

Interação de partículas carregadas com a matéria

Colisão elástica com o núcleo

A difusão da partícula incidente é devida à sua interação electromagnética com o núcleo, e é do "tipo Rutherford":

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{E} \right)^2 \cdot \frac{1}{\sin^4 \theta/2} \quad \left(\begin{array}{l} 1: \text{incidente} \\ 2: \text{alvo} \end{array} \right)$$

⇒ difusão a grandes ângulos muito menos provável que difusão a pequenos ângulos.

Ex.º: $\frac{d\sigma}{d\Omega} (\theta = 180^\circ) = 10^{-5} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} (\theta = 6^\circ)$
(retrodifusão)

A variação máxima de energia de uma partícula de massa M_1 ao chocar com outra de massa M_2 em repouso é obtida num choque frontal ($\theta = 180^\circ$):

$$\frac{E'}{E} = \left(\frac{M_1 - M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 \quad \text{ou} \quad \frac{\Delta E}{E} = \frac{E' - E}{E} = - \frac{4 M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2}$$

Para electrões ou partículas α chocando em núcleos pesados, $M_1 \ll M_2 \Rightarrow \frac{E'}{E} \approx 1$.

⇒ Partículas α e β sofrendo difusão elástica em núcleos só modificam a sua direcção, não tendo perda de energia.

Ora, deflexão angular significa variação de velocidade, logo aceleração (negativa) da partícula:

$$a = \frac{F_{e.m.}}{M_1} \propto \frac{z_1 z_2 e^2}{M_1},$$

e produz uma radiação de desaceleração de intensidade $I_{rad} (\propto a^2)$:

$$I_{rad} \propto \frac{z_1^2 z_2^2 e^4}{M_1^2}$$

$$\Rightarrow \frac{(I_{rad})_\alpha}{(I_{rad})_\beta} = \frac{z_\alpha^2}{z_\beta^2} \cdot \frac{M_\beta^2}{M_\alpha^2} \approx 4 \times \frac{1}{64 \times 10^6} = \frac{1}{16} 10^{-6}$$

ou seja, $(I_{rad})_\alpha$ é da ordem de um milhão de vezes menor que $(I_{rad})_\beta$.

A probabilidade de difusão elástica num núcleo comparada com a de difusão inelástica em cada electrão da nível electrónica do átomo é muito reduzida, dada a relação dos volumes.

Colisão inelástica com um electrão na presença da nuvem electrónica do átomo

A troca de energia entre a partícula incidente e um electrão atómico é devida à interacção electromagnética:

⇒ excitação atómica: o electrão transita para os estados mais energéticos e regressa ao estado fundamental (em $\sim 10^{-12} \text{ s} \equiv 1 \text{ ps}$) emitindo um fóton.

⇒ ionização: electrão é removido do átomo e passa a interagir com electrões de outros átomos (⇒ ionização secundária).

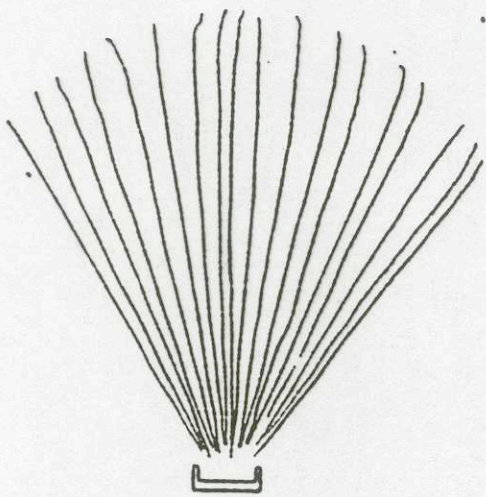
A deflexão depende da diferença de massa das partículas em colisão:

- É máxima se as massas são iguais:
caso electrão - electrão

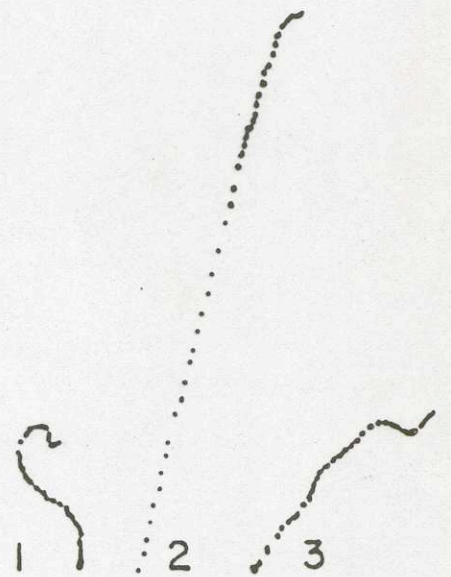
⇒ electrões são difundidos a grandes ângulos e a sua trajectória é errática.

- Deflexão no caso α - electrão: os ângulos são muito pequenos e as trajectórias são em linha recta.

Trajetórias de partículas carregadas
na matéria



Partículas α



Partículas β

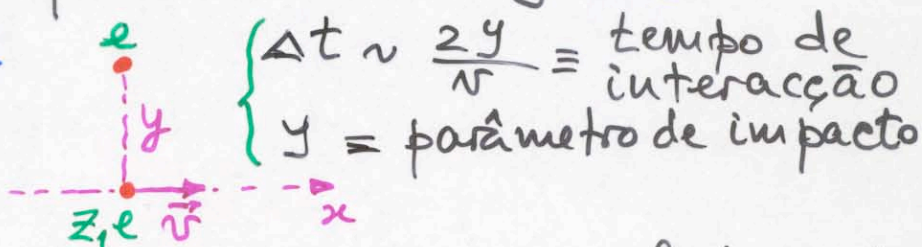
Perda de energia por ionização Poder de paragem

As partículas carregadas perdem energia em cada colisão inelástica com os electrões do meio e acabam por parar.

A perda de energia, $-dE/dx$, por unidade de comprimento ("stopping power") devida à ionização pode ser obtida na aproximação clássica.

Calculemos o impulso sofrido por um electrão na passagem de uma partícula de carga $Z_1 e$:

$$\vec{F} \Delta t = \frac{Z_1 e^2}{y^2} \cdot \frac{2y}{v}$$



Então, a energia transferida para o electrão é:

$$E_e = \frac{p^2}{2M_2} = \frac{1}{2M_2} \left(\frac{Z_1 e^2}{y^2} \cdot \frac{2y}{v} \right)^2 = \frac{2Z_1^2 e^4}{M_2 v^2 y^2} \quad (1)$$

Considerando um meio contendo N_V átomos por unidade de volume, de número atómico Z_2 , a perda de energia por unidade de comprimento da partícula, devida à sua interacção com ^{os} electrões do elemento $2\pi y dy$, vale: $\frac{2Z_1^2 e^4}{M_2 v^2 y^2} n_V Z_2 \cdot 2\pi y dy = 4\pi \frac{Z_1^2 e^4}{M_2 v^2} n_V Z_2 \frac{dy}{y}$.

Integrando para todos os possíveis y : $y_{\min} \leq y \leq y_{\max}$, vem: $\frac{dE}{dx} = 4\pi \frac{Z_1^2 e^4}{M_2 v^2} n_V Z_2 \cdot \ln \frac{y_{\max}}{y_{\min}}$.

Esta expressão pode ser dada em função de $\ln E_e$, usando (1): $dE \propto -\frac{2}{y^3} dy \Rightarrow \frac{dE}{E} = -\frac{2}{y^3} \times y^2 dy = -\frac{2}{y} dy$

$$\therefore 2 \ln y_{\max}/y_{\min} = -\ln E_{\max}/E_{\min}$$

Avaliemos os limites físicos E_{\min} e E_{\max} :

• A variação máxima de velocidade é classicamente $\vec{v} \rightarrow -\vec{v} \Rightarrow 2v$, pelo que a energia transferida para o electrão não pode exceder $E_{\max} = \frac{M_2}{2}(2v)^2 = 2M_2v^2$.

• A energia mínima que pode ser transferida para o electrão é a sua energia de ligação no átomo. Para o conjunto dos electrões atómicos usa-se \bar{I} , a energia média de ionização.

Obtemos, então: $\ln \frac{E_{\max}}{E_{\min}} = \ln \frac{2M_2v^2}{\bar{I}}$ ($\bar{I} \sim 10-15Z_2^2 \text{ eV}$)

Concluindo, a perda de energia por unidade de comprimento de uma partícula carregada não relativista é:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi \frac{z_1^2 e^4}{M_2 v^2} n_v z_2 \ln \frac{2M_2 v^2}{\bar{I}}$$

Esta expressão clássica, devida a Bohr, não contém explicitamente M_1 nem E_1 . Mas, para partículas com a mesma energia, $-dE/dx$ é proporcional às suas massas. (cf. figura $dE/dx \rightarrow$)

Ou seja, fazendo $v^2 = 2E/M_1$, temos o comportamento:

$$-\frac{dE}{dx} \propto 1/E, \quad \text{ou} \quad E \frac{dE}{dx} = \text{cte}$$

No caso relativista, obtém-se a expressão geral:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi z_1^2 e^4}{M_2 v^2} n_v z_2 \left(\ln \frac{2M_2 v^2}{\bar{I}(1-\beta^2)} - \beta^2 \right)$$

Expressão de Bethe-Bloch

Para velocidades relativistas nota-se uma ligeira subida de dE/dx devida a uma deformação do campo eléctrico (diminuição na direcção longitudinal e aumento na transversa).

Alcance

→ 2ª figura dE/dx

• Partículas α

Vimos que a perda de energia das partículas α na matéria por colisões elásticas com os núcleos e por radiação de desaceleração é desprezável.

Nas colisões com electrões atómicos a perda de energia das partículas α é, numa colisão frontal:

$$\frac{\Delta E}{E} = - \frac{4 M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} \quad \Rightarrow \quad M_1 \gg M_2 \quad \Delta E = \frac{4 M_2}{M_1} E$$

Para $E \approx 5 \text{ MeV}$ (valor típico), vem: $\Delta E = 2.7 \text{ keV}$

⇒ São precisas milhares de colisões (frontais e/ou periféricas) para fazer parar um α .

Quando a velocidade de uma partícula α desce abaixo da dos electrões atómicos, passa a capturá-los e rapidamente se torna num átomo neutro, acabando por parar em colisão com os átomos (vistas como um todo) do material.

A ionização do meio causada pela partícula, em função da sua distância ao ponto de partida, **cresce** pois, à medida que a **velocidade diminui**, o tempo de interação (tempo gasto pelo α perto do átomo) **aumenta**.
 → **fig. ionização**

Chama-se **alcance** ("range") à distância da fonte ao ponto onde foi produzido o último ião. É um fenómeno estatístico, devido à variação de ionização em cada interação
 ⇒ para a mesma E_{inicial} dos α , o **alcance** pode ter flutuações.

Define-se **alcance médio** como:

$$\bar{R} = \int_0^{\bar{R}} dx = \int_0^E \frac{1}{-dE/dx} dE$$

Introduzindo a expressão clássica de $-dE/dx$ vem:

$$\bar{R} = \frac{m}{2\pi z^2 e^4 M v Z} \int_{E_i}^0 \frac{v^2 dE}{\ln(2mv^2/I)}$$

e, fazendo $dE = Mv dv$, obtemos

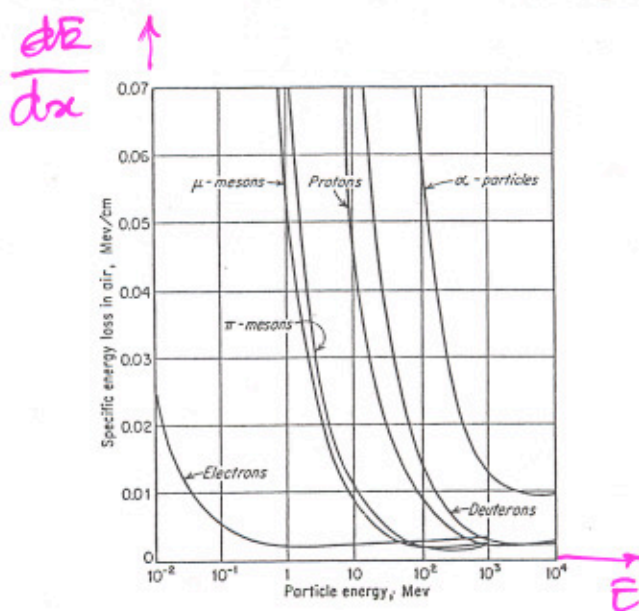
$$\bar{R} = \frac{Mm}{2\pi z^2 e^4 M v Z} \int_{v_i}^0 \frac{v^3 dv}{\ln(2mv^2/I)} \Rightarrow \bar{R} \propto E^2$$

tendo desprezado a lenta dependência logarítmica de v .

Uma melhor descrição dos resultados experimentais é $\bar{R} \propto E^{3/2}$.

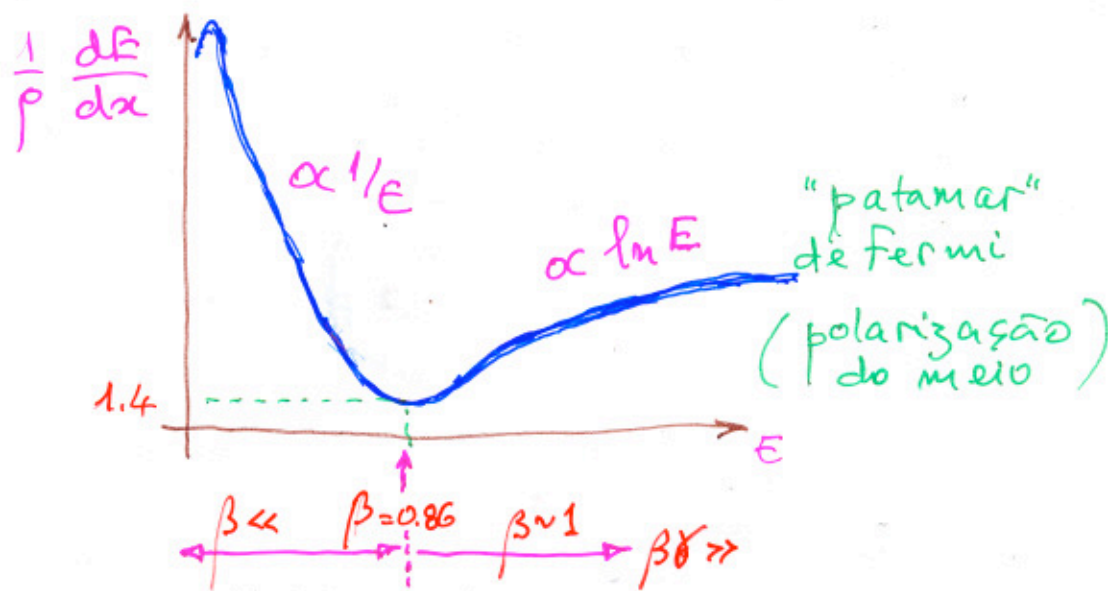
Por exemplo, a P.T.N., o **alcance** das partículas α no ar é: $\bar{R}(\text{cm}) = 0.32 E^{3/2}(\text{MeV})$ (⇒ 2-3 cm).

Perda de energia

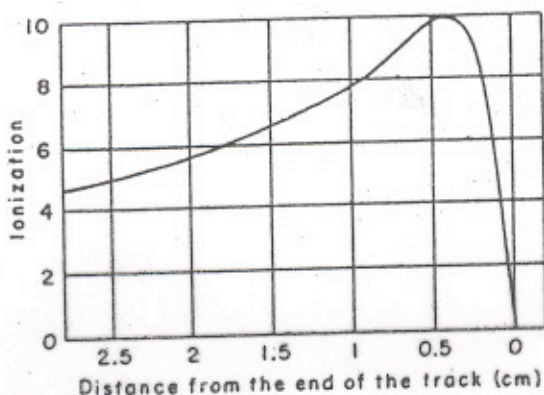


de diferentes partículas no ar

Expresso em MeV/g/cm^2 , o $\frac{dE}{dx} \equiv \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$ torna-se independente do material e tem um mínimo em $1,4 \text{ MeV/g/cm}^2$ a $\beta = \frac{\sqrt{3}}{2} \approx 0,86$ (ou $\beta \gamma \approx 3$)



Ionização



de partículas α no ar

Alcance : diferentes conceitos :

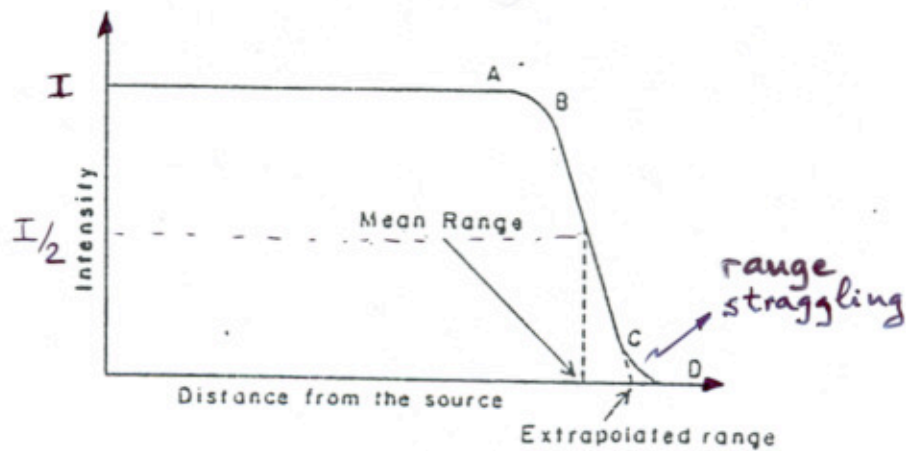


Figure 2-13. Variation of the number of alpha particles as a function of source-counter distance.

Perda de energia de partículas α
no ar :

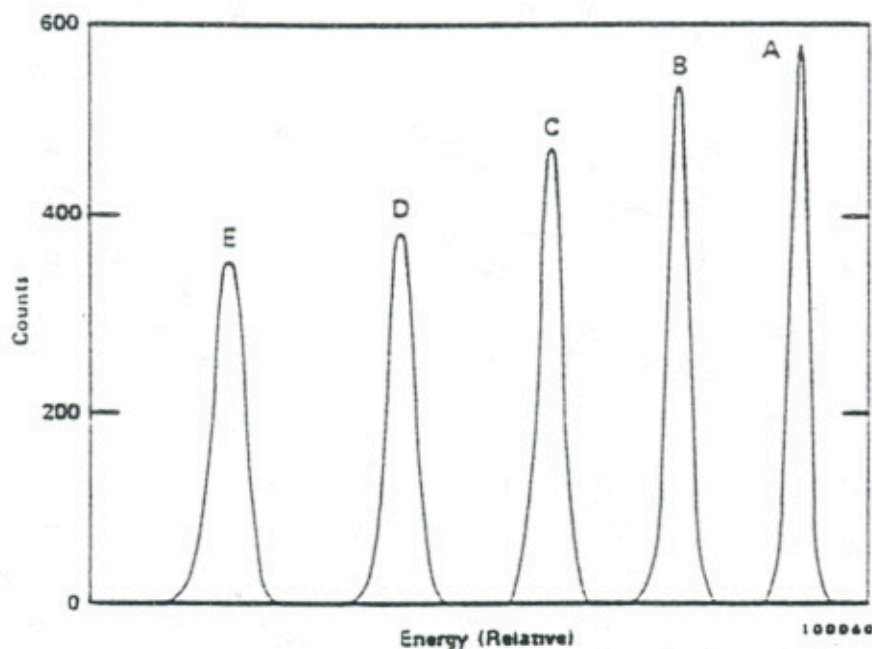


Fig. 5.6. dE/dx for Alpha Particles in Air.

A medida que a camada de ar atravessada aumenta, o valor médio do centróide diminui e aumenta a dispersão da distribuição (energy straggling)

• Radiação β

Como os electrões têm carga menor que os α , ionizam menos o meio, donde:

- chegam mais perto dos núcleos atômicos
- têm trajectórias muito mais longas

\Rightarrow São mais difundidos a grandes ângulos, tanto em colisões e-e como e-núcleo

\Rightarrow perdem muita energia por radiação

• 10% no Pb a 1 MeV $\Leftrightarrow \frac{(dE/dx)_{\text{rad}}}{(dE/dx)_{\text{ioniz}}} = \frac{E_e Z^2}{800} \quad (Z=82_{\text{Pb}})$

A perda de energia por ionização é, mesmo a baixas energias, relativista ($m_e \ll$):

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ioniz}} = \frac{2\pi e^4 N_e Z^2}{m_e v^2} f(E, I)$$

onde $f \propto \ln E/I$ como anteriormente.

(Expressão de Bethe-Bloch)

Por todas estas razões, o alcance da radiação β é pouco definido em comparação com o das partículas α .