Mag- és részecskefizika

Horváth Ákos előadása alapján

Második zh emlékeztető

1. Rádióaktivitás

1.1.Rádióaktivitás statisztikus képe

1.1.1.Vizsgálat feltételezései

– N db radioaktív atommagunk van
– Ezek egymástól függetlenek, elég messze vannak egymástól az atommagok
– $\lambda \neq \lambda(t)$, a bomlási állandó nem függ az időtől, azaz a rendszernek nincs memóriája

1.1.2.Bomlás valószínűségének binomiális eloszlása

1.1.2.1.bomlás binomiális eloszlása

Ekkor a bomlás valószínűsége

$$P = \lambda dt$$

ahol λ az időegységre jutó bomlás valószínűsége, dt a megfigyelés hossza.
Tehát dt idő alatt n atom elbomlásának a valószínűsége:

$p(n) = ?$ binomiális

$$p(0) = (1-P)^N$$
$$p(1) = (1-P)^{N-1}(P)$$
$$p(2) = (1-P)^{N-2}\binom{N}{2}P^2 = \binom{N}{2}P^2(1-P)^{N-2}$$

Innen "fizikusos teljes indukcióval"

$$p(n) = \binom{N}{n}P^n(1-P)^{N-n}$$

ami diszkrét és egész értékeket vesz fel.

1.1.2.2.binomiális eloszlás nevezetes értékei

1.1.2.2.1.várható értéke

$$\overline{n} = \sum_{n=0}^{N} np(n) = NP$$

1.1.2.2.2.szórás négyzete

$$\sigma^2 = <n^2> - <n>^2 = NP(1-P)$$

1.1.2.2.3.relatív szórás

Ha $P = \lambda dt \ll 1$ – pl. ^{238}U -nak 4,4 milliárd év a felezési ideje – akkor

$$n = \sigma^2$$

akkor a relatív szórás

$$\frac{\sigma}{n} = \frac{1}{\sqrt{n}}$$

ami azt jelenti hogy 0,001 pontossághoz 1.000.000 beütés kell.

1.1.3.Bomlás valószínűsége határátmenetben Poissonnal közelíthető

1.1.3.1.határátmenet feltételei

– NP=konst.

$- N \to \infty$

$- P = \lambda dt \to 0$

1.1.3.2.határátmenet elvégzése

A stirling formula

$$N! \cong \left(\frac{N}{e}\right)^N \sqrt{2\pi N}$$

segítségével felírhatjuk a binomiális eloszlásban szereplő faktorokat hatványsorok segítségével

$$p(n) \cong \frac{(NP)^N}{n!} e^{-n} \left(\frac{N - NP}{N - n}\right)^{N-n} \sqrt{\frac{N}{N-n}}$$

hogy szebb eredményre jussunk azzal a közelítéssel élünk, hogy $\frac{n}{N} \cong 0$
ekkor a következőt kapjuk:

$$p(n) \cong \frac{(\bar{n})^n}{n!} e^{-\bar{n}}$$

1.1.4. Poisson eloszlás $n \gg 1$ -re Gaussal közelíthető

Ekkor az n atommag dt idő alatt elbomlásának a valószínűségét a következőképpen írhatjuk fel

$$p(n) = Ae^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\sigma^2}} = Ae^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\bar{n}}}$$

1.2.Bomlástípusok fajtái

1.2.1.Egyszerű bomlás

Anyaelemből egy leányelem lesz, ami stabil

$$A \longrightarrow L$$

1.2.1.1.t idő után maradt atommagok száma

N atommagból $\overline{n}$ bomlik el

$$N' = N - \overline{n}$$

Így

$$\Delta N = -\overline{n} = -NP$$
$$dN = -N(\lambda dt)$$
$$\frac{d}{dt}N = -N\lambda$$

Tehát az egyszerű bomlásnál az atommagok száma a következőképpen változik, exponenciálisbomlás törvény (Rutherford a $^{222}Rn \rightarrow ^{218}Po + \alpha \rightarrow ^{214}Pb$ bomlást tanulmányozta, szellőztetés és akkor nem észlelte a leányelemeket.)

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

1.2.1.2.felezési idő

Azaz idő, ami megadja, hogy mennyi idő alatt bomlik el az atommagok fele

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$

Tehát

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

1.2.1.3.átlagos élettartam

Várható értéke definíció alapján a következőképpen számolható

$$\tau = \int_0^\infty t p(t) dt \qquad p(t) = \frac{e^{-\lambda t} dt}{\int_0^\infty e^{-\lambda t} dt}$$

Az integrálást elvégezve a várható élettartamra azt kapjuk, hogy

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}$$

1.2.1.4.aktivitás

Definíció alapján

$$A := \lambda N$$

egyszerű bomlás esetén

$$A = \lambda N(t) = -\frac{d}{dt}N$$

1.2.2.Soros bomlás

Anyaelemből egy leányelem lesz, ami tovább bomlik

$$A \rightarrow L_1 \rightarrow L_2$$

1.2.2.1.t idő után maradt atommagok száma

Ekkor a következő differenciálegyenlet rendszerünk van

$$\begin{aligned} \dot{N}_1 &= -\lambda_1 N_1 \\ \dot{N}_2 &= \text{keletkezés} - \text{bomlás} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 = A_1 - A_2 \end{aligned}$$

Tehát ha ez megoldjuk a következő

$$N_2(0) = N_{2_0} \rightarrow N_{2_0} = A_2 + \frac{\lambda_1 N_{1_0}}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

kezdeti feltételek mellet, akkor

$$N_2(t) = N_{2_0} e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 N_{1_0}}{\lambda_2 - \lambda_1}\left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}\right)$$

1.2.2.2.teljes aktivitás

$N_1, N_2...$ aktivitásának összege

$$A_{teljes} = \sum_{i=0}^{n} \lambda_i N_i$$

ahol

$$N_k(t) = \sum_{i=1}^{k} b_i e^{-\lambda_i t}$$

$$b_i = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_3 - \lambda_i)(\lambda_3 - \lambda_2)}$$

1.2.2.3.rádióaktív egyensúly

$\exists t_0 : t > t_0 \left| \frac{A_2}{A_1} - R \right| < \varepsilon$, ha elég időt várunk akkor az anya és a leány elem aktivitásának az arány konstans lesz.

$$\frac{A_2(t)}{A_1(t)} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}\left(1 - e^{(\lambda_1 - \lambda_2)t}\right)$$

legyen $\varepsilon = 0,01$ akkor a radioaktív egyensúly beállásához szükséges idő:

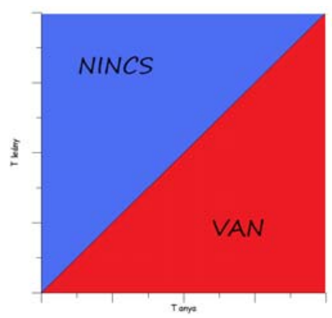
$$e^{(\lambda_1 - \lambda_2)t} = 0,01$$

$$t = \frac{\ln 0,01}{\lambda_1 - \lambda_2} = \frac{\ln 0,01}{\ln 2}\frac{\ln 2}{\lambda_1 - \lambda_2} = \frac{\ln 0,01}{\ln 2}\frac{1}{1/T_{1/2}^1 - 1/T_{1/2}^2}$$

1.2.2.4.bomlási, szekuláris egyensúly

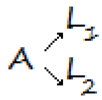
A leányelemek mennyisége időben állandó marad, az anyaelem pedig csökken. Ilyenkor

Ha $T_{1/2}^1 \gg T_{1/2}^2$ $\qquad \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cong \frac{\lambda_2}{\lambda_2} = 1$



1.2.3.Párhuzamos bomlás

Anyaelemből több leányelem lesz



1.2.3.1.t idő után maradt atommagok száma

Az anya elem két leányelemre bomolhat

$$\frac{d}{dt}N_1 = -\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_1 = -\frac{d}{dt}\left(N_2 + N_3\right)$$

1.2.3.2.csatorna arány

Megadja hogy mekkora eséllyel keletkezik az adott leányelem. Tehát annak a valószínűsége, hogy k-adik leányelem keletkezik

$$g_k = \frac{\lambda_k}{\sum \lambda_i}$$

1.2.4.Mesterséges, indukált bomlás

Stabilból instabilt hozunk létre

$$n + A \xrightarrow{\sigma=\text{hatás ker esztm.}} \text{Instabil} \xrightarrow{\lambda=\text{bomlás}} S$$

1.2.4.1.t idő után maradt atommagok száma

Mesterségesen előállítottunk instabil atommagot, ami tovább bomlik

$$\frac{d}{dt}N_1 = -\lambda N_1 + \sigma j_n N_A = -\lambda N_1 + \text{Konst.} = -\lambda N_1 + R$$

Ha ezt a differenciálegyenletet megoldjuk akkor azt kapjuk

$$N_{\text{Inst.}}(t) = \frac{R}{\lambda}\left(1 - e^{-\lambda t}\right)$$

$$A_{\text{Inst.}}(t) = \lambda N_{\text{Inst.}}(t) = R\left(1 - e^{-\lambda t}\right)$$

1.3.Rádióaktív családok

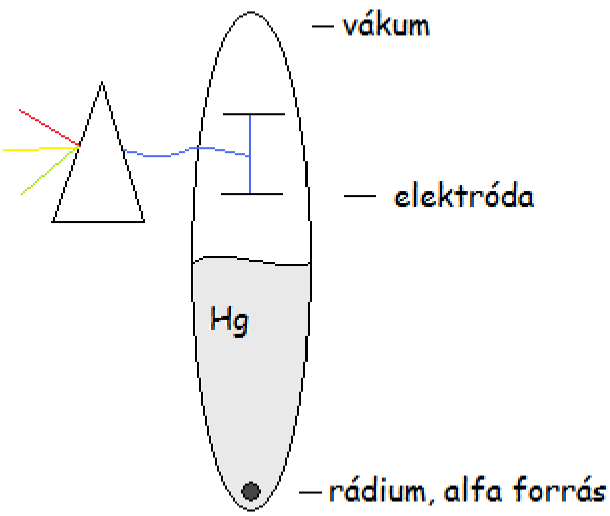
Természetes sorokban α, β, γ bomlások vannak. A tömegszám néggyel változhat, mivel a β, γ bomlásnál nem változik meg a rendszám, az α bomlásnál pedig néggyel. Így négy családot különbözetünk meg, minden 4-el való osztás maradékához – 0,1,2,3 – egy család. Minden család a leghosszabb felezési idejű tagjáról van elnevezve.

$$^{232}Th,\ ^{237}Np,\ ^{238}U,\ ^{235}U$$

1.4.Rádióaktív bomlások minőségi leírása

1.4.1. α bomlás

Rutherford kisüléses kísérletének összeállítása az *1.4.1.1.ábrá*n látható



1.4.1.1.ábra

A sugárzást prizmával felbontotta és színképelemzés segítségével meghatározta, hogy He-ot lát.

Mivel mágneses térben eltérült, ezért pozitív ionnak kellett lennie.

Tehát az α nem más mint egy He atommag, azaz

$$\alpha = {}^{++}He = 2p^{+} + 2n^{0}$$

$$E_{\alpha} \cong 4 - 10 MeV$$

1.4.2. β bomlás

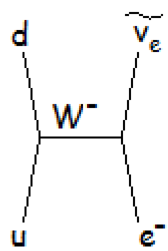
Csak a kvarkok ízét változtatja meg, tehát W részecskék gyenge kölcsönhatást közvetítő részecskék.

1.4.2.1. β^{-} bomlás

$$^{14}C \xrightarrow{\text{atommagszint}} {}^{14}N + e^{-} + \tilde{\nu}_e$$

$$n^{0} \xrightarrow{\text{nukleonszint}} p^{+} + e^{-} + \tilde{\nu}_e$$

$$d \xrightarrow{\text{kvarkszint}} u + e^{-} + \tilde{\nu}_e$$



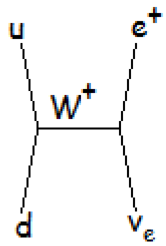
Feymann Gráf

1.4.2.2. β^+ bomlás

$$^{18}F \xrightarrow{\text{atommag}} {}^{18}O + e^+ + \nu_e$$

$$p \xrightarrow{\text{nukleon}} n + e^+ + \nu_e$$

$$u \xrightarrow{\text{kvark}} d + e^+ + \nu_e$$



1.4.2.2.további β bomlás

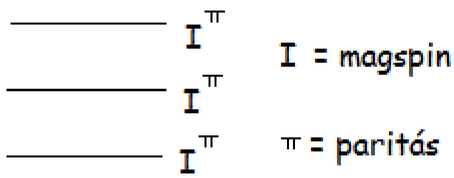
Az egyenleteket ide átrendezhetjük, így összesen további 6 egyenletet kapunk

1.4.3. γ bomlás

Becquerel fedezte fel, mikor a megfeketedett foto papírt vizsgálta.

Az atommag gerjesztése során sugározódhat ki, ellenben a röntgen sugárzással, mert ott az elektronhély van gerjesztve.

Pálya perdület mindig egész számút változhat. Tehát $2^+ \to 0^+$ lehetséges átmenet, ellenben a $3/2 \to 0$ átmenettel.



1.4.3.1.belső konverzió

A γ sugárzás egy külső elektronnak adja az energiáját, nem keletkezik foton.

1.4.4.hasadás

– N/Z arány állandó, a hasadványok és a anyaelem N/Z arányaid megegyeznek
– aszimmetrikus hasadás, mikor nem feleződik
– néhány gyors neutron keletkezik
– $E \cong 200\text{Mev}$ energia szabadul fel

1.5.Rádióaktív bomlások energia eloszlása

1.5.1.Atommag visszalökődése α bomláskor

Az energia-megmaradást ha felírjuk

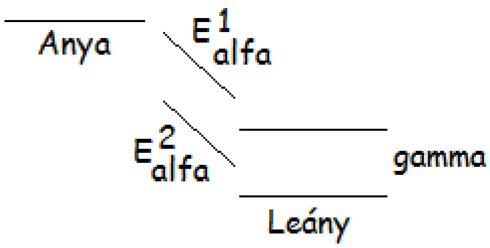
$$E_\alpha + E_{AM} = \frac{p^2}{2m_\alpha} + \frac{p^2}{2m_{AM}} = \left(m_A - m_{AM} - m_\alpha\right)c^2 = \text{áll.} = Q$$

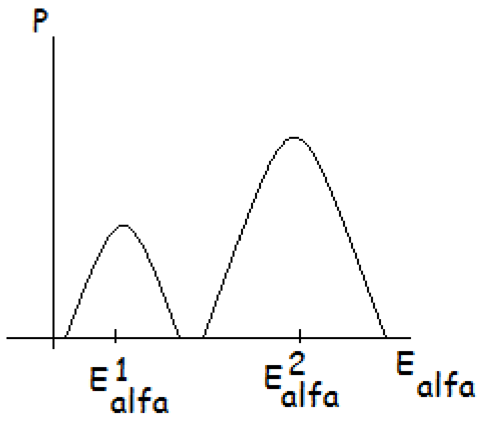
ha ezt felírjuk a nukleáris atom tömeg ($m_C/12$) segítségével, akkor

$$Q = \frac{p^2}{2\cdot 4m_{nuk}} + \frac{p^2}{2\cdot\left(A-4\right)m_{nuk}} = \frac{p^2}{2\cdot 4m_{nuk}}\left(\frac{A}{A-4}\right) = E_\alpha\left(\frac{A}{A-4}\right)$$

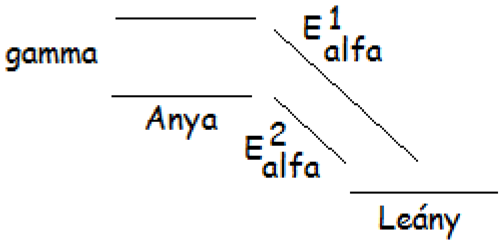
1.5.1.1.Az α bomlás finomszerkezet

Többfajta leányelem is termelődhet, mivel lehet: alapállapotú leány elem és annak gerjesztett testvérei



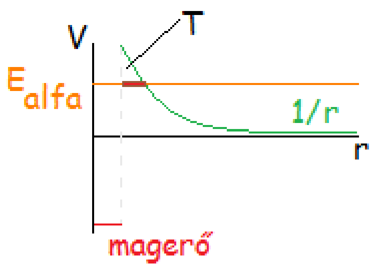


Többfajta anyaelemből is jöhet, mivel lehet: alapállapotú és gerjesztett az anyaelem is.



1.5.1.2.Az α bomlás mechanizmusa

A bomlás során az α részecskének egy potenciál falon kell átmennie alagúteffektussal, mivel kezdetben a magerő hat rá és utána a Coulomb, tehát ennek a kettőnek a potenciálja az *1.5.1.1.2.ábrá*n látható



1.5.1.2.1.ábra

Az alagút effektus valószínűsége a potenciálban látható területtel a következőképpen írható le

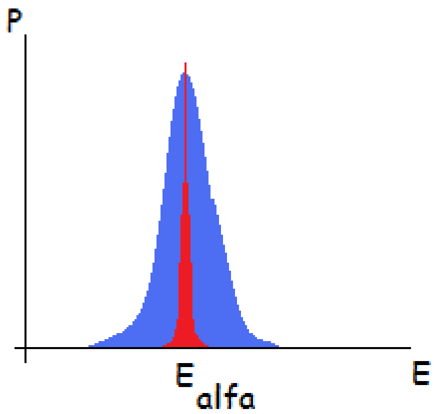
$$G_{(ammo)} \sim e^{-T} \sim \lambda$$

Geiger-Nuttal törvény alapján

$$\ln\lambda \sim A\ln E_\alpha + B$$

1.5.1.3.Az α bomlás energia eloszlása

Mint ahogy azt már láttuk, az E_α megadott energiával rendelkezik, tehát az energia eloszlása egy dirac-deltát kéne hogy adjon, de a természetes vonalszélesség miatt erre még rárakódik egy Lorentz-görbe



A Lorentz-görbe fél értékszélessége a határozatlansági reláció alapján

$$\Gamma = \frac{\hbar}{2\tau}$$

És a Lornetz-görbe egyenlete

$$P(E) \sim \frac{1}{\left(E - E_0\right)^2 + \Gamma^2}$$

1.5.1.4.Az α bomlás koincidenciás detektálása

Mivel 1.5.1.1. pontban leírtak alapján több energia csúcs is lehet, ezért koincidencia mérést szoktak csinálni.

Ami a következőképpen néz ki, készítenek egy detektort ami az alapállapotból az alapállapotba való bomlás során kilépő energiát képes felfogni, és az egészet körbeveszik γ sugárzás energia mérőberendezéssel és így tudják mérni a gerjesztett állapotú átmeneteket, mivel

$$E_\gamma \cong E_2 - E_1$$

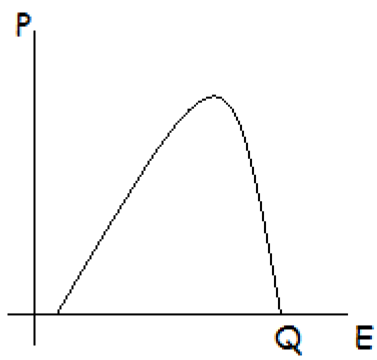
azért csak körülbelül, mert az anya vissza is lökődik

1.5.2. β bomlás energia eloszlása

– folytonos, nem szimmetrikus

– $E = \sqrt{p^2c^2 + m_0^2c^4} \cong pc$ ultra relativisztikus közelítésben parabola az eloszlás

– $Q = E_e + E_{\tilde{\nu}_e}$



1.5.3. γ sugárzás energia eloszlása

1.5.3.1.Spinek típusai

A spinek típusát jelöljük i-vel, ahol $i = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2...$

$$i \rightarrow \hat{S}^2, \hat{S}_z \qquad \text{ahol, } \hat{S}^2 = i(i+1)\hbar^2 \text{ és } \hat{S}_z = i\hbar, (i-1)\hbar, ..., -i\hbar$$

1.5.3.1.Spinek típusára vonatkozó összefüggés

Az energia megmaradás

$$G_{(erjesztett)} = A_{(lap)} + \gamma$$

Impulzus megmaradás

$$I_G = I_A + \gamma$$

Ezekből a következő összefüggést írhatjuk fel a spinekre

$$|i_G - i_A| \le l \le |i_G + i_A| \qquad l \in Z$$

ahol l azt mondja meg, hogy milyen szögeloszlásban lehet detektálni a sugárzást.

EM sugárzás:

l=0	izotróp	Ilyen nincs, mert van saját perdülete a sugárzásnak
l=1	dipól	
l=2	kvadrupól	
l=3	…	

1.5.3.2.hogyal lehet eldönteni, hogy mi hogyan sugároz?

A paritás megmaradást felírva

$$\pi_G = \pi_A \cdot (-1)^l$$

Az elektromos illetve mágneses sugárzások γ sugárzás paritásával a következőképpen írhatóak fel

$$\pi_\gamma = (-1)^l \; E$$
$$\pi_\gamma = (-1)^{l+1} \; M$$

Az elektromos sugárzások 1-gyel valószínűbbek, mint a mágnesesek (E1~M2)

PÉLDA

a) döntsük el a $2^{+} \to 0^{+}$ átmenetről, hogy milyen sugárzás lehet

l könnyen meghatározható $|2-0| \le l \le |2+0| \to l = 2$

mind a két állapot paritása megegyezik (+1), így tehát

$$+1 = +1 \cdot \pi_{\gamma} \to \pi_{\gamma} = +1 = (-1)^{l} \text{ E} = -1$$
$$= (-1)^{l+1} \text{ M} = +1$$

tehát ez egy mágnese sugárzás mégpedig

$$1^{+} \xrightarrow{\text{M2}} 0^{+}$$

b) döntsük el a ${}^{3}\!/_{2}{}^{-} \to {}^{1}\!/_{2}{}^{+}$ átmenetről, hogy milyen sugárzás lehet

l könnyen meghatározható: $l = 1, 2$

mivel a két paritás nem egyezik meg, ezért

$$-1 = +1 \cdot \pi_{\gamma} \to \pi_{\gamma} = -1 = (-1)^{l} \text{ E}$$
$$= (-1)^{l+1} \text{ M}$$

$l = 1$ -re elektromos és $l = 2$ -re mágneses. Tehát ez

$${}^{3}\!/_{2}{}^{-} \xrightarrow{\text{E1,M2}} {}^{1}\!/_{2}{}^{+}$$

ebből E1 sokkal valószínűbb mint M2

2. Részecske és anyag kölcsönhatása

2.1.Áttekintés

2.1.1.Semleges részecskék és anyag kölcsönhatása

– γ: fotóeffektus
Compton effektus
párkeltés

– n^0: ütközik a protonnal, vagy az atommaggal (magreakció)

– ν: átrendezett β bomlás

2.1.2.Töltött részecskék és anyag kölcsönhatása

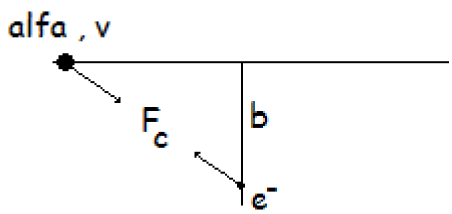
	Nehéz töltött részecskék (p^+, α, atommagok…)	Könnyű töltött részecskék (e^-, e^+, pionok…)
Ionizáció	Bethe-Block formula	$\frac{d}{dx}E = \sigma$
Sugárzás	Nem számottevő	…

2.1.Konkrétan

2.2.1.Nehéz és könnyű töltött részecske ionizációs energiavesztesége

– Bethe-Block formula
– Tehát egy nehéz töltött részecskét belövünk a céltárgyba, a részecske ionizálja a céltárgyat, energiát veszít, lelassul.

A következő problémát kell tehát megoldanunk



$$\int F dt = P \rightarrow E$$

2.2.1.1.közelítések

- α^{2+} részecske pályája egyenes (nem hiperbola, nem talál el magot útja során)
- $v = \text{áll.}$ (elég vékony a céltárgy, ahhoz hogy azon a vastagságon alig lassuljon)
- az e^- nem mozdul el (atomhoz van kötve, és nem aduk elég energiát a kiszakításhoz)

2.2.1.2.számolás

2.2.1.2.1.egy elektronnak leadott energiája

Mivel szimmetrikus a probléma ezért az erő vízszintes komponense összességben nem változtatja meg az α^{2+} részecske pályáját.

$$p = \int F_\perp dt = \int k \frac{e^2 Z_\alpha}{r^2} \cos\vartheta dt$$

Áttérve ϑ szerinti integrálra $v\cos\vartheta = rd\vartheta$

$$\int_{-\pi/2}^{-\pi/2} k \frac{e^2 Z_\alpha}{r^2} \frac{rd\vartheta}{v} = ...r\cos\vartheta = b... = 2k\frac{e^2 Z_\alpha}{vb}$$

Tehát az energia amit egy elektronnak átad

$$E_1 = \frac{p^2}{2m_e} = \frac{4\left(ke^2\right)^2 Z_\alpha^2}{2m_e b^2 v^2}$$

2.2.1.2.2.legfeljebb b távolságra lévő elektronoknak leadott energiája

Falban lévő elektronok száma

$$N(b) = n2\pi bdb\Delta x$$

Ebből a vesztett energia

$$E = \frac{4\pi nk^2 e^4 Z_\alpha^2}{mv^2} \int_0^\infty \frac{db}{b}$$

ez divergál nullára, tehát van egy legkisebb energia ami alatt már nem ionizál -> az ionizációs energiától a meglökési energiáig kell integrálni.

$$E = \frac{4\pi nk^2 e^4 Z_\alpha^2}{m_e v^2} \ln\frac{2m_e v^2}{E_{ion}}$$

2.2.1.2.3.relativisztikus korrekciókkal

A leadott energia tehát a következőképpen néz ki

$$E = \frac{4\pi n k^2 e^4 Z_\alpha^2}{m_e v^2}\left[\ln\frac{2m_e v^2}{E_{ion}} - \ln\left(1-\left(\frac{v}{c}\right)^2\right) - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p\right]$$

2.2.1.3.Skála törvény

Detektornál az előző számolás. Azt mondja, hogy a leadott energia arányos Z: rendszám négyzetével (protonok száma) és a A: tömegszámmal (nukleonok száma)

$$E_{lead} \sim \frac{Z^2 A}{E_{kezdeti}}$$

PÉLDA:

Ha egy 1MeV proton (Z=1, A=1) lead 10keV-et, akkor mennyi energiát ad le egy 6MeV-es ^{11}C ?

$$\frac{\Delta E_1}{\Delta E_2} = \frac{\frac{Z_1^2 A_1}{E_1}}{\frac{Z_2^2 A_2}{E_2}} \rightarrow \frac{10\text{keV}}{?} = \frac{\frac{1^2 \cdot 1}{1\text{Mev}}}{\frac{6^2 \cdot 11}{6\text{Mev}}} = \frac{1}{66} \rightarrow ? = 660\text{keV}$$

2.2.1.4.Hatótávolság

Azaz út ami alatt kellőképpen lelassul az ion ahhoz, hogy már ne tudjon ionizálni.

$$R = \int_0^R dx = \int_{E_0}^0 \frac{dx}{dE} dE = \text{...skála\_tv...} \sim \frac{E_0^2}{Z^2 A}$$

2.2.1.5.Cserenkov sugárzás

– közég törésmutatója nagyobb, mint 1

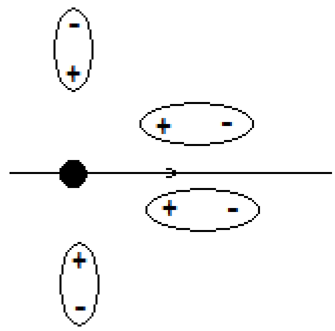
– ekkor a közegben a fénysebesség $c = \frac{c_0}{n}$

– esetünkben az elektron sebessége: $v > \frac{c_0}{n}$

A közeg bocsátja ki a sugárzást, mégpedig a következőképpen

Változó dipólusok, lesznek a közeg molekulák, mivel az elektron mozgatja őket.

Ha az elektron sebessége nem lenne nagyobb, mint a közegbeli fénysebesség akkor kioltanák egymást ezek a dipólok.



A kúp nyílásszögének $\sin\alpha = \frac{c}{v}$ két határesete

I. eset

$$v \cong c_0$$

$$\sin\alpha = \frac{1}{n}$$

II. eset

$$v \cong c$$

$$\sin\alpha = 1 \rightarrow \alpha = 90^{\circ}$$

2.2.2.Semleges részecske és anyag kölcsönhatása

2.2.2.1. γ sugárzás és anyag kölcsönhatása

2.2.2.1.1.foto-effektus (összes energiáját átadja a foton)

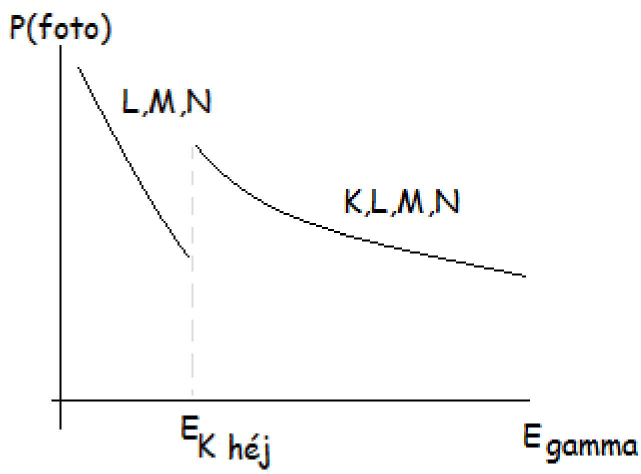
– NEM jöhet létre szabad elektronon, mert akkor az energia, illetve az impulzus megmaradás nem teljesülne.

– kell egy harmadik játékos is, pl. atommag (AM)

A belső héjakról könnyebben meg végbe a folyamat, de viszont mire beér az ionizációs veszteség miatt lehet h elveszti az energiáját.

Rendszám függése is van mert minél nagyobb a rendszám annál jobban besegít a mag

$$P(\text{foto}) \sim Z^5$$



2.2.2.1.2.Compton-effektus (az energiájának egy részét adja át)

– szabad elektronon is végbemehet

– Compton képlet

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1+\frac{h\nu}{m_0c^2}(1-\cos\vartheta)}$$

– tehát ebből a maximálisan átadható energia

$$E(180^\circ) = h\nu - h\nu' = ... = \frac{h\nu}{\frac{m_0c^2}{2h\nu}+1}$$

– a Compton-effektus valószínűsége

– bármelyik héjról u.a. v.sz.-gel.

– elektronok száma a döntő

$$P(\text{Compton}) \sim Z$$

2.2.2.1.3.Párkeltés (kell külső erőtér is)

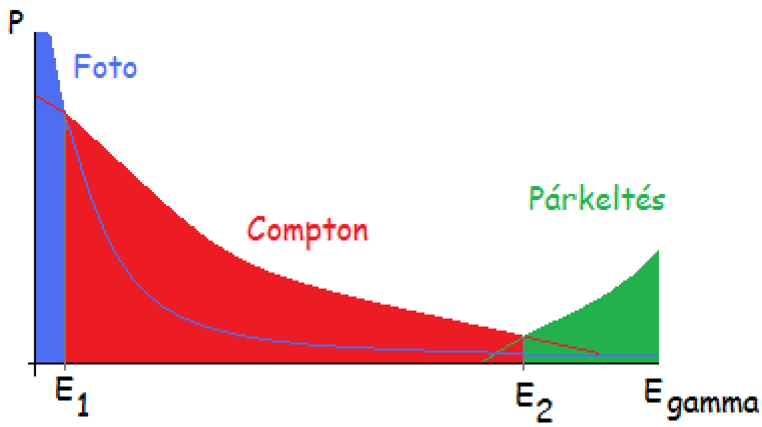
– küszöbérték $E_\gamma > 2m_0c^2 + AM\_vissza\_lökődik$

– ha nem atommag van hanem a külső teret is egy elektron adja akkor ez a küszöb érték: $E_\gamma > 4m_0c^2$

– párkeltés valószínűsége

$$P(\text{párkeltés}) \sim Z^2 \ln E_\gamma$$

2.2.2.1.4.három folyamat összehasonlítása



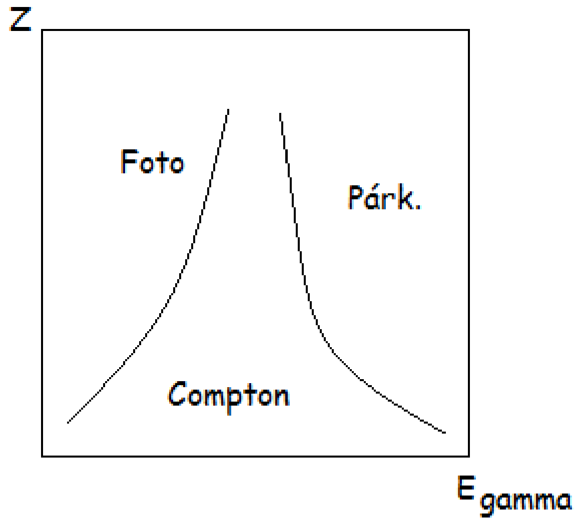
A rendszám növelésével E_1 és E_2 közeledik egymáshoz

$Z\_nő$

$\rightarrow E_1\_nő$

$\rightarrow E_2\_csökken$

Tehát együtt a kettő



2.2.2.1.5.annihiláció (pozitórium)

– két foton keletkezik, hogy az impulzus nulla legyen

– ϑ függ az anyagtól -> PET