

J.C. Arteaga Velázquez

Instituto de Física y Matemáticas, Universidad Michoacana
Morelia, Michoacán, México

Contenido

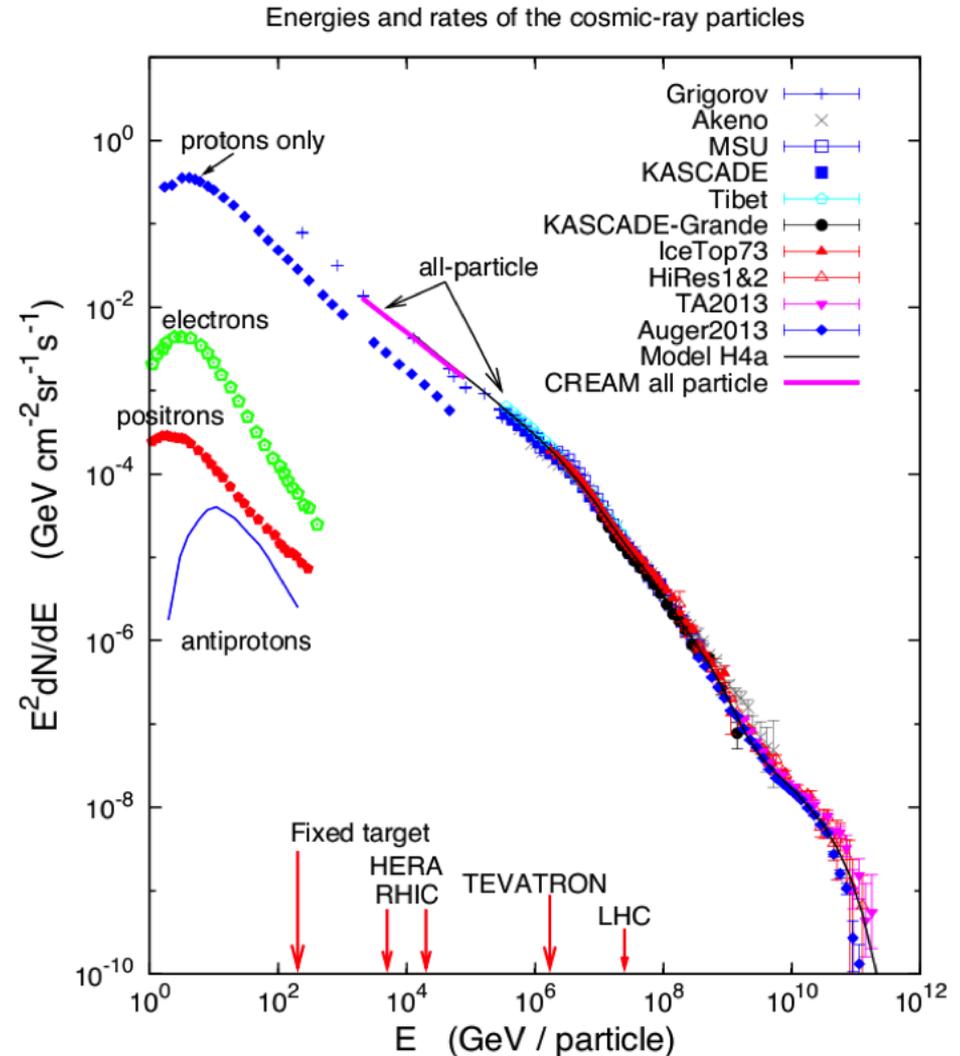
- 1) Introducción
- 2) El espectro de rayos cósmicos
- 3) Fuentes
- 4) Transporte en la galaxia
- 5) Búsquedas *multimessenger*



1) Introducción

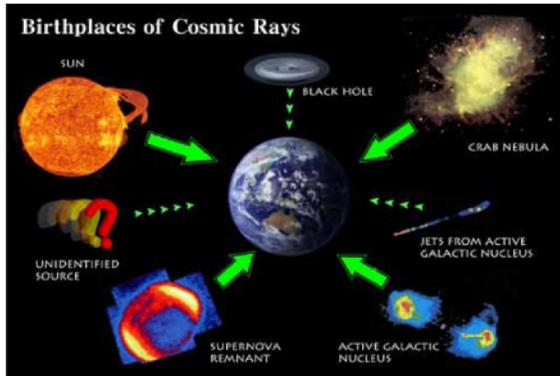
Propiedades de los rayos cósmicos

- Una de las formas de radiación extraterrestre más energéticas y enigmáticas.
- **Compuesta por núcleo atómicos:**
 - Núcleos atómicos (99 %) :
H (85%), He (12%), $Z \geq 3$ (3%)
 - Electrones (1 %)
 - Trazas de antipartículas
- Energías de 100 MeV a 10^{20} eV
- Espectro sigue ley de potencias
 $F(E) = E^{-\gamma}$
- Origen es galáctico y extragaláctico:
 - Sol ($E < 10$ GeV),
 - Remanentes de Supernova ($E \sim \text{TeV}$),
 - Fuentes extragalácticas ($E > 1$ EeV).
- Propagation difusiva en espacio:
Edad $\sim \mathcal{O}(10^7 \text{ yr})$ a altas energías



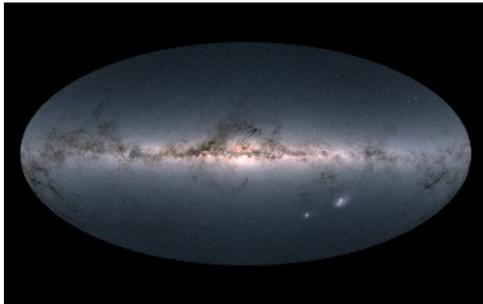
1) Introducción

- Cuáles son las fuentes de los rayos cósmicos?



<Sources: Sun, Earth - NASA; Crab Nebula - Hale Observatories; Jets from Active Galactic Nucleus, Active Galactic Nucleus - National Radio Astronomy Observatory; Supernova Remnant - ISAS/JAXA>

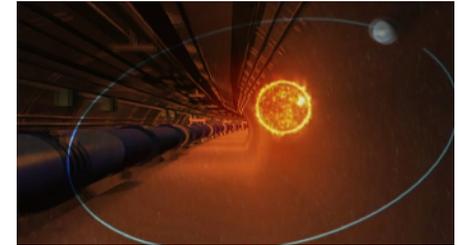
- Dónde son acelerados?



Mapa estelar obtenido por GAIA (ESA)

- Cuál es el origen de las estructuras en el espectro y mapas de anisotropías?

- Cómo son acelerados?

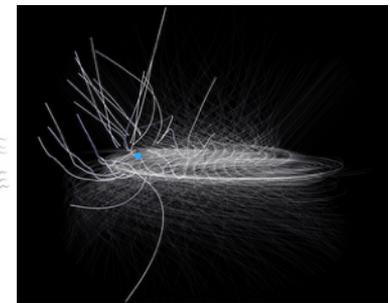


Gran colisionador de hadrones (CERN)

- De qué están hechos?



- Cómo se propagan en el espacio?



NASA/Modelo JF

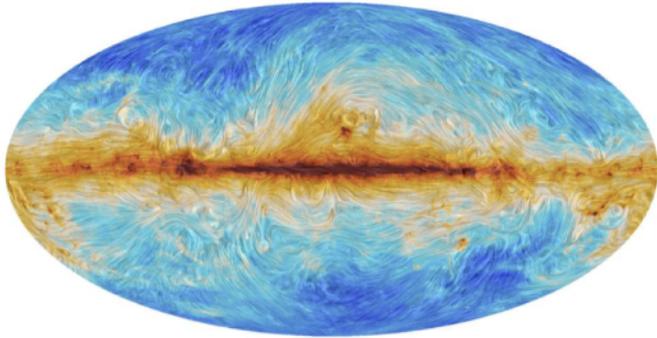
Propagación de RC's de 10^{18} eV en la galaxia

Preguntas sin resolver

1) Introducción

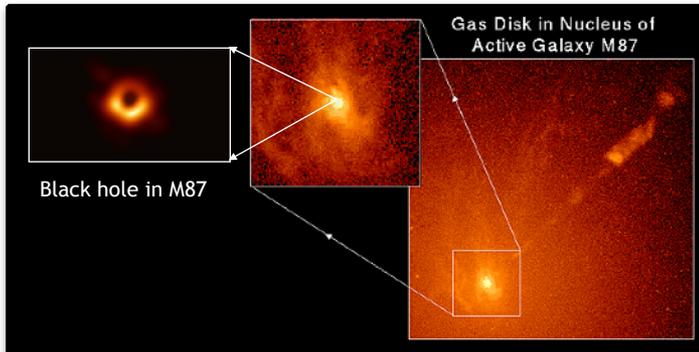
- Estudio de campos magnéticos galácticos/extragalácticos?

Cabral&Leedom(1993)



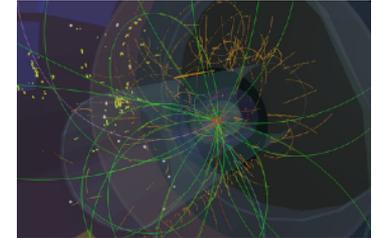
Campo magnético en la galaxia obtenido de mediciones de polvo interestelar con Planck

- Comprender los procesos que ocurren en ambientes astrofísicos muy energéticos?



Aplicaciones en la física

- Poner a prueba modelos de interacciones hadrónicas en regiones no accesibles a los laboratorios

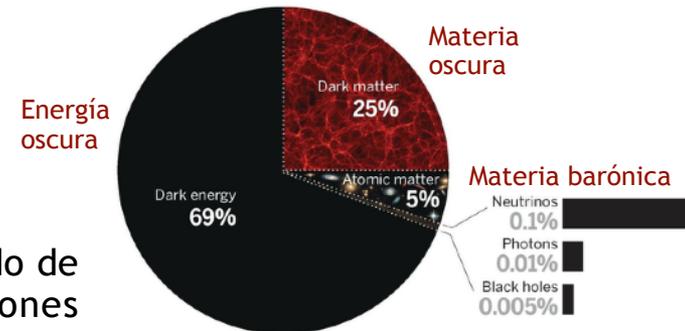


CERN

Colisión p-p ($\sqrt{s_{cm}} = 7$ TeV) en ALICE

- Poner límites a física más allá del modelo estándar

The multiple components that compose our universe
Current composition (as the fractions evolve with time)



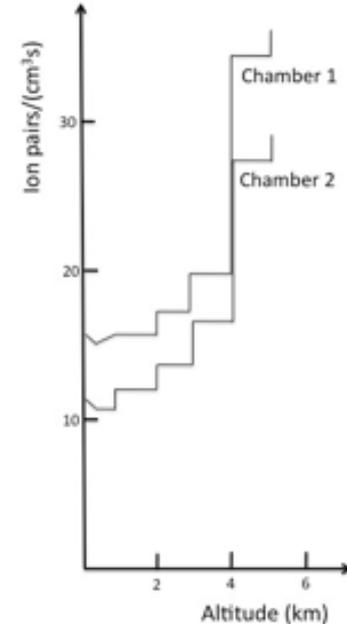
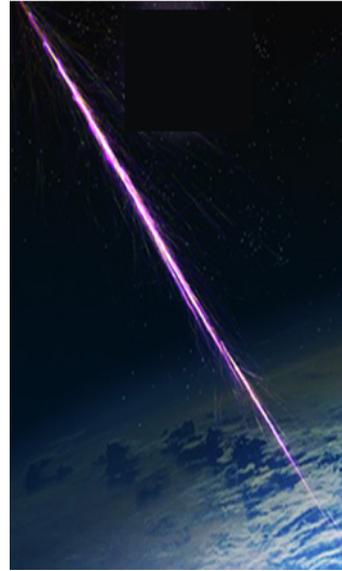
- Sondar contenido de materia/radiaciones de fondo en el espacio?

1) Introducción

Descubrimiento: 1911-1912



V. F. Hess



“una radiación de alto poder de penetración entra a nuestra atmósfera desde el espacio exterior”

El Sol no puede ser la fuente de esta radiación.

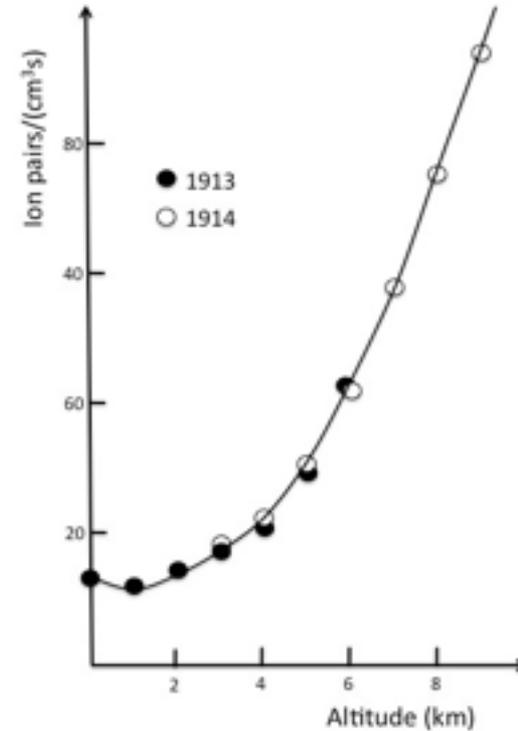
V. F. Hess, Phys. Z. 13, (1912) 1084

1) Introducción

Descubrimiento: Confirmación del incremento de la ionización con la altitud con la altitud



W. Kolhörster (1913-1914)

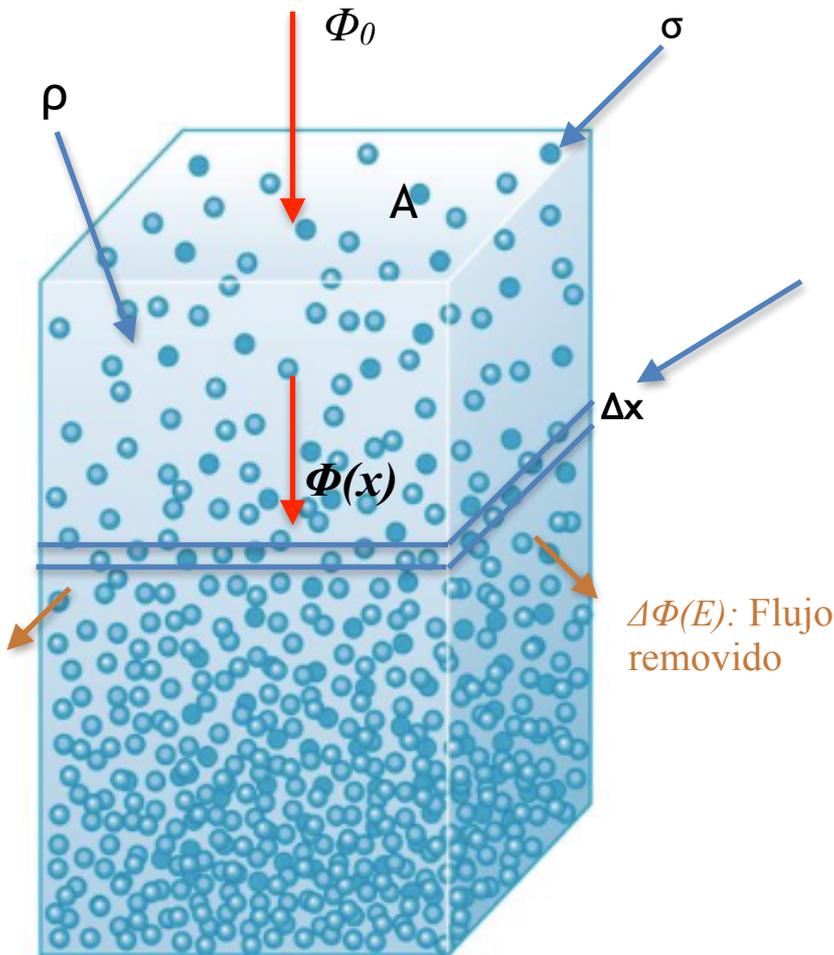


Mediciones hasta los 9.3 km a.s.l.

W. K, Phys. Z. 14, (1913) 1153

W. K, Nat. Gesell. Zu Halle, A. Neue Folge 4 (1914)

1) Introducción



© 2010 Pearson Education, Inc.

$\Phi_f = ?$

A: Área transversal (m²)

σ : Sección eficaz (Área efectiva por partícula blanco en m²)

ρ : densidad de blancos dispersores

Probabilidad de golpear blancos dispersores = Fracción de área cubierta por partículas blanco

$$\rho = n \sigma / A;$$

como:

$$n (\# \text{ bcos. en } \Delta x) = A \Delta x \rho$$

$$\Rightarrow \rho = A \Delta x \rho \sigma / A;$$

$$\Rightarrow \rho = \Delta x \rho \sigma;$$

Fracción de partículas Dispersadas = -Probabilidad de golpear blancos dispersores

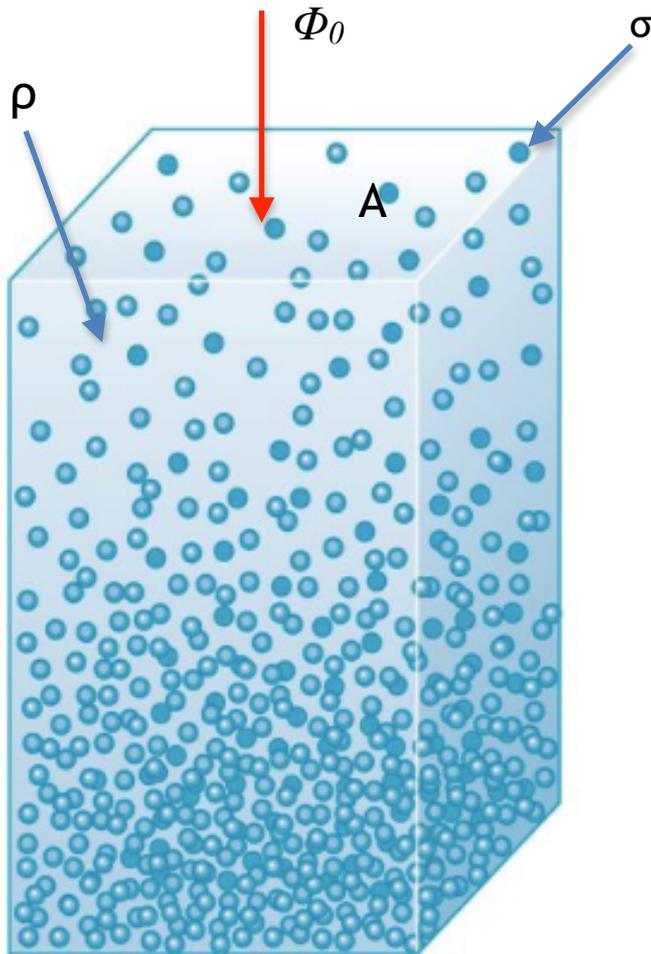
$$\Delta \Phi / \Phi = - \Delta x \rho \sigma$$

$$\Rightarrow d\Phi / \Phi = - \rho \sigma dx$$

integrando:

$$\Rightarrow \Phi = \Phi_0 e^{- \int \rho(x) \sigma dx}$$

1) Introducción



© 2010 Pearson Education, Inc.

↓ $\Phi_f = ?$

En términos de la densidad de masa:

$$\rho = \rho_m Na$$

Donde

$$Na \text{ (\# Avogadro)} = 6.022 \times 10^{23} / \text{g}$$

$[\rho]$ = nucleones/vol

$[\rho_m]$ = masa/vol

Así

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\int \rho_m(x) \sigma Na dx}$$

$$\Rightarrow \Phi = \Phi_0 e^{-\int \rho_m(x) dx / \lambda}$$

$$\Rightarrow \Phi = \Phi_0 e^{-X/\lambda}$$

Con

$$\lambda = 1/\sigma Na$$

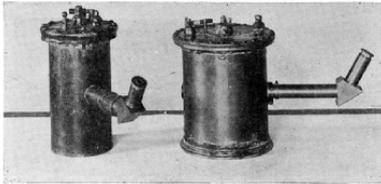
Longitud de interacción
proyector-nucleón

$$X = \int \rho_m(x) dx$$

“Column depth (g/m²)”

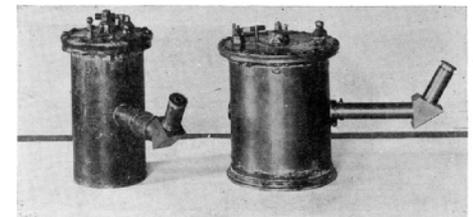
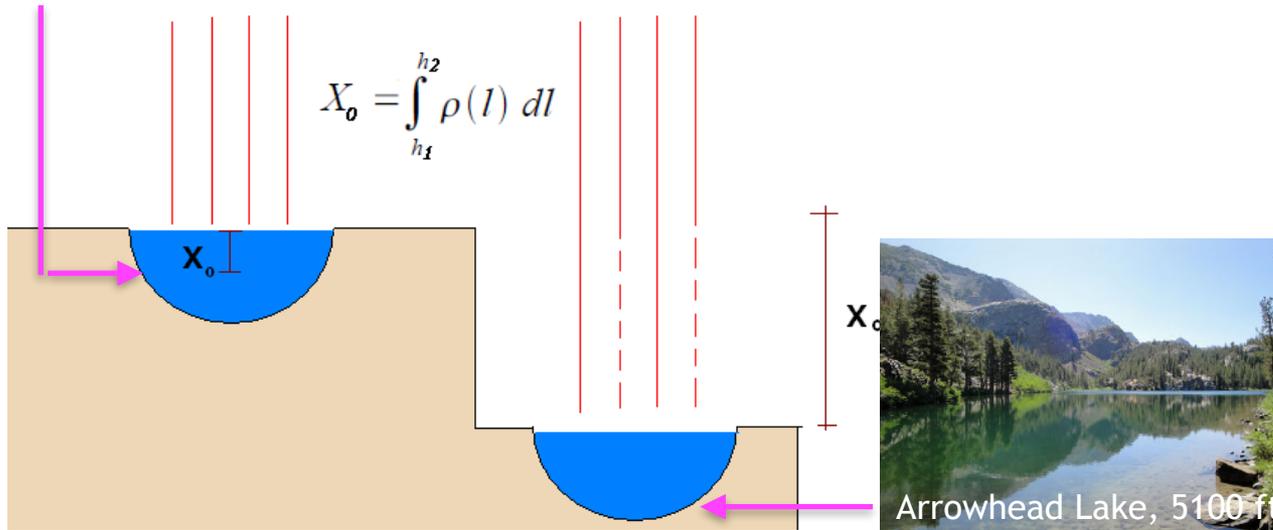
1) Introducción

Descubrimiento: Confirmación del origen extraterrestre de la radiación de HESS



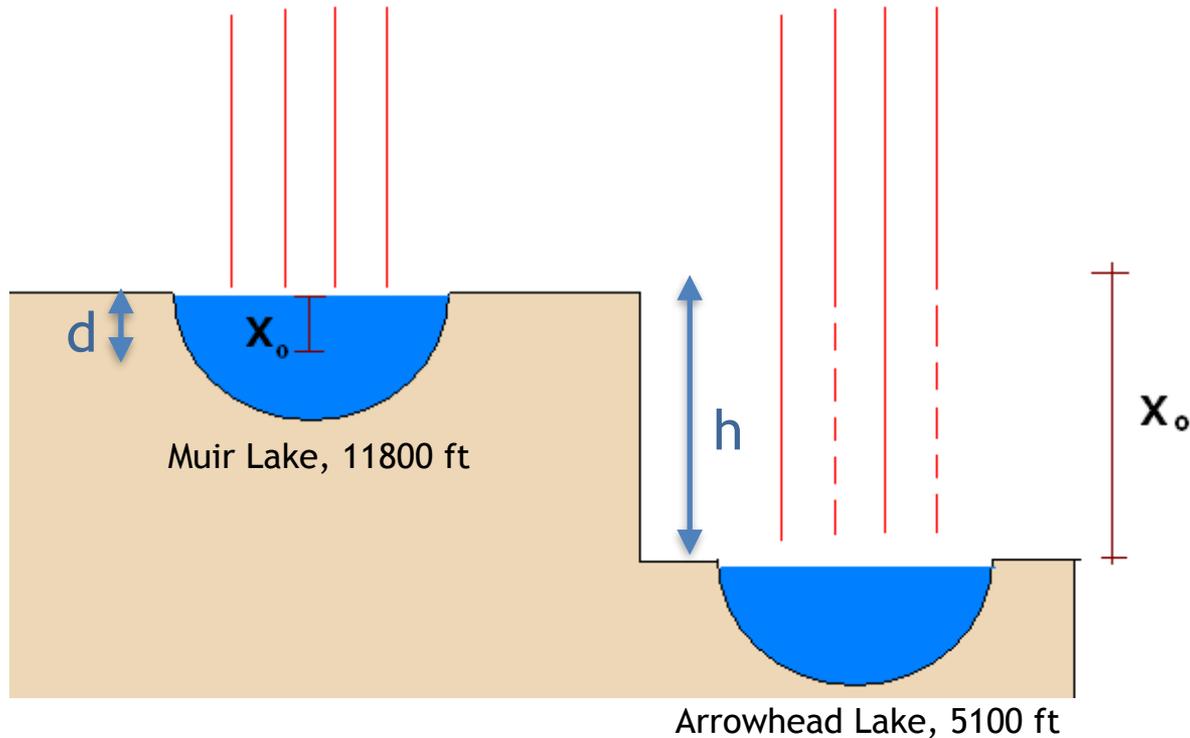
Milikan & Cameron (1923-1926)

- Radiación asociada a material radioactivo en la atmósfera?
- Mediciones de ionización en lagos a diferentes altitudes.



1) Introducción

¿A que profundidad dentro del lago Muir, se colocaron los detectores de Milikan?



$$X_0 = \int_0^d \rho_{m, \text{ agua}}(x) dx = \int_0^h \rho_{m, \text{ aire}}(x) dx$$

$$\Rightarrow \rho_{m, \text{ agua}} d = \rho_{m, \text{ aire}} h$$

$$\Rightarrow d = \rho_{m, \text{ aire}} / \rho_{m, \text{ agua}} h$$

$$\Rightarrow d = (1.28 \times 10^{-3}) h$$

$$d = (1.28 \times 10^{-3}) (2.04 \times 10^3 \text{ m})$$

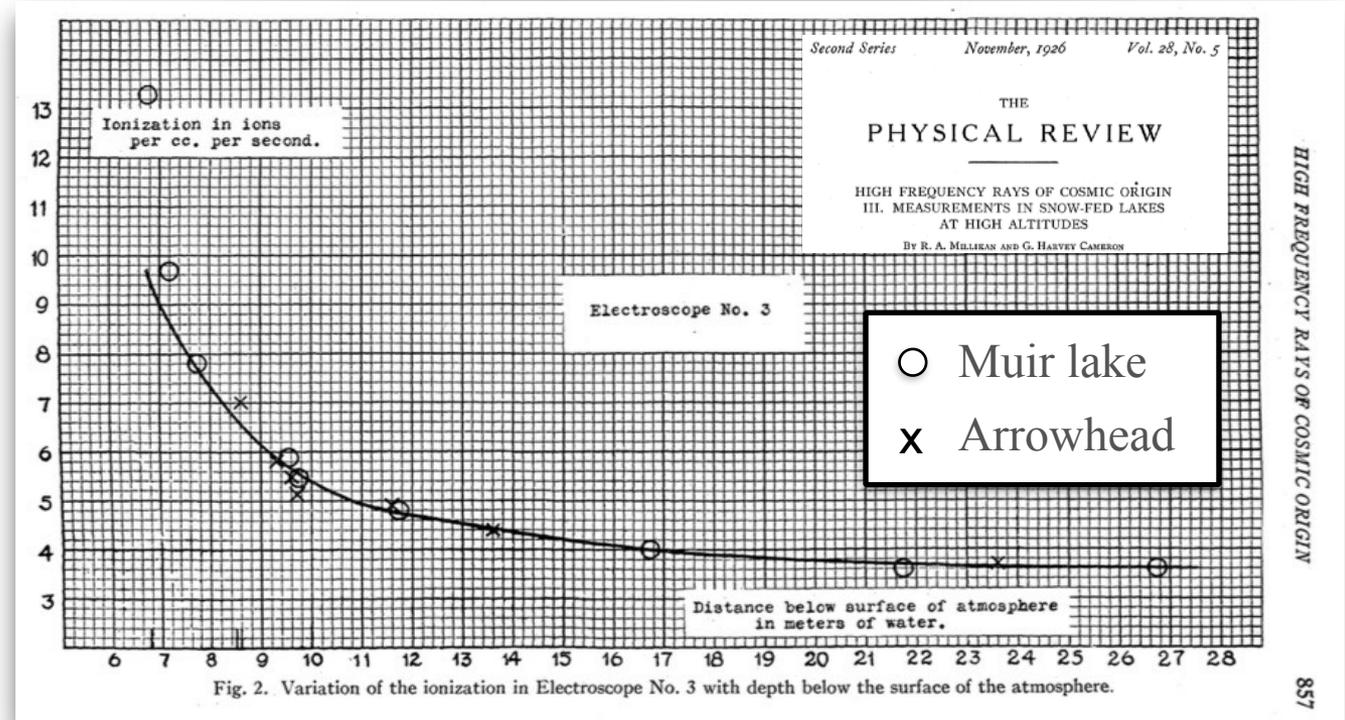
$$d = 2.6 \text{ m}$$

1) Introducción



Milikan & Cameron

- Se descarta aire como fuente de radiación penetrante.
- No variación diurna.



“...evidencia a favor de la existencia de rayos ... de origen cósmico que entran a la Tierra uniformemente de todas direcciones”.

1) Introducción

Descubrimiento de chubascos atmosféricos de partículas: 1938-1939

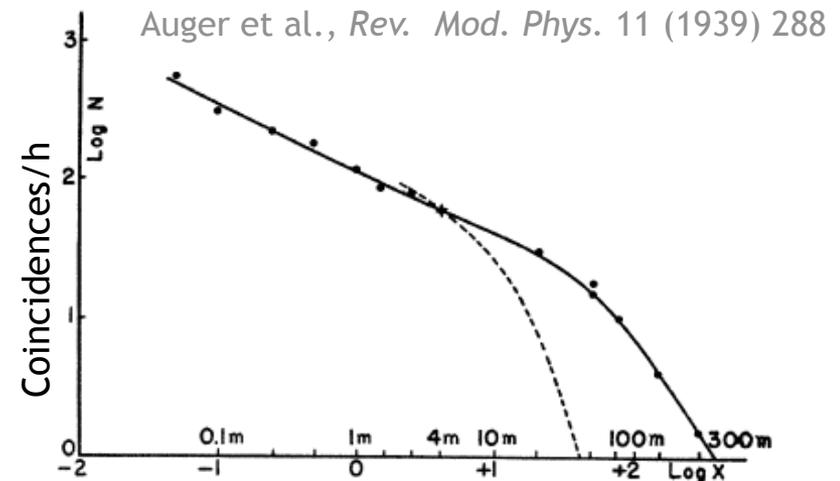
P. Auger y colaboradores

- Jungfraujoch, Suiza 3500 m a.s.l.
- Red de contadores Geiger-Müller

Coincidencias hasta los 300 m de separación ($\Delta t \sim 1 \mu s$)



Pierre Auger



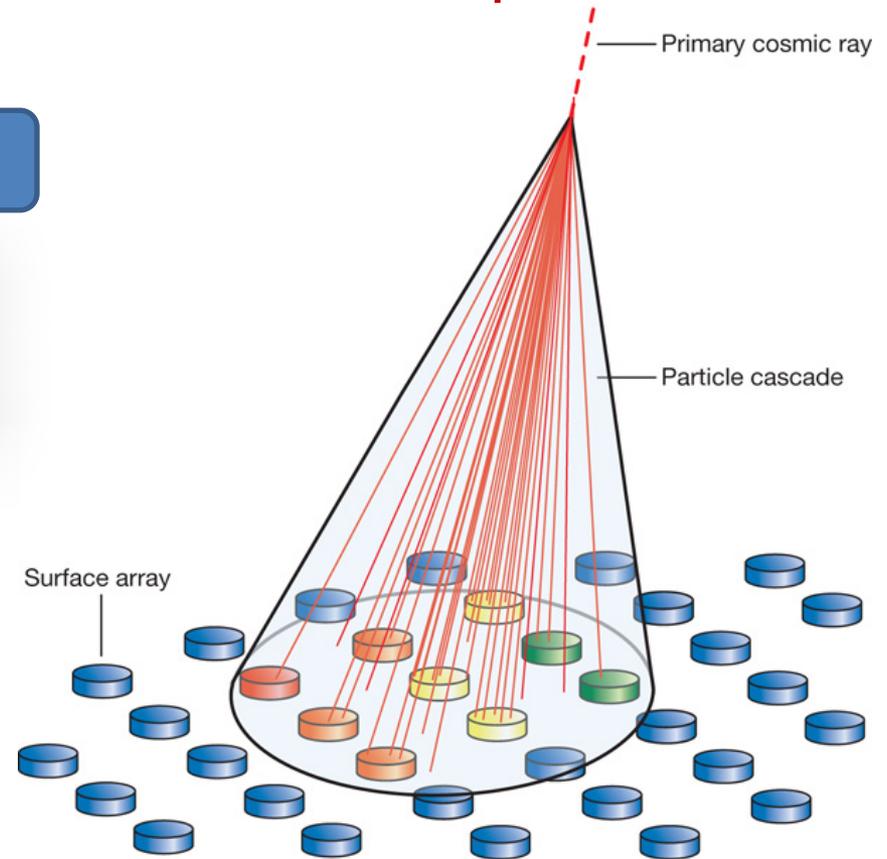
1) Introducción

Descubrimiento de chubascos atmosféricos de partículas: 1938-1939

P. Auger y colaboradores

“efecto final de cascadas que las partículas primarias... producen en la parte superior de la atmósfera a su entrada”

Auger et al., *Rev. Mod. Phys.* 11 (1939) 288



$$E_{\text{tot}} = (N_e \sim 10^6) \times (E_{\text{particle}} \sim 10^8 \text{ eV}) \times (\text{Aten. Corr.} \sim 10) \\ = 10^{15} \text{ eV}$$

2) El espectro de rayos cósmicos

Intensidad diferencial (espectro de energía diferencial)

$$F_a = \frac{dN_a}{dS_r dt d\Omega dE}$$

Número de partículas incidentes por elemento de área, dS_r , por unidad de tiempo, dt , dentro del ángulo sólido $d\Omega$ de la dirección (θ, φ) y en el intervalo $[E, E+dE]$ de energía.

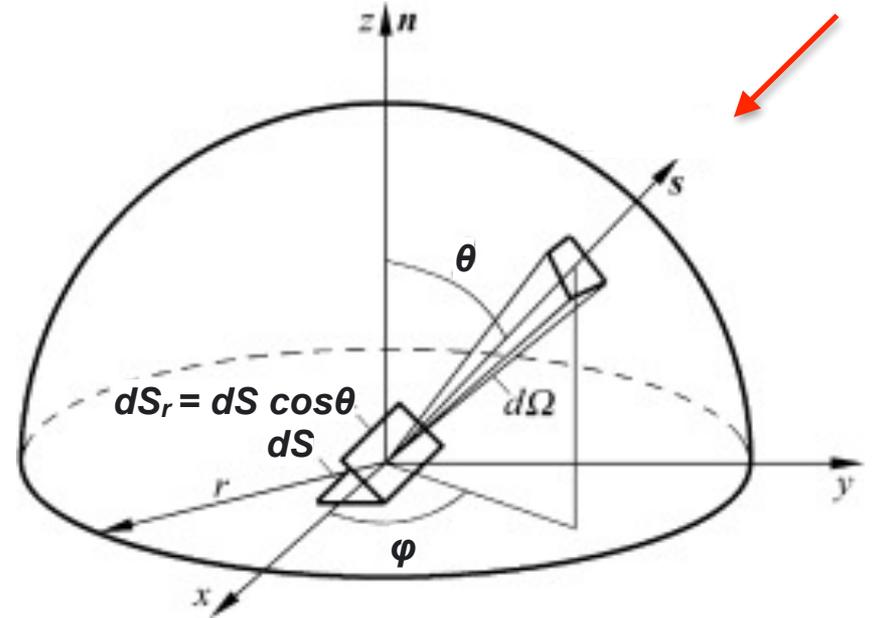
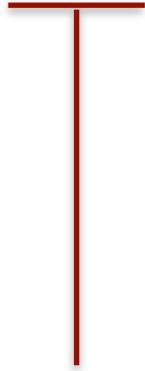


Imagen: Y. Zhang et al., Th. Calc. of Heat Transfer in Furnaces (2016)

2) El espectro de rayos cósmicos

Intensidad diferencial (espectro de energía diferencial)

$$F_a = \frac{dN_a}{dS_r dt d\Omega dE}$$



EXPOSICIÓN

Área efectiva x Tiempo de exposición x Ángulo sólido de observación

Units: $\text{cm}^2 \text{ s sr}$, 1 Linsley = $1 \text{ km}^2 \text{ yr sr}$

Aceptancia

Área efectiva x Ángulo sólido de observación

Units: $\text{cm}^2 \text{ sr}$

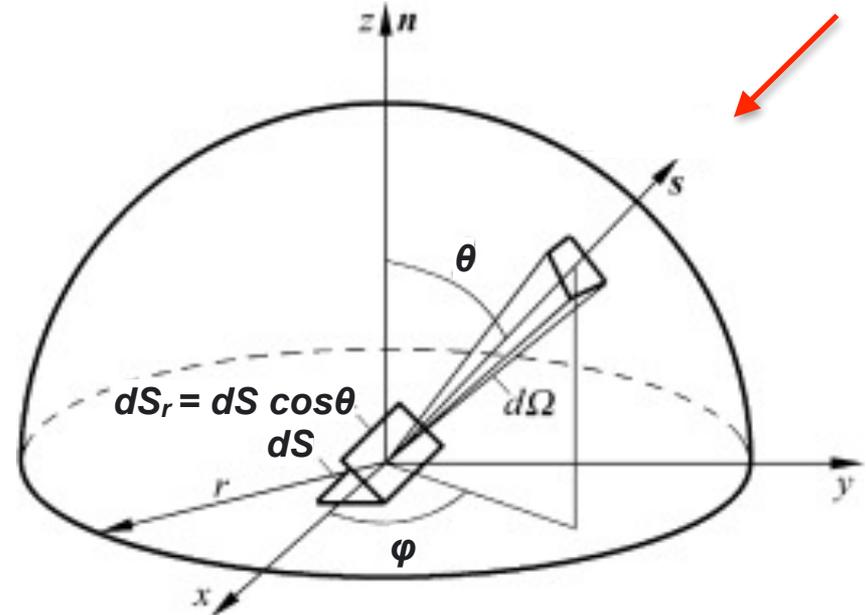


Imagen: Y. Zhang et al., Th. Calc. of Heat Transfer in Furnaces (2016)

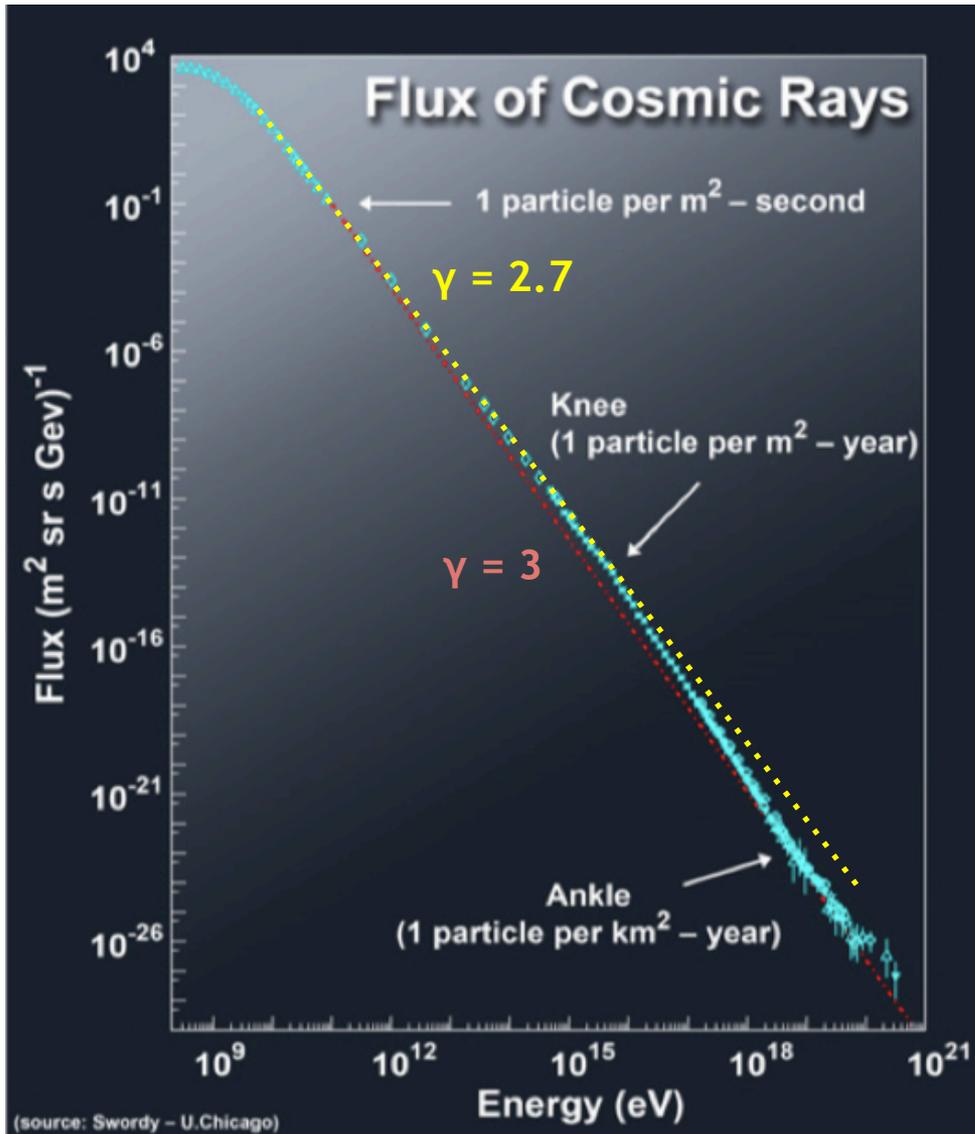
2) El espectro de rayos cósmicos

Intensidad total, frecuencia (espectro de energía integral)

$$J(\geq E) = \int_E F(E') dE'$$

Nos muestra como varía la frecuencia o la intensidad integrada de rayos cósmicos con energía arriba de cierto valor E .

2) El espectro de rayos cósmicos



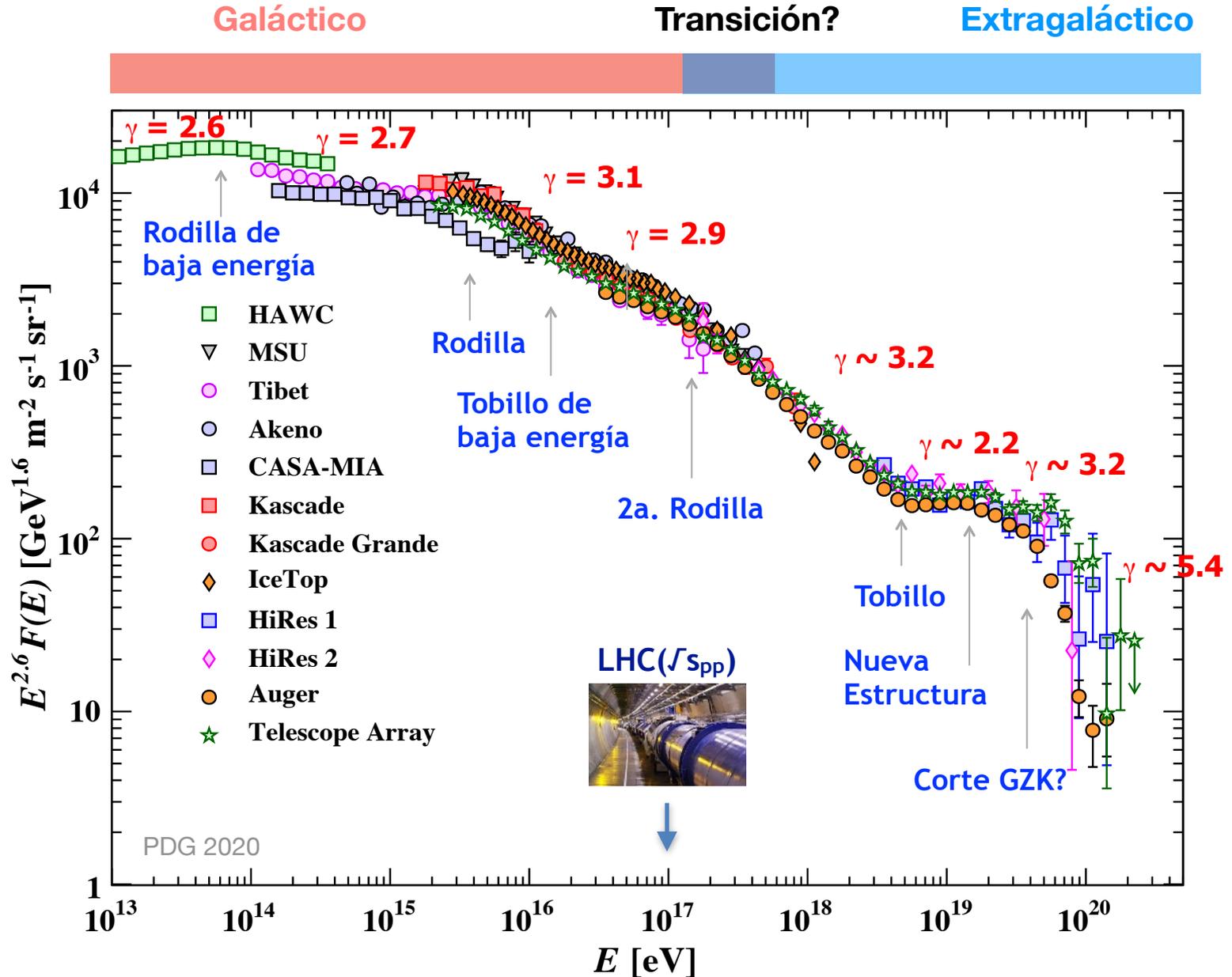
Espectro:

- No es un espectro térmico.
- Sigue aproximadamente una ley de potencias.

$$\Phi(E) = E^{-\gamma} \quad \leftarrow \text{Índice espectral}$$

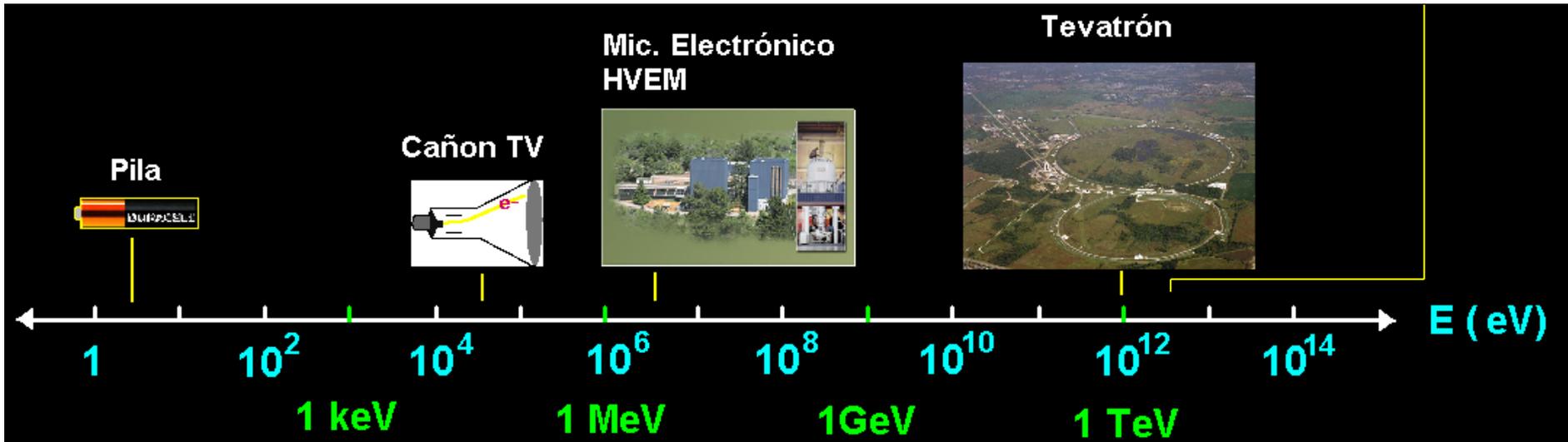
$$\Phi(E) = \frac{dN}{dE d\Omega dt dA} = 1.8 E^{-2.7} \frac{\text{nucleons}}{\text{cm}^2 \text{s sr GeV}}$$

2) El espectro de rayos cósmicos



2) El espectro de rayos cósmicos

Escala de energías



$$1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$$

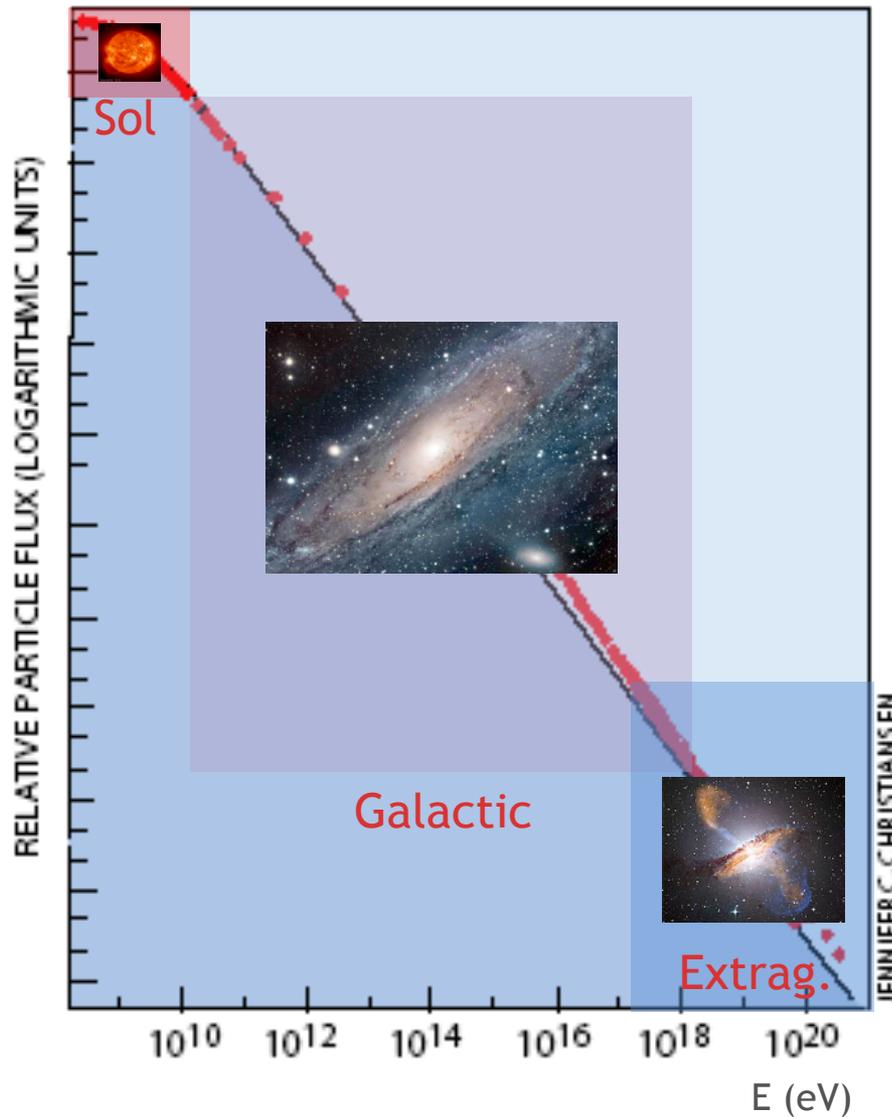
$$1 \text{ erg} \sim 1 \text{ TeV}$$

$$E_{\text{tot}} = \gamma mc^2 = \sqrt{(p^2 c^2 + m^2 c^4)} \quad (\text{masa reposo protón})c^2 = 1 \text{ GeV}$$

$$E_{\text{kin}} = E_{\text{tot}} - mc^2 \quad (\text{masa reposo electrón})c^2 = 0.511 \text{ MeV}$$

3) Fuentes

Scientific American, (c) 1998



Espectro:

- 1) $E < 10$ GeV
+ Modulado por el Sol.
- 2) 10^{10} eV $< E < 10^{18}$ eV
+ Origen galáctico.
- 3) 10^{18} eV $< E$
+ Origen extragaláctico.

3) Fuentes

T.K. Gaisser, Proc. Of the Mexican School on Nuclear Astrophysics, Guanajuato, México, 1997.

Espectro:

$$\Phi(E) = \frac{dN}{dEd\Omega dtdA} = 1.8 E^{-2.7} \frac{\text{nucleons}}{\text{cm}^2 \text{s sr GeV}}$$

Densidad de partículas:

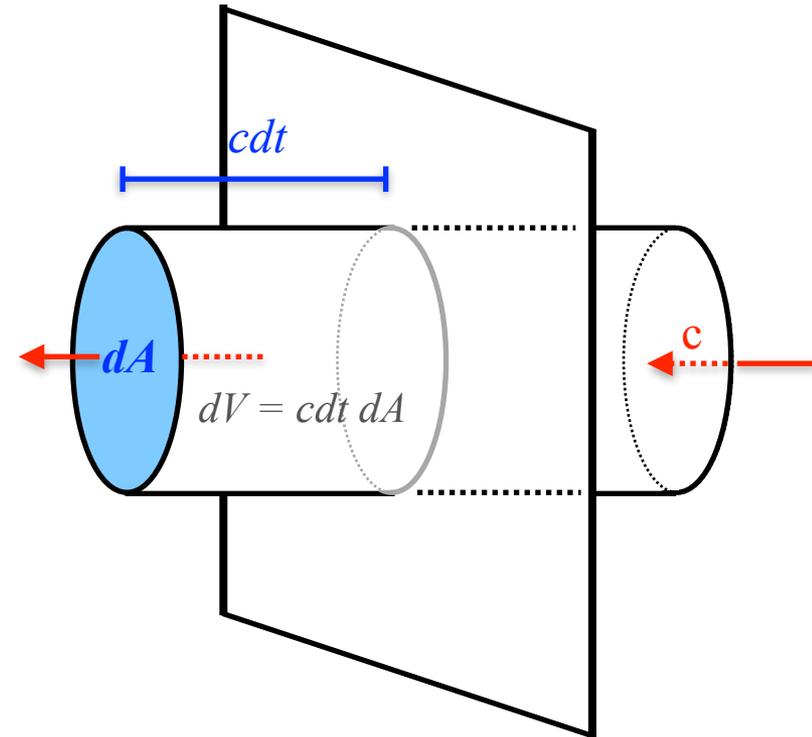
Tenemos

$$\Phi(E)/c = \frac{dN}{dE d\Omega (c dt dA)} = \frac{dN}{dE d\Omega dV}$$

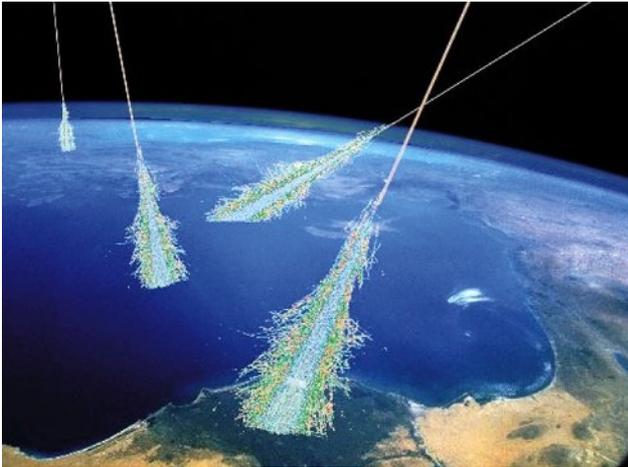
$$\Rightarrow \frac{dN}{dE dV} = \int_{\Omega} \Phi(E)/c d\Omega = 4\pi \Phi(E)$$

Densidad de energía:

$$\int_{1\text{GeV}} E \frac{dN}{dEdV} dE = \int_{1\text{GeV}} E \frac{4\pi}{c} \Phi(E) dE \approx \frac{1 \text{ eV}}{\text{cm}^3}$$



3) Fuentes



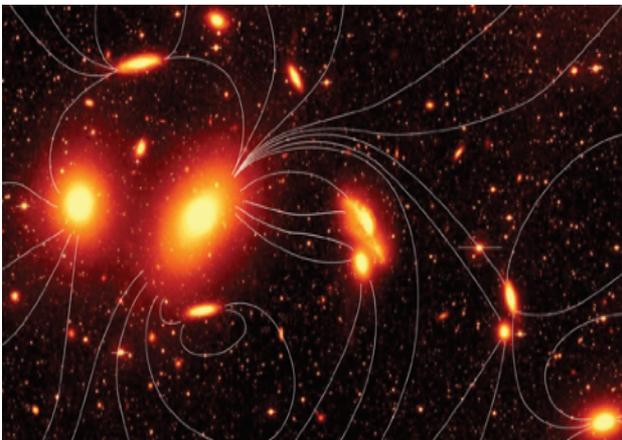
Rayos cósmicos galácticos

$$\rho_{RC} = 1 \text{ eV/cm}^3$$



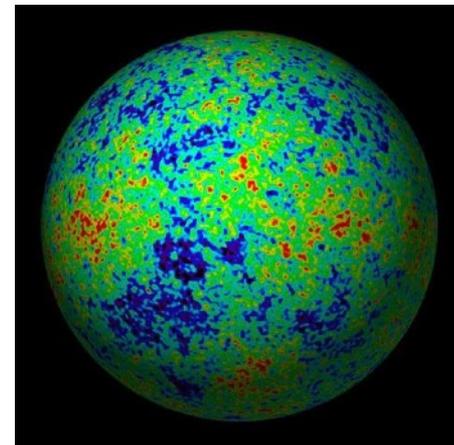
Luz estelar:

$$\rho_{ls} = 0.3 \text{ eV/cm}^3$$



Campo magnético interestelar:

$$\rho_B = 0.6 \text{ eV/cm}^3$$

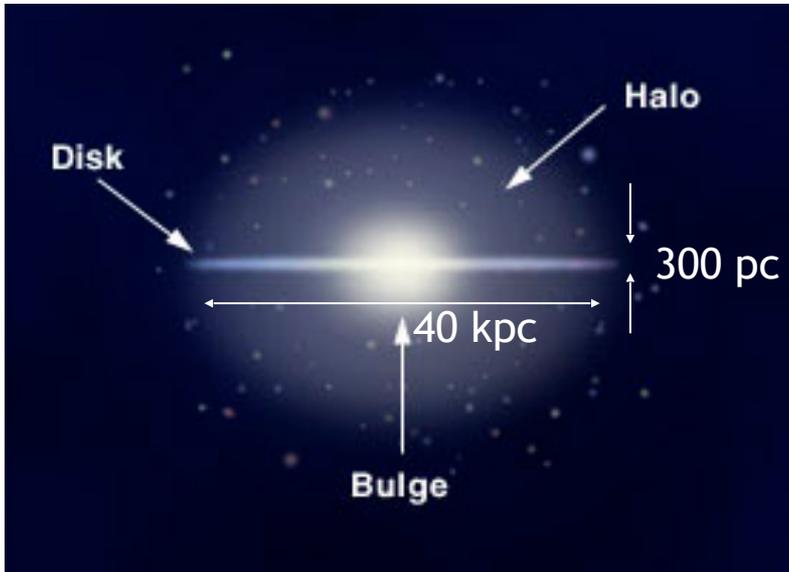


Radiación cósmica de fondo:

$$\rho_{3K} = 0.25 \text{ eV/cm}^3$$

3) Fuentes

T.K. Gaisser, Proc. Of the Mexican School on Nuclear Astrophysics, Guanajuato, México, 1997.



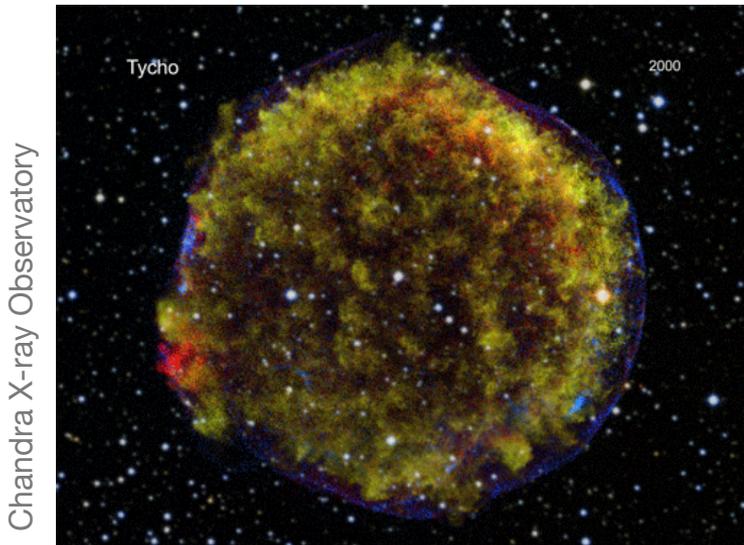
Rayos cósmicos galácticos

$$\rho_{RC} = 1 \text{ eV/cm}^3$$

$$V_{DG} = \pi r_{DG}^2 h_{DG} = \pi (20 \text{ kpc})^2 (300 \text{ pc}) = 10^{66} \text{ cm}^3$$

$$T_{DG} = 10^7 \text{ años}$$

$$L_{RC} = V_{DG} \rho_{RC} / T_{DG} \sim 10^{41} \text{ erg/s}$$



$$\text{SNR} (E_{\text{max}} = 10^{15} \text{ eV} - 10^{18} \text{ eV})$$

Remanentes de supernova

$$K_{\text{SNR}} = 10^{51} \text{ erg}$$

$$L_{\text{SNR}} = K_{\text{SNR}} \times 3 \text{ SN/Siglo} \sim 10^{42} \text{ erg/s}$$

$$L_{RC} \sim 10\% L_{\text{SNR}}$$

W. Baade and F. Zwicky (1934) ; W.I. Axford, E. Leer, and G. Skadron (1977); G.F. Krimsky (1977); A.R. Bell (1978); R.D. Blandford and J.P. Ostriker (1978)

3) Fuentes

Los modelos requieren:

- Campos electromagnéticos

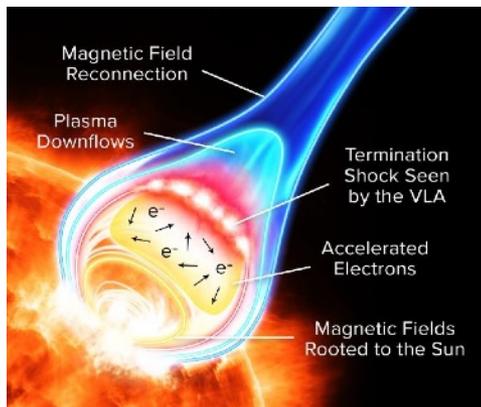
$$d(\gamma m \vec{v}) / dt = q (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

- Partículas cargadas

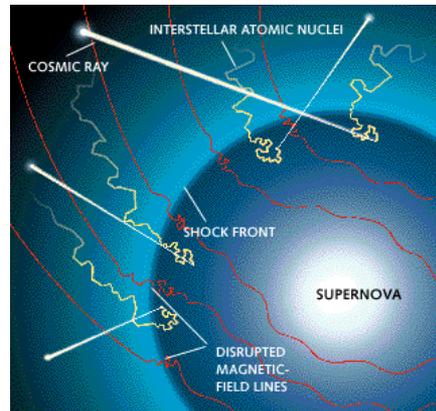


- Aceleración en plasmas

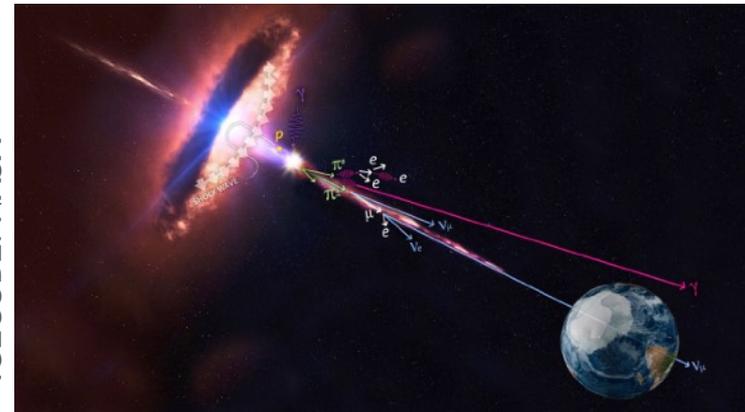
Earth changes media



George Kelvin



ICECUBE/NASA



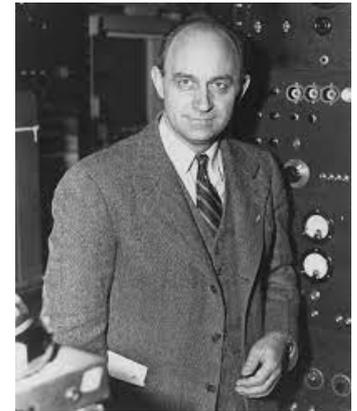
3) Fuentes

Mecanismo de aceleración de 2o orden de Fermi

E. Fermi, PRD 75,1169 (1949)

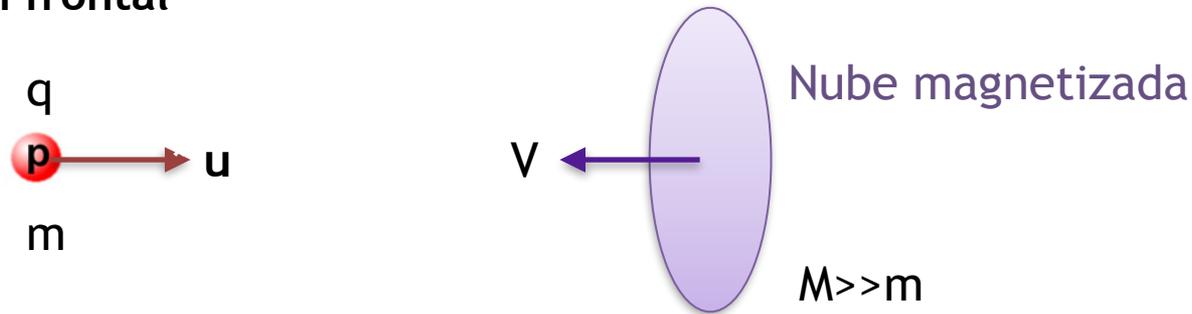
Características

- Partículas cargadas son aceleradas por dispersión con nubes magnéticas en el espacio interestelar.



E. Fermi (1901-1954)

1er caso: Colisión frontal



Pasemos al sistema de referencia de la nube (sistema primado), para la partícula cargada tenemos:

$$\begin{pmatrix} E'/c \\ p' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_v & -\gamma_v \beta_v \\ -\gamma_v \beta_v & \gamma_v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E/c \\ p \end{pmatrix} \quad (1)$$

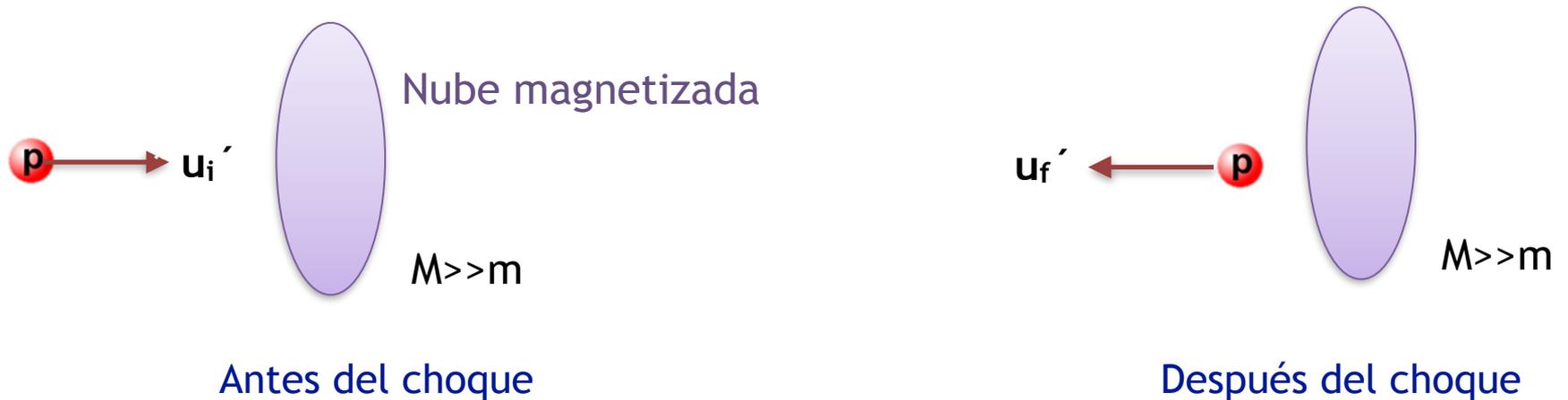
$$\begin{aligned} \beta_v &= -V/c \\ \gamma_v &= 1/\sqrt{1 - \beta_v^2} \end{aligned} \quad (2)$$

3) Fuentes

Entonces

$$\begin{aligned} E' &= \gamma_v(E + Vp) \\ p' &= \gamma_v(p + VE/c^2) \end{aligned} \quad (3)$$

Desde el sistema primado:



Considerando choque elástico debido a la interacción con el campo magnético, y ya que $M \gg m$

$$p_{f,M'} \approx p_{i,M'} = 0 \quad (4)$$

$$\Rightarrow E_f' \approx E_i' = E' \quad (5)$$

$$p_f' \approx -p_i' = -p'$$

3) Fuentes

Después de la colisión, la energía y momentos finales de la partícula cargada son

$$\begin{pmatrix} E_f/c \\ p_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_v & +\gamma_v\beta_v \\ +\gamma_v\beta_v & \gamma_v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E'_f/c \\ p'_f \end{pmatrix} \quad (6)$$

De donde

$$E_f = \gamma_v(E'_f - Vp'_f) \quad (7)$$

$$p_f = \gamma_v(-p'_f + VE'_f/c^2)$$

Usando (3) y (5):

$$\begin{aligned} E_f &= \gamma_v(E'_i + Vp'_i) \\ &= \gamma_v [\gamma_v(E + Vp) + V\gamma_v(p + VE/c^2)] \\ &= \gamma_v^2 [E + 2Vp + \beta_v^2 E + \beta_v^2 E - \beta_v^2 E] \\ &= E + 2\gamma_v^2 E \frac{V}{c} \left(\frac{V}{c} + \frac{Vp}{\beta_v E} \right) & E/p &= c^2/u \\ &= E + 2\gamma_v^2 E \frac{V}{c} \left(\frac{V}{c} + \frac{u}{c} \right) & & (8) \end{aligned}$$

3) Fuentes

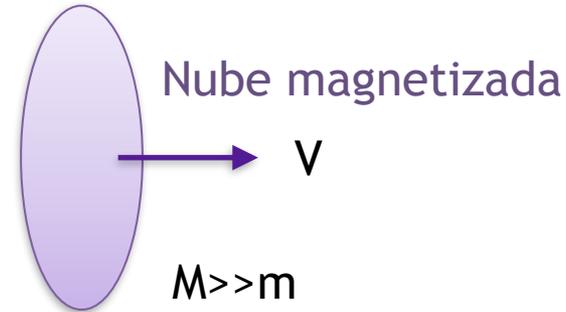
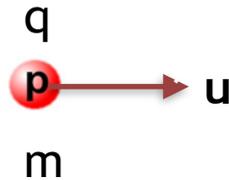
En otras palabras:

$$\Delta E_1 = 2\gamma_v^2 E \frac{V}{c} \left(\frac{V}{c} + \frac{u}{c} \right) > 0 \quad (9)$$

Ganancia de energía

3) Fuentes

2do caso: Si ahora m sigue a M



Se puede demostrar:

$$\Delta E_2 = -2\gamma_v^2 E \frac{V}{c} \left(\frac{u}{c} - \frac{V}{c} \right) < 0 \quad (10)$$

En promedio la energía ganada es:

$$\begin{aligned} \overline{\Delta E} &= \Delta E_1 + \Delta E_2 \\ &= 4\gamma_v^2 E \left(\frac{V}{c} \right)^2 \end{aligned} \quad (11)$$

Pérdida de energía

$u > V$ para alcanzar a la nube

3) Fuentes

$$\Rightarrow \frac{\overline{\Delta E}}{E} = 4\gamma_v^2 \left(\frac{V}{c}\right)^2 \quad (12)$$

Si $V \ll c$

$$\frac{\overline{\Delta E}}{E} = 4 \left(\frac{V}{c}\right)^2 \quad \text{Segundo orden en } V/c \quad (13)$$

Así, la razón de ganancia de energía es

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= \frac{dn_{coll}}{dt} \overline{\Delta E} \\ &= 4 \frac{dn_{coll}}{dt} \left(\frac{V}{c}\right)^2 E \end{aligned} \quad (14)$$

3) Fuentes

Desventajas

- $V \ll c$
- Distancia entre colisiones ≈ 1 pc, entonces poca probabilidad de tener una razón suficiente de colisiones.
- No produce decaimiento observado del espectro a pesar de que puede producir ley de potencias.

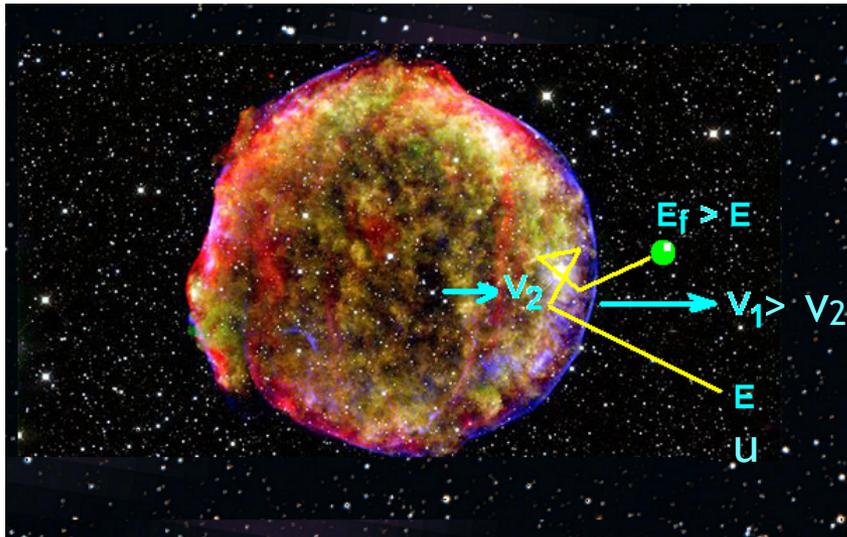
3) Fuentes

1er caso: Colisión frontal

Mecanismo de aceleración de 1er orden de Fermi

Características

- Onda de choque se propaga a través del medio interestelar en donde existen ciertas partículas energéticas.
- Partículas cargadas son aceleradas por interacción con el material magnetizado a ambos lados de onda de choque.



Considerando

$V_1 = 10^4$ km/s (velocidad onda de choque)

$V_2 = 3/4 V_1$ (velocidad material detrás onda de choque)

Protón con $E = 10$ GeV

$$E = \gamma m_p c^2$$

$$\Rightarrow \gamma = E / (m_p c^2)$$

$$\Rightarrow \beta^2 = 1 - (m_p c^2 / E)^2 = 1 - (1 \text{ GeV} / 10 \text{ GeV})^2 = 0.99$$

$$\Rightarrow \beta = 0.995$$

$$\Rightarrow u \gg V_1 > V_2 \quad (1)$$

3) Fuentes

A.R. Bell (1978)

Partimos del choque frontal con material detrás de onda de choque.

Onda de choque es delgada (en comparación con giroradio), no apreciable por partículas cargadas energéticas.

De resultados anteriores, para una colisión frontal

$$\begin{aligned}\Delta E &= 2\gamma_{v_2}^2 E \frac{V_2}{c} \left(\frac{V_2}{c} + \frac{u}{c} \right) > 0 && u \gg V_2 \\ &\sim 2\gamma_{v_2}^2 E \frac{V_2 u}{c^2} && \end{aligned} \quad (2)$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta E}{E} = \left(2\gamma_{v_2}^2 \frac{u}{c} \right) \frac{V_2}{c} \quad u/c \approx 1 \quad (3)$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta E}{E} \sim 2 \frac{V_2}{c} \quad \text{Primer orden en } V/c \quad (4)$$

3) Fuentes

Enseguida, la partícula puede regresar al medio frente a la onda de choque que parece acercarse con velocidad $-V_2$ (desde sistema de referencia del material detrás de onda de choque donde flujo dispersado es isotrópico). Se gana energía

$$\Rightarrow \frac{\Delta E}{E} \sim 2 \frac{V_2}{c} \quad (6)$$

Así para un ciclo completo en que se cruza el frente:

$$\frac{\Delta E}{E} \sim 4 \frac{V_2}{c} \quad (7)$$

Cálculo más detallado considerando promedio sobre ángulos de incidencia en ambos lados de onda de choque da como resultado:

$$\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{4}{3} \frac{V_2}{c} \quad (8)$$

3) Fuentes

Después de n ciclos ¿Cuánto vale E_n ?

Sea $\epsilon = \Delta E/E$ la fracción de energía ganada por ciclo

Ciclo

Energía ganada

1

$$E_1 = (1 + \epsilon) E_0$$

2

$$E_2 = (1 + \epsilon) E_1 = (1 + \epsilon)^2 E_0$$

•

•

•

•

•

•

n

$$E_n = (1 + \epsilon) E_{n-1} = (1 + \epsilon)^n E_0 \quad (9)$$

3) Fuentes

Número de ciclos para alcanzar energía E

$$\ln E = \ln [(1 + \xi)^n E_0]$$

$$\Rightarrow \ln E = \ln E_0 + n \ln (1 + \xi)$$

$$\Rightarrow n \ln (1 + \xi) = \ln (E/E_0)$$

$$\Rightarrow n = \ln (E/E_0) / \ln (1 + \xi) \tag{10}$$

Si la probabilidad de escape por ciclo es P_{esc} , entonces la probabilidad de permanecer n ciclos es

$$P = Q_{\text{conf}}^n = (1 - P_{\text{esc}})^n \tag{11}$$

Q_{conf} : Probabilidad de confinamiento por ciclo.

3) Fuentes

Número de partículas $N(E)$ con energía E

$$N(E)/N_0 = P = (1 - P_{\text{esc}})^n \quad (12)$$

$$\Rightarrow \ln[N(E)/N_0] = n \ln(1 - P_{\text{esc}})$$

Sustituyendo (10)

$$\begin{aligned} \Rightarrow \ln[N(E)/N_0] &= \ln(E/E_0) \ln(1 - P_{\text{esc}})/\ln(1 + \epsilon); & P_{\text{esc}} < 1 &\rightarrow \ln(1 - P_{\text{esc}}) < 0 \\ & & \epsilon > 0 &\rightarrow \ln(1 + \epsilon) > 0 \\ \Rightarrow \ln[N(E)/N_0] &= \ln(E/E_0) (-\delta) \end{aligned} \quad (13)$$

Donde

$$\delta = \ln[1/(1 - P_{\text{esc}})]/\ln(1 + \epsilon) \sim \ln(1 + P_{\text{esc}})/\ln(1 + \epsilon) \quad (14)$$

Así, de (13):

$$N(E)/N_0 = (E/E_0)^{-\delta} \quad (15)$$

3) Fuentes

Fracción de partículas que escapa con energía entre E y $E + dE$

$$dN(E) = - N_0 \delta E^{-1} (E/E_0)^{-\delta} dE \quad (16)$$

Contribución al flujo de rayos cósmicos

$$dN(E) = N_0 \delta E^{-1} (E/E_0)^{-\delta} dE$$

$$\Rightarrow dN(E)/dE = (N_0 \delta / E_0^{-\delta}) E^{-(\delta+1)}$$

$$\Rightarrow dN(E)/dE \propto E^{-(\delta+1)} \quad \text{Ley de potencias} \quad (17)$$

Ahora usemos

$$\ln(1 \pm x) \sim \pm x; \quad x \ll 1 \quad (18)$$

3) Fuentes

Tenemos que

$$\delta \sim \ln(1 + P_{\text{esc}})/\ln(1 + \epsilon) \sim P_{\text{esc}}/\epsilon \quad (19)$$

Modelos predicen

$$P_{\text{esc}} = 4V_2/3c \quad (20)$$

Además, de (8)

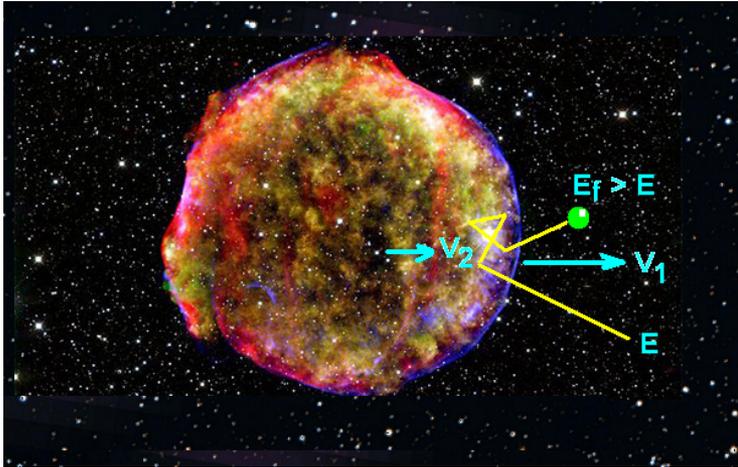
$$\epsilon = 4V_2/3c \quad (21)$$

$$\Rightarrow \delta \sim 1 \quad (22)$$

Por lo tanto, usando (22) en (17):

$$\boxed{dN(E)/dE \propto E^{-2}} \quad (23)$$

3) Fuentes



El paradigma de las remanentes de supernovas

- Mecanismo de 1er orden de Fermi

$$\Delta E/E \sim (v_2/c) = \beta$$

- Forma del espectro

$$dN/dE \sim E^{-(\gamma_s + \epsilon)}$$

donde $\gamma_s = 2$ y $\epsilon < 1$

Efectos en fuente:

- No lineal
- Fase última de SNR
- Diferentes tipos de SNR's

3) Fuentes

Confinamiento:

Consideremos campo magnético uniforme $\mathbf{B} // \mathbf{z}$

$$d(\gamma m \mathbf{v})/dt = q (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1)$$

$$\Rightarrow d(E\mathbf{v}/c^2)/dt = q (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

E es una constante

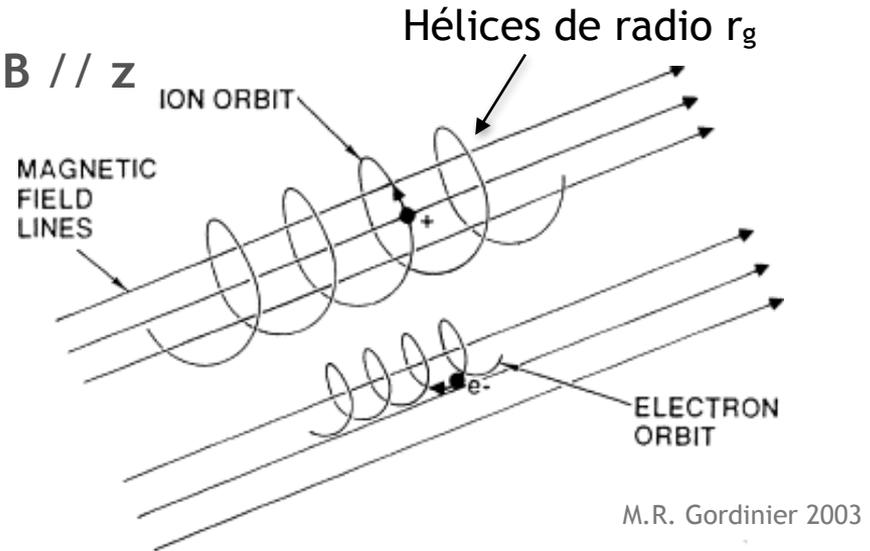
$$\Rightarrow (E/c^2) d\mathbf{v}/dt = q (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = q (v_x \mathbf{e}_x + v_y \mathbf{e}_y) \times B \mathbf{e}_z = q B (-v_x \mathbf{e}_y + v_y \mathbf{e}_x)$$

En términos de las componentes

$$dv_x/dt = \omega v_y \quad dv_y/dt = -\omega v_x \quad (2)$$

Con

$$\omega = qc^2 B/E \quad (3)$$



3) Fuentes

De las dos primeras ecuaciones en (2)

$$d(v_x + i v_y)/dt = -i\omega (v_x + i v_y)$$

Cuya solución es

$$v_x + i v_y = a e^{-i\omega t};$$

$$a = v_0 e^{-\varphi} = \text{cte. compleja}$$

O bien

$$v_x + i v_y = v_0 e^{-(i\omega t + \varphi)} \quad (4)$$

Con v_0 y φ constantes. De la ecuación anterior:

$$v_0 = |v_x + i v_y| = [v_x^2 + v_y^2]^{1/2}$$

Velocidad en plano XY es constante

Además

$$v_x = v_0 \cos(i\omega t + \varphi) \quad v_y = -v_0 \sin(i\omega t + \varphi) \quad (5)$$

3) Fuentes

Integrando las ecuaciones anteriores

$$x = x_0 + r_g \text{ Sen } (i\omega t + \varphi) \qquad y = y_0 + r_g \text{ Cos } (i\omega t + \varphi) \qquad (6)$$

Con

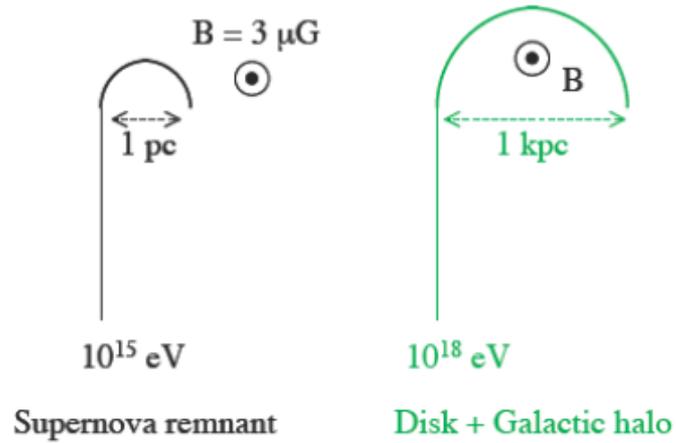
$$\begin{aligned} r_g &= v_0 / \omega \\ &= v_0 / (qc^2B/E) \\ &= (Ev_0/c^2) / (qB) \end{aligned} \qquad (7)$$

$$\Rightarrow r_g = p_{xy} / (qB) \qquad \text{Giroradio o radio de Larmor} \qquad (8)$$

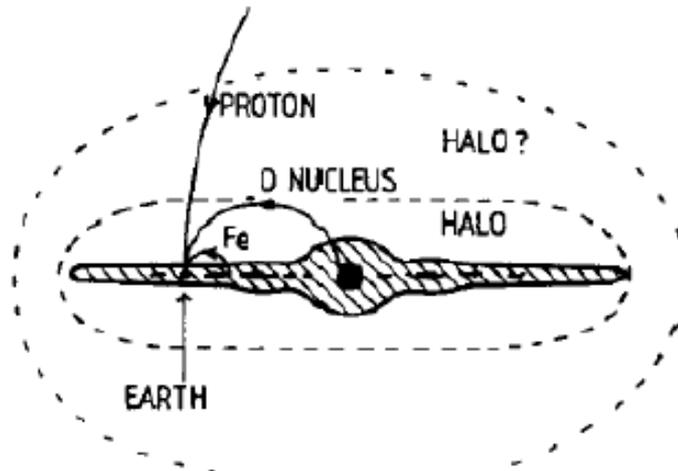
Si $r_g >$ Tamaño de la fuente, partícula escapa de confinamiento

3) Fuentes

$$r_g = p_{xy} / (qB)$$



Mayor energía → Mayor giroradio → Difícil de confinar bajo cierto B y región L



Menor carga → Mayor giroradio → Difícil de confinar bajo cierto B y región L

3) Fuentes

Energía máxima para confinamiento de partículas relativistas ($v_0/c \sim 1$) en región de tamaño L . De ecuación (8):

$$L = (E_{\max} v_0/c^2)/(qB) \sim E_{\max} / (qBc)$$

$$\Rightarrow E_{\max} \sim q c B L \quad (9)$$

Mayor carga \rightarrow Mayor energía al escapar

Para un protón:

$$E_{\max}^H = e c B L \quad (10)$$

Para un núcleo atómico de carga $q = Ze$:

$$E_{\max}^Z = Ze c B L \quad (11)$$

3) Fuentes

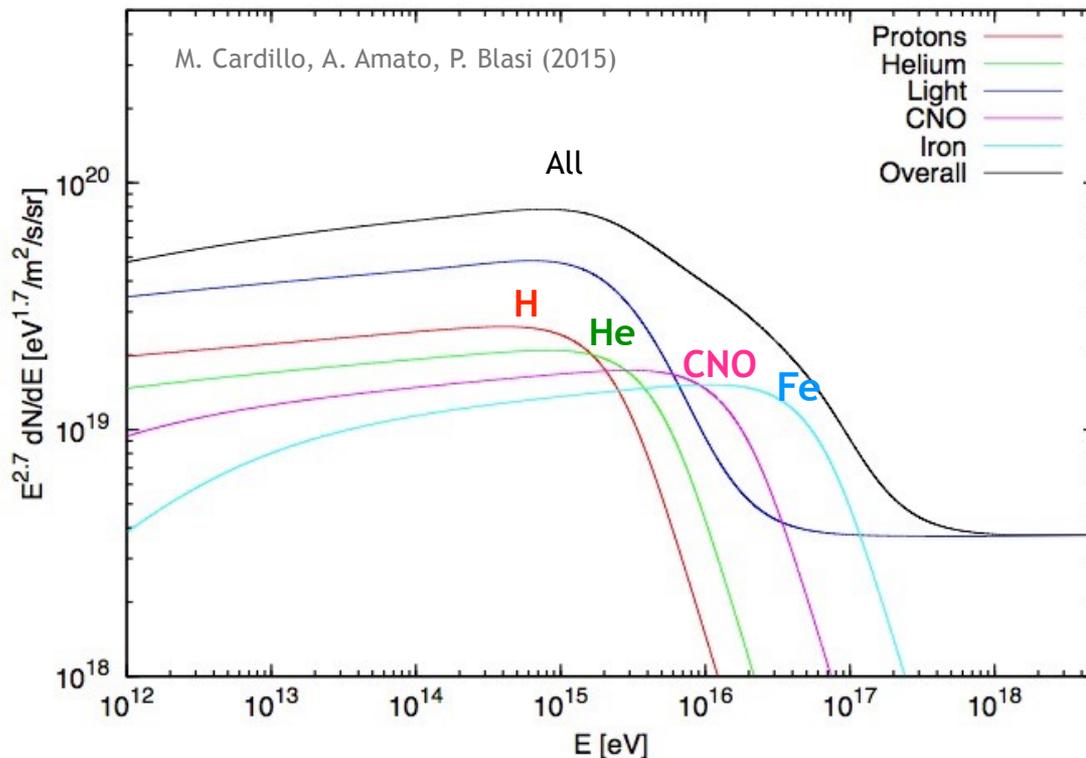
Ciclo de Peter

$$E_{\max}^Z = Z \cdot E_{\max}^H$$

SN Tipo II:

$$E_{\max}^H = 4 \times 10^{15} \text{ eV} \rightarrow E_{\max}^{\text{Fe}} = 10^{17} \text{ eV}$$

B. Peters, Nuovo Cimento 22 (1961) 800



Predice existencia de cortes en espectro individual de diferentes núcleos atómicos de los rayos cósmicos.

3) Fuentes

Para una energía E_{\max} ¿Cómo se relacionan B y L?

$$B = E_{\max} / (Lqc) = E_{\max} / (L \times Z \times 1.6 \text{ e-19 C} \times 3e8 \text{ m/s})$$

$$= E_{\max} 2.083e10 / (L \times Z \times C \times \text{m/s})$$

$$= (E_{\max}/\text{eV}) \text{ eV} 2.083e10 / [(L/\text{m}) \text{ m} \times Z \times C \times \text{m/s}]$$

$$= (E_{\max}/\text{eV}) (L/\text{m})^{-1} \text{ eV} 2.083e10 / [\text{m} \times Z \times C \times \text{m/s}]$$

$$= (E_{\max}/\text{eV}) (L/\text{m})^{-1} (1.6e-19 \text{ J}) 2.083e10 / [Z \times C \times \text{m}^2/\text{s}]$$

$$= (E_{\max}/\text{eV}) (L/\text{m})^{-1} (1.6e-19 \text{ V} \times \cancel{C}) 2.083e10 / [Z \times \cancel{C} \times \text{m}^2/\text{s}]$$

$$= (E_{\max}/\text{eV}) (L/\text{m})^{-1} (3.33e-9 \text{ V.s/m}^2) / Z$$

$$1 \text{ T} = \text{V.s/m}^2$$

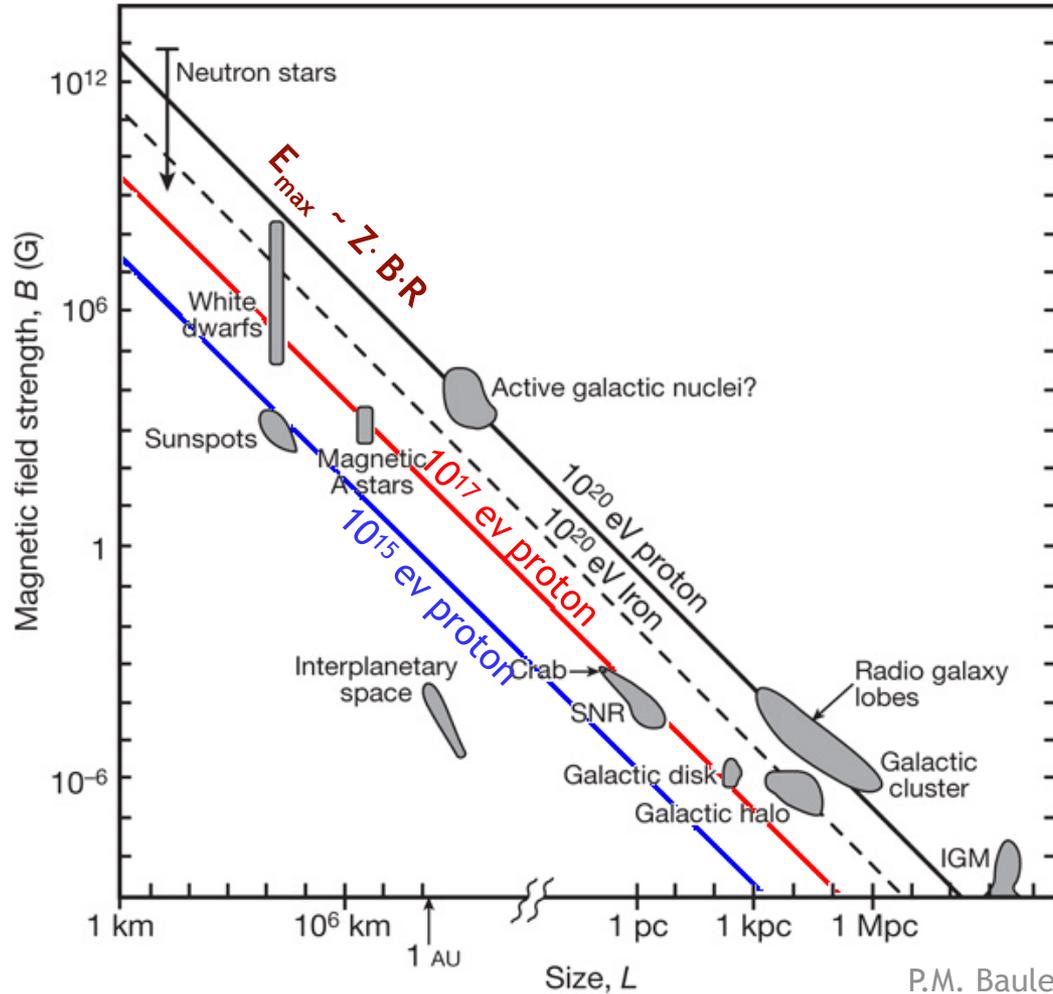
$$= (E_{\max}/\text{eV}) (L/\text{m})^{-1} (3.33e-9 \text{ T}) / Z$$

$$1 \text{ T} = 1e-4 \text{ Gauss}$$

$$B = (E_{\max}/\text{eV}) (L/\text{m})^{-1} (3.33 \times 10^{-5} \text{ Gauss}) / Z$$

3) Fuentes

Gráfica de Hillas: Muestra el tamaño (L) vs campo magnético (B) de fuentes potenciales de RC's



P.M. Bauleo et al, Nature 458 (2009)

3) Fuentes

Rigidez magnética ($R = p/q$): Medida de que tanto se opone una partícula a desviarse de su trayectoria en un campo magnético

$$r_g = p_{xy}/(qB) = R/B \quad (11)$$

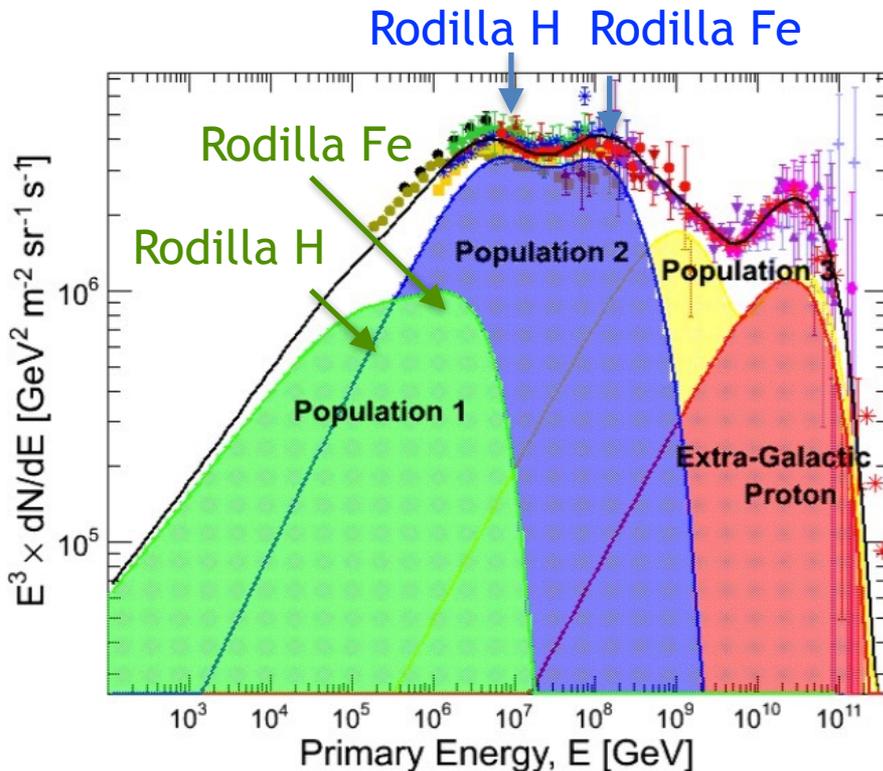
Para una fuente de tamaño L y campo magnético B , todas las partículas alcanzan un valor de rigidez independiente de la carga

$$\Rightarrow R = B L \quad (12)$$

3) Fuentes

Modelo de Hillas

- Cuatro tipos de fuentes de RC's
- Rodillas y otras estructuras son producto de pérdida de confinamiento magnético.



$$\phi_i(E) = \sum_{j=1}^3 a_{i,j} E^{-\gamma_{i,j}} \times \exp \left[-\frac{E}{Z_i R_{c,j}} \right].$$

- **Población 1:** SNR ($E_{\text{max}} \sim 100$ TeV)
- **Población 2:** Pevatrón galáctico (PWN, hypernova, centro galáctico etc.)
- **Población 3:** Eevatrón galáctico (Hypernova/GRB's en el pasado).
- **Población 4:** Extragaláctico.

S. Tilav, ISVHECRI (2014)
T.K.Gaisser et al., Frontiers of Phys. 8 (2013)

3) Fuentes

Espectros de los grupos de masa

$E = 10^{15} - 10^{17}$ eV

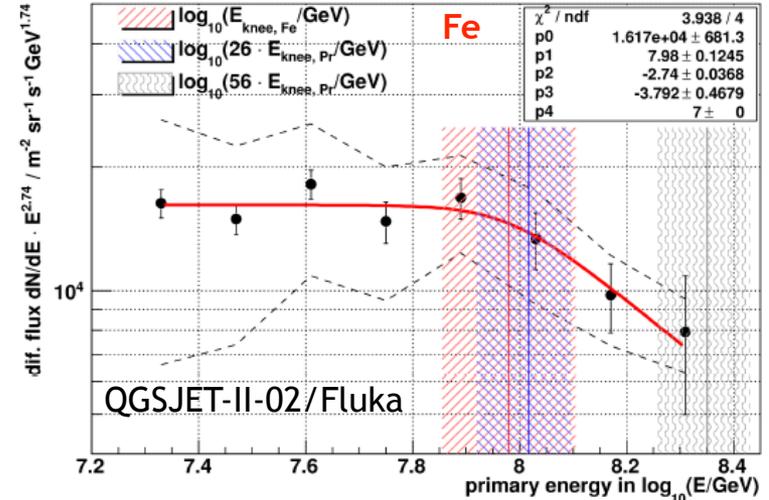
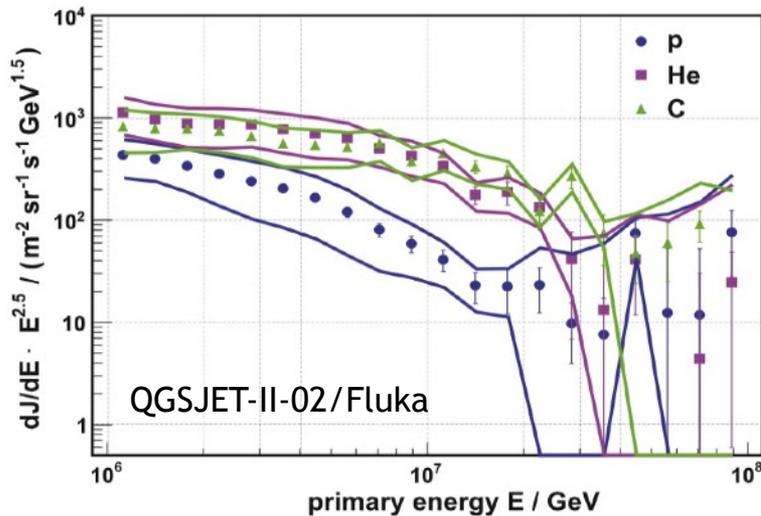
- Rodilla producida por reducción en flujo ligero de rayos cósmicos
- $E_{\text{knee}} \propto Z$



KASCADE-Grande, Alemania

Z	Rodilla (10^{15} eV)
H (Z = 1)	4
He (z = 2)	7-8
C (Z = 6)	20-30
F (Z = 26)	80

D. Fuhrmann et al., *Astrop. Phys.* 47 (2013)



Candidatos a fuentes de rayos cósmicos galácticos de alta energía

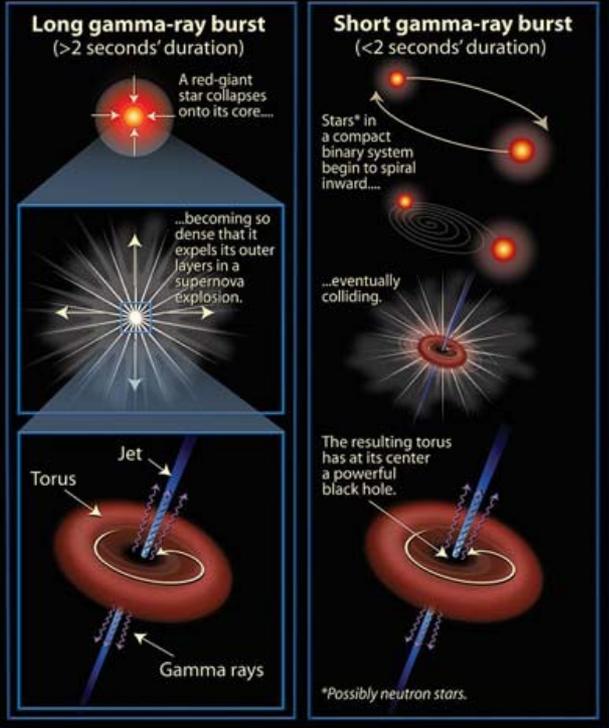
Centro galáctico



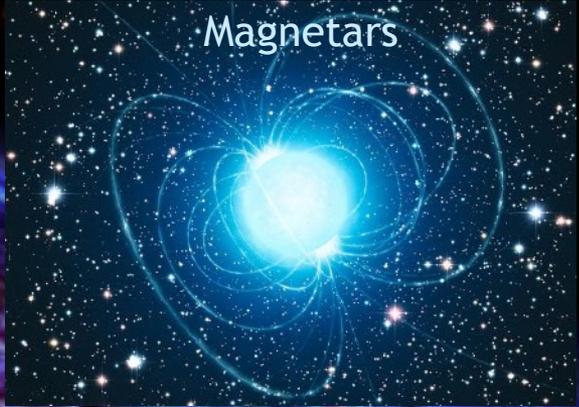
Superburbujas



Gamma-Ray Bursts (GRBs): The Long and Short of It



Magnetars



Remanentes de supernovas



Candidatos a fuentes de rayos cósmicos ultra altas energías

Starburst galaxies



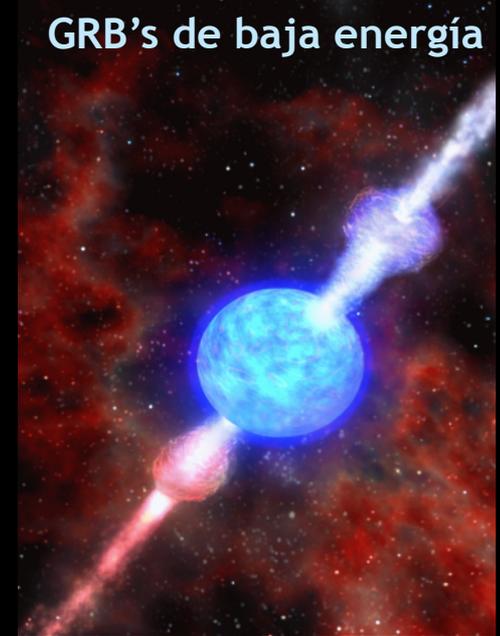
M82: HST/Chandra/Spitzer

Estrellas de neutrones



NASA

GRB's de baja energía



Skyworks digital

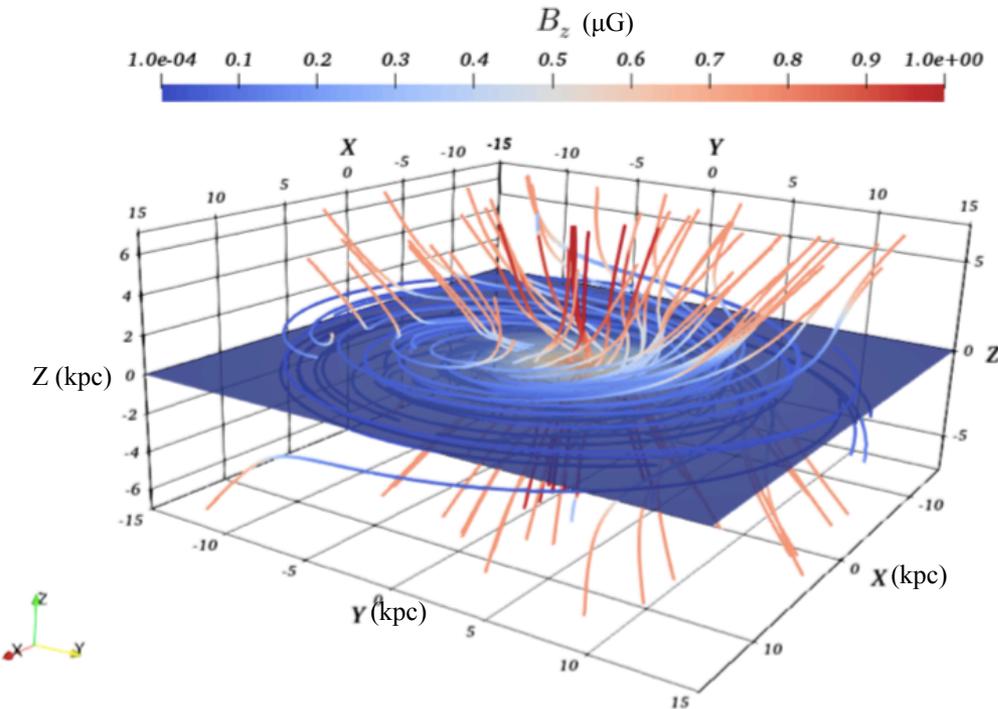
Núcleos de galaxias activas



ESO/M. Kornmesser

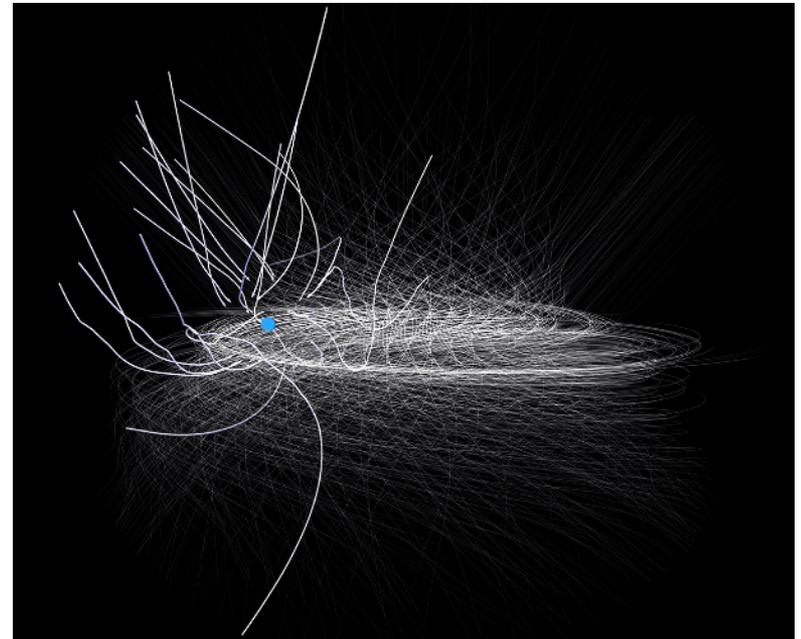
3) Fuentes

RC's no apuntan a la fuente: Campos magnéticos galácticos desvían trayectorias de los RC's cargados



Model 3D del campo magnético galáctico

S.S. Cerri et al., JCAP (2017) 019

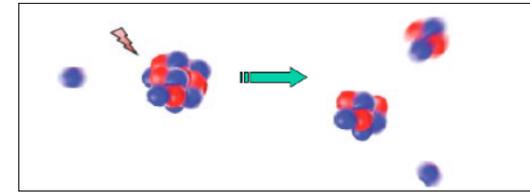
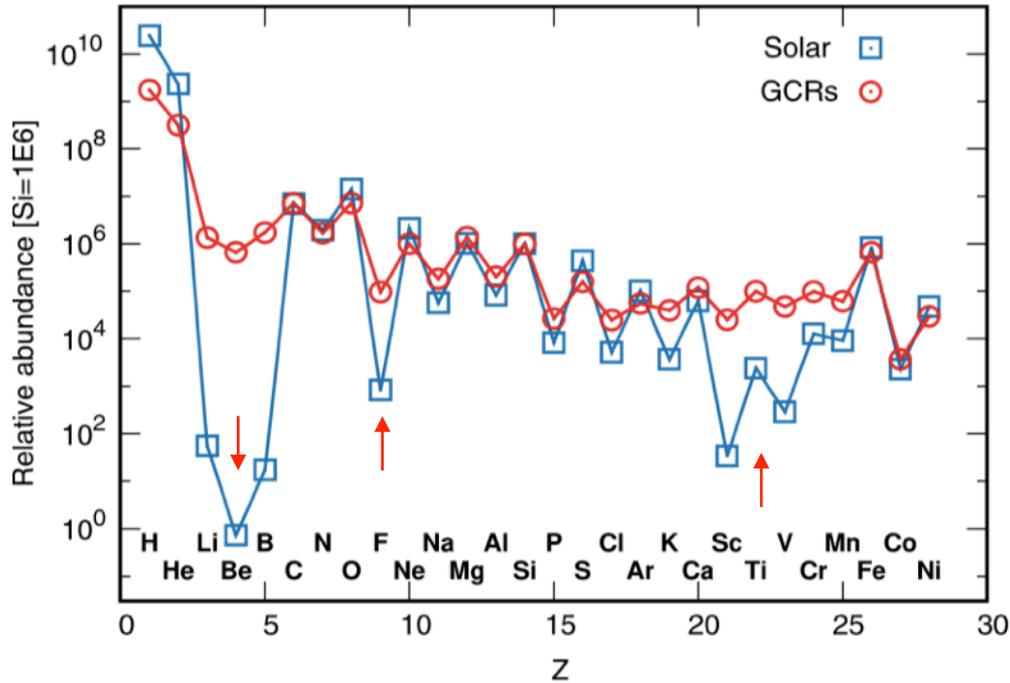


Propagación de RC's de EeV en la Vía Láctea

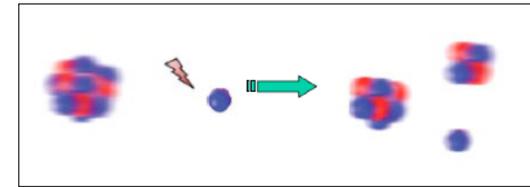
NASA/Modelo JF/UHECR

4) Transporte en la galaxia

S. Mollerach, E. Roulet, Prog. in Part. and Nuc. Phys. 98 (2018) 85



Espalación



Fragmentación

- A bajas energías (GeV's) la composición de los RC's es similar a la del sistema solar.
- Las abundancias relativas de algunos elementos es mayor en rayos cósmicos que en sistema solar:
 - Efecto de espalación/fragmentación de primarios en el espacio.

- Estos núcleos secundarios son:

- Li, Be, B, F,
- Sc, Ti, V, Cr, Mn,

Y pueden ser usados como relojes cósmicos, usando la razón de primarios a secundarios.

4) Transporte en la galaxia

Ecuación básica propagación de rayos cósmicos:

$$\frac{dn_i}{dt} = Q_i - n_i \left(\frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\gamma\tau_{d,i}} \right) + \sum_{j>i} B_{j \rightarrow i} \frac{n_j}{\tau_j} \quad (1)$$

Fuente
Interacción medio
Decaimiento

Confinamiento galaxia
Espalación

n_i : [part/Vol · energía]

Q_i : Fuente [part/Vol · tiempo · energía]

$\tau_i = 1/\rho_H c \sigma_{iH}$

τ_e : Tiempo de escape

$\gamma\tau_{d,i}$: Tiempo de decaimiento

$B_{j \rightarrow i}$: Branching ratio

$[\rho_H] = \text{protones/cm}^3$

Despreciando:

- Ionización
- Ganancia energía
- Convección
- Pérdidas radiativas.

4) Transporte en la galaxia

T.K. Gaisser, Proc. Of the Mexican School on Nuclear Astrophysics, Guanajuato, México, 1997.

Relojes cósmicos

Considerar ^{11}B :

- No fuentes primarias:

$$Q_{11} = 0$$

- Producto estable de fragmentación de C y O:

$$1/\tau_{d,11} \rightarrow 0$$

Consideremos estado estacionario en (1):

$$\frac{dn_i}{dt} = 0 \tag{2}$$

y despreciando ionización en medio.

4) Transporte en la galaxia

Tenemos que (1) se reduce a

$$-n_{11} \left(\frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_{11}} \right) + \sum_{j>11} B_{j \rightarrow 11} \frac{n_j}{\tau_j} = 0$$

$$\Rightarrow n_{11} \left(\frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_{11}} \right) = \sum_{j>11} B_{j \rightarrow 11} \frac{n_j}{\tau_j} \quad (3)$$

Por otra parte:

$$\frac{1}{\tau_{11}} = \frac{1}{\rho_H c \sigma_{11}} \quad (4)$$

De (3) y (4):

$$\frac{1}{\tau_e} + \rho_H c \sigma_{11} = \sum_{j>11} B_{j \rightarrow 11} \frac{n_j}{n_{11}} \frac{1}{\tau_j}$$

4) Transporte en la galaxia

$$\Rightarrow \rho_{HC}\sigma_{11} \left(1 + \frac{1}{\tau_e \rho_{HC}\sigma_{11}} \right) = \sum_{j>11} B_{j \rightarrow 11} \frac{n_j}{n_{11}} \frac{1}{\tau_j}$$

Usando ahora:

$$\frac{1}{\tau_j} = 1/\rho_{HC}\sigma_j$$

Obtenemos:

$$\cancel{\rho_{HC}\sigma_{11}} \left(1 + \frac{1}{\tau_e \rho_{HC}\sigma_{11}} \right) = \sum_{j>11} B_{j \rightarrow 11} \frac{n_j}{n_{11}} \cancel{\rho_{HC}\sigma_j}$$

$$\Rightarrow \left(1 + \frac{1}{\lambda_e \sigma_{11}/m_p} \right) = \sum_{j>11} B_{j \rightarrow 11} \frac{n_j}{n_{11}} \frac{\sigma_j}{\sigma_{11}} \quad (5)$$

Donde:

$$\lambda_e = \tau_e \rho_H m_p c \quad (6)$$

4) Transporte en la galaxia

Consideremos la reacción: $^{12}\text{C} + p \rightarrow ^{11}\text{B} + X$

$$\Rightarrow j = 12$$

Tenemos

$$\left(1 + \frac{1}{\lambda_e \sigma_{11}/m_p}\right) = B_{12 \rightarrow 11} \frac{n_{12} \sigma_{12}}{n_{11} \sigma_{11}} \quad (7)$$

Secciones eficaces (σ_{11} , σ_{12}) y branching ratios ($B_{12 \rightarrow 11}$) se conocen del laboratorio. Por otra parte, $B/C = n_{11}/n_{12}$ se obtiene de mediciones directas de rayos cósmicos.

4) Transporte en la galaxia

De ajuste a datos observacionales B/C de Sondas Voyager 1 y 2:

$$\lambda_e = 31.6 \beta R^{-0.60} \text{ g cm}^{-2} \quad R > 4.7 \text{ GV} \quad (8)$$

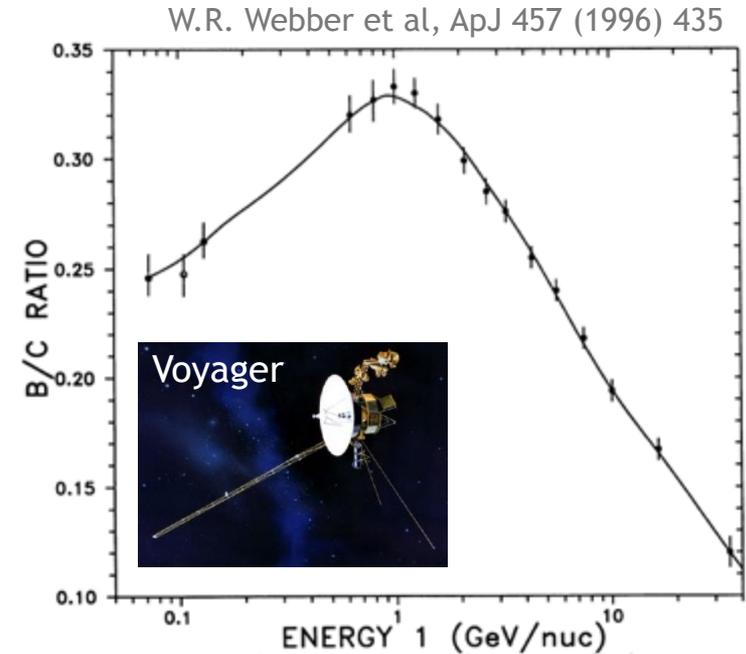
$$\lambda_e = 12.4 \beta \text{ g cm}^{-2} \quad R < 4.7 \text{ GV} \quad (9)$$

donde R es la rigidez magnética.

De (6) y (8), tiempo de confinamiento de RC's puede ser calculado (para $R > 4.7 \text{ GV}$):

$$\tau_e \rho_H m_p c = 31.6 \beta R^{-0.6} \text{ g/cm}^2$$

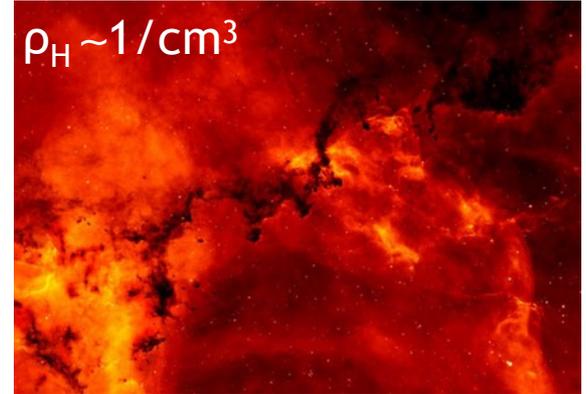
$$\Rightarrow \tau_e = \frac{31.6 \beta R^{-0.6} \text{ g/cm}^2}{\rho_H m_p c}$$



4) Transporte en la galaxia

Asumiendo $\beta \sim 1$ y conociendo $\rho_H \sim 1/\text{cm}^3$:

$$\tau_e = 10^7 \text{ años} \left(\frac{R}{4.7 \text{ GV}} \right)^{-0.6} \quad (10)$$



$\tau_e \sim 10^7$ años > Tamaño de la galaxia (10^5 años luz)
¿Evidencia de difusión?

4) Transporte en la galaxia

Espectro después de propagación en medio interestelar

Considerar Protones (componente más abundante en rayos cósmicos):

- Distribución uniforme de las fuentes.
- Estado estacionario: $dn_p/dt = 0$.
- Partícula estable: $1/\tau_{d,l} \rightarrow 0$
- Despreciamos ionización en medio: $b_p = 0$
- Contribución por espalación y fragmentación despreciable: $B_{A \rightarrow l} \sim 0$

Ec. (1) se convierte en:

$$\Rightarrow Q_p = n_p(E) \left(\frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_i} \right) = \frac{n_p(E)}{\tau_e(E)} \left(1 + \frac{\tau_e}{\tau_i} \right) \quad (11)$$

4) Transporte en la galaxia

Donde:

$$\begin{aligned} \tau_p &= \frac{1}{\rho_H c \sigma_{pp}} \\ &= 4 \times 10^7 \text{ años} \end{aligned} \tag{12}$$

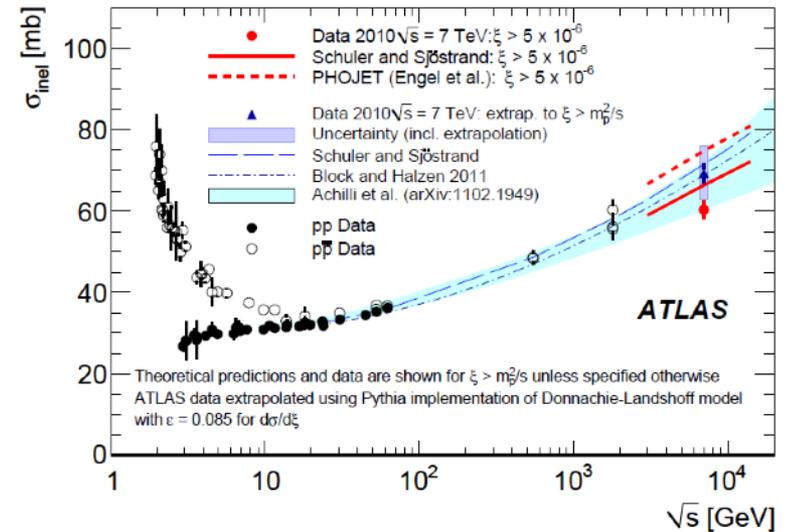
La sección eficaz se mide en el laboratorio

$$\sigma_{ine,pp} \sim 30 \text{ mb}$$

Note que

$$\tau_e < \tau_i \tag{13}$$

¡Mayor probabilidad de escape antes de interactuar!



4) Transporte en la galaxia

Entonces, de (11) y (13):

$$Q_p = \frac{n_p(E)}{\tau_e(E)}$$

Así en la fuente:

$$Q_p \sim \frac{n_p(E)}{\tau_e(E)} \sim E^{-\gamma + \delta}$$

$\gamma = 2.7;$ Espectro observado
 $\delta = 0.6;$ Efecto propagación

Relación entre índice espectral en la fuente y el observado

$$-\gamma_s = -\gamma + \delta$$

$$\Rightarrow \gamma = \gamma_s + \delta$$

¡Índice espectral observado difiere de aquel en la fuente debido a propagación!

5) Búsquedas *multimessenger*

Rayos gamma:

- Apuntan a la fuente
- Fácil detección
- Forma del espectro y extensión clave para distinguir origen leptónico (e's)/ hadrónico (CR's)
- Arriba de 100 TeV's $\lambda_{att} \sim$ Tamaño galaxia

Cosmic rays

Rayos cósmicos:

- Deflección por campos magnéticos
- Interacción con material y radiación en el espacio

Gamma rays

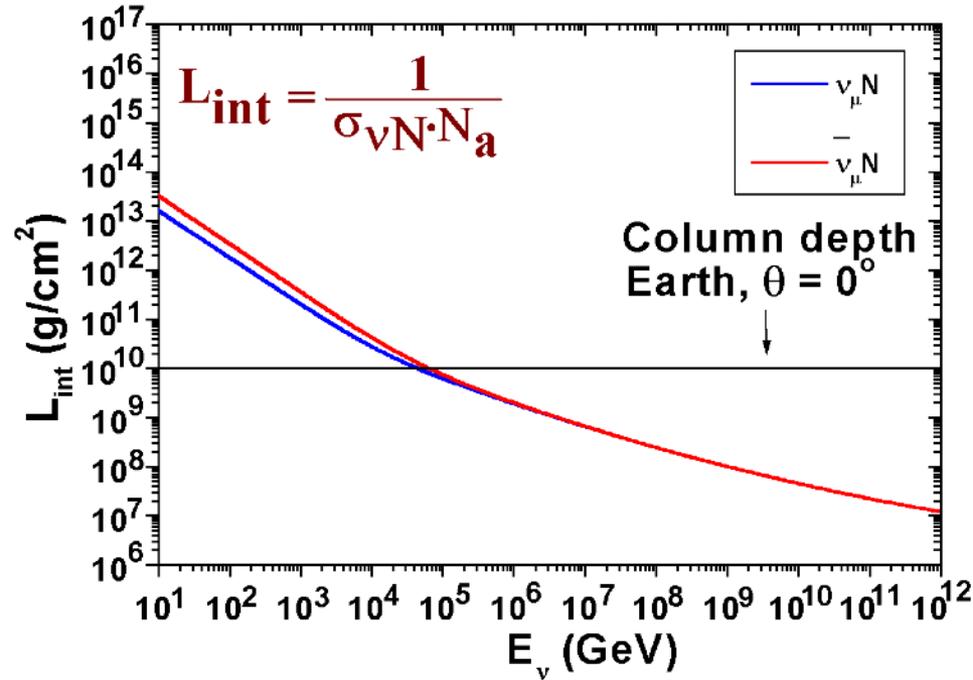
Neutrinos

Neutrinos de alta energía:

- Apuntan a la fuente
- Origen hadrónico (RC's)
- Difícil detección debido a que interacciones débilmente

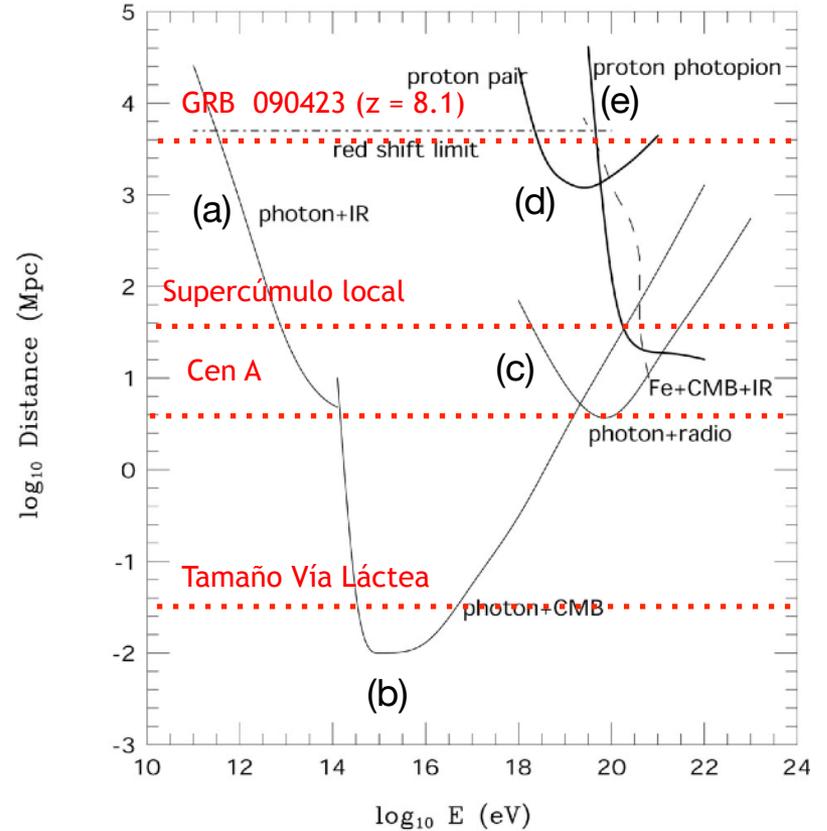
5) Búsquedas *multimessenger*

Longitud de interacción de neutrinos con nucleones



$\Sigma_{HI} = 10^{-3} \text{ g/cm}^2$ densidad de columna de HI a lo largo de línea de visión desde Cuasares lejanos

Longitud de atenuación de fotones en radiación de fondo



- (a) $\gamma + \gamma_{IR}$
- (b) $\gamma + \gamma_{CMB}$
- (c) $\gamma + \gamma_{radio}$
- (d) $P + \gamma_{CMB} \rightarrow e^+e^-$
- (e) $P + \gamma_{CMB} \rightarrow \pi$

5) Búsquedas *multimessenger*

Probabilidad de interacción de un neutrino con H1 intergaláctico cuando viaja desde un cuasar distante hasta la Tierra:

La probabilidad de supervivencia es

$$P_{\text{surv}} = e^{-\Sigma_{\text{HI}}/L_{\nu\text{N}}}$$

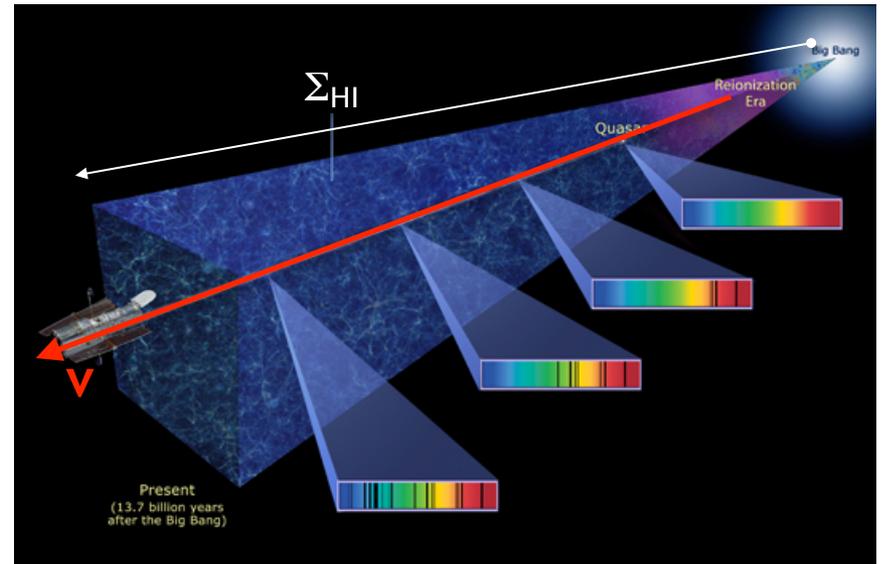
Entonces, la probabilidad de interacción es

$$P_{\text{int}} = 1 - P_{\text{surv}}$$

Como

$$\Sigma_{\text{HI}}/L_{\nu\text{N}} \ll 1$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow P_{\text{int}} &= 1 - P_{\text{surv}} \\ &\approx 1 - (1 - \Sigma_{\text{HI}}/L_{\nu\text{N}}) \\ &\approx \Sigma_{\text{HI}}/L_{\nu\text{N}} \\ &\approx 10^{-3} \text{ g/cm}^2 / 10^{10} \text{ g/cm}^2 \\ &\approx 10^{-13} \end{aligned}$$



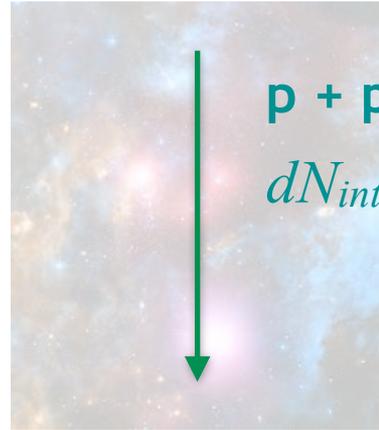
5) Búsquedas multimessenger

Producción de neutrinos

1 Flujo inicial de rayos cósmicos

$$\Phi(E) = dN/dE$$

2 Probabilidad de colisión L



$$dN_{int}(E) = dN P_{pp} \\ = \Phi(E) dE (\rho_p \sigma_{pp} L)$$

3 Probabilidad de producción de piones cargados



$$dN_{\pi^\pm}(E_\pi) = dN_{int}(E) P_{\pi^\pm} \\ = dN_{int}(E) (2/3)$$

4 Número de neutrinos producidos por pión



$$dN_\nu(E_\nu) = n_\nu dN_{\pi^\pm}(E_\pi) \\ = 3 dN_{\pi^\pm}(E_\pi)$$

5) Búsquedas multimessenger

5 Flujo de neutrinos

$$dN_\nu(E_\nu) = 3 \times (2/3) \times P_{pp} \times \Phi(E) \times dE$$

Dividiendo entre dE_ν

$$dN_\nu(E_\nu)/dE_\nu = 3 \times (2/3) \times P_{pp} \times \Phi(E) \times dE/dE_\nu$$

Como

$$x_\nu = E_\nu/E = 0.05$$

Tenemos

$$\Rightarrow \boxed{dN_\nu(E_\nu)/dE_\nu = 3 \times (2/3) \times P_{pp} \times \Phi(E_\nu/x_\nu) \times (1/x_\nu)}$$

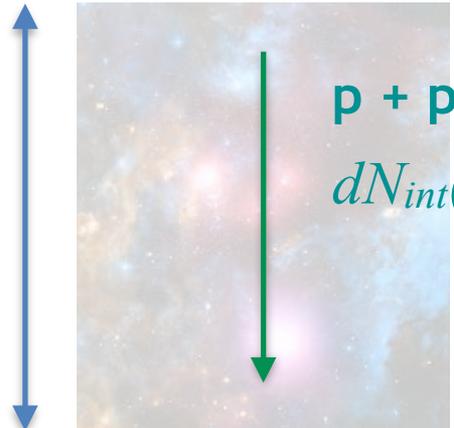
5) Búsquedas multimessenger

Producción de gammas

1 Flujo inicial de rayos cósmicos

$$\Phi(E) = dN/dE$$

2 Probabilidad de colisión L



$$dN_{int}(E) = dN P_{pp} = \Phi(E) dE (\rho_p \sigma_{pp} L)$$

3 Probabilidad de producción de piones neutros

$$p + p \rightarrow \pi^\pm + \pi^0$$
$$dN_{\pi^0}(E_\pi) = dN_{int}(E) P_{\pi^0} = dN_{int}(E) (1/3)$$

4 Número de fotones producidos por pión

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$
$$dN_\gamma(E_\gamma) = n_\gamma dN_{\pi^0}(E_\pi) = 2 dN_{\pi^0}(E_\pi)$$

5) Búsquedas multimessenger

5 Flujo de neutrinos

$$dN_\gamma(E_\gamma) = 2 \times (1/3) \times P_{pp} \times \Phi(E) \times dE$$

Dividiendo entre dE_γ

$$dN_\gamma(E_\gamma)/dE_\gamma = 2 \times (1/3) \times P_{pp} \times \Phi(E) \times dE/dE_\gamma$$

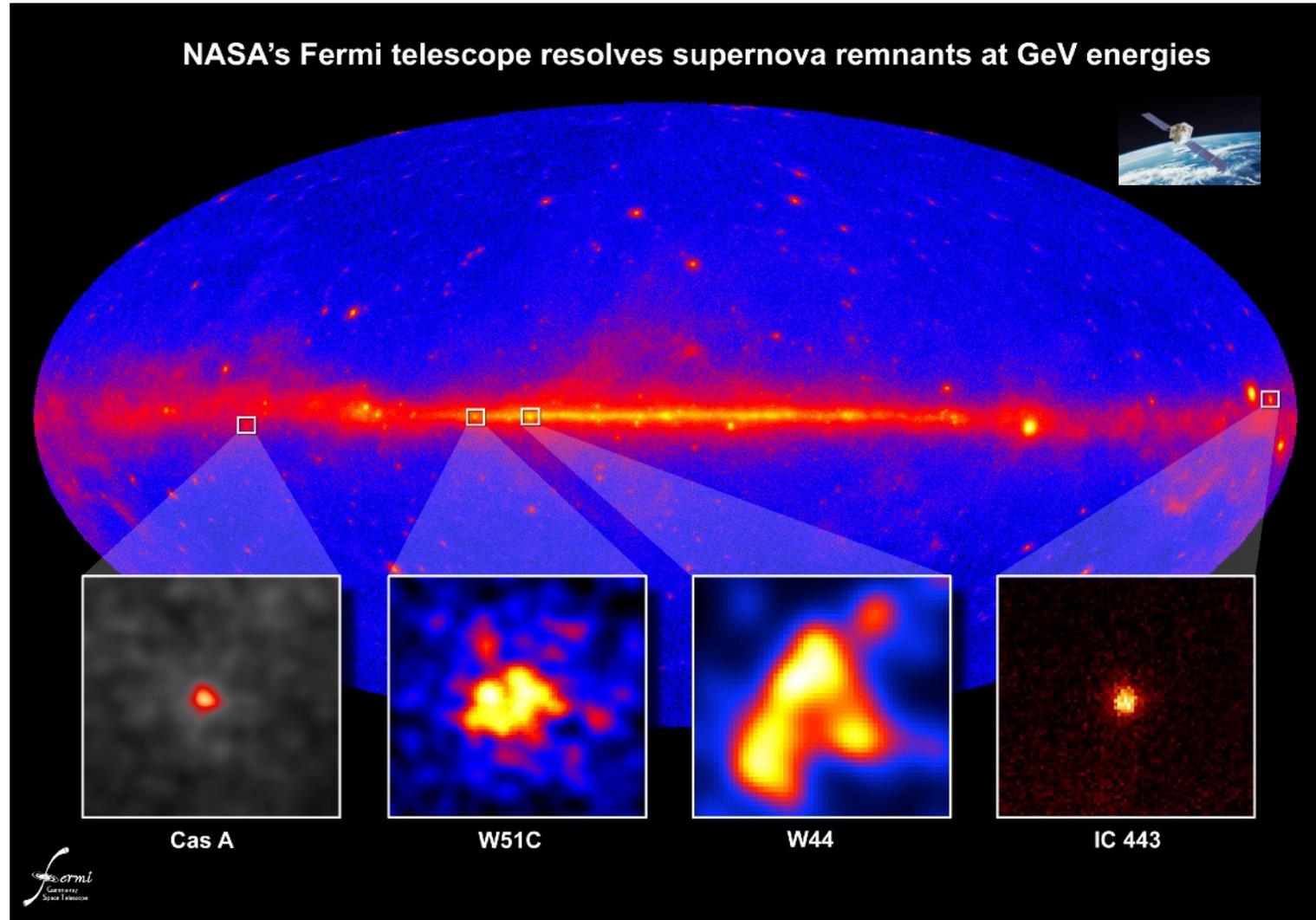
Como

$$x_\gamma = E_\gamma/E = 0.1$$

Tenemos

$$\Rightarrow \boxed{dN_\gamma(E_\gamma)/dE_\gamma = 2 \times (1/3) \times P_{pp} \times \Phi(E_\gamma/x_\gamma) \times (1/x_\gamma)}$$

5) Búsquedas multimessenger



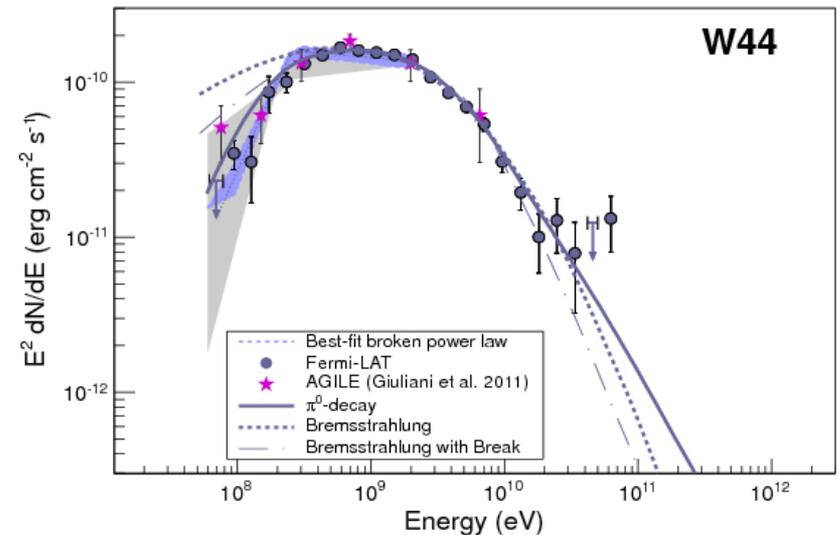
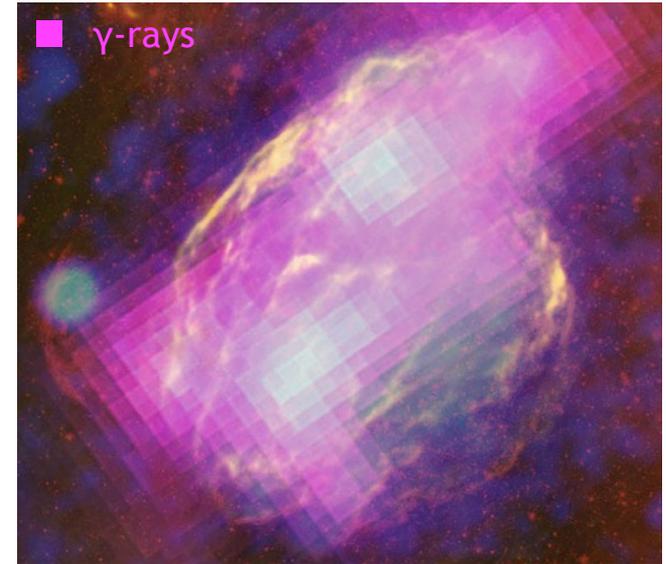
Fermi-LAT muestra evidencia de aceleración de rayos cósmicos en tres remanentes de supernova (SNR's): **W51C, W44, IC 443**.

5) Búsquedas multimessenger

Telescopio espacial FERMI-LAT para rayos gamma

- Identificación de producción de rayos cósmicos en SNR's (W51C, W44, IC 443) observando el abultamiento en espectro de rayos gamma entre 100 MeV y 1 GeV producido por decaimiento de π^0 's.
- Características de las SNR's observadas
 - SNRII (progenitor es el colapso de núcleo estelar)
 - No muy viejas (4,000 - 30, 000 años)
 - Máxima energía de RC's < algunos TeV's

$$x_Y = E_Y / E_{CR} = 0.1$$

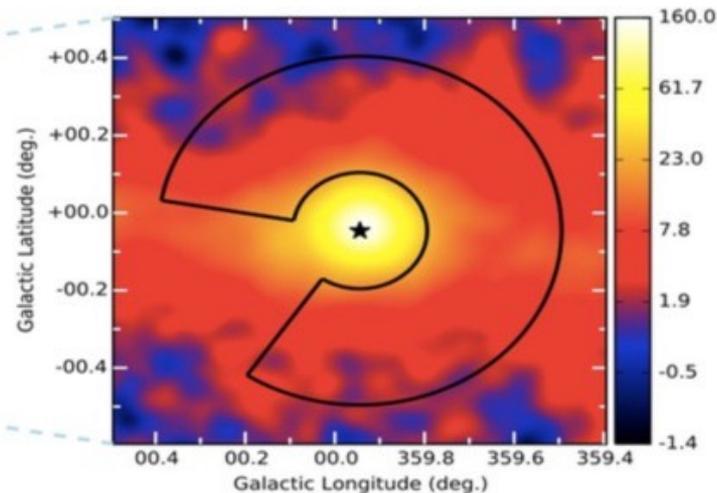
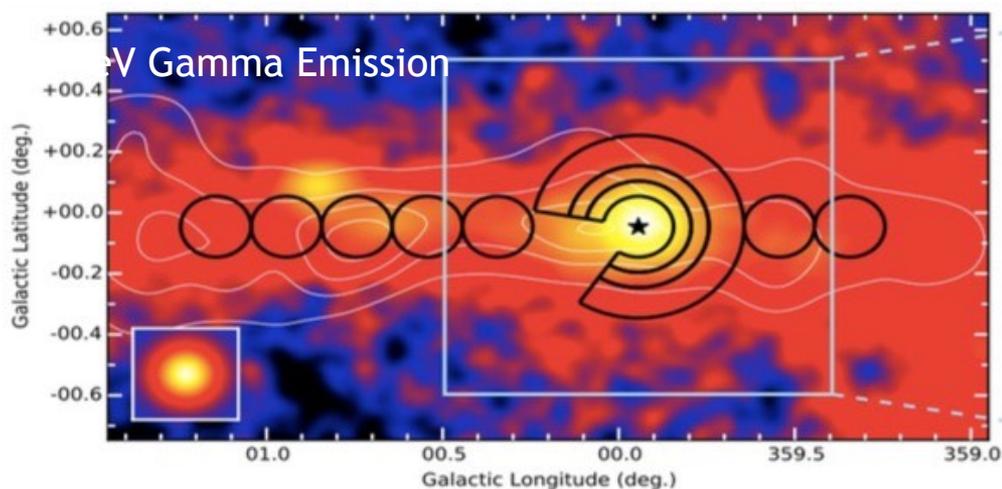


5) Búsquedas multimessenger



Pevatrón en el centro galáctico?

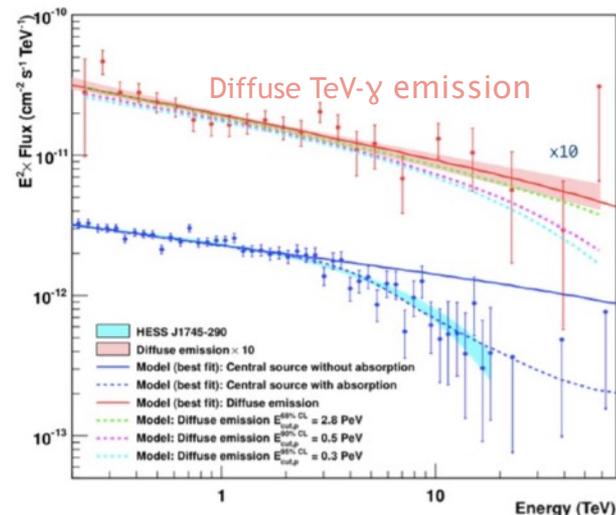
HESS, Nature 531, 476-479 (2016)



Emisión en TeV's difusa de interacciones de RC's con regiones moleculares?

- Fuente:
 - Distribución de densidad de RCs es esférica ($1/r$).
 - Fuente ubicada dentro de un radio de 10 pc de centro galáctico.
- TeV nebulosas de viento de Pulsar? Pevatrónes?

HESS



HESS, Nature 531, 476-479 (2016); HESS, Nature 439, 695-698 (2006)

5) Búsquedas multimessenger

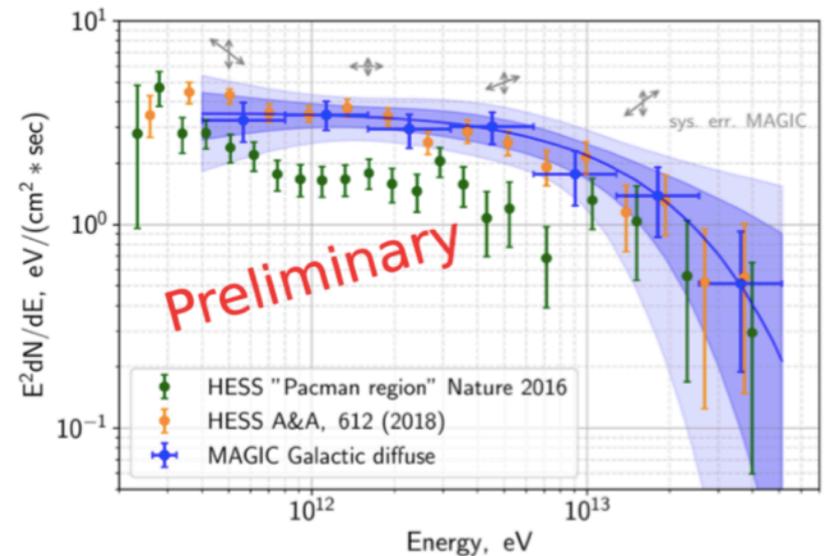
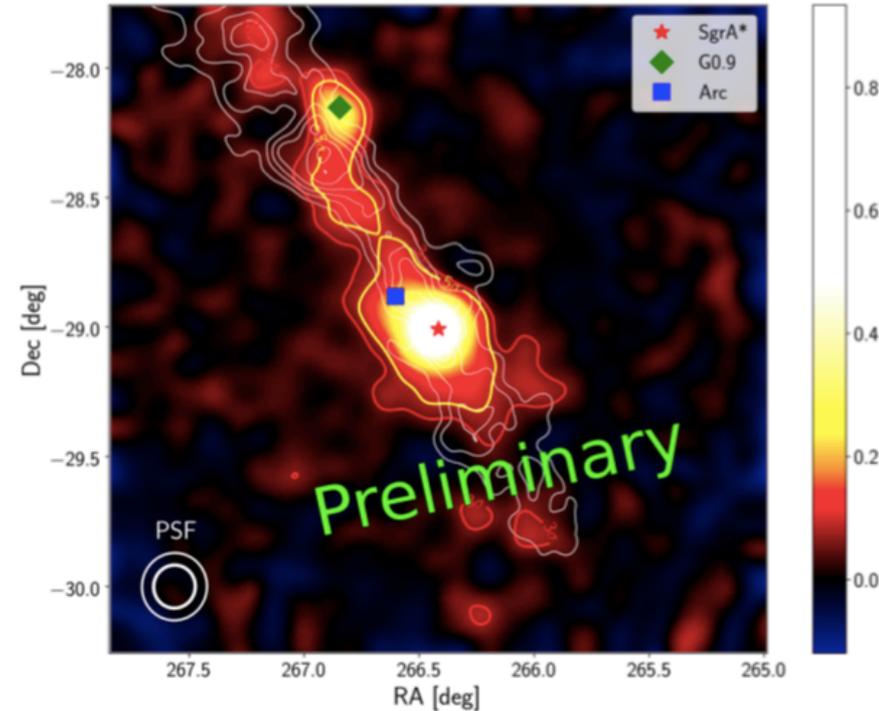
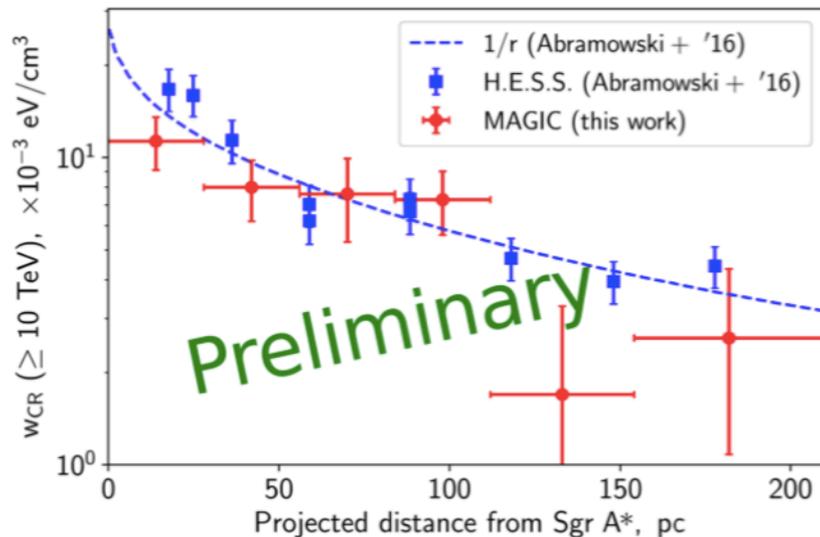
Emisión en TeV's difusa de interacciones de RC's con regiones moleculares?

MAGIC



MAGIC, POS (ICRC2019) 680

- Observaciones de MAGIC del centro galáctico son consistentes con las de HESS.
- Densidad radial de RCs: Máximo hacia el centro, difusión hacia afuera?

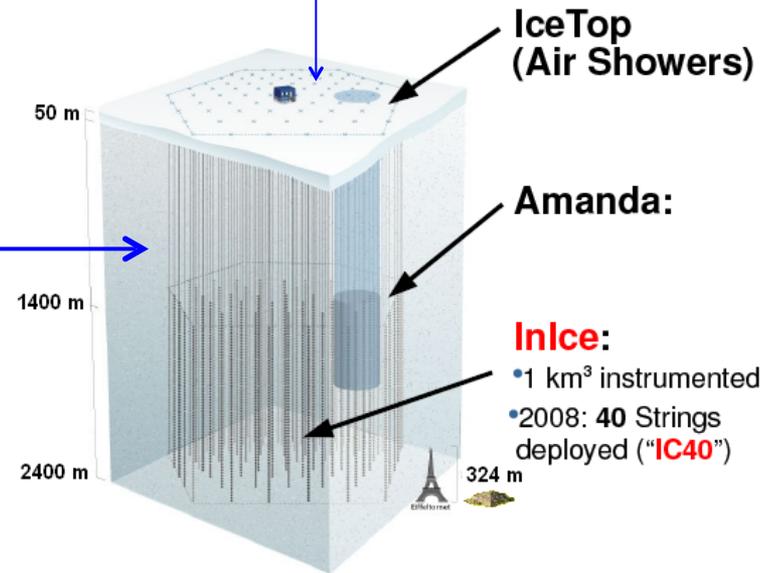
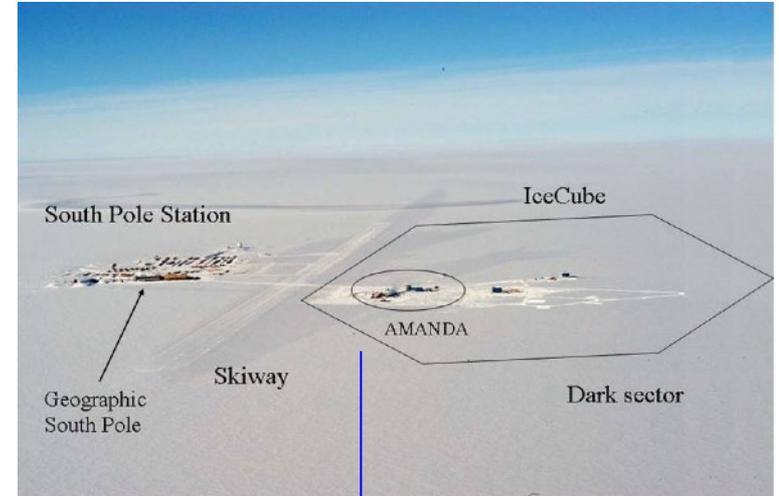


5) Búsquedas multimessenger

Telescopio ICECUBE de neutrinos astrofísicos

Características:

- Polo sur, Antártida
- 1 km³ de hielo
- 5160 fotomultiplicadores
- 86 cadenas
- 1.5 - 2.5 km de profundidad

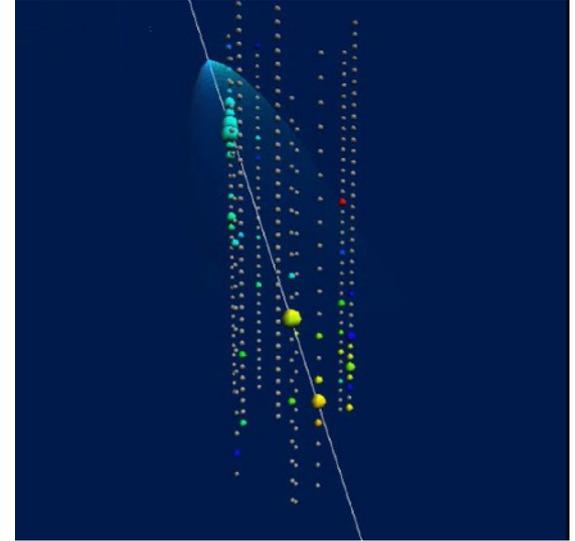
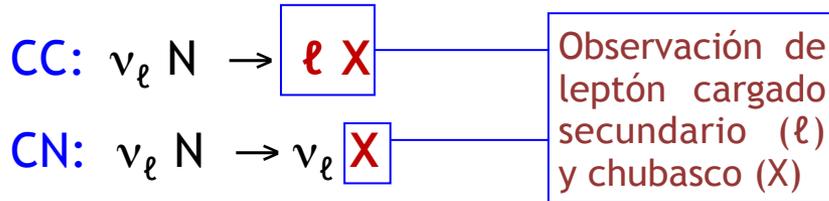


- InIce:**
- 1 km³ instrumented
 - 2008: 40 Strings deployed ("IC40")

5) Búsquedas multimessenger

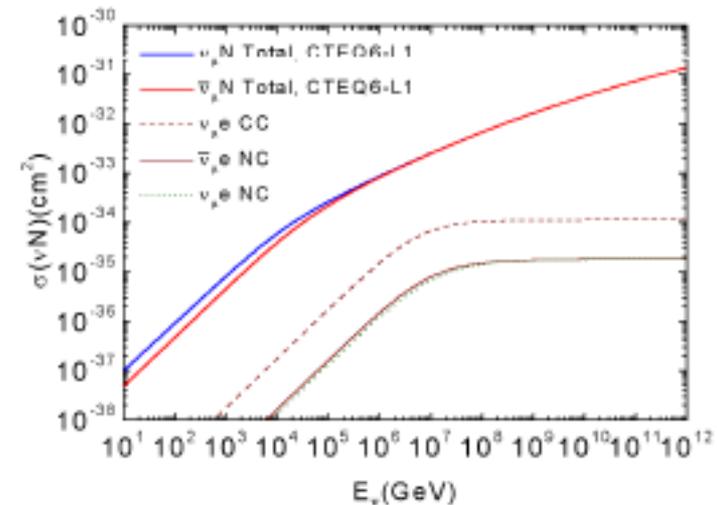
Telescopio ICECUBE de neutrinos astrofísicos

- Detección indirecta basada en interacciones débiles:



- Se requiere monitorear grandes volúmenes de material debido a sección eficaz baja y flujos pequeños.

$$\sigma_{\nu N} / \sigma_{pp} [10 \text{ GeV}] = 10^{-11}$$



5) Búsquedas multimessenger

Telescopio ICECUBE de neutrinos astrofísicos

- 1 Flujo inicial de rayos cósmicos

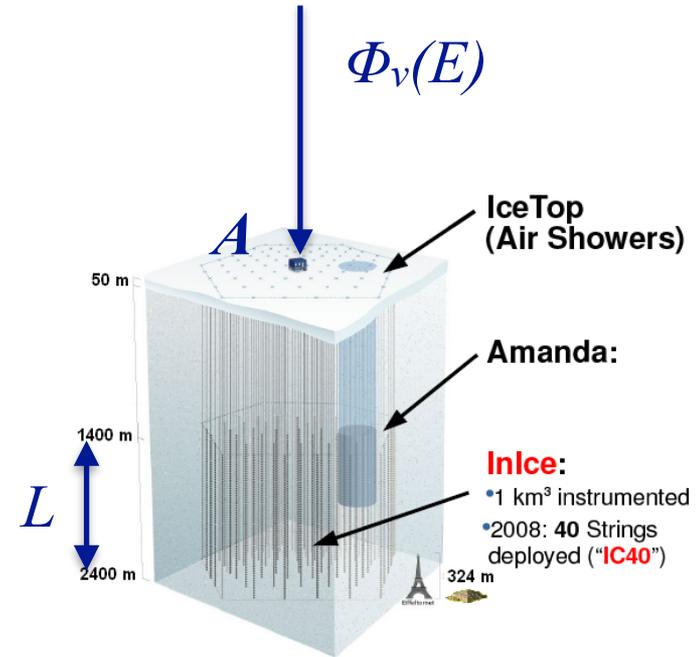
$$\Phi_{\nu}(E) = dN_{\nu}/dEdtdAd\Omega$$

- 2 Neutrinos que llegan por área A y tiempo T en intervalo de energía E y ángulo sólido Ω

$$dN_{\nu}/dEd\Omega = A T \Phi_{\nu}(E)$$

- 3 Probabilidad de interacción dentro de volumen V

$$\begin{aligned} dN_{int}/dEd\Omega &= P_{\nu N} A T \Phi_{\nu}(E) = (\rho_N \sigma_{\nu N} L) A T \Phi_{\nu}(E) \\ &= (\rho_N V T) \sigma_{\nu N} \Phi_{\nu}(E) \end{aligned}$$

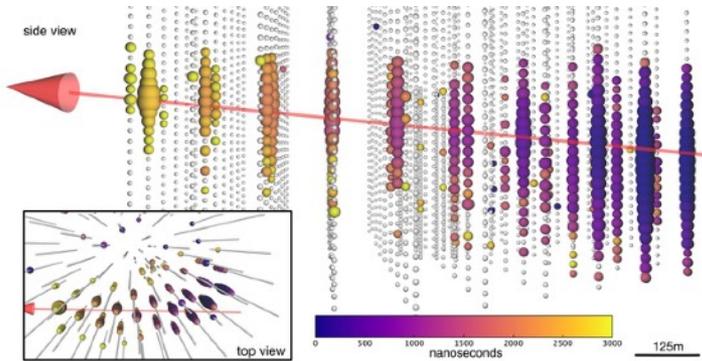


Incrementar V y T para compensar baja prob. de interacción y flujo bajo

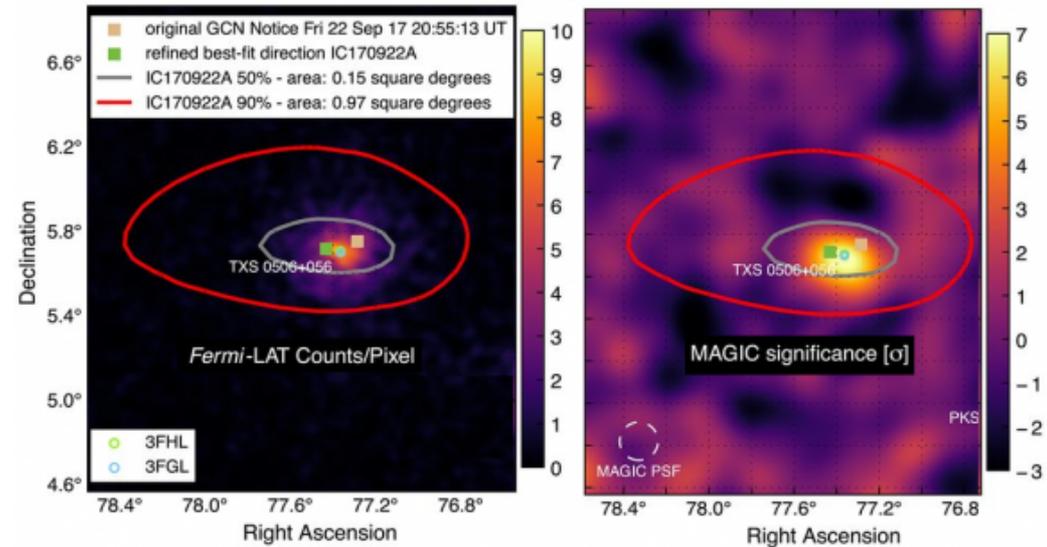
5) Búsquedas multimessenger

Telescopio ICECUBE de neutrinos astrofísicos

- Detección de ICECUBE de ν 's del blazar TXS 0506+056 durante *gamma-ray flare*
- μ debido a ν de 290 TeV.



Evento IceCube-170922A: Septiembre 22, 2017.



ICECUBE/Fermi-LAT, Science 361 (2018)

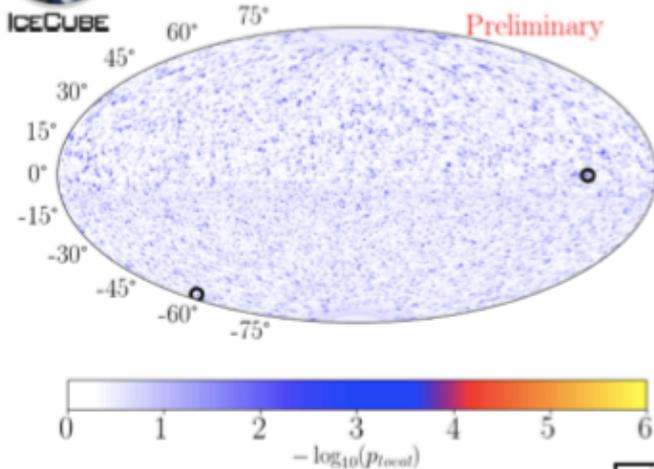
- Blazares aceleran rayos cósmicos hasta energías de PeV

$$x_\nu = E_\nu / E_{CR} = 0.05$$

5) Búsquedas multimessenger



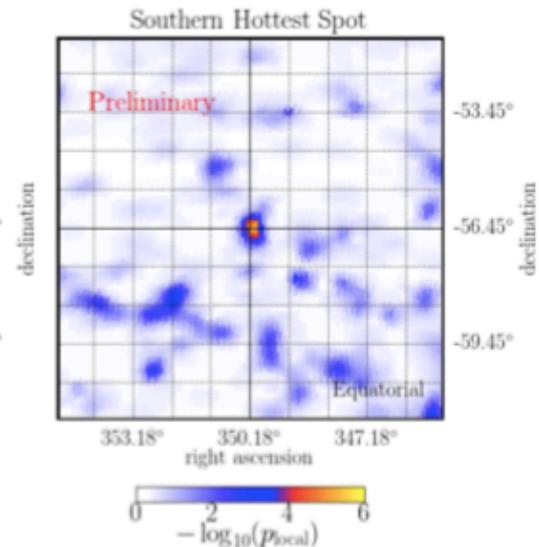
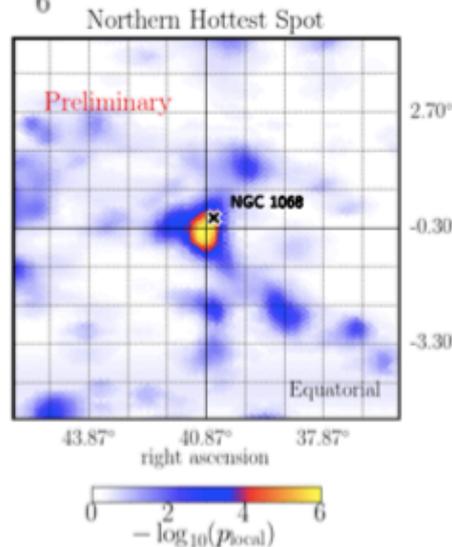
10 year All-Sky Scan Results



- Evaluate likelihood of signal over background for grid over entire sky.
- **Hottest point** = position with smallest p-value in each hemisphere.

Hottest Point in North : $\delta \geq -5^\circ$
 RA = 40.87° , Dec = -0.30°
 $n_{signal} = 61.5$, $\gamma = 3.4$, TS = 25.3
 $-\log_{10}(pval) = 6.45 \Rightarrow 9.9\%$ post-trial

Hottest Point in South : $\delta < -5^\circ$
 RA = 350.18° , Dec -56.45°
 $n_{signal} = 17.8$, $\gamma = 3.3$, TS = 20.0
 $-\log_{10}(pval) = 5.37 \Rightarrow 75\%$ post-trial

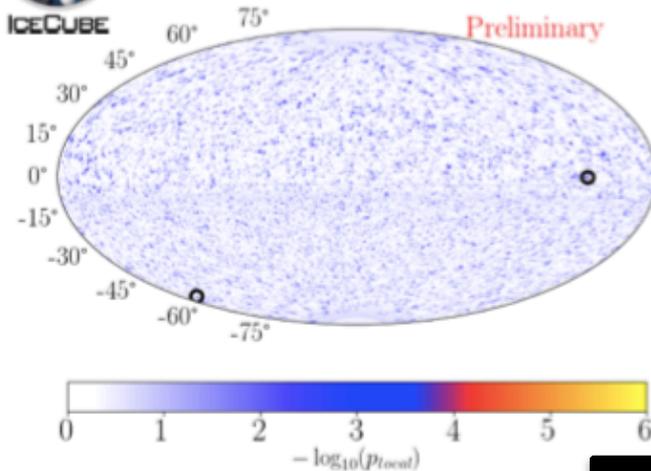


T. Carver (ICRC 2019) PoS(ICRC2019) 851

5) Búsquedas multimessenger



10 year All-Sky Scan Results

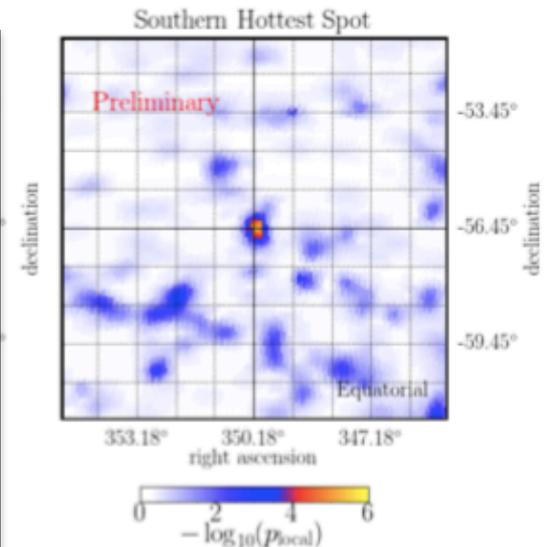


- Evaluate likelihood of signal over background for grid over entire sky.
- **Hottest point** = position with smallest p-value in each hemisphere.

Hottest Point in North : $\delta \geq -5^\circ$
RA = 40.87° , Dec = -0.30°
 $n_{\text{signal}} = 61.5$, $\gamma = 3.4$, TS = 25.3
 $-\log_{10}(\text{pval}) = 6.45 \Rightarrow 9.9\%$ post-trial

Hottest Point in South : $\delta < -5^\circ$
RA = 350.18° , Dec -56.45°
 $n_{\text{signal}} = 17.8$, $\gamma = 3.3$, TS = 20.0
 $-\log_{10}(\text{pval}) = 5.37 \Rightarrow 75\%$ post-trial

Seyfert galaxy NGC 1068



T. Carver (ICRC 2019) PoS(ICRC2019) 851

5) Búsquedas multimessenger

Observación de rayos gamma de origen astrofísico de TeV



Ubicación de diferentes observatorios de rayos gamma usando EAS

5) Búsquedas multimessenger

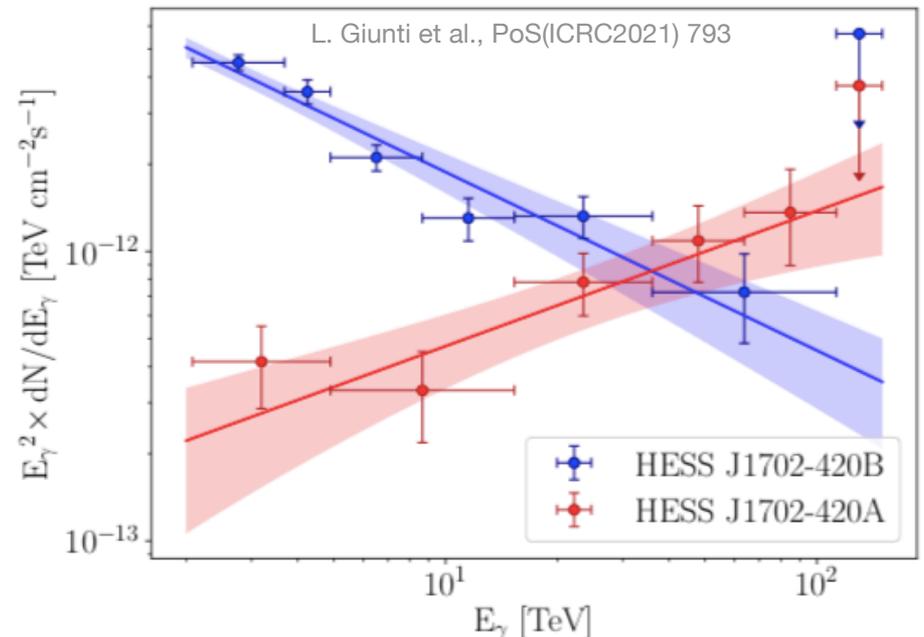
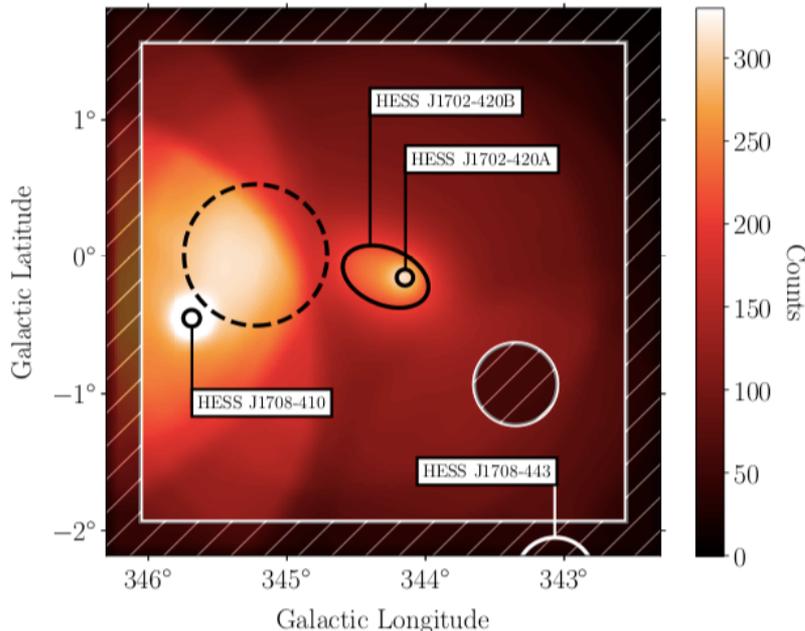
Buscando las fuentes de RC's con HESS

- Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope.
- Luz Cherenkov en aire.
- 5 telescopios Cherenkov.
- $E > 100 \text{ GeV}$.

Observatorio HESS, Namibia, Namibia



Observación de dos fuentes de rayos gamma $> 100 \text{ TeV}$ (sin asociación en otras longitudes de onda)



5) Búsquedas multimessenger

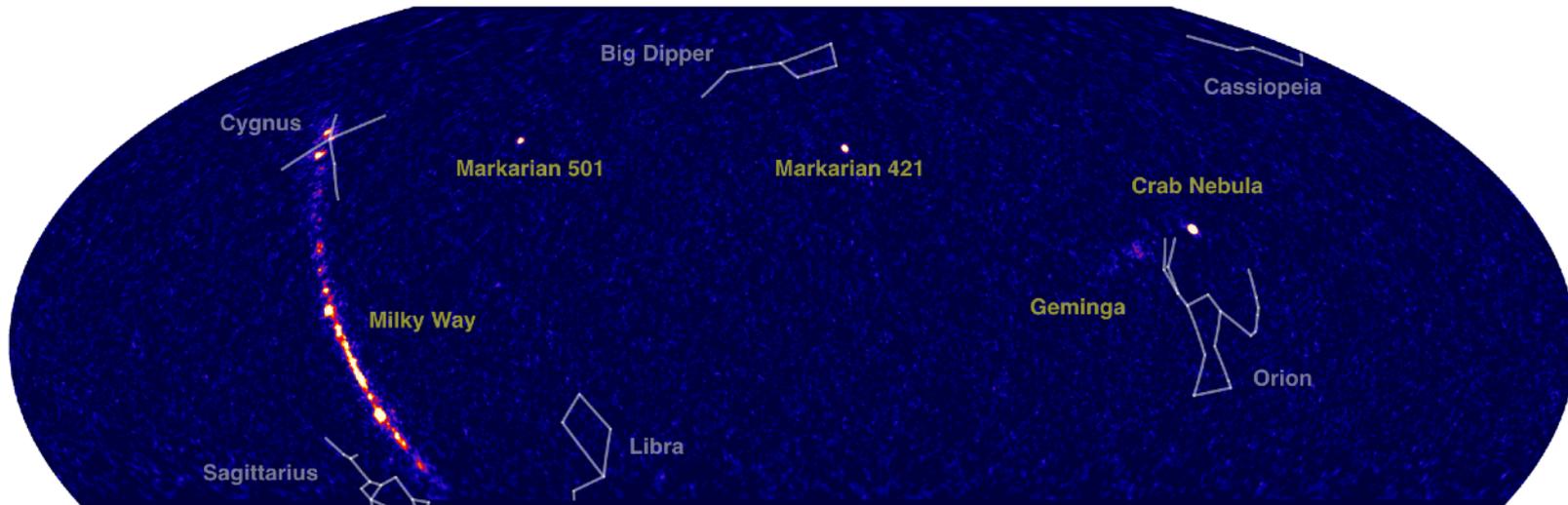
Buscando las fuentes de RC's con HAWC

- Observatorio de chubascos de partículas.
- Detector tipo Cherenkov de agua.
- $E = 100 \text{ GeV} - 100 \text{ TeV}$
- $A = 22\,000 \text{ m}^2$.

Observatorio HAWC, Puebla, México



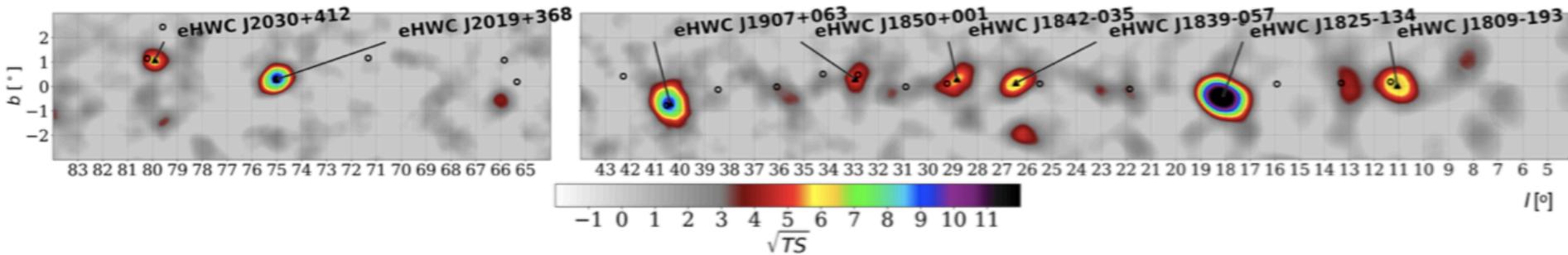
Mapa celeste en rayos γ y de TeV's medido con HAWC



HAWC, APJ 843 (2017)

5) Búsquedas multimessenger

- 9 fuentes con emisión γ arriba de 56 TeV.
- Todos ellos tienen pulsares dentro de un radio de 0.5° .
- Pulsares jóvenes con edades $\approx [1, 200]$ yr



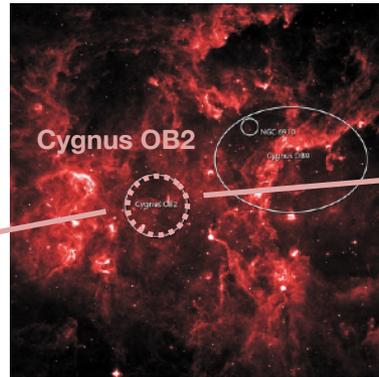
Galactic coordinates

$E > 56$ TeV

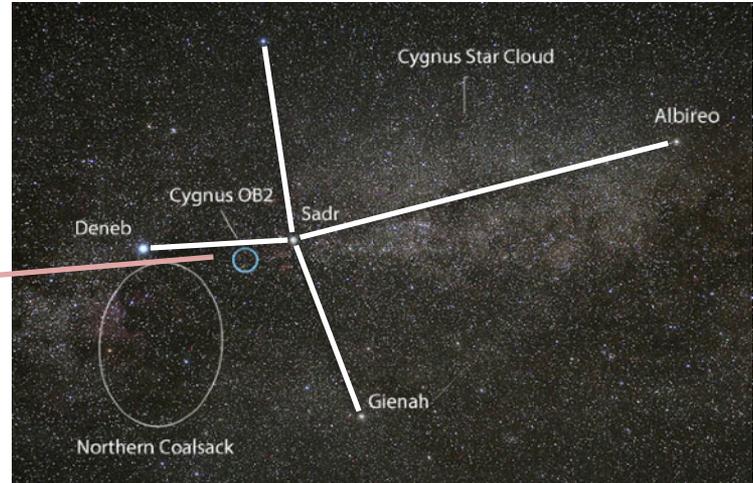
arXiv:1909.08609v1 [astro-ph.HE]

5) Búsquedas multimessenger

- 9 fuentes con emisión γ arriba de 56 TeV.
- Todos ellos tienen pulsares dentro de un radio de 0.5° .
- Pulsares jóvenes con edades $\approx [1, 200]$ yr



NASA/IPAC/MSX

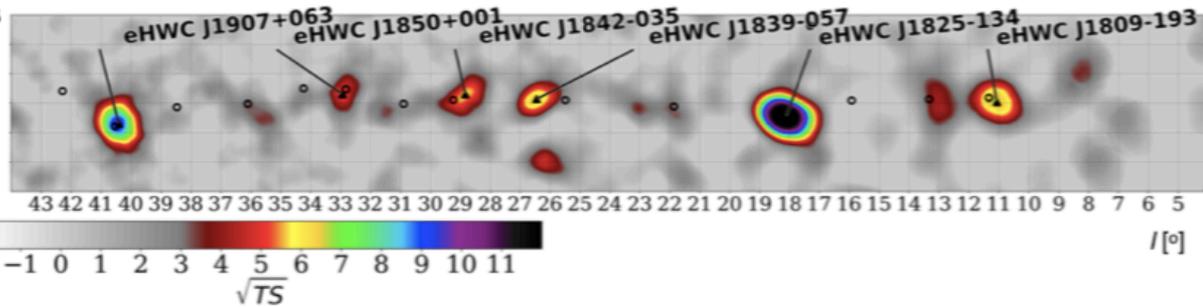
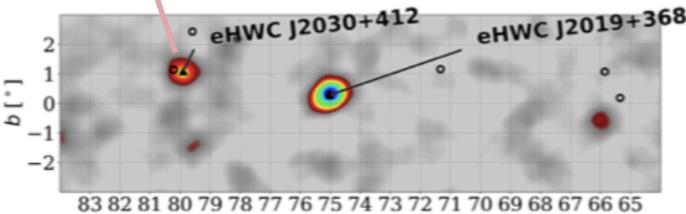


Sky & Telescope, Bob King, 2016

Coincide con cúmulo estelar masivo Cygnus OB2

Región del cúmulo de Cygnus en infrarrojo

Constelación del Cisne



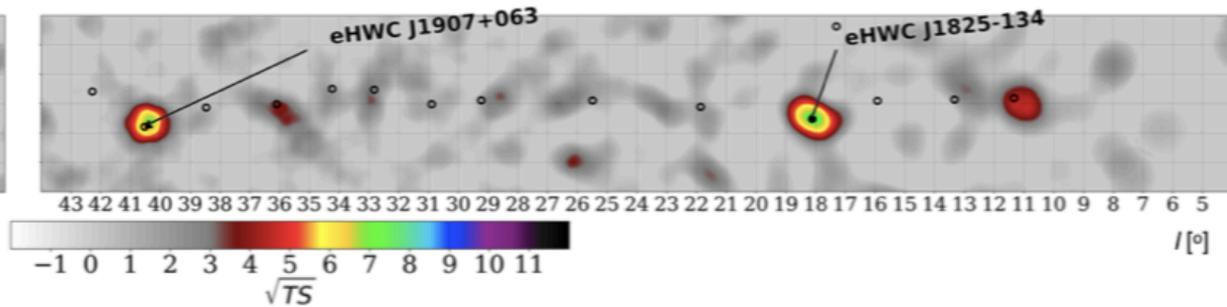
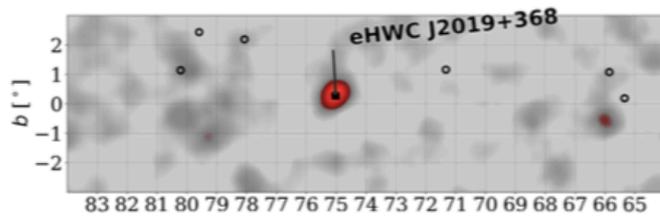
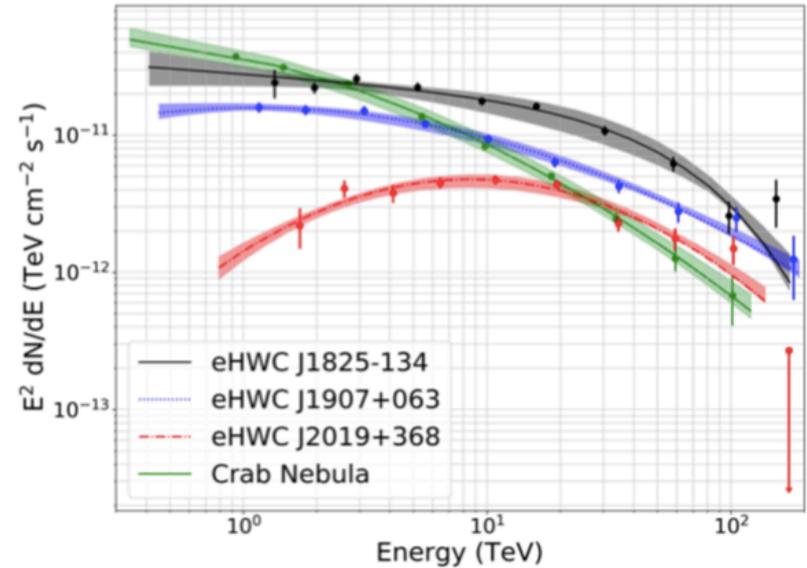
E > 56 TeV

arXiv:1909.08609v1 [astro-ph.HE]

Galactic coordinates

5) Búsquedas multimessenger

- 3 fuentes con emisión γ arriba de 100 TeV.
- Mecanismo de emisión aún no es claro.
- eHWC J1825-134 y J1907+063 exhiben espectros duros que se extienden hasta las altas energías.



Galactic coordinates

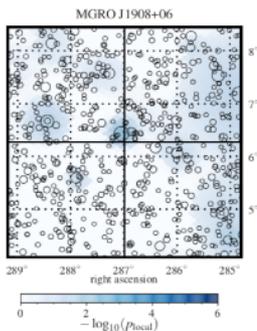
E > 100 TeV

arXiv:1909.08609v1 [astro-ph.HE]

5) Búsquedas multimessenger

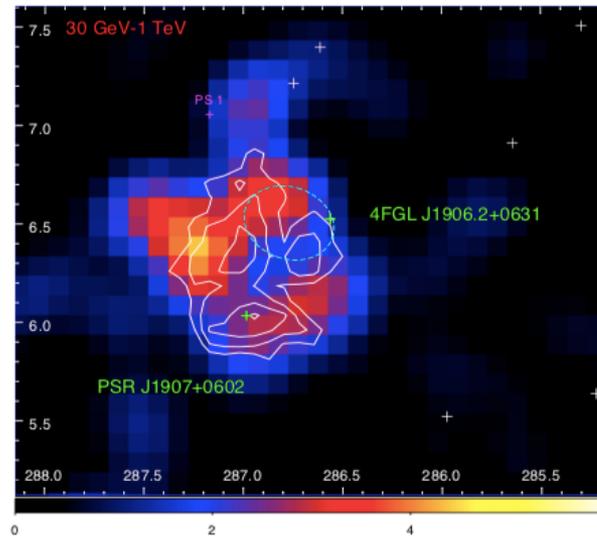
- 9 fuentes con emisión γ arriba de 100 TeV.
- Mecanismo de emisión aún no es claro.
- eHWC J1825-134 y J1907+063 exhiben espectros duros que se extienden hasta las altas energías.

Observaciones en rayos gamma (Fermi-LAT) y en ondas milimétricas (MWISP) de la región en torno a SNR G40.5-0.5

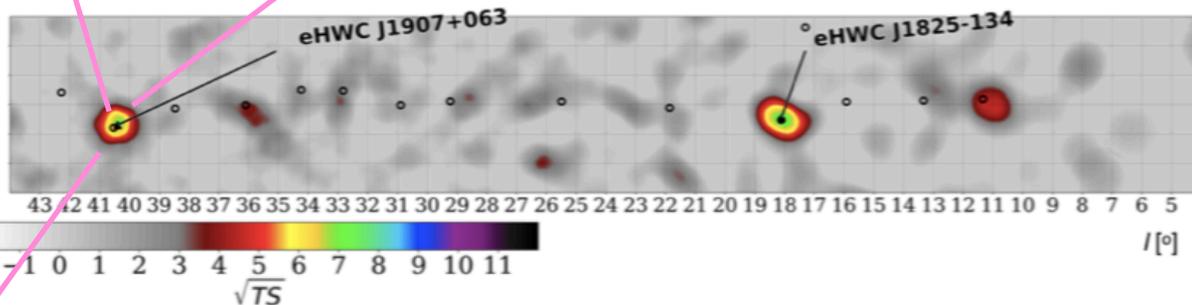
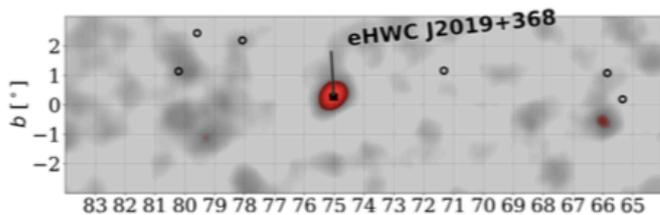


ICECUBE, Eur. Phys. J. C 79 (2019)

2o mejor p-value en búsqueda de fuentes puntuales de neutrinos con ICECUBE entre fuentes de rayos gamma de TeV



Cerca de la remanente de Supernova SNR G40.5-0.5



MILAGRO J1908+06

$E > 100$ TeV

arXiv:1909.08609v1 [astro-ph.HE]

5) Búsquedas multimessenger

LHAASO

- Observatorio de chubascos de partículas.
- Diferentes técnicas de detección.
- $E = 1 \text{ TeV}$ hasta más de 1 PeV .
- $A = 1 \text{ km}^2$.

Observatorio LHAASO, Sichuan, China



Imagen: Colaboración LHAASO

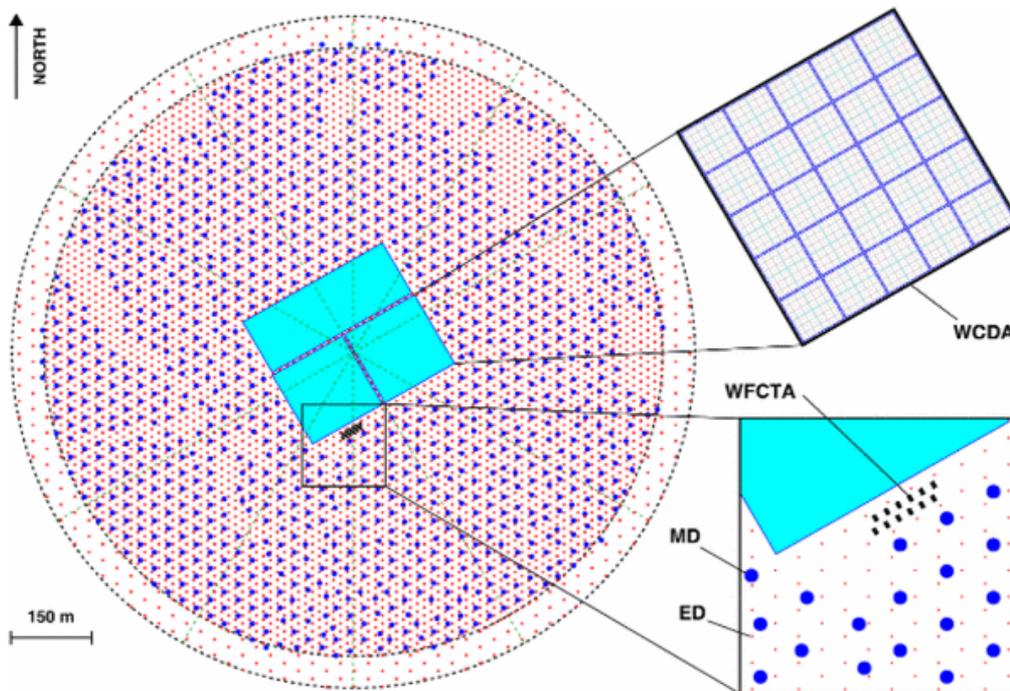


Diagrama de la red de detectores en LHAASO

Nature 594 (2021) 33

WCDA: Water Cherenkov detector array

WFCTA: Wide Field-of-view Cherenkov Telescope Array

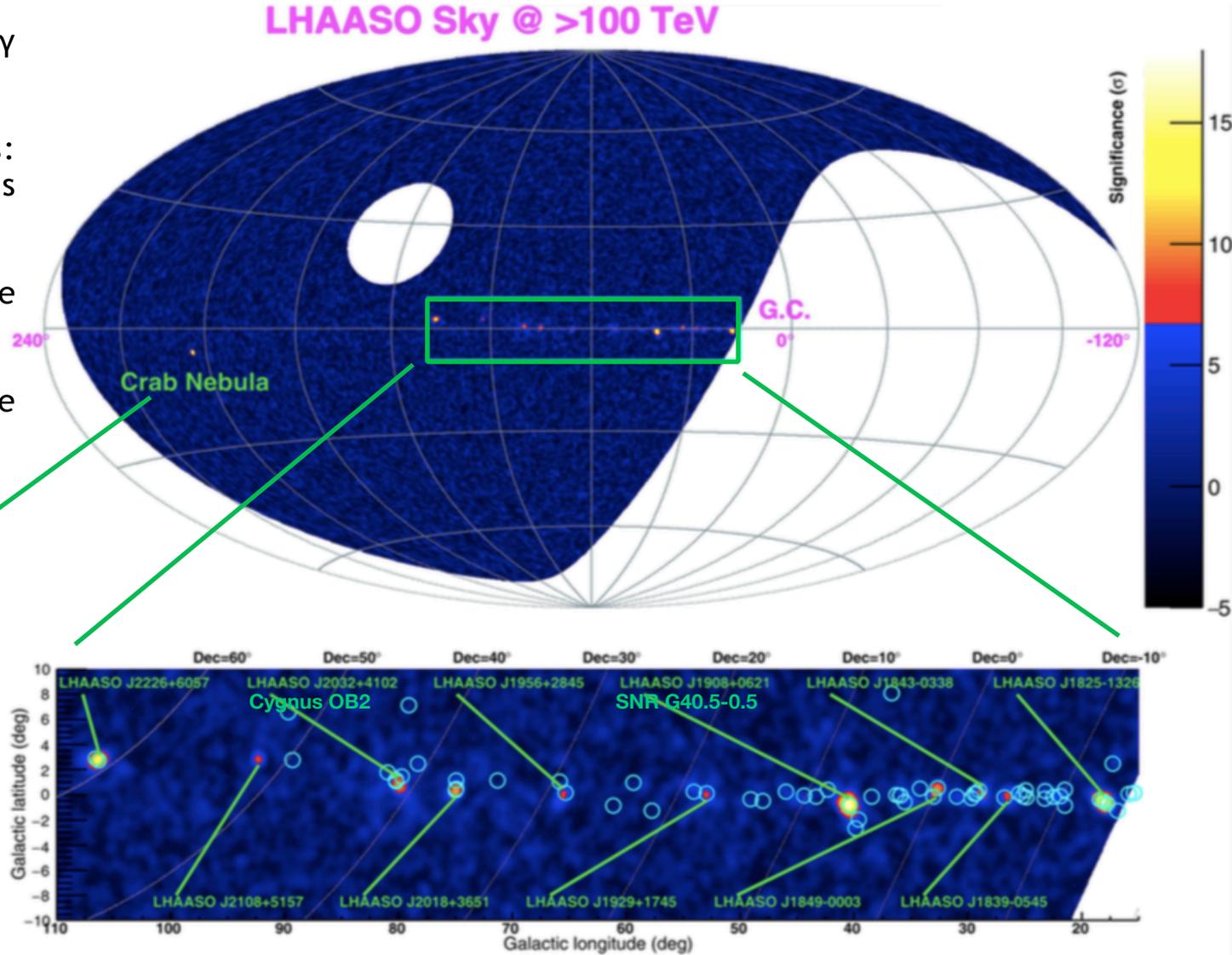
MD: Muon detectors

ED: Scintillation counter

5) Búsquedas multimessenger

- 12 fuentes con emisión γ
E= [100 TeV, 1PeV].
- Posibles contrapartes:
pulsares, cúmulos estelares masivos, SNR.
- Potenciales fuentes de RCs.
- Crab: aceleración de electrones hasta PeV.

L. Wang et al., PoS(ICRC2021) 7



Nature 594 (2021) 33

5) Búsquedas multimessenger

Pevatrones

- Acelerador de rayos cósmicos hasta energías más allá de 1 PeV
 - Emisión gamma > 100 TeV es condición necesaria pero no suficiente.
 - Puede ser identificado por asociación con nubes moleculares cercanas.
 - También pueden buscarse señales coincidentes de neutrinos.
- Acelerador de partículas (hadrones o electrones) hasta energías más allá de 1 PeV

¡Gracias por su atención!