

Interação da radiação γ com a matéria

Efeito fotoelétrico

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

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

$$E = h\nu$$

ϕ = 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

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

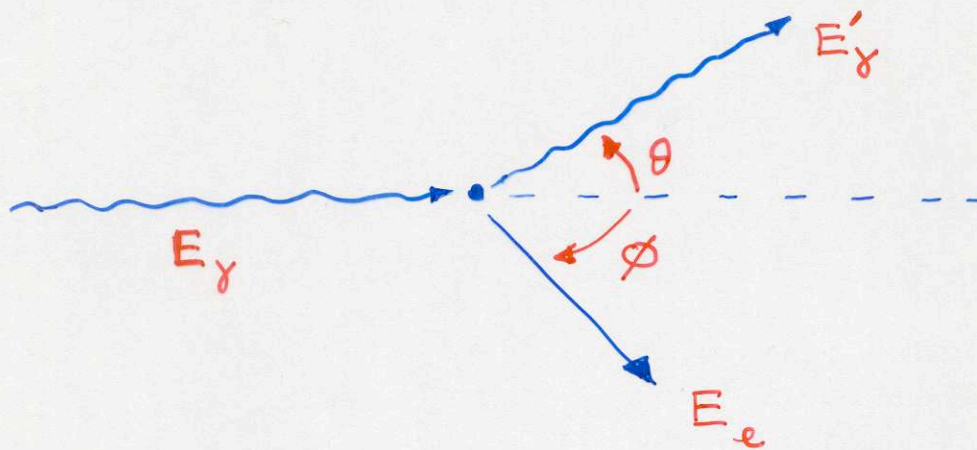
É importante para fótons de baixa energia (~ 100 keV) e em meios materiais de **Z** grande (cresce com $\sim Z^4$).

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:

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

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

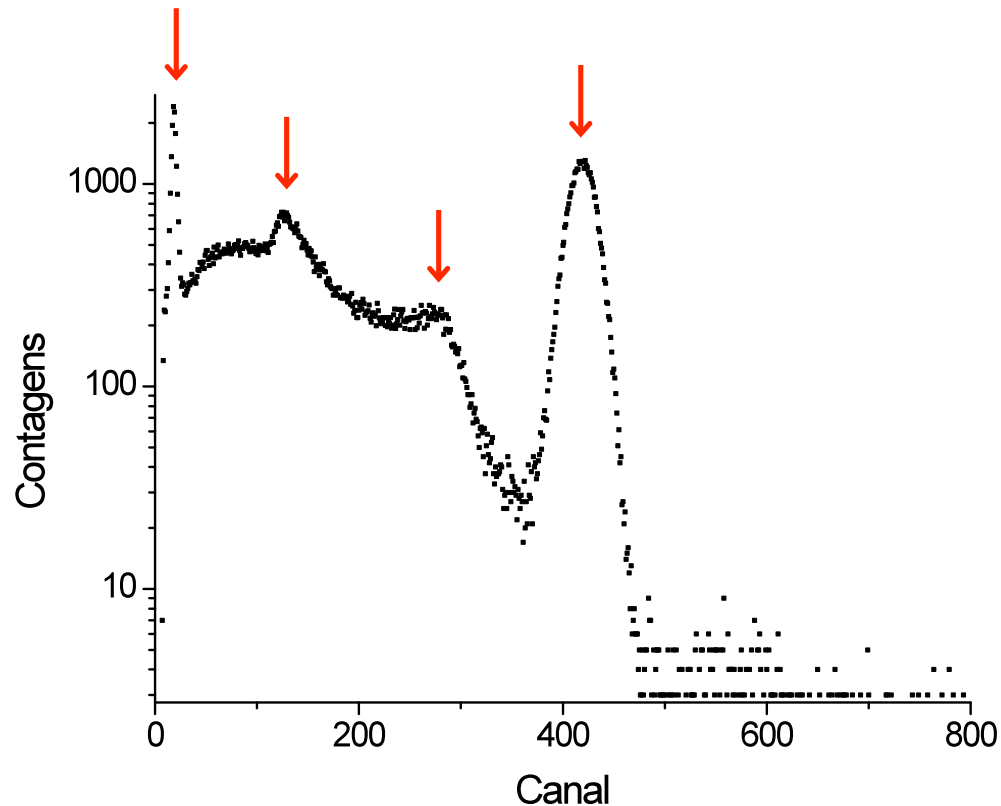
obtem-se:

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

que nos dá a distribuição de Compton.

(→ ver figura)

Espectro de energia do ^{137}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:

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

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

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

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 γ 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.

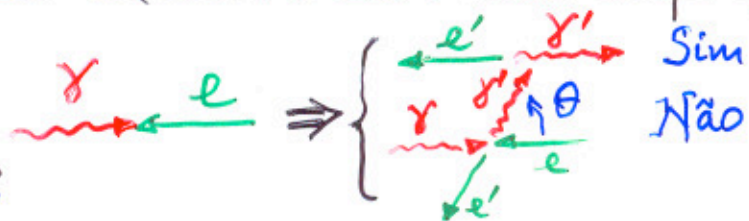
É simétrica da reacção de aniquilação



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

Distribuição angular de Compton

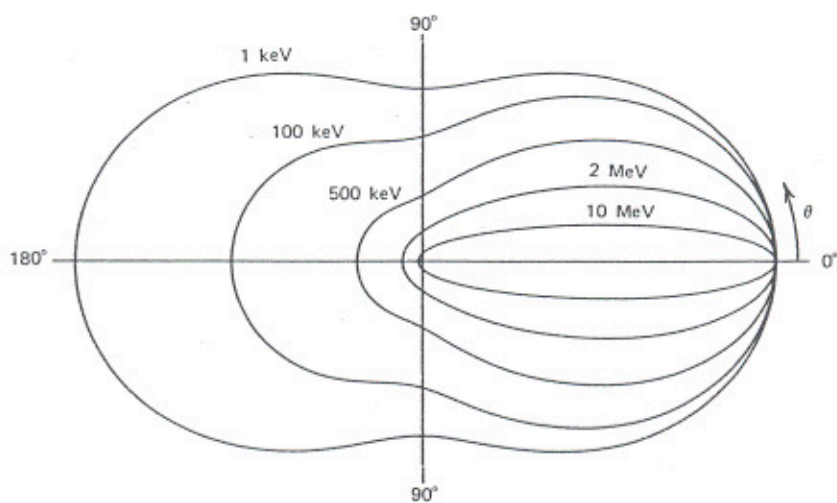
A dependência angular do fóton difundido na interação de Compton é dada pela expressão de Klein-Nishina, obtida no quadro da Mecânica Quântica: há supressões a grandes ângulos devido à conservação da helicidade do fóton:



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

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:



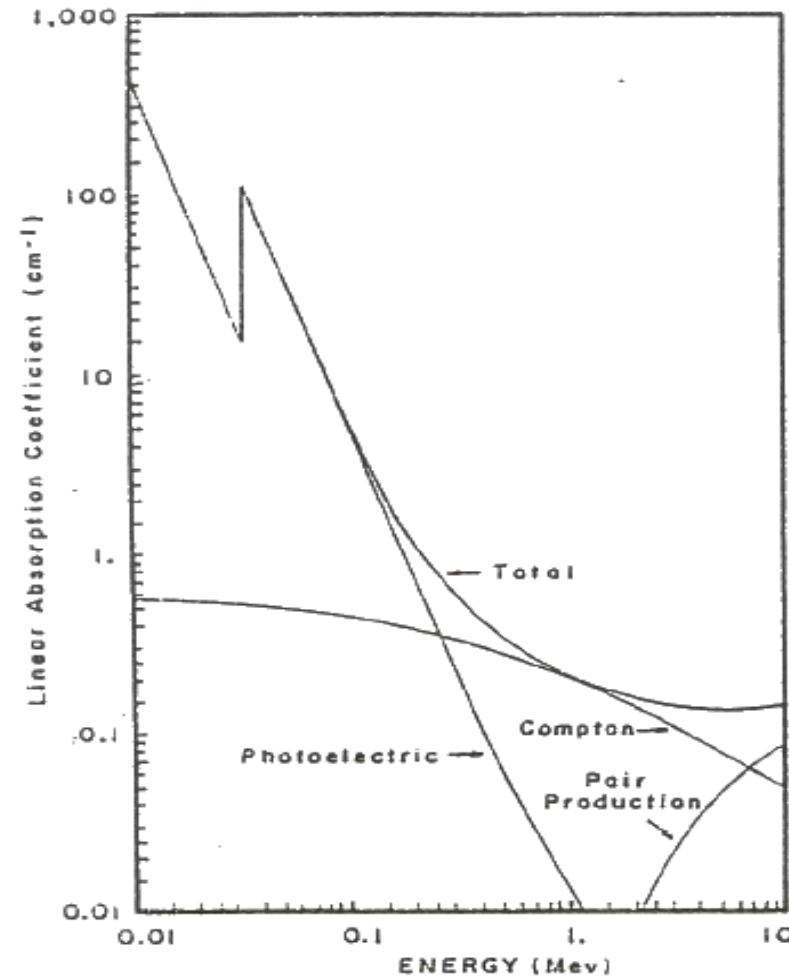
À medida que $E_\gamma \ll m_e c^2$, a dependência angular torna-se mais simétrica e, no limite das baixas energias, integrando em θ , obtém-se:

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

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 $E_{\gamma} = \phi_{\text{camada atómica}}$.
- ▶ σ_{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 $E_{\gamma} > 5 \text{ MeV}$.

○ coeficiente de atenuação linear, μ_L , tem portanto 3 componentes para a radiação γ :

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

Espectros de energia

Quando um raio γ entra num detector, diversos casos podem ocorrer: → ver figuras

① γ 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 γ \Rightarrow contribuição para o patamar de Compton.

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

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

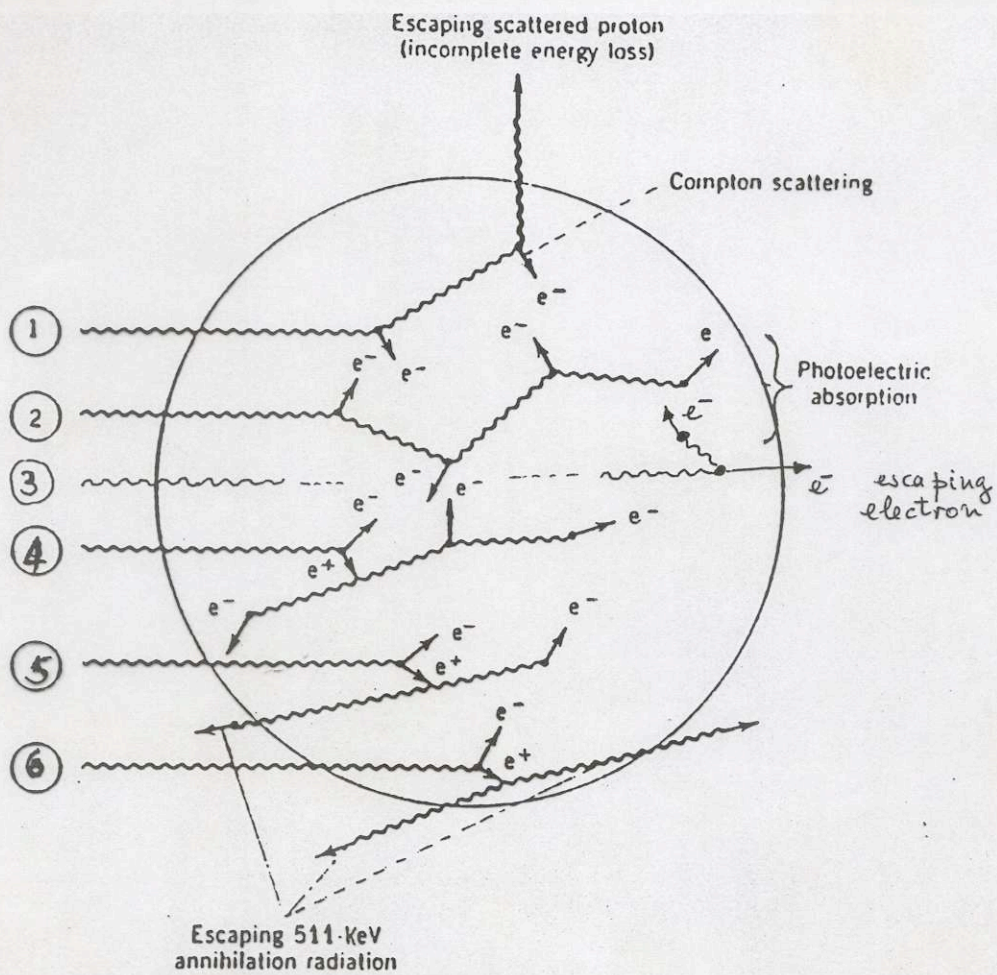
$$E_{\text{backscattering}} = E_{\text{fotoel.}} - E_{e\text{ max Compton}} .$$

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

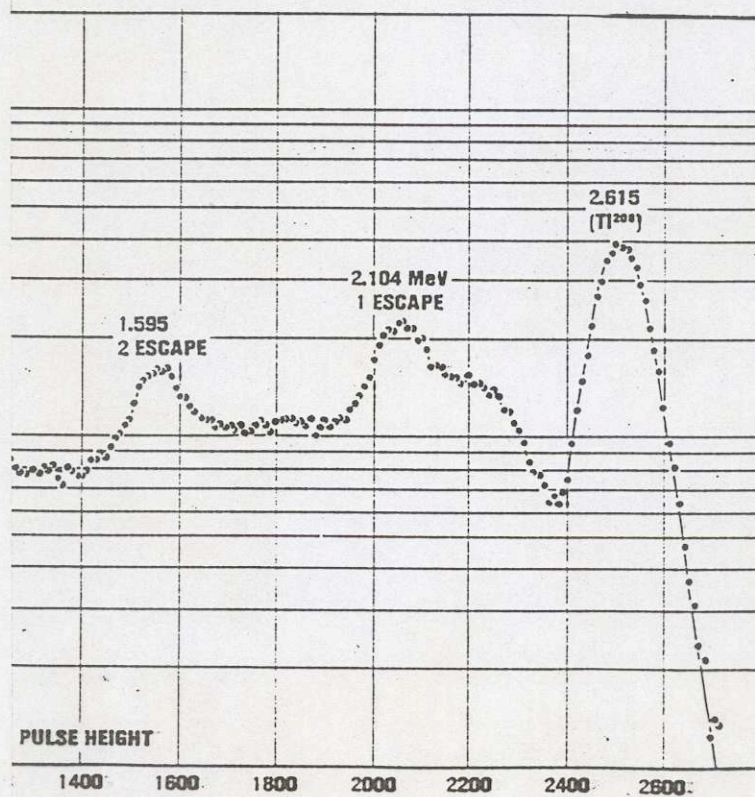
⑤ $\gamma \rightarrow e^+e^-$; e^+ aniquila-se na matéria, mas um dos γ escapa-se do detector \Rightarrow

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

⑥ Idêntico a ⑤ mas os dois γ 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

