

AGA 315 – Aula 3

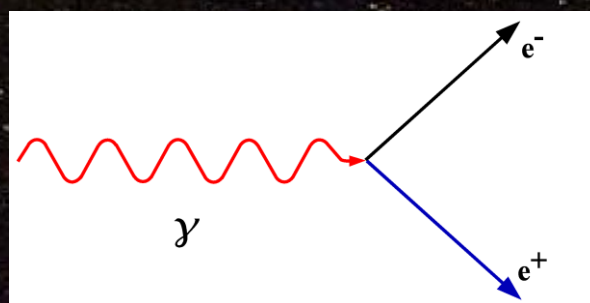
Processos elementares radiação-matéria

J.E. Horvath,
IAG – USP
São Paulo, Brasil



3) Produção de pares

Desde que $E = mc^2$ é possível que um fóton (real) se converta em um par de partícula-antipartícula



$$\omega = 2\pi\nu$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$\hbar\omega = 2\gamma m_e c^2$$

Energia

$$2\gamma m_e v = \left(\frac{\hbar\omega}{c}\right) \left(\frac{v}{c}\right)$$

Momentum

$$\left(\frac{\hbar\omega}{c}\right)$$

Como o momentum inicial do fóton é $\left(\frac{\hbar\omega}{c}\right)$ e (obviamente) $v < c$ não é possível satisfazer as duas simultaneamente



É necessário que alguém absorva momentum (geralmente um núcleo)

Na presença de um núcleo com carga Z (sem screening),
e no limite de baixas energias

$$\frac{\hbar\omega}{m_e c^2} \ll \frac{1}{\alpha Z^3}$$

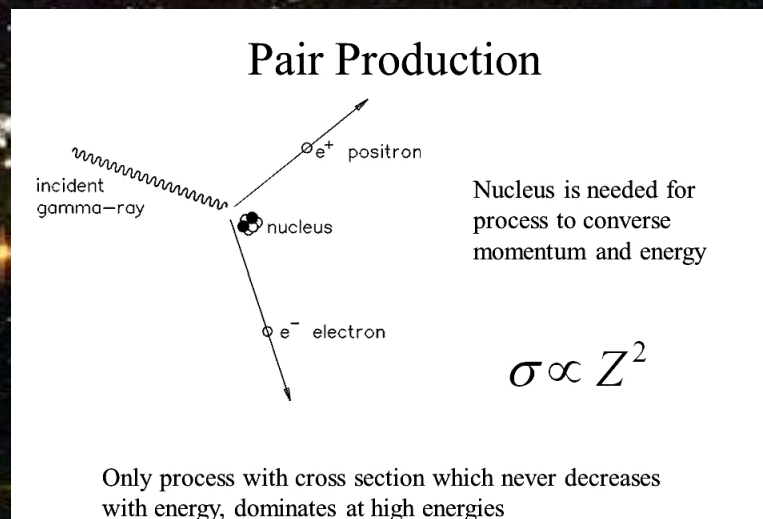
temos

$$\sigma_{par} = \alpha r_e^2 Z^2 \left[\ln \left(\frac{2\hbar\omega}{m_e c^2} \right) - \frac{218}{27} \right] \times 10^4 \text{ cm}^2$$

É no limite oposto, ultrarrelativístico

$$\frac{\hbar\omega}{m_e c^2} \gg \frac{1}{\alpha Z^{1/3}}$$

Uma seção de choque similar, fracamente dependente da
carga do núcleo Z



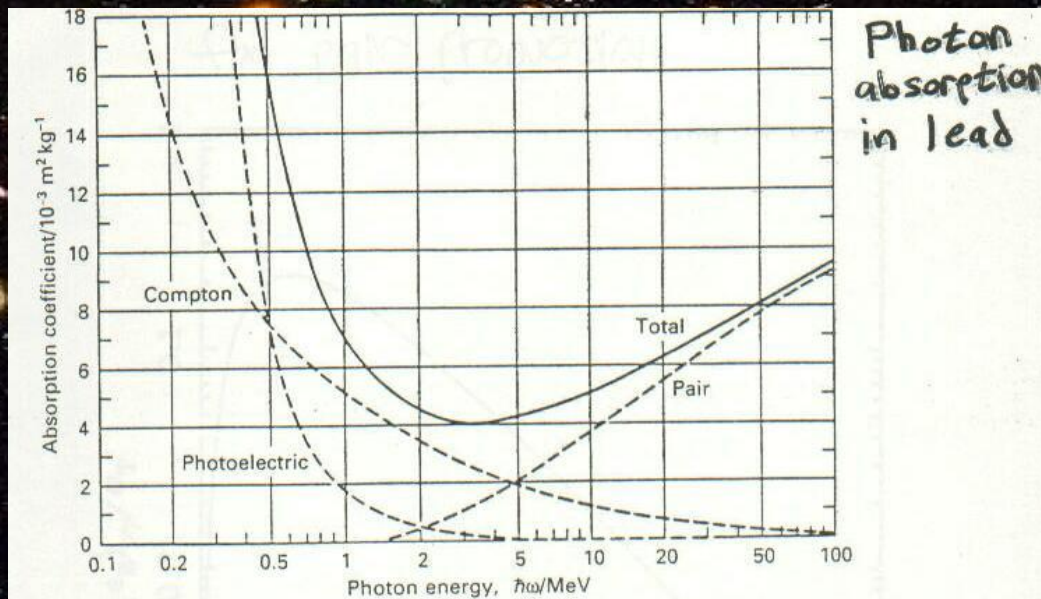


Figure 4.16. The total mass absorption coefficient for high energy photons in lead, indicating the contributions associated with the photoelectric absorption, Compton scattering and electron-positron pair production. (From H. A. Enge (1966), *Introduction to nuclear physics*, page 193, London: Addison-Wesley Publishing Co.)

Todo junto...

Absorção total
dos fótons pelos
3 processos

Além dos processos de absorção de fótons vamos estar (muito) interessados em processos de radiação de fótons pela matéria
Isto vai nos permitir estudar os objetos astrofísicos (SNRs, NS, etc)

a) Radiação térmica (incoerente !)

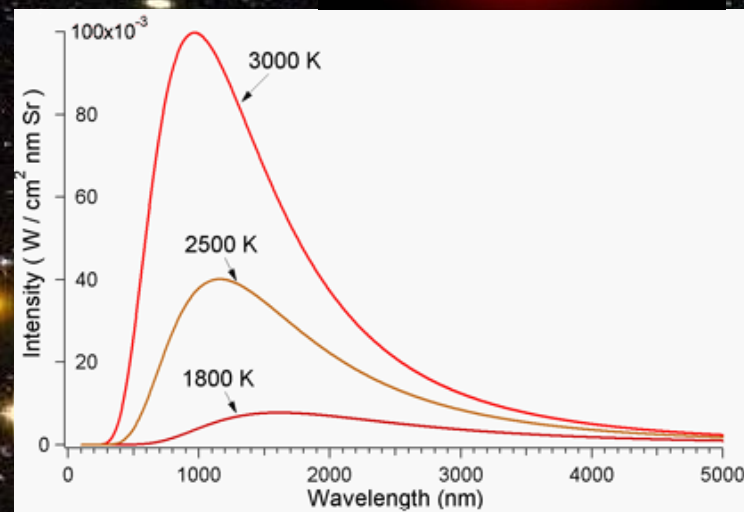
Os fótons “termalizam” quando o livre caminho médio \ll dimensões do sistema e produzem a distribuição de Planck

$$I(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 (e^{hc/\lambda k_B T} - 1)}$$

$$\text{Fluxo} = \sigma T^4$$

$$L = \text{Área} \times \text{Fluxo} = 4\pi R^2 \times \sigma T^4$$

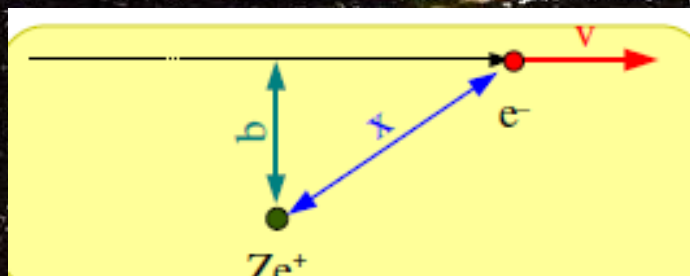
$$\text{Fluxo} = \frac{L}{4\pi d^2}$$



Uma fonte com essa característica (por exemplo, o Sol) emite segundo (L é chamada de “Potência” nas aulas da Física...)

E portanto se temos uma idéia da distância (Teorema de Gauss !)

b) Radiação de *bremstrahlung*
(também chamada de *free-free*)

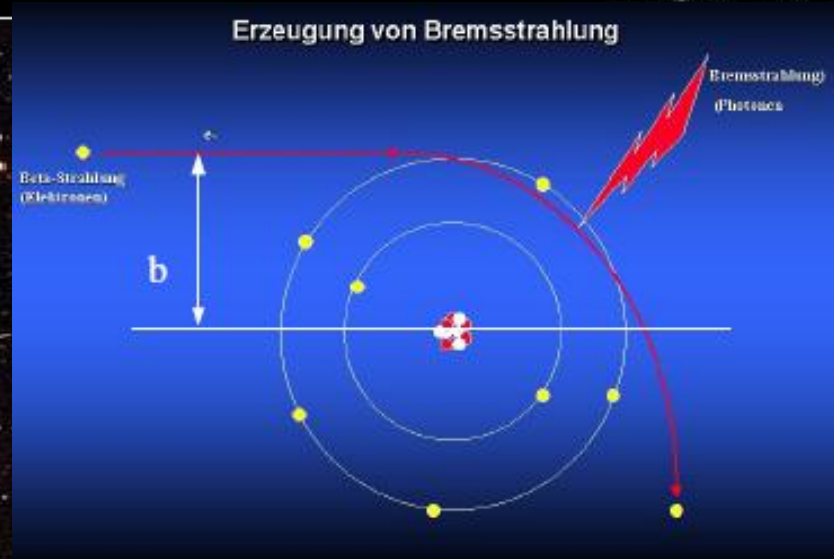


$$P = -\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} a^2$$

Potência emitida (Larmor)

$$F = ma \approx -\frac{Ze^2}{x^2} \rightarrow a = \frac{Ze^2}{mx^2}$$

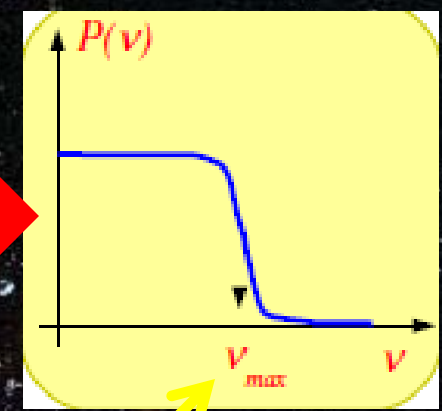
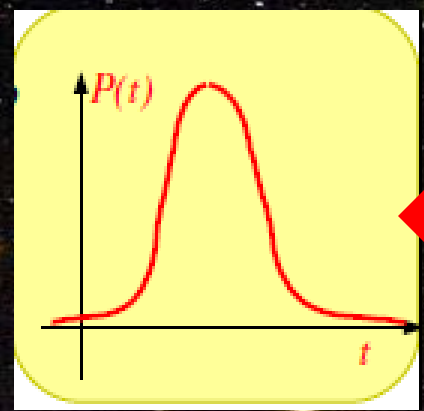
(Des)aceleração (Coulomb)



A potência será significativa somente para elétrons e somente quando a distância é mínima, por um tempo $\Delta t \sim 2b/v$ para cada colisão

A radiação consiste num “pulso” com energia

$$P \Delta t = \frac{2 e^2}{3 c^3} \left(\frac{Z e^2}{m x^2} \right)^2 \frac{2b}{v} = \frac{4 Z^2 e^6}{3 c^3 m^2} \frac{1}{b^3 v}$$



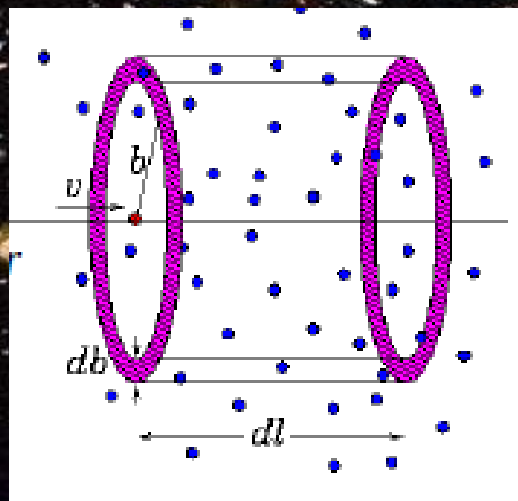
$$v_{max} \approx \frac{1}{2 \Delta t} \approx \frac{v}{4b}$$

Frequência relacionada à energia máxima dos elétrons

A energia por intervalo de frequência por cada colisão é

$$\frac{P \Delta t}{\Delta v} \approx \frac{P \Delta t}{v_{max}} = 2 P (\Delta t)^2 \approx \frac{16 Z^2 e^6}{3 c^3 m_e^2} \frac{1}{b^2 v^2} \approx \frac{1}{b^2 v^2}$$

Vamos considerar o caso de uma nuvem com íons e elétrons.



$$2\pi n_z v b db$$

Colisões dos elétrons com parâmetros de impacto db

$$2\pi n_e n_z v b db$$

Número total de colisões

A emissividade total da nuvem é (somente UMA velocidade)

$$I = 2\pi n_e n_z v \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{16 Z^2 e^6}{3 c^3 m_e^2} \frac{1}{b^2 v^2} b db =$$

$$= \frac{32\pi e^6}{3c^3 m_e^2 v} n_e n_z Z^2 \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b} = \frac{32\pi e^6}{3c^3 m_e^2} \frac{1}{v} n_e n_z Z^2 \ln\left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}}\right)$$

Quais são os valores dos b ?

$$b_{max} \leq \frac{v}{4v}$$

as interações relevantes têm parâmetro de impacto correspondentes a $v_{max} > v$

$$\frac{Ze^2}{m_e b^2} \frac{2b}{v} \leq v$$



$$b_{min-c} \geq \frac{2Ze^2}{m_e v^2}$$

Domínio clássico embutido na Lei de Newton

$$\Delta p \Delta x \geq h/2\pi$$



$$b_{min-q} \geq \frac{h}{2\pi m_e v}$$

Condição quântica a respeito da máxima aproximação

Se os elétrons estão em um gás clássico, então

$$v = \sqrt{3kT/m_e} \quad \text{then} \quad \frac{b_{min-q}}{b_{min-c}} \approx \frac{137}{Zc} \sqrt{\frac{3k}{m_e}} T^{1/2}$$

Normalmente define-se o *fator de Gaunt* para esconder toda a sujeira, ele é da O(1)

$$g_{ff}(\nu, T) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right)$$

Falta ainda considerar a distribuição de velocidades. O caso mais simples é (Maxwell-Boltzmann)

$$f(v)dv = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-m_e v^2 / 2kT} v^2 dv$$

Isto deve entrar no lugar do n_e acima e ser integrado. O resultado é

$$I = 6.8 \cdot 10^{-38} T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} n_e n_Z Z^2 g_{ff}(v, T) \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1}$$

Potência de um único elétron $\sim T^{-1/2}$

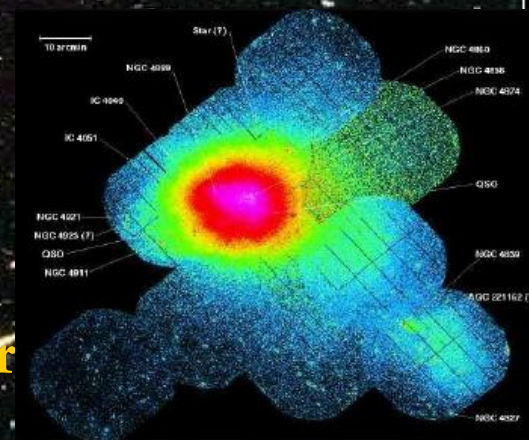
Cutoff de Planck

Gaunt

Um plasma emitindo bremsstrahlung têm um tempo característico de esfriamento

$$\tau = E/I = \frac{6 \cdot 10^3}{n_e \bar{g}_{ff}} T^{1/2} \text{ yr}$$

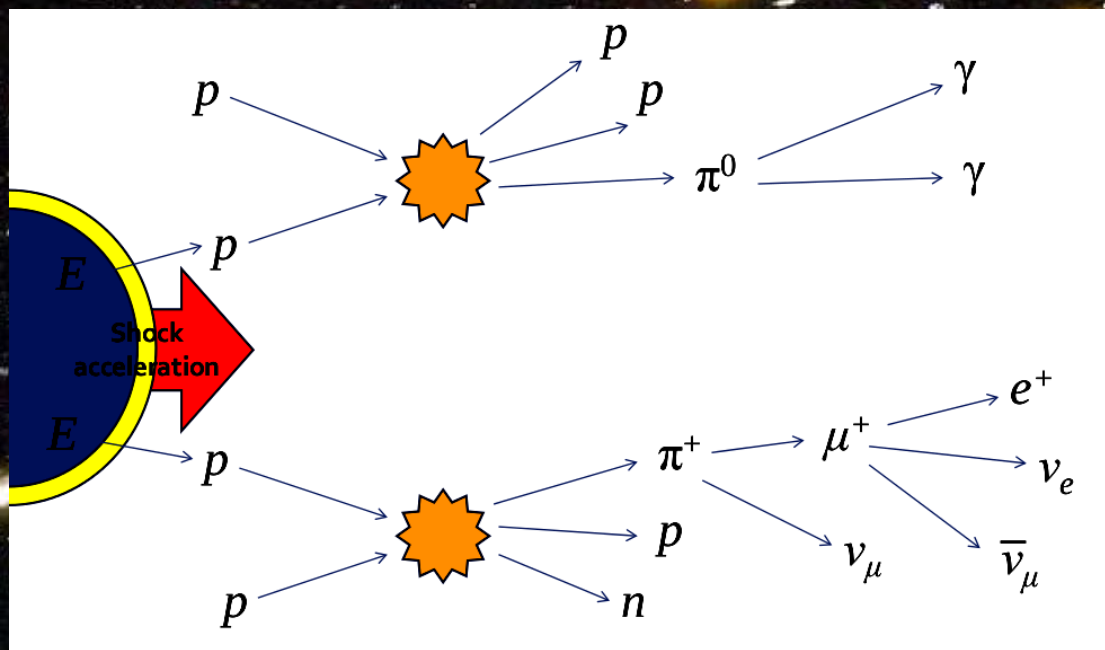
Coma cluster



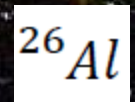
Fontes de pósitrons e aniquilação

Possivelmente devido ao decaimento do π^+ os pósitrons são injetados no ISM e finalmente se aniquilam com elétrons.

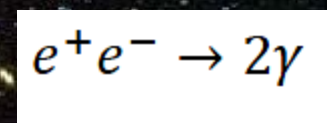
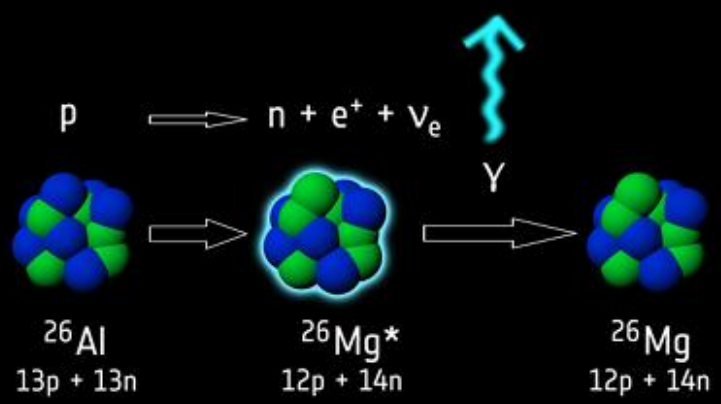
Como as fontes devem ser aceleradores de prótons, o número de pósitrons está relacionado com o número de γ



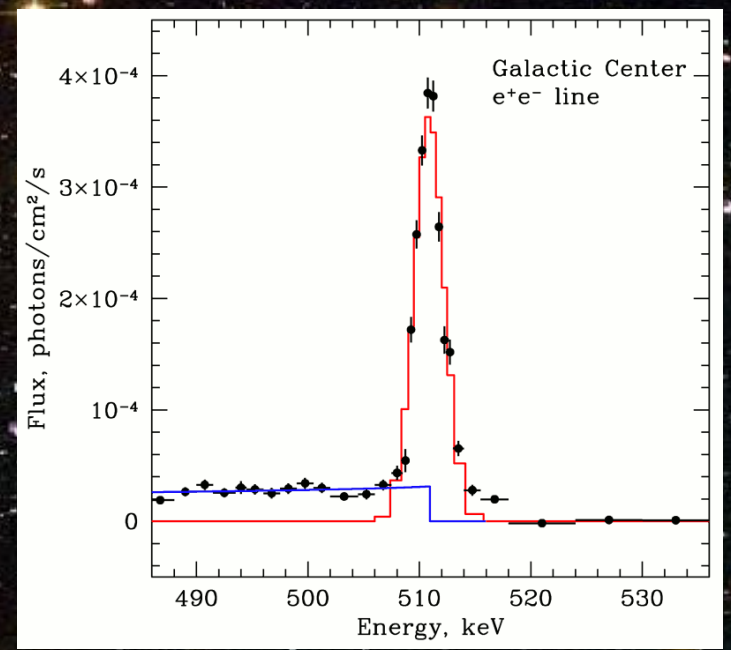
Outra fonte de pósitrons é o decaimento do produzido em supernovas, com



$$\tau \sim 10^6 \text{ yr}$$



Linha de aniquilação e^+e^-
 no centro da nossa galáxia
 O quê é? Não é claro, poderia
 ser da aniquilação da matéria
 escura



Perguntas...?

