

# Interação da radiação $\gamma$ com a matéria

## • Efeito fotoelétrico

Fotão é totalmente absorvido por um electrão atómico, que é ejectado com a energia

$$T_e = E_\gamma - \phi$$

$$E = h\nu$$

$\phi$  = energia ligação

Se o electrão pertence, por exemplo, à camada **K**, outro da camada **L** virá ocupar o seu lugar, ficando a energia  $\phi_K - \phi_L$  disponível:

► ou para emissão dum raio **X**, com

$$E_X = \phi_K - \phi_L$$

► ou para emissão dum electrão da camada **L**, electrão de Auger, com

$$E_{\text{Auger}} = (\phi_K - \phi_L) - \phi_L = \phi_K - 2\phi_L$$

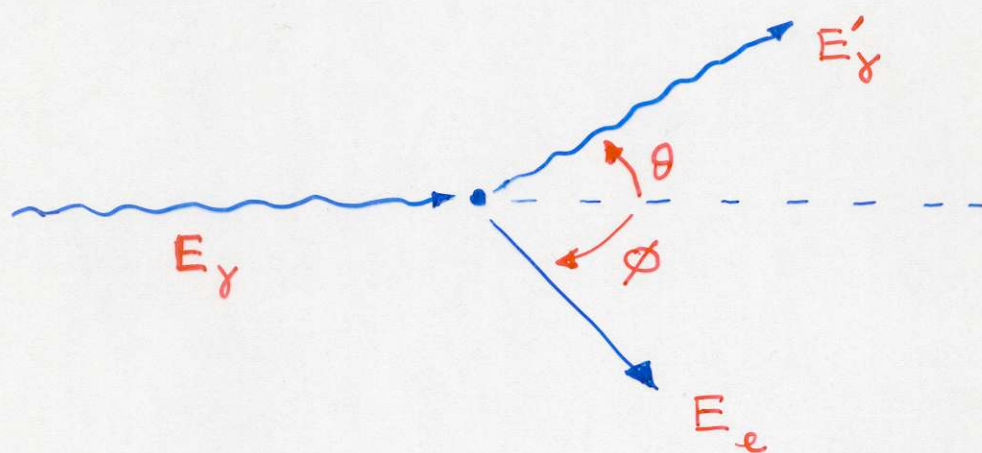
É importante para fótons de baixa energia ( $\sim 100 \text{ keV}$ ) e em meios materiais de **Z** grande (cresce com  $\sim Z^4$ ).

## Difusão de Compton:

$$\gamma e \rightarrow \gamma e$$

O fóton é difundido por um electrão atómico fracamente ligado ao núcleo.

⇒ Cálculo feito no limite em que o electrão é livre e está em repouso ( $E_\gamma \gg \phi$ ).



Pela conservação da energia e da impulsão:

$$E_\gamma + m_e c^2 = E'_\gamma + E_e$$

$$\begin{cases} p_x \\ 0 \end{cases} = \begin{aligned} & p'_\gamma \cos \theta + p'_e \cos \phi \\ & p'_\gamma \sin \theta - p'_e \sin \phi \end{aligned}$$

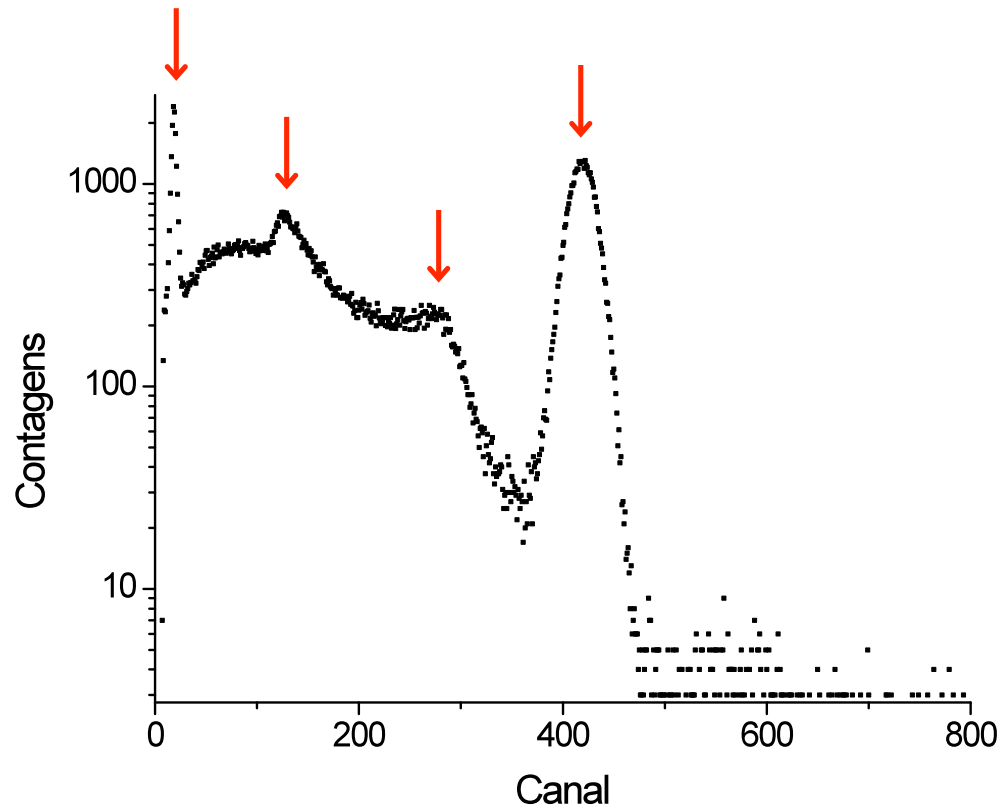
obtem-se:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)},$$

que nos dá a distribuição de Compton.

(→ ver figura)

# Espectro de energia do $^{137}\text{Cs}$



- Pico de absorção total
- Patamar de Compton, com:

- Pico de radiação X
- Pico de retrodifusão
- Joelho de Compton

Energia de Retrodifusão ( $\theta=180^\circ$ ) para  $E_\gamma = 662 \text{ keV}$ :

$$E_\gamma^{min} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2}{511}E_\gamma}$$

$$E_{\text{retrod}} = 184 \text{ keV} \quad (\text{do } \gamma)$$

$$E_{\text{max}} = 478 \text{ keV} \quad (\text{do } e^- : \text{Joelho})$$

Num choque tangencial ( $\theta = 0^\circ$ ) o electrão não adquire energia:

$$E'_\gamma = E_\gamma \Rightarrow T_e = E_\gamma - E'_\gamma = 0.$$

Num choque frontal ( $\theta = 180^\circ$ ) dá-se a transferência máxima de energia para o electrão:

$$E'_\gamma(\theta = 180^\circ) \equiv E'_{\gamma \min} = \frac{E_\gamma}{1 + 2 \frac{E_\gamma}{m_e c^2}} \Rightarrow T_e \equiv E_\gamma - E'_\gamma = T_{e \max}$$

em que  $T_{e \max}$  é o "joelho" de Compton ("Compton edge")

Quer dizer, o patamar de Compton varia entre 0 e  $T_{e \max}$ .

### • Produção de pares

Quando um raio  $\gamma$  de  $E_\gamma \geq 1.022 \text{ MeV}$  passa na vizinhança do núcleo, pode criar-se um par electrão-positrão:

$$E_\gamma = 2 m_e c^2 + T_e + T_p.$$

Esta reacção só conserva impulsão na presença do campo eléctrico do núcleo, que absorve uma quantidade de energia desprezável.

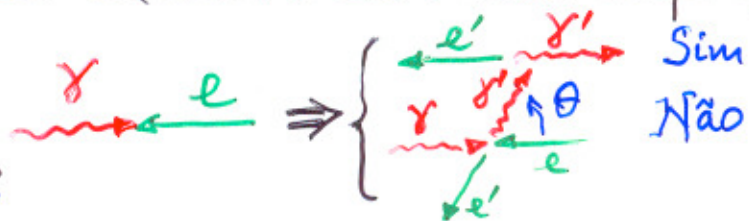
É simétrica da reacção de aniquilação



onde a presença de um 2.º  $\gamma$ , produzido no sentido contrário ao do 1.º ( $\Delta\theta = 180^\circ$ ), é também necessária.

# Distribuição angular de Compton

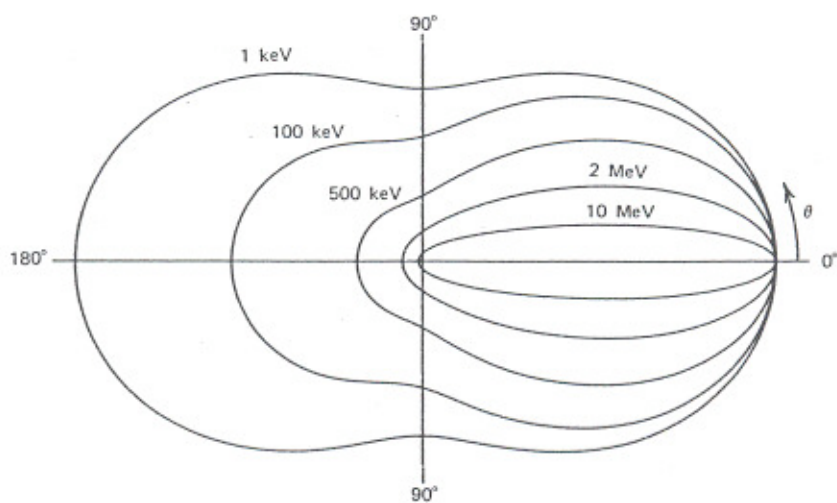
A dependência angular do fóton difundido na interação de Compton é dada pela expressão de Klein-Nishina, obtida no quadro da Mecânica Quântica: há supressão a grandes ângulos devido à conservação da helicidade do fóton:



$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left( \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right)^2 \left( \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right) \left( 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]} \right)$$

em que  $\alpha = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$  e  $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.818 \text{ fm}$   
(raio clássico do  $e^-$ )

Graficamente:



A medida que  $E_\gamma \ll m_e c^2$ , a dependência angular torna-se mais simétrica e, no limite das baixas energias, integrando em  $\theta$ , obtém-se:

$$\sigma_C = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = r_0^2 \int_0^\pi 2\pi \sin \theta \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} d\theta = \frac{8}{3} \pi r_0^2$$

a seção eficaz de Thomson.  $= 0,665 \text{ barn} \equiv \sigma_{TK}$

# Interacção da Radiação com a Matéria

- Difusão de Compton

Processo determinante para

$$\sim 0.5 \text{ MeV} < E_\gamma < \text{alguns MeV}$$

- Efeito fotoeléctrico

Só importante para  $E_\gamma \approx \Phi_K, \dots$

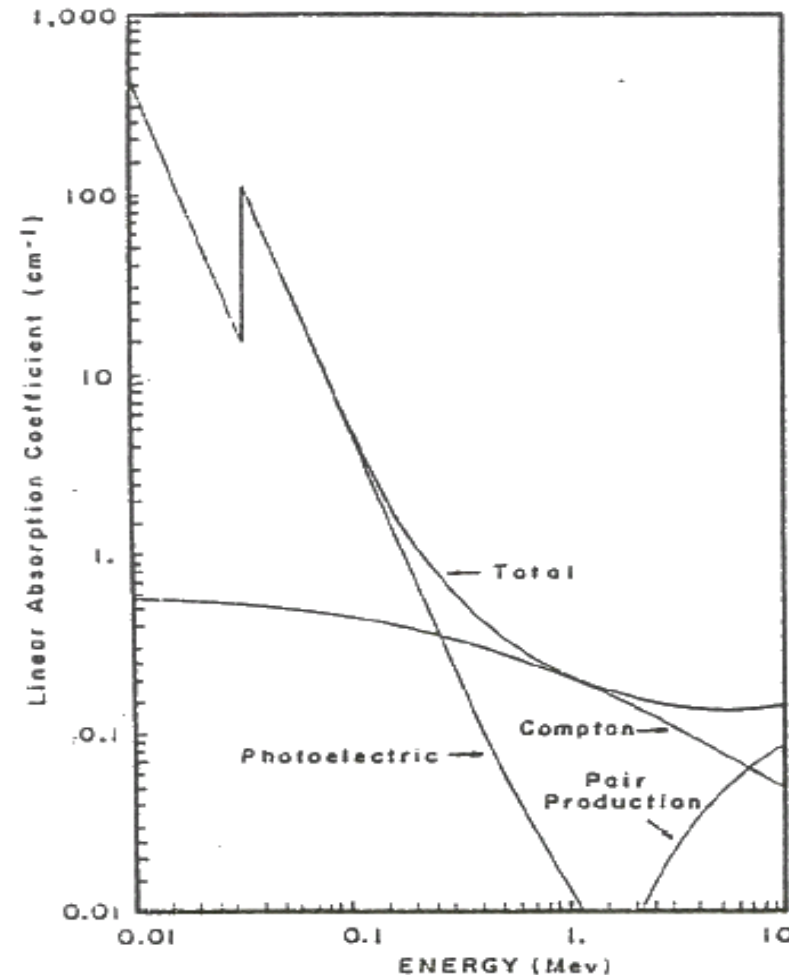
Ressonância com  $e^-$  ligados

$$\Rightarrow E_\gamma < 100 \text{ keV}$$

- Produção de pares ( $e^+e^-$ )

A partir de  $2 m_e$

$$\Rightarrow E_\gamma > 1022 \text{ keV}$$



Detector: NaI(Tl)

## • Secção eficaz

(→ ver figura)

- ▶  $\sigma_{\text{fotoel.}}$  decresce com a energia ( $\sim E_{\gamma}^{-3}$ ), observando-se variações abruptas nos limiares em que  $E_{\gamma} = \phi_{\text{camada atómica}}$ .
- ▶  $\sigma_{\text{Compton}}$  exhibe forma arredondada, pois depende do ângulo de difusão, logo da energia.
- ▶  $\sigma_{\text{p.pares}}$  cresce logaritmicamente a partir do seu limiar ( $E_{\text{lim}} = 1.022 \text{ MeV}$ ) e torna-se dominante para  $E_{\gamma} > 5 \text{ MeV}$ .

① coeficiente de atenuação linear,  $\mu_L$ , tem portanto 3 componentes para a radiação  $\gamma$ :

$$\mu_L = \mu_{\text{fotoel.}} + \mu_{\text{Compton}} + \mu_{\text{p.pares}}.$$

## • Espectros de energia

Quando um raio  $\gamma$  entra num detector, diversos casos podem ocorrer: → ver figuras

①  $\gamma$  sofre várias difusões de Compton e abandona de seguida o detector  $\Rightarrow$  os electrões resultantes depositam a sua energia, mas não há total deposição da energia do  $\gamma \Rightarrow$  contribuição para o patamar de Compton.

②  $\gamma$  sofre diversas difusões de Compton e é depois absorvido por efeito fotoeléctrico  $\Rightarrow$  há total deposição de energia do  $\gamma$   $\Rightarrow$  contribuição para o pico fotoeléctrico (ou pico de absorção total).

③  $\gamma$  sofre uma difusão de Compton com transfêrência máxima de energia para o electrão (retrodifusão); o electrão com  $E_{e \max}$  escapa-se do detector, não depositando a sua energia; o  $\gamma$  resultante é então absorvido por efeito fotoeléctrico  $\Rightarrow$  contribuição para um pico fotoeléctrico deslocado:

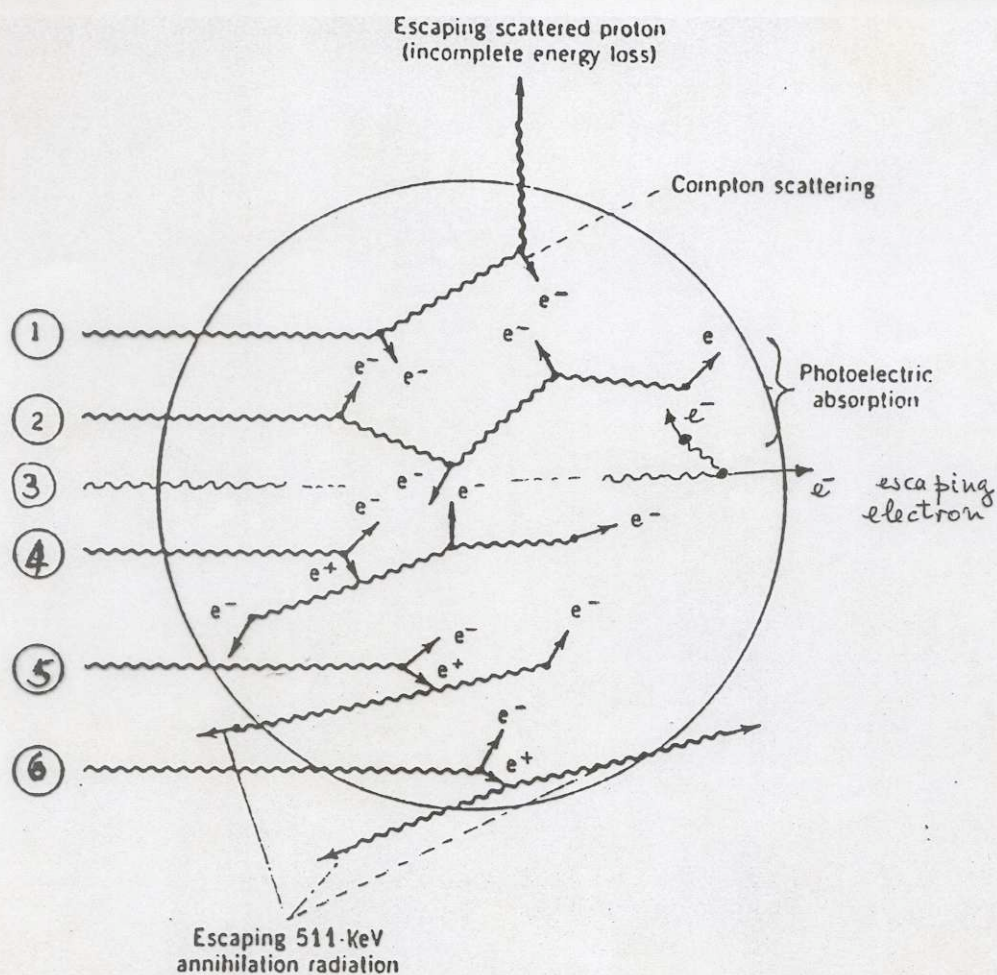
$$E_{\text{back scattering}} = E_{\text{fotoel.}} - E_{e \max \text{ Compton}}.$$

④  $\gamma$  origina par  $e^+e^-$ ; o positrão aniquila-se na matéria ( $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ ) e seguem-se as difusões de Compton dos dois  $\gamma$  produzidos, que são mais tarde absorvidos por efeito fotoeléctrico  $\Rightarrow$  total recolla de energia do  $\gamma$  inicial  $\Rightarrow$  contribuição para o pico de absorção total (ou pico fotoeléctrico).

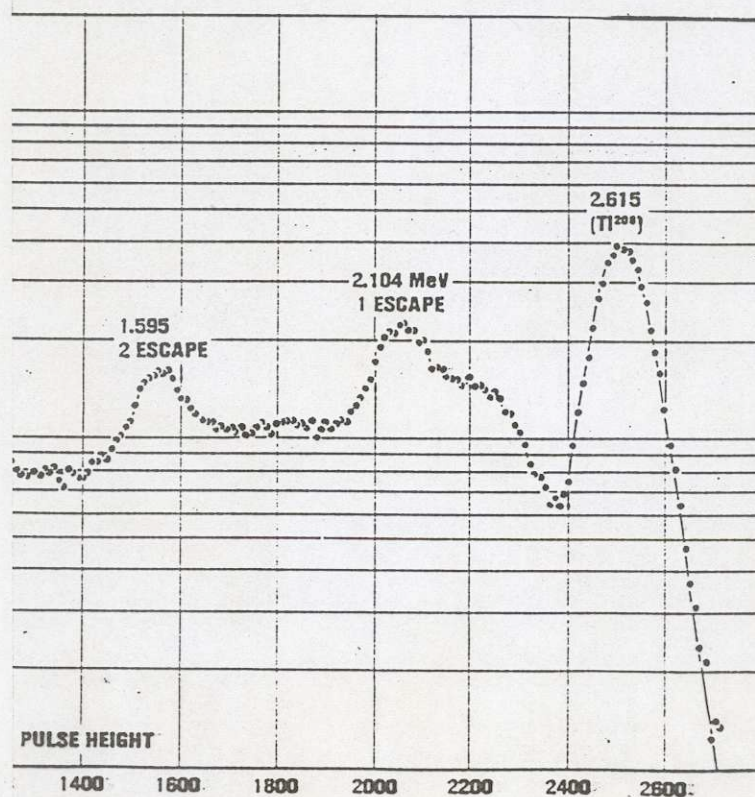
⑤  $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ;  $e^+$  aniquila-se na matéria, mas um dos  $\gamma$  escapa-se do detector  $\Rightarrow$

$$E_{\text{depositada}} = E_{\gamma} - 511 \text{ KeV} \text{ ("single escape peak").}$$

⑥ Idêntico a ⑤ mas os dois  $\gamma$  de aniquilação escapam-se do detector  $\Rightarrow E_{\text{deposit}} = E_{\gamma} - 1022 \text{ KeV}$  ("double escape peak").



Diferentes casos contribuindo para os espectros de energia



Espectro de energia do Tálcio-208: observam-se os picos de absorção total, de escape simples e duplo.

As amplitudes relativas do pico de absorção total, do patamar de Compton e dos picos de escape simples e escape duplo, dependem do tamanho e da forma do detector. Quanto maior é o detector, maior é a amplitude do pico fotoelétrico comparada com a área do patamar de Compton ou com a amplitude dos picos de escape simples e duplo.

# Recolha de energia com um detector de NaI(Tl) (síntese)

## Contribuição para:

- Pico de absorção total

Recolha total da energia incidente

- Patamar de Compton:

de  $E_e = 0$  a  $E_{\max}$   
choque tangencial a choque frontal



Joelho de Compton

- “Pico” de retrodifusão

$e^-$  com  $E_{\max}$  escapa-se, não depositando energia

