Mag- és részecske-fizika

Horváth Ákos
ludens.elte.hu/~akos

Témakörök:

1. Kvarkokig hogyan lehet eljutni kísérletekkel
2. Radioaktivitás (mennyiségi, minőségi)
3. Sugárzás és anyag kölcsönhatása
4. Detektorok
5. Dozimetria (mitől féljünk, reaktorok)

Órakezdés: $13^{\underline{15}}$

$13^{\underline{15}} - 14^{\underline{45}}$, 15 perc szünet, $15^{\underline{00}} - 15^{\underline{45}}$

Vizsga: 2 írásbeli: félév közepe, vizsgaidőszak 1. hete
+ szóbeli: 2. írásbeli után 1 nappal az előző napi írásbeliből lesz kérdés (puskázás elkerülése végett)

↓

után megajánlott jegyet el lehet fogadni, vagy ~~további~~ szóbelivel javítani lehet

Könyvek:

1. Kísérleti atomfizika (pdf-ben megvan)
2. Kiss Dezső -...: Nukleáris technika
3. Fényes Imre: Atommagfizika

1. óra

1) A fizika 4 aranyéve:

1895 - 1898

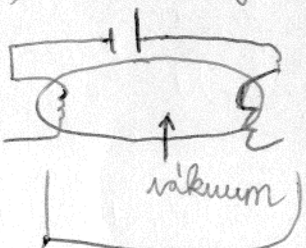
1.1: 1895: RTG sugárzás felfedezése (X-ray)

(W.C. Röntgen, Németország)

1.1.1) katódsugárcső segítségével fedezte fel

(kisülési cső)

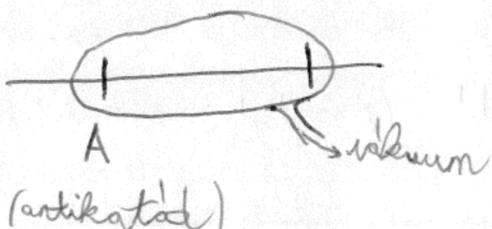
↳ ebben nem vákuum volt, hanem gáz → e^- gerjeszti → világít



fémszálak

(feszültség, melegítés)

• szivattyúk javulása → e^- szabad úthossza a kisülési cső méretével egyezik meg



/ fényképezőlemez

↓

megfeketedett

• kezét is odatette → csontok is látszottak

Geisler-féle vákuumszivattyú

↓

VKL

1.1.2. RTG-sugárzás:

a) fékezési sugárzás: töltés gyorsul → EM sugárzás
(leválik a térerősség)

⇓

katódsugárcsőben
nagyon gyorsan lelassul az e^-

⇓

fékezési sugárzást bocsájt ki

$h\cdot\nu$ energiát ad át 1 foton

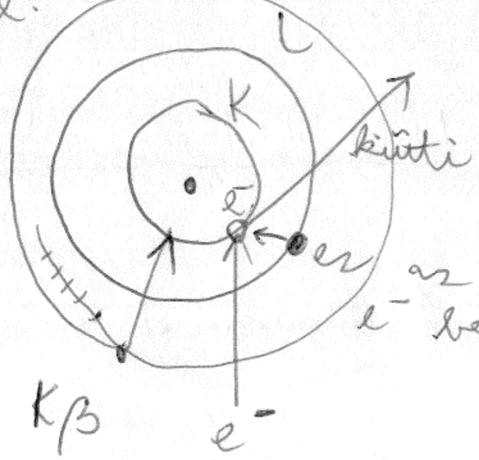
$K = q\cdot U = e\cdot U$

⇓

maximális sugárzási energia: $\boxed{eU = h\cdot\nu_{max}}$
(ennél kisebb is keletkezhet)

b) karakterisztikus RTG sugárzás:
a katódcsőben haladó e^- kiütheti az anód atomjaiból egy belső e^--t

pl.



az L-en lévő e^- bemehet oda

L→K ⇝ K_α

⇝ L_α

K…, L… → melyik héjról ~~ugrik~~ lökik ki

…α, …β → honnan ugrik be a helyére

– 1.2.: 1896: Radioaktivitás felfedezése
(Becquerel, Franciao.)

fluoreszcencia: késleltetett fénykibocsájtás

Becquerel az uránsó fluoresz.-ját vizsgálta
(először napra kitette → –"– , DE
borús idő → betette a fiókba és így is megfeketedett a lemez)

→ urán radioaktív:

^{235}U, ^{238}U → α-bomlás → $^{4}_{2}He$ → ez nem jön ki

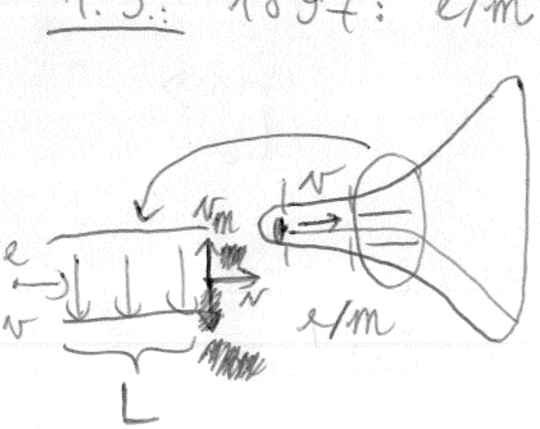
↓ ↓ ^{234}Th

0,7 % 99,3 % ⋮

csak a γ-sugárzás jött ki!!,
(nem az α, β) ↓
ezt az urán egyik leányeleme (rad. bomlásban kel. terméke) okozza,

(VKL) ← NEM maga az U

– 1.3.: 1897: e/m arány (J. J. Thomson)



(igazából mágneses térrel kompenzálta ki Thomson)

$v_m = a \cdot t = \frac{Ee}{m} \cdot t$ $v = \frac{L}{t}$ ⇒ $v_m = \frac{Ee}{m} \frac{L}{v}$ ⇒ az e^- részecske?
(addig azt hitték, hullám)

– 1.4: 1898: a radioaktivitás forrásának felfedezése (Curie-házaspár)

· urán szurokércből Ra-ot kikristályosították

↓

α sugárforrásokat állítottak elő, ezeket vizsgálták

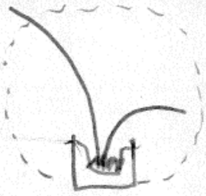
Pierre Curie – Marie Curie

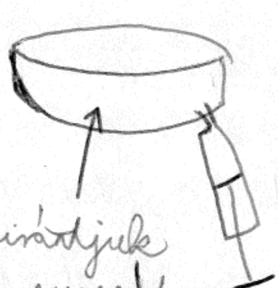
|

Irene Curie – Joliot (Curie)

1.5. Rádioaktivitás osztályozása:

1.5.1: α és β± sugárzást Ernest Rutherford (új-Zéland) különítette el





Wilson-féle ködkamra

↓

az ionizáló sug. útját láthatóvá lehet tenni vele

kirántjuk a pumpát

↓

1. lehűl
2. gőzt teszünk bele (−24°C)

(pl. alkohol)

↓

forráspont alá hűl,

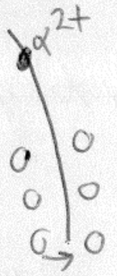
DE nem csapódik ki,

mert egymástól távol vannak

$a_0 = 52$ pm H atom sugara

$1 Å = 100$ pm

3. DE ha ionizáló részecske van benne



e^--t le tudja rántani → ionizáció

nagyobb vonzás az elektromos k.h. miatt

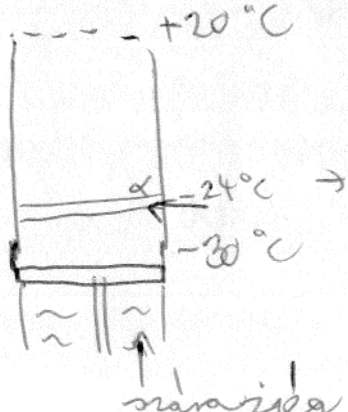
⇓

ahol az ionizáló sug. elmegy, ott találkoznak az alkoholmolekulák

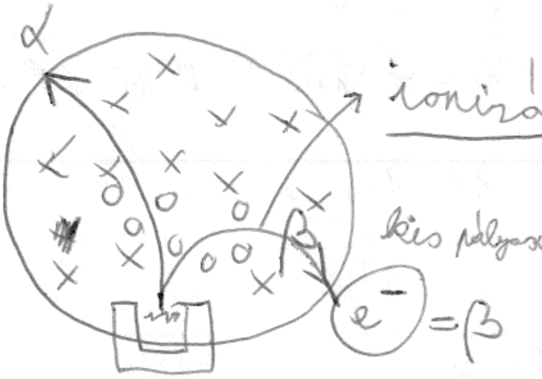
⇓

kondenzcsepp alakul ki (ilyen hőm.-en folyadék az alk. → összeragad) ~ kondenzcsík

diffúziós ködkamra



→ ebben a rétegben ki tudnak csapódni az alkoholrészecskék, HA ide bemegy egy ionizáló sug.



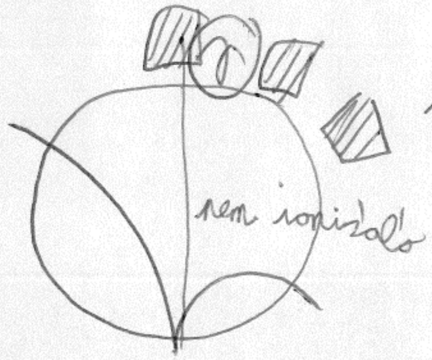
ionizációs sűrűség → a sebességet meg lehet mondani (a pálya mentén mennyi rész.-t ionizált)

mágneses tér
sebesség
pályasugár

$\Big\} \rightarrow \frac{q}{m} \rightarrow \alpha = {}^{4}_{2}He^{2+}$

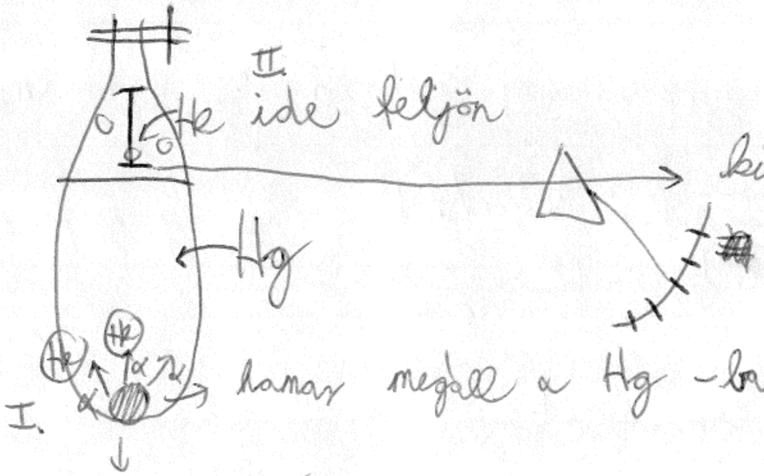
$\beta = e^-$

• 1.5.2:



kaloriméter
(beérkező energiát méri)
↓
pl. piezoel.

– 1.6: α – sugárzás (Rutherford)



↓
α – forrás (^{226}Ra)

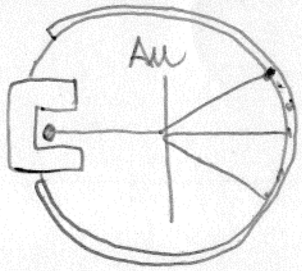
kisülési cső
↓
spektroszkópiai
vizsgálat
$\lambda_1, \lambda_2, \ldots$
↓
ezek a vonalak a Nap
színképében is vannak
↑
(a Földön nem He
volt)

az α részecske ←
a He atommagja

bomlások egyenletei:

- $^{226}Ra \to {}^{222}Rn + \alpha$ α 
- $^{14}C \to {}^{14}N + e^- + \tilde{\nu}$
- $\underbrace{^{137}Ba^*}_{\text{gerjesztett atommag}} \to {}^{137}Ba + \gamma$

— 1.7: 1911, Rutherford-szórás

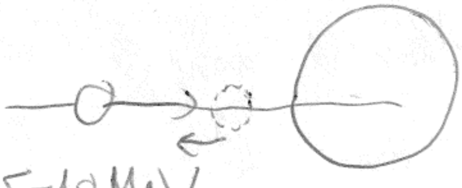


nyomdetektor
polimer
↓
a sugárzás (α) szétroncsolja a polimert
↓
itt lyuk lesz

$\frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}$ → pontszerűnek tekinthető szórócentrumok
↓
EM kölcsönhatás

⇓

Mekkora r_{max}?



→ milyen közel mehet maximum?
⇓
r_{max} → ez csak egy felső becslés
↗ emiatt közelebb nem mehet

5–10 MeV között van csak természetes rad. sug. energiája

$$E_\alpha + 0 = 0 + \frac{k q_1 q_2}{r}$$

felső becslés: $r_{mag} = \frac{k e^2 Z_1 Z_2}{E_\alpha} = \frac{1{,}44\ \cancel{MeV}\ fm \cdot 2 \cdot 79}{5\ \cancel{MeV}} \approx 1{,}44 \cdot 32\ fm =$

$= 47\ fm \approx$

$\approx 50\ fm$ $\quad 10^{-15}$

„fermi” $= fm = 10^{-15}\ m$

(femtométer)

$r_{H\ atom} = 52\ pm$ $\quad 10^{-12}$

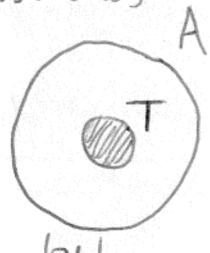
2. óra

1.8: Hatáskeresztmetszet

a) Atom és magfizikai reakciók valószínűségét jellemző, felület dimenziójú mennyiség, egy reakció valószínűsége:

$p = \frac{\sigma}{A}$

klasszikus eset:



$p = \frac{T}{A}$

céltábla

$\frac{dN_r}{dt} = \dot{N}_r = \sigma \cdot \underbrace{j}_{\text{bejövő áramsűrűség}} \cdot \underbrace{N_c}_{\text{céltárgy száma}}$

p^+ és atommag, ha nincs k.h.:

$p = \frac{\sigma}{A}$

ha van k.h.

σ: hatásos (nem valós) keresztmetszet

σ: tényleges keresztmetszet

$N_{BE} \to \overline{N_r}$

reakciószám

- a reakcióknak binomiális eloszlásuk van:

$$\overline{N}_r = N_{Be} \cdot p$$

- ha több céltárgy van:

$$\overline{N}_r = p_1 \cdot N_{Be} \cdot N_c = \frac{\sigma}{A} \cdot \underbrace{N_{Be}}_{} \cdot N_C$$

→ ezt nehezebb kiszámolni
(áramot tudunk közvetlenül mérni)

$$\frac{N_{Be}}{t \cdot A} = j$$

$$\overline{N}_r = \frac{\sigma}{\cancel{A}} \cdot j \cdot \cancel{A} \cdot t \, N_c$$

$$\frac{dN_r}{dt} = \sigma \cdot j \cdot N_C$$

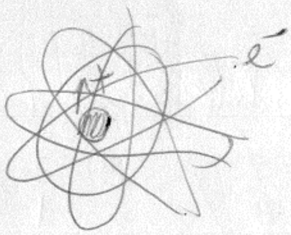
- $[\sigma] = 1\,m^2$ $\quad$ $1\,\text{barn} = 10^{-28}\,m^2 = 100 \cdot (10^{-15}\,m)^2 = 100\,fm^2$

$10^{-15}\,m = 1\,fm = 1$ fermi

b) differenciális hatáskeresztm.:

- csak bizonyos eseményeket veszünk figyelembe

c) Rutherford-modell:

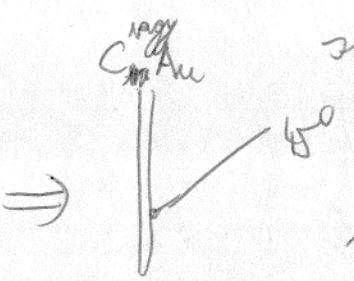


hibák:

- nincs benne n^0, sőt a p^+ is a magban elkent pozitív töltés
- nem ismeri az elemi részecskék többségét
- nem ismeri az e^- hullámot
- az energia nem kvantumos benne

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \sim Z^2$$

$\uparrow$ szórócentrum töltése (rendszám)



$\downarrow$

minél nagyobb töltésű, annál jobban eltéríti

1.9.1:

Mi van az atommagban?

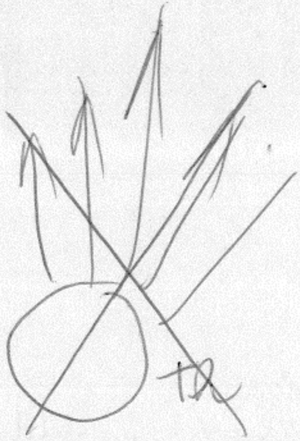
p^+, 1919, Blackett $\rightarrow$ Mi a p^+? $p^+ = H^+$ $\leftarrow$ azt már tudták, hogy a H^+ atomtömeg egység

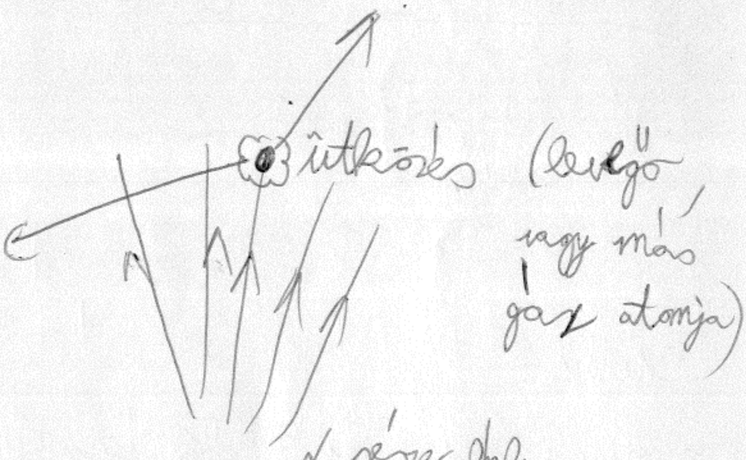
~~Blackett~~ ködkamra — két segítségével (Aston, Demster)

- Wilson-féle
- diffúziós

$\downarrow$

kísérlet:





⇓

p+ felfedezése ⇐ olyan részecskét lök ki az α részecske, ami a H^+-al egyezik meg

1.9.2) Atommag modell 1

a) p^+ az egyik alkotórész:

- az atomok tömegét Aston a tömegsp. mérésekkel meghat.
- Rutherford-kísérlet → a tömeg az atommagban van
- pl. ^{14}N ~~tömeg~~: 14db p^+ → 7 e^- a héjban
  ↘ 7 e^- a magban!

de ez rossz:

- e^--t nem lehet beszorítani (határozatlansági rel.)
- a spin miatt nem jön ki

b) n^0 felfedezése (1932, Chadwick)

→ átható képes $\quad {}^4He^{++} + {}^9Be \rightarrow {}^{12}C + n$

→ nagyenergiájú p^+-t üt ki

1. kís. → azt hitték, γ sug. (nagy áthat. kép.)

2. kís. → nagy energiájú p^+ csak ~60 MeV-es foton tudja kilökni → mégsem γ sug

⇓

p^+-hoz hasonló tömegű, de semleges töltésű részecske

⇒ n^0

DE ha az eddigi modellben a magban $p^+ + e^-$ helyett n^0 van ⇒ a p^+-ot mi tartja össze?

(csak EM taszítás van?)

⇓

c) magerő: p^+-k és n^0-ok (nukleonok) között hat

≡

~~(= a p^+ többszörös jelentése)~~

~~V atom~~

1.10)

A neutron létének következményei:

1) Az atommag alkotórészei:

Z db p^+ + N db n^0

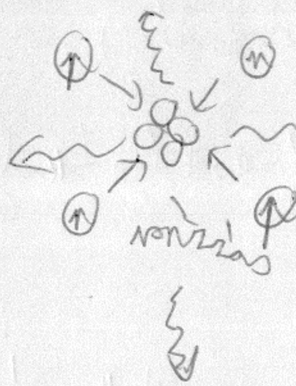
A = Z + N az atommag tömege (nincs e^- a magban)

2.) A p^+-okat új erő tartja össze, ami erősebb az EM-nél

- magerő: p^+ és n^0-k között hat

↓

- kötési energia



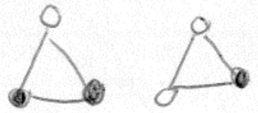
$EM + \perp$ magerő
potenciál munkát végez
↓
a feles energia elhagyja a magot
(ami az alkotórészek mozgási energiája volt)

$$m_{atommag} < Z\cdot m_{p^+} + N\cdot m_{n^0}$$

$$\boxed{E_{köt} = (m - Zm_p - Nm_{n^0})\cdot c^2}$$ ⇒ az energiákat tömegspektroszkópiából tudjuk megállapítani

$$\boxed{E_{kötési} = E_{EM} + E_{magerő}}$$

1.10.3.) ^3H és ^3He összehasonlítása (magerő meghat.)
(legegyszerűbb atommagok)

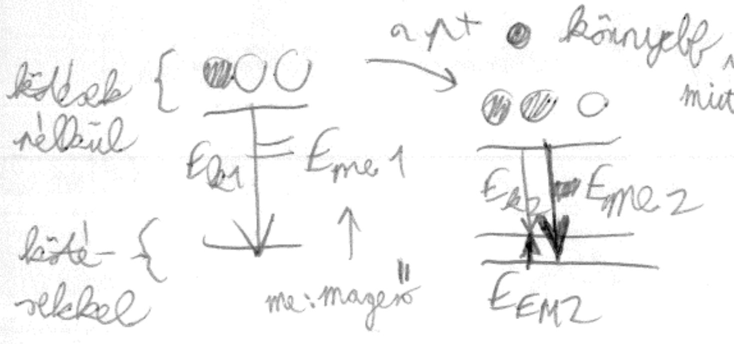


(ezek valójában hullámok)

2pn+nn   2pn+pp

a pp k.h. ~~…~~ <u>lazítja</u> a kötést (kisebb negatív szám)

⇒ ~~köt~~ számolással azt kapjuk, hogy ha a p^+-ok között az EM k.h.-t leszámítjuk $\boxed{E_{pp(EM)} = E_{nn}}$ ⇒ $p^+ \approx n^0$



(vízben is van trícium, ami bomlik)

$^3H \to {}^3He + e^- + \tilde{\nu}_e$

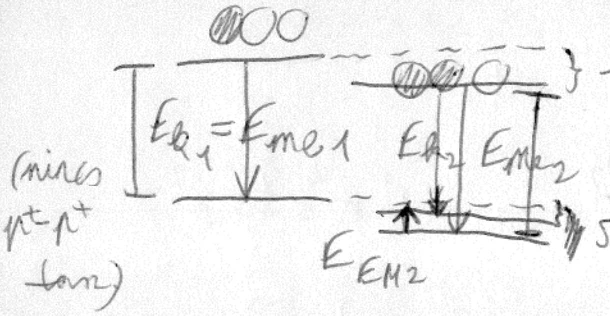
$E_{max} = \cancel{780}\ 18{,}6$ keV
(mozgási)

a 2 β bomlás energiája más, mert az egyiknél kölcsönhatás is van a ~~az atomok~~ nukleonok között

$(m_{^3H} - m_{^3He})c^2 = \overset{(E_{e^-})}{\cancel{780}\ 18{,}6\ keV} + \overset{(m_e)\cdot c^2}{511\ keV} = 529{,}6\ keV$

^3H = T

$n^0 = p^+ + e^- + \tilde{\nu}$



$\} \to 780$ keV + 511 keV = 1.291 keV

529,6 keV

I : ugyanakkorák!

a két állapot közötti energia ← $E_{k_1} - E_{k_2} = 780\ keV - 18{,}6\ keV = 761{,}4\ keV$

$E_{EM2} \approx (3/5)\, k e^2/R = 750\ keV$

$\underline{\underline{E_{me_1} - E_{me_2}}} = E_{k_1} - E_{k_2} - E_{EM2} = 760\ keV - 750\ keV \underline{\underline{\approx 0\ keV}}$

me: magerő

⇓

= a magerő: töltésfüggetlen

⇓

ha p^+-t és n^0-t kicseréljük → magerő szimmetrikus marad

⇓

"izospin" ← ami megmarad

(izospinnek semmi köze a spinhez, se a forgáshoz, csak ez a neve)

4) Izospin:

– p⁺ és n⁰ "nukleáris töltés"

↳ a magerő — " — független

azért spin, mert a magerőnek

2 állapota lehet: p⁺ vagy n⁰, melyek energiái magerő szempontjából megegyeznek

• 1/2-es spin S_z típusú $+\frac{1}{2}\hbar$ $-\frac{1}{2}\hbar$

S^2

$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}+1\right)\hbar^2$

"1-es spin" $s=1$

$S^2 \to s(s+1)\hbar^2 = 1\cdot 2\hbar^2$

$S_z \to -1\hbar$, $0\hbar$, $+1\hbar$ } 3 állapot lehet

$(2s+1)$ db állapotot ír le a "spin"

Spinek összeadása:

$1/2 \otimes 1/2 \to 0 \oplus 1$ S^2 rendszer

2 db állapot, 2 db állapot → 1 db, 3 db

↑↓ ↑↑ ↓↓

de ezek az új (S^2) rendszernek nem sajátállapotai

↑↑ ↑↑

↑↓

↓↑ ⇒ kevert állapot ↑↓ + (← lineárkombinációk)

↓↓ ↓↓

ezek már az S^2 sajátállapotai

p^+ és n^0 is 1/2-es ~~[illegible]~~ izospinű részecskék

legyen p^+: $+\frac{1}{2}$ n^0: $-\frac{1}{2}$ (a 3. komponenst részük csak)

~~DE~~ $\uparrow\uparrow$ 2 db p^+

$\downarrow\downarrow$ 2 db n^0

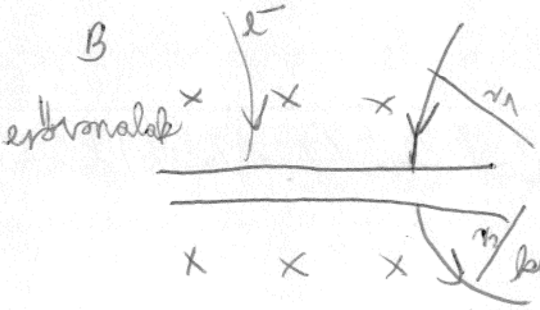
$\uparrow\downarrow$, $\rightrightarrows$ 1 db n^0, 1 db p^+

ez 1-es izospinű állapot, csak a 3. komponens 0, de másik komponens nem 0 → ezt meg kell különböztetni

ez létezik, a többi nem (Pauli-elv miatt)

1.11) Pozitron felfedezése

Anderson: kozmikus sugárzást vizsgálta ködkamrával (1300 db fénykép)



ólomlemez

kisebb görbületi sugár

~~nagyobb fajlagos töltés~~

$r = \frac{mv}{qB}$ → a sebességtől függ

DE másfelé térül el, mint az e^-!!! ⇐ ez csak úgy lehet, ha felülről jön, és ütközéskor csökken a sebessége

(ha a másik irányból jönne, ez lehetséges lenne, de) fajlagos töltése ugyanaz, mint az e^--nak!!!

(Paul)-Dirac-egyenlet:

$\sqrt{m^2c^4 + p^2c^2} = E$ → a relativisztikus kvantummechanikát leíró operátornak 2 megoldása is van (×2 a spinek miatt)

↓ ↘

anyag antianyag

ezt találták meg: pozitron

(párkeltés: foton → $e^- + e^+$)

↕

- annihiláció: (szétsugárzás)

$e^- + e^+$ pozitrónium "atom"

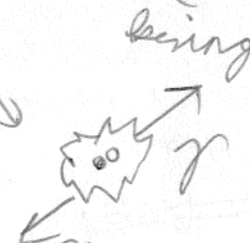
- pozitron lelassul: ionizálja a környezetét
- kezdetben lendület = 0

↓

szétsugárzás:

keringenek egymás körül (perdület) lehet

csak ellentétes irányban sugározhatnak szét



1.12) ~~μ~~ Müon felfedezése

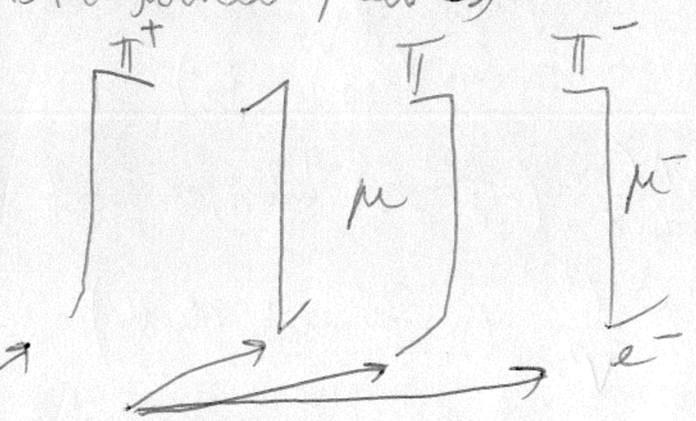
μ - nagyobb tömeg, mint az e^--nak,

~~(μ bomlás)~~ de hasonló (elemi rész., antimüon, stb.)

~~(π)~~

1.13) Pi-mezon felfedezése:

(1947 Powell, ~~Lattes~~) fotoemulzió (Ag, hegytető, kozmikus sug.)



$\mu^- \to e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$

↓ ezt látjuk a ködkamrában

μ bomlásánál az e^- elkanyarodik ~~(mert)~~

~~(más a fajlagos)~~

$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$

↓

elektronnal, annihilálódik → nem látjuk a ködkamrában!

⇓

Miből jött létre a μ?

$m_\mu \approx 200 \cdot m_{e^-} \Rightarrow m_\pi > m_{e^-}$

3. óra

1.12) Müon felfedezése (folyt.)

(Anderson és Neddermayer)

kozmikus sug. → ködkamra felvételek mágneses térben:

• nyomsűrűség pl. 1cm alatt hány ~~részecske~~ folyadékcsepp keletkezett

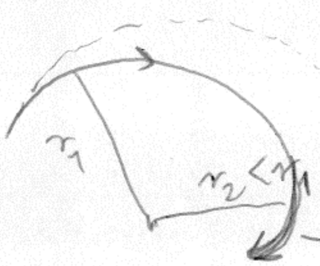
(lehet vonalvastagság is)

$\sim \frac{\Delta E}{\Delta x}$ (egységnyi úton leadott energia)

$\sim \frac{Z^2}{v^2}$ (az ionizáció miatt)

$\sim \frac{q}{v}$ → minél lassabb, annál több időt tölt az e^- közelében

↳ több energiát ad át



← közben lassul a részecske

↓

→ vastagodik a vonal

• pályasugár $r=\frac{mv}{qB}$ ⇒ ebből p

Q: ezeket ismerjük

leolvassuk → $r = \frac{mv}{qB}$

⇓

$m = \frac{rqB}{v} = r \cdot \frac{q}{v} \cdot B$

potméter → áram állítása (mi állítjuk be)

pályasugárból

nyomsűrűségből

⇓

DE nyugalmi tömeg → $m_0c^2 = \sqrt{E^2-p^2c^2}$ ← $p=rqB$

$m_\mu \equiv 210 \cdot m_{e^-}$ → új részecske

tulajdonságai:

- negatív elemi töltés, 1/2 spin
- 2,2 μs élettartamú (leghosszabb a neutron után)

→ 11 perc

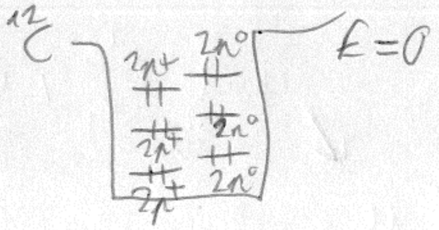
- $m_{\mu^-} = 105{,}7$ MeV

a kötött n^0 nem bomlik

$n \to p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$

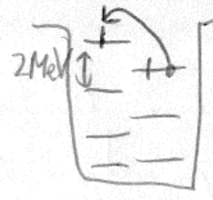
- forrása: kozmikus sug.

atommag → potenciálgödör



ellentétes spin

ha elbomlana az egyik n^0



magasabb energián lesz → ezt a bomlás ált. így már nem tudja biztosítani

$n \to p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$

(p^+) pl. Be-ban lehet

Magfizikai időskála

egység: az az idő, amennyi idő alatt a fény átjut a p^+ egyik oldaláról a másikra

2 fm $\quad t = \frac{2\,\text{fm}}{3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}} = \frac{2 \cdot 10^{-15}\,m}{3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}} = 0{,}7 \cdot 10^{-23}\,s$

(ennél gyorsabban nem tud terjedni az info)

n^0 11 perc $2{,}2 \cdot 10^{-6}$ s

élettartam: 10^{+17} i.e.

— müonok keletkezése:

- ~~nem~~ radioaktivitással kel.!
- kozmikus sugárzás

Nap, időben változó mágn. tér $\to$ gyorsított p^+ (GeV-es)

Föld légkörével ütközés $\to$ μ^-

— μ^-: nagy tömeg $\to$ kis gyorsulás $\to$ kis fékezési sugárzás

↳ ionizációval veszti el az energiát

— μ^- fluxus: 4–5 μ^-/s az emberen

— nagy áthatolóképesség

— idődilatáció egyik bizonyítéka

(rel. elm., saját idő)

$\underbrace{2200\ \text{ns}}_{\text{saját rendszer}} * \underbrace{30\ \text{cm}/\text{ns}}_{\text{fénysebesség}} = 660\ \text{m}$

de ennél mi tovább érzékeljük

— μ-bomlása:

$\mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$

$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$

1.13) Pi-mezon felfedezése:

- 1947, Powell, Lattes → Nobel-díj
- fotoemulzió → vastag zselatinréteg, Ag tartalom

  ↓
  új technológia

$mc^2 \approx 150$ MeV $m_\pi > m_{\mu^-}$

- nem elemi részecske (mikro rész. $\sim p^+, n^0$)
- bomlása:

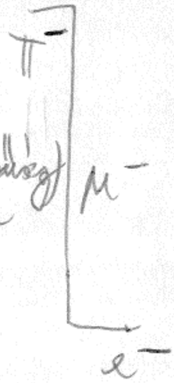
$\pi^- \to \mu^- + A$ A, B, C, D semleges rész.: neutrínók
↓
l. később

$\pi^+ \to \mu^+ + B$

$\mu^- \to \underbrace{e^- + C + D}_{\text{2 semleges rész.}}$

$\mu^+ \to e^+ + E + F$

$E = \bar{C}$, $F = \bar{D}$



↑ (nyomhosszúság)
adott energiájú
μ^--ra az
e^- energiája
eltérő → ez
csak úgy lehet, ha
2 seml. keletkezett ⇐ ⊗ → ⊡ + ☆

3 részecskés
bomlásnál
véletlenszerűen
osztoznak
az imp.-on

$E_1 \to E_2 + E_3 + Q$ reakcióenergia

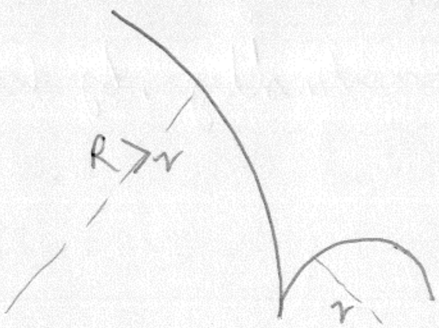
$\vec{p}_1$ $\vec{p}_2 + \vec{p}_3$

az energiák
fixen kiszámolhatók
az imp. megmaradás miatt

$0 = \vec{p} + (-\vec{p})$

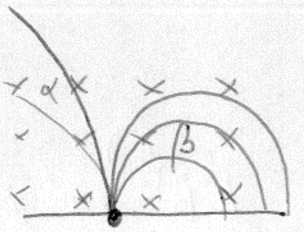
1.14) A neutrínók felfedezése:

$r = \frac{mv}{qB}$



ha $r_1 > r_2$, $m_1 > m_2$

• tömegspektr.:



rad. forrás $\underbrace{\quad}$ más energiaeloszlású e^--k

$r = \frac{mv}{qB} \to \frac{p^2}{2m} = E_m$

folytonos az energia spektrum

• β-bomlások: $\underbrace{{}^{40}K, {}^{14}C}_{\text{ezek vannak bennünk}}$, $\underline{{}^{3}H, {}^{214}Bi} \xleftarrow{\beta^-}$ a levegőben is van (aeroszolon) megtapad

${}^{222}Rn \xrightarrow{\alpha} {}^{218}Po \to {}^{214}Pb$ (földben van)

$${}^{214}Pb \to {}^{214}Bi + e^- + G$$ 3test bomlás

$m_1 \qquad m_2 \qquad m_3$

$Q = (m_1 - m_2 - m_3)c^2$ mozgási energia

1. Miért folytonos az energiaspektrum?
2. Hova lesz a hiányzó energia?

3. Spin → perdületmegmaradás

$$^{214}Pb \to {}^{214}Bi + e^- + G$$

^{214}Pb ↓ 214 nukleon ↓ egész spinű

Bi ↓ egész spinű

e^-: feles spinű

→ Wolfgang Pauli 1931:

új rész. keletkezik, ami nem hat kölcsön a detektorokkal

↳ neutrínó

↓

De milyen? → pl. π bomlása

⇓

$C = G$

— ν elnevezése: mivel együtt keletkeznek?

$\mu^- \to e^- + C + D$	$C = \nu_e$ ← l. később ~~[illegible]~~
$\mu^+ \to e^+ + E + F$	$E = \nu_e$

$F = A = \tilde{\nu}_\mu$ (müon-antineutrínó)

$D = B = \nu_\mu$

$\pi^- \to \mu^- + A$

$\pi^+ \to \mu^+ + B$

(1.12.) Müonok mesterséges előállítása:

p^+ forrás: H gáz → ionizáció (EM tér)

p^+ gyorsítása

$p^+ \to$ [target] $\to \pi \to \mu$ nyaláb → ezt vizsgálták

$\to p^+$

a p^+ nem bomlik el, sőt nem is áll le → sok 100 MeV-es p^+

$$\mu^- \to e^- + \tilde{\nu}_e + \underbrace{\nu_\mu}_{\text{mindig ez keletkezett a } \tilde{\nu}_e\text{-val együtt!!}}$$

$$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$$

1.15) Leptonszámmegmaradás:

elemi rész

e^- leptonszáma: 1

↓

$\tilde{\nu}_e$ —||— : -1 ⇒ antirész.

a természet külön kezeli őket

$$\mu^- \to e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$$

	μ^-	e^-	$\tilde{\nu}_e$	ν_μ
	~~1~~	1	-1	~~1~~
elektronikus leptonszám	0	+1	-1	0
müonikus —||—	+1	0	0	1

$$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$$

μ^+	e^+	ν_e	$\tilde{\nu}_\mu$
0	-1	+1	0
-1	0	0	-1

$\mu^- + \tilde{\nu}_\mu$

↑

sosem volt olyan, hogy ν_μ keletkezett volna vele

⇒ a leptonok **párosával keletkeznek!**

↓

a kísérletek ezt mondják

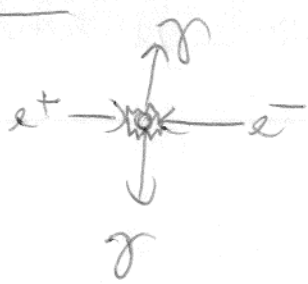
$e^- + \tilde{\nu}_e$

$e^+ + \nu_e$

(hogy megmaradjon a leptonszám)

ÉS **párosával tűnnek el:**

e^+	e^-
-1	$+1$



⇓

— „lepton részecskecsalád":

e^-, μ^-, τ^-

ν_e, ν_μ, ν_τ

és antirészecskéik

— Hány neutrínó van? Első lépés...

β^--bomlás $\quad {}^{40}K \to {}^{40}Ca + e^- + \tilde{\nu} \qquad (n^0 \to p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e)$

β^+-bomlás $\quad {}^{19}F \to {}^{19}O + e^+ + \nu \qquad (p^+ \to n^0 + e^+ + \nu_e)$

$\tilde{\nu}_e \stackrel{?}{=} \nu_e$ Nem.

(Reines-Cowan és Davis kísérlettel lehet a kettőt ~~az~~ külön-külön érzékelni)

↓

ha ugyanaz lenne, ~~mind1, melyik~~ mind2 detektor érzékelni

• kísérleti tapaszt.: e^- csak ~~az~~ elektronikus neutrínóval keletkezik

	e^-	e^+	ν	$\tilde{\nu}$
• elektronikus leptonszám	1	−1	1	−1
• müonikus — " —	0	0	0	0
• tauonikus — " —	0	0	0	0

mind3 külön-külön megmarad!!

1.14) (neutrínó):

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

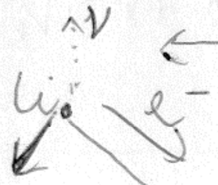
$$p \to n + e^+ + \nu_e$$

energiát $p + e^- \to n + \nu_e$

neutrínó-megfigyelés: buborékkamrával | 1970 (CERN)

Debrecen, 1957

• Szalay–Csikai-kísérlet (Debrecen, 1957)



} ez látszik

↓

az összlendület nem 0

⇓

1. közvetett bizonyíték !!

$$\underbrace{{}_2He^6 \to {}_3Li^6 + e^- + \bar{\nu}}_{p=0}$$

1.15) Leptonszám:

pl. $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$

μ leptonsz.: $\quad -1 \quad +1$

$$\begin{array}{ccccc} \mu^- & \to e^- & + \bar{\nu}_e & + \nu_\mu \\ 0 & +1 & -1 & 0 \\ +1 & 0 & 0 & +1 \end{array}$$

} a leptonok (~~egymásba~~) kisebb leptonokká is bomolhatnak, DE a leptonszám megmarad

1.13) Π mezonok:

3 db van:

a) ~~(2 db)~~ π^+

π^0 → ilyen is létezik, ugyanakkora a tömege, mint a többinek

π^-

izospin $=1 \rightarrow T_z = 1, 0, -1$

az izospin 3. komponense adja meg a töltést

b) Π mezon kapcsolata a magerőkkel:

- magerő hatótávolsága

Yukawa-elmélet

$f = \frac{\Delta I}{\Delta t}$

$\frac{e^{-\dots r}}{r}$ ← tömeg

közvetítő részecske: ez viszi az impulzust

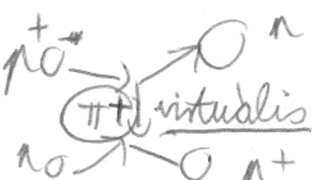
- a k.h. hatótávolsága:

$$d = c\cdot t = \frac{\hbar c}{\Delta E} = \frac{\hbar c}{mc^2} = 1{,}3\ \text{fm} \rightarrow \text{ha } mc^2 = 150\ \text{MeV} \simeq m_\pi c^2$$

magerő empirikus hatótávolsága

Heisenberg-féle határozatlansági rel. $\Delta E \cdot \Delta t = \hbar$

→ Π-mezon a magerőt közvetíti:



virtuális pion → pár tv. nem igaz rá

4. óra

Úton a kvarkok felé

0) Ism.:

Leptonok

e^- μ^- τ^- $m_{e^-} = 511\ \mathrm{keV}$

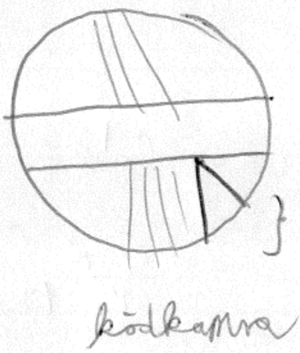
$(e^+$ μ^+ $\tau^+)$

ν_e ν_μ ν_τ → kísérletileg elkülöníthetőek

$(\bar{\nu}_e$ $\bar{\nu}_\mu$ $\bar{\nu}_\tau)$

I) „V-részecskék" (kaonok):

1)



ködkamra

} villa alakú jel → V részecskéből

↳ aminek a bomlásakor keletkeznek (ez a 2 rész.), de azt nem látjuk

semleges a V-rész.

$c = 30\ \frac{\mathrm{cm}}{\mathrm{ns}}$

30 cm > pályát jár be ⇒ gyorsan elbomlik

- pályasugár
- nyomsűrűség $\sim \frac{E_{leadott}}{1\ \mathrm{cm}}$

(vonalvastagság)

a két keletkező rész: π^+, π^- (töltés megmarad)

→ e^-, e^+ pár nem lehet (kevés a tömeg) } ezeket kizárták
→ π^0 sem lehet

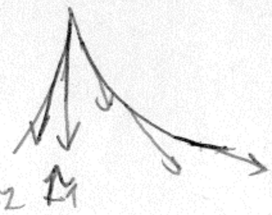
⇓

új rész: $\boxed{\text{kaon } (K^0)}$ (a villa nyele)

2) Mekkora m_{K^0}?

impulzus $\underline{p}$
- iránya
- nagysága

↑



nyomsűrűségből → n: nyomsűrűség $= \dfrac{\text{db ködcsepp}}{\text{cm}} = (\ldots)\,\dfrac{Z^2}{v^2}$

számítunk sebességet!!

$$r = \frac{mv}{qB} \quad \text{relativisztikus tömeg}$$

$$= \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\, B q}$$

↙

$m_0 \rightarrow \boxed{p}$

$$\boxed{E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}}$$

A bomlás során az energia megmarad:

$$E^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2 \leftarrow \text{def.: } E = m\cdot c^2, \quad p = m\cdot v \qquad m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

$$E_{kaon} = E_{\pi^+} + E_{\pi^-}$$

$$p_{K^0} = p_{\pi^+} + p_{\pi^-}$$

$$\Downarrow$$

$m_K c^2 = 500\ MeV$ $\qquad\qquad$ $m_{p^+} \cdot c^2 \approx 1000\ MeV$

az e^-, μ^-, π^- -nél nagyobb,
de a p^+-nál könnyebb

3) Élettartama:

10^{-24} s : nukleáris időegység

~~Kaon~~ kaon élettartama: 10^{-10} s → ~~(elég)~~ viszonylag stabil

kitérés:
(kiv. szabály $\quad \frac{2p}{\frac{2s}{\cancel{3}}} \quad \frac{}{1s}$) a keletkező fotonnak is van perdülete)

↓

analógia:

"ritkaságszám": hosszú élettartam (pl. 1, 2 ritkas. szám)

↳ a ritkaságszám megmarad, pl.

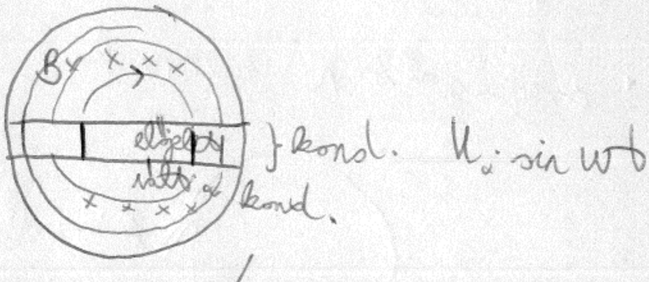
$$\begin{array}{ccccc} 2 & \to & 1 & & 1 \\ K^0 & \to & \pi^+ & + & \pi^- \end{array}$$

II.) Antiproton

1955, Segre, Camberlain

Berkeley (USA, NY part) → első ciklotron gyártó
San Fr. mellett

1) oldalnézet



↓

ha jól váltunk előjelet, mindig gyorsítja a részecskét

$$r = \frac{mv}{qB}$$

$$\frac{v}{r} = \omega = \frac{qB}{m}$$

↓

Ciklotron elv.: ← a szögseb. független a sebességtől és a pályasugártól

- a kis és nagy seb.-ű részecskék

ugyanakkora idő alatt érnek körbe!!

$$T = \frac{2\pi m}{qB}$$ → ilyen frekvenciával kell kapcsolgatni a kondenzátort

$\boxed{\omega}$ 18 MHz $\quad \omega = \frac{q}{m} \cdot B$

↳ adott frekvenciához (adott rész. mellett) adott B kell, egyébként nem gyorsul

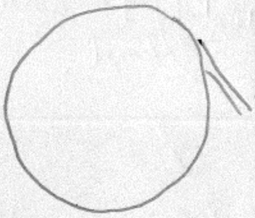
• DE rel. effektusok

↓

kívül nagyobb mágn. tér → relativisztikus ciklotron

• nyalábfókuszálás

• csomagokban mennek a p^+-ok



kiszedő elektronika

↓

csak félperiódusonként lehet kiszedni a csomagokat

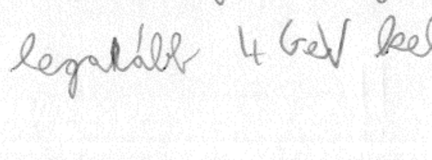
Bevatron gyorsító

↳ 6 GeV-os gyorsítás (1955)

$m_p \cdot c^2 \approx 1$ GeV

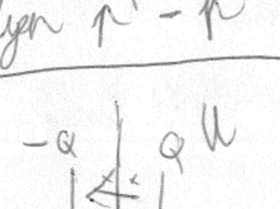
$p^+ + \underbrace{A}_{\text{atommag (céltárgy)}} \to p^+ + \bar{p} + p^+ + A'$

legalább 4 GeV kell ilyen $p^+ - \bar{p}$ pár keletkezéshez



szétválasztjuk a p, p^--t

<u>Wien-filter</u>



mágn. és el. tér

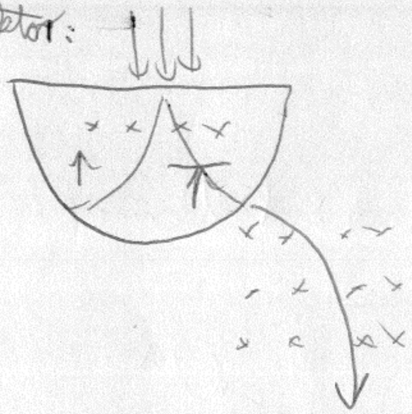
$vB = E$

↓

sebességszelektor

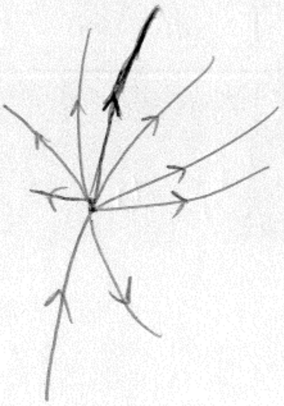
(a p-t és $\bar{p}$-t ilyennel nem lehet szétszedni)

$p - \bar{p}$ szelektor:



visszatérítés
+ sebességszelektálás

2) $p + \bar{p}$: annihilációs csillag



páros számú van!
(6, 8 is lehet)

nyomsűrűség
pályasugár
⇓
m_0

$3\pi^+ - 3\pi^-$ v. $4\pi^+ - 4\pi^-$

mindegyik π^+ és π^- lett (π^- bomlott μ^--á)

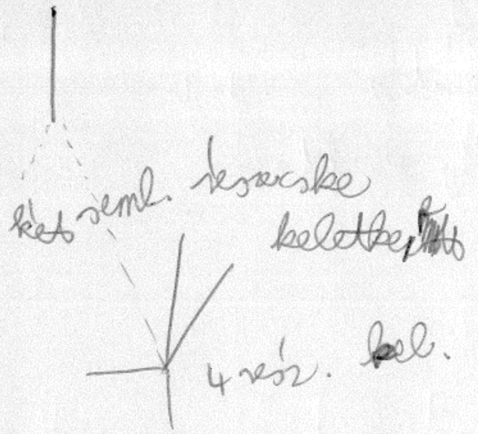
Nem keletkezik γ sugárzás!!

3) <u>Antiproton annihiláció</u> : V_2

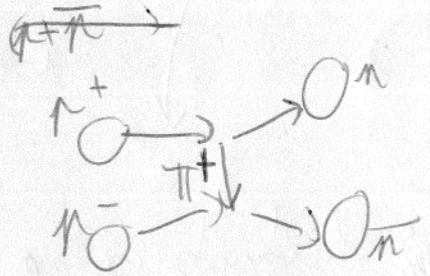
$\bar{p}-p$ ütk.: egy semleges rész. is keletkezett, majd elbomlik két V alakban menő, töltött rész.-re

új V-rész.: : Λ^0

III.) $\bar{n}$ annihiláció



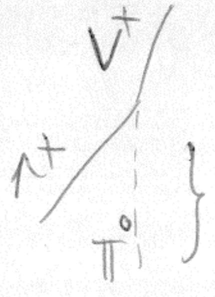
→ magyarázat: töltéscsere



π^+: virtuális π^+ mezon → a vákuumból veszi kölcsön az energiáját, és vissza is adja

IV.) V-rész. 3:

- töltött V részecske!



ritkasági kvantumszám

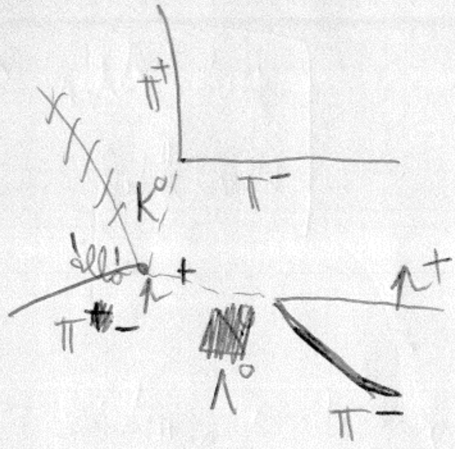
} ez is V csak nem látszik a másik ága

$\boxed{\Sigma^+\text{: hiperon}}$ → ennek ~~az energiáját~~ a tömegét nehezebb meghat.
(π^0-t nem látjuk ködkamrában)

~~V) V-rész (...)~~

- π^- nyaláb! (új techn.)

⇓



$$\pi^- + p^+ \to K^0 + \Lambda^0$$
$$K^0 \to \pi^+ \; \pi^- \qquad \Lambda^0 \to \pi^- \; p^+$$

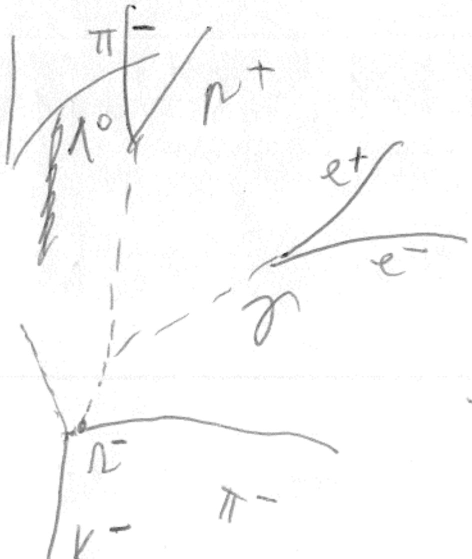
Λ^0 élettartama hosszabb, mint K^0-é!

$\Rightarrow$ 3 ritka részecske:

- K^0
- Λ^0
- Σ^+

V) Ω^- részecske:

Kaonok nyalábja: K^- (ilyet is ~~találtak~~ találtak már)



Ω^- ritkasága: 3 !!

jövő héten 13^{05}-kor kezdődik az óra!

VI) Ritkaság

$s = 0$ nincs ritk.
(strangeness)

pár cm-es út után bomlik:

reakciók
- oldalról bejövő (nyalábreakció → a másik részecskétől ritk.)
- spontán elbomlott 1 részecske

(elvileg neki is mehetne a ködkamra anyagának, de nem ez történik)

spontán bomlás után ritkaság veszik el

V) Ω^- reakció leírása:

- $K^- + p^+ \to K^0 + K^+ + \Omega^-$
- $\underset{s=3}{\Omega^-} \to \underset{s=2}{\Xi^0} + \pi^-$ ritkaság $-3 \to -2$
- $\underset{s=2}{\Xi^0} \to \underset{s=1}{\Lambda^0} + (\pi^0 \to 2\gamma)$ —‖— $-2 \to -1$

láthatatlan bomlás

csak így lehet, hogy $s(K^-) = -1$, $s(K^+) = +1$

b) Ω részecske más keletkezése:

$K^- + p^+ \to K^+ + K^+ + \Omega^- + \pi^-$

$\underset{-3}{\Omega^-} \to \underset{-1}{\Lambda^0} + \underset{-1}{K^-}$ keletkezéskor ritkaság megmarad, bomláskor csökken

$\Lambda^0 \to p^+ + \pi^-$
$-1 \to 0$

c) $K^- + p^+ \to K^0 + K^+ + \Omega^-$ (az előző 2 együttesen)

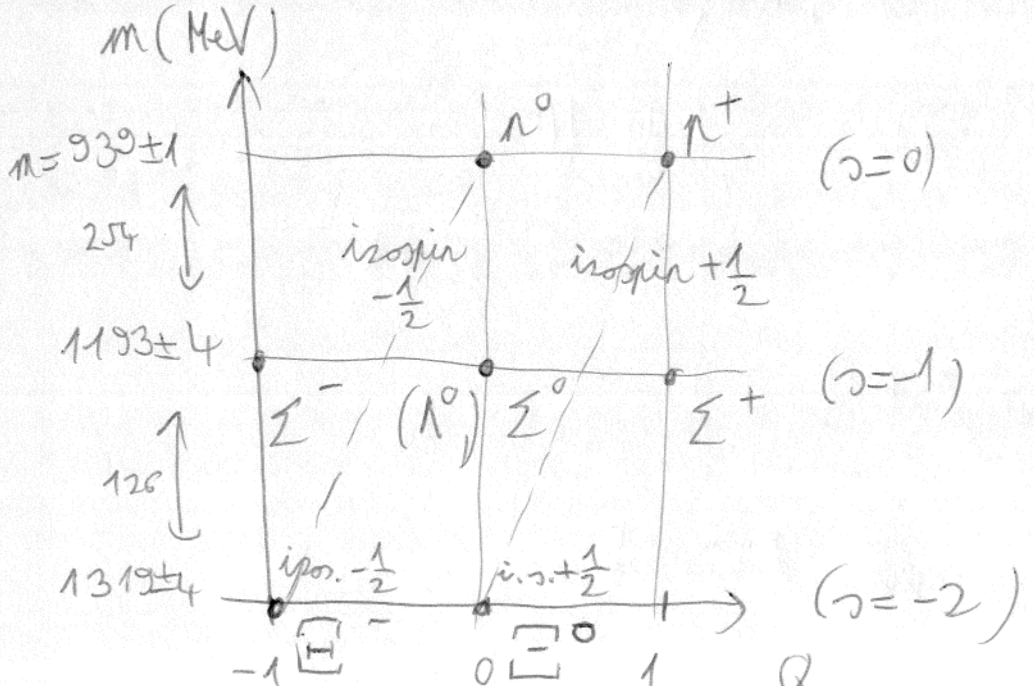
$\Omega^- \to \Lambda^0 + K^-$

$\Downarrow$

Új részecskék:

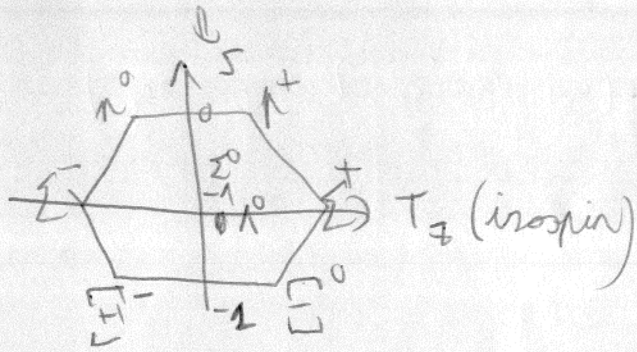
	ritkaság	tömeg
· $K^0, \bar{K}^0, K^+, K^-$	± 1	~ 500 MeV
· Λ^0	-1	~ 1116 MeV
· $\Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0$	-1	~ 1190 MeV
· Ξ^- Ξ^0	-2	~ 1320 MeV
· Ω^-	-3	~ 1672 MeV

A nehezebb részecskék osztályozása (!)

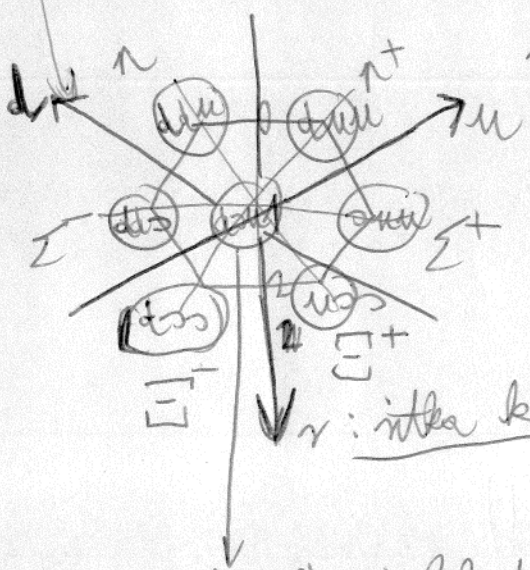


→ a ritkaság kapcsolódik a tömeggel

új koord. rendszer: izospin! : azonos tömegű állapotok kül. töltésállapotait jelöli



Kvark-gondolat !!



3 kvarkból áll: barionok

s: ritka kvark

s: ritka kvarkok száma a barionban

itt 2 féle is lehet: Σ^0, Λ^0 ✓

(d s u) → a ciklikus permutáció számít !!

(hányféle van → ε_{ijk})

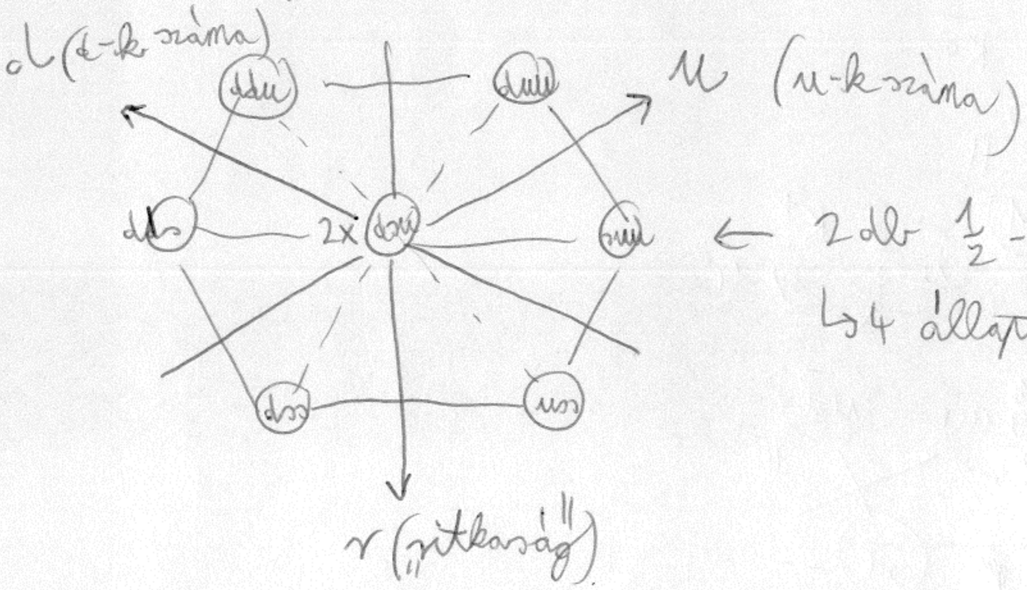
(csoportelméleti megfontolások)

u, d: az izospinjük különböző

5. óra

1) Kvark-gondolat:

ha ugyanolyan tömegűből több van → „izospin"



← 2 db $\frac{1}{2}$-es izospin

↳ 4 állapot ↑↑ ⇒ ↓↓

↑↓

d, u: $\frac{1}{2}$ izospin (könnyű kvark: $\frac{1}{2}$-es izospin

s: 0 —||—

↳ ha a z komp.:

$+\frac{1}{2}$: u

$-\frac{1}{2}$: d)

↓

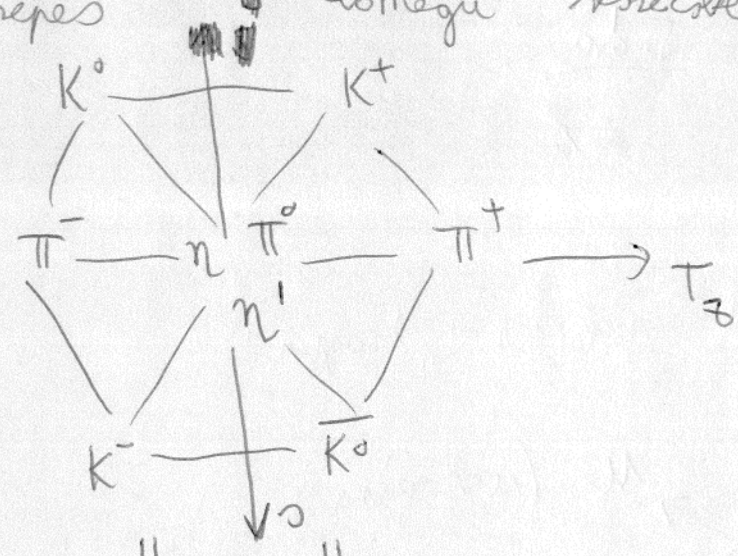
ez a modell jól megmagyaráz ∀-t

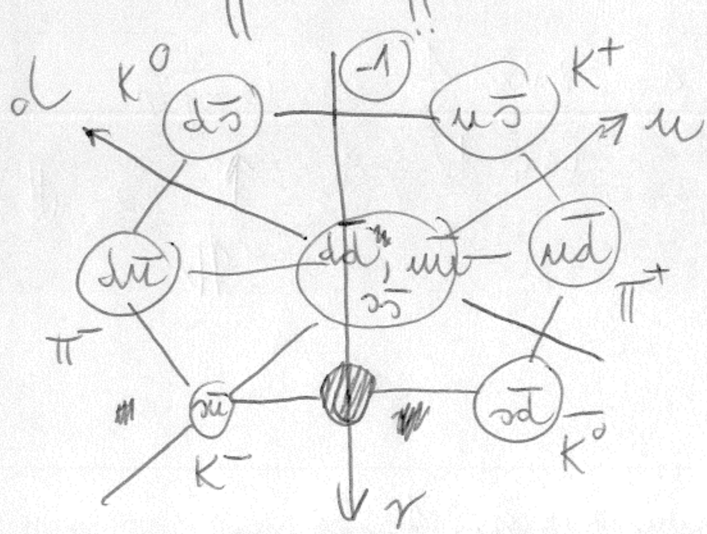
	u	d	s
izospin z komp.	1/2	−1/2	0
|izospin|	1/2	1/2	0
ritkaság	0	0	−1
spin	1/2	1/2	1/2
el. töltés	2/3	−1/3	−1/3

← p^+, n^0, ... töltése kijön ebből

2×u és d ~~különbsége~~ töltése = e^- töltése !!

2) Közepes tömegű részecskék:

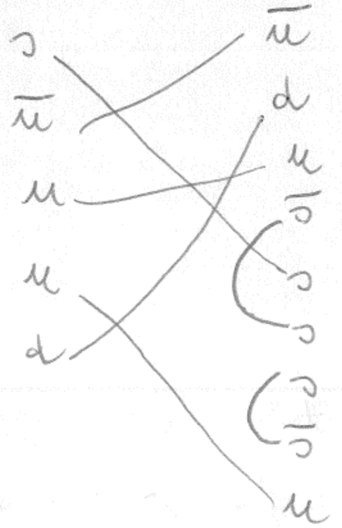




3) Reakciók a kvark-képletben:

a) $K^- + p^+ \to K^+ + K^+ + \Omega^- + \pi^-$

$s\bar{u} + uud \to u\bar{s} + u\bar{s} + sss + \bar{u}d$



2 db s–s̄ párkeltés történt !!

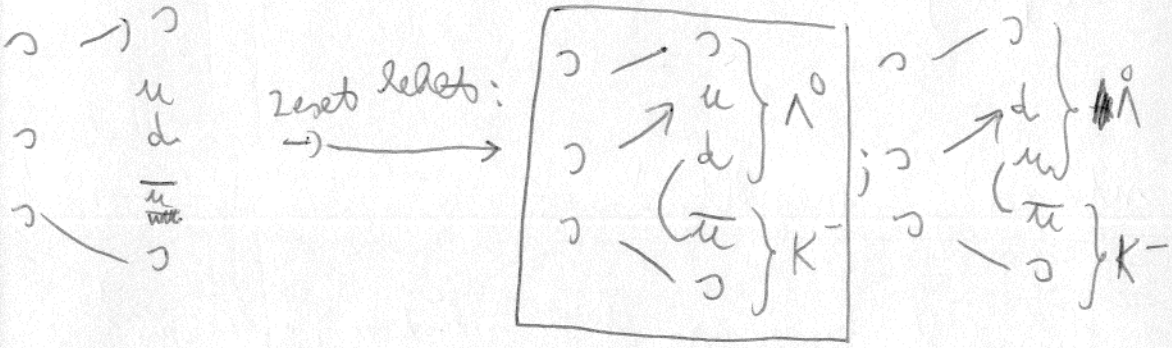
(mozg. en. alakult át)

b) $\Omega^- \to \Lambda^0 + K^-$

$sss \to dsu + s\bar{u}$ csökkent a ritkaság

nem keletkezés, spontán bomlás! → a 2 különböző (+ rész.-vel)

2 eset lehet:



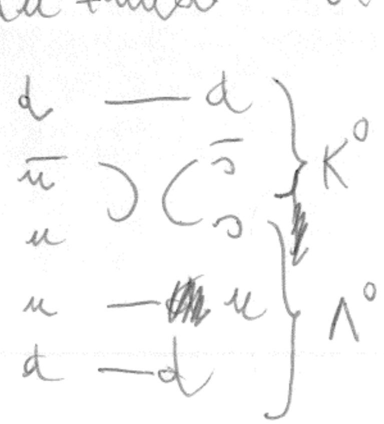
ez valósul meg!

megváltozik az íze

új m-b $(u\bar{u})$ a tömegkülönbség $[(m_s - m_d)c^2]$ és a kötés erősödése fedezi

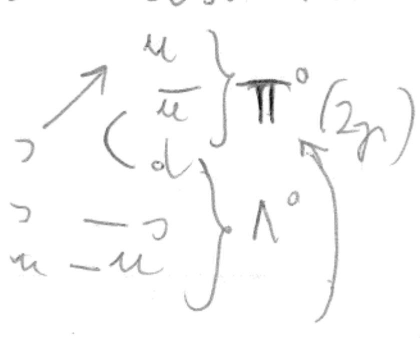
c) $\pi^- + p \to \Lambda^0 + K^0$

$d\bar{u} + uud \to dsu + d\bar{s}$

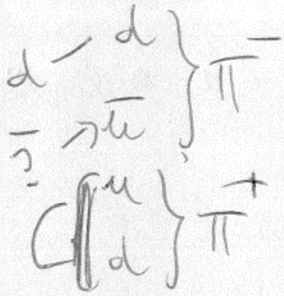


$\Xi^0 \to \Lambda^0 + \pi^0$

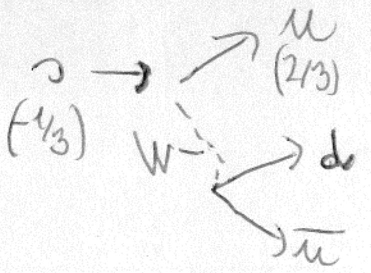
$ssu \to dsu + \ldots$



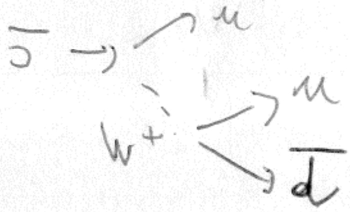
ez nem teljesen helyes, $\pi^0 \neq u + \bar{u}$, hanem: $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ keveréke b)

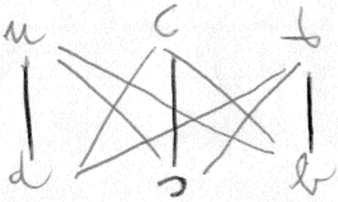


4) A ritkaság megváltozása:



gyenge kölcsönhatás: a kvark íze megváltozik !!



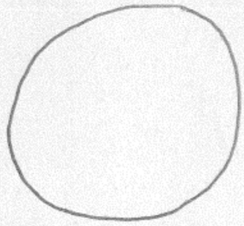


s → d nem valószínű !! (de lehet)

Hadronok

1) hadron: kvarkokból áll

mezonok — barionok:



· nukleonok: n, p

· hiperonok: Σ, Ξ (van ritka kvark is)

Ω ↑ (ez is hip.)

· rezonanciák: Δ, Ξ^*, ...

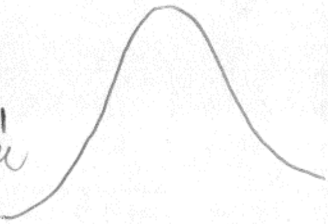
↓

nagyon gyorsan elbomlanak

2) Rezonanciák előállítása:

a) pl. $\pi^+ + p$ ütközés hatáskeresztmetszete

ilyen alakú



$$\left.\begin{array}{l} \pi^+ + p^+ \to \Delta^{++} \\ \pi^+ + n^0 \to \Delta^+ \\ \pi^- + p^+ \to \Delta^0 \\ \pi^- + n^0 \to \Delta^- \end{array}\right\} \text{közel azonos tömegűek}$$

b) mikrorész. gerjesztett állapotai

· p^+ spinje: ↑↓,↑ $\frac{1}{2}$ ⇒

· gerjesztett áll.: ↑↑↑ $\frac{3}{2}$ ⇒

van még egy kvantumszám (szín)

↑

nem lehet ∀ kvantumszáma

↑ ugyanaz (sérül a Pauli)

$T_z = 3/2 \quad 1/2 \quad -1/2 \quad -3/2$

sima spin: 3/2

Δ-rez.: ↑↑↑ uuu, ↑↑↑ uud, ↑↑↑ udd, ↑↑↑ ddd

izospin: 3/2 ~~[illegible]~~

A kvarkok közötti kölcsönhatások

1) új kvantumszám igénye:

$\Omega^- = sss$, $\Delta^{++} = uuu$, $\Delta^- = ddd$

→ 3 azonos kvark (kísérletek alapján)

→ pályaperdület 0

→ szimm. hullámfv.-ek

↳ Pauli-elv sérülne: kicserélésre antiszimm.-nak kell lennie

⇒ ~~Pauli-elv~~ új kvantumszám

2) Szín:

3 értéke kell legyen, hogy a 3 összege 0!

uis. a Ω^- és egyéb részecskéknél nem látunk újabb kvantumszámot (tul.-ot)

↓

pl. „szín"

$\underbrace{\text{piros, kék, zöld}}_{\text{összegük fehér = színtelen}}$

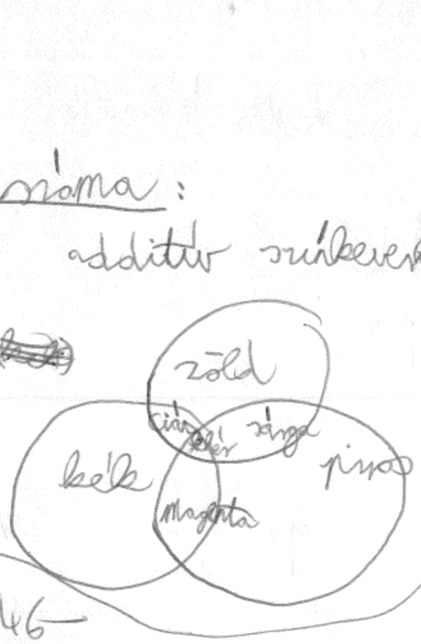
↑

SU(3) csoport

3) A kvarkok szín-kvantumszáma:

pl. p^+ u (kék) u (piros) d (zöld)

additív színkeverés

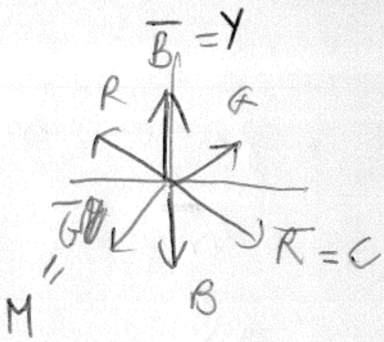


vannak antiszínek, pl. piros ↔ cián

az antirészecskéknek minden töltése az eredeti ellentéte ↓

a színe is 'antiszín'

4) A mikrokoz. színösszetétele:

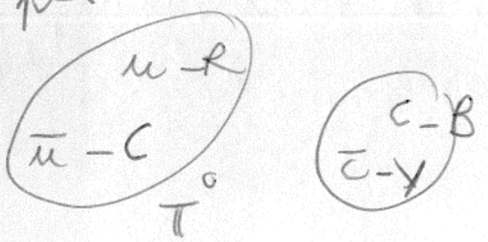


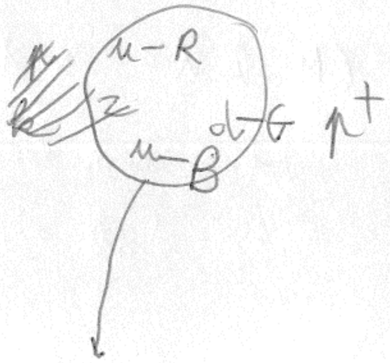
az eddigi rész. színsemlegesek!

mezonok

barionok

pl.



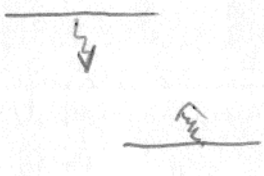


azt, hogy melyik kvarkhoz milyen színt rendelünk, mind1!

igazából folyam-an változik a színük

5) kölcsönhatások:

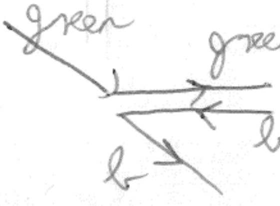
(EM



a töltéssel rendelkező rész. ki tudnak cserélni erőhordozó rész-t. (fotont)

kölcsönhatást közv. részecskék = bozonok)

Szink. h: gluonokat tudnak cserélni



← visszanyíllal rajzoljuk

(antiblue-t bocsájt ki)

A szín megmarad → ez csak úgy lehet, ha kibocsájt egy <u>színes</u> gluont

a gluonok színesek

$b\bar{r}$

$g\bar{b}$

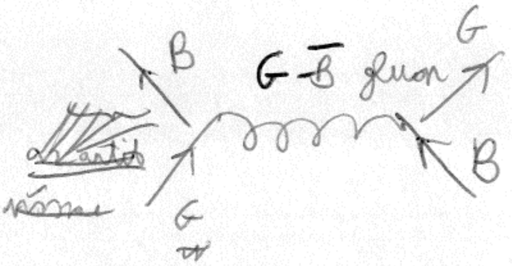
$r\bar{b}$

EM-k.h.: a foton <u>NEM</u> töltött

a foton nem bocsájt ki fotont, nem vesz részt a k.h.-ban, csak közvetítőként

a gluon színes: ő is kölcsön tud hatni!!!

→ ezért rövid az erős k.h. hatótávolsága



csoportábrázolások = részecskék

	R	G	B
$\bar{R}$		X	
$\bar{G}$			
$\bar{B}$			

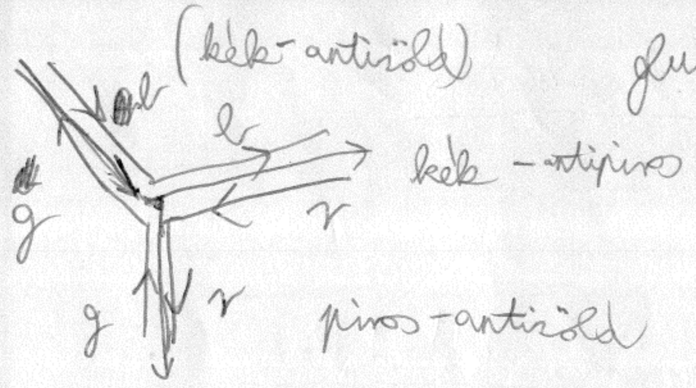
X → ez nem lehet

⇒ 8 különféle "alapszín" (ezek lineárkomb.-ja)

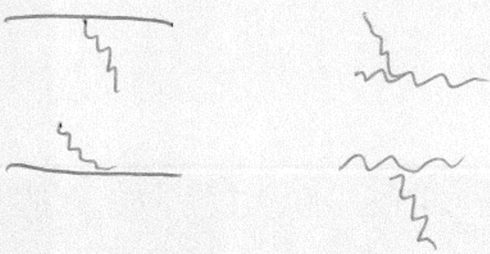
DE pl. $\frac{1}{\sqrt{3}}(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b})$ ilyen gluon nincs !!

↓

semleges → hosszú távú k.h. is lenne



gluon gluont locsájt ki



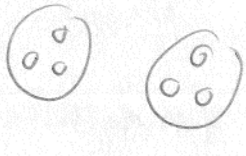
gluon nyel el gluont

gluon locsájt ki – ll –

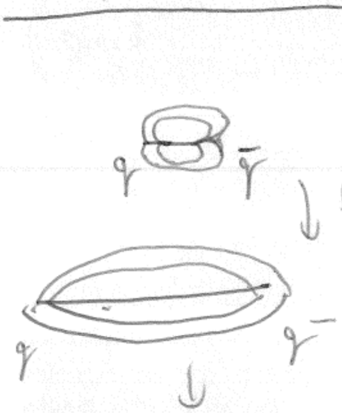
6) <u>Magerők a kvarkképben:</u>

~~a kvarkok~~ a nukleonok színsemlegesek, <u>de</u> létezhet másodlagos része a színk.h.-nak (mint molekuláknál a dipól-dipól k.h., vagy Van der Waals)

- erős k.h. = gluoncsere
- <u>magerő = másodlagos erős k.h</u> (mezoncsere) pl. π^+



7) <u>Miért nincs szabad kvark?</u>



ha nyújtjuk, annyival megnő a potenciál, hogy létrejön egy új kvark-antikvark pár

kvarkbezárás!!

pl. Pionok keltkezése kozmikus sugárzásban

$p^+ \to \pi^+$ mezon szakad ki belőle

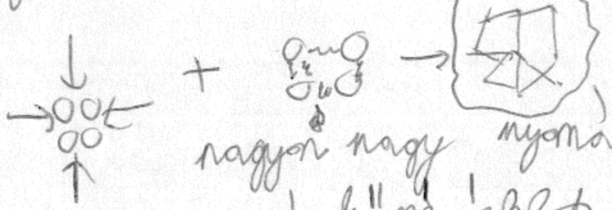
$\quad \to p^+$

szabad kvark nincs!!

DE lehet: ~~kva~~

8) kvarkanyag (kvark-gluon plazma)

„megolvad" a p^+ és a n^0



nagyon nagy nyomás
és hőmérséklet

- az univerzum is ilyen kvark-gluon plazmából állt
- neutron csillag: n-okból áll (magerők tartják össze)

kvarkcsillag: kvark-gluon plazma (erős k.h. tartja össze)

6. óra

Ism.: (VKL)

(nem lehet ∀ kvantumszám uaz.)

- kvarkoknak miért adtunk színt? Pauli-elv miatt ⇔ Ω^- : 3 db d

  ↑ új kvantumszám kell ← Λ^+ : 3 db u kvark

(Pauli-elv: hullámfv. előjelet vált azonos részecskék kicserélésére fermionokra → új tag kell a hullámfv.-nél)

↓

3 db alap szín van, de lineárkomb. is lehet

↓

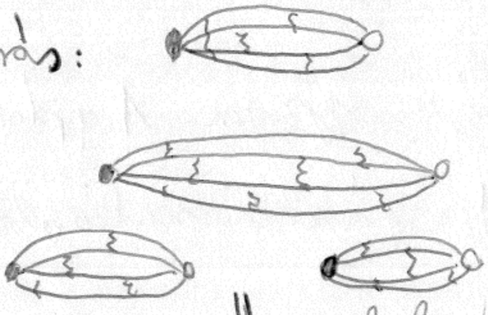
komplementer színek

- A megfigyelhető részecskékben a színek összege fehér!

↑

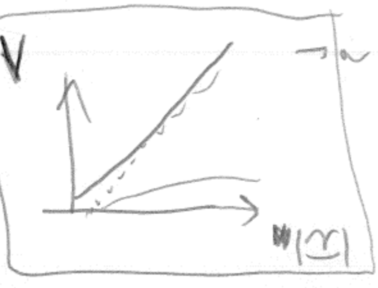
nincs szabad kvark

kvarkbezárás: szín-mező-cső, „színtérerősség", az erős k.h. erővonalai



DE az erővonalak között is van k.h.!!!

↳ ez húzza össze „csővé" a mezőt



→ a potenciál lineárisan nő

↓

konstans az erő! a távolság fv-ében

- gluonhoz színpárt rendelünk → mindig színe és antiszíne van

- erős k.h. bmilyen 2 kvark között létrejön

1) Miből áll a p^+?

3 kvark, 3 színnel (p, k, z) → ez nem igaz

↓

gluont kibocsájtanak

↓

gluon gluont bocsájt ki

kvark-antikvark pár ~~lehet~~ is keletkezhet

(de ezek színe nem ~~[illegible]~~ lesz szín-antiszín, mert a gluonnak is színe van)

⇓

sok ~~[illegible]~~ száz kvark is lehet egyszerre 1 protonban

↳ de ezek szín-antiszín párokba rendeződnek ↘ nettó 3-szín

csupasz kvarktömeg: 5-10 MeV

(k.h. nélkül)

$m_{p^+}c^2 = 938$ MeV

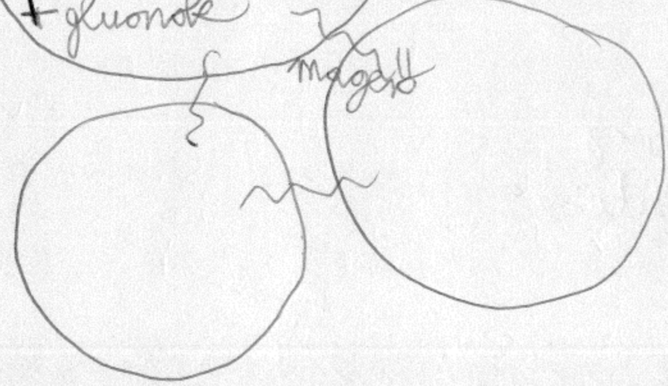
mikrorész.:

valenciakvarkok : nincs antiszín párja

+ ~~kvark-antikvark~~ szín-antiszín pár: tengerkvarkok

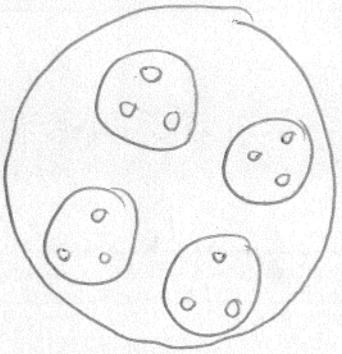
+ gluonok

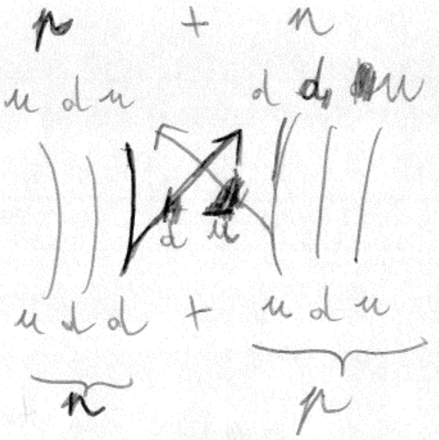
} ezeket nem lehet igazából megkülönböztetni, csak



atommag

2) Magerők a kvark képben:





$d\bar{u} = \pi^-$

~~$\bar{d}u = \pi^+$~~

• 2 kvark kicserélése (tengerkvark cseréje)

(ez 1 nukleon szempontjából kvark-antikvark kibocsájtás)

~~$\pi^- + \pi^+$~~

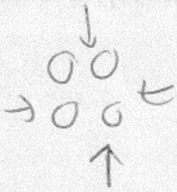
~~$p^+ + n + (d, \bar{u}) \to n + p$~~

$p^+, n^0 = n^0, p^+$ vagy $n^0, p^+ = p^+, n^0$

π^+ π^-

3) Kvarkanyag:

„feloldódik" a kvarkok zsákja

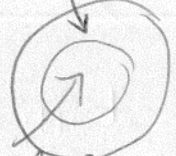


pl.

• 300 GeV-os ~~p – p~~ atommag-atommag ütközés ~~(atommag)~~

vagy

• neutroncsillag (?) → „kvarkcsillag"



↙ pörgés alapján meg lehetne különböztetni (főtt tojás – lágy tojás)

Elemi részecskék

1) Elektron – p^+ szórás:

$E = 100$ MeV $\lambda \cong 2$ fm → atommag str.-t lehet

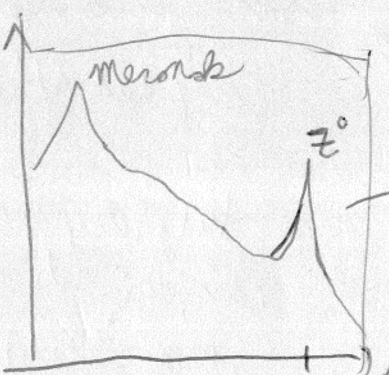
$E = 10$ GeV $\lambda \simeq 0,02$ fm → a kvarkok struktúráját is le lehet

2) LEP:

(large electron-positron collider) $e^- + e^+$ ütk → nagy energiával

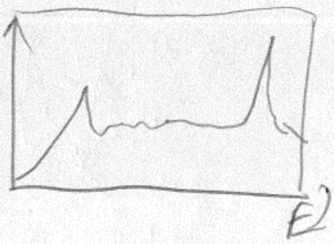
↓ ebből lett az LHC → p^+, $\bar{p}$ ütk. nehezebb kvarkok keletkezése ←

$e^- + e^+$ ütk.



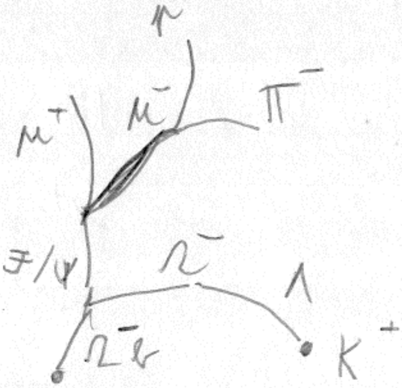
→ minél nagyobb a félértékszélesség, annál kisebb az élettartam

e^-

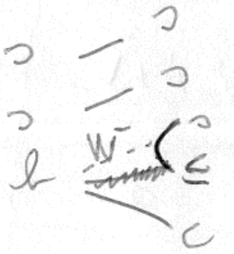


→ nagyobb kvarkok, $c-\bar{c}$, $b-\bar{b}$, $t-\bar{t}$ keletkezése

3) Nehéz kvarkok:



$$\Omega_b^- \to \Omega^- + \underbrace{J/\psi}_{c+\bar{c}\ \text{mezon}}$$



gyenge k.h.

↑

W^-, W^+, Z^0

+) Standard modell:

(s–s̄ , b–b̄ , c–c̄ → ezek viszonylag sokáig élnek (detektálhatók)

t–t̄ → ez nagyon hamar elbomlik)

	I.	II.	III. család
kvarkok	u	s	t
	d	c	b
leptonok	ν_e	ν_μ	ν_τ
	e^-	μ^-	τ^-

→ pontosan nem tudjuk, van-e több (van, aki azt mondja nem lehet)

γ
g
Z
W

erő közvetítő részecskék

gyenge k.h. tudja a kvarkok $\boxed{\text{ízét}}$ megváltoztatni → u, d, s, c, t, b, } ezek az ízek

↳ gyenge k.h.-ban mindig megváltozik az íz

γ, g (gluon) : 0 nyugalmi tömegű ~~töltésű~~ → gluonnak a (k.h.) színe miatt van véges élete

Z^0, W^-, W^+ } nem 0 —"—

$\boxed{\text{Gluonban nincsenek kvarkok!}}$ (nem kvark–antikvark pár, hanem szín–antiszín pár)

	közvetítő r.	hatótáv.	m_0, közv. r.
EM	γ	∞	0
E	gluon	∞	0
GY	Z^0, W^+, W^-	$< 10^{-15}$ m	81 MeV/c^2, 90 MeV/c^2
GR (grav.)	graviton?		

határozatlansági rel. miatt

→ $O \xrightarrow{mc^2} O$

$\tau = \frac{h}{mc^2}$ ideig lehet kölcsönvenni a vákuumtól ennyi energiát

véges ~~élettartam~~ ↔ véges energia ← $d = v\tau = \frac{hv}{mc^2} = \frac{hv}{mc^2}$

1 – 56

Az atommagok alaptulajdonságai

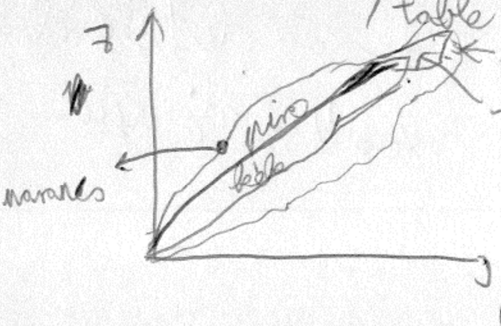
1) atommag: p^+-ok + n^0-ok

Z: p^+-ok száma (rendszám)

N: n^0-ok -||-

A: tömegszám $\quad A = Z + N$

izotóptérkép (chart of nuclides) / table of isotops



→ ha túl sok n^0, kevés p^+, vagy fordítva nem stabil (nem kötött)

izotóp: azonos p^+, eltérő n^0 számú atomok

(először ^{20}Ne-t, ^{22}Ne-t fedezték fel)

fekete: stabil

piros: β^+-bomló

kék: β^--bomló

narancssárga: p^+ kibocsátás (1 db)

sárga: α-bomlás

zöld: spontán hasadás (fisszió)

ilyen is van de csak gerj. áll.-ban ← n^0 kibocsátás ~~(bomlás)~~

gerj.: $A \to B^* \to C + n^0$, $B^* \to B + \gamma$

2) atommagok spontán átalakulásai

$\alpha \to {}^4He$ atommag $\equiv \alpha$ ⟶ ${}^{A}_{Z}X \xrightarrow{\alpha} {}^{A-4}_{Z-2}Y + \alpha$

$\beta \to e^-$, e^+ + neutrínók ($\bar{\nu}_e$, ν_e)

$\gamma \to Z, N$ nem változik, EM

(RTG-sug. → atomhéj, γ-sug. → atommag)

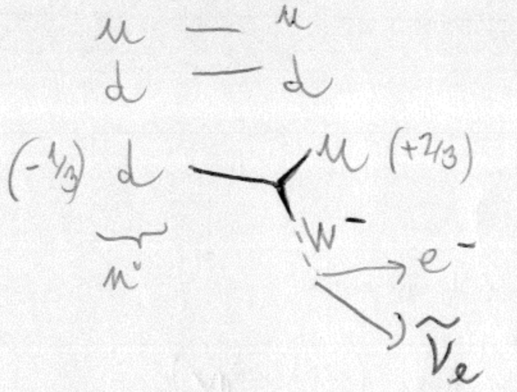
$m_X = m_Y + m_\alpha + Q$

az össztömeg csökken, de az energiamegmaradás it

• β^--bomlás $\xrightarrow{\text{gyenge k.h.}}$ (kvark-kép):

$n \rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$

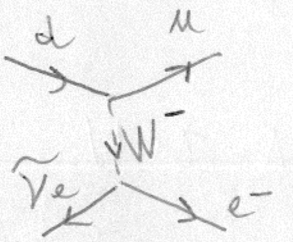
leptonsz.: $+1$ -1



• β^+-bomlás

$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$

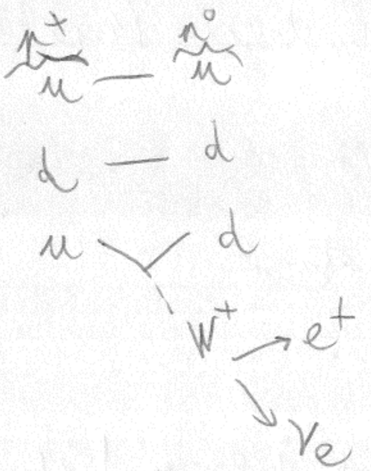
leptonsz. -1 $+1$



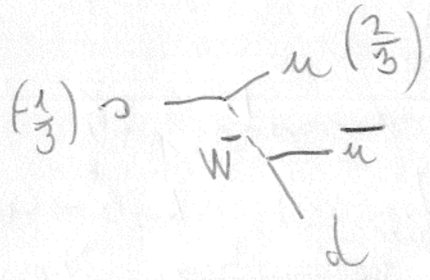
$\longrightarrow$ az antit. mindig

$\longrightarrow t$ az idő telésével fordítva rajzoljuk

csak atommagon belüli p^+ alakul át!



} leptonikus bomlás



} hadronikus bomlás

elemi rész. el tud bomlani! (közvetítő részecske elbomolhat, vagy nem közv. rész. egy közvetítőre, és egy nem közv.-re)

barionszám megmaradás

kv.: a kvarkok ~~(...)~~ száma nem változik

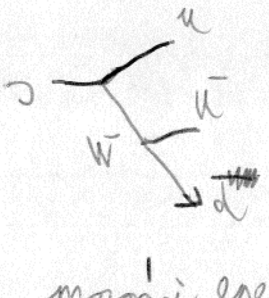
($t - b - c - s - d - u$ egymásba átalakulhatnak, ő nem bomolhat tovább
ilyenkor a barionszám nem vált.) (u a legkisebb tömegű)

nukleonok szintje: p, n → 1 barionszám → egymásba átalakulhatnak

(p^+ a legk. tömegű → ő tovább nem bom.)

atommagok szintje:

- tömegszám megmaradás = barionok megmaradása



mezonok barionszáma 0

$t - b - c - s - d - u$ $\quad +\frac{1}{3}$

$\bar{t} - \bar{b} - \bar{c} - \bar{s} - \bar{d} - \bar{u}$ $\quad -\frac{1}{3}$

mozgási energia átalakulhat

a bomlások átrendezéséből:

$$\boxed{\begin{matrix} e^+ + n^0 \to p + \tilde{\nu}_e & \beta^- \\ e^- + p^+ \to n^0 + \nu_e & \beta^+ \end{matrix}}$$

$$\boxed{\begin{matrix} \nu_e + n \to p + e^- & \beta^- \\ \tilde{\nu}_e + p \to n + e^+ & \beta^+ \end{matrix}}$$

ezek valós folyamatok!

→ 57. old : n^0 kibocsájtás : ha gerjesztett állapot keletkezik, lehetséges n^0 kibocs.

$A \to B^* \to C + n \to$ lassú n^0

$\searrow B + \gamma$

↳ pl. atomreaktorokban

7. óra

1) β-bomlás:

- atommag szintű : ~~He~~ $^3_1T \to ^3_2He$
- nukleon szintű : $n^0 \to p^+$, vagy $p^+ \to n^0$
- kvark szintű : $d \to u$, $u \to d$

} és ugyanaz a foly., csak más szinten

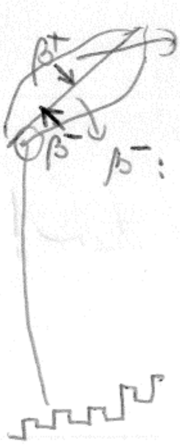
Ekkor az új kvark mellett:

W^- keletkezik → $\bar{\nu}$, e^- -á bomlik

↳ $\bar{u}$, d -vé bomlik

2) Izotóptérkép:

fekete vonal : „stabilitás völgye"



→ β^+ : $p^+ \to n^0$

β^- : $n^0 \to p^+$

≫ ezek a kedvező foly.-ok

csipkés széle : a páros számú n^0 stabilabb, mint a páratlan

↓

↓

a magok páros számra jobban viselkednek

magfizikában:

anti-Hund szabály(!) van → a n^0-k és p^+-ok azonos spinnel szeretnek beállni

↳ azonos spin kisebb

Azonos p^+ és n^0 szám sokáig stabil:

$^{4}_{2}He$, $^{12}_{6}C$, $^{14}_{7}N$, $^{16}_{8}O$, $^{28}_{14}Si$, ...

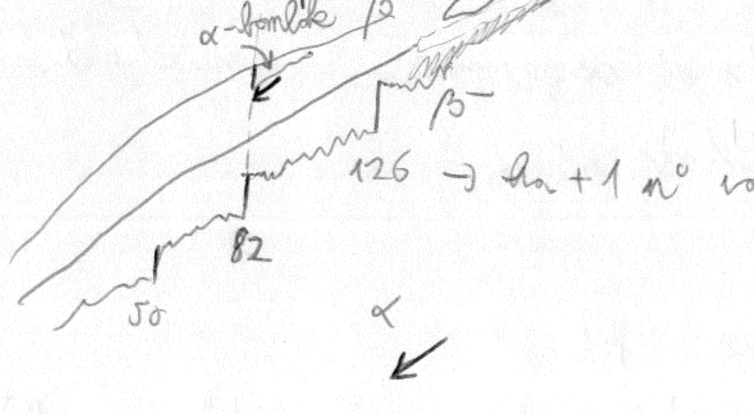
DE a stabilitás völgye jobbra kanyarodik

⇑

a p^+-ok taszítása egyre jelentősebbé válik → a n^0-ok kedvezőbbek a p^+-oknál

„szigetek, szakadások, mágikus vonalak"

↓



126 → ha +1 n^0 van, azok már nem stabilak

3) Atommagok méretének mérése

a) – nagyenergiájú elektronszórás (Rutherford-szórás)

α → p^+, atommag

α →

$\frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}$ → pontszerű objektumnál

b) + anomális Rutherford-szórás (részecskegyors.) → jobban meg tudják közelíteni az atommagot

c) – müonatomok karakterisztikus RTG-sugárzás

↓

egyik e^--t μ^--ra cseréljük: pályasugara ~~200~~ sokszor kisebb lesz

$m_\mu \approx 200\, m_e$

↓

sokkal érzékenyebb az atom mérete

d) + n^0-ok elnyelődése

magerő hatótáv. ≈ 1 fm (1 nukleonnyi)

↳ hatáskeresztmetszet ≈ geometriai keresztmetszet a magerők hatótáv. miatt

+ : magerőket hassn. ki

– : EM k.h.-t használja ki → alapvetően a p^+-ok méretét méri

a) Mott-szórás: relativisztikus Ruth.-szórás

$f(q) \to$ a Mott-szórástól való eltérés:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\Big|_{Mott} \cdot f(q)$$

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{hc}{pc} = \frac{hc}{\sqrt{E^2 - m_0^2c^4}} \to E^2 - m_0^2c^4 = \left(\frac{hc}{\lambda}\right)^2$$

$$E^2 = p^2c^2 + m_0^2 \cdot c^4 \qquad E = \sqrt{\left(\frac{hc}{\lambda}\right)^2 + m_0^2c^4}$$

$$pc = \sqrt{E^2 - m_0^2c^4}$$

$$\downarrow$$

$$T_{mozg} = \sqrt{\left(\frac{hc}{\lambda}\right)^2 + m_0^2c^4} - \underbrace{m_0c^2}_{\text{elektronra } 511\,\text{keV}}$$

$\lambda \le r_{atommag}$

$\downarrow$

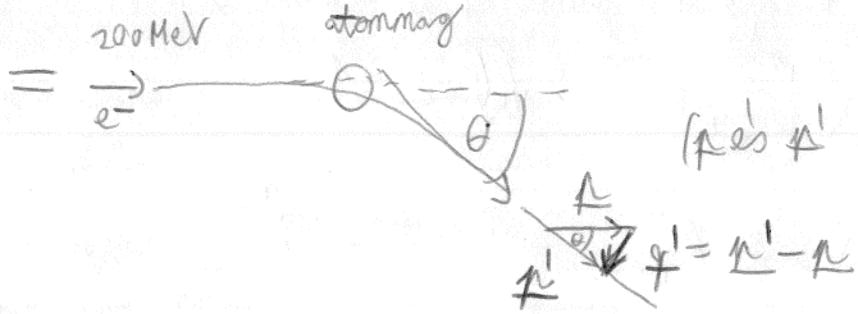
ezzel lehet jól letapogatni az atom alakját

$$= \sqrt{\left(\frac{197\,\text{MeV fm}}{1\,\text{fm}}\right)^2 + \underbrace{\cancel{\left(\frac{1}{2}\,\text{MeV}\right)^2}}_{\text{elhanyagoljuk}}} - \frac{1}{2}\,\text{MeV}$$

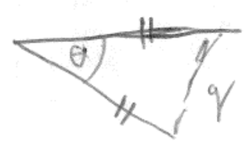
$\approx 200\,\text{MeV}$

$\downarrow$

$U = 200\,\text{MV} \to$ a gyorsítónak ekkora fesz. kell



(p és p' nagysága ugyanakkora)



$\frac{q}{2} = p \sin\frac{\theta}{2}$

$$\boxed{q = 2\,\underbrace{\frac{m_0 v}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}}_{\uparrow \text{ nő}} \cdot \sin\frac{\theta}{2}}$$

$F(q) \longrightarrow \rho(\vec{r})$: $F(q)$ Fourier transzformáltja

(belátható)

$\Rightarrow$ a kísérlet a töltéssűrűségeloszlást adja !!!

ez csak a p^+-ra érzékeny

diffuzivitás $\rightarrow$ diffúz az atommag felülete: kicsit „kilógnak a töltések"

az atommag belseje ~ állandó töltéssűrűségű

Ekvivalens magsugár (def.)

- egyenletes sűrűségű R sugarú gömb (a belső)

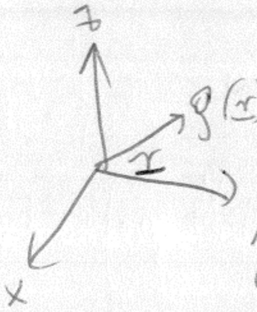
ez már normálva van $\leftarrow \iiint \rho \, dV = 1$

$\iiint r^2 \rho_{egy}(r)\, dV = \frac{3}{5} R^2$

így van definiálva

$\langle r^2 \rangle = \iiint r^2 \rho(r)\, dV = \frac{3}{5} R_{EQ}^2$ $\rightarrow$ ekv. magsugár

azon egyenletes sűrűs. gömb sugara, melynek $\langle r^2 \rangle$-a azonos az adott sűrűségeloszlás $\langle r^2 \rangle$-vel



$\rho(\underline{r})$ → valósz. sűrűségfv.

$r^2 \cdot \rho(\underline{r})\ dV$

↑

így van definiálva, r^2-es átlagolással

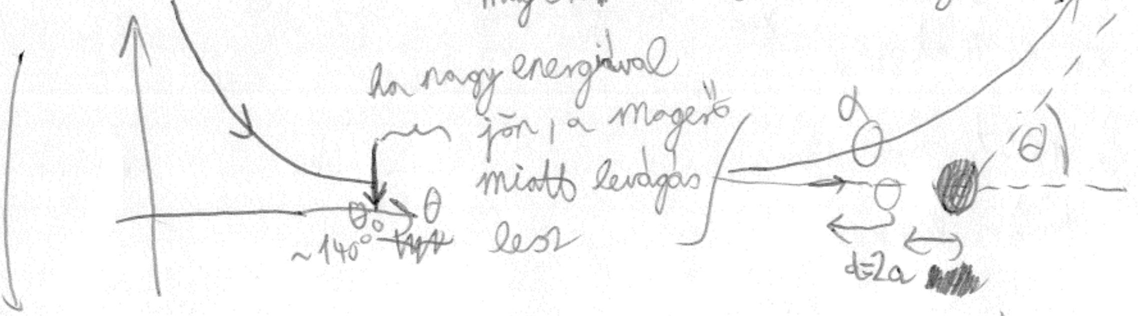
kör.-ek:

- $\rho =$ áll. a mag közepén, és ez az áll. a stabil magoknál meg is egyezik
- diffúz széle van: $R_{Eq} = 1{,}2\ \text{fm}\ A^{1/3}$
- Woods-Saxon-alak (az atommagok sűrűségeloszlása)

$$\boxed{\rho(\underline{r}) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r - r_0}{a}}}}$$

b) Anomális Rutherford-szórás:

20 MeV-nál nagyobb En. kell, hogy összeérjenek, vagy a magerő k. h.-i távolságába érjen



(ez még klasszikusan kezelhető

↓

$(m_0 c^2)_\alpha \approx 4000$ MeV

$$E = \frac{ke^2 \cdot 2 \cdot 82}{r} = \frac{1{,}44\ \text{MeV}\ \cancel{\text{fm}} \cdot 164}{8\ \cancel{\text{fm}}} \approx 30\ \text{MeV}$$

Mekkora energiával kell meglökni, hogy $2a \approx 8$ fm-re megközelítse

. legkisebb megköz. tk : a

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{k e^2 Z_1 Z_2}{2a} \rightarrow a = \frac{k e^2 Z_1 Z_2}{m v^2}$$

. legk. megközelítéskor perdület: $m \cdot u r = m b v$

$$u = \frac{b v}{r}$$

energia

$$tg \frac{\theta}{2} = \frac{a}{b}$$

⋮

legkis. megköz $\theta = 180°$ szöggel

$$\underbrace{r}_{\text{legkisebb megköz. távolsága}} = a \left(1 + \frac{1}{\sin(\theta/2)}\right)$$

eredmények : $R_{EQ} \equiv a \left(1 + 1 / \sin(\theta/2)\right)$

↑ nem bizonyítottuk

$R_{EQ} = 1{,}4 \text{ fm} \cdot A^{1/3}$ ⟷ más eredményt ad, mint a

↓ ⟸ nagyenergiás szórás

ez a módszer a neutronokra is érzékeny

⇓

neutronskin : az ~~atommag~~ külsején van

↓

nagy ~~atommagokná~~l mérhető ki, ahol már eltérdül a stabilit. völgy

c) Müon-~~atomok~~ kar. RTG sugárzása:

↑

μ. $p^+ \xrightarrow{10\,GeV}$ céltárgy

↘ π^- mezon → μ^-

↘ $\tilde{\nu}_\mu$

μ^--t befogja egy

p^+

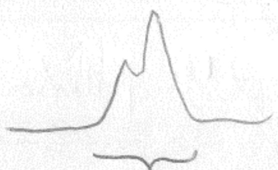
↓

karakt. RTG sug. (ugrál lefelé)

↓

K_α → ezt mérik (legnagyobb)

^{58}Fe



finomszerk. miatt

felhasad a K_α csúcs

nő a K_α sug.

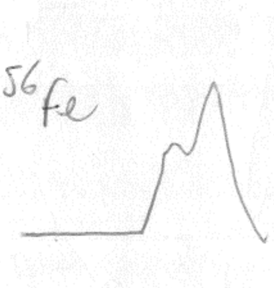
nagysága kisebb

izotópnál

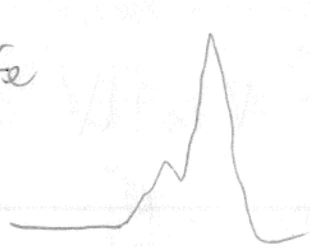
⇑

más a sugár

^{56}Fe



^{54}Fe



K_α energiája:

$$E_{K_\alpha}(r=0) - E_{K_\alpha}(r \overset{R}{=}) = E_{2p} - E_{1s}(r=0) - \left[E_{2p} - E_{1s}(r)\right]$$

ha ugyanaz az atommag 0 sugarú lenne

$\Delta l = 1$ (imp. megm. miatt)

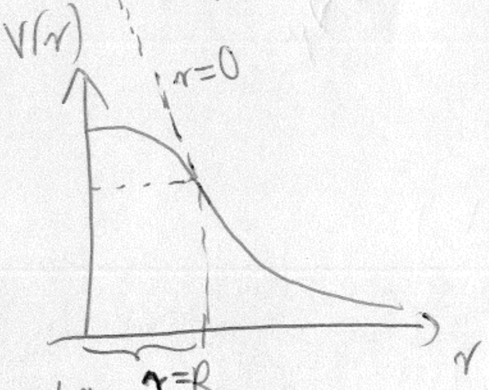
finomfelh.

$2p_{3/2}$ $3/2$ $1/2$ $-1/2$ $-3/2$ 4 energiaszint

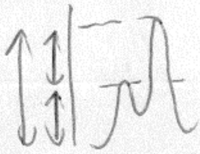
$2p_{1/2}$ $1/2$ $-1/2$ 2 energiaszint

↓

ezért 2-szer akkora a $2p_{3/2}$ állapot csúcsa (2-szer nagy valószn.)



atomm. belseje (medicinlabdaszerű)

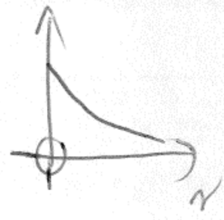


p állapot energiája nem függ a magtól, mert $\psi_{2p}(r=0) = 0$

$$E_{K_\alpha}(r=0) - E_{K_\alpha}(r \overset{R}{=}) = E_{1s}(r) - E_{1s}(r=0) = ⊛$$

$$\psi_{1s}(r) = N e^{-\frac{r}{a_0}}$$

(a_0: Bohr-sugár)



$$E = \int \rho(r) \overbrace{V(r)}^{p^+\text{-ok tere}} \, dV =$$

↳ e^--ok sűrűségeloszlása $|\psi_{1s}(r)|^2 = N^2 e^{-\frac{2r}{a_0}} = \rho(r)$

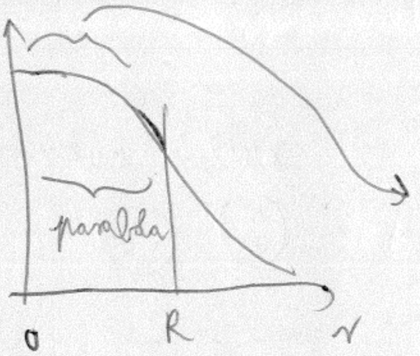
$$⊛ = \int_0^\infty N^2 e^{-\frac{2r}{a_0}} V_R(r)\, dV - \int_0^\infty N^2 e^{-\frac{2r}{a_0}} V_0(r)\, dV =$$

$\int_R^\infty = 0$, mert itt $V_R = V_0$!!!

$$= \int_0^\infty N^2 e^{-\frac{2r}{a_0}} \left[V_R(r) - V_0(r)\right] dV = \int_0^R \int_0^\pi \int_0^{2\pi} N^2 e^{-\frac{2r}{a_0}} \left[V_R(r) - V_0(r)\right] =$$

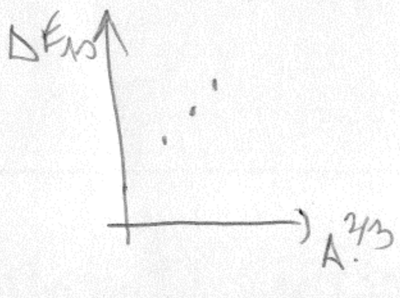
$r^2 \sin\theta \, d\varphi \, d\theta \, dr$ $\quad$ $r^2 \sin\theta \, dr \, d\theta \, d\varphi$

$$= 4\pi N^2 \int_0^R e^{-\frac{2r}{a_0}} \cdot r^2 \cdot V_R(r)\, dr$$



$$\boxed{\frac{3}{2}\frac{Ze^2}{R} - \frac{Ze^2}{2R}\cdot\frac{r^2}{R^2}} = V_R(r)$$

$$E_{1s}(r) - E_{1s}(0) = (\ldots)\, R^2$$



↓

atommagok sugarát ~~meg~~ ki lehet számolni

Cseppmodell

$V \sim A$ $\left(R \approx A^{1/3} \cdot \text{konst}\right)$ (a stab. völgyben)

↑

- úgy képzeljük, mintha kis gömbök lennének az atommagban, melyek sugara állandó

(↳ de ez csak szemléltetés, a kvantumos effektust ez nem adja vissza)

· összenyomhatatlanok a nukleonok

· magerő szomszédok között

↳ távoliakat nem vonzza

(↳ közel taszító (?))

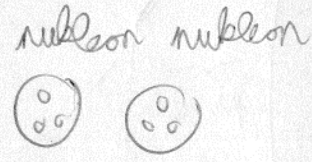
olyan, mint a <u>Van der Waals</u>

az is
(másodlagos kh.)

↓

· olyan, mint egy ~~e~~ víz- csepp

(DE ez a kvantumos effektusokat nem adja vissza)



színsemlegesek, de „indukált szín" lehet

. összenyomhatatlanok a nukleonok

. magerő szomszédok között

↳ távoliakat nem vonzza

(↳ közeltaszító (?))

olyan, mint a Van der Waals

az is
(másodlagos kh.)

nukleon nukleon

színsemlegesek, de „indukált szín" lehet

↓

. olyan, mint egy ~~cs~~ víz-csepp

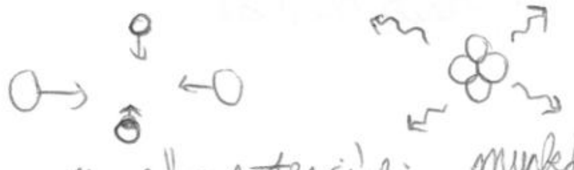
(DE ez a kvantumos effektusokat nem adja vissza)

8. óra

Cseppmodell (folyt.)

1.) Kötési energia

a)



magerő potenciálja munkát végez → kinetikus energia →
→ γ fotonként kisugárzódik (csökken az energia)

$$m_A \cdot c^2 - Z \cdot m_p \cdot c^2 - N m_n \cdot c^2 = E_{köt} < 0$$

↓
atom ~~tömeg~~

↑
ált. ban ⊖ kötési energiát definiálunk

$$\left(-E_{köt} = E^{+}_{köt} > 0 \right)$$

b) mérése → tömegspektrométerrel „~~vagy~~ (semleges töltésű részecskéket követtek

↘ keletkező γ fotonok

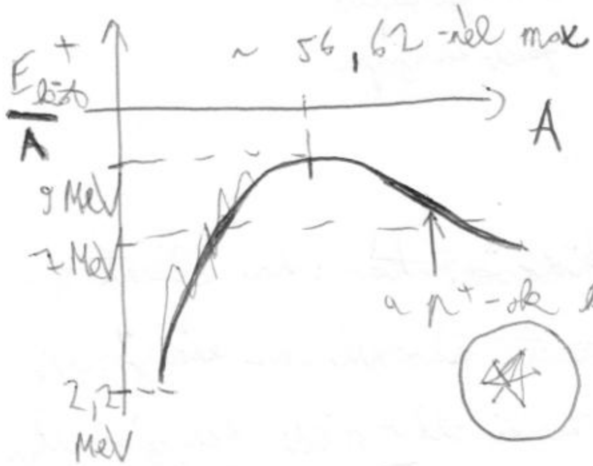
c) tapasztalat (stabil atommagok)

$\varepsilon = \frac{E_{köt}}{A}$ pl. $\frac{^{3}He}{3}$ $\frac{^{12}C}{12}$

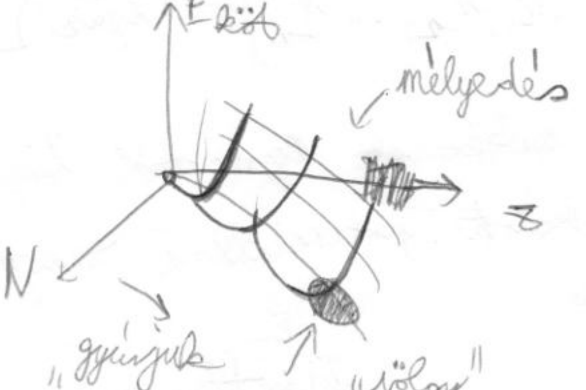
$\frac{m_{^{12}C} \cdot c^2}{12} = 1$ AMU $< m_p \cdot c^2$

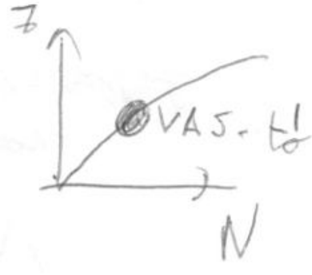
~ $\boxed{931{,}5\ MeV}$ (~ 8MeV a különbség)

a kötésben lévő nukleon „tömeg"



a p^+-ok közötti taszítás lazítja a kötést





(„Colorado-folyó", Ezüst-tó,
↓
„köves az medre")

izotóp térkép széle csipkés

$E_{köt}(Z,A)$ $\boxed{\text{FEKF}}$: fél-empirikus kötési energia formula

$$E_{köt} = -\underbrace{\alpha \cdot A}_{\uparrow\ \text{magerő}} + \underbrace{\beta A^{2/3}}_{\text{felületi feszültség}} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \overbrace{\delta \frac{(A-2Z)^2}{A}}^{\text{szimmetria, kvantummech. eredetű}} + \overbrace{\varepsilon(K) A^{-3/4}}^{\text{párkölcsönh.}}$$

∀ nukleonnak 12 szomszédja van (a térfogatban) (koord. szám)

↑ + járulék (nincs mind1-nek 12 szomszédja)

cseppmodell érv. köre

$r \sim A^{1/3}$

$r^2 \sim A^{2/3}$

↓ Ha +1-et beleteszünk, annak is 12 szomszédja lesz, de összesen ∀ kötést 2-szer számoltunk

ρ $\frac{3}{5}\frac{Z^2}{r}$; $\frac{Z(Z-1)}{r}$

homogén töltött gömb energiája

párkölcsönhatás: ha ellentétes spinnel párosul, az előnyösebb

↳ Pauli-elv miatt 1 energiaszinten csak 2 ellentétes spinű lehet igazi

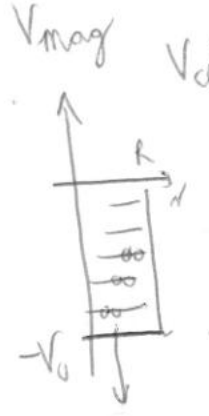
A részecskés hullámfv: $\Psi(\underline{r}_1, \underline{r}_2, \dots \underline{r}_A)$

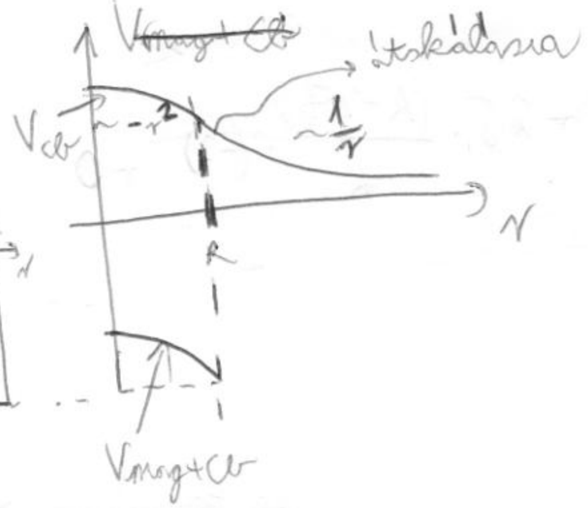
legegyszerűbb modell: a nukleonok egymástól függetlenül konst. potenciálban mozognak

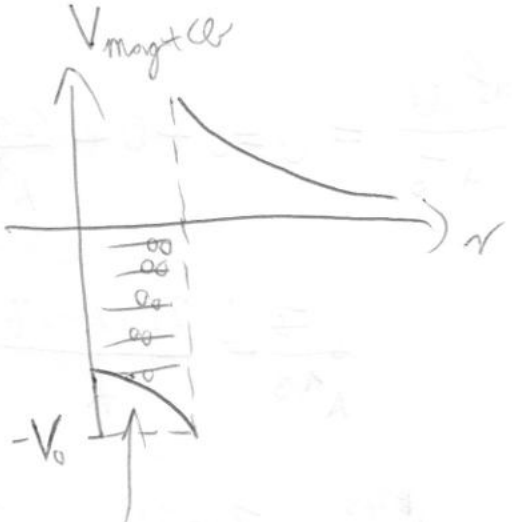
↓

független rész. modell

← ez csak a magerőt mutatja







sima

spin 3. komp. különb

a p^+-ok magasabb energiáról indulnak (kisebb negatív) a Cb. taszítás miatt

az az előnyös, ha ugyanannyi n^0 és p^+ van, mert párba tudnak rendeződni

⇓

szimmetriatag → $\sim (N-Z) = (A-2Z)$

~~nem mind 1, hogy n^0 vagy p^+~~

párkölcsönhatás: } kitevő

3/4 → tapaszt.

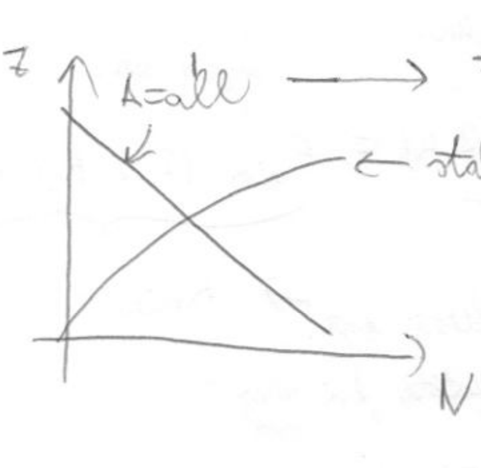
- $K=1$ páratlan-páratlan atommag (az utolsó n^0 és p^+ is párosítatlan)

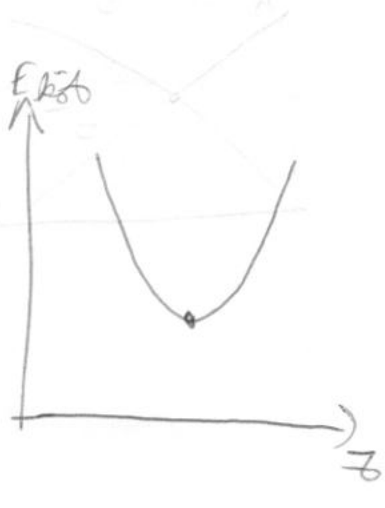
  ↓

  gyengíti a kötést

- $K=0$ → páratlan páros
  ↘ páros páratlan
- $K=-1$ páros páros

$A=$áll ⟶ $Z+N=$áll ⇒





$$\frac{dE_{köt}}{dZ} = 0 = 0 + 0 + \frac{2\gamma}{A^{1/3}} Z + 2\delta \cdot \frac{(A-2Z)}{A} \cdot (-2) + 0$$

$$\frac{\gamma Z}{A^{1/3}} = \frac{2\delta (A-2Z)}{A}$$

$$A^{2/3} \cdot \gamma \cdot Z = 2\delta A - 4\delta Z$$

kis tömegszámra $\sim \frac{A}{2}$

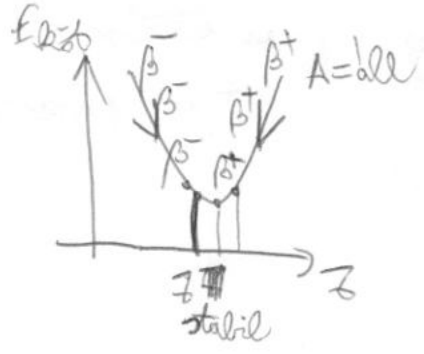
$\uparrow$

$$Z\left(\gamma A^{2/3} + 4\delta\right) = 2\delta A$$

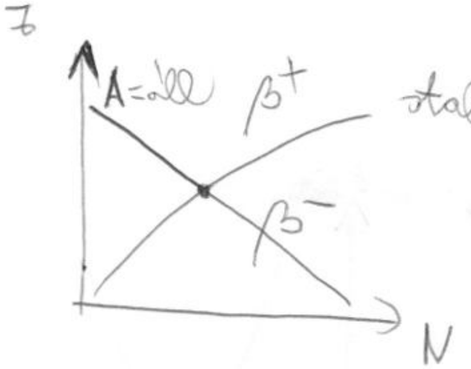
$$Z = \frac{2\delta \cdot A}{\left(\gamma A^{2/3} + 4\delta\right)} = \boxed{f(A)} = \frac{A}{2}\frac{4\delta}{\left(\gamma A^{2/3} + 4\delta\right)} = \boxed{\frac{A}{2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\gamma}{4\delta} \cdot A^{2/3}}}$$

$\downarrow$

adott A-ra melyik Z-nél a legstabilabb az atommag



→ a stabilnál nagy ~~tömegszámú~~ rendszámúak β^+, kisebbek β^- bomlóak

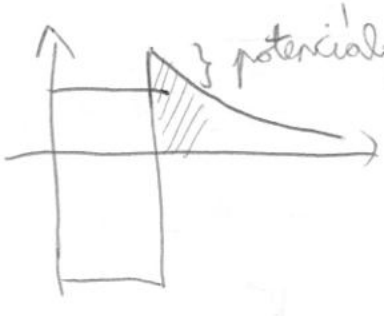


kezdeti en. végső en.

$$E_{köt}(Z, A) \Rightarrow \underbrace{E_{köt}(Z-2, A-2) + E_\alpha}$$

meg lehet hat.? → A_{min}

milyen A ~~...~~ fölött „éri meg" α bomlani



} potenciálgát → emiatt csak később van α bomlás, mint a FEKF jósolja

↓

$82 < Z$ felett α bomld

(Pb)

A radioaktivitás statisztikus jellege

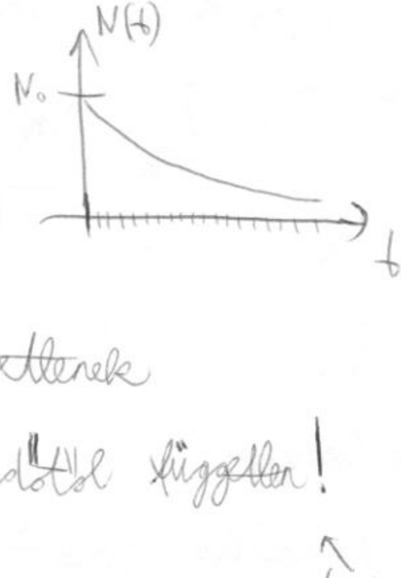
N db

Exponenciális bomlástörvény

$N_{(t)} = N_0 \cdot e^{-\lambda t}$ (diffegy. megoldása)

↑

$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda N(t)$



↓

ugyanannyi idő alatt ugyanannyi % bomlik el

- Bomlások függetlenek
- boml. valósz. időtől független! időfüggetlen λ
- $\lambda = \frac{d(\text{boml. val.})}{d(\text{idő})}$ | $p_1 = \lambda \cdot dt$ (1 atomra)

$n = ?$ bomlik el (milyen eloszlás)

$n=0: (1-p_1)^{N}$

$n=1: p_1 \cdot (1-p_1)^{N-1} \cdot N$ ← amelyik elbomolhat

$n=2 \quad \binom{N}{2} p_1^2 (1-p_1)^{N-2}$

$$\boxed{p(n) = \binom{N}{n} p_1^{\,n} (1-p_1)^{N-n}}$$ binomiális eloszlás

$$\bar{n} = \sum_{n=1}^{N} p(n)\cdot n = \sum_{n=1}^{N} \binom{N}{n} \cdot p_1^{\,n} (1-p_1)^{N-n} \cdot n = p_1 N \cdot \sum_{n=1}^{N-1} \binom{N-1}{n-1} p_1^{\,n-1} \cdot (1-p_1)^{N-1-(n-1)} =$$

$$\frac{N(N-1)\cdots(N-n+1)}{\cancel{n!}\,(n-1)!}\cdot \cancel{n} = N\binom{N-1}{n-1} \qquad = N\cdot p_1$$

$$\bar{n} = N p_1$$

$$\sigma_n^2 = \sum_{n=1}^{N} p(n)\cdot\left[n-\bar{n}\right]^2 = N p_1 (1-p_1)$$

$$\sigma_n^2 = \bar{n}(1-p_1) \approx \bar{n} \qquad \sigma_n^2 = \bar{n} \qquad \text{Poisson-eloszlás}$$

ha p_1 kicsi

$$\frac{\lambda^n \cdot e^{-\lambda}}{n!}$$

$N, n \rightarrow$

binomiális $\rightarrow$ Poisson $\rightarrow$ Gauss (normális eloszlás)

$\lambda dt = p_1 << 1$ Stirling

$N >> n$

$$\bar{n} = N\cdot p_1$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\bar{n} = -p_1 N(t)$$

$$\frac{N_0}{2} = N_0 \cdot e^{-\lambda t}$$

$$\frac{1}{2} = e^{-\lambda t}$$

$$2 = e^{\lambda t}$$

$$\ln 2 = \lambda t$$

$$\boxed{\frac{\ln 2}{\lambda} = t = T_{1/2}}$$ felezési idő

Átlagos élettartam:

$$\tau = \int_0^\infty n(t) \cdot t \, dt = \frac{1}{T} \int_0^\infty e^{-\lambda t} \cdot t \, dt = \lambda \int_0^\infty e^{-\lambda t} t \, dt = \lambda \int_0^\infty -\frac{de^{-\lambda t}}{d\lambda} dt =$$

$$= -\lambda \frac{d}{d\lambda} \int_0^\infty e^{-\lambda t} dt =$$

$$= -\lambda \frac{d}{d\lambda}\left(\frac{1}{\lambda}\right) = ⊛$$

$$n(t) = \frac{1}{T} e^{-\lambda t}$$

$$\frac{1}{T} \int_0^\infty e^{-\lambda t} dt = 1$$

ahol $\frac{0-1}{-\lambda} = \frac{e^{-\lambda \infty} - e^{-0}}{-\lambda} = \left[\frac{e^{-\lambda t}}{-\lambda}\right]_0^\infty = \int_0^\infty e^{-\lambda t} dt = T$

normálási faktor

$$⊛ = -\lambda \cdot \left(-\frac{1}{\lambda^2}\right) = \frac{1}{\lambda} = \tau$$

Leányelemek számának időfüggése

$$A \xrightarrow{\lambda_1} L \xrightarrow{\lambda_2} S$$

(anyaelem) (leányelem)

$N_1(t)$ $N_2(t)$

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = -\lambda_1 N_1(t)$$

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = -\lambda_2 N_2(t) + \overbrace{\lambda_1 N_1(t)}^{\text{annyi keletkezik, amennyi az anyaelemből elbomlott}}$$

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = -\lambda_2 N_2(t) + \underbrace{\lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t}}_{\text{inhomogén}}$$

$$N_2(t) = N_{2_{hom.}}(t) + N_{2_{inh.}}(t)$$

$$\downarrow$$

$$A\, e^{-\lambda_2 t}$$

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = -\lambda_2 N_2(t) + \lambda_1 N_{1_0} e^{-\lambda_1 t}$$

$$\downarrow$$

$$N_{2\,inhom.}(t) = B\cdot e^{-\lambda_1 t} \rightarrow -\lambda_1 B e^{-\lambda_1 t} = -\lambda_2 \cdot B e^{-\lambda_1 t} + \lambda_1 N_{1_0} e^{-\lambda_1 t}$$

$$-\lambda_1 B = -\lambda_2 B + \lambda_1 N_{1_0}$$

$$B(\lambda_2 - \lambda_1) = \lambda_1 N_{1_0}$$

$$B = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{1_0}$$

$$\boxed{N_2(t) = A\cdot e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2-\lambda_1} N_{1_0} e^{-\lambda_1 t}}$$

kezd. felt.

$A = ? \rightarrow t = 0 \rightarrow N_{2_0}$

$$N_{2_0} = 0 \rightarrow -\frac{\lambda_1}{\lambda_2-\lambda_1} = A$$

9. óra

kezdeti felt. (folyt.)

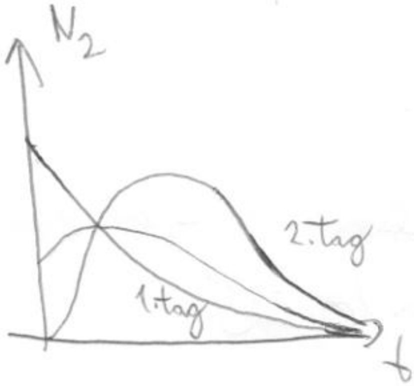
$$N_2(0) = N_{2_0} = A\cdot e^0 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2-\lambda_1} N_{1_0} e^0$$

$$A = N_{2_0} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2-\lambda_1} N_{1_0}$$

$$A \xrightarrow{\lambda_1} L \xrightarrow{\lambda_2} S$$

$$\boxed{N_2(t) = N_{2_0}\cdot e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2-\lambda_1}\cdot N_{1_0}\cdot\left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}\right)}$$

→ szétszedjük az anyaelem bomlásából származó N_2-ket, és a kezdetben meglévő N_2-ket



Radioaktív egyensúly ~~(Radon)~~

($\dfrac{dN_2(t)}{dt} = \underbrace{-\lambda_2 N_2}_{e^{-\lambda_1 t},\, e^{-\lambda_2 t}} + \underbrace{\lambda_1 N_1}_{e^{-\lambda_1 t}}$ $\rightarrow$ $\dfrac{dN_2}{dt}$ nem lehet 0, mert akkor $N_1 \sim N_2$, de az egyikben $e^{-\lambda_1 t}$, a másikban $e^{-\lambda_1 t}, e^{-\lambda_2 t}$ is van)

~~(magyarul az anyaelem folyton bomlik, tehát nem keletkezhet ugyanannyi leányelemből, mint~~

$\downarrow$

nem lehet mindig ugyanannyi N_2-ből

$\Downarrow$

$R = \dfrac{A_L(t)}{A_A(t)} \rightarrow$ konstans

(~~a izotópok~~ az anyaelem és leányelem aránya változatlan marad)

$$R = \frac{\frac{\lambda_2 \cancel{\lambda_1}}{\lambda_2 - \lambda_1} \cancel{N_{10}} \cdot \left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}\right)}{\cancel{\lambda_1} \cancel{N_{10}}\, e^{-\lambda_1 t}} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}\left(1 - e^{\lambda_1 t - \lambda_2 t}\right) =$$

$$= \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}\left(1 - e^{(\lambda_1 - \lambda_2)t}\right)$$

ha

- ~~(1)~~ $\lambda_2 > \lambda_1$

$T_A > T_L$ — az anyaelem lassabban bomlik → van egyensúly

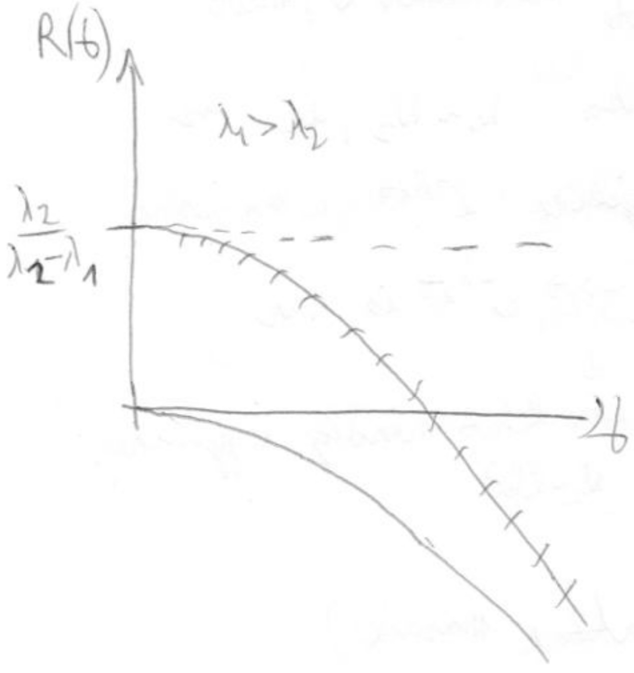
$^{238}U \to {}^{234}Th \to {}^{234}Pa$

- $\lambda_1 > \lambda_2$ — az anyaelem gyorsabban bomlik

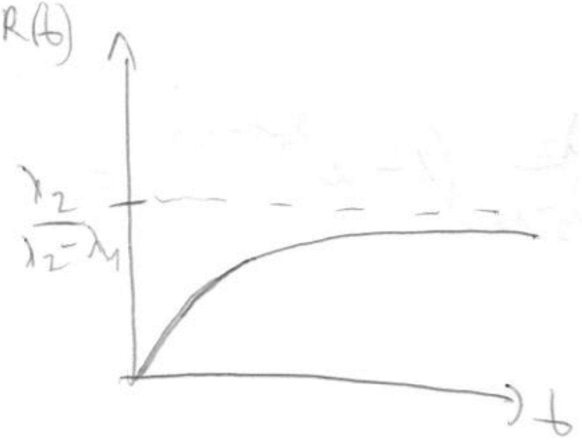
$T_A < T_L$

$^{218}Po \to {}^{214}Pb \to$

3 perc 18 perc



→ nincsen radioaktív egyensúly



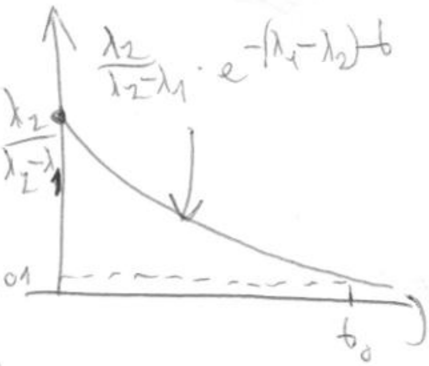
→ van rad. egyensúly

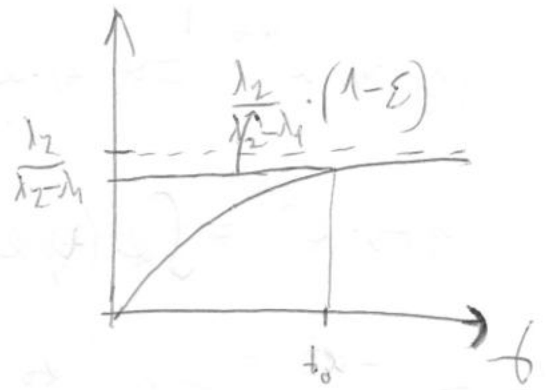
Akkor van rad. egyensúly, ha van t_0, $\forall t > t_0$

$$\left| R(t) - K \right| < \varepsilon \qquad \left(K = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right)$$

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-(\lambda_1 - \lambda_2)t} < \varepsilon$$

pl.





↓

ilyen pontossággal akarjuk megmondani, hogy lekonvergált-e

ε: mérési bizonytalanság

↓

a mérés hibája határozza meg a pontosságot

Bomlási sorok

$$\dot N_1 = -\lambda_1 N_1$$

$$\dot N_2 = -\lambda_2 N_2 + A_1$$

$$\dot N_3 = -\lambda_3 N_3 + A_2$$

(nem biztos, hogy egyértelműen köv. → → van, ami többféleképpen is elbomolhat

$\vdots$

$$\dot N_i = -\lambda_i N_i + A_{i-1}$$

$$N_1(t) = N_{10} e^{-\lambda_1 t}, \quad N_2(t) = N_{20} e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_{10} \left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right)$$

⇓

$$\boxed{N_i(t)=\sum_{j=1}^{i} a_{ij}\, e^{-\lambda_j t}}$$

$$y'(t) = -\alpha y(t)+f(t) \quad \text{ált. egyenlet}$$

$$e^{-\alpha t}\left(y'(t)\cdot e^{+\alpha t} + \alpha\, e^{+\alpha t} y(t)\right) = f(t)\cdot$$

$$\left(y(t)\cdot e^{\alpha t}\right)' = f(t)\cdot e^{\alpha t}$$

$$y(t)\cdot e^{\alpha t} = \int f(t)\, e^{\alpha t}\, dt + K$$

$$y(t) = e^{-\alpha t}\int \underbrace{f(t)}\, e^{\alpha t}\, dt + K e^{-\alpha t}$$

$y(t) \to N_i(t)$ ↙ megnézzük, hogy ilyen Σ → képletet ad-e, amilyet szeretnénk (~ teljés indukció

$\alpha \to \lambda_i$

$$f(t) \to \lambda_{i-1}\cdot N_{i-1}(t) = \sum_{j=1}^{i-1} \lambda_{i-1}\cdot a_{i-1,j}\, e^{-\lambda_j t}$$

(ha N_{i-1}-nek ilyen az alakja N_i-é is ilyen-e)

$$N_i(t) = e^{-\lambda_i t}\cdot \int \sum_{j=1}^{i-1} \lambda_{i-1}\, a_{i-1,j}\cdot e^{-\lambda_j t}\cdot e^{\lambda_i t}\, dt + K\, e^{-\lambda_i t} =$$

$$= e^{-\lambda_i t} \sum_{j=1}^{i-1} \lambda_{i-1}\cdot a_{i-1,j} \int e^{(\lambda_i-\lambda_j)t}\, dt + K\cdot e^{-\lambda_i t} =$$

$$= \cancel{e^{-\lambda_i t}} \cdot \sum_{j=1}^{i-1} \lambda_{i-1}\cdot a_{i-1,j}\, \frac{e^{(\lambda_i-\lambda_j)t}}{\lambda_i-\lambda_j} + K e^{-\lambda_i t}$$

$$\underline{\underline{N_i(t)}} = \sum_{j=1}^{i-1} \frac{\lambda_{i-1}}{\lambda_i - \lambda_j} \cdot a_{i-1,j} \cdot e^{-\lambda_j t} + K_{(i)} e^{-\lambda_i t} =$$

i. elemhez tartozó kezdeti ~~feltételből~~ hat. meg

$$= \underline{\underline{\sum_{j=1}^{i} a_{ij} e^{-\lambda_j t}}} \quad \checkmark$$

$$a_{ij} = \frac{\lambda_{i-1}}{\lambda_i - \lambda_j} a_{i-1,j} + K \qquad K_i = a_{ii}$$

$$a_{i+1,j} = \frac{\lambda_i}{\lambda_{i+1} - \lambda_j} a_{ij} + K e^{-\alpha t}$$

$\cancel{(K_i = a_{ii})}$

$$a_{31} = \frac{\lambda_2}{\lambda_3 - \lambda_1} \cdot a_{21} = \frac{\lambda_2}{\lambda_3 - \lambda_1} \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot a_{11} = \frac{\lambda_2}{\lambda_3 - \lambda_1} \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_{10}$$

$$a_{ij} = \frac{\prod_{k=1}^{i-1} \lambda_k}{\prod_{k=j}^{i} (\lambda_{k+1} - \lambda_j)}$$

pótóra: csüt. 13^00

máj. 21, hétfő!! 11–13^00

Radioaktív egyensúly radioaktív sorban

^{238}U, ^{233}Th $\rightarrow \lambda_1$ legkisebb ($^{234}U \rightarrow 250$ Mév)
4,4 Gév 10 Gév

(tetszőleges leányelem egyensúlyban van-e valamelyik másik elemmel a sorban)

ezeknél lehet egyensúly, mert $\forall A_1$ a **legnagyobb** felezési ideje ezeknél

$\frac{A_i}{A_1}$, pl. $^{238}U \rightarrow ^{234}Th \rightarrow ^{234}Pa \rightarrow ^{234}U$ lehetne máshogy is, de spec. az így van

$$\underline{\underline{\frac{A_i}{A_1}}} = \frac{\lambda_i \sum_{j=1}^{i} a_{ij} e^{-\lambda_j t}}{N_{1_0} \lambda_1 \cdot e^{-\lambda_1 t}} = \underline{\underline{\frac{\lambda_i}{N_{1_0} \cdot \lambda_1} \cdot \sum_{j=1}^{i} a_{ij} \, e^{(\lambda_i - \lambda_j)t}}}$$

a képlet bonyolult, de $\forall A_i$-re van mo., ha λ_1 a legnagyobb

ha pl. $\lambda_i << \lambda_{j=1}$
1000 év 10 Gév

$\Downarrow$

$e^{-\lambda_* t} < \varepsilon$

$\lambda_* = 1$-től i-ig a 2. legkisebb λ_j $\leftarrow$ a 2. leglassabban lecsengőt kell nézni $\rightarrow$ ha ez lecsengett, akkor a többi is pl.

$$^{238}U \to {}^{234}Th \to {}^{234}Pa \to {}^{234}U \to {}^{230}Th \to {}^{226}Ra \,\Big|\, e^{-\lambda \cdot t} < \varepsilon$$

2. legnagyobb felezési idejű ~~nek~~ izotóp felezési idejének

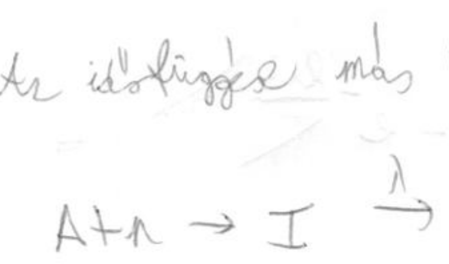
5x-e eltelik

$$e^{-\lambda t} = 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}} = 2^{-5} = \frac{1}{32} \approx 3\%.$$

$t = 5 \cdot T_{1/2}$

Indukált radioaktivitás

1932: neutron



és most nem ~~ill~~ elhanyagolható

↓

Az időfüggés más! a besugárzástól

$$A + n \to I \xrightarrow{\lambda} S$$

beletkezés

$$\dot{N}_I = -\lambda N_I + \sigma j N_c$$

$j(t) = \text{áll}$

de most ezt elhanyagoljuk, ↑ mert σ kicsi

ha besugárzástól van szó, ↑ N_c is változik

hatáskeresztmetszet: $\dot{N}_r = \sigma j N_c$ (def. szerint) → σ = áll, ha a fluxus nem vált.

$$y(t)=e^{-\alpha t}\cdot\int f(t)\,e^{+\alpha t}\,dt+K e^{-\alpha t} \leftrightarrow y(t)\to N_I(t)$$

$$f(t)\to\rho$$

$$\alpha\to\lambda$$

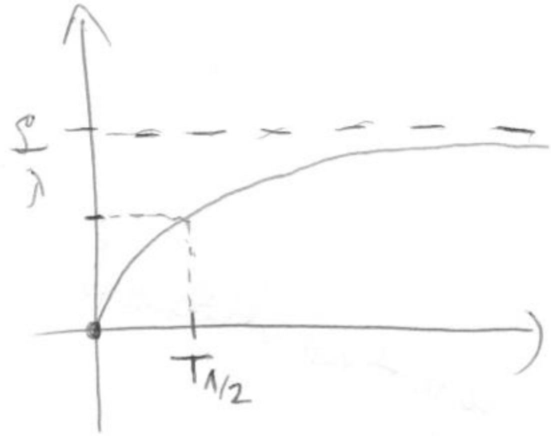
$$\underline{\underline{N_I(t)}}=e^{-\lambda t}\int \rho e^{\lambda t}\,dt+Ke^{-\lambda t}=e^{-\lambda t}\,\rho\cdot\frac{e^{\lambda t}}{\lambda}+Ke^{-\lambda t}=$$

$$\underline{\underline{=\frac{\rho}{\lambda}+Ke^{-\lambda t}}}$$

$$N_I(0)=0=\frac{\rho}{\lambda}+K\cdot 1$$

$$K=-\frac{\rho}{\lambda}$$

$$N_I(t)=\frac{\rho}{\lambda}\left(1-e^{-\lambda t}\right)$$



(exponenciálisan feltöltődő fv.!)

$$t=\frac{\ln 2}{\lambda}=T_{1/2} \qquad N_I(T_{1/2})=\frac{\rho}{\lambda}\left(1-e^{-\frac{\ln 2}{\cancel{T_{1/2}}}\cdot\cancel{T_{1/2}}}\right)=$$

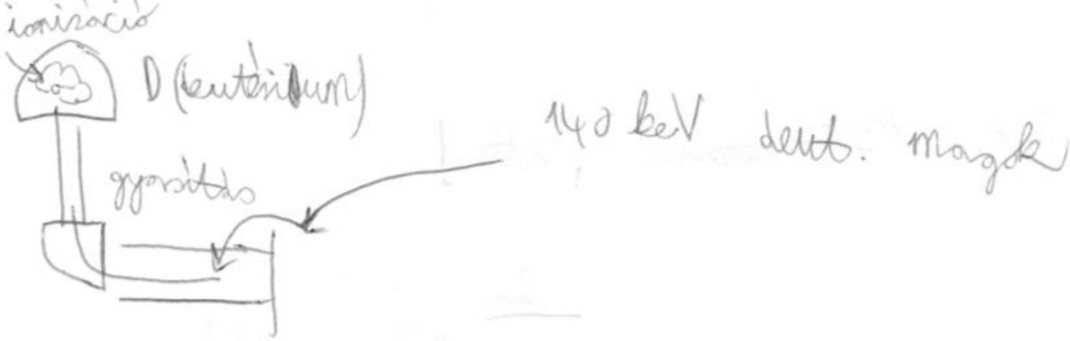
$$=\frac{\rho}{\lambda}\left(1-\frac{1}{2}\right)=\frac{1}{2}\frac{\rho}{\lambda}$$

a felezési idő alatt éri el az aktivitás felét

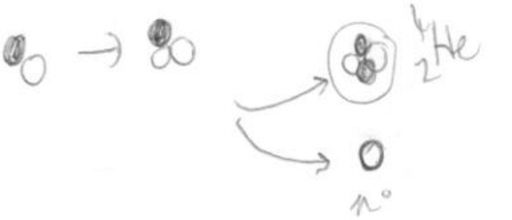
↳ ez azért jó, mert tudjuk, meddig éri meg benthagyni

Neutrongenerátor

140 000 V -os gyorsító



céltárgy ^3H (trícium)



$^3H + D \to \alpha + n$

$A + a \to B + b$ (besugárzás jelölése)

$A(a, b)B$ (magreakciók jelölésrendszere)

pl. $^3H(\underset{\substack{\uparrow \\ \text{deut.}}}{d}, n)\alpha$

$^6Li\underbrace{(d, n)}$$^7Be$

ha a középső tag hasonló, maga a reakció is hasonló lefolyású pl.

szerd. $13^{\underline{00}}$ pótóra, itt!

10. óra

Radioaktivitás minőségi leírása

1) α-bomlás

$T_{1/2}$, E_α (energia)

- visszalökődés α-bomlásban:

a p^+-ok taszítása csökkent ($2p^+$ elment) $\rightarrow$

$\rightarrow$ összehúzódik a mag (leányelem), energia keletk.

(magerő munkát végez)

(közben a magerő is csökken, de az elektr. taszítás jobban)

1 nukleonra jutó energia is csökken

nagy tömeg miatt jó a klassz. közelítés

$Q=(m_A-m_L-m_\alpha)c^2$: kötési energiák megváltozása $=\frac{p^2}{2m_L}+\frac{p^2}{2m_\alpha}$

$$\frac{p^2}{2m_\alpha}\left(1+\frac{m_\alpha}{m_L}\right) = E_\alpha\left(1+\frac{m_\alpha}{m_L}\right)$$

$$\underline{\underline{E_\alpha}} = \frac{Q}{1+\frac{m_\alpha}{m_L}} = Q\,\frac{m_L}{m_L+m_\alpha} \approx Q\,\frac{A_L}{A_L+A_\alpha} = Q\,\frac{A_L}{A_A} = \underline{\underline{Q\cdot\frac{A-4}{A}}}$$

A_A ↑ anyaelem tömegszáma

$$E_L = Q\,\frac{4}{A}$$

$$^{222}Rn \to {}^{218}Po + \alpha$$

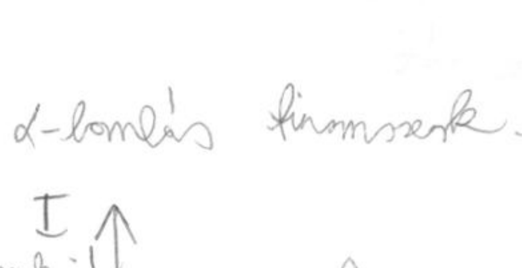
$$E_{^{218}Po} = Q\,\frac{4}{222} = \frac{Q}{55{,}5}$$

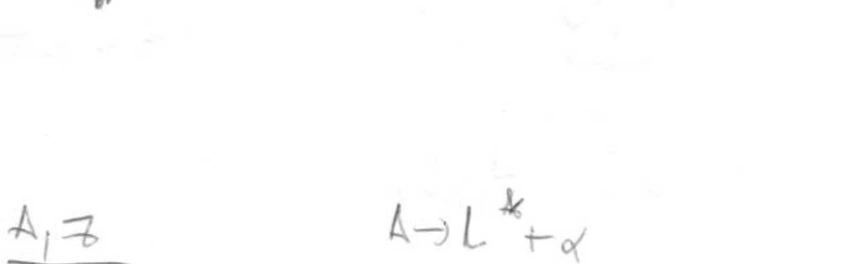
$$E_\alpha = Q\,\frac{218}{222} = 5{,}5\ \text{MeV}$$

$$Q = \frac{222}{218}\cdot 5{,}5\ \text{MeV}$$

$$E_{^{218}Po} \approx \frac{222}{218}\cdot 5{,}5\ \text{MeV}\cdot\frac{1}{55{,}5} \approx 0{,}1\ \text{MeV} = 100\ \text{keV}$$

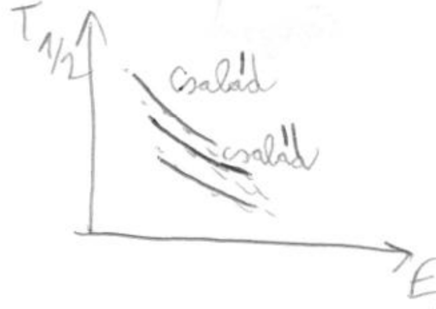
α-bomlás finomszerk.





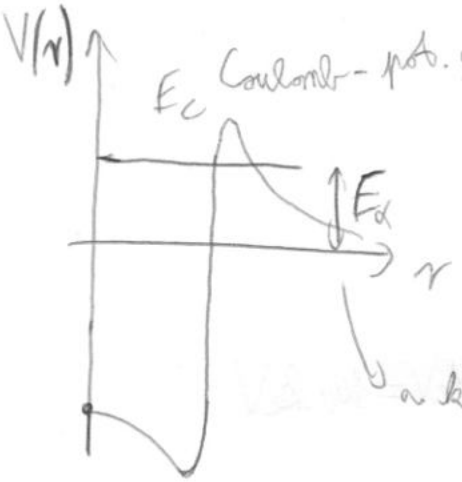
$Q_1 - E^* = Q_2$ $\qquad$ $A \to L^* + \alpha$

A nagyobb energiájú α részecskénél mindig nagyobb volt a gyakoriság. (amikor „alapállapotba" érkezett*)

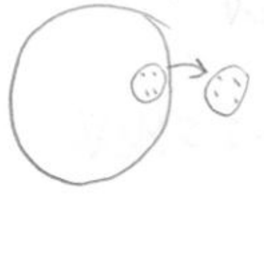


Geiger-Nuttal-tv.

α-bomlás mechanizmusa?



úgy tekintjük, mintha már bent is α lenne



a kijövő α részecske energiája kisebb, mint a potenciál gát

magerők
k.h.-i tartománya

~ 5-10 MeV között van a természetben az összes α bomlás energiája inverz α-bomlás

kis energiánál a gát miatt visszafele sem megy bele!

de gyorsítóval ki lehet mérni, hogy mekkora a pot. gát

Sch. egy. $\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(r)\right]\Psi = E\Psi$ ← E_α

1D-ban

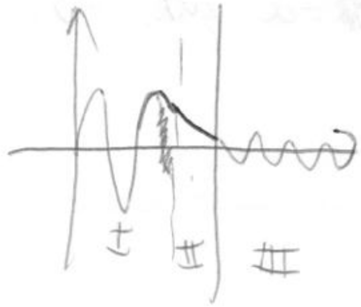
$-(\ldots)\Psi'' = (E_\alpha - V)\Psi$

↓

megoldás: attól függ, $E_\alpha \overset{?}{\gtrless} V$

ha $E_\alpha < V \rightarrow e^{\pm\beta r}$

$E_\alpha > V \rightarrow e^{\pm i\beta r}$



alagúteffektus

val. áramsűr.

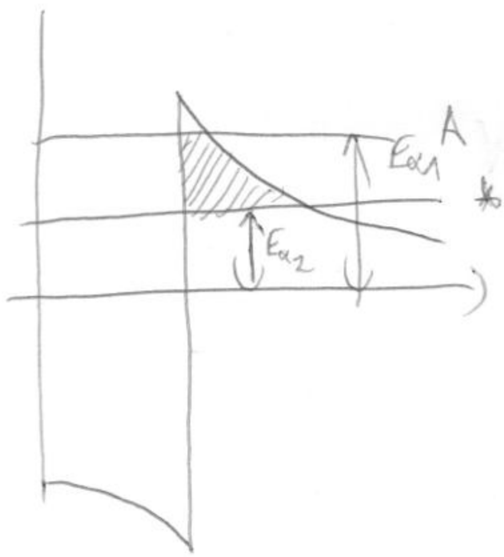
$\Gamma = \dfrac{A_{III}^2}{A_I^2}$ áthaladás valószínűsége $\left(\dfrac{j_{ki}}{j_{be}}\right)$

Gamow-faktor (α-bomlásra alkalmazták először)

pattogás frekvenciája (hányszor ütközik neki)

$W = \Gamma \cdot f$

valószínűség, hogy átmegy



$E_{\alpha_1} > E_{\alpha_2}$

$T_1 < T_2$

$e^{-T_1} > e^{-T_2}$

$W_1 > W_2$ (val., hogy átmegy)

$\lambda_1 > \lambda_2$

$T_{1/2_1} < T_{1/2_2}$

Minél nagyobb az energia, annál kisebb a felezési idő!!

(a gerjesztett állapotra menő α-rész. nagyobb részt alagutaz át, ezért kisebb val.-el jut át, nagyobb a felezési idő!!)

2) β-bomlás

kvarkok is megváltozik, magfizikában ez:

$u \leftrightarrow d$ $\quad {}^3_1H \to {}^3He + e^- + \tilde{\nu}_e$

$$\boxed{n \to p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e}$$

$d \to u + e^- + \tilde{\nu}_e$

${}^{18}F \to {}^{18}O + e^+ + \nu_e$

$$\boxed{p \to n + e^+ + \nu_e} \qquad m_n > m_p \text{, DE}$$

ez atommagon belül van, ezért van kötési energiája is ✓

(szabad p^+ nem alakul át)

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

= ezen két $\boxed{\text{egyenlet}}$, és algebrai átrendezhetjük mehetnek

csak végbe

$n + e^+ \to p + \tilde{\nu}_e$

$p + e^- \to n + \nu_e$ → E.C. (elektronbefogás)

$\nu_e + n \to p + e^-$

$\tilde{\nu}_e + p \to n + e^+$

---

3) γ-bomlás

γ foton: atommagból származik

γ bomlás: γ foton keletkezik

(gerjesztett állapotból alacsonyabb energiaszintű állapotba kerül)

6000 –
~ 10 000 bomlás/

^{14}C

$^{40}K \xrightarrow{\beta^+} {}^{40}Ar \to \gamma$ foton ~300 γ foton

$\searrow \beta^-$

γ foton:

- frekvencia
- polarizáció

paritás, perdület

perdület sajátállapotok!

↓

↓

Maxwell-egyenletek → vektor-gömbfv.

↓

perdület →

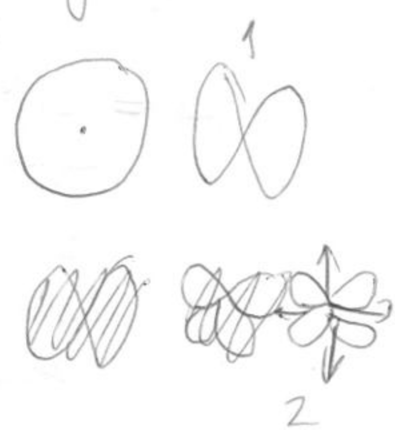
paritás → (terjedés irányára szimm. vagy nem)

↓

TM, TE

perdület KVM-ban: L^2, L_z ; S^2, S_z → $i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi}$

↓ sajátértékek → mellékkvantumszám



ilyen ~~foton~~ nem keletk.

↓

keletk. valószínűsége:

függ E, M, l ↑ (perdületkv. szám)

=

multipolaritás

~~fotonok~~: E1, M1, E2, M2, E3, M3 ...

↓ mágn. dipól ↓ el. kvadrupól

↓ nem azonos a val.

$\boxed{l \uparrow \text{ valósz.} \downarrow \text{ és vsz.}_E \text{ nagyobb, mint vsz.}_M}$

perdület megmaradás:

$\vec{I}_1 \to \vec{I}_2 + \vec{L}_\gamma$ kvantummech. perdület

kv. szám: i_1 i_2 l

$$|i_1 - i_2| \leq l \leq |i_1 + i_2|$$

$$|2-1| \leq l \leq |2+1| \rightarrow l = 1, 2, 3$$

paritásmegmaradás:

$$\Pi_1 = \Pi_2 \cdot (-1)^l$$

$$\frac{\Pi_1}{\Pi_2} = (-1)^l \rightarrow \text{paritásmegmaradó állapot}$$

$$\| $$

$$(-1) = \underbrace{(-1)^l}_{E}$$

(elektromos ~~foton~~)

$(-1)^1$ ✓

$(-1)^2$ –

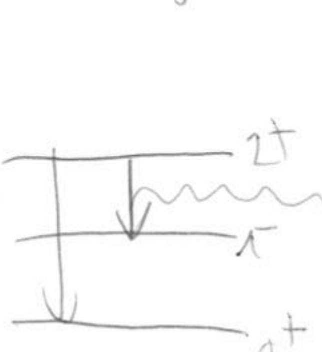
$(-1)^3$ ✓

E1, E3

$$\frac{\Pi_1}{\Pi_2} = (-1)^{l+1} \rightarrow M2$$

E1 legvalószínűbb ~~foton~~

M2 }
E3 }



γ^-
γ^+ } a perdületváltoz. nagy → nagy multipolaritású foton keletkezik

izomer-állapot

↓

kis valószín.

↓

hosszú felezési idejű γ-bomlás

11. óra

jún. 1.: 2. írásbeli

jún. 4. (hétfő!) 2. szóbeli → beugró kérdés mindkét ZH-ból → jegy elfogadása
↘ javítás/rontás

Detektorok

GM cső
ködkamra
kaloriméter (Energiát mér)
CCD
félvezető det.
szcintillátor
filmdoziméter

1) Csoportok:

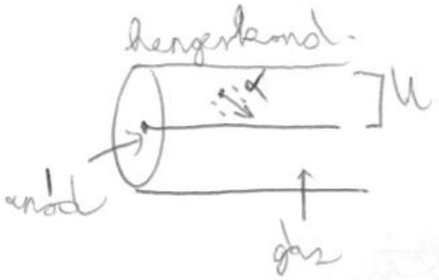
- vizuális detektorok → ködkamra (Wilson-féle, diffúziós)
  → filmdoziméter
  → nyomdetektor
  → buborékkamra

- gáztöltésű ~ → ionizációs
  → proporcionális
  → GM-cső

- félvezető → Si (Li szennyezés)
  → Ge (-‖-)
  → HP Ge
  → Si (felületi záróréteges)

- Szcintillációs → NaI
  → folyadékszcintillációs } FES (fotoelektronsokszorozó)

2) Gáztöltésű detektorok



radioaktív rész. (ionizáló sug.)

↓

ionizáció

e⁻, ionok

↳ mennek az anód felé : **drift**

(külső erő által létrejött „terelés")

(nem diffúzióval megy az e⁻)

- rekombinálódás : az e⁻ odaragad pl. egy oxigén molekulához (ionhoz)

rugalmas ütközés ⟵ $E_{kin} > E_{aff}$

- L alatt $E \cdot L \cdot e = E_{kin}$ energiára tesz szert

ha $E_{kin} > E_{ion}$

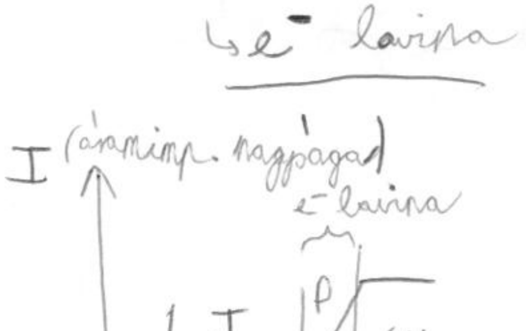
↓

az O-ról le tudja lökni egy másik e^--t : másodlagos ionizáció

↓

a köv. ütközésig megint fel tud gyorsulni mindkettő

↳ e^- lavina



ugyanannyi e⁻ érkezik, mint amennyi keletkezett

ebben a térfogatban tud az e⁻ lavina kialakulni

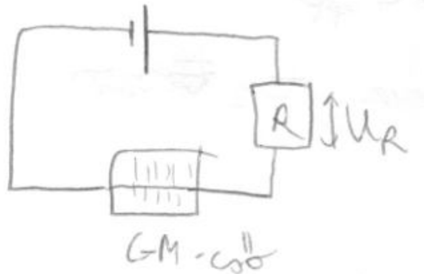
(a térerősség nem homogén, befelé nő → van egy határ, ahol már nem tud tovább lavina kialakulni)

- I: ionizációs
- P: proporcionális
- GM: G-M.-cső

- GM: másodlagos eff.: katód fotoeffektus

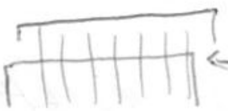
karakterisztikus RTG sug. (amikor az e^- az ürégből kilök egy e^--t) → a RTG foton a katódból kilök e^--t

GM cső leállítása:



ha áram indul el → $U_R \neq 0$ → csökken a GM-cső feszültsége

- propor. kamra: tud áramot mérni
nagy jel → nem csak energiát, hanem



← sok anóddal

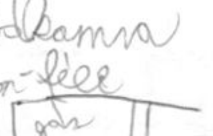
(Charpak → Nobel-díj) helyet is tud mérni

- ionizációs: kisebb jel, de ez is tud energiát mérni

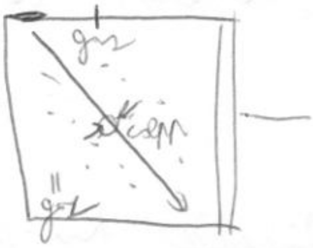
3) Vizuális detektorok

~~(→ Wilson-féle)~~

a) ködkamra → expanzió
→ Wilson-féle



kihúzzuk a dugattyút → T csökken a gőz lecsapódási hőmérséklete alá de a csepp nem tud kialakulni (metastabil helyzet)



de ha jön az ion. sugárzás

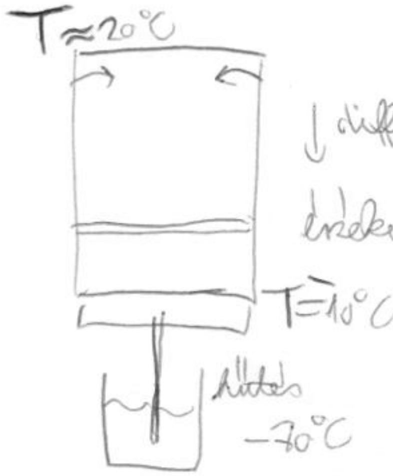
↓

csepp alakul ki

↓ ↓

(mérések: nyomsűrűség mágn. térben pályasugár)

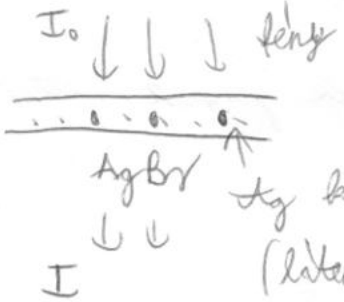
→ diffúziós ködkamra:



↓ diffundál, de egyre lassabban

érzékeny hőmérséklet $\leq T_{kicsap.}$

b) filmdoziméter



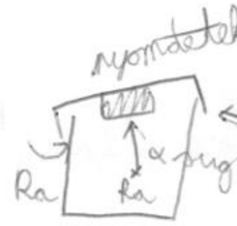
S (feketedés) $= \ln \frac{I}{I_0}$

hasonlóan **ionizációs** sugárzásra is kiválik (pl. α és RTG) → előhívás után lehet látni

c) solid state track detector (nyomdetektor)

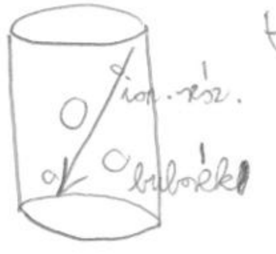
nyomsűrűség ~ I_α

DE 9600 dpi-s szkennerrel már ki lehet olvasni



pl. barlangok levegőjének Ra-meghatározása

d) buborékkamra

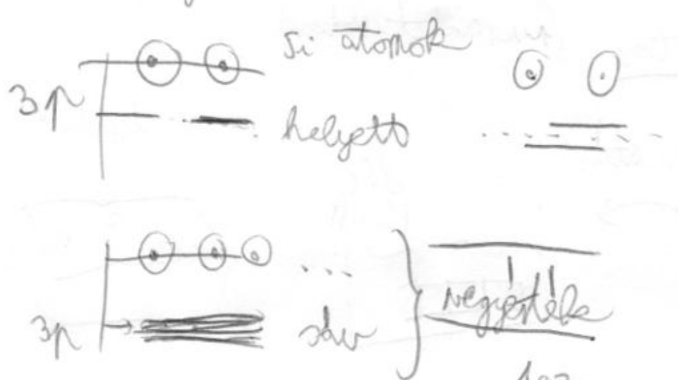


túlhevített folyadék (pl. $\overset{\text{foly.}}{H_2}$)

= visz. detektorok összefoglaló tulajdonsága
makroszkopikus metastabil állapotok jönnek létre,
melyeket láthatóvá tesszük

4) Félvezető

- egykristály
  - e^--ok E-ja → sávszerkezet

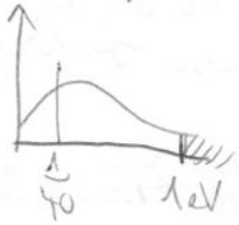


vezetési sáv

→ tiltott sáv   Si, Ge ~ 1eV

vegyértéksáv   Hőmozgás energiája $\frac{1}{40}$ eV

Maxwell-Boltzmann-eloszlás



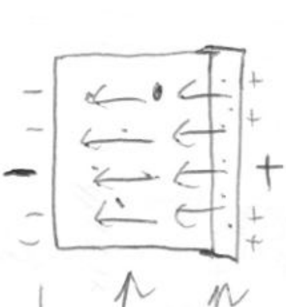
félvezető   szennyezések

n   p

pl. foszfor (P)   pl. Li

dióda

semlegesítjük a csapdákat (szennyeződéseket)



↓

félvezető detektor: plusz kiürítés → egy idő után az egész félvezetőben kiürített zóna lesz

spontán felugrálás a termikus en. miatt lesz

↓ „sötétáram"   ↓ le kell hűteni

de ha jön egy ion. sug.

pl. 10 keV leadott energia

↓

max. 10^4 e^- felgerjesztése a vezetési sávba

↓

áram indul meg

$\underbrace{E_d}_{\text{detektált energia}} \sim \underbrace{N_e}_{(e^- \text{ szám})} \sim \underbrace{I_e}_{(\text{áram})}$

↓

nagyon jó energiamérés

HP Ge

b) ~~Ge~~: nincs benne szennyeződés (high purity)

5) γ-sug. detektálása félvezető detektorral:

↳ magban keletkezik

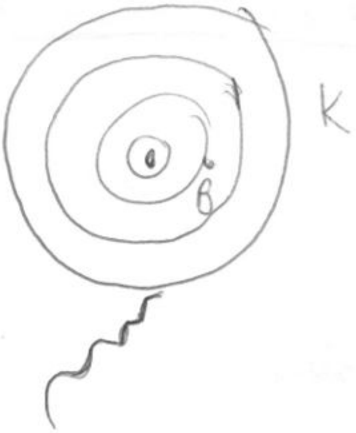
a) γ foton és anyag k.h.-a:

(e^- -al ütközik 99%< -al)

	foton	valósz.
- fotoeffektus	→ megsemmisül	$\sim Z^5 \to E_\gamma = E_d$
- Compton-szórás	→ túléli	$\sim Z \to E_\gamma > E_d$
- párkeltés	→ megsemmisül	

fotoeff.: a teljes energia átadódik

Z: anyag rendszáma (közeg rendszáma)



fotoeff.: szabad e^-

I. $h\nu$ $\quad m_0c^2$

II. $\longrightarrow$

$$h\nu + m_0c^2 = \sqrt{p^2c^2 + m_0^2c^4}$$

$$(h\nu + m_0c^2)^2 = p^2c^2 + m_0^2c^4 = \frac{(h\nu)^2}{c^2}c^2 + m_0^2c^4$$

$$\frac{h\nu}{c} = p$$

$$(h\nu + m_0c^2)^2 = (h\nu)^2 + m_0^2c^4$$

$$2h\nu m_0c^2 = 0$$

$\downarrow$

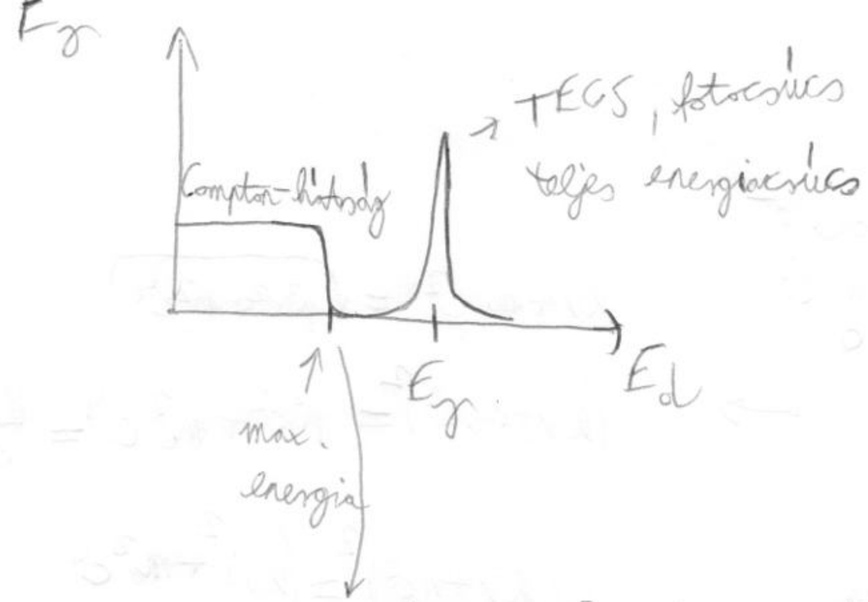
szabad e^--on nincs fotoeff.

a mag elviszi az energia egy részét

a belső elektronokat üti ki

$$p_{foto} \sim \underbrace{E}_{\text{elektr. tér}}^2$$

b) monoenergiás γ-sugárzás ~~de~~detektorban leadott energiájának eloszlása:

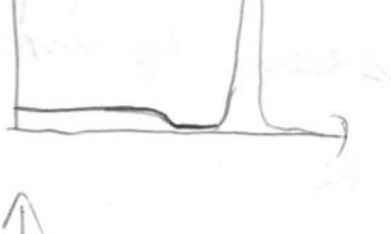


Compton-él $\quad E_d = h\nu - h\nu' = h\nu - h\nu \dfrac{1}{1+\frac{h\nu}{m_0c^2}(1-\cos\theta)} =$

180°-os szóródás

$$= h\nu - \frac{h\nu}{1+\frac{2h\nu}{m_0c^2}} = E_{Cm.\,max} = E_{Comptonél}$$

← Z = nagy



← Z = kicsi

párkeltés:

$2\,MeV = E_\gamma > 1\,MeV$ $\qquad E_e + E_{e^+} = 1\,MeV$, ha 2 MeV-es volt a foton

kiszökési csúcsok → a e^+ által keltett 1 vagy 2 foton kiszökik

6) Szcint. det.

$E_{det} \sim N_{látható\ foton} = L \sim I$

$\sim U_0$

a beérkező 300 eV-os e^- 3 db 100 eV-os e^- keletkezik

↓

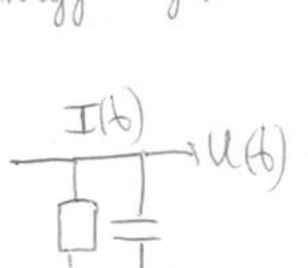
gyorsítás

további gyors. és soksz.

$1e^- \rightarrow 3^{10}$ db e^-

↓

nagy kijövő áram



ált. van az ellenállásoknak van mekkora kapacitásuk

↳ nem azonnali vált.

$U_0 \sim E_{det} \sim L$

felbontóképesség:

$\sigma \to$ FWHM

(full width at height max.)

$\frac{\sigma}{E_\gamma} \to \%$ — szcint. 10% — rosszabb felbontás

$\frac{\sigma}{E_\gamma} \to \%$ — félvezető 1% — jobb felbontóképesség!! ~~(pontosabb mérés)~~

nagy hatásfok

I → Z_I

V

Ge → Z_{Ge}

kisebb hatásfok