

Sugárzás és anyag kölcsönhatása:

A radioaktív sugárzások észlelésére nincs érzékszervünk.

(Nemcsak a radioaktivitás ilyen: nem észleljük közvetlenül az ultrahangot, ultraibolya sugárzást, rádióhullámokat stb.)

A következőkben az **ionizáló** sugárzásokról beszélünk csak!

Ionizáló sugárzás: az anyagnak **egy lépésben** átadott energia elegendő az elektronok leszakításához, ionok létrehozásához.

Ionizáló sugárzások:

- nehéz töltött részecskék
(**alfa-részecske, proton...**)
- könnyű töltött részecskék
(**elektronok, pozitronok**)
- nehéz semleges részecskék
(**neutronok**)
- könnyű semleges részecskék
(**gamma-foton, Rtg-foton**)

kölcsön-
hatások

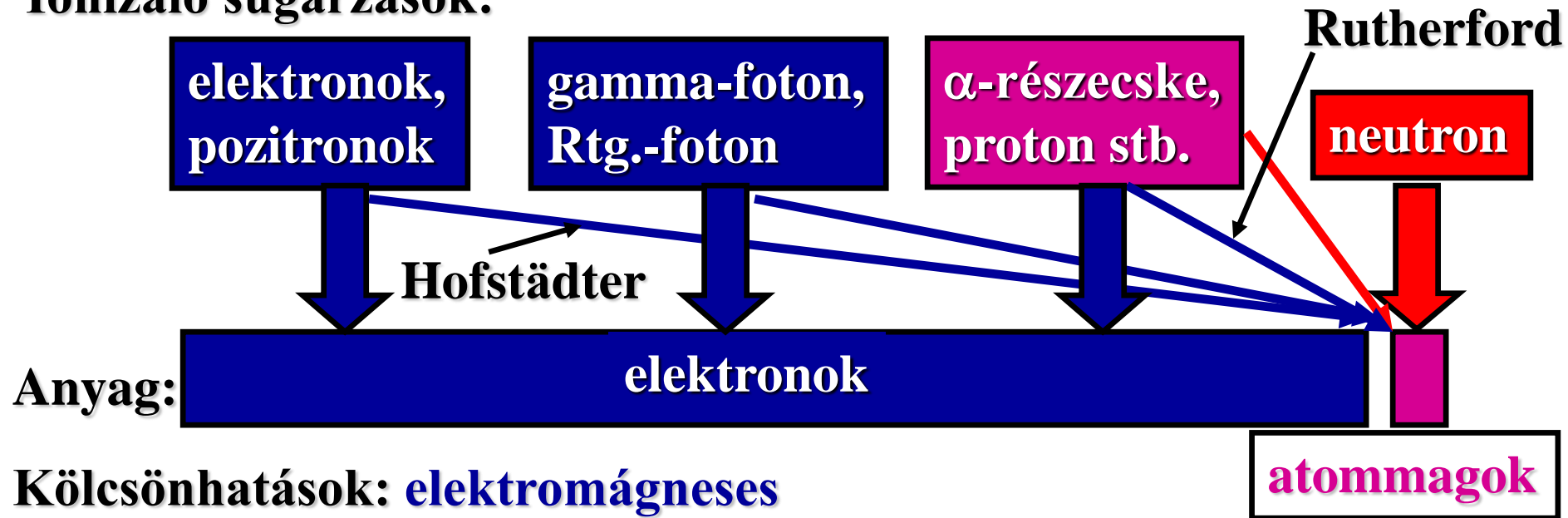


Az anyag felépítése:

atommagok
(ritkán vannak)
elektronok
(„tele” van velük az anyag)

- **erős (nukleáris)**
- **elektromágneses**
- **mindkettő**

Ionizáló sugárzások:



Kölcsönhatások: **elektromágneses**
nukleáris,
mindkettő

Becslés a kölcsönhatások valószínűségére:

Elektronfelhő sugara: $\sim 10^{-10}$ m, felülete: $\sim 10^{-20}$ m²

Atommag sugara: $\sim 10^{-14}$ m, felülete: $\sim 10^{-28}$ m²
(atommag felülete százmilliószor kisebb)



Következtetés: az ionizáló sugárzások elsősorban az anyagban lévő **elektronokkal** lépnek kölcsönhatásba (kivétel a neutron)

Elektromosan töltött részecskék **közvetlenül** ionizálnak !!!
Elektromosan semleges részecskék: **közvetve** ionizálnak !!

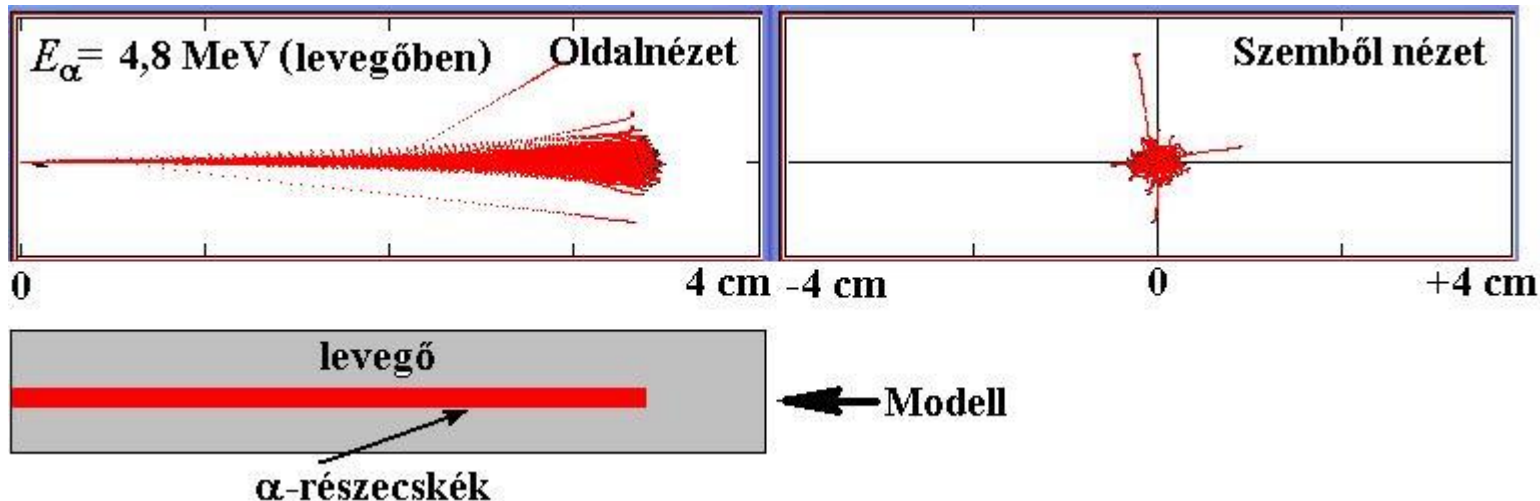
1) Nehéz elektromosan töltött részecskék kölcsönhatása az anyaggal

(pl. alfa-részecske, proton...)

„Nehéz”: az elektron tömegéhez képest nagy a tömege

Következmény:

- többé-kevésbé egyenes pályán hatol be az anyagba
- pályája mentén ionizál (ion-elektron párok jönnek létre)
- ionizáció miatt energiát veszít.



Anyag: tipikus ionizációs energia: **$\sim 1-10 \text{ eV}$** ,

α -rész: tipikus mozgási energia: **$\sim 1-10 \text{ MeV}$**

azaz ~ 1 millió ionizációt tud létrehozni az útja mentén.

dE/dx : hosszegységnyi út alatt az anyagnak átadott energia
angolul: Linear Energy Transfer (LET)

$$\frac{dE}{dx} = \text{konst} \cdot \left(\frac{z^2}{v^2} \right) \cdot \left(\frac{Z \cdot \rho}{A} \right) \cdot K$$

(Bethe-Bloch egyenlet)

bejövő részecske adatai

z : töltés, v : sebesség

$$\text{konst} = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \frac{4\pi \cdot N_A}{m_e}$$

$N_A = 6 \cdot 10^{23}$, m_e : elektrontömeg, e : elemi töltés

a közeg jellemzői

ρ : sűrűség,

Z : átlagos rendszám

A : átlagos tömegszám

~~K nagyságrendileg ~ 1 , egy lassan változó függvény, amely~~

- ~~• függ a közeg atomjainak átlagos gerjesztési potenciáljától,~~
- ~~• tartalmaz anyagsűrűség-korrekciót,~~
- ~~• tartalmaz héjkorrekciót~~
- ~~• tartalmaz relativisztikus korrekciót.~~

Ez utóbbiakkal nem foglalkozunk

Bethe-Bloch egyenlet (2)

$$\frac{dE}{dx} = \text{konst} \cdot \left(\frac{z^2}{v^2} \right) \cdot \left(\frac{Z \cdot \rho}{A} \right) \cdot K$$

dE/dx a **közegnek átadott energia** (>0). De persze ugyanekkora energiát veszít el a **bejövő részecske is**, azaz $dE_\alpha/dx = -(dE/dx)$

Meglepő, hogy
$$\frac{dE_\alpha}{dx} \sim -\frac{1}{v^2} \sim -\frac{1}{1/2 M_\alpha v^2}$$

A nevezőben éppen az α -részecske (mozgási) energiája van, tehát:

$$\frac{dE_\alpha}{dx} = -\frac{C/2}{E_\alpha(x)} \quad (\text{itt } C/2 \text{ egy konstans})$$

A C konstans mértékegysége: energia²/távolság. Legyen $C = \frac{E_0^2}{R}$
Itt E_0 a részecske kezdeti energiája, és R pedig egy távolság dimenziójú konstans.

Így kapjuk:
$$\frac{dE_\alpha}{dx} = -\frac{1}{2 \cdot E_\alpha(x)} \cdot \frac{E_0^2}{R}$$

Ez egy differenciálegyenlet $E_\alpha(x)$ -re.

Megoldás

Rendezzük át: $2 \cdot E_\alpha \cdot dE_\alpha = -\frac{E_0^2}{R} \cdot dx$

Integráljuk mindkét oldalt a kezdettől egy értékig: $\int_{E_0}^{E_\alpha(x)} 2E \cdot dE = -\frac{E_0^2}{R} \cdot \int_0^x dx$

Az integrálást elvégezve kapjuk:

$$E_\alpha^2(x) - E_0^2 = -\frac{E_0^2}{R} \cdot (x - 0)$$

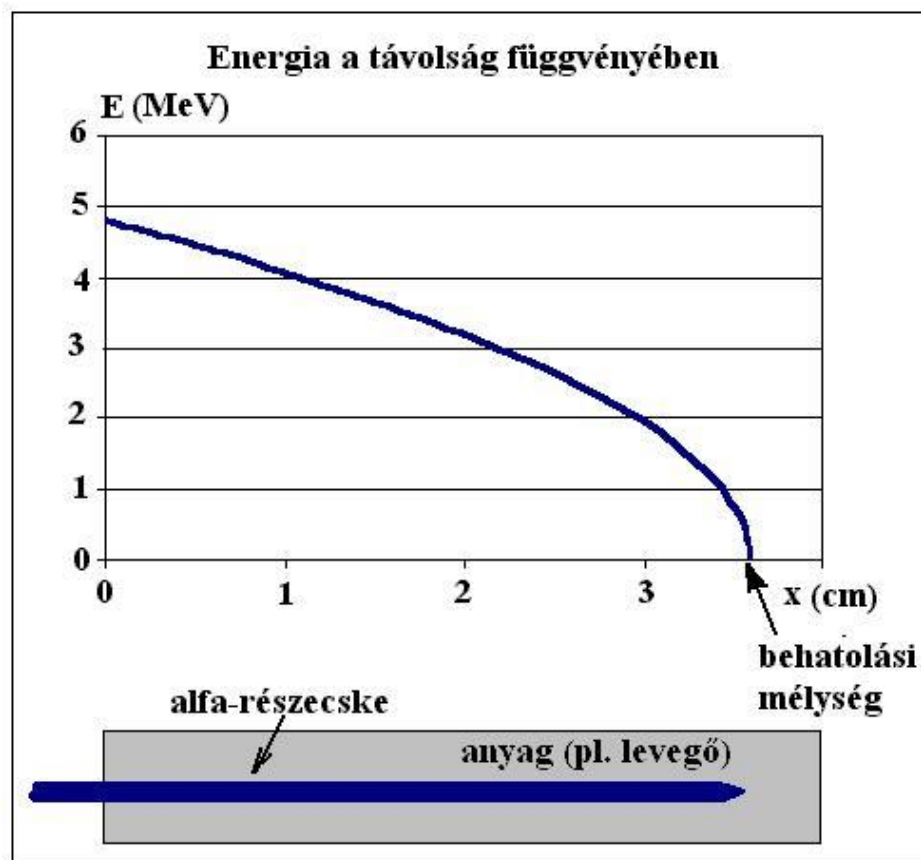
átrendezve:

$$E_\alpha^2(x) = E_0^2 - \frac{E_0^2}{R} \cdot x = E_0^2 \cdot \left(1 - \frac{x}{R}\right)$$

s ebből:

$$E_\alpha(x) = E_0 \sqrt{1 - \frac{x}{R}}$$

R fizikai jelentése: behatolási mélység $E_0 = 4,8 \text{ MeV}$



$E_\alpha(x)$ ismeretében a lineáris energiaátadás is meghatározható:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{dE_\alpha}{dx} = \frac{E_0}{2R} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{x}{R}}}$$

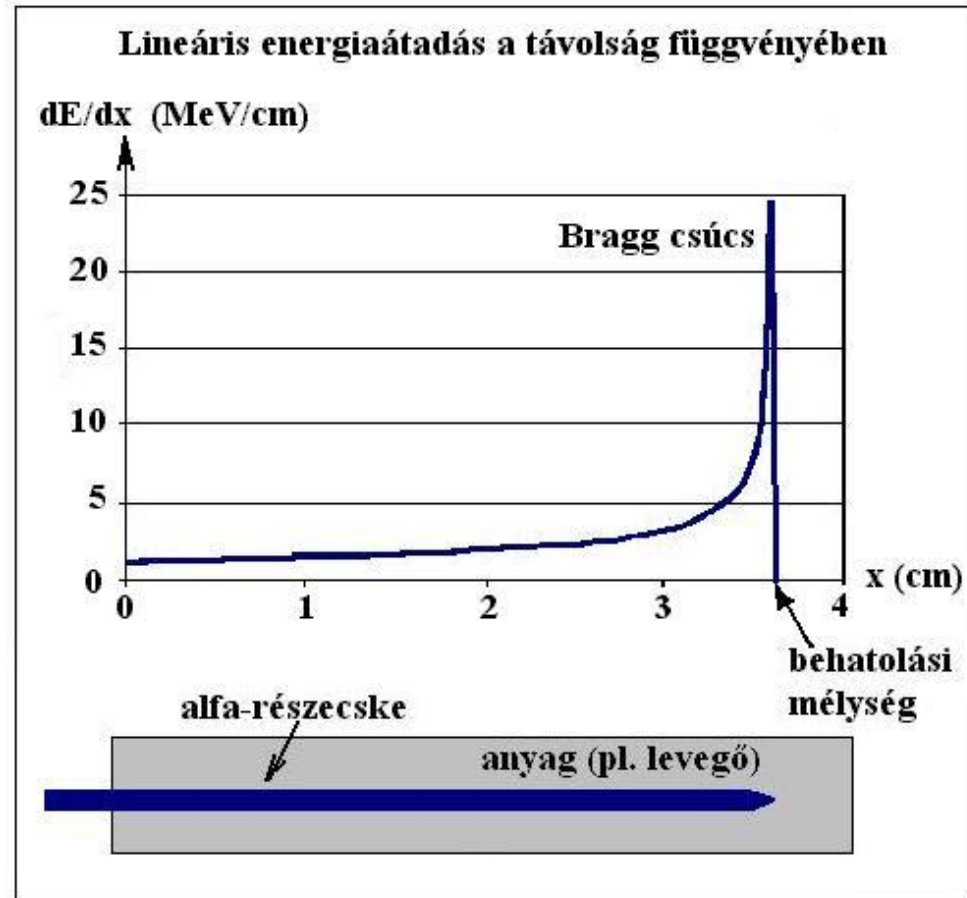
Az α -részecske a pályája végén adja le a legtöbb energiát! (Bragg csúcs)

A megoldás során feltettük, hogy mindegyik α -részecske egyenes vonalban mozog.

A valóságban a részecskék kissé szóródnak. Emiatt a Bragg csúcs ellaposodik.

Nagy tömegű részecske kicsit szóródik \longrightarrow éles csúcs

Kis tömegű részecske jobban szóródik \longrightarrow elmosódott csúcs



Behatolási mélység (R) pontosítása :

Az ábra azt mutatja meg, hogy hány részecske ér el az anyag felszínétől egy adott távolságra

Behatolási mélység:

a megállási zóna közepe



2) Elektromosan töltött könnyű részecskék kölcsönhatása az anyaggal (pl. elektron, pozitron...)

A Bethe-Bloch formulához hasonló, de...

- **az ütköző részecskék tömege azonos (elektron elektronnal), ezért nagy szögű szórások is előfordulnak az anyagban**
—————→ **a részecskenyaláb hamar szétterül;**
- **nagy energiájú elektronoknál más folyamatok is vannak (pl. fékezési sugárzás)** —————→ **a képlet több tagból áll**

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ütközés}} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{sugárzás}}$$

Első tag: hasonló a Bethe-Bloch formulához

Második tag: fékezési sugárzás

Elektrodinamika: gyorsuló töltés energiát sugároz.

Kis tömegű elektron \longrightarrow nagy gyorsulás (a).

$a \sim Z$, ezért nagy rendszámú anyag esetén jelentős

A két tag hányadosa:

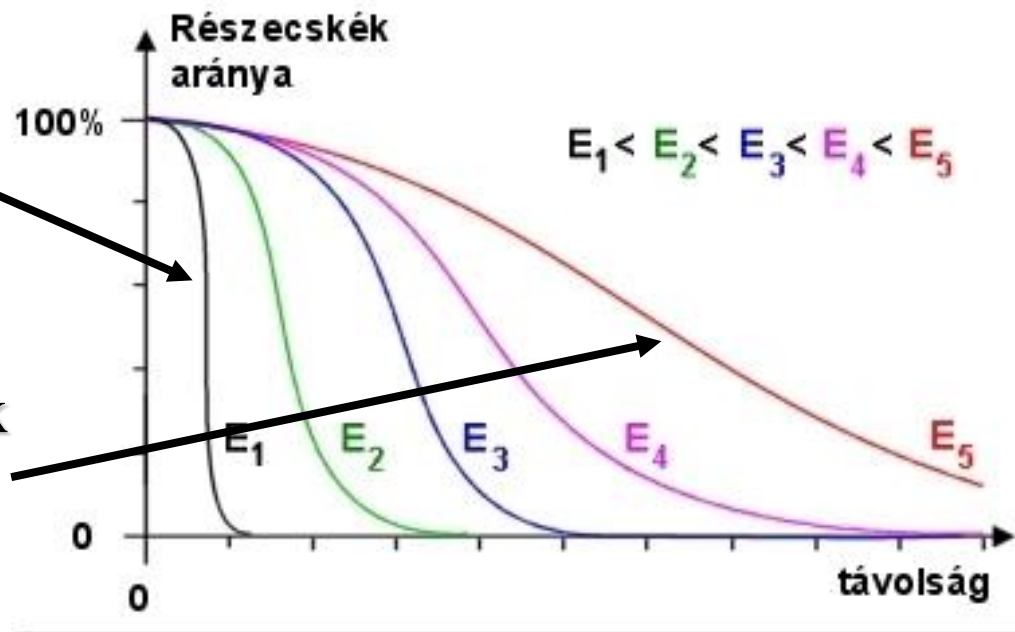
$$\frac{\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{sugárzás}}}{\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ütközés}}} \approx \frac{E + m_e c^2}{m_e c^2} \cdot \frac{Z}{1600}$$

A fékezési sugárzás akkor jelentős, ha

- az anyag rendszáma (Z) nagy
- az elektron energiájára: $E \gg m_e c^2$

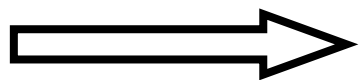
Elektronok behatolása az anyagba

- **Kis energiájú elektronok: hasonló az α -részecskéhez (van értelme a behatolási mélységnek)**
- **Nagy energiájú elektronok hasonló a γ -sugarakéhoz (ld. később)**



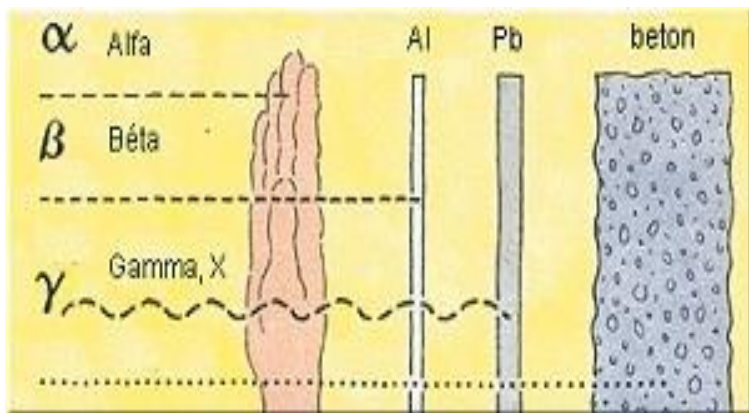
Bethe-Bloch formulában

$$\frac{dE_\alpha}{dx} \sim -\frac{1}{v^2}$$



Azonos energia $\left(\frac{1}{2}mv^2\right)$ mellett:

- az elektronok sebessége sokkal nagyobb
- sokkal kisebb fajlagos energiaveszteség
- **nagyobb hatótáv**



alfa - már egy papírlap is elnyeli
béta - vékony fémlemez nyeli csak el
gamma - csak ólomréteg v. vastag beton

3) Gamma- (és Rtg.) fotonok kölcsönhatása az anyaggal.

a) Elektromágneses „hullámok” : az elektronokra hatnak elsősorban. Energiakvantumaik a **fotonok**.

A foton részecskeként viselkedik: energiája és impulzusa van.

$E=h\nu$ és $p=h/\lambda$ teremt összefüggést a hullámmodell és a részecskemodell között (ν a frekvencia, λ a hullámhossz).

h a Planck-állandó: $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Js.

Mivel $\nu=c/\lambda$ hullámokra, ezért a fotonokra:

$$E = pc$$

b) A kölcsönhatás **kis valószínűségű** statisztikus folyamat (nem minden elektronra hat, amely mellett „elhalad”)

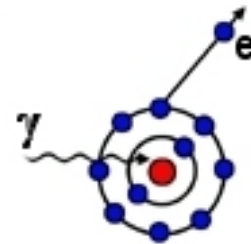
→ hosszú hatótávolság

c) **Háromféle folyamat**

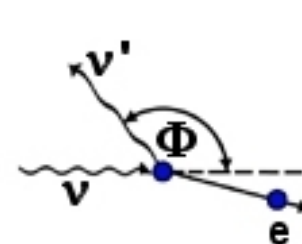
valósulhat meg:

- Compton szórás
- Fotoeffektus
- Párkeltés

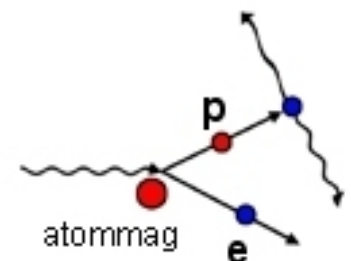
elektronok keltése gamma-sugárzással



fotoeffektus



Compton-effektus



párkeltés

Compton-szórás (1)

A foton rugalmasan ütközik egy (szabadnak tekinthető) elektronnal.

→ Impulzus- és energiamegmaradás

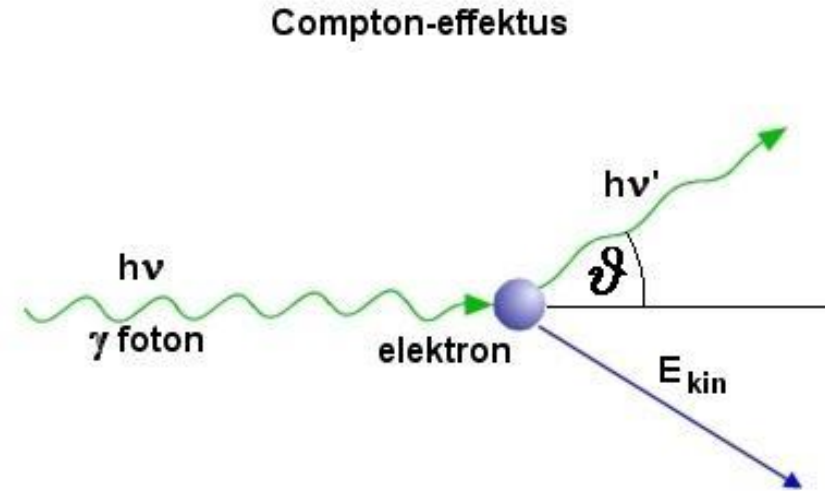
A szórt foton energiája (frekvenciája) kisebb, mint a beeső fotoné.

A hiányzó energiát a meglökött elektron kapja (levezetés a gyakorlaton)

Itt m_e az elektron nyugalmi tömege, \mathcal{D} pedig a szórási szög.

Legyen $\alpha = \frac{h\nu}{m_e c^2}$, ezzel $h\nu' = h\nu \cdot \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \mathcal{D})}$

A meglökött elektron energiája nyilván: $E_{kin} = h\nu - h\nu'$



$$h\nu' = h\nu \cdot \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \mathcal{D})}$$

Compton-szórás (2)

Behelyettesítve:
$$E_{kin} = h\nu \cdot \frac{\alpha(1 - \cos \vartheta)}{1 + \alpha(1 - \cos \vartheta)}$$

Mivel $-1 \leq \cos \vartheta \leq 1$

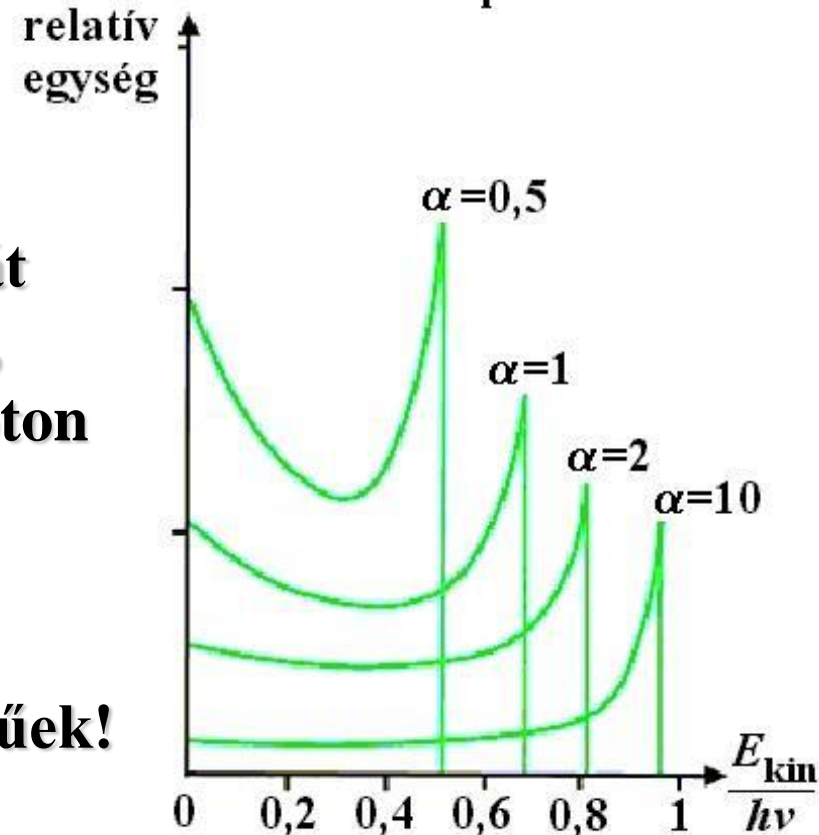
ezért
$$0 \leq E_{kin} \leq h\nu \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha}$$

A meglökött elektron energiája tehát 0 és egy maximális érték közé eshet, de nem érheti el a bejövő gamma-foton energiáját.

A különböző energiával történő szóródások nem egyformán valószínűek!

Az ábra a Compton-szórás során meglökött elektronok energiaeloszlását mutatja különböző $E_\gamma = \alpha \cdot m_e c^2$ energiájú fotonokra.

A meglökött elektronok energiaeloszlása
Compton szórásnál



Fotoeffektus

A foton **teljes energiáját** átadja egy elektronnak
(és ő maga megszűnik – elnyelődik)

Hogy lehet ez? Láttuk, hogy egy szabad elektron soha nem kaphatja meg egy foton teljes energiáját az energia- és impulzus-megmaradás miatt.

Erősen kötött elektron: impulzust adhat át az atommagnak

→ az atommag „segítségével” teljesíthető az impulzustétel

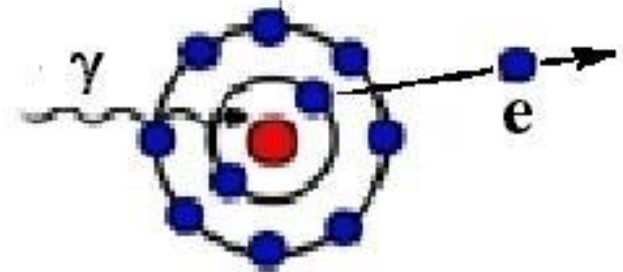
→ az elektron átveheti a foton teljes energiáját.

A kilökött elektron energiája = $h\nu$ – elektron kötési energia

Fotoeffektus **nagy rendszámú** atomok erősen kötött, belső elektronjain megy végbe nagy valószínűséggel.

$$\text{Valószínűsége} \sim \frac{Z^4}{(h\nu)^3}$$

Fotoeffektus



Párkeltés

Egy atommag elektromos terében a fotonból **elektron-pozitron pár** „keletkezik”

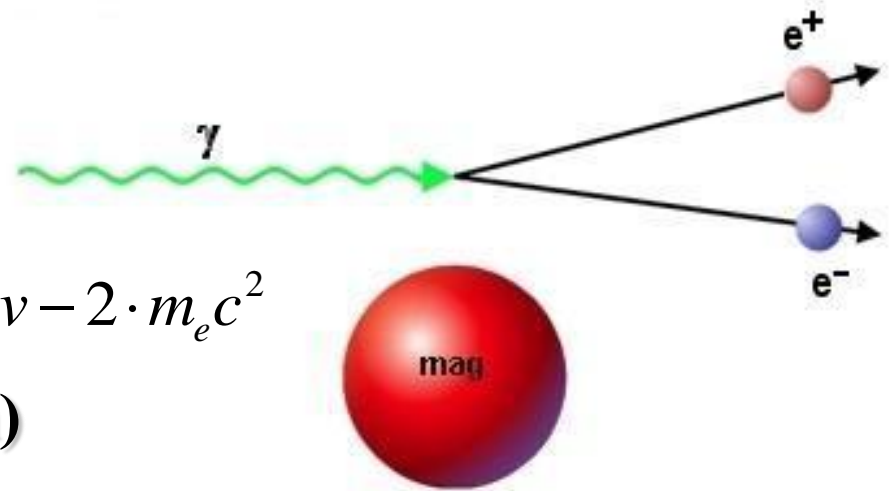
Az energia megmaradása:

$$E_{kin}(elektron) + E_{kin}(pozitron) = h\nu - 2 \cdot m_e c^2$$

Itt m_e az elektron (és a pozitron) nyugalmi tömege

Mivel a mozgási energiák mindig pozitívak, nyilván párkeltés csak akkor következhet be, ha $h\nu > 2 m_e c^2 = 1022 \text{ keV}$

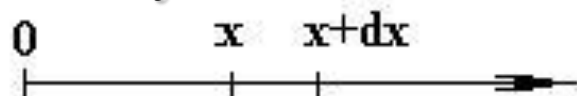
A párkeltéshez szükség van az atommag elektromos terére.
A párkeltés valószínűsége $\sim Z^2$.



4. Exponenciális gyengülés és felezési rétegvastagság

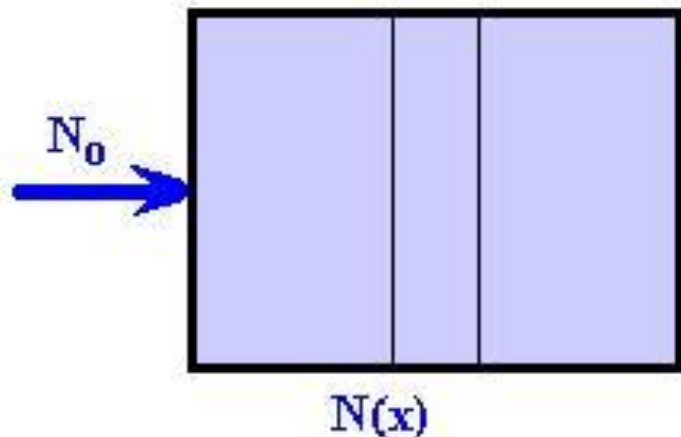
A kölcsönhatás **kis valószínűségű** statisztikus folyamat

→ **hosszú hatótávolság**



Essen be N_0 foton párhuzamosan egy anyagdarab felületére!

Ezekből x távolságon valamennyi elnyelődik (vagy kiszóródik), a párhuzamos nyalábbbban marad (nem lépett kölcsönhatásba) $N(x)$.



Legyen $\mu \cdot dx$ annak a valószínűsége, hogy egyetlen foton kis dx úton valamilyen kölcsönhatásba lép.

$N(x)$ fotonból tehát dx úton elnyelődik (vagy kiszóródik)

$N(x) \cdot \mu \cdot dx$. A „kölcsönhatásmentes” fotonok számának

változása tehát: $dN = -\mu \cdot N(x) \cdot dx$ Ebből kapjuk:

$\frac{dN}{dx} = -\mu \cdot N(x)$ „Ismerős” differenciálegyenlet!

Megoldása:

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}$$

Ez az exponenciális gyengülési törvény

Ilyenkor nincs értelme behatolási mélységről beszélni!

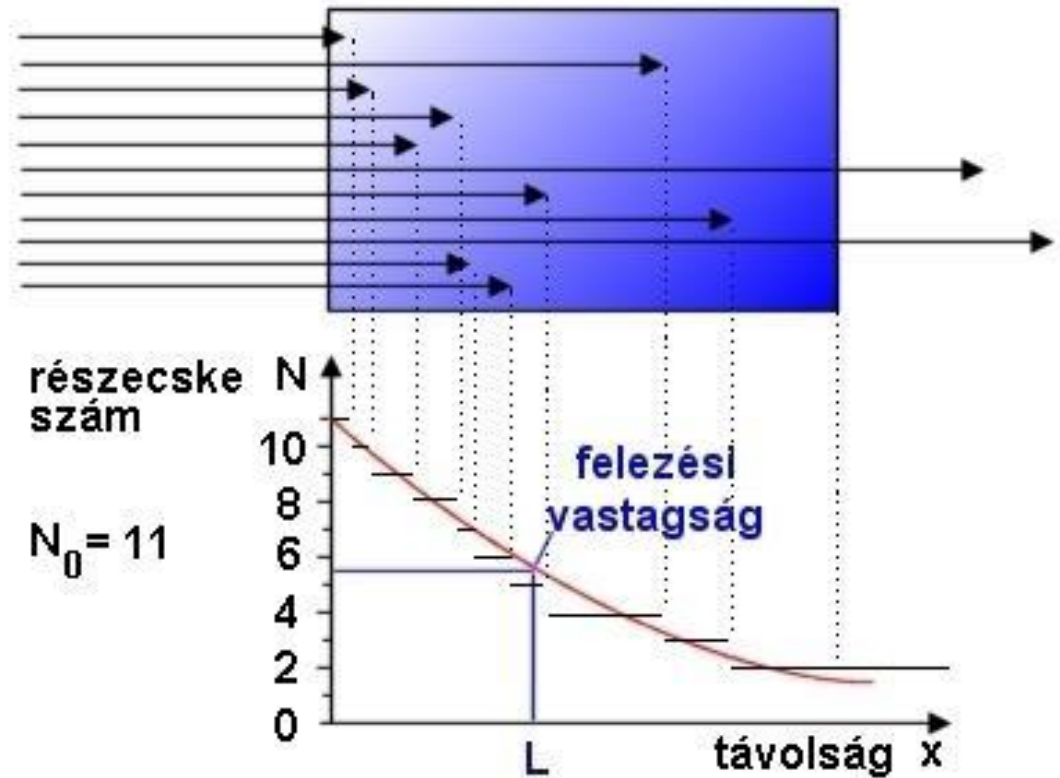
Felezési rétegvastagság:

Az az L távolság amelyet a beeső részecskék fele kölcsönhatás nélkül megtesz. (levezetés hasonló a felezési idő levezetéséhez)

$$L = \frac{\ln 2}{\mu}$$

μ neve: lineáris gyengítési együttható, vagy abszorpciós tényező, mértékegysége: 1/m

μ függ: az anyagtól, a sugárzás és a kölcsönhatás fajtájától...



Vannak olyan anyagok (pl. gázok), amelyeknek a sűrűsége változhat (folyadékok, sőt szilárd anyagok sűrűsége is változhat a hőmérséklettel).

Az anyaggal való kölcsönhatás (elnyelődés, kiszóródás) valószínűsége azoknak az atomoknak a számával arányos, amelyek mellett a sugárzás elhaladt.

Azaz $\mu \sim \mu_m \cdot \rho$ (itt ρ az anyag sűrűsége: kg/m³)

Az „arányossági tényező” μ_m neve: **tömeggyengítési együttható.**

μ_m mértékegysége: m²/kg

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-\mu_m \cdot \rho \cdot x}$$

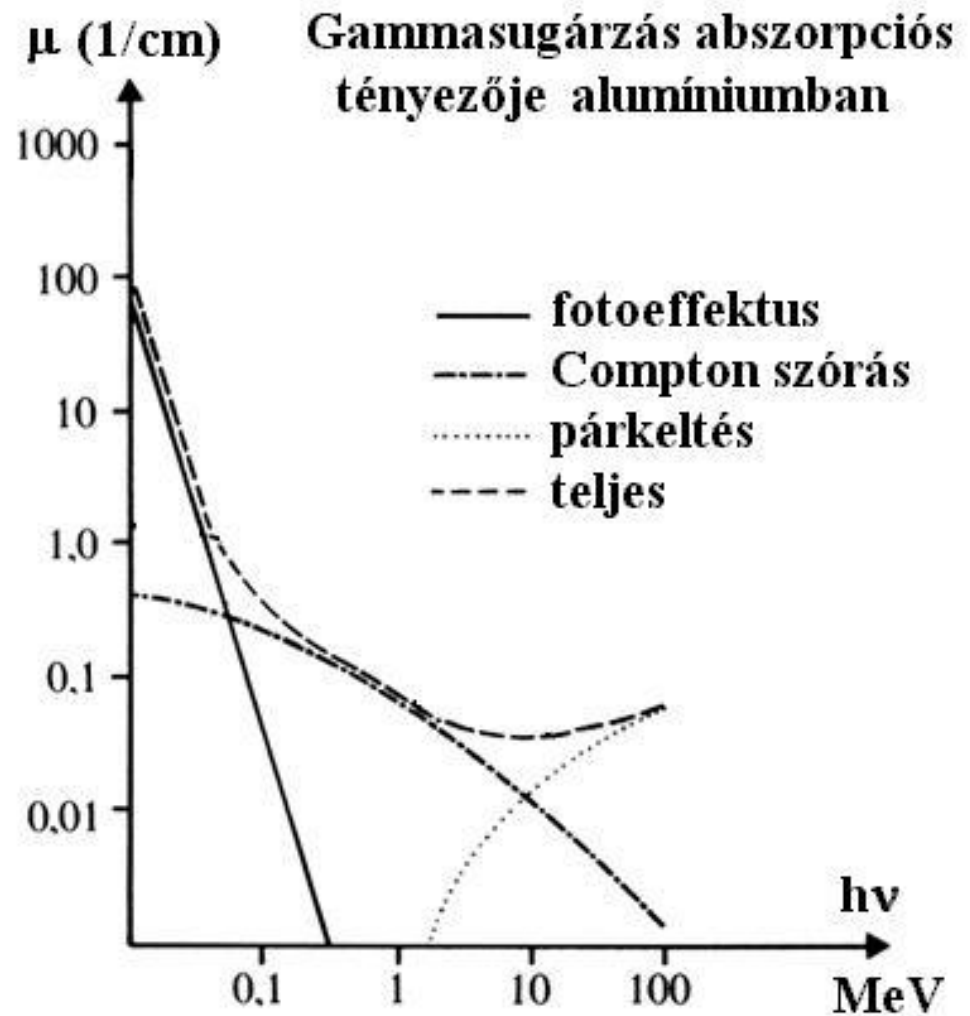
Az egymást kizáró folyamatok valószínűségei összeadódnak: (VAGY az egyik következik be, VAGY a másik...)

$$\mu_{teljes} = \mu_{Compton} + \mu_{fotoeff} + \mu_{párkeltés}$$

**Gamma-sugárzás
abszorpciója a három
különböző folyamat
miatt a gamma-energia ($h\nu$)
bonyolult függvénye lehet**

**A sugárzás abszorpciójának
ismerete fontos**

- **sugárzási árnyékolások
tervezésénél**
- **detektorok működésénél**
- **orvosi alkalmazásoknál
(sugárterápia)**



5. Neutronok kölcsönhatása az anyaggal

A neutronok elektromosan semlegesek, ezért csak közvetett módon ionizálnak: elektromosan töltött, nagy energiájú részecskéket hoznak létre az anyagban

A neutronok **csak az atommagokkal** tudnak kölcsönhatásba lépni nukleáris („erős”) kölcsönhatással (az elektronokkal nem).

Ha a kölcsönhatás valószínűsége kicsi \longrightarrow exponenciális gyengülés

Kétféle folyamat:

- rugalmas ütközés (szóródás)
- atommag-átalakulás (magreakció)

Ütközéssel csak könnyű atommagoknak tudnak jelentős energiát átadni. Legfontosabb a protonokkal való ütközés

Atommag-reakcióknál az „energiatermelő” magreakciók a fontosak, mert ezek hoznak létre nagy energiájú termékeket.

