampo di radiazione Cherenkov dovuto all'impatto dello sciame sulla superficie terrestre o su una nube. In questo modo si ha una minore precisione nella ricostruzione, ma è da tenere presente che, nelle condizioni in cui lavorerò l'apparato, non sempre si potrà individuare il lampo Cherenkov e determinarne l'altezza; ho lavorato pertanto in una situazione conservativa.

- Prima di procedere alla ricostruzione vera e propria è necessario separare il segnale dal background; allo scopo, ho studiato ed utilizzato, ottimizzandolo, un particolare metodo di clustering.

Dopo il clustering, si risale alla direzione dello sciame passando attraverso la determinazione del piano contenente l'EAS ed il rivelatore (in modo analitico), l'individuazione del massimo dell'EAS ed una stima preliminare della sua altezza rispetto al suolo.

- Con l'ausilio di questi metodi ho studiato la risoluzione angolare dell'apparato in un range di energia da $5 \cdot 10^{19}$ eV a 10^{21} eV, in presenza ed in assenza di fondo, su un campione di oltre 120 mila EAS.

Dai risultati ottenuti si evince un chiaro peggioramento della risoluzione al diminuire dell'energia e dell'angolo di zenith degli sciami (si hanno meno fotoni e/o pixel colpiti). La presenza del fondo peggiora ulteriormente la risoluzione, rendendo molto difficile la ricostruzione ad energie vicine alla soglia del rivelatore ($5 \cdot 10^{19}$ eV). Altri fattori che influenzano negativamente la ricostruzione sono poi la distanza dello sciame dal centro del campo di vista del detector (ai bordi del campo di vista si rivela solo parte dello sciame) e l'angolo tra la direzione dello sciame e la linea visuale del rivelatore.

- Inoltre ho studiato, nello stesso range di energie, l'efficienza di ricostruzione del rivelatore, intesa come la percentuale di eventi ricostruiti rispetto a quelli simulati. Anche in questo caso si hanno risultati peggiori ad energie più basse e per sciami meno inclinati rispetto alla verticale. Il background peggiora drasticamente la situazione rendendo molto difficile, ad energie vicine alla soglia, l'estrazione di un segnale che possa essere ricostruito.

Un lavoro di questo tipo è molto importante nella realizzazione di un esperimento come EUSO, in particolar modo durante la fase preliminare di design. Infatti, affinché l'esperimento possa fornire dei dati rilevanti dal punto di vista scientifico, il detector deve soddisfare a ben determinati vincoli in termine di risoluzione dei

parametri fisici degli EAS. Il raggiungimento di tali vincoli e, di conseguenza, degli obiettivi scientifici della missione può essere raggiunto solo attraverso uno studio approfondito delle prestazioni dell'apparato, il quale consentirà di stabilire dei requisiti per i vari componenti della strumentazione. Ad esempio, si potrà confermare che la dimensione del pixel utilizzata non influisce significativamente sulle performance del rivelatore a causa della non idealità dell'ottica.

Il mio lavoro di tesi ha costituito un importante passo in questo senso, poiché, per la prima volta nell'ambito della collaborazione EUSO, sono state studiate la risoluzione angolare e l'efficienza di ricostruzione dell'apparato utilizzando un programma di simulazione end-to-end (dalla generazione degli sciame fino alla ricostruzione), tenendo conto anche del background.

Nonostante in questa tesi si siano già raggiunti diversi risultati utili, rimangono ancora molti aspetti da studiare (tra cui la dipendenza della risoluzione e dell'efficienza di ricostruzione in funzione del rate di background) e sono possibili diversi miglioramenti negli algoritmi di pattern recognition e di ricostruzione della direzione di arrivo. Tutto ciò verrà affrontato in lavori successivi a questa tesi; in particolare, i primi passi saranno la finalizzazione del processo di ricostruzione degli EAS, dopo la determinazione della direzione di arrivo, e lo studio della risoluzione energetica dell'apparato.

Appendice A

Acronimi

AGASA *Akeno Giant Air Shower Array*

AGN *Active Galactic Nucleus*

AIRES *AIR shower Extended Simulation*

CM *Center of Momentum frame*

CORSIKA *COsmic Ray SIMulation for KAscade*

CRF *Cosmic Rest Frame*

EAS *Extensive Air Shower*

ESA *European Space Agency*

ESAF *EUSO Simulation and Analysis Framework*

EUSO *Extreme Universe Space Observatory*

GRB *Gamma Ray Burst*

GTU *Gate Time Unit*

GUT *Great Unification Theory*

GZK *Greisen-Zatsepin-Kuzmin*

HiRes *High Resolution Fly's Eye*

ISCCP *International Satellite Cloud Climatology Project*

ISS *International Space Station*

LIDAR *Light Detection And Ranging*

LO-FAR *LOW-Frequency ARray*

LPM *Landau-Pomeranchuk-Migdal*

MAPMT *Multi-Anode-Photo-Multiplier*

MSF *Minimum Spanning Forest*

MST *Minimum Spanning Tree*

OWL *Optical Wide-angle Lens*

PAO *Pierre Auger Observatory*

PD *Photo-Detector*

PDM *Photo-Detector Module*

PSF *Point Spread Function*

QCD *Quantum Chromo-Dynamics*

SLAST *Shower Initiated Light Attenuated to the Space Telescope*

SUGAR *Sidney University Giant Air-shower Recorder*

TD *Topological Defect*

TDP *Track-Detector Plane*

UHECR *Ultra-High Energy Cosmic Ray*

Appendice B

Definizioni utili

B.1 Accettanza di un rivelatore di EAS

In generale, l'accettanza (geometrica) di un rivelatore è data dall'integrale del prodotto tra l'angolo solido di incidenza dello sciame a terra rispetto allo zenith per l'area osservata dal rivelatore proiettata perpendicolarmente alla direzione di arrivo dello sciame.

Assumiamo che l'area osservata dal rivelatore sia un cerchio di raggio R . Nel caso di sciame verticali, l'area proiettata perpendicolarmente all'asse dello sciame è $S = \pi R^2$, mentre per uno sciame con angolo zenithale θ è un'ellisse di area

$$S = \pi R^2 \cos \theta \quad (\text{B.1})$$

Considerando l'elemento di angolo solido $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$, l'accettanza è data da

$$\mathcal{A} = \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} S d\Omega = (\pi R)^2 [\sin^2 \theta_{max} - \sin^2 \theta_{min}] \quad (\text{B.2})$$

Nel caso di EUSO, ad esempio si ha, supponendo che la ISS si trovi a 430 km di altezza, con un campo di vista totale di 60° , ed assumendo $\theta_{min} = 0$, $\theta_{max} = \pi/2$ si ha $\mathcal{A} \approx 6 \cdot 10^5 \text{ km}^2 \cdot \text{sr}$.

B.2 Quantità ottiche

Quando si parla di fotoni incidenti sulla superficie focale, si può distinguere tra due casi:

- numero totale di fotoni sull'intera superficie focale;
- numero di fotoni in una regione (*bucket*) di superficie focale vicina al centroide dello spot.

Nel primo caso le grandezze considerate saranno accompagnate dall'aggettivo *total*, nel secondo dall'aggettivo *triggering*.

Si chiama *irradianza* M il numero di fotoni che in un secondo attraversano un'area unitaria perpendicolare alla direzione di arrivo dei fotoni. E' determinata dalle proprietà dell'EAS e dalla trasmissione nell'atmosfera.

L'*irradianza spettrale* è lo spettro di M nelle lunghezze d'onda.

Si consideri un bucket circolare di diametro d_b , centrato nel centroide del fascio di fotoni considerato; indichiamo con $\Phi_b^{tri} = \Phi_b^{tri}(\gamma, d_b)$ il numero di fotoni in un secondo che incidono sulla superficie focale entro tale bucket (γ è l'angolo dal nadir nel campo di vista di EUSO). Si può anche considerare un bucket quadrato di lato $l_b = \pi d_b^2/4$. Indichiamo invece con $\Phi_b = \Phi_b(\gamma)$ il numero di fotoni incidenti in un secondo su tutta la superficie focale (in questo caso il bucket è l'intera superficie focale).

Si definisce la *triggering efficacy* dello strumento come

$$OS_{eff}^{tri}(\gamma, d_b) = \frac{\Phi_b^{tri}(\gamma, d_b)}{M} \quad (\text{B.3})$$

e, di conseguenza, la *total efficacy* come

$$OS_{eff}(\gamma) = \frac{\Phi_b(\gamma)}{M} \quad (\text{B.4})$$

Si noti che l'efficacy ha le dimensioni di un'area.

Detta $A = OS_{eff}(0)$ l'area della pupilla di ingresso, si definiscono la *triggering throughput efficiency*

$$\eta_{OS}^{tri}(\gamma, d_b) = \frac{\Phi_b^{tri}(\gamma, d_b)}{MA} \quad (\text{B.5})$$

e la *total throughput efficiency*

$$\eta_{OS}(\gamma) = \frac{\Phi_b(\gamma)}{MA} \quad (\text{B.6})$$

Appendice C

Elementi basilari di programmazione orientata agli oggetti

C.1 Alcune definizioni

In generale, la programmazione orientata agli oggetti è un metodo di implementazione nel quale i programmi sono organizzati come collezioni di oggetti, ognuno dei quali rappresenta l'istanza di una classe, le quali classi sono membri di una gerarchia legata da relazioni di ereditarietà.

Di seguito riporto le definizioni principali degli elementi e dei concetti su cui si basa la programmazione orientata agli oggetti. Per approfondimenti non esiste forse miglior riferimento di [37].

- Un *oggetto* è un'entità che ha un proprio stato, comportamento ed identità. La struttura ed il comportamento di oggetti simili sono definiti in una classe comune. Oggetto è sinonimo di *istanza*.
- Una *classe* è un insieme di oggetti che condividono struttura e comportamento.
- Un *metodo* è un'operazione che coinvolge un oggetto, definita nella dichiarazione di una classe; tutti i metodi sono operazioni, ma non tutte le operazioni sono metodi.
- Un'*astrazione* denota le caratteristiche essenziali di un oggetto che lo distinguono da tutti gli altri tipi di oggetto, relativamente ad una certa prospettiva di visualizzazione.
- L'*incapsulazione* è il processo di suddividere in compartimenti gli elementi di un'astrazione che costituisce la sua struttura ed il suo comportamento; essa serve a separare l'interfaccia concettuale di un'astrazione e la sua implementazione.

- La *modularità* è la proprietà di un sistema che è stato decomposto in un insieme di moduli coesivi ed accoppiati liberamente.
- La *gerarchia* è l'ordinamento delle astrazioni.
- L'*ereditarietà* è una relazione tra classi, dove una classe (classe figlia) condivide la struttura ed il comportamento definiti in una o più classi (classi madri) specializzandone e/o ridefinendone particolari aspetti.
- Un'*interfaccia* è l'insieme di tutte le definizioni dei metodi di un oggetto; inoltre identifica l'insieme delle richieste a cui un oggetto può rispondere.
- Un *framework* è un insieme di classi cooperanti che definiscono un progetto riusabile per una famiglia specifica di applicazioni; fornisce indicazioni architetturali partizionando il progetto in classi astratte e definendo le loro responsabilità e collaborazioni.
- Un *design pattern* motiva e descrive uno schema di progetto generale correlato ad un problema ricorrente nella programmazione ad oggetti. La soluzione fornita è un insieme di classi ed oggetti, che dovrà essere riadattato ed implementato in modo da risolvere il problema in un particolare contesto applicativo.
- Una *factory* è un design pattern che definisce un'interfaccia per la creazione di un'oggetto, lasciando alle sottoclassi la decisione sulla classe che deve essere istanziata.
- Un *singleton* è un design pattern che ha il compito di assicurare che una determinata classe venga istanziata una volta sola; inoltre fornisce un punto d'accesso globale a tale istanza.

C.2 Esempi di codice

Come esempio di codice C++ che ho scritto per ESAF riporto i metodi significativi per l'algoritmo di clustering del `BaseClusteringModule`. In questi esempi `fEv` è l'oggetto di tipo `RecoEvent` in fase di clusterizzazione.

Calcolo della densità dei punti nella macrocella

```
void BaseClusteringModule::DensityMainMC() {
    Double_t nph = fEv->GetNumPx(fMainMacroCellId,fNumHitsMinimum);
    Double_t area = fEv->GetThetaRange(fMainMacroCell,fNumHitsMinimum);
    area *= fEv->GetPhiRange(fMainMacroCellId,fNumHitsMinimum);
    fDensity = nph / area;
}
```

Calcolo della distanza tra due punti:

```

Double_t BaseClusteringModule::CalculateDistance(Int_t n1, Int_t n2) {
    RecoPixelData *px1=fEv->GetRecoPixelData(n1);
    RecoPixelData *px2=fEv->GetRecoPixelData(n2);
    return TMath::ACos(
        TMath::Sin(px1->GetTheta())*TMath::Sin(px2->GetTheta())*
        TMath::Cos(px1->GetPhi())*TMath::Cos(px2->GetPhi()) +
        TMath::Sin(px1->GetTheta())*TMath::Sin(px2->GetTheta())*
        TMath::Sin(px1->GetPhi())*TMath::Sin(px2->GetPhi()) +
        TMath::Cos(px1->GetTheta())*TMath::Cos(px2->GetTheta()) );
}

```

Calcolo della distanza di taglio naturale, del numero di cluster in una distribuzione uniforme e del numero di punti minimo in un cluster significativo:

```

void BaseClusteringModule::CalculateNaturalThreshold() {
    fThreshold = TMath::Sqrt(TMath::Log(2)/
        (fDensity*fAlpha*TMath::Pi()));
}

void BaseClusteringModule::CalculateNumClustersUniform() {
    fNumClustersUniform = (Int_t)( 1 + ( fNumPoints - 1 ) *
        TMath::Exp(-fAlpha*fDensity*fThreshold*fThreshold*TMath::Pi()));
}

void BaseClusteringModule::CalculateNumPointsMinimum() {
    fNumPointsMinimum = (Int_t)(fNumPoints/fNumClustersUniform
        + fSignificanceLevel
        * TMath::Sqrt((Double_t)(fNumPoints/fNumClustersUniform)));
}

```

Ricerca e salvataggio dei cluster:

```

void BaseClusteringModule::SearchClusters() {
    while( fNumNodes < fNumPoints ) {
        NewCluster();
        FillCluster();
        WriteCluster();
    }
}

void BaseClusteringModule::NewCluster() {
    fNumPointsCluster = 1;
    fNumClusters++;
    fNumNodes++;
    fFlag2[fBookmark] = kTRUE;
}

```

```

    fId[0] = fBookmark;
    fCounter = 0;
}

void BaseClusteringModule::FillCluster() {
    while ( fCounter < fNumPointsCluster ) {
        Int_t k = fId[fCounter];
        if ( !fFlag1[k] ) {
            fFlag1[k] = kTRUE;
            for (Int_t i=0; i<fNumPoints; i++) {
                if ( !fFlag2[i] ) {
                    if (CalculateDistance(fHitted[i],fHitted[k])
                        <=fThreshold) {

                        fFlag2[i] = kTRUE;
                        fNumPointsCluster++;
                        fId[fNumPointsCluster-1] = i;
                        fNumNodes++;
                    }
                    fBookmark = i;
                }
            }
        }
        fCounter++;
    }
}

void BaseClusteringModule::WriteCluster() {
    // check cluster significance
    if ( fNumPointsCluster < fNumPointsMinimum )
        return;

    // write the cluster
    fNumSigClusters++;
    EusoCluster *cl = new EusoCluster();
    Double_t thmin, thmax, phimin, phimax;
    Int_t gtumin, gtumax;
    thmin = fEv->GetRecoPixelData(fHitted[fId[0]])->GetTheta();
    thmax = fEv->GetRecoPixelData(fHitted[fId[0]])->GetTheta();
    phimin = fEv->GetRecoPixelData(fHitted[fId[0]])->GetPhi();
    phimax = fEv->GetRecoPixelData(fHitted[fId[0]])->GetPhi();
    gtumin = fEv->GetRecoPixelData(fHitted[fId[0]])->GetGtu();
    gtumax = fEv->GetRecoPixelData(fHitted[fId[0]])->GetGtu();

    Double_t theta(0),phi(0);

```

```
Int_t gtu(0);
for( Int_t i=0; i<fNumPointsCluster; i++ ) {
    theta = fEv->GetRecoPixelData(fHitted[fId[i]])->GetTheta();
    phi = fEv->GetRecoPixelData(fHitted[fId[i]])->GetPhi();
    gtu = fEv->GetRecoPixelData(fHitted[fId[i]])->GetGtu();
    if ( theta < thmin ) thmin = theta;
    if ( theta > thmax ) thmax = theta;
    if ( phi < phimin ) phimin = phi;
    if ( phi > phimax ) phimax = phi;
    if ( gtu < gtumin ) gtumin = gtu;
    if ( gtu > gtumax ) gtumax = gtu;
    cl->AddPoint( fHitted[fId[i]] );
}
cl->SetThetaMin( thmin );
cl->SetThetaMax( thmax );
cl->SetPhiMin( phimin );
cl->SetPhiMax( phimax );
cl->SetGtuMin( gtumin );
cl->SetGtuMax( gtumax );
FitCluster( cl );
fClusters.push_back(cl);
}
```


Elenco delle figure

1.1	Il flusso osservato dei raggi cosmici	6
1.2	Distribuzione degli eventi a 10 EeV osservati (AGASA)	8
1.3	Distribuzione degli eventi osservati da AGASA	8
1.4	Separazione angolare degli eventi	9
1.5	Lunghezze di attenuazione in funzione dell'energia	12
1.6	Interazione di un protone con la radiazione cosmica di fondo	12
1.7	Energia GZK in funzione del redshift	14
1.8	Spettri teorici previsti	14
1.9	Interazione di un raggio cosmico con una nube interstellare	19
1.10	Interazione di un raggio cosmico con un'onda d'urto	19
1.11	Diffusione di un raggio cosmico	19
1.12	Diagramma di Hillas	22
1.13	Sviluppo di un EAS	26
1.14	Sviluppo longitudinale di EAS	27
1.15	Profili di densità atmosferica	30
1.16	Spettro di fluorescenza dell'azoto atmosferico	31
1.17	Spettro dei raggi cosmici ad altissima energia	40
2.1	L'approccio osservativo di EUSO	46
2.2	Profilo temporale dei fotoni generati da un EAS	46
2.3	Rappresentazione schematica del rivelatore di EUSO	47
2.4	Profilo temporale dei fotoelettroni generati da un EAS nel rivelatore	47
2.5	Efficienza di EUSO in funzione dell'energia	49
2.6	Accettanza di EUSO	49
2.7	Rate di conteggio degli eventi	50
2.8	Schema dell'ottica del rivelatore	52
2.9	Configurazioni della superficie focale	55
2.10	Organizzazione di una macrocella	57
3.1	Schema logico di ESAF	62
3.2	Esempio di grafico ottenuto con ROOT ed ESAF	63
3.3	Oggetti principali del livello più esterno di ESAF	68
3.4	Estensione spaziale di uno sciame simulato in ESAF	73

3.5	Posizione dei fotoni all'interno del rivelatore	73
3.6	Posizione dei fotoni che hanno colpito la superficie focale ideale . . .	74
3.7	Posizione dei fotoni che hanno prodotto un conteggio	74
3.8	Profilo temporale dei fotoni di uno sciame in ESAF	75
3.9	Profilo temporale dei fotoelettroni di uno sciame in ESAF	75
3.10	Pixel colpiti da uno sciame in ESAF	76
4.1	Struttura della ricostruzione in ESAF	78
4.2	Schema semplificato del programma di ricostruzione	79
4.3	Insiemi di punti e Minimum Spanning Tree	81
4.4	Minimum Spanning Forest per due distanze di soglia diverse	81
4.5	Effetti di bordo nel clustering bidimensionale	82
4.6	Confronto tra un metodo robusto ed uno non robusto di fit lineare .	87
4.7	Ricostruzione della direzione di arrivo dello sciame nel TDP	89
4.8	Relazione tra R_0 e R_{max}	90
4.9	Relazione tra R_{max} e H_{max}	91
5.1	Ricostruzione del TDP in assenza di fondo	99
5.2	Ricostruzione del TDP in presenza di fondo	100
5.3	Errore nella determinazione di α_{max}	101
5.4	Effetto della stima di H_{max}	101
5.5	Errore nella determinazione di H_{max}	102
5.6	Errore nella determinazione di R_{max}	102
5.7	Errore nella determinazione di α_0	103
5.8	Errore nella determinazione di R_0	103
5.9	Ricostruzione della direzione in assenza di fondo	104
5.10	Ricostruzione della direzione in presenza di fondo	105
5.11	Ricostruzione di θ in assenza di fondo	106
5.12	Ricostruzione di θ in presenza di fondo	107
5.13	Ricostruzione di φ in assenza di fondo	108
5.14	Ricostruzione di φ in presenza di fondo	109
5.15	Risoluzione angolare in assenza di fondo col metodo esatto	111
5.16	Risoluzione angolare in assenza di fondo col metodo approssimato .	112
5.17	Risoluzione angolare in presenza di fondo col metodo esatto	113
5.18	Risoluzione angolare in presenza di fondo col metodo approssimato .	114
5.19	Eventi ricostruiti in assenza di background	116
5.20	Eventi ricostruiti in presenza di background	117
5.21	Eventi ricostruiti con errore minore di 5° in assenza di background .	118
5.22	Eventi ricostruiti con errore minore di 5° in assenza di background .	119
5.23	Eventi ricostruiti con errore minore di 5° in presenza di background	120
5.24	Eventi ricostruiti con errore minore di 5° in presenza di background	121

Elenco delle tabelle

1.1	Confronto tra AGASA e HiRes	39
2.1	Parametri principali della missione EUSO	44
2.2	Background atteso dovuto a sorgenti naturali	48
2.3	Numero di eventi previsti ad energie maggiori di 100 EeV	51
2.4	Parametri dell'ottica	53
2.5	Configurazioni della superficie focale	55
2.6	Caratteristiche della superficie focale	56
5.1	Valore di σ_{68} in assenza di fondo col metodo esatto	111
5.2	Valore di σ_{68} in assenza di fondo col metodo approssimato	112
5.3	Valore di σ_{68} in presenza di fondo col metodo esatto	113
5.4	Valore di σ_{68} in presenza di fondo col metodo approssimato	114
5.5	Eventi ricostruiti in assenza di background	116
5.6	Eventi ricostruiti in presenza di background	117
5.7	Eventi ricostruiti con errore minore di 5° in assenza di background	118
5.8	Eventi ricostruiti con errore minore di 5° in assenza di background	119
5.9	Eventi ricostruiti con errore minore di 5° in presenza di background	120
5.10	Eventi ricostruiti con errore minore di 5° in presenza di background	121

Bibliografia

- [1] Jim Adams e Leonard Howell. *Depth distribution of shower maxima*. 2002.
- [2] Airwatch Collaboration. *Extreme Energy Cosmic Rays Observation Capabilities of an "Airwatch from Space Mission"*. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 70:515–517, 1999. e-print physics/9712039.
- [3] J. Alvarez-Muñiz, E. Marqués, R.A. Vázquez e E. Zas. *On the energy determination of extensive air showers through the fluorescence technique*. *Phys. Rev.*, D67:101303, 2003. e-print astro-ph/0302491.
- [4] Jaime Alvarez-Muñiz, Ralph Engel, T.K. Gaisser, Jeferson A. Ortiz e Todor Stanev. *Hybrid simulations of extensive air showers*. *Phys. Rev.*, D66:033011, 2002. e-print astro-ph/0205302.
- [5] Luis Anchordoqui, Thomas Paul, Stephen Reucroft e John Swain. *Ultrahigh Energy Cosmic Rays: The state of the art before the Auger Observatory*. *Int. J. Mod. Phys.*, A18:2229–2366, 2003. e-print hep-ph/0206072.
- [6] Katsushi Arisaka. *Optimization of an OWL-Airwatch Optics and Photo-Detectors*, Dicembre 1999. <http://www.physics.ucla.edu/~arisaka/>.
- [7] The Auger Collaboration. *The Pierre Auger Observatory Design Report*, Marzo 1997. <http://www.auger.org/admin/DesignReport/>.
- [8] V. Berezhinsky. *Ultra High Energy Cosmic Rays from Cosmological Relics*. e-print astro-ph/9811268, Novembre 1998.
- [9] Pijushpani Bhattacharjee e Günter Sigl. *Origin and Propagation of Extremely High Energy Cosmic Rays*. *Phys. Rept.*, 327:109–247, 2000. e-print astro-ph/9811011.
- [10] Peter L. Biermann e Günter Sigl. *Introduction to Cosmic Rays. Lect. Notes Phys.*, 576:1–26, 2001. e-print astro-ph/0202425.
- [11] D. J. Bird e al. *Detection of a cosmic ray with measured energy beyond the expected cutoff due to the cosmic microwave radiation*. *Astrophys. J.*, 441:144–150, 1995.

- [12] R. D. Blandford. *Acceleration of ultrahigh-energy cosmic rays*. *Phys. Scripta*, T85:191–194, 2000. e-print astro-ph/9906026.
- [13] Pasquale Blasi. *Theoretical Aspects of Ultra High Energy Cosmic Rays*. e-print astro-ph/0304206, Aprile 2003.
- [14] Elihu Boldt e Pranab Ghosh. *Cosmic rays from remnants of quasars?* e-print astro-ph/9902342, Maggio 1999.
- [15] Sergio Bottai. *Some algorithms for direction reconstruction in EUSO and optimization of pixel size*. EUSO-SDA-REP-006.
- [16] Sergio Bottai. Proc. 27th ICRC. Hamburg, Germany, 2001.
- [17] Renè Brun. *ROOT Users Guide 3.10*, Gennaio 2004. <http://root.cern.ch>.
- [18] Osvaldo Catalano, Giacomo D’Alì Staiti, Maria Concetta Maccarone, Marco Pallavicini, Alessandro Petrolini, Andrea Santangelo e Livio Scarsi. *EUSO: Report on the Phase A Study*. EUSO-PI-REP-002, Agosto 2003.
- [19] Pisin Chen, Toshiki Tajima e Yoshiyuki Takahashi. *Plasma Wakefield Acceleration for Ultrahigh-Energy Cosmic Rays*. *Phys. Rev. Lett.*, 89:161101, 2002.
- [20] Pierre Colin, Dmitry V. Naumov e Patrick Nedelec. *Euso Reconstruction Algorithms*. EUSO-SDA-REP-016, Luglio 2003.
- [21] Giacomo D’Alì Staiti e Maria Concetta Maccarone. *EUSO Reference System*. EUSO-SIM-REP-005, Maggio 2004.
- [22] Bruce R. Dawson. *Fluorescence Detector Techniques*. GAP-96-017, Auger Project Fluorescence Workshop, University of Utah, 4-7 Maggio 1996.
- [23] Daniel De Marco. *On the Origin and Propagation of Ultra-High Energy Cosmic Rays*. Tesi di Dottorato di Ricerca, Università degli Studi di Genova, 2004.
- [24] Daniel De Marco, Pasquale Blasi e Angela V. Olinto. *On the statistical significance of the GZK feature in the spectrum of ultra high energy cosmic rays*. *Astropart. Phys.*, 20:53–65, 2003. e-print astro-ph/0301497.
- [25] Daniel De Marco e Marco Pallavicini. *Euso Simulation and Analysis Framework*. EUSO-SDA-REP-008, Maggio 2002.
- [26] V. Di Gesù e M.C. Maccarone. *Features selection and possibility theory*. *Pattern Recognition Journal*, 19:63–72, 1986.
- [27] V. Di Gesù e B. Sacco. *Some statistical properties of the minimum spanning forest*. *Pattern Recognition Journal*, 16:525–531, 1983.

- [28] Manuel Drees. *Particle Physics Explanations for Ultra High Energy Cosmic Ray Events*. e-print hep-ph/0304030, Aprile 2003.
- [29] S. L. Dubovsky e P. G. Tinyakov. *Generation of 10^{15} - 10^{17} eV photons by UHECR in the Galactic magnetic field*. *JETP Lett.*, 70:495–501, 1999. e-print astro-ph/9906092.
- [30] N. N. Efimov e al. Proc. international symposium on astrophysical aspect of the most energetic cosmic rays. p. 20. M. Nagano and F. Takahara, World Scientific, Singapore, 1991.
- [31] Luis N. Epele e Esteban Roulet. *On the propagation of the highest energy cosmic ray nuclei*. *JHEP*, 10:009, 1998. e-print astro-ph/9808104.
- [32] Keinosuke Fukunaga. *Introduction to Statistical Pattern Recognition*. Academic Press, 1972.
- [33] M. Fukushima. *Telescope array project for extremely high energy cosmic rays*. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 151:206–210, 2003.
- [34] Thomas K. Gaisser. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1990.
- [35] Erich Gamma, Richard Helm, Ralph Johnson e John Vlissides. *Design patterns: Elements of Reusable Object-Oriented Software*. Addison-Wesley, 1995.
- [36] Haim Goldberg e Thomas J. Weiler. *Directional clustering in highest energy cosmic rays*. *Phys. Rev.*, D64:056008, 2001. e-print astro-ph/0009378.
- [37] Grady e Booch. *Object Oriented Analysis and Design with applications*. Benjamin, 1994.
- [38] A. M. Hillas. *The origin of ultra-high energy cosmic rays*. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 22:425–444, 1984.
- [39] F. Kakimoto e al. *A Measurement of the air fluorescence yield*. *Nucl. Instrum. Meth.*, A372:527–533, 1996.
- [40] Oleg E. Kalashev, Vadim A. Kuzmin e Dmitry V. Semikoz. *Top-Down Models and Extremely High Energy Cosmic Rays*. *Phys. Rev.*, D66:063004, 1999. e-print astro-ph/9911035.
- [41] Oleg E. Kalashev, Vadim A. Kuzmin, Dmitry V. Semikoz e Günter Sigl. *Ultra-High Energy Neutrino Fluxes and Their Constraints*. e-print hep-ph/0205050, Dicembre 2002.
- [42] J. Knapp, D. Heck, S.J. Sciutto, M.T. Dova e M. Risse. *Extensive Air Shower Simulations at the Highest Energies*. *Astropart. Phys.*, 19:77–99, 2003. e-print astro-ph/0206414.

- [43] F. X. Knezyis. *The MODTRAN 2/3 Report and Lowtran7 Model*. L. W. Abreu and G. P. Anderson Eds., 1996.
- [44] Sangjin Lee. *On the Propagation of Extragalactic High Energy Cosmic and Gamma-Rays*. e-print astro-ph/9604098, 1998.
- [45] J. Linsley. *Evidence for a primary cosmic ray with energy 10^{20} eV*. *Phys. Rev. Lett.*, 10:146–148, 1963.
- [46] Stanley B. Lippman e Josée Lajole. *C++ Primer*. Addison-Wesley, 1998.
- [47] Malcom S. Longair. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, 1997.
- [48] R. J. O. Reid M. A. Lawrence e A. A. Watson. *The cosmic ray energy spectrum above $4 \cdot 10^{17}$ eV as measured by the Haverah Park array*. *J. Phys. G*, 17:333–357, 1991.
- [49] Maria Concetta Maccarone. *Cluster Analysis and Line Fits to Reconstruct EUSO Tracks*. EUSO-SDA-REP-002, Aprile 2002.
- [50] Maria Concetta Maccarone. *Hough Transform to Reconstruct EUSO Tracks: Preliminary Notes*. EUSO-SDA-REP-004, Aprile 2002.
- [51] Maria Concetta Maccarone. *Image Space and Geometry in EUSO: Preliminary Notes*. EUSO-SDA-REP-001, Maggio 2002.
- [52] M.C. Maccarone, O. Catalano, S. Giarrusso e B. Sacco. *Track Reconstruction in Imaging Fluorescence Signals induced by Extreme Energy Cosmic Ray Particles*. *Proc. 26th ICRC*, 5:445, 1999.
- [53] N. Magnussen. *Selected results from ground-based cosmic ray and gamma-ray experiments*. e-print astro-ph/9805165, Maggio 1998.
- [54] S. Moreggia. EUSO SIM-SDA-ESAF Technical Meeting. Torino, 7 Maggio 2004.
- [55] A. Mucke, J. P. Rachen, R. Engel, R. J. Protheroe e T. Stanev. *On photohadronic processes in astrophysical environments*. *Publ. Astron. Soc. Austral.*, 16:160, 1999. e-print astro-ph/9808279.
- [56] Dmitry V. Naumov. *SLAST: Shower Initiated Light Attenuated to the Space Telescope. Physics description, User Manual, Result of the analysis*. EUSO-SDA-REP-015, Marzo 2003.
- [57] Marco Pallavicini e Alessandro Thea. *ESAF User Guide*.
- [58] Particle Data Group. *Review of Particle Physics*. *Physical Review D*, 66:010001+, 2002. <http://pdg.lbl.gov/>.

- [59] Donald H. Perkins. *Introduction to High Energy Physics*. Cambridge University Press, 2000.
- [60] R. Pesce. EUSO SIM-SDA-ESAF Technical Meeting. Torino, 7 Maggio 2004.
- [61] Alessandro Petrolini. EUSO Instrument Overview. Palermo, 17 Giugno 2003.
- [62] William H. Press e al. *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, 2002.
- [63] R. J. Protheroe. *Acceleration and interaction of ultra high energy cosmic rays*. e-print astro-ph/9812055, Giugno 1998.
- [64] Bruno Rossi e Kenneth Greisen. *Cosmic-Ray Theory. Review of Modern Physics*, 13:240–309, 1941.
- [65] S. T. Scully e F. W. Stecker. *On the spectrum of ultrahigh energy cosmic rays and the gamma ray burst origin hypothesis*. *Astropart. Phys.*, 16:271–276, 2002. e-print astro-ph/0006112.
- [66] Günter Sigl. *Particle and Astrophysics aspects of Ultrahigh Energy Cosmic Rays*. *Lect. Notes Phys.*, 556:259–300, 2000. e-print astro-ph/0008364.
- [67] Gus Sinnis. *Current status of VHE astronomy*. e-print astro-ph/9906242, Giugno 1999.
- [68] Pierre Sokolsky. *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*. Addison-Wesley, 1989.
- [69] Todor Stanev, Ralph Engel, Anita Mücke, Raymond J. Protheroe e Jörg P. Rachen. *Propagation of ultra-high energy protons in the nearby universe*. *Phys. Rev.*, D62:093005, 2000. e-print astro-ph/0003484.
- [70] F. W. Stecker e M. H. Salamon. *Photodisintegration of Ultrahigh Energy Cosmic Rays: A New Determination*. *Astrophys. J.*, 512:521–526, 1999. e-print astro-ph/9808110.
- [71] Bjarne Stroustrup. *The C++ Programming Language*. Addison-Wesley, 1991.
- [72] M. Takeda e al. *Extension of the Cosmic-Ray Energy Spectrum beyond the Predicted Greisen-Zatsepin-Kuzmin Cutoff*. *Phys. Rev. Lett.*, 81:1163–1166, 1998.
- [73] Masahiro Takeda e al. *Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array experiment*. *Astropart. Phys.*, 19:447–462, 2003. e-print astro-ph/0209422.
- [74] The High Resolution Fly’s Eye Collaboration. Proc. 26th icrc. Salt Lake City, 1999.

- [75] The High Resolution Fly's Eye Collaboration. *Measurement of the Spectrum of UHE Cosmic Rays by the FADC Detector of the HiRes Experiment*. e-print astro-ph/0208301, Agosto 2002.
- [76] The High Resolution Fly's Eye Collaboration. *Measurement of the Flux of Ultrahigh Energy Cosmic Rays from Monocular Observations by the High Resolution Fly's Eye Experiment*. e-print astro-ph/0208243, Giugno 2003.
- [77] Alessandro Thea. EUSO SIM-SDA-ESAF Technical Meeting. Torino, 7 Maggio 2004.
- [78] Mario Vietri, Daniel De Marco e Dafne Guetta. *On the generation of UHECRs in GRBs: a reappraisal*. *Astrophys. J.*, 592:378–389, 2003. e-print astro-ph/0302144.
- [79] Eli Waxman e Jordi Miralda-Escude. *Images of bursting sources of high-energy cosmic rays: Effects of magnetic fields*. *Astrophys. J.*, 472:L89–L92, 1996. e-print astro-ph/9607059.
- [80] Thomas J. Weiler. *Physics with cosmic neutrinos, PeV to ZeV*. e-print astro-ph/0304180, Aprile 2003.

Ringraziamenti

Desidero innanzitutto ringraziare Alessandro e Marco, per avermi dato l'opportunità di inserirmi in un gruppo di lavoro molto stimolante, per i loro consigli ed il tempo che mi hanno dedicato.

Un enorme grazie va poi ad Ale, per tutte quello che mi ha insegnato, per i numerosi consigli ed aiuti nelle battaglie quotidiane contro **Root**: alla fine abbiamo sempre vinto noi.

Ringrazio moltissimo il prof. Sandro Squarcia che mi ha ospitato nel suo laboratorio e le mie vicine di scrivania Stefania e Barbara.

Porgo inoltre un ringraziamento al mio correlatore, il prof. Carlo Caso, alla Biblioteca ed all'amministrazione INFN.

Grazie anche a tutti i membri della collaborazione EUSO che mi hanno aiutato ed incoraggiato: Dmitry, compagno di studio e valido aiuto in queste ultime settimane, Sergio ed Elena (in bocca al lupo per la tua laurea!) per i confronti che ho avuto con loro sulla ricostruzione, Cettina, che mi ha insegnato tutto quello che so sul pattern recognition, Paolo, tutto il gruppo palermitano e, naturalmente, quello genovese.

Ancora un grazie a Daniel per i suggerimenti e le correzioni e a Daniela, che mi ha prestato il suo terminale nelle ore forse più critiche del mio lavoro.

Devo inoltre ringraziare molte altre persone, ad iniziare dalla mia famiglia, che ha sempre creduto in me, in particolare mio zio Antonio per l'aiuto nella stampa della tesi.

Poi ringrazio tutti i miei amici, "fisici" e non, specialmente quelli che mi hanno aiutato in qualche modo nella realizzazione della tesi: Giacomo (sempre disponibile a sistemare i problemi dei miei computer), Dany, Simone (con cui ho avuto il piacere e l'onore di seguire tutti i corsi), Pimpa, Luca (quanti sabati passati insieme al DIFI!), Gio e Giuseppe (e Maria Rosaria...), Francesca, Claudio, Antonio, Marco, Ghio, Michele, Alf, Alberto, Leonardo, Michela, Lorenza, Stefano, Anna, Andrea, Marietta, Gian, Francesca O., Stefania, Sara, Marina, Serena DJ, Elisa M., Chiara, Elisa B., Miki, Brizio, Enrico, Antonio B. e tutti quelli che, involontariamente, ho dimenticato.

Un enorme grazie a Michele, Marina, Giampa e Giovanna Carla, che hanno provveduto al sostentamento di un povero laureando.

Infine grazie ai "miei" coristi di Chiale e all'Associazione Voltrimusica, in particolare ai miei "colleghi" Agostino e Giulio.