

2. Perdita di energia e rivelazione diretta dei RC primari

Corso “Astrofisica delle particelle”

Prof. Maurizio Spurio

Università di Bologna a.a. 2011/12

Outline

I- Richiami sui meccanismi di perdita di energia

1. Perdita di energia per eccitazione-ionizzazione
2. Interazioni di elettroni
3. Interazioni di fotoni
4. Sezione d'urto e libero cammino medio
5. Frammentazione di nuclei


II- Esperimenti per misure dirette di RC

6. Identificazione di particelle
7. PAMELA
8. AMS
9. BESS

APPENDICE: La formula della perdita di energia per ecc/ioniz ₂

**I- Richiami sui meccanismi di
perdita di energia e di rivelazione
di particelle
(cap. 2 “Particelle e Interazioni”)**

2.1 Perdita di energia per eccitazione-ionizzazione

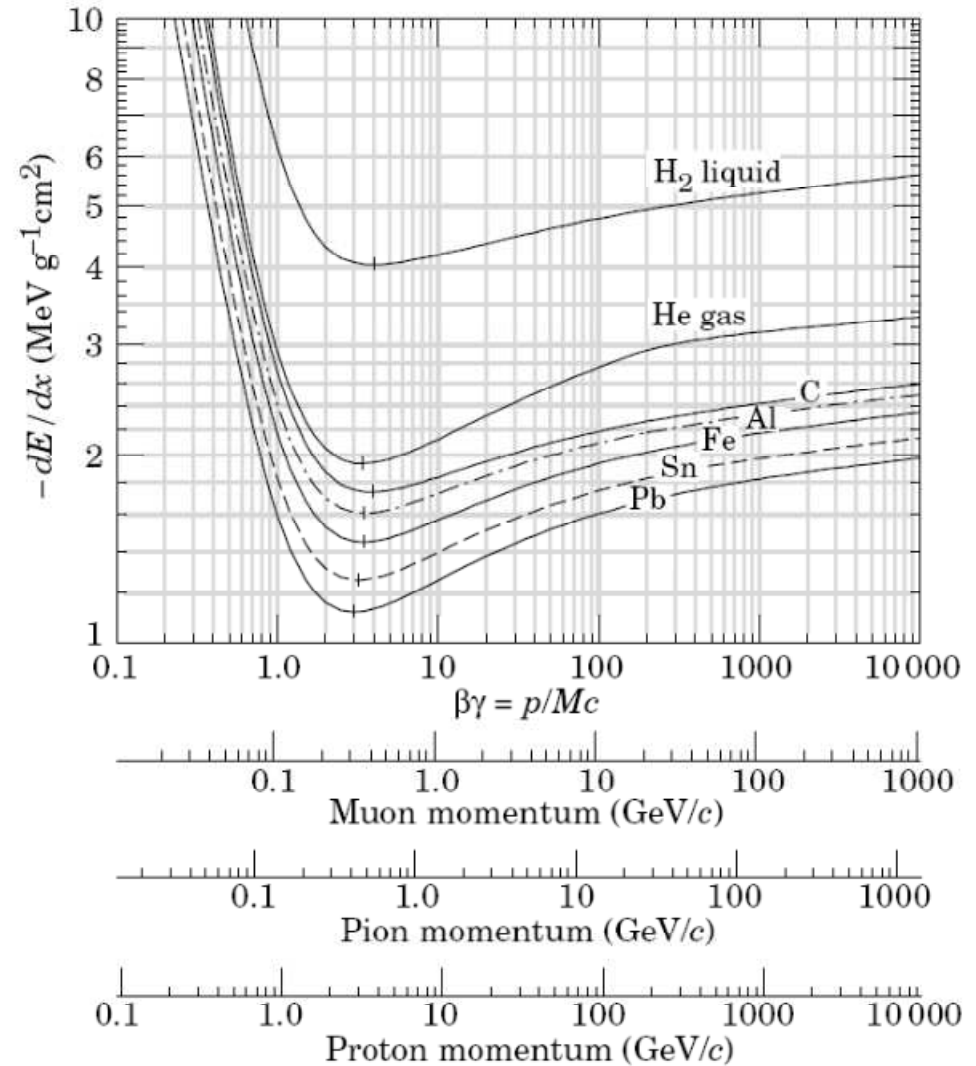
- Le particelle cariche, attraversando un mezzo, *eccitano* e *ionizzano* (e/i) gli elettroni del mezzo.
- Le particelle incidenti vengono quindi rallentate. A seguito della perdita di energia, è possibile utilizzare:
 - gli elettroni di ionizzati nei rivelatori a ionizzazione (Geiger, camere e tubi a streamer, RPC...)
 - i fotoni di diseccitazione nei rivelatori a scintillazione.
- Il meccanismo di e/i è un processo praticamente “continuo”. Gli elettroni legati hanno velocità dell'ordine di $c/\alpha=1/137 c$
- Le energie di legame sono dell'ordine dell'eV.
- La perdita di energia per e/i viene descritta dalla formula di Bethe-Block. 

(dE/dx)

- Formula per la perdita di energia per processi continui di eccitazione-ionizzazione di un mezzo (Bethe-Block)

$$\frac{dE}{dx} \approx 4\pi \left(\frac{N_o Z}{A} \right) \frac{\alpha^2 z^2}{mc^2} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{\gamma^2 \beta^2 mc^2}{I \alpha z} - \frac{\beta^2}{2} \right]$$

$$\frac{dE}{d(\rho x)} \cong 2 \quad \text{MeV} / \text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$$



2.2 Interazioni di elettroni

- Per gli elettroni, i processi di e/i descritti dalla formula di B.B. non sono i soli contributi significativi.
- In particolare, nell'interazione coi nuclei, l'elettrone incidente può subire una forte decelerazione (*bremstrahlung*)
- La perdita di energia per bremsstrahlung degli e- può essere ricavata da una trattazione semiclassica (cfr. Longair, Jackson):

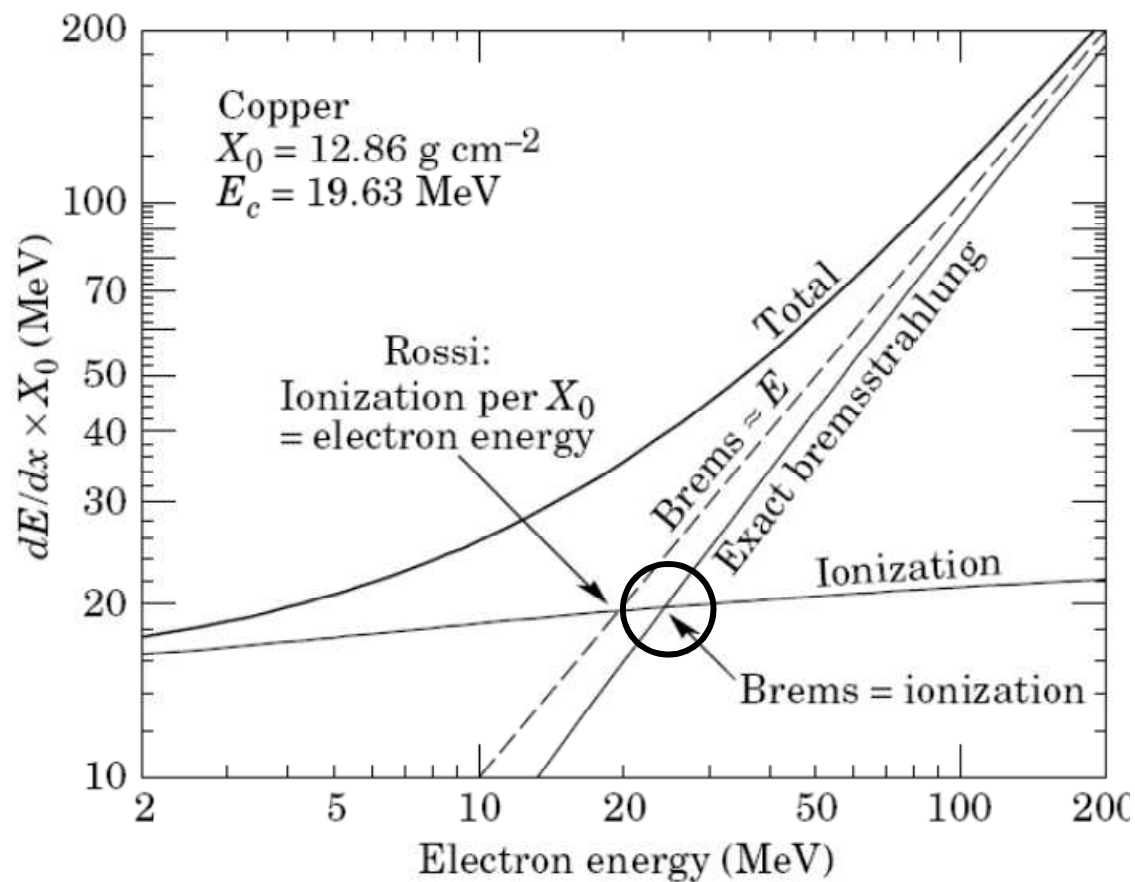
$$-\frac{dE}{d(\rho x)} \equiv -\frac{dE}{d\xi} = \frac{E}{\xi_0} \quad \text{MeV} / \text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$$

- ξ_0 è la lunghezza di radiazione = f(M_A, Z) (dipende dal materiale)

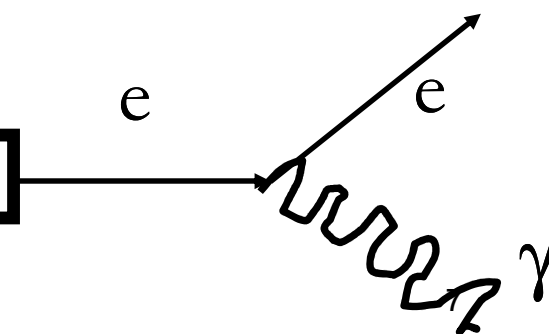
$$\xi_0 = \frac{716A}{Z(Z+1.3)[\ln(183 \cdot Z^{1/3}) + 1/8]} \quad \text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$$

- Si noti che la bremsstrahlung dipende dall'energia.

- **Energia critica**= E_c = valore dell'energia della particella tale che la perdita di energia per e/i uguaglia quella per bremsstrahlung.
- Poiché ξ_0 dipende dal materiale, anche il valore dell'energia critica E_c dipende dal mezzo attraversato.
- In tabella sono riportati alcuni valori caratteristici, utili nel seguito.



	ξ_0 (gcm ⁻²)	$x = \xi_0 / \rho$	E_c (MeV)
Idrogeno	58	6.7 km	340
Aria	36.5	280 m	83
Piombo	5.8	5.6 mm	6.9

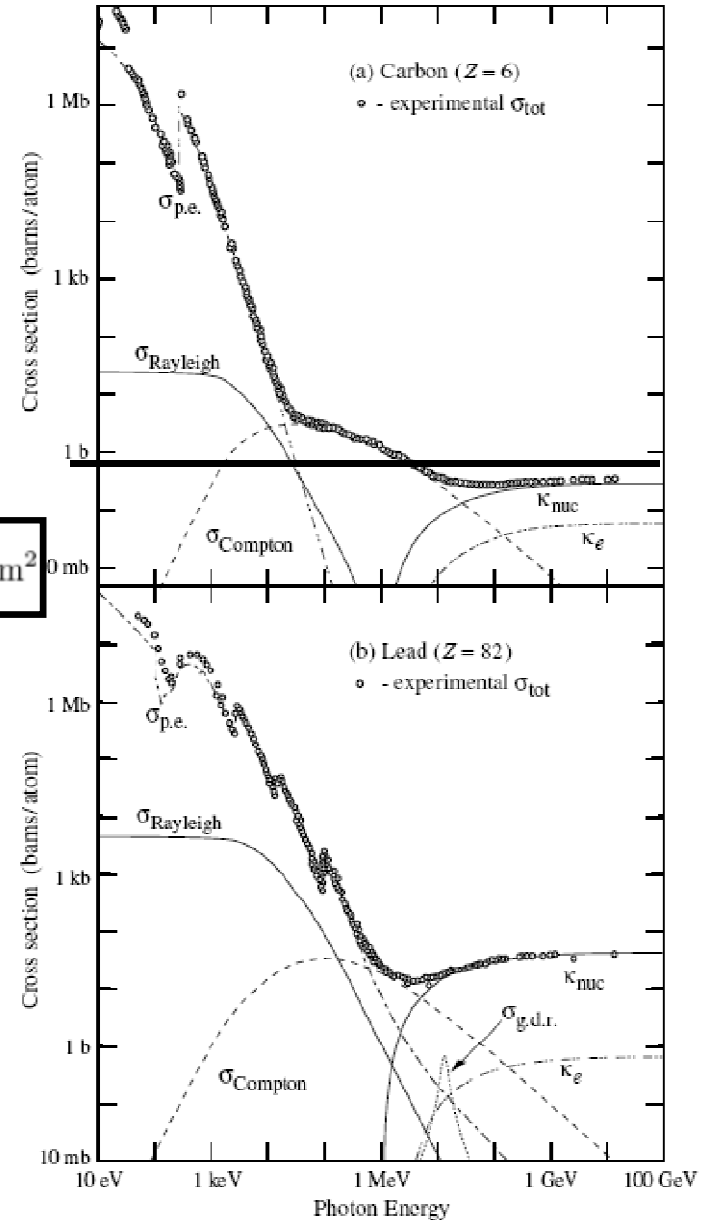


2.3 Interazioni di fotoni

- Ricordando che $\lambda = \frac{hc}{E}$, a seconda dell'energia i γ interagiscono:
 - coerentemente con l'atomo (fotoelettrico);
 - coerentemente con un e- di un atomo (Compton) $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_o^2 = 0.665 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$
 - creazione di coppie e+e- (vedi: www.pdg.lbl.org)

Figure 27.14: Photon total cross sections as a function of energy in carbon and lead, showing the contributions of different processes:

- $\sigma_{p.e.}$ = Atomic photoelectric effect (electron ejection, photon absorption)
- σ_{Rayleigh} = Rayleigh (coherent) scattering—atom neither ionized nor excited
- σ_{Compton} = Incoherent scattering (Compton scattering off an electron)
- κ_{nuc} = Pair production, nuclear field
- κ_e = Pair production, electron field
- $\sigma_{g.d.r.}$ = Photonuclear interactions, most notably the Giant Dipole Resonance [46]. In these interactions, the target nucleus is broken up.



Creazione di coppie

- Noi siamo interessati al processo dominante alle energie più elevate (creazione di coppie);

$$\sigma_{pairs} = \alpha \cdot Z^2 \cdot \sigma_T$$

- Così come per l'elettrone, viene definita una lunghezza caratteristica per la creazione di coppie (*lunghezza di radiazione*)

$$\xi_{pair} = \frac{\rho}{N\sigma_{pairs}} = \frac{A}{N_o\sigma_{pairs}}$$

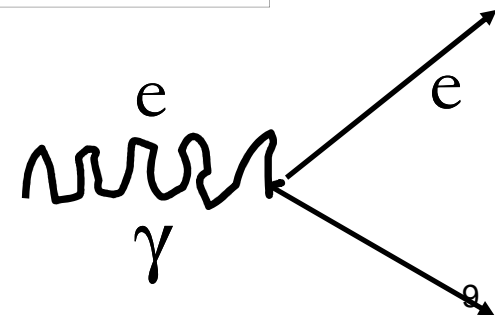
- La “perdita di energia” del fotone per creazione di coppie:



$$-\frac{dE}{d\xi} = \frac{E}{\xi_{pair}}$$

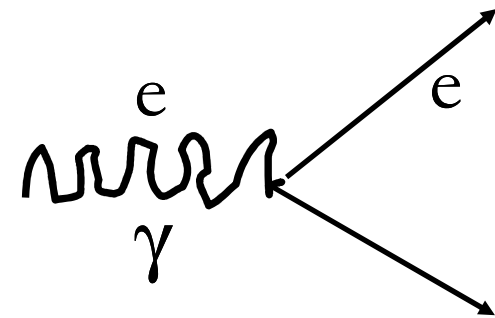
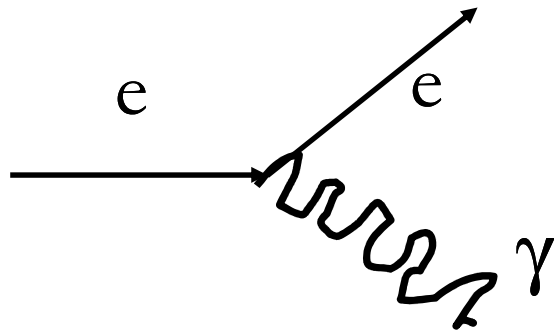
- La trattazione QED (vedi diagrammi di Feynman) mostra che:

$$\xi_{pair} \cong \xi_{bremss}$$



Ne consegue che ad alte energie,
elettroni (positroni) e fotoni si
comportano alla stessa maniera →
sciame elettromagnetico

$$\xi_{pair} \cong \xi_{bremss}$$

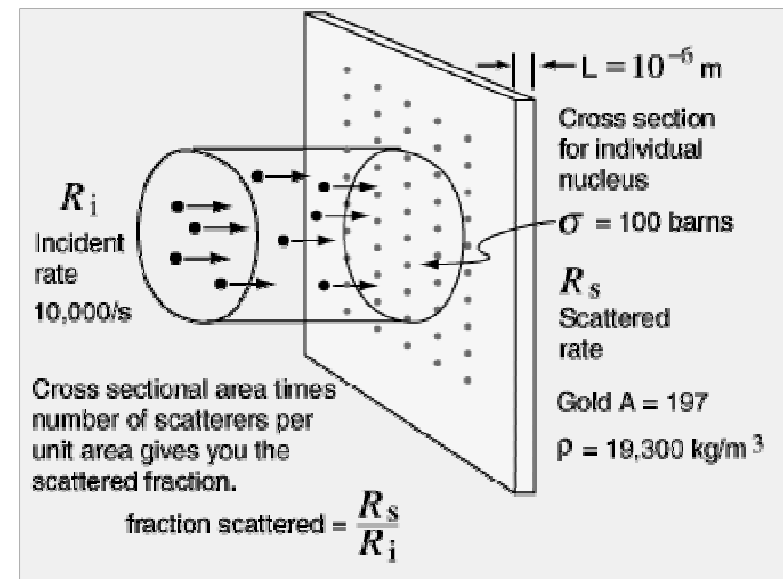


2.4 Sezione d'urto e libero cammino medio

- Le interazioni forti (a differenza di quelle elettromagnetiche) non avvengono a distanza. Il loro *range* coincide praticamente con le dimensioni delle particelle interagenti (p, n, nuclei) $\sim 10^{-13}$ cm.
- Il parametro che caratterizza “la forza” delle interazioni è definito **sezione d'urto** (indicato con σ). Unità: cm^2

- $N =$ n. particelle incidenti/s cm^2
- $dN =$ n. particelle interagenti/s $\cdot \text{cm}^2$
- $dx =$ spessore del bersaglio, cm
- $N_c =$ n. centri diffusori bersaglio/ cm^3

$$-dN = \sigma \cdot N \cdot N_c \cdot dx$$



Il libero cammino medio

- Il **cammino libero medio** λ rappresenta la distanza media percorsa da una particella fra due urti successivi.
- Può essere ricavato dalla definizione della sezione d'urto, ricordando che $N_c = N_o \rho / M_A$

$$-dN = \sigma \cdot N \cdot N_c \cdot dx$$

$$-\frac{dN}{N} = \sigma \cdot \frac{N_o}{M_A} \rho \cdot dx = \frac{d(\rho x)}{\lambda}$$

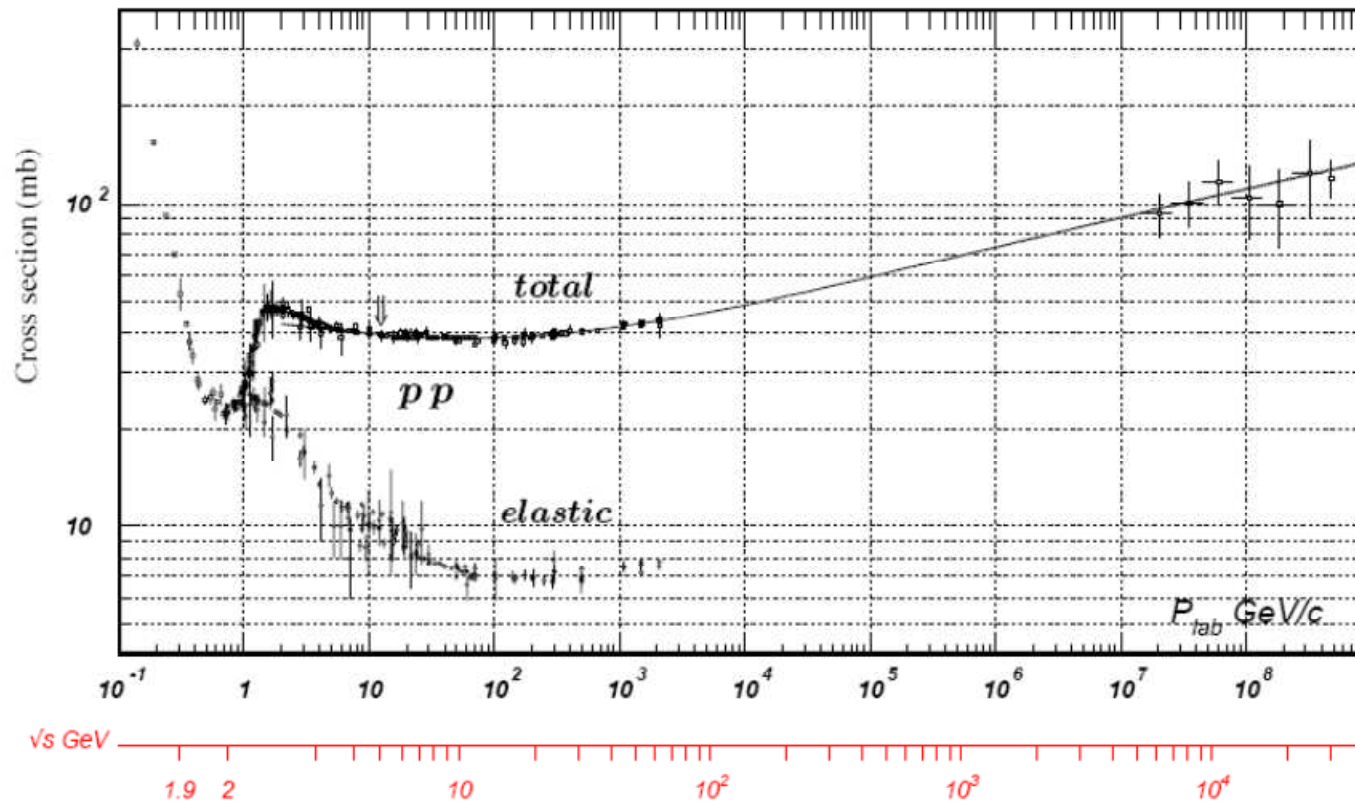


$$\lambda = \frac{M_A}{\sigma N_o}$$

- Si può facilmente verificare (**provate!**) che un fascio di particelle si attenua di un fattore $1/e$ dopo aver percorso una lunghezza λ
- Nel caso in cui sia il fascio sia composto da nuclei A o protoni ($A=1$), la sezione d'urto corrisponde a quella geometrica:

$$\sigma_{nucl} = \pi \cdot r_N^2 = \pi \cdot (r_o A^{1/3})^2 \cong 5 \times 10^{-26} A^{2/3} \text{ cm}^2 = 50 \text{ mb}$$

Sezione d'urto pp



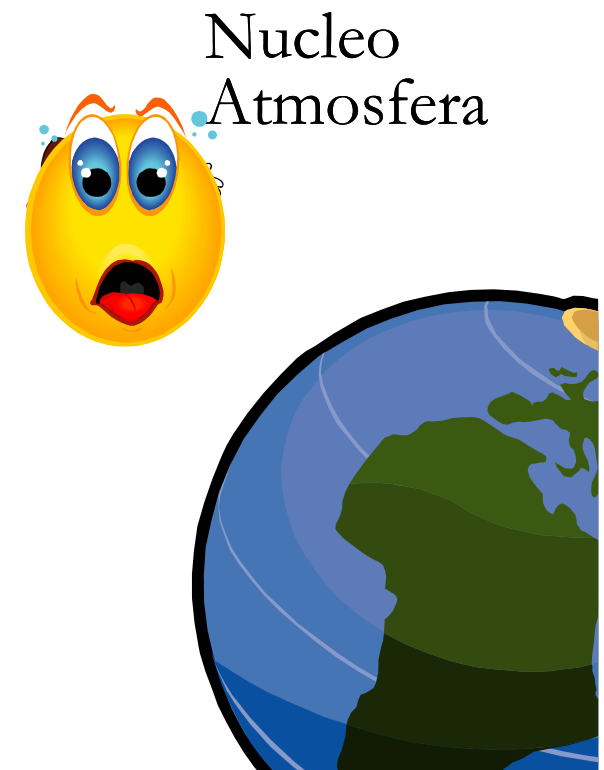


RC (protone)

Perché ci interessa tutto questo?-1

- I RC (principalmente p) interagendo con i nuclei dell'atmosfera terrestre originano i RC secondari (sciami).

→ cap. 5





Perché ci interessa tutto questo?-2

RC

- La frazione nucleare dei RC (10%) interagendo con i protoni del mezzo interstellare originano frammenti nucleari che possono giungere a Terra

→ cap. 3

Mezzo Interstellare
= 1 p/cm³

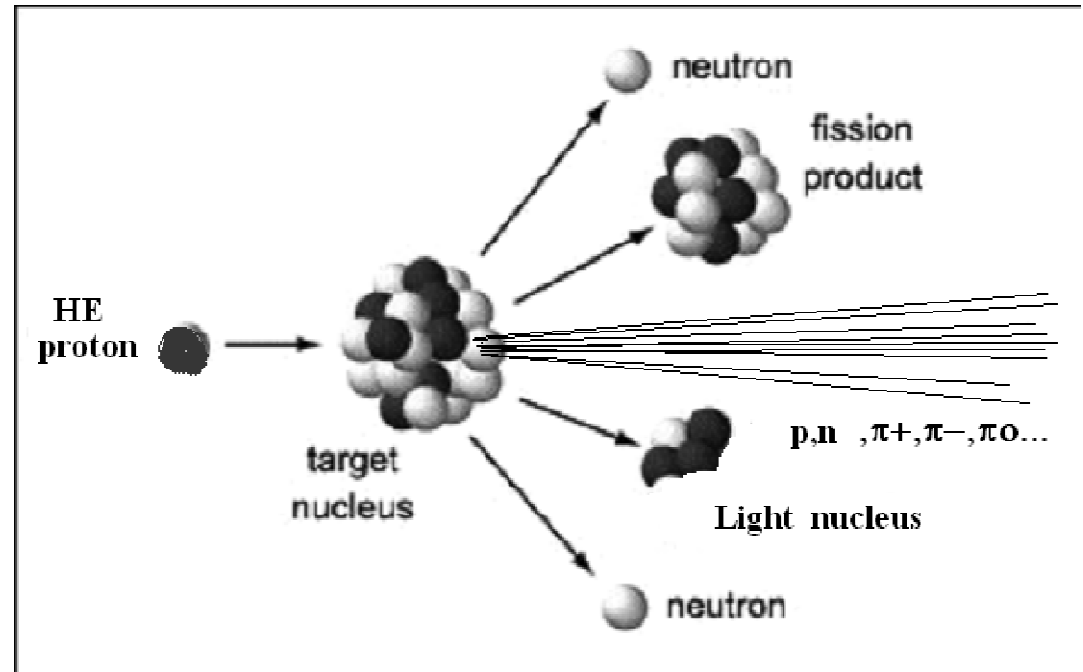


2.5 Frammentazione di nuclei

- L'interazione tra un nucleo ed un protone (o un nucleo) che produce un nucleo più piccolo (frammento) si chiama frammentazione (o spallazione).
- Per quanto riguarda i nuclei nei RC, propagandosi nel mezzo intergalattico, subiscono questo processo e la composizione chimica dei RC viene modificata nel tragitto dalle sorgenti alla Terra.
- Occorre determinare la sezione d'urto σ_{BT} totale del processo $N_{\text{Beam}} + N_{\text{Target}}$, e la frazione relativa f_{ij} di nuclei di differente specie prodotti dalla reazione (Beam, Target)
- Nel caso astrofisico, i nuclei "Target" sono protoni.
- Lo studio di σ_{BT} , f_{ij} avviene sia sperimentalmente, sia tramite l'utilizzo di formule semi-empiriche;

Interazioni di alta energia di p con nuclei

- Il p interagisce con un solo nucleone nel nucleo
- **ESERCIZIO:** *Calcolare la lunghezza di de Broglie di un p di 100 GeV.*
- Nell'interazione p-nucleone vengono prodotte molte particelle (pioni principalmente)



- Nel Sistema di riferimento del laboratorio, le particelle sono emesse in avanti.
- In genere, pochi (1 o 2) nucleoni partecipano all'interazione, e vengono rimossi dal nucleo originario. La parte rimanente è in uno stato eccitato, e alcuni frammenti (n, α) possono evaporare. La parte rimanente viene chiamata frammento nucleare, o nucleo di spallazione.
- **NOTA:** *si ha lo stesso processo se anziché avere un p di alta energia incidente su un nucleo in quiete, si ha un nucleo di H.E. incidente su un protone in quiete*

■ Sezione d'urto totale T,B

$$\sigma_{BT} = \sigma_o \cdot (A_T^{1/3} + A_B^{1/3} - b)^2$$

- Se T (o B) è p: $\sigma_B = \sigma_o \cdot A_B^{2/3}$
- Le sezioni d'urto parziali di frammentazione di nuclei su protoni sono state ottenute parzialmente da esperimenti (ed estrapolate con formule semiempiriche (Tsao, C. H.; Silberberg, R.))
- L'accordo tra formule e dati è entro il 25%
- Dalla tabella, si noti che:
 - La probabilità di estrarre un solo nucleone è sempre elevata
 - produzione di nuclei “pari” leggermente favorita rispetto ai “dispari”
 - $\sum f_{ij} < \sigma_{BT}$ (riga in basso): alcuni canali meno interessanti non sono riportati

Product nucleus	Parent nucleus		TARGET (%)								
	Z	A	¹¹ B	¹² C	¹⁴ N	¹⁶ O	²⁸ Ne	²⁴ Mg	²⁸ Si	⁵⁶ Fe	
Lithium	3	6	12.9	12.6	12.6	12.6	12.6	12.6	12.6	17.4	
	7	7	17.6	11.4	11.4	11.4	11.4	11.4	11.4	17.8	
Beryllium	4	7	6.4	9.7	9.7	9.7	9.7	9.7	9.7	8.4	
	9	9	7.1	4.3	4.3	4.3	4.3	4.3	4.3	5.8	
	10	10	15.8	2.9	1.9	1.9	1.9	1.9	1.9	4.1	
Boron	5	10	26.6	17.3	16.0	8.3	7.1	6.2	5.3	5.3	
	11	11	—	31.5	15.0	13.9	12.0	10.4	9.0	8.1	
Carbon	6	10	—	3.9	3.3	2.9	2.1	1.6	1.2	0.5	
	11	11	0.6	26.9	12.4	10.6	7.9	5.9	4.5	1.3	
	12	12	—	—	38.1	32.7	13.5	10.1	7.6	4.7	
	13	13	—	—	10.5	14.4	10.7	8.0	6.0	3.7	
	14	14	—	—	—	2.3	3.9	3.0	2.2	2.1	
Nitrogen	7	13	—	—	10.7	3.6	2.7	2.0	1.5	0.5	
	14	14	—	—	—	26.3	10.9	8.1	6.1	2.9	
	15	15	—	—	—	31.5	10.0	7.5	5.7	4.3	
	16	16	—	—	—	—	3.4	2.6	1.9	1.6	
Oxygen	8	14	—	—	—	3.1	2.5	1.9	1.4	0.3	
	15	15	—	—	—	27.8	11.8	8.9	6.7	1.0	
	16	16	—	—	—	—	27.0	13.5	10.2	3.9	
	17	17	—	—	—	—	15.5	11.6	8.7	4.1	
	18	18	—	—	—	—	4.5	4.7	3.5	2.6	
Fluorine	9	16	—	—	—	—	—	1.4	1.1	—	
	17	17	—	—	—	—	8.5	5.4	4.8	—	
	18	18	—	—	—	—	14.4	10.8	8.1	2.4	
	19	19	—	—	—	—	21.0	10.9	8.2	4.8	
	20	20	—	—	—	—	—	4.2	3.1	2.3	
Neon	10	18	—	—	—	—	2.8	2.1	1.6	—	
	19	19	—	—	—	—	17.3	5.3	4.0	—	
	20	20	—	—	—	—	—	17.8	13.4	3.6	
	21	21	—	—	—	—	—	14.0	10.6	5.4	
	22	22	—	—	—	—	—	3.2	5.8	4.3	
	23	23	—	—	—	—	—	—	1.3	—	
Sodium	11	20	—	—	—	—	—	1.5	1.1	—	
	21	21	—	—	—	—	—	7.7	5.6	—	
	22	22	—	—	—	—	—	16.8	12.7	2.3	
	23	23	—	—	—	—	—	21.0	12.0	6.4	
	24	24	—	—	—	—	—	—	5.2	3.7	
Magnesium	12	23	—	—	—	—	—	29.8	1.6	0.6	
	24	24	—	—	—	—	—	—	17.1	3.2	
	25	25	—	—	—	—	—	—	18.5	6.0	
	26	26	—	—	—	—	—	—	14.4	5.8	
	27	27	—	—	—	—	—	—	7.6	1.7	
	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
Aluminium	13	25	—	—	—	—	—	—	6.3	—	
	26	26	—	—	—	—	—	—	13.3	2.0	
	27	27	—	—	—	—	—	—	21.0	6.7	
	28	28	—	—	—	—	—	—	—	5.7	
	29	29	—	—	—	—	—	—	—	2.5	
Silicon	14	27	—	—	—	—	—	—	30.7	0.4	
	28	28	—	—	—	—	—	—	—	2.7	
	29	29	—	—	—	—	—	—	—	6.0	
	30	30	—	—	—	—	—	—	—	10.4	
	31	31	—	—	—	—	—	—	—	3.1	
	32	32	—	—	—	—	—	—	—	1.2	
Total inelastic cross-section			237.8	252.4	280.9	308.8	363.3	415.7	466.0	763.4	mb

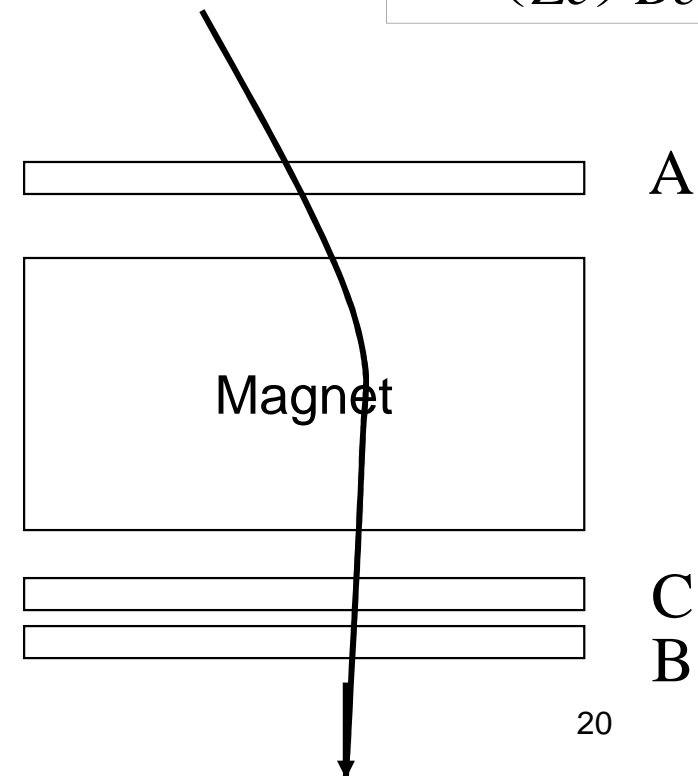
*Cross-sections measured in units of millibarns = 10⁻²⁸ m².
Data kindly supplied by Drs R. Silberberg and C. H. Tsao.*

II- Esperimenti per misure dirette di RC

2.6 Identificazione di particelle

- Identificazione di particelle = massa, carica, energia/impulso
- Spettrometro: strumento per la misura della rigidità $R = \frac{pc}{Ze}$ in campo magnetico. B è noto, Z e p possono essere misurati
- La risoluzione nella misura dell'impulso è dipende dalla precisione nella misura della traccia e dallo scattering multiplo della traccia all'interno del magnete.
- Un sistema di tempo di volo (ToF) (ad esempio A,C sono 2 contatori a scintillazione o contatori proporzionali) fornisce la misura di dE/dx (ossia Z^2), tempo, posizione e **trigger**. La misura del ToF tra due posizioni note fornisce la velocità della particella. Da r_L si ottiene la massa della particella.
- Talvolta, un rivelatore distruttivo (calorimetro) può essere usato per avere una misura indipendente dell'energia totale della particella.

$$r_L = \left(\frac{pc}{Ze} \right) \frac{1}{Bc}$$



Esperimenti nello spazio

- **Sviluppi recenti:** esperimenti nello spazio (PAMELA, AMS, altri) finalizzati alla misura diretta di RC e della **ricerca di antimateria**.
- Spettrometri: misurano la carica dei RC → RC, antinuclei.
- Occorre però un campo magnetico → magnete nello spazio, superconduttori, criogenia → pesanti, costosi!
- Identificazione di particelle: occorre una ottima discriminazione di particelle per separare elettroni da antiprotoni. Occorrono diversi strumenti a seconda dell'energia della particella:
 - **Low energy:** TOF, Cherenkov
 - **High energy:** RICH, TRD, calorimetri elettromagnetici
- Tipicamente: 1 antiprotone su 10^{5-6} .

Ricerca di antinuclei nei RC: il mistero della mancanza di antimateria nell'Universo



2.7 PAMELA

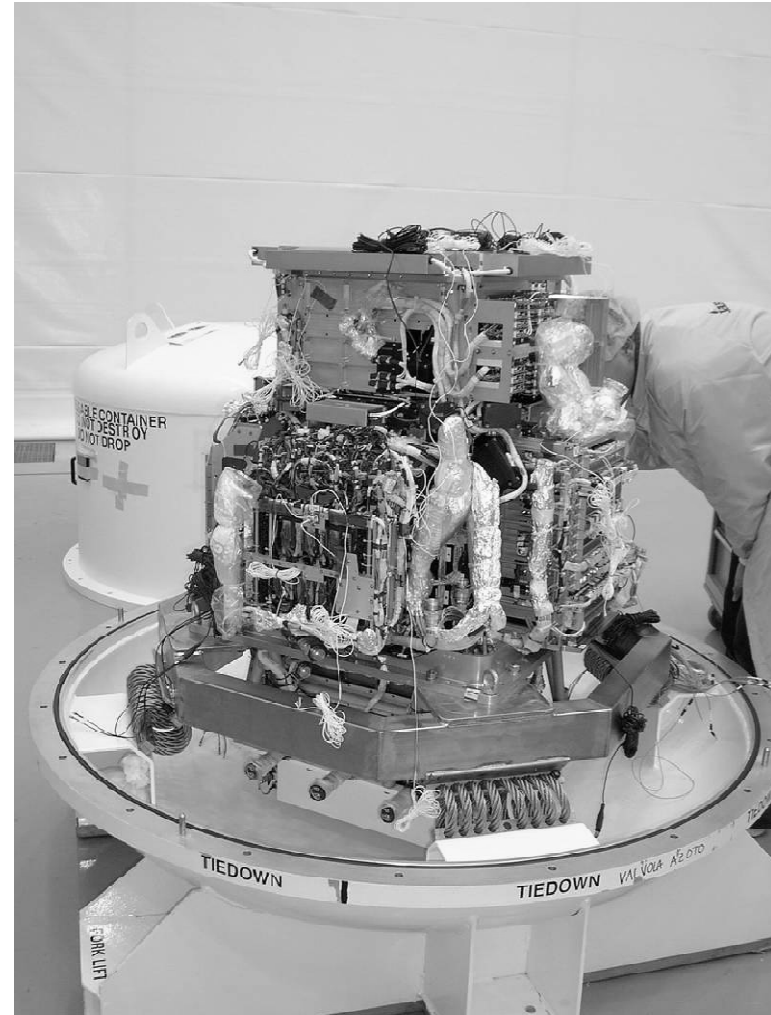
- Lanciato 15/6/2006 da Baikonur Cosmodrome-Kazakhstan

<http://wizard.roma2.infn.it/pamela/>

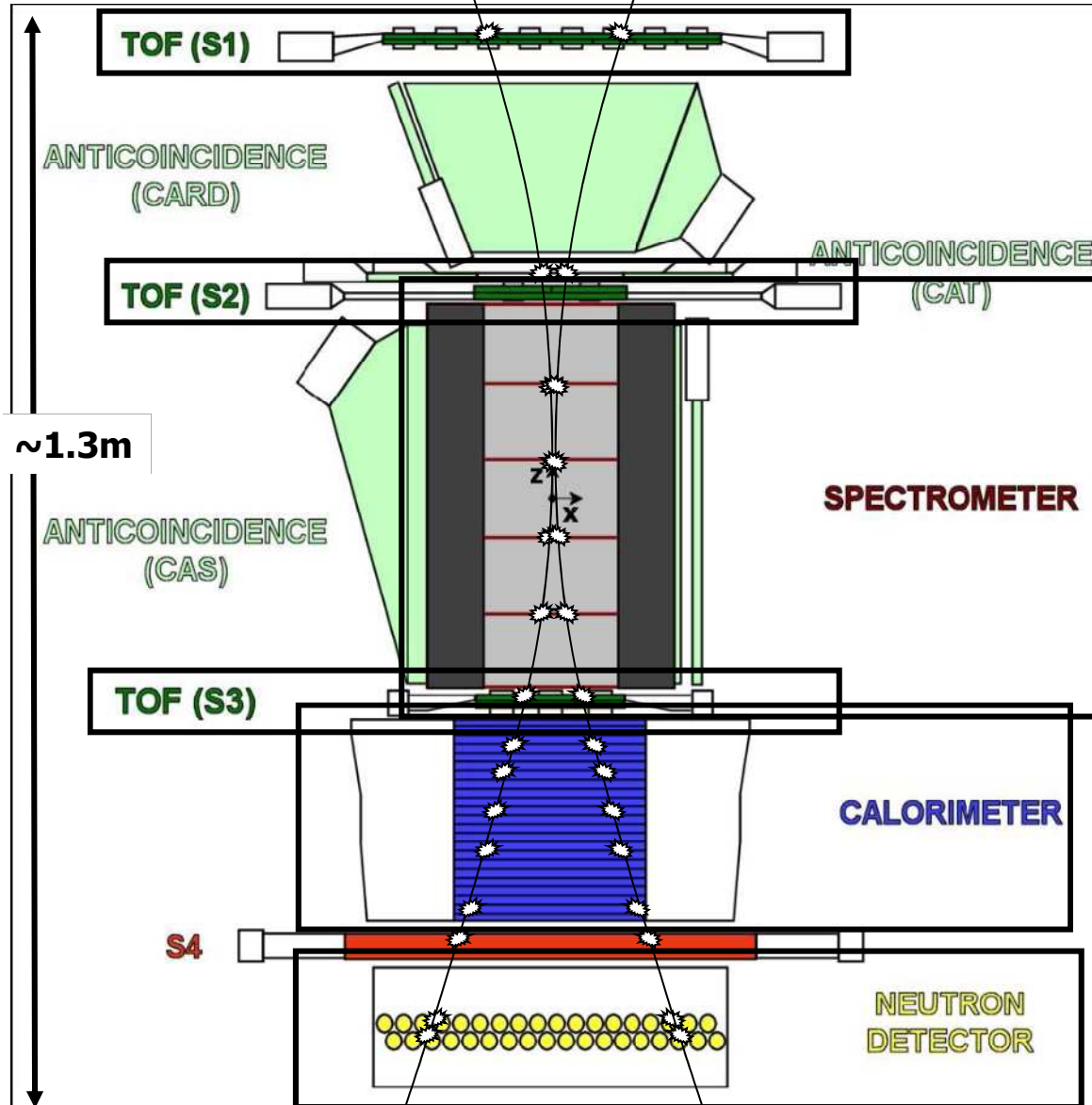


PAMELA

- Obiettivi dell'esperimento:
 - Misurare lo spettro di antiprotoni, positroni e (anti)nuclei in un ampio intervallo di energie;
 - Ricerca di antimateria “primordiale”
 - Studio del flusso dei RC primari
- PAMELA è capace di misurare rigidità magnetiche (=impulso/carica) sino a **700 GV/c**.

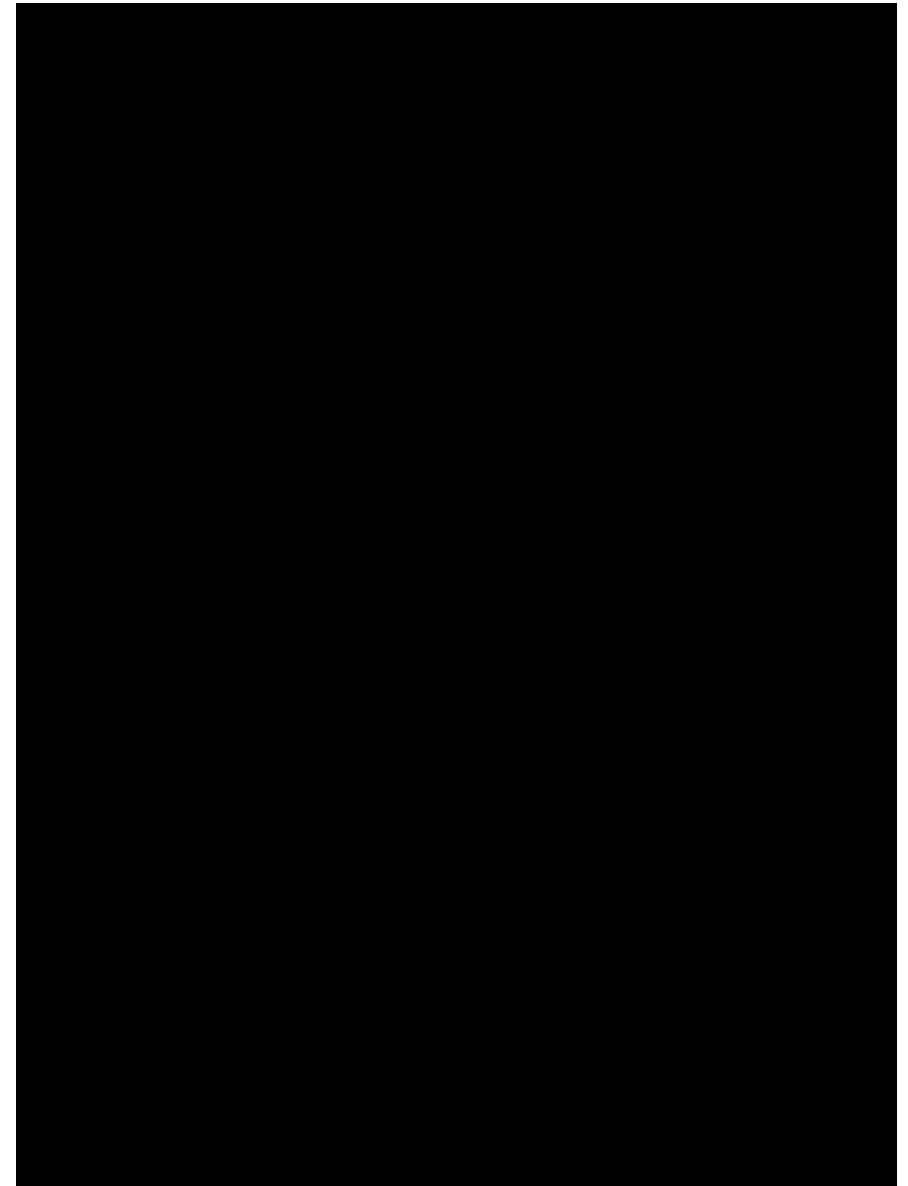
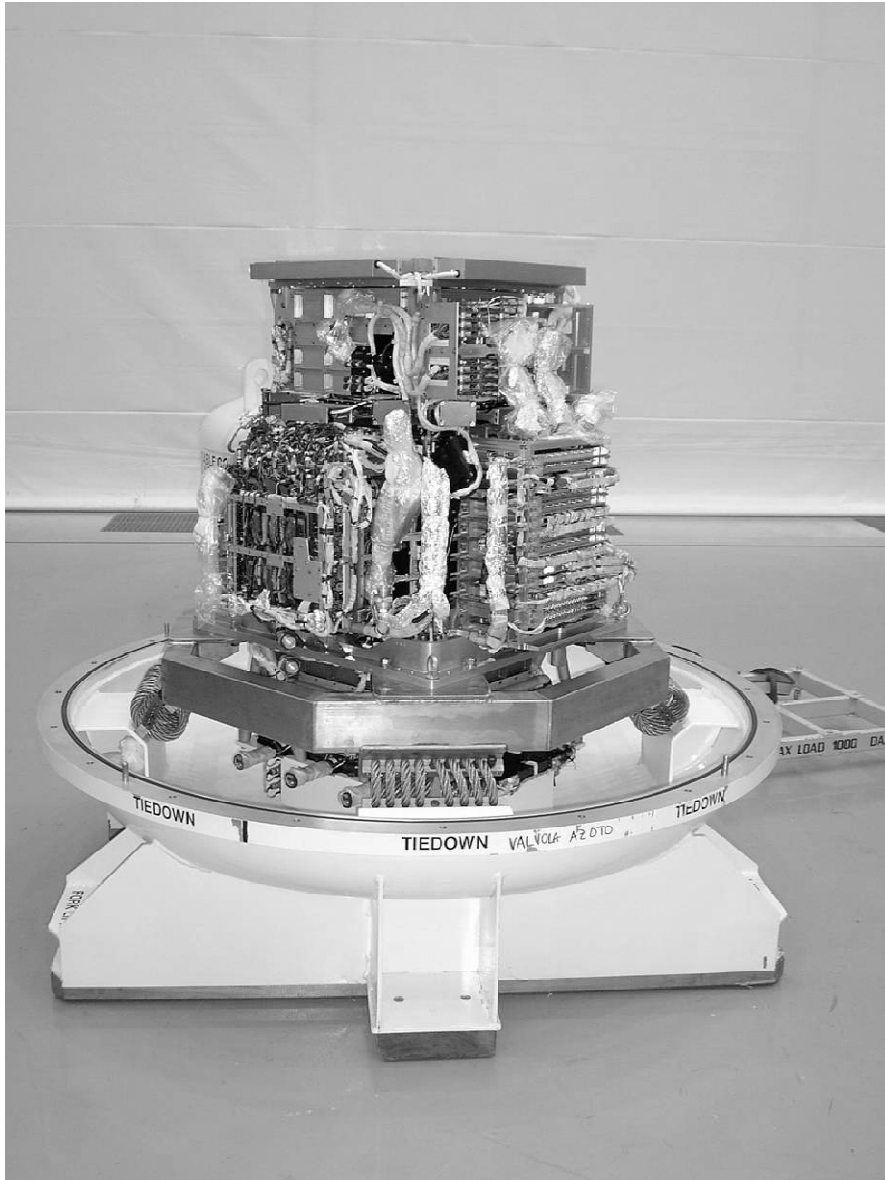


PAMELA



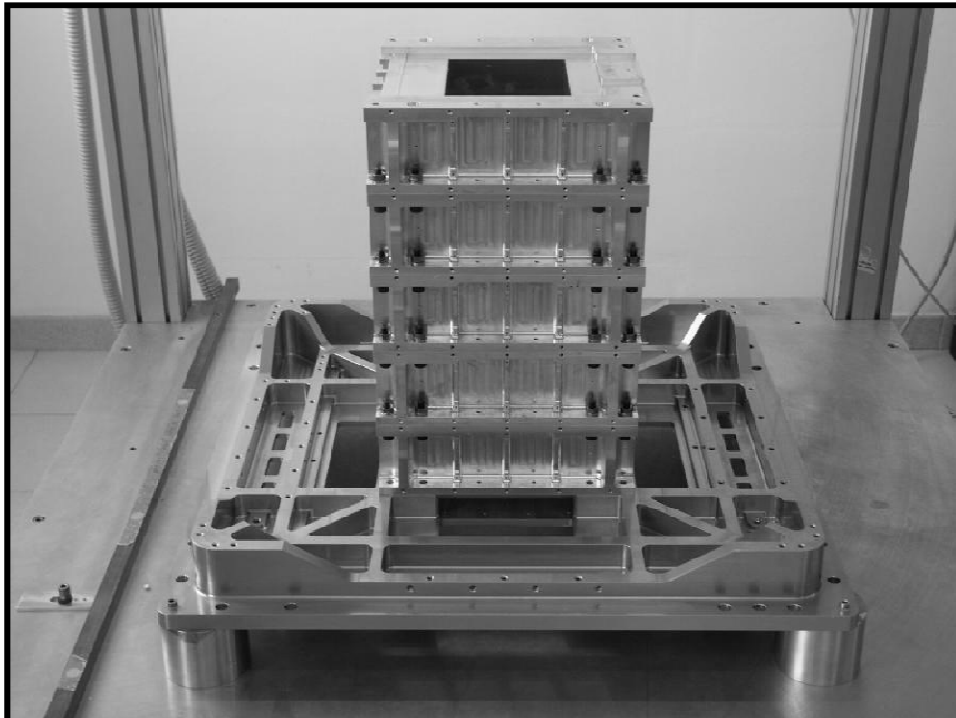
- Identificazione di particelle usando:
 - TOF
 - Calorimetro Em
 - Rivelatore di neutroni (basato sulla cattura da parte di ^3He n) \rightarrow aiuta a discriminare cascate elettromagnetiche da quelle adroniche
 - Misura della rigidità tramite spettrometro, costituito da un magnete permanente ed un sistema tracciante al silicio

Integrazione e posizionamento nel satellite



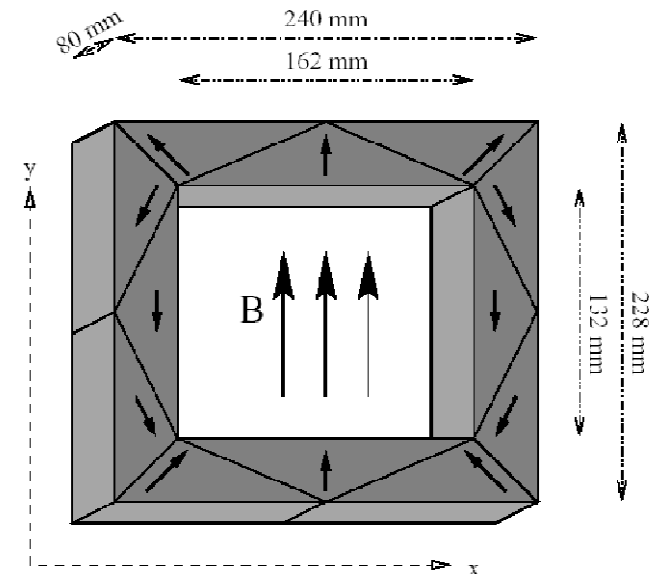
Lo Spettrometro Magnetico

- Per avere un'idea del grado di complessità di tali esperimenti, guardiamo con qualche dettaglio lo spettrometro magnetico:



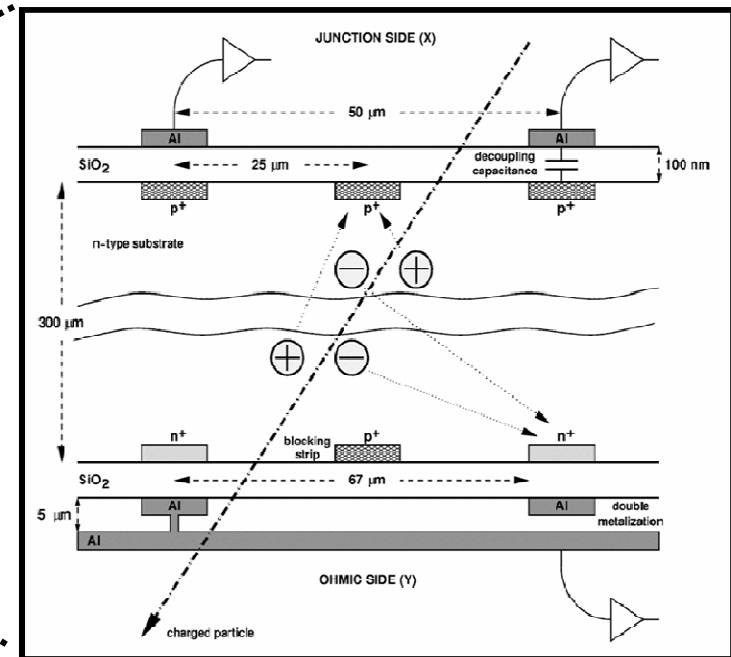
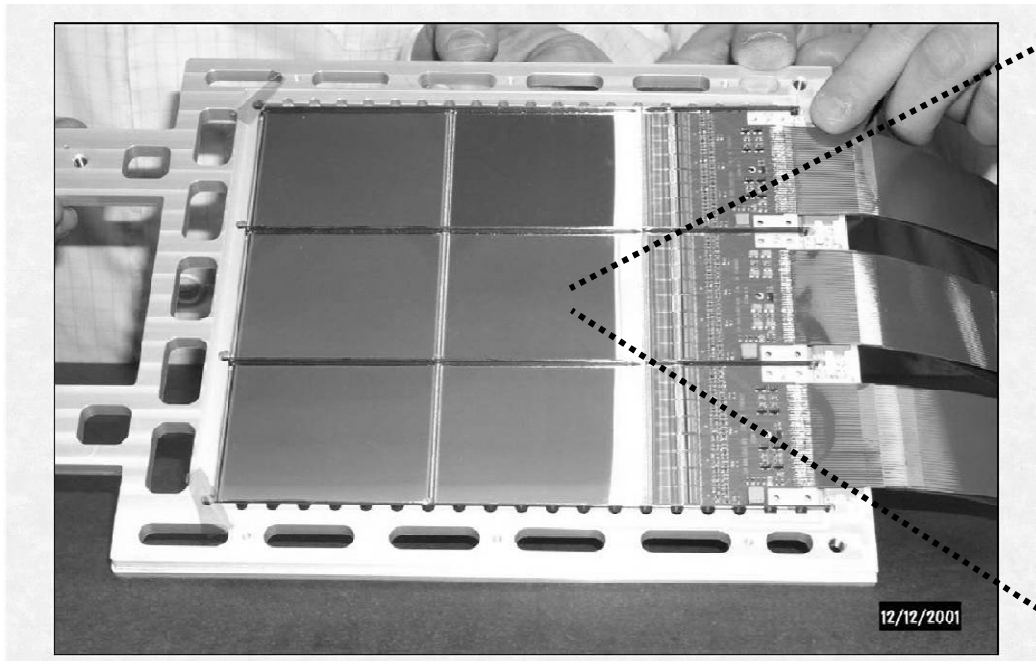
- Magnete Permanente

- 5 blocchi di Nb-B-Fe
- 0.48 T al centro della cavità
- “Torre” Magnetica = $(13.2 \times 16.2 \text{ cm}^2) \times 44.5 \text{ cm high}$
⇒ accettanza: $20.5 \text{ cm}^2 \text{ sr}$



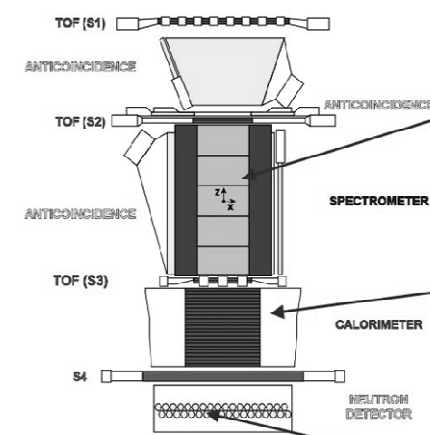
Tracciamento: Piani di silicio

- Double-sided silicon microstrips (300 μm thick):
 - 25 μm implantation pitch (junction side) / 67 μm (ohmic side)
 - Strips mutually orthogonal on opposite sides
 - Readout pitch 50 μm

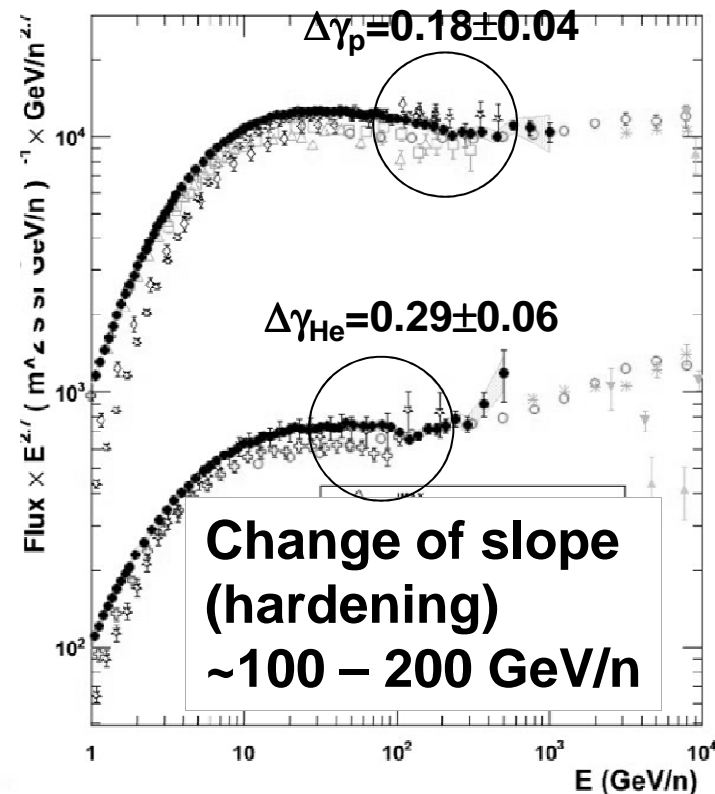
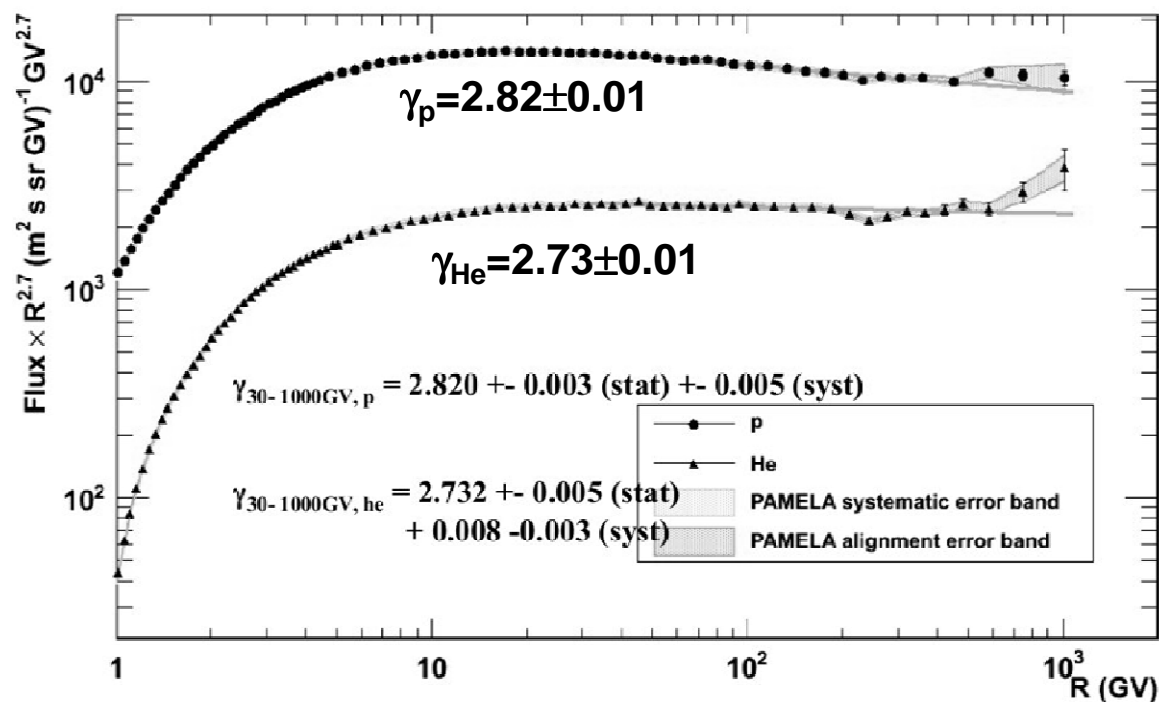


Esempio di misura dei RC

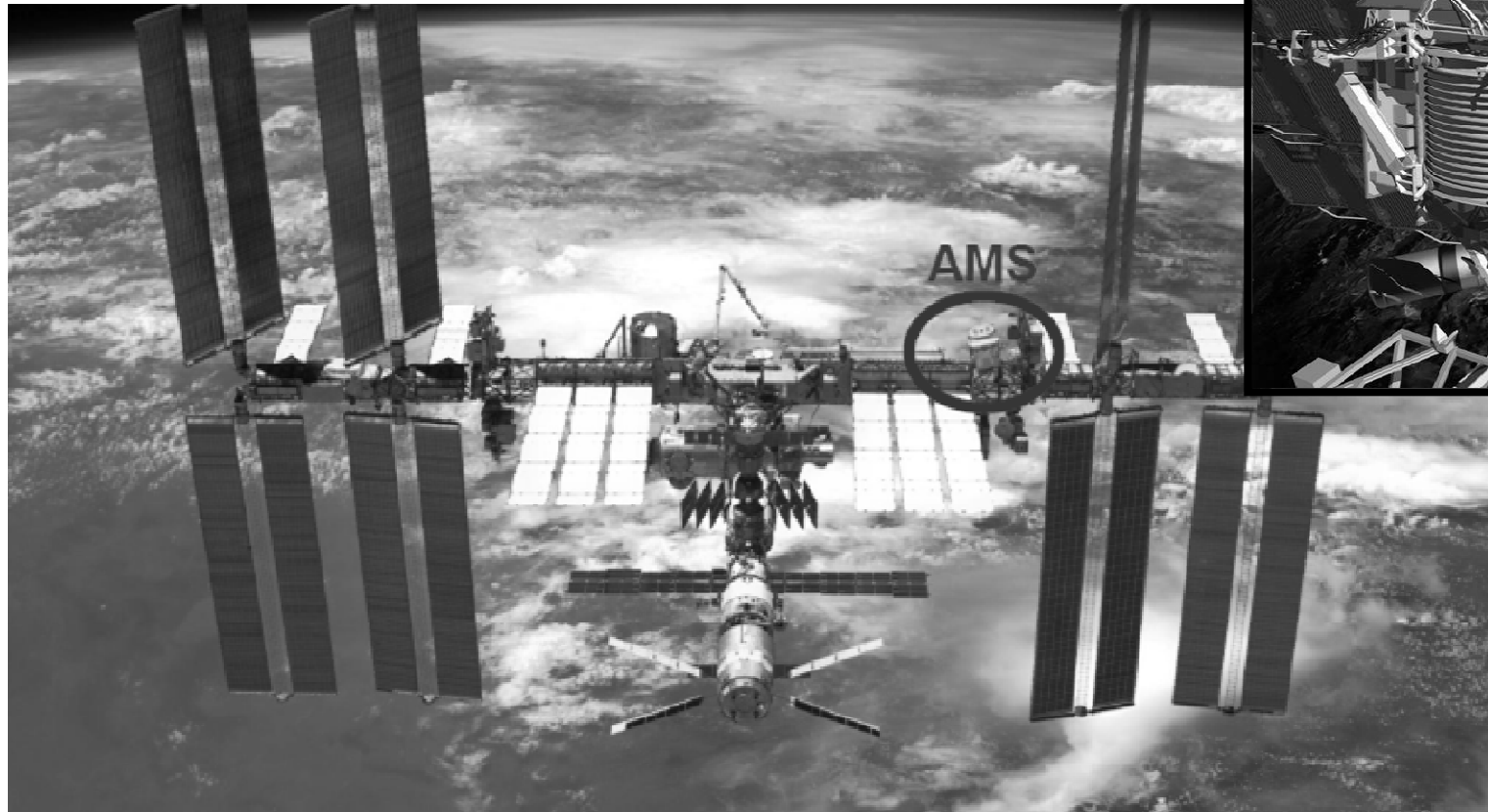
PAMELA $10^9 < E < 10^{12}$ eV



Comparison with previous experiments



2.8- Alpha Magnetic Spectrometer Experiment



- ISS : 108 m x 80m, 420 t
- *orbit height 400km*

- *Inclination = 51.57°*
- *15.62 revolutions/day*

AMS Transfer to the Shuttle, 26 March 2011





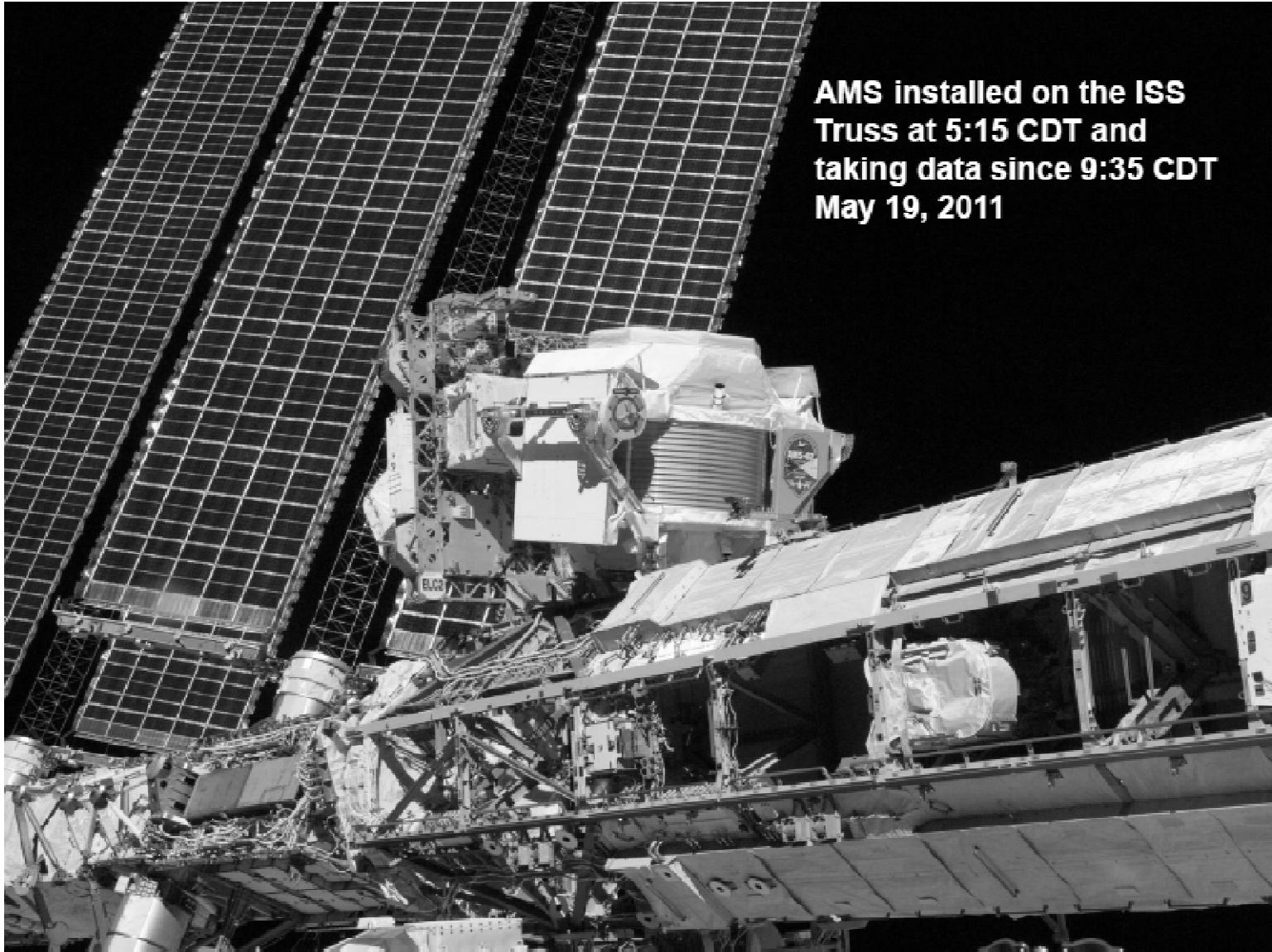
Counting down to the launch of STS-134



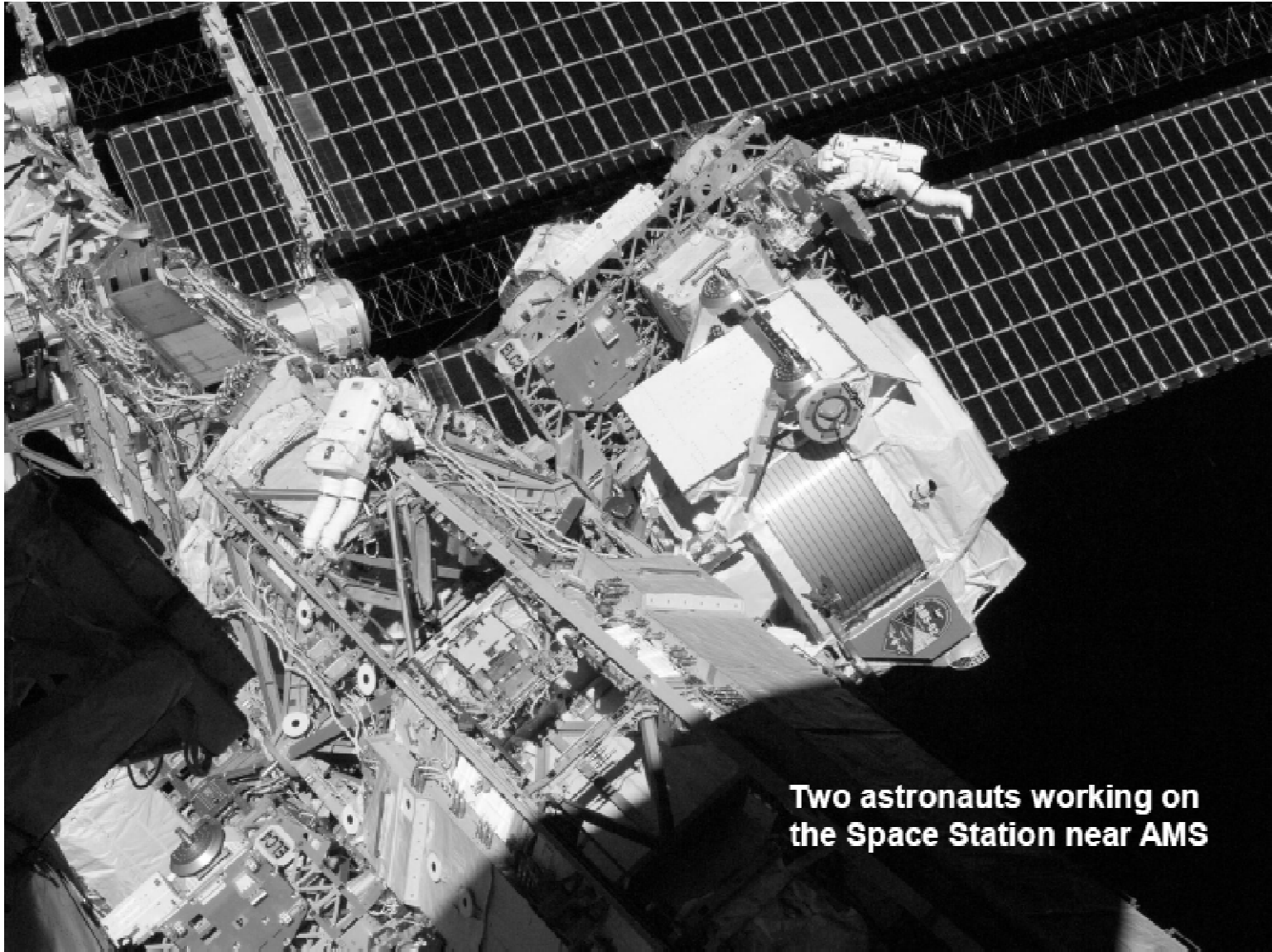
STS-134 launch May 16, 2011 @ 08:56 AM



**AMS is grappled by the Shuttle Remote Manipulator System (SRMS)
May 19, 2011**



**AMS installed on the ISS
Truss at 5:15 CDT and
taking data since 9:35 CDT
May 19, 2011**



Two astronauts working on the Space Station near AMS

Cosmic ray studies with AMS

Goals:

- **Searches for primordial antimatter:**
 - Light anti-nuclei: \bar{D} , \bar{He} , ...
 - \bar{p} / p ratio
- **Dark Matter searches:**
 - e^+ , e^\pm , \bar{p} , ...
 - simultaneous observation of several signal channels.
- **Searches for new forms of matter:**
 - strangelets, ...
- **Measuring CR spectra – refining propagation models;**
- **Identification of local sources of high energy CR (~TeV):**
 - SNR, Pulsars, PBH, ...
- **Study effects of solar modulation on CR spectra over 11 year solar cycle**
- ...

AMS is an International Experiment

NASA provides: Three shuttle flights with Mission Management at JSC



USA
 A&M FLORIDA UNIV.
 JOHNS HOPKINS UNIV.
 MIT - CAMBRIDGE
 NASA GODDARD SPACE FLIGHT CENTER
 NASA JOHNSON SPACE CENTER
 UNIV. OF MARYLAND-DEPRT. OF PHYSICS
 UNIV. OF MARYLAND-E.W.S..S.CENTER
 YALE UNIV.- NEW HAVEN

MEXICO
 UNAM

DENMARK
 UNIV. OF AARHUS

FINLAND
 HELSINKI UNIV.
 UNIV. OF TURKU

FRANCE
 IN2P3 MONTPELLIER
 LAPP ANNECY
 LPSC GRENOBLE

GERMANY
 RWTH-I
 RWTH-III
 MAX-PLANK INST.
 UNIV. OF KARLSRUHE

ITALY
 ASI
 CARSO Trieste
 IROE Florence
 INFN and UNIV. OF BOLOGNA
 INFN and UNIV. OF MILANO
 INFN and UNIV. OF PERUGIA
 INFN and UNIV. OF PISA
 INFN and UNIV. OF ROMA
 INFN and UNIV. OF SIENA

NETHERLANDS
 ESA-ESTEC
 NLR
 NIKHEF

PORTUGAL
 LAB. OF INSTRUM. LISBON

ROMANIA
 ISS
 UNIV. OF BUCHAREST

RUSSIA
 I.K.I.
 ITEP
 KURCHATOV INST.
 MOSCOW STATE UNIV.

SPAIN
 CIEMAT - MADRID
 I.A.C., CANARIAS

SWITZERLAND
 ETH-Zurich
 UNIV. OF GENEVA

CHINA
 BISEE (Beijing)
 CALT (Beijing)
 IEE (Beijing)
 IHEP (Beijing)
 SJTU (Shanghai)
 SEU (Nanjing)
 SYSU (Guangzhou)
 SDU (Jinan)

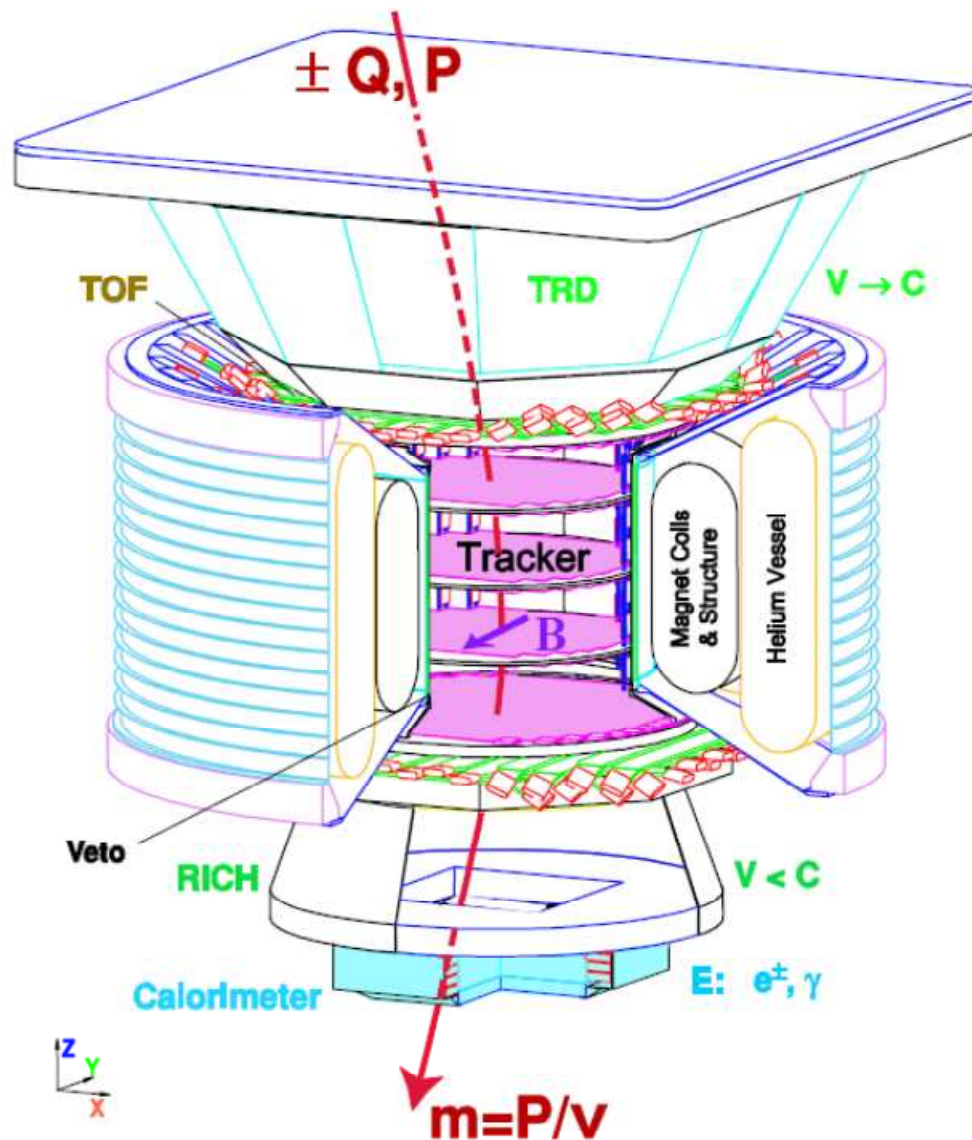
Academia Sinica (Taiwan)
 CSIST (Taiwan)
 NCU (Chung Li)
 NCKU (Tainan)
 NCTU (Hsinchu)
 NSPO (Hsinchu)

KOREA
 EWHA
 KYUNPOOK NAT. UNIV.

56 Universities, 498 Physicists

Y98673_20 May04

A TeV Detector in Space: AMS-02 on the Space Station.

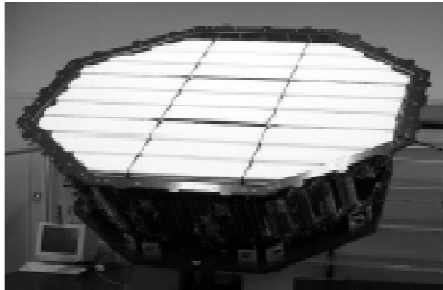


- The value of $|Q|$ is measured independently in Tracker, RICH and TOF.
- The signed charge, $\pm Q$, and the momentum of the particle, P , are measured by the 8 layers of doubled-sided silicon tracker in the magnet.
- The velocity, $\beta = v/c$, is measured by the TOF, TRD and RICH.
- The energy of electromagnetic particles is measured by the calorimeter.

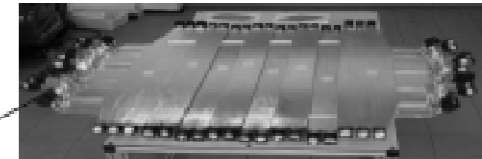
AMS features



TRD



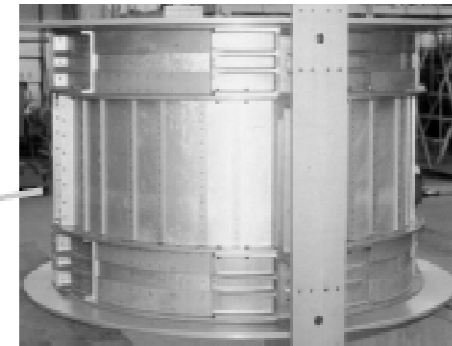
TOF



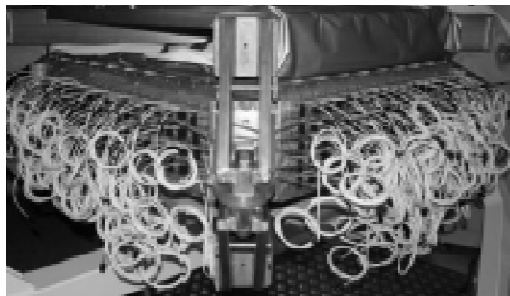
Silicon Tracker



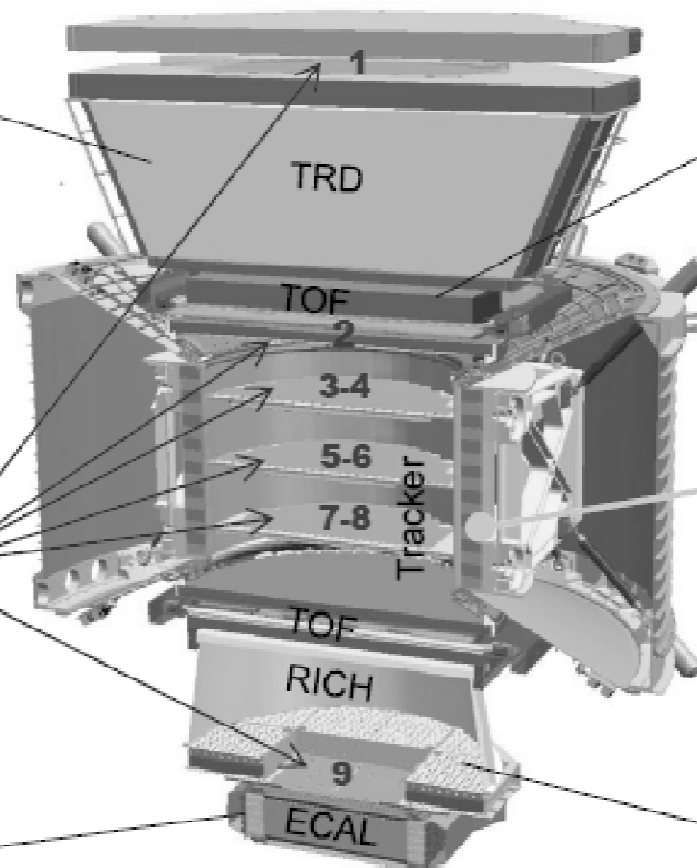
Magnet

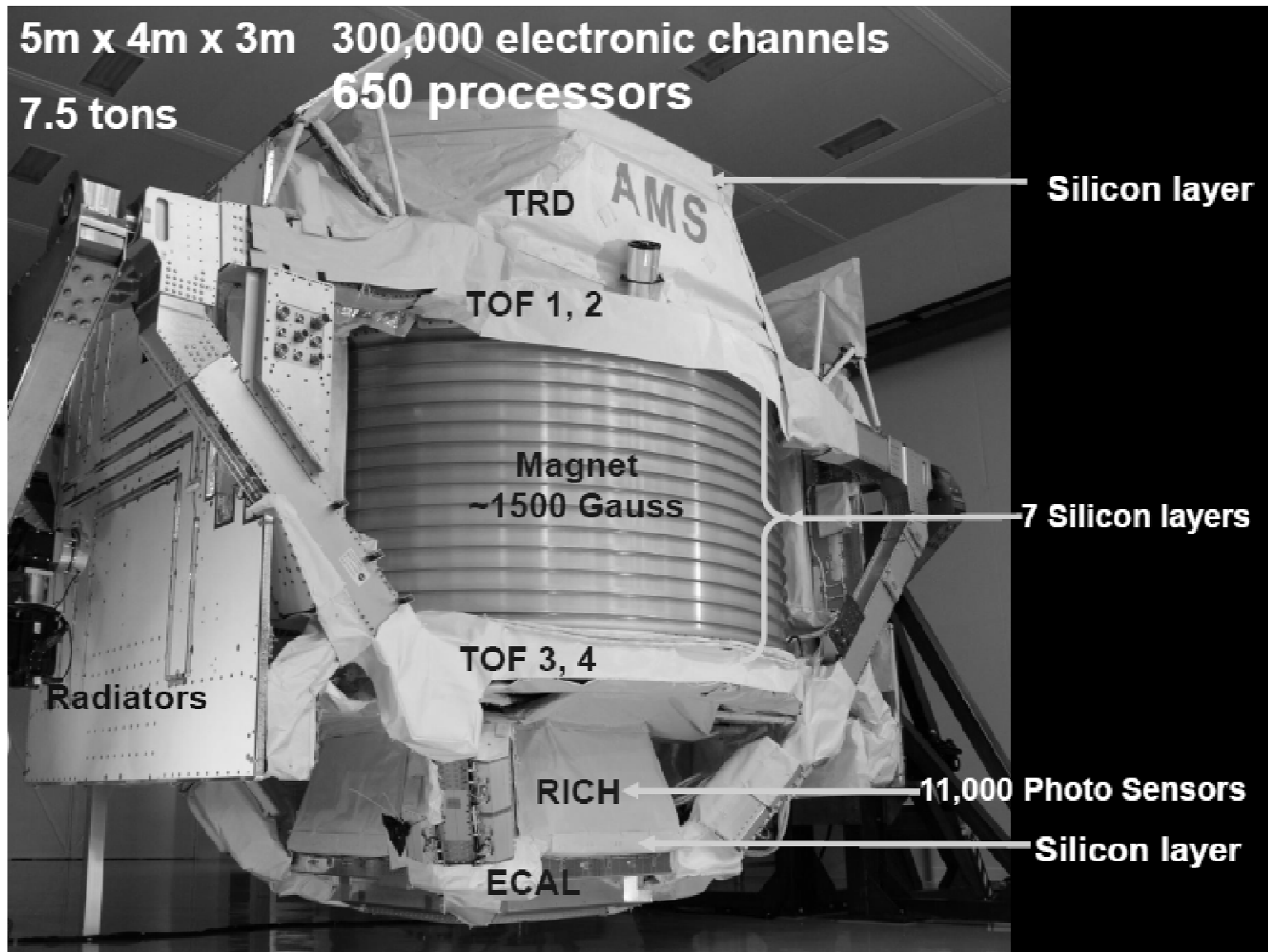


ECAL



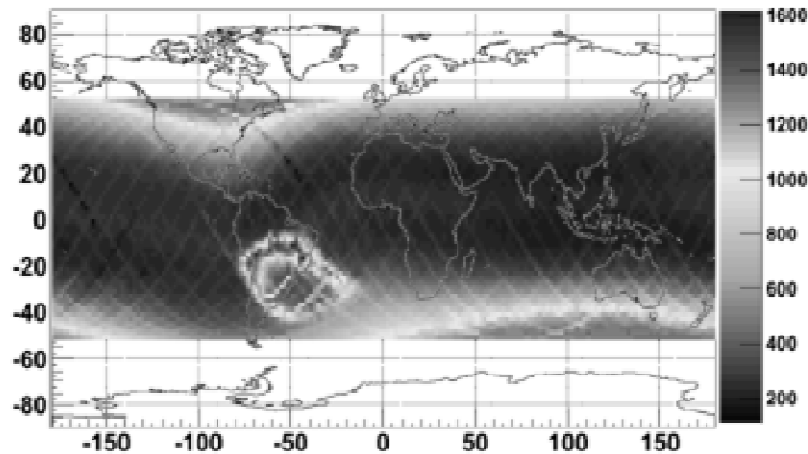
RICH



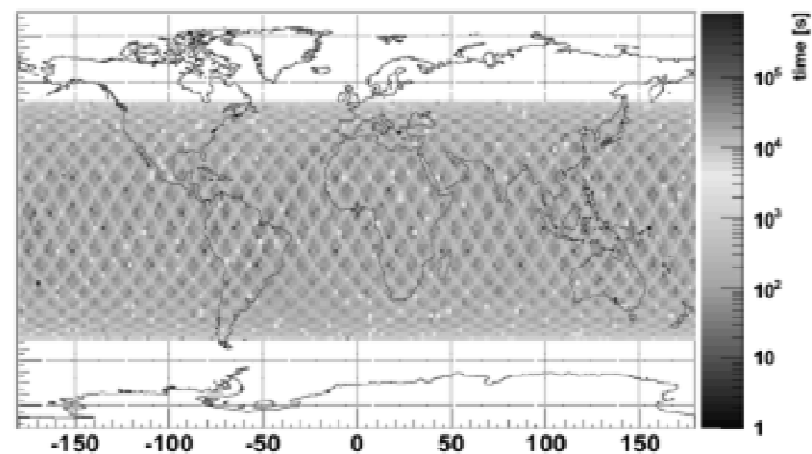


Orbital DAQ parameters

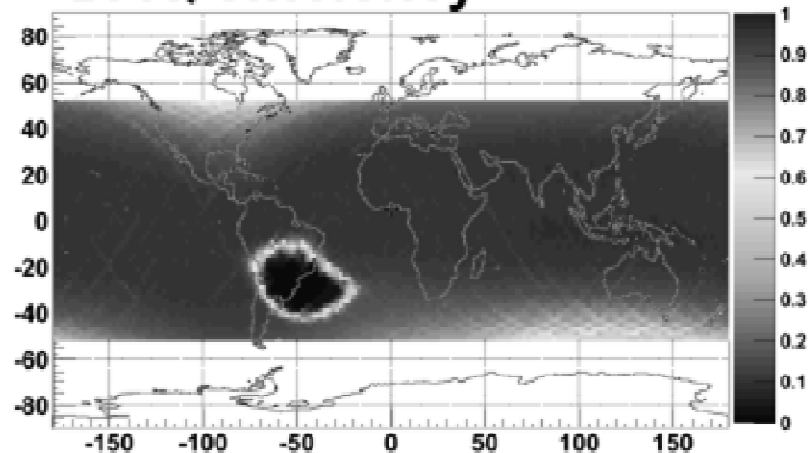
Acquisition rate [Hz]



Time at location [s]



DAQ efficiency



Particle rates vary from
200 to 2000 Hz per orbit

On average:
DAQ efficiency 85%
DAQ rate ~700Hz

2.9 The BESS experiment

Balloon-borne Experiment with Superconducting Spectrometer

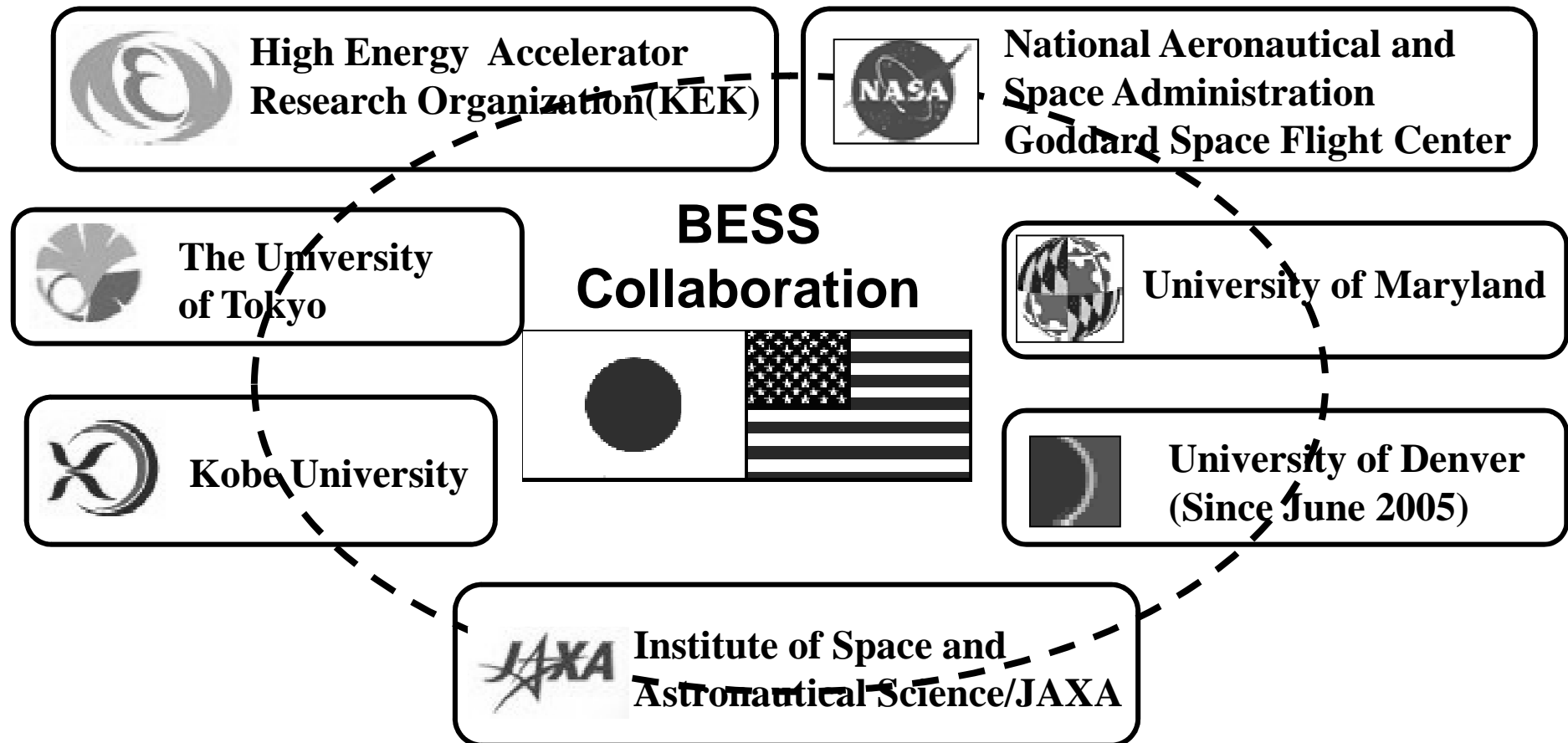
- Joint project of Japanese and USA Institutions to search for antimatter in the cosmic radiation
- <http://bess.kek.jp/>
- Last flight: 8 days from McMurdo (Antarctica) in Dec 2004



- Top and bottom ToF scintillators that also measure the particle energy loss
- Aerogel Cherenkov counter mounted under the top ToF
- 2 inner drift chambers (IDC) inside the magnetic field space
- Central tracking device in magnetic field region made of JET type drift chambers

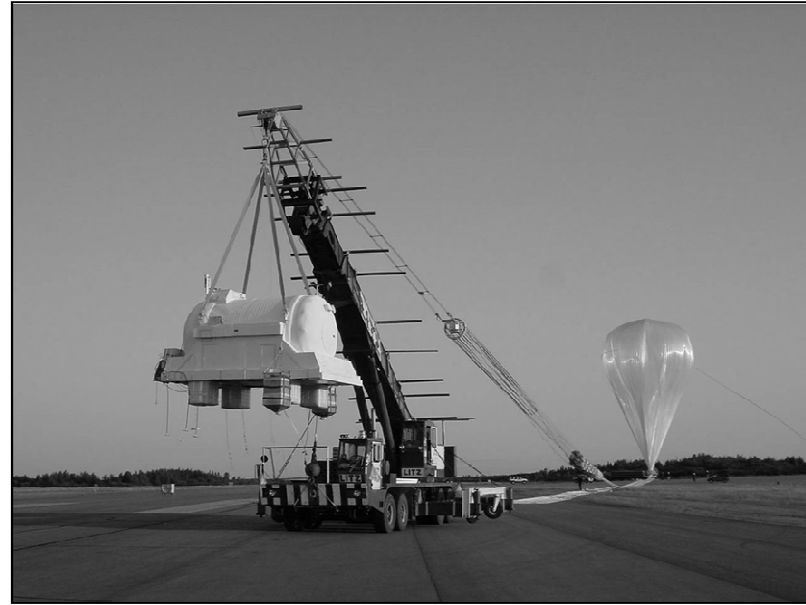
BESS Collaboration

As of Feb. 2006



BESS

*Balloon-borne
Experiment with a
Superconducting
Spectrometer*



Search for

Primordial Antiparticle

antiproton: Novel primary origins (PBH,DM)

antihelium: Asymmetry of matter/antimatter

Precise Measurement of Cosmic-ray flux:

highly precise measurement at < 1 TeV

Low Energy Cosmic-ray Spectra Precisely Measured by BESS

Rigidity Measurement

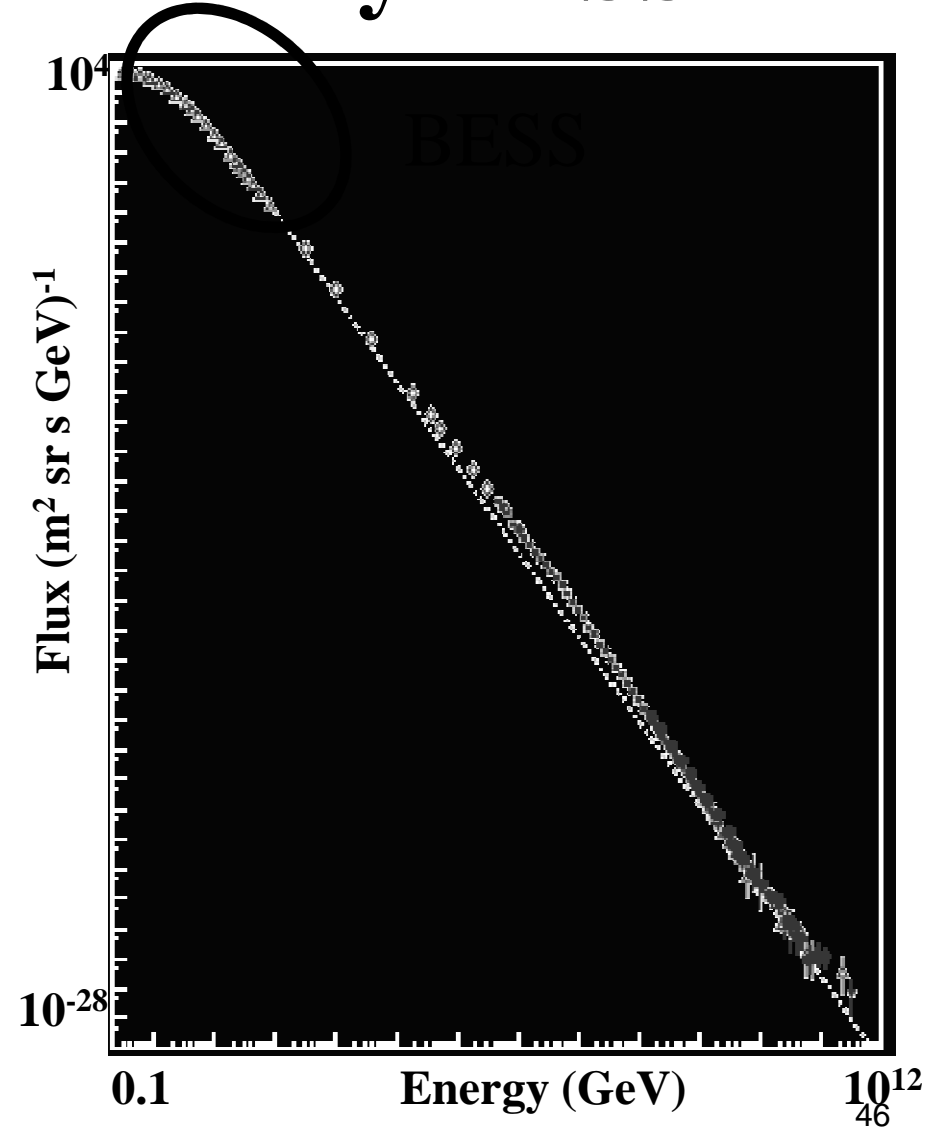


Precise spectra

proton (0.2~500 GeV)

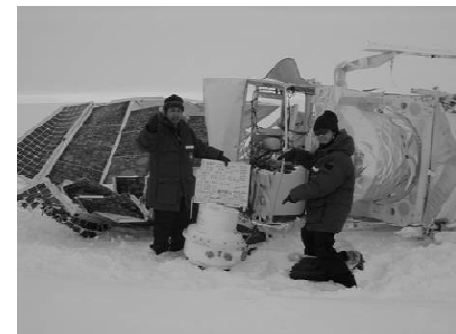
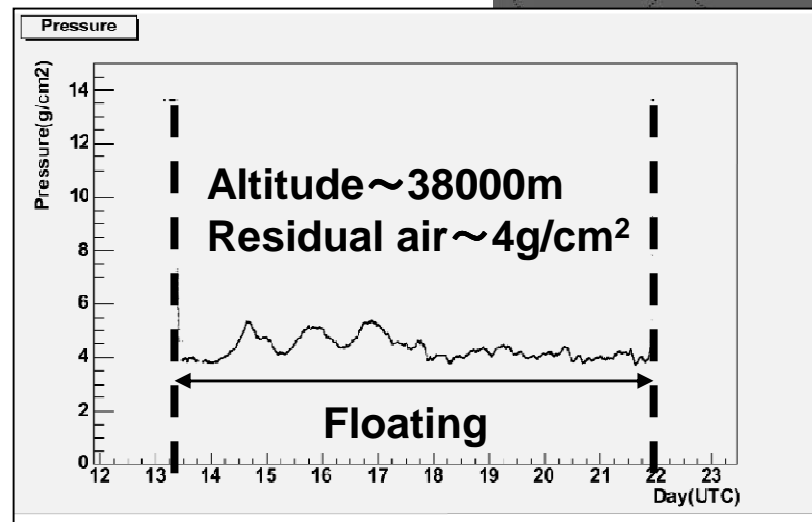
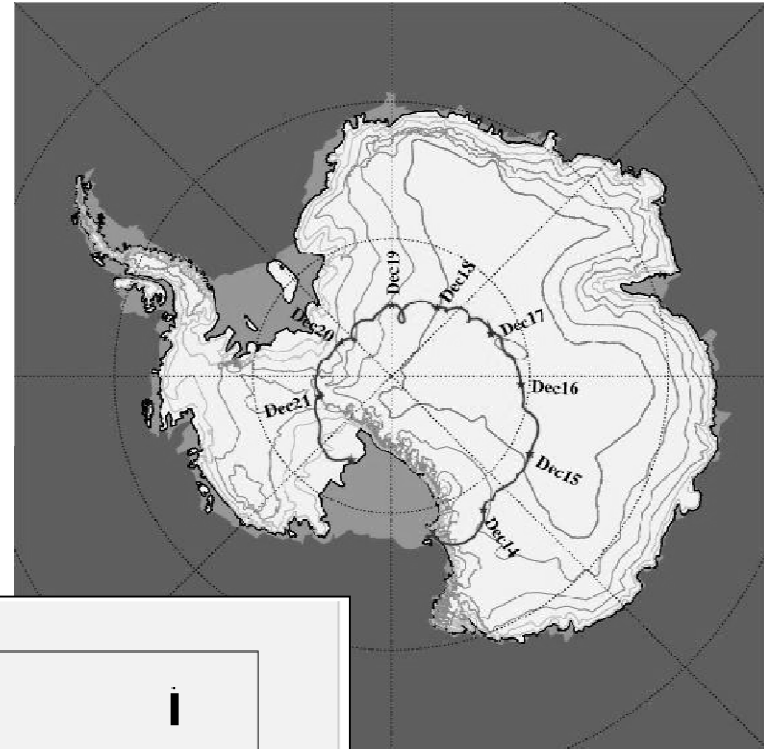
helium (0.2~250 GeV/n)

antiproton (0.2~ 4 GeV)

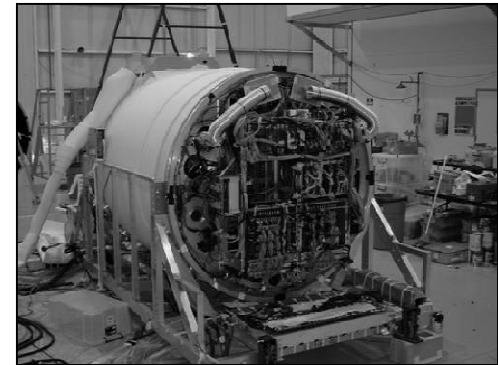
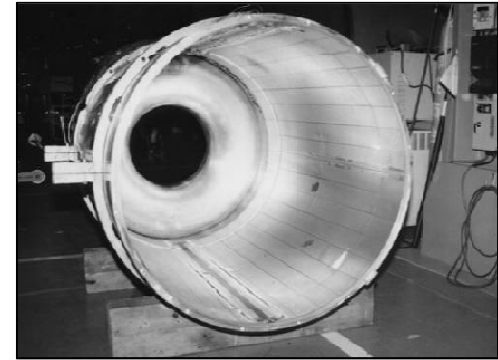
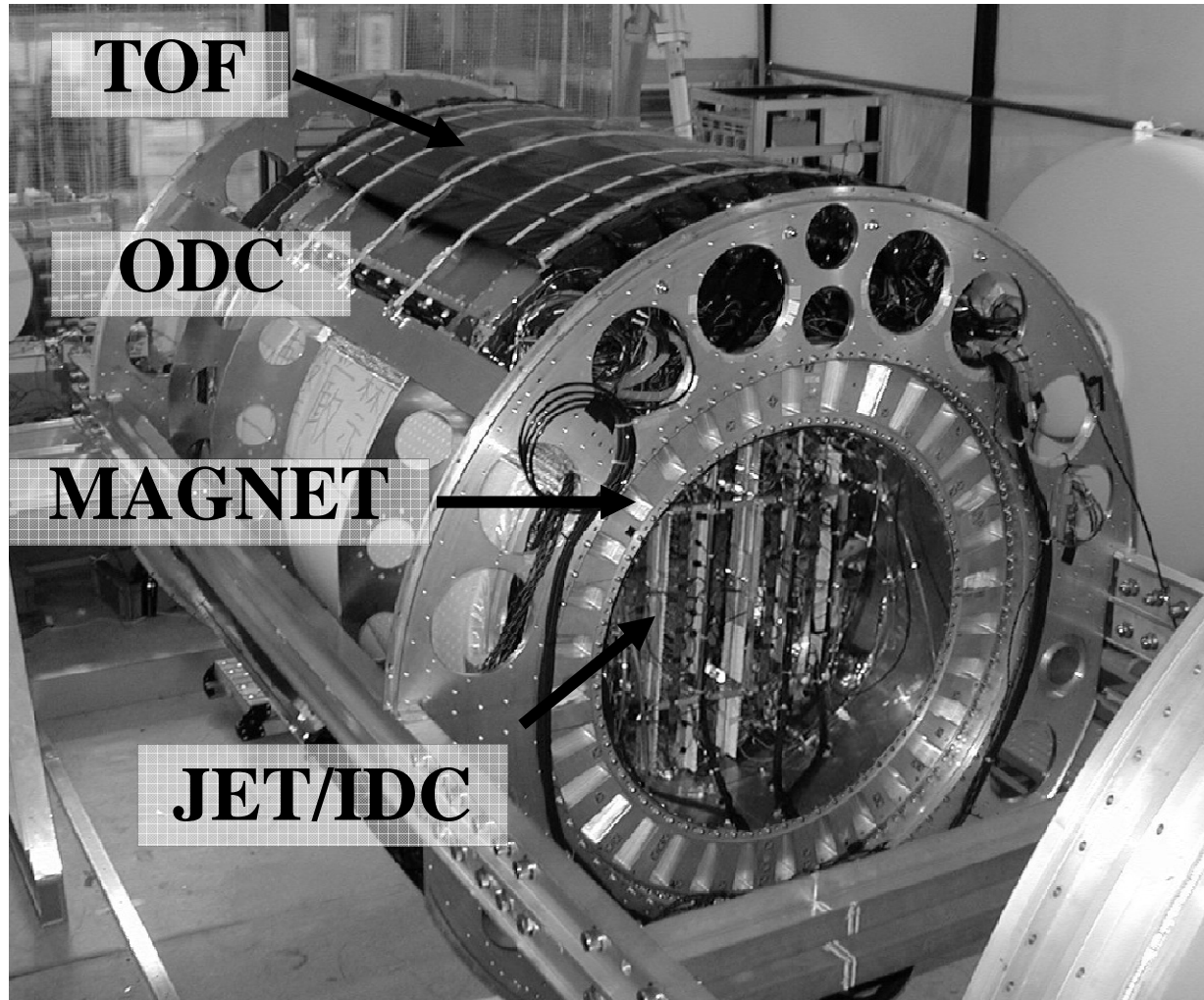


BESS-Polar 2004

- 8.5 day flight successful
- 35-37 km in altitude
- 900 million events recorded



BESS-TeV Spectrometer



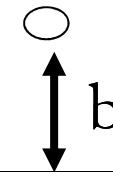
APPENDICE

**-La formula di perdita di energia
per eccitazione-ionizzazione
(Bethe-Block)
-Range di Particelle**

- Per la trattazione, vedi “Particelle ed Interazioni fondamentali” cap.2

La formula di Bethe-Block

- Ricaviamo la perdita di energia per e/i
(formula di Bethe-Block)



- Per una singola collisione a parametro d'impatto b :

$$\Delta E(b) = \frac{2\alpha^2 z^2}{b^2 v^2 m} \quad \left\{ \begin{array}{l} \Delta E(b) = \text{energia persa o trasferita} \\ z = \text{carica particella incidente} \\ m = \text{massa particella bersaglio} \end{array} \right.$$

- La perdita di energia non dipende dalla massa della particella incidente
- dipende dalla **carica** e dalla **velocità** della particella incidente
- Dipende dall'inverso della massa del bersaglio \rightarrow favorito il trasferimento di energia agli elettroni atomici piuttosto che ai nuclei
- Va come $1/b^2 \rightarrow$ grandi ΔE per piccoli b^2

- Una particella veloce che attraversa la materia vede elettroni a varie distanze dal suo percorso. Se abbiamo N atomi per unità di volume con Z elettroni per atomo, il numero di elettroni dn che si hanno fra b e $b+db$ in uno spessore dx di materia sarà:

$$dn = NZ 2\pi b db dx$$

- se vogliamo la perdita di energia dE/dx dovremo integrare su tutti i possibili parametri d'impatto, ovvero:

$$\Rightarrow \frac{dE}{dx} = 4\pi NZ \frac{z^2 \alpha^2}{mv^2} \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{1}{b^2} b db = 4\pi NZ \frac{z^2 \alpha^2}{mv^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}$$

- Se N_0 è il numero di Avogadro:

$$N = \frac{\rho}{A} N_0$$

allora:

$$\frac{dE}{d(\rho x)} \cong 4\pi \frac{N_0}{A} Z \frac{z^2 \alpha^2}{mv^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}$$

- La perdita di energia dipende solo dalla carica (z^2) e dalla velocità $1/v^2$ del proiettile, non dalla sua massa M .

- Perché l'equazione faccia senso, occorrerà stimare b_{\max} e b_{\min} :
- Per ricavare b_{\max} osserviamo che l'elettrone è in realtà legato ad un atomo: per poterlo considerare libero il tempo di collisione deve essere minore del tempo di rivoluzione, ma $t_{\text{coll}} \sim b/v\gamma$:

$$b_{\max} \approx \frac{\mathcal{W}}{v_0}$$

dove con ω si intende la frequenza di rivoluzione dell'elettrone.

- Per ricavare b_{\min} invochiamo il principio di indeterminazione:

$$b_{\min} \cdot p_{\max} \approx \hbar$$

- Poiché il massimo impulso trasferibile è $p_{\max} = 2mv$

$$\Rightarrow b_{\min} \approx \frac{\hbar}{2mv}$$

$$\Rightarrow \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \approx \ln \left(\frac{2\pi m v^2}{\hbar \omega_0} \right) = \ln \left(\frac{m v^2}{\langle I \rangle} \right)$$

- $\langle I \rangle$ rappresenta l'energia media di ionizzazione del mezzo

$$\frac{dE}{d(\rho x)} \cong 4\pi \frac{N_o}{A} Z \frac{z^2 \alpha^2}{mv^2} \ln \left(\frac{mv^2}{\langle I \rangle} \right)$$

- Un trattamento, sempre classico, ma più corretto (Bohr) considera gli elettroni come degli oscillatori armonici .

$$\frac{dE}{dx\rho} \approx 4\pi \left(\frac{N_o Z}{A} \right) \frac{\alpha^2 z^2}{mc^2} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{\gamma^2 \beta^2 mc^2}{I \alpha z} - \frac{\beta^2}{2} \right]$$

- Questa formula ottenuta classicamente è valida per particelle incidenti pesanti (α o nuclei); per particelle più leggere dobbiamo usare una trattazione quantistica.

- Inserendo i valori delle costanti numeriche:

$$\frac{dE}{d(\rho x)} \cong 2 \quad \text{MeV} / \text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$$

$$e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

$$\epsilon_o = 8.8 \cdot 10^{-12} \text{ F} / \text{m}$$

$$m_e = 9.1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

$$N_e = \left(\frac{\rho N_o}{A} \right) \approx 10^{30} \text{ m}^{-3}$$

$$m_e c^2 \gamma^2 > 1 \text{ MeV}$$

$$\langle I \rangle \cong 1 \text{ eV}$$

dE/dx

- Particelle della stessa velocità hanno praticamente la stessa dE/dx in materiali diversi
- È presente una piccola diminuzione della perdita di energia all'aumentare di Z .
- In pratica, la maggioranza delle particelle relativistiche hanno una perdita di energia simile a quella del minimo MIP (minimum ionizing particle).

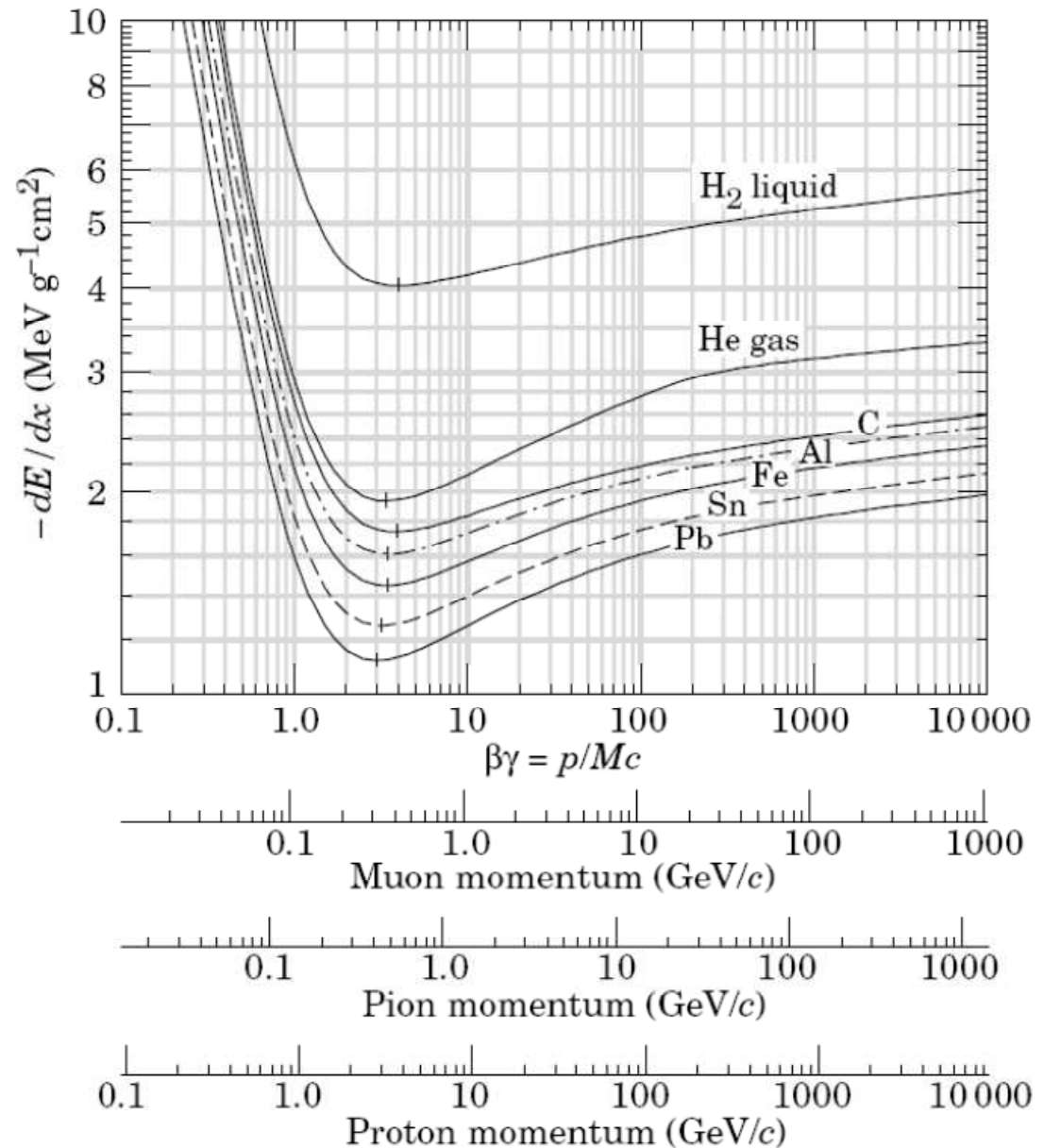


Figure 27.3: Mean energy loss rate in liquid (bubble chamber) hydrogen, gaseous helium, carbon, aluminum, iron, tin, and lead. Radiative effects, relevant for muons and pions, are not included. These become significant for muons in iron for $\beta\gamma \gtrsim 1000$, and at lower momenta for muons in higher- Z absorbers. See Fig. 27.21.

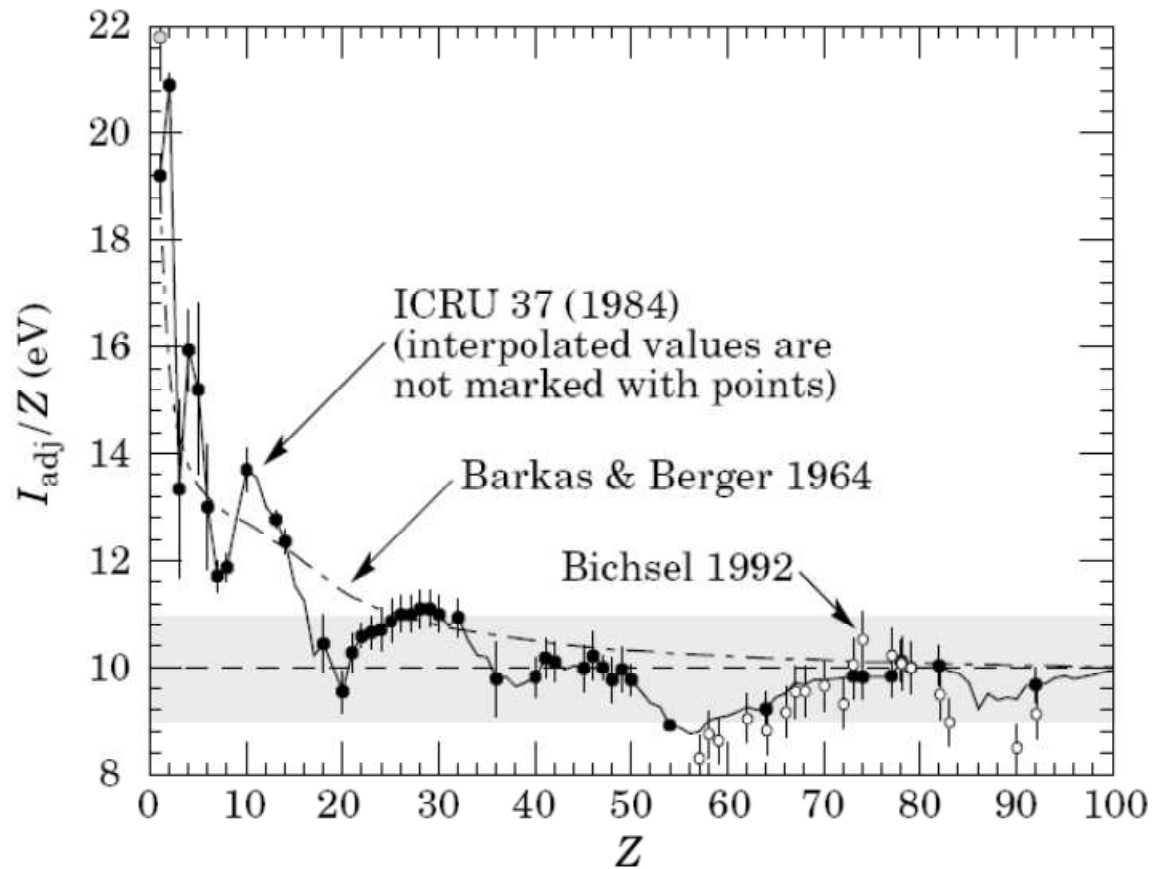


Figure 27.5: Mean excitation energies (divided by Z) as adopted by the ICRU [8]. Those based on experimental measurements are shown by symbols with error flags; the interpolated values are simply joined. The grey point is for liquid H_2 ; the black point at 19.2 eV is for H_2 gas. The open circles show more recent determinations by Bichsel [10]. The dotted curve is from the approximate formula of Barkas [11] used in early editions of this *Review*.

Range

- **Range:** le particelle perdono energia e poi si fermano. Dato un fascio monocromatico la profondità alla quale le particelle iniziali sono ridotte alla metà si chiama range medio.
- Il range rappresenta la distanza attraversata dalla particella.
- È misurato in g/cm^2 o in cm .

$$R(E) = \int_E^0 \frac{1}{dE/dx} dE$$

Range

- Il range (R) ha le dimensioni di una lunghezza per una densità;
- La misura del R è una misura “distruttiva” dell’energia E_0 della particella incidente;
- Si chiama “straggling” il fenomeno delle fluttuazioni di range dovute alla produzione di raggi δ energetici.

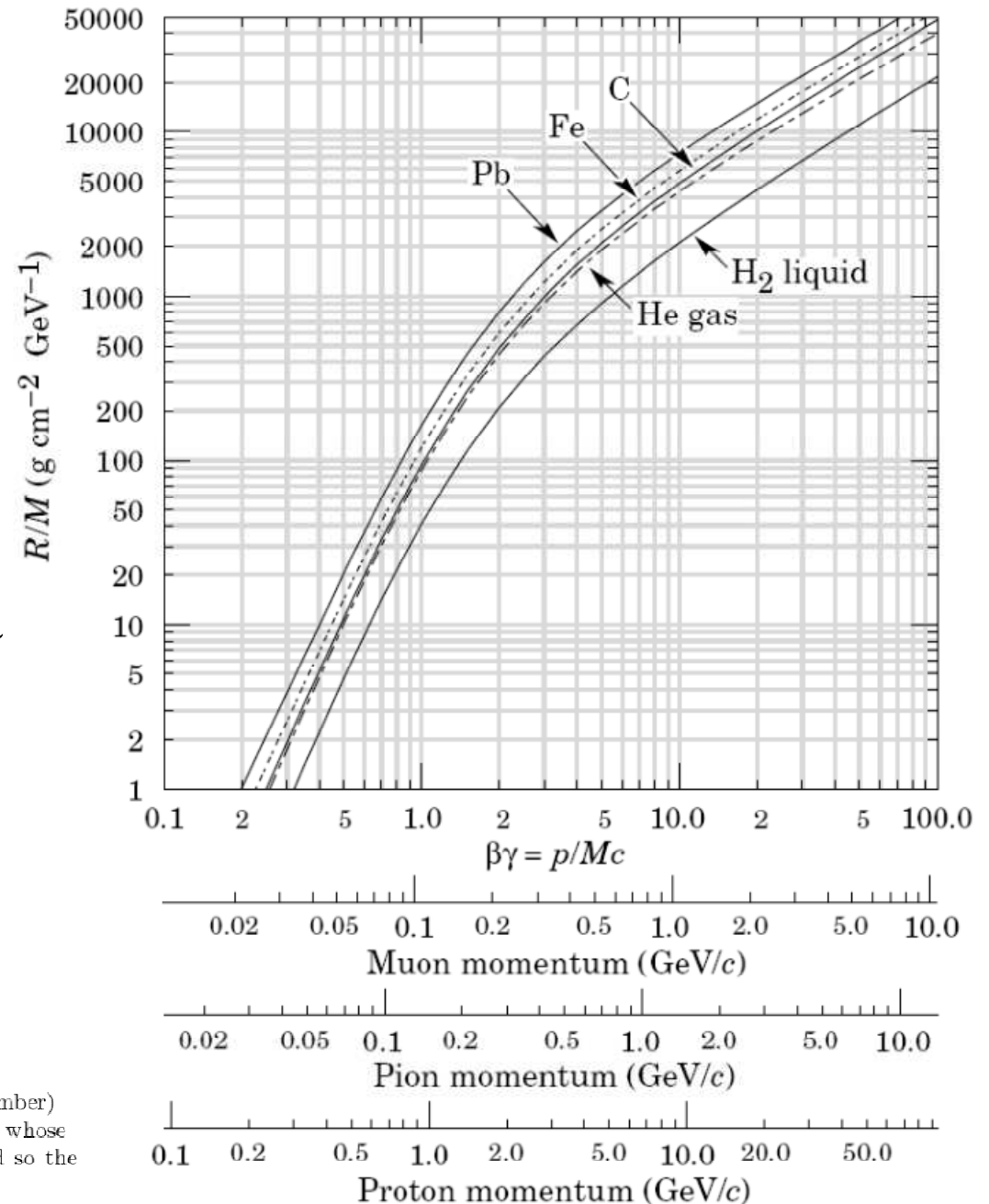
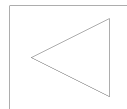


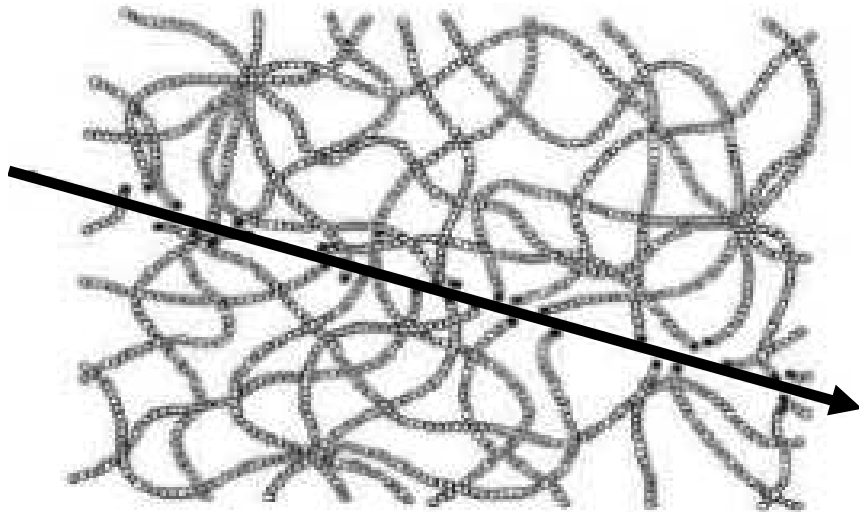
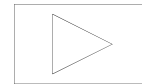
Figure 27.4: Range of heavy charged particles in liquid (bubble chamber) hydrogen, helium gas, carbon, iron, and lead. For example: For a K^+ whose momentum is $700 \text{ MeV}/c$, $\beta\gamma = 1.42$. For lead we read $R/M \approx 396$, and so the range is 195 g cm^{-2} .

Appendice 2

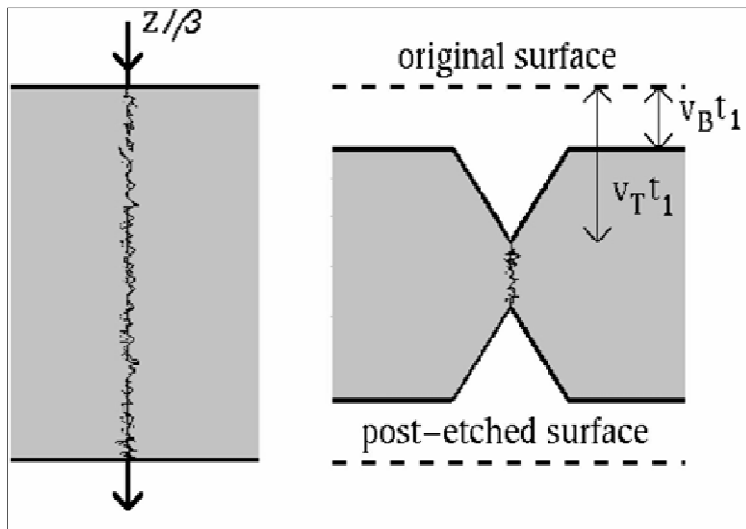
I Rivelatori nucleari a tracce

2.6 Un esempio: i rivelatori nucleari a tracce

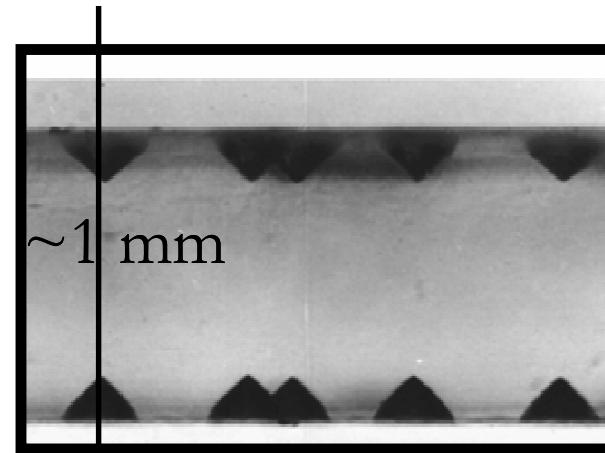
- Alcuni materiali (plastiche, vetri, minerali ecc.) hanno la proprietà di conservare traccia delle particelle cariche che li attraversano.
- Un materiale molto usato è un polimero, il CR39 ($C_{12}H_{18}O_7$) utilizzato commercialmente per la produzione di occhiali da sole.
- Tali materiali (dielettrici) sono formati da lunghe catene molecolari, con piccole energie di legame. I danneggiamenti sono dovuti a meccanismi di eccitazione/ionizzazione, e la perdita di energia è $\sim Z^2$.



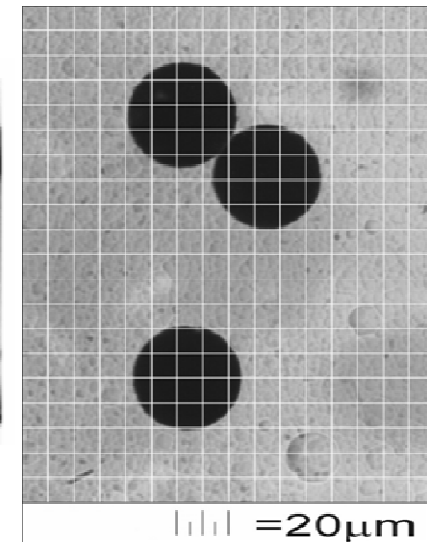
- Le particelle cariche che attraversano un pezzo di CR39 rompono le catene polimeriche in una regione cilindrica ($\varnothing 100 \text{ \AA}$) contenuta attorno alla traiettoria della particella.
- Questo danno può essere amplificato e reso visibile ad un microscopio ottico attraverso un processo di attacco chimico (“chemical etching”)



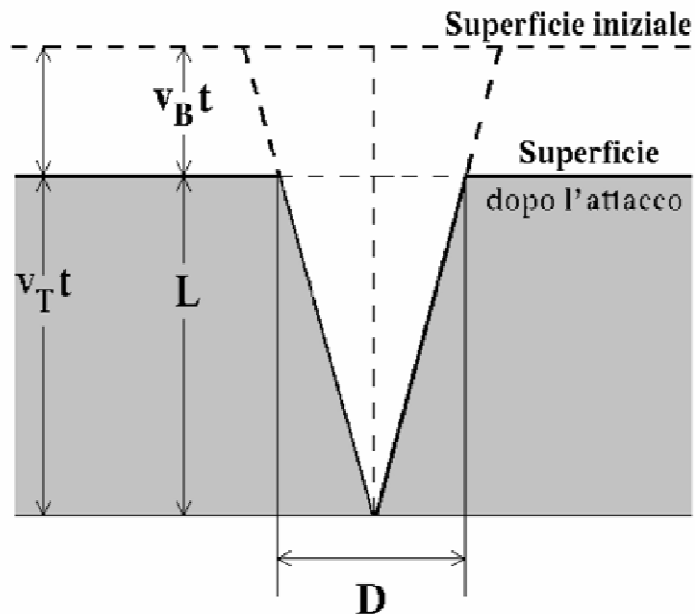
GEOMETRIA DI UN CONO DI POST-ATTACCO



Vista frontale di una lastrina, dopo un attacco di 45 h, NaOH 6N, 70° C



Vista dall'alto della lastrina



- Per evidenziare macroscopicamente la regione in cui la particella è passata, occorre uno sviluppo chimico.
- I legami distrutti sono facilmente attaccabili da un forte reagente (base).
- I parametri geometrici della traccia di post-attacco sono proporzionali ai danneggiamenti, ossia $\sim Z^2$.

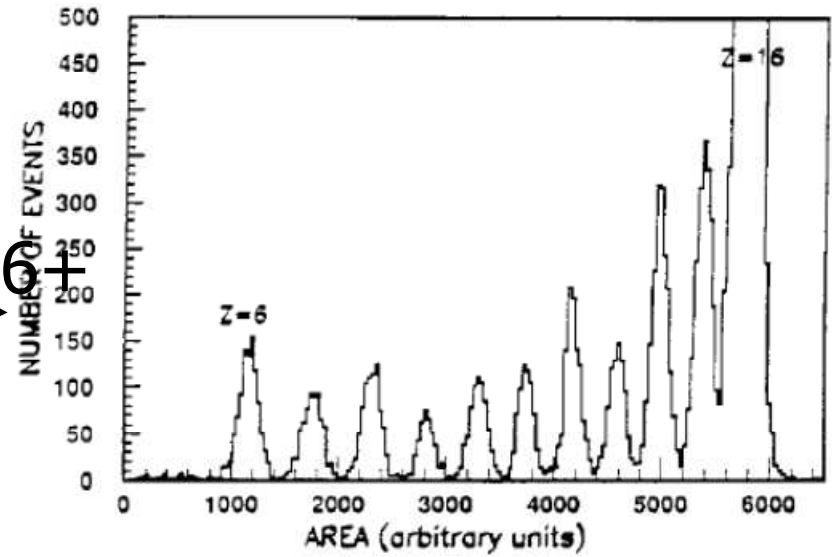
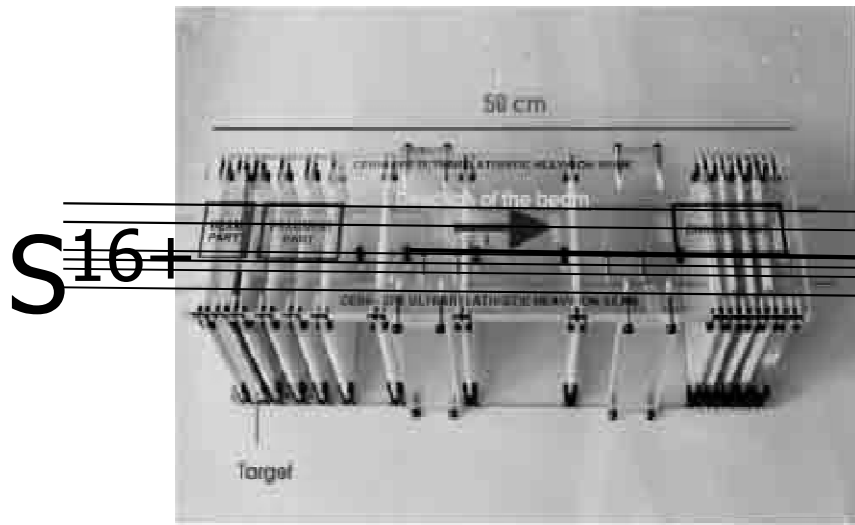
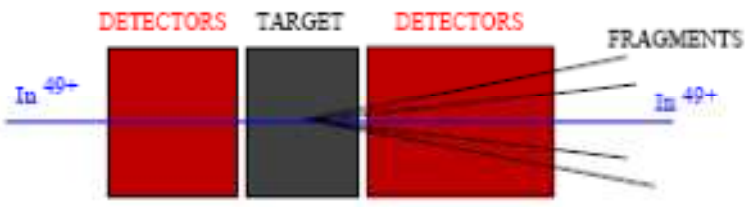


Fig. 1 : Track surface area distribution of 200 GeV/nucleon S^{16+} nuclei and their fragments measured on a single surface of a CR39 foil located downstream of the copper target.



Il sistema automatico di misura

