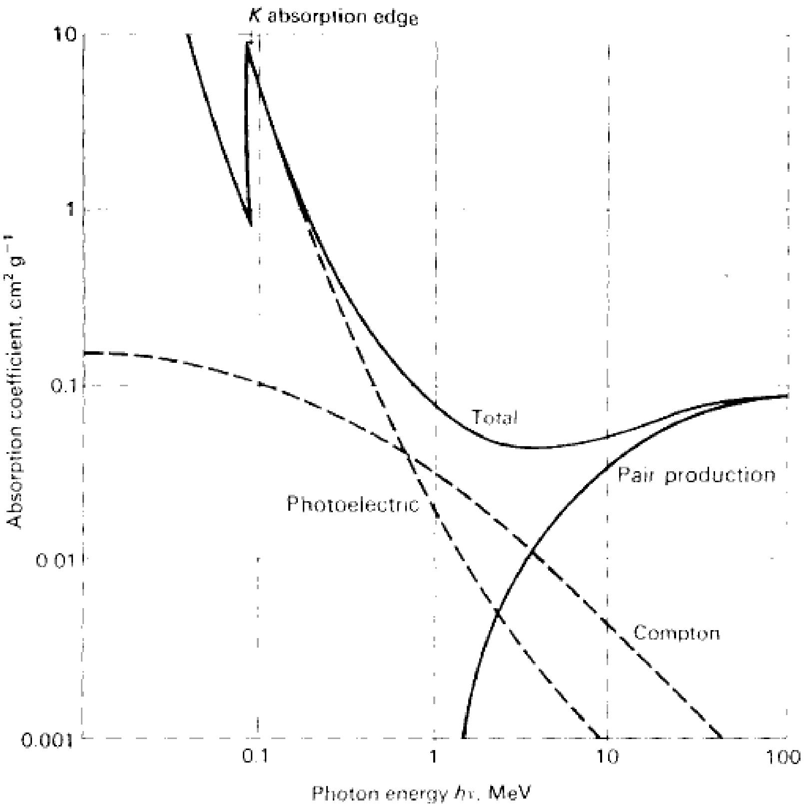
Elektromágneses sugárzás és ionizáló sugárzás kölcsönhatása kondenzált anyaggal, áthatolóképesség, záporjelenségek

Elekromágneses sugárzás

Háromféle kölcsönhatás:

- fotoelektromos abszorbció
- Compton-szórás
- párkeltés



1. ábra. Az abszorbciós együttható ólomra, az energia függvényében

A párkeltés és a fékezési sugárzás valamilyen szoros kapcsolatban van: a bemenő, jó nagy I_0 energiájú foton energájá x függvényében:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{7x}{9X_0}\right). \tag{1}$$

Itt a $9X_0/7$ az úgynevezett konverziós hossz (lásd még: következő szakasz).

Ionizáló sugárzás

Ionizációs energiaveszteség

Az egységnyi hosszra (vagyis fajlagos hosszra) jutó energiaveszteséget töltött részecskékre a félklasszikus módon meghatározott, Bethe–Bloch formula adja meg:

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{4\pi N_0 z^2 e^4}{mv^2}\frac{Z}{A}\left[\ln\left(\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2\right], \tag{2}$$

ahol: m az elektron tömege, z a berepülő részecske töltése, v és $\beta = v/c$ a sebessége, N_0 az Avogadro-szám, Z és A a közeg rendszáma és tömegszḿa, $I = 10Z\mathrm{eV}$, a Murphy-faktor.

Megjegyzések:

- A Z/A hányados a hidrogén kivételével kommersz anyagokra durván $1/2$, így az energiaveszteség gyk. nem függ az anyag fajtájától, csak a sűrűségétől.
- A sebesség(ek) helyett általában a $\gamma = E/Mc^2 = (1-\beta^2)^{-1/2}$ fajlagos energia és a $p/Mc = \sqrt{\gamma^2 - 1}$ fajlagos impulzus függvényében adják meg az egységnyi hosszra jutó energiaveszteséget.
- Az anyag sűrűsége az x-ben van benne, ez nem más, mint $x = \rho \cdot \ell$, ahol ρ az anyag sűrűsége, ℓ a teńylegesen megtett hossz.
- Az energiaveszteség független a berepülő részecske M tömegétől.
- Az energiavesztés nagy része abból származik, hogy ionizálja az anyagot a berepülő cucc. A (2) minimuma durván $p/Mc \approx 3 - 3.5$-nél van. Ennél kisebb p-kre $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x \sim 1/v^2$, nagyobbakra pedig $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ logaritmikusan nő.
- Az anyagban keletkezett ionok *száma* azonban már függ az illető anyag ionizációs potenciáljától. Nemesgázokban ez $26 - 40\mathrm{eV}$, félvezetőkben $3\mathrm{eV}$.
- Ez utóbbi jó kvantitatív mérésre is (noha nemlineáris a függés, mégis kb. 10^{-4}-es pontossággal lehet energiát mérni).

Coloumb-szórás

A Coloumb-szórás hatáskeresztmetszetét a Rutherford-forumula írja le:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma\vartheta}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{1}{4}\left(\frac{Zze^2}{pv}\right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\vartheta}{2}\right)} \tag{3}$$

Kis szögekre nagy a hatáskeresztmetszet, azaz a teljes eltérülés az anyaban a sokkicsisokramegyből jön. Emiatt a végső szögeloszlás Gauss-szerű lesz:

$$P(\varphi)\mathrm{d}\varphi = \frac{2\varphi}{\langle\varphi^2\rangle}\exp\left(\frac{-\varphi^2}{\langle\varphi^2\rangle}\right)\mathrm{d}\varphi \tag{4}$$

Azaz a jellemző paraméter a φ szög szórása:

$$\sigma(\varphi) = \sqrt{\langle\varphi^2\rangle} = \frac{zE_s}{pv}\sqrt{\frac{t}{X_0}}, \tag{5}$$

ahol: $E_s = \sqrt{4\pi \times 137} mc^2 = 21\text{MeV}$, a Murphy-faktor, és X_0 a sugárzási hossz:

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z(Z+1)r_e^2 N_0}{137A} \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right). \tag{6}$$

További betűk: v, p: a berepülő cucc sebessége, impulzusa, $r_e = e^2/mc^2$, a klasszikus elektronsugár, N_0: Avogadro-szám, A, Z: az anyag tömegszáma, rendszáma.

Azért fontos ezt kiszámolni/ismerni, (mármint gyk. $\sqrt{\langle\varphi^2\rangle}$-t) mert ez határozza meg, hogy adott detektorban milyen pontosan tudjuk meghatározni a bejövő részecske irányát.

Sugárzási energiaveszteség

Ez a másik módja, ahogy egy közegbe berepülő töltött részecske energiát veszíthet, gyk. ez a fékezési sugárzás a nagybetűs bremsstrahlung. A sugárzási energiaveszteség:

$$-\left.\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right|_{\text{rad}} = \frac{E}{X_0}, \tag{7}$$

ahol X_0 ugyanaz mint (6)-ben. A (7) megoldása:

$$\langle E\rangle = E_0 \exp\left(-\frac{x}{X_0}\right). \tag{8}$$

Azaz pl. gyors elektronokra nagy energián ez dominál, hiszen (2) szerint nagy energián az energiaveszteség nagyjából konstans (najó, logaritmikus), míg eszerint az energiaveszeség az energiával arányos. Van egy közegtől függő kritikus energia, ami felett a sugárzási veszteség és ami alatt már az ionizáló veszteség dominál, ez kb.

$$E_c \approx \frac{600}{Z}\text{MeV}. \tag{9}$$

Cserenkov-sugárzás

Mindenki tudja, mi ez, egy pár képlet lesz itten most. A hosszegységre jutó energiaveszteség:

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{4\pi^2 z^2 e^2}{c^2} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\nu)}\right) \nu \mathrm{d}\nu \tag{10}$$

Közelítve, kiintegrálva, kiátlagolva a törésmutató (n) frekvencia (ν) függésére, stb:

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{z^2}{2}\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^2 \left(\frac{mc^2}{e^2}\right) \left[\frac{(h\nu_1)^2 - (h\nu_2)^2}{mc^2}\right] \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \langle n^2\rangle}\right). \tag{11}$$

Ez az energiaveszteség elhanyagolható a többihez képest, pl. vízben $z = 1$-es részecskére a teljes energiaveszteség 2MeVcm^{-1}, míg a Cserenkov-veszteség 400eVcm^{-1} (durván 200 foton centiméterenként).

Záporjelenségek

Elektromágneses záporok

Legegyszerűbb kvalitatív modell: adott hosszúságú szakaszonként a részecskék száma megduplázódik (a fékezési sugárzásnak és a párkeltésnek köszönhetően: bemegy egy foton, csinál 2 elektront/pozitront [első szakasz], a két elektron utána fékezési sugároz, lesz 2 elektron/pozitron és 2 foton [második szakasz], a két elektron továbbmegy, csinál 2 elektront és 2 fotont ugyanúgy mint előbb, fékezési sugárzással, a 2 foton pedig párkelt, csinál 4 elektron/pozitront, így ekkor már 8 részecske van összesen, stb.).

Az első szakasz után 2, a második után 4, az N. után 2^N részecske van már, azaz egy részecske energája $E = E_0 \cdot 2^{-N}$. Ez addig folytatódik, míg az E nem megy a kritikus E_c energia alá, azaz a szakaszok maximális száma:

$$N_max = \frac{\ln \frac{E}{E_c}}{\ln 2}.$$

Adott E energia feletti részecskék száma pedig:

$$N(> E) = \frac{E_0/E}{\ln 2}$$

Azaz a differenciális energiaspektrum E^{-2}-vel megy.

Végső soron a bejövő részecske (foton) összes energája eldisszipálódik (ionizáció miatt, lásd feljebb) az anyagban. Az a jó detektor, ami nagy rendszámú, de a sugárzási hossz kicsi. Illetve vannak még Cserenkov-detektorok is, pl. ólomüveg.

Hadronikus záporok

Folyamat: beeső hadron rugalmatlan szóródása, mely során másodlagos hadronok is keletkeznek. A skálahossz: λ, 80gcm^{-2}-től (C) 210gcm^{-2}-ig (Pb) megy, gyk. a rendszám monoton függvénye. Ez jóval nagyobb, mint az X_0 sugárzási hossz, ezért a hadronikus detektorok jóval nagyobbak (0.5-2 méteresek).

Az elektromágneses zápornál az összes energia mérhető, a hadronikusnál azonban az energia kb. 30%-a elveszik, nem lesz közvetlenül mérhető (hasadás, elnyelés és másodlagos neutronok keltése miatt). Ez kicselezhető pl. ^{238}U alkalmazásával...