


# Distribución de energía de las partículas de rayos cósmicos:

$$N(E)dE = K E^{-x} dE, \quad x \approx 2.7$$

Relación aplicable a protones, electrones y núcleos con energías en el rango  $10^9 - 10^{14}$  eV

Los procesos que afectan a los núcleos se pueden dividir en:

- Interacciones con fotones cósmicos
- **Interacciones con campos de materia**



Contempla las reacciones inelásticas de los núcleos de rayos cósmicos con átomos y moléculas del medio interestelar e intergaláctico

# Recapitulación de *procesos radiativos*

Los procesos radiativos se pueden agrupar en

- 1) **Interacciones de partículas relativistas con *campos de radiación***
- 2) **Interacciones de partículas relativistas con *campos de materia***

1) Interacciones de partículas relativistas con ***campos de radiación***:

a) **leptónicas: radiación sincrotrón**

**radiación de curvatura**

**radiación Compton Inversa**

**producción de pares triple**

b) **hadrónicas: producción de foto-mesones**

**formación de pares por interacciones fotohadrónicas**

2) Interacciones de partículas relativistas con ***campos de materia***

a) **leptónicas: Bremsstrahlung relativista**

b) **hadrónicas: - Radiación por decaimiento de piones (interacción p-p)**

**- Radiación por aniquilación protón-antiprotón**

**- Pérdidas por ionización**

**- Interacciones pión-núcleo y pión-pión**

**- Interacciones neutrón-protón**

# 1) Interacciones de partículas relativistas con **campos de radiación:** **a) leptónicas: - radiación sincrotrón**

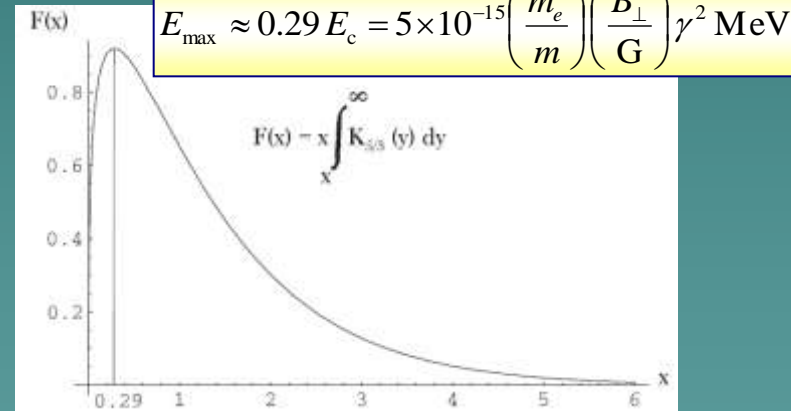
## Pérdida total de energía por radiación sincrotrón de un electrón con factor de Lorentz $\gamma$

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{sincr}} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \omega_{\text{mag}} \approx 6.6 \times 10^{-4} \left(\frac{B}{G}\right)^2 \gamma^2 \frac{\text{eV}}{\text{seg}}$$

La emisión no es monoenergética.

La **distribución de energía de la potencia emitida:**

$$P(\gamma, E_{\text{ph}}, \alpha) = \frac{\sqrt{3} e^3}{h m_e c^2} B \text{sen} \alpha \frac{E_{\text{ph}}}{E_c} \int_{E_{\text{ph}}/E_c}^{\infty} \kappa_{5/3}(\eta) d\eta$$



La **potencia** resultante es:

$$P(E_{\text{ph}}) = \int_{E_e^{\text{min}}}^{E_e^{\text{max}}} P(E_e, E_{\text{ph}}) N(E_e) dE_e$$

$$N(E_e) dE_e = K_0 E_e^{-p} dE_e, \quad [N(E)] = \text{erg}^{-1} \text{cm}^{-3}$$



$$P(E_{\text{ph}}) = a(p) \frac{(4\pi)^2 K_0 e^3 B^{\frac{p+1}{2}}}{h m c^2} \left(\frac{3 h e}{4 \pi m^3 c^5}\right)^{\frac{p-1}{2}} E_{\text{ph}}^{-\frac{p-1}{2}}$$

# 1) Interacciones de partículas relativistas con **campos de radiación:**

## a) leptónicas: - radiación de curvatura

La energía perdida por la partícula es radiada en la dirección del movimiento dentro de un cono de ángulo  $1/\gamma$ .

La **pérdida total de energía** es la misma que en el caso sincrotrónico, excepto que el giroradio

$$r_g = \frac{(E/\text{eV})}{300 z(B/\text{G})} \text{cm}$$

se reemplaza por el radio de curvatura de la línea de campo:

$$P(E) = \frac{\sqrt{3}e^2}{2\pi R_c} \frac{E_e}{mc^2} \frac{E}{E_c} \int_{E/E_c}^{\infty} K_{5/3}(\zeta) d\zeta$$

con

$$E_c = \frac{3h}{4\pi} \frac{c}{R_c} \left( \frac{E_e}{mc^2} \right)^3 = \frac{3h}{4\pi} \frac{c}{R_c} \gamma^3$$

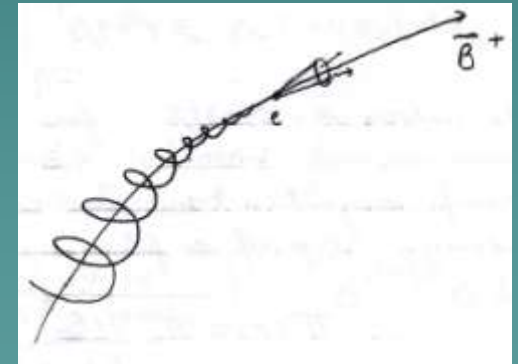


$$P = \int P(E) dE = -\frac{2}{3} \frac{e^2 c}{R_c^2} \gamma^4$$

$$-\left( \frac{dE_e}{dt} \right)_{\text{curv}} = \frac{2}{3} \frac{ce^2}{R_c^2} \gamma^4$$

No depende de la **intensidad del campo magnético** sino sólo de su **radio de curvatura**.

Tampoco depende de la masa como en el caso sincrotrónico.



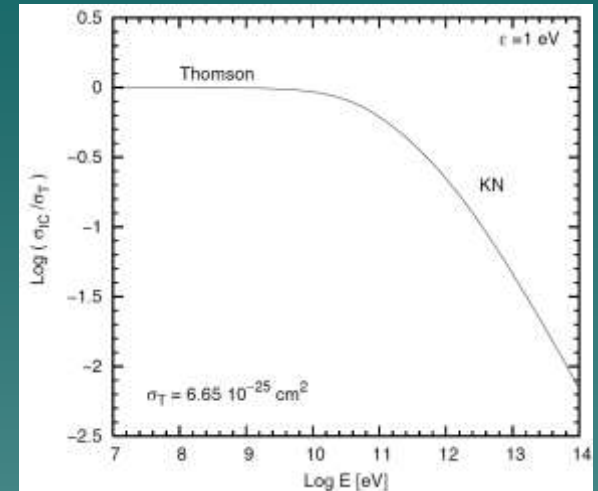
# 1) Interacciones de partículas relativistas con **campos de radiación:**

## a) leptónicas: - radiación Compton Inversa

$$-\left(\frac{dE_e}{dt}\right) \approx \frac{4}{3} c \sigma_T \gamma^2 \omega_{ph} \approx 2 \times 10^{-14} \gamma^2 \omega_{ph} \frac{\text{eV}}{\text{s}}$$

$$-\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_{\text{IC}}^{\text{KN}} = \frac{3}{8} c \sigma_T \omega_{ph} \left(\frac{m_e c^2}{\langle E_{ph} \rangle}\right)^2 \ln\left(\frac{2E_e \langle E_{ph} \rangle}{m_e^2 c^4} + \frac{1}{2}\right)$$

$$\approx 10^{-14} \omega_{ph} \left(\frac{m_e c^2}{\langle E_{ph} \rangle}\right)^2 \ln\left(\frac{2E_e \langle E_{ph} \rangle}{m_e^2 c^4}\right) \text{ eV/s}$$



**Régimen de klein-Nishima**

$$\xi = \frac{E_e E_{ph}}{(m_e c^2)^2} \gg 1$$

Forma del espectro resultante por interacciones Compton Inverso

dependerá de

➤ la distribución de electrones relativistas incidentes

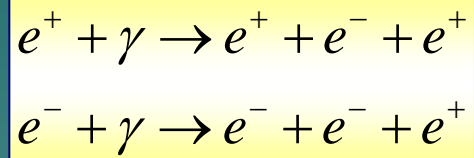
$$I_e(E_e) = K_e E_e^{-p}$$

➤ la distribución del campo de fotones.

$$n_{ph} = N_{ph} \delta(E - E_{ph})$$

$$I_{\gamma}^{\text{IC}}(E_{\gamma}) = \frac{1}{2} n_{ph} L \sigma_T (m_e c^2)^{(1-p)/2} \left(\frac{4}{3} \langle E_{ph} \rangle\right)^{(p-1)/2} K_e E_{\gamma}^{-(p+1)/2}$$

1) Interacciones de partículas relativistas con **campos de radiación:**  
a) leptónicas: - producción de pares “triple”



$$-\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_{\text{TPP}} = \frac{4}{3} m_e c^3 \sigma_T n_{\text{ph}} \alpha \left(\frac{\gamma}{K}\right)^{1/2}$$

$$\sigma_{\text{TPP}}(K') = \alpha \sigma_T f(K')$$

Domina sobre  
Compton Inversa  
cuando se entra  
al régimen  
de klein-Nishima

1) Interacciones de partículas relativistas con **campos de radiación:**  
 b) hadrónicas: - **producción de foto-mesones**

$$p + \gamma \rightarrow p + \pi^+ + \pi^-$$

$$p + \gamma \rightarrow p + n\pi^0 + m(\pi^+ + \pi^-); \quad n, m = 0, 1, 2, \dots$$

$$-\left(\frac{dE_p}{dt}\right)_\pi^{p\gamma} = \frac{m_p c^3}{2\gamma_p} \int_{\frac{E_{th}}{2\gamma_p}}^{\infty} n_{ph}(E_{ph}) E^{-2} dE_{ph} \int_{E_{th}}^{2\gamma_p E_{ph}} \sigma_{p\gamma}(E) k_p(E) E dE$$

la energía del fotón en el sistema del protón debe superar el umbral

$$E_{th} = 144.7 \text{ MeV}$$

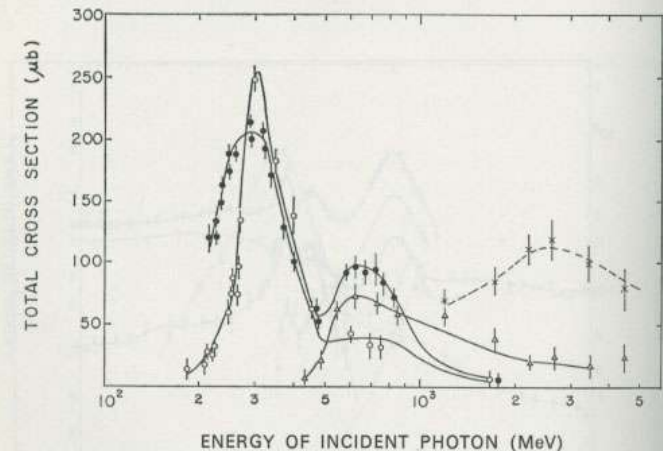
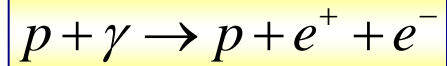


Fig. 2.37 Cross sections for a photon-proton collision versus the energy of an incident photon in the laboratory system.

- $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$ ; ○  $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$
- △  $\gamma + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^-$
- \*  $\gamma + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^- + n\pi^0 + n\pi^\pm (n = 0, 1, \dots)$  plus strange particles.

1) Interacciones de partículas relativistas con **campos de radiación:**

b) **hadrónicas:** - **formación de pares por interacciones fotohadrónicas**



Las pérdidas se calculan en forma similar al caso de producción por foto-mesones

Es interesante notar que la sección eficaz para la producción de pares es  $\sim 100$  veces más grande que la de la creación de fotomesones.

Sin embargo, la inelasticidad del proceso de creación de pares es muy pequeña,  $ke_{\pm} \leq 2m_e/m_p$ . Esto significa que, apenas se supera el umbral para la creación de piones, este proceso pasa a dominar las pérdidas radiativas de los protones.

Las **pérdidas** se calculan en forma similar al caso de producción por fotomesones.



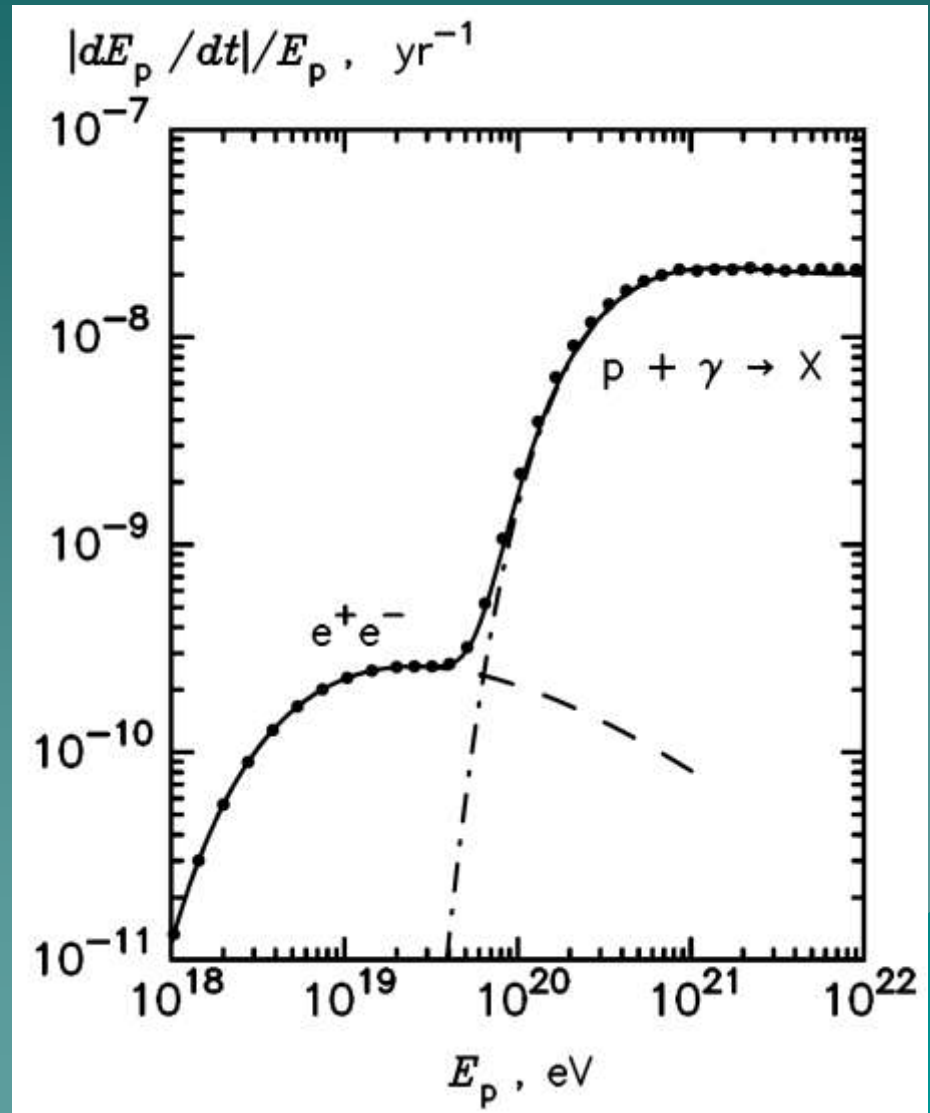
# 1) Interacciones de partículas relativistas con *campos de radiación*:

**b) hadrónicas:** - **producción de foto-mesones**

- **formación de pares por interacciones fotohadrónicas**

Tasa de pérdida de energía de un protón en función de su energía debido a la interacción con fotones del fondo cósmico de radiación de acuerdo con los cálculos de Kelner & Aharonian (2008).

Para energías mayores a  $E_p \sim 6 \times 10^{19}$  eV las pérdidas por creación de mesones dominan completamente el enfriamiento.



# Procesos producidos por la interacción de partículas relativistas con la materia

- ❖ **Bremsstrahlung relativista**
- ❖ **Interacciones de protones relativistas con materia**
  - Radiación por decaimiento de piones
  - Radiación por aniquilación protón-antiprotón
  - Pérdidas por ionización
- Interacciones pión-núcleo y pión-pión
- Interacciones neutrón-protón
- Aniquilación de electrones y positrones
- Radiación Cherenkov

# BREMSSTRAHLUNG RELATIVISTA

Es la radiación producida cuando un electrón relativista es acelerado en el campo electrostático de un núcleo u otra partícula cargada.

Si consideramos un electrón con energía  $E_e \gg m_e c^2$  que es dispersado por un núcleo de carga  $Ze$

→ se produce un fotón de energía  $E_\gamma$ .

La **sección eficaz** para la interacción es:

$$\sigma_B(E_e, E_\gamma) dE_\gamma = \frac{4\alpha r_e^2 Z^2}{E_\gamma} \Phi(E_e, E_\gamma) dE_\gamma$$

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$$

Radio clásico del electrón

$$\alpha = 1/137$$

Constante de estructura fina

Donde:

$$\Phi(E_e, E_\gamma) = \left[ 1 + \left( 1 - \frac{E_\gamma}{E_e} \right)^2 - \frac{2}{3} \left( 1 - \frac{E_\gamma}{E_e} \right) \right] \times \left\{ \ln \left[ \frac{2E_e(E_e - E_\gamma)}{m_e c^2 E_\gamma} \right] - \frac{1}{2} \right\}$$

Para un núcleo **desnudo**

$$\Phi(E_e, E_\gamma) = \left[ 1 + \left( 1 - \frac{E_\gamma}{E_e} \right)^2 - \frac{2}{3} \left( 1 - \frac{E_\gamma}{E_e} \right) \right] \ln \left( \frac{181}{Z^{1/3}} \right) + \frac{1}{9} \left( 1 - \frac{E_\gamma}{E_e} \right)$$

Para un núcleo **apantallado** por todos los electrones

# BREMSSTRAHLUNG RELATIVISTA (cont.)

A partir de la sección eficaz, se obtiene la **intensidad de la radiación** producida:

$$I_{\gamma}(E_{\gamma}) = \int_{\vec{l}} \int_{E_{\gamma}}^{\infty} n_a(\vec{r}) \sigma_B(E_e, E_{\gamma}) I_e(E_e, \vec{r}) dE_e d\vec{r}$$

$n_a$  Densidad de átomos  
 $I_e$  Espectro de los electrones relativistas

Si consideramos  $I_e(E_e) = K_e E_e^{-p}$

en el caso de  $E_e \gg m_e c^2$  y para átomos **con apantallamiento completo**

(como el caso del hidrógeno neutro del medio interestelar) se obtiene:

$$I_{\gamma}(E_{\gamma}) dE_{\gamma} = \frac{m_p N(L)}{X_0} \left( \frac{K_e}{p-1} E_{\gamma}^{-p} dE_{\gamma} \right)$$

Donde

$$N(L) = \int_0^L n_a dl$$

$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_0 Z^2 r_e^2 \ln(191 Z^{-1/3})} \text{ g cm}^{-2}$$

el espectro de rayos gamma tiene la misma forma que el espectro original de electrones relativistas

$N_0$  Número de Avogadro

$A$  Peso atómico

# BREMSSTRAHLUNG RELATIVISTA (cont.)

Las pérdidas por Bremsstrahlung son grandes para los electrones,

siendo  $E_\gamma \approx E_e$

Las pérdidas para un electrón individual vienen dadas por:

$$\left(\frac{dE_e}{dt}\right) = -c n_a \int_0^{E_e - m_e c^2} E_\gamma \sigma_B(E_e, E_\gamma) dE_\gamma$$

➤ En el caso de un plasma ionizado (sin apantallamiento):

$$\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_B = -4n_a Z^2 r_e^2 \alpha c [\ln(\gamma_e) + 0.36] E_e$$

Pérdidas lineales en la energía:

No dominan cuando compiten con otros procesos.

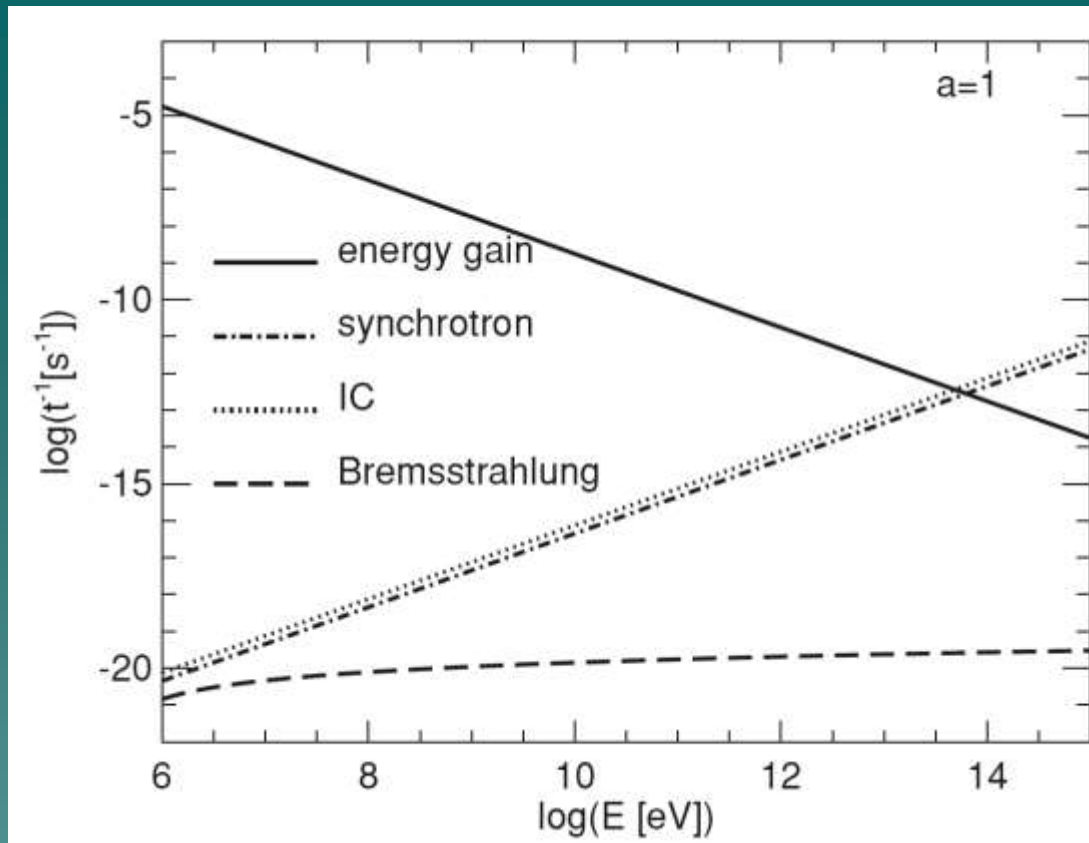
➤ En el caso de un apantallamiento total

$$\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_B = -4n_a Z^2 r_e^2 \alpha c \left[ \ln(183 Z^{-1/3}) - \frac{1}{18} \right] E_e$$

Suelen dominar en medios muy densos, como discos de acreción.

Si la inyección de partículas está dada por una ley de potencias de índice espectral  $p$ , las pérdidas por Bremsstrahlung relativista no modifican el índice espectral.

$$t_{\text{perd}} \approx E \left( \frac{dE}{dt} \right)^{-1}$$



Rate of energy gain of primary electrons compared with energy-loss rates obtained for the case  $a = 1$

Meaning of different values:

$a = 0$  (no proton acceleration),

$a = 1$  (equal energy density in protons and in electrons) and

$a = 100$  (protons dominate the energy density budget).

**INTERACCIONES DE  
PROTONES RELATIVISTAS  
CON MATERIA**

The image features a solid teal background. In the bottom right corner, there is a dark teal silhouette of a mountain range with jagged peaks. The main text is centered in the upper half of the image.

# RADIACIÓN POR DECAIMIENTO DE PIONES

En las colisiones  $p$ - $p$  se producen principalmente piones neutros y cargados

$$\pi^0, \pi^\pm$$

Principales canales para la producción de piones en interacciones hadrónicas  $p$ - $p$ :

$$p + p \rightarrow p + p + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-)$$

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-)$$

$$p + p \rightarrow n + n + 2\pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-)$$

a, b enteros positivos

El umbral de energía cinética de los protones para que se produzcan las reacciones es

$$E_p^{\text{cin}} = E_p - m_p c^2 > E_{\text{th}}$$

$$E_{\text{th}} \sim 2m_\pi c^2 \left( 1 + \frac{m_\pi}{4m_p} \right) \approx 280 \text{ MeV}$$

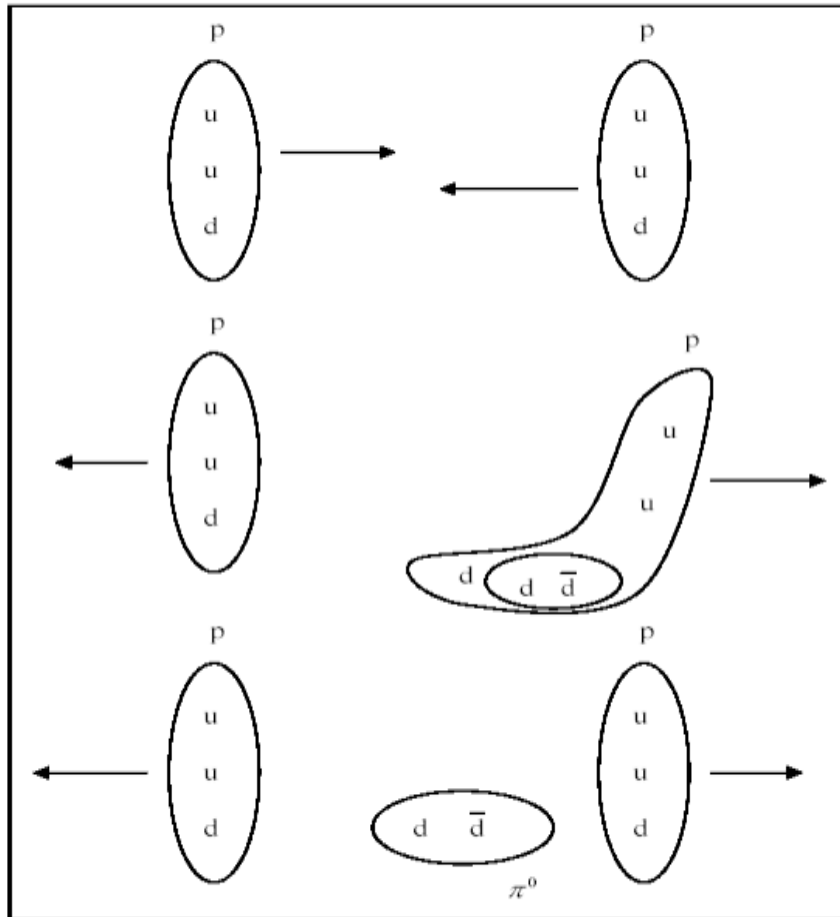
$$m_\pi c^2 \sim 135 \text{ MeV}$$

Un protón que incide con energía de 135 MeV no puede crear un pión neutro al colisionar con un protón estacionario pues se conserva el momento durante la colisión y las partículas resultantes deben tener momento, y por lo tanto, energía cinética.



Si se continúa aplicando fuerza para separar las partículas, la densidad de energía del campo puede superar el umbral de creación de un par partícula antipartícula.

Así, por ejemplo, en la interacción de protones:



La fuerza fuerte no puede extenderse sobre grandes distancias precisamente porque su intensidad se incrementa con la distancia. Si se da energía a los quarks, el campo fuerte produce pares de partículas (quarks-antiquarks).

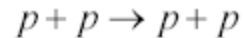
Por esta razón, nunca puede hallarse un quark aislado.

Se conserva carga:

Generación	1 <sup>ra</sup>	2 <sup>a</sup>	3 <sup>ra</sup>
$Q = +2/3$	u	c	t
$Q = -1/3$	d	s	b

Y número bariónico: 1/3

La reacción más simple es:



Cuando se incrementa la energía:

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^0 \quad (1)$$

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^- \quad (2)$$

Estas reacciones tienen la misma probabilidad. Analicemos la primera en términos de quarks.

$$\begin{array}{c} p + p \rightarrow p + p + \pi^0 \\ \begin{pmatrix} u \\ u \\ d \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} u \\ u \\ d \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} u \\ u \\ d \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} u \\ u \\ d \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} u \\ \bar{u} \end{pmatrix} \\ Q: 1 + 1 = 1 + 1 + 0 \\ B: 1 + 1 = 1 + 1 + 0 \end{array}$$

Parte de la energía fue usada para crear un par quark-antiquark. Observar que tanto la carga como el número bariónico se conserva.

Analizar la reacción (2) en forma similar.

# RADIACIÓN POR DECAIMIENTO DE PIONES

En las colisiones  $p$ - $p$  se producen principalmente piones neutros y cargados

Principales canales para la producción de piones en interacciones hadrónicas  $p$ - $p$ :

$$\pi^0, \pi^\pm$$

$$p + p \rightarrow p + p + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-)$$

a, b enteros positivos

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-)$$

$$p + p \rightarrow n + n + 2\pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-)$$

## Decaimiento de piones

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma, \quad 98.8\%$$

Tiempo de vida media:  
decaimiento electromag. por

$$\bar{\tau} \approx (8.4 \pm 0.6) \times 10^{-17} \text{ sec}$$

aniquilación directa de un par quark-antiquark

- ❖ Protones y núcleos *producen rayos gamma* en las colisiones inelásticas con núcleos del medio debido a la producción y decaimiento de piones neutros

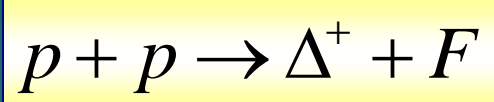
$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu), \quad 99.99\%$$

$$\bar{\tau} \approx 2.6 \times 10^{-8} \text{ sec}$$

$$e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu)$$

- ❖ Fuente secundaria más importante de electrones, positrones y neutrinos

# RADIACIÓN POR DECAIMIENTO DE PIONES (cont.)



Cuando los protones tienen energía que superan largamente la del umbral, se pueden crear muchos piones.

$$\bar{\tau} \approx 10^{-24} \text{ sec}$$

$$\xi_{\pi^0} \pi^0 + \xi_{\pi^\pm} (\pi^+ + \pi^-)$$

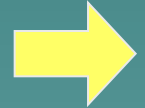
$$p + \pi^0, \quad n + \pi^+$$

**Inelasticidad:** fracción de energía del protón incidente que pasa a los piones

$$\eta(E_p) = k_0 E_p^\delta$$

Experimentalmente

$$\delta = 0, \quad k_0 = 1/3$$



30% de la energía del protón pasa a los piones

**Multiplicidad:** número total de piones creados.

Se forma 1/3 de piones de cada clase

$$\xi_\pi(E_p) = N_0 E_p^\varepsilon$$

Experimentalmente

$$\varepsilon = 1/4, \quad N_0 = 3.3$$

➤ **Energía media de los piones generados:**

$$\langle E_\pi \rangle = \frac{\eta(E_p) E_p}{\xi_\pi(E_p)} = \frac{k_0 E_p^\delta E_p}{N_0 E_p^\varepsilon} = \frac{k_0}{N_0} E_p^{1+\delta-\varepsilon} \approx 0.1 E_p^{3/4}$$

Para los valores experimentales considerados

➤ **Distribución de energía de los piones**

creados a partir de una distribución de protones:

$$N_\pi(E_\pi) dE_\pi = \xi_\pi(E_p) N_p(E_p) dE_p,$$

Suponiendo

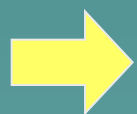
$$N_p(E_p) dE_p = K_p E_p^{-\Gamma} dE_p$$

donde

$$E_p = \left( \frac{N_0}{k_0} \right)^{1/(1+\delta-\varepsilon)} E_\pi^{1/(1+\delta-\varepsilon)}$$

$$K_\pi = K_p \frac{N_0}{1+\delta-\varepsilon} \left( \frac{k_0}{N_0} \right)^{\Gamma_\pi - 1}$$

$$\Gamma_\pi = \frac{\Gamma + \delta - 2\varepsilon}{1 + \delta - \varepsilon}$$



$$N_\pi(E_\pi) dE_\pi = K_\pi E_\pi^{-\Gamma_\pi} dE_\pi$$

para:

$$\delta = 0, \quad \varepsilon = 1/4, \quad \Gamma = 2$$



$$\Gamma_\pi = 2$$

Se conserva la forma del espectro de energía de los protones

# RADIACIÓN POR DECAIMIENTO DE PIONES (cont.)

Consideremos el decaimiento de los  $\pi^0$  :

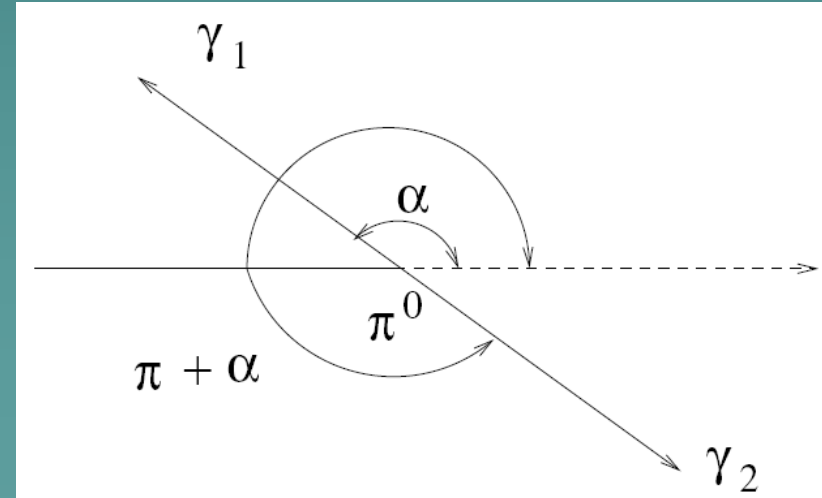
Si el  $\pi^0$  está en reposo  $\longrightarrow$  cada uno de los rayos gamma tendrá una energía

$$E_\gamma = \frac{1}{2} m_\pi c^2 \approx 67.5 \text{ MeV}$$

Sin embargo, los piones neutros rara vez son creados en reposo y por tanto **decaen en vuelo**.

Consideremos el decaimiento para un pión que en el sistema del laboratorio tiene una **velocidad**  $\beta_\pi c$  .

En el sistema de referencia del pión los dos rayos salen formando **ángulos**  $\alpha$  y  $\pi + \alpha$  con la dirección de la velocidad del pión, a fin de que se **conservé el momento**.



# RADIACIÓN POR DECAIMIENTO DE PIONES (cont.)

La distribución de los rayos gamma será isotrópica en el sistema de los piones (o sea que  $\alpha$  cambia aleatoriamente de un pión a otro)

El número de rayos gamma emitidos entre  $\alpha$  y  $\alpha + d\alpha$  es:

$$N(\alpha)d\alpha = \text{sen}\alpha d\alpha$$

Si el  $\gamma$  tiene una energía en el sistema en reposo del pión de  $E'_\gamma$



$$E_\gamma = \frac{E'_\gamma (1 - \beta_\pi \cos \alpha)}{\sqrt{1 - \beta_\pi^2}}$$

Energía en el sistema del laboratorio



$$dE_\gamma = \frac{E'_\gamma \beta_\pi \text{sen}\alpha d\alpha}{\sqrt{1 - \beta_\pi^2}}$$

$$dE_\gamma = \frac{E'_\gamma \beta_\pi N(\alpha) d\alpha}{\sqrt{1 - \beta_\pi^2}}$$

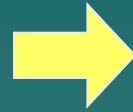
$$N(\alpha) d\alpha = \frac{1}{E'_\gamma} \frac{\sqrt{1 - \beta_\pi^2}}{\beta_\pi} dE_\gamma$$

# RADIACIÓN POR DECAIMIENTO DE PIONES (cont.)

Como  $N(E_\gamma)dE_\gamma = N(\alpha)d\alpha$  (el número total de partículas es el mismo)



$$N(E_\gamma)dE_\gamma = \frac{1}{E'_\gamma} \frac{\sqrt{1-\beta_\pi^2}}{\beta_\pi} dE_\gamma$$



$$\therefore N(E_\gamma) = \frac{1}{E'_\gamma} \frac{\sqrt{1-\beta_\pi^2}}{\beta_\pi}$$

$$E'_\gamma = \frac{1}{2} m_\pi c^2 \approx 67.5 \text{ MeV}$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{\gamma_\pi E'_\gamma \beta_\pi} \\ &= \frac{2}{\gamma_\pi m_\pi c^2 \frac{v_\pi}{c}} \\ &= \frac{2}{c P_\pi} \end{aligned}$$

Como  $E_\pi^2 = c^2 P_\pi^2 + m_\pi^2 c^4$



$$N(E_\gamma) = \frac{2}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2 c^4}}$$



$$N(E_\gamma)dE_\gamma = \frac{2}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2 c^4}} dE_\gamma$$



# RADIACIÓN POR DECAIMIENTO DE PIONES (cont.)

La distribución de los rayos  $\gamma$  del decaimiento de piones con energía

$$\gamma_\pi m_\pi c^2$$

$$N(E_\gamma) dE_\gamma = \frac{2}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2 c^4}} dE_\gamma$$

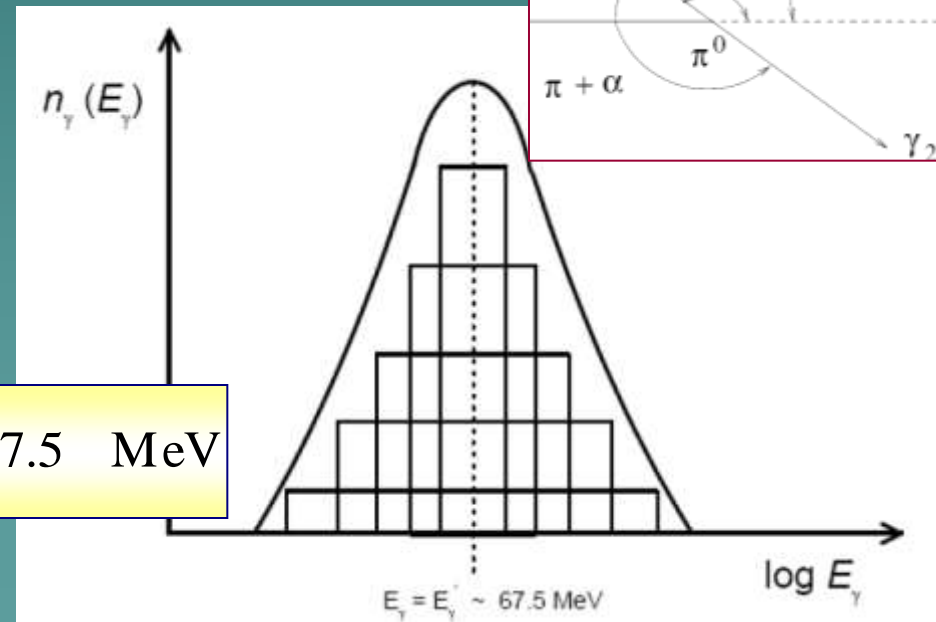
es un rectángulo de altura  $2/(cp_\pi)$  que se extiende desde una energía min  $((1 - \beta_\pi)/(1 + \beta_\pi))^{1/2} E'_\gamma$  hasta una energía max  $((1 + \beta_\pi)/(1 - \beta_\pi))^{1/2} E'_\gamma$

considerando:  $E_\gamma = \frac{E'_\gamma (1 - \beta_\pi \cos \alpha)}{\sqrt{1 - \beta_\pi^2}}$  para  $\cos \alpha = 1$  o  $-1$

Cuanto mayor sea la energía del pión, más achatado será el rectángulo, pero también más alargado.

En escala logarítmica, el centro de cada rectángulo cae en  $E_\gamma = \frac{1}{2} m_\pi c^2 \approx 67.5 \text{ MeV}$

Si tenemos piones de diferentes energías, se produce un pico a esta energía.



➤ **Emisividad de rayos gamma**  
debida al decaimiento de piones neutros:

$$q_\gamma(E_\gamma) = \int_{E_\gamma}^{\infty} n(\vec{r}) \sigma(E_i, E_\gamma) I_i(E_i, \vec{r}) dE_i$$

$$q_\gamma(E_\gamma) = 2 \int_{E_\pi^{\min}}^{\infty} \frac{q_\pi(E_\pi)}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2 c^4}} dE_\pi, \quad \text{photons cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ eV}^{-1}$$

$$N(E_\gamma) dE_\gamma = \frac{2}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2 c^4}} dE_\gamma$$

$q_\pi(E_\pi)$  Emisividad de los piones neutros

$$E_\pi^{\min}(E_\gamma) = E_\gamma + \frac{m_\pi^2 c^4}{4E_\gamma}$$

Sección eficaz diferencial

$$q_\pi(E_\pi) = c n(\vec{r}) \int_{E_p^{\min}}^{E_p^{\max}} N_p(E_p) \frac{d\sigma_\pi(E_\pi, E_p)}{dE_\pi} dE_p$$

Número de interacciones a partir de  
protones incidentes con distribución

$$N_p(E_p)$$

$$n(\vec{r})$$

Densidad del campo de materia que actúa como blanco

Sección eficaz diferencial para la producción de piones neutros de energía  $E_\pi$  por un protón con energía  $E_p$  en una interacción p-p:

$$\frac{d\sigma_\pi(E_\pi, E_p)}{dE_\pi} = \underbrace{\langle \xi \sigma_\pi(E_p) \rangle}_{\text{Sección eficaz inclusiva}} \underbrace{\frac{dN_\pi(E_\pi, E_p)}{dE_\pi}}_{\text{Función de distribución normalizada}}$$

Multiplicidad



Sección eficaz inclusiva



Función de distribución normalizada

$$\langle \xi \sigma_\pi(E_p) \rangle = \sum_k \int_0^{E_\pi^{\max}} dE_\pi \sigma_k(E_\pi, E_p) \quad \text{cm}^2$$

Se puede obtener a partir de datos experimentales en diferentes intervalos de energía

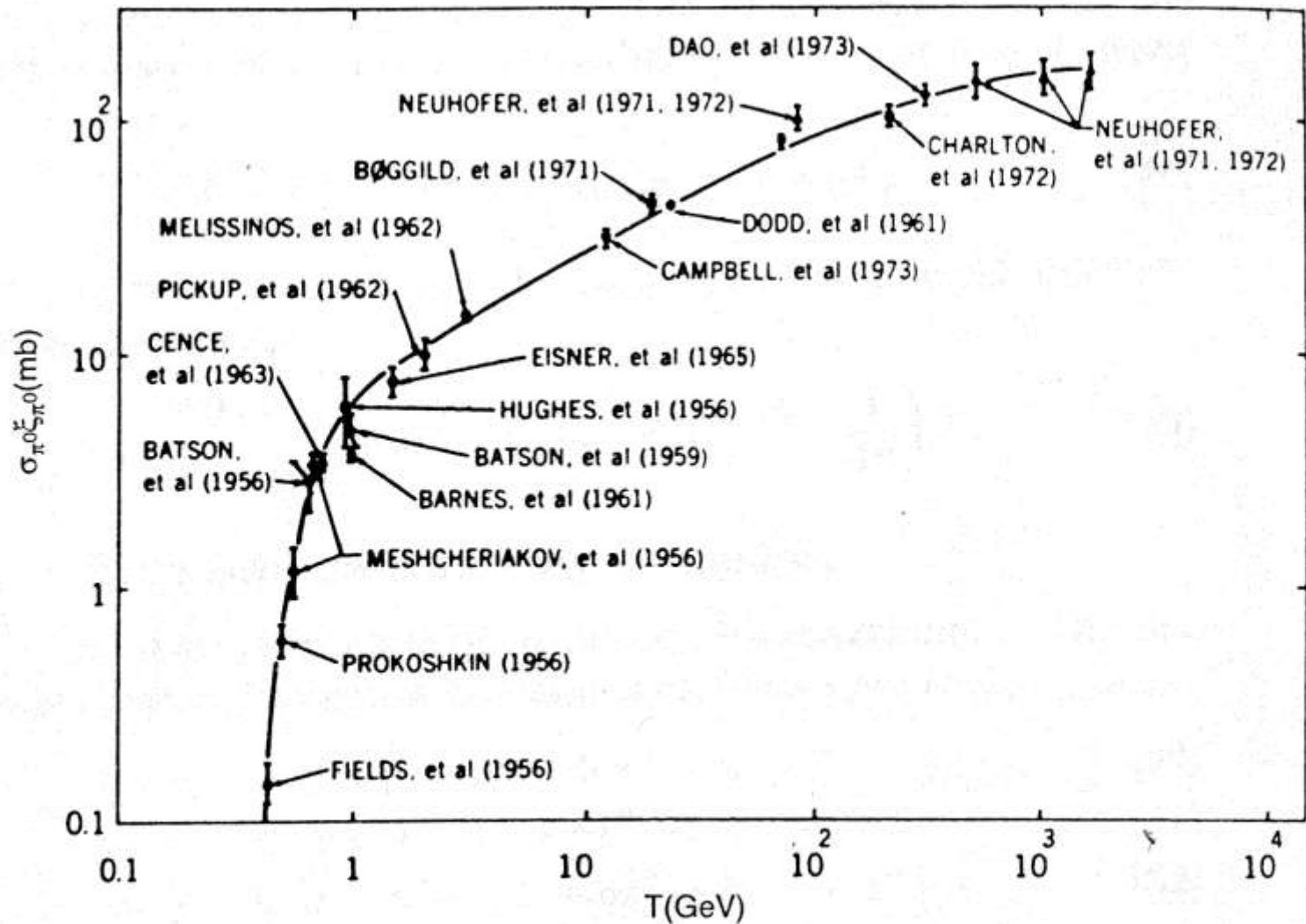


Fig. 5.4. Inclusive cross-sections for  $\pi^0$  production in p-p interactions. From Stecker (1973 [517])

# ➤ Aproximaciones de la emisividad de rayos gamma con parametrizaciones adecuadas de la sección eficaz

I) Aproximación de la función delta para la emisividad de los piones neutros:

$$q_{\pi}(E_{\pi}) = cn \int N_p(E_p) \delta(E_{\pi} - \kappa E_p^{\text{cin}}) \sigma_{pp}(E_p) dE_p$$

$$= \frac{cn}{\kappa} I_p \left( m_p c^2 + \frac{E_{\pi}}{K} \right) \sigma_{pp} \left( m_p c^2 + \frac{E_{\pi}}{K} \right)$$

donde {

$E_p^{\text{cin}} = E_p - m_p c^2$  Energía cinética del protón

$\kappa$  Fracción de la energía cinética del protón que es transferida a piones neutros

$\sigma_{pp}$  Sección eficaz inelástica total para interacciones  $p-p$  con parametrización válida para:

$$E_p > 1 \text{ GeV}$$

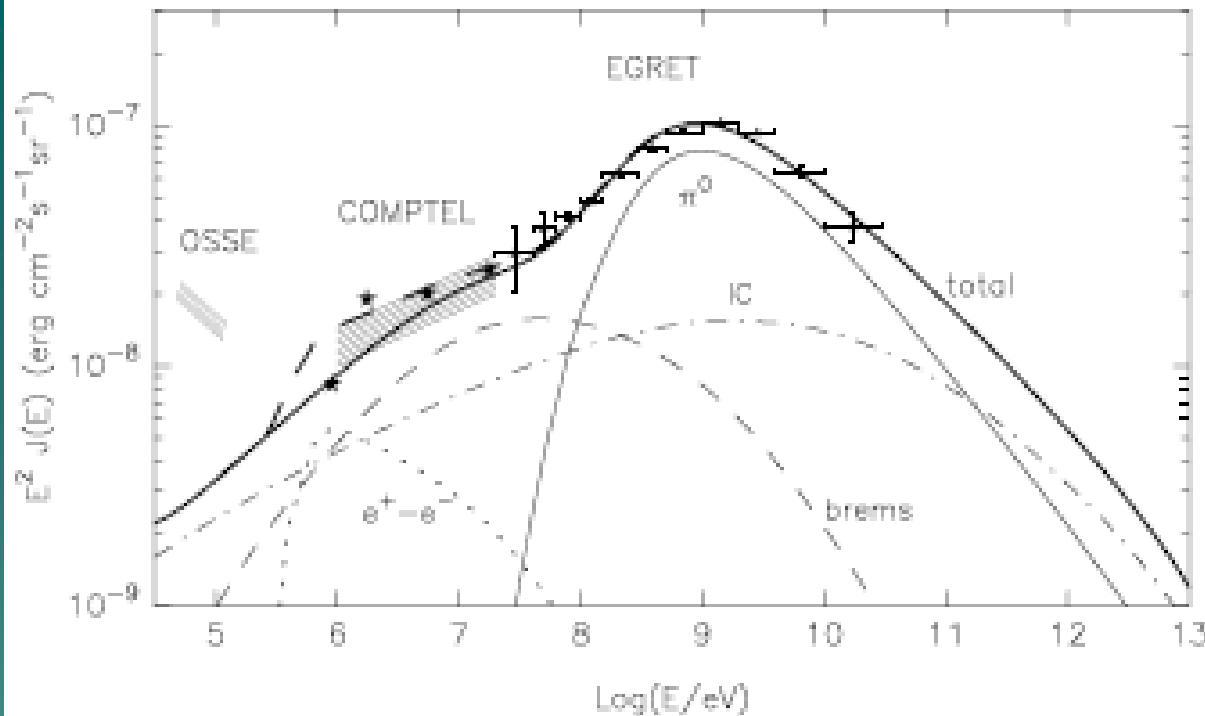
$$\sigma_{pp}(E_p) = 30 [0.95 + 0.06 \log(E_p^{\text{cin}} / \text{GeV})] \text{ mb}$$

$$\text{mb} = 10^{-27} \text{ cm}^2$$

$$\text{a } 1 \text{ TeV } \sigma_{pp} \sim 34 \text{ mb.}$$

Para  $\kappa \approx 0.17$ , se obtienen buenos ajustes con cálculos numéricos precisos sobre un amplio rango de energías (GeV – TeV)

La contribución de rayos gamma por decaimiento de piones neutros contribuye a explicar el “GeV bump” (Aharonian & Atoya 2000)



**Fig. 6.** The fluxes of diffuse radiation produced by both electronic and nucleonic components of cosmic rays in the inner Galaxy, calculated for a hard power-law source functions of the electrons with  $\Gamma_{e,0} = 2.15$ , and of the protons with  $\Gamma_{p,0} = 2.1$ , and the escape time parameters  $\delta = 0.65$ ,  $\tau_{10} = 1.4 \times 10^7$  yr,  $\tau_{conv} = 2 \times 10^7$  yr. Other model parameters are:  $w_e = 0.075$  eV/cm<sup>3</sup>,  $w_p = 1$  eV/cm<sup>3</sup>,  $N_H = 1.5 \times 10^{22}$  cm<sup>-2</sup>,  $l_d = 15$  kpc,  $B = 6 \mu$ G. Contributions from  $\pi^0$ -decay (thin solid line), bremsstrahlung (dashed), inverse Compton (dot-dashed), and positron annihilation in flight (dotted line, for  $C_+ = 0.5$ )  $\gamma$ -radiation mechanisms are shown. The heavy solid line shows the total flux without contribution from the positron annihilation, and the heavy dashed line takes this flux into account.

# ➤ Aproximaciones de la emisividad de rayos gamma con parametrizaciones adecuadas de la sección eficaz

II) Aproximación para la emisividad de los rayos gamma de los “momentos espectrales pesados”, **válida para altas energías:**

$$q_{\gamma}(E_{\gamma}, \vec{r}) = c \sigma_{pp} n(\vec{r}) \frac{2Z^{\Gamma}}{\Gamma} N_p(E_{\gamma}) \eta_A$$

(Gaisser 1990; Drury et al. 1994)

donde

$$N_p(E_{\gamma})$$

Espectro de protones evaluado en  $E_{\gamma}$

$$N_p(E_p) dE_p = K_p E_p^{-\Gamma},$$

$$\eta_A$$

Tiene en cuenta la contribución de otros núcleos además de protones a la producción de rayos gamma (~1.4-1.5 para ISM)

$$\sigma_{pp}$$

Sección eficaz inelástica total para interacciones  $p-p$  con parametrización:

$$\sigma_{pp}(E_p) = 30[0.95 + 0.06 \log(E_p / \text{GeV})] \text{ mb}$$

$$E_p \approx (2\xi E_{\gamma}) / \eta, \\ E_{\gamma} > 1 \text{ GeV}$$

$$Z_{p \rightarrow \pi^0}^{\Gamma}$$

“Momentos espectrales pesados”: representan la fracción aprox. de energía del protón que va al pión. Sus valores dependen de  $\Gamma$ :

$$\begin{array}{lll} Z_{p \rightarrow \pi^0}^2 = 0.17 & Z_{p \rightarrow \pi^0}^{2.2} = 0.092 & Z_{p \rightarrow \pi^0}^{2.4} = 0.066 \\ Z_{p \rightarrow \pi^0}^{2.6} = 0.048 & Z_{p \rightarrow \pi^0}^{2.8} = 0.036 & \end{array}$$

## ➤ Aproximaciones de la emisividad de rayos gamma con parametrizaciones adecuadas de la sección eficaz

III) Aproximación de Blatting para la sección eficaz diferencial, válida para bajas energías (< 50 GeV):

$$\frac{d\sigma_{\pi}(E_{\pi}, E_p)}{dE_{\pi}} = e^A \text{ mb GeV}^{-1} \quad (\text{Blatting 2000})$$

donde:

$$A = -5.8 - \frac{1.82}{(E_p - m_p c^4)^{0.4}} + \frac{13.5}{(E_{\pi} - m_p c^4)^{0.2}} + \frac{4.5}{(E_{\pi} - m_p c^4)^{0.4}}$$

IV) Aproximación de Kelner para la sección eficaz total, para ser usada con la aprox. de la función delta (I) a energías < 1 GeV (Kelner et al. 2006)

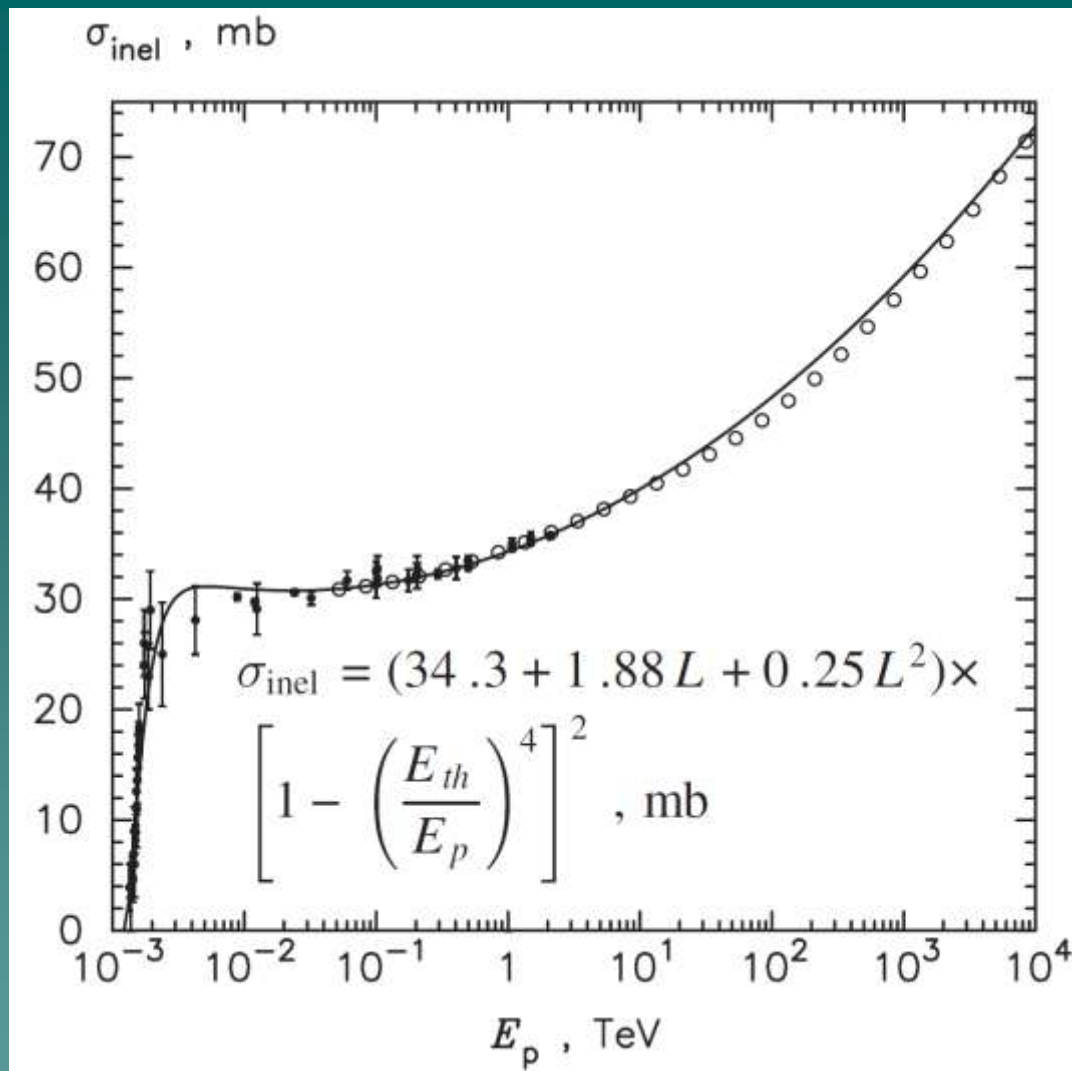
$$\sigma_{pp}(E_p) = (34.3 + 1.88L + 0.25L^2) \left[ 1 - (E_{th}/E_p)^4 \right]^2 \text{ mb}$$

donde:  $L = \log(E_p/1\text{TeV})$

$$E_{th} = m_p + 2m_{\pi} + \frac{m_{\pi}^2}{2m_p} = 1.22 \text{ GeV}$$

Energía umbral para la producción de piones neutros





Inelastic cross section of p-p interactions.

The experimental data are from

<http://wwwppds.ihep.su:8001/c5-5A.HTML>, the open points correspond to the cross sections which are used in the SIBYLL code.

(Kelner et al. 2006)

- Pérdida de energía por emisión de piones de un protón que se mueve a velocidad relativista a través de hidrógeno con densidad  $n_H$  :

$$\left( \frac{dE_p}{dt} \right)_\pi = -0.65 c n_H \sigma_{pp} (E_p - m_p c^2) \Theta(E_p - E_{th})$$

(Mannheim & Schlickeiser 1994)

donde:

$$E_{th} = 1.22 \text{ GeV}$$

$$\Theta \text{ Función de Heaviside} \longrightarrow \Theta(x) = 1 \text{ para } x > 0$$

- ✓ **Intensidad espectral** en una fuente de *volumen*  $V$ :

$$I_\gamma(E_\gamma) = \int_V q_\gamma(E_\gamma, \vec{r}) dr^3, \quad \text{photons s}^{-1} \text{ eV}^{-1}$$

- ✓ **Flujo observado** en la Tierra desde una fuente a *distancia*  $d$ :

$$F_\gamma(E_\gamma) = I_\gamma(E_\gamma) / (4\pi d^2)$$

# EJEMPLOS DE FUENTES DE RAYOS GAMMA QUE PRODUCEN EMISIÓN GAMMA HADRÓNICA A TRAVÉS DE INTERACCIONES $p-p$

Fuente de rayos gamma: Sistema astrofísico que emite una fracción significativa de su luminosidad electromagnética a energías mayores que 0.5 MeV.

## ➤ Gas interestelar del disco galáctico

(fuente difusa **pasiva**, es decir, que actúa como “blanco”)

## ➤ Remanentes de Supernovas

(fuente no-acretante galáctica)

## ➤ Microcuasares

(fuente acretante)

## ➤ Cúmulos de galaxias

(fuente no-acretante extragaláctica)

Fuentes **activas**: aceleradores eficientes de partículas relativistas, que al mismo tiempo ofrecen campos electromagnéticos y/o de materia para que estas partículas interactúen y emitan radiación gamma.

## ❖ Remanentes de supernovas:

Los SNRs pueden acelerar partículas cargadas hasta velocidades relativistas por medio del *mecanismo de aceleración de Fermi*: proceso difusivo que da lugar a una distribución espectral de energía de las partículas según una ley de potencias:

$$N(E) dE = K E^{-\Gamma}$$

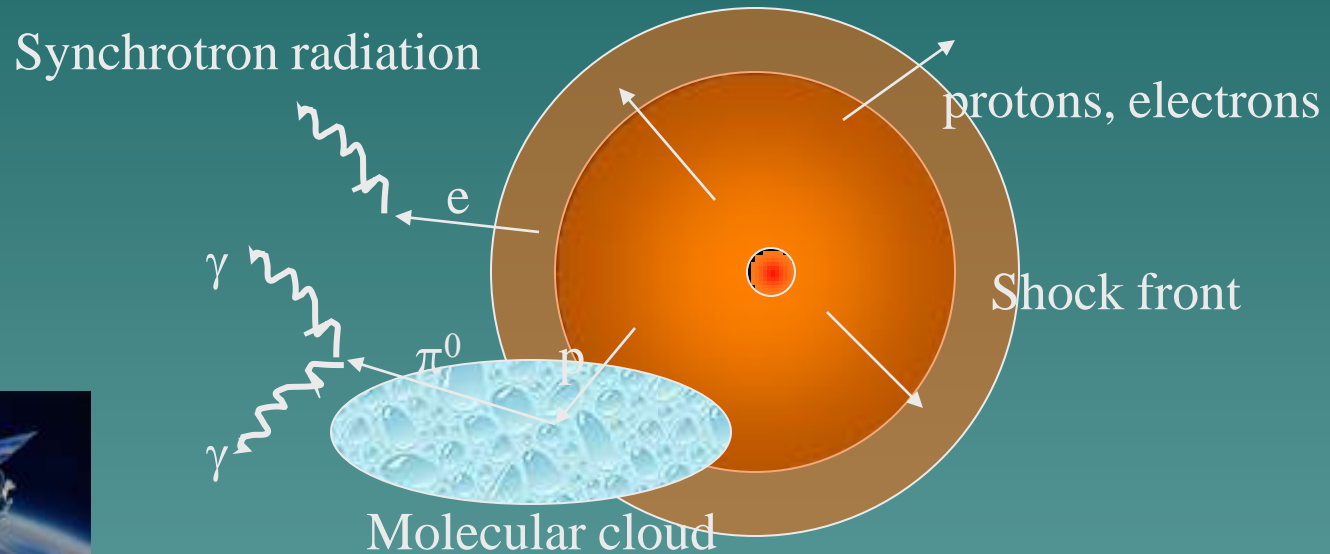
La aceleración de las partículas se evidencia por la **emisión sincrotrón** observada (producida por electrones muy energéticos moviéndose en un campo magnético).

La detección de rayos X no-térmicos indican la presencia de electrones con **energías de hasta ~100 TeV**

La presencia de partículas relativistas permiten realizar predicciones sobre **emisión en rayos gamma**.

Parte de tal emisión puede tener **origen hadrónico**: presencia de *protones relativistas* que interactúan con la **materia contenida en el remanente o con una nube molecular cercana** producen piones neutros que decaen dando lugar a radiación gamma.

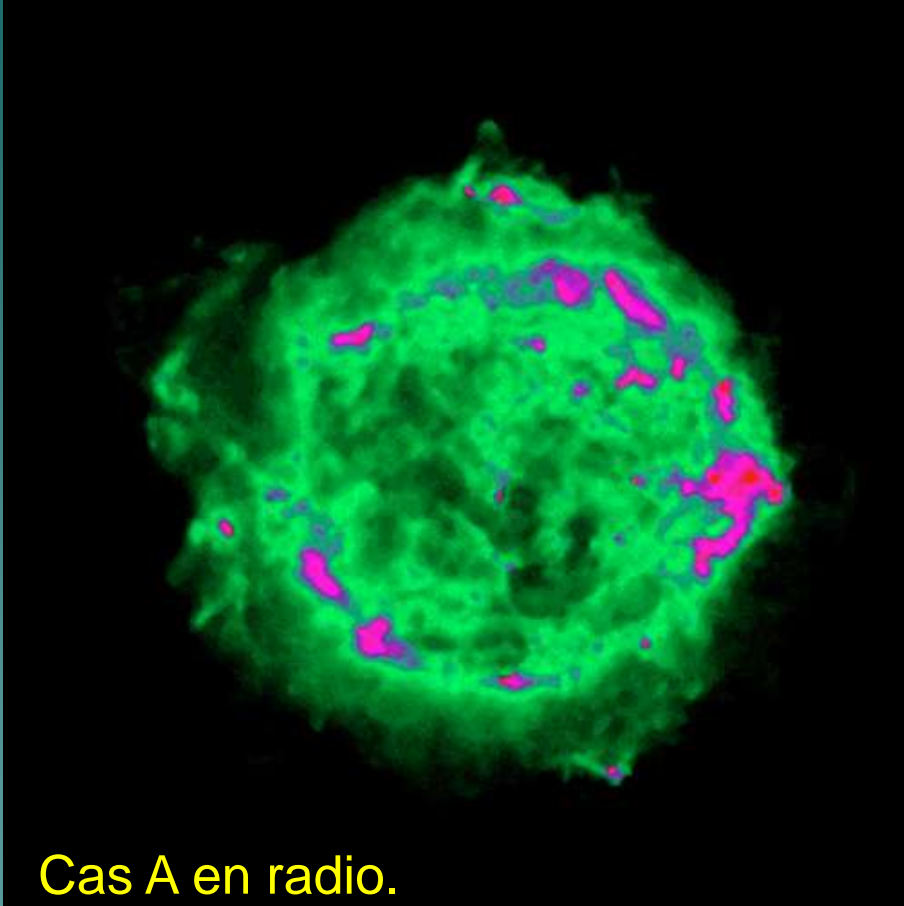
# Proton acceleration in SNRs



Nearby molecular clouds can provide targets for ions accelerated at the SNR shock. Gamma-rays are then produced by neutral pion decays pointing out the production of hadronic cosmic rays (Aharonian et al. 1994: A&A 285, 645)

## ❖ Remanente de supernova: **Cassiopea A**

- La más fuerte fuente de radio en el Hemisferio Norte.
- La SN explotó en 1680.



Cas A en radio.

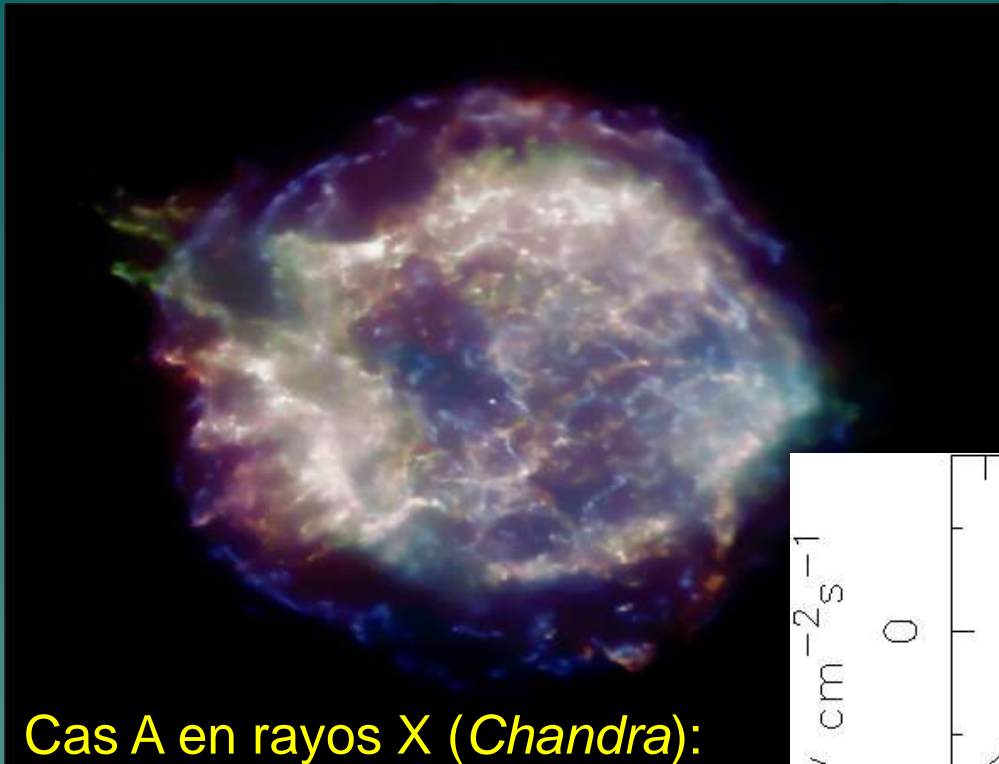


Cas A en rayos X:

detección de rayos X duros  
evidencia la presencia de  
electrones relativistas  
con energías hasta  $\sim 10$  TeV.



# Cassiopea A



Cas A en rayos X (*Chandra*):

Flujo

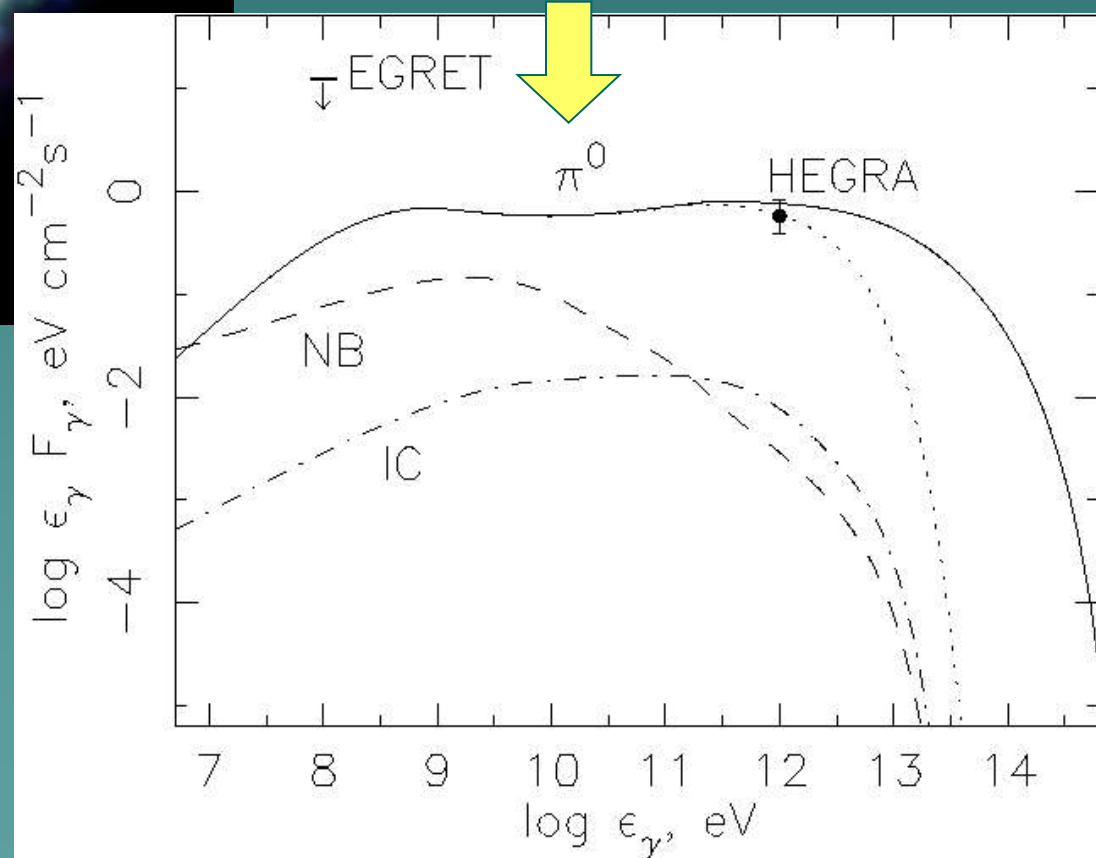
$$F(E > 1\text{TeV}) \approx 5.8 \times 10^{-13}$$

$$\text{ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Índice espectral de los fotones  $\sim 2.5$

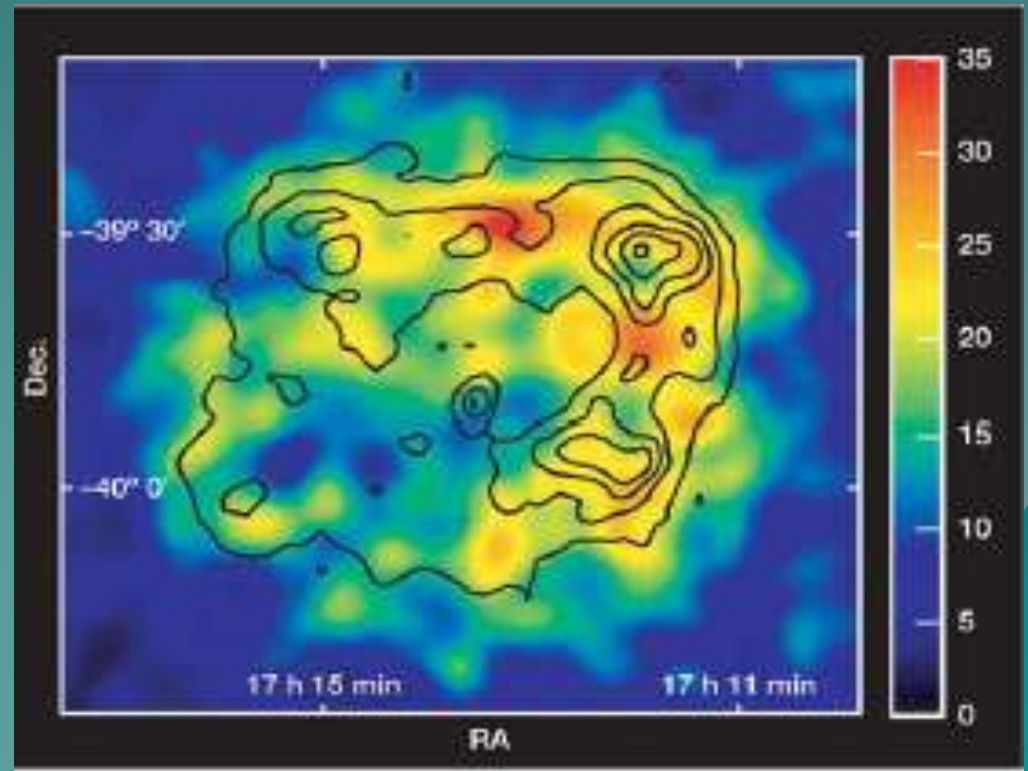
Modelo de la emisión a altas energías  
(Berezhko & Völk 2000)

Flujo de rayos gamma dominado por la contribución del decaimiento de piones neutros



## ❖ Remanente de supernova: **RX J1713.7-39**

- Gran SNR ( $\sim 1$  grado de diámetro) en el hemisferio sur.
- Flujo en radio débil.
- Complejo medio alrededor de la fuente, con varias **nubes moleculares masivas**.
- **Detectado en rayos gamma de  $\sim$ TeV:**  
dispersión Compton inversa de fotones del fondo cósmico de radiación originado en la misma población de electrones relativistas responsables de los rayos X no-térmicos observados (Muraishi et al. 2000).

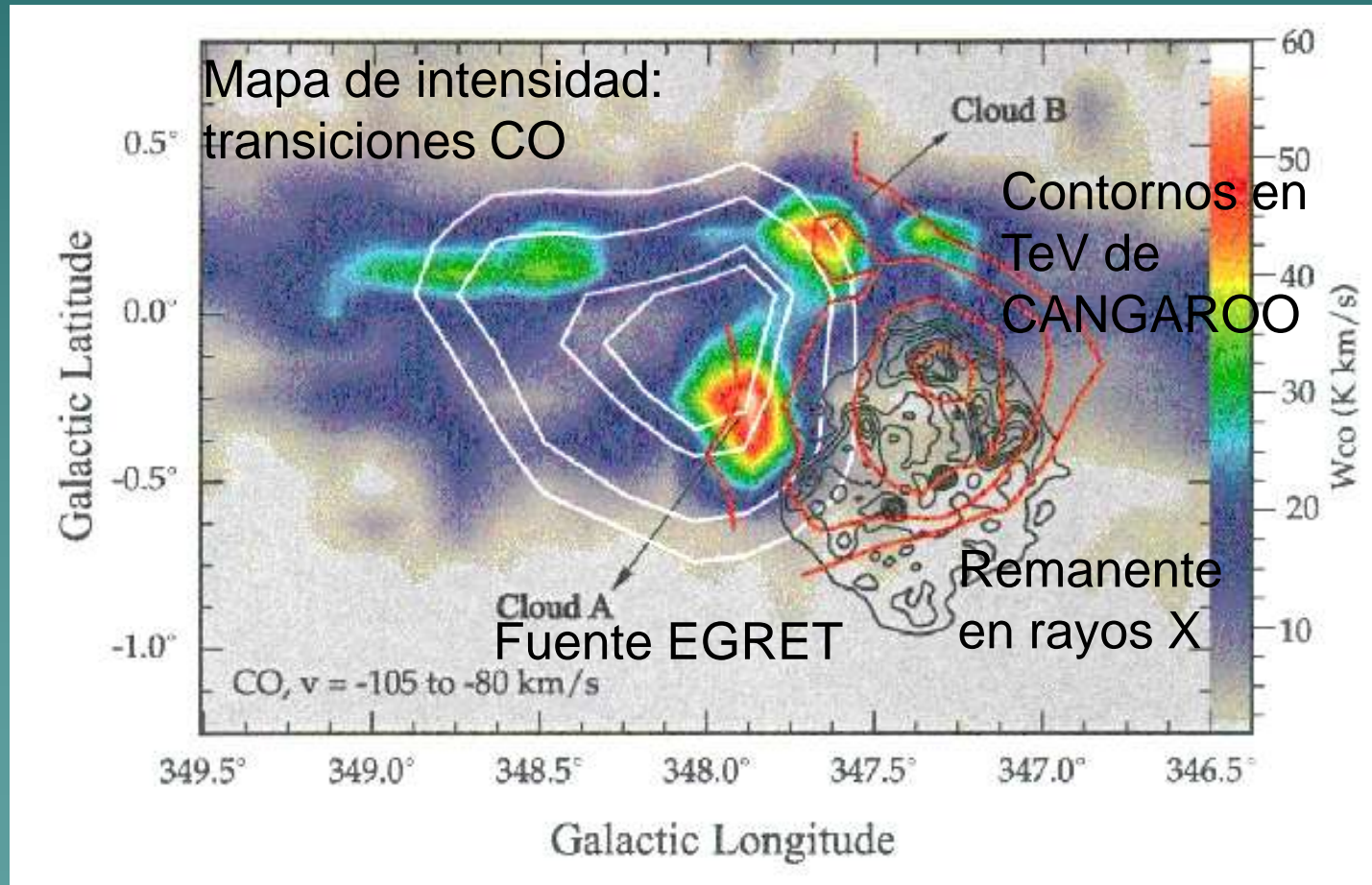




# RX J1713.7-39

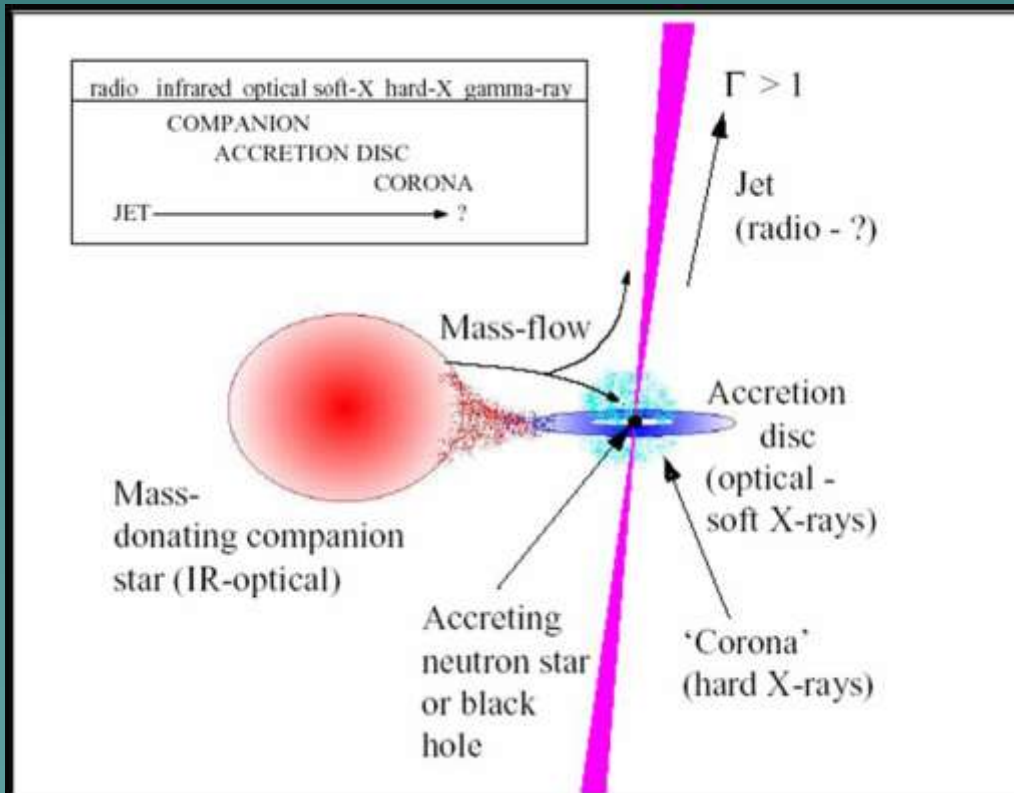
- Fuente EGRET cercana (3EG J1714-3857) coincidente con una de las **nubes moleculares masivas** alrededor del SNR **→ producción de piones neutros** por la interacción de protones acelerados en el shock del remanente con el material denso de la nube ( $\sim 500$  nucleones  $\text{cm}^{-3}$ ).

(Butt et al. 2001; 2002).



## ❖ Microquasars

- Sistemas binarios formados por una estrella y un objeto compacto.
- La materia de la estrella es acretaada por el objeto compacto formando un **disco de acreción** que emite en rayos X.
- Sobre el eje de rotación del sistema **se forman y coliman jets relativistas** que pueden ser detectados en radio, debido a su emisión sincrotrón.
- Si el jet posee hadrones relativistas, las interacciones  $p-p$  con protones del viento de la estrella compañera pueden dar lugar a la **emisión de rayos gamma** en los microquasars de alta masa.

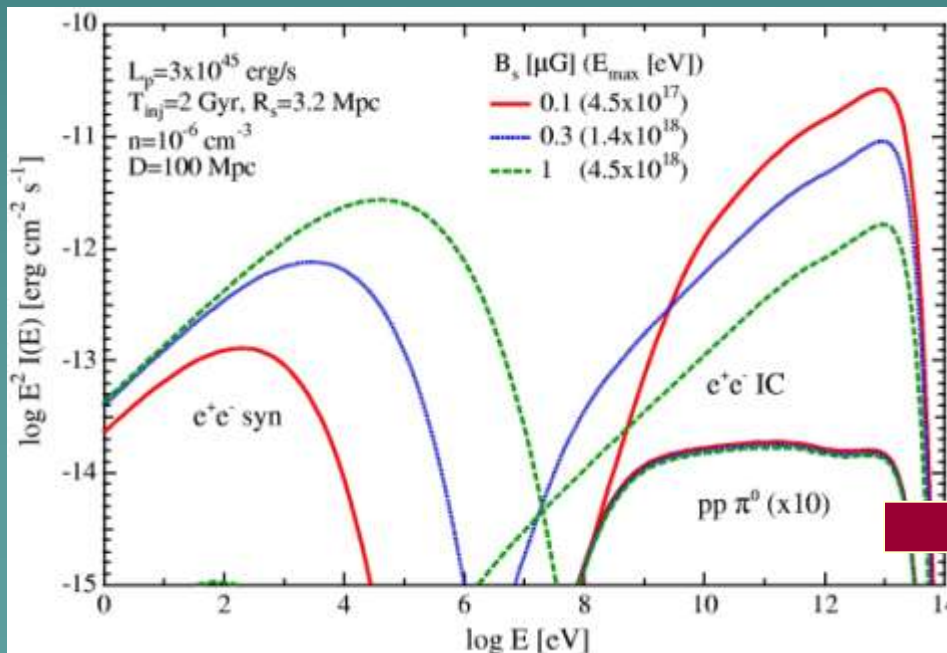


Candidatos firmes a emisores de rayos gamma en el rango 100 MeV – 10 GeV:  
**LS 5039 y LS I+61 303**

## ❖ Cúmulos de galaxias

- Los más grandes sistemas virializados en el Universo, con profundos pozos de potencial, determinados por la materia oscura, en los cuales quedan atrapados las galaxias y el medio intracúmulo.
- **Medio Intracúmulo**: gas caliente y difuso calentado por shocks de acreción cuando gas de relativamente baja temperatura se incorpora al cúmulo.

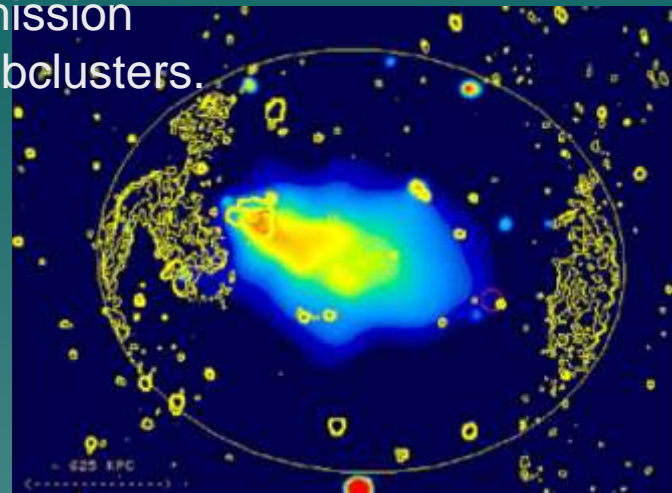
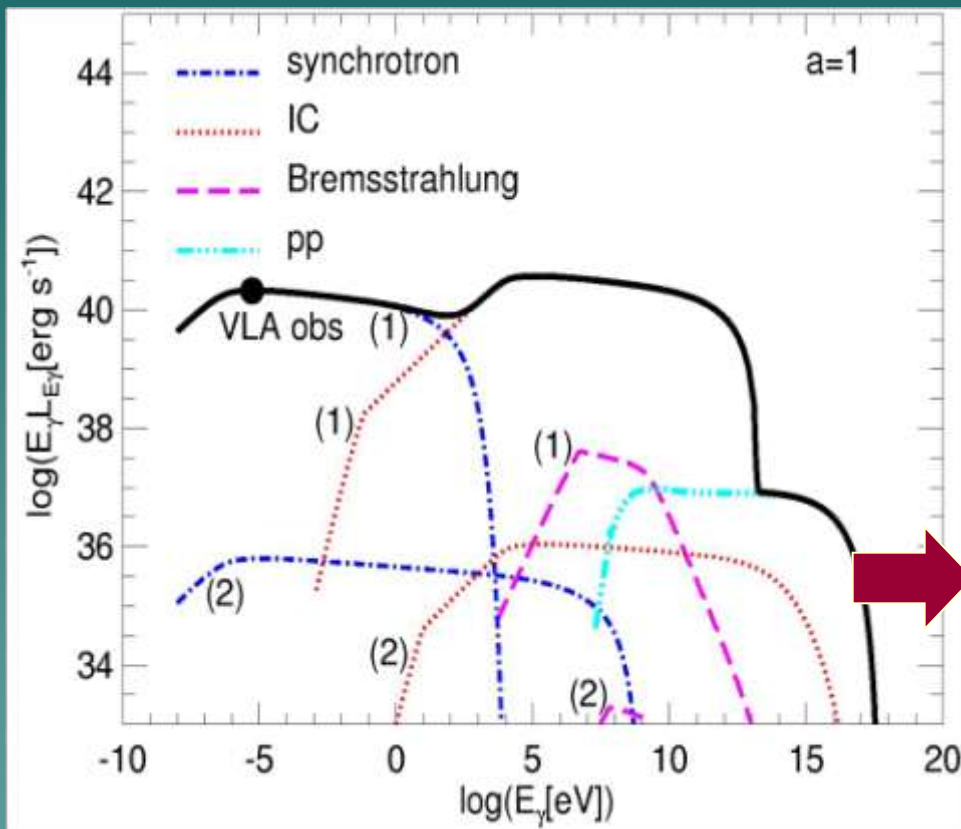
**Los shocks generados durante la formación y fusión de cúmulos de galaxias son sitios potencialmente interesantes para la aceleración de partículas de alta energía por el mecanismo de Fermi, incluyendo electrones y protones**



**La emisión Gamma de piones neutros y pares secundarios generados por interacciones p-p es mínima por la baja densidad. Importantes en zonas de mayor densidad (shocks de fusión).**

# Cúmulo de galaxias A3376

The rich cluster of galaxies Abell 3376 has been detected by *ROSAT* and *XMM-Newton* through its X-ray emission revealing strong evidence for merger activity of subclusters.



decay from *pp* interactions contribute to the gamma-ray emission, being its luminosity smaller than that of IC interactions because of the low density of thermal protons at the location of radio relics

IC photons from cluster Abell 3376 could be detected by gamma-ray instruments such as GLAST satellite and the Cherenkov telescope HESS II, which operates in the ranges  $\sim 100$  MeV to  $\sim 100$  GeV, and 0.1 to 10 TeV, respectively



# RADIACIÓN POR ANIQUILACIÓN PROTÓN-ANTI-PROTÓN

La reacción básica es:  $p + \bar{p} \rightarrow \xi \pi$   $\rightarrow$   $p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$

Decae en  $2\gamma$

Sección eficaz de la interacción:  $\sigma_{p\bar{p}} \approx 2.4 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$

En general  $\xi > 3$

El proceso  $p + \bar{p} \rightarrow \gamma + \gamma$  puede ocurrir,

pero la sección eficaz es más pequeña:  $\sigma_{p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma} \approx 3 \times 10^{-30} \text{ cm}^2$

a 1 TeV  $\sigma_{pp} \sim 34 \text{ mb.}$

$\text{mb} = 10^{-27} \text{ cm}^2$

# PÉRDIDAS POR IONIZACIÓN

Cuando un protón o un núcleo (de carga  $eZ$  y masa  $M$ ) se mueve por un medio lo ioniza y pierde energía.

Las pérdidas de ionización vienen dadas por:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = 7.62 \times 10^{-9} Z^2 n \beta^{-1} \left[ 22.2 + 4 \ln \frac{E}{m_e c^2} + 2 \ln \beta^2 - 2\beta^2 \right] \begin{cases} E \ll (M/m_e) M c^2 \\ n \text{ Densidad del medio (H)} \end{cases}$$

➤ En el extremo no relativista:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = 7.62 \times 10^{-9} Z^2 n \sqrt{\frac{2Mc^2}{E_K}} \left[ 11.8 + \ln \frac{E_K}{Mc^2} \right] \text{ eV/s}$$

Donde  $E_K = E - M c^2 \approx M v^2 / 2 \ll M c^2$

➤ Cuando  $E \gg M c^2$

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = 7.62 \times 10^{-9} Z^2 n \left[ 20.2 + 4 \ln \left( \frac{E_{\text{kin}}}{M c^2} \right) \right] \text{ eV s}^{-1}$$

# PÉRDIDAS POR IONIZACIÓN (cont.)

Si consideramos un medio ya ionizado, con una concentración  $n$  de electrones,

➤ en el caso **no relativista** se tiene:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = 7.62 \times 10^{-9} Z^2 n \sqrt{\frac{2Mc^2}{E_K}} \left[ \ln \frac{E_K}{Mc^2} - \frac{1}{2} \ln n + 38.7 \right] \text{ eV/s}$$

➤ Si  $E \gg Mc^2$

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = 7.62 \times 10^{-9} Z^2 n \left[ \ln \frac{W}{m_e c^2} - \ln n + 74.1 \right] \text{ eV/s}$$

Donde

$$W = E \quad \text{para} \quad E \gg Mc^2$$

$$W = 2m_e c^2 \left( \frac{E}{Mc^2} \right) \quad \text{para} \quad Mc^2 \ll E \ll \frac{M}{m_e} Mc^2$$

Máxima energía que un núcleo puede transferirle a un electrón libre

Aunque éstas pérdidas no llevan a radiación significativa por parte del núcleo, su cálculo puede ser valioso cuando se desean considerar interacciones de un núcleo que primero debe atravesar un medio.

A altas energías las pérdidas por creación de piones son dominantes.

# INTERACCIONES PIÓN-NÚCLEO Y PIÓN-PIÓN

Si la densidad de hadrones es importante pueden ocurrir interacciones de piones con núcleos o entre piones.

En interacciones de piones con núcleos:

➤ la sección eficaz presenta un pico para energías del pión  $\approx 190 \text{ MeV}$  con valores  $\sigma_{\pi p} \approx 200 \text{ mb}$ .

Luego la sección eficaz cae rápidamente hasta unos  $\sigma_{\pi p} \approx 40 \text{ mb}$  a  $\approx 1 \text{ GeV}$ .

➤ A altas energías la sección se vuelve suave y se puede parametrizar como:

$$\sigma_{\pi p} = a + \frac{b}{p}$$

$p$  Momento en GeV/c del pión

$$a^+ = 22.26 \pm 0.33 \text{ mb} \quad b^+ = 25.10 \pm 2.83 \text{ mb} \frac{\text{GeV}}{c}$$

$$a^- = 24.37 \pm 0.29 \text{ mb} \quad b^- = 24.94 \pm 2.65 \text{ mb} \frac{\text{GeV}}{c}$$

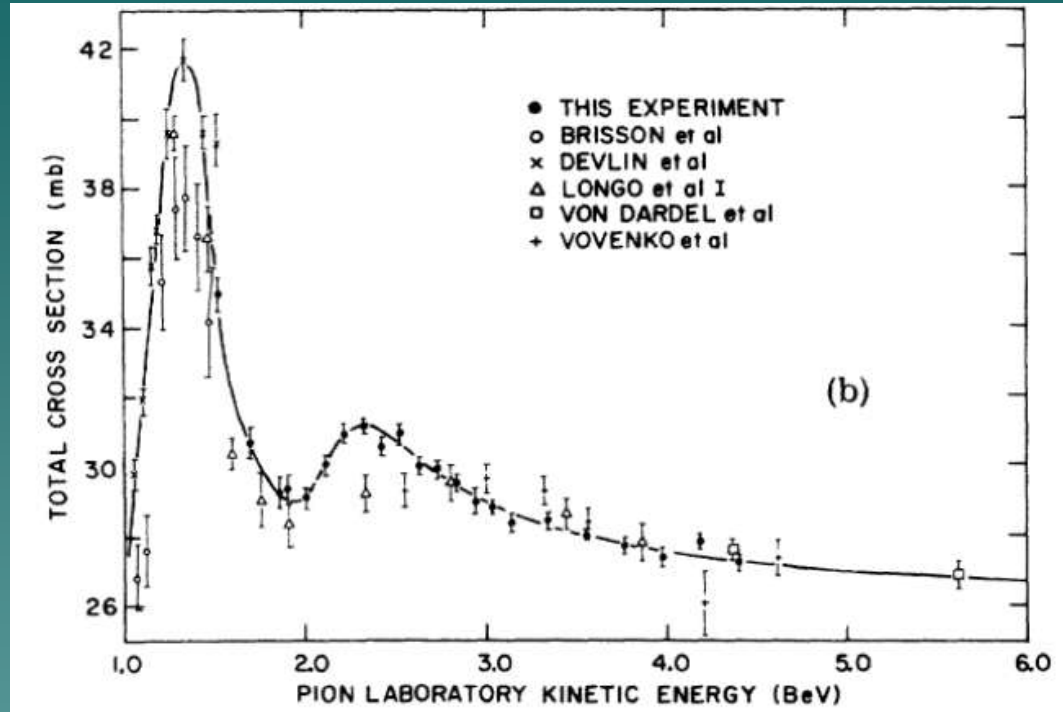
Valores de  $a$  y  $b$  para  $\pi^+$  y  $\pi^-$



# INTERACCIONES PIÓN-NÚCLEO Y PIÓN-PIÓN

(cont.)

Sección eficaz de la interacción pión-pión



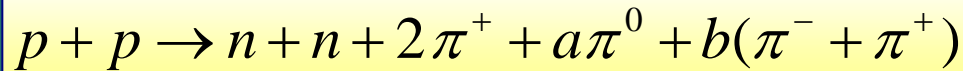
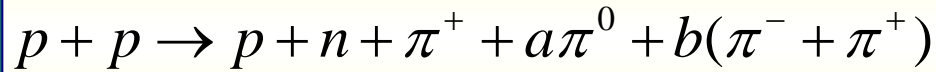
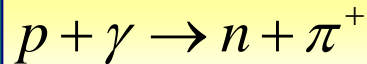
En interacciones entre piones:

Los  $\pi^0$  decaen demasiado rápido como para interactuar.

La sección eficaz para la interacción  $\pi - \pi$  es  $\sigma_{\pi\pi} \approx 35 \text{ mb}$  a bajas energías. A altas energías, la sección eficaz es incierta.

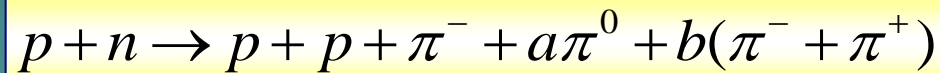
# INTERACCIONES NEUTRÓN-PROTÓN

Las interacciones:



producen neutrones: a su vez pueden interactuar antes de decaer.

$n$	$\longrightarrow$	$p$	$+$	$e$	$+$	$\bar{\nu}_e$	
0	=	+1	+	-1	+	0	$\rightarrow$ carga
1	=	1	+	0	+	0	$\rightarrow$ número bariónico
0	=	0	+	1	+	-1	$\rightarrow$ número leptónico



La **sección eficaz** para interacciones  $p-n$  es igual a la de  $p-p$ .

Para **energías** incidentes del neutrón **mayores** que **290 MeV** la **sección eficaz** de la interacción  $n-p$  permanece constante:  $\sigma_{n-p} \approx 39.5 \pm 1.0$  mb

A **energías menores**:

La **sección eficaz** se incrementa hasta llegar a  $\sigma_{n-p} \approx 1$  b a energías del  $\approx$  MeV.

Por debajo de  $\approx 100$  MeV la sección se comporta como  $E^{-1}$ .

# INTERACCIONES NEUTRÓN-PROTÓN (cont.)

La interacción básica es:

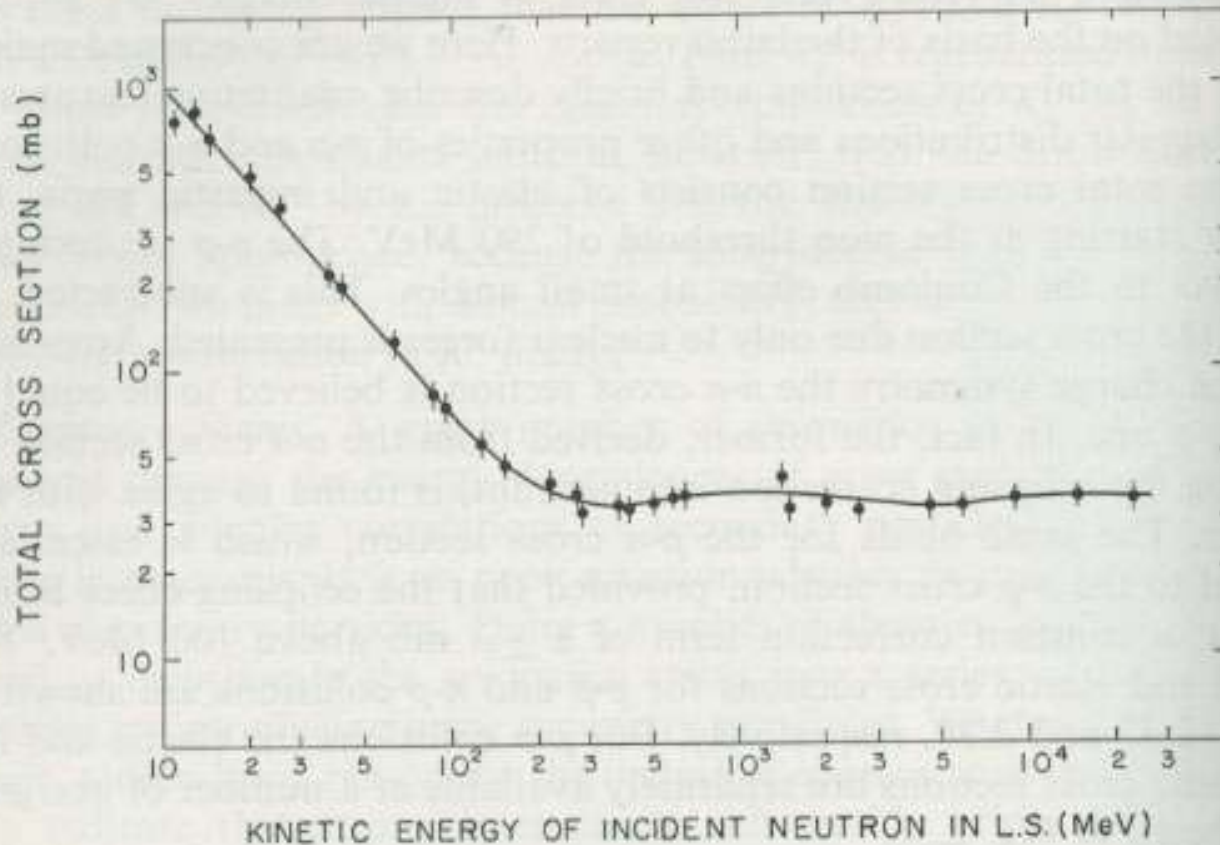
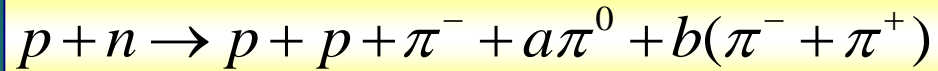
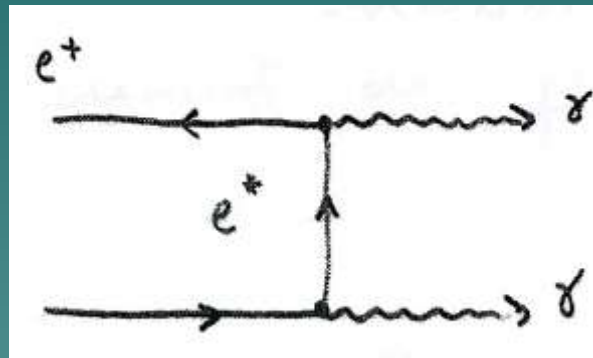
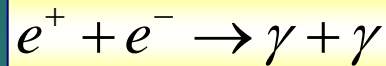


Fig. 2.34 Total cross section for a neutron-proton collision versus the kinetic energy of an incident neutron in the laboratory system.



# ANIQUILACIÓN DE ELECTRONES Y POSITRONES

La aniquilación de electrones con positrones puede ser una fuente importante de rayos gamma a través de la reacción:



Cuando las dos partículas están en reposo, la energía de los fotones resultantes es simplemente:  $E_\gamma = mc^2 = 0.511\text{MeV}$

La radiación de línea de esta energía se suele referir como “radiación de aniquilación”.

*Si uno de los leptones se mueve a gran velocidad, uno de los fotones emergentes tendrá gran energía, mientras que el otro tendrá una energía de*  $E_\gamma \cong 511\text{keV}$

# ANIQUILACIÓN DE ELECTRONES Y POSITRONES

(cont.)

La sección eficaz para la aniquilación de un positrón de energía con un electrón en reposo es:

$$E_e = \gamma mc^2$$

$$\sigma_{e^\pm} = \frac{\pi r_e^2}{\gamma + 1} \left[ \frac{\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma^2 - 1} \ln \left( \gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1} \right) - \frac{\gamma + 3}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right]$$

Cuando

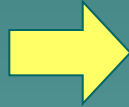
$$\gamma \gg 1$$



$$\sigma_{e^\pm} \approx \frac{\pi r_e^2}{\gamma} [\ln(2\gamma) - 1]$$

Cuando

$$\beta \ll 1$$



$$\sigma_{e^\pm} \approx \frac{\pi r_e^2}{\beta}$$

Expresada en términos del sistema del centro de masas, la sección eficaz se puede escribir

$$\sigma_{e^\pm}(e_{\text{cm}}^\pm) = \frac{\pi r_e^2}{4\beta_{\text{cm}}\gamma_{\text{cm}}^2} \left[ \frac{1}{\beta_{\text{cm}}} \left( 2 + \frac{2}{\gamma_{\text{cm}}^2} - \frac{1}{\gamma_{\text{cm}}^4} \right) \ln \left( \frac{1 + \beta_{\text{cm}}}{1 - \beta_{\text{cm}}} \right) - 2 - \frac{2}{\gamma_{\text{cm}}^2} \right]$$

$$\beta_{\text{cm}} = v_{\text{cm}} / c$$

Velocidad del centro de masas en unidades de  $c$

# ANIQUILACIÓN DE ELECTRONES Y POSITRONES

(cont.)

Si tenemos un plasma formado por  $e^+$  y  $e^-$ ,  
la razón de aniquilación de las partículas es:

$$R_{e^\pm} \approx \frac{3}{8} \frac{\sigma_T + c}{x} \left[ \ln x + x^{-1/2} \right] \quad \left[ R_{e^\pm} \right] = \text{cm}^3/\text{s}$$

donde  $x = \gamma_{e^+} \gamma_{e^-}$  y la exactitud está dentro del 14%.

Si tenemos distribuciones no térmicas en el plasma:  $N_{e^\pm}(E_{e^\pm}) dE_{e^\pm}$

→ el número de aniquilaciones por unidad de tiempo es:

$$N = N_{e^+} N_{e^-} R_{e^\pm} dE_{e^+} dE_{e^-} dV$$

[cm<sup>-3</sup> eV<sup>-1</sup>]

Elemento de volumen del plasma

→ La luminosidad de aniquilación de pares se obtiene integrando sobre las distribuciones y la correspondiente razón de aniquilación:

$$L_\gamma^{e^\pm} = \int (E_{e^+} + E_{e^-}) R_{e^\pm} N_{e^+}(E_{e^+}) N_{e^-}(E_{e^-}) dE_{e^+} dE_{e^-} dV$$

En el sist. en reposo del plasma

# ANIQUILACIÓN DE ELECTRONES Y POSITRONES

(cont.)

La aniquilación de pares  $e^\pm$  puede ocurrir también con la **emisión de un único fotón**.

En este caso, el electrón debe estar ligado al átomo.

El átomo asegura la conservación del momento.

La **sección eficaz** del procesos es:

$$\sigma_{e^\pm}^{\text{1ph}} = \frac{4\pi Z^5 \alpha^4 r_e^2}{\beta \gamma (\gamma + 1)^2} \left[ \gamma^2 + \frac{2\gamma}{3} + \frac{4}{3} - \frac{\gamma + 2}{\beta \gamma} \ln[(1 + \beta)\gamma] \right] \begin{cases} \approx \frac{4\pi Z^5 \alpha^4 r_e^2}{\gamma} & \text{para } \gamma \gg 1 \\ \approx \frac{4\pi Z^5 \alpha^4 r_e^2 \beta}{3} & \text{para } \beta \ll 1 \end{cases}$$

Donde la **energía** del positrón es  $E_e = \gamma m_e c^2$

y el núcleo atómico tiene **carga**  $Ze$



# ANIQUILACIÓN DE ELECTRONES Y POSITRONES

(cont.)

Las reacciones  $e^+ + e^- \rightarrow i\gamma$  con  $i > 2$  también son posibles

pero la sección eficaz cae con un factor  $q^{i-2} \approx \left(\frac{1}{137}\right)^{i-2}$



$$e^+ + e^- \rightarrow 3\gamma$$

es 137 veces menos probable que

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$$

$$e^+ + e^- \rightarrow 4\gamma$$

es 18769 veces menos probable que

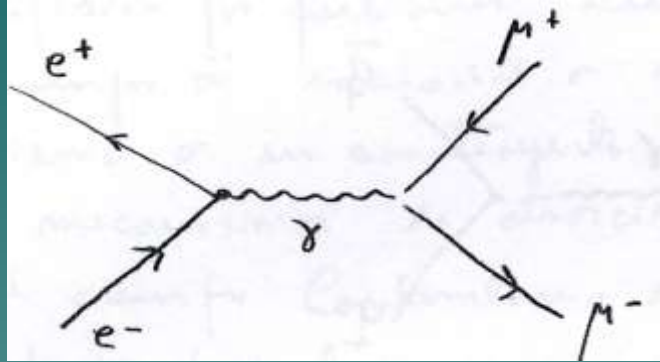
$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$$

# ANIQUILACIÓN DE ELECTRONES Y POSITRONES

(cont.)

Otras formas de aniquilación de pares  $e^\pm$  también son posibles con secciones eficaces más chicas:

a)  $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$



Esta es una reacción electromagnética no débil.

La **sección eficaz** es:

$$\sigma_{e^\pm \rightarrow \mu^\pm} \cong \frac{87}{s} \text{ nb}$$

donde

$$s = (E_{e^+} + E_{e^-})^2 - (\bar{P}_{e^+} + \bar{P}_{e^-})^2$$

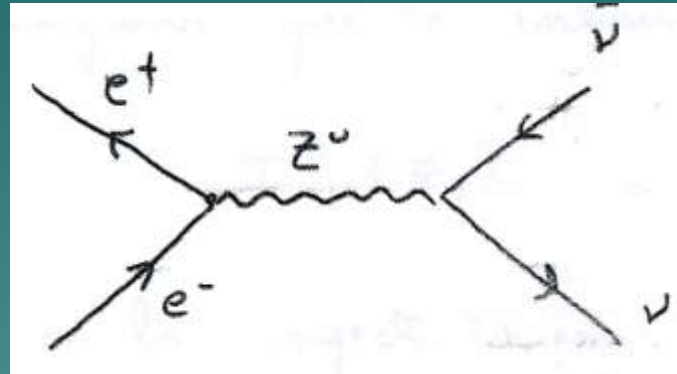
es el cuadrado de la energía del centro de masas; se mide en  $\text{GeV}^2$

# ANIQUILACIÓN DE ELECTRONES Y POSITRONES

(cont.)

Otras formas de aniquilación de pares  $e^\pm$  también son posibles con secciones eficaces más chicas:

b)  $e^+ + e^- \rightarrow \bar{\nu} + \nu$



Esta es una reacción electromagnética débil.  
Los neutrinos pueden ser de cualquier sabor.

La **sección eficaz** es:

$$\sigma_{e^\pm \rightarrow \nu \bar{\nu}} \cong \frac{10^{-10}}{6\pi} s \text{ b}$$

donde

$$s = \left( E_{e^+} + E_{e^-} \right)^2 - \left( \vec{P}_{e^+} + \vec{P}_{e^-} \right)^2$$

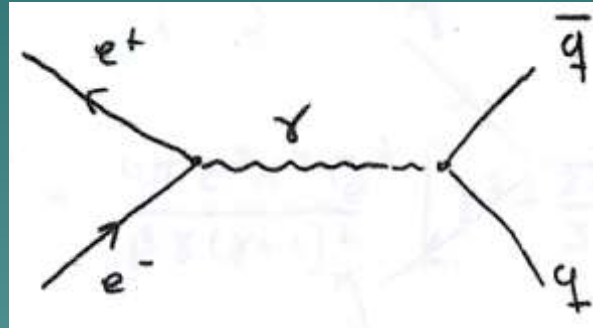
es el cuadrado de la energía del centro de masas; se mide en  $\text{GeV}^2$

# ANIQUILACIÓN DE ELECTRONES Y POSITRONES

(cont.)

Otras formas de aniquilación de pares  $e^\pm$  también son posibles con secciones eficaces más chicas:

c)  $e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q} \rightarrow \text{hadrones}$



Esta es una reacción electromagnética.

La **sección eficaz** depende del tipo de quark.

Para la creación de  $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$

la sección eficaz es el doble de la correspondiente a  $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$

## 2) Interacciones de partículas relativistas con *campos de materia*

### a) leptónicas: **Bremsstrahlung relativista**

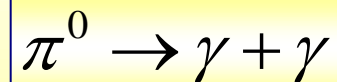
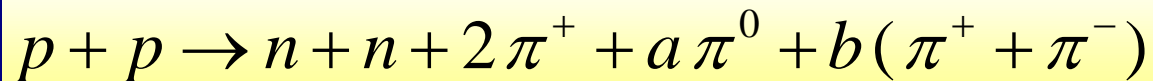
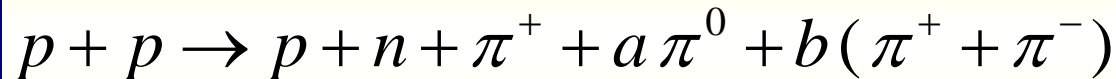
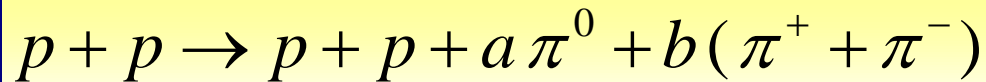
$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_B = 4n_a Z^2 r_e^2 \alpha c (\ln \gamma + 0.36) E_e$$

plasma ionizado

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_B = 4n_a Z^2 r_e^2 \alpha c \left( \ln 183 Z^{-1/3} - \frac{1}{18} \right) E_e$$

apantallamiento total

### b) hadrónicas: - **Radiación por decaimiento de piones (interacción p-p)**



$$-\left(\frac{dE_p}{dt}\right)_\pi = 0.65 c n_H \sigma_{pp} (E_p - m_p c^2) \Theta(E_p - E_{th})$$

$$\sigma_{pp}(E_p) = 30[0.95 + 0.06 \log(E_p^{\text{cin}} / \text{GeV})] \text{ mb, para } E_p^{\text{cin}} > 1 \text{ GeV}$$

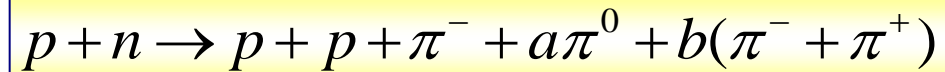
$$\sigma_{pp}(E_p) = (34.3 + 1.88L + 0.25L^2) \left[ 1 - (E_{th}/E_p)^4 \right]^2 \text{ mb, para } E_p < 1 \text{ GeV}$$

## 2) Interacciones de partículas relativistas con *campos de materia*

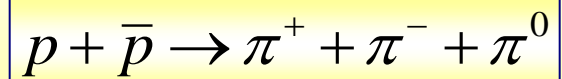
### b) hadrónicas: - Pérdidas por ionización

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = 7.62 \times 10^{-9} Z^2 n \beta^{-1} \left[ 22.2 + 4 \ln \frac{E}{m_e c^2} + 2 \ln \beta^2 - 2 \beta^2 \right]$$

### - Interacciones neutrón-protón



### - Aniquilación protón-antiprotón



### - Interacciones pión-núcleo y pión-pión

# RADIACIÓN CHERENKOV

La radiación Cherenkov ocurre cuando una partícula viaja a través de un medio dieléctrico *con una velocidad que localmente excede la velocidad de la luz en ese medio.*

Si la velocidad de la partícula es  $v$  la radiación se emite en un cono centrado en la dirección de la velocidad de la partícula y que tiene una amplitud angular  $\theta$  que depende del índice de refracción del medio:



$$\cos \theta = \frac{c}{v n(\omega)}$$

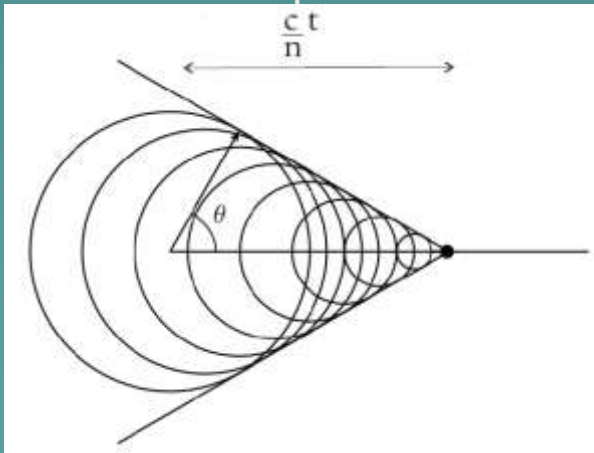
Donde

$$\frac{c}{n}$$
$$\omega$$

es la velocidad de la luz en el medio.

frecuencia de la radiación emitida

Los efectos Cherenkov aparecen sólo si  $n > 1$ , lo cual corresponde a la emisión de luz visible para la mayoría de los materiales.



Frentes de onda de la emisión Cherenkov: los frentes de onda esféricos se superponen y forman uno solo con forma cónica.

# RADIACIÓN CHERENKOV (cont.)

Cuando la partícula cargada pasa por el medio dieléctrico interactúa con las moléculas locales induciéndoles una polarización que desaparece cuando la partícula se aleja.

Existen dos tipos de moléculas:  
las **moléculas polares** y las **moléculas no polares**.

➤ Las **moléculas polares** son aquellas en las que no coincide el centro de distribución de cargas positivas y el de las negativas, el ejemplo más significativo es el agua. Los iones hidrógeno no están alineados y dispuestos simétricamente a uno y otro lado del ión oxígeno, sino que tienen una disposición triangular.

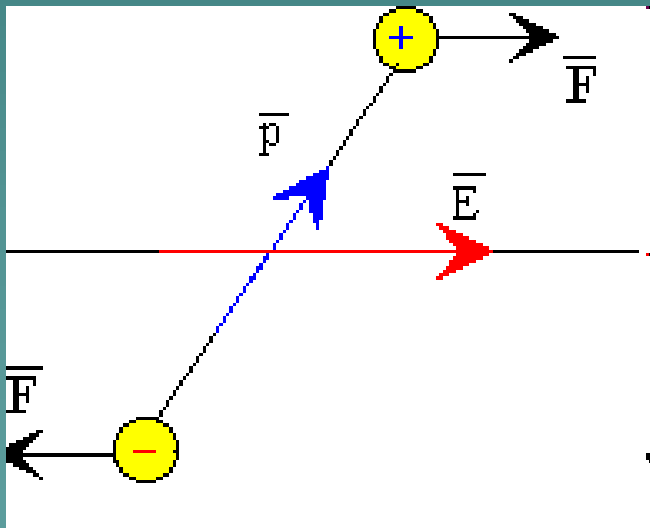
➤ Las **moléculas no polares** son aquellas en las que coincide el centro de distribución de las cargas positivas y negativas. Las moléculas de oxígeno, nitrógeno, compuestas por dos átomos iguales pertenecen a esta categoría.



# RADIACIÓN CHERENKOV (cont.)

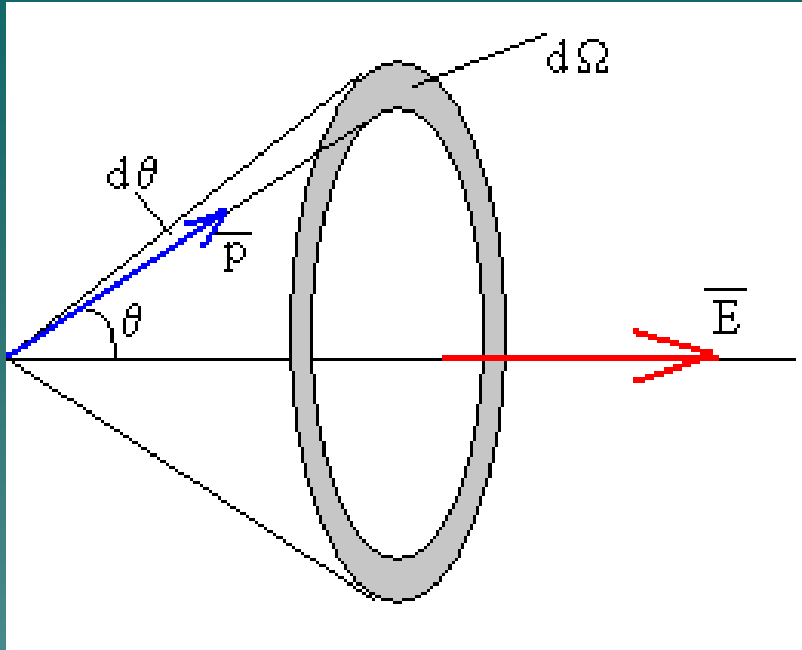
Las moléculas polares bajo la acción de un campo eléctrico experimentan un par de fuerzas que tienden a orientarlas en el sentido del campo.

Las moléculas no polares, se hacen polares en presencia de un campo eléctrico, ya que las fuerzas sobre cada tipo de carga son iguales y de sentido contrario.



Sobre un dipolo situado en un campo eléctrico actúa un par de fuerzas cuyo momento tiende a orientar al dipolo en la dirección del campo. Sin embargo, esta tendencia está contrarrestada por la agitación térmica de las moléculas. Para cada campo y cada temperatura, tendremos una orientación media resultado del compromiso entre ambas tendencias contrapuestas.

# RADIACIÓN CHERENKOV (cont.)

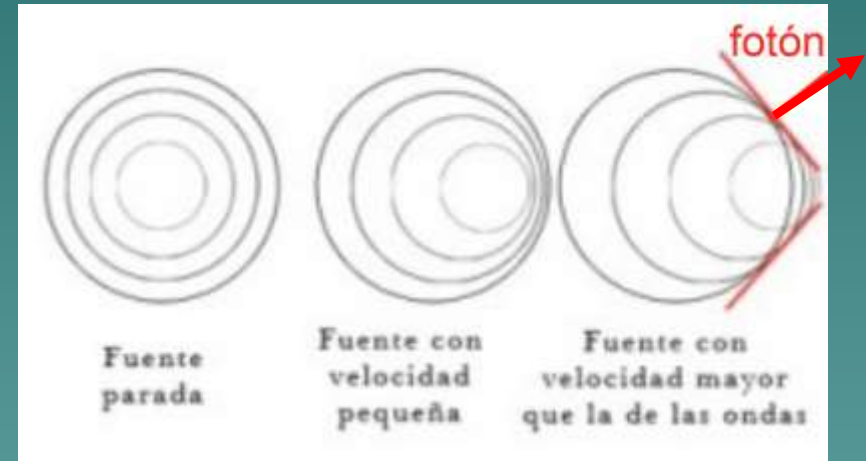
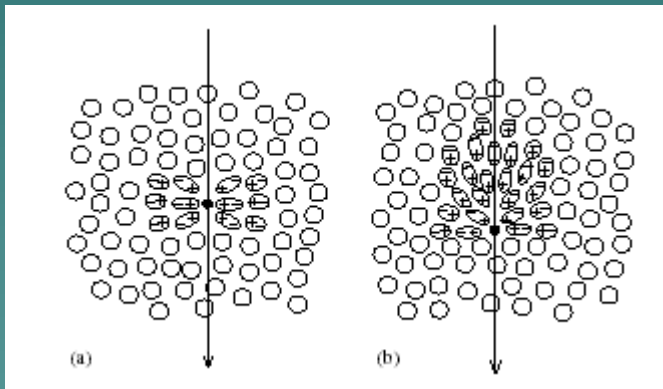


La polarización de la sustancia es  $P = Np \langle \cos(\theta) \rangle$ , donde  $N$  es el número de moléculas y  $p \langle \cos(\theta) \rangle$  es el valor medio de la componente del momento dipolar en la dirección del campo, es el campo vectorial que expresa la densidad de los momentos eléctricos dipolares permanentes o inducidos en un material dieléctrico. El vector de polarización  $P$  se define como el momento dipolar por unidad de volumen.

# RADIACIÓN CHERENKOV (cont.)

Cuando la partícula cargada pasa por el medio dieléctrico interactúa con las moléculas locales induciéndoles una polarización que desaparece cuando la partícula se aleja.

En el proceso, se **emite un pulso electromagnético** en forma de luz visible. Las moléculas del medio polarizadas, emiten luz al despolarizarse.



Poca velocidad

Alta velocidad

$$n > 1$$

La **energía radiada** por unidad de frecuencia, por unidad de longitud  $dx$  recorrida por la partícula en el material es:

$$\left( \frac{dE}{d\omega dx} \right)_{\text{Cher}} = \frac{2\pi e^2}{c^2} \omega \left[ 1 - \frac{c^2}{n(\omega)^2 v^2} \right]$$

$$dx = v dt$$

Diferencial de distancia recorrida en el medio.

# RADIACIÓN CHERENKOV (cont.)

Para partículas muy relativistas con  $v \approx c$  entrando en la atmósfera de la Tierra, la radiación Cherenkov es emitida hacia adelante formando un ángulo pequeño:

$$\Delta\Psi \approx 2 \left[ 1 - \left( \frac{v}{c} \right)^2 \right]^{1/2} \approx \frac{2}{\gamma}$$

Es importante enfatizar que el proceso es macroscópico, ya que implica las características globales del medio como  $n$  y que la radiación no es producida por la partícula sino por el medio.

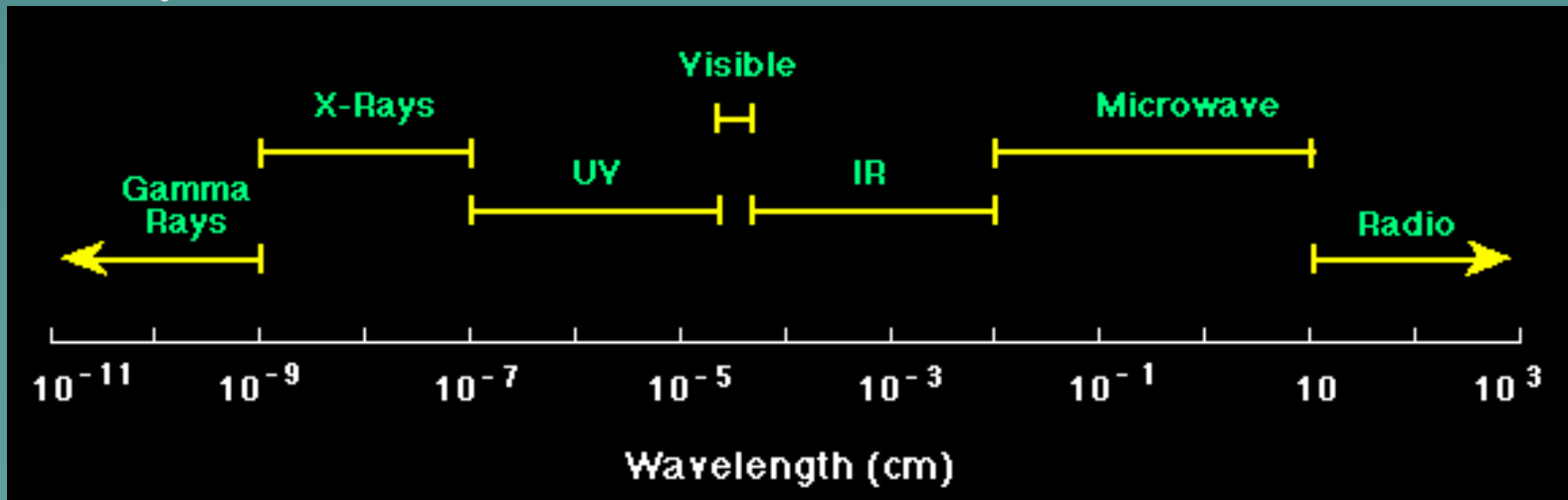
Una aplicación importante de la radiación Cherenkov es en la detección de rayos gamma de muy alta energía. Cuando estos entran en la atmósfera terrestre disparan una cascada electromagnética.

Los electrones y positrones que se crean pueden tener energías tan altas que su velocidad excede la de la luz en la atmósfera.

La radiación Cherenkov que se emite puede detectarse al nivel de suelo, proveyendo información sobre los rayos gamma primarios.



Region	Wavelength (Angstroms)	Wavelength (centimeters)	Frequency (Hz)	Energy (eV)
Radio	$> 10^9$	$> 10$	$< 3 \times 10^9$	$< 10^{-5}$
Microwave	$10^9 - 10^6$	$10 - 0.01$	$3 \times 10^9 - 3 \times 10^{12}$	$10^{-5} - 0.01$
Infrared	$10^6 - 7000$	$0.01 - 7 \times 10^{-5}$	$3 \times 10^{12} - 4.3 \times 10^{14}$	$0.01 - 2$
Visible	$7000 - 4000$	$7 \times 10^{-5} - 4 \times 10^{-5}$	$4.3 \times 10^{14} - 7.5 \times 10^{14}$	$2 - 3$
Ultraviolet	$4000 - 10$	$4 \times 10^{-5} - 10^{-7}$	$7.5 \times 10^{14} - 3 \times 10^{17}$	$3 - 10^3$
X-Rays	$10 - 0.1$	$10^{-7} - 10^{-9}$	$3 \times 10^{17} - 3 \times 10^{19}$	$10^3 - 10^5$
Gamma Rays	$< 0.1$	$< 10^{-9}$	$> 3 \times 10^{19}$	$> 10^5$



# Distribución de energía de las partículas de rayos cósmicos:

$$N(E)dE = K E^{-x} dE, \quad x \approx 2.7$$

Relación aplicable a protones, electrones y núcleos con energías en el rango  $10^9 - 10^{14}$  eV

Las secciones eficaces para interacciones electromagnéticas de electrones (radiación sincrotrón, dispersión Compton inversa y bremsstrahlung no térmico) involucran la sección eficaz de Thomson:

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \approx 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$$

Las secciones eficaces correspondientes a los núcleos involucra el radio del nucleón:

$$\sigma_N = \frac{8\pi}{3} R_0^2 = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{(Ze)^2}{Am_p c^2} \right)^2 = \frac{Z^4}{A^4} \left( \frac{m_e}{m_p} \right)^2 \sigma_T \approx 1.97 \times 10^{-31} \frac{Z^4}{A^4} \text{ cm}^2$$