



Fizikai Tanszék

Dr. Paripás Béla

Nukleáris fizika

I. rész

Miskolc, 2015

Tartalomjegyzék

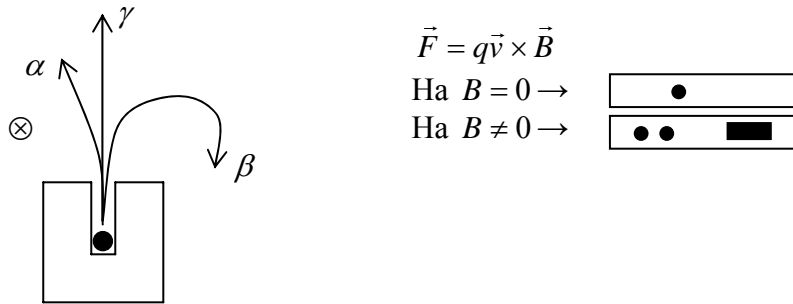
1. A radioaktivitás felfedezése, fajtái	3
2. Az α -, β -, γ -sugárzás és bomlás, a β -bomlás három formája	3
3. Az aktivitás, radioaktív bomlástörvény. Bomlási sorok.	4
4. A radioaktív kormeghatározás (a K-Ar és a radiokarbon módszer).....	8
5. A Rutherford kísérlet, az atommag felfedezése, főbb tulajdonsága.....	9
Sugárzások és anyag kölcsönhatása	14
6. Nehéz és könnyű töltött részek kölcsönhatása anyaggal.....	14
7. Röntgen és γ -sugárzás kölcsönhatása anyaggal: fotoeffektus, Compton-szórás, párkeltés 16	
Detektorok.....	19
8. Gáztöltésű detektorok (ionizációs kamra, GM-cső, stb.)	19
9. Szilárdtest detektorok (szcintillációs, félvezető, stb.)	21
10. Dózisfogalmak és mértékegységek.	25
11. Az ionizáló sugárzások biológiai hatásai, determinisztikus és sztochasztikus hatások	25
12. A sugárvédelem feladata, alapelvek, dóziskorlátok	27

1. A radioaktivitás felfedezése, fajtái

Radioaktivitás: 1896 Becquerel → uránérc a fotopapírt megfeketíti (előhívás után persze), még ha az vastag papírba is van csomagolva.

Később az urán sugárzását (vákuumban és mágneses térben) sikerült összetevőkre bontani (Rutherford, Villard).

A sugárzások a rajz síkjára merőleges mágneses téren haladnak át



Tapasztalat: Lesznek olyan sugárzások, amik nem veszik figyelembe a mágneses mezőt, felfelé tartanak (γ), lesz, ami kicsit vagy nagyon eltérül (α , β , γ nevet kaptak aszerint, hogy hogyan térülnek el.

α -sugárzás: +2e töltésű nehéz részecskékből áll, kicsi áthatoló képesség (még egy papírlap is megfogja). Később kiderítették, hogy az α sugárzás nem más, mint He atommag.

Ha az α sugárzást elnyeletik, akkor ott He keletkezik. Úgy gondolják, a Földön megtalálható He jelentős részben az α sugárzásból származik.

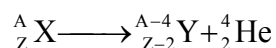
β -sugárzás: -e töltése, könnyű részecskékből áll. Közepes az áthatoló képessége (üveglap megfogja).

γ -sugárzás: ez az elektromágneses sugárzás. Nagy áthatoló képessége van (fémlapon is áthatol, csak vastag ólomlap fogja fel, de az sem teljesen). Nagy frekvenciájú.

Az α , β , γ a leggyakoribb sugárzások, de más sugárzás is létezik a természetben. A sugárzások kibocsátása bomlási folyamatban történik:

2. Az α -, β -, γ -sugárzás és bomlás, a β -bomlás három formája

α - bomlás:



x: vegyjel

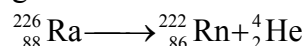
y: tömegszám

z: rendszám

Az α -bomlás során kémiai átalakulás történik.

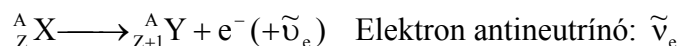
Példa:

Egy fémből két nemesgáz keletkezik

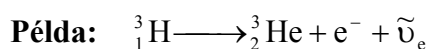


Megjegyzés: Fizikusok hamar megtalálták azokat a módszereket, hogy milyen módon lehet aranyat előállítani, de ez a módszer sokkal költségesebb.

β^- - bomlás:

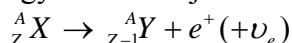


A β^- - bomlás is kémia átalakulással jár (a rendszám eggyel növekszik). Azt, hogy a béta bomláskor neutrínók is keletkeznek csak egy fél évszázaddal később (1956) sikerült bizonyítani. A neutrínók az anyaggal alig hatnak kölcsön, szinte kölcsönhatás nélkül eltűnnek előlünk, ezért tessük zárójelbe őket.



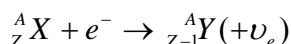
Hidrogénből lesz egy nemesgáz ez β^- bomlás.

(Kezdetben csak ezt a fajta béta bomlást ismerték. Később (a pozitron felfedezése után) kiderült, hogy van másfajta béta bomlás is:

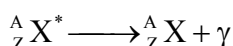


Itt a rendszám eggyel csökken, pozitron (az elektron antirészecskéje) és elektron antineutrínó keletkezik. **Ez a pozitív béta bomlás (β^+)** nevet kapta, a fenti pedig értelemszerűen β^- .

A pozitív béta bomlás alternatívája (tulajdonképpen a 3. féle béta bomlás) az **elektron befogás**. Itt a mag egy atomi belső héjon lévő (a magba szinte belógó) elektront fog be:



γ - bomlás:



Itt nem történik kémiai átalakulás. Legerjesztődéssel jár. Általában követi az α - vagy β - bomlást.

3. Az aktivitás, radioaktív bomlástartörvény. Bomlási sorok.

Radioaktív bomlástartörvény

N : radioaktív atomok száma

Az időegység alatt bekövetkező bomlások száma: $-\frac{dN}{dt}$

Az aktivitás mértékegysége: [A]=Bq (becquerel)

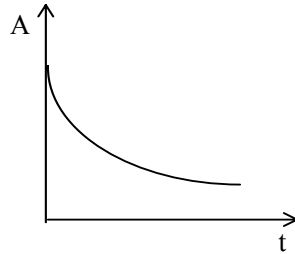
1 Bq=1 bomlás/sec

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = -\frac{dN}{dt}$$

Korábbi egysége: 1Ci (curie)

1Ci = $3,7 \cdot 10^{10}$ Bq (= 1g Ra radioaktivitása)

Kísérleti tapasztalat: Az aktivitás az idő függvényében $A=A_0e^{-\lambda t}$ fv. szerint változik.



A radioaktivitása minden anyagnak exponenciálisan csökken.

Az időegység a μs és a milliárd év között van.

Aktivitás: időegység alatt elbomlott atommagok száma.

$$A = -\frac{dN}{dt}, N: \text{a radioaktív atommagok száma, } [A] = 1 \text{ bomlás/s} = 1\text{Bq (becquerel)}$$

régi egység: a curie (Ci) $\rightarrow 1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$, eredetileg 1g rádium radioaktivitása

$$A \sim N$$

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N$$

$$\ln N = -\lambda t + \text{const}$$

$$N = e^{-\lambda t + \text{const}} = C'e^{-\lambda t}$$

kezdőfeltétel: $t = 0: N = N_0 \rightarrow$

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

$$A = -\frac{dN}{dt} = -N_0 e^{-\lambda t} (-\lambda)$$

$$A = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}$$

$$A_0 = \lambda N_0$$

$$A = \lambda N$$

Felezési idő: T

Az az idő, ami alatt a radioaktív anyag fele elbomlik.

$$A = A_0 e^{-\lambda t}$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad \text{Radioaktív bomlástörvény}$$

$$N_0/2 = N_0 e^{-\lambda T}$$

$$-\ln 2 = -\lambda T$$

$$\lambda = \ln 2 / T$$

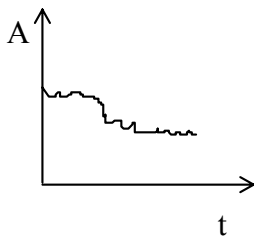
példa:

$$\left. \begin{array}{l} T_{1/2}({}^{238}\text{U}) \sim 10^9 \text{ év} \\ T_{1/2}({}^{60}\text{Co}) \sim 5 \text{ év} \end{array} \right\} \rightarrow \frac{A({}^{60}\text{Co})}{A({}^{238}\text{U})} = \frac{\lambda({}^{60}\text{Co})}{\lambda({}^{238}\text{U})} = 2 \cdot 10^8$$

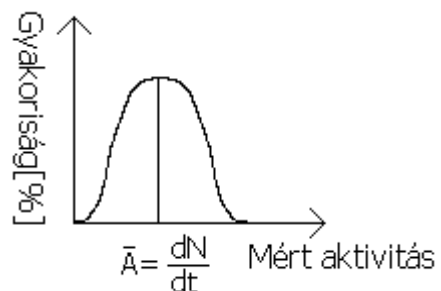
A radioaktív bomlás statisztikus jellege

A fentiek csak nagy aktivitású anyagra igazak. Kis aktivitásoknál kidomborodik a bomlás statisztikus jellege, amiről ez a tárgyalás nem ad számot. A fenti módon számított aktivitás valójában a mérés várható értékét jelenti, amitől a konkrét mérési eredmények eltérhetnek. Nagy elemszámnál (nagy aktivitásnál) a konkrét mérési eredmény és annak várható értéke gyakorlatilag egyezik, de kis aktivitásnál jelentős eltérések adódhatnak.

A mért kis aktivitás az idő függvényében tehát ingadozik.



A bomlások egymástól független események, ezért használható a POISSON –eloszlás.



Bomlási sorok

$$\left. \begin{array}{l} \alpha \text{- bomlás: } A' = A - 4 \\ \beta \text{- bomlás: } A' = A \\ \gamma \text{- bomlás: } A' = A \end{array} \right\} \text{ elvben 4db bomlási sor lehet (a 4-gyel való osztás} \\ \text{madékosztályainak megfelelően)}$$

A radioaktív anyagok tehát 4 osztályba sorolhatók (radioaktív bomlással nem lehet egyik osztályból a másikba átlépni).

$A = 4n$ tórium sor

$A = 4n+1$ (a természetben már nem létezik)

$A = 4n+2$ Urán rádium sor

$A = 4n+3$ Aktínium sor, ebből is kevés van, de az ${}^{235}_{92}\text{U}$ bomlása miatt fontos

1, Tórium-sor

$A = 4n$, anyaelem: ${}^{232}_{90}\text{Th}$, gyakori a természetben, $T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^{10}$ év

2, Neptúnium-sor

$A = 4n + 1$, anyaelem: ${}^{237}_{93}\text{Np}$, a természetben már nem létezik, mert az anyaelem felezési ideje nem elég hosszú ($T_{1/2} = 2,1 \cdot 10^6$ év)

3, Urán-rádium-sor

$A = 4n + 2$, anyaelem: ${}^{238}_{92}\text{U}$, $T_{1/2} = 4,5 \cdot 10^9$ év

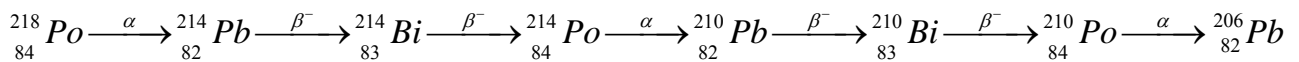
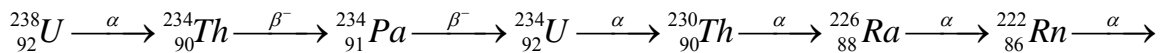
4, Aktínium-sor

$A = 4n + 3$, anyaelem: ${}^{235}_{92}\text{U}$, $T_{1/2} = 7,1 \cdot 10^8$ év, a végállapot minden esetben egy-egy ólom izotóp

Példaként nézzük az urán-rádium sort!

Anyaeleme a Naprendszer életkorával megegyező felezési idejű, jelen korban az urán 99,3%-át kitevő ${}^{238}_{92}\text{U}$ izotóp. Minden sor végén egy-egy ólom izotóp áll, ennek a végén a 206-os tömegszámú. A sorban olyan fontos elemek is szerepelnek, mint a Curie házaspár által felfedezett rádium (${}^{226}_{88}\text{Ra}$) és polónium (${}^{214}_{84}\text{Po}$), illetve a jelentős egészségügyi hatásokkal járó radon (${}^{222}_{86}\text{Rn}$).

A sorban szereplő bomlások számát a sor pontos ismerete nélkül is kiszámíthatjuk. Hiszen a tömegszámot csak az alfa bomlás változtatja, a 32 változás pedig 8 db α -bomlást jelent ($238 - 206 = 32 = 8 \cdot 4$). A 8 db α -bomlás 16-tal csökkentené a rendszámot, de az végeredményben csak tízzel csökken. Tehát a sorban 6 db β^- -bomlás van ($92 - 82 = 10 = 8 \cdot 2 - 6$).



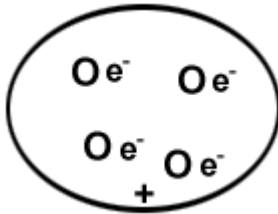
4. A radioaktív kormeghatározás (a K-Ar és a radiokarbon módszer)

(kidolgozandó)

5. A Rutherford kísérlet, az atommag felfedezése, főbb tulajdonsága

Atommag

Előzmény : 1897-ben J.J. Thomson felfedezte az elektronokat.
Az atom modellje egy „mazsolás puding” volt.

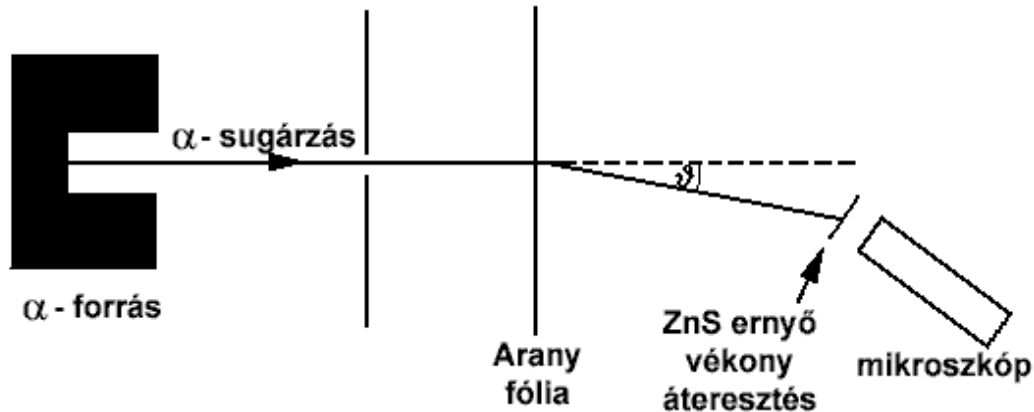


atommodell

(+) puding az atomtörzs, (-) mazsolák az elektronok

Rutherford kísérlet (1911) :

Felvették az $I(\gamma)$ függvényt



ZuS : 1 db α rész 1 db fényfelvillanást okoz (szcintilláció)

Kvalitatív tapasztalatok :

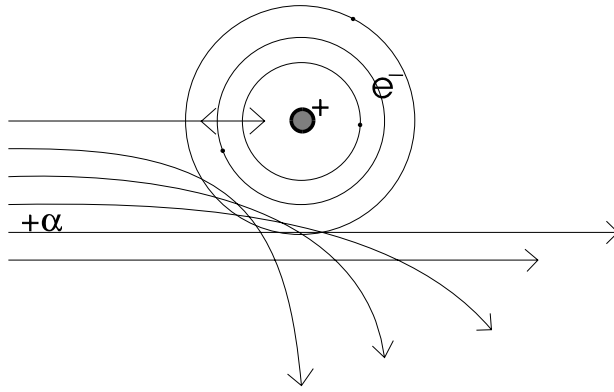
1. Az α sugarak több, mint 99,9%-a nem térül el.
2. Kb. 0,1% jelentősen eltérül.
3. Néhány α rész visszaszóródik

Klasszikus analógia: **szalmakazal golyószórózása:**

Meg akarjuk tudni, hogy van-e valami a szalmakazalban.

Elkezdjük egyenletesen megszórni golyókkal. A szalmakazal mögött felfogjuk a golyókat, és azt tapasztaljuk, hogy a lövedékek legnagyobb hányadának pályája nem változott, de néhány golyó mozgásának iránya nagymértékben megváltozott. Emiatt arra következtetünk, hogy a szalmakazalban valamilyen kicsi, kemény tárgy van. A szalmakazalt megfeleltethetjük az atomnak, a kis tárgyat az atommagnak, a golyókat pedig az α - részecskének.

Az új atommodell:

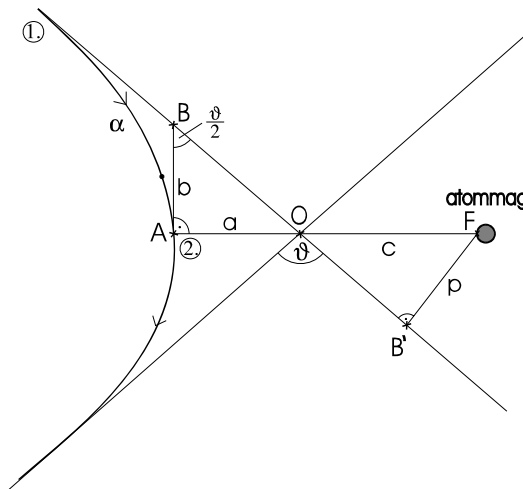


Középen, a kis térrészben helyezkedik el az anyag legnagyobb része, több, mint **99,9** %-a, ez az atommag.

Néhány elméleti megfontolás:

1, Geometriai megfontolás

Az α -részecske pályája kúpszelet, pontosabban **hiperbola**, melynek külső fókuszában helyezkedik el az atommag. Van némi hasonlóság a bolygómozgáshoz, mivel a Coulomb-törvény a gravitációs erőtvényhez hasonló alakú. Az atommag rögzítettségének feltételezése jó közelítés, mert tömege jóval nagyobb, mint az α -részecskéé.



hiperbola esetén ismert, hogy
 (lineáris excentritás)²=
 (fél kistengely)²+(fél nagytenyely)²

$$\begin{aligned} ABO\Delta \sim B'FO\Delta \\ c^2 = a^2 + b^2 \\ \Downarrow \\ \text{a két } \Delta \text{ egybevágó} \end{aligned}$$

a: fél nagytenyely

b: fél kistengely

c: fókusz távolság

ϑ: az eltérülés szöge

p: ütközési paraméter (ilyen messze ment volna el az

atommag mellett.)

Ami fontos: minél kisebb az ütközési paraméter, annál nagyobb az eltérülés szöge. (Egészen pontosan:

$$\text{ctg}\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = \frac{b}{a} = \frac{p}{a}$$

2, Megmaradási tételek

Mivel az atommag körül kialakult elektrosztatikus tér **konzervatív**, ezért érvényes benne

a **mechanikai energia megmaradására** vonatkozó tétel.

Másrészt mivel **centrális**, érvényes a **perdületmegmaradás**.

Alkalmazzuk a két fõnt említett tételt az ábrán 1.-gyel illetve 2.-vel jelölt pontok (egy, az atommagtól távoli pont, és az A pont) között.

$$\frac{1}{2}mv_0^2 + 0 = \frac{1}{2}mv_A^2 + k \frac{q_1 q_2}{r_{\min}} \quad mv_0 p = mv_A r_{\min}$$

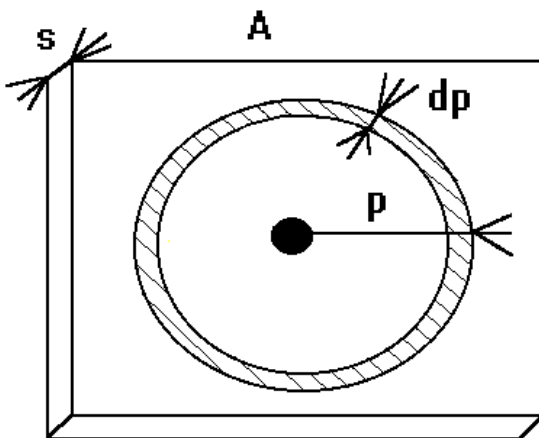
Igen fontos speciális eset, amikor az α - részecske éppen eltalálja (illetve eltalálná, ha nem pattanna vissza) az atommagot, azaz $p=0$. Ekkor természetesen $v_A=0$ és $\nu=180^\circ$. Ekkor

$$\frac{1}{2}mv_0^2 = k \frac{q_1 q_2}{r_{\min}}, \text{ tehát az } \alpha \text{ - részecske energiájának ismeretében kiszámítható az a távolság,}$$

amelyre az α - részecske legjobban megközelíti a magot.

3, Statisztikus megfontolások

Minden pont felé ugyanolyan valószínűséggel halad α részecske.



dn_1 : annak a valószínűsége, hogy az α részecske a $(p, p+dp)$ ütközési tartományba esik

n : az összes α részecske száma

$2p\pi dp$: a körgyűrű területe

Geometriai valószínűség egy célpont esetén:

$$\frac{dn_1}{n} = \frac{2p\pi dp}{A}$$

Célpontok száma : NAs , $N = \frac{\text{atom}}{\text{térfogat}}$

Összes céltárgy :

$$\frac{dn}{n} = NAs \frac{dn_1}{n} \quad (*)$$

Nem lehet biztosítani, hogy a $(\vartheta, \vartheta+d\vartheta)$ szóródási tartományt figyeljük.

Műszerrel a ϑ körüli $d\Omega$ térszöget lehet figyelni. Erre a következő ún. **Rutherford-formula** vezethető le:

$$\frac{dn}{n} = Ns\pi \left(\frac{kz'e^2}{mv_0^2} \right)^2 \cdot \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\vartheta}{2}\right)} \cdot d\Omega$$

A kísérlet eredménye

1. A szórás kép (az egységnyi térszögbe jutó α -részek száma), azaz a mért $I(\vartheta)$ egyezik

a modell által szolgáltatott $\frac{1}{\sin^4\left(\frac{\vartheta}{2}\right)}$ összefüggéssel.

Ez a kísérlet volt az első bizonyíték az atommag létezésére.

2. n ismeretében z' meghatározható.

Az atommag töltése egyezik a rendszámmal.

Eredmény: $z' = z$

A rendszám hármass jelentése

1. sorszám a periódusos rendszerben
2. az atommag töltése +e egységben
3. a semleges atomban levő elektronok száma

Az atommag mérete

Kísérlet: ugyanez a szórás alumínium céltárgyon (Marsden-kísérlet)

Eredmény: eltérés van a Rutherford-formulától $\theta=180^\circ$ körül.

Következmény: az α -részek ténylegesen el is érik az atommagot, melyeknek ütközési paramatériuk kicsi volt.

Tehát: $r_{\min}(\text{Au}) > R_{\text{Au}}$ R: atommag
 $r_{\min}(\text{Al}) < R_{\text{Al}}$

Az ehhez hasonló, csak pontosabb mérések eredménye:

$$R = R_0 A^{\frac{1}{3}} \quad R_0 = (1,4-1,5) \cdot 10^{-15} \text{ m}$$

Megjegyzések

$$(I) \quad V_{\text{atommag}} = \frac{4}{3} R^3 \pi = \frac{4}{3} \pi R R_0^3 A$$

a térfogat arányos a tömegszámmal $V_{\text{atommag}} \sim A$

(II) Az atomi méret 10^{-10} nagyságrendű
Az atommag-atom arány 100000-es nagyságrendű

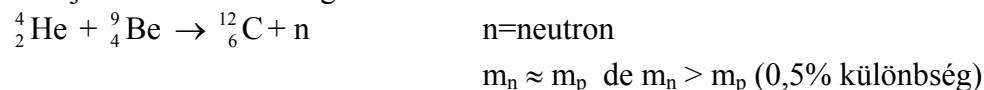
$$\frac{R_{\text{atommag}}}{R_{\text{atom}}} \sim 10^{-4} - 10^{-5}$$

Az atommag összetétele

1932: Chadwich felfedezi a neutront

Módszer: α -részekkel beríliumot bombáztak. A sugárzás energiáját a Compton-effektus alapján akarták mérni, de mindig különböző eredményeket kaptak. A kezdeti feltételezésük: ${}^4_2\text{He} + {}^9_4\text{Be} \neq {}^{13}_6\text{C} + \gamma$ (igen nagy áthatoló képességű) tehát ellentmondásokra vezetett.

Valójában a következő igaz:



Heisenberg es Ivanyenko rájön arra, hogy az atommag áll:

Z db protonból és A-Z db neutronból

Izotópia

Egy kémiai elem különböző tömegszámú változatait izotópoknak nevezzük.

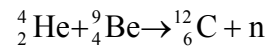
A_ZX és ${}^{A'}_ZX$ ahol $A' \neq A$ izotópok

A radioaktív bomlás vizsgálata során derült rájuk fény. Minden elem a természetben különböző izotópok keveréke.

Megjegyzések:

1.; A Rutherford-szórás ma is az egyik legkorszerűbb anyagvizsgálati, felületvizsgálati módszer, azonban ma már nem α -részecskéket, hanem felgyorsított ionokat használnak.

2.; A labor neutronforrások is a fenti reakcióval működnek :



Sugárzások és anyag kölcsönhatása

α, β, γ sugárzás **ionizáló sugárzás**: ionizálja az anyagokat és ionpárok keletkeznek

Ionizáció: atom \rightarrow +ion + elektron
atom + elektron \rightarrow -ion

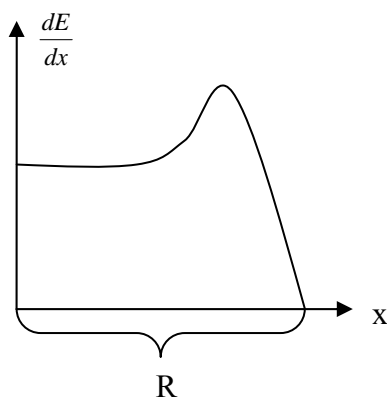
pl.: levegőben 1 ionpár keltéséhez szükséges energia $\sim 34\text{eV}$

pl.: $E_\alpha = 1\text{ MeV}$ $N_{\text{ion}} = 1000000/34 \approx 29000$ ionpár

6. Nehéz és könnyű töltött részek kölcsönhatása anyaggal

Nehéz töltött részecskék (α - sugárzás) kölcsönhatása

- az elektronokkal való rugalmatlan ütközés dominál (gerjesztés és ionizáció)
- egy ütközés során kevés energiát veszít és kevésbé térül el
- sok ütközés kellene, hogy elveszítse teljes energiáját



$\frac{dE}{dx}$ egységnyi hosszban leadott energia

$$\frac{dE}{dx} \sim \frac{Z * z}{E}, \text{ ahol}$$

E: energia,
Z: közeg rendszáma,
z: részecske rendszáma

- ugyanolyan energiájú α részecske ugyanolyan közegben, mindig kb. ugyanolyan távolságra jut el
- a **hatótáv** (R : range) határozott
- ott roncsol legjobban, ahol megáll
- ide tartozik a Rutherford-szórás, de sugárvédelmi jelentősége csekély

Ebben az esetben tisztán ionizációs veszteség van

Könnyű töltött részecskék (β - sugárzás) kölcsönhatása

(elektron: e^- és pozitron: e^+)

- rugalmatlan ütközés atomi elektronnal
 - nincs hatótávolság a β részecskéknek
 - igen sok energiát is veszthet egy ütközésben
 - nagyon eltérülhet
- rugalmas ütközés az atommal (nincs E veszteség)
 - ez felel az irányszórásért
 - akár visszaszórás is lehet

- rugalmatlan ütközés az atommaggal

- ez a fékezési röntgensugárzás: lassulás miatt van és kis tömegű részecske gyorsan lassul

Ez esetben sugárzási veszteség van.

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{sugárzási}}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ionizációs}}} \sim Z * E$$

(részecske rendszám * energia) → Ha ezek nagyok, akkor nagy a sugárzási veszteség is.

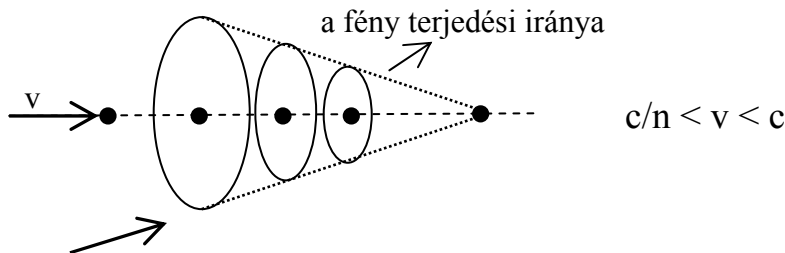
Cserenkov sugárzás: ha az elektron sebesség valahol a vákuumbeli, és a vízbeli fénysebesség között van, akkor látjuk ezt a fajta sugárzást.

Érdekesség : Egy elektron gyorsabban mehet egy adott közegben, mint az adott közegben a fénysebesség, pl. vízben a fénysebesség kb 200.000 km/h, az elektron meg mehet gyorsabban is, de a vákuumbeli fénysebességnél nem gyorsabb.

- színe : liláskék

Pl. egy kút alján nagy aktivitású izotóp van, és felette 10m víz, akkor a sugárzás azon nem jön át, de a derengő kékes fényt, a Cserenkov sugárzást lehet látni.

illusztráció:



Ebből az irányból látjuk a részecskét, de minden részecskének, más lehet a sebessége, ezért mindegyiket más időben látjuk ⇒ ezért villódzó

A részecske sebessége kisebb a fény vákuumbeli sebességénél, de gyorsabb a adott anyagbeli fénysebességénél. Olyan az esemény, mint mikor a repülő a hangsebességénél gyorsabban megy az égen, de nem ott van ahonnan a hangot halljuk, mert a hang lassabban jut el hozzánk, mint a fény. Csak akkor fogjuk hallani, mikor a „hangkúp” elér hozzánk.

A fentiek mind az elektronra (e^-), mind az antirészecskéjére a pozitronra (e^+) igazak, de a pozitronnal a megállása után más is történik.

A lelassult pozitron egy közegebeli elektronnal kötött rendszert alkot, ez a pozitronium. (Mint a H-atom, de az atommag helyett pozitron van.)

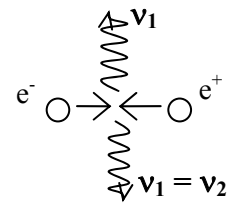
A pozitron igen gyorsan alapállapotba kerül, az egy helyen lévő elektron-pozitron pár pedig gamma sugárzás kibocsátása közben megsemmisül (annihiláció). Ez igen gyorsan, általában ns-on belül bekövetkezik. Tipikusan 2 darab γ foton keletkezik ($e^- + e^+ \rightarrow 2 \gamma$), ezek lendület összegének zérusnak kell lennie (mivel a pozitronium is álló volt). Ez csak úgy lehetséges, ha a két foton lendületnagysága (és így energiája is) megegyezik és ellentétes irányba (tehát 180° -os szögben) emittálódnak.

A két foton energia összege az elektron-positron pár nyugalmi energiájával egyenlő (a tömeg-energia ekvivalenciáról a foton lendületének a tárgyalásakor már volt szó).

$$2E_\gamma = 2m_0c^2$$

Az adatok behelyettesítése után azt kapjuk, hogy $E_\gamma = 511\text{keV}$.
Tehát a pozitronok megsemmisülését 511 keV-es gamma sugárzás jelzi, ezek a fotonok párban keletkeznek és egy egyenes mentén

(180°-os szögben) emittálódnak. $m_0(e^-) = m_0(e^+) = \frac{511\text{keV}}{c^2}$



Érdekesség: Pozitron emissziós tomográfia: ember megeszi a pozitron kibocsátó anyagot, ami elmegy olyan helyre, ahova kell az orvosok szerint, pl azokba az idegsejtekbe, amik éppen működnek, vagy a rákos sejtekbe, és utána ott elbomlik, úgy hogy két foton megy ki ellentétes irányba. Ekkor olyan technika kell, ami érzékeli, hogy a két foton ellentétes irányba ment ki.

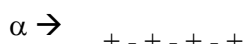
A számítógép összeköti a két részecske pályájának vonalát, egy másodperc alatt lehet akár több száz ilyen mérés, és ahol metszik egymást, valószínű ott van a keresett sejt(csoport).

7. Röntgen és γ -sugárzás kölcsönhatása anyaggal: fotoeffektus, Compton-szórás, párkeltés

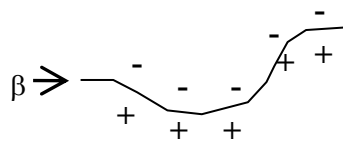
A γ sugárzás az atommagból jön, a röntgen sugárzás pedig az atomból, de nehéz kimutatni, melyikről van szó.

Kölcsönhatása alapvetően különbözik az α és a β sugárzás kölcsönhatásától, mert a γ sugárzás pályája mentén nem keletkeznek ionok, hanem egy ideig halad az anyagban kölcsönhatás nélkül, majd az anyag egy pontján kölcsönhat (vagy akár kölcsönhatás nélkül keresztülmegy az anyagon).

- ha egy α sugárzás belép az anyagba, sűrűn lesznek ionpárok (mikrométerenként több ezer):



- ha egy β sugárzás belép az anyagba, ritkán, és görbe vonalon lesznek ionpárok:



- ha egy γ sugárzás belép az anyagba, egy pontig semmi nem történik, majd egy ponton kölcsönhat:



megjegyzés: ha lerakok egy anyagot:
- α részecske biztos lyukat üt rajta
- β részecske ritkábban kelt benne ionokat
- γ részecske úgy átmehet, hogy nem hat kölcsön

3 féle kölcsönhatásról beszélhetünk:

1., fotoeffektus : a γ részecske energiája átadódik egy atombeli elektronnak
 foton (ν - nú) + atom \rightarrow elektron + ion + $h\nu = E_k + \frac{1}{2}mv^2$

2., Compton szórás : foton az atombeli elektronnal hat kölcsön
 foton + $e^- \rightarrow$ szórt foton + megkötött elektron

$$\Delta\lambda = \Lambda_C (1 - \cos\theta) \quad \Lambda_C \text{ az elektron Compton-hullámhossza}$$

ha $\theta = 0^\circ \Rightarrow \Delta\lambda = 0 \rightarrow$ nem ad energiát az elektronnak : $E_{e^-} = 0$

ha $\theta = 180^\circ \Rightarrow \Delta\lambda = 2\Lambda_C \rightarrow$ határozott energia csökkenés van : $E_{e^-} < h\nu$

3., párkeltés: atommaggal való kölcsönhatás

foton + atommag $\rightarrow e^- + e^+ +$ meglökött atommag

- a meglökött atommag viszi a foton nagy lendületét, kimegy a helyéről \Rightarrow roncsol

- csak egy küszöb-energia felett mehet végbe, mert a fotonnak fedeznie kell az e^- és a e^+ nyugalmi energiáját. Korábban már láttuk, hogy az annihiláció során a két foton $E = 1,022\text{MeV}$ energiát visz el, ez egyenlő az elektron-positron pár nyugalmi energiájával. Ez azt jelenti, hogy ennél kisebb energiájú gamma foton nem képes a párkeltésre

Összességében:

- mindhárom folyamatban az energia részben vagy egészben egy elektronnak adódott át

- a γ részecske energiája minden esetben egy gyors (attól gyors, hogy átadta az energiát) elektronnak (β részecske) adódik át

$\Rightarrow \gamma$ és β sugárzás hatása nagyon hasonló

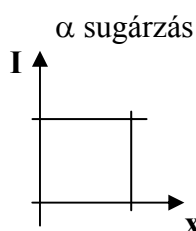
Az anyagba behatoló gamma sugárzás intenzitása exponenciálisan csökken, mert a kölcsönhatás bekövetkezése véletlenszerű

$$- I = I_0 e^{-\mu x}$$

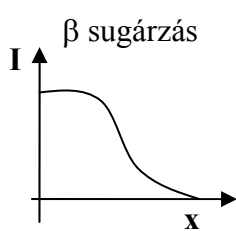
- $\frac{dI}{I} \approx dx$: minél vastagabb rétegen halad át a sugárzás, annál többet veszít

- μ : gyengítési tényező

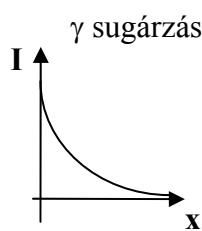
Összefoglalva a 3 féle sugárzás intenzitás-távolság függvényeit



Mindegyik α részecske ugyanúgy viselkedik: egy pontig megy, majd ott kifejti hatását

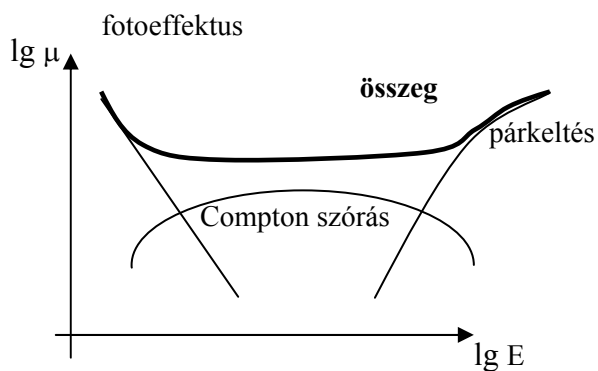


A β részecskénél a távolság nincs meghatározva, de egy pontnál nem több



Exponenciális : lehet soha nem adja le az energiát, mert végtelen távolságba megy

A gamma sugárzás anyagban történő gyengüléséhez a három kölcsönhatás eltérő módon járul hozzá. Kis energián mindig a fotoeffektus dominál, nagy energián pedig a párkeltés. A kettő között van egy tartomány, ahol a Compton-szórás dominál, ez a rendszám növekedtével egyre szűkül.



- amikor kicsi a foton energiája, akkor a foton az egész atommal hat kölcsön, tehát a fotoeffektus a valószínű

- ahogy növekszik az energia Compton effektus kezd dominálni, ekkor a sugárzás egy külső atomi elektronnal hat kölcsön

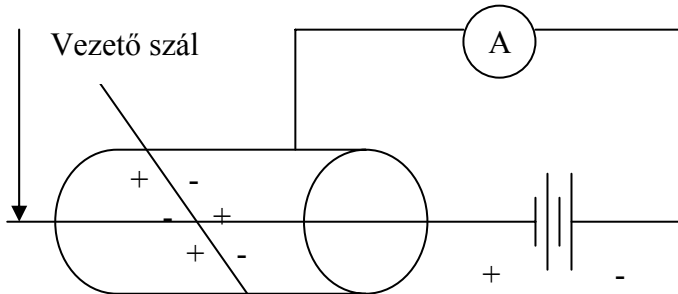
- majd nagy energia mellett, párkeltés során a foton az atommaggal hat kölcsön

- az orvosi röntgen sugárzás tipikusan Compton-szórással szóródik az emberen, viszont a fallal fotoeffektussal hat kölcsön, mert az nagyobb rendszámú, mint az ember, hiszen az ember 70%-a víz, aminek átlagos rendszáma $(2 \cdot 1 + 8) / 3$ igen kicsi, míg a fal sok kemény anyagból (pl. szilíciumból áll).

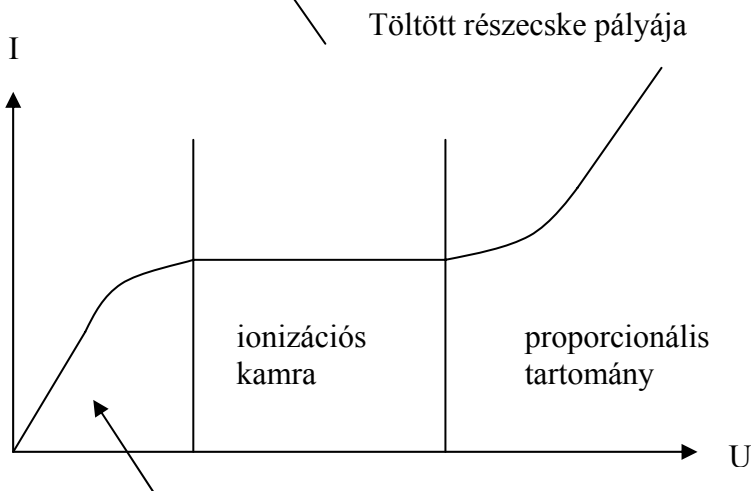
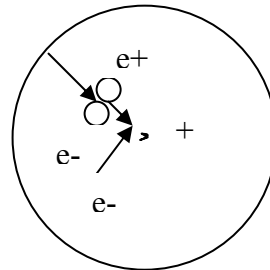
Detektorok

8. Gáztöltésű detektorok (ionizációs kamra, GM-cső, stb.).

Felépítése:

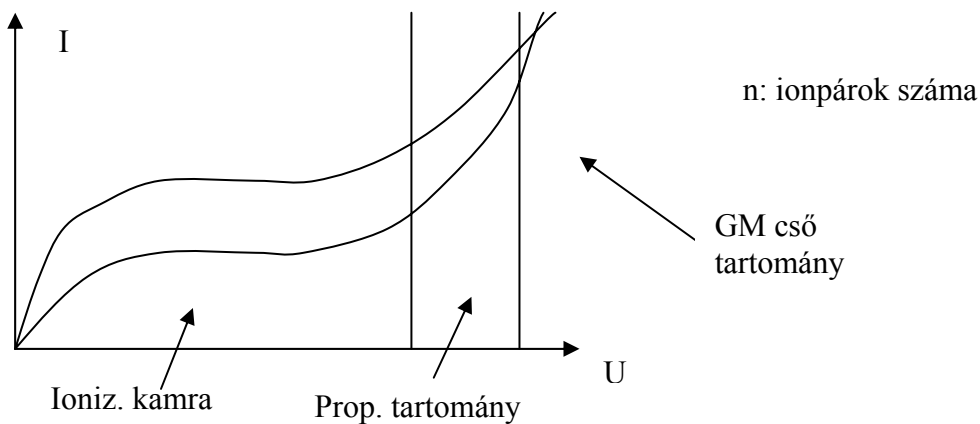


Keresztmetszet:

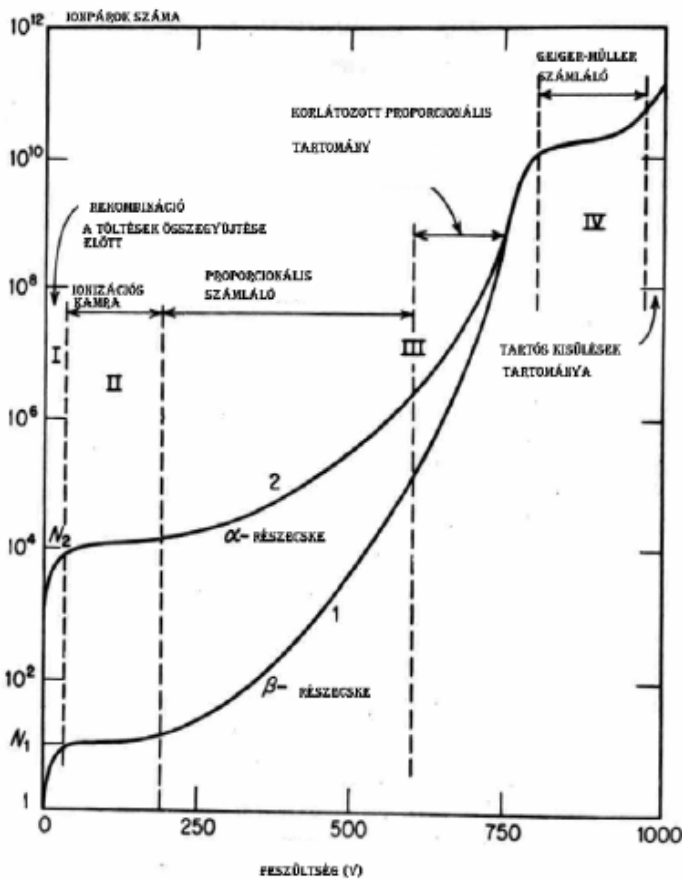


Jelentős a rekombináció, azaz az ionizáció fordítottja: elektron+ poz.ion->atom

I~ Időegység alatt keletkezett elektronokkal (dózisintenzitással) $I = (10^{-12} \dots 10^{-15}) A$
 A proporcionális tartományban a szál közelében elektron-lavinák indulnak meg.



Az ionizációs kamrában az áram még függ az eredeti részecske által keltett ionpárok számától.

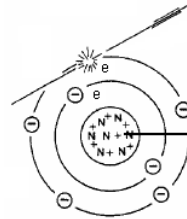


Jelek nagysága arányos a kezdeti ionpárok számával (propocionális tartomány)

GM cső-tartomány: a jel nagyság független a kezdeti ionpárok számától.

Akkor jó ha nagy az erősítés, ekkor olyan nagy a jel hogy közönséges elektronikával is detektálható.

-Propocionális tartomány



: olyan nagy a térerő hogy elektron lavinák indulnak meg. Nemcsak ionizáció, hanem gerjesztés is végbemegy => Uv fotonokat termel=> a fotonok újabb elektronokat váltanak ki.

A kisülés átterjed a szál teljes hosszára. A + ionok tértöltést képeznek és ez lerontja a teret a szál közelében. A + ionok a külső falból újabb elektronokat tudnak kiváltani (hogy ne legyen folytonos a kisülés kioltógázt használnak) => utánpótlást biztosítanak

Kioltógáz fajták:

- Alkoholgőz (pl.:etil-alkohol, véges élettartamú)
- Halogén gőzök (nem fogy el=>visszanyeri a rendszer)

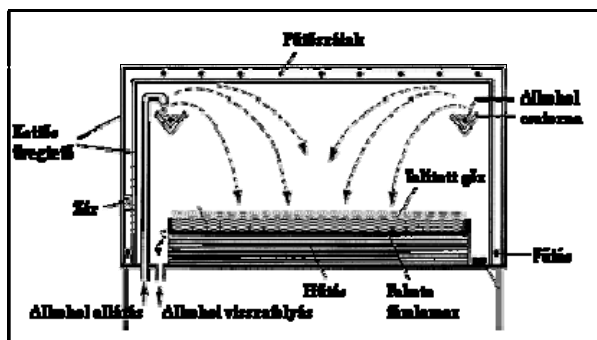
A kifelé haladó + ion elkap egy elektront az alkoholtól => alkoholmolekula szétesik (disszociáció emészti fel az energiát).

A holtidő ms nagyságrendű.

További detektorok

- **Ködkamra:** Az ionizáló sugárzás pályája mentén a keletkezett ionok ködmagként szolgálnak és megindul rajtuk a ködképződés. A keletkezett apró folyadékcseppek kirajzolják a töltött ionizáló részecske pályáját. Ehhez túltelített gőz szükséges, amelyet például nagy hőmérsékletkülönbségben fellépő diffúzióval hozhatunk létre.

A Fizikai Tanszék nagy aktív felületű diffúziós ködkamrája



Az eszköz két fő egységből áll: a szerkezeti elemeket (hűtőelem, áramellátó, alkoholtartály, alkoholpumpa, programozható időkapcsoló) tartalmazó részből és a megfigyelő részből. A megfigyelő kamrarész alja fekete fémlemezről (45cm × 45cm) készült, amelyet egy hűtő -30 °C-ra, vagy az alá hűt le. A megfigyelő rész kettős üvegtetőből áll, melyek között fűtőszálak helyezkednek el. Ezek melegítik a kamra felső üveglapját, és ezáltal megakadályozzák a lecsapódást. A fűtőszálak nagyfeszültségen vannak, hogy elektromos mezőt hozzanak létre, ami az ionok kivonását (vonzását) eredményezi. Felül, az üveg oldala mentén helyezkedik el az elektromosan melegített alkohol csatorna. Izopropil-alkohol (propanol) kering a csövekben, ami belecsepeg a csatornába. Az alkohol elpárolog, majd szétterjed a kamra felsőbb, melegebb részéből a hidegebb rész felé. Ott az alkohol apróbb cseppekben lecsapódik, és a főleg visszafolyik a tartályba. A diffúziós ködkamrában a részecskék különböző nyomokat (ún. „ködfonalakat”) hoznak létre, melyek már az emberi szem számára is láthatók. A létrejövő nyomvonalak láthatóvá teszik a részecskék pályáját. Ez hasonló ahhoz a jelenséghez, amikor egy repülő olyan nagy magasságban halad, hogy már nem látjuk, csak az általa létrehozott kondenzcsíkot.

A nyomok keletkezése: A fentről párologó alkoholgőz a hűtött fémlemezen apró cseppecskék formájában lecsapódik. A cseppfolyós alkohol fölött kialakul egy 1-2 mm vastag túltelített réteg (itt az alkohol jelen van csepp, és gőz alakban is). Ebben a rétegben a cseppek kialakulása az itt tartózkodó töltött részecskéken, az elektronokon és az ionokon indul meg. Mivel ezek az áthaladt (és megfigyelendő) ionizáló részecskék nyomán sorakoznak fel, a részecskék végeredményben „ködfonalszerű” nyomokat hagynak. A „ködfonalak” hossza és struktúrája információval szolgál az ionizáló részecskék típusáról.

9. Szilárdtest detektorok (szcintillációs, félvezető, stb.)

a, Szcintillációs detektor

Az egyik legősibb detektálási elv, Röntgennek is volt egy ilyen eszköze a falon. Az egy ZnS (cink-szulfid) ernyő volt, amelyen kirajzolódtak a felesége kézcsonkjai. Ahová becsapódott a rtg foton, ott volt az ernyőn egy fényfelvillanás. Ezen felvillanások ezrei adták ki a képet. A katódsugárcsőves (CRT) televíziók képernyőire is így rajzolja ki az elektronágyú a képet, itt a becsapódó elektron kelti a fényfelvillanást (szcintillációt). Az atommagfizikai detektorok nem képet rajzolnak ki, hanem a részecskéket egyedileg detektálják. Az egy részecske által keltett fényfelvillanás nagyon kicsi, csak igen hatékony optikai eszközzel szemlélhető. Ilyenkor ezt a felvillanást célszerű erősíteni és automatikusan detektálni.

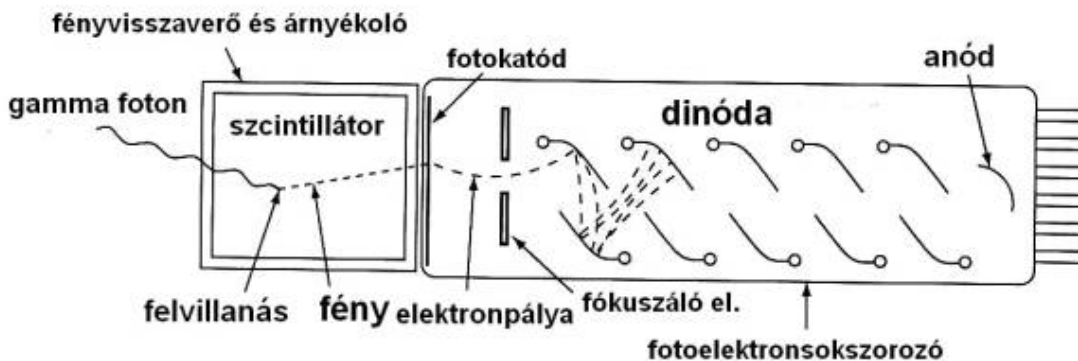
Ennek megfelelően a korszerű szcintillációs detektorok három részből állnak:

1, Szcintillátor anyag: ebben keletkezik az ionizáló részecske hatására a fényfelvillanás. Ennek anyaga a már említett ZnS (cink-szulfid) helyett lehet pl. NaI(Tl) kristály. (A zárójelbe tett Tl (tallium) kis mennyiségben (aktívátorként) van jelen a NaI kristályban). Ma gyakran

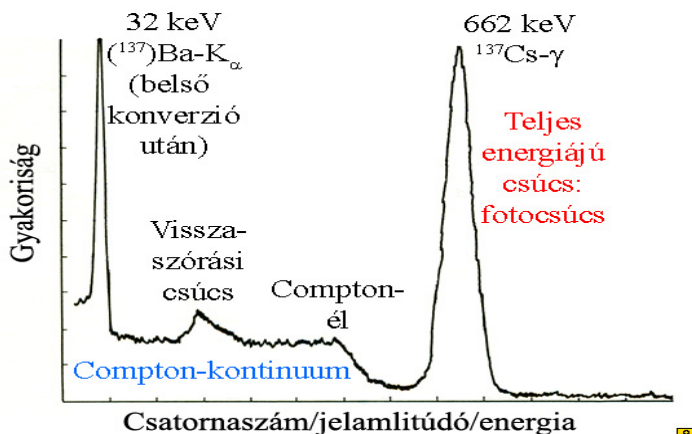
használnak szerves, folyadék és műanyag szcintillátorokat is. A keletkezett, tipikusan néhány ezer foton a fényvissaverő burkolatnak a fotokatódra kell vezetnie.

2, Fotokatód: az üvegbúra belső oldalára felvitt vékony réteg fotoeffektussal (fényelektromos jelenséggel) a fotonokból elektronokat „gyárt”. Egy foton max. egy elektront kelthet, de veszteségek mindig vannak. Tehát a fotokatódot (a kristállyal átellenes oldalon) néhány ezer primer elektron hagyja el, számuk a kezdeti fotonok számánál mindenképpen kisebb.

3, Elektronsokszorozó: szekunder elektronokat emittáló dinódák rendszere. Egy becsapódó elektron több szekunder elektront kelt. Ezek a következő dinóda felé gyorsulnak, mivel azt pozitívabb potenciálra kapcsoljuk. Ott a becsapódó elektronok mindegyike többszöröződik ismét, tehát az anód felé haladó elektronok száma exponenciálisan nő. Az anódra végül több milliárd elektron érkezik, ami már jól mérhető elektromos impulzusnak felel meg. Két dinóda között ~100-200V feszültség van, tehát az elektronsokszorozóra kapcsolt feszültség kV nagyságrendű.



A szcintillációs számláló alkalmas a gamma sugárzás energiaspektrumának a felvételére. A kristályok mérete ugyanis elég nagy ahhoz, hogy a gamma foton által keltett elektronok teljesen elveszítsék energiájukat (a kristályok sűrűsége a gáznak az ~1000szere). Ha a gamma foton a kristályban fotoeffektussal adja le az energiáját, akkor az összes energiáját egyetlen elektron viszi el. Ha pedig Compton-effektussal, akkor csak az energiája egy része jut az elektronnak (a másik része a szórt fotonnál marad). Ez az elektron a szcintillátor kristályban adja le az összes energiáját, amivel arányos a szcintillációval keltett fotonok száma. Ezzel pedig arányos az anódon keletkező elektromos jel nagysága. A fotoeffektussal kölcsönható gamma foton tehát nagyobb elektromos jelet (fotocsúcs) kelt, mint a Compton-effektussal kölcsönható. Ekkor a legnagyobb jelet (Compton-él) a visszaszóródó foton kelti ($\nu=180^\circ$). (Vigyázat: a gamma foton fotoeffektusa nem keverendő össze a fotokatódon a fényfelvillanás látható fotonjai által kiváltott fényelektromos jelenséggel.)



b, Félvezető detektorok

A félvezető detektorok olyan ionizációs kamráknak tekinthetők, amelyekben az ionizáció szilárd félvezető anyagban jön létre. A legjelentősebb előnyei a szilárd anyag nagy sűrűsége (gázokhoz képest), az egy töltéshordozó pár keltéséhez szükséges energia kicsinysége (~ 1 eV), ezáltal a keltett töltéshordozók nagy száma. A félvezető kristályon áthaladó töltött részecske által keltett elektron-lyuk párok (a gázokban keletkező elektron-ion párokhoz hasonlóan) rákapcsolt elektromos mezővel összegyűjthetők. Legnagyobb probléma az, hogy szobahőmérsékleten nagy a félvezetők fajlagos vezetőképessége, ezért működés közben mindenképpen hűtésre szorulnak. Ha ezt nem tesszük, akkor a hőmozgás által keltett töltéshordozók árama elnyomja a töltött részecske által keltett töltéshordozók áramát.

Legfontosabb típusaik:

- Si(Li) Li-mal driftelt Si
- Ge(Li) Li-mal driftelt Ge
- HpGe HP- nagy tisztaságú (gamma spektrométerhez a legjobb)
Ge előnye a nagy rendszám.

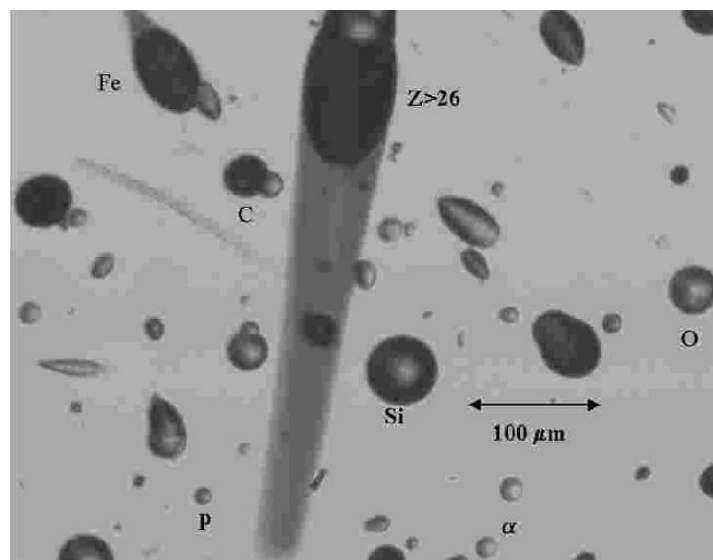
A Ge(Li) detektorokat üzemem kívül is folyékony nitrogénben kell tárolni, ezek a detektorok a folyékony nitrogén pótlása nélkül tönkremennek. Előnyük hogy egy töltéshordozó pár (lyuk, e-) keltéséhez igen kis energia szükséges (~1eV), az energia feloldás sokkal jobb. A Si(Li) detektoroknak előnye az, hogy nem kötelező állandóan hűteni.

További detektorok

- **Szilárdtest nyomdetektor:** pl.: cellulóz-nitrát Egyes szigetelőkben az α - részecskék pályája mentén az anyag „szétrobban”, csatornácskák alakulnak ki, amelyek nem láthatóak, de maratással láthatóvá tehetők.

Az atomi méretű (10-30nm) csatornácskák 1000szeresükre maratva μm tartományba esnek, amely már mikroszkóppal megfigyelhető.

Különböző nyomdetektor és abszorbens rétegekből felépített szendvics elrendezésekkel különböző sugárzásfajták kimutatására optimalizálható



Nyomdetektorról készített felvétel (400-szoros nagyítás), ahol a kémiai kezelés után megjelenő nyomok jól illusztrálják a kozmikus részecskék sokféleségét

- **Termo-lumineszcencia doziméter (TLD):** melegítve világít.

- Szilárdtest dózismérő – kristályos por vagy tableta
- Expozíció → melegítés → fénykibocsátás (kiolvasó)
- A fény mennyiség ~ az elnyelt (fizikai) dózissal
- Reverzibilis: melegítés „törli”

A termo lumineszcencia olyan fény, amelyet melegítés (izzáshoz szükségesnél kisebb), hatására bocsátanak ki különböző kristályos szerkezetű anyagok. A lumineszcencia kialakulásához tehát megemelkedett energia szintről alacsonyabb energia szintre törekvő elektronokra van szükség. A kristályban az elektronokat a környezetében előforduló radioaktív elemek (^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th , ^{87}Rb , ^{40}K , stb.) bomlása során keletkező ionizáló sugárzás, valamint a kozmikus sugárzás emeli magasabb energiaszintre. A vegyértéksávból kiszabaduló, többlet energiával rendelkező elektronok a kristályrács hibáihoz (pl.: hiányzó negatív ion, pozitív töltésű szennyeződés) kötődnek. Ezekből az úgynevezett csapdákból azután hő hatására szabadulhatnak ki, és kerülhetnek alacsonyabb energiaszintre (lumineszcens központokba). Ezt a folyamatot foton leadás, azaz lumineszcencia kíséri. Így a fénymentesen elzárt idő tulajdonképpen a lumineszcens jel felhalmozódásának ideje, míg a hevítés során a jel fotonok formájában távozik a kristályból.

Alkalmazása az alábbi fontos összefüggéseken alapul:

- 1) a csapdákból tárolt elektronok száma arányos a kristályrács által egységnyi idő alatt elnyelt dózissal (dózis ráta vagy dózisteljesítmény) és a radioaktív sugárzás időbeli hosszával,
- 2) a csapdákból tárolt elektronok száma a hővel történő stimulálás során leadott fotonok számával is arányban áll.

10. Dózisfogalmak és mértékegységek.

Elyelt dózis

$$\bar{D} = \frac{dt}{dm} \text{ Tömegegységben elnyelt energia}$$

$$[\bar{D}] = 1 \frac{J}{kg} = 1 \text{Gy (gray)}$$

Megjegyzés:

- csak az elnyelt energia számít, ami átmegy a szöveten az nem
- igen kicsi energiasűrűségről van szó, nem maga az energia okoz halált, hanem az, hogy ionizációra fordítódik

Dózisegyenérték (egyenértékdózis) [H]

$$H = \bar{D} * Q$$

Q : minőségi tényező

$Q=1$, ha a sugárzás β vagy γ

$Q \approx 20$, ha a sugárzás α

[H]=1 Sv (sievert)

Effektív dózisegyenérték: H_{eff} [H_{eff}]=1Sv

$$H_{\text{eff}} = \sum W_T H_T \text{ (a különböző szövetekre összegezni kell)}$$

W_T	szövet
0,25	gonádok (ivarmirigyek)
0,15	mell
0,12	vörös csontvelő
0,12	tüdő
0,03	pajzsmirigy
0,03	csontthártya
0,3	minden más

11. Az ionizáló sugárzások biológiai hatásai, determinisztikus és sztochasztikus hatások.

A károsító hatásokra vonatkozó adatok

A lakosságot érő káros sugárzások csoportosítása:

a.) Foglalkozási ártalom

1. orvosi radiológia (1920-30 körül)
2. rádiumos festékekkel dolgozók. (óra)
világító festék. 1600 év felezési idő

3. uránbányászok („legnépesebb”)

1950es évekig tévúton jártak. Egyetlen megoldás a szellőztetés.

b.) Orvosi sugárterhelés

a sugárzások korai túladagolásának alanyai. (2. VH előtt)

Sugárterápia

c.) Atombomba támadás túlélői:

Hiroshima: urán bomba, Nagasaki: plutónium bomba

Az ezres nagyságrendű halálesetek, nem a közvetlen robbanás, hanem a sugárzás hatására következtek be. A későbbiekben, a gének károsodását ki lehetett mutatni, de ezek nem öröklődtek tovább.

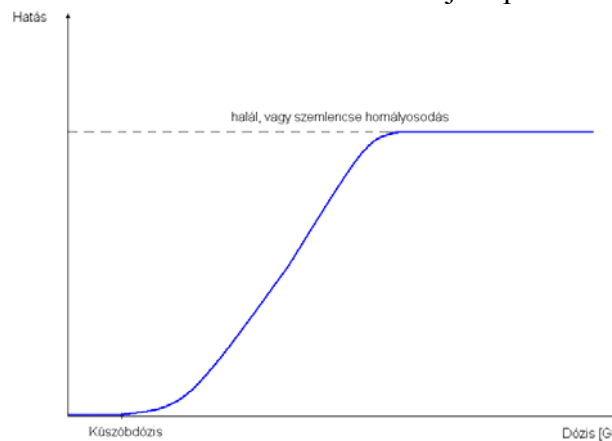
d.) Nukleáris fegyverkísérletek sérültjei

e.) Balesetek (Csernobil)

Kétfajta típusú hatás

a, Determinisztikus hatás

A sugárzások determinisztikus hatásának kiváltó oka a sejtek pusztulása.



A lappangási idő rövid (max 1 év), a küszöbdózis felett mindig jelentkezik a hatás.

D_{50} : félhalálos dózis – a besugárzott egyedek 50%-a hal meg. Ez kb 5Gy

A függőleges tengelyen felvett hatás az egyedek halálozása, de ez lehet más vizsgált hatás is, pl. fehérvérsejt pusztulás, csontvelő pusztulás.

A halálozási arány nagymértékben függ az egyeden alkalmazott gyógykezeléstől.

A determinisztikus hatás tulajdonságai:

- Küszöbdózis alatt nem jelenik meg

- Küszöbdózis fölött minden egyednél megjelenik,

az eset súlyossága a dózistól függ (a dózistól egy monoton függvénye (sigmoid))

- A besugárzás után rövid időn belül (1: egy hónapon belül) megjelennek a tünetei (a sejtek egy része elpusztul)

Oka minden esetben a sejtpusztulás !!!

50Gy – 1-2 napon belül hal meg az egyed (idegrendszer)

25Gy – 15 nap – gyomor, bél

5-10Gy – 30-40 nap – vérképző szerv

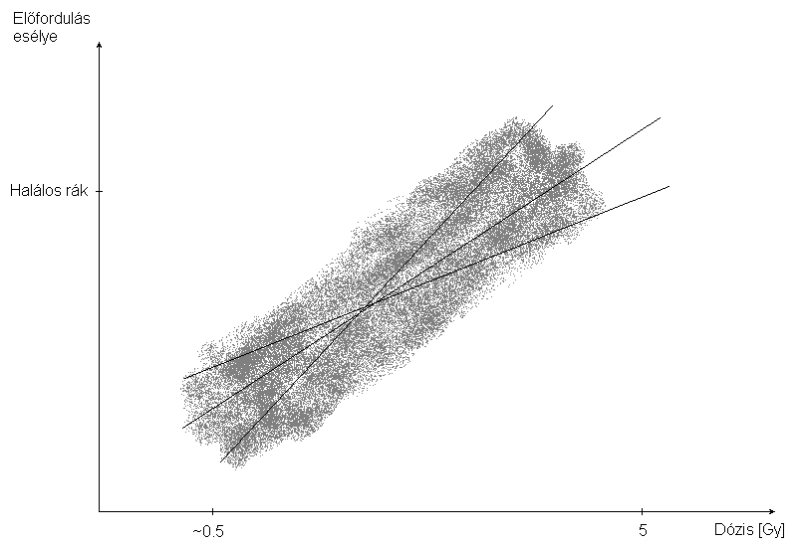
b, Sztochasztikus hatás

Jellemzői:

1. Nincs dózisküszöb a jelenleg elfogadott nézőpont szerint.
2. Csak néhány egyednél jelentkezik, a jelentkezés valószínűsége arányos a dózissal.
3. Az eset súlyossága nem függ a dózistól.
4. Hosszú lappangási idő (kb 20év)
5. A sugárindukált eset a spontántól nem különböztethető meg

Merekség: 100Sv/eset (kollektív dózis)

Oka: a sejt megváltozott működése -> rák



12. A sugárvédelem feladata, alapelvek, dóziskorlátok.

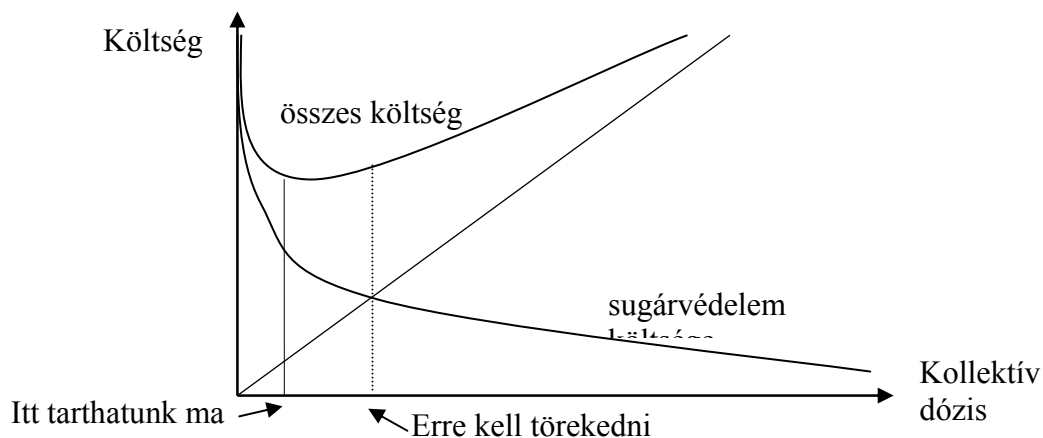
3 alapelv létezik:

1. indoklás elve: egyértelmű társadalmi haszonnal járó sugárterhelés engedélyezhető.

2. az optimalás elve: – az ésszerűen elérhető legalacsonyabb szint, ALARA elv (As Low As Reasonably Achievable)

- Ésszerűen elérhető legalacsonyabb érték.

- Mindig kollektív dózissra vonatkozik (az emberek együttesen elszenvedett dózisára).



3. Korlátozás elve: Nem megengedhető, hogy a dózis bizonyos érték felé emelkedjen. A maximális dózist korlátozni kell. (Erről csak akkor van értelme beszélni ha az első két pont teljesül)

Dóziskorlátok

- Indoklás, Optimálás, Korlátozás
 lakossági dózisszint }
 foglalkozási dózisszint } van megkülönböztetve

A foglalkozókra, akik „sugárzással dolgoznak”, azoknak nagyobb a dóziskorlát.

Elsődleges dóziskorlátok

	Foglalkozás	Lakosság
Effektív dózis egyenérték	20 mSv/év 5 év átlagában	1 mSv/év 5 év átlagában
Dózis egyenérték	~500 mSv a nem sugár érzékeny szervekre	50 mSv

10 µSv: 0.1 cigi elszívásával ér fel. (ennyi a kockázat) (Vannak másodlagos dóziskorlátok is.)

Beavatkozási szintek

(Dózis / első 2 nap) > 10 mSv	- Ekkor el kell rendelni az elzárkózást (lakásból nem lehet kimenni) - tized részre lehet csökkenteni egy átlagos házzal a sugárzást
(Dózis / első 2 nap) > ~50 mSv	- kiürítés (elviszik a lakosokat, utána visszahozzák őket)
(Dózis / első 2 nap) >> 50 mSv	-kilakoltatás
(Dózis / első 2 nap) > ~100 mGy	- pajzsmirigy → jódot profilaxis (az orvosok jódot adnak az embereknek)