

KOVÁCS ENDRE, PARIPÁS BÉLA,

FIZIKA II.

12



A Műszaki Földtudományi Alapszak tananyagainak kifejlesztése a
TÁMOP 4.1.2-08/1/A-2009-0033 pályázat keretében valósult meg.

XII. MAGFIZIKA ÉS RADIOAKTIVITÁS

1. AZ ATOMMAG

Rutherford (1911) arra a következtetésre jutott, hogy az atom pozitív töltését hordozó anyag nagyon kicsi helyre összpontosul, ezt nevezte atommagnak (*nucleus*). Amíg az atomsugár $\sim 10^{-10}$ m nagyságrendű, addig az atommag sugara $R = R_0 \cdot A^{\frac{1}{3}}$ ahol $R_0 = 1,4 - 1,5 \cdot 10^{-15}$ m. Az atommagban pozitív töltésű protonok és semleges neutronok találhatóak. A protonok számát Z -vel jelöljük, és **rendszám**nak nevezzük.

Tehát a rendszám hármassal bír: a periódusos rendszerben az elem sorszáma, a protonok száma (és így az atommag töltése e egységekben mérve), és az elektronok száma a semleges atomban.

A **tömegszám** A , megmutatja, hogy az illető atommag tömege közelítőleg hány-szorosa a proton (és így a neutron) tömegének: $M = A \cdot m_p$. A mag Z számú proton mellett $N = A - Z$ számú neutronot tartalmaz. Adott Z esetén N változhat, ezeket nevezzük **izotóp** atommagoknak. Például: ${}^1_1\text{H}$, ${}^2_1\text{H}$, ${}^3_1\text{H}$, hidrogén, deutérium, trícium, vagy: ${}^{238}_{92}\text{U}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$. Az izotópok szétválasztása mágneses mezőkben, vagy porózus falakon történő átdiffundáltatásával történhet.

Az atommag térfogata:

$$V = \frac{4 R^3 \pi}{3} = \frac{4 R_0^3 A \pi}{3} = \frac{4 R_0^3 \pi}{3} \cdot A$$

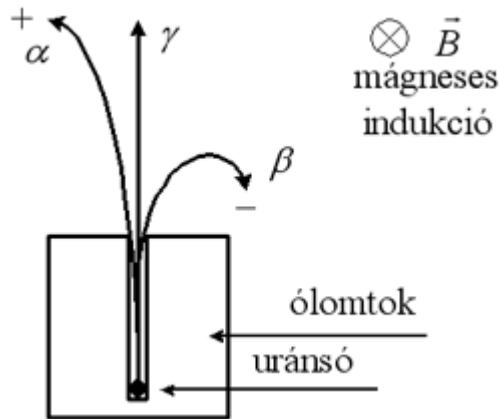
tehát a térfogat arányos a tömegszámmal, így a magsűrűség, a nukleonok számsűrűsége állandó, a nagyobb magok ugyanolyan sűrűk, mint a kisebbek:

$$\frac{A}{V} = \frac{3}{4 R_0^3 \pi} = \text{állandó}$$

2. RADIOAKTIVITÁS

Becquerel (1896) fedezte fel, hogy bizonyos anyagok minden külső behatás nélkül sugárzást bocsátanak ki, pl. az uránsó közelében a fotolemez megfeketedik. A későbbi vizsgálatok során megállapították, hogy ez a sugárzás mágneses mezőben három különböző természetű részre bomlik fel.

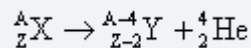
- **α -sugárzás:** α -részecskékből áll, amelyek kétszeresen pozitív töltésű ${}^4_2\text{He}^{++}$ hélium atommagok, áthatoló képességük kicsi (már egy papírlap elnyeli őket).
- **β -sugárzás:** közel fénysebességű elektronokból áll, áthatoló képességük közepes, néhány mm vastag alumíniumlemez elnyeli őket,
- **γ -sugárzás:** nagyon nagy áthatoló-képességű elektromágneses sugárzás, csak néhány cm vastag ólomlemez nyeli el, frekvenciája $10^{18} - 10^{21}$ Hz.



A radioaktív sugárzás komponenseinek viselkedése mágneses mezőben:

A **radioaktív sugárzás** kibocsátása általában elemátalakulással jár. Az általános képletek:

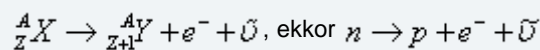
Az α -bomlás:



Ez azt szimbolizálja, hogy ha egy tetszőleges A tömegszámú és Z rendszámú atommag α -bomlással bomlik, akkor egy másik Y elem atommagja és egy héliumatommag keletkezik, és a tömeg- és töltésmegmaradásnak megfelelően Y tömegszáma 4-gyel, rendszáma 2-vel kisebb, mint az X -é volt.

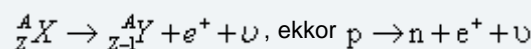
A β -bomlásnak két fő fajtája van, β^- és β^+ , aszerint, hogy elektron vagy pozitron (e^+) keletkezik. Utóbbi az elektron antirészecskéje, minden tulajdonsága megegyezik az elektronnal, csak a töltése ellentétes.

A β^- -bomlás:



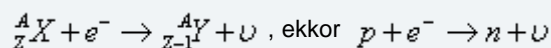
Ahol $\bar{\nu}$ egy antineutrínó (töltés nélküli elemi részecske, amely szinte semmivel sem hat kölcsön és így nagyon nehéz kimutatni). Itt a tömegszám nem változik, a rendszám eggyel nő, végeredményben egy neutron alakul át protonná és egy elektronná, utóbbi az antineutrínóval együtt elhagyja az atommagot.

A β^+ -bomlás hasonló, de ott pozitron és neutrínó keletkezik:



A pozitron szintén elhagyja az atommagot, de mihelyt találkozik egy elektronnal, vele ütközve egymást kölcsönösen megsemmisítik (anyag és antianyag!) és energiájuk leggyakrabban két nagyenergiájú γ -foton formájában szabadul fel.

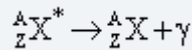
A β -bomlásokhoz soroljuk az ún. elektronbefogást is:



Ekkor a legnagyobb energiájú proton, az elektronburokból (leggyakrabban a legbelső K-héjról) befog egy elektront és neutronná alakul egy neutrínó kibocsátása mellett. Az elektronbefogás a β^+ -bomláshoz hasonlóan a relatív protontöbblettel rendelkező magokra jellemző [1]. Az atommagok bizonyos százaléka elektronbefogással, a többi pedig β^+ -bomlással jut az alacsonyabb protonszámú állapotba.

Megjegyezzük, hogy a természetben a β -bomlások közül a β^- -bomlás a leggyakoribb.

A γ -bomlás:



Ebben az esetben elemátalakulás nincs. A csillag azt jelenti, hogy az atommag gerjesztett állapotban van, vagyis a lehetséges legkisebb energiájúnál magasabb állapotban. Ekkor az energiaminimum elve miatt az atommag leadja a fölös energiát, mégpedig foton formájában.

Példák:

α -bomlás: ${}^{226}_{88}\text{Ra} \rightarrow {}^{222}_{86}\text{Rn} + {}^4_2\text{He}$, rádiumból radon keletkezik.

β -bomlás: ${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + e^-$, tríciumból hélium keletkezik.

3. A RADIOAKTÍV BOMLÁS TÖRVÉNYSZERŰSÉGEI

A **radioaktív bomlás** spontán (magától végbemenő) folyamat, annak a valószínűsége, hogy a vizsgált anyag egy atommagja adott idő alatt elbomlik, teljesen független az életkorától, a radioaktív bomlás nem öregedés eredménye, hanem véletlen jelenség. Ezért a törvények is csak nagy átlagban érvényesülnek, statisztikai jellegűek.

Tegyük fel, hogy kezdetben van N_0 darab ugyanolyan atomunk, ahol N_0 nagy szám. A kis Δt idő alatt elbomlott magok száma arányos a még elbomlatlan atommagok N számával és Δt -vel: $\Delta N = -\lambda N \Delta t$, ahol a λ csak a magra jellemző állandó, bomlási állandónak nevezzük. A bomlási állandó tehát annak a valószínűsége, hogy egy adott atommag a következő másodpercben elbomlik. Az egyenletet átrendezve és Δt -vel nullához tartva:

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

Ez egy szétválasztható differenciálegyenlet: $dN/N = -\lambda dt$, integráljuk ezt ki:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt$$

Az integrálást elvégezve és átrendezve: $\ln N_0 - \ln N = \lambda t$, ebből $\ln N = \ln N_0 - \lambda t$, e-adra emelve kapjuk a **bomlástörvényt**:

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

Tehát a bomlatlan magok száma exponenciálisan csökken. $1/\lambda$ az átlagos élettartam.

A mintában időegység alatt bekövetkező bomlások számát aktivitásnak nevezzük és A -val jelöljük [2]:

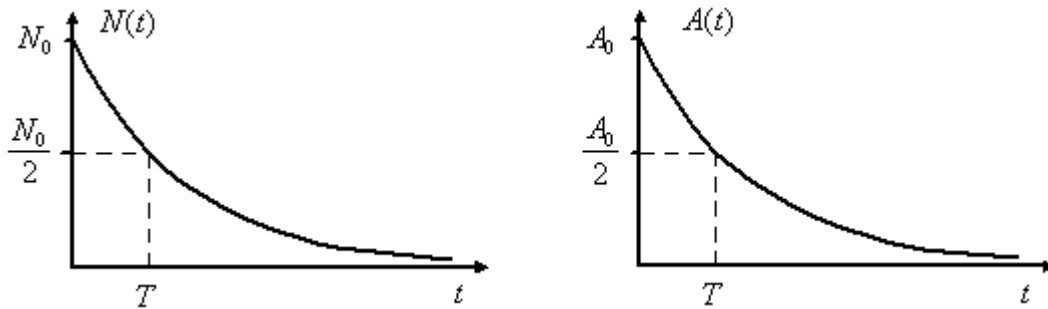
$$A(t) = \left| \frac{\Delta N}{\Delta t} \right|$$

Az aktivitás SI egysége a becquerel (Bq): $1 \text{ Bq} = 1 \text{ bomlás/s}$.

A fentiek szerint tehát az aktivitás arányos a még elbomlatlan atommagok N számával, azaz az időfüggését ugyanolyan exponenciális függvény írja le:

$$A(t) = \left| \frac{\Delta N}{\Delta t} \right| = N(t) \cdot \lambda$$

tehát $A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda t}$, ahol $A_0 = N_0 \cdot \lambda$ a kezdeti pillanat aktivitása.



A bomlatlan magok számának, és az aktivitásnak az időfüggése

A tapasztalat is megerősítette, hogy egy adott populációban a magok fele mindig ugyanannyi idő alatt bomlik el, függetlenül az életkoruktól.

Azt az időtartamot, amely alatt a kezdetben bomlatlan magok fele elbomlik, **felezési idő**nek nevezzük: $T_{1/2}$. A felezési idő független az életkortól, hőmérséklettől, kémiai állapottól, stb., csak attól függ, hogy melyik izotópról van szó. Értéke tág határok között változik, a mérhetőségi határa általában $10^{-7} \text{ s} - 10^{10} \text{ év}$ között van.

A bomlási állandóval való kapcsolatát úgy kapjuk, hogy megvizsgáljuk, milyen $T_{1/2}$ idő alatt csökken N_0 a felére:

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

A még elbomlatlan magok számának változása az eltelt felezési idők során az alábbiak szerint alakul:

$$N_0 \rightarrow \frac{N_0}{2} \rightarrow \frac{N_0}{2 \cdot 2} \rightarrow \frac{N_0}{2 \cdot 2 \cdot 2}$$

$$0 \rightarrow T_{1/2} \rightarrow T_{1/2} \rightarrow T_{1/2}$$

SZÁMOLÁSI FELADAT

Feladat: A természetes káliumnak 0,01 %-a a ^{40}K izotóp (azaz minden tízezredik kálium atom 40-es tömegszámú). A ^{40}K izotóp radioaktív, a felezési ideje 1,2 milliárd év, a kálium többi izotópja (^{39}K és ^{41}K) nem radioaktív. Számítsuk ki egy átlagos emberben lévő (nyilvánvalóan természetes izotóp-összetételű) 4 mólnyi mennyiségű kálium radioaktivitását!

Az aktivitást a jelenlévő radioaktív atomok számából számíthatjuk ($N = n \cdot N_A \cdot 0,01\%$).

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} N = \frac{\ln 2 \cdot 4 \text{ mol} \cdot 6 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}} \cdot 10^{-4}}{1,2 \cdot 10^9 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600 \text{ s}} \approx 4396 \frac{\text{bomlás}}{\text{s}} \approx 4,4 \text{ kBq}$$

Radioaktív bomlási sorok

A periódus rendszer végén lévő természetes radioaktív anyagok bomlási sorokba rendezhetőek. A bomlások során a tömegszám vagy nem változik (**b-**, **g-** bomlás), vagy négygel csökken (**a-bomlás**). A bomlási soroknak tehát négy különböző típusa van, attól függően, hogy a tömegszámot négygel osztva mekkora maradékot kapunk, ez ui. nem változhat meg sem α , sem β vagy γ bomlás során.

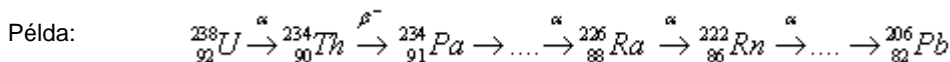
0 maradék ($A = 4n+0$): *tórium – sor*, anyaelem: ^{232}Th , $T_{1/2} = 1,41 \cdot 10^{10} \text{ év}$, végtermék: ^{208}Pb ,

1 maradék ($A = 4n+1$): *neptúnium – sor*, anyaelem: ^{237}Np , $T_{1/2} = 2,14 \cdot 10^6 \text{ év}$, végtermék: ^{209}Bi , ez már nincs a természetben, a Föld keletkezése óta lebomlott

2 maradék ($A = 4n+2$):

urán 238 – sor, anyaelem: ^{238}U , $T_{1/2} = 4,50 \cdot 10^9$ év, végtermék: ^{206}Pb

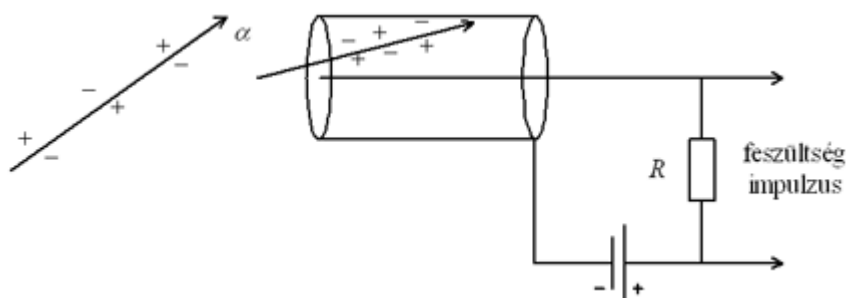
3 maradék ($A = 4n+3$): urán 235 – sor, anyaelem: ^{235}U , $T_{1/2} = 7,1 \cdot 10^8$ év, végtermék: ^{207}Pb



4. RADIOAKTIVITÁS A GYAKORLATBAN

Radioaktív sugárzás mérése

Az α -, β -, γ -sugárzások szabad szemmel nem észlelhetők és **ionizáló sugárzások**. Az α - és β -részecskék töltésük révén elektromos mezőjükkel ionizálják az útjukba kerülő atomokat és molekulákat, s ezáltal ionpárokat keltenek. A radioaktív sugárzás mérése általában – közvetlenül vagy közvetve – a sugarak által okozott ionizáción alapul. Leggyakoribb mérőeszköz az ún. *Geiger-Müller-féle számlálócső*, vagy GM-cső.



A Geiger-Müller-féle számlálócső

Az elektródák (a cső fala és a tengelye) között elektromos feszültség van, de alapesetben a csőben lévő, semleges molekulákból álló gáz nem vezeti az áramot. Amikor viszont a végablakon bejutó sugárzás ionizálja a csőben lévő gázt, az ionok felfutnak az elektródákra, megindul az elektromos áram. Ez az áram azonban olyan kicsi, hogy közönséges műszerekkel nem mérhető. Növelve a feszültséget a szál közelében az elektronok két ütközés között annyira felgyorsulhatnak, hogy ők is képessé válnak az atomok ionizálására. Ez az elektronok számának gyors növekedésére, elektronlavinák indulására vezet, amely az áramimpulzust annyira megnöveli, hogy az közönséges műszerekkel is mérhetővé válik. Az ohmos ellenálláson feszültség-impulzus jelenik meg, ezt számlálhatjuk, vagy pl. hangszóróba vezethetjük. További lehetséges detektorok még a szcintillációs számláló, félvezető detektor, és a Wilson-féle ködkamra.

Sugárzások gyengülése közegen való áthaladáskor

Az **α - és β -sugárzások** tehát ionizálják az útjukba kerülő atomokat, ezáltal energiájuk folyamatosan csökken.

Az **α -részecskék**, mivel az elektronokhoz képest nagy a tömegük, közben alig térülnek el, a megállásukig megtett néhány μm -es úton sok tízezer atomot ionizálnak.

A **β -részecskék**, az elektronok, ritkábban hatnak kölcsön (azaz hosszabb úton állnak meg), közben jelentősen el is térülhetnek, de az energiavesztés itt is soklépéses.

A **γ -sugárzás**sal azonban egészen más a helyzet. A γ -fotonok nem folyamatosan veszítik el az energiájukat, hanem egyetlen lépésben. Ebben a kölcsönhatásban a γ -fotonok eltűnnek (vagy legalábbis nagyon megváltoznak), tehát nem az energiájuk, hanem a γ -sugárzás intenzitása csökken.

Érdeemes megjegyezni, hogy a γ -foton energiájának nagy része egyetlen elektronnak adódik át, ez az elektron a későbbiekben a **β -sugárzáshoz** hasonlóan adja le az energiáját. Végeredményben tehát a β - és a γ -sugárzásnak nagyon hasonló hatásai vannak.

Vizsgáljuk azt a kérdést, hogy milyen vastag anyagréteg (pl. ólomlemez) szükséges ahhoz, hogy a radioaktív anyagokkal dolgozók számára a legnagyobb áthatolóképességű sugárzást, a γ -sugárzást elfogadható mértékűre csökkentse! Akkor kaphatunk egyszerű törvényt, ha vékony sugárnyaláb gyengülését vizsgáljuk. Ebben az esetben az anyaggal egyszer már kölcsönható fotonok a nyalábból végleg eltűnnek. Mivel az ütközési lehetőségek száma arányos

a beérkező fotonok számával és a lemezben lévő atomok számával, azaz a (makroszkopikusan homogén) lemez vastagságával, a fotonok számának megváltozására igaz, hogy: $\Delta N = -mN\Delta x$. Ebből hasonló differenciálegyenletet kapunk, mint a bomlástörvénynél, aminek természetesen a megoldása is hasonló exponenciális függvény, vagyis a sugárzás intenzitására fennáll az *abszorpciós törvény*:

$$I = I_0 e^{-m \cdot d}$$

ahol I_0 a kezdeti intenzitás, d a lemez vastagsága, m pedig az abszorpciós együttható, amely függ a sugárzás fajtájától, a lemez anyagától, annak sűrűségétől, stb. Ugyanez a törvény érvényes minden más elektromágneses sugárzásra (pl. röntgen) is.

A radioaktív sugárzás biológiai hatásai

A szervezetbe jutva, ionizáló hatásával megzavarja a biokémiai reakciókat. Hatása elsősorban az elnyelt energiától függ. Az elnyelt dózis definíciója az átlagosan elnyelt ionizáló sugárzás energiája per az elnyelő anyag tömege, azaz

$$D = \frac{\Delta \bar{E}}{\Delta m}$$

Mértékegysége: $[D] = 1 \text{ Gy} = 1 \text{ gray} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$. A biológiai hatás azonban nemcsak az elnyelt energiától, hanem a

részecske fajtájától is függ. Ennek jellemzésére vezették be a *dózis egyenértéket*. A dózis egyenérték egy Q minőségi tényezővel (dimenziótlan szám) ezt a függést is figyelembe veszi, s ezáltal már a biológiai károsodással arányos.

$$H = D \cdot Q$$

Mértékegysége $[H] = 1 \text{ Sv} = 1 \text{ sievert}$ Q ma használatos értéke röntgensugárzás, γ -sugárzás, β -sugárzás esetén 1, termikus neutronokra 2,3, gyorsneutronokra és protonokra 10, α -sugárzásra pedig 20. A Q azokra a sugárzásokra nagy, amelyeknél az egy részecske által keltett ionok a közegben (pl. az emberi szövetekben) sűrűn vannak.

Az ionizáló sugárzás hatásai

- **Determinisztikus hatás:** adott dózis felett a hatás mindig megjelenik és arányos a dózissal (nagy dózis), a lappangási idő néhány hét, ez az úgynevezett "klasszikus" sugárbetegség.
- **Sztochasztikus hatás:** kis dózis is okozhat megbetegedést, ilyenkor a lappangási idő hosszú (évek), és a betegség súlyossága nem függ a dózis nagyságától.

Fontos megemlíteni, hogy bizonyos mennyiségű sugárterhelés természetes, bármilyen emberi tevékenység nélkül is létezik. Részben a Föld anyagának kialakulásakor létrejött, még el nem bomlott radioaktív magok (ezek megtalálhatóak az ételben, vízben, talajban, az épületek falában, a belélegzett levegőben), részben a világűrűből jövő kozmikus sugárzás miatt óránként több százezer részecske ér bennünket.

Radiokarbon (^{14}C) kormeghatározás elve

Szerves anyagok életkorának meghatározására a ^{14}C izotóp bomlását használják leggyakrabban. A ^{14}C természetes eredetű radioaktív izotóp, a kozmikus sugárzás hatására keletkezik a légkörben nitrogénből. Koncentrációja a stabil ^{12}C izotóphoz képest többé-kevésbé állandó ($^{14}\text{C}/^{12}\text{C} = 2 \cdot 10^{-12}$), mert időegység alatt ugyanannyi keletkezik a kozmikus sugárzás hatására a levegőben, mint amennyi radioaktív bomlás miatt elbomlik, a bomlás eredménye szintén nitrogén, amely nem radioaktív. A növények – a fotoszintézis során – a levegőben lévő szén-dioxidból "építik fel" szerves anyagaikat, ezért az ilyen módon előállított szerves anyagokban is állandó a $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ arány. Ugyanez igaz a növényekkel táplálkozó állatokra, és végül a tápláléklánc végén lévő ragadozókra, ill. az emberre is. Amikor azonban a növény (állat, ember) elpusztul, az anyagcsere megszűnik, s a testben lévő szervesanyag-maradványokban a ^{14}C izotóp a radioaktív bomlás miatt fogyni kezd. Ezért az anyagcsere megszűnte után a $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ arány az exponenciális bomlástörvénynek megfelelően, a ^{14}C felezési ideje (5568 év) szerint csökken. Régészeti leletben a $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ arány megméréssel vissza lehet számolni arra az időpontra, amikor az arány megegyezett a levegőben található egyensúlyi $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ aránnyal, tehát amikor az élőlény elpusztult.

5. A RADIOAKTIVITÁS ELMÉLETE

Nukleáris kölcsönhatás

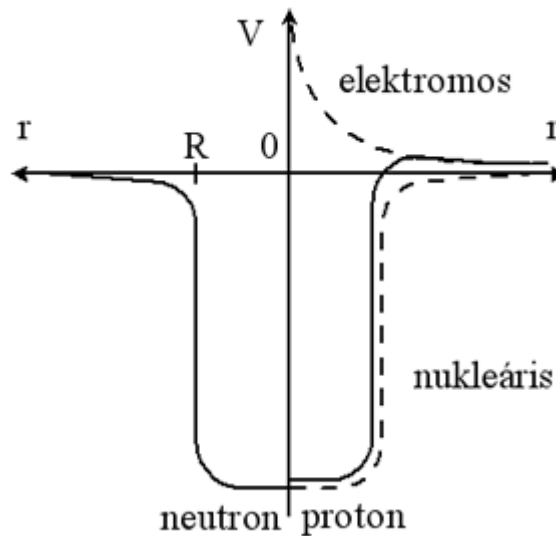
Az atommagban Z számú proton, és $N = A - Z$ számú neutron van, és többnyire teljesen stabil képződmény. A benne lévő protonok taszítják egymást, így felmerül a kérdés, hogy mi tartja össze az atommagot? A **Heisenberg-féle határozatlansági reláció** alapján egy nukleon becsült kinetikus energiája [3]:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2} \text{ ha } \Delta x \approx R \approx 10^{-15} \text{ m} \rightarrow \Delta p_x \approx p_x \approx 10^{-20} \frac{\text{kgm}}{\text{s}}, T = \frac{p^2}{2m_p} \geq 5 \text{ MeV}$$

Mivel a nukleonok kötött állapotban vannak, energiájuk negatív:

$$E = T + V < 0, \text{ így } V < -T = -5 \text{ MeV}$$

Az atommagon belüli kölcsönhatáshoz tehát igen mély potenciális energia társul, ami nagy erőkhöz tartozik. A kölcsönhatás nem lehet elektromos (mert az taszítást eredményezne), és nem lehet gravitációs jellegű sem (mert az túl gyenge). A nukleonok (protonok és neutronok) között egy harmadik fajta kölcsönhatás az ún. erős- vagy nukleáris kölcsönhatás működik. (Egészen pontosan azt mondhatjuk, hogy a nukleonok közötti nukleáris kölcsönhatás a nukleonokat alkotó 3 db kvark között fellépő erős kölcsönhatásból ered.) A tapasztalatok szerint nukleáris kölcsönhatás (az ún. magerő) töltés-független; a proton – proton, proton – neutron, és a neutron – neutron kölcsönhatás egyforma, mindig vonzó kölcsönhatás (a potenciális energia negatív), valamint rövid hatótávolságú (néhány fm távolságon [4] kívül megszűnik), telítésbe megy (a nukleonok csak a közvetlen szomszédokkal hatnak kölcsön). A kölcsönhatás igen erős, ~ 100-szorosa az ilyen távolságon ébredő elektromos kölcsönhatásnak.



A potenciálgödör az atommagban a neutronok és a protonok esetében

A legegyszerűbb atommag modell szerint az egyes nukleonok a többi nukleon által létrehozott potenciálgödörben mozognak, ebben a kvantummechanikának megfelelően a protonok és a neutronok csak diszkrét energiával rendelkezhetnek, s ezeket az energiaszinteket **Pauli-elv**nek megfelelően párosával tölthetik be. A protonok számára ez a gödör mindig sekélyebb, mert a taszításuk miatti pozitív Coulomb energia hozzáadódik a nukleáris vonzás miatti negatív energiához.

Tömegdefektus és kötési energia

Jelöljük $M(A, Z)$ -vel az A tömegszámú és Z rendszámú atommag tömegét, ez tömegspektrométerrel megmérhető minden elemre. A mérések szerint az alkotórészek tömege együtt nagyobb, mint a kész atommag tömege. Δm jelölje a tömegdefektust vagy tömeghiányt.

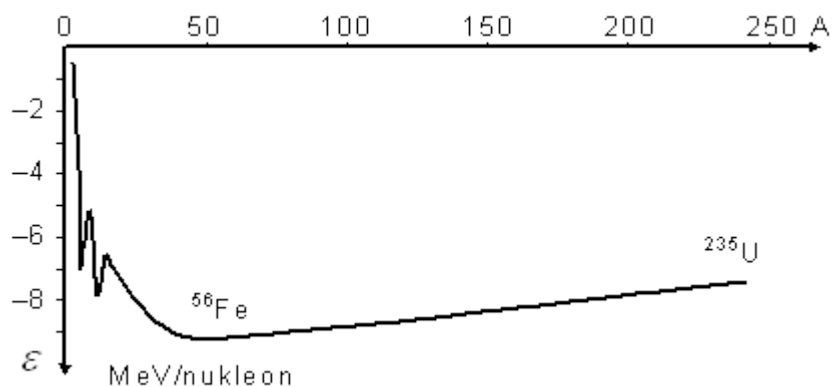
$$\Delta m = M(A, Z) - Z \cdot m_p - (A - Z)m_n < 0$$

A kötési energiának nevezzük azt az energiát, amennyivel az A számú nukleon együttes energiája mélyebb az egyensúlyi állapotú atommagban, mintha a nukleonok egymástól távol, a kölcsönhatás hatótávolságán kívül helyezkednének el.

Ez végül is a potenciális energia egy fajtája. Abszolút értékben ennyi energiát kell befektetni ahhoz, hogy az atommagot alkotórészeire szétszedjük.

$$E_x = \Delta m \cdot c^2 < 0$$

Mivel $M(A, Z)$ mérhető, így a kötési energia E_x számolható, és az egy nukleonra jutó kötési energia, $\varepsilon = \frac{E_x}{A}$ meghatározható. Ábrázoljuk ezt a tömegszám függvényében.



Az egy nukleonra jutó kötési energia függése a tömegszámtól és a nukleáris energia felszabadításának lehetőségei

Az ábráról látható, hogy az egy nukleonra jutó kötési energia ε értéke átlagosan -8 MeV/nukleon . Ha a tömegszám A kicsi, akkor még ugrál a görbe, majd nagy A értékekre kisimul, az energiavölgy minimuma a vas környékén van: $Z = 26$, $A = 56$. A nukleáris energia felszabadítása olyan magátalakulással lehetséges, melynek során a fajlagos kötési energia tovább csökken.

Az ábráról látható, hogy két lehetőség is van a nukleáris energia felszabadítására, az egyik a kisebb magok egyesítése (**fúzió**), a másik a nagyobb magok hasítása (**maghasadás** vagy **fisszió**).

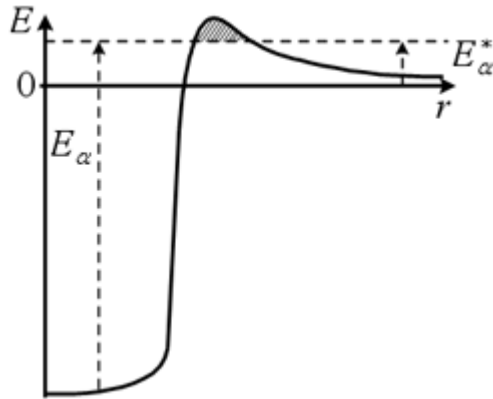
A β -bomlás

Az egy nukleonra jutó kötési energia állandó tömegszám esetén a Z rendszám függvényében, parabola, vagyis akár túl sok a proton a neutronok számához képest, akár túl kevés, az sem jó, ui. a mag mindkét esetben távol van az energia-minimumtól. Minden A -hoz található egy optimális Z , ahol a kötési energia a legmélyebb.

Kis magoknál a legmélyebb az egy nukleonra jutó kötési energia, ha $Z = N$ teljesül, nagy magoknál kedvezőbb, ha több a neutron, mint a proton. Ha egy adott tömegszámú magnál az optimálishoz képest túl sok a neutron, akkor az **negatív β -bomlással**, ha túl kevés, akkor **pozitív β -bomlással** vagy elektronbefogással bomlik.

Az α -bomlás

Az **α -bomlás** értelmezése: Kezdetben az α -részecske az atommag középpontjához közel, az ábra bal oldalán tartózkodik, a potenciálgödör mélyén. A potenciális energiája egy nagy negatív szám, az összenergiája a magban viszont pozitív E_α (ezt vízszintes szaggatott vonal jelöli). Ez az energia a klasszikus megfontolás szerint nem elegendő a kilépéshez, ugyanis a besatírozott területet (a gátat) a részecske semmiképp sem tudná átlépni.



Coulomb-gáton alagúteffektussal juthatnak át az α -részecskék

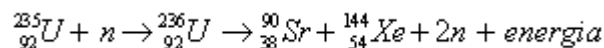
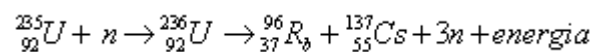
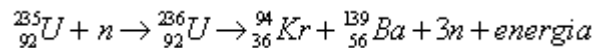
A Coulomb-gáton nem zérus valószínűséggel mégis átjut a részecske, amelyre a kvantummechanika ad magyarázatot, amely szerint a részecske véges valószínűséggel megtalálható a magon kívül is. A jelenséget *alagúteffektusnak* hívják, mert kicsit olyan, mintha a részecske alagutat fúrt volna a potenciálgátba (a vízszintes szaggatott vonal mentén) és azon kiszökött volna. Erre utal az is, hogy a magtól távol az α -részecske energiája E_α^* lesz. Az alagúteffektus valószínűsége annál nagyobb, minél kisebb a besatírozott terület. Ezért ha az α -részecske energiája nagy (a vízszintes szaggatott vonal magasan van), akkor a bomlás $T_{1/2}$ felezési ideje kicsi, ellenkező esetben nagy. Például, ha $E_\alpha \sim 4\text{MeV}$ akkor $T_{1/2} = 10^9 \text{év}$, ha $E_\alpha \sim 9\text{MeV}$ akkor $T_{1/2} = 10^{-8} \text{s}$.

6. MAGHASADÁS ÉS ALKALMAZÁSAI

A maghasadás mechanizmusa

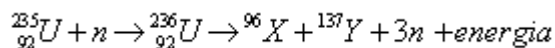
A neutron felfedezése után számos kísérletben neutronnal bombáztak különböző elemeket. Egy ilyen kísérlet során (1937) az urán neutronnal történő besugárzása után igen nagy radioaktivitást tapasztaltak. A reakció után pedig közepes tömegszámú magokat detektáltak.

Néhány tipikus reakció:



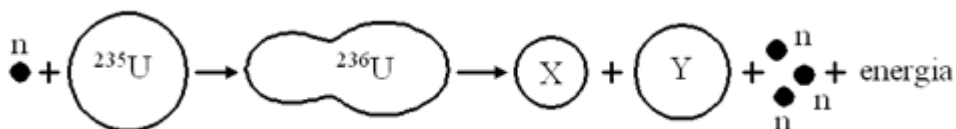
Azt a jelenséget, amely során a nagy tömegszámú atommag két közepes tömegszámú atommaggá és néhány neutronná hasad szét, energia felszabadulás mellett, **maghasadásnak** nevezzük.

Egy általános reakció képlete:



A reakció során két lényegesen eltérő tömegszámú hasadvány születik, átlagosan $\bar{n} \cong 2,5$ neutron jelenik meg bomlásonként, és kb. 200 MeV energia szabadul fel, ami döntően a hasadási termékek kinetikus energiájaként jelenik meg:

A hasadás mechanizmusa:



A bejövő neutron a nukleáris kölcsönhatás segítségével átadja energiáját az atommagnak, a magrezgés olyan nagy lehet, hogy a mag befűződik és kettéhasad és gyors (nagy kinetikus energiájú) neutronok is keletkeznek. A kettéhasadás pillanatától kezdve a két hasadvány mag között megszűnik a nukleáris vonzás, csak a Coulomb-taszítás marad meg, ami igen rövid távolságon igen nagy sebességre gyorsítja fel őket. (Tehát a maghasadás végeredményben a Coulomb-energiát szabadítja fel és nem a nukleárist.)

A hasadványok igen radioaktívak, mert túl nagy a neutron fölöslegük. A közepes méretű magokra jellemző stabil neutron/proton arányt jó néhány egymást követő β^- bomlással érik el. A β^- -bomlásokat pedig γ -bomlás követi, ezért a hasadványok igen veszélyesek, a radioaktivitásuk a kezdeti urán radioaktivitását sok milliószor felülmúlja.

Láncreakció, atomerőművek

A neutron által kiváltott maghasadás során 2-3 neutron keletkezik, s ezek a neutronok további hasadásokat idézhetnek elő, az így létrejövő folyamatot **magfizikai láncreakciónak** nevezik. Csak hogy a hasadás során gyors neutronok keletkeznek, viszont a ^{235}U atommagot a lassú neutronok hasítják nagyobb valószínűséggel. A gyors neutronok többségét elnyelik az ^{238}U atommagok, ami gátolja a láncreakciót. A természetes urán a ^{235}U -izotópot csupán 0,72%-ban tartalmazza. A sok ^{238}U -mag befogással akkora neutronvesztést okoz, hogy akármilyen nagy méret esetén sem indul be a láncreakció. Ezért nem égtek még ki a természetes uránlelőhelyek.

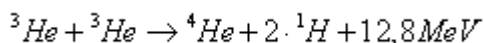
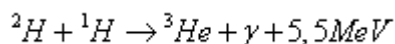
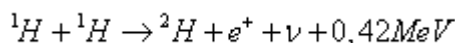
A megoldás **Szilárd Leó** és **Enrico Fermi** nevéhez fűződik. A természetes urántömbből a neutronokat kivezetve, az ^{238}U -mag nem tudja azokat rezonancia befogással elnyelni. A probléma megoldására olyan közeget alkalmaznak, amely lelassítja a neutronokat, pl. grafit (de vizet is használnak erre a célra). Az ilyen közeget moderátornak (lassító közegnek) nevezik. A lassú neutronok az urántömbbe visszajutva hasítják a ^{235}U -magokat. Emellett az uránt sok esetben dúsítják is, azaz kivonják belőle a ^{238}U magokegy részét. (Az atombombához is szükséges az urándúsítás).

Az atomerőmű reaktorában tehát nagy nukleonszámú mag hasad. A hasadáskor felszabaduló energiával vizet melegítenek, gőzzé alakítják, ezzel turbinát hajtának és a Lorentz-erő révén elektromos energiát termelnek. Az első reaktor 200 W teljesítményű volt.

A paksi atomerőmű 1982-től üzemel, üzemanyaga ^{235}U -t kb. 3%-ban tartalmazó dúsított uránoxid. Az erőműben négy blokk van, a bennük lévő reaktortartályok henger alakúak, vastag falúak és 18 m magasak. A négy blokk teljesítménye $4 \times 440 \text{ MW} = 1760 \text{ MW}$, az országos felhasználás 43%-a. Egy kg ^{235}U -ból kb. 23000MWh energia termelhető, ez megfelel annak, mintha 2400 tonna szenet égetnének el.

Magfúzió

A könnyű magok egyesítése során szintén mélyül az egy nukleonra jutó kötési energia. Az átalakulás tehát energia felszabadulással jár. A Napban zajló hidrogénciklus során 4 protonból több lépcsőben egy He mag jön létre.



Ezekben a folyamatokban az atommagoknak egészen a nukleáris erő hatótávolságáig kell egymást megközelíteniük, ami igen nagy kezdősebességet követel meg. A ciklus első reakciója, a deutérium létrehozása igen kis valószínűségű folyamat, a Nap teljes hidrogéntartalma (a közepén uralkodó kb. 10 millió kelvinen) 10 milliárd évre is elegendő.

Földi körülmények között ennyi időt természetesen nem várhatunk, a deutériumot a fúziós reaktorba készen töltjük bele. A töltött részecskék esetén akár részecskegyorsítóval is felgyorsíthatják, de inkább igen magas hőmérsékleten a hőmozgás adja az atommagoknak a szükséges nagy sebességet. Földi körülmények között sokkal nagyobb hőmérsékletre (legalább 50 millió kelvinre) van szükség. A hidrogénbombában ezt egy (maghasadáson alapuló) atombomba felrobbantásával érik el.

Az **irányított fúzió** megvalósítását állandóan kutatják, a fő nehézséget az jelenti, hogy a forró anyagot semmilyen edényben nem lehet tárolni. Ha sikerülne létrehozni folyamatosan működő fúziós erőművet, az sokat segítené az emberiség energia-gondjain, mert hidrogén nagyon sok van a földön, pl. az óceánok vizében.

7. ELLENŐRZŐ KÉRDÉSEK

FELADATOK - MODERN FIZIKA



Többször megoldható feladat, **elvégzése kötelező**.
A feladat végső eredményének a mindenkori **legutolsó megoldás** számít.

Oldja meg a következő feladatokat!



Válassza ki a helyes megoldást!

1. Melyik állítást igazolta a Frank-Hertz kísérlet?

Az elektron impulzusa nem határozható meg pontosan.

Az atomi elektronok energiája kvantált.

Az elektron impulzusmomentuma kvantált.

Az elektromágneses hullámok energiája kvantált.

2. Egy hidrogénatomban egy elektron először az $n=3$ héjról gerjesztődik le az $n=2$ héjra, majd onnan az $n=1$ héjra. Hányszor nagyobb a második esetben a kisugárzott foton frekvenciája?

az első foton frekvenciája a nagyobb

egyenlőek

3-szor

1,25-ször

5,4-szer

3. A karakterisztikus röntgen-sugárzás segít beazonosítani...

az atommagban lévő protonok energiaszintjeit.

az anyagban található izotópokat.

hogy az anyagban milyen elemek milyen arányban találhatóak.

az anyagba csapódó elektron energiáját.

4. Mi van a GM-cső belsejében, amikor a műszer épp nem jelez?

dúsított urán

vákuum

erősen ionizált gáz

nem ionizált gáz

5. Mit nevezünk kritikus tömegnek atommaghasadásnál?

csak akkor indulhat be a láncreakció, ha elég sok atom egy helyen van

csak akkor tudjuk hasznosítani a hasadásnál felszabadult energiát, ha elég nagy tömegű hűtővíz van a rendszerben

csak akkor hasadhat el egy atommag, ha a tömege meghaladja a kritikus tömeget

csak akkor jön létre maghasadás, ha elég nagy tömegű neutron találja el az atommagot

6. Egy uránatom hasadásakor keletkező atommagok hogyan bomlanak tovább?

magfúzióval egyesülnek β^+ - bomlással

β^- - bomlással maghasadással

α -bomlással

[1] lásd még a Tömegdefektus és kötési energia c. pontot.

[2] Nem keverendő össze a tömegszámmal!

[3] Megaelektronvolt, $1\text{MeV}=1000000\text{eV}$

[4] $1\text{fm}=10^{-15}\text{m}$