

13. A magfizika alapjai

Zsigmond Anna

2010

Tartalomjegyzék

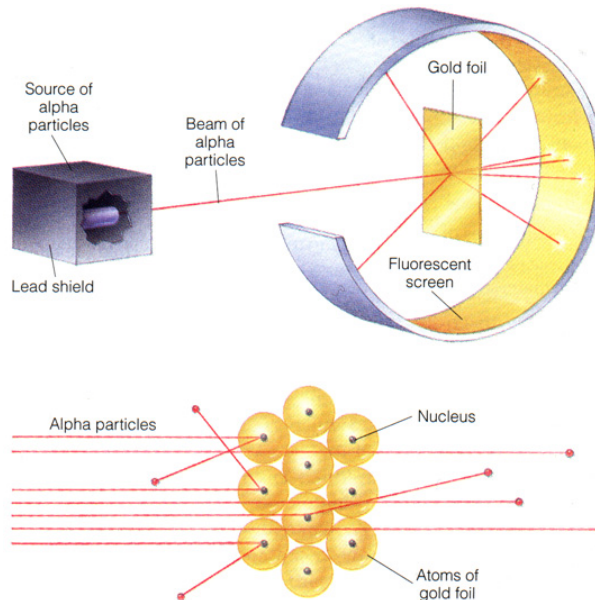
1. Történeti áttekintés	2
2. Elemi részecskék és alapvető kölcsönhatások	3
2.1. Kvarckmodell	3
2.2. A Standard Modell	5
3. Atommagok tulajdonságai	6
3.1. Kötési energia	6
3.2. Izotóptérkép	8
3.3. Magmodellek	9
4. Radioaktivitás	9
4.1. Statisztikus leírás	9
4.2. Minőségi leírás	10
5. Magfúzió, Napmodell	11
6. Sugárzás és anyag kölcsönhatása, detektorok	12
6.1. Töltött részecskék kölcsönhatásai	12
6.2. Fotonok és anyag kölcsönhatása	13
6.3. Detektorok	14
7. Sugárvédelem	16

1. Történeti áttekintés

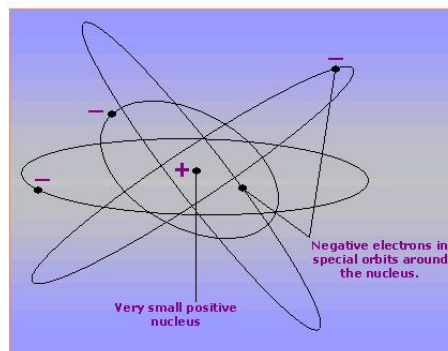
1895. Röntgen-sugárzás felfedezése (első fizikai Nobel-díj 1901-ben)

1896. Becquerel felfedezte a radioaktivitást: Urán sók fluoreszcenciáját vizsgálta, és véletlenül vette észre, hogy a fotolemez megfeketedett a fiókban a rátett uránsó miatt. Ezután a Curie házaspár foglalkozott ezzel a jelenséggel, és 1898-ban uránszurokérből sikerült rádiumot előállítaniuk. 1903-ban hárman megosztva kaptak Nobel-díjat a radioaktivitás felfedezéséért.

Rutherford a radioaktív sugárzásokat a mágneses térben való eltérülésük alapján három fajtára osztotta: α -, β - és γ -sugárzásnak nevezte el őket. 1911-ben felfedezte az atommagot: α -részecskéket szórított arany fólián, és a szórás szögeloszlásából következett, hogy az atomokban kell legyen egy pozitív töltésű pontszerű mag.



1. ábra. Rutherford-kísérlet



2. ábra. Rutherford féle atommodell

1911-ben Blackett ködkamra felvételeken felfedezte a protont. 1932-ben Chadwick felfedezte a neutron. Ugyanebben az évben Anderson felfedezte a pozitront, amit Dirac

elméletileg már 1926-ban megjósolt. Anderson a kozmikus sugárzásban 1937-ben fedezte fel a müönt, melynek töltése megegyezik az elektron töltésével, de a tömege 200-szor nagyobb ($m_\mu c^2 = 105,7 \text{ MeV}$).

Az atommag összetevői a proton és a neutron és a köztük ható kölcsönhatás a magerő. A magerő független a töltéstől, tehát a magerő szempontjából a proton és a neutron ugyanazon részecske kétféle állapota. Ennek a tulajdonságnak kifejezésére vezették be az izospint, aminek z komponense neutron esetén -1 , proton esetén $+1$ (részecske fizikus konvenció, lehet fordítva is). Yukawa a magerő rövid (10^{-15} m) hatótávolságának leírására közvetítő részecskét vezetett be, melynek nyugalmi tömegére körülbelül 140 MeV adódik. Powell és Lattes a kozmikus sugárzást magas hegy tetején vizsgálták, ahol felfedezték a piont, melynek tömege $m_\pi c^2 \approx 135-140 \text{ MeV}$. A pionnak van pozitív, negatív és semleges típusa is, tehát izospin triplettet alkot.

2. Elemi részecskék és alapvető kölcsönhatások

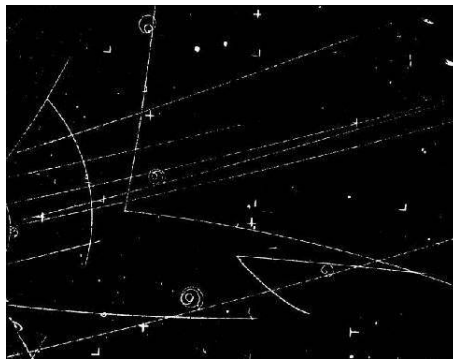
2.1. Kvarkmodell

A részecskegyorsítók fejlődésével ütközésekben egyre több részecskét fedeztek fel. Az első ilyen példa a hosszú élettartamú semleges részecskék felfedezése. Ködkamra felvételeken nem láthatóak a semleges részecskék, de a bomlási termékeik igen. Az energia- és impulzusmegmaradásból meghatározható az ilyen semleges részecskék tömege. Mivel a bomlástermékek nyomai V alakúak, ezért V-részecskéknek nevezték el őket (3. ábra). A leggyakoribb ilyen bomlások:

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$$

$$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

A hosszú élettartam arra utal, hogy ezeknek a részecskéknek egy majdnem megmaradó új kvantumszáma van. Ezt nevezték el ritkaság kvantumszámnak (strangeness).

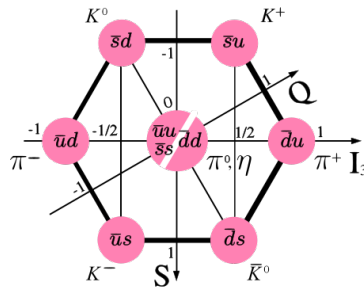


3. ábra. V-részecskék nyoma a ködkamra felvételen

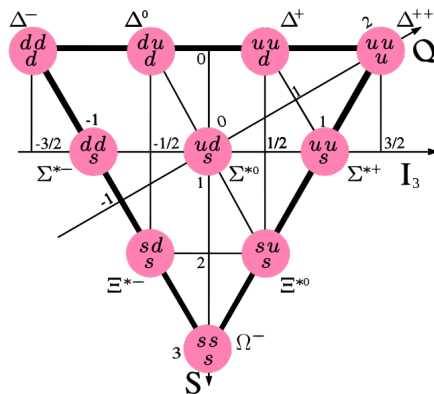
Új részecskék az ún. rezonanciák, melyek a gyorsítóknak keletkeznek és rövid élettart-

tamúak. Azért rezonancia, mert a hatáskeresztmetszetben az energia függvényében egy csúcs található. A csúcs szélessége a Heisenberg-reláció értelmében fordítottan arányos az élettartammal.

A rengeteg új részecskét a tulajdonságaik alapján rendezni lehet. Erre a rendezésre a legtipikusabb példa a mezon oktett (4. ábra) és a barion dekaplett (5. ábra), ahol a függőleges tengelyen a ritkaságszám (vagy hipertöltés) szerepel, a vízszintes tengelyen az izospin. A rendszerezés egy mélyebb szimmetriára utal, ami a kvarkmodell lett.



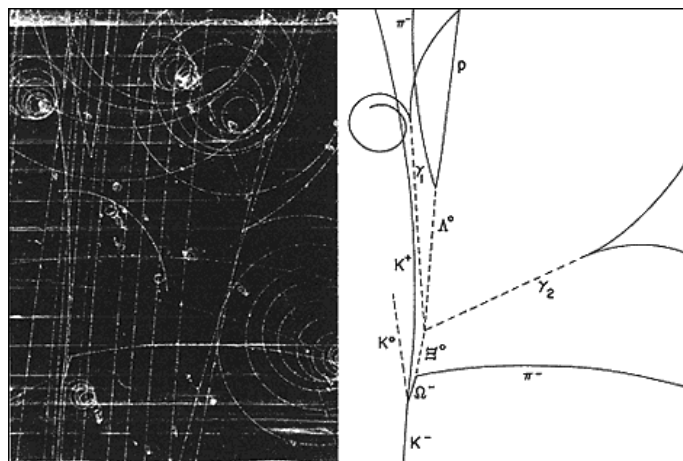
4. ábra. A mezon oktett



5. ábra. A barion dekaplett

A hadronokat kvarkok építik fel. A kvarkok $SU(3)$ szimmetriát mutatnak, amit színszimmetriának és a hozzá tartozó színekvantszámoknak nevezünk. A megfigyelhető részecskék mindig színtelenek (fehérek). Az egy kvarkból és egy antikvarkból felépülő objektumok a mezonok, a három kvarkból állók a barionok. (Ennél több kvarkból álló objektumot eddig nem figyeltek meg.)

A kvarkmodell egyik sikeres jóslata az Ω^- részecske, ami három s kvarkból áll. Ennek bomlása látható a 6. ábrán. A modell másik bizonyítékát a elektron-proton mélyen rugalmatlan szórás szolgáltatta. Gyorsított elektronokat ütköztettek protonnal illetve deuteronnal, és a hatáskeresztmetszetből meghatározható volt a proton és a neutron belső szerkezete. Tehát a proton és a neutron nem elemi részecskék, hanem kvarkokból és gluonokból állnak.

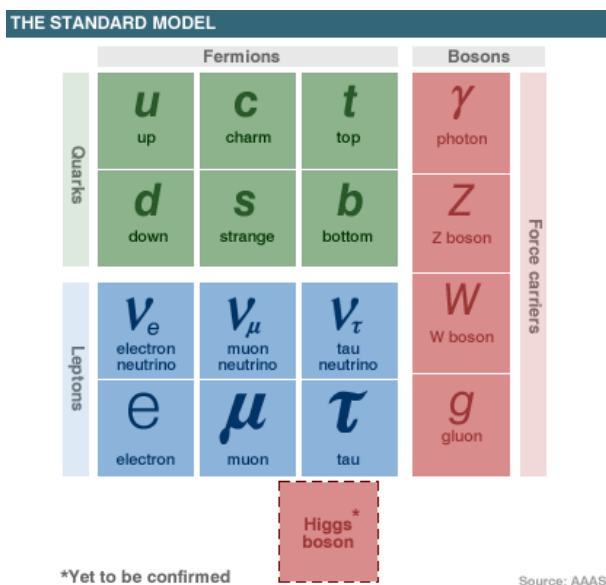


6. ábra. Az Ω^- részecske bomlása

Az up, down, és strange kvarkok találhatóak a ködkamra felvételeken megjelenő részecskékben. Az kísérleti energiák növekedésével további kvarkokat fedeztek fel. A charm és bottom nevű nehezebb kvarkoknak a kötött állapotait fedezték fel részecskegyorsítóknál. A $c\bar{c}$ kötött állapot a J/Ψ részecske, melynek spektruma egyezett az elméletileg számolttal. Ugyanígy a $b\bar{b}$ kötött állapot az Υ mezon. A top kvark a legnehezebb ($m_t c^2 = 176$ GeV), ennek létezését csak 1994-ben sikerült bizonyítani.

2.2. A Standard Modell

A ma ismert elemi részecskéket és a közöttük ható kölcsönhatásokat (a gravitáció kivételével) a részecskefizika standard modellje írja le. Az elemi részecskék felelő spinű fermionok, melyeket 3 nemzedékbe rendezhetünk a tömegük alapján. Mindhárom nemzedékben van két kvark és két lepton.



7. ábra. A Standard Modell

A kölcsönhatások közvetítő részecskéi bozonok. A négy alapvető kölcsönhatás az erős, gyenge, elektromágneses kölcsönhatás és a gravitáció. A közvetítő részecskék a gluon, W^\pm , Z^0 bozonok, a foton és a graviton. Az erős kölcsönhatást a kvantumszindinamika (QCD) elmélete írja le, az elektromágneses és a gyenge kölcsönhatást az egyesített elektromágneses (QED) elmélet. (Gravitációnak még nincs kvantumelmélete, Planck-skálánál lenne érdekes, ami messze van a mai kísérletektől.)

A standard modell része a Higgs-bozon, melyre az elméletek konzisztenciájához van szükség. A Higgs-tér adja a tömeggel rendelkező W^\pm és Z^0 bozonok tömegét, és ezzel az összes elemi részecske tömegét. A mai kísérletek fontos része a Higgs-bozon megtalálása és tömegének meghatározása.

Az **erős kölcsönhatás**ban a színnel rendelkező részecskék vagyis a kvarkok és a gluonok vesznek részt. Mivel a gluonok is színesek, egymással is kölcsönhatnak, aminek következménye a kvarkbezárás jelensége. A kvarkbezáráskor a két távolodó kvark között az erővonalak befűződnek, és amikor az energia elegendő, akkor egy kvark-antikvark pár keletkezik. Ennek következménye, hogy szabad kvarkok nem figyelhetünk meg, de a részecskegyorsítóknak ún. jetek jelennek meg egy gyors kvark helyett.

A **gyenge kölcsönhatás** a részecskék ízét változtatja meg, pl.:

$$u \rightarrow d + e^+ + \nu_e$$

Fermi találta ki a radioaktivitás leírására. A közvetítő részecskék tömeggel rendelkező mérték bozonok, ezért rövid hatótávolságú a kölcsönhatás. A gyenge kölcsönhatás sérti a paritás (P) és a CP szimmetriát, pl. csak balkezes neutrínók vannak. A neutrínók csak ebben a kölcsönhatásban vesznek részt, de ez gyenge ezért a neutrínókat nehéz detektálni. Salam, Weinberg és Glashow egyesítették az elektromágneses elmélettel a gyenge kölcsönhatás elméletét, így lett az egyesített elektromágneses elmélet.

Az **elektromágnesség**ben minden elektromos töltéssel rendelkező részecske részt vesz. A közvetítő részecskék a fotonok, melyeknek a tömege zérus, vagyis a kölcsönhatás hatótávolsága végtelen.

3. Atommagok tulajdonságai

Egy A tömegszámú atommag Z számú protonból és $N = A - Z$ darab neutronból áll. Az atommagok mérete arányos a tömegszámmal, az atommag sugarára $R = R_0 A^{1/3}$ összefüggés igaz, ahol az $R_0 \approx 1,4$ fm.

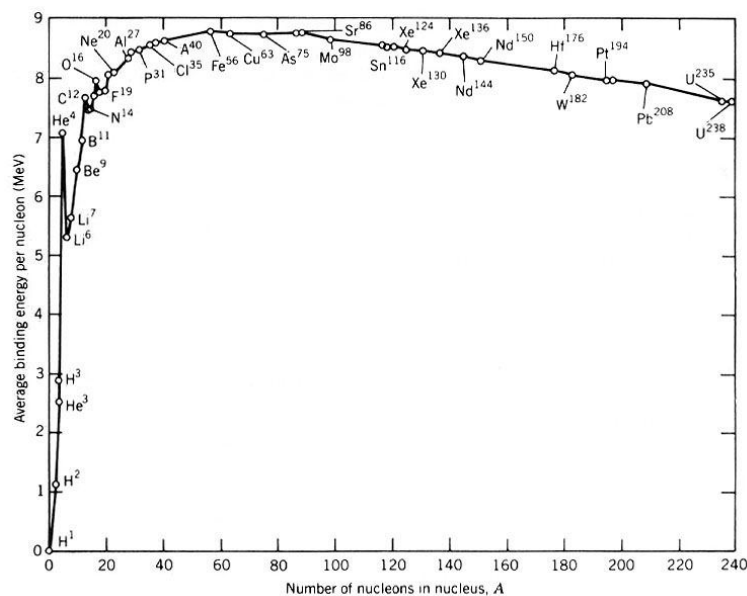
3.1. Kötési energia

Az atommagok kötési energiája $E_B = m_A c^2 - Z m_p c^2 - N m_n c^2 < 0$. Az egyenlőtlenség fejezi ki a tömegdefektust, vagyis hogy a kötött állapot tömege kisebb, mint az összetevők

össztömege. Az atommagok kötési energiáját a félempirikus kötési formula, másnéven Weizsäcker-formula írja le:

$$E_B = c_1 A - c_2 A^{2/3} - c_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - c_4 \frac{(N - Z)^2}{A} - c_5 \frac{\delta}{A^{1/2}}$$

A formula első tagja a térfogati tag. Első ránézésre azt várnánk, hogy ha minden nukleon kölcsönhat mindenkivel, akkor A^2 -tel lenne arányos. Mivel a magerő rendkívül rövid hatótávolságú, ezért csak a közeli szomszédaival hat kölcsön egy nukleon, ezért arányos a térfogati tag A -val. A második tag az ún. felületi tag. Ez a korrekció a mag felszínén lévő nukleonok járuléka, mivel ők kevesebb nukleonnal hatnak kölcsön. Mivel a felület arányos $A^{2/3}$ -nal, ezért a felületi tag is. A harmadik tag a Coulomb-tag, ami a protonok elektromos taszítását fejezi ki. Ennek együtthatójára az elektrosztatika ad becslést. A negyedik tag az aszimmetria tag, ami abból adódik, hogy a stabil magokban általában több a neutron, mint a proton, mert a neutronok energiaszintjei közelebb vannak egymáshoz. Ennek és az első két tagnak az együtthatójára a Fermi-gáz modell ad becslést. Az utolsó tag attól függ, hogy páros vagy páratlan számú proton illetve neutron van az adott atommagban: a δ értéke $+1$, ha N és Z is páros, 0 , ha az egyik páratlan másik páros és -1 , ha mindkettő páratlan. Ennek oka, hogy a protonok illetve a neutronok párosával majdnem kötött energiájú állapotokat alkotnak a magban.



8. ábra. Egy nukleonra jutó kötési energia

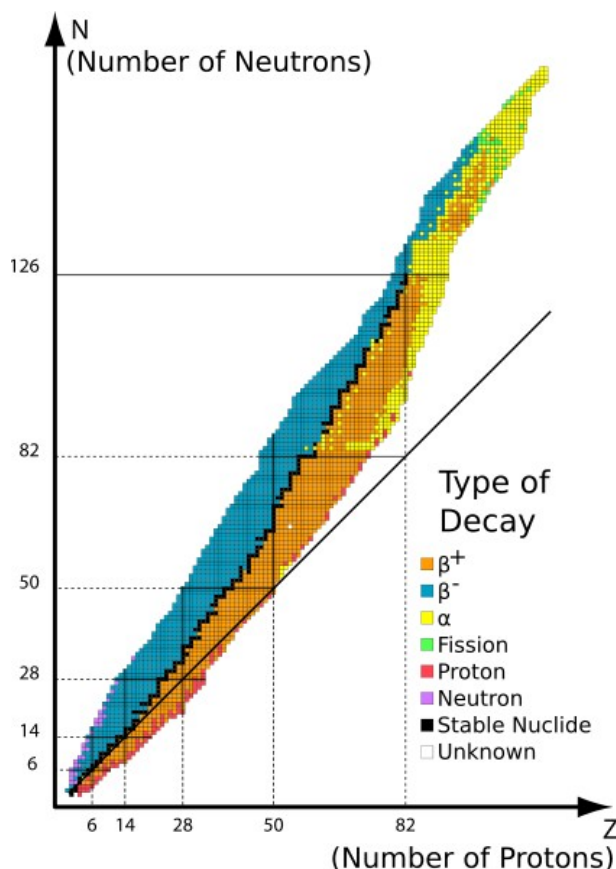
A formula egyik következménye, ha adott A tömegszám mellett Z szerint maximalizáljuk a kötési energiát, akkor a következőre jutunk:

$$Z = \frac{A/2}{1 + \frac{c_3}{4c_4} A^{2/3}}$$

Ez alapján láthatjuk, hogy a könnyű magokra a protonok és neutronok száma körülbelül megegyezik, de nehezebb magokra már nem, ami jól egyezik a tapasztalattal.

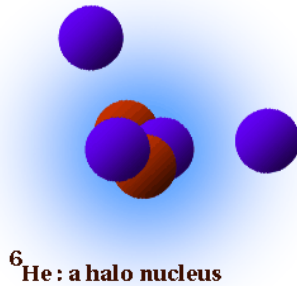
3.2. Izotóptérkép

Az összes eddig ismert atommagot ábrázolhatjuk az izotóptérképen, melynek tengelyein a Z rendszám és az N neutronszámot tüntetjük fel. A stabil atommagok tartománya, másnéven a stabilitás völgye eltér az $N = Z$ egyenestől, mert a nehezebb magokban több a neutron, mint a proton.



9. ábra. Az izotóptérkép

A stabilitás völgye fölötti magok általában negatív β -bomlók, az alatta lévők pedig pozitív β -bomlók. A nehéz magok között található az α -bomló és a spontán hasadó magok. A stabilitás völgyétől távol lévő atommagokat szoktuk egzotikusnak nevezni. Az egzotikus magok között vannak olyanok, melyeket az egyszerűbb magmodellekkel nem tudunk leírni. Például ${}^6\text{He}$, ${}^7\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$ izotópok magjainak a szerkezete eltér a megszokottól. Az látható a 10. ábrán, hogy a magnak van egy központi része és körülötte egy neutron halo.



10. ábra. A neutron halo

3.3. Magmodellek

Az atommagok modellezésére többféle módszert használhatunk. A kollektív modellek az egész magot egy hullámfüggvénnyel írják le. A független részecske modellek egyrészecske hullámfüggvények antiszimmetrizált szorzataként írják le az atommagot. A két megközelítés nagyon különböző elképzeléseken alapul. A kollektív modelleknél nem beszélhetünk önálló nukleonokról, ilyen modell a folyadék cseppmodell. A független modelleknél a nukleonok közel függetlenek, átlagpotenciálban mozognak, és megtartják önálló kvantumszámaikat. Mindkét fajta modellnek vannak sikeres alkalmazásai.

A cseppmodell jól magyarázza a kötési energiát és a telítettséget. Jól le lehet vele írni a maghasadás mechanizmusát. A probléma, hogy nem következik belőle a mágikus számok léte. A mágikus számok azt jelentik, hogy bizonyos proton illetve neutron számoknál a magok kötési energiái kiemelekedően magasak. Ezek a mágikus számok a következők: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Ez a jelenség hasonlít a periódusos rendszerben a nemesgázok különleges helyzetére, vagyis az atommagoknál is valamiféle héjmodell lehet alkotni.

Egy független részecske modell a Fermi-gáz modell, ami ugyancsak jól leírja a kötési energiát és a telítettséget. Egy másik modell a harmonikus oszcillátor modell. Ennek energiaszintjeiből még nem lehet visszakapni a mágikus számokat, de ha figyelembe vesszük a relativisztikus spin-pálya csatolást, akkor visszakaphatók a mágikus számok.

4. Radioaktivitás

4.1. Statisztikus leírás

Van N darab független atomunk. Egy atommag elbomlásának valószínűsége $p_1 = \lambda dt$. λ a bomlási állandó, mely nem függ az időtől. Annak valószínűsége, hogy dt idő alatt n mag bomlik el, Poisson-eloszlást követ ($N \gg 1$ esetén), mivel függetlenek az atomok. Ebből következik az egyszerű bomlás differenciálegyenlete: $\frac{dN}{dt} = -\lambda N$, melynek megoldása

az exponenciális bomlástartó:

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

Definiálható a felezési idő, ami alatt a radioaktív magok száma a felére csökken:

$$t_{1/2} = \log 2 / \lambda$$

Az átlagos élettartam ennél hosszabb idő: $\tau = t_{1/2} / \log 2$. Időegység alatti bomlások száma az aktivitás, mely egyszerű bomlás esetén $A = \lambda N$. Az aktivitás mértékegysége a Becquerel (Bq). (Egyéb fogalmak: bomlási sorok, radioaktív egyensúly, abszolút aktivitás, indukált radioaktivitás, párhuzamos bomlás)

4.2. Minőségi leírás

A radioaktív sugárzásokat Rutherford óta α -, β - és γ -sugárzásokba csoportosítjuk. A **γ -bomlás** tulajdonképpen az atommag legerjesztődése, ami során egy nagy energiás γ foton lép ki az atommagból.

Az **α -bomlás** során az anyamagból kilép egy α -részecske (${}^4\text{He}^{2+}$) és hátramarad a leánymag. Csak az α -bomlás során változik a tömegszám. Ez alapján a négyvel való oszthatóság szerint különböztetjük meg a radioaktív családokat. Pl.: uránsor:



Ezen kívül még aktínium sor (${}^{235}\text{U}$), tórium sor (${}^{232}\text{Th}$), neptúnium sor (${}^{237}\text{Np}$).

A kilépő α -részecske energiája általában 4-10 MeV. Az energiaeloszlása éles Lorentz-görbe alakú eloszlás. Van az α -bomlásnak finomszerkezete, melyet $\alpha - \gamma$ koincidenciával lehet kimérni. Az α -bomlás mechanizmusának alapja az alagúteffektus.

A **β -bomlásnak** több típusa van: β^+ -, β^- -bomlás és K-befogás. Mindhárom felírható a magok, a nukleonok és a kvarkok szintjén is.

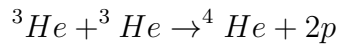
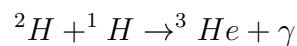
β^+ -bomlás	${}^{18}\text{F} \rightarrow {}^{18}\text{O} + e^+ + \nu_e$
	$p^+ \rightarrow n + e^+ + \nu_e$
	$u \rightarrow d + e^+ + \nu_e$
β^- -bomlás	${}^{14}\text{C} \rightarrow {}^{14}\text{N} + e^- + \tilde{\nu}_e$
	$n \rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$
	$d \rightarrow u + e^- + \tilde{\nu}_e$
K-befogás	${}^{64}\text{Cu} \rightarrow {}^{64}\text{Ni} + \nu_e$
	$p^+ + e^- \rightarrow n + \nu_e$
	$u + e^- \rightarrow d + \nu_e$

A β -bomlás energiaeloszlása folytonos (ez alapján találták ki a neutrínókat). A bomlást a gyenge kölcsönhatás vezényli. A magok tömegszáma nem változik, csak a rend-

száma. (β^+ -bomlás során a keletkező pozitron az anyag egy elektronjával annihilál, és az egymással szemben kilépő két 511 keV energiájú fotont detektálhatjuk. Ezt használjuk ki a pozitron emissziós tomográfiában.)

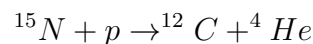
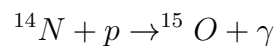
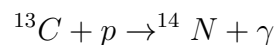
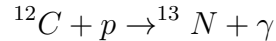
5. Magfúzió, Napmodell

A Nap energiatermelése kétféle folyamatnak köszönhető az egyik a proton-proton lánc, a másik a CNO ciklus. A p-p lánc fő folyamatai a következők:



Ebben a folyamatban felszabaduló energia körülbelül 26.2 MeV. Az első folyamatot a gyenge kölcsönhatás vezényli, ezért nagyon lassú a többihez képest, tehát ez határozza meg az egész folyamat sebességét.

A CNO ciklus egy katalizátoros magreakció, vagyis a protonok héliummá alakulását a ${}^{12}\text{C}$ katalizálja. A következő körfolyamat játszódik le:



Ebben a folyamatban az összes felszabaduló energia 25.2 MeV. A leglassabb folyamat a negyedik a gyenge kölcsönhatás miatt. A kétféle folyamat aránya a csillag hőmérsékletétől függ. A Napban a p-p lánc dominál 98.5%-ban.

A folyamatok alapján láthatjuk, hogy rengeteg neutrínó hagyja el a Napot az energiatermelés során. Minden folyamatban elektron-neutrínók keletkeznek, amiket a Földön szeretnénk mérni. A Davis-féle kísérletben 600 l C_2Cl_4 folyadékot vittek le bányában és mérték, hogy mennyi ${}^{37}\text{Cl} + \nu_e \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ folyamat játszódott le benne. A mért eredmény az elméletileg jósolt neutrínófluxus harmada lett. Ez a **napneutrínó-probléma**. A Superkamiokande detektor egy 50000 tonnás víztartály körbevételével fotoelektronsokszorozókkal. Itt az elméleti fluxusnak felét mérték. A problémát az SNO kísérlet oldotta

meg, ahol nehézvizet használtak. Az eredmény az lett, hogy ugyan a Napban csak elektron-neutrínók keletkeznek, a Földön muon-neutrínókat is mérünk. Ennek a neve a neutrínóoszilláció, melyből következik, hogy a neutrínóknak van véges tömegük.

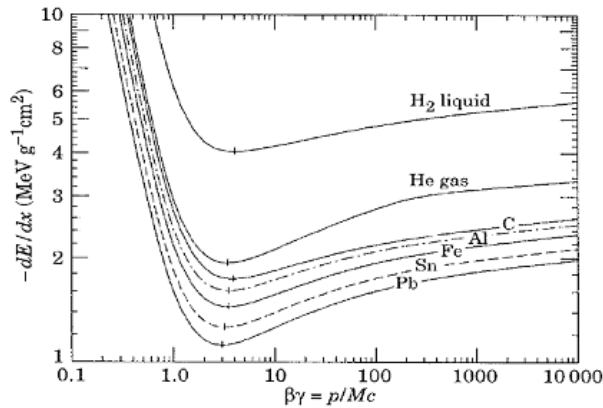
6. Sugárzás és anyag kölcsönhatása, detektorok

6.1. Töltött részecskék kölcsönhatásai

A töltött részecskék az energiájukat az anyagban legtöbbször **ionizációval** adják le, ami során szabad elektronok és pozitív ionok keletkeznek. A töltött részecskék ionizációs energiavesztését a Bethe-Bloch formula írja le. Az egységnyi hosszban leadott energia:

$$\frac{dE}{dx} = -2\pi \frac{Nz^2e^4}{m_e c^2} \frac{Z_k \rho_k}{A_k \beta^2} \left[\log \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I^2(1-\beta^2)} E_{kin}^{max} - 2\beta^2 - \delta \right]$$

Ahol az N az Avogadro-szám, e az elemi töltés, $m_e c^2$ az elektron nyugalmi energiája, z a részecske ionizációs foka (azaz a töltése), $\beta = v/c$ a részecske sebessége fénysebesség egységeiben mérve, Z_k , A_k , ρ_k a közeg rendszáma, tömegszáma, sűrűsége, I a közeg átlagos ionizációs energiája és δ a polarizáció miatti sűrűség korrekció. E_{kin}^{max} az egyes ütközések során lehetséges maximális energiaátadás.



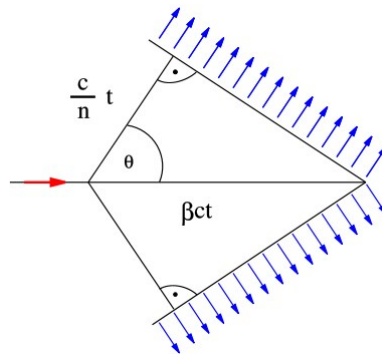
11. ábra. A Bethe-Bloch függvény alakja különböző közegekben

Az ábrán azt láthatjuk, hogy a sebesség növekedésével csökken az ionizáció, elér egy minimumot, ami után relativisztikusan emelkedni kezd, végül telítésb megy, amit Fermi-platónak nevezünk.

Az elektronok egy másik jellemző folyamata közegben a **fékezési sugárzás**. Ennek oka, hogy az elektron az anyag pozitív ionjainak terében gyorsul, ami miatt sugároz. A sugárzás főleg a kis energiás tartományban jellemző. A fékezési sugárzás valószínűségét a sugárzási hossz nevű mennyiség határozza meg, ami a közegre jellemző mennyiség.

Egy másik fontos kölcsönhatás a **Cserenkov-sugárzás**. Ez akkor lép fel, ha a töltött részecske sebessége nagyobb, mint az adott közegbeli fénysebesség. A részecske haladási

irányához képest adott szögben indulnak ki a fotonok a közegből. Ezek a fotonok azonnal lépnek ki az anyagból, mely a detektálás szempontjából hasznos, de jó minőségű fotodetektorokra van szükség, mert csak kevés foton keletkezik.

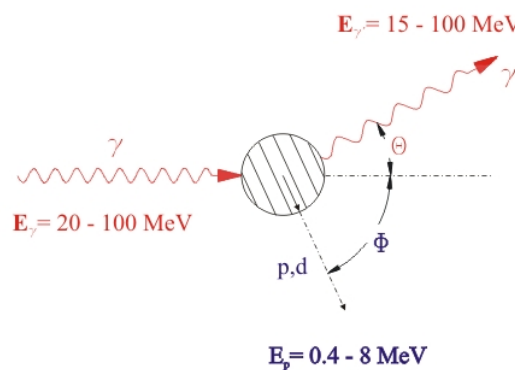


12. ábra. Cserenkov-sugárzás

6.2. Fotonok és anyag kölcsönhatása

A fotonok az anyagban az energiájuktól függően három féle módon hathatnak kölcsön: fotoeffektus, Compton-effektus, párkeltés. A **fotoeffektus** során a foton az anyag elektronjának adja át az összes energiáját, és ezzel az elektron kiléphet az anyagból. A kilépéshez szükséges energiát hívjuk kilépési munkának, ha a foton energiája ennél nagyobb volt, akkor a maradék az elektron mozgási energiájára fordítódik.

A **Compton-effektus** során a foton szóródik az elektronon, és átad az elektronnak energiát. A belépő és a kilépő foton hullámhossza közötti különbség: $\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c^2} (1 - \cos \Theta)$. Ez egy nem-relativisztikus eredmény, a relativisztikus formulát Klein-Nishina formulának hívjuk.

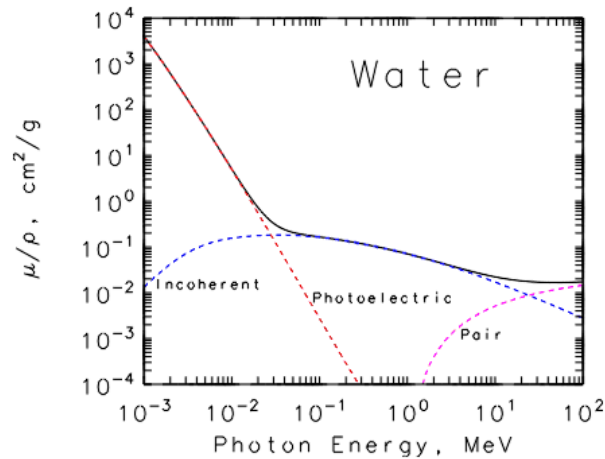


13. ábra. A Compton-effektus

A harmadik kölcsönhatás a **párikeltés**. Ha egy foton energiája meghaladja az elektron nyugalmi energiájának kétszeresét, akkor lehetséges, hogy a fotonból egy elektron-positron pár keletkezik. Ennek a folyamatoknak csak nagy energiájú fotonoknál van számottevő

valószínűsége. Például részecskefizikai kísérletek nagy energiáin az anyagban elektromágneses záporokat hozhat létre a foton illetve a fékezési sugárzással sugárzó elektron.

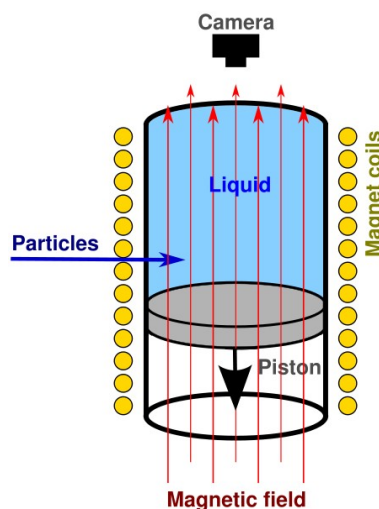
A foton kölcsönhatásainak hatáskeresztmetszete (valószínűsége) a foton energiájától függ. A következő ábra szerint a kis energiájú fotonok fotoeffektust hoznak létre, a nagyon nagy energiájú fotonok párkeltést, a kettő között pedig a Compton-effektus a jellemző.



14. ábra. A foton kölcsönhatásainak hatáskeresztmetszete

6.3. Detektorok

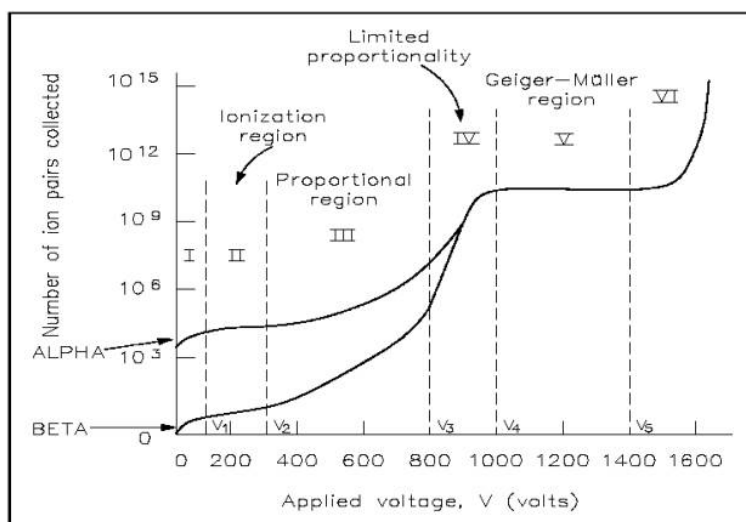
A töltött részecskék detektálásának egy klasszikus módja a Wilson-féle **ködkamra**. A kamrában túlhűtött gáz található, amely a részecskék által keltett ionokon kicsapódik. A kicsapódott „köd” alakjából a részecskék pályája azonosítható. A ködkamra egy fejlettebb változata a diffúziós ködkamra, melyben alkohol található. Ezekhez hasonló fényképezőgéppel használható detektor a buborékkamra. A buborékkamrában túlhevített folyadék található, mely elforr a bejövő töltött részecskék hatására, tehát a gőz buborékok rajzolják ki a részecske pályáját. A legtöbb esetben a detektorok nagy mágneses térben



15. ábra. Buborékkamra

helyezkednek el, így a pályák görbületéből a részecske töltése, és impulzusa meghatározható.

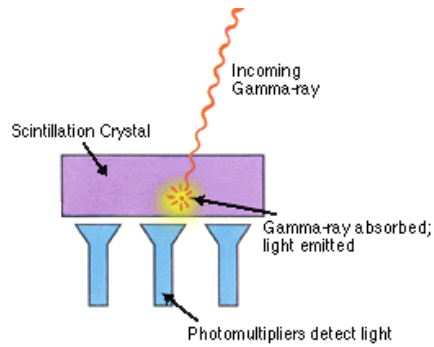
Ionizáló részecskék detektálására legelterjedtebb detektorok a **gáztöltésű detektorok**. Ezek alapvető felépítése, hogy egy anódszál és a katód palást közé nagy feszültséget kötünk, és az egészben valamilyen gáz van, mely a bejövő részecskék hatására ionizálódik, így a szabad elektronok az anódszálba csapódnak be. Attól függően, hogy mekkora a katód és az anód közötti feszültség, megkülönböztetünk ionizációs, proporcionális kamrát, illetve Geiger-Müller számlálót. Az ionizációs kamrában az elektronok egyszerűen megjelennek az anódszálon. A proporcionális kamrában az anódszál közelében akkora a feszültség, hogy az elektronok megsokszorozódnak, és egy erősített jelet kapunk az anódszálon. A Geiger-Müller számlálóban a legnagyobb a feszültség, aminek következtében láncreakció indul be a beérkező ionizáló részecske hatására, így csak beütéseket lehet számolni a bejövő részecske energiáját nem lehet mérni.



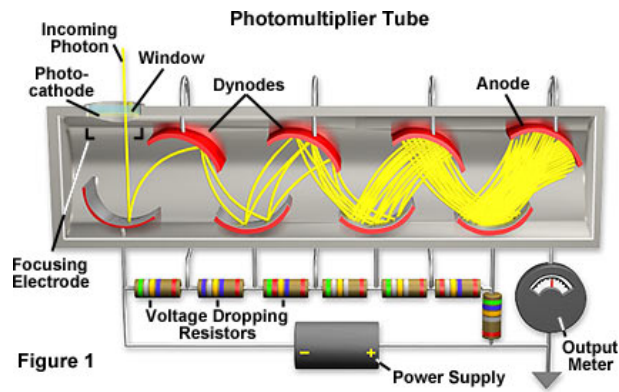
16. ábra. A gáztöltésű detektorok üzemmódjai

A gáztöltésű detektorok továbbfejlesztett változatai a sokszálas proporcionális kamra, az időprojekciós kamra és a drift cső, melyeket pályarekonstrukcióra használnak. A legpontosabb pályarekonstrukciós detektorok ma a félvezető detektorok, melyek tiszta félvezető anyaguk miatt drágák.

Egy másik elterjedt detektortípus a **szcintillátor**. A szcintillátor működési elve, hogy egy bejövő foton gerjeszti a detektor anyagát, mely a legerjesztődés során látható vagy UV fotont bocsát ki magából. A szcintillátor által kibocsátott fotonok ezután a fotoelektronsokszorozóba kerülnek. A fotoelektronsokszorozóban a beérkező foton fotoeffektussal kelt egy elektront, mely becsapódik az első dinódába, ahonnan három elektron lép ki. Ilyen dinódákból 12-14 darab van egymás után, így a bejövő fotonok hatására egy elektromos jelet kapunk, melynek nagysága arányos a szcintillátorba bejövő foton energiájával.



17. ábra. Szcintillátor



18. ábra. Fotoelektronsokszorozó

7. Sugárvédelem

ALARA elv

Minél távolabb, minél rövidebb ideig, árnyékolás

Elyelt dózis: $[D]=J/kg=Gy$ (Gray)

Effektív dózis: $[D_{eff} = wD]=Sv$ (Sievert), w a sugárzás fajtájától függ.

Egyenérték dózis: effektív dózis szorozva az elnyelő szövet típusára jellemző számmal.

Évi átlagos dózis: 2,4 mSv.