

Astrofisica e particelle elementari

aa 2010-11

Lezione 3

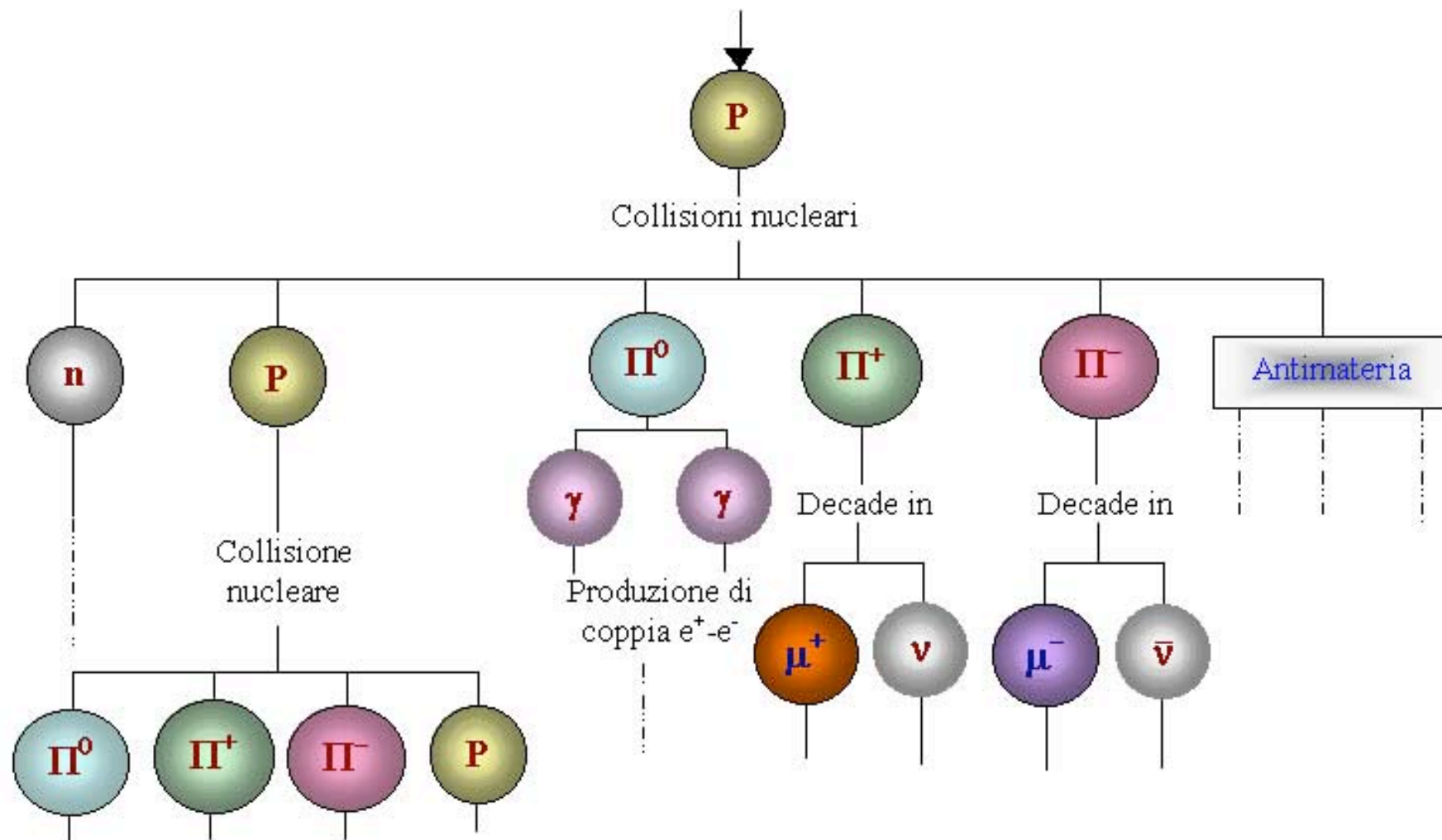
- RC secondari
- Propagazione RC nell'atmosfera
- Passaggio particelle nella materia
- Sciami elettromagnetici
- Sciami adronici
- Sciami atmosferici
- Modulazione solare

Bruno Borgia

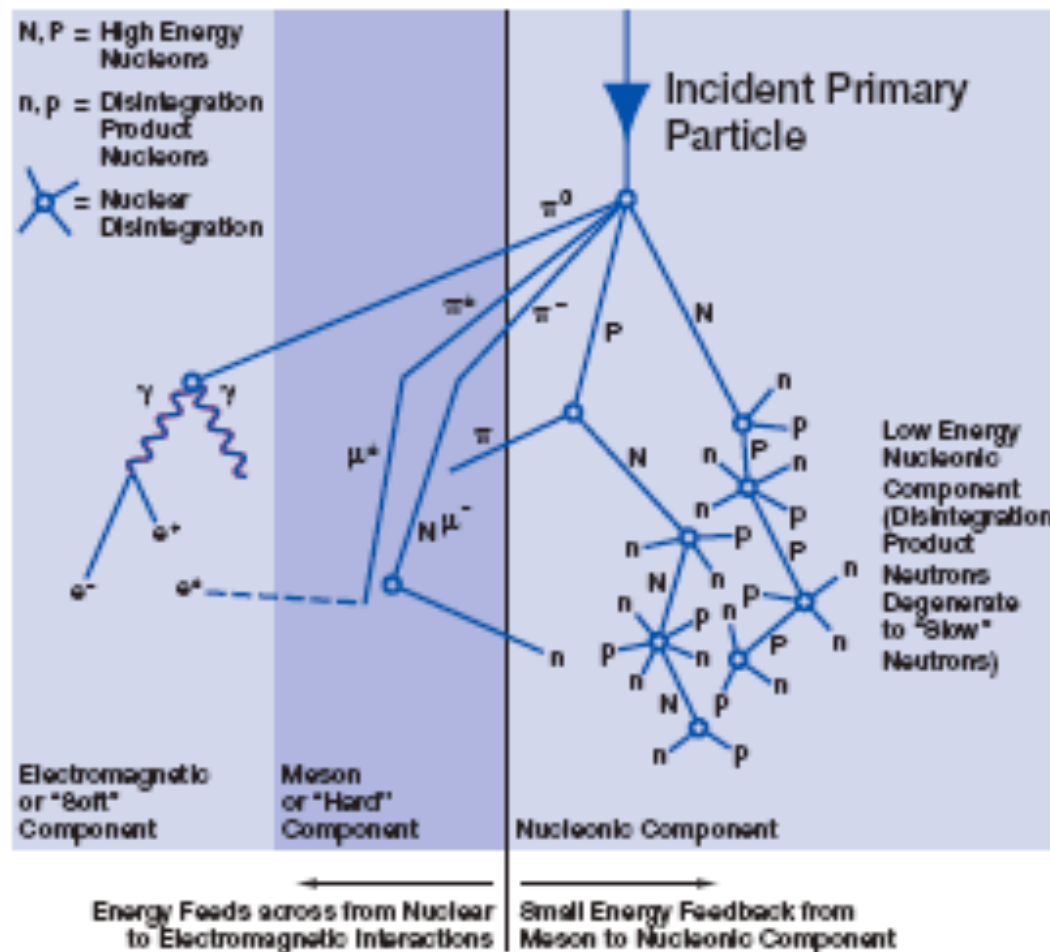
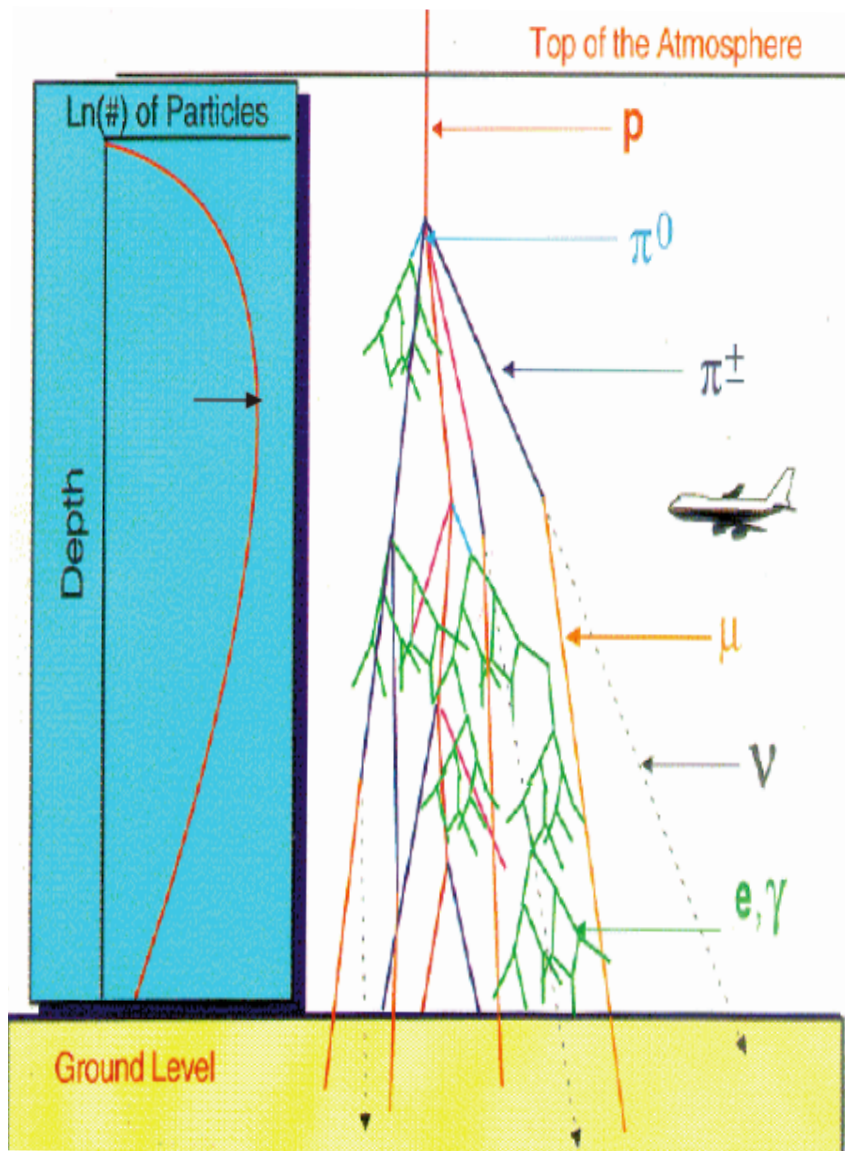
RC SECONDARI

- Propagazione di particelle in atmosfera descritta da equazioni di trasporto, RC secondari prodotti in atmosfera dai primari (protoni, nuclei)
 - componente dura o penetrante, μ
 - componente molle, elettroni, gamma
- Caratteristiche generali:
 - spessore atmosfera $X \approx 1030 \text{ g/cm}^2$
 - λ interazione protoni in atmosfera ($A \approx 14.5$) $\approx 100 \text{ g/cm}^2$
 - λ interazione nuclei $\approx 10 \text{ g/cm}^2$
- Nella stratosfera si creano principalmente π^\pm π^0 e K ($\approx 10\% \pi$).
- π e K sono instabili. Vita media dei π^\pm : $\tau = 26 \text{ ns}$; π^0 : $\tau = 8 \cdot 10^{-17} \text{ s}$
 - $\lambda_{\text{dec}} = \gamma c \tau$ $\gamma = E/mc^2$
 - $E_\pi = 1 \text{ GeV}$ $\lambda_{\text{dec}} = (1/0.140) 3 \cdot 10^8 26 \cdot 10^{-9} = 56 \text{ m}$

(T.G.Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics; Cambridge U.P.)



RC SECONDARI



RC SECONDARI

Atmosfera isoterma

profondità $X(\text{g/cm}^2)$ in verticale $X_v = X_0 e^{-h/H}$

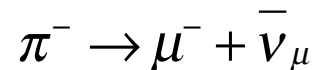
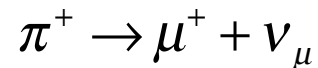
dove $X_0 = 1030 \text{ g/cm}^2$

$H = 6.5 \text{ km}$

I π^\pm di 1 GeV hanno un cammino di decadimento di 56 m

In 56 m la variazione di spessore dell'atmosfera è di $\Delta X/X = -\Delta h/H = 56/6500 \approx 1\%$

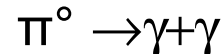
Quindi i π di 1 GeV decadono in volo



I π iniziano ad interagire quando $\lambda_{\text{dec}} \approx H$ ovvero per $E_\pi \approx 100 \text{ GeV}$.

Infatti $\lambda_{\text{dec}} = \gamma c \tau = (100/0.140) 3 \cdot 10^8 26 \cdot 10^{-9} \approx 6 \text{ km}$

I π^0 hanno una vita media brevissima: $\tau = 8 \cdot 10^{-17} \text{ s}$; quindi decadono



I fotoni convertono in coppie di e^+e^- e danno luogo alla componente molle.

RC SECONDARI

μ instabili,

$$E_{\mu} = 1 \text{ GeV}$$

I μ non hanno interazioni nucleari e quindi decadono o arrivano a terra.

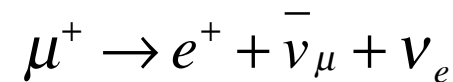
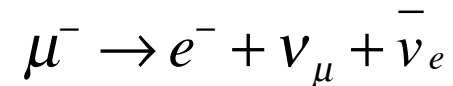
Difatti se $E_{\mu} = 3 \text{ GeV}$ si ha $\lambda \approx 20 \text{ km}$

L'energia persa nell'atmosfera è solo per ionizzazione ovvero $\Delta E/\Delta x \approx 2 \text{ MeV/gcm}^{-2}$;

in totale

$$\Delta E = 2 \times 1030 \approx 2 \text{ GeV}$$

Il decadimento dei μ è:



Poiché i μ provengono dal decadimento dei π , si ha una preponderanza di μ^{+} dovuta alla frammentazione in avanti del protone e al fatto che vi sono più protoni che neutroni. Tra energie da 1 GeV a 100 GeV il rapporto delle cariche va da 1.1. a 1.4. Sotto 1 GeV c'è la dipendenza sistematica per gli effetti geomagnetici.

Al livello del suolo l'intensità dei μ è circa $1 \mu \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ per un rivelatore orizzontale.

Ad energie $> 100 \text{ GeV}$, lo spettro dei μ è più ripido dei rc primari poiché i π interagiscono piuttosto che decadere (vedi dopo).

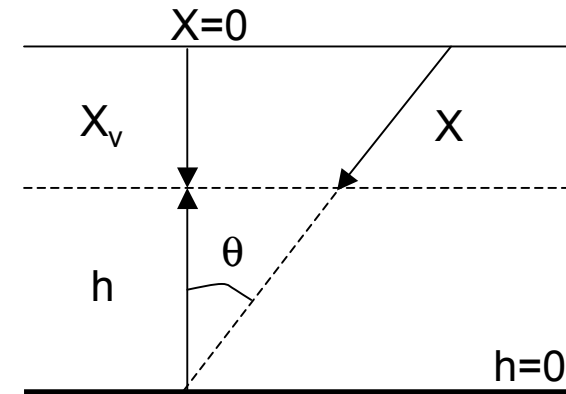
TRASPORTO SECONDARI

La profondità obliqua è $X = X_v / \cos\theta$ e la profondità verticale è data da

$$X_v = \int_h^\infty \rho(h') dh'$$

La relazione $X_v = X_0 e^{-h/H}$ vale per un'atmosfera isoterma e deve essere corretta per la diminuzione della temperatura con l'altezza. In definitiva si ha

$$\rho = X_v / H$$



L'equazione di trasporto dei secondari si scrive

$$\frac{dN_i}{dX} = - \left(\frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{d_i} \right) N_i + \sum_k \int \frac{F_{ik}(E_i, E_k) N_j}{\lambda_k E_i} dE_k$$

dove

d_i è la lunghezza di decadimento in g/cm^2

λ_i è la lunghezza di interazione

F_{ik} è la sezione d'urto inclusiva di una particella k di energia E_k per produrre una particella i con energia E_i

DECADIMENTI

Il decadimento o l'interazione domina a seconda che sia più grande $1/d$ o $1/\lambda$.
Se si esplicita $1/d$, si ha

$$\frac{1}{d} = \frac{\rho}{\gamma c \tau} = \frac{m c^2 H}{E c \tau X \cos \theta} \equiv \frac{\varepsilon}{E X \cos \theta}$$

$$\varepsilon = \frac{m c^2 H}{c \tau}$$

e quindi in definitiva dipende dal rapporto ε/E . Usando il valore $H=6.5$ km, si ha:

Particella	$c\tau$ (cm)	ε (GeV)
μ^\pm	6.6×10^4	1.0
π^\pm	780	115
K^\pm	371	850

Ad energie dei $\pi > \text{TeV}$, i π hanno una probabilità di decadimento $\propto 1/E$, e la maggior parte di essi interagisce prima che abbiano la possibilità di decadere. A causa di questo fattore $1/E$, i μ avranno un indice spettrale più grande dei π genitori (+1).

IONIZZAZIONE

Le interazioni di una particella carica con gli elettroni atomici avvengono con piccolo trasferimento di energia. Il calcolo classico porta la perdita di energia ad una dipendenza da $1/v^2$ dove v è la velocità della particella carica ed è indipendente dalla massa M . L'interazione è illustrata in figura. La particella di alta energia ha carica ze e massa M e poiché $M \gg m_e$ non viene deviata. La distanza minima della particella con l'elettrone è il parametro di collisione b . L'impulso trasferito all'elettrone è $\int F_{\perp} dt$. Per simmetria la forza parallela alla linea di volo della particella ha impulso nullo e quindi dobbiamo tener conto solo della forza perpendicolare alla linea di volo. Allora si ha:

$$F_{\perp} = \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \sin \theta$$

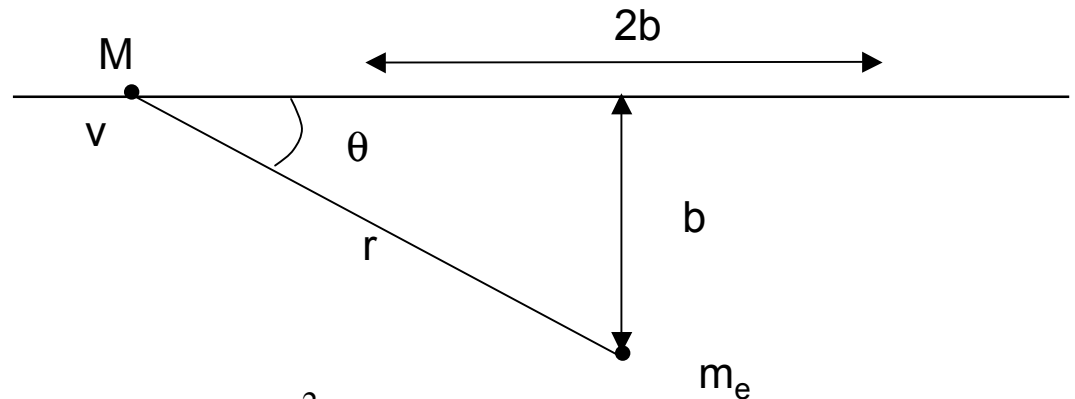
$$dt = dx / v$$

$$b / x = \tan \theta$$

$$r = b / \sin \theta$$

$$p = \int_{-\infty}^{\infty} F_{\perp} dt = - \int_0^{\pi} \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 b^2} \sin^2 \theta \frac{b \sin \theta}{v \sin^2 \theta} d\theta = \frac{ze^2}{2\pi\epsilon_0 v}$$

$$\Delta E = \frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{p^2}{2m_e}$$



IONIZZAZIONE

Si calcola successivamente la perdita di energia media per unità di lunghezza e si integra nel parametro di collisione.

La formula completa, dovuta a Bethe e Bloch, è

$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{4\pi N_A z^2 e^4}{m_e v^2} \right) \left(\frac{Z}{A} \right) \left\{ \ln \left(\frac{2m_e v^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 \right\}$$

dove

- v: velocità della particella incidente
- β : v/c
- γ : $1/(1 - \beta^2)$
- z: carica della particella incidente
- Z: numero atomico del mezzo
- A: numero di massa del mezzo
- I : potenziale di ionizzazione del mezzo $\approx 10 Z \text{ eV}$

Da notare che

Non c'è dipendenza dalla massa della particella, ma solo da v.

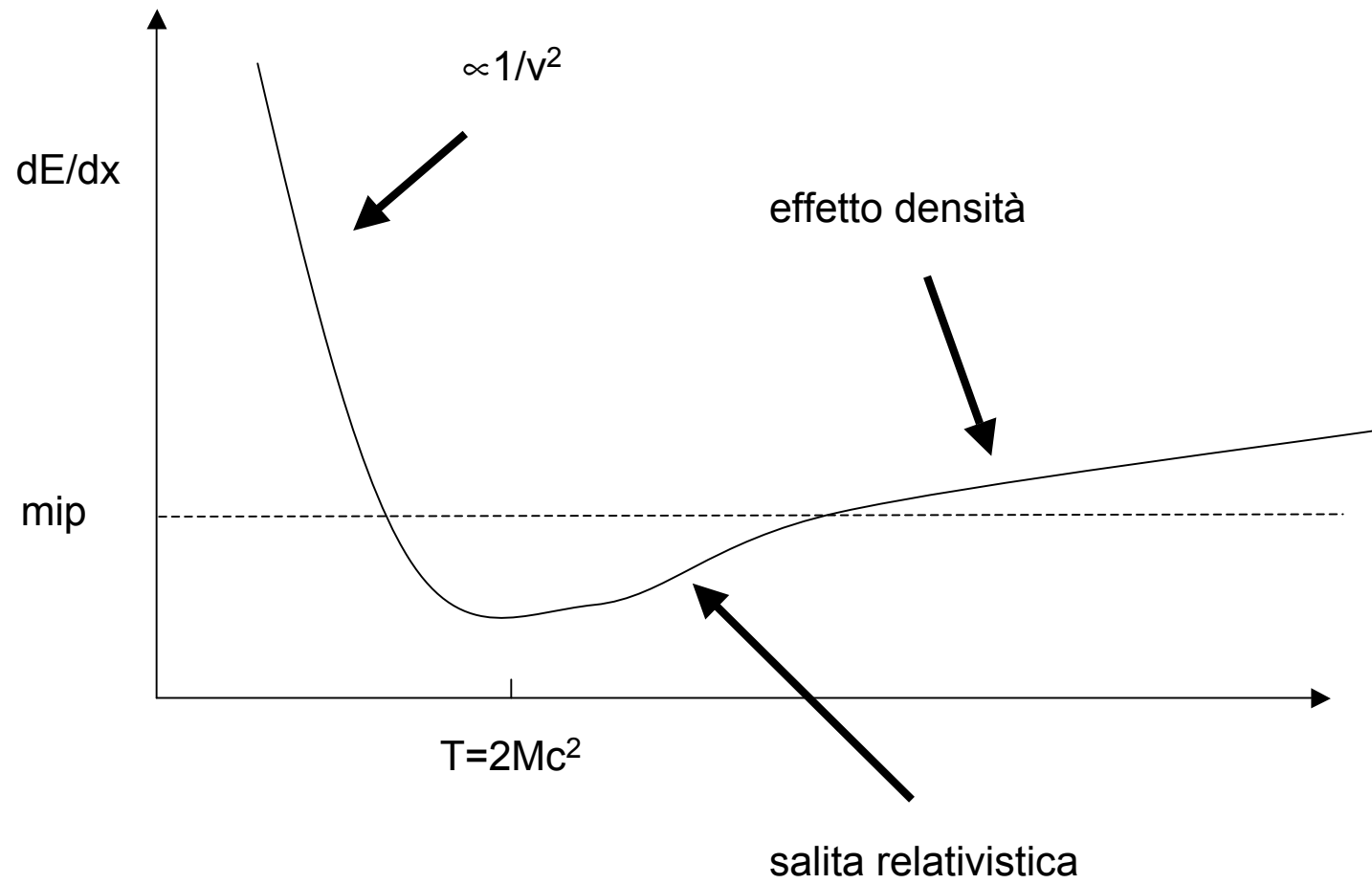
$Z/A \approx 1/2$ per quasi tutti gli elementi tranne che per l'H e gli elementi pesanti e quindi la dipendenza dal mezzo compare nel potenziale di ionizzazione I dentro il logaritmo.

Se si misura ΔE ed E, si ha una buona misura di z, carica della particella.

Il minimo della ionizzazione avviene circa ad $E \approx 2Mc^2$ ed è

$dE/dx \approx 2 z^2 \text{ MeV} / \text{gcm}^{-2}$.

IONIZZAZIONE



SCATTERING MULTIPLIO

Il passaggio di una particella carica nella materia subisce una deviazione della traiettoria per effetto delle molteplici interazioni coulombiane con gli atomi.

La teoria dello scattering multiplo nell'approssimazione di piccoli angoli è stata sviluppata da Molière dando come angolo quadratico medio proiettato su un piano il valore

$$\langle \vartheta_{proj}^2 \rangle = \left(\frac{15}{\beta p (MeV/c)} \right)^2 z^2 t [1 + 0.12 \log_{10} t]$$

$$\beta = v / c$$

$$z = \text{carica particella}$$

$$t = \frac{x}{X_0}$$

Le dimensioni laterali caratteristiche di uno sciame elettromagnetico sono espresse dal raggio di Molière:

$$R_M = 0.00265 X_0 (Z + 1.2)$$

L'angolo medio tra elettrone e fotone nella bremsstrahlung è $\langle \theta \rangle \approx m_e / E$

BREMSSTRAHLUNG

La “radiazione di frenamento” è presente ogni volta che una carica elettrica subisce un’accelerazione. Questa radiazione viene emessa dagli elettroni passando nelle vicinanze dei nuclei. La bremsstrahlung è uno dei processi più importanti anche in astrofisica ed è alla base di molti rivelatori di elettroni. La probabilità per un elettrone di energia E di irraggiare un fotone di energia $k=vE$ attraversando uno spessore $dt=dX/X_0$ in aria, è

$$\phi(E, v) \rightarrow \phi(v) = v + \frac{1-v}{v} \left(\frac{4}{3} + 2b \right)$$

$$b = [18 \ln(183/Z^{1/3})] \approx 0.0122$$

X_0 è la lunghezza di radiazione. L’energia persa per bremsstrahlung è quindi

$$\frac{dE}{dX} = -\frac{1}{X_0} \int_0^1 (vE) \phi(v) dv = -\frac{1}{X_0} E \times (1+b) \approx -E / X_0$$

dove la lunghezza di radiazione è definita da

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha \left(\frac{Z}{A} \right) (Z+1) r_e^2 N_A \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right)$$

$$r_e = e^2 / 4\pi m c^2$$

BREMSSTRAHLUNG

Poiché la probabilità di radiazione è proporzionale al quadrato dell'accelerazione, X_0 è proporzionale a m_e^2 . La probabilità di radiazione per un μ è $\approx (1/200)^2$ volte la probabilità per un elettrone. Trascurando le perdite di energia per ionizzazione, l'energia media di un elettrone dopo aver attraversato uno spessore X sarà

$$\langle E \rangle = E_0 \exp\left(\frac{-X}{X_0}\right)$$

Mentre le perdite di energia per ionizzazione sono costanti ad alte energie, le perdite di energia per bremsstrahlung sono proporzionali a E .

L'energia per cui si ha $(dE/dx)_{\text{ion}} = (dE/dx)_{\text{rad}}$ si chiama energia critica E_c .

Ad energie inferiori, le perdite di energia sono predominanti per ionizzazione, ad energie superiori sono predominanti quelle per irraggiamento.

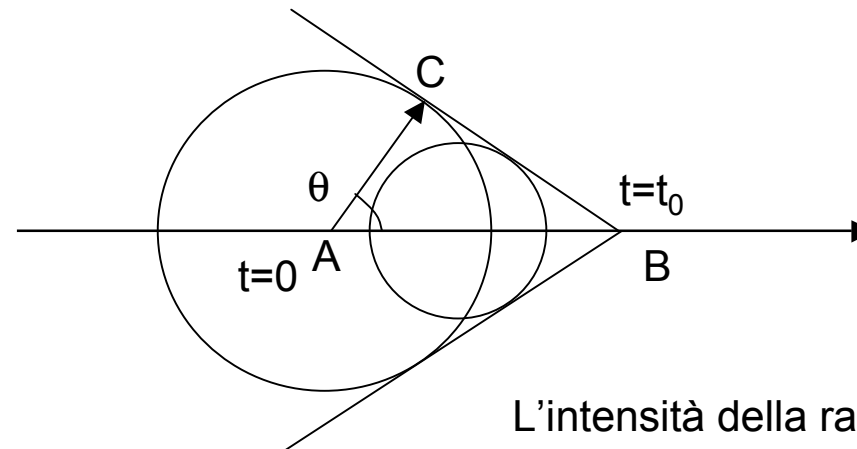
Si ha $E_c \approx 600/Z$ MeV.

La lunghezza di radiazione $X_0 \propto 1/Z$ e quindi si ha ad esempio

Pb	$X_0 = 6 \text{ g/cm}^2 = 0.56 \text{ cm}$
Aria	$X_0 = 37 \text{ g/cm}^2 = 304 \text{ m}$

EFFETTO CERENKOV

Una particella carica che si muove in un mezzo, con velocità $v > c/n$, dove n è l'indice di rifrazione del mezzo, emette radiazione di Cerenkov. L'emissione dell'onda em si può ricostruire con il principio di Huygens.



L'intensità della radiazione si ottiene calcolando il flusso del vettore di Poynting su una sfera a grande raggio.

$$\begin{aligned} AB &= vt_0 \\ AC &= AB \cos\theta \\ AC &= c/n t_0 = c/n AB/v = (c/nv)AC / \cos\theta \\ \cos\theta &= c/nv = 1/\beta n \end{aligned}$$

$$I(\omega) = \frac{\omega e^2 v}{4\pi\epsilon_0 c^3} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2} \right)$$

CERENKOV IN ATMOSFERA

- A livello del mare $(n - 1) = \varepsilon \approx 3 \cdot 10^{-4}$.
- Per $v \approx c$, $\cos\theta = 1/\beta n \approx 23 \text{ mrad} \approx 1.3^\circ$
- Energia di soglia per l'effetto Cerenkov: $\cos\theta = 1 = 1/\beta n$; $\beta > 1/n$

$$E = \gamma mc^2 = mc^2 / (1 - \beta^2)^{1/2} ; (1 - \beta^2)^{1/2} = (1 - 1/n^2)^{1/2} = [(n^2 - 1)/n^2]^{1/2}$$

$$E = mc^2 / \sqrt{2\varepsilon} \qquad 1/\sqrt{2\varepsilon} \approx 41$$
- La soglia per
 elettroni: $E \approx 21 \text{ MeV}$
 muoni: $E \approx 4.4 \text{ GeV}$
- Il massimo di produzione di particelle si ha a 10 km di quota (massimo di produzione Cerenkov).
- L'area illuminata a terra è un ellisse, o un cerchio di raggio $r = h \cdot \theta = 10^4 \cdot 23 \cdot 10^{-3} = 230 \text{ m}$ con una superficie di $1.6 \cdot 10^5 \text{ m}^2$.
- Il numero di fotoni prodotti nel visibile, 350—500 nm, da un gamma di 1 TeV è

$$N_\gamma \approx 8.2 \cdot 10^3 \text{ fotoni}/\lambda$$
 pari a circa 30—50 fotoni/m² in un'area entro $\approx 100 \text{ m}$ dall'asse dello sciame.

INTERAZIONI DEI FOTONI

I processi principali che subiscono i fotoni attraversando la materia sono:

- effetto fotoelettrico
- scattering Compton
- produzione di coppie

Oltre che nello sviluppo dei RC secondari nell'atmosfera, questi processi sono importanti anche in molti fenomeni astrofisici.

Effetto fotoelettrico

L'assorbimento fotoelettrico è una delle principali cause dell'opacità dell'interno delle stelle e dell'atmosfera stellare. I fotoni di energia $k = (h/2\pi) \omega$ possono rimuovere gli elettroni che hanno energie di legame nell'atomo $< k$.

La sezione d'urto per ionizzare gli elettroni della shell K è

$$\sigma_K = 4\sqrt{2}\sigma_T\alpha^4 Z^5 \left(\frac{m_e c^2}{\hbar\omega}\right)^{7/2}$$

$$\sigma_T = 8\pi r_e^2 / 3$$

σ_T è la sezione d'urto per lo scattering Thomson (v. dopo)

Da notare la forte dipendenza da Z della sezione d'urto. Ciò significa che anche elementi rari ad alto Z danno un grosso contributo all'assorbimento di fotoni ultravioletti e raggi X.

INTERAZIONI DEI FOTONI

Scattering Compton

Nel processo Compton, il fotone incidente su un elettrone stazionario trasferisce parte della sua energia all'elettrone. Di conseguenza diminuendo la sua energia e momento, la lunghezza d'onda del fotone aumenta. Se l'energia del fotone è molto più piccola di $m_e c^2$, si ha lo scattering Thomson in cui non c'è variazione di frequenza della radiazione. La sezione d'urto totale per scattering Thomson è σ_T (vedi sopra).

Nel Compton, la variazione di lunghezza d'onda del fotone è

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} (1 - \cos\alpha)$$

Dove $\cos\alpha$ è il coseno dell'angolo di diffusione del fotone.

La sezione d'urto è espressa dalla formula di Klein-Nishina che per fotoni di energia $k < m_e c^2$ si riduce alla sezione d'urto di Thomson, mentre per fotoni di energia maggiore si ha

$$\sigma_{K-N} = \pi r_e^2 \frac{1}{\varepsilon} (\ln 2\varepsilon + 1)$$

$$\varepsilon = \hbar\omega / m_e c^2$$

Quindi la sezione d'urto diminuisce come $1/k$. Se un atomo ha Z elettroni, la sezione d'urto è semplicemente $Z\sigma_{K-N}$.

In astrofisica ha particolare importanza il processo per cui un elettrone di alta energia collide con un fotone di bassa energia a cui cede parte della propria, chiamato scattering Compton inverso.

INTERAZIONE DEI FOTONI

Produzione di coppie $e^+ e^-$

Se $k > 2m_e c^2$, è possibile la produzione di coppie nel campo coulombiano del nucleo.

La sezione d'urto è

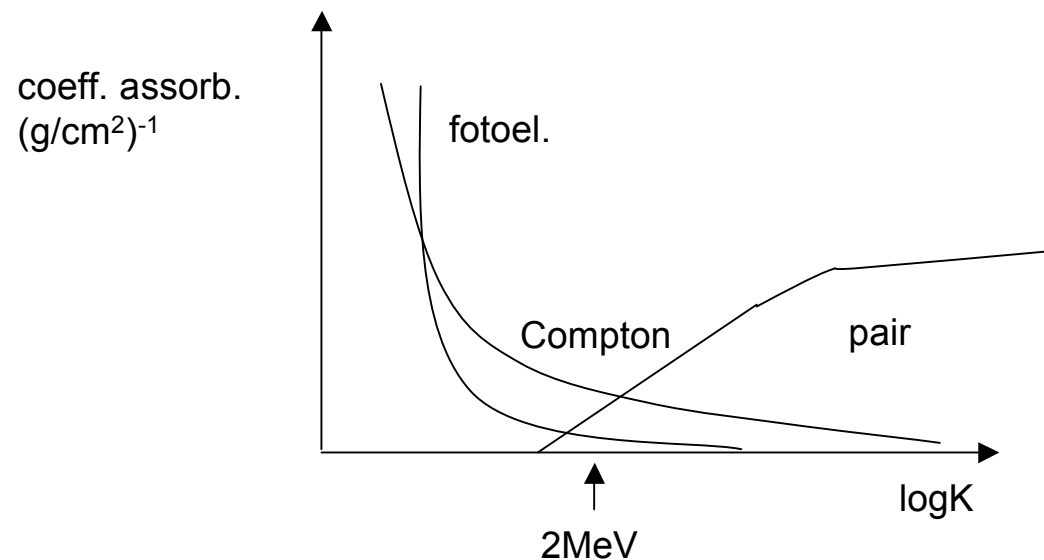
$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{A}{X_0 N_A} \left[1 - \frac{4}{3} x(1-x) \right]$$

$$x = E / k$$

Ad energie maggiori diventa costante:

$$\sigma = \frac{7}{9} \left(\frac{A}{X_0 N_A} \right)$$

Il coefficiente di assorbimento dei fotoni, con l'energia, ha un andamento del tipo.



SCIAME ELETTROMAGNETICO

A destra abbiamo un modellino semplificato dello sviluppo di uno sciame elettromagnetico.

Secondo questo modello, dopo una distanza $X=nX_0$ abbiamo 2^n particelle, di energia media $E_0/2^n$.

La cascata termina quando l'energia della singola particella carica è inferiore all'energia critica E_c .

Al di sotto di questa energia il processo dominante è la ionizzazione. A questo punto si ha il massimo dello sciame.

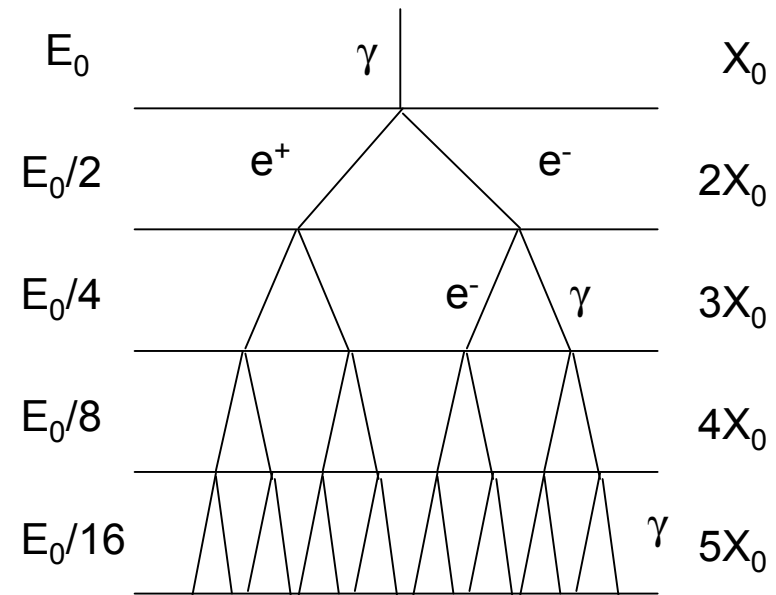
Il numero di particelle è grosso modo E_0/E_c ed il numero di lunghezze di radiazione è dato da

$$E_0/2^n = E_c$$

ovvero $n=X/X_0 = \ln(E_0/E_c)/\ln 2$.

La lunghezza totale di traccia, delle particelle cariche, in lunghezze di radiazione è

$$L = \left(\frac{2}{3}\right) \int 2^n dn \approx \left(\frac{2}{3\ln 2}\right) \frac{E_0}{E_c} \approx \frac{E_0}{E_c}$$

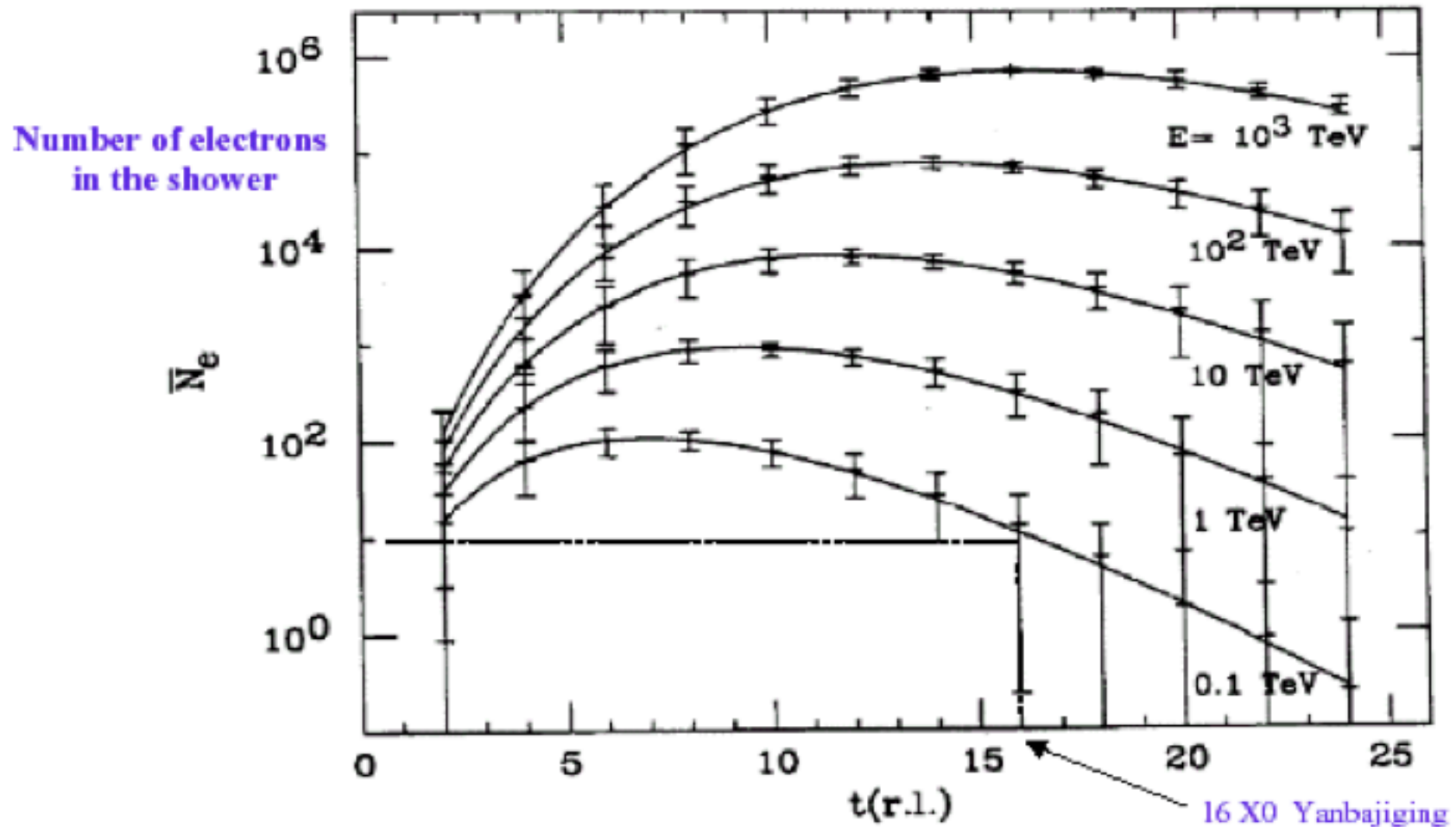


Il numero di particelle cariche è $2/3$ ed il numero di fotoni $1/3$.

Poiché l'energia dissipata per ionizzazione in $1X_0$ è E_c , la lunghezza di traccia misura l'energia della particella incidente.

SCIAME EM IN ARIA

Longitudinal development of the electron component of photon initiated shower
(with electron threshold energy of 5 MeV and fluctuations superimposed)



INTERAZIONI NUCLEARI

Descriviamo alcune caratteristiche generali delle interazioni nucleari, ricordando che il comportamento di uno sciame adronico è meglio rappresentato da un calcolo di Montecarlo.

Dato che le interazioni nucleari sono a corto range, la sezione d'urto nucleare è dell'ordine della dimensione geometrica del nucleo. Il raggio di nucleo può essere approssimato dalla formula

$$R=1.2 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ cm}$$

Ad alte energie la lunghezza di de Broglie della particella incidente è piccola rispetto alle dimensioni del nucleo, $h/(2\pi\gamma m_p c) \approx 0.02 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$, quindi possiamo pensare il protone incidente come una particella molto piccola che interagisce con i singoli nucleoni che incontra attraversando il nucleo (Glauber).

Inoltre se la particella incidente è un nucleo di numero di massa A ed energia E_0 , si può assumere il modello di “sovrapposizione”, ovvero il nucleo si comporta come un fascio di A nucleoni indipendenti ciascuno di energia E_0/A e lunghezza di interazione λ_N . Lo sciame di conseguenza sarà di lunghezza inferiore allo sciame iniziato da un protone di energia E_0 . Inoltre nucleoni di energia più bassa generano mesoni di energia più bassa che decadono preferibilmente rispetto a quelli di energia più alta. I mesoni sono anche più rapidamente assorbiti nell'atmosfera e quindi al suolo arrivano meno elettroni e positroni.

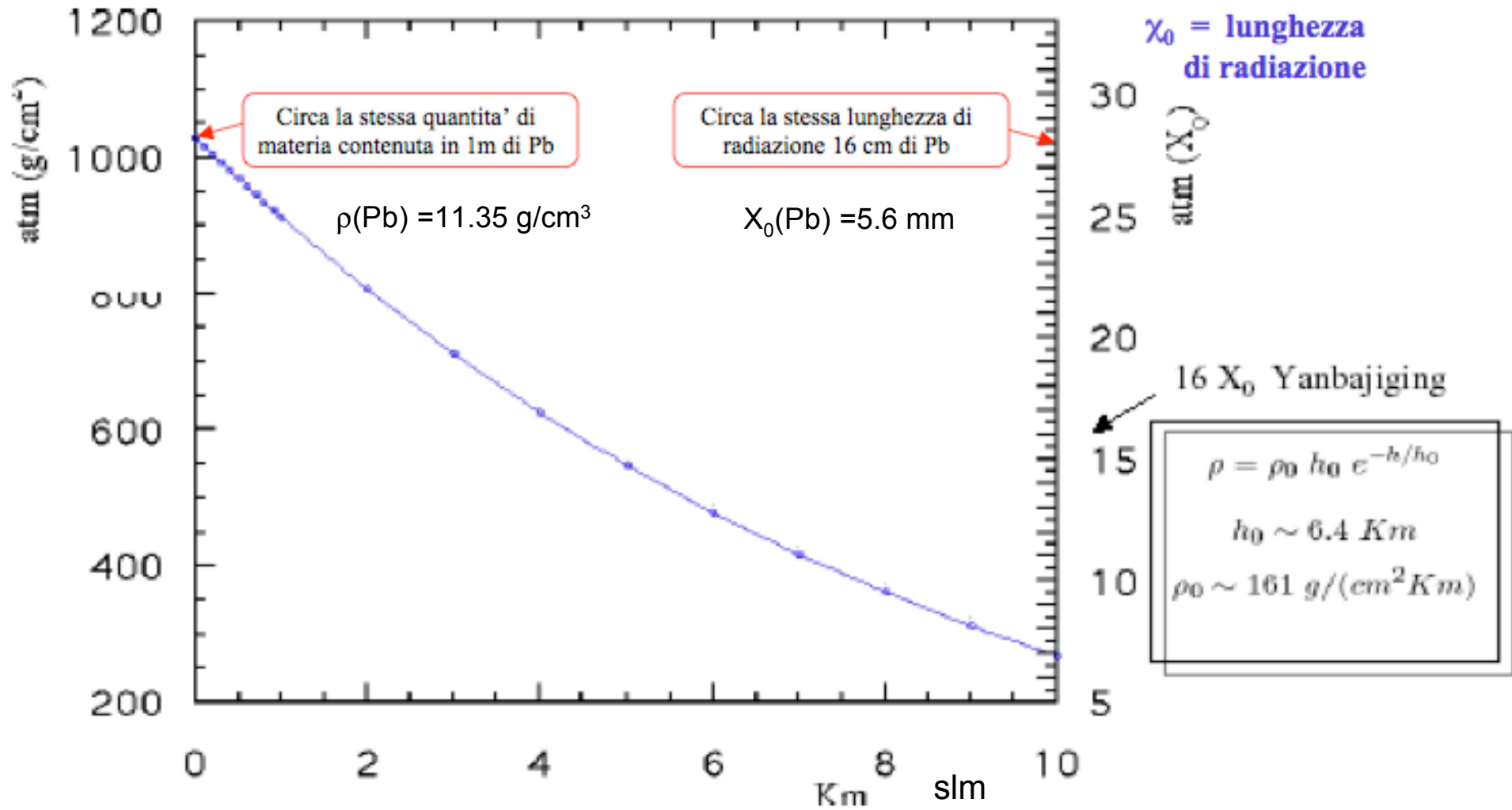
Il numero medio di mesoni μ di alta energia è legato al numero di massa A del primario ed alla sua energia E_0 dalla formula (Elbert, 1978)

$$\langle N_\mu \rangle \approx A \times \frac{0.0145 \text{ TeV}}{E_\mu \cos \theta} \left(\frac{E_0}{AE_\mu} \right)^{0.757} \left(1 - \frac{AE_\mu}{E_0} \right)^{5.25}$$

SCIAMI ADRONICI

- Un protone (o nucleo) primario nell'atmosfera genera uno sciame adronico tramite le interazioni nucleari. Nelle interazioni nucleari si generano principalmente mesoni π e K
- La lunghezza caratteristica delle interazioni nucleari in atmosfera è $\lambda \approx 100 \text{ g/cm}^2$ da confrontare con $X_0 \approx 37 \text{ g/cm}^2$.
- Inoltre gli elettroni o i fotoni in $1 X_0$ perdono gran parte della loro energia, mentre i protoni nell'interazione nucleare perdono solo una frazione dell'energia. Cosicché lo sciame adronico è molto più penetrante. Poiché i prodotti finali sono comunque elettroni e fotoni tranne una piccola frazione di neutrini, la lunghezza di traccia è comunque proporzionale all'energia iniziale del protone (o nucleo).
- Le dimensioni laterali dello sciame adronico sono caratterizzate dalla quantità di moto trasversa dei secondari nell'interazione nucleare, $p_{\perp} \approx 300 \text{ MeV}/c$, e quindi molto maggiori che nello sciame elettromagnetico.

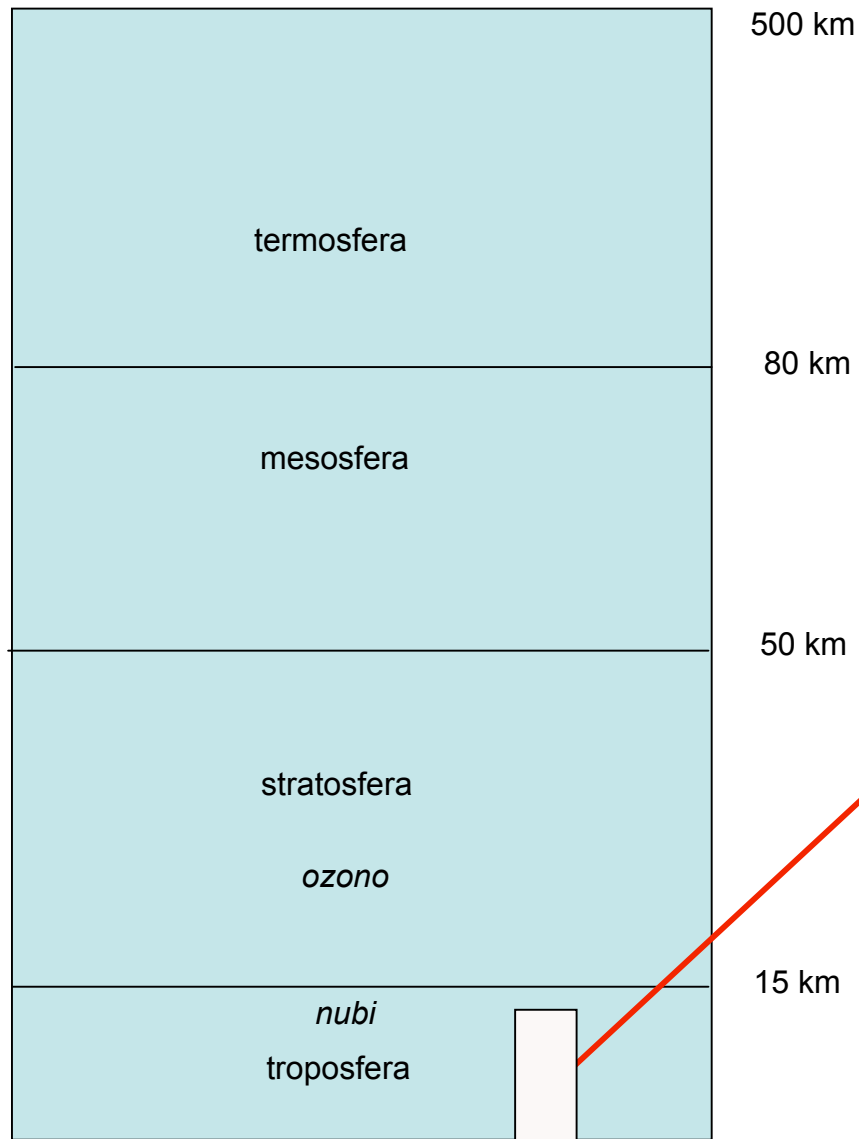
L'ATMOSFERA



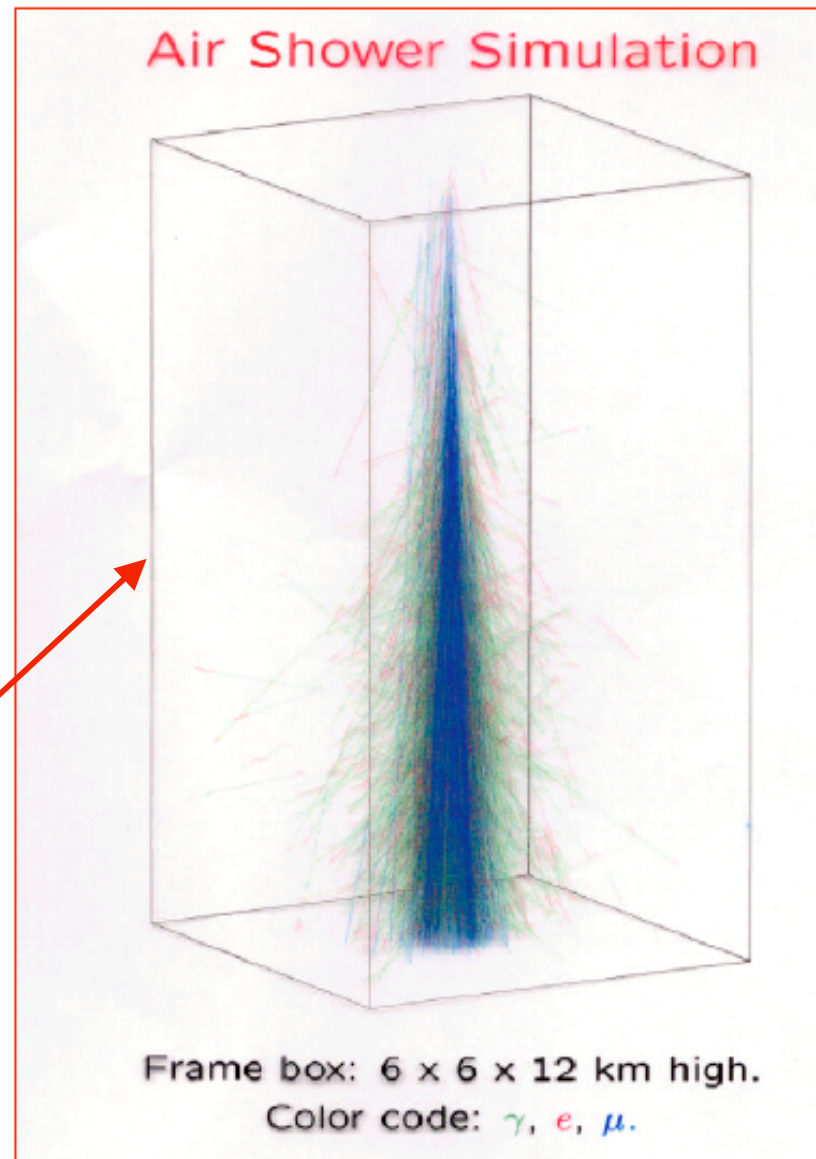
SCIAMI ATMOSFERICI

- I processi che dominano lo sviluppo di uno sciame atmosferico sono:
 - Interazioni nucleari. Protoni, nuclei e mesoni interagiscono con i nuclei dell'atmosfera producendo altri mesoni o nucleoni o spallazione di nuclei. La lunghezza caratteristica delle interazioni nucleari in aria è per i protoni $\lambda \approx 100 \text{ g/cm}^2$.
 - Perdite di energia per ionizzazione. Le particelle cariche perdono energia a causa delle collisioni con gli elettroni atomici. La perdita di energia per unità di percorso è espressa dalla formula di Bethe e Bloch.
 - Perdite di energia per radiazione. Gli elettroni subiscono la diffusione coulombiana dal nucleo atomico con emissione di fotoni, bremsstrahlung. La grandezza che caratterizza il mezzo per il processo di bremsstrahlung è la lunghezza di radiazione X_0 .
 - Conversione in coppie e^+e^- . Un fotone, se di energia sufficiente, $> 2mc^2$, può convertirsi in una coppia e^+e^- nel campo coulombiano di un nucleo. Lo spessore medio di materiale attraversato ad energie del GeV è $\approx 9/7 X_0$.

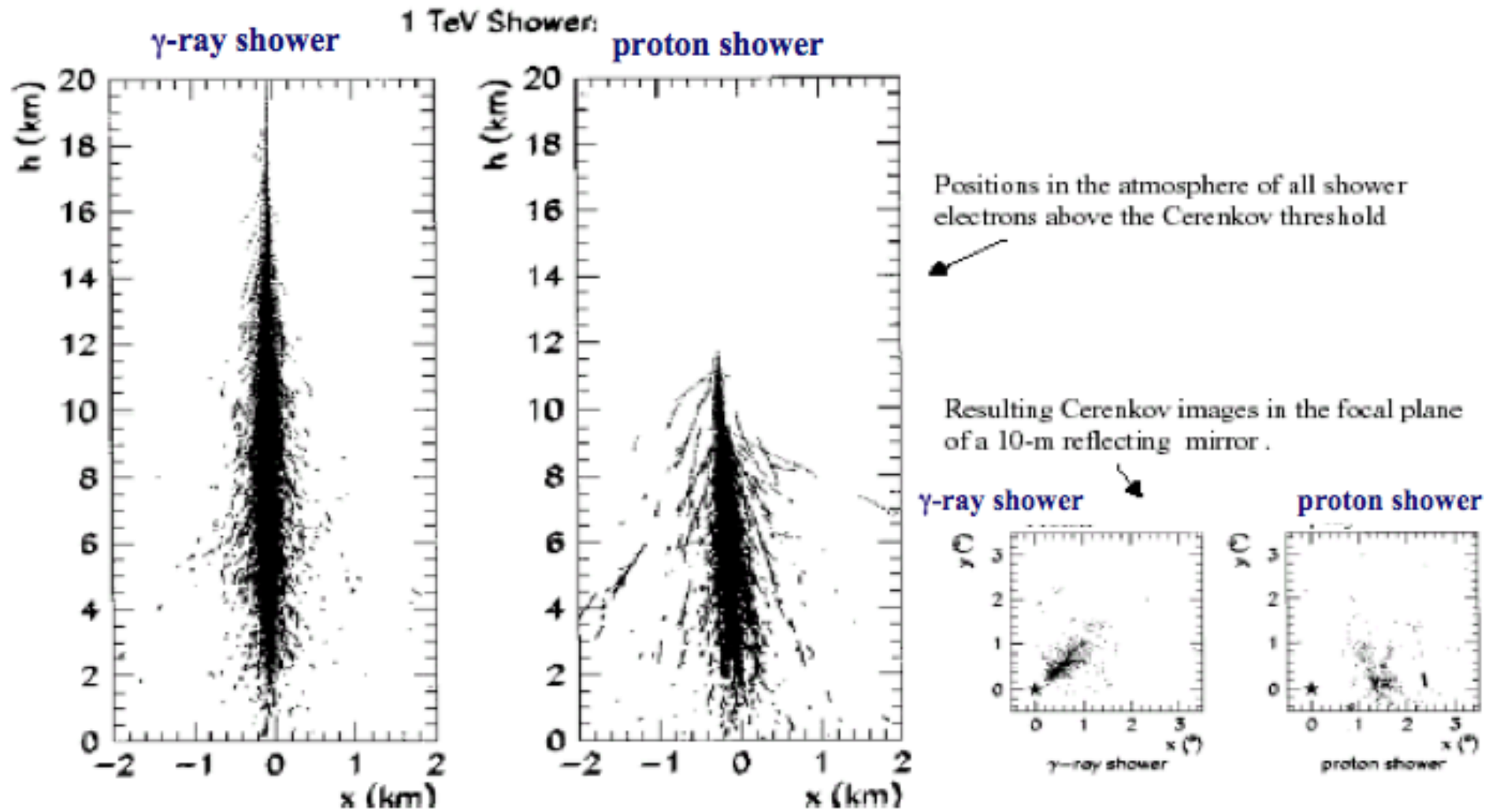
SCIAMI



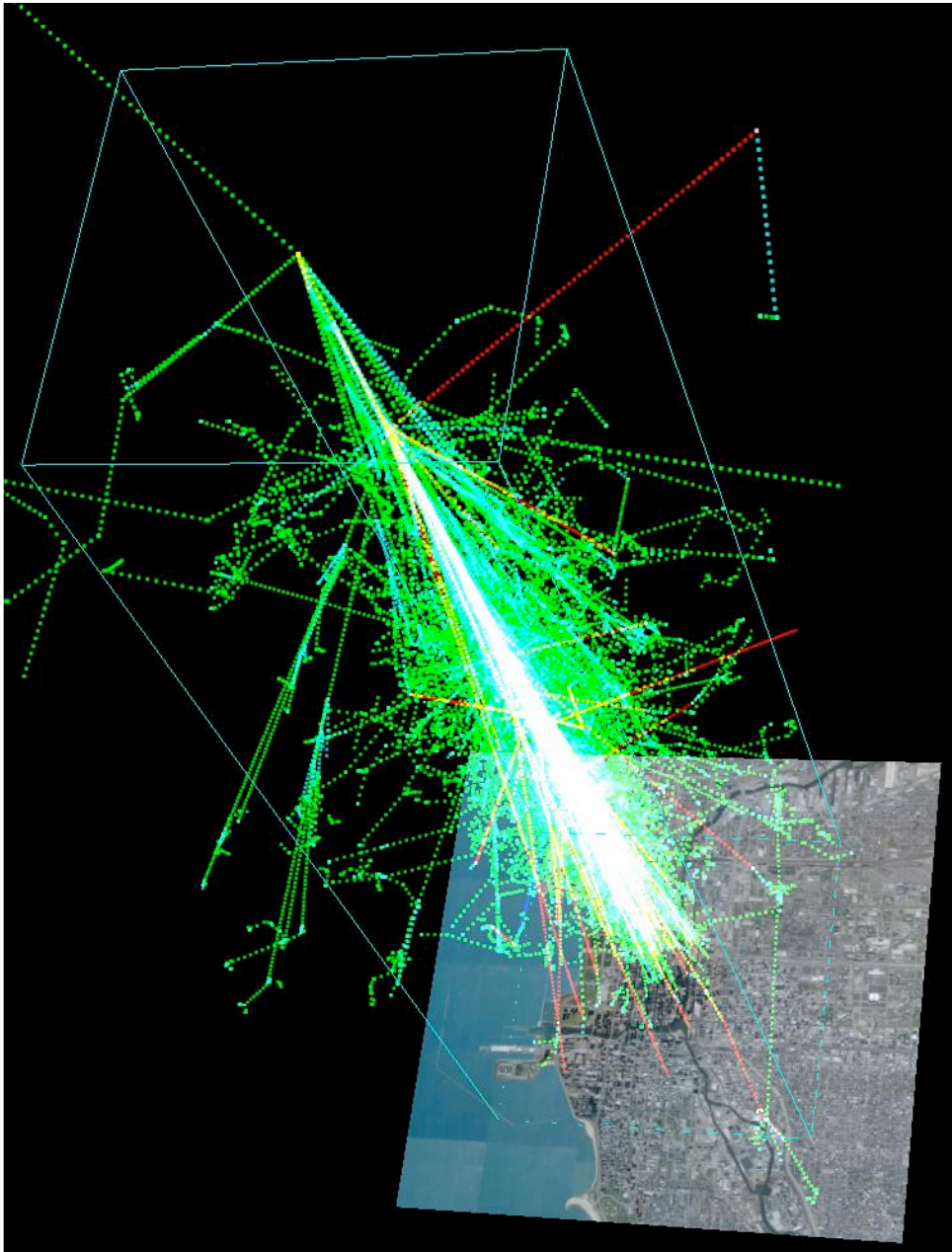
L'atmosfera



SCIAME EM e SCIAME ADRONICO



SCIAME DA PROTONE DA 1 TEV



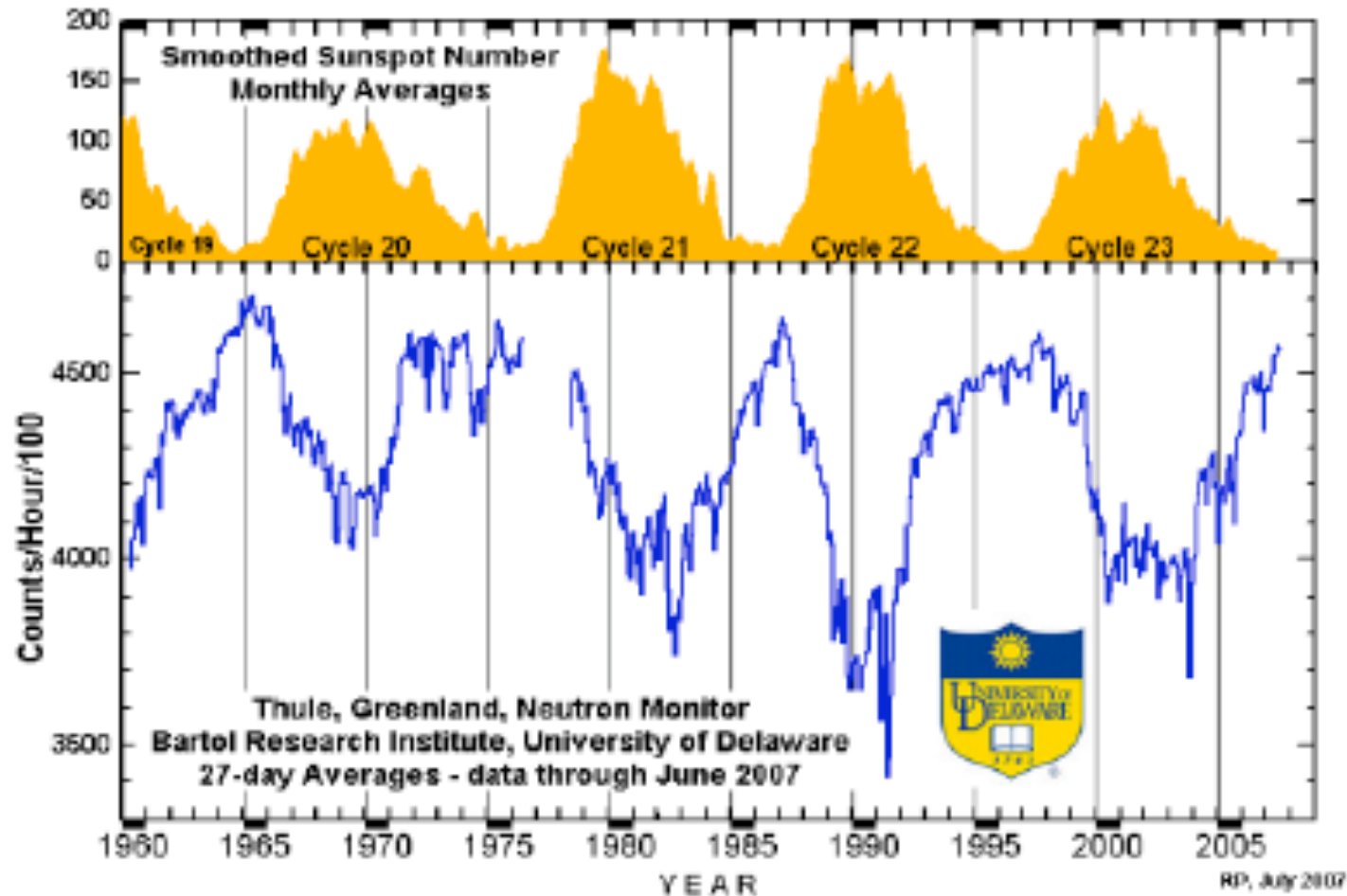
- Simulazione di uno sciame generato da un protone da 1 TeV a circa 20 Km di quota.
- La tavola con la superficie terrestre è Chicago ed ha dimensioni 8 x 8 Km².

(University of Chicago)

MONITOR MODULAZIONE SOLARE

- I RC primari sono modulati dal “vento solare” fino ad energie di $\approx 5-10$ GeV.
- L’effetto dei campi magnetici del vento solare è praticamente nullo ad energie maggiori.
- Le particelle cariche a terra, mesoni μ ed elettroni, sono il prodotto finale degli sciami prodotti in atmosfera da RC primari di qualunque energia. Inoltre sono rallentate dall’attraversamento nell’atmosfera.
- I neutroni non subiscono la perdita di energia per ionizzazione e quindi conservano “memoria” delle interazioni dei primari di bassa energia. Inoltre essendo neutri non subiscono gli effetti dei campi magnetici.

MODULAZIONE RC

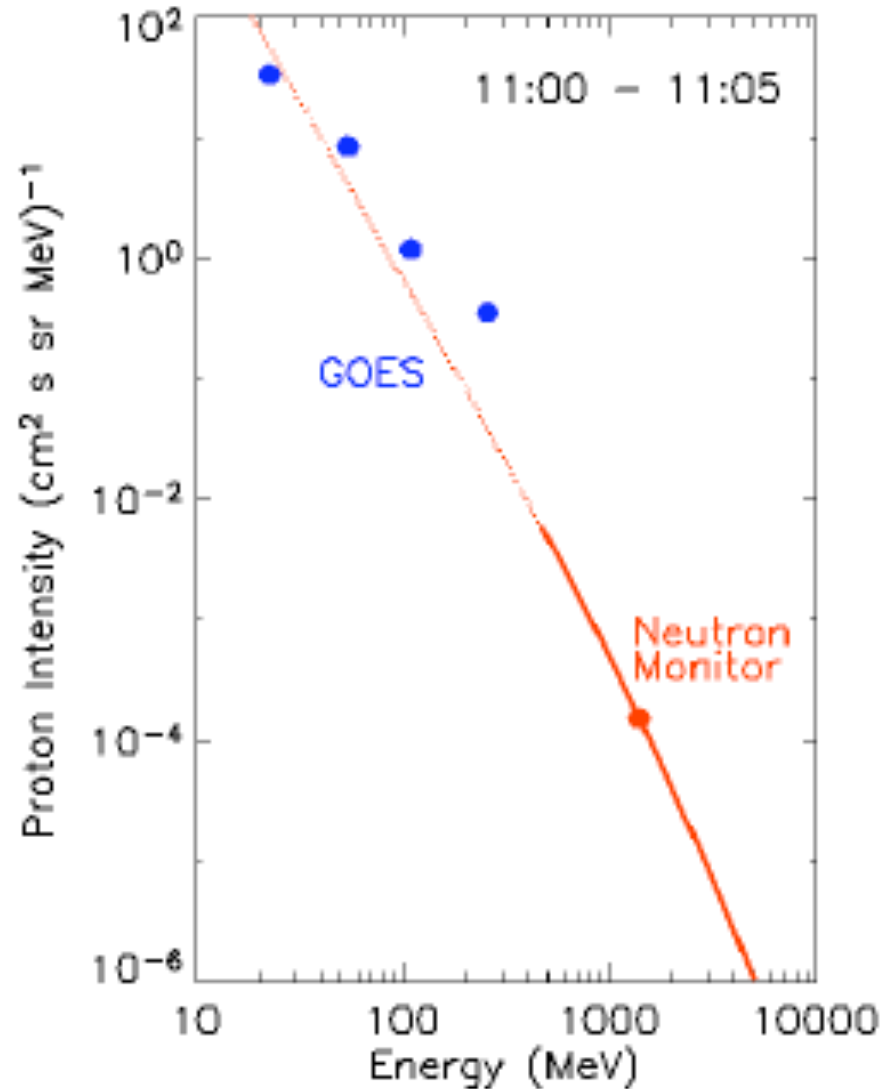


I monitor a neutroni forniscono la base osservativa per lo studio delle variazioni del flusso dei RC nei cicli a lungo termine e nelle variazioni secolari.

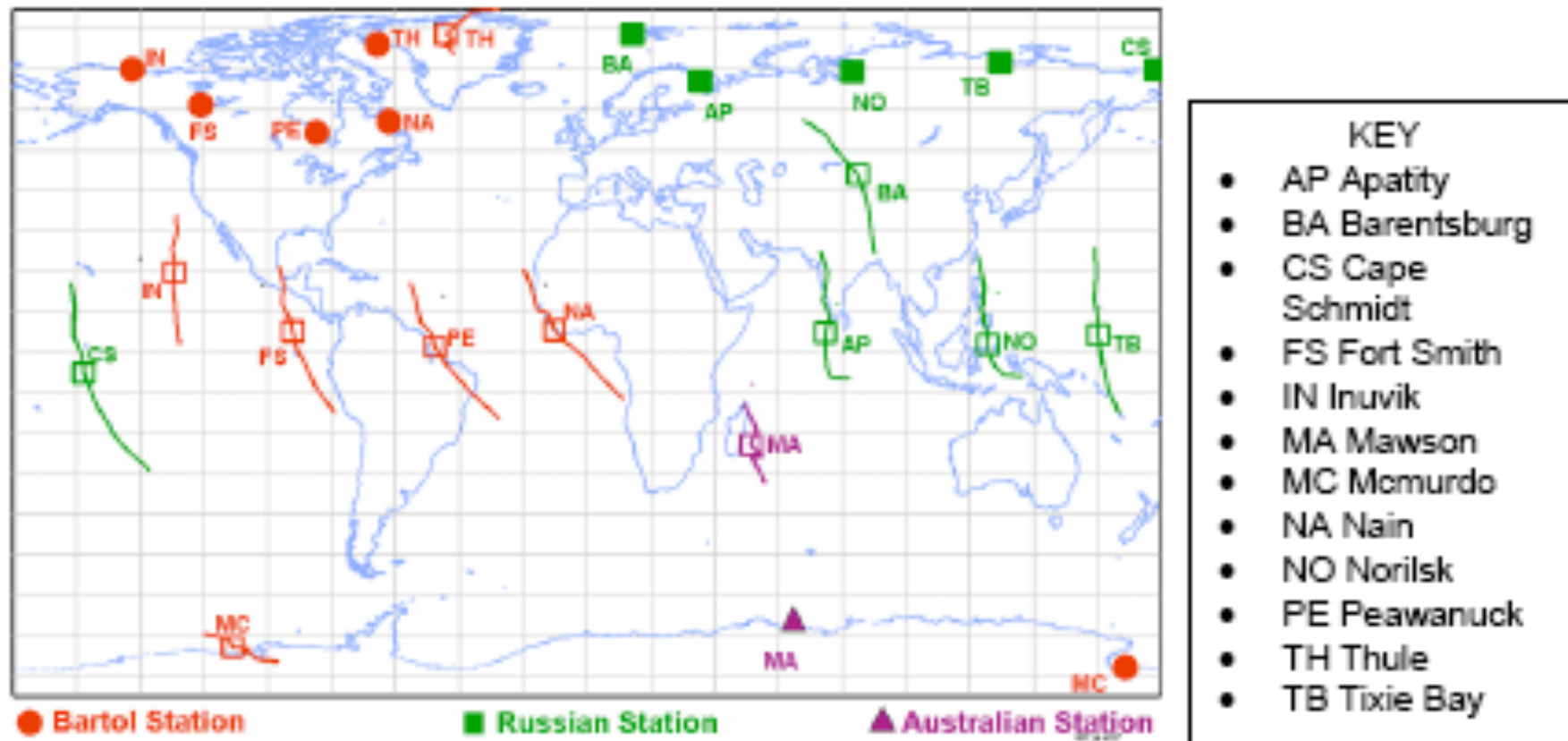


MONITOR RC CON NEUTRONI

- Il range di energia del monitor a neutroni è complementare alla parte dello spettro di energia con flusso più alto, zona accessibile alle sonde spaziali.
- La linea rossa è lo spettro dedotto dalle misure del monitor di neutroni e rappresenta l'80% dell'intervallo di risposta in energia del monitor.
- I 4 punti blu rappresentano 4 canali dei satelliti geostazionari GOES.

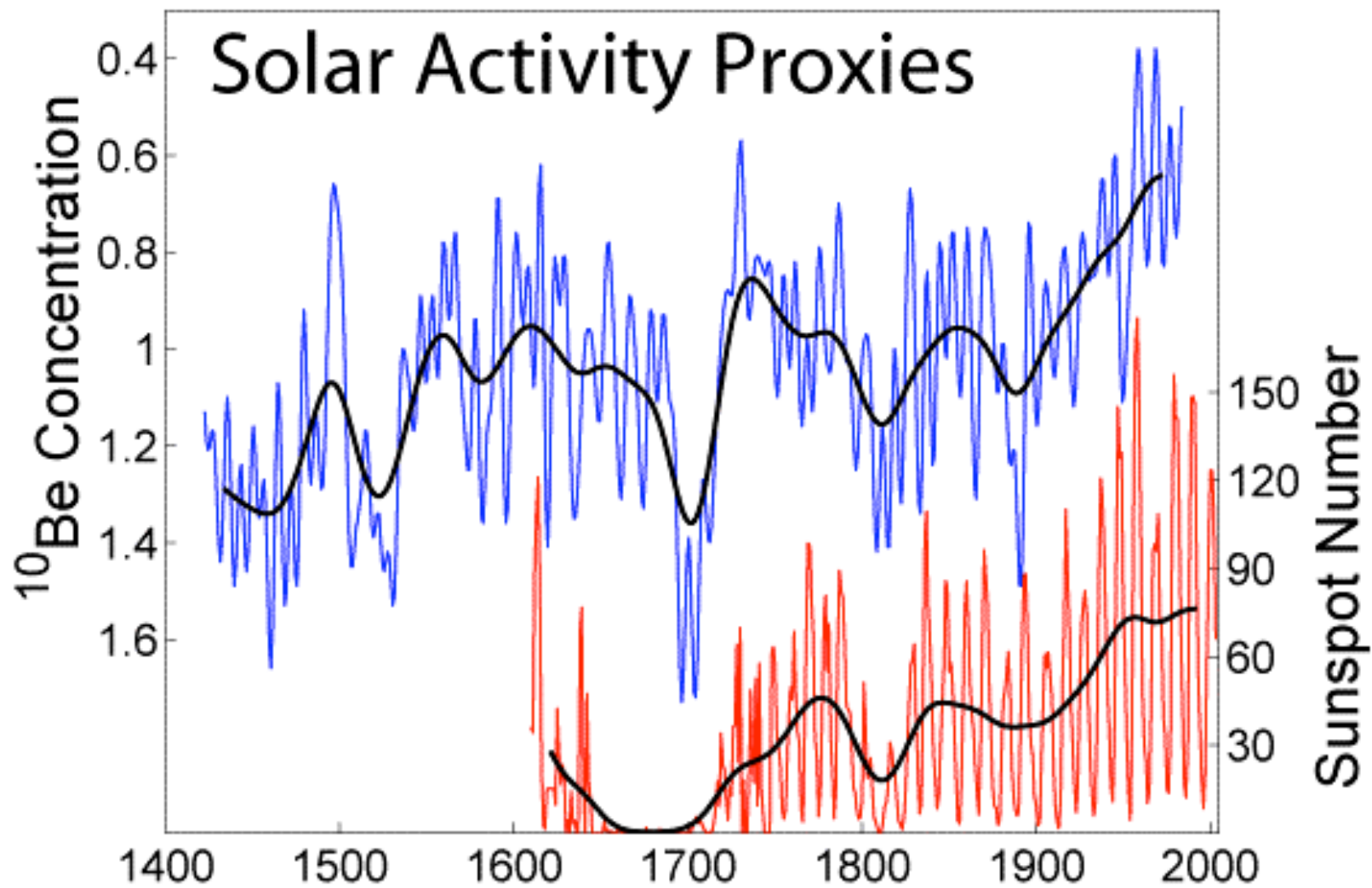


STAZIONI CON MONITOR A NEUTRONI



Spaceship Earth è una rete di 12 monitor a neutroni ottimizzata per misurare la distribuzione angolare dei raggi cosmici da ≈ 1 GeV. la direzione media di vista (quadrati aperti) ed intervallo (linea) sono separati dalla posizione fisica (simboli pieni) a causa della deflessione delle particelle cariche dal campo magnetico terrestre.

ATTIVITÀ SOLARE



ATTIVITÀ SOLARE

This figure shows two different proxies of [solar activity](#) during the last several hundred years. In red is shown the Group [Sunspot Number](#) (R_g) as reconstructed from historical observations by Hoyt and Schatten (1998a, 1998b) [1]. In blue is shown the [beryllium-10](#) concentration (10^4 atoms/(gram of ice)) as measured in an annually layered [ice core](#) from Dye-3, [Greenland](#) (Beer et al. 1994).

Both of these proxies are related to solar magnetic activity. Sunspots are darker, cooler regions of the sun's surface associated with high magnetic flux. Higher numbers of sunspots indicate a more active sun with stronger and more complicated magnetic fields. The dominant change in sunspots reflects the quasi-11 year [solar magnetic cycle](#). The quiet period observed from 1645 to 1710 is known as the [Maunder Minimum](#) and is associated with a near zero abundance of sunspots.

Beryllium-10 is a [cosmogenic isotope](#) created in the [atmosphere](#) by galactic [cosmic rays](#). Because the flux of such cosmic rays is affected by the intensity of the [interplanetary magnetic field](#) carried by the [solar wind](#), the rate at which Beryllium-10 is created reflects changes in solar activity. A more active sun results in lower beryllium concentrations (**note inverted scale on plot**). Since the atmospheric residence time for beryllium is not more than a few years, it is also possible to resolve the solar magnetic cycle in beryllium concentrations. Beryllium measurements, such as these, are the best evidence that the solar magnetic cycle did not cease even during the period with no evident sunspots. The dark curves are 30 year averages of the data.