

Nukleáris történések

400 BC a görög Demokritos a legkisebb oszthatatlan anyagot atom-nak nevezi

1789 Martin Klaproth felfedezi az urániumot

1869 Dmitri Mendelejev megalkotja a periódusos rendszert

1895 Wilhelm Röntgen felfedezi a röntgen sugárzást

1898 Marie és Pierre Curie felfedezik a rádiumot, Curie megfogalmazza a rádióaktivitást

1899 Ernest Rutherford felfedezi az alfa- és a béta-sugárzást.

1900 Pierre Curie felfedezi a gamma-sugárzást

1905 Albert Einstein képlete: $E = mc^2$, a tömeg és az energia viszonyáról

1913 Hans Geiger feltalálja a Geiger-Müller-számlálót

1913 Niels Bohr megalkotja atommodelljét

1920 Ernest Rutherford felfedezi a protont

1932 James Chadwick felfedezi a neutront

1938 Otto Hahn és Fritz Strassman felfedezi az uránium hasadását

1939 Irène és Frederic Joliot-Curie leírják és titkosítják az atomreaktor működésének elveit

1939 A Manhattan Project (az atombomba gyártás) kezdete

1942 december 2. Enrico Fermi, az első nukleáris reaktor a Chicago-i Egyetemen.

1945 július 16. Uránium bomba ledobása Hirosimára

1945 augusztus 6. Plutónium bomba ledobása Nagasakira

①



Az elektromos áramot termelő kereskedelmi reaktorok uránium fűtőanyagot használnak, nevezetesen a U-235 uránium izotópot. A Földünk keletkezésekor itt maradt uránium mindenhol megtalálható, bárhol felmarkolhatunk földet, az valahol 4 ppm (parts, per milliom) urániumot fog tartalmazni. Egy urániumban gazdag bánya 1-4 % urániumot tartalmaz, mivel az uránium 3, 4, 5, 6 vegyi értékekkel rendelkezik, a bányákban az UO_2 és U_3O_8 oxidációs formák között az oxidációs értékek minden változata megtalálható.

A bányák vagy magmás (eruptív), vagy üledékes kőzetek.

A világ nevezetesebb bányái a következő államokban találhatók:

Malawi, Mongolia, Namibia, Niger, Oroszország, Dél-Afrika, USA és Zambia.

A bányából kikerült kőzetek több lépcsős finomításon mennek át:

első lépcső a dúsítás (benefication), azaz megszabadulni a meddő kőzetektől,

második lépcső a kémiai formálás, ez lehet oxidációs:

(uránium oxidok) + $\text{HNO}_3 \rightarrow \text{UO}_2(\text{NO}_3)_2$ az uránium itt 6 vegyi értékkel szerepel, eredményezve uranil nitrátot, a sárga csapadék (yellow precipitate),

vagy redukciós process:

(uránium oxidok) + $\text{NH}_3 \rightarrow \text{UO}_2$ ez a barna oxid (brown oxid), itt az uránium 4 vegyi értékű.

A további kémiai kezelés az uránium izotópok elválasztására szolgál:

$\text{UO}_2 + 4\text{HF} = \text{UF}_4 + 2\text{H}_2\text{O}$ eredményezve uránium tetrafluoridot, a zöld só (green salt).

Az izotópok elválasztására $\text{UF}_4 + \text{F}_2 = \text{UF}_6$ az uránium hexafluorid alkalmas, ez szilárd anyag, de $56,4^\circ\text{C}$ -on szublimál.

Az összes lehetséges uránium izotópok közül U^{233} , U^{235} , és U^{238} fontosak. Az U^{233} és U^{235} lassú (thermal) neutronokkal hasadnak.

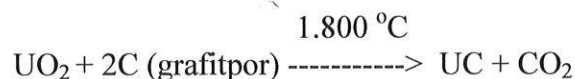
Nevezetesen az U^{238} gyors (fast) neutronokkal átalakulhat Pu^{239} (plutónium) izotópra, ezen alapulnak az un. szaporító reaktorok, magas hőmérsékleten és rendkívül kifinomult technikával működnek. Franciaország élenjár ennek fejlesztésében és működtetésében.

Másrésről a Th^{232} lassú neutronokkal átalakulhat U^{233} izotóppá, ami egy másfajta szaporító reaktor lenne. Ez a technika még nem fejlődött ki nagyipari méretekben.

A tiszta, természetes (natural) uránium csak 0,72 % U^{235} -ot tartalmaz, a többi U^{238} . A legtöbb működő reaktortípushoz ez nem elegendő, a U^{235} tartalmat fel kell dúsítani 3,5-4,0 %-ra. A dúsítás nehéz és költséges technológia, kezdetben a gázdiffúziós eljárás volt az élen. A UF_6 gázt porózus kerámiahengereken nyomják keresztül, az U^{235} alig valamivel kisebb térfogatánál fogva jobban átfér. Újabban a centrifugálás eljárás a térhódító. Mindkét esetben 2000-től 3000-ig terjedő egymásba kapcsolódó egység szükséges a különböző százalékos arányú dúsításhoz.

A nagyüzemi reaktorokhoz a fűtőanyag az U^{235} -tel dúsított UO_2 -t tablettákba préselve cirkónium csövekben alkalmazzák.

Az uránium fűtőanyag tanuló reaktorokban, mint ötvözetet is, míg igen magas hőmérsékleten uránium carbid formában is alkalmazzák, amit a következő reakcióval nyernek:



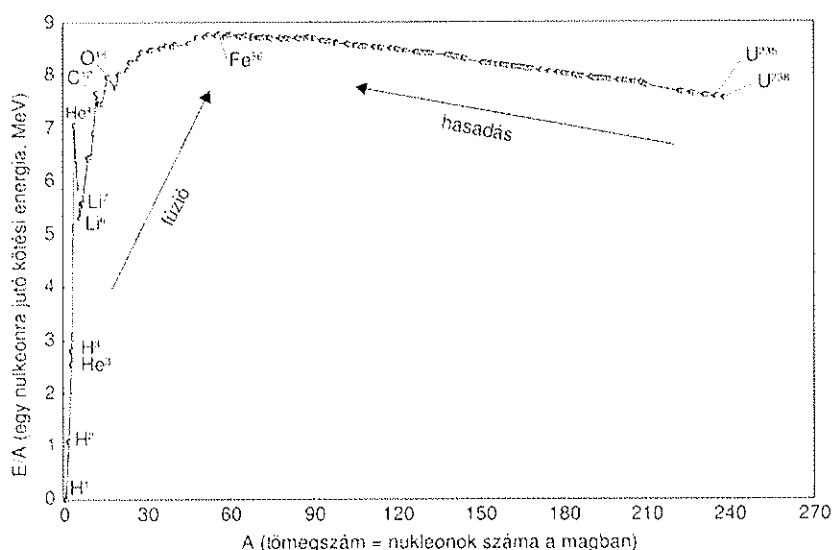
Itt említendő meg, hogy a Kanadában kifejlesztett CANDU, ami a Canada és deuterium szavakból kifejlesztett acronym, természetes 0,72 % U^{235} tartalmú fűtő anyagot használ, de nehéz víz, D_2O a moderátor.

Kötési energia: Δm

A Δm a hasadákos és fúziós reaktorok energiaforrása:

$$\Delta m = [Z \cdot m_p + N \cdot m_n] - [M - Z \cdot m_e],$$

ahol Z a protonok, N a neutronok száma az elemben, M az elem tömege, m_p a protonok, m_n a neutronok, m_e az elektronok tömege.



A felső képlet jelzi, hogy az elem valós tömege kisebb, mint annak lenni kellene, a benne foglalt protonok és neutronok tömege alapján. Az ábra alapján Δm minden elemre különböző (lásd az ábrát), hasadással vagy fúzióval Δm -et nyerhetünk, amiből energia fejlődik $E = \Delta mc^2$ képlet alapján.

Urániumhasadás és láncreakció

A nagy 2 MeV energiájú (fast) neutronokat a láncreakció érdekében le kell lassítani 0,025 eV un. termál neutronokra moderálással. A moderálás sűrű ütközésekkel történik. A legjobb moderátor a víz.

Egy jó moderátor:

1. Egy ütközéssel maximális energiavesztés (H)
2. Minimális neutron abszorpció (D, C)
3. Maximális hő tűrés (C, Be)

Az átlagosan 1,4 darab fölösleges neutron eltávolítása:

1. Neutron abszorpció a szerkezeti anyagok által
2. Neutron szivárgás (leakage)
3. Neutron szabályzó (control) rudak típusai:
 - a. shim (durva)
 - b. regulating (finom)
 - c. safety (biztonsági)
 - Neutronsabályzó rudak anyagai: B (bór), Cd (kadmium), neutron abszorváló elemek ötvözetben használatosak
 - Bóraxos ($\text{Na}_2 \text{B}_4 \text{O}_7 \cdot 10 \text{H}_2\text{O}$) víz főleg mint vérsztartalék.

A reaktor fűtőeleme általában UO_2 3-4 %-os U^{235} tartalommal, a többi U^{238} .

Az uránium tartalom lehet fémötvözet is vagy magas hőmérsékletre UC.

A reaktor szerkezete: fűtőanyag (fuel), moderátor, hűtés (coolant), sugárvédelem (shielding)

A kritikus tömeg (critical mass): az a fűtőanyag komplexum, amelyik éppen képes egy láncreakciót fenntartani.

A kritikus méret (critical size): az a legkisebb reaktorméret, amelyik képes a láncreakciót fenntartani.

A reaktor hőmérlege (heat balance):

$$[\text{termelt hő}] = [\text{hasznosított hő}] + [\text{elvesztett hő a környezetbe}]$$

A reaktor tömegmérlege (mass balance):

$$[\text{eredeti fűtőanyag}] = [\text{fejlesztett energia}] + [\text{kihasznált fűtőanyag}]$$

Elemek és izotópok

A szén atomtömege pontosan 12,0000 g/grammatom, és az atomtömeg egysége ennek 12-ed része, azaz $u=1$ g/grammatom. Ha $a = 3 \times 10^8$ m/sec akkor $u = 931.481$ MeV/c²

Minden elem izotópjára érvényes a következő formula

$$A = N + Z,$$

ahol A az izotóp tömegszáma, N a neutronok és Z a protonok száma az izotópban.

A Z protonszám határozza meg az elemet. Egy stabil kémiai elem esetén az N neutronsám – és így az A tömegszám sincs egyértelműen meghatározva. Általában igaz, hogy a stabil elemek páros számú Z -t és N -t tartalmaznak.

Nomenklatúra

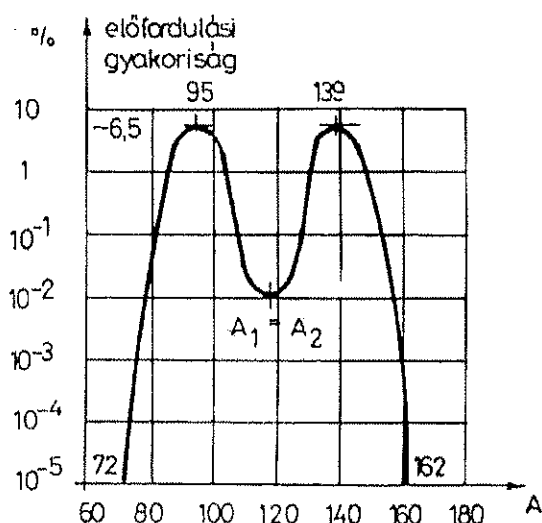
	A	N	Z
Izotópok	Nem	Nem	Azonos
Izotónok	Nem	Azonos	Nem
Izobárok	Azonos	Nem	Nem

Avogadro-szám: $6,02 \times 10^{23}$ számú atom/grammatom. (*Avogadro di Quaregna* olasz gróf 1800 körül/után.)

Számsűrűség $N=[\text{atomok száma}]$

$$N = \rho \frac{(Av.szám)}{(atomsúly)} = \left(\frac{g}{cm^3} \right) \left(\frac{db}{gatom} \right) \left(\frac{gatom}{g} \right) = \left(\frac{db}{cm^3} \right)$$

A mellékelt ábrán láthatók az U^{235} hasadásakor keletkezett radioaktív izotópok elosztása. Ez mutatja a reaktor hulladékát. A görbe érdekessége, hogy az uránium nem félbe, hanem 1/3, 2/3 arányban hasad. Ennek valószínűsége matematikailag is kimutatható.

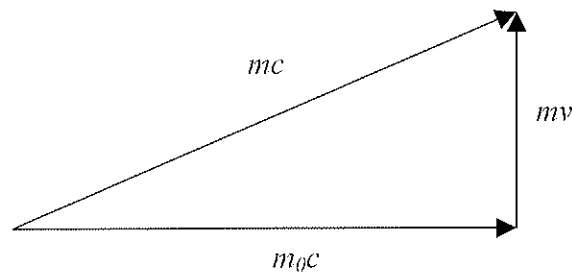


Tömeg és energia

Az anyag energiává való átalakításához elfogadott az Eistein-féle képlet. $E=mc^2$. Ez hasonlít a mechanikában használatos $E=mv^2/2$, kivéve, hogy itt nincs 2 a nevezőben és a v sebességet, c a fénysebességet váltja fel.

A képlet tudományosan nem bizonyított. Talán a Chicago melletti Batavia, vagy az új Genf melletti részecskegyorsító adhat közelebbi támpontot az egyenlet bizonyítására. Egyenlőre egy kombinált anyag- és energiamérleg ad támpontot az egyenlet használhatóságára.

Figyelemre méltó a szintén Eistein által megfogalmazott képlet, ami a relativitáselmélet alapja. Bevezetve a nyugalmi tömeg m_0 , és a relatív tömeg m fogalmát. Az egyenlet bemutatása (nem bizonyítása) Pítágorasz-tételével a v sebességgel és c fénysebességgel.



$$(mc)^2 = (m_0 c)^2 + (mv)^2 \rightarrow m^2(c^2 - v^2) = (m_0 c)^2,$$

azaz

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v^2}{c^2}\right)}}.$$

A fenti egyenlet az ún. Lorentz-transzformáció egyik formája (Lorentz holland matematikus 1900 körül).

A képlet érdekessége, hogy ha v sebesség közelíti a c fénysebességet, akkor a relatív tömeg m végtelenné válik.

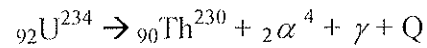
Az izotópok keletkezése praktikusán követhető az Z - N diagramról. Egy kombinált tömeg- és energiamérlegből.

$$m_p \rightarrow m_d + p + Q,$$

ahol m_p a szülőatom (parent), m_d a leányatom (daughter), p a részecske (particle), Q az energia.

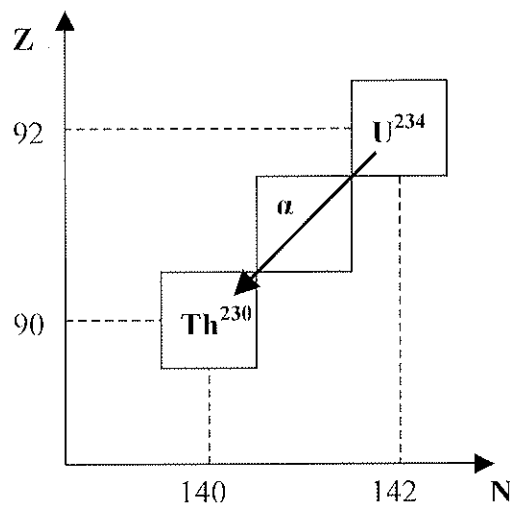
Példák radioaktív bomlásra:

Példa α -bomlásra:



Figyelembe véve, hogy a α -részecskének, két protonja és két neutronja van, a szülőatom neutronjainak és protonjainak száma 2-2-vel csökken. Így az uránium bomlásakor tórium keletkezik, α -részecske kibocsátással, sugárzással és a két elem kinetikus energiájával.

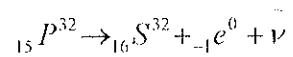
A „családi változás” leolvasható a Z-N diagramról.



uránium: $N=234-92=142$

tórium: $N=230-90=140$

Példa β -bomlásra:

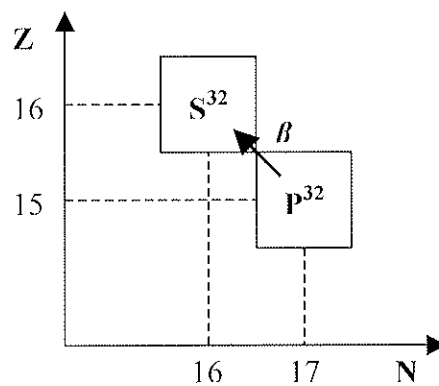


A reakció során az atommagban az alábbi reakció zajlik le

$$n = p^+ + e^- + \bar{\nu}$$

azaz a kibocsátás közben egy neutron eltűnik és egy proton keletkezik.

A „családi változás” leolvasható a Z-N diagramról.



$$\text{Foszfor: } N=32-15=17$$

$$\text{Kén: } N=32-16=16$$

$\bar{\nu}$ egy energiaérték, ugyanis a β -kisugárzásnál nem lehet tömeg- és energiamérleget csinálni, így feltételezték, egy misztikus részecske - a neutrínó - jelenlétét.



Radioaktivitás

A 92 ismert stabil elemnek közel 1300 radioaktív izotópja van. Radioaktív sugárzás lényegében ezek elbomlásából keletkezik, ez jöhet a földkéregből, mint a misztikus radon gáz, egyes gyógyvizünk járuléka. Az űrből is érkeznek gamma-sugarak elképesztő erősséggel.

A 92 stabil elem izotópjainak száma megbecsülve "Chart of the Nukleids"-ről

elemek 3-31 átlag 11 izotóp $(29)11 = 319$

elemek 32-51 átlag 19 izotóp $(19)19 = 361$

elemek 52-74 átlag 15 izotóp $(22)15 = 330$

elemek 75-92 átlag 15 izotóp $(18)15 = 270$

Összesen: 1280

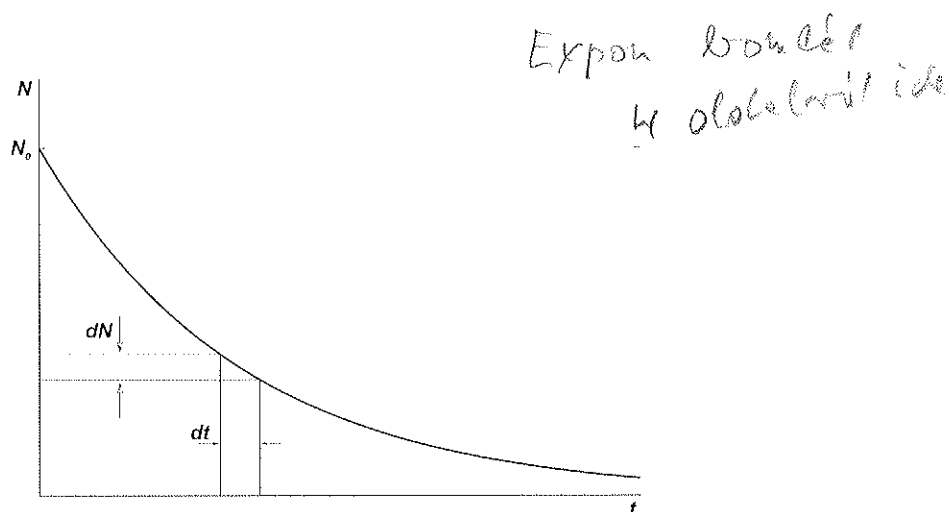
Radio

6 pp

Az érdeklődés itt a nukleáris reaktorokból kikerülő radioaktív hulladékokra összpontosul. A bomlás fő és fontos melléktermékei az α – és β – részecskék és a γ – sugárzás. A bomlás gyakorlati jellemzője a felezési idő ($t_{1/2}$). Természetesen kis felezési idő rövid idő alatt nagy energia-kibocsátással jár és viszont. A részecskék, mint az α és β , nagy energiahordozó, de mivel tömegük van viszonylag könnyű a sugárzást árnyékolni. A γ – sugárzás a fény rokona, elektromágneses sugárzás, de sokkal nagyobb energiát képvisel. Közeli rokona a röntgensugárzás, de annál sokkal rövidebb hullámhosszú, tehát sokkal energetikusabb.

Bomlási sebesség és felezési idő

Tegyük fel hogy egy radioaktív elem N , spontán elbomlik, a bomlás az idő függvényében mérhető és a következő analóg görbét nyerjük:



Az elbomlás mértéke N/t , de mivel ez állandóan változik, legyen ez dN/dt , azaz a bomlási sebesség. A görbéről mindjárt leolvasható, hogy minél nagyobb N , annál nagyobb dN/dt . Ebből mindjárt egy egyenletet, azaz egy ok és okozati összefüggést nyerhetünk:

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

okozat ok

A jel negatív, mivel a bomlás csökken, míg λ a bomlási állandó, dimenziója $1/t$, mivel az egyenletnek dimenziókban is egyensúlyban kell lenni, azaz ha $t = \text{min.}$, akkor $\lambda = 1/\text{min.}$ és ha $t = \text{nap}$, akkor $\lambda = 1/\text{nap}$.

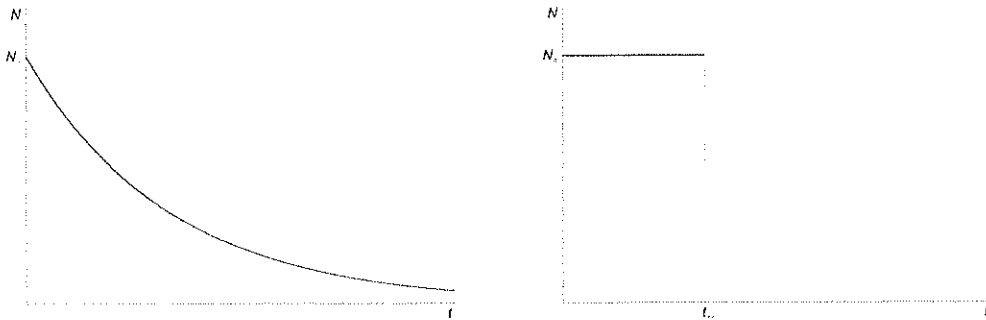
Elválasztva a változókat, a fenti egyenletet integráljuk

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt \rightarrow \ln\left(\frac{N}{N_0}\right) = -\lambda t,$$

amiből

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

Az érdeklődés egyik tárgya az átlagidő (mean time) t_m , az az idő, amíg a radioaktív elem elbomlik.



$$N_0 t_m = \int_0^{\infty} N dt$$

(1) $\int_0^{\infty}$

behelyettesítve N -re

$$N_0 t_m = \int_0^{\infty} N_0 e^{-\lambda t} dt = -N_0 \left[\frac{1}{\lambda} e^{-\lambda t} \right]_0^{\infty} = -N_0 \left[\frac{1}{\lambda} (0 - 1) \right]$$

- jel ?
p 2 c p. 1

$$N_0 t_m = N_0 \frac{1}{\lambda}$$

$$t_m = \frac{1}{\lambda}$$

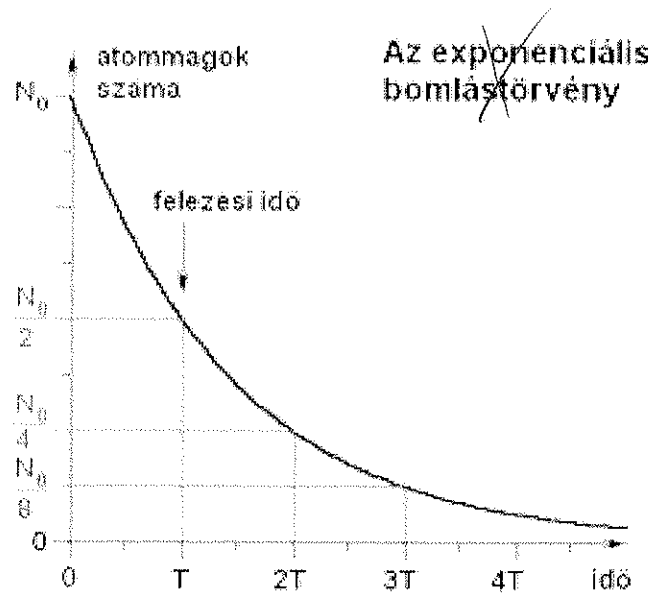
3.

Az integrál kiszámításánál figyelembe vesszük, hogy

$$\int e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} e^{-\lambda t} + c.$$

Giblia 12

A felezési idő (*half time*): $t_{1/2}$



2. feladat

Összefüggések:

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \quad \int_{N_0}^{N_0/2} \frac{dN}{N} = \lambda \int_0^{t_{1/2}} dt$$

$$-\ln \frac{N_0/2}{N_0} = \ln \frac{N_0}{N_0/2} = \ln 2 = \lambda(t_{1/2} - 0)$$

$$0.693 = \lambda \cdot t_{1/2}$$

$$t_{1/2} = \frac{0.693}{\lambda}$$

A radioaktivitás mérése

A radioaktivitásnak két fontos eleme van: a bomlási sebesség és az energia, amit a sugárzás hordoz. A bomlási sebesség méréséhez elengedhetetlen a λ állandó meghatározása.

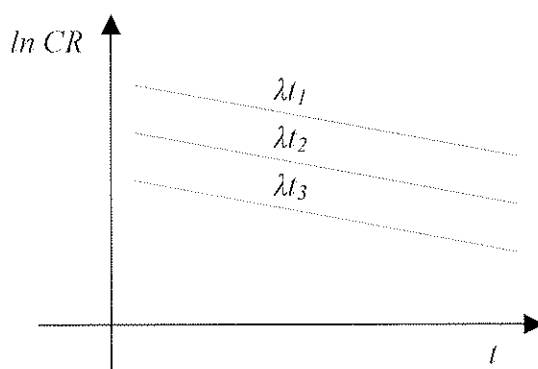
Az aktivitás definíciója $A = |dN/dt|$, azaz a bomlás pillanatnyi mértéke, műszerekkel, ez a "count rate" CR, a számlálási sebesség. A hasonlóságra írhatjuk

$$A \propto CR$$

Egy műszer nyilvánvalóan nem adhatja meg a valódi bomlási sebességet, de mivel

$$CR \propto A \propto \left| \frac{dN}{dt} \right| \propto e^{-\lambda t}$$

ezért $\ln CR = -\lambda t + B$, azaz az $\ln CR$ függvény egyenes és meredeksége $m = -\lambda$.



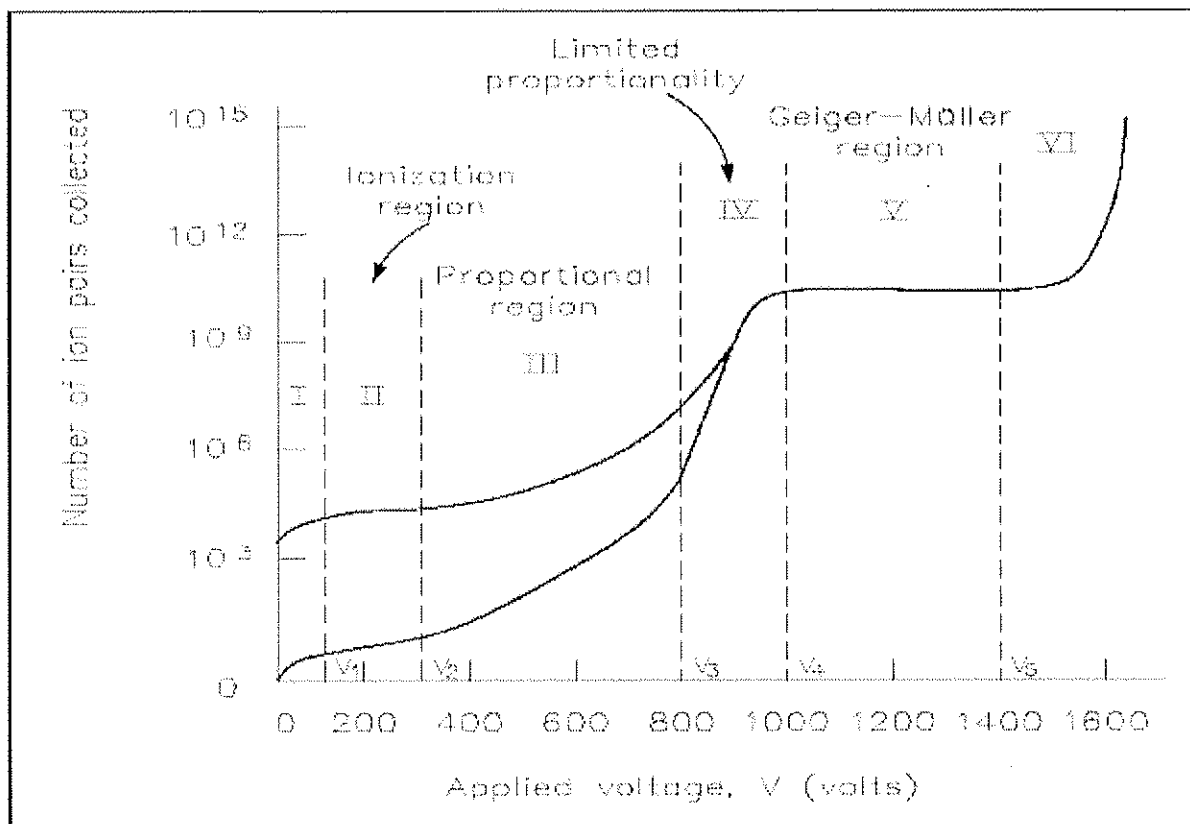
A számlázási eredményekből λ kiszámítható és abból t_m és $t_{1/2}$. A radioaktivitás mérésére egységek és műszerek állnak rendelkezésre.

Az egyik legrégebbi mértékegység a curie, $1 \text{ Ci} = 3,7 \times 10^{10}$ bomlás/szekundum, ehhez hasonló és használatosabb a becquerel, 1 Bq esetén egy bomlás történik egy szekundum alatt. Ezek egyike sem tartalmazza a bomlás által kibocsátott energiát. Az első ilyen típusú mértékegység a röntgen (R), ez az a mennyiségű x vagy γ sugár, amelyik egy 1 cm^3 STP levegőben 1 esu mennyiségű iont produkál. Egy jobban meghatározott mértékegység a gray (Gy). 1 Gray dózis esetén a besugárzott anyag minden kg -jában 1 J sugárzási energia nyelődik el.

A különböző sugaraknak más és más biológiai hatása van, ezt a sievert, Sv jobban jellemzi. $\text{Sv} = \text{Gy}Q$, ahol Q egy hatásfaktor. Q lehet 1 , x és γ sugárzásra, de elérhet 20 -at is α -sugárzásra. A sugárzási megbetegedéseknek nincs határozott diagnosztikája, ezek főként statisztikai megfigyelésen alapulnak. Általánosan úgy írják le a károsodást, hogy a sugárzás sejteket öl el a szervezetben, amit a szervezet igyekszik bepótolni. Ha nem tudja, lassú vagy gyors halál következhetik. A sugárzásnál megkülönböztethető a "acute" (heveny), pl. atombomba vagy chronic (tartós) exposure (kitettsé), pl. röntgen gép, vagy atomreaktor mellett dolgozni. A sugárzás általában a laza sejteket támadja, pl. az ivarszerveket vagy a pajzsmirigyet.

Sugármérő műszerek

Vannak igen sajátos műszerek, de a legáltalánosabbak az ionizáción alapulnak. Minden sugárzás kisebb-nagyobb ionizációt okoz, azaz egy elektront kiüt a molekulából hátrahagyva egy pozitív iont, de ha magára vannak hagyatva, az elválasztottak hamar újra egyesülnek, kivéve, ha a készülékre feszültséget alkalmazunk. Az alkalmazott feszültség erőssége különféle hatást idéz elő, ami az alábbi ábrán van szemléltetve.

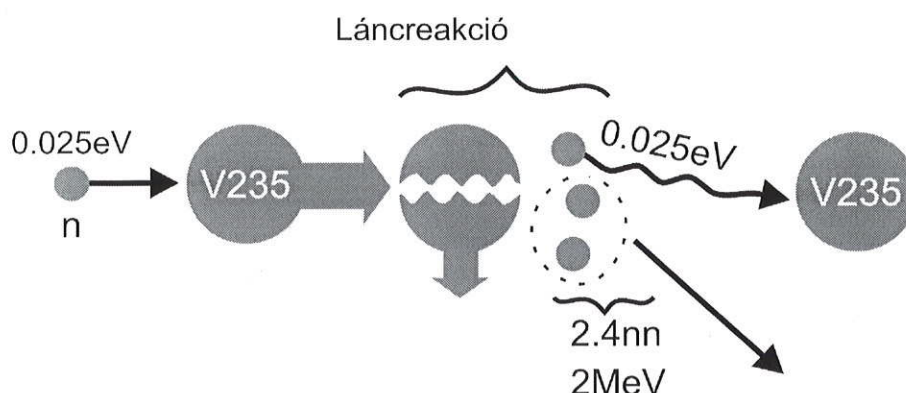


Az I. szakaszban az alkalmazott feszültség (volt) még kicsi és a képződött ionok és elektronok egyesülnek. Ha a feszültség V_1 fölé emelkedik, akkor mérhető ionok képződnek; a II. szakasz az ionizációs zóna a 100 és 300 volt között, az összes képződött ion mérhető. A III. az arányossági (proportional) zóna, itt a feszültség már elég erős ahhoz, hogy a képződött ionok ütközések útján másodlagos ionizációt okozzanak, a feszültség növekedésével nő az ionizáció, lavina (avalanche) szerűen. A IV. zóna egyfajta átmenet a V. Geiger-Müller zónába, itt a műszerben található összes molekula ionizálva van, a volt további növelésével az ionizáció nem növekedhet, a feszültség további növelése a VI. zónába a műszer károsodásához vezetne. A Geiger-Müller plató (plateau), 1000 voltnál kezdődik, szélessége, azaz használhatósága úgy 200, 300 volt.

A mérő műszerek lehetnek pulzáló (pulse) vagy mérő (rate) típusúak. Az arányossági (proportional) zónában működő készülékek képesek a sugárzási energia nagyságát is jelezni. A legjobban elterjedt műszerek a Geiger-Müller zónában működnek több okból is. Érzékenyek, még igen gyenge és több fajtájú sugárzásra is, magas voltfeszültségű kijelzése van és az ára mérsékelt.

Atomreaktorok tervezése

Atomfizika és a vele járó kísérletek óriási fejlődést eredményeztek, amit óvatos mértékkel kell fogadni. Az atomreaktorok tervezési alapjait a II. Világháború idején kezdték fejleszteni, mint az atombombák melléktermékét. Alapelv: a kritikus tömeg és a kritikus méret, amit egy működő reaktorban, a láncreakciókon keresztül fenn kell tartani. Az itt leírtak az U-235 hasadásos reaktorokra szorítkozik, mint fűtőelem. Mint már jelezve lett, az U-235 hasadásakor nagy energiájú gyors (fast) neutronok keletkeznek, statisztikailag egy hasadásból, 2,4 ebből csak egy termál neutron maradhat, 1,4 lelassulás következtében elvész vagy el kell vesznie.



1. ábra

Szem előtt tartva a kritikus tömeg elvét, a kifejezés k_{∞} , a végtelen szorzási tényező (infinite multiplication factor), úgy értelmezhető

$$k_{\infty} = \frac{n'}{n}.$$

Egy végtelen nagy reaktor esetében, ahol, n jelenti a neutronok sokaságát, az első generációban és n' a következőben, ez az arány nem lehet nagyobb mint 1. Egy valós reaktornál ez módosul, mivel a neutronok átszivárognak a reaktor falán, így

$$k_{ef} = k_{\infty} P_{NL}, \quad (1)$$

ahol P_{NL} a nem szivárgás valószínűsége (non leakage probability), ami függ a reaktor geometriai formájától (gömb, henger, paralelepipedon) és nagyságától.

Az első lépés a k_{∞} meghatározása, itt végig kell követni a neutron életét születésétől az eltűnéséig. Ez a négyfaktoros egyenlettel fejezhető ki:

$$k_{\infty} = \epsilon p f \eta, \quad (2)$$

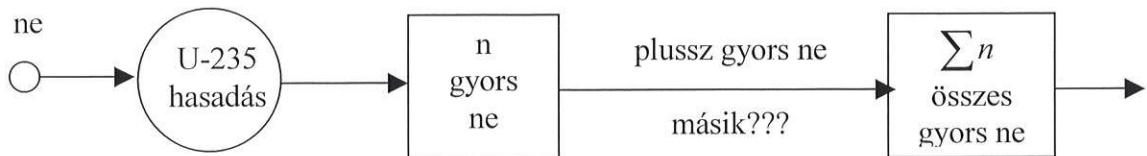
ahol

- ϵ a gyors neutron tényező (fast fission factor)
- p a rezonancia kikerülésének valószínűsége (resonance escape probability)
- f lassú neutron hasznosítási tényező (thermal utilization factor)
- η sokszorosítási tényező (the reproduction factor) a lassú neutronok által produkált gyorsneutronok. Jegyzet: nem minden lassú neutron okoz hasadást.

A k_{∞} kiszámítása elég körülményes matematikai művelet, de lehet röviden is érzékeltetni.

ε

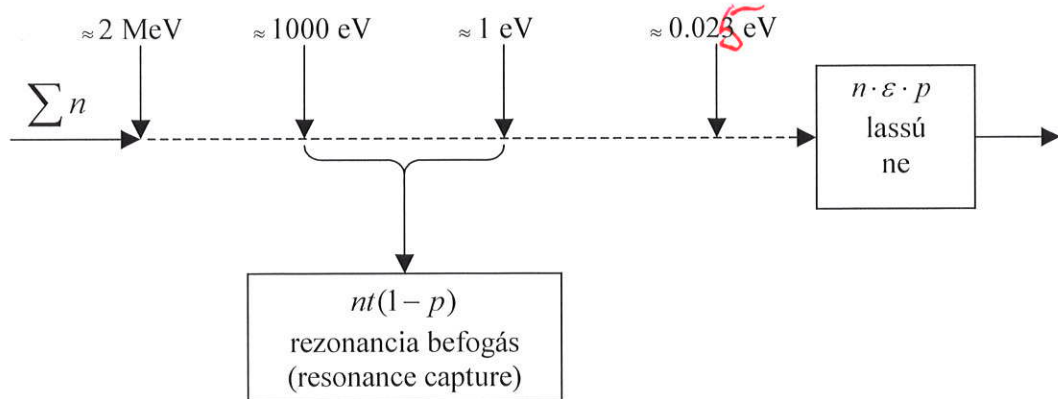
Egy U-235 hasadásakor statisztikai átlagban 2.4 mondjuk n gyors (fast) neutron születik, de ugyanakkor számos izotóp is keletkezik köztük olyan, ami gyors neutron kibocsátással bomlik.



Figuratívan:

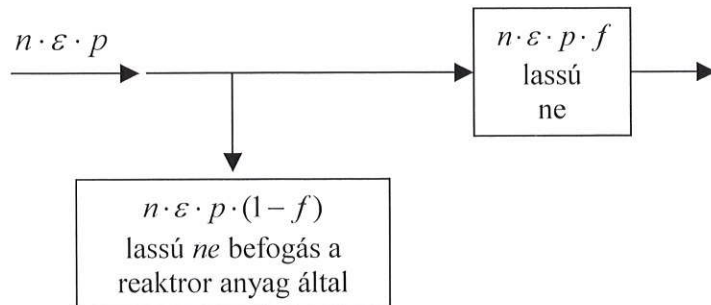
$\varepsilon = 1$

p

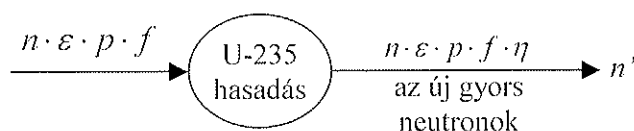


· p < 1

f



f < 1

η 

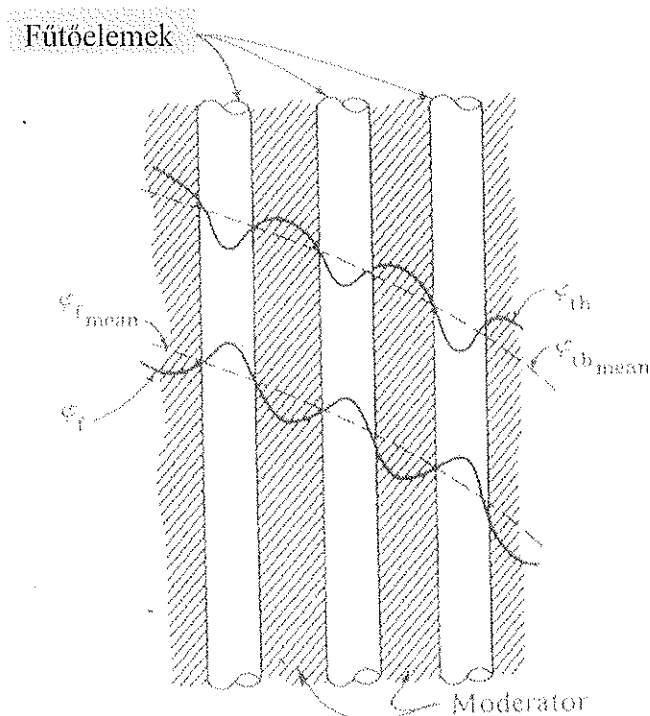
Eredmény:

- ha $n'/n=1$ a reaktor kritikus
- ha $n'/n < 1$ a reaktor subkritikus
- ha $n'/n > 1$ robbanás bomba

Egy kidolgozott példában 200 mole grafit moderátor homogénen keverve van 1 mole 5 % U-235 dúsított uránium fűtőanyaggal, az eredmény $k_{\infty} = \varepsilon p f \eta = (10)(0.641)(0.985)(1.898) = 1.198$, azaz nagyobb mint 1.

Ez szükséges is lenne egy működő reaktorhoz, mivel kezdetben a fölös neutronokat a biztonsági rudak emésztik fel a U-235-tel dúsított fűtőanyag a reaktor élettartamát biztosítsa, általában néhány évre.

A tervezés egy elméleti reaktorral kezdődik, ahol a fűtőanyag és a moderátor homogénen össze van keverve, ez jó kezdeti tájékozódást ad. Az átmenet egy heterogén reaktorra nem csupán egyszerű aritmetika. Egy mellékelt ábrán sematikusán látható a neutron áram (flux) csökkenése a reaktor geometriai fala felé és a lassú (thermal) n_{th} és a gyors (fast) n_f neutron áramok változása a fűtő rudakban és a moderátorban. A fűtőelemekben n_{th} csökken, mivel ott hasadást okoznak, n_f viszont a moderátorban csökken, mivel ott lelassulnak és n_{th} lesz az n_f -ből.

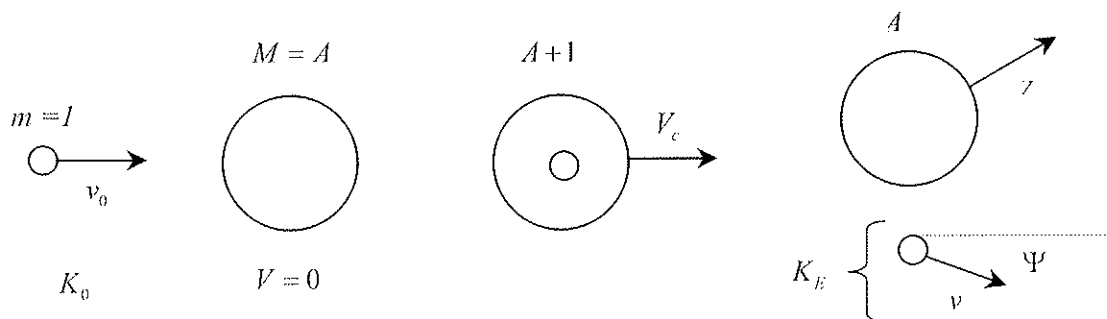


2. ábra

SZÓRÁS (SCATTERING)

A hasadásnál keletkezett 2 MeV energiájú neutronokat 0.025 eV-ra kell lelassítani, ez a lassítás a moderátorban történik elasztikus ütközésekkel. Az ütközési elmélet úgy lett kifejlesztve, mint ha biliárd golyók ütköznenek, nem teniszlabdák, azaz a golyók nem tartanának meg semmit az ütközésből származó energiából. Matematikája kissé komplikált, csak a főbb pontok vannak kiemelve.

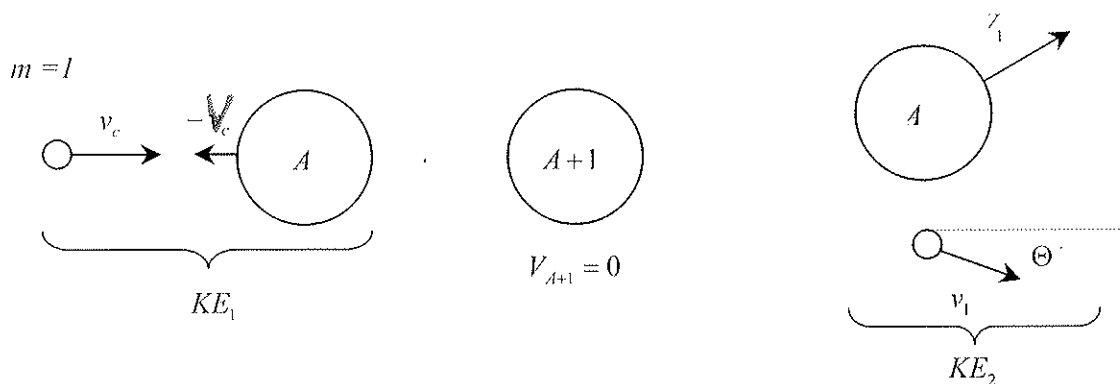
A laboratóriumi valós LS rendszer, a következő jelölésekkel:



3. ábra

Egy neutron $m=1$ tömeggel és K_0 energiával elasztikusan ütközik a moderátor atomjának A tömegével és az ütközés után V sebességet nyer, és a neutron v sebességgel K_E energiával ψ szög alatt távozik. A számítás célja az, hogy az egy ütközés utáni energiavesztést meghatározzuk a KE/KE_0 értéket.

Ennek megoldására a COM center of mass system (tömeg központú rendszer) használatos a következő jelölésekkel:



4. ábra

$$v_0(1) = V_c(A+1)$$

$$V_c = \frac{v_0}{A+1}$$

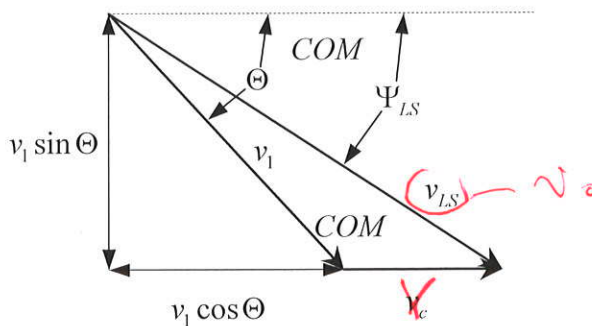
az LS rendszerből

$$v_c = v_0 - V_c$$

$$v_c = v_0 - \frac{v_0}{A+1}$$

$$v_c = v_0 \frac{A}{A+1}$$

Mivel az ütközés elasztikus a COM rendszerben $KE_1=KE_2$



5. ábra

Használva a Pythagoras tételét a fenti ábra alapján a következő kifejezésre keresünk megoldást:

$$\frac{KE}{KE_0} = \frac{v^2}{v_0^2} = \frac{2}{2}$$

és a következő egyszerű kifejezést nyerjük:

$$\frac{KE}{KE_0} = \frac{v^2}{v_0^2} = \frac{A^2 + 2A \cos \Theta + 1}{(A+1)^2} \quad (3)$$

Erről a képletről két egyszerű eset mindjárt leolvasható,

egyik eset: ha $\Theta = 0^\circ$, $\cos \Theta = 1$, $KE/KE_0 = 1$ neutron nem veszít energiát

a másik eset: ha $\Theta = 180^\circ = \pi$, $\cos \Theta = -1$,

$$\frac{KE}{KE_0} = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2}; \quad \frac{KE}{KE_0} = f(A)$$

azaz az energia-vesztés csak a moderátor A nagyságától függ. Ha a moderátor éppenséggel víz, hidrogén esetében $A=1$ akkor $KE/KE_0 = 0$ a neutron egy ütközéssel az összes energiáját elveszítheti. Ezt a biliárd-asztalon is ki lehet próbálni, ha az ütköző golyó középen találja a másikat, akkor az ütköző golyó állva marad és a másik veszi át az ütköző sebességét, vagyis energiáját.

A moderátor további értékeléséhez nem a Θ , a COM rendszerbeli ütközés utáni szög, hanem a ψ az LS-rendszerbeli szögre van szükség. Az ábra segítségével $\cos \psi$ kifejezhető $\cos \Theta$ -val.

$$\cos \Psi = \frac{A \cos \Theta + 1}{\sqrt{A^2 + 2A \cos \Theta + 1}} \quad (4)$$

Mivel a szóródás minden irányban történhet, az elasztikus szóródás átlagát a következő kifejezéssel nyerhetjük behelyettesítve (4)-et az (5) képletébe.

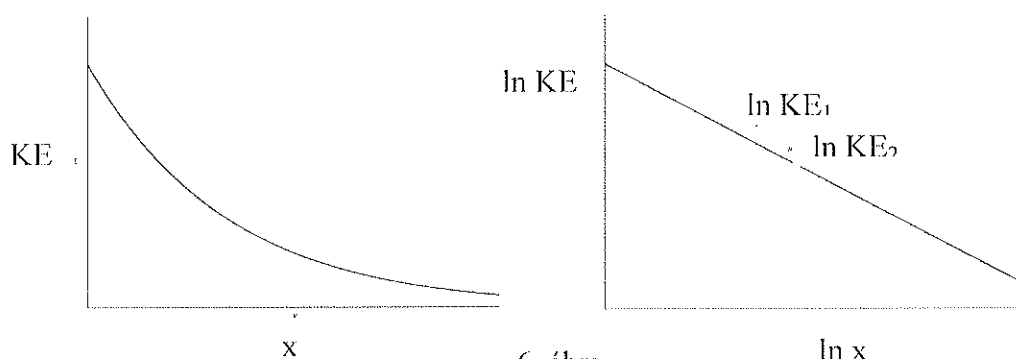
$$\overline{\cos \Psi} = \frac{1}{n} \int_0^\pi \cos \Psi dn \quad (5)$$

Jelezve, ha a reaktorban n számú neutron van és minden egyes neutron ψ szöggel szóródik, akkor minden neutront megszorozzuk a hozzá tartozó ψ szöggel, a szög 0-tól π -ig változik, ezeket összeadjuk és elosztjuk n -el a neutronok számával (ez egy rutin átlagolási módszer). A művelet megoldása kissé hosszadalmas, de az eredmény egyszerű.

$$\overline{\cos \Psi} = \frac{1}{4A} \left(-\frac{8}{3} \right) = -\frac{2}{3A} \quad (6)$$

Hidrogén esetében $A = 1$ $\cos \psi = 48.2^\circ$ jelezve erős előreszóródást.

A moderátorok kiértékelésénél meg lehet tudni, hogy hány ütközésre lenne szüksége egy neutronnak, hogy lelassuljon. A neutronok lassulása egy exponenciális folyamat, egy logaritmikus skálán egy egyenest eredményez. (lásd radioaktív bomlást)



6. ábra

Ha feltételezzük, hogy a neutron logaritmikus energia változása állandó, az egymást követő ütközéseknél, akkor megfogalmazhatjuk az átlag logaritmikus energia-csökkenést.

$$\xi = \ln \left(\frac{KE}{KE_0} \right)$$

Ennek az átlaga az (5) egyenlet mintájára

$$\xi = \frac{1}{n} \int_0^n \left[-\ln(KE / KE_0) \right] dn \quad (7)$$

A valószínűség, hogy dn neutron egy $d\Theta$ szögbe szóródik

$$dn = \left(\frac{n}{2} \right) \sin \Theta \, d\Theta \quad (8)$$

Behelyettesítve dn -t a (8) egyenletből és KE/KE_0 -t a (3) egyenletből a (7) egyenletbe az eredmény:

$$\xi = \frac{1}{n} \int_0^\pi \left[\ln \left(\frac{A^2 - 2 \cos \Theta + 1}{(A+1)^2} \right) \right] \frac{n}{2} (\sin \Theta \, d\Theta)$$

Ez a komplikált integrál egy egyszerű eredményt ad

$$\xi = \frac{2}{A + \frac{2}{3}}$$

Példa:

Berillium moderátor esetében ($A=9$), hány ütközésre van szüksége egy 2.MeV gyors neutronnak, hogy 0.025 eV uránium hasadásra kész neutronra lassuljon.

$$\xi = \frac{2}{9 + \frac{2}{3}} = 0.207$$

$$\text{ütközések száma } 2 \text{ MeV-tól } 0.025 \text{ eV-ig} = \ln\left(\frac{2 \times 10^6}{0.025}\right) \frac{1}{0.207} = 86.$$

Hidrogén esetében, $A=1$ az ütközések száma lényegesen kevesebb, de a víz mégsem a legjobb moderátor, mivel sok neutront abszorbeál, a legjobb a nehéz víz: D_2O .

Keresztmetszet (cross section)

Atomfizikába a reakció állandót keresztmetszetnek nevezik, a mikroszkopikus keresztmetszet jele σ , egysége barn = 10^{-24} cm^2 , kifejezve egy képzelbeli céltábla területét, ez minél nagyobb, annál nagyobb a statisztikai valószínűsége, hogy el lehet találni, azaz hogy egy nukleáris reakció végbemenjen.

Mérnöki számításokban használatosabb a makroszkopikus keresztmetszet. $\Sigma = \sigma N$, egysége cm^2/cm^3 . N a reagáló atomoknak a számsűrűsége $N = \rho A_v / A$, ahol ρ = sűrűség g/cm^3 , A_v = avogadro szám = no atom/g atom, A atomsúly g/g atom

$$N = (\text{g}/\text{cm}^3) (\text{no atom/g atom}) / (\text{g atom/g}) = (\text{no atom}/\text{cm}^3)$$

$$\Sigma = \frac{\text{cm}^2 \text{ no atom}}{\text{cm}^3} = \frac{\text{no atom}}{\text{cm}}$$

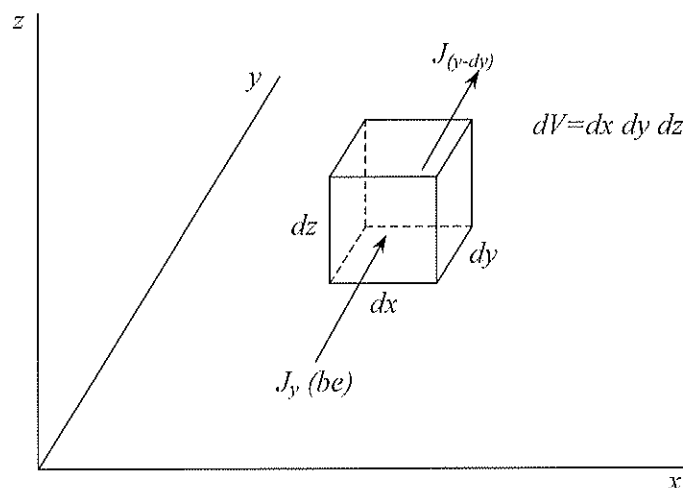
Egyenletek az uránium hasadási nukleáris reaktorokhoz

A tervezési egyenletek lényege a neutron anyagszám. Mint már be lett mutatva egy működő reaktornál $KE_1/KE_2 = 1$, az előző neutron generáció és az utána következő generáció aránya nem lehet nagyobb 1-nél. Az esetleges felesleget a szabályzó rudakkal kezelik. Egy neutron anyagszám szerint:

$$(\text{forrás}) - (\text{abszorpció}) - (\text{szivárgás}) = dn/dt$$

Ez a folytonossági egyenlet (continuity equation) alapja.

A szivárgás (leak) megfogalmazására a diffúziós egyenletet alkalmazzák. A szivárgás a reaktor geometriai alakjától és méretétől függ. A diffúziós egyenlet fejlesztése az ábrán látható.



7. ábra

$$[J_y - J_{(y+dy)}] (dx \, dz) = \frac{dn}{dt} (dx \, dy \, dz)$$

a neutronok folyásának változása neutronok számának változása dV -be

rendezve

$$\frac{dJ(y)}{dy} = \frac{dn}{dt}$$

kiterjesztve az x és z irányokra is

$$-D \left[\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right] = \frac{dn}{dt}$$

$$\rightarrow D \Delta \Phi = \frac{dn}{dt}$$

ahol

$$\Delta = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}; \frac{\partial^2}{\partial y^2}; \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right)$$

A Δ vektor operátor neve: Laplace-operátor.

A continuity equation általánosan alkalmazott a transport jelenségek (transport phenomena), mint a tömeg, momentum és hő átvitelek leírására. Az atomreaktorok tervezéséhez az egyenletet úgy kell alkalmazni, hogy tartalmazza a neutron forrást és abszorpciót, kiegészítve (continuity equation),

$$\frac{\partial n}{\partial t} = k_{\infty} \Sigma_a \Phi - (-D \Delta \Phi) - \Sigma_a \Phi$$

ahol:

Φ a neutron áram,

Σ_a az abszorpció makroszkopikus keresztmetszet,

$k_{\infty} \Sigma_a$ a neutron forrás,

$\Sigma_a \Phi$ a neutron abszorpció,

$-D \Delta \Phi$ a neutron szivárgás ($\Delta = \nabla^2$)

Legyen $L^2 = D/\Sigma_a$ a termális diffúziós hossz, továbbá egy működő reaktornál

$$\frac{\partial n}{\partial t} = 0$$

$$0 = \Delta \Phi + B^2 \Phi$$

ahol

$$B^2 = k_{\infty} - \frac{1}{L^2} \quad (9)$$

ez az ún. anyagi görbület (materiál buckling).

A nukleáris flórkór B-nek a buckling nevet adta kölcsönözve a oszlopokra alkalmazott hasonló differenciális egyenletből, ahol B az oszlop elhajlásának a kritériuma.

A reaktor tervezési egyenlet egyszerűsítve

$$\Delta \Phi + B^2 \Phi = 0$$

A Laplace-operátor Δ függ a geometriától, legegyszerűbb a végtelen lapra (infinite slab).

$$\frac{d^2 \Phi}{dx^2} + B^2 \Phi$$

a négyszögletes paralelepipedonra

$$\frac{\partial^2 \Phi}{dx^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{dy^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{dz^2} + B^2 \Phi = 0$$

a gömbre

$$\frac{\partial^2 \Phi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + B^2 \Phi = 0$$

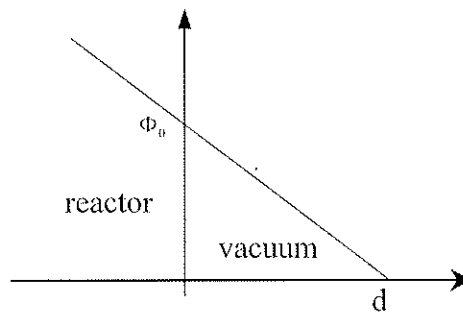
a hengeres (cylindrical) reaktorra

$$\frac{\partial^2 \Phi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{dr} + \frac{\partial^2 \Phi}{dz^2} + B^2 \Phi = 0 \quad (10)$$

ahol r a henger rádiusza, z a magassága.

A hengeres egyenlet megoldása bonyolultabb a többinél, azt csak a Bessel-függvények segítségével lehet, ahol fel kell ismerni a fajtáját (kind), majd az értéket táblázatból kikeresni.

A reaktor geometriai határánál jelentős mértékű neutron szivárgás történik, mivel moderátor helyett a levegőből (vacuum) ütközések útján neutronok nem térnek vissza a reaktorba. Ezt a végtelen lap (infinite slab) geometriai formájával viszonylag egyszerű matematikai úton be lehet mutatni az ábra segítségével.

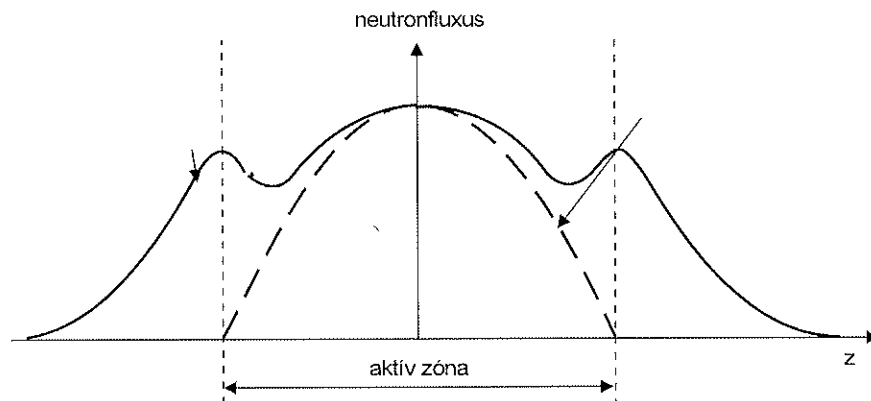


8. ábra

A 8. ábra szerint a reaktor falánál, ahol a neutron áram Φ_0 , d távolságra a reaktor falától ahol $\Phi = 0$, a következő összefüggés érvényes:

$$\frac{d\Phi_0}{dx} = \frac{\Phi_0}{d}$$

Ez az eredmény hangsúlyozza annak szükségességét, hogy a reaktor körül legyen véve egyfajta reflektorral, ami visszaveri a kiáramló neutronokat. Ez rendszerint maga a moderátor. A neutron áram Φ változását egy reflektorral körülvett reaktorban a 9. ábra mutatja vázlatosan.



A neutron szivárgása miatt a reaktor felület kedvezőtlen hatással van a reaktor működésére, ezért annak geometriai formája megfontolandó. A felület térfogatviszonya legkedvezőbb a gömbre, legkedvezőtlenebb a paralelepipedonra. Mivel a gömbalakú reaktor tervezése technikailag csaknem lehetetlen, marad a hengeres (cylindrical) típus.

A reaktor tervezésénél első lépés a k_{∞} meghatározása ((1),(2) egyenletek), majd B a material buckling kiszámítható ((9) egyenlet). Eldöntve a reaktor geometriai formáját (ami minden bizonnyal hengeres lesz) és méretét, a görbületi paramétert (geometrical buckling) meghatározható ((10) egyenlet), tudni kell természetesen a henger sugarának r és magasságának z , arányát. Az eredmény a reaktor kritikus mérete, a már kiszámított material buckling arányához.

A működő reaktornak ennél nagyobbnak kell lenni. A fűtőanyag felhasználása, kiégése miatt 5-10 % több fűtőanyagnak kell kerülni az új reaktorba, mint az elméletileg számított.