

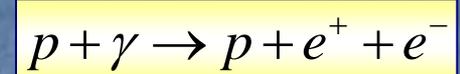
- **Absorción**
- **Cascadas electromagnéticas**
- **Cascadas hadrónicas**

ABSORCIÓN

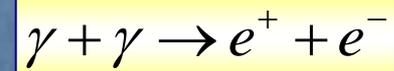
Los rayos gamma, una vez que son creados en una fuente astrofísica por partículas relativistas, **pueden ser absorbidos por campos de radiación o materia** en la fuente misma o en su trayecto al observador.

Los principales mecanismos de absorción son:

➤ la creación de pares en el campo Coulombiano de un núcleo



➤ la creación de pares por la aniquilación de fotones



➤ A bajas energías, el efecto Compton directo puede ser relevante

➤ A energías muy altas y en presencia de campos magnéticos intensos

los rayos pueden ser absorbidos por



Supongamos que la **intensidad original** de los rayos gamma es:

$$I_{\gamma}^0(E_{\gamma})$$

y que se los inyecta en un medio de densidad N

Luego de atravesar una distancia x , la **intensidad** será:

$$I_{\gamma}(E_{\gamma}) = I_{\gamma}^0(E_{\gamma}) e^{-\tau}, \quad \tau = \sigma N x$$

 τ

Profundidad óptica
del medio

 σ

Sección eficaz
del proceso

El **camino libre medio del fotón** en un medio de densidad N es:

$$\lambda_{\gamma} = (\sigma N)^{-1}$$

La probabilidad de que el fotón sea absorbido
luego de atravesar una distancia L es:

$$P_L = 1 - e^{-L/\lambda_{\gamma}}$$

Creación de pares en un campo Coulombiano

El umbral de energía para que un rayo gamma cree un par e^\pm : $p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^-$

en el campo electrostático de un núcleo de carga Ze es $2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$

La sección eficaz para el proceso es (con dependencia débil con la energía):

$$\sigma_{\gamma p \rightarrow e^\pm}(E_\gamma) = 4\alpha Z^2 r_e^2 \left[\frac{7}{9} \ln\left(\frac{2E_\gamma}{m_e c^2}\right) - \frac{109}{54} \right]$$

$$\sigma_{\gamma p \rightarrow e^\pm}(E_\gamma) = 4\alpha Z^2 r_e^2 \left[\frac{7}{9} \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) - \frac{1}{54} \right]$$

Sin apantallamiento para $\frac{2E_{e^+} + E_{e^-}}{E_\gamma} \ll \frac{m_e c^2}{\alpha Z^2}$

Con apantallamiento para $\frac{2E_{e^+} + E_{e^-}}{E_\gamma} \gg \frac{m_e c^2}{\alpha Z^2}$

Como $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.8 \times 10^{-13} \text{ cm}$ \rightarrow la sección eficaz es pequeña: $\sigma \approx 10^{-26} \text{ cm}^2$

El camino libre medio en el medio donde el ISM es típicamente $N \approx 0.01 - 1 \text{ cm}^{-3}$

es extremadamente grande $\lambda_\gamma = (\sigma N)^{-1} \approx 10^{27} \text{ cm}$ \rightarrow $P_L = 1 - e^{-L/\lambda_\gamma} \rightarrow 0$

\rightarrow la galaxia es esencialmente transparente a los rayos gamma.

Absorción por creación de pares en un campo de radiación

Un fotón de energía E_γ^1 puede producir un par e^\pm en una interacción con un fotón de energía E_γ^2 si: $E_\gamma^1 E_\gamma^2 > (m_e c^2)^2$

La **sección eficaz** del proceso $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$

depende del ángulo de interacción entre los fotones.

Considerando isotropía en la distribución de los fotones interactuantes, se tiene:

$$\sigma_{\gamma\gamma}(E_\gamma^1, E_\gamma^2) = \frac{\pi r_e^2}{2} (1 - \beta^2) \left[2\beta(\beta^2 - 2) + (3\beta^4) \ln\left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta}\right) \right] \quad \text{Donde} \quad \beta = \left[1 - \frac{(m_e c^2)^2}{E_\gamma^1 E_\gamma^2} \right]^{1/2}$$

Los leptones resultantes tendrán una energía $E_{e^\pm} = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ en el sistema de CM.

Absorción por creación de pares en un campo de radiación (cont.)

Si un fotón de energía E_γ debe atravesar una región de tamaño R

con un campo de fotones de densidad $N_{\text{ph}}(E_{\text{ph}}, \vec{r}) dE_{\text{ph}}$



la profundidad óptica será

$$\tau_\gamma(E_\gamma) = \int_0^\infty \int_0^R n_{\text{ph}}(E_{\text{ph}}, r) \sigma_{\gamma\gamma}(E_\gamma, E_{\text{ph}}) dE_{\text{ph}} dr$$

En medios astrofísicos

$N_{\text{ph}}(E_{\text{ph}}, \vec{r}) dE_{\text{ph}}$ puede ser muy alta en la cercanía de fuentes,

por lo que **la absorción en campo de radiación es un fenómeno común.**

La densidad de fotones media en el medio interestelar de nuestra Galaxia es suficientemente baja y la opacidad no es significativa.

En cambio, sobre escalas cosmológicas, **la opacidad del fondo cósmico de radiación puede ser significativa.**

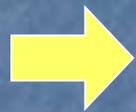
Absorción por creación de pares en un campo de radiación (cont.)

En el caso de tener una fuente de rayos gamma con una luminosidad intrínseca L_γ

la atenuación por $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$

será determinada por el **parámetro de compacticidad** $l = \frac{L_\gamma}{R}$, $[l] = \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-1}$

R Radio de la fuente



$$\tau_{\gamma\gamma} \approx \sigma_{\gamma\gamma} n_\gamma R = \frac{\sigma_{\gamma\gamma}}{4\pi c \langle E_\gamma \rangle} l$$

Donde se usó $L_\gamma \approx 4\pi c n_\gamma R^2 \langle E_\gamma \rangle$

$$\Rightarrow n_\gamma = \frac{L_\gamma}{4\pi c R^2 \langle E_\gamma \rangle} = \frac{L_\gamma}{R} \frac{1}{4\pi c R \langle E_\gamma \rangle} = \frac{l}{4\pi c R \langle E_\gamma \rangle}$$

Densidad de fotones en la fuente con energía media $\langle E_\gamma \rangle$



$$\tau_{\gamma\gamma} \approx \sigma_{\gamma\gamma} l \frac{1}{4\pi c R \langle E_\gamma \rangle} R$$

Opacidad de la fuente a sus propios rayos gamma



$$\tau_{\gamma\gamma} \approx \frac{\sigma_{\gamma\gamma}}{4\pi c \langle E_\gamma \rangle} l$$

Absorción por creación de pares en un campo de radiación (cont.)

$$\tau_{\gamma\gamma} \approx \frac{\sigma_{\gamma\gamma}}{4\pi c \langle E_{\gamma} \rangle} l$$

Para $\langle E_{\gamma} \rangle = 1\text{MeV}$ \rightarrow $\tau_{\gamma\gamma} \approx 1.7 \times 10^{-31} l$

La región central de un AGN puede tener luminosidades isotrópicas

$$L_{\gamma} \approx 10^{48} \text{ erg s}^{-1}$$

y dimensión

$$R \approx 10^{15} \text{ cm} \approx 10^{-3} \text{ pc}$$

\rightarrow $l \approx 10^{33} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ enorme

\rightarrow $\tau_{\gamma\gamma} \approx 10^2$

Opacidad enorme pero veo **CONTRADICCIÓN !!**

$$L_{\gamma} \approx 10^{48} \text{ erg s}^{-1}$$

↓
Surge de suponer flujo isotrópico.

Las fuentes pueden estar fuertemente auto-absorbidas a menos que la emisión no sea isotrópica.

El hecho que se observe emisión gamma indica que debe existir una importante anisotropía o *beaming*, lo cual es consistente con la idea de que la radiación gamma se origina en jets o chorros de partículas eyectadas por la fuente puntual.

Absorción en campos magnéticos

Un fotón γ puede ser convertido en un par e^\pm en presencia de un campo magnético



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

La razón a la que se produce la transformación es muy pequeña a menos que:

$$\xi = \left(\frac{E_\gamma}{2m_e c^2} \right) \left(\frac{B}{B_{cr}} \right) \approx 0.1$$

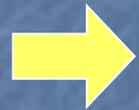
Donde

$$B_{cr} = \frac{m_e c^3}{e(h/2\pi)} \approx 4.4 \times 10^{13} \text{ G}$$

(valores encontrados en polos de púlsares)

➔ Se necesitan **campos magnéticos muy fuertes** para que este fenómeno domine la atenuación de los rayos gamma.

El **camino libre medio** de un fotón con energía $E_\gamma > 2m_e c^2$ en un campo magnético B



$$\lambda_\gamma = \frac{44}{10(e^2 \hbar)} \frac{\hbar}{m_e c} \frac{B_{cr}}{B \sin \theta} \exp\left(\frac{4}{3\xi}\right)$$

θ ángulo entre la dirección de propagación del fotón y el campo magnético.

Para $\theta = 0$ no hay producción de pares.

Como la creación magnética de pares es muy sensible a la intensidad del campo magnético, el **criterio para que ocurra** es (Erber 1966)

$$\left(\frac{E_\gamma}{2m_e c^2} \right) \left(\frac{B \sin \theta}{B_{cr}} \right) > \frac{1}{15}$$

Interacción Compton Directa

La interacción Compton directa puede ser una causa importante de absorción para fotones de energías $E_\gamma \approx \text{MeV}$

Cuando el electrón está en reposo, la energía E_γ^1 del fotón dispersado es:



$$E_\gamma^1 = \frac{E_\gamma^0}{1 + \left(\frac{E_\gamma^0}{m_e c^2} \right) (1 - \cos \theta)}$$

θ ángulo de dispersión

E_γ^0 Energía original del fotón

La energía cinética que gana el electrón es:

$$\Delta E_e = E_e^{\text{kin}} = \frac{E_\gamma^0 (1 - \cos \theta)}{m_e c^2 \left[1 + \left(\frac{E_\gamma^0}{m_e c^2} \right) (1 - \cos \theta) \right]}$$

Interacción Compton Directa (cont.)

La **sección eficaz** para la interacción Compton directa depende de la **polarización de los fotones**.

➤ Si el vector del campo eléctrico de los fotones incidentes forman un ángulo con el de los fotones emergentes, la sección eficaz puede expresarse como



$$d\sigma_c(E_\gamma^1, E_\gamma^0, \Theta) = \frac{r_e^2}{4} \left(\frac{E_\gamma^1}{E_\gamma^0} \right)^2 \left(\frac{E_\gamma^0}{E_\gamma^1} + \frac{E_\gamma^1}{E_\gamma^0} - 2 + 4 \cos^2 \Theta \right) d\Omega$$

Unidades: cm² electron⁻¹

➤ Si el fotón incidente **no está polarizado**:

$$d\sigma_c(E_\gamma^1, E_\gamma^0, \theta) = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{E_\gamma^1}{E_\gamma^0} \right)^2 \left(\frac{E_\gamma^0}{E_\gamma^1} + \frac{E_\gamma^1}{E_\gamma^0} - \sin^2 \theta \right) d\Omega$$

A **bajas energías**, e integrando sobre $d\Omega$

esta última expresión se transforma en la **sección eficaz de Thomson**:

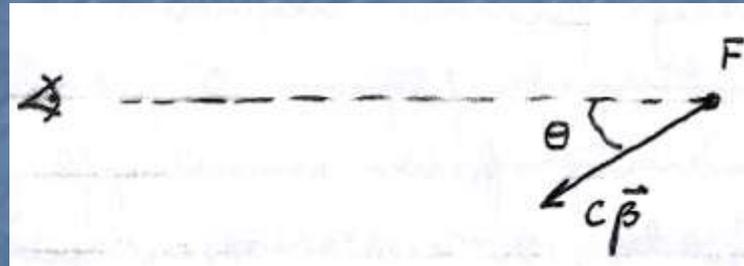
$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2$$

Debilitamiento de rayos gamma por efectos Doppler y Gravitacional

Los rayos gamma pueden ser afectados por

- el estado de movimiento de la fuente o
- por la presencia de campos gravitacionales intensos en la fuente.

Si la fuente se mueve hacia el detector a una velocidad $c\beta$ formando un ángulo θ con la visual



La frecuencia de la radiación electromagnética ν y, por lo tanto, la energía del fotón

$$E_\gamma = h\nu$$

se ven modificadas por el efecto Doppler:

$$E_\gamma^{\text{obs}} = \delta E_\gamma^0$$

$$\delta = [\gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-1}$$

Factor Doppler

Cuando la fuente se aleja del observador:

$$\delta = [\gamma(1 + \beta \cos \theta)]^{-1}$$

La energía observada resulta menor que la emitida para un dado fotón.

Debilitamiento de rayos gamma por efectos Doppler y Gravitacional (cont.)

La **expansión cosmológica del Universo** también modifica la energía de los fotones. El “corrimiento cosmológico al rojo” se define como:

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma^0}$$

Donde λ es la **longitud de onda** de los fotones gamma.

La **variación de energía del fotón debida a la expansión** es:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta E_\gamma = z_0 E_\gamma^0 \\ E_\gamma^{\text{OBS}} = E_\gamma^0 - \Delta E_\gamma \end{array} \right.$$

El **corrimiento al rojo** puede expresarse en función del **factor de escala** del Universo al *tiempo actual* y el **factor de escala** cuando el fotón fue emitido :


$$(1+z) = \frac{R(t_{\text{ACTUAL}})}{R(t_{\text{EMITIDO}})}$$

$t_{\text{ACTUAL}} - t_{\text{EMITIDO}}$ es el tiempo en que la radiación viajó hasta el observador.

El factor de escala R se determina a través de un modelo cosmológico relativista.

Debilitamiento de rayos gamma

por efectos Doppler y Gravitacional (cont.)

Si la fuente de los fotones está sometida a un campo gravitacional fuerte, la energía del fotón emitida sufrirá un “corrimiento al rojo” de origen gravitacional, de acuerdo con la teoría general de la relatividad.

Si la fuente tiene una masa M y un radio R , la variación de la energía de un fotón emitido con energía E_{λ}^0 será:


$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta E_{\gamma} = \frac{GM}{c^2 R} E_{\gamma}^0 \\ E_{\gamma}^{\text{OBS}} = E_{\gamma}^0 - \Delta E_{\gamma} \end{array} \right.$$

Cascadas Electromagnéticas

CASCADAS ELECTROMAGNÉTICAS

La inyección de rayos gamma de alta energía en medios formados por

- Materia (plasma, gas, sólidos)
- Radiación
- Campos magnéticos

resulta en la **formación de pares** e^{\pm}

si la opacidad de la propagación de los rayos gamma es mayor que 1.

Si estos pares tienen suficiente energía, pueden producir, a su vez, **más radiación** por

- ❖ Bremsstrahlung relativista
- ❖ Efecto Compton inverso
- ❖ Radiación sincrotrón



El resultado de esta **CASCADA** será

- 1) **degradar la energía** de los fotones originales y
- 2) **multiplicar** el número de leptones.

El **espectro emergente** dependerá del *espectro original de inyección* y de las *características del medio*.

Mecanismos de emisión

Electrones relativistas

(por interacción con el medio)

- Bremsstrahlung
- Sincrotrón
- Compton inverso

Fotones gamma

Mecanismos de absorción

Fotones con
altas energías

(por interacción con el medio)

- en campo de núcleos
- en campo magnético
- interacción con fotones

Pares electrón-positrón

Si estos procesos se "alimentan" mutuamente se genera una cascada electromagnética

Cascadas en medios "puros"

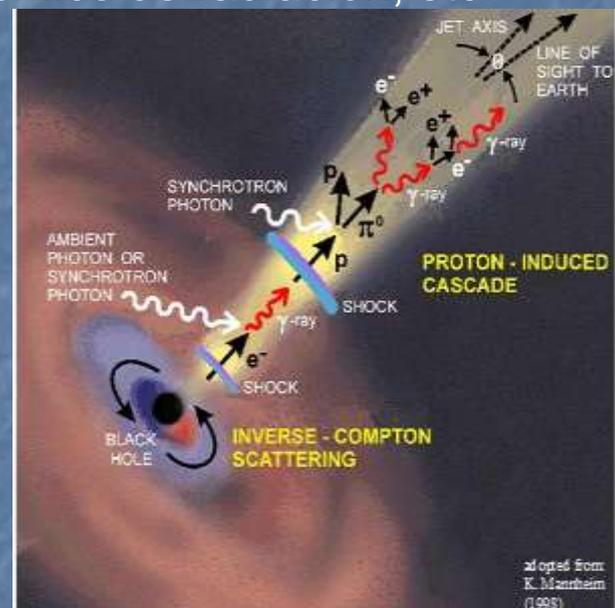
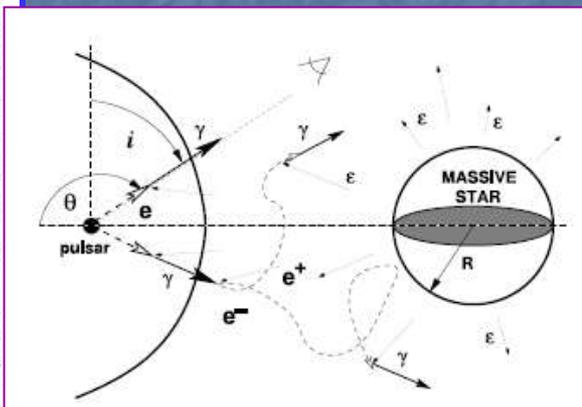
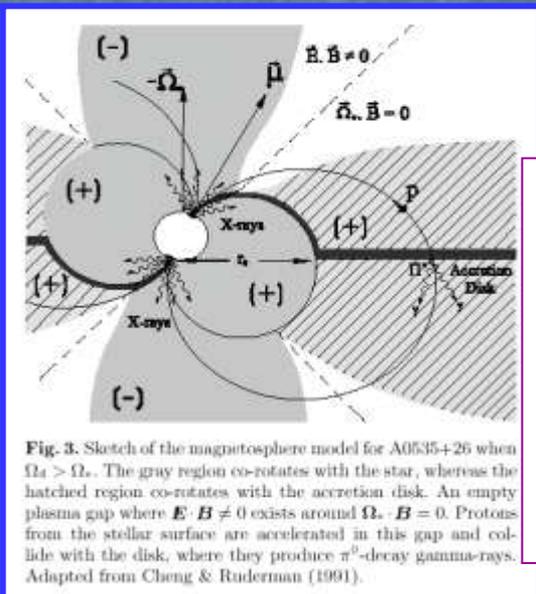
- ✓ Materiales
- ✓ Gas de fotones
- Campo magnético

INTERÉS ASTROFÍSICO ?

Las cascadas electromagnéticas se desarrollan en numerosas situaciones astrofísicas:

Inyección de rayos gamma en binarias de rayos X

AGN: Los rayos extragalácticos gamma originados en fuentes distantes pueden iniciar cascadas electromagnéticas en el fondo cósmico de radiación, etc.



En la magnetosfera de los pulsares, se espera el desarrollo de cascadas en los gaps electrostáticos donde los electrones son acelerados

Regiones con condiciones favorables para la aceleración de partículas, donde los procesos radiativos son rápidos, y se absorbe dentro de la fuente.

Una vez iniciada la cascada, la misma se desarrollará hasta que

las *escalas temporales* de los diferentes **procesos radiativos** en
competición
que producen **fotones fuera del rango gamma**
sea menor que
las *escalas temporales* de los **procesos que resulten en rayos**
gamma.

La cascada también se detendrá si la **opacidad a la**
propagación de los gamma cae por debajo de 1.

EJEMPLO: Cascada electromagnética en un medio donde el **Bremsstrahlung relativista** es el principal mecanismo de enfriamiento.

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_γ

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 21

EJEMPLO: Cascada electromagnética en un medio donde el **Bremsstrahlung relativista** es el principal mecanismo de enfriamiento.

Supongamos que un fotón de energía $E_\gamma \gg 2m_e c^2$ Incide en tal medio. Su **camino libre medio** será:

$$\lambda_\gamma \approx (\sigma_p n)^{-1} \quad \left\{ \begin{array}{l} \sigma_p \text{ Sección eficaz} \\ n \text{ Densidad del medio} \end{array} \right.$$

El par e^\pm creado a una profundidad $\lambda_\gamma = R$ dentro del medio (luego de que el rayo gamma fue absorbido) tendrá, a su vez, un **camino libre medio**:

$$\lambda_{e^\pm} \approx (\sigma_B n)^{-1}$$

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

es la sección eficaz para Bremsstrahlung relativista

La **energía** de cada elemento del par e^\pm es:

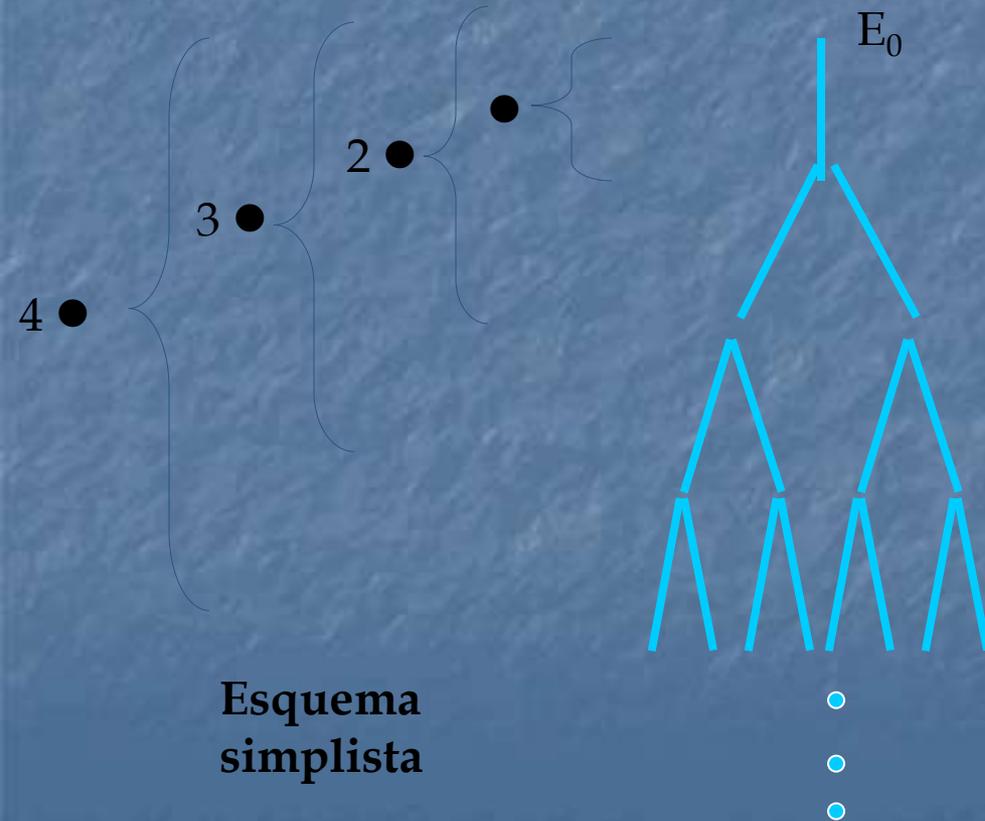
$$E_{e^\pm}^{(1)} = \frac{E_0}{2}$$

donde $E_0 = E_\gamma$

Después de una distancia $\lambda_{e^\pm} \approx (\sigma_B n)^{-1}$,

cada partícula radía un nuevo fotón con **energía**: $E_\gamma^{(1)} = \frac{E_0}{4}$

LLUVIAS DE PARTÍCULAS



Al cabo de una distancia R , estos fotones crearán nuevos pares e^\pm

A medida que la cascada se desarrolla,

- ❖ el **número total de fotones y leptones aumenta**
- ❖ pero la **energía media disminuye**.

A una profundidad L

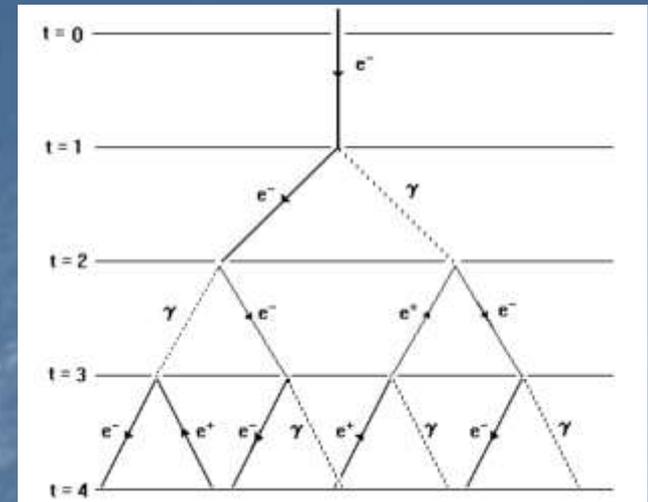
el número de partículas será $N(L) \approx e^L$

La energía por partícula a la profundidad L es :

$$E_\gamma \approx E_0 e^{-L}$$



La energía va decayendo en forma exponencial con la profundidad.



La cascada cesa cuando se alcanza una energía de corte

$$E_c \approx E_0 e^{-L_{\max}}$$



$$L_{\max} \approx \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right)$$

L_{\max}

Es la distancia a la cual el Bremsstrahlung relativista deja de dominar las pérdidas.

El número de fotones a esta profundidad es 1/3 del número total de partículas:

$$N_{e^\pm}(L_{\max}) \approx \frac{2}{3} e^{\ln(E_0/E_c)} \approx \frac{2 E_0}{3 E_c}$$

$$N_{\text{total}}(L_{\max}) \approx e^{L_{\max}}$$

En principio, una cascada electromagnética puede ser descrita por completo si se tiene información sobre todas las partículas que intervienen en ella, y las propiedades de sus interacciones en un rango amplio de energía.

Simplificaciones a granel:

Cascadas lineales: fotones emitidos por los electrones no "retro-alimentan" la cascada.

Cascadas longitudinales: a lo largo de la dirección del fotón/electrón inicial.

Considerar el comportamiento medio de la cascada.

Resolver las ecuaciones de difusión
(ecuaciones integro-diferenciales que describen la cascada).

Simular el comportamiento muchas veces, para ver la tendencia

Dos enfoques



CASCADAS HADRÓNICAS

Cuando un protón de muy alta energía impacta en un núcleo, interacciona con algún nucleón **produciendo piones**.

Partículas extrañas y antinucleones pueden ser producidas también.

Si hay suficiente energía, cada nuevo hadrón puede también interaccionar dentro del núcleo dando lugar a una “mini-cascada” hadrónica.

Los nucleones que interaccionan con el protón primario por lo general son removidos del núcleo, dejándolo a este en un estado que puede ser inestable, llevando a la fragmentación del núcleo y a la emisión de núcleos más livianos.

Los núcleos ligeros eyectados se suelen llamar “fragmentos de astillado (*spallation*)”.

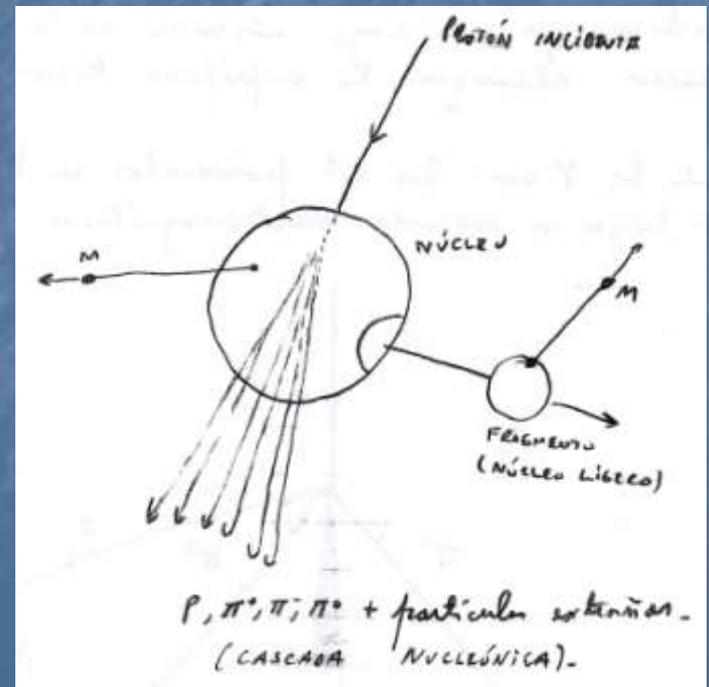
CASCADAS HADRÓNICAS (cont.)

Estos fragmentos son emitidos más o menos isotrópicamente en el sistema del laboratorio.

En cambio, los resultados de la cascada hadrónica, salen con un gran momento en la dirección del protón original.

Normalmente, neutrones son eyectados tanto por el núcleo original como por los fragmentos.

Esquemáticamente la situación es la siguiente:



CASCADAS HADRÓNICAS (cont.)

En cada **cascada nucleónica**, ocurren los siguientes **decaimientos**:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

Los **muones**, a su vez, *decaen* como:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

Los muones tienen vidas medias relativamente largas ($2.19703(4) \times 10^{-6}$ s) por lo que pueden desacelerarse por los mismos mecanismos radiativos que afectan a los electrones.

Si son el resultado de una cascada iniciada por un rayo cósmico en la atmósfera, pueden alcanzar la superficie terrestre.

Tanto los γ como los e^\pm producidos en los decaimientos dan lugar a cascadas electromagnéticas.

Los detectores de rayos cósmicos operan detectando luz Cherenkov que producen estos muones.

Puede detectarse la luz que producen en la atmósfera o la que generan en tanques cerrados, llenos de agua.

