

Astrofisica Nucleare e Subnucleare

Cosmic Rays Astrophysics – II

slides from M.Spurio

Esperimenti per misure dirette di RC

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

*Balloon-borne
Experiment with a
Superconducting
Spectrometer*



**Search for
Primordial Antiparticle**

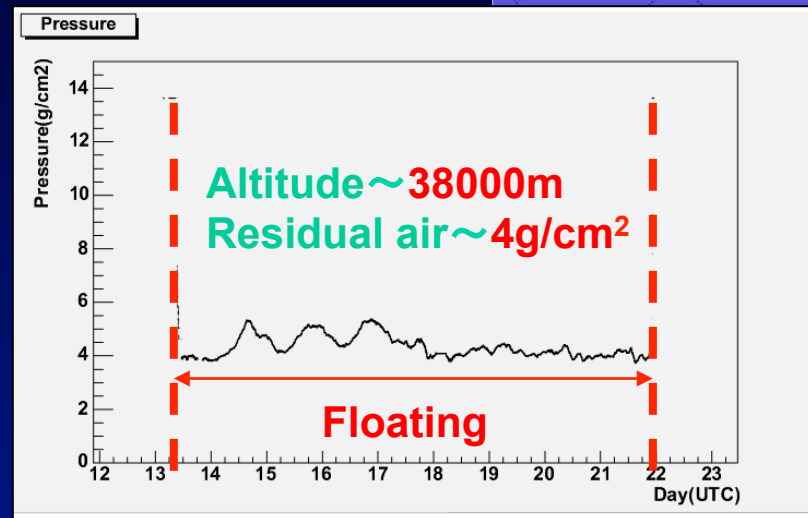
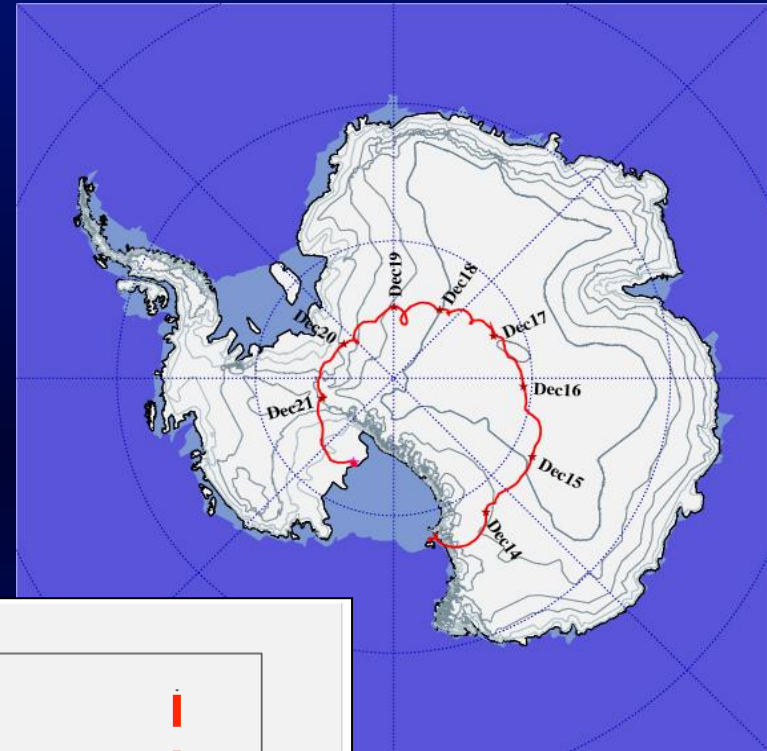
antiproton: Novel primary origins (PBH,DM)

antihelium: Asymmetry of matter/antimatter

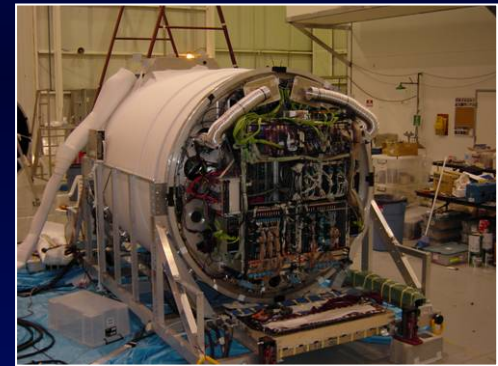
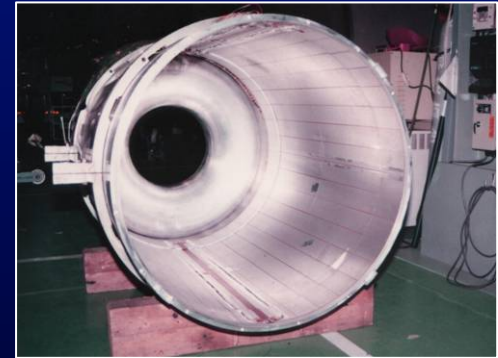
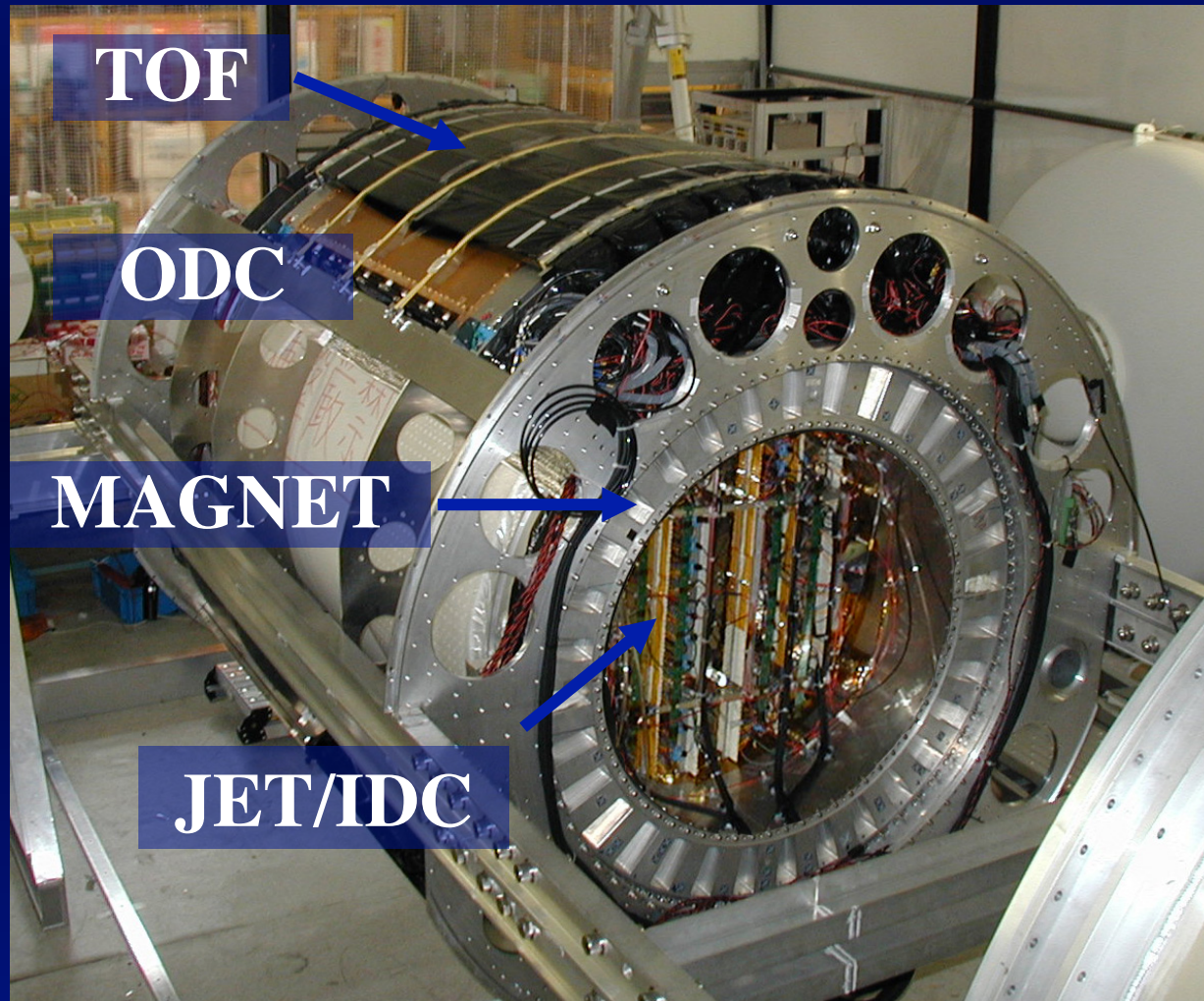
Precise Measurement of Cosmic-ray flux:
highly precise measurement at < 1 TeV

BESS-Polar 2004

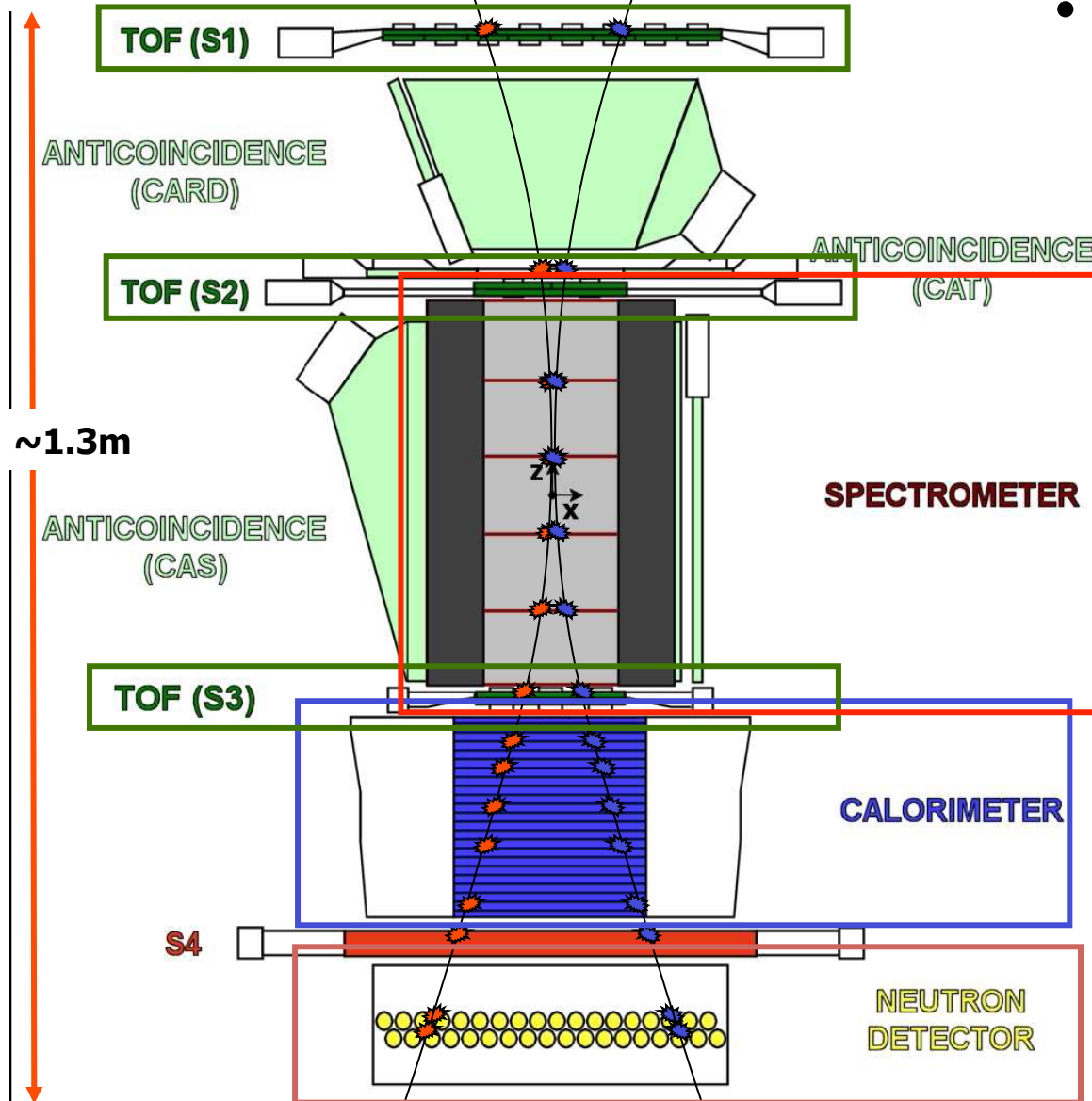
- 8.5 day flight successful
- 35-37 km in altitude
- 900 million events recorded



BESS-TeV Spectrometer

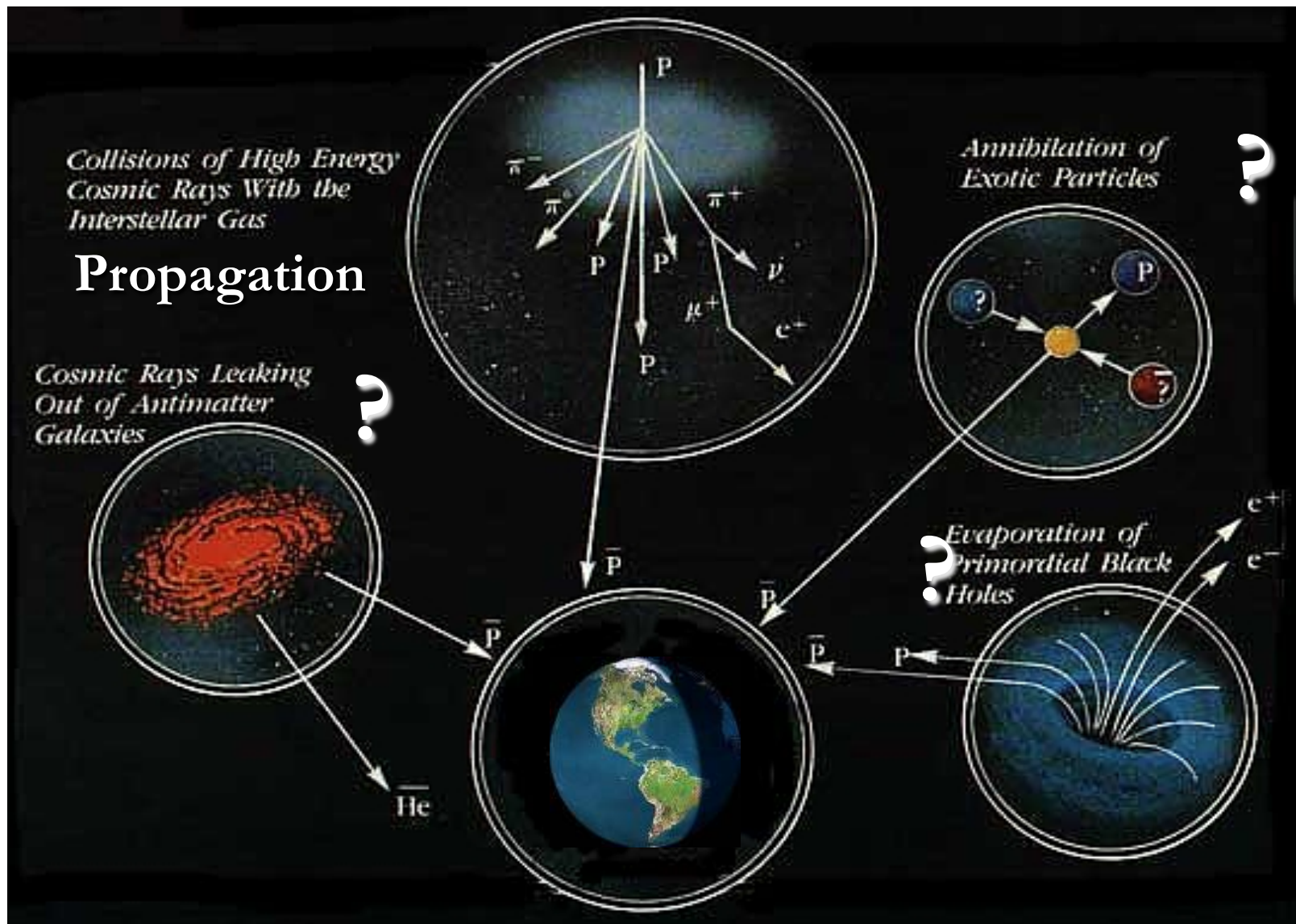


PAMELA

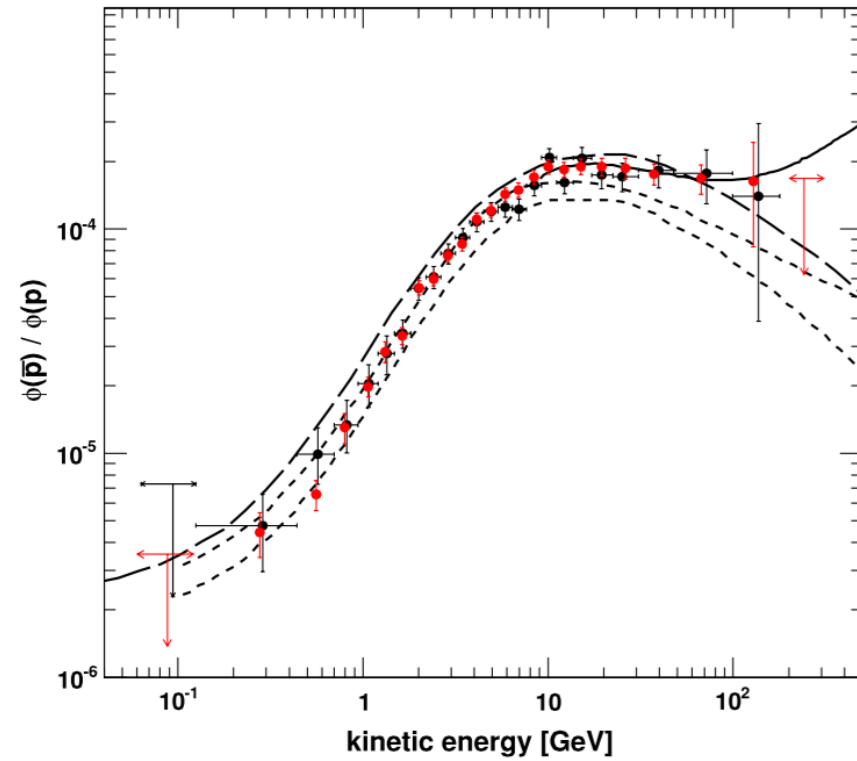
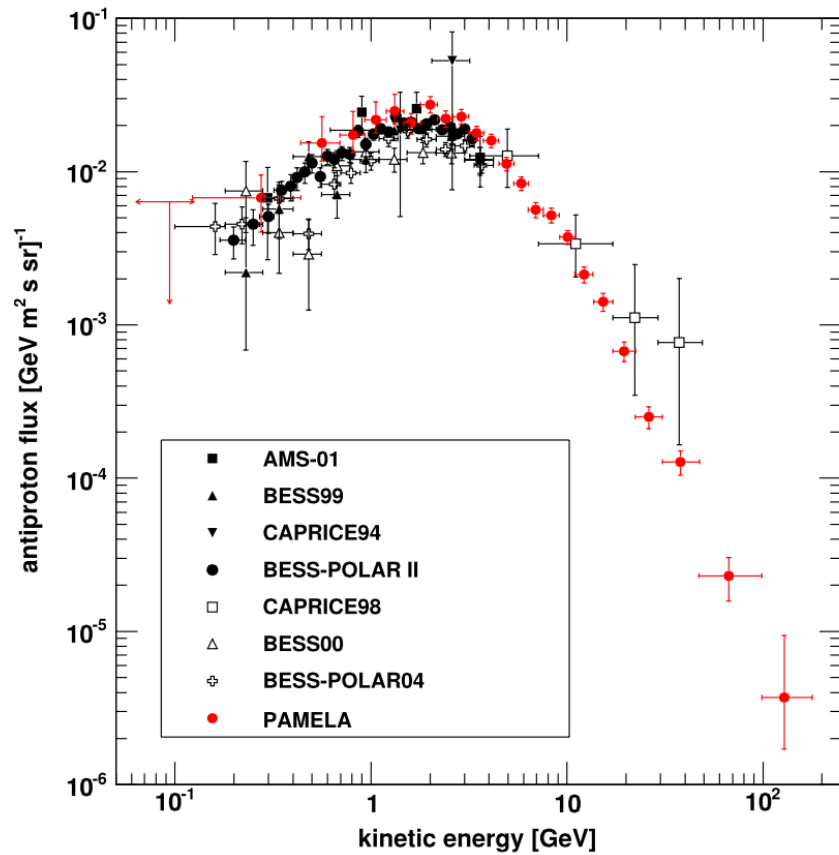


- Identificazione di particelle usando:
 - TOF
 - Calorimetro
 - Rivelatore di neutroni (basato sulla cattura da parte di ^3He n) → aiuta a discriminare cascate elettromagnetiche da quelle adroniche
 - Misura della rigidità tramite spettrometro, costituito da un magnete permanente ed un sistema tracciante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

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

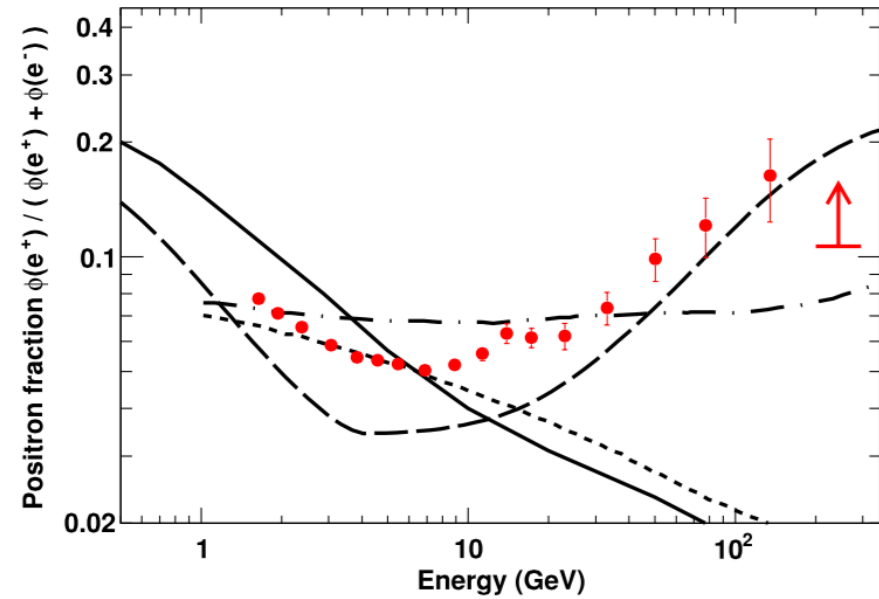
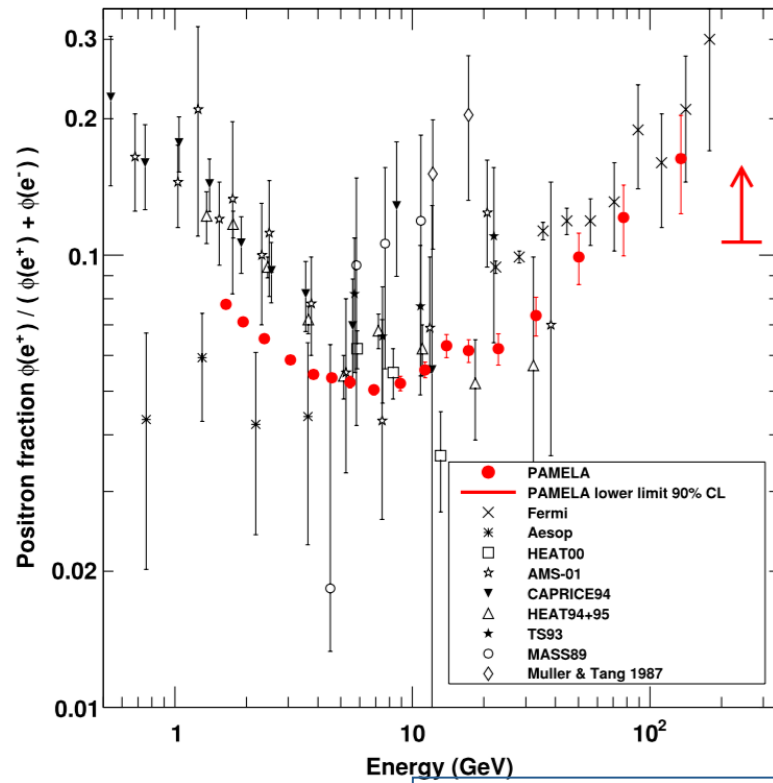


Antiprotons



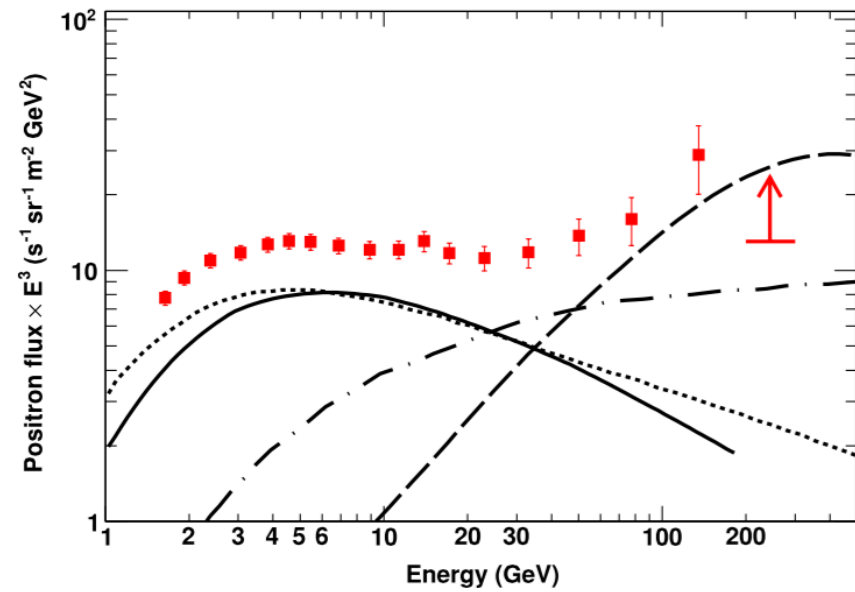
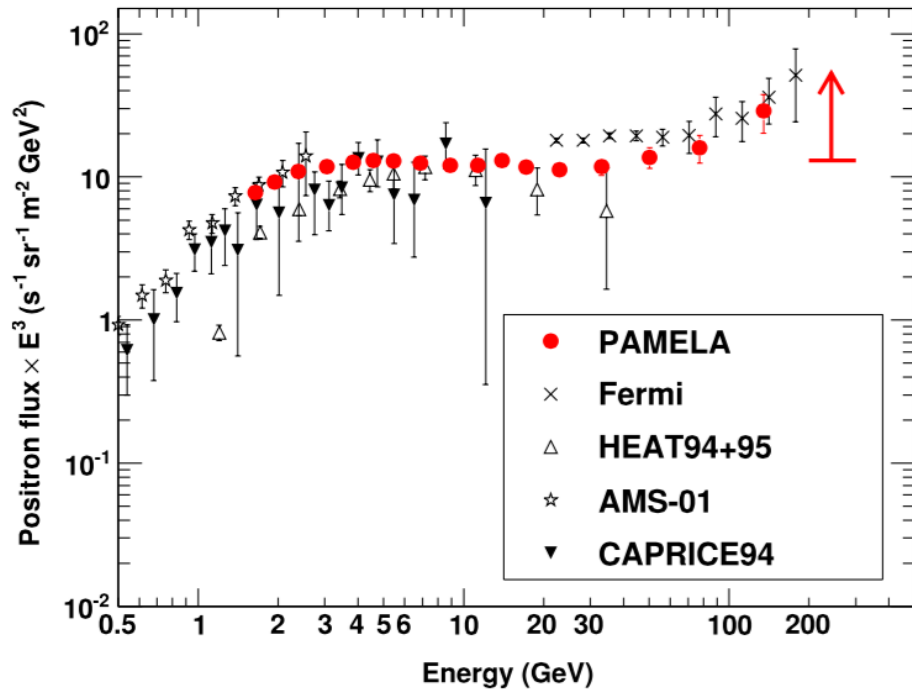
O. Adriani et al. Physics reports 544 (2014)

Positrons



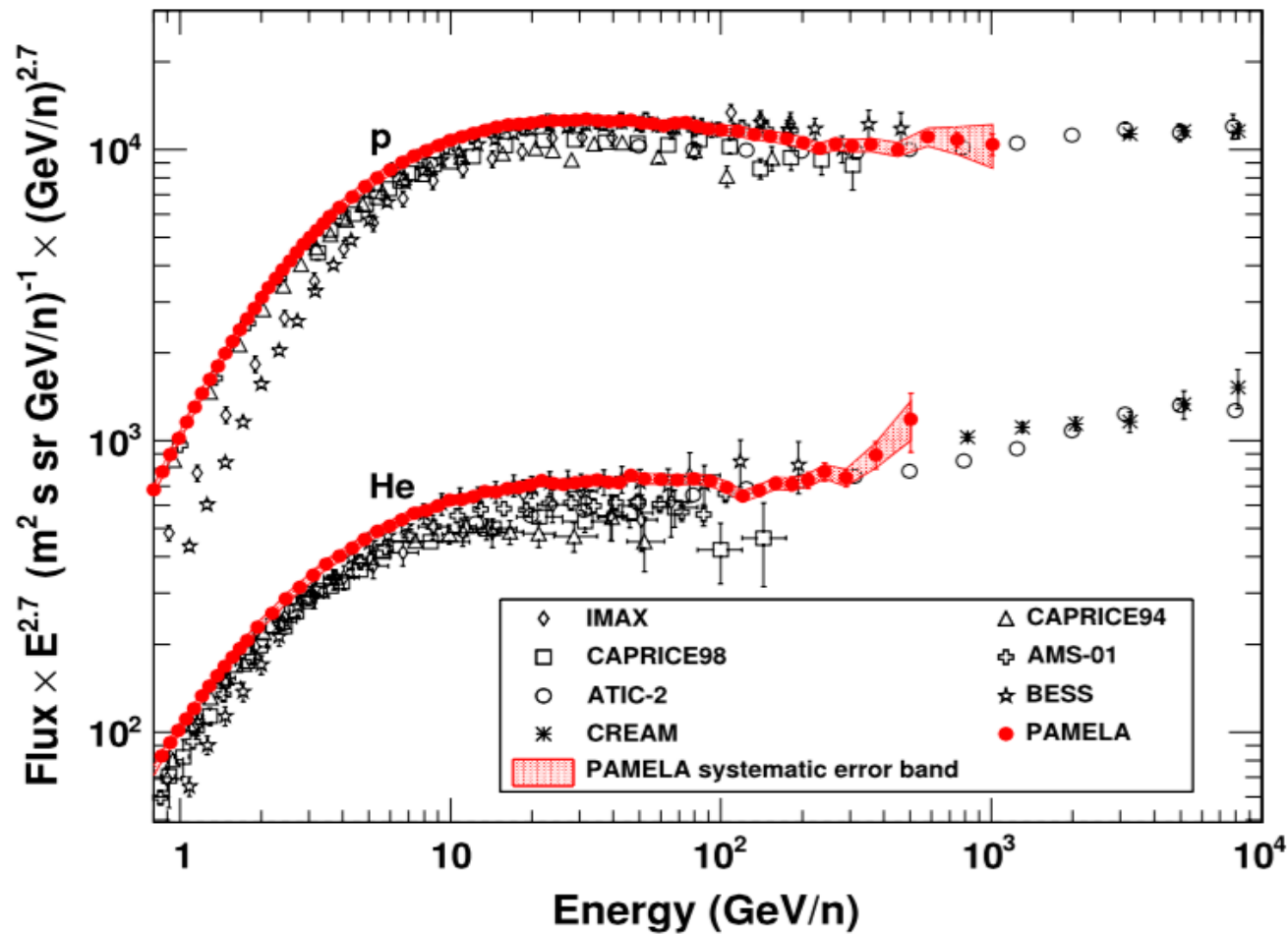
O. Adriani et al. Physics reports 544 (2014)

Positrons



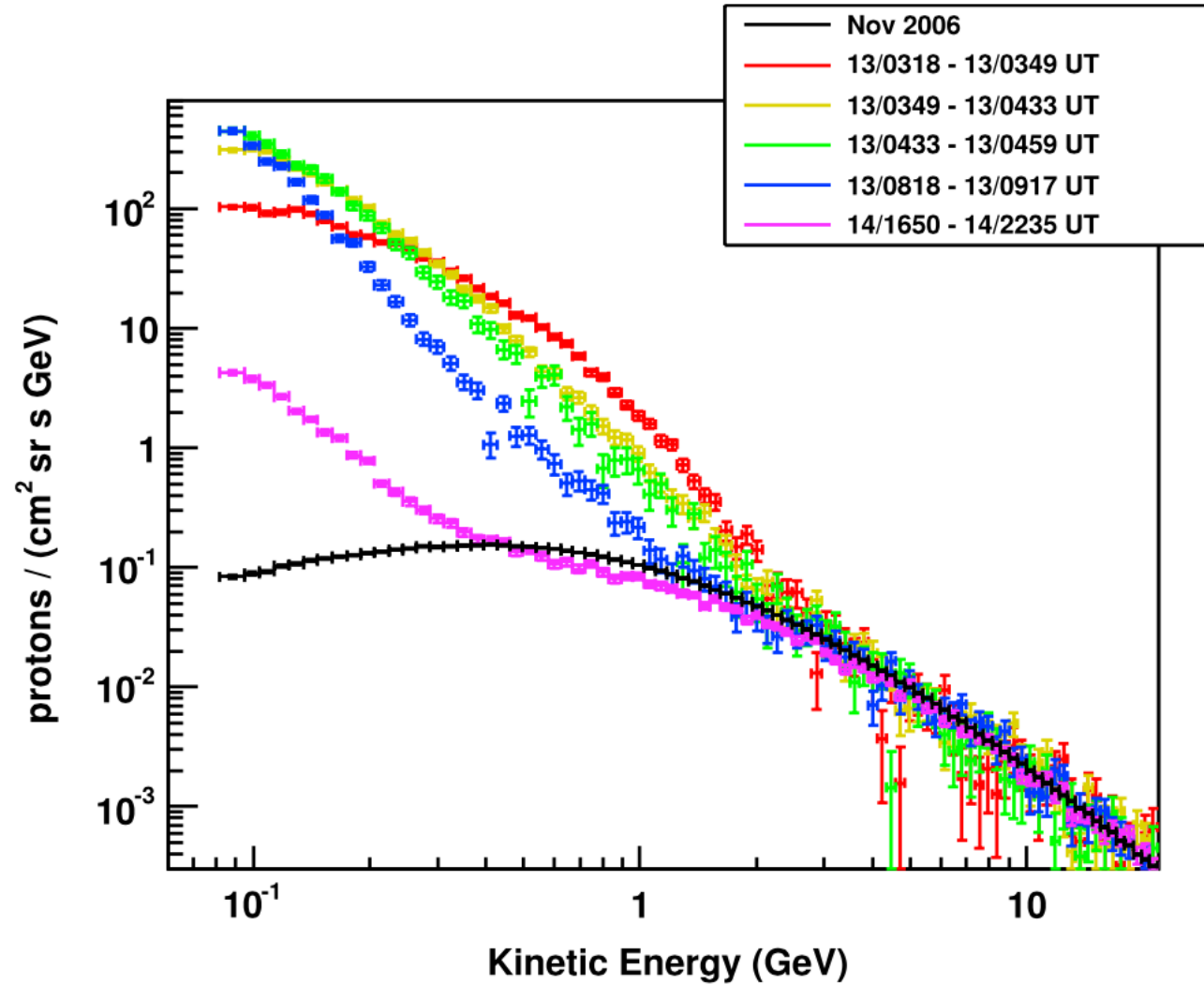
O. Adriani et al. Physics reports 544 (2014)

Galactic Cosmic Rays



O. Adriani et al. Physics reports 544 (2014)

Solar events

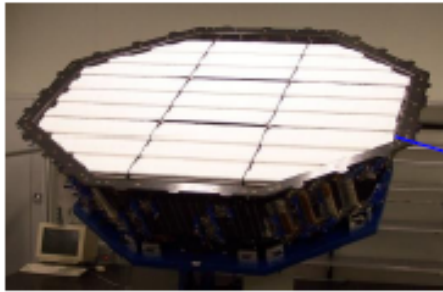


O. Adriani et al. Physics reports 544 (2014)

AMS features



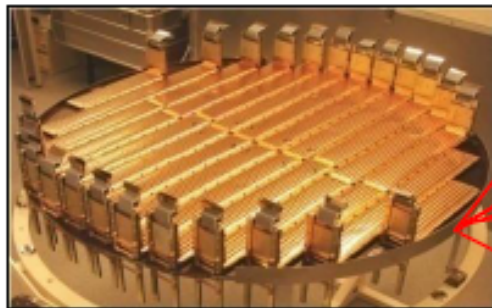
TRD



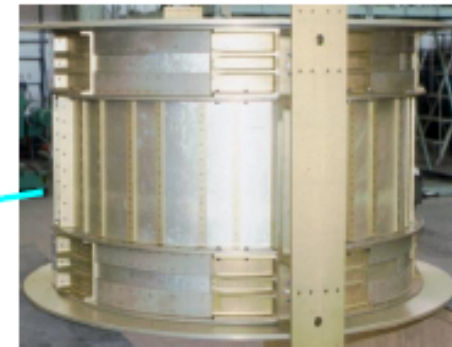
TOF



Silicon Tracker



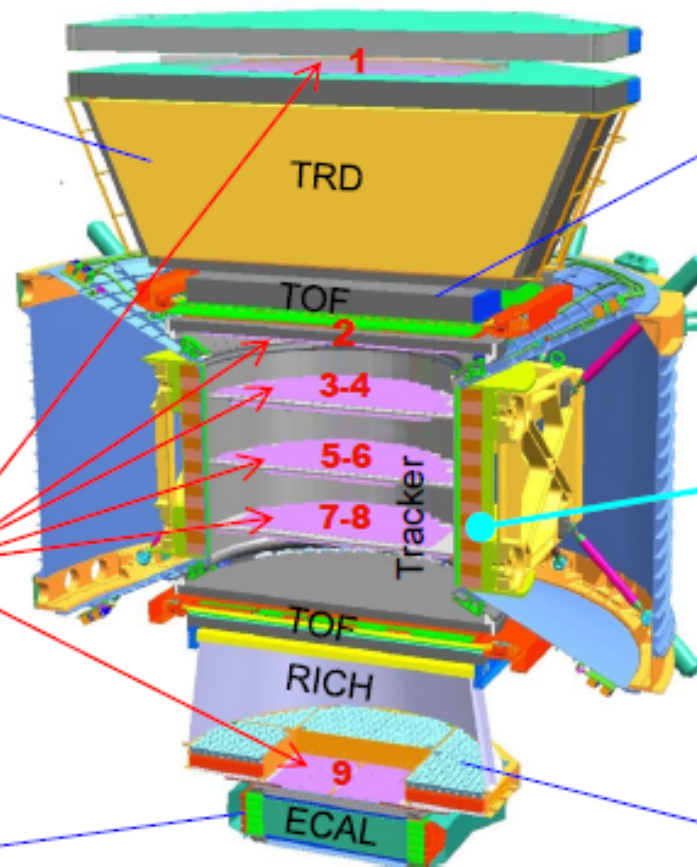
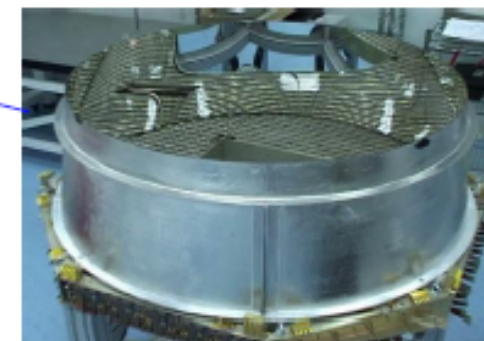
Magnet



ECAL



RICH



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**
- ...

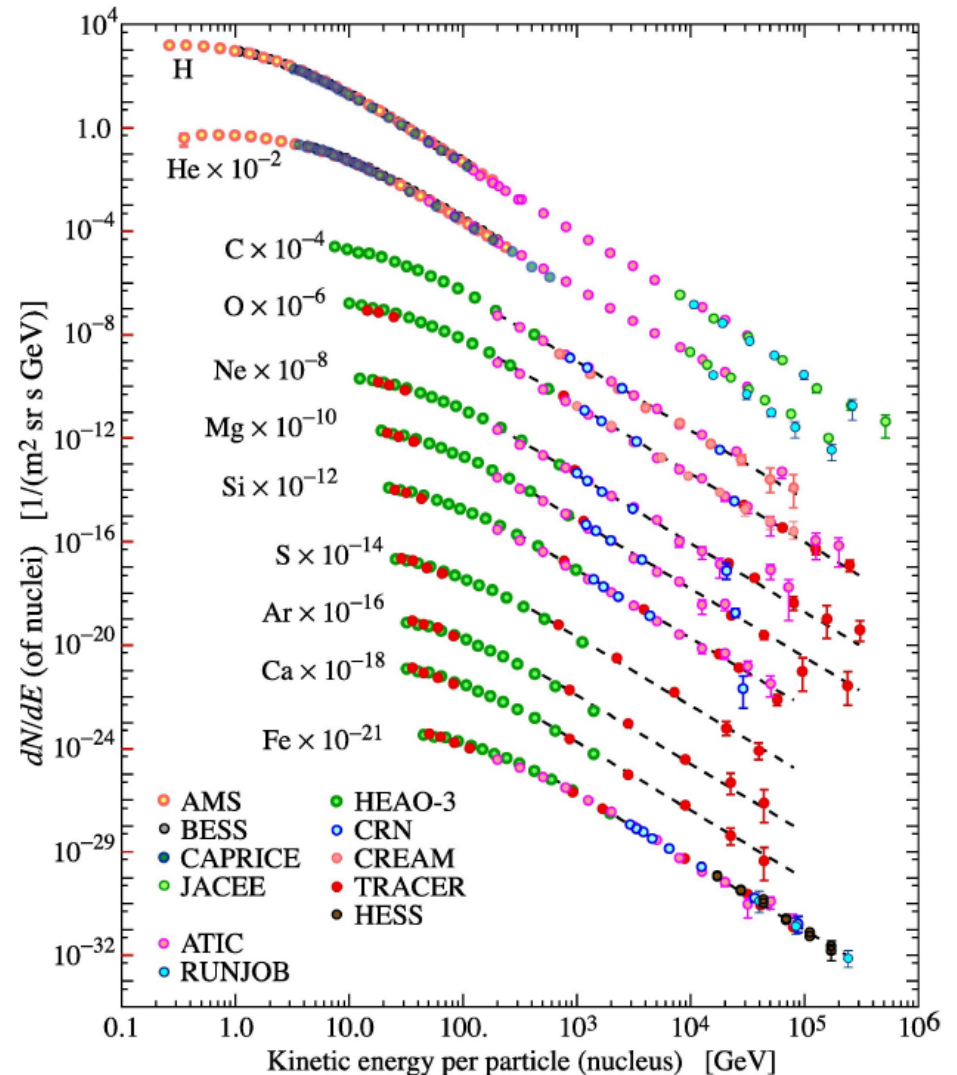
Risultati sulle misure dirette: protoni e nuclei

- Balloon and satellites
- Charge: usually measured through the excitation/ionization losses (which depends on Z^2) in scintillators or silicon detectors.

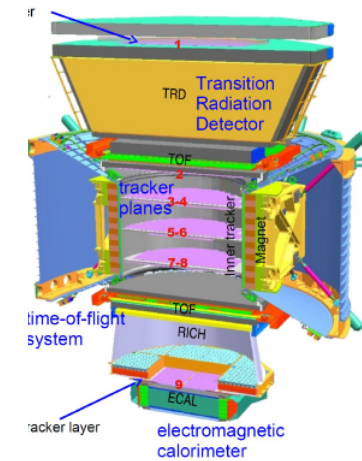
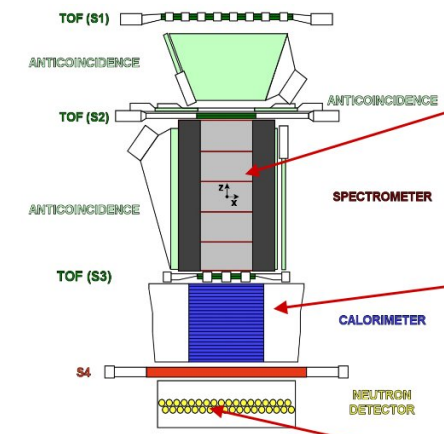
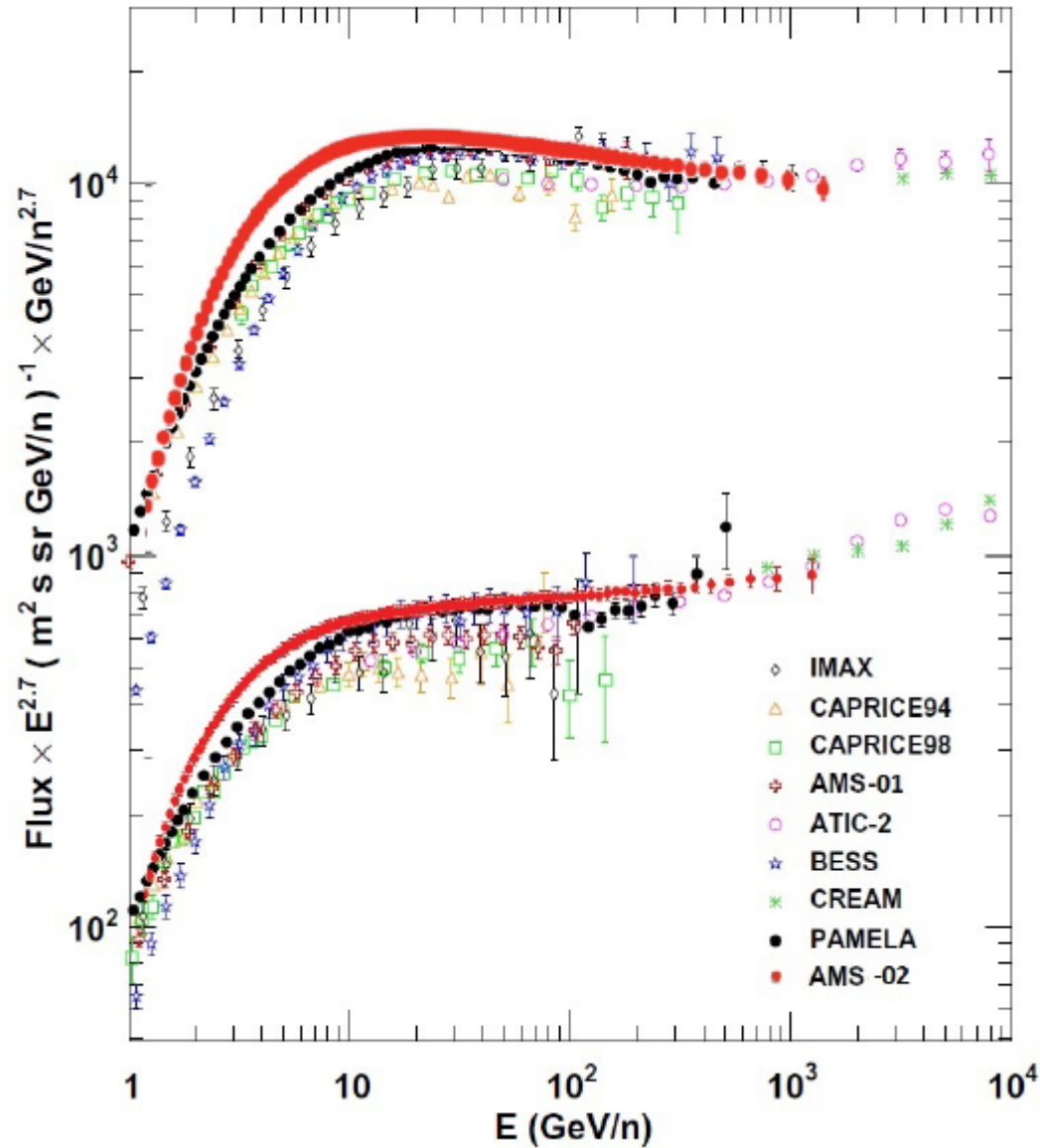
- The spectral index is almost the same for all nuclear species.

$$\Phi_i = K_i (E/\text{GeV})^{\alpha_i} \quad \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1}$$

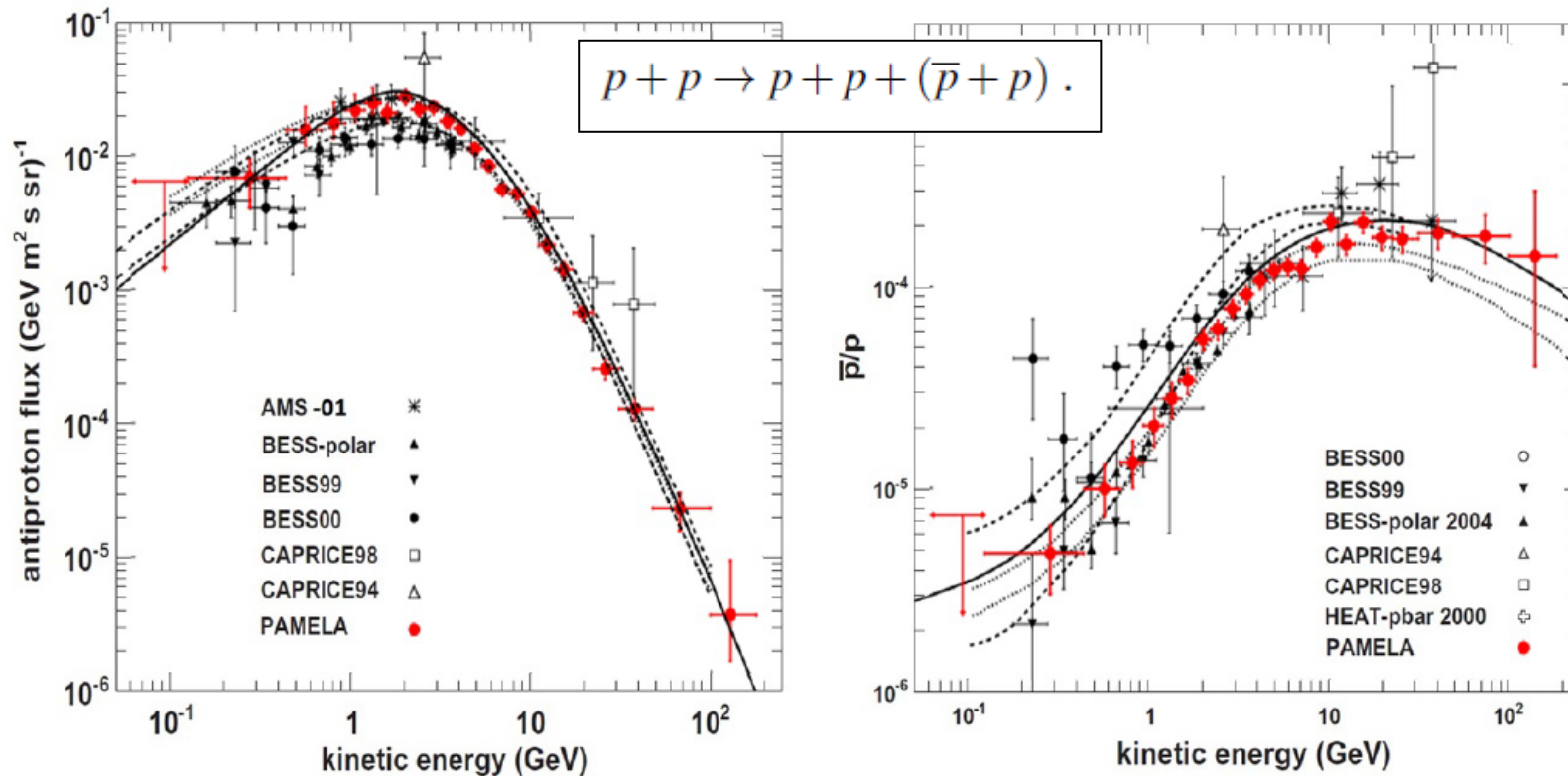
- This is one of the fundamental input for the theories studying the acceleration mechanisms of CRs



Confronto tra p – He $10^9 < E < 10^{12}$ eV



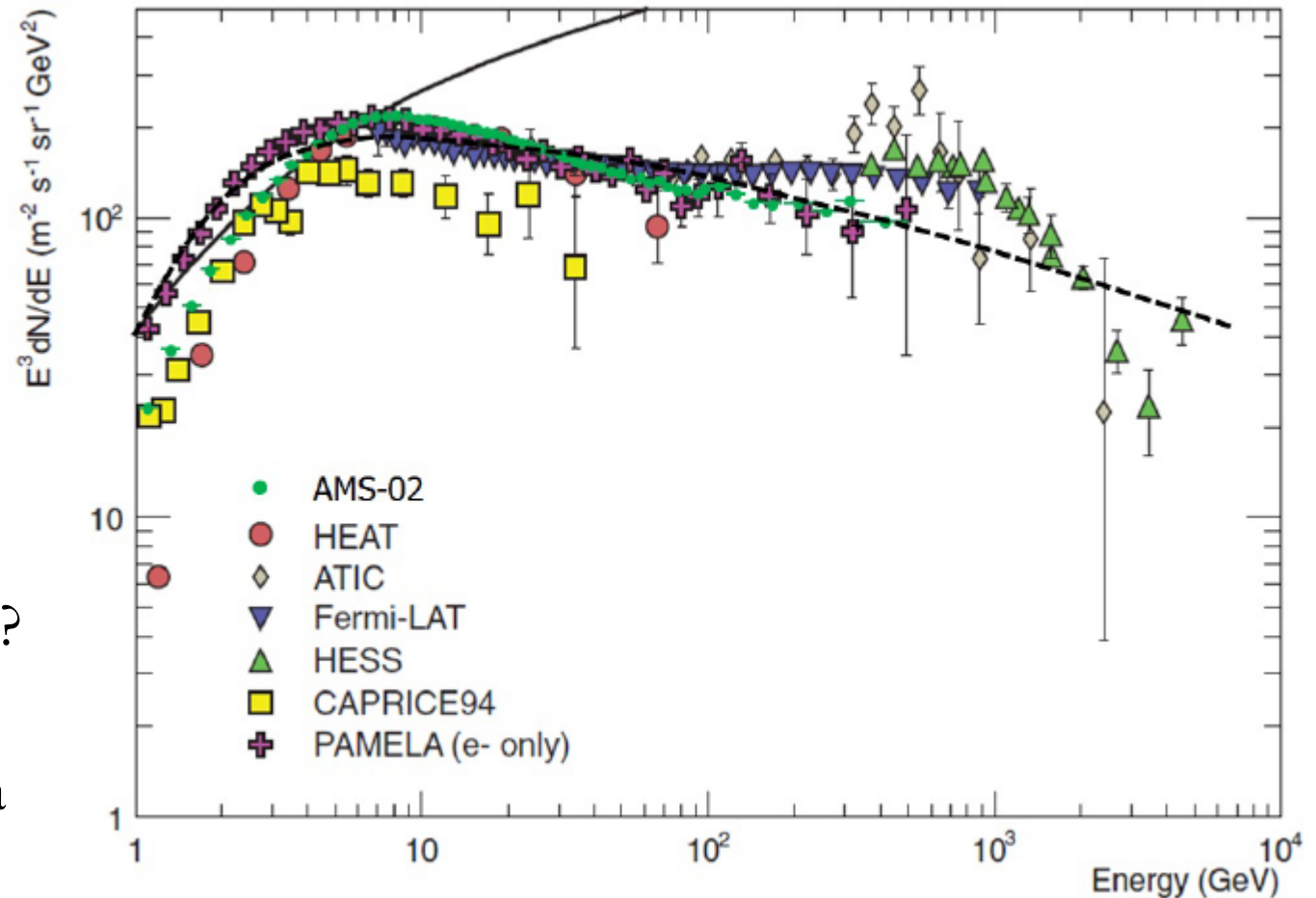
Antimateria nella Galassia: antip/p



- Gli antiprotoni nei RC sono circa 10^{-4} rispetto ai protoni.
- Questo rapporto (e la sua dipendenza dall'energia) è completamente spiegato da un modello in cui anti-p sono prodotti dalla propagazione dei RC nella Galassia e loro interazione con il mezzo interstellare

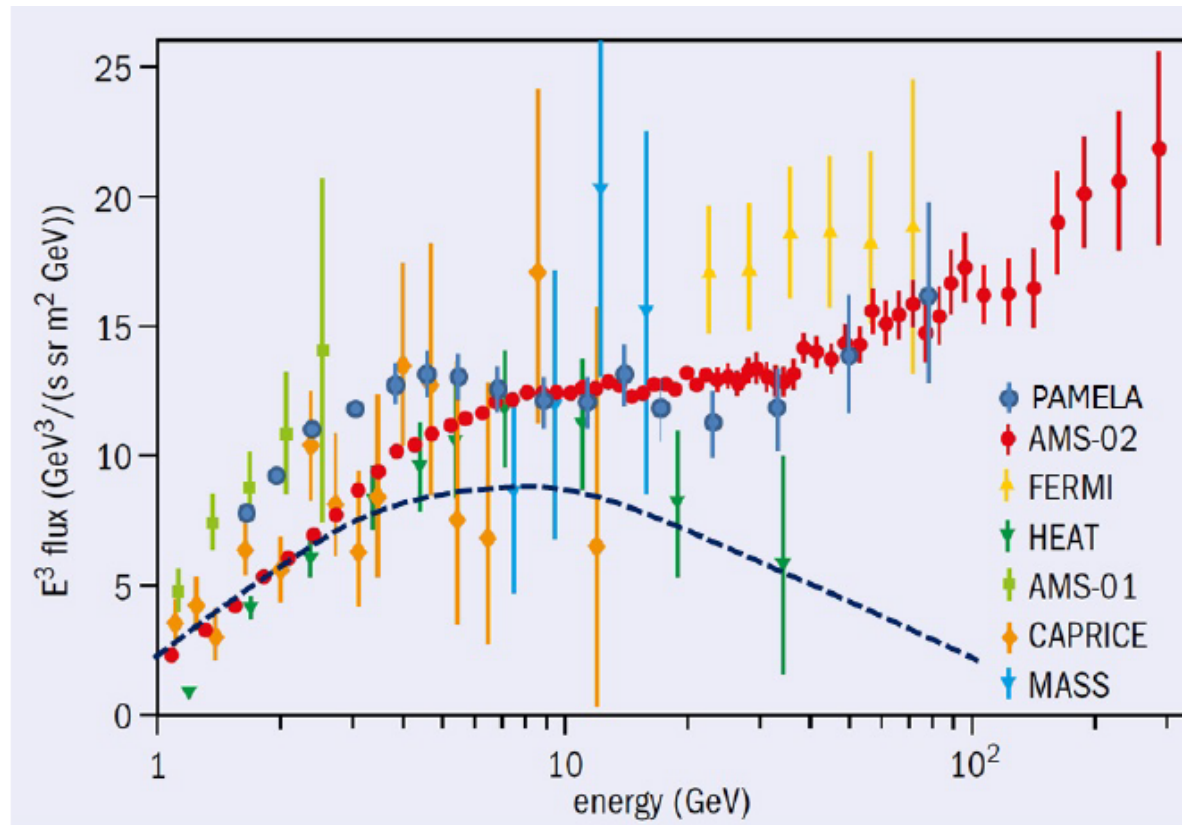
Gli elettroni nei RC

- 1% rispetto ai p
- Spettro più ripido ($\propto E^{-3}$)
- “Cut-off” nello spettro a ~ 1 TeV
- Quale è la ragione plausibile delle differenze tra protoni ed elettroni?
- Non dovuto ad asimmetria di carica dell’Universo!



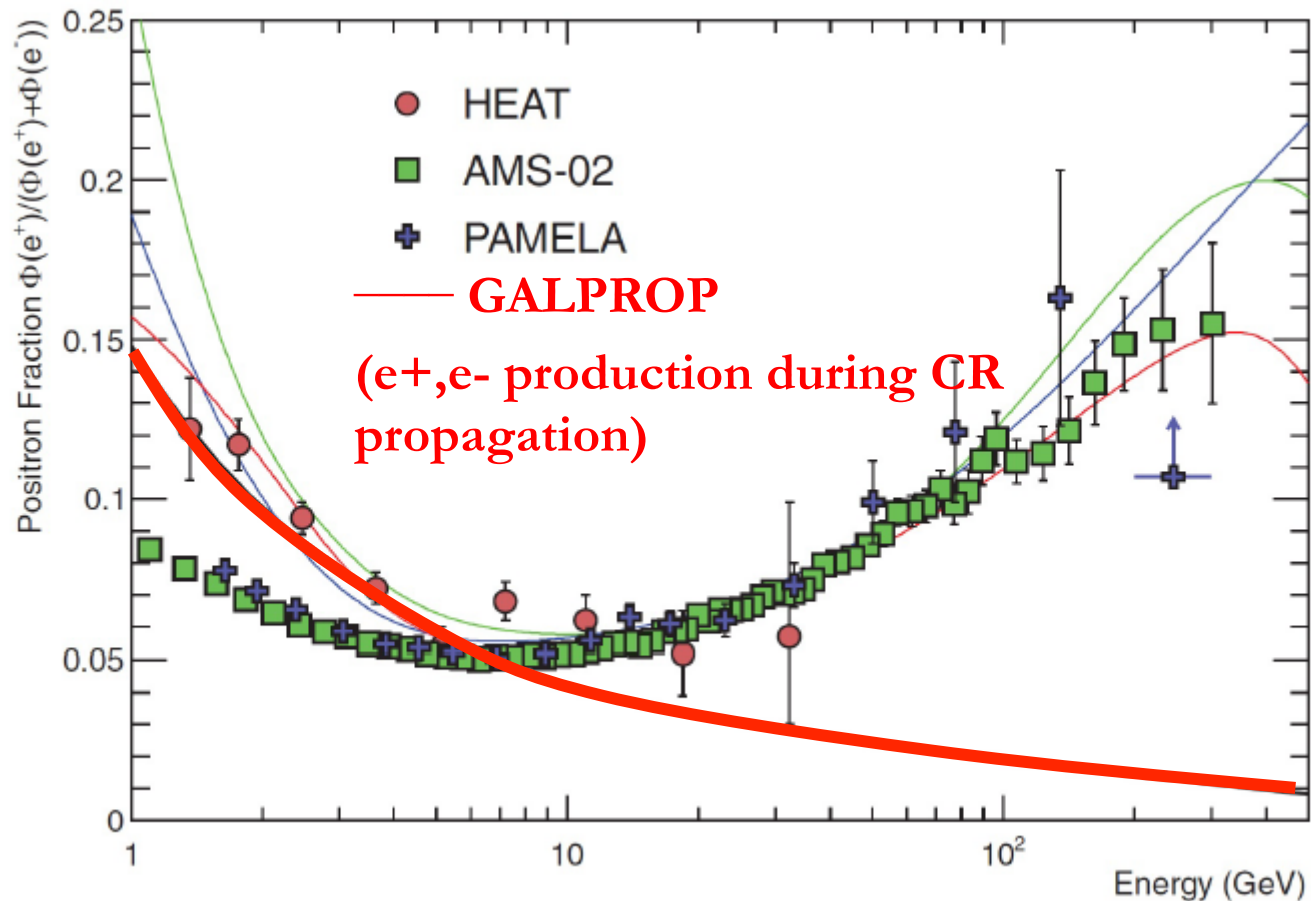
- **Effetti delle perdite di energia degli elettroni.** Queste producono la radiazione EM osservata in varie bande dagli astrofisici, dal radio ai raggi X

Antimateria nella Galassia: e^+/e^-



- Gli e^- sono 1% dei protoni (sopra una certa energia)
- I positroni nei RC sono circa 10^{-1} rispetto agli elettroni.
- Gli antiprotoni sono 10^{-4} rispetto ai protoni
- Le sorgenti di e^- sono più vicine alla Terra!

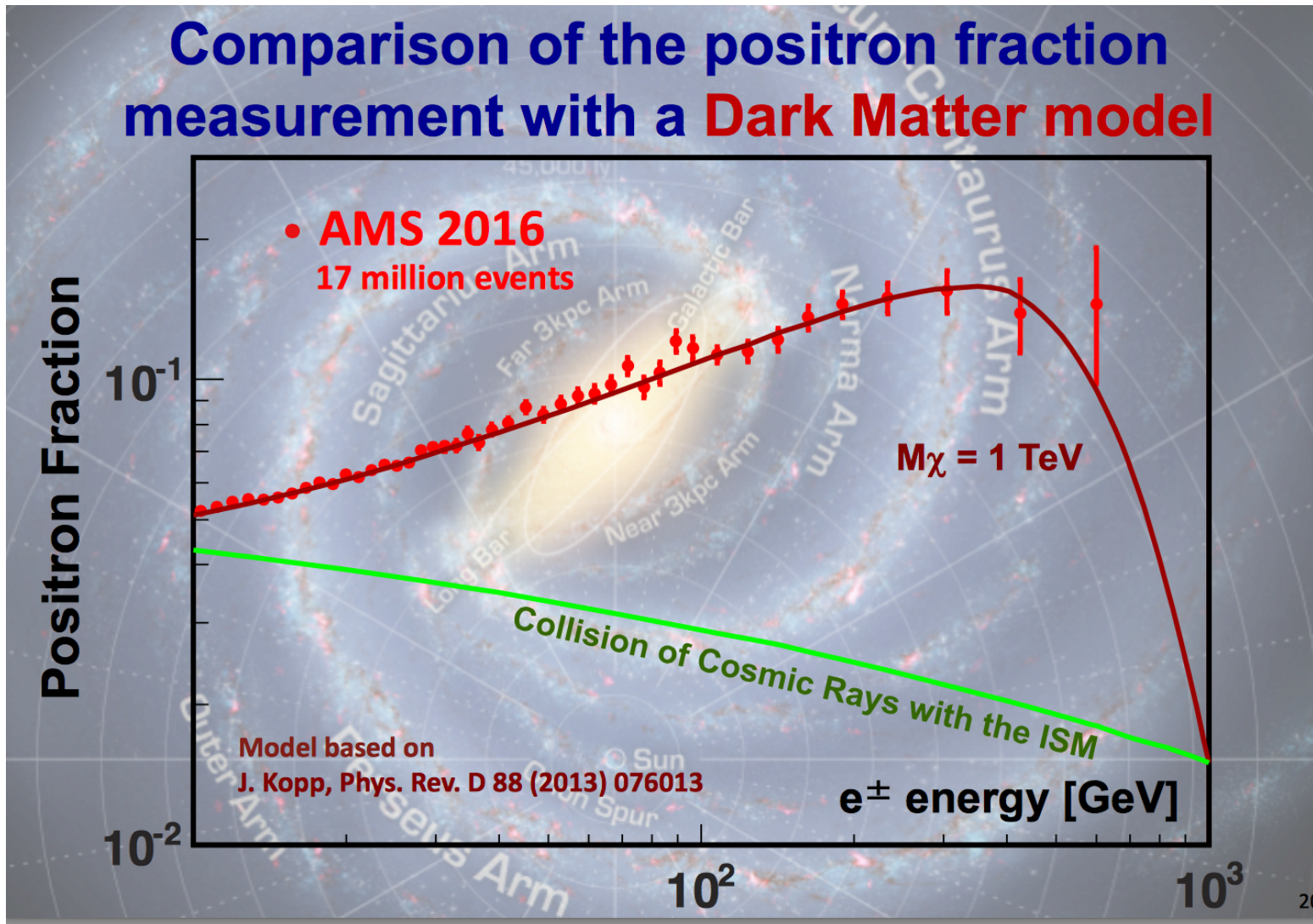
AMS-02 (e^+/e^-)



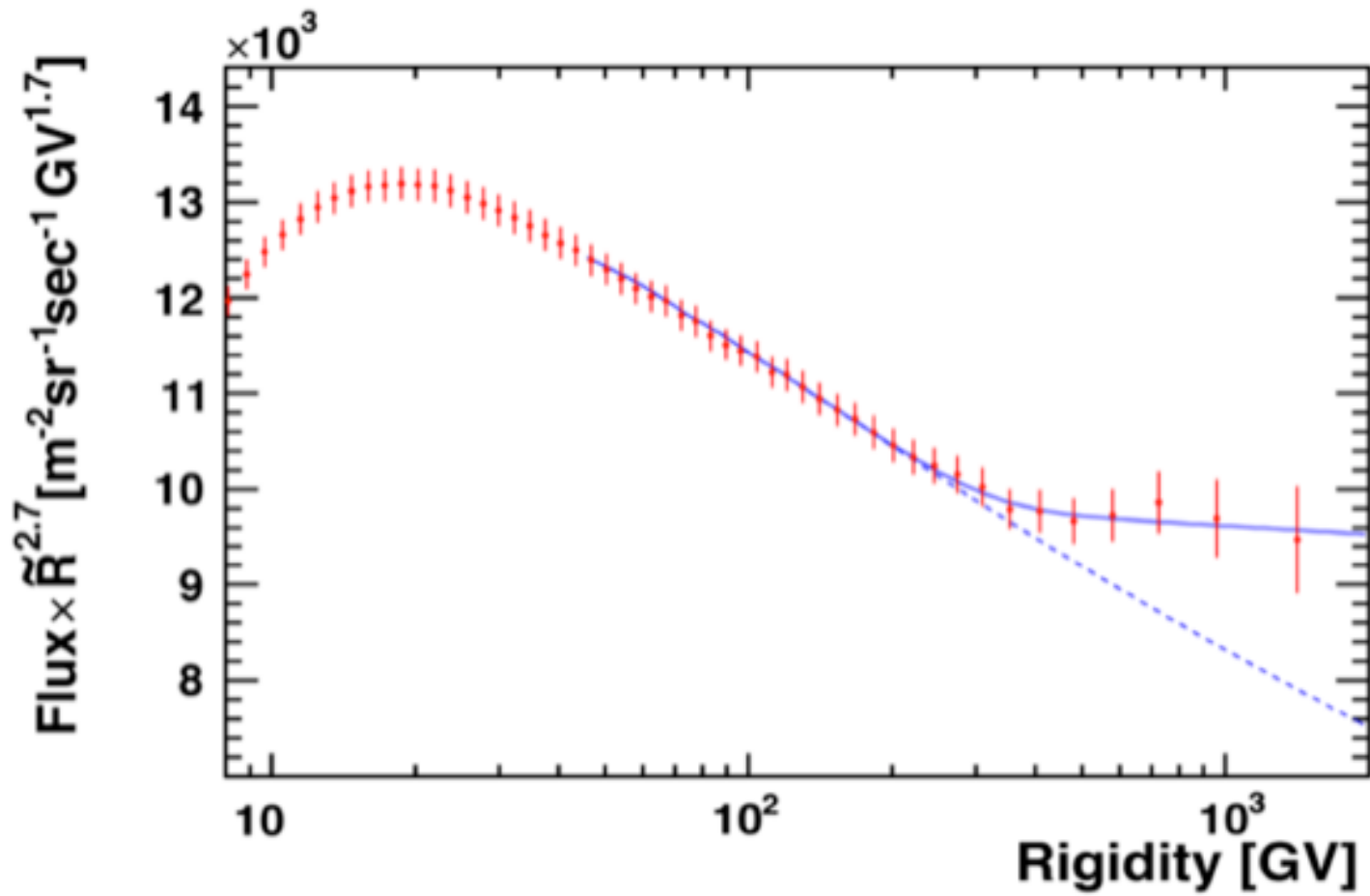
- The e^+ absolute flux as function of E
- Unexplained excess w.r.t. the propagation model

- Two possible explanations:
 - signal of the presence of Dark Matter (problematic)
 - presence of a near Galactic accelerator, as a pulsar

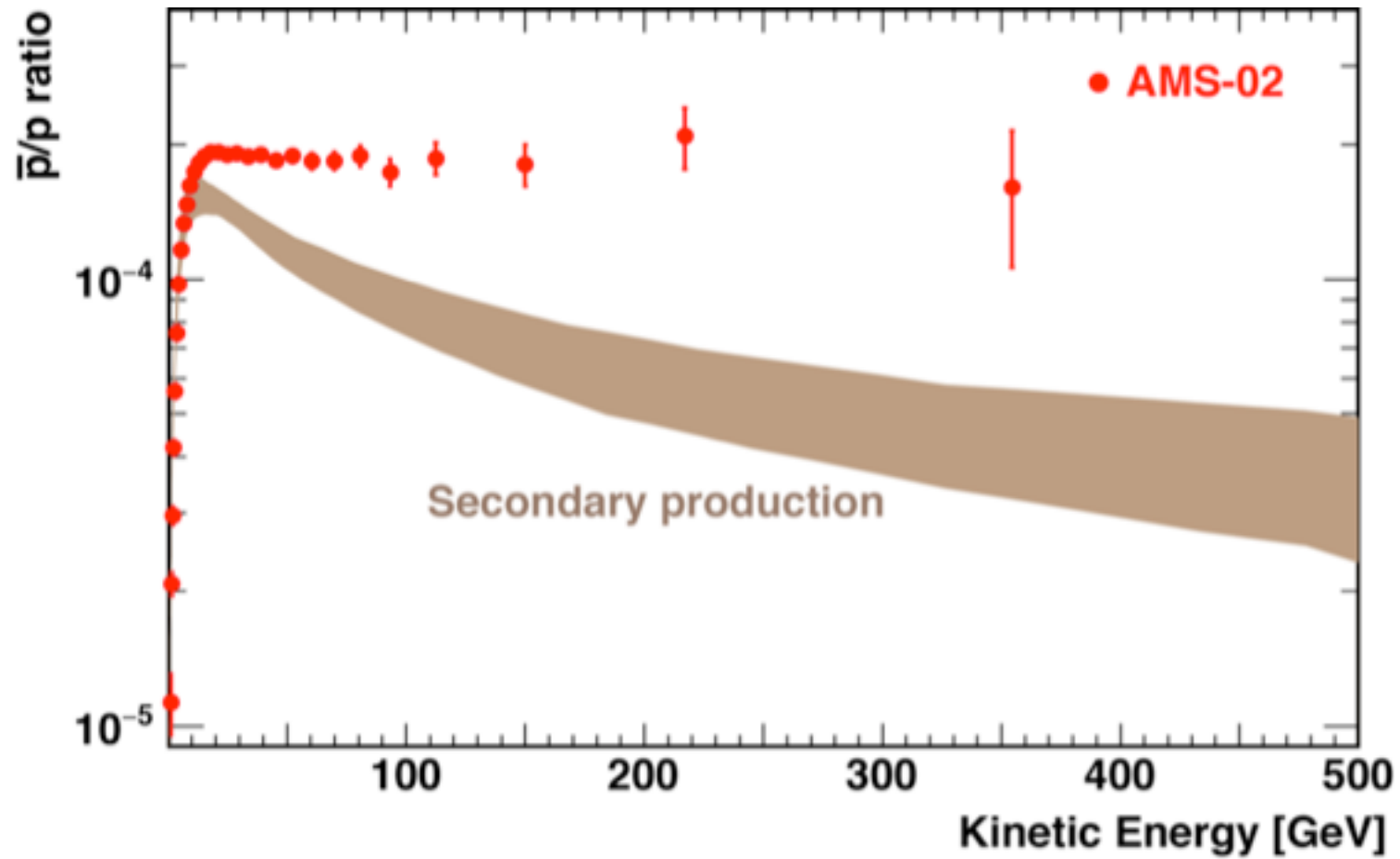
AMS02 – e⁺/e⁻



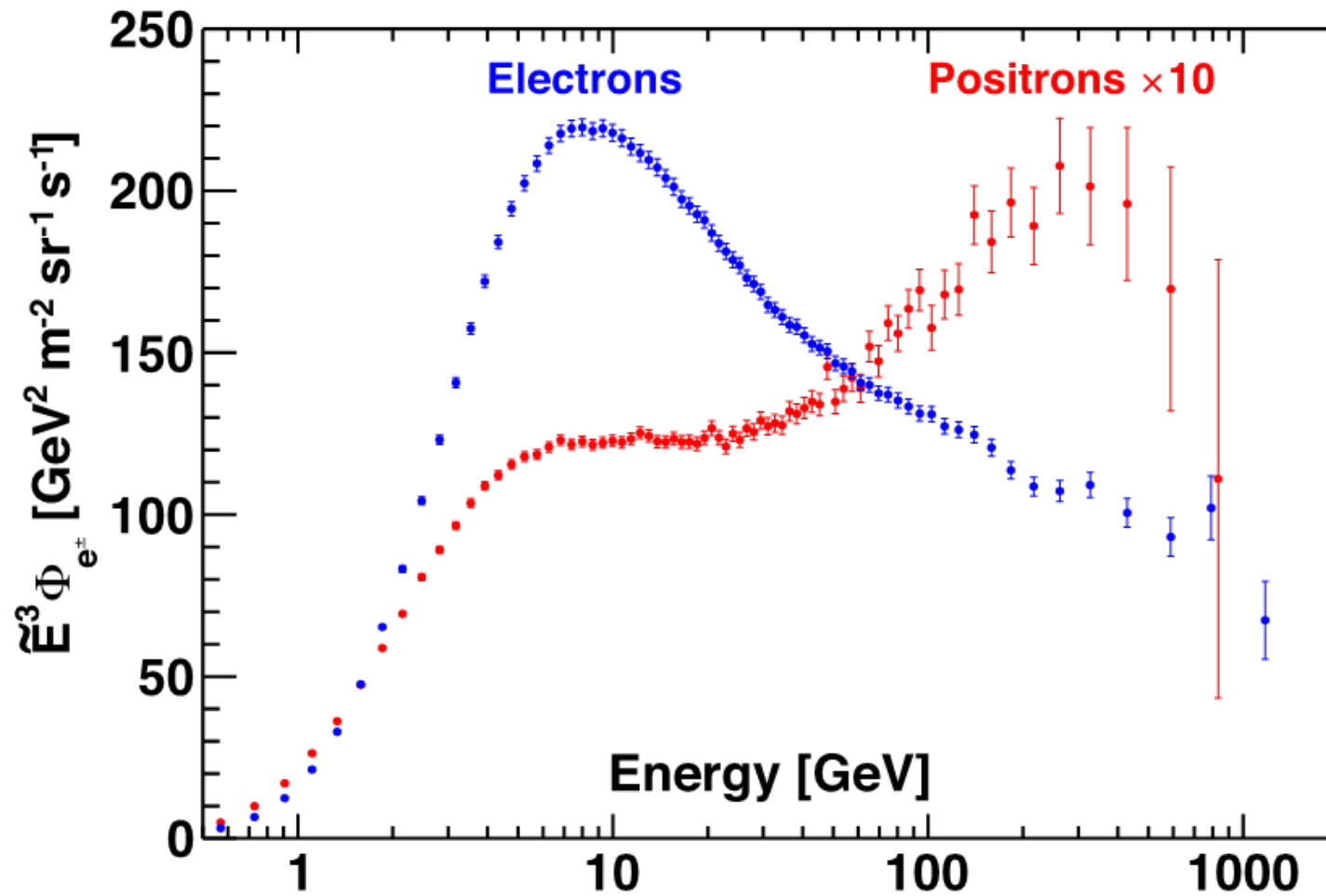
AMS02 - protons



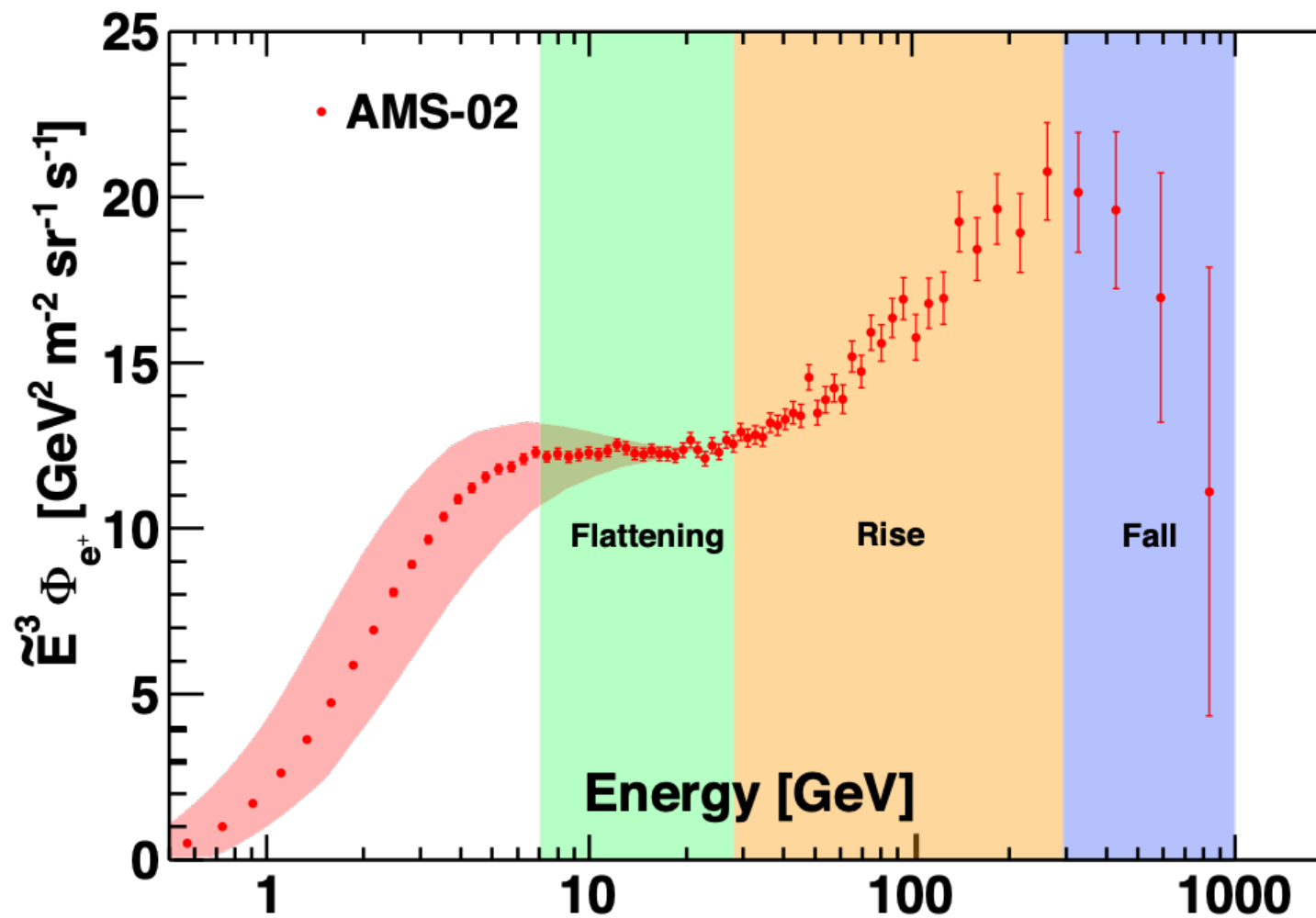
AMS02 - antiprotons



AMS results

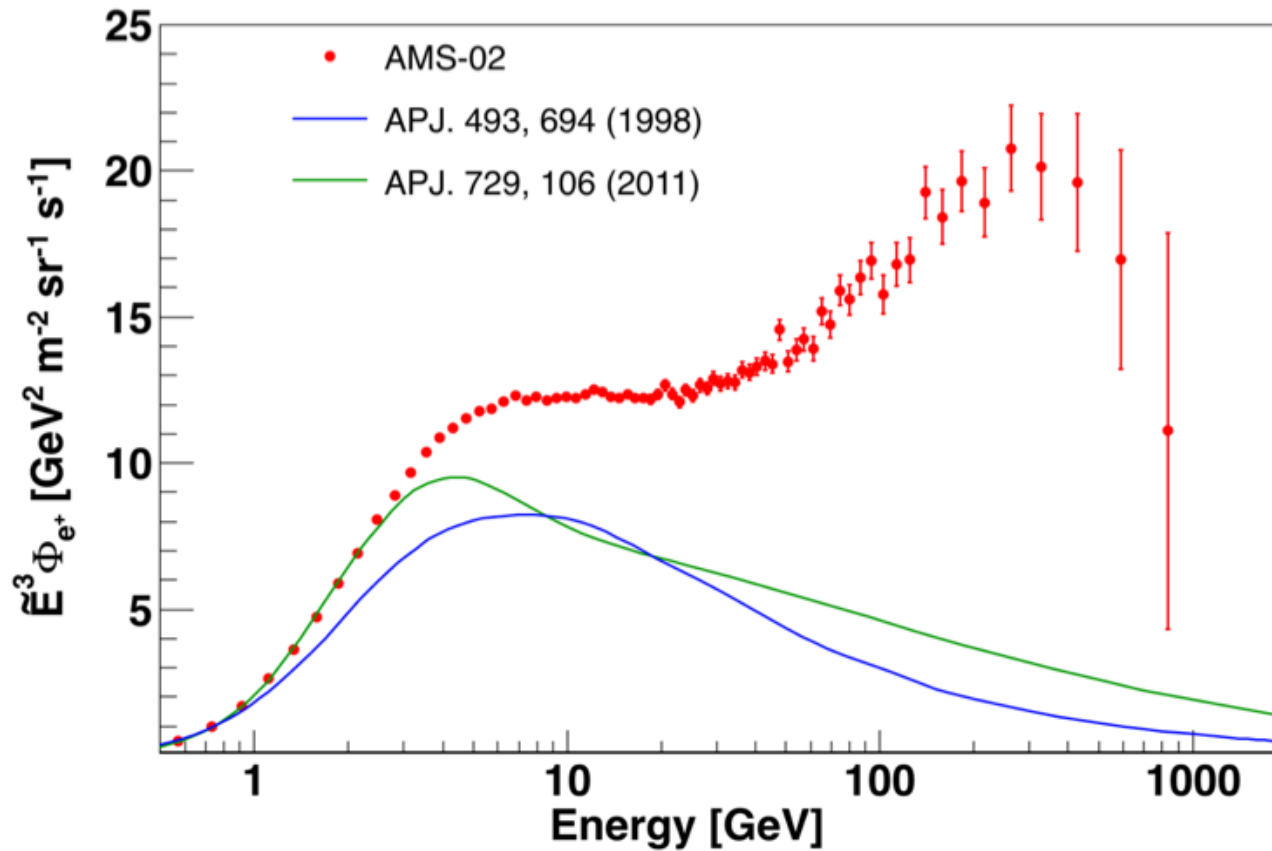


AMS results

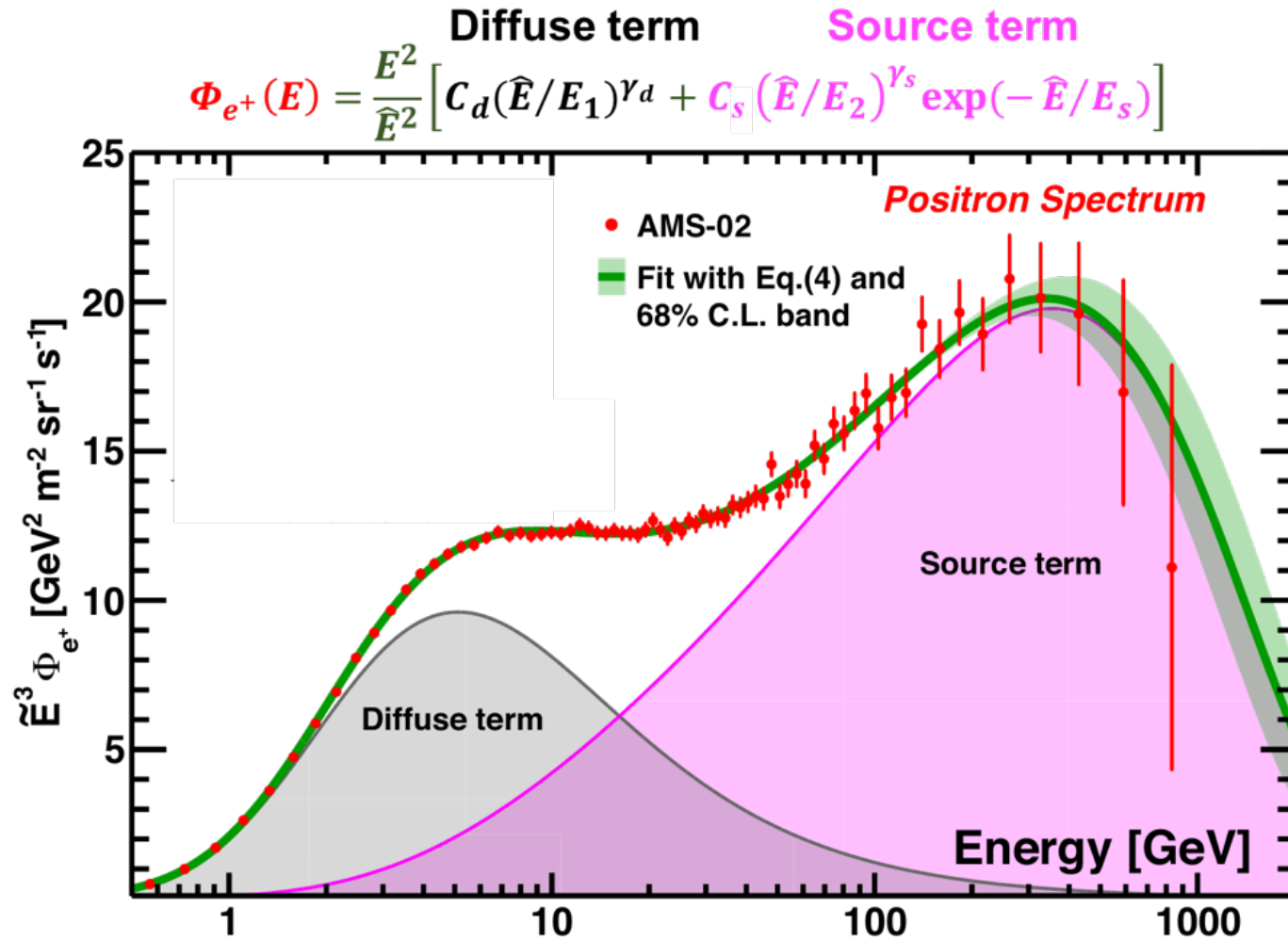


<https://ams02.space/physics>

AMS results



AMS results

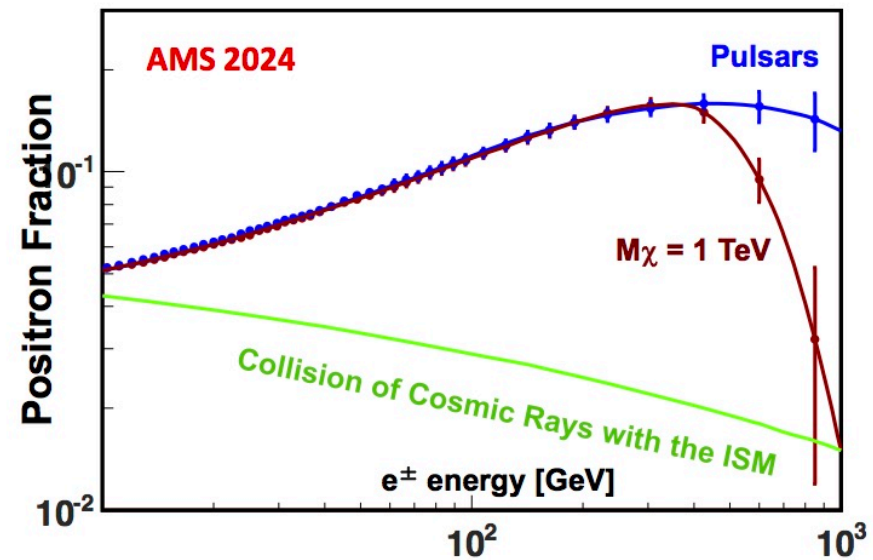
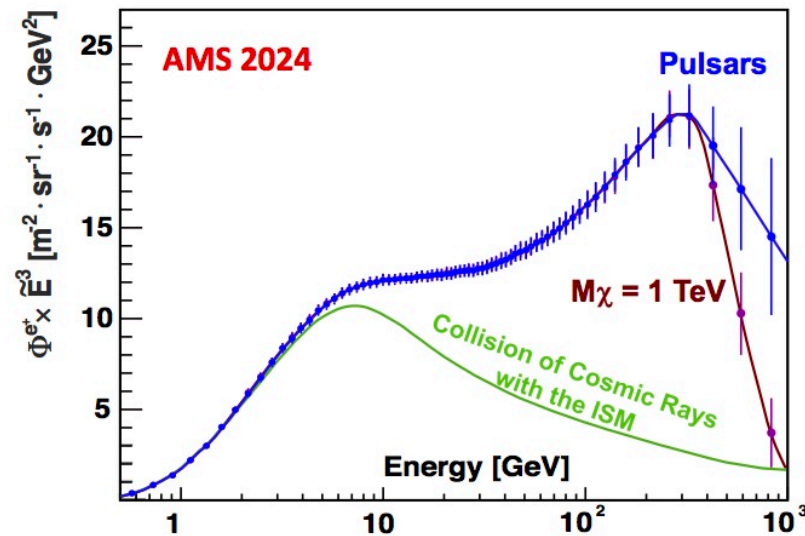


AMS results

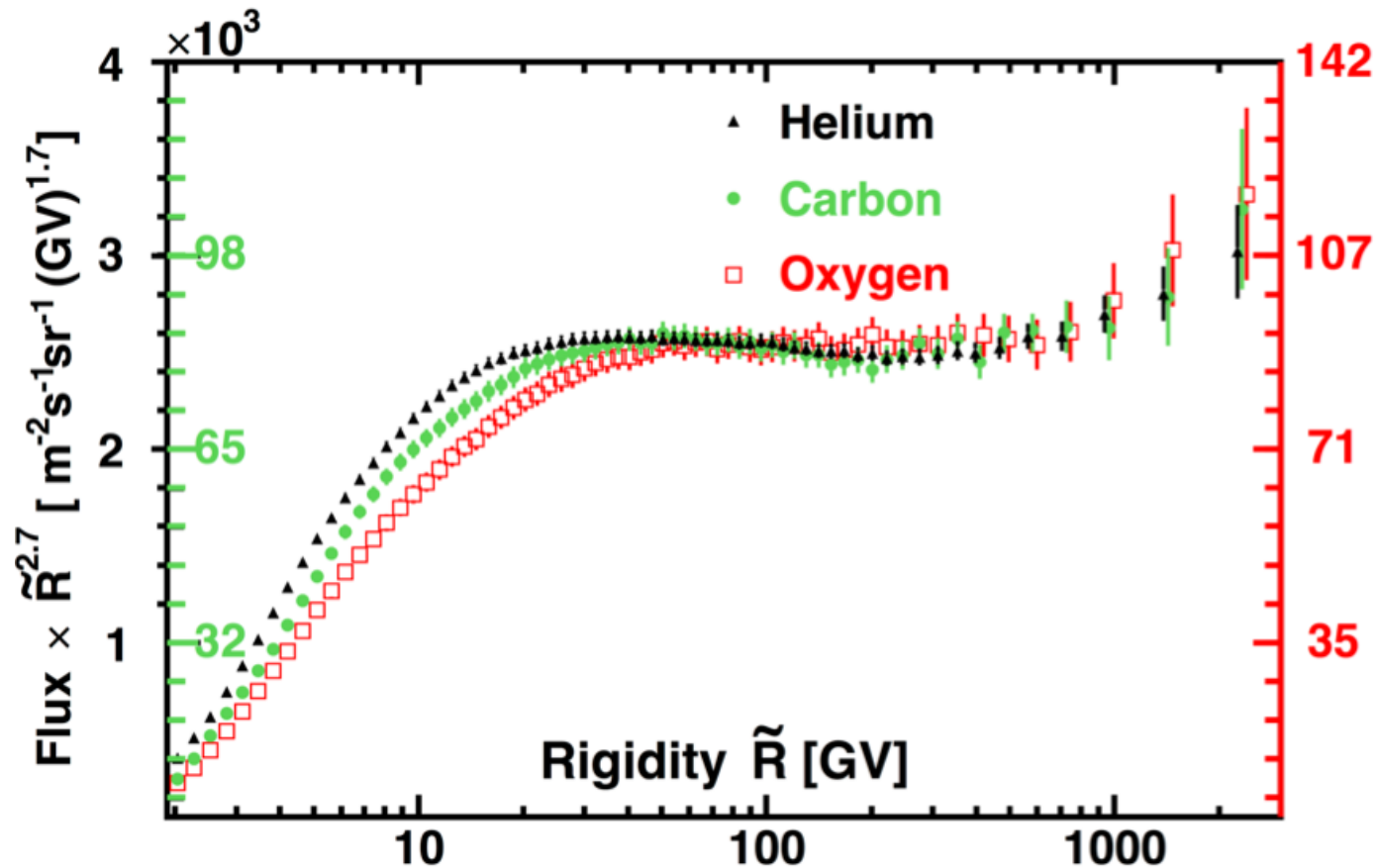
Positron Spectrum

Positron Fraction

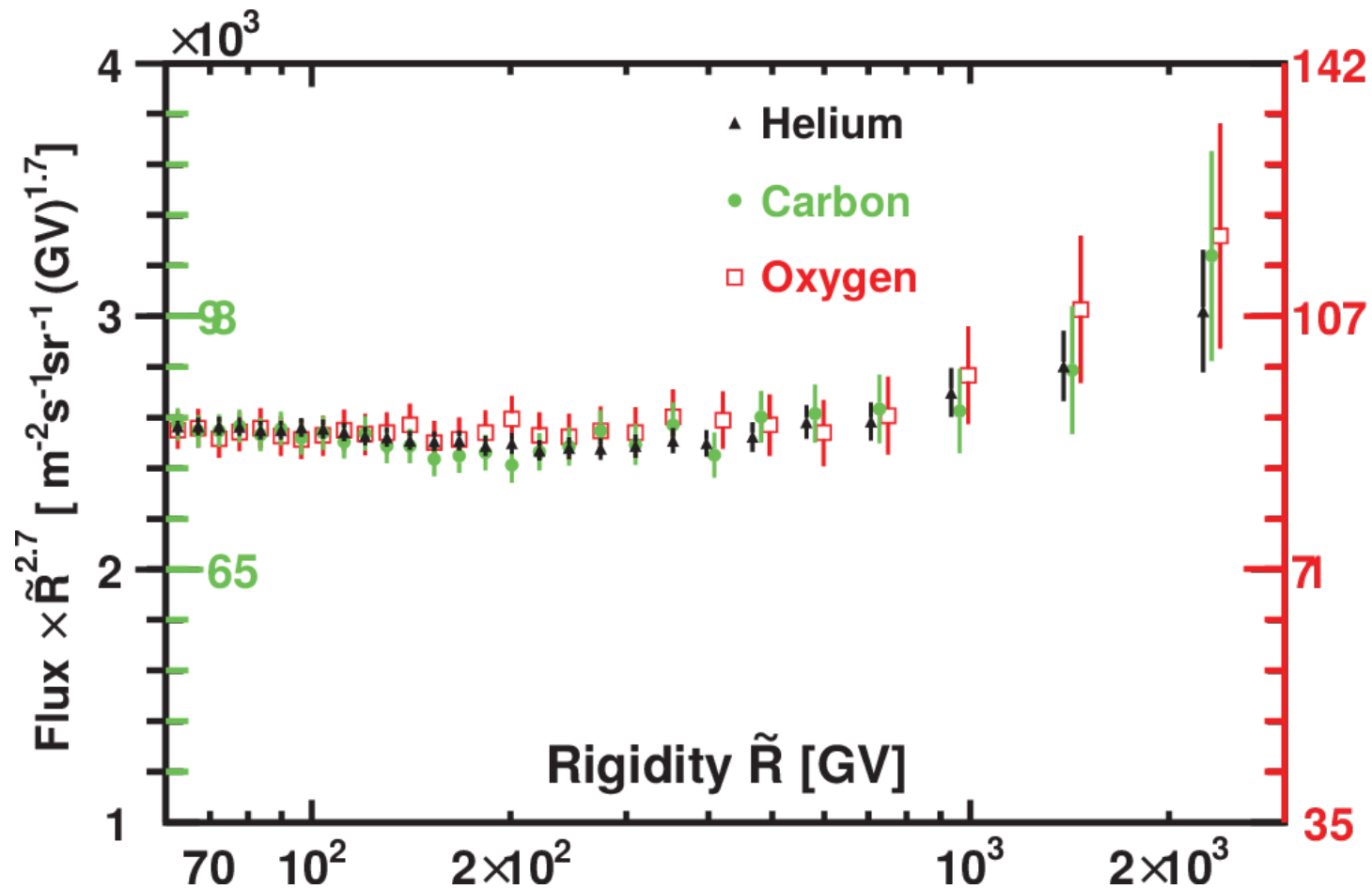
By 2024 we will should be able understand the origin of this unexpected data.



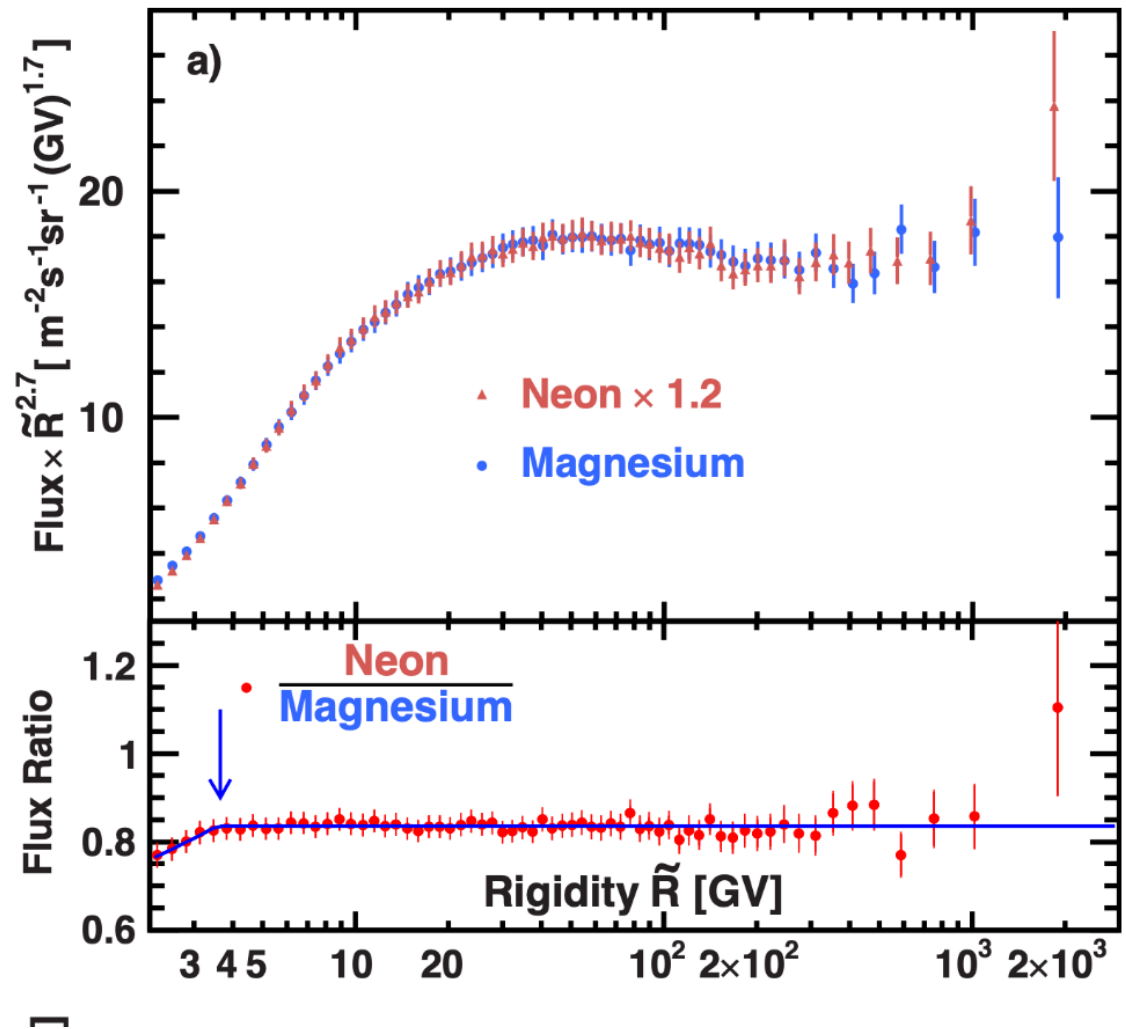
AMS results



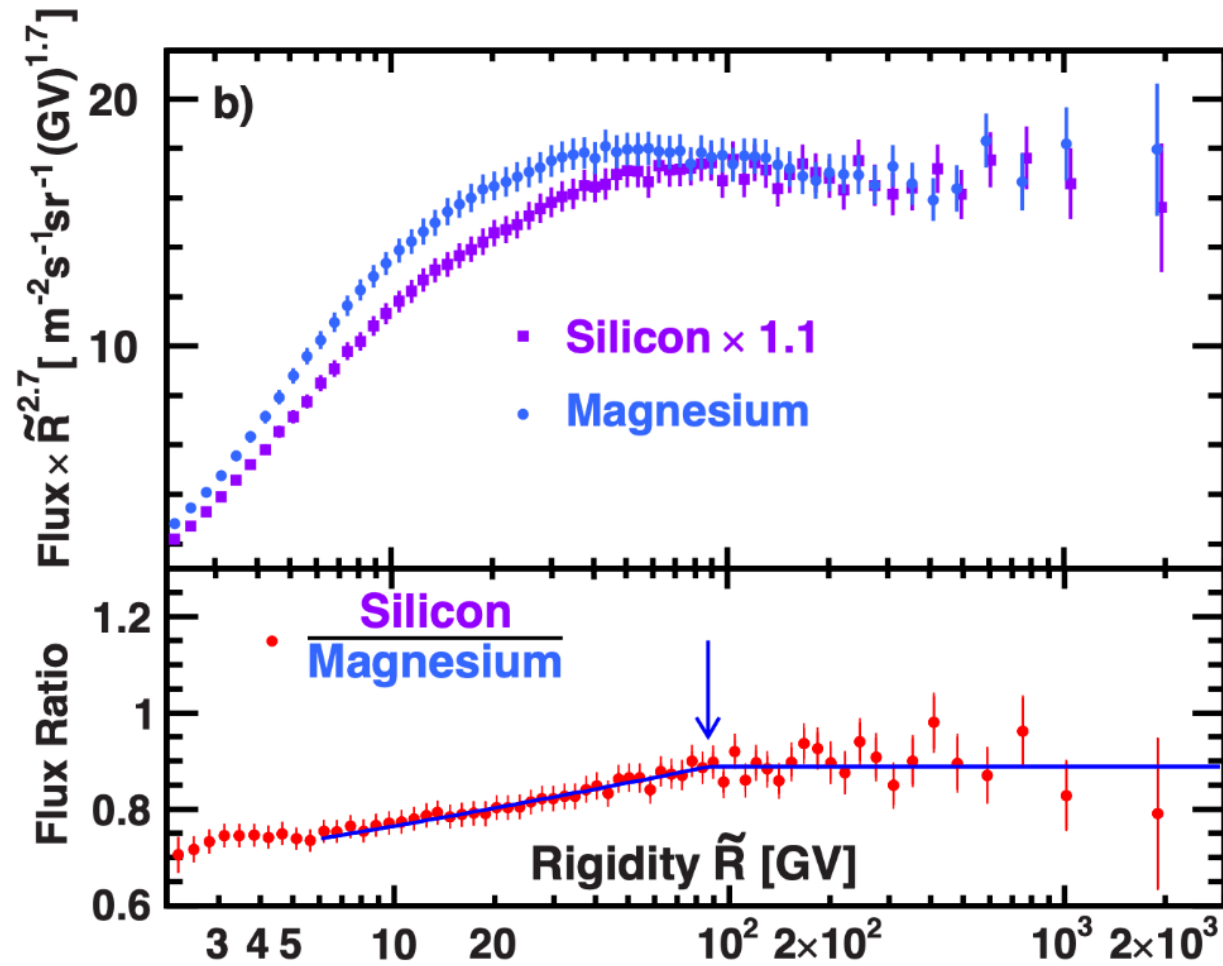
AMS results



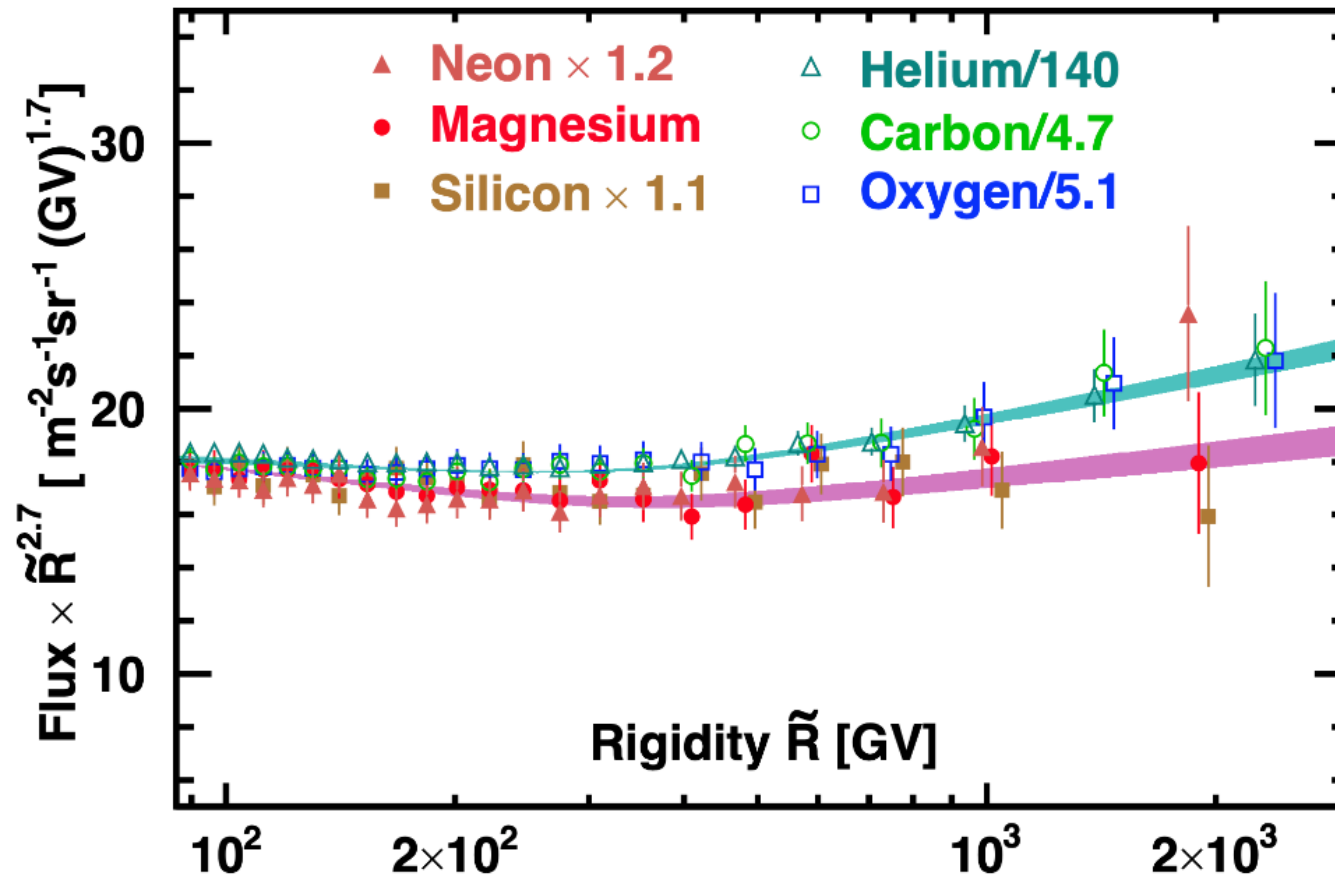
AMS results



AMS results



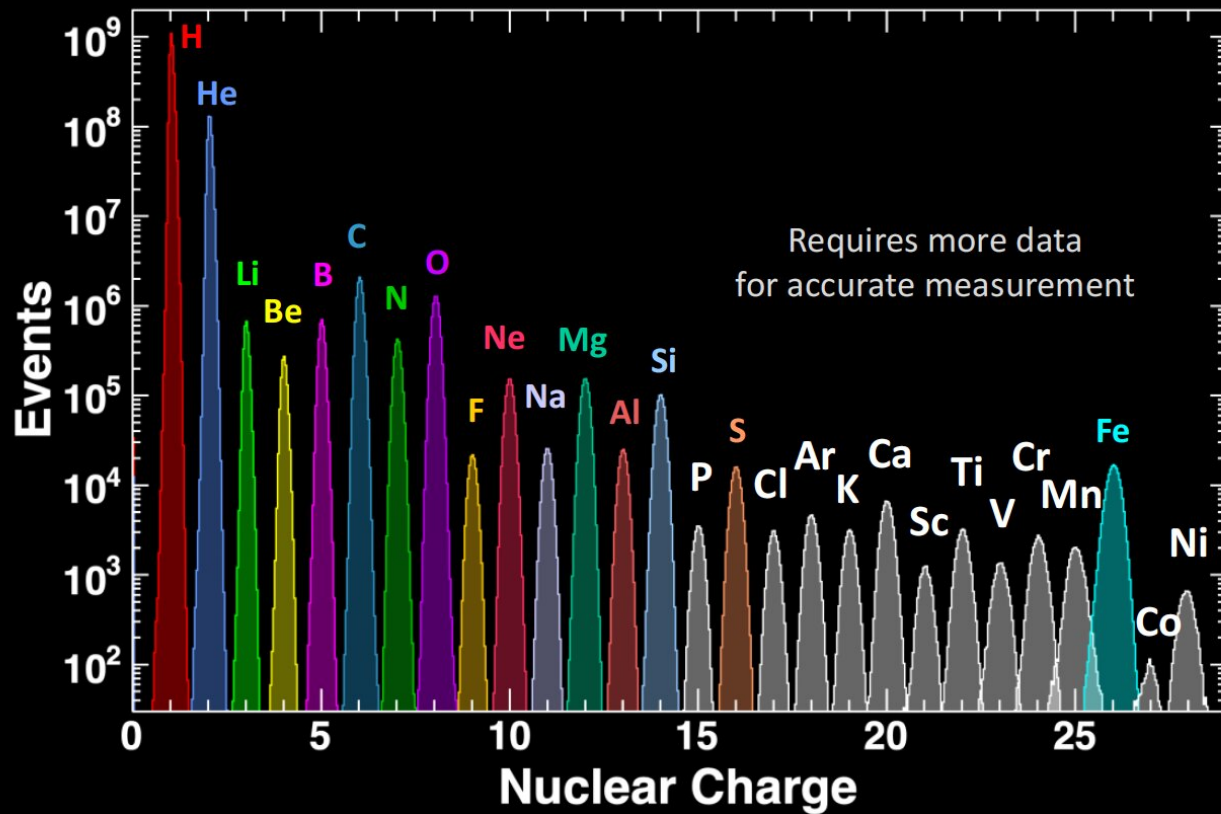
AMS results



AMS results

AMS determination of Cosmic Ray Nuclei

AMS will provide complete and accurate spectra for the 29 elements and provide the foundation for a comprehensive theory of cosmic rays.

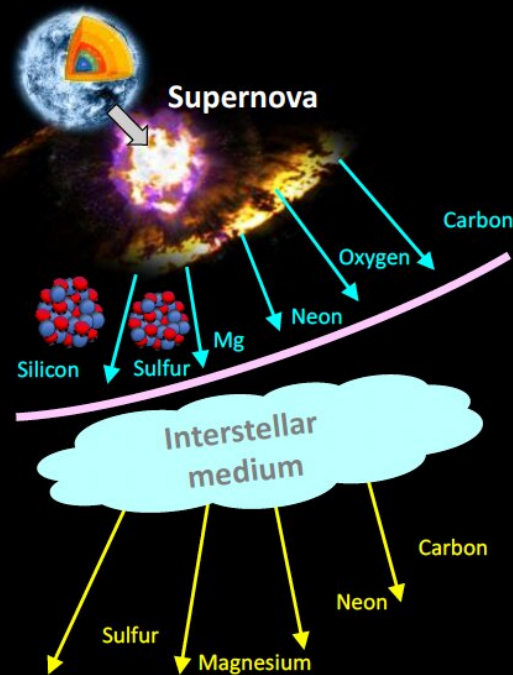


<https://ams02.space/physics>

AMS results

New AMS Result:

Model-independent measurements of the relative abundances at the source (before cosmic ray propagation)



Abundance Ratio	Value at the Source
Φ_C / Φ_O	0.836 ± 0.025
Φ_{Ne} / Φ_{Si}	0.833 ± 0.025
Φ_{Mg} / Φ_{Si}	0.994 ± 0.029
Φ_S / Φ_{Si}	0.167 ± 0.006
Φ_N / Φ_O	0.092 ± 0.002
Φ_{Na} / Φ_{Si}	0.036 ± 0.003
Φ_{Al} / Φ_{Si}	0.103 ± 0.004

Astrofisica Nucleare e Subnucleare

L'origine dei Raggi Cosmici

The Origin of Cosmic Rays

- **Galactic**

- Ordinary stars (produce $\sim 10^{28}$ J/s)
- Magnetic stars (produce up to 10^{32} J/s)
- Supernovae (produce $\sim 3 \times 10^{32}$ J/s)
- Novae (produce $\sim 3 \times 10^{32}$ J/s)

Origin of Galactic Cosmic Rays

- **Energy output required:**
assume Galaxy is sphere radius 30kpc = 10^{21} m
 \Rightarrow volume = 10^{63} m³
- **Energy density CR** $\sim 10^{-13}$ J m⁻³ (10^{-6} eV m⁻³)
Thus total energy of CR in Galaxy $\sim 10^{50}$ J.
- **Age of Galaxy** $\sim 10^{10}$ years, $\sim 3 \times 10^{17}$ sec
hence av. CR production rate $\sim 3 \times 10^{32}$ J s⁻¹
Particles shortlived, \Rightarrow continuous acceltn.

Cosmic Rays from stars

- **Ordinary stars** *Too low!!!* Our Sun emits CR during flares but these have low-E
 $\sim 10^{17}$ J/s, total 10^{28} J/s (10^{11} stars in Galaxy)
- **Magnetic stars** *Optimistic!!!* Mag field about a million times higher than the Sun so output a million times higher, but only 1% magnetic (and low-E);
 $\sim 10^{32}$ J/s

Supernovae

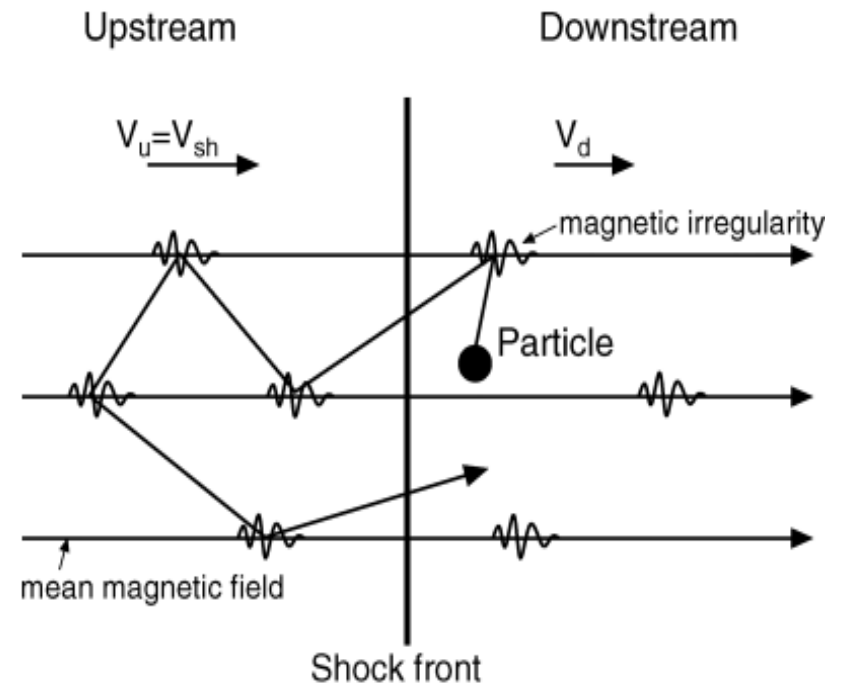
- **Supernovae - a likely source!**
- Synchrotron radiation observed from SN so we know high energy particles are involved. Total particle energy estimated at $\sim 10^{42}$ J per SN
- Taking 1 SN every 100 years,
=> 3×10^{32} J/s. **(also, SN produce heavies)**

Galactic Sources

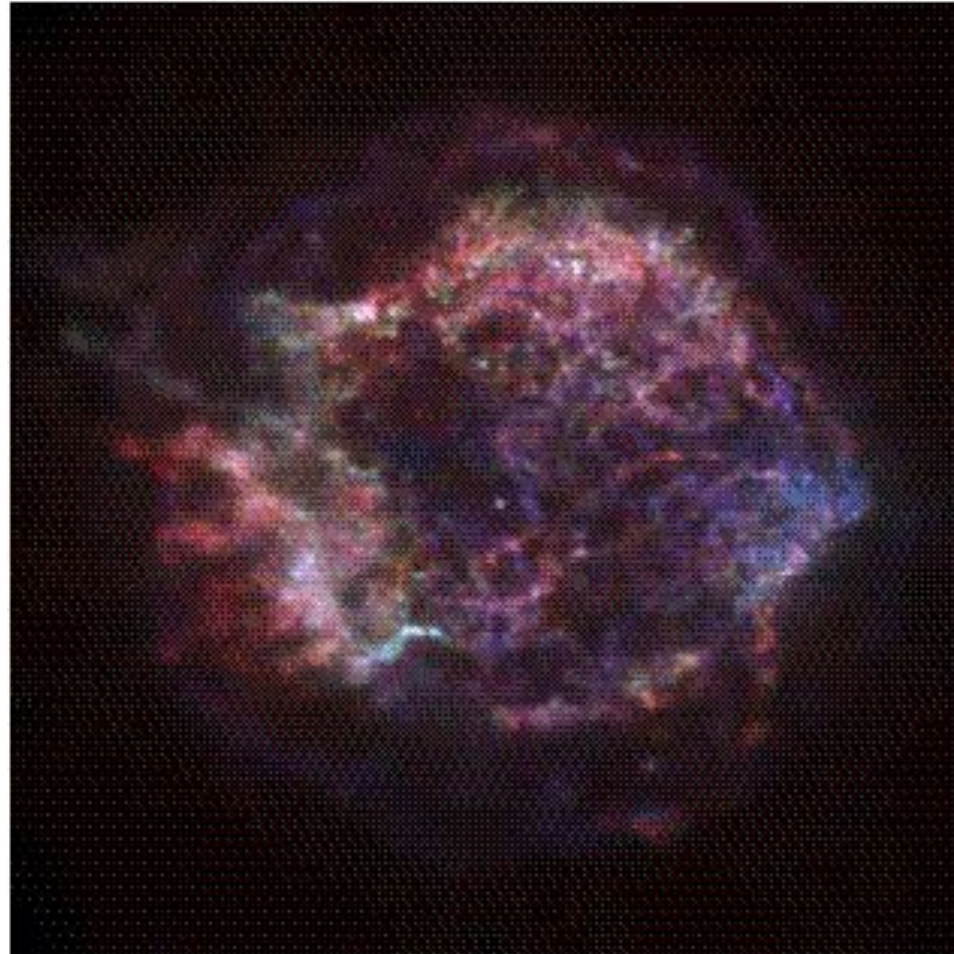
- Why SNR?
 - Energy argument
 - Fermi Acceleration Mechanism (1st order)
 - “elastic” collisions $\Delta E = \xi E$ e $P_{\text{esc}} = \text{const}$
 - Power Law Spectrum $\Gamma \sim 2$

$$P_{CR} = \frac{\langle \varepsilon \rangle V_{\text{confinamento}}}{\tau_{\text{confinamento}}} = 10^{40} \frac{\text{erg}}{\text{s}}$$

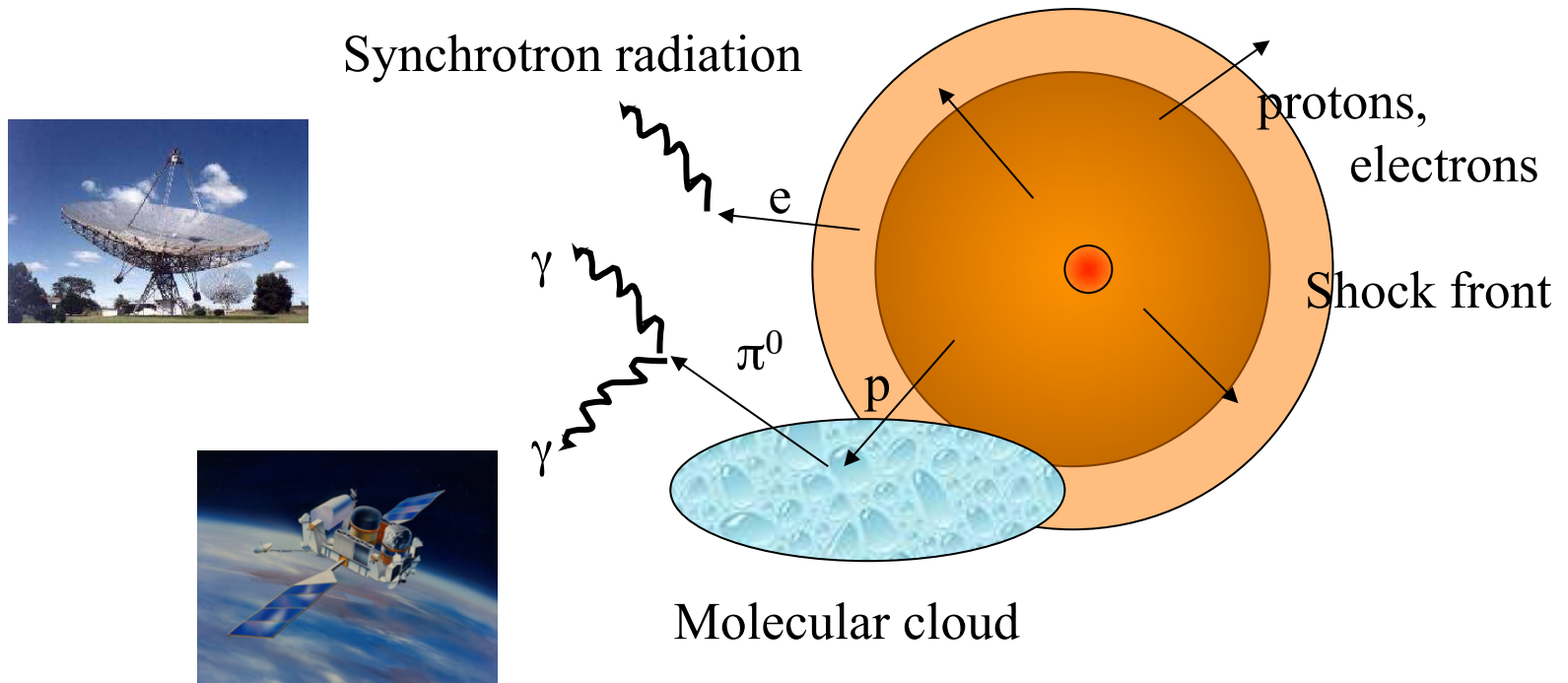
$$P_{SNR} = \frac{10^{51} \text{erg}}{30 \text{anni}} = 10^{42} \frac{\text{erg}}{\text{s}}$$



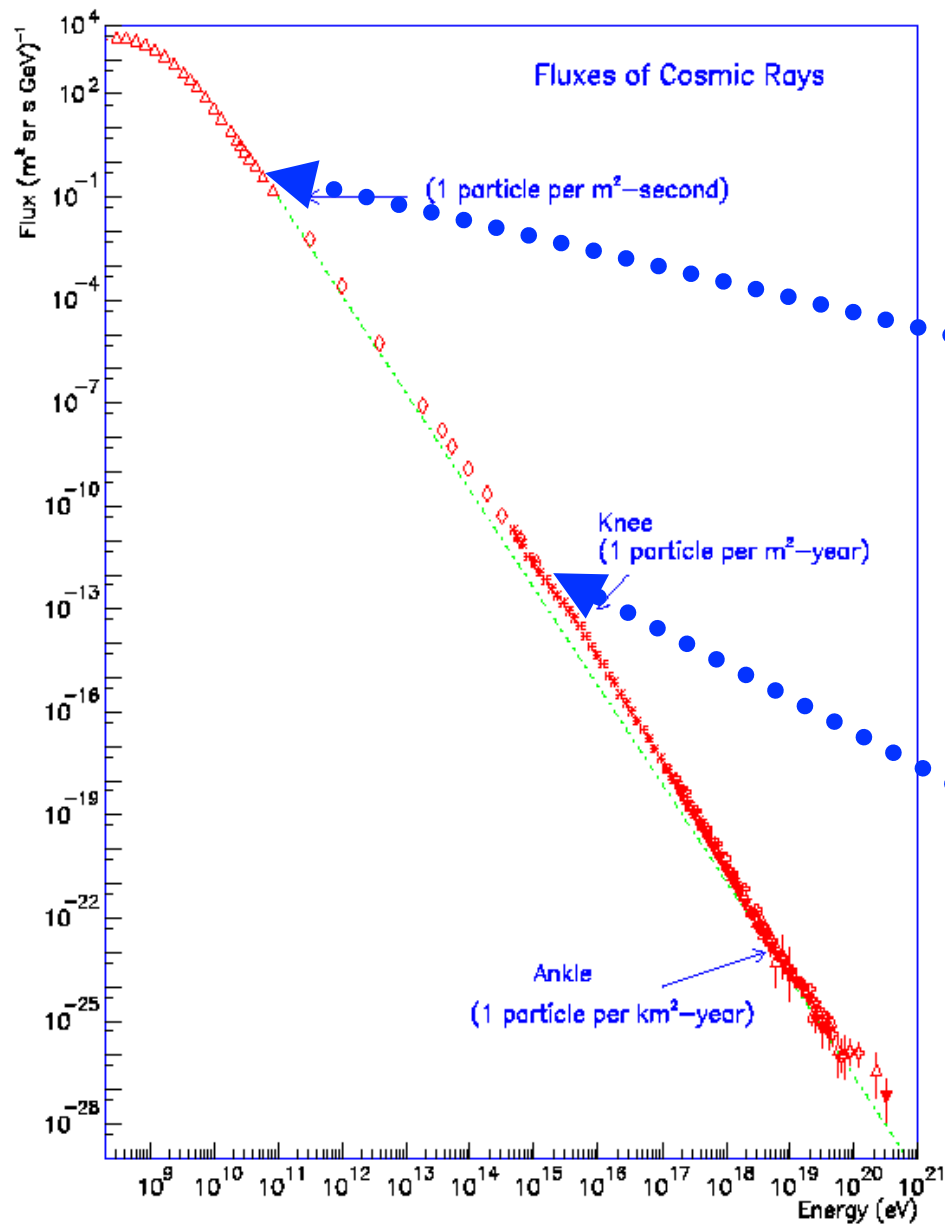
Supernovae and Remnants



Supernova Remnants

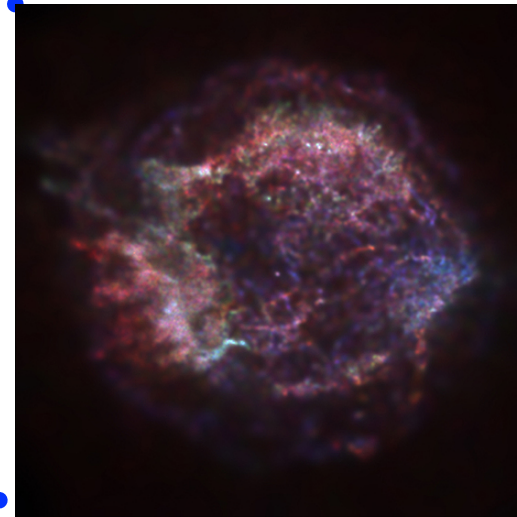


Nearby molecular clouds can provide targets for ions accelerated at the SNR shock. Gamma-rays are then produced by neutral pion decay pointing out the production of hadronic cosmic rays



Spectrum

The bulk of CRs occurs with energies below the knee and are thought to come from our own galaxy.



There was still no completely definite observational proof !

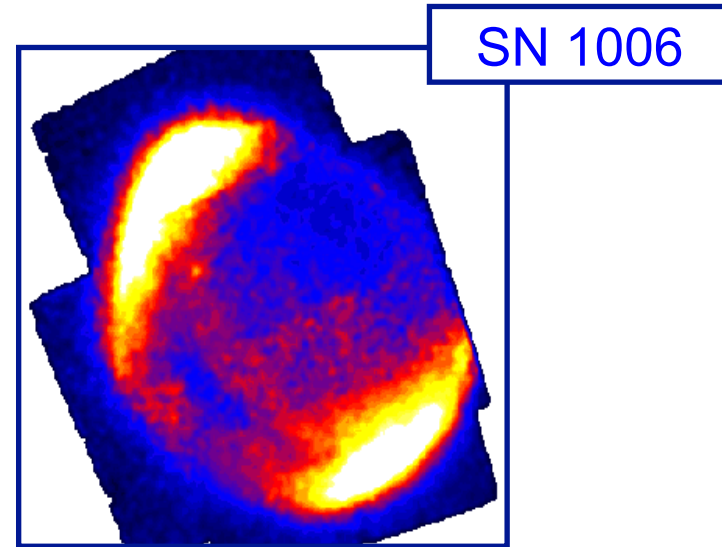
Supernovae and Cosmic Rays

- Most scientists believe that Galactic CR are accelerated in SNR shocks
- EGRET detected π^0 bump at 68 MeV \rightarrow direct evidence of nucleon-nucleon interactions
- EGRET detected γ -rays from LMC but not SMC \rightarrow CR production varies
- Some EGRET sources could be SNRs, but poor resolution prevented confirmation
- X-ray and TeV observations of SNR show shocked electrons accelerated to CR-energies

X-ray SNR

Because of the huge amount of mechanical energy released by SN explosions ($\sim 10^{51}$ ergs), it has long been thought that shock waves induced by supernova explosions are responsible for the acceleration of cosmic rays up to energies ~ 100 TeV. Observational clues?

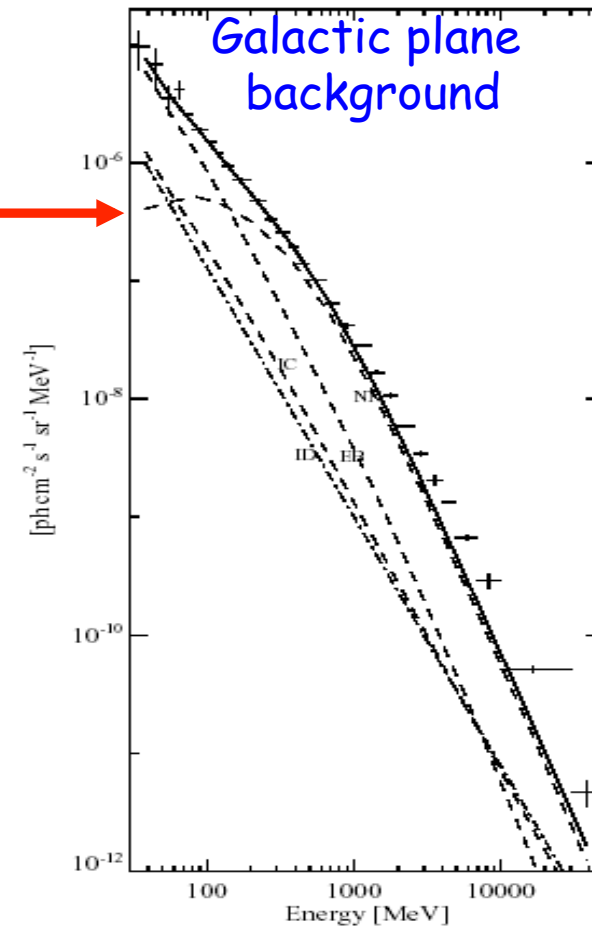
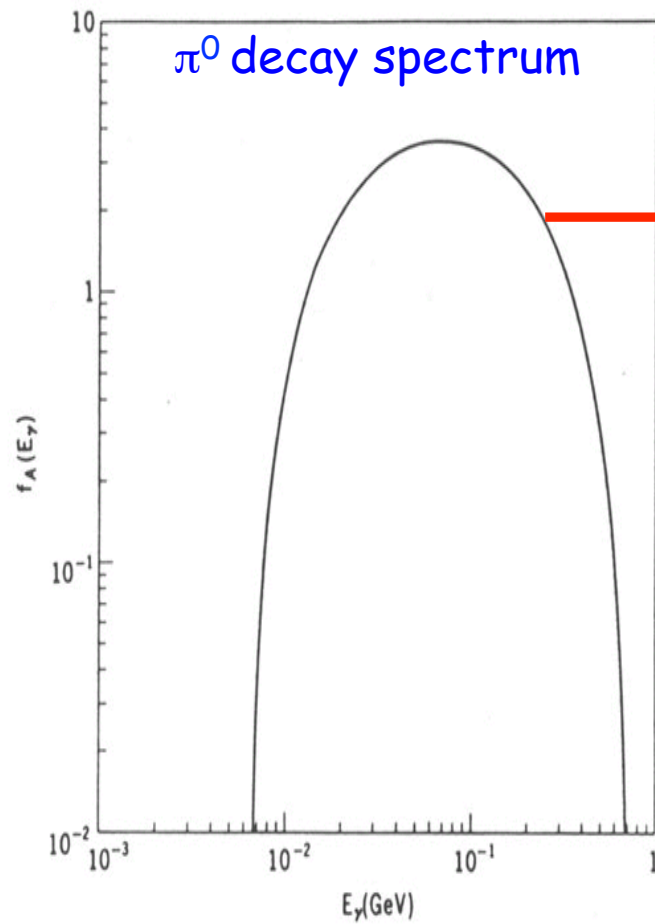
Brightest X-ray zones of SN 1006 feature **non-thermal** spectra. Likely origin: synchrotron emission of relativistic e^- up to ~ 100 TeV in a $\sim 10^{-5}$ G magnetic field. In agreement with TeV gamma-ray observations.



0.4-8 keV composite ASCA image

Primordial role of SNR observations in the hard X rays / soft gamma rays to characterize **non-thermal emission**.

π^0 decay spectrum



A case by case analysis

- A case by case analysis is needed for each SNR-EGRET source coincident pair.
- There should be, nearby, enhancements of molecular material that could act as target for accelerated protons.
- This material, then, must be excited by the shock.
- Leptonic processes and other candidate sources must be discarded as the origin of the gamma-ray radiation.

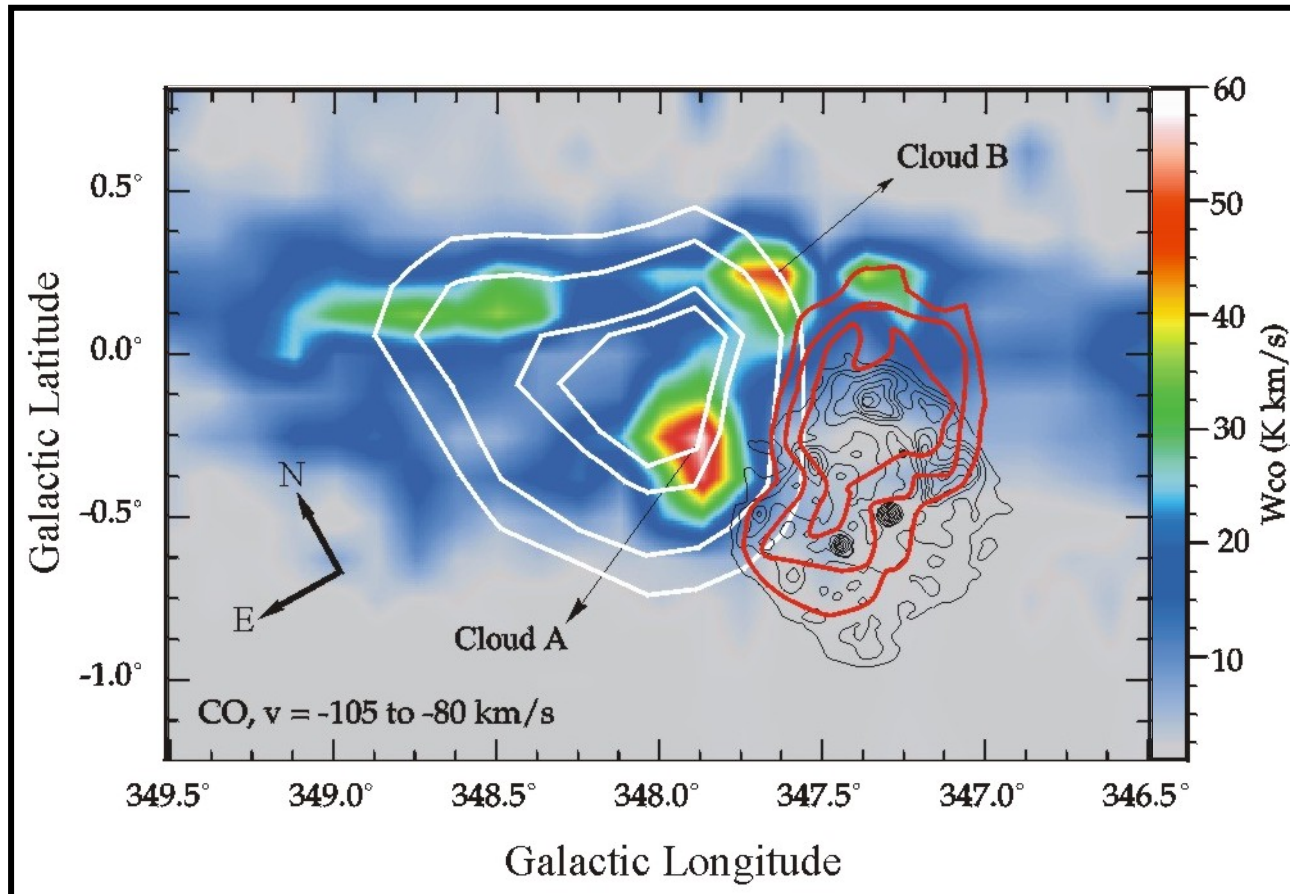
GeV SNR Detection strategy

- Hadronic channel increased
- $F_{\text{SNR}} \sim \rho_{\text{ISM}}$ $F_{\text{nubi}} \sim \varepsilon_{\text{CR}} = 1\text{eV/cm}^3$



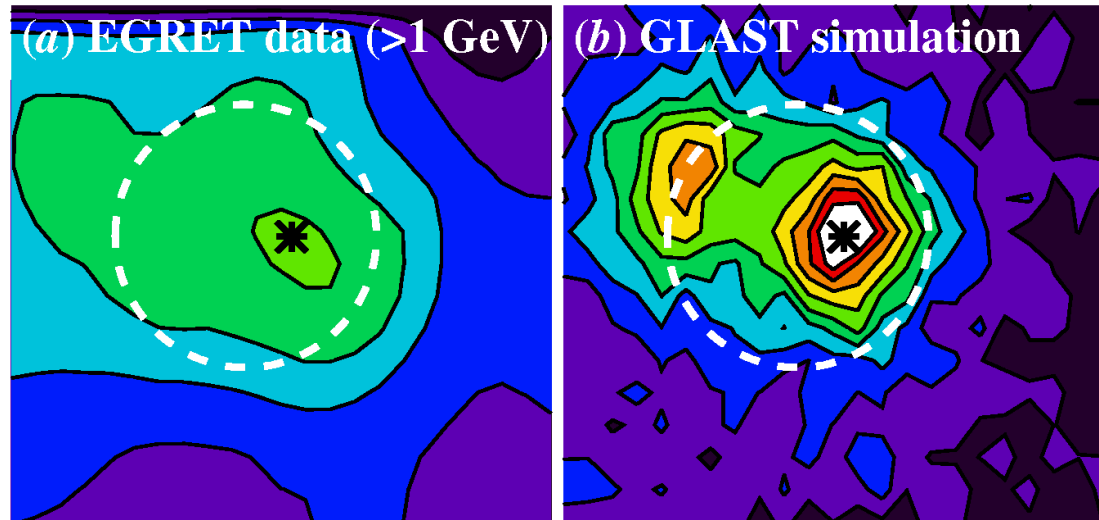
- Molecular cloud near SNR $\rightarrow \varepsilon_{\text{CR}} \gg 1\text{eV/cm}^3$
- $R = \text{CO}(J=2 \rightarrow 1) / \text{CO}(J=1 \rightarrow 0)$
- $R \sim 0.7$, but $R \rightarrow 2.5$ for excited clouds

Supernovae



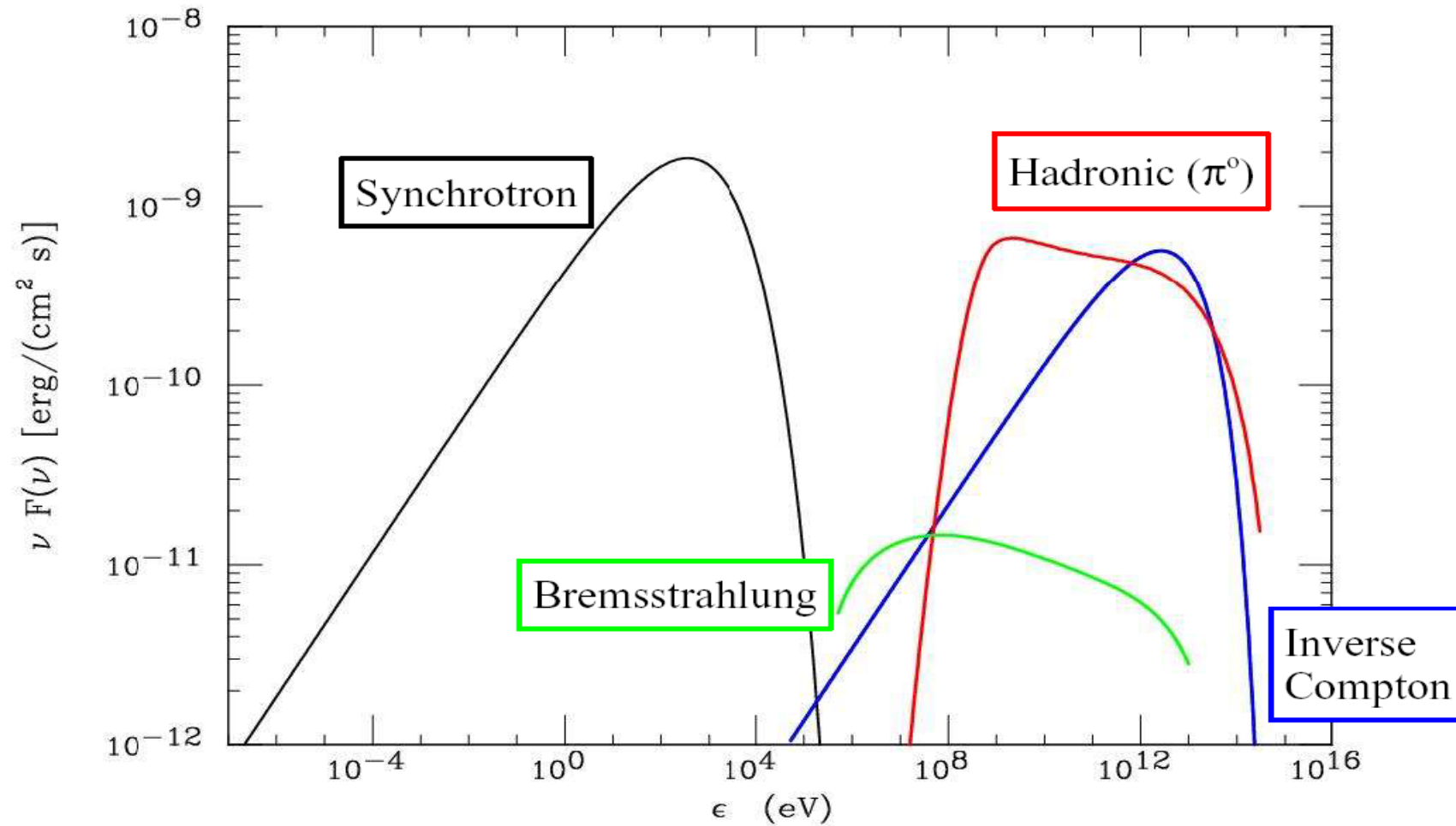
SNR and cosmic rays

- For SNR candidates, the LAT sensitivity and resolution will allow mapping to separate extended emission from the SNR from possible pulsar components.
- Energy spectra for the two emission components may also differ.
- Resolved images will allow observations at other wavelengths to concentrate on promising directions.

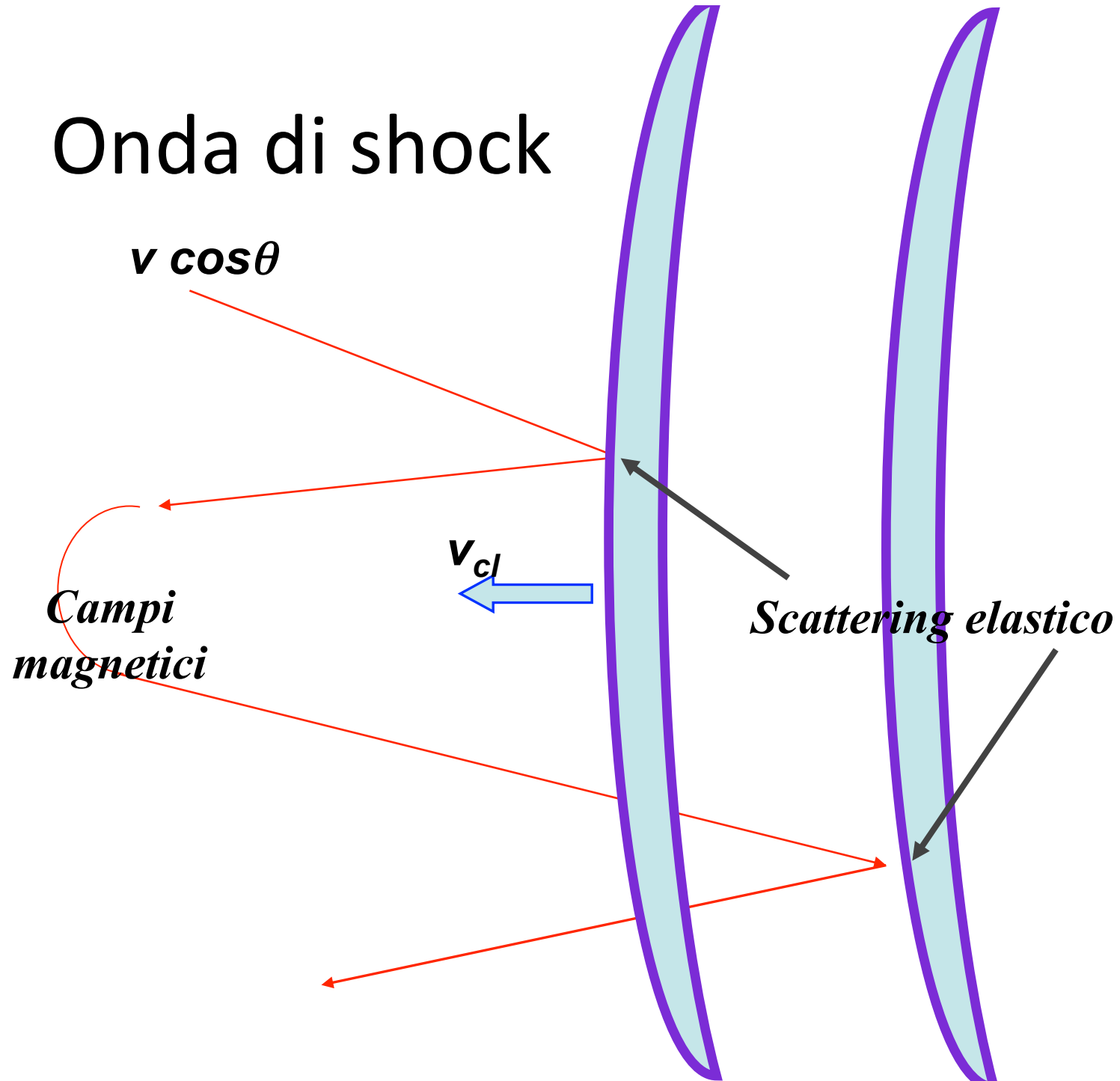


(a) Observed (EGRET) and (b) simulated LAT (1-yr sky survey) intensity in the vicinity of γ -Cygni for energies >1 GeV. The coordinates and scale are the same as in the images of γ -Cygni in the box at left. The dashed circle indicates the radio position of the shell and the asterisk the pulsar candidate proposed by Brazier et al. (1996).

Supernova Remnants



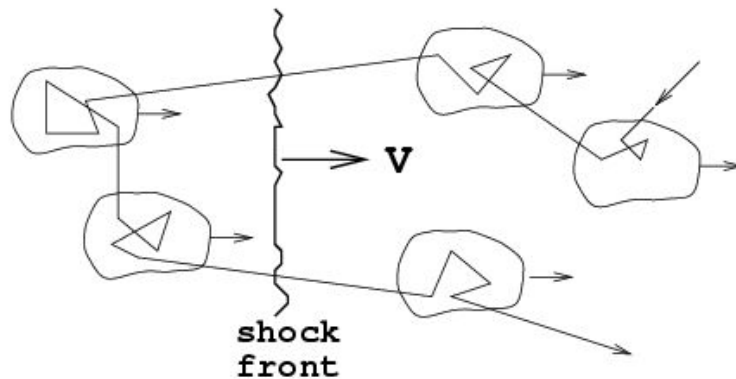
Onda di shock



1st order Fermi mechanism

- Basic principles:
 - Strong shock
 - Scattering by irregularities

1st order :
acceleration in strong shock waves
(supernova ejecta, RG hot spots...)

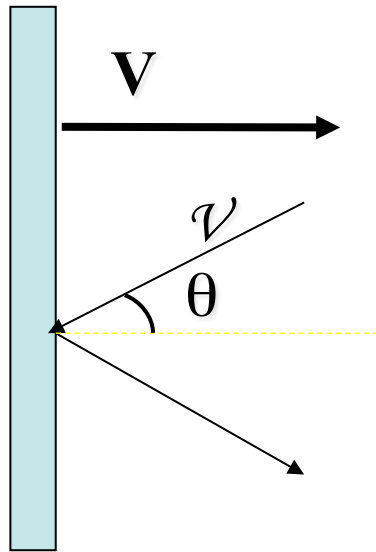


shock frame

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \left(\frac{v}{c} \right)$$

$$\frac{\Delta E}{E} \sim \beta \quad \beta = \frac{v}{c} \lesssim 10^{-1}$$

Incremento di energia in urto con onda di shock



- *Onda di shock* = perturbazione che si propaga con velocità $V >$ velocità del suono nel mezzo.
 - Assumeremo l'approssimazione di onda piana e con massa $M \gg$ massa particella
 - L'urto è elastico nel SR di quiete di un osservatore sull'onda di shock (S').
-
- **Considereremo il processo nei due SR:**
 - S = Sistema di riferimento dell'osservatore
 - S' = Sistema di riferimento dell'onda di shock

SR osservatore

SR onda shock

- Quadrimpulso particella

$$(E, p_x)$$

$$(E', p'_x)$$

$$E' = \gamma(E + Vp_x)$$

$$p'_x = \gamma\left(p_x + \frac{V}{c^2}E\right)$$

- Urto elastico:

$$E' \xrightarrow{\text{urto}} E'$$

$$p'_x \xrightarrow{\text{urto}} -p'_x$$

- Conseguenze dell'urto:

$$E = \gamma(E' - Vp'_{x \text{ urto}}) \rightarrow \gamma(E' - V(-p'_x)) \equiv E^*$$

- dove E^* = energia della particella dopo l'urto:

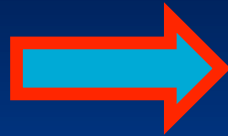
$$E^* \equiv \gamma(E' - V(-p'_x))$$

$$E^* = \gamma \left[\gamma(E + Vp_x) + V\gamma\left(p_x + \frac{V}{c^2}E\right) \right]$$

- Ricordando che:

$$p_x = mv\gamma \cos \theta$$

$$E = mc^2 \gamma$$



$$\frac{p_x}{E} = \frac{mv\gamma \cos \theta}{mc^2 \gamma} = \frac{v}{c^2} \cos \theta$$

$$E^* = \gamma \left[\gamma(E + Vp_x) + V\gamma \left(p_x + \frac{V}{c^2} E \right) \right] = \gamma^2 \left[(E + 2Vp_x + \frac{V^2}{c^2} E) \right] =$$

$$= \gamma^2 E \left[1 + 2V \frac{p_x}{E} + \frac{V^2}{c^2} \right] = \gamma^2 E \left[1 + 2V \frac{v \cos \theta}{c^2} + \frac{V^2}{c^2} \right] \stackrel{Taylor}{\cong}$$

$$= \left(1 + \frac{V^2}{c^2} \right) E \left[1 + 2V \frac{v \cos \theta}{c^2} + \frac{V^2}{c^2} \right] \stackrel{Taylor}{\cong}$$

$$\stackrel{2ordine}{=} E \left[1 + 2 \frac{Vv \cos \theta}{c^2} + 2 \frac{V^2}{c^2} \right]$$

- L'energia guadagnata dalla particella nell'urto con l'onda di shock nel sistema S (Galassia):

$$\Delta E = E^* - E = \left[2 \frac{Vv \cos \theta}{c^2} + 2 \frac{V^2}{c^2} \right] \cdot E$$

$$\underset{v \approx c}{\cong} \left(2 \frac{V \cos \theta}{c} \right) \cdot E$$

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E^* - E}{E} = \left(2 \frac{V \cos \theta}{c} \right)$$

- In altri termini, il rapporto tra energia finale e iniziale è >1 nel caso in cui la particella si diriga contro l'onda ($\cos \theta > 0$):

$$\frac{E^*}{E} = \left(1 + 2 \frac{V \cos \theta}{c} \right)$$

- Mediando (ossi, integrando) su tutti gli angoli per cui $\cos \theta > 0$:

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{\int_0^1 \cos \theta \cdot \cos \theta d\theta}{\int_0^1 \cos \theta d\theta} = \frac{2}{3}$$

$$\left\langle \frac{E^*}{E} \right\rangle = \left(1 + \frac{4}{3} \frac{V}{c} \right) = \mathbf{B}$$

$$\langle E^* \rangle = \mathbf{B} \langle E \rangle$$

eq. 4.1

Accelerazione ricorsiva

- Dalla eq. 4.1 abbiamo ottenuto che in ogni urto frontale, la particella guadagna energia:
- La particella inoltre rimane nella zona di accelerazione con una certa probabilità P
- Dopo k collisioni:

$$E^f = \mathbf{B} \cdot E_o$$

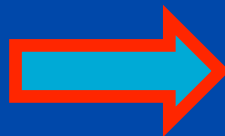
$$P$$

- Energia in possesso della particella
- Numero di particelle con energia E

$$E = E_o \mathbf{B}^k$$

$$N = N_o P^k$$

$$\begin{aligned} \ln(E / E_o) &= k \ln B \\ \ln(N / N_o) &= k \ln P \end{aligned}$$



$$\frac{\ln(N / N_o)}{\ln(E / E_o)} = \frac{\ln P}{\ln B} \equiv \alpha$$

eq. 4.2

$$\frac{N}{N_o} = \left(\frac{E}{E_o} \right)^\alpha$$

eq. 4.3

- La formula trovata si riferisce al numero N di particelle con energia $>E$, ossia $N=N(>E)$ è la funzione integrale di:

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{\alpha-1}$$

eq. 4.4

- La 4.4 rappresenta la distribuzione differenziale del numero di particelle in un certo intervallo di energia.
- La 4.4 ha la forma di uno spettro di potenza, con $\gamma=\alpha-1$.
- Questo è quanto cercavamo per lo spettro (osservato) dei RC. Il problema è ora determinare il valore di γ . Dalla 4.2:

$$\gamma = \alpha - 1 = \frac{\ln P}{\ln B} - 1$$

eq. 4.5

- Quindi, occorre determinare il valore del rapporto tra $\ln P/\ln B$

Stima del coefficiente $\alpha = \ln P / \ln B$

- Flusso di particelle relativistiche VERSO il fronte d'onda:

$$F[s^{-1}] = \rho[cm^{-3}] \cdot c[cm/s] \cdot A[cm^2]$$

- Le particelle nella regione *downstream* non vengono di nuovo accelerate. Il flusso di queste particelle verso sinistra è:

$$F' = \rho \cdot v_s \cdot A$$

- La probabilità che il RC oltrepassi il fronte d'onda e venga persa (ossia NON venga riaccelerato):

$$\bar{P} = \frac{F'}{F} = \frac{\rho \cdot v_s \cdot A}{\rho \cdot c \cdot A} = \frac{v_s}{c}$$

- La probabilità che il RC rimanga nella regione di accelerazione:

$$P = 1 - \bar{P} = 1 - \frac{v_s}{c}$$

eq. 4.6

Il valore stimato di α

- $\gamma(\alpha)$ definito dalla eq. 4.5:

$$\gamma = \alpha - 1 = \frac{\ln P}{\ln B} - 1$$

- L'equazione 4.6

$$P = 1 - \bar{P} = 1 - \frac{v_s}{c}$$

- B dalla eq. 4.1, con $V = 3/4 v_s$

$$\left\langle \frac{E^*}{E} \right\rangle = \left(1 + \frac{4V}{3c} \right) = \left(1 + \frac{4(3/4)v_s}{3c} \right) \mathbf{B}$$

- Quindi, se $(V/c) \ll 1$:

$$\alpha = \frac{\ln P}{\ln B} = \frac{\ln\left(1 - \frac{v_s}{c}\right)}{\ln\left(1 + \frac{v_s}{c}\right)} \stackrel{Taylor}{\cong} \frac{-\frac{v_s}{c}}{\frac{v_s}{c}} = -1.0$$

e quindi

$$\gamma = \alpha - 1 = -2$$

eq. 4.7

Spettro energetico alle sorgenti

- Il modello di Fermi **predice** quindi uno spettro energetico delle particelle in prossimità delle sorgenti (eq. 4.4) del tipo:

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{\alpha-1} = E^{-2}$$

- Si tratta di una predizione che si accorda coi dati sperimentali. La pagina seguente riporta una slide già vista:
- Occorre ora mostrare che:
 - L'energetica delle SN riesce a spiegare tutta l'energia associata ai RC
 - La velocità dell'onda di shock NON è relativistica
 - Come le particelle vengono fatte "rimbalzare" verso l'onda di shock
 - La massima energia cui si può giungere con questo modello

Spettro dei RC alle sorgenti

- Il risultato appena ottenuto è estremamente importante, perché permette di avere informazioni sullo spettro energetico dei RC alle sorgenti.
- Poiché il flusso dei RC sulla Terra è stazionario, vi deve essere equilibrio tra:
 - Spettro energetico misurato: $\Phi(E) \propto E^{-2.7} (\text{erg} / \text{cm}^3 \cdot \text{GeV})$
 - Spettro energetico alle Sorgenti: $Q(E) \propto E^{-?} (\text{erg} / \text{s} \cdot \text{GeV})$
 - Probabilità di diffusione: $\tau(E) \propto E^{-0.6} (\text{s})$

Parametri caratteristici di un'onda di shock da Supernova

- Osservazioni di Supernovae (da altre Galassie):
 $1/\tau = 1 \text{ SN} / 30 \text{ anni}$
- Energia emessa sotto forma di energia cinetica:
 $K = 10^{51} \text{ erg}$
- Massa caratteristica delle Supernovae:
 $M = 10 M_{\odot} (= 10 \times 2 \times 10^{33} \text{ g})$
- “Potenza” alimentata dalle esplosioni di SN:
 $W = K/\tau = 10^{51} / 30(3 \times 10^7 \text{ s}) = 10^{42} \text{ erg/s}$
- Velocità di propagazione dell'onda di shock:

$$V = \sqrt{\frac{2K}{M}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 10^{51} \text{ erg}}{10 \cdot (2 \cdot 10^{33} \text{ g})}} = 3 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$$



$$\frac{V}{c} = 10^{-2}$$

eq. 4.8

Massima energia per i RC da SN

- Incremento di energia in un singolo urto (eq.4.1):

$$\langle E \rangle = \mathbf{B} \langle E_o \rangle = \left(1 + \frac{4V}{3c} \right) \langle E_o \rangle$$

$$\Delta E = \langle E \rangle - \langle E_o \rangle = \frac{4V}{3c} \langle E_o \rangle = \eta \langle E_o \rangle; \quad \eta \approx 10^{-2}$$

- Tempo che intercorre tra due urti successivi: T_{ciclo} ;
- Numero massimo di urti possibili: $N_{cicli} = T_{OS} / T_{ciclo}$;
- La massima energia raggiungibile è dunque:

$$E_{max} = N_{cicli} \Delta E = \frac{\eta E_o \cdot T_{OS}}{T_{ciclo}}$$

eq. 4.11

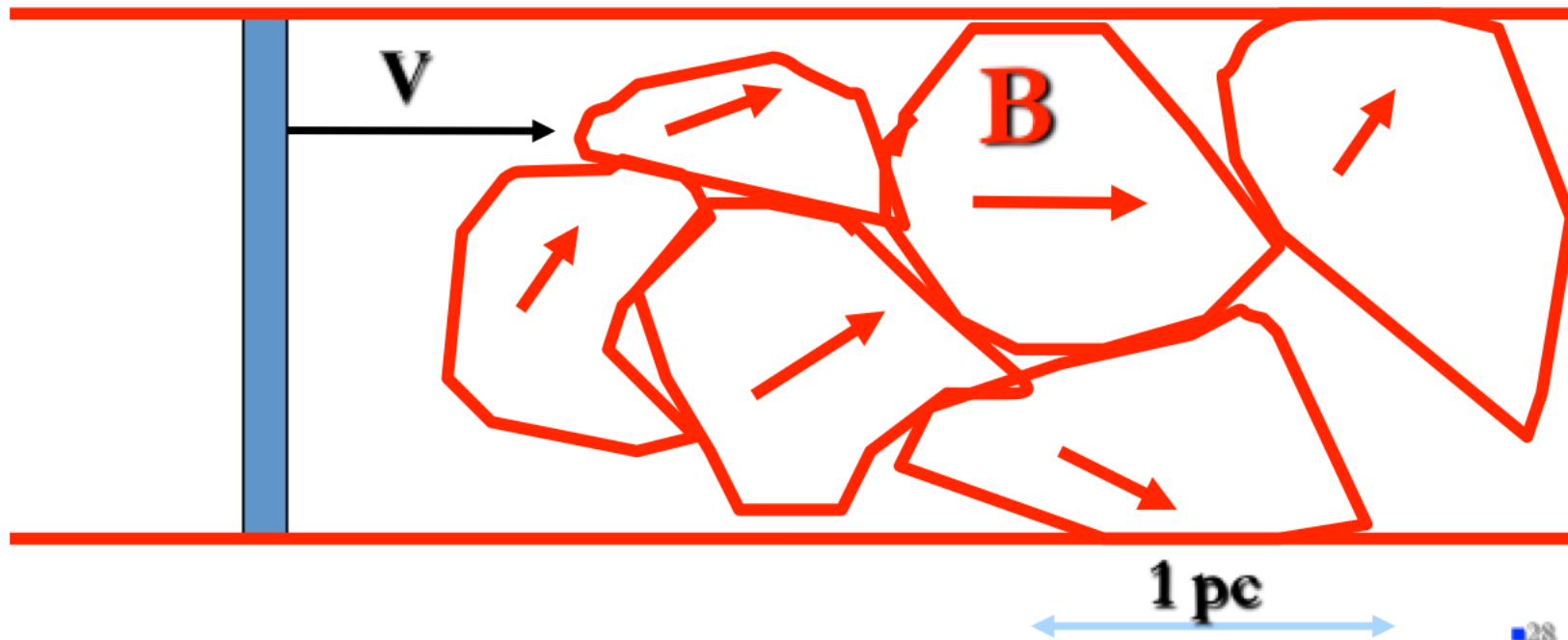
- Occorre dunque stimare il parametro T_{ciclo} ;

Stima di T_{ciclo}

$$T_{\text{ciclo}} = \frac{\lambda_c}{V}$$

λ_c = Lunghezza caratteristica della particella
confinata = raggio di Larmor nel
campo magnetico Galattico

$$\lambda_c \approx r_L = \frac{E}{ZeB}$$



- Se assumiamo: $\lambda_c \approx r_L = \frac{E}{ZeB}$

- Allora: $T_{ciclo} = \frac{\lambda_c}{V} = \frac{E}{ZeBV}$

- Possiamo determinare la massima energia (eq. 4.11):

$$E_{\max} = N_{cicli} \Delta E = \frac{\eta E \cdot T_{OS}}{T_{ciclo}} \longrightarrow E_{\max} = \frac{\eta E \cdot T_{OS}}{T_{ciclo}} = \eta E \left(\frac{ZeBV}{E} \right) \cdot T_{OS}$$

$$\eta = \frac{4V}{3c} \longrightarrow E_{\max} = \frac{4}{3} \frac{ZeB}{c} V^2 \cdot T_{OS}$$

$$B = 3 \times 10^{-6} G$$

$$V = 5 \times 10^8 \text{ cm/s}$$

$$T_{OS} = 10^3 \text{ y} = 3 \times 10^{10} \text{ s}$$

$$E_{\max} = \frac{4}{3} \frac{ZeB}{c} V^2 \cdot T_{OS} = 480 \cdot Z \text{ erg} = 3 \times 10^{14} Z \text{ eV}$$

$$E_{\max} = 300 \times Z \text{ TeV}$$

eq. 4.12

Conclusioni circa il modello

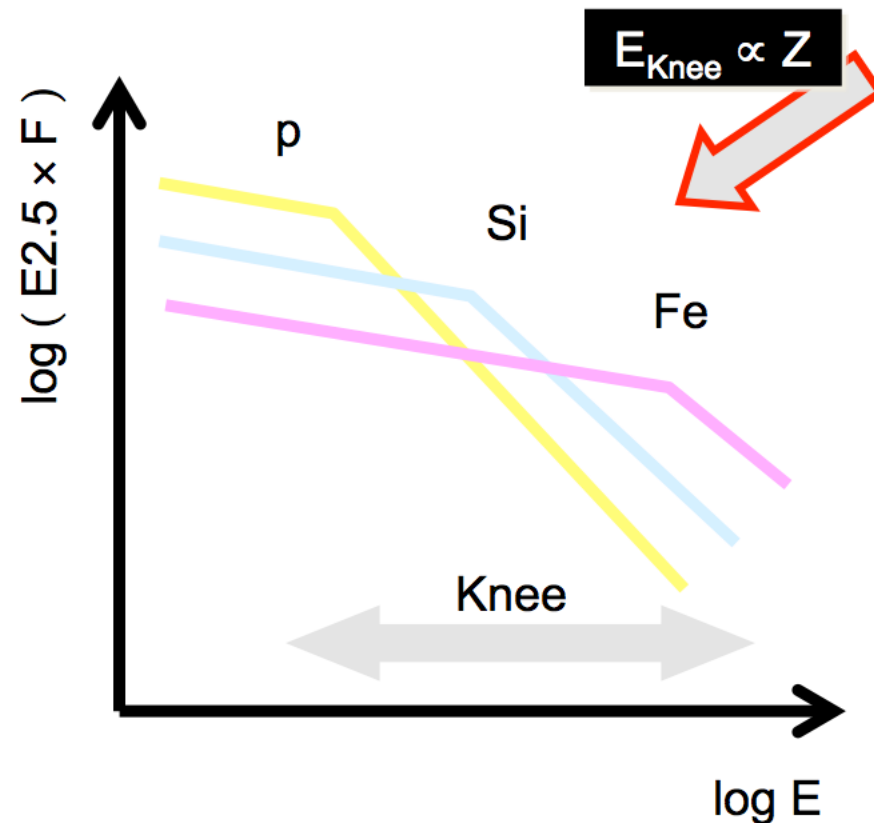
- Il modello di accelerazione dei RC da parte di SN fonda la sua giustificazione sulla concordanza tra energia cinetica emessa (10^{42} erg/s) e la “potenza” sotto forma di RC nella Galassia:
 $W_{\text{CR}} = 5 \times 10^{40}$ erg/s
- Un meccanismo che trasferisca il $\sim 5\%$ di energia verso particelle relativistiche (RC) è sufficiente per spiegare i RC galattici sino ad energie $\sim 10^{15}$ eV.
- Il meccanismo di Fermi ha proprio una efficienza $\eta = \frac{V}{c} \cong 5 \times 10^{-2}$
- Nella regione di accelerazione, lo spettro energetico dei RC è descritto da una legge di potenza:

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{\alpha-1} = E^{-2}$$

- La legge di potenza alla sorgente del tipo E^{-2} si confronta con l'osservazione sperimentale di uno spettro del tipo $E^{-2.7}$ sulla Terra, tenendo conto della probabilità di fuga dalla Galassia vs. E
- L'energia *massima* che i RC possono acquisire in queste regione di accelerazione è

$$E_{\max} = 300 \times Z \quad TeV$$

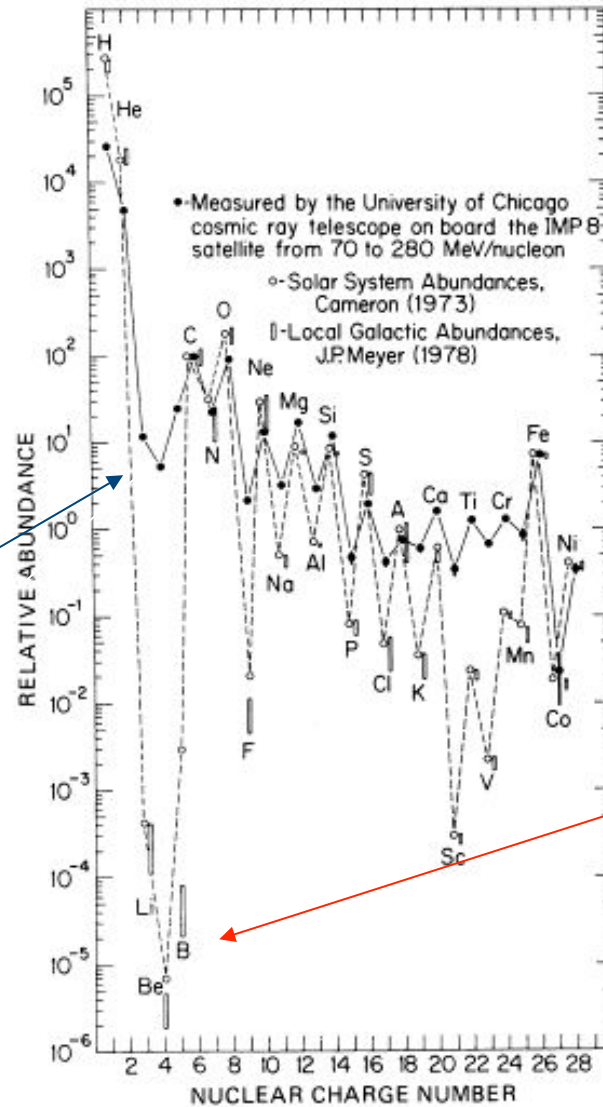
- In corrispondenza di questa energia, si trova una struttura nello spettro osservato (ginocchio). La previsione del modello è che il ginocchio dipende dalla rigidità (ossia, da Z) della particella



Astrofisica Nucleare e Subnucleare

Propagazione di Raggi Cosmici

CR observations

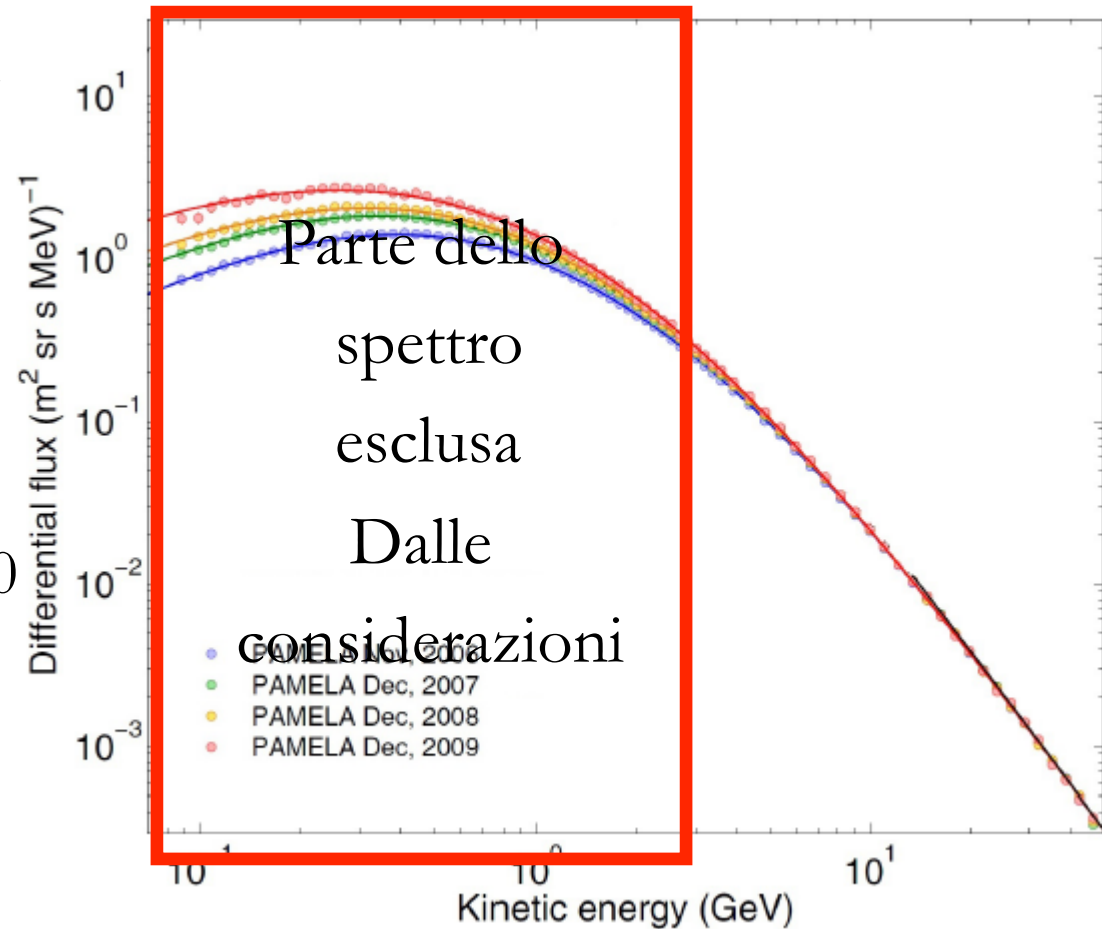


CR component

Solar system

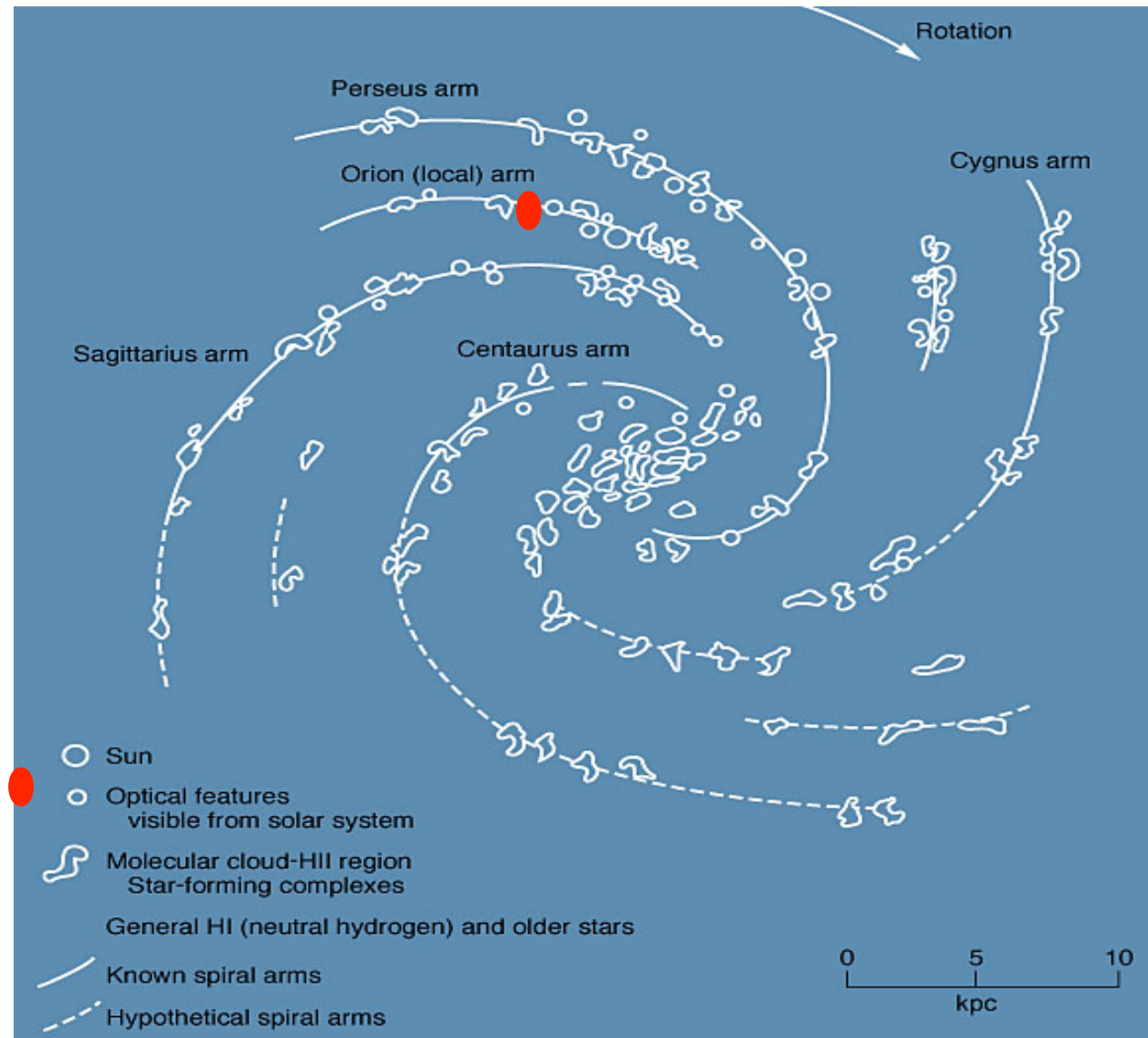
Modulazione dei RC di bassa energia dovuta al ciclo del Sole

- Variazioni del ciclo solare per energie $< \sim 3$ GeV
- Cfr dati di PAMELA
- RC con $E > 3$ GeV non affetti dal ciclo solare
- Flusso di RC di bassa energia (>1 GeV): ~ 1000 p/(m²s sr).

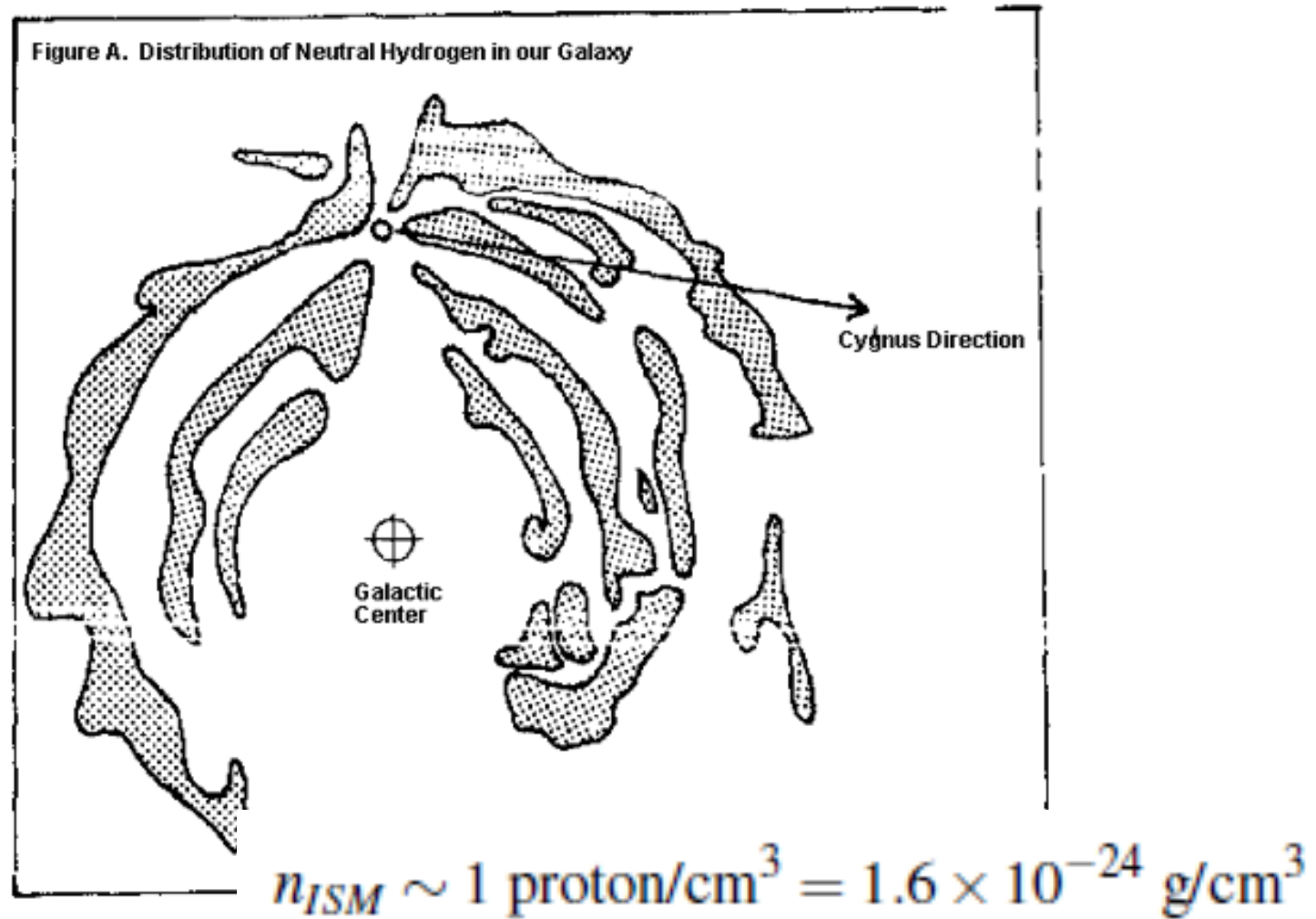


La Galassia

- Il gas interstellare o intragalattico (GI) è il mezzo in cui si formano le stelle.
- Contribuisce per il 5% alla massa della Galassia



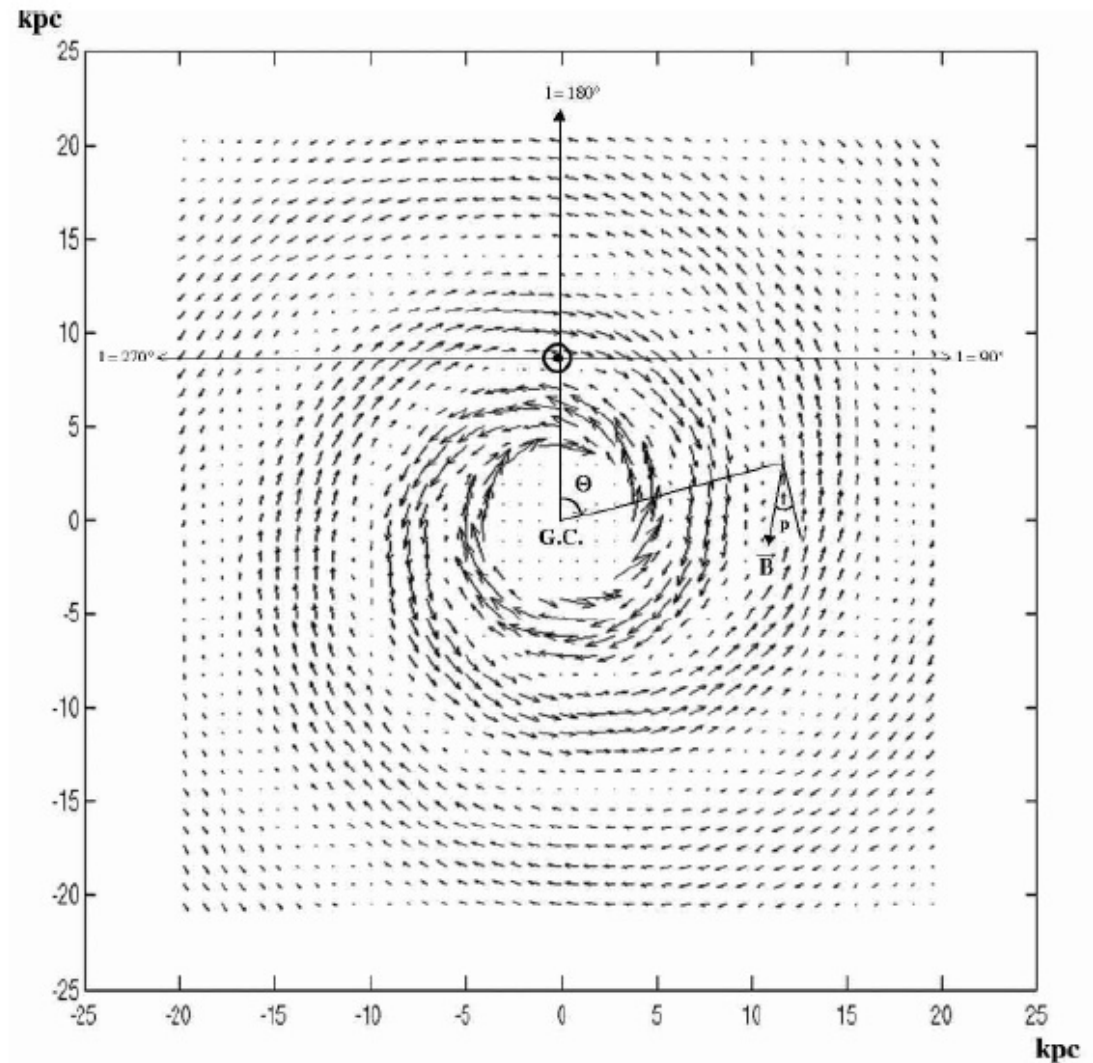
Distribuzione di idrogeno neutro nella Galassia



Copyright (c) 1997 by Michael

Il campo magnetico galattico

- Si misura tramite la polarizzazione della luce delle stelle
- Intensità media:
3-4 μGauss
- Coerenti su scale di
1-10 pc



Nubi Gassose

- Scoperte con astronomia radio
- Il gas viene riscaldato da vari meccanismi:
 - Esplosioni di SN
 - Radiazione U.V. da stelle giganti
 - Eccitazione/ionizzazione da RC
- Si raffredda con altri meccanismi:
 - Bremsstrahlung (gas caldi, $K > 10^7$ K)
 - Diseccitazione 10^4 K $< T < 10^7$ K
 - Emissione termica

Densità media del mezzo Interstellare

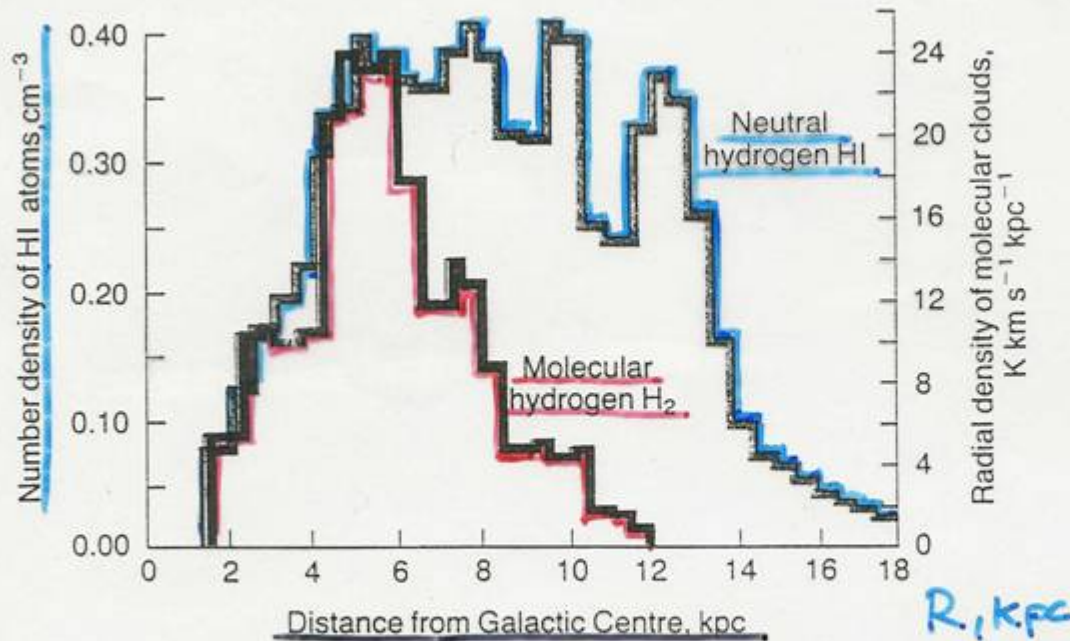


Figure 17.2. The radial distribution of atomic and molecular hydrogen as deduced from radio surveys of the Galaxy in the 21-cm line of atomic hydrogen and from millimetre surveys of the molecular emission lines of carbon monoxide, CO. (After D. Michalis and J. Binney (1981). *Galactic astronomy: structure and kinematics*, pp. 535, 554. San Francisco: W.H. Freeman and Co.)

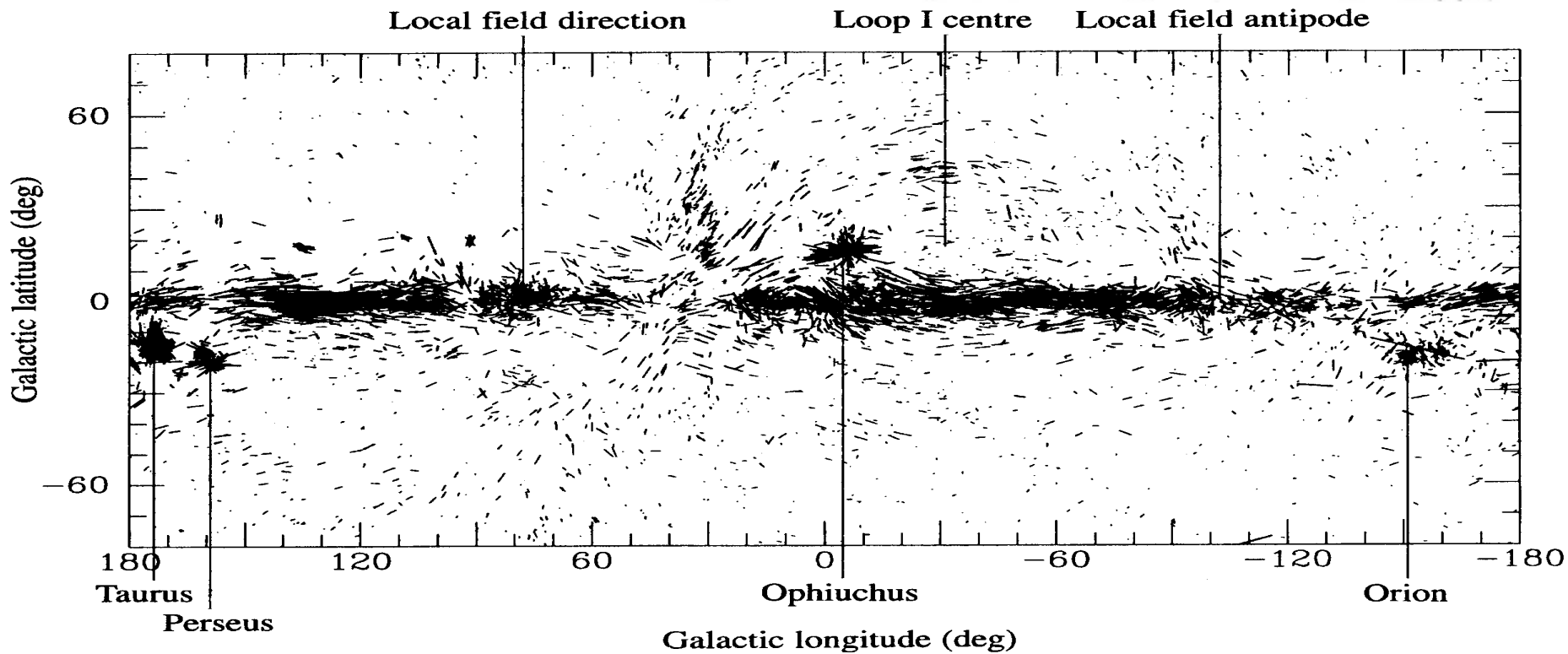
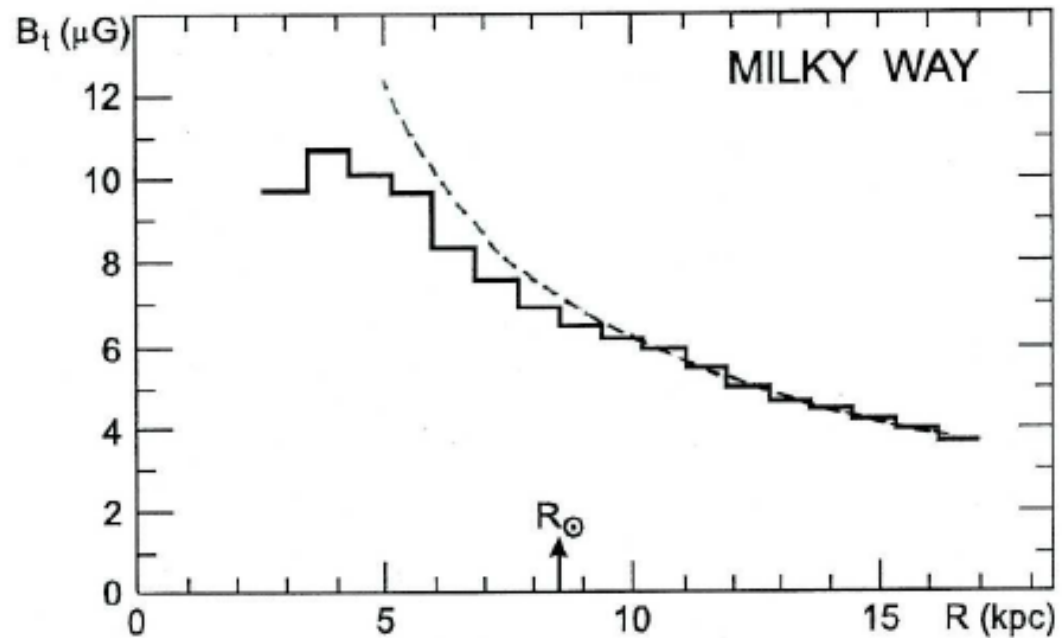
- Figura 17.2 libro

$$\rho_{\text{ISM}} = 1 \text{ p/cm}^3 = 1.6 \times 10^{-24} \text{ g/cm}^3$$

NOME	IL MEZZO INTERSTELLARE		T (K)
	Costituenti	Rivelati da...	
MOLECOLARI NUBI	H ₂ , CO CS etc	Linee molecolari Emiss. Polveri	~0.5% 40% 1000
NUBI DI H NUBI DIFFUSE	H, C, O neutri	linee di 21 cm Linee Assorbim.	5% 40% 1-100
INTERNEBULE	H, H ⁺ , e ⁻ (ionizz. 40%)	21 cm + assorbim. Linee H	40% 20% 0.1-1
CORONE stellari	H ⁺ , e ⁻ ... O ⁵⁺	soft X (0.1-2 keV)	~50% 0.1% 1000

Intensità di B

Zweibel & Heiles 1997, Nature 385,131
Berdyugin & Teerikorpi 2001, A&A 368,635

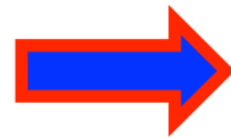


Richiamo: moto di un RC nel campo magnetico Galattico

$$mv^2 / r = pv / r = ZevB / c$$

$$r = pc / ZeB$$

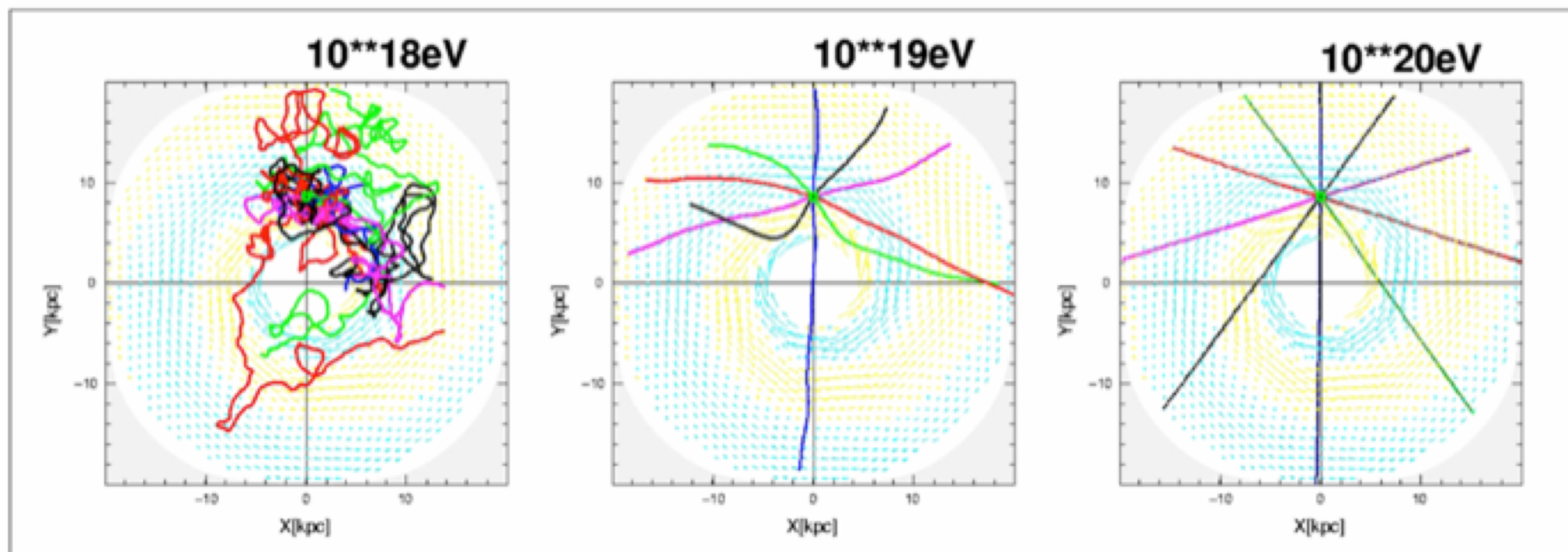
$$r(\text{cm}) = \frac{1}{300} \frac{E(\text{eV})}{ZB(\text{G})}$$



$$(10^{12} \text{ eV}) = 10^{15} \text{ cm} = 3 \times 10^{-4} \text{ pc}$$

$$r = (10^{15} \text{ eV}) = 10^{18} \text{ cm} = 3 \times 10^{-1} \text{ pc}$$

$$(10^{18} \text{ eV}) = 10^{21} \text{ cm} = 300 \text{ pc}$$



Abbondanze dei nuclei nel Sistema Solare

- Sono rappresentative delle abbondanze degli elementi nel mezzo interstellare

Ref: Mashnik, astro/ph:
0008382

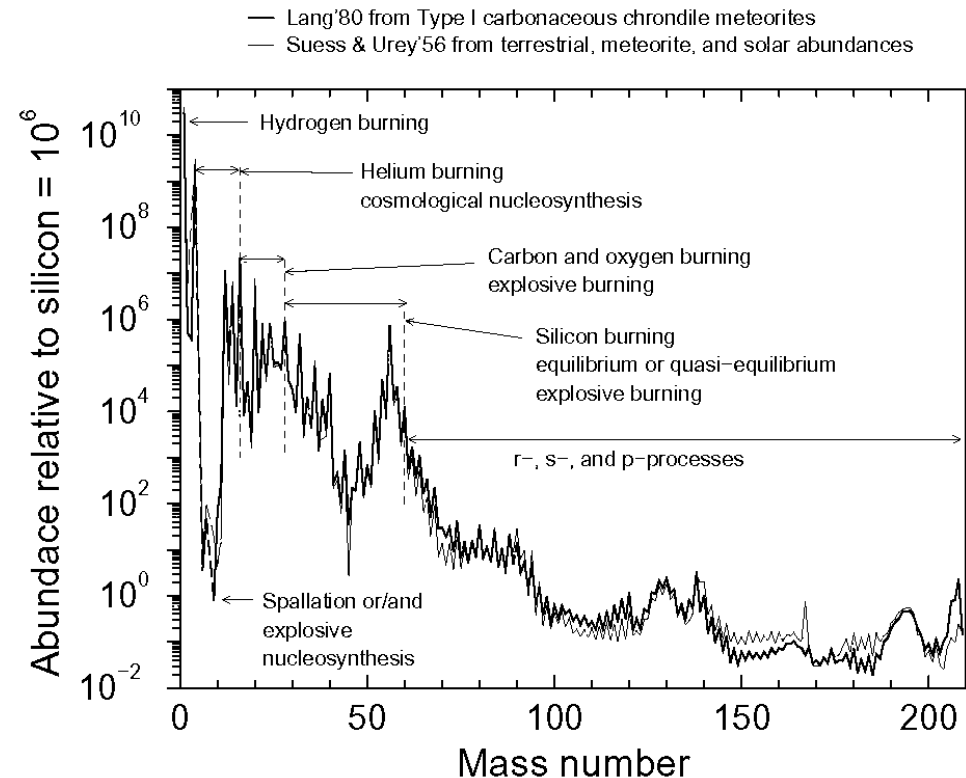


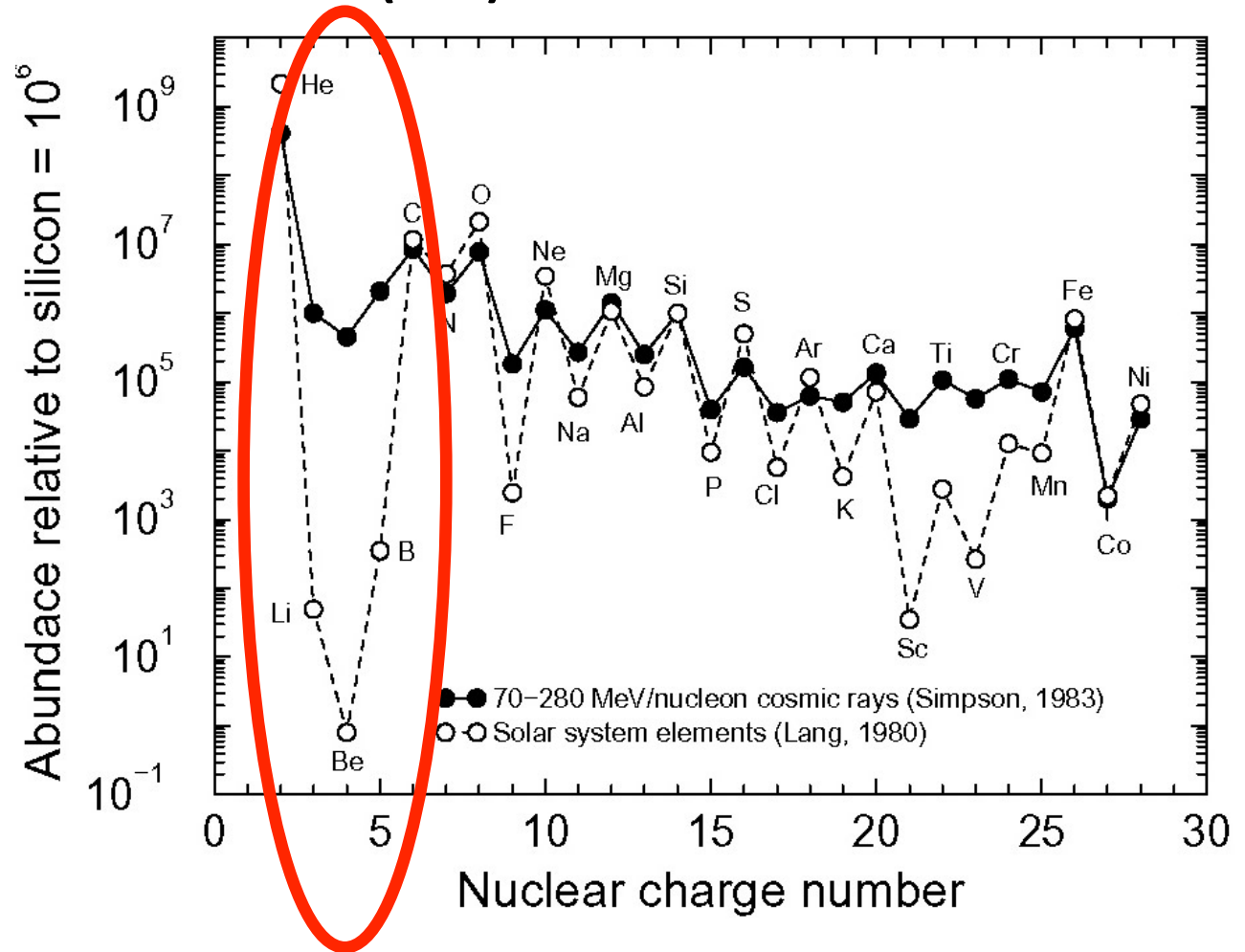
Fig. 1.— Abundances of solar system nuclides plotted as a function of mass number. The thin blue curves shows old data compiled in Table III by Suess and Urey (1956) which are based on measurements of terrestrial, meteoric, and solar abundances. These data were used by Burbidge, Burbidge, Fowler, and Hoyle (1957) in postulating the basic nucleosynthetic processes in stars in their seminal work which became widely known as “B²FH,” the “bible” of nuclear astrophysics. The thick black curve shows newer data from the compilation published in Table 38 by Lang (1980) which are based upon measurement of Type I carbonaceous chondrite meteorites, and are thought to be a better representation than Suess and Urey’s curve. The nuclear processes which are thought to be the main stellar mechanisms of nuclide production are shown as well in the figure.

Confronto tra le abbondanze dei vari nuclidi nei RC e nel mezzo IG

- I RC hanno una composizione chimica analoga a quella del Sistema Solare (Solar System Abundance, SSA)?
- Se sì, questo indica una origine simile a quella del SS.
- Le abbondanze degli elementi nei RC si determinano tramite esperimenti di misura diretta dei RC
- Si notano alcune discrepanze rispetto al SSA, in particolare in corrispondenza al gruppo Li,Be,B e del gruppo prima del Fe

Abbondanze relative dei RC e del sistema solare (SS)

- H e He sono dominanti (98%), leggermente in difetto rispetto SS
- Buon accordo tra CR e SS per molti elementi, in particolare C, O, Mg, Fe.
- Elementi leggeri Li, Be, B e quelli prima del ferro Sc, V sono straordinariamente abbondanti nei RC rispetto SSA

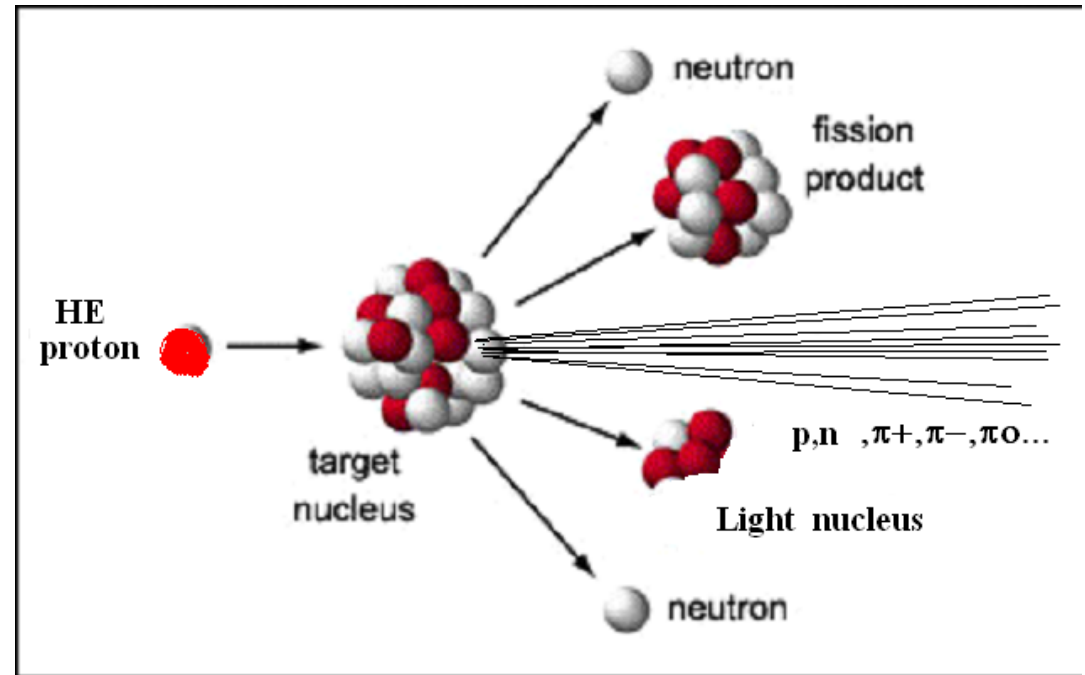


Produzione di Li, Be, B nei RC

- ${}^6\text{Li}, \text{Be}, \text{B}$ sono catalizzatori delle reazioni di nucleosintesi. Ciò significa che NON sono rilasciati al termine della vita stellare. Il solo ${}^7\text{Li}$ ha una piccola percentuale di origine cosmologica, mentre ${}^6\text{Li}, \text{Be}, \text{B}$ non sono stati prodotti dal big bang.
- Li, Be, B sono prodotti temporaneamente durante la catena di fusione, ma vengono “consumati” durante le reazioni (vedere cap. 8): le stelle consumano questi elementi durante la loro vita.
- Quale è l’origine di questi elementi rari?
- \Rightarrow Reeves, Fowler & Hoyle (1970) ipotizzarono la loro origine come dovuta all’interazione dei RC (spallazione e fusione di $\alpha + \alpha$) con il mezzo interstellare (ISM).

Interazioni di alta energia di p con nuclei

- Il p interagisce con un solo nucleone nel nucleo
- 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.

Meccanismo di propagazione

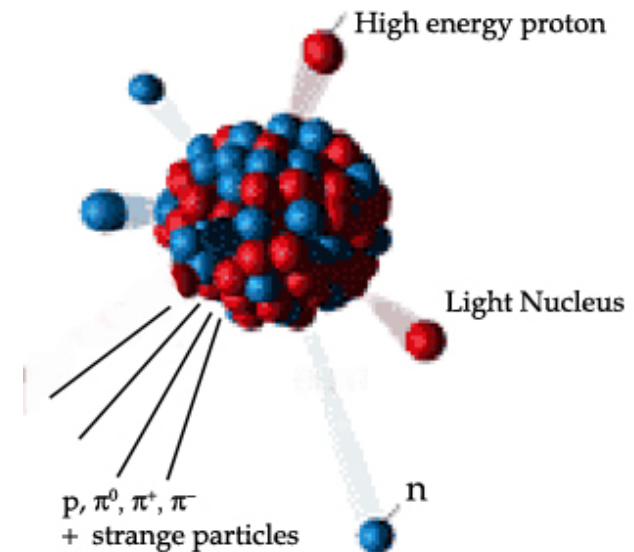
- Gli elementi del gruppo M(=C,N,O) sono gli elementi candidati a produrre L(=Li,Be,B) durante la propagazione.
- Il processo fisico con cui gli M producono gli L è la spallazione, urto con i protoni del GI.

- Quale quantità di materiale:

$$\xi = \rho L \text{ (gcm}^{-2}\text{)}$$

i nuclei M devono attraversare per produrre, nel rapporto osservato, gli elementi L.

- Il problema può essere impostato con un sistema di equazioni differenziali.



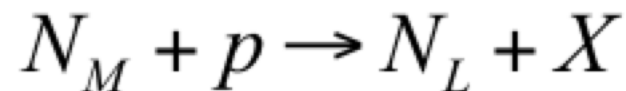
- Costruiamo un “modellino giocattolo” di propagazione dei RC, in cui le ipotesi di partenza sono:

- **Nessuna presenza di nuclei Leggeri (N_L) alle sorgenti dei RC**
- **Una certa quantità di nuclei Medi (N_M), che durante la propagazione diminuisce a causa della spallazione**

$$N_L(0) = 0$$

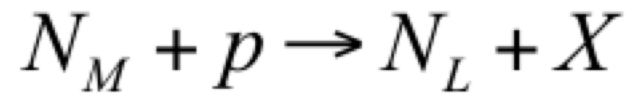
$$N_M(0) = N_M^0$$

- **Il processo di spallazione P_{ML} :**



avviene con una probabilità $0 \leq P_{ML} \leq 1$. $P_{ML} = \frac{\sigma_{spall.}}{\sigma_{tot.}}$

- Sperimentalmente, $P_{ML} = 28\%$.



$$\frac{d}{d\xi} N_M(\xi) = -\frac{N_M(\xi)}{\lambda_M} \quad (1)$$

$$\frac{d}{d\xi} N_L(\xi) = -\frac{N_L(\xi)}{\lambda_L} + \frac{P_{ML}}{\lambda_M} N_M(\xi) \quad (2)$$

$$\lambda_i = \frac{1}{N_0 \cdot \sigma_i}$$

$$\sigma_i \propto \sigma_0 \cdot A_{\text{mdo}}^{2/3}$$

$$\sigma_M = (45 \text{ mb}) \cdot A_M^{2/3} = 280 \text{ mb}$$

$$\sigma_L = (45 \text{ mb}) \cdot A_L^{2/3} = 200 \text{ mb}$$

$$\lambda_M = \frac{1}{(6 \times 10^{23} \cdot 280 \text{ mb})} = 6.0 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$$

$$\lambda_L = \frac{1}{(6 \times 10^{23} \cdot 200 \text{ mb})} = 8.4 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$$

- lunghezza di interazione nucleare


- Valori dei parametri in (1) e (2)

- La soluzione dell'eq. 1 è:

$$N_M(\xi) = N_M^0 \cdot e^{-\xi/\lambda_M} \quad (3)$$

- Moltiplicando ambo i membri della (2) per e^{ξ/λ_L}

$$\frac{d}{d\xi} N_L(\xi) \cdot e^{\xi/\lambda_L} = -\frac{N_L(\xi)}{\lambda_L} \cdot e^{\xi/\lambda_L} + \frac{P_{ML}}{\lambda_M} N_M(\xi) \cdot e^{\xi/\lambda_L}$$



$$\frac{d}{d\xi} (N_L(\xi) \cdot e^{\xi/\lambda_L}) = \frac{P_{ML}}{\lambda_M} N_M^0 \cdot e^{(\xi/\lambda_L - \xi/\lambda_M)}$$

- Questa, è una equazione del tipo:

$$\frac{d}{dx} (y(x) \cdot e^{x/\lambda_L}) = B \cdot e^{(x/\lambda_L - x/\lambda_M)} \quad (4)$$

$$\text{dove } B = \frac{P_{ML}}{\lambda_M} N_M^0$$

$$\frac{d}{dx} \left(y(x) \cdot e^{x/\lambda_L} \right) = B \cdot e^{(x/\lambda_L - x/\lambda_M)} \quad (4)$$

■ Proviamo con una soluzione del tipo:

$$y(x) = N_L(\xi) = c \cdot \left(e^{-x/\lambda_L} - e^{-x/\lambda_M} \right) \quad (5)$$

■ Con le condizioni al contorno:

$$y(x) = 0 = N_L(0) = 0$$

$$\frac{d}{dx} \left[c \cdot \left(e^{-x/\lambda_L} - e^{-x/\lambda_M} \right) \cdot e^{x/\lambda_L} \right] = B \cdot e^{(x/\lambda_L - x/\lambda_M)}$$

$$\frac{d}{dx} \left[c \cdot \left(1 - e^{-x/\lambda_M + x/\lambda_L} \right) \right] = B \cdot e^{(x/\lambda_L - x/\lambda_M)}$$

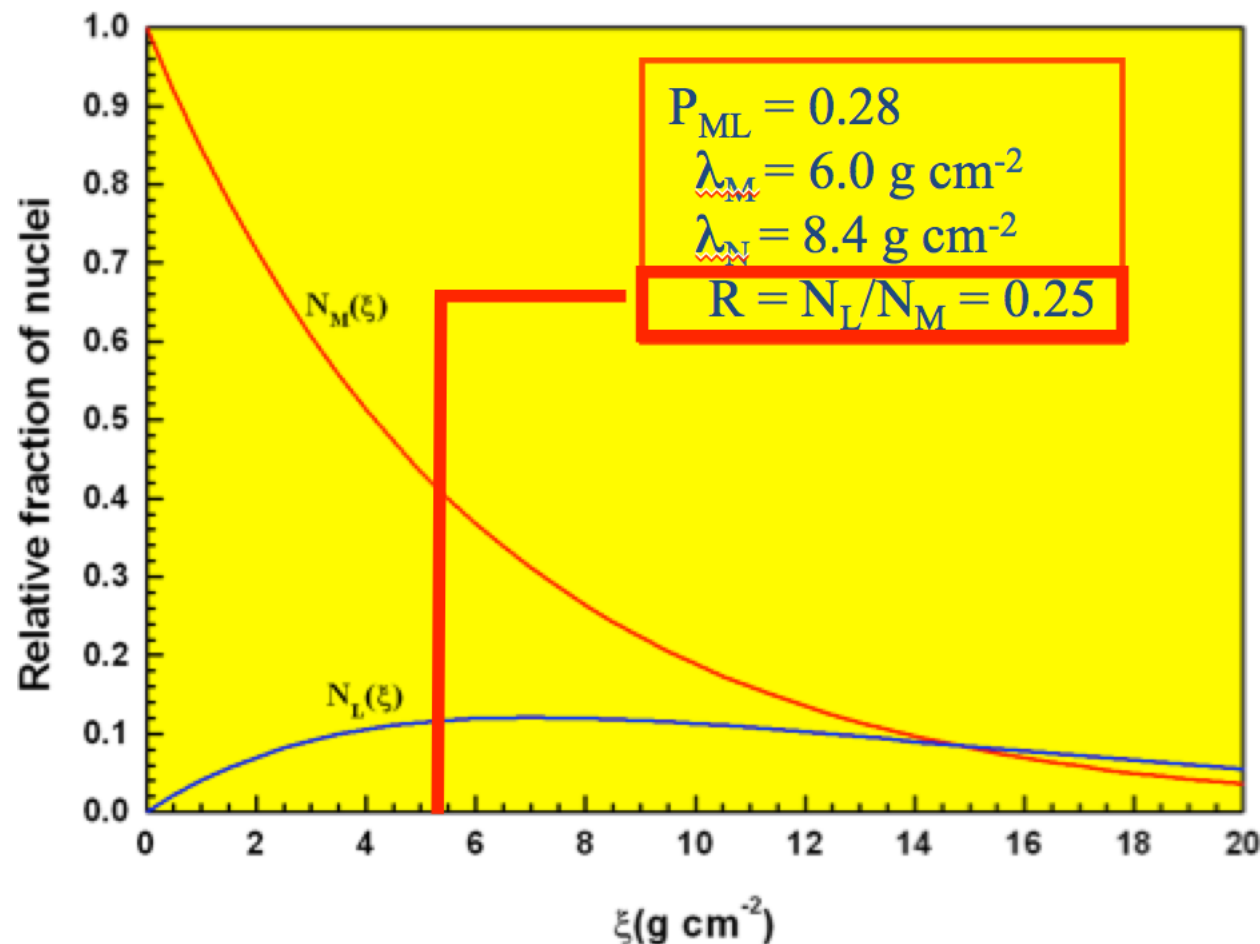
$$c \cdot \left(\frac{1}{\lambda_M} - \frac{1}{\lambda_L} \right) = B$$

$$c = B \cdot \frac{\lambda_M \lambda_L}{\lambda_L - \lambda_M}$$

- Inserendo il valore di “c” nella (5) otteniamo finalmente:

$$N_L(\xi) = \left(\frac{P_{ML}}{\lambda_M} N_M^0 \right) \cdot \left(\frac{\lambda_M \lambda_L}{\lambda_L - \lambda_M} \right) \cdot \left(e^{-\xi/\lambda_L} - e^{-\xi/\lambda_M} \right) \quad (6)$$

$$N_M(\xi) = N_M^0 \cdot e^{-\xi/\lambda_M} \quad (3)$$



- **Quindi:** perché i RC, presentino R osservato, devono avere attraversato nella Galassia uno spessore di “materiale equivalente” pari a $\xi_T = 4.8 \text{ g cm}^{-2}$.
- La Terra non ha una posizione privilegiata nella Galassia; un qualsiasi altro osservatore misura lo **stesso** numero.

3.7 Stima del tempo di confinamento da ξ_T : Galassia senza alone.

- ❑ Il modello semplificato conferma la produzione di Li, Be, B da parte degli elementi del gruppo C,N,O con le abbondanze relative come sperimentalmente misurate;
- ❑ Il modello, senza ulteriori correzioni, non funziona altrettanto bene per riprodurre le abbondanze di Mn, Cr, V da parte del Ferro (potete immaginare perché ?)
- ❑ Dal valore ottenuto di $\xi_T=4.8 \text{ g cm}^{-2}$ è possibile ottenere una stima del tempo di confinamento dei RC nella galassia. Infatti:

$$\xi_T = \rho_{CR} \cdot c \cdot \tau$$

$$\rho_{CR} = 1p/cm^3 = 1.6 \times 10^{-24} \text{ g.cm}^{-3}$$

$$\tau = \frac{4.8 (\text{g.cm}^{-2})}{3 \times 10^{10} (\text{cm/s}) \cdot 1.6 \times 10^{-24} (\text{g.cm}^{-3})} = 10^{14} \text{ s} = 3 \times 10^6 \text{ y}$$

Stima del tempo di confinamento nella Galassia con alone

- Nel caso si consideri la densità della Galassia con alone di DM:

$$\rho_{CR} = 0.3 p/cm^3$$

$$\tau_{Alone} = \frac{4.8 (g \cdot cm^{-2})}{0.3 \times 3 \times 10^{10} (cm/s) \cdot 1.6 \times 10^{-24} (g \cdot cm^{-3})} = 10^7 y$$

- Si noti che in ogni caso, se i RC si movessero di moto rettilineo, la distanza percorsa nel tempo τ sarebbe:

$$L = c \cdot \tau = 3 \times 10^{10} \times 10^{14} = 3 \times 10^{24} cm = 10^6 pc$$

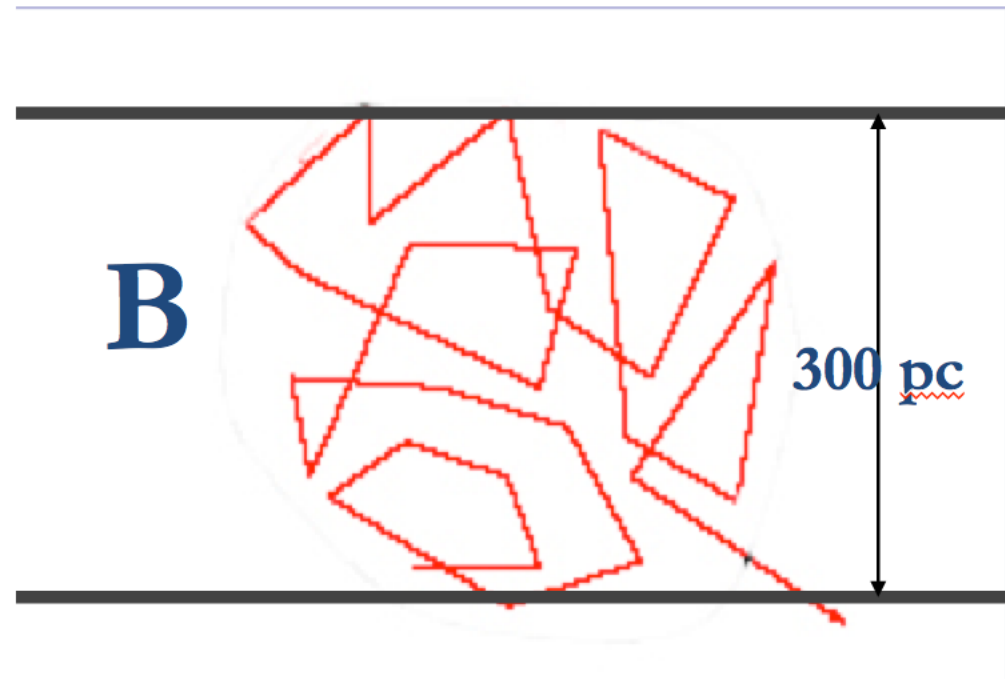
valore molto maggiore delle dimensioni della Galassia.

- τ rappresenta il tempo di diffusione dei RC dalla Galassia.
- In seguito, occorre raffinare il modello per determinare $\tau = \tau(E)$

Se il moto dei RC fosse rettilineo:

$$L_{\min} = \tau_D c = 3 \cdot 10^{10} \cdot 10^{14} \text{ cm/s s} = 10^6 \text{ pc} \gg 15 \text{ kpc} = r_{\text{galax}}$$

Ciò conferma che i RC hanno una direzione continuamente modificata durante τ (dal Campo Magnetico Galattico)



3.8 Variazione del tempo di confinamento con l'energia

- Il modello illustrato (confinamento dei RC nella Galassia come scatola parzialmente trasparente) è chiamato “leaky box”;
- Il rapporto $r = (\#L/\#M)$ dipende dal tempo di confinamento τ dei RC nella Galassia; all'aumentare di τ , cresce r .
- Se il confinamento è dovuto al campo B Galattico, ci si aspetta che i RC più energetici abbiano un tempo di confinamento inferiore (ossia, aumenta la probabilità di fuggire dal piano Galattico);
- In tal caso, all'aumentare dell'energia ci si aspetta un valore di r che *decrece* con l'energia;
- L'equazione differenziale deve essere modificata per tener conto di $\tau(E)$.

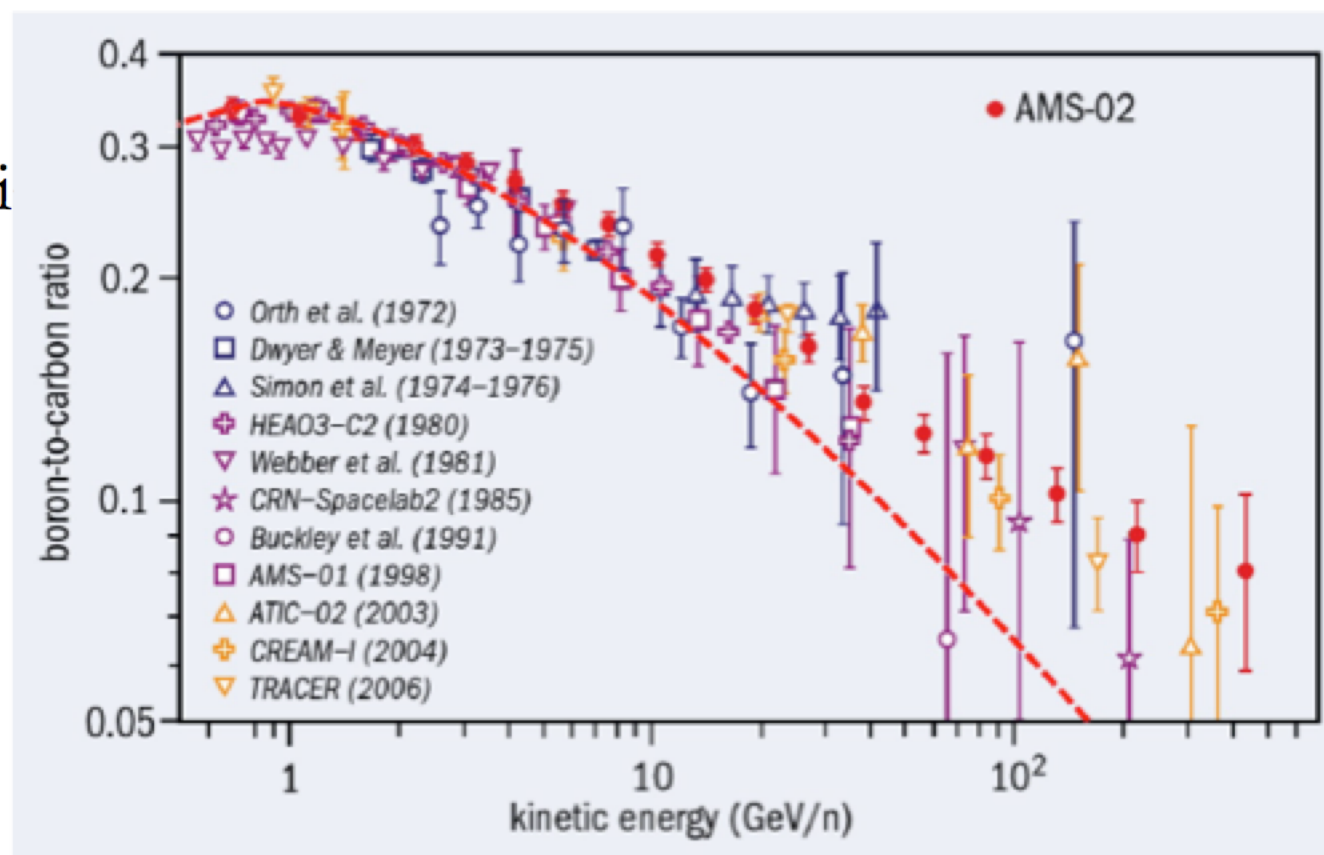
Dipendenza del rapporto B/C vs. E

- La probabilità di fuga dalla Galassia dipende dall'energia dei RC come:

$$\tau = \tau_0 / E^{0.6}$$

- Poiché $\tau \sim \xi$

$$\xi = \xi_0 E^{-0.6}$$



- Nota: non è possibile ricavare questo in modo semplice per via analitica.

3.10 L'orologio dei Raggi Cosmici

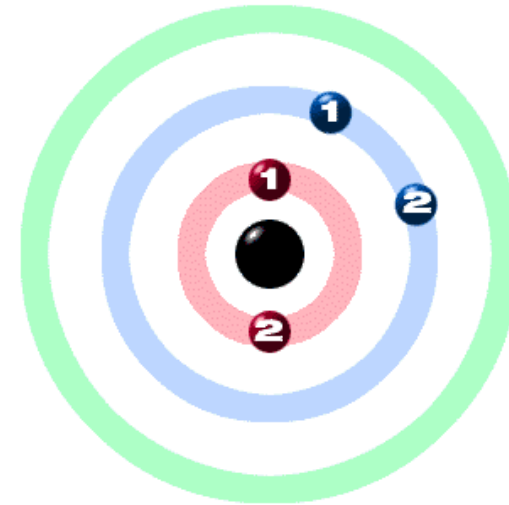
- Nel 1958, Hayakawa et al., stabilirono che le abbondanze dei secondari radioattivi potevano essere impiegati come “orologi” dei RC misurando il flusso (relativo) degli isotopi radioattivi e confrontandolo con quello aspettato se nessun decadimento fosse avvenuto.
- Per poter misurare il tempo di permanenza dei RC, un isotopo deve avere i seguenti requisiti:

1. La vita media dell'isotopo radioattivo deve essere paragonabile all'età stimata dei RC.
2. L'isotopo deve essere un “puro secondario”, cioè non deve essere presente alle sorgenti.
3. Deve essere possibile calcolarne il “rate” di produzione durante la propagazione nel mezzo intergalattico.



Quali isotopi si usano: il Berillio

Nuclide	$t_{1/2}$	Tipo di Decadimento
${}^7\text{Be}^*$	-----	Stabile.
${}^9\text{Be}$	_____	Stabile
${}^{10}\text{Be}$	$1.6 \cdot 10^6 \text{ y}$	β^-



Il Be è stato il primo elemento ad essere usato per calcolare l'età dei RC. Risulta quindi il più studiato. Ma anche altri isotopi possono essere usati :

${}^{26}\text{Al}$	$7.1 \cdot 10^5 \text{ y}$	β^-
${}^{36}\text{Cl}$	$3.0 \cdot 10^5 \text{ y}$	β^-
${}^{54}\text{Mn}$	$\sim 6.3 \cdot 10^5 \text{ y}$	β^-, β^+

* Il ${}^7\text{Be}$ viene considerato stabile. In effetti può catturare elettroni, ma perché il libero cammino medio per il pickup di elettroni è molto più grande dello spessore attraversato, questa trasmutazione è trascurata

Derivazione numerica di τ_F

- In questo caso, due processi sono in competizione: la fuga dei nuclidi di Be dalla Galassia, con un tempo τ_f ; la produzione di Be da parte della spallazione di nuclidi C,N,O con un tempo caratteristico τ_{spall}
- Supponendo (in prima approssimazione) che $\tau_{spall} \gg \tau_f$, e che τ_{spall} sia lo stesso per i due Be (ciò è lecito perché λ_{spall} è debolmente dipendente dal numero atomico) e considerando che:

■ σ^{10} e σ^7 (= probabilità di produzione di Be¹⁰ e Be⁷ rispettivamente) si ricavano dalle tabelle di frammentazione

$$\sigma_7 = \sum_{J>7} P_{j7} \sigma_j = 9.7 mb$$

$$\sigma_{10} = \sum_{J>7} P_{j10} \sigma_j = 2.3 mb$$

- Il numero di Be 10 in funzione di t :

$$N_{10}(t) = N_{10}^0 e^{-t/\tau_{10}} \quad \text{con} \quad \tau_{10} = 3.9 \times 10^6 \text{ y}$$

- Il berillio 7 è invece stabile:

$$N_7(t) = N_7^0$$

- Sperimentalmente, il valore misurato del rapporto tra i due isotopi (al tempo $t=t^*$) ha il valore

$$R(t^*) = \frac{N_{10}}{N_7} = 0.028$$

da cui possiamo ottenere:

$$R(t^*) = \frac{N_{10}^0}{N_7^0} e^{-t^*/\tau_{10}} \Rightarrow \frac{t^*}{\tau_{10}} = -\ln\left(\frac{N_7^0}{N_{10}^0} \cdot R(t^*)\right) = -\ln(0.118) = 2.2$$

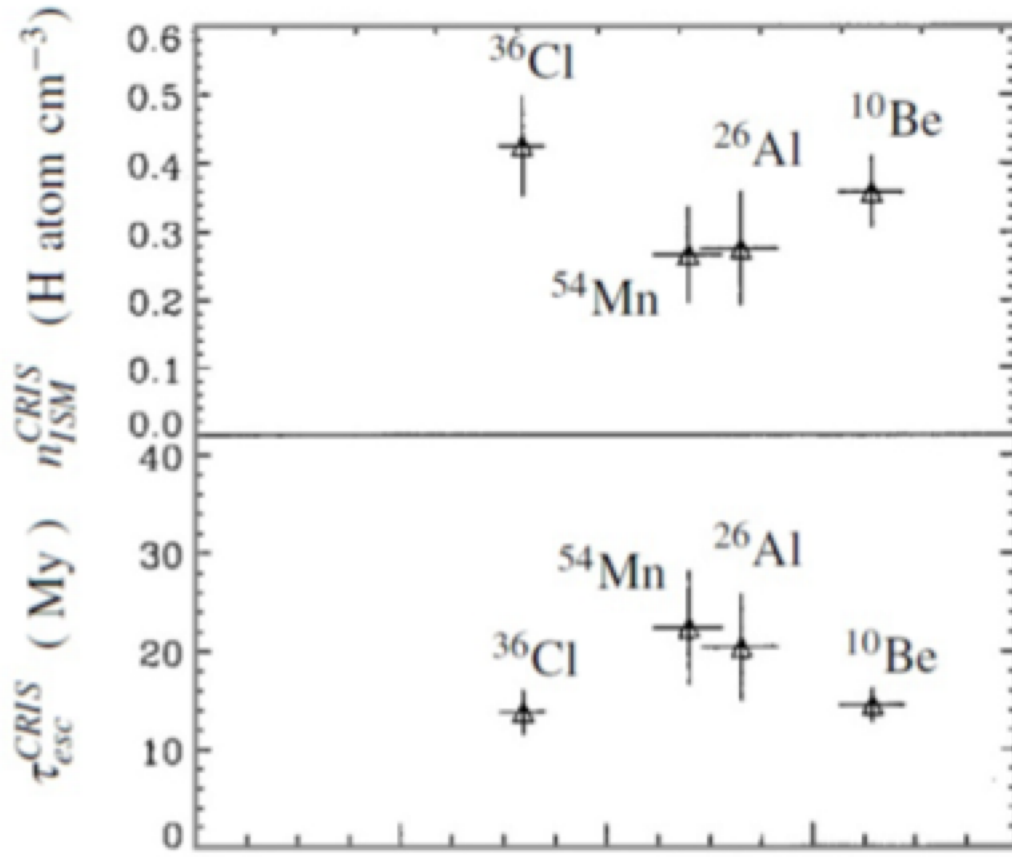
$$\tau_F \equiv t^* = 2.2 \times \tau_{10} = 8 \times 10^6 \text{ y}$$

Interpretazione delle misure del tempo di fuga in termini di modello

$$\lambda_f \equiv 1/\tau_F = \rho_{ISM} \cdot c \cdot \tau_f$$

↓

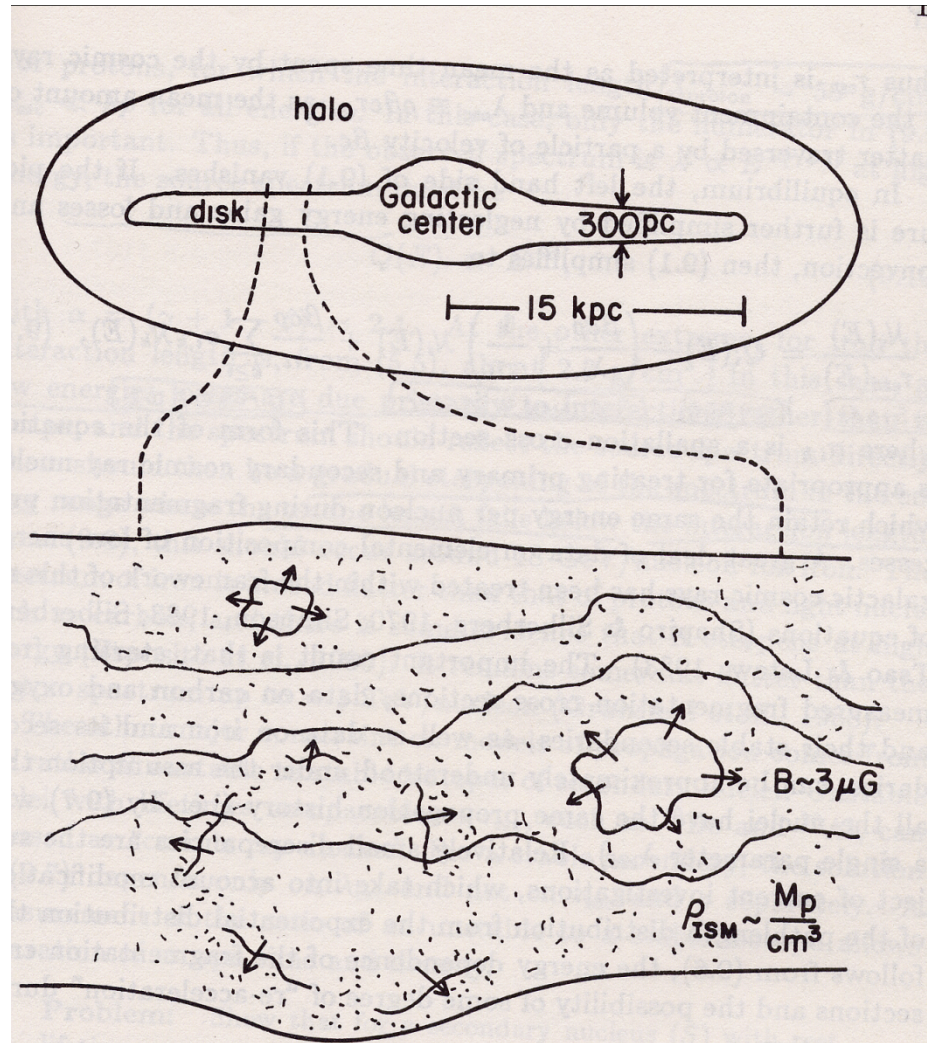
$$\rho_{ISM} = \frac{\lambda_f}{c \cdot \tau_f}$$



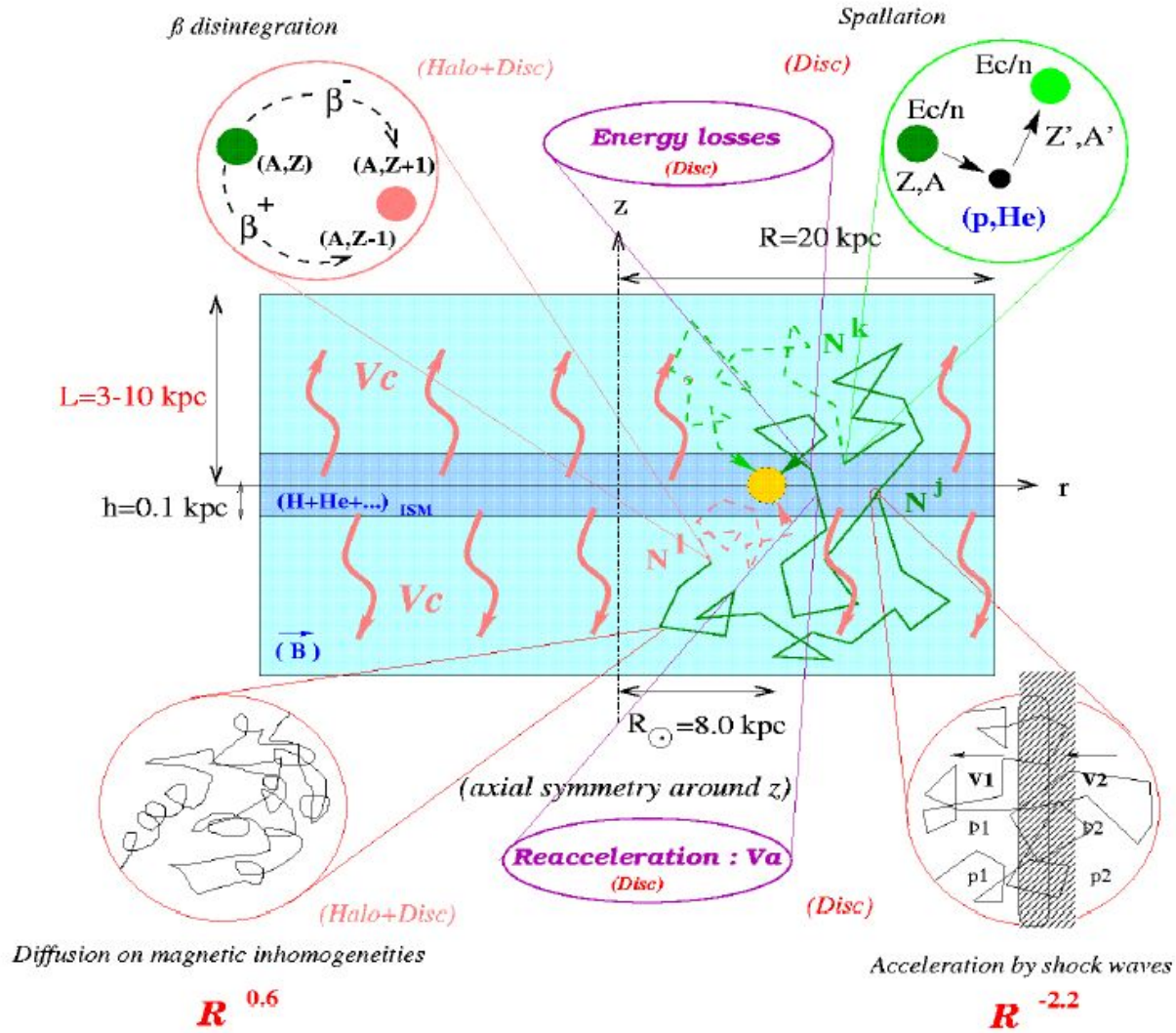
Le misure dei tempi di permanenza dei RC favoriscono scenari di propagazione nel volume con densità tipiche minori della densità media del disco galattico ($1\text{p}/\text{cm}^3$): altra evidenza *dell'alone galattico*

- Gli isotopi radioattivi si sono rivelati ottimi strumenti per conoscere i tempi medi di permanenza dei RC nella Galassia e quindi utili anche per testare la densità media del ISM e i modelli di propagazione attraverso di esso.
- La possibilità di sfruttare diversi isotopi con differenti tempi di decadimento, ci permette di testare la densità del ISM intorno al sistema solare entro volumi di raggio variabile. Non sono state trovate differenze consistenti tra i tempi misurati con il Be ed i tempi misurati con isotopi diversi.
- Le ultime misure eseguite stimano una permanenza di 15 Myr e confermano modelli diffusivi attraverso un ISM di densità $< 1 \text{ p/cm}^3$ (ossia, Galassia Disco+Alone)

The Galaxy



Cosmic Rays Propagation



Cosmic Rays Propagation

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial N_i}{\partial t} = & \nabla \cdot (D_i \nabla N_i) - \frac{\partial}{\partial E} [b_i(E) N_i(E)] - \nabla \cdot \mathbf{u} N_i(E) \\
 & + Q_i(E, t) - p_i N_i + \frac{v\rho}{m} \sum_{k \geq i} \int \frac{d\sigma_{i,k}(E, E')}{dE} N_k(E') dE'
 \end{aligned}$$

The diagram illustrates the components of the cosmic ray propagation equation. The equation is enclosed in a large box. Five external boxes with arrows point to specific terms in the equation:

- Diffusion**: Points to the term $\nabla \cdot (D_i \nabla N_i)$.
- E loss or gain**: Points to the term $-\frac{\partial}{\partial E} [b_i(E) N_i(E)]$.
- Convection**: Points to the term $-\nabla \cdot \mathbf{u} N_i(E)$.
- Source**: Points to the term $+ Q_i(E, t)$.
- Losses**: Points to the term $- p_i N_i$.
- Cascade**: Points to the integral term $+\frac{v\rho}{m} \sum_{k \geq i} \int \frac{d\sigma_{i,k}(E, E')}{dE} N_k(E') dE'$.