

Astrofisica e particelle elementari

aa 2007-08

Lezione 8

Bruno Borgia

RC SECONDARI (1)

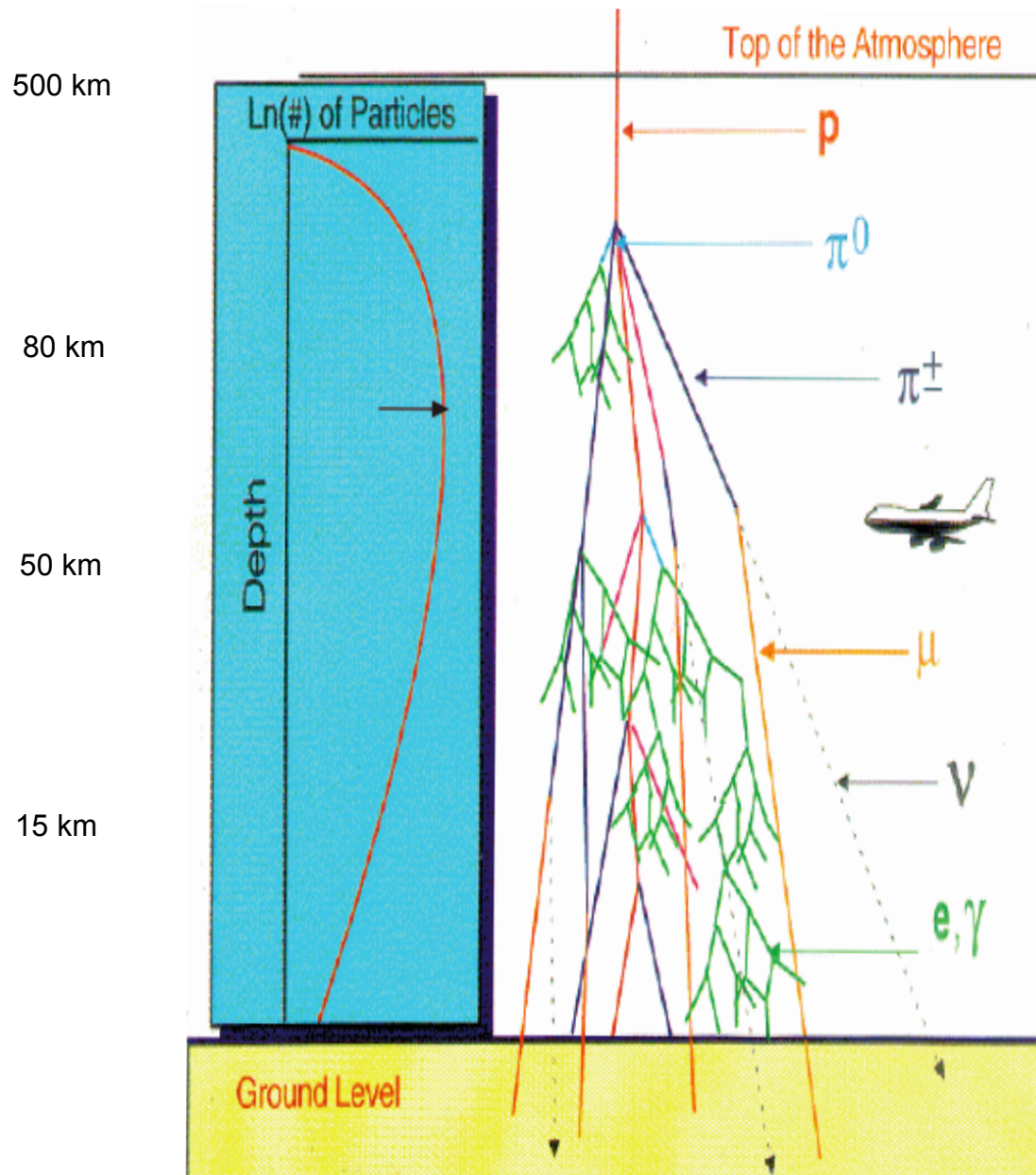
- Propagazione di particelle in atmosfera descritta da equazioni di trasporto, RC secondari prodotti in atmosfera dai primari (protoni, nuclei)
 - componente dura o penetrante, μ
 - componente molle, elettroni, gamma
- Caratteristiche generali:
 - spessore atmosfera $X \approx 1030 \text{ g/cm}^2$
 - 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.)

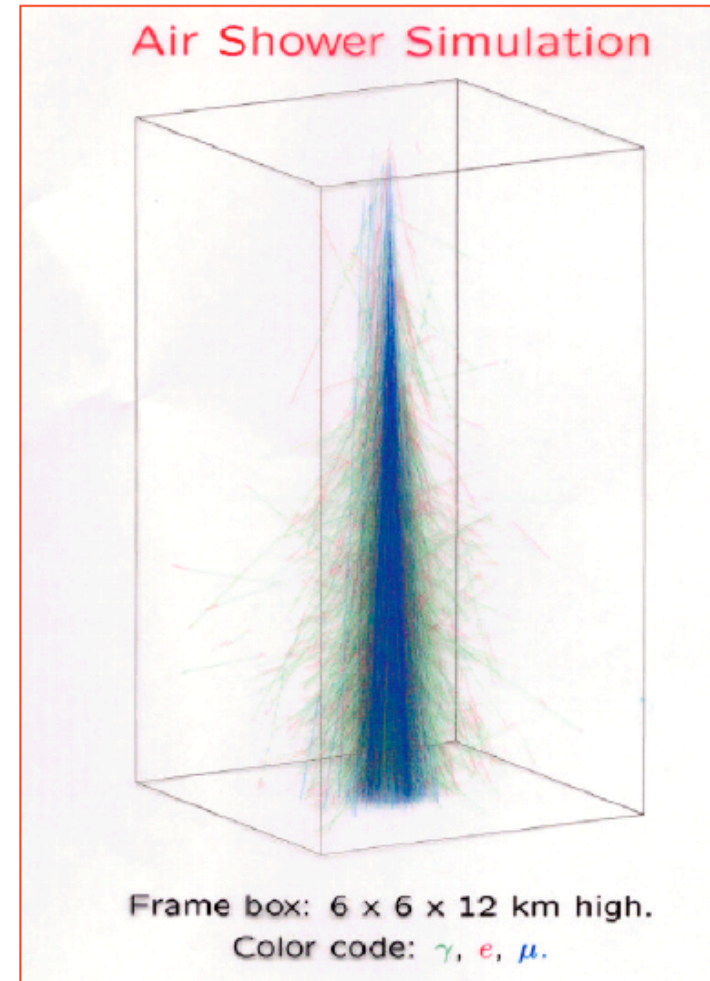
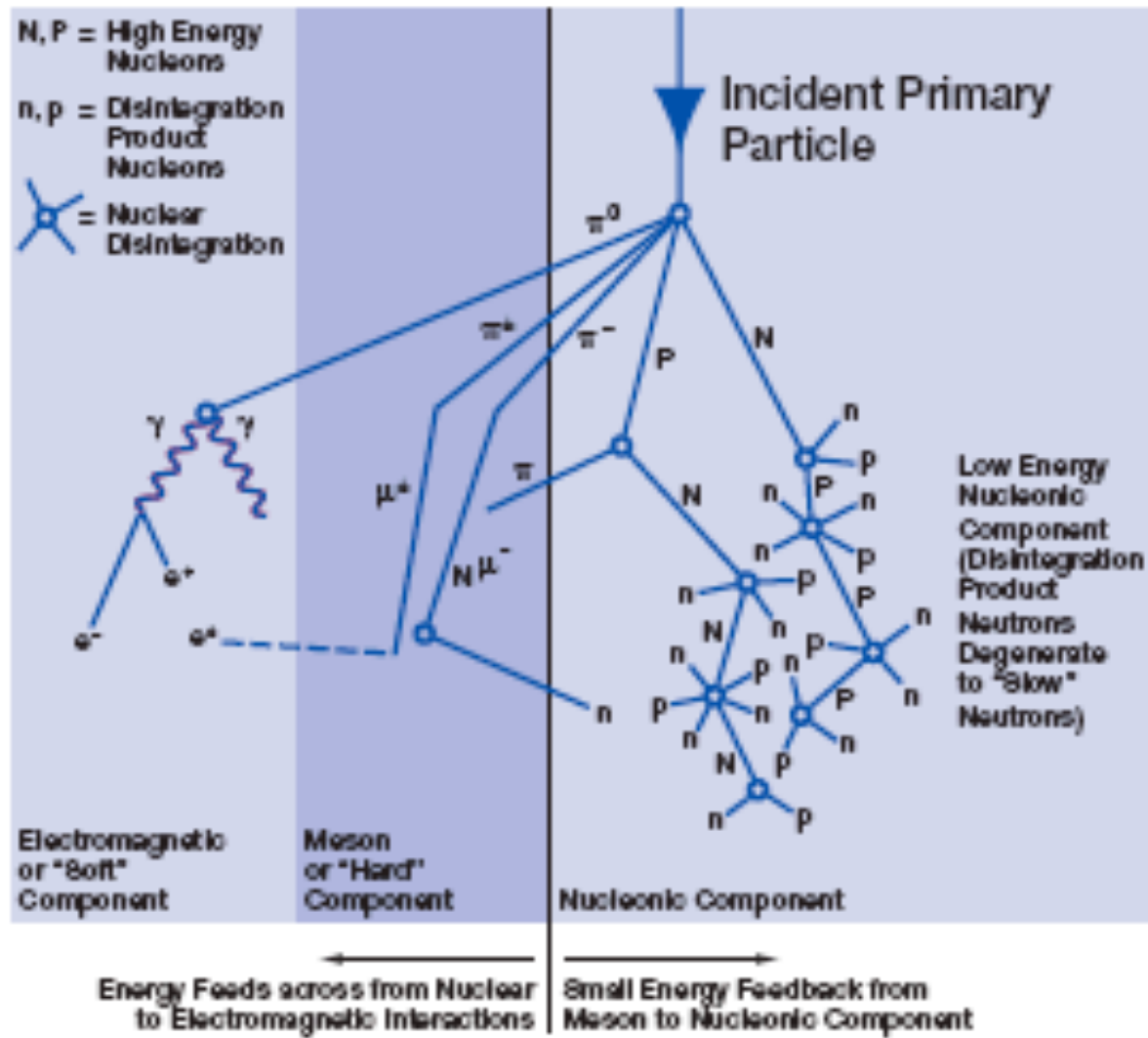
RC SECONDARI (2)



L'atmosfera



RC SECONDARI (3)



SCIAMI ATMOSFERICI

- I processi che dominano lo sviluppo di uno sciame atmosferico sono:
 - 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 $\approx 9/7 X_0$.
 - 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 $\lambda \approx 100 \text{ g/cm}^2$.

Scattering multiplo e distribuzioni angolari

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

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

$$\beta = v / c$$

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

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

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 $\langle \theta \rangle \approx m_e / E$

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.

RC SECONDARI (4)

Atmosfera isoterma

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

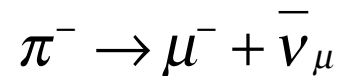
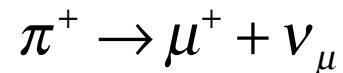
dove $X_0 = 1030 \text{ g/cm}^2$

$H = 6.5 \text{ km}$

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 $\Delta X/X = -\Delta h/H = 56/6500 \approx 1\%$

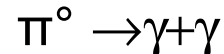
Quindi i π di 1 GeV decadono in volo



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

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

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 (5)

μ instabili,

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

$$m_\mu = 105 \text{ MeV}/c^2$$

$$\tau = 2.2 \text{ } \mu\text{s}$$

$$\lambda = \gamma c \tau = (1/0.1) 3 \cdot 10^8 \cdot 2.2 \cdot 10^{-6} \approx 6 \text{ km}$$

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

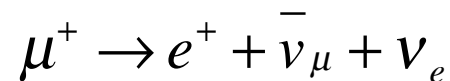
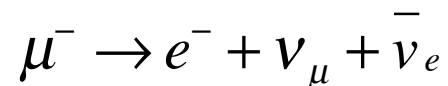
Difatti se $E_\mu = 3 \text{ GeV}$ si ha $\lambda \approx 20 \text{ km}$

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 $1 \text{ } \mu \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ 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).

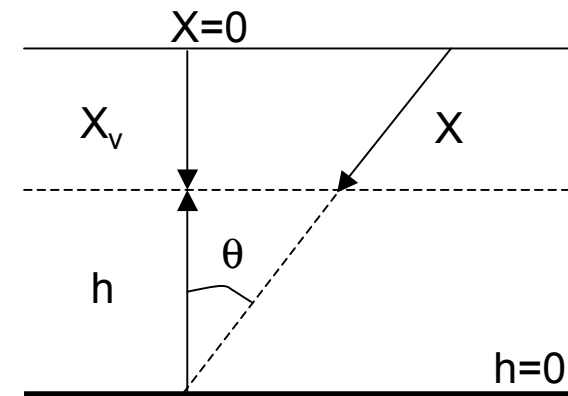
TRASPORTO SECONDARI

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

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

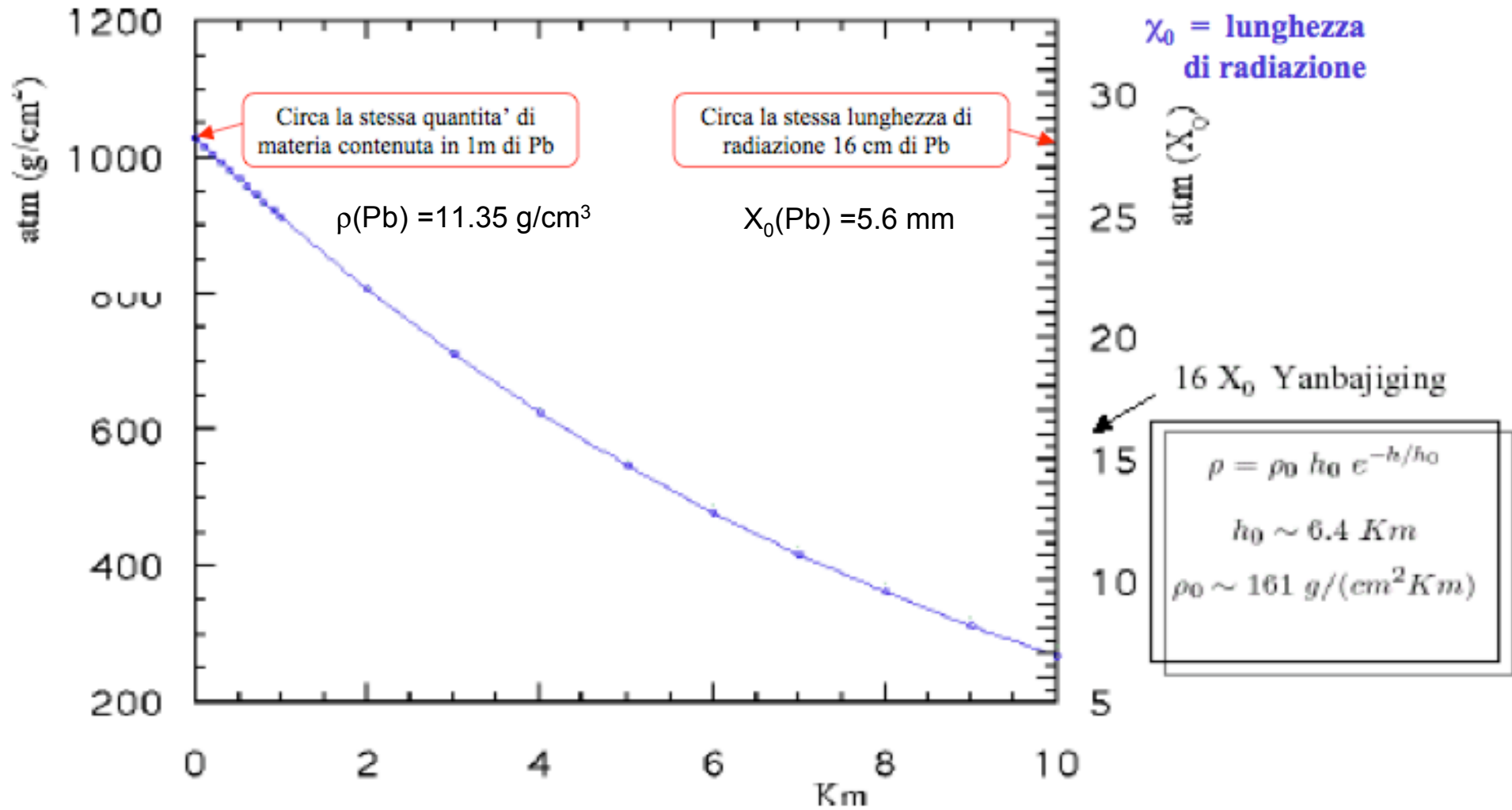
dove

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

L'ATMOSFERA



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

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

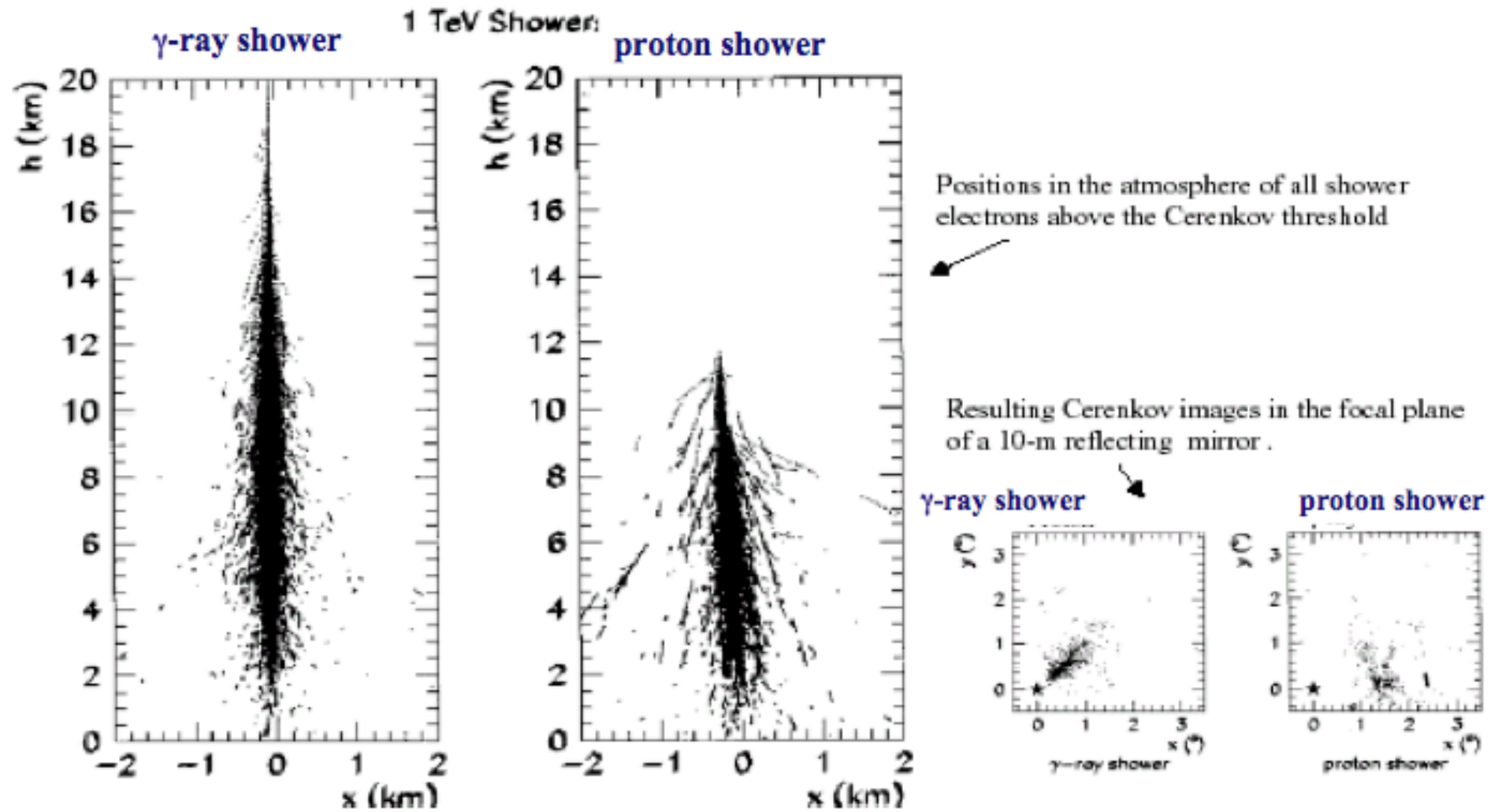
$$\varepsilon = \frac{m c^2 H}{c \tau}$$

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

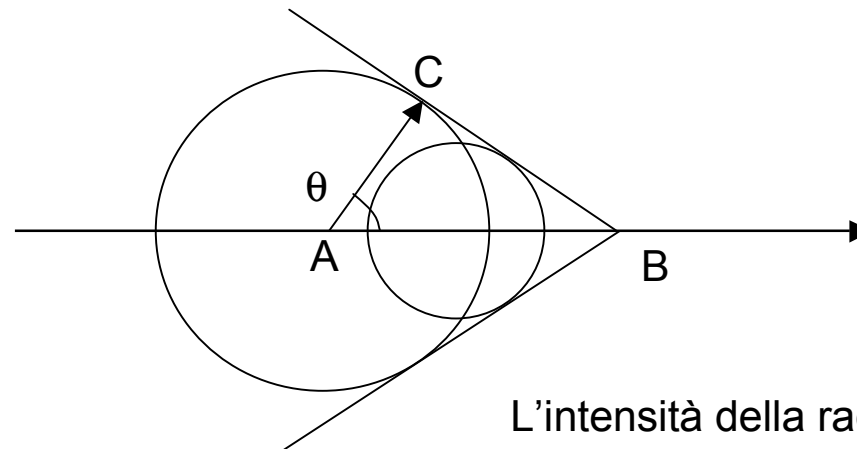
Ad energie dei $\pi > \text{TeV}$, i π hanno una probabilità di decadimento $\propto 1/E$, e la maggior parte di essi interagisce prima che abbiano la possibilità di decadere. A causa di questo fattore $1/E$, i μ avranno un indice spettrale più grande dei π genitori (+1).

SCIAME EM e SCIAME ADRONICO



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: $\cos\theta = 1 = 1/\beta n$; $\beta > 1/n$

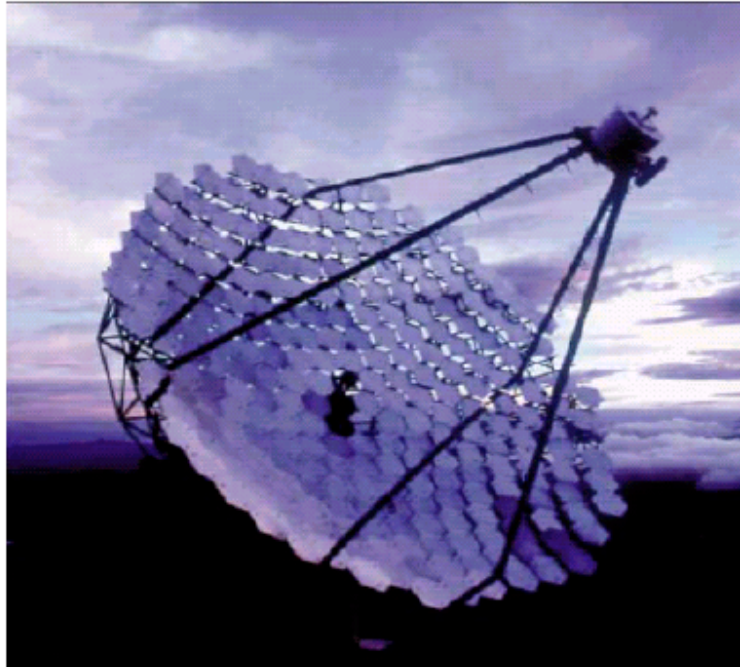
$$E = \gamma mc^2 = mc^2 / (1 - \beta^2)^{1/2} ; (1 - \beta^2)^{1/2} = (1 - 1/n^2)^{1/2} = [(n^2 - 1)/n^2]^{1/2}$$

$$E = mc^2 / \sqrt{2\varepsilon} \qquad 1/\sqrt{2\varepsilon} \approx 41$$
- 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.

CERENKOV



Whipple: diametro=10m, $E > 350$ GeV

The Whipple collaboration, which pioneered the Imaging Atmospheric Cherenkov Technique for the detection of very high energy (VHE) gamma rays, is based at the Fred Lawrence Whipple Observatory in Southern Arizona, in the United States. **The primary emphasis of the collaboration's research effort is the search for and study of celestial sources of gamma-rays in the energy range of 100 GeV - 10 TeV.**

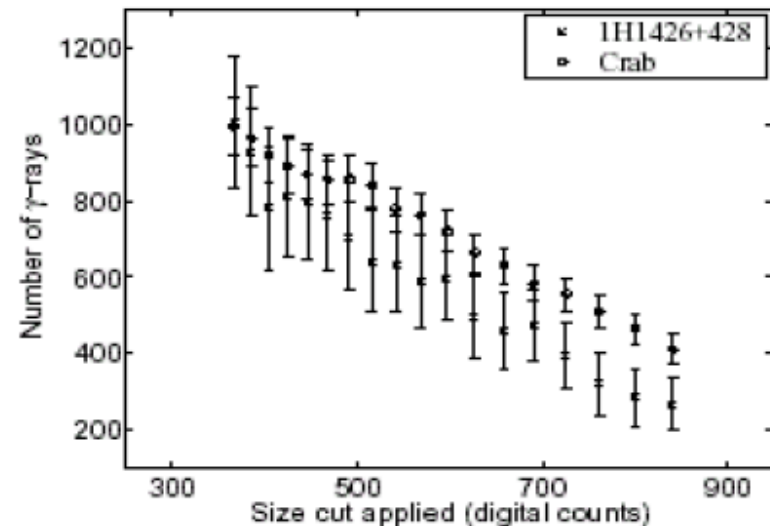
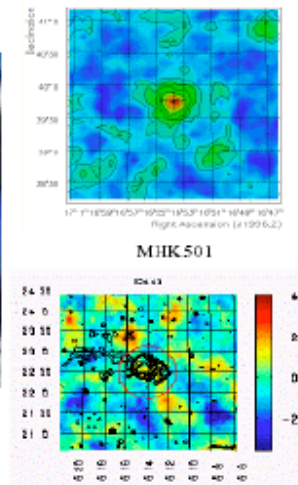


Fig. 4.— Integral excess events observed by the Whipple telescope from the directions of 1H1426+428 (crosses) and the Crab Nebula (open circles) during 2001 as a function of integrated Cherenkov light in the shower image. Exposure on the Crab Nebula was adjusted to match the total excess of 1H1426+428 at the lowest size cut applied, 366 digital counts. One photoelectron corresponds to ~ 3.6 digital counts.

CERENKOV

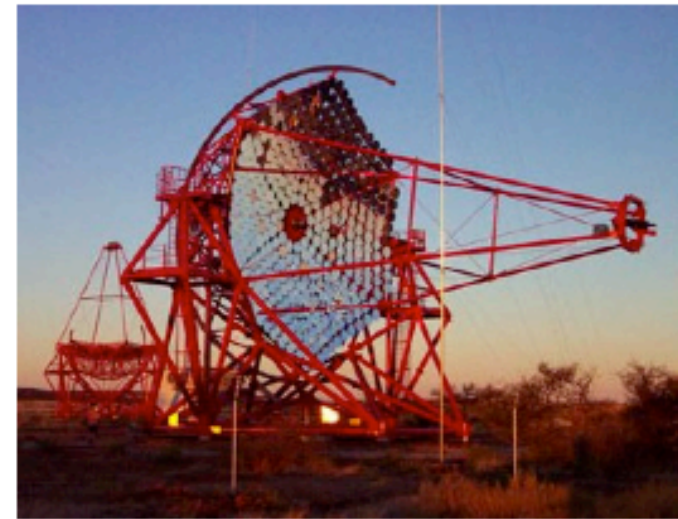
HESS

H.E.S.S. is a next-generation system of Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes for the investigation of cosmic gamma rays in the 100 GeV energy range. The name H.E.S.S. stands for **High Energy Stereoscopic System**, and should also remind of **Victor Hess**, who received in 1936 the **Nobel Prize in Physics for his discovery of cosmic radiation**. The acronym also emphasizes two main features of the proposed installation, namely the **simultaneous observation of air showers with several (3 to 4) telescopes, under different viewing angles, and the combination of multiple (up to 16) telescopes to a large system to increase the effective detection area for gamma rays**. With telescopes of over 100 m² mirror area, the proposed system provides a

- **detection threshold of about 40 GeV,**
- **full spectroscopic capability above 100 GeV, an**
- **angular resolution for individual showers of 0.1 degrees**
- **energy resolution of about 20%.**

It will allow to explore gamma-ray sources with intensities at a level of a few thousandth parts of the flux of the Crab nebula. H.E.S.S. is located in Namibia, near the Gamsberg, an area well known for its excellent optical quality. The first four H.E.S.S. telescopes (Phase I of the H.E.S.S. project) are under construction and are expected to successively go into operation between early 2002 and 2003

I quattro telescopi della Fase I sono stati completati nel dicembre 2003



CERENKOV

Group/ Instrument	Location	Reflector(s) Number × Aperture	Camera Pixels	Threshold (GeV)	Epoch Beginning
<i>Operating Telescopes^a</i>					
Whipple	Arizona, USA	10 m	331	250	1984
Crimea	Crimea, Ukraine	6×2.4 m	6×37	1000	1985
SHALON	Tien Shen, Russia	4 m	244	1000	1994
CANGAROO	Woomera, Aust.	3.8 m	256	500	1994
HEGRA	La Palma, Sp.	5 × 3 m	5 × 271	500	1994
CAT	Pyrenées	3m	600	250	1996
Durham/ Mark 6	Narrabri, Aust.	3× 7 m	1× 109	250	1996
TACTIC	Mt. Abu, India	4× 3.5 m	1×225	300	1997
Seven TA	Utah, USA	7×2 m	7×256	500	1998
STACEE	Sandia, New Mexico	32 × 7 m	32× 1	75	1998
CELESTE	Pyrenées, France	40×7 m	40×1	50	1998
<i>Future Telescopes</i>					
CANGAROO II	Woomera, Aust.	7 m	1×512	250	1999
GRAAL/CESA-1	Almeria, Sp.	63×7.1 m	4	100	1999
Solar II	Barstow, CA	96×7.1 m	96× 1	20	2002
MAGIC	La Palma, Sp.	17 m	1×800	30	2001
HESS	Namibia	4×10 m	4×700	50	2002
CANGAROO III	Woomera, Aust.	4× 10 m	4×512	75??	2003
VERITAS	Arizona, USA	7×10 m	7×499	75	2004

^a From Catanese & Weekes 1999