

Flusso di μ nell'atmosfera e composizione dei primari

Modello di "sovrapposizione" \rightarrow uno sciame indotto da un nucleo di Fe equivale a 56 sciami indotti da protoni, aventi ciascuno $1/56$ dell'energia del nucleo.

I mesoni π prodotti saranno corrispondentemente piú lenti e decadranno piú probabilmente in μ .

Inoltre, gli stessi mesoni π saranno piú numerosi \rightarrow avremo un maggior numero di μ . Tuttavia, per produrre π e quindi μ della stessa energia, un nucleo pesante deve avere una energia molto maggiore di quella di un P.

Qualitativamente:

Molteplicita' $n(E)$ dei π in interazioni di nucleoni: $n_p(E) \approx E^\alpha$ con $\alpha \cong 0.5$

Nell'interazione dei singoli nucleoni in un nucleo di Fe: $n(E) \approx \left(\frac{E}{A}\right)^\alpha$

La molteplicita' totale sara': $n_{Fe}(E) \approx A^\beta \left(\frac{E}{A}\right)^\alpha$ con: $\frac{2}{3} \leq \beta \leq 1$

Se prendiamo $\beta = 1 \Rightarrow \frac{n_{Fe}(E)}{n_p(E)} \cong \frac{A \left(\frac{E}{A}\right)^{0.5}}{E^{0.5}} = A^{0.5}$. Ovviamente, a parita' di energia.

Flusso di μ nell'atmosfera e composizione dei primari

La misura dell'energia puo' esser effettuata indipendentemente misurando la "dimensione" della componente elettromagnetica dello sciame (non sempre possibile).

Relazione meno approssimata tra A ed N_μ :

$$N_\mu(E_\mu \geq E_{\min}) = \frac{KA \sec \theta}{E_{\min}} \left(\frac{E_{\min}}{E_0/A} \right)^\alpha \left(1 - \frac{E_{\min}}{E_0/A} \right)^\beta ; \quad \text{con } E_{\min} \text{ in GeV, e:}$$

$$\alpha = -0.757; \beta = 5.25; K = 14.5$$

Valida per $\theta \leq 60^\circ$

Composizione dei primari

Ad energie relativamente basse (fino a circa qualche centinaio di TeV) misure dirette effettuate su palloni o satelliti

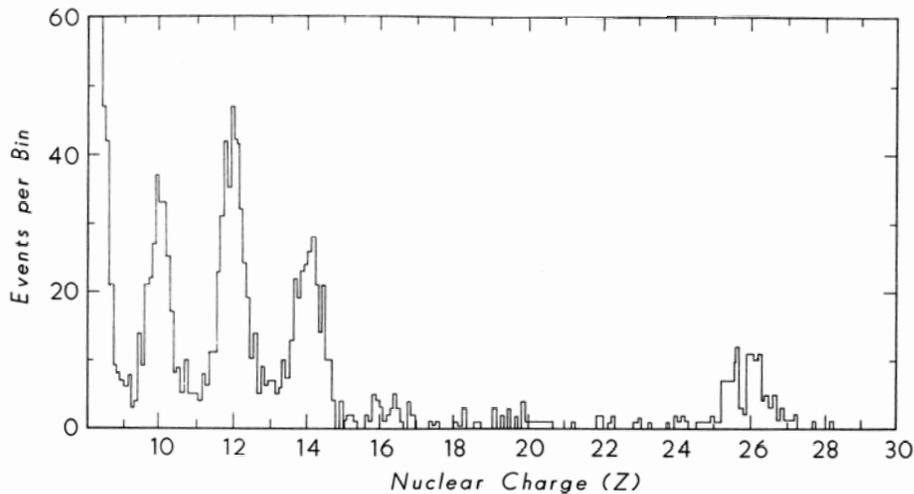


FIGURE 9.4 Charge resolution from University of Chicago space shuttle experiment.

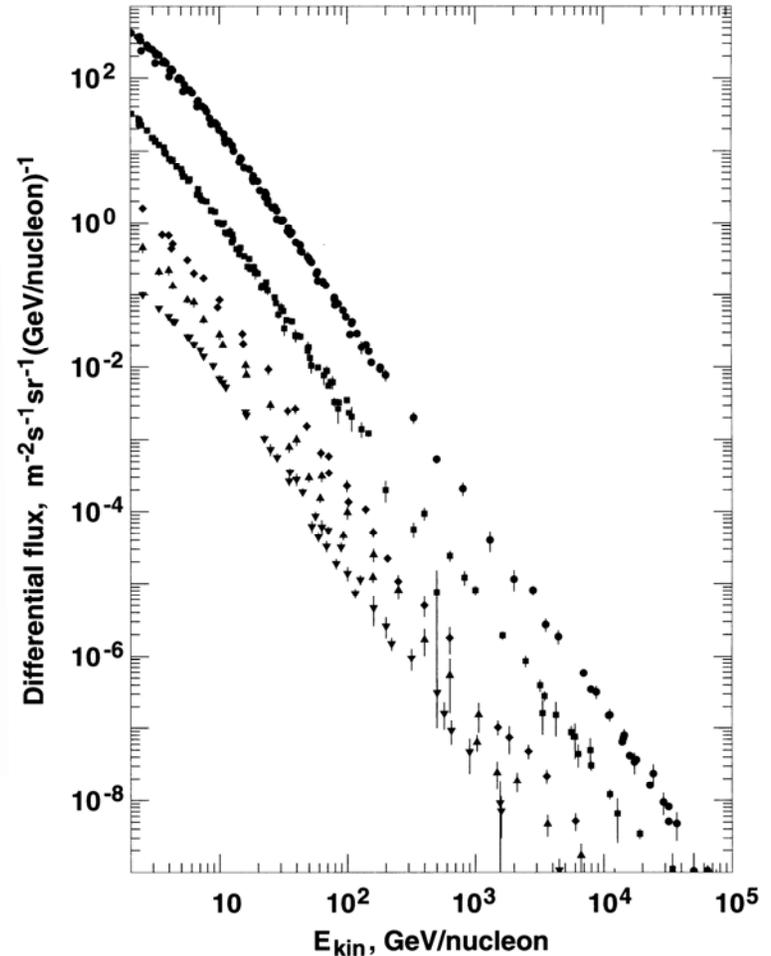


Fig. 5.10. Energy spectrum of cosmic rays in five mass groups: H, He, CNO, Ne-Si, and $Z > 17$.

Anomalie nella composizione dei primari

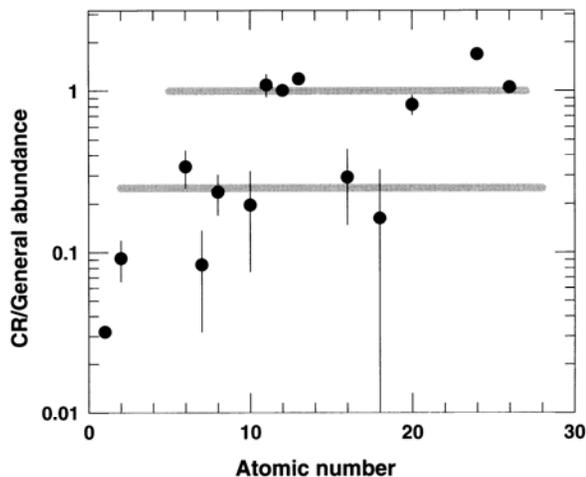


Fig. 5.9. The relative abundance of cosmic ray elements as a function of the atomic number of the element. The two shaded strips show the average abundance for high and low FIP elements. Note that H and He are notable exceptions with very low abundances.

Anomalie importanti per l'Idrogeno e l'Elio (molto inferiori ai valori medi presenti nella Galassia)
Anomalie di fattori 3-4 per S, O, Ar

Molte spiegazioni proposte, nessuna in solido accordo con tutti i dati

Una spiegazione proposta: S, O, Ar hanno il potenziale di prima eccitazione (FIP) piu' alto degli altri.

Misure della composizione ad alte energie: dipendenza di X_{\max} dall'energia

X_{\max} → profondità dello sciame a cui il numero di particelle è massima

X_0 → profondità a cui lo sciame inizia a svilupparsi

Uno sciame iniziato da un protone tende a svilupparsi più in profondità, e quindi ad avere valori più elevati di X_0 (a causa della minore sezione d'urto: a circa 1 PeV, $\lambda_p \sim 70 \text{ g cm}^{-2}$, $\lambda_{\text{Fe}} \sim 15 \text{ g cm}^{-2}$), rispetto ad uno iniziato da nuclei pesanti.

Lo sciame iniziato da protone ha anche maggiori fluttuazioni, rispetto ad uno iniziato da nuclei pesanti.

Misure della composizione ad alte energie: dipendenza di X_{\max} dall'energia

Sviluppo longitudinale dello sciame :

$$N_e(X) = N_e^{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} e^{-\frac{X_{\max} - X}{\lambda}}$$

con : $\lambda \cong 70 \text{ g cm}^{-2}$

La posizione del massimo dello sciame, X_{\max} dipende (logaritmicamente) dall'energia E_0 oltre che dalla natura del primario.

Modello di sovrapposizione : un nucleo A equivalente ad A nucleoni avente ciascuno energia :

$$E_0/A \Rightarrow X_{\max}^A \propto \ln \frac{E_0}{A} = \ln E_0 - \ln A; \quad \text{Segue che :}$$

$$(X_{\max}^p - X_{\max}^A) \approx \ln A$$

Tipicamente, ad energie di 0.1 EeV (10^{17} eV) si trova sperimentalmente che :

$$X_{\max} \approx 700 \text{ g/cm}^2, \text{ con fluttuazioni dell'ordine di } 50 \div 100 \text{ g/cm}^2$$

Le predizioni su X_{\max} che si possono fare per protoni o nuclei dipendono alquanto dal modello dell'interazione adronica : se la molteplicita' cresce rapidamente durante lo sviluppo della cascata $X_{\max} - X_0$ sara' minore che nel caso opposto.

Composizione dei primari ad alte energie

Istogramma: distribuzione di X_{max} ottenuta da HiRes

Protoni

Fe

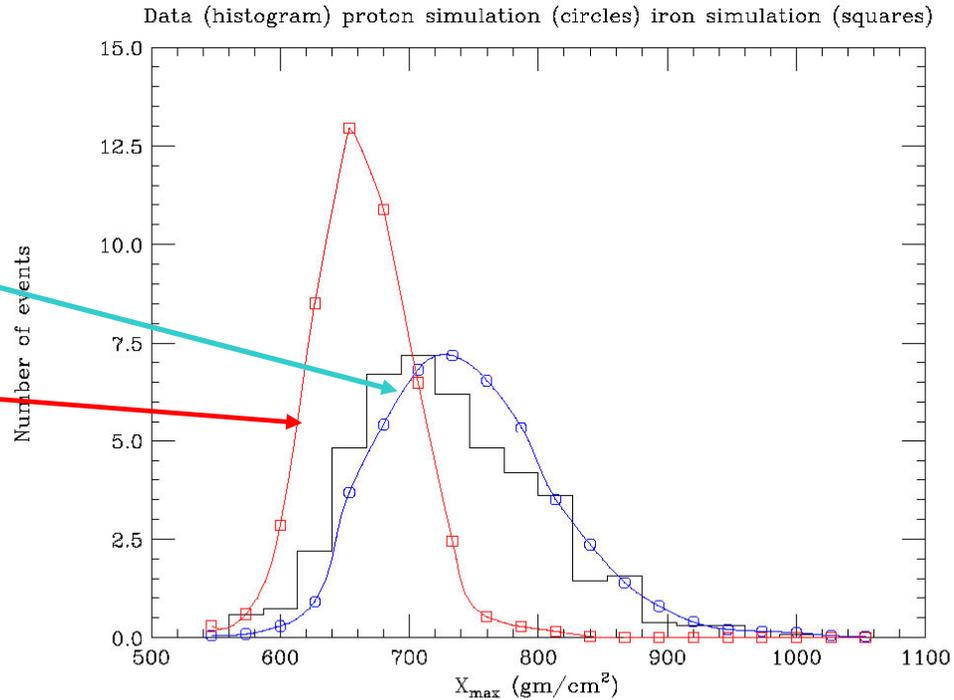


Figure 37: Distribution of values of X_{max} measured with the HiRes stereo detector. The data are represented by the histogram. The expected distribution for pure proton and pure iron are shown by the circles and squares respectively.

Misure della composizione ad alte energie: misura dell'elongazione

Un metodo piu' efficace e' quello di analizzare l'*elongation rate* :

$$D_e \equiv \partial X_{\max} / \partial \ln E = (1 - B) \left(1 - \frac{\partial \ln \langle A \rangle}{\partial \ln E} \right); \text{ dove: } B = B_g + B_\lambda; \text{ e:}$$

$$B_g = \frac{d(\ln n(E))}{d \ln E} \quad \text{riflette il rate di crescita della molteplicita' con l'energia}$$

$$B_\lambda = \beta \frac{d(\lambda_N + \lambda_\pi)}{d \ln E} \quad \text{riflette la dipendenza delle sezioni d'urto dall'energia}$$

Metodo adoperato in molti esperimenti per effettuare una grossolana "spettroscopia"

dipendenza di X_{max} dall'energia

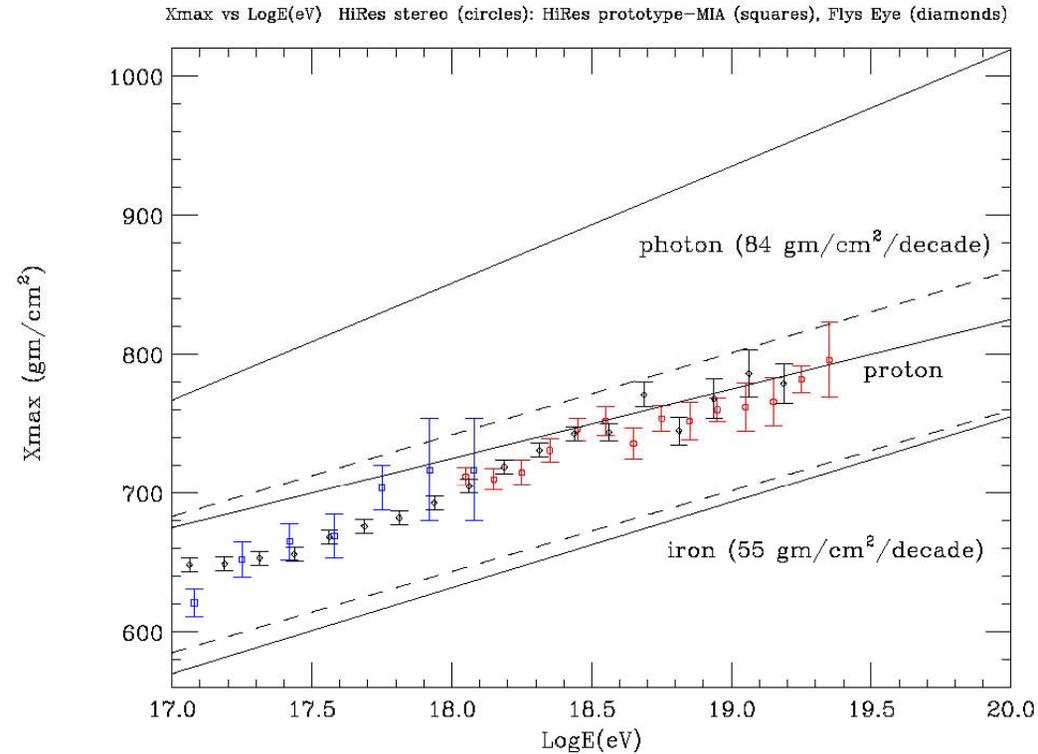


Figure 36: Plot of X_{max} vs energy measured by measurements of the Fly's Eye and HiRes experiments. The boundaries indicated for iron and proton are based on the QGSJET interaction model (solid) and the Sibyll model (dashed). The elongation rate for photons is also plotted.

Numero medio di μ in sciami verticali da protoni

A parità di composizione, il contenuto in μ è una misura dell'energia.

Ma, come visto, esso dipende anche dalla composizione !

Occorrerebbe misurare il numero dei μ e contemporaneamente la "dimensione" dello sciame (cioè il numero di elettroni)
Non sempre possibile.

N_μ

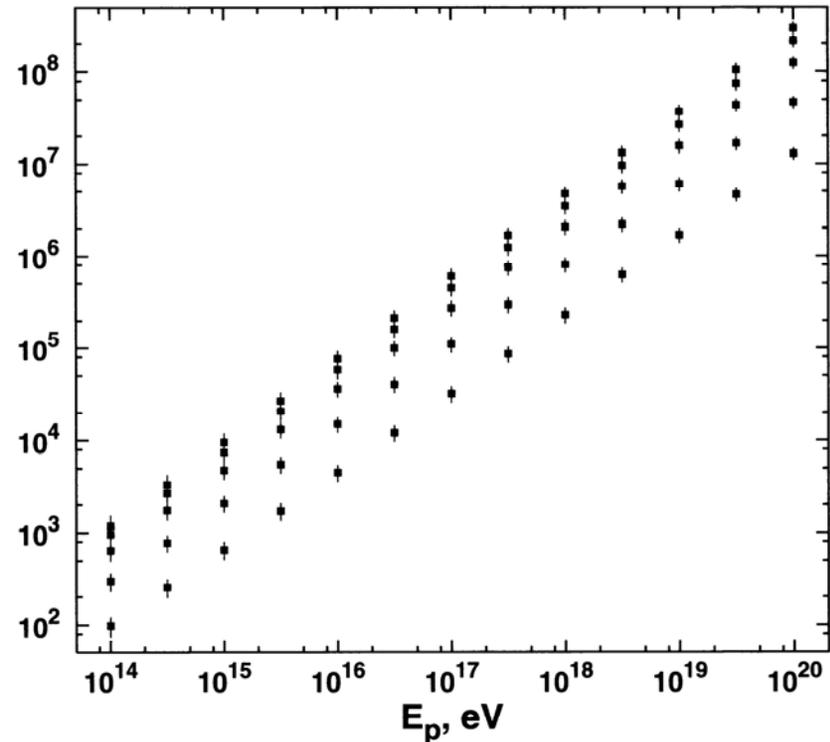


Fig. 8.11. Average number of muons at sea level in vertical proton showers as a function of the primary energy in GeV. From top to bottom the muon energy thresholds are 0.3, 1, 3, 10, and 30 GeV.

Distribuzione laterale dei μ per sciami di diverse dimensioni

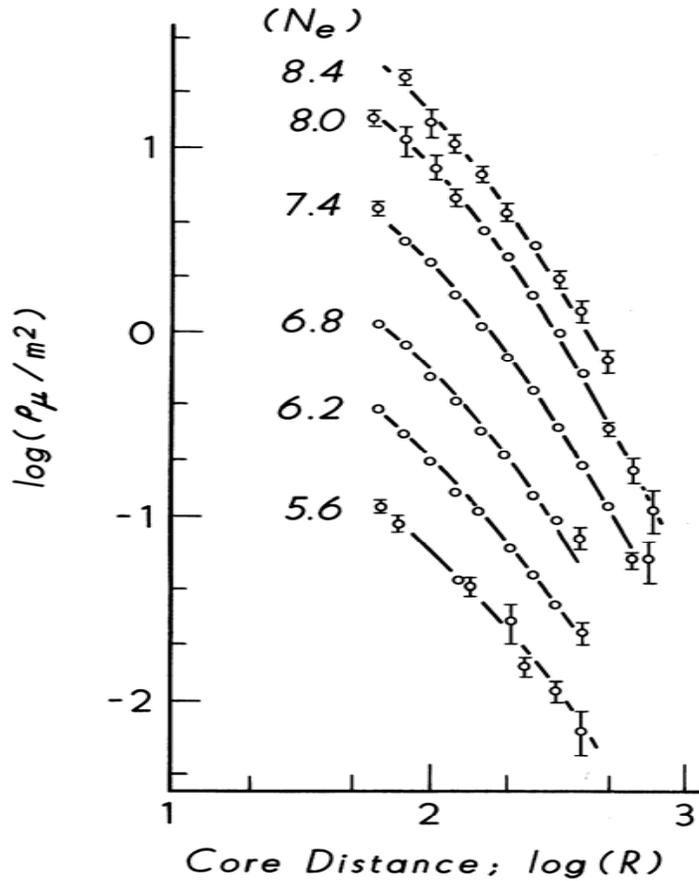


FIGURE 3.4 The muon lateral distribution for R in meters for different shower sizes ($\log N_e$). Circles are data, solid lines are result of fitting Eq. 3.8.

Perdite d'energia dei μ underground

Profondità atmosferica: $X \sim 1000 \text{ gxcm}^{-2}$

Sotto 1 km di roccia: $X \rightarrow 2.65 \times 10^5 \text{ gxcm}^{-2}$

Spesso misurata in km di acqua equivalente ($1 \text{ km a.e.} = 10^5 \text{ gxcm}^{-2}$)

A densità così elevate il μ subisce, oltre alla perdita d'energia per ionizzazione (all'incirca indipendente dall'energia e pari a circa $2 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$), anche:

-bremsstrahlung

-produzione di coppie elettrone-positrone

-fotoproduzione

Questi sono proporzionali all'energia \rightarrow

$$\frac{dE}{dx} = -a - bE_\mu$$

$$b = b_{br} + b_{pair} + b_{ph}; \quad \text{Roccia : } b \cong 4 \times 10^{-6}$$

Energia critica \Rightarrow perdita d'energia per ionizzazione = perdita d'energia per processi radiativi :

$$a = bE_\mu \Rightarrow E_{cr} = \frac{a}{b} \equiv \varepsilon \cong 500 \text{ GeV}$$

Perdita d'energia dominata da effetti radiativi per E_μ molto maggiore di ε

Perdita d'energia dominata da ionizzazione per E_μ molto minore di ε

Contributi relativi alla perdita d'energia per radiazione dei μ underground

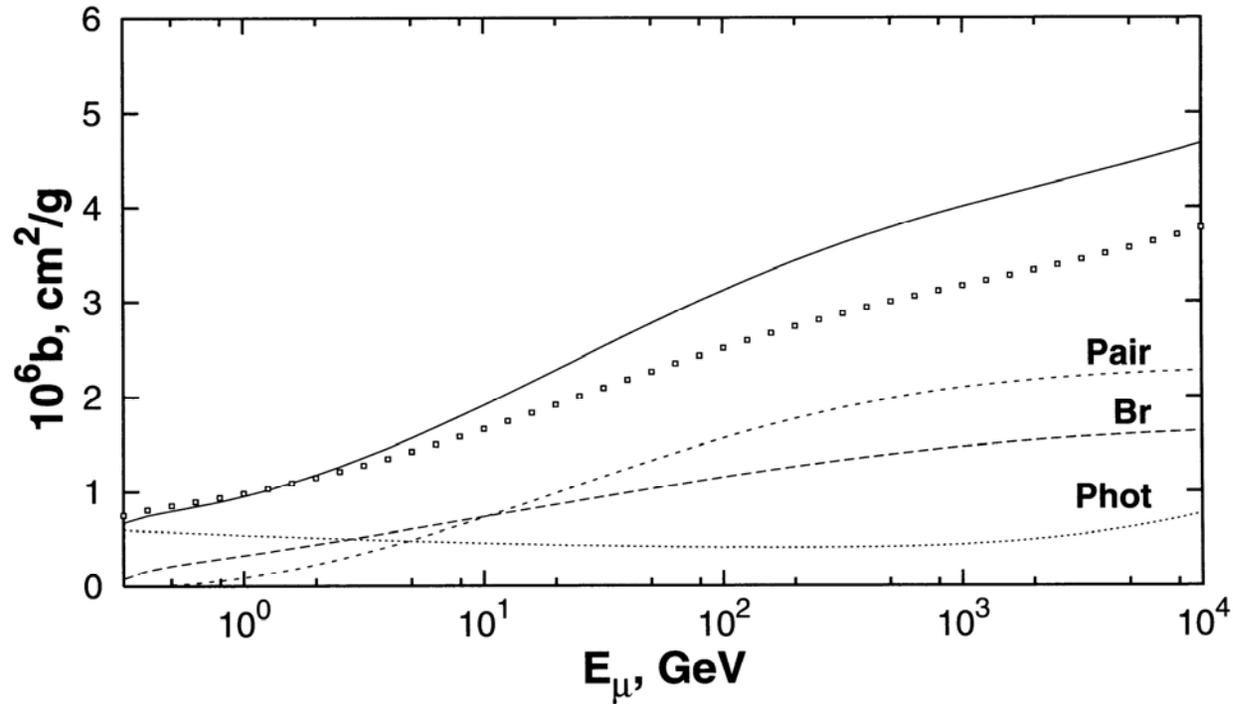


Fig. 7.4. Relative energy loss on radiation in standard rock. Solid line shows the sum of the three processes. Circles show the b value for clean ice.

Perdite d'energia dei μ underground

$$\frac{dE}{dx} = -a - bE_\mu$$

$$E_{cr} = \frac{a}{b} \equiv \varepsilon \cong 500 \text{ GeV}$$

Energia di un μ avente energia iniziale E_μ^0 dopo un percorso X nella roccia :

$$E_\mu = (E_\mu^0 + \varepsilon) \times e^{-bX} - \varepsilon$$

Minima energia che un μ deve avere per penetrare ad una profondita' X :

$$(E_\mu^{\min} + \varepsilon) \times e^{-bX} - \varepsilon = 0 \Rightarrow E_\mu^{\min} = \varepsilon [e^{bX} - 1]$$

Per piccole profondita' ($bX \ll 1$), sviluppando l'esponenziale $\Rightarrow E_\mu^{\min} = \varepsilon [1 + bX - 1] = aX$

Cioe' la perdita d'energia avviene soprattutto per ionizzazione \Rightarrow spettro osservato dei μ riflette quello in superficie, appiattito per $E_\mu \leq aX$.

Per grandi X ed $E_\mu \leq \varepsilon \Rightarrow E_\mu \approx (2\varepsilon) \times e^{-bX} - \varepsilon = \varepsilon (e^{-bX} - 1) = \text{cost.}$

Per grandi X ed $E_\mu \geq \varepsilon \Rightarrow E_\mu \approx (E_\mu^0 + \varepsilon) \times e^{-bX} - \varepsilon \Rightarrow$ spettro cade piu' velocemente di quello iniziale

Flusso di μ underground

Relazione profondita'-flusso

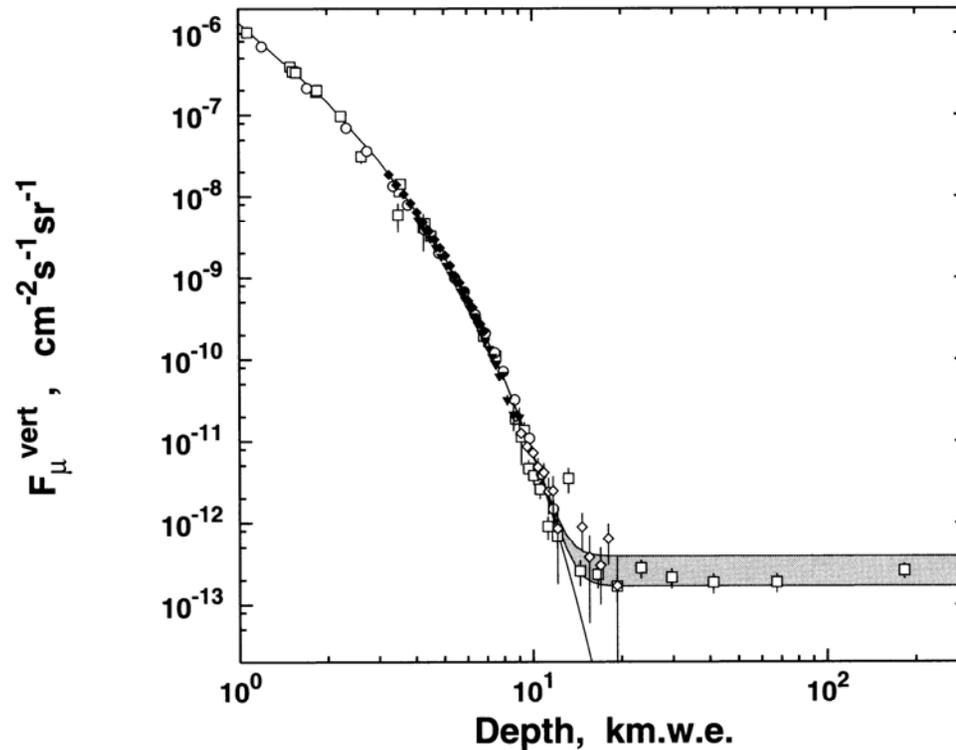


Fig. 7.1. Depth-intensity relation – the integral muon flux measured at different depths and angles and converted to vertical muon flux is compared to predictions. See text for the references to different data sets.

Flusso di μ underground

Relazione profondita'-flusso

Spettro dei μ all'arrivo a terra : $\phi(E_\mu) = K E_\mu^{-\alpha}$

$$E_\mu^{\min} = \varepsilon [e^{bX} - 1]$$

$$\text{Dipendenza da } X \text{ del flusso : } F(X) = \int_{E_\mu^{\min}}^{\infty} K E_\mu^{-\alpha} dE_\mu = K \left[\frac{E_\mu^{-\alpha+1}}{\alpha-1} \right]_{E_\mu^{\min}}^{\infty} = \frac{K}{\alpha-1} \left(\frac{a}{b} \right)^{1-\alpha} (e^{bX} - 1)^{1-\alpha} =$$

$$= K \frac{\varepsilon^{1-\alpha}}{\alpha-1} [e^{bX} - 1]^{1-\alpha} = \frac{K\varepsilon^{1-\alpha}}{\alpha-1} e^{-(\alpha-1)bX} \times (1 - e^{-bX})^{-\alpha+1}$$

A grandi profondita': $bX \gg 1 \Rightarrow F(X) \approx e^{-\frac{X}{X_0}}$; con : $X_0 = 1/b(\alpha-1)$

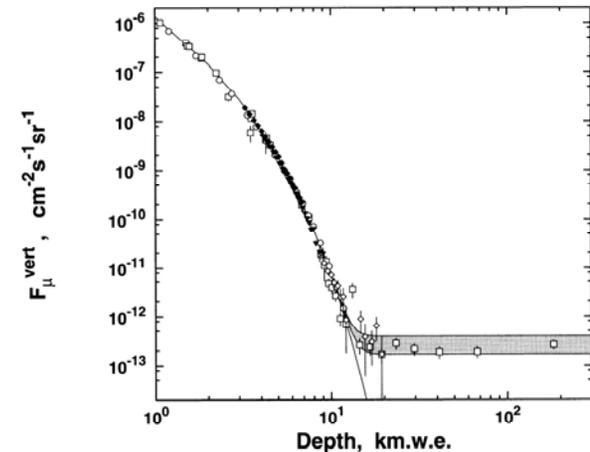


Fig. 7.1. Depth-intensity relation – the integral muon flux measured at different depths and angles and converted to vertical muon flux is compared to predictions. See text for the references to different data sets.

Perdite d'energia dei μ underground

Range di un μ :

$$R(E_\mu) = \frac{1}{b} \ln \left(\frac{E_\mu}{\varepsilon} + 1 \right)$$

Ipotesi che la perdita d'energia sia continua (ionizzazione). Cioe' fino a circa 100 GeV. Non vera per i processi radiativi (dominati da pochi eventi con grosse perdite d'energia).

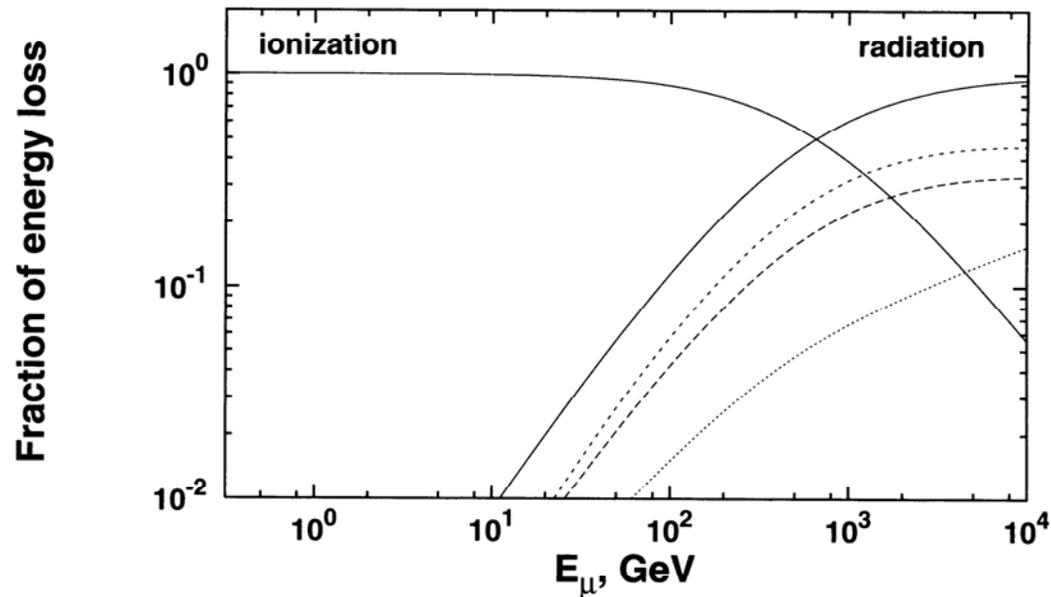


Fig. 7.2. Relative importance of different radiation processes as a function of the muon energy normalized to the total energy loss per g/cm^2 . The long-dashed curve is for bremsstrahlung, the short-dashed curve for direct pair-production, and the dotted curve for photoproduction.

Probabilità di penetrazione dei μ underground

Mesoni μ che non subiscono processi radiativi possono propagarsi molto oltre la profondità X .

Confronto di $\langle R_\mu \rangle$ con R . Rapporto $\langle R_\mu \rangle / R$ dipende dall'energia. Nella pratica si ricorre a simulazioni MC piuttosto che al calcolo analitico.

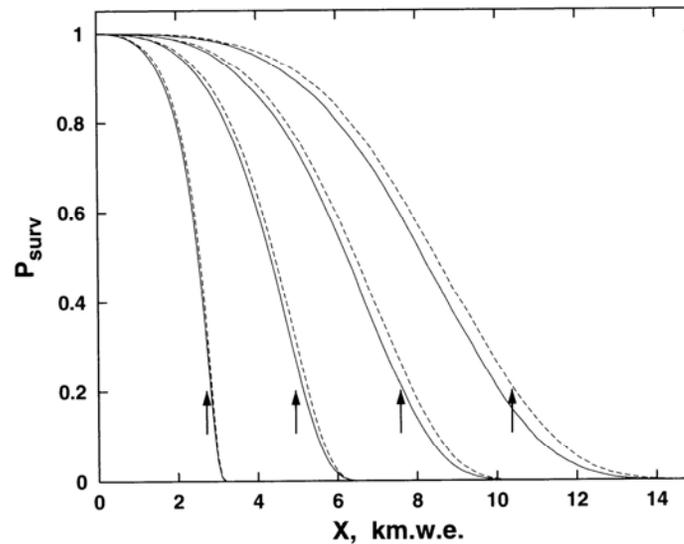


Fig. 7.3. Survival probability of muons with energy of 1., 3.16, 10., and 31.6 TeV in standard rock. The two curves for each energy indicate the uncertainties in the bremsstrahlung cross-section as stated in below. The arrows show the average depth for muon survival calculated from (7.4).

Flusso di μ per primari diversi

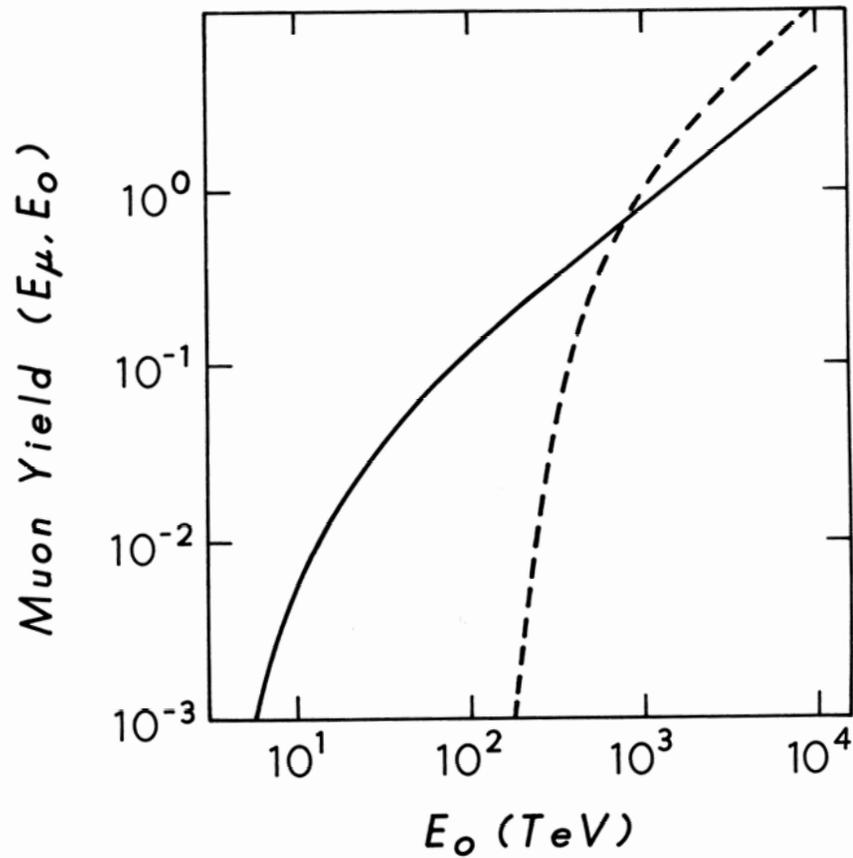


FIGURE 10.1 Muon yields from primary protons (solid line) and Fe nuclei (dashed line) at 4000 mwe.

Il rivelatore di Macro



Layout del rivelatore

Rivelatore costituito da tubi streamer, scintillatore liquido ed assorbitore

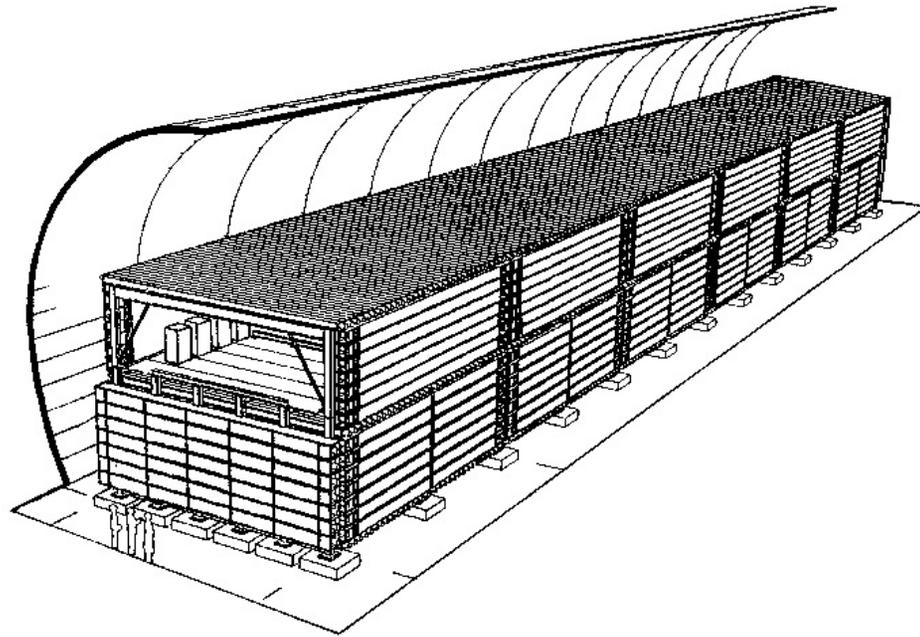


Figure 1: General layout of the MACRO detector which was installed in Hall B of the LNGS. Overall dimensions of the active part were $76.5 \times 12 \times 9.3 \text{ m}^3$. [35]

Sezione del rivelatore

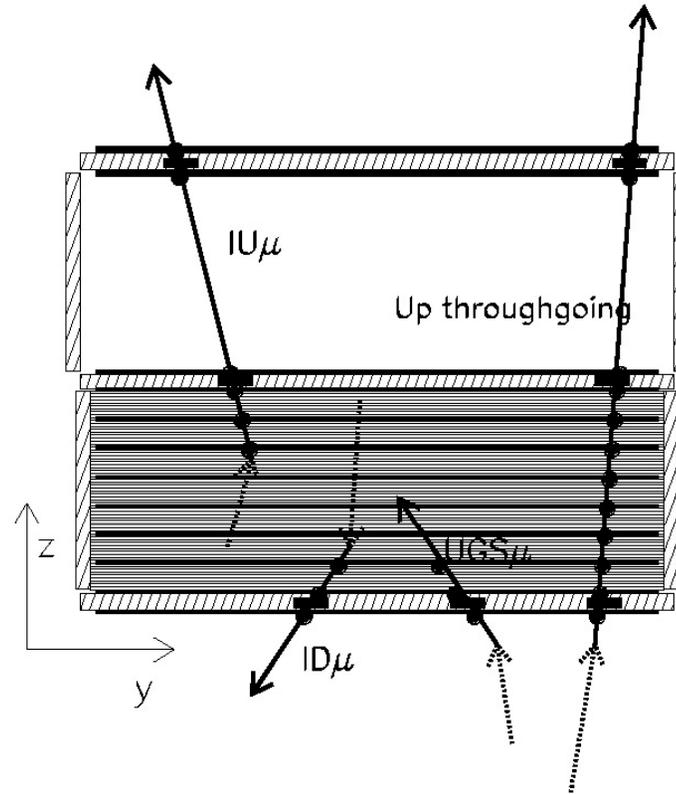


Figure 2: Vertical cross section of the detector and sketch of different event topologies induced by ν_μ interactions in or around MACRO. The black points and the black rectangles represent streamer tubes and scintillator hits, respectively. Tracking was performed by the streamer tubes; the time-of-flight of the muons was measured by the scintillators for *Up Semiconfined* (Internal upgoing - IU μ) and *Up throughgoing* events (and also for downgoing muons).

Un evento multi- μ in MACRO

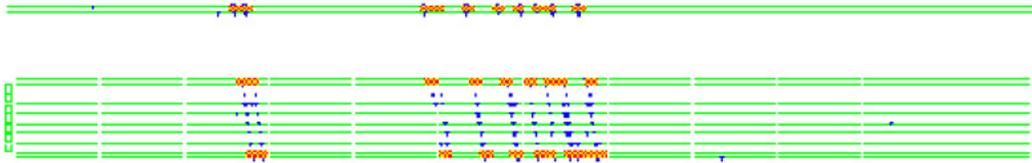


Figure 4: MACRO Event Display. A group of 11 downgoing muons as observed by part of the lateral view.

Macro: mesoni μ dal basso

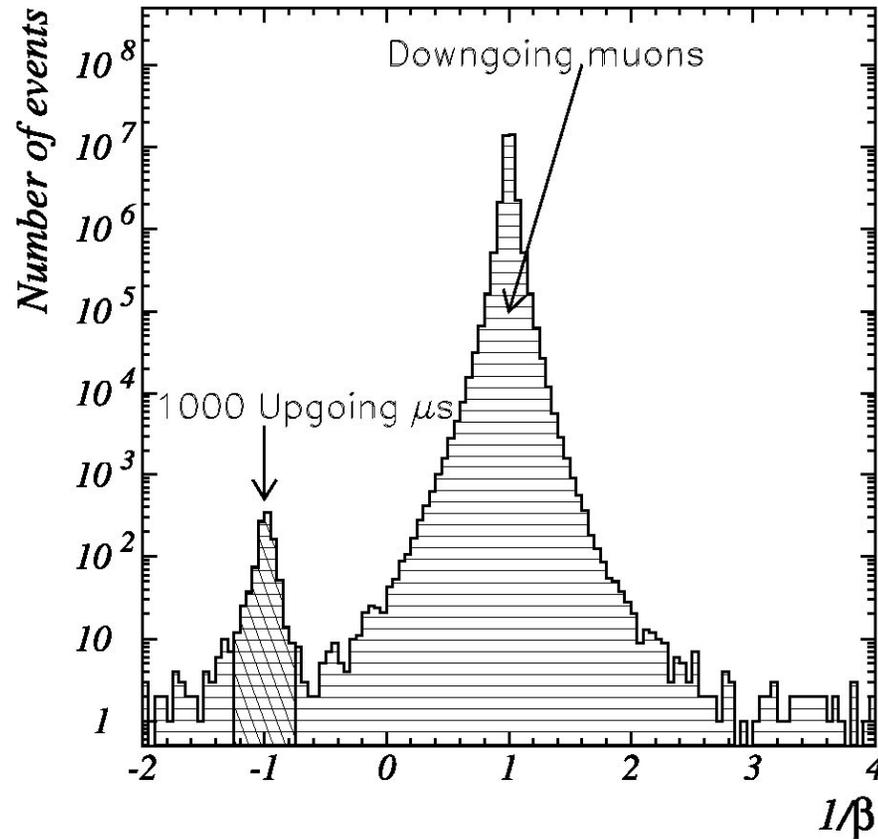


FIG. 2.—The $1/\beta$ distribution for the muon data sample collected with the full detector. The number of down-going muons is $\sim 33.8 \times 10^6$.

Macro: mappa delle direzioni per μ dal basso

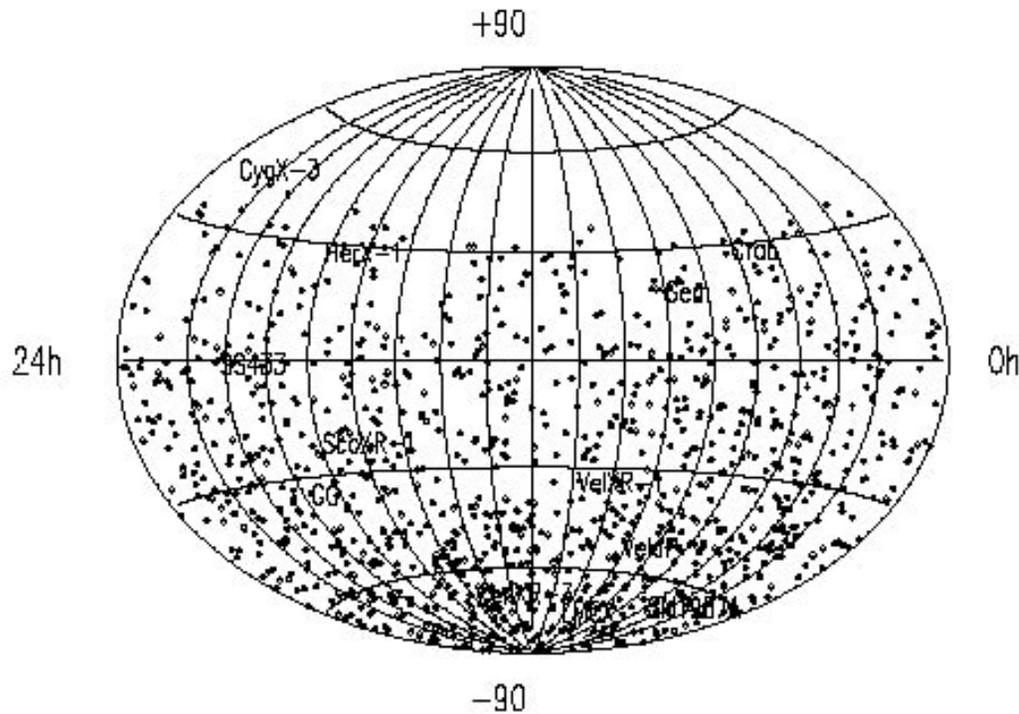


FIG. 9.—Upward-going muon distribution in equatorial coordinates (1100 events).

Macro: probabilita' MC di almeno un μ

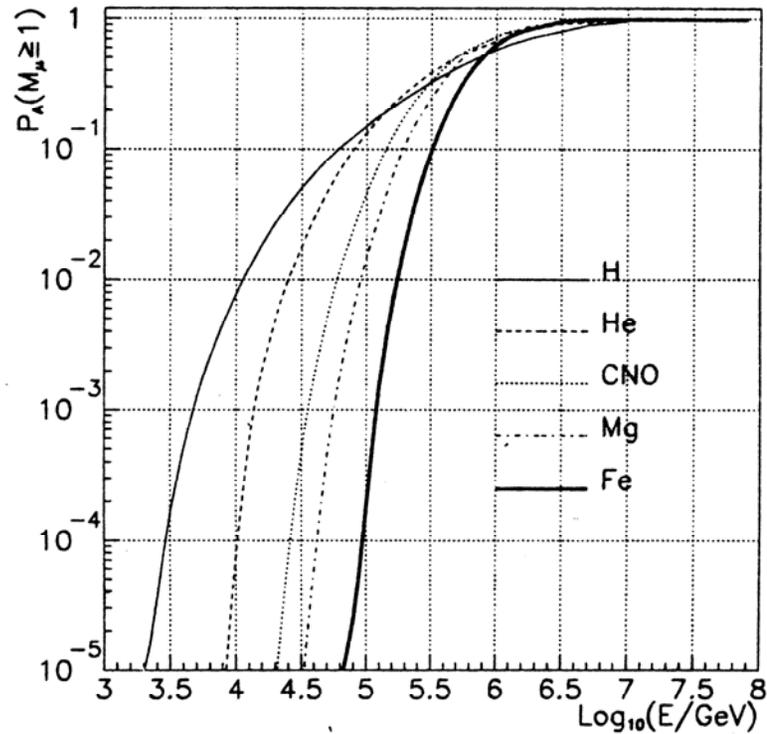
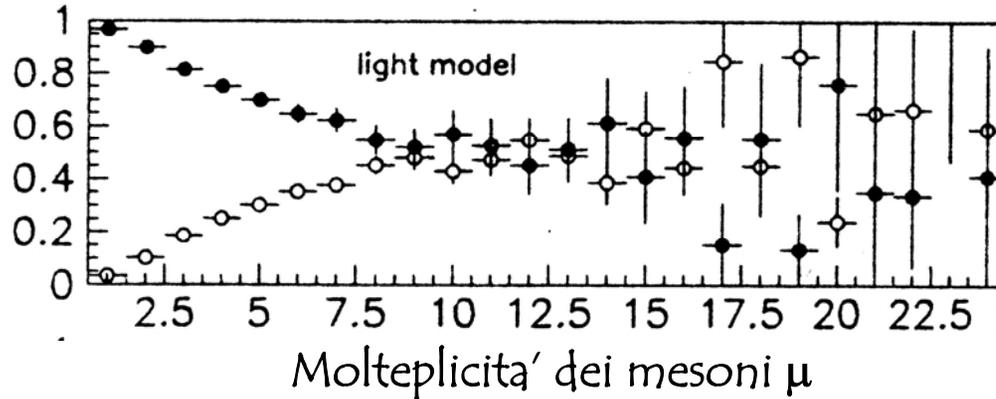


Figure 1. Probabilities to give at least one muon at MACRO depth, calculated with HEMAS code.

Macro analisi



Contributo di [H+He] (cerchietti pieni) e di [CNO+Mg+Fe] alla distribuzione di molteplicita' dei μ , nel modello "light"

Macro: fit alle misure dirette (satelliti o palloni)

Adoperato i dati da misure "dirette" per vincolare i alcuni dei parametri del fit

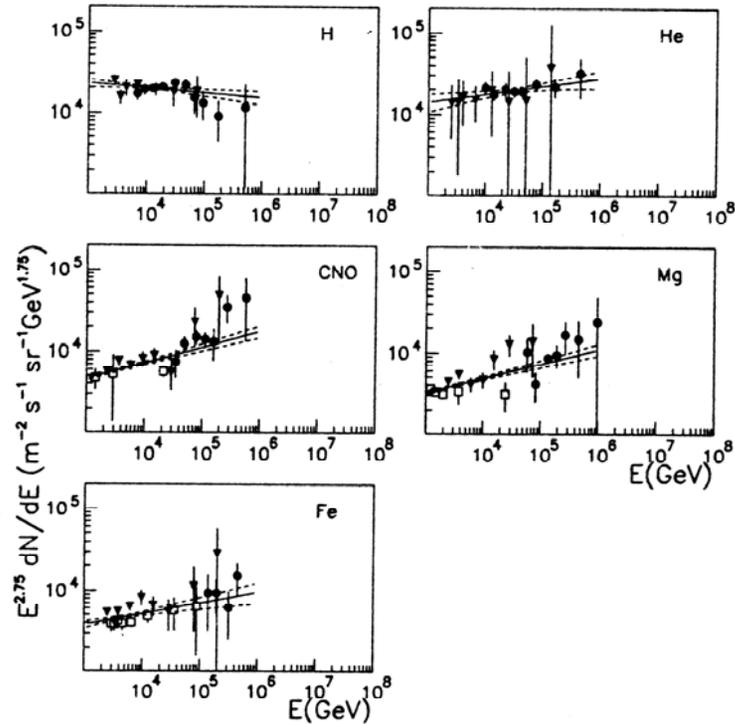


Figure 5. Measurements of primary cosmic ray energy spectra from recent direct experiments. Full circles: JACEE [40], full triangles: Sokol [41], open squares: CRN [42]. Primary spectra resulting from a fit of experimental points with single power law spectra are also shown (solid line: best fit value; dashed line $\pm 1\sigma$ error).

Dipendenza dall'energia per le singole componenti

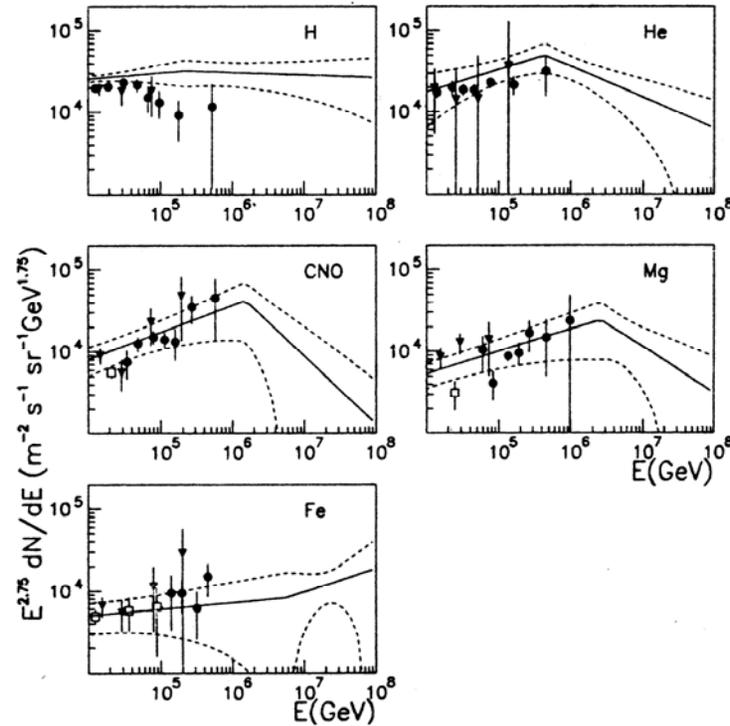
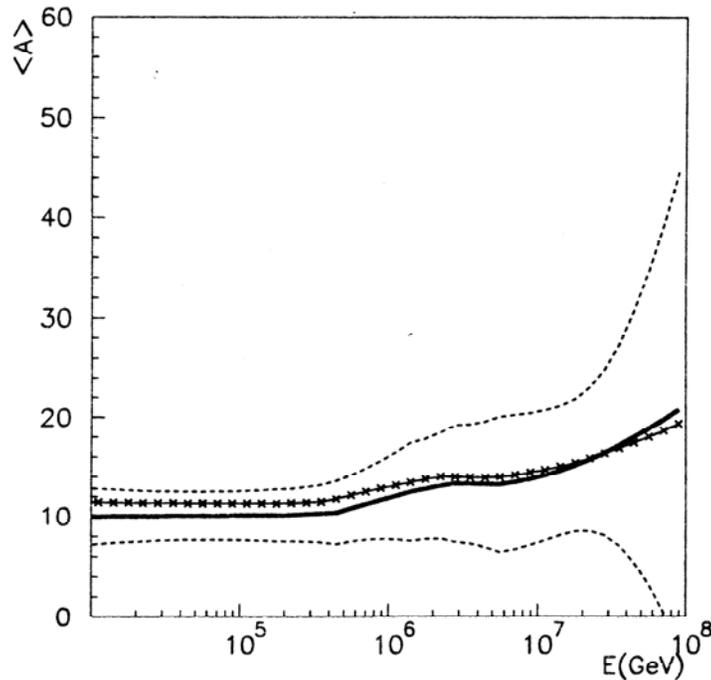


Figure 6. Elemental spectra arising from the "standard fit", superimposed to the experimental data of the direct measurements used in the fit. Solid lines: central value of the fit, dashed lines: spectra at $\pm 1\sigma$ error, calculated using the covariance matrix of the parameters given by fitting procedure. Symbols for direct measurements same as in fig. 5

Dipendenza di $\langle A \rangle$ dall'energia (nella zona del ginocchio)



I dati non sono compatibili con la presenza di una sola componente (e.g. solo P o solo He o solo Fe..)

Lieve tendenza ad un aumento di $\langle A \rangle$ nella zona del ginocchio

Figure 9. Dependence of the average mass of cosmic rays on primary energy. Solid line: $\langle A \rangle$ arising from the "standard fit", chain line: $\langle A \rangle$ arising from the fit of the rate ratios.

Coincidenze Macro-EasTop

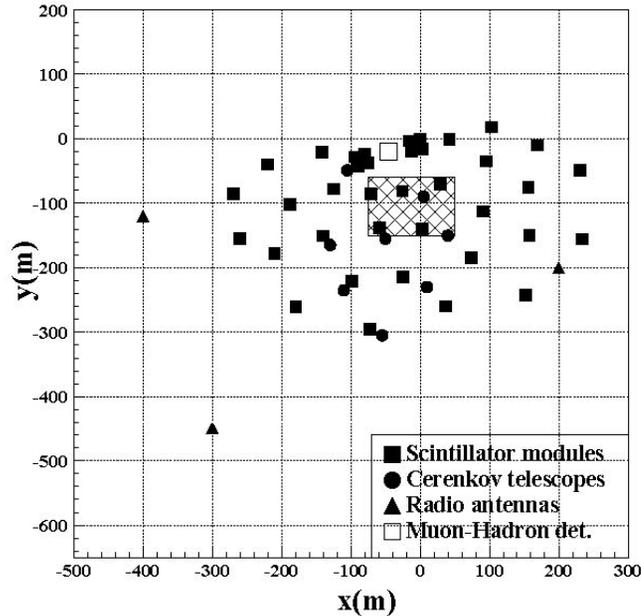


Figure 1: *The EAS-TOP array. The shaded area shows the core location region used for the shower size spectrum measurement.*

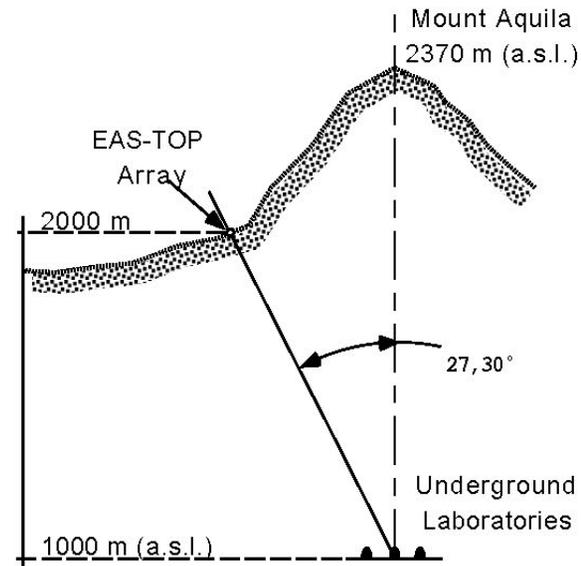
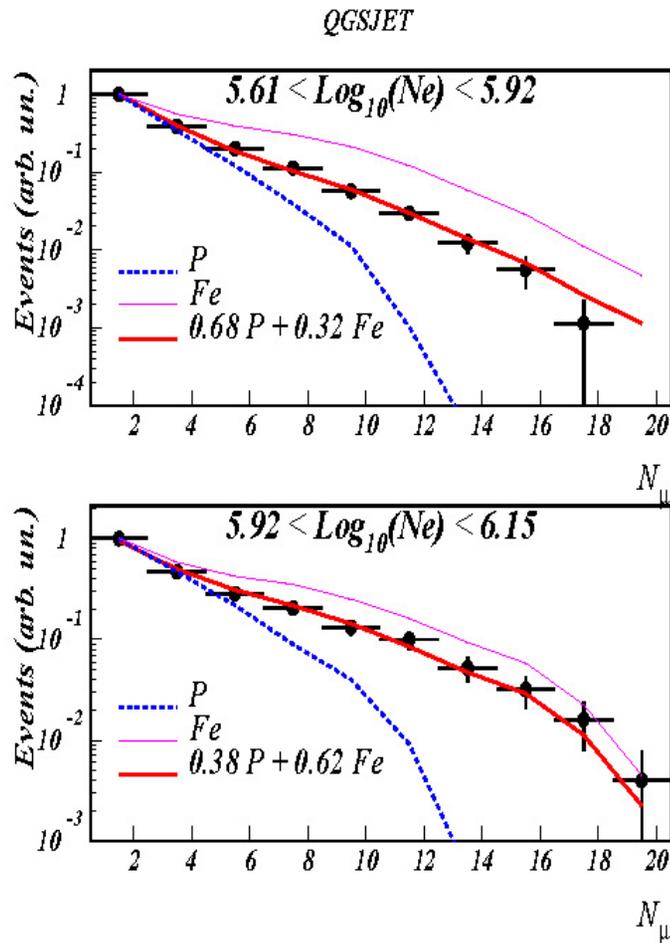


Figure 2: *The EAS-TOP array location with respect to the underground Gran Sasso laboratories.*

Composizione da coincidenze Macro-EasTop



Conclusione: nella zona del ginocchio il contributo degli elementi piu' pesanti aumenta

Fig. 1. Example of experimental multiplicity distributions in two size bins across the knee observed in the e.m. size, together with the results of the fits for the QGSJET interaction model.

La Luna vista dalle viscere della Terra

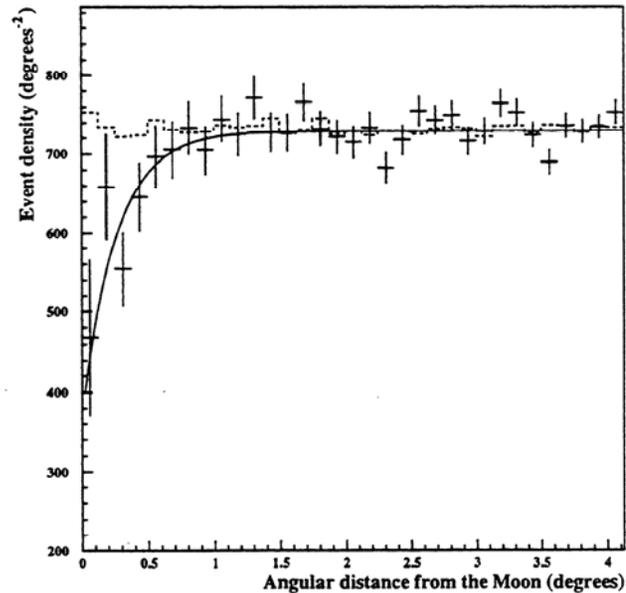


Figure 1: The event density vs angular distance from the moon center in bins of equal angular width. The width of each bin is 0.125° . The dashed curve is the average expected background computed from 25 background samples. The solid curve shows the expected event density as computed for an angular resolution of the MACRO apparatus of 0.90° .

Macro: ombre della Luna e del Sole

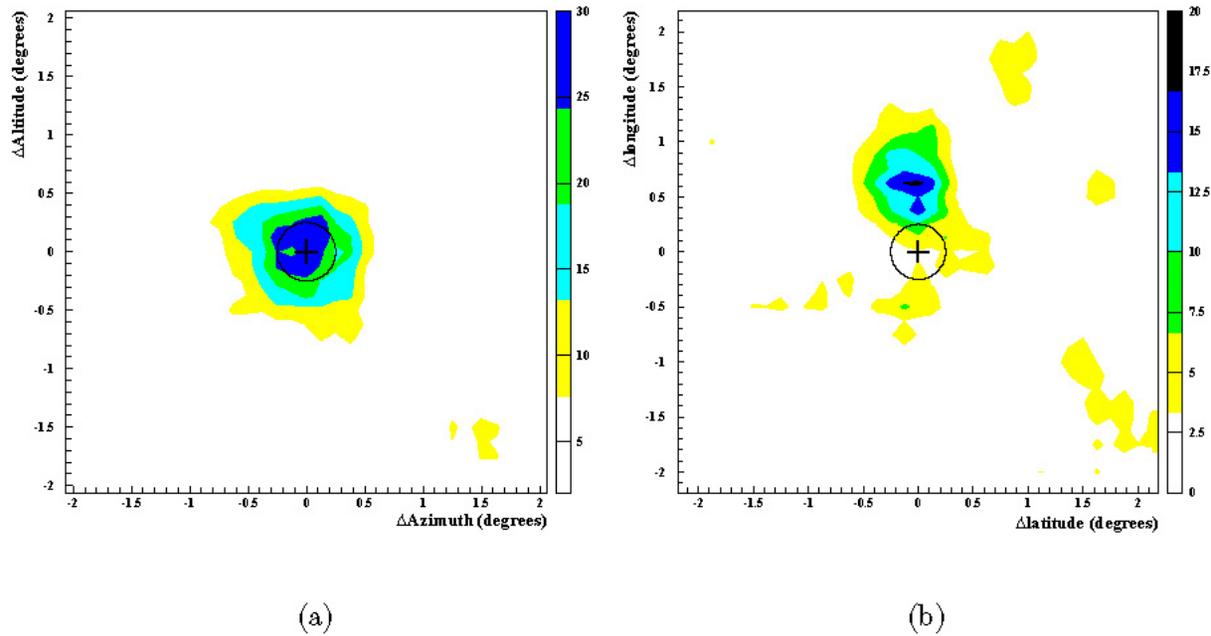


Figure 19: Moon and sun shadows. (a) Two dimensional distributions of the muon event density around the moon direction. The various regions of increasing gray scale indicate various levels of deficit in percent. The darkest one corresponds to the maximum deficit. (b) Same analysis for the sun direction.

Macro: effetto della temperatura atmosferica

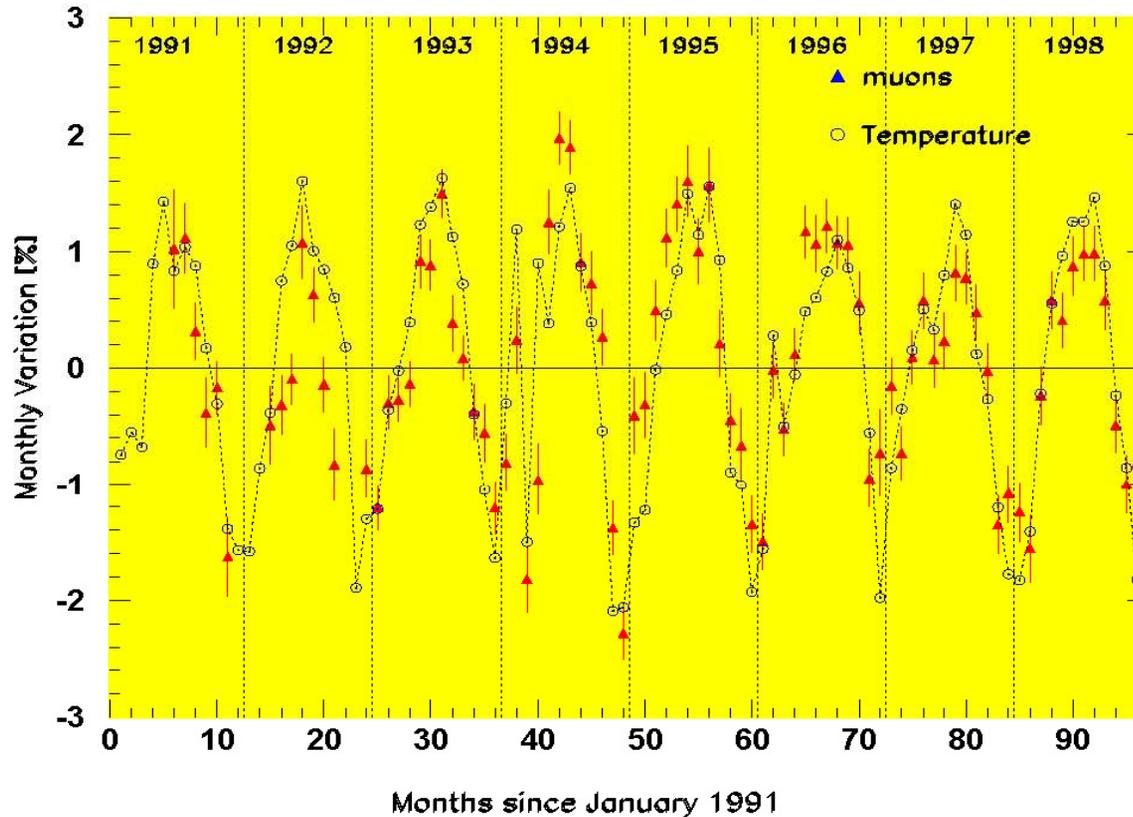


Figure 17: Seasonal variation of the muon flux from above (black triangles); the open circles are measurements of the temperature of the upper atmosphere.