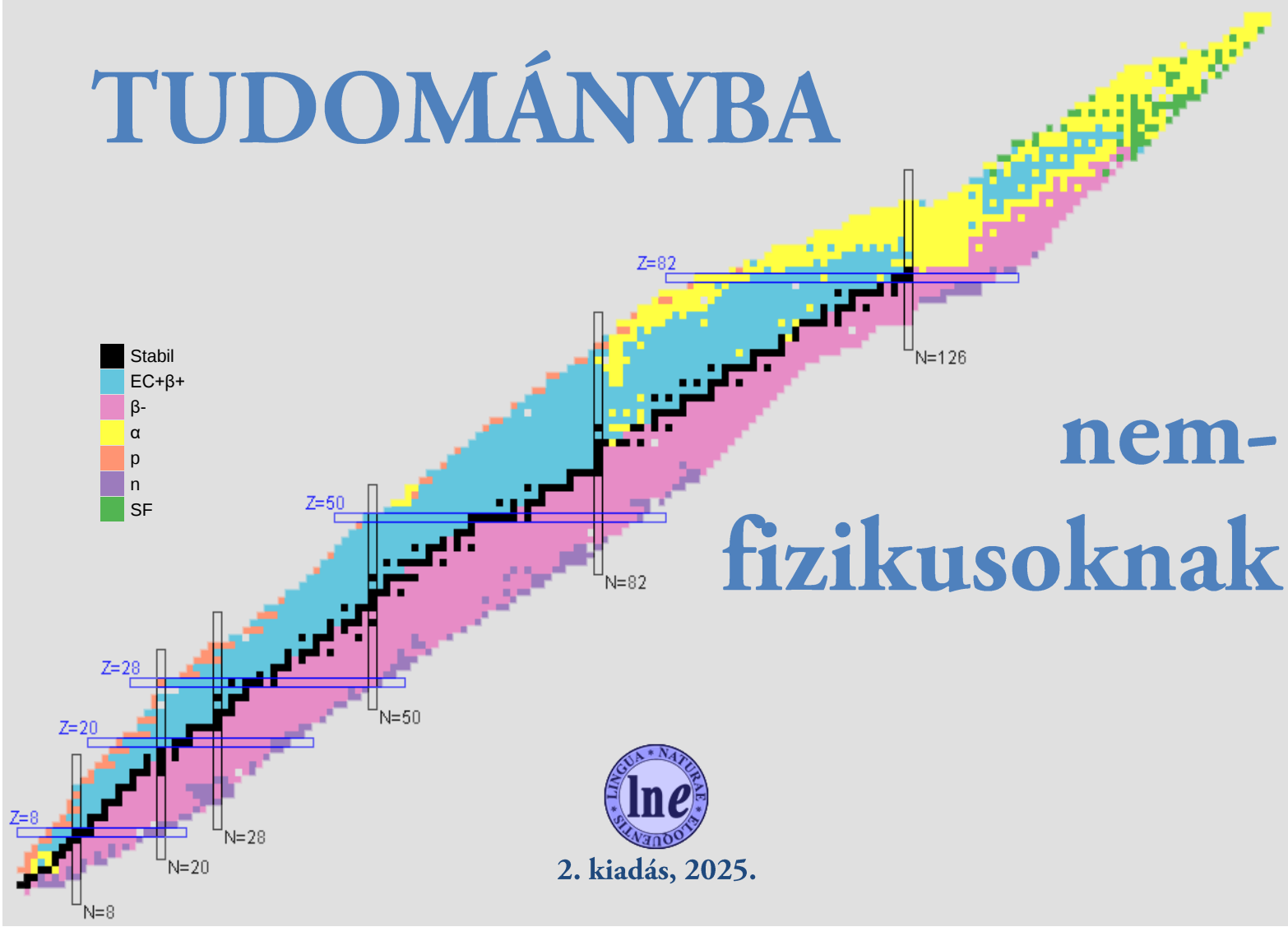
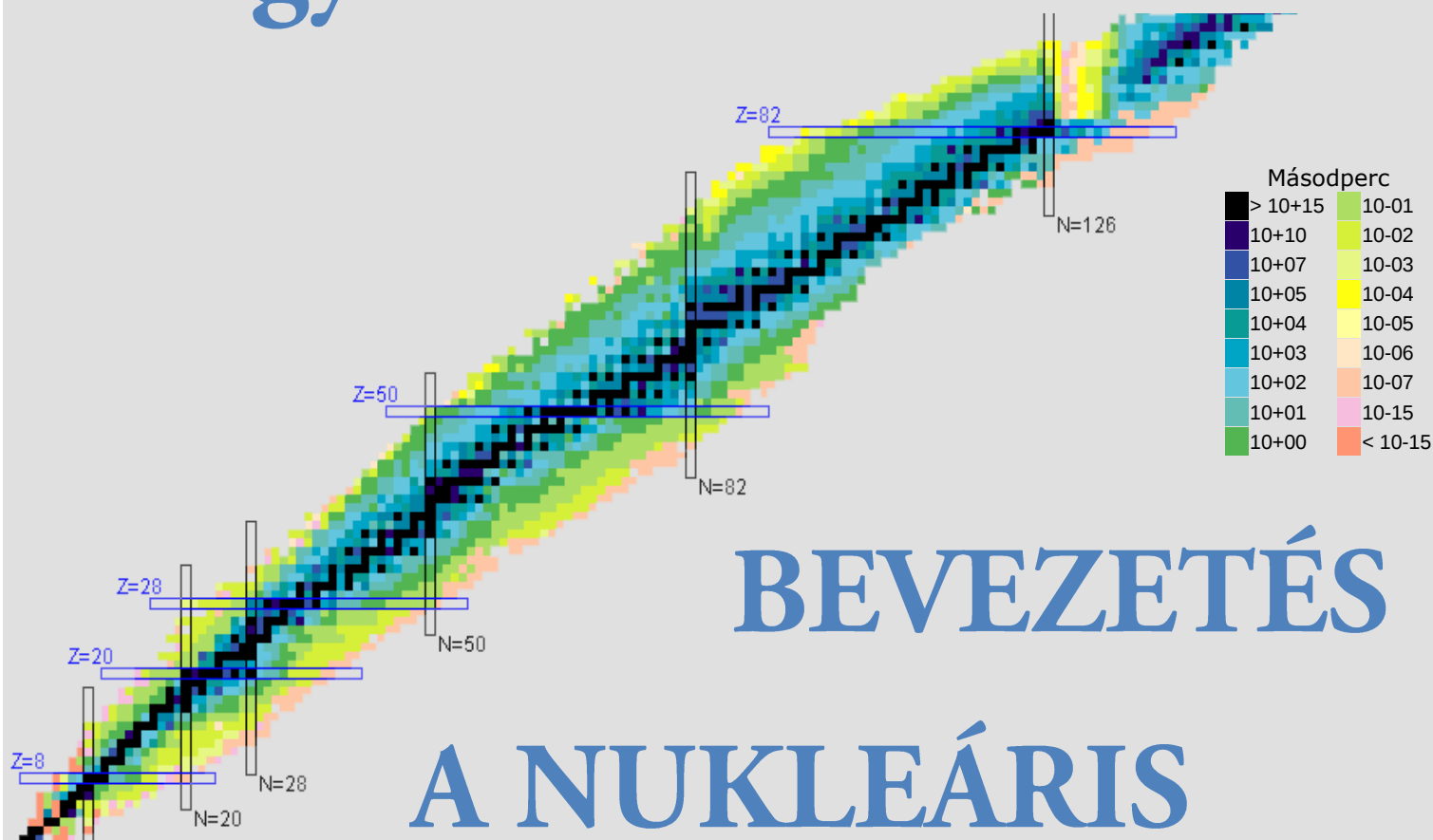


Nagy Sándor



2. kiadás, 2025.

Nagy Sándor
BEVEZETÉS A NUKLEÁRIS TUDOMÁNYBA
(nemfizikusoknak)

Ez a könyv ingyen letölthető a **MEK** alábbi oldaláról:

<https://mek.oszk.hu/10900/10968/>

A SZERZŐ WAYBACK MACHINE ÁLTAL ARCHIVÁLT E-KÖNYVEI:

Bevezetés a nukleáris tudományba (“Bantu”: a jelen munka 2012-es kiadása)

Introduction to Nuclear Science (a “Bantu” angol változata)

Kinetics of Radioactive Decay and Growth (“Arabok”: A radioaktív bomlás kinetikája)

Nukleáris mérések és berendezések sztochasztikája (“Numbers”)

Stochastics and Nuclear Measurements (“NUMB3RS”: a “Numbers” angol változata)

TOVÁBBI ARCHIVÁLT INTERNETES ANYAGOK A NAGYSANDOR.EU HELYEN:

Nukleáris Glosszárium

A [Harrisonia](#) új életre kelt Flash animációi

Az [Asimov Téka](#) számos szimulációja, a Java-alapúak kivételével

**A β -stabilitás völgyének természetrajzáról szóló prezentáció, a [Völgylakók](#),
melyben az ott már nem működő [korrelációs szimuláció](#) [itt](#) még finnül jól fut**

ln e

LIBRARY OF NAGY'S E-BOOKS

© Nagy Sándor, 2009-2025

Szüleim, Józsi bá' és V. A. emlékére.

A KÖNYV HASZNÁLATÁRÓL WINDOWS ALATT **Javaslom a pdf fájlt böngészőben megnyitni Acrobat helyett.**

KÜLSŐ HIVATKOZÁSOK (weblinkek) kezelése szempontjából az általam kipróbált három böngésző (**Chrome, Edge, Firefox**) egyformán működik:

1. **Sima kattintás**ra a hivatkozott weboldal ugyanazon a lapon (ugyanazon fülecske alatt) nyílik meg, amelyiken voltunk, eltakarva azt. De megjelenik a bal felső sarokban egy balra nyíl ← vagy < jel, mellyel visszaléphetünk a könyvben ugyanoda, ahol a link volt.
2. **Ctrl+kattintás**ra a hivatkozott weboldal új lapon (új fülecske alatt) nyílik meg. Én mindig ezt a módszert használom, hogy kéznél legyen a hivatkozott tartalom, ha szükség van rá.

BELSŐ HIVATKOZÁSOK szempontjából (ugrás fejezetcímekre, ábrákra és táblázatokra) az általam kipróbált három böngésző közül a **Firefox** a legokosabb: ez ugyanúgy kezeli ezeket is, mintha külső hivatkozások volnának, tehát követhetjük ugyanazt az utat, amelyiket a külső hivatkozások esetében választottunk.

A **Chrome** és az **Edge** esetében a **sima kattintás** elviszi ugyan az olvasót a könyv hivatkozott pontjára, de onnan magának kell visszatalálnia, mert nincs ←/< jelű visszaút.

A **Ctrl+kattintás** viszont itt is működik.

Tartalomjegyzék

SZERZŐI ELŐMAGYARÁZAT	6
KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS.....	7
KÉRÉS AZ OLVASÓHOZ	7
1. RK&MK (EJTSD: MAGKÉMIA).....	8
1.1. AZ RK&MK MINT INTERDISZCIPLINÁRIS TUDOMÁNYTERÜLET	8
1.2. AZ RK&MK KEZDETEI; A NUKLEÁRIS ÉS RÉSZECSKETUDOMÁNY FEJLŐDÉSE.....	9
1.3. RK&MK: MIT HOZ A JÖVŐ?	12
2. NUKLID ÉS ATOMMAG – IZOTÓP, IZOBÁR, IZOTÓN ÉS IZOMER.....	15
2.1. AZ ATOMOK ÉS ATOMMAGOK ÉPÍTŐKÖVEI	16
2.2. NUKLID – A MAGJA ÁLTAL MEGHATÁROZOTT ATOMFAJTA.....	18
2.3. NUKLIDJELÖLÉS PÉLDÁKKAL	19
3. TÖMEG ÉS ENERGIA – ALAPMENNYISÉGEK ÉS EGYSÉGEK	22
3.1. AZ ELEKTRONVOLT – A NUKLEÁRIS TUDOMÁNYOK ENERGIAEGYSÉGE	22
3.2. ENERGIA ÉS HŐMÉRSÉKLET	22
3.3. A NUKLIDTÖMEG ÉS AZ EGYSÉGES ATOMI TÖMEGEGYSÉG	23
3.4. A STABILITÁST ÉS INSTABILITÁST JELLEMZŐ MENNYISÉGEK.....	26
3.4.1. A <i>Q</i> -érték és a spontaneitás kritériuma	26
3.4.2. A mag kötési energiája és a <i>B/A</i> érték	28
3.4.3. Tömegtöbblet	30
3.4.4. Leválasztási energia	32
4. RÉSZECSKÉK ÉS KÖLCSÖNHATÁSOK – A STANDARD MODELLRŐL DIÓHÉJBAN.....	34
4.1. A MAGERŐK EREDETE	34
4.2. RÉSZECSKÉK ÉS ERŐK OSZTÁLYOZÁSA.....	35
4.3. A SZÍNTÖLTÉS	41
5. AZ ATOMMAG JELLEMZŐI.....	43
5.1. A MAGRÁDIUSZ ÉS A MAGANYAG SŰRŰSÉGE.....	43
5.2. A MAGSPIN ÉS A MAG ELEKTROMOS ÉS MÁGNESES TULAJDONSÁGAI.....	45
5.3. A MAG EGYNUKLEONOS HÉJMODELLJE	52
6. A STABILITÁSI VÖLGY/KONTINENS TOPOLOGIÁJA.....	56
6.1. A STABIL ELEMÉK ÉS NUKLIDOK SZISZTEMATIKÁJA	56
6.2. AZ EGY NUKLEONRA ESŐ ÁTLAGOS KÖTÉSI ENERGIA TÖMEGSZÁMFÜGGÉSE	60
6.3. A WEIZSÄCKER-EGYENLET ÉS A CSEPPMODELL	62
7. BEVEZETÉS A MAGREAKCIÓKBA	68
7.1. A MAGREAKCIÓK FAJTÁI	68
7.2. NEUTRONOK ÉS POZITÍV IONOK ÁLTAL KIVÁLTOTT REAKCIÓK.....	71
7.2.1. A mag (geometriai) keresztmetszete	71
7.2.2. A mag egy neutron és egy proton „szemével”	71
7.2.3. Hatáskeresztmetszet.....	72
8. RADIOAKTIVITÁSSAL KAPCSOLATOS FOGALMAK.....	76
8.1. A FŐ BOMLÁSFAJTÁK ÉS SUGÁRZÁSOK ÁTTEKINTÉSE.....	76
8.2. RADIOAKTÍV BOMLÁS KONTRA KÉMIAI REAKCIÓ ÉS MAGREAKCIÓ	81
8.3. RADIOAKTÍV MINTÁK JELLEMZÉSE – BOMLÁSI SEBESSÉG ÉS SZÁMLÁLÁSI SEBESSÉG.....	83
8.4. FELEZÉSI IDŐ, KÖZEPES ÉLETTARTAM, BOMLÁSI ÁLLANDÓ ÉS AZ EXPONENCIÁLIS BOMLÁSTÖRVÉNY	84
8.5. BOMLÁSI SOR, EGYENSÚLY, ELÁGAZÓ BOMLÁS, BOMLÁSSÉMÁK	85
8.6. RADIONUKLIDOK A FÖLDÖN	88

9. ÚTBAN A NAGYOBB STABILITÁS FELÉ – RADIOAKTÍV BOMLÁSFAJTÁK.....	89
9.1. RADIOAKTÍV BOMLÁSOK ÉS A NUKLIDTÉRKÉP	89
9.2. A BÉTA- ÉS AZ ALFA-BOMLÁS SPONTANEITÁSÁNAK VIZSGÁLATA	92
9.3. A GAMMA-BOMLÁS	99
9.4. MAGHASADÁS	101
9.5. EGZOTIKUS ÉS RITKA BOMLÁSMÓDOK.....	105
10. A RADIOAKTÍV BOMLÁS ÉS AZ AKTIVÁCIÓ KINETIKÁJA.....	108
10.1. RADIOAKTÍV BOMLÁS ÉS NÖVEKEDÉS	108
10.2. BOMLÁS AKTIVÁLÁS UTÁN.....	114
10.3. PÁRHUZAMOS BOMLÁSOK	116
11. A RADIOAKTÍV BOMLÁSOK ÉS A MAGREAKCIÓK UTÓHATÁSAI	117
11.1. VISSZALÖKÖDÉS	117
11.2. BELSŐ FÉKEZÉSI SUGÁRZÁS, RÖNTGENSUGÁRZÁS ÉS AUGER-EFFEKTUS	121
12. NUKLEÁRIS SUGÁRZÁSOK KÖLCSÖNHATÁSA AZ ANYAGGAL	124
12.1. DOZIMETRIAI ALAPFOGALMAK	126
12.2. AZ ALFA-SUGÁRZÁS (NEHÉZ IONOK) KÖLCSÖNHATÁSA AZ ANYAGGAL.....	127
12.3. A BÉTA-SUGÁRZÁS (KÖNNYŰ IONIZÁLÓ RÉSZECSKÉK) KÖLCSÖNHATÁSA AZ ANYAGGAL.....	131
12.4. A GAMMA-SUGÁRZÁS (NAGYENERGIÁJÚ FOTONOK) KÖLCSÖNHATÁSA AZ ANYAGGAL	140
12.5. NEUTRONOK KÖLCSÖNHATÁSA AZ ANYAGGAL	147
13. NUKLEOSZINTÉZIS.....	149
13.1. KÉMIAI REJTÉLY – KÖTÉSI ENERGIÁK KONTRA ELEMÉK ÉS IZOTÓPOK GYAKORISÁGA	149
13.2. A NUKLEOSZINTÉZIS FOLYAMATAI ÉS KAPCSOLATOS FOGALMAK	151
FÜGGELÉK	156
14. SPECIÁLIS RELATIVITÁS – ALAPEGYENLETEK ÉS JELÖLÉSEK.....	156
15. TÖMEG NÉLKÜLI RÉSZECSKÉK – A RELATIVISZTIKUS VISELKEDÉS EXTRÉM HATÁRESETEI	157
16. „FOTONSZERŰ” RÉSZECSKÉK SZÓRÓDÁSA SZABAD „MASSZÍV” RÉSZECSKÉKEN ...	158
17. A VISSZALÖKÖDÉSI ENERGIA KISZÁMÍTÁSA.....	160
18. FELEZÉSI IDŐ NÍVÓSZÉLESSÉGBŐL	161
DEFINÍCIÓK, JELÖLÉS- ÉS SZÓMAGYARÁZAT	162
AJÁNLOTT IRODALOM	164
INTERNETES FORRÁSOK.....	166
TÁRGYMUTATÓ.....	167

Szerzői előmagyarázat

Ez az elektronikus könyv a *Radiochemistry and Nuclear Chemistry*¹ és a *Subatomic Particles, Nuclear Structure and Stability*² című munkáim magyar nyelvű adaptációja, ill. továbbfejlesztett változata.

Az eredeti angol anyagot az [UNESCO-EOLSS](#) felkérésére írtam az általam szerkesztett **RADIOCHEMISTRY AND NUCLEAR CHEMISTRY** című elektronikus enciklopédiai rész indító, ill. záró fejezete gyanánt, melyekben a nemzetközi szerzőgárda által írt többi fejezet megértéséhez szükséges nukleáris alapismereteket igyekeztem összefoglalni nemfizikus (*non-physicist*) olvasóközönség számára.

A megbízó áldásával szült magyaráttal elsősorban az ELTE kémia alapszakos hallgatóit próbáltam segíteni abban, hogy „**A magkémia alapjai**” c. kötelező tantárgyamra és annak választható tárgykiegészítésére jobban fel tudjanak készülni. Minthogy azonban az első fejezet kivételével (mely a radiokémiát és magkémiát igyekszik elhelyezni a természettudományok között) az itt leírtak nem igazán kémiaszempontúak, úgy gondolom, **más szakos hallgatók is használhatják**, ha a tanáruk jónak látja, vagy ha a hallgatók bármi érdekeset találnak benne. Ugyanígy, előre jóváhagyom, ha **bármely más felsőoktatási intézmény oktatója** úgy dönt, hogy a **Bantu**-t (= **Bevezetés a nukleáris tudományba**) kiegészítő olvasmánynak ajánlja hallgatóinak az általa tartott kurzusokon, beleértve a fájl letöltését és kinyomtatását is. Viszont arra kérem a felhasználókat, hogy a fájlt ki-kí magáért töltsék le magának, hogy lássam, mennyire használják. E sorok írásakor például (2025.05.08.) úgy látom, hogy a [Magyar Elektronikus Könyvtárba feltöltött 1. kiadást](#) 7575-ször látogatták meg 13 év alatt, ami megnyugtat a felől, hogy nem egy bestsellert osztogatok ingyen ツ.

Az itt prezentált anyag (többek közt a fent jelzett történeti előzmények miatt) eredetileg két fő modulra oszlott, melyeket igyekeztem viszonylag kevés átfedéssel egybeötvözni. Mindazonáltal vannak ismétlődések, melynek egyik oka, hogy az Olvasónak ne kelljen összevissza lapozni a könyvben. Ha tehát valakinek *dejà vu* érzése támad olvasás közben, az nem okvetlenül annak a jele, hogy „*hiba van a Mátrixban*”.

Az anyag szerkesztése bizonyára nem fog tetszeni mindenkinek. Lényegében azt tartottam szem előtt, hogy a „rázósbab” dolgok fokról-fokra kerüljenek terítékre, amikor már a hiányuk lehetetlenné tenné a tárgyalást. A „legrázósbab” dolgok a függelék számozott fejezeteit alkotják. Ezeket soha nem kértem számon, de egyeseket érdekelhet az anyagnak ez a része is.

A **FÜGGELÉK** elején található **számozott szakmai fejezetek** után az **ajánlott irodalom** következik, melyből kiemelttem néhány fontos **internetes forrást**. Betettem egy nem teljes **definíció- és jelölésjegyzéket** is, bár ez fölöslegesnek bizonyulhat, hiszen a függeléket egy igen részletes **tárgymutató** zárja azok kedvéért, akik az anyag nyomtatott változatából akarnak tanulni. Aki az Acrobat fájlt a képernyőn olvassa, nemcsak az ábrák színét láthatja (olcsóbban), de a lokális hiperhivatkozásokat is ki tudja használni (ugrás egyenletekre, ábraszövegre, táblázatok fejlécére).

Kiegészítésként ajánlom a **Nukleáris kislexikon**omat is, ahonnan számos animáció és szimuláció érhető el, ill. a címszavak egy részét is felbukkanó GIF-ekkel illusztráltam.

¹ Sándor Nagy, (2007), RADIOCHEMISTRY AND NUCLEAR CHEMISTRY, in Radiochemistry and Nuclear Chemistry, [Ed. Sándor Nagy], in Encyclopedia of Life Support Systems (EOLSS), Developed under the Auspices of the UNESCO, Eolss Publishers, Oxford, UK, [<http://www.eolss.net>]

² Sándor Nagy, (2007), SUBATOMIC PARTICLES, NUCLEAR STRUCTURE AND STABILITY, in Radiochemistry and Nuclear Chemistry, [Ed. Sándor Nagy], in Encyclopedia of Life Support Systems (EOLSS), Developed under the Auspices of the UNESCO, Eolss Publishers, Oxford, UK, [<http://www.eolss.net>]

Akik tudnak angolul, talán értékelni fogják, hogy a kedvükért részletes [időrendi táblázat](#)ot készítettem a szubatomi fogalmak, valamint a nukleáris tudomány és technika fejlődéséről. A kulcsesemények leírásánál található linkek tudománytörténeti jelentőségű eredeti cikkekre, valamint ábrával vagy animációval illusztrált fogalommagyarázatokra mutatnak.

Az **angol mint szakmai nyelv** jelentőségét szeretném hangsúlyozni egy [nukleáris szakszótár](#) közreadásával is. A szótárba bevettem egy csomó matematikai kifejezést is, ami a szövegben előfordul, valamint egy sor látszólag irreleváns dolgot. Hangsúlyozom, hogy ezeket a fogalmakat/kifejezéseket nem minden szerző használja ugyanebben a formában és/vagy értelemben, de az általam ajánlottak legjobb tudomásom szerint tükrözik a IUPAC álláspontját, ezért remélhető, hogy a szótár segíti az egyértelmű és szakszerű kifejezőmód elterjedését ezen a területen. Egy-két ritka esetben nem értek ugyan egyet a IUPAC-kal (és ezt nem is rejtem véka alá), de az állásfoglalásnak akkor is alávetem magam.

Ugyancsak a „*Scientific American*” elsajátítását szeretném segíteni azzal, hogy a jelen anyagot angolul is hozzáférhetővé tettem. (Minthogy jómagam csak húszéves koromban kezdtem el angolul tanulni, természetesen nem garantálhatom, hogy amit én „*American English*”-nek szántam, az nem „*Hunglish*”-nak sikerült, ahogy S. Doughty és G. Thompson találóan nevezi sajátos nyelvhasználatunkat a „[Problem English](#) – Angol nyelvi hibakalauz” c. remek kis könyvükben.)

Köszönetnyilvánítás a 2009-es (0.) kiadáshoz

Köszönetem fejezem ki [Vértes Attila](#) emeritus professzornak, az MTA rendes tagjának, valamint kollégámnak, Dr. [Süvegh Károlynak](#), hogy gondosan átnézték a jelen jegyzet UNESCO-s őseit és értékes javaslataikkal segítették azok végső megformálását. Ugyancsak hálával tartozom Dr. [Joseph Magill](#)nek a karlsruhei Institute for Transuranium Elements (ITU) munkatársának, hogy ötleteket és inspirációt meríthettem az ajánlott irodalomban felsorolt kiváló munkáiból; továbbá számos más ott megadott szerzőnek (Choppin, Cuninghame, Friedlander, Leo és még egyszer: Vértes), akiknek könyvei segítették szakmai fejlődésemet életem különböző szakaszaiban. Végül, de nem utolsósorban megköszönöm családomnak, hogy elnézték nekem, hogy naphosszat a gép előtt üljek még a hétvégeken is, és csak ritkán lihegték a nyakamba: „*Mikor pihensz már egy kicsit? Mi is szeretnénk internetezni!*”

ELTE, TTK, Kémiai Intézet, Budapest, 2009. január 15.

Megjegyzések a 2012-es (1.) és a 2025-ös (2.) kiadáshoz

2012. augusztusában a [Magyar Elektronikus Könyvtár](#) (MEK) felvette ajánlatába a Bantut, így az már nemcsak a honlapomról volt elérhető. Ez alkalmából frissítettem a törött linkeket is. (A [végeredmény ugyanott](#) volt látható, ahonnan hamarosan a jelen 2. kiadást lehet majd letölteni.)

2025. áprilisában lejárt a webes tárhelyem bérlete. Szerencsére tudomásomra jutott, hogy a [Wayback Machine](#) gyakorlatilag az egész webhelyemet archiválta. Ezáltal, ha lassabban is, de még mindig működnek a [weboldalai másolatai](#). Az archivált pdf-ekben (köztük a Bantuban) található linkek azonban jórészt elavultak. Az utóbbi frissített linkjeinek egy része most angol, magyar, ill. német Wikipedia oldalakra mutat, bízva abban, hogy ezek stabilabbak, sőt, tartalmuk még követi is a fejlődést. Megtudtam azt is, hogy az ELTE TTK honlapján van egy oldal, mely [ELTE TTK-s e-könyvek ingyenes letöltését](#) szolgálja. A **Nagy Sándor** név alatt ott van már a **Bantu** 1. kiadása is, melyet hamarosan a jelen kiadásra fognak kicserélni.

Törökbálint, 2025. július 14.

1. RK&MK (ejtsd: magkémia :)

1.1. Az RK&MK mint interdiszciplináris tudományterület

A **radiokémia** (RK) és a **magkémia** (MK) „hivatalos” definíciója a „*IUPAC Gold Book*” szerint a következő:

- **Radiokémia:** „A kémiának azon ága, mely radioaktív anyagokkal foglalkozik. Ide tartozik a radionuklidok és ezek vegyületeinek előállítása besugárzott vagy természetes eredetű radioaktív anyagokból; a kémiai módszerek alkalmazása a nukleáris vizsgálatokban; valamint a radioaktivitás alkalmazása a kémiai, biokémiai és bio-orvostani problémák kutatásában.”
- **Magkémia:** „A kémiának azon ága, mely kémiai módszerek segítségével tanulmányozza az atommagokat és a magreakciókat.”

Mindazonáltal létezik a kémia és a nukleáris tudomány/technológia között egy széles interdiszciplináris terület, amelyet nem mindig könnyű egyértelműen besorolni a fenti kategóriák valamelyikébe. Tekintettel erre, célszerű a **radiokémia és magkémia** egészét (RK&MK) egyetlen osztatlan fogalomként kezelni, mely egybefoglalja azt a tudományterületet, melyet az alábbi kritériumok valamelyike határoz meg:

- a nukleáris tudomány azon része, mely releváns a kémia szempontjából,
- a kémia azon része, mely releváns a nukleáris tudomány szempontjából.

Annak a területnek, amelyre a továbbiakban gyakran az RK&MK rövidítéssel hivatkozom (de magamban csak magkémianak olvasok), vannak olyan művelői, akik egyértelműen *vagy* radiokémikusnak, *vagy* magkémikusnak vallják magukat. Ők nyilván tudják ennek az okát. Mindazonáltal a szükséges tudásbázis nagy része közös, ill. annyira összefonódik, hogy nemigen látom értelmét bevezető tankönyvi szinten a kettő szétválasztásának. Az angol nyelvű szakirodalomban előfordul a „*radionuclear chemistry*” (a. m. **radionukleáris kémia**) kifejezés is, ami önmagáért beszél.

Történetileg, az RK&MK kezdeti éveiben, a **radiokémia** elnevezéssel illették az egész tudományterületet. Később, az 1930-as években, bevezették a **magkémia** kifejezést, mely alatt az atommagok tanulmányozásának, előállításának, tulajdonságainak és reakcióinak kémiai vonatkozásait értették. Néhány évtizeddel később, a két kifejezés valamelyikével jelölték meg a kémiai kutatás olyan nukleáris módszereit is, mint pl. a Mössbauer-spektroszkópia. Mára egy fajta „fúzió” következett be az egykor világosan elkülönült jelentésekben, és sok olyan kutató számára, aki maga is ezen a területen tevékenykedik, a radiokémia és a magkémia gyakorlatilag szinonim szavak.

Megjegyzem: mostanában a kémiai szerkezetvizsgálatok bizonyos nukleáris módszereit (pl. az **NMR**-t, mely a *Nuclear Magnetic Resonance* – a. m. **magmágneses rezonancia** – rövidítése) gyakran nem tekintik sem a radiokémia, sem a magkémia részének. Az NMR esetében ennek részben az az oka, hogy egyfelől a rezonanciaenergiák igen kicsik, másfelől a módszer olyannyira elterjedt, hogy a „maga jogán” független módszerre vált, melynek nukleáris eredete különböző okok folytán „feledésbe merült”. (Valószínűleg az sem lehet véletlen, hogy az egyik legjobb diagnosztikai módszer, az **MRI** – mely a *Magnetic Resonance Imaging* rövidítése –, nem tartalmazza az elején a nukleáris alapokra utaló N betűt, holott tudományos körökben még ma is **NMRI** a hivatalos megnevezése.) Másrészt viszont, bizonyos analitikai módszerek, melyek röntgensugárzással (angolul: *X-rays*) kapcsolatosak, pl. **XRFS**, gyakran szerepelnek az RK&MK-val foglalkozó könyvek tematikájában. Ezért, amikor az RK&MK tényleges tárgykörét körülhatároljuk, akkor a nagyenergiájú sugárzások (akár nukleáris

eredetű, akár nem) hasznos gyakorlati irányjelzőként szolgálhatnak. Ennek megfelelően, az RK&MK-t taglaló monográfiák mindig tartalmaznak olyan fejezeteket, amelyek a nem radioaktív eredetű sugárforrásokkal foglalkoznak, mint amilyen pl. a **szinkrotron**. Az **izotópkémia** (akár radioaktív, akár nem) többnyire része a tematikának. A **sugárkémia** megítélése változó: egyszer része a tematikának, máskor nem.

A két terület közötti határvonal bizonytalansága kiderül abból is, ha átnézzük a tartalomjegyzékét olyan könyveknek, mint „A magkémia és alkalmazásai”, „Magkémia”, „Radiokémia és izotóptechnika”, *Kern- und Radiochemie*”, „Radiochemistry”, „*Handbook of Nuclear Chemistry*”, „*Nuclear and Radiochemistry*” stb. A tartalom igen hasonló, ill. gyakorlatilag ugyanaz. Ami azt illeti, a **nukleáris tudományok** összességét tekintve is elmondható, hogy a bevezető fejezetek (melyek a szubatomi részecskékről, az atommag tulajdonságairól, a stabilitás/instabilitás kérdéséről, a radioaktív bomlásfajtákról, a sugár–anyag kölcsönhatásról, a sugárzások detektálásáról szólnak) elsősorban csak a tárgyalás mélységében különböznek.

1.2. Az RK&MK kezdetei; a nukleáris és részecsketudomány fejlődése

Az RK&MK története elválaszthatatlan a nukleáris tudományok (és a kapcsolatos diszciplínák) egészétől. Ennek két oka van:

- A kémia jóval hosszabb múltra tekint vissza, mint a nukleáris tudomány. (A **kémikusok első nemzetközi találkozója** 1860-ban már olyan alapvető kérdésekkel foglalkozott Karlsruheban, mint az atomok³ és molekulák definíciója.)
- A kémikusok nyomban bekapcsolódtak a radioaktivitás kutatásába, mielőtt annak felfedezése 1896-ban napvilágot látott.

A kémia fontos szerepet töltött be a nukleáris és részecsketudomány fejlődésében. Ez jól látható az 1. ábrán, mely szerint a Nobel-díjak első 105 évéből 10 volt az olyan, amelyben a kémiai díj ehhez a területhez kapcsolódott. A díjazott eredmények az 1946-tal záruló periódusban születtek. Az utolsó kémiai Nobel-díjat 1960-ban adták át ezen a területen.

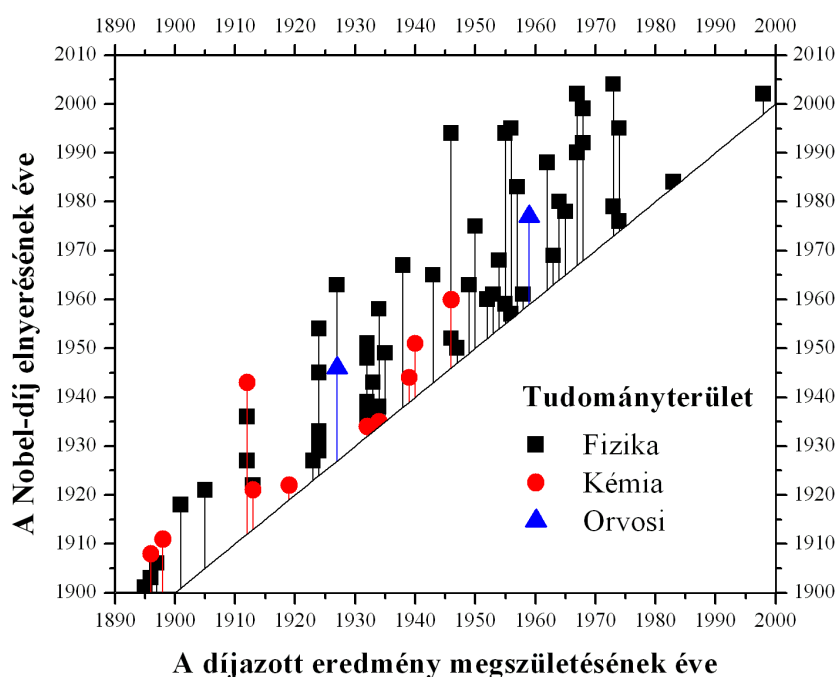
Az emberiség nukleáris korszakának kezdetét az **urán** radioaktivitásának 1896-os felfedezése jelzi. A felfedező, Antoine Henri **Becquerel** (1852-1908), egy francia fizikus család harmadik generációjának képviselője, 1903-ban megosztott **fizikai Nobel-díj**ban részesült „a **spontán radioaktivitás** felfedezéséért”.

Egyesek a nukleáris tudomány kezdetét egy évvel korábbra helyezik, ti. 1895-re, amikor is Wilhelm Conrad **Röntgen** (1845-1923) német fizikus felfedezte a róla elnevezett **röntgensugárzást**. Az eredeti német elnevezés – *X-Strahlen* (mely még magától Röntgentől származik) – az angol „X-rays” formájában él tovább. Az „X” nyilvánvalóan az algebrai egyenletek ismeretlenének tradicionális *x* jelölésére kíván emlékeztetni, s mint ilyen, valóban találó elnevezés volt arra a „rejtélyes” sugárzásra, mely a közönséges fény számára átlátszatlan anyagokon is áthatol. Röntgen ugyancsak kifejlesztette a **röntgenfotográfia** módszerét, mellyel forradalmasította az orvosi diagnosztikát. 1901-ben – a Nobel-díjak történetének legelső esztendejében – **fizikai Nobel-díj**at kapott felfedezéséért.

³ Kémikusként figyelemreméltónak tartom, hogy Ernst **Mach** (1838-1916) – a neves osztrák filozófus, fizikus és matematikus, aki mély benyomást tett Albert **Einstein**re is, és aki úttörő eredményeket ért el a szuperszonikus áramlások területén (innen ered a Mach-szám, a szuperszonikus sebesség mértékegysége) – még 1913-ban is makacsul tagadta az atomok létezését mondván: „*Ich kann die Relativitätstheorie ebensowenig akzeptieren, wie ich die Existenz von Atomen und anderen solchen Dogmen akzeptieren kann.*” – „Épp oly kevésbé tudom elfogadni a relativitáselméletet, mint az atomok létezését és más efféle dogmákat.” Ha valaki atomokat említett jelenlétében, Mach sztereotip kérdése állítólag ez volt: „*Ham's schon eins gesehen?*” – „Látott már olyat?”

Röntgen munkája inspirációként szolgált Becquerel és Rutherford számára a radioaktivitással folytatott kísérleteikhez.

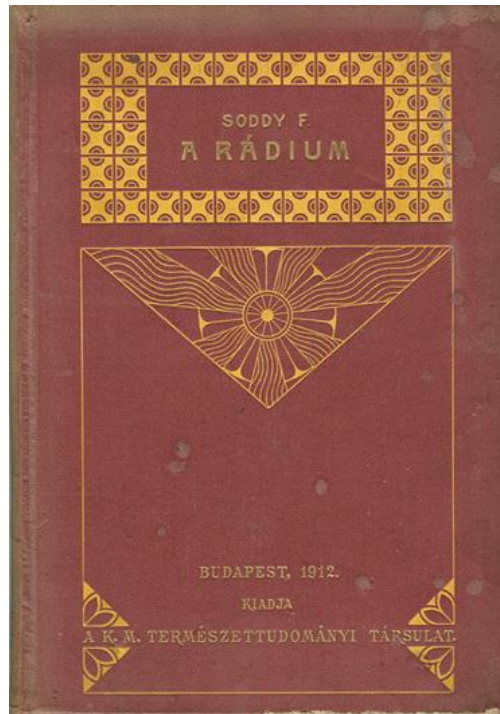
Akarmelyiket fogadjuk is el a nukleáris tudomány születési évének, a **radiokémia** (és így az RK&MK) születési éve minden bizonnyal legkésőbb 1898-ra tehető. Ez volt az az év, melyben Marie Curie, szül. Maria Skłodowska (1867-1934), a lengyel származású francia kémikus, férjével, Pierre Curie (1859-1906) francia fizikussal közösen (aki a **tórium** radioaktivitását is tanulmányozta), felfedezte a **polóniumot** (és valamivel később a **rádiumot** is, lásd a 2. ábrát), elsőként vetve be olyan eszközöket, melyeket ma **radiokémiai módszereknek** hívunk. A Curie házaspár volt az, akikkel Becquerel megosztotta 1903-as **fizikai Nobel-díját**. (Később, 1911-ben, Madame Curie elnyert egy **második Nobel-díjat** is, ezúttal kémiából, „azokért a szolgálatokért, amelyekkel hozzájárult a kémia fejlődéséhez, felfedezvén a rádiumot és a polóniumot, izolálván a rádiumot s tanulmányozván e figyelemre méltó elem természetét és vegyületeit”.)



1. ábra: A nukleáris tudománnyal és a szubatomi részecskékkal kapcsolatos Nobel-díjak időbeli eloszlása tudományterület szerint. Az ábrán látható függőleges szakaszok hossza az eredmény megszületése és a Nobel-díj odaítélése közt eltelt évek számát mutatja. Amint látjuk, néhány eredményt csaknem azonnal jutalmaztak, míg a leghosszabb kivárási periódus csaknem egy fél évszázadot tesz ki. (Az első néhány pont esetében a függőleges szakaszok hossza érdektelen, hiszen az első Nobel-díjat 1901-ben adták ki.)

Tekintettel az **időrendiségre**, világos, hogy mért a radiokémia kapta a hangsúlyt az RK&MK születési időpontja tekintetében. Tudniillik, meglehetősen anakronisztikus lett volna magkémiáról beszélni az **atommag** fogalmának felvetése előtt, mely egy évtizeddel későbbre, 1911-re datálható, amikor is a New Zealand-i születésű brit Ernest Rutherford (1871-1937) arra következtetett, hogy az atomtömeg túlnyomó része az atomtérfogat egy parányi részére koncentrálódik, és ez a parányi, de masszív térfogat, melyre atommagként szokás hivatkozni, pozitív elektromos töltéssel rendelkezik. Rutherford **nukleáris atommodellje** kiszorította a Kelvin–Thomson-féle **mazsoláspuding-modellt**. Az utóbbi szerint az atomot úgy lehetne elképzelni, mint egy pozitív töltésű tömeggömböt, melybe Z elektron ágyazódik, mint a mazsolák egy mazsolás kalácsba. A rövidéletű Kelvin–Thomson-modellt 1903-ban posztulálta Lord Kelvin, más néven Sir William Thomson, (1824-1907), a skót-ír származású

matematikai fizikus és mérnök, majd **Joseph John Thomson** (1856-1940) angol fizikus fejlesztette tovább, aki a gázok elektromos vezetését tanulmányozta, felfedezte az **elektront** (az első szubatomi és valóban elemi/fundamentális részecskét) és meghatározta annak **fajlagos töltését** (töltés per tömeg), mely olyan fontos eredménynek számított, hogy 1906-ban **fizikai Nobel-díjjal** tüntették ki érte.



2. ábra: A radioaktivitás és a rádium maga óriási érdeklődést keltett világszerte mind a tudósok között, mind pedig a „nagyközönség” körében. **Soddy** 1908-as könyvét a rádiumról már 1912-ben megjelentette a Királyi Magyar Természettudományi Társulat abban a reményben, hogy ezzel jó szolgálatot tesz „a természettudományok haladása iránt érdeklődő magyar közönségnek”. Érdemes megemlíteni, hogy a fenti kiadás előszava szerint, ugyanebben a témában már 1905-ben jelent meg magyar „füzet” annak a korán elhunyt **Zemplén Győző** fizikusnak a tollából, akinek vegyész öccse, **Zemplén Géza**, különleges helyet foglal el a magyar tudomány panteonjában.

Noha a nukleáris atommodell mélyen megváltoztatta a kémikusok atomról alkotott képét, Rutherford 1908-as **kémiai Nobel-díj**át egy még sokkal bizarrabb elképzelésért kapta, mely szöges ellentétben állt a kortárs kémikusok legszentebb dogmájával, miszerint az atomok a végső és megváltoztathatatlan építőelemei volnának a minket és környezetünket alkotó anyagnak. 1902-1903 táján, Frederick Soddy (1877-1956) brit kémikussal közösen, arra az eretnek következtetésre jutott, hogy **a tórium és az urán más elemmé alakul a radioaktív bomlás hatására**. Rutherford nagyon is tudatában volt annak, hogy milyen merész ez a konklúzió⁴. A kémikusok azonban nyitottnak bizonyultak az új elképzelések befogadására. Olyannyira, hogy Rutherfordot, egy fizikust, mondhatni „szaktársuknak” ismerték el azzal, hogy neki ítelték meg a kémiai Nobel-díjat.

Mintegy kompenzáció gyanánt, a fizikusok azzal fizették vissza adósságukat, hogy 2002-ben a **fizikai Nobel-díj** 1/4 részét egy vegyész, **Raymond Davis Jr.** (1914-2006), a **napneutrínó probléma** felfedezője kapta „úttörő hozzájárulásaiért az asztrofizikához, különös tekintettel a kozmikus neutrínók detektálására”.

⁴ Bizonyágképpen, íme, kettőjük párbeszéde, ahogy később Soddy visszaemlékezett rá:

„Rutherford, ez transzmutáció: a tórium elbomlik és argon gázzá alakul.”

„A Mikulás szakállára, Soddy, ne hívd ezt transzmutációnak! Fejünket veszik érte mint alkímistáknak!”

Amint ezek a példák is mutatják, a fizikusok és a kémikusok szerepköre meglehetősen összefonódott a nukleáris és részecskefizikában, teljes összhangban a terület interdiszciplinaritásával és a megoldandó feladatok komplexitásával. Az is kitűnik, hogy noha az utolsó nukleáris vonatkozású kémiai Nobel-díjat csaknem fél évszázaddal e sorok írása (2009) előtt ítéltek oda, az utolsó magkémikus sokkal később, 2002-ben kapott Nobel-díjat, igaz, olyan eredményekért, amelyek 1967-ben születtek.

A Nobel-díjak mellett számos más jelét találjuk annak, hogy az utókor nagyra értékelte az „elődök” teljesítményét a nukleáris területen:

- A mesterségesen előállított elemek közül a 96-os, 104-es és a 111-es Curie (**kúrium**, Cm), Rutherford (**radzerfordium**, Rf), ill. Röntgen (**roentgenium**, Rg) nevét viseli.
- Az SI előtti korszakban a fotonokra definiált **besugárzási dózis** egysége ugyancsak Röntgen nevét őrizte (**roentgen**, R).
- Az **aktivitás** (bomlási sebesség) mindkét „sikeres” egységét a radioaktivitás úttörőiről nevezték el. Az első aktivitásegység, a **curie** (Ci), 1930-ból származik. Noha nem SI egység, még mindig elterjedten használatos, különösen a gyógyászati alkalmazások területén (1. táblázat). 1975 óta az aktivitás hivatalos SI egysége a **becquerel** (Bq), melyet a nukleáris tudomány művelői már jórészt megszoktak. (A harmadik, rövidéletű aktivitásegység, a **rutherford**, melyet 10^6 bomlás per másodpercként definiáltak Rutherford tisztelői az 1930-as években, sohasem terjedt el igazán.)

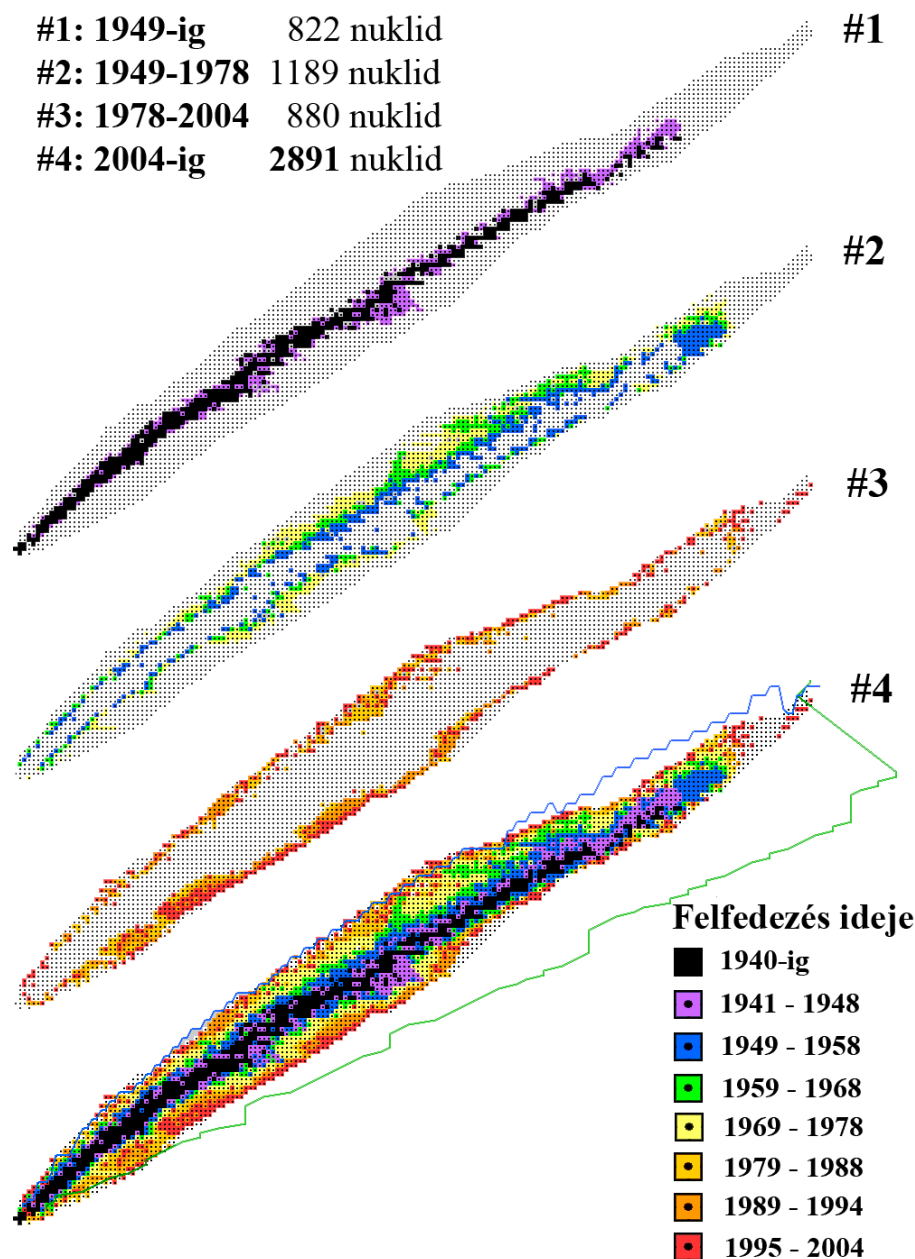
A szubatomi fogalmak stb. fejlődéstörténetét illetően lásd a 2. fejezet bevezető részét, valamint az említett **webes időrendi táblázatot**, melynek bejegyzései elegendő háttér-információt tartalmaznak ahhoz, hogy a lényegük önmagában is többé-kevésbé érthető legyen.

1.3. RK&MK: Mit hoz a jövő?

A 20. század utolsó évtizedei nem igazán kedveztek a nukleáris tudományoknak általában és azon belül az RK&MK tudományterületének. Az **1986-os csernobili baleset** után a közvélemény gyanakvással fogadott mindent, amit kapcsolatba lehetett hozni a „radioaktív”, az „izotóp” vagy a „nukleáris” szavak bármelyikével. De a kémiai kutatások főcsapása ettől függetlenül is letért már akkorára a „nukleáris” irányvonalról, ahogy azt a Nobel-díjak 1. ábrán bemutatott „statisztikája” is jelzi.

A tudományos érdeklődés fókuszpont-eltolódása nyomon követhető a tudományos folyóiratok 2005-ös **impakt faktorain** (IF) is. A **lista** 6033 olyan bejegyzést tartalmaz, melyre az IF nem nulla, kezdve egy rákkutatással foglalkozó orvosi folyóirattal (IF 49,794) és befejezve egy mérnöki folyóirattal (IF 0,04). Az első olyan kiadvány, melyet néhány évtizede még a nukleáris címkével lehetett volna ellátni, az NMR-nek van szentelve (201. helyezés, IF 6,462). Az első „igazán” nukleáris folyóirat a listán a NUCL PHYS B (255. helyezés, IF 5,522). Ugyanakkor ez – az ANNU REV BIOCHEM súlyát figyelembe véve (4. helyezés, IF 33,456) – egyáltalán nem azt jelenti, hogy a kémia egésze elhagyatott terület volna, de a fő érdeklődési irány eltolódása az élettudományok felé teljesen nyilvánvaló.

Csernobil után, a nukleáris iparban bevezetett szigorúbb szabályozások (melyek megdrágították a nukleáris energiatermelést), valamint a pályázatokkal elnyerhető kutatási összegek világszintű csökkentése egyben szerencsétlen időzítéssel is párosult. A „könnyen” elérhető kutatási célokat fokozatosan nagyobb kihívások váltották fel, melyek egyre bonyolultabb (és persze drágább) fizikai és mérnöki megoldásokat követeltek. Ezt a fajta időbeli változást jól szemlélteti a 3. ábra egy speciális területen, mely a stabilitás völgyének/kontinensének felderítését célozta a nuklidtérképen.



3. ábra: Nuklidtérképek a felfedezés évszáma szerint színezve. A térképek a *Nucleus-Win* nevű szoftver segítségével készültek (*Nucleus-Win, a free software, produced by AMDC at CSNSM-Orsay*). A #1, #2 és #3 jelű térkép világosan mutatja azt a trendet, amely a magkémikusokból/magfizikusokból álló csapatok céljait/eredményeit jellemezte az egyes periódusokban. Az #1 periódus során eleinte az ismert elemek stabil izotópjait, majd a stabilitás közvetlen közelében elhelyezkedő radionuklidokat kutatták fel. A kutatások rögtön az után kezdődtek, hogy Soddy 1913-ban felállította izotóphipotézisét, megelőzve azt az időpontot, amikor a nuklid fogalmát a mai értelemben bárki megfogalmazhatta volna. (Emlékeztetőül: a neutron csak 1932-ben fedezte fel Chadwick.) Figyeljük meg, hogy a térképen két „kitüremkedés” látszik a nagyobb neutronszámok irányában, felfelé a völgy meredek oldalán. Ezek a kitüremkedések annak a két hasadványnak felelnek meg, amelyre a ^{235}U termikus neutronok hatására szétesik ($A = 90-100$ és $A = 135-150$). Figyeljük meg azt is, hogy a periódus végére az urán környezetét már igen jól felderítették. A #3 periódus, mely a jelent is magában foglalja, már a nukleáris létezés határait feszegeti és olyan mesterséges nuklidok felfedezését hozta magával, melyeket igen kis (alkalmanként néhány atomnyi) mennyiségben, igen nagy erőfeszítések árán lehetett csak előállítani.

Egyes területeken jól észrevehető tendencia a kutatási módszerek elmozdulása a „**kis tudomány**” felől a „**nagy tudomány**” felé. Különösen így van ez, amikor a munkához **nagy gyorsítókra** van szükség. A nagy tudomány és a **multinacionális együttműködés** a kulcs ahhoz a kapuhoz is, mely remélhetőleg a **fúziós reaktorok** álmának valóra váltásához vezet. Megjegyzem: olyan célról van itt szó, melynek elérése évtizedek óta „már csak néhány évtizednyi távolságra” látszott a kutatók és mérnökök előtt. A 2020-as években felgyorsulni látszanak a dolgok. Érdeemes lesz figyelni ezt a [Wikipedia](#) oldalt, mely szerint 2023-ban a fúzióhoz szükséges forró plazma egyben tartása 8 perces csúcst ért el. E sorok írásakor (2025.05.11.) még csak egy napos a hír, hogy a francia WEST Tokamak reaktor **22 percig volt képes folyamatos energiatermelésre**.

Akárhogy is, de továbbra is szükség lesz olyan vegyészekre, akik kommunikálni képesek a magfizikusokkal/reaktorfizikusokkal; ill. olyan fizikusokra/mérnökökre, akik értik a kémiát, mert csak így lehet biztonsággal fenntartani a **hasadási reaktorok** nukleáris üzemanyagciklusát, s megtenni mindent, amit kell az elhasznált nukleáris üzemanyaggal, **nukleáris hulladékkal** stb. (És persze itt a vegyészek helyett biológusokat, környezettudósokat vagy orvosokat is említhettem volna.)

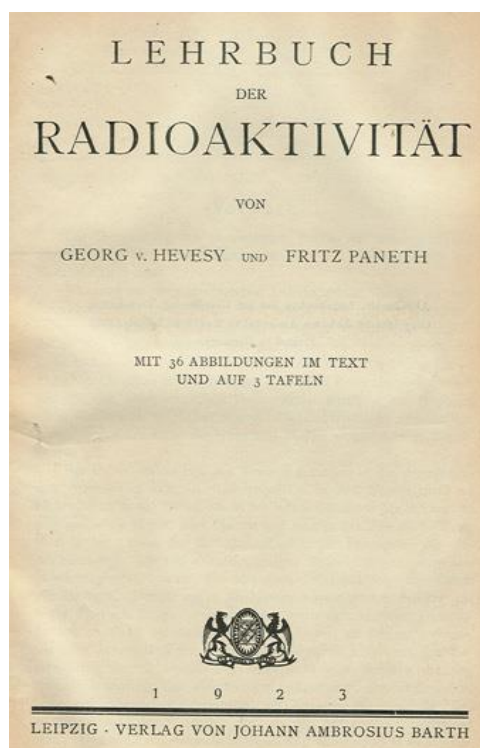
Az egyre agresszívabbá váló nemzetközi terrorizmus miatt ugyancsak szükség van a radiokémikusok/magkémikusok speciális tudására a **bűnfelderítés** tudományában ([nuclear forensics](#)).

A kémia és a nukleáris tudományok együttes ismeretére mindig is szükség lesz a nukleáris gyógyászatban, a jelzett vegyületek előállításában, továbbá a sugárzások számos ipari és gyógyászati alkalmazásában és a **nukleáris környezetvédelemben**.

2. Nuklid és atommag – izotóp, izobár, izotón és izomer

A természetes bomássorok (51. ábra) tanulmányozása során a radiokémikusok rejtélyesnek találták, hogy a sorok bizonyos tagjait nem lehetett elválasztani a többitől kémiai módszerekkel, holott a radioaktív tulajdonságaik (bomlásfajta, felezési idő) markáns különbséget mutattak.

1907-re a „teljes kémiai szétválaszthatatlanság doktrínája” (ahogy ezt Soddy 1921-es Nobel-előadásában kifejezte) elfogadott ténynek számított az ilyen bomlássortagok vonatkozásában. [Zárójelben jegyzem meg, hogy a magyar Hevesy György (1885-1966) – vagy George de Hevesy, ill. Georg von Hevesy (lásd a 4. ábrát), ahogy a nemzetközi szakirodalom ismeri – épp erre a „szétválaszthatatlanság”-ra alapozta az általa kifejlesztett radioaktív nyomjelzés technikáját, melyért 1943-ban kémiai Nobel-díjat kapott.]



4. ábra: „A radioaktivitás tankönyve”, Hevesy és Paneth német nyelven írt 1923-as munkája. A könyvben két és fél oldal jut a radioaktív „indikátorok” számára, amely alatt ma radioaktív nyomjelzést értünk. Ebben a könyvben, a kor szokásának megfelelően, az elemek különböző izotópjait még saját névvel azonosították. Például a ma radonnak (Rn) nevezett 86-os rendszámú elemnek – melyet akkor még emanációnak (Em) neveztek – három izotópját tartották számon az anyaelem nevéből származtatott név-, ill. jelkombinációval. Ezek az aktínium emanáció (Actinium Emanation, Ac Em, később Action, An), a tórium emanáció (Thorium Emanation, Th Em, később Thoron, Tn) és a rádium emanáció (Radium Emanation, Ra Em, később Radon, Rn). Ezeket ma már a ^{119}Rn , ^{220}Rn és ^{222}Rn szimbólumokkal illik jelölni. Mindazonáltal nem árt az óvatosság, mert a nukleáris tudomány egyes konzervatív területein a toron (értsd: ^{220}Rn) és a radon (értsd: ^{222}Rn) még mindig nem kopott ki a használatból.

A „szétválaszthatatlanság” magyarázatára Soddy bevezette az **izotópia**⁵ fogalmát. Érdeemes megjegyezni, hogy erre 1913-ban, vagyis hat évvel azelőtt került sor, hogy Rutherford

⁵ Soddy az „izotóp” szót a görög „iszosz” (ἴσος: egyenlő, ugyanaz) és „toposz” (τόπος: hely) szavakból állította össze.

felfedezte volna a **protont** mint a mag alkotórészét, megtéve ezzel az első nagy lépést ahhoz, hogy az elemek rendszámát – melyet a kémikusok már „időtlen idők” óta használtak – valami mélyebb tulajdonságra lehessen visszavezetni. Soddy elképzelésének lényege az volt, hogy belső különbségeik ellenére az izotópatomok ugyanazt a helyet foglalják el a **periódusos rendszerben**, s ezzel ugyanazt az elemet képviselik. Meg kell jegyeznem azt is, hogy az izotópok végül is nem bizonyultak abszolút szétválaszthatatlannak, amit az **izotópelválasztás** különböző módszerei is bizonyítanak, amelyek mind az ún. **izotópeffektusokon** alapulnak. Az izotópelválasztás kulcsszerepet játszik egyebek között a nukleáris energiatermelésben is (ti. erről szól az **urán izotópdúsítása**).

Az **izotópok mint különböző tömegű atomfajták** létezését J.J. Thomson egy éven belül bebizonyította egy olyan kísérlet segítségével, melyben neonionokat térített el elektromágneses térben. Kiderült, hogy a természetes Ne atomokat két osztályba lehet sorolni, melyekre ma a ^{20}Ne és a ^{22}Ne jelöléseket alkalmazzuk. (A neon harmadik stabil izotópja, a ^{21}Ne , mely mindössze 0,27%-át teszi ki a természetes neonnak, akkor még elkerülte a kutatók figyelmét.) Ez a kísérlet egyúttal azt is megmutatta, hogy az „izotópia” nem a radioaktivitás kizárólagos sajátja.

Az izotópia mélyebb megértésére még kb. két évtizedig kellett várni. 1932-ben **James Chadwick** (1891-1974) brit fizikus felfedezte a **neutront**, ami 1935-ben **fizikai Nobel-díjat** hozott számára. Értelmezése szerint, egy elem különböző izotópjai az adott elem atomjainak/magjainak különböző osztályaihoz hozhatók kapcsolatba, amelyek mindegyike ugyanannyi protont (Z), de osztályonként különböző számú neutront (N) tartalmaz.

A felfedezést követő években-évtizedekben azonban az „izotóp” kifejezést oly mértékben túlhasználták, hogy a laikusok valami affélét kezdtek érteni alatta, mint „*egy veszélyes atomfajta, amelyik radioaktív*”. A fogalmak tisztázása végett **Truman P. Kohman** (1916-2010) amerikai kémikus 1947-ben bevezette a **nuklid** fogalmát. Mindazonáltal egy jó fél évszázad sem volt elég ahhoz, hogy ez a hasznos kifejezés minden szakember számára ugyanazt jelentse, ill. minden olyan esetben kizorítsa az izotóp szót, ahol azt helytelenül/indokolatlanul használják. Ezért ezt a fejezetet a kapcsolatos fogalmak tisztázására szánom.

2.1. Az atomok és atommagok építőkövei

Az 5. ábrán egy „közönséges” héliumatom szerkezete látható művészi ábrázolásban. A grafika a részecskékre és kölcsönhatásokra vonatkozó Standard Modell alapján készült. (Bővebben lásd a 4. fejezetben). Ennek a meghatározott atomfajtának a **magja** abban különbözik a többi atommagtól, hogy éppen két **protont** (p) és két **neutront** (n), tehát összesen négy **nukleont** (N) tartalmaz.

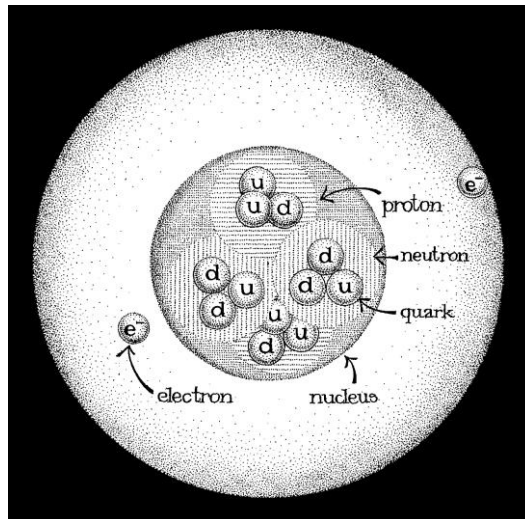
Általában véve egy atommag A darab nukleont (N : p és n együtt) tartalmaz, melyek közül Z darab proton (p), a maradék N pedig neutron (n):

$$N = A - Z, \quad (1)$$

ahol az N egész számot egyszerűen a mag **neutronszámának** hívják.

Az A egész számra gyakran **nukleonszámként** hivatkoznak nyilvánvaló okból, de a hagyományos és egyszersmind „hivatalos” neve **tömegszám**. Az utóbbi elnevezés jogosultságát az adja, hogy a proton és a neutron tömege szinte hajszálra megegyezik (ti. az 1. táblázat szerint a különbség mindössze $\sim 2,5$ elektrontömeg, azaz $\sim 0,14\%$ a neutron javára) és ezért a mag tömege (m_N) nagyjából arányos a benne lévő nukleonok számával:

$$m_N \propto A = Z + N. \quad (2)$$



5. ábra: Egy héliumatom naiv/művészi ábrázolása a Standard Modell (SM) alapján. (Grafikus⁶: „Iscsu”, polgári nevén Molnár István.) Vegyük figyelembe, hogy a rajz – az áttekinthetőség végett – nem tükrözi az atom, az atommag(*nucleus*)/nukleonok és a kvark(*quark*)/elektron(*electron*) közötti valóságos méretarányt. Ha egy nukleont (neutront vagy protont) 1 cm átmérőjűnek vennénk, akkor a ⁴He magja ugyan csak 1,6 cm-es lenne, de az atomot magát már 1 km-esnek kellene rajzolni. Vagyis az ábra sokkal kisebbnek mutatja az atomot a maghoz képest, mint ahogy a valóságban van. Ugyanakkor a kvarkok és az elektron az SM szerint fundamentális/elemi részecskék belső szerkezet nélkül, azaz tulajdonképpen pontszerűek. Akárhogy is, a méretük semmiképpen nem lenne nagyobb 10^{-10} μm-nél, ha az ábra minden részletében arányos volna.

Megjegyzés a jelölésekkel kapcsolatban: Mivel az „N” betű – különböző tipográfiai alakban – már harmadik értelemben bukkan elő néhány soron belül, itt jegyzem meg, hogy ahol álló (*regular*) alsó indexként szerepel, ahogy most (_N), ott minden esetben az atommagra (angolul: *nucleus*) utalok vele. Ahol az alsó index kurzív (*italic*) stílusban van (_N), ott a neutronszámmra kell gondolni. Egyébként a kurzív *N* jelenthet atomszámot is a kontextustól függően.

Mínthogy az elektron sokkal „könnyebb”, mint egy nukleon (m_e mindössze $\sim 0,05\%$ -a m_p vagy m_n értékének), az adott magból és Z darab elektronból álló semleges atom tömege (m_a) még mindig nagyjából arányos marad A -val, ezért a tömegszám kifejezés nemcsak magokra, de atomokra is alkalmazható.

Kémiában a Z egész számot hagyományosan és egyszersmind „hivatalosan” **rendszám**nak nevezik, melynek konkrét értékei egy-egy kémiai elemet határoznak meg a periódusos rendszerben. Ugyanakkor joggal hivatkoznak rá **protonszám**ként is egy-egy atommag/atom esetében. Mínthogy a mag elektromos töltése eZ , ahol e a proton töltése, melyet elemi töltésnek hívunk (1. táblázat), Z -re a **mag töltésszáma**ként is szokás hivatkozni. Mivel az elektron (e^-) elektromos töltése éppen $-e$, a semleges atom pontosan Z darab héjelektront tartalmaz. Ezért Z a **semleges atom elektronszáma** is egyben.

A protonok és a neutronok által felépített atommag különböző energiaállapotokban létezhet, amelyek közül a legalacsonyabb az ún. **alapállapot**. (Lásd: 5. fejezet.) A **gerjesztett magok** – akárcsak a gerjesztett atomok: nagyobb stabilitást keresve – rendszerint igen gyorsan (jellemzően 10^{-17} – 10^{-10} s alatt) visszatérnek az alapállapotba, miközben többnyire elektromágneses sugárzás (az adott esetben: **γ -sugárzás**) kibocsátásával szabadulnak meg energiafeleslegüktől.

⁶ A grafikusművész egyik alkotását minden ELTE-s ismeri. Ő tervezte meg ugyanis 1992-ben a TTK régi-új címerét, melyet később maga az Egyetem is adaptált.

2.2. Nuklid – a magja által meghatározott atomfajta

A [IUPAP](#) által elfogadott [1987-es ajánlás 2.5.1 Nuclides](#) című szakasza a következő instrukciókat tartalmazza a **nuklid**, **izotóp**, **izobár** és **izotón** kifejezések használatát illetően:

- Az atomoknak azon fajtájára, amelyek rendszám (protonszám) és tömegszám (nukleonszám) tekintetében megegyeznek, a „nuklid” szóval kell hivatkozni, nem pedig az „izotóp” szóval. Az azonos tömegszámmal rendelkező különböző nuklidokat „izobár nuklidoknak” vagy „izobároknak” hívjuk. Az azonos rendszámú különböző nuklidokat „izotóp nuklidoknak” vagy „izotópoknak” nevezzük. (Mint hogy a megegyező **p**rotonszámú nuklidok „izotó**p**ok”, a megegyező **n**eutronszámú nuklidokat olykor „izotó**n**oknak” hívják.)

A „[IUPAC Gold Book](#)” („IUPAC arany könyv”, a megfelelő nyomtatott kiadvány hagyományos aranysárga színére célozva) a **nuklid** szó jelentését a következőképpen írja le:

- Olyan atomfajta, melyet a tömegszáma, a rendszáma és a magjának energiaállapota határoz meg, feltéve, hogy az utóbbi közepes élettartama elég hosszú ahhoz, hogy megfigyelhető legyen.

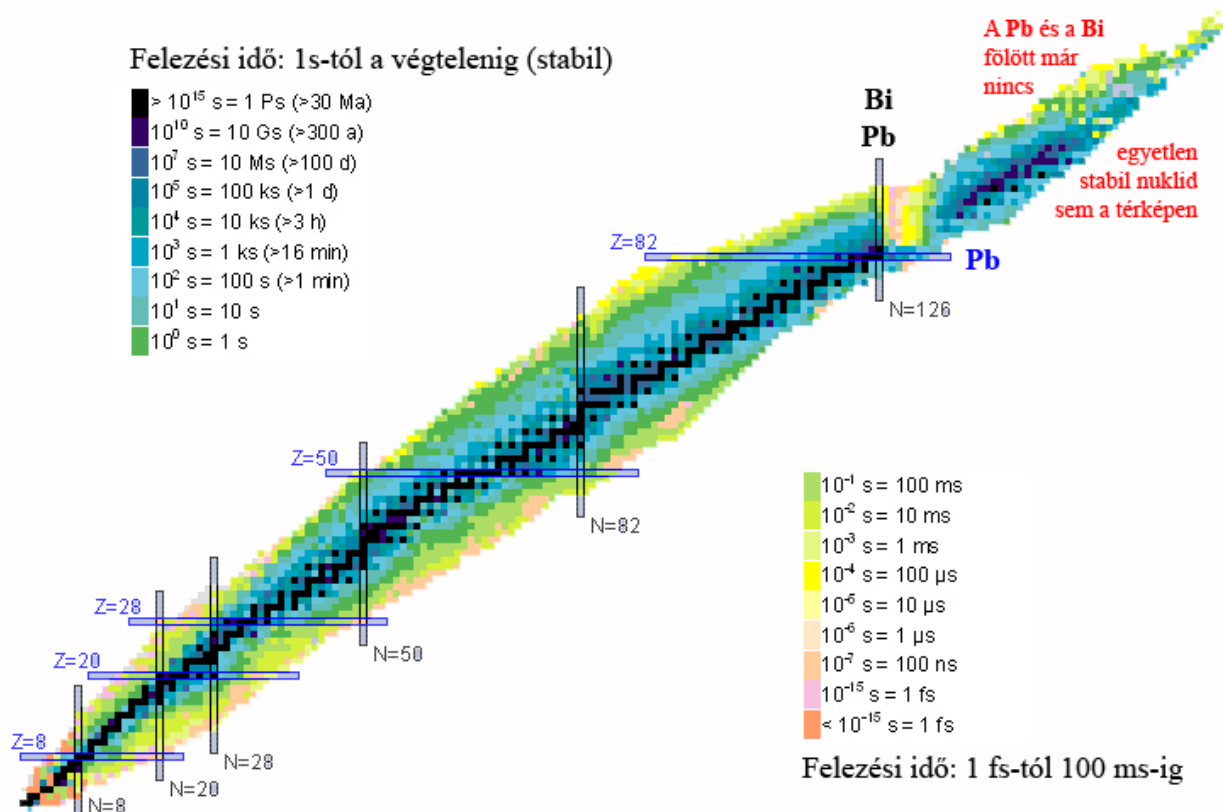
Vegyük észre, hogy bármelyik definíciót tekintjük is, **a nuklid atomfajta jelent**, nem pedig atommagfajta. Ezt azért jó tudni, mert fizikusok által írt szövegekben – a IUPAC állásfoglalását figyelmen kívül hagyva – a nuklid kifejezést sokszor atommagfajta értelemben használták⁷, ami tömeg–energia átszámítások esetében nagyon nem mindegy, hiszen egyetlen elektron tömegének energia-egyenértéke is kb. $500\,000\text{ eV} \Leftrightarrow 49\text{ GJ mol}^{-1}$ az 1. táblázat szerint.

A IUPAC által adott definíció értelmében pl. a ^{119}Sn és a $^{119\text{m}}\text{Sn}$ szimbólum két különböző nuklidot jelképez. A második szimbólum felső indexében látható „m” betű ugyanis arra utal, hogy a mag gerjesztett állapotban van, melynek élettartama olyan hosszú, hogy valamely praktikus szempontból (megfigyelhetőség) metastabilnak tekinthető (innen az „m”). Ami azt illeti, ennek a speciális **magizomernek** (ahogy a viszonylag hosszú élettartamú gerjesztett magokat nevezik) 293 nap a felezési ideje. Vagyis csaknem minden második $^{119\text{m}}\text{Sn}$ mag változatlan állapotban éli meg egyéves „születésnapját”. Márpedig ez nagy szó, hiszen a legerjesztődés általában a másodperc parányi törtrésze alatt be szokott következni a gerjesztett magok esetében.

Vegyük észre azt is, hogy a IUPAC által adott definíció meglehetősen homályos, ti. az „elég hosszú” jelző mindennek mondható, csak precíznek nem. Ha a magizomerek felezési idejét a meglehetősen konzervatív $T_{1/2} = 1\text{ }\mu\text{s}$ értéken rögzítjük, ez önmagában 500 atom-, ill. magfajtaival növeli az ismert alapállapotú atom-, ill. magfajtáknak megfelelő nuklidok számát. (2007 derekán a NuDat 2, a mai „[NuDat 3](#)” interaktív adatbázis elődje, 3166 ismert nuklid adatait tartalmazta, míg a magenergiaszintek teljes száma több mint 146 ezer volt.)

A **nuklidtérképek** (lásd pl. az 6. ábrát) mindössze egyetlen helyet tartalmaznak egy-egy Z és A (tulajdonképpen Z és N) kombinációnak, ezért a magizomerek/metastabil állapotok ugyanúgy egyazon helyen osztoznak az alapállapotú nukliddal, ahogyan egy elem különböző izotópjai is egyazon helyen osztozkodnak a periódusos rendszerben. Ha egy magnak több izomerje is van, akkor a megfelelő felső indexek rendszerint „m”, „n” stb. az energia növekvő sorrendjében. Alternatív módon a jelölés m_1 , m_2 stb. is lehet.

⁷ 2007-ben tettem egy kísérletet arra, hogy a [Wikipedia Nuclide](#) címszavában átírtam az atommagfajta (*nuclear species*) atomfajta (*atomic species*). A kísérlet sikerült is, de a [javítás](#) csak három hetet élt meg, mert valaki [visszacsinálta](#). Kellott még néhány forduló hozzá, hogy mindenki elfogadja a IUPAP/IUPAC álláspontját.



6. ábra: Felezési idő szerint színezett nuklidtérkép (a *Chart of Nuclides database*, NNDC ábrája alapján). A bekeretezett sorok/oszlopok „nukleáris mágikus számokat” jelölnek Z -re (függőleges tengely), ill. N -re (vízszintes tengely). A mágikus magok ugyanolyan megkülönböztetett helyet foglalnak el a magok körében, mint a nemes gázok az elemek közt. Mindkét csoportot zárt héjszerkezet jellemzi – egyiket a protonok és/vagy neutronok tekintetében, a másikat a héjelektronokra nézve. A „stabilitás kontinense” (mely egyike az adott kontextusban elterjedt metaforáknak) picivel a $Z = 82$ és $N = 126$ mágikus vonalak metszéspontja fölött ér véget. A legnehezebb stabil nuklid a $^{209}_{83}\text{Bi}_{126}$, a bizmut egyetlen stabil izotópja. Az instabilitás keskeny szorosa után a relatív stabilitás (fél)szigete következik, melyet viszonylag hosszú élettartamú nuklidok alkotnak a Th és U környezetében. Aztán a stabilitás kontinense/szigete végleg az instabilitás $T_{1/2} < 1$ fs feltétel alapján jellemzett tengerszintje alá merül. A felderítetlen területek – mint minden térképen – fehérén maradtak. Érdeemes megjegyezni, hogy a Th és az U sem teljesen stabil, csupán nagyon hosszú élettartamú, ezért atomjaik egy része képes volt túlélni azt a ~4,5 milliárd évet, amióta a Föld, ill. a Naprendszer létezik.

2.3. Nuklidjelölés példákkal

Az **alapállapotú nuklidokat** általában az alábbi jelölések valamelyikével azonosítjuk:

$${}^A_Z\text{X}_N, {}^A_Z\text{X}, {}_Z\text{X}_N, \quad (3)$$

ahol X egy általános szimbólum, mely egy tetszőleges konkrét elem **vegyjelét** (pl. He) helyettesíti, s amely ennél fogva semmiféle információt nem hordoz a Z rendszámot illetően. Ha a (Z értékét implikáló) vegyjel adott, akkor elég az A tömegszámot megadni, tehát pl. a ${}^4_2\text{He}_2$, ${}^4_2\text{He}$ vagy ${}_2\text{He}_2$ jelölés helyett a jóval tömörebb ${}^4\text{He}$ jelölés is elegendő. Jó tudni, hogy bizonyos speciális esetekben X helyett más általános jelölést is használnak a konkrét vegyjel helyettesítésére, pl. ilyenek az Y, P, F és a D, amelyek nem tévesztendő össze az ittrium, foszfor, fluor, ill. a deutérium (vagyis ${}^2\text{H}$) konkrét vegyjelével, ill. – a deutérium esetében – szélében használt szimbólumával.

A IUPAC által támogatott fenti jelöléseken kívül elterjedt az AZ jelölés is a szakirodalomban, különösen a **szupernehéz elemekről** írt cikkekben (**SHE: super-heavy element**). Ennek megfelelően az alábbi jelölések

$${}_{92}^{235}\text{X}_{143}, {}_{92}^{235}\text{X}, {}_{92}^{235}\text{X}_{143}, {}^{235}_{92}\text{92}, {}^{235}_{92}\text{U} \quad (4)$$

mindegyike ugyanazt az urán-235-nek, U-235-nek vagy 235-ös uránnak nevezett *nuklidot* határozza meg, ti., az *urán elemnek* azt a bizonyos *izotópját*, amely a legismertebb üzemanyaga a ma létező nukleáris reaktoroknak.

Megjegyzendő, hogy a jobb alsó index használata csak akkor szabályszerű ebben a kontextusban, ha a bal alsó index is meg van adva. Ennek az a magyarázata, hogy különben a jobb alsó index könnyen félreértelmezhető (pl. akkor, ha olyan molekulák sztöchiometrikus képletét írjuk fel, mint a H_2 vagy a H_2O). A IUPAC ugyancsak nem támogatja (bár az irodalomban elterjedt) a D, a T és a H „vegyjel” alkalmazását a **deutérium** (${}^2\text{H}$), a **trícium** (${}^3\text{H}$) és a **prócium** (${}^1\text{H}$) megkülönböztetésére. A IUPAC felfogása szerint a H vegyjel a **hidrogén** valamennyi létező izotópját magában foglalja tekintet nélkül azok tömegszámára vagy stabilitására.

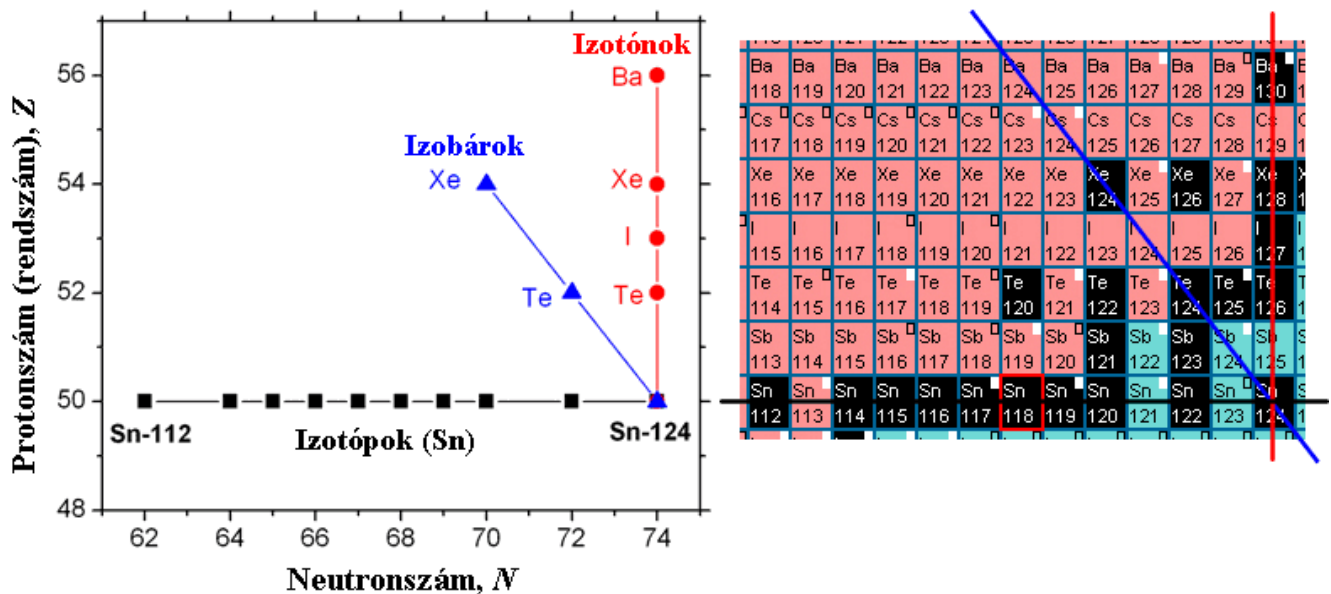
A jobb felső indexet az atom **elektronállapotának** jellemzésére tartjuk fenn. Illusztráció gyanánt vegyük pl. a következő jelöléseket:

$${}^{\text{Am}}_Z\text{X}_N, {}^{\text{A*}}_Z\text{X}_N, {}^{\text{A}}_Z\text{X}_N, {}^{\text{A}}_Z\text{X}_N^*, {}^{\text{A}}_Z\text{X}_N^{2-}. \quad (5)$$

Az ${}^{\text{Am}}_Z\text{X}_N$ atomfajta az ${}^{\text{A}}_Z\text{X}_N$ alapállapotú nuklid **magizomere**. Az ${}^{\text{A*}}_Z\text{X}_N$ szimbólum azt jelenti, hogy az ${}^{\text{A}}_Z\text{X}_N$ nuklid **gerjesztett magállapotban** van. Mindazonáltal ezt nem tekintjük különálló nuklidnak (azaz magizomernek), mert az élettartama túl rövid. (Az ${}^{\text{Ag}}_Z\text{X}_N$ és az ${}^{\text{Aa}}_Z\text{X}_N$, ill. az ${}^{\text{Ae}}_Z\text{X}_N$ és az ${}^{\text{Ag}}_Z\text{X}_N$ jelöléspárok szintén használatosak a magyar, ill. az angol szakirodalomban a gerjesztett (g, ill. e: *excited*) és az alapállapotú (a, ill. g: *ground state*) mag megkülönböztetésére egy adott nuklid/nuklidpár esetén.) Az ${}^{\text{A}}_Z\text{X}_N^*$ szimbólum az ${}^{\text{A}}_Z\text{X}_N$ nuklid **gerjesztett elektronállapotát** jelöli. Végül, az ${}^{\text{A}}_Z\text{X}_N^{2-}$ szimbólum az ${}^{\text{A}}_Z\text{X}_N$ nuklid $-2e$ töltésű ionját jelenti, amelyben két héjelektronnal több van, mint a megfelelő semleges atomban.

Egy példa a fenti terminológia használatára: Tekintsük a következő öt *nuklidot* (tehát *nem izotópot*): ${}^1_1\text{H}_0$, ${}^2_1\text{H}_1$, ${}^3_1\text{H}_2$, ${}^3_2\text{He}_1$, ${}^4_2\text{He}_2$ (vagy, ami ugyanazt jelenti, az ${}^1\text{H}$, ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ szimbólumokat).

- Az ${}^1_1\text{H}_0$, ${}^2_1\text{H}_1$ és ${}^3_1\text{H}_2$ szimbólumokban a hidrogén ($Z = 1$) *izotópjait* ismerhetjük fel, melyek egy háromtagú *izotópnuklid-csoportot* alkotnak. A ${}^3_2\text{He}_1$ és a ${}^4_2\text{He}_2$ nuklid a hélium ($Z = 2$) két stabil izotópjá. Ez a csoport két *izotóp nuklidból* áll.
- A ${}^3_1\text{H}_2$ és a ${}^3_2\text{He}_1$ *izobár nuklidok* ($A = 3$). Vegyük észre, hogy a két *izobár* más-más elemet reprezentál, ami különböző izobárok esetén törvényszerűen így van (lásd a 7. ábrát).
- A ${}^2_1\text{H}_1$ és a ${}^3_2\text{He}_1$ *izotón nuklidok* ($N = 1$). A ${}^3_1\text{H}_2$ és a ${}^4_2\text{He}_2$ egy másik kéttagú *izotón csoportot* alkot ($N = 2$). Vegyük észre, hogy egy adott elem csak egyetlen izotópjával szerepelhet az *izotón nuklidok* egy-egy csoportjában (lásd a 7. ábrát).



7. ábra: Izotópok, izotónok és izobárok megjelenítése az (N, Z) síkon, mely a leggyakoribb nuklidábrázolási mód (Segrè-diagram) a nuklidtérképeken. A bal panel a ^{124}Sn nukliddal izotóp, izotón és izobár nuklidokat mutatja a stabil vagy primordiális nuklidok köréből. A jobb panel egy elektronikus nuklidtérkép megfelelő képernyőrészletét mutatja az összehasonlítás kedvéért. Ez utóbbi a „Radioactivity–Radionuclides–Radiation” (Universal Nuclide Chart, Copyright European Communities, 2005) c. könyv mellékleteként forgalmazott CD-ROM segítségével készült. A fekete cellák ebben a speciális esetben stabil vagy primordiális nuklidokat jelölnek, míg a színes cellák különböző módon bomló radionuklidokat. (Egy-egy cella különböző magizomereket tartalmazhat ugyanúgy, ahogy a periódusos rendszer cellái is különböző izotópok „gyűjtőhelyei” általában.) A bal panelen látható szimbólumok (■, ▲, ●) az egyenesekkel összekötött stabil/primordiális nuklidoknak felelnek meg a jobb panelen.

A „**nuklidjelölés**” használata atommagok és olyan közönséges részecskék esetén is elterjedt, mint amilyen a neutron (${}_0^1\text{n}$) és az elektron (${}_{-1}^0\text{e}$). Az utóbbi esetben a bal alsó index pusztán az elektromos töltés jelölésére szolgál. Ami viszont a neutront illeti, akár igazi nuklidnak is tekinthető. Ebben az értelemben a periódusos rendszer **0. elemének**, a **neutróniumnak**, (mely egyetlen protont sem tartalmaz) az ${}_0^1\text{n}$ volna a legkönnyebb és egyúttal a legstabilabb (ill. tulajdonképpen az egyetlen létező⁸) izotópja. A nuklidjelölést az elektron-neutrínókra is használják, így pl. az elektron-antineutrínóra (${}_0^0\bar{\nu}_e$) is, mely a negatív béta-bomlás során keletkezik. Ezért a neutron β^- -bomlását olykor az alábbi alakban írják le (lásd a 8. ábrát is):



Figyeljük meg, hogy az alsó (és ugyanúgy a felső) indexek egyenlege nulla, vagyis a nyíl bal és jobb oldalán vett algebrai összegek megegyeznek. Ez a tény bizonyos **megmaradási törvények** érvényesülését tükrözi az olyan magátalakulásokban, mint a radioaktív bomlás.

⁸ Érdemes megjegyezni itt, hogy a három elképzelhető biner kötött rendszer közül – nn, np, ill. pp – csak az np (vagyis a $d = {}^2\text{H}^+$ deuteron) létezik.

3. Tömeg és energia – alapmennyiségek és egységek

Ezt az alfejezetet [Aaldert H. Wapstra](#) (1922-2006) emlékének ajánlom, aki akkortájt hunyt el, amikor a jegyzet eredeti angol változata végső alakot öltött. Wapstra professzor 2004-ben elnyerte a IUPAP által adományozott [SUNAMCO](#) Medált „az atomtömegek kiértékelésében játszott szerepéért a fogalom bevezetésétől a jelen pillanatig”. A kémikusokat érdekelheti, hogy egyike volt ő azoknak, akik előkészítették az utat az **egységes atomi tömegegység** (u) számára, mely 1960-61. óta szolgál alapjául a **relatív atomtömeg** (**atomsúly**) megadásának.

3.1. Az elektronvolt – a nukleáris tudományok energiaegysége

A nukleáris tudományokban leginkább elterjedt energiaegység az **elektronvolt** (eV), melynek SI-egységben kifejezett értékét az 1. táblázat mutatja. Az egység **fizikai értelmezése** kézenfekvő: 1 eV az a kinetikus energia, melyre a vákuumba „helyezett” nyugvó elektron szert tesz, miközben 1 V potenciálkülönbségen áthaladva felgyorsul az elektromos tér hatására. A IUPAC megengedi az [SI-prefixumok](#) használatát az eV esetében is, tehát a **keV** (kiloelektronvolt, kiejtve: kev) jelentése 1000 eV, a **MeV** (megaelektronvolt, kiejtve: mev) jelentése egymillió eV, a **GeV** (gigaelektronvolt) jelentése pedig egymilliárd eV stb.

Hogy az egységet közelebb hozzuk a kémiához, érdemes megadni a **moláris ekvivalensét** is, amit az [Avogadro-számmal](#) (1. táblázat) való szorzással kapunk meg. A körülbelüli megfeleltetés ($\Leftrightarrow$) a következő (l. az 1. táblázatot az átszámítási tényező pontosabb értékével):

$$1 \text{ eV} \Leftrightarrow 100 \text{ kJ mol}^{-1}, \quad (7)$$

amely a **kémiai reakciók aktiválási energiájának nagyságrendje**. Ezt figyelembe véve, az RK&MK jellemző energiája ($\sim 1 \text{ MeV} = 1\,000\,000 \text{ eV}$) elemi kémiai folyamatok tízezreit indíthatja el egyszerre. A részecskefizika jellemző energiája ($\sim 1 \text{ GeV} = 1\,000\,000\,000 \text{ eV}$ vagy e fölött) még ennél is nagyobb.

3.2. Energia és hőmérséklet

Amikor **termikus energiákról** beszélünk, akkor arra gondolunk, hogy a szóban forgó részecskék (pl. **termikus neutronok**) kinetikus energiája jellemző a gázatomok/molekulák szobahőmérsékleten végzett termikus mozgására. Eligazodás végett jegyezzük meg, hogy a tüdőnkben felmelegedett levegő molekulái $(3/2)kT \approx 0,04 \text{ eV} = 40 \text{ meV}$ átlagos kinetikus energiával rendelkeznek, ahol k a [Boltzmann állandó](#) (1. táblázat) és T a [termodinamikai hőmérséklet](#). 25°C-on (vagyis a régi idők **standard szobahőmérsékletén**) az átlagos kinetikus energia valamivel kisebb: kb. 38,5 meV

A **sugár részecskék termalizációja** azt jelenti, hogy az illető részecskék ütközések hatására vagy más mechanizmus szerint termikus energiákra lassulnak egy (fékező) közegben. A termalizációs fázis kezdetét általában $\sim 1 \text{ eV}$ körüli energiaértékre teszik, amikor a részecskék (pl. neutronok) kinetikus energiája a vegyértékelektronok kötési energiája körül van.

Az 1 eV **hőmérséklet-ekvivalensét** rendszerint az $E_{\text{kin}} = kT$ formula alapján adják meg, mely egy olyan gázatom/molekula (transzlációs) kinetikus energiáját jelenti, mely az adott hőmérsékleten **legvalószínűbb sebességgel** mozog. (Érdemes megjegyezni, hogy a **legvalószínűbb energia** ezzel szemben mindössze $kT/2$, míg az **átlagos energia**, ahogy ezt fentebb említettem, $3kT/2$.) Az energia és hőmérséklet közötti pontos megfelelést lásd az 1. táblázatban. A körülbelüli megfeleltetés a következő:

$$1 \text{ eV} \Leftrightarrow 10\,000 \text{ K} = 10 \text{ kK.} \quad (8)$$

Standard szobahőmérsékleten, azaz 25°C-on, kT értéke $\sim 25,7 \text{ meV}$.

A kelvin kedvelt „energiaegység” a termonukleáris reakciók és a kozmológia területén. A fenti megfeleltetés azt is megmagyarázza, miért hivatkoznak a forróatom-kémiában az α -bomlás során keletkező leánynuklidokra mint **forró atomokra**. Ezek ugyanis a visszalökődés miatt $\sim 100 \text{ keV}$ körüli kinetikus energiára tesznek szert, ami igazolja az elnevezést ($100 \text{ keV} \Leftrightarrow 1 \text{ GK} \approx 1\,000\,000\,000 \text{ }^\circ\text{C}$).

1. táblázat: A szövegben említett fizikai állandók és egységek. A IUPAC ajánlását követve ezek szimbólumát *dőlt*, ill. álló betűtípussal írjuk. A „megfelelő érték” (melyet a szövegben a $\Leftrightarrow$ reláció jelez) olyan egységben van megadva, melynek használatát két eltérő dimenziójú fizikai mennyiség arányossága „igazolja”. Az energia és a tömeg közötti megfeleltetés az $E_0 = m c^2$ arányosságon alapul, az energia és a hőmérséklet közötti pedig az $E_{\text{kin}} = k T$ arányosságon.

Fizikai állandó vagy egység		Értéke		
megnevezése	jele	SI egységben	más egységben	megfelelő érték
elemi töltés	e	$1,60217653 \times 10^{-19} \text{ C}$		
Avogadro-szám	N_A	$6,0221415 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$		
elektronvolt	eV	$1,60217653 \times 10^{-19} \text{ J}$		$96,485 \text{ kJ mol}^{-1}$ $11,60451 \text{ kK}$
gigaelektronvolt	GeV	$1,60217653 \times 10^{-10} \text{ J}$		$1,073544 \text{ u}$
Boltzmann-állandó	k	$1,380650 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$	$8,61734 \times 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}$	
fénysebesség vákumban	c	$2,99792458 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$		
egységes atomi tömegegység ($\approx \text{amu}$, a.m.u. , ATE)	u	$1,6605387 \times 10^{-27} \text{ kg}$	m_u 1 Da	$931,49401 \text{ MeV}$
elektrontömeg	m_e	$9,109382 \times 10^{-31} \text{ kg}$	$5,48579911 \times 10^{-4} \text{ u}$	$510,9989 \text{ keV}$ $0,5109989 \text{ MeV}$ $49,3037 \text{ GJ mol}^{-1}$
protontömeg	m_p	$1,6726216 \times 10^{-27} \text{ kg}$	$1,0072764669 \text{ u}$ $1836,152668 m_e$	$938,2720 \text{ MeV}$ $0,938272 \text{ GeV}$
neutrontömeg	m_n	$1,6749272 \times 10^{-27} \text{ kg}$	$1,0086649158 \text{ u}$ $1838,683655 m_e$	$939,5654 \text{ MeV}$ $0,9395654 \text{ GeV}$
neutrínótömeg	m_ν		$< 4 \times 10^{-6} m_e$	$< 2 \text{ eV}$
becquerel	Bq	1 s^{-1}	1 dps	
curie	Ci	$3,7 \times 10^{10} \text{ Bq}$		
Planck-állandó	h	$6,6260688 \times 10^{-34} \text{ J s}$	$4,1356673 \times 10^{-15} \text{ eV s}$	
redukált Planck-állandó, Dirac-állandó	$\hbar$	$1,0545716 \times 10^{-34} \text{ J s}$	$6,5821189 \times 10^{-16} \text{ eV s}$	
barn	b	$10^{-28} \text{ m}^2 = 100 \text{ fm}^2$		
angström	$\text{\AA}$	$0,1 \text{ nm}$		
parszek	pc	$30,857 \times 10^{12} \text{ km}$		
fényév		$9\,460\,730\,472\,581 \text{ km}$	$0,3066 \text{ pc}$	
nap	d	$86\,400 \text{ s}$		
év	a	$3,1556952 \times 10^7 \text{ s}$	$365,2425 \text{ d}$	

3.3. A nuklidtömeg és az egységes atomi tömegegység

A IUPAC ajánlását követve, m_a egy atom tömegét fogja jelölni. A szubatomi részecskék jelölésére az m_p , m_e stb. szimbólumokat használjuk majd (ahol p a protont, e az elektront stb. jelenti). Noha nincs erre vonatkozó IUPAC/IUPAP-ajánlás, bizonyos elterjedt példák mintájára, a magtömeg jelölésére az m_N szimbólumot fogom használni. (Például a magmagnetont csaknem mindenki μ_N -nel jelöli az irodalomban, bár igazság szerint ott az „ N ”

index nukleonra, nevezetesen a protonra utal.)

A **nuklidtömeg** a IUPAC meghatározása szerint „egy nuklid nyugalmi tömege atomi tömegegységben” Ez a mi tömegértelmezésünk szerint annyit tesz, hogy **a nuklid atomtömegét osztanunk kell u-val**. Más szóval a nuklidtömeg egy meghatározott nuklid relatív atomtömege, szemben egy elem relatív atomtömegével, mely az adott elem természetben előforduló izotópjainak relatív atomtömegeiből (nuklidtömegeiből) képzett súlyozott átlag. Ennek megfelelően az M nuklidtömeget a következő formulához⁹ kötjük:

$${}^A_Z M = \frac{m_a({}^A_Z X)}{m_u} = m_a({}^A_Z X) / u \equiv A_r({}^A_Z X), \quad (9)$$

ahol m_u az **atomi tömegállandó**, amely nagyságát tekintve megegyezik az u **egységes atomi tömegegység** értékével, melyre **dalton (Da)** néven is hivatkoznak. Mindhárom mennyiség egy szén-12 atom tömegének egy tizenketted részét jelenti miközben a mag és az elektronrendszer (hat elektron) egyaránt a legalacsonyabb energiaállapotban van:

$$1 u = 1 \text{ Da} = m_u = \frac{m_a({}^{12}\text{C})}{12} = 1,660\,538\,7 \times 10^{-27} \text{ kg} \Leftrightarrow 931,494 \text{ MeV}. \quad (10)$$

A tömeg és az energia közötti megfeleltetés ($\Leftrightarrow$) az

$$E_0 = m c^2 \quad (11)$$

összefüggésből adódik [lásd a (163) egyenletet a 14. fejezetben], ahol E_0 a **nyugalmi energia**, m a **tömeg** és c a **fénysebesség vákuumban** (1. táblázat).

Megjegyzések:

1. Az „u” egységet a IUPAP és a IUPAC csak 1961-ben fogadta el közös tömegegységként. (A IUPAP 1960-ban kezdte ajánlani a használatát.) Korábban az „amu” (atomic mass unit) volt használatban, ám ezt a **fizikusok és kémikusok kissé eltérően értelmezték**. (A kémiában az oxigén átlagos atomtömegének 1/16-od részét értették alatta, a fizikában viszont a ${}^{16}\text{O}$ atomtömegének 1/16-od részét.) Ez energiában annyit tesz, hogy $1 u \sim 40$, ill. ~ 296 keV-vel több, mint amennyit 1 amu jelentett a kémiában, ill. a fizikában. A félreértések elkerülése végett az „amu”, ill. a magyar „ATE” jelölések használatát a továbbiakban kerülni fogom, és az 1. táblázatba is csak azért raktam bele, mert arra gondoltam, hogy hátha valaki úgy keresi.
2. A dalton egységet leginkább a biokémiában és a molekuláris biológiában használják, de akad RK&MK-témájú szakkönyv is, amelyik a **Da** egységet használja u helyett. Ebben az esetben viszont csak az elnevezés más, a jelentés nem.
3. Az atomi tömegállandót az SI nem tekinti egységnek, amit a szimbólum tipográfiája is tükröz (ti. kurzív). Ettől eltekintve „egységként” épp olyan jól funkcionál, mint a szentesített „u”.

Az 1. táblázat a 2006-ban legpontosabbnak tartott tömeg- és nyugalmienergia-értékeket is megmutatja az elektron, a proton és a neutron esetében. Az alábbi közelítő értékek csak a nagyságrendek áttekintése végett vannak felsorolva:

⁹ Vegyük észre, hogy az így számolt M egysége 1. Más szóval egy szimpla számot kapunk. Másrészt viszont az adott nuklid egyetlen atomjának tömegét igen egyszerű kiszámítani, hiszen csak az u egységgel kell szoroznunk, vagyis: $m_a = M u$.

$$m_e \approx 0,000\,548\,u \Leftrightarrow 0,511\,\text{MeV} \approx \frac{1}{2}\,\text{MeV}, \quad (12)$$

$$m_p \approx 1,007\,276\,u = 1836,2\,m_e \Leftrightarrow 938,272\,\text{MeV} \approx 1\,\text{GeV}, \quad (13)$$

$$m_n \approx 1,008\,665\,u = 1838,7\,m_e \Leftrightarrow 939,565\,\text{MeV} \approx 1\,\text{GeV}. \quad (14)$$

A fentiekből az alábbi következtetéseket vonhatjuk le:

- a nukleonok sokkalta nehezebbek az elektronnál;
- a nukleonok tömege csak ~1%-kal több 1 u-nál;
- a neutron csupán ~2,5 elektrontömeggel nehezebb egy protonnál (l. a 8. ábrát is);
- az elektron viszonylag könnyű ugyan, de a tömegének energiaekvivalense – fél MeV – igen nagy; ebből következik, hogy:
- egy ion tömegének energiaekvivalense lényegesen eltér a megfelelő semleges atométól;
- az atomtömegeket/nuklidtömegeket sok értékes jegy pontossággal kell ismerni ahhoz, hogy elég pontos nyugalmi energiákat lehessen belőlük számítani.

Egy adott nuklid egyetlen atomjának tömegét a következő formula adja:

$$m_a({}_Z^AX) = {}_Z^AM\,u \Leftrightarrow {}_Z^AM \times 931,494\,\text{MeV}. \quad (15)$$

Kényelmi okokból a nuklidtömeg fogalmát a neutronra (${}_0^1n$) is kiterjesztjük:

$${}_0^1M = m_n / u, \quad (16)$$

továbbá az M jelölést tetszőleges részecskére értelmezzük az alábbi kifejezéssel:

$$M = m / u, \quad (17)$$

ahol m a részecske tömege. (Bármennyire csábító a „nuklidtömeg” elnevezés¹⁰ használata az utóbbi esetben, ígykszem elkerülni.)

A ${}_ZX$ elemre vonatkozó $A_r({}_ZX)$ **relatív atomtömeg** – melyet a IUPAC az átlagos atomtömeg és az egységes atomi tömegegység hányadosaként definiál – bármely elemre könnyen kiszámítható az izotópok nuklidtömegéből:

$$A_r \equiv A_r({}_ZX) = \sum_A a_A A_r({}_Z^AX) \equiv \sum_A a_A {}_Z^AM, \quad (18)$$

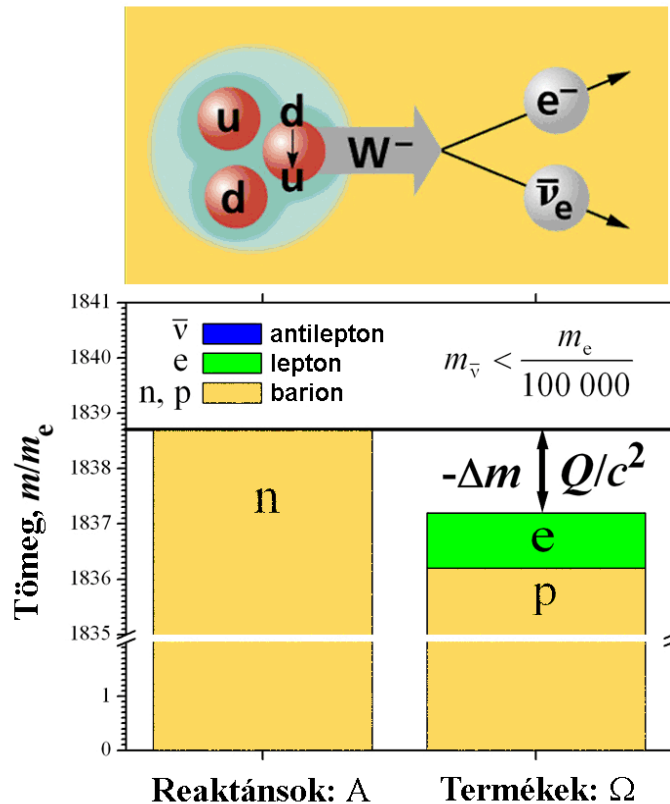
ahol a_A az ${}_Z^AX$ izotóp atomtörtként megadott relatív gyakorisága (**izotópgyakoriság**) a ${}_ZX$ elem természetben előforduló atomjai közt. Az adott elemre a IUPAC által javasolt és két évente felülbírált **relatív atomtömeg** angol neve magyarul **standard atomsúly** volna, de nálunk a **standard (relatív) atomtömeg** kifejezés terjedt el. A nyomtatott periódusos rendszerek általában a standard atomtömegek közelítő értékeit tartalmazzák. Újabban a IUPAC **atomsúly-intervallum** megadását javasolja többizotópos elemekre, mert a Föld különböző pontjain **eltérő izotóptözetétele lehet egy adott elemnek** (**kémiai izotópeffektus**).

¹⁰ Nem biztos, hogy a IUPAC egyetértene a „nuklidtömeg” efféle általánosításával. Másrészt olvastam egyszer a mol egy sajátos értelmezését, mely tetszett: *'One mole of moles means 6×10^{23} burrowing animals of the species *Talpa europaea*.'* Persze ennyi vakondok – 100 g-jával számolva: 6×10^{22} kg – nehezen tudna elbújni a Földben, mert az a tűzforró Fe/Ni magjával együtt is csak kb. 100-szor annyit, 6×10^{24} kg-ot nyom.

3.4. A stabilitást és instabilitást jellemző mennyiségek

3.4.1. A Q -érték és a spontaneitás kritériuma

A nukleáris folyamatok (radioaktív bomlás, magreakció) energetikája szempontjából a legáltalánosabban használható mennyiség a Q -érték, melyet a 8. ábra szemléltet a neutron β -bomlását véve példának. Az ábra tetején látható illusztráció a részecskékre és kölcsönhatásokra vonatkozó Standard Modell szellemében készült. (Bővebben lásd a 4. fejezetben.)



8. ábra: A spontán (önmaguktól végbemenő) folyamatok, mint a szabad neutron β -bomlása, csak akkor játszódhatnak le, ha a rendszer nyugalmi energiája (tömege) csökken. A nyugalmi energia csökkenése megadja a folyamat Q -értékét. Q akkor pozitív, ha a nyugalmi energia csökken. A Q -érték (az adott esetben 782 keV) a keletkezett részecskék kinetikus energiáját adja. Az impulzusmegmaradás következtében a könnyebb részecskék részesedése nagyobb lesz Q -ból, mint a nehezebbeké. Emiatt Q jórészt az elektron (β -részecske) és az antineutrínó között oszlik meg (lásd a 31-58. ábrát is). A függőleges skála $2 m_e$ és $1835 m_e$ közötti részét megcsonkítottam. Ezért a hasábok látszólagos aránya nem tükrözi azt a tényt, hogy az m_n neutrontömegnek csak egy parányi része ($< 1\%$) alakul át kinetikus energiává, ami még mindig kb. 75 GJ/mol-t tesz ki. A diagram feletti kép azt szemlélteti, hogyan képzelendő el az SM szerint a neutron (udd) bomlása egy protonná (uud), miközben egy d kvark egy u kvarkká alakul egy W^- bozon közvetítésével. A gyenge kölcsönhatást közvetítő W^- bozon tulajdonságait a 4. táblázat foglalja össze. (A bomlást szemléltető grafika forrása: *The Standard Model of Fundamental Particles and Interactions Chart*, copyright 1999 by the Contemporary Physics Education Project, The Particle Adventure.)

Tömör verbális definíció helyett tekintsünk inkább egy általános folyamatot a benne szereplő részecskék/nuklidok részletezése nélkül:

reaktánsok $\rightarrow$ termékek vagy tömörebben: $A \rightarrow \Omega$, ahol A nagy alfát jelent. (19)

Az energiamérleg az E összenergiára van egyensúlyban [l. a (170) egyenletet a 14. fejezetben], mely két összetevőt tartalmaz, ti. a (11) egyenlet által kifejezett nyugalmi energiát és az E_{kin} (relativisztikus) kinetikus energiát:

$$E = E_0 + E_{\text{kin}} = m c^2 + E_{\text{kin}} . \quad (20)$$

Az **energiamegmaradást** kifejező egyenlet:

$$\sum_A E = \sum_\Omega E . \quad (21)$$

A (20) képlet behelyettesítése és a kapott egyenlet átrendezése után bevezethetünk egy energia jellegű Q fizikai mennyiséget:

$$Q = \sum_A m c^2 - \sum_\Omega m c^2 = \sum_\Omega E_{\text{kin}} - \sum_A E_{\text{kin}} = \Delta E_{\text{kin}} , \quad (22)$$

melyet a (19) folyamat Q -értékének hívunk.

Amint látjuk, a Q -értéket úgy számítjuk ki, hogy a **reaktánsok** (A) nyugalmi energiájából kivonjuk a **termékekét** (Ω).

Másrészt Q egyenlő a kinetikus energiák fordított értelemben vett különbségével is, vagyis: a termékek (Ω) kinetikus energiája mínusz a reaktánsoké (A). Következésképpen, **a Q -érték akkor és csak akkor pozitív, ha a termékek összes kinetikus energiája meghaladja a reaktánsokét** (azaz a kiindulási oldalét).

A spontán (önként lejátszódó) folyamatok (melyek nem igényelnek külső „segítséget” ahhoz, hogy végbemehessenek) szükségszerűen exergonikusak (~exotermek), azaz több kinetikus energiát „termelnek”, mint amennyit „fogyasztanak”. Ennek megfelelően a Q -értékük csakis pozitív lehet. Vagyis a **spontaneitás szükséges feltétele** a következő:

$$Q > 0. \quad (23)$$

Ha az érintett tömegek (m , ill. M) elegendően nagy pontossággal ismertek, akkor a Q -érték az alábbi képletek bármelyikéből kiszámítható:

$$Q = \left(\sum_A m - \sum_\Omega m \right) \times 931,494 \frac{\text{MeV}}{u} = \left(\sum_A M - \sum_\Omega M \right) \times 931,494 \text{ MeV} . \quad (24)$$

Vegyük észre, hogy a fenti egyenletben szereplő tömegkülönbségeket nem a konvencionális sorrendben képeztük. Emiatt, konvencionális jelölést alkalmazva (tehát: $\Delta M = \sum_\Omega M - \sum_A M$), a ΔM szimbólumnak negatív előjelet kell adnunk:

$$Q = (-\Delta M) \times 931,494 \text{ MeV} . \quad (25)$$

Érdemes megjegyezni, hogy a 8. ábra nemcsak a Q -érték jelentését szemlélteti, de számos mennyiség megmaradását is demonstrálja az összes energián kívül, melyet a neutron tömegét (nyugalmi energiáját) reprezentáló hasáb tetejénél húzott vízszintes vonal érzékeltet (tömegegységben kifejezve).

- **Elektromos töltés.** A p és az e töltése ellenkező előjellel megegyezik, ezért kiejti egymást, míg a többi részecske semleges.
- **Leptonszám.** $L = +1$ az elektronra és -1 az antineutrínóra (l. a 4.2. alfejezetet). A barionoknak nincs leptonontöltésük, azaz a leptonszámuk 0.
- **Barionszám.** $B = +1$ mindkét fajta nukleonra és 0 a leptonokra.

A fenti megmaradási „szabályok” további megszorításokat jelentenek a lehetséges folyamatok tekintetében, vagyis a **$Q > 0$ feltétel valóban „csak” szükséges de nem elégséges kritériumnak** mondható. Ezeknek a megmaradási elveknek minden radioaktív bomlás eleget tesz. A **barionszám megmaradása** a radioaktív bomlás esetében pl. a **nukleonszám megmaradását** jelenti.

3.4.2. A mag kötési energiája és a B/A érték

A mag kötési energiája (E_N) ugyancsak fontos energiamennyiség, mely döntő részét adja az atom teljes kötési energiájának (E_a). Az utóbbi egy adott ${}_Z^AX$ nuklidra vonatkozóan a következő alakban írható fel:

$${}_Z^AE_a = {}_Z^AE_N + {}_Z^E_{Ze}. \quad (26)$$

Amint látjuk, E_a magában foglalja a Z darab héjelektron E_{Ze} kötési energiáját is. (Az E_{Ze} kötési energia értéke gyakorlatilag független a tömegszámtól, más szóval az **izotópeffektus elhanyagolható**, emiatt a bal felső index elhagyható.) Az E_a kötési energia annak a képzeletbeli folyamatnak a Q -értéke, mely során az ${}_Z^AX_N$ atom összeáll építőelemeiből (vagyis az adott esetben N neutronból, Z protonból és Z elektronból).

A fentiek több képződési folyamattal is kapcsolatba hozhatók. Ezek egyenletét az alábbiakban sorolom fel. Az egyenletek utolsó tagjaként az illető folyamat Q -értéke szerepel mintegy a tömegegyensúly megtartása végett. Ez után egy rövid megjegyzés következik, mely az energiátág jellemzésére, ill. megnevezésére szolgál:

$$Zp + Nn + Ze^- = {}_Z^AX + {}_Z^AE_a \quad \text{a semleges } {}_Z^AX \text{ atom teljes kötési energiája,} \quad (27)$$

$$Zp + Nn = {}_Z^AX^{Z+} + {}_Z^AE_N \quad \text{az } {}_Z^AX^{Z+} \text{ mag tényleges kötési energiája,} \quad (28)$$

$${}_Z^AX^{Z+} + Ze^- = {}_Z^AX + {}_Z^E_{Ze} \quad \text{az } {}_Z^AX \text{ atom } Z \text{ elektronjának összes kötési energiája,} \quad (29)$$

$$p + e^- = {}_1^1H + {}_1^E_{1e} \quad \text{az } {}_1^1H \text{ hidrogénatom elektronjának kötési energiája,} \quad (30)$$

$$Z {}_1^1H + N {}_0^1n = {}_Z^AX + {}_Z^AB \quad \text{az } {}_Z^AX^{Z+} \text{ mag úgynevezett kötési energiája.} \quad (31)$$

Az utolsó egyenlet egy új energiamennyiséget (B) vezet be, mely az illető nuklid keletkezését jellemzi, miközben az Z darab hidrogénatomból és N darab neutronból „összeáll”. A (9), (16) és (24) egyenlet alapján B -t az alábbi módon számíthatjuk ki:

$${}_Z^AB = (Z {}_1^1M + N {}_0^1M - {}_Z^AM) \times 931,494 \text{ MeV} \Leftrightarrow (Z {}_1^1M + N {}_0^1M - {}_Z^AM) u. \quad (32)$$

Hagyományosan ezt a B értéket szokták a mag kötési energiájának nevezni (a jelölése olykor E_B vagy BE , azaz „binding energy”), de világosan kell látnunk, hogy nem teljesen egyezik meg az „igazi” E_N értékkel, ti.:

$${}_Z^AB = {}_Z^AE_N + ({}_Z^E_{Ze} - Z \times {}_1^E_{1e}) \geq {}_Z^AE_N, \quad (33)$$

ahogy az könnyen „kialgebrázható” a fenti képződési egyenletekből [(28) + (29) - $Z \times$ (30) - (31)]. (Az egyenlőtlenség esetében figyelembe kell venni azt a tényt is, hogy a belső elektronhéjak kötési energiája rohamosan nő a rendszámmal.) Mindazonáltal a tradíciót követve – no meg azért is, mert az elektronok által okozott különbség viszonylag kicsi – a továbbiakban B -t én is kötési energiának fogom nevezni, amikor a magról beszélek. Meg kell jegyezni azonban, hogy bizonyos határesetekben a kicsi is számít, s **olykor az elektron kötési**

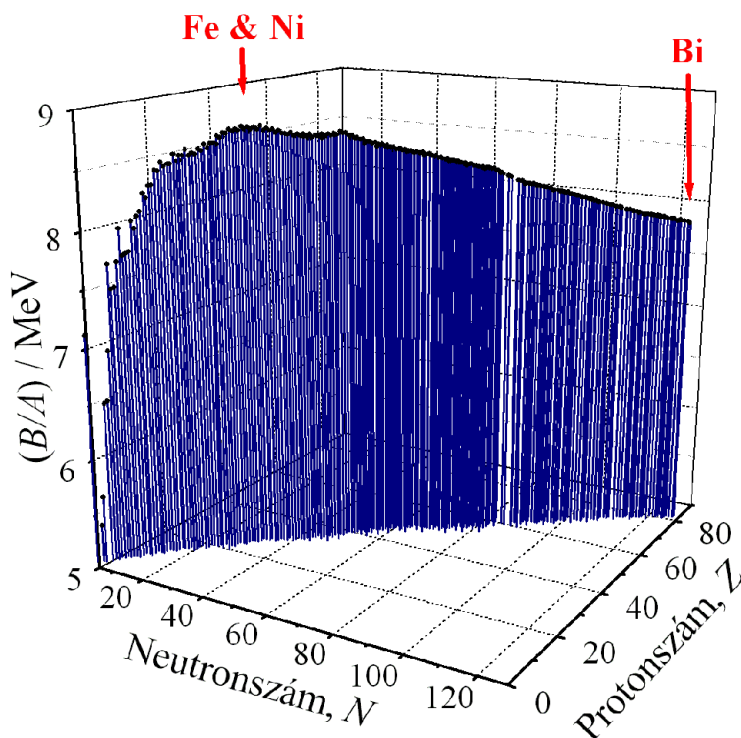
energiája dönti el, hogy a mag elbomolhat-e egy bizonyos bomlásmód szerint. Ez a helyzet pl. az **elektronbefogással** [EC, l. (93) egyenlet] és az ún. **kötött béta-bomlással** (β_b , l. 50. ábra).

A B kötési energia egy fajta „extenzív” mennyiség, vagyis „automatikusan” nagyobb lesz, ahogy Z és N (vagyis a kölcsönható – alapvetően egymást vonzó – nukleonok A száma) növekszik. Ez elfedi a lényegét, nevezetesen azt, hogy egy „átlagos” nukleon milyen erősen kötődik a mag többi részéhez. Ezért a kötési energia helyett inkább az **egy nukleonra jutó (átlagos) kötési energia** (B/A) értékét szokták használni, melyet az alábbi egyenlet definiál:

$$B/A = \frac{Z}{A} B = \frac{Z}{A} E_N + \frac{Z}{A} E_{Ze} - Z \times \frac{1}{A} E_{1e} \approx \frac{Z}{A} E_N. \quad (34)$$

Megjegyzem, az egy nukleonra jutó kötési energia átlagértéke stabil nuklidokra 8 300 keV körül van. Az elektronok kötési energiájából eredő rész viszont a bizmutra is csak $\sim 1,5$ keV, vagyis a közelítő formula hibája 0,2% alatt marad. Ez egy vegyésznek elfogadható közelítésnek mondható.

A 9. ábra az egy nukleonra jutó kötési energia 3D reprezentációját mutatja stabil nuklidok esetében Z és N függvényében. A grafikon pontjait ismert nuklidtömegekből számítottam ki a (32)-(34) egyenlethől, de az általános tendencia leírható a Weizsäcker-egyenlet egy „klónja” (53) segítségével is, melynek eredetije 1935-ben született, az elő lépést jelentve a cseppmodell felé.



9. ábra: Az egy nukleonra jutó átlagos kötési energia a 266 legstabilabb nuklid nuklidtömegéből számítva. A függőleges vetítő szakaszok az (N, Z) síkban kijelölik a stabil nuklidok 6. ábrán látható fekete cikcakkját. Az ott elkezdett „stabilitás kontinense” metaforát folytatva, B/A megadja a kontinens hosszában húzódó hegygerinc tengerszint feletti magasságát. A térkép a vasat és a nikkelt mutatja a legstabilabb elemeknek a periódusos rendszerben (l. a 10. ábra felső paneljét). A bizmutot szintén bejelöltem, mint a legnehezebb stabil elemet, melyet a természetben egyetlen stabil izotópja, a ^{209}Bi képvisel.

3.4.3. Tömegtöbblet

A nukleáris adatbázisok olykor a **tömegtöbblet** (Δ) értékét adják meg a nuklidtömeg helyett, ill. többnyire annak is az energia-egyenértékét. Az A_ZX nuklid tömegtöbbletét a következő képlet definiálja:

$${}^A_Z\Delta = ({}^A_ZM - A)u \Leftrightarrow ({}^A_ZM - A) \times 931,494 \text{ MeV}. \quad (35)$$

A tömegtöbblet értéke jó viszonyítási alapot ad az izobár nuklidok stabilitásának összehasonlításához, ti. kisebb Δ nagyobb (béta-)stabilitást jelent ebben a speciális esetben (l. a 10. ábra alsó paneljét). Az u egységen kívül elterjedt Δ megadására a μu ($10^{-6} u$), a mu ($10^{-3} u$), a keV és a MeV egység is.

A (32) egyenlet szerint a B kötési energia igen egyszerűen megkapható a megfelelő tömegtöbbletekből:

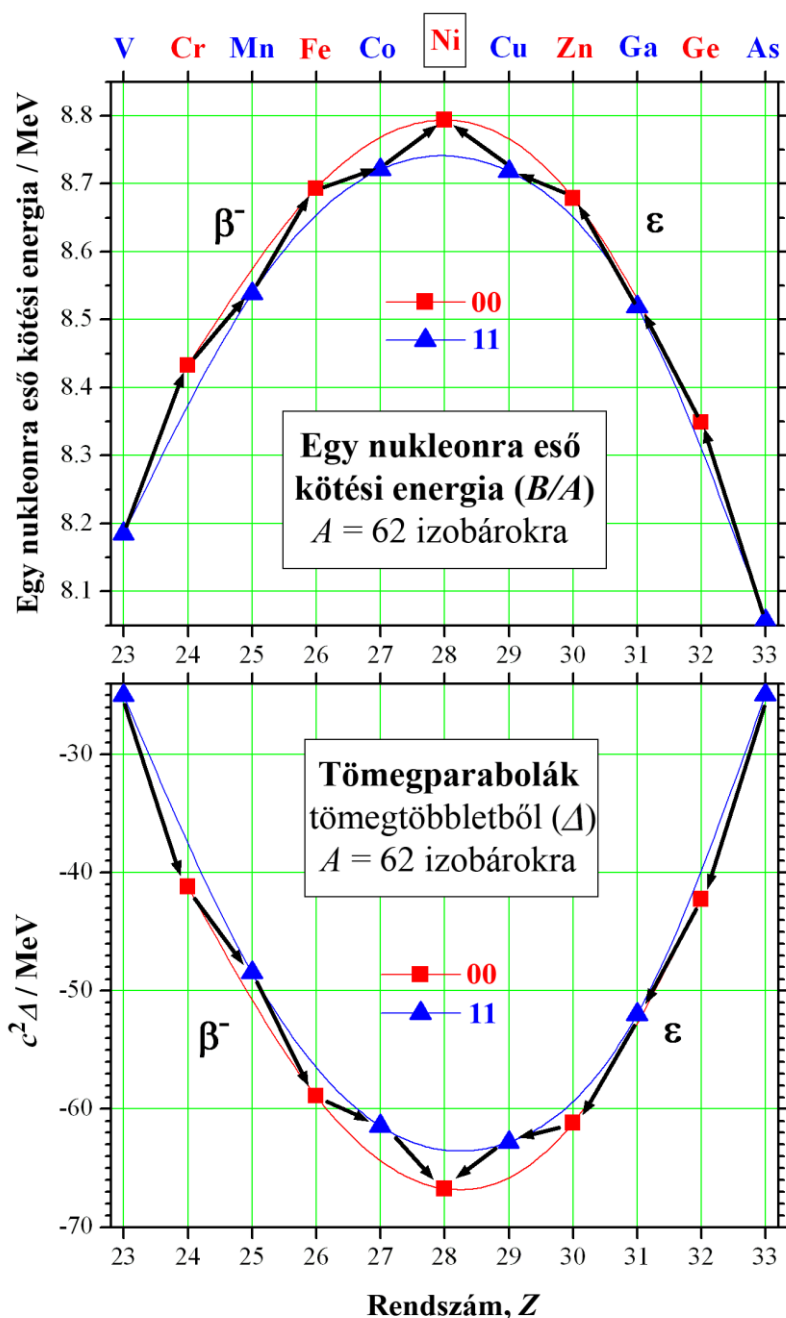
$${}^A_ZB = (Z {}^1_1\Delta + N {}^1_0\Delta - {}^A_Z\Delta) \times 931,494 \frac{\text{MeV}}{u} \Leftrightarrow Z {}^1_1\Delta + N {}^1_0\Delta - {}^A_Z\Delta. \quad (36)$$

Míthogy A_ZB és ${}^A_Z\Delta$ ellenkező előjelű a fenti egyenletben, a 10. ábra görbéi nagyjából tükröképei egymásnak.

Végül meg kell említenem a(z angolul *mass defect* vagy *mass deficit* néven emlegetett) **tömegdefektus/tömeghiány** fogalmát, melynek használatát a továbbiakban kerülni fogom. Mindazonáltal nem hagyhatom teljesen figyelmen kívül, mert az irodalomban elterjedt, de sajnos különböző értelmezésekkel.

- A tömegdefektust néha a(z angolul *mass excess* névvel illetett) tömegtöbblettel hozzák összefüggésbe, vagyis $(-\Delta)$ -val azonosítják, sőt olykor egyenesen Δ -val¹¹.
- Észszerűbb és eléggé elterjedt az a felfogás, amikor a tömegdefektust Q/c^2 -tel azonosítják. Ilyenkor valamely folyamat Q -értékének tömegegyenértékéként jelenik meg, és különösen spontán folyamatokra alkalmazzák, amikor is a tömeg ténylegesen csökken és az így definiált tömegdefektus pozitív lesz. Például a 8. ábrán feltüntetett $(-\Delta m)$ értéket tömegdefektusnak tekinthetjük ebben az általános értelemben.
- Használják a tömegdefektus kifejezést szűkebb értelemben is, amikor is Q/c^2 a mag nukleonokból való képződési reakciójával kapcsolatos a (28) egyenlet szerint. Ebben az esetben a következő tömegkülönbséget értik alatta: $(Z m_p + N m_n - m_N)$.

¹¹ Például Jánossy Lajos Atommag lexikona (lásd az [Ajánlott irodalomban](#)) a tömeghiány, ill. tömegdefektus elnevezést használja a (35) egyenlet által definiált Δ értékre.



10. ábra: Izobár nuklidok egymáshoz képesti stabilitását jellemző energiadiagramok. A ^{62}Ni az összes létező nuklid közül a legstabilabb, megelőzve még az ^{56}Fe nuklidot is, melyet többnyire a legnagyobb stabilitásúként szoktak említeni. Amint látjuk, a ^{62}Ni mindkét esetben – felső panel: egy nukleonra eső kötési energia, alsó panel: tömegparabola – győztesként jelenik meg a stabilitásért folytatott versenyben az $A = 62$ izobárok között, noha a grafikonok nincsenek pontos tükörképi viszonyban egymással. A felső panelen látható meglehetősen egyenletes, fejtetőre állított parabola jól szemlélteti annak a stabilitási hegyláncnak „sziklás” lejtőprofilját, melynek gerince a 9. ábrán rajzolódik ki. Az alsó panel nem kevésbé rücskös parabólája ezzel szemben arról ad képet, hogyan néznek ki a stabilitás völgyének izobár metszetei. Az (N, Z) sík fölött húzódó nuklidstabilitási energiafelületnek ezt a fajta metaforikus leírását az a [Seaborg](#) vezette be, akiről a szíborgiumot ([Sg](#)) elnevezték. Ő említette először az „instabilitás tengerét”, mely a „stabilitás kontinensét/félszigetét” behatárolja. **(Jelmagyarázat: 0 = páros; 1 = páratlan; 00, 11 = Z & N párossága.)**

3.4.4. Leválasztási energia

Előfordul, hogy nuklidok egy csoportját jobban össze lehet hasonlítani stabilitás szempontjából a **leválasztási/szeparációs energia** segítségével, amely azt fejezi ki, milyen „nehéz” egyetlen nukleont leválasztani az adott magról. Minthogy kétfajta nukleon létezik, a leválasztási energiának is két fajtája van, melyek a következő folyamatok egyikével állnak kapcsolatban:



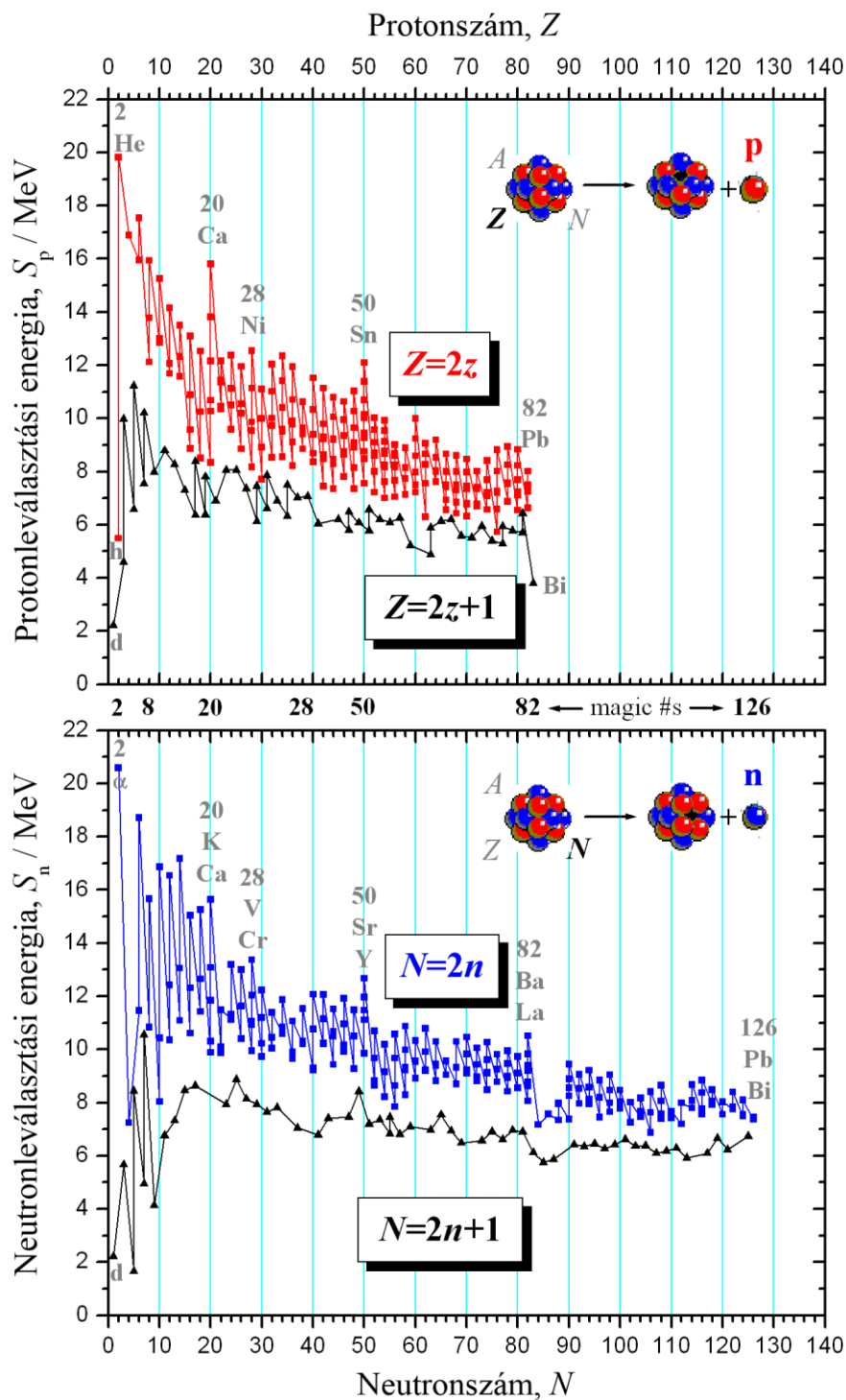
Az S_n **neutronleválasztási** energiát és az S_p **protonleválasztási** energiát a következő egyenletek definiálják:

$${}_Z^AS_n = \left(-{}_Z^AM + {}_Z^{A-1}M + {}_0^1M \right) \times 931,494 \text{ MeV}, \quad (39)$$

$${}_Z^AS_p = \left(-{}_Z^AM + {}_{Z-1}^{A-1}M + {}_1^1M \right) \times 931,494 \text{ MeV}. \quad (40)$$

Más szóval: minél nagyobb a leválasztási energia, annál nehezebb eltávolítani az adott nukleonfajta az adott nuklid magjából. Ennélfogva a leválasztási energia is a mag „per-nukleon” stabilitását méri akárcsak B/A , csak hogy az egy nukleonra jutó átlagos kötési energiával ellentétben itt nem átlagértékről van szó.

Bizonyos szempontból a leválasztási energia **analóg fogalom az elemek első ionizációs energiájával** (potenciáljával), melyet kémiából jól ismerünk. Emlékezzünk vissza arra, hogy a nemes gázoknak – zárt elektronkonfigurációjuknak köszönhetően – sokkal nagyobb az ionizációs potenciáljuk, mint a periódusos táblázatban lévő szomszédjaiknak. Ez segíti elfogadni azt az interpretációt, hogy a 11. ábra színes grafikonjain lévő nagyobb kiugrások, ill. „élek” szintén hasonló jelenséggel állnak összefüggésben, ti. a neutronok/protonok megfelelő „mágikus” számát elérve zárt nukleonhéjak alakulnak ki. A színes és a fekete görbék elkülönülését (továbbá azt, hogy a fekete grafikon mindig a színes alatt van) egyrészt az (53) **Weizsäcker-egyenlet párkölcsönhatási tagja** magyarázza, másrészt a mag héjmodellje is értelmezi (l. az 5.3. és a 6.3. alfejezetet).



11. ábra: Leválasztási energiák protonokra (felső panel) és neutronokra számítva (alsó panel) a 256 legstabilabb nuklid esetében (az ^1H értelemszerű kihagyásával). A bemutatott nuklidok többsége szerepel a 9. ábrán is. Figyeljük meg, hogy egy párosítatlan proton/neutron (l. a páratlan számú azonos nukleonfajtaéhoz tartozó fekete $\blacktriangle$ görbéket) sokkal könnyebben leválasztható a magról, mintha egy másikkal párosítva volna (színes $\blacksquare$ $\blacksquare$ görbék). A színes grafikonok feltűnőbb kiugrásai a $Z = N = 2, 20, 50$ és 82 értékeknél azt jelzik, hogy a protonok és a neutronok mágikus számai azonosak. Az ilyen mágikus számmal jellemzett héjak zártak, és ezért különösen nehéz leválasztani a magról a megfelelő fajtájú nukleont.

4. Részecskék és kölcsönhatások – a Standard Modellről dióhéjban

A nukleonok felfedezése után, az egyre nagyobb teljesítményű gyorsítók birtokában, a kísérleti fizikusok hetente fedeztek fel újabb részecskéket, míg végül világossá vált, hogy ezek mindegyike nem lehet elemi. Enrico Fermi állítólag így kommentálta a fejleményeket: *“Had I foreseen that, I would have gone into botany!”*¹² A probléma megoldását a hadronok osztályozása jelentette 1964-ben, amikor is M. Gell-Mann ([fizikai Nobel-díj](#), 1969) előállt a **kvarkhipotézissel**. Gell-Mann elképzelései a Wigner Jenő ([fizikai Nobel-díj](#), 1963) által már 1927-ben felismert **szimmetriaelveken** nyugodtak (lásd a [Timeline: Subatomic Concepts, Nuclear Science & Technology](#) c. angol nyelvű időrendi áttekintésem archivált változatát).

A részecskefizikai hátteret a **Standard Modell** keretében vázolom fel. Akik értenek angolul, és képekkel illusztrált háttéranyagra vágynak, azok látogassák meg ezt a [japán oldalt](#), amely a [Contemporary Physics Education Project](#) weboldaláról ma már eltűnt régi (1999-es) poszter kinagyítható részleteit magyarázza. (A CPEP oldalán [a poszter 2022-es változata](#) ingyen csak kis felbontásban érhető el.) Ajánlom ezt az [angol szöveges oldalt](#) is szokatásképpen.

4.1. A magerők eredete

Az 5. ábra, melyet a 2.1. alfejezet elején láthattunk (vagy ez a [színes grafika](#) a fenti japán oldalról), egy ${}^4\text{He}$ atom szerkezetének művészi/naiv ábrázolását mutatja, mely a Standard Modellre épül. A **magerő**, mely a magot egyben tartja, csupán a maradéka (reziduuma) az **erős kölcsönhatásnak**, más szóval a **színkölcsönhatásnak** (QCD, [kvantum-színdinamika](#)), mely a nukleonokon belüli **kvarkok** között hat, s melyet az ábrán nem jelzett **gluonok** közvetítenek. Az erős kölcsönhatás soha sincs teljesen kiegyenlítődve egy nukleon minden „felületi” pontján. Ezért, elég közelről nézve, a nukleonok a **színtöltés** tekintetében nem semlegesek. Ez a lokálisan kompenzálatlan színtöltés „ragacsossá” teszi őket, ami össze tudja kötni a szomszédos nukleonokat. Ennek a **nukleonokat összetartó magerőnek** – minthogy csupán maradéka a színkölcsönhatásnak – igen **rövid a hatótávolsága**, mely nagyjából a nukleonok méretének nagyságrendjébe esik (l. 5. táblázat).

Kémiai analógiák. Az elektromosan semleges atomokat molekulákká szervező „erő” végeredményben ugyancsak tekinthető reziduálisnak, ti. az atomi skálán semlegesített elektromos erő maradékának. Ugyanez a helyzet az apoláris molekulákat összeragasztó London-féle erővel ([diszperziós erő](#)), melyet az elektronok pillanatszerű eloszlásában mutatkozó fluktuációkkal magyaráznak. A Coulomb-erővel szemben, melynek hatótávolsága végtelen, az atomok/molekulák közt ható „reziduális elektromos” erők ugyancsak rövid hatótávolságúak. A molekulák esetében, az atomok közt mozgó kötő elektronok akár „erőközvetítőnek” is tekinthetők, melyek ugyanazt a szerepet töltik be, mint a szomszédos nukleonokat összekötő (virtuális) pionok (lásd a 4. táblázat utolsó, sárgával árnyalt sorát). A nukleonok között ható magerő még egy dologban hasonlít a molekulát alkotó atomok közötti kötéshez, ti. a nukleonok közötti távolság csökkenésével (kb. 0,5 fm körül) a magerő taszítóvá válik. Vagyis a nukleonokat – akárcsak az atomokat (vagy a molekulákat) – nemigen lehet egymásba préselni. Ez a viselkedés az oka a folyadékok „összenyomhatatlanságának” is.

A nukleonok, ill. az atomok közötti erők hasonlóságának felismerése vezetett a **mag cseppmodelljéhez**, mely alapján a mag számos tulajdonságát meg lehetett magyarázni.

¹² „Ha én ezt előre látom, inkább botanikusnak megyek!”

4.2. Részecskék és erők osztályozása

A 2 – 6. táblázat néhány részecske fontosabb jellemzőjét tartalmazza. Ezek csupán reprezentánsai annak a 200+ részecskének, amelyről 2025-ben a [Britannica](#) tudott. Az adatok többsége a *Particle Data Group* adatbázisából származik ([Particle Listings 2024](#)). Az 5. táblázat adatai az 1999-es „*Fundamental Particles and Interactions*” című poszterről valók. Íme, a [kinagyított táblázat](#) a régi poszteren, melyet még 2025-ben is megtaláltam egy japán oldalon. Ugyanezek az értékek vannak a felfrissített [2022-es poszter](#) középső táblázatában is.

Minden **részecske** tömege megegyezik **antirészecskéje** tömegével, és az ilyen részecskepárok bizonyos additív jellemzői, melyeket „**általánosított töltéseknek**” is neveznek [ilyenek az **elektromos töltés**, **izospin**, **ritkaság** (s-kvantumszám), b-kvantumszám, t-kvantumszám, c-kvantumszám¹³, **barionszám**, **leptonszám** stb.], ellenkező előjellel ugyanakkorák. Így pl. a pozitronnak (e^+), mely antirészecskéje a közönséges elektronnak (e^-) – melyet ebben a kontextusban néha negatronnak is neveznek – pozitív az elektromos töltése. (Mint hogy az elektron/**negatron** lepton, melyhez az $L = +1$ leptonszámot rendelik, antirészecskéjének, a **pozitronnak**, $L = -1$ lesz a leptonszáma. Mint hogy a leptonok nem barionok, a barionszám az e^- és az e^+ esetében egyaránt $B = 0$.) Ugyanígy, a π^+ antirészecskéje a π^- és viszont. Vannak olyan „abszolút semleges” részecskék, mint pl. a π^0 , melyek megegyeznek antirészecskéjükkel. Ha egy részecske az antirészecskéjével találkozik, **annihiláció** (**szétsugárzás**) következhet be köztük. Ez azt jelenti, hogy a kettő „megsemmisül”, miközben a részecskepár összes nyugalmi energiája (tömege) „tisztá” energiává, azaz fotonokká alakul a következő egyenletnek megfelelően: $E_0 = m c^2$ (lásd a 14. fejezetben felvázolt tömegfelfogást). Feltéve, hogy a találkozás nem nagyenergiájú ütközés formájában megy végbe (pl. egy proton–antiproton pár között a [Tevatronban](#)), amikor is további részecskék keletkezése következhet be. Másfelől nézve: ha egy részecske stabil (pl. az elektron), akkor az antirészecskéje is az (pl. a pozitron) feltéve, hogy „békén hagyják”. Az antirészecskék látszólagos instabilitása csupán annak a ténynek köszönhető, hogy – közönséges anyaggal körülvéve – soha sem maradnak háborítatlanok túl sokáig s ezért **annihiláció** következik be.

A **szubatomi részecskéket** – melyek mindegyikét elemi részecskének hívták egykor – három szempont alapján szokták osztályozni.

Az osztályozás egyik fontos szempontja az, hogy a részecske **spinkvantumszáma** (s) **feles** érték-e (vagyis $1/2, 3/2, 5/2 \dots$) mint a **fermionok** esetében, vagy **egész** (tehát $0, 1, 2 \dots$) mint a **bozonok** esetében. Bármilyen apróságnak tűnik is ez a különbség, igen fontos implikációi vannak. [A részecskefizikai zsargonban s -re egyszerűen csak spinként hivatkoznak, mert értéke megadja az s spin vektor maximálisan megfigyelhető vetületét $\hbar$ egységben, ahol $\hbar$ a redukált Planck-állandó (vagy Dirac-állandó), tehát a h Planck-állandó osztva 2π -vel.]

A fermionok – jól ismert képviselőjükhöz, az elektronhoz hasonlóan – mind engedelmeskednek a **Pauli-féle kizárási elvnek**, míg a bozonok esetében (mint pl. a foton) a Pauli-elv nem jelent korlátozást.

Maguk a nevek bizonyos **statisztikákra** utalnak. A fermionok a **Fermi–Dirac**-statisztikának engedelmeskednek (mely azzal a problémával kapcsolatos, hogy hányféleképpen helyezhető el n megkülönböztethetetlen golyó N darab felcímkézett – azaz megkülönböztethető – dobozban, melyek mindegyike legfeljebb egy golyót képes befogadni), míg a bozonokra a

¹³ Az ízkvantumszámok jelét és bevett angol nevét zárójelben adom meg: b-kvantumszám (B' , *bottomness*), t-kvantumszám (T , *topness*), c-kvantumszám (C , *charm*), s-kvantumszám (S , *strangeness*). Mint fentebb láttuk, az s-kvantumszámnak magyar neve is van: *ritkaság*. A *bottomness* jele azért B' , mert a B már foglalt (*barionszám*).

Bose–Einstein-statisztika jellemző (hányféleképpen helyezhető el n megkülönböztethetetlen golyó N darab felcímkézett – azaz megkülönböztethető – dobozban, melyek mindegyike korlátlan tárolókapacitással rendelkezik).

A harmadik fontos osztályozási szempont a **komplexitás**. Ennek megfelelően, azokat a részecskéket, amelyeket még manapság is az anyag végső építőelemeinek tekinthetünk, **fundamentális részecskék**nek, ill., alternatív módon, **elemi részecskék**nek hívják. Ezekre mint **belső szerkezet nélküli, tehát pontszerű dolgokra** illik gondolni. Olykor még a tömegük is értelmezhetetlen bárki számára, aki nem a részecskefizikusok kasztjához tartozik. (Ez különösen igaz a **kvarkokra**.)

Az ismert elemi részecskéket három osztályba sorolják. Kettő ezek közül (a leptonok és a kvarkok csoportja) **elemi fermion** $1/2$ -es spinnel, míg az **elemi erőközvetítők** bozonok $0, 1, 2, \dots$ spinnel.

2. táblázat: A **leptonok** az elemi fermionoknak ($s = 1/2$) azt az osztályát jelentik, amelyekre nem hat az erős kölcsönhatás, más néven a színkölcsönhatás (l. 5. táblázat). Az 1. generációba tartozó elektron-neutrínó (ill. tulajdonképpen antineutrínó) felső tömegkorlátja egyben a legkönnyebb neutrínó felső tömeghatára is, függetlenül az íztől (*flavor*), tehát a generációtól is. Érdeemes megjegyezni, hogy az elektron antirészecskéjét (a pozitront) csak 1932-ben fedezték fel, 35 évvel az elektron után.

Gen.	Lepton		Nyugalmi e. ($E_0 = m c^2$), tömeg (m)			Töltés	Felfedezés
	Jel.	Név	E_0/MeV	m/m_e	m/u	q/e	
1.	e	elektron	0,511	1	$5,486 \times 10^{-4}$	-1	1897
	ν_e	elektron-neutrínó	$< 0,000\,000\,002$	$< 4 \times 10^{-6}$	$< 2 \times 10^{-9}$	0	1956
2.	μ	müon	106	207	0,11343	-1	1937
	ν_μ	müon-neutrínó	$< 0,19$	$< 0,37$	$< 2 \times 10^{-4}$	0	1962
3.	τ	tau-lepton	1777	3477	1,908	-1	1974
	ν_τ	tau-neutrínó	$< 18,2$	$< 35,6$	$< 0,02$	0	2000

A 2. táblázatban összefoglalt **leptonok** a fundamentális részecskék egyik osztályát alkotják. Hat ismert tagjuk van (ill. az antirészecskéiket is beszámítva összesen 12). Görög eredetű nevük ($\lambda\epsilon\pi\tau\acute{o}\varsigma$ = leptósz $\approx$ finom, könnyű, vékony) nyilvánvalóan az elektron kis tömegére utal, mely a legjobban és legrégebb óta ismert tagja ennek a csoportnak.

A leptonok, a nevük dacára, nem mindannyian mondhatók könnyűnek. A 3. generációhoz tartozó tau-lepton pl. több ezerszer nehezebb az elektronnál, a csoport „prototípusánál”. Ami azt illeti, a **τ csaknem olyan nehéz, mint egy egész H_2 molekula**.

Az **elektron** (és ezzel együtt a pozitron) az egyetlen „abszolút stabil” tagja a csoportnak minden értelemben. A **közepes élettartama** bizonyítottan legalább $4,6 \times 10^{26}$ év, ami kb. 30 000 billiószorosa a világegyetem becsült korának (~ 15 milliárd év).

Nem olyan túl régen még feltételezték, hogy a **speciális leptonszámok** (L_1, L_2 , ill. L_3), melyeket a leptonok különböző generációihoz/családjaihoz/ízéhez rendeltek, maguk is külön-külön megmaradó mennyiségek. Noha ez még ma is igaznak látszik a töltött leptonok esetében, a semlegesekről kimutatták, hogy nem tisztelik ezt a törvényt (neutrínóoszilláció).

Mindazonáltal az $L = L_1 + L_2 + L_3$ **teljes leptonszám minden folyamatban megmarad.**

A neutrínók esetében a stabilitás kissé kényesebb kérdés, mert az egyes generációk képviselői (vagyis a különböző ízű ν_e , ν_μ , ill. ν_τ) bizonyos valószínűséggel átalakulhatnak egymásba (**ízváltozás, neutrínóoszilláció**). Megjegyzem: a neutrínóoszilláció létezését bizonyítéknak tekintik arra nézve, hogy **mindhárom neutrínó nem lehet tömeg nélküli részecske.**

A **neutrínók** abban is különlegesek, hogy **meghatározott (saját) helicitással rendelkeznek.** Az antineutrínók valamennyien „jobbkezesek” (pozitív helicitásúak), ami azt jelenti, hogy a spinjük a haladási irányukba mutat. Ezzel szemben **a neutrínók mind balkezesek (negatív helicitásúak)**, vagyis a spinjük hátrafelé mutat a mozgásirányhoz képest. A helicitás egyben a paritásukat is meghatározza, vagyis **a neutrínók esetében a paritás is saját/belső tulajdonság.**

A **töltött leptonok helicitása nem belső/saját tulajdonság**, mert attól függ, milyen vonatkoztatási rendszerből nézzük őket.

3. táblázat: A **kvarkok** (q) az elemi fermionoknak ($s = 1/2$) azt az osztályát jelentik, amelyek érzékenyek az erős, ill. színekölcsönhatásra (továbbá az 5. táblázatban szereplő összes többi fundamentális kölcsönhatásra). A kvarkok az „alkatrészei” azoknak az összetett részecskéknak is, amelyek a bennünk és körülöttünk lévő anyagot felépítik. Például a nukleonok (N) három darab 1. generációs kvarkból (u és d) állnak. Vegyük észre, hogy a IUPAP szerint **a kvarkok neve azonos a jelölésükkel.** Az angol szavak, amelyeket sokan a kvarkok nevének hisznek, valójában csak a nevek megjegyzését segítő mnemotechnikai segédeszközök. A tömegek interpretációja – szabad kvarkok híján – korántsem kézenfekvő: pl. az u és a d kvark feltüntetett tömege csupán parányi hányada a belőlük felépülő nukleonokénak, ami nem gépelési hiba a részemről. Megjegyzem, a tömeggel kapcsolatos adatokat kerekítettem, hogy jobban érzékelhető legyen az alakulásuk egy-egy oszlopon belül. Például a nyugalmi energiára (4. oszlop) a következő adatok olvashatók ki a [Particle Data Group 2024-es jelentéséből](#): $2,16 \pm 0,07$ / $4,70 \pm 0,07$ / $93,5 \pm 0,8$ / $1273,0 \pm 4,6$ / 4183 ± 7 / 172570 ± 290 .

Gene-ráció	Kvark		Nyugalmi e. ($E_0 = m c^2$), tömeg (m)			Töltés	Felfe-dezés éve
	Név és jelölés	Angol ~magyar névemlékeztető	E_0/MeV	m/m_e	m/u	q/e	
1.	u	up ~ <i>fel</i>	2	4	0,002	+2/3	1970
	d	down ~ <i>le</i>	5	10	0,005	-1/3	
2.	s	strange ~ <i>furcsa</i>	90	190	0,1	-1/3	1964
	c	charm ~ <i>báj(os)</i>	1300	2500	1,3	+2/3	1976
3.	b	bottom ~ <i>alsó</i>	4200	8400	4,2	-1/3	1977
	t	top ~ <i>felső</i>	173 000	345 000	173	+2/3	1995

A 3. táblázatban szereplő **kvarkok** ugyancsak hat tagot számlálnak (ill. az antirészecskéikkel együtt összesen 12-t). A csoport elnevezése (angolul: *quark*) irodalmi ihletésű, nevezetesen James Joyce kultikus könyvéből, a „*Finnegans Wake*” c. különös „regényből” származik, melyben egy versbetét a következő sorokkal kezdődik:

– *Three quarks for Muster Mark!*
Sure he hasn't got much of a bark
And sure any he has it's all beside the mark.

A fenti vers három, homályos jelentésű *quark*-ról regél, annak megfelelően, ahogy Gell-Mann eredetileg csak három kvark létezését feltételezte (u, d és s).

A kvarkok jellemző vonása a **kvarkbezárás** vagy **színbezárás**, ami azt jelenti, hogy nem lehet őket elválasztani egymástól és csak kettesével vagy hármasával fordulnak elő, hadronokat alkotva. Egy vegyész számára bizonyára meglepő módon, a kvarkok elektromos töltése 1/3 vagy 2/3 része az *e* elemi töltésnek (amely, végső soron, nem is látszik eleminek ennek tükrében).

4. táblázat: A **bozonok** egész spinű részecskék ($s = 0, 1, \dots$). Az árnyalatlan sorok olyan kísérletileg kimutatott elemi bozonokat mutatnak, melyek a Standard Modell (SM) fundamentális erőit közvetítik (5. táblázat). A sárgított sorok **pionokat** (π) mutatnak, melyek létezését Yukawa jósolta meg 1935-ben mint a magban lévő nukleonokat (N) összekötő erő közvetítőit. Ezt az erőt manapság reziduális erős kölcsönhatásnak, ill. magerőnek hívják. A pionok csoportja csak egy példa a számos mezonra, melyek mindegyike egy kvarkból és egy antikvarkból épül fel, ahogy pl. a π^+ mezon is.

Közvetített erő	Bozon		Nyugalmi e. ($E_0 = m c^2$), tömeg (<i>m</i>)			Töltés	Felf. éve
	Jelölés	Név	E_0/MeV	m/m_e	m/u	q/e	
Elektromágneses	γ	foton	0	0	0	0	1905
Gyenge	W^-	W bozonok	80 400	157 000	86	-1	1983
	W^+					+1	
	Z^0	Z bozon	91 188	178 000	98	0	
Erős, fundament. (színkölcs.)	<i>g</i>	gluon	0	0	0	0	1970
Erős, reziduális (magerő)	$\pi^\pm$	pion	139,6	273,1	0,150	± 1	1947
	π^0		135,0	264,1	0,145	0	1950

5. táblázat: A fundamentális kölcsönhatások, valamint a magerő jellemzői. A gyenge kölcsönhatás, a neve ellenére, rövid távon sokkal erősebb a gravitációsnál. A hatótávolsága azonban rendkívül rövid, még rövidebb, mint a magerőé. A hatótávolság rövidségét az erőközvetítők nagy tömege okozza (l. 4. táblázat). Vegyük észre, hogy az erőközvetítők mindkét „súlycsoportja” nehezebb, mint egy egész C_6H_6 benzolmolekula, mely „csak” ~ 78 u tömegű. A gravitáció oszlopának szürkítése az erő Janus-arcára utal: míg földi körülmények közt semmilyen hatással sincs a magfolyamatokra, sokkal nagyobb léptékekkel mérve viszont a **nukleoszintézis** meghatározó tényezője (neutroncsillagok, szupernóvák). Ezen kívül a gravitáció nem integráns része az SM-nek. A magerőt leíró sárgított oszlop a 4. táblázat sárgított sorának megfelelője. A sraffozott cellák az adott erő szempontjából értelmezhetetlen jellemzőkre utalnak.

Erő:	Gravitáció	Elektrogyenge		Erős	
		Elektro-mágneses	Gyenge	Fundamentális (színkölcs.)	Reziduális (magerő)
Jellemzők					
Hatás alapja	tömeg-energia	elektromos töltés	íztöltés	színtöltés	reziduális szín
Érintett részecskék	valamennyi	elektromos töltésű	leptonok, q	q, g	hadronok
Ismert közvetítő		γ	W^+, W^-, Z^0	g	mezonok
Hatótávolság	∞	∞	$\sim 0,001$ fm	∞	~ 1 fm
Távolságtól (d) való függés	csökkenő ($\propto d^{-2}$)	csökkenő ($\propto d^{-2}$)	meredeken csökkenő	növekvő	meredeken csökkenő
Relatív erősség					
u–u 0,001 fm-nél	10^{-41}	1	0,8	25	
u–u 0,01 fm-nél	10^{-41}	1	0,000 1	60	
p–p 1 fm-nél	10^{-36}	1	0,000 000 1		20

Az **elemi bozonok** vagy **gauge-bozonok**, melyekből öt létezése ismert, a fundamentális erők/kölcsönhatások közvetítői (l. 5. táblázat). Például a **foton** (γ), mely egy vegyész számára a legjobban ismert képviselőjük, az elektromágneses erő közvetítője. A 4. táblázat az elemi bozonok mellett néhány összetett bozont (pionok) is feltüntet.

A **hadronok** két vagy három kvarkból álló összetett részecskék. Ez a név is **görög eredetű** (ádópós = hadrósz $\approx$ vastag, vaskos). Két fajtájuk van: a *barionok* (a görög βαρύς = barűsz $\approx$ nehéz, súlyos szóból – ez rejlik a Ba nevében is: gondoljunk a **súlypátra**) és a *mezonok* (a görög μέσος = mézosz $\approx$ középső szóból).

A **mezonok** a bozonok közé tartoznak, mert páros számú fermionból (ti. egy kvarkból és egy antikvarkból: $q\bar{q}$) épülnek fel. (Gondoljuk meg, hogy $1/2 \pm 1/2$ mindig egész ad, nevezetesen vagy 0 vagy 1 az eredmény.) A mezonok egyike sem stabil. Még a töltött pionoknak ($\pi^\pm$) is mindössze 18 ns a felezési idejük. Megjegyzem: a pion létezését (mint a nukleonok közt ható magerő közvetítőjét) H. Yukawa (**fizikai Nobel-díj**, 1949) még 12 évvel azelőtt jósolta meg, hogy C.F. Powell (**fizikai Nobel-díj**, 1950) és munkatársai ténylegesen felfedezték volna. A pionok néhány tulajdonságát a 4. táblázat utolsó sora mutatja. A

kvarkösszetételük a következő: π^+ ($u\bar{d}$), π^- ($\bar{u}d$), π^0 (kevert állapot, mely $u\bar{u}$ és $d\bar{d}$ kombinációja). A π^0 mezon önmaga antirészecskéje.

6. táblázat: A **barionok** családja, a hadronok nehezebb típusa, a fermionok közé tartozik. A sok ismert családtag közül csak a nukleonokat ($s = 1/2$) és antirészecskéiket mutatom be példaképp, mert egy vegyész szempontjából ezek a legfontosabbak.

Barion		Kvark-tartalom	Nyugalmi e. ($E_0 = m c^2$), tömeg (m)			Töltés	Felf. éve
Jelölés	Név		E_0/MeV	m/m_e	m/u	q/e	
p	proton	u u d	938,3	1836,2	1,0073	+1	1919
$\bar{p}$	antiproton	$\bar{u} \bar{u} \bar{d}$				-1	1955
n	neutron	u d d	939,6	1838,7	1,0087	0	1932
$\bar{n}$	antineutron	$\bar{u} \bar{d} \bar{d}$				0	1957

A **barionok**, melyek páratlan számú fermionból (azaz három kvarkból: qqq) állnak, maguk is fermionok. (Vegyük észre, hogy $1/2 \pm 1/2 \pm 1/2$ nem lehet egész szám.) A barionok antirészecskéi (az antibarionok) három antikvarkból ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) állnak. A 6. táblázat néhány példát mutat a rengeteg létező barion közül.

A barionok közül kettő – a **proton** és a **neutron** – minden vegyész számára ismerős: ezek építik fel az atommagot (angolul: *nucleus*), ezért a kettőt együtt a **nukleon** (N) névvel illetik. A nukleonok és antirészecskéik – amint azt a kvarkösszetételük elárulja – egymástól különböző részecskék.

A proton abszolút stabil (ahogy az antirészecskéje, a $\bar{p}$ is az). Szigorúbban fogalmazva: a kísérleti bizonyítékok alapján „csak” annyi állítható, hogy a **proton közepes élettartama** legalább $2,1 \times 10^{29}$ év, amely több mint tízmillió-billiószor hosszabb, mint az Univerzum kora. Ez az élettartamkorlát nem egészen két proton „eltűnését” engedi meg évente 1 m^3 vízben, beleszámolva az oxigén magjában kötött protonokat is. Az eltűnés itt azt jelenti, hogy a szabad proton – mint a legkönnyebb barion – csak úgy tudna elbomlani, ha barionból valami könnyebb részecskévé alakulna, márpedig a fotonon kívül csak a leptonok közt vannak a protonnál könnyebb stabil részecskék (ti. az elektron/pozitron és a neutrínók). A **proton stabilitása** tehát közvetlenül a **barionszám megmaradásával** függ össze.

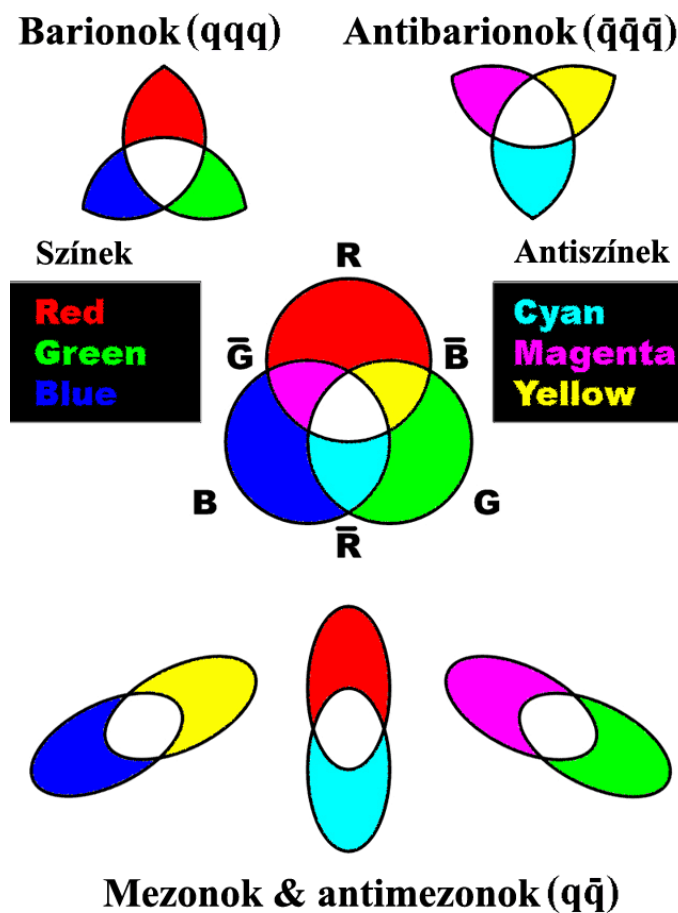
A **szabad neutron** viszont instabil részecske, melynek felezési ideje alig valamivel több 10 percnél ($T_{1/2} = 614 \text{ s}$). Ez a tény, továbbá az, hogy rengeteg olyan stabil nuklid van bennünk és környezetünkben, amelyek magja neutronot is tartalmaz, segít megjegyezni, hogy az egész (pl. ebben az esetben a mag) több lehet a részek pusztá halmazánál (vagyis az $N + Z$ nukleonnál).

4.3. A színtöltés

A részecskék *színtöltése* kvantumjellemző (egy fajta „kvantumszám”).

Ami a „szerepét” és az „algebráját” illeti, a színtöltés bizonyos felületes hasonlóságot mutat a közönséges elektromos töltéssel:

- Az elektromos töltés (melynek két fajtáját hagyományosan „pozitív”-nak és „negatív”-nak mondjuk) „fogást” biztosít a Coulomb-erő számára ugyanúgy, ahogy a színtöltés adja a „kapaszkodót” a színkölcsönhatásnak.
- Az additív elektromos töltések szimpla algebrája elektromosan semleges állapotot eredményezhet (a plusz és a mínusz nullát adhat). A színsemleges állapot – ezt *színtelennek* vagy *fehérnek* hívják – a 12. ábrán látható „színalgebra” szerint keverhető ki a standard színekből.



12. ábra: Színek és antiszínek – a kvarkok és antikvarkok színe. Mnemotechnikai segédlet a különböző fajtájú hadronok (barionok és mezonok) összetételének megjegyzéséhez. Az antiszíneket úgy képzelhetjük el, mint a tiszta RGB színek komplementereit (CMY színek). Így egy színtelen/fehér (tehát megfigyelhető) állapot vagy a három RGB alapszín (red = vörös; green = zöld; blue = kék → barionok), ill. antiszín (→ antibarionok) additív keveréséből áll össze, vagy pedig egy RGB szín és a megfelelő CMY antiszín keverékéből (cyan = hupikék/zöldeskék; magenta = bíbor; yellow = sárga → mezonok). Igazából az itt bemutatott színkeverés nem fedi le az egész QCD (kvantum-színdinamika: *quantum chromodynamics*) „színalgebráját”, de a metafora így is segít, hogy a kép összeálljon. (Az *ETH Zürich Institute for Particle Physics and Astrophysics* illusztrációja nyomán.)

Kvantumjellemzőként a színtöltés szerepe hasonlít a fermionok spinjéhez is. (Emlékeztetőül: a fermionok engedelmeskednek a Pauli-féle kizárási elvnek.) Az elemi fermionoknak, mint a leptonoknak és a kvarkoknak, csak kétféle kvantumállapotuk lehet spin tekintetében.

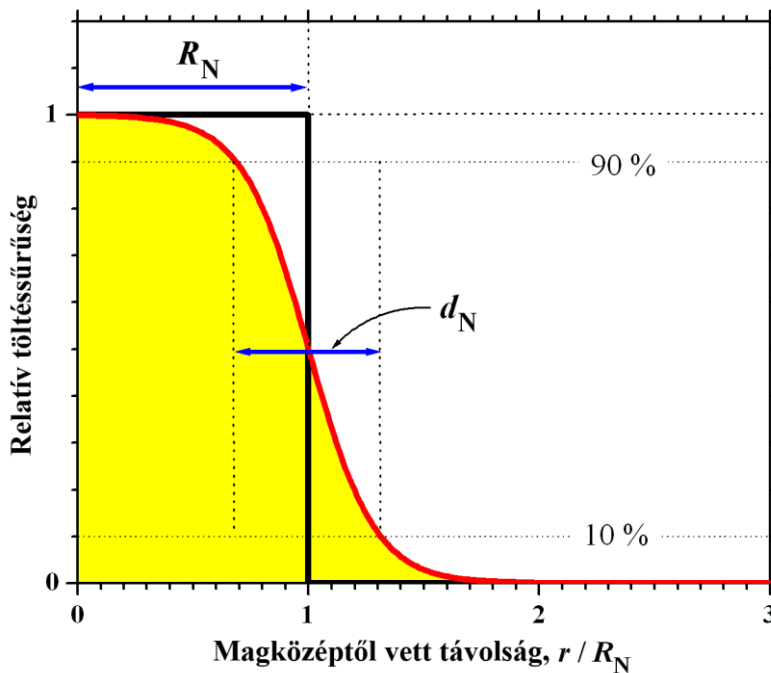
Hagyományosan a két állapotot verbálisan a „fel” és a „le” szavakkal különböztetjük meg, de a „jobb” és a „bal” vagy a „plusz” és a „mínusz” ugyanolyan jó választás lehetett volna. Gell-Mann úgy igyekezett megoldani az 1960-as évek elején ismert hadronok csoportosítását, hogy a barionoknak nevezett nehezebbik hadrontípusról feltételezte, hogy azok az általa eredetileg posztulált három kvarkfajta (u, d, s) valamilyen hármas kombinációjából állnak. Hogy kvarkmodellje szép szimmetrikus legyen, Gell-Mann kénytelen volt feltételezni az **ómega mínusz barion** (Ω^-) létezését is, melynek három s kvarkot (3. táblázat) kellett tartalmaznia. Hogy a Pauli-féle kizárási elv ne sérüljön (mely megköveteli, hogy a három azonos fermion különböző állapotban legyen), egy új kvantumjellemzőre volt szükség, mely nem két, hanem három különböző állapot azonosítására alkalmas. Ez a *színtöltés* (melyet O.W. Greenberg vezetett be 1964-ben), és a különböző állapotok jelölésére a **vörös (red)**, **zöld (green)** és **kék (blue)** elnevezés terjedt el. A színmetafora hasznos eszköz annak megjegyzésére, hogyan épülnek fel az összetett részecskék. Például a **kvarkbezárás** vagy **színbezárás** úgy fogalmazható meg egyszerű szavakkal, hogy csak színtelen/fehér kvarkkombinációkat lehet megfigyelni, színeseket (pl. szabad kvarkokat) pedig nem. A többit kikövetkeztethetjük a 12. ábrából, mely lényegében a Photoshop-felhasználók számára ismerős **RGB** színkeverést mutatja.

5. Az atommag jellemzői

5.1. A magrádiusz és a maganyag sűrűsége

Közelítő számítások céljából **az atommagot homogén tömör gömbnek képzelhetjük el**, melyen belül a tömegsűrűség és a töltéssűrűség állandó, más szóval: a mag tömeg- és töltéseloszlása egyenletesnek tekinthető.

Jobban megvizsgálva azonban a tényleges **magtöltéseloszlás** nem egészen homogén a magon belül, hanem a 13. ábrán látható, sárgán árnyalt területű görbe menetét követi inkább. A tömör gömbnek megfelelő magmodellel szemben (l. az egyenletes töltéseloszlást tükröző lépcsőfüggvényt ugyanazon az ábrán), a töltéssűrűség egy többé-kevésbé állandó vastagságú tartományban szétmaszatólódik – ez az ún. **maghéj**, melynek semmi köze sincs a mag héjmodelljéhez (angolul: *shell model*). (A kifejezés angol eredetijét – *skin of the nucleus* – ugyanúgy lehetne magbőrnek is fordítani, de ebben az alakban egyáltalán nem használatos.) A mag tömegeloszlása szintén nem teljesen egyenletes, és ami még érdekesebb, eltér a mag töltéseloszlásától is, ami azt jelenti, hogy a protoneloszlás és a neutroneloszlás sem lehet egyforma a magban. Mindazonáltal a jelen célra többnyire megfelel az egyszerű tömör gömb modell azzal a megjegyzéssel, hogy az állandó **héjvastagság** miatt ($d_N \approx 1$ fm) a nehéz magok kissé kompaktabbak a könnyű magoknál.



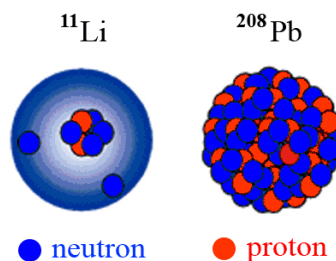
13. ábra: Egy R_N sugarú mag elektromos töltéssűrűsége. A d_N paramétert a mag héjvastagságának nevezzük.

Létezik egy többszörösen ellenőrzött kapcsolat az R_N **magrádiusz** és a mag A **tömegszáma** (nukleonszáma) között:

$$R_N \approx r_0 A^{1/3} \propto A^{1/3}, \quad (41)$$

ahol az arányossági tényező $r_0 \approx (1,2 \dots 1,4) \times 10^{-15} \text{ m} \approx 1,3 \text{ fm}$.

A (41) egyenlet meglepően jól működik. (Kivétel ez alól az ún. **glóriás magok** esete, melyek a 14. ábra szerint sokkal kevésbé kompaktnak a normális magoknál.) A formulát különböző kísérleti módszerekkel vizsgálták, beleértve az elektromosan töltött részecskék szórását, mely lényegében ugyanúgy megy, mint azok a híres **α -szórási kísérletek**, amelyek alapján Rutherford az atommag létezésére következtetett. Megjegyzem azonban, hogy a tisztán elektromos módszerek, mint az **elektronszóródás**, (melyek nem érzékenyek a magerőre) jellemzően kisebb r_0 értéket adnak, mint a nukleontartalmú részecskékkel (pl. nagyenergiájú neutronokkal) végzett szórás-kísérletek. A különbségnek az adja a kézenfekvő magyarázatát, hogy a maghéj (l. 13. ábra) több neutronot tartalmaz, mint protont. Ez a konklúzió ellentmondásban van azzal a naiv várakozással, hogy a maghéjnak nyilván dúsabbnak kell lennie protonokban, mert ezáltal kisebb lehetne közöttük a Coulomb-taszítás, ami energetikailag kedvező állapotot jelent. A héjmodell segít megérteni ezt a különös tapasztalatot. A neutrons szám gyorsabban nő a protonszámánál miközben a rendszám növekszik, emiatt magasabb állapotú héjakra kerülnek (l. 20. ábra), melyek térben jobban kiterjedtek, mint az alacsonyabb állapotok. A **glóriás magok** (melyek legegyszerűbb képviselői a **He-6 és 8** extrém példával szolgálnak az elmondottakra).



14. ábra: A ^{11}Li glóriás mag sematikus méret-összehasonlítása a „normális” ^{208}Pb maggal. A ^{11}Li magja, közel lévén a **neutronelhullatási vonalhoz** (lásd a 38. ábrát is), egy kompakt ^9Li magtörzsből és két lazán kötött neutron alkotta „felhőből”, ún. „glóriából” áll. (Lásd az MIT videójában az [itt kezdődő képsort](#).) Ezzel szemben egy normális mag egy fajta konglomerátumként képzelhető el, mely egymással szoros kontaktusban lévő nukleongolyókból áll össze.

Ha a magot gömbnek képzeljük el (ami – a legtöbb mag esetében – ugyanolyan jó közelítés, mint a bolygók esetében), oda lyukadunk ki, hogy a **mag felületnagysága** ($4R_N^2\pi$) arányos a magrádiusz négyzetével:

$$S_N \propto R_N^2 \propto A^{2/3}. \quad (42)$$

Végül, a **magtérfogat** ($4R_N^3\pi/3$) a magrádiusz köbével arányos:

$$V_N \propto R_N^3 \propto A. \quad (43)$$

Másrészt viszont a **magtömeg** arányos a tömegszámmal is:

$$m_N \propto A. \quad (44)$$

A két utolsó egyenlet érdekes következtetésre vezet, ti. arra, hogy az **atommagok sűrűsége** – akárcsak a kondenzált fázisoké (pl. a folyadékoké) – független a méretüktől:

$$\rho_N = \frac{m_N}{V_N} = \text{állandó}. \quad (45)$$

Nos, ez a sűrűség igazán csillagászati: 1 cm^3 maganyag – a **neutroncsillagok**at alkotó massa

nagy része – kb. 20 milliárd kilogrammot nyom! (A neutroncsillagokra alternatív módon mint masszív, de **aprócska csillagokra** vagy mint hatalmas, kizárólag neutronokról álló atommagokra gondolhatunk, melyeket a gravitáció iszonyú ereje stabilizál.)

Így hát a magot parányi, de nagy sűrűségű folyadékcseppnek képzelhetjük el, melynek a Z darab „feloldott” proton összesen Ze elektromos töltést kölcsönöz. Az előbbiek szerint ennek a cseppcseppének a térfogata csak az alkotó „molekulák” A számától függ, tehát független a Z és N arányával jellemzett összetételétől. Ez azt jelenti, hogy a nukleonokat (protonokat és neutronokat) egyforma pici gömböknak képzelhetjük el, melyek ugyanolyan szoros kontaktusban vannak egymással, mint egy folyadék molekulái, együttesen építve fel azt a nagyobb egységet, amelyet atommagnak hívunk. Egy-egy nukleon átlagos térfoglalása a magban kis híján 6 fm^3 (pontosabban: $\sim 5,9 \text{ fm}^3/A$).

Ez az egyszerű kép adja az alapját annak, amit a mag **cseppmodelljének** nevezünk. Ezt a modellt sikeresen alkalmazták a maghasadás értelmezésére, amikor is a mag két összemérhető (de többnyire eltérő méretű) részre esik szét.

5.2. A magspin és a mag elektromos és mágneses tulajdonságai

I.I. Rabi, az 1944-es **fizikai Nobel-díj** nyertese, állítólag egyszer ezt mondta: „*Spin is a very slippery thing*”¹⁴. Ez a megjegyzés még inkább érvényes a **magspin** esetében, amely nem is igazán spin szigorú értelemben. A magspin (melynek kvantumszámát a kémiában általában I jelöli) igazából a **mag teljes impulzusmomentuma**, mely a nukleonok pályamomentumát és spinmomentumát egyaránt magában foglalja. (A gömbalaktól eltérő magok teljes impulzusmomentuma tartalmazhat ezeken túl egy olyan összetevőt is, amely a magtörzs egészének **kollektív forgásából** ered egy bizonyos tengely körül.)

Annak, hogy az eredő impulzusmomentumot magspinnek nevezték el, történeti oka van. A név még a héjmodell előtti időkből való (tehát 1949-nél korábbi), amikor is a mag még bizonyos értelemben „elemi részecskének” számított, „saját” impulzusmomentummal, melynek eredete még nem volt teljesen tisztázott az elmélet oldaláról.

Akárcsak a héjelektronok esetében, az egyes nukleonok megfigyelhető pályamomentuma is egész értékeket vesz fel $\hbar$ egységben, míg az impulzusmomentum spinkomponense mindig $1/2$ (hiszen a nukleonok ugyanúgy fermionok, mint az elektron). Emiatt a mag eredő impulzusmomentuma (ill. annak I kvantumszáma) egész értéket vesz fel, ha a nukleonok száma (A) páros, és feles értéket, ha A páratlan. Ezen kívül a páros- Z & páros- N típusú páros- A magok alapállapotára az $I = 0$ érték a jellemző, amit az azonos fajtájú nukleonok párképzési¹⁵ tendenciájával magyaráznak. Ez azt jelenti, hogy az azonos szinthez tartozó protonok ellenkező impulzusmomentum-vetületű párokat „szeretnek” képezni (és ugyanígy a neutronok is). Emiatt a páros-páros magok impulzusmomentuma mintegy „semlegesítődik”, vagyis az I magspin nullának adódik.

A nukleáris adatbázisokban, ill. táblázatokban szereplő magspinértékeket jellemzően a következő formában adják meg: $0+^{16}$, $1/2+$, $1/2-$, $1+$, $1-$, $3/2+$, $3/2-$ stb.. A számok a **magspin**

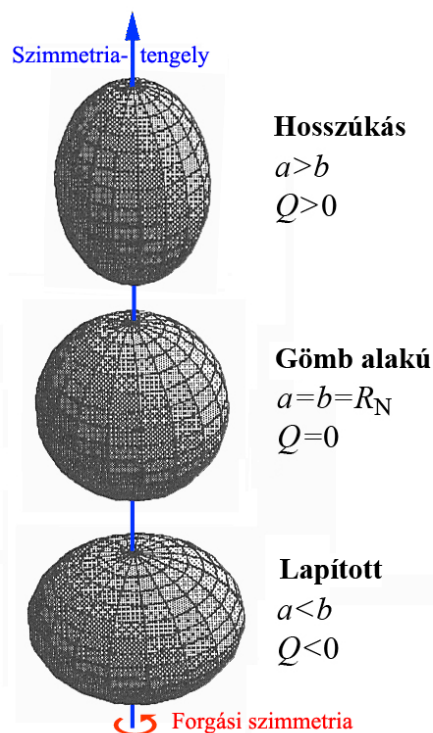
¹⁴ Talán osztrák-magyarul ezt mondta volna: „A spin olyan, mint a szappan: nehéz megragadni, mert folyton kicsúszik az ember markából.”

¹⁵ A „pároképzés” (*pairing*) nem tévesztendő össze a „pároképződés” (*pair production*) fogalmával, mely egy részecske-antirészecske pár keletkezését jelenti. A „párkölcsönhatás” viszont a „pároképzés” energetikai hajtóerejének kifejezése.

¹⁶ Érdemes megjegyezni, hogy egy nuklid esetében sem fordul(hat) elő a $0-$ érték.

értékét jelölik, míg a $\pm$ a **paritás** „értéke” (a „+” a „páros” a „-” pedig a „páratlan” paritás jele). Jó tudni, hogy a magspin nem I -vel, hanem J -vel jelöli pl. az NNDC 2023-as pdf-ben letölthető [Nuclear Wallet Cards](#) című táblázata. Ugyanott a paritás jele π . (Egyéb jelöléseket és definíciókat illetően lásd ezt az [NNDC](#) oldalt.) A **paritás** eléggé absztrakt kvantummechanikai fogalom, melyet nehéz szemléletesen elmagyarázni. Mindazonáltal fontos tulajdonság, mert **majdnem mindig megmarad** a nukleáris folyamatokban. Fontosságát mi sem bizonyítja jobban, mint az a tény, hogy a **paritásmegmaradás** 1927-es interpretációja 1963-ban [Nobel-díjat](#) hozott Wigner Jenő számára. Úgy tűnik azonban, hogy a dolog „majdnem mindig” része még fontosabb lehet, mert az az 1956-os kísérleti terv, mely segítségével 1957-ben sikerült kimutatni a **paritásértéket** a gyenge kölcsönhatásban azon nyomban [Nobel-díjat](#) eredményezett T.D. Lee és C.L. Yang számára.

A **közönséges magok szferoidok**, azaz többé-kevésbé gömb alakúak. A **szuperdeformált magoktól** és az egzotikus alakúaktól eltekintve (amelyek mindenféle formában előfordulhatnak – az uborkától kezdve a körtén át egészen a banánig –, továbbá különböző rezgéseket végezhetnek), a gömbalaktól való eltérés nemigen haladja meg a bolygókét (l. 16. ábra). Általában véve forgási ellipszoidoknak tekinthetjük őket, melyek vagy kissé elnyújtottak (mint egy rögbilabda) vagy lapítottak (mint egy M&M’s csokidrazsé) vagy teljesen gömb alakúnak tekinthetők (mint egy futball-labda), ahogy azt a 15. ábrán is láthatjuk.



15. ábra: Egyszerű magok osztályozása alak szerint. A jelölést illetően l. a (46) egyenletet. A legtöbb mag alakja ebbe a három kategóriába esik, és a tényleges deformáltságuk sokszor el sem éri az ábrázolt esetekét. Ha a magspin $I = 0$ vagy $1/2$, akkor a mag kvadrupólusmomentuma minden esetben $Q = 0$. A szuperdeformált magok ($a:b \approx 2:1$) forgást végezhetnek egy olyan tengely körül, mely szöget zár be a [kék](#) nyíllal jelölt szimmetriatengellyel. (Az ívelt [piros](#) nyíl tehát a forgási szimmetriára utal, nem a tényleges forgásra. Az atommagok forgását és rezgését ez az [MIT videó](#) igyekszik érzékeltetni.)

Minthogy az ellipszoid centrális szimmetriával rendelkezik, az ilyen magoknak nincs sztatikus **elektromos dipólusmomentuma**. Ezzel szemben **elektromos kvadrupólusmomentumuk** lehet, amely kölcsönhatásba léphet az **elektromos térgradienssel** (ETG), melyet a

héjelektronok, ill. a ligandumok mag körüli aszimmetrikus eloszlása hoz létre. A kölcsönhatás eredménye a magnívók **hiperfinom felhasadása**, melynek nagysága egyebek közt a mag és az ETG főtengeleyének relatív helyzetétől függ.

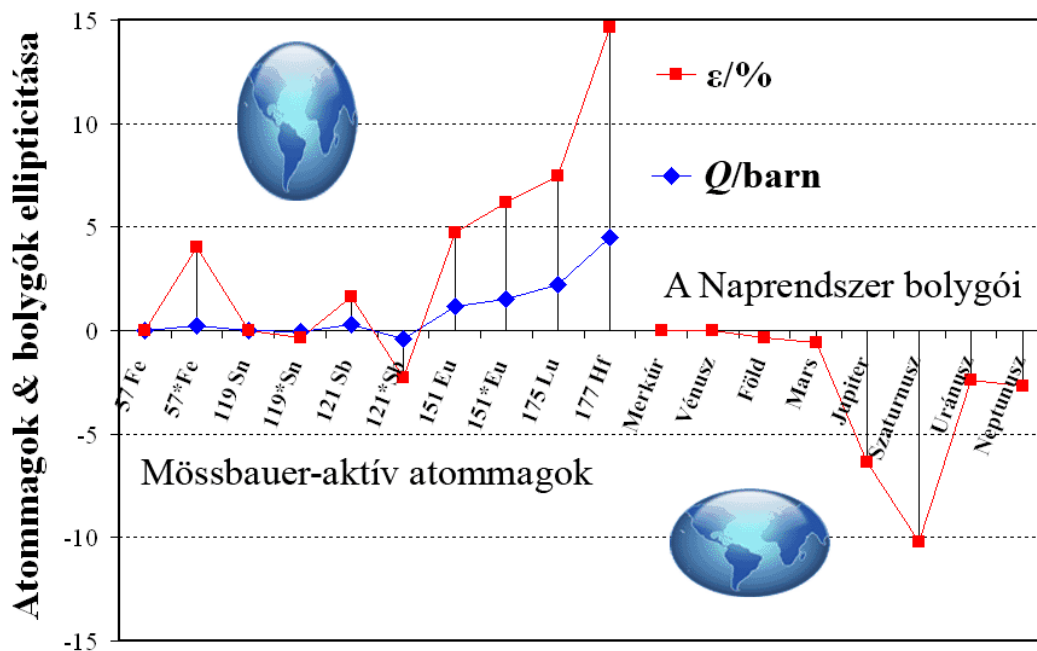
Egy **forgási ellipszoid alakú mag** (l. 15. ábra) kvadrupólusmomentumát a következő formula írja le:

$$Q = \frac{2Z}{5}(a^2 - b^2) \approx \frac{4ZR_N}{5}(a - b) \approx \frac{4ZR_N^2}{5}\varepsilon, \quad (46)$$

ahol a és b a poláris (szimmetriatengely-irányú), ill. az ekvatoriális (szimmetriatengelyre merőleges irányú) rádiusz; $R_N \approx (a + b)/2$ a (41) egyenlet által leírt átlagos magrádiusz; $\varepsilon = (a - b)/a \approx (a - b)/R_N$ az **ellipticitás**, mellyel pl. a bolygók gömbalaktól való eltérését szokták jellemezni; Z pedig a rendszám (vagyis a mag töltésszáma).

Amint a fenti képlet elárulja, a kvadrupólusmomentum jó jellemzője a mag gömbalaktól való eltérésének, ti. elnyújtott ($a > b$) magokra $Q > 0$, lapított ($a < b$) magokra $Q < 0$, végül pedig gömb alakú ($a = b = R_N$) magokra $Q = 0$.

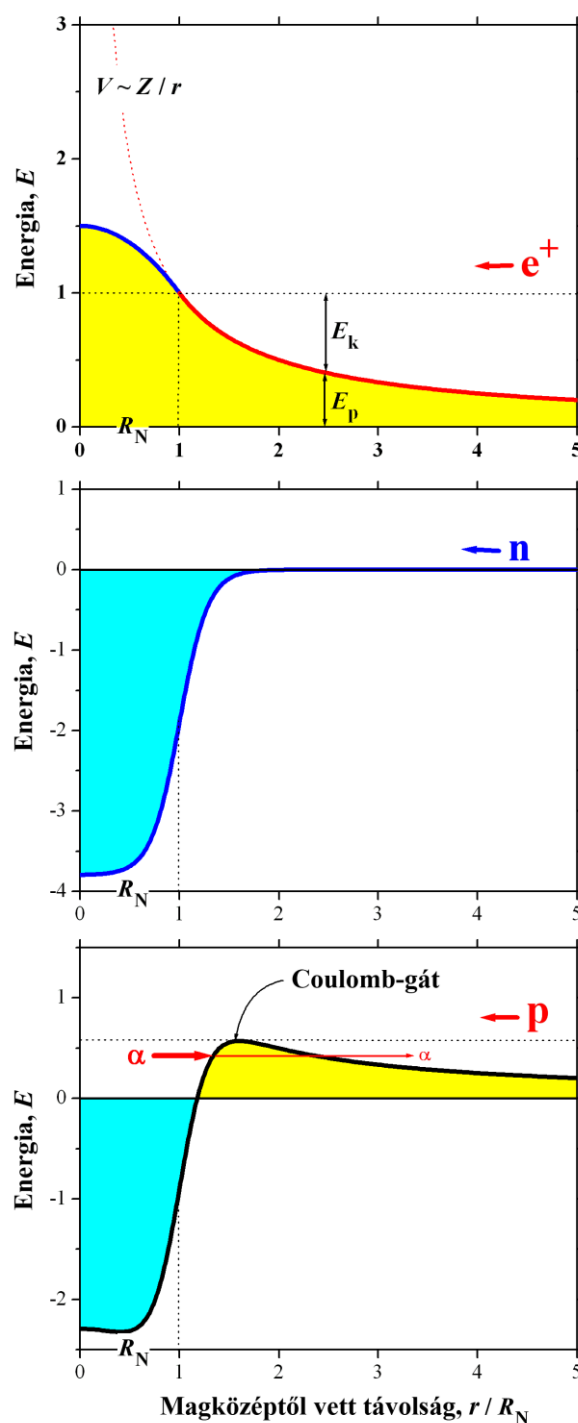
Mint említettem: **ha a magspin $I = 0$ vagy $1/2$, akkor a magnak nincs kvadrupólusmomentuma.** Az $I = 0$ magspinű magok ezen felül mindig páros (+) paritásúak.



16. ábra: Néhány Mössbauer-mag ellipticitásának (ε : ■) összehasonlítása a bolygókéval. Jól látszik, hogy a magok és a bolygók torzulásának mértéke nagyjából egyforma. Míg azonban a bolygók vagy gömb alakúak vagy kissé lapítottak, addig a példaként felhozott magok többsége inkább kissé elnyújtott. A magok esetében a Q kvadrupólusmomentumot (◆) is ábrázoltam. Figyeljük meg, hogy a Q adott értéke mellett az ε által kifejezett tényleges geometriai deformáció sokkal nagyobb a könnyű magokra, mint a nehezekre. Ennek oka egyszerűen kideríthető a (46) egyenlet alapján.

Ha a magoknak csakugyan egyenletes tömeg- és töltéseloszlása lenne a magtérfogaton belül, azon kívül pedig a sűrűség nulla volna (lásd a 13. ábra lépcsőfüggvényét), akkor az elektromos potenciáljukat a 17. ábra felső panelje jellemezné, mely taszító erőt fejez ki a pozitronokhoz (vagy protonokhoz) hasonló pozitív részecskékre nézve. Nukleonok esetében azonban a potenciál egy vonzást kifejező komponenst is tartalmaz, amelyet a leptonok (pl. a

pozitron) nem érzékelnek.



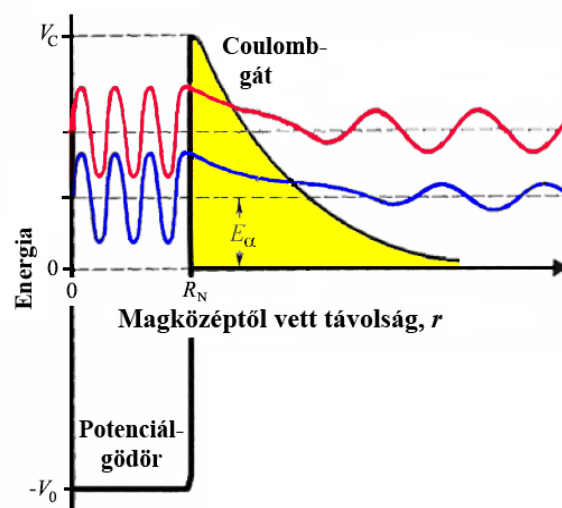
17. ábra: Különböző szubatomi részecskék sematikus potenciálgörbéi egy atommag terében. (E_k a kinetikus energia, E_p a potenciális energia, R_N pedig a magrádiusz.) Lásd a szöveget bővebb magyarázatért. Itt (a magreakciókra és az α -bomlásra koncentrálva) csak az alsó két panelre utalok, melyeken a mag „képe” látható egy neutron, ill. egy proton „szemével”. A neutron, semleges részecske lévén, olyan kicsi energiával képes megközelíteni a magot, amilyenel csak „akarja”. Még a termikus neutronoknak sem jelent problémát a maggal direkt kontaktust létesíteni. Ezzel szemben a proton, pozitív részecske lévén, kénytelen megküzdeni a magot körülvevő Coulomb-gáttal, s ez csak néhány MeV kezdeti kinetikus energia birtokában sikerülhet neki. A potenciális energia görbéjén $E > 0$ (sárga kitöltő szín) taszítást jelent a közeledő részecske számára. A végtelenben a potenciális energia nulla mindkét nukleonfajta esetében, vagyis sem vonzás, sem taszítás nincsen.

A **pozitronok** (l. a 17. ábra legfelső paneljét), leptonok lévén, „vakok” a magerőre nézve (l. 5. táblázat), és csak a magtöltés elektromos taszítását érzékelik. (Az elektronok ugyanakkora vonzó erőt érzékelnének.) Ha egy pozitronlövédék kezdeti (kinetikus) energiája alacsonyabb lenne az ábrán pontozott vízszintes vonallal jelölt szintnél, akkor az E_k kinetikus energiája még azelőtt nullára csökkenne, hogy elérhetné az atommagot. Vegyük észre, hogy a potenciálgörbe egészen a mag felületéig a ponttöltés-potenciált követi (pontozott görbe), a magon belül viszont sokkal kisebb ütemben növekszik a magközeppontra haladva. A potenciál a mag kellős közepén éri el maximumát ($\sim$ néhány MeV), amely csupán 50%-kal magasabb a magfelszínen érzékelt potenciálnál. Gondoljuk meg azt is, hogy ha a mag kisebb lenne (ugyanakkora Z mellett), akkor a mag **Coulomb-potenciálja** feljebb csúszna a ponttöltésgörbe mentén: ez a tény adja a kulcsot a magrádiusz **töltött részecske-szóródási kísérlet** alapján történő meghatározásához.

A **neutronok** (l. a 17. ábra középső paneljét), elektromos töltés híján, „vakok” a Coulomb-erő (elektromos kölcsönhatás) tekintetében. Ugyanakkor, hadronok lévén, a maghoz elég közelre kerülve érzékelik a reziduális erős kölcsönhatás (magerő) vonzását, melyet az ábrán az ún. **Woods–Saxon-potenciállal** szemléltetnek. Vegyük észre, hogy a maghoz közeledő neutronok semmiféle potenciálgátat nem érzékelnek, ezért nullához tartó sebességgel (pl. tízegynéhány meV termikus energiával) is elérhetik a magot.

A **protonok** (l. a 17. ábra alsó paneljét) mindkét erőfajtát érzékelik, ezért az esetükben a két potenciálgörbe szuperpozíciója (összege) lesz a mérvadó. Az összegzés eredménye a **Coulomb-gát**, mely pozitív nukleáris részecskék esetében mindkét irányban gátként viselkedik.

Például az **α -bomlás** csak a kvantummechanikai **alagúthatás** segítségével mehet végbe. Az alagúthatás azt jelenti, hogy egy részecske, melynek kinetikus energiája nem éri el egy nem túl széles potenciálhegy magasságát, véges valószínűséggel mégiscsak képes átmenni a hegy túloldalára, mintha a hegy oldalában egy alagutat talált volna.

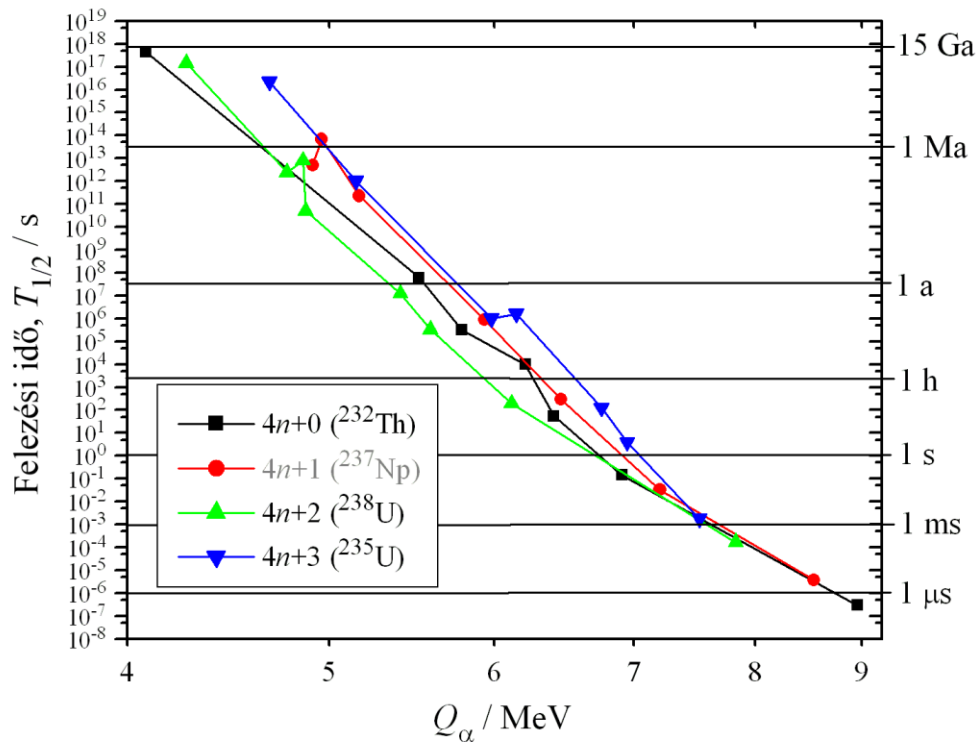


18. ábra: Egy α -részecske áthatolása a mag Coulomb-gátján alagúthatás segítségével (kék hullám). Ha a részecske kinetikus energiája nagyobb lenne, akkor a hullámfüggvénye (piros hullám) kevésbé csengene le, miközben a gáton átjut. Ne feledjük, hogy a részecske előfordulási valószínűsége a hullámamplitúdó négyzetével arányos, ezért az amplitúdó kicsiny változása nagy változást okoz a valószínűségben és így a (kijutás esélyét jellemző) bomlási állandó értékében is (l. a 17. ábra alsó paneljét).

Az áthatolás valószínűsége adott idő alatt erősen függ a potenciálfal vastagságától, ami megmagyarázza, miért sokkal „erősebbek” a nagyobb energiájú α -bomlási ágak a kisebb energiájúaknál. Ez nyilvánvalóan annak a ténynek köszönhető, hogy a gát falvastagsága egyre kisebb lesz, ahogy az α -energia nő (l. 18. ábra). Ez áll a háttérben a bomlási állandó igen erős energiafüggésének is az α -bomlás esetében, ahogy azt a **Geiger–Nuttall-szabály**¹⁷ mutatja:

$$\log\{\lambda\} = a \log\{E_\alpha\} + b, \quad (47)$$

ahol $a > 0$ és $b > 0$ az α -emitterek egy-egy osztályán belül állandó értékek, $\{\lambda\}$ pedig az E_α (kinetikus) energiájú α -részecskéket termelő bomlási ág λ (parciális) bomlási állandójának számértéke valamilyen egységben.



19. ábra: Modern Geiger–Nuttall-grafikon a négy fő bomlási sor α -bomló tagjairól. A négy sor magában foglalja a ^{232}Th , ^{238}U és ^{235}U természetes bomlási sorát, melyet ennek a fajta log–log ábrázolásnak a névadói sokat tanulmányoztak a 20. század elején. A negyedik sor címkéjét kiszürkítettem jelezve, hogy ez – a ^{237}Np viszonylag rövid felezési ideje miatt – időközben eltűnt a Föld „színéről”. Figyeljük meg, hogy az α -felezési idők milyen hatalmas skálát fognak át. A jobb oldali függőleges tengely feliratait szerint az értékek kevesebb mint egy mikroszekundumtól egészen 15 milliárd évig terjednek (a felső határ az Univerzum becsült korával egyezik meg). A teljes skála ~24 decimális, ill. ~80 bináris nagyságrendet jelent. Ezzel szemben a Q -értékek ($\sim E_\alpha$) mindeközben 9 MeV-ről kb. 4 MeV-re csökkennek, ami alig több 1 bináris nagyságrendnél (vagyis az egész energiaskálát lényegében egy 2-es szorzófaktor fogja át).

Megjegyzés. Ne feledjük, hogy a logaritmusnak csak akkor van értelme, ha a függvény argumentuma egy nevezetlen (pozitív) szám. Ezért fentebb a **IUPAP-jelölésmódot** követtem, mely szerint az X **fizikai mennyiség** egy $\{X\}$ **számérték** és egy $[X]$ **mértékegység** szorzataként adható meg:

¹⁷ Eredeti alakjában a szabály a λ és az R α -hatótávolság log–log grafikonjának linearitását jelentette. Minthogy azonban az R nagyjából az energia $3/2$ -ik hatványával arányos a tapasztalat szerint, a szabályt manapság a (47) egyenlet által mutatott alakban szokás idézni. Ezen kívül a $\log\{\lambda\}$ vs. $\log\{E\}$ (vagy $\log\{T_{1/2}\}$ vs. $\log\{E\}$) típusú grafikonokra is mint Geiger–Nuttall-grafikonokra hivatkoznak.

$$X = \{X\} \times [X]. \quad (48)$$

A $\log \{\lambda\}$ vs. $\log \{E\}$ grafikon lineáris volta maga után vonja a $\log \{\tau\}$ ($= -\log \{\lambda\}$) vs. $\log \{E\}$ és a $\log \{T_{1/2}\}$ vs. $\log \{Q_\alpha\}$ grafikonok linearitását is, csupán az egyenesek iránytangense vált előjelet ($\alpha < 0$). Az utóbbi jól látszik a 19. ábrán, mely egyben azt is demonstrálja, milyen hihetetlenül erősen függ a négy fő bomlási sor α -bomló tagjainak felezési ideje a bomlás energiájától.

A 18. ábrához visszatérve megjegyzem, hogy az α -részecske (He^{2+}) számára a Coulomb-gát kétszer olyan magas, mint a proton (H^+) számára, mert az elektromos töltése kétszer akkora. Ebből a tényből – helytelenül – arra lehetne következtetni, hogy a protonbomlás nyilván sokkal gyakoribb, mint az α -bomlás, ami igen messze van az igazságtól. Vegyük észre azt is, hogy a proton (egy barion) bizonyos értelemben nagyobbban „látja” még a homogén magot is, mint a pozitron (egy lepton).

A klasszikus elektrodinamika szerint egy pályán keringő töltött részecske **mágneses (dipólus) momentumot** gerjeszt – ez a fizikai mennyiség teszi a tájoló iránytűjét hasznos tárggyá –, melynek nagysága arányos a részecske töltésével és impulzusmomentumával. Ennek a mágneses momentumnak az iránya (előjele) – mely annak felel meg, hogy az iránytű „piros” vége merrefelé mutat – vagy párhuzamos, vagy ellentétes állású a keringés tengelyével, attól függően, hogy a keringő töltés pozitív-e (pl. proton) vagy pedig negatív (pl. elektron). Semleges részecskék (pl. neutronok) esetén keringéssel kapcsolatos mágneses momentum nem várható (és nincs is).

G.E. Uhlenbeck és S.A. Goudsmit – akik 1926-ban új kvantumjellemzőként bevezették az elektron spinjét (vagyis az elektron saját impulzusmomentumát, amely klasszikus értelemben a testek forgásból/pörgésből eredő impulzusmomentumával analóg) – a fentihez hasonló arányosságot feltételeztek az elektron saját mágneses momentuma és spinje között is. Hogy elképzelésüket összhangba hozzák a kísérleti tényekkel, kénytelenek voltak posztulálni, hogy az elektron „pörgésével” kapcsolatos impulzusmomentum (vagyis a spinmomentum) kétszer akkora mágneses momentumot eredményez, mintha ugyanaz az impulzusmomentum keringésből származott volna (pályamomentum).

Ezzel a később elméletileg is alátámasztott arányossággal a háttérben, a 7. táblázat összeveti a várt és a ténylegesen mért **saját mágneses momentumokat** az elektronra (μ_e), a protonra (μ_p) és a neutronra (μ_n), minden esetben a legmegfelelőbb egységet választva, tehát a **Bohr-magnetont** (μ_B) az elektronra és a **magmagnetont** (μ_N) a nukleonokra:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2c m_e}; \quad \mu_N = \frac{e\hbar}{2c m_p}. \quad (49)$$

7. táblázat: Három atomalkotó szubatomi részecske saját mágneses momentumának összehasonlítása.

A nukleonokra mért értékek a [Particle Data Group](#) webhelyéről valók, az elektroné a [Wikipédiából](#).

Szubatomi részecske	Elektron	Proton	Neutron
Mágnesesmomentum-egység	Bohr-magneton, μ_B	magmagneton, μ_N	
Várt saját mágneses momentum	-1	1	0
Mért saját mágneses momentum	-1,00115918059	2,7928473446	-1,9130427

A 7. táblázat adataira pillantva a következőket állapíthatjuk meg:

- Az **elektron**, az egyetlen **elemi részecske** a táblázatban, *lényegében* a **várt módon viselkedik**. A várt értéktől való eltérés mindössze ~1‰.
- A **neutron**, eléggé meglepő módon, úgy viselkedik, **mintha negatív részecske volna**, és majdnem kétszer akkora töltéssel rendelkezne, mint az elektron.
- A **proton** mágneses momentuma kb. annyival **nagyobb a vártnál** ($1,8 = 2,8 - 1$), mint amennyivel a neutroné kevesebb ($-1,9 = -1,9 - 0$).

A nukleonoknak erre a különös mágneses viselkedésére már sokkal korábban felfigyeltek (p: 1933, n: 1939), mint ahogy a kvarkhipotézis megszületett, nem kis fejtörést okozva a fizikusoknak. A kvarkhipotézis aztán segített, hogy a kirakós játék darabjai a helyükre kattanjanak. Eszerint ugyanis a proton két pozitív és egy negatív kvarkból épül fel (uud), míg a neutron egy pozitívból és két negatívból (udd). A három pontszerű kvarkot a színekölcsönhatás köti egybe, mely szüntelen mozgásukat arra a térrészre korlátozza (színbezárás), melyet annak a nukleonnak a térfogataként „érezkelünk”, amelyet éppen alkotnak. Természetesen a mozgó kvarkok töltéseloszlása nem szükségszerűen átlagolódik ki egyenletes eloszlássá ebben a térfogatban, márpedig ez kellene ahhoz, hogy a neutron töltéssűrűsége mindenütt zérus legyen. Az eredmény azt mutatja, hogy a **neutron belső szerkezete** (melyet a három mozgó kvark határoz meg) olyan, hogy „pörgés” tekintetében negatív részecskének tűnik, noha a nettó töltése (ahogyan az nagyobb távolságból észlelhető) nulla.

Mielőtt ezt az alfejezetet lezárnánk, felhívom az Olvasó figyelmét a (49) egyenlet egy gyakorlati következményére:

$$\frac{\mu_B}{\mu_N} = \frac{m_p}{m_e} \approx 1836. \quad (50)$$

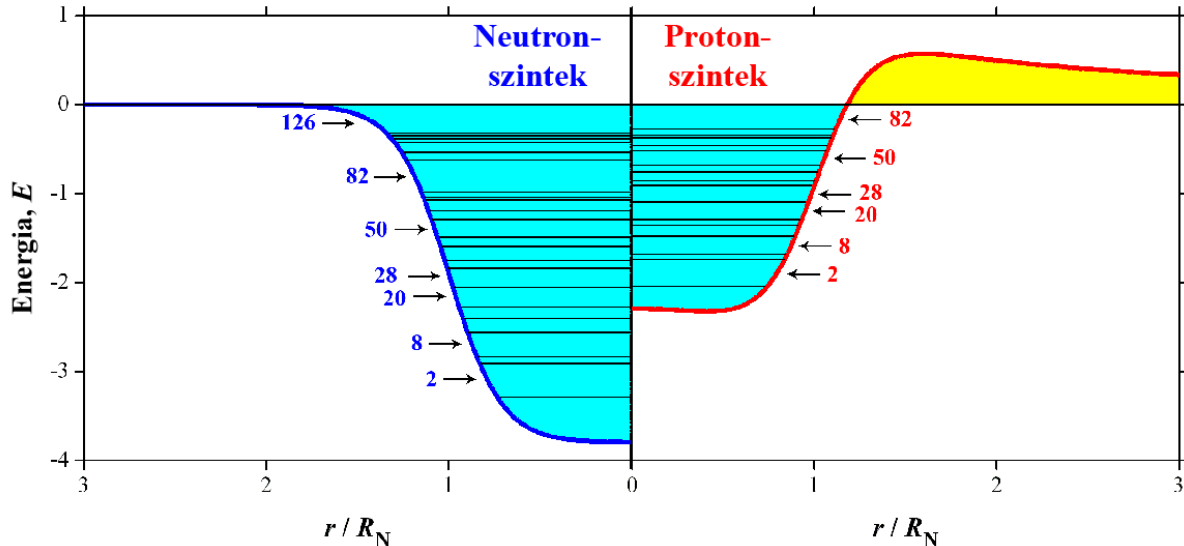
Amikor az anyagok **makroszkopikus mágneses tulajdonságairól** esik szó, mint a **diamágnesesség**, **paramágnesesség** vagy **ferromágnesesség**, akkor a magyarázathoz mindig csak az elektronokat veszik figyelembe: vagyis (leegyszerűsítve) csak azt nézik, hogy az elektronspínek párképzés folytán „kioltják-e” egymást vagy sem. Noha ugyanez a kérdés felmerülhetne ilyenkor a nukleonokkal kapcsolatban is, a válasz végeredményben nem számítana semmit, kivéve a legkifinomultabb módszereket, mint pl. a **magmágneses rezonancia (NMR)** spektroszkópia. A nukleon-, ill. magspin azért nincs befolyással a makroszkopikus mágneses tulajdonságokra, mert – mindent összevetve, beleértve a 7. táblázatot és a (50) egyenletet is – az a „konverziós faktor”, amely a spinmomentumokat mágneses momentumokká konvertálja csupán ~1‰-e az elektronokra vonatkozó faktornak.

5.3. A mag egynukleonos héjmodellje

A **(nukleáris) mágikus számokat** (2, 8, 20, 28, 50, 82 és 126) a 6. ábra nuklidtérképén vízszintes és függőleges sávok jelölik. Egy kémikus leginkább a „Mengyelejev-féle” mágikus számok (2, 10, 18, 36, 54 és 86) felidézésével tudja megközelíteni ezeket. A „Mengyelejev-féle” mágikus számok természetesen azok az elektronszámok volnának (*ha bárki így nevezné őket*), amelyek a nemes gázok zárthéj-konfigurációját jellemzik.

A **mágikus magok**, melyek esetében vagy a Z , vagy az N mágikus szám – különösen pedig a **kétszeresen mágikus magok**, melyek esetében mind a Z , mind az N mágikus szám (lásd a 24. ábra felső paneljét) – számos különleges tulajdonsággal rendelkeznek, beleértve a rendkívül nagy stabilitást. Az ilyen magok „vonzási centrumként” működnek olyan magok számára,

melyek N vagy Z értéke épp egy kicsit feljebb vagy lejjebb van az illető mágikus számnál. Az ilyen „majdnem mágikus” nuklidok rendszerint igen gyorsan mágikus nukliddá bomlanak. Vegyük észre, hogy ez a viselkedés emlékeztet az alkálifémekére és a halogénekre, amelyek szintén arra törekednek, hogy elérjék a szomszédos nemesgáz „mágikus” héjszerkezetét pozitív, ill. negatív ionokká alakulva.



20. ábra: A héjmodell sematikus ábrája magyarázatot ad arra a tapasztalatra, hogy az ólomhoz hasonló nehéz elemek esetében a neutronsám (N) mindig jóval nagyobb a protonszámánál (Z). Tudniillik, ahogy a Coulomb-potenciál növekszik a protonok számával, a protonszintek fokozatosan feljebb csúsznak a neutronsintekhez képest. A szintek közötti nagyobb ugrásokat jelölő egész értékek a nukleáris mágikus számok, melyek fizikailag azt adják meg, hogy a megfelelő nyíl alatti nívókon összesen hány neutron, ill. proton „tartózkodik”. Az ábrázolt ^{208}Pb ($_{82}\text{Pb}_{126}$) nuklid történetesen kétszeresen is mágikus.

Kézenfekvő feltevés ezek után, hogy léteznie kell egy olyan kvantummechanikai modellnek a mag esetében is, amely megmagyarázza az ilyen viselkedést. Ez az ötlet 1949-ben pattant ki először J.H.D. Jensen és M.G. Mayer agyából, megalapozva ezzel az atommag **héjmodelljét**, amely 1963-ban **Nobel-díjat** eredményezett számukra. A modell tükrözi azt a tényt is, hogy a mágikus számok külön-külön érvényesülnek a protonok és a neutronok számára, ami azzal függ össze, hogy a nukleonok két fajtája a saját „különbejáratú” nívórendszerébe épül be (l. 20. ábra). Az a másik tény viszont, hogy a mágikus számok értéke ugyanaz a protonokra és a neutronokra¹⁸, annak a jele, hogy a nukleonok két fajtája valamely fontos szempontból mégiscsak hasonlít egymásra.

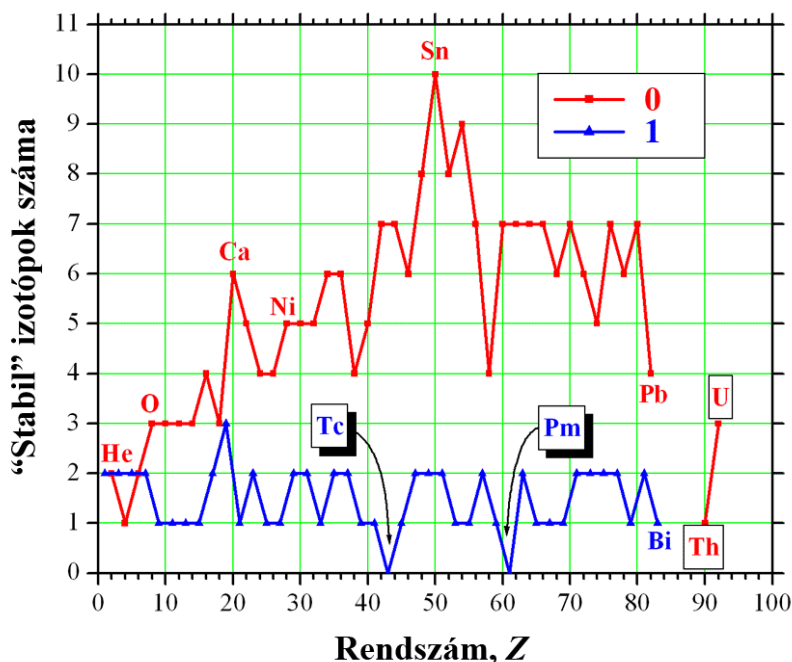
Ez a sikeres magmodell sok tekintetben hasonló az atom/héjelektronok kvantummechanikai modelljéhez. Magában foglalja a pálya- és spinmomentumokat, az energianívókat, a Pauli-féle kizárási elvet és minden effélét. Az elektronok ugyanazt a szerepet töltik be az atommodellben, mint a protonok, ill. a neutronok (külön-külön) a magmodellben.

Hangsúlyozni szeretném ugyanakkor, hogy az elektronok és a nukleonok mint olyanok nem megfelelői egymásnak. (Másképp fogalmazva: a protonok protonhéjakba rendeződnek, míg a neutronok neutronhéjakba, másrészt **nincs olyan, hogy „nukleonhép”** a protonokra és a neutronokra együtt.) A megfelelő részecskéket megtartó erőter az első esetben a pozitív

¹⁸ Kivétel ez alól a $Z = 114$ esete, melynél egy zárt protonhéjra számítanak azok, akik új elemekre vadásznak. Hímsoviniszta módon ezeket a szupernehéz elemeket (*SuperHeavy Elements*) az angol szaknyelv nőneműnek tekinti (*SHE* ♀, akárcsak régebben a hurrikánokat. (Vö.: Rejtő Jenő: Szőke ciklon.)

töltésű atommag centrális Coulomb-tere, míg a másodikban a magtörzs és az illető nukleon közötti magerő, mely protonokra és neutronokra egyaránt hat.

Felismervén az analógiát a mag héjmodellje és az atom kvantummechanikai modellje között, meglepetésként érheti a vegyész az egyazon fajtájú **nukleonok párképzési hajlama**. Azt, hogy a nukleonok szívesen alkotnak párokat, olyan egyszerű tények sugallják, mint amilyeneket a 21. és a 22. ábra mutat. (A párképzésre való hajlandóság további bizonyítékait illetően lásd a 23. ábrát diszkutáló későbbi bekezdéseket.) A meglepetés oka a **Hund-szabály**, mely lényegében azt mondja ki, hogy a héjelektronok amennyire csak energetikailag lehetséges, kerülnek a párképzést.



21. ábra: A stabil és primordiális izotópok száma páros (**0: piros grafikon**) és páratlan (**1: kék grafikon**) rendszámú elemekre szétválogatva. A páros-Z elemeknek rendszerint lényegesen több ilyen izotópjuk van, mint a páratlanoknak. A mágikus-Z elemek – ${}^2\text{He}$, ${}^8\text{O}$, ${}^{20}\text{Ca}$, ${}^{28}\text{Ni}$, ${}^{50}\text{Sn}$ és ${}^{82}\text{Pb}$ – vegyjelét ugyancsak feltüntettem. Egyiküknek – az ónnak – összesen tíz stabil izotópja van. A legnehezebb stabil páros-Z elem az ólom, melynek leggyakoribb izotópjai – a ${}^{208}\text{Pb}$ (egy kétszeresen mágikus nuklid), a ${}^{207}\text{Pb}$ és a ${}^{206}\text{Pb}$ – utolsó tagjai a három természetes bomlássornak, melyek rendre a következő primordiális radionuklidokból indulnak ki: ${}^{232}\text{Th}$, ${}^{235}\text{U}$ és ${}^{238}\text{U}$. (Az **U** és **Th** bekeretezésével arra szeretném emlékeztetni az Olvasót, hogy az uránnak és a tóriumnak – mindkettő a páros-Z csoport tagja – egyetlen igazán stabil izotópja sincsen.) A legnehezebb stabil páratlan-Z elemet, a bizmutot, egyetlen mágikus-N izotópja, a ${}^{209}\text{Bi}$ képviseli, mely utolsó tagja a mára „kihalt” negyedik fő bomlássornak, mely a ${}^{237}\text{Np}$ -ből indul ki (l. 51. ábra). A középsúlyú páratlan-Z elemek közül kettőnek – a technéciumnak (**Tc**) és a prométiumnak (**Pm**) – csak viszonylag rövid élettartamú radioizotópjai vannak, melyek réges-rég eltűntek a Föld színéről.

A nukleonok és az elektronok közti viselkedéskülönbség az alábbi tényekkel függ össze:

- A magerő (reziduális erős kölcsönhatás) hatótávolsága igen rövid (~ 1 fm), míg a taszító Coulomb-erő, mely két elektron vagy két proton között hat, végtelen hatótávolságú, tehát a töltött részecskék messziről is „érezkelik” egymás jelenlétét, jóllehet az erő (az adott esetben: taszítás) rohamosan csökken a távolsággal ($\propto 1/d^2$).
- A maga hatótávolságán belül a magerő vonzása kb. 20-szor erősebb két proton között, mint a Coulomb-erő taszítása (l. 5. táblázat). Az elektronokat, leptonok lévén,

semmilyen távolságon belül nem köti egymáshoz magerő. Ezek csak a távolság csökkenésével meredeken növekvő Coulomb-taszítást érzékelik.

- A párosítatlan elektronok, ill. a párosítatlan protonok/neutronok, jellemzően nagyobb távolságra vannak egymástól, mint a párosodottak, melyek ugyanazon a pályán osztoznak.

Emiatt **még a protonok is „jobban járnak”, ha párt képezve közelebb kerülnek egymáshoz**, mert így a magerő vonzása kompenzálni tudja a köztük ható Coulomb-taszítást, mely távolról is „működik”.

A nukleonpárok úgy alakulnak ki, hogy az impulzusmomentumok kompenzálják egymást. Ezért a mag eredő impulzusmomentumát (tehát az ***I*** magspint) mindig a párosítatlanul maradt legfeljebb egy proton és/vagy legfeljebb egy neutron szabja meg. Ezért a páros-*Z* & páros-*N* kombinációjú magok magspinje mindig nulla.

A párképzést attól függően lehet elképzelni, hogy milyen csatolást feltételezünk az egyes nukleonok impulzusmomentumai, ill. ennek komponensei között. A **csatolás módja** meghatározza, hogy milyen mágikus számokat jósol a megfelelő magmodellváltozat. Minthogy a spin-pálya csatolás (*j-j* csatolás) értelmezni tudja a nehéz magok mágikus számait is, csak erről lesz szó röviden.

A **spin-pálya csatolás**nál feltételezik, hogy az *l* pályaimpulzusmomentum-kvantumszámhoz tartozó nukleonszint két alszintre hasad aszerint, hogy a spin egyállású ($j = l + 1/2$) vagy pedig ellentétes állású-e a pálya-impulzusmomentumhoz képest ($j = l - 1/2$). A két *j* alszint energiakülönbségét az *l* kvantumszám határozza meg – minél nagyobb a pályamomentum, annál nagyobb mértékű a ΔE felhasadás:

$$|\Delta E| \propto (2l + 1). \quad (51)$$

A fenti arányosság a tapasztalat szerint olyan jellegű, hogy az alacsonyabb energiaszint a ($j = l + 1/2$) kombinációhoz tartozik. Természetesen ($j = l \pm 1/2$) csak feles érték lehet, hiszen *l* egész. Ezeknek az állapotoknak a multiplicitása/degeneráltsága ($2j + 1$), ami minden esetben páros szám, minthogy a feles *j* duplája csak páratlan szám lehet. Az egyes impulzusmomentum-vetületeket meghatározó kvantumszámok: *j*, *j*-1, ... -*j*+1, -*j*. Mivel a spin már „be van olvasztva” a *j*-be, minden ilyen állapothoz egyetlen nukleon rendelhető (kettő helyett). A nukleonok tehát úgy alkotnak párokat, hogy a $+|m|$ impulzusmomentum-vetületűhöz a $-|m|$ vetületű tartozik, s így a pár impulzusmomentuma valóban 0 lesz. Mivel minden alszint multiplicitása páros, minden nukleonnak jut pár bármelyik alszinten (hacsak nem páratlan az adott fajtájú nukleonok száma).

A spin-pálya csatolás esetében a szinteket (ill. alszinteket) a következő séma szerint jelölik:

$$\nu L_j, \quad (52)$$

ahol $\nu = 1, 2, 3, \dots$ a **radiális kvantumszám**¹⁹; *L* pedig egy betűszimbólum, mely az $l = 0, 1, 2, \dots$ **pályaimpulzusmomentum-kvantumszám** (mellékkvantumszám) konkrét értékét azonosítja ugyanolyan módon, mint az atomi szintek esetében (azaz: s, p, d, f, ...). Az 1d alszintek jelölése ezek szerint: $1d_{3/2}$ ($j = 2 - 1/2 = 3/2$) és $1d_{5/2}$ ($j = 2 + 1/2 = 5/2$), melyek közül az utóbbi energiája a kisebb, tehát ez kezd hamarabb feltöltődni.

¹⁹ Az atom kvantumelméletében használt ***n* főkvantumszám**ra $n = \nu + l$. A radiális kvantumszám tehát nem jelent felső korlátot *l* számára, ezért pl. az $1p_{1/2}$ szimbólum értelmezhető.

6. A stabilitási völgy/kontinens topológiája

6.1. A stabil elemek és nuklidok szisztematikája

Egy vegyész számára nem okozhat meglepetést, hogy a világűrben érkező fény spektroszkópiai analízise alapján következtetni lehet a különböző kémiai elemek (sőt, bizonyos vegyületek) kozmikus gyakoriságára. A módszer korántsem mondható újnak.

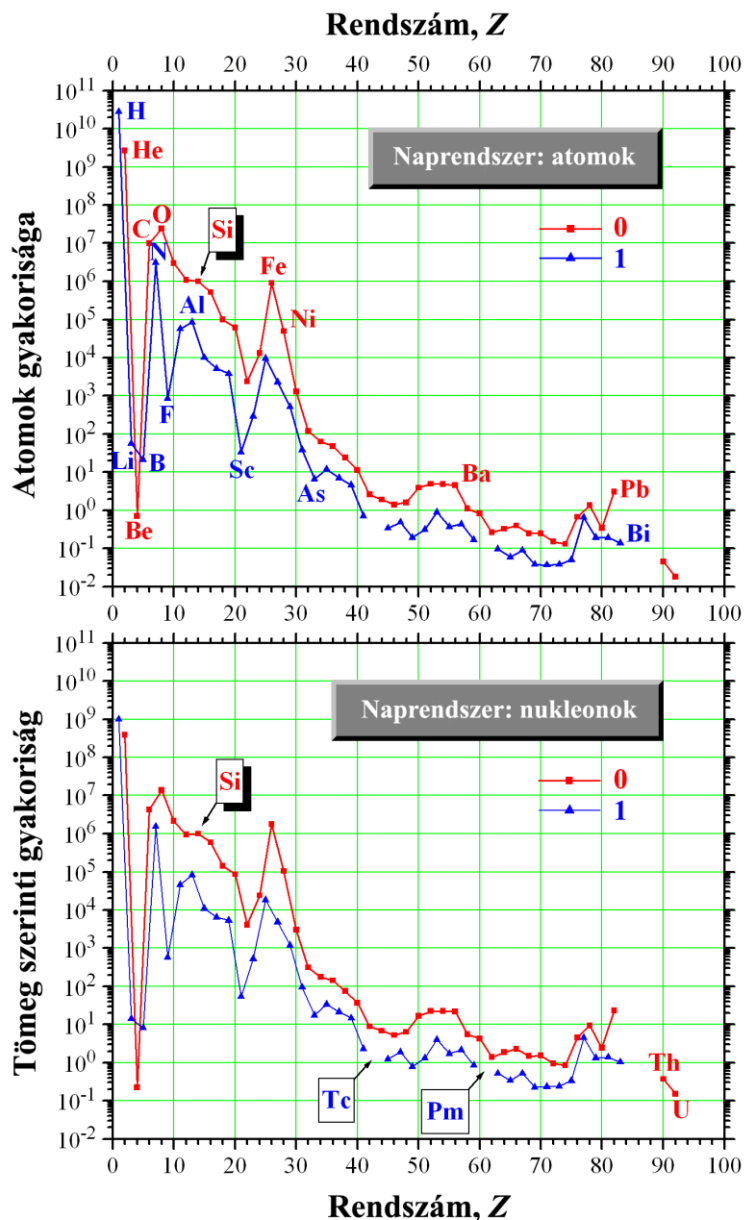
1868-at írtak, amikor P.-J.-C. Janssen (1824-1907) francia csillagász – egy teljes napfogyatkozást kihasználva – elvégezte a **Nap-kromoszféra** első spektroszkópiai vizsgálatát, ami a **hélium** felfedezéséhez vezetett. Az elem a görög „héliosz” (ήλιος; nap) szóból kapta a nevét, mely stílszerű verbális emléket állít Janssen eredményének, amellyel csaknem három évtizeddel előzte meg a He földi felfedezését (1895: W. Ramsay).

A felfedezések időrendi sorrendje teljesen logikus. Egyrészt a hélium nagyon ritka elem a Földön, mert a hőmozgást végző légköri ^4He atomok – kis tömegük miatt – előbb-utóbb szert tesznek a 11,2 km/s **szökési sebességre** és örökre elhagyják bolygónk gravitációs csapdáját. Másfelől viszont, a hélium hatalmas mennyiségben keletkezett röviddel a **Big Bang** után, ezért az Univerzum második leggyakoribb eleme a hidrogén után (l. 22. ábra). A hélium ugyancsak gyakori elem a Napban, mert annak hatalmas gravitációja fogva tartja – akárcsak a **hidrogént**, mely a héliumnál is könnyebb. Ráadásul a He folyamatosan termelődik a Napban a „hidrogénégés” nettó eredményeképp. A **hidrogénégés** az a fúziós reakciósor, mely Napunk energiatermelését biztosítja. Az energia egy része látható fény formájában sugárzódik ki. Közvetve vagy közvetlenül tehát (ti. a fotoszintézisen keresztül) a **hidrogénégés a legtöbb földi életforma létének alapja**.

Megjegyzés: Nevezetes kivételként érdemes megemlíteni azokat a kénbaktériumokat, melyeket 2,8 km-re a földfelszín alatt fedeztek fel a dél-afrikai **Mponeng Aranybánya** mélyén egy 2006-os **jelentés szerint**. Ezek, a ma már *Desulforudis audaxviator* néven ismert lények (a névadás háttérét **lásd itt**) nem a napfényből nyerik az energiájukat, hanem a környező kőzetek radioaktivitásából, ti. a **víz radiolízise** során keletkező hidrogént használják fel a szulfátionok redukálására. Másképpen fogalmazva: ezeket a baktériumokat még mindig az az **ősrégi szupernóva látja el energiával**, melynek „salakját” a Naprendszer egykor magába gyűjtötte. Ennyiben hasonlítanak a mai, maghasadáson alapuló **nukleáris erőművekhez**, vagy még inkább a műholdakban használt ún. **atomelemekhez**, más szóval **RTG-khez** (*radioisotopic thermoelectric generator*, a.m.: radionuklidos termoelektromos generátor), amelyek közvetlenül termelnek elektromos áramot a radioaktív bomlás során felszabaduló hő segítségével (pl. ^{238}Pu „üzemanyagból”).

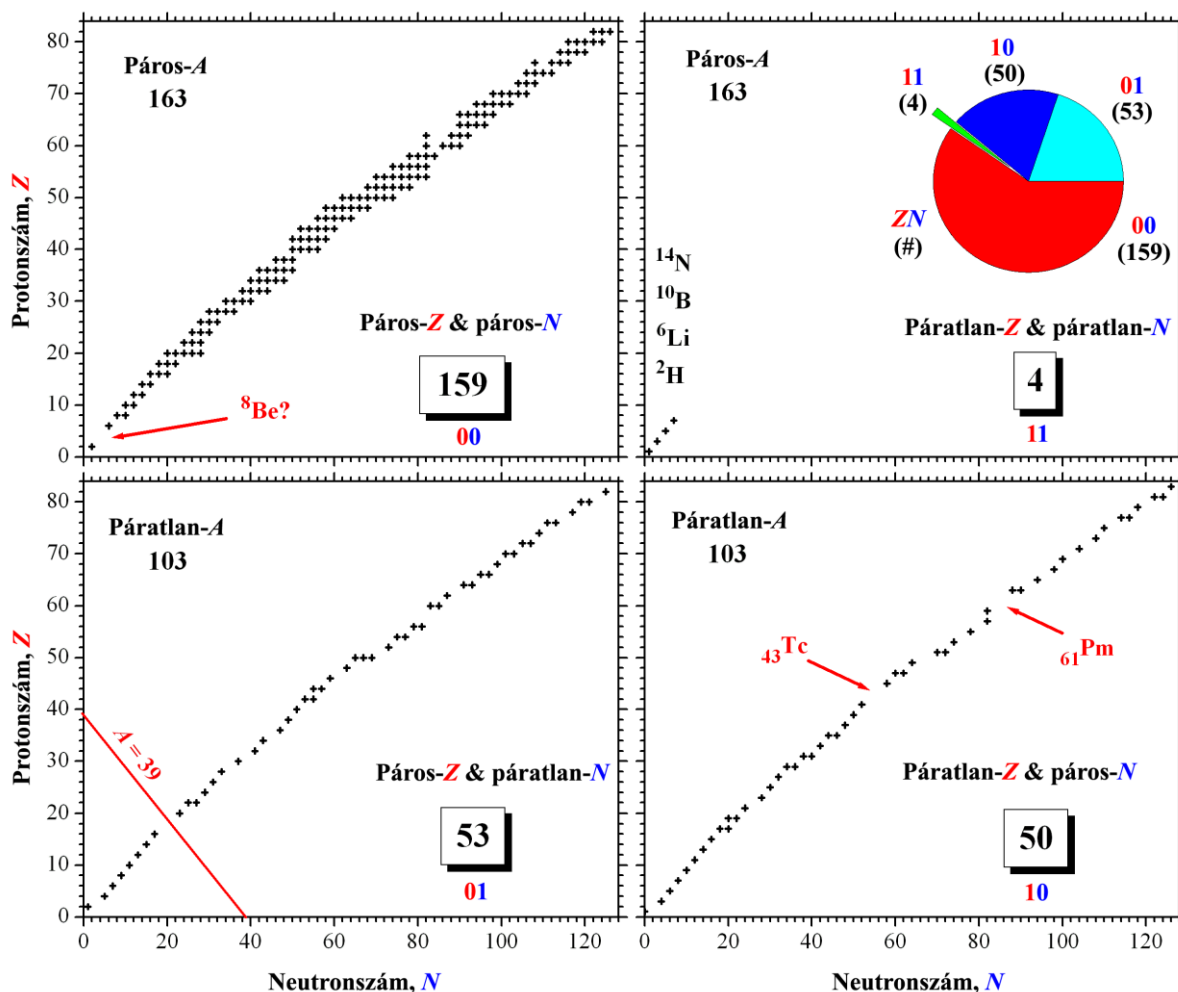
A 22. ábrát szemügyre véve arra a nyilvánvaló következtetésre jutunk, hogy a páros-Z elemek atomszáma valamely okból felülmúlja a páratlan-Z elemekét. A magra vetítve ezt úgy is megfogalmazhatjuk, hogy legalább az egyik fajta nukleon (nevezetesen: a proton) számára kedvezőbb a párképzés, mint ha a nukleon páratlanul marad. (A 22. ábra készítéséhez használt adatokat²⁰ **erről az oldalról** vettem.)

²⁰ A weben található gyakorisági adatok részleteikben eltérők ugyan, de mindegyik adathalmaz összhangban van az ábrából leszűrt következtetésekkel.



22. ábra: Az elemek előfordulási gyakorisága a Naprendszerben atomjaik száma (felső panel), ill. tömegük szerint (alsó panel). (Az izotópgyakoriságokat l. a 76. ábrán.) Az **Si** címke azt jelzi, hogy a vonatkozási alap a mindenütt jelenlévő **szilícium**. Ez annyit jelent, hogy egy olyan „homogén minta” (elégé bizonytalan) elemzési adataira kell gondolni, mely egyebek mellett vagy 10^6 Si atomot (felső panel) vagy 10^6 olyan nukleont tartalmaz, mely $10^6/28$ db. ^{28}Si magban van lekötve (alsó panel). A Napra vonatkozó gyakoriságok hasonlóak, kivéve, hogy a lítium (**Li**) ott 150-szer ritkábban fordul elő, mert a termonukleáris reakciókban lebomlott. A felső panel szerint a hidrogénatomok messze a leggyakoribbak a Naprendszerben. Az alsó panel még markánsabb jelét adja a hidrogéntúlsúllynak, nevezetesen azt mutatja, hogy a nukleonok túlnyomó része szabad protonként (ill. az ^1H nuklid magjaként) létezik. Vegyük észre, hogy a páros-Z (**0**) elemek sokszor akár egy tízes szorzóval is gyakoribbak, mint páratlan-Z (**1**) szomszédjaik. Ez speciális megnyilvánulása az egyazon fajtájú nukleonok (a jelen esetben: protonok) párképzési hajlamának. (További bizonyítékokat illetően l. a 23. ábrát.) A legnehezebb stabil elem, a **bizmut** (**Bi**), páratlan-Z elem, de egyetlen stabil izotópjának ($^{83}\text{Bi}_{126}$) mágikus neutronszáma van. A **Th** és az **U** instabil, de igen hosszú élettartamú, ún. primordiális elem. A két „hiányzó láncszem” – a **Tc** és a **Pm** – szintén páratlan-Z elem. Figyeljük meg a **vas** (**Fe**) kiugróan magas relatív gyakoriságát: itt található az a tömegszám-tartomány, ahol a stabil magok egy nukleonra eső kötési energiája maximális értéket vesz fel.

A 23. ábra lényegében ugyanazokat a stabil/primordiális nuklidokat mutatja, melyek a sötét, hullóbőrmintázatra emlékeztető cikcakkos alakzatot rajzolják ki a 6. ábra nuklidtérképén.



23. ábra: A 266 legstabilabb nuklid osztályozása. Ezek közül 228-at abszolút stabilnak ismernek (2007-ben), 38 pedig „gyakorlatilag stabil” tekintve, hogy csak 2β -bomlással bomlik. Az utóbbi igen lassú folyamat, melynek jellemző felezési ideje több milliószorosa az Univerzum korának. A paneleken szereplő számok – 163 és 103, ill. 159, 4, 53 és 50 – a „stabil” nuklidok számát jelentik a jelzett osztályokban, ill. alosztályokban. A lépénydiagram a Z - N ábrázolásokon szereplő négy diszjunkt alosztály „méretét” hasonlítja össze egymással. Az összehasonlítás világosan mutatja az egyazon fajtájú nukleonok párképzési hajlamát. A páratlan-páratlan kombinációk rendkívül ritkák: mindössze négy ilyen stabil nuklid létezik, valamennyi kis tömegű. (Érdekes megjegyezni, hogy a ^{14}N – a levegő leggyakoribb komponense, valamint a DNS és az összes protein elmaradhatatlan összetevője – egyike a négynek, ami rendkívül szerencsés tény a földi élet szempontjából.) Másrészt viszont rengeteg páros-páros kombináció eredményez stabil nuklidot. A páros-páratlan és a páratlan-páros kombinációk közbülső helyet foglalnak el, és a számuk is kb. azonos. (A párosság kódolása a 2-vel való osztás maradékára utal. Tehát: 0 = páros; 1 = páratlan; 00, 01, 10, 11 = Z & N párossága ebben a sorrendben.) Az ábra interaktív változata tartalmaz egy vízszintes csúszkát, mellyel egy izobár egyenes A tetszőleges értékére elhúzható, s így ellenőrizhető egy érdekes különbség a bal felső ábra és a többi között a stabil izobárok számát illetően.

A 23. ábrán látható nuklidok két fő osztályba sorolhatók. A felső panelek olyan nuklidokat mutatnak, amelyek tömegszáma páros (páros-A). Az alsó panelek a páratlan-A nuklidokat ábrázolják. Mindkét fő osztály két-két diszjunkt alosztályra bontható. A felső panelpár azt a két alternatív lehetőséget mutatja, mely A -t páros számnak engedi meg. Minthogy $A = Z + N$, a

tömegszám csak úgy lehet páros, ha vagy Z és N egyaránt páros (**00**: páros-páros kombináció: bal felső panel), vagy ha mindkettő páratlan (**11**: páratlan-páratlan kombináció: jobb felső panel). Az alsó panelpár a páratlan- A eset alternatív lehetőségeit mutatja: vagy Z páros és N páratlan (**01**: páros-páratlan kombináció: bal alsó panel), vagy pedig fordítva (**10**: páratlan-páros kombináció: jobb alsó panel).

Józan eszünk azt súgja, hogy ha az esélyek egyformák lennének, akkor a nuklidok két osztálya, ill. négy alosztálya ugyanannyi elemű lenne. Nos, 163 páros- A és 103 páratlan- A stabil nuklid létezik. Egyéb támpont híján nehéz volna megmondani, hogy ez az aszimmetria szignifikáns előnyt fejez-e ki a páros- A eset javára (l. a 26. ábra alsó paneljén lévő lepénydiagramot). A nuklidok megoszlása a négy alosztály szerint azonban önmagáért beszél (l. a 23. ábra jobb felső paneljén lévő lepénydiagramot). A páratlan-páratlan kombináció igen erős hátrányban van a páros-páros kombinációval szemben. A páros-páratlan és a páratlan-páros kombináció e tekintetben a kettő közé esik, és amennyire a számoknak hinni lehet, egyik sem tűnik előnyösebbnek a másiknál. Akár meg is kockáztathatjuk annak a kijelentését, hogy a mag stabilitása szempontjából (mert hiszen arról van szó) teljesen mindegy, hogy melyik nukleonfajta száma páratlan, amennyiben a másiktól páros számú van a magban. Ez ismét rávilágít arra, hogy – az eltérő elektromos töltés ellenére – a protonok és a neutronok bizonyos tekintetben nagyon hasonlítanak egymásra²¹.

A fenti észrevételeket egy **kártyajáték** egyszerű szabályaiként is megfogalmazhatók:

- Van két kártyapakli (p pakli és n pakli).
- Mindkét pakli lapjai sorszámozva vannak (Z , ill. N).
- Húzzunk egy-egy lapot mindkét pakliból (egy konkrét Z - N kombinációt kapunk).
- Adjuk össze a húzott kártyákról leolvasott számokat ($A = Z + N$).
- Ha az összeg páros szám (páros A), akkor
 - páros Z & páros N kombináció (páros-páros, kód: **00**) esetén **nyerünk** egy bizonyos $|E_p|$ összeget,
 - páratlan Z & páratlan N kombináció (páratlan-páratlan, kód: **11**) esetén viszont ugyanakkora $|E_p|$ összeget **veszítünk**.
- Ha az összeg páratlan szám (páros Z & páros N kombináció vagy fordítva, kód: **01**, ill. **10**), akkor „**pénz az ablakban**”, magyarul a nyereményünk/veszteségünk összege 0.

Később látni fogjuk, hogyan épülnek be ezek a játékszabályok a (53) Weizsäcker-egyenlet utolsó (párkölcsönhatási) tagjába. Ez az egyenlet kézenfekvő magyarázatot ad egy sor, nuklidokkal kapcsolatos kérdésre, beleértve azokat, melyeket a 23. ábra vet fel.

Amint a 22. ábrán láthattuk, **a páros- Z elemek sokkal gyakoribbak az Univerzumban**, mint a páratlan- Z elemek.

A 21. ábra szerint **a páros- Z elemeknek több a stabil izotópjuk** is. A 23. ábra azt is felfedi, hogy különösen a páros- N típusú izotópból van sok. Ez abból tűnik ki, hogy a bal felső panelen sokkal több vízszintes vonal mentén látunk egynél több nuklidot, melyek mind egyazon elem izotópjai. (Vegyük észre azt is, hogy a bal felső panel szerint sok páros- N nuklidnak több páros- Z izotónja is van, melyek függőlegesek mentén sorjáznak.)

²¹ Ez a hasonlóság az alapja annak a szemléletnek, mely szerint a protont és a neutron egyazon részecske (ti. a nukleon) két állapotának kell tekinteni, melyeket egy a spinről mintázott kvantumszám, az ún. **izospin** ($T = 1/2$), két lehetséges „vetülete” ($p: T_z = 1/2$; $n: T_z = -1/2$) különböztet meg egymástól. Az izospin additív kvantumszám, ezért az atommag izospinjére felírhatjuk, hogy $T_z = (Z - N)/2$.

Az alsó diagramok adatpontjai észrevehetően „keskenyebb” sávba rendeződnek, mint a bal felső grafikonéi. Ez részben azért van így, mert a páratlan- Z elemeknek csak ritkán van egynél több stabil izotópjuk, a páratlan- N nuklidoknak pedig stabil izotópokban szűkülnek.

Kevésbé feltűnő (ámbar ugyanilyen fontos) oka a különbségnek az, hogy **a páratlan- A izobár csoportok sohasem tartalmaznak többet egyetlen stabil nuklidnál, míg a páros- A izobár csoportok 1, 2 vagy akár 3 tagot is számlálhatnak.** Ezt a sajátosságot az (53) Weizsäcker-egyenletből kapott (59) egyenlet alapján érthetjük meg. (Az izobár vonalak párhuzamosak a bal alsó grafikonon $A = 39$ -nél behúzott, 45° -os lejtésű **piros** vonallal. Ez az izobár vonal egy „szakadáson” keresztül halad jelezve, hogy egyetlen stabil nuklid sem létezik $N = 19$ és $N = 21$ esetében.) Vegyük észre azt is, hogy a két „kipusztult” középsúlyú elem, a Tc és a Pm, szintén páratlan- Z típusú.

6.2. Az egy nukleonra eső átlagos kötési energia tömegszámfüggése

A 24. ábra a B/A egy nukleonra eső átlagos kötési energiát mutatja az A tömegszám függvényében stabil nuklidokra, kétfajta megjelenítésben.

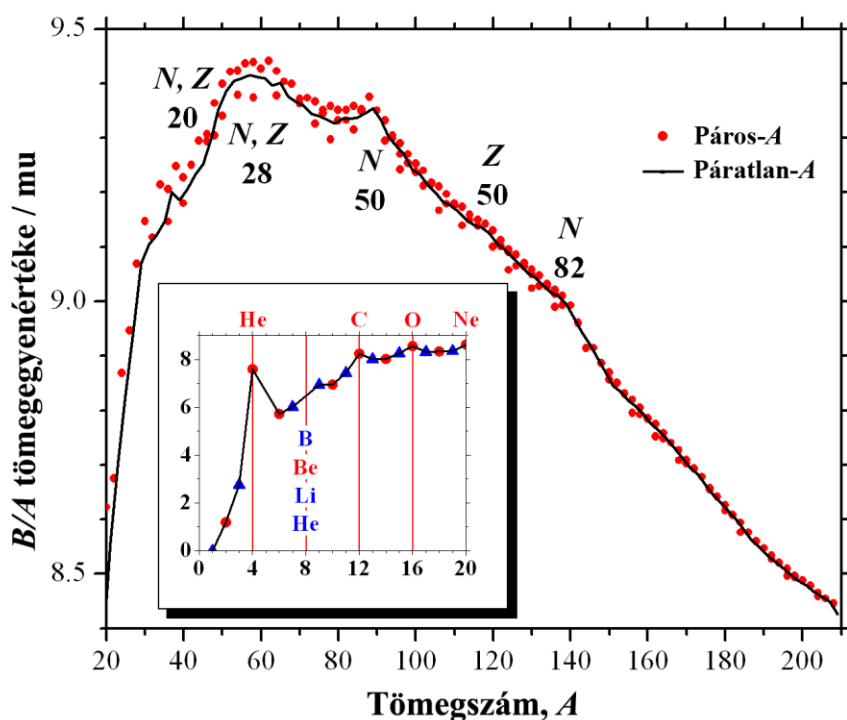
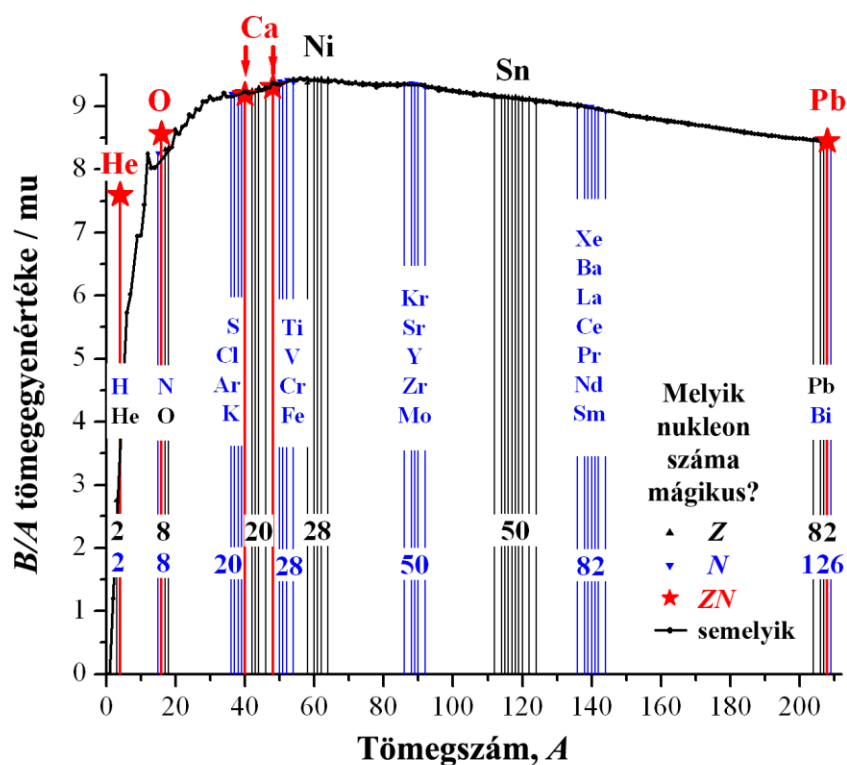
A felső panel az A tömegszám teljes tartományát mutatja, melyet a stabil nuklidok lefednek kezdve az ^1H -től egészen a ^{209}Bi -ig. A függőleges vetítőszakaszok mágikus számokat jelölnek, eltérő szint alkalmazva a Z -re (fekete) és az N -re (**kék**). A **kétszeresen/duplán mágikus nuklidokat**, melyek esetében Z és N egyaránt mágikus szám, **piros** csillag jelzi. A mágikus elemeket, melyekre Z mágikus szám, ugyancsak külön megjelöltem a görbe fölött. Figyeljük meg, hogy a kalciumnak két duplán mágikus izotópja is van, ti. a $^{20}\text{Ca}_{20}$ és a $^{28}\text{Ca}_{28}$. A vetítőszakaszok sávjaira írt vegyjelek azokra az elemekre hívják fel a figyelmet, melyeknek az adott tartományban mágikus- N izotópja van. A nem-mágikus nuklidokat folyamatos vonal köti össze.

Az alsó panel ugyanazt a tömegszám-tartományt mutatja, mint a felső, de a jobb felbontás érdekében két szakaszra bontva.

A fő ábra az egy nukleonra eső átlagos kötési energiát mutatja $A = 20$ -tól 209 -ig. Vegyük észre, hogy a páros- A nuklidokra vonatkozó értékek (**piros** pontok) feltűnő szórást mutatnak a páratlan- A nuklidokat összekötő folytonos vonal körül. Ez a viselkedés később magyarázatot nyer az (53) Weizsäcker-egyenlet segítségével. A görbe lokális viselkedése nyilvánvaló kapcsolatban van a felső panelről átmásolt mágikus számokkal. A görbe abszolút maximuma a vas környékén van, pontosabban a Cr, Fe és Ni táján. A maximum létezése fontos szerepet játszik az Univerzumban található elemek evolúciója szempontjából.

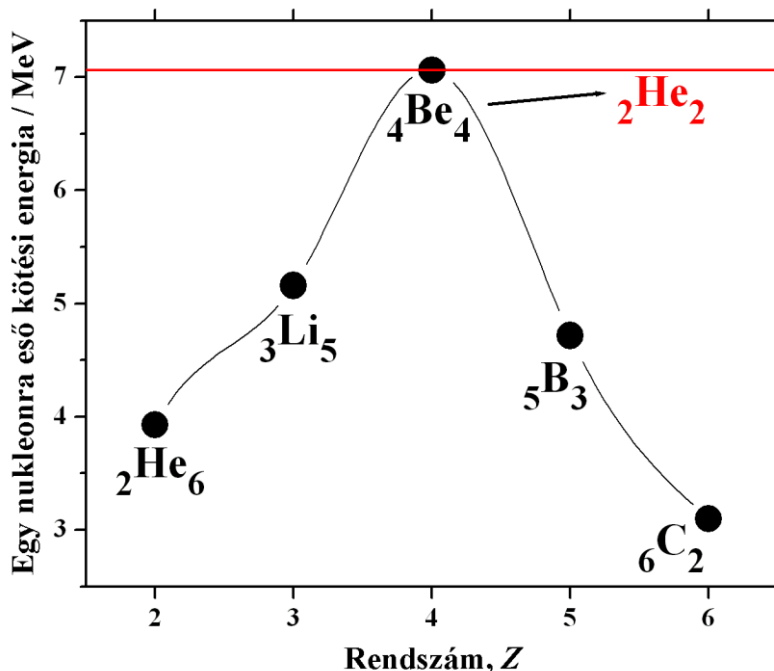
A kisebb belső ábra az $A = 1$ -től 20 -ig terjedő kezdeti tartományt mutatja 4-es fő lépésekben. A vetítőszakaszokkal jelölt „ α -nuklidok” stabilabbak szomszédjaiknál egyetlen nevezetes kivétellel: ti., nincs stabil nuklid az $A = 8$ tömegszámra. A lehetséges jelöltek – a ^2He ($T_{1/2} = 119$ ms), ^3Li ($T_{1/2} = 840$ ms), ^4Be ($T_{1/2} < 1$ fs), ill. ^5B ($T_{1/2} = 770$ ms) megfelelő izotópjai – mind rövid élettartamú radionuklidok. Elégge meglepő módon, a legesélyesebbnek vélhető jelölt – a ^8Be – a legrövidebb élettartamú valamennyiük közül, ami rendkívül fontos tény a **sztelláris** – csillagokban lejátszódó – **nukleoszintézis** szempontjából. (Ez az oka annak, hogy a nehezebb csillagok tüzeit tápláló „héliumégés” bevezető lépését a **tripla-alfa folyamat** jelenti, mely – az instabil ^8Be képződését átugorva – közvetlenül a ^{12}C szintéziséhez vezet: ahhoz a nuklidhoz tehát, mely a földi élet szempontjából a legfontosabb nuklidnak mondható.) Ami a kötési energiát illeti, tény, hogy a ^8Be a legstabilabb nuklid az összes izobárja közül (l. 25. ábra), ám ez mégsem menti meg attól, hogy igen gyorsan két α -

részecskévé essen szét a magja, mielőtt létrejött belőlük egy ütközés során.



24. ábra: Az egy nukleonra eső átlagos kötési energia tömegegyenértéke a 266 legstabilabb nuklidra (egység: mu, mely kb. 1 MeV-nek felel meg). A felső panel vetítőszakaszai mágikus Z (fekete), ill. N (kék) értékeket jelölnek. A duplán mágikus nuklidokat piros csillag jelzi. Az alsó panel ugyanazt az A tartományt mutatja, de a jobb felbontás végett két résztartományra bontva. A kis belső ábra az $A = 1$ –20 tartományt ábrázolja 4-es lépésekben, piros vetítőszakaszokkal irányítva a figyelmet az „ α –

nuklidokra”. A fő ábra az $A = 20\text{--}209$ tartományban mutatja a kötési energia alakulását egy nukleonra vetítve. További részletek a szövegben.

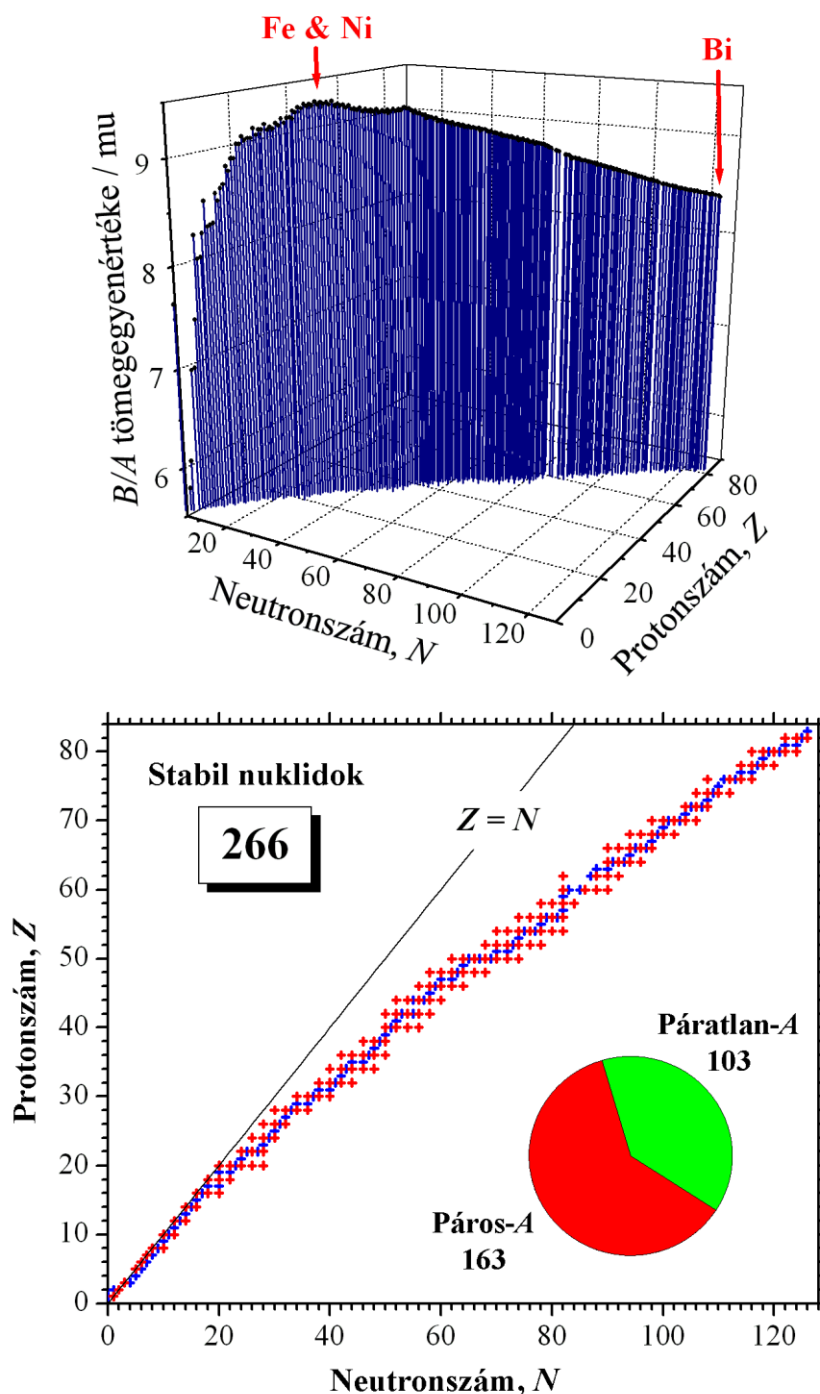


25. ábra: Az egy nukleonra eső átlagos kötési energia a ${}^8\text{Be}$ és izobárjai esetében (folytonos görbével összekötött • szimbólumok). Nyilvánvaló, hogy a ${}^8\text{Be}$ nuklidnak kellene a legstabilabbnak lennie a bemutatott öt izobár közül. A **piros** vízszintes a ${}^4\text{He}$ nuklid megfelelő értékét mutatja. A vízszintes vonal egyenesen átmegy a ${}^8\text{Be}$ -hez tartozó szimbólumon, jelezve, hogy az egy nukleonra eső kötési energiák közel megegyeznek. A konkrét adatok összevetése azt mutatja, hogy B/A kb. 1,6%-kal nagyobb a ${}^4\text{He}$ esetében, ami elég ahhoz, hogy a ${}^8\text{Be}$ törlődjék a stabil nuklidok listájáról a ${}^8\text{Be} \rightarrow 2 {}^4\text{He}$ „femtobomlás” miatt..

6.3. A Weizsäcker-egyenlet és a cseppmodell

1935-ben C.F. Weizsäcker megtette az első nagy lépést az atommag cseppmodellje felé, melynek megfogalmazását 1937-re datálják.

Amikor Weizsäcker felírta az (53) **félempirikus képletet** a mag E_N kötési energiájára, G. Gamow 1929-es felismeréséből indult ki, miszerint a mag több tekintetben is hasonlatos egy folyadékcsepphez. A kémia nyelvére fordítva pl. a mag egy olyan folyadékcseppnek tekinthető, amelyet egy fajta „nukleáris oldat” alkot. Ebben a pozitív protonok (oldott anyag) neutronokkal (oldószer) vannak „felhígítva”, hogy távolabb kerüljenek egymástól, s így lecsökkenjen a köztük ható Coulomb-taszítás, mely egyébként „széttépne” a cseppet, ahogy a protonok száma növekszik. Ez az egyszerű metafora – minden számítás nélkül is – segít megérteni a 26. ábra legalább egy jellegzetességét, nevezetesen azt, hogy a stabilitás gerincvonala miért térül el a könnyű elemekre jellemző $Z = N$ egyenestől a $Z < N$ irányba, miközben a rendszám növekszik.



26. ábra: A felső panel a stabilitás kontinensének „gerincvonalát” mutatja oldalnézetből. A szokásos térképi ábrázolás (függőleges vetület) a 6. ábrán, ill. az alsó panelen látható. Az egy nukleonra eső kötési energia tömegegyenértéke mu egységben van megadva, ami kb. 1 MeV-nek felel meg. A legstabilabb elemeket (${}_{26}\text{Fe}$ és ${}_{28}\text{Ni}$), valamint a legnehezebb stabil (${}_{83}\text{Bi}$) nyilak jelzik. Az alsó panel a 3D ábra függőleges vetítőszakaszai által kijelölt pontokat mutatja a Z – N síkon. Ez a grafikon egyben a 23. ábra négy grafikonjának egyesítését is jelenti. A **páros-A** nuklidokat piros szín jelzi, a **páratlan-A** nuklidokat pedig kék. Figyeljük meg, hogy a piros pontok erősen szóródnak a keskeny vonalba rendeződő kék körül. A $Z = N$ egyenest ugyancsak behúztam, hogy érzékeltessem, milyen hamar (valahol $Z = 10$ és 20 között) elkezd letérni erről a vonalról a legnagyobb stabilitás „gerincvonala” az $N > Z$ értékek felé, hogy a rövid hatótávolságú magerő lépést tudjon tartani a hosszú hatótávolságú Coulomb-taszítással, miközben az utóbbi egyre erősebbé válik a protonszám növekedése miatt.

Amint azt korábban említettem, **a mag E_N kötési energiája** (ha a héjelektronok kötési

energiáját nem számítjuk) csaknem megegyezik az egész atom E_a kötési energiájával, valamint a B energiamennyiséggel, melyet ugyancsak kötési energiának hívnak. Minthogy az utóbbi kiszámításához szükséges tömegadatok könnyen elérhetők akár az interneten keresztül is, B -t ennek megfelelően fogjuk kezelni:

$$B \approx E_a \approx E_N = E_V - E_S - E_C - E_A + E_P. \quad (53)$$

A fenti egyenlet (**Weizsäcker-egyenlet**) jobb oldalán szereplő első két energiatag – tehát az E_V **térfogati tag** és az E_S **felületi tag** – jelentése triviális mindazok számára, akik ismerik a felületi feszültség fogalmát, ill. kész válaszuk van arra a kérdésre, hogy miért vesznek fel gömb alakot a folyadékcseppecskék szabadesés közben. Az E_C **Coulomb-tag** a protonok közötti elektromos taszítást veszi figyelembe. Az E_A **aszimmetriatag** a 26. ábrán behúzott $Z = N$ egyenestől való eltérést „bünteti”. Ennek a tagnak a létjogosultságát egyrészt elfogadhatóvá teszi az a tapasztalat, miszerint kis Z értékek esetén a protonszám „szeret” megegyezni a neutronszámmal. Másfelől az aszimmetriatag azért is szükséges, mert nélküle a Coulomb-tag a fenti formulát abba az irányba vinné, hogy az kizárólag neutronokból álló magok létezését jósolná meg, ami – a **neutronsillagok** kivételével – nyilvánvaló ellentmondásban van a tényekkel. Végül, az E_P **párkölcsönhatási tag** a szerint jelent jutalmat (B -t növeli), büntetést (B -t csökkenti) vagy semmit (B -t nem befolyásolja, azaz 0), ahogy azt a 23. ábrával kapcsolatos **kártyajáték** szabályaiban összefoglaltam.

A **térfogati energia** egy „nukleáris folyadékból” álló cseppben felhalmozott kötési energiát becsli azzal a feltevessel, hogy a cseppet alkotó részecskék (vagyis a nukleonok) csakis a közvetlen szomszédjaikkal állnak (vonzó) kölcsönhatásban, ami megfelel a magerő rövid hatótávolságának. Ha minden szomszedság egyforma (ami magában foglalja a magerő töltésfüggetlenségét is), akkor a kötési energia, első közelítésben, arányos lesz a részecskék összes számával, A -val:

$$E_V = a_V A. \quad (54)$$

Ezt a tagot joggal nevezik térfogati energiának, hiszen a tömegszám csakugyan arányos a mag V_N térfogatával a (43) egyenlet szerint. Másrészt a tény, hogy a fenti arányosság a végeredményül kapott egyenlet szerint igazolódik, egyben bizonyítéka is a magerők rövid hatótávolságának. Ha ugyanis a magon belül minden nukleon (egyformán) érezné a többi vonzó jelenlétét, akkor ez $A(A-1)/2$ számú „köteléket” jelentene (ti. ennyi különböző párt szemelhetünk ki A darab elem közül), ami $\sim A^2$ -tel való arányosságot jelentene a térfogati energia szempontjából.

Mindazonáltal a térfogati energia fölülbecsli a kötési energiát, mert a mag felületén lévő nukleonokra nem teljesülhet a „minden szomszedság egyforma” feltevés, hiszen a felületi nukleonoknak kevesebb szomszédjuk van, amelyekhez kötődhetnének. Ezért le kell vonnunk egy olyan tagot, mely a mag S_N felszínével arányos. Ez a levonandó rész a **felületi energia**, mely a (42) egyenlet szerint az alábbi alakú:

$$E_S = a_S A^{2/3}. \quad (55)$$

További negatív korrekció szükséges azért, mert a mag R_N sugarú gömbjébe Z darab proton van bezárva, és ezek elektromos taszítása gyengíti a mag kötését. Ez a **Coulomb-korrekció** azzal a munkával arányos, amely ahhoz kell, hogy a protonok által képviselt Ze töltést a végtelenből a maghoz szállítsuk a felhalmozódó töltés ellenében, és abba beleprésszük. Ez a munka Z^2/R_N -nel arányos, amit a (41) egyenlet alapján nyilván így írhatunk fel:

$$E_C = a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}}. \quad (56)$$

Az **aszimmetriaenergia** a $Z = N$ egyenestől való eltérés büntetési tétele:

$$E_A = a_A \frac{(N - Z)^2}{A} = a_A \frac{(A - 2Z)^2}{A} = a_A \frac{4Z^2 - 4AZ + A^2}{A}. \quad (57)$$

Vegyük észre, hogy a könnyű magok (kis A) viszonylag nagyobb árat fizetnek a szimmetriától való eltérésért, mint a nehezek, ami összhangban van a $Z = N$ kezdeti trenddel. Vegyük észre azt is, hogy a fenti egyenletet úgy is fogalmazhatnánk, hogy a kis **izobárspinű** nuklidok stabilitás szempontjából előnyt élveznek a nagyobb izospinűekkel szemben (l. a 21. lábjegyzetet).

Az utolsó tag növelheti, csökkentheti vagy változatlanul hagyhatja az összes kötési energiát a korábban tárgyalt **„páros–páratlan” (0-1) kártyajáték** szabályai szerint:

$$E_p = \begin{cases} +a_p A^{-\alpha} & \text{páros - } A: \quad \mathbf{00} \\ 0 & \text{páratlan - } A: \quad \mathbf{01} \text{ vagy } \mathbf{10} . \\ -a_p A^{-\alpha} & \text{páros - } A: \quad \mathbf{11} \end{cases} \quad (58)$$

Különböző szerzők különböző kitevőkkel írták le eddig a tömegszámfüggést a páros- A esetben: $\alpha = 1/3, 1/2, 3/4$, ill. 1 . Ha például az $\alpha = 1$ értéket fogadjuk el, akkor az (53)–(58) egyenletekből a következő formulát kapjuk az **egy nukleonra eső átlagos kötési energia** nagyságára:

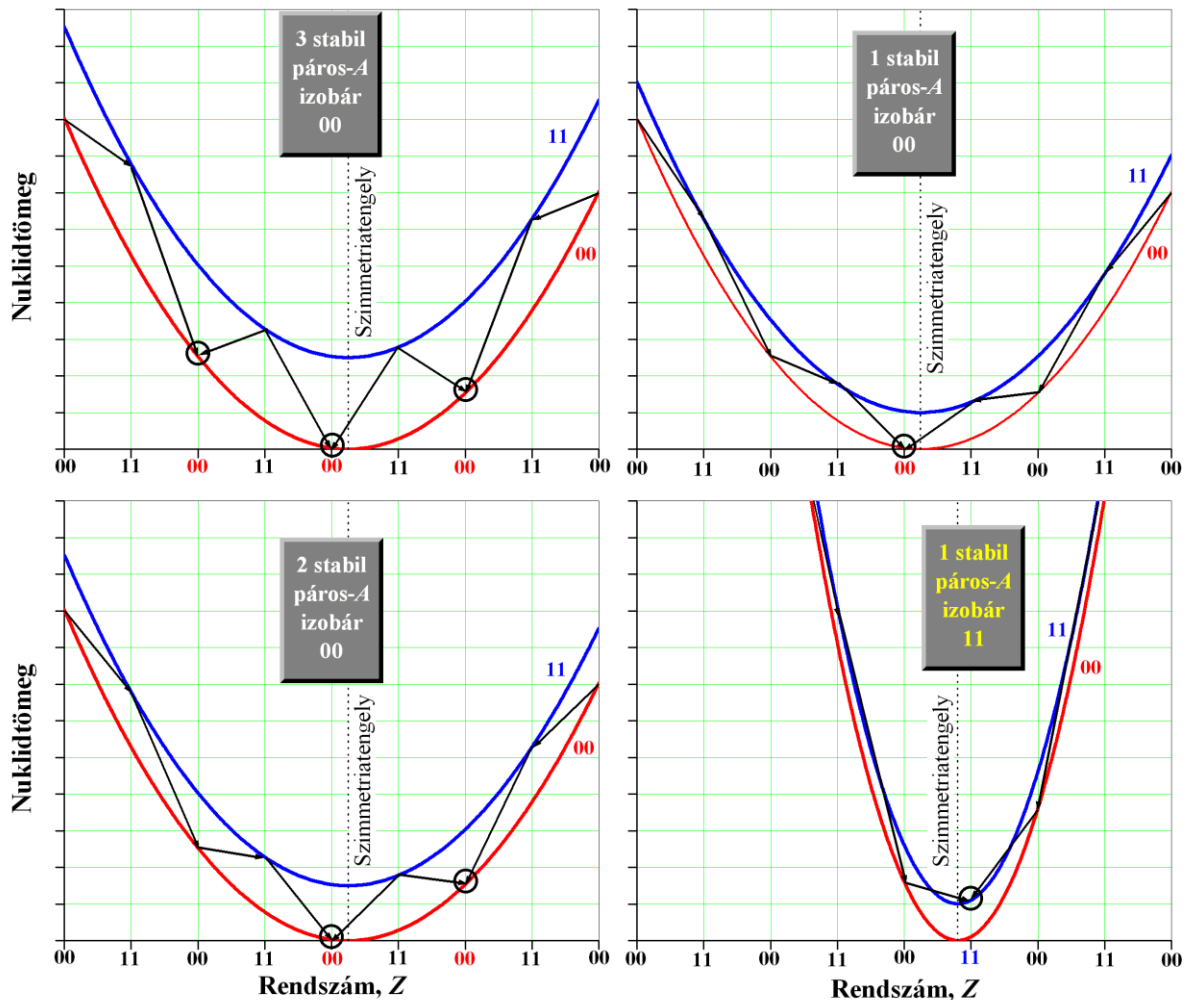
$$\frac{B}{A} = a_v - \frac{a_s}{A^{1/3}} - a_C \frac{Z^2}{A^{4/3}} - a_A \left(4 \frac{Z^2}{A^2} - 4 \frac{Z}{A} + 1 \right) + \begin{cases} +a_p A^{-2} & \text{páros - } A: \quad \mathbf{00} \\ 0 & \text{páratlan - } A: \quad \mathbf{01} \text{ vagy } \mathbf{10} . \\ -a_p A^{-2} & \text{páros - } A: \quad \mathbf{11} \end{cases} \quad (59)$$

Elsőként figyeljük meg azt, hogy ha az utolsó tag nem volna, akkor az B/A vs. Z függvény ábrázolása bármely rögzített A -ra (vagyis tetszőleges izobárra) egy feje tetejére állított parabolát mutatna, mert az egyetlen Z^2 -es tag, amely a zárójel eliminálása és az azt követő átrendezés után megmaradna, mindenképpen negatív előjelű lenne.

Ami az utolsó tagot illeti, láthatjuk, hogy **ha az A páratlan**, akkor az egymást követő izobár nuklidok típusa felváltva: **...10, 01, 10, 01, 01, ...** Más szóval: az utolsó tag eltűnik, és az összes pont egyazon parabolán sorakozik. A konkrét izobárokra vonatkozó 43. ábra jobb alsó paneljére pillantva csakugyan egyetlen parabolát látunk, igaz, ez felfelé áll. A fordított állás magyarázata a (36) egyenletben rejlik, amely szerint az itt tárgyalt B/A értékeknek ellenkező az előjelük, mint az ott ábrázolt Δ tömegtöbbletnek, és ezért a grafikonjaik fordított állásúak egy vízszintes tengelyhez képest. (Lásd még a 10. ábrát, mely ugyanazon izobársorra mutatja együtt a kétfajta ábrázolás eredményét, igaz, az alább tárgyalt páros- A esetre.)

A **páros- A nuklidok (00 vagy 11)** esetében a helyzet kissé bonyolultabb, mert ilyenkor két „párhuzamos” B/A parabola van, melyek közül az egyik (**00**) felfelé, míg a másik (**11**) lefelé van eltolva ugyanakkora energiaértékkel a „semleges” helyzettel képest úgy, hogy a teljes energiatávolság $2 a_p A^{-2}$ legyen közöttük. [Feltéve, hogy $\alpha = 1$ értéket tekintjük mérvadónak az (58) egyenletben.] Ha B/A helyett közvetlenül a tömegeket ábrázoljuk (ez a **tömegparabola**), akkor a helyzet annyiban változik, hogy a parabolák megfordulnak, és most a nagyobb stabilitást kifejező **00** parabola kerül alulra. Akárhogy is, az egymást követő izobár pontok

(...00, 11, 00, 11, 00,...) váltakozva ugrálnak egyik paraboláról a másikra, ahogy azt a sematikus 27. ábrán, valamint a kísérleti 43. ábra páros- A grafikonjain látjuk. Az utóbbin az ugrálás módja is látszik: a β -bomlások valamelyike az az **izobár folyamat**, amely lehetővé teszi a mozgást az izobárok között a Z tengely mindkét irányában.



27. ábra: Sematikus tömegparabolák annak érzékeltetésére, hogy a páros- A esetben hogyan magyarázható az, hogy 1, 2 vagy 3 stabil izobár nuklid is létezhet, holott a páratlan- A esetben csupán egyetlen stabil izobár lehetséges. A **2-vel való osztás maradékosztályaira** utalva a **0** szimbólum a Z , ill. az N párosságát; **1** pedig ezek valamelyikének páratlanágát kódolja. Tehát a **00**, ill. az **11** kód azt jelenti, hogy a Z & N kombináció **páros-páros**, ill. **páratlan-páratlan**. A stabil nuklidok helyét **o**-val karikáztam be a parabolán, és a Z értékek helyett szereplő **00**, ill. **11** kódot kiszíneztem.) A páros Z -hez közeli minimumú három ábra magáért beszél: az 1, 2 vagy 3 stabil nuklid az alsó **00** parabolára esik. Alapvetően ugyanez a helyzet akkor is, ha a minimum páratlan Z közelébe esik kivéve, ha annyira kicsi az A , hogy a parabolák túlságosan egymásba nyomódnak. Ilyenkor a realizálható egyetlen minimum a felső **11** görbére eshet, ahogy a jobb alsó panel mutatja. Ez csak 4 esetben fordul elő a természetben. Az egyik ilyen konkrét eset (^{14}N) tömegparabolája a 44. ábrán látható. Ennek ábrának van egy csöppet szemléletesebb [interaktív változata](#) is.

A 27. ábra jobb megértéséhez vegyük figyelembe a következőket:

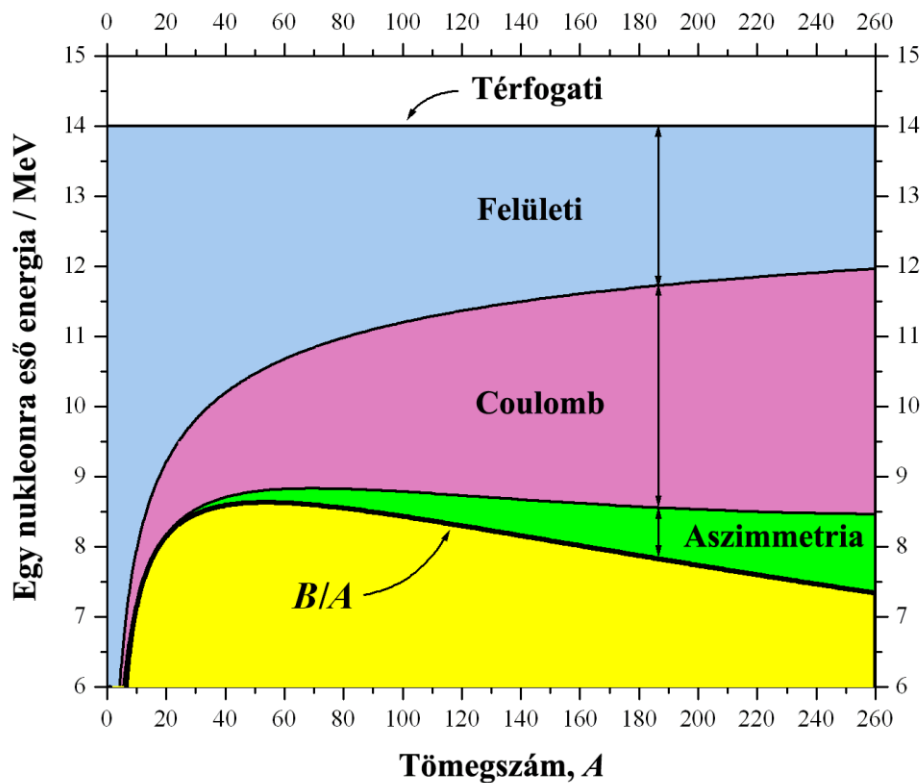
- A parabolapárok egymáshoz képesti vertikális helyzete (mely a minimum környéki meredekségüktől is függ) változik a tömegszámmal.
- A parabolapárok szimmetriatengelye véletlenszerű pontban metszi a Z tengelyt, azaz 0 a valószínűsége annak, hogy a minimum egy előre megadott speciális helyre essen két

szomszédos egészhez képest. Ezért nyugodtan kizárhatjuk, hogy a minimum éppen egy egész értékre vagy pontosan egy feles értékre esik. (Ha belegondolunk, ez máris megmagyarázza azt, mért lehet csak egyetlen stabil nuklid, ha csak egyetlen parabola van, ahogy a páratlan- A esetről láttuk!)

- (c) Az (59) egyenletből kihámozható, hogy a kisebb tömegszámú izobárok parabolái viszonylag jobban egymásba vannak nyomva.

Az „egy parabola a páratlan A -knak, két parabola a páros A -knak” szabály az oka annak is, miért szórnak föl-le a páros- A pontok a páratlan- A pontok körül a 24. ábra alsó paneljének fő diagramján. Közvetve (a 27 és 43. ábrán láthatókhöz hasonló grafikonokon keresztül) ugyanez a szabály a felelős a (piros) páros- A pontok szóródásáért a (kék) páratlan- A pontok jóval rendezettebb sora körül a 26. ábra alsó paneljén.

A 28. ábra az (59) egyenletnek megfelelő grafikont mutatja páratlan- A nuklidokra a következő értékeken rögzített paraméterekkel számítva: $a_T = 14$ MeV, $a_F = 13$ MeV, $a_C = 0,6$ MeV és $a_A = 19$ MeV. A $Z(A)$ függvény közelítését (melyre szükség van a szerkesztéshez) a 26. ábrán látható páratlan- A pontok polinomos illesztésével kaptam. Amint látjuk, a (53) Weizsäcker-egyenlet egész jól leírja a 24. ábrán látható görbék globális alakját, de a részleteket, köztük a mágikus számokat, nem képes megmagyarázni. Az egyenlet nem működik valami jól a könnyű magokra sem, de a tendenciák világosak: a felületi járulék csökken A növekedésével, míg a Coulomb- és az aszimmetriajárulék növekszik.



28. ábra: A páratlan- A nuklidok egy nukleonra eső átlagos kötési energiája (B/A) és ennek összetevői az (53) Weizsäcker-egyenletből kapott (59) egyenlet alapján számítva.

7. Bevezetés a magreakciókba

7.1. A magreakciók fajtái

A 29. ábra az $X(a,b)Y$ magreakciót mutatja. A **rövidített jelölés** a következő folyamategyenletnek felel meg:



ahol „a” a **bombázó részecske/foton (lövedék)**; „X” egy konkrét elem vegyjelének általános helyettesítő szimbóluma, mely ebben az esetben a **célmagra**, ill. a **célatomra** utal; „Y” (nem tévesztendő össze az itrium konkrét vegyjelével) a reakcióban keletkezett elem magjára/atomjára utaló konkrét vegyjelet helyettesíti; „b” pedig a magot elhagyó részecske jele.

Egy ilyen reakció végbemehet közvetlenül (**direkt reakció**) vagy egy átmeneti állapotot keresztül, melyet **közbenső mág**nak hívnak.

A **direkt reakciók** mindössze néhány részecske részvételével zajlanak. A reakcióidejük ($\sim 10^{-22}$ s) abba a nagyságrendbe esik, ami ahhoz kell, hogy a bombázó részecske átrepüljön a célmagon. Jellemzően szögkorreláció áll fenn a bombázó részecske mozgásiránya és a termékek kilépési iránya között (a tömegközépponti koordináta-rendszerben is). Más szóval a „rendszer” ebben az értelemben emlékszik a múltjára.

Az **közbenső mág**on át zajló reakciók jellemző reakcióideje ($\sim 10^{-16}$ s) kb. egymilliószor hosszabb, mint az „átrepülési idő”, ami elég ahhoz, hogy a rendszer teljesen elfeledje a múltját. Emiatt – tömegközépponti koordináta-rendszerből nézve – a kilépő termékek a szélrózsa minden irányába egyforma valószínűséggel repülnek a bombázó részecske eredeti irányához képest. Más szóval: a direkt reakciókra jellemző szögkorreláció itt nem áll fenn, ami nem azt jelenti, hogy a termékek között sem volna szögkorreláció, hiszen az impulzusmegmaradásnak érvényesülnie kell.

Az „a” és a „b” szimbólumok gyakran **fotont** (γ), **neutront** (n), **protont** ($p = {}^1\text{H}^+$), **deuteron** ($d = {}^2\text{H}^+$), **tritont** ($t = {}^3\text{H}^+$), **helion** ($h = {}^3\text{He}^{2+}$) vagy **alfa-részecskét** ($\alpha = {}^4\text{He}^{2+}$) jelentenek.

Az $X(a,a)X$ és az $X(a,a')^*X$ szimbólumok **rugalmas**, ill. **rugalmatlan szórás**t jelentenek. Az utóbbi eredményeképp egy gerjesztett mag (*X) marad hátra.

Ha egynél több részecske lökődik ki, akkor a rövidített jelölés értelemszerűen $X(a,bc)Y$, $X(a,bb)Y \equiv X(a,2b)Y$ stb., ahol a kilökött részecskék a zárójeles részen belül, a vessző után vannak felsorolva.

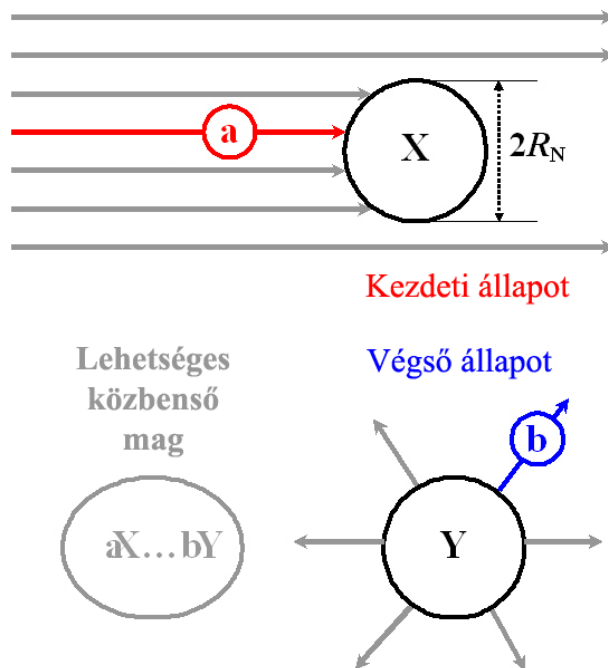
Ha a termék hélium vagy más könnyű elem, melynek magja saját szimbólummal rendelkezik (pl. α), akkor alternatív jelölési módok vannak, pl. $X(a,b){}^4\text{He} \equiv X(a,b\alpha)$. Vegyük észre, hogy ilyenkor az Y hiányozhat a zárójel után.

A **neutronok által keltett hasadás**ra a speciális (n,f) jelölést használják, melynek jelentése:



ahol Y a **hasadási termékek**et (FP: *fission product*) jelöli. Ha $\nu > 1$, akkor megfelelő körülmények között láncreakció jöhet létre. Ilyen (szabályozott) láncreakció az alapja a ${}^{235}\text{U}$ -alapú nukleáris energiatermelésnek is. Csak érdekessége miatt említem meg a tényt, hogy

Szilárd Leó már 1934-ben benyújtott egy szabadalmat nukleáris láncreakció lehetőségéről, öt kerek évvel azelőtt, hogy O. Hahn *et al.* felfedezték volna az urán hasadását.



29. ábra: Az $X(a,b)Y$ magreakció naiv ábrázolása. A nagy körök/gömbök magokat jelentenek, a kicsik részecskéket. A lehetséges átmeneti állapot lehet egy átmeneti/közbenső/összetett mag, vagyis a kölcsönható részecskék egy fajta „amalgámja”, mely elég sokáig együtt marad ahhoz, hogy a „múltját elfeledje”, s az emittált „b” részecske egyforma valószínűséggel repüljön bármely irányba. A direkt reakciókban, amikor is a közbenső állapot kimarad, a múlt emléke tovább él, és ezért a részecskeemisszió anizotróppá válik. (R_N a mag sugara.)

A 8. táblázat néhány példát sorol fel magreakciókra a nuklidjelölést alkalmazva. Némelyik példa – az első oszlopban megjelölt osztályozáson kívül – más szempontú rendszerezést is szemléltet. Eszerint a reakciók a következő típusok valamelyikébe is sorolhatók: **befogás**, **stripping**, **pick-up**, **hasadás** és **fúzió**. (A stripping és a pick-up reakciók **részecskeátadás**on alapulnak a „lövedék” és a „céltárgy” között. Az első esetben a célmag hánt le egy-két nukleont a bombázó részecskéről, míg a másodikban fordított a helyzet, ti. a bombázó részecske „csíp le” egy darabkát a magból.) A reakcióknak van egy csoportja, melyet **spallációnak**²² hívnak. A spallációt igen nagy energiájú lövedékek (pl. kozmikus sugárzás vagy lézer által előállított protonok) idézik elő, melyek több apró részt törhetnek le a célmagból direkt kölcsönhatás révén. Ezt kisenergiájú részecskék „elpárolgása” követheti, miáltal a hátra maradt mag megszabadul „hőfeleslegétől”. Például a **kozmozogén** ^{10}Be folyamatosan képződik a légkör felső rétegeiben a **kozmosz protonok** által bombázott nitrogén és oxigén spallációja során.

²² Az angol „*spallation*” olyasmit jelent, hogy széttöredezés.

8. táblázat: Példák magreakciókra. A magreakciókat „egyenlettel” és rövidített formában is megadom, feltéve, hogy az utóbbit használják egyáltalán.

Jelölés	Példa	Jellemzés
(α ,p)	${}^4_2\text{He} + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^{17}_8\text{O} + {}^1_1\text{H}$ ${}^{14}_7\text{N}(\alpha, p){}^{17}_8\text{O}$	Ezt a magreakciót Rutherford 1919-ben figyelte meg, miközben alfa-részecskékkel sugárzott be nitrogént. Nem csupán az első mesterséges magreakció volt ez, de ez az elfogadott kísérleti bizonyíték arra is, hogy a proton , a legkönnyebb nuklid (ti. az ${}^1_1\text{H}$) magja, alkotórésze minden atommagnak, megmagyarázva pozitív töltésüket.
(α ,n)	${}^4_2\text{He} + {}^9_4\text{Be} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + {}^1_0\text{n}$ ${}^9_4\text{Be}(\alpha, n){}^{12}_6\text{C}$	Ezt a reakciót Chadwick 1932-ben tanulmányozta, miközben alfa-részecskékkel sugárzott be berilliumot. Bebizonyította, hogy a keletkező semleges sugárzás nem γ -fotonoktól ered, hanem masszív részecskéktől. Ezzel felfedezte a neutron mint a mag másik összetevőjét a proton mellett.
(γ ,n)	$\gamma + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^1_1\text{H} + {}^1_0\text{n}$ ${}^2_1\text{H}(\gamma, n){}^1_1\text{H}$	A nagyenergiájú gamma-fotonok közvetlenül ki tudnak ütni egy neutron a magból. Mint látjuk, a deutérium – egyike a kevés stabil nuklidnak, amely röviddel a Nagy Bumm után keletkezett – érzékeny erre a reakcióra.
(p, γ)	${}^1_1\text{H} + {}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^8_4\text{Be} + \gamma$ ${}^7_3\text{Li}(p, \gamma){}^8_4\text{Be}$	A (sugárzásos/radiatív) protonbefogás csak egyike a befogási reakcióknak , amikor is a bombázó részecske elnyelődik a célmagnban (és csak egy gamma-foton emittálódik utána). A neutronbefogás (n, γ) például fontos reakció a neutronaktivációs analízis (NAA) szempontjából.
(d,h)	${}^2_1\text{H} + {}^{59}_{27}\text{Co} \rightarrow {}^{58}_{26}\text{Fe} + {}^3_2\text{He}$ ${}^{59}_{27}\text{Co}(d, h){}^{58}_{26}\text{Fe}$	Ez a deuteronreakció (d = ${}^2_1\text{H}^+$ ion) csak egy példa a pick-up reakciókra , amikor is a bombázó részecske magával ragad egy nukleont (ezúttal egy protont) a célmagnból, és nehezebb részecskéként – az adott esetben héliónként (h = ${}^3_2\text{He}^{2+}$ ion) – hagyja el a színteret.
(d,n)	${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^1_0\text{n}$ ${}^3_1\text{H}(d, n){}^4_2\text{He}$	Ez az erősen exergonikus fúziós reakció ($Q = 14,1$ MeV) a legígéretesebb energiatermelő folyamat a jövő fúziós reaktorai számára. Ugyanakkor jó példa a stripping reakciókra is, amikor a célmag (ezúttal a ${}^3_1\text{H}^+$ triton) letépi a bombázó részecske (deuteron) egy részét (proton), míg a lövedék maradéka (neutron) tovább repül.
(n,nt)	${}^1_0\text{n} + {}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^3_1\text{H} + {}^1_0\text{n}$ ${}^7_3\text{Li}(n, nt){}^4_2\text{He}$	Ez a folyamat szintén fontos lehet a jövő energiatermelése szempontjából, mert tríciummal láthatja el a fenti fúziós reakciót, felhasználva a termelt neutronokat. (A t tritont, azaz ${}^3_1\text{H}^+$ -t jelöl.)

(n,p)	${}_0^1\text{n} + {}_7^{14}\text{N} \rightarrow {}_6^{14}\text{C} + {}_1^1\text{H}$ ${}^{14}_7\text{N}(\text{n,p}){}^{14}_6\text{C}$	Ez a reakció a légkör külső rétegeiben játszódik le. Folyamatosan újratermeli az élő szervezetekbe is beépülő „radiokarbonszén” (${}^{14}\text{C}$), s ezzel startra kész állapotban tartja azt a „stoppert”, melyre a radiometrikus kormeghatározás egyik legfontosabb módszere épül.
(n,f)	${}_0^1\text{n} + {}_{92}^{235}\text{U} \rightarrow {}_{56}^{140}\text{B} + {}_{36}^{94}\text{Kr} + 2 {}_0^1\text{n}$	A ${}^{235}\text{U}$ neutronok által keltett hasadása több neutronot termel, mint amennyit fogyaszt. Ez lehetővé teszi a láncreakció kialakulását és fenntartását, ami a szabályozott energiatermelés alapja a hasadási reaktorokban. A mag általában két aszimmetrikus részre hasad (hasadványok). Ezek (ill. a belőlük keletkező hasadási termékek) konkrét összetétele igen változatos. A bemutatott egyenlet tehát csupán egyetlen példa a sok lehetőség közül.

7.2. Neutronok és pozitív ionok által kiváltott reakciók

7.2.1. A mag (geometriai) keresztmetszete

Amint azt az 5.1. fejezetben láttuk, az atommagot úgy lehet elképzelni, mint egy többé-kevésbé tömör gömböt. Első közelítésben a **mag rádiusza** (R_N) csak az A tömegszámától függ:

$$R_N \approx r_0 A^{1/3}, \quad (62)$$

ahol az r_0 arányossági tényező $\sim 1,3$ fm.

Ebből következik, hogy a **mag σ_G (geometriai) keresztmetszete**:

$$\sigma_G = R_N^2 \pi \approx \pi r_0^2 A^{2/3}. \quad (63)$$

Tekintsük a ${}^{81}\text{Br}$ nuklidot (a bróm egyik természetes izotópját) mint olyant, melynek magja „közepes” méretűnek mondható. Nos, a fenti képletből számított magkeresztmetszet $99,4 \text{ fm}^2$, azaz nagyjából 100 fm^2 . Ezt a területnagyságot területegységként használják a magfizikában, melynek neve **barn** (b):

$$1 \text{ b} = 100 \text{ fm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2. \quad (64)$$

A barn bevezetését nyilvánvalóan az indokolja, hogy kényelmes egység az atommagok keresztmetszetének jellemzésére. Érdekes megjegyezni, hogy a brómatom keresztmetszete $4,15 \times 10^8 \text{ b}$, vagyis csaknem félmilliárdszor nagyobb a magjáénál. (Ez könnyen ellenőrizhető, ha figyelembe vesszük, hogy a Br atomsugara $1,15 \text{ Å} = 1,15 \times 10^5 \text{ fm}$.)

7.2.2. A mag egy neutron és egy proton „szemével”

Mielőtt továbbhaladnánk, ugorjunk vissza a 17. ábrához, melynek alsó két panelje a mag felé közeledő neutron, ill. proton lehetséges potenciális energiáját mutatja.

A magban lévő, ill. a magot eléggé megközelítő nukleonok kétfajta erőt érzékelnek:

- **magerő** (erős vonzás, mely a nukleonokat alkotó három kvark között ható szín-/erős

kölcsönhatás „reziduuma”/maradék)

- **Coulomb-erő** (elektromos taszítás, mely a magban lévő protonok pozitív töltéséből ered).

Mindkét nukleonfajta „érzékeny” a magerőre, mely egyforma mértékben vonzza őket.

A magerő igen rövid hatótávolságú, de igen erős, ha a nukleonok elég közel vannak egymáshoz. Extrém leegyszerűsítéssel élve, a magerőt úgy képzelhetjük el, mint egy öntapadós ragasztószalag és egy papírlap közötti adhéziót: ha nincs kontaktus, akkor adhézió sincsen.

A (pozitív) mag és a (pozitív) proton közötti taszító Coulomb-erő ezzel szemben végtelen hatótávolságú. Természetesen a (semleges) neutron és a (pozitív) mag között nincs elektromos taszítás. Ez annyit jelent, hogy elég nagy távolságból nézve (ami csak egy kicsivel nagyobb távolság a magrádiusnál), a proton csak a mag taszító hatását érzi, míg a neutron nem érez semmit.

A maghoz nagyon közel kerülve (ami a proton esetében csak akkor lehetséges, ha nagyenergiájú lövedékként veszi célba, hogy legyőzhesse a mag Coulomb-taszítását), a nukleonok kezdik érzékelni a magerő vonzását. A neutron esetében ez azt jelenti, hogy akadálytalanul „belepottyan” a mag potenciálgödrébe. A proton esetében a helyzet nem ennyire egyszerű. Egy átlagos mag méreténél kisebb távolságon belül a magerő (reziduális erős kölcsönhatás) kb. 20-szor olyan erős, mint a Coulomb-erő, ezért a magon belül a magerő dominál a Coulomb-erő fölött. Ennélfogva a mag a proton számára is potenciálgödört jelent. Csakhogy ez a gödör valamivel sekélyebb, továbbá van egy „pereme” is, melyet **Coulomb-gátnak** hívnak. A gát maga ott helyezkedik el, ahol a magerő kezd a Coulomb-erő fölé kerekedni. A proton csak akkor tudja elérni a magot, ha legalább akkora (kezdeti kinetikus) energiával rendelkezik, amilyen magas a gát. Minthogy a magreakciókért felelős erők rövid hatótávolságúak, a reakció végbemenetelének szükséges feltétele az, hogy a proton (vagy bármely más pozitív bombázó részecske) elegendő kezdeti kinetikus energiával rendelkezzen a Coulomb-gát legyőzéséhez.

Összefoglalva: A neutron, semleges részecske lévén, olyan kicsi energiával képes megközelíteni a magot, amilyenl csak „akarja”. Még a termikus neutronoknak sem jelent problémát a maggal direkt kontaktust létesíteni. Ezzel szemben a proton, pozitív részecske lévén, kénytelen megküzdeni a magot körülvevő Coulomb-gáttal, s ez csak néhány MeV kezdeti kinetikus energia birtokában sikerülhet neki.

7.2.3. Hatáskeresztmetszet

Ha a magreakciókra a 29. ábrán látható naiv közelítést alkalmazzuk, akkor vékony céltárgyak esetében az **R reakciósebesség** a következő egyenletet kapjuk:

$$R = -\frac{dN_X}{dt} = \frac{dN_Y}{dt} = \phi_a S \frac{\sigma_G n_X V}{S} = \phi_a \sigma_G N_X, \quad (65)$$

feltéve, hogy az „a” lövedék és az „X” mag közötti ütközés minden esetben reakcióhoz vezet. A fenti egyenletben szereplő jelölések a következők. S a homogén céltárgy besugárzott területnagyságát jelenti; $V = S l$ a besugárzott térfogat (l a céltárgyvastagság, cm); n_X a célmagok **számsűrűsége/részecskesűrűsége** (magok száma per térfogat, cm^{-3}); N_X a homogén részecskenyalábnak kitett célmagok teljes száma (vagyis: $N_X = n_X V$); ϕ_a a **részecskefluxus** (részecskeszám per terület per idő, $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$); és σ_G az X célmagok (geometria) keresztmetszete.

Vegyük észre, hogy a (65) egyenletben szereplő tört a besugárzott céltárgyterületnek azt a hányadát fejezi ki, amelyet a célmagok lefednek, feltéve, hogy nem „bújnak el” egymás mögé. Vékony céltárgy esetében azonban igen kicsi a valószínűsége annak, hogy a magok takarásban legyenek egymáshoz képest még akkor is, ha az atomok szoros illeszkedésű rácsban ülnek, hiszen a magok sokkalta kisebb keresztmetszetűek az atomoknál – lásd a (64) egyenlet után tett megjegyzést. Ezért ugyanaz a tört annak geometriai valószínűségét is megadja, hogy egy adott bombázó részecske, mely a céltárgyat éri, ténylegesen eltalálja valamelyik magot, s így magreakciót okozzon.

Vegyük észre azt is, hogy a fenti egyenlet végső alakjában:

$$R = \phi_a \sigma N_X \quad (66)$$

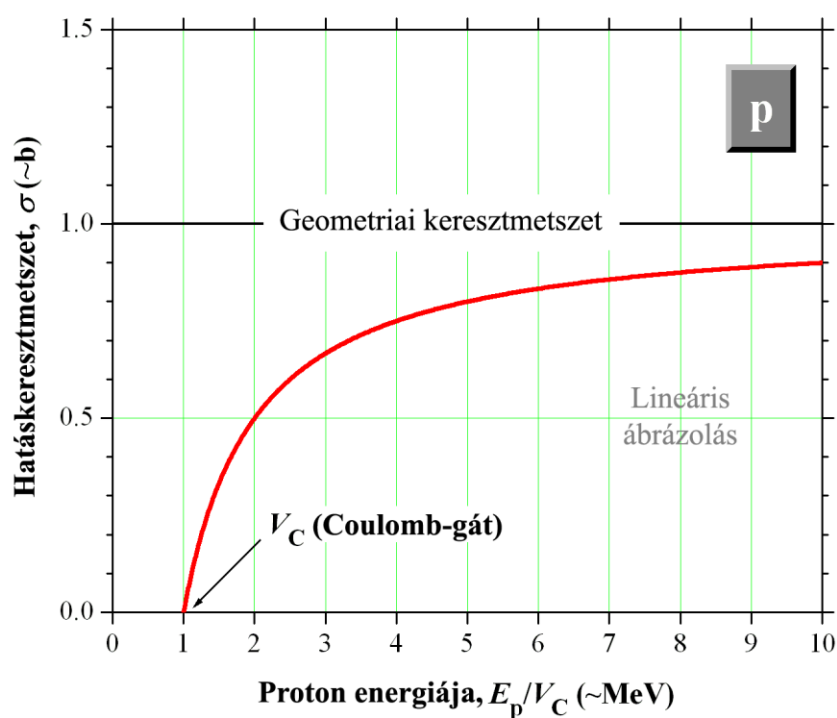
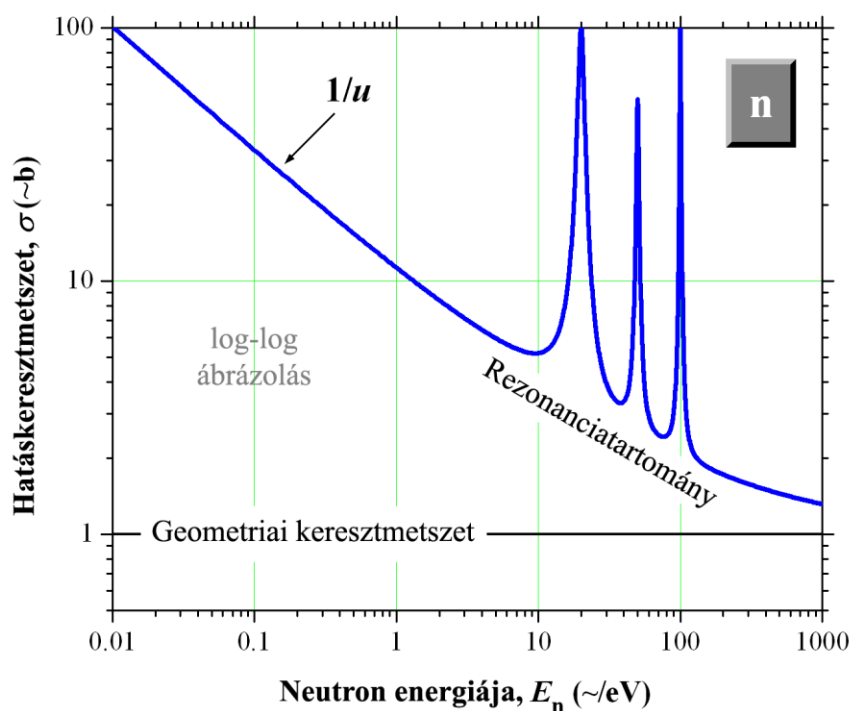
szereplő σ fizikai mennyiség (amelyről eltávolítottam a G alsó indexet a rövidesen tisztázandó okok miatt) valószínűségi jelentéssel bír, ti. minél nagyobb σ , annál valószínűbb a reakció. Felhívom a figyelmet továbbá arra a több mint formai egyezésre is a (75) és a (66) egyenlet között, amely nyomban szembe tűnik, ha az $A \Leftrightarrow R$, $N \Leftrightarrow N_X$ és $\lambda \Leftrightarrow \phi_a \sigma$ helyettesítéseket elvégezzük. (Lásd a 35. ábra szövegét is.)

Ha most félretesszük a naiv interpretációt, és megpróbáljuk σ -t újraértelmezni mérés segítségével, azt találjuk (lásd a 30. ábrát), hogy a σ valószínűségi tényező – vagy ahogyan nevezik: a **hatáskeresztmetszet** – tényleges értékei többnyire igen messze járnak a mag σ_G (geometriai) keresztmetszetétől.

A pozitív ionok által keltett magreakciók hatáskeresztmetszetének energiafüggése kvalitatíve könnyen megmagyarázható, hiszen nem számíthatunk magreakcióra akkor, ha az ion – mielőtt még kontaktusba kerülhetne a maggal – visszapattan/eltérül annak Coulomb-terétől. A neutronok viselkedése ellenben csak a **de Broglie-hullámhossz** segítségével értelmezhető, mellyel minden részecske rendelkezik:

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{p}, \quad (67)$$

ahol p a részecske (ezúttal a neutron) impulzusa. Minthogy a lassúbb neutronoknak kisebb az impulzusuk ($p = mu$ a nemrelativisztikus esetben), a hullámhosszuk nagyobb. Ezt a következő naiv módon értelmezhetjük. A nagy de Broglie-hullámhosszú neutron „mindenütt” ott van, s ezért a magok jelenlétét a saját u sebességével fordított arányban álló távolságból is „megérzi”, ami megsokszorozza az esélyét annak, hogy valamelyikükkel reakcióba lépjen. Ez ugyancsak megmagyarázná a 30. ábra felső paneljén látható **gerjesztési függvény** sajátos sebességfüggését, melyet „**egy per vé**” szabálynak hívnak, a sebesség szokásos „ v ” jelölésére utalva (amely sajnos így – kurzív stílusban – görög v -höz hasonlít, s ezért inkább u -val jelölöm).



30. ábra: Neutronok és protonok által keltett magreakciók hatáskeresztmetszetének összevetése. A proton a töltött nukleáris részecskék mintapéldányaként szerepel az összehasonlításban. A hatáskeresztmetszet nagy energiákra vonatkozó aszimptotikus értéke mindkét esetben a mag (geometriai) keresztmetszetének nagyságrendjébe esik (~1 b). Míg azonban a pozitív ionok alulról közelítik ezt a határértéket, addig a neutronok (melyeknek nem kell megküzdeniük a Coulomb-gáttal) kvantummechanikai okokból sokkal nagyobb értékekről indíthatnak, mint a magkeresztmetszet. (A felső panelen u a neutron sebessége.)

A gerjesztési függvényen látható **rezonanciacsúcsok** olyan energiáknál vannak, amelyek véletlenül éppen egybeesnek a célmaggól és a bombázó neutronból keletkező közbenső mag

valamilyen energiaállapotával. Az ilyen rezonanciaenergiáknál a **radiatív neutronbefogás** (n,γ) valószínűsége hirtelenül sokkal nagyobb lesz, mint ami az általános tendenciából várható. A **rezonanciacsúcsok alakja (Breit–Wigner-görbe)** matematikailag azonos a Mössbauer-spektrumok csúcsalakját leíró Lorentz-görbéével.

A töltött részecske-reakciók hatáskeresztmetszetét rendszerint millibarnban (mb) adják meg, s az értékek $\sim 1000 \text{ mb} = 1 \text{ b}$ körül állapodnak meg. A neutronok hatáskeresztmetszete viszont még a 30. ábrán mutatottnál is nagyobb lehet, s akár a 10^4 b értéket is meghaladhatja. Például a ^{113}Cd (n,γ) hatáskeresztmetszete $2,06 \times 10^4 \text{ b}$, ami több mint tízezerszer akkora, mint a ^{113}Cd -mag (geometriai) keresztmetszete, mely csupán $\sim 1,25 \text{ b}$. Nem csoda, hogy **az atomreaktorok szabályozórudaiban kadmiumot használnak**. A reaktorszabályozásban szintén használatos ^{157}Gd (n,γ) hatáskeresztmetszete még ennél is nagyobb: $2,54 \times 10^5 \text{ b}$, szemben a mag keresztmetszetével, amely mindössze $\sim 1,55 \text{ b}$. (Lineáris skálán ez azt jelenti, hogy a mag effektív átmérője 400-szor akkora, mint a tényleges átmérője.) Ha már a reaktoroknál tartunk, érdemes megjegyezni, hogy a ^{135}Xe (a **reaktormérgek** egyike, mely **“Xe-mérgezettséget”** okoz a reaktor fűtőanyagában) $\sim 3 \times 10^6 \text{ b}$ hatáskeresztmetszettel fogja be a termikus neutronokat. Ez a xenonizotóp a ^{135}I bomlásterméke, mely egyike a ^{235}U nehéz hasadványainak.

Noha a **γ -rezonancia fluoreszcenciát** (mely a **Mössbauer-spektroszkópia** alapjául szolgál) nem tekintik magreakciónak, a folyamat formálisan $X(\gamma,\gamma)X$ alakba írható. Például az ^{57}Fe esetében a 14,41 keV-es átmenet maximális hatáskeresztmetszete $\sigma_0 = 2,56 \times 10^6 \text{ b}$.

Ugyanakkor a mag keresztmetszete csupán $\sim 0,8 \text{ b}$. Tekintettel arra, hogy a vas atomsugara $1,4 \text{ \AA}$, az atom keresztmetszete $\sim 6,16 \times 10^8 \text{ b}$. Ez azt jelenti, hogy a hatáskeresztmetszet csaknem fél százaléka ($\sim 4\%$) az atom keresztmetszetének. Lineáris skálán a következők az arányok:

- (a mag tényleges átmérője) : (a mag effektív átmérője) = 1 : 1790
- (a mag effektív átmérője) : (az atom átmérője) = 1 : 15,5.

Amint látjuk, a hatáskeresztmetszet sokkal nagyobb lehet, mint a mag keresztmetszete, de még így is jóval kisebb az atom keresztmetszeténél.

8. Radioaktivitással kapcsolatos fogalmak

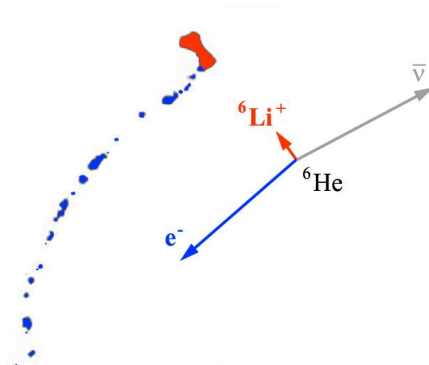
8.1. A fő bomlásfajták és sugárzások áttekintése

A **radioaktív bomlás** spontán folyamat (8. ábra), mely során egy **instabil** atommag egy vagy több más összetételű atommaggá alakul át, ill. ugyanannak a magnak egy alacsonyabb energiaállapotú változata keletkezik.

Egy elem **radioaktív izotópját** – ilyen pl. a trícium, ^3H , a hidrogén „szupernehéz” természetes izotópja – **radioizotóp**nak is nevezik. A radioaktív nuklidokat általánosságban **radionuklidoknak** hívják.

A bomló speciest általában **anyaelem** néven említik; én inkább az **anyanuklid** kifejezést javaslom, mert precízebb. A bomlástermék neve ugyanígy **leányelem**, ill. **leány nuklid**. Az angol szokást követve az anyát olykor P-vel (*parent* = szülő), a leányt D-vel (*daughter* = leánygyermek) jelöljük.

A bomlás során egy vagy több töltött (pl. α , β) vagy semleges (n) részecske és/vagy foton (γ) is „kirepül” a magból, ami lehetővé teszi az egyes bomlási események „on-line” észlelését. A neutrínók azonban (ν), melyek emissziója a β -bomlás minden fajtájának velejárója, notóriusak „szellemszerű” természetükről, miáltal többnyire elkerülik a közvetlen észlelést (l. a 31. ábrát, melynek eredetije egy antineutrínó közvetett észlelését dokumentálja). Ez azért van így, mert a neutrínók igen kevésbé hajlamosak az anyaggal való kölcsönhatásra, ami a részecskedetektálás minden direkt módszerének közös alapja. Ebből következik, hogy az említettek közül a neutrínóknak a legnagyobb az áthatoló képessége. Olyannyira így van ez, hogy a Napból érkező neutrínók túlnyomó többsége úgy hatol át Földünkön, mintha az ott sem volna, holott a **neutrínófluxus** még ebben a távolságban is $\Phi_\nu \approx 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. (Ez azt jelenti, hogy legalább 200 billió nagyenergiájú napneutrínó hatol át rajtunk másodpercenként anélkül, hogy egy is elakadna bennünk.)



31. ábra: Ez a grafikusán „processzált” ködkamrafelvétel²³ (Csikai Gyula – ATOMKI, Debrecen – engedélyével) egy olyan bomlási eseményt örökít meg, mely során egy ^6He atom β -bomlással ^6Li atommá alakul. A ^6Li visszalökődése (vaskos piros nyom) jól észrevehető a kicsi nuklidtömege miatt. Az antineutrínó „kísértet”²⁴ játszik, vagyis a jelenlétéről csupán az impulzusmegmaradás látszólagos hiánya árulkodik. (A „kézzel rajzolt” nyilak impulzusvektorok, amelyek összege zérust ad, ha jó a rajz.)

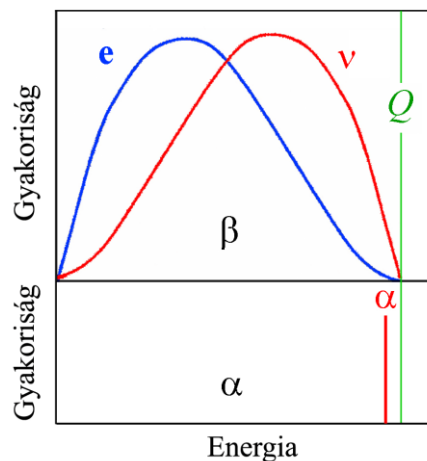
²³ Az eredeti felvételt Csikai Gyula és Szalay Sándor publikálta 1957-ben, egy évvel a „szabad neutrínó” megfigyelése után, mely F. Reines számára Nobel-díjat eredményezett 1995-ben.

²⁴ A „kísértet” kifejezést – eredetiben: „*poltergeist*”, azaz kopogószellem – Reines Nobel-előadásából kölcsönöztem.

A neutrínóktól eltekintve a nagyenergiájú – „kemény” – **γ -sugárzás áthatolóképesége** a legnagyobb a radioaktív sugárzások közül, de néhány centiméter ólomréteg már így is elnyeli az 1 MeV-es fotonok $\sim 90\%$ -át.

A töltött sugár részecskéket (mint az α és a β) **véges hatótávolság** jellemzi, ami annyit tesz, hogy ezek a részecskék csak egy meghatározott távolságra képesek behatolni egy adott anyagba. A **hatótávolság** (R) függ az anyagtól, továbbá a részecske fajtájától és energiájától. Például a tipikus **β -sugárzás hatótávolsága** néhány milliméter vízben (ill. élő szövetben), míg az **α -részecskék** még a bőrünket borító elhalt hámrétegen sem tudnak áthatolni. (Az **α -részecskék hatótávolsága** levegőben sem több néhány centiméternél.)

A **γ -sugárzás energiaspektruma** (energiaeloszlása) **diszkrét**, ami azt jelenti, hogy csak bizonyos energiák szerepelnek benne, melyek mindegyike két jól meghatározott magenergiaszint közötti átmenetnek felel meg. Az α -bomlás egy meghatározott „ágából” származó **α -részecskék monoenergetikusak** (36. ábra), ezért az α -spektrumok szintén diszkréték. Ugyanakkor a **β -részecskék energiaeloszlása folytonos** 0 és egy bizonyos E_β maximális energia között (32. ábra).



32. ábra: Sematikus β - és α -spektrumok. A $\beta^\pm$ -bomlás esetében az e^-/e^+ (e) energiaeloszlása folytonos (kék görbe). Nehéz leányatomok esetében a visszalökődési energia elhanyagolható, ezért a béta-részecske (elektron/pozitron) maximális energiája (E_β) gyakorlatilag megegyezik a Q -értékkel (zöld függőleges). A neutrínók/antineutrínók (ν) spektruma a pozitron/elektronspektrum (e) tükörképe (folytonos piros görbe). Az elektronbefogás (EC) esetében az egész Q -érték (mínusz a leánynuklid E_R visszalökődési energiája és a befogott héjelektron E_K kötési energiája) egy monoenergetikus neutrínó lesz. Az α -bomlásnál a Q -érték a visszalökődő leánynuklid és az α -részecske között oszlik meg, ami monoenergetikus (vagy legalábbis diszkrét) energiaspektrumot eredményez, melyre $E_\alpha = Q - E_R < Q$ (piros függőleges).

A különbség oka a következő. Az **α -bomlás** esetében a Q -értéken mindössze két részecske osztozik, ti. a ${}^4\text{He}$ és az ${}^{A-4}\text{D}$ leánynuklid. (Az α -bomlást gyakran kísérő γ -emissziót – ezt γ -bomlásnak is nevezik – most figyelmen kívül hagyjuk, mert külön lépésben zajlik.) Az energia- és impulzusmegmaradás törvénye – a (130) egyenlet szerint – egyértelműen megszabja a két részecske által elvitt kinetikus energiák arányát, nevezetesen $E_R:E_\alpha = 4:(A-4)$, ahol E_R a **leánynuklid visszalökődési energiája** (l. a 32. ábra alsó spektrumát). A **$\beta^\pm$ -bomlás** esetében viszont három részecske viszi el kinetikus energia formájában a Q -értéket, ami a megmaradási törvények számára a lehetőségek folytonos sokaságát engedi meg (l. a 32. ábra felső spektrumát). Például az elektron E_e kinetikus energiája akár 0 is lehet (amikor is Q_β a visszalökődött leánynuklid és az antineutrínó között oszlik meg), de elérheti az $E_\beta = Q_\beta$ -

$E_R \approx Q_\beta$ maximumot is (amikor is a teljes energián az elektron és a leánynuklid osztozik). Minthogy minden bomlási esemény egy E_e ($0 \leq E_e \leq E_\beta$) energiájú elektron és egy azt kiegészítő $E_\nu = E_\beta - E_e$ energiájú antineutrínó egyidejű kibocsátásával jár, az antineutrínó energiaeoszlása ugyancsak folytonos, és a grafikonja megegyezik az elektronspektrum tükörképével. Az elektronbefogás (EC) esetében azonban csak két részecske osztozik a Q -érték rendelkezésre álló részén (ti. a visszalökődött leánynuklid és a neutrínó), ezért a neutrínósugárzás monoenergetikus $E_\nu = (Q_{EC} - E_R - E_K) \approx (Q_{EC} - E_K)$ energiával, ahol E_K a befogott héjelektron – többnyire K-elektron – kötési energiája.

A radioaktív bomlás eredményeképpen magon kívüli eredetű (**extranukleáris**) részecskék/fotonok ugyancsak kilökődhetnek az atomból akár a bomlási folyamat részeképp (pl. elektronemisszió a belső konverzió – IC – esetében) vagy annak utóhatásaképp [pl. **belső fékezési sugárzás** a β -bomlás esetén általában (azon belül pedig EC esetén különösen); ill. **karakterisztikus röntgensugárzás** vagy **Auger-elektronok emissziója**, miközben a héjelektronok „átrendeződnek” az EC után].

A bomlásfajták és a kibocsátott sugárzások egy részét a 9. táblázat mutatja. Az irodalomban elterjedt konvenciók közül azt a változatot fogjuk követni, amelyik a β^+ -bomlás és az EC közös jelölésére az ε szimbólumot használja (melyet sokan az EC alternatív jelöléseként alkalmaznak). A β^- -bomlást és az ε -t együttesen béta-bomlásnak (β) fogjuk nevezni. Mint már említettem, a **β -bomlás mindhárom változata izobár folyamat**, ami azt jelenti, hogy az A tömegszám állandó marad.

9. táblázat: Példák radioaktív bomlásfajtákra. A P (anya) és a D (leány) ezúttal nuklidot, vagyis atomot jelöl, nem pedig atommagot. A töltésegyenleg azon a feltételezésen alapszik, hogy a héjelektronok száma (Z) az egyenletek mindkét oldalán azonos. Ennélfogva a mag által kibocsátott töltött részecske után mindig egy ellentétes előjelű ion marad hátra, amit a jobb felső index jelöl. A ritkább és emiatt egzotikusabb bomlásfajtákat – pl. a klaszterbomlást, a neutronbomlást, a **protonbomlást**, a kettős béta-bomlást és a béta-késleltetett neutronbomlást/emissziót – a 33. és az 51. ábra mutatja röviden, míg a magyarázatukra a 9.5. alfejezetben kerül sor.

Bomlásfajta (jelölés)	Egyenlet (töltésegyensúllyal)	Jellemzés
alfa (α)	${}_Z^A \text{P}_N \rightarrow {}_{Z-2}^{A-4} \text{D}_{N-2}^{2-} + \alpha$	Csökkenti a protonban túl gazdag (jellemzően nehéz) magok $Z : N$ arányát. Az α-részecske , mely 2p és 2n eltávolításával „könnyít” a magon, a közönséges hélium atommagja , más szóval egy ${}_2^4\text{He}^{2+}$ ion.
negatív béta (β^-)	${}_Z^A \text{P}_N \rightarrow {}_{Z+1}^A \text{D}_{N-1}^{+} + \beta^- + \bar{\nu}$ ($n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}_e$) ($d \rightarrow u + W^- \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$) n: <u>szabad neutron is lehet,</u> <u>nemcsak magban kötött</u>	Ez a negatronbomlásnak is nevezett folyamat növeli a protonban túl szegény magok $Z : N$ arányát. A bomlás során egy neutron protonná alakul a magban, miközben két könnyű részecske távozik belőle. A kibocsátott β^--részecske nem más, mint egy elektron e^- , amely könnyen detektálható. A másik sugár részecske egy (elektron-)antineutrínó $\bar{\nu}$.

pozitív béta (β^+)	${}_Z^A P_N \rightarrow {}_{Z-1}^A D_{N+1}^- + \beta^+ + \nu$ $(p \rightarrow n + \beta^+ + \nu_e)$ $(u \rightarrow d + W^+ \rightarrow d + e^+ + \nu_e)$ p: <u>csak magban kötött proton lehet</u>	A pozitronbomlásnak is nevezett folyamat csökkenti a protonban túl gazdag magok $Z : N$ arányát. A bomlásban egy proton neutronná alakul a magban, miközben két könnyű részecske távozik belőle. A ν neutrínóval ellentétben, a kibocsátott β^+-részecske (amely nem más, mint egy pozitron e^+) könnyen detektálható az annihilációs folyamat ($e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$) segítségével, amely során jellemzően két 511 keV-es annihilációs foton keletkezik, melyek ellentétes irányban hagyják el a színteret (63. ábra).
elektronbefogás (EC)	${}_Z^A P_N \rightarrow {}_{Z-1}^A D_{N+1} + \nu$ $(e^- + p \rightarrow n + \nu_e)$ $(u + e^- \rightarrow u + W^- + \nu_e \rightarrow d + \nu_e)$ p: <u>csak magban kötött proton lehet</u>	Ez a bomlási mód a β^+-bomlás „versenytársa”, ti. az adott anyanuklidból ugyanaz a leány keletkezik. Azonban pozitronemisszió helyett itt attól csökken a rendszám, hogy a mag befogja az atom egyik héjelektronját. Minthogy a K-elektronok minden atomban rendelkezésre állnak erre a célra, a befogott elektron nem jelenik meg a nuklidegyenlet bal oldalán. A töltésgyenleg szerint – „könyvelési” szempontból – a folyamatban semleges atom keletkezik. Ennek a bomlásfajtának a megfigyelését az teszi lehetővé, hogy a befogás során gyorsuló elektron belső fékezési sugárzást hoz létre. Másrészt, a K-héjon keletkezett lyuk gyorsan betöltődik egy külső héjról, amit a D-re jellemző karakterisztikus röntgensugárzás és/vagy Auger-elektronok emissziója kísér.
gamma-emisszió (γ)	${}_Z^{A*} P_N \rightarrow {}_Z^A P_N + \gamma$ ${}_Z^{Am} P_N \rightarrow {}_Z^A D_N + \gamma$	Az α- és a β-bomlás gyakran gerjesztett állapotú (*) leánymagot hoz létre. A gerjesztett állapot „elbomolhat” az alapállapotba vagy egy alacsonyabb gerjesztett állapotba (anélkül, hogy akár a Z, akár az N megváltozna), miközben egy gamma-foton hagyja el a gerjesztett magot. Egy hosszú élettartamú gerjesztett állapot (m) legerjesztődését (γ-bomlását) izomerátmenetnek (IT) nevezzük.
belső konverzió (IC)	${}_Z^{A*} P_N \rightarrow {}_Z^A P_N^+ + e^-$	A folyamat a γ-emisszió versenytársa. A mag gerjesztési energiáját ilyenkor egy héjelektron (többnyire egy K-elektron) viszi el, melynek kilökődése után egy gerjesztett pozitív ion marad hátra (ti. az elektron egy belső héjról hiányzik).

spontán hasadás (SF)	${}^A_Z\text{P}_N \rightarrow \text{D}_{\text{könnyű}} + \text{D}_{\text{nehéz}} + \nu \text{n}$	Ebben a folyamatban, mely csak a legnehezebb nuklidok esetében fordul elő, a mag aszimmetrikusan kettéhasad egy-egy hasadási termékre, továbbá néhány neutron is kilökődik . A termékek összetétele igen változatos, és az A tömegszám szerint egy kisebb (könnyű) és egy nagyobb érték (nehéz) körül szóródnak. Például a ${}^{238}\text{U}$ spontán hasadása esetében: $A_{\text{könnyű}} \approx 85\text{--}105$ és $A_{\text{nehéz}} \approx 130\text{--}150$.
----------------------------	--	---

Hogy egy példát is adjak az előbbiekre, tekintsük a következő (a töltésmegmaradást tükröző) alfa-bomlás egyenletét:



Ebben a bomlásban a ${}^{228}\text{Th}$ az anyanuklid (P) és a ${}^{224}\text{Ra}$ annak leánya (D). Így, a folyamatot kísérő gamma-sugárzástól eltekintve, az általános jelölésmód szerint a következő egyenletet írhatnánk fel:



A konkrét folyamatban **a mag egy α -részecskét bocsát ki, hogy enyhítse a viszonylagos neutronhiányát**. Meglepőnek tűnhet első pillantásra, hogy az α -bomlás képes egyáltalán növelni a neutron : proton arányt, holott mind a Z , mind az N értéke ugyanannyival (ti. 2-vel) csökken. Később, a 38. ábrával kapcsolatban látni fogjuk ennek pontos okát. Egyelőre csak annyit érdemes megjegyezni, hogy **az α -bomlás rendszerint olyankor következik be, amikor Z ténylegesen kisebb, mint N** . [Vegyük pl. a (68) egyenletben szereplő ${}_{90}\text{Th}_{138}$ esetét.]

Attól függően, hogy a ${}^{224}\text{Ra}$ leánymag milyen energiaállapota keletkezik közvetlenül (lásd a 36. ábra felső paneljén bemutatott bomlássémát), a bomlási eseményt $n = 0, 1$ vagy 2 gamma-foton emissziója követi. Az alfa-részecske (vagy a gamma-foton) „közli” a detektorral, hogy egy atom épp most bomlott el a sugárforrásban. A detektáló rendszerek egy része még a részecske/foton energiájának megmérése is alkalmas, ezért azt is ki lehet deríteni, hogy épp melyik átmenet következett be a lehetségesek közül.

8.2. Radioaktív bomlás kontra kémiai reakció és magreakció

A radioaktív bomlásokat mindig is külön kezelték a magreakcióktól. Ennek részben az az oka, hogy a nukleáris tudományokat szinte a kezdetektől fogva a fizikusok uralták, nem pedig a kémikusok. Egy vegyész számára minden bizonnyal „természetellenesnek” tűnik a merev elkülönítés, hiszen a kémiai reakciók körében az unimolekuláris bomlás (a radioaktív bomlás nyilvánvaló megfelelője) csupán egy speciális típus a sok közül, melyet elsőrendű kinetika jellemez, ahogy azt a (75) egyenlet megfelelője kifejezi, miután a $c \Leftrightarrow N$ és a $k_{\text{uni}} \Leftrightarrow \lambda$ „helyettesítéseket” elvégeztük benne (c a koncentráció és k_{uni} a sebességi állandó). Még a (74) felezési idő-formula is működik, ha figyelembe vesszük a $t_{1/2} \Leftrightarrow T_{1/2}$ megfeleltetést.

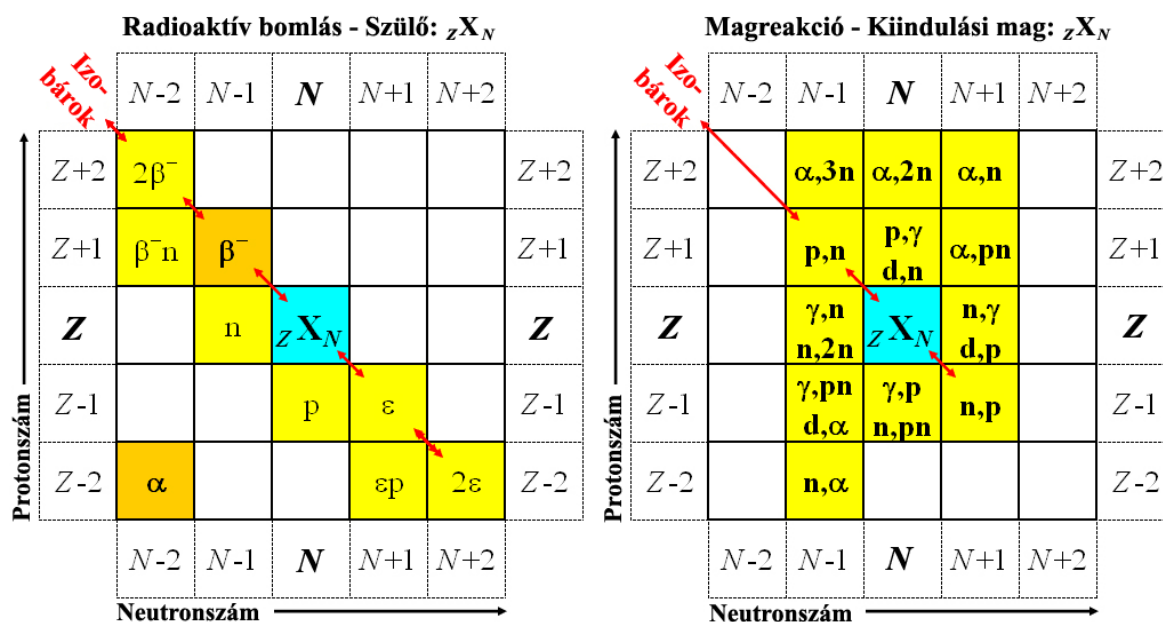
Mindazonáltal van egy igen lényeges különbség az elsőrendű kémiai reakciók és a „valódi” radioaktív bomlások között, mégpedig az, hogy **míg k_{uni} a termikus aktiválásnak köszönhetően függ a hőmérséklettől, addig λ a hőmérséklettől független**. Ez összhangban van azzal, hogy a radioaktív bomlás – természeténél fogva – csakis **spontán folyamat** lehet.

Ami a radioaktív bomlást illeti, egy radionuklid atommagjai magányos és független életmódot folytatnak, s ezen az sem változtat, ha az atomok maguk viszonylag gyakran és olykor igen vehemensen ütköznek szomszédjaikkal. A magok bomlását a **statisztika törvényei** szabályozzák (pontosabban fogalmazva: az élettartam-eloszlásuk exponenciális, ami mélyebb magyarázatát adja az exponenciális bomlástörvénynek) feltéve, hogy a bomlás egyáltalán **energetikailag kifizetődő** (ne feledjük: a spontán folyamatokban az összes nyugalmi energiának, azaz a tömegnek csökkennie kell) és **nem ellenkezik a részecskefizika megmaradási törvényeivel**.

Ugyanakkor a magreakciók sok szempontból hasonlítanak a kémiai reakciókhoz. Először is, ahogy az (60) egyenlet mutatja, itt részecskék valódi kölcsönhatásáról van szó. Ez abból a „történetből” is kiderül, mely az egyenlet verbális megfelelőjének tekinthető: „Az ‘X’ nuklidot/magot (a céltárgyat) az ‘a’ részecskével bombázzuk. Ennek következtében egy új nuklid/mag ‘Y’ keletkezik, miközben egy ‘b’ részecske lökődik ki.” A sztori bevezető része alternatív módon lehet ez is: „Az ‘X’ nuklid/mag ütközik az ‘a’ részecskével...”.

Vegyük észre, hogy a béta-bomlás egyik típusa, az **elektronbefogás** (EC), valójában kölcsönhatáson alapszik, nevezetesen egy héjelektronén és a magén, mely bizonyos valószínűséggel képes abszorbeálni az előbbi. Minthogy az EC valószínűsége arányos az elektron „elérhetőségével” a magban, minden olyan külső hatás, amely erre befolyással van (mint például a nyomás extrém megnövelése vagy akár a kémiai környezet megváltozása), bizonyos mértékig befolyásolja a λ bomlási „állandó” értékét is. Másrészt viszont az EC rendelkezik a radioaktív bomlás jellegzetességeivel is. Az ϵ -bomlásra képes magok nyugodtan „üldögelnek” egy-egy atom közepében, s várják, hogy az elektron arra „vetődjön”. Ez előbb-utóbb bekövetkezik, hiszen az s-elektronok épp az atom közepén fordulnak elő a legsűrűbben. A bomlás másik kritériuma – hogy ti. spontán folyamatnak kell lennie – szintén teljesül, mert az EC bekövetkezéséhez nincs szükség külső beavatkozásra.

A 33. ábra néhány radioaktív bomlásmód lehetséges kimenetelét veti össze különböző magreakciókéval ugyanazt a nuklidtérkép-szegmenst használva fel a könnyebb összehasonlítás kedvéért.



33. ábra: A radioaktív bomlás (egy spontán folyamat) lehetséges kimenetelei (bal panel) néhány magreakció kimenetelével összehasonlítva (jobb panel). A két panel egy sematikus nuklidtérkép egyazon cellatartományát mutatja. (A könnyebb olvashatóság végett a jobb panel feliratairól hagytam a magreakciók megadásánál használt zárójeleket.) A kiindulási nuklid cellája **türkizzel** van kitöltve. A **sárgított cellák** olyan nuklidokat reprezentálnak, amelyek közvetlenül keletkeznek a jelzett bomlásban/reakcióban. Az **üresen hagyott cellák** olyan nuklidokhoz tartoznak, amelyek nem állíthatók elő a feltüntetett folyamatokkal. A vízszintes cellasorok izotópokat tartalmaznak, a függőleges cellaoszlopok pedig izotónokat. Az **izobár nuklidok** celláit a piros nyilakkal jelzethez hasonló átlós vonalak kötik össze. Vegyük észre, hogy a „standard” béta-bomlások – β^- és ϵ (vagyis β^+ és EC) – izobár folyamatok, vagyis nem változtatják meg a tömegszámot. A természetes bomlássorokban előforduló „alapbomlások” (α és β^-) celláit **arany szín** jelzi, és a szöveg is félkövérrel van kiemelve.

8.3. Radioaktív minták jellemzése – bomlási sebesség és számlálási sebesség

Egy adott radioaktív mintára vonatkozó **bomlási sebességet** – amit úgy kapunk, hogy egy rövid időtartam alatt elbomlott anyaaatomok számát elosztjuk az időtartam hosszával – a minta **aktivitásának** (A) nevezzük. A legegyszerűbb esetben, amikor is egy radionuklid egyetlen lépésben stabil nukliddá bomlik, az aktivitás a következő egyenlettel definiálható:

$$A = -\frac{dN}{dt}, \quad (70)$$

ahol N a mintában lévő radionuklid még elbomlatlan atomjainak/magjainak száma a t időpontban.

Az aktivitás SI egysége a **becquerel** (Bq), mely 1 bomlás per 1 másodpercet jelent:

$$1 \text{ Bq} = 1 \text{ s}^{-1}. \quad (71)$$

Mint említettem, a **curie** (Ci), az aktivitás korábbi egysége, még mindig elterjedten használatos a gyakorlatban. Az **eredeti definíció** szerint 1 g tiszta ^{226}Ra aktivitását ($\sim 3,66 \times 10^{10}$ bomlás per másodperc) jelentette. Azonban később, 1950-ben újradefiniálták, hogy az értékét függetlenné tehessek az aktivitásmeghatározás pontosságától (ill. pontatlanságától). Az átszámítás ezért ma pontosan $1 \text{ Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ Bq}$ (definíciószerűen).

Különböző okok miatt fontos lehet az is, hogy milyen mértékben „koncentrálódik” a radioaktivitás az adott mintában. Ebben a tekintetben a leggyakrabban használt jellemzők a **fajlagos aktivitás** (vagyis a minta aktivitása osztva a minta tömegével) és az **aktivitáskoncentráció** (a minta aktivitása osztva a minta térfogatával).

A **radioaktív sugárforrások** készítése során (pl. ha magreakciót használnak erre), a céltárgyban keletkező radionuklid gyakran egy olyan elem izotópja, amely nem volt jelen az eredeti mintában. Az ilyen nuklidpreparátum természeténél fogva **hordozómentes**. Ha a preparátumot úgy hagyják ahogy van, vagy anélkül oldják fel, hogy **izotóphordozót** (vagyis ugyanazon elem inaktív izotópjainak keverékét) adnának hozzá, akkor **hordozó hozzáadása nélküli** – angolul: *no-carrier-added* (*n.c.a.*) mintáról beszélünk. A „hordozómentes” jelzõt minden olyan (nem feltétlenül radioaktív) nuklidpreparátum esetében használják, amely az illető elem más izotópját nem tartalmazza. Az olyan hozzáadott anyagot, amely kémiaiilag hasonlóan viselkedik ugyan, de nem tartalmazza az illető elemet, néha **nemizotópikus hordozónak** nevezik.

Egy adott minta radioaktivitására gyakran a meghatározott időintervallumban kibocsátott és detektált sugárreszecskek (pl. α , β vagy γ) száma – a **beütésszám** – alapján következtetnek. Az ilyen mérésekből meghatározott **számlálási sebességet** beütésszám per másodperc stb. egységben adják meg. Nem helyes a Bq egység használata ebben az esetben, noha az R számlálási sebesség, ideális esetben, arányos az **abszolút aktivitással** (ahogy az aktivitást ebben a kontextusban említik a félreértések elkerülése végett):

$$R = \eta A, \quad (72)$$

ahol az $\eta < 1$ számot a detektor hatásfokának vagy **detektálási hatásfoknak** nevezzük, mely egyetlen bomlási esemény **észlelési valószínűségét** fejezi ki.

8.4. Felezési idő, közepes élettartam, bomlási állandó és az exponenciális bomlástörvény

A különböző radionuklidok átlagosan különböző ideig „élnek”. Minden radionuklidra jellemző, hogy ha sok (N_0 számú) azonos atomból/magból indulunk ki, akkor az elbomlatlan entitások száma egy a nuklidra jellemző $T_{1/2}$ **felezési idő** után a felére csökken. A következő felezési idő után az anyaatomok/magok száma ismét megfeleződik stb., és ez a felezési idő akárhány feleződés után sem változik. Ezt a tulajdonságot, mely a radionuklidok **örökifjú** voltát fejezi ki, a következő egyenlet tükrözi, mely az exponenciális függvény alapjának megváltoztatásával különböző konkrét alakokra hozható:

$$N = N_0 \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{t}{T_{1/2}}} = N_0 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}} = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) = N_0 \exp(-\lambda t). \quad (73)$$

A fenti formulákban szereplő mindhárom paraméter egyformán jól leírja ugyanazt az időfüggést, melyre **exponenciális bomlástörvény** néven hivatkoznak. A felezési idő könnyen kiszámítható a τ **közepes élettartamból** vagy a λ **bomlási állandóból** az alábbi egyenlet szerint:

$$T_{1/2} = (\ln 2) \tau = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (74)$$

A λ bomlási állandó Δt -szerese annak valószínűségét adja meg, hogy az adott mag el fog bomlani a következő rövid Δt időintervallumon belül. A (70) egyenletet a (73) exponenciális törvényre alkalmazva azt találjuk, hogy a bomlási állandó arányosságot létesít a bomlási sebesség (aktivitás) és az adott pillanatban jelenlévő anyaatomok N száma között:

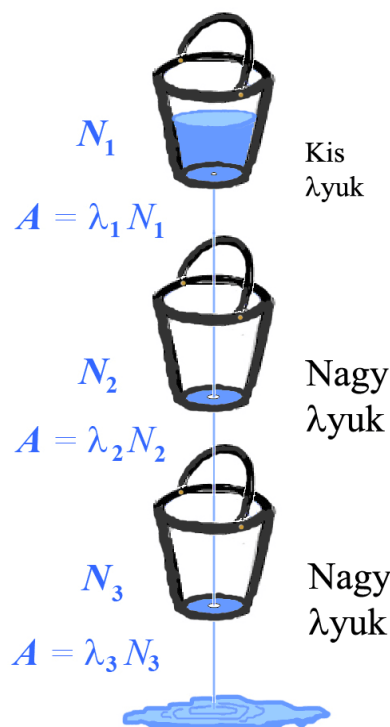
$$A = -\frac{dN}{dt} = -N_0 \frac{d}{dt} \exp(-\lambda t) = \lambda N_0 \exp(-\lambda t) = \lambda N. \quad (75)$$

A τ közepes élettartam – ahogy a név elárulja – az adott radioaktív atom várható élettartamát adja meg attól az időponttól számítva, amikor a létezése (még) bizonyosságnak tekinthető. (Megjegyzem, ez a nyakatekert definíció magában foglalja azt, hogy a radioaktív atomok „örökifjú” ámbár „halandó” entitások, melyek jövőre vonatkozó életkilátásai függetlenek az addig megélt koruktól.) A τ paraméter egyúttal megadja annak az exponenciális élettartam-eloszlásnak a standard deviációját (szórását) is, amely „meghatározza” az atom lehetséges jövőbeli sorsát. Bővebb információért lásd a **Nukleáris mérések és berendezések sztochasztikája** c. elektronikus jegyzetemet, ill. annak kondenzátumát (**Nevezetes eloszlások összefoglalója**).

8.5. Bomlási sor, egyensúly, elágazó bomlás, bomlássémák

A radioaktív bomlás csak ritka esetekben vezet stabil termékhez egyetlen lépésben. Így egymás utáni bomlások sorozata következik be, amire **bomlási sor** vagy **bomlássor** néven hivatkoznak. Ha a sor valamennyi tagjának aktivitása megegyezik az „ősanya” (első tag) aktivitásával, akkor azt mondjuk, hogy (**szekuláris**) **egyensúly** áll fenn az egész sorban. Az egyensúly kinetikai hátterét később elemzem részletesebben. Mindazonáltal a szekuláris egyensúly lényegét már most megérthetjük a 34. ábra segítségével, amelyen az $A_k = \lambda_k N_k$ arányosságok a (75) egyenleten alapulnak.

Hogy egy konkrét példával szolgáljak, megjegyzem, hogy a ^{224}Ra , melyet a (68) egyenletben a ^{228}Th leánynuklidjaként mutattam be, maga is α -bomló, s így a ^{220}Rn anyanuklidja – azé a radonizotópé, melyet bizonyos területeken **toron** néven említenek (lásd a 4. ábra szövegét). Ami azt illeti, mindhárom nuklid egyazon hosszú bomlási sor tagja, melyet az 51. ábra bal felső panelje szemléltet:



34. ábra: A szekuláris egyensúly „**lyukas vödör**” metaforája. Ha a legfelső vödörön (ősanya) van a legkisebb λ uk, akkor a kifolyó víz nyomban átfolyik az alatta lévőkön (leányok). Vegyük észre, hogy egyensúly esetén csak az aktivitások (áramlási sebességek) azonosak, nem pedig az egyes tagok mennyiségei. Minél nagyobb λ , annál kisebb N .

A 36. ábrán látható bomlási sémák olyan eseteket példáznak, amikor egy radionuklid több bomlási lehetőség közül is „választhat”. Ezeket az alternatív lehetőségeket **bomlási ágaknak** nevezzük. A 34. ábrán bemutatott metaforából kiindulva analógiát fedezhetünk fel az A_k „parciális” aktivitások és egy különböző lyukkeresztmetszetű (λ_k) fenéknyílásokkal ellátott vödörből kifolyó víz áramlási sebességei között. A 35. ábra megvilágítja, hogy az **elágazási**

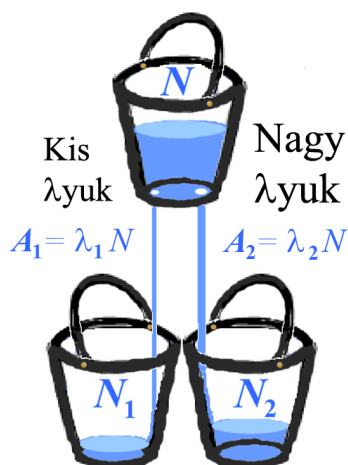
arányok jellemezhetők az egyes ágak (**parciális**) **bomlási állandóival** – akár az egyes λ_1, λ_2 stb. egyszerű arányát véve:

$$A_1 : A_2 : \dots = \lambda_1 : \lambda_2 : \dots, \quad (77)$$

akár az „eredő” $\lambda = \sum \lambda_k$ törtrészében/százalékában kifejezve. (A hasadási termékek hozama, röviden a **hasadási hozam**²⁵, ugyancsak az elágazási arányhoz hasonló fogalom.)

Ha N_k a k -adik ágban keletkező atomok száma (amelyek vagy tovább bomlanak vagy nem, de amelyeket most stabilaknak tekintünk), akkor felírhatjuk, hogy:

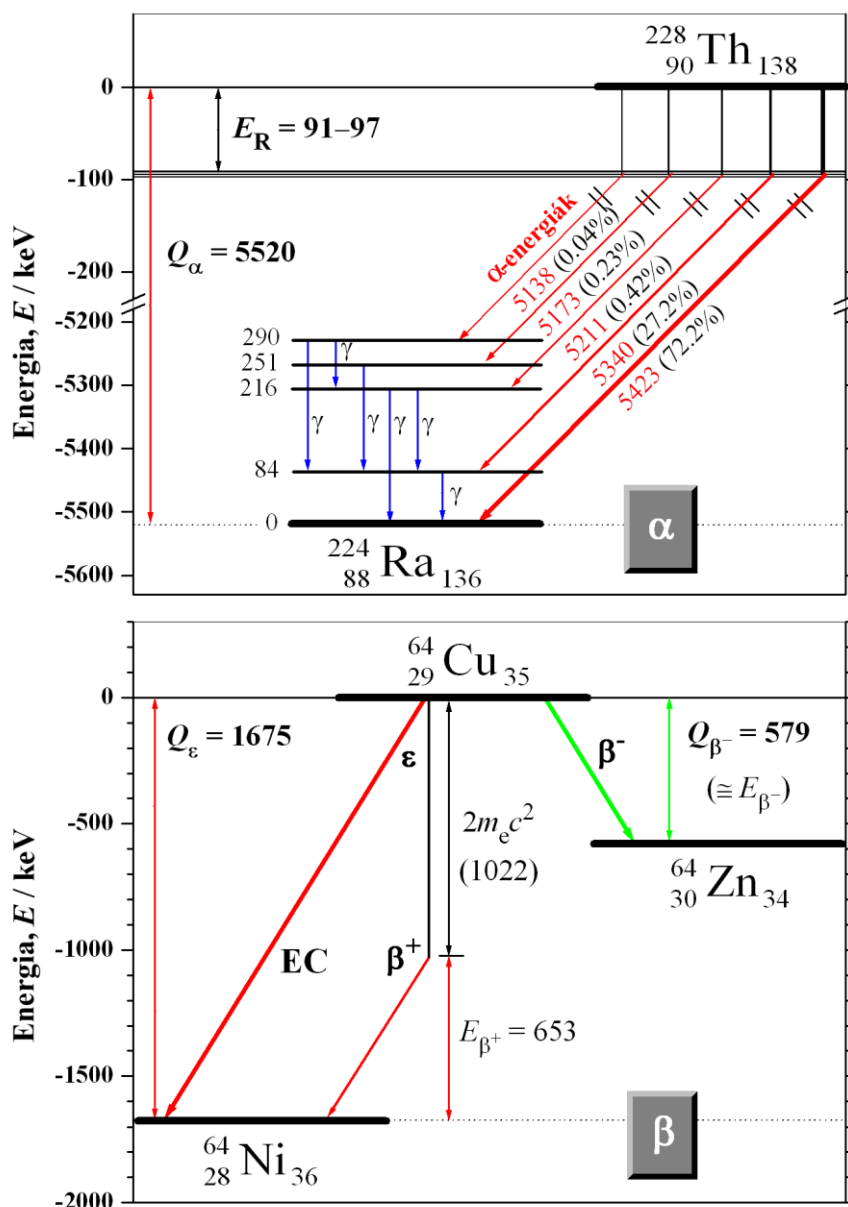
$$A_1 : A_2 : \dots = N_1 : N_2 : \dots = \lambda_1 : \lambda_2 : \dots. \quad (78)$$



35. ábra: Az elágazó bomlás „lyukas vödör” metaforája. Ha a felső vödör (anya) alján két nyílás van különböző λ lyukkeresztmetszettel (λ_1 és λ_2), akkor mind a víz kifolyási sebessége (A_1 és A_2), mind pedig a két alsó vödör (leányok) víztartalma (N_1 és N_2) arányos lesz a lyukak keresztmetszetével. A teljes kifolyási sebességet ($A = A_1 + A_2$) a lyukak összkétszete ($\lambda = \lambda_1 + \lambda_2$) határozza meg, és az elágazási arányokat (A_1/A and A_2/A) a λ_1/λ és λ_2/λ arányok adják. A metafora megfogalmazása azt sugallja, hogy az elágazó bomlás parciális bomlási állandói (λ_1 és λ_2) és a magreakciók különböző „csatornáit” jellemző parciális hatáskeresztmetszetek (σ_1 és σ_2) analóg fogalmak, ami igaz is.

A **bomlási sémák** grafikus megjelenítését adják egy vagy több nuklid lehetséges bomlási módjainak. Az ábrázolás olykor egészen részletes, tele numerikus adatokkal, melyek a szintek/átmenetek energiájára, a közepes élettartamokra (vagy a felezési időkre) és az elágazási arányokra vonatkoznak. A 36. ábra két példát mutat, melyeket az áttekinthetőség végett leegyszerűsítettem. Az ilyen egyszerű sémák esetében elterjedt konvenció, hogy a **rendszer szám változásának irányára ferde nyíllal utalnak**. A balra mutató nyílak Z csökkenését jelzik az illető bomlásban (α, ϵ), a jobbra mutatók pedig azt, hogy a Z rendszer szám megnő (β^-). A γ -bomlás különböző módozatait (pl. γ -emisszió és IC) mindig függőleges nyíllal szemléltetik. A β^+ -bomlás megtört nyílának függőleges szakasza arra emlékeztet, hogy ez a bomlástípus csak akkor lehetséges, ha Q_ϵ elég nagy ahhoz, hogy fedezze egy elektron–pozitron pár „előállítási költségét” ($2m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$), melyet a függőleges szakasz hossza jelenít meg.

²⁵ A k -adik hasadási termék Y_k hozama azoknak a hasadási eseményeknek a hányadát jelenti, amelyek közvetlenül vagy közvetve az illető termék képződéséhez vezetnek, pl. spontán hasadás (SF) során.



36. ábra: Egyszerűsített bomlási sémák alfa- és béta-bomlásra. A számértékek energiát jelentenek keV egységben. A felső panelen szereplő α -bomló ^{228}Th a $4n+0$ természetes bomlási sor (51. ábra) második tagja. A sémán jól látszik az α -bomlás egyik jellegzetessége, nevezetesen, hogy az elágazási arányok (%-értékek) igen erősen függenek az α -energiától: minél nagyobb E_α , annál „erősebb” az illető ág az α -csoporton belül. (Lásd a Geiger–Nuttall-grafikont a 19. ábrán.) A leány szintdiagramja messze nem teljes. (A részletes **bomlási sémát** gyakorlásképpen keresse meg a [nudat3](#) webhelyén, ahonnan az ábrához felhasznált 2012-es [adatokat](#) vettem. Vagy ami még jobb, menjen a [Live Chart of Nuclides](#) oldalra, a **12C** helyére írja be a **228Th** nuklidkódot, majd nyomja meg a **Q** ikont és végül a **Decay Radiation** fület.) Itt csak azok a szintek szerepelnek, amelyek az anyanuklid α -bomlása során keletkeznek. Vegyük észre azt is, hogy a Q -érték $\sim 1,8\%$ -a leányatom E_R visszalökődési energiájaként jelenik meg. (Minél nagyobb E_α , annál nagyobb E_R : ennek köszönhető annak a „szintvonalnak” az elmosódottsága, amelyből a piros ferde nyilak kiindulnak.) Megjegyzendő: ez a kis energiatörődék még így is csaknem 100 keV, melynek hőmérséklet-egyenértéke ~ 1 GK. Ez azt jelenti, hogy a visszalökődött atomok meglehetősen „forrók”. A β -bomló ^{64}Cu is egyike a félszáz páratlan- Z & páratlan- N típusú nuklidnak, amelyek mind β^- (39%), mind ϵ (61%) bomlásra hajlandóak. (Lásd az 58. ábra spektrumait.) Az ϵ -ág maga is két ágra bomlik ebben az esetben: β^+ (17,4%) és EC (43,6%) egyaránt lehetséges, ha nem is egyforma valószínűséggel.

8.6. Radionuklidok a Földön

A nuklidtérképeken látható radionuklidok egy része a Földön, természetes körülmények között is megtalálható. Ezek a **természetes eredetű radionuklidok** három csoportra oszthatók.

Az **elsődleges természetes radionuklidok** vagy – ahogy gyakrabban említik őket – a **primordiális radionuklidok** igen hosszú felezési idejüknek köszönhetően részben átvészelték azt a ~4,5 milliárd évet, amely a Föld és a Naprendszer megszületése óta eltelt. Körülbelül 26 primordiális²⁶ nuklid létezik, beleértve az 51. ábrán látható három természetes bomlási sor „ősanyját” (^{232}Th , ^{235}U és ^{238}U), de ide tartozik a ^{40}K ($T_{1/2} = 1,28 \text{ Ga}$) és a ^{87}Rb ($T_{1/2} = 48 \text{ Ga}$) is.

A **másodlagos természetes radionuklidok** (~45 darab) viszonylag rövid élettartamú tagjai a természetes bomlássoroknak. Ezek csak azért fordulnak elő ma is a Földön, mert a sor ősanyja lassú bomlása során folyamatosan újrateermeli őket. Ezek közé tartoznak a környezeti szempontból sokat vizsgált radon izotópjai, melyek a kőzetek természetes urán-, ill. tóriumtartalmából keletkeznek. A radonizotópok közül a következő kettő a leggyakoribb: a ^{222}Rn (a ^{238}U -ból kiinduló $4n+2$ sor tagja) és a ^{220}Rn (a ^{232}Th $4n+0$ sorának tagja).

A **kozmosz eredetű természetes radionuklidok** – vagy röviden: a **kozmozén radionuklidok** – (~10 darab) a kozmikus sugárzásnak köszönhetik létüket, mely folyamatosan újrateermeli őket bizonyos stabil nuklidokból magreakciók útján. Kettő közülük – a **radiokarbon** (^{14}C) és a **trícium** (^3H) – a légkör felső rétegeiben képződik nitrogénből neutronok hatására a következő reakciókban: $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$, ill. $^{14}\text{N}(n,t)^{12}\text{C}$, ahol t a triton, a trícium atommagja.

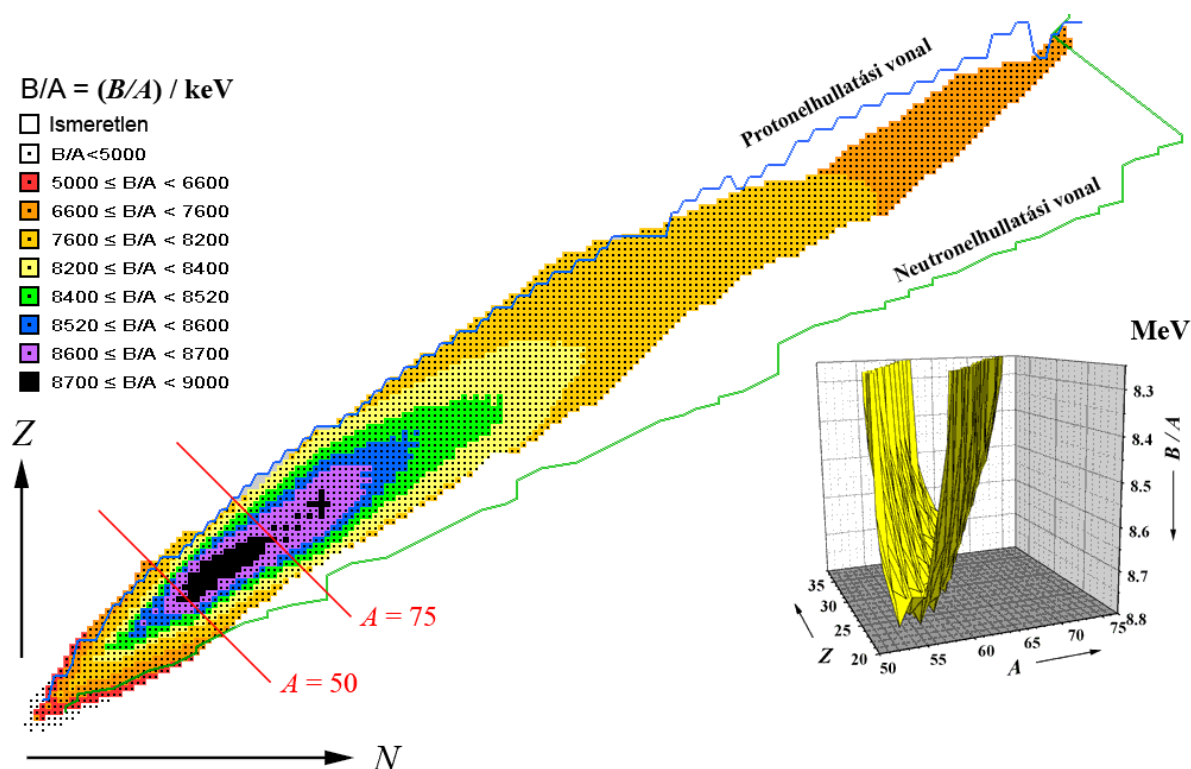
A nuklidtérképeken található többi radionuklid (jóval 2000 fölötti számról van szó ma már) mindegyike **mesterséges eredetű**. Ilyenek pl. a ^{22}Na , a ^{60}Co és a ^{137}Cs .

²⁶ Fontos tudni, hogy a kozmológiában, a „primordiális” jelzőt a fiatal világegyetem kezdeti szakaszában keletkezett stabil nuklidokra tartogatják, mint pl. a deutérium, ^2H , a hidrogén nehéz izotópjá.

9. Útban a nagyobb stabilitás felé – radioaktív bomlásfajták

9.1. Radioaktív bomlások és a nuklidtérkép

A 37. ábrán látható nuklidtérkép az egy nukleonra eső átlagos kötési energia nagysága szerint van kiszínezve, tehát egy fajta szintvonalas ábrázolását adja a stabilitás völgyének. Stabil nuklidok mindazonáltal nemcsak a völgy legalját reprezentáló fekete „gödörben” vannak (ahol a vasat és szomszédjait találjuk), hanem csaknem végig a völgyfenék hosszában annak felső negyedéig, ahogy a 38. ábra fekete cellái jelzik.



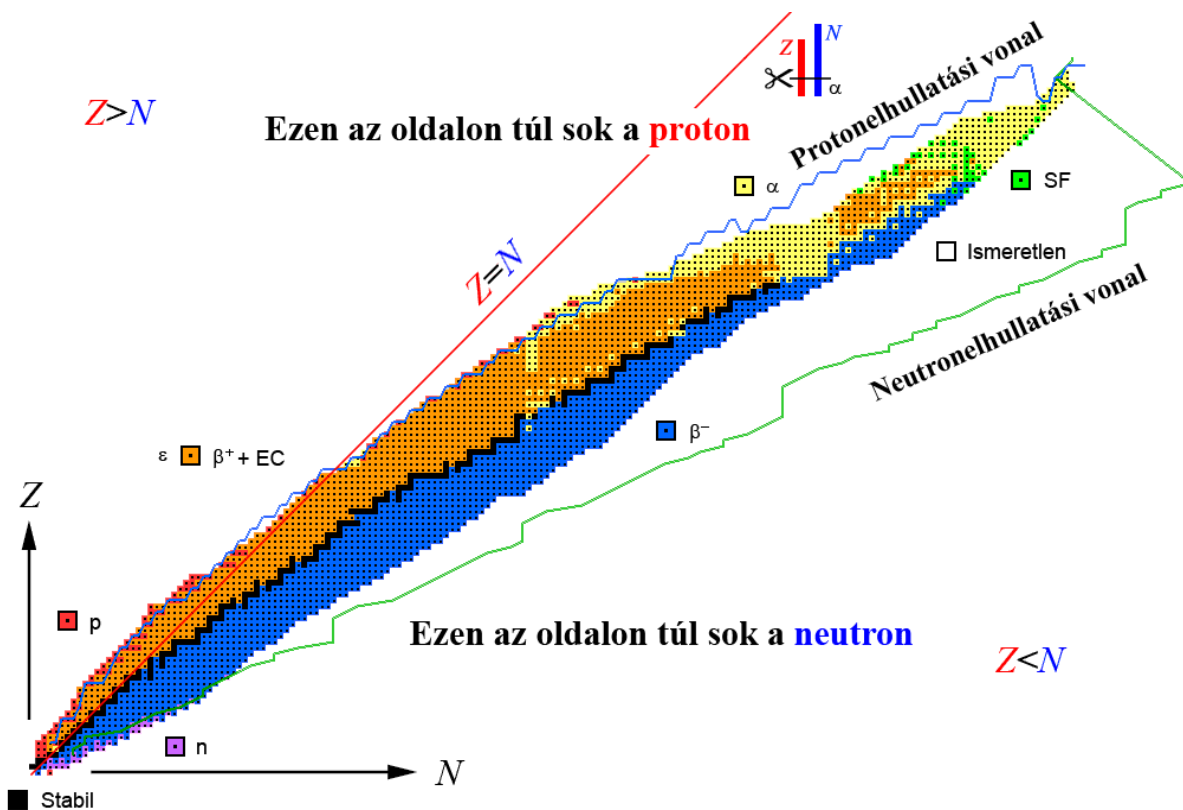
37. ábra: Az egy nukleonra eső átlagos kötési energia értéke szerint színezett nuklidtérkép. A fő ábra a *Nucleus-Win* nevű szoftver segítségével készült (*Nucleus-Win, a free software, produced by AMDC at CSNSM-Orsay*). Az elhullatási vonalak elméleti számítások eredményét tükrözik és azt a becsült határt jelzik, melyen túl a befogott proton, ill. neutron „nyomban” elpárolog a magból. A jobb alsó sarokban lévő 3D mellékábra a „béta-stabilitás völgyének” az $A = 50$ és $A = 75$ izobársíkokkal behatárolt legmélyebb szakaszát mutatja, mely a nikkelt, vasat és ezek szomszédságát tartalmazza. Az izobársíkok mentén lényegében parabolikus völgykeresztmetszet többé-kevésbé rücsközött képet mutat A bármely rögzített értékére, és a konkrét alak nagyban függ attól, hogy A éppen páros-e vagy páratlan (l. 43-44. ábra).

2006-ban kb. 228 nuklidot ismertek stabilnak. (Néhány évtizeddel korábban a számukat még 260 fölöttinek hitték, de közben kiderült, hogy vagy háromtucatnyi ezek közül – igen lassan ugyan, de – bomlik.) A legkönnyebb nuklidok felől elindulva, a völgy fenéke eléggé meredeken lejt egészen az abszolút minimumig, melyet a ^{62}Ni „fémjelez”, majd az ^{58}Fe és az ^{56}Fe következik kissé lemaradva a stabilitási versenyben. (Érdemes megjegyezni, hogy ennek ellenére a harmadik befutó sokkal gyakoribb a természetben, mint az első két helyezett, mert a nukleosintézis folyamatai az ^{56}Fe – és általában véve a vas – keletkezésének kedveznek. Ami a nyertes ^{62}Ni -t illeti, izotópgyakoriság tekintetében még a többi Ni-izotóphoz képest is hátul

kullog a 77. ábra szerint.) Ezután a völgy alja enyhén emelkedni kezd, ami a stabilitás csökkenését jelenti, míg végül a stabilitás a bizmuttal végképp lezárul. A bizmuton túl, ill. a völgy parabolikus oldalfalaiban a völgy teljes hosszában, kizárólag radionuklidokat találunk. Ezek – attól függően, hogy a völgy melyik oldalfalán vannak, mekkora magasságban, és a völgyhossz mely részén – különböző bomlásmódok segítségével törekednek nagyobb stabilitást elérni a völgy mélyebben fekvő pontjain.

A 38. ábrán látható nuklidtérkép színei a leggyakoribb bomlásmódokat azonosítják.

Az elméletileg számított **elhullatási vonalak** a stabilitási kanyon peremét jelzik az abszolút instabilitás fennsíkján, melyen túl további nukleonok számára nem jár előnnyel a csatlakozás az adott magokhoz.



38. ábra: Bomlásmód szerint színezett nuklidtérkép, mely a *Nucleus-Win* nevű szoftver segítségével készült (*Nucleus-Win, a free software, produced by AMDC at CSNSM-Orsay*). Az ábra magyarázatát a szövegben találjuk. Az ollós rajz az ábra felső részén (közvetlenül a $Z = N$ egyenes alatt) segít megérteni, hogyan képes csökkenteni az α -bomlás a protonok relatív számát egy neutronhiányos magban annak ellenére, hogy az α -részecske azonos számú protont és neutront visz el a magból. Vegyük észre, hogy az α -bomlás csak a $Z = N$ vonal alatt következik be, ahol $Z < N$. Ez azt jelenti, hogy a neutronhiány csupán relatív a protonok számához képest, nem pedig abszolút. A többi már nyilvánvaló: ha egyforma darabokat vágunk le két különböző hosszúságú pálcából, akkor a rövidebbik hossza (Z) viszonylag még kisebb lesz, mint a másiké (N).

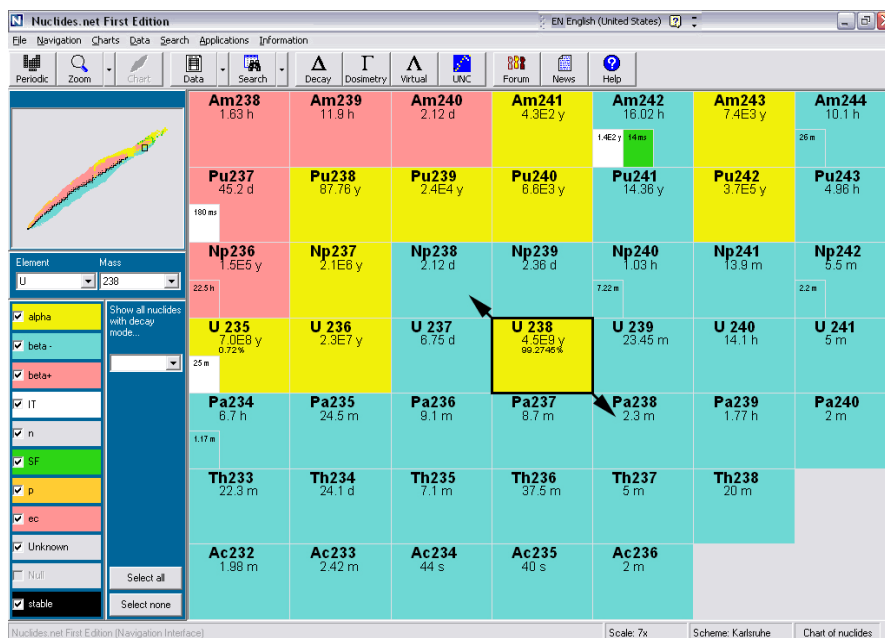
A völgy alján húzódó fekete cikcakkot **stabil nuklidok** foglalják el, melyekre a $Z : N$ arány optimális. Ha a világ csak termodinamikáról szólna, akkor az egyetlen stabil nuklid a ^{62}Ni volna, mely a stabilitás völgyének legalján üldögél. Ebben az esetben az egész Univerzum egyetlen hatalmas nikkelgolyó lenne, de nem az. Számunkra, mint szénalapú lényekre, nagy szerencse, hogy egy viszonylag fiatal Univerzumban élünk, mely messze jár még az effajta stabilitástól. (Lásd a legkönnyebb elemek, mint a H és a He, dominanciáját a 22. ábrán.)

Normális földi körülmények között befagyottnak tekinthető a mozgás a völgy alja mentén, vagy legalábbis igen-igen lassú. De az emberiség már most eljutott a technikai fejlődésnek arra a szintjére, ami lehetővé teszi számunkra, hogy ezt a mozgást felgyorsítsuk akár lefelé (hasadási fegyverek, ill. hasadási reaktorok), akár felfelé a völgyben (fúziós bombák és – remélhetőleg néhány évtizeden belül – a jövő fúziós reaktorai) hogy a vashoz/nikkelhez közelebb kerülve energiához jussunk.

A völgy „északi” lejtőin, ahol viszonylagos **neutronhiány** van, a domináns bomlási mód az **ϵ -bomlás** (β^+ és/vagy EC). Az alfa-bomlás csak az $A > 210$ esetén válik dominánssá, de aztán, $A = 230$ és $Z = 100$ fölött erős versenytársra akad a spontán hasadásban (SF).

Tudván azt, hogy **a mag Coulomb-gátja alacsonyabb a protonokra, mint az α -részecskékre**, meglepőnek tűnhet, hogy a Természet – az α -bomlás favorizálásával – ilyen nyakatekert módot választott ki arra, hogy a neutronszegény magok megszabadulhassanak viszonylagos protonfeleslegüktől. Tény ami tény: a kézenfekvőbbnek látszó lehetőséget, ti. a **spontán (nem β -késleltetett) protonemissziót** csak az 1970-es évek végén figyelték meg első alkalommal egy magizomer esetében. Az első alapállapotú magot, mely protonbomlást szenved, csak 1981-ben fedezték fel. Annak oka, hogy az α -bomlás előnyt élvez a p-bomlással szemben az, hogy a duplán mágikus ${}^4\text{He}$ magnak (l. 24. ábra) figyelemreméltóan nagy a stabilitása. Emiatt energetikailag kedvezőbbé válik a mag számára, hogy egy egész α -részecskét „megszüljön”, mint egy szimpla protont, kivéve akkor, amikor a mag a protonelhullatási vonal közelében van. Mindazonáltal nemcsak protonbomlást, de **kettős protonbomlást** is megfigyeltek már legalább egy alapállapotú mag esetében (${}^{45}\text{Fe}$, 2002).

A stabilitás völgyének **neutrongazdag „déli” lejtőin a β^- -bomlás** dominál le egészen a neutronelhullatási vonalig, de nagyon nagy A értékek estén az α -bomlás és az SF egyaránt versenyre kél vele. Például a ${}^{238}\text{U}$, a $4n+2$ sor ősanja (l. 39. ábra), már ebbe a kategóriába tartozik.



39. ábra: A ${}^{238}\text{U}$, a legnehezebb természetes előfordulású nuklid, a stabilitás völgyének „déli” oldalán található. Ez abból a tényből látszik, hogy mindkét (nyíllal jelzett) izobár szomszédja β^- -bomló nuklid. Ennek ellenére ő maga α -bomló egy igen-igen gyenge SF ággal, melynek lehetséges termékeit és azok hozamát a 47. ábra mutatja. (Az ábra a Nuclides.net szoftver képernyőfelvétele alapján készült.

Jelmagyarázat: alpha = α ; beta - = β^- ; beta + = β^+ ; IT = izomerátmenet; Unknown = ismeretlen.)

9.2. A béta- és az alfa-bomlás spontaneitásának vizsgálata

Mint korábban említettem, a Q -érték energiadimenziójú fizikai mennyiség, mely jól használható olyan nukleáris folyamatok jellemzésére, mint a radioaktív bomlás és a magreakciók. Hogy ne kelljen visszalapozni, hadd idézem fel a Q -érték definícióját:

$$Q = \sum_A m c^2 - \sum_\Omega m c^2 = \sum_\Omega E_{\text{kin}} - \sum_A E_{\text{kin}} = \Delta E_{\text{kin}}, \quad (79)$$

ahol m a részecske vagy atom tömegét jelenti, E_{kin} a kinetikus energia (abban az általános értelemben, hogy a foton teljes $E_\gamma = h\nu$ energiáját kinetikusnak tekintjük); „A” a reaktánsokra, „ Ω ” pedig a termékekre utal. Vagy – kevésbé felhasználóbarát, de praktikusabb jelöléssel – írhatjuk azt is, hogy:

$$Q = \left(\sum_A m - \sum_\Omega m \right) \times 931,494 \frac{\text{MeV}}{u} = \left(\sum_A M - \sum_\Omega M \right) \times 931,494 \text{ MeV}, \quad (80)$$

ahol u az egységes atomi tömegegység, M pedig a nuklidtömeg, ill. a részecsketömeg u -ban, ahogy arról a (17) egyenletnél szó volt:

$$M = m/u. \quad (81)$$

Vegyük észre, hogy a (80) egyenlet helyett ezt is írhattuk volna:

$$Q = (-\Delta M)_{A \rightarrow \Omega} \times 931,494 \text{ MeV}, \quad (82)$$

hiszen a vizsgált folyamat „tömegváltozásának” konvencionális értelmezése szerint $\Delta M \equiv \sum_\Omega M - \sum_A M$, vagyis a termékek (Ω) össztömege mínusz a reaktánsoké (A).

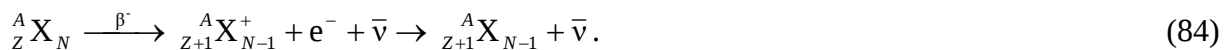
Mint említettem, a **spontán folyamatokat** az különbözteti meg a többtől, hogy kielégítik a következő feltételt:

$$Q > 0, \quad (83)$$

amely azt fejezi ki, hogy végbemenetelük nem igényel „külső segítséget”. Ez abból következik, hogy az ilyen folyamatok több energiát termelnek, mint amennyit fogyasztanak. (Vegyük észre, hogy a kritérium biztosítja, hogy a termékek összes kinetikus energiája nagyobb legyen, mint a reaktánsoké.)

Most a fenti kritérium teljesülése szempontjából fogjuk sorra venni a címben jelzett bomlásokat. Meg fogjuk látni, hogy a vizsgálat igen fontos különbségeket fog megállapítani a különböző típusú β -bomlások között.

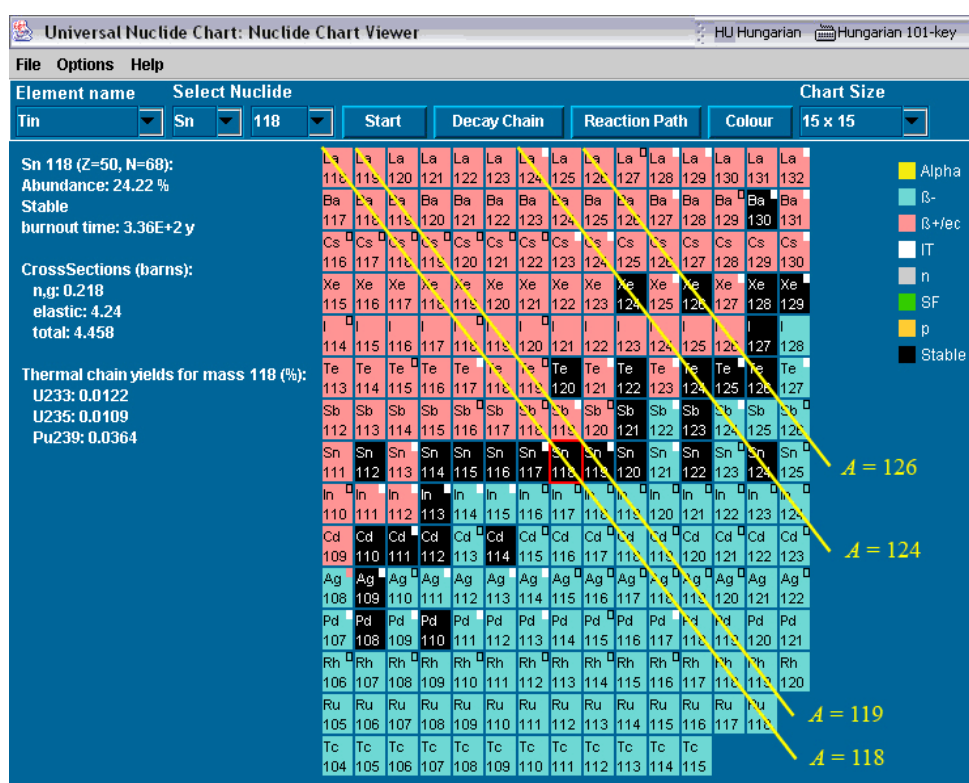
A **negatív béta-bomlás**, melynek prototípusa (a szabad neutron bomlása) példaként szolgál a spontán folyamatokat megjelenítő 8. ábrán, csupán egyike a béta-bomlás három alaptípusának. Atomokra vonatkozóan a β^- -bomlást a következő egyenlet írja le:



Az egyenlethez a következő „sztori” tartozik. „Az ${}_Z^A X_N$ **semleges atom** magjának egyik neutronja negatív béta-bomlással protonná alakul, miközben egy elektron és egy antineutrínó távozik a magból. Ezért mag N neutronszáma ($N-1$)-re csökken, míg a Z protonszáma ($Z+1$)-re nő. Eközben a mag $A = (N-1) + (Z+1) = N+Z$ nukleonszáma (tömegszám) nem változik jelezve, hogy a **β^- -bomlás izobár folyamat**. Minthogy eközben a héjelektronok száma (vagyis Z)

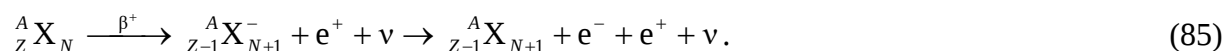
ugyancsak változatlan marad, a bomlás eredményeképp a periódusos rendszer következő elemének +1 töltésű izobár ionja keletkezik. Vagyis van egy „fölösleges” szabad elektron (ti. a β^- -részecske), továbbá egy lyuk a leányatom valamelyik pályáján. A szabad elektron és a lyuk „könyvelés” szempontjából kiejti egymást, vagyis a nettó eredmény egy semleges ${}_{Z+1}^AX_{N-1}$ atom keletkezése.”

Amint azt fentebb kiemeltem, a negatív béta-bomlás (mint a béta-bomlás mindegyik alaptípusa) izobár folyamat. Az ilyen bomlások sorozatában keletkező nuklidok mind ugyanazon az A tömegszámmal jellemzett izobár egyenesen maradnak (l. 40. ábra). Vegyük észre, hogy ha az A páros (pl. 118), akkor az egymást követő Z – N kombinációk váltakozva ...00, 11, 00, 11, ... típusúak lesznek (ahol 0 a párosság, 1 a páratlanság kódja, mely a 2-vel való osztás maradékára utal). Páratlan A esetén (pl. 119) a sorozat a következő lesz ...01, 10, 01, 10,



40. ábra: Képernyőábra a Radioactivity–Radionuclides–Radiation (*Universal Nuclide Chart*, Copyright European Communities, 2005) c. könyv CD-ROM mellékletének elektronikus nuklidtérképe nyomán. Ebben a speciális esetben a fekete cellák stabil és primordiális nuklidokat jelölnek, a színes cellák pedig radionuklidokat. A különböző cellaszínek különböző bomlásmódokat jelentenek, ahogy az ábra jobb oldalán látható magyarázat mutatja. A „kézzel” behúzott sárga lejtős egyenesek a 43. ábrán látható izobár nuklidokat kötik össze.

A **pozitív béta-bomlás** atomi egyenlete (mely egy *kötött* proton spontán átalakulását fejezi ki egy *kötött* neutronná, miközben a mag egy pozitront és egy neutrínót lök ki) a következő:

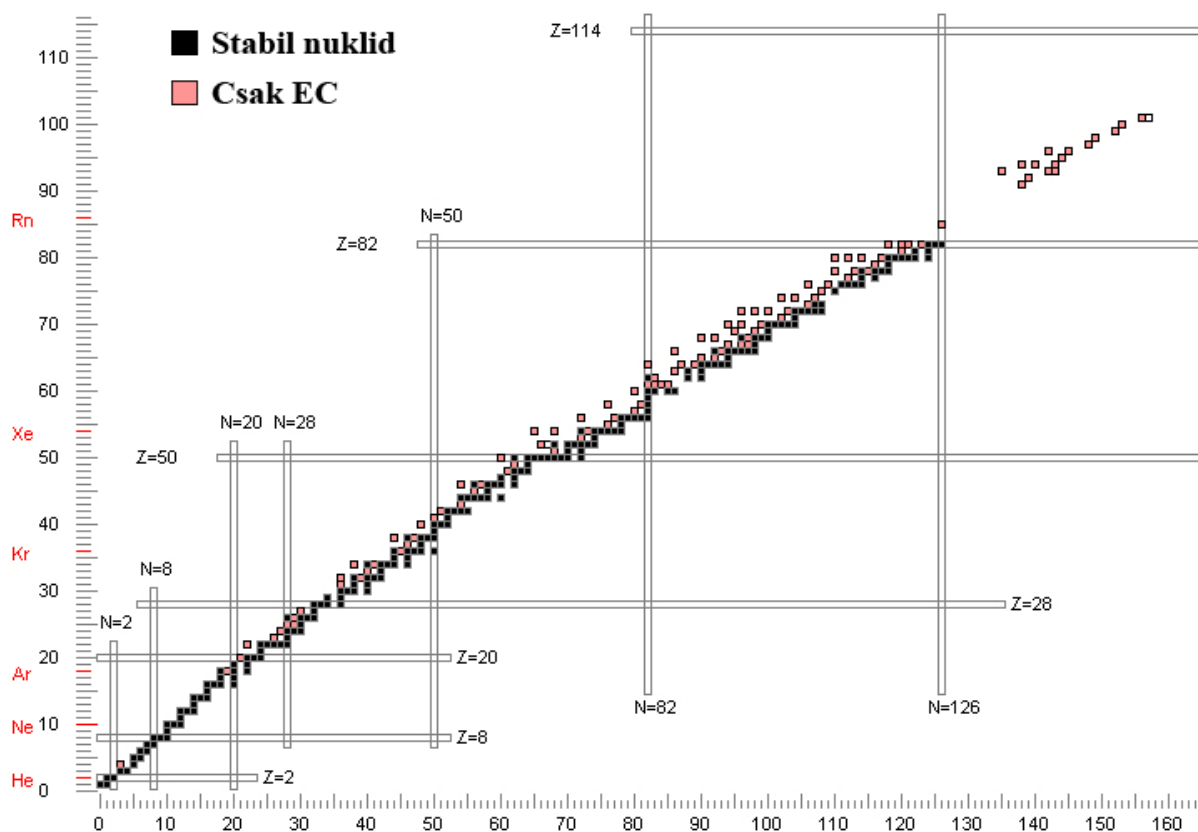


Vegyük észre, hogy ezúttal a semleges atomokra felírt folyamat egy negatront és egy pozitront eredményez többletként, amelyek nem ejtik ki egymást a „könyvelésben”. Ami azt illet, kettőjük annihilációja során két elektrontömeg energia-egyenértéke ($2m_e c^2 = 1022 \text{ keV}$) szabadul fel, amit figyelembe kell venni az átalakulás energiamérlegének felállításakor.

Van egy harmadik alaptípusa is a β -bomlásnak, melyet **elektronbefogásnak** (EC) hívnak, mely – a β^+ -bomláshoz hasonlóan – egy *kötött* proton neutronná alakulásával jár. Ha nincs jelentősége a két versengő folyamat (ti. a β^+ és az EC) megkülönböztetésének, akkor a kettőt együtt a görög ϵ betűvel fogom jelölni (amely a szakirodalomban gyakran az EC jelölés alternatívája) és **ϵ -bomlásnak**²⁷ fogom hívni. Az elektronbefogás maga sem bomlás a szó szoros értelmében, hiszen a mag kölcsönhatásán alapszik egy (atomi) elektronnal (legtöbbször egy K-electronnal, mert az 1s elektronoknak van a legnagyobb előfordulási sűrűségük a mag közepén, ami az EC legvalószínűbb partnerévé teszi őket). Annak az esélye, hogy egy héjelektron rendelkezésre álljon, amikor csak a mag „kedve úgy hozza”, hogy elektronbefogással elbomolják, a Z rendszámmal együtt növekszik. Ennek két oka is van:

- Az elektronburok „belső része” (különösen a legbelső K-héj) egyre inkább összehúzódik, ahogy a mag töltésszáma növekszik.
- A nagy rendszámú magok nehezebbek szoktak lenni, ami azt jelenti, hogy nagyobb a térfogatuk, minthogy a (43) egyenlet szerint a magtérfogat arányos az A tömegszámmal.

A fentiek miatt az EC önmagában (tehát versengő β^+ -bomlás nélkül) elsősorban nehezebb magoknál fordul elő, ahogy a 41. ábra is mutatja.



41. ábra: Ez az ábra a Nucleonica (<https://nucleonica.com/>) Nuclide Explorer funkciójával készült. Csak kétfajta nuklidot választottam ki megjelenítésre, nevezetesen a stabilakat, valamint azokat az instabilakat, amelyek kizárólag EC útján tudnak elbomlani. Nyilvánvaló tendencia érzékelhető az ábrából, ti. az, hogy az EC főleg nehéz magoknál fordul elő, amelyek térfogata sokkal nagyobb átfedésben van a héjelektronok hullámfüggvényével, különösen, ami az 1s-héjat (K-elektronokat) illeti.

²⁷ Az „ ϵ -bomlás” helyi használatú kifejezés, mely praktikus ugyan, de nem bevett *terminus technicus*. Ezért nem célszerű idegenek előtt említeni, mert úgysem fogja senki érteni, miről van szó.

Az EC atomi egyenlete a következő:

$${}_Z^A X_N \xrightarrow{\text{EC}} {}_{Z-1}^A X_{N+1}^* + \nu \rightarrow {}_{Z-1}^A X_{N+1} + \nu + E_K, \quad (86)$$

ahol $E_K > 0$ a K-elektron kötési energiája, ill. az az energia, ami felszabadul, miután az átrendeződött héjelektronok megtalálták a helyüket a legalacsonyabb energiaszinteken. Amint látjuk, ezúttal a sztori (és a kapcsolatos egyenlet) nem ugyanaz, mint a β^+ -bomlás esetében, minthogy a protonok és a héjelektronok száma egyszerre csökken eggyel, és ezért a semleges anyaatom egy másik semleges atommá alakul a „könyvelés” szempontjából. Mindazonáltal az illető atom erősen gerjesztett állapotban keletkezik (erre utal a $*$ szimbólum), hiszen a lyuk az egyik belső héjon található (mint mondtam, leggyakrabban a K-héjon).

Hangsúlyozom, hogy a **fenti sztorik célja** csak az, hogy megkönnyítsék az egyenletek által tükrözött mérlegek felállítását. Az igazi sztorik bonyolultabbak, mivel a mag elbomlása hatalmas sokként éri az atomot, ami többszörös ionizációhoz stb. vezethet. Pl. az EC esetében, a **belső héjon keletkezett lyuk** gyorsan betöltődik egy külső héjról, ezért a bomlást **karakterisztikus röntgensugárzás**, ill. **Auger-elektronok emissziója** követi. Az elektron, miközben a mag befogja, gyorsul, ezért a **belső fékezési sugárzás** ugyancsak jellemző erre a bomlásfajtára. A **gamma-sugárzás** szintén gyakori velejárója mindenféle β -bomlásnak, mert a leánymag sokszor a lehetséges gerjesztett állapotok egyikében „jön a világra”, s a gerjesztés energiája többnyire egy gamma-foton emissziója révén távozik.

A spontaneitás általános feltételét, melyet a (80) és (83) egyenlet fogalmaz meg, a következő módon alkalmazhatuk a béta-bomlás alaptípusaira.

Az antineutrínó tömegét elhanyagolva – amit a 8. ábra és az 2. táblázat alapján bátran megtehetünk – a (84) egyenlet alapján nyomban felírható a **negatív béta-bomlás spontaneitási feltétele** mint az anya- és a leányatom tömegkülönbségére vonatkozó kritérium:

$$Q_{\beta^-} = (-\Delta M)_{\beta^-} \times 931,494 \text{ MeV} > 0, \quad (87)$$

ahol:

$$(-\Delta M)_{\beta^-} = {}_Z^A M - {}_{Z+1}^A M. \quad (88)$$

Az **ε -bomlásra vonatkozó nuklidtömeg-különbség** az anyaatom és a leányatom között:

$$(-\Delta M)_{\varepsilon} = {}_Z^A M - {}_{Z-1}^A M. \quad (89)$$

Vezessük be a következő energiamennyiséget, mely a fenti tömegkülönbséggel kapcsolatos:

$$Q_{\varepsilon} = (-\Delta M)_{\varepsilon} \times 931,494 \text{ MeV}. \quad (90)$$

A fenti jelöléssel a (85) egyenletből a következő egyenlőtlenségre jutunk:

$$Q_{\beta^+} = Q_{\varepsilon} - 2m_e c^2 = Q_{\varepsilon} - 1022 \text{ keV} > 0,$$

amelyből a **pozitív béta-bomlás spontaneitási feltétele**:

$$Q_{\varepsilon} > 1022 \text{ keV}. \quad (91)$$

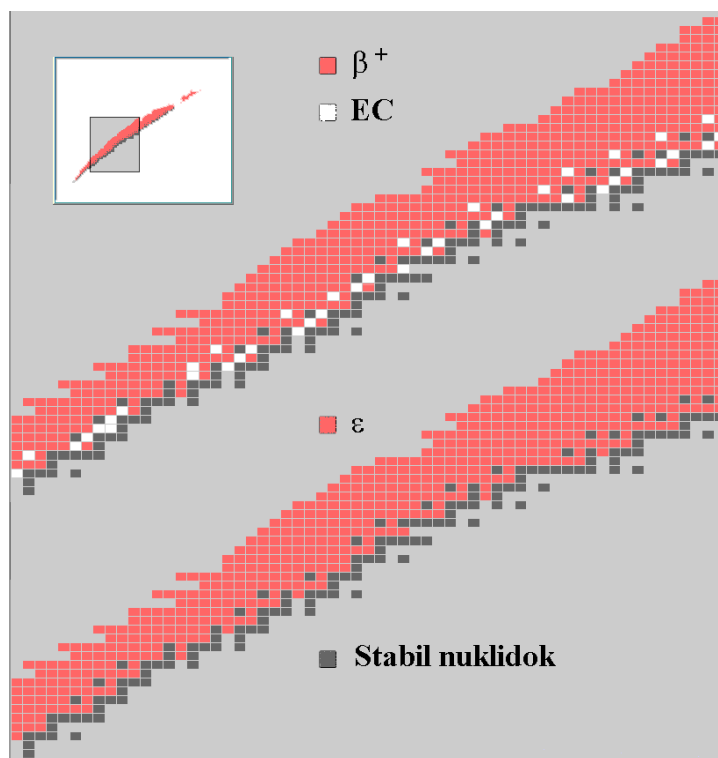
Az EC esetében a (86) egyenlet alapján ezt kapjuk:

$$Q_{\text{EC}} = Q_{\varepsilon} - E_K > 0. \quad (92)$$

Eszerint az **elektronbefogás spontaneitási feltétele**:

$$Q_{\varepsilon} > E_K. \quad (93)$$

A (91) és a (93) egyenlőtlenséget összevetve látszik, hogy **az EC végbemenetelének energetikai feltétele kevésbé szigorú, mint a β^+ -bomlásé**, hiszen E_K mindössze ~ 150 keV még a ${}_{102}\text{No}$ esetében is. Másrészt viszont a β^+ -bomlás igen gyorsan lejátszódhat, ha a tömegcsökkenés energia-egyenértéke jelentősen meghaladja az 1022 keV-es küszöböt. (Lásd a 42. ábrát is.)

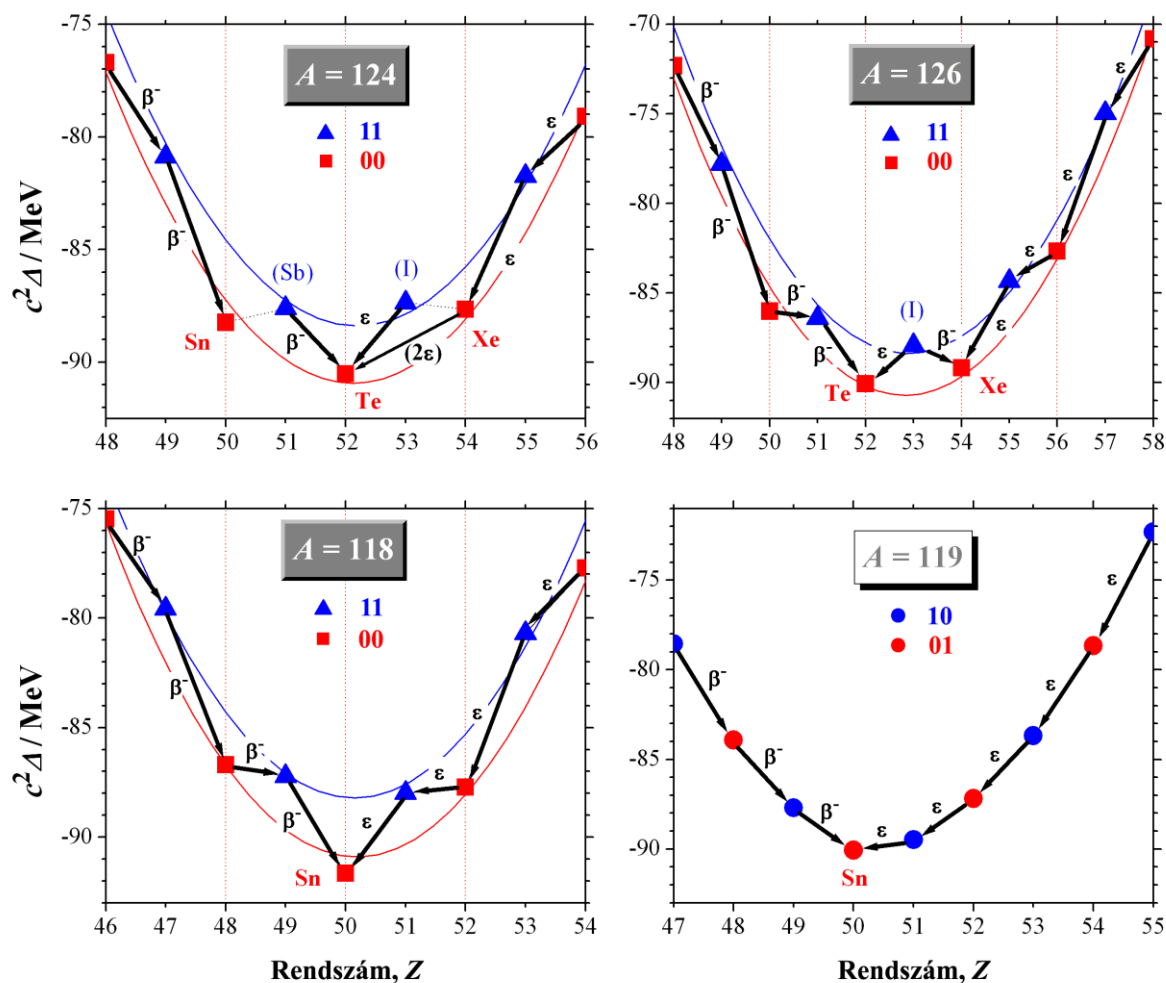


42. ábra: Ez az ábra a *Nuclides.Net* nevű szoftver képernyőfelvételei segítségével készült. A szoftver külön jeleníti meg az „ ε -bomlás” két válfaját, vagyis a pozitív béta-bomlást (β^+) és az elektronbefogást (EC). A kis belső ábra a nuklidtérképnek azt a részét emeli ki, amely alapján a fő ábra diagramjai készültek. A felső diagram esetében csak a stabil és a β^+ -bomló nuklidokat színeztam ki. A fehérén hagyott cellák olyan ε -bomló nuklidokat tartalmaznak, melyek számára csak az EC lehetséges, mert – a béta-stabilitás völgyének aljához közel lévén – a β^+ -bomlás feltételei ritkábban teljesülnek. Tudniillik az utóbbi csak akkor következhet be, ha az ε -bomlást megengedő tömegcsökkenés legalább $2 m_e$ (1,022 MeV). Ugyanakkor viszont a völgy keresztmetszeti profilját meghatározó tömegparabolák viszonylag laposak a minimum környékén, ami ekkora tömegcsökkenést gyakran lehetetlenné tesz. (Lásd a 43. és 37. ábrát is.)

Annak érdekében, hogy megítélhessük egy nuklid stabilitását a béta-bomlás különböző alaptípusaival szemben, érdemes grafikont készíteni azokból az izobár adatokból, melyeket a következő formulával definiált Δ **tömegtöbblet** szolgáltat:

$${}^A_Z\Delta = ({}^A_ZM - A)u. \quad (94)$$

Vegyük észre, hogy izobár nuklidok esetében (lásd a 43. és 44. ábrát) a tömegtöbblet ugyanazt a görbét adja, mint az $m_a = M u$ atomtömeg, azzal az egy különbséggel, hogy az adatpontok/görbék egy $A u$ állandó értékkel el vannak csúsztatva az origó felé. A 43. ábra segít annak megértésében is, hogy a 40. ábrán miért éppen a fekete cellák azok, amelyek a stabil nuklidokat tartalmazzák a képernyőfelvételre pingált ferde egyeneseken sorakozó izobár nuklidok közül.



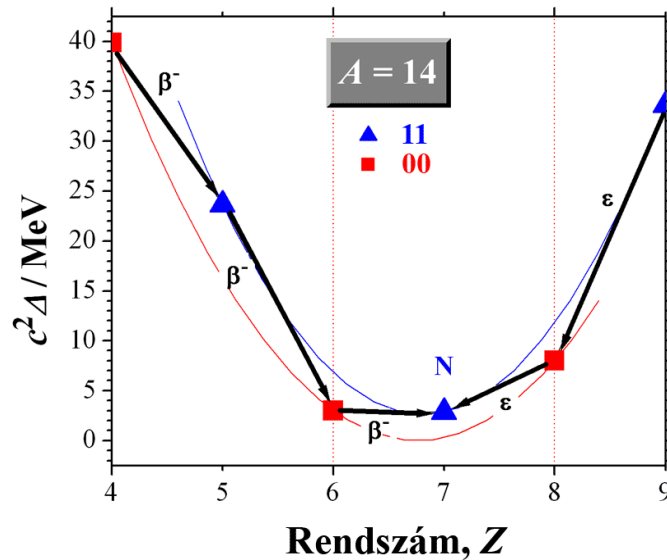
43. ábra: A 40. ábrán sárga vonallal összekötött izobár nuklidok tömegparabolái a legnagyobb stabilitás (minimum) közelében. Amint látjuk, szembejövő a különbség az egyetlen páratlan- A grafikonon (jobb alsó panel) és a többi ábra közt, amelyek mind páros- A nuklidokat mutatnak. Bővebb magyarázat a szövegben. (Jelmagyarázat: $0 =$ páros; $1 =$ páratlan; $00, 01, 10, 11 = Z \& N$ párossága ebben a sorrendben.)

A **tömegparabolák** – melyeket a 43. ábra mint tömegtöbblet vs. rendszám diagramokat mutat be izobár nuklidokra – jellegzetesen különböző képet mutatnak a **páratlan- A nuklidok** (jobb alsó panel) és a **páros- A nuklidok** esetén (a többi panel). Az (59) egyenletből ugyanis következik, hogy a páratlan- A izobár nuklidok minden esetben egyetlen parabola mentén sorakoznak. Másfelől viszont a páros- A izobár nuklidok két parabolát foglalnak el, mert a páratlan- Z & páratlan- N kombinációk (11) parabola felé felé tolik el a kisebb stabilitás irányába, míg a páros- Z & páros- N kombinációké (00) lejjebb csúszik a nagyobb stabilitás felé.

A spontán izobár folyamatok közé tartozó egyszerű β -bomlások (tehát az ϵ - és a β^- -bomlás) egy-egy lépésben eggyel változtatják meg a rendszámot. A spontaneitás megköveteli, hogy a nyugalmi energia (tömeg) minden egyes lépésben csökkenjen, ahogy azt a 43. ábra nyilai mutatják, melyek mindegyike egy-egy ténylegesen megfigyelt bomlást szemléltet. Ennek következtében **bármely páratlan A -hoz csakis egy béta-stabil nuklid tartozhat**. Ez az egyetlen béta-stabil nuklid vagy egy 01 kombinációjú (mint a ^{119}Sn a fenti példában) vagy egy 10 fajtájú ugyanakkora eséllyel (lásd a 23. ábra alsó paneljeit).

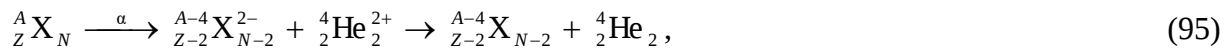
Ugyanakkor a béta-stabil páros- A izobárok száma 1, 2 vagy akár 3 is lehet (lásd a 23. ábra

felső paneljeit). Figyeljük meg, hogy a 43. ábra jobb felső paneljén látható egy instabil nuklid (^{126}I), mely mind β^- -bomlással, mind ϵ -bomlással képes nagyobb stabilitást elérni (lásd a 45. ábra bomlássémáját). Ilyen furcsa viselkedés páratlan-páratlan (**11**) nuklidok esetében figyelhető meg (kb. 50 ilyen két irányba bomló nuklid létezik összesen). Figyeljük meg azt is, hogy a bal felső panelen látható ^{124}Xe nuklid nem teljesen stabil, hanem igen-igen lassan (csaknem tízmilliószor hosszabb felezési idővel, mint az Univerzum kora) ^{124}Te nukliddá bomlik. Ezt az átalakulást a **2 ϵ -bomlás** teszi lehetővé, mely a **kettős béta-bomlás** egy speciális változata, amikor is két pozitron emittálódik vagy két héjelektron fogódik be egyszerre, miközben két neutrínó is a világra jön. Figyeljük meg, hogy a ^{124}Sb és a ^{124}I nem mutatja a ^{126}I különös viselkedését, noha mindkét szomszédjuk kisebb tömegű, amint az jól látható a nuklidokat összekötő pontozott vonal lejtésirányából. Ebből is látszik, hogy a $Q > 0$ spontaneitási feltétel (mely mindkét irányban teljesül) csupán szükséges, de nem elégséges feltétele a bomlásnak. Különösen szembeszökő ez a β -bomlás esetében, ahol nem akadályozza a Coulomb-gát a bomlást. Ellenben a bomlás valószínűségét csökkenti, ha kicsi az energianyereség, mint itt is, továbbá más tényezőknek is szerepük van, melyekre nem térek ki.



44. ábra: A 163 stabil páros- A nuklid közt mindössze 4 olyan akad, melyekre mind Z , mind N páratlan szám (lásd a 23. ábra jobb felső paneljét). A fenti grafikon segít megérteni ennek okát. A könnyű magok esetében a tömegparabolák viszonylag sokkal meredekebbek a minimum tájékán, mint a többi esetben. Ezért, ha a minimum véletlenül egy páratlan- Z érték közelébe esik, akkor a szomszédos **00** izobár nuklidok valamivel az **11** kombináció – a jelen esetben a ^{14}N – tömege fölött találhatják magukat, miáltal a **11** nuklid (minden esély ellenére) stabilabbnak mutatkozik, mint bármelyikük. **(Jelmagyarázat: 0 = páros; 1 = páratlan; 00, 11 = Z & N páros-páros, ill. páratlan-páratlan.)**

A tömegtöbbletet nem lehet közvetlenül felhasználni a nem-izobár nuklidok stabilitásának összehasonlítására. Ugyanakkor bármely bomlás Q -értékének pozitívnak kell lennie, mert különben a bomlás nem mehetne (önként) végbe. Például az **alfa-bomlás** esetében, amikor is egy $^4\text{He}^{2+}$ ion (más szóval egy α -részecske) szabadul ki a magból:



a bomlás végbemenetelének szükséges feltétele a következő alakban fogalmazható meg a Q -érték segítségével:

$$Q_\alpha = (-\Delta M)_\alpha \times 931,494 \text{ MeV} > 0, \quad (96)$$

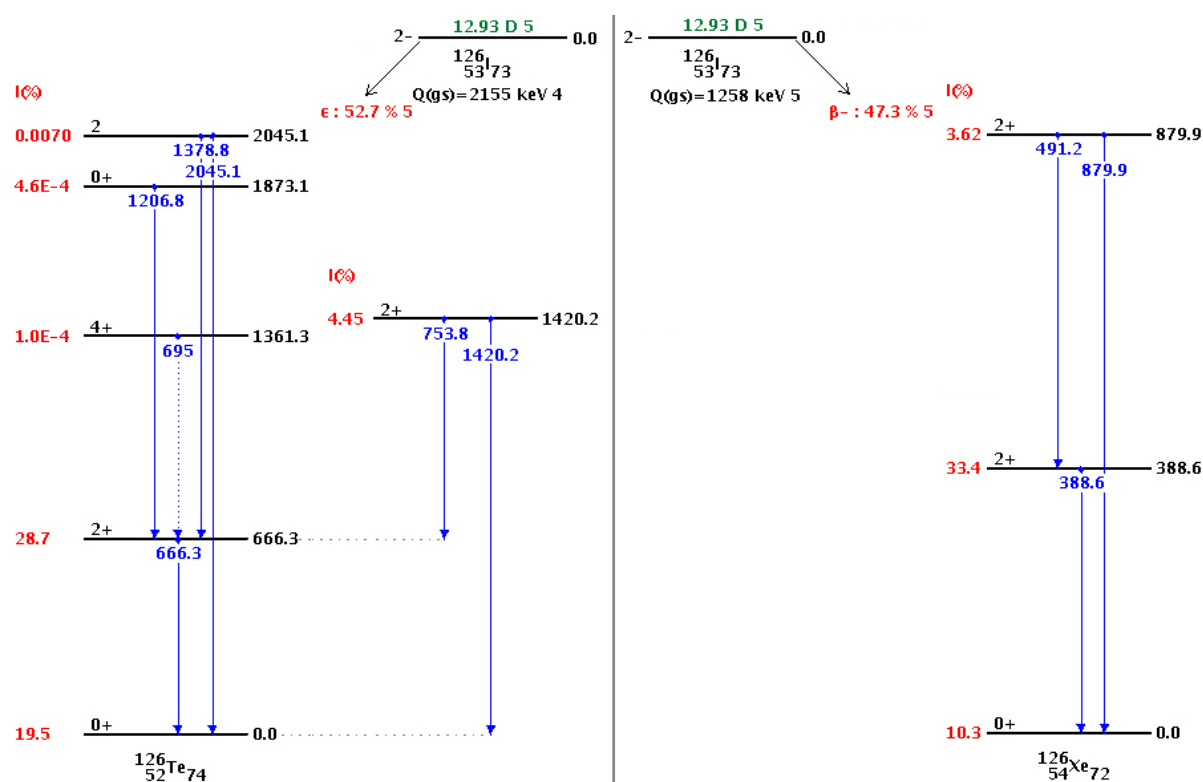
ahol:

$$(-\Delta M)_\alpha = {}^A_Z M - {}^{A-4}_{Z-2} M - {}^4_2 M . \quad (97)$$

9.3. A gamma-bomlás

Az alfa- és a béta-bomlás stb. után gyakran gerjesztett állapotú leánymag keletkezik (lásd pl. a 45. ábrát). A gerjesztési szintek diszkrétnek, ahogy az a héjmodellből következik, és néha egészen bonyolult rendszert alkotnak. A gerjesztett mag részére több út is kínálkozik, hogy fölös energiájától megszabaduljon.

A leggyakoribb folyamat a **γ -emisszió**, amikor is egy γ -foton viszi el a mag két energiaszintje közötti különbséget. Ez a folyamat az atomok karakterisztikus röntgenemissziójának, ill. fényemissziójának megfelelője.



45. ábra: A fenti bomlásséma szerint a ${}^{126}\text{I}$ nuklid ϵ - and β^- -bomlással egyaránt képes átalakulni (l. a 43. ábra jobb felső paneljét is) a **zöld adat** által jelzett felezési idővel. Az ϵ ág 52,7%-os részesedésének mindössze kb. 2/100 részét (1,01%) teszi ki a β^- -bomlás, a többi EC-ből származik. Csak azok a leánynuklidszintek látszanak, amelyek az anya bomlása által elérhetők. **I(%)** azon bomlások gyakoriságát adja meg százalékban, amelyeknek az adott szint a „végállomása”. A **kék számok** a γ -átmenet energiáját mutatják keV-ben, a feketék pedig a szint magasságát az alapszinthez képest. A szintekhez írt 2-, 0+ stb. szimbólumok a magspint és a paritást jelzik. (Information extracted from the Chart of Nuclides database, National Nuclear Data Center, **NuDat 3**)²⁸

A γ -emisszió alternatív folyamata a **belső konverzió** (*internal conversion: IC*), amikor a magenergiszintek közötti különbséget egy héjelektron viszi el, mely leggyakrabban a K-héjról szakad ki. Minthogy az elektron eredetileg kötésben volt, a kinetikus energiája (E_e)

²⁸ Ez az adatbázis egyike azon kevés helyeknek, ahol az ϵ jelölés alatt ugyanazt értik, ami én, vagyis a β^- -bomlást és az elektronbefogást (EC) együtt, nem pedig az EC-t önmagában.

kisebbsé lesz, mint a fotoné lett volna:

$$E_{e^-} = E_\gamma - E_K, \quad (98)$$

ahol E_γ a fotonenergia és E_K az elektron kötési energiája.

Kevésbé gyakori alternatíva a γ -emisszió számára a **(belső) párképződés (PP)**, amikor a gerjesztési energia egy **pozitron–negatron pár** tömegévé és kinetikus energiájává alakul. Mondanom sem kell, hogy a PP csak akkor mehet végbe, ha a gerjesztési energia legalább 1022 keV, $2m_e$ energia-egyenértéke. A PP-események gyakorisága így sem nagyobb, mint a γ -események $\sim 1\%$ -e.

A fenti három folyamatot együtt **γ -bomlásnak** hívjuk.

A PP-t figyelmen kívül hagyva, az IC-események és a γ -emissziós események arányát **konverziós koefficiensnek** hívják (α), melynek értéke 0-tól (csak gamma-emisszió) a ∞ -ig (csak belső konverzió) terjedhet. Az utóbbi határ – mely a γ -emisszió kizárását jelenti – lényegében „elérődik” egyes esetekben. A **kizárólagos belső konverziót** olyan magizomereknél figyelték meg, amelyek esetében az ún. multipolaritással kapcsolatos kiválasztási szabályok tiltják a foton általi legerjesztődést. Ugyanakkor a belső konverzió előtt szabad az út, hiszen pl. a K-elektronok bizonyos valószínűséggel mindig rendelkezésre állnak a magban, hogy azt fölösleges energiájától megszabadítsák. Általában véve – a dolog valószínűségi hátterénél fogva – a belső konverzió ugyanúgy a nagyobb rendszámú nuklidokra jellemző alternatívája a γ -emisszióknak a γ -bomlás esetében, mint ahogy az elektronbefogás (EC) a β^+ -bomlásnak a béta-bomlás esetében.

Megjegyzés: A „belső konverzió” kifejezés a régi idők emlékét őrzi, amikor még úgy gondoltak erre a jelenségre mint kétlépéses folyamatra, amely egy γ -foton emissziójával kezdődik, majd ez a foton még ugyanazon atomban fotoeffektust szenved, miáltal egy kilökött héjelektron kinetikus energiájává konvertálódik. Az a tény, hogy egyes nuklidok esetében nem figyelhető meg γ -emisszió, konverziós elektronok viszont detektálhatók, a modell tarthatatlanságát bizonyítja, mindamellett a név megmaradt.

Néha a gerjesztett állapot viszonylag hosszú életű. Mint említettem, az ilyen állapotú magot/nuklidot **magizomernek** nevezik, az állapotot magát pedig **metastabil állapotnak**. Utóbbiból ered a magizomer megkülönböztető szimbóluma: ^{Am}X . Különösen sok hosszú élettartamú magizomer fordul elő a mágikus neutron-, ill. protonszámok környékén. A kritikus felezési idő, mely felett egy gerjesztett mag rászolgál a magizomer címre (és így egyben arra is, hogy a IUPAC szerint független nuklidnak tekintsük), fokozatosan lejjebb kúszik az évekkel. Néhány évtizede a kritérium még 1 ms körül lehetett, ma viszont már csak kb. 1 ns. (Ez azt is jelenti, hogy azon atomi specíesek száma, amelyeket különböző nuklidoknak tekintünk, pusztán emiatt is jelentősen megnőtt a mondott időszak során.)

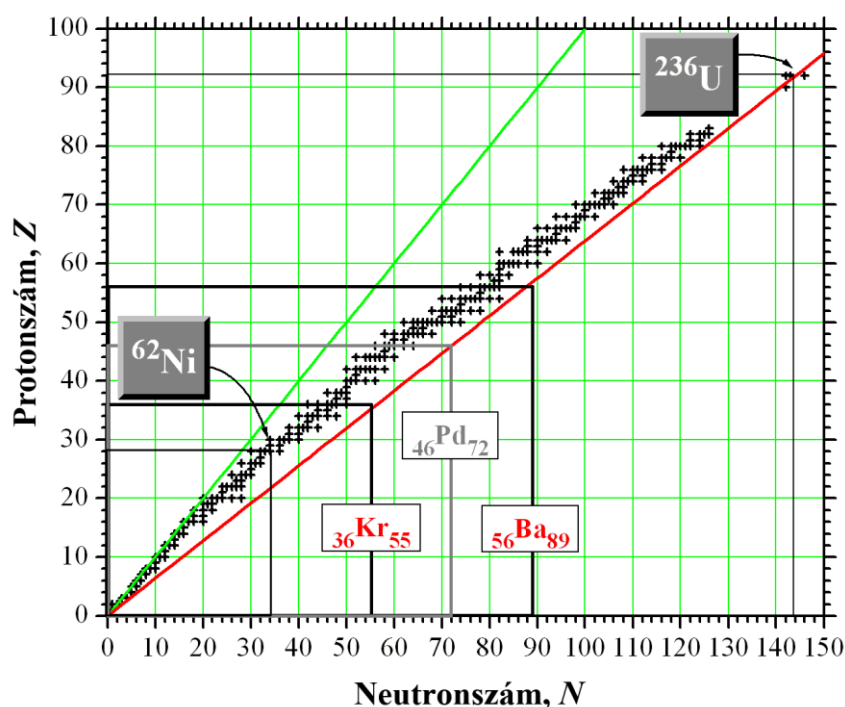
A magizomerek normálisan γ -bomlással jutnak alacsonyabb energiaállapotba, amit, ebben a speciális esetben, **izomerátmenetnek** (*isomeric transition: IT*) hívunk.

A magizomerek azonban a nagyobb stabilitást másképp is elérhetik. Tulajdonképpen az 1921-es felfedezésük is egy ilyen „rendhagyó” átalakulással kapcsolatos, ti. O. Hahn megfigyelte, hogy a ^{234}Pa (a protaktínium egy β -bomló izotópja) két radioaktív komponenszt tartalmaz különböző felezési időkkel (1,17 min és 6,7 h). Az 1,17 perces komponensről kiderült, hogy a ^{234m}Pa magizomer β -bomlásával kapcsolatos.

9.4. Maghasadás

A **spontán hasadás** (SF) a legnehezebb magok bomlásmódja. A Q -értéke igen nagy, kb. 200 MeV nagyságrendű, ami az SF-bomló magokat igen nagy erejű „időzített bombákká” teszi – szerencsére csak szubmikroszkopikus léptékben.

Az SF jellemzően **biner hasadásként** valósul meg, ami azt jelenti, hogy az X mag két fő részre szakad (F_1 és F_2), melyeket **hasadványoknak** nevezünk. (Megjegyzem: **terner hasadás** is előfordul igen kis valószínűséggel. Ilyenkor a mag három összemérhető nagyságú részre szakad.) A hasadványokból lényegében rögtön (azaz ~ 1 fs-on belül) néhány **prompt neutron** párolog el, miáltal **elsődleges hasadási termékekké** (P_1 és P_2) alakulnak²⁹:



46. ábra: A hasadványok béta-aktivitásának magyarázata a csak stabil és primordiális nuklidokat mutató nuklidtérkép segítségével. Minthogy a stabilitás völgye ívben elkanyarodik a $Z = N$ (zöld) egyenestől, a hasadóképes nehéz magok proton–neutron arányát a **piros**hoz hasonló, kevésbé meredek egyenes fejezi ki ($Z \approx 0,64 N$), mely a völgy „déli”, neutrongazdag oldalán halad. Ha a (csupán csak a példa kedvéért vett) ^{236}U szimmetrikusan elhasadna³⁰, akkor (a prompt neutronokról megfeledkezve) két ^{118}Pd magot kapnánk. Ha egy **nuklidtérképet** megnézünk, látjuk, hogy a legnehezebb stabil palládiumizotóp, a ^{110}Pd , a stabilitás egy fajta szigete, melyet csupa béta-bomló nuklid vesz körül, ezért a ^{118}Pd -ot két gyors β^- -bomlás választja el a stabilitástól. Igaz, hogy a nehéz magok zöme aszimmetrikusan hasad, de a valós viszonyokat jobban tükröző kripton (^{91}Kr) és bárium (^{145}Ba) hasadvány ugyancsak erre az oldalra esik. Figyeljük meg, hogy még a könnyebb hasadvány is túl van völgy legmélyebb pontján, melyet a ^{62}Ni foglal el (l. 37. ábra).

²⁹ A magyar szakirodalomban nem alakult ki egységes gyakorlat a hasadvány (*fission fragment*) és a hasadási termék (*fission product*) kifejezések használatában. Az angolban sincs teljes egyetértés ebben, ti. van, aki a *fission fragment* kifejezést használja a *primary fission product* (elsődleges hasadási termék) esetében is, van aki nem. Maradjunk abban, hogy minden hasadvány hasadási termék, de nem minden hasadási termék hasadvány.

³⁰ A ^{236}U nem tartozik a primordiális radionuklidok közé. A ^{235}U magból keletkezik neutronbefogással, ami végül is hasadáshoz vezet.

Az SF elsődleges termékei (akárcsak a neutronok által kiváltott hasadás esetében) általában különböző tömegűek, széles és (tipikusan) **bimodális** (kétmaximumú) **tömegeloszlással**. Így a következő példa, mely a $^{252}_{98}\text{Cf}$ SF-bomlását mutatja, csupán egyike (és nem is a leggyakoribbika) a változatos összetételű elsődleges termékek számos kombinációjának:



Érdekes megjegyezni, hogy a stabil stronciumizotópok neutronszáma $N = 46 \dots 50$ között van, a neodímiumé pedig $N = 82 \dots 88$ közé esik. Ezért a fenti példa azt is demonstrálja, hogy az elsődleges hasadási termékek (a prompt neutronok elpárolgása ellenére is még mindig) a stabilitás völgyének „déli”, túlságosan neutrongazdag lejtőjére esnek (l. 46. ábra), és ezért egy sor β^- -bomlással igyekeznek a völgy alját elérni.

Az ilyen bomlási sorozatot **izobár sornak** fogom hívni (angolul: *mass chain*), minthogy a β^- -bomlás izobár folyamat. Ebből adódóan a sor valamennyi tagjának ugyanaz az A tömegszáma, mint az elsődleges hasadási terméknek, amelyből keletkeztek (figyelmen kívül hagyva pl. a **késleltetett neutronokat** termelő β^-n **béta-késleltetett neutronbomlást**, mely kivezet az izobár sorból). Az elsődleges hasadási termék valamennyi bomlástermékét hasadási terméknek nevezik. A **hasadási termék** kifejezés magában foglalja a hasadványt és az elsődleges hasadási termékeket is.

A hasadási termékek eloszlását különféle **hasadási hozamokkal** szokták jellemezni, melyek közül kettőt igyekszem megmagyarázni, ill. a ^{238}U spontán hasadásának példájával szemléltetni (l. 47. ábra).

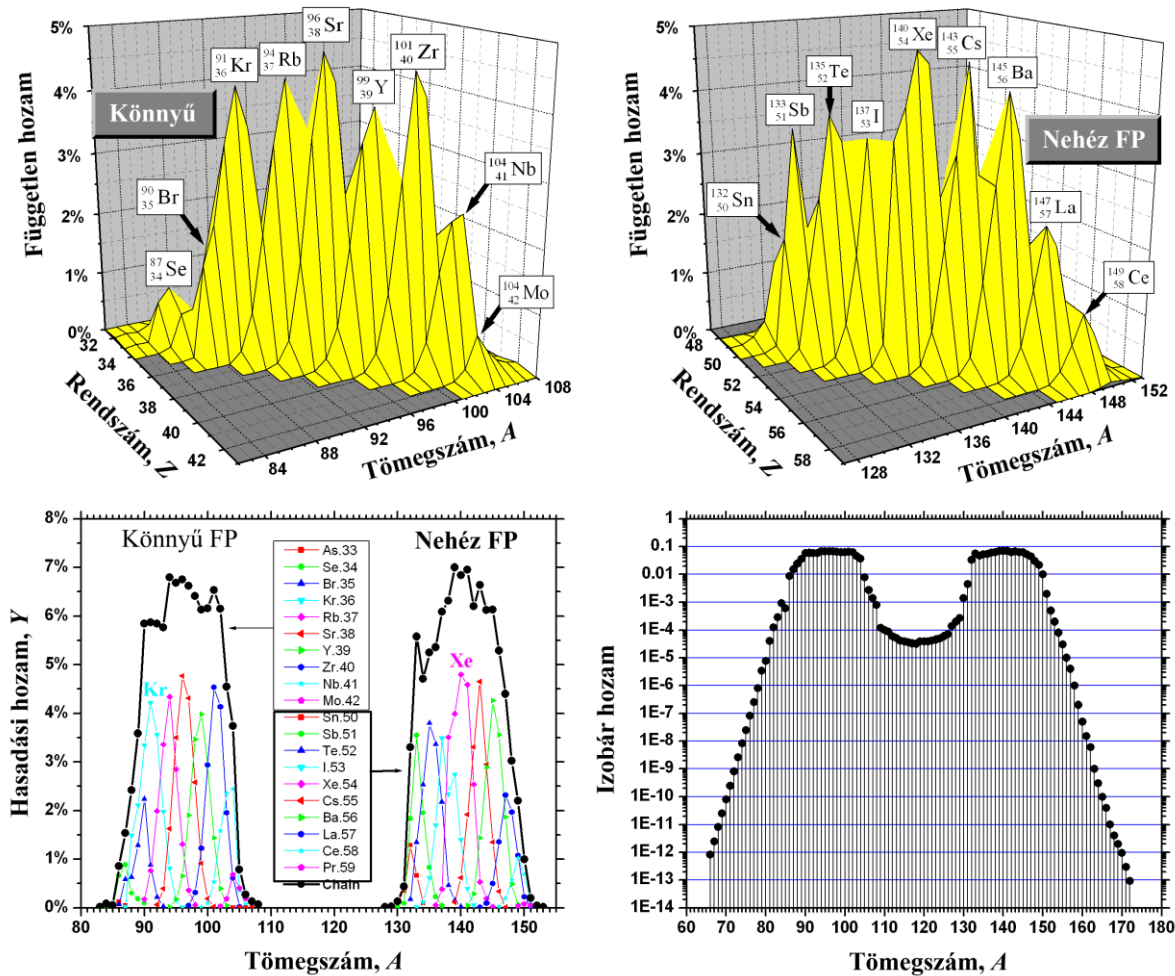
A **független hasadási hozam** ($Y_{\text{független}}$) olyan ^A_ZX nuklidokra vonatkozik, amelyek az SF elsődleges hasadási termékei. Más szóval: azon SF események hányadáról van szó, amelyek az adott nuklidot mint elsődleges hasadási terméket produkálják. Mivel minden aszimmetrikus SF eseményben két különböző nuklid keletkezik, az $Y_{\text{független}}$ értékek összegzése valamennyi elsődleges termékre (tehát az összes $Z-A$ kombinációra) 2-höz közeli értéket ad 1 helyett. Az $Y_{\text{független}}$ értékek tulajdonképpen egy 2-re normált 2D eloszlás súlyfüggvényét jelentik a $Z-A$ sík felett (l. a 47. ábra felső paneljeit). Egy adott Z -hez tartozó $Y_{\text{független}}$ értékek a Z elem egyes izotópjainak relatív járulékát fejezik ki az SF elsődleges termékei között.

Az **izobár hozam** ($Y_{\text{izobár}}$) az összes izobár nuklidra vonatkozik, amelyek az SF (és az azt követő β^- -bomlások) folytán keletkeztek. Ez azon SF események hányadát jelenti, amelyek így vagy úgy az adott A tömegszámmal jellemzett izobár nuklidok valamelyikének keletkezéséhez vezettek. Ezek egy 1D eloszlás súlyfüggvényei A szerint és úgy tekinthetők, mint az $Y_{\text{független}}(Z, A)$ 2D eloszlás **vetületeloszlása/peremeloszlása**, melyet úgy kapunk, hogy a különböző Z értékekhez tartozó $Y_{\text{független}}$ értékeket összeadogatjuk az adott A értékre:

$$Y_{\text{izobár}}(A) = \sum_Z Y_{\text{független}}(Z, A). \quad (101)$$

Az (53) Weizsäcker-egyenlet magyarázatot ad a nagy- Z magok instabilitására is a spontán hasadással (SF) szemben. Egyszerűség kedvéért vegyük azt az esetet, amikor egy mag két egyforma részre hasad (igazából az aszimmetrikus hasadás a tipikus, és közben néhány neutron is felszabadul):





47. ábra: Független hasadási hozamok (felső panelek, valamint a bal alsó panel színes görbéi) és izobár hozamok (alsó panelek) a ^{238}U spontán hasadása esetén. A jobb alsó panel féllogaritmikus ábrázolása a hasadási termékek zavarba ejtő változatosságát mutatja, bár a lineáris ábrázolás (bal alsó panel fekete kontúrja) elárulja, hogy a fő hasadási termékek két eléggé elkülönülő eloszláscsúcsot adnak. (A $Z = 43\text{--}49$ elemek gyakorlatilag nem szerepelnek a termékek között.) Figyeljük meg, hogy mind a könnyű, mind a nehéz hasadási termékek (FP) között szerepel egy-egy nagyobb nemesgázkomponens (Kr, ill. Xe). A bal alsó panel színes görbéi egy-egy elem izotópjainak független hozamait kötik össze. A fekete burkolóvonal az izobár hozamokat jelenti, melyeket a színes görbék megfelelő ordinátaértékeinek összegzésével kapjuk egy-egy tömegszámra. (Az ábrákhoz felhasznált adatok a *Nuclides.net* nevű szoftver adatbázisából származnak.)

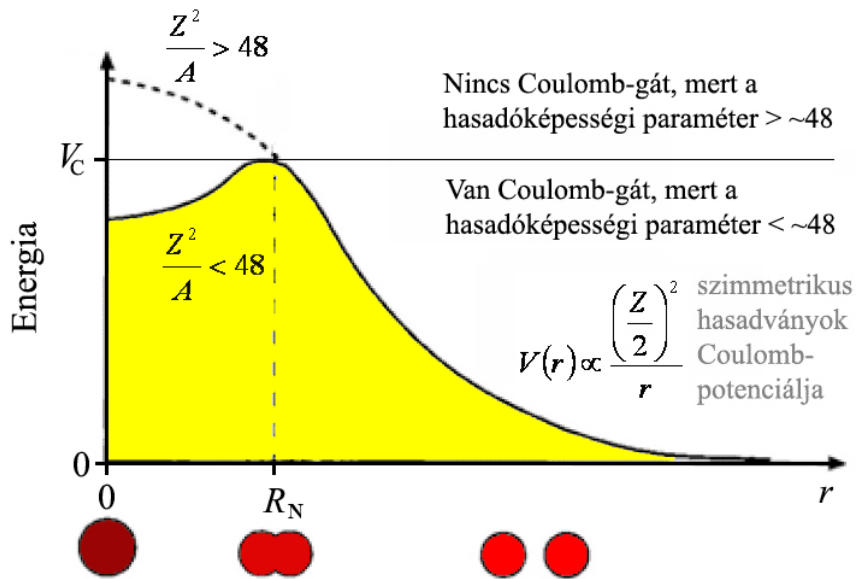
Ez csak akkor következhet be, ha az egy nukleonra eső kötési energia nagyobb az $\frac{A/2}{Z/2} X$

hasadványra, mint az $\frac{A}{Z} X$ **anyanuklidra**. Ha a párkölcsönhatási tagot elhanyagoljuk az (59) egyenletben, könnyen felállíthatunk egy minimumfeltételt a Z^2/A **hasadóképességi paraméter** segítségével:

$$\frac{Z^2}{A} > \varphi \propto \frac{a_F}{a_C}. \quad (103)$$

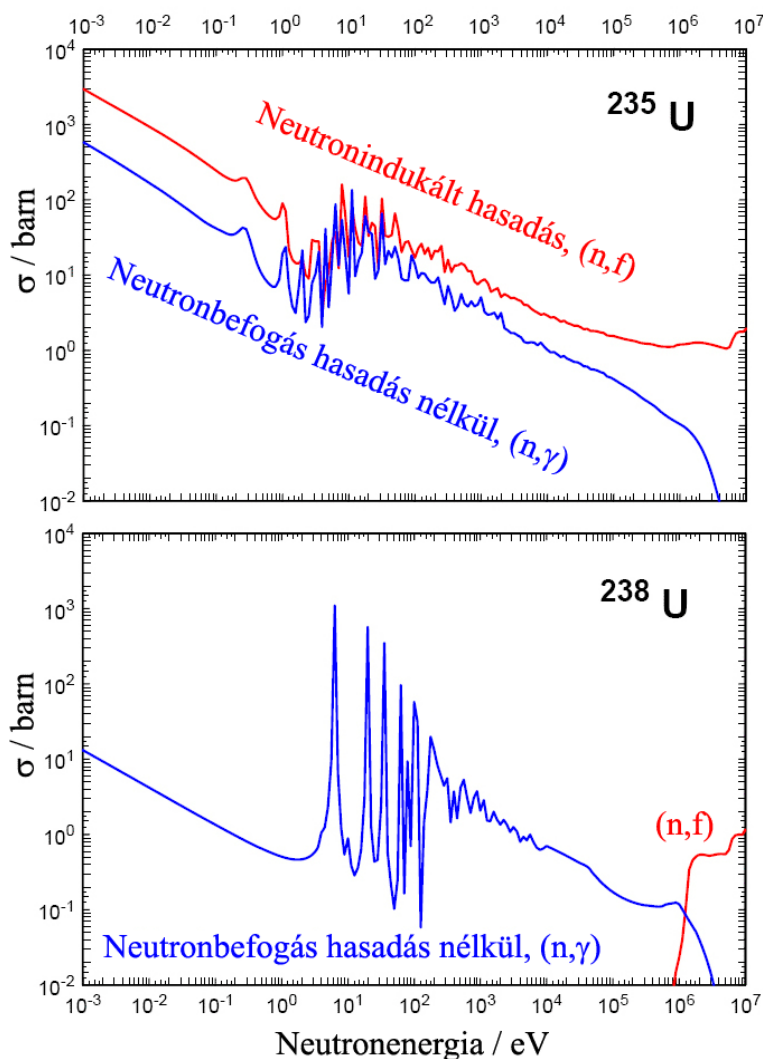
Az alsó korlátra ténylegesen kapott érték ($\varphi = 15,2$) nyilvánvalóan túl kicsi, ti. hasadóképességet jósolna a $_{36}\text{Kr}$ esetében is, mely a ^{235}U neutronok által kiváltott **aszimmetrikus hasadásának** egyik kistömegű **hasadási terméke** (l. 46. ábra). A továbbfejlesztett cseppmodellek, melyek többek között figyelembe veszik a maghéj (l. 13. ábra) kissé diffúz voltát, φ értékét valahová 40 és 50 közé teszik. Ugyanakkor a ^{238}U esetében

(melynél az SF lassan ugyan, de végbemegy) a hasadóképességi paraméter csupán $92^2/238 = 35,6$, ami azt jelenti, hogy ez a paraméter csak óvatos becslésekre alkalmas. Másrészt viszont az a_F és a_C paraméterek (103) egyenletben játszott szerepe világossá teszi, hogy a felületi feszültség igyekszik egyben tartani a magot, míg a Coulomb-taszítás a hasadás irányában hat. A problémát a 28. ábrán megfigyelhető általános tendencia okozza, ti. az, hogy a felületi energia (mely a felületi feszültséget fenntartja) fokozatosan csökken (legalábbis egy nukleonra vonatkoztatva), míg a Coulomb-tag egyre csak nő. Emiatt, ha a hasadóképességi paraméter meghaladja a ~ 48 értéket, akkor a kezdetben gömb alakú mag védtelen marad a hosszirányú torzulással szemben, s Coulomb-gát nélkül, spontán elhasad (l. 48. ábra).



48. ábra: A spontán hasadás elégséges feltétele, hogy a hasadóképességi paraméter nagyobb legyen, mint kb. 48. Ebben az esetben ugyanis egy gömb alakú mag energiája folyamatosan csökkenne, miközben a mag hosszirányú torzulása fokozódna. Ez a fajta torzulás végül is a mag kettészakadásához vezetne. A vízszintes tengely a távolodó hasadványok tömegközéppontjainak távolságát (r) mutatja.

Különös módon, éppen a párkölcsönhatásnak köszönhető nagyobb kötési energia az oka annak, hogy a nehéz **páratlan- N magok sebezhetőbbek a neutronok által keltett maghasadással szemben**. Ez az oka annak is, hogy a termikus (tehát kis energiájú/sebességű) neutronok képesek a ^{235}U ($_{92}\text{U}_{143}$) magok hasítására, míg a ^{238}U ($_{92}\text{U}_{146}$) magokéra nem. Az első esetben ugyanis (amikor a neutronbefogás egy páratlan- $N \rightarrow$ páros- N változással jár), az $^*\text{U-236}$ leánymag által nyert kötésienergia-többlet (6,3 MeV) a párkölcsönhatási tagnak köszönhetően sokkal nagyobb, mint a második esetben (4,8 MeV), amikor az $^*\text{U-239}$ leánymag képződik (ami páros- $N \rightarrow$ páratlan- N változással jár). Ez azt jelenti, hogy az $^*\text{U-236}$ elég nagy gerjesztési energiával rendelkezik a hasadáshoz akkor is, ha az elnyelt elektron kinetikus energiája elhanyagolhatóan kicsi volt. Az $^*\text{U-239}$ azonban csak akkor képes elhasadni, ha a befogott neutron elég nagy energiával rendelkezett ahhoz, hogy jelentősen megnövelje a gerjesztési energiát. Érdemes megjegyezni, hogy (a neutronbefogás $\sigma \propto 1/u$ szabálya miatt) az U-235 neutronindukált hasadása nemcsak energetikailag „kifizetődőbb” az U-238 indukált/gerjesztési hasadásánál, de egyszersmind nagyobb valószínűséggel lejátszódó folyamat is. Feltéve természetesen, hogy a nagyenergiájú hasadási neutronokat (melyek a láncreakció fenntartói) megfelelő **moderátor** anyaggal termikus energiára (és ezzel kis u sebességre) lassítjuk.



49. ábra: A neutronok által keltett (neutronindukált) maghasadás (n,f) és a neutronbefogás hatáskeresztmetszetének energiafüggése az urán két leggyakoribb természetes izotópja esetében.

9.5. Egzotikus és ritka bomlásmódok

Az eddig részletezett bomlásmódokon kívül egzotikusabb módjai is léteznek annak, hogy egy mag nagyobb stabilitású állapotba kerüljön. Ezek azonban nagyon lassú, ill. ritka folyamatok.

Egyik fajtájukat, a **kettős béta-bomlást** – 2β ($\beta\beta$) vagy 2ε ($\varepsilon\varepsilon$) –, korábban már említettem. Ez az a bomlás, mely egyetlen lépésben lerövidíti az utat a ^{124}Xe és a ^{124}Te között (l. a 43. ábra bal felső paneljét). Ez az út két egymást követő β -bomlás számára energetikai okokból járhatatlan volna, mert a ^{124}I „intermedier” nagyobb nyugalmi energiájú (tömegű), mint a ^{124}Xe . Azt a folyamatot, mely során két antineutrínó is keletkezik ($2\nu\beta\beta$) először a ^{82}Se nuklidnál figyelték meg 1987-ben. A *neutrínó nélküli* folyamatot 2008-cal bezárólag még senki sem „látta”, pedig nagyon keresik.

Léteznek a β -bomlásoknak speciális fajtái, melyeket **béta-késleltetett részecskeemisszió**nak hívnak. Az ilyen bomlások akkor fordulnak elő, amikor a leánymag erősen gerjesztett állapotban keletkezik a β -bomlás után, majd a fölös energiájától nem γ -bomlás útján szabadul meg, hanem azáltal, hogy egy vagy több nukleon vagy pl. egy α -részecske lökődik ki. A stabilitás völgyének protonban gazdag oldalán pl. protonemissziót észleltek ε -bomlás után

($\epsilon\beta$). A neutronban gazdag oldalon viszont egy-két neutron emissziója kísérheti a β^- -bomlást (β^-n , β^-nn). Alfa-emissziót ugyancsak tapasztaltak egyes nuklidoknál a β -bomlás mindhárom alaptípusát követően ($\beta\alpha$). Bizonyos nuklidok esetében még hasadás is lehetséges ϵ után. Viszonylagos ritkaságuk ellenére, egyiküknek, nevezetesen a **béta-késleltetett neutronemisszió**nak (β^-n), gyakorlati jelentősége is van, minthogy ez felelős a magreaktorokban a **késleltetett neutronok** keletkezéséért, melyek fontos szerepet játszanak a **reaktorszabályozásban**.

Létezik a negatív béta-bomlásnak egy nagyon érdekes típusa, melynek angol nevét (*bound* vagy *bound-state beta decay*) talán **kötött béta-bomlás**nak (β_b) lehetne magyarítani. Ez a fajta bomlás azt bizonyítja, hogy a magban kötött neutron stabilitása nem a mag kizárólagos belügye, hanem az atom egészéé (l. 50. ábra). Azt is mutatja, hogy amikor a kötési energiát a nuklidtömegekből számoljuk (a magstabilitás vizsgálata végett), alighanem korrekt módon járunk el, s nem csupán egy elkerülhetetlen kompromisszumot teszünk csak azért, mert a magtömegek nem ismertek eléggé pontosan. Rövidre fogva a történetet: stabil nuklidok, mint pl. a ^{163}Dy (mely esetében először mutatták ki a β_b -bomlást), instabillá válhatnak, ha teljesen lehántjuk róluk a héjelektronokat. Ami azt illeti, a $^{163}\text{Dy}^{66+}$ ionok – tehát a csupasz ^{163}Dy magok – felezési idejét mindössze 50 napnak találták, noha a természetes diszprózium teljesen stabil. Bizonyos tekintetben a β_b -bomlás fordított EC-nek is felfogható, mert **a mag által emittált elektron nyomban befogódik a leányatom egy üres elektronpályájára**:



Mindazonáltal az **inverz β -bomlás** kifejezést nem spontán folyamatokra tartogatják, hanem neutrínók által kiváltott folyamatokra. Ilyen például az a folyamat is, amely alapul szolgált **F. Reines** és C.L. Cowan számára az elektron-antineutrínó **közvetlen észleléséhez** 1956-ban:



ahol a p nem egy magban kötött proton, hanem a közönséges vizet alkotó ^1H hidrogén atommagja.

Később, 1967-ben, **R. Davis Jr.** egy másikkfajta inverz bétabomlással derített fényt a **napneutrínó probléma** létezésére, miszerint a Napból a vártnál kevesebb neutrínó érkezik hozzánk. Ez a folyamat már csakugyan az EC fordítottjának tekinthető:

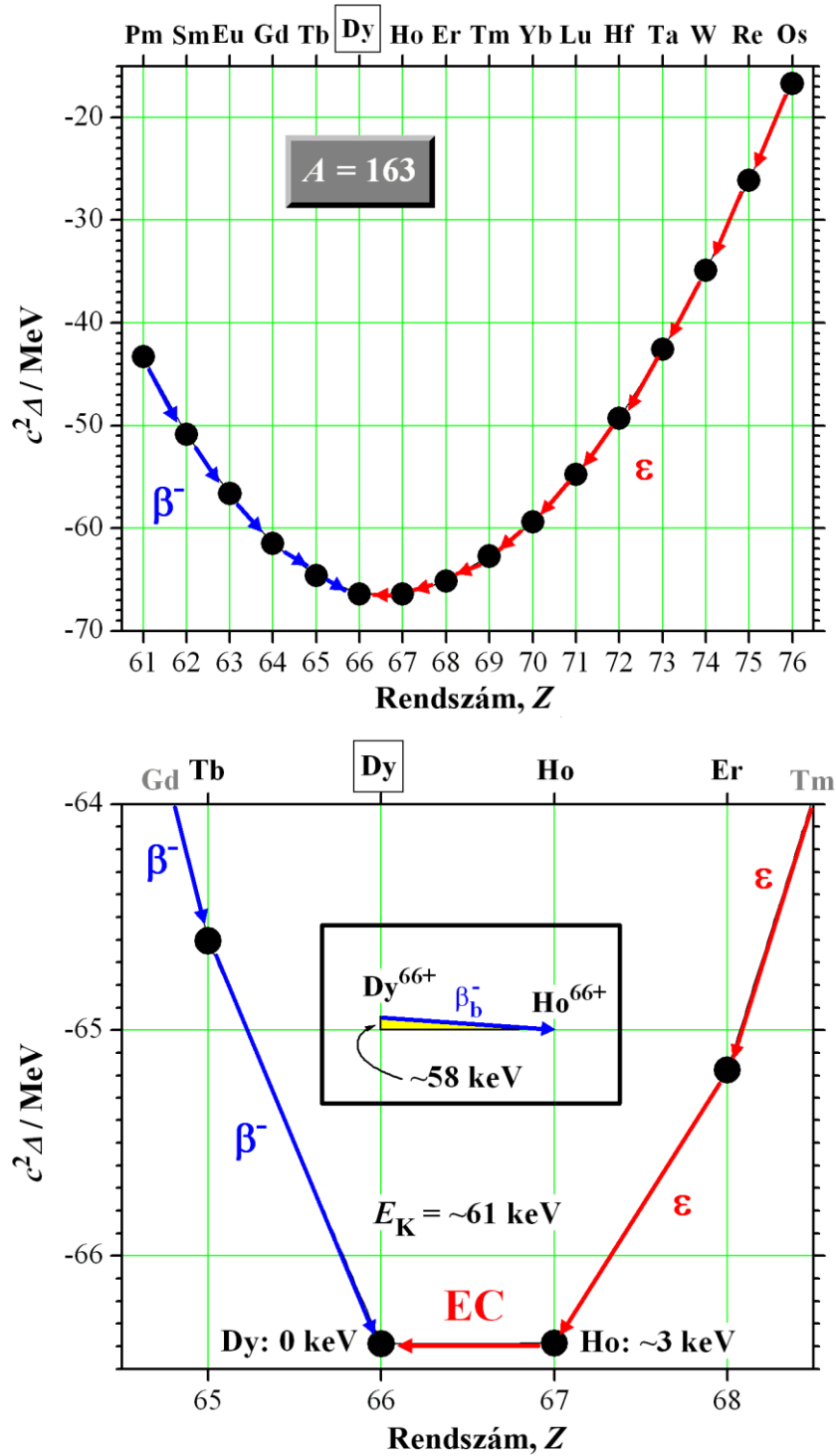


Az **SNO**-ban (*Sudbury Neutrino Observatory*) nehézvíz segítségével érzékelik az elektron-neutrínókat:



ahol a d deuteron a ^2H deutérium atommagja.

A **klaszterbomlás** (nehézion-emisszió) különböző válfajainak felfedezése „esztétikailag” is kielégítő, mert azt mutatja, hogy nincs abszolút szakadék az α -emisszió és a spontán maghasadás között. A klaszterbomlás párhuzamos csatornát nyit bizonyos α -emitterekben, melyek az α -bomlás és a SF határzónájában helyezkednek el a nuklidtérképen. A jóval magasabb Coulomb-gát miatt azonban a bomlás α -ága jellemzően 9–12 nagyságrenddel gyorsabban zajlik, mint a klaszteremissziós ág. A klaszterbomlásra (^{14}C , ^{24}Ne , ^{26}Ne , ill. ^{28}Mg emissziója) akad néhány példa a négy fő bomlássorban is, melyeket az 51. ábra mutat be.



50. ábra: Tipikus páratlan- A tömegparabola a ^{163}Dy nuklid izobárjaival (felső panel). Az alsó panel a parabola csúcstartományát nagyítja ki. Az instabil ($T_{1/2} = 4570 \text{ a}$) ^{163}Ho atom nyugalmi energiája (tömege) mindössze $\sim 3 \text{ keV}$ -vel több a stabil ^{163}Dy atoménál. (Ez a kis különbség csak az EC-t teszi lehetővé. A β^+ -bomláshoz legalább $2 m_e c^2 \approx 1,02 \text{ MeV}$ tömegsokkenés szükséges, ami kb. megfelel az alsó panel vízszintes rácsvonalai közt mértnek.) Ez a 3 keV jellemzi a magtömegek közti különbséget is. Ugyanakkor a K-héj kötési energiája ($\sim 61 \text{ keV}$ a hidrogénszerű $^{67}\text{Ho}^{66+}$ -ban) sokkal nagyobb. Ezért a csupasz $^{163}\text{Dy}^{66+}$ mag β_b -bomlást szenvedhet, mert kb. nettó $61 \text{ keV} - 3 \text{ keV} = \sim 58 \text{ keV}$ energia szabadulhat fel, miközben a Dy elbomlik, s a keletkező elektron befogódik a keletkező Ho üres K-héjára. A belső ábrán látható, β_b -bomlást jelképező **kék** nyíl lejtése nagyjából arányban van a panelen lévő többi nyílával.

10. A radioaktív bomlás és az aktiváció kinetikája

10.1. Radioaktív bomlás és növekedés

Amint az 51. ábrán látható, az, amit a négy fő bomlási sornak nevezünk, tulajdonképpen egyszerű bomlási folyamatok hálózata. Egy-egy bomlási sor lényegében véve csak (egymást követő, ill. elágazó) α - és β^- -bomlások egybefüggő láncolata. Ez megmagyarázza azt, hogy miért éppen négy ilyen bomlási sor létezik. Tudniillik, az α -bomlás mindig (-4)-gyel változtatja meg a tömegszámot, a β^- -bomlás pedig változatlanul hagyja azt. Ezért egy-egy sor bármelyik tagjának a tömegszáma ugyanazt a maradékot adja 4-gyel osztva, mint a sor első tagja. Mivel a maradék csak 0, 1, 2 vagy 3 lehet, a lehetséges bomlási sorok mindegyike a négy különböző maradékosztály valamelyikéhez rendelhető.

Megjegyzem azonban, hogy a $4n+2$ bomlási sorban a ^{210}Tl magok közül ~ 70 ppm³¹ β^- -bomlással³² ^{209}Pb maggá bomlik, mely a $4n+1$ sor utolsó előtti tagjaként β^- -bomlással stabil ^{209}Bi maggá alakul. Szigorú értelemben véve tehát a négy bomlási sor nem teljesen független egymástól, hanem az említetthez hasonló ritka bomlások kötik össze őket.

A **klaszterbomlás** (más néven **nehézion-emisszió**) különböző fajtái – amikor is a bomló mag a héliumnál nehezebb, de még mindig viszonylag könnyű magot lök ki magából – lerövidítik az utat egy-egy bomlási soron belül (^{20}O , ^{24}Ne és ^{28}Mg -bomlás), ill. átjárást nyitnak egyik bomlási sorból a másikba (^{14}C -bomlás). Ezek azonban igen ritka bomlási módok, amelyeket csak azért jeleztem az 51. ábrán, hogy teljes legyen a kép.

Az ilyen hálózatokat leíró irányított gráf háromféle alapelemből épül fel:

(1) **Egyszerű bomlás.** Az ilyen bomlási lépések lineáris láncolata „igazi” *bomlássort* alkot:

$$(\dots)X_1 \xrightarrow{\lambda_1} X_2(\dots), \quad (108)$$

ahol a zárójelbe tett ... azt jelenti, hogy az egység egy hosszabb lánc része lehet. A nyíl fölé írt λ_1 az X_1 mag X_2 maggá alakulásának bomlási állandója.

(2) **Divergáló ágak:**

$$(\dots)X \begin{array}{l} \xrightarrow{\lambda_1} Y_1(\dots) \\ \xrightarrow{\lambda_2} Y_2(\dots) \end{array}, \quad (109)$$

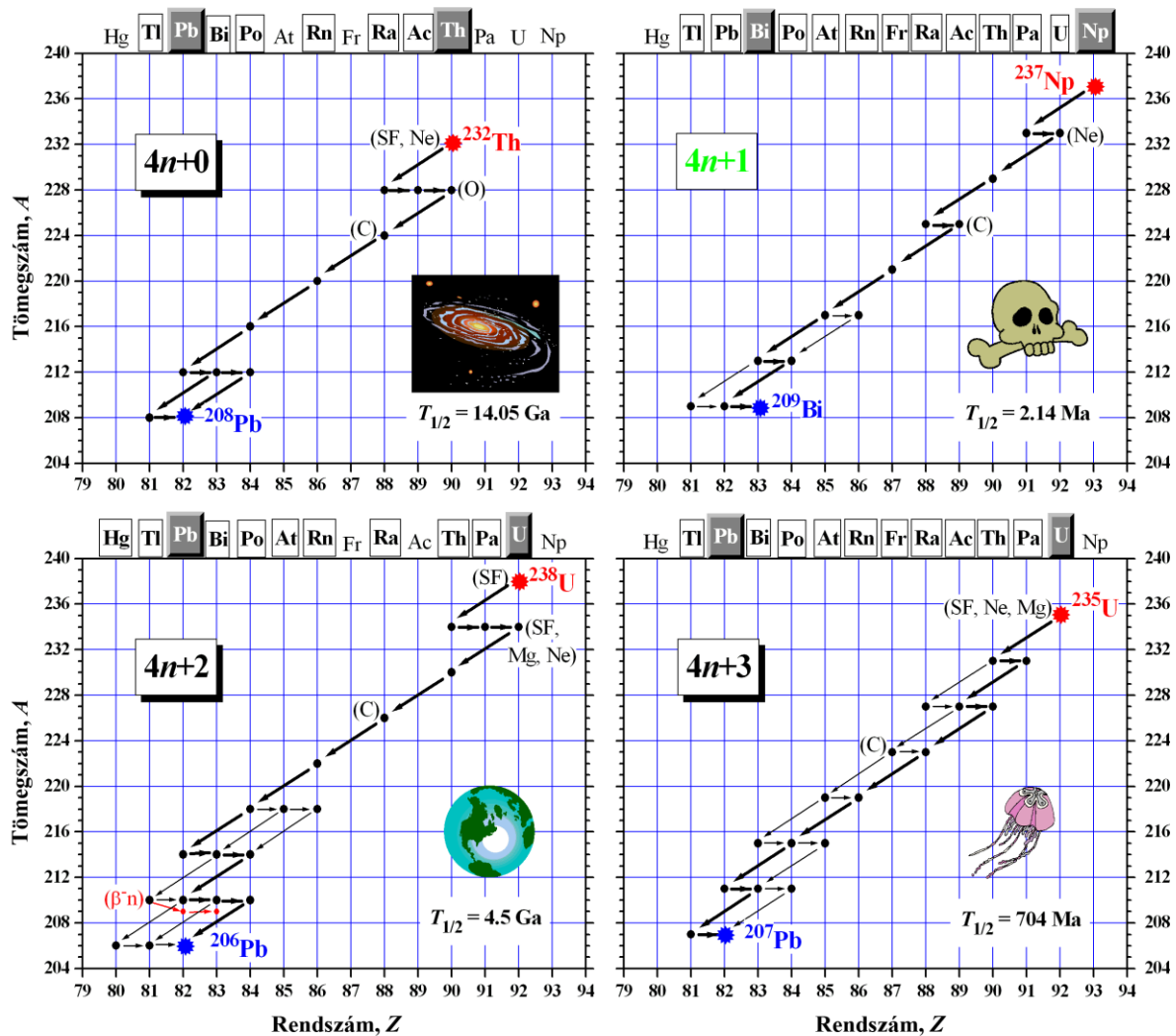
ahol λ_1 és λ_2 az X nuklid Y_1 , ill. Y_2 nukliddá bomlásának **parciális bomlási állandói**. Az X bruttó bomlására vonatkozó bomlási állandó: $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2$. Az **elágazási arányt**, melyet a 36. ábrával kapcsolatban már említettem, a λ_1/λ , ill. a λ_2/λ hányados fejezi ki.

(3) **Konvergáló ágak:**

$$\begin{array}{l} (\dots)X_1 \xrightarrow{\lambda_1} Y(\dots) \\ (\dots)X_2 \xrightarrow{\lambda_2} Y(\dots) \end{array}. \quad (110)$$

³¹ ppm: *part per million*, azaz 1 000 000 mag közül 70.

³² Béta-késleltetett neutronbomlás, azaz béta-bomlás, melyet neutronemisszió követ.

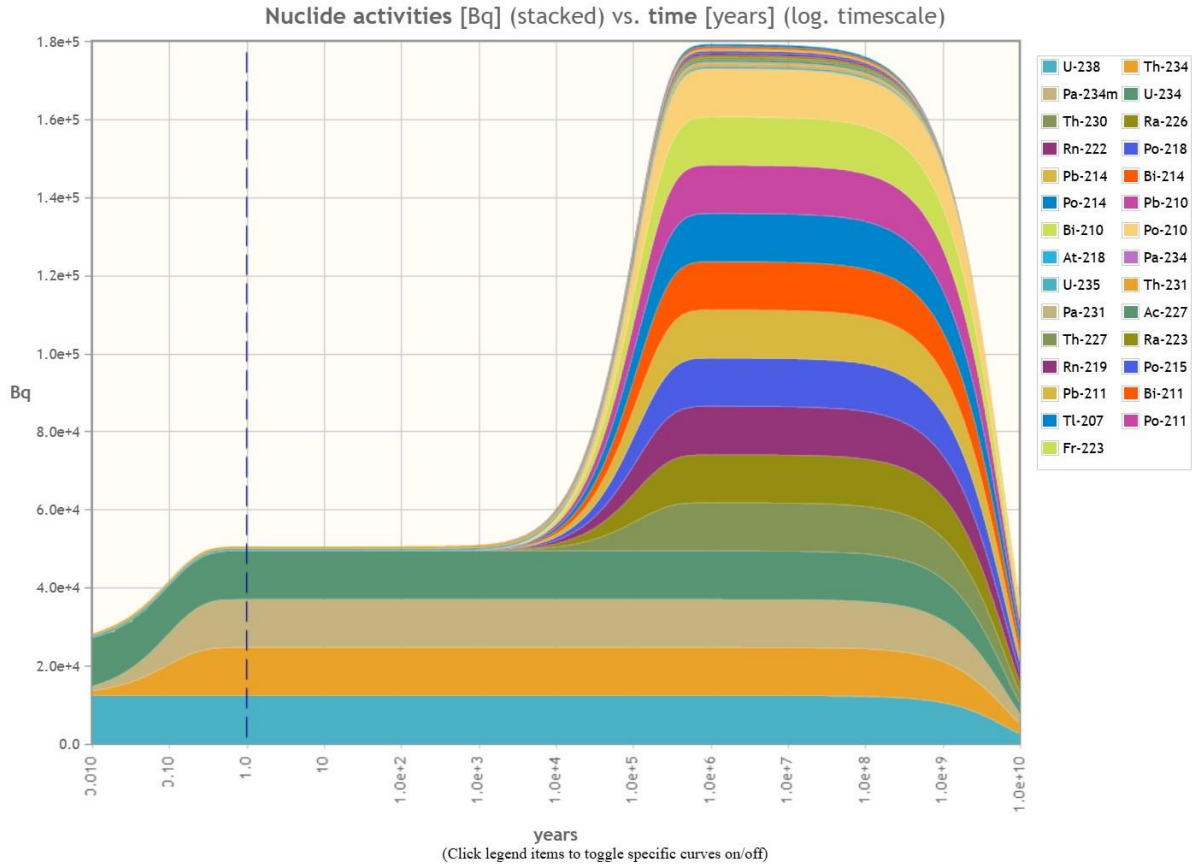


51. ábra: Négy fő bomlási sor létezik, melyek az urán körüli legstabilabb nuklidokból indulnak ki. A bomlási sorozatok az abszolút stabilitás legfelső végén, a ^{82}Pb , ill. a ^{83}Bi valamelyikénél állapodnak meg. A diagramokban elhelyezett képek az illető „ősanyák” felezési idejére próbálnak emlékeztetni. A ^{232}Th atomok száma mindössze egyszer feleződött, mióta az Univerzum megszületett. A ^{238}U felezési ideje nagyjából megegyezik a Föld korával, ezért ennek a nuklidnak a fele a Föld születése óta még mindig megvan. A ^{235}U atomok száma egyszer feleződött a **proterozoikum**³³ vége óta. A ma is jelen lévő urán-235 atomok tehát 6-7 feleződést éltek túl, mióta a Föld összeállt egy szupernóva morzsáiból. Nem csoda hát, hogy sokkal kevesebb ^{235}U van³⁴, mint ^{238}U . Végül, a ^{237}Np felezési ideje összemérhető a **Homo** nemével, mely bennünket és kihalt rokonainkat foglalja össze. Ez a bomlási sor már régen elenyészett a Föld születése óta bekövetkezett több mint 2000 feleződés során. A másik háromra **természetes bomlási sor** néven szoktak hivatkozni.

Az ilyen bomlási hálókat leíró differenciálegyenlet-rendszerek megoldása csaknem egy évszázada ismert. Ma már felhasználóbarát számítógépes programok is léteznek, melyek pillanatok alatt kiszámítják az atomszámok és az aktivitások időbeli változását az anyaelemre és „leszármazottjaira”. Az eredmények egy lehetséges megjelenítési módját az 52. ábra mutatja be.

³³ A paleontológusok talán megbocsátják, hogy ezt a kort – jobb híján – egy medúzával próbálom jelképezni.

³⁴ Hogy ez nem volt mindig így, annak egyik emlékeztetője az 1,7 Ga előtt működött **természetes atomreaktor** maradványa Oklóban. A **reaktor működése** – szerencsés geológiai véletlenek egybeesésén túl – azon alapult, hogy akkor még nem volt szükség az urán dúsítására. A reaktort 1972-ben fedezték fel, de egy ilyen ősi reaktor lehetőségére már 1956-ban rámutatott P.K. Kuroda.



52. ábra: A fenti lin-log grafikon halmozott (stacked) ábrázolásban mutatja 1 g tiszta, természetes izotópösszetételű urán és minden leánynuklidja aktivitását az idő függvényében. A „tiszta” azt jelenti, hogy kezdetben kizárólag uránatomok voltak a mintában. Ami a tengelyfeliratokat illeti, az utolsó időadatot így kell érteni: $1.0e+10 = 1 \times 10^{10}$ év. Ez bizony tízmilliárd évet jelent, ami összemérhető az Univerzum életkorával. A [Uranium Decay Calculator](#), amely a fenti grafikont gyártotta, csak egyike a számos eszköznek, amelyet ez az urános webhely ingyen felajánl. Zsákbamacskaként [ajánlom ezt is](#).

Korlátozzuk figyelmünket a következő kétlépéses bomlási sorra, mely a (108) egyenlet speciális esete:



Ezt a bomlási szekvenciát a következő differenciálegyenletek írják le:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1, \quad (112)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2. \quad (113)$$

Fontos megjegyezni, hogy a második esetben a derivált mínusz egyszerese nem azonos az X_2 nuklid A_2 aktivitásával, ahogy azt (helytelenül) vélnénk a (75) egyenlet alapján. Ami azt illeti, az „aktivitás” kifejezés korrekt interpretációja (ti., hogy **az aktivitás bomlási sebességet jelent, nem pedig a radioaktív atomok számának változási sebességét**) elárulja, hogy $A_2 = \lambda_2 N_2$, ill. $A_1 = \lambda_1 N_1$.

Az $N_2(0) = 0$ kezdeti feltételhez tartozó megoldások:

$$N_1(t) = N_1(0) \exp(-\lambda_1 t), \quad (114)$$

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1(0) [\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t)]. \quad (115)$$

Minthogy az N atomszám arányos az A aktivitással, a fenti eredmények a következő alakban is felírhatók, ha az egyenleteket λ_1 -gyel, ill. λ_2 -vel megszorozzuk:

$$A_1(t) = A_1(0) \exp(-\lambda_1 t), \quad (116)$$

$$A_2(t) = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} A_1(0) [\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t)]. \quad (117)$$

Az utóbbi egyenlet segítségével rávilágíthatunk az anya (X_1) és a leány (X_2) közötti **tranziens egyensúly**, ill. **szekuláris egyensúly** lényegére (l. 34. ábra), valamint arra, hogy mit jelent az **egyensúly hiánya**.

Mint tudjuk, az exponenciális függvény nagyon érzékeny az exponens nagyságára. Ha tehát $\lambda_2 > \lambda_1$, akkor egy idő után a szögletes zárójelben lévő második exponenciális elhanyagolhatóvá válik az elsőhöz képest. Ezért (X_2 -re vonatkozóan) 5-10 felezési idő után az egyenlet egyszerűbb alakot ölt:

$$A_2(t) = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} A_1(0) \exp(-\lambda_1 t) = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} A_1(t), \quad (118)$$

amely **az anya és a leány aktivitásának arányosságát fejezi ki**. Ez az, amit általában véve **radioaktív egyensúly**nak nevezünk. Az aktivitásgörbét rendszerint féllogaritmikus ábrázolásban prezentálják [pl. $\ln(A/\text{Bq})$ vs. t]. A fenti arányosság (akármilyen alapú) logaritmusát véve:

$$\log[A_2(t)/\text{Bq}] - \log[A_1(t)/\text{Bq}] = \log\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}\right) = \text{konstans} \quad (119)$$

láthatjuk, hogy féllogaritmikus ábrázolásban az egyensúly megléte azért szembeszökő, mert ilyenkor a megfelelő nuklidok egyenesei párhuzamosak egymással, azaz a függőlegesen mért távolságuk állandó. Az aktivitások maguk természetesen változnak az idő függvényében – innen a név: **tranziens** (a. m. átmeneti) **egyensúly**.

Van a radioaktív egyensúlyoknak egy extrém határeset, melyet **szekuláris egyensúly**nak hívnak. Ilyenkor $\lambda_2 \gg \lambda_1$, és ezért λ_1 elhanyagolható a (118) egyenlet nevezőjében:

$$A_2(t) = A_1(t), \quad (120)$$

vagyis **az arányosság egyenlőséggé válik**. Normális időléptékben a bomlás ténye nem tükröződik az aktivitások csökkenésében – a féllogaritmikus ábrázolás egyenesei látszólag vízszintesek, leplezve az egyensúly tranziens voltát –, ami megmagyarázza a „szekuláris” (a. m. „évszázados”) jelző használatát.

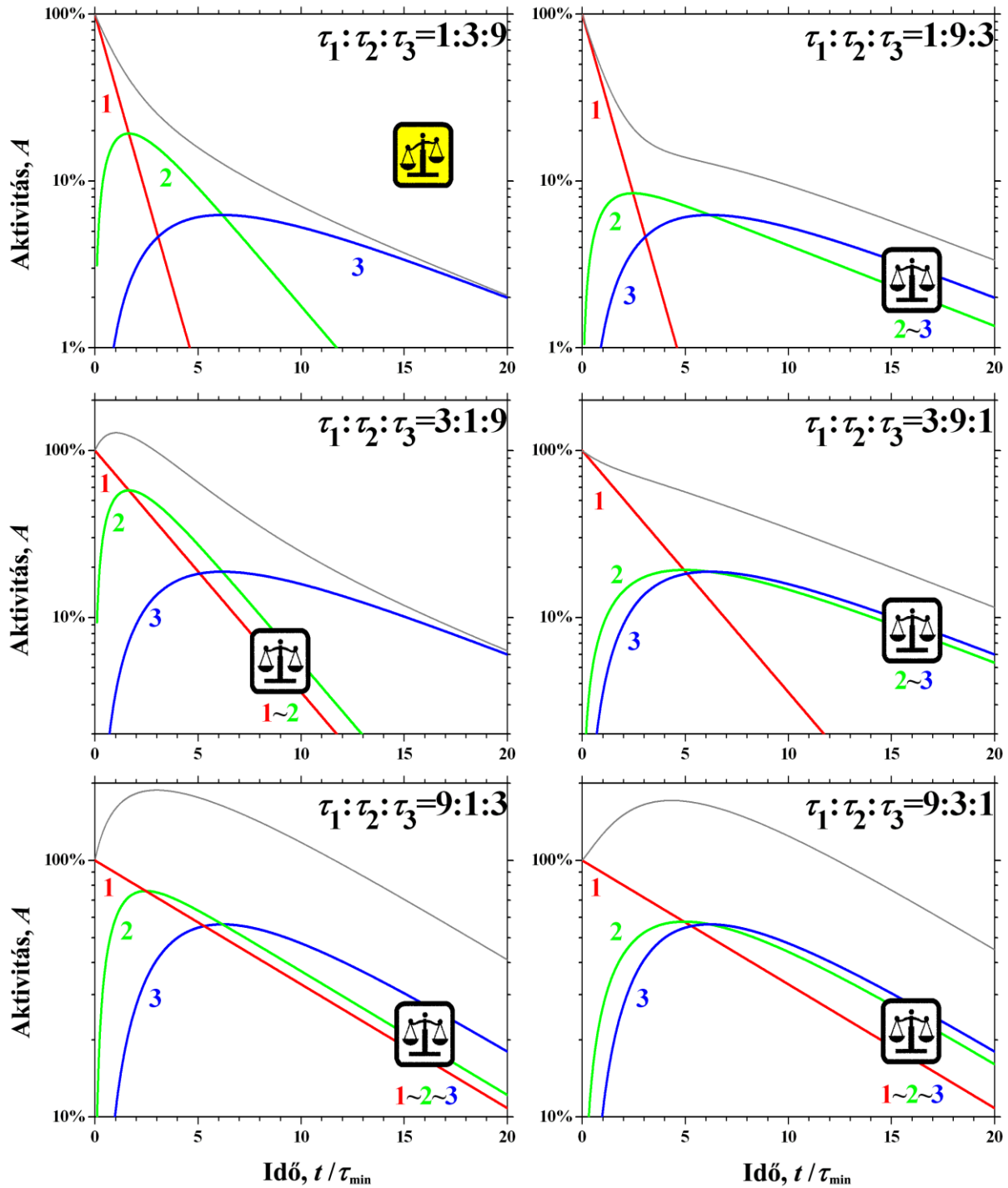
Ha $\lambda_2 < \lambda_1$, akkor **nincs egyensúly** egyetlen időtartományban sem, ellenben az anya egy idő után teljesen elbomlik a leány mellől.

Akár van egyensúly, akár nincs, a leány A_2 aktivitása **maximumon** megy át egy bizonyos időpontban:

$$t_{\max A_2} = \frac{\ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1}}{\lambda_2 - \lambda_1}, \quad (121)$$

amint arról könnyen meggyőződhetünk a (118) egyenlet deriválásával. Vegyük észre, hogy az atomszám és az aktivitás közötti arányosság miatt ez annyit jelent, hogy **a leányatomok száma is maximális ebben az időpontban.**

Az 53. ábra egy **háromlépéses bomlássorra** vonatkozó aktivitásszámítás eredményeit mutatja a $\tau = 1/\lambda$ közepes élettartamhoz rendelt 1 egység, 3 egység, ill. 9 egység minden lehetséges permutációjára. Az egyensúly teljes hiánya csak a bal felső panelen figyelhető meg, ahol is a közepes élettartamok monoton nőnek a sorozatban. Még érdekesebb az a következtetés, amelyet az alsó panelek alapján vonhatunk le. Nevezetesen: ha a sor első tagja hosszabb élettartamú bármely leszármazottjánál, akkor egy idő után egyensúly áll be az egész bomlási sorban, akármilyen viszonyban van is az egyes leszármazottak élettartama egymással. Ez a konklúzió akárhány lépésre általánosítható.



53. ábra: Egy 3-tagú bomlási sor tagjainak aktivitása arra az esetre számítva, amikor a 0 időpillanatban csak az „őszanya” volt még csak jelen. A „~” szimbólum ezen az ábrán egyensúlyra utal a bomlási sor bizonyos, számjegyekkel (1, 2, 3) azonosított tagjai között. (Az egyensúly beálltát – az arányosság ismérveként – párhuzamos egyenesek árulják el féllogaritmikus ábrázolásban.) A kiegyensúlyozott mérlegpiktogramok azt mutatják, hogy ha egy anya hosszabb élettartamú, mint a leánya, akkor elég hamar (transziens) egyensúly áll be közöttük. Vegyük észre, hogy a leszármazottak (2, 3) aktivitása minden esetben maximumon megy át. Bármilyen furcsa is első pillantásra, de a (vékony szürke vonallal jelzett) összes aktivitás is maximumon megy át abban az esetben, ha az „őszanya” (1) és közvetlen leánya (2) között egyensúly lehetséges. (A $\tau_{\min}$ időparaméter a τ_1 , τ_2 és τ_3 közepes élettartamok közül mindig a legrövidebbet jelenti.)

10.2. Bomlás aktiválás után

Az egymást követő folyamatok speciális esete az, amikor az anya (X_1) stabil ugyan, de magreakcióval átalakulásra „kényszerítjük”, s így radioaktív „utód” (X_2) keletkezik belőle. Például **neutronaktiváció** esetén – a $\lambda \Leftrightarrow \phi\sigma$ megfeleltetéssel – a (111) folyamategyenlet az alábbi alakú lesz:



ahol ϕ a **neutronfluxus** (neutron $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$), σ_1 pedig a neutronbefogás hatáskeresztmetszete, pl. a **neutronaktivációs analízisben (NAA)**:



Az első lépés lehet **természetes folyamat** is, pl. a kozmogén ^{14}C keletkezése az alábbi reakcióban:



Az általános eset a (111) egyenlethez tartozó megoldásokat adja azzal a különbséggel, hogy el kell végezni a $\lambda_1 \Leftrightarrow \phi\sigma_1$ and $A_1 \Leftrightarrow \phi\sigma_1 N_1$ helyettesítéseket a megfelelő egyenletekben, pl.:

$$t_{\max A_2} = \frac{\ln \frac{\lambda_2}{\phi\sigma_1}}{\lambda_2 - \phi\sigma_1}. \quad (125)$$

Nézzük azt a speciális esetet, amikor N_1 gyakorlatilag állandó marad besugárzás közben, mert **csak egy parányi hányada aktiválódik fel az X_1 atomjainak**. A (113) egyenlet megfelelőjéből:

$$\frac{dN_2}{dt} = \phi\sigma_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (126)$$

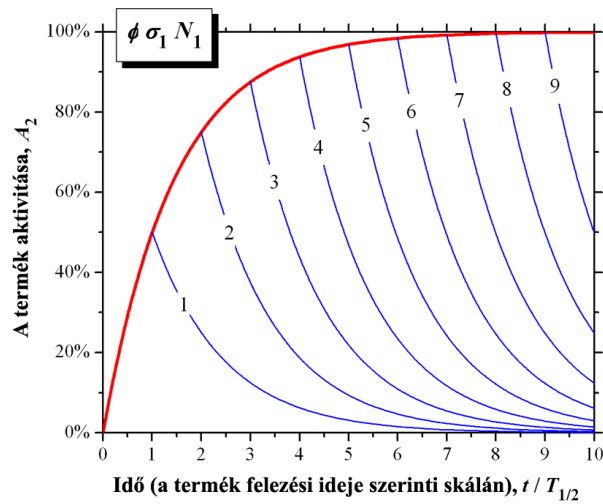
a következő megoldást kapjuk:

$$A_2 = \lambda_2 N_2 = \phi\sigma_1 N_1 [1 - \exp(-\lambda_2 t)] \xrightarrow{t \rightarrow \infty} \phi\sigma_1 N_1. \quad (127)$$

A fenti egyenletből láthatjuk, hogy meghatározott ideig aktiválva, a termék aktivitása arányos lesz N_1 -gyel, ami egyszerű módot kínál az X_1 nuklid **NAA-val történő kvantitatív analízisére**. Vegyük észre, hogy ugyanez áll az aktivitás aszimptotikus határértékére is (l. 54. ábra). Az utóbbi tényt használják fel pl. a **radiokarbonos kormeghatározás** esetében, amikor is az organizmus elpusztulása óta eltelt időt (Δt) végül is az alábbihoz hasonló egyenletből számítják ki:

$$N_2(\Delta t) = \frac{\phi\sigma_1 N_1}{\lambda_2} \exp(-\lambda_2 \Delta t), \quad (128)$$

ahol az 1 alsó index ^{14}N -re, a 2 pedig ^{14}C -re utal.

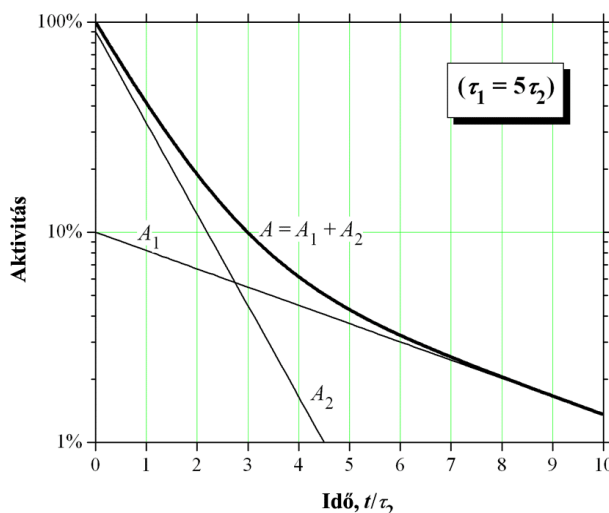


54. ábra: A termék aktivitásának változása aktiválás közben és után. A vízszintes tengely időegysége a termék felezési ideje. A vastag piros görbe az aktiváláshoz tartozik, míg a kék görbék a „hűlést” jelentik, tehát az aktivitás csökkenését, miután az aktiválás 1, 2, 3 stb. felezési idő-egység elteltével megszakadt. Nyilvánvaló, hogy 3-4 felezési idő-egységnél tovább nemigen érdemes folytatni az aktiválást, mert a 100%-os érték ($\phi \sigma_1 N_1$) csak aszimptotikusan érhető el.

10.3. Párhuzamos bomlások

Ebben az esetben **nincs „genetikus” kapcsolat** az egymás mellett bomló kettő vagy több radionuklid között. Ez a helyzet pl. **neutronaktiváció** után, ha az eredeti minta többfajta nuklid keverékét tartalmazta, amelyek közül több is felaktiválódott.

A legegyszerűbb esetet véve, amikor is a forrás csak két radionuklidot tartalmaz, amelyek mindegyike egyetlen lépésben stabil nukliddá bomlik, az összaktivitást két exponenciális függvény lineáris kombinációja írja le, ahogy azt az 55. ábra féllogaritmikus grafikonja mutatja. Amint látjuk, ezúttal is a „lassan járj, tovább élsz” elv érvényesül.



55. ábra: Két radionuklid keverékét tartalmazó forrás aktivitása az idő függvényében. A radionuklidok közt nincs genetikus kapcsolat. Amint látjuk, az 1-es nuklid, hosszabb közepes élettartamának köszönhetően, túléli a 2-est, noha kezdeti aktivitása a $t = 0$ pillanatban sokkal kisebb volt.

11. A radioaktív bomlások és a magreakciók utóhatásai

A radioaktív bomlás – elkerülhetetlenül vagy bizonyos valószínűséggel – változásokat okoz a leányatom állapotában, ill. a magon kívüli eredetű sugárzás keletkezéséhez vezet. Ezek az utóhatások a bomlás típusától és Q -értékétől függenek.

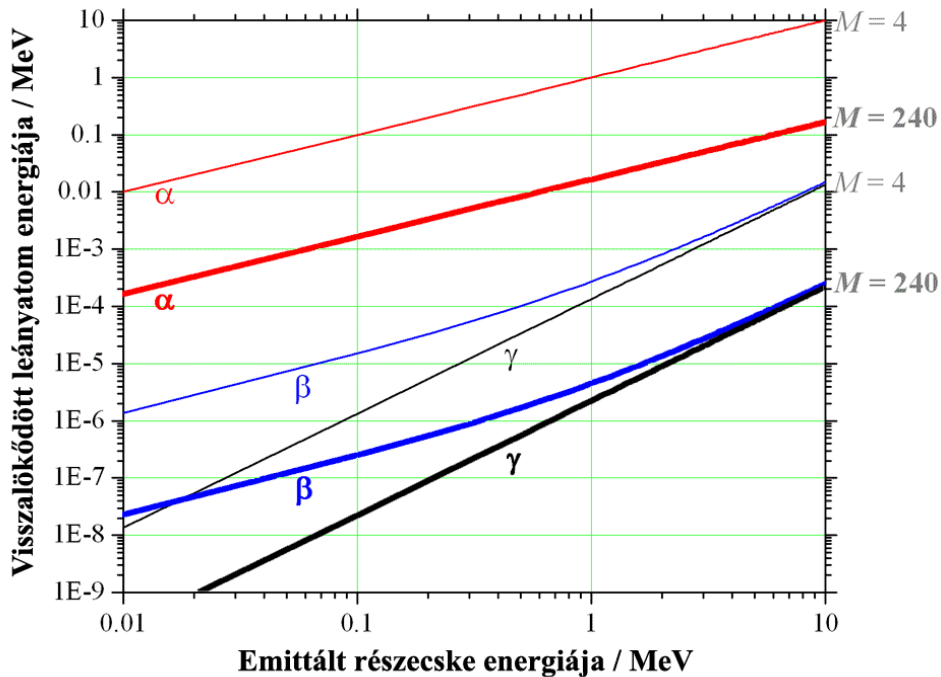
11.1. Visszalökődés

A radioaktív bomlás, ill. a magreakció talán legtriviálisabb utóhatása a **leányatom visszalökődése**, amelyet a sugárreszcse kibocsátása idéz elő. Egyszerű példaként vegyük az alábbi modellt, amelyben egyetlen sugárreszcse keletkezik:

$$P \rightarrow R + r + Q, \quad (129)$$

ahol „P” (**P**arent) az anya (melyet nyugvónak tekintünk), „R” a visszalökődött leánynuklid (**R**ecoil atom), „r” az emittált **r**észecske és Q a bomlási energia (Q -érték), mely „R” és „r” között oszlik meg kinetikus energiaként az energia- és impulzusmegmaradás „szabályai” szerint. A sugárreszcse lehet egy α -részecske (α -bomlás), egy $\beta^\pm$ -részecske (olyan $\beta^\pm$ -bomlási események, amikor a neutrínó/antineutrínó csak elhanyagolható mértékben részesül a bomlási energiából), γ -foton (γ -bomlás) vagy ν (EC, amikor is a magból csak neutrínó távozik) stb.

Az 56. ábra egy rendkívül könnyű (nuklidtömeg: $M = 4$) és egy nehéz ($M = 240$) leányatom esetében mutatja a visszalökődési energia alakulását a sugárreszcse kinetikus energiájának függvényében. (A relativisztikus számításokat a 17. alfejezet tartalmazza.)



56. ábra: A leányatom visszalökődési energiája a sugárreszcse (α , β , ill. γ) kinetikus energiája függvényében egyrészcsekés emisszió esetében. A görbéket két extrém esetre számítottam, nevezetesen egy nagyon könnyű leányatomra $M = 4$ nuklidtömeggel (vékony vonalak) és egy nehézre $M = 240$ nuklidtömeggel (vastag vonalak).

Általános tendenciaként észrevehető, hogy minél könnyebb a visszalökődött atom, annál nagyobb a visszalökődési energia (l. a 31. ábra szövegét is). Ezenkívül a nehezebb sugárreszcscéknek nagyobb a visszalökő hatásuk.

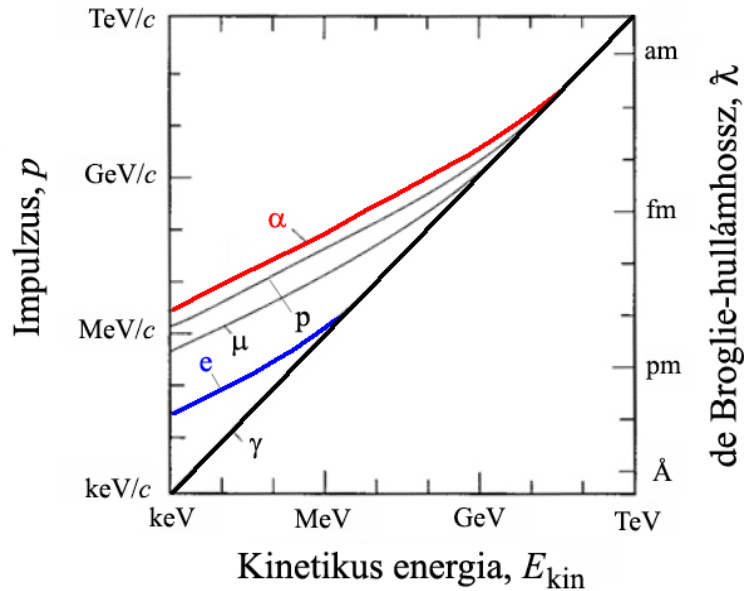
Figyeljük meg, hogy az α -reszcscékre és a γ -fotonokra számított log–log ábrázolások egyenest adnak 1, ill. 2 meredekséggel. Ez a visszalökődési energia és a reszcscskeenergia közötti egyenes arányosság tükröződése az első esetben, ill. a négyzetes „arányosságé” a másodikban úgy, ahogy azt a (130), ill. a (132) egyenlet mutatja.

Vegyük észre azt is, hogy eleinte (azaz kis reszcscskeenergiák esetén) a β -reszcscékre vonatkozó log–log ábrázolás is lineáris, továbbá párhuzamos a jóval nehezebb α -reszcscék egyenesével. Ez azt jelenti, hogy noha a hátrahagyott visszalökődési energiák különböznek kettőjükre, de legalább arányosak egymással. Aztán, ahogy az energiájuk (és ezzel együtt a sebességük) megnő, a β -reszcscék fokozatosan „relativisztikusakká” válnak, miközben a görbéik aszimptotikusan megközelítik a γ -sugárzáshoz tartozó meredekebb görbéket. Más szóval: a nagysebességű elektronok mintegy „foton módjára” kezdenek viselkedni.

A neutrínóemisszió görbéi gyakorlatilag egybeesnének a γ -görbékkel a neutrínó elhanyagolhatóan kicsi tömege miatt.

A visszalökő hatás kis energiájú reszcscék esetén a következő sorrendet követi: $\alpha \gg \beta > \gamma = \nu$. Nagy energiákra: $\alpha \gg \beta \geq \gamma = \nu$.

Ezen a ponton nem tudom megállni, hogy be ne iktassam az 57. ábrát, mely segít megvilágítani az 56. ábrán látható görbék relativisztikus hátterét. A könnyebb összehasonlíthatóság végett ugyanazt a színezést alkalmaztam mindkét ábrán.



57. ábra: A különböző reszcscék, tömegüktől függően, előbb-utóbb „fotonszerűen” kezdenek viselkedni, ahogy a kinetikus energiájuk növekszik [l. (176) egyenlet]. A hasonlóság az impulzus és a kinetikus energia közötti arányosságban nyilvánul meg, ami a fotonok jellemzője ($p_\gamma = E_\gamma/c$). Masszívabb reszcscékre – legalábbis kisebb energiák (értsd: nemrelativisztikus sebességek) esetén – az impulzus négyzete lesz arányos a kinetikus energiával ($p^2 = 2 m E_{\text{kin}}$), nem pedig maga az impulzus. A jobb oldali függőleges tengely a $\lambda_{\text{dB}}/(2\pi)$ redukált de Broglie-hullámhosszat mutatja, mely fordított arányban van az impulzussal. Vegyük észre, hogy a vízszintes tengely sokkal nagyobb energiáig terjed, mint az 56. ábra esetében.

Most pedig térjünk vissza az 56. ábrához.

Ami az α -bomlást illeti, csak a vastag görbe érdekes igazán az ábrán, mert ez a bomlásfajta elsősorban nehéz nuklidok esetében fordul elő. Az α -részecskék energiája a logaritmikus skálájú abszcissa felső harmadára koncentrálódik. A tipikus α -energiák ugyanis 4-6 MeV körül vannak, míg a teljes változási tartomány 1,8 MeV (^{144}Nd) és 11,7 MeV ($^{212\text{m}}\text{Po}$) közé esik, amely kissé fölé nyúlik az ábrán bemutatott tartománynak. A tipikus visszalökődési energia $\sim 0,1$ MeV (100 keV), ami meglehetősen tekintélyes érték különösen, ha az ekvivalens moláris energia (10 GJ mol^{-1}), ill. hőmérséklet (1 GK) adatokat tekintjük, melyeket a (7), ill. a (8) egyenletből kapunk. Ezért az α -bomlásban keletkező leánymagok joggal nevezhetők adott esetben „forró atomoknak”.

Míthogy az **α -részecskék** túl nehezek ahhoz, hogy relativisztikusan viselkedjenek ebben az energiatartományban, a (200) egyenlet nyomán megadom az ilyen részecskékre vonatkozó nemrelativisztikus visszalökődési formulát is:

$$E_R = \frac{m_r}{m_R} E_r. \quad (130)$$

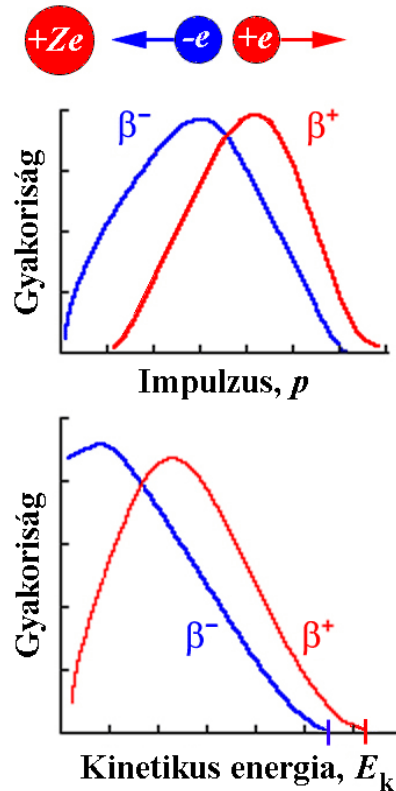
Amint látjuk, a bomlásban felszabaduló energia ($Q = E_R + E_r$) a visszalökött atom és a sugár részecske között oszlik meg, és a „felek” a tömegükkel (m_R és m_r) fordított arányban részesednek a bomlási energiából.

A (130) egyenletből (vagy közvetlenül az impulzusmegmaradásból) könnyen kihozható, hogy ilyenkor az u sebességek is fordított arányban lesznek a tömegekkel (feltéve, hogy az anyaatom nyugalomban volt, ill. ha tömegközépponti rendszert használunk):

$$u_R = \frac{m_r}{m_R} u_r. \quad (131)$$

A (130) egyenlet a **hasadványok** visszalökődésének energiabecslésére is felhasználható. (A hasadvány a maghasadás elszakadási fázisában közvetlenül keletkező töredékmag elnevezése, mely hasadási terméké bomlik tovább. A bomlásba beleértendő az ún. késleltetett neutronok „elpárolgása” is.) Például a ^{238}U spontán hasadása esetén hatalmas energia (~ 200 MeV) szabadul fel, melynek 80%-a (~ 160 MeV) egy könnyebb (r , $A \approx 95$) és egy nehezebb hasadvány (R , $A \approx 140$) között oszlik meg. A (130) egyenlet szerint ez annyit jelent, hogy a hasadványok visszalökődési energiája 65-95 MeV körül van, ami messze „kilóg” az 56. ábra energiatartományából.

A β -bomlás esetén a **béta-részecskék maximális energiája** (más néven a **béta-spektrum végpontenergiája**), melyet E_β vagy $E_{\max}$ jelöl (l. 58. ábra), 17-18 keV-nél kezdődik (^3H és ^{210}Pb) és 14 MeV-ig tart (^8B), vagyis gyakorlatilag lefedi az 56. ábra abszcisszájának teljes bemutatott tartományát. Mindazonáltal a tipikus E_β értékek valamivel a jellemző α -energiák alá esnek, valahová néhány száz keV és néhány MeV közé. Emiatt a (130) egyenlet nemrelativisztikus formulája csak egy durva becslést adhat a β -bomlásra. Ezenkívül a β -bomlás a nuklidtérkép teljes hosszában bárhol előfordulhat, ezért mindkét β -görbe egyformán fontos az 56. ábrán.



58. ábra: β^- és β^+ -részecskék sematikus impulzus- és energiaspektruma (C.N. Booth nyomán). A spektrumok a ^{64}Cu bomlásával kapcsolatosak, mely β^- és β^+ -bomlásra egyaránt képes (lásd a 36. ábra alsó paneljén bemutatott bomlási sémát) hasonló E_β (maximális energia) értékekkel, melyeket függőleges szakaszok jeleznek a megfelelő energiaeloszlások felső végén. Ez igen szerencsés véletlen, mert könnyebb észrevenni az e^- -és e^+ -emisszió közötti különbséget, nevezetesen azt, hogy a mag Coulomb-vonzása lelassítja az emittált elektronokat, ugyanakkor viszont a Coulomb-taszítás felgyorsítja a pozitronokat. Emiatt a β^- és a β^+ -részecskék impulzus/energia-spektruma jellegzetes különbséget mutat kis energiáknál. Jellemző az is, hogy míg az átlagos β^- -energia mindössze $\sim 1/3$ -a az E_{β^-} maximális energiának (vagyis az elektronok Q_{β^-} által limitált legnagyobb kinetikus energiájának), addig az átlagos β^+ -energia relatíve nagyobb (kb. 40%-a az E_{β^+} értékének).

A γ -emisszió esetében az atom visszalökődési energiája (és ezzel együtt részesedése a $Q = E_R + E_\gamma$ energiából) meglehetősen kicsi, de a (202) egyenlet szerint sokkal érzékenyebben függ az energiától, mint azt a korpuszkuláris sugárzások (α , β , n , p stb.) esetében láttuk:

$$E_R = \frac{E_\gamma^2}{2m_R c^2} \approx \frac{(E_\gamma / \text{keV})^2}{1863 M_R} \text{ eV}, \quad (132)$$

ahol $M_R = m_R/u$ a visszalökődött leányatom nuklidtömege.

Például az ^{57}Fe (a Mössbauer-spektroszkópiában leggyakrabban használt „nyomjelző” nuklid) első gerjesztett állapotával kapcsolatos 14,41 keV-es gamma-átmenetre számított visszalökődési energia mindössze $\sim 0,002$ eV-nek adódik a fenti formulából, ami kevesebb, mint a szobahőmérsékletnek megfelelő kT értéke. Igaz viszont, hogy ez az átmenet rendkívül lágy γ -sugárzást produkál. (Összehasonlításképpen megjegyzem, hogy a Pb karakterisztikus röntgensugárzása 72-87 keV közötti energiájú. Ez azt jelenti, hogy egy kemény röntgensugárzás fotonjai nagyobb energiájúak lehetnek, mint egy lágy γ -sugárzásé.) Másfelől tény az is, hogy ez a parányi visszalökődési energia lehetetlenné tenné a vas Mössbauer-spektroszkópiáját, ha az ^{57}Fe nem lenne „befagyasztva” egy kristályszemcse rácsába, amely – bizonyos valószínűséggel – egyetlen egészként is képes felvenni a visszalökődés energiáját

anélkül, hogy benne az atomok rezgési állapota megváltozna. Ez a visszalökődés-mentes vagy fononmentes emisszió a **Mössbauer-effektus**, mely esetben a γ -foton energiája megegyezik az átmenet Q -értékével. Ez az effektus adja a **Mössbauer-spektroszkópia** fizikai alapját.

A fenti formulát a **radiatív neutronbefogásra** is alkalmazhatjuk, ha a neutron kinetikus energiája elhanyagolható. Például a $\sim 0,025$ eV-es termikus neutronok által kiváltott $^{127}\text{I}(n,\gamma)^{128}\text{I}$ reakció esetében különböző energiájú γ -fotonok keletkezhetnek. Noha a leggyakoribb gamma-energia $E_\gamma = 133,61$ keV, még ~ 1 MeV-es fotonok is emittálódnak bizonyos valószínűséggel. Az utóbbi értékre számított visszalökődési energia ~ 4 eV, ami duplája a C-I kötés 2 eV-es kötési energiájának a $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{I}$ molekulában. Ez a magyarázata a **Szilárd–Chalmers-effektusnak**, melyet először ezzel a vegyülettel figyeltek meg ugyanilyen körülmények között. Az effektus abban nyilvánul meg, hogy a visszalökődés energiája kitepi a kémiai kötésből a ^{128}I leányatomot, amit az a tény bizonyít, hogy az extrahálható vízzel (mely nem elegyedik etil-jodiddal). A β -bomló ^{128}I könnyen detektálható a vizes fázisban radioaktivitása következtében ($T_{1/2} = 25$ min).

Hogy a **magreakciók** esetében általánosságban is érzékeltessem a visszalökődés jelentőségét (olyan esetekre gondolok most, amikor a bombázó részecske energiája nem elhanyagolható), tekintsük az alábbi egyszerű folyamatot:



amelyben r a r reagáló részecske, T a céltárgyként szolgáló mag (melyet nyugalomban lévőnek tekintünk a „laboratóriumi” vonatkozási rendszerhez képest) és R a r reakciótermékként keletkezett mag (mely tulajdonképpen a 29. ábrán látható közbenső magnak felel meg). Az energia- és impulzusmegmaradást figyelembe véve azt kapjuk, hogy (a fenti jelölésnek megfelelő újraértelmezett formában) érvényben marad a (130) egyenlet, vagyis a reakcióban keletkezett mag visszalökődési energiája:

$$E_R = \frac{m_r}{m_R} E_r. \quad (134)$$

A fenti egyenlet a fizikai alapja a nehézion-„lövedékekkel” előállított nagyrendszámú transzurán elemek **visszalökődéses elválasztásának**.

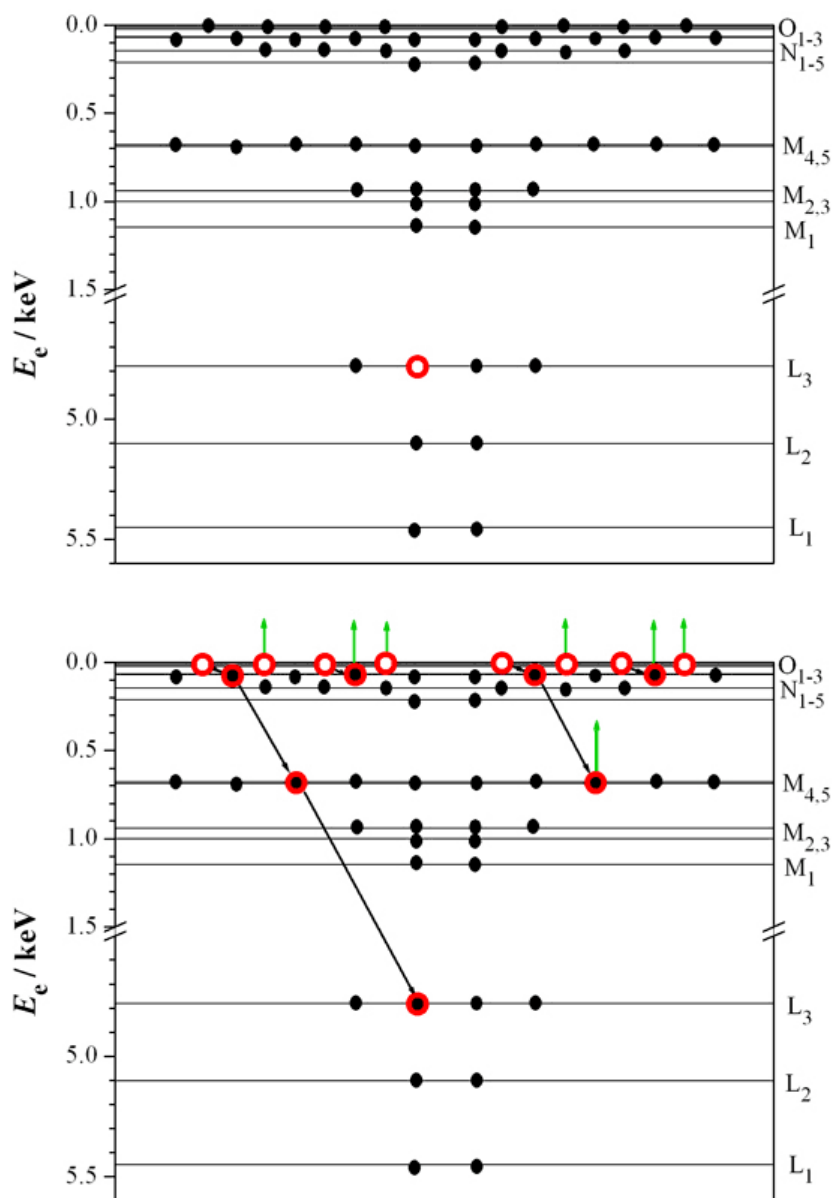
11.2. Belső fékezési sugárzás, röntgensugárzás és Auger-effektus

A belső fékezési sugárzás megértéséhez mindenekelőtt tudnunk kell, mit jelent a fékezési (röntgen)sugárzás, mely a β -részecskék és az anyag kölcsönhatásának egyik fontos „terméke”.

A **fékezési (röntgen)sugárzás** az **elektromágneses sugárzások** családjába tartozik (akárcsak a karakterisztikus röntgensugárzás, a γ -sugárzás vagy a látható fény). Akkor keletkezik, amikor töltött részecskék lassulnak/gyorsulnak pl. egy mag Coulomb-terében vagy egy szinkrotronban. Vegyük figyelembe, hogy a fékezés lassulást jelent, ami végeredményben gyorsulás, csak negatív előjelű. Az előjelnek azonban itt nincs jelentősége, minthogy a **sugárzási teljesítmény** a gyorsulás négyzetével arányos: $\Phi_e \propto a^2$.

A **fékezési sugárzás** csak a legkönnyebb töltött részecskék (e^- és e^+) fékezés/gyorsulása esetén jut lényeges szerephez. A fotonok energiaeloszlása folytonosan húzódik nullától egészen a gyorsuló/lassuló részecske kinetikus energiájáig, mely energiafedezetként szolgál a sugárzás számára. A felső energiahatárt abban a ritka esetben éri el a sugárzás, amikor a részecske összes kinetikus energiája egyetlen foton létrehozására fordítódik. Emiatt a

nagyenergiájú elektronok fékezési sugárzásának nagyenergiájú része abba a tartományba esik, amit röntgensugárzásnak hívnak. (Emiatt a magyar szakirodalomban gyakran a „fékezési röntgensugárzás” kifejezést használják ilyenkor.)



59. ábra: Auger-kaszká kialakulása egy belső lyukkal rendelkező $^{54}\text{Xe}^+$ ion példáján szemléltetve. A példában szereplő Xe^+ egyetlen elektronlyukat tartalmaz az L-héjon (felső panel), majd a lavinaszerű Auger-effektus-sorozat (Auger-kaszká) következtében Xe^{8+} ionná alakul, melynek O-héja ezáltal teljesen „lecsupaszodik” (alsó panel). A (fekete) ferde nyilak egy-egy belső lyuk betöltését jelzik egy kintebbi elektron által, miközben a lyuk kijebb vándorol. A lyukbetöltés közben felszabaduló energiát egy elszabaduló héjelektron (Auger-elektron) viszi el kinetikus energia formájában (l. a függőleges zöld nyilakat). Az Auger-elektron által visszahagyott lyuk hasonlóan töltődhet be, így a lyukak számát (ideális esetben) a kaszkád minden lépcsője megduplázza. Eközben a keletkezett lyukak héjról héjra kifelé vándorolnak, míg el nem érik a vegyértékhéjat (mely az O-héj ezúttal). A mechanizmusból következik, hogy az Auger-elektronok energiaspektruma, a karakterisztikus röntgensugárzáshoz hasonlóan, jellemző az illető kémiai elemre, minthogy mindkettőt az érintett elektronok kötési energiái (E_e) határozzák meg.

Belső fékezési (röntgen)sugárzásról akkor beszélünk, amikor pl. a fékezési sugárzás egy β^- / β^+ -bomló anya leányatomjának belsejéből származik, miközben az e^-/e^+ lassul/gyorsul a hátrahagyott mag Coulomb-terében (lásd az 58. ábra szövegét is). Az elektronbefogás ugyancsak belső fékezési sugárzást kelt, miközben az elektront a mag befogja. Ebben az esetben a fékezési sugárzás energiája a neutrínó számára rendelkezésre álló energiát csökkenti.

A **karakterisztikus röntgensugárzás** az $L \rightarrow K$ stb. nagyenergiájú elektronátmenetek során keletkezik, ezért a fotonok energiája valóban jellemző (karakterisztikus) arra az elemre, melyben az átmenet történik. Minthogy az elektronbefogás jobbára K-elektronokkal megy végbe, ennél a bomlásmódnál mindenképpen számítani kell karakterisztikus röntgensugárzásra (ti. annak kapcsán, hogy a K-héjon keletkező lyuk igen hamar betöltődik – többnyire egy L-elektron által).

Az **Auger³⁵-effektus** a röntgenemisszióval versengő folyamat, amikor is az atomi elektronpályák közti energiakülönbséget (amely akkor szabadul fel, amikor egy héjelektron egy alacsonyabb szinten lévő elektronlyukba „ugrik”) egy másik héjelektron viszi el egy elektromágneses kvantum helyett. Miközben az elektronlyuk fokozatosan kisebb vándorol a K- vagy az L-héjról (59. ábra), **Auger-kaszád** alakulhat ki, melynek során egy többszörösen ionizált atom és számos **Auger-elektron** keletkezik.

³⁵ Az effektust Pierre Victor Auger francia fizikusról nevezték el, ezért az *Auger* szót franciásan „*ozsé*”-nak ejtjük, nem pedig németesen „*auger*”-nek. Amint a belinkelt Wikipedia cikkből kitűnik, osztrák-németesen tulajdonképpen „*májtner*”-nek kellene ejteni az effektus nevét, ha igaz, hogy Lisa Meitner egy évvel Auger előtt észlelte a jelenséget.

12. Nukleáris sugárzások kölcsönhatása az anyaggal

Ez a fejezet olyan nukleáris sugárzások kölcsönhatásaira koncentrál, amelyek közvetlenül keletkeznek a radioaktív bomlás legközönségesebb fajtáiban (vagyis α , β és γ). Ami a neutronok kölcsönhatásait illeti, csak a lassulási folyamatról lesz szó, mert ez nagy hatással van a neutronreakciók hatáskeresztmetszetére, beleértve a neutronok által kiváltott maghasadását, mely a magreaktorok működésének alapja.

Amikor a nukleáris sugárzások, neutronok, gyorsított nehéz ionok vagy kozmikus sugarak behatolnak az anyagba, kölcsönhatásba lépnek annak alkotórészeivel. Ez az anyag (melyre gyakran **abszorber** néven hivatkozom majd) lehet egy kísérleti minta; egy vért/árnyékolás, mely a dolgozókat a sugárzástól védi; egy magreaktor valamely szerkezeti anyaga; egy sugárdetektor „érzékeny” része; vagy egy külső/belső sugárzásnak kitett élő szövet. Íme néhány fontos terület, mely közvetlenül a fejezetben tárgyalt kölcsönhatásokon alapszik:

- nukleáris sugárzások detektálása
- sugárkémia
- sugárbiológia
- sugárvédelem
- sugárterápia

A sugár–anyag kölcsönhatás következtében – a sugárzás fajtájától és kezdeti energiájától, valamint a kölcsönható anyag tulajdonságaitól függően – **mind a sugárzásban, mind pedig az anyagban változások következnek be.**

Ami a sugárzást illeti, az alkotórészei végül is elveszítik (kinetikus) energiájukat – ami történhet egyetlen kölcsönhatási aktusban (elsősorban fotonok esetében) vagy egymást követő kölcsönhatási aktusok során (elsősorban elektronok, pozitív ionok és neutronok esetében) – és „megállnak”, ill. megszűnnek létezni az abszorberben. Az **áthatolóképesség** erősen függ a sugárzás fajtájától még akkor is, ha a részecskék/fotonok energiája ugyanakkora.

(Természetesen, ha csak különböző eredetű elektromágneses sugárzások – röntgensugárzás, fékezési sugárzás vagy γ -sugárzás – összevetésére szorítkozunk, akkor a fotonenergia nagysága egyértelmű jellemző a kölcsönhatások szempontjából ugyanúgy, ahogy a különböző bomlásokból származó α -részecskék kölcsönhatása is csak az energiájuktól függ egyazon abszorber esetében.)

Ami az abszorbert illeti, azt kell szem előtt tartani, hogy (kémiai mérték szerint) minden egyes részecske „megállítása” hatalmas energiaadag abszorpciójával párosul. (Jusson eszünkbe, hogy a **kémiai aktiválási energia mindössze ~ 1 eV**, míg a jelen fejezetben tárgyalt részecskék energiája rendszerint a radioaktív bomlásra és utóhatásaira jellemző **~ 10 keV és ~ 10 MeV közötti tartományba** esik, ami 10 000-szer, ill. akár 10 000 000-szor akkora energiaértéket jelent.)

A **közvetlenül ionizáló sugárzások** esetében, melyek töltött részecskékből állnak (pl. α vagy β), két fontos mikroszkopikus jellemzőt említek meg, melyeket egyazon matematikai formula ír le:

$$\text{LET} = -\frac{dE}{dx} = S, \quad (135)$$

ahol dE az „átlagos” részecske energiaváltozása, miközben egy rövid dx lineáris távolságot megtéve lelassul az anyagban.

Megjegyzés: A dE/dx mennyiséget a régebbi irodalom **fajlagos energiaveszteség**ként említi. Ez az elnevezés azonban nem felel meg a IUPAP és a IUPAC ajánlásának. ti. a „fajlagos” (angolul „specific”) jelzőt tömegegységre vonatkoztatott mennyiségekre illik csak használni.

A **LET-érték** (a. m. *linear energy transfer*), magyarul a **lineáris energiaátadás**, az ionizáló részecske lassulását az abszorber (pl. egy élő szövet) oldaláról írja le. Mint ilyen, a különböző sugárzások jellemzésére szolgál.

A dE/dx mennyiségnek ez a fajta interpretációja igen fontos a dozimetriában, melynek alapfogalmairól a következő alfejezetben lesz szó. A nagyobb LET-érték ugyanis azt jelenti, hogy az adott részecskefajta energiája rövidebb távolságon fog elnyelődni az anyagban, vagyis az elnyelt energia kisebb térfogatban/tömegben összpontosul. Emlékezzünk vissza arra a fájdalmas hatásra, amikor a nagyítólcse a bőrünk egy kis területére gyűjtötte össze a Nap melengető sugarait. (Ezt a kísérletet alighanem valamennyi TTK-s elvégezte gyerekkorában.) Aligha igényel bővebb magyarázatot, hogy adott energia esetében a magasabb LET-értékű sugárzások (pl. α) nagyobb károsodást okoznak az élő szövetben (miközben a teljes energiájuk elnyelődik), mint a kisebb LET-értékűek (pl. β).

Minthogy az élő szövetnek átadott energia (jórészt) ionizációra fordítódik, nagyobb LET-érték több ion-elektron pár keletkezését jelenti egységnyi úthosszra vonatkoztatva. Mikroszkopikus skálán ez azt jelenti, hogy a problémák súlyossága ott kezdődik, hogy „néhány sejtnek meg kell küzdenie azzal, hogy egy-egy ion-elektron pár bukkant fel bennük hirtelen” (kis LET-érték) és ott végződnek, hogy „egy csomó szomszédos sejtnek kezelnie kéne azt a lehetetlen problémát, hogy hirtelen egy csomó ion-elektron pár árasztja el őket” (nagyon nagy LET-értékek).

Másfelől az is igaz, hogy a nagy LET-értékű sugárzásoknak (α) rövidebb a **hatótávolságuk** (R), mint a kis LET-értékűeknek (β), ami azt jelenti, hogy átlagban rövidebb távolságon belül fékeződnek le (l. 61. ábra). Ez átvezet minket a dE/dx mennyiség másik értelmezéséhez.

Az S szimbólummal a **(lineáris) fékezőképességet** jelöljük, mely a lassulás folyamatát a részecske szempontjából tekinti. Mint ilyen, különböző abszorberek jellemzésére való. Minél nagyobb a fékezőképesség, annál hatékonyabb az adott anyag, ha sugárzás elleni árnyékolásra/védekezésre használjuk. A fékezőképességet gyakran a d felületi sűrűséggel hozzák kapcsolatba az x lineáris távolság helyett. Ebben az esetben **tömeg-fékezőképesség**nek is szokták hívni:

$$S = -\frac{dE}{dd} \quad (136)$$

A következő alfejezet után mikroszkopikus szemszögből fogjuk megvizsgálni a különböző sugárzások kölcsönhatását az anyaggal.

12.1. Dozimetriai alapfogalmak

Amikor egy nukleáris sugárzás kölcsönhatásba lép az anyaggal, az utóbbira (teszem azt, egy élő testszövetre) gyakorolt makroszkopikus hatások nemcsak a teljes elnyelt sugárzási energia nagyságától függnének, hanem annak fajlagos értékétől is, melyet az **elnyelt dózis** (D) fejez ki, mely a **fizikai dozimetria** egyik legfontosabb mennyisége:

$$D = \frac{E}{m}, \quad (137)$$

ahol m annak az anyagnak a tömege, amelyben az E sugárzási energia elnyelődött. Az elnyelt dózis SI egysége a **gray** ($1 \text{ Gy} = 1 \text{ J kg}^{-1}$), mely Louis Harold **Gray** (1905-1965) brit fizikus nevét őrzi, aki úttörő munkát végzett a sugárbiológia területén.

Ami a biológiai hatásokat illeti, a sejtek önjavító mechanizmusának lépést kell tartania a sugárzás okozta károsodással, ezért a **dózisteljesítmény**:

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (138)$$

szintén fontos fizikai dozimetriai mennyiség.

Mint ahogy a különböző sugárzásoknak más-más LET-értékük van, az általuk okozott tényleges károsodás nem jellemezhető jól az abszorbeált dózissal még akkor sem, ha a dózisteljesítmények azonosak. Ezenkívül a különböző szövetek, ill. szervek érzékenysége is eltérő a sugárzásokkal szemben. A **biológiai dozimetria** mennyiségei ezeket a különbségeket igyekeznek figyelembe venni a **sugárvédelem** szempontjából.

Az a mennyiség, amely összevethetővé teszi a különböző sugárzások egyazon szövetre/szervre gyakorolt káros hatását, az egyenértékdózissal (H_T) áll kapcsolatban. Az egyenértékdózisnak saját egysége van, a **sievert** ($1 \text{ Sv} = 1 \text{ J kg}^{-1}$), melyet Rolf Maximilian **Sievert** (1896-1966) svéd orvosfizikusról neveztek el, aki elismert szaktekintély volt a sugárzások biológiai hatásának területén.

A T (test)szövet/szerv által az R (radioaktív) sugárzásból elnyelt **egyenértékdózis** definíciója a következő:

$$H_{T,R} = w_R \times D_{T,R}, \quad (139)$$

ahol $D_{T,R}$ a T szövet/szerv által abszorbeált dózis az R sugárzásból, w_R pedig a **sugárzási súlyfaktor**.

Tulajdonképpen a w_R mennyiség teszi összehasonlíthatóvá a sugárzásokat veszélyesség tekintetében. Ebből a szempontból a röntgen-, γ - és β -sugárzás egy fajta standardként szolgál, amelyhez a $w_R = 1$ értéket rendelik. A veszélyesebb sugárzásokhoz nagyobb súlyfaktort rendelnek, nevezetesen, $w_R = 2-3$ értéket a termikus neutronokhoz, $w_R = 10$ értéket a gyors neutronokhoz és a protonokhoz és végül $w_R = 20$ értéket az α -részecskékhez. Amint látjuk, w_R „hivatalosan” pusztán számnak tekintendő, noha valójában olyan konverziós faktor, melynek Sv Gy^{-1} az egysége. Megjegyzem még, hogy a **sugárzási súlyfaktorok** (az atomtörtektől és a százaléktértektől eltérően) **nincsenek normálva**, továbbá a szép kerek számokból sejthetően **nem egzakt mennyiségek, hanem közmegegyezésen alapuló értékek**.

Az **adott testszövetre vonatkozó összes egyenértékdózis** (H_T) kiszámítása eléggé kézenfekvő:

$$H_T = \sum_R H_{T,R}, \quad (140)$$

ahol az összegzés az adott szövetet érintő összes sugárzásra kiterjed.

Az a mennyiség, amely a különböző szövetek/szervek sugárzásokkal szembeni érzékenységét veszi figyelembe, az E effektív dózissal áll kapcsolatban. Az effektív dózisnak szintén a **sievert** az egysége ($1 \text{ Sv} = 1 \text{ J kg}^{-1}$), akárcsak a H_T egyenértékűdózisnak.

Az egész test által elnyelt **effektív dózis** definíciója a következő:

$$E = \sum_T (w_T \times H_T), \quad (141)$$

ahol w_T a **testszöveti súlyfaktor**. Ez a w_T mennyiség az, amely a szövetek/szervek sugárzással szembeni érzékenységét figyelembe veszi. A sugárzási súlyfaktorról ellentétben **ezen a faktorok normáltak**, vagyis az egész testre összegezve 1-et adnak ki:

$$\sum_T w_T = 1. \quad (142)$$

Amint látjuk, w_T is pusztán számnak tekintendő, és valóban az is. A legnagyobb értéket ($w_T = 0,2$, vagyis az egész test 20%-át) az ivarmirigyekhez (herék, petefészkek) rendelik. A következő öt legérzékenyebb ($w_T = 0,12$ értékkel valamennyi): a vörös csontvelő, a vastagbél, a tüdő és a gyomor. Ezek után következnek: húgyhólyag, emlők, máj, nyelőcső és a pajzsmirigy ($w_T = 0,05$ mindegyik). A sorzárók a bőr és a csontfelszín ($w_T = 0,01$ mindkettőre). A maradék ($w_T = 0,05$) a test egyéb részein oszlik meg.

A fentiek kívül még számos más dozimetriai mennyiség létezik (besugárzási dózis, kerma stb.), továbbá sok, ma már elavultnak tekintendő mértékegység él tovább a gyakorlatban (röntgen, rad, rem stb.). Ezek ismertetése azonban nem tárgya a jelen fejezetnek.

12.2. Az alfa-sugárzás (nehéz ionok) kölcsönhatása az anyaggal

Tekintsünk egy α -részecskét (mint a nagyenergiájú nehéz ionok prototípusát), mely egy anyagban halad. Az útvonala könnyű töltött részecskék – elektronok – nyüzsgő sokaságán vezet keresztül, melyek felhőjében parányi, de masszív „töltésközpontok” – atommagok – tűnnek fel időnként szétszórva az út mentén. Annak az esélye, hogy a részecske eltaláljon egy ilyen magot – akár csak közvetve is a Coulomb-terek rugalmas „lökharítója” révén vagy tényleges „fizikai kontaktus” által – meglehetősen kicsi, de nem teljesen elhanyagolható. Az első típusba sorolható ütközések az α -részecskék **nagyszögű szórását** eredményezik, melynek esélye egy vékony arany- vagy platinafóliában kb. 1:8000. Ez a fajta ritka esemény mindazonáltal elég volt ahhoz, hogy Rutherford 1911-ben felfedezze általa az atommagot. A második fajta ütközés ugyancsak ritka, ám ha bekövetkezik, akkor az magreakcióhoz vezethet: pl. olyanhoz, mit a $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$ folyamat, melyet ugyancsak Rutherford fedezett fel 1919-ben (8. táblázat).

A fentiek miatt az α -részecskék jellemző kölcsönhatása az anyaggal nem egyetlen ütközés/reakció a magok egyikével, hanem **rugalmatlan elektromágneses ütközések sorozata sok-sok elektronnal**, melyek következtében az α -részecske fokozatosan lelassul, majd fel-felcsippent egy-két elektront, amelyek ismét „ledörzsölődhetnek” róla, de végül is **semleges He atomként fejezi be pályafutását**.

A lassulási folyamat során az α -részecske átlagosan **~100-200 eV-es adagokban veszít az**

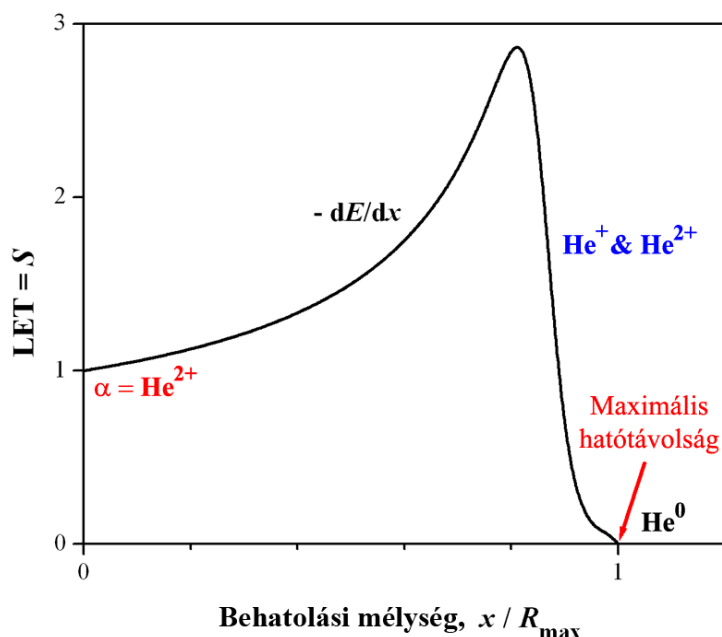
energiájából. Minden ilyen energiaadag egy-egy elektromágneses úton „kiütött” (vagy inkább „kicibált”) elektron kinetikus energiáját adja. Ezeket az elsődleges elektronokat olykor **δ-elektronként** említik, ahol a görög betű arra utal, hogy elég nagy energiájúak ahhoz, hogy (a β-elektronokhoz némiképp hasonlóan) további ionizációkat/gerjesztéseket okozzanak az anyagban. Ha figyelembe vesszük azt a tényt, hogy egy elektron-ion pár létrehozása ~30 eV energiába kerül egy gázban és egy elektron-lyuk pár keltéséhez már ~3 eV is elég egy félvezetőben, akkor világosnak kell lennie, hogy az ionizációk/gerjesztések jobbára a δ-elektronok lassulása közben keletkeznek, míg az α-részecske *közvetlen* részesedése ebben a folyamatban viszonylag szerény.

Fontos hangsúlyozni azt, hogy az α-részecskék és az elektronok közötti ütközések elektromágneses természetűek. Más szóval: az α-részecskét nem képzelhetjük el egy egyszerű ágyúgolyónak, mely nyers erővel taszigálja félre az elektronokat. Bizonyos értelemben épp az ellenkezője igaz, ahogy az következik is a nehéz ionokra vonatkozó LET-formulából (**Bethe–Bloch-formula**), mely az energiaátadás „sebességét” egy tiszta elemet tartalmazó abszorber esetében a következő módon írja le:

$$-\frac{dE}{dx} \propto \left(\frac{z^2}{u^2} \right)_{\text{ion}} (nZ)_{\text{absz}} \propto \left(\frac{mz^2}{E_{\text{kin}}} \right)_{\text{ion}} (nZ)_{\text{absz}}, \quad (143)$$

ahol az első zárójelben szereplő mennyiségek az ion jellemzői (z a töltésszám, u a sebesség, m a tömeg és E_{kin} a kinetikus energia a nemrelativisztikus határesetben), míg a másodikban lévők az abszorbenst (tehát az abszorbert alkotó anyagot) jellemzik (n az atomok számsűrűsége, Z pedig az elem rendszáma). Vegyük észre, hogy az $(nZ)_{\text{absz}}$ szorzat valójában az „elektronleves” koncentrációját (precízebben: az elektronok számsűrűségét) adja meg az abszorbensben.

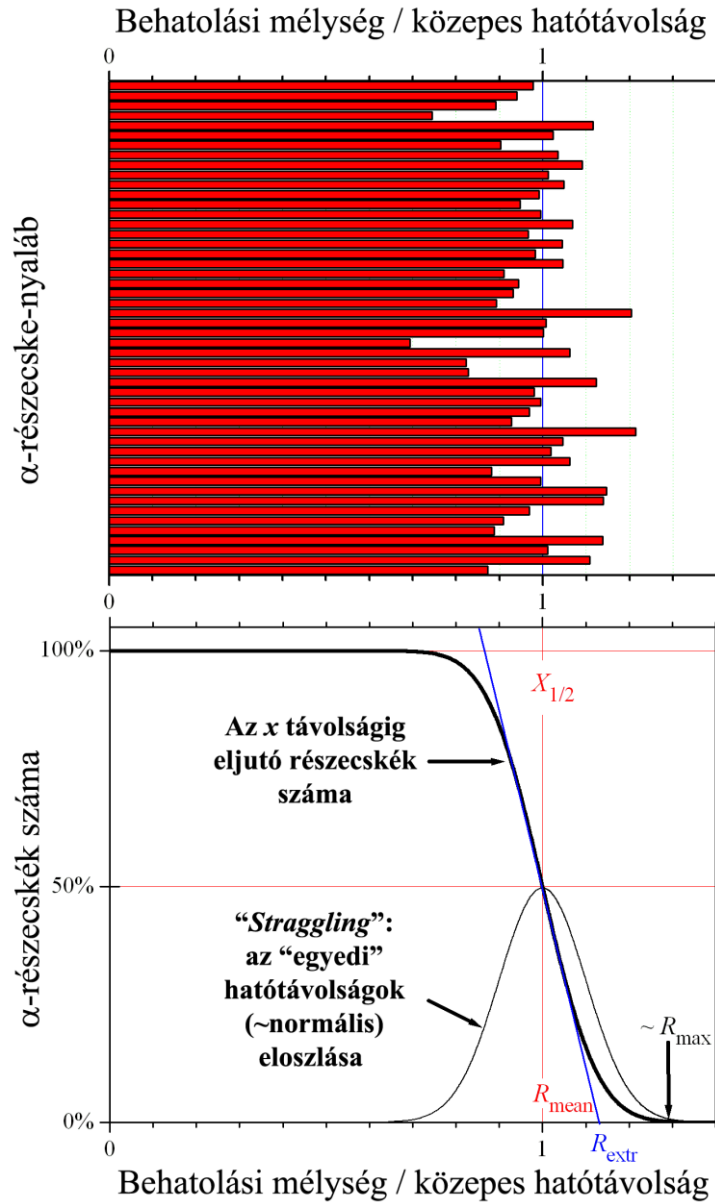
Az első zárójelet jobban szemügyre véve láthatjuk, hogy eleinte, amikor az ionok még gyorsan mozognak (és ezért az energiájuk is nagy – akár relativisztikus, akár nem), kevesebb atomot ionizálnak egységnyi úthosszon, mint később, amikor a sebességük/energiájuk már lecsökkent. Ezt jól szemlélteti a 60. ábrán bemutatott **Bragg-görbe** is. (Vegyük figyelembe, hogy az elektronok, bármilyen kicsi is a tömegük, bizonyos tehetetlenséggel mégiscsak rendelkeznek, ezért az ion útvonalától távolabb lévők alig „érik” meg az ion Coulomb-vonzását, amikor az már el is tűnt a „messzeségben”).



60. ábra: Sematikus Bragg-görbe, mely azonos kezdeti energiájú (monoenergetikus) α -részecskék – a pozitív nehéz ionok reprezentánsai – lineáris energiaátadását (LET) mutatja az abszorber felületétől számított behatolási mélység függvényében. A naív várakozással szemben, az abszorberbe éppen belépő ($x = 0$) részecskék „ionizáló ereje” kisebb, mint azoké, amelyek lelassulván az utazásuk vége felé járnak, s csaknem megállította már őket az abszorber. Mindazonáltal a görbe egy ponttól fogva letörik, mert a lelassult He^{2+} ionok elkezdnek elektronokat felszedni a környezetből, míg semleges He atomokká nem válnak a termalizációs folyamat végét elérve. A görbe éles maximumát arra használják a sugárterápiában, hogy a felszín alatti tumorok „kiégetésekor” csökkentse a külső egészséges szövetek károsodását. Ezt a gyorsított ionok kezdeti energiájának megfelelő „hangolásával” érhetik el, ti. nagyobb mélységhez nagyobb energia kell.

Miközben az ionok utazásuk vége felé közelednek (ami normálisan kisebb behatolási mélységet jelent, mint az $R_{\max}$ **maximális hatótávolság**, mely szintén látható a 61. ábrán) és közben az energiájuk a nullához tart, a (143) egyenlet nyilvánvalóan érvényét veszti. Az egyenlet ugyanis erre a határesetre végtelenül nagy LET-értéket jósol, ami abszurd, és ellentmond a Bragg-görbének is. Az ellentmondás könnyen feloldható azonban, ha figyelembe vesszük, hogy az ionok átlagos töltése ebben az útszakaszban folyamatosan csökken, majd nullára esik, mert a lelassult (nemesgáz)ionok elektronokat vesznek magukhoz az abszorber közegéből.

Vegyük észre, hogy a (143) egyenlet nemrelativisztikus közelítése szerint: minél nehezebb az ion, annál nagyobb a LET-értéke, és emiatt annál rövidebb a hatótávolsága, mert annál rövidebb távolságon adja át a teljes energiáját az adott közegnek, miközben ionizációkat/gerjesztéseket hoz létre benne. Ez részben megmagyarázza a **hasadványok** visszalökődési nyomának mikroszkopikus voltát, ami meglepőnek tűnhet, hiszen roppant nagy energiájú ionokról van szó ebben az esetben.



61. ábra: Az α -részecskék abszorpciója az anyagban. Az R_{mean} közepes hatótávolság az α -részecskék esetében kb. az $X_{1/2}$ felezési rétegvastagsággal egyenlő, tehát azzal az x behatolási mélységgel, amelynél a sugárzás 50%-a elnyelődik. Az R hatótávolságot általában vagy az R_{mean} közepes hatótávolsággal, vagy az R_{extr} extrapolált hatótávolsággal azonosítják, mert az R_{max} maximális hatótávolságot, amelynél az összes α -részecske elnyelődik, nem lehet pontosan meghatározni. A „straggling” vagy „szétszóródás” sztochasztikus okokra vezethető vissza, ti. az egyes α -részecskék „hatótávolságai” (felső panel) nem azonosak, még akkor sem, ha a kezdeti energiájuk ugyanakkora.

A **nehéz ionok (közepes) hatótávolsága** (R) közelítőleg arányos a kezdeti kinetikus energiájuk b -edik hatványával:

$$R \propto \{E_0\}^b, \quad (144)$$

ahol b kb. $\sim 1,75$ az α -részecskék és más olyan nem túl nehéz ionok esetében, amelyek a hatótávolságukon belül jórészt megőrzik az eredeti töltésüket, ill. $\sim 0,5$ hasadványokra/hasadási termékekre, melyek átlagos töltése folyamatosan csökken lassulás közben. Az utóbbi azt jelenti, hogy a **hasadványok (közepes) hatótávolsága** tulajdonképpen a kezdeti sebességükkel arányos ($R \propto u_0$).

Az R (közepes) hatótávolság energiafüggését és a Bragg-görbe alakját jól fel lehet használni a sugárterápiában arra, hogy finoman hangolják a gyorsított ionok „égetési mélységét” a 60. ábra szövegében említett alkalmazások esetében. A (144) egyenlet ugyancsak „ösi” eszköz az α -részecskék energiakalibrációjában. Ez a módszer pl. a **magemulzió**ban hátrahagyott **részecskenyomok hossza** alapján következtet az α -részecskék energiájára. (Az előző bekezdésekben többször zárójelbe tettem a „közepes” jelzőt. Ezzel arra szerettem volna felhívni a figyelmet, hogy amikor egy sugárzásfajta hatótávolságról beszélünk, akkor a sugár részecskék közepes hatótávolságát értjük alatta.)

12.3. A béta-sugárzás (könnyű ionizáló részecskék) kölcsönhatása az anyaggal

A sugár-anyag kölcsönhatás szempontjából a nehéz pozitív ionok és az elektronok közötti fő különbség nem abból adódik, hogy ellentétes a töltésük – ami azt illeti, a pozitronok kölcsönhatásairól is ebben a részben lesz szó –, hanem abból, hogy nagyon eltér a tömegük. Először is vegyük figyelembe, hogy a β -részecskék – gyors elektronok/positronok – ugyanabba a súlycsoportba tartoznak, mint az abszorberben található atomi elektronok, melyek rugalmatlan ütközések által lassítják le őket. Emiatt a **sokszoros nagyszögű szóródás** elektronokon (és magokon) inkább szabálynak mondható, mint kivételnek. Az elektronok tehát meglehetősen bonyolult, cikcakkos nyomvonalon haladnak, s gyakran az abszorbernek ugyanazon az oldalán keverednek ki, amelyiken beléptek (62. ábra, felső panel). A **béta-visszaszórás** – ahogy ezt a rugalmatlan jelenséget nevezik – analitikai célra is felhasználható, mert a visszaszórt hányad az anyag (átlagos) rendszámától függ. Ezen kívül a béta-részecskék energiaeloszlása folytonos (32. ábra), szemben az alfa-sugárzáséval, amely lényegében monoenergetikus vagy legalábbis diszkrét energiaspektrumú néhány lehetséges energiával (l. a 36. ábra felső paneljét). Mindezek eredményeképp a β -részecskék abszorpciós görbéje (62. ábra, alsó panel) lényegesen eltér az α -részecskékétől (61. ábra). A lefutása csaknem exponenciális, mindazonáltal hiányzik az eloszlás végtelenbe nyúló „farka”. Az áthatolóképességet ebben az esetben rendszerint az R_{extr} **extrapolált hatótávolsággal** vagy az $X_{1/2}$ **felezési rétegvastagsággal** jellemzik. Az utóbbi azonban nem analóg a fotonokéval (melyet később tárgyalunk), továbbá – az α -sugárzással ellentétben – nem egyezik meg a közepes hatótávolsággal sem. A β -nyaláb (vagy az Auger-elektronok) „kvázi-exponenciális” gyengülése miatt praktikus jellemző a (magyarul többnyire közepes szabad úthosszként említett) **effektív sugárgyengítési hossz** is (*effective attenuation length*, EAL), mely azt az abszorbervastagságot jelenti, mely a nyalábintenzitást az eredeti e -ed részére gyengíti. (Lásd a fotonok közepes szabad úthosszát.)

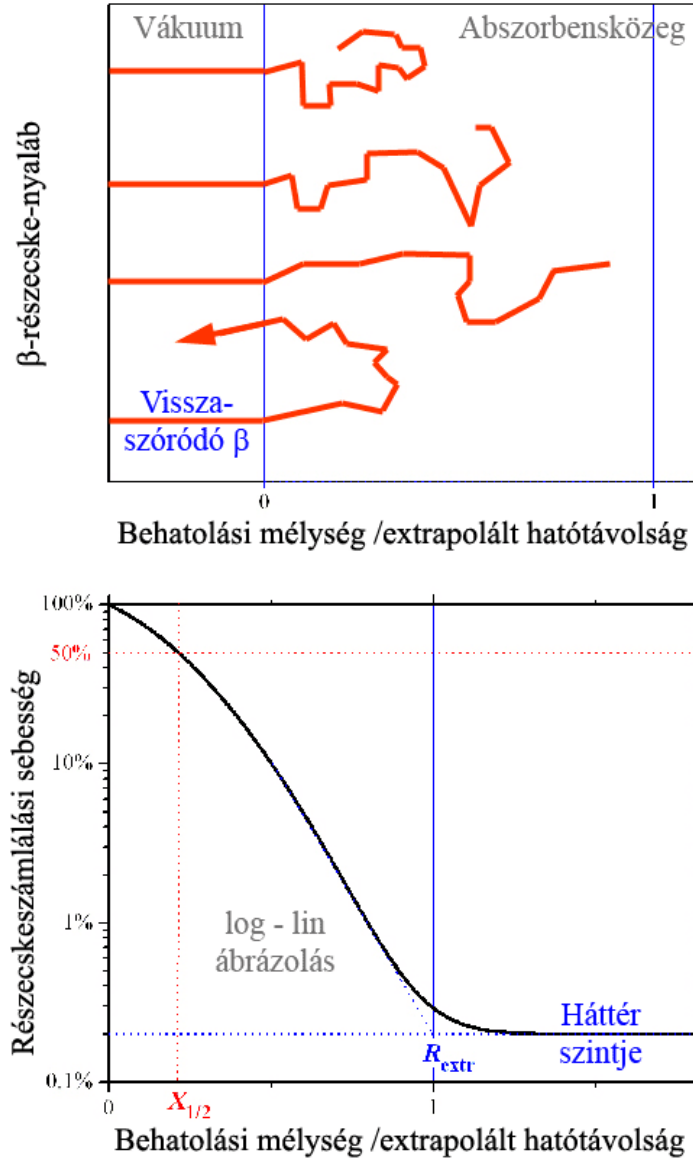
Minthogy az elektronok könnyen eltérülnek, az ezzel kapcsolatos gyorsulás (lassulás) által okozott fékezési sugárzás jelentős járulékát adhatja a LET/fékezőképesség értékének:

$$-\frac{dE}{dx} = \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ionizáció}} + \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{fékezésisugárzás}}, \quad (145)$$

ahol az ionizációs tag a nehéz ionokra vonatkozó (143) LET-formula analógja, attól eltekintve, hogy itt figyelembe kellett venni a lassuló ionizáló részecskék (elektronok) kicsiny tömegének bizonyos következményeit is (pl. hogy „szeretnek” relativisztikusan viselkedni). A második tag azért fontos ebben az esetben, mert a fotonemisszió valószínűsége (pontosabban a sugárzási teljesítmény) fordítva arányos a gyorsuló részecske tömegnégyzetével ($\propto m^{-2}$). Ezáltal a **fékezési sugárzás** járuléka ~ 54 milliószor nagyobb a β -sugárzás esetében, mint az α -sugárzáséban, ha a feltételek egyébként azonosak.

A fenti két tag aránya függ az energiától és az abszorber rendszámától:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ionizáció}} : \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{fékezésisugárzás}} \approx 1 : \frac{E}{800 \text{ MeV}} Z. \quad (146)$$



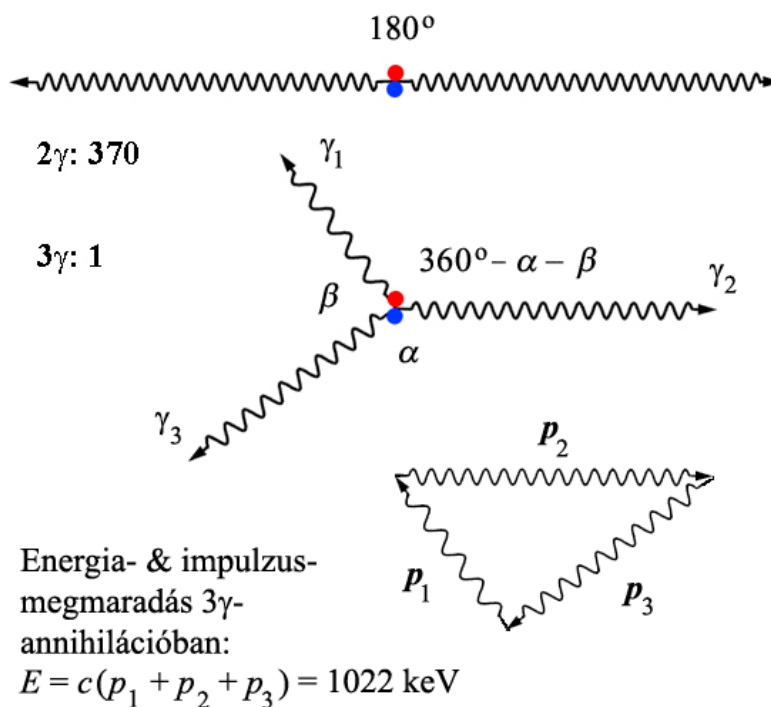
62. ábra: Béta-részecskék abszorpciója az anyagban. Az R hatótávolságot általában az R_{extr} extrapolált hatótávolsággal azonosítják. Az $X_{1/2}$ felezési rétegvastagság ugyancsak jellemzi a β -részecskék áthatolóképességét. A *straggling*/szétszóródás sokkal szélesebb a β -részecskék esetében a többszörös szóródás miatt (felső panel), mely gyakran a rájuk jellemző visszaszóródáshoz vezet. Ráadásul a β -részecskék energiaeloszlása eleve folytonos is, ami még inkább kedvez annak, hogy az abszorpciós görbe (alsó panel) közelítőleg exponenciális alakot öltson (vegyük észre, hogy a függőleges tengely skálája logaritmikus). A háttérre β -detektálásnál mindig kell számítani, mert a detektor pl. a γ -t is észleli.

Így ~ 10 MeV elektronenergia felett a fékezési sugárzás dominál a két tag közül, legalábbis ha az abszorber nehéz elemekből épül fel, mint pl. a $_{82}\text{Pb}$. Ez megmagyarázza, hogy a **szinkrotronsugárzást** (amely maga is nagyenergiájú fékezési sugárzás) miért elektronok gyorsításával állítják elő és mért nem, teszem azt, protonokéval.

Mint említettem, a nagyenergiájú pozitronok kölcsönhatása nem sokban különbözik az azonos energiájú elektronokétól, attól eltekintve, hogy valamivel hamarabb szabadulnak meg az energiájuktól ugyanabban a közegben. Az igazi különbség akkor mutatkozik meg közöttük, amikor már termalizálódtak. Egy lassú pozitron ugyanis elég hosszú időt tölthet el egy elektron (vagyis az antirészecskéje) közelségében, hogy vagy egy rövid élettartamú hidrogénatom-szerű kötött rendszer – ún. **pozitronium** (Ps) – keletkezzék belőlük:



vagy pedig ún. **szabad annihilációt** szenvedjenek azon nyomban (63. ábra), miközben többnyire két ~ 511 keV-es **annihilációs foton** keletkezik helyettük, melyek az impulzusmegmaradás miatt egymással ellenkező irányban hagyják el a színteret:



63. ábra: Egy pozitron–elektron pár szabad annihilációját. A legvalószínűbb folyamat a **2 γ -annihiláció** (felső rajz), mely több mint 997%-ét teszi ki a szabad annihilációs eseményeknek. Mindkét annihilációs foton egy-egy annihilálódó részecske $m_e c^2 = 511$ keV-es nyugalmi energiáját viszi el. A második leggyakoribb esemény a **3 γ -annihiláció** (középső rajz), amikor is a koplánáris fotonok számára végtelenül sokféle lehetőség adódik arra, hogy úgy osztozzanak meg a $2 m_e c^2 = 1022$ keV-nyi teljes nyugalmi energián, hogy közben az impulzusmegmaradás is teljesüljön (alsó rajz). [Fotonokról lévén szó, a nyílak hosszát és a szinusz hullámok frekvenciáját arányosnak vettem mind az impulzussal, mind pedig az energiával. Az impulzusmegmaradást az fejezi ki, hogy az impulzusvektortok zárt háromszöget alkotnak (ti. az elektron–pozitron pár impulzusát elhanyagolhatjuk). Az energiamegmaradást a következő módon fordíthatjuk le a geometria nyelvére: Válasszuk ki a hasonló háromszögek sokaságából azt az egyet, amelynek a kerülete éppen E/c , ahol $E = 1022$ keV.]

Megjegyzem, az **annihilációs fotonok** abban különböznek a γ -fotonoktól, hogy az energiaeoszlásuk nem igazán diszkrét, mert a pozitronok még a teljes lelassulás előtt annihilálódhatnak, és ezért a kinetikus energiájuk hozzáadódik ahhoz a $2 m_e c^2 = 1022$ keV nyugalmi energiához, amelyen a fotonok osztozkodnak.

A pozitronium két „változatban” keletkezik pontosan 1:3 arányban. Az első a **para-pozitronium** (p-Ps, 1 rész), melyben a pozitron és az elektron spinje ellentéte irányú ($\uparrow\downarrow$), vagyis alapállapotban (amikor a pályamomentum 0) az impulzusmomentum 0. Ez egy **szingulett állapot**, amely csak egyféle módon mutathatja meg magát, ha pl. mágneses térbe helyezik. A második az **orto-pozitronium** (o-Ps, 3 rész), melyben a pozitron és az elektron spinje egyező irányú ($\uparrow\uparrow$), vagyis alapállapotban az impulzusmomentum megfigyelhető értéke (vetülete) 1 ($\hbar$). Ez egy **triplett állapot**, amely mágneses térbe helyezve háromféle módon mutakozhat meg, ti. az impulzusmomentum vetülete +1, 0, ill. -1 lehet a **B** mágneses indukció által megszabott irányhoz képest, melyek más-más energiát jelentenek az impulzusmomentummal együtt járó mágneses momentum miatt. (Gondoljunk bele, hogy az iránytűnek sem mindegy, hogyan áll a mágneses térhez képest, mert különben nem lehetne tájolóznak használni.) Aki idegenkedik a kvantummechanikától, annak a keletkezés 1:3 aránya fontos jelzésül szolgálhat arra nézve, hogy a kvantummechanika bizonyos fogalmai fontos jelentést hordoznak. Az adott esetben pl. a triplett három önálló entitás együtteseként mutatkozik meg a mágneses tértől függetlenül is (hiszen az 1:3 keletkezési arány mágneses tér nélkül is fennáll).

Érdekes különbség van a (+1) paritású p-Ps (szingulett) és a (-1) paritású o-Ps (triplett) között két tekintetben is:

1. A p-Ps közepes élettartama 0,1 ns körül van, míg az o-Ps „akár” 140 ns-ig is eléldegélhet.
2. A **p-Ps** csak páros számú fotonná sugárzódhat szét. Jellemzően **2 γ -annihiláció** következik be a 63. ábra felső rajzához hasonlóan.
3. Az **o-Ps** csak páratlan számú fotonná bomolhat. Jellemzően **3 γ -annihiláció** következik be a 63. ábra középső rajzához hasonlóan, a 64-65. ábra szerinti szögeloszlásban, melyeket a (149) egyenlet alapján szerkesztettem.

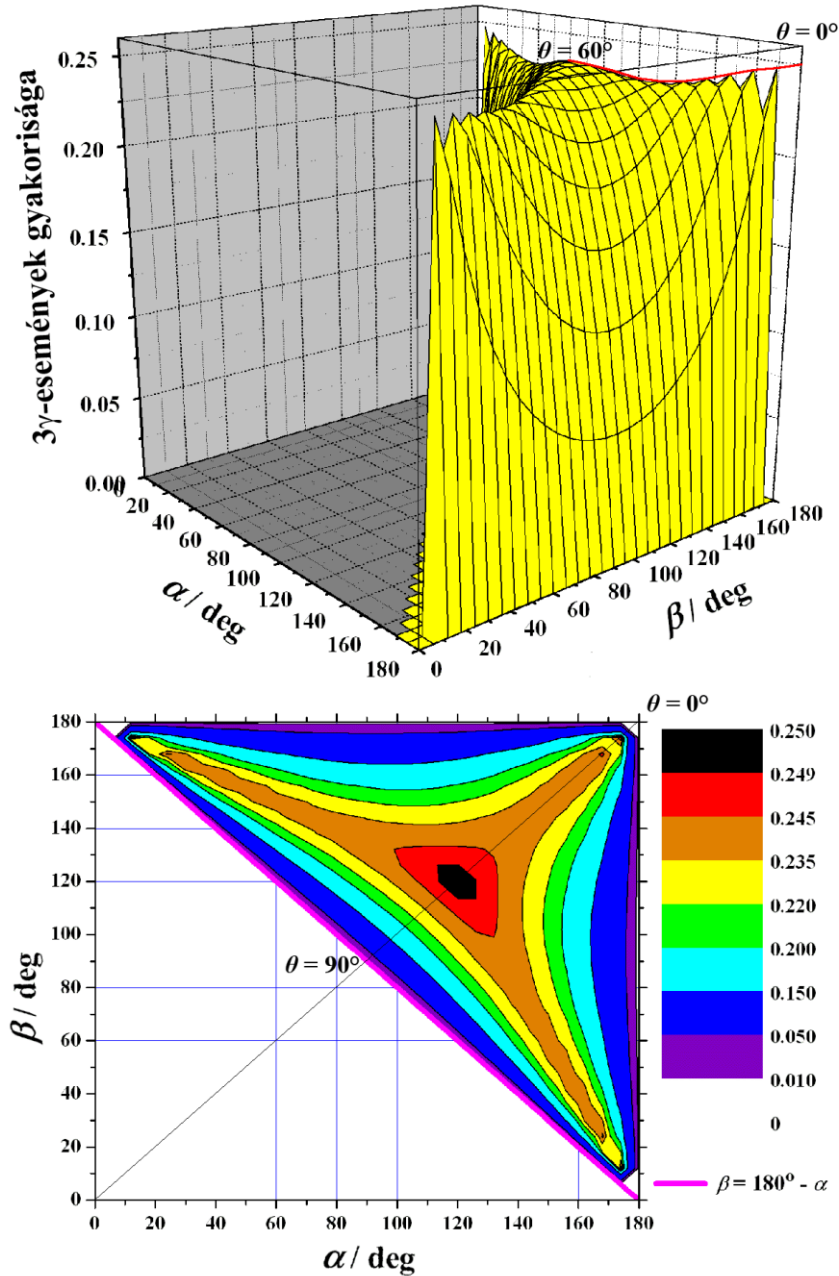
A 2-3. különbség a **paritás** megmaradásából adódik. A paritás **multiplikatív megmaradó mennyiség** (szemben az elektromos töltéssel, az impulzussal vagy a barionszámmal, melyek additív megmaradó mennyiségek). Ha figyelembe vesszük, hogy a foton paritása (-1), akkor pl. 2 γ -annihiláció esetében a fotonok paritása $(-1) \times (-1) = (+1)$, ami stimmel a p-Ps paritásával, míg 3 γ -annihilációnál a fotonok paritása $(-1)^3 = (-1)$, ami az o-Ps paritásával egyezik meg.

A **3 γ -annihiláció szögeloszlása** egy szép, szimmetrikus formulával írható le [You et al.](#) szerint:

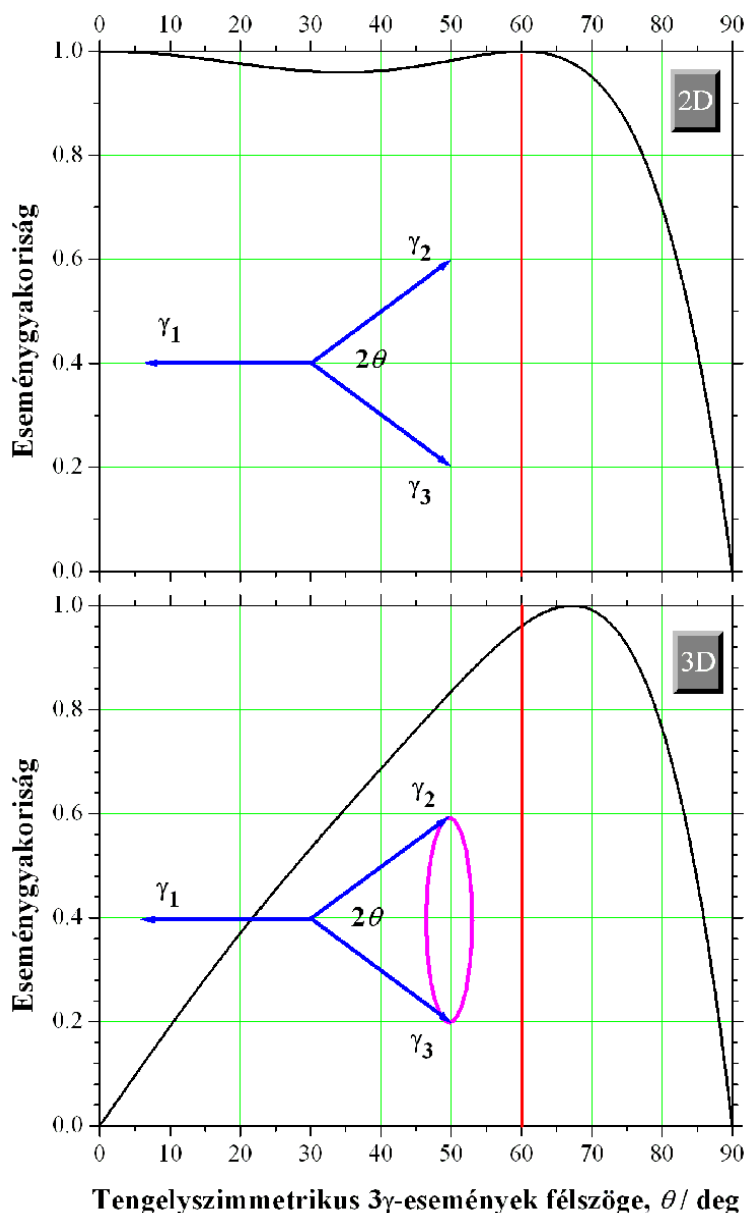
$$P(\alpha, \beta, \gamma) = \left[(1 - \cos \alpha)^2 + (1 - \cos \beta)^2 + (1 - \cos \gamma)^2 \right] \frac{\sin \alpha \cdot \sin \beta \cdot \sin \gamma}{(\sin \alpha + \sin \beta + \sin \gamma)^3}, \quad (149)$$

melyben P a valószínűség; az α és a β szögek jelentése a 63. ábra középső rajzán látszik; míg γ ugyanott a harmadik szög ($360^\circ - \alpha - \beta$).

A fenti képlettel kapcsolatos eloszlások vizsgálata nemcsak a pozitronannihiláció szempontjából tanulságos, hanem azért is, mert rávilágít arra: miért (volna) fontos pontosan megmondani, hogy egy eloszlás mire is vonatkozik tulajdonképpen. (Lásd pl. a [Bertrand-féle paradoxont](#) Rényi Alfréd Valószínűségszámítás c. könyvének 66. oldalán.) A 64. ábra az eredeti (149) függvényt ábrázolja kétfajta megjelenítésben, a 65. ábra pedig azt a szimmetrikus esetet, amikor $\alpha = \beta$ és $\gamma = 2\theta$.

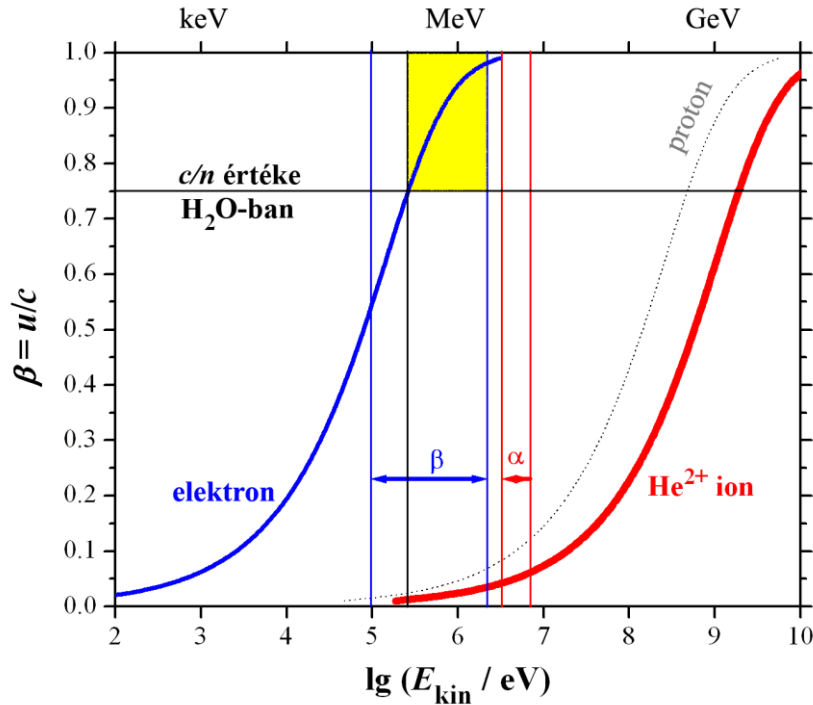


64. ábra: Az o-Ps 3γ -annihilációjakor keletkező fotonok szögeloszlása a (149) formula alapján. Az o-Ps ($\uparrow\uparrow$) csak 3γ -annihilációval bomolhat el. A bomlás egy elvileg lehetséges geometriáját a 63. ábra középső rajza szemlélteti az α és a β szög feltüntetésével. (A θ szög magyarázatát l. a 65. ábrán.) Az ábra felső panelje 3D, az alsó pedig szintvonalas ábrázolását adja a számított valószínűségeknek. (A szintvonalas ábrázolás bal alsó $\blacktriangle$ -ben egyáltalán nem teljesülnek az energia- és impulzusmegmaradás 63. ábrán elmagyarázott feltételei, ezért ez a terület a térkép fehér foltját alkotja.) Az ábrából jól látható, milyen nagy a valószínűsége a szimmetrikus szétsugárzásnak (fekete folt az alsó panelen), amikor is három ~ 341 keV-es foton távozik 120° -os szögben. De gyakorinak tűnnek az olyan események is, amikor két foton közel (de nem pontosan) egyirányú, míg a harmadik az ellenkező irányba repülve tart egyensúlyt a másik kettő impulzusával (a háromszögletű „kalózkalap” csücskei). A 65. ábrával ellentétben ez az eloszlás olyan kísérletet ír le, amikor a sugárforrást gömb alakban körül vesszük egy csomó detektorral, és az összes koplanáris 3γ -eseményt tekintetbe vesszük. Kérdés, mi van, ha egy térirányt kitüntetünk (ti. csak olyan eseményeket nézünk, amikor az irány által kijelölt detektor is megszólalt). Még mindig ugyanaz az eloszlás lesz érvényben? Mi van, ha csak a figyelembe vett detektorok síkját rögzítjük? Mi van, ha mindkettőt?



65. ábra: A felső panel [You et al.](#) cikke alapján készült, akik az o-Ps 3γ -annihilációját a grafikonra rajzolt szimmetrikus geometriában vizsgálták három detektorral. (γ_i -k a fotonok irányát jelző egységvektorok.) Az ábrázolt görbét a 64. ábra alsó paneljén látható „kalózkalap” szimmetriatengelyébe állítva kell elképzelni úgy, hogy a $\theta = 0^\circ$ -nak a négyzet jobb felső csúcsa, míg a $\theta = 90^\circ$ -nak a négyzet közepe felel meg. Ebben az állásban a görbe szépen leírja a 64. ábra felső paneljén látható 3D ábra kontúrját a nézés irányára merőleges átlósíokban (l. pirossal kihúzva). A szerzők kísérletileg jó egyezést találtak az itt látható elméleti görbével, melynek maximuma $\theta = 60^\circ$ -nál van (ez az $\alpha = \beta = 2\theta = 120^\circ$ -os szögű, teljesen szimmetrikus szétsugárzást jelenti). Az alsó panellel azt akartam érzékelteni, hogy a kísérletnek megfelelő térbeli gyakoriságok nem ugyanilyenek lennének. Tudniillik, a γ_1 körüli forgásszimmetria miatt egy adott θ szög annál nagyobb súllyal esik latba, minél nagyobb a **püspöklila kör** kerülete, amit egy $(\sin \theta)$ faktossal lehet figyelembe venni. Amint látjuk, a kapott görbe maximuma kissé eltér a legnagyobb szimmetriának megfelelő geometriától, viszont a „kalózkalap” csücske ($\theta = 0^\circ$) 3D-ben kis valószínűségű eseménynek felel meg. A 64. ábrával ellentétben ezek az eloszlások olyan kísérleteket írnak le, amikor a sugárforrást gömb alakban körülvevő detektorok közül egyet kitüntetünk (ennek irányát jelöli γ_1) és csak azokat a koplánaris 3γ -eseményeket vesszük tekintetbe, amikor a kitüntetett detektor is megszólalt, s ráadásul a másik két megszólaló detektor is szimmetrikusan helyezkedik el a γ_1 vektor egyeneséhez képest. A felső panel esetében még a figyelembe vett detektorokat tartalmazó síkot is rögzítjük.

Van egy másik fontos következménye is annak, hogy a β -részecskék olyan kis tömegűek, nevezetesen az, hogy adott kinetikus energia esetén sokkal gyorsabban mozognak, mint a nehezebb részecskék (mint pl. az α -részecskék). Ami azt illeti, a β -részecskék olyan gyorsak, hogy hajlamosak „relativisztikusan” viselkedni, ahogy azt a 66. ábra is mutatja.



66. ábra: Különböző tömegű részecskék sebessége a kinetikus energiájuk függvényében. A logaritmikus energiatengelyen 3 jelentése 1 keV, 6-é 1 MeV és 9-é 1 GeV. A függőleges tengely (β) a részecske u sebességét a c vákuumban mért fénysebességhez viszonyítva adja meg. A természetes radioaktív bomlásból származó β - és α -részecskék tipikus energiatartományát vízszintes nyilak jelzik. A könnyű részecskék, mint a β -bomlásból származó elektronok, igen gyakran rendelkeznek akkora energiával (lásd a sárga színnel árnyalt téglalapot), hogy a sebességük meghaladja a kondenzált fázisban (pl. vízben) mérhető fénysebességet (c/n). A nehezebb részecskék, mint a He^{2+} ionok, csak akkor lesznek relativisztikusak (földi körülmények között), ha mesterségesen több GeV-re gyorsítjuk őket. A $\beta = 0,75$ -ös értékhez berajzolt vízszintes egyenes azt a küszöbenergiát mutatja, mely alatt a különböző részecskéket még nem képes kimutatni egy Cserenkov-detektor.

A 66. ábrán besárgított energia-/sebességtartomány különösen fontos, mert ha egy részecske u sebessége meghaladja a fény aktuális sebességét (c_v) egy anyagban, mint pl. a víz:

$$u > c_v = \frac{c}{n_v}, \quad (150)$$

(ahol $n_v \approx 1,333$ a víz törésmutatója a $\lambda = 589$ nm hullámhosszúságú látható fényre), akkor a részecske látható fény – ún. **Cserenkov-sugárzás** forrásává válik. Minthogy a látható fény fotonjai kevés energiát hordoznak, a Cserenkov-sugárzás járuléka elhanyagolhatóan kicsiny a (145) egyenlethez. Fontos viszont a részecskedetektálás szempontjából, mert:

- csak egy bizonyos **küszöbenergia fölött** következik be, amikor is a (150) feltétel teljesül;
- a **sugárzás iránya** korrelál a részecske mozgási irányával.

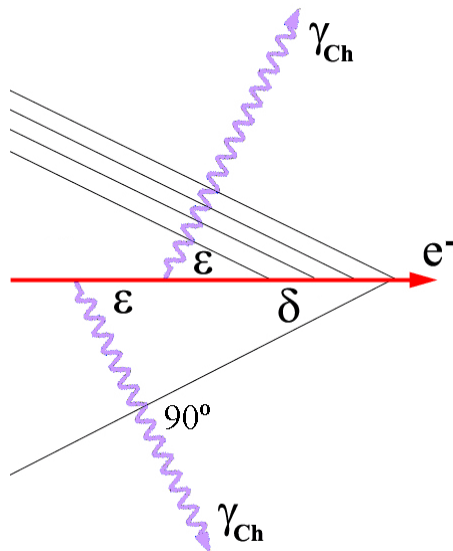
Az utóbbi vonás azzal a ténnyel függ össze, hogy a Cserenkov-sugárzás egy fajta elektromágneses lökéshullámként értelmezhető. **Lökéshullámok** figyelhetők meg pl. akkor,

amikor egy (a víz hullámok terjedési sebességénél gyorsabb) motorcsónak szántja a sima vízfelületet. A csónak orrától jobbra-balra húzódó egyenes hullámfrontok által bezárt 2δ szög egyre kisebb (hegyesebb) lesz, ahogy a csónak sebessége nő. Maga a lökeshullám a hullámfontra merőlegesen távolodik a csónak útvonalától, ezért a mozgásirányt a δ szög $\varepsilon (= 90^\circ - \delta)$ pótszöge határozza meg, ahogy a 67. ábra mutatja. Vegyük észre, hogy ε egyre nagyobb lesz a sebesség növekedtével.

A Cserenkov-sugárzás terjedési iránya és a részecske sebessége közötti összefüggés:

$$\cos \varepsilon = \frac{c}{u n_v} \quad (151)$$

csak akkor ad fizikailag értelmezhető eredményt, ha a (150) feltétel teljesül.

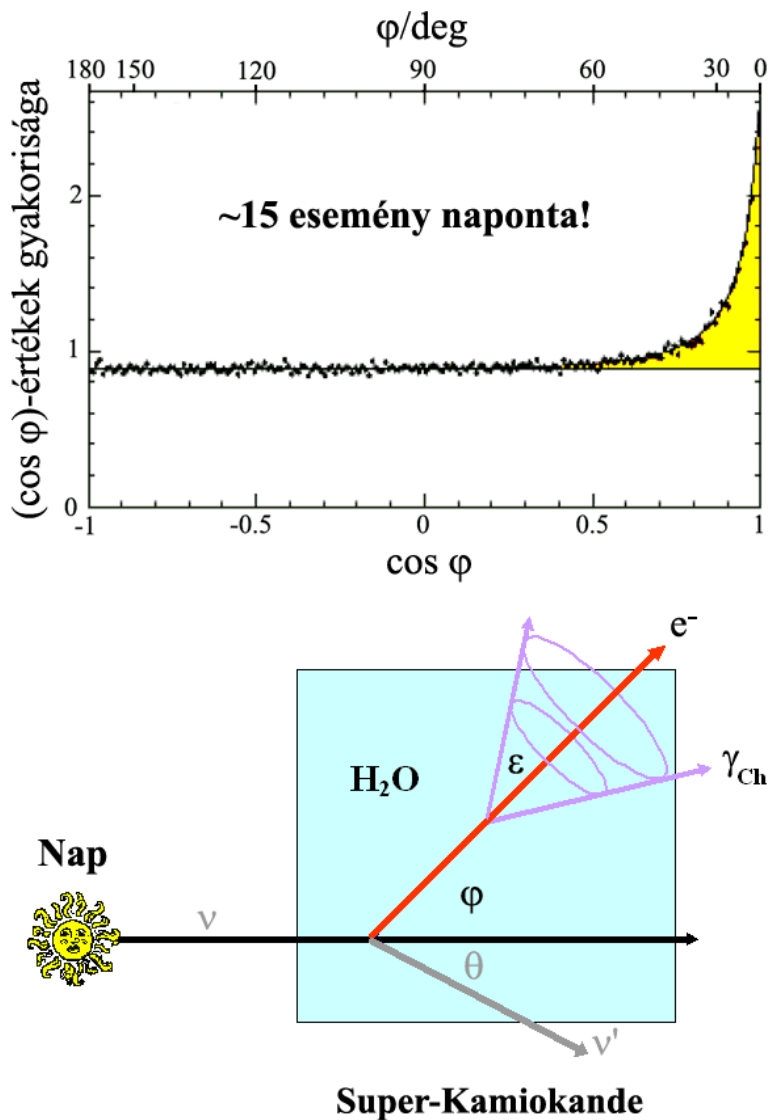


67. ábra: A néhány száz keV-nél nagyobb energiájú β -részecskék kondenzált közegben (pl. cseppfolyós vízben) haladva látható fény – ún. Cserenkov-sugárzás – forrásai lehetnek. A **kékeslila fény** (γ_{Ch}) iránya a szövegben leírt módon függ az elektron sebességvektorától. Csak egyetlen kúpos lökeshullámfront van, mely együtt halad az elektronnal. A párhuzamos szürke vonalakat csak azért rajzoltam be az elektron nyomvonalát szemléltető piros nyíl fölé, hogy megmutassam a hullámfront korábbi helyzeteit, ezzel érzékeltetve a hullám haladási irányát. Megjegyzem, vízben az ε szög maximum $41,4^\circ$ lehet (c sebességű elektronokra), ugyanakkor az ábrázolt eset $\sim 64^\circ$, amely inkább a gyémántra jellemző, melynek nagyobb a törésmutatója.

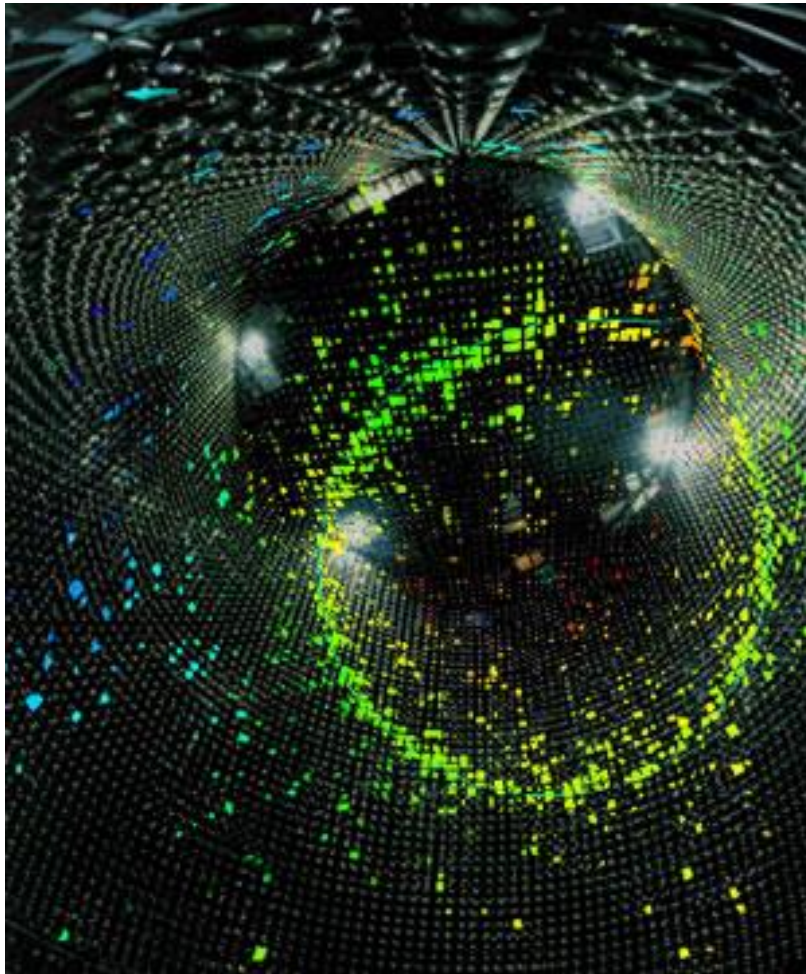
A Cserenkov-sugárzás iránykorrelációját, ill. kúpszerű terjedési geometriáját használták ki japán kutatók arra, hogy bárki számára meggyőző módon bizonyítsák a Földet érő neutrínósugárzás egy részének szoláris eredetét. A **Super-Kamiokande** nevű neutrínódetektor hatalmas víztartály ($50\,000\text{ m}^3$ vízzel töltve), melyet fényérzékelők sokasága vesz körül (több mint 11 ezer darab 50 cm-es fényelektromos sokszorozó). A neutrínók némelyike – ahogy a fotonok a Compton-effektusban (l. a következő alfejezetben) – rugalmasan meglök egy elektront, mely ezáltal hatalmas energiára/sebességre tesz szert, s így Cserenkov-sugárzás forrásává válik.

A detektorrendszert vezérlő komputer a sugárzás sajátos terjedési karakterisztikáját kihasználva ki tudja szűrni a háttérből azt a napi 15(!) jelet, mely ilyen meglökött elektronoktól ered, továbbá következtet a meglökött elektron energiájára/sebességére, helyére és haladási irányára is. Az utóbbit a φ szög írja le a 68. ábrán. A (189) egyenletből kitűnik, miért a $\cos \varphi$ eloszlása van megadva az ábra felső paneljén, mért nem a φ szögé közvetlenül.

Ugyanaz az egyenlet megmutatja azt is, hogy a nagyobb energiájú elektronok esetében a φ szög egyre kisebb lesz. A felső panel alapján tehát arra lehet következtetni, hogy az elektronok nagyrészt előre felé szóródnak jó nagy energiával. Ez egyúttal azt is jelenti, hogy az alsó panelen látható szórási geometria nem éppen tipikus, hiszen a hisztogramon a φ irányiszög az esetek nagyobbik részében 30° -nál kisebb.



68. ábra: A Super-Kamiokande (*Kamioka Nucleon Decay Experiment* = Kamiokai Nukleonbomlási Kísérlet) neutrínódetektorával 1996-2001 között összesen 22 400 neutrínót detektáltak és analizáltak aszerint, hogy a neutrínók által meglökött elektronok (melyeket az általuk keltett Cserenkov-sugárzás segítségével észleltek) mekkora szöget (φ) zártak be a Nap helyzetéhez képest. A felső panel $\cos \varphi$ eloszlását mutatja, de a könnyebb tájékozódás végett a felső tengelyen néhány φ értéket is bejelöltem. A hisztogram meggyőző bizonyítékát adja annak, hogy a sárgával kitöltött csúcs, mely az előrelökött elektronoktól ered, valóban szoláris neutrínóknak köszönhető, hiszen $\varphi = 0$ -nál van a maximuma, ami a Nappal ellentétes irányú mozgásra utal. Az alsó modul egy napneutrínó szóródását szemlélteti egy elektronon. A folyamat ugyanúgy megy végbe, mint a fotonok esetében a Compton-szóródás, csak hogy ezúttal a meglökött elektron kezdeti mozgásirányát jellemző φ szöget mérik a θ helyett. A φ irányiszög meghatározására az a tény ad lehetőséget, hogy az elektron által keltett Cserenkov-fotonok (γ_{ch}) a fényelektromos sokszorozók egy gyűrűszerűen elhelyezkedő csoportjába (l. 69. ábra) csapódnak be a felület 40%-át lefedő 11 146 fényérzékelő közül. ([Masayuki Nakahata cikke](#) nyomán).

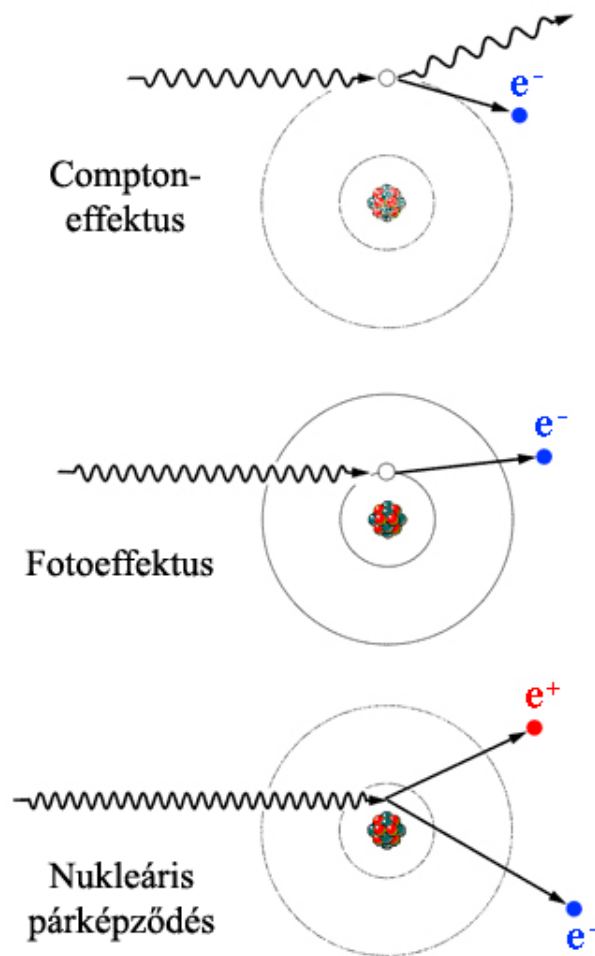


69. ábra: Egy megörökített neutrínóesemény a Super-Kamiokande neutrínódetektorával. A mozaik sok-sok fényelektromos sokszorozóból áll össze. A zölden világítónak tetszőkből kirajzolódik a Cserenkov-sugárzással kapcsolatos kúpszelet. A kúpszelet alakjából következtetni lehet a kúp tengelyére, mely mentén a neutrínó által meglökött elektron haladt. A kúpszelet méretéből és a kúp nyílásszögéből pedig tudni lehet, hol van a kúp csúcsa, mely épp az elektronra mutat. (Forrás).

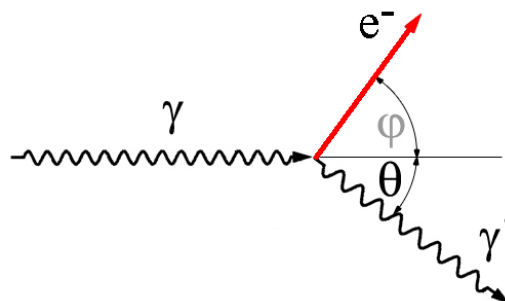
12.4. A gamma-sugárzás (nagyenergiájú fotonok) kölcsönhatása az anyaggal

A röntgensugárzás és a γ -sugárzás legfontosabb kölcsönhatásai az anyaggal a **Compton-szóródás**, a **fotoeffektus** és a **párképződés** (más néven a **párkeltés**, mely nem ugyanaz, mint a meglévő részecskék összekapcsolódását jelentő **párképzés**). Lásd a 70. ábrát.

A **Compton-szór(ód)ás** (más néven a **Compton-effektus**) egy $h\nu$ energiájú és $h\nu/c$ impulzusú foton (γ) rugalmas szóródásaként tárgyalható egy (csaknem) szabad elektronon, mely eredetileg nyugalomban volt (71. ábra). Az ütközés eredményeképp az elektron mozgásba jön (E_e kinetikus energiával és p_e impulzussal). Másrésről az eredeti irányához képest θ szöggel eltérült foton (γ') energiája ($h\nu'$) és impulzusa ($h\nu'/c$) egyaránt csökken az energia- és impulzusmegmaradás miatt.



70. ábra: Nagyenergiájú fotonok főbb kölcsönhatástípusai az anyaggal. A **Compton-szóródás** esetében a (vegyérték)elektron kötési energiája elhanyagolható a fotonéhoz képest, ezért az „ütközésük” lényegében rugalmas (kváziasztikus). A **fotoeffektus** rugalmatlan (inelasztikus) folyamat. Ha energetikailag lehetséges, akkor egy erősen kötött K-elektron szakad ki az atomból, és közben az atom maga is „bemozdul”, felvéve ezáltal a folyamatban megsemmisült foton impulzustöbbletét. A **mag által elősegített párképződés** a mag Coulomb-terében játszódik le. A nagyenergiájú foton ($E_\gamma > 2m_e c^2 = 1022 \text{ keV}$) eltűnik, és egy pozitron–elektron pár bukkan elő helyette. A mag afféle „csendestárs” a folyamatban, melynek az a szerepe, hogy elvigye a „néhai” foton impulzustöbbletét.



71. ábra: A Compton-szóródás egy foton kváziasztikus (csaknem rugalmas) ütközését jelenti egy (csaknem) szabad elektronnal. A nyilak hossza arányos az összegükben megmaradó impulzusok nagyságával. A szinusz hullámok frekvenciája ezen kívül arányos az ábrázolt fotonok energiájával, valamint – a fotonokra érvényes $p_\gamma = E_\gamma/c = h\nu/c$ arányosság miatt – azok impulzusával is.

A 71. ábrán látható szórási geometria esetében (mely csupán egyetlen példa a számtalan különböző lehetőség közül) az impulzusok aránya a következő:

$$\frac{h\nu}{c} : \frac{h\nu'}{c} : p_{e^-} = 5 : 4 : 3. \quad (152)$$

Ebben a speciális esetben az energiamegmaradás feltétele megköveteli, hogy a megfelelő energiák aránya a következő legyen:

$$h\nu : h\nu' : E_{e^-} = 5 : 4 : 1, \quad (153)$$

mivel $5 = 4 + 1$.

Ez az egyszerű példa megvilágítja, hogy az energia- és impulzusmegmaradás kényes kérdés minden olyan folyamatban, melyben mind fotonok, mind pedig „masszív” részecskék szerepet játszanak. Tudniillik az a bökkenő, hogy a fotonok esetében más az energia és az impulzus aránya, mint a többi részecske esetében, kivéve, ha az utóbbiak extrém mértékben relativisztikusak, amikor is „fotonszerűen” kezdenek viselkedni (l. 57. ábra). Ez a példa rávilágít arra is, mért nem következhet be fotoeffektus szabad elektronon, ill. mért nő a fotoeffektus valószínűsége az elektron kötési energiájával egészen addig a határig, amikor még energetikailag lehetséges kiszakítani az elektront a kötésből.

A 72. ábra néhány fontos vonását mutatja a Compton-effektusnak 511 keV-es annihilációs fotonokat véve példának. Az ábra felső paneljén látszik, hogy a fotonszóródás θ szöge (71. ábra) a Compton-elektron energiáját (valamint a φ szóródási szöggel jellemzett irányát) is meghatározza. A **Compton-elektronok** folytonos energiaceloszlásúak (lásd a 72. ábra alsó paneljét). A **Compton-szórt fotonok** energiaceloszlása ugyancsak folytonos, és úgy kapható meg az elektronokéból, hogy az utóbbit a foton kezdeti energiájának felénél (vagyis az adott példában 255,5 keV-nél) berajzolt függőleges tengelyhez képest tükrözzük/átfordítjuk. (Sajnos, a Java szimuláció nem működik már, de talán érdemes megnézni [ezt a weboldalamat](#) is, melyen olyan ábrák is vannak, melyeket alább nem mutatok.)

A Compton-elektronok akkor jutnak a lehető legnagyobb energiához, amikor a fotonok 180° -kal szóródnak vissza (72. ábra, felső panel). Fontos megjegyezni, hogy a (187) egyenlet szerint **a foton nem képes elveszíteni az összes energiáját** ebben a (kvázi)elasztikus folyamatban, ami azt jelenti, hogy egy minimális energiája (ti. a $\theta = 180^\circ$ -nak megfelelő érték) megmarad, akármilyen is a szóródás geometriája:

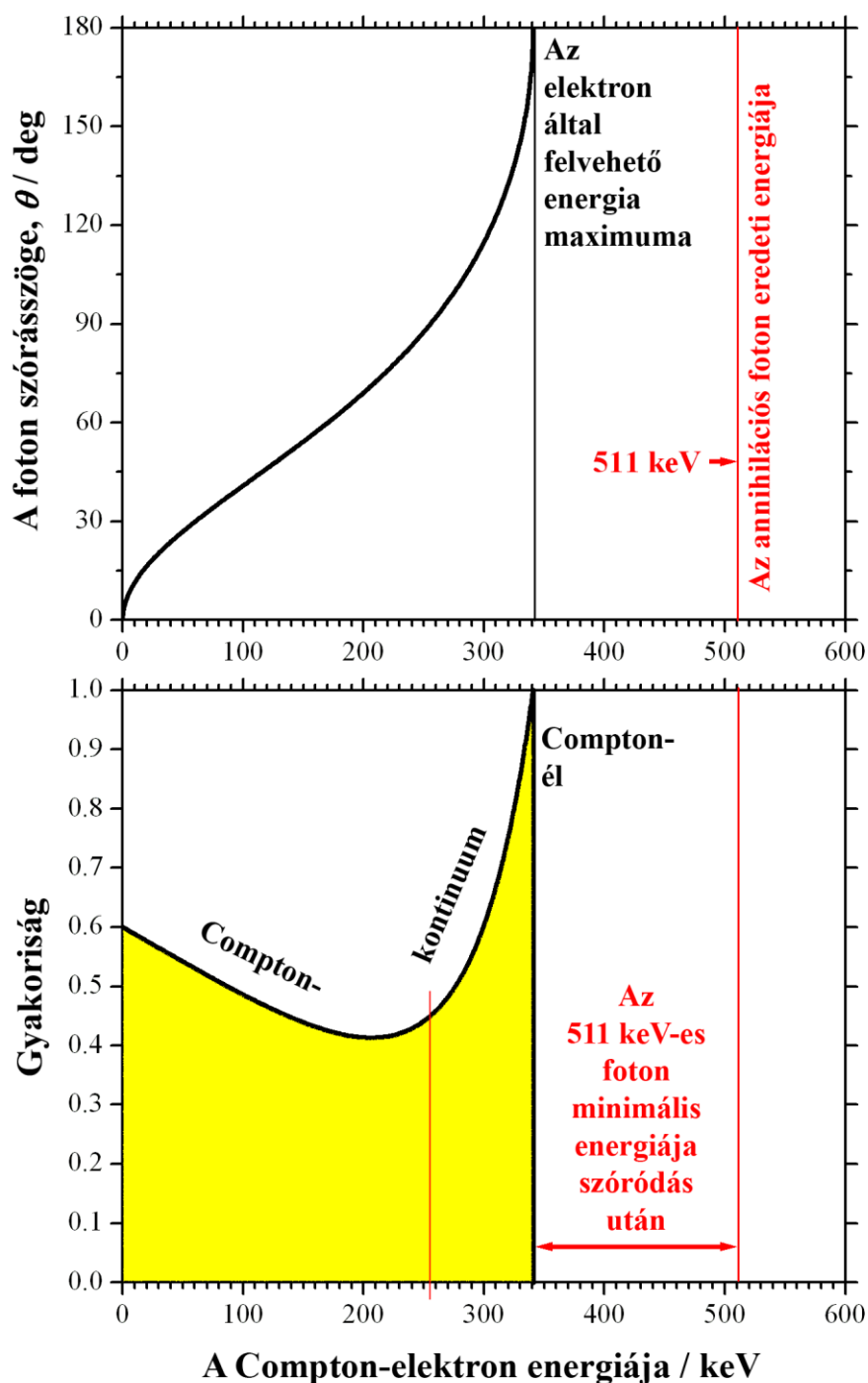
$$E_\gamma' = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \geq (E_\gamma')_{\min} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_e c^2}} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{255,5 \text{ keV}}} > 0. \quad (154)$$

A fenti egyenlőtlenség az adott példa ($E_\gamma = 511 \text{ keV}$) esetén *legalább* $E_\gamma' = 511/3 \text{ keV} \approx 170 \text{ keV}$ energiát „garantál” a szóródott fotonnak.

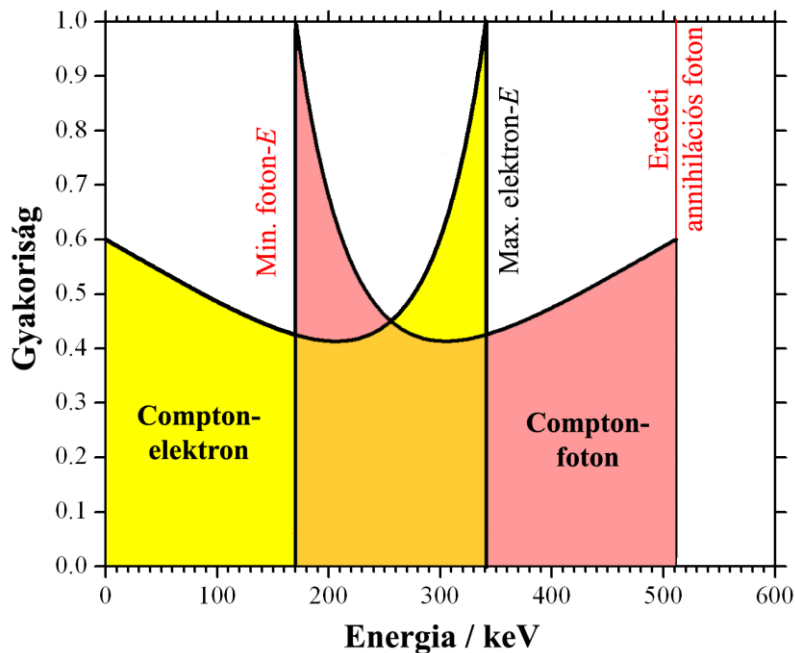
Míthogy a szórt foton minimális energiája és a Compton-elektron maximális energiája együttesen épp az eredeti fotonenergiával egyenlő:

$$(E_{e, \text{kin}})_{\max} = E_\gamma - (E_\gamma')_{\min} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{255,5 \text{ keV}}{E_\gamma}} < E_\gamma. \quad (155)$$

Vagyis az adott példa ($E_\gamma = 511 \text{ keV}$) esetén *legfeljebb* $E_{e, \text{kin}} = 511/1,5 \text{ keV} \approx 341 \text{ keV}$ energia jut a meglökött elektronnak.



72. ábra: A Compton-effektus jellemző vonásai 511 keV-es annihilációs fotonok példáján szemlélítve. A θ szórási szög meghatározza a Compton-elektron energiáját (felső panel). A Compton-elektronoknak folytonos az energiaeloszlásuk (alsó panel). A Compton-szórt fotonok energiaeloszlása ugyancsak folytonos és tükörképe az elektronokénak az $511/2$ keV-nél berajzolt függőleges tengelyhez képest (l. 73. ábra).



73. ábra: Compton-szórt annihilációs fotonok és a meglökött Compton-elektronok jellemző energiaeloszlása. A két eloszlás tükörképi viszonyát az okozza, hogy az eredeti energián (jelen esetben 511 keV-en) két részecske osztozik. Ezért az eredeti fotonenergiához képest komplementer energiával rendelkező fotonokból és elektronokból szükségszerűen ugyanannyinak kell lenniük.

A kimondottan rugalmatlan **fotoeffektus** során viszont a teljes 511 keV egy alacsony energiaszinten lévő héjelektron – legnagyobb valószínűséggel egy K-elektron – kiszakítására és kinetikus energiával való ellátására fordítódna. Ez utóbbi esetben a **fotoelektron** kinetikus energiája egyenlő lenne a fotonenergia és a kiütött héjelektron kötési energiájának különbségével. A fotoeffektus eredményeképp tehát **a foton megszűnik létezni**. Az atomban keletkezett **belső elektronlyuk**at ezután egy kitebbi héjelektron tölti be, s az elektronpályák közti energiakülönbségtől **röntgenemisszió** és/vagy **Auger-effektus** révén szabadul meg az atom.

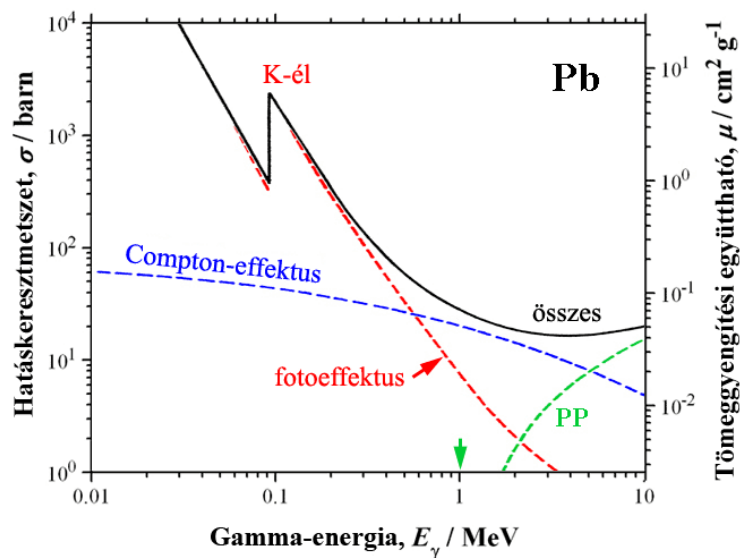
A fotoeffektus sztorija úgy hangozhatott, mint egy kétoldalú tranzakció a foton és a héjelektron között. Valójában azonban az atom, melyből az elektron kiszakad, szintén fontos szereplő, ti. nélküle nem teljesülhetne az energia- és impulzusmegmaradás. Amikor a foton „eltalálja” az elektront, az atom egésze annál jobban érintett a dologban, minél nagyobb az elektron kötési energiája. (Vagy, egy metaforával élve: amikor almát szedünk egy fáról, az érett gyümölcs könnyen a markunkban marad anélkül, hogy egy levél is rezdülne, míg egy éretlen alma kocsánya az egész ágat meghúzza, mielőtt a gallyat elengedné. Az első eset a Compton-effektussal analóg, míg a második a fotoeffektussal.) Az atom részvételét a 74. ábrán látható K-él létezése is alátámasztja.

A **K-él** magyarázata a következő. A nagyenergiájú fotonok számára (elvileg) az ólomatom összes elektronja (82 db.) szóba jöhet partnerként a fotoeffektus szempontjából.

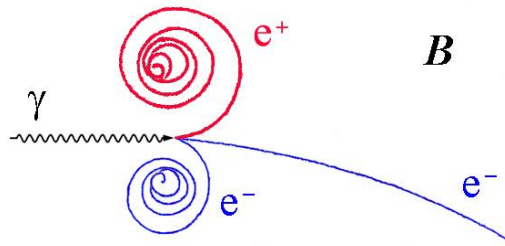
Mindazonáltal, amint a foton energiáját egy picivel 88 keV (~ 0.09 MeV) alá visszük (miáltal épp az ólom K-héjának kötési energiája alá jutunk), a 82 elektron közül 2 (ti. a két szem K-elektron) többé már nem elérhető a fotoeffektus számára. Az a tény, hogy ezen a ponton a fotoeffektus valószínűsége látványosan (mintegy az eredeti $\sim 10\%$ -ára) csökken, azt mutatja, hogy a K-elektronok tényleges hozzájárulása a fotoeffektushoz közvetlenül a K-él fölött ($\sim 90\%$) messze nagyobb, mint amire a számarányuk ($2/82 \approx 2.4\%$) alapján következtethetnénk. Még alacsonyabb energiáknál további (de kevésbé markáns) élek vannak

(L-élek stb.), melyek kívül esnek a 74. ábra skáláján. Ezeknek az éleknek a pusztta létezése azt bizonyítja, hogy a fotoeffektus esélyei annál jobbak, minél erősebb a kötés az atom és az elektron között (feltéve természetesen, hogy a foton energiája egyáltalán elég a kötés elszakításához).

A **pároképződés** (PP) egy nagyenergiájú foton (azaz „tisztá energia”) „átalakulása” egy részecske–antirészecske párrá, ami (az adott esetben) egy e^- elektron és egy e^+ pozitron keletkezését jelenti. Az energia és az impulzus megmaradását elősegítő „csendes társ” rendszerint egy atommag, de a 75. ábra sematikus példája esetében történetesen épp egy héjelektron, mely a folyamat során kirepült egy atom kötelékéből. A nukleáris (azaz a **mag által elősegített**) PP $\sim 1,022$ MeV fölött kezdődik. Ez az energiaküszöb (74. ábra) két elektron nyugalmi energiájának ($2m_e c^2$) felel meg. Minthogy a magnak nagy a tömege, nagyon kis energiát kell felvennie ahhoz, hogy elvigye a foton impulzustöbbletét. Ezért a visszalökődése túl csekély ahhoz, hogy a 75. ábra eredetijéhez hasonló felvételeken látható legyen. Az **elektron által elősegített PP** küszöbenergiája ($4m_e c^2 = 2,044$ MeV) duplája a nukleárisnak, mert a kiütött elektronnak igen kicsi a tömege és ezért jelentős energiát kell felvennie ahhoz, hogy a foton impulzusát elvigye. Efféle „besegítés” nélkül (pl. vákuumban, ha még elektromágneses tér sincs) a pároképződés nem volna lehetséges. (Gondoljunk a nukleáris PP azon határesetére, amikor a foton $h\nu$ energiája éppen csak elegendő ahhoz, hogy a pozitron–elektron pár előpattanjon a „semmiből”. Ilyenkor a részecskéknek gyakorlatilag sem kinetikus energiájuk, sem impulzusuk nincsen. Ezért a foton $h\nu/c$ impulzusát egy harmadik testnek – az adott esetben egy atommagnak – kell elvinnie, mely elég nagy tömegű ahhoz, hogy szinte elhanyagolhatóan kis energiafelvétel árán is megtegye ezt a „szívességet”).



74. ábra: Az abszorpciós hatáskeresztmetszet, ill. a tömeggyengítési együttható a fotonenergia függvényében. Az ábra a nagyenergiájú fotonok három fő kölcsönhatásának szerepét egy $_{82}\text{Pb}$ abszorber speciális esetében hasonlítja össze. Nagy rendszámú elemek esetében, mint az ólom ($Z = 82$), viszonylag kis energiáknál a fotoeffektus a domináns kölcsönhatás, míg a Compton-effektusnak csekély szerep jut. (A kis rendszámú elemek esetében viszont ugyanebben az energiatartományban a Compton-effektus dominál a fotoeffektus felett.) Az általános tendencia mindkét kölcsönhatás esetében az energia szerinti csökkenés, de a fotoeffektus valószínűsége gyorsabban változik, ezért ~ 1 MeV körül a Compton-effektus veszi át a vezetést. Valamivel 1 MeV fölött (lásd a zöld nyilat) beindul a mag által elősegített pároképződés (PP), mely végül is domináns kölcsönhatássá válik az igazán nagy energiáknál. A fotoeffektus görbéjén látható törés – a K-él – magyarázata a szövegben található.



75. ábra: Sematikus buborékkamra-felvétel egy mágneses térben lezajló, elektron által elősegített párképződésről (PP). A mágneses indukció $\mathbf{B}$ vektora merőleges a kép síkjára, és a szemlélővel ellentétes irányba mutat. A (kamrában valójában nyomtalanul mozgó, de a képen hullámvonallal megjelenített) foton energiája sokkal nagyobb, mint az elektron–pozitron pár együttes nyugalmi energiája ($2m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$). Az ellentétes töltésű részecskék nyomvonala ellentétes irányban kunkorodik a mágneses tér erővonalai körül. Minél lassúbb a részecske, annál szűkebb a kunkor. A pár nyoma egy-egy spirális órarugóhoz hasonlít, ami azt jelzi, hogy az elektron és a pozitron fokozatosan lelassul a kamrát kitöltő anyagban. A csaknem egyenes nyomvonalú gyors elektron egy atomi pályáról szakadt ki, s elviszi a foton impulzustöbbletét. A párképződés egyben a foton létezésének végét is jelenti. (A rajz a *Lawrence Livermore National Laboratory* eredeti felvétele alapján készült.)

Amikor a γ - vagy a röntgensugárzás kölcsönhatásba lép az anyaggal, nagyenergiájú elektronok (fotoeffektus és Compton-effektus esetén) vagy pozitronok (PP esetén) keletkezhetnek. Ezek a másodlagos részecskék a β -sugárzáshoz hasonlóan reagálnak az anyaggal (l. az előző alfejezetben leírtakat).

Egy monoenergetikus (vagy „monokromatikus”) fotonokból álló sugárnyaláb abszorpciója exponenciálisan függ az abszorber rétegvastagságától, ugyanúgy, ahogy a kémiából ismert **Lambert–Beer-törvény** a fényabszorpciót leírja:

$$I = I_0 \exp(-\mu x), \quad (156)$$

ahol I a röntgen- vagy γ -sugárzás (maradék) intenzitása, miután áthaladt egy olyan abszorberregegen, melynek abszorpciós tulajdonságait μ , a vastagságát pedig x jellemzi; I_0 pedig az abszorberbe belépő sugárnyaláb kezdeti intenzitása. A μ fizikai mennyiség neve **tömeggyengítési együttható** (egység: $\text{cm}^2 \text{ g}^{-1}$, ahogy a 74. ábra jobb oldali függőleges tengelyfelirata mutatja) és x az abszorber **felületi sűrűsége** (egység: g cm^{-2}). A μ és az x mennyiségeket alternatív módon **lineáris sugárgyengítési együtthatóként** (egység: cm^{-1}), ill. **lineáris vastagságként** (egység: cm) is lehet értelmezni. A megfelelő mennyiségeket a ρ (tömeg)sűrűség (egység: g cm^{-3}) kapcsolja össze: $\mu_{\text{lin}} = \rho \mu_{\text{tömeg}}$, ill. $\rho x_{\text{lin}} = x_{\text{tömeg}}$.

Vegyük észre azt is, hogy a (156) abszorpciós egyenlet matematikailag ekvivalens a (73) exponenciális bomlástörvénnyel, mindössze csak a következő megfeleltetéseket kell figyelembe venni: $I \Leftrightarrow N$, $I_0 \Leftrightarrow N_0$, $\mu \Leftrightarrow \lambda$ és $x \Leftrightarrow t$.

Az ekvivalencia fizikai háttere a következő:

- A radioaktív atomok **örökifjú tulajdonsága** – vagy másképp: **kortalansága** –, mely az exponenciális élettartam-eloszlás hátterében van, **fáradhatatlanságnak** fordítható az elektromágneses sugárzás abszorpciója esetében, ami azt jelenti, hogy a fotonok – a közvetlenül ionizáló részecskékkel ellentétben – nem fokozatosan veszítik el az energiájukat, miközben az abszorberben egyre mélyebbre hatolnak. Emiatt „pályájuk” minden egyes pontján ugyanakkora az esélyük arra, hogy egy további, előre megadott távolságot kölcsönhatás nélkül megtegyenek, mintha épp csak akkor kezdték volna meg útjukat az anyagban. Ebből már következik, hogy a kölcsönhatással lezárult útszakaszok hossza szükségszerűen exponenciális eloszlású lesz.
- A kölcsönható fotonok vagy elnyelődnek vagy szóródás révén kikerülnek a

sugárnyalábból. Akárhogy is, de a detektálást mindenképp elkerülik. Ezért az exponenciális törvény a fotonok számának rétegvastagság-függésére is jellemző lesz.

A fotonok **exponenciális abszorpció törvényéből** kifolyólag a fotonoknak nem létezik „hatótávolsága” abban az értelemben, ahogy az ionizáló részecskéknek. A fotonok ugyanis bizonyos valószínűséggel akármilyen (véges) vastagságú rétegen át tudnak hatolni. A δ paramétert, amelyet a $(\delta = 1/\mu) \Leftrightarrow (\tau = 1/\lambda)$ megfeleltetés alapján közepes hatótávolságnak lehetne nevezni, igazából **közepes szabad úthossznak** hívják. A $T_{1/2}$ felezési idő helyébe az $X_{1/2}$ **felezési rétegvastagság** lép, mely azt az abszorbervastagságot jelenti, mely éppen felére csökkenti a sugárnyaláb intenzitását. A következő felezési rétegvastagság ismét felére csökkenti az intenzitást és így tovább.

A fényabszorpció exponenciális törvénye mellett a fotonok – más értelemben vett – fáradhatatlansága mindennapi tapasztalatunk. Ez teszi lehetővé azt, hogy a fényévmilliók messzeségében lévő csillagokat szabad szemmel lássuk az éjszakai égbolton. A spektrumvonalak távolsággal növekvő vöröseltolódása – az egyetlen tapasztalat, melyet a fáradás jeleként lehetne értelmezni³⁶ – azonban a **Doppler-effektusnak** köszönhető, melyet a világegyetem **Hubble-tágulása** okoz.

12.5. Neutronok kölcsönhatása az anyaggal

A neutronok legfontosabb kölcsönhatásai azzal kapcsolatosak, hogy elektromosan semlegesek és – maguk is nukleonok lévén – „érzékenyek” a magerőkre (reziduális erős kölcsönhatás, l. a 4.1. alfejezetet). Semlegességük miatt gyakorlatilag nem ionizálják az anyagot, ellenben különböző magreakciókat kelthetnek benne, ahogy azt a 7. fejezetben láttuk (l. 8. táblázat és 33. ábra). A **neutronbefogás** és általában véve a **neutronaktiváció** az alapja az NAA módszernek, mely igen fontos eszköze az elemanalízisnek. Egy másik fontos neutronreakció-típus – a **neutronok által kiváltott maghasadás** – a nukleáris energiatermelés alapja napjainkban.

Ebben a részben kizárólag a neutronok lassulási folyamatával foglalkozom, mert a **termikus neutronok** igen fontos szerepet játszanak számos alkalmazásban, beleértve a ^{235}U hasadását, azé a nuklidét, mely a jelenlegi magreaktorok leggyakoribb „üzemanyaga”. (Lásd a 30. ábra felső paneljét is.)

Két olyan lassító mechanizmus van, mely nem fogyasztja a neutronokat, ti. a neutronok rugalmas, ill. rugalmatlan ütközése az **X moderátor** magjaival, vagyis: $X(n,n)X$, ill. $X(n,n')X$. Ezek közül a rugalmas ütközés a hatékonyabb és kívánatosabb.

A neutron és egy mag **rugalmas ütközését** úgy képzelhetjük el, mint egy véletlenszerű (vagyis nem feltétlenül centrális) ütközést két rugalmas golyó között, melyek közül az egyik „tömege” 1 (neutron, n), a másiké pedig A (moderátormag, X), ahol A az X tömegszáma.

Miután az E_0 kezdeti energiájú neutron rugalmasan ütközött egy nyugvó maggal, a fennmaradó E energiája a következő egyenlőtlenség által megszabott határok közé esik:

$$\alpha \equiv \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 \leq \frac{E}{E_0} < 1, \quad (157)$$

ahol az α alsó határ a centrális ütközésnek, míg az 1 felső határ az „épp hogy súrolta”

³⁶ Vegyük figyelembe, hogy a vöröseltolódás kisebb frekvenciát, azaz kisebb fotonenergiát jelent.

eseménynek felel meg.

Az α alsó határ értéke 0%, 11%, ill. 72% az ^1H , ^2H , ill. a ^{12}C esetében, és a tömegszám növekedtével 100% felé tart. Nem csoda, hogy a közönséges víz – mely gyakorlatilag tiszta $^1\text{H}_2\text{O}$ – sok magreaktor moderátoranyaga. Az ^1H esetében ugyanis a neutron akár egyetlen centrális ütközésben is átadhatja teljes energiáját egy protonnak. Többnyire azonban számos véletlenszerű ütközés szükséges ahhoz, hogy a neutron egy adott alacsonyabb energiára, pl. a szobahőmérséklet által meghatározott kT termikus energiára lassuljon.

A **letargia** (u) gyakran használatos az E energia helyett annak jellemzésére, hogy milyen mértékben lassult le a neutron az E_0 kezdeti energiáról:

$$u = \ln\left(\frac{E_0}{E}\right). \quad (158)$$

Ennek a fizikai mennyiségnek az elnevezése igen találó, hiszen a lassulás ($E < E_0$) azt jelenti, hogy a neutronok egyre „letargikusabbakká válnak”, vagyis a letargiájuk megnő³⁷. **Az E_0 értékét rendszerint a hasadási neutronok energiájával (1-2 MeV) azonosítják.** Így a kT termikus energia szobahőmérsékleten $u \approx 18$ -nak felel meg.

A **letargianyereség**, miközben a neutron az E_{gyors} energiáról az $E_{\text{lassú}}$ energiára lassul:

$$\Delta u = u_{\text{lassú}} - u_{\text{gyors}} = \ln\left(\frac{E_0}{E_{\text{lassú}}}\right) - \ln\left(\frac{E_0}{E_{\text{gyors}}}\right) = \ln\left(\frac{E_{\text{gyors}}}{E_{\text{lassú}}}\right). \quad (159)$$

A ξ **közepes letargianyereség** egyetlen ütközésben függetlennek bizonyul a neutron kezdeti energiájától:

$$\xi = 1 + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \ln \alpha. \quad (160)$$

Így az adott Δu letargianyereség eléréséhez szükséges ütközések átlagos ν száma:

$$\nu = \frac{\Delta u}{\xi}. \quad (161)$$

Ez az eredmény – hasadási neutronok termalizációjára vonatkozóan – a következő alakot ölti:

$$\nu = \frac{18}{\xi}. \quad (162)$$

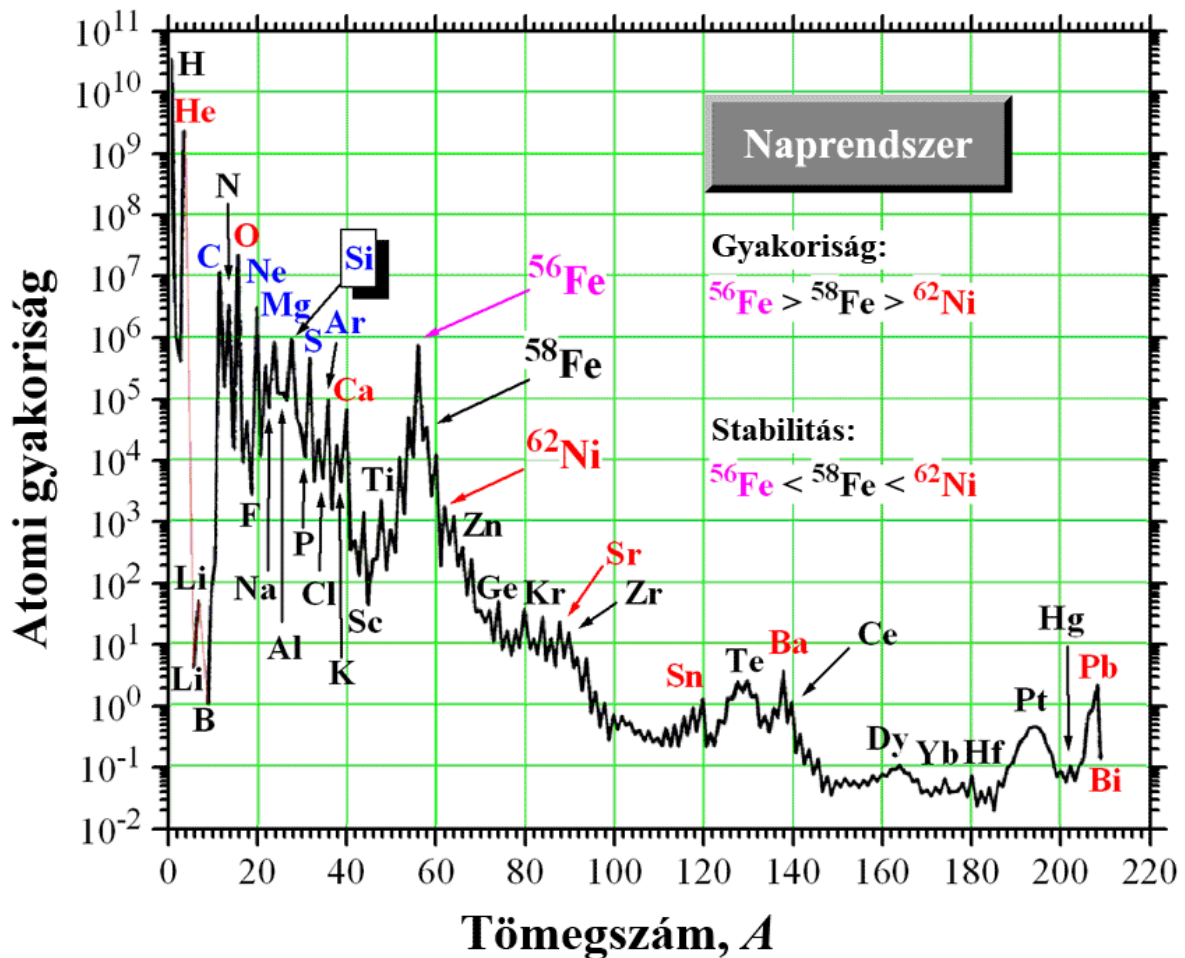
A ξ értéke 1 az ^1H esetében, 0,725 a ^2H esetében és 0,158 a ^{12}C esetében. Ennek megfelelően a **termalizációhoz átlagosan szükséges ütközések száma** rendre: 18, 25, ill. 114.

³⁷ A letargia és az energia közötti kapcsolat igen hasonló a pH és az oxóniumion-koncentráció közöttihez. Mindkettő logaritmikus és mindkettő fordított abban az értelemben, hogy ha a letargia/pH megnő, akkor az energia/oxóniumion-koncentráció lecsökken és viszont. Ugyanígyen értelmű az analógia az extinkció és a fényintenzitás közötti kapcsolattal is.

13. Nukleoszintézis

13.1. Kémiai rejtély – Kötési energiák kontra elemek és izotópok gyakorisága

Mint már említettem, viszonylag fiatal világegyetemben élünk, ahol bőségesen akad még hidrogén a csillagok üzemeltetésére, melyek a nehezebb elemek gyártóhelyei. A Naprendszer jelenlegi helyzetét a 76. ábra dokumentálja féllogaritmikus ábrázolását adva a stabil izobár(csoport)ok atomszám szerinti gyakoriságának.



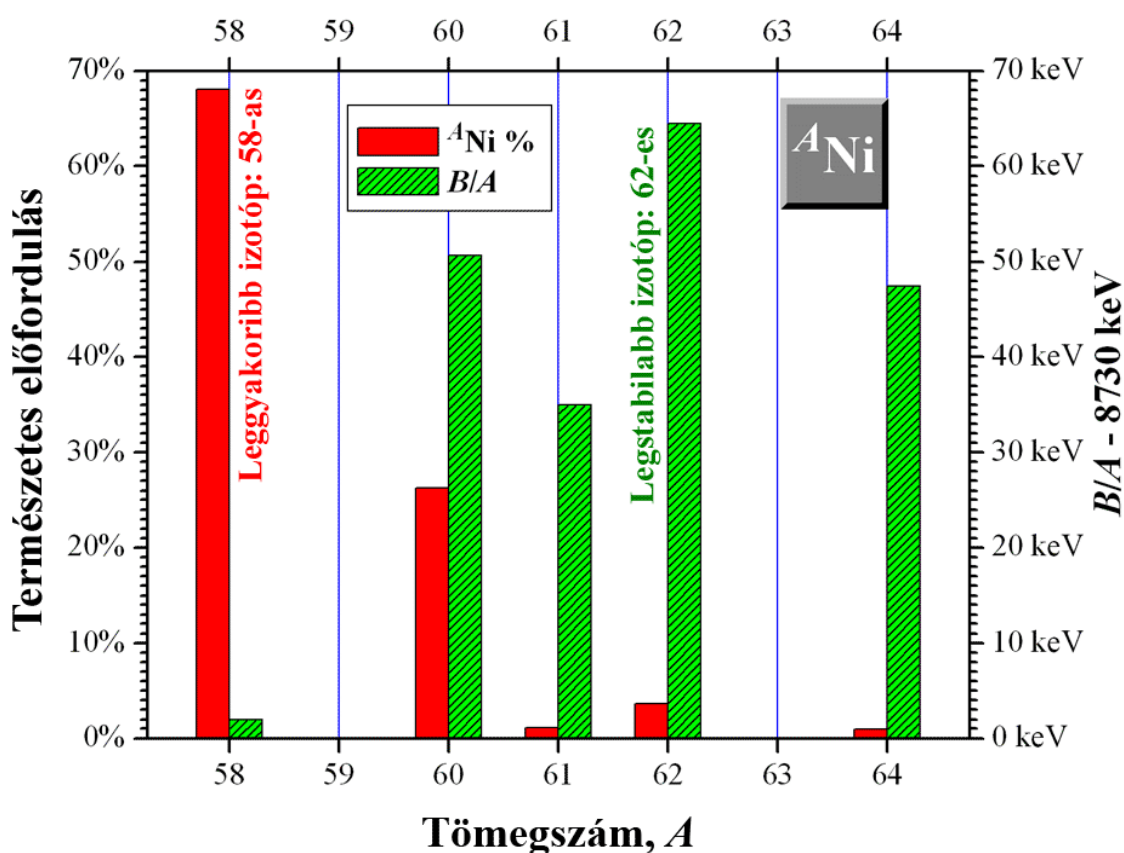
76. ábra: A stabil izobárok atomi gyakorisága a Naprendszerben. A **piros** szín mágikus nuklidokat/elemeket jelez, a **kék** pedig α -nuklidokat (hacsak nem mágikusak is egyben). Az utóbbiak magösszetétele: $Z = N = 2n$ ($n = 1, 2, 3, \dots$). A három legstabilabb nuklid (^{62}Ni , ^{58}Fe , and ^{56}Fe) közül a leggyakoribbat a **püspöklila** szín emeli ki. Figyeljük meg, hogy az ^{56}Fe csaknem olyan gyakori, mint a **Si**, szilícium, mely referenciaként szolgál (10^6 Si atomot véve alapul). A ^4He – ^6Li és a ^7Li – ^9B adatpárokat összekötő vékony **piros** vonalak arra hívják fel a figyelmet, hogy nem létezik stabil nuklid $A = 5$ és 8 tömegszámmal (l. 25. ábra). A Naprendszerre vonatkozó elemgyakoriságokat l. a 22. ábrán.

A harmadik leggyakoribb elem – az oxigén – adja az egyetlen stabil izobárt az $A = 16$ értéknél. Figyeljük meg, hogy a ^{16}O atomjainak száma mindössze $\sim 1\%$ -e a hidrogén atomjainak, amint azt a leggyakoribb izotópjához (^1H) tartozó $A = 1$ értéknél ellenőrizhetjük. A vas, mely az egy nukleonra eső kötési energiája alapján egyike a legstabilabb elemeknek, továbbá mindennapi elem a Földön, sokkal ritkábban fordul elő a Naprendszerben, mint a hélium (kevesebb, mint 1% -e a ^4He atomokénak). A hélium viszont igen ritka elem a Földön

a kis atomtömege miatt, továbbá azért, mert csak elemi állapotban, egyatomos gáz formájában fordul elő. Ez ugyanis lehetővé teszi a He atomok számára, hogy a légköri hőmozgásból akkora sebességre tegyen szert, mely segítségével elszabadulhat bolygónk tömegvonzásából.

A 76. ábrára írt szöveg hangsúlyozza, hogy a világegyetem három legstabilabb nuklidja (^{62}Ni , ^{58}Fe és ^{56}Fe) stabilitási és gyakorisági sorrendje épp ellentétes egymással. Ez árulkodó jel arra nézve, hogy csupán a stabilitási viszonyok alapján nem érthetjük meg az Univerzum kémiai elemösszetételét, mert a nukleoszintézisben a folyamatok kinetikája és mechanizmusa egyaránt fontos szerepet játszik.

A 77. ábra egy másik fontos bizonyítékkal szolgál a kinetika és a mechanizmusok szerepét illetően. Amint látjuk, a ^{62}Ni , minden nuklidok legstabilabbika, még csak nem is a leggyakoribb a nikkelt stabil izotópjai között. Ami azt illeti, mindössze néhány százalékkal járul hozzá a nikkelt összes mennyiségéhez, melynek csaknem 70%-át a legkisebb kötési energiájú ^{58}Ni izotóp teszi ki.



77. ábra: A stabil nikkelizotópok gyakorisági százaléka (piros oszlopok) és egy nukleonra eső kötési energiája (zöld oszlopok). A (véltető) várakozásokkal szemben, a stabil izotópok természetes gyakorisága semmiféle korrelációt sem mutat a B/A értékekkel, ami jól szemlélteti, hogy a stabilitás csak egyike a tényezőknek, melyek a köröttünk lévő anyag nuklidösszetételét meghatározzák.

13.2. A nukleosintézis folyamatai és kapcsolatos fogalmak

Ez az alfejezet az [Astronomical Glossary](#) című weblapra épít.

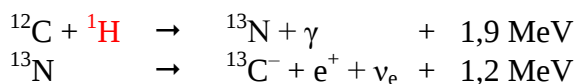
Javasolom megnézni a [stabilitási völgy benépesülése](#) témakörét összefoglaló animációt is az [Asimov Téka](#) nevű gyűjteményemben. (A Téka archivált változatában a Flash  animációk többsége, a [WaybackMachine](#)-be integrált [Ruffle](#)-nek hála, még mindig működik.)

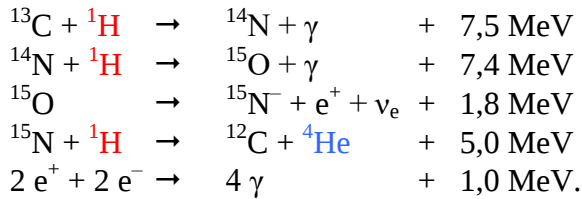
3 α folyamat (tripla- α folyamat): A **héliumégés** bevezető lépése, ill. egyes szerzők ezt a folyamatot értik héliumégés alatt. Exoterm reakció, melyben a hélium szénné alakul ($3\ ^4\text{He} \rightarrow\ ^{12}\text{C} + 7,27\ \text{MeV}$). Valójában kétlépéses mechanizmus szerint zajlik, mely a $2\ ^4\text{He} \rightarrow\ ^8\text{Be}$ és a $^8\text{Be} +\ ^4\text{He} \rightarrow\ ^{12}\text{C}$ reakciók gyors egymásutánjából áll. A 3 α folyamat a vörös óriások legfőbb energiaforrása. Ha egy csillag magjában kimerül a hidrogén-üzemanyag, a hidrogénégés már nem képes elegendő energiát termelni a gravitáció leküzdéséhez, ezért a csillag magja zsugorodni kezd. Eközben a hőmérséklet körülbelül 2×10^8 K-ig, a tömegsűrűség pedig $10^5\ \text{g cm}^{-3}$ -ig emelkedik. Ilyen körülmények között három α részecske egyetlen gerjesztett $^{12*}\text{C}$ maggá fuzionálhat, mely bizonyos valószínűséggel alapállapotú ^{12}C maggá „bomlik” ahelyett, hogy ismét három α részecskévé esne szét. A 3 α folyamat tehát a $3\ ^4\text{He} \leftrightarrow\ ^{12*}\text{C}$ egyensúlyból eredeztethető, melynek $^{12*}\text{C}$ terméke – némi irreverzibilis veszteséget okozva – a ^{12}C alapállapotában köt ki ($^{12*}\text{C} \rightarrow\ ^{12}\text{C} + 7,65\ \text{MeV}$) γ -kaskáddal vagy belső párképződéssel. A ^4He magok további befogása által ^{16}O és ^{20}Ne keletkezik. Ezen a ponton a héliumégés gyakorlatilag leáll, bár beszámoltak már ^{24}Mg képződéséről is.

4N magok: Ezeket néha **α magoknak** is nevezik. A 4N magok egyenlő és páros számú neutronból és protonból épülnek fel. Nukleonösszetételük ennek megfelelően egy α részecske összetételének többszöröse. [Emlékezzünk rá, hogy az α részecske négy nukleont (N) – ti. két protont (p) és két neutront (n) – tartalmaz.] A 4N magok igen stabilak: szupernóvák külső burkában alakulnak ki, legalább 2×10^9 K körüli hőmérsékleten. (Lásd a csúcsokat a 24. ábra alsó paneljén található belső grafikonon.) A kifejezést néha páros-páros mag értelemben is használják.

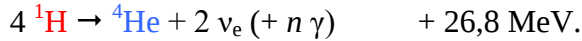
α - β - γ elmélet: Az *ősröbbanás-elmélet* Ralph **Alpher**, Hans **Bethe** és George **Gamow** által javasolt magfizikai magyarázata. Bethét valójában a szójáték kedvéért vette be Gamow az 1948-as [\$\alpha\beta\gamma\$ cikk](#) szerzői közé.

CNO-I ciklus: A (szénciklus, CN ciklus és [Bethe–Weizsäcker ciklus](#) néven is ismert) CNO folyamatok egyike, melyek révén egy csillag a hidrogén héliummá alakításával képes energiát termelni. (Alternatív folyamat pl. a Napot is tápláló proton-proton lánc.) A CNO ciklusok nem egészen 2%-át teszik ki a Nap teljes ^4He termelésének. A CNO ciklus magreakciók sorozatából áll: $^{12}\text{C}(p, \gamma)\ ^{13}\text{N}(p, \gamma)\ ^{14}\text{O}(\beta^+ \nu_e)\ ^{14}\text{N}(p, \gamma)\ ^{15}\text{O}(\beta^+ \nu_e)\ ^{15}\text{N}(p, \alpha)\ ^{12}\text{C}$ (l. 78. ábra), melyekben szén, nitrogén, ill. oxigén katalizálja az átalakulást. (Valójában a szén, nitrogén és oxigén tekinthető akár egy és ugyanazon magnak is, amely egy végtelen körfolyamatban alakul át újra meg újra). Ez a folyamat táplálja az 1,5 naptömegnél ($M_\odot$) nehezebb fősorozatbéli csillagokat, továbbá a csillagtömegtől függetlenül az összes óriást, ill. szuperóriást. A ciklus csak akkor következhet be, ha a szükséges szénmagok rendelkezésre állnak. A folyamat magasabb hőmérsékletet igényel a proton-proton láncnál (15-20 MK), és a hőmérsékletfüggése ($E \propto T^{15}$) is jóval nagyobb amazénál. Az első lépés a szén- és hidrogénmagok fúziója. Nuklidjelölést és egy tizedesre kerekített Q-értékeket alkalmazva a következő egyenleteket írhatjuk fel:

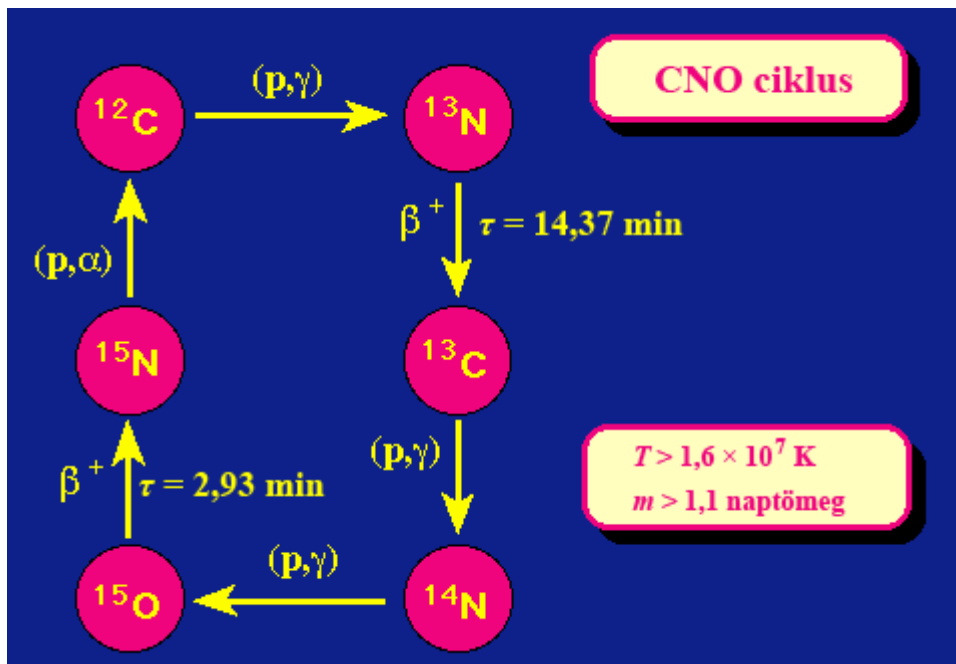




A nettó eredmény ugyanaz, mint a proton-proton – vagy bármely egyéb hidrogént héliummá alakító – folyamat esetében:



A β^+ lépésekre megadott Q -értékek valójában végpontenergiák, tehát a 32. ábrán látható E_β értékek. (Az adatbázisokban megadott Q -érték – pl. N-13-ra – mindig magasabb a β^+ -spektrum végpontenergiájánál, mivel az előbbi a szülő és a leány nyugalmi energiájára vonatkozó „alapállapottól alapállapotig” vett különbség, mely nem tartalmazza pl. a keletkező pozitron nyugalmi energiáját.) A pozitronok viszont a rendelkezésre álló elektronokkal rendkívül rövid idő alatt fotonokká annihilálódnak. Az így keletkező annihilációs fotonok (a fenti lépésekben keletkezett gamma-fotonokhoz hasonlóan) nem képesek a Napból kijutni, s így energiájuk degradálódik, és szétoszlik a nap magját alkotó részecskék között. Ez az oka annak, hogy a fotonok zárójelben szerepelnek a nettó egyenletben. A neutrínók más lapra tartoznak: nagy többségük elhagyja a csillagot, átlagban 1,7 MeV-et víve el a $\sim 26,8$ MeV energiából, mely felszabadult.



78. ábra: A CNO-I ciklus egyike a fő szénkatalizált mechanizmusoknak, melyek segítségével a hidrogén héliummá alakul át a Napnál forróbb és nehezebb csillagokban. Minthogy a Nap nem első generációs csillag (és ezért szenet, sőt nehezebb elemeket is tartalmaz), a CNO ciklus gyenge vetélytársa a domináns p-p láncnak, de a héliumtermeléshez való hozzájárulása 2% alatt marad. (Rick Firestone ábrája alapján)

CNO-II ciklus: A ${}^{15}\text{N}(p, \gamma){}^{16}\text{O}(p, \gamma){}^{17}\text{F}(\beta^+ \nu_e){}^{17}\text{O}(p, \alpha){}^{14}\text{N}(p, \gamma){}^{15}\text{O}(\beta^+ \nu_e){}^{15}\text{N}$ lépésekből áll, egyébként hasonló a CNO-I ciklushoz. A folyamat feltétele a fluor „katalizátor” jelenléte. A néhány naptömegnél ($M_\odot$) nehezebb fősorozatbéli csillagok esetében a hidrogénégés CNO-II ciklusa a fő energiaforrás.

Explozív nukleoszintézis: Más néven **szupernóva nukleoszintézis**. A szupernóvákban előforduló nukleoszintézis-folyamatok gyűjtőneve. Ezek az explozív folyamatok a neontól az *r*-folyamat által termelt magokig szintetizálják az elemeket. Az explozív szénégés a neontól a szilíciumig hoz létre elemeket, az explozív oxigénégés pedig a szilíciumtól a kalciumig. Az explozív szilíciumégés a vascsúcs magjait állítja elő.

Héliumégés: Azt a szakaszt jellemzi egy csillag életében, mely során a hélium szénné (és oxigénné) fuzionál. Minden fél naptömegnél ($M_{\odot}$) nehezebb csillag idővel héliumot éget.

Héliumvillanás: **Degenerált** körülmények közötti, elszabadult héliumégést jelent. A héliumvillanás egy, a fejlődésének vörös óriás fázisában járó csillag hidrogénben kimerült magjában következhet be. Amikor a gravitációs nyomás hatására a degenerált mag kb. 10^8 K-re melegszik, termonukleáris folyamatok indulnak el a héliummagok között. A héliumégés megindulával a hőmérséklet gyorsan emelkedik. Minthogy a magreakció sebessége erősen nő a hőmérséklettel, a héliumégés még inkább felgyorsul. Ez viszont tovább emeli a hőmérsékletet, ami még tovább gyorsítja a héliumégést, egészen addig, amíg el nem éri azt a pontot, ahol a hőnyomás kitágítja a magot, megszüntetve ezáltal a degenerációt, határt szabva a villanásnak. Héliumvillanás csak kis tömegű csillagokra jellemző, ugyanis csak akkor következhet be, ha a csillag héliummagja kisebb, mint $2 M_{\odot}$.

Hidrogénégés: A hidrogén fúziója héliummá. Az összes **fősorozatbéli csillagot** ez a folyamat táplálja; minden 0,08 naptömegnél nehezebb csillag éget hidrogént.

Oxigénégés: Az a szakasz, amelyben a csillag oxigént fuzionál szilíciummá és kénre. Csak nyolc naptömegnél nehezebb csillagokban fordul elő.

Primordiális nukleoszintézis: Elemek létrejötte az ősrobbanás utáni első három percben. A standard elmélet szerint a primordiális nukleoszintézis csak öt nuklidot állított elő, melyek mind könnyűek: hidrogén-1, hidrogén-2 (vagy deutérium), hélium-3, hélium-4 és lítium-7.

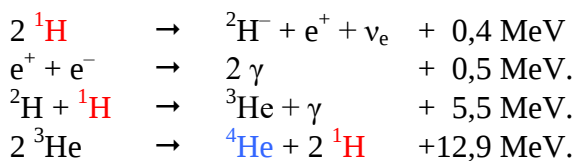
Proton-proton lánc: (p-p lánc) Termonukleáris reakciók sorozata, melyben a hidrogénmagok héliummagokká alakulnak át. A szükséges hőmérséklet és sűrűség 10^7 K, ill. 100 g cm^{-3} körül van. Ez a fő energiaforrása Napunknak, melyben másodpercenként 10^{38} ilyen reakció megy végbe. Jellemző még az összes többi 1,5 naptömegnél könnyebb fősorozatbéli csillagra is. A Napnál nehezebb és melegebb csillagok jellemzően a CNO-ciklus által égetik a hidrogént héliummá. Kísérleti körülmények között megfigyelték e reakció mindegyik részét, kivéve az első – ${}^1\text{H}(p, \beta^+ \nu){}^2\text{H}$ – lépést, amely 10^{12} protonütközésből csak néhányszor fordul elő. A p-p lánc három fő ágra oszlik:

pp I: ${}^1\text{H}(p, \beta^+ \nu){}^2\text{H}(p, \gamma){}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$.

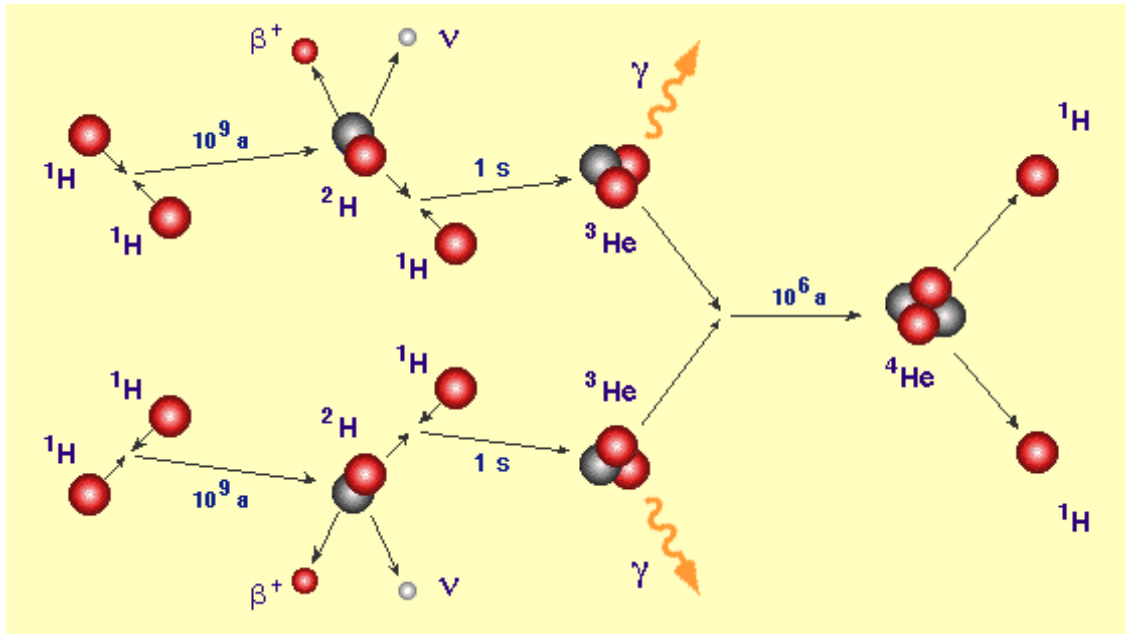
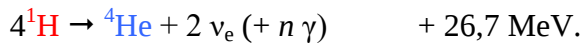
pp II: ${}^1\text{H}(p, \beta^+ \nu){}^2\text{H}(p, \gamma){}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}(\beta^+ \nu){}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$.

pp III: ${}^1\text{H}(p, \beta^+ \nu){}^2\text{H}(p, \gamma){}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}(\beta^+ \nu){}^8\text{Be} \rightarrow 2 {}^4\text{He}$.

Napunkban a pp I ág a gyakori (l. a 79. ábrát):



A nettó eredmény ugyanaz, mint a CNO ciklusnál, vagy bármely más olyan folyamatnál, amely hidrogént alakít héliummá. (A *Q*-értékek közötti látszólagos különbség kerekítési hiba következménye):



79. ábra: A pp I lánc a hidrogénégés tipikus mechanizmusa a Napéhoz hasonló tulajdonságú **fősorozatbéli csillagokban**. A sebességhatározó lépés az első reakció, mely deutérium (${}^2\text{H}$) képződéséhez vezet. A pp II és pp III folyamat a Nap maghőmérsékletéhez képest egyre forróbb körülmények között jut csak szerephez. (Rick Firestone ábrája alapján)

r-folyamat: Gyors (*rapid*) neutronbefogási folyamat. A mag gyors egymásutánban fogja be a bőségesen rendelkezésre álló neutronokat, áthidalva a nuklidtérkép instabilitási régióit. Ez a modell ad magyarázatot az összes bizmutnál nehezebb elem ($A \approx 298$ -ig), ill. a vason túli, neutronban gazdag nuklidok létezésére. Az *r*-folyamat nagyon nagy számú neutron, nagyon rövid idő alatti (kevesebb, mint 100 s) kibocsátására épül. Ilyen nagy neutronfluxus forrása lehet egy szupernóva, az összeomló neutroncsillag és a kilökött anyag közötti határon. Egyéb lehetséges források: egy szupernóva lökéshulláma, ill. egy fekete lyuk és egy neutroncsillag ütközése. Az *r*-folyamatban keletkező nehezebb elemek 10^9 K körüli hőmérsékleten és 10^{20} - 10^{30} per cm^3 feltételezett neutronsűrűségeen jönnek létre. Az *r*-folyamatot neutronindukált maghasadás zárja le. A ${}^{244}\text{Pu}$ ($T_{1/2} = 82$ Ma) létezése a fiatal Naprendszerben azt mutatja, hogy a Galaxisban legalább egyszer zajlott le *r*-folyamat közvetlenül a Naprendszer létrejötte előtt.

s-folyamat: Lassú (*slow*) neutronbefogási folyamat, amely nehéz, stabil és neutronban gazdag magokat állít elő vascsúcsi elemekből neutronok befogásával, gyenge neutronfluxusban. A lassúság időt hagy a β -bomlásra, mielőtt egy újabb neutron befogása bekövetkezne. (Átlagban 10-100 év telik el egy-egy befogás között.) Ez a lassú, de biztos nukleoszintézis-folyamat feltételezhetően a csillag evolúciójának vörösóriás-szakaszában következik be (miután a csillagmag He tartalma kimerült), akár 10^5 g cm^{-3} -t is elérő sűrűség és 3×10^8 K körüli hőmérséklet mellett. (A feltételezett neutronsűrűség 10^{10} cm^{-3} .) Az *s*-folyamat lassan építi fel a magokat $A = 208$ -ig, ahol is megszakad, mivel a további neutronbefogás azonnali α -bomláshoz vezet, mely ólom vagy tallium keletkezésével jár. Az *s*-folyamat valószínűleg $M < 9 M_{\odot}$ tömegű csillagokban következik be.

Szénégés: Bizonyos csillagok életciklusára jellemző ez a szakasz (a héliumégés vége felé), amikor a szén nehezebb elemekké fuzionál, oxigént, neont, nátriumot és magnéziumot hozva létre. A **szénégés** minden nyolc naptömegnél nehezebb csillagban bekövetkezik előbb vagy

utóbb ($\sim 4 M_{\odot}$ alatt viszont nem fordul elő).

Szilíciumégés: Nagytömegű csillagok életének végén indul be a szilíciumégés, vasat és hasonló tömegű elemeket termelve, mielőtt a csillag szupernóvává válna.

Vascsócs: Az elemgyakoriság-görbe maximuma az $A = 56$ tömegszámánál (l. a 76. ábrát). A következő elemekből áll: vanádium, króm, mangán, vas, kobalt, nikkel.

Függelék

14. Speciális relativitás – Alapegyenletek és jelölések

A relativitáselmélet legtöbbünk számára a sci-fi birodalmába tartozik. Pedig a relativisztikus formulák használata elkerülhetetlen valahányszor az u részecskesebesség elég nagy. Márpedig ennek lehetősége mindenképpen fennáll, ha a **β -bomlás** színre lép. A relativisztikus hatásokat figyelembe kell venni a **részecskegyorsítók** tervezésénél is, különösen a **szinkrotronok** esetében, melyekben az elektronok gyakorlatilag fénysebességgel száguldanak.

A következő egyenletek felírásánál azt a felfogást követem, mely szerint egy részecskének egyetlen, jól meghatározott m **tömege** van. Erre a tömegre angolul olykor az *intrinsic mass* (~valódi/belső tömeg), *invariant mass* (~invariáns/változatlan tömeg), *proper mass* (~tulajdonképpeni tömeg), ill., a hagyományos szakirodalomban, a *rest mass* (nyugalmi tömeg) kifejezések valamelyikét használják. Az így értelmezett **tömeg** az, mely meghatározza az adott részecske E_0 **nyugalmi energiáját** (*rest energy*):

$$E_0 = m c^2. \quad (163)$$

A részecske E (összes) energiájára és $\mathbf{p}$ impulzusára a következő egyenletek teljesülnek:

$$E^2 = m^2 c^4 + \mathbf{p}^2 c^2, \quad (164)$$

$$\mathbf{p} = \frac{E}{c^2} \mathbf{u}, \quad (165)$$

ahol $\mathbf{u}$ a részecske sebességvektora, c pedig a fény sebessége vákuumban.

Az (összes) energiára és az impulzusra vonatkozó explicit formulák a következők:

$$E = \gamma m c^2, \quad (166)$$

$$\mathbf{p} = \gamma m \mathbf{u}, \quad (167)$$

ahol

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (168)$$

$$\beta = \frac{\mathbf{u}}{c}. \quad (169)$$

Megjegyzem, a „hagyományos” szakirodalomban a γm mennyiségre mint relativisztikus tömegre (*relativistic mass*), ill. látszólagos/észlelhető tömegre (*apparent mass*) hivatkoznak. Ugyanezt a mennyiséget nevezik mozgó tömegnek (*moving mass*) is, mely egyre nagyobbá válik, ahogy az u részecskesebesség növekszik. Hangsúlyozom, hogy ebben a jegyzetben *nem* ez a tömegértelmezés tekintendő mérvadónak.

Az (összes) energiát ki lehet fejezni az E_0 nyugalmi energia és az E_{kin} : kinetikus energia összegeként:

$$E = E_0 + E_{\text{kin}} = m c^2 + E_{\text{kin}}. \quad (170)$$

A **kinetikus energia** u^2/c^2 szerinti hatványsor alakjában is megadható:

$$E_{\text{kin}} = mc^2 \left[\frac{1}{2} \left(\frac{u^2}{c^2} \right) + \frac{3}{8} \left(\frac{u^2}{c^2} \right)^2 + \dots \right]. \quad (171)$$

Megjegyzem, a fenti hatványsor csak akkor szolgáltatja a jól ismert nemrelativisztikus kinetikus energiát, ha $u \ll c$. Ebben az esetben viszont az összes tag elhanyagolható az elsőhöz képest, tehát a várt $m u^2/2$ eredmény adódik.

15. Tömeg nélküli részecskék – a relativisztikus viselkedés extrém határesetei

Tömeg nélküli részecskékre, mint pl. a foton (γ), $m = 0$.

Ezért a (164) egyenletből következik, hogy

$$p_\gamma = \frac{E_\gamma}{c}. \quad (172)$$

Ebből és a (165) egyenletből adódóan az ilyen részecskék (vákuumban) csakis fénysebességgel (c) tudnak mozogni:

$$u_\gamma = c. \quad (173)$$

A (170) egyenletből az is következik, hogy az összes E_γ energia mozgásból ered, vagyis kinetikus természetű. (Senki sem látott még nyugvó fotont!)

Vegyük észre, hogy a fenti két egyenlet közelítőleg fennáll mindazon esetekben (akár nulla a tömeg, akár nem), amikor az összes energián belül a nyugalmi rész elenyésző, vagyis ha

$$E_0^2 = m^2 c^4 \ll m^2 c^4 + p^2 c^2 = E^2, \quad (174)$$

hiszen ekkor:

$$E^2 \approx p^2 c^2, \quad (175)$$

és ezért

$$p \approx \frac{E}{c}, \quad (176)$$

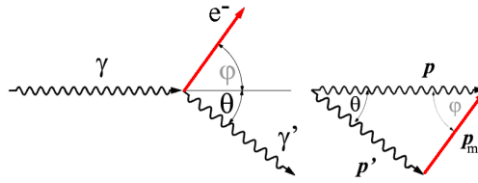
vagyis az összes energia (mely gyakorlatilag teljes egészében kinetikus jellegű már) ebben a határesetben arányos lesz az impulzussal, ahogy a 57. ábra mutatja, és a részecske gyakorlatilag fénysebességgel mozog:

$$u \approx c. \quad (177)$$

Ebben az értelemben tehát az ilyen részecskék „fotonszerűen” viselkednek.

16. „Fotonszerű” részecskék szóródása szabad „masszív” részecskéken

A 80. ábra bal rajza a Compton-szóródás „sztoriját” meséli el képregényszerűen, melyet itt nem fejtek ki részletesebben, hiszen a sugár–anyag kölcsönhatás tárgyalásánál úgyis szó van róla a 71. ábra kapcsán. Ebben a pillanatban a jobb oldali rajznak van úgyis nagyobb jelentősége, mely az impulzusmegmaradást kívánja szemléltetni úgy, hogy pl. a nagyenergiájú elektronok atommagokon történő szóródása is beleférjen. Az utóbbival kapcsolatban megjegyzem, hogy a mag méretét letapogató elektronszórási kísérletekben is extrém nagy sebességű elektronokat használnak fel.



80. ábra: A bal oldali rajz a Compton-szóródást mutatja, mely konkrétan egy zérustömegű foton rugalmas szóródását jelenti egy nála masszívabb részecskén, nevezetesen, egy szabad elektronon. A Compton-effektus egyben példaként szolgál egy általánosabb történetre is, mely arról szól, hogy egy „fotonszerűen” viselkedő könnyű részecske (pl. egy extrém nagy sebességű elektron, ill. egy neutrínó) szóródik egy masszívabb nyugvó részecskén (pl. egy atommagon, ill. egy elektronon). Az együttes tárgyalhatóság érdekében, a jobb oldali rajz által szemléltetett impulzusmegmaradás feliratozása már nem tartalmaz explicit utalást a fotonra (γ). Csak az impulzusvektorokat szemléltető szinuszos hullámok maradtak meg, emlékeztetve a „fotonszerűségre”, ami az adott esetben nem a részecske „hullámtermészetében” nyilvánul meg. A tömör **piros** nyíl mellé írt $\mathbf{p}_m$ a masszív szóró részecske impulzusvektorát jelenti. A rajzon a θ szög szerepel hangsúlyozva, de a φ matematikailag épp olyan jól jellemzi a szóródási geometriát. A választásnak gyakorlati oka van, ti. a masszív részecske elmozdulási irányát többnyire sokkal nehezebb közvetlen méréssel megállapítani. Kivéve, ha a szórt részecske egy neutrínó, mint pl. a 68. ábrán szereplő Super-Kamiokande detektor esetében, mellyel sikerült meghatározni a napneutrínók által meglökött elektronok φ irányiszögét.

Az alábbiakban a címben jelzett jelenségeket együtt kezeljük. Ehhez a (172) és a (176) egyenletet a következő közös alakban adjuk meg:

$$p \cong \frac{E}{c}, \quad (178)$$

ahol a „ $\cong$ ” reláció alatt „ $=$ ” értendő a fotonszóródás (Compton-effektus) és „ $\approx$ ” a nagyenergiájú elektronszóródás esetében.

A masszív szóró részecske impulzusnégyzete könnyen kifejezhető a koszinusztétel segítségével a 80. ábra jobb panelje által szemléltetett **impulzusmegmaradásból**, ill. a (178) egyenlet alapján:

$$p_m^2 = p^2 + p'^2 - 2 p p' \cos \theta \cong \frac{E^2}{c^2} + \frac{E'^2}{c^2} - 2 \frac{E E'}{c^2} \cos \theta. \quad (179)$$

A masszív szóró részecske összes energiájára a (164) egyenlet szerint felírhatjuk, hogy

$$E_m^2 = m_m^2 c^4 + p_m^2 c^2. \quad (180)$$

Helyettesítsük be ebbe a (179) egyenletet:

$$E_m^2 \cong m_m^2 c^4 + E^2 + E'^2 - 2 E E' \cos \theta. \quad (181)$$

Természetesen teljesülnie kell az **energiamegmaradásnak** is az összes energiára. Mivel a masszív szóró részecske eredetileg nyugalomban volt, a szóródás előtt az összes energiáját az $m_m c^2$ nyugalmi energia tette ki:

$$E + m_m c^2 = E' + E_m. \quad (182)$$

Ebből átrendezéssel és négyzetre emeléssel:

$$E_m^2 = m_m^2 c^4 + E^2 + E'^2 - 2(E E' - E m_m c^2 + E' m_m c^2). \quad (183)$$

A (181) és (183) egyenlet jobb oldalát egy új egyenletbe foglalhatjuk, melynek két oldalán az első három tag kiejti egymást. Átrendezés és egyszerűsítés után, valamint az $E E' m_m c^2$ kifejezéssel osztva:

$$\frac{1}{E'} - \frac{1}{E} \cong \frac{1 - \cos \theta}{m_m c^2}, \quad (184)$$

melyből a szórt részecske energiája már egyszerűen kifejezhető:

$$E' \cong \frac{E}{1 + \frac{E}{m_m c^2} (1 - \cos \theta)}. \quad (185)$$

A **Compton-szórás** esetében a következő egyenlet adja meg az elektronon szóródott foton energiáját:

$$E_\gamma' = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}. \quad (186)$$

Könnyen beláthatjuk, hogy E_γ' monoton csökken, miközben a θ szórási szög 0° -tól 180° -ig növekszik.

- Az „épphogy súrolta” $\theta = 0^\circ$ esethez az $E_\gamma' = E_\gamma$ érték tartozik, ami eléggé kézenfekvő.
- Jóval érdekesebb, hogy a szórt foton a maximális energiavesztéssel járó $\theta = 180^\circ$ -os visszaszórás esetén sem képes megszabadulni az összes energiájától. Vagyis $E_\gamma' > 0$, hiszen

$$E_\gamma' = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{511 \text{ keV}} (1 - \cos \theta)} \geq \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{511 \text{ keV}} (1 - \cos 180^\circ)} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{255,5 \text{ keV}}} > 0. \quad (187)$$

Ez egyben azt is jelenti, hogy a fotoeffektus (mely során a foton a teljes energiáját egy kötött elektronnak átadva megszűnik létezni) semmiképpen sem tekinthető a Compton-effektus határesetének.

A magon szóródott nagysebességű elektron energiájára vonatkozó formula értelemszerűen:

$$E_e' \approx \frac{E_e}{1 + \frac{E_e}{m_{\text{mag}} c^2} (1 - \cos \theta)} \approx \frac{E_e}{1 + \frac{E_e}{M \times 931 \text{ MeV}} (1 - \cos \theta)}, \quad (188)$$

ahol M a (9) egyenlet által definiált nuklidtömeg.

Végül, levezetés nélkül, egy mára levett [japán egyetemi weboldal](#)ra támaszkodva, megadom azt a formulát, mely egy E_ν energiájú neutrínó által meglökött elektron $E_{e, \text{kin}}$ kinetikus energiáját – l. (170) egyenlet – és az elektron elmozdulásának φ irányszögét kapcsolja össze egymással:

$$\cos \varphi = \frac{1 + \frac{m_e c^2}{E_\nu}}{\sqrt{1 + \frac{2 m_e c^2}{E_{e, \text{kin}}}}} . \quad (189)$$

Amint látjuk, minél nagyobb az elektron kinetikus energiája egy adott szórási eseményben, annál kisebb lesz a φ irányszög, vagyis annál pontosabban egyezik meg az elektron mozgásiránya a neutrínó eredeti mozgásirányával. (Lásd a 68. ábrát.)

17. A visszalökődési energia kiszámítása

Tekintsük a következő binér bomlást:

$$P \rightarrow R + r + Q, \quad (190)$$

ahol R a visszalökődött (leány)nuklid és r az emittált sugárreszcse.

A következő jelölést fogom használni.

Az R és r összes energiáját $E(R)$, ill. $E(r)$ jelöli.

Ugyanezen részecskék kinetikus energiáját E_R és E_r jelenti.

Ha a P szülő kinetikus energiája elhanyagolható, akkor a bomlás Q -értéke a visszalökődött R atom és az r sugárreszcse kinetikus energiájaként jelenik meg:

$$Q = E_R + E_r. \quad (191)$$

A (164) egyenletből következik, hogy

$$p_R^2 c^2 = E^2(R) - m_R^2 c^4, \quad (192)$$

$$p_r^2 c^2 = E^2(r) - m_r^2 c^4. \quad (193)$$

A legáltalánosabb esetben a fenti egyenletek jobb oldalának egyenlőnek kell lennie az impulzusmegmaradás miatt ($\mathbf{p}_R = -\mathbf{p}_r$):

$$E^2(R) - m_R^2 c^4 = E^2(r) - m_r^2 c^4. \quad (194)$$

A (170) egyenlet megfelelő alakját behelyettesítve kapjuk, hogy:

$$(m_R c^2 + E_R)^2 - m_R^2 c^4 = (m_r c^2 + E_r)^2 - m_r^2 c^4. \quad (195)$$

Átrendezés után a következő másodfokú egyenletet kapjuk E_R -re:

$$E_R^2 + 2 m_R c^2 E_R - (E_r^2 + 2 m_r c^2 E_r) = 0, \quad (196)$$

amely a következő megoldást szolgáltatja a visszalökődési energiára:

$$E_R = \sqrt{m_R^2 c^4 + E_r^2 + 2 m_r c^2 E_r} - m_R c^2. \quad (197)$$

A fenti egyenlet mellett, mely egzakt, érdemes egy közelítő formulát is levezetni ugyanerre a folyamatra. Ha biztosak lehetünk abban, hogy a visszalökődött atom nem relativisztikus, akkor az impulzusmegmaradás segítségével felírhatjuk, hogy:

$$E_R = \frac{p_R^2}{2m_R} = \frac{p_r^2}{2m_R}. \quad (198)$$

A (170) és a (193) egyenlet segítségével p_r kiküszöbölhető az egyenletből:

$$E_R = \frac{m_r}{m_R} E_r + \frac{E_r^2}{2 m_R c^2}. \quad (199)$$

Ha E_r kicsi, akkor az első tag dominál a második felett. Ebben az esetben a Q -érték a tömegekkel fordított arányban oszlik meg R és r között:

$$E_R \approx \frac{m_r}{m_R} E_r. \quad (200)$$

Ha E_r nagy, akkor az első tag elhanyagolható. Ez az elektronhoz hasonló kis tömegű részecskék esetében már 10 MeV energia táján bekövetkezik:

$$E_R \approx \frac{E_r^2}{2 m_R c^2}. \quad (201)$$

A tömeg nélküli részecskék esetében, amilyen a foton, az első tag minden energiára nulla:

$$E_R = \frac{E_\gamma^2}{2m_R c^2}. \quad (202)$$

18. Felezési idő nívószélességből

A nagyon rövid élettartamú radionuklidok felezési idejét olykor energiaegységben (eV) adják meg a nukleáris adatbázisokban. Ennek a háttérében az ún. **idő–energia bizonytalanság** áll (l. [Heisenberg.pdf](#)), melynek formulája kapcsolatot létesít egy bomló állapot közepes élettartama és az adott szint Γ **nívószélességgel** jellemzett energiabizonytalansága között:

$$\tau \times \Gamma = \frac{h}{2\pi} = \hbar, \quad (203)$$

ahol Γ a haranggörbe alakú energiaeloszlás félértékszélessége és h a Planck-állandó (1. táblázat). A femtoszekundumban ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) mért felezési idő és az elektronvoltban mért nívószélesség között a következő átszámítási formula adható meg:

$$T_{1/2} / \text{fs} \Leftrightarrow \frac{0,456}{\Gamma / \text{eV}}. \quad (204)$$

Hogy egy kozmológiai szempontból is fontos³⁸ példát említsek: a fenti képlet 0,08 fs-ot szolgáltat a ^8Be felezési idejére a [NuDat 3](#) helyen talált 5,57 eV-es nívószélességből, melyet közvetlenül a nuklidtérképről is leolvashatunk. (Lásd az [útmutatót](#) a hely használatáról.)

³⁸ A ^8Be magja nyomban szétesik két α -részecskévé, mihelyt a „héliumégésből” táplálkozó nehéz csillagokban létrejön két α -részecske ütközése során. Ezért a nukleosintézis ebben az esetben az igen ritka 3α [folyamattal](#) tud csak elkezdődni, mely közvetlenül ^{12}C -t produkál.

Definíciók, jelölés- és szómagyarázat

Magyar fizikai és kémiai szakkifejezések magyar értelmezése a neten:

A [Patkós András](#) professzor által főszerkesztett **Oxford – Fizika kislexikon**, Typotex Kft., 2007. számos mag- és részecskefizikai címszót is tartalmaz.

Angol szakkifejezések a neten:

A keresztreferenciákkal ellátott [Nomenclature for Isotope, Nuclear and Radioanalytical Techniques](#) című oldalon félhivatalos” nukleáris kifejezések sokasága található.

A [IUPAC Gold Book](#) nevű helyről egyebek közt bizonyos nukleáris kifejezések „hivatalos” definíciói is elérhetők.

A [Glossary of Nuclear Science Terms](#) című illusztrált szótárt a Lawrence Berkeley Laboratory gondozta eredetileg.

A [US Nuclear Regulatory Commission szótára](#) a nukleáris reaktorokkal és a vonatkozó szabályokkal kapcsolatos.

Az [ITER-féle Fusion Glossary](#) a termonukleáris fúzió kutatásában elterjedt terminológiát foglalja össze.

A leglátványosabb mind közül a [Glossary of Nuclear Science Terms](#), mely a bomlásfajtákat stb. gif-animációkkal szemlélteti. Ez az a hely, ahonnan a [Nukleáris Glosszárium](#) elkészítésének ötletét vettem, melyhez [Rick Firestone](#) áldását adta, sőt, hozzájárult a [Justin Matis](#) által készített gif-ek szabad felhasználásához is.

albedo: Részecskék (elektronok, neutronok) azon hányada, amelyek visszaszóródnak egy adott anyagról, ill. annak felületi rétegeiből.

EC: Elektronbefogás (*electron capture*).

ETG: Elektromos térgradiens.

f: Maghasadás általában (*fission*).

FF: Hasadvány (*fission fragment*). A maghasadás elsődleges termékei. Többnyire két nagyobb magdarab, mely néhány „prompt” neutronnal együtt keletkezik. A hasadványok neutronaránya rendszerint nagyobb az adott tömegszámhoz tartozó optimálisnál, ezért β^- -bomlással és/vagy (késleltetett) neutronemisszióval újabb hasadási termékekké (FP) bomlanak, melyek vagy stabilak vagy kevésbé instabilak.

FP: Hasadási termék (*fission product*). Lásd az FF-nél.

fúzió: Olyan magreakció, melyben könnyebb magokból egy nehezebb jön létre.

háttér: Bármely olyan eredetű sugárzás/számlálás, amelynek észlelése nem állt szándékunkban. Ilyen lehet pl. a kozmikus sugárzás, az árnyékolásból és szennyeződésből eredő sugárzás vagy a termikus zaj okozta jelek stb.

IC: Belső konverzió (*internal conversion*). Elektronkonverzióknak is hívják.

IF: (1) Részecskék, pl. [neutronok által kiváltott hasadás](#) (*induced fission*). Gerjesztéssel hasadásnak is hívják. (2) **Impakt faktor** (*impact factor*). Statisztikai mutató, mely eredetileg egy adott tudományos folyóirat „fontosságát” hivatott jellemezni. Egy folyóirat adott *nnnn* évre vonatkozó IF értékét úgy számítják ki, hogy az újság által a két megelőző évben (tehát *nnnn*-1-ben és *nnnn*-2-ben) megjelentetett cikkek számával elosztják az ugyanezen cikkekre való *nnnn*-ben bárhol megjelent független hivatkozásokat. Ha tehát átlagosan minden cikkre egyszer hivatkoznak, akkor az *nnnn* évre $IF = 1$. A jövőre vonatkozóan ez a szám azt fejezi ki egy szerzőnek, hogy egy frissében megjelenő cikkére egy-két éven keresztül hány hivatkozásra számíthat majd évente.

IT: Izomerátmenet (*isomeric transition*). Egy viszonylag nem túl rövid élettartamú gerjesztett mag (magizomer) gamma-bomlása, amely alapállapotú nuklidot vagy egy alacsonyabb energiaállapotú magizomert eredményez.

IUPAC: *International Union of Pure and Applied Chemistry*. A kémikusok nemzetközi szakmai szervezete, melynek egyik fő feladata a fogalmi tisztaság megőrzése és javítása. Részben ez a szervezet illetékes az új elemek felfedezését ellenőrizni és a névadás szentesítése.

IUPAP: *International Union of Pure and Applied Physics*. A IUPAC-nak megfelelő szervezet a fizikusoknál.

izobárok: Olyan nuklidok csoportja, melyek *A* tömegszáma azonos.

izotónok: Olyan nuklidok csoportja, melyek *N* neutronszáma azonos.

izotópok: Olyan nuklidok csoportja, melyek *Z* rendszáma azonos. A definícióból következik, hogy egy izotópcsalád tagjai egyazon elem képviselői.

kozmosz sugárzás: Elsősorban korpuszkuláris természetű sugárzás, mely a világűrben jön. Az elsődleges részecskék 99%-át protonok és α -részecskék alkotják, melyek számaránya kb. 7:1. Némelyik kozmikus részecske energiája igen-igen nagy lehet. Ezek, a Föld légkörébe érve, lavinaszerű reakcióláncot indítanak el.

magemulzió: Különleges fotografiai lemez készítéséhez használt emulzió. Ha egy radionuklid oldatába áztatják, akkor az utóbbi bediffundál az emulzióba, és az α -részecskék stb. által visszahagyott nyomot előhívás után mikroszkópos vizsgálatnak lehet alávetni pl. nyomhosszmérés és nyomszámlálás céljából.

- magerő:** A nukleonok közt ható, rövid hatótávolságú vonzóerő. A régebbi szakirodalomban az erős kölcsönhatás szinonimájaként használták. Manapság a kvarkok között működő „igazi” erős/színkölcsönhatás reziduumának tekintik.
- magizomerek:** Olyan nuklidok, amelyek csak abban különböznek egy alapállapotú maggal rendelkező nuklidtól, hogy magjuk mérhető élettartamú gerjesztett állapotban van. A ^{106m}Ag pl. a ^{106}Ag magizomere. A magizomereket a IUPAC önálló nuklidoknak tekinti. Egy magizomer nem okvetlenül izomerátmenettel bomlik. A ^{106m}Ag pl. 100%-ban ε -bomló.
- moderátor:** Könnyű atomokat tartalmazó anyag, melyben az atommagok hatékonyan lassítják a neutronokat. Egy jó moderátornak kicsi a neutronbefogási hatáskeresztmetszete, ti. nem a neutronok „eliminálása” a cél.
- MRI: Magnetic Resonance Imaging.** Az NMR-en alapuló képalkotási módszer, mely elterjedt az orvosi diagnosztikában.
- NAA: Neutronaktivációs analízis (Neutron Activation Analysis).** Roncsolásmentes elemanalitikai módszer, mely az izotóparány meghatározására is alkalmas bizonyos korlátok között.
- NMR: Mágneses rezonancia (Nuclear Magnetic Resonance).** Van, aki mágneses magrezonanciának hívja. A gerjesztett mag állapotainak, ill. az utóbbi hiperfinom szerkezetének rádiófrekvenciás „letapogatásán” alapuló szerkezetvizsgálati módszer, mely igen fontos szerepet tölt be szerves vegyületek szerkezetazonosításában.
- nuklid:** A rendszáma, tömegszáma és a mag energiaállapota által meghatározott atomfajta. A fizikusok gyakran magfajtaát értene alatta a IUPAP állásfoglalása ellenére.
- nuklidtömeg:** Egy nuklid egyetlen atomjának tömege atomi tömegegységben (u). Valójában tehát dimenzió nélküli szám, mely adott Z rendszám esetén az illető elem relatív atomtömege (atomsúlya) körül van, de izotóponként változik.
- PP: Párképződés (pair production).** Egy részecske–antirészecske pár képződését jelenti pl. egy nagyenergiájú fotonból vagy egy nagy gerjesztési állapotban lévő mag legerjesztődése során. Leggyakrabban egy elektron–pozitron pár képződését értik alatta. Ha a pár egy fotonból keletkezik, akkor mindig kell egy „csendestárs” is, mely lehetővé teszi az impulzusmegmaradás teljesülését. Ez a test rendszerint egy atommag, de nagy fotonenergiák esetén lehet egy elektron is.
- primordiális nuklidok:** (1) Hosszú élettartamú radionuklidok, melyek túléltek a Naprendszer és azon belül a Föld keletkezése óta eltelt mintegy 4,5 milliárd éves időtartamot. (2) Néhány (stabil) nuklid (pl. ^2H), mely a korai világegyetemben keletkezett.
- SF: Spontán hasadás (spontaneous fission).**
- SM: A fundamentális részecskék és kölcsönhatások standard modellje (Standard Model).**
- SUNAMCO: Commission on Symbols, Unit, Nomenclature, Fundamental Constants and Atomic Masses (IUPAP).**
- számsűrűség:** Nevezik darabsűrűségnek, részecskesűrűségnek, részecskekoncentrációnak és darabszám-koncentrációnak is. Egy adott térfogatban lévő, meghatározott fajtájú atomok/részecskék száma osztva a térfogattal. Szokásos jele az n , értékét többnyire cm^{-3} egységben adják meg
- XRFS: Röntgenfluorencia spektroszkópia (X-ray fluorescence spectroscopy).**
- α :** Az **alfa-bomlás**, ill. az alfa-részecske jele. Az utóbbi egy $^2\text{He}^{2+}$ ion, más szóval a közösleges hélium atommagja.
- β :** A béta-bomlás, ill. a béta-részecske jele. Az utóbbi lehet elektron vagy pozitron aszerint, hogy **negatív béta-bomlásról** (β^-) vagy **pozitív béta-bomlásról** (β^+) van-e szó. Az **elektronbefogást** (EC) szintén a β -bomlások közé sorolják. A **kettős béta-bomlás** jele 2β vagy $\beta\beta$. A kötött béta-bomlást β_b -vel jelölik. A **béta-késleltetett részecskeemisszió** (β_n , $\beta\alpha$, $\varepsilon\beta$ stb.) azt jelenti, hogy a béta-bomlást valamilyen nukleontartalmú részecske emissziója követi.
- γ :** (1) A foton jele általában. (2) Egy gamma-foton, mely **gamma-bomlás** során keletkezik. A γ -sugarak gamma-fotonokból állnak.
- δ :** Nagyenergiájú szekunder elektronokat szoktak néha így jelölni.
- ε :** Ebben a jegyzetben a pozitív béta-bomlást (β^+) és az elektronbefogást (EC) együttesen értjük alatta. Más szerzők gyakran az elektronbefogás jelölésére használják EC/ec helyett, ill. mellett.
- μ :** Müon. Egyike a leptonoknak: az elektron nehezebb rokona.
- ν :** Neutrínó. Többnyire a ν_e elektron-neutrínót jelölik így, mely a pozitív béta-bomlásban és az elektronbefogásban keletkezik. (Az első esetben egy pozitron mellett, a másodikban egyedüli emittált részecskeként.)

Ajánlott irodalom

Az alábbi jegyzékben szereplő **magyar nyelvű kiadványokat vastagítás jelzi**. A többi angol nyelvű.

Alfassi Z.B. (1994). *Chemical Analysis by Nuclear Methods*, 556 pp., John Wiley & Sons, Chichester

A világ számos országából verbuvált szerzőgárda által írt 15 fejezeten kívül, melyek a kémiai analízis különböző nukleáris módszereit taglalják, a könyv egy 120 oldalas bevezető részt is tartalmaz a sugár–anyag kölcsönhatásokról, nukleáris berendezésekről, sugárforrásokról és sugárvédelemről.

Bódizs D. (2006). *Atommagsugárzások mérés technikái*, 271 old., Typotex, Budapest

A címe tökéletesen tükrözi a könyv tartalmát. A detektorok ismertetésén túl kitér az elektronikus jelfeldolgozásra, és ismertet néhány spektroszkópiai módszert is. Bódizs Dénes a BME tanreaktorának munkatársa, s ő vezette be hagyományosan a Magkémiai labort végző ELTE-s vegyészhallgatókat a neutronaktivációs mérés rejtelmeibe.

Bröcker B. (1995). *SH atlasz – Atomfizika*, 256 old., Springer-Verlag, Budapest

Igen jó ábrákkal illusztrált könyv, melynek képleteivel óvatosan kell bánni, mert igen sok félregépelést tartalmaznak.

Choppin G., Liljenzin J.-O., Rydberg J. (2002). *Radiochemistry and Nuclear Chemistry*, 3rd ed., 720 pp., Butterworth-Heinemann (Reed Elsevier), Woburn

Az RK&MK egyik klasszikus művének javított kiadása. Az első szerző részt vett a Manhattan-projektben is.

Cohen E.R., Giacomo P. (1987). Symbols, units, nomenclature and fundamental constants in physics. *Physica A*, **146A**, 1-68

A fizikai szimbólumokra, egységekre, elnevezésekre és fundamentális állandók értékére vonatkozó IUPAP-ajánlások 1987-es frissítése, mely hivatalosan a Document I.U.P.A.P.-25 (SUNAMCO 87-1) jelzést kapta. A 2007-es esztendővel bezárólag egyúttal ez a legutolsó ilyen frissítés.

Cunningham J.G. (1964). *Introduction to the Atomic Nucleus*, 220 pp., Elsevier Publishing Company, Amsterdam

Épp azt hozza, amit a címe ígér: bevezetést az atommagba. Nagyon jól megírt könyvecske. A felépítése didaktikus. Minden fontosat érint, ami a témával összefügg, egészen a kvarkokig, de a kvarkokat nem említve. Ez nem csoda, hiszen amikor a kézirat elkészült, a kvarkhipotézist még nemigen publikálhatták. Még mindig érdemes elolvasni.

Ehmann W.D., Vance D.E. (1991). *Radiochemistry and Nuclear Methods of Analysis*, 531 pp., John Wiley & Sons, N. York

Népszerű bevezető az RK&MK területére.

Eisenbund L., Garvey G.T., Wigner E.P. (1969). *Az atommag szerkezete*, 144 old., Akadémiai Könyvkiadó, Budapest

A könyv angol eredetije 1967-ben jelent meg. Ennek ellenére a kvarkokról nem esik még szó a könyvben. A magyar kiadáshoz a harmadik szerző, Wigner Jenő írt előszót „magyar születésű”-nek vallva magát, de az aláírás E.P. Wigner. A könyvet Györgyi Géza fordította, aki maga is szerepel ezen a listán szerzőként.

Friedlander G., Kennedy J.W., Macias E.S., Miller J.M. (1981). *Nuclear and Radiochemistry*, 3rd ed., 684 pp., John Wiley & Sons, New York.

Az RK&MK egyik klasszikusa. Nagyon jó könyv még ma is.

Györgyi G. (1961). *Elméleti magfizika*, 432 old., Akadémiai Könyvkiadó, Budapest

A maga nemében nagyon jó könyv, tele kvantummechanikával. Maga Wigner Jenő is így jellemezte 1969-ben: „Elméleti magfizikája még korántsem avult el és emlékezem, milyen jó benyomást tett rám, amikor olvastam”.

Haïssinsky M. (1963). *A magkémia és alkalmazásai*, 782 old., Akadémiai Kiadó, Budapest

A szerző, Moïse Haïssinsky, Marie Curie és Irène Joliot-Curie munkatársa volt, majd az *Institute du Radium* igazgatója lett. Háttérét (radiokémia) figyelembe véve különösen érdekes, hogy ennek a könyvnek, mely az akkori RK&MK egészét átfogta, éppen ezt a címet adta. Ő is azok közé tartozott tehát, akik ennek az egész széles területnek a megjelölésére a magkémia (*chimie nucléaire*) elnevezést szorgalmazták.

Hraskó P. (2002). *Relativitáselmélet*. 435 old., Typotex, Budapest

Hraskó Péter a BME mérnökfizikus hallgatóinak szánta ezt a könyvet, mely a speciális és az általános relativitáselméletet egyaránt tárgyalja. Idézet a könyv 111. oldaláról: „Ebben a könyvben a tömeg és az energia olyan fogalmával dolgozunk, amely nem fér össze az ekvivalenciájukkal: egy test tömege arányos a nyugvó testben tárolt energiával, de nem mindenfajta energiához tartozik tömeg. Az mc^2 szorzatot nyugalmi energiának fogjuk nevezni, de a nyugalmi tömeg elnevezést és a mozgási tömeg fogalmát nem fogjuk használni.”

Jánossy L. (1963). *Atommaglexikon*, 453 old. + 32 képpold., Akadémiai Kiadó, Budapest

A Jánossy Lajos akadémikus által főszerkesztett mű kiváló forrásként használható a korabeli ismeretek magyar nevezéktana és definíciói tekintetében.

Kiss D., Horváth Á., Kiss Á. (1998). *Kísérleti atomfizika*, 472 old., ELTE Eötvös Kiadó, Budapest

Az élvezetes stílusban megírt könyv jó bevezetést ad a magfizikába (ezen belül olyan instrumentális területekre is, mint a detektorok, gyorsítók és a reaktorok), valamint a részecskefizikába. Horváth Ákos és Kiss Ádám jelenleg (2007) az ELTE Atomfizikai Tanszékének munkatársa, ill. tanszékvezetője. A 2001-ben elhunyt Kiss Dezső akadémikus 1989-92 között első külföldi főigazgatója volt a dubnai Egyesített Atommagkutató Intézetnek (Joint Institute for Nuclear Research, JINR).

Kiss D., Kajcsos Zs. (1984). *Nukleáris technika*, 467 old., Tankönyvkiadó, Budapest

Nagyon jó bevezető mű a címében jelzett területre. Elsősorban a részecske-detektálás, a különböző nukleáris spektroszkópiai módszerek, a gyorsítók, valamint a reaktorok világába vezet be, de a fizikai alapokat is tárgyalja, ezért egy fajta kísérleti mag-, ill. részecskefizika könyvnek is tekinthető. Kiss Dezső szerzői hitele az előző könyv leírásából érzékelhető. Kajcsos Zsolt fizikus (KFKI) főleg pozitronannihilációs spektroszkópusként szerzett nevet magának, de készített olyan berendezést is, amellyel ún. időfüggő Mössbauer-spektroszkópiát lehet végezni.

Kiss I., Vértés A. (1979). *Magkémia*, 476 old., Akadémiai Kiadó, Budapest

A mű átfogja az RK&MK egészét. Hosszú évek óta egyik, ha nem a fő meghatározója, ill. alpműve a magyar nyelvű szakirodalomnak ezen a téren. Vértés Attila Széchenyi-díjas akadémikus az ELTE Magkémiai Tanszékének megalapítója, majd hosszú időn keresztül tanszékvezetője volt. A Kossuth-díjas Kiss István a KFKI Kémiai Főosztályának vezetője, s a könyv megírása tájt az International Atomic Energy Agency (IAEA, Nemzetközi Atomenergia Ügynökség) bécsi központjának osztályvezetője volt.

Knoll G.F. (2000). *Radiation Detection and Measurement*, 3rd ed., 802 pp., John Wiley & Sons, New York

A cím sugárzások detektálását és mérését teszi ki látásba, de a bevezető fejezetekben szó esik a sugárforrásokról, sugár–anyag kölcsönhatásról, valamint a nukleáris mérések statisztikai vonatkozásairól is.

Leo W.R. (1994). *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*, 2nd revised ed., 378 pp., Springer-Verlag, New York

A sugárzások detektálásán kívül a könyv nagyon erős bevezetőt kínál a sugár–anyag kölcsönhatásokba és a statisztikai aspektusokra. Nagyon jó könyv.

Lieser K.H. (2001). *Nuclear and Radiochemistry: Fundamentals and Applications*, 2nd revised ed., 462 pp., WILEY-VCH Verlag GmbH, Weinheim

Átfogó munka az RK&MK egészéről számos alkalmazással kiegészítve.

Loveland W.D., Morrissey D., Seaborg G.T. (2006). *Modern Nuclear Chemistry*, 671 pp., John Wiley & Sons, Hoboken

a könyv valóságos kuriozitás, amelynek 1999-ben elhunyt 3. szerzője nemcsak szemtanúja volt számos új elem felfedezésének, kilenc felfedezésének maga is részese volt, egyet pedig róla neveztek el sziborgiumnak.

Mackintosh R., Al-Khalili J., Jonson B., Peña T. (2003). *Az atommag – Utazás az anyag szívébe*, 143 old., Akadémiai Könyvkiadó, Budapest

A remek illusztrációkkal támogatott egyszerű szöveg középiskolások számára is könnyen érthetővé és vonzóvá teszi a tárgyalt fogalmakat és gondolatokat. A könyv témája a mikrovilágtól az univerzumig ível.

Magill J. (2003). *Nuclides.net – An Integrated Environment for Computations on Radionuclides and their Radiation*, 271 pp., Springer, Berlin Heidelberg

A könyv mellékletként tartalmaz egy CD-ROM-ot is. A rajta lévő program épp azt csinálja, amit a könyv alcíme sugall. Sajnos, a webszerveres támogatás időközben kimúlt a program alól. Ami a Nuclides.net utódját, a NUCLEONICA-t illeti, lásd a <https://www.nucleonica.com> helyen.

Magill J., Galy J. (2005). *Radioactivity · Radionuclides · Radiation*, 259 pp., Springer, Berlin Heidelberg

Igazán kiváló kis könyv jól strukturált bevezetővel a nukleáris tudományokba, számos érdekes alkalmazás felvillantásával. A CD-ROM-melléklet a *Universal Nuclide Chart*-ot (a.m. univerzális nuklidtérkép) tartalmazza elektronikus formában.

Magill J., Pfennig G., Galy J. (2006). *Karlsruher Nuklidkarte*, 7th Edition, European Commission, Forschungszentrum Karlsruhe

A *Joint Research Centre* ennek a nuklidtérkép-kiadásnak az időpontját a *Forschungszentrum Karlsruhe* 50. születésnapjára időzítette. A híres „Karlsruhei nuklidtérkép” 2962 kísérletileg megvizsgált alapállapotú nuklidra és 692 magizomerre vonatkozóan tartalmaz adatokat. 618 olyan nuklid adata szerepel, melyek az 1998-as 6. kiadásból még hiányoztak. A leporelló egy 44 oldalas angol nyelvű leírással együtt került forgalomba, melyben a legfontosabb tudnivalókat franciául, kínaiul, németül, oroszul és spanyolul is elmagyarázzák röviden.

Muhin K.N. (1985). *Kísérleti magfizika*, 762 old., Tankönyvkiadó, Budapest

Vegyészek számára is érthető mélységben tárgyalja a nukleáris tudományok (így a magkémia) közös fizikai alapjait.

Nagy L.Gy. (1983). *Radiokémia és izotóptechnika*, 563 old., Tankönyvkiadó, Budapest

Nagy Lajos György néhai műegyetemi professzor könyve átfogja az RK&MK egészét. Sokáig tankönyvként szolgált a BME-n és más magyar egyetemeken.

Okun L.B. (1989). The concept of mass. *Physics Today*, June 1989, 31-36

A speciális relativitás formuláit (impulzus, energia) a sebességtől független tömeg, ill. a nyugalmi energia fogalmaira építve értelmezi újra, félretéve a nyugalmi tömeg és a mozgó tömeg fogalmát, ill.

megkülönböztetését. A megvilágosodás állapotába juttatja a nemfizikus olvasót (és talán némelyik fizikust is).

Vértés A., Kiss I. (1987). *Nuclear Chemistry*, 619 pp., Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam

Átfogó munka az RK&MK-ról, melyet a világ sok helyén tankönyvnek használtak.

Vértés A., Nagy S., Klencsár Z. (Eds) (2004). *Handbook of Nuclear Chemistry*, 2444 pp. in 5 volumes, Kluwer Academic Publishers (Springer), Dordrecht

Átfogó ötkötetes kézikönyv az RK&MK témaköréből, melyet 78 nemzetközi szakember írt. A 2. bővített kiadás készületei 2008. végén kezdődtek el.

Vértés A., Nagy S., Süvegh K. (Eds) (1998). *Nuclear Methods in Mineralogy and Geology – Techniques and Applications*, 558 pp., Plenum Press (Springer), New York

Tíz kötetes monográfia geológiai és ásványtani alkalmazásokról, melyet egy 20 fős nemzetközi szerzőgárda írt. Az 1. fejezet (1-113. oldal), melyet Nagy S., Süvegh K. és Vértés A. írt, általános bevezetést nyújt az RK&MK alapjaihoz.

Yao W.-M. et al., J. Phys. G 33, 1 (2006)

Évente frissített áttekintett és kritikailag elemzett részecskefizikai adatok egy nemzetközi szakértői team jóvoltából. A következő helyen publikálják: <https://pdg.lbl.gov/>.

Internetes források

Az alábbi jegyzékben nukleáris adatforrások szerepelnek.

National Nuclear Data Center. <https://www.nndc.bnl.gov/>. Azért adom meg ezt a helyet, mert a linkje évtizedes távlatban is stabilnak bizonyult, és elérhetők innen a *-gal jelölt szolgáltatások is, melyek egyikének linkje kétszer is megváltozott.

Fundamental Particles and Interactions chart. Olvashatóra kinagyítható változata a 2022-es kiadásnak. 2025-ben még elérhető volt.

***Interactive Chart of Nuclides, Nudat 3.** <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>. Nuklidtérképpel felajánlott hozzáférés nukleáris adatok sokaságához. (Lásd az útmutatót a hely használatáról.)

***Nuclear Wallet Cards.** <https://www.nndc.bnl.gov/walletcards/>. Pdf-ben felajánlott zsebkönyvszerű összegzés az ismert nuklidok alap- és gerjesztett állapotairól.

WISE Uranium Project Calculators. <https://www.wise-uranium.org/calc.html> - Uranium Decay Calculator (Az 52. ábra elkészítéséhez használt kalkulátor.), [Nuclear Data Viewer](#) (Elem táblázatot készít rendszám, vegyjel vagy angol név szerint rendezve, illetve radionuklid-táblázatot tetszés szerint leszűkítve a természetben előfordulóakra vagy olyanokra, melyek bomlási energiája szerepel az adatbázisukban.), [Unit Converter](#) (Egységek átváltása.)

Tárgymutató

A félkövér oldalszámok ábrákra utalnak. A dőltbetűsek táblázatokra hivatkoznak.

2

2ε-bomlás, 97

3

3α folyamat, 150

4

4N magok, 150

A, Á

abszolút aktivitás, 82
abszolút instabilitás fennsíkja, 89
abszorbens, 127
abszorber, 127
abszorpció, fotonoké, 145
abszorpció, α-részecskéké, **129**
abszorpció, β-részecskéké, **131**
abszorpció, γ-fotonoké, **144**
additív megmaradó mennyiség, 133
aktivált termék aktivitása, **114**
aktivitás (A), 11, 82
aktivitás, abszolút, 82
aktivitás, fajlagos, 82
aktivitás, radionuklid-keveréké, **115**
aktivitáskoncentráció, 82
alagúthatás α-bomlásnál, 48
alfa-bomlás (α), 77, 97
alfa-bomlás magyarázata, **89**
alfa-bomlás spontaneitási feltétele, 97
alfa-nuklidok, 59
alfa-részecske (α), 67, 77
alfa-részecskék abszorpciója, **129**
alfa-spektrum, **76**
alfa-sugárzás kölcsönhatásai, 126
általánosított töltések, 34
angström (Å), 22
annihiláció, 34
annihiláció, szabad, 132
annihilációs foton, 132
antineutrínó, 35
antineutrínó visszalökő hatása, **75**
antineutron, 39
antiproton, 39
antirészecske, 34
antiszínek és színek, **40**
anyaelem. Lásd: anyanuklid
anyanuklid, 75
aszimmetriatag, 63
áthatolóképesség, 123
átmeneti/közbenső/összetett mag, **68**

atom teljes kötési energiája (E_a), 27
atom tömege (m_a), 24
atomi tömegállandó (m_u), 23
atommag alakja, **45**
atommag felfedezése, 9
atommag izospinvetülete (T_z), 58
atommag tömege (m_N), 15
atomreaktor, egykori természetes Okloban, **108**
Auger-effektus, 122
Auger-elektronok emissziója EC után, 94
Auger-kaskád, **121**
Avogadro-szám (N_A), 22

B

b kvark, 36
barionok, 39
barionszám (B), 34
barionszám megmaradása és a proton stabilitása, 39
barionszám/bariontöltés (B) megmaradása, 26
barn (b), 22, 70
becquerel (Bq), 11, 22, 82
Becquerel, Antoine Henri, 8
befogási reakció, 68, 69
belső fékezési sugárzás, 122
belső fékezési sugárzás EC után, 94
belső konverzió (IC), 78, 98
belső párképződés (PP), 99, 150
besugárzási dózis, 11
béta-bomlás spontaneitási feltétele, 94
béta-bomlás, inverz, 105
béta-bomlás, kettős (2β, 2ε), 77
béta-bomlás, kötött (β_b), 105
béta-bomlás, negatív, 91
béta-késleltetett neutronemisszió (β⁻n), 77, 105
béta-késleltetett részecskeemisszió, 104
béta-részecskék abszorpciója, **131**
béta-részecskék impulzus- és energiaspektruma, **119**
béta-részecskék maximális energiája (E_β), 118
béta-spektrum végpontenergiája (E_β), 118
béta-stabilitás völgye, **88**
béta-visszaszórás, 130
Bethe–Bloch-formula, 127
Bethe–Weizsäcker ciklus, 150
beütésszám, 82
biner hasadás, 100
biológiai dozimetria, 125
Bohr-magneton (μ_B), 50
Boltzmann-állandó (k), 22
bombázó részecske/foton, 67
bomlás aktiválás után, 113
bomlási állandó (λ), 83
bomlási állandó, parciális, 107
bomlási sebesség, 11, 82

bomlási séma, 85
 bomlási séma, α - és β -bomlásé, **86**
 bomlási sor, 84
 bomlási sor, természetes, **108**
 bomlássor. Lásd: bomlási sor
 Bose–Einstein-statisztika, 35
 bozonok, 34, 37
 Bragg-görbe, **128**
 Bragg-görbe a sugárterápiában, 130
 Breit–Wigner-görbe, 74

C

c kvark, 36
 célmag/atom, 67
 centrális ütközés, 146
 Chadwick, James, 15
 CN ciklus, 150
 CNO-I ciklus, 150, **151**
 CNO-II ciklus, 151
 Compton-elektronok energiaeloszlása, **142, 143**
 Compton-fotonok energiaeloszlása, **143**
 Compton-szóródás, **140, 157**
 Compton-szórt foton energiája, 158
 Coulomb-erő, 33, 48, 71
 Coulomb-gát, **47, 48, 71**
 Coulomb-tag, 63
 curie (Ci), 11, 22, 82
 Curie, Marie, 9

Cs

cseppmodell, 44
 Cserenkov-sugárzás, 136, **137**
 csernobili baleset, 11

D

d kvark, 36
 dalton (Da), 23
 Davis Jr., Raymond, 10
 de Broglie-hullámhossz (λ_{dB}), 72
 de Broglie-hullámhossz, redukált, **117**
 delta/ δ -elektron, 127
 detektálási határfok, 82
 deutérium (^2H), 19
 deuteron (d), 67
 Dirac-állandó ($\hbar$), 22
 direkt reakció, 67, 68
 diszperziós erő, 33
 divergáló ágak, 107
 Doppler-effektus, 146
 dozimetria, 125
 dozimetriai mennyiség, 125
 dózis, besugárzási, 11
 dózis, elnyelt (D), 125
 dózisteljesítmény, 125

E,É

EC a nuklidtérképen, **93**

EC és β^+ együtt (ε), 77, **95**
 effektív dózis (E), 126
 effektív sugárgyengítési hossz, 130
 egy nukleonra jutó átlagos kötési energia (B/A), 28
 egy per vé szabály, 72
 egyenértékdózis (H_T), 125
 egyensúly hiánya, 110
 egységek, 22
 egyszerű bomlás, 107
 Einstein, Albert, 8
 elágazási arány, 85, 107
 elágazó bomlás „lyukas vödör” metaforája, **85**
 elektromos erő, 38
 elektromágneses (Coulomb-)erő, 38
 elektromos kvadrupólusmomentum (Q), 45
 elektromos térgradiens (ETG), 45
 elektron fajlagos töltése, 10
 elektronbefogás (EC), 78, 93
 elektronbefogás spontaneitási feltétele, 94
 elektron-neutrínó (ν , ν_e), 35
 elektronok kötési energiája (E_{Ze}), 27
 elektronspektrum, β -bomlásé, **76**
 elektrontömeg (m_e), 22
 elektronvolt (eV), 21, 22
 elektronvolt hőmérséklet-ekvivalense, 21
 elemgyakoriságok a Naprendszerben, **56**
 elemi bozonok, 37, 38
 elemi fermionok, 35
 elemi részecskék, 35
 elemi töltés (e), 22
 elhullatási vonal, 89
 ellipticitás (ε), 46
 ellipticitás (ε), magoké és bolygóké, **46**
 elnyelt dózis (D), 125
 elsődleges hasadási termék, 100
 energia és hőmérséklet, 21, 22
 energia és tömeg, 22
 energia, átlagos, 21
 energia, legvalószínűbb, 21
 energia, legvalószínűbb sebességre jellemző, 21
 energia/impulzusspektrum, β -részecskéké, **119**
 epszilon (ε) – EC és β^+ együtt, 77
 erőkövetítők, 38
 erős kölcsönhatás, fundamentális
 (színkölcsönhatás), 38
 erős kölcsönhatás, reziduális (magerő), 38
 év (a), 22
 expozív nukleoszintézis, 152
 exponenciális bomlástörvény, 83
 extrapolált hatótávolság (R_{extr}), α -részecskéké, **129**
 extrapolált hatótávolság (R_{extr}), β -részecskéké, **131**

F

fajlagos aktivitás, 82
 fajlagos energiaveszteség. Lásd: LET-érték
 fajlagos töltés, elektroné, 10
 fáradhatatlanság, fotonoké, 145
 fűkezési (röntgen)sugárzás, 120
 fűkezési (röntgen)sugárzás, belső, 122
 fűkezőképesség (S), 124

felezési idő ($T_{1/2}$), 83
 felezési idő nivószelességből, 160
 felezési rétegvastagság ($X_{1/2}$), fotonoké, 146
 felezési rétegvastagság ($X_{1/2}$), α -részecskéké, **129**
 felezési rétegvastagság ($X_{1/2}$), β -részecskéké, **131**
 felületi sűrűség, 145
 felületi tag, 63
 fényév, 22
 fénysebesség vákuumban (c), 22
 Fermi–Dirac-statisztika, 34
 fermionok, 34
 fermionok, elemi, 35
 Finnegans Wake, 37
 fizikai állandók értékei, 22
 fizikai dozimetria, 125
 fotoeffektus, **140**
 fotoeffektus és impulzusmegmaradás, 143
 fotoelektron, 143
 foton (γ), 37, 67
 főkvantumszám (n), 54
 fundamentális kölcsönhatások, 38
 fundamentális részecskék, 35
 fűzió, 68, 69
 fűzió, termonukleáris, 161
 független hasadási hozam, 101, **102**

G

gamma-bomlás (γ), 99
 gamma-emisszió, 98
 gamma-foton visszalökő hatása, 119
 gamma-rezonancia fluoreszcencia, 74
 gamma-sugárzás béta-bomlás után, 94
 gauge-bozonok, 38
 Geiger–Nuttall-grafikon, **49**
 Geiger–Nuttall-szabály, 49
 gerjesztéses hasadás. *Lásd:* indukált hasadás
 gerjesztési függvény, 72
 gigaelektronvolt (GeV), 22
 glóriás mag, Li-11, **43**
 glóriás magok, 43
 gluon, 37
 gravitáció, 38
 gray (Gy), 125
 Gray, Louis Harold, 125

Gy

gyenge kölcsönhatás, 38

H

három-gamma annihiláció, **132**
 három-gamma annihiláció szögeloszlása, **134, 135**
 háromtagú bomlássor, **112**
 hasadás, 68
 hasadás, gerjesztéses. *Lásd:* indukált hasadás
 hasadás, indukált, 103
 hasadás, neutronok által keltett, 67, 70, 146
 hasadási hozam, 101
 hasadási hozam (Y_k), 85

hasadási hozam, független, 101, **102**
 hasadási hozam, izobár, **102**
 hasadási termék (FP), 67, 101
 hasadási termék, elsődleges, 100
 hasadóképességi paraméter, 102
 hasadvány, 100
 hasadványok béta-aktivitása, magyarázat, **100**
 hasadványok visszalökődése, 118
 hatáskeresztmetszet – neutronok kontra protonok, **73**
 hatáskeresztmetszet (σ), magreakcióké, 72
 hatótávolság (R), 76
 hatótávolság energiafüggése, nehéz ionoké, 129
 hatótávolság, maximális ($R_{\max}$), 128
 héjmodell, atommagé, 52
 héjmodell, atommagé, **52**
 héjvastagság, magé, 42
 helicitás, neutrínóé, 36
 helion (h), 67
 héliumégés, 152
 héliumvillanás, 152
 Hevesy, George (György), 14
 hidrogénégés, 152
 hidrogénizotópok, 19
 hiperfinom felhasadás, magnívóké, 46
 hordozó, 82
 hordozó hozzáadása nélküli (n.c.a.), 82
 hordozómentes, 82
 hőmérséklet-ekvivalens, elektronvoltage, 21
 Hubble-tágulás, világegyetemé, 146
 Hund-szabály, 53
 hűlés aktiválás után, 114

I, Í

I-126 bomlássémája, **98**
 impakt faktor (IF), folyóiratoké, 11
 impulzus vs. energia, **117**
 impulzus/energiaspektrum, β -részecskéké, **119**
 impulzusmegmaradás fotoeffektusban, 143
 impulzusmegmaradás párképződésben, 144
 inaktív izotóp, 82
 indukált hasadás, 103
 inverz β -bomlás, 105
 Icsu. *Lásd:* Molnár István
IUPAC Gold Book, 7, 161
 izobár definíciója, 17
 izobár folyamat, 92
 izobár hozam, 101, **102**
 izobár nuklidok, **92**
 izobár sor, 101
 izobárgyakoriságok a Naprendszerben, **148**
 izobárok, a ^{62}Ni -é, **30**
 izomerátmenet (IT), 78, 99
 izospin (T), 58
 izotón definíciója, 17
 izotóp definíciója, 17
 izotópdúsítás, 15
 izotópeffektus, 15
 izotópelválasztás, 15

izotópgyakoriság, 24
 izotóphordozó, 82
 izotópia felismerése, 14
 izotópkémia, 8
 izváltozás, 36

J

j - j csatolás, 54
 Joyce, James, 37

K

karakterisztikus röntgensugárzás, 122
 karakterisztikus röntgensugárzás EC után, 94
 K-él, 143, **144**
 Kelvin, Lord, 9
 Kelvin–Thomson-modell. *Lásd:* mazsoláspuding-modell
 keresztmetszet, magé (σ_G), 70
 késleltetett neutronemisszió magreaktorokban, 105
 két-gamma annihiláció, **132**
 kétlépéses bomlási sor, 109
 kétszeresen mágikus magok, 51
 kettős béta-bomlás (2β , 2ε), 77, 97, 104
 kettős protonbomlás, 90
 kinetika, bomlása és aktiválása, 107
 klaszterbomlás, 77, 105, 107
 Kohman, Truman P., 15
 konvergáló ágak, 107
 konverziós koefficiens, 99
 korpuszkuláris sugárzás, 119
 kortalanság, radioaktív atomoké, 145
 kozmikus eredetű természetes radionuklid, 87
 kozmogén ^{10}Be , 68
 kozmogén ^{14}C , 113
 kozmogén radionuklid, 87
 kölcsönhatás, neutronoké, 146
 kölcsönhatás, α -sugárzásé, 126
 kölcsönhatás, β -sugárzásé, 130
 kölcsönhatás, γ -sugárzásé, 139
 kötési energia a Weizsäcker-egyenletből, **66**
 kötési energia per nukleon (B/A), 28, **88**
 kötési energia, egy nukleonra eső átlagos (B/A), **30**, **60**, **62**, **88**
 kötési energia, egy nukleonra eső átlagos, ^8Be nuklidé, **61**
 kötött béta-bomlás (β_b), 105
 közbenső mag, 67
 közbenső magon át zajló reakciók, 67
 közepes élettartam (τ), 83
 közepes letargianyeresség (ζ), 147
 közepes szabad úthossz, fotonoké (δ), 146
 közvetlenül ionizáló sugárzások, 123
 kúrrium (Cm), 11
 kvadrupólusmomentum formula, magé, 46
 kvadrupólusmomentum, elektromos (Q), 45
 kvantum-szindinamika, **40**
 kvarkbezárás, 37, 41
 kvarkok (q), 36

kvarkok elektromos töltése, 37

L

Lambert–Beer-törvény, 145
 láncreakció, 70
 leányatom visszalökődése, 116
 leányelem. *Lásd:* leánynuklid
 leánynuklid, 75
 legstabilabb nuklidok osztályozása, 57
 leptonok, 35
 leptonszám (L), 34
 leptonszám/leptontöltés (L) megmaradása, 26
 letargia (u), 147
 letargianyeresség (Δu), 147
 letargianyeresség, közepes (ζ), 147
 LET-érték, 124
 LET-formula, elektronoké, 130
 LET-formula, nehéz ionoké, 127
 leválasztási energia (S), 31
 Li-11 glóriás mag, **43**
 Li-6 visszalökődése antineutrínó által, **75**
 lineáris energiaátadás. *Lásd:* LET-érték
 lineáris fékezőképesség (S), 124
 lineáris sugárgyengítési együttható, 145
 London-féle erő, 33
 Lord Kelvin, 9
 Lorentz-görbe, 74

M

Mach, Ernst, 8
 Mach-szám, 8
 mag felületnagysága (S_N), 43
 mag héjvastagsága, 42
 mag keresztmetszete (σ_G), 70
 mag kötési energiája (E_N), 27
 mag sugara (R_N), 42
 mag töltéssűrűsége, **42**
 maganyag sűrűsége (ρ_N), 43
 magemulzió, 130
 magerő, 33, 37, 38, 47, 70
 maghasadás, neutronok által keltett, 146
 maghéj, 42
 mágikus mag, 51
 mágikus magok, 18
 mágikus számok, „Mengyelejev-féle”, 51
 mágikus számok, nukleáris, **18**, 51
 magizomer, 17, 99
 magizomerek a nuklidtérképen, 17
 magkémia, 7
 magmagneton (μ_N), 50
 mágneseles momentum, 50
 mágneseles momentumok, részecskéké, 50
 magon szórt nagysebességű elektron energiája, 158
 magrádiusz (R_N), 42
 magrádiusz-formula, 42
 magreakció, $X(a,b)Y$, 67, **68**
 magreakció-típusok, 69
 magspin (I), 44
 magsugárzások–anyag kölcsönhatás, 123

magtérfogat (V_N), 43
 magtömeg (m_N), 15, 43
 makroszkopikus mágneses tulajdonságok, 51
 másodlagos természetes radionuklid, 87
 maximális aktivitás, leányé, 110
 maximális energia, β -részecskéké (E_β), **76**, 118
 maximális hatótávolság ($R_{\max}$), 128
 maximális hatótávolság, α -részecskéké, **129**
 mazsoláspuding-modell, 9
 megmaradó mennyiség, additív, 133
 megmaradó mennyiség, multiplikatív, 133
 mellékkvantumszám, 54
 mesterséges eredetű radionuklid, 87
 metastabil állapot, 99
 mezonok, 38
 moderátor, 146
 Molnár István, **16**
 Mössbauer-effektus, 120
 Mössbauer-spektroszkópia, 7, 74, 120
 MRI, 7
 multiplikatív megmaradó mennyiség, 133
 müon (μ), 35
 müon-neutrínó (ν_μ), 35

N

NAA, 146
 nap (d), 22
 napneutrínó probléma, 105
 napneutrínó probléma felfedezése, 10
 Naprendszer, elemgyakoriságok, **56**
 Naprendszer, izobárgyakoriságok, **148**
 negatív béta-bomlás (β^-), 77
 negatív béta-bomlás spontaneitási feltétele, 94
 negatron, 34
 negatronbomlás. *Lásd:* negatív béta-bomlás
 nehézion-emisszió, 105, 107
 nemizotópikus hordozó, 82
 neutrínó, 35
 neutrínó által meglökött elektron energiája, 159
 neutrínó közvetett észlelése, 75
 neutrínó közvetlen észlelése, 105
 neutrínóoszilláció, 36
 neutrínóspektrum, $\beta^\pm$ -bomlásé, **76**
 neutrínótömeg (m_ν), 22
 neutron (n), 39, 67
 neutron belső szerkezete, 51
 neutron felfedezése, 15
 neutron nuklidtömege, 24
 neutron rugalmas ütközése, 146
 neutron β^- -bomlása, 20, **25**
 neutronaktiváció, 146
 neutronaktivációs analízis (NAA), 69
 neutronbefogás, 69, 146
 neutronbomlás, 77
 neutronbomlás/emisszió, béta-késleltetett (β^-n), 77
 neutroncsillag, 43
 neutronhiány, 90
 neutronindukált hasadás, 103
 neutronindukált hasadás uránban, **104**
 neutronleválasztási energia (S_n), 31, **32**

neutronok által keltett hasadás (n,f), 67, 70
 neutronok kölcsönhatása, 146
 neutrons szám (N), 15
 neutrontömeg (m_n), 22
 Ni izotópok B/A értéke, **149**
 Ni izotópok természetes gyakorisága, **149**
 nívószelesség (Γ), 160
 NMR, 7
 Nobel-díjak „statisztikája”, 11
 Nobel-díjak a nukleáris tudományban, **9**
 no-carrier-added (n.c.a.), 82
 nukleáris atommodell, 9
 nukleáris mágikus számok, **18**, 51
 nukleáris potenciálgörbék szubatomi részecskékre, **47**
 nukleáris sugárzások kölcsönhatása az anyaggal, 123
 nukleon (N), 15
 nukleonok, 39
 nukleonok anomális mágneses momentuma, 51
 nukleonok párképzési hajlama, 53
 nukleonszám. *Lásd:* tömegszám
 nukleonszám-megmaradás radioaktív bomlásban, 27
 nukleosintézis, explozív, 152
 nukleosintézis, primordiális, 152
 nuklid definíciója (IUPAC), 17
 nuklid definíciója (IUPAP), 17
 nuklidjelölés, 18
 nuklidjelölés n, e és v esetén, 20
 nuklidtérkép bomlásmódokkal, **89**
 nuklidtérkép EC-bomló magokkal, **93**
 nuklidtérkép és magizomerek, 17
 nuklidtérkép izotóp-, izotón- és izobárábrázolással, **20**
 nuklidtérkép kötési energiákkal, **88**
 nuklidtömeg, 91
 nuklidtömeg definíciója, 23
 nuklidtömeg, neutroné, 24

Ny

nyugalmi energia (E_0), 23

O,Ó

Oklo, egykori természetes atomreaktor, **108**
 oxigénégés, 152

Ö,Ő

örökifjú radioaktív atomok, 83
 örökifjú tulajdonság, radioaktív atomoké, 145

P

pályaimpulzusmomentum-kvantumszám (l), 54
 parciális bomlási állandó, 107
 párhuzamos bomlások, 115
 paritás megmaradása Ps annihilációban, 133
 paritás, neutrínóé, 36

paritásváltás gyenge kölcsönhatásban, 45
 párképzés, nukleonoké, 53
 párképződés (PP) és impulzusmegmaradás, 144
 párképződés (PP), belső, 99, 150
 párképződés (PP), elektron által elősegített, 144, **145**
 párképződés (PP), mag által elősegített, **140**, 144
 párképződés (PP), nukleáris, 144
 párkölcsönhatási tag, 63
 parszek (pc), 22
 Particle Data Group, 34
 Pauli-féle kizárási elv, 34, 41
 peremeloszlás, 101
 pick-up reakció, 68, 69
 pion, 37
 Planck-állandó (h), 22, 34
 Planck-állandó, redukált ($\hbar$), 22, 34
 polónium felfedezése, 9
 pozitív béta-bomlás (β^+), 78, 92
 pozitív béta-bomlás és EC együtt (ϵ), 77, **95**
 pozitív béta-bomlás spontaneitási feltétele, 94
 pozitron, 34
 pozitronbomlás. *Lásd:* pozitív béta-bomlás
 pozitron–elektron pár szabad annihilációja, **132**
 pozitronium (Ps), 132
 pozitronium 3γ annihilációja, **134**, **135**
 pozitronium, orto (o-Ps), 133
 pozitronium, para (p-Ps), 133
 pp I lánc, 152, **153**
 pp II lánc, 152
 pp III lánc, 152
 p-p lánc, 152
 primordiális nukleoszintézis, 152
 primordiális radionuklid, 87
 prócium (^1H), 19
 prompt neutron, 100
 proton (p), 39, 67
 proton stabilitása és a barionszám megmaradása, 39
 proton-antiproton ütközés, 34
 protonbefogás, sugárzásos/radiatív, 69
 protonbomlás, 77, 90
 protonemisszió, 90
 protonleválasztási energia (S_p), 31, 32
 proton-proton lánc, 152
 protonszám. *Lásd:* rendszám
 protontömeg (m_p), 22

Q

QCD, 40
 Q-érték, 25, 26, 91

R

radiális kvantumszám (ν), 54
 radioaktív bomlás kontra magreakció, **81**
 radioaktív bomlás, kémiai reakció és magreakció, 80
 radioaktív bomlásfajták, 77
 radioaktív egyensúly feltétele, 110
 radioaktív források készítése, 82

radioaktív izotóp, 75
 radioaktív nuklidok, 75
 radioaktív nyomjelzés kifejlesztése, 14
 radioaktivitás felfedezése, 8
 radioizotóp. *Lásd:* radioaktív izotóp
 radiokarbon (^{14}C), 87
 radiokarbonos kormeghatározás, 113
 radiokémia, 7
 radionuklid, kozmikus eredetű természetes, 87
 radionuklid, kozmogén, 87
 radionuklid, másodlagos természetes, 87
 radionuklid, mesterséges eredetű, 87
 radionuklid, primordiális, 87
 radionuklid, természetes eredetű, 87
 radionuklid-keverék aktivitása, **115**
 radionuklidok. *Lásd:* radioaktív nuklidok
 rádium felfedezése, 9
 radon mint izotópnév, Rn-222, **14**
 radzerfordium (Rf), 11
 reakciósebesség (R), 71
 reaktorszabályozás, 105
 redukált de Broglie-hullámhossz, **117**
 redukált Planck-állandó ($\hbar$), 34
 relatív atomtömeg (A_r), 24
 rendszám (Z), 16
 részecskeátadás, 68
 részecskefluxus, 71
 reziduális erős kölcsönhatás, 37
 rezonanciacsúcs, 73
 r-folyamat, 153
 RK&MK, 7
 RK&MK története, 8
 roentgen (R), 11
 roentgenium (Rg), 11
 Röntgen, Wilhelm Conrad, 8
 röntgenfotográfia, 8
 röntgensugárzás felfedezése, 8
 röntgensugárzás, karakterisztikus, 122
 rugalmas ütközés, neutroné, 146
 rutherford (elavult aktivitásegység), 11
 Rutherford, Ernest, 9

S

s kvark, 36
 saját mágneses momentumok, 50
 sebesség vs. kinetikus energia, részecskéké, **136**
 Segrè-diagram, **20**
 s-folyamat, 153
 sievert (Sv), 125, 126
 Sievert, Rolf Maximilian, 125
 Skłodowska, Maria. *Lásd:* Curie, Marie
 Soddy, Frederick, 10
 spalláció, 68
 spinkvantumszám (s), 34
 spin-pálya csatolás, 54
 spontán folyamatok kritériuma, 91
 spontán hasadás (SF), 79, 100
 spontán hasadás elégséges feltétele, **103**
 spontaneitás szükséges feltétele, 26
 stabil izotópok száma, **53**

stabilitás kontinense, **18, 62**
 stabilitási kanyon, 89
 Standard Modell (SM), 16, 33
 stragglingszóródás, α -részecskéké, **129**
 stragglingszóródás, β -részecskéké, **131**
 stripping reakció, 68, 69
 sugár–anyag kölcsönhatás, 123
 sugárgyengítési együttható, 145
 sugárkémia, 8
 sugárvédelem, 125
 sugárzás–anyag kölcsönhatás, 123
 sugárzási súlyfaktor (w_R), 125
 sugárzási teljesítmény, 130
 sugárzásos/radiatív protonbefogás, 69

Sz

szabad annihiláció, 132
 szabad annihiláció, pozitron–elektron páré, **132**
 szabad neutron instabilitása, 39
 számlálási sebesség, 82
 szekuláris egyensúly, 110
 szekuláris egyensúly „lyukas vödör” metaforája, **84**
 szekuláris egyensúly feltétele, 110
 széciklus, 150
 szénégés, 153
 szeparációs energia (S), 31
 szétsugárzás. *Lásd:* annihiláció
 szétszóródás/stragglingszóródás, α -részecskéké, **129**
 szétszóródás/stragglingszóródás, β -részecskéké, **131**
 Szilárd–Chalmers-effektus, 120
 szilíciumégés, 154
 színbezárás, 37, 41
 színek és antiszínek, **40**
 szintöltés, 40, 41
 szobahőmérséklet, standard, 21
 szórás, 67
 szökési sebesség, He atomoké, 55
 sztelláris nukleoszintézis, 59
 szubatomi részecske, 34
 szupernóva nukleoszintézis, 152

T

t kvark, 36
 tau-lepton (τ), 35
 tau-neutrínó (ν_τ), 35
 teljesítmény, sugárzási, 130
 térfogati tag, 63
 termalizáció, sugárrészecskéké, 21
 természetes bomlási sor, **108**
 természetes eredetű radionuklid, 87
 termionukleáris fúzió, 161
 terner hasadás, 100
 testszöveti súlyfaktor (w_T), 126
 Tevatron, 34
 Thomson, Joseph John, 10
 Thomson, Sir William. *Lásd:* Kelvin, Lord
 toron mint izotópnév, Rn-220, **14**
 töltés, általánosított, 34
 töltéssűrűség, magé, **42**

töltésszám, magé. *Lásd:* rendszám
 töltött részecskék mozgása mágneses térben, **145**
 tömegdefektus, 29
 tömeg-fékezőképesség (S), 124
 tömeghiány, 29
 tömegparabola, **30, 106**
 tömegparabolák, **96, 97**
 tömegparabolák, sematikus, páros-A, **65**
 tömegszám (A), 15, 43
 tömegtöbblet (Δ), 29
 tömeggyengítési együttható, 145
 tömeggyengítési együtthatók energiafüggése, **144**
 történet, RK&MK-é, 8
 tranziens egyensúly, 110
 trícium (^3H), 19, 87
 tripla-alfa folyamat (3α), 59, 160
 tripla- α folyamat, 150
 triton (t), 67

U, Ú

u kvark, 36
 U-238 a stabilitás völgyében, **90**
 uránizotópok neutronindukált hasadása, **104**
 utóhatások, bomlása és magreakcióé, 116

V

vascsúcs, 154
 végpontenergia, β -spektrumé (E_β), 118
 vegyjel általános helyettesítője, 18
 vetületeloszlás, 101
 visszalökődés antineutrínó által, **75**
 visszalökődés, hasadványoké, 118
 visszalökődés, leányatomé, 116
 visszalökődéses elválasztás, transzurán elemeké, 120
 visszalökődési energia (E_R), **76**
 visszalökődési energia γ -emisszió során, 119
 visszalökődési energia, leányatomé, **116**
 visszalökődési formula, nemrelativisztikus, 118

W

W bozonok, 37
 Wapstra, Aaldert H., 21
 Weizsäcker-egyenlet, 63
 Woods–Saxon-potenciál, 48

X

xenon-mérgezettség, 74
 XRFS, 7

Z

Z bozon, 37

A

α magok, 150

$\alpha\beta\gamma$ cikk, 150

α – β – γ elmélet, 150