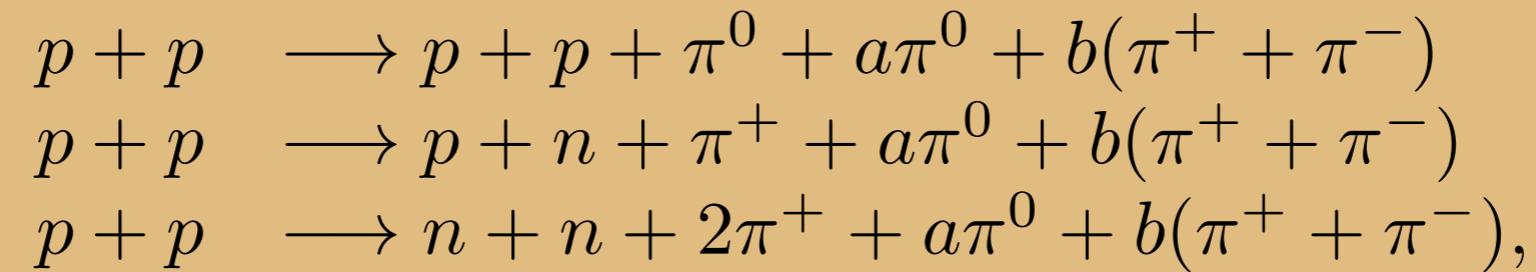


INTRODUCCIÓN A LA ASTROFÍSICA RELATIVISTA

Gustavo E. Romero
Cursada 2020, FCAyG/UNLP

Radiación por colisiones hadrónicas ($p\bar{p}$)

En la colisión inelástica de protones relativistas con protones de baja energía (colisiones $p\bar{p}$) se producen mesones. Los canales con energía umbral más baja corresponden a la creación de piones:



donde las multiplicidades de piones a y b son enteros positivos cualesquiera. El umbral de energía cinética de los protones relativistas para que sea posible la creación de un único pión neutro es

$$T_p^{\text{th}} = 2m_{\pi^0}c^2 \left(1 + \frac{m_{\pi^0}}{4m_p} \right) \approx 280 \text{ MeV},$$

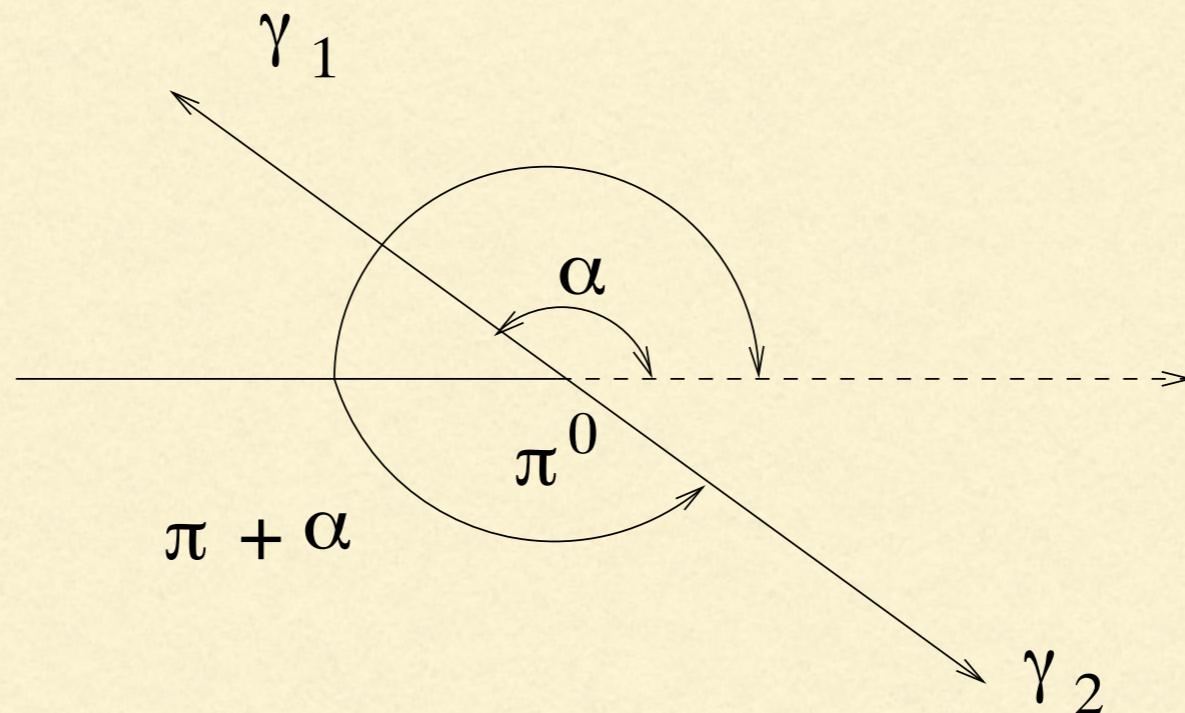
donde $m_{\pi^0}c^2 \approx 135$ MeV es la energía en reposo del pión neutro.

$$\begin{aligned}\pi^0 &\longrightarrow \gamma + \gamma. \\ \pi^+ &\longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu. \quad \mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e) \\ \pi^- &\longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu.\end{aligned}$$

Si el π^0 decae en reposo, cada uno de los fotones tendrá una energía

$$E_\gamma = \frac{1}{2}m_{\pi^0}c^2 \approx 67.5 \text{ MeV}.$$

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



La distribución de los fotones será isotrópica en el sistema propio de los piones. El número de fotones emitidos entre α y $\alpha + d\alpha$ es

$$\frac{dN_\gamma}{d\alpha} d\alpha = \sin \alpha d\alpha.$$

Si la energía de uno (cualquiera) de los fotones en el sistema centro de masas es de $E_\gamma^{\text{cm}} = m_{\pi^0} c^2 / 2$, entonces en el sistema del laboratorio su energía es

$$E_\gamma = \frac{E_\gamma^{\text{cm}}(1 - \beta_\pi \cos \alpha)}{\sqrt{1 - \beta_\pi^2}}.$$

Luego

$$dE_\gamma = \frac{E_\gamma^{\text{cm}} \beta_\pi}{\sqrt{1 - \beta_\pi^2}} \sin \alpha d\alpha = \frac{E_\gamma^{\text{cm}} \beta_\pi}{\sqrt{1 - \beta_\pi^2}} \frac{dN_\gamma}{d\alpha} d\alpha.$$

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} dE_\gamma = \frac{dN_\gamma}{d\alpha} d\alpha,$$

entonces

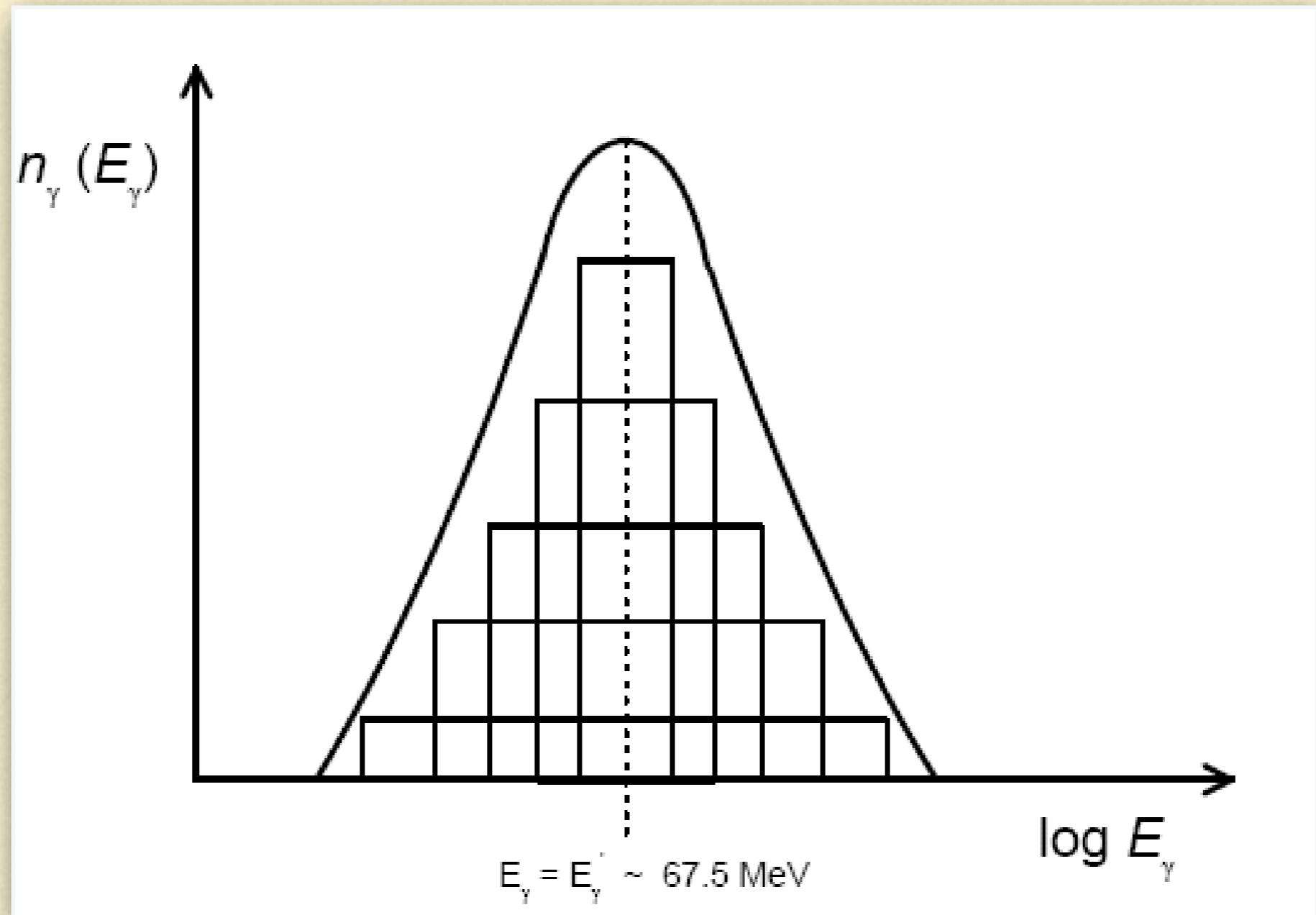
$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = \frac{1}{E_\gamma^{\text{cm}}} \frac{\sqrt{1 - \beta_\pi^2}}{\beta_\pi} = \frac{2}{\sqrt{E_\pi^2 - m_{\pi^0}^2 c^4}},$$

que es independiente de la energía E_γ . El rango permitido de energías de los fotones es

$$E_\gamma^{\text{cm}} \left(\frac{1 - \beta_\pi}{1 + \beta_\pi} \right)^{1/2} \leq E_\gamma \leq E_\gamma^{\text{cm}} \left(\frac{1 + \beta_\pi}{1 - \beta_\pi} \right)^{1/2}.$$

Donde usamos $E_\gamma = \frac{E_\gamma^{\text{cm}}(1 - \beta_\pi \cos \alpha)}{\sqrt{1 - \beta_\pi^2}}$.

Distribución espectral de fotones inyectados en el decaimiento de piones neutros con diferentes energías E_π .



Supongamos ahora que, en una dada región, protones relativistas con una distribución en energía $N_p(E_p)$ interaccionan con un blanco de protones de baja energía y densidad numérica n_{H} . La emisividad inyectada de piones neutros por colisiones inelásticas pp es

$$q_\pi(E_\pi) = c n_{\text{H}} \int_{E_p^{\min}}^{E_p^{\max}} N_p(E_p) \frac{d\sigma_\pi}{dE_\pi}(E_p, E_\pi) dE_p.$$

Aquí $d\sigma_\pi/dE_\pi$ es la sección eficaz diferencial para la producción de un π^0 de energía E_π por un protón de energía E_p .

Existen diferentes aproximaciones adecuadas de la sección eficaz. En la *aproximación de la funcional delta* se supone que, dado un valor de energía cinética T_p del protón relativista, todos los piones neutros se crean con la misma energía $E_\pi = \kappa T_p$. Entonces

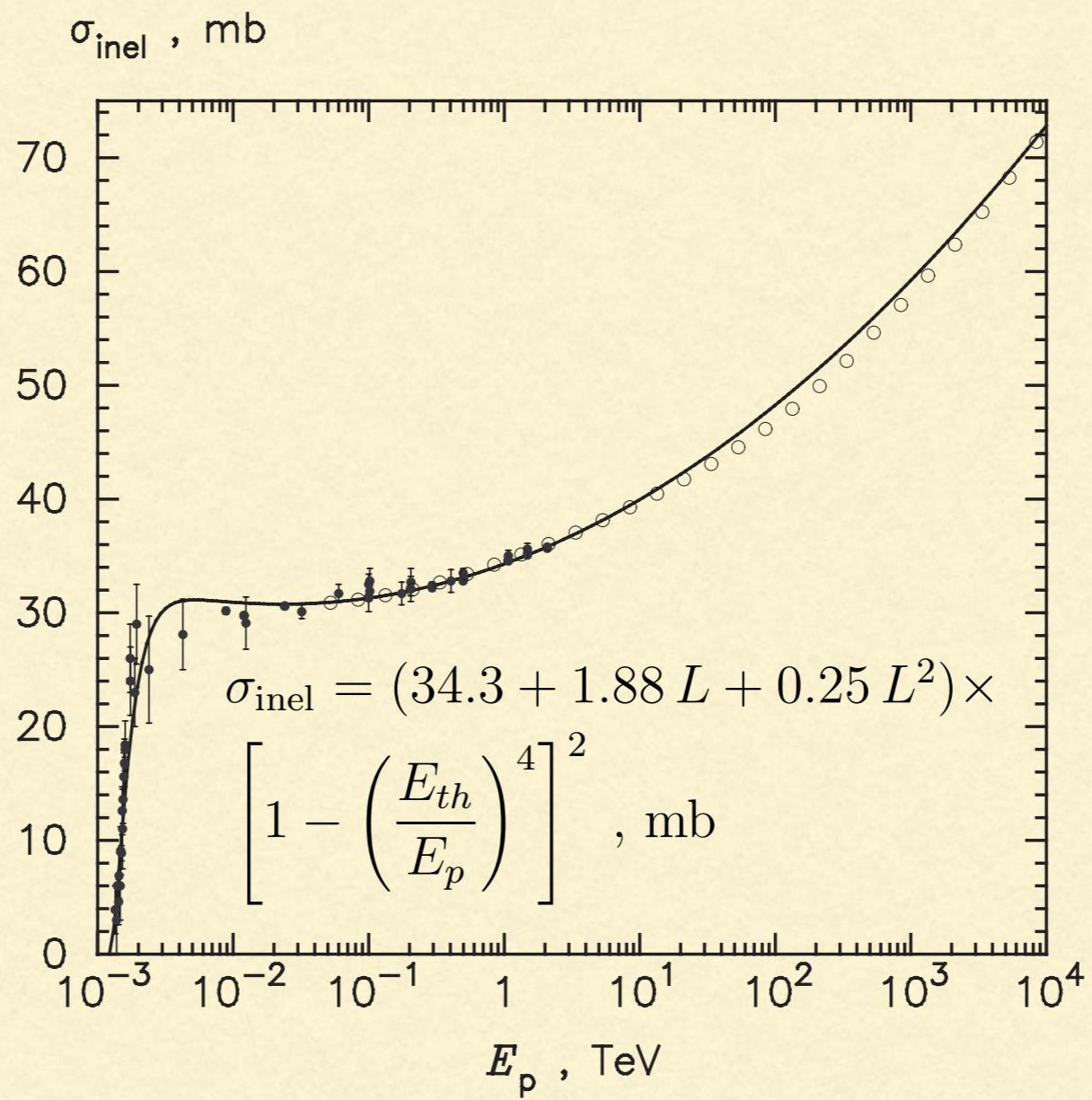
$$\frac{d\sigma_\pi}{dE_\pi}(E_p, E_\pi) = \delta(E_\pi - \kappa T_p) \sigma_{pp}(E_p), \quad \kappa \sim 0.17$$

donde σ_{pp} es la sección eficaz inelástica total para interacciones pp . En esta aproximación, la emisividad de piones neutros resulta

$$q_\pi(E_\pi) = \frac{c n_H}{\kappa} N_p \left(m_p c^2 + \frac{E_\pi}{\kappa} \right) \sigma_{pp} \left(m_p c^2 + \frac{E_\pi}{\kappa} \right).$$

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

donde $L = \ln(E_p/1 \text{ TeV})$ y $E_p^{\text{th}} = T_p^{\text{th}} + m_p c^2 \approx 1.22 \text{ GeV}$.



Una vez conocida la emisividad de piones neutros $q_\pi(E_\pi)$, la emisividad de fotones producto de su decaimiento puede calcularse como

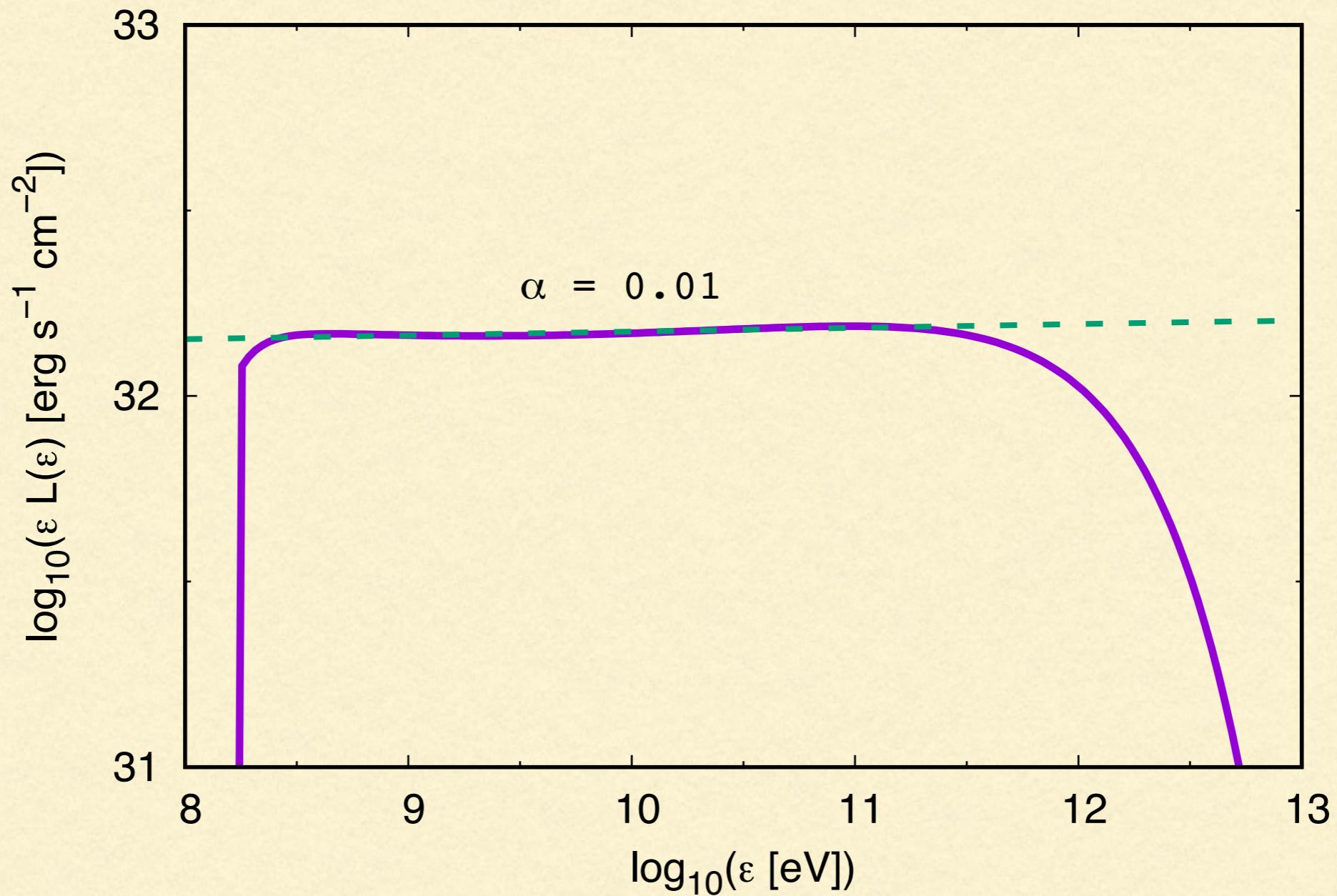
$$q_\gamma(E_\gamma) = 2 \int_{E_\pi^{\min}}^{\infty} \frac{q_\pi(E_\pi)}{\sqrt{E_\pi^2 - m_{\pi^0}^2 c^4}} dE_\pi,$$

con

$$E_\pi^{\min}(E_\gamma) = E_\gamma + \frac{m_{\pi^0}^2 c^4}{4E_\gamma}.$$

El espectro pp queda limitado al rango de rayos γ , y se extiende desde $E_\gamma \gtrsim 0.1 E_{\text{th}}$ hasta $E_\gamma \approx 0.1 E_{\text{p,max}}$. La SED en general es plana, con un índice $\alpha \approx 0$.

Ejemplo



SED pp generada por una distribución de protones del tipo $N_p(E_p) = k E_p^{-2}$ en un campo de materia homogéneo. La curva sólida es la SED, y la curva a rayas es un ajustes lineal en la porción del espectro que se comporta como una ley de potencias.

La tasa de pérdida de energía por colisiones inelásticas pp , para un protón de energía E_p que interacciona con protones blancos de densidad numérica n_H está dada por:

$$-\left. \frac{dE_p}{dt} \right|_{pp} = c n_H K_{pp} E_p \sigma_{pp}(E_p) \Theta(E_p - E_p^{\text{th}}).$$

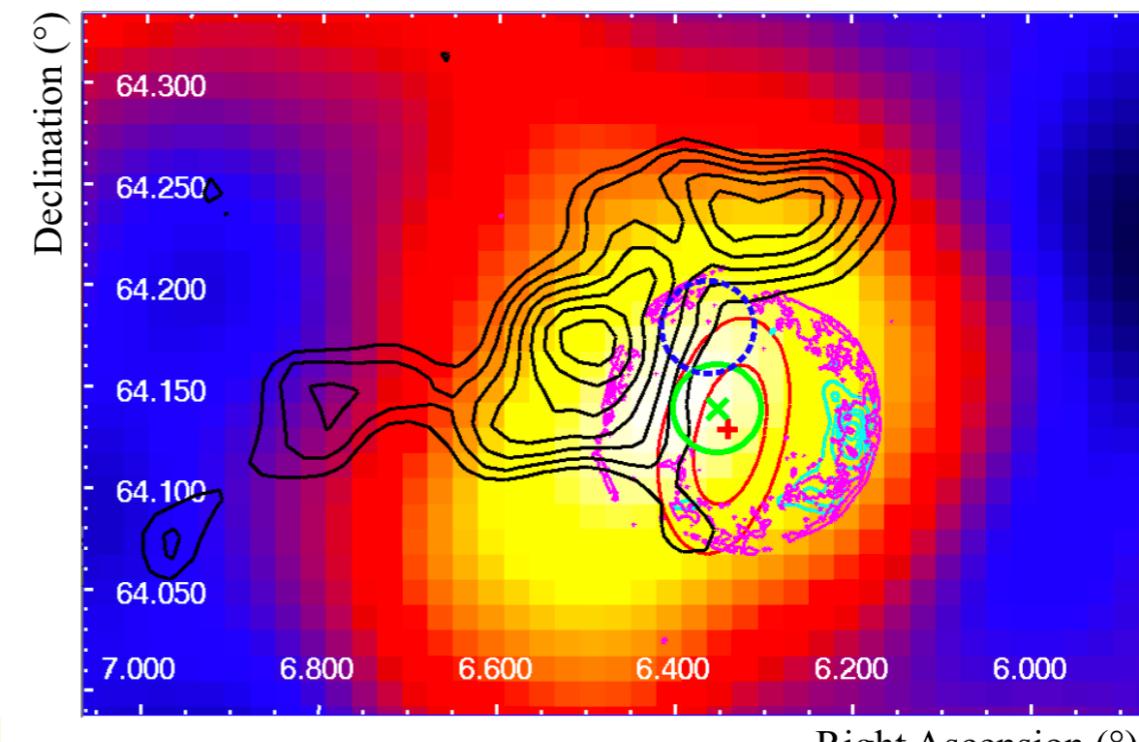
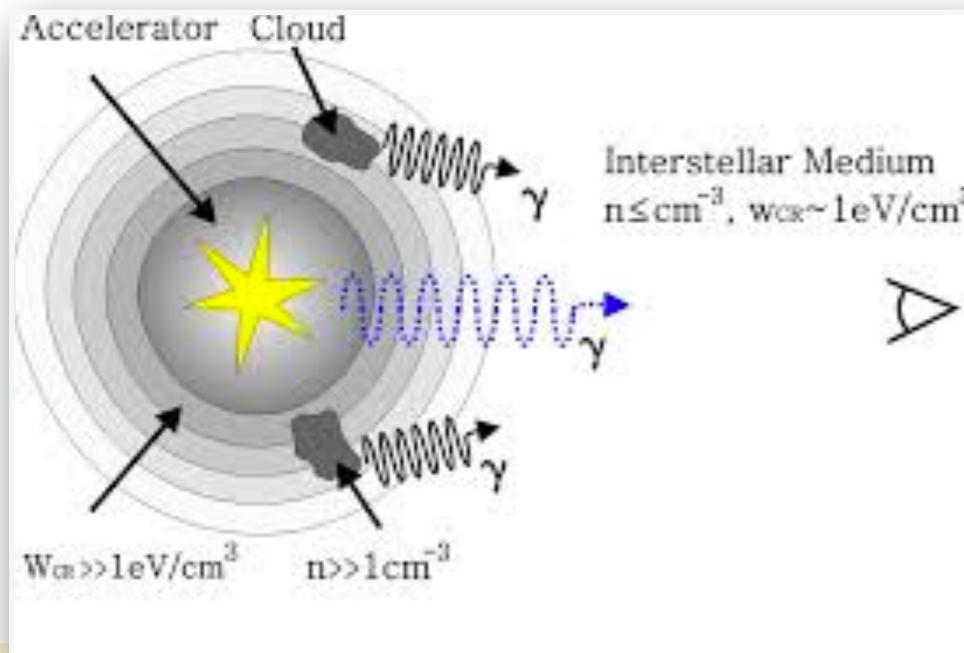
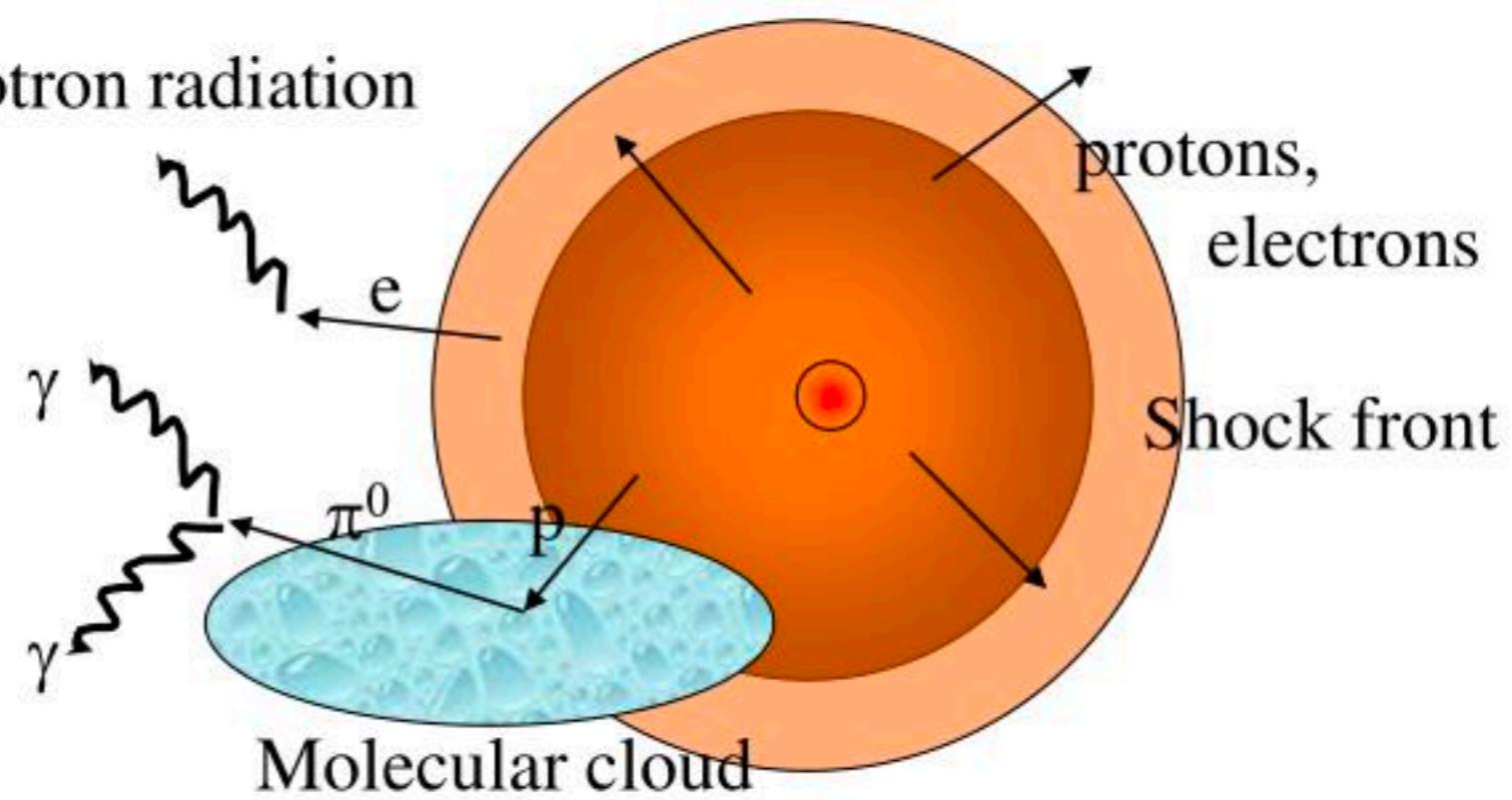
Θ es la función de Heaviside ($\Theta(x) = 1$ para $x \geq 0$ y $\Theta(x) = 0$ para $x < 0$), $K_{pp} \approx 0.5$ es la inelasticidad total y E_p^{th} es el umbral de energía de los protones relativistas para la producción de piones. Las pérdidas son lineales en la energía de los protones.



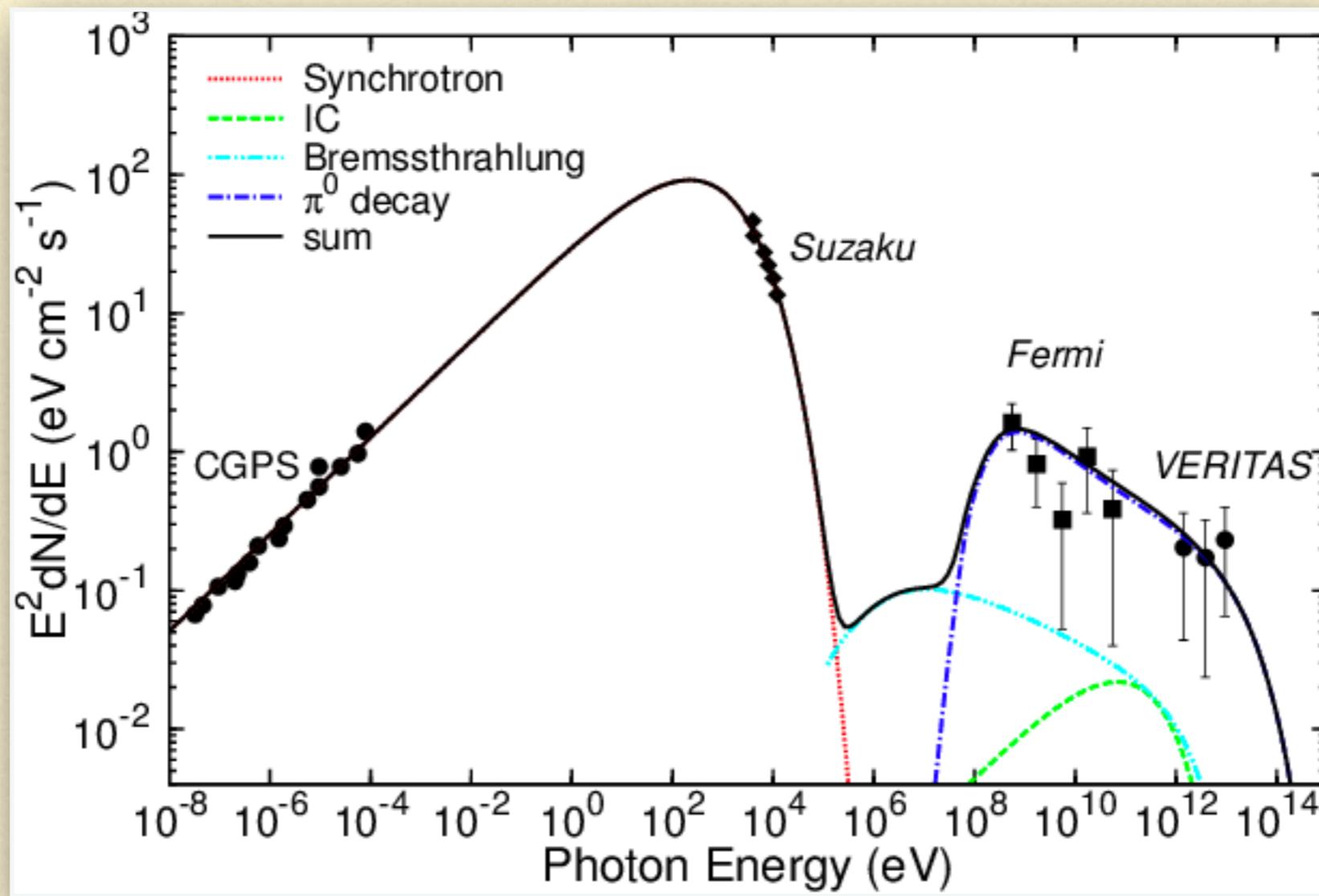
Supernova remnants & clouds as gamma-ray sources

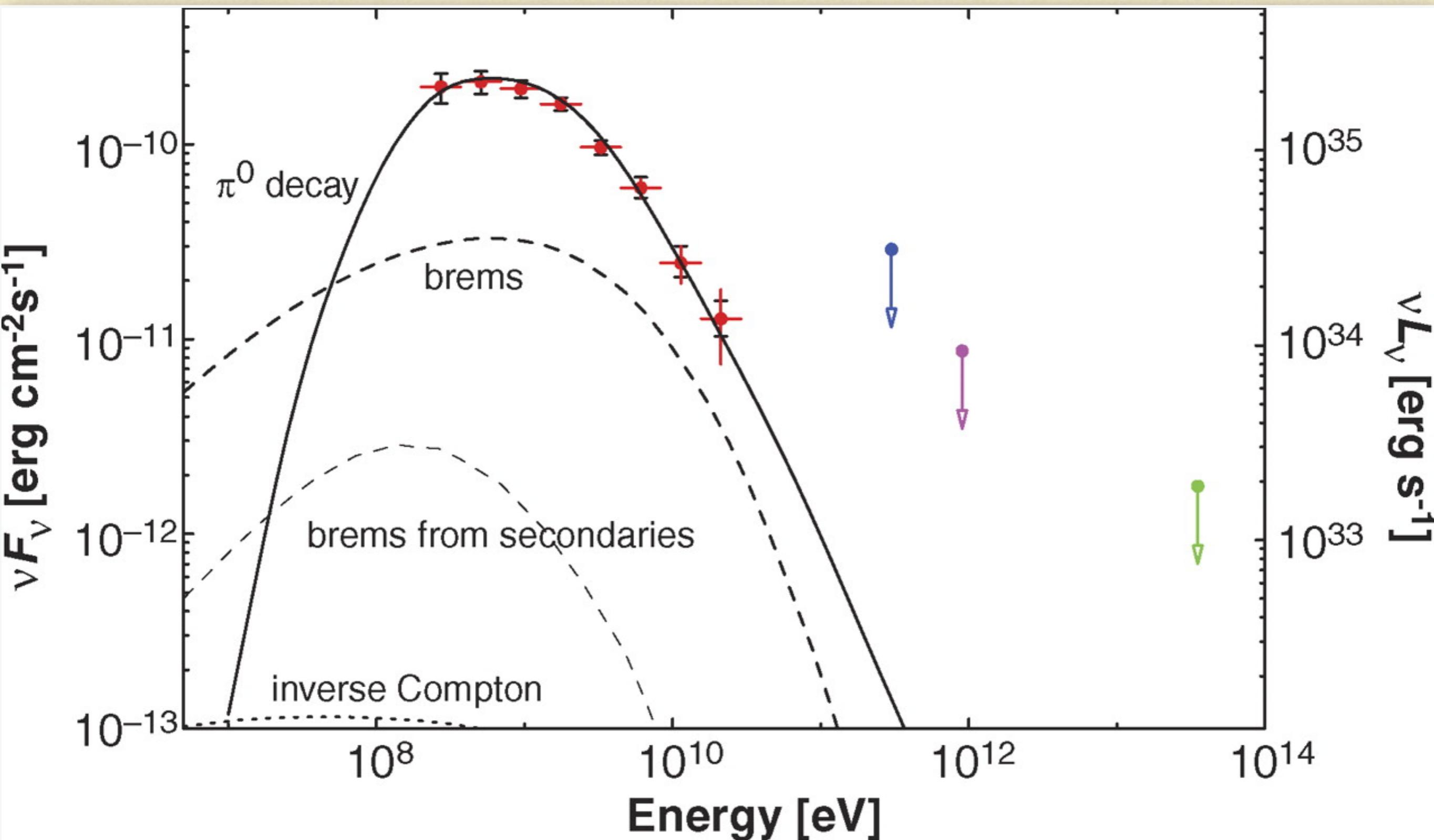


Synchrotron radiation



Tycho



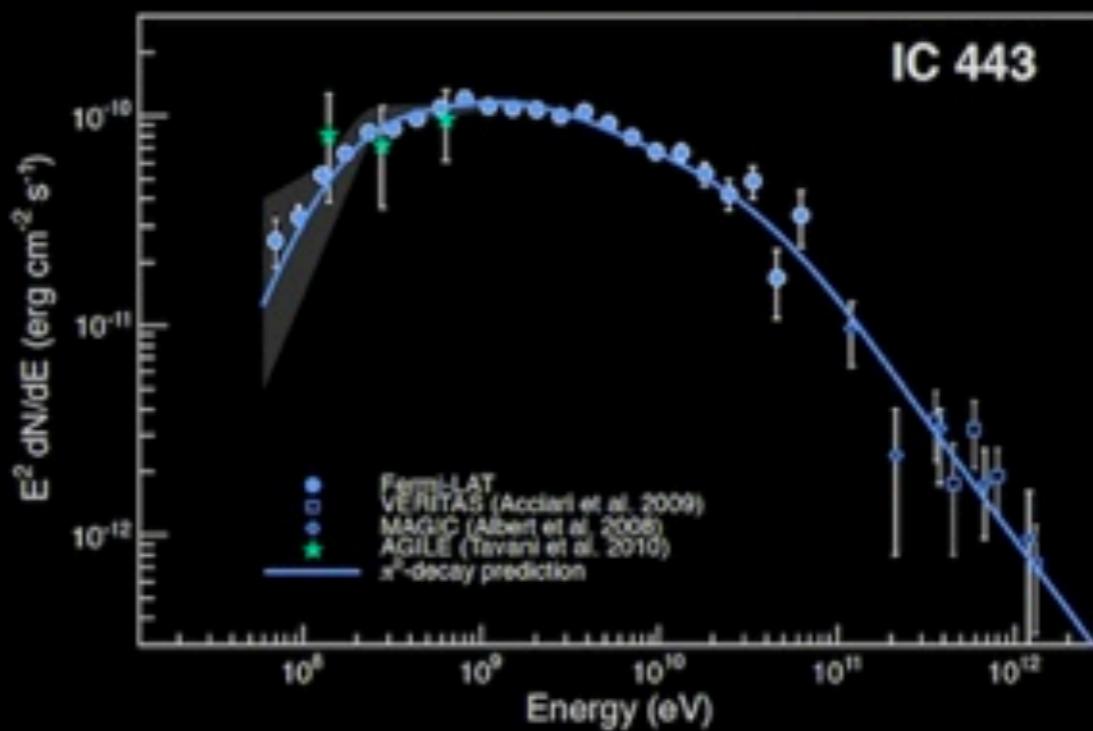
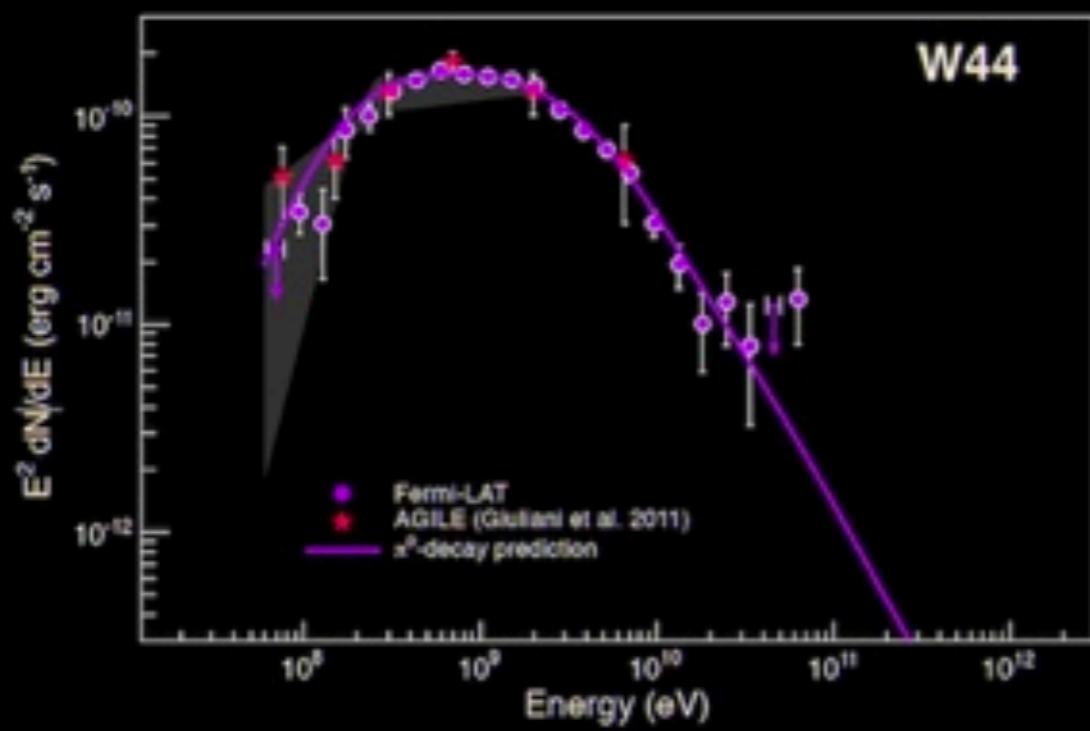


Supernova W44 & IC 443 Neutral Pion Decay Spectral Fit

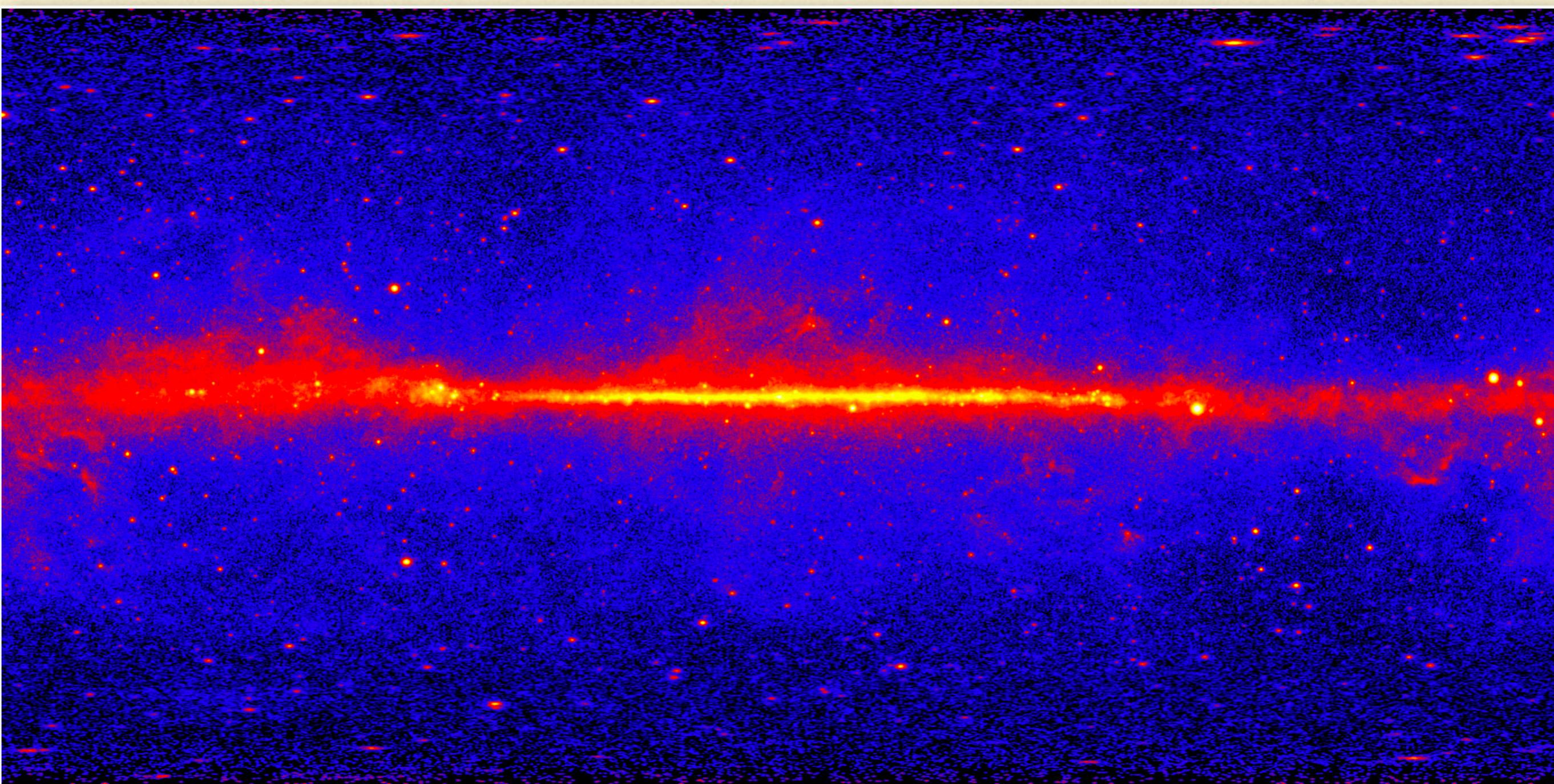
Image data from ESA Herschel and XMM-Newton

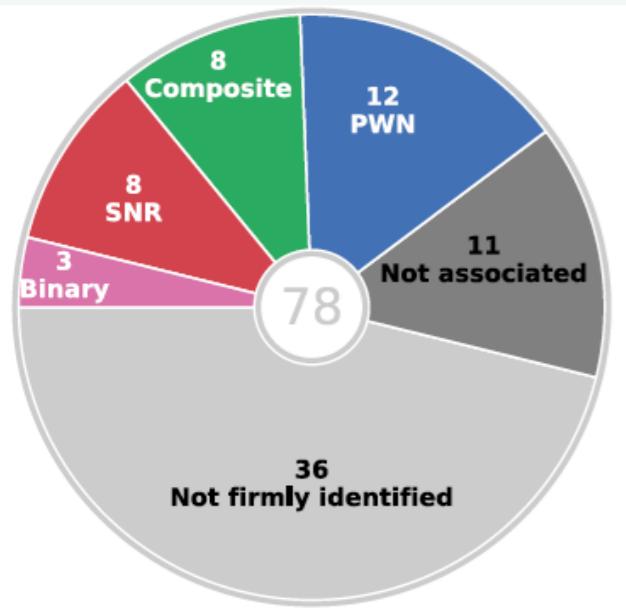


Image data Chandra X-ray, DSS Optical and VLA radio

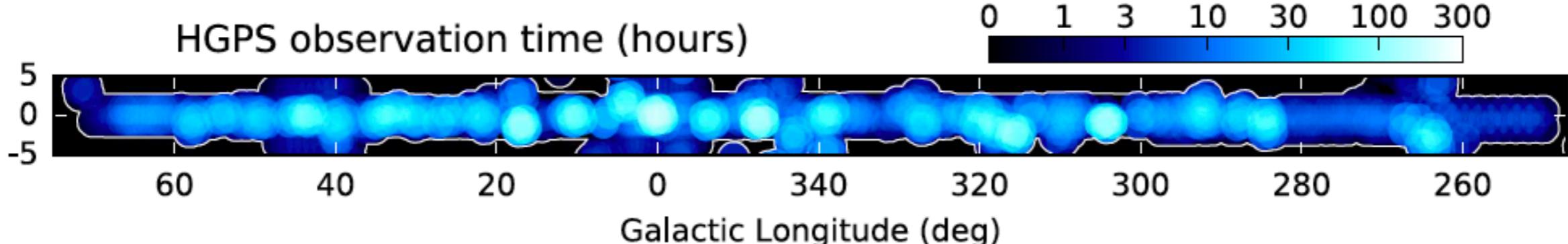
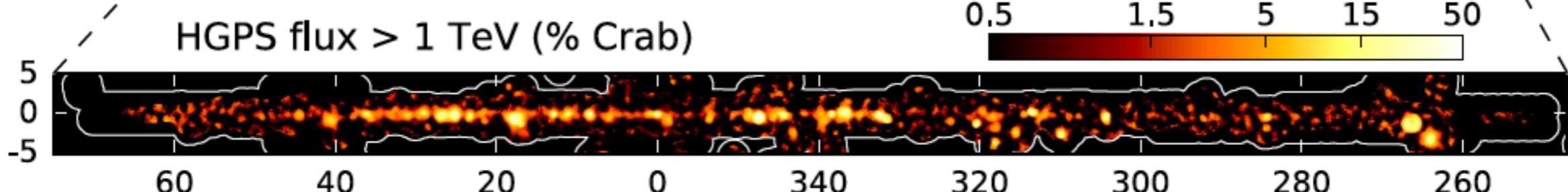
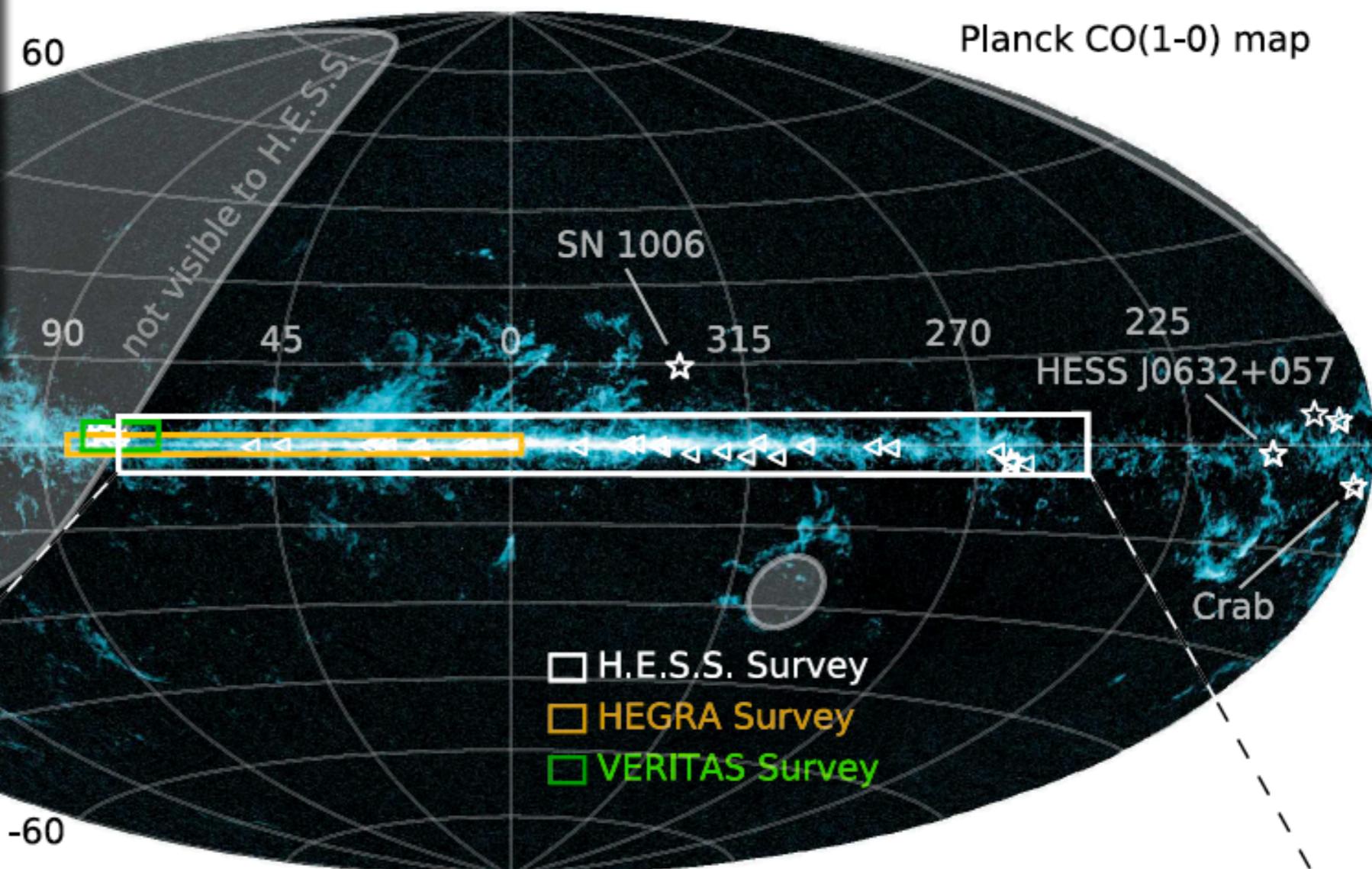


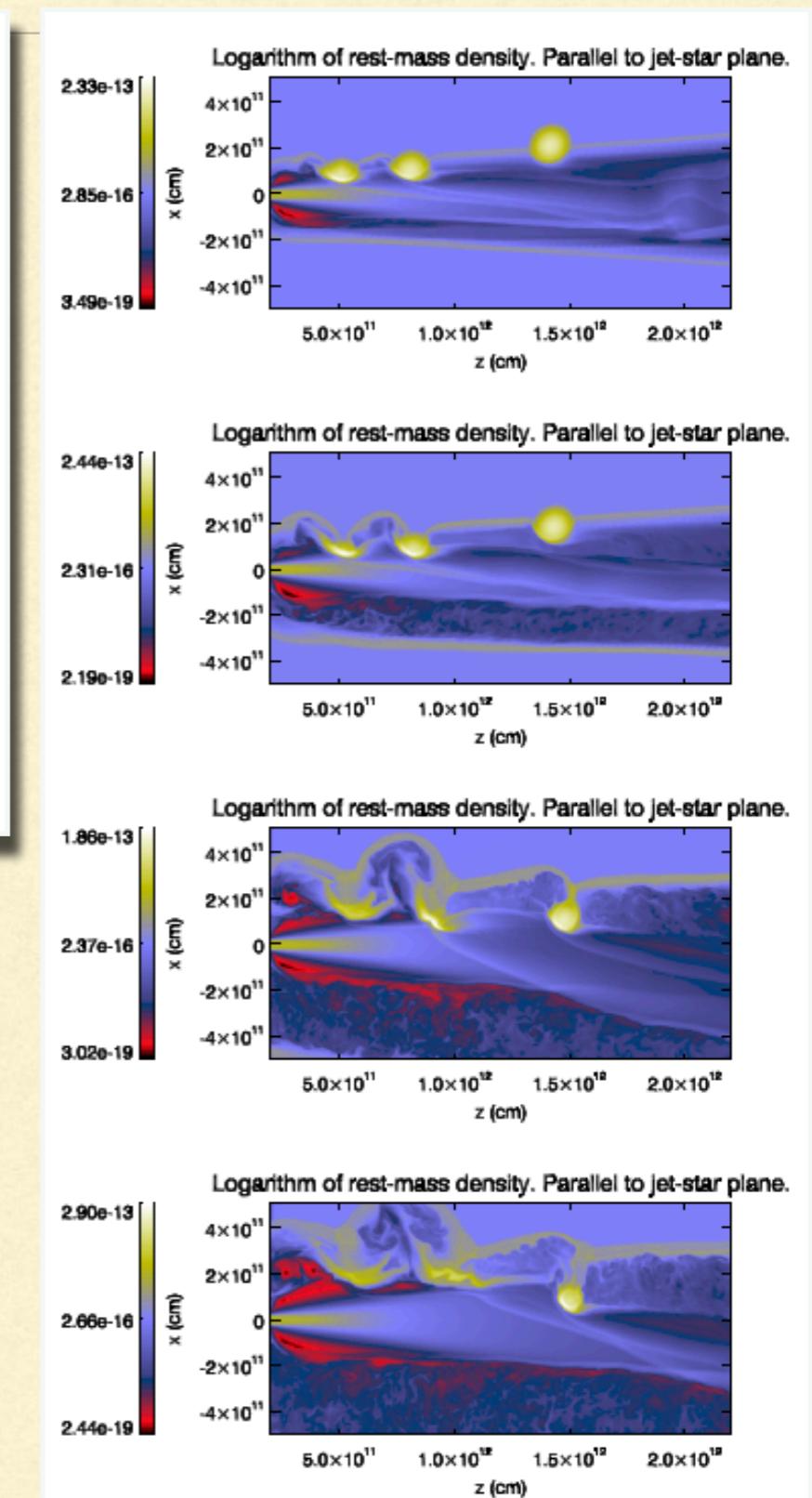
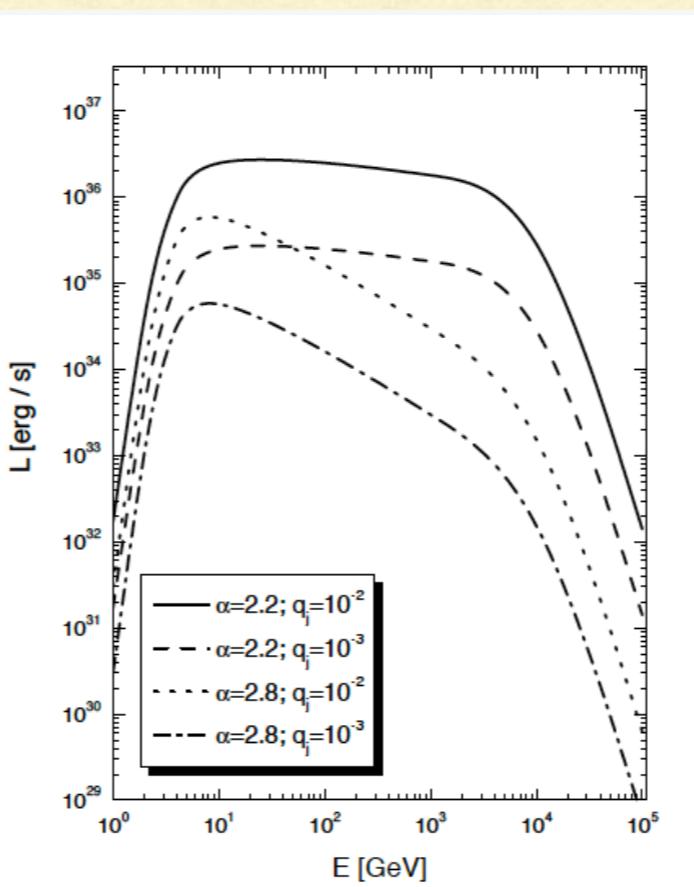
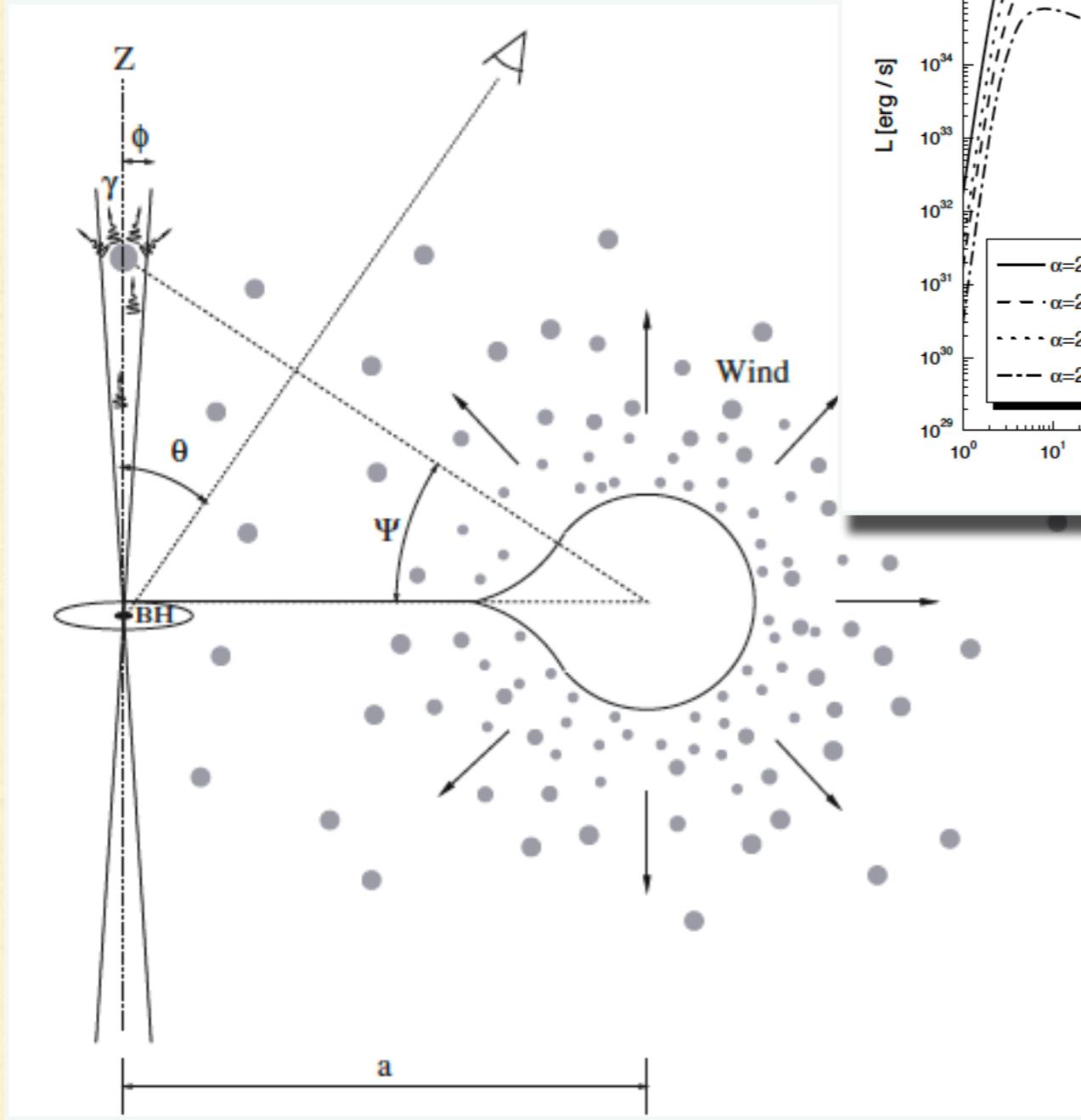
Gamma-ray galactic plane





H.E.S.S. Collaboration: The H.E.S.S. Galactic plane survey





Romero et al. *A&A Letters*, 2003

Perucho & Bosch-Ramón,
A&A, 2012

Radiación por aniquilación protón-antiproton

$$p + \bar{p} \rightarrow \xi\pi.$$

El canal $p + \bar{p} \rightarrow \pi^0$ está prohibido por conservación del momento, mientras que $p + \bar{p} \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ y $p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ están prohibidas por conservación de la paridad. La primera reacción permitida es:

$$p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0.$$

La sección eficaz para esta reacción es del orden de $\sigma_{p\bar{p}} \sim 2.4 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$. En general, la multiplicidad es $\xi > 3$. Fotones gamma se inyectan por decaimiento del π^0 .

El proceso de aniquilación con creación directa de fotones, $p + \bar{p} \rightarrow \gamma + \gamma$, está permitido pero la sección eficaz es muy pequeña:

$$\sigma_{p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma} \sim 3 \times 10^{-30} \text{ cm}^2.$$

Interacciones pión-núcleo y pión-pión

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

En el primer caso la sección eficaz presenta un pico para energías del pión de ~ 190 MeV con valores $\sigma_{\pi p} \sim 200$ mb. Luego la sección eficaz cae rápidamente hasta unos 40 mb a 1 GeV. A altas energías la sección eficaz se vuelve suave y se puede parametrizar como:

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

donde p es el momento en GeV/c del pión. Los valores de a y b para π^+ y π^- son:

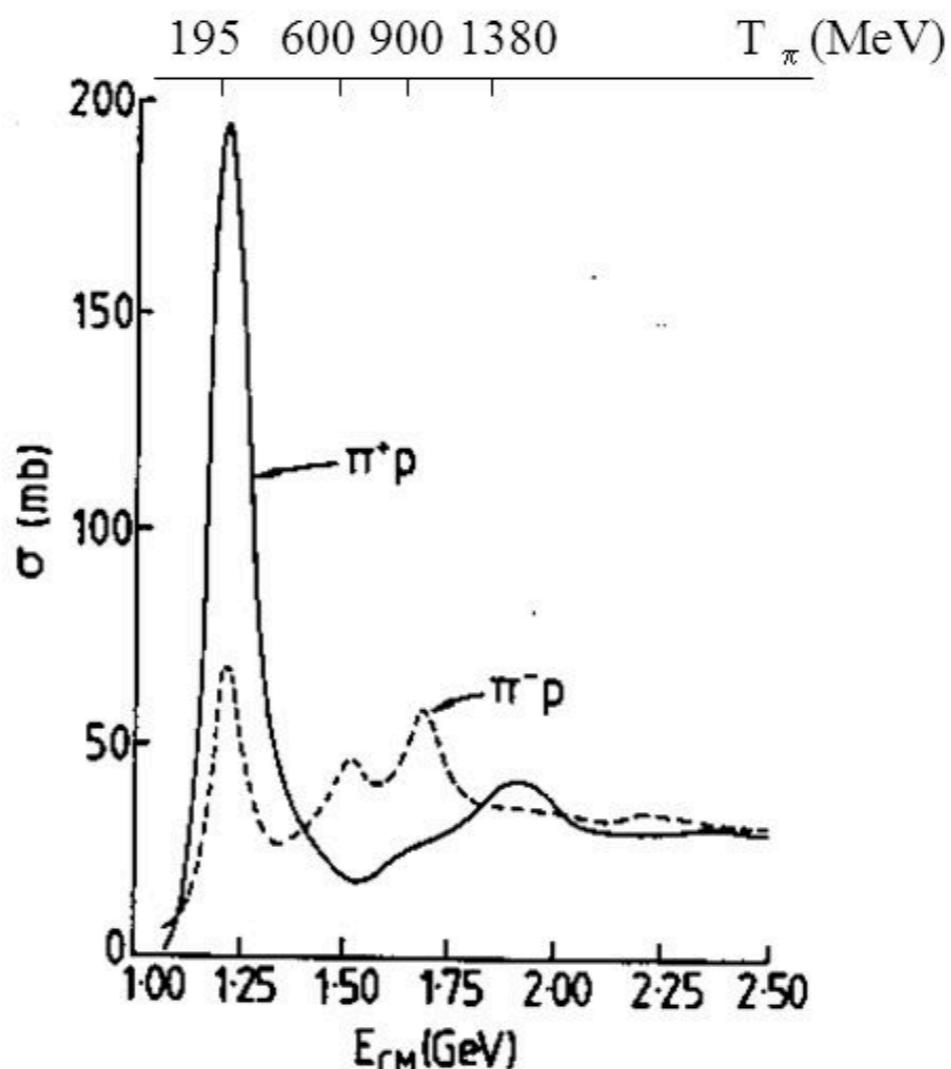
$$\begin{aligned} a^+ &= 22.26 \pm 0.33 \text{ mb} & b^+ &= 25.10 \pm 2.83 \text{ mb GeV/c} \\ a^- &= 24.37 \pm 0.29 \text{ mb} & b^- &= 24.94 \pm 2.65 \text{ mb GeV/c} \end{aligned}$$

Los π^0 tienen una vida media demasiado corta como para interactuar antes de decaer.

La sección eficaz para la interacción $\pi - \pi$ es, a bajas energías:

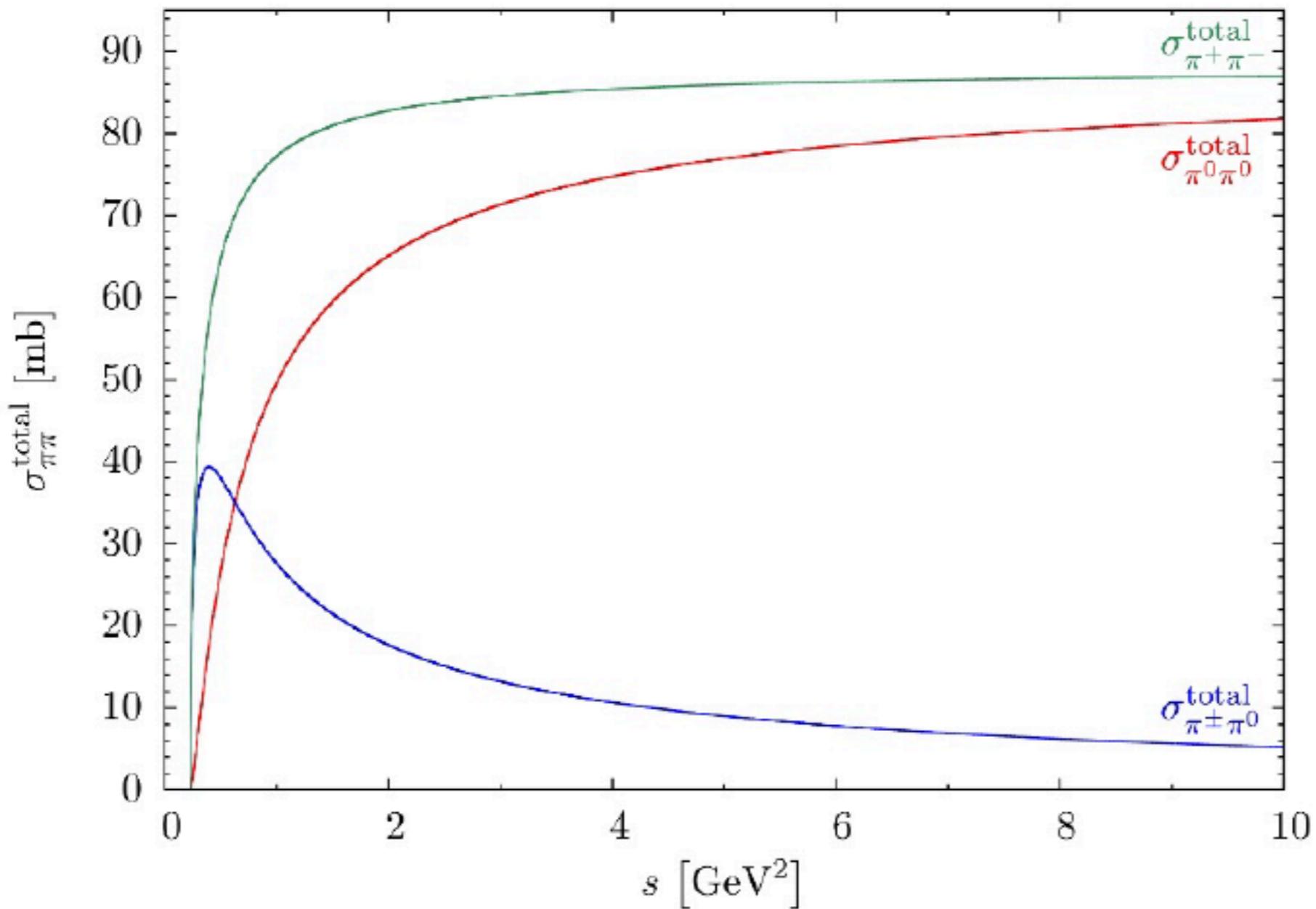
$$\sigma_{\pi-\pi} \sim 35 \text{ mb.}$$

Pion-proton total cross-sections



38

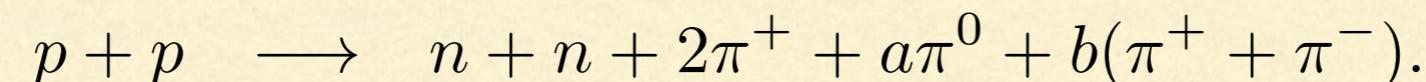
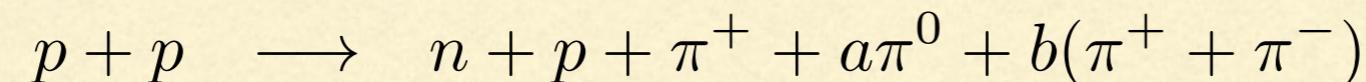
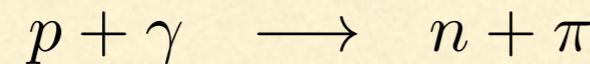
Sección eficaz de la interacción $\pi - p$.



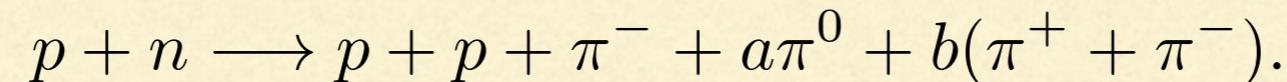
Sección eficaz de la interacción $\pi - \pi$.

Interaccion neutrón-protón

Se pueden producir neutrones (relativistas) mediante las interacciones:



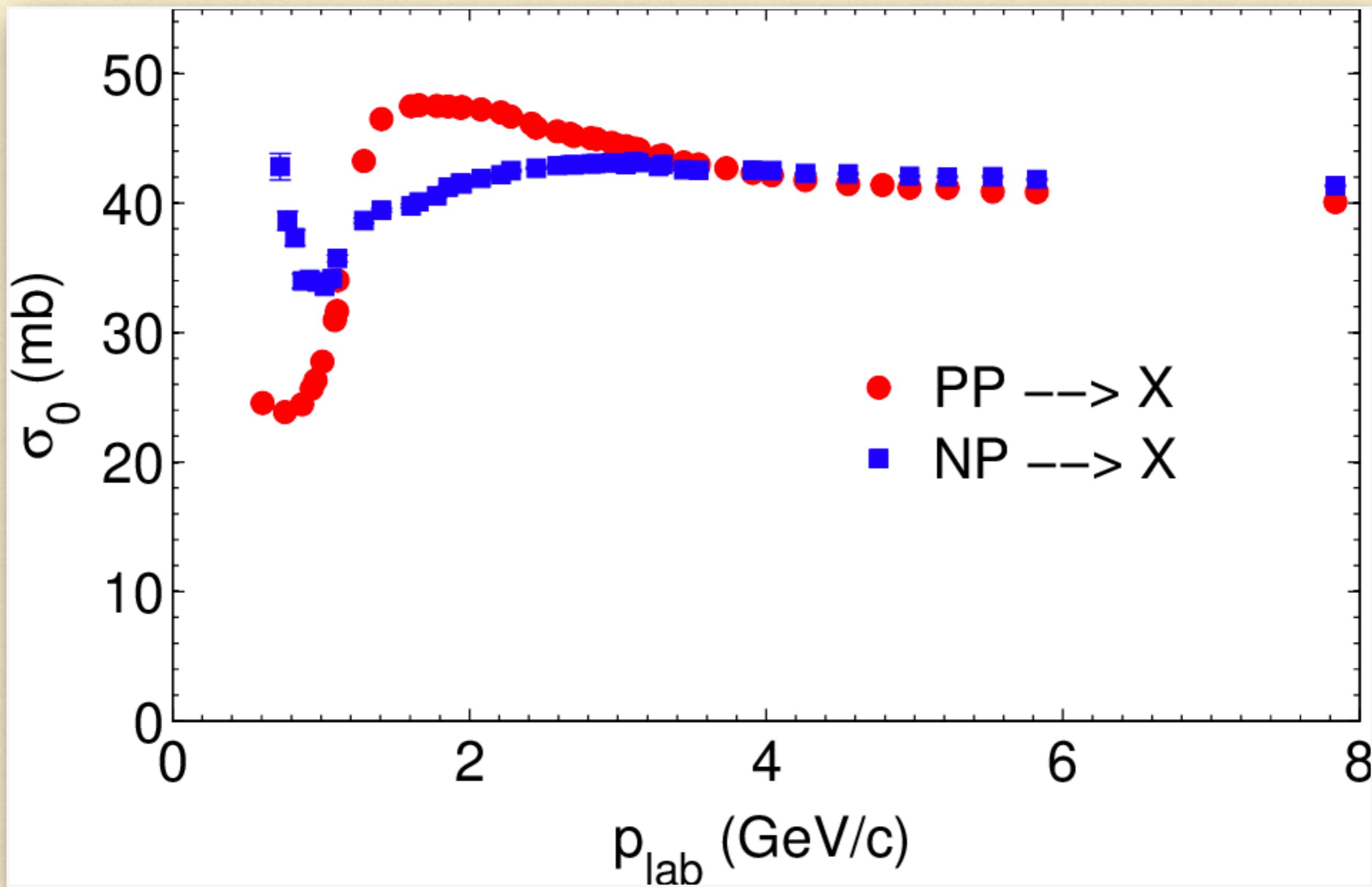
Dichos neutrones pueden interactuar con protones antes de decaer:



Para energías cinéticas del neutrón incidente mayores que 290 MeV la sección eficaz para colisiones np permanece constante en

$$\sigma_{np} \simeq 39.5 \pm 1.0 \text{ mb.}$$

A energías menores la sección eficaz se incrementa hasta llegar a 1 b a energías del MeV. Por debajo de 100 MeV la sección eficaz se comporta como E^{-1} .



Inyección de leptones de interacciones $p\bar{p}$

$$q_e(E_e) = c n_H \int_0^1 \sigma_{\text{inel}}(E_e/x) J_p(E_e/x) F_e(x, E_e/x) \frac{dx}{x}.$$

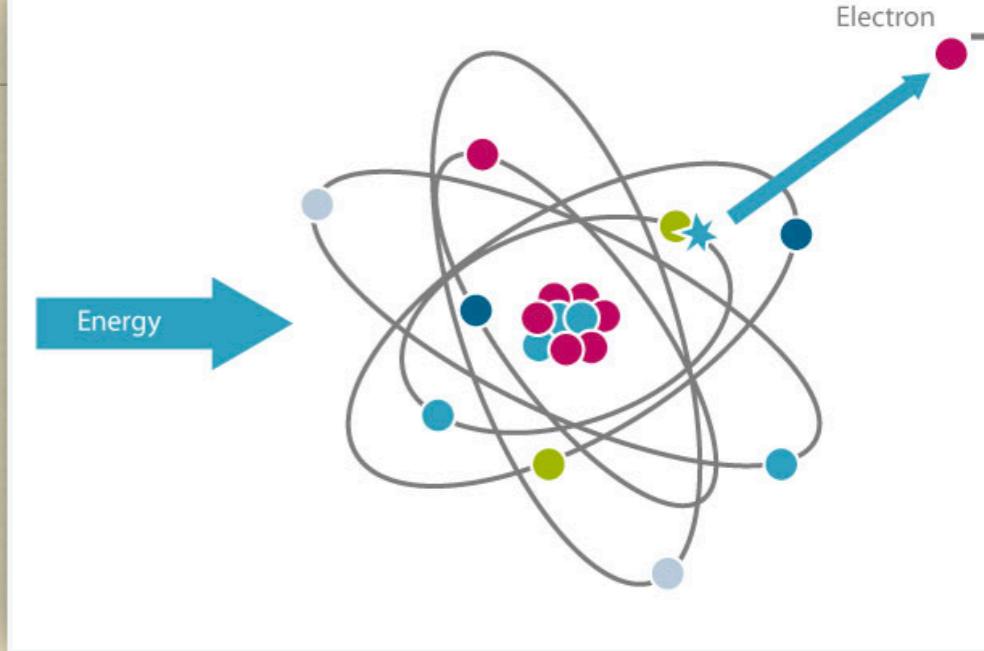
Leptones por unidad de energía,
de volumen y de tiempo

$$x = E_{e^\pm}/E_p$$

F_e : ver Kelner et al. (2006)

Los pares inyectados pueden producir radiación gamma por IC y emisión en el rango radio-rayos X por sincrotrón.

Pérdidas por ionización



Cuando un protón o un núcleo (de carga eZ y masa M) atraviesa un medio, lo ioniza y por tanto pierde energía. La tasa de pérdida de energía por ionización está dada por:

$$-\frac{dE}{dt} \Big|_{\text{ion}} = 7.62 \times 10^{-9} Z^2 n \beta^{-1} \left[22.2 + 4 \ln \left(\frac{E}{m_e c^2} \right) + 2 \ln \beta^2 - 2 \beta^2 \right] \text{ eV s}^{-1},$$

donde $E \ll (M/m_e)Mc^2$ y n es la densidad del medio (en cm^{-3}). En el límite no relativista:

$$-\frac{dE}{dt} \Big|_{\text{ion}} = 7.62 \times 10^{-9} Z^2 n \sqrt{\frac{2Mc^2}{E_{\text{kin}}}} \left[11.8 + \ln \left(\frac{E_{\text{kin}}}{Mc^2} \right) \right] \text{ eV s}^{-1}$$

con $E_{\text{kin}} = E - Mc^2 \simeq Mv^2/2 \ll Mc^2$.

Cuando $E \gg Mc^2$:

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

Si consideramos un medio ya ionizado, con una concentración n de electrones, en el caso no relativista se tiene:

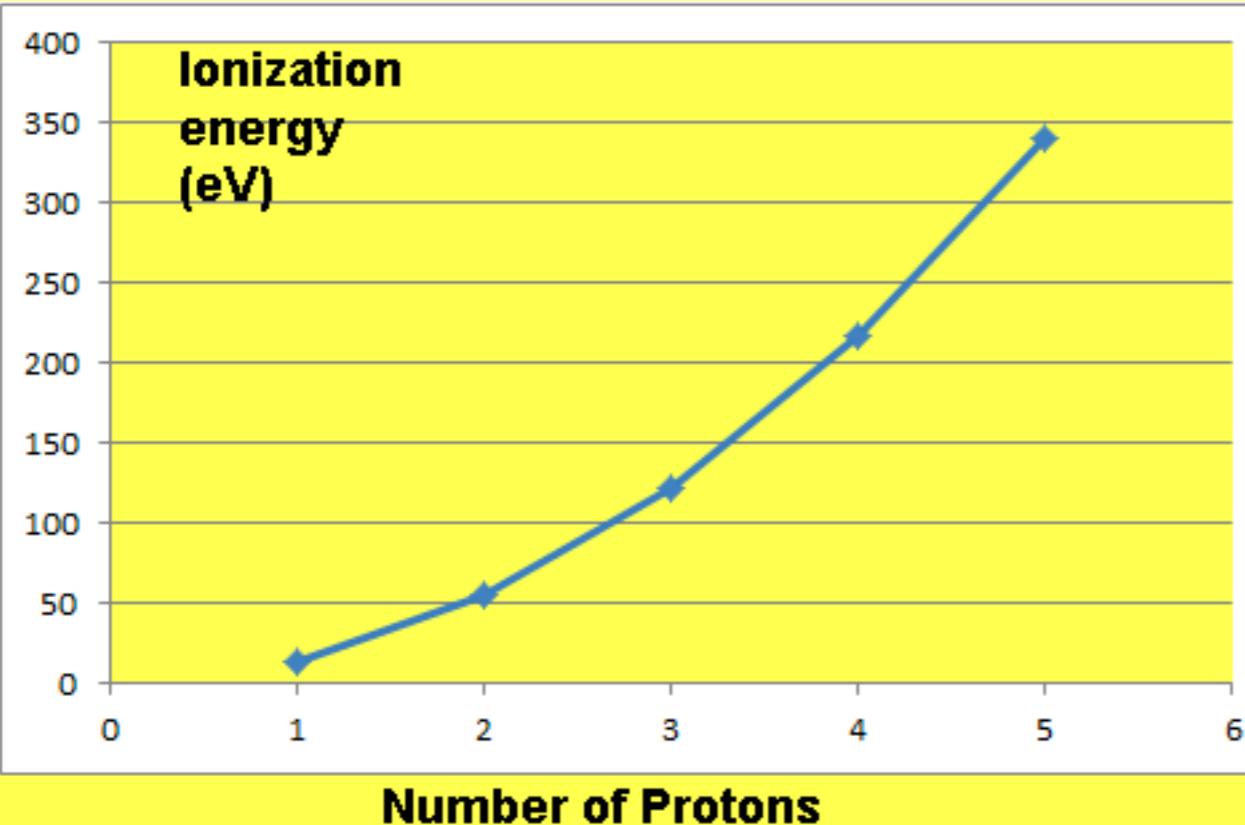
$$-\left.\frac{dE}{dt}\right|_{\text{ion}} = 7.62 \times 10^{-9} Z^2 n \sqrt{\frac{2Mc^2}{E_{\text{kin}}}} \left[\ln \left(\frac{E_{\text{kin}}}{Mc^2} \right) - \frac{1}{2} \ln(n) + 38.7 \right] \text{ eV s}^{-1}.$$

Si $E \gg Mc^2$,

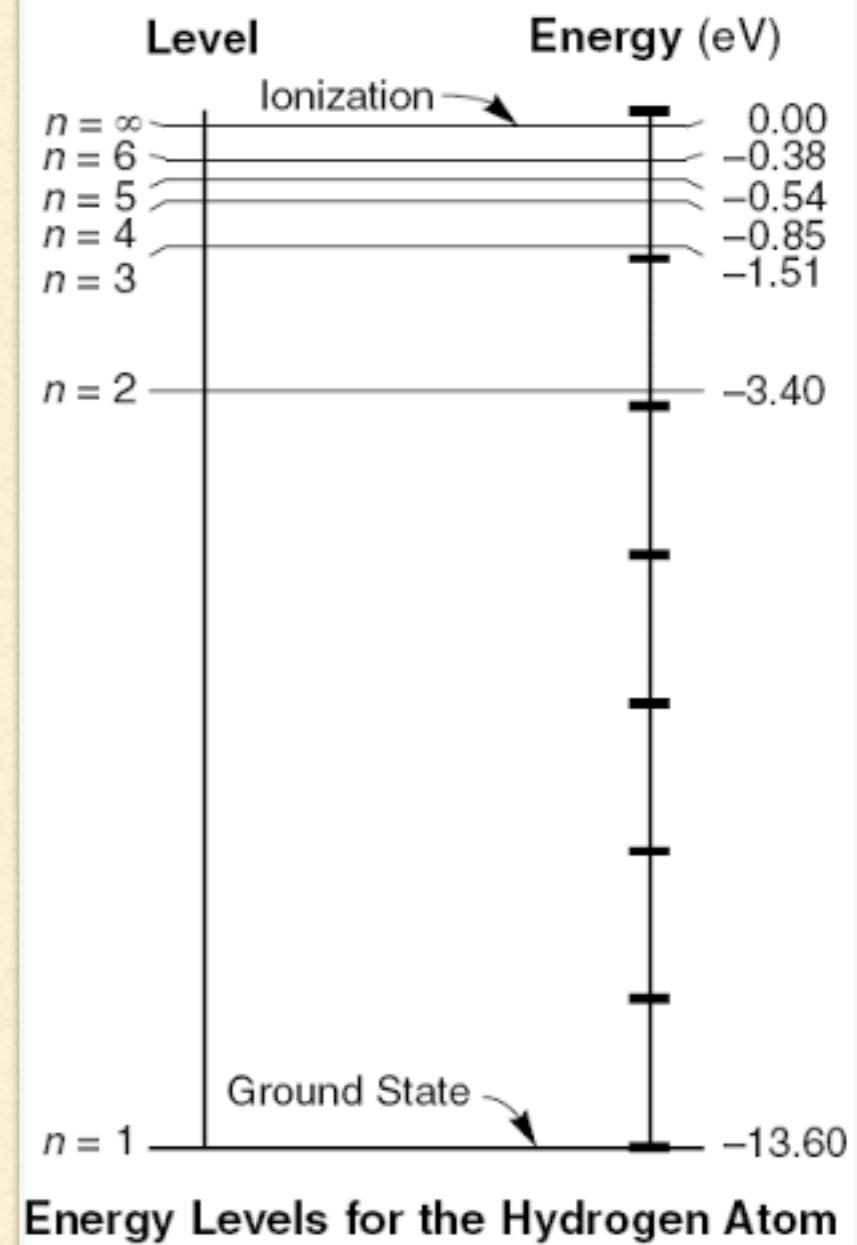
$$-\left.\frac{dE}{dt}\right|_{\text{ion}} = 7.62 \times 10^{-9} Z^2 n \left[\ln \left(\frac{W}{m_e c^2} \right) - \ln(n) + 74.1 \right] \text{ eV s}^{-1}$$

$$W = \begin{cases} E & \text{si } E \gg \left(\frac{M}{m_e}\right) Mc^2 \\ 2m_e c^2 \left(\frac{M}{m_e}\right)^2 & \text{si } Mc^2 \ll E \ll \left(\frac{M}{m_e}\right) Mc^2. \end{cases}$$

The Ionization Energies for the Innermost Electron for the First Five Elements



Hydrogen



La fórmula de Bethe

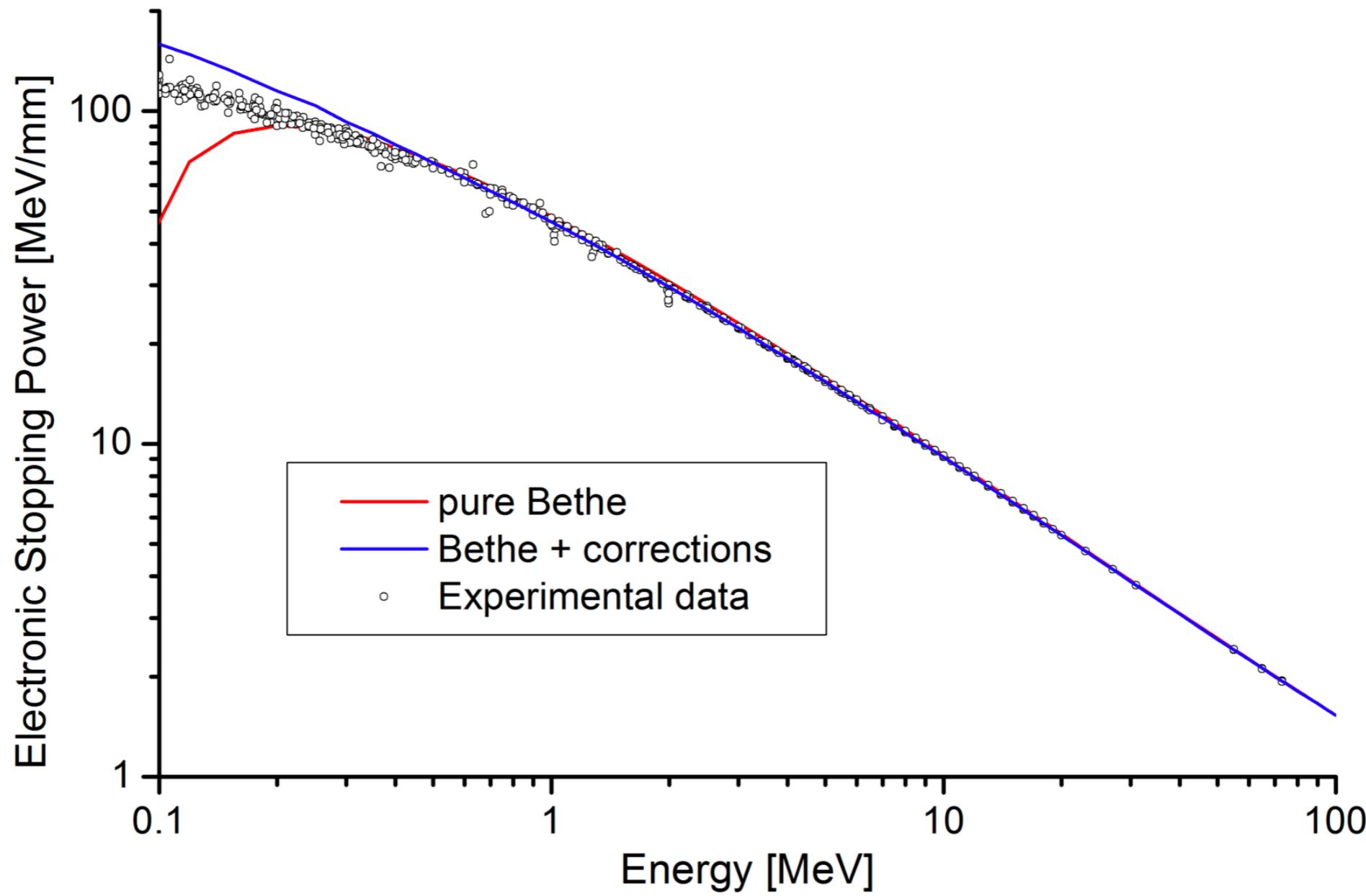
La fórmula de Bethe describe la pérdida de energía media por distancia recorrida de partículas cargadas (protónes, partículas alfa, iones atómicos) que atraviesan la materia (o, alternativamente, el poder de detención del material).

Para una partícula con velocidad v , carga z (en múltiplos de la carga de electrones) y energía E , viajando una distancia x hacia un objetivo de densidad de número de electrones n y potencial de excitación medio I , la versión relativista de la fórmula es:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi}{m_e c^2} \cdot \frac{nz^2}{\beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} \right)^2 \cdot \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right]$$

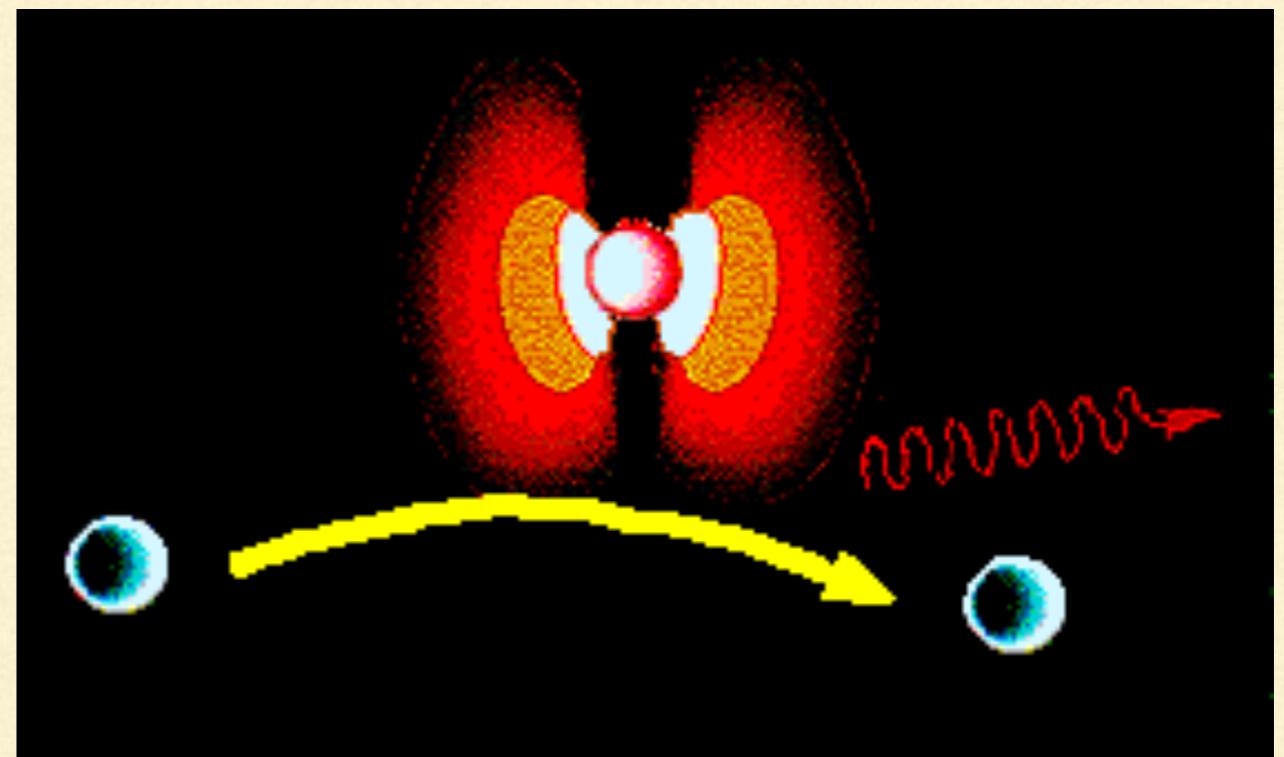
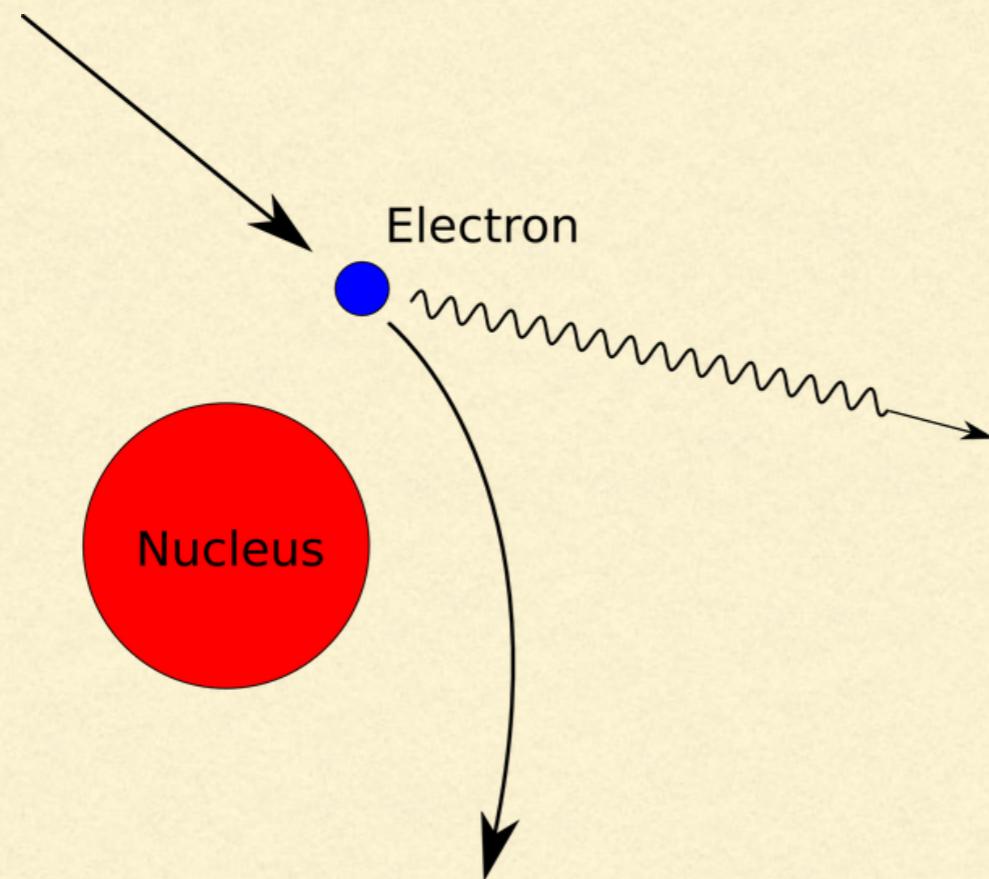
$$n = \frac{N_A \cdot Z \cdot \rho}{A \cdot M_u},$$

donde ρ es la densidad del material, Z su número atómico, A su masa atómica relativa, N_A el número de Avogadro y M_u la constante de la masa molar.



Bremsstrahlung relativista

El Bremsstrahlung relativista se produce cuando un electrón relativista es acelerado en el campo electrostático de un núcleo u otra partícula cargada.



Consideremos la producción de un fotón de energía E_γ por un electrón relativista con energía $E_e \gg m_e c^2$ que es dispersado por un núcleo de carga Ze . La sección eficaz diferencial para la interacción es:

$$\frac{d\sigma_{\text{Br}}}{dE_\gamma}(E_e, E_\gamma) = \frac{4\alpha r_e^2 Z^2}{E_\gamma} \phi(E_e, E_\gamma),$$

con $r_e = e^2/(m_e c^2)$ el radio clásico del electrón y $\alpha \approx 1/137$ la constante de estructura fina. La función ϕ depende del estado de ionización de los blancos. Para un núcleo desnudo (i.e., un gas totalmente ionizado) viene dada por

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

mientras que para un núcleo que está completamente apantallado por todos los electrones (e.g., hidrógeno neutro del medio interestelar) viene dada por

$$\phi(E_e, E_\gamma) = \left[1 + \left(1 - \frac{E_\gamma}{E_e} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(1 - \frac{E_\gamma}{E_e} \right) \right] \ln \left(\frac{191}{Z^{1/3}} \right) + \frac{1}{9} \left(1 - \frac{E_\gamma}{E_e} \right).$$

La emisividad puede obtenerse como:

$$q_\gamma^{\text{Br}}(E_\gamma, \vec{r}) = c n_a(\vec{r}) \int_{E_\gamma}^{\infty} \frac{d\sigma_{\text{Br}}}{dE_\gamma}(E_e, E_\gamma) n_e(E_e, \vec{r}) dE_e \quad [\text{erg}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}],$$

con n_a la densidad de blancos y n_e el espectro de los electrones relativistas. Si consideramos que para $E_e \gg m_e c^2$ la distribución de electrones es

$$N_e(E_e) = K_e E_e^{-p},$$

su emisión Bremsstrahlung al interactuar con átomos con apantallamiento completo en una región de tamaño lineal R resulta:

$$L_\gamma^{\text{Br}}(E_\gamma) = \frac{m_p N(R)}{\chi_0} \left(\frac{K_e}{p-1} \right) E_\gamma^{-p},$$

con

$$N(R) = \int_0^R n_a dl,$$

y

$$\chi_0 = \frac{A}{4\alpha N_0 Z^2 r_e^2 \ln(191 Z^{-1/3})} \text{ g cm}^{-2},$$

donde N_0 es el número de Avogadro y A es el peso atómico. Es importante destacar que el espectro de rayos γ resultante tiene la misma forma que el espectro original de electrones relativistas.

Las pérdidas de energía por Bremsstrahlung para los electrones pueden ser muy grandes, pudiendo radiar fotones con energía $E_\gamma \sim E_e$. Las pérdidas para un electrón individual vienen dadas por:

$$-\left. \frac{dE_e}{dt} \right|_{\text{Br}} = c n_a \int_0^{E_e - m_e c^2} E_\gamma \frac{d\sigma_{\text{Br}}}{dE_\gamma}(E_e, E_\gamma) dE_\gamma.$$

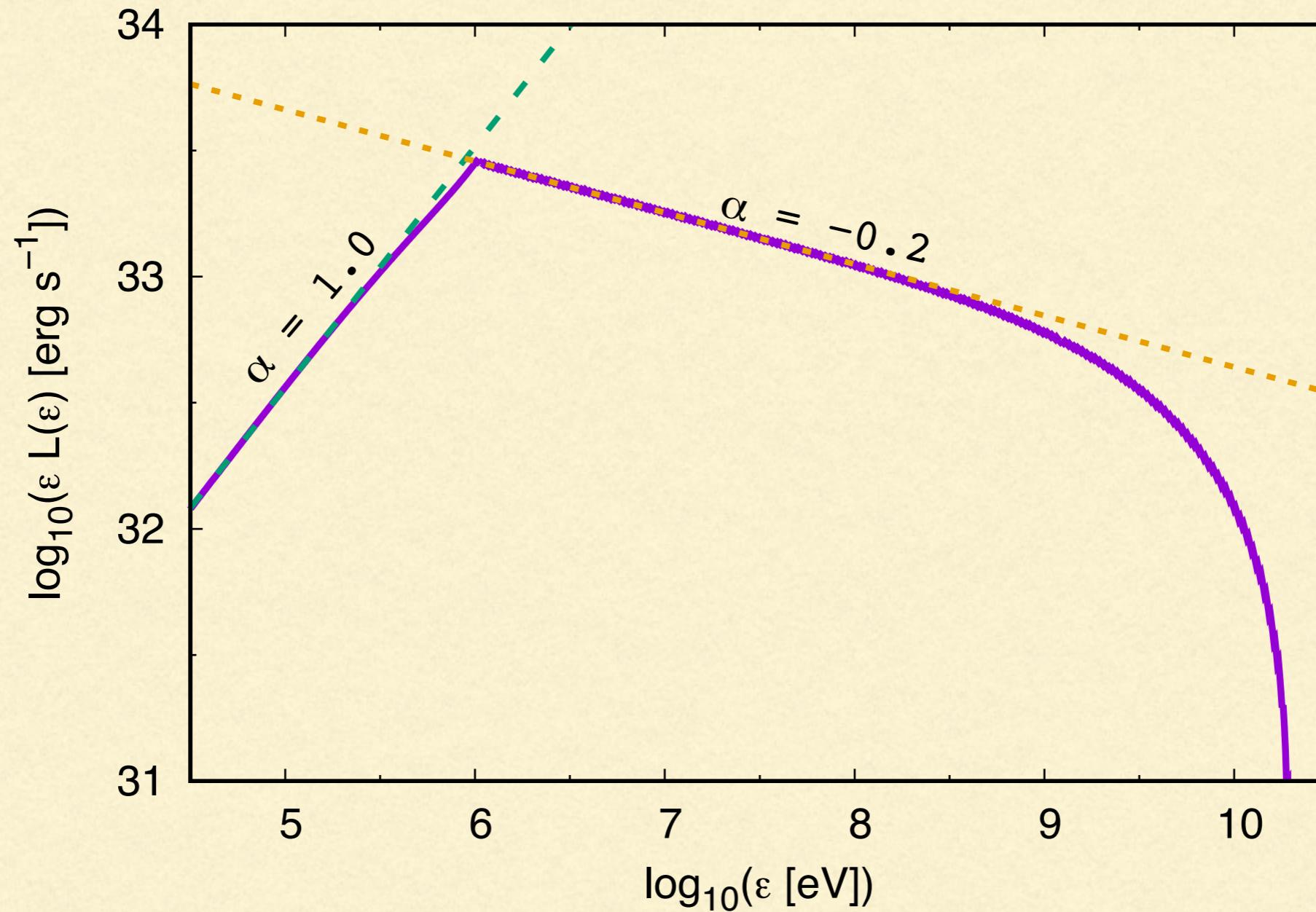
En el caso de un plasma ionizado (sin apantallamiento) estas resultan:

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

En el caso de apantallamiento total, se tiene:

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

Espectro Bremsstrahlung



$p = 2.2, E_{\text{e};\text{min}} = 1 \text{ MeV}, E_{\text{e};\text{max}} = 20 \text{ GeV}$

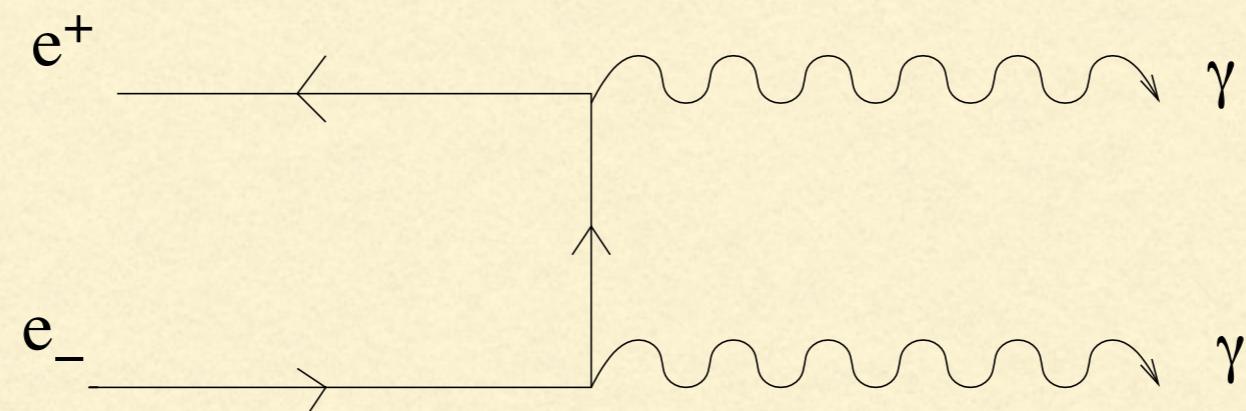
Aniquilación de electrones y positrones

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

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

Cuando las dos partículas se aniquilan en reposo, la energía de los fotones resultantes es simplemente

$$E_\gamma = m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV}.$$



La sección eficaz para la aniquilación de un positrón de energía $E_e = \gamma m_e c^2$ con un electrón en reposo es:

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

Cuando $\gamma \gg 1$:

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

mientras que para $\beta = v/c \ll 1$

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

Expresada en términos de cantidades en el sistema del centro de masas, la sección eficaz se puede escribir como:

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

donde $\beta_{\text{cm}} = v_{\text{cm}}/c$ es la velocidad del centro de masas en unidades de c y

$$\gamma_{\text{cm}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{\text{cm}}^2}}.$$

Para un plasma de electrones y positrones, la tasa de aniquilación es:

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

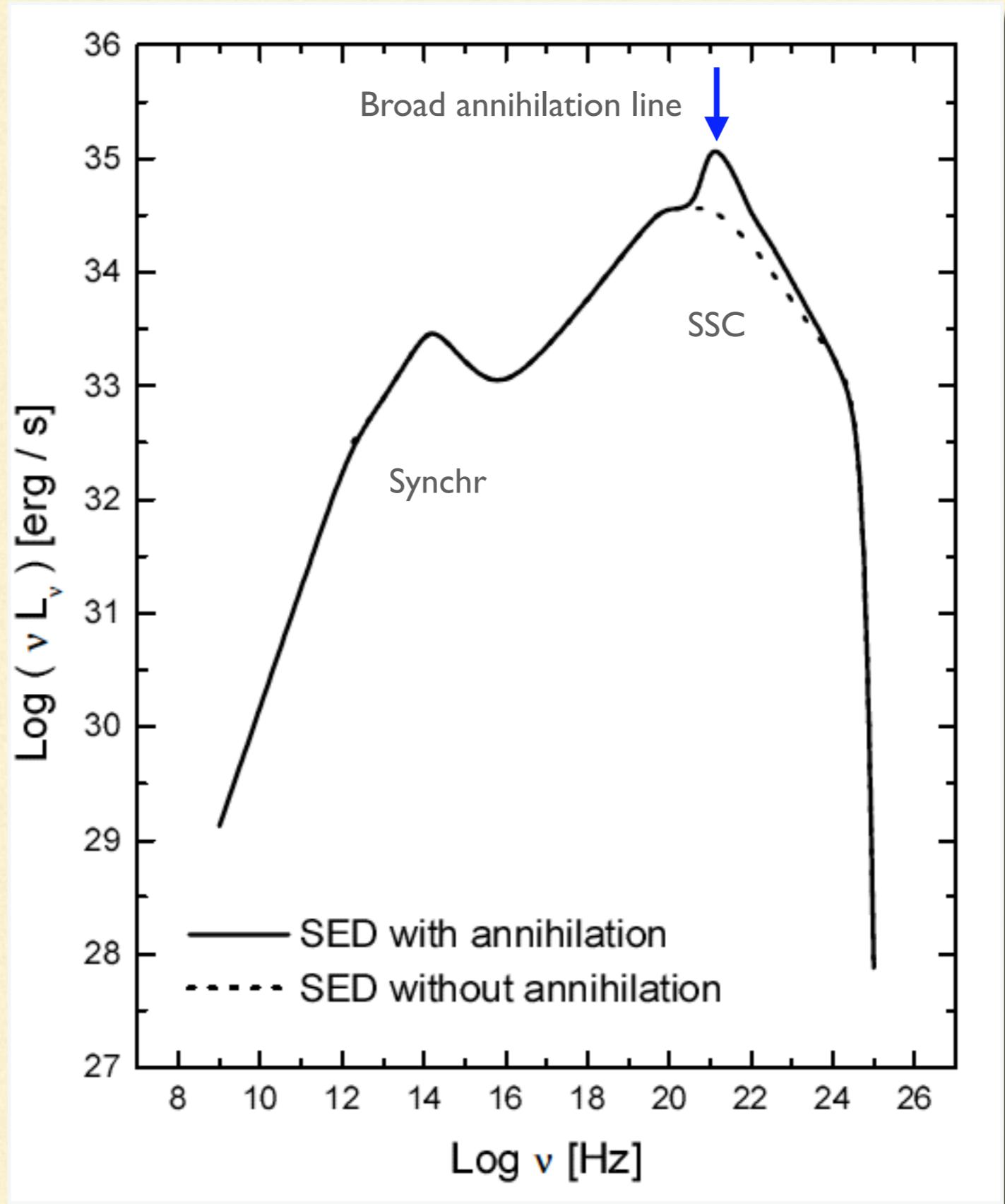
donde $x = \gamma_{e^+}\gamma_{e^-}$ y la exactitud de esta aproximación es mejor que el 14%.

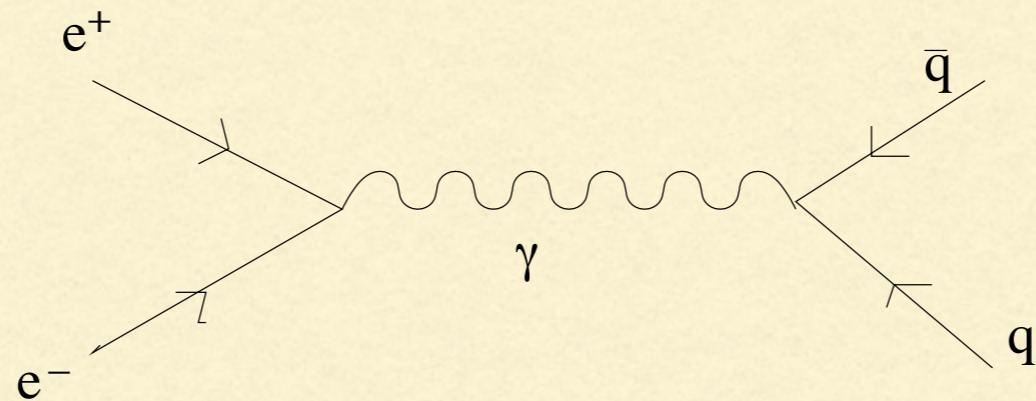
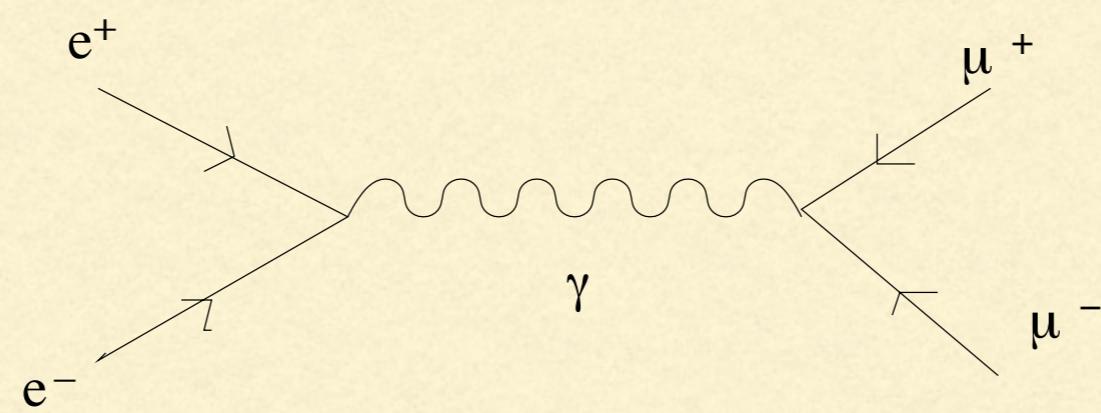
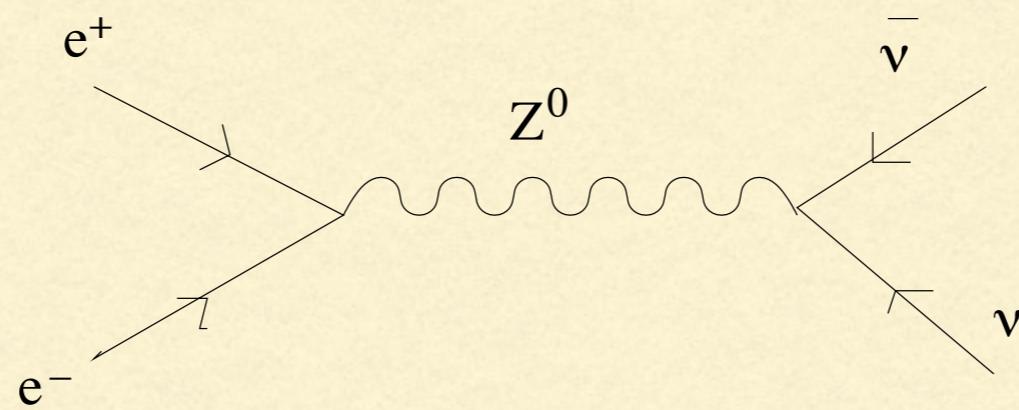
Si se tiene una distribución no térmica $n_{e^\pm}(E_{e^\pm})$ de pares en el plasma, el número de aniquilaciones por unidad de tiempo es:

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

donde dV es el elemento de volumen del plasma. La luminosidad por aniquilación de pares, por consiguiente, será:

$$L_\gamma^{e^\pm} = \int (E_{e^+} + E_{e^-}) R_{e^\pm} n_{e^+}(E_{e^+}) n_{e^-}(E_{e^-}) dE_{e^+} dE_{e^-} dfV.$$





Las reacciones $e^+ + e^- \rightarrow i\gamma$ también son posibles, pero la sección eficaz cae con un factor

$$q^{i-2} \sim \left(\frac{1}{137}\right)^{i-2}$$

Para 3 fotones, entonces, la reacción es 137 veces menos probable que la más usual $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$. La reacción $e^+ + e^- \rightarrow 4\gamma$ es 18769 veces menos probable que $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$.

DETECTION OF A GAMMA-RAY SPECTRAL LINE FROM THE GALACTIC-CENTER REGION

W. N. JOHNSON III* AND R. C. HAYMES

Department of Space Science, Rice University, Houston, Texas

Received 1973 January 23; revised 1973 March 28

ABSTRACT

A balloon-borne experiment timed to observe a lunar occultation of the X-ray source GX 3+1 was conducted on 1971 November 20, from Paraná, Argentina. Good data were obtained in the 30 keV–2.4 MeV energy band with two 24° FWHM instruments for over four hours, including the hour-long occultation. The observed spectra confirm our 1970 measurements of a spectral line superposed on a power-law continuum radiated from the galactic-center region. The combination of the 1970 and 1971 data places the line 5.3 standard deviations above the continuum. The line energy is 476 ± 24 keV; its intensity is $(1.8 \pm 0.5) \times 10^{-3}$ photons $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. A result of the occultation observation is that, while it is ruled out as the origin of the bulk of the radiation from the galactic center region, a relatively faint, hard-exponential continuum is radiated by GX 3+1, a result in agreement with an extrapolation of that measured at lower energies by the LRL group. The identification of the source of the 476-keV radiation is unclear, although there was a 2.3 standard deviation decrease in the spectral line during the occultation.

Subject headings: galactic nuclei — gamma rays — lunar occultation

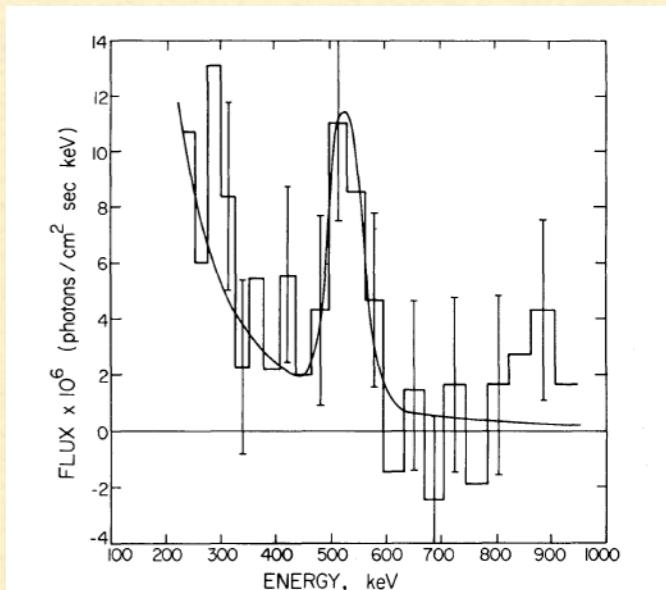
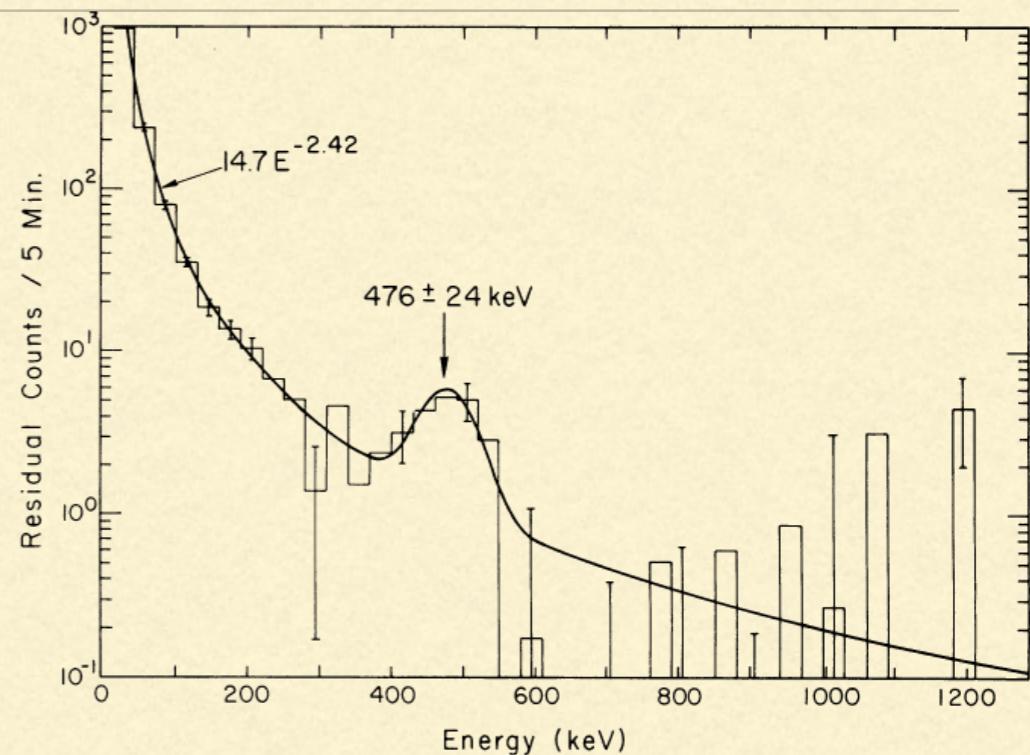


Table 1: Candidate sources of positrons and their main characteristics in terms of positron intensity, positron energies, and spatial distribution in the Galaxy. (PL= powerlaw spectrum; GC=Galactic Center)

candidate	e ⁺ production [e ⁺ s ⁻¹]	e ⁺ energies	locations	comment
cosmic-ray interactions	1–2 10 ⁴²	GeV	gas disk	PL $\alpha \sim 2$
pulsars	10 ³⁹ –10 ⁴³	GeV...TeV	young-star disk	PL $\alpha \sim 1.5$
microquasars	few 10 ⁴¹	GeV...TeV	stellar disk and bulge	
SgrA	few 10 ⁴²	GeV...TeV	GC	when active
nucleosynthesis	10 ⁴³	\leq MeV	young-star disk	
dark-matter decay	?	\sim TeV	spheroid / bulge	

