Fizikai Intézet

Dr. Paripás Béla

Nukleáris fizika
II. rész

Miskolc, 2015

Tartalomjegyzék

1. Ionizáló sugárzások külső és belső természetes források

Külső források

a) A kozmikus sugárzás ~300 μSv/év = 0.3 mSv/év (Aki a házban van, annak még kevesebb. Ez egy átlag (világátlag), figyelembe véve az árnyékolásokat is.) Kint több van, mint a házban.

Kozmikus sugárzás

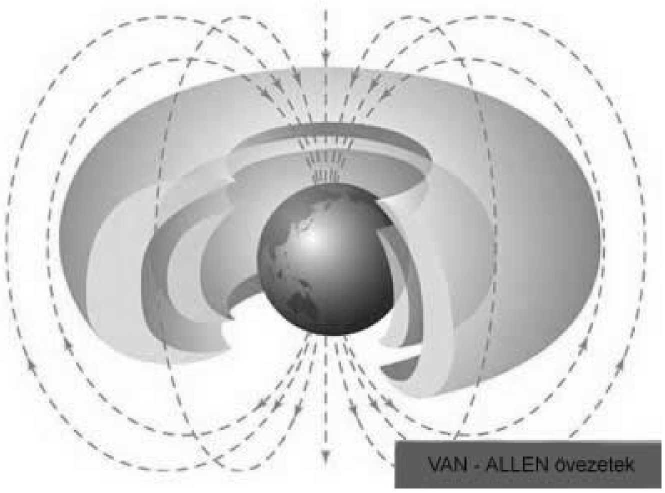
Elsődleges

Másodlagos
-a komikus sugárzás hatására keletkező

Világűrből jövő sugárzás
-állandó érték
-túl nagy energiájú hogy elhajoljon

Napból jövő sugárzás
-Naptevékenység függő
-A Föld környezetében elhajlik
-Főleg protonokból és elektronokból áll a sugárzása
-A kozmikus sugárzás erősebb a sarkok közelében, nagy magasságban.

Van-Allen övezetek:



- Ha repülővel repülök, ott fent nagyobb sugárzást kapok, mint alacsonyabban.
- A p^+ és e^--ok feltekerednek ezekre az erővonalakra, és ahogy közelednek a sarkok felé (ott erősödik a mágneses térerő) egyre gyakrabban tekerednek, majd visszafordulnak, és oda-vissza megteszik ezt az utat.
- A nagyobb energiájúak elérik a földet.

b) Terrisztikus (földi eredetű) γ sugárzás:

Ősi: Itt vannak a föld keletkezése óta (~4.6 milliárd éve), a Földel együtt keletkeztek.

3 ősi sugárzó anyag:

Anyag	Világ átlag koncentráció a talajban
Urán sor, ^{238}U-val kezdődik	~ 25 Bq/kg
Tórium sor, ^{232}Th-vel kezdődik	~ 25 Bq/kg
^{40}K (kálium)	370 Bq/kg

-Mindegyik ad 30%-ot, az összes többi 10%-ot.
-A véletlenszerű darabolás lg-normális ('lognormális') eloszlást eredményez.
-Az urán sosem fog elfogyni a földről. A kérdés, hogy gazdaságosan kitermelhető-e a kőzetből. (Sosem tisztám fordul elő.)

Talajból 65 μSv/év
Építőanyagból 395 μSv/év

sugárzást kapunk (az építőanyagból azért többet, mert sok időt töltünk épületben és azt nem 2π (talaj) hanem 4π felöl kapjuk.

-Magyarországon : -épületben ~ 130 nGy/h
-szabadban ~ 90 nGy/h

Ebben benne van a kozmikus is

Háttérsugárzás adatai:

- Kozmikus sugárzás (természetes eredetű sugárzások) felnőttekre vonatkozó világátlag (1993): **380 μSv** / év (nano sievert)
- Terrisztikus külső gamma sugárzás: **460 μSv / év**
(szabadban: 65 μSv épületben: 395 μSv)

A 460 nSv megoszlása:

- Kálium$_{40}$: 150 μSv / év
- Urán$_{238}$: 100 μSv / év
- Tórium: 160 μSv / év

összeadva: 410 μSv / év, tehát az összes többi 50 μSv / év

Kozmikus sugárzásból eredő sugárterhelés:

- La Paz, Bolivía fővárosa (3900 m): 2020 μSv / év
- Mexikó City (2240 m): 820 μSv / év
- Teherán (1180 m): 440μSv / év
- tengerszinten: 270 μSv / év

Technológia által megnövelt sugárterhelés: pl. repülőgép, vagy kőház, mely növeli a háttérsugárzást.

Ha repülőgéppel megyünk fölfelé, akkor a dózis először elkezd csökkenni, azért, mert a Föld sugárzása az nem jut át bizonyos rétegeken. Körülbelül 300 m a felezési rétegvastagság. I km magasságban már több mint 3 felezési magasság elment. Egyrészről ezért lecsökken a sugárzás mértéke, mert nem jön már a terrisztikus sugárzás, csak a kozmikus. Ez után nagyon lassan elkezd emelkedni. Körülbelül 4 km magasságban éri el a Föld szintjét. Tehát, ha valaki olyan repülőútra megy, ahol 1-és 4 km magasság között repül, akkor kisebb sugárzást kap, mint ha a földön tartózkodott volna. Igen ám, de az utasszállító gépeknek a repülési magassága tipikusan 10 km. 10 km-en a dózis már meghaladja az 1000 nanoSv / órát. Tehát utazási magasságban 10 × nagyobb a kozmikus sugárzás. A katonai gépeken már nagyon nagy a sugárzás. Egy szuperszonikus repülőgép pilóta összehasonlíthatatlanul több dózist kap, mint egy atomerőmű dolgozó. Aki vízen tölti a nyarat, az sem kapja a terrisztikus sugárzást, mert a víznek kicsi a radioaktív tartalma a földhöz képest. Viszont pl. egy méteres hónak is nagy az árnyékolása.

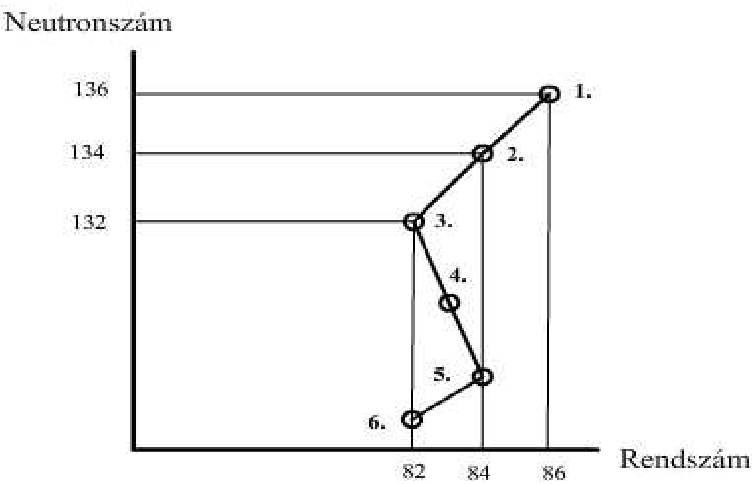
Belső források

- Kálium-40: 180 μSv / év
- kozmikus eredetűek: 15 μSv / év
    - trícium:
    - C-14:
- Tórium-232: 180 μSv / év (90% - a 220-as radon belégzéséből)
- Urán-238: 1200 μSv / év (90% - a 222-as radon belégzéséből)

Ezeket összegezve: 380 + 460 +180 +15 +180 + 1200 $\cong$ 2400 μSv / év = **2.4 mSv / év**

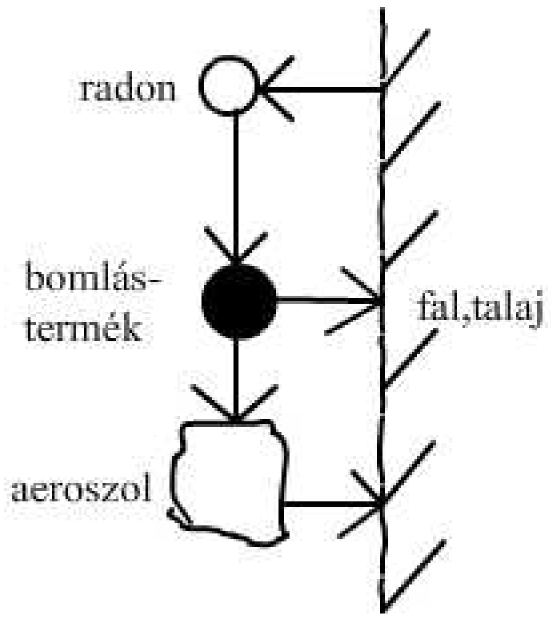
A világátlag: **2,4 mSv / év** (a kínaiakról nincs adat, és az még befolyásol, mert 1 milliárdan vannak, és nem engedték 1993-ban az adataikat publikálni.)
Ennek közel 50%-a a radonból származik. Ennek a belélegzése okozza a legnagyobb egészségügyi kockázatot: $1200 \cdot 0{,}9 = 1080 \mu Sv / év$ a 222-es radon bomlástermékekből.

A 222-es radon bomlása:



1. Radon$_{222}$ (α bomlás, $T_{1/2}$ = 3,8 nap)
2. Polónium$_{218}$ (α bomlás, $T_{1/2}$ = 3,05 perc, E=)
3. Ólom$_{214}$ (β bomlás, $T_{1/2}$ = 26,8 perc)
4. Bizmut$_{214}$ (β bomlás, $T_{1/2}$ = 19,7 perc)
5. Polónimum$_{214}$ (α bomlás, $T_{1/2}$ = 1 tízezred másodperc)
6. Ólom$_{210}$ (β bomlás, $T_{1/2}$ = 28,3 év)

A radon a zárt térben tud feldúsulni. Ennek mértéke nagyban függ attól, hogy milyen a lakásban a légcsere. Tipikus légcsere lakásban: 0,3-1 légcsere/óra, ezért egy átlagos lakásban a radon koncentráció a kinti érték 100-szorosa lehet.
A dózis azonban nem a radonból származik, hanem a bomlástermékeiből, mert azt a tüdő kiszűri, megköti. Ez a következő módon megy végbe:



A falból kilépő radon bomláson megy keresztül. Ezt követően a bomlástermék bizonyos időn belül lerakódik a falra. Amennyiben tiszta a levegő (pl. barlangban), ez igen gyorsan megy végbe, ilyenkor kisebb eséllyel kerül belélegzésre. Problémát az jelenthet, amikor a bomlásterméket megkötik az úgynevezett aeroszol részecskék. Ezek a részecskék szintén lerakódnak a falra, de mivel ez már sokkal lassabban történik, nagyobb a belélegzés valószínűsége.

Nem mindegy, hogy az aeroszolok hol rakódnak le (tüdőhólyagok, stb). A bányákban nagyon nagy a por koncentráció az ércfejtés miatt, ezért 100 × akkora dózist kaphat a bányász. Az ember dózisának 1/3 része a 214-es polóniumtól származik.

Külső levegő	8 Bq /m^3
Trópusi lakásokban	20 Bq / m^3 (nincs ablak ☺)
Átlagos lakások	40 Bq / m^3
Magyar falusi földszintes lakás	130 Bq / m^3 (talajhoz közel)
Átlagos pince	250 Bq /m^3
Radondús lakás	1000 Bq / m^3
Radondús pince	10000 Bq / m^3
Radondús bánya	30000 Bq / m^3

(Panelekben nagyon kevés radon van.)

Vezetékes víz	2-3 Bq / l
M.Tapolcai fürdő	11 Bq / l
Egri	80 Bq / l
Rudas fürdő	200 Bq / l

Badgadstein fürdő   1500 Bq / l

A kis dózisú radon pozitív hatású!
Ra a tórium sorában is van, ^{220} Ra, ennek bomlási ideje kevesebb mind 1 perc, ezért nem jut ki a kőzetekből, így elhanyagolható a dózisjáruléka.
A házakban a modern, új nyílászárók miatt romlik a légcsere, emiatt megnő a radon koncentráció. Átlagos lakásban kb 20 óra alatt telítődik a levegő.

Lakások radon mentesítése:

- nyomás csökkentés az altalajban (lakás alól levegőt kiszivattyúzni, ami csökkenti a nyomást, így a levegő kifelé áramlik a beltérből).
- padló szigetelés (talajból nem tud áramlani gáz)
- altalaj eltávolítás ☺
- megnövelt szellőztetés
- megnövelt légnyomás a lakásban

Legnagyobb dózist télen kapjuk, a kevesebb szellőzés miatt. A Földön egyes helyeken nagyon nagy a külső dózis érték ez lehet akár 100× is, ott ahol Monakit (??) (Indiában jellemző) homok van.

2. Az anyag hullámtermészete

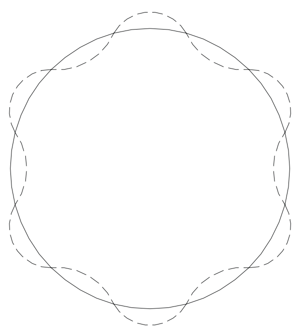
Az anyag hullámtermészete **(de Broglie (1923))**

Láttuk, hogy foton lendülete és energiája a: $p = \frac{h}{\lambda}$ és $E = hf$ képletekkel számítható. Ezek a képletek minden más részecskére is igazak, azaz minden anyagi részecskéhez λ és f rendelhető:

$\lambda = \frac{h}{p}$ **és** $f = \frac{E}{h}$

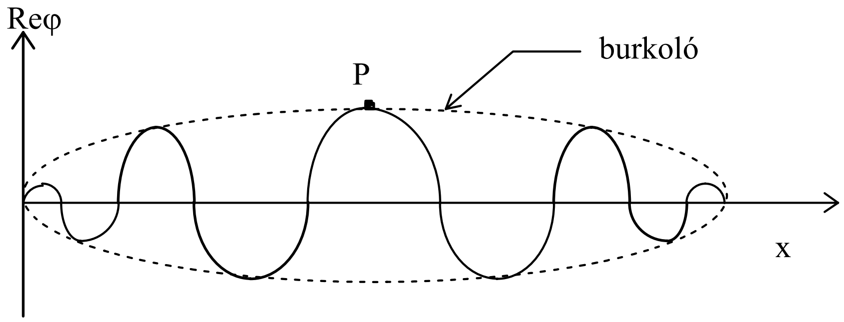
Az atomban olyan stacionáris elektronpályák lehetségesek, ahol a λ egész számszor fér rá a kerületre. Ezt a tapasztalat igazolja.

$$2r\pi = n\frac{h}{mv} = n\lambda$$, az ábrán $n = 6$



Ne egyetlen síkhullámot rendeljünk a részecskéhez, hanem hullámcsomagot!

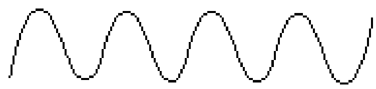
A hullámtanból ismert, hogy két igen közeli frekvenciájú hullám összetevése lebegést eredményez. Végtelen sok szinuszhullámból véges hosszúságú hullámvonulat (véges számú lebegés) is felépíthető.



A hullámcsomagot igen sok közeli frekvenciájú sima hullám összegzésével kapjuk de Broglie bizonyítja, hogy – bár a fázissebesség irreálisan nagy - a hullámcsomag burkolója elméletileg pontosan a részecske sebességével halad, tehát a kép ellentmondásmentes.

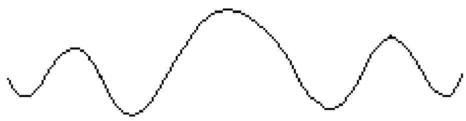
Megjegyzés:

a, Ha csak egyetlen szinuszhullámom van akkor a felhasznált hullámszámtartomány nyilvánvalóan nulla és a hullám végtelen kiterjedésű. Ez az objektum tisztán hullámtulajdonságú.



$$k = k_0 \Rightarrow \Delta k = 0 \Rightarrow \Delta p = 0 \Rightarrow \Delta x \to \infty$$

b, Ha véges nagyságú hullámszám tartományból építkezek (Δk_1), akkor hullámcsomagot kapok véges Δx_1 kiterjedéssel

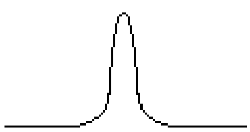


$$\left.\begin{array}{l}\Delta x \ \text{véges} \\ \Delta p \ \text{véges}\end{array}\right\} \Delta x \Delta p \approx h$$

Minél nagyobb hullámszámtartományból építem fel a hullámcsomagot, az annál keskenyebb lesz. Azaz, ha $\Delta k_2 > \Delta k_1$, akkor $\Delta x_2 < \Delta x_1$, vagy másképpen

$\boldsymbol{\Delta k_1 \cdot \Delta x_1 \cong \Delta k_2 \cdot \Delta x_2}$ ($\cong 1$)

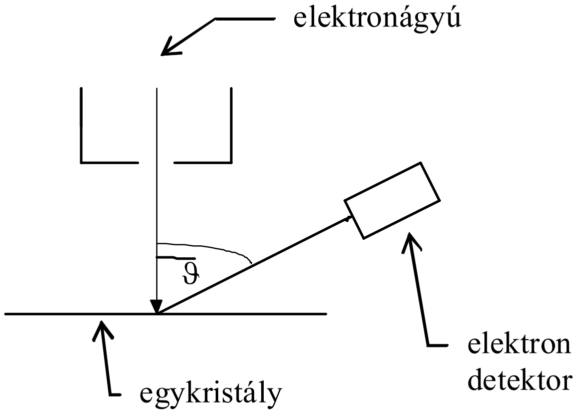
c, Határesetben (ha Δk igen nagy, sőt $\Delta k \to \infty$), akkor Δx igen kicsi (sőt $\Delta x \to 0$). Ez a jól lokalizált

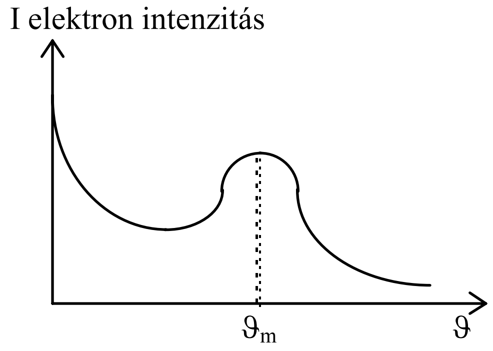


A korábbi tisztán hullám (a,) és tisztán részecske (c,) kép helyébe a kvantumelmélet az általánosabb hullámcsomagot (b,) hozza, amelynek az a, és c, eset csak határátmenetei.

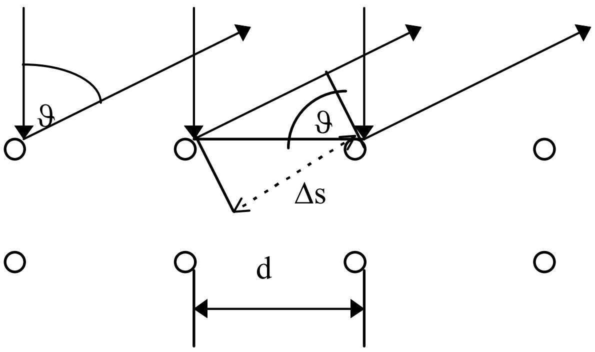
<u>Kisérleti bizonyítékok az elektron hullámtermészetére</u>

Davisson-Germer kisérlet / 1927 /
G. P. Thomson / 1928 /
A kísérletet Davissonék végezték, a magyarázat G. P. Thomson érdeme.



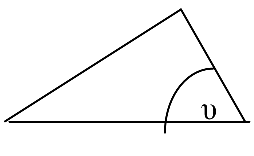


Adott energiájú elektronokat Ni egykristályon szóratva egy adott szórási szögnél intenzitás maximumot mérünk. Ennek magyarázata az elektron hullámok interferenciájának figyelembe vételével lehetséges.



a körök atomok a kristályban (természetes rács), a rácsállandó *d.*

A két szomszédos atomon szórt elektron hullám akkor erősíti egymást, ha az útkülönbségük a hullámhosszuk egész számú többszöröse: $\Delta s = n\lambda$



A fenti háromszög adataiból: $\frac{\Delta s}{d} = \sin\vartheta$ Az erősítés feltétele: $\Delta s = d \sin\vartheta = n\lambda$

A de Broglie képletből: $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE}}$

$$\boxed{\sin\vartheta_m = \frac{\lambda}{d} = \frac{h}{d\sqrt{2mE}}}$$

A tényleges adatok d=0,2158 nm, ϑ_m=50°, E=54 eV és n=1 /ebben a kísérletben/, ami igen jól egyezett a fenti képlettel

3. A határozatlansági reláció és néhány alkalmazása

<u>A Heisenberg-féle határozatlansági reláció (1926)</u>

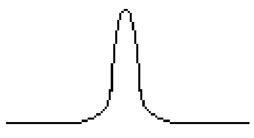
Az egymáshoz tartozó fizikai mennyiségek - mint pl. a hely- és lendületkoordináták (x és p_x, y és p_y, z és p_z), továbbá az E energia és a t idő - nem mérhetők egyidejűleg teljesen pontosan. Ha Δ az adott fizikai mennyiség mérési bizonytalansága (egészen pontosan a mérési adatok szórása), akkor

$$\left.\begin{array}{l} \Delta x \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2} \\ \Delta y \Delta p_y \geq \frac{\hbar}{2} \\ \Delta z \Delta p_z \geq \frac{\hbar}{2} \\ \Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2} \end{array}\right\} \text{Heisenberg féle határozatlansági összefüggés}$$

Ahol $\hbar=h/(2\pi)$. Ezek az egyenletek szoros kapcsolatban vannak az előző fejezetben bemutatott hullámcsomag modellel. Ugyanis $k=2\pi/\lambda$, $p=h/\lambda$, tehát $p=\hbar k$ és $\Delta p=\hbar \Delta k$
Ebből pedig $\Delta p_1 \cdot \Delta x_1 \cong \Delta p_2 \cdot \Delta x_2 \cong \hbar$ következik. (A pontos kvantummechanikai levezetés a fenti képletekben még egy ½-es faktort is behozott.)

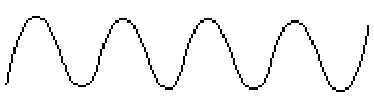
A határozatlansági reláció igen szépen mutatja, hogy a makrofizikai fogalmak a mikrovilág leírására csak korlátozottan alkalmasak. A kapható válasz pontosságát a kísérleti körülmények eleve behatárolják. Egy fizikai mennyiség mérési pontosságának nem lesz elvi határa, ha a kísérleti körülményeket meg tudjuk úgy választani, hogy a mért mennyiség párja a mérés során határozatlan marad.

A jól lokalizált részecske esetében tehát a helykoordináta (pl. az x) pontos, de cserébe a p_x lendület koordináta ismeretlen marad

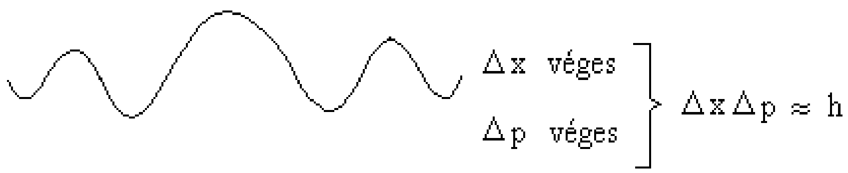


$$\Delta x \approx 0 \Rightarrow \Delta p_x \to \infty$$

Hullámszerű objektum esetében nincs lokalizáció ($\Delta x \to \infty$), de cserébe pontosan ismert a hullámhossz és ezáltal p_x is



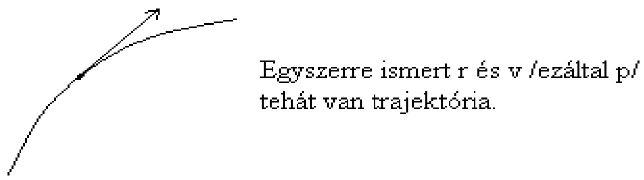
Közbülső esetben /gyakorlatban a részecskék ilyenek/ mind a hely-, mind a lendületkoordináta véges pontossággal ismert:



<u>A határozatlansági relációk néhány következménye:</u>

1. ***<u>A pályavonalak kérdése:</u>***

A klasszikus fizika szerint a részecskéknek van pályavonala, mert egyszerre ismert a helyük és a sebességük. Nézzük, hogy mit szól ehhez a kvantumelmélet a makroszkopikus (pl. a mákszem ill. ettől nagyobbak) és a mikroszkopikus (pl. atomi elektron) részecskék esetében!



A, mákszem pl. $m = 10^{-6}$ kg

$\Delta x \approx 10^{-6}$ m - helyét μm pontossággal tudjuk meghatározni

$$\Delta x \cdot m \cdot \Delta v_x \geq \frac{\hbar}{2} \approx 10^{-34}$$

$$\Delta v_x \approx \frac{10^{-34}}{10^{-6} \cdot 10^{-6}} = 10^{-22} \rightarrow$$ a mákszem sebességét $10^{-22}\ \frac{m}{s}$ pontossággal tudjuk meghatározni

Azonban ez nem igazi megszorítás, mert nincs olyan műszer amivel ilyen pontosan lehetne sebességet mérni. Tehát a mákszemnek van pályavonala. Természetesen minden tőle nagyobb részecskének, azaz **minden makroszkopikus részecskének is van pályavonala a kvantumelmélet szerint is.**

B,

$\Delta x \cong 10^{-10}$ m (atom mérete)
$m \cong 10^{-30}$ kg (elektron tömege)

$$\Delta v_x \cong \frac{10^{-34}}{10^{-10} \cdot 10^{-30}} = 10^{6}\ \frac{m}{s}$$

A H atomban az elektron sebessége ebbe a nagyságrendbe esik a klasszikus fizika szerint. Ha a mérési bizonytalanság a mérési eredmény nagyságrendjébe esik, ill. azt meghaladja, akkor a mérés nem vezet eredményre. Az atomi elektron sebességkoordinátái tehát nem mérhetőek, róluk egy fizikus ezért nem beszélhet.

Végkövetkeztetés: Az atomban az elektron mozgása méréssel nem követhető, tehát nincs pályavonala. (Semmiféle mérés nem igazolhatja tehát azt az ősi elképzelést, hogy az elektron keringene az atommag körül. Ezt is el kell feledni!)

2, Zérusponti energia

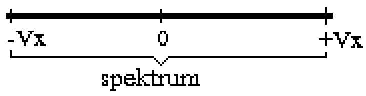
(avagy abszolút zérus fokon van-e a részecskéknek mozgási energiája a kvantumelmélet szerint. Azt tudjuk, hogy a klasszikus fizika szerint zérus kelvinen a mozgási energia is zérussá válik.)

Határozatlansági képlet:

$$\Delta x \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2} \qquad \hbar = \frac{h}{2\pi}$$

$$\Delta x \cdot m \cdot \Delta v_x \geq \frac{\hbar}{2} \quad \Rightarrow \quad \Delta v_x \geq \frac{\hbar}{2m\Delta x}$$

Kérdés, hogy a kinetikus energiának milyen értéknél kell nagyobbnak lennie.
Megjegyzés: a különböző részecskéknek különböző sebességük van, tehát van spektruma.

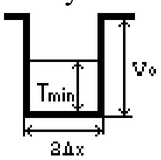


Mi lehet az x koordináták szórása ? $\quad \underline{\Delta v_x \sim v_x}$

A szórás nagyságrendileg egyezik a középértéktől való maximális eltéréssel. (ettől kisebb)

A kinetikus energia 1 dimenzióban: $T_{kin.} = \frac{1}{2} m v_x^2 = \frac{1}{2} m \Delta v_x^2 \geq \frac{\hbar^2}{8m\Delta x^2}$

Példa: Csapda, amelybe a klasszikus fizika szerint az érkező részecske "beleesik".



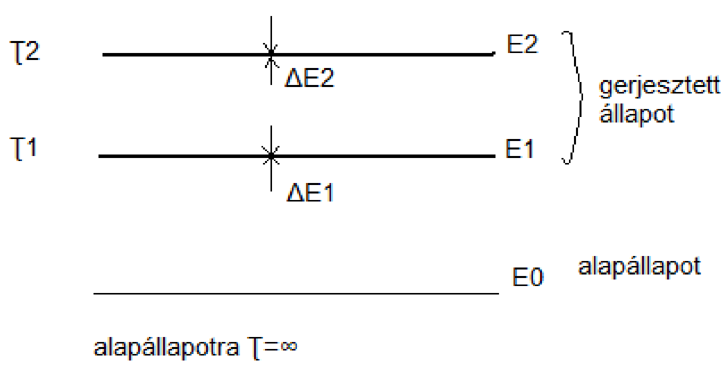
$$T_{kin.} \geq \frac{\hbar^2}{8m\Delta x^2}$$

Az a legkisebb energia, amivel a részecske a gödörben rendelkezik, zérusponti energia.
Hűtéssel nem vehető el a rendszertől. (Semmilyen más módon sem vehető el.)
Helyhez kötött részecskének tehát abszolút zérus fokon is marad mozgási energiája.
Ha viszont szabad a részecske ($\Delta x \to \infty$), akkor a kvantumelmélet szerint is megáll zérus kelvin hőmérsékleten.

3, A másik határozatlansági reláció: $\Delta E * \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$

Energia pontosan csak hosszúidejű méréssel határozható meg.

1.) Ha egy gerjesztett állapot élettartama hosszú, a gerjesztett állapot energiája pontosan meghatározható.
2.) Ha rövid, nem határozható meg pontosan az energia.



pl.: $\tau_1 > \tau_2$ ===> $\Delta E_1 < \Delta E_2$ $\quad\quad\quad \Delta E \geq \frac{\hbar}{2\tau}$

Az alapállapot energiája mindig pontos, a gerjesztett állapotoké sohasem.

-Tipikus atomfizikai élettartam (az atomi héjra jellemző): $\tau \sim 10^{-8}$

$$\Delta E \geq \frac{\hbar}{2\tau} \simeq \frac{10^{-34}}{2\cdot 10^{-8}} = \tfrac{1}{2}\cdot 10^{-26}\, J\,, \quad \Delta\nu \geq \frac{1}{4\pi\tau} \simeq 10\, MHz$$

4. Kötött rendszerek energiaszintjei és hullámfüggvényei

(kidolgozandó)

5. Az alapvető kölcsönhatások, az erős (nukleáris) kölcsönhatás jellemzői, a nukleonok szerkezete, spinje és mágneses momentuma

Négy alapvető kölcsönhatást ismerünk (bár ezek egyike-másika össze is vonható): gravitációs kölcsönhatás, elektromágneses kölcsönhatás, gyenge kölcsönhatás, erős kölcsönhatás.

Gravitáció:
A gravitáció (tömegvonzás) messze a leggyengébb kölcsönhatás, mivel azonban csak a testek tömegétől függ, hatótávolsága végtelen és nem lehet leárnyékolni, ahogy az elektromágneses kölcsönhatás esetén a negatív töltés terét egy pozitívéval, ezért a nagyobb távolságok esetén (például a bolygók között) ennek a hatása a döntő.
Végtelen hatótávolsága miatt a gravitáció felelős a nagy skálán kialakuló alakzatokért; a galaxisok, fekete lyukak, csillagködök szerkezetéért, a Világegyetem tágulásáért, a bolygók pályájáért, valamint olyan hétköznapi tapasztalatokért, hogy a testek leesnek, ha felugrunk, visszaesünk.
A gravitáció volt az első, amelyet matematikai összefüggésekkel leírtak. Isaac Newton egyetemes tömegvonzási törvénye (1687) nagyon jó közelítése volt a gravitáció viselkedésének. 1915-ben Albert Einstein kidolgozta az általános relativitáselméletet, a gravitáció még pontosabb elméletét, mely azt a téridő geometriájaként írja le.

Elektromágnesség:
Az elektromágnesség az az erő, amely az elektromosan töltött részecskék között hat. Magában foglalja az elektrosztatikai erőt, mely két nyugvó töltés között hat, valamint az elektromosság és a mágnesség összetett hatásait, melyek az egymáshoz képest mozgó töltött testek között hatnak.
Az elektromágnesség elég erős, nagy hatótávolságú kölcsönhatás, ezért ez felelős sok hétköznapi jelenségért, mint amilyen az izzó, a lézer és a rádió működése, a fémek és molekulák szerkezete, a súrlódás és a szivárvány.
Az elektromágnességet klasszikus esetben a Maxwell-egyenletek írják le, melyeket a 19. század második fele óta ismerünk.

A gyenge kölcsönhatás:
A gyenge kölcsönhatás felelős az atomi skálán fellépő néhány jelenségért, mint amilyen a béta-bomlás. A béta-bomlásban is keletkező neutrínók csak ebben a kölcsönhatásban vesznek

részt (a még sokkal gyengébb gravitációs kölcsönhatáson kívül), azért váratott magára sokáig a felfedezésük. Az elektromágnességről és a gyenge kölcsönhatásról felismerték, hogy az egyesített elektrogyenge kölcsönhatás kétféle vetülete (ahogy az elektromágnesesé az elektromosság és a mágnesesség) – ez volt az első lépés a standard modellnek nevezett egyesített elmélet felé.

Az erős kölcsönhatás: a nukleonokat felépítő kvarkok kölcsönhatása, ahogy a neve is mutatja, ez a legerősebb kölcsönhatás. Ennek „maradéka” a nukleáris kölcsönhatás.

A nukleáris kölcsönhatás

A nukleáris kölcsönhatás az atommagot alkotó nukleonok (azaz protonok és neutronok) közötti vonzó kölcsönhatás. Ez tartja össze az atommagot a protonok Coulomb taszítása ellenére, tehát erősebb, mint az elektromágneses kölcsönhatás.

A nukleonok szerkezete

Ma már tudjuk, hogy a protonok és neutronok nem elemi részecskék, hanem 3 db un. **kvark** alkotja őket. A kvarkok elemi részecskék, a nukleonok felépítésében kétféle kvark vesz részt: **u** és **d** kvark. **A kvarkok kölcsönhatása az un. erős kölcsönhatás**, ennek „maradéka” a nukleáris kölcsönhatás.
Van némi hasonlóság a van der Waals kölcsönhatáshoz, amely a semleges atomok vonzó kölcsönhatása, amely tehát a töltött részecskék elektromos kölcsönhatásának a „maradéka”.

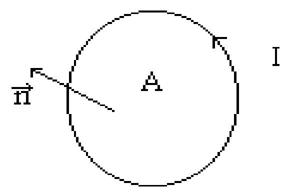
Tehát: az **u és d kvark** kölcsönhatása az **erős kölcsönhatás**.
A belőlük felépülő **proton (uud) és neutron (udd)** kölcsönhatása a **nukleáris kölcsönhatás**.
Az **elektronok és az atommag** kölcsönhatása az **elektromágneses kölcsönhatás**.
A belőlük felépülő **semleges atomok** kölcsönhatása a **van der Waals kölcsönhatás**.

A nukleonok spinje

A kvarkok az elektronhoz hasonlóan feles spinű részecskék. A 3 db kvarkból felépülő protonok és neutronok szintén feles spinűek.
Emlékeztető: a „feles spin” azt jelenti, hogy a részecske sajátperdületének vetülete egy kitüntetett irányra $+\hbar/2$ vagy $-\hbar/2$ lehet. Ezekre a részecskékre vonatkozik a Pauli-elv, azaz egy adott kvantumállapotot legfeljebb két proton (neutron) tölthet be ellentétes spinnel.

A mágneses momentum (mágneses nyomaték)

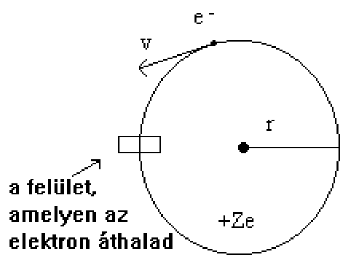
Köráram mágneses momentuma:



$\vec{m} = IA\vec{n}$

A későbbiekben $\vec{M}$ legyen a jelölés

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{e}{T}$$



$$T=\frac{2r\pi}{V};A=r^2\pi$$

$$\vec{M}=\frac{eV}{2r\pi}r^2\pi\vec{n}=\frac{eV}{2}r\vec{n} \quad \rightarrow \quad \vec{M}=\frac{e}{2m_e}\cdot m_e V r\vec{n}=\frac{e}{2m_e}\vec{L}$$

$M_z=\frac{e}{2m_e}\cdot L_z$; $L_z=\hbar\cdot m$, $M_z=\frac{e\hbar}{2m_e}m$; $m=0;\pm1;\pm2\ldots$

μ_B : Bohr-magneton $\mu_B=\frac{e\hbar}{2m_e}$ a mágneses momentum z komponensének legkisebb egysége.

$M_z=\mu_B m$; $m=0;\pm1;\pm2$; $\vec{M}=\frac{e}{2m_e}\cdot\vec{L}$; $\mu_B=\frac{e\hbar}{2m_e}$

A spinhez tartozó mágneses nyomaték

Ismeretes, hogy elektron esetében a mágneses nyomaték z komponensének nagysága egyenlő a Bohr-magnetonnal (μ_B), amely a spinvetület (ħ/2) e/m_e –szerese. (Az elektron negatív töltése miatt a spin és a mágneses nyomaték vetülete ellentétes előjelű.)

$$M_S^Z=\pm\mu_B=\pm\frac{e\hbar}{2m_e}=\pm\frac{e}{m_e}S_z$$

Ha a proton elemi részecske lenne azt várhatnánk, hogy a mágneses nyomatékának komponense:

$$M_S^Z=\pm\mu_N=\pm\frac{e\hbar}{2m_p}=\pm\frac{e}{m_p}S_z$$

Ahol μ_N az un. **mag-magneton** és m_p a proton tömege. A semleges neutron esetében pedig nulla mágneses nyomatékra számítanánk. Megjegyezzük, hogy a proton nagy tömege miatt ($m_p\approx 1830\ m_e$) a mágneses nyomatéka három nagyságrenddel kisebb az elektronénál ($\mu_N\approx\mu_B/1830$).
A nukleonok mágneses nyomatéka – az összetett szerkezetük miatt – a fenti értékeknél lényegesen nagyobb. Az általános képlet:

$$M_S^Z=\pm g\mu_N$$

Ahol g az ún. giromágneses együttható. Ennek értéke protonra **2,792**, neutronra pedig **-1,91**. Ezek az értékek a kvarkok segítségével jól értelmezhetőek.

A nukleáris kölcsönhatás további tulajdonságai :

1) *Nukleonok között hat, függetlenül attól, hogy protonról (p) vagy neutronról (n) van szó.* Másképpen fogalmazva: az n-n , p-p , n-p kölcsönhatások ugyanolyan erősek .
De az erős kölcsönhatás spinfüggő. A n-n és p-p pár sohasem alkot kötött rendszert , mert spinjeik ellentétes irányba mutatnak (Pauli-elv), de a n-p pár (a deutérium) létezik, mert a Pauli-elv nem zárja ki, hogy a protonok és neutronok ugyanazt az állapotot egyező spinnel betöltsék.

3) *Nagyon rövid hatótávolságú* kölcsönhatás (gyakorlatilag csak a szomszéd - egymással érintkező - nukleonok hatnak így kölcsön). A nukleáris kölcsönhatás telített : bizonyos

hatásgömbön belüli nukleonokat kell csak figyelembe venni a kölcsönhatás során .
(Hasonlóan a van der Waals kölcsönhatáshoz.)

6. Kötési energia és tömegdefektus, a potenciálkád modell, az egy nukleonra jutó kötési energia

Kötési energia és tömegdefektus

Kötési energia: E_k

Az az energianagyság, amivel össze vannak kötve a nukleonok. Az atommag energiájának és az azt alkotó nukleonok energiájának különbsége. Ezt az energiát kell befektetni, hogy kiszabadítsuk a nukleont az atommagból.

Tömegdefektus / tömeghiány /

Legyen M(A,Z) A tömegszámú, Z rendszámú atom atommagjának a tömege.
Legyen m_p a proton tömege, m_n a neutron tömege.

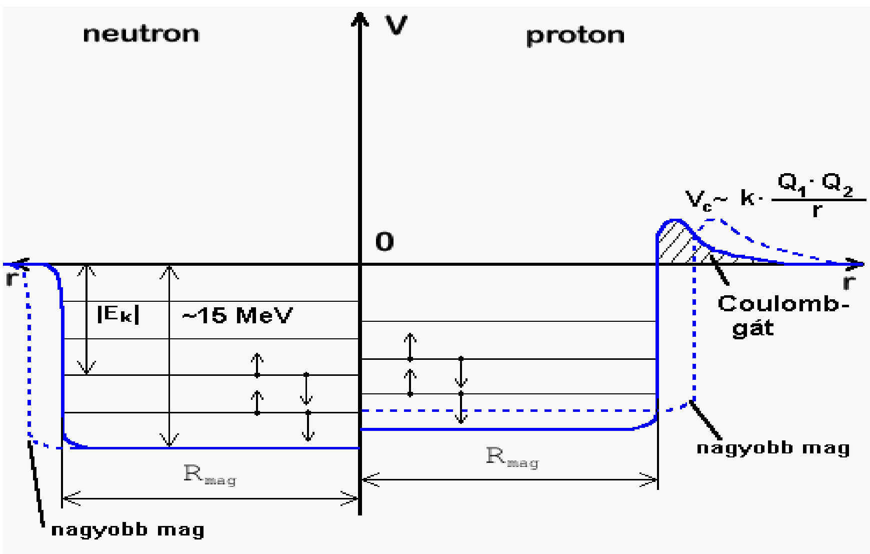
$\Delta m = M(A,Z) - Z \cdot m_p - (A-Z) \cdot m_n$ ez egy negatív érték

Δm : tömegdefektus : a protonok és neutronok egyesítésekor felszabadult energia eltávozott, és elvitt egy bizonyos tömeget.
Tömegspektrométerrel az atommagok tömege mérhető, így a tömegdefektus is meghatározható.

A relativitáselméletből következik : $\Delta m \cdot c^2 = E_k$
E_k -t csak néhány atommagra lehet közvetlenül meghatározni, de azokra nagy pontossággal.
Ezekre a magokra a tömeg-energia ekvivalencia kísérletileg igazolható.
A magok többségére a kötési energia a tömegdefektusból határozható meg.

A potenciálkád modell

(kvalitatív modell a potenciál helyfüggésére)

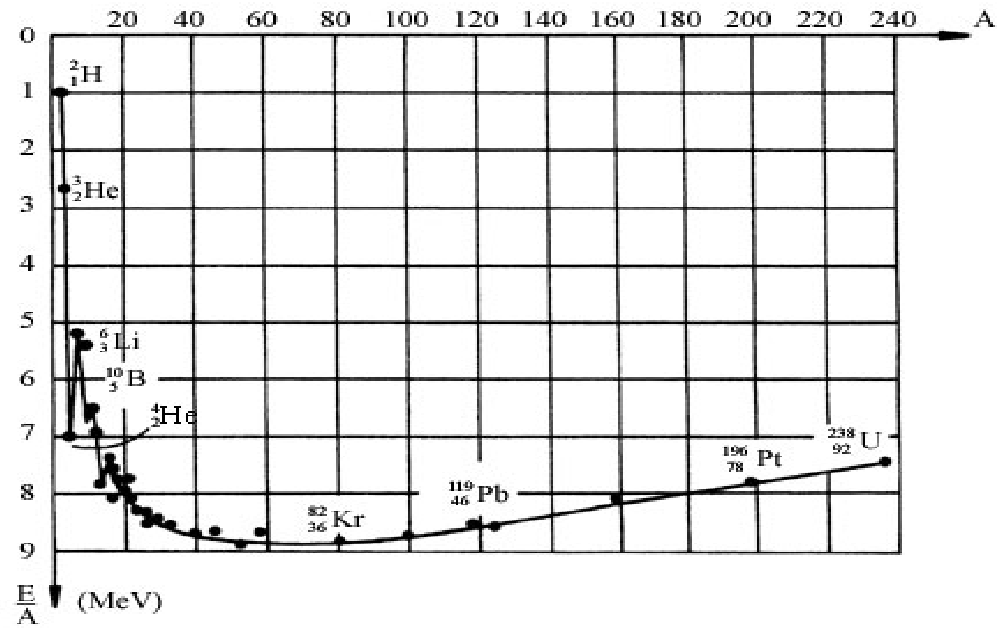


A nukleáris kölcsönhatáshoz pontos analitikus függvényt nem tudunk rendelni.
Közelítés: átlagos potenciáltér, amelyben a nukleonok mozognak. A nukleonokra a magon belül nem hat erő, csak a mag határán. Ott a mag „beszippantja” a nukleont. A magon kívül a proton taszítást érez, a neutronra nem hat erő.

A potenciálkád a proton és a neutron számára eltérő, mert a proton a nukleáris kölcsönhatás mellett az elektromágnesesben is részt vesz (taszítják egymást). A potenciálkádban kötött állapotok alakulnak ki, amelyet a nukleonok párosával tölthetnek be (egy szintre vagy egy nukleon, vagy kettő, de ellentétes spinnel a Pauli-elv szerint).

Az atommag méretét növelve a neutronok „kádja” - a nukleáris kölcsönhatás telítődése miatt - egy méret fölött már nem mélyül (illetve alig mélyül). A protonok kádja viszont sekélyebb lesz, mert a több proton több taszítást és ezáltal nagyobb Coulomb energiát jelent.
Nagyobb kádban sűrűbben vannak az energiaszintek.

Az egy nukleonra jutó kötési energia ($\varepsilon=E_k/A$) a tömegszám függvényében.



Az ábráról látható, hogy az egy nukleonra jutó kötési energia ε értéke átlagosan $\sim 8 MeV/nukleon$. 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.

<u>Az ábra jellemzői :</u>

1., Optimális ε nagyjából A ~50 környékén :
Ha A<<50, akkor túl nagy a felületi energia (túl sok nukleon van a felületen.)
Ha A>>50, akkor túl nagy a Coulomb energia

2., Különösen erős kötés van a ^{4}He és az ^{16}O esetében
(4=2+2, 16=8+8 => ezek kétszer mágikusak)

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**).

7. Az atommag töltött folyadékcsepp modellje: a különböző energiatagok értelmezése

Töltött folyadékcsepp modell (Weizsäcker) (kvantitatív modell a kötési energiára)

Alapötlet: a maganyag hasonlít a folyadékra, mert a nukleáris kölcsönhatás és a Van der Waals kölcsönhatás hasonló jellegű.
Minden atommagnak ugyanaz a sűrűsége (mint ahogy a folyadékcseppnek sem függ a sűrűsége a méretétől). ($R = R_0 \cdot A^{\frac{1}{3}}$)

Különbség: A magot alkotó részek töltöttek, és feles spinűek. (Pauli-elv érvényes rájuk)

$$E_k = -\alpha \cdot A + \beta \cdot A^{\frac{2}{3}} + \gamma \cdot \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} + \delta \cdot \frac{(Z - \frac{A}{2})^2}{A} + \eta \cdot A^{-\frac{2}{3}}$$

($R \approx A^{\frac{1}{3}}$ ==> $F \approx A^{\frac{2}{3}}$; $V \approx A$)

A kötési energia képlet első két tagja u.o. alakú, mint a folyadékcsepp energiája (csak nyilván sok nagyságrenddel nagyobb energiákról van szó).

A magban lévő nukleonok a szomszéd nukleonok potenciálterében vannak:

$-\alpha \cdot A$ ***térfogati energia***

A felületen lévőknek kevesebb a szomszédja

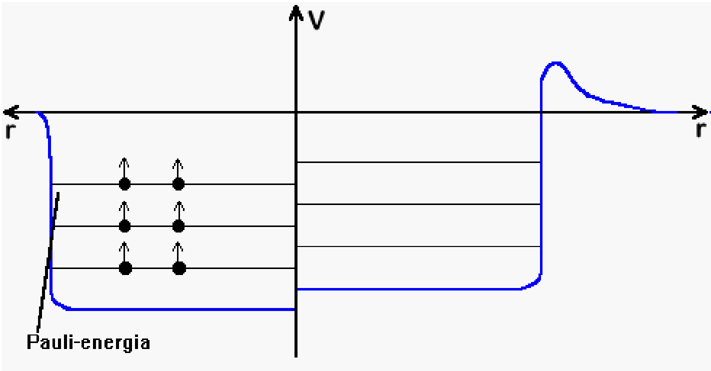
$\beta \cdot A^{\frac{2}{3}}$ ***felületi energia***

A protonok töltése miatt azonban elektrosztatikus energia is van

$\gamma \cdot \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}}$ ***Coulomb-energia***

Az eddigi energiatagokat a klasszikus fizika alapján magyaráztuk. A többit már csak a kvantummechanika tudja.

$\delta \cdot \frac{(Z - \frac{A}{2})^2}{A}$ ***Pauli-energia*** (A Pauli-energia a Pauli-elv miatt lép fel.)



Ha csak az első 3 energiatag lenne, akkor a mag csak neutronokból állna. De a Pauli-elv miatt a később betett neutron részére már csak magasabb szintek állnak rendelkezésre. Így a Coulomb taszítás ellenére a protonok is beépülnek.
Minnél jobban eltér a proton- és a neutronszám, annál eltérőbb energiaszintekre épülnek be.

$Z-\frac{A}{2}$ db. nukleon van magasabb energián / nem szimmetrikus az atommag /

másrészt $Z-\frac{A}{2}$ -vel arányos 1 db. nukleon többletenergiája ;

harmadrészt az A a nevezőben van, mert nagyobb magban sűrűbbek az energiaszintek)

$\eta \cdot A^{-\frac{3}{2}}$ ***anti-Hund energia***

|η| , ha a mag proton- és neutronszáma **páratlan - páratlan** (igen ritka a természetben, csak a periódusos rendszer elején fordul elő (^2H,^6Li,^{10}B,^{14}N)

η = 0 , ha a mag proton- és neutronszáma közül az egyik **páros** a másik **páratlan**

(45+51 fajta)

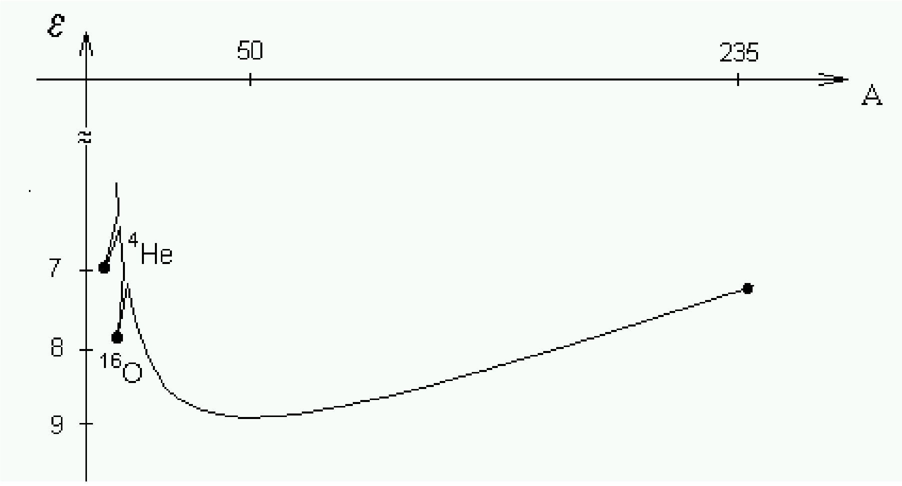
-|η| , ha a mag proton- és neutronszáma **páros - páros**
(igen gyakori a természetben (141 fajta))

Páratlan rendszámú elemeknek páros tömegszámú izotópjai a természetben nem nagyon valósulnak meg (mert az páratlan - páratlan).
A nukleonokra érvényes az anti-Hund szabály: a nukleonok szeretnek egyforma térbeli állapotokat betölteni, mert így tudnak legközelebb lenni egymáshoz. (Ha egy bizonyos állapotot egy proton vagy neutron már betölt, egy ugyanolyan nukleon ellentétes spinnel szivesen csatlakozik hozzá.)
A nukleáris kölcsönhatás vonzó és erősebb mint az elektrosztatikus kölcsönhatás.

α, β, γ, δ, η konstansok a mérési eredményekre való illesztéssel határozhatók meg, ezért a képletet gyakran nevezik "félempirikusnak" .

Egy nukleonra jutó kötési energia:

$$\varepsilon = \frac{E_k}{A} = -\alpha + \beta \cdot A^{-\frac{1}{3}} + \gamma \cdot Z^2 \cdot A^{-\frac{4}{3}} + \delta \cdot (Z - \frac{A}{2})^2 A^{-2} + \eta \cdot A^{-\frac{5}{2}}$$



A legjobb illesztéshez tartozó paraméterek :

α=15,75 MeV
β=17,8 MeV
γ=0,7 MeV
δ=94,8 MeV
η=34 MeV

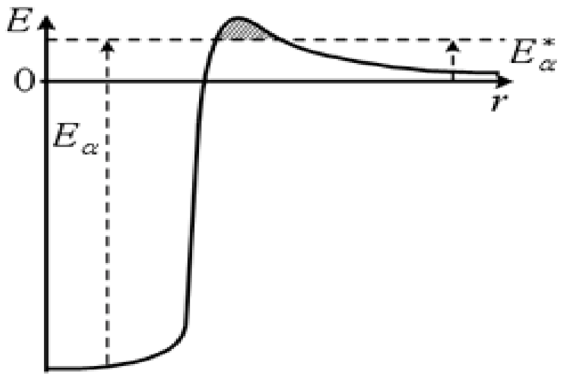
A görbe jellemzői :

1., Az illesztés nagyon jó, kivéve a nagyon könnyű elemeket és néhány mágikus számot: Z, vagy A-Z=2,8,20,50,82,126
Oka : Ezek a magban lezárt nukleonhéjakat jelentik, amelyet a folyadékcsepp modell nem vesz figyelembe.

2, Különösen erős kötés van a ^{4}He és az ^{16}O esetében
(4=2+2, 16=8+8 => ezek kétszer mágikusak)
(kidolgozandó)

8. A radioaktív bomlások értelmezése a magmodellek alapján (az α-bomlás és a β-bomlás értelmezése)

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

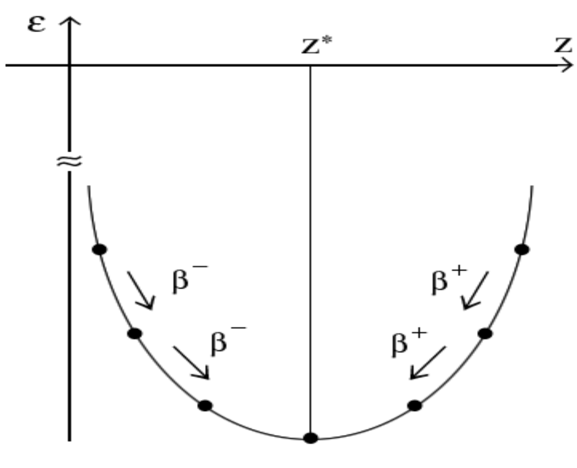
A Coulomb-gáton nem zérus valószínűséggel mégis átjut a részecske, amelyre a kvantummechanika ad magyarázatot, amely szerint a részecske véges valószínűséggel megtalálható a magon kívül is. A jelenséget *alagúteffektusnak* hívják, mert kicsit olyan, mintha a részecske alagutat fúrt volna a potenciálgátba (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 $E_\alpha \sim 4 MeV$ akkor $T_{1/2} = 10^9 év$, ha $E_\alpha \sim 9 MeV$ akkor $T_{1/2} = 10^{-6} s$.

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 timálishoz képest túl sok a neutron, akkor az **negatív β-bomlással**, ha túl kevés, akkor **pozitív β-bomlással** vagy elektronbefogással bomlik.

A β-bomlás magyarázata: „A” adott és páratlan



A parabola alján levõ atommagok stabilisak és az atomok igyekeznek β bomlással a parabola mélyére jutni.

β^- : negatív β bomlás:

$$\left.\begin{aligned} {}^{A}_{Z}X &\rightarrow {}^{A}_{Z+1}Y + e^- + \tilde{\nu} \\ n &\rightarrow p + e^- + \tilde{\nu} \end{aligned}\right\rangle \text{antineutrinó}$$

Ez magában álló neutronnal is megtörténik.

β^+ : pozitív β bomlás:

Ez csak atommagban történhet meg, magában nem.

$$\left.\begin{aligned} {}^{A}_{Z}X &\rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + e^+ + \nu \\ p &\rightarrow n + e^+ + \nu \end{aligned}\right\rangle \text{neutrinó}$$

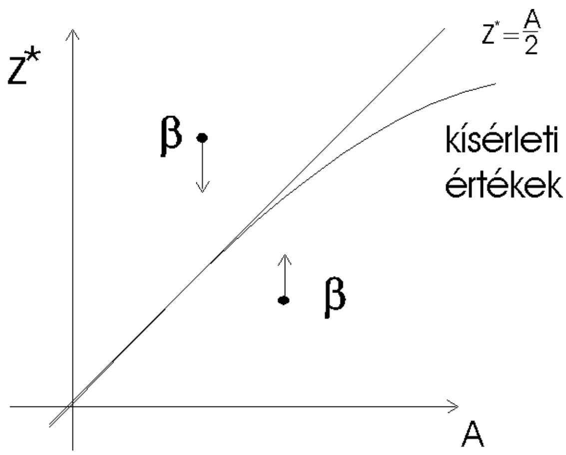
$${}^{A}_{Z}X + e^- \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y' + \nu$$

$$p + e^- \rightarrow n + \nu$$

A β bomlás beállítja az optimális proton – neutron arányt.

A β bomlásért felelõ kölcsönhatás az ún. gyenge kölcsönhatás. Ez a 4. kölcsönhatási forma a természetben. /nincs több/

<u>A Z*(A) függvény:</u>



A görbevonal feletti nukleonok β^+ bomlók, míg az alattiak β^- bomlók. Így juthatnak a stabil vonalra.

9. Maghasadás felfedezése és mechanizmusa, a hasadási termékek tulajdonságai

Előzmények**:**

1934-ben: Szilárd Leó atommag + neutron ------> atommag' + több neutron

magfizikai láncreakció ötlete (atommag besugárzása neutronnal)

Kérdés, hogy van-e ilyen magreakció egyáltalán ?

Hahn és Strassman 1939-ben felismerte, hogy az urán egyik izotópjának az atommagja neutron-besugárzáskor kettéhasad, miközben 2-3 neutron is keletkezik. Tehát a láncreakció megvalósítható. A felszabaduló energia több milliószor meghaladja a kémiai folyamatok során felszabaduló energiát. Pl. egy ilyen hasadás lehet:

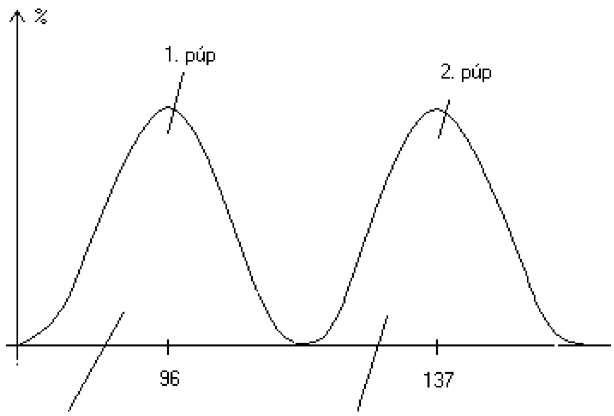
$$^{235}_{92}U + n \rightarrow {}^{96}X + {}^{137}Y + \underset{\uparrow}{2n} \, (+Q)$$

És ez újból hasíthat (X é Y különböző kémiai elemek lehetnek, $\boldsymbol{Q \approx 200\ MeV}$)

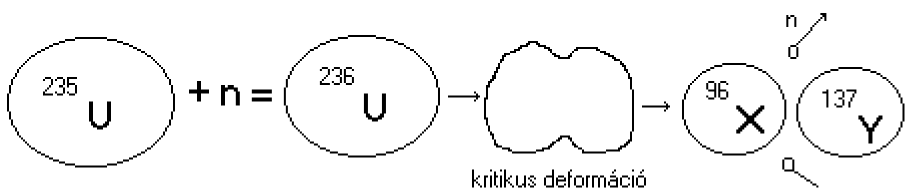
A maghasadás tulajdonságai

1.)A hasadványok tömegeloszlása:

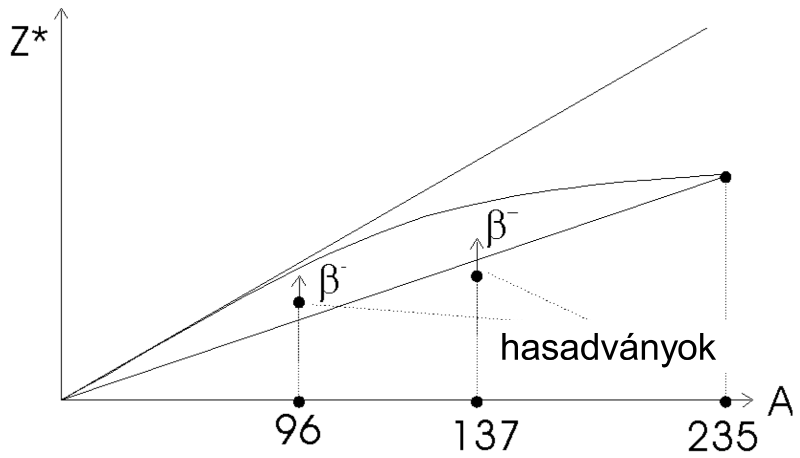
2 db különböző részre hasad (kvantummechanikai okai vannak, hogy nem 2 egyforma részre hasad)



2, A hasadás mechanizmusa:



3.,



A stabilitási vonalat negatív β bomlások sorozatával tudjuk elérni.
A hasadványok erősen β- radioaktívak.
A nehéz hasadvány messzebb van a stabilitási vonaltól, ezért annál több β- bomlás következik egymás után.

1. púp:
   Kr, Sr, Y,… stb. kémiai elemek
2. púp:
   Cs, I, Xe,… stb. kémiai elemek

A hasadás után keletkező hasadványok az igazán veszélyes radioaktív dolgok. Pl. az urán önmagában "ártatlan" , a hasadványok radioaktív sugárzása az urán 10^8-10^9 –szorosa. Csak néhány évvel a reaktorból való kiemelése után lesz szállítható állapotban.
Cs, Sr, I : szublimálnak 1000 °C környékén
Ezek több száz évig felügyeletet igénylő anyagok. Ebben rejlik a radioaktív sugárzás felhasználásának legnagyobb veszélye.

10. A láncreakció, kritikusság, moderátorok, a négyfaktoros formula

Láncreakció:
természetes izotóp összetételű tiszta urán fém nem robban fel. oka: a transzurános reakció
cél: a keletkezett gyors neutronokat hirtelen le kell lassítani. A lassú neutron előbb-utóbb hasít. Erre kell a moderátor → ne nyelje el a neutront, hatékonyan lassítson.

k: kritikusság (a reaktoré)

k kifejezi, hogy 1 db hasadás során keletkezett neutronok közül hány fog újra hasítani.

ha

k=1 a reakció önfenntartó, stabil állapot. Azt mondjuk, hogy a rendszer kritikus.
k<1 a reakció leáll. szubkritikus
k>1 a reakció erősödik. szuperkritikus

Mi lehet a keletkezett neutronok sorsa?

1., Kiszöknek a rendszerből (ez attól függ, hogy mekkora tömegű a hasadóanyag) → van egy kritikus tömeg, amely alatt a láncreakció nem következik be. (ez sűrűségfüggő)
Ha nagyon összenyomunk egy anyagot, elérhető a megfelelő sűrűség, kritikus tömeg, így is bekövetkezhet a láncreakció.

nagy anyagdarabban (k_∞)
természetes uránra (99.3% ^{238}U és 0.7% ^{235}U): $k_\infty<1$
Természetes uránnal bármit tehetünk, akkor sem lesz kritikus.
viszont tiszta ^{235}U–ra: $k_\infty>1$

A trükk: a neutronok lassítása

Az ^{238}U a transzurános reakcióval elfogyasztja a neutronok többségét. Ez közepes (~1 MeV) nagyságrendű energiákon zajlik.
Ahhoz, hogy kikerüljük, igen gyorsan ez alá a szint alá kell vinni a neutronok energiáját:

moderáció

A moderáció a neutronok lassításához szükséges, minél jobban moderálunk, annál gyorsabb lesz a láncreakció folyamata.

Négyfaktoros formula végtelen (∞) közegben: $K_\infty = \bar{n} \cdot \varepsilon \cdot (1-p_1) \cdot (1-p_2) \cdot \eta$

$\bar{n}$: Hasadás során keletkezett átlagos neutronszám.
$\bar{n}$ =2-2,5 neutron/hasadás

ε : A gyors hasitás miatti növekmény
(a ^{238}U gyors neutronok által történt hasítása)
ε ~ 1.03

<u>**Gyors hasítás :**</u>
Kritikus deformációhoz szükséges energia ~ 6 MeV.
^{235}U-ban a befogott neutron kötési energiája (^{236}U lesz belőle) ~ 6.4 MeV.
a ^{235}U-t bármilyen energiájú neutron elhasítja, de a kisenergiájúaknak van erre nagy esélyük.

^{238}U által befogott urán kötési energiája ~ 5 MeV
a ^{238}U-t csak azok a neutronok hasítják, amelyek kinetikus energiája nagyobb 1 MeV –nál.
(gyors hasítás)

---

p_1 : annak a valószínűsége, hogy a közepes energiájú neutronok, hasítás nélkül befogódnak.
(transzuránok képződése ^{238}U-ból)

1- p_1 : annak a valószínűsége, hogy ezt elkerülik.

η : a termikus neutron ilyen valószínűséggel hasít.

K_∞ : azt adja meg, hogy végtelen közegben egy hasadás során keletkezett neutronok közül hány fog újra hasítani.

ha K_∞ = 1 akkor a láncreakció önfenntartó

A természetes uránra (0.7% ^{235}U és 99.3% ^{238}U) → $K_\infty < 1$
tiszta ^{235}U-ra $K_\infty > 1$ (ez a természetben az egyetlen anyag, amelyben önfenntartó láncreakció lehet.)

Mit lehet tenni a természetes uránnal, hogy mégis legyen láncreakció?
Válasz: a neutronokat hatékonyan kell lassítani.

moderátor anyagok:

- víz H_2O a H lassít hatékonyan, de ${}_1^1H + n \longrightarrow {}_1^2H$ (deutérium)
- nehézvíz HDO hatékonyan lassít, de csak fele neutront fogyaszt
- grafit ${}_6^{12}C$ nem túl hatékony, de neutront nem fogyaszt
  1942. dec. 2. 13:30 Chicago első reaktor (szén moderátoros)
- ma 80%-ban víz a moderátor (nyomott vizes reaktor) a vizes reaktorok csak dúsított uránnal működnek
- nehézvizes: Kanadában favorizálták Candu reaktor
- grafitos: Csernobil RBMK

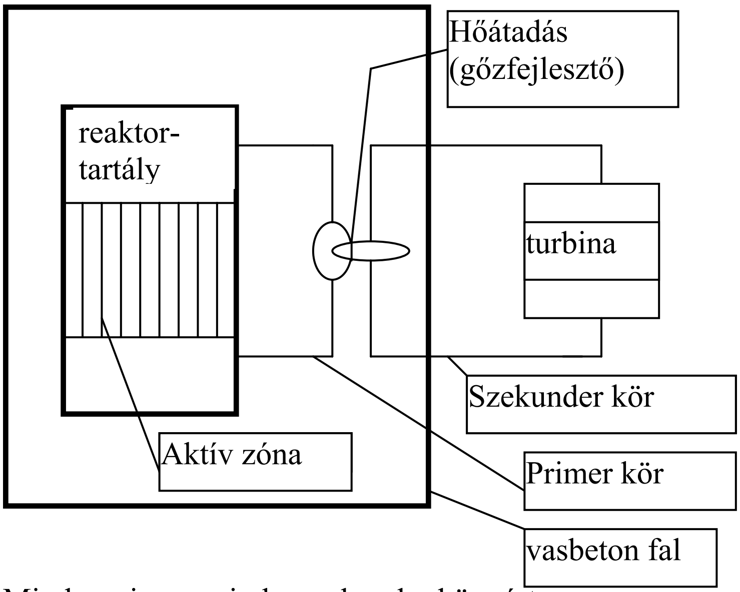
Moderátor hatása K_∞-re: $K_\infty = \bar{n} \cdot \varepsilon \cdot (1 - p_1') \cdot (1 - p_2) \cdot \eta$

$p_1' \ll p_1$.
p_2 annak a valószínűsége, hogy a neutron a moderátorba befogódik (p_2 nagyon kicsi).

Közönséges uránra + könnyűvízre: $K_\infty < 1$.
Közönséges uránra + grafitra: $K_\infty > 1$.
Közönséges uránra + nehézvízre: $K_\infty > 1$.

Példa: $K_\infty^{garfit} = 1{,}06$ (Az optimális grafit mellett.) (1942. Chicago, Fermi)

11. A Paksi atomerőmű működése



Könnyűvizes reaktor, enyhén dúsított uránnal üzemel. Nyomottvizes.
p=125 bar
T=300 °C
Teljesítmény adatok:
4 db reaktor van
1 db reaktor: 440 MW elektromos teljesítmény
hőteljesítmény: 1375 MW
hatásfok = 29 %
összes elektromos teljesítmény: 1760 MW
(az ország elektromos-energia termelésének közel a fele)

Mind a primer, mind a szekunder kör zárt.

A tartályon belül nagy kb. 125bar nyomás uralkodik, ami ahhoz szükséges, hogy a reaktor 300 °C-os hőmérsékletén se forrjon fel a moderátorként használt víz. Emiatt az ilyen rendszert szokták nyomottvizesnek is nevezni. A reakciótartályt a víz teljesen kitölti, és különböző szabályzó anyagokat is tartalmaz. Ezek a szabályzó anyagok a bór és a kadmium. A bór mint bórsav van jelen oldott állapotban a rendszerben, és mikor a fűtőelem még új akkor kell belőle több, míg később egyre kevesebb. A kadmium pediglen rudacska ként szerepel a rendszerben. Fontos körülmény, hogy mechanikus mozgatással is lehet szabályozni, mivel a neutronok néhány százaléka késő neutron. A késő neutronok tehát nem közvetlenül a hasadáskor, hanem az után néhány másodperc-perc késéssel jönnek a hasadványokból. Ennek következménye a viszonylag lassú teljesítményváltozás, minek folytán mechanikusan is lehet a kadmium rudacskákkal szabályozni.- A csernobili típusú grafitos reaktorokat nem lehet ily módon befolyásolni, és ezért sem engedélyezik azok használatát a gyártó országon kívül.- A nyomottvizes reaktorok egyik másik fontos tulajdonsága az, hogy a rendszer jelentős részben önszabályzó. Mit is jelent ez? Ha egy ponton „megszalad" (hirtelen teljesítmény növekedés) a moderátor (víz) lokálisan megritkul, vagy felforr, ezért lassul a reakció. Vagyis éppen ott, ahol megszalad, ott csökken a reaktivitás, míg ha valahol egészében eltűnik a moderátor (gőzzé lesz), ott a reakció azonnal leáll. Így a teljesítmény közel azonos sűrűségű a reakciótartályban. Fontos, hogy a moderátor gyorsítja a reakciót a neutronok lassításával, nem pedig fordítva!
A szekunder kör nyomása már kisebb kb. 40bar. A szekunder kör is zárt rendszer, és azt is hűteni kell. Ezt a feladatot a Duna vize látja el.
A rendszert felügyelik. A primer körből nem tűnhet el belőle dl-nyi mennyiség sem, míg a szekunder körrel is el kell számolni. A biztonság megköveteli a nagyon vastag vasbeton falat, amelyet még egy páncélréteg is borít.

Megjegyzések:
1, Ma a reaktorok elektromos teljesítménye már 500 MW, ennek megfelelően a hőteljesítmény is nagyobb.
2, További adatok: http://www.atomeromu.hu/hu/Lapok/default.aspx

12. Magfúzió a Napban és a Földön, a tehetetlenségi és a mágneses összetartás

Lásd a külön ppt fájlt!