

Raggi Cosmici

- a) Spettri in energia*
- b) Tecniche di rivelazione*
- c) Sciami estesi per rivelazione di protoni, nuclei e fotoni*

Al suolo prevalentemente $\mu^\pm, e^\pm, \gamma, \nu$ e pochi adroni

Flusso integrato delle particelle cariche: $\cong 200 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

In cima all'atmosfera: p (90%), He (9%), altri nuclei (1%)

Totale $\sim 1000 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Anche $\rightarrow$ elettroni ($e/p \sim 1\%$) e fotoni ($\gamma/p \sim 0.1\%$)

Raggi cosmici: metodi di rivelazione (1)

- *Misure dirette* (palloni, satelliti). Solo per energie < 0.1 PeV
(Alte energie $\rightarrow$ bassi flussi)
esempi: Un. Chicago "Egg"; Japan-US "JACEE"; "AMS"....
nel caso di fotoni: "Egret", "GLAST"....
- *Misure indirette:*
 - a) Extended Air Shower Arrays (EAS):
 $\rightarrow$ arrays di scintillatori che coprono vaste superfici
 - b) Rivelatori della luce Cerenkov emessa dalle particelle cariche nell'atmosfera (angolo di apertura circa 2° - $5^\circ \rightarrow$ direzionalità)
 - c) Rivelatori della luce di scintillazione (vicino ultravioletto) emessa dall' N_2 eccitato dalle particelle cariche (emissione isotropa)

Metodi di rivelazione (2)

Extended Air Shower Arrays: EAS)

→ *arrays di scintillatori che coprono vaste superfici
o eventuale rivelazione di mesoni μ in profondita'*

vantaggi:

- ◇ *vaste aree coperte*
- b) *buona risoluzione nell'angolo zenitale*
- c) *possibile operazione per lunghi periodi di tempo*
- d) *relativamente economica*

svantaggi:

- a) *risoluzione in energia non ottimale e "model dependent"*
- b) *Misura indiretta del punto di massimo sviluppo dello sciame*
 $X_{\max}$

Metodi di rivelazione (3)

Rivelatori della luce Cerenkov emessa dalle particelle cariche nell'atmosfera (angolo di apertura circa $2-5^\circ \rightarrow$ direzionalità)

vantaggi

- ◇ *Buona risoluzione angolare*
- ◇ *utili per ricerche di sorgenti puntiformi*

svantaggi

- ◇ *Ridotto angolo solido $\rightarrow$ necessita' di puntare la sorgente*
- ◇ *poco sensibile per sorgenti poco intense*

Rivelatori di Sciami

Rivelatori di tipo diverso per sciami elettromagnetici e per sciami adronici

*Sciami **e.m.** → generati prevalentemente da fotoni di alta energia*

*Sciami **adronici** → generati da protoni o altri nuclei più pesanti*

*Ma: negli sciami **adronici** è sempre presente una **componente elettromagnetica**, dovuta alla produzione di π^0 che poi decadono in fotoni (γ)*

Metodi di rivelazione (4)

Rivelatori della luce di scintillazione (vicino ultravioletto) emessa dall' N_2 eccitato dalle particelle cariche (emissione isotropa di fotoni):
4-5 fotoni emessi per metro, per particella.
Al massimo dello sciame: 10^8 - 10^{10} particelle.
Consente grandi aree di raccolta
→ buona sensibilità per primari di altissima energia.

FLY's EYE TECHNIQUE

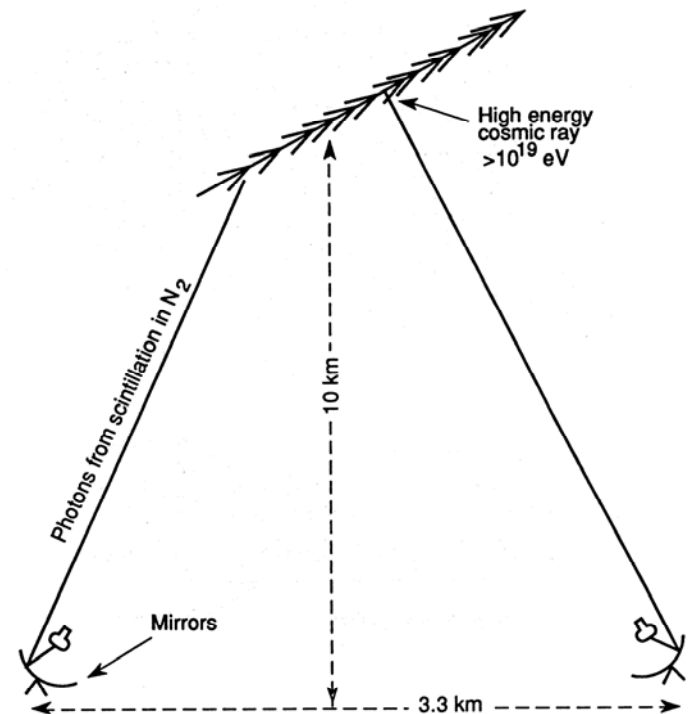


Figure 17: Fly's Eye technique [14].

Tibet

Indirect Measurements of Cosmic Rays

$$E > 10^{14} \text{ eV}$$

Tibet AS γ detector

Extensive Air Showers

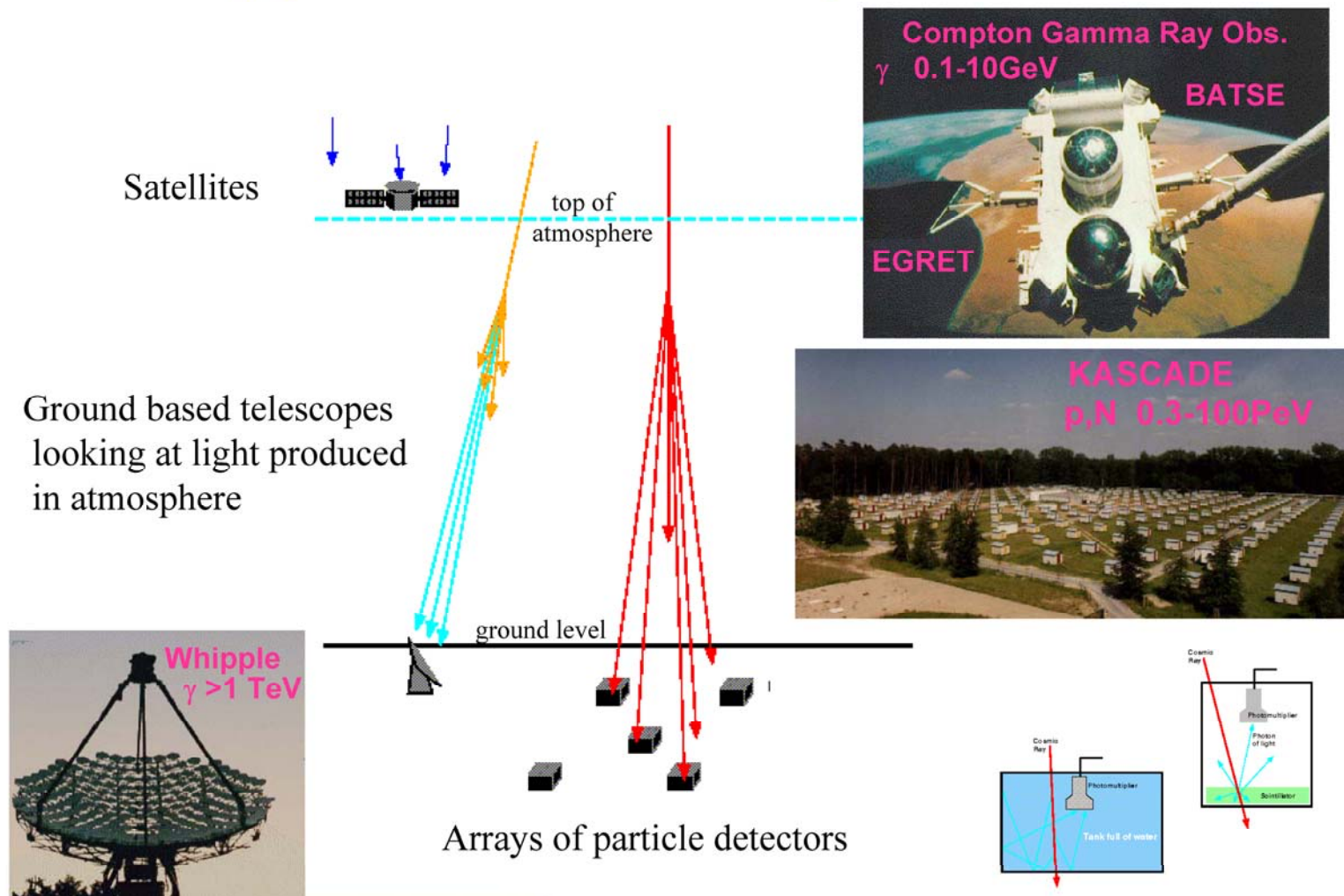
Multi-Component measurements

e.m. ($e^{\pm}$, γ), μ , hadrons.



Tipi di rivelatori

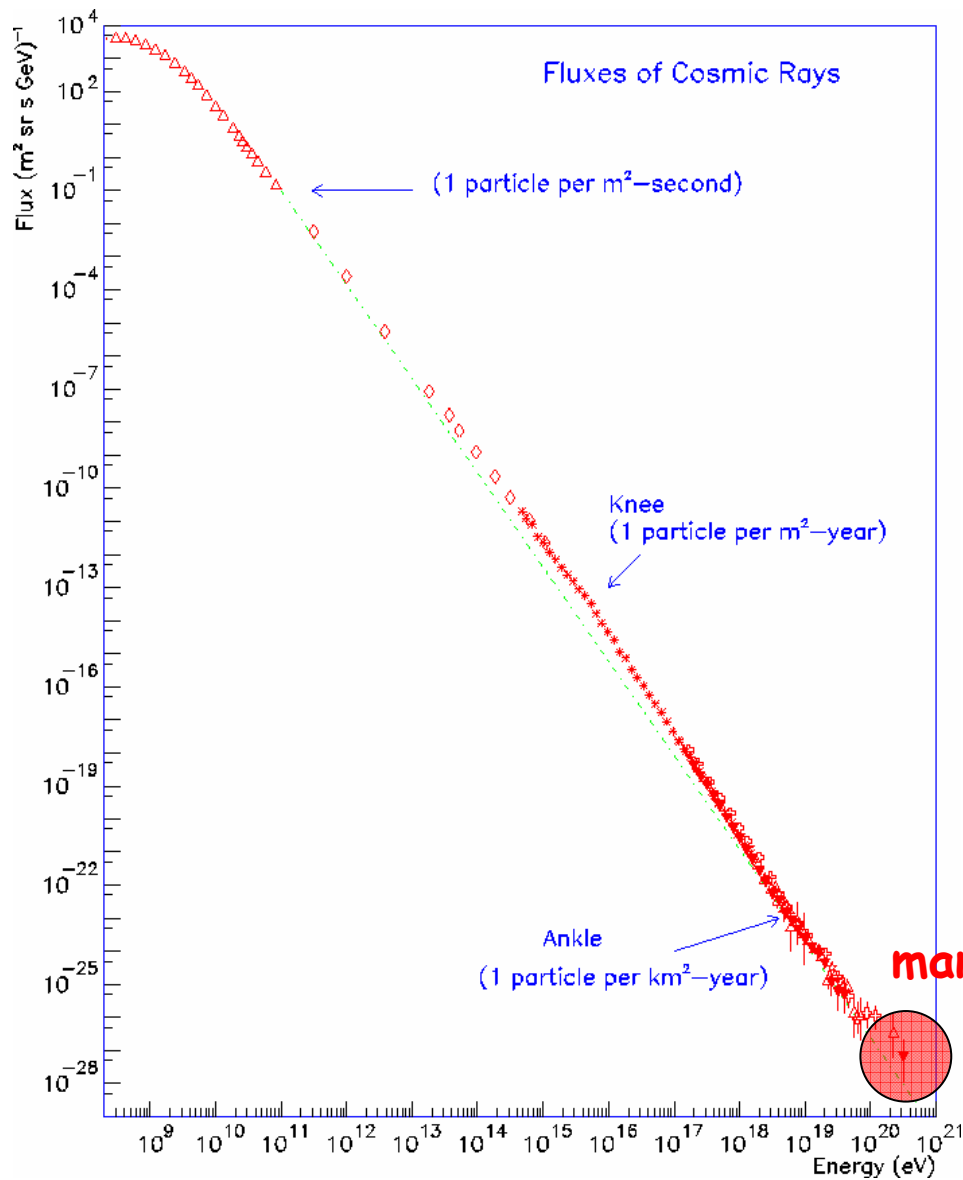
Types of Cosmic Ray Detectors



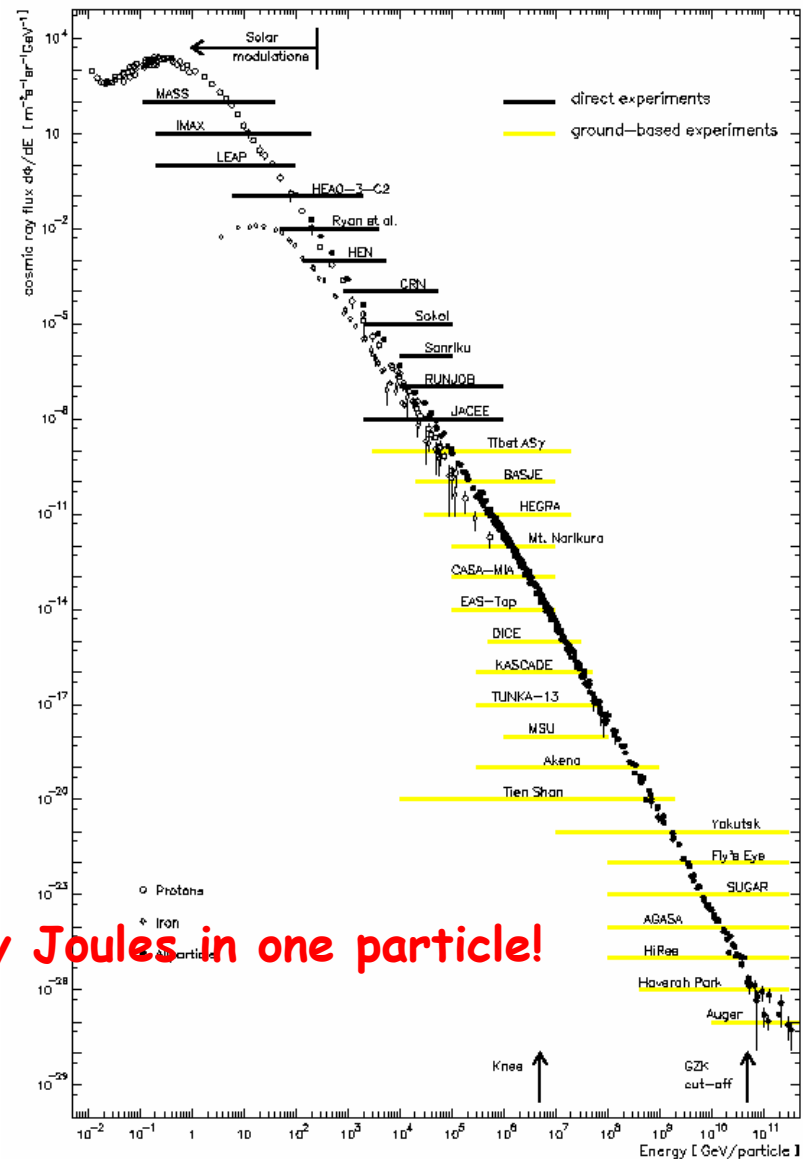
Sciami adronici

Iniziati nell'alta atmosfera da protoni o nuclei

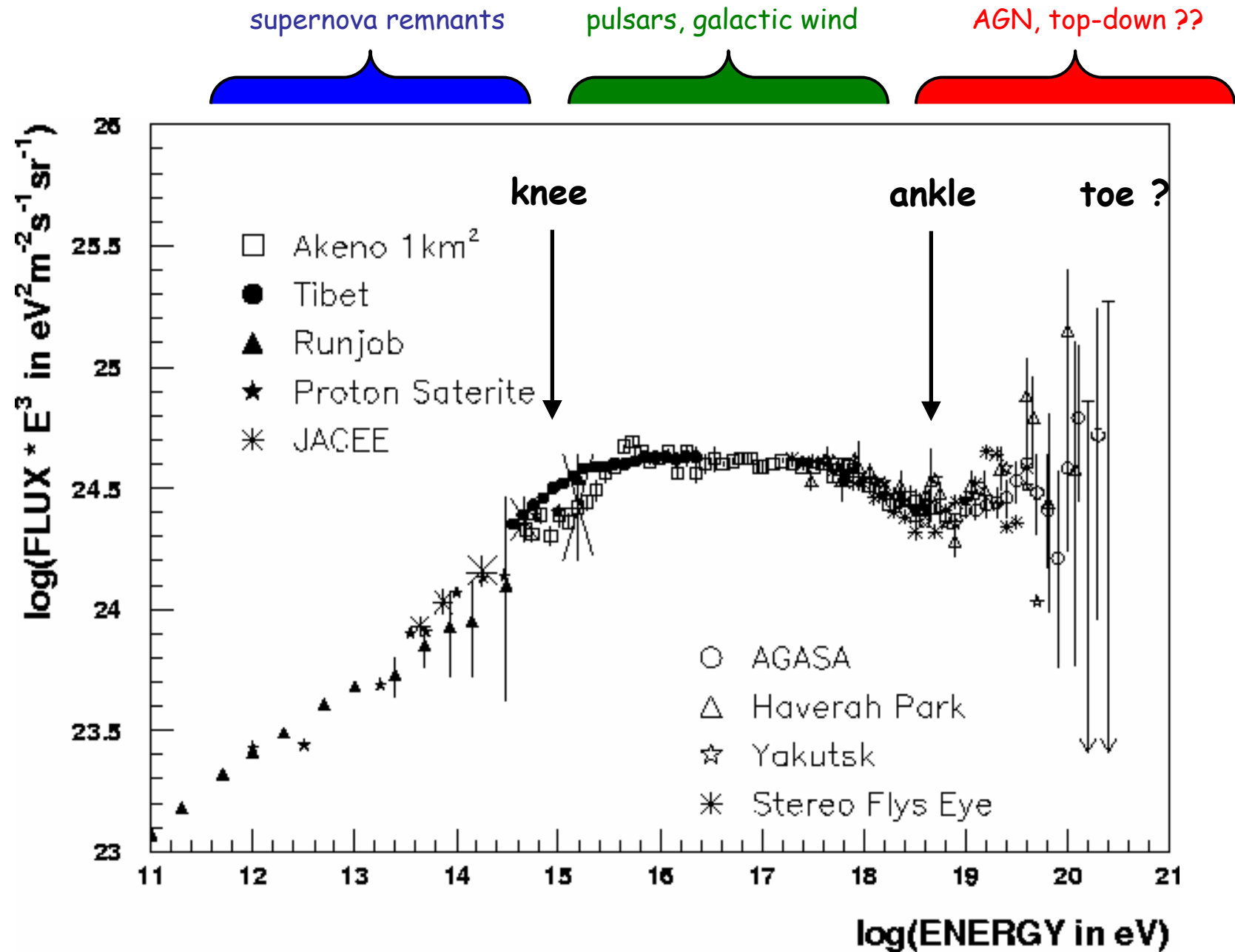
The cosmic ray spectrum stretches over some 12 orders of magnitude in energy and some 30 orders of magnitude in differential flux:



many Joules in one particle!



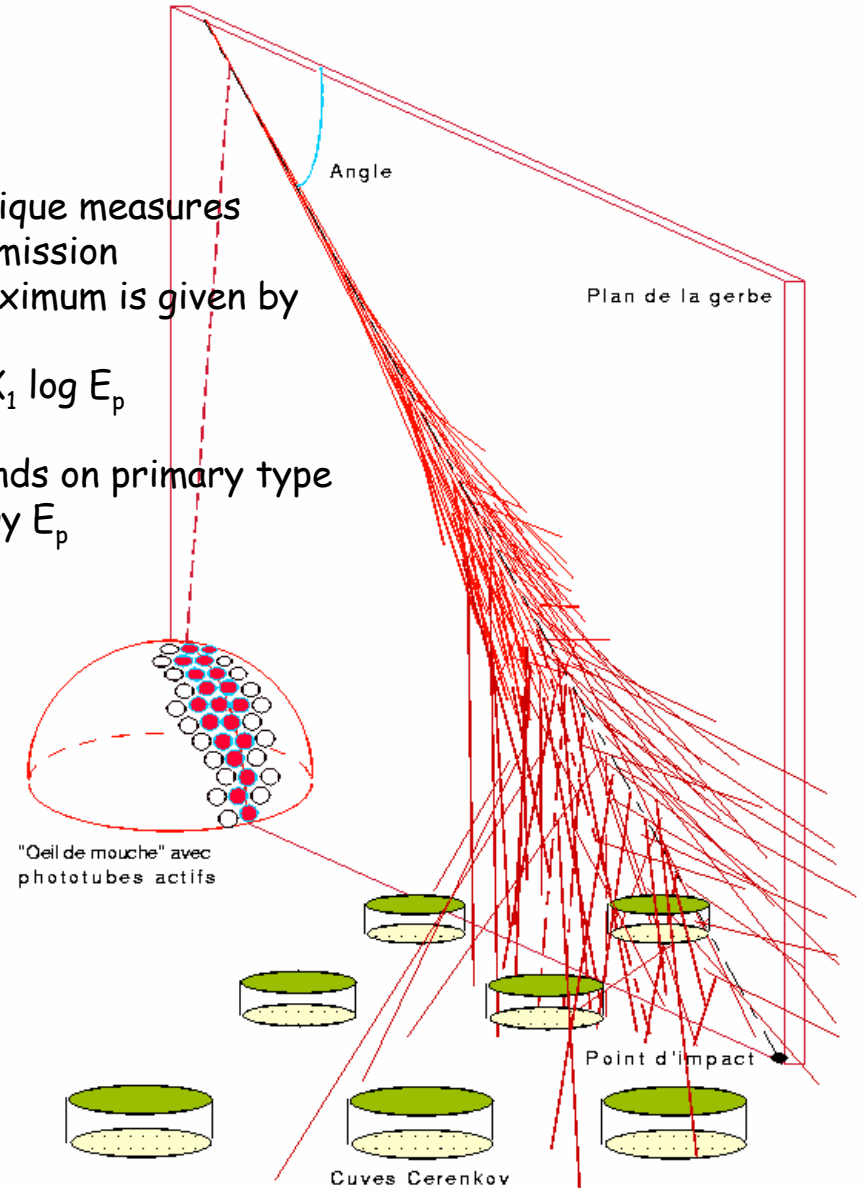
The structure of the spectrum and scenarios of its origin



Fly's Eye technique measures fluorescence emission
The shower maximum is given by

where X_0 depends on primary type
for given energy E_p

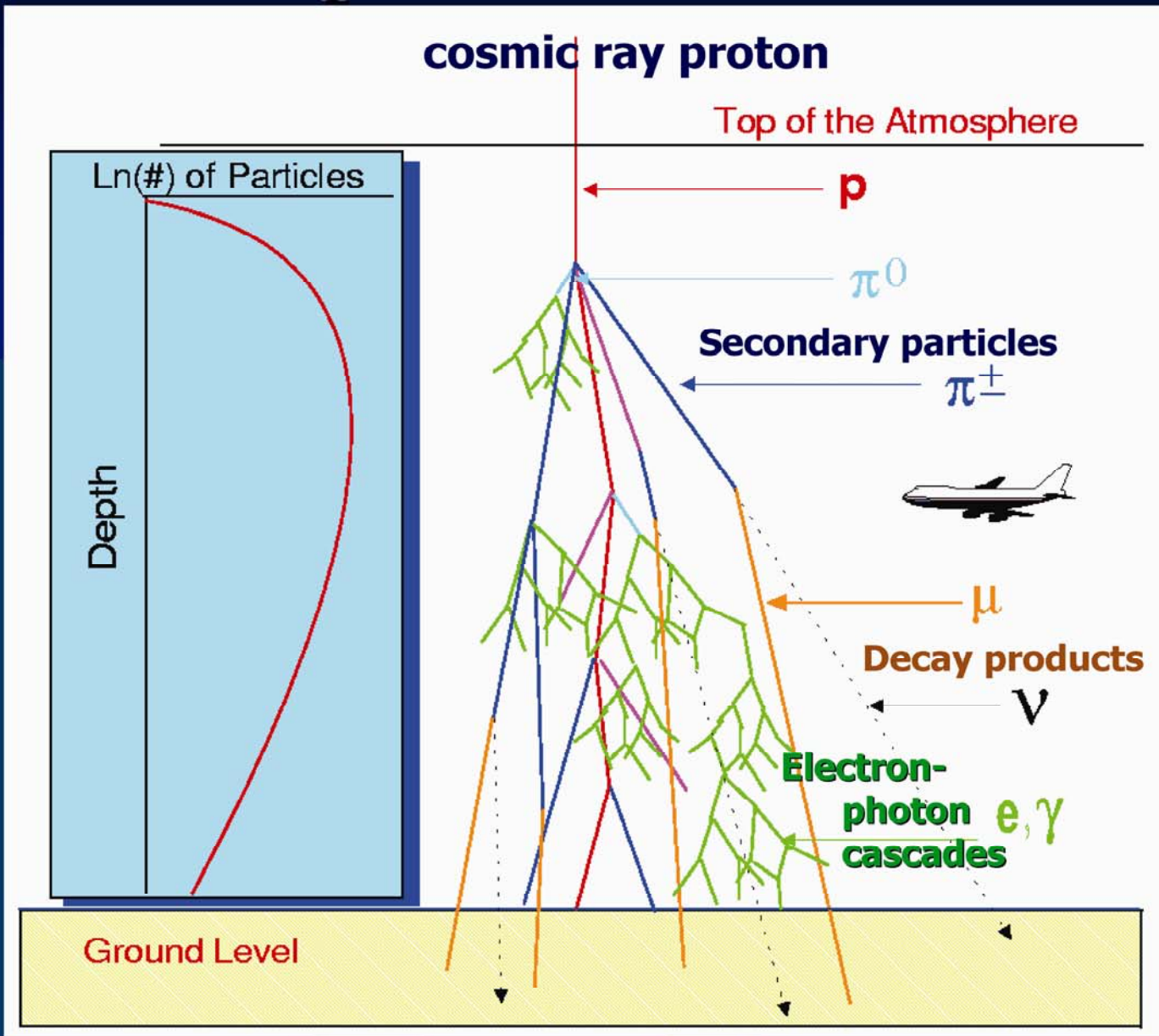
Ground array measures lateral distribution
Primary energy proportional to density 600m from shower core



5.1 Sciami estesi in Atmosfera

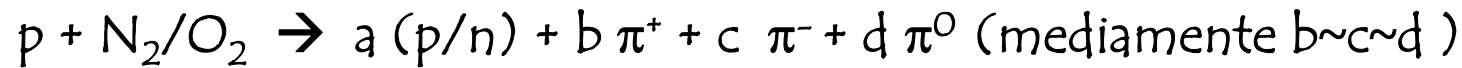
- L'interazione di un primario in Atmosfera origina uno sciame di particelle con 3 componenti:
 - Elettromagnetica (EM)
 - Muoni
 - adroni
- Le Energie dei RC molto maggiori delle E raggiungibili con acceleratori. E' possibile esplorare interazioni adroniche in regioni cinematiche non ancora studiate.
- Tevatron: protoni e antiprotoni collidono frontalmente con energia nel CdM pari a $\sqrt{s} = 2TeV$
- LHC: protoni protoni "head-on" con $\sqrt{s} = 14TeV$

Le componenti dello sciame

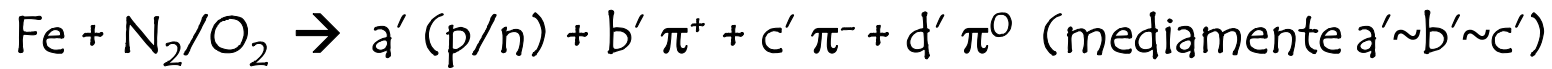


Interazioni adroniche di protoni e nuclei nell'atmosfera Flussi secondari

Reazioni primarie in alta atmosfera:

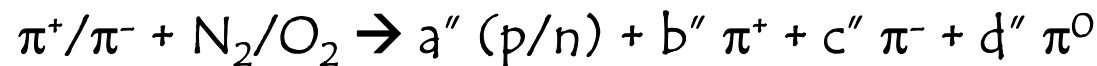


.....

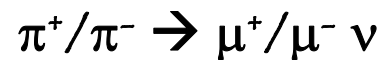


I mesoni prodotti possono anche essere $K(+,-,0)$ anziché π

Seguite da interazioni dei mesoni carichi:



oltre a decadimenti dei mesoni carichi:



o dei mesoni neutri:



Sciame

- P e nuclei interagiscono sulla sommità dell'atmosfera con lunghezza interazione λ :

$$\lambda = \frac{A}{\sigma_{p-Aria} N_A} \cong 65 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$$

- Spessore atmosfera = 1000 g cm^{-2}
- Numero di lunghezze di interazione = $1000/65 \sim 15$
- I RC interagendo coi nuclei dell'atmosfera generano uno sciame

Nel CM !

$$p + N \longrightarrow \pi^{\pm}, \pi^0, K^{\pm}, K, p, n, + \dots (\text{exotic})$$

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma\gamma \quad \tau_{\pi} = 1.8 \cdot 10^{-16} \text{ s}$$

$$\pi^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm} \nu_{\mu} \quad \tau_{\pi} = 2.5 \cdot 10^{-8} \text{ s}$$

$$\mu^{\pm} \longrightarrow e^{\pm} \nu_e \nu_{\mu} \quad \tau_{\pi} = 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$$

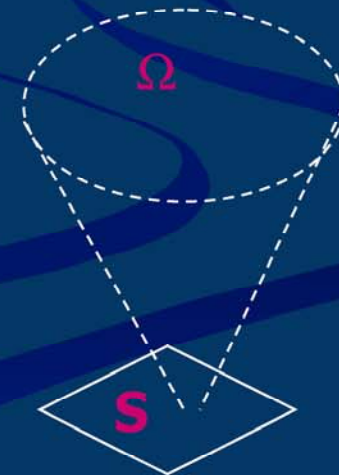
Come rivelare I RC di alta energia?

Per rivelare I raggi cosmici di energia elevata, occorre:

- Una grande area di raccolta, S
- Una grande accettazione in angolo solido, Ω
- Un grande tempo di esposizione T

La grandezza “exposure” $S\Omega T = \text{m}^2\text{-steradian-days}$ determina il numero di eventi di alta energia rivelabili.

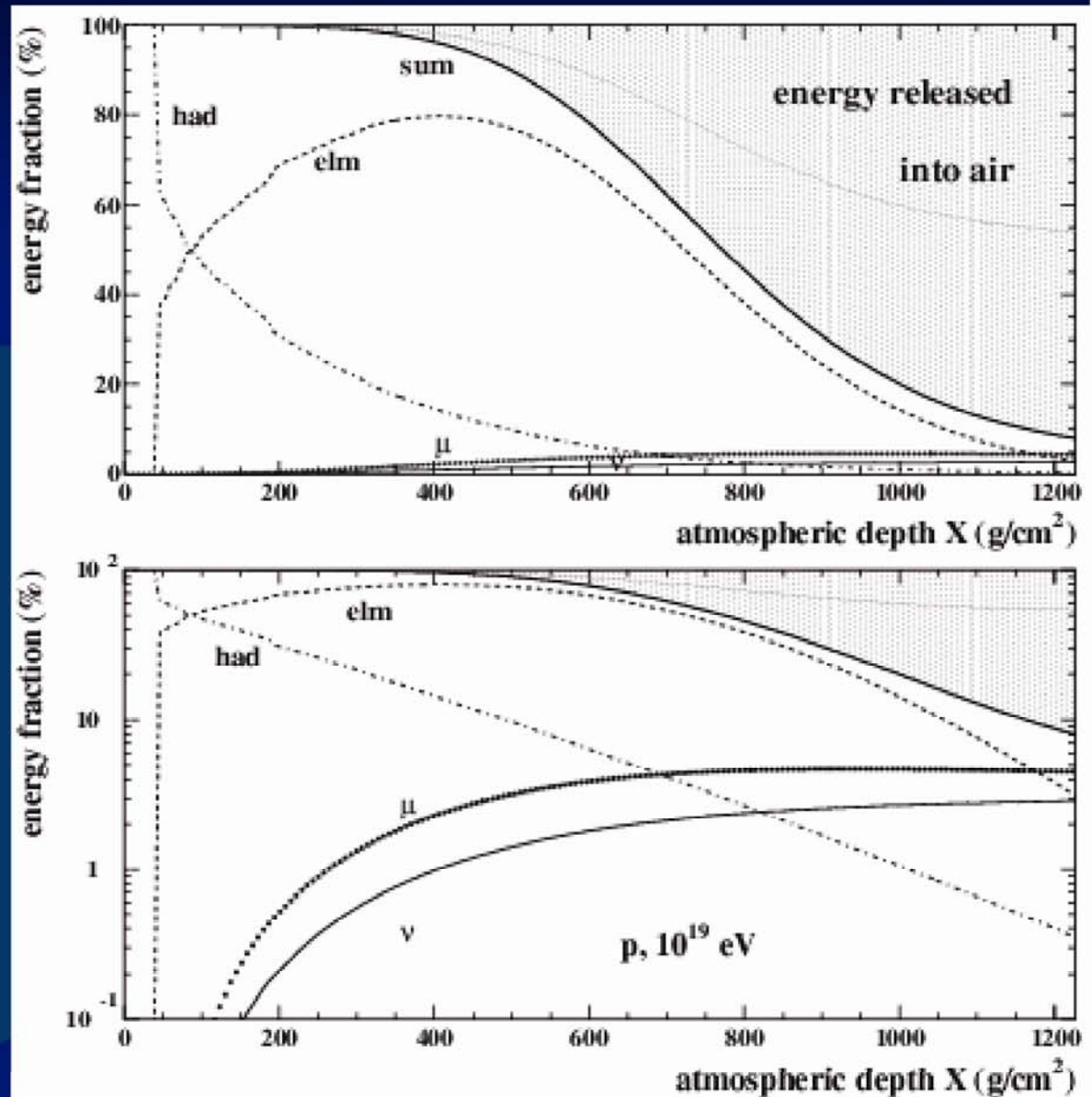
Il flusso di primari con energia
 $E_0 > 10^{19} \text{ eV}$ è circa:
 $0.5 \text{ particelle per km}^2\text{-sr-}\underline{\text{year}}$



Caratteristiche generali dello sciame

- Gli adroni vengono esponenzialmente attenuati
- Lo sciame EM si sviluppa esponenzialmente sino ad un massimo, la cui profondità aumenta con E_0 (E primario)
- Sulla superficie terrestre (ed underground), prevalentemente muoni

D: che differenza c'è tra le 2 figure?



Caratteristiche generali dello sciame

- Un altro modo di vedere le cose:

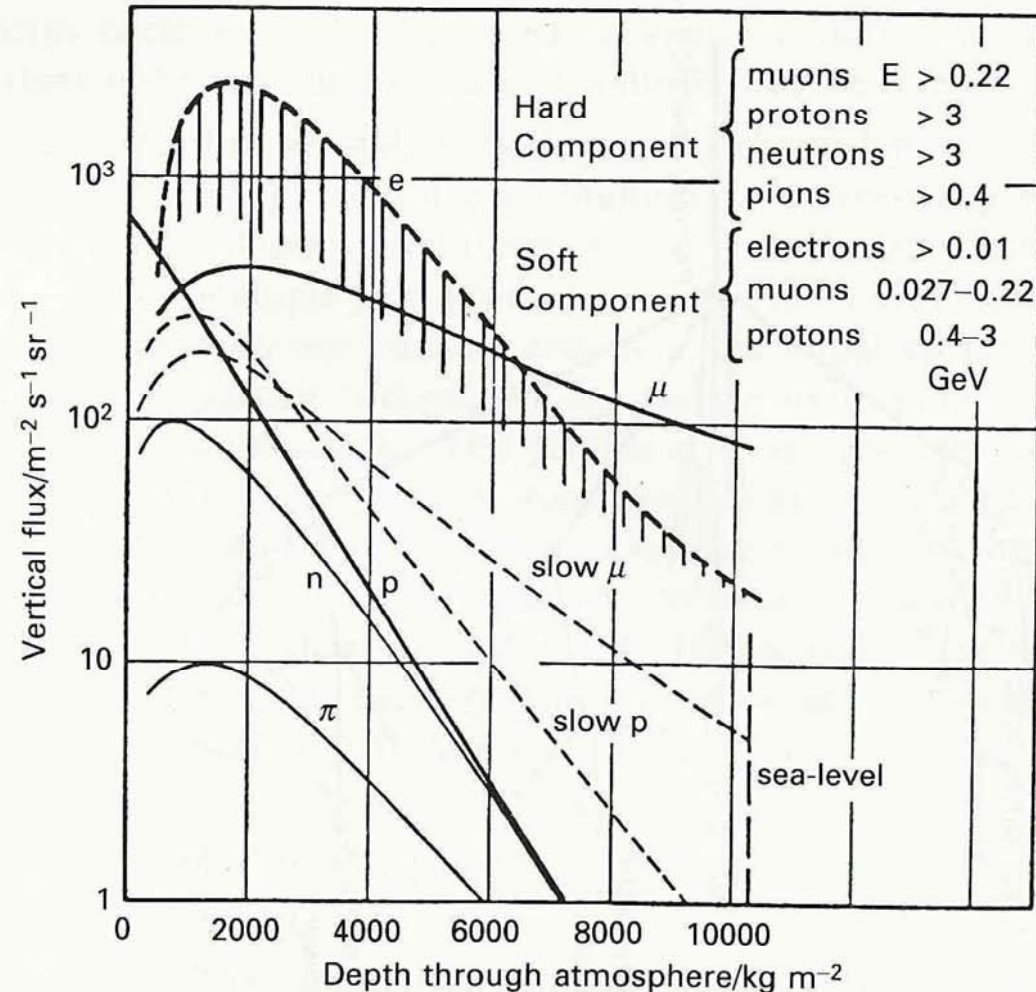


Figure 5.12. The vertical fluxes of different components of cosmic rays in atmosphere. (From A. M. Hillas (1972). *Cosmic rays*, page 50, Oxford: Pe

CORSIKA Simulation

QGSJET/EGS4

proton

$E=10^{14}$ eV

iron nucleus

50 km

40 km

30 km

20 km

10 km

7

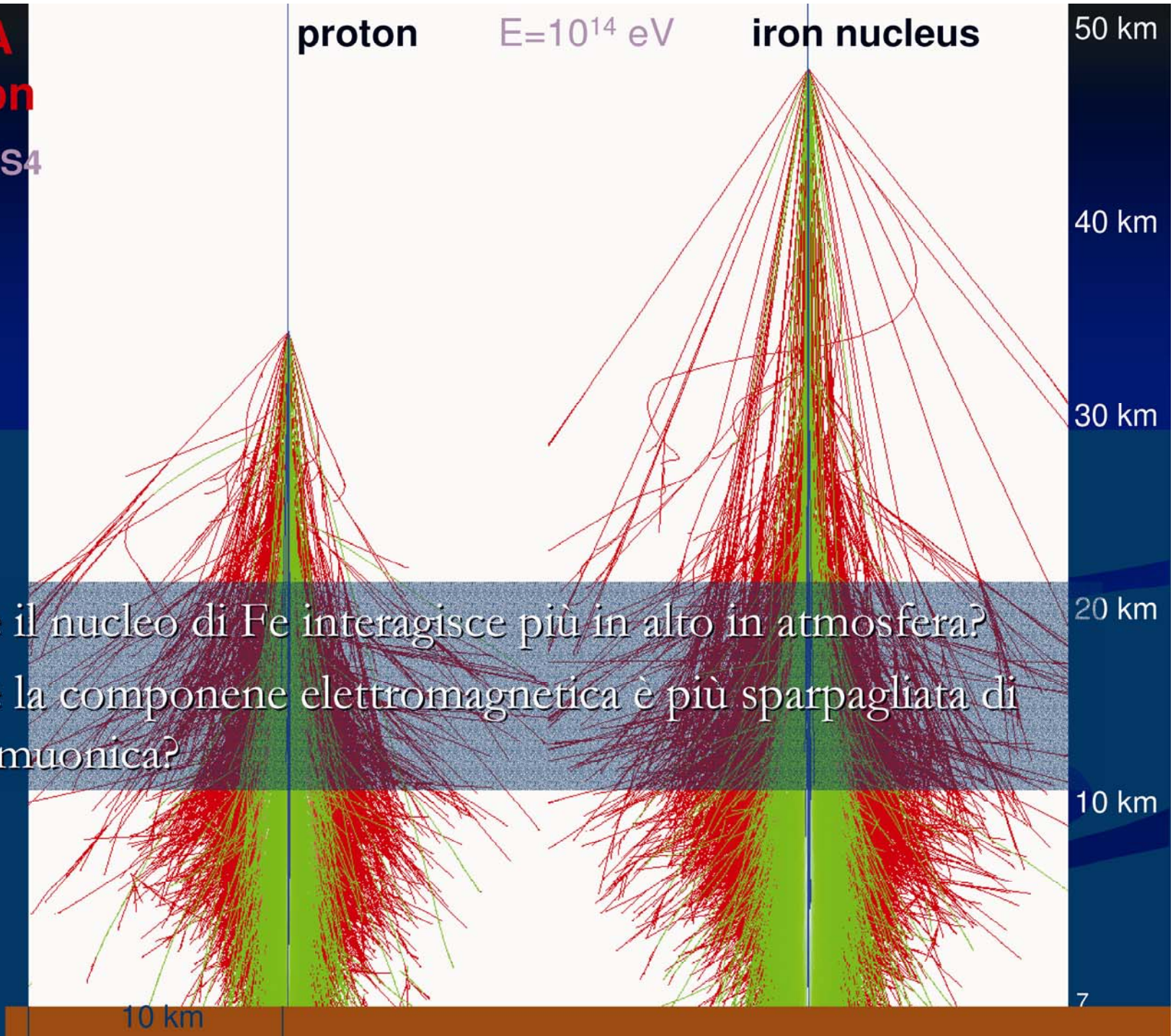
- Perchè il nucleo di Fe interagisce più in alto in atmosfera?
- Perchè la componente elettromagnetica è più sparpagliata di quella muonica?

e/γ

μ

h

10 km



Interazioni adroniche di protoni e nuclei nell'atmosfera

Flusso dei secondari

Flusso delle particelle che arrivano al rivelatore

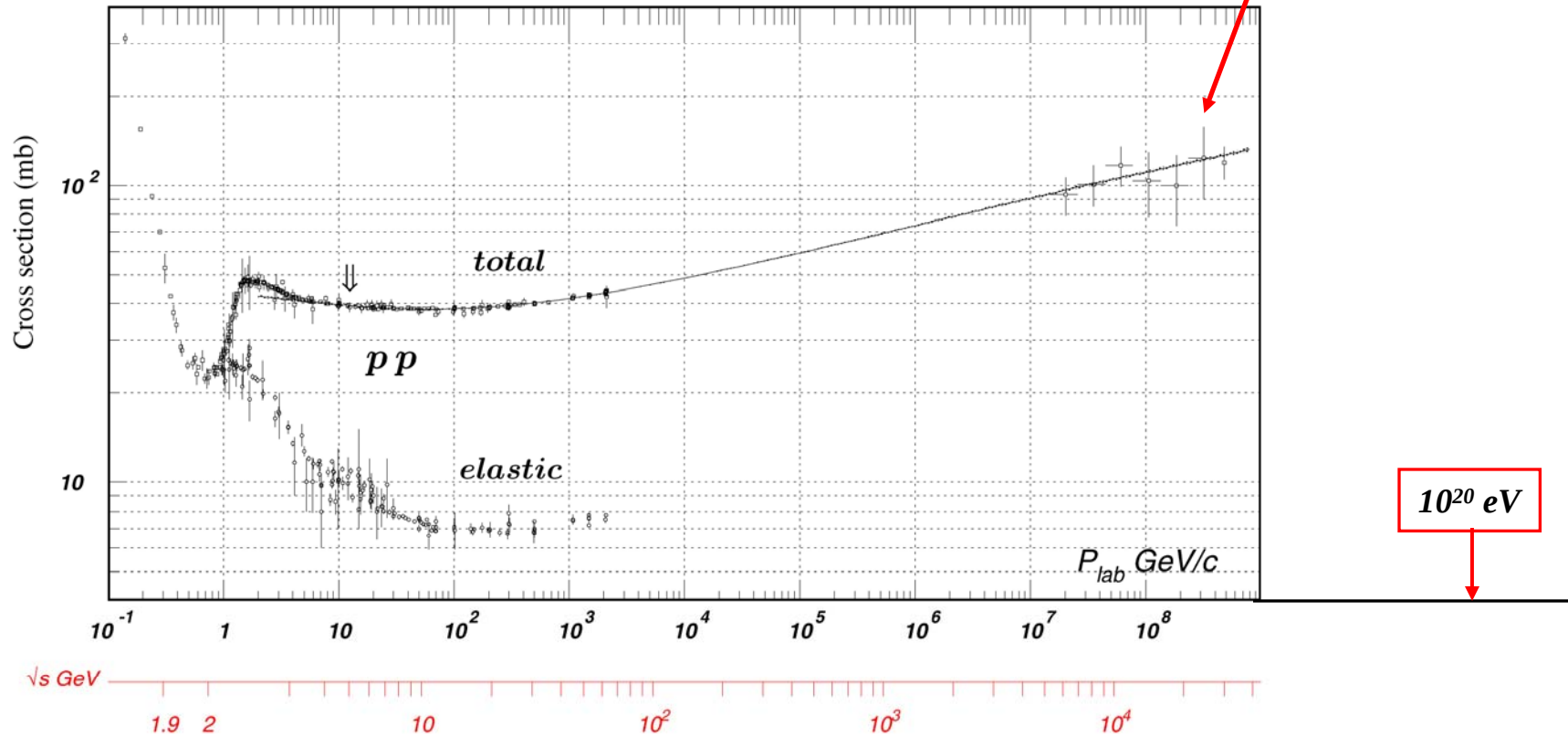
Occorre:

- 1) calcolare preliminarmente il flusso dei mesoni π^+/π^- prodotti
- 2) seguire lo sviluppo della "cascata", tenendo conto delle perdita d'energia e probabilit  di decadimento e reinterazione

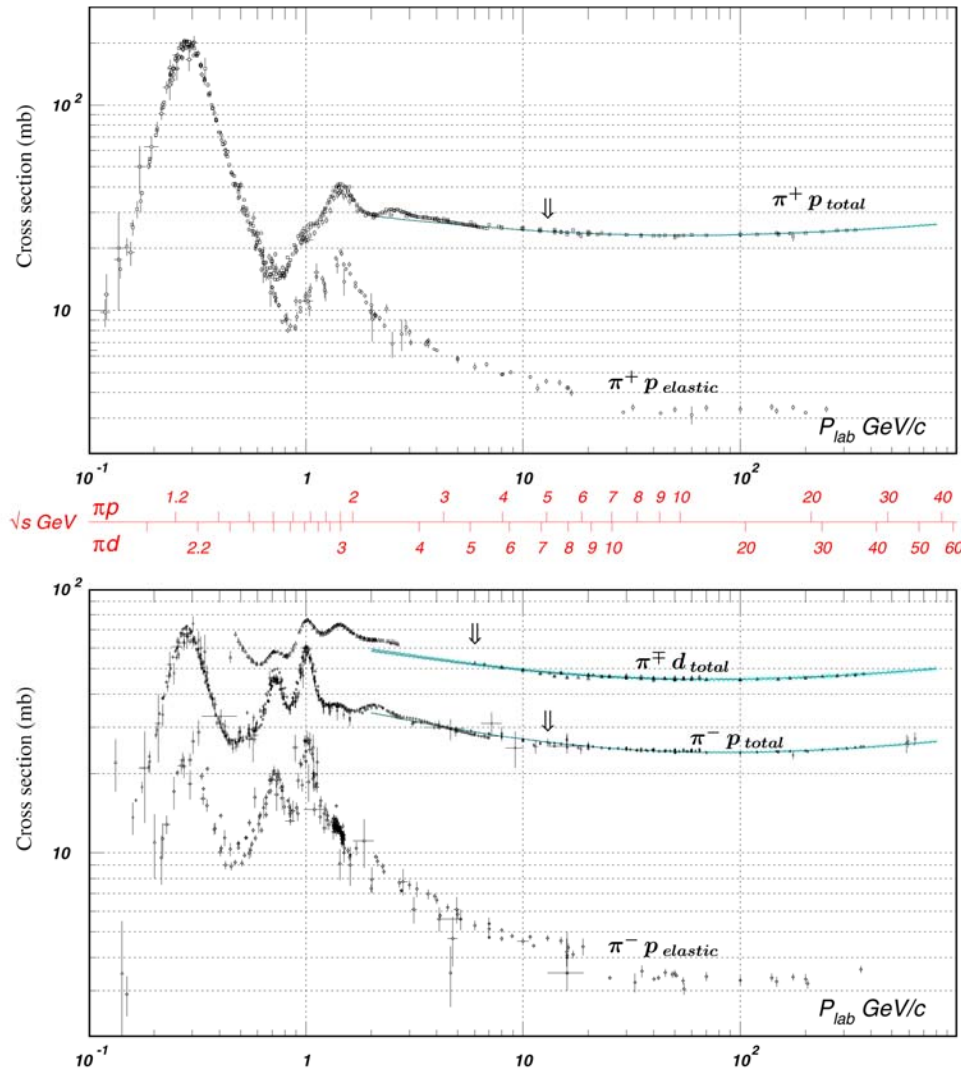
Calcolo effettuato con metodi montecarlo, tenendo conto di quel che si   appreso da misure fatte ad acceleratori sulle sezioni d'urto d'interazione dei protoni e nuclei

Misure fatte/future ad acceleratori sulle sezioni d'urto d'interazione di protoni con protoni:

Aspettando LHC ($E_{cm}=14\text{ TeV}$)



Misure fatte/future ad acceleratori sulle sezioni d'urto d'interazione di pioni con protoni:

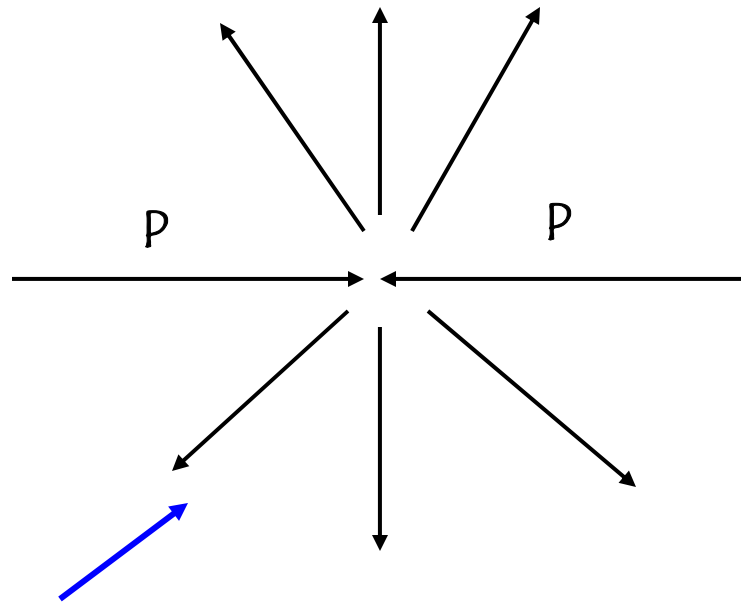


10^{20} eV →

Figure 40.13: Total and elastic cross sections for $\pi^\pm p$ and $\pi^\pm d$ (total only) collisions as a function of laboratory beam momentum and total center-of-mass energy. Corresponding computer-readable data files may be found at <http://pdg.lbl.gov/xsect/contents.html>. (Courtesy of the COMPAS Group, IHEP, Protvino, August 2005.)

Interazioni adroniche di protoni e nuclei nell'atmosfera Flusso dei mesoni μ

Inoltre le misure fatte agli acceleratori sono prevalentemente nella zona centrale della collisione; i dati rilevanti per la fisica dei raggi cosmici sono quelli nella zona di frammentazione in avanti, cioè a grandi valori della rapidità'. Ciò è particolarmente vero per il calcolo dei flussi dei mesoni



Misure a colliders adronici
(zona centrale)

Flusso di π nell'atmosfera

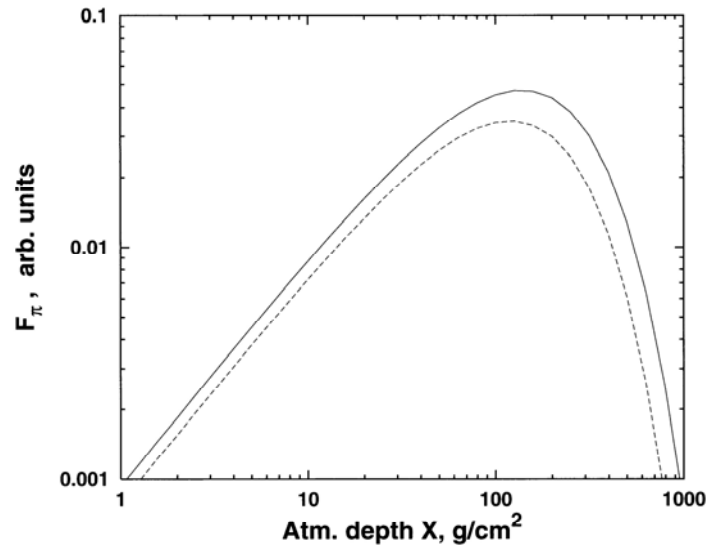


Fig. 6.3. Pion flux in the atmosphere calculated with (6.8) and (6.9) neglecting decay, solid line, and with decay, dashes. The normalization of the two curves is arbitrary, only the shape is correct.

Curva continua: calcolo effettuato ignorando i decadimenti dei mesoni π ; curva tratteggiata tiene conto dei decadimenti.

Aumento iniziale dovuto alla produzione a cascata di mesoni π da parte di quelli prodotti nelle prime interazioni

Diminuzione dopo $\sim 100 \text{ g/cm}^2$, dovuta al fatto che i mesoni prodotti hanno ormai energie troppo basse per dar luogo ad altre reazioni di produzione

La decrescita $\sim \exp(-X/\Lambda_\pi)$, dove Λ_π e' la lunghezza media d'assorbimento dei mesoni π nell'atmosfera

Profondita' atmosferica

Profondita' X (g/cm^2)

$$X(h) = \int_h^{\infty} \rho(h_1) dh_1$$

Pressione atmosferica/densita' proporzionale a temperatura

Se T fosse costante :
$$X = X_0 \exp\left(-\frac{h}{h_0}\right)$$

$$X_0 = 1030 \text{ g/cm}^2$$

dove h_0 scala dell'altezza atmosferica

Profondita' atmosferica

Parametrizzazioni adoperate

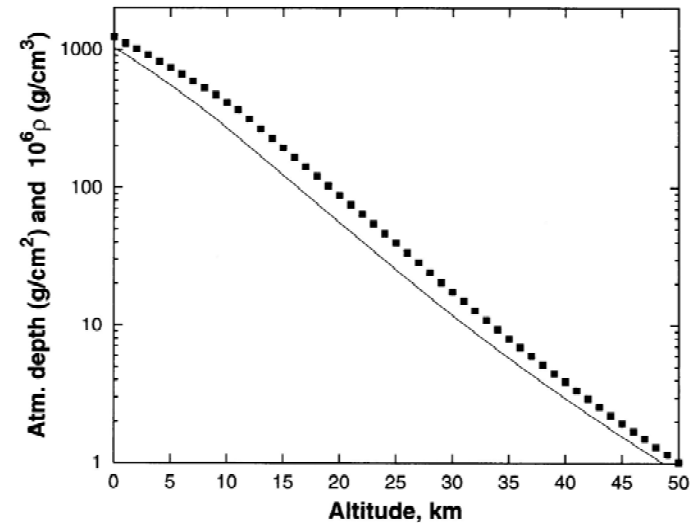


Fig. 6.1. Altitude dependence of the vertical atmospheric depth X (line), and the atmospheric density ρ (points) from the atmospheric model of (6.3)

Parametrizzazione per medie latitudini (US Standard Atmosphere) in primavera/autunno :

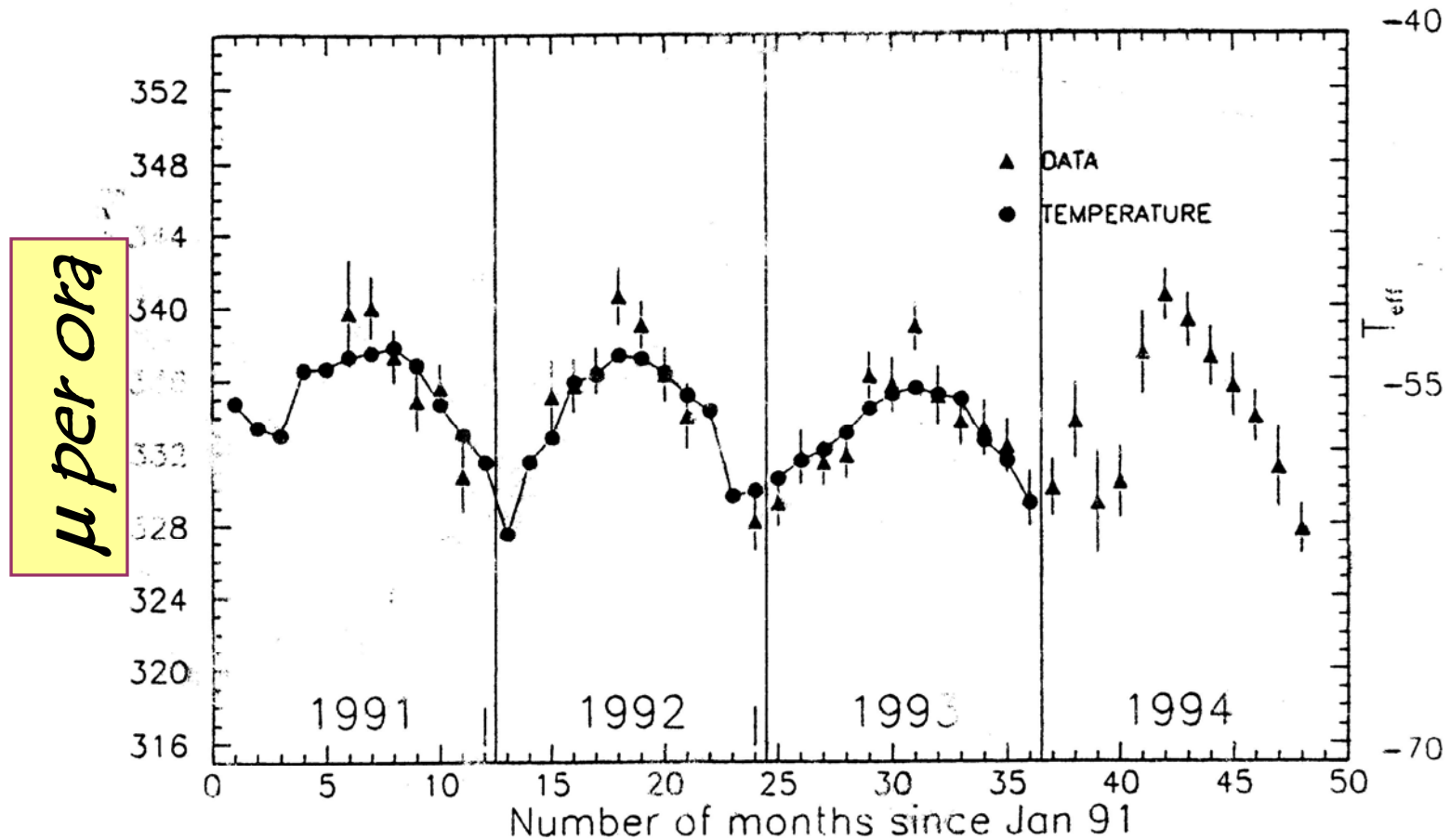
$$\ln X = 5.26 \ln[(44.34 - h)/11.86] \quad \text{per } h < 11 \text{ km}$$

$$\ln X = (45.5 - h)/6.34 \quad \text{per } 25 \text{ km} > h > 11 \text{ km}$$

$$\ln X = 13.78 - 1.67[68.47 - 1.2 \times (48.63 - h)]^{\frac{1}{2}} \quad \text{per } h > 25 \text{ km}$$

Effetto delle variazioni stagionali di temperatura

Esperimento MACRO a Gran Sasso



Conteggi medi mensili dei μ per ora (triangoli-scala di sinistra) e temperatura effettiva dell'alta atmosfera (cerchi, scala di destra) in funzione del tempo solare, nel periodo 1991-1994

raggi cosmici nell'atmosfera [1]

Utilizzo di programmi montecarlo → simulazione completa che tiene conto di tutti gli effetti fisici

Oppure

Approssimazioni analitiche

Cosmic rays in the atmosphere

Transport equations.

If we ignore the production of particles via interactions in the atmosphere (e.g. we only take into account losses from interactions and decays):

$$\frac{dN_i(E, X)}{dX} = - \left(\frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{d_i} \right) N_i(E, X)$$

If we wish to take into account the production of particles of type i through the interaction of particles of type j, we have to add on the right-hand side a term:

$$\sum_j \int \frac{F_{ij}(E_i, E_j) N_j(E_j)}{E_i \lambda_j} dE_j$$

- X is the atmospheric depth in g/cm^2
- $N_i(E, X)$ is the differential flux of particles of type i at depth X
- λ_i is the interaction length of particle i at energy E
- d_i is the decay length of particle i at energy E
- $F_{ij}(E_i, E_j)$ number of particles of type i produced in the energy range $E_i, E_i + dE_i$ by primary particles j of energy E_j (from phenomenological parameterizations of experimental data)

raggi cosmici nell'atmosfera [2]

Moreover:

$$F_{ij}(E_i, E_j) = E_i \frac{dn_i(E_i, E_j)}{dE_i} = \frac{dn_i(E_i, E_j)}{d \log E_i}$$

No measurements are available at high energies. Use is then made of the Feynman *scaling* hypothesis:

$$F(E_i, E_j) = F(E_i/E_j)$$

To extrapolate at high energies results obtained at lower values of E.

raggi cosmici nell'atmosfera [3]

If we only consider decays and interactions:

$$\frac{dN_i(E, X)}{dX} = - \left(\frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{d_i} \right) N_i(E, X)$$

where both λ_i and d_i are expressed in g/cm^3 , we need to know the profile of the atmosphere, as well as the particle *gamma* factor.

$$\gamma_i = \frac{E}{m_i c^2}$$

If τ is the particle lifetime in the particle rest frame, in the lab:

$$\tau_{lab} = \gamma c \tau$$

Density profile of the atmosphere $\Rightarrow \rho(h)$

Column density seen by a primary cosmic ray from a vertical direction:

$$X_v(0) = \int_0^\infty \rho(h) dh$$

For an isothermal atmosphere:

$$X_v(h) = X_0 \exp -\frac{h}{h_0}$$

where h is the height above sea level, $h_0 \simeq 6.4 km$ and $X_0 \simeq 1030 g/cm^2$.

Moreover, the term d_i expressed in g/cm^2 becomes $d_i \times X_v(h)/h_0$. For an angle θ different from the vertical, this becomes $d_i \times X_v(h)/(\cos \theta h_0)$

$\Rightarrow$

$$\frac{1}{d_i} = \frac{m_i c^2 h_0}{E c \tau X \cos(\theta)} = \frac{\epsilon_i}{E X \cos(\theta)}$$

where:

$$\epsilon_i = \frac{m_i c^2 h_0}{c \tau}$$

is the *critical energy* for decay (energy above which a meson is more likely to interact than decay).

raggi cosmici nell'atmosfera [4]

Per un π carico: $\varepsilon_1 \cong 115 \text{ GeV}$

Per un K carico: $\varepsilon_1 \cong 850 \text{ GeV}$

***Per uno spettro primario che va come $E^{-(\gamma+1)}$,
le soluzioni sono:***

Per i nucleoni:

$$\frac{dN_n}{dXdE_n} = K_n E_n^{-(\gamma+1)} e^{-\frac{X}{\Lambda}}$$

dove:

$$\Lambda = \frac{\lambda_n}{1 - Z_{nn}}$$

e Z_{nn} contiene la "fisica" dell'interazione.

raggi cosmici nell'atmosfera [5]

Per i $\pi^\pm$:

$$\frac{dN_\pi}{dXdE_\pi} = K_\pi E_\pi^{-(\gamma+1)} \frac{Z_{n\pi}}{1 - Z_{nn}} \frac{\Lambda_\pi}{\Lambda_\pi - \Lambda_n} \left(e^{-\frac{X}{\Lambda_\pi}} - e^{-\frac{X}{\Lambda_n}} \right)$$

dove:

$$\Lambda_\pi = \frac{\lambda_\pi}{1 - Z_{\pi\pi}}$$

$$\Lambda_{\pi n} = \frac{\lambda_n}{1 - Z_{\pi n}}$$

Simulazioni MC e misure sperimentali (Auger)

Sciami con zenit $< 60^\circ$

Sciame di 10^{19} eV produce, al suo massimo, 7×10^9 particelle $\sim$ vicine all'asse dello sciame ($\sim$ direzione part. incidente)

80% delle particelle entro ~ 100 m dall'asse

$$E \cong 2.2 \int N_e(x) dx \quad (\text{MeV})$$
$$2.2 \text{ MeV}/(\text{g cm}^2) = \frac{dE}{dx} \text{ per elettroni all'energia critica}$$

$\int N_e(x) =$ numero di particelle dello sciame alla profondita` atmosferica $X(\text{g/cm}^2)$

Energia della particella primaria:

Sciami con angoli maggiori
(**sciami orizzontali**) dominati da mesoni μ
 $\leftarrow$ componente e.m. fortemente assorbita.

Caratteristiche degli sciami atmosferici

Extended Air Showers EAS)

Caratteristiche di interesse:

- a) funzione di distribuzione laterale (densita' di particelle in funzione della distanza dall'asse dello sciame) ottenibile direttamente nel caso dei rivelatori di superficie; dalla distribuzione della luce Cerenkov nel caso dei rivelatori Cerenkov, o dei mesoni μ prodotti nel decadimento dei π nel caso di rivelatori underground*
- b) Sviluppo longitudinale: ottenibile in modo indiretto da quello laterale, oltreche dalla distribuzione dei tempi di arrivo*

Composizione degli sciami: essenzialmente elettromagnetica (ma con contributi di μ e neutrini)

- c) sviluppo simulabile in dettaglio facendo uso di programmi MC*
- d) caratteristiche generali ottenibili con considerazioni semplici*

Sciame di elettroni e fotoni

processi elementari:

elettroni $\rightarrow$ bremsstrahlung e ionizzazione

fotoni $\rightarrow$ produzione di coppie e scattering Compton

Ad alte energie: lunghezza media R per produzione di coppie da fotoni circa uguale alla lunghezza di radiazione per bremsstrahlung

Energia critica ε_c (elettroni):

Perdite d'energia per ionizzazione dominano su quelle per bremsstr.

Energia critica per fotoni:

Perdite d'energia per scattering Compton dominano su quelle per produzione di coppie

Modello-giocattolo di Heitler (1944)

Fotone incidente di energia $E_0 \rightarrow$ distanza R prima di produrre una coppia elettrone-positrone – ciascuno di energia $E_0 / 2$

Dopo un ulteriore percorso $R \rightarrow$ leptone produce un fotone (bremsstrahlung) $\rightarrow$ fotone prodotto e leptone: energia $E_0 / 4$

$\rightarrow$ 4 particelle, ciascuna avente $1/4$ dell'energia incidente

Dopo una distanza $n R \rightarrow 2^n$ particelle, ciascuna di energia $E_0 / 2^n$

Processo di moltiplicazione termina quando l'energia media uguaglia l'energia critica ϵ_c

5.2 Lo sciame Elettromagnetico

- E' indotto dal decadimento dei mesoni neutri $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$
- Il principale meccanismo di interazione dei fotoni è la creazione di coppie, la perdita di energia descrivibile da:

$$-\frac{dE}{d\xi} = \frac{E}{\xi_o} \Rightarrow E(\xi) = E_o \exp\left(-\frac{\xi}{\xi_o}\right)$$

- Definiamo la grandezza: $R = +\xi_o \ln 2$

da cui:

$$E(R) / E_o = \exp\left(-\frac{\xi_o \ln 2}{\xi_o}\right) = \frac{1}{2}$$

- Ciò significa che un elettrone ha 50% di probabilità di emettere un γ per bremsstrahlung dopo R.

- Sviluppo dello sciame EM in atmosfera.
- Fotoni (creazione di coppie) ed elettroni (bremmstrahlung) hanno la stessa $R = \ln 2 \, \xi$: il numero di particelle *raddoppia* ogni R .

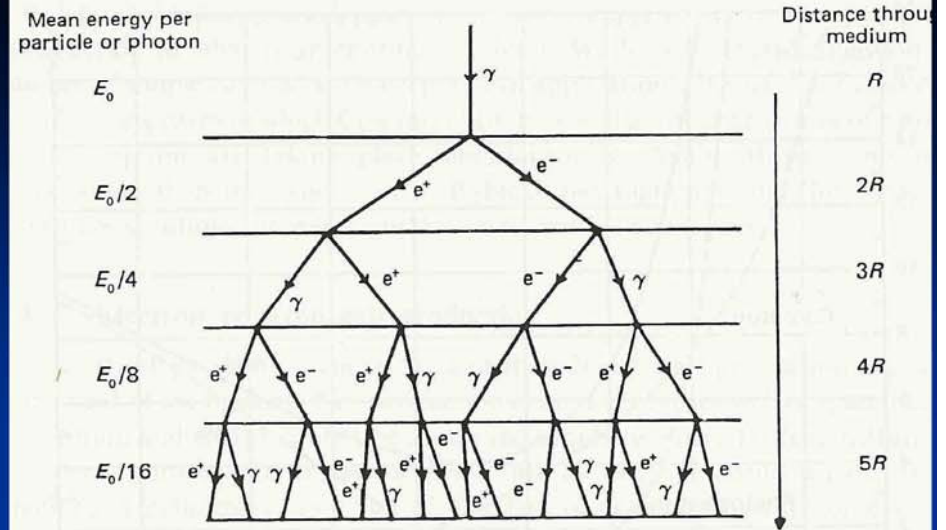


Figure 4.17. A simple model for an electromagnetic shower.

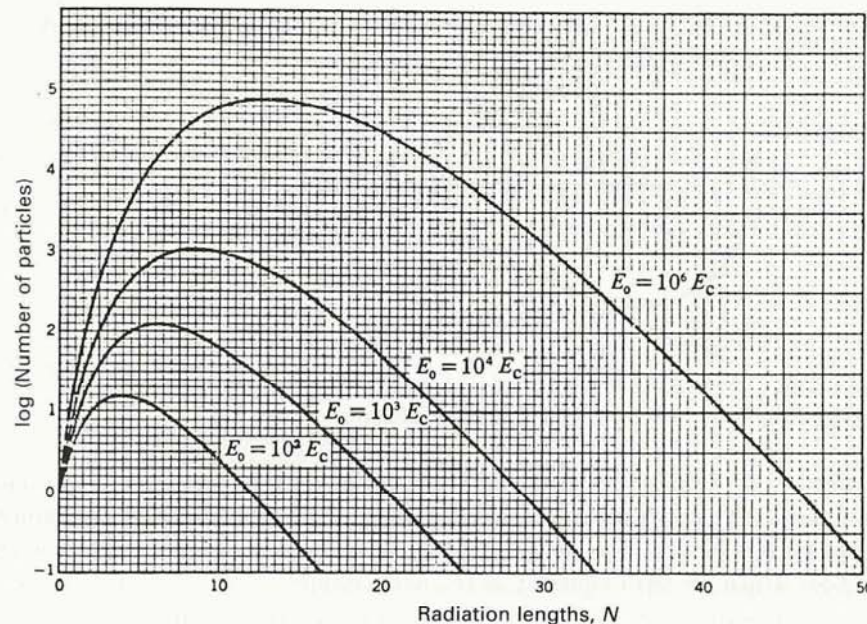


Figure 4.18. The total number of particles in a shower initiated by an electron of energy E_0 as a function of depth through the medium measured in radiation lengths N ; E_c is the critical energy. (From B. Rossi and K. Greisen (1941). *Rev. Mod. Phys.*, **13**, 240.)

- Lo sciame si arresta quando l'energia media delle particelle uguaglia l'energia critica.
- In aria, $E_c = 80 \text{ MeV}$
- $R(\text{aria}) \sim 40 \text{ g cm}^{-2}$
- Atmosfera = 25 lunghezze di radiazione

Profondità e massimo dello sciame EM

- Il numero di particelle prodotte dopo nR : $N=2^n$
- Energia media di ciascuna particella alla profondità nR in atmosfera: $E_{nR}=E_0/2^n$
- Lo sviluppo si arresta quando l'energia media di una particella uguaglia l'energia critica E_c
- Per un certo valore di n^* , si verifica la condizione:
$$E_{n^*R}=E_0/2^{n^*}=E_c \quad (\text{massimo dello sciame})$$
- Il numero di particelle al massimo: $N_{\max}=2^{n^*}=E_0/E_c$
- La profondità (in g cm^{-2}) del massimo:
$$D=n^*R = n^* \ln 2 \, \xi_0 = \xi_0 \ln(E_0/E_c)$$
- (La lunghezza di radiazione in aria: $\xi_0 = 37 \text{ gcm}^{-2}$)

Caratteristiche degli sciami

$$X_{\max} = (R/\ln 2) \ln (E_0 / \varepsilon_c)$$

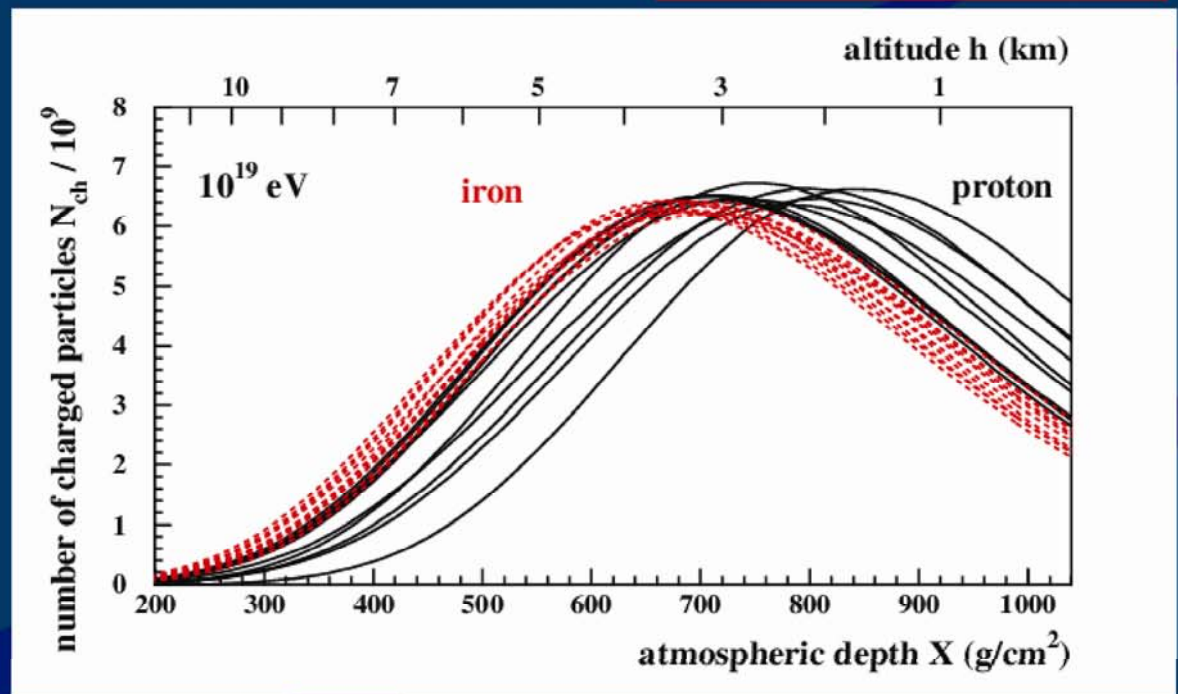
→ la "profondità" del massimo dello sciame dipende in modo *logaritmico* dall'energia incidente.

Per sciami adronici il risultato dipende dalle caratteristiche dell'interazione; mediamente:

$$N_{\max} = (1.1-1.6) E_0 \text{ (GeV)}$$

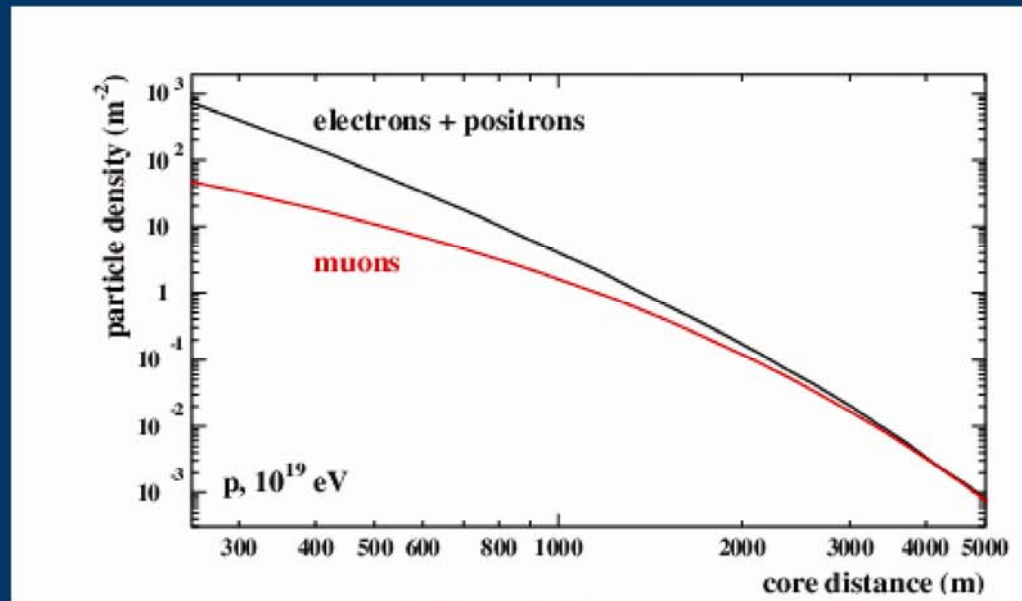
Per energie dell'ordine dell'EeV → c circa 10^9 particelle

- Il numero di particella al massimo dipende linearmente da E_0
- Solo una frazione ($\sim 1/3$) di E_0 viene convertita nello sciame EM; dalla misura (effettuata a *campionamento* con un rivelatore di sciame estesi) del numero di particella si può risalire tramite MC ad E_0 . In genere: $E_0 = (1.1 \div 1.6) N_{\max} \text{ (GeV)}$.
- La profondità D del massimo dello sciame dipende in maniera logaritmica dall'energia del primario: $D \propto \xi_0 \ln(E_0/E_c)$
- Il n. di particelle non alla posizione del massimo D è una funzione più complicata dell'energia ($\rightarrow$ MC).



Distribuzione laterale dello sciame EM

- La maggior parte delle particelle che arrivano al suolo sono e^+, e^- . La frazione tra numero di μ e di e e' circa 1/100.
- I Muoni rivelati provengono prevalentemente dalla sommita' dell'atmosfera. Il loro numero aumenta all'aumentare del numero di massa del primario (meno energia per nucleone $\rightarrow$ maggiore probabilita' dei pioni di decadere invece di interagire con altri nuclei dell'atmosfera.)



Sviluppo degli sciame adronici (1)

Sovrapposizione di singoli sciame elettromagnetici prodotti da decadimenti dei π^0 , prodotti a loro volta da adroni nel "core" dello sciame (adroni $\rightarrow$ piccolo P_t)

A profondita' atmosferiche oltre il massimo dello sciame $\rightarrow$ scarso contributo dal "core" dello sciame $\rightarrow$ sciame simile ad uno e.m.
Dimensione $N(t)$ dello sciame decresce esponenzialmente, con $\lambda \sim 200 \text{ g/cm}^2$

Per profondita' minori, andamento dipendente dalle interazioni adroniche e natura della particella incidente

Profondita' della prima interazione: dipendente dalla lunghezza d'interazione adronica (protoni: 70 g/cm^2 ; Fe: 15 g/cm^2 ad energie del PeV)

Sviluppo degli sciami adronici (2)

Interazione di un protone: circa meta' dell'energia persa nella prima collisione. Fluttuazioni nella posizione della prima collisione e nella frazione di energia persa $\rightarrow$ fluttuazioni in $X_{\max}$

Sciame indotto da nucleo di energia E_0 e peso atomico $A \sim$

A sciame indotti da protoni, di energia $E_0 / A \rightarrow$

$X_{\max}$ piu' piccolo e minori fluttuazioni sulla sua posizione

Modelli di sciame adronici $\leftarrow$ incertezze sulla fisica delle particelle alle energie di interesse

Espressione analitica approssimata (basata su simulazioni MC:

Gaissner&Hillas)

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

X_0 = punto d'interazione iniziale ; $\lambda = 70 \text{ g/cm}^2$

Sciame adronici: sviluppo longitudinale (1)

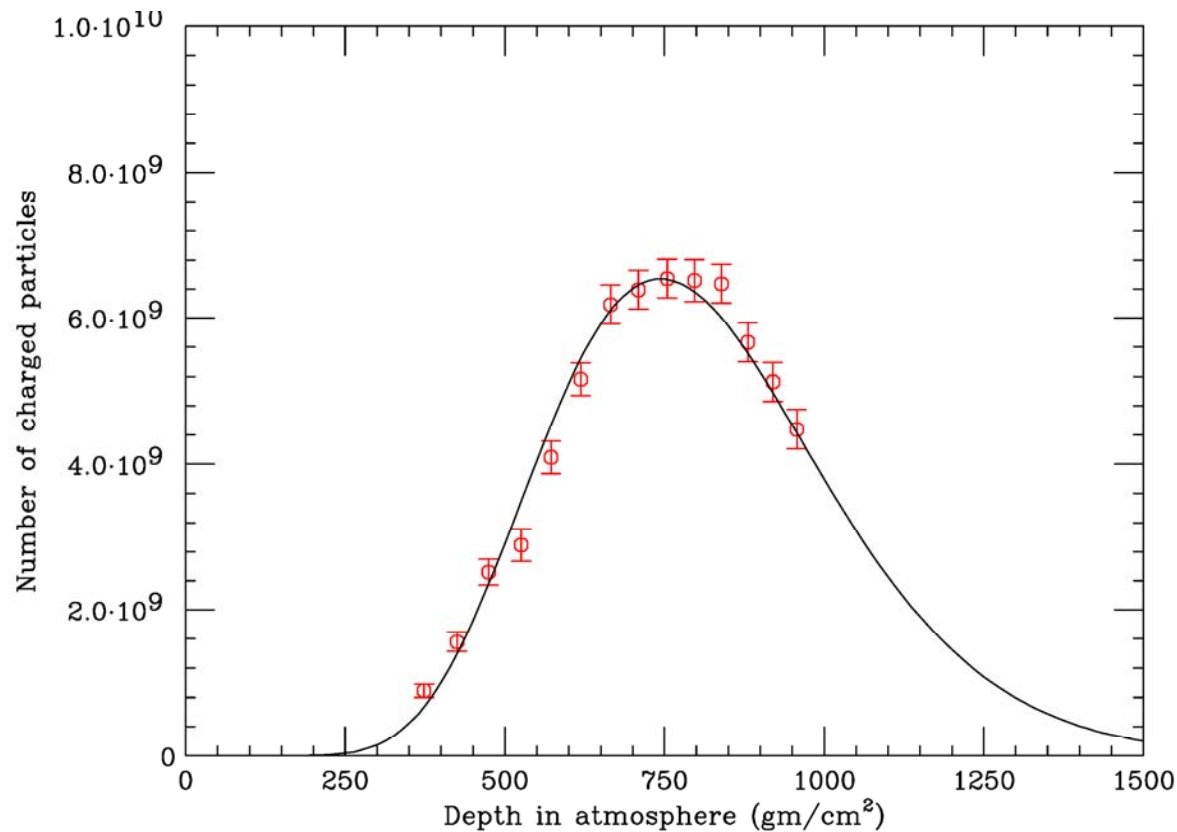


Figure 11: Longitudinal development of a 9 EeV shower in the atmosphere. The solid line is an empirical fit to the shower development. The red points are the measurements of the shower development by detection of its nitrogen fluorescence.

Sciami adronici: sviluppo longitudinale (2)

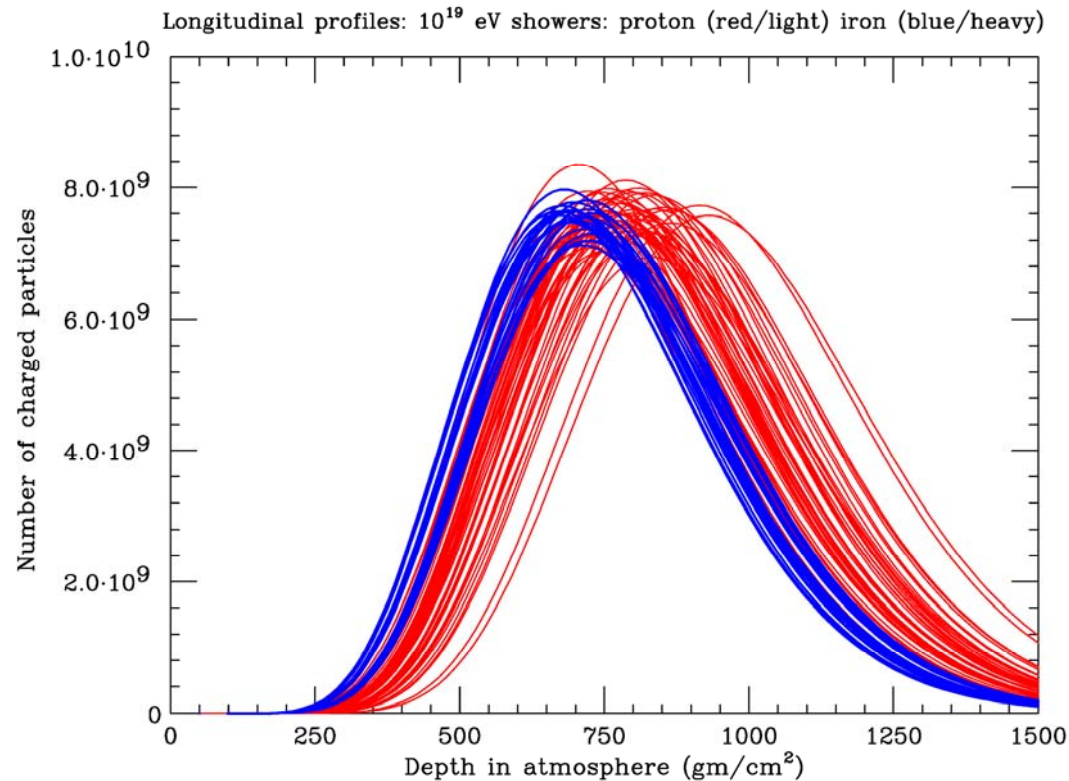


Figure 12: Simulated shower profiles for proton (light profiles) and iron (heavy profiles).

P: $\langle X_{\max} \rangle = 780 \text{ g}/\text{cm}^2$; spread: $\sigma=53 \text{ g}/\text{cm}^2$

Fe: $\langle X_{\max} \rangle = 700 \text{ g}/\text{cm}^2$; spread: $\sigma=22 \text{ g}/\text{cm}^2$

Fluttuazioni

Posizione del max: $X_{\max}$ fluttua come conseguenza delle fluttuazioni nella posizione della prima interazione

Fluttuazioni minori per nuclei pesanti ! (anche $X_{\max}$ e' minore)

Fluttuazioni minori poiche' e.g. nel caso del Fe $\rightarrow$ 56 nucleoni $\rightarrow$ 56 sciame di singolo nucleone, ciascuno dei quali ha 1/56 dell'energia

Minore energia $\rightarrow$ minore $X_{\max}$

($X_{\max}$ e' una funzione crescente dell'energia)

Elongation rate (1)

Per uno sciame e.m.:

$$X_{\max} = (R/\ln 2) \ln(E/\epsilon_c) \sim \xi_0 \ln(E/\epsilon_c)$$

Elongation rate: $ER = dX_{\max}/d\log E$ incremento di $X_{\max}$ per decade di energia

$$dX_{\max}/d\log E = d/d\log E (\xi_0 \ln E)$$

$$\xi_0 \ln E = \xi_0 \log E \cdot \ln 10 = 2.3 \xi_0 \log E \rightarrow$$

$$ER = 2.3 \xi_0 = 84 \text{ g/cm}^2/\text{decade}$$

(energia critica in aria = 80 MeV; $\xi_0 = 36 \text{ g/cm}^2$)

Per adroni ER alquanto minore

Modello: prima interazione (energia E) $\rightarrow N \pi^0 = 2N$ sciame

e.m. di energia $E/2N \rightarrow X_{\max} = \xi_0 \ln(E/2N\epsilon_c) \rightarrow$

$$ER = 2.3 \xi_0 [1 - d(\ln N/d\log E)] < 2.3 \xi_0$$

Elongation rate (2)

Per uno sciame adronico:

Elongation rate: $ER = (1-B) \xi_0$

con: $B = B_g + B_\lambda$

dove: $B_g = d \ln[n(E)] / d \ln(E)$ (rate di aumento della molteplicità dei secondari con l'energia)

$B_\lambda = \beta d(\lambda_N + \lambda_\pi) / d(\ln E)$ (dipendenza dall'energia delle lunghezze di interazione per nucleoni e mesoni π)

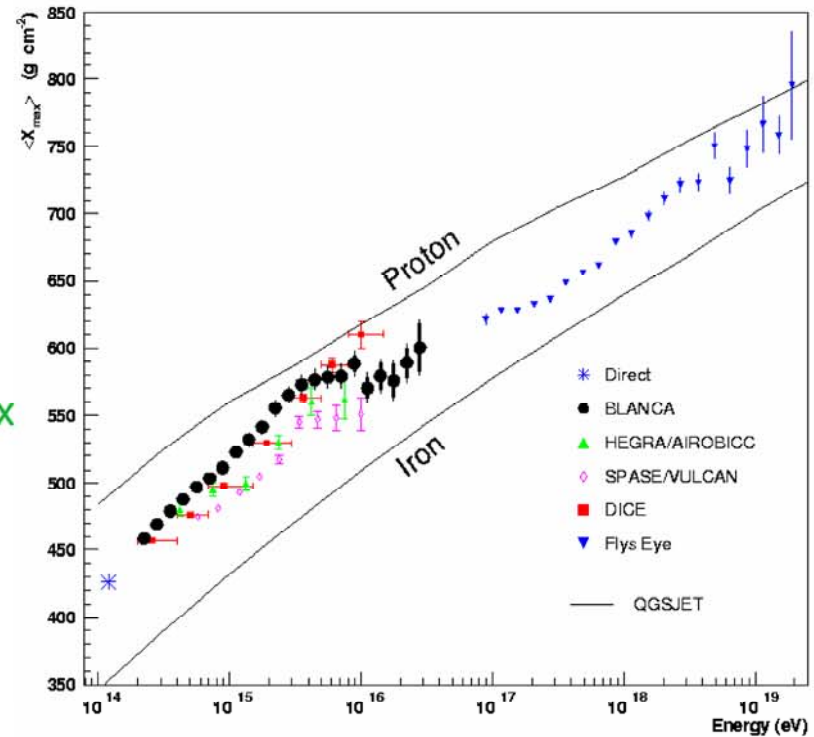
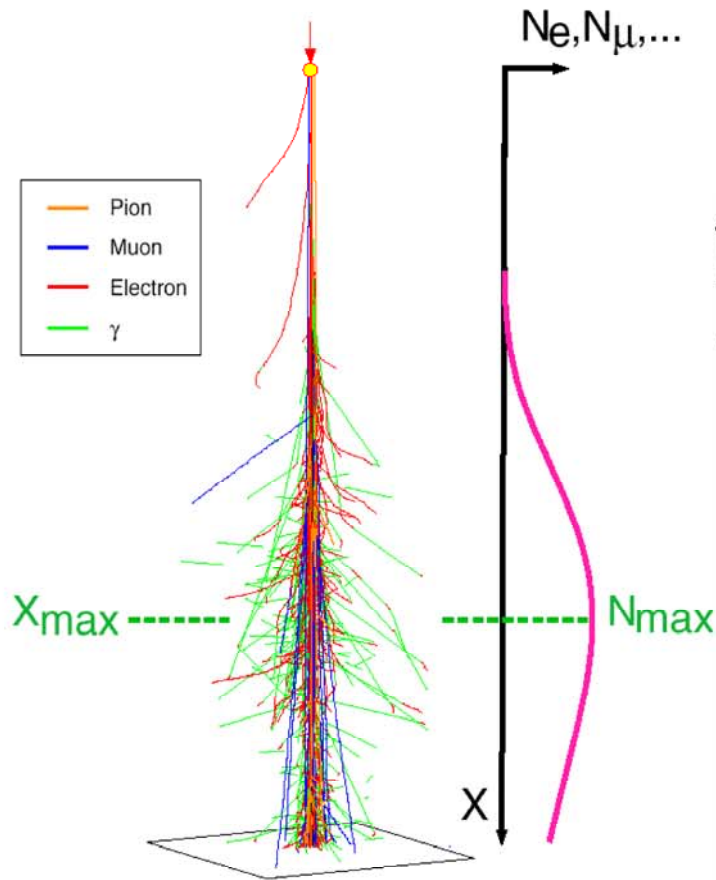
Misure agli acceleratori per energie fino al TeV:

$$ER \sim 70-80 \text{ g/cm}^2$$

ER utile per distinguere tra nuclei primari diversi

Composizione in massa da $X_{\max}$

Mass composition from shower depth



Distribuzione laterale (1)

La piu' gran parte degli esperimenti non misurano direttamente la distribuzione longitudinale, ma quella laterale

Misure in un piano perp. all'asse dello sciame, ad una qualche profondita' atmosferica

Larghezza dominata dallo scattering multiplo degli elettroni (adroni presenti solo nel "core") → distribuzione laterale simile a quella puramente e.m. (a parte i mesoni μ)

$$\rho(r) = \frac{N}{(r_1)^2} f\left(s, \frac{r}{r_1}\right)$$

$$f\left(s, \frac{r}{r_1}\right) = \left(\frac{r}{r_1}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_1}\right)^{s-4.5} \frac{\Gamma(4.5-s)}{2\pi \Gamma(s)\Gamma(4.5-2s)}$$

*$N = n^0$ elettroni
nello sciame*

*$s = \text{"eta" dello
sciame}$*

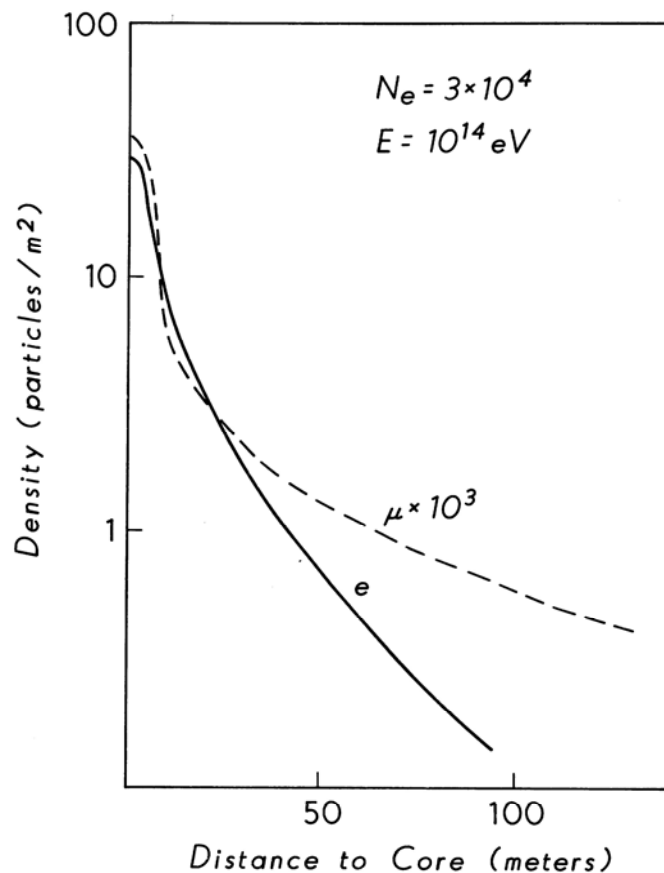
r_1 = raggio di Molire (79 m al livello del mare)

raggio di Molire (in unita' di X_0) = $\frac{\text{costante di scattering multiplo}}{\text{energia critica}}$

Distribuzione laterale muoni vs e.m.

*numero di μ dipendente da
probabilità di **decadimento**
vs **interazione***

*Componente muonica riflette
le proprietà dell'adrone iniziale*



$$\rho_{\mu}(r) = 18 r^{-0.75} \left(1 + \frac{r}{320} \right)^{-2.5} \left(\frac{N_e}{10^6} \right)^{0.75} \quad (\mu/\text{m}^2)$$

Distribuzione laterale dei μ per sciami di diverse dimensioni

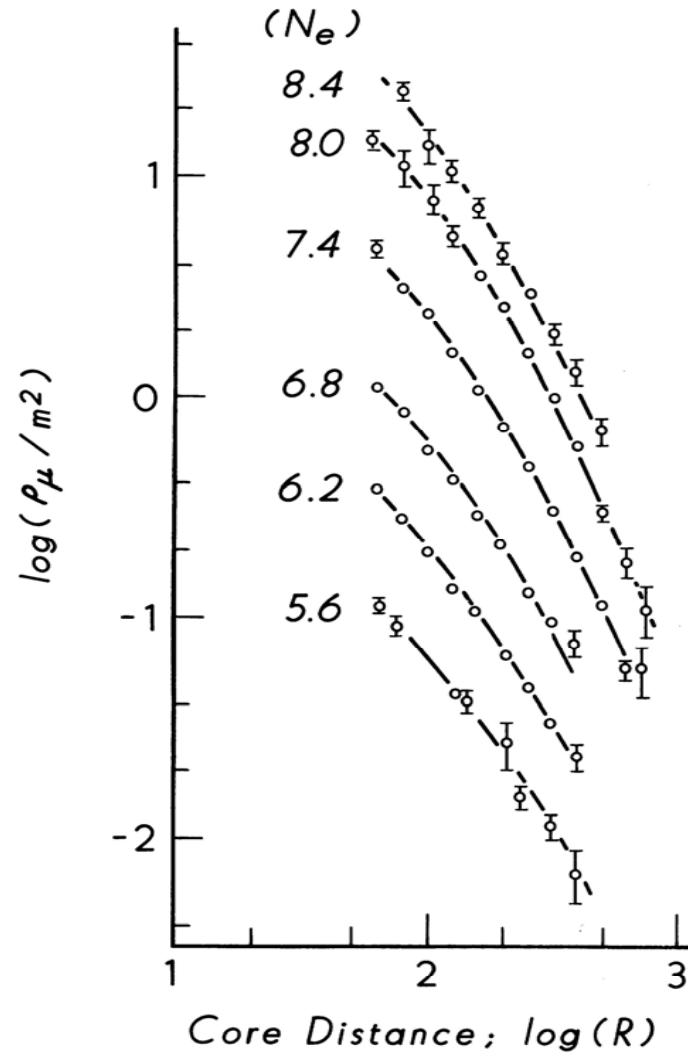


FIGURE 3.4 The muon lateral distribution for R in meters for different shower sizes ($\log N_e$). Circles are data, solid lines are result of fitting Eq. 3.8.

Sciame: sviluppo laterale per particelle incidenti diverse (p, Fe, γ)

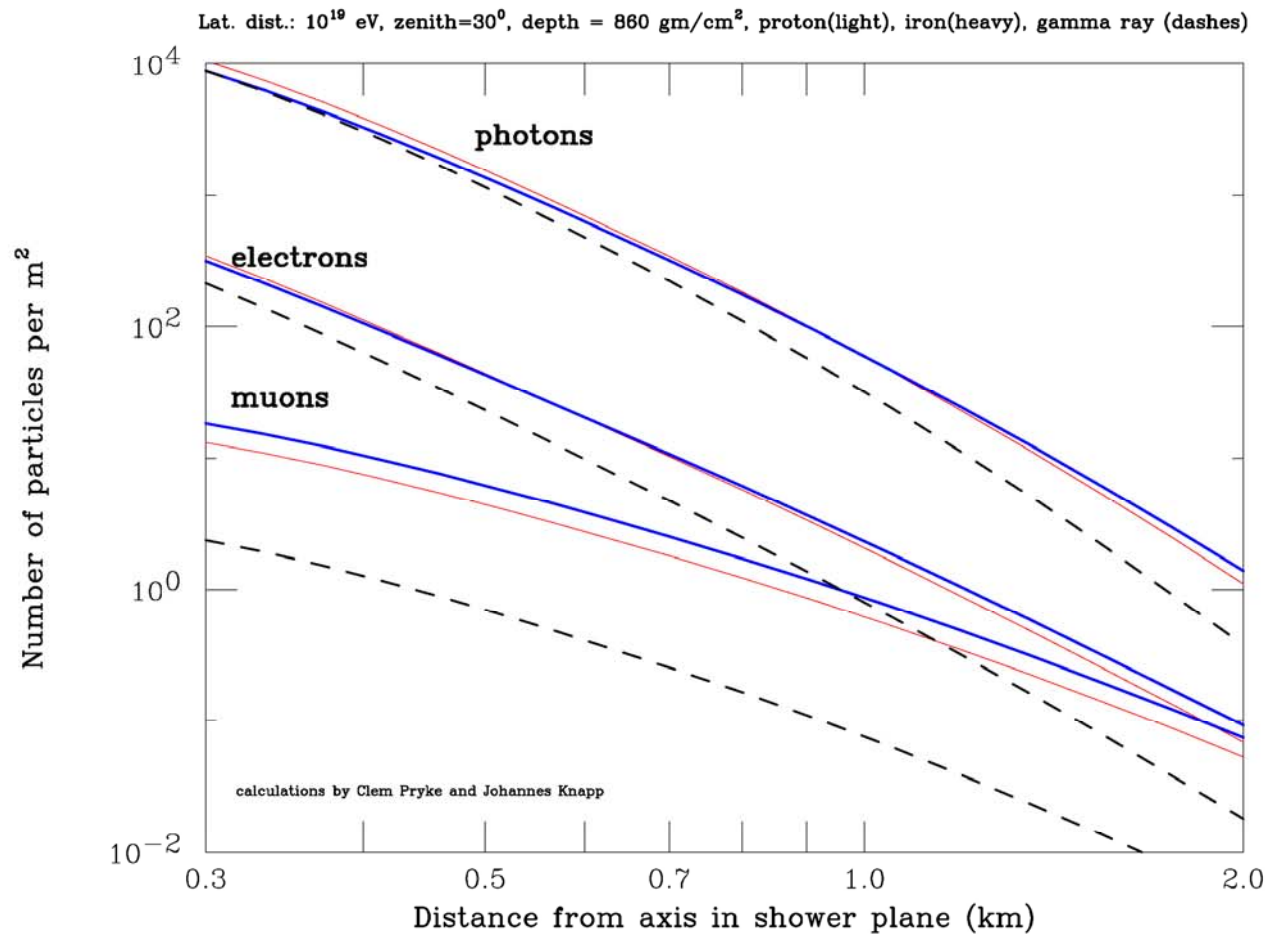


Figure 13: Simulations of the lateral distribution of shower particles. The curves are averages over many showers. These are the densities in the plane perpendicular to the axis of 10^{19} eV proton, iron, or gamma ray initiated showers.

Distribuzione laterale

- Contributo degli adroni trascurabile a distanze maggiori di circa 100 m
- Densita` di fotoni quasi uguale per sciame da P e da Fe tra 500 e 1000 m
- Densita` di elettroni “ “ “ “

Sciame da Fe comincia a svilupparsi piu` in alto → particelle piu` disperse
Ma anche piu` attenuate → due effetti si compensano

Sciami indotti da fotoni molto diversi (distribuzione molto piu` “stretta”)
Si sviluppano molto piu` in profondita` nell’atmosfera →
facile identificazione

Inoltre, contributo dei μ negli sciame iniziati da fotoni molto minore (5 volte)

Densita' di μ per Fe e P

Sperimentalmente sciame iniziati da Fe generano 1.45 volte piu' μ che quelli iniziati da P.

Spiegabile (qualitativamente) facendo uso del modello di "sovrapposizione" (sciame iniziato da Fe = 56 sciame iniziati da P, ciascuno di energia $1/56 E$).

Dato empirico: $\mu/em \sim E^{0.92}$

Inoltre: $N_e \sim E \rightarrow$

$$\begin{aligned}\mu(\text{Fe})/\mu(\text{P}) &= [\underbrace{\mu(\text{Fe})/em(\text{Fe})}_{(E/56)^{0.92}}] [\underbrace{em(\text{Fe})/em(\text{P})}_{56}] [\underbrace{em(\text{P})/\mu(\text{P})}_{E^{-0.92}}] = \\ &= 56/56^{0.92} = 56^{0.08} = 1.38\end{aligned}$$

Distribuzioni in energia

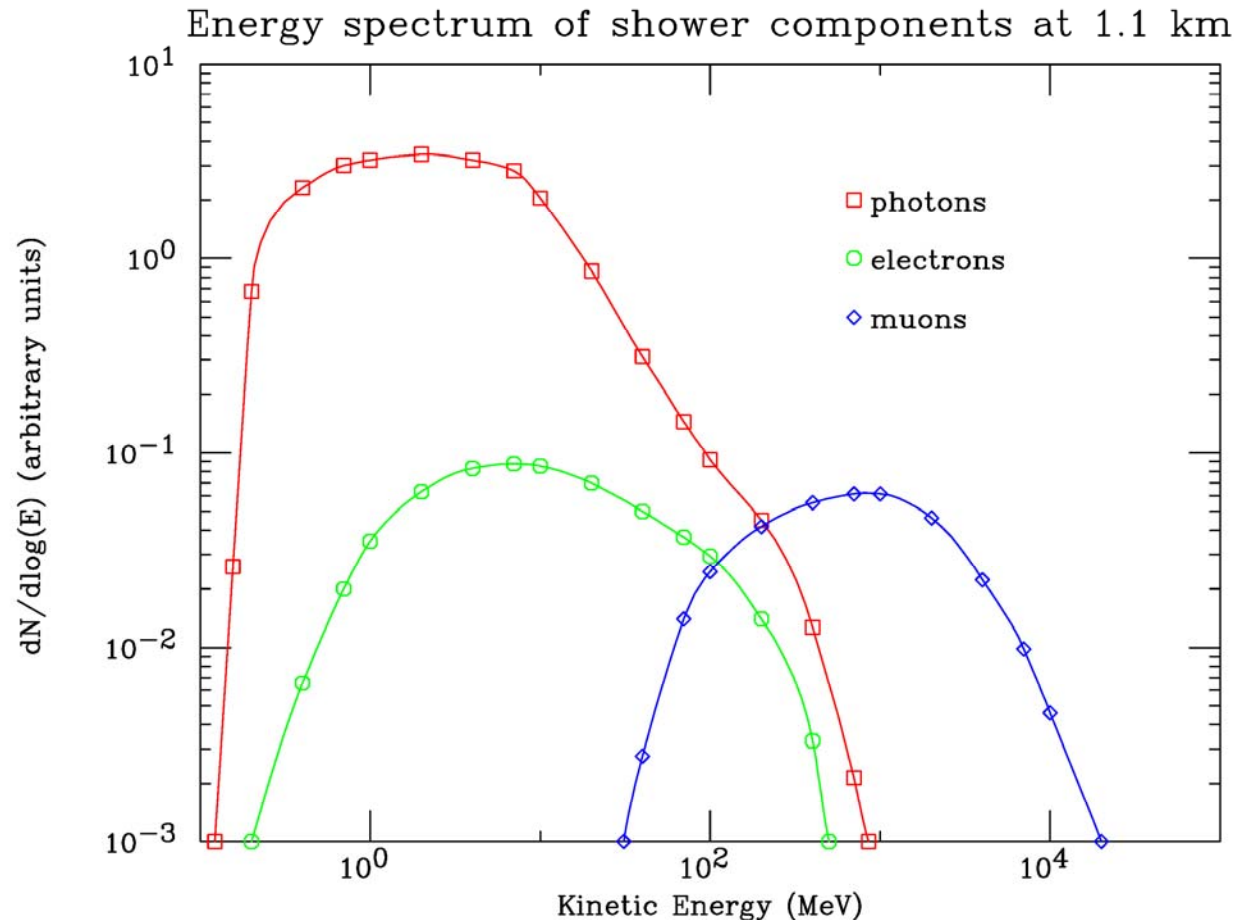
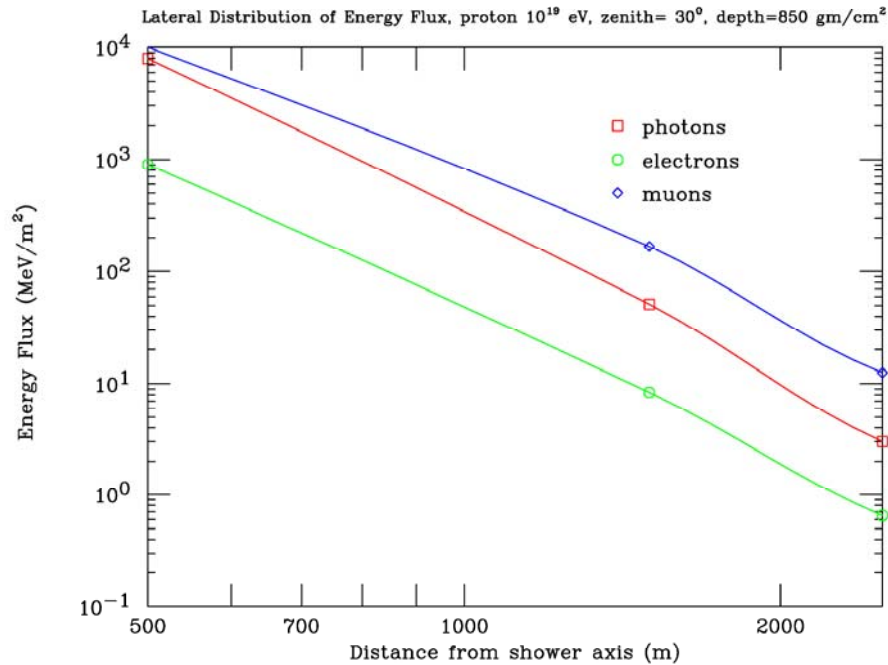


Figure 15: Energy spectrum of the shower components at 1.1 km. The spectrum of the electromagnetic components does not vary much beyond 1 km. At 2 km the peak of the muon spectrum is shifted from 1 GeV to 600 MeV.

Distribuzioni laterali integrate dell'energia per ciascun componente dello sciame



*A grandi distanze dall'asse il flusso
di energia ← muoni*

Figure 16: The lateral distribution of the integrated energy flux for each shower component.

Distribuzioni laterali energia per ciascun componente dello sciame

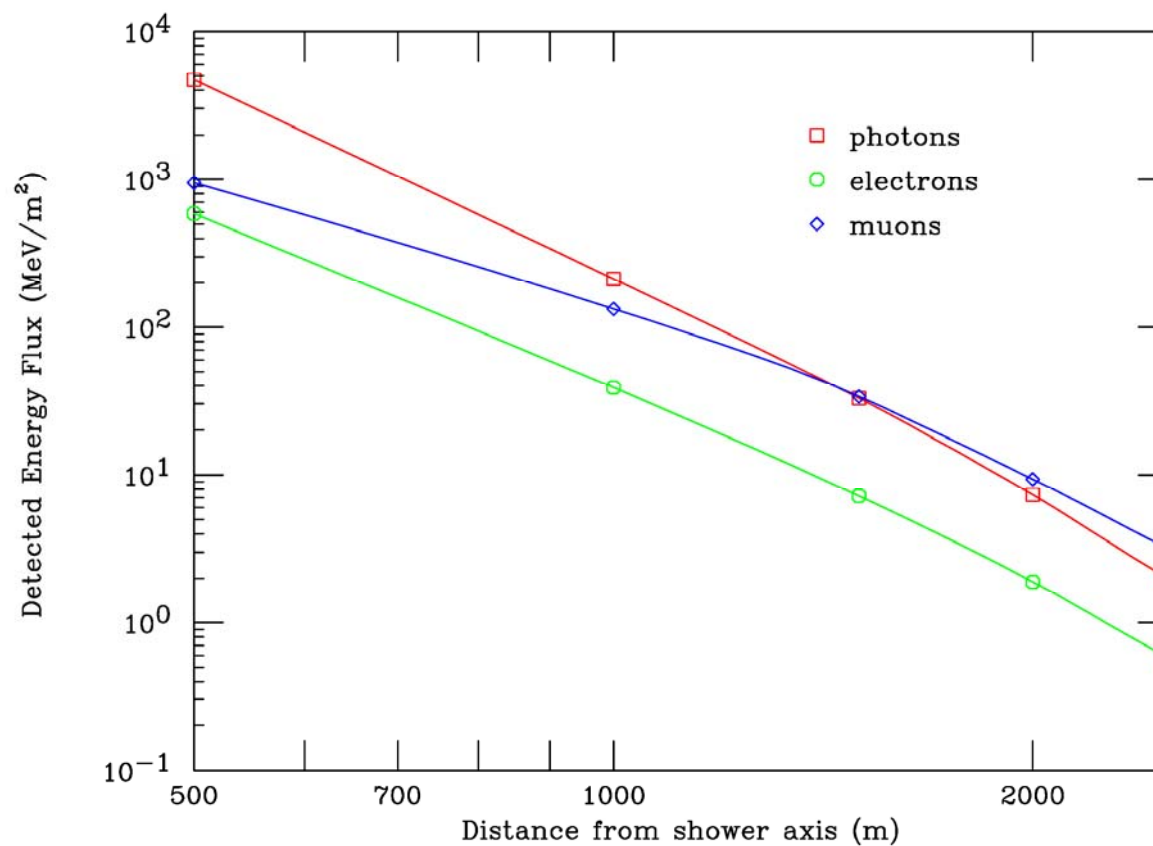
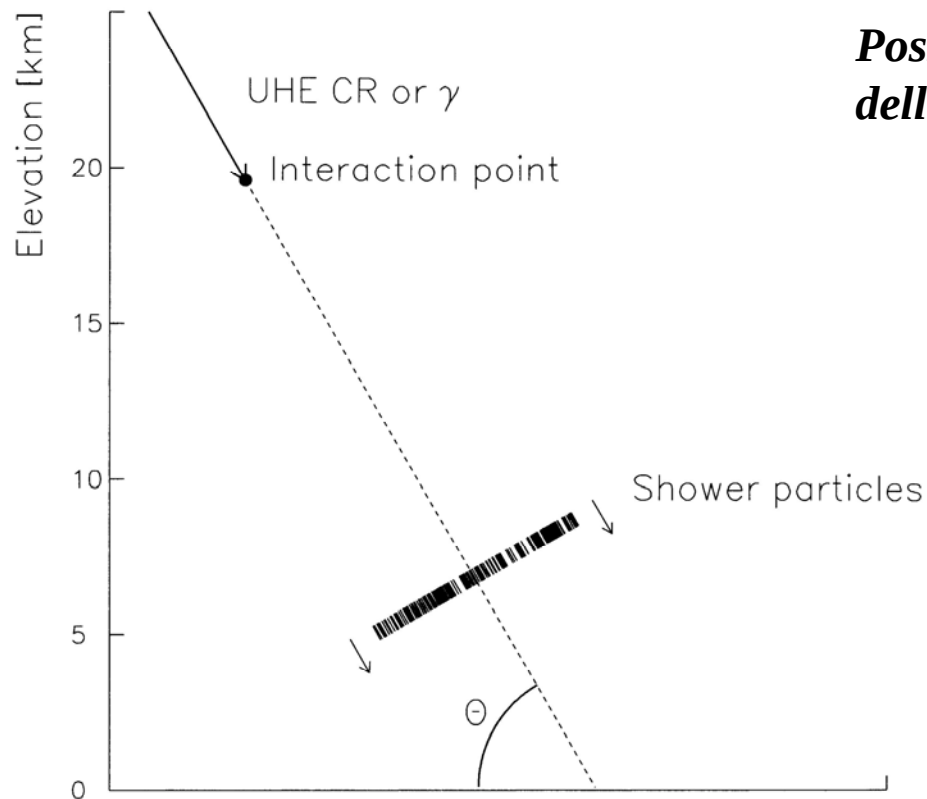


Figure 17: The lateral distribution of the detected energy flux for each shower component.

Informazione temporale (1)



*Possibile ricostruire la direzione
dell'asse dello sciame (primario)*

Fig. 12.4. Schematic view of an air-shower. The arrival times for the wavefront of shower particles at the detector surface are used to reconstruct the angle of the primary particle. The shower particles arrive at the ground in narrow 'pancake'-like sheets.

Informazione temporale (2)

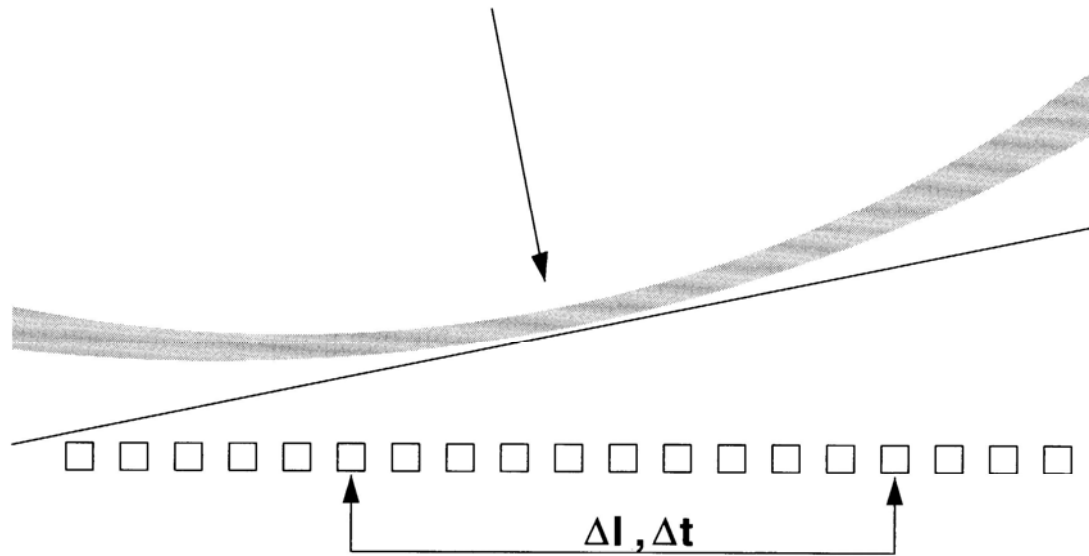


Fig. 8.14. Simplified one-dimensional sketch of the derivation of the shower direction. The shower front is projected on the plane defined by the shower azimuthal angle.

Distribuzioni integrali dei tempi d'arrivo

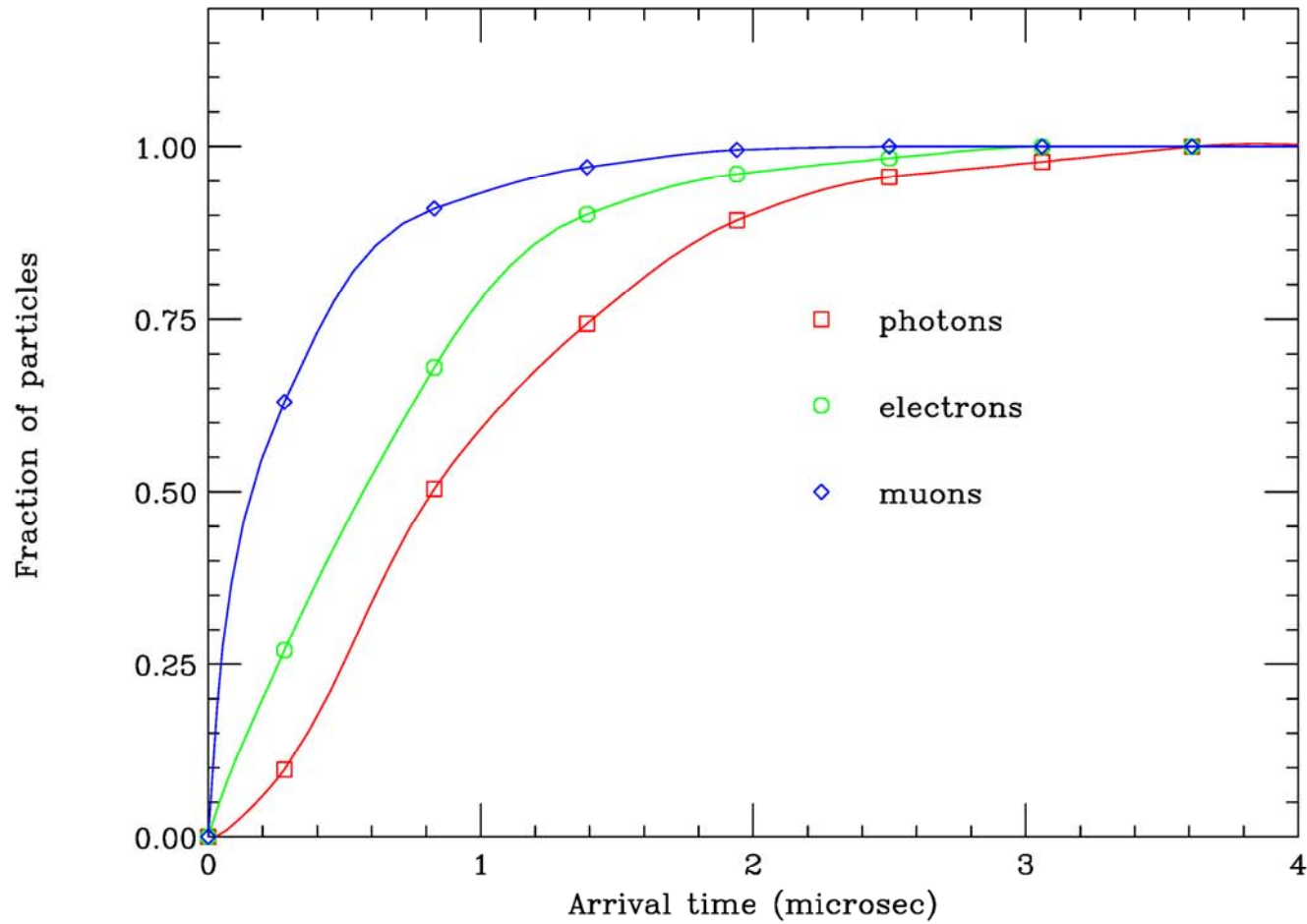


Figure 20: Integral arrival time for the components of a young shower of 10^{19} eV. The distance to the shower axis is 1 km.

Fine