Indice

Introduzione

L'astronomia γ nasce ufficialmente nel 1961 con il lancio del satellite Explorer 11, il quale operava ad energie comprese tra $\sim 100\ MeV$ e $\sim 1\ GeV$; in precedenza c'erano state osservazioni spurie con palloni aerostatici a partire dagli anni '40.

I primi studi teorici sulla possibilità di avere fotoni oltre il range dei raggi X risalgono ad Hayakawa, con la predizione del decadimento del mesone π^0, contenuto nei Raggi Cosmici (RC), in una coppia di raggi γ tramite interazione con la materia interstellare ed a Hutchinson, con la predizione di emissione di raggi γ da parte dei RC per Bremsstrahlung, entrambi nel 1952.

Altri due momenti importanti per l'astronomia γ sono costituiti dalla realizzazione del *telescopio Čerenkov* Whipple (1987), posto al suolo ed operante nella regione di energie $\sim 1 \div 10\ TeV$ e dal lancio del satellite Compton Gamma Ray Observatory (CGRO), con quattro esperimenti a bordo, operante nell'intervallo di energia $\sim 20\ keV \div 30\ GeV$ (1991-2000). Whipple ha osservato la Crab Nebula con elevata significatività statistica e CGRO ha effettuato, tra l'altro, una completa mappatura del cielo ai raggi γ.

Oltre ai *telescopi Čerenkov*, per la rivelazione al suolo dei fotoni γ, possono essere utilizzati gli *apparati di sciame*. Infatti un fotone o una particella dei RC (*primario*), interagisce con elevata probabilità con i nuclei di atomi e molecole dell'atmosfera (soprattutto N_2), dando luogo ad uno sciame di particelle rivelabile dall'apparato. In questo contesto si inserisce l'esperimento **ARGO-YBJ**, che, situato ad una quota elevata (4300 $m\ s.l.m.$) ed essendo costituito da un insieme di rivelatori atti a formare un "tappeto" di grandi dimensioni ($\sim 78 \times 74\ m^2$), si trova in condizioni ottimali per la rivelazione degli *Sciami Atmosferici Estesi* (EAS); esso è attualmente in grado di rivelare sciami prodotti da primari di energia $> 300\ GeV$.

L'apparato di rivelazione dell'esperimento **ARGO-YBJ** (Astrophysical Radiation with Ground-based Observatory at YangBaJing) si trova in Tibet (Rep. Pop. Cinese), nella località di Yangbajing, posta 90 km a nord di Lhasa (latitudine $30^o 06' 38''$ nord e longitudine $90^o 31' 50''$ est). Il sito permette un monitoraggio continuo del cielo nell'intervallo di declinazione: $-10^o \leq \delta \leq +70^o$, con la possibilità di puntare la Crab il cui flusso costante è preso come riferimento.

L'esperimento **ARGO-YBJ** ha come obiettivo principale i seguenti studi:

- Sorgenti γ puntiformi con un'energia di soglia di $\sim 300\ GeV$.
- Sorgenti γ diffuse quali *resti di supernova* e *nubi molecolari*, situate principalmente nel piano Galattico.
- Fisica dei *gamma ray burst*, in un ampio intervallo di energie: dai GeV ai TeV.
- Misura del *rapporto antiprotone/protone* ad energie dell'ordine del TeV, non accessibili ad esperimenti posti su satelliti, e con sensibilità in grado di accertare l'origine galattica o extra-galattica degli antiprotoni.
- *Spettro dei protoni primari* nell'intervallo di energie $10\ TeV \div 10\ PeV$, con sensibilità in grado di rivelare un possibile cambiamento della pendenza nello spettro (*ginocchio*).
- Fisica del Sole e dell'Eliosfera.

La presente tesi si inserisce nell'ambito dell'esperimento **ARGO-YBJ** e verte sullo studio dei differenti contenuti e caratteristiche dei muoni in sciami indotti da *fotoni* γ rispetto a quelli generati da *protoni*, al fine di realizzare un **rivelatore di muoni**.

I *protoni* costituiscono la maggior parte dei RC che giungono sulla Terra e riuscire a discriminare fra i due diversi tipi di sciame, significa riuscire a distinguere una possibile sorgente di raggi γ dal fondo di RC.

L'obiettivo principale della tesi, quindi, è quello di studiare l'ottimizzazione di un **rivelatore di muoni** da realizzare all'esterno del rivelatore già esistente, col quale si renderà possibile la **discriminazione** $\gamma/adrone$, selezionando solo gli sciami "poveri" di μ. I dati per tale studio (fenomenologia dei μ negli EAS alla quota di Yangbajing), non esistono in letteratura e sono stati prodotti attraverso simulazioni Monte Carlo.

Si è studiato anche il contenuto e le caratteristiche dei *neutroni* nei suddetti sciami, per realizzare eventualmente un rivelatore per tali particelle neutre.

La tesi è divisa in quattro capitoli:

- Nel Capitolo 1 viene presentata un'introduzione all'**astronomia** γ, inizialmente con un breve escursus storico delle osservazioni, poi si discutono i meccanismi di produzione dei fotoni γ e si elencano le sorgenti dei raggi γ, infine si fa il punto sullo stato attuale delle osservazioni con particolare attenzione all'*emissione diffusa*.

- Il secondo Capitolo è dedicato all'**esperimento ARGO-YBJ**. Inizialmente si riporta come introduzione all'argomento la *sensibilità* di un apparato al suolo e l'effetto di un *convertitore*, in seguito viene descritto in dettaglio il rivelatore ARGO e le sue caratteristiche.

- Nel terzo Capitolo si studiano gli **EAS** alla quota di Yangbajing, riportando le simulazioni prodotte per i **muoni** e per i neutroni, generati da fotoni e da protoni primari alle alte energie. Vengono discusse: *distribuzione di size*, *distribuzione laterale*, *distribuzione di energia* e *profilo temporale*.

- Il quarto Capitolo è dedicato allo studio di un **rivelatore di muoni**, partendo da quattro possibili soluzioni e "foldando" i dati fenomenologici descritti nel precedente Capitolo, con le varie ipotesi allo studio per il rivelatore. In particolare si suggeriscono opportuni accorgimenti per evitare o ridurre il *punch-through*.

Capitolo 1

Introduzione all'astronomia γ

L'astronomia dei raggi γ è quella branca dell'astronomia che si occupa dei fenomeni celesti più energetici inerenti lo spettro elettromagnetico. Essa copre un intervallo di oltre sette ordini di grandezza, andando dai MeV alle decine di TeV.

L'astronomia γ, l'astronomia dei neutrini cosmici, e lo studio dei Raggi Cosmici (RC), costituiscono l'**astrofisica delle alte energie**.

Poiché sono stati rivelati RC fino a 10^{21} eV, coprendo un range energetico di $\sim$ 14 ordini di grandezza, si è sentita la necessità di suddividere l'**astrofisica delle alte energie** in quattro regioni di energie, in relazione alle possibili modalità di studio:

1. *High Energy (HE)*, da 30 $MeV \div 10$ GeV, studiata con l'utilizzo dei satelliti;

2. *Very High Energy (VHE)*, da 300 $GeV \div 30$ TeV, osservabile con *telescopi Čerenkov* al suolo;

3. *Ultra High Energy (UHE)*, da 30 $TeV \div 30$ PeV, rivelabile con gli *apparati di sciami estesi*, posti al suolo ed in grado di operare anche alle energie adiacenti;

4. *Extremely High Energy (EHE)*, con valori superiori ai 30 PeV, osservabile con *rivelatori di fluorescenza atmosferica.*

L'intervallo di energia $10 \div 300$ GeV non è stato finora studiato in maniera sufficiente da poter estrapolare dei risultati significativi.

Le conoscenze finora acquisite portano ad attribuire ai raggi γ un'origine sia di tipo Galattica che extra-galattica, con sorgenti in grado di produrli che irradiano in maniera continua come la Crab Nebula, oppure con "lampi" in cui vengono dissipate energie dell'ordine di 10^{52} erg, nel caso dei Gamma Ray Burst (GRB).

1.1 Cenni storici

Il primo esperimento atto a rivelare in maniera sistematica i raggi γ provenienti dallo spazio è stato il satellite Explorer 11, con un range osservativo in energia di 100 $MeV \div 1$ GeV, nel 1961. Nel 1967 vennero lanciati diversi satelliti denominati Vela, il cui scopo era l'osservazione di fotoni γ prodotti da esplosioni provocate da test nucleari, vennero invece casualmente scoperti i GRB di origine non terrestre perché provenienti dalla direzione opposta alla Terra [1].

Negli anni seguenti si susseguirono una serie di esperimenti dallo spazio, il più importante dei quali è stato COS-B, che nel 1975 ha realizzato una mappa dettagliata della Via Lattea, rivelando 24 sorgenti γ.

A partire dagli anni '80 si è avuto l'inizio di importanti esperimenti al suolo. Nel 1990 è cominciata la presa dati del più importante esperimento non a *copertura totale*: CASA-MIA, che utilizzava, tra l'altro, 1089 scintillatori e 5 telescopi Čerenkov. Questi esperimenti sono stati in grado di fornire solo un limite superiore ai valori dei flussi di raggi γ.

Nel 1997 è stato realizzato il telescopio Čerenkov Whipple, il quale ha osservato, con alta significatività statistica, flussi di raggi γ dalla Crab all'energia dei TeV.

Con il satellite Compton Gamma Ray Observatory (CGRO), operante dal 1991 al 2000, si è avuta una svolta fondamentale nella storia dell'astronomia γ; infatti CGRO, con 4 strumenti a bordo, ha rivelato, tra l'altro, 32 sorgenti con l'esperimento COMPTEL ($1 \div 30$ MeV) e 273 con EGRET (> 100 MeV).

Nel 1997 è stato lanciato il satellite BeppoSAX, le cui osservazioni hanno svelato l'origine cosmologica dei GRB.

Il primo esperimento con un apparato di sciame che ha osservato la Crab con elevata significatività statistica (5.3 σ) si è avuto nel 1999 con Tibet AS-γ, alla quota di 4300 m $s.l.m.$

In figura 1.1 sono riportate la varie tecniche osservative in relazione alle energie dei fotoni γ [2].

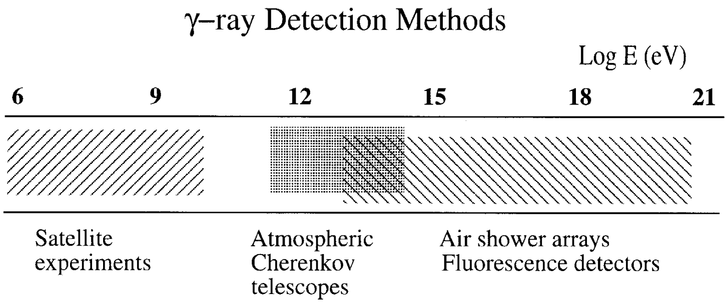

Figura 1.1: Scala delle energie dei raggi γ e relative tecniche di osservazione [2].

1.2 I processi di produzione dei raggi γ

La radiazione elettromagnetica (e.m.) può essere *termica* o *non termica*. La radiazione di tipo *termica* è quella emergente da una sorgente attraverso un numero elevato di interazioni e.m. dovute a particelle in equilibrio termico, con un'energia media caratterizzata da una particolare temperatura. La densità di energia $u(\nu)$ dello spettro di radiazione segue la distribuzione di *corpo nero*:

$$u(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \tag{1.1}$$

dove h è la costante di Planck, ν la frequenza della radiazione, c la velocità della luce, k_B la costante di Boltzmann e T la temperatura espressa in gradi Kelvin. Ad esempio un fotone γ di energia pari a 1 MeV sarà emesso da una sorgente di $\sim 2 \cdot 10^9$ K, ben al di sopra della temperatura stimata per le *fusioni nucleari* all'interno del Sole ($\sim 15 \cdot 10^6$ K).

I sistemi in *equilibrio termico* sono caratterizzati da un'energia tipica $k_B T$, cosa che non accade per le distribuzioni in energia che seguono una *legge di potenza*, per le quali non si può parlare di energia (o frequenza nel caso di radiazione e.m.) caratteristica poiché le *particelle non sono in equilibrio termico*.

L'origine delle distribuzioni di non equilibrio, così come lo *spettro di potenza della Radiazione Cosmica*, è da ricercare nei processi che possono accelerare particelle sino ad energie molto elevate, attraverso una successione di piccoli incrementi. Tale meccanismo è detto *stocastico* perché il guadagno di energia è determinato da una serie di eventi casuali non correlati, in cui sistemi con un'energia cinetica enorme interagiscono con le singole particelle cariche della *Radiazione Cosmica*. A causa della grande energia, non si raggiunge mai l'equilibrio e vi è un flusso continuo di energia alle particelle.

I processi di produzione *non termici* sono quelli tipici delle sorgenti di raggi γ. Essi sono prodotti dalle interazioni fra radiazione e materia, da collisioni fra particelle di energia sufficientemente elevata e dal decadimento di particelle come i π^0. Tali processi possono avere carattere puramente e.m. come nel caso dell'*effetto Compton inverso* e nell'emissione di fotoni da parte di elettroni in presenza di campi elettrici (*Bremsstrahlung*) e magnetici (*radiazione di sincrotone*); oppure possono coinvolgere gli *adroni*, cioè particelle costituite da *quark* (tipicamente *protoni, p*) che interagiscono tramite *interazione forte*, come nel caso dell'interazione *p-gas*; infine c'è da considerare l'interazione *p-fotone* relativa al fondo cosmico a 2.7 K.

Di seguito sono riportati i principali processi responsabili della produzione di fotoni γ:

- **Bremsstrahlung**
  Consiste nell'emissione di uno o più fotoni con energie fino ai GeV, da parte di una particella carica (tipicamente un elettrone, e^-), quando questa interagisce con un campo elettrico (in genere prodotto da un *nucleo*). Lo spettro degli e^- segue la legge di potenza $N_e \sim E_e^{-\alpha}$ (dove E_e è l'energia degli e^- ed α è detto *indice spettrale*); lo spettro dei fotoni emessi segue la stessa legge di potenza: $N_\gamma(E_\gamma) \sim E_e^{-\alpha}$ sopra un limitato range di frequenze (E_γ è l'energia del fotone). La sezione d'urto d'interazione elettrone/protone ($\sigma_{e^-/p}$) è stata calcolata da Bethe ed Heitler nel 1934 ed è $\sigma_{e^-/p} \sim z^2$ [3].

- **Radiazione di sincrotone**
  Osservata inizialmente negli omonimi acceleratori di particelle cariche, riguarda l'emissione di fotoni da parte di e^- relativistici forzati a percorrere traiettorie circolari a causa della presenza di un *campo magnetico* (B). La potenza irraggiata (P) dagli e^-, segue la legge: $P \sim \sigma_T(\beta\gamma)^2 B$ dove σ_T è la sezione d'urto Thomson, β e γ sono i fattori relativistici ($\beta = v/c$ e $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$, v è la velocità della particella). Anche in questo caso lo spettro degli e^- segue una legge di potenza: $N_e \sim E_e^{-\alpha}$; per i fotoni si ha: $N_\gamma(E_\gamma) \sim E_e^{-(\alpha+1)/2}$, quindi l'indice spettrale è diverso [3] [4].

- **Effetto Compton inverso**

  Consiste nella diffusione di un fotone da parte di un e^- di alta energia: il fotone acquista energia cinetica a spese dell'energia dell'e^- aumentando, di conseguenza, la sua frequenza. La potenza (P) segue la legge: $P \sim (\sigma_T \beta\gamma)^2 U_f$, dove σ_T è la sezione d'urto Thomson, β e γ sono i fattori relativistici ed U_f è la densità di energia iniziale del fotone [3]. La legge di potenza dello spettro degli e^- vale: $N_e \sim E_e^{-\alpha}$, invece quella dei fotoni è governata dalle energie iniziali dell'e^- (ϵ_e) e del fotone (ϵ_γ). Posto $x = \epsilon_e \epsilon_\gamma / m_e^2$ (m_e è la massa a riposo dell'e^-), se $x >> 1$ la sezione d'urto del processo è circa uguale a quella di Klein-Nishina e si ha grande trasferimento di energia dall'e^- al fotone, con $E_\gamma \approx E_e$ e l'indice spettrale dei fotoni $\delta = \alpha$; se $x << 1$ la sezione d'urto è circa uguale a quella Thomson, con $E_\gamma \approx \epsilon_\gamma \gamma^2$ e $\delta = (\alpha + 1)/2$. Per e^- di energia superiore ai 10 TeV si utilizza la sezione d'urto di Klein-Nishina, altrimenti si può utilizzare quella di Thomson.

- **Interazione di adroni con gas**

  Le interazioni di adroni con gas, sono processi del tipo *adrone* (tipicamente protoni, p) - *adrone* (nucleo) e possono dar luogo a diversi canali d'uscita riassumibili, sinteticamente, come:

$$p + gas \to a\pi^{\pm} + b\pi^0 + X \tag{1.2}$$

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu \qquad \pi^- \to \mu^- + \overline{\nu}_\mu \tag{1.3}$$

$$\pi^0 \to \gamma + \gamma \tag{1.4}$$

  con a e b numeri interi.

- **Interazione di adroni con fotoni della radiazione di fondo**

  Le interazioni degli adroni (p), con fotoni della radiazione di fondo (γ_f) a 2.7 K nel regime delle micro-onde, possono dar luogo alla produzione di particelle in maniera analoga al caso precedente:

$$p + \gamma_f \to a\pi^{\pm} + b\pi^0 + X \tag{1.5}$$

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu \qquad \pi^- \to \mu^- + \overline{\nu}_\mu \tag{1.6}$$

$$\pi^0 \to \gamma + \gamma. \tag{1.7}$$

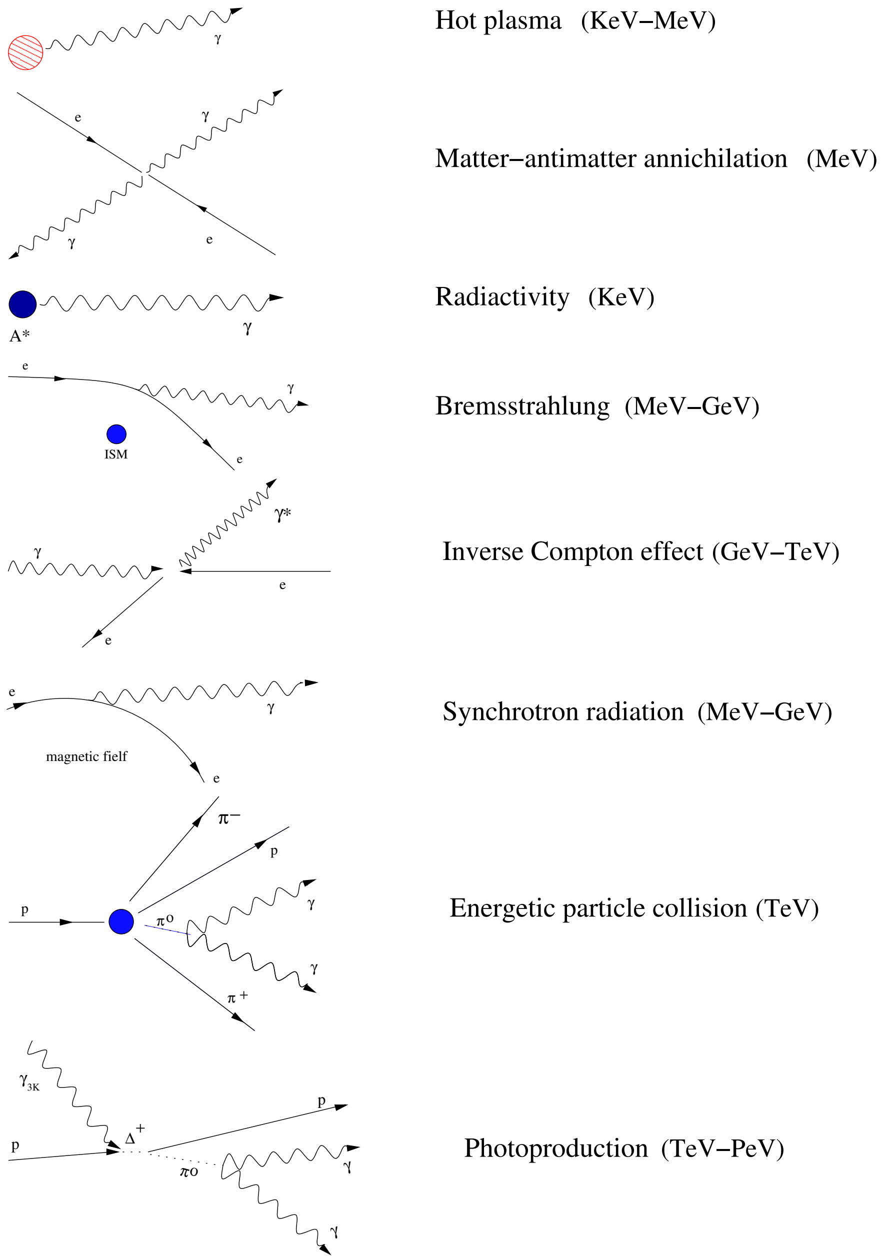

Figura 1.2: Principali processi di produzione dei raggi γ. Tra parentesi sono riportate le energie caratteristiche alle quali avvengono.

La legge di potenza per i processi adronici, nel limite in cui vale la legge di *scaling* di Feynman, presenta lo stesso indice spettrale per p, π^0 e γ: $N_p \sim E_p^{-\alpha}$, $N_{\pi^0} \sim E_{\pi^0}^{-\alpha}$ e $N_\gamma \sim E_\gamma^{-\alpha}$.

Nei processi di decadimento si hanno quindi fotoni di alta energia provenienti dai pioni neutri (π^0), e muoni (μ) e neutrini (ν) provenienti dai pioni carichi ($\pi^\pm$), anch'essi studiati dall' astrofisica delle alte energie.

I π^0 sono i principali responsabili nella produzione dei fotoni γ, hanno massa a riposo di $\sim 135\ MeV$ in unità naturali, vita media di $\sim 0.8 \cdot 10^{-16}\ s$ e decadono con una probabilità del 98.8% in due fotoni, la cui energia inizia dal range HE.

Altri processi possono dar luogo alla produzione di fotoni γ di più bassa energia come le *transizioni nucleari*, che consistono nell'emissione di un fotone con energia dell'ordine dei MeV da parte di nuclei eccitati quali: $^{12}C^*$, $^{16}O^*$, $^{26}Mg^*$ di interesse astrofisico [1]. Ancora si può avere la produzione di un fotone γ da materia "calda", oppure dall'annichilazione di una coppia elettrone/positrone (e^+e^-).

In figura 1.2 sono riportati i principali processi di produzione di raggi γ descritti nel paragrafo.

Altre interazioni dei fotoni γ riguardano la produzione di coppie e^+e^-:

$$\gamma + p \rightarrow e^+e^- + p \qquad\qquad \gamma + \gamma_f \rightarrow e^+e^- + \gamma_f \tag{1.8}$$

dove γ_f è un fotone del fondo (IR, micro-onde, etc.).

1.3 Le sorgenti dei raggi γ

L'emissione di raggi γ è il fenomeno più energetico che riguarda, in genere, gli oggetti più compatti dell'Universo.

Nella nostra Galassia, la Via Lattea, sono stati individuati diversi tipi di sorgenti: *resti di supernova*, prodotti da una violenta esplosione di stelle massive alla fine della loro vita; *pulsar*, stelle collassate velocemente rotanti su se stesse; *stelle binarie* con una delle due compatte, in grado di attrarre materia dalla compagna; inoltre è presente un *fondo diffuso di emissione γ dal piano Galattico*.

Le sorgenti extra-galattiche sono costituite principalmente dai *Nuclei Galattici Attivi* (AGN), la cui forte emissione è ascrivibile alla presenza di un *buco nero super-massiccio*. Di origine extra-galattica sono anche i *gamma ray burst*, data l'isotropia riguardante la loro direzione di provenienza e diversi *red-shift*[1] misurati; si tratta di lampi di luce nel dominio γ, molto intensi e di breve durata. Esiste, inoltre, un *fondo diffuso extra-galattico* dovuto all'emissione integrata di sorgenti non risolte singolarmente, soprattutto AGN.

1.3.1 Sorgenti Galattiche

- **Resti di supernova**

  I *Resti di SuperNova* (SNR), sono ciò che rimane dell'esplosione di una stella, quando questa termina in modo violento la propria evoluzione.

  La formazione delle stelle avviene a partire dalla contrazione di gas, costituito principalmente da idrogeno, presente in estese regioni dello spazio interstellare (*nubi*) [5].

  L'evoluzione stellare è relazionata alla massa. In generale, se una stella ha massa iniziale M_i tale che $1 \lesssim M_i/M_\odot \lesssim 8$ e una grande perdita di massa durante la sua evoluzione (mediante *vento stellare* e formazione di una *nebulosa planetaria*), finirà la sua esistenza come *nana bianca* se avrà massa finale M_f inferiore alla massa limite di Chandrasekhar ($\sim 1.4\ M_\odot$); se invece la perdita di massa è piccola, si avrà una *detonazione del carbonio*, fino ad ottenere una stella di ^{56}Fe senza resti stellari osservabili ($M_f > 1.4 M_\odot$). Se la massa iniziale è tale che $8 \lesssim M_i/M_\odot \lesssim 10$, con una perdita di massa del $20 \div 30\%$, si avrà un *buco nero* ($M_f \gtrsim 1.8\ M_\odot$), oppure l'esplosione come *SN di tipo II* con un residuo costituito da una *stella di neutroni* ($M_f \lesssim 1.8\ M_\odot$) [6]. Possono esplodere come SN anche stelle che hanno $M_i \gtrsim 10\ M_\odot$ a causa dell'elevata instabilità tra la $forza\ gravitazione$ e la $pressione\ interna$ (la massa del Sole $M_\odot \approx 2 \cdot 10^{30}\ kg$).

  L'esplosione di una SN è dovuta ad un'onda d'urto che si produce all'interno della stella, ed eietta gli involucri stellari più esterni verso lo spazio circostante. Si hanno, sostanzialmente, tre effetti:

  1) forte influenza sul mezzo interstellare circostante per la rapida espansione di materia molto calda, con grande variazione nella concentrazione di gas e polveri;

[1] Il *red-shift* indica lo spostamento verso il rosso delle righe spettrali, dovuto all'allontanamento delle galassie. *Red-shift* e distanza sono in relazione tramite la costante di Hubble, H_0.

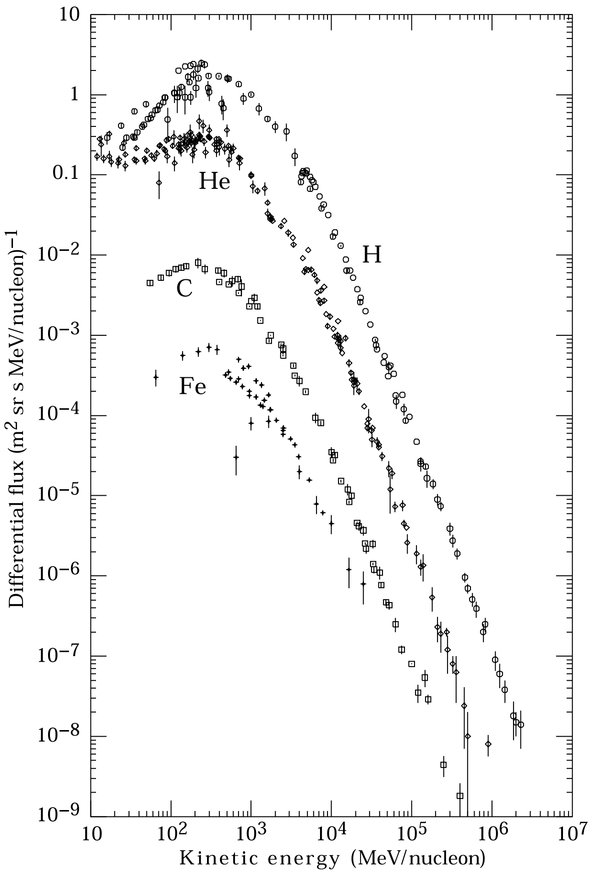

Figura 1.3: Spettro differenziale dei Raggi Cosmici [2].

2) accelerazione di RC;
3) immissione nello spazio di elementi pesanti, importanti per la formazione di stelle di nuova generazione e di pianeti.

L'energia liberata in una esplosione di SN è valutabile in $\sim 10^{52}$ erg, con grandi emissioni di *neutrini* e *onde gravitazionali*.

Lo spettro differenziale dell'energia dei RC (vedi figura 1.3) segue una legge di potenza: $dN_{RC}/dE \sim E^{-\alpha}$ con $\alpha \approx 2.5 \div 2.8$ a seconda della specie nucleare, invece, nel caldo mezzo interstellare nei pressi del SNR, è valutato essere $\alpha \approx 2.1$ [1].

Si ritiene che le SN siano le principali sorgenti dei RC, con un tasso

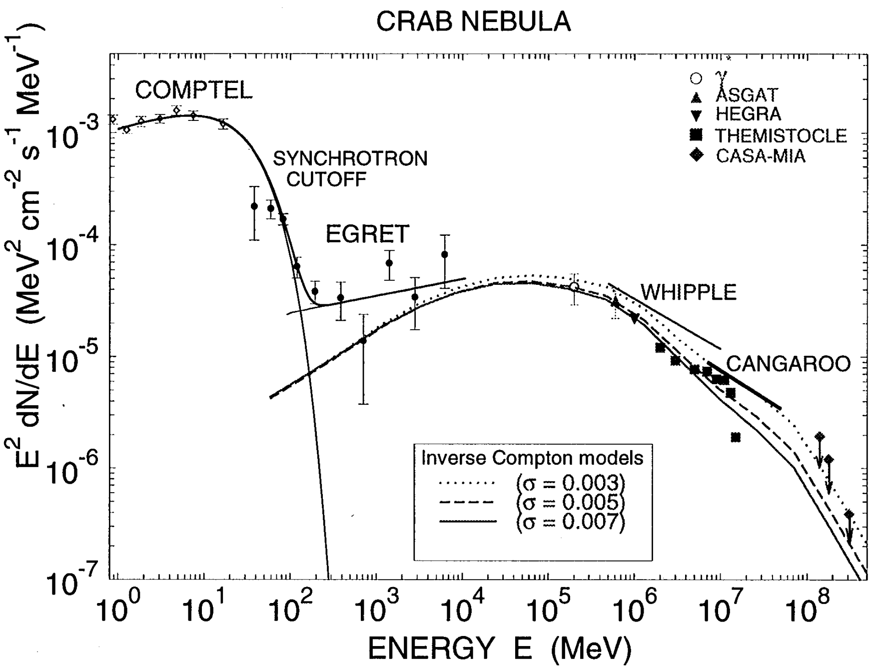

Figura 1.4: Spettro della Crab. In figura sono illustrate le misure di diversi esperimenti ed i grafici dei meccanismi di produzione ipotizzati [2].

di esplosione nella nostra Galassia di una ogni 30 anni circa. Le ultime SN osservate ad occhio nudo sono state quelle del 1987 (esplosa nella Grande Nube di Magellano), 1604 (detta di Keplero) e 1572 (detta di Tycho). Una stima dell'esplosione della SN che ha generato la Crab Nebula è di circa 900 anni fa, associata quindi alla SN del 1054. Lo spettro di energia della Crab è riportato in figura 1.4.

Allo stato attuale delle conoscenze, l'evoluzione di un SNR è definita da 3 fasi [33]:

– Nella prima fase, detta di *espansione libera*, il fronte di espansione è formato da un'onda d'urto che interagisce con l'ambiente circostante; la temperatura e la velocità di espansione sono costanti. La durata della prima fase è di ~ 100 *anni*.

– Durante la seconda fase, nota come *fase adiabatica* o di *Sedov*, il SNR decelera lentamente come $r^{-3/2}$ e si raffredda come r^{-3} (r è il raggio del SNR) . Il guscio principale è instabile, di tipo *Rayleigh - Taylor*, e il SNR si miscela con la materia eiettata dall'onda d'urto iniziale. Il miscelamento provoca anche un aumento dell'intensità del campo magnetico all'interno del guscio. Si stima, per la seconda fase, una durata di $\sim 10000 \div 20000$ *anni*.

– La terza fase, detta *radiativa* o *snow-plow*, inizia dopo che il guscio è sceso al di sotto dei 106 K, in modo da emettere energia sottoforma di radiazione in maniera più efficace. In tal modo esso si raffredda velocemente e si contrae, aumentando la sua densità e diminuendo l'emissione. Il guscio rapidamente si assottiglia ed emette per lo più nell'ottico. La sua velocità decresce come r^{-3} e l'espansione si ferma; quindi si ha un collasso del SNR, dovuto alla gravità non più contrastata. Quest'ultima fase dura tra le centinaia ed un migliaio di anni. Dopo milioni di anni il SNR sarà assorbito dal mezzo inter-stellare a causa dell'instabilità di *Rayleigh - Taylor* che fa immettere materia fuori dal guscio del SNR.

I principali processi di emissione di fotoni γ nei SNR sono quattro: il *decadimento* dei π^0, *Bremsstrahlung* da parte degli e^-, *diffusione Compton inversa* ed *emissione di sincrotrone* dovuta agli e^- per la presenza del *campo magnetico* del SNR. Dallo spettro non termico dei raggi X (assumendo la *radiazione di sincrotrone*), la rivelazione dei raggi γ ai TeV mostra essere generata dalla *diffusione Compton inversa*.

- **Pulsar**

Le *pulsar* furono scoperte nel 1967 nel dominio radio, osservando dei segnali con periodo molto elevato, da cui il nome che sta ad indicare *sorgenti radio pulsate*. Due di tali sorgenti avevano segnali particolarmente rapidi: Crab, con periodo di 33 ms e Vela, con periodo di 89 ms. Nel 1968 Pacini e Gold interpretarono i segnali come dovuti alla *rotazione di stelle di neutroni*, dotate di *forte campo magnetico*. Attualmente sono note circa 1500 pulsar radio [1].

La teoria sulle *stelle di neutroni* risale a Landau (1932); ripresa poi da Volkoff e Oppenheimer alcuni anni dopo, è stata da loro perfezionata.

Le *stelle di neutroni* sono stelle la cui densità è molto elevata, dell'ordine di 10^{15} g/cm^3; in tali condizioni i protoni dei nuclei e

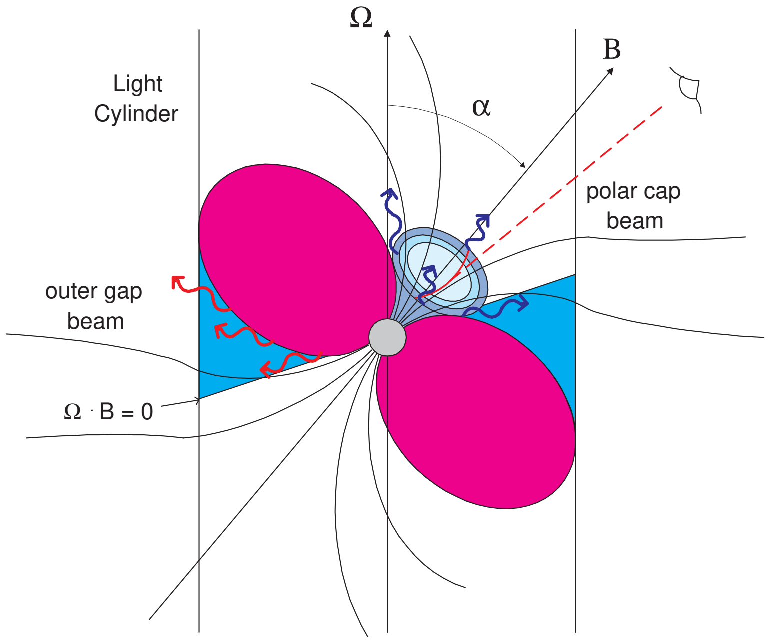

Figura 1.5: Rappresentazione del *polar cap* e dell'*outher gap*. B è l'asse del campo magnetico, mentre Ω è l'asse di rotazione (NASA/GSFC).

gli elettroni interagiscono, dando luogo ad un *decadimento* β *inverso*: $p + e^- \to n + \nu$. Tali condizioni estreme si creano per il fatto che esplode una stella come SN e la *stella di neutroni* è ciò che resta del core del *progenitore*.

Le osservazioni delle pulsar, fanno ipotizzare due modelli: il *polar cap* e l'*outher gap* [29] [30]. Nel primo caso si ha emissione solo in prossimità dell'asse del campo magnetico, nel secondo caso si comincia ad avere emissione a partire dall'ultima linea di forza *chiusa* del campo magnetico. Si sono resi necessari due modelli per il fatto che il solo *polar cap* non era in grado di spiegare le emissioni X e γ osservate. In riferimento alla figura 1.5, si può notare che: per il *polar cap* si ha un'emissione di radiazione collimata entro l'angolo α dall'asse del campo magnetico B; invece se ne ha una molto più ampia per l'*outher gap*, non presente però nei pressi dell'asse.

Il forte campo magnetico delle pulsar, che può raggiungere valori di

10^{12} *Gauss*, accelera le particelle cariche fino ad energie relativistiche, provocando *emissione di Sincrotrone* nel dominio X e γ, soprattutto da parte degli e^-. Tale meccanismo di emissione è ritenuto essere il principale processo di emissione di fotoni γ da parte delle Pulsar. Poiché l'asse di rotazione non è allineato con l'asse magnetico, si ha, nel tempo, una *modulazione nell'emissione*; la correlata perdita di energia tende a far rallentare la Pulsar, ed è possibile effettuare una stima della sua età.

- **Stelle X Binarie**

  Le *Stelle Binarie X* (XRB) consistono, generalmente, in un sistema doppio in cui una delle stelle è compatta, ovvero alla fine della sua evoluzione: *nana bianca*, *stella di neutroni* o *buco nero*.

  La loro scoperta risale al 1962 (Giacconi et al.) con una sorgente extra-solare rivelata e un brillamento X diffuso del cielo. Dieci anni dopo venne identificato il primo sistema in cui la componente compatta era un *buco nero*: Cygnus X-1, con una stella *supergigante* quale seconda componente del sistema, stimata essere $\geq 15\ M_\odot$; la stima della massa della stella compatta, era $> 3\ M_\odot$ [1].

  L'emissione X è dovuta all'accrescimento di materia sulla stella compatta, tramite la conversione dell'energia gravitazionale in radiazione, attraverso differenti processi fisici come il riscaldamento della materia. La massa fluisce dalla stella compagna alla compatta, attraverso un forte *vento stellare* per stelle massive ($\gtrsim 10\ M_\odot$), oppure con passaggio di materia tramite *lobo di Roche* attraverso il *punto lagrangiano interno*, tipico meccanismo per stelle di piccola massa (formazione di un *disco di accrescimento*, vedi figura 1.6).

  Se si considera tutta l'energia gravitazionale convertita in radiazione e si assumono valori tipici di una *nana bianca* ($M = 1.4\ M_\odot$, $R = 10^4\ km$), si calcola che il tasso di accrescimento di materia necessario per una tipica luminosità X è di $10^{-10} \div 10^{-8}\ M_\odot$.

  Per ciò che concerne l'emissione γ proveniente dalle XRB, dal 1975 fino ai primi anni '80, sono stati osservati segnali da Cygnus X-3 ed Hercules X-1. In particolare hanno stimolato una grande quantità di lavori teorici e sperimentali, le osservazioni di raggi γ ai PeV da Cygnus X-3 (con periodo di 4.8 *ore*, caratteristico del sistema), effettuate dal gruppo di Kiel [47] e confermate dall'Haverah Park array [48], entrambe pubblicate nel 1983.

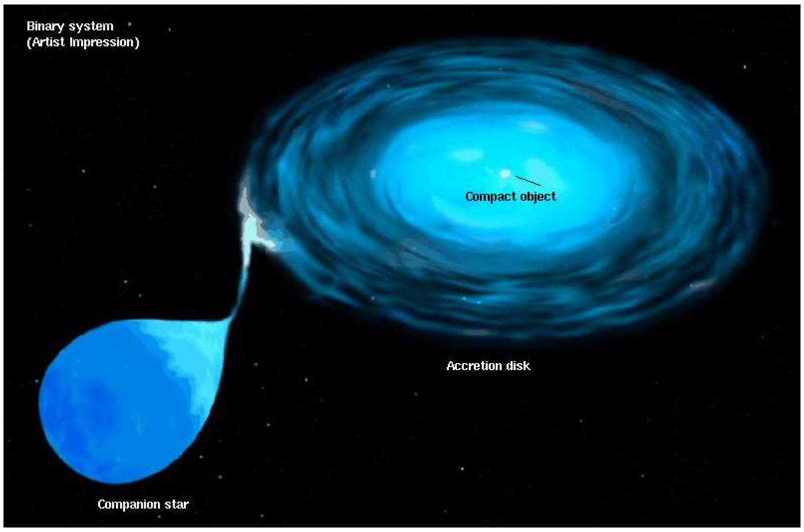

Figura 1.6: Rappresentazione di un sistema binario.

A seguito di tali osservazioni, per spiegare l'eccesso di muoni osservato, furono prodotti un gran numero di studi riguardanti le simulazioni. Ad esempio, Stanev et al. (1985) [49] produssero delle simulazioni Monte Carlo per stimare il flusso di particelle da effetto *punch-through*[2] (p-t), con il numero medio dato dall'espressione: $N_{p-t} = N(E_\gamma, s = 1.8)e^{-\Delta t/58}$ (con E_γ, energia del fotone primario; Δt, spessore del cemento utilizzato per schermare il rivelatore di muoni; N, numero medio di particelle prodotte; s, parametro *età dello sciame*), senza però riuscire a giustificare le osservazioni. Anche Fenyves (1985) [50] giunse alla stessa conclusione attraverso lo studio del parametro s, utilizzato per distinguere tra sciami prodotti da fotoni e da adroni. Contemporaneamente alle simulazioni, si ipotizzarono diversi scenari anche per le sezioni d'urto di produzione: Sthephens & Streitmatter (1985) [51] riuscirono a giustificare in parte l'eccesso di μ osservato, producendo spettri di energia di π e di μ in sciami iniziati da raggi γ; Halzen et al. (1986) [52], per sciami inclinati ($\vartheta = 30^o$) e al livello del mare, trovarono un numero di μ per *fotoproduzione diretta* ($N_\mu(f)$) dello stesso ordine di grandezza di quello generato dagli altri processi

[2] L'effetto *punch-through* consiste nell'osservazione di un "falso" muone, da parte di un rivelatore di muoni. L'effetto sarà ampiamente discusso nel Capitolo 4.

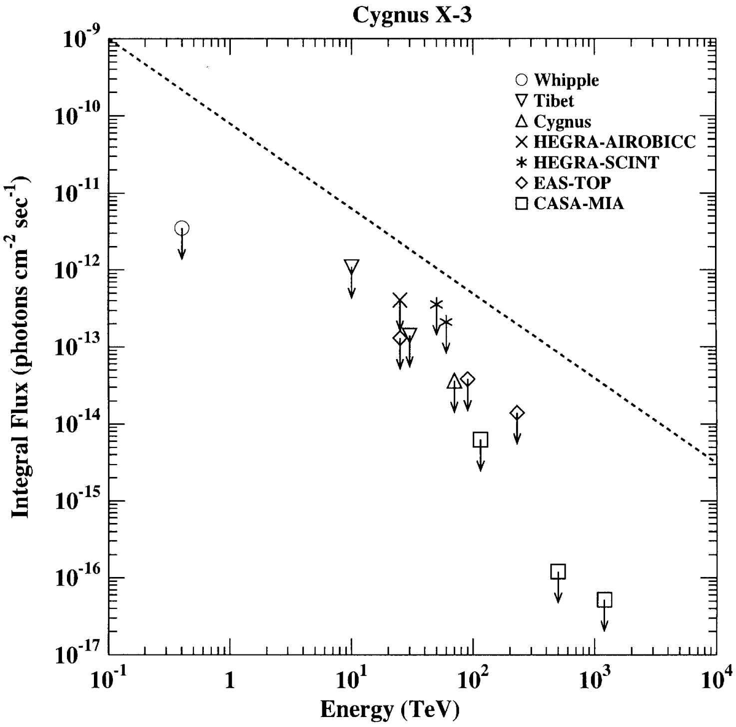

Figura 1.7: Limiti superiori del flusso integrale da Cygnus-X3. La linea tratteggiata corrisponde ad un fit degli anni '80 [2].

$(N_\mu(\pi))$: $N_\mu(f) = 9.2 \cdot 10^{-5}$ ed $N_\mu(\pi) = 2.1 \cdot 10^{-4}$ per $E_\gamma = 1\ TeV$, $N_\mu(f) = 8.4 \cdot 10^{-6}$ ed $N_\mu(\pi) = 1.3 \cdot 10^{-6}$ per $E_\gamma = 4\ TeV$; infine Dress et al. (1989) [53], utilizzando per l'interazione: $\gamma Nucleo \to \pi(\to \mu\nu)X$ la *struttura a gluoni*, produssero dei modelli in cui $N_\mu(gluoni)$ era circa un ordine di grandezza superiore ad N_μ calcolato con i metodi convenzionali. Le emissioni di Cygnus X-3 e di Hercules X-1, non sono state confermate dai dati dell'esperimento CASA-MIA, relativi al periodo 1990 - 1995 [9].

Gli studi ricordati sono solo una piccola parte di quelli prodotti, e comunque non chiariscono del tutto quali siano state le cause delle emissioni ai PeV osservate, cioè se reali, oppure dovute ad effetti strumentali (se c'è stato, e quanto peso ha avuto il *punch-through*) o ad una "cattiva" elaborazione dei dati.

Comunque non sono stati osservati fotoni di energia superiore ai TeV provenienti da XRB, da nessun esperimento dopo l'episodio ricordato.

In figura 1.7 sono riportati i limiti superiori del flusso integrale da Cygnus-X3, dai quali si può dedurre che non c'è emissione ai TeV; la linea tratteggiata corrisponde ad un fit estrapolato negli anni '80.

- **Fondo diffuso dal piano Galattico**

  In generale si parla di emissione *diffusa* quando ci si riferisce alle *sorgenti* non puntiformi. Tale emissione è dovuta, in prevalenza, a sorgenti di raggi γ "raggruppate" in piccole porzioni di cielo e quindi non osservabili singolarmente, oppure ad estese regioni di gas inter-stellare (*molecular cloud*), in cui si ha forte interazione con i RC e successiva produzione di fotoni γ (vedi relazioni 1.2 e 1.4). A dar luogo all'emissione *diffusa* possono essere anche i RC, per lo più protoni, che interagiscono con fotoni del fondo a micro-onde, provocando la produzione di π^0 con successivo decadimento in due fotoni γ (vedi relazioni 1.5 e 1.7). I raggi γ prodotti in tal modo, possono avere un'energia molto maggiore di quelli prodotti dalle sorgenti ordinarie, di norma non superiore ad alcune decine di TeV.

  I più importanti processi di produzione di raggi γ, dovuti ai RC, sono:

  1. il decadimento dei π^0 in due fotoni, prodotti dalla collisione con gas inter-stellare;
  2. Bremsstrahlung degli e^- relativistici in interazione con il gas del mezzo inter-stellare;
  3. emissione Compton inverso degli e^- relativistici interagenti con il *campo di Radiazione Infrarosso* e di *micro-onde*.

  Nel piano della nostra Galassia è stato osservato, fin dai primi esperimenti, un *fondo diffuso di radiazione* γ attribuibile all'azione di diverse deboli sorgenti puntiformi e ai RC.

  Anche in questo caso il satellite CGRO ha dato un apporto fondamentale con le mappe realizzate dagli strumenti COMPTEL ($0.7 \div 30\ MeV$) ed EGRET ($> 100\ MeV$, vedi figura 1.21). Gli esperimenti al suolo hanno osservato tale emissione, ad energie maggiori di EGRET.

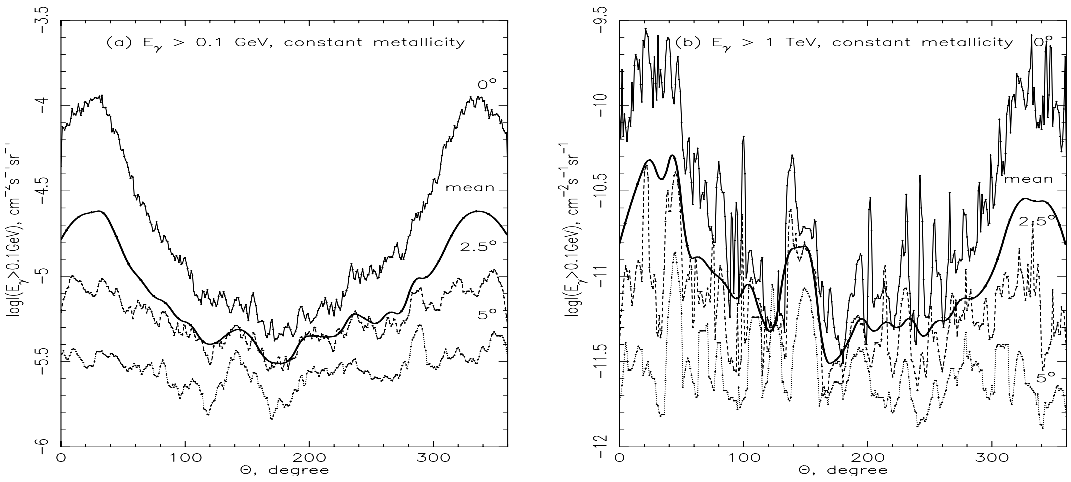

Figura 1.8: Previsioni sul flusso del *diffuso* in funzione delle coordinate galattiche. A sinistra per $E_\gamma > 0.1\ GeV$, a destra per $E_\gamma > 1\ TeV$ [15].

Si rimanda al paragrafo successivo per un elenco delle osservazioni effettuate al suolo a partire dagli anni '90.

Dal punto di vista teorico, di recente è stato sviluppato un modello da Erlykin & Wolfendale [14] per la predizione dell'intensità dei raggi γ di energia $> 0.1\ GeV$ e $> 1\ TeV$, in funzione delle coordinate galattiche (*latitudine*, b e *longitudine*, l); il modello è stato costruito a partire da un loro lavoro sui SNR e da misure della distribuzione di gas nella Galassia. In particolare le osservazioni di EGRET hanno messo in evidenza uno spettro dei RC più piccato verso l'interno della Galassia, rispetto all'esterno; ciò è stato giustificato dagli autori proponendo una "diffusione anomala delle particelle". In figura 1.8 sono riportate le previsioni per $|b| < 5^o$. I dati di EGRET risultano in buon accordo con la teoria [14].

1.3.2 Sorgenti extra-galattiche

- **Nuclei galattici attivi**

  I *Nuclei Galattici Attivi* (AGN), sono le regioni centrali di galassie che appaiono particolarmente compatte ed emettono su gran parte

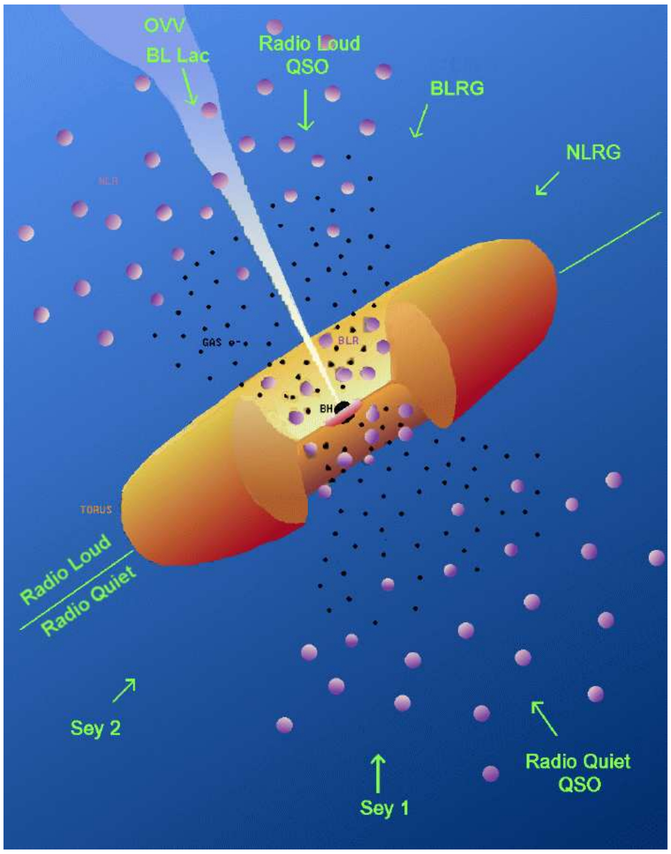

Figura 1.9: Modello unificato degli AGN.

dello spettro elettromagnetico. Furono scoperti nel 1943 da Seyfert, da cui prende il nome una particolare classe di AGN.

Circa il 3% delle galassie sono "attive", raggruppabili in 6 classi, 3 delle quali *radio-loud* ($10 \div 15\%$ degli AGN). Esiste un *modello unificato* che spiega le distinzioni osservate fra le varie classi, considerando il diverso angolo di osservazione di un AGN. Nel caso degli AGN *radio-loud*, esso prevede 2 getti opposti e collimati di materia relativistica e radiazione, generati da un *buco nero super-massivo* ($> 10^6\ M_\odot$), circondato da un disco di accrescimento (vedi figura 1.9). Se consideriamo meccanismi puramente e.m., abbiamo la seguente schematizzazione: gli e^- accelerati da *onde d'urto*, in presenza di un *campo magnetico*,

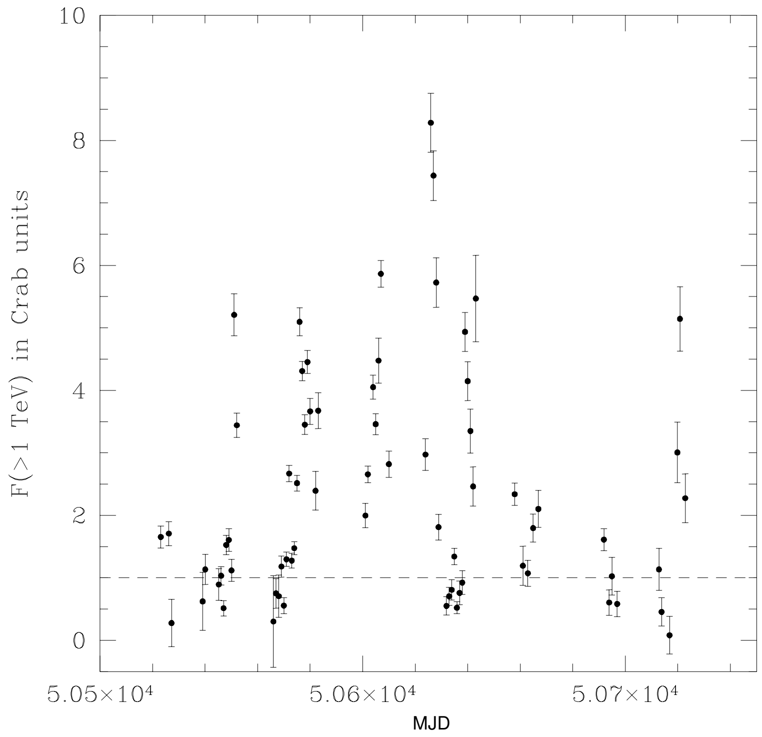

Figura 1.10: Il *flare* di Mrk 501 del 1997. Sull'asse x, relativo ai tempi, sono riportati i *giorni giuliani*.

emettono fotoni di energia fino ai GeV (*radiazione di sincrotrone*); successivamente i fotoni acquistano energia dagli e^- tramite *diffusione Compton inversa*, raggiungendo un'energia massima di alcune decine di TeV. Così viene spiegata la grande luminosità tipica degli AGN di $\sim 10^{47}\ erg/s$, contro la luminosità totale di una galassia ordinaria di $\sim 10^{44}\ erg/s$ [1].

Particolare attenzione è rivolta ai *blazar*, che sono AGN con uno dei getti rivolti verso la Terra. I *blazar* hanno un'emissione estremamente variabile, che può andare dai giorni alle ore. Lo spettro di potenza si può presentare come "misto termico" oppure "non termico". Per 3C273 (primo caso) si hanno 4 massimi associabili ai seguenti meccanismi di produzione: *emissione di sincrotrone* di e^- relativistici ($Radio \div IR$

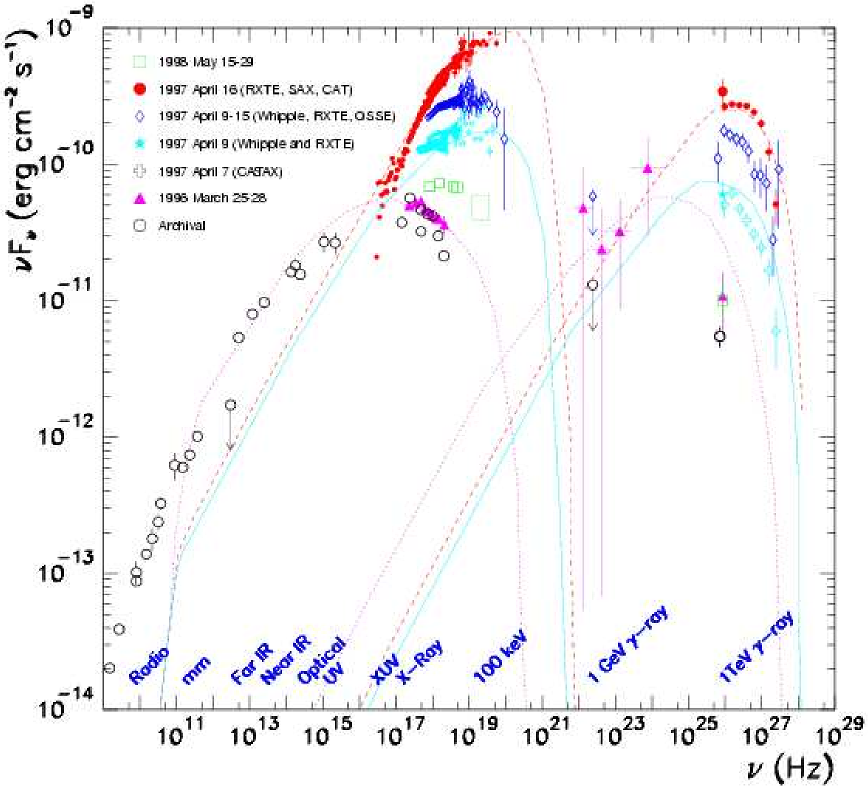

Figura 1.11: Flusso di Mrk 501 misurato da diversi esperimenti, su tutto lo spettro e.m.

lontano); emissione termica dalla polvere toroidale di molecole (IR); emissione dal disco di accrescimento (UV); *radiazione Compton inversa* tra e^- relativistici e fotoni soft (X e γ). Esempio di *spettro non termico* è 3C279, con 2 soli meccanismi: *emissione di sincrotrone* (*Radio*$\div$*UV*) e *Compton inverso* (X e γ).

Dal 1990 al 2001 sono stati rivelati raggi γ nel range di energia VHE provenienti da 8 *blazar*, tutti del tipo BL LAC. Mrk 421 e Mrk 501, entrambi scoperti da Whipple, sono le principali di tali sorgenti;

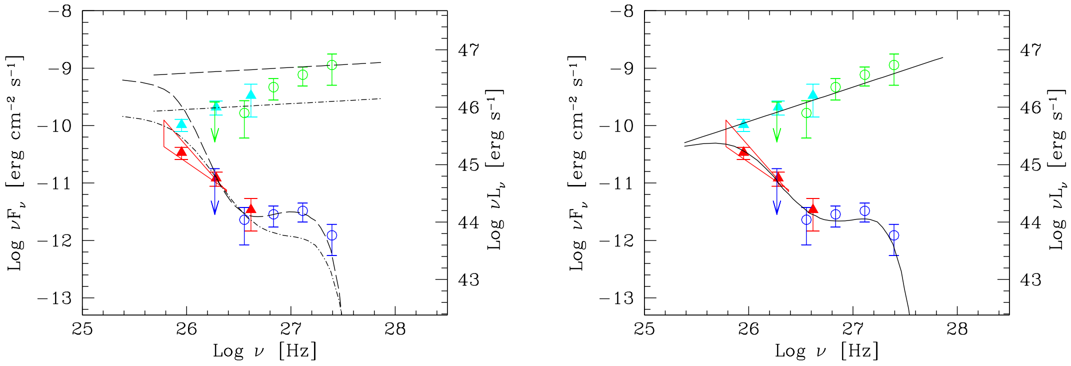

Figura 1.12: Distribuzioni dello spettro di energia del *blazar* 1426+428 [31].

Mrk 421 ha un flusso pari al $30 \div 50\%$ della Crab, Mrk 501 esibisce un flusso variabile fra $0.1 \div 8$ volte quello della Crab (vedi figura 1.10). Tale emissione raggiunge i TeV, ed è anch'essa spiegabile tramite il jet relativistico utilizzato per le emissioni ai MeV-GeV. Lo spettro di Mrk 501 in VHE mostra 2 picchi: il primo ai raggi X *hard* dovuto all'*emissione di sincrotrone* e il secondo ai raggi γ dovuto all'*emissione Compton inversa*. In figura 1.11 sono riportate le osservazioni del flusso di Mrk 501 su tutto lo spettro e.m. e per diversi esperimenti. Da notare i due picchi, dovuti ai meccanismi di emissione appena menzionati; inoltre, è evidente una variabilità nell'emissione fino a circa un ordine di grandezza che, nel 1997, ha fatto registrare un flusso fino a ~ 8 *volte il flusso della Crab* (vedi figura 1.10).

L'interazione *fotone* γ - *fotone del fondo IR*, provoca un taglio esponenziale nello spettro di potenza dei *blazar*, tanto maggiore, quanto più grande è la loro energia e la loro distanza, ovvero il *red-shift*, z (per maggiori dettagli si rimanda al paragrafo 1.4.2.). Infatti, il più distante *blazar* osservato con certezza è il 1426+428, con $z = 0.129$.

Costamante et al. [31] (2003) hanno elaborato i dati presi ad energie dei TeV da HEGRA e da Whipple riguardanti 1426+428, ricavando uno spettro particolarmente ripido, una volta sottratto l'assorbimento IR. In riferimento alla figura 1.12, si considerino in modo separato i dati di HEGRA (cerchi) e quelli di Whipple (triangoli) nel grafico di sinistra; se ai dati viene sottratto l'assorbimento IR relativo al modello di Primack (2001), si ricavano le due rette con indice spettrale $\alpha = 0.9$.

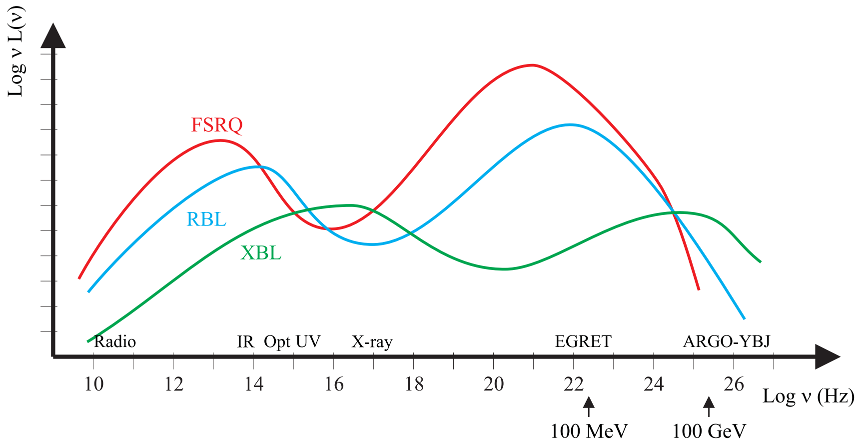

Figura 1.13: Luminosità differenziale dei *blazar*, in funzione della frequenza. In basso sono riportate le energie osservate da EGRET e da ARGO-YBJ [8].

Se si considerano simultaneamente i dati di HEGRA e di Whipple, si ottiene la curva nel grafico di destra e, sottratto l'assorbimento IR relativo al suddetto modello, si estrapola la retta con $\alpha = 0.4$, che approssima molto meglio i dati dei due esperimenti.

Il meccanismo di emissione più probabile nei *blazar*, come ricordato sopra, è costituito dalla sequenza: *radiazione di sinctrotrone - effetto Compton inverso*. Quindi, un e^- emette un fotone di energia fino circa ai keV, che successivamente interagisce con un altro e^- acquistando da esso energia fino a raggiungere le centinaia di GeV. In tal modo si ottiene la luminosità X e γ dei *blazar*.

In figura 1.13 è riportato un grafico della luminosità differenziale dei *blazar*, in funzione della frequenza; i due massimi, sono dovuti: il primo alla *radiazione di sincrotrone* e il secondo all'*effetto Compton inverso* [8]. Nella stessa figura sono riportate tre classi di *blazar*: *Spectrum Radio Quasars* (FSRQ), *Radio selected BL Lac* (RBL) e *X-ray selected BL Lac* (XBL). La classe XBL produce il secondo massimo ad energie non osservate da EGRET, ecco perché molti di tali oggetti non sono stati rivelati da esso ma dagli apparati al suolo fino alle energie dei TeV. Questa caratteristica degli XBL li rende buoni candidati per le osservazioni di ARGO-YBJ.

Finora, per spiegare le emissioni, sono stati coinvolti solo gli e^- e i fotoni; esiste anche un "modello adronico" che studia la possibilità di accelerare *adroni* (essenzialmente protoni) fino ad energie di 10^{20} eV, per il fatto che tali particelle, a differenza degli e^-, non perdono frazioni apprezzabili di energia sottoforma di emissione di fotoni, se accelerate. Dall'interazione tra p e *fotoni del fondo*, poi, si ha la produzione di π^0, con successivo decadimento in fotoni γ, e altre particelle, come discusso nel paragrafo 1.2. Questo modello spiega quindi i due picchi osservati, come dovuti alla *radiazione di sincrotrone* (il primo) e a processi *adronici* (il secondo). Però, essendo dovuti a popolazioni diverse di particelle, non dovrebbero mostrare la correlazione tra le frequenze che invece si evidenzia nel modello leptonico, il quale risulta, pertanto, più favorito [2].

- **Fondo diffuso extra-galattico**

  Tutto il *fondo diffuso* che si osserva nel cielo di origine *extra-galattico*, è noto come EBR.

  L'EBR è relazionato alla formazione e all'evoluzione delle galassie; esso è presente in quasi tutte le bande dello spettro e.m. (radio, micro-onde, ottico, X e γ), in particolare ai raggi γ (EGB) si ha una densità di energia di $\sim 8.2\ eV/m^3$, con una densità di fotoni di $\sim 1.3 \cdot 10^{-6}\ fotoni/m^3$ [1].

  Per l'EGB, la separazione fra la componente Galattica ed extra-galattica si è avuta inizialmente ad energie $\gtrsim 50\ MeV$, mentre solo di recente è stato possibile effettuarla ai MeV. Pertanto, nella banda $\sim 0.1 \div 10\ MeV$, ci si riferisce, in generale, al fondo cosmico γ diffuso.

  I meccanismi di produzione di raggi γ nelle sorgenti, come ricordato in precedenza, sono in grado di produrre, in genere, fotoni di energia non superiore ad alcune decine di TeV; quelli di energia maggiore sono prodotti dai RC attraverso interazioni *adrone - gas* (vedi equazioni 1.2 e 1.4) e *adrone - radiazione di fondo* (vedi equazioni 1.5 e 1.7).

  Nel 1990 Halzen et al. [7] hanno elaborato un modello dei fotoni prodotti da interazioni di RC, dando una stima del rapporto (R) tra il flusso dei raggi γ prodotti da RC extra-galattici interagenti con i fotoni del fondo a 3 K ($I_{\gamma_{3K}}$) e il flusso di protoni (I_p), nell'intervallo $1 \div 1000\ TeV$. R è riportato in figura 1.14. Da notare il *pile up* di fotoni a 100 TeV, seguito da un crollo di eventi dovuto alla drastica diminuzione della sezione d'urto d'interazione $p - \gamma_{3K}$. Secondo i loro

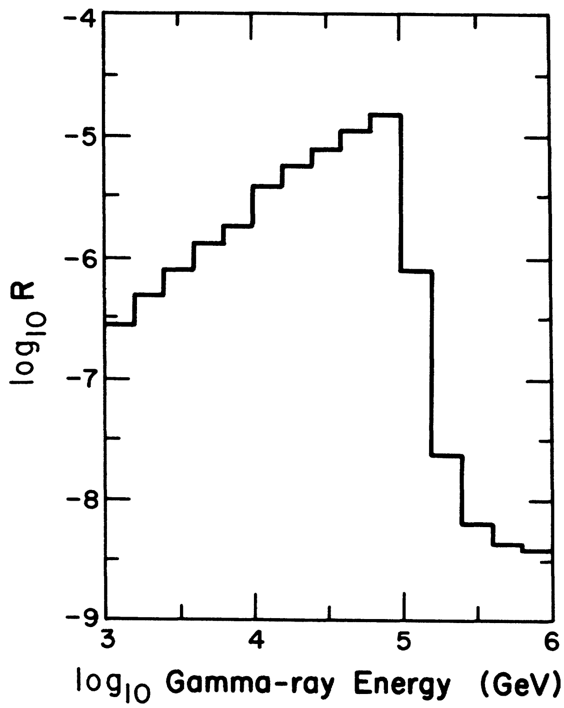

Figura 1.14: Rapporto tra il flusso dei raggi γ prodotti da RC extra-galattici interagenti con i fotoni del fondo a 3 K e il flusso di RC, nell'intervallo $1 \div 1000\ TeV$ [7].

risultati, il rapporto:

$$R(E) = \frac{I_{\gamma_{3K}}}{I_p} \tag{1.9}$$

aumenta tra $\sim 4{\cdot}10^{-7}$ a $\sim 2{\cdot}10^{-5}$, nell'intervallo di energia $1{\div}100\ TeV$. Non sono quindi attesi raggi γ di energia $\gtrsim 100\ TeV$ da nessuno dei meccanismi di produzione, sia dalle sorgenti che dalle interazioni dei RC.

- **Gamma Ray Bursts**

  I *Gamma Ray Burst* (GRB) sono il fenomeno più rapido ed energetico, noto.

  Scoperti per caso dai satelliti VELA nel 1967, si presentano come un breve e violento lampo di radiazione γ. I GRB sono classificati in

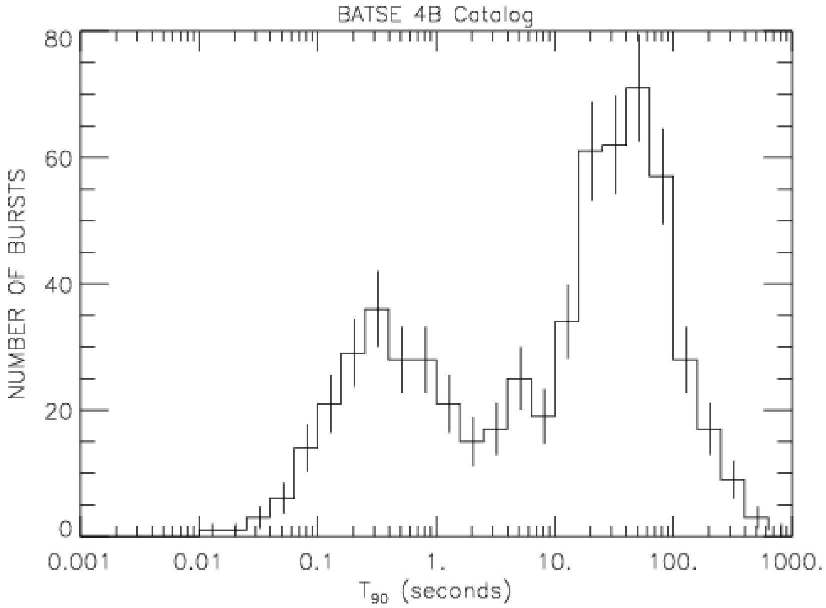

Figura 1.15: Istogramma relativo ai 2 diversi tipi di GRB osservati [10].

due tipi a seconda della durata, che può essere di $\sim 2\ s$ (GRB brevi) o molto maggiore (GRB lunghi); quelli brevi sono $\sim 1/3$ del totale (vedi figura 1.15) [10].

L'origine dei GRB era incerta se Galattica oppure extra-galattica, fino agli anni '90. Con il lancio del satellite CGRO (1991), in particolare con i dati raccolti dall'esperimento BATSE (range $20 \div 600\ keV$) ed EGRET ($\sim 100\ MeV$), è ragionevole supporre la natura extra-galattica degli eventi, per l'isotropia spaziale mostrata. Un apporto fondamentale l'ha dato il satellite Beppo-SAX (esperimento WFC, con range $2 \div 25\ keV$): grazie alla precisione nella localizzazione della sorgente con una indeterminazione di pochi minuti d'arco, si è reso possibile il puntamento dei GRB con tutta un'altra serie di esperimenti operanti nell'ottico, IR e radio. È stato così possibile osservare il "dopo" GRB (*afterglow*), almeno per quelli lunghi; in totale sono stati osservati gli *afterglow* ottici di $\sim 50\%$ dei GRB lunghi. In figura 1.16 sono riportati i GRB osservati da BATSE (IV Catalogo).

Fino all'ottobre 2003 sono stati misurati 35 *red-shift* di GRB con $0.4 \lesssim z \lesssim 4.5$ (tranne GRB 980425 con $z = 0.008$, associato alla SN

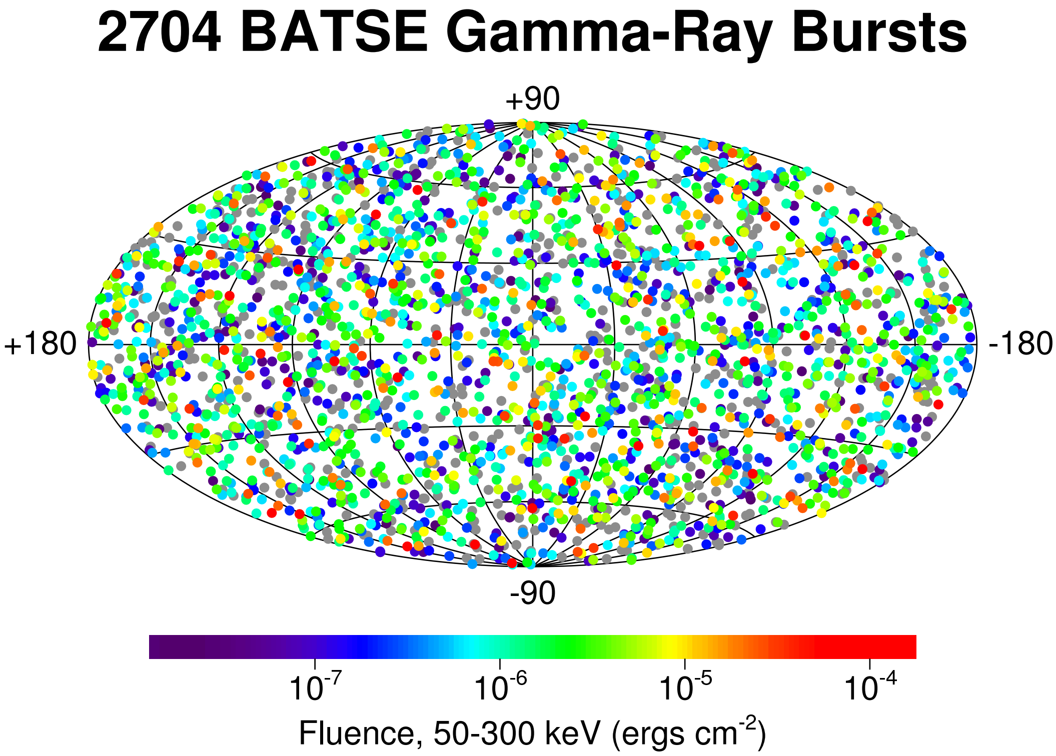

Figura 1.16: Mappa dei GRB osservati da BATSE (IV Catalogo); passando dal blu al rosso la fluenza è crescente.

1998 bw), con solo 4 aventi $z \gtrsim 1.8$. In figura 1.17 è riportata la distribuzione dei GRB in funzione di z; da notare il picco a $z = 1$, che corrisponde a distanze cosmologiche.

Assumendo un'emissione isotropa per i GRB in questione, l'energia emessa varia da $\sim 10^{51}$ erg a $\sim 10^{55}$ erg, con massa equivalente trasformata in energia da $\sim 1/1000\ M_\odot$ a $\sim 20\ M_\odot$.

Il modello più accettato per spiegare i GRB, è il *Fireball Model*. Esso prevede un'emissione di radiazione in equilibrio *quasi-termico* con la materia, con formazione di coppie e^+e^- accelerate relativisticamente dall'alta pressione interna del *progenitore*. Quando la temperatura[3] scende sotto i $50 keV$, si ha annichilazione delle coppie; la presenza di

[3] L'energia e la temperatura sono in relazione lineare, tramite la costante di Boltzmann k_B.

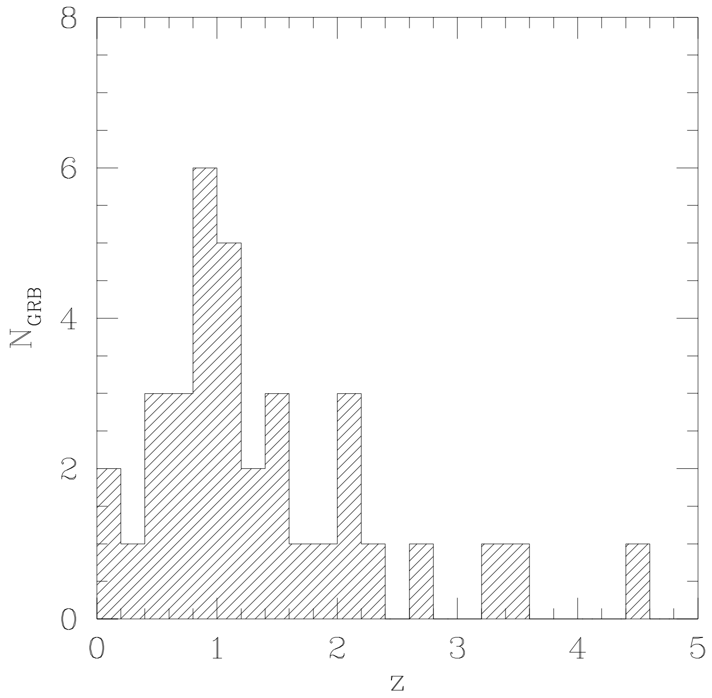

Figura 1.17: Distribuzione dei GRB in funzione di z. Il grafico è aggiornato all'ottobre 2003.

una piccola massa barionica nell'ambiente circostante ($\sim 10^{-6}\ M_{\odot}$) rende opaca la *Fireball* alla diffusione Thomson e la radiazione provoca una sua continua accelerazione fino a convertirla in un enorme volume in movimento; dopo questa fase la *Fireball* si espande a velocità costante e in alcuni punti diventa trasparente, in modo da permettere il passaggio della radiazione.

Si ipotizzano, per il *progenitore* dei GRB, tre scenari:

1) fusione di due *stelle di neutroni*;
2) collasso del *core* di una stella "molto-massiccia" (*collapsar*);
3) collasso in un *buco nero* di una *stella di neutroni* "sovra-massiccia", che decelera dopo un'esplosione di supernova (*supranova*).

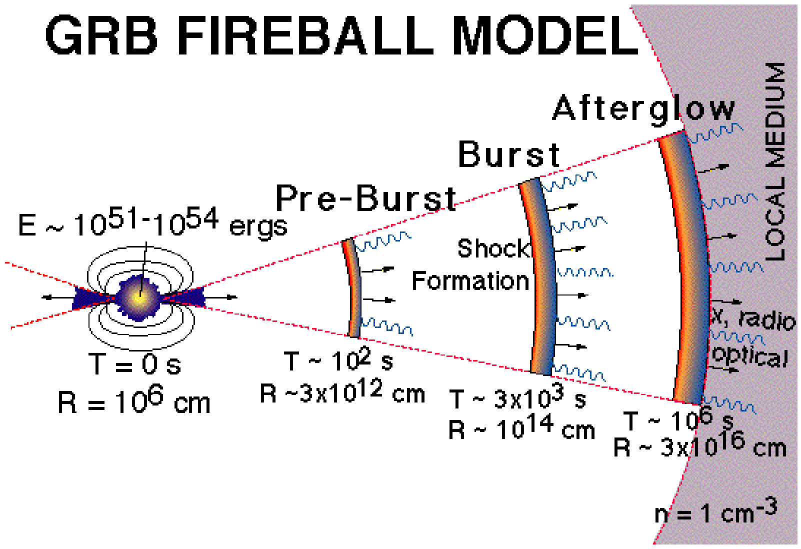

Figura 1.18: Rappresentazione del modello di *Fireball* per i GRB [10].

Si calcola che per un *buco nero* di $\sim 10\ M_{\odot}$ l'energia rotazionale estraibile vale $\sim 5 \cdot 10^{54}$ *erg*, in grado quindi di giustificare le energie osservate. Con le prossime ricerche si pensa di riuscire ad associare i 2 diversi tipi di GRB osservati, con i diversi tipi di progenitori ipotizzati. In figura 1.18 è riportata una rappresentazione del modello di *Fireball*.

1.4 Stato delle osservazioni

Le osservazioni dei raggi γ possono avvenire tramite rivelatori posti su satellite, oppure attraverso apparati posti al suolo.

Gli esperimenti in orbita permettono l'**osservazione diretta dei fotoni** γ, con rivelatori del tipo di quello usato per EGRET, in grado di far interagire un fotone, producendo una coppia e^+e^-, per poi misurarne i *tempi di volo* (grazie a due camere a scintilla) e l'energia (attraverso uno scintillatore di spessore pari a 8 lunghezze di radiazione, l.r.[4]); si resce così a risalire alla posizione e all'energia della sorgente, con una risoluzione su quest'ultima

[4] Una l.r. per Bremsstrahlung è definita come la distanza lungo la quale un e^- relativistico perde il 63% dell'energia per tale emissione; nell'aria, una l.r. per emissione è circa uguale ad una l.r. per creazione di coppie e^+e^- (9/7).

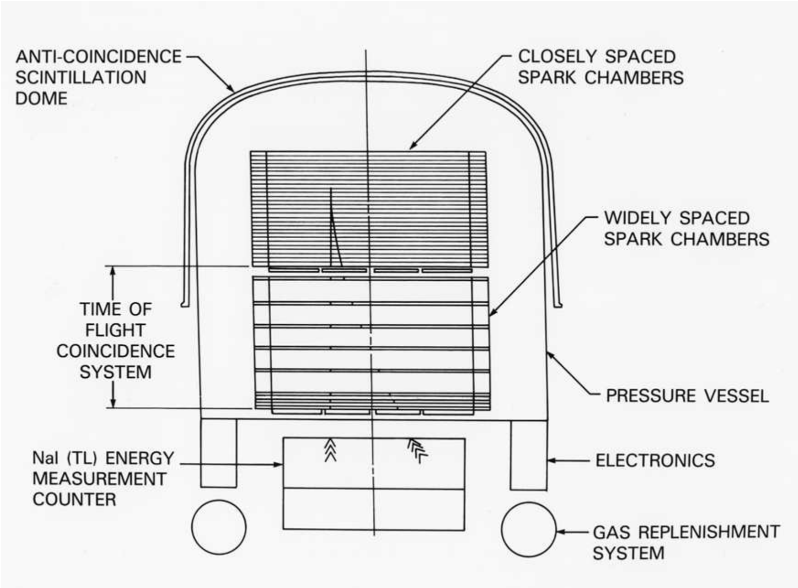

Figura 1.19: Schema del rivelatore EGRET [2].

del 20%. Lo schema del rivelatore è riportato in figura 1.19.

Gli esperimenti al suolo, a differenza di quelli dallo spazio, rivelano i prodotti d'interazione tra i fotoni γ e l'atmosfera terrestre, cioè gli **Sciami Atmosferici Estesi** (**EAS**), costituiti da particelle che si generano per *fotomoltiplicazione* (componente *adronica* dello sciame) e per interazione e.m. (componente *elettromagnetica* dello sciame).

La probabilità che si abbia interazione tra un fotone γ e l'atmosfera è molto elevata, $\sim e^{28}$, essendo lo spessore dell'aria $\approx 1033\ g/cm^2$ corrispondenti a 27 $l.r.$

Per rivelare gli sciami si possono avere singoli **telescopi Čerenkov** (come Whipple), che sfruttano l'omonimo effetto riguardante le particelle cariche che in un mezzo (nel caso in questione l'aria) hanno una velocità maggiore della luce (c) nel mezzo stesso, emettendo fotoni sotto un angolo ϑ rispetto alla direzione del moto e dipendenti dalla velocità della particella (v) e dall'*indice di rifrazione* del mezzo (n): $\cos\vartheta = \frac{1}{n \cdot v/c}$; oppure si possono utilizzare gli **apparati di sciame**, che fanno uso di diversi tipi di rivelatori estesi su una certa area, atti a rivelare le particelle dello sciame (in genere quelle cariche) e riuscendo poi a ricostruire la direzione di provenienza e l'e-

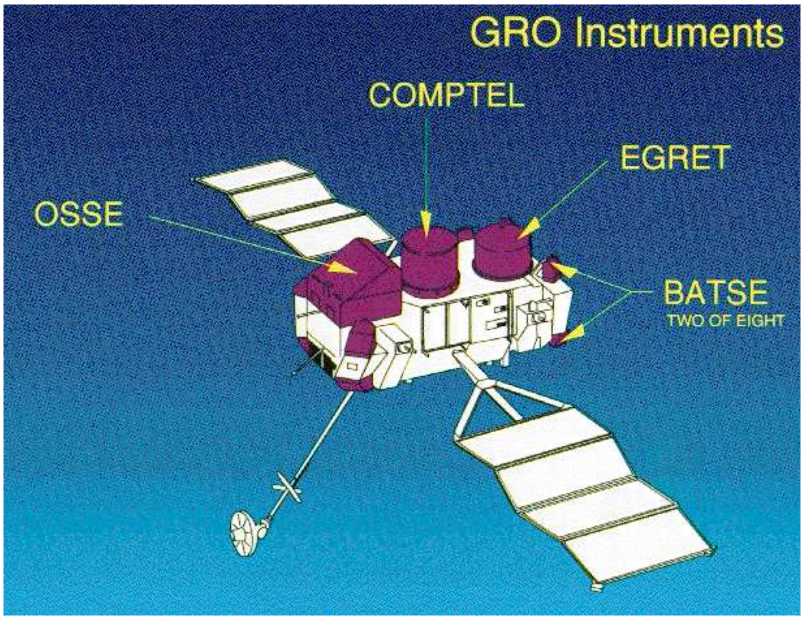

Figura 1.20: Il satellite Compton Gamma Ray Observatory.

nergia del *primario*.

In generale le sorgenti osservate si dividono in due classi: quelle che presentano una *legge di potenza*, come la Crab, e quelle che presentano un *cutoff* alle alte energie, non ancora chiarito se dovuto alle sorgenti, all'assorbimento durante la propagazione, oppure da limiti intrinseci dei dispositivi. La gran parte degli spettri sono *non termici*, l'energia è distribuita secondo uno *spettro di potenza*, $E^{-\alpha}$, con l'*indice spettrale* $2 < \alpha < 3$; l'intensità può variare dalle ore ai giorni.

1.4.1 Osservazioni dallo spazio

Con il lancio del satellite EXPLORER 11, nel 1961, iniziarono le osservazioni del cielo in raggi γ; diversi altri esperimenti hanno apportato contributi, come COS-B che ha prodotto la prima mappa dettagliata della Via Lattea, di sorgenti γ. La svolta nelle conoscenze dell'astronomia γ, si è avuta con il satellite *Compton Gamma Ray Obserbatory* (CGRO), in orbita dal 1991 al 2000, con 4 strumenti a bordo (vedi figura 1.20):

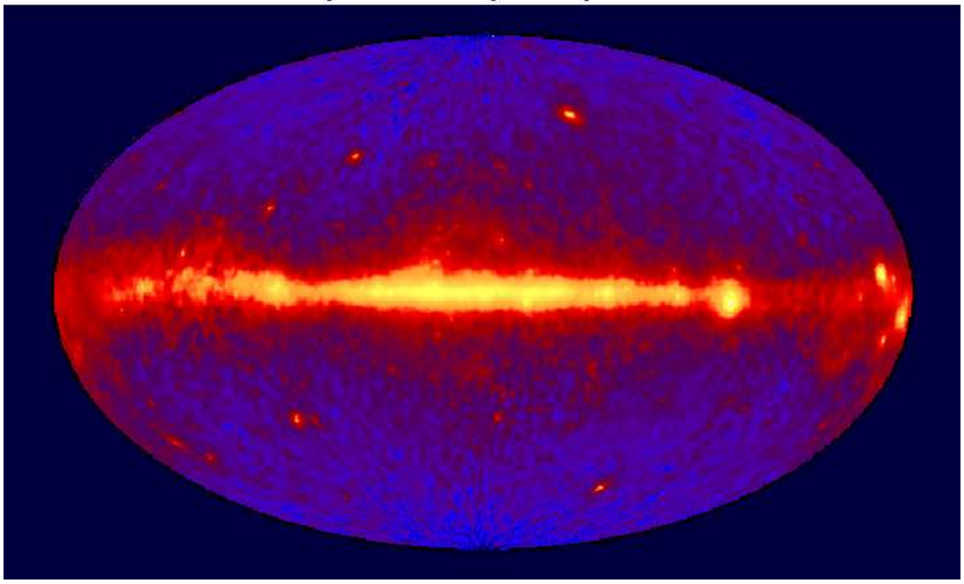

Figura 1.21: Mappa del cielo di EGRET ad energia > 100 MeV (III Catalogo).

1. OSSE, sensibile ai raggi γ nell'intervallo 50 $keV \div 10\ MeV$, costituito da 4 rivelatori a cristalli ognuno dei quali poteva essere indipendente e ruotato di 192^o intorno ad un asse ortogonale a quello di puntamento; osservava il cielo a largo campo, applicando la tecnica on/off.

2. BATSE, operante nell'intervallo di energie 20 $keV \div 600\ keV$, ha permesso la rivelazione dei GRB (vedi figura 1.16) con un rivelatore costituito da 8 moduli, ognuno dei quali assemblato in modo da contenere 2 rivelatori a scintillazione.

3. COMPTEL, sensibile ad energie 0.7 $MeV \div 30\ MeV$, ha osservato 32 sorgenti grazie a 2 schiere di rivelatori: uno costituito da scintillatori a cristalli liquidi a *basso numero atomico* (Z), e l'altro a cristalli ad *alto Z*.

4. EGRET, in grado di di rivelare fotoni di energia 20 $MeV \div 30\ GeV$, ha osservato decine di sorgenti fino ad allora sconosciute, *Solar Flare* e sorgenti note, per un totale di 273 sorgenti con energia > 100 MeV

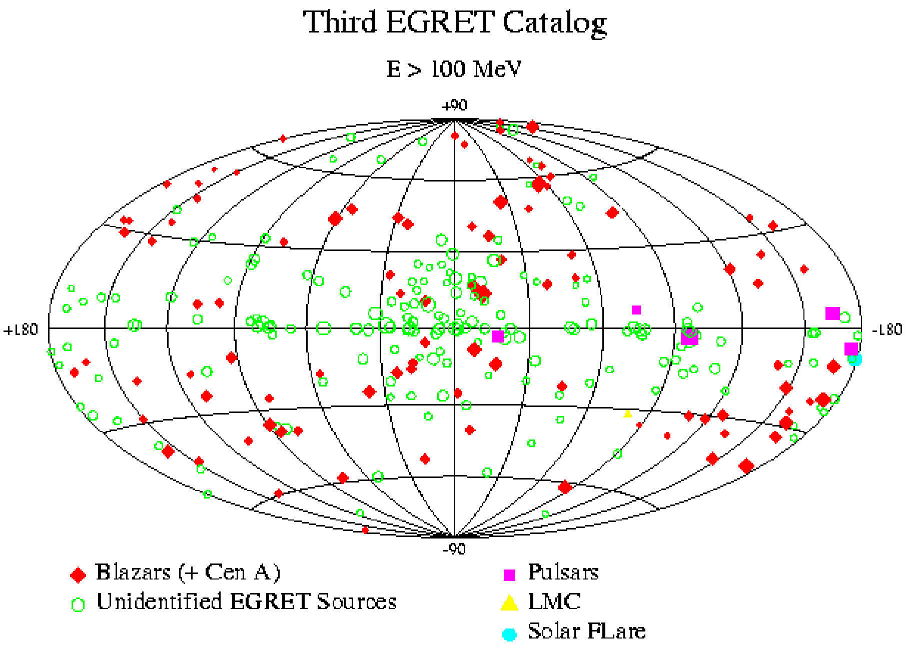

Figura 1.22: Tipologia delle sorgenti osservate da EGRET con energia > 100 MeV (III Catalogo).

(38 Galattiche, tra cui 6 pulsar: Crab, Vela, Geminga, PSR 1055-52, PSR 1706-32 e PSR 1706-44, tutte con energia fino ai TeV; sorgenti non pulsate, poi confermate da telescopi Čerenkov e 25 extra-galattiche, tra le quali i *blazar* Mrk 421 ed Mrk 501, anch'essi osservati da telescopi Čerenkov).

In figura 1.21 è riportata la mappa del cielo osservata da EGRET con energia > 100 MeV; in figura 1.22 le sorgenti con energia > 100 MeV sono raggruppate per tipologia.

Le misure di EGRET del flusso differenziale di raggi γ, ad energia > 100 MeV, hanno dato il seguente risultato: $I_\gamma = (1.45 \pm 0.05) \cdot 10^{-5}$ $fotoni/cm^2 \cdot s \cdot sr$, ed un valore dell'indice spettrale $\alpha = 2.10 \pm 0.03$ [32] (vedi figura 1.23).

Attualmente non ci sono in orbita satelliti per osservazioni di raggi γ di alta energia, si attende il lancio di GLAST programmato nel 2006. L'espe-

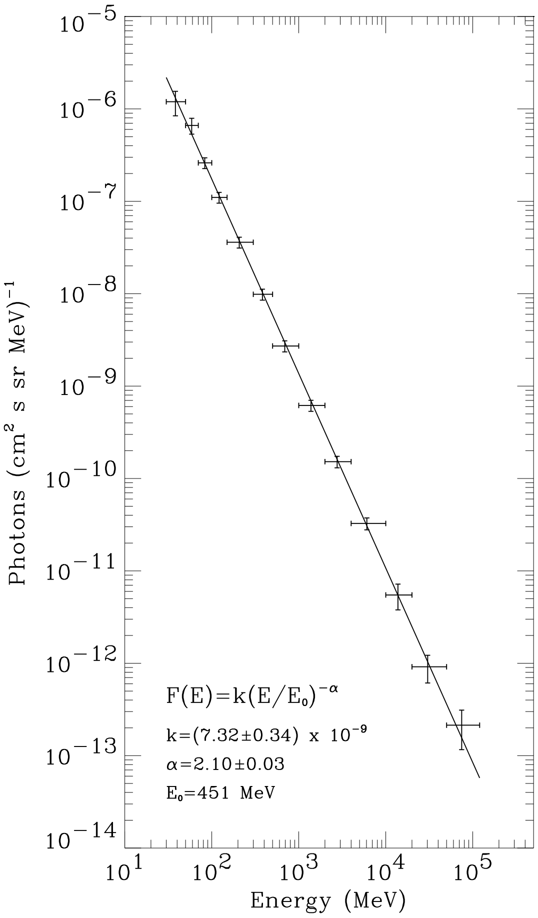

Figura 1.23: Spettro differenziale dei raggi γ misurato da EGRET.

rimento IBIS, a bordo del satellite INTEGRAL messo in orbita nell'ottobre 2002, sta effettuando ottime osservazioni ad energie fino a 8 MeV.

1.4.2 Osservazioni al suolo

La rivelazione indiretta dei fotoni γ al suolo può avvenire attraverso i telescopi *Čerenkov*, oppure con gli *apparati di sciame*.

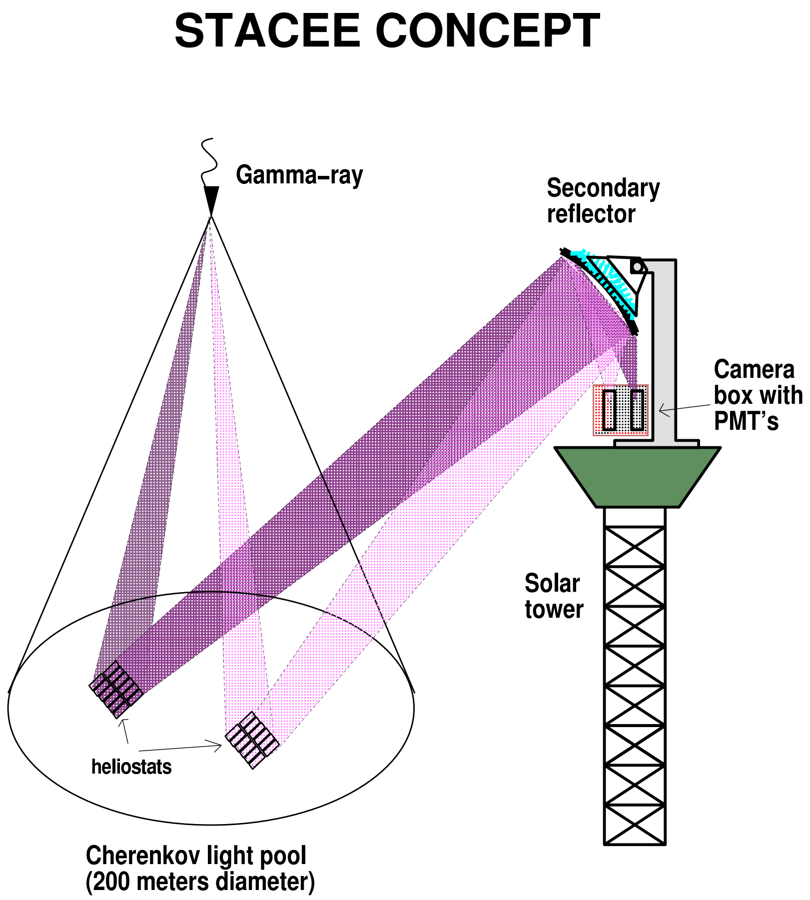

Figura 1.24: Rappresentazione della *Torre Solare* STACEE.

Telescopi Čerenkov

I telescopi *Čerenkov* (ACT) sono costituiti da uno specchio parabolico che convoglia la luce Čerenkov prodotta dalle particelle cariche degli sciami, su tubi fotomoltiplicatori. La discriminazione fra i raggi γ ed il fondo di RC, avviene grazie alla diversa immagine prodotta dal telescopio: un fotone dà luogo ad una figura ellittica abbastanza regolare, un RC produce un'immagine più caotica. Il rapporto $segnale/fondo$ è $\gtrsim 5$. La tecnica di ricostruzione dell'immagine bidimensionale sul piano focale dello specchio, detta *imaging*, ha dato notevoli risultati con Whipple, producendo osservazioni con elevata significatività statistica della Crab, Mrk 401 ed Mrk 521 (osservate anche da EGRET); inoltre sono state scoperte ed osservate altre 2 sorgenti: 1ES2344+514 e 1H1426+428.

Esperimenti come HEGRA, CANGAROO ed altri, hanno utilizzato la tecnica *imaging*; esiste però anche un'altra tecnica, detta *fast timing*, supportata da appositi apparati di sciame ed utilizzata da ASGAT e Themistocle.

L'intervallo di energia dove gli ACT hanno dato buoni risultati, è compreso fra 250 GeV e 10 TeV, con una risoluzione che va dal 25% al 40%. Il *campo di vista* è di $\sim 3^o$, con una risoluzione angolare $\leq 0.2^o$. La soglia in energia (E_{th}) è in relazione all'area dello specchio (A): $E_{th} \sim 1/\sqrt{A}$ e può essere diminuita con le *Torri Solari*.

Le *Torri Solari* sono costituite da decine di ACT che convogliano tutti la luce Čerenkov verso un unico fuoco, aumentando notevolmente la superficie di raccolta. L'esperimento CELESTE ha già osservato la Crab ad una $E_{th} \approx 60 \pm 20\ GeV$, invece per STACEE (vedi figura 1.24) è attesa una $E_{th} \approx 50\ GeV$ ed una risoluzione angolare di $\sim 0.1^o$.

Le limitazioni degli ACT riguardano il fatto che devono essere utilizzati come i tescopi tradizionali: di notte, con cielo sereno e assenza della Luna; hanno un basso *duty cycle* e una piccola apertura angolare che permette l'osservazione di una sola sorgente per volta e non li rende idonei per un ampio monitoraggio del cielo. A tale scopo sono più indicati gli *apparati di sciame*.

Apparati di sciame

Un *apparato di sciame* consiste nella dislocazione di un elevato numero di rivelatori su un'area molto estesa, circa $10^4 \div 10^5\ m^2$, per permettere la rivelazione del *fronte dello sciame*. È richiesta un'area tanto estesa per avere un numero sufficientemente grande di particelle tale da poter effettuare la misura del *profilo temporale* e della *distribuzione laterale*. Con tali informazioni si può ricostruire la direzione di provenienza del *primario* che ha prodotto lo sciame, attraverso la tecnica del *fast timing*, e la sua energia, a partire dal numero delle particelle cariche, detta *size* (N).

La maggior parte delle particelle di uno sciame è distribuita secondo un disco di pochi metri di spessore, con un raggio di molte centinaia di metri. Lo spessore dello sciame è variabile: in prossimità del core è più stretto rispetto a quando ci si allontana da esso; questo si ha per il fatto che le particelle lungo l'asse dello sciame sono le più energetiche avendo un maggior *momento lineare*, rispetto a quelle più distanti. I valori tipici dello *spessore temporale* sono di alcuni ns in prossimità del core e di $\sim 15\ ns$ ad una distanza di $100\ m$.

Nel 1977 si è avuta la prima pubblicazione sulla binaria X Cygnus X-3 come sorgente γ dalle osservazioni di SAS-2, in seguito confermate da COS-B; nel 1984 è stata la volta di Hercules X-1, osservata dal gruppo di Durham con un telescopio Čerenkov, ma non da missioni spaziali. In particolare EGRET (con sensitività circa uguale a COS-B) non ha confermato nessuna delle osservazioni [1]. Il più importante esperimento con un *apparato di sciame* tradizionale, CASA-MIA, ha osservato dal 1990 al 1995 con alta significatività statistica (H.S.) entrambi le sorgenti X binarie, misurando i limiti superiori dei flussi integrali: $< 6.3 \cdot 10^{-15} fotoni/cm^2 s$ e $< 8.5 \cdot 10^{-15} fotoni/cm^2 s$, rispettivamente per Hercules X-1 e Cygnus X-3, e giornalieri tipici $< 2.0 \cdot 10^{-13} fotoni/cm^2 s$ per entrambi; tutti i flussi sono stati misurati ad energie $> 115\ TeV$ [9]. Tali valori sono risultati un ordine di grandezza inferiori a quelli misurati dai precedenti esperimenti.

Un *apparato di sciame* tradizionale è costituito da scintillatori di area tipica pari a $0.5 \div 10\ m^2$, con un'area utile ricoperta dello $0.5 \div 20\%$, il che porta ad un campionamento delle particelle $< 1\%$ e ad un'energia di soglia dell'ordine di $50 \div 100\ TeV$. Per ovviare a questo inconveniente bisogna effettuare gli esperimenti ad una quota elevata dove la *size* è maggiore rispetto al livello del mare, e/o aumentare la superficie di rivelazione. Ad esempio, l'esperimento Tibet AS-γ (1999) ha sfruttato la prima possibilità, riuscendo ad osservare la Crab con significatività di $5.3\ \sigma$ ad energie dei TeV a Yangbajing ($4300\ m\ s.l.m.$), integrando 2.5 anni di presa dati.

L'esperimento HEGRA (1995), un ibrido tra *apparato di sciame* tradizionale e rivelatori Čerenkov, ha invece osservato con H.S. gli AGN Mrk 421 e Mrk 501.

In seguito HEGRA ha osservato dal 1997 al 2002, per un totale di circa 5500 ore, estese regioni del cielo, coprendone una superficie pari a $\approx 3\%$. Il campo di vista era di 4.3^o, con un'accettanza per raggi $\gamma > 2^o$. Le osservazioni erano rivolte principalmente a SNR e AGN. L'analisi dei dati è avvenuta attraverso tagli all'*image*, oppure usando candidati adroni provenienti dalla stessa direzione della sorgente candidata (*Template Model*). Su pochi punti-sorgente sono stati evidenziati segnali con $5 \div 7\ \sigma$, utilizzando entrambi i metodi di analisi, tra cui Cas-A e H 1426+428. Sono da escludere forti sorgenti sconosciute ai TeV nelle regioni osservate [19].

Di recente l'esperimento Tibet III ha prodotto osservazioni di emissioni ai TeV dalla Crab, Mrk 421 e Mrk 501. L'esperimento aveva risoluzione

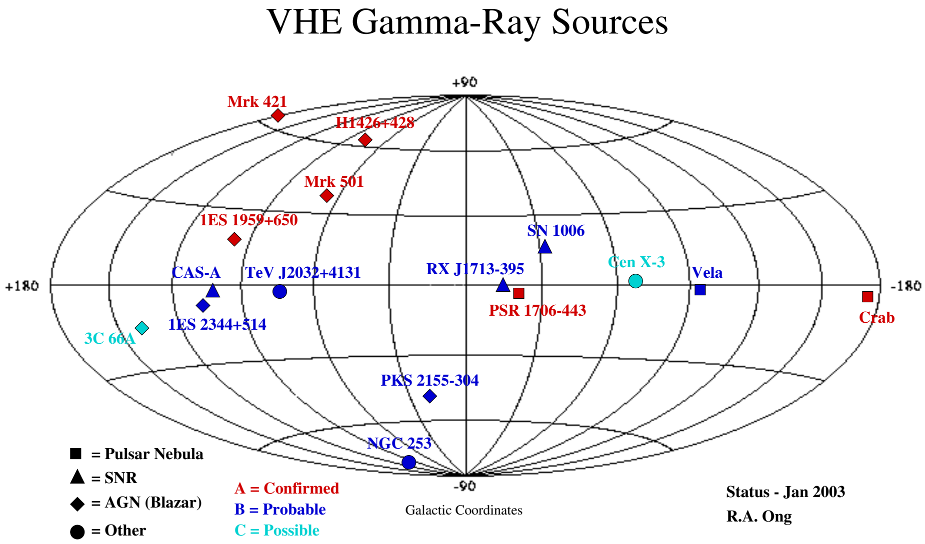

Figura 1.25: Mappa e tipologia delle sorgenti osservate con energia $>$ 250 GeV.

angolare di 0.9^o (stimata da simulazioni Monte Carlo e confermata da osservazioni dell'ombra della Luna), un *rate* di 680 Hz e un'energia di soglia di circa 3 TeV. Per l'elaborazione dei dati sono stati utilizzati due metodi: il primo divideva il cielo in celle di $0.25^o \times 0.25^o$, il secondo in $0.1^o \times 0.1^o$; i due metodi sono risultati fra loro consistenti. Dall'analisi dei dati sono stati trovati 23 "raggruppamenti" di sorgenti, con una significatività $> 4\ \sigma$. Uno di questi comprende la Crab e una sorgente molto prossima ad una osservata da EGRET: 3EG 0534+2200; stessa situazione per un altro raggruppamento che comprende Mrk 421 e 3EG 1104+3809. Oltre alle già citate sorgenti del III Catalogo EGRET, ci sono altre 5 candidate ai TeV dello stesso catalogo [18] .

In figura 1.25 sono riportate le sorgenti osservate con energia $>$ 250 GeV.

Assorbimento dei fotoni γ

Dal confronto tra la figura 1.22 e la 1.25, è evidente una drastica riduzione nel numero di sorgenti. Ciò può essere dovuto a motivi fisici intrinsici alle sorgenti, dovuti ai meccanismi di produzione di fotoni γ, oppure al loro assorbimento causato dall'interazione con i fotoni del fondo. Infatti, i fotoni provenienti dalle sorgenti viaggiano nello spazio per distanze molto elevate, basti pensare che la nostra Galassia ha un diametro stimato in $\sim 1 \cdot 10^5$ *anni luce*, mentre per le galassie si possono avere distanze di miliardi di *anni luce*. Dei flussi sulle sorgenti sia Galattiche che extra-galattiche, si è discusso in precedenza; in particolare per alcuni GRB, che sono il fenomeno più energetico conosciuto, si è riuscito a misurarne la distanza attraverso il *red-shift* ($z = 4.5$, per il più distante); invece per gli AGN il massimo valore accertato è $z = 0.129$, quindi appena un ordine di grandezza superiore rispetto a distanze su scala del *Gruppo locale*[5]. Il fatto di non riuscire a "vedere" sorgenti molto distanti nello spazio (e quindi nel tempo), non sembra particolarmente legato all'evoluzione delle galassie, piuttosto c'è il problema dell'*assorbimento* dovuto all'interazione dei fotoni γ con quelli del fondo (γ_f), che provoca una caduta esponenziale del flusso:

$$\sim e^{-\tau} \qquad\qquad \tau \sim \frac{z}{H_0}\bar{\rho}_f \tag{1.10}$$

attraverso l'interazione:

$$\gamma + \gamma_f \rightarrow e^+e^- + \gamma_f \tag{1.11}$$

dove H_0 è la costante di Hubble e $\bar{\rho}_f$ è la densità media dei fotoni del fondo ad una data lunghezza d'onda. I fotoni γ, quindi, possono interagire con quelli di bassa energia del *fondo di radiazione extra-galattico*, creando una coppia e^+e^-; la sezione d'urto di tale processo è massima quando l'energia del fotone del fondo vale $\sim 2(m_ec^2)^2/E$, dove E rappresenta l'energia del fotone γ. I γ alle energie dei GeV hanno una sezione d'urto massima con i fotoni del fondo UV, invece i fotoni ai TeV hanno sezione d'urto massima con i fotoni del fondo IR.

Quest'interazione fa in modo che i fotoni emessi da sorgenti "lontane" non riescono a giungere sulla Terra, "accorciando il nostro orizzonte"; inoltre, la coppia e^+e^- prodotta perde "memoria" della direzione di provenienza del

[5]Il *Gruppo locale* è l'insieme di galassie (circa 25) che ospita la Via Lattea.

fotone emesso dalla sorgente, a causa del momento trasverso acquistato nella formazione e per i campi e.m. con i quali interagisce durante il percorso (il fotone, essendo neutro, non ne risente).

Apparati di sciame di nuova generazione

Gli *apparati di sciame tradizionali* hanno una piccola area utile di campionamento, che li porta ad avere diverse limitazioni:

a) elevata energia di soglia (E_{th});

b) scarsa risoluzione in energia, del $20 \div 30\%$ ad E_{th};

c) basso numero di particelle campionate.

D'altra parte gli ACT hanno inconvenienti di altro tipo:

a) piccola porzione di cielo osservato;

b) basso *duty-cycle*.

Da ciò nasce l'esigenza di realizzare *apparati di sciame di nuova generazione*, che cercheranno di sfruttare sia la quota elevata, che l'aumento della superficie utile di rivelazione, fino ad ottenere una copertura totale: **full coverage**. Inoltre, a differenza degli ACT, si potrà avere una grande apertura angolare ($> 2sr$) ed un monitoraggio continuo del cielo (*duty cycle* di circa il 100%). La soglia in energia potrà scendere fino a $\sim 100\ GeV$ [21].

Tali esperimenti, sfruttando l'alta quota ed il *full coverage* (area sensibile di circa il 90%), avranno la soglia in energia e la sensitività paragonabili agli ACT.

Riassumendo i pregi dei nuovi apparati, si ha:

- elevato numero di particelle campionate, tale da ottenere un'ottima risoluzione del *fronte dello sciame*;
- monitoraggio continuo del cielo, con ampia apertura angolare ($> 2\ sr$);
- bassa energia di soglia ($E_{th} \sim 100\ GeV$);
- elevata risoluzione in energia, di $\sim 10\%$ ad E_{th}.

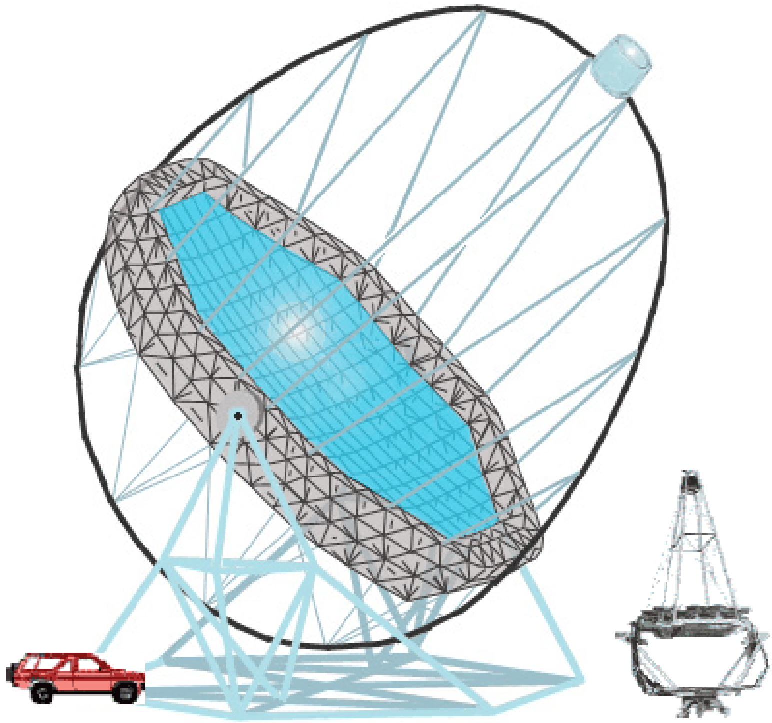

Figura 1.26: Disegno dell'ACT di nuova generazione *Magic*. Da notare le dimensioni rispetto ad un ACT di vecchia generazione [35].

Gli esperimenti in corso che seguono tali indicazioni sono: **MILAGRO** e **ARGO-YBJ**.

MILAGRO, situato a 2600 m di quota (New Mexico), utilizza una piscina d'acqua di $\sim 4800\ m^2$ nella quale sono alloggiati 3 strati di tubi fotomoltiplicatori più un *array* di guardia. Viene misurata la luce Čerenkov emessa dalle particelle degli sciami quando attraversano l'acqua. L'energia di soglia prevista, è dell'ordine del TeV.

ARGO-YBJ, situato a 4300 $m\ s.l.m.$ (Tibet), fa uso di un tappeto continuo di RPC di $\sim 5700\ m^2$, più un anello di guardia. Le misure sono dello stesso tipo degli apparati tradizionali. Si prevede un'energia di soglia di $\sim 300\ GeV$.

Gli ACT di *nuova generazione* sono costituiti da telescopi di grandi dimensioni, come Magic oppure da *schiere* di ACT, come VERITAS. Magic

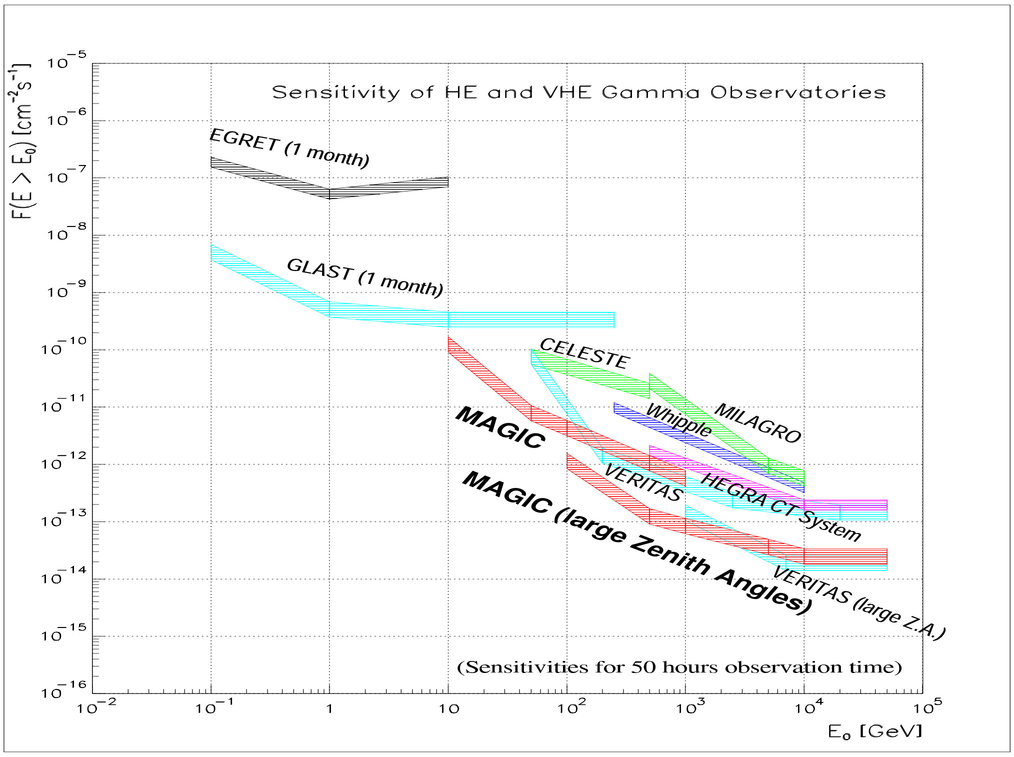

Figura 1.27: Confronto della sensitività fra diversi esperimenti [35].

(La Palma, Canarie) avrà un diametro di 17 m (vedi figura 1.26) ed una risoluzione in energia $\Delta E/E = 50 \div 10\%$ nel range 10 $GeV \div 1\ TeV$; la risoluzione angolare è prevista essere $\leq 0.02^o$; inoltre, avrà una capacità di discriminazione $\gamma/adrone$ di $2 \cdot E^{0.4}$, con l'energia espressa in GeV [35]. VERITAS sarà allestito nello stesso sito di Whipple (Montosa Canyon, Arizona, 1390 $m\ s.l.m.$) e consisterà in un *array* di sette ACT ognuno di 10 m di diametro; è prevista una risoluzione $\Delta E/E = 10 \div 15\%$ alle energie $0.2 \div 10\ TeV$, con risoluzione angolare $\lesssim 0.005^o$ per singoli sorgenti [36].

In figura 1.27 è riportato un confronto della sensitività fra diversi esperimenti di *vecchia* e di *nuova generazione*.

L'emissione diffusa

L'emissione $diffusa$, come visto nel paragrafo 1.3, proviene dal piano della nostra Galassia e dall'ambiente extra-galattico. Essa è dovuta a sorgenti estese, a diverse sorgenti puntiformi non risolte ed alle interazioni dei RC con fotoni del fondo e con gas inter-stellare.

La tecnica utilizzata per le osservazioni del piano Galattico può essere quella detta on/off (vedi paragrafo 2.1), oppure è possibile utilizzare un rivelatore di muoni effettuando la discriminazione $\gamma/adrone$ (γ/h). Quest'ultima tecnica è particolarmente utile per osservazioni del $diffuso$ extra-galattico, lontane dal piano Galattico, dove non è possibile utilizzare la tecnica on/off.

Di seguito si riportano i risultati delle osservazioni dell'emissione diffusa e le metodologie utilizzate da diversi esperimenti al suolo, a partire dai primi anni '90.

Una delle prime versioni dell'esperimento CASA-MIA (1991), ha osservato un *fondo diffuso* isotropo, fissando un limite superiore al rapporto tra il flusso fotonico (I_γ) e quello dei RC (I_{RC}): $I_\gamma/I_{RC} < 4.3 \cdot 10^{-3}$ per $E_\gamma > 200\ TeV$ ed $I_\gamma/I_{RC} < 4.8 \cdot 10^{-4}$ per $E_\gamma > 1000\ TeV$, con livello di confidenza (C.L.) del 90% per entrambi. Per il disco Galattico, fra $\pm 10^o$ di latitudine galattica (b) e longitudine galattica $30^o < l < 220^o$, è risultato un rapporto $I_\gamma/I_{RC} < 8.0 \cdot 10^{-5}$ per $E_\gamma > 200\ TeV$ (90% C.L.), prossimo al limite teorico di Berezinsky & Kudryavtsev [26] [27], pari a $6.4 \cdot 10^{-5}$, del centro Galattico. L'esperimento ha fatto uso della tecnica di discriminazione γ/h, utilizzando un rivelatore di muoni da 2550 m^2 e fissando un taglio al numero di μ rivelati per accettare l'evento o rigettarlo, considerandolo fondo. I dati hanno però risentito dell'effetto *punch-through* [11].

Un successivo lavoro di CASA-MIA (1998) ha preso in considerazione $2.2 \cdot 10^9$ sciami, dal 1990 al 1995, per un'elaborazione dati riguardo allo studio di fotoni intorno a 300 TeV dal piano Galattico [12]. In figura 1.28 sono presentati i limiti superiori dei rapporti fra i flussi, che hanno C.L. del 90%. La tecnica di discriminazione γ/h utilizzata, è stata la stessa del precedente studio.

L'esperimento EAS-TOP (Gran Sasso, Italia, 2000 m), ha effettuato misure dell'emissione $diffusa$ dal piano Galattico nel 1992. Per la rivelazione degli sciami, è stato utilizzato il seguente apparato: 29 moduli di contatori a scintillazione ognuno di 10 m^2, per rivelare la componente e.m.; un rivelatore di muoni (e adroni) di 1212 m^2, costituito da nove strati di tubi a $streamer$ in grado di ricostruire la traccia dei muoni con $E_\mu > 2\ GeV$; un rivelatore

LIMITS TO DIFFUSE EMISSION

Region ($50° < l < 200°$)	Median Energy (TeV)	Significance (σ)	J_γ/J_{CR} 90% C.L. (10^{-5})
$-2° < b < 2°$	140	+1.78	7.2
	180	+1.81	3.8
	310	+2.56	5.2
	650	+1.12	3.2
	1300	+0.07	4.6
$-5° < b < 5°$	140	+1.63	3.4
	180	+0.08	2.6
	310	+0.86	2.4
	650	+1.60	2.6
	1300	+0.06	3.5
$-10° < b < 10°$......	140	+2.39	2.8
	180	+1.79	2.2
	310	+0.87	2.3
	650	+0.91	1.8
	1300	−0.56	2.3

Figura 1.28: Limiti superiori dell'emissione *diffusa* dalla regione centrale della Galassia, misurati da CASA-MIA [12].

Čerenkov costituito da otto stazioni, per misure ai TeV. L'esperimento ha prodotto i seguenti limiti superiori ad energia $> 130\ TeV$, con un C.L. del 90% [28]:

- $I_\gamma/I_p < 2 \cdot 10^{-3}$ per $|b| < 2^o$
- $I_\gamma/I_p < 4 \cdot 10^{-4}$ per $|b| < 5^o$
- $I_\gamma/I_p < 2 \cdot 10^{-4}$ per $|b| < 12^o$

corrispondenti, rispettivamente, ai seguenti flussi per i fotoni γ:

- $I_\gamma < 3.2 \cdot 10^{-13}\ cm^{-2}\ s^{-1}\ rad^{-1}$
- $I_\gamma < 2.8 \cdot 10^{-13}\ cm^{-2}\ s^{-1}\ rad^{-1}$
- $I_\gamma < 4 \cdot 10^{-13}\ cm^{-2}\ s^{-1}\ rad^{-1}$.

Le recenti osservazioni di MILAGRO (2000 - 2001) non hanno evidenziato un'emissione del piano Galattico, osservando nella regione compresa fra:

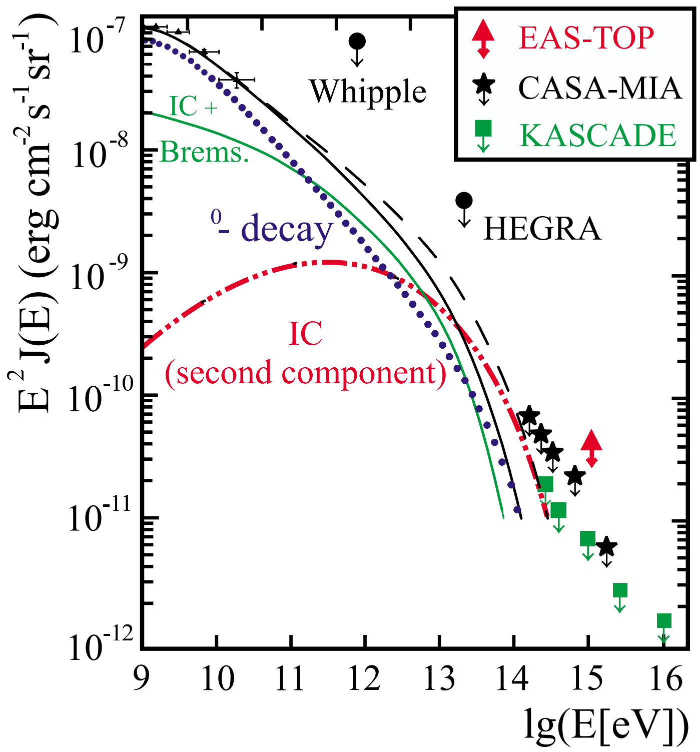

Figura 1.29: Confronto tra i limiti superiori del flusso dell'emissione *diffusa* misurati da vari esperimenti, e con alcuni meccanismi di produzione [16].

$|b| < 5^o$ ed $20^o < l < 100^o$, alle energie dei TeV. Il rapporto dei flussi all'interno della Galassia è risultato pari a $I_\gamma/I_{RC} = (7.2 \pm 2.8) \cdot 10^{-5}$, in accordo con i dati di EGRET se si assume una legge di potenza con indice spettrale $\alpha = 2.63 \pm 0.08$ [13].

L'esperimento GRAPES-3 (Ooty, India, 2200 m $s.l.m.$) ha prodotto dei limiti superiori nel rapporto tra i flussi: $I_\gamma/I_{RC} \approx 4 \cdot 10^{-2} \div 7 \cdot 10^{-5}$, nell'intervallo di energia $20 \div 500$ TeV. Il flusso I_γ è risultato essere isotropo. Per le misure è stato utilizzato un rivelatore di muoni di area totale pari a 560 m^2, costituito da 4 strati di contatori proporzionali separati da 15 cm di cemento, con uno spessore iniziale di cemento di 2 m; l'area di rivelazione per i μ, di $E_\mu > 1$ GeV, è data da 16 moduli di 35 m^2. Il *rate* del *trigger* è stato di 13 Hz. Per grandi sciami sono stati utilizzati metodi di stima della *size*, *età* e localizzazione del core; per piccoli sciami, invece, sono stati adoperati

IG (OG) or Cygnus Region (Regions of l)	Region of b	Mode Energy (TeV)	Significance (σ)	$1/\sqrt{B}$ at 1σ (10^{-4})	$\frac{J_\gamma(>E)}{J_{\rm CR}(>E)}$ 99% CL (10^{-4})	$E^2\frac{dJ_\gamma(>E)}{dE}$(*) 99% CL ($10^{-3}$)
I G ($20^\circ < l < 55^\circ$)	$\|b\| \leq 2^\circ$	3	+2.27	1.52	7.01	7.2
	$\|b\| \leq 2^\circ$	10	+1.24	1.74	6.27	2.6
	$\|b\| \leq 2^\circ$	20	+1.68	2.86	11.5	2.8
O G ($140^\circ < l < 225^\circ$)	$\|b\| \leq 2^\circ$	3	-0.88	0.82	1.65	1.7
	$\|b\| \leq 2^\circ$	10	+1.15	0.94	3.32	1.4
	$\|b\| \leq 2^\circ$	20	+0.41	1.54	4.44	10.7
Cyg ($67^\circ < l < 92^\circ$)	$\|b\| \leq 5^\circ$	10	-0.76	0.95	1.96	0.81
	$\|b\| \leq 5^\circ$	20	+1.55	1.59	6.19	1.5

(*): in unit of $\mathrm{cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}MeV}$

Figura 1.30: Misure dei limiti superiori dell'emissione *diffusa* dell'esperimento Tibet II e III (IG = interno Galassia, OG = altre galassie e Cyg = regione del Cigno) [17].

fit della formula *Nishimura - Kamata - Greisen* (NKG) [14].

L'esperimento KASCADE ha fatto uso di un rivelatore per elettroni costituito da 490 m^2 di scintillatori e di un rivelatore di μ da 620 m^2, anch'esso costituito da scintillatori. La tecnica di discriminazione γ/h utilizzata, è stata duplice: taglio in relazione all'*età* dello sciame e selezione degli EAS con maggior appiattimento nella distribuzione laterale (tecniche tipiche degli *apparati di sciame*); inoltre è stata utilizzata la tecnica di osservazione Čerenkov, con selezione degli sciami tramite *imaging*. L'intervallo di energia osservato, è stato: $0.3 \div 10\ PeV$. Non sono state evidenziate sorgenti puntiformi, con il flusso *diffuso* provocato principalmente da RC in interazione con la materia inter-stellare, particolarmente concentrata nel piano Galattico; un test di Kolmogorov - Smirnov, ha però escluso l'osservazione di un eccesso di raggi γ dal piano Galattico. Non erano attesi fotoni alle energie osservabili dall'ambiente extra-galattico, a causa dell'assorbimento dovuto all'interazione con il fondo di radiazione a micro-onde. In figura 1.29 è riportato il confronto tra i limiti superiori del flusso del *diffuso* misurati da vari esperimenti, e con alcuni meccanismi di produzione [16].

Le osservazioni di Tibet II (1994) e Tibet III (1999), effettuate a YBJ (4300 $m\ s.l.m.$), hanno prodotto un limite superiore al rapporto tra i flussi: $R = I_\gamma(> E)/I_{RC}(> E)$, a diverse energie e coordinate galattiche, con un C.L. del 99%. I risultati sono presentati in figura 1.30. Con tali misure, è stato possibile ottenere un limite superiore al modello della *diffusione Compton inversa*. Tibet II ha utilizzato 221 scintillatori effettuando misure ad $E > 4\,TeV$, mentre Tibet III ha fatto uso di 533 scintillatori ottenendo misure ad $E > 1.5\,TeV$ [17].

Capitolo 2

L'esperimento ARGO-YBJ

Nel presente capitolo si descrivono le caratteristiche dell'esperimento **ARGO-YBJ**, un apparato di sciame posto oltre i 4000 m *s.l.m.*, caratterizzato da una struttura a *copertura totale*.

Prima, però, si discutono le grandezze che definiscono la sensibilità di un rivelatore atto alle osservazioni di astronomia γ.

2.1 Sensibilità di un apparato all'astronomia γ

Il problema principale che si pone nelle osservazioni al suolo inerenti l'astronomia γ, riguarda la capacità di discriminazione $segnale/fondo$ dell'apparato. La tecnica usualmente utilizzata è quella denominata on/off, che consiste nel confrontare gli sciami provenienti da una possibile sorgente (*on-source*) con quelli del fondo (*off-source*). La *significatività statistica* dell'eccesso rivelato, nell'ipotesi che il fondo si comporti "poissonianamente", può essere valutata attraverso il rapporto:

$$\frac{segnale}{\sqrt{fondo}} = \frac{N_{on} - N_{off}}{\sqrt{N_{off}}} = \frac{N_{\gamma}}{\sqrt{N_{off}}} \tag{2.1}$$

dove N_{on} è il numero di eventi registrati entro un angolo solido $\Delta\Omega$ intorno alla direzione della sorgente, N_{off} quelli stimati per il fondo, mentre N_{γ} rappresenta l'eccesso di sciami osservato. In genere N_{off} viene ottenuto eseguendo misure *off-source* in n *bin* angolari $\Delta\Omega$ leggermente spostati dalla direzione della sorgente, ma con uguale declinazione (*false-source*). Tale stima è ragionevole per il fatto che il fondo di RC è circa isotropo e la sensibilità di un apparato è uniforme in *ascensione retta*, a parità di *declinazione*. Una misura integrale del numero di eventi rivelato dall'apparato in un tempo T, vale:

$$N_\gamma = \int_{E_{th}} J_\gamma(E) \cdot A^\gamma_{eff} \cdot T \cdot \epsilon(\Delta\Omega) \cdot dE \tag{2.2}$$
$$= \Phi_\gamma(> E) \cdot A^\gamma_{eff}(> E) \cdot T \cdot \epsilon(\Delta\Omega) \tag{2.3}$$

$$N_p = \int_{E_{th}} J_p(E) \cdot A^p_{eff} \cdot T \cdot \Delta\Omega \cdot dE \tag{2.4}$$
$$= \Phi_p(> E) \cdot A^p_{eff}(> E) \cdot T \cdot \Delta\Omega \tag{2.5}$$

dove J_i è il flusso differenziale, Φ_i è il flusso integrale, E_{th} è l'energia di soglia dell'apparato, $A^i_{eff}(> E)$ è l'area efficace integrale di rivelazione per i due diversi tipi di sciami ($i = \gamma$ per fotoni e $i = p$, cioè protoni, per il fondo), con energia del primario maggiore di E:

$$A^i_{eff}(> E) = \frac{\int_E J_i(E) \cdot A^i_{eff} \cdot dE}{\int_E J_i(E) \cdot dE} = \frac{\int_E J_i(E) \cdot A^i_{eff} \cdot dE}{\Phi_i(> E)} \tag{2.6}$$

T è il tempo effettivo di misura, $\Delta\Omega$ rappresenta l'angolo solido di apertura intorno alla direzione della sorgente, $\epsilon(\Delta\Omega)$ è la frazione di eventi provenienti dalla direzione della sorgente contenuti in $\Delta\Omega$. $A^i_{eff}(> E)$ indica la superficie equivalente sulla quale uno sciame che vi cade ha probabilità unitaria di essere rivelato, quando è generato da un primario di energia almeno pari ad E. La significatività può allora essere riscritta come:

$$\frac{segnale}{\sqrt{fondo}} = \frac{\Phi_\gamma(> E) \cdot A^\gamma_{eff}(> E) \cdot T \cdot \epsilon(\Delta\Omega)}{\sqrt{\Phi_p(> E) \cdot A^p_{eff}(> E) \cdot T \cdot \Delta\Omega}}. \tag{2.7}$$

Nel caso in cui è possibile applicare un criterio di selezione, definito a "priori", in grado di rigettare una frazione $r \leq 1$ del fondo, rispetto al quale il segnale è filtrato con un'efficienza pari a $\epsilon(r) \leq 1$, la relazione sopra va moltiplicata per il fattore:

$$Q_f = \frac{\epsilon(r)}{\sqrt{1-r}} \tag{2.8}$$

detto *Quality factor* (Q_f). Un esempio di applicazione del Q_f nella discriminazione γ/h, come si vedrà nel prosieguo del presente lavoro di tesi, consiste nello studio del contenuto di μ negli *sciami atmosferici estesi*.

La relazione alla quale si è giunti per la significatività, può essere semplificata grazie alle seguenti considerazioni:

- È possibile definire un "fattore di merito" R:

$$R = \sqrt{\frac{A^{\gamma}_{eff}(> E)}{A^{p}_{eff}(> E)}} \tag{2.9}$$

  che rende conto, per una fissata tipologia di eventi che hanno soddisfatto la condizione di *trigger*, della differente area efficace per sciami indotti da fotoni o da RC. Avere grandi valori di R sta a significare che il fondo, a parità di energia con fotoni primari, ha una minore probabilità di soddisfare le condizioni di *trigger* e quindi di essere rivelato.

- L'angolo solido intorno alla sorgente è di solito molto piccolo, pertanto si può utilizzare l'approssimazione:

$$\Delta\Omega = 2\pi(1 - \cos\Delta\theta) \simeq \pi(\Delta\theta)^2 \tag{2.10}$$

  con $\Delta\theta$ angolo di apertura intorno alla direzione della sorgente.

- Gli oggetti celesti hanno nel cielo un moto apparente che li porta a sorgere, culminare (con l'angolo zenitare minimo) e tramontare. L'angolo zenitale varia secondo la relazione:

$$\cos\theta(t) = \sin\lambda \cdot \sin\delta + \cos\lambda \cdot \cos\delta \cdot \sin\frac{2\pi t}{p_s} \tag{2.11}$$

  t è il tempo sidereo; λ e δ, rispettivamente, latitudine e longitudine del sito dell'apparato; p_s è il tempo sidereo (23.93 ore). Gli angoli utili per l'osservazione di una sorgente, sono definiti dalla relazione $\theta < \theta_{max}$; per l'astronomia γ, θ_{max} è tipicamente di $35^o \div 40^o$, per valori superiori si hanno sciami degradati dallo spesso strato di atmosfera che devono attraversare le particelle secondarie. Il tempo utile per l'osservazione delle sorgenti dipende dalle coordinate equatoriali (ascensione retta e declinazione) e dalla latitudine dell'apparato; valori tipici del tempo utile sono $4 \div 6$ *ore* al giorno, con una frazione f dell'intero tempo di misura pari a $\sim 25\%$. Il tempo di misura, T, è una frazione del tempo reale trascorso, T_r, pari a:

$$T = T_r \cdot f \cdot (d.c.) \tag{2.12}$$

(d.c.) è il *duty cycle*, cioè la frazione di tempo in cui l'apparato è funzionante.

La significatività può quindi essere riscritta come:

$$\frac{segnale}{\sqrt{fondo}} = \frac{\Phi_\gamma}{\sqrt{\Phi_p}} \cdot \sqrt{A^\gamma_{eff}} \cdot \sqrt{\frac{T \cdot f}{\pi}} \cdot \sqrt{(d.c.)} \cdot \frac{\epsilon(\Delta\theta)}{\Delta\theta} \cdot R \cdot Q_f. \tag{2.13}$$

Dalla relazione sopra si evince che la sensibilità dipende dai seguenti fattori:

1) Dall'energia di soglia (E_{th}) dell'apparato, essendo $\Phi_\gamma \sim E_{th}^{-a}$ e $\Phi_p \sim E_{th}^{-b}$; quindi $\frac{\Phi_\gamma}{\sqrt{\Phi_p}} \sim E_{th}^{-(a-b/2)} = E_{th}^{-2/3}$, ponendo $a = 1.5$ e $b/2 = 1.65$.

2) Dall'area efficace di rivelazione, A^γ_{eff}, per sciami originati da fotoni.

3) Dal *duty cycle*.

4) Dalla risoluzione angolare σ_θ, attraverso il rapporto $\frac{\epsilon(\Delta\theta)}{\Delta\theta}$; infatti, si può dimostrare che se la "funzione di risoluzione angolare" (Point Spread Function, PSF) è gaussiana, $\sim e^{-\frac{\theta^2}{2\sigma_\theta^2}}$, allora l'apertura ottimale che rende massimo il rapporto *segnale/rumore*, è $\Delta\theta = 1.58\ \sigma_\theta$ a cui corrisponde una frazione $\epsilon = 0.72$ di eventi dalla direzione della sorgente contenuti nell'angolo solido $\Delta\theta = 2\pi\cos(\Delta\theta)$. In definitiva, si trova: $\frac{\epsilon(\Delta\theta)}{\Delta\theta} \simeq \frac{0.72}{1.6\sigma_\theta} = \frac{0.45}{\sigma_\theta}$.

5) Dal fattore di merito, R.

6) Dalla capacità di discriminazione del fondo, attraverso Q_f.

Ai fini dell'ottimizzazione delle prestazioni di un apparato al suolo, bisogna considerare tutti i fattori sopra elencati. Da notare la dipendenza dalla radice quadrata dell'area efficace, del tempo di misura e del *duty cycle*; quella lineare dalla risoluzione angolare, da R e dal Q_f. Riuscire ad avere un elevato Q_f per un rivelatore, vuol dire avere un aumento della sensibilità dello stesso fattore.

2.2 Effetto di un convertitore

L'energia di soglia di un apparato di sciame può essere diminuita se viene utilizzato un materiale *convertitore*, il cui scopo è quello di far aumentare il numero di particelle cariche rivelabili sfruttando la componente fotonica dello sciame.

Dalle simulazioni si evince che il numero medio di fotoni (N_γ) e di elettroni/positroni (N_e), aumenta quasi linearmente con l'energia del primario (alla quota di Yangbajing) e risulta $N_\gamma \simeq 7\ N_e$ (vedi Capitolo 3). Inoltre, allontanandosi dal *core*[1] dello sciame, N_e diminuisce più rapidamente di N_γ poiché i fotoni hanno un *libero cammino medio* maggiore degli elettroni [46].

Il materiale convertitore può essere di diverso tipo: per MILAGRO viene utilizzata l'acqua, per ARGO-YBJ uno strato di Pb.

In un materiale ad alto Z, si hanno tre effetti [24]:

1. gli elettroni/positroni di bassa energia ($\lesssim 7\ MeV$ per il Pb) possono essere assorbiti e non contribuiscono al segnale (sono quelli che formano le code non "gaussiane" nelle distribuzioni temporali), la stessa cosa accade ai fotoni;

2. gli elettroni/positroni di alta energia ($\gtrsim 7\ MeV$) possono amplificare il segnale attraverso processi moltiplicativi;

3. i fotoni di alta energia possono creare coppie e^+e^-, incrementando il numero di particelle cariche.

Con una scelta opportuna dello spessore del materiale e della sua distanza dal rivelatore, il numero di particelle guadagnato (processi 2 e 3) eccede il numero di particelle perdute (processo 1), con un aumento delle particelle rivelabili (*effetto di transizioni* di Rossi) e quindi del segnale [20]. Il segnale così amplificato riduce le fluttuazioni temporali, in modo da ottenere una definizione migliore del *profilo dello sciame.*

Per ARGO-YBJ si è calcolato che 0.5 cm di Pb, posto a 5 cm dal rivelatore, provoca un aumento nel numero di particelle cariche pari a: $N_e(> 1\ MeV)_{Pb}\ /\ N_e(> 1\ MeV)_{senzaPb} \approx 1.4$ [57].

[1] Il *core* di uno sciame è definito come il punto di impatto al suolo del primario se non interagisse.

2.3 L'esperimento ARGO-YBJ

L'esperimento **ARGO-YBJ** (Astrophysical Radiation with Ground-based Observatory at YangBaJing) consiste in un *apparato di sciame a copertura totale*. Il rivelatore si trova in Tibet, nella località di Yangbajing, sita 90 km a nord di Lhasa ad una quota molto elevata: 4300 m $s.l.m.$ Le caratteristiche di **ARGO-YBJ** permetteranno di avere:

- Ampia porzione di cielo osservato.
- Elevato *duty cycle*, circa il 100%.
- Bassa soglia in energia, circa 300 GeV.
- Eccellente grado di campionamento.

La quota elevata è particolarmente importante per il fatto che lo *spessore dell'atmosfera* è ridotto e gli sciami generati da primari con energie da una frazione di TeV in poi, si trovano poco dopo il loro *massimo sviluppo*; ad esempio, a 4000 m il numero medio di particelle di uno sciame è maggiore di circa un ordine di grandezza rispetto a quanto si trova a 2000 m (vedi figura 2.1). Con ARGO sarà quindi possibile ottenere un'accurata immagine spazio-temporale degli sciami, grazie all'elevato numero di particelle rivelabile (*size*).

Anche nella discriminazione segnale/fondo l'altitudine risulta importante per il fatto che la *size* fotonica è più elevata di quella adronica, mentre a bassa quota la situazione si inverte. Per ARGO il *fattore di merito*, definito dalla formula (2.9), vale ≈ 1.6 all'energia di 1 TeV, per sciami verticali ed eventi interni alla superficie del rivelatore [22].

Ad abbassare notevolmente l'energia di soglia (E_{th}) è, oltre alla quota, il *full coverage*. Basta ricordare che per un *apparato di sciame tradizionale* a 2000 m, vale: $E_{th} \approx 50 \div 100\ TeV$ (*sampling* $\lesssim 1\%$); invece, per un *apparato continuo* a 2000 m, vale: $E_{th} \approx 3 \div 5\ TeV$.

2.4 Il rivelatore

L'esperimento **ARGO-YBJ** prevede un rivelatore continuo costituito da **RPC** (Resistive Plate Chambers) atti a ricoprire un'area di circa 5700 m^2,

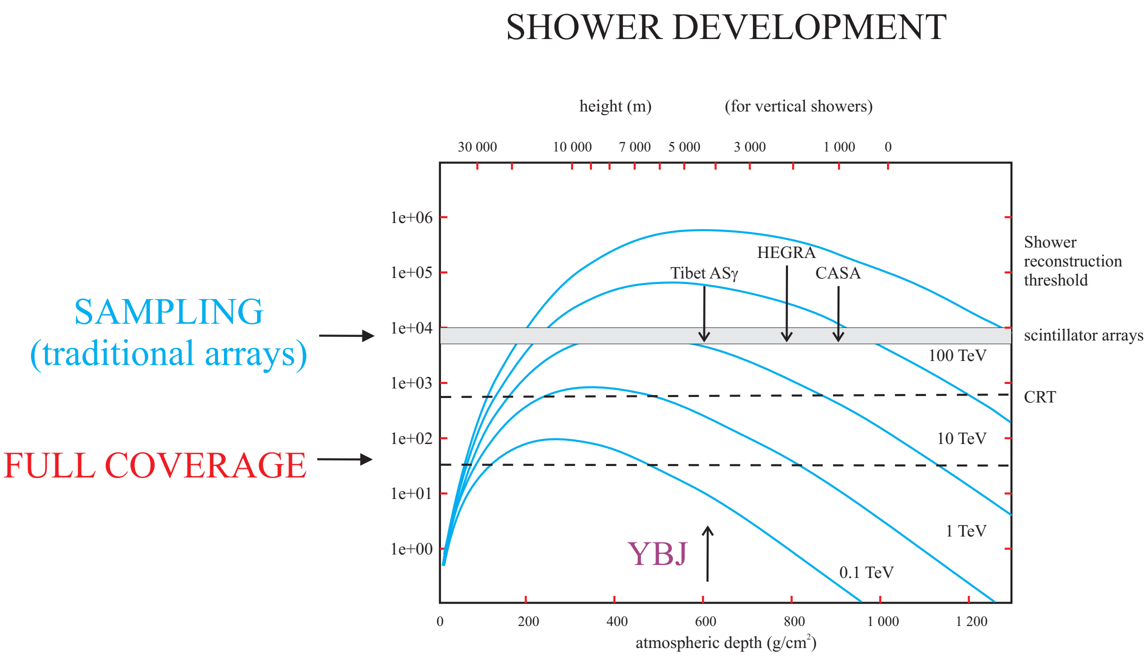

Figura 2.1: Sviluppo degli sciami in funzione della profondità atmosferica o della quota (in alto), per diverse energie. Sono riportate le energie di soglia di alcuni esperimenti.

più un "anello di guardia" coperto parzialmente da RPC, allo scopo di migliorare le prestazioni dell'apparato aumentandone l'area efficace e la capacità di discriminare gli eventi esterni (vedi figura 2.2).

Il rivelatore è costituito da 1848 camere (RPC) di dimensioni $125 \times 280\ cm^2$, ognuna delle quali è ricoperta da 80 *strip* di dimensioni $6.7 \times 62\ cm^2$ realizzate in rame. Le *strip* sono collegate in OR a gruppi di 8, a formare l'unità base del sistema di rivelazione: la *pad* (vedi figura 2.3). Le *pad* sono quindi unità logiche, non fisiche, ed insieme alle *strip* costituiscono il sistema di *Read Out*. Dodici camere sono assemblate in moduli a formare i *CLUSTER*, che vanno a costituire l'unità elementare per il sistema di acquisizione dati (DAQ) e per la formazione del *Trigger*.

Le coordinate spaziali sono fornite dalle *strip*, con risoluzione $\Delta x = 3.35\ cm$ e $\Delta y = 31\ cm$; invece le *pad* forniscono la ricostruzione temporale. Le incertezze sulle coordinate spaziali sono irrilevanti ai fini della ricostruzione del *core*, comportando un'incertezza massima $\Delta t = \frac{\Delta l}{c} \cdot \sin\vartheta \simeq \pm 0.7\ ns$

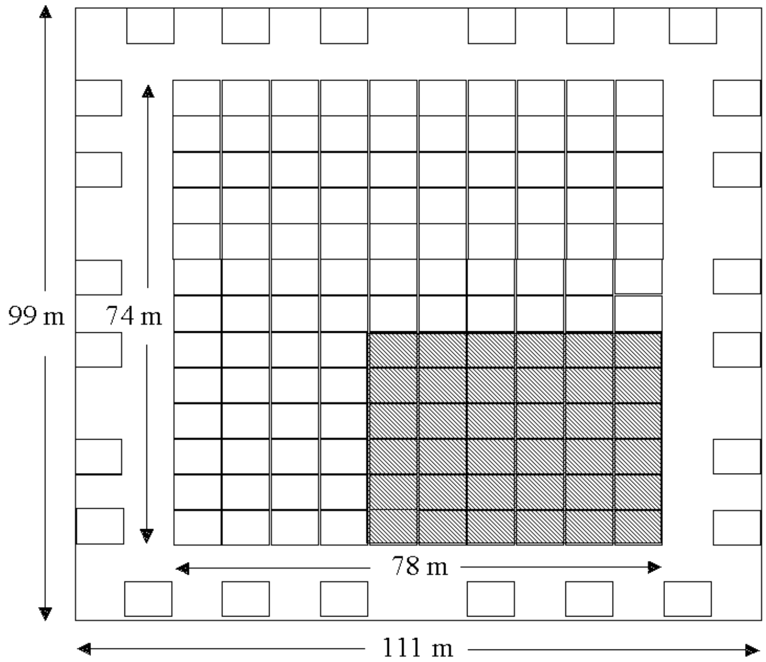

Figura 2.2: Schema del rivelatore. La zona in grigio evidenzia la parte di ARGO attualmente in funzione.

per sciami inclinati di 45^o.

La risoluzione angolare (σ_ϑ), funzione del numero di *hits* (N_{hit}), è stata determinata con simulazioni Monte Carlo e può essere descritta dalla formula: $\sigma_\vartheta = (0.048 + 6.666/\sqrt{N_{hit}})/1.58$, per $N_{hit} > 100$ ed in presenza di uno strato di P_b convertitore di 0.5 cm [23].

Gli RPC sono posti in un contenitore di dimensioni $128 \times 282 \times 5$ cm^3, costituito da due strati di *foam* con lamine di alluminio incollate su entrambi le superfici; esso contiene, oltre al rivelatore, le *strip di lettura* e l'elettronica di *Front End*. In figura 2.4 è rappresentata una sezione del rivelatore.

Gli RPC sono rivelatori a gas che utilizzano un'elettronica piuttosto semplice, hanno un'ampia superficie utile ed un basso costo di realizzazione. Il basso costo è fondamentale qualora si debba ricoprire un'area molto vasta, come nel caso di ARGO-YBJ. Un RPC è costituito da elettrodi piani e paralleli di bachelite caratterizzati da una resistività molto elevata ($\geq 5 \cdot 10^{11} \Omega$ cm),

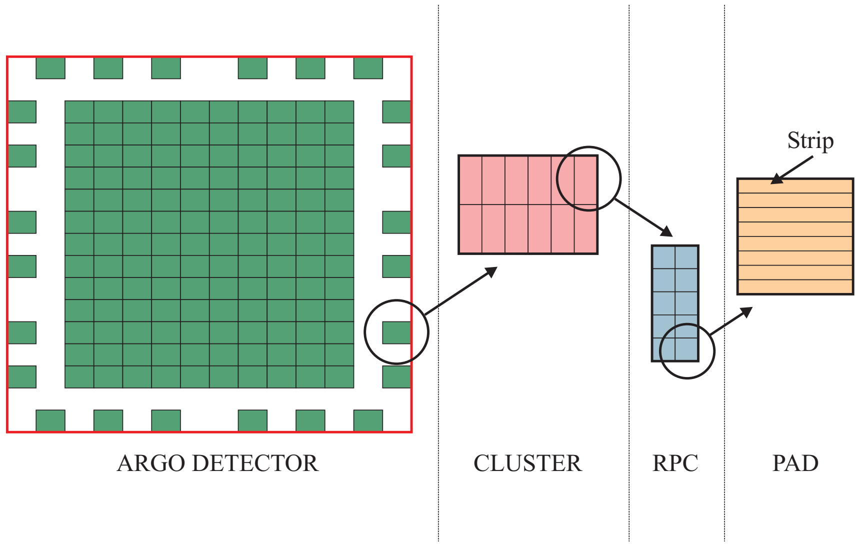

Figura 2.3: Struttura delle unità elementari di rivelazione.

separati da una *gap* di 2 mm riempita da una miscela di gas e tenuti ad una differenza di potenziale (d.d.p.) di alcuni kV (vedi figura 2.5). Il meccanismo di funzionamento consiste nella ionozzazione del gas ad opera della particella carica incidente; la grande d.d.p. fa sì che si crei una *moltiplicazione a valanga* degli elettroni prodotti nella ionozzazione e una deriva (*drift*) di questi sull'anodo. L'alta resistività degli elettrodi, comporta due vantaggi:

1. sono trasparenti al transiente della corrente generato dalla valanga nel gas, in tal modo si può raccogliere il segnale sugli elettrodi esterni costituiti dalle *strip*;

2. il transiente di corrente non si propaga su tutta la superficie degli elettrodi, ma rimane localizzato, facendo in modo che la parte non interessata al fenomeno resti sensibile.

Questo fa sì che l'*efficienza di rivelazione* sia buona anche con eventi ad alta densità di particelle, purché il campo elettrico sia sufficientemente elevato ($\approx 4\ kV/mm$). La piccola *gap* fra gli elettrodi fa in modo che i tempi di raccolta della carica siano brevi: dell'ordine di 1 ns.

Il regime di lavoro utilizzato per gli RPC in ARGO è quello di *streamer*, con una d.d.p. di circa 7 kV, in modo da garantire una stabilità nell'*efficienza*

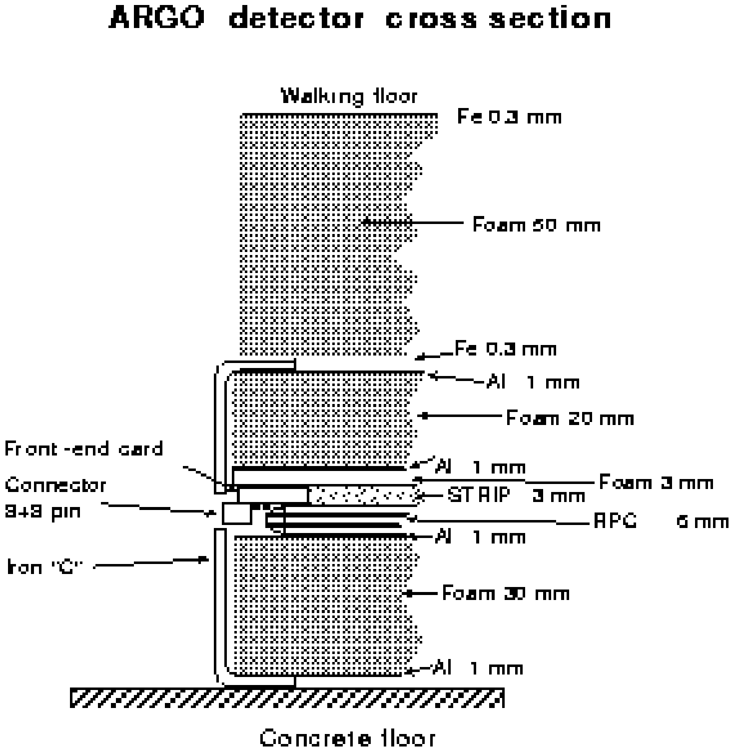

Figura 2.4: Sezione del rivelatore.

facendoli funzionare nella regione di *Plateau*; in tale regione se si hanno variazioni della d.d.p. applicata, l'*efficienza* rimane pressoché costante (la regione di *Plateau* è costituita dalla parte finale della curva in figura 2.6, dai 7000 V in poi).

Il gas utilizzato per gli RPC è in realtà una miscela che, di solito, è costituita all'incirca da: 60% di Argon, che contribuisce pesantemente nella *moltiplicazione a valanga* degli elettroni; 38% di Isobutano (C_4H_{10}), che ha funzione di "spegnimento" (*quenching*) nella propagazione trasversale della scarica, catturando i fotoni UV; 2% di Tetrafluoroetano ($C_2H_2F_4$, TFE), che contribuisce al *quenching* catturando gli elettroni. Il *quenching* è di estrema importanza per il buon funzionamento degli RPC, altrimenti la scarica andrebbe ad interessare regioni molto grandi degli elettrodi, facendo perdere efficienza ed introducendo un elevato *tempo morto*.

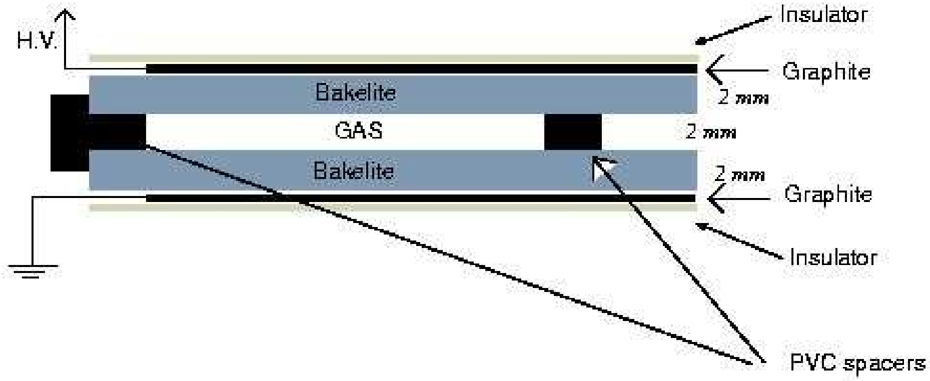

Figura 2.5: Sezione di un RPC.

Per ARGO la miscela di gas deve essere modificata a causa dell'alta quota, caratterizzata da pressione ridotta. L'abbassamento della pressione rende il gas meno denso ed il *libero cammino medio di ionizzazione* aumenta di un fattore P/P_0 (P è la pressione ad alta quota e P_0 quella al livello del mare), causando una perdita di *efficienza* del rivelatore. Poiché il numero medio di elettroni che si liberano per unità di cammino nella ionizzazione cresce con il peso molecolare, si può pensare di risolvere il problema della diminuzione dell'*efficienza* considerando miscele più "pesanti", cioè con meno Argon e maggior TFE. Il TFE, però, a causa della sua grande elettronegatività, tende a contrastare lo sviluppo della scarica, facendo richiedere una maggior tensione per causarne l'innesco; l'aumento della tensione di lavoro è comunque compensata in alta quota da un effetto contrario dovuto alla minor pressione, che fa crescere il *coefficiente di moltiplicazione elettronica* (α) con il rapporto E/P, fra intensità del campo elettrico e pressione. È quindi necessario utilizzare miscele di gas che al livello del mare richiedono una tensione di lavoro molto elevata per funzionare correttamente. Da alcuni test effettuati a YBJ con un prototipo di CLUSTER (ARGO-TEST) [25], la miscela di gas ottimale risulta essere: $Ar/TFE/Isobutano = 15/75/10$ (vedi figura 2.6). La media delle deviazioni standard delle distribuzioni temporali risulta essere pari a 1.42 ns, corrispondente ad una risoluzione di ≈ 1 ns per singolo RPC.

Con gli RPC è possibile ottenere un *Read Out digitale* della posizione delle singole particelle, grazie all'utilizzo delle *strip* (caratteristica non otte-

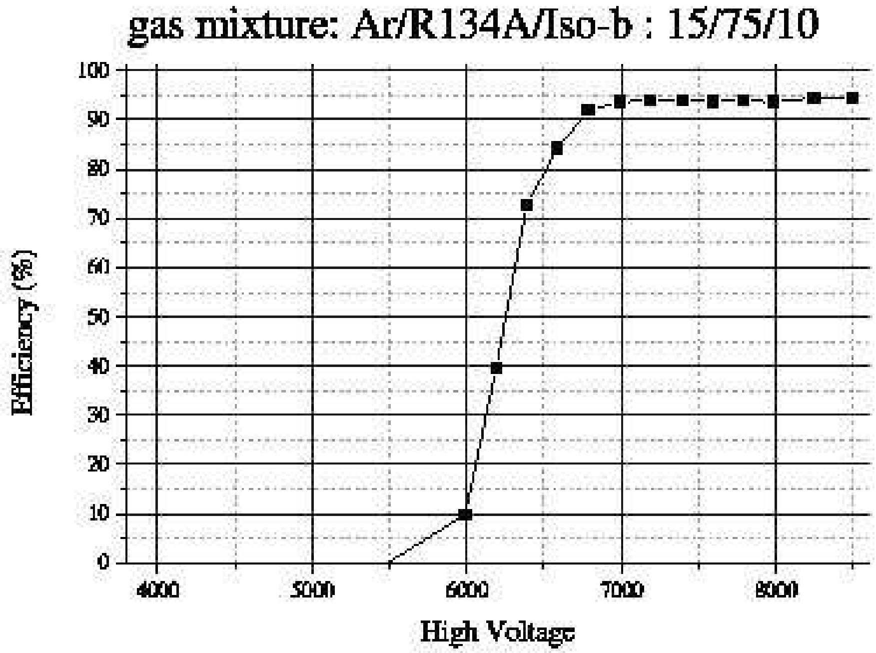

Figura 2.6: Efficienza di un RPC in funzione della tensione, per una miscela di gas composta da: $Ar/TFE/Isobutano = 15/75/10$.

nibile con gli scintillatori poiché lavorano in analogico integrando la carica su tutte le particelle che lo attraversano). Ad ogni particella viene associata una *strip*, ma l'associazione è valida fino ad un certo valore dell'energia del primario, oltre il quale una singola *strip* può essere colpita da più particelle con consequente perdita di informazione. Per tale motivo il segnale di ogni RPC è letto anche da due *pad* di dimensioni pari a $140 \times 125\ cm^2$ (*Big pad*), che forniscono un segnale analogico proporzionale al numero di particelle che le attraversano. In vicinanza del core, dove la densità delle particelle è molto elevata (primario fotone con $E \geq 10\ TeV$ e protone con $E \geq 20\ TeV$), l'informazione analogica risulta più vantaggiosa di quella digitale ai fini della ricostruzione della *size*. Il piano delle *strip* per la lettura digitale è affacciato all'elettrodo posto a massa, invece il piano della *Big pad* è affacciato all'elettrodo a tensione negativa.

2.4.1 Risposta temporale

Per valutare la risposta temporale del rivelatore, si è fatto uso di simulazioni Monte Carlo (codice CORSIKA). Per gli RPC si è assunta una risposta temporale di tipo "gaussiano", con una $\sigma = 1\ ns$, come riportato dai risultati di ARGO-TEST [25]; inoltre, è stato considerato un ritardo dovuto al transito del segnale lungo la strip, dipendente dal punto in cui è avvenuta l'induzione. Poiché il segnale sulle *strip* viaggia ad una velocità $v \simeq 0.2\ m/ns$, allora il *ritardo massimo* è di $2.5\ ns$ e la $\sigma_{st} = 0.72\ ns$. Quindi, il tempo (t) fornito dal rivelatore per una particella è dato da:

$$t = t_s + t_{RPC} + \Delta t_{st} \tag{2.14}$$

dove t_s è il tempo d'arrivo di ogni particella dello sciame, calcolato dalla simulazione; t_{RPC} è il tempo campionato da una gaussiana centrata in zero e con $\sigma = 1\ ns$; Δt_{st} è il tempo di transito sulla strip, dipendente dal punto di impatto. L'errore totale, vale:

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma^2_{RPC} + \sigma^2_{st}}. \tag{2.15}$$

I risultati di σ_{tot}, risultano consistenti con quelli di ARGO-TEST [25].

L'introduzione del rivelatore nello studio delle simulazioni degli sciami, comporta un aumento dei tempi medi di arrivo delle particelle. Per ridurre tale inconveniente e migliorare la ricostruzione del fronte dello sciame, è utile uno strato di Pb convertitore, il quale blocca le particelle temporalmente ritardate (meno energetiche). L'effetto totale è quindi quello di aumentare il numero di particelle cariche rivelabili, "tagliando" la componente lenta dello sciame.

Nella figura 2.7 sono riportati i tempi medi di arrivo, in funzione della distanza dal core, per sciami indotti da fotoni verticali da $1\ TeV$, con core al centro dell'apparato (triangoli), confrontati con quelli di sciami "ideali" senza rivelatore (cerchi). Risulta evidente l'effetto negativo delle fluttuazioni introdotte dal rivelatore. L'introduzione di uno strato di Pb sugli RPC, "ripulisce" il *profilo temporale*, approssimando la situazione "ideale" (quadrati).

Lo "spessore" temporale dello sciame si riduce di un fattore ~ 2, infatti entro $5\ ns$ è contenuto il 96% degli e^-, rispetto a $\sim 70\%$ senza convertitore [46].

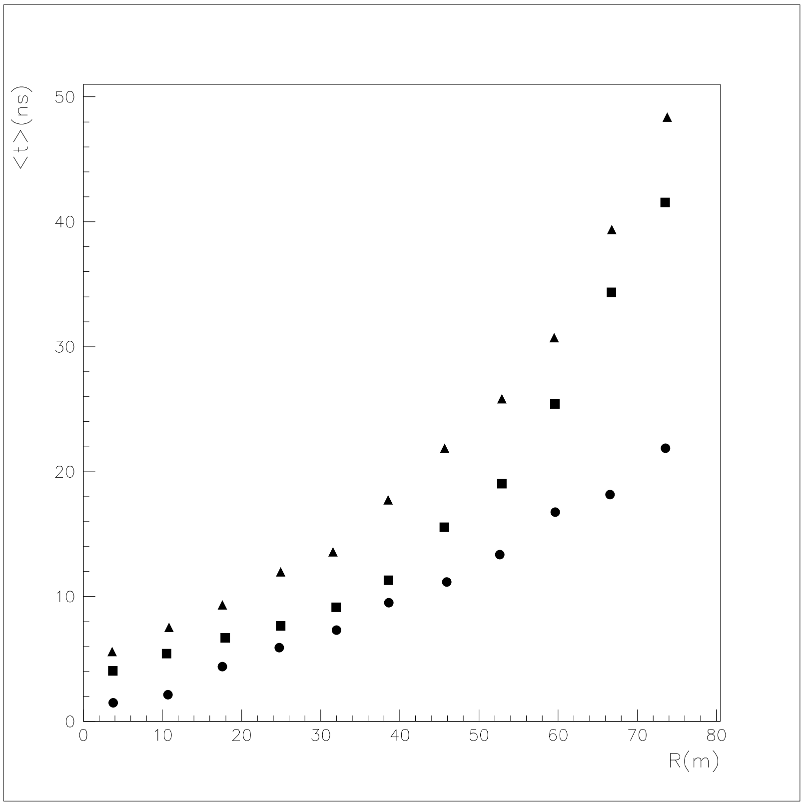

Figura 2.7: Tempi medi di arrivo delle particelle cariche per sciami generati con CORSIKA (cerchi), con l'aggiunta della simulazione del rivelatore (triangoli), con rivelatore e uno strato di Pb di 0.5 cm (quadrati), in funzione della distanza dal *core*. Gli sciami sono indotti da fotoni verticali da 1 TeV [34].

2.5 Implementazione di ARGO-YBJ

L'esperimento ARGO-YBJ, in corso di realizzazione, è ottimizzato per l'intervallo di energia 300 $GeV \div 10\ TeV$. Le misure di astronomia γ vengono effettuate semplicemente sfruttando il puntamento della sorgente, senza un criterio di selezione del segnale definito a priori.

Tra le possibili implementazioni del rivelatore, nella presente tesi, si studia l'estensione ad energie superiori, della possibilità di effettuare misure di astronomia γ con l'applicazione di una reiezione γ/h, mediante osservazione dei μ.

Poiché il rivelatore è ottimizzato fino alla decina di TeV, al crescere dell'energia la significatività statistica con la quale si è in grado di rivelare un segnale di fotoni diminuisce rapidamente. Per quanto discusso nel paragrafo 2.1, la significatività può essere aumentata se si è in grado di sfruttare una tecnica di discriminazione γ/h definita a priori, tramite simulazioni Monte Carlo. Cioè se si è in grado di definire un $Q_f > 1$ che aiuta nella identificazione del segnale fotonico (formula 2.13).

Il modo più naturale per discriminare tra sciami indotti da fotoni e quelli prodotti dal fondo di RC, è di misurarne il contenuto di muoni. Ci si aspetta, infatti, che essi siano quasi completamente assenti in sciami fotonici, a differenza di quanto accade per quelli adronici. Ciò è tanto più vero quanto maggiore è l'energia del primario. Inoltre, ad energie maggiori delle decine di TeV, la discriminazione attraverso i muoni è fondamentale per lo studio dell'emissione diffusa, sia di origine galattica che extra-galattica, che, come discusso nel Capitolo 1, è prevista fin verso i 100 TeV.

Un altro campo di studio in cui un rivelatore di muoni è di grande importanza, riguarda la composizione dei RC: al variare della specie primaria, varia anche il contenuto di μ negli sciami. La conoscenza del numero di muoni in uno sciame può quindi determinare la specie nucleare che lo ha generato.

Scopo della presente tesi è lo studio di un rivelatore di muoni, da affiancare all'esperimento ARGO-YBJ.

Nei prossimi Capitoli si presentano:

1) uno studio della fenomenologia dei muoni negli *sciami atmosferici estesi* alla quota di Yangbajing (4300 m $s.l.m.$), attraverso simulazioni Monte Carlo, codice CORSIKA;

2) uno studio di quattro possibili soluzioni per il rivelatore, di aree comprese tra $\simeq 1000\ m^2$ e $\simeq 4700\ m^2$, da alloggiare all'interno della struttura che ospita ARGO.

Capitolo 3

Studio dei μ negli EAS alla quota di Yangbajing

I Raggi Cosmici (RC) e i fotoni primari, interagiscono con i nuclei dell'atmosfera terrestre generando una cascata di particelle. Tale cascata si sviluppa nell'atmosfera, che può essere vista come un assorbitore di 1033 g/cm^2 di spessore, pari a circa 27 lunghezze d'interazione. Ad una certa profondità in atmosfera - ovvero ad una data quota sul livello del mare - il numero di particelle presenti dipende dalla specie primaria, dalla sua energia e dalla quota di prima interazione, oltre che dal processo stocastico di produzione delle particelle. Proprio per quest'ultimo motivo, le fluttuazioni che governano lo sviluppo di uno sciame atmosferico possono essere molto grandi.

Nel presente capitolo vengono studiati gli **Sciami Atmosferici Estesi** alla quota di **YangBaJing** (YBJ, 4300 m $s.l.m.$), con particolare attenzione al contenuto di **muoni**. Studi di questo tipo, a tale altitudine, non esistono in letteratura, e sono stati realizzati allo scopo di conoscerne le caratteristiche, per ottimizzare un rivelatore di muoni da affiancare all'esperimento ARGO-YBJ.

3.1 Gli Sciami Atmosferici Estesi

La Radiazione Cosmica è costituita essenzialmente da nuclei atomici: $\sim 80\%$ da H, poco meno del 20% da He e $\sim 1\%$ da elettroni. I fotoni sono circa un fattore 10^{-4} di tutta la radiazione.

Quando un RC entra nell'atmosfera terrestre interagisce con i nuclei d'aria generando, in seguito ad un processo moltiplicativo, il cosiddetto **Sciame Atmosferico Esteso** (EAS). Se il primario che induce un EAS è un fotone, si parlerà di *sciame fotonico*; se invece è un adrone, si avrà uno *sciame adronico*. Un EAS si presenta come un disco di particelle, dello spessore di pochi ns, che può estendersi per alcune centinaia di metri.

Gli Sciami Atmosferici Estesi sono costituiti da due componenti: uno sciame e.m. ed una cascata adronica. Esse sono accoppiate perché i π^0, decadendo, forniscono energia alla componente e.m.

Gli sciami e.m. possono essere intesi come una sequenza di processi radiativi (la *Bremsstrahlung*) e di eventi di produzione di coppie e^+e^-. Analogamente le cascate adroniche possono essere descritte come una sequenza di interazioni di pioni, ognuna delle quali produce ulteriori π.

Nel 1954 Heitler sviluppò un semplice modello per illustrare il comportamento caratteristico di uno sciame e.m. che si sviluppa. Si suppone che ad ogni *lunghezza di radiazione* (λ_0) una particella di energia iniziale E_0, dia luogo a 2 particelle di energia $E_0/2$. Così, se lo sciame è iniziato da un elettrone, l'interazione con il campo e.m. di un nucleo dà luogo all'emissione di un fotone di *Bremsstrahlung* dopo $1\lambda_0$, ottenendo un fotone ed un elettrone, entrambi di energia $E_0/2$; dopo $2\lambda_0$ il fotone produce una coppia *elettrone - positrone* e l'elettrone iniziale emette un nuovo fotone di *Bremsstrahlung*, ottenendo così 4 particelle di energia $E_0/4$; all'ennesimo passo si avranno 2^n particelle, di energia $E_0/2^n$. Lo stesso discorso vale per un primario fotone, la cui interazione iniziale darà luogo ad una coppia e^+e^- (vedi figura 3.1). La "produzione" di particelle continua fino a quando l'energia delle singole particelle non eguaglia *l'energia critica del mezzo* ($E_c^{e.m.}$), definita come l'energia alla quale la sezione d'urto di Bremsstrahlung e quella di ionizzazione si equivalgono. A questo punto lo sciame ha raggiunto il suo massimo, ovvero si è ottenuto il numero massimo di particelle producibili, pari a $N_{max}^{e.m.} \approx E_0/E_c$, ad una distanza dalla prima interazione pari a $\lambda_{max} \approx \ln(E_0/E_c)$ espressa in unità di λ_0. Pertanto, in tale situazione, si ha: $E_0 \approx N_{max}^{e.m.} \cdot E_c$. Nell'aria $E_c \simeq 81\ MeV$, mentre $\lambda_0 = 37.1\ g/cm^2$.

La cascata adronica è diversa da quella e.m.: 1/3 dell'energia è spesa ad ogni interazione nella formazione di sciami e.m., attraverso la produzione ed il successivo decadimento dei π^0. Dopo ogni *lunghezza d'interazione* λ_h (per i pioni $\lambda_h \approx 120\ g/cm^2$, per i protoni $\lambda_h \approx 85\ g/cm^2$) un adrone produce N_{ch} pioni carichi, e $1/2\, N_{ch}$ pioni neutri; i π^0 decadono "immediatamente" in una coppia di fotoni e danno origine a sciami e.m., i $\pi^\pm$, invece, percorro-

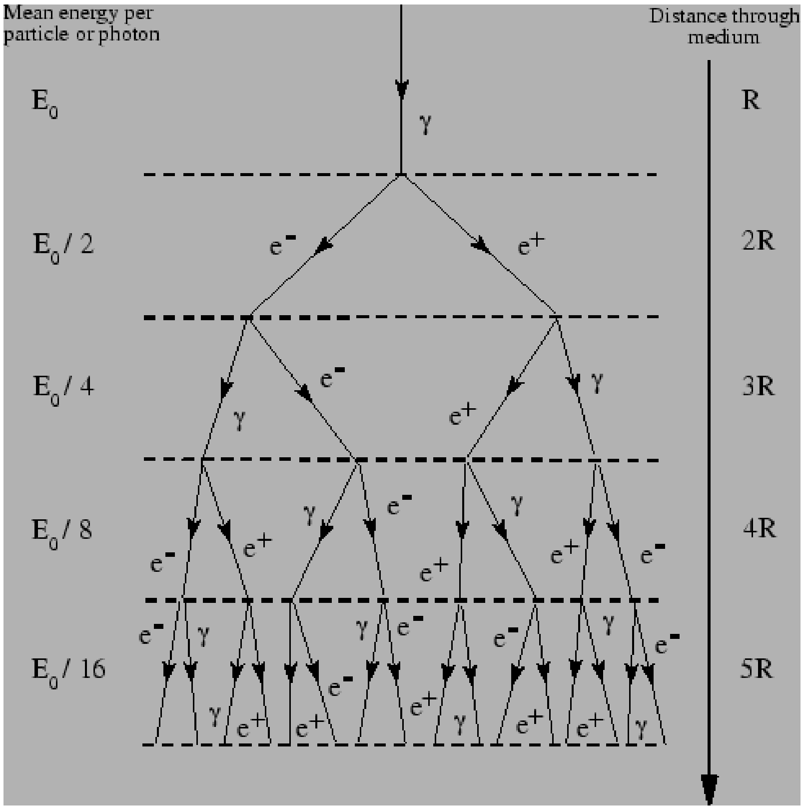

Figura 3.1: Sviluppo di uno sciame e.m. con primario fotone.

no una λ_h e poi interagiscono producendo altri pioni. Il processo va avanti fino a quando i $\pi^{\pm}$ non raggiungono l'energia critica per il decadimento E_c^{π}. Se si considera un primario protone di energia E_0, dopo n lunghezze di interazione, esso darà luogo a $N_\pi = (N_{ch})^n$ pioni carichi con energia pari a $(2/3)^n\, E_0$ (assumendo una uguale divisione dell'energia tra le particelle). La parte restante di energia del primario, viene utilizzata per gli sciami e.m. da π^0. L'energia per i pioni carichi vale:

$$E_\pi = \frac{E_0}{(\frac{3}{2}N_{ch})^n}. \tag{3.1}$$

Dopo un certo numero di generazioni, $N_\pi = N_{max}^{\pi}$ e lo sciame raggiunge il suo massimo [58]. Quindi l'energia totale del primario è suddivisa in due canali, elettromagnetico e adronico:

$$E_0 = N_{max}^{e.m.} \cdot E_c^{e.m.} + N_{max}^{\pi} \cdot E_c^{\pi}. \tag{3.2}$$

In questo semplice modello, il contenuto muonico è attribuito esclusivamente agli sciami adronici. In realtà anche negli EAS generati da fotoni vi è una piccola componente adronica in grado di generare muoni, dovuta ai seguenti processi:

1) Fotoproduzione di π:

$$\gamma + aria \rightarrow n\pi^{\pm} + m\pi^0 + X \tag{3.3}$$

seguita dal loro decadimento:

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu(\bar{\nu}) \qquad\qquad \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma. \tag{3.4}$$

2) Produzione di coppie:

$$\gamma \rightarrow \pi^+ + \pi^- \tag{3.5}$$

soppressa del fattore $(\frac{m_e}{m_\mu})^2$, rispetto al processo $\gamma \rightarrow e^+e^-$.

3) Produzione e successivo decadimento leptonico di *quark* "pesanti", prevalentemente *charm*.

Il processo principale è la fotoproduzione di π, gli altri due danno un piccolo contributo per energia dei μ superiore ad alcuni TeV, corrispondente ad energie del fotone primario superiori a $\sim 100\ TeV$.

La probabilità di produzione di π, rispetto alla produzione di coppie e^+e^-, vale:

$$R_\gamma = \frac{\sigma(\gamma - aria \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\sigma(\gamma - aria \rightarrow e^+e^-)} \approx 3 \cdot 10^{-3} \tag{3.6}$$

fino a circa 150 GeV, la più alta energia alla quale la sezione d'urto di fotoproduzione dei μ è stata misurata (vedi figura 3.2). Di conseguenza, in seguito al processo di cascata, il rapporto del contenuto medio dei muoni in uno sciame fotonico rispetto ad uno sciame adronico è molto piccolo, circa un ordine di grandezza maggiore di R_γ, quindi qualche percento.

Il numero di μ con energia $> E_\mu$, prodotto in uno sciame indotto da un fotone di energia E_γ, può essere parametrizzato, nell'intervallo $0.1 < E_\mu < 1\ TeV$, dalla seguente relazione [61]:

$$N_\mu(E_\gamma, E > E_\mu) \simeq \frac{2.14 \cdot 10^{-5}}{\cos\theta} \cdot \frac{1}{E_\mu/\cos\theta} \cdot \frac{E_\gamma}{E_\mu/\cos\theta} \tag{3.7}$$

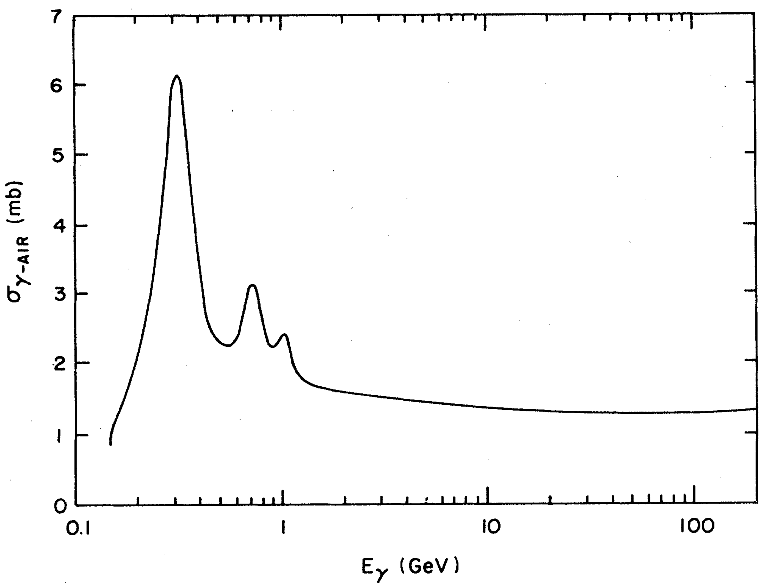

Figura 3.2: Sezione d'urto di fotoproduzione $\gamma - aria$ [49].

con le energie espresse in TeV e la formula valida per $E_\gamma/E_\mu \geq 10\,TeV$.

Il flusso di muoni prodotti nei vari processi è stato calcolato per fotoni con uno spettro tipo-Crab (indice spettrale $\alpha = -2.5$), nell'intervallo $1 \div 10\,TeV$, ed è mostrato in figura 3.3.

Il principale parametro di un EAS che viene misurato è il numero totale di particelle prodotte, detto *size* (N). In genere per *size* s'intende quella degli elettroni (N_e), anche se, usualmente, i rivelatori non distinguono la natura dei carichi. In uno sciame adronico il totale delle particelle cariche è dato dalla somma: $N_{ch} = N_e + N_\mu + N_h \approx N_e(1 + 0.1 + 0.01)$. Per meglio ricostruire l'energia e l'identità del primario, è preferibile misurare il numero di particelle per le singole componenti [37] [38].

Il numero di particelle che un primario può produrre, come visto, è funzione della sua energia. In particolare si è stimato che il numero massimo di secondari vale $N_{max} \approx (1.1 \div 1.6)E_0$, con E_0 espresso in GeV. L'intervallo è dovuto ai differenti modelli di interazioni adroniche [37].

La determinazione della sola size non consente di identificare natura ed energia del primario che ha generato lo sciame, esiste quindi la necessità di

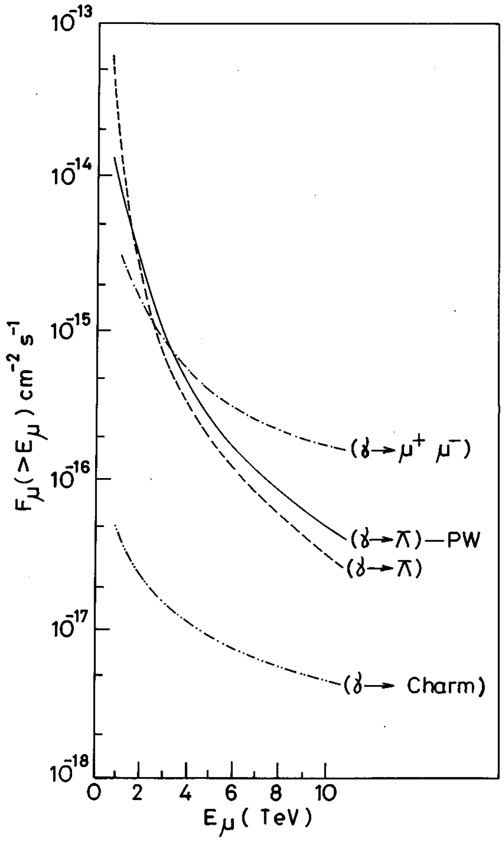

Figura 3.3: Flusso dei muoni prodotti da vari meccanismi di produzione, calcolato per fotoni γ provenienti dalla Crab. Il tratto continuo rappresenta un modello teorico [59].

misurare altri parametri. L'esperimento Tibet AS-γ, ad esempio, ha disaccoppiato la componente leggera da quella pesante, misurando gli adroni ed i fotoni ad energie $> TeV$ nel core dello sciame. L'esperimento KASCADE, invece, ha misurato il contenuto dei muoni e degli adroni.

Nel presente studio, si valuterà l'efficacia del contenuto dei muoni negli sciami, per separare i fotoni dai protoni, ovvero il segnale proveniente dalle sorgenti rispetto al fondo. In particolare, nel presente Capitolo, si espone uno studio fenomenologico della componente muonica negli EAS, alla quota di YBJ. Si sottolinea l'originalità dell'analisi svolta, perché non presente in

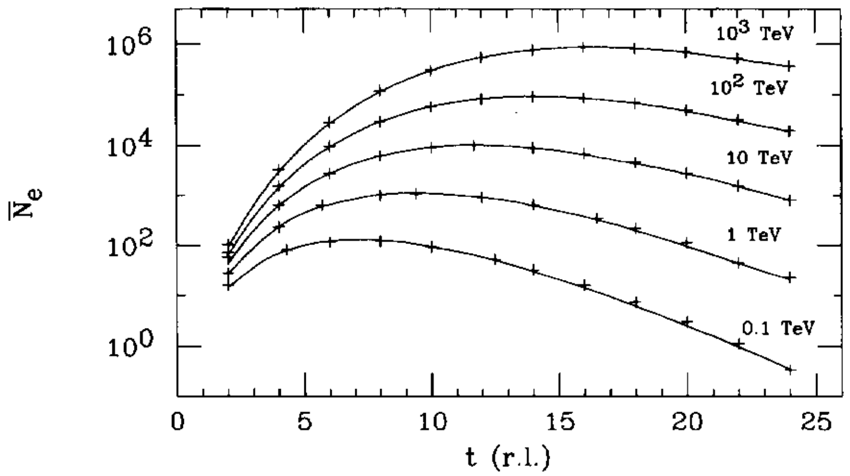

Figura 3.4: Sviluppo longitudinale degli e^- per diversi valori dell'energia di fotoni primari [46].

letteratura un'accurata indagine del contenuto di muoni a tale quota. Le stesse caratteristiche studiate per i muoni, sono state analizzate anche per i *neutroni*, nell'ipotesi di una loro futura misura. L'energia di soglia per la produzione è stata fissata ad 1 MeV per elettroni e fotoni, e a 100 MeV per i muoni e per i neutroni. Prima di presentare lo studio, si richiamano le principali caratteristiche degli sciami fotonici e adronici con riferimento allo *sviluppo longitudinale*, ed alla *distribuzione laterale*.

3.1.1 Sviluppo longitudinale

Lo sviluppo longitudinale di uno sciame elettromagnetico, è ben descritto dalla formula di Greisen modificata, funzione della profondità t (espressa in l.r.):

$$N(t) = \frac{0.31 \cdot A(E_{th})}{\sqrt{y}} e^{-[t_1(1-1.5\ln s)]} \tag{3.8}$$

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

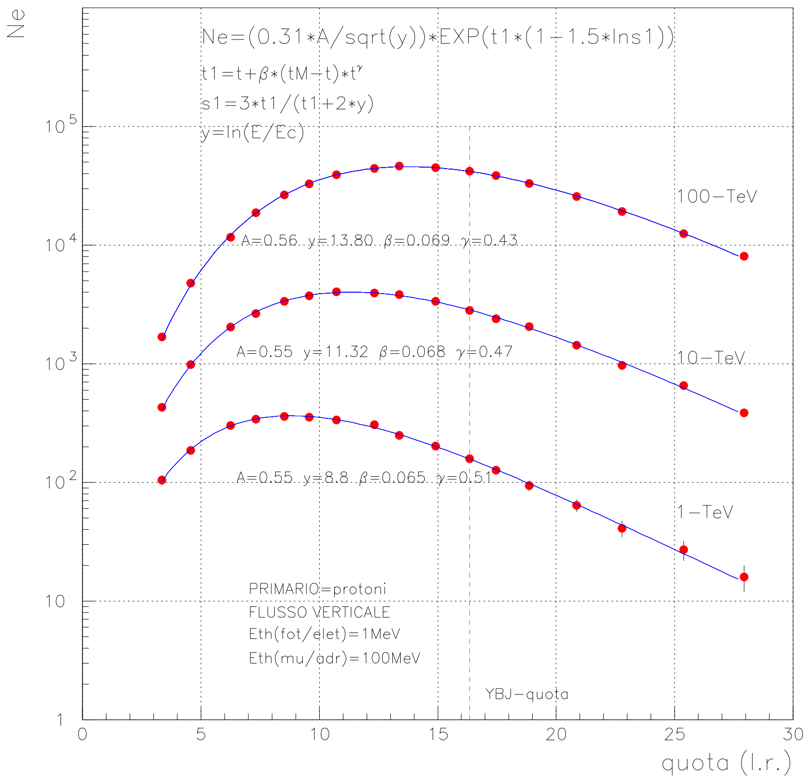

Figura 3.5: Sviluppo longitudinale per protoni primari da 1, 10 e 100 TeV. La linea tratteggiata indica la quota di YBJ [40].

esprime come $s = 3t/(t + 2y)$ e indica lo stato di evoluzione dello sciame ad una data quota: $s < 1$, prima della quota di massimo sviluppo; $s = 1$, massimo sviluppo; $s > 1$, dopo tale massimo. Per i valori dei parametri, si veda [46]. In figura 3.4 sono riportati i profili longitudinali per gli e^- prodotti da fotoni primari di differente energia, "fittati" con la formula di Greisen modificata, per sciami e.m.

Nel caso dei RC, lo sviluppo longitudinale può essere descritto dalla stessa forma funzionale (3.8), con l'opportuna riparametrizzazione della profondità: $t_2 = t + \beta(t_m - t)t^\gamma$. La profondità è ridefinita in termini dei parametri β e γ, e della quota di massimo sviluppo t_m [60].

In figura 3.5 viene riportato lo sviluppo longitudinale per protoni primari di energia $1, 10$ e 100 TeV e con $E_{th} = 1$ MeV; anche in questo caso i punti sono "fittati" con la formula di Greisen modificata, ma col parametro t_2. Si hanno i seguenti valori limite per i parametri: $0.55 \leq A \leq 0.56$, $8.8 \leq y \leq 13.8$, $0.65 \leq \beta \leq 0.069$ e $0.43 \leq \gamma \leq 0.51$ unico parametro decrescente all'aumentare dell'energia [40]. Da notare che alla quota di YBJ ($\sim 16.3\ l.r.$), a partire da $10\ TeV$, c'è un fattore $\lesssim 2$ per N_e rispetto al massimo sviluppo.

3.1.2 Distribuzione laterale

La distribuzione laterale in uno EAS è dovuta essenzialmente allo scattering multiplo coulombiano a cui sono sottoposte le particelle cariche. Infatti esse vengono generate con un angolo di produzione $\vartheta \simeq m_e c^2/E_e$, che non contribuisce in maniera significativa allo "sparpagliamento" laterale. Per gli adroni, invece, la distribuzione laterale è influenzata anche dal momento trasverso medio acquistato nell'atto della loro produzione $< P_t^h > \approx 350\ MeV/c$; è proprio il $< P_t^h >$ degli adroni che dà luogo alla struttura a "multi-core" negli sciami adronici. I fotoni secondari diffondono ancor più delle particelle cariche, essendo neutri. Tutto ciò fa sì che i secondari si allontanino dall'asse dello sciame, dando luogo ad una *distribuzione laterale*. Inoltre, più ci si allontana dall'asse dello sciame e minore è l'energia delle particelle, dato che quelle prossime alla direzione del primario sono le più energetiche e risentono meno dei campi coulombiani. L'estensione laterale dello sciame può essere di diverse centinaia di metri rispetto al core, con una densità decrescente all'aumentare della distanza da esso.

La fenomenologia descritta è esprimibile attraverso la *distribuzione di densità laterale*, che rappresenta la densità di particelle cariche ad una distanza r dal *core* dello sciame. Posto uguale a dN il numero di particelle presenti in una corona circolare di raggi compresi fra r ed $r + dr$, tale distribuzione può essere valutata attraverso la relazione:

$$\rho(r) = \frac{dN}{2\pi r dr}. \tag{3.9}$$

La $\rho(r)$ (densità locale) è una funzione decrescente all'aumentare di r e l'area sotto la curva rappresenta il numero di particelle prodotte nello sciame:

$$\int_0^\infty \rho(r) \cdot 2\pi r dr = N \tag{3.10}$$

È possibile definire una funzione non dipendente, in prima approssimazione, dall'energia. Si consideri il *raggio di Moliere*, r_M, posto:

$$f(r) = \frac{\rho(r)}{N} r_M^2 \tag{3.11}$$

$$\int_0^\infty f(x) \cdot 2\pi x dx = 1 \qquad x \equiv \frac{r}{r_M} \tag{3.12}$$

$f(x)$ è detta *funzione di struttura* e non dipende in prima approssimazione dall'energia, come si può dedurre dalle figure 3.19, 3.20 e 3.23, nelle quali è riportato il rapporto tra la *distribuzione di densità laterale media*, $\bar{\rho}(r)$ ed il *numero medio di particelle prodotte*, $\bar{N}$:

$$\Delta(r) = \bar{\rho}(r)/\bar{N} = f(r)/r_M^2. \tag{3.13}$$

La $\Delta(r)$ è detta *funzione di distribuzione laterale*, e può essere espressa attraverso la funzione di struttura $f(r/r_M)$.

Il raggio di Moliere è un parametro di contenimento laterale per gli sciami, ed è definito come la distanza entro la quale è contenuto il 90% dell'energia di uno sciame. Esso si può esprimere attraverso la temperatura T (in gradi Kelvin) e la pressione P (in atmosfere), tramite la relazione:

$$r_M = \frac{T}{273} \cdot \frac{73.5}{P - 0.07} \tag{3.14}$$

r_M varia quindi con il sito di osservazione: a 2000 m $s.l.m.$, risulta $r_M \approx$ 100 m, a 4300 m $s.l.m.$ (quota di YBJ), il suo valore è $r_M \approx 133$ m. La maggior parte dei secondari prodotti, è quindi contenuta in un raggio di un centinaio di metri dal core di uno sciame.

Per parametrizzare la dipendenza dall'energia, si può utilizzare la relazione di *Nishimura - Kamata - Greisen* (NKG), attraverso il parametro di *età*, s:

$$f\left(\frac{r}{r_M}, s\right) = C(s)\left(\frac{r}{r_M}\right)^{s-2}\left(\frac{r}{r_M}+1\right)^{s-4.5} \tag{3.15}$$

con $C(s)$ costante di normalizzazione [37] [39].

La NKG o altre forme funzionali derivanti da essa, possono essere utilizzate per parametrizzare la $\rho(r)$ quando è possibile ricostruire il core dello sciame e la densità delle particelle cariche secondarie in funzione della distanza da esso; integrando la NKG si ottiene, come visto sopra, il numero di

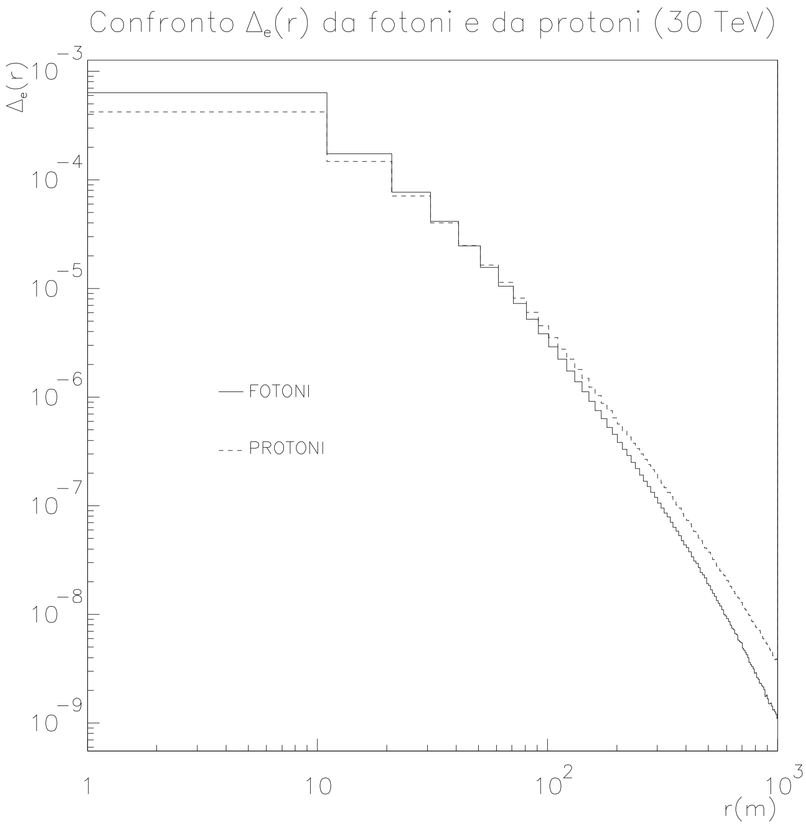

Figura 3.6: Confronto tra le $\Delta_e(r)$ per protoni e fotoni primari da 30 TeV.

particelle cariche dello sciame, ovvero la size.

La deduzione della size, a partire dall'integrazione della densità laterale, sarà tanto più accurata, quanto migliore è la determinazione sperimentale della $\rho(r)$. Con gli apparati di sciame tradizionali, che campionano parzialmente il fronte dello sciame, si ha un'accuratezza $\Delta N/N \approx 20 \div 30\%$ all'energia di soglia, essendo i rivelatori disposti su un'area sensibile totale dell'ordine del percento dell'area geometrica del fronte dello sciame. Con un apparato di nuova generazione a copertura totale, come l'esperimento ARGO-YBJ, è attesa una migliore ricostruzione del profilo di densità con un'accuratezza nella ricostruzione della size $\Delta N/N \leq 10\%$ [40].

I due primari studiati per la presente tesi, protoni e fotoni γ, danno luogo a distribuzioni laterali per i secondari che sono generalmente diverse tra loro: gli e^- da protoni hanno una $\Delta(r)$ più piatta rispetto a quella degli e^- da fotoni (vedi figura 3.6); i muoni, invece, hanno una distribuzione laterale più piatta se a generarli sono i fotoni, piuttosto che i protoni (vedi figura 3.21). Per i neutroni non si hanno significative variazioni della $\Delta(r)$ tra i due differenti primari.

3.2 Distribuzione di size dei μ

Negli EAS le fluttuazioni intrinseche al processo di cascata fanno sì che la *size* prodotta sia molto diversa sciame per sciame, anche a parità di tipo e di energia del primario. È quindi importante conoscere, oltre al numero di particelle prodotte, anche il tipo di distribuzione statistica seguita.

Per tale studio sono state considerate le *sizes* (N_x) per *muoni* e per *neutroni* ad energie di 10, 30 e 50 TeV, per sciami indotti da fotoni e da protoni. Ottenute le distribuzioni si è proceduto, come primo passo, alla verifica della "gaussianità" delle stesse.

In figura 3.7 sono riportate le distribuzioni[1] dei μ con sovrapposta gaussiana da sciami protonici (sinistra) e le distribuzioni con sovrapposta gaussiana da sciami fotonici (destra); il *bin* scelto è pari a 10 per primario protone e ad 1 per primario fotone. La differente scelta è dovuta alla bassa molteplicità di size delle due specie di particelle nel secondo caso.

In tabella 3.1 è riportato il valore del χ^2_r per verificare la bontà del fit, gli errori sono considerati come $\sqrt{N_x}$ (χ^2_r sta ad indicare il χ^2 *ridotto*, cioè χ^2 / *numero di gradi di libertà*). Si nota che esiste un buon accordo tra dN/dN_x

χ^2_r distribuzioni gaussiane				
	PROTONI		**FOTONI**	
E(TeV)	**muoni**	**neutroni**	**muoni**	**neutroni**
10	1.36	9.33	2.95	2.90
30	1.03	2.21	1.72	1.43
50	0.925	1.12	1.08	0.94

Tabella 3.1: Valori del χ^2_r per distribuzioni gaussiane rispetto alla *size*, per μ e per n da primari di energia pari a 10, 30 e 50 TeV.

[1] I grafici, salvo diversa indicazione, sono ottenuti con la libreria PAW del CERN [42].

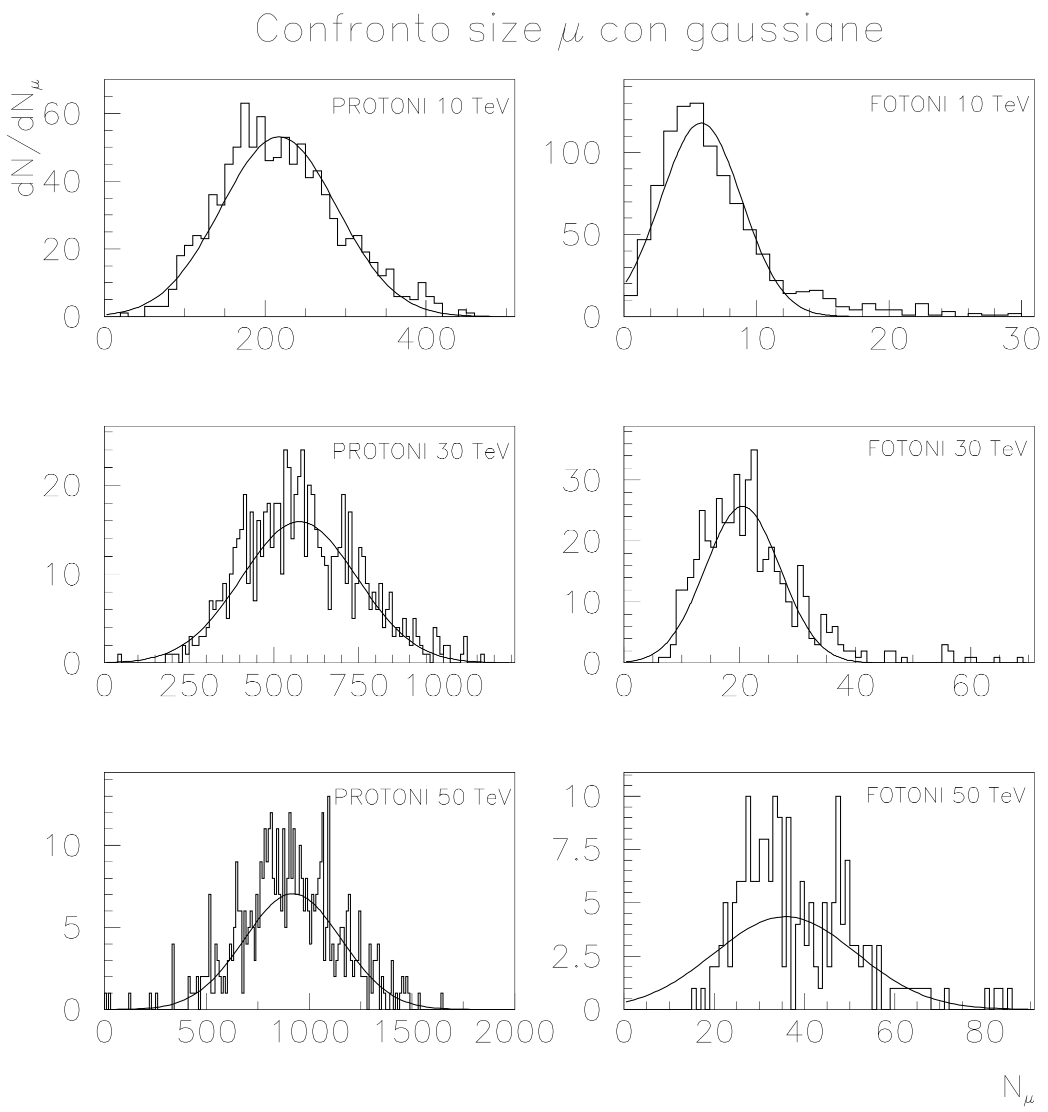

Figura 3.7: Confronto tra le distribuzioni di *size* dei μ con sovrapposta *gaussiana* per protoni (colonna a sinistra) e fotoni (colonna a destra) di energia pari a 10, 30 e 50 TeV.

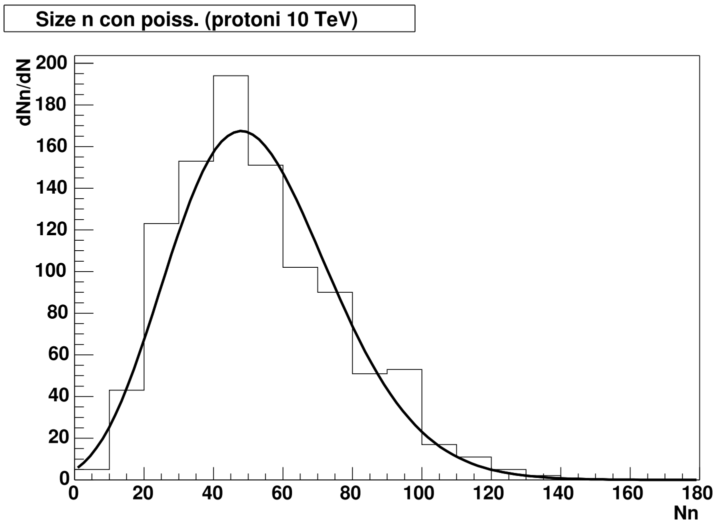

Figura 3.8: Distribuzione di *size* dei *neutroni* con sovrapposta *poissoniana* per protoni da 10 TeV.

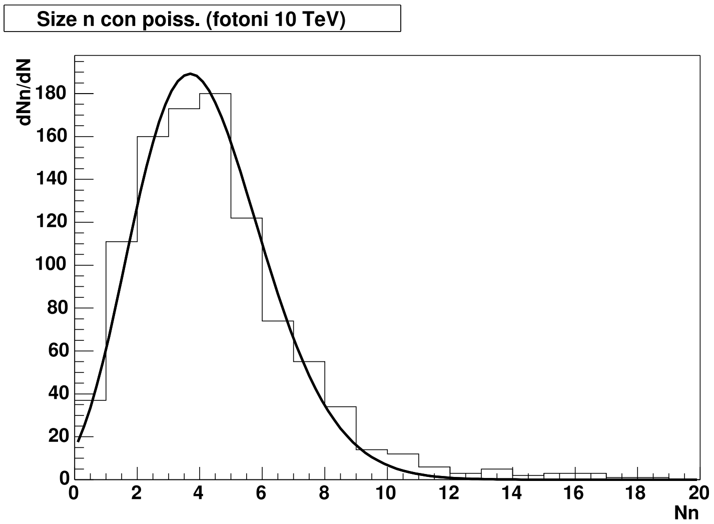

Figura 3.9: Distribuzione di *size* dei *neutroni* con sovrapposta *poissoniana* per fotoni da 10 TeV.

e la curva di Gauss, per μ prodotti da protoni e per tutte le altre situazioni alle energie più elevate. Come secondo passo si è considerata la possibilità che le distribuzioni, per le quali il $\chi_r^2 > 2$, possano essere "poissoniane". Verificata tale ipotesi con la *libreria* ROOT [45], sono stati ottenuti migliori valori del χ_r^2 per n da protoni e fotoni da $10\ TeV$, rispettivamente pari a 3.59 e 1.98; negli altri due casi non si è avuta una diminuzione del χ_r^2. I grafici relativi ai casi migliorati sono riportati in figura 3.8 e 3.9.

È stato effettuato anche uno studio per verificare la linearità del *valor medio* e della *deviazione standard* (σ) al crescere dell'energia, per entrambe le particelle e per i due primari, nel caso della distribuzione gaussiana. I risultati sono concordi con l'ipotesi fatta per tutti i casi, tranne che per la σ dei μ da protoni.

Si può quindi concludere che le distribuzioni tendono ad un comportamento poissoniano se il numero delle particelle è basso (caso limite n da fotoni di più bassa energia), gaussiano se la molteplicità aumenta in maniera sufficientemente elevata (μ da protoni e μ e n per primari di alta energia).

Nelle figure 3.10 e 3.11 sono riportati, rispettivamente, i valori medi dei μ e dei n prodotti dai protoni e dai fotoni. L'intervallo di energie considerato varia a seconda del primario: $E_p = 1\ TeV \div 20\ PeV$ ed $E_\gamma = 1 \div 50\ TeV$. I punti sono *fittati* con un polinomio di secondo grado che ne approssima bene l'andamento in scala logaritmica.

Per ricavare i valori medi[2] sono stati generati un elevato numero di sciami verticali, decrescente all'aumentare dell'energia: per fotone primario si va da $25000 \div 200$ sciami, per $E_\gamma = 1 \div 50\ TeV$ e per protone primario da $25000 \div 20$ sciami, nel range di energia $E_p = 1\ TeV \div 20\ PeV$. A $10\ TeV$ il numero di sciami è per entrambi uguale a 1000.

In molti esperimenti, come ricordato, per eliminare il fondo si misura il contenuto di μ negli sciami, per reiettare quelli prodotti da protoni ed accettare invece quelli *poveri di* μ dovuti ai fotoni. Tale tecnica è efficace a partire da qualche decina di TeV, perché i μ sono una piccola frazione delle particelle cariche ed il loro numero diventa significativamente alto solo ad iniziare da tale energia. Dalle simulazioni, infatti, risulta un numero medio di μ rispetto al numero totale di particelle cariche pari a: $N_\mu/N_c \approx 1.2 \cdot 10^{-3}$ per sciami fotonici ed $N_\mu/N_c \approx 7.1 \cdot 10^{-2}$ per sciami adronici, entrambi per primario da $10\ TeV$.

[2]Da ora in avanti, salvo diversa indicazione, il "numero" di particelle è da intendersi come "numero medio", N.

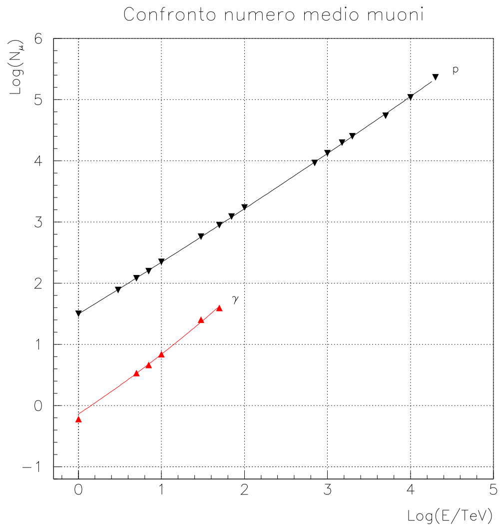

Figura 3.10: Confronto tra il valore medio dei μ prodotti da primario protone (p) e fotone (γ).

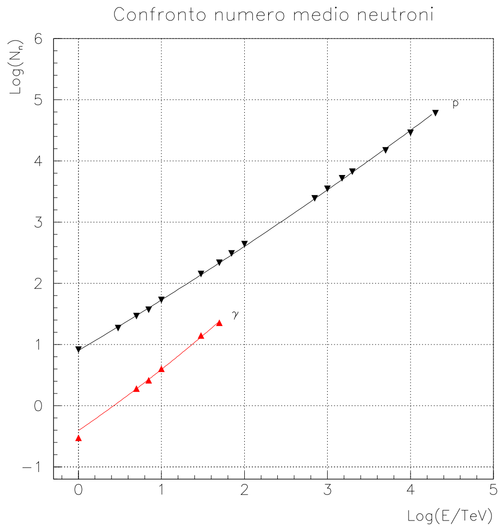

Figura 3.11: Confronto tra il valore medio dei n prodotti da primario protone (p) e fotone (γ).

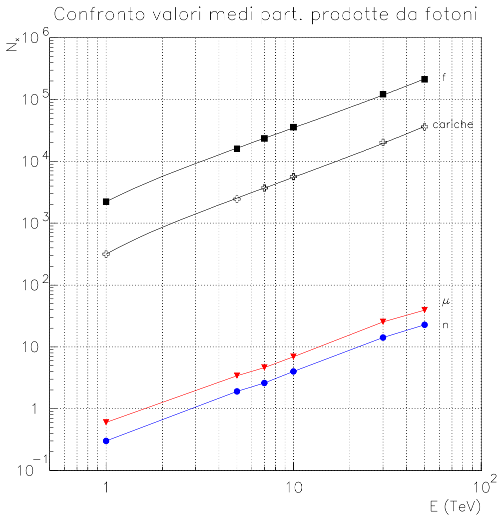

Figura 3.12: Confronto tra il valore medio dei fotoni (f), particelle cariche totali (*cariche*), muoni (μ) e neutroni (n) prodotti da primario fotone γ.

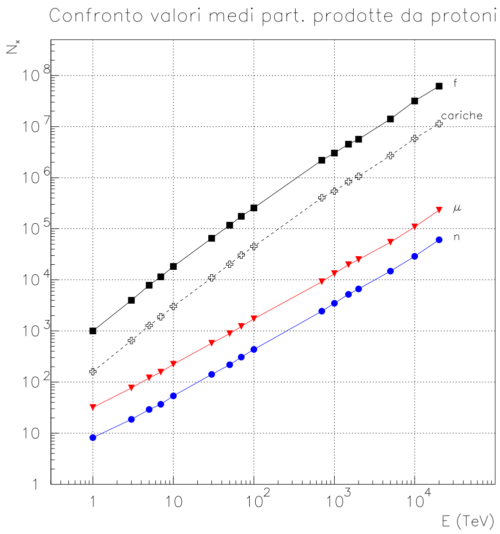

Figura 3.13: Confronto tra il valore medio dei fotoni (f), particelle cariche totali (*cariche*), muoni (μ) e neutroni (n) prodotti da primario protone.

Nelle figure 3.12 e 3.13 sono riportati i valori medi di fotoni (f), particelle cariche totali (*cariche*), muoni (μ) e neutroni (n) prodotti, rispettivamente, da raggi γ e da protoni. L'energia considerata per il primario varia nell'intervallo $10 \div 50\,TeV$ per fotoni e $1\,TeV \div 20\,PeV$ per protoni; i punti sono uniti da una spezzata. Si noti che: f ed e^- sono generati in numero maggiore dai raggi γ a causa della più elevata componente e.m. dello sciame, rispetto ai protoni; la situazione è invertita se si considerano i valori di μ e di n, a causa dell'accresciuta componente adronica degli sciami indotti da protoni, in confronto a quella degli sciami iniziati da fotoni.

Questi risultati confermano l'idea di utilizzare un **rivelatore di muoni** di area sufficientemente grande, per sfruttare la differenza nel contenuto di μ degli sciami. Infatti, come si può facilmente calcolare dalla figura 3.10, il rapporto del numero medio di μ prodotti nei due tipi di sciami, vale, come atteso dal rapporto tra le sezioni d'urto, $N_\mu^\gamma/N_\mu^p \approx 3 \div 4\%$, nell'intervallo di energia $10 \div 50\,TeV$.

3.2.1 Scatter-plot N_e/N_μ

In figura 3.14, è riportato uno *scatter-plot* N_e/N_μ per primari di energia pari a $10\,TeV$. Nel grafico, per ognuna delle specie di primario, sono rappresentati 1000 punti, relativi ai 1000 sciami simulati. Per i fotoni, come atteso, si notano valori più elevati di N_e e meno elevati per N_μ, mentre la situazione si inverte per i protoni. Gli insiemi sono ben separati, ma estesi: ad esempio, per $N_e = 5000$, il $N_\mu^\gamma \approx 0 \div 80$, mentre il $N_\mu^p \approx 80 \div 450$. Il peso delle fluttuazioni appare rilevante, suggerendo la necessità di avere un rivelatore di muoni di grande area.

3.3 Distribuzione laterale dei μ

Per lo studio della *distribuzione laterale* dei *muoni* e dei *neutroni* a YBJ, così come per lo studio di tutte le altre caratteristiche fenomenologiche, sono stati utilizzati sciami simulati con il codice CORSIKA[3] [41].

Nelle figure 3.15 e 3.16 sono riportati degli esempi sulla dislocazione spaziale dei μ indotti dai due tipi di primari in esame, a diverse energie. Nei tre

[3] Vedi appendice A.

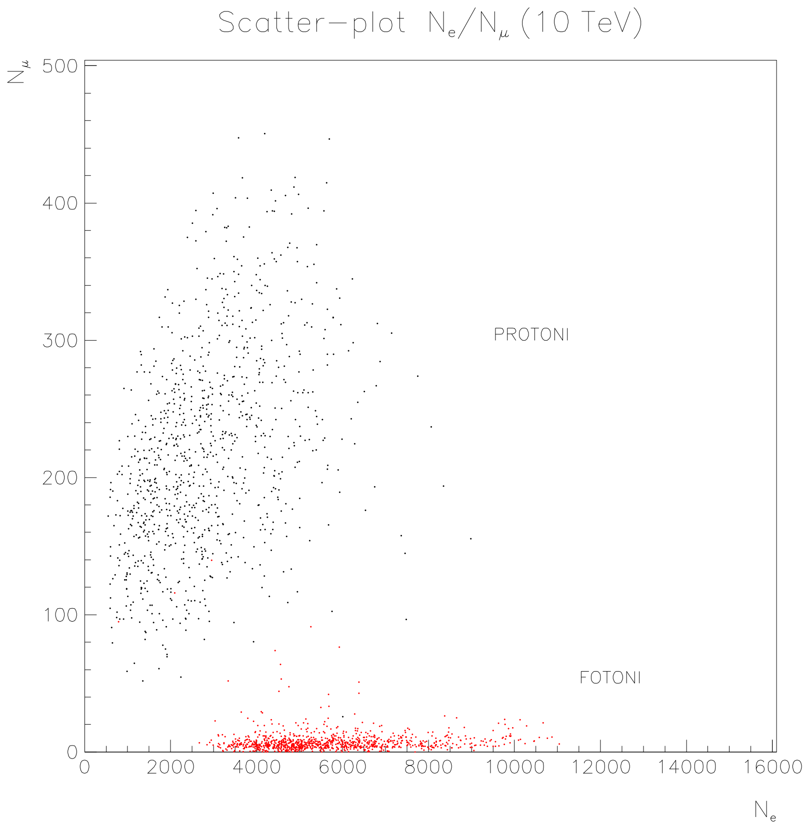

Figura 3.14: *Scatter-plot* N_e/N_μ, per primari di energia pari a 10 TeV. In nero sono riportati i punti relativi ai protoni ed in rosso quelli relativi ai fotoni.

grafici in alto l'energia del primario è di 50 TeV, in quelli centrali l'energia è di 30 TeV e nei tre in basso l'energia è di 10 TeV. I grafici ricoprono un quadrato di area pari a 10×10 km^2, con centro il core dello sciame. Sono evidenti le fluttuazioni a parità di specie e di energia del primario.

Per i neutroni si ha una situazione simile a quella dei muoni, con una minore omogeneità nella posizione, dovuta al fatto che tali particelle sono prodotte in minor numero nelle zone "multi-core" di produzione adronica.

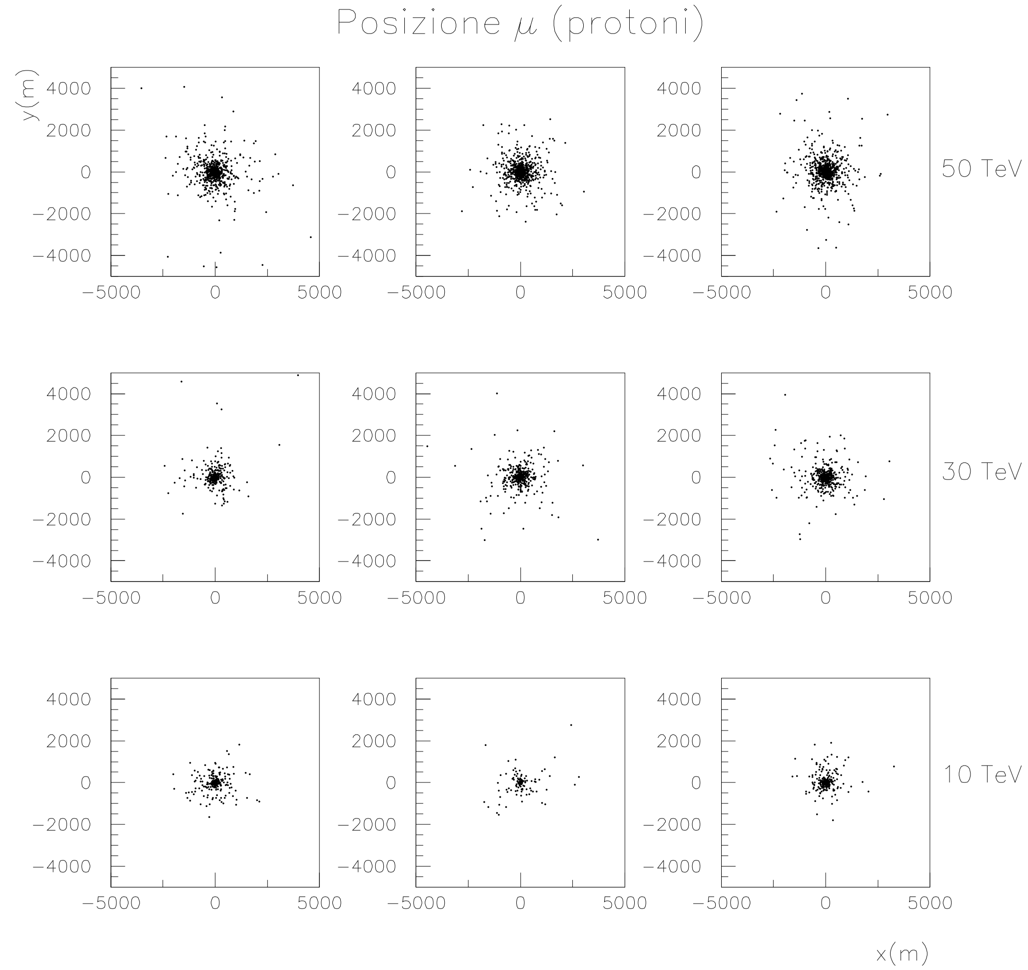

Figura 3.15: Dislocazione spaziale dei *muoni* generati da protoni di energia pari a 50 TeV per i 3 grafici in alto, da 30 TeV per quelli centrali e da 10 TeV per i 3 in basso.

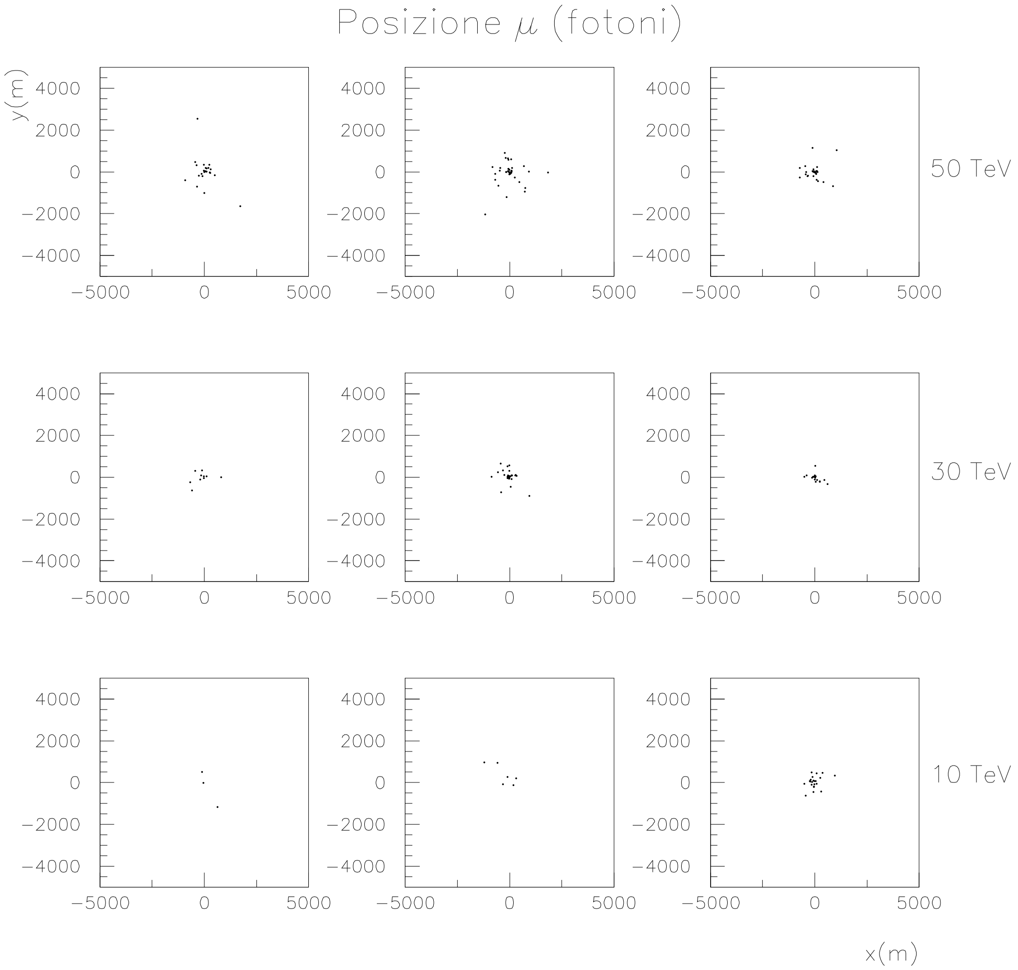

Figura 3.16: Dislocazione spaziale dei *muoni* generati da fotoni di energia pari a 50 TeV per i 3 grafici in alto, da 30 TeV per quelli centrali e da 10 TeV per i 3 in basso.

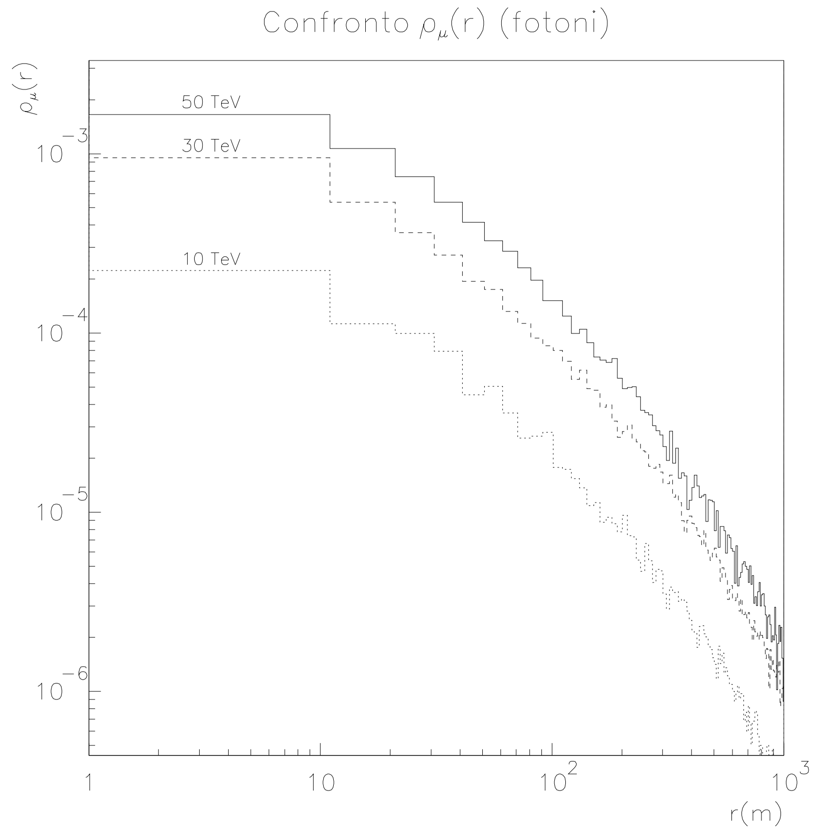

Figura 3.17: Confronto tra le $\rho_\mu(r)$ per primari fotoni, di energia $E_\gamma = 10,\ 30$ e $50\ TeV$.

Nelle figure 3.17 e 3.18 sono riportate le distribuzioni $\rho_\mu(r)$, rispettivamente per primari fotoni e protoni. La densità dei μ nel caso di sciami adronici (indotti da protoni) è ben superiore a quella degli sciami fotonici, come ci si attendeva dai valori medi.

Le distribuzioni di $\Delta_\mu(r)$ - densità normalizzata ad 1 - consente di studiare la forma funzionale che descrive la distribuzione laterale. Dalle figure 3.19 e 3.20 si può vedere come la distribuzione laterale sia sostanzialmente indipendente dall'energia alla quota di Yangbajing, sia per fotoni che per protoni primari.

In figura 3.21 viene riportato un confronto tra le $\Delta_\mu(r)$ relative al valore dell'energia di 30 TeV dei due primari studiati. Dai grafici si evince, come discusso in precedenza, che la distribuzione laterale dei μ da γ è più piatta

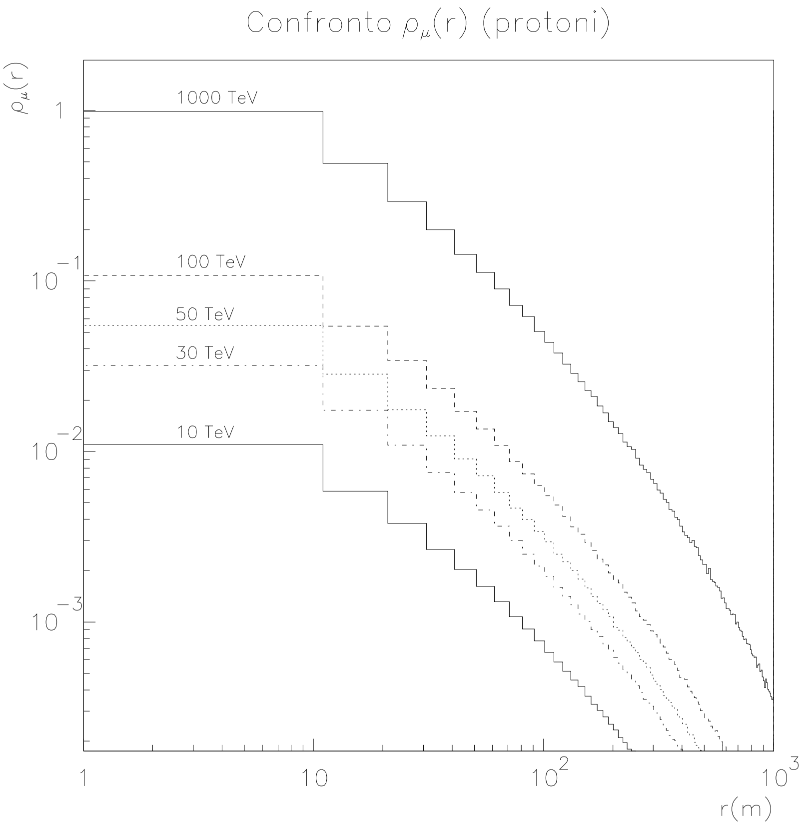

Figura 3.18: Confronto tra le $\rho_\mu(r)$ per primari protoni, di energia E_p = 10, 30, 50, 100 e 1000 TeV.

rispetto a quella da p.

Le distribuzioni laterali per i neutroni, sono riportate nelle figure 3.22 ($\rho_n(r)$ per sciami indotti da protoni) e 3.23 ($\Delta_n(r)$ per sciami generati da fotoni).

Per le due specie di particelle in esame e per i due diversi tipi di primari, sono stati ricavati i parametri $C(s)$ ed s della formula NKG (equazione 3.15). A partire dai primi undici valori assunti dai bin, relativi alle distanze $5 \div 105$ m (centri dei bin), laddove le fluttuazioni sono relativamente più piccole, sono stati effettuati in totale dodici fit alle energie di 10, 30 e 50 TeV da fotoni e da protoni primari, per μ e per n. I risultati sono riportati nelle tabelle 3.2 e 3.3, dalle quali si evince che s per i μ diminuisce lentamente e

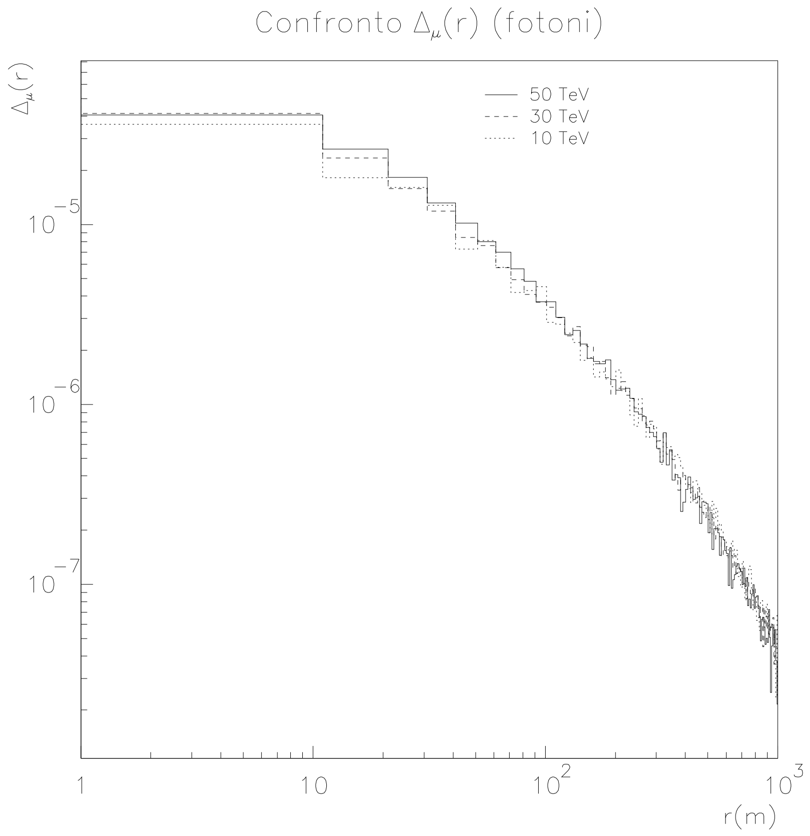

Figura 3.19: Confronto tra le $\Delta_\mu(r)$ per primari fotoni, di energia $E_\gamma = 10,\ 30$, e $50\,TeV$.

PROTONI						
	muoni			**neutroni**		
E(TeV)	$C(s)$	s	χ^2_r	$C(s)$	s	χ^2_r
10	$1.70 \cdot 10^{-5}$	1.59	0.0622	$6.89 \cdot 10^{-6}$	1.63	4.14
30	$1.75 \cdot 10^{-5}$	1.57	0.120	$7.23 \cdot 10^{-6}$	1.63	1.99
50	$1.77 \cdot 10^{-5}$	1.55	0.188	$7.90 \cdot 10^{-6}$	1.64	2.64

Tabella 3.2: Coefficienti della formula NKG e relativo χ^2_r, calcolati per μ e per n da primario protone.

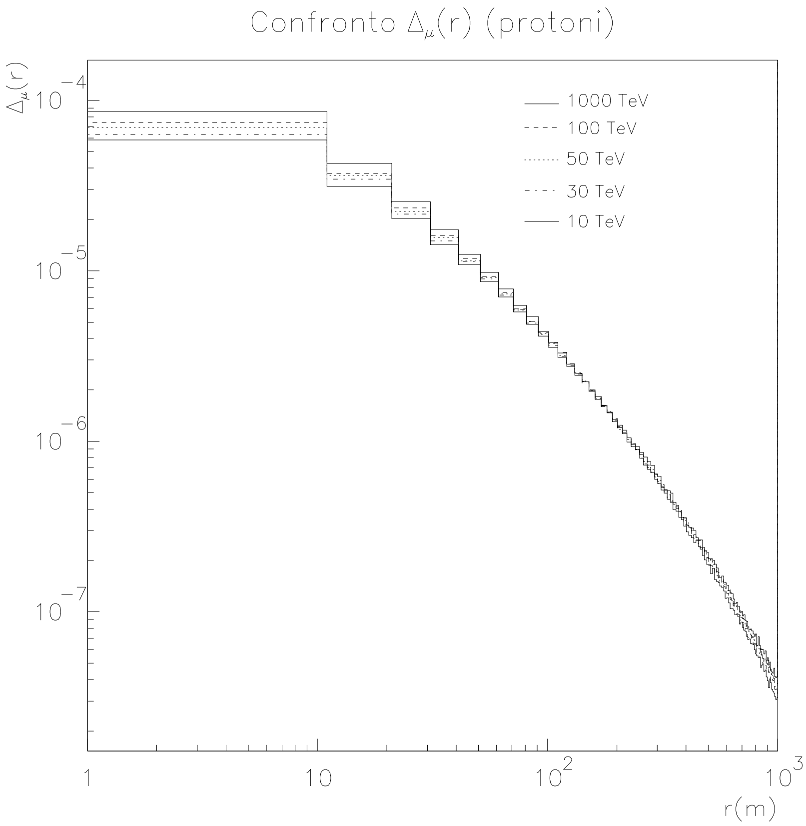

Figura 3.20: Confronto tra le $\Delta_\mu(r)$ per primari protoni, di energia $E_p = 10,\ 30,\ 50,\ 100$ e $1000\,TeV$.

FOTONI						
	muoni			**neutroni**		
E(TeV)	$C(s)$	s	χ^2_r	$C(s)$	s	χ^2_r
10	$1.44 \cdot 10^{-5}$	1.70	2.03	$8.25 \cdot 10^{-6}$	1.59	5.21
30	$1.48 \cdot 10^{-5}$	1.66	0.38	$8.69 \cdot 10^{-6}$	1.55	3.16
50	$1.63 \cdot 10^{-5}$	1.67	0.34	$9.67 \cdot 10^{-6}$	1.64	2.86

Tabella 3.3: Coefficienti della formula NKG e relativo χ^2_r, calcolati per μ e per n da primario fotone.

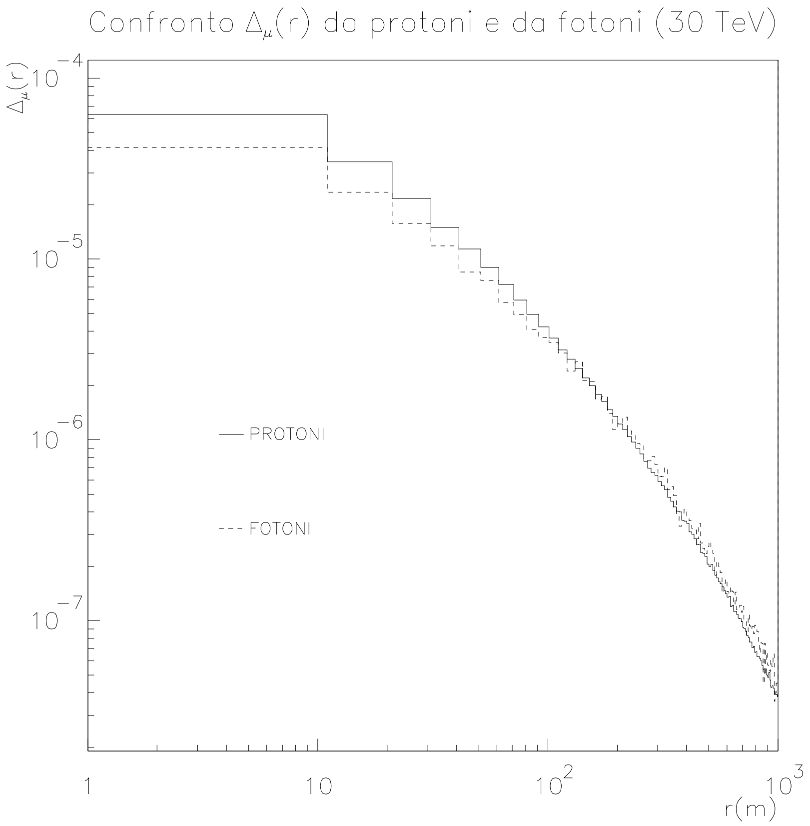

Figura 3.21: Confronto tra le $\Delta_\mu(r)$ per primari protoni e fotoni da 30 TeV.

circa linearmente all'aumentare dell'energia per primario p, ma non per γ; s invece aumenta per i n, "lontano" dalla linearità. Infine, $C(s)$ essendo il parametro di normalizzazione, aumenta in ogni caso con l'energia, come deve essere.

Dal test χ^2 risultano più attendibili i valori dei parametri per i μ prodotti da protoni, poi i μ da fotoni e infine gli n da protoni e da fotoni.

Per ottenere i valori dei parametri $C(s)$, s e del χ^2_r, si è utilizzata la *libreria* MINUIT [43] del CERN.

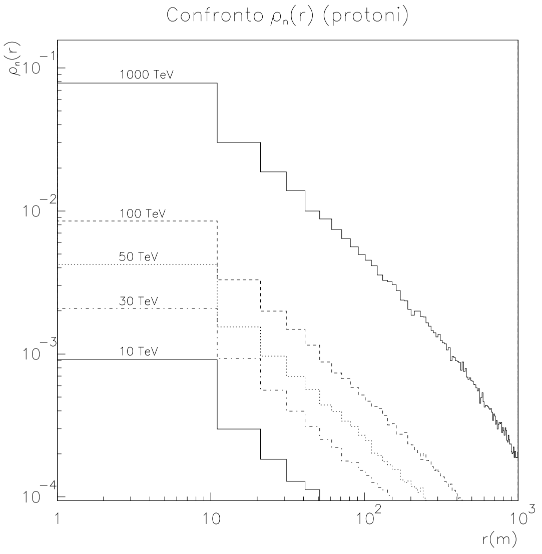

Figura 3.22: Confronto tra le $\rho_n(r)$ per primari protoni, di energia $E_\gamma = 10,\ 30,\ 50,\ 100$ e $1000\,TeV$.

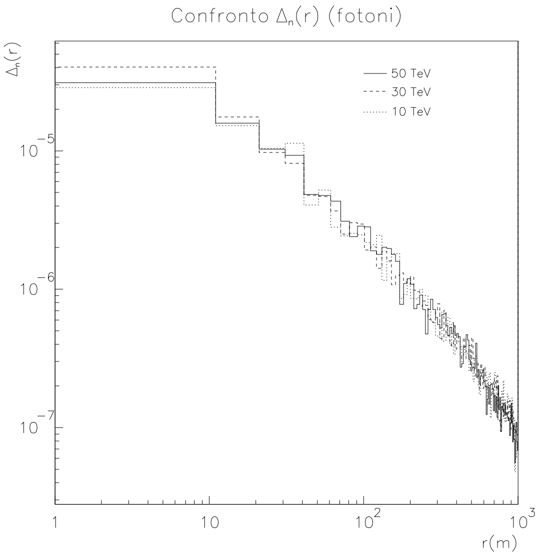

Figura 3.23: Confronto tra le $\Delta_n(r)$ per primari fotoni, di energia $E_p = 10,\ 30,$ e $50\,TeV$.

3.3.1 Rapporto N_μ^γ/N_μ^p in funzione della distanza radiale

Uno studio interessante del comportamento dei μ generati dai due diversi primari in esame, consiste nel calcolo del logaritmo del rapporto tra N_μ^γ e N_μ^p in funzione dell'energia e all'interno di *corone circolari* che hanno per centro il *core* dello sciame:

$$R = \log\left(\frac{N_\mu^\gamma}{N_\mu^p}\right). \tag{3.16}$$

A tale scopo, è stato calcolato R per undici *corone* scelte di larghezza pari a 10 m (in grado quindi da "coprire" i primi 110 m dal *core*) e per diverse energie dei primari comprese tra $0.1 \div 30\ TeV$. Messi insieme i dati ottenuti in un unico grafico, i punti, e quindi le rette che meglio li approssimano, non sono risultati tra loro ben separati, tali cioè da dare una "famiglia" di rette approssimativamente parallele. Ciò sta ad indicare che le fluttuazioni nella produzione delle particelle sono elevate e il logaritmo del rapporto tra il loro numero medio, non cresce in modo sistematico allontanandosi dal core. Infatti, essendo la distribuzione laterale dei μ da p più ripida di quella dei μ da γ (vedi figura 3.21), il rapporto è atteso aumentare allontanandosi dal core, fino a $\sim 100\ m$.

Quanto detto è desumibile dal grafico in figura 3.24, dove sono riportate due rette relative alle corone $0 \div 10\ m$ e $30 \div 40\ m$, e quella relativa al numero medio di μ totali. Per gli errori è stato assunto un comportamento "poissoniano": $\Delta N_\mu = \sqrt{N_\mu}$; propagando poi l'errore statistico sul $\log(N_\mu^\gamma/N_\mu^p)$, risulta:

$$\Delta R = \Delta \log\left(\frac{N_\mu^\gamma}{N_\mu^p}\right) = \frac{1}{2.31} \cdot \frac{1}{\sqrt{N_\mu^p}}. \tag{3.17}$$

Il χ^2 è risultato di $0.930 \cdot 10^{-2}$ nella prima corona, 0.135 nella seconda e 0.153 per i μ totali.

Lo stesso tipo di studio è stato effettuato per i neutroni totali, che hanno evidenziato un comportamento meno lineare dei muoni totali al crescere dell'energia del primario. Tale andamento è dovuto al fatto che i neutroni vengono prodotti in piccolo numero dai "multi-core" adronici che si generano all'interno degli EAS, e seguono quindi una distribuzione più "caotica" rispetto ai μ, che sono invece prodotti in numero maggiore e di conseguenza si distribuiscono in maniera più omogenea.

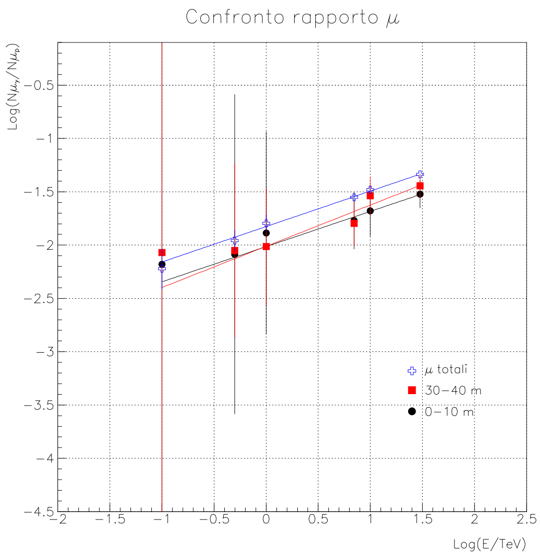

Figura 3.24: $R = \log\left(\frac{N_\mu^\gamma}{N_\mu^p}\right)$ nelle corone circolari $0 \div 10\ m$, $30 \div 40\ m$ e per i μ totali, per primari di energia nell'intervallo $0.1 \div 30\ TeV$.

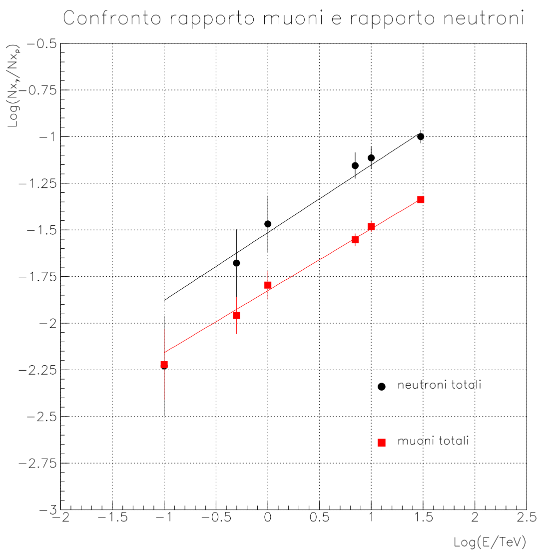

Figura 3.25: Confronto tra R relativo ai *neutroni* e ai *muoni* totali, per primari di energia nell'intervallo $0.1 \div 30\ TeV$.

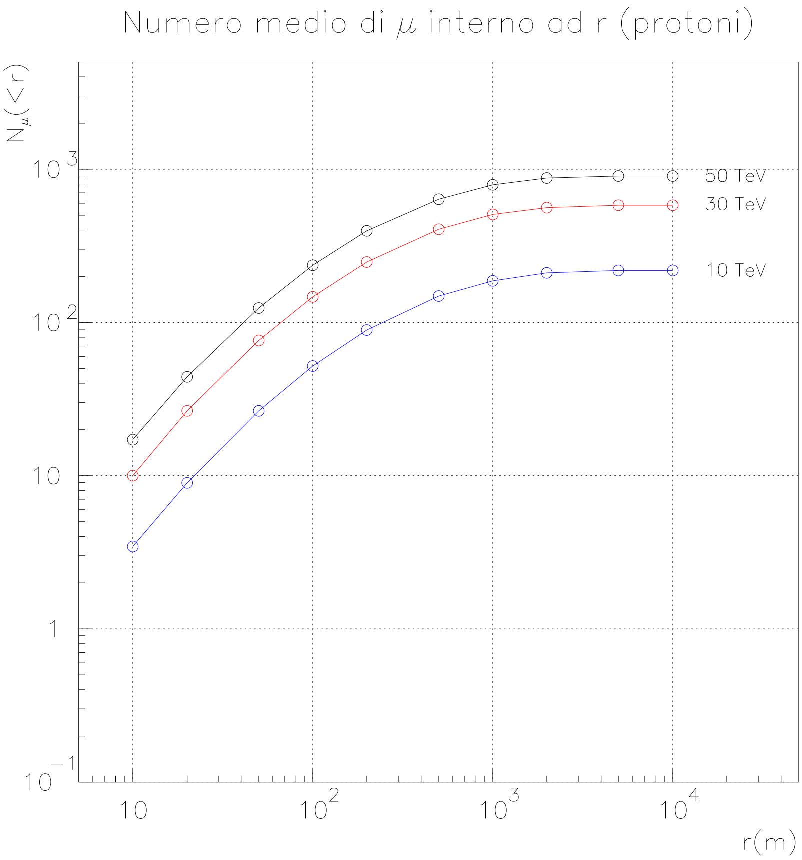

Figura 3.26: Confronto tra il valore medio dei μ interni ad un cerchio di raggio r, generati da protoni di energia pari a 10, 30 e 50 TeV.

Il confronto tra la R delle due specie di particelle, è riportato in figura 3.25. Da notare il fatto che a 0.1 TeV il suo valore è circa uguale e, come detto sopra, il comportamento dei n è meno lineare dei μ, infatti il χ^2 è risultato pari a 0.804.

3.3.2 N_μ interno ad un cerchio di raggio r

Infine si è studiato il numero medio di muoni all'interno di un cerchio di raggio r, con centro il *core* dello sciame. Anche in questo caso nei grafici è stata utilizzata una scala logaritmica, a causa dell'ampio intervallo assunto dalle grandezze.

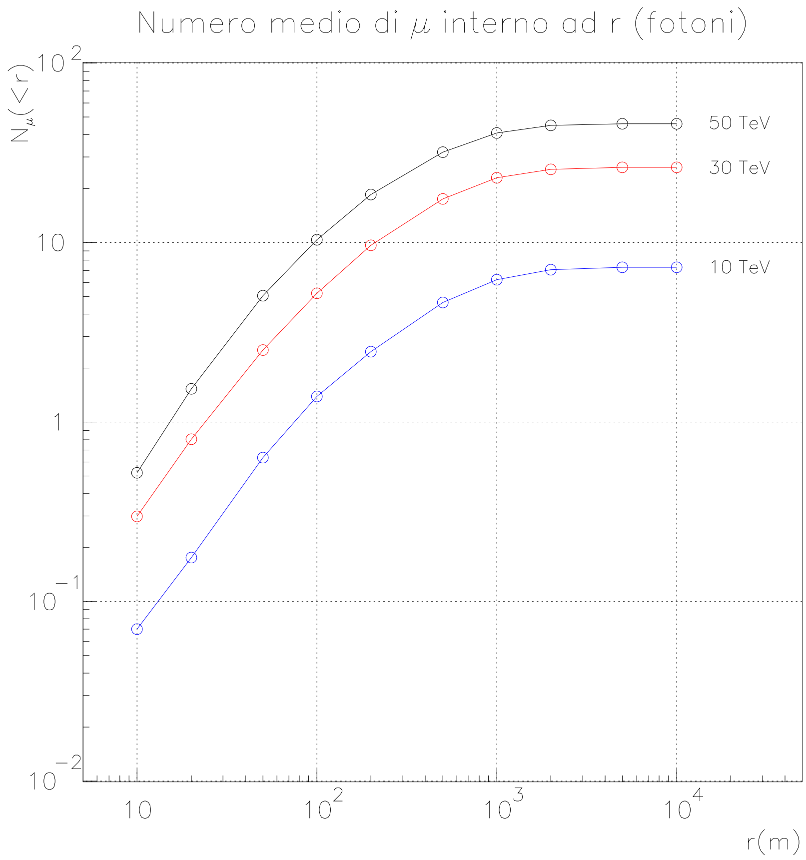

Figura 3.27: Confronto tra il valore medio dei μ interni ad un cerchio di raggio r, prodotti da fotoni di energia pari a 10, 30 e 50 TeV.

Nelle figure 3.26 e 3.27 viene riportato $N_\mu(< r)$ in funzione di r, rispettivamente per protoni e per fotoni di energia pari a 10, 30 e 50 TeV. Come si può notare, le curve sono regolari e "salgono" molto rapidamente fino a $\sim 10^3$ m, cominciando a "saturare" da quel valore; inoltre, esse sono equidistanti (relativamente alle energie) e si sviluppano per valori di $N_\mu(< r)$ in meno di 2 ordini di grandezza (o.d.g.) per primari p e in $\simeq 2$ o.d.g. per primari γ; infine, come atteso, i fotoni producono un numero di μ oltre un o.d.g. inferiore rispetto ai protoni. Dal valore di "saturazione", resta quindi giustificata la scelta dello studio della *distribuzione laterale* fino a 1 km dall'asse del core.

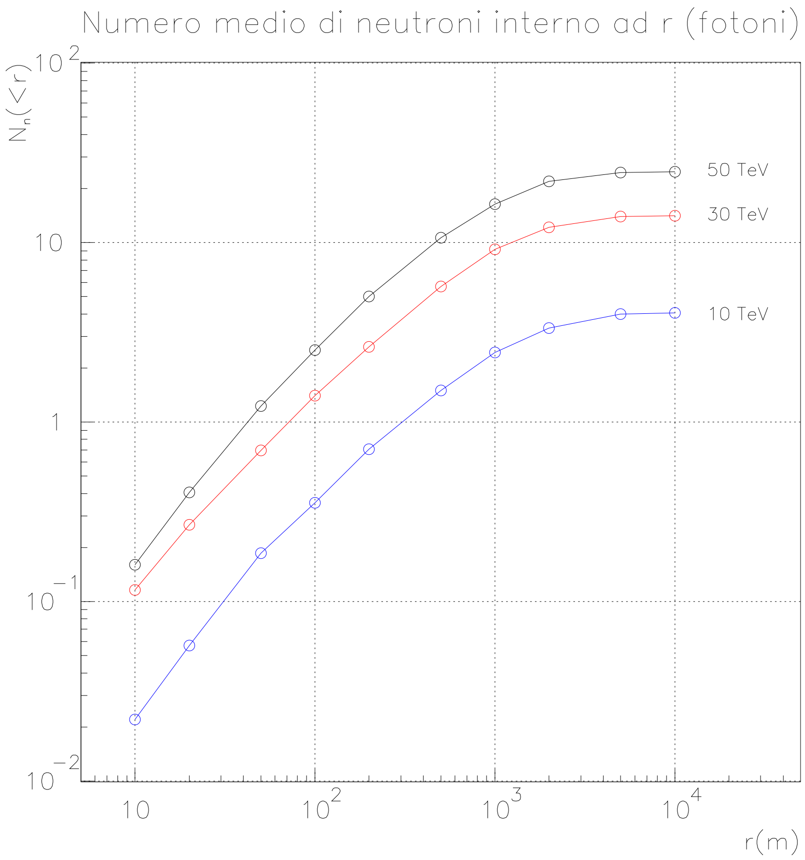

Figura 3.28: Confronto tra il valore medio dei *neutroni* interni ad un cerchio di raggio r, prodotti da fotoni di energia pari a 10, 30 e 50 TeV.

I dati ottenuti sono stati confrontati con quelli riportati da Fassò & Poirier (2000) [44], per fotoni da 10 TeV a 4000 m $s.l.m.$: 8.13 entro 10 km dal *core*. Il risultato di 7.30 μ entro 10 km dal *core* a 4300 m $s.l.m.$ è consistente, tenuto conto dei diversi Monte Carlo utilizzati (rispettivamente FLUKA e CORSIKA).

Per i neutroni è stato effettuato lo stesso studio dei muoni, ottenendo delle curve meno regolari, dovute alle caratteristiche di tali adroni discusse in precedenza; inoltre, lo sviluppo in questo caso avviene su un range leggermente più ampio, rispetto a quello dei μ ($\simeq$ 2 o.d.g.). In figura 3.28 viene riportato il caso dei n generati da fotoni; per quelli prodotti da protoni si hanno curve

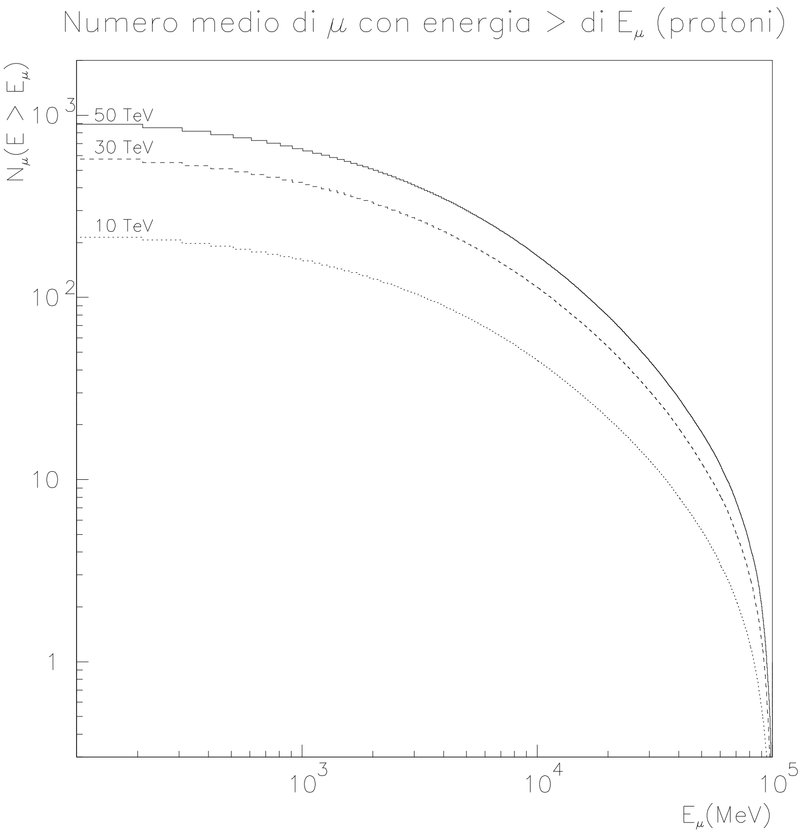

Figura 3.29: Spettro di energia dei μ calcolato per protoni di energia pari a 10, 30 e 50 TeV.

un pò più regolari e per valori di $N_n(< r)$ circa un o.d.g. superiori rispetto al caso riportato.

3.4 Distribuzione di energia

L'energia delle particelle contenute in uno sciame, se misurata con un *calorimetro*, restituisce l'energia del primario che le ha generate. Esiste però, come discusso nel paragrafo 3.1, la possibilità di risalire all'energia attraverso la *size* e questo è il metodo adottato dagli *apparati di sciame* e quindi da ARGO-YBJ.

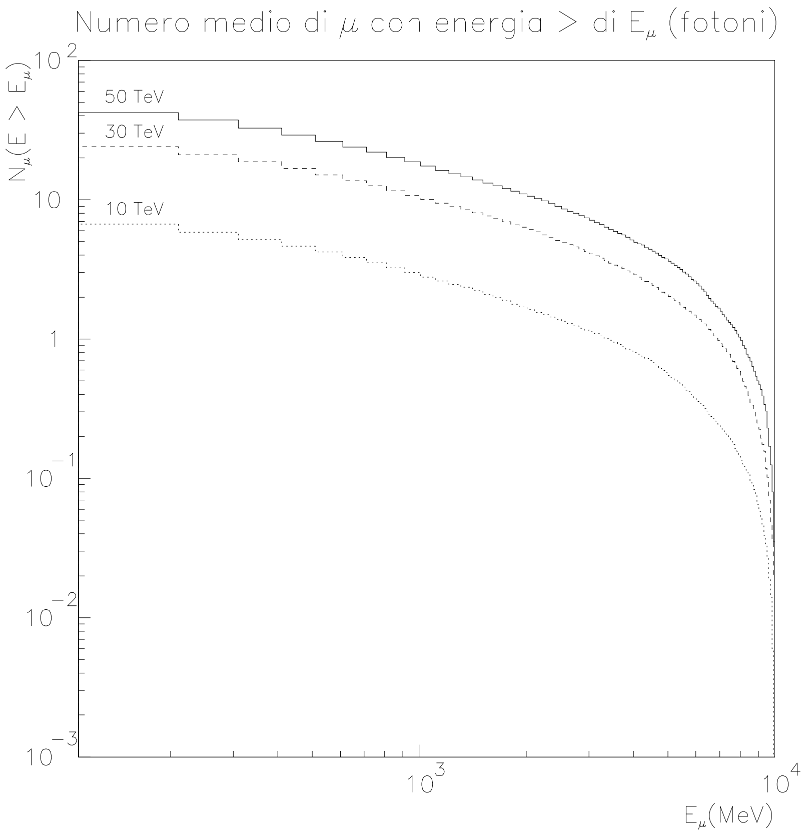

Figura 3.30: Spettro di energia dei μ calcolato per fotoni di energia pari a 10, 30 e 50 TeV.

In particolare, lo studio dell'energia dei μ, così come degli e^- e dei fotoni secondari a YBJ, è finalizzato alla realizzazione di un loro rivelatore e per valutare lo spessore di materiale assorbitore che deve essere installato per evitare, come si vedrà, il fenomeno del *punch-through*.

Le figure 3.29 e 3.30, riportano lo *spettro energetico* dei muoni: $N_\mu(E > E_\mu)$; cioè in un *bin* si ritrovano tutte le particelle di energia maggiore di quella relativa al bin stesso (ad es., il primo bin contiene il totale delle particelle prodotte). I grafici, di tipo *integrale*, sono stati ottenuti a partire da istogrammi differenziali, cioè del tipo: dN/dE in funzione di E, cioè in un *bin* sono contenute le particelle (dN) di energia compresa tra E ed $E + dE$. Nei grafici il *bin* scelto è di 100 MeV; l'intervallo d'energia è di 100 $MeV \div 100\ GeV$ per

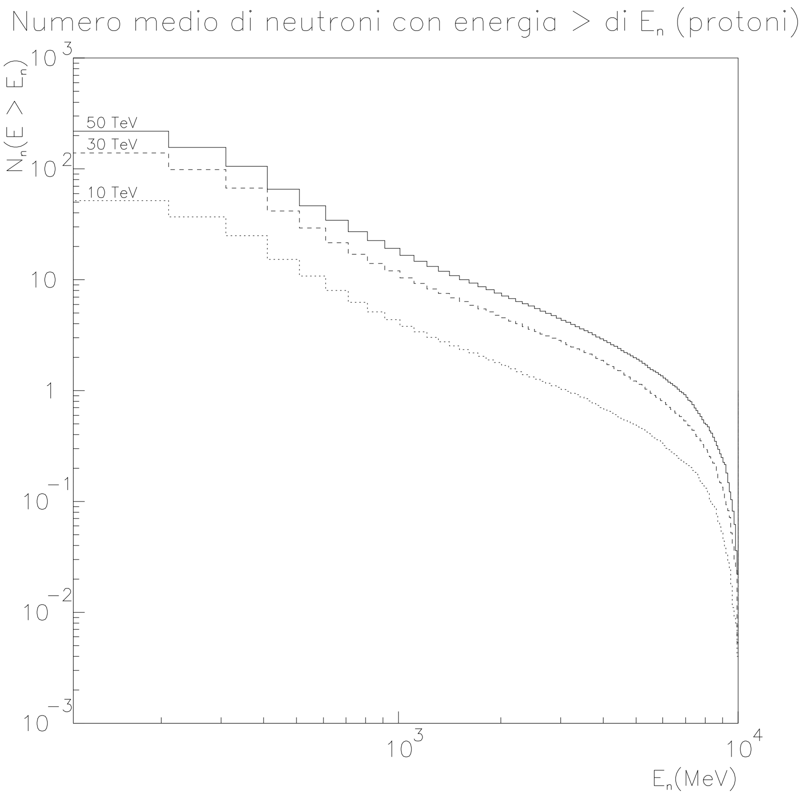

Figura 3.31: Spettro di energia dei *neutroni* calcolato per protoni di energia pari a 10, 30 e 50 TeV.

μ da p, e di 100 $MeV \div 10\ GeV$ per μ da γ, a causa del maggior numero di muoni energetici nel primo caso; l'energia dei primari considerata è di 10, 30 e 50 TeV. L'energia di soglia per la produzione dei μ (e dei n) è stata fissata a 100 MeV. Dalle curve si evidenzia che lo spettro energetico decresce lentamente fino a pochi GeV, per poi "crollare" velocemente. Tale andamento è causato dal fatto che al più l'energia di un μ sarà una piccola frazione di quella del primario, poiché l'energia viene ripartita fra i secondari e il numero di muoni energetici diminuisce sempre più velocemente quanto più si aumenta il valore dell'energia, rendendolo prossimo a quello del primario.

In tabella 3.4 vengono riportati i valori di N_μ con $E > E_\mu$ alle energie di $E_\mu = 100\ MeV$, 1 GeV, 5 GeV e 10 GeV per sciami protonici e fino a 5 GeV per sciami fotonici. Per protoni si ha $N_\mu \approx 75\%$ per $E_\mu > 1\ GeV$,

N_μ **con** $E > E_\mu$							
	PROTONI				**FOTONI**		
E(TeV)	100 MeV	1 GeV	5 GeV	10 GeV	100 MeV	1 GeV	5 GeV
50	900.4	661.3	308.4	169.4	42.59	17.69	3.781
30	582.4	435.5	203.1	115.7	24.09	10.49	2.088
10	214.5	163.4	77.60	45.01	6.845	3.053	0.5794

Tabella 3.4: N_μ con $E > E_\mu$ per primari p e γ, e per diverse energie di soglia.

$N_\mu \approx 35\%$ per $E_\mu > 5\ GeV$ ed $N_\mu \approx 20\%$ per $E_\mu > 10\ GeV$; per fotoni, invece, $N_\mu \approx 40\%$ per $E_\mu > 1\ GeV$ ed $N_\mu \approx 8\%$ per $E_\mu > 5\ GeV$.

Come esempio per i neutroni viene riportato in figura 3.31 il grafico relativo alla produzione dovuta ai protoni. Le curve sono più ripide di quelle ottenute per i μ, a causa del minor numero di n prodotti, sempre più decrescente all'aumentare dell'energia perché per loro c'è una maggiore richiesta energetica già ad iniziare dalla produzione: occorre $\sim 1\ GeV$ per la sola massa a riposo. Per i n da fotoni lo spettro è qualitativamente simile ma, naturalmente, $N_n(E > E_n)$ è un ordine di grandezza inferiore.

3.5 Profilo temporale

Il parametro fondamentale che permette di capire se una particella appartiene o meno ad uno sciame, è la conoscenza del suo tempo di arrivo. Nello studio degli EAS si considera il *ritardo* rispetto alle prime particelle rivelate, ovvero quelle più energetiche, generalmente più prossime al core dello sciame, che per prime fanno scattare i *trigger*. Nelle simulazioni, invece, si considera come tempo di arrivo il ritardo rispetto al primario nell'ipotesi che raggiunga il suolo, alla velocità della luce, senza interagire.

Per la presente tesi, sono stati considerati i tempi medi di arrivo dei μ calcolati in corone circolari di larghezza pari a 10 m, nel range di distanze $0 \div 100\ m$ dal core e per energia dei primari pari a 10, 30 e 50 TeV; i valori delle distanze sono stati graficati nel punto medio di ogni corona.

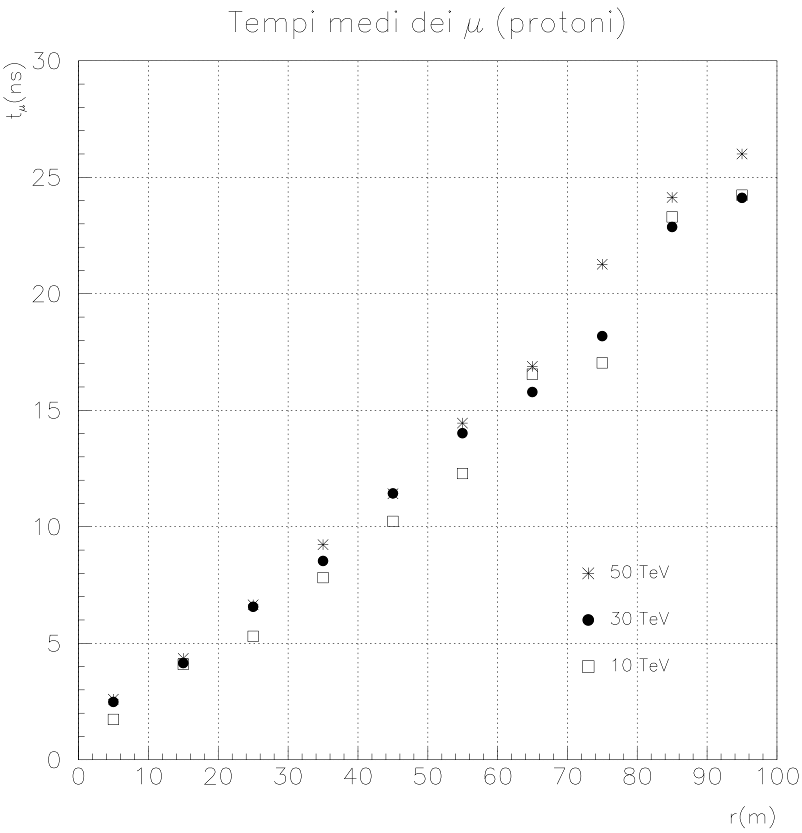

Figura 3.32: Confronto tra i tempi medi di arrivo dei μ prodotti da protoni di energia pari a 10, 30 e 50 TeV.

In figura 3.32 è riportato il tempo medio di arrivo dei μ prodotti da protoni, in figura 3.33 quelli prodotti da fotoni. I tempi negli sciami fotonici mostrano maggiori fluttuazioni a causa del minor contenuto di muoni. Inoltre, evidenziano un ritardo mediamente doppio rispetto agli sciami adronici. Da notare, infine, che i primi μ giungono al suolo con ritardo di pochi ns, quindi con una piccola differenza rispetto agli e^- e ai fotoni ($\sim 1 \div 2\ ns$ [46]), di gran lunga più numerosi e prodotti con minori fluttuazioni.

In figura 3.34, viene riportato il grafico dei ritardi medi dei n, generati da primario protone. Si nota un andamento meno regolare rispetto all'analogo grafico dei μ, causato dal minor numero di particelle prodotte e dal fatto che la produzione avviene nelle strutture a "multi-core" dello sciame. I neutroni

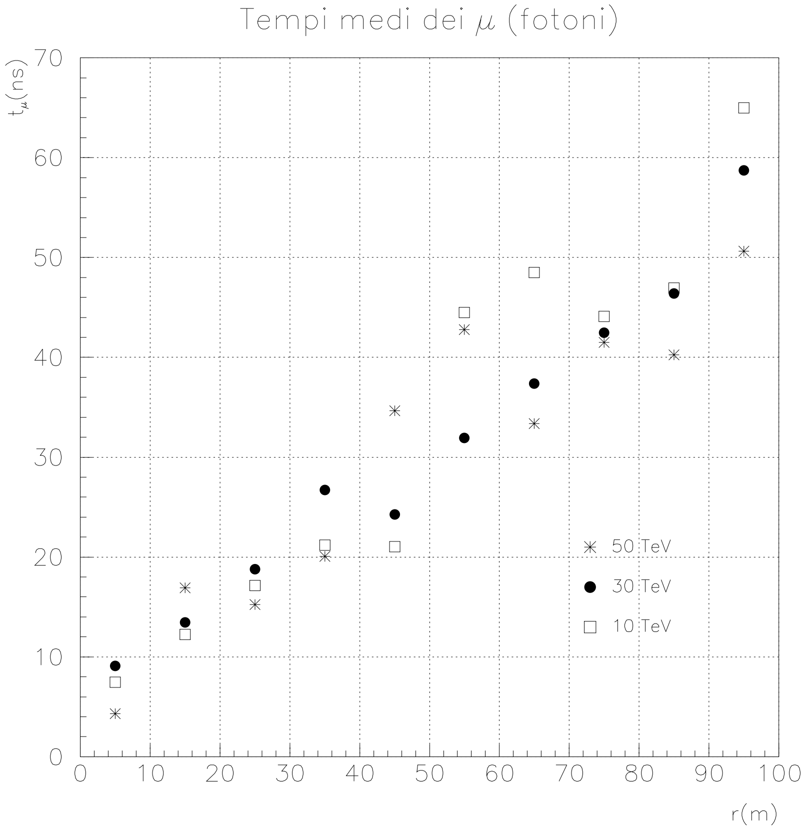

Figura 3.33: Confronto tra i tempi medi di arrivo dei μ prodotti da fotoni di energia pari a 10, 30 e 50 TeV.

sono molto ritardati rispetto ai muoni e a tutte le altre particelle secondarie: i tempi sono compresi tra poche centinaia di ns e i μs. Si evidenzia, in tal modo, un secondo fronte dello sciame. Ciò è dovuto al fatto che i neutroni hanno un'energia cinetica relativamente piccola a causa della grande massa richiesta per la produzione.

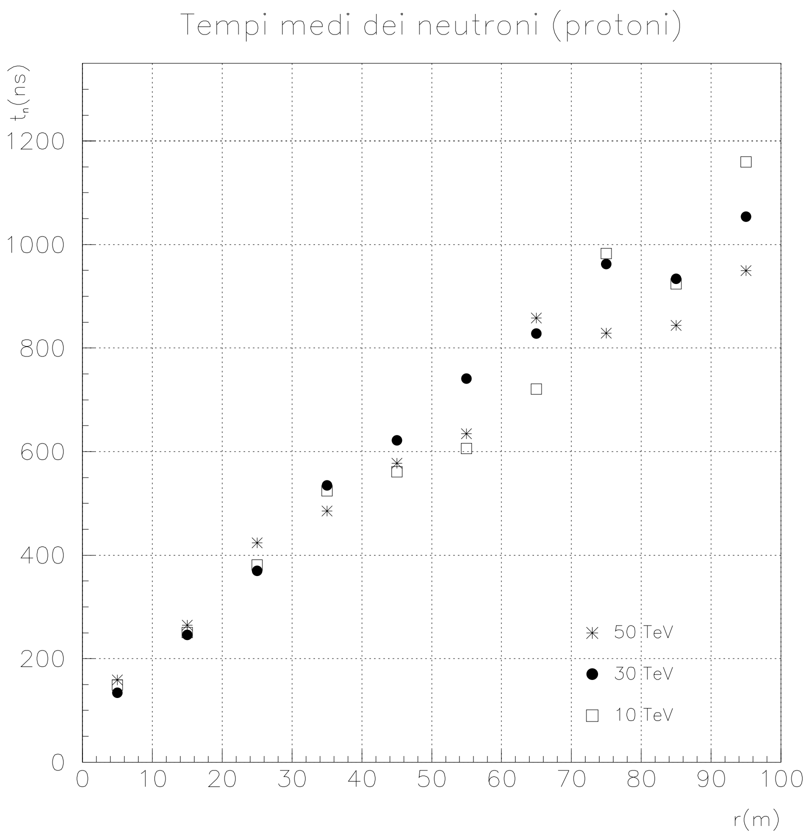

Figura 3.34: Confronto tra i tempi medi di arrivo dei *neutroni* prodotti da protoni di energia pari a 10, 30 e 50 TeV.

3.6 Conclusioni

Nel presente Capitolo si è riportato uno studio della componente muonica in sciami indotti da protoni e da fotoni alla quota di Yangbajing, 4300 $m\ s.l.m.$ Tale studio è motivato dalla necessità di progettare un rivelatore di muoni per favorire la discriminazione γ/h ad energie superiori ai 10 TeV.

In relazione alla possibilità di utilizzare in futuro anche un rivelatore di *neutroni*, è stato effettuato per essi lo stesso tipo di studio.

A conclusione del presente Capitolo si riassumono, per punti, i principali risultati ottenuti per i μ:

- Il contenuto medio di μ negli sciami da protoni è molto maggiore di quello dovuto ai fotoni: $N_\mu^\gamma/N_\mu^p \approx 3 \div 4\%$, nell'intervallo di energia $10 \div 50\ TeV$, come atteso dal rapporto tra le sezioni d'urto.

- La distribuzione di *size* tende ad un comportamento "gaussiano" per gli sciami protonici a partire da 10 TeV; per quelli fotonici, invece, ad iniziare dalle decine di TeV.

- Le *distribuzioni laterali* per i due primari sono abbastanza simili. Fino a $\sim 100\ m$ dal core $\Delta_\mu^\gamma(r) < \Delta_\mu^p(r)$; la situazione si inverte per distanze maggiori. In ogni caso la distribuzione laterale dei μ è più piatta di quella della componente e.m.: infatti è possibile trovare muoni anche a distanze dal core superiori al km. Questo suggerisce la necessità di realizzare un rivelatore di μ di grande area.

- La distribuzione di energia è tale che il $N_\mu(E > E_\mu)$ è elevato fino alle energie dei GeV: per protoni si ha $N_\mu \approx 75\%$ per $E_\mu > 1\ GeV$, $N_\mu \approx 35\%$ per $E_\mu > 5\ GeV$ ed $N_\mu \approx 20\%$ per $E_\mu > 10\ GeV$; per fotoni, invece, $N_\mu \approx 40\%$ per $E_\mu > 1\ GeV$ ed $N_\mu \approx 8\%$ per $E_\mu > 5\ GeV$.

- I ritardi temporali dei muoni negli sciami fotonici sono circa un fattore 2 maggiori rispetto a quelli degli EAS adronici.

Gli studi effettuati, fondamentali per capire il comportamento dei μ a quota elevata (4300 m), sono propedeutici allo studio di un rivelatore che sarà oggetto di discussione nel prossimo Capitolo.

Capitolo 4

Il rivelatore di μ

Nelle osservazioni di astronomia γ è indispensabile poter effettuare la discriminazione di sciami indotti da fotoni, rispetto a quelli prodotti dai RC. Tecniche come le osservazioni on/off vanno bene in zone di cielo limitate come il piano Galattico, oppure dove già si sa, o si suppone, che esista una sorgente.

Per un esperimento come ARGO-YBJ, in grado di effettuare una *survey* del cielo fra le declinazioni $-10^o \leq \delta \leq +70^o$, è di fondamentale importanza la possibilità di discriminazione γ/h attraverso un apposito **rivelatore di muoni**, per rivelare un flusso di fotoni isotropi e per aumentare la sensitività rispetto alle sorgenti discrete.

Nel presente Capitolo viene riportato uno studio dove si valutano quattro possibili rivelatori, con una configurazione tale da ridurre il più possibile il *punch-through*.

4.1 La rivelazione dei μ in astronomia γ

Gli esperimenti al suolo allestiti per lo studio dell'astronomia γ hanno da sempre avuto la necessità di dover distinguere fra sciami indotti da fotoni di alta energia e quelli iniziati da RC, considerati $fondo$ e costituiti per $\approx 80\%$ da protoni. I fotoni, infatti, danno luogo ad un flusso totale che è circa 10^{-4} volte inferiore rispetto a quello dei RC e, a parità di energia tra i primari, gli EAS prodotti sono abbastanza simili, differendo soprattutto nel contenuto adronico.

La più naturale soluzione per discriminarli, come discusso nel Capitolo 3, è quella di considerare il contenuto di muoni negli sciami, maggiore negli EAS iniziati dagli adroni piuttosto che in quelli prodotti da fotoni, che quindi danno luogo ai cosiddetti *sciami poveri di* μ. Si tratta di una tecnica di discriminazione γ/h adottata dalla maggior parte degli esperimenti a partire dagli anni '80.

I muoni hanno la caratteristica di interagire poco con la materia: un μ *relativistico* con energia $< 1\ GeV$ perde in media $\sim 1.8\ MeV/g\ cm^{-2}$ di energia, nelle interazioni con la materia. Una formula che stima la perdita di energia per *ionizzazione* dei μ con $E_\mu > 10\ GeV$ nella roccia, con un errore $< 5\%$, è la seguente:

$$\frac{dE}{dX} = -(1.9 + 0.08 \ln E_\mu) \tag{4.1}$$

dove X è lo spessore di materia attraversato espresso in $g\,cm^{-2}$ ed E_μ viene espressa in GeV. I muoni possono perdere anche energia per *Bremsstrahlung*, ma in maniera molto ridotta rispetto agli elettroni, di un fattore pari a $(m_e/m_\mu)^2$.

Un rivelatore di μ è generalmente schermato con materiale assorbitore in modo da fermare la propagazione di elettroni e fotoni che possono simulare un segnale muonico pregiudicando l'attendibilità delle misure; si tratta del cosiddetto effetto *punch-through*. Un muone, invece, perde poca energia nell'attraversamento della materia e sopravvive tranquillamente ad un opportuno strato di assorbitore.

Naturalmente tutti gli esperimenti con rivelatori di μ si sono dovuti confrontare il problema del *punch-through* (p-t). Come già discusso nel Capitolo 1, ci furono inspiegabili osservazioni di raggi γ ai PeV da Cygnus X-3, con un anomalo contributo di μ, riportate nei primi anni '80 e successivamente non confermate; esse furono attribuite anche ad una non corretta stima del p-t. Questo problema stimolò accurati calcoli sulle probabilità di p-t, nonché sul contenuto di μ negli sciami fotonici (si veda ad esempio [50] [51] [52] [53] [56]).

Prima di discutere un'ipotesi di rivelatore di μ per l'esperimento ARGO, si vogliono ricordare le caratteristiche dei due più recenti esperimenti che hanno fatto uso di un rivelatore di muoni: CASA-MIA ed HEGRA.

L'esperimento CASA-MIA, situato a 1500 m di quota, tra il 1995 e il 2000 ha fatto uso di un rivelatore di muoni costituito da 1089 scintillatori di 1.5 m^2, per un totale di 2550 m^2 di superficie sensibile. Le stazioni erano costituite da un unico piano di scintillatori posto nel sottosuolo a 3.5 m di profondità. Ciò per evitare che particelle cariche (in prevalenza e^-) o fotoni, entrambe con energia particolarmente elevata, potessero "sciamare", far scattare i *trigger* ed essere rivelati come μ (p-t). La soglia in energia per i μ era di $\approx 0.8\ GeV$. A causa dell'unico strato di rivelatori, che non permetteva il *tracciamento* e quindi un riconoscimento più sicuro dei μ, si è avuto un elevato p-t che, unitamente al *rumore* dell'elettronica, ha fatto sì che i risultati nella discriminazione γ/h non fossero ottimali. Del resto già le simulazioni davano un numero medio di μ rivelabili per evento pari a: $N_\mu \approx 0.28$ per quelli reali, e $N_\mu \approx 0.63$ per quelli "accidentali" [9].

L'esperimento HEGRA, era costituito da telescopi Čerenkov, contatori a scintillazione e *torri di contatori Geiger* [54]. I rivelatori di muoni erano le *torri di contatori Geiger* (17), costituite da 6 piani rivelatori, intervallati da strati di "gaseous concrete" di spessore pari a 12.5 cm per il secondo e il terzo di essi (zona superiore) e di 10 cm per il primo strato e per gli ultimi tre; sopra gli strati più spessi, erano sistemati anche 2.5 cm di Pb. La superficie di rivelazione di ogni *torre* era di $6.0 \times 2.73\ m^2$. Oltre a questa particolare configurazione, per ridurre il p-t, venivano eliminati gli sciami il cui core era stato ricostruito a meno di 30 m dalle torri.

Gli esempi discussi fanno capire che il p-t non è un problema da sottovalutare, anzi deve essere studiato in dettaglio simulando accuratamente la soluzione sperimentale adottata.

Nel presente Capitolo si discutono i risultati dello studio effettuato sull'efficacia di un rivelatore di muoni per misure di astronomia γ, accoppiato al rivelatore ARGO-YBJ. Si esamineranno quattro possibili soluzioni di differente area, e saranno suggerite delle strategie per eliminare o ridurre l'effetto p-t.

4.2 I rivelatori studiati

Il rivelatore dell'esperimento ARGO-YBJ si trova all'interno di una struttura di $\sim 99 \times 111\ m^2$, con dimensioni del tappeto continuo di $\sim 74 \times 78\ m^2$ (vedi Capitolo 2).

Esiste quindi la possibilità di sfruttare lo spazio coperto rimanente, per alloggiare un rivelatore di μ. Prendendo come unità fondamentale il *cluster*, di dimensioni $\sim 7.6 \times 5.7\ m^2$, si sono ipotizzate le quattro seguenti soluzioni:

- Rivelatore continuo costituito da 108 *cluster*, per un'area totale di $4718.5\ m^2$.

- Rivelatore continuo costituito da 58 *cluster*, per un'area totale pari a 2534.0 m^2.
- Rivelatore discreto, con quattro unità, costituito da un totale di 40 *cluster*, per un'area totale di 1747.6 m^2.
- Rivelatore discreto, con quattro unità, costituito da un totale di 24 *cluster*, per un'area totale pari a 1048.6 m^2.

Il rivelatore massimo (RIV.47, per brevità), va a costituire una "cornice" con solo il 3% della stessa non utilizzata; il secondo (RIV.25), è ottenibile dal precedente togliendo la cornice di *cluster* più interna; la terza soluzione (RIV.17), è costituita da quattro moduli ognuno dei quali ha 10 *cluster*; l'ultimo rivelatore (RIV.10), è ottenibile dal terzo togliendo quattro *cluster* dai lati estremi dei moduli, ognuna delle unità è costituita da 6 *cluster*. In figura 4.1 vengono mostrati i quattro rivelatori, con le posizioni dei μ rivelati in un evento tipico con primario protone.

Per lo studio dei rivelatori sono stati inizialmente considerati sciami verticali ad energie fisse (10, 30 e 50 TeV) e con core generato al centro di ARGO; il numero di sciami per ogni energia e primario varia tra $200 \div 1000$, diminuendo con l'energia. In seguito, il core è stato generato su aree maggiori sempre ad energie fisse; infine, le energie fisse sono state sostituite con due spettri di energia (riproducenti sorgente Crab e fondo) e la direzione di provenienza dei primari è stata variata fra gli angoli zenitali $0^o \leq \vartheta \leq +40^o$, simulando il moto apparente della sorgente.

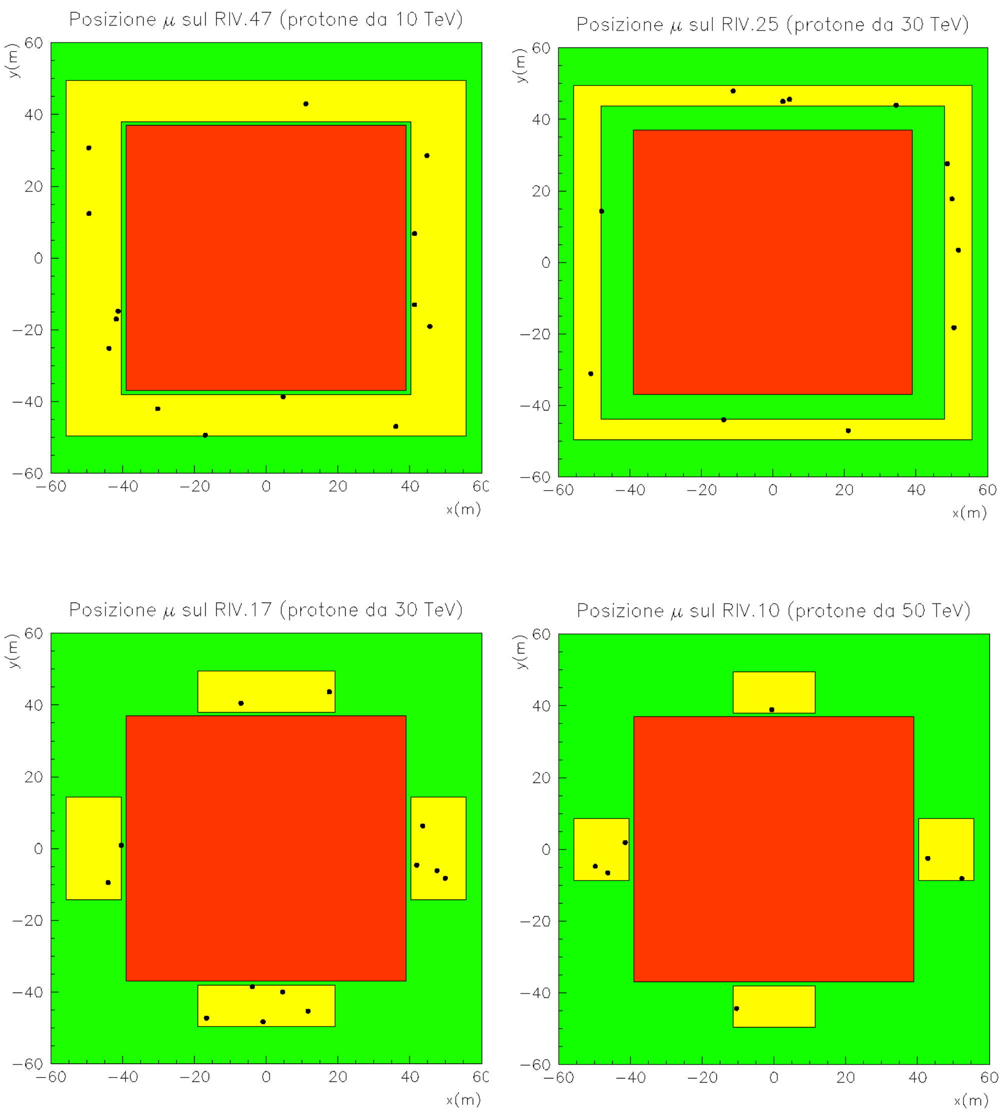

Figura 4.1: Posizione dei μ rivelati in quattro eventi generati da protoni di diversa energia. Le regioni in giallo mostrano le dimensioni dei quattro rivelatori di μ studiati. Per il RIV.47 l'energia del p è di 10 TeV, per il RIV.25 e per il RIV.17 è di 30 TeV, per il RIV.10 è di 50 TeV. Il rettangolo rosso al centro rappresenta il rivelatore ARGO.

4.3 Distribuzione dei μ rivelati

Nelle figure 4.2 e 4.3, vengono riportate le distribuzioni dei μ rivelati sulle differenti soluzioni di rivelatori, per fotoni e protoni primari di energia pari a 10 e a 50 TeV.

Come atteso, in tutte le distribuzioni i fotoni mostrano un piccolo contenuto di μ. Per i protoni la situazione varia maggiormente in funzione dell'energia e della superficie del rivelatore.

A bassa energia e per minore area, le distribuzioni sono maggiormente sovrapposte, e quindi appare meno efficace la possibilità di discriminare fra i due primari. Infatti, in questo caso, per le fluttuazioni dovute al processo di cascata ed al *sampling* con un rivelatore di area finita, sono maggiori gli eventi adronici nei quali il numero di μ rivelati è pari o prossimo a zero, come per i fotoni.

In figura 4.4 viene riportato il numero medio di μ rivelati (N_μ) in funzione delle dimensioni dei rivelatori, alle energie pari a 10, 30 e 50 TeV, per primari protoni (grafico a sinistra) e fotoni (grafico a destra). Ovviamente N_μ cresce con l'energia e con le dimensioni del rivelatore; il brusco cambio di pendenza tra RIV.17 e RIV.25 è interpretabile col fatto che si passa da un rivelatore continuo ad uno discreto.

In figura 4.5, invece, viene riportato N_μ in funzione dell'energia, per i quattro rivelatori allo studio e per p (grafico a sinistra) e γ (grafico a destra). Il numero di μ rivelato è sempre minore di oltre un ordine di grandezza, rispetto a quello dei muoni totali prodotti; per questo motivo è stata usata una scala semi-logaritmica. Non ci sono rilevanti differenze per i rivelatori più piccoli, se si considerano i primari fotoni alle energie minori; sono invece ben distinte le spezzate per i primari protoni, con un fattore ~ 4 nel numero di particelle rivelate tra RIV.47 e RIV.10.

La discriminazione γ/h tramite la misura di μ è concettualmente semplice. Dalle distribuzioni nelle figure 4.2 e 4.3, risulta chiaro il criterio per la separazione. Dato un certo rivelatore di muoni, si costruisce la distribuzione di size dei μ rivelati e si determina un opportuno valore di N_μ^* (taglio) tale che, "per definizione", gli sciami con $N_\mu > N_\mu^*$ sono considerati come dovuti al fondo e quelli con $N_\mu \leq N_\mu^*$ sono attribuiti al segnale dei fotoni. Questo perché, per quanto discusso nei paragrafi precedenti, gli sciami fotonici sono attesi essere *poveri di* μ. Una volta effettuato tale taglio, sopravviverà una frazione $\epsilon_\gamma(r_p)$ degli sciami fotonici, mentre sarà rigettata una frazione r_p degli eventi di fondo.

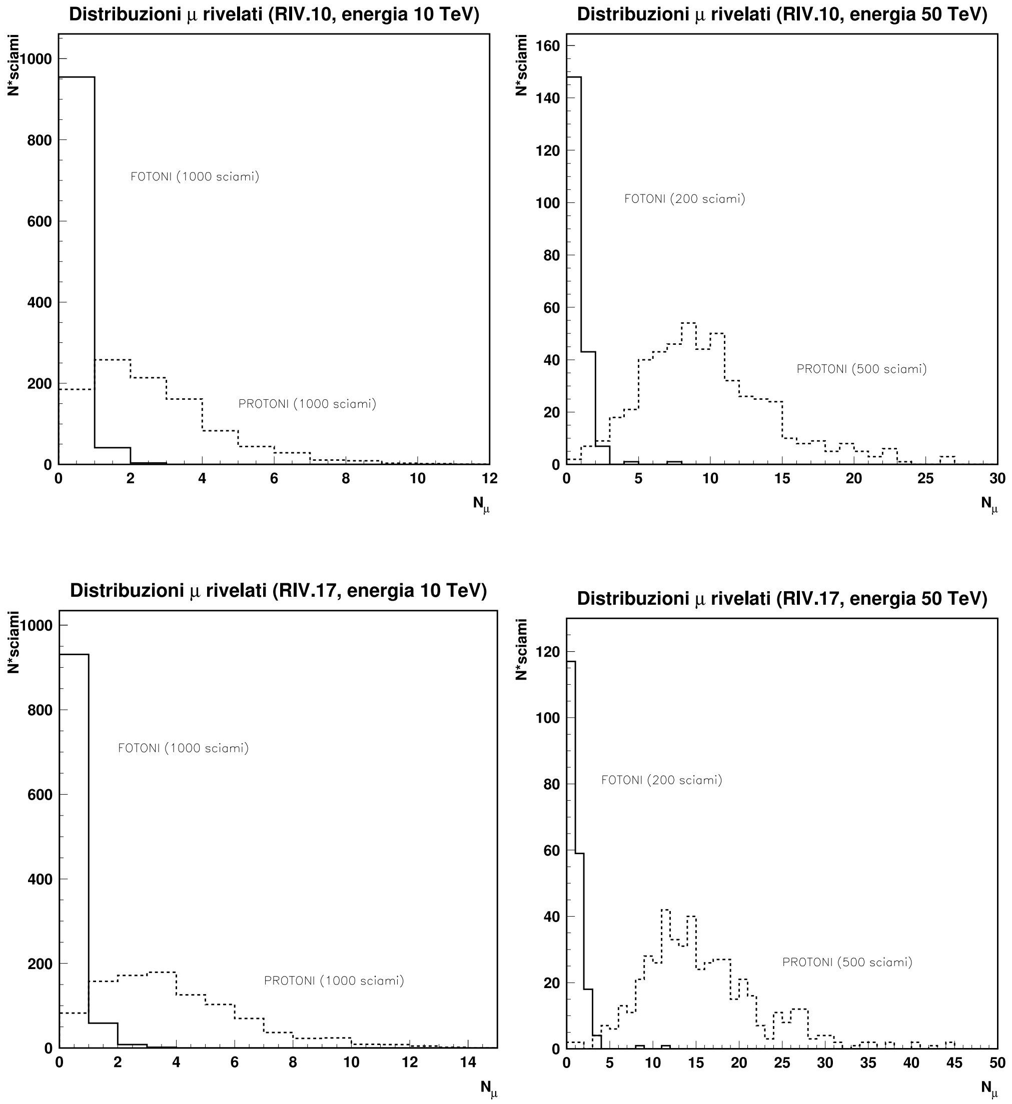

Figura 4.2: Confronto tra le distribuzioni dei μ rivelati per fotoni e protoni primari, di energia di 10 e 50 TeV, per RIV.10 e per RIV.17.

La determinazione dell'opportuno valore di N_μ^* è fatta massimizzando il *fattore di Qualità*.

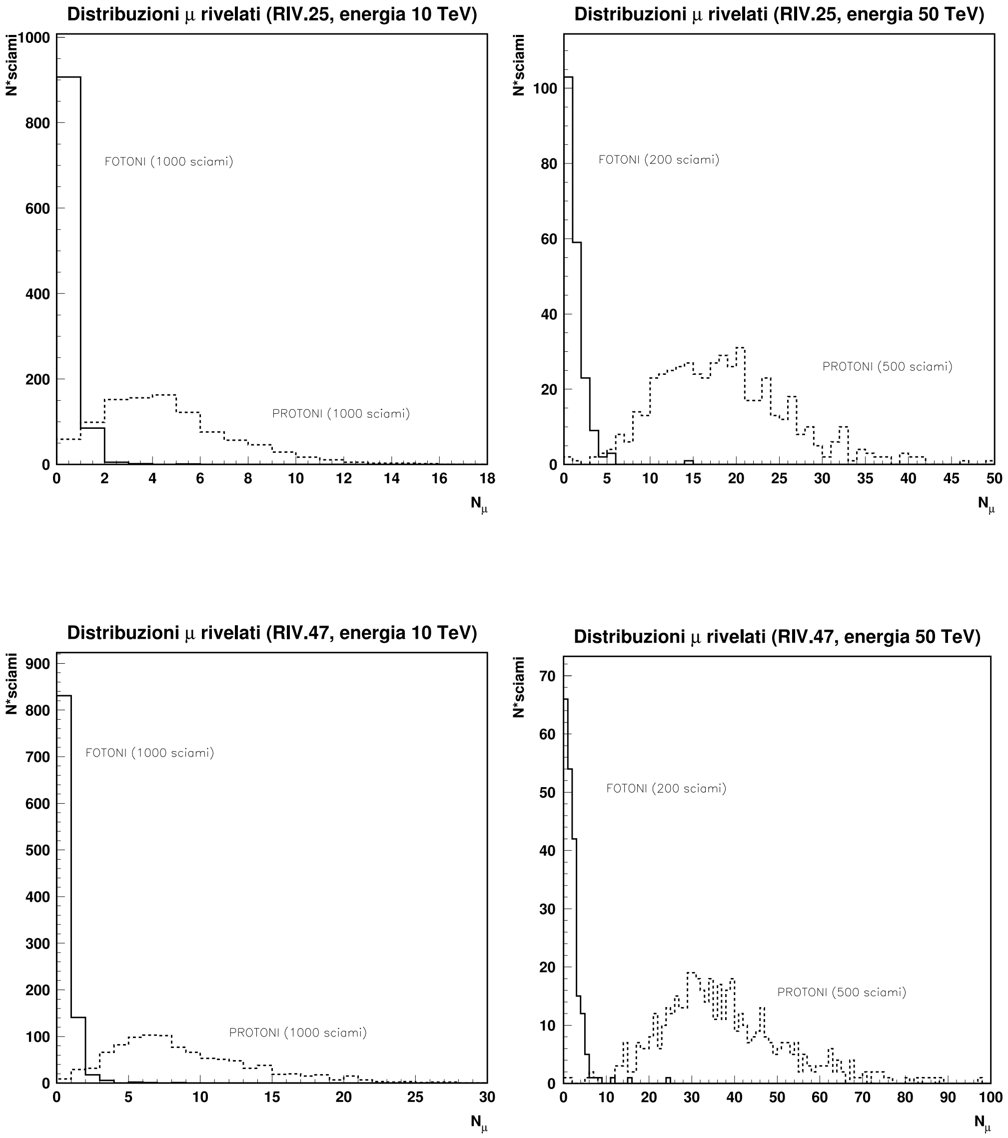

Figura 4.3: Confronto tra le distribuzioni dei μ rivelati per fotoni e protoni primari, di energia di 10 e 50 TeV, per RIV.25 e per RIV.47.

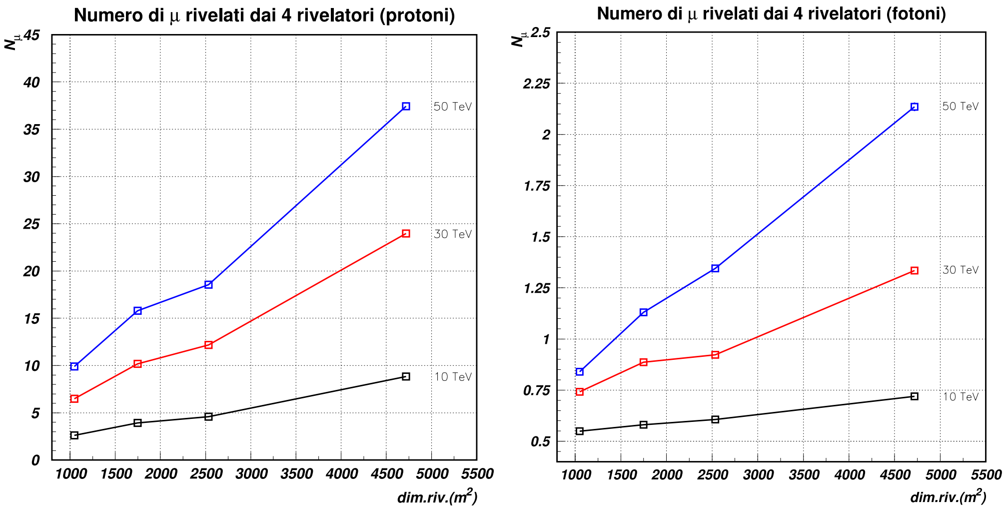

Figura 4.4: Numero medio di μ rivelati, in funzione delle dimensioni dei rivelatori, alle tre energie studiate (10, 30 e 50 TeV) e per primari p (sinistra) e γ (destra).

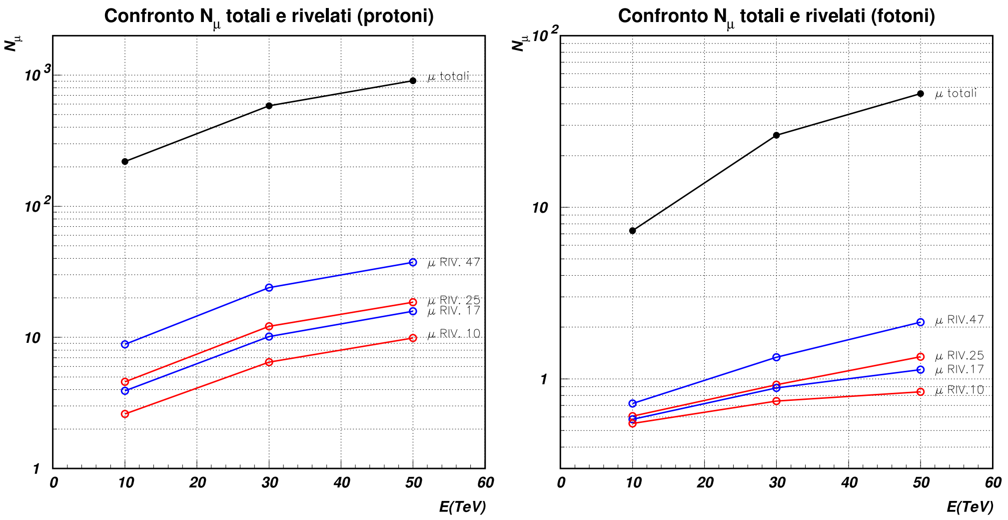

Figura 4.5: Numero medio di μ rivelati, in funzione dell'energia, per i quattro rivelatori studiati e per primari p (sinistra) e γ (destra).

4.4 Fattore di Qualità

Per quantificare l'efficacia della discriminazione γ/h individuata, si ricorre al *Fattore di Qualità*, espresso dalla relazione:

$$Q_f = \frac{\epsilon_\gamma(r_p)}{\sqrt{1 - r_p}} \tag{4.2}$$

dove $\epsilon_\gamma(r_p)$ è la frazione di fotoni che sopravvive al taglio, il quale elimina, simultaneamente, una frazione r_p del fondo. Naturalmente, maggiore è il valore di Q_f, migliore sarà la discriminazione.

Per le distribuzioni descritte in precedenza, relative alle energie di 10, 30 e 50 TeV, e per primari γ e p, si è calcolato per i quattro rivelatori il Q_f, per valori del taglio $N_\mu^* = 0\mu$, 1μ, 2μ, 3μ e 4μ. I valori calcolati, sono riportati in tabella 4.1. In figura 4.6 tali valori, invece, sono graficati per i diversi rivelatori di muoni; in ogni grafico viene riportato il Q_f per ognuna delle tre energie studiate, con i punti uniti da spezzate per facilitarne la lettura.

L'andamento del Q_f per il RIV.47, ha la curva a 30 TeV senza i punti ai tagli con 0μ e con 1μ, perché il numero di sciami rivelati per protoni è nullo per tali valori di N_μ; inoltre, si hanno valori maggiori rispetto alla curva a 50 TeV per il fatto che quest'ultima non ha ancora raggiunto il massimo. Per il RIV.25 e per il RIV.17, la situazione è più regolare, si nota anche l'andamento teorico atteso per entrambi i rivelatori a 50 TeV. Infine, per il RIV.10, si ha un andamento monotono decrescente, a causa del piccolo numero di μ rivelato in relazione alle ridotte dimensioni del rivelatore. In generale il *Fattore di Qualità* aumenta con l'energia e con le dimensioni del rivelatore.

Come discusso nel Capitolo 2 (relazione 2.13), ottenere un $Q_f > 1$ è un fattore decisivo per migliorare la sensibilità di un apparato al suolo. Per i casi esaminati, se ad esempio si considerano i valori assunti da Q_f per il taglio $N_\mu^* = 3\mu$ all'energia intermedia di 30 TeV, la sensibilità di ARGO aumenta di un fattore ≈ 2 con il RIV.10, ≈ 3.5 con il RIV.17, ≈ 4.5 con il RIV.25 e ≈ 19 con il RIV.47.

Valori del Q_f				
Rivelatore	N_μ^*	**Energia in TeV**		
		10	**30**	**50**
47	0	8.32	-	7.38
	1	4.93	-	9.49
	2	3.69	25.7	12.8
	3	2.70	26.6	14.0
	4	2.14	19.0	14.9
25	0	3.47	19.7	8.14
	1	2.50	11.2	10.5
	2	1.79	7.16	11.9
	3	1.46	4.48	9.70
	4	1.26	3.27	7.75
17	0	3.23	11.5	9.25
	1	2.02	8.19	9.84
	2	1.55	4.63	10.8
	3	1.30	3.51	7.99
	4	1.18	2.85	5.72
10	0	2.21	6.17	11.7
	1	1.49	3.83	7.12
	2	1.23	2.67	5.22
	3	1.10	1.99	3.69
	4	1.05	1.61	2.95

Tabella 4.1: Valori del Q_f per i quattro rivelatori e per primari di energia pari a 10, 30 e 50 TeV.

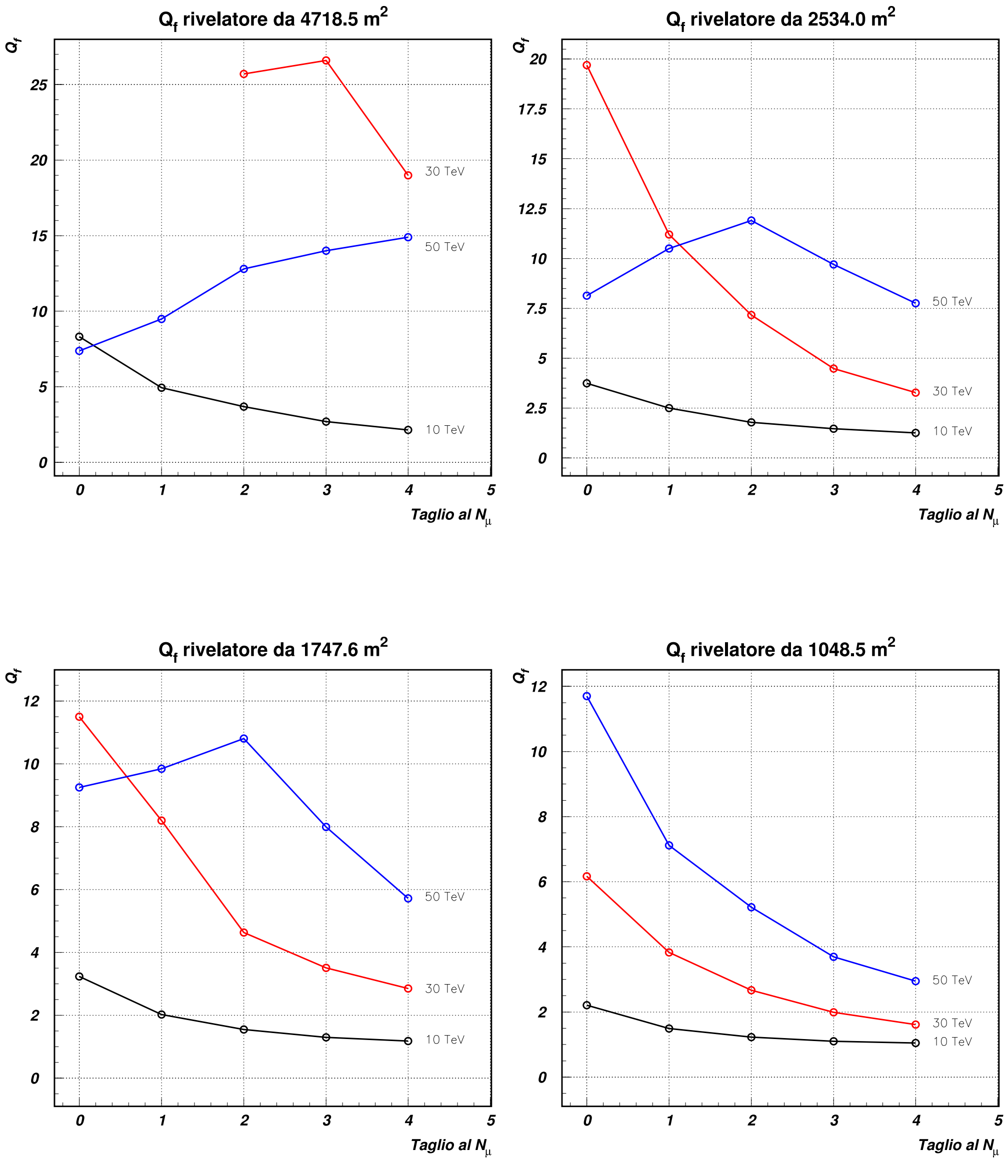

Figura 4.6: Q_f per i quattro tipi di rivelatore, alle energie di 10, 30 e 50 TeV.

4.5 Distribuzione delle distanze relative fra i μ rivelati

I muoni prodotti negli sciami generati da protoni sono in numero molto maggiore di quelli generati da fotoni, di conseguenza anche i μ rivelati nel primo caso sono in numero più elevato se confrontati al secondo caso. Un'informazione che a tal riguardo può essere molto utile, consiste nella conoscenza della distanza relativa tra i μ rivelati. Infatti, se in uno sciame, alla quota del rivelatore, dovessero essere presenti due o più muoni a distanza minore di quella delle dimensioni minime dell'unità di rivelazione, tale informazione andrebbe persa nel caso in cui l'acquisizione fosse di tipo digitale.

A tal scopo, per lo studio del rivelatore di μ in esame, sono state realizzate le distribuzioni delle distanze relative fra i μ rivelati, per le quattro soluzioni, alle energie di 10, 30 e 50 TeV, per i primari p e γ.

Per il RIV.47 e per primario p, la distribuzione raggiunge in $\sim 10\ m$ un valore che è poco meno della metà del massimo e si mantiene quasi costante, crescendo lentamente; intorno ai 90 m viene raggiunto il massimo, con un grosso picco, che cala rapidamente per il fatto che si è raggiunta la massima distanza possibile del rivelatore (149 m); tutto ciò in maniera praticamente indipendente dall'energia. Per il RIV.25 e per primario p, si ha una situazione del tutto analoga, solo il massimo presenta più picchi. Se ne deduce che la distanza più frequente per i μ rivelati dalle due soluzioni di dimensioni maggiori, è di $\sim 90\ m$ (si ricorda che il core dello sciame è generato al centro di ARGO). Per il RIV.17 e per il RIV.10, ancora per primario p, si hanno tre massimi a ~ 10, ~ 60 e $\sim 90\ m$, dovuti al fatto che il passaggio da un rivelatore continuo ad uno discreto, "scava" la zona di quasi costanza dei casi precedenti, creando i primi due massimi. Le curve tra i massimi sono tanto più profonde, quanto più piccolo è il rivelatore e minore è l'energia.

Per primari fotoni, le regolarità dei casi precedenti si perdono quasi del tutto. Solo per il RIV.47 e per il RIV.25, resta una parvenza dell'andamento delle distribuzioni dei rivelatori continui come nel caso dei primari p, con un massimo ancora a $\sim 90\ m$. Per i casi discreti, si hanno situazioni molto irregolari con diversi *bin* vuoti. All'aumentare dell'energia si evidenzia un minimo aumento di regolarità.

Quanto discusso sopra può essere dedotto dalle figure 4.7 e 4.8 dove sono riportate, rispettivamente per primario p e per primario γ, quattro distribuzioni, una per ogni soluzione di rivelatore. Nei grafici viene riportato il

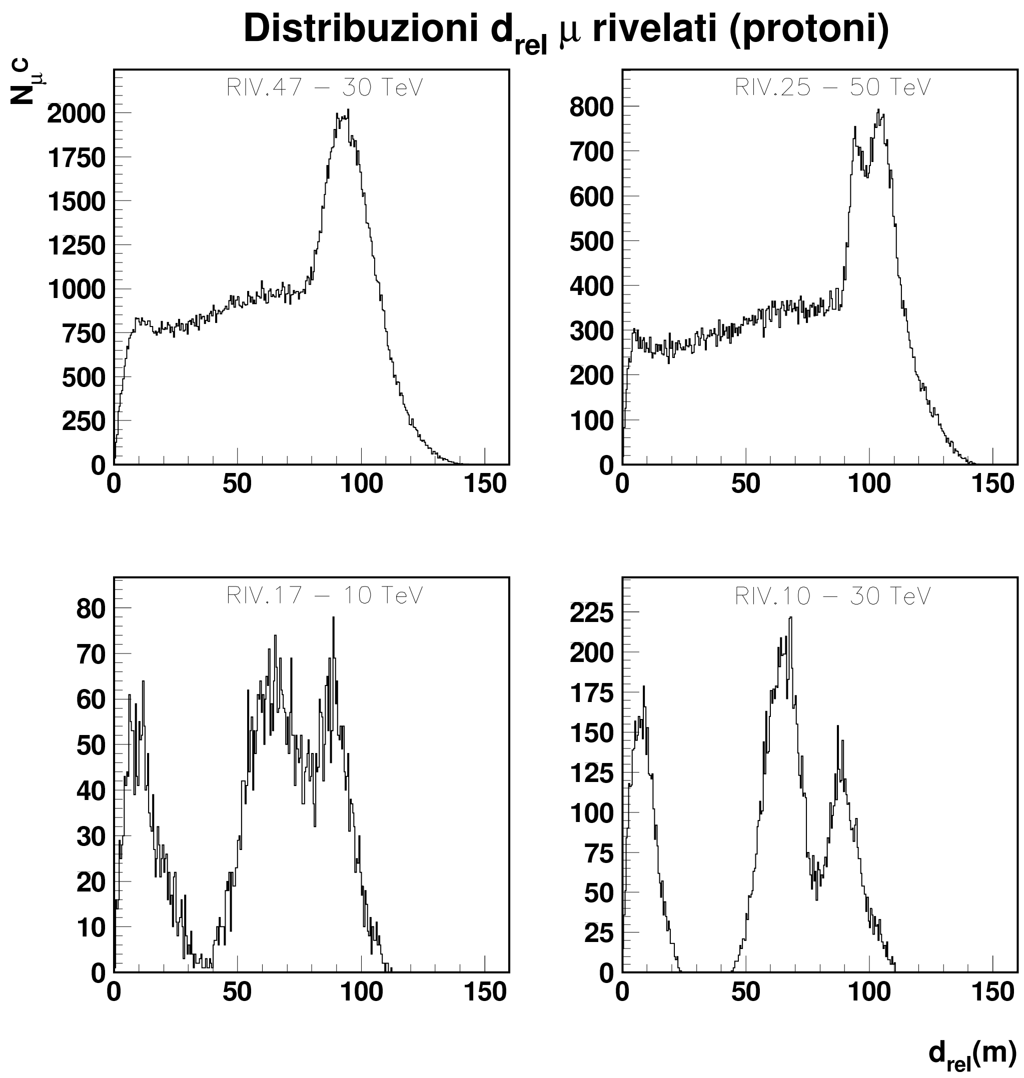

Figura 4.7: Distribuzioni delle distanze relative dei muoni rivelati per primario protone. Sono riportati quattro casi, uno per ogni soluzione di rivelatore.

numero di coppie di μ rivelate, N_μ^C, in fuzione della loro distanza relativa, d_{rel}, espressa in metri.

Le distribuzioni meno regolari per i μ da fotoni, sono dovute all'esiguo numero di tali particelle rivelate. Per tale motivo, il bin scelto per gli EAS

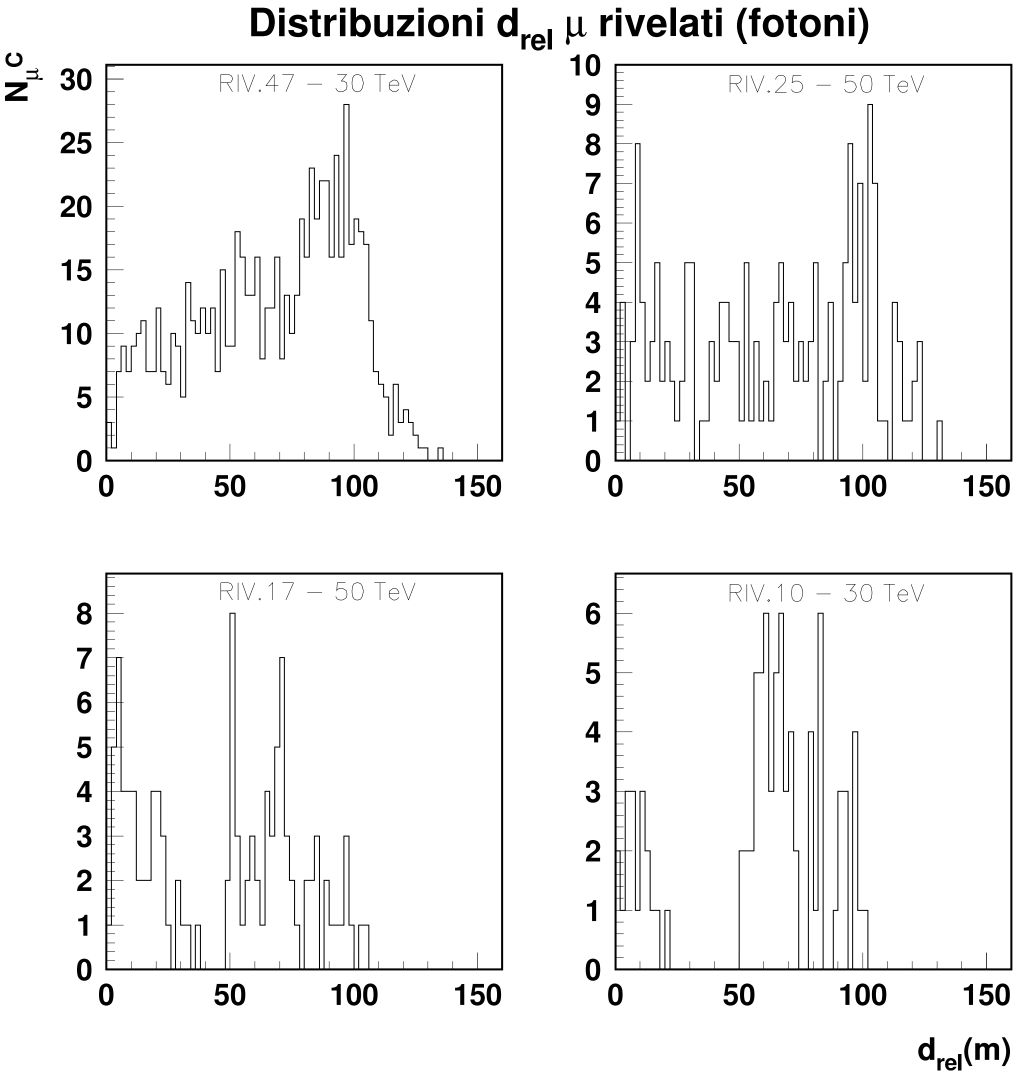

Figura 4.8: Distribuzioni delle distanze relative dei muoni rivelati per primario fotone. Sono riportati quattro casi, uno per ogni soluzione di rivelatore.

indotti da fotoni, è stato di 2 m; per quelli da protoni, è stato di 0.5 m.

In tabella 4.2 è riportato in percentuale il numero medio di μ rivelato per sciame, con distanza relativa $d_{rel} < 0.5$ m per p e $d_{rel} < 2$ m per γ, cioè il contenuto del primo bin di ogni istogramma prodotto, alle tre energie

N_μ^C **in % con** $d_{rel} \le 0.5\ m$ **per** p **e** $d_{rel} \le 2\ m$ **per** γ						
	protoni			**fotoni**		
E(TeV)	**10**	**30**	**50**	**10**	**30**	**50**
RIV.10	0.10	2.0	2.8	0.0	0.40	0.50
RIV.17	0.10	2.7	4.8	0.0	0.40	0.50
RIV.25	0.40	2.0	3.8	0.0	0.0	0.50
RIV.47	0.80	5.7	12	0.0	0.60	1.0

Tabella 4.2: Numero medio di coppie di μ rivelato per sciame, in %, con una distanza relativa $d_{rel} \le 0.5\ m$ per protoni e $d_{rel} \le 2\ m$ per protoni.

considerate e per i quattro rivelatori allo studio. Per primari p, è evidente un N_μ^C che cresce con le dimensioni dei rivelatori e con l'energia; per primari γ tale andamento è molto meno evidente, soprattutto per l'elevato numero di volte in cui non si sono registrati eventi.

Considerato che la più piccola unità di rivelazione digitale per ARGO è la strip, di dimensioni pari $6.7 \times 62\ cm$, la possibilità che due μ cadano su una di esse è estremamente bassa, anche in relazione al fatto che si devono realizzare le giuste condizioni geometriche.

4.6 Core generato su aree estese

Finora tutti gli studi sono stati effettuati generando il core degli sciami al centro del rivelatore ARGO. Al fine di ampliare la conoscenza sul comportamento del rivelatore in esame, i core degli sciami sono stati distribuiti su aree di *sampling* (A_S) più ampie: $80 \times 80\ m^2$ ed $800 \times 800\ m^2$, con il centro coincidente col centro di ARGO. Infatti, sciami di energia sufficientemente elevata, anche se cadono molto distanti dal rivelatore, possono essere in grado di dare un contributo al *trigger*.

Per poter effettuare tale studio, si ha la necessità di aumentare la *statistica*, facendo crescere il numero di eventi simulati, in relazione alla crescita dell'area di generazione del core. È stato quindi aumentato il numero di sciami rispetto al caso precedente, scegliendo di campionarne 50000 per entrambi i primari e le aree di caduta del core. Gli studi prodotti hanno riguardato la distribuzione dei μ rivelati ed il *Fattore di Qualità*, Q_f.

L'area di generazione pari a $80 \times 80\ m^2$, è di poco superiore all'area effettiva di ARGO ($\sim 74 \times 78\ m^2$); si considerano, in pratica, tutti gli sciami che cadono sul rivelatore principale.

Per l'area di $800 \times 800\ m^2$, invece, si è in una situazione limite oltre la quale gli sciami, nell'intervallo energetico considerato, non danno contributo al *trigger*.

4.6.1 Distribuzione μ rivelati e Q_f per $A_S = 80 \times 80\ m^2$

La distribuzione del numero di μ rivelati per un'area di *sampling* $A_S = 80 \times 80\ m^2$, è stata studiata nel caso del RIV.17, alle energie di 10 e 50 TeV e per il RIV.47 a 50 TeV. La separazione fra le distribuzioni cresce all'aumentare dell'energia e delle dimensioni del rivelatore, come risulta dalla figura 4.9. In essa si mostrano le distribuzioni dei μ rivelati sul RIV.17, per primari di energia 10 e 50 TeV. In figura 4.10 le distribuzioni dei μ rivelati, invece, sono calcolate per il RIV.47 e per primari di energia pari a 50 TeV.

Per il RIV.17, a 10 TeV, il N_μ rivelati è ≤ 4 per fotoni, mentre il massimo per protoni viene raggiunto per $N_\mu = 2$; a 50 TeV, il N_μ rivelati è ≤ 16 per fotoni, mentre il massimo viene raggiunto per protoni intorno ad $N_\mu = 14$. Si attende quindi un aumento del Q_f con l'energia, che è infatti evidente dai valori numerici riportati in tabella 4.3; ad un taglio di 2μ, si raggiunge il massimo aumento di un fattore ~ 7. Nella stessa tabella sono anche riportati i valori del Q_f per il RIV.47.

È stata effettuata anche una stima di come varia il "fondo" all'aumentare dell'area di generazione del core, ovvero è stato fatto un confronto tra le distribuzioni dei μ da protoni a 10 e 50 TeV tra gli sciami al centro e sull'area di $80 \times 80\ m^2$, per il RIV.17. Le distribuzioni tendono a sovrapporsi in entrambi i casi, cioè l'aumento dell'area di generazione del core non porta ad una sensibile variazione nel numero di muoni rivelati, per il fatto che la distribuzione laterale non varia in maniera rilevante su distanza dal core di alcune decine di metri. Il confronto a 10 TeV per il RIV.17 è riportato in figura 4.11 a sinistra, quello a 50 TeV per il RIV.47 a destra, dove il confronto riguarda le tre aree allo studio.

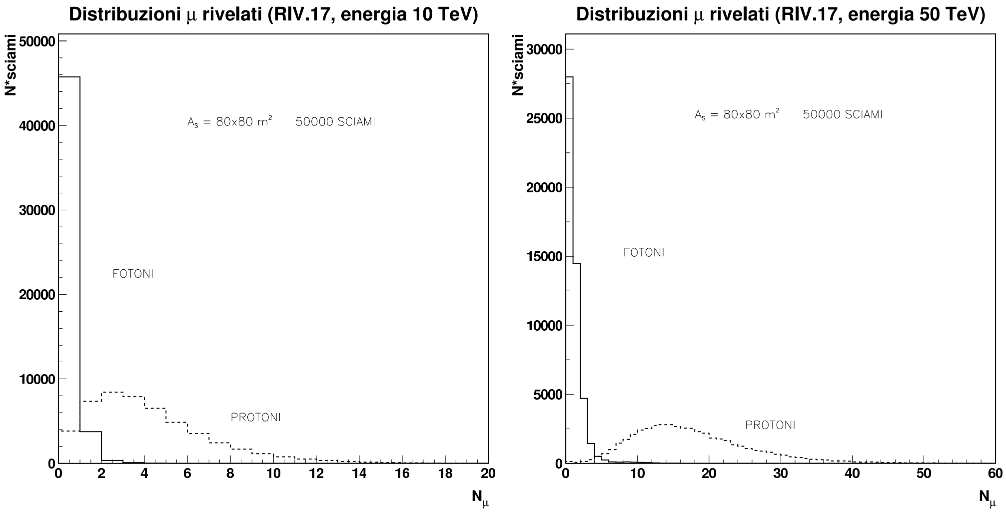

Figura 4.9: Distribuzioni dei μ rivelati nel caso $A_S = 80 \times 80\ m^2$ per il RIV.17, per primari con energia di 10 TeV (sinistra) e 50 TeV (destra).

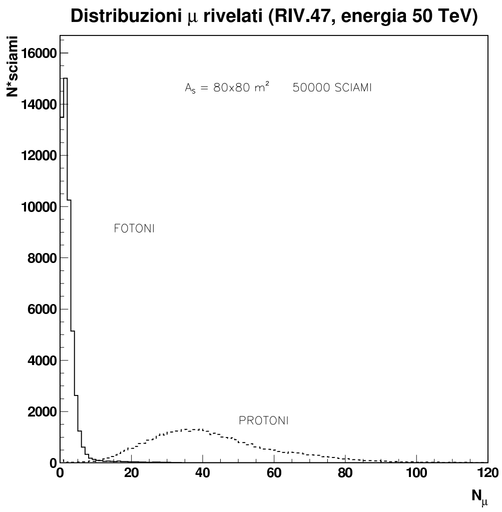

Figura 4.10: Distribuzioni dei μ rivelati nel caso $A_S = 80 \times 80\ m^2$ per il RIV.47, per primari con energia di 50 TeV.

Valori del Q_f per $A_S = 80 \times 80\ m^2$					
N_μ^*		**E(TeV)**			**E(TeV)**
		10	**50**		**50**
0		3.31	10.4		5.63
1		2.10	12.6		11.3
2	**RIV.17**	1.60	10.8	**RIV.47**	14.0
3		1.35	8.52		14.9
4		1.22	6.48		14.7

Tabella 4.3: Valori del Q_f per il RIV.17 alle energie di 10 e 50 TeV, e per il RIV.47 all'energia di 50 TeV.

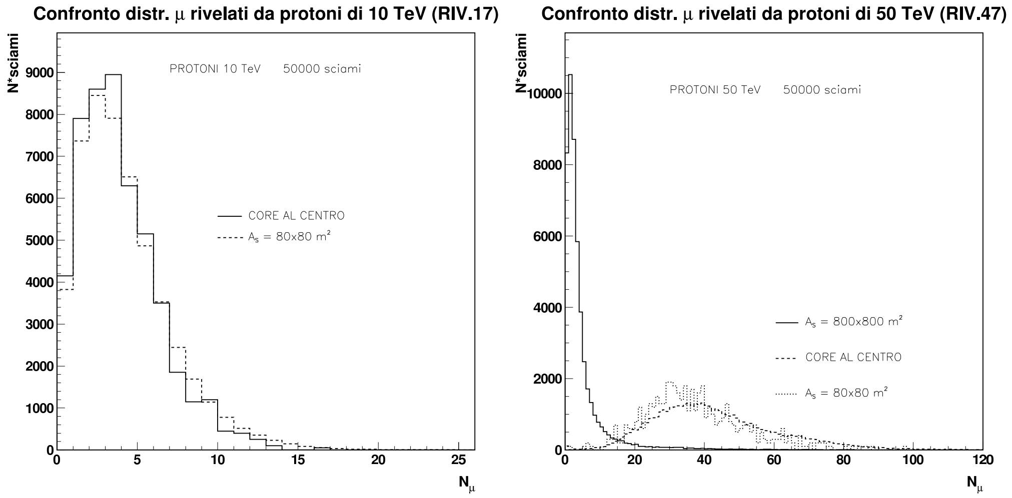

Figura 4.11: Distribuzioni dei μ rivelati in sciami generati da p. A sinistra si riporta il confronto tra core generato al centro di ARGO e su $A_S = 80 \times 80\ m^2$, l'energia è di 10 TeV e il rivelatore è RIV.17. A destra c'è in più l'area di sampling $800 \times 800\ m^2$, l'energia è di 50 TeV e il rivelatore è RIV.47.

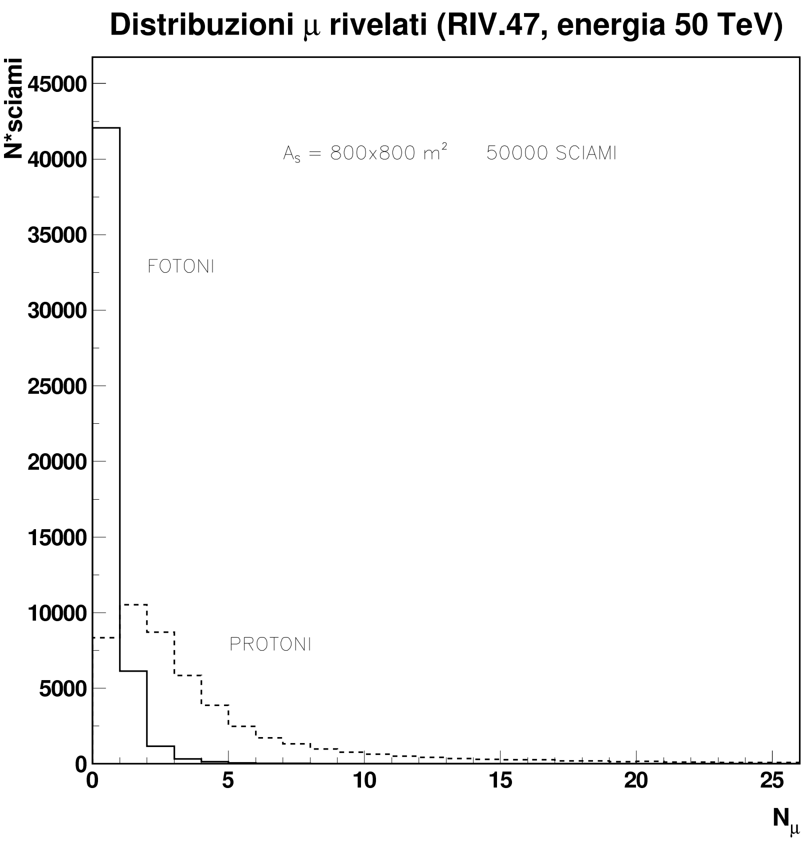

Figura 4.12: Distribuzioni dei μ con il RIV.47 per primari di energia di $50\ TeV$. L'area di *sampling* è di $800 \times 800\ m^2$.

4.6.2 Distribuzione μ rivelati e Q_f per $A_S = 800 \times 800\ m^2$

Per l'area di $800 \times 800\ m^2$, è stata studiata la distribuzione dei μ rivelati per il rivelatore massimo (RIV.47), per primari con energia di $50\ TeV$. L'andamento è molto simile al caso precedente del RIV.17 a $10\ TeV$, quindi l'aumento delle dimensioni del rivelatore e dell'energia viene "annullato" dall'aumento dell'area di generazione del core (un fattore 10 su ognuna delle dimensioni lineari). Il confronto viene riportato in figura 4.12. Il numero di μ rivelati è ≤ 7 per fotoni, mentre il massimo per protoni viene raggiunto per $N_\mu = 1$.

Lo studio del fondo è stato effettuato anch'esso all'energia di $50\ TeV$ per il RIV.47, ed il confronto con gli sciami generati al centro, su area $80 \times 80\ m^2$ e area $800 \times 800\ m^2$, è riportato in figura 4.11, a sinistra. Con l'area di $800 \times 800\ m^2$, non si ha più la situazione ritrovata in precedenza di distribuzioni simili; infatti, in quest'ultimo caso, la distribuzione tende a "schiacciarsi" verso valori piccoli di N_μ, a causa del fatto che la distribuzione laterale a centinaia di metri dal core diminuisce drasticamente, rispetto ai primi $100\ m$. I valori del *Fattore di Qualità*, per $N^*_\mu = 0 \div 4$, sono risultati pari a: $Q_f = 2.057,\ 0.2681,\ 0.05633,\ 0.02336$ e 0.01466, rispettivamente.

4.7 Studio della Crab Nebula

Lo studio effettuato finora ha riguardato sciami verticali indotti da protoni e fotoni con energie fisse, sia con core generato al centro del rivelatore ARGO, che su aree di campionamento di $80 \times 80\ m^2$ ed $800 \times 800\ m^2$. Nel presente paragrafo, invece, si studia il contenuto atteso di μ da una sorgente puntiforme, come la Crab Nebula, confrontandone il valore con quello dovuto ai RC. Per fare ciò sono stati simulati fotoni con uno spettro energetico di indice spettrale $\alpha = 2.5$, esteso nell'intervallo $0.1 \div 100\ TeV$. Il fondo di protoni è stato simulato con un indice spettrale $\alpha = 2.7$, nell'intervallo $0.1 \div 500\ TeV$. Il moto giornaliero della sorgente è stato simulato fino ad un angolo zenitale di 40^o. Questo calcolo è stato condotto solo per RIV.25, il rivelatore di μ da $2534\ m^2$.

Lo studio del Q_f è stato effettuato in funzione del numero di *pad* accese sul rivelatore. In questo caso si sta supponendo che il tappeto di RPC di ARGO sia esteso anche sul rivelatore di μ e pertanto esso abbia una superficie totale di 14×17 CLUSTER: di conseguenza, il numero di pad riportato nelle figure è stato contato su un tappeto di 14×17 CLUSTER e non 10×13. Il core è campionato su un'area di $100 \times 100\ m^2$. Si sta cioè supponendo che, per eventi con un altissimo numero di pad accese, l'efficienza nel rigettare gli eventi esterni sia $\sim 100\%$. Tale assunzione è del resto confortata da studi riportati in [23]. Naturalmente la valutazione del Q_f è stata fatta per diversi valori di taglio sul contenuto di μ, N^*_μ.

In figura 4.13 viene riportata l'evoluzione del Q_f in funzione del numero di pad accese, per differenti valori del taglio, N^*_μ. Sono stati esclusi i valori a 0μ, 1μ e 2μ, perché maggiormente sensibili alle fluttuazioni e agli errori di identificazione del muone. Come si evince dalla suddetta figura, $Q_f > 1$ per $N_{pad} > 3000$: cioè la discriminazione γ/h con i μ, comincia ad essere

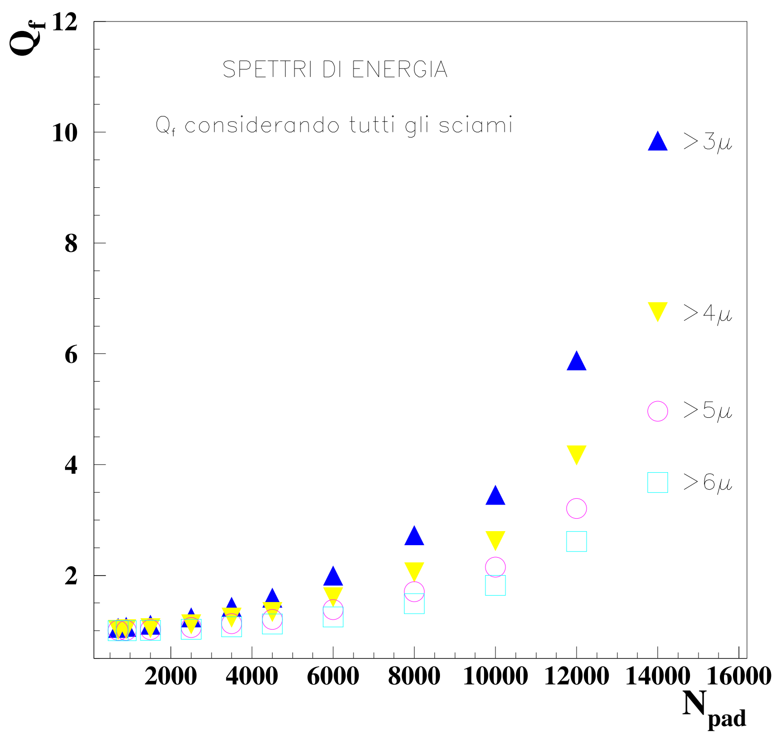

Figura 4.13: Q_f in funzione del numero medio di *pad* accese, per differenti valori del taglio N_μ^*. Il calcolo si riferisce a sciami generati in un area $A_S = 100 \times 100\ m^2$.

importante solo per eventi di altissima molteplicità. L'energia mediana per fotoni con $N_{pad} > 3000$ è $E_{med} \approx 30\ TeV$. Al crescere della molteplicità, Q_f aumenta con l'energia del primario, quindi con il numero di μ contenuto negli sciami. Come atteso, Q_f diminuisce al crescere del valore di taglio N_μ^*. Un valore molto conservativo è porre $N_\mu^* = 4$, quindi scartare come fondo tutti gli sciami che presentano più di 4μ sul rivelatore simulato.

Come ricordato nei paragrafi precedenti, uno dei principali problemi nell'analisi dei dati consiste nella corretta identificazione del μ da altre particelle cariche, che possono simularne il segnale. Generalmente per minimizzare la probabilità di p-t, il rivelatore di muoni è bene che sia costituito da un sistema tracciante di almeno $4-5$ piani sensibili, coperto da un opportuno

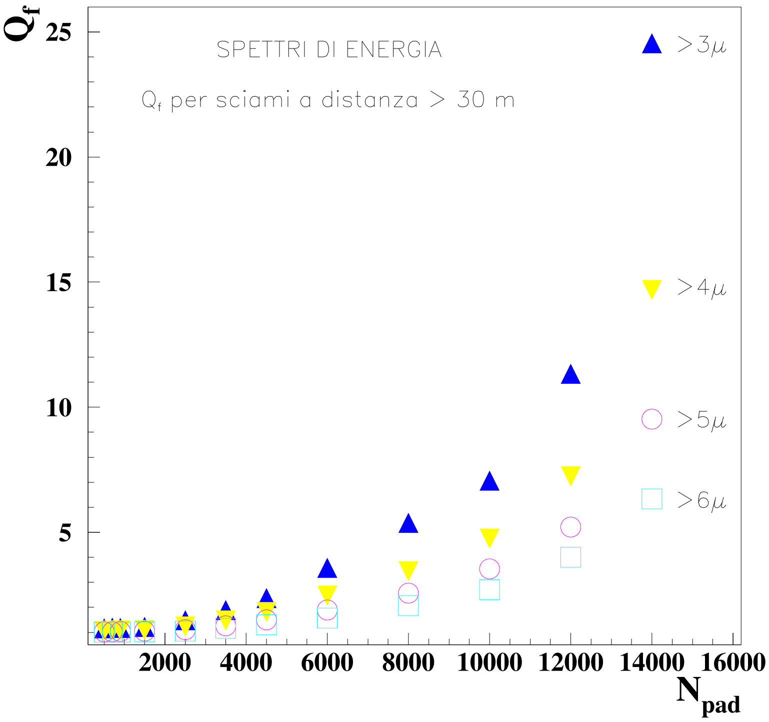

Figura 4.14: Q_f in funzione del numero medio di *pad* accese, per differenti valori del taglio N_μ^*. Il calcolo si riferisce a sciami generati in un area $A_S = 100 \times 100\ m^2$. Sono esclusi i rivelatori di μ distanti meno di 30 m dal core dello sciame.

strato assorbitore. Il p-t può manifestarsi con facilità nella regione del core degli sciami ($R < 20 \div 30\ m$), molto ricca di secondari (elettroni e fotoni, ma anche adroni) la cui energia può raggiungere anche la decina di GeV. Una particella può non essere assorbita e dare un segnale nel rivelatore di μ che un programma di ricostruzione può identificare come un muone.

La simulazione accurata di un rivelatore di μ non rientra negli scopi del presente lavoro di tesi, tuttavia, si è voluto tener conto in qualche modo della difficoltà di lavorare nella regione del core. Per fare ciò si è ripetuto il calcolo del Q_f riportato in figura 4.13, escludendo, nel conto dei μ rivelati evento per evento, i rivelatori di muoni distanti meno di 30 metri dal core ricostruito.

In tal modo non vengono utilizzati i rivelatori quando su di essi, o nelle loro vicinanze, cada il core. I risultati sono riportati in figura 4.14. Come si può vedere, i valori di Q_f sono maggiori rispetto al caso studiato in precedenza, ed è quindi facilitata la discriminazione γ/h.

La ragione di questo comportamento risiede, come studiato nel Capitolo 3 (vedi figura 3.21), nella diversa distribuzione laterale dei muoni derivanti dai due primari esaminati: i μ generati da fotoni hanno una distribuzione laterale più piatta rispetto a quelli prodotti dai protoni. Questo fa sì che a partire da distanze di alcune decine di metri dal core dello sciame, la rivelazione di muoni da protoni sia più efficace di quella dei muoni da fotoni, perché la densità di particelle è maggiore.

4.8 Il problema del punch-through

Nel presente paragrafo si discute una possibile soluzione per il rivelatore di muoni, stimando la frazione di "false" identificazioni.

Per studiare la probabilità di *punch-through* (p-t) in un rivelatore di muoni, è necessario conoscere lo spettro di energia di elettroni e fotoni alla quota di osservazione, in funzione della distanza dal core.

In figura 4.15 sono riportati gli spettri di energia per fotoni (a sinistra) ed elettroni secondari (a destra), prodotti da sciami indotti da protoni da 50 TeV. Le curve confrontano lo spettro complessivo, con quello calcolato in alcune corone circolari attorno al core. Nelle immediate vicinanze del core ($R < 10\ m$), lo spettro di energia presenta una evidente componente di alta energia, che rende difficile lo schermaggio del rivelatore di muoni. Come si può vedere dalle distribuzioni, al crescere della distanza dal core, la componente di alta energia si riduce, e tuttavia anche per $R > 30\ m$ sono presenti diverse particelle di energia $> 1\ GeV$.

Nella figura 4.16 lo spettro di energia è stato calcolato per fotoni primari da 10 TeV (a sinistra) e 50 TeV (a destra). Gli andamenti sono confrontabili con quelli di figura 4.15. Si nota, però, che la componente di alta energia è maggiormente concentrata entro 10 m dal core, rispetto ai protoni.

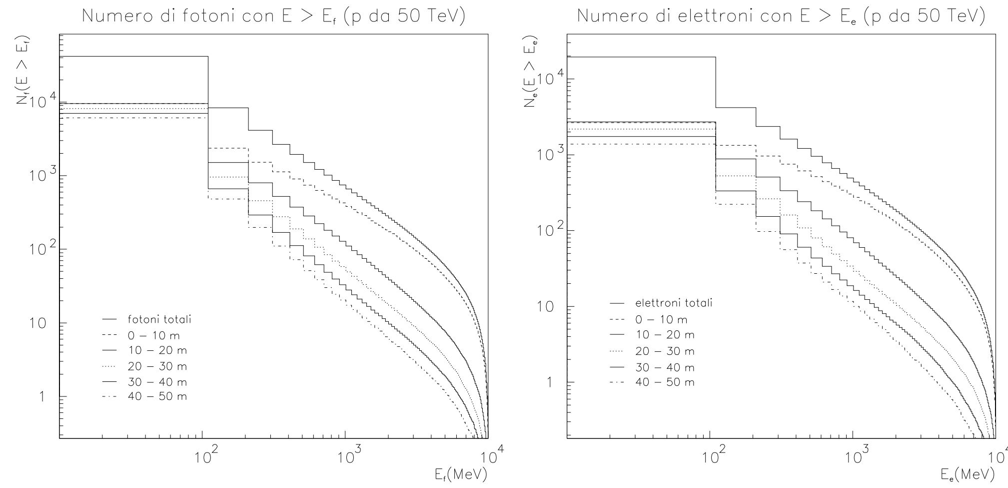

Figura 4.15: Spettro di energia di fotoni (sinistra) ed elettroni totali (destra) in sciami generati da p di 50 TeV. Gli spettri sono stati calcolati anche in alcune corone circolari a differenti distanze dal core.

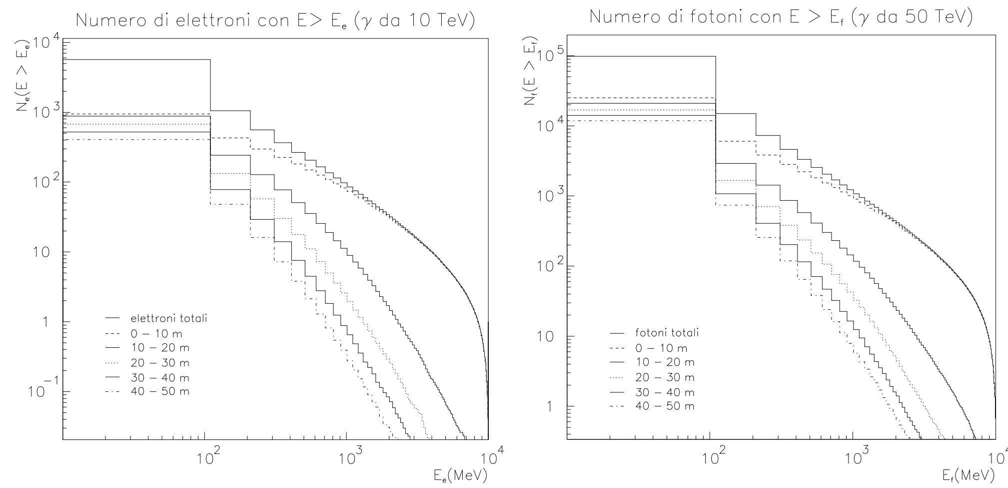

Figura 4.16: Spettro di energia di fotoni (sinistra) ed elettroni totali (destra) in sciami generati, rispettivamente, da γ di 10 TeV e di 50 TeV. Gli spettri sono stati calcolati anche in alcune corone circolari a differenti distanze dal core.

N_γ, N_e e N_μ con $E > 1\ GeV$ nella corona circolare $30 \div 40\ m$							
	protoni				**fotoni**		
E(TeV)	**10**	**30**	**50**	**100**	**10**	**30**	**50**
$N_\gamma(> 1\ GeV)$	6.239	19.49	33.79	62.86	3.150	9.396	16.85
$N_e(> 1\ GeV)$	3.693	11.01	19.26	36.30	0.902	2.931	5.024
$N_\mu(> 1\ GeV)$	5.313	14.88	23.99	45.53	0.114	0.338	0.700

Tabella 4.4: Numero medio di fotoni, di elettroni e di muoni con $E > 1\ GeV$ nella corona circolare $30 \div 40\ m$, prodotti da primari p da 10, 30, 50 e 100 TeV e primari γ da 10, 30 e 50 TeV.

Nel paragrafo 4.7 si è calcolato il Q_f eliminando dal computo dei μ quei rivelatori che, evento per evento, si trovavano a meno di 30 m dal core ricostruito. Nella tabella 4.4 si riporta il numero medio di secondari (elettroni, fotoni e muoni) con energia $> 1\ GeV$ che si trovano in una corona circolare ad una distanza immediamente superiore ($30 \div 40\ m$), per sciami indotti da fotoni e da protoni di differente energia. Come si può vedere, il numero medio di particelle di alta energia è consistente e può costituire un problema per la realizzazione di un efficace rivelatore di μ.

Mikocki & Poirier hanno realizzato, nel 1987, un accurato studio della probabilità di p-t nel cemento, mediante simulazioni Monte Carlo. Il cemento, tipico assorbitore per schermare i rivelatori, ha una densità $\rho \simeq 2.26\ g/cm^3$ ed una lunghezza di radiazione $L_R = 25.6\ g/cm^2$, pari quindi a $\simeq 11.3\ cm$. La sua composizione chimica standard, è la seguente: O (50%), Si (32%), Ca (8%), Al (5%), Na (2%), K(2%) e Fe (1%). Il numero medio di elettroni di p-t atteso da γ dopo x lunghezze di radiazioni di cemento, è descrivibile dalla relazione $< N >= a\, e^{-bx}$, dove i valori dei parametri sono riportati in tabella 4.5. Tale parametrizzazione è ricavata dalle curve di transizione riportate in figura 4.17, calcolate in [56].

Un rivelatore di muoni potrebbe essere realizzato con il seguente schema: uno strato di assorbitore (ad esempio cemento) di spessore $n\, L_R$ lunghezze di radiazione, posto su di una struttura tracciante costituita da quattro tubi a *streamer*, separati da $1\, L_R$ di assorbitore. Sulla sommità del rivelatore, si può porre una camera RPC ad implementare ARGO. In tal modo l'assorbitore viene ad avere uno spessore complessivo pari a $(n + 3)\, L_R$ lunghezze di radiazione (vedi figura 4.18). Nell'ipotesi di non effettuare la rivelazione dei μ per distanze dal core dello sciame minori di 30 m, si trova un numero

Valori dei parametri a e b		
E	**a**	**b**
10 MeV	0.0314	0.55
100 MeV	0.910	0.50
1 GeV	25.24	0.46
10 GeV	1512.0	0.47
100 GeV	38142	0.44

Tabella 4.5: Valori dei parametri della formula per il numero medio di elettroni di p-t, generati da fotoni secondari di differente energia.

medio di secondari con energia $> 1\ GeV$ riportato in tabella 4.4.

Grazie ai calcoli di Mikocki & Poirier, è possibile stimare il numero di elettroni di p-t che è ragionevole attendersi sul rivelatore allo studio. Il calcolo si basa sui seguenti passi:

1) Con la relazione $< N >= a\, e^{-bx}$ si calcola il numero medio di elettroni di p-t prodotti da fotoni secondari. Il numero medio di elettroni di p-t prodotti da elettroni secondari, invece, può essere stimato dalla stessa relazione "allungando" lo spessore x di una quantità pari alla lunghezza di interazione dei fotoni per produzione di coppie e^+e^- ($9/7\ l.r.$). Questo calcolo viene eseguito per i secondari di 1 e di 10 GeV.

2) In tabella 4.4 è riportato il numero medio di elettroni e di fotoni secondari di energia $> 1\ GeV$ presenti a distanza $\Delta R = 30 \div 40\ m$ dal core, in sciami generati da p e da γ di differenti energie. Poiché la formula di Mikocki & Poirier si riferisce solo ad alcune energie dei secondari (vedi tabella 4.5), si è attribuito a tutte le particelle con energia $> 1\ GeV$, il valore di 5 GeV. Quindi si è calcolato il numero di elettroni di p-t per 5 GeV, facendo la media tra i valori ad 1 e a 10 GeV.

3) Il numero totale stimato di elettroni di p-t prodotti da fotoni ed elettroni di energia $> 1\ GeV$, è pertanto:

$$N_{tot}^{p-t} = < N_\gamma^{p-t} > + < N_e^{p-t} > \tag{4.3}$$

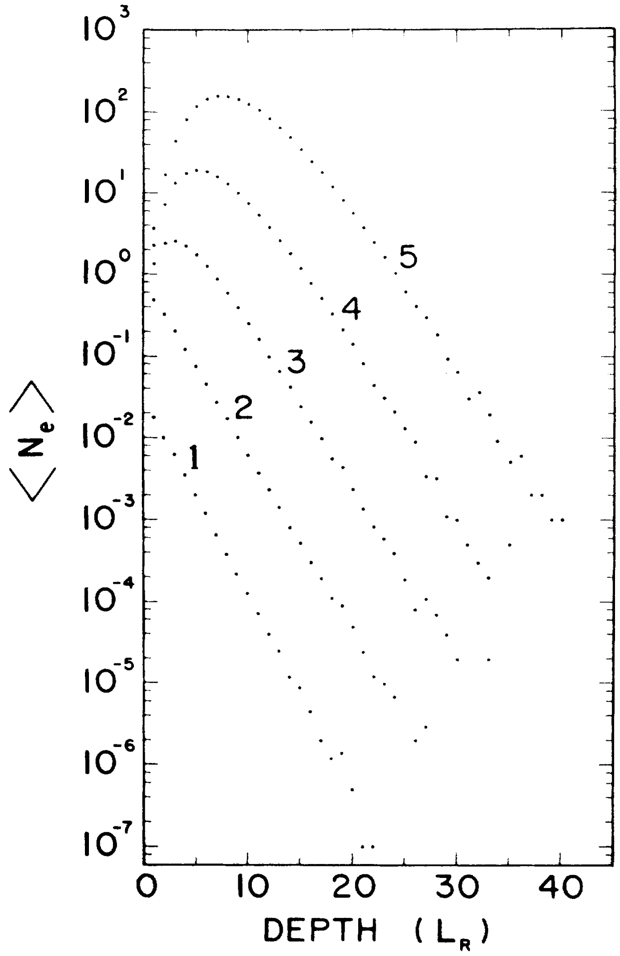

Figura 4.17: Numero medio di elettroni di p-t nel cemento in funzione della lunghezza di radiazione, per *micro-sciami* iniziati da fotoni di energia pari a 10 MeV (1), 100 MeV (2), 1 GeV (3), 10 GeV (4) e 100 GeV (5) [56].

con

$$< N_\gamma^{p-t} >= \frac{N_\gamma^{p-t}(1\ GeV) \cdot N_\gamma(>1\ GeV) + N_\gamma^{p-t}(10\ GeV) \cdot N_\gamma(>10\ GeV)}{2} \tag{4.4}$$

e analogamente per $< N_e^{p-t} >$.

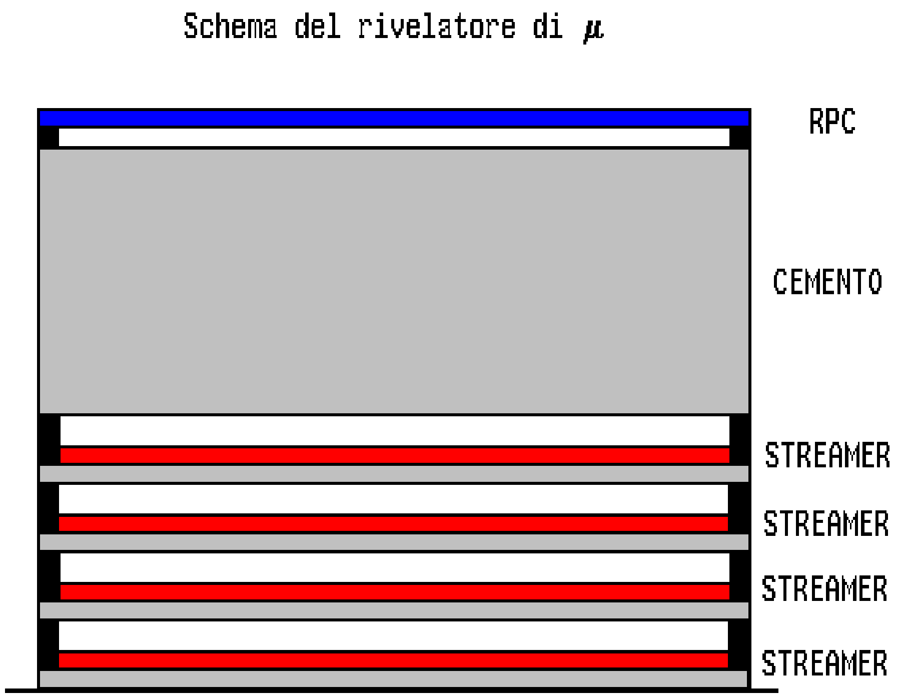

Figura 4.18: Schema del rivelatore di μ. Le zone in grigio tra i tubi a *streamer* rappresentano uno strato di cemento.

I valori di N_{tot}^{p-t} sono riportati in tabella 4.6 per un rivelatore di μ con un assorbitore di spessore totale pari a $(10+3)\ L_R$ e in tabella 4.7 per uno spessore totale pari a $(15+3)\ L_R$. Nelle stesse tabelle viene anche mostrato il rapporto di N_{tot}^{p-t} con il numero medio di muoni nella corona circolare studiata e con il numero medio totale di elettroni prodotti negli sciami.

Come si può vedere, ad una distanza superiore a 30 m dal core, la probabilità che una particella secondaria di alta energia (elettrone o fotone) possa essere scambiata con un muone può essere trascurabile con l'approssimazione considerata. Infatti il segnale fotonico è circa raddoppiato con i "falsi" muoni, ma il rapporto con i muoni del fondo di protoni è di qualche percento.

N_{tot}^{p-t}, N_{μ}^{p-t}/N_{μ} e $N_{\mu}^{p-t}/N_{e}^{tot}$ per $(10+3)\,L_R$						
	protoni			**fotoni**		
E(TeV)	**10**	**30**	**50**	**10**	**30**	**50**
N_{tot}^{p-t}	0.202	0.624	1.17	0.102	0.303	0.549
N_{tot}^{p-t}/N_{μ}	0.0380	0.0419	0.0488	0.895	0.896	0.784
$N_{tot}^{p-t}/N_{e}^{tot}$	$6.8\cdot10^{-5}$	$5.7\cdot10^{-5}$	$5.8\cdot10^{-5}$	$1.8\cdot10^{-5}$	$1.5\cdot10^{-5}$	$1.5\cdot10^{-5}$

Tabella 4.6: Numero medio di particelle da p-t (N_{tot}^{p-t}) e loro rapporto con il numero medio di muoni (N_{μ}) nella corona circolare $30\div40$ m e con il numero medio di elettroni totali prodotti negli sciami. Lo spessore del rivelatore è di $(10+3)\,L_R$.

N_{tot}^{p-t}, N_{μ}^{p-t}/N_{μ} e $N_{\mu}^{p-t}/N_{e}^{tot}$ per $(15+3)\,L_R$						
	protoni			**fotoni**		
E(TeV)	**10**	**30**	**50**	**10**	**30**	**50**
N_{tot}^{p-t}	0.200	0.625	1.08	0.101	0.301	0.540
N_{tot}^{p-t}/N_{μ}	0.0376	0.0420	0.0450	0.886	0.891	0.771
$N_{tot}^{p-t}/N_{e}^{tot}$	$6.7\cdot10^{-5}$	$5.8\cdot10^{-5}$	$5.4\cdot10^{-5}$	$1.8\cdot10^{-5}$	$1.5\cdot10^{-5}$	$1.5\cdot10^{-5}$

Tabella 4.7: Numero medio di particelle da p-t (N_{tot}^{p-t}) e loro rapporto con il numero medio di muoni (N_{μ}) nella corona circolare $30\div40$ m e con il numero medio di elettroni totali prodotti negli sciami. Lo spessore del rivelatore è di $(15+3)\,L_R$.

Conclusioni

La presente tesi si inserisce nell'ambito dell'esperimento ARGO-YBJ, costituito da un apparato di sciami a copertura totale sito a Yangbajing (Tibet, 4300 $m\ s.l.m.$) e operante nel range di energia 300 $GeV \div 10\ TeV$.

Scopo della tesi è stato lo studio delle proprietà degli EAS alla quota dell'esperimento, con particolare attenzione alla componente muonica, al fine di progettare un loro rivelatore da affiancare ad ARGO.

La rivelazione dei μ è infatti un elemento di fondamentale importanza per discriminare tra il predominante fondo di RC e il debole segnale fotonico proveniente da sorgenti discrete e diffuse.

L'obiettivo centrale della presente tesi è stato quindi la definizione delle caratteristiche di un rivelatore di muoni da utilizzare nell'ambito dell'astronomia γ, attraverso uno studio approfondito della fenomenologia dei μ oltre i 4000 $m\ s.l.m.$, non esistente in letteratura.

Per realizzare questo lavoro sono stati generati numerosi sciami estesi indotti da fotoni e protoni di differente energia ed angolo di provenienza, mediante il codice Monte Carlo CORSIKA.

Le simulazioni hanno messo in evidenza che:

- il contenuto di μ negli sciami indotti da fotoni è solo $\approx 3 \div 5\%$ di quello degli sciami adronici;
- la distribuzione laterale negli EAS fotonici è più piatta se confrontata con quella negli sciami da protoni;
- la distribuzione di *size* è gaussiana sia per protoni che per fotoni, per energie sufficientemente elevate;
- il numero di μ di alta energia è maggiore in sciami adronici ($\approx 75\%$ dei μ ha energia $> 1\ GeV$) piuttosto che in quelli fotonici ($\approx 40\%$ con $E_\mu > 1\ GeV$);

- i ritardi temporali dei μ sono maggiori negli EAS indotti da γ (di circa un fattore 2 rispetto ai p).

Poiché nell'intervallo energetico studiato ($< 100\,TeV$) il numero di muoni contenuto negli sciami è modesto e distribuito fino a $\sim 10\,km$ dal *core*, vi è l'esigenza di lavorare con rivelatori di grande area. Sono stati quindi studiati quattro rivelatori di differente superficie: $1048.6\,m^2$, $1747.6\,m^2$, $2534.0\,m^2$ e $4718.5\,m^2$, ma tali da essere tutti contenuti entro la struttura che ospite ARGO. Nonostante ciò, vi è sempre almeno un ordine di grandezza di differenza tra i muoni rivelati e quelli complessivamente presenti negli sciami simulati.

La discriminazione γ/h tramite la misura dei muoni è concettualmente semplice. Dato un certo rivelatore di μ, si costruisce la distribuzione di *size* di μ rivelati e si determina un opportuno valore N_μ^* tale che si possa definire "a priori" che gli sciami con un numero di muoni rivelati $N_\mu > N_\mu^*$ siano dovuti al fondo di RC, mentre quelli con $N_\mu \leq N_\mu^*$ siano invece prodotti da fotoni. Questo perché, come ricordato, il contenuto di muoni degli sciami fotonici è solo qualche percento di quelli adronici: essi sono cioè "sciami poveri di μ".

La determinazione dell'opportuno valore di N_μ^* è fatta massimizzando il fattore di Qualità, Q_f. Poiché la significatività statistica con la quale un apparato è in grado di rivelare un segnale fotonico dal fondo di RC è direttamente proporzionale a Q_f, la misura dei muoni può essere decisiva per rivelare l'emissione di fotoni di energia $> 10\,TeV$.

Si è studiato il comportamento dei differenti rivelatori simulati per diverse energie dei primari, campionando il *core* degli sciami sia internamente al rivelatore che esternamente ad esso.

È stata quindi realizzata una simulazione dell'osservazione della Crab Nebula, "candela standard" per l'astronomia γ, riproducendone il moto apparente nel cielo fino ad un angolo zenitale di 40^o. Gli sciami sono stati campionati con lo spettro energetico della sorgente, così come il fondo di protoni è stato riprodotto con l'appropriato indice spettrale -2.7. Lo studio della discriminazione γ/h, mediante il rivelatore di superficie $2534.0\,m^2$, ha messo in evidenza che:

- la misura dei μ è ineludibile per discriminare il segnale fotonico per energie $> 10\,TeV$;

- il rapporto segnale/rumore può essere aumentato anche di un fattore 10 nella regione dei $100\,TeV$ (corrispondente a $\approx 1.5 \cdot 10^4$ *pad* accese sul rivelatore).

Si è infine affrontato il problema del *punch-through*, cioè della corretta identificazione del segnale muonico. Per ridurre la probabilità che una particella carica secondaria di alta energia possa penetrare nel rivelatore di μ confondendosi con essi, si è valutata la possibilità di lavorare al di fuori della regione del *core* degli sciami; così come si è stimata la probabilità di *punch-through* per rivelatori schermati da differenti strati di assorbitore.

Sarà tuttavia oggetto di studi futuri la simulazione accurata del rivelatore di muoni, per poter definire una proposta finale.

Appendice A

Il codice CORSIKA

Nello studio degli EAS le proprietà del primario possono essere dedotte dal numero di particelle cariche e dalla distribuzione di densità laterale. Le differenze tra gli sciami indotti da protoni e da fotoni, infatti, sono da ricercarsi principalmente nel diverso contenuto muonico, poi dalla *size* elettronica, dalle distribuzioni di densità laterale, dalla diversa topologia degli sciami, etc.

I risultati delle misure dipenderanno dalla particolare tecnica di rivelazione utilizzata e dalla correttezza del modello inerente le interazioni tra le particelle e il trasporto in atmosfera, assunto per le simulazioni.

Poiché l'interazione e.m., responsabile della componente e.m. degli sciami, della perdita di energia per ionizzazione, dell'emissione Čerenkov, Bremsstrahlung, etc., è ben conosciuta; così come l'interazione debole, responsabile del decadimento delle particelle instabili, allora le maggiori incertezze nelle simulazioni degli EAS, derivano dal modello delle interazioni adroniche. Infatti, fissate le caratteristiche del primario, lo sviluppo dello sciame dipende fortemente dalla sezione d'urto anelastica d'interazione del primario e delle secondarie con l'atmosfera, dall'energia trasferita alle secondarie e dalla loro size. Se la sezione d'urto è piccola, si avrà un lungo sviluppo dello sciame; se invece è grande, lo sviluppo sarà contenuto su una distanza minore.

Se la QED, quindi, descrive bene lo sviluppo della componente e.m. di uno sciame, non si può affermare la stessa cosa per la QCD, poiché non consente un calcolo esatto della sezione d'urto anelastica e della produzione delle particelle, percui i modelli d'interazione adronica sono di solito prodotti a partire da considerazioni teoriche e da parametrizzazioni empiriche che descrivono i dati sperimentali a più basse energie.

Per le simulazioni Monte Carlo degli EAS, viene solitamente utilizzato il codice CORSIKA, che riesce a riprodurre in gran dettaglio l'evoluzione spazio-temporale della cascata nell'atmosfera, sia per fotoni, che per protoni (o altri nuclei). Le particelle secondarie sono "tracciate" tenendo conto delle perdite di energia, delle deflessioni dovute allo scattering multiplo e al campo magnetico terrestre, oltre che al decadimento di quelle instabili, delle interazioni e.m. e adroniche.

Per le simulazioni effettuate nella presente tesi, si è utilizzato il programma QGSjet per le interazioni adroniche, ispirato alla teoria Gribov-Regge e considerato, al momento, il più evoluto. L'accuratezza è stimata intorno al 10%, si può quindi ragionevolmente assumere un'incertezza sistematica della size $\Delta N_e/N_e < 10\%$.

Il numero di sciami simulato è stato variabile, relazionato all'energia del primario (protone e fotone), e quindi al numero di particelle prodotte. Alle energie maggiormente studiate, cioè 10, 30 e 50 TeV, si è considerato un numero di sciami verticali per i due primari compreso tra $200 \div 1000$, portati tutti a 50000 per gli studi con il core su aree estese. L'energia di soglia delle particelle è stata di 1 MeV per elettroni e fotoni, di 100 MeV per muoni e neutroni. È stato così esaminato come varia la distribuzione di densità laterale, la distribuzione di size, le proprietà topologiche in generale ed il profilo temporale per i due differenti primari.

Lo sviluppo longitudinale viene descritto dalla formula di Greisen modificata (relazione 3.8). Le approssimazioni riguardano l'effetto Compton, non considerato, e la ionizzazione, ritenuta costante ad ogni lunghezza di radiazione (ciò approssima bene la realtà se $E > E_c$, come nell'aria); lo sviluppo dello sciame è considerato monodimensionale, si trascura cioè lo scattering multiplo delle particelle cariche e gli angoli di produzione delle secondarie.

La distribuzione di densità laterale, descritta dalla formula NKG (relazione 3.15), è confermata dalle simulazioni. Il raggio di Moliere viene però ridefinito per gli e^-: $r_M \to r_M/2$. I fotoni diffondono più degli e^-, avendo una distribuzione laterale più piatta; inoltre, per primari p, e^- e fotoni diffondono di più rispetto a quelli prodotti dai primari γ. I muoni da fotoni hanno una distribuzione laterale più piatta di quella dei μ da protoni. Per i neutroni, infine, non si notano differenze apprezzabili.

Riguardo alle fluttuazioni del numero di particelle, si ha una forte dipendenza dall'energia del primario e dalla quota di osservazione; ma pure lasciando invariati questi parametri, gli sciami hanno un diverso contenuto di particelle a causa del processo stocastico di produzione. Per muoni e per neutroni si ha una distribuzione tendenzialmente poissoniana se il numero di particelle è piccolo, e una gaussiana se esso cresce in maniera sufficiente. Le fluttuazioni rendono anche i ritardi delle particelle alquanto caotici, in modo particolare se il loro numero è piccolo.

Bibliografia

[1] V. Schönfelder, *The Universe in gamma rays*, Springer (2001).

[2] R.A. Ong, *Physics Report* **305** (1998) 93.

[3] G.B. Rybicki & A.P. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*, John Wiley & Sons (1979).

[4] M.S. Longair, *High energy astrophysics*, Cambrige University Press (1994).

[5] R. Kippenhahn & A. Weigert, *Stellar Structure and Evolution*, Springer - Verlag (1990).

[6] A. Unsöld, B. Baschek, *The New Cosmos*, Springer - Verlag (1991).

[7] F. Halzen et al., *Phys. Rev. D*, **41** (1990) 342.

[8] T. Di Girolamo, B. D'Ettorre Piazzoli, G. Di Sciascio. In stampa negli *Atti dell'Incontro Nazionale di Astrofisica delle Alte Energie*, Roma 15-16 Maggio 2003.

[9] A. Borione et al., *Phys. Rev. D*, **55** (1997) 1714.

[10] G. Ghisellini, *Gamma Ray Bursts: Some facts and ideas*, **25th** Johns Hopkins Workshop "2001: A Relativistic Spacetime Odyssey. Experiments and Theoretical Viewpoints on General Relativity and Quantum Gravity" (astro-ph/0111584).

[11] J. Matthews et al., *Astrophys. J.*, **375** (1991) 202.

[12] A. Borione et al., *Astrophys. J.*, **493** (1998) 175.

[13] R. Flysher, **28th ICRC**, Universal Academy Press, Inc. *Tokio, Japan* (2003) 2269.

[14] Y. Hayashi, **28th ICRC**, Universal Academy Press, Inc. *Tokio, Japan* (2003) 2273.

[15] A. Erlykin, A. Wolfendale, **28th ICRC**, Universal Academy Press, Inc. *Tokio, Japan* (2003) 2281.

[16] G. Schatz et al., **28th ICRC**, Universal Academy Press, Inc. *Tokio, Japan* (2003) 2293.

[17] M. Amenomori et al., **28th ICRC**, Universal Academy Press, Inc. *Tokio, Japan* (2003) 2305.

[18] S.W. Cui, C.T. Yan, **28th ICRC**, Universal Academy Press, Inc. *Tokio, Japan* (2003) 2315.

[19] G. Pühlhofer, **28th ICRC**, Universal Academy Press, Inc. *Tokio, Japan* (2003) 2319.

[20] B. Rossi, *High-Energy Particle*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs (1952).

[21] R.S. Miller, S. Westerhoff, *Astropart. Phys.* **11** (1999) 379.

[22] M. Abbrescia et al., *Astroparticle Physics with ARGO*, Proposal (1996). C. Bacci et al., *The ARGO project*, Addendum to the Proposal (1998).

[23] G. Di Sciascio, E. Rossi, *Identification of showers with the core outside the ARGO-YBJ detector*, Atti dell'Incontro Nazionale di Astrofisica delle Alte Energie, Roma (2003).

[24] S.D. Bloomer, J. Linsley and A.A. Watson, *Nuclear Physics* **14** (1998) 645.

[25] C. Bacci et al., *Astropart. Phys.* **17** (2002) 151.

[26] V.S. Berezinsky & V.A. Kudryavtsev, *Soviet Astr. Letters*, **14** (1988) 370.

[27] V.S. Berezinsky & V.A. Kudryavtsev, *The Astrophysical Journal*, **349** (1990) 620.

[28] M. Aglietta et al., *Astrophys. J.* **397** (1992) 148.

[29] A.K. Harding, *Astrophys. J.* **245** (1981) 267.

[30] R.W. Romani, *Astrophys. J.* **470** (1996) 469.

[31] L. Costamante et al., *New Astron. Rev.* **47** (2003) 677.

[32] P. Sreekumar et al., *Astrophys. J.* **494** (1998) 523.

[33] R.A. Chevalier ARA&A **15** (1977) 175.

[34] E. Rossi, *Tesi di laurea*, Università degli Studi di Napoli "Federico II"(2002) (non pubblicato).

[35] M. Martinez, **26th ICRC**, *Salt Lake, Utah* **5** (1999) 219.

[36] S.M. Bradbury et al., **26th ICRC**, *Salt Lake, Utah* **5** (1999) 280.

[37] P. Sokolsky, *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*, FOREWORD (1988).

[38] P.K.F. Greider, *Cosmic Rays at Earth*, Elsevier (2001).

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

[40] L. Saggese, *Tesi di dottorato*, Università degli Studi di Napoli "Federico II" (2003) (non pubblicato).

[41] D. Hech and J. Knapp, *CORSIKA User's guide* (2003).

[42] R. Brun et al., *PAW Pysical Analysis Workstation*, Michel Goossens CERN Geneva, Switzerland (1989).

[43] F. James and M. Ross, *MINUIT Function Minimization and Error Analysis*, CERN Program Library D506 (1989).

[44] A. Fassò, J. Poirier *Phys. Rev. D*, **63** (2000) 36002.

[45] R. Brun et al., *ROOT Users guide*, Ilka Antcheva/CERN (2003).

[46] G. Di Sciascio, B. D'Ettorre Piazzoli, M. Iacovacci, *Astropart. Phys.*, **6** (1997) 313.

[47] M. Samorski and W. Stamm, *Astrophys. J.*, **268** (1983) 17.

[48] J. Lloyd et al., *Nature*, **305** (1983) 784.

[49] T. Stanev et al., *Phys. Rev. D*, **32** (1985) 1244.

[50] E.J. Fenyves, *Techniques in Ultra High Energy Gamma Ray Astronomy*, La Jolla California U.S.A., F.C. Jones (1985) 124.

[51] S.A. Stephens and R.E. Streitmatter, *Techniques in Ultra High Energy Gamma Ray Astronomy*, La Jolla California U.S.A., F.C. Jones (1985) 104.

[52] F. Halzen et al., *Phys. Rev. D*, **34** (1986) 2061.

[53] M. Drees et al., *Phys. Rev. D*, **39** (1989) 1310.

[54] S. Westerhoff et al., *Astroparticle Physics*, **4** (1995) 119.

[55] W. Rhode et al., *NIM* A, **378** (1996) 399.

[56] S. Mikocki and J. Poirier, *Phys. Rev. D*, **36** (1987) 1381.

[57] C. Pino, *Insertion of a lead converter in the ARGO-YBJ detector* (2003) (ARGO-YBJ Internal Note 05/03).

[58] J. Matthews, **27th ICRC**, *Hamburg Deutschland*, Copernicus Gesellschaft (2001) 261.

[59] D.P. Bhattacharyya, *Phys. Rev. D*, **55** (1996) 2792.

[60] E.J. Fenyves et al., *Phys. Rev. D*, **37** (1988) 649.

[61] F. Halzen et al., *Phys. Rev. D*, **55** (1997) 4475.

Ringraziamenti

Alla fine del mio lavoro di tesi vorrei ringraziare tutte quelle persone che dal punto di vista professionale e umano mi sono state vicine e mi hanno aiutato.

Ringrazio il prof. D'Ettorre, per la sua cortese disponibilità, professionalità e umanità.

Ringrazio il dott. Di Sciascio per il suo fondamentale aiuto, dalla bibliografia alla supervisione nella stesura.

Un ringraziamento a tutti gli amici-colleghi di ARGO: al dott. Di Girolamo (Tristano), per i suoi suggerimenti "astronomici-informatici"; al dott. Saggese (Gigi), per avermi seguito fin dai primi "passi"; al dott. Mastroianni (Stefano) e alla dott.ssa Rossi (Elvira) per il loro aiuto durante il lavoro di tesi.

Ringrazio in toto i frequentatori della stanza 2H29, luogo da me maggiormente vissuto negli ultimi mesi. In particolare un grazie a Luca per la sua inossidabile pazienza.

Grazie a Vito, per la sua "piuccheperfetta" conoscenza dell'informatica.

Ai miei familiari, mio padre, mia madre e ai miei fratelli Carmine e Antonio, va uno speciale ringraziamento per avermi supportato e sopportato.

Grazie a Francesca, per l'enorme pazienza uditiva ed aiuto letterario.

Un grazie a tutti gli amici intra ed extra Università.