MAG- ÉS RÉSZFIZ. 03.04.

ritkaságszám $= (-1)\cdot$ ritkakvark darabszám $\Rightarrow$ ritkasági kvantumszám

V-részecskék $\Rightarrow$ hosszú élettartam, semleges, kaon K^0

spekulálták neki ritkaságszámot

két pi-mezonná bomlik

a $V^+ = \Sigma^+ \to p^+ + \pi^0$

$\Lambda^0 \to p^+ + \pi^-$ $\rightarrow$ nagyobb a tömege, mint a protonnak

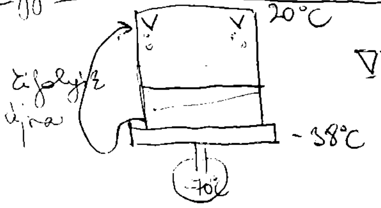
$\pi^- + p^+ \to \Lambda^0 + K^0$ buborékkamra

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

buborékkamra: folyékony hidrogén (jó hűtő kell)

buborék keletkezik, ahol a hidrogén elforr

diffúziós ködkamra:

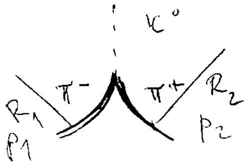


∇T van! alkohol csepeg bele vályúba, amit fűtünk $\rightarrow$ kipárolog $\rightarrow$ koncentráció gradiens is lesz

egyszercsak túlhűlnének az alkoholmolekulák

jön az ionizáló részecske $\Rightarrow$ alkoholcseppek a túlhűlt régióban $\rightarrow$ kondenzálódik

Tömegek meghatározása:



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

$p = rqB \rightarrow$ mérhetőek

imp. megmarad

$E = \sqrt{p_1^2c^2 + m_1^2c^4} + \sqrt{p_2^2c^2 + m_2^2c^4}$ en. megmarad

$E = \sqrt{p^2c^2 + m_K^2c^4}$ m_K számolható

$m_K c^2 = 500$ MeV $\rightarrow$ 4 db ekkora energiájú

közepes tömeg: 0, 1 spin (π, K)

az izospint abból, hogy hány vonal egy tömegnél

nukleonok

Λ^0, $\Sigma^{0/+/-}$ (3féle), $\Xi^{+/-}$ $\Big\}$ 1/2 spin

MAG - ÉS RÉSZFIZ 03.14.

<u>Kvarkok</u>: s , d , u

ritka 0 $-\frac{1}{2}$ $+\frac{1}{2}$ izospin

Amiben 3 kvark van az a barion → barion oktett

középre Λ^0, Σ^0 $T_z = 0$

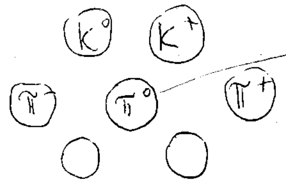
0 1 T

kvarkok töltése: $u \to \frac{2}{3}$ $d \to -\frac{1}{3}$ $s \to -\frac{1}{3}$

ritkaság kvantumszám $u \to 0$ $d \to 0$ $s \to -1$ (van hogy nem marad meg)

mindegyiknek 1/2 a spinje, mint az összes elemi részecske

Amiben 2 kvark van (1 rendes + 1 anti) az a mezon



itt összekeverednek a kvantumállapotok

$s\bar{s}$

$u\bar{u} + d\bar{d}$ } részecskék

$u\bar{u} - d\bar{d}$

Ez a kvarkmodell, amiből eddig minden kijött, ez a részfiz alapja

<u>Elektron - proton ütközések</u>

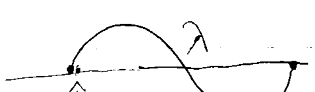
e^- 10^{-18} m skáláig pontszerű részecske → ∅ részecske

Rutherford - szórás, Mott - szórás relativisztikus pl. 1 MeV-es e^-

$p(\vartheta) = ? \to \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta)\Big|_{Mott, Rutherford}$

1 MeV-es e^- hullámhossza $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{hc}{pc} = \frac{hc}{\sqrt{E^2 - m_0^2c^4}} = \frac{197 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{\sqrt{3/4}\text{ MeV}} = 227$ fm

$\uparrow$ 1 $\uparrow$ $(1/2)^2$

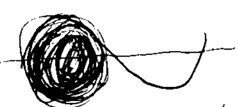


pici a proton a hullámhosszhoz képest

10 MeV-es e^- $\lambda = \frac{197 \text{ MeV fm}}{\sqrt{100 - \frac{1}{4}}\text{ MeV}} \cong 20$ fm

kicsi a proton pöttye

100 MeV-es e^- $\lambda \cong 2$ fm



↳ ennyire fel kell gyorsítani → atommag feltérképezhető

MAG- ÉS RÉSZFIZ 03.04.

1 GeV $\lambda = 0{,}2\ \mathrm{fm} = 2\cdot10^{-16}\ \mathrm{m}$ 

10 GeV $\lambda = 2\cdot10^{-17}\ \mathrm{m}$ proton kvarkszerkezetét is fel lehet térképezni

(bonyolult térelméleti leírás)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta)_{Ruth} \cdot F(q)$$

rugalmas szórás differenciális hatáskeresztmetszete

alakfaktor $q = 2k \sin\frac{\vartheta}{2}$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$

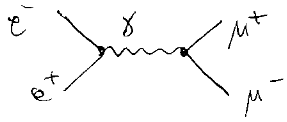
ki lehet találni a szórásból $\Rightarrow \rho(r) = \mathcal{F}(F(q))$

$\Downarrow$

az atommag töltéseloszlása feltérképezhető

! szerkezetfv.

barn $= 100\ (\mathrm{fm})^2 = 10^{-28}\ \mathrm{m}^2$ a hatáskeresztmetszet egysége
(= csűr)



elektron - pozitron ütközés

a hatáskeresztmetszetben néhány energiánál van kiugrás → rezonanciák ⇒ új állapot v. új részecske

ω → rövid élet, széles rez.

Φ

ρ'

J/Ψ → vékony, erős, ⇒ hosszú élettartam, új kvark jut csúcsba

Ψ új kvark meg antikvark párja

4., 5. kvarkokat találtunk

Charm kvark $c\bar{c} = J/\Psi$

b kvark $b\bar{b} = \Upsilon$

Z^0 bozon

1996-ban fedezték fel a 6. kvarkot

2/3	u	c	t
-1/3	d	s	b

hadron, amiben kvark van

leptonok

↓

MAG - ÉS RÉSZFIZ 03.04.

-1	e^-	μ^-	τ^-
0	ν_e	ν_μ	ν

leptonok

2/3	uuu	ccc	ttt	hadron	
-1/3	ddd	sss	bbb		½ spin fermion elemi részek
-1	e^-	μ^-	τ^-	lepton	
0	ν_e	ν_μ	ν_τ		

helicitás miatt

2×48 = 96 db elemi ~~részecske~~ fermion

(egész spin bozon)

EM	γ	el. töltések között
erős	gluon	színtöltés között
	Z^0	
grav	graviton	

kölcsönhatások + közvetítő részek
↓
bozonok
↓
egész spin

mezon	barion
$q\bar{q}$	qqq nukleon rezonanciák hiperonok

→ van benne vmi érdekesebb kvark → Λ^0 uds

leptonok : gyenge kölcsönhatásban , pontszerűek

hadronok : erős kölcsönhatásban

kvarkok színe

- buborékkamrafelvételen : 3 ritkaságú részecske Ω^- → sss
  ⇓
  nincs elég kvantumszám

új kvantumszám : színkvantumszám 3 féle van

zöld , kék , piros → additív színkeverés

pl. antikék → sárga

erős kölcsönhatás:

a kvarkokat összetartó erő

színtöltések között

gluon a közvetítőrészecske

↳ van színtöltése → színmegmaradás

K = P + P̄K
\+
cián

Ö Ü PK

MAG- ÉS RÉSZFIZ. 03.04.

nyolc fajta gluon van → anti + rendes

a gluon is színes

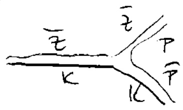
A kvarkok tömege 5 MeV számolástól → param.

Protonban: kvark - antikvark gluon tenger

színmegmaradás: $K \to P + \bar{P}K$ → gluon
cián

gluonok - egymással kölcsönhatnak
- nyugalmi tömegük $\emptyset$
- ők is részt vesznek az erős kölcsönhatásban

$K\bar{Z} \to P\bar{Z} + K\bar{P}$



párkeltés ($P + \bar{P}$) színű

$K\bar{P} + Z\bar{K} \to Z\bar{P}$ a párok elnyelik egymást

9 helyett csak 8 gluon van (fő)(anti-szín) $3 \cdot 3 = 9$
de $K\bar{K}$, $P\bar{P}$, $Z\bar{Z}$ } 2 féle lineárkombináció

$q \to q$ uds ctb → kvark íz → erős kölcsönhatás független ettől

kvarkok tömege 10^{18} nagyságrendben pontszerű objektumok

c 1 GeV

d 8 MeV

u 2 MeV } + elektron az első generációs elemi részecskék

100 GeV a $W^{+/-}$, Z^0 → a gyenge kölcsönhatás közvetítő részecskéje

müon + s + c → 2. generációs elemi részek

tau + t + b → 3. generációs

csupasz kvarktömeg → az erős kölcsönhatás Hamilton-operátorában szereplő tömeg paraméter

$$\hat{H} = (\underset{\text{deriválások}}{D} + \underset{\text{nyugalmi tömeg}}{m_0}) + \overset{\text{em tér}}{EM} + \overset{\text{erős kölcsönhatás}}{SF}$$

Dirac-egyenlet → relativisztikus

„konstituens" kvarktömeg $\approx \frac{1}{3}$ protontömeg

és a kvark meg a körülötte lévő tér

MAG- ÉS RÉSZFIZ. 03.11.

kvark-antikvark potenciál:

$V(r)=\frac{4}{3\pi}\frac{\alpha_s}{r}+kr$ → erős kölcsönhatás csatolási állandója

↳ szóráskísérletekből jön

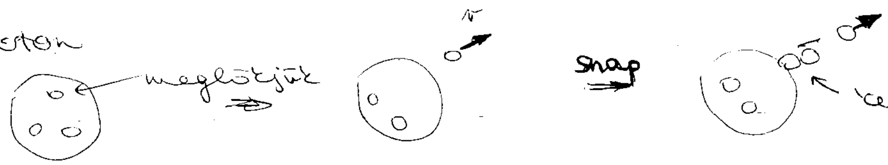
↳ csőbe rendeződnek az erővonalak ⇒ lineárisan nő az energia

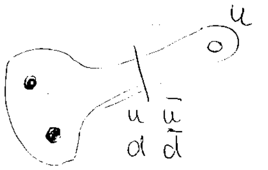
ha nagyon messzire húzzuk, akkor annyi energia lesz, hogy kvark-antikvark párkeltés lép fel

a potenciál valamilyen távolságnál véget ér

a térerősségvonalak bezáródnak a kvark-antikvark párral, így az erős kölcsönhatás csak elvileg végtelen hatótávú

pl. proton





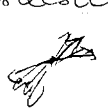
$u\bar u$, $(d\bar u)\,\pi^+$, $\pi^-\,(\bar u d)$, $\bar d d$ } ha a-t ütöttük ki } ezek a π-mezonok $\pi^0=\frac{u\bar u-d\bar d}{\sqrt{2}}$

visszamarad proton v. neutron (vagy ha más akkor az elbomlik protonná v. neutronná pl. Δ-rezonancia)

kozmikus sugárzás → π-mezonok → müonok

π^0 → γ-fotonok → e^-e^+ párkeltések

jetek → sok részecske egy irányba

kettes  hármas  → gluon bizonyítéka

Magerő és erős kölcsönhatás összehasonlítása

↳ a nukleonok csak fehér színű részecskéket tud átadni

↳ π-mezonok a magerők közvetítői

↳ erős kölcsönhatás: gluoncsere

↳ magerő: mezoncsere

↳ másodlagos erős kölcsh.

MAG.- ÉS RÉSZFIZ. 03.11

alapvető kölcsönhatások

erős	gluonok	$m_0=0$	színtöltés	kvarkok, gluonok	10^{-15} m
em	foton	$m_0=0$	em. töltés	töltött részek	végtelen
gyenge	Z^0, W^+, W^-	91, 80 GeV	gyenge töltés	½ spinű elemi részek	10^{-18} m
grav.	graviton	$m_0=0$	tömeg	aminek van tömege	végtelen

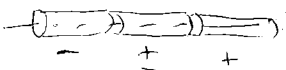
Magerő

1) Atommagok mérete

a) e^- - atommag szórás

kb. 100 MeV $e^- \rightarrow \lambda_e \sim R_{atommag}$

1955. Hofstadter → lineáris gyorsító (LINAC, Stanford)


egyre hosszabb hengerek

váltófeszültség van a hengerekre kapcsolva

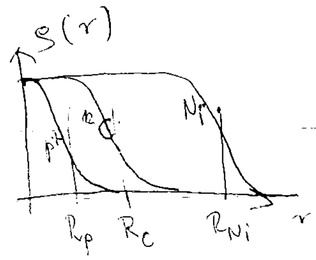
$V_0 \sin(\omega t)$, de az elektron gyorsul

áll.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta) = \frac{d\sigma}{d\Omega}\Big|_{Rutherford} \cdot F(q) \rightarrow \text{alakfaktor}$$

↓

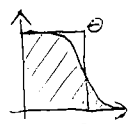
Fourier-transzformáltja a töltéseloszlás

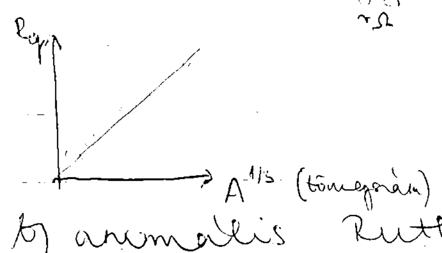


ekvivalens magsugár (R_{eq})

$$\iiint_{\mathbb{R}^3} \varrho(\underline{r})\,\underline{r}^2\, dV = \iiint \Theta(R)\, dV = \frac{3}{5} M R_{eq}^2$$

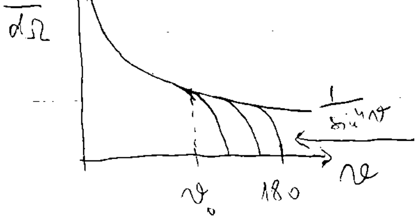
↳ lépcsőfv.


ezek =



$$r = r_0 A^{1/3} \qquad (r_0 = 1,4 \text{ fm})$$

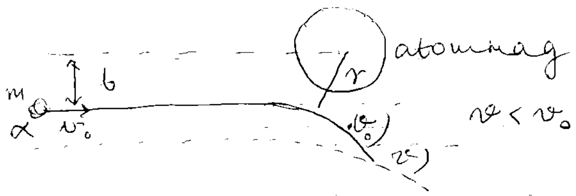
b) anomális Rutherford-szórás



(már hozzáér a maghoz)

magyobb E-jű α-részecskék esetén

MAG- ÉS RÉSZFIZ 03.11.



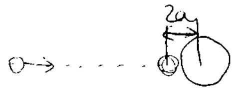
$v < v_0$

$$\mathrm{tg}\frac{\vartheta}{2} = \frac{k e^2 Z_1 Z_2}{m v_0^2 b} = \frac{a}{b}$$

perdületmegmaradás: $m v_0 b = m v r \rightarrow r = \frac{v_0 b}{v}$ $\quad v = \frac{v_0 b}{r}$

energia $\quad \frac{1}{2} m v_0^2 = k \frac{e^2 Z_1 Z_2}{r} + \frac{1}{2} m v^2$

$$\frac{m v_0^2}{2} = k\frac{e^2 Z_1 Z_2}{r} + \frac{1}{2} m v_0^2 \left(\frac{b}{r}\right)^2$$



$$\frac{1}{2} m v_0^2 = \frac{k e^2 Z_1 Z_2}{2a}$$

$$a = k\frac{e^2 Z_1 Z_2}{m v_0^2}$$

(Rutherford $\rightarrow \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta) = \frac{a^2}{4} \frac{1}{\sin^4\frac{\vartheta}{2}}$

$$1 = \frac{b^2}{r^2} + \frac{2 k e^2 Z_1 Z_2}{m v_0^2 r} = \frac{b^2}{r^2} + \frac{2a}{r}$$

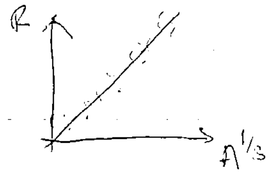
$$r^2 = b^2 + 2ar$$

$$r^2 - 2ar - b^2 = 0$$

$$r = a \pm \sqrt{a^2 + b^2}$$

elhagyjuk

$$r = a + \sqrt{a^2+b^2} = a\left(1 + \sqrt{1 + \left(\frac{b}{a}\right)^2}\right) = a\left(1 + \sqrt{1 + \mathrm{ctg}^2\frac{\vartheta}{2}}\right) = a\left(1 + \frac{1}{\sin\frac{\vartheta}{2}}\right)$$



$$r = 1{,}2 \text{ fm } A^{1/3}$$

1,2 ≠ 1,4 ⇒ konstansok különböznek, mert más kölcsönhatás

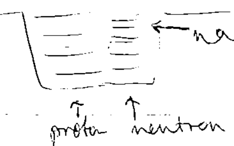
elektron → csak a protonok

nukleáris magsugár > elektromos magsugár

neutron bőr

↳ magpárázat: több neutron van, mint proton általában az atommagban

potenciálgödör modell



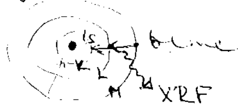
← nagyobb pályaperdületű állapotok → kiterjedtebb

↳ sűrűbben tud lenni, mert nem taszítják egymás

MAG- ÉS RÉSZFIZ. 03.18.

g) müon-atomok karakterisztikus röntgensugárzása

egyik elektron helyett müon



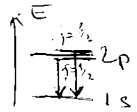
bemegy a legbelső pályára

$K_\alpha : L \to K$ számít a spinpálya-kölcsönhatásból származó

$K_\beta : M \to K$ finomfelhasadás

$j = s + l \qquad \vec{J} = \vec{S} + \vec{L}$

$1 \otimes \frac{1}{2} = \frac{1}{2} \oplus \frac{3}{2}$



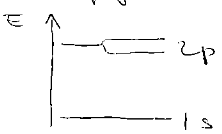
2 féle átmenet: a K_α sugárzás dupla csúcs

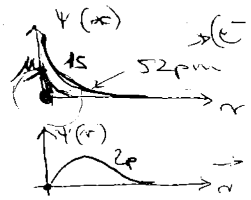
$j = \frac{1}{2} \quad j = \frac{3}{2} \to$ más az energiája

(2)-féle s_z (4)-féle s_z $\Rightarrow$ 3/2-esből jövő átmenet intenzitása kétszer akkora

nő a tömegszám $\to K_\alpha$ energiája csökken

spektrum: két vonal, a második területe kétszer nagyobb





$\to$ (e^- Bohr-sugara) $a_0 \sim \frac{1}{m} \Rightarrow \mu^-$ kell

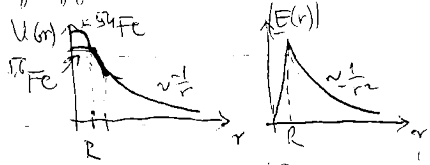
52 pm sokkal nagyobb, mint a mag, de érzékeny rá.

$\to$ nem érzékeny az atommagra

$a_{0\mu} = \frac{a_{0e}}{210} = \frac{52\,pm}{210} \cong 250$ fm $\to$ közelebb van az atommaghoz

$E_{K_\alpha} = E_{2p} - E_{1s}$

függ A-ból



$$E_{1s} = \int_V \rho(r) U(r)\, dV = \int_V |\Psi(r)|^2 U(r)\, dV = \int_V (\ldots) e^{-\frac{2r}{a_0}} U(r)\, dV$$

különböző tömegszámnál az 1s energiája más lesz az atommag mérete miatt

$$E_{K_\alpha}(A_1) - E_{K_\alpha}(A_2) = [E_{2p}(A_1) - E_{1s}(A_1)] - [E_{2p}(A_2) - E_{1s}(A_2)] =$$

$^{54}Fe \quad ^{56}Fe$

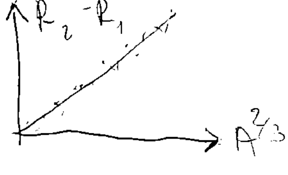
$$= E_{1s}(A_2) - E_{1s}(A_1) = \int_V |\Psi_{1s}(r)|^2 U_{A_2}(r)\, dV - \int_V |\Psi_{1s}(r)|^2 U_{A_1}(r)\, dV =$$

$$= \int_V |\Psi_{1s}(r)|^2 (U_{A_2}(r) - U_{A_1}(r))\, dV = \iiint_{r\vartheta\varphi} |\Psi_{1s}(r)|^2 (U_{A_2}(r) - U_{A_1}(r))\, dV = 4\pi \int_r |\Psi_{1s}(r)|^2 (U_{A_2}(r) - U_{A_1}(r))\, dr$$

gömbszimm.

$$= \int_0^{R_2} |\Psi(r)|^2 (U_{A_2}(r) - U_{A_1}(r))\, dr + \underbrace{\int_{R_2}^{\infty} |\Psi(r)|^2 (U_{A_2}(r) - U_{A_1}(r))\, dr}_{0} = \int_0^{R_2} N e^{-\frac{2r}{a_0}} (U_{A_2}(r) - U_{A_1}(r))\, dr =$$

$\sim (R_2^2 - R_1^2)$



$\Rightarrow R^2 \sim A^{2/3}$

sok kísérleti eredmény

$\boxed{R \sim A^{1/3}}$

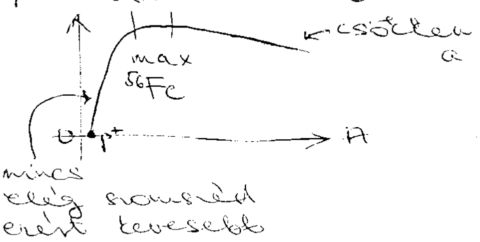
Az atommag térfogata (stabil atommagok) arányos a tömegszámmal !!! Minden nukleonnak egyforma a térfogata $\circ^{p^+}$ $\circ^{n^-}$ mintha merev gömb lenne
→ magyarázat: véges hatótávolságú az összetartó erő
(vízmolekulával analóg → atommagok cseppmodellje)

2) Atommagok kötési energiája

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

nem az atom, hanem atommag tömege ⇒ elektronokat kivonni !

$E_{köt}/A$ van az ábrán



a Coulomb-taszítás miatt

12 szomszédok

$$\frac{E_{köt}}{A} = \text{konst} = \alpha$$ lenne

mindegyiknek ugyanannyi szomszédja van

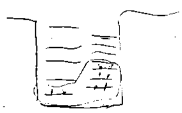
7–9 MeV között van majdnem mind

felületi nukleonok

$$\frac{E_{köt}}{A} = \alpha - \frac{\beta A^{2/3}}{A} - \frac{\gamma \frac{Z^2}{r}}{A}$$

$$0 > E_{köt} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \delta \frac{(N-Z)^2}{A} - \varepsilon \kappa A^{-3/4}$$ félempirikus kötési formula

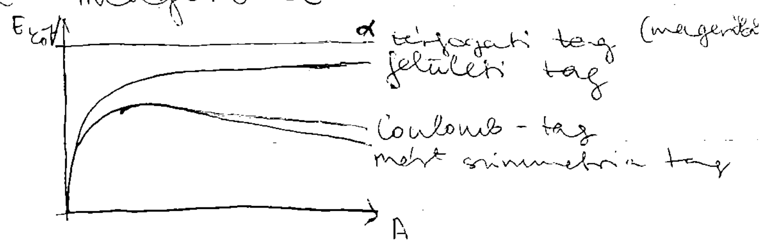
cseppmodell ⟵ ⟶ potenciálgödör modell



δ: aszimmetria tag → abból, hogy milyen különbség van a neutronok száma és a protonok száma között és az energiaszintek között

párkölcsönhatás jellege van a magerőnek

K:
páros - páros 1 → erősebb kötés
páratlan - páros 0
páros - páratlan 0
páratlan - páratlan −1
N↑ Z↑



$E_{köt}^{(magerő)} = \alpha A \sim V$ térfogati

$E_{köt}^{(magerő)} = -\beta A^{2/3} \sim F$ felületi

$E_{köt}^{(EM)} = -\gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}}$ Coulomb

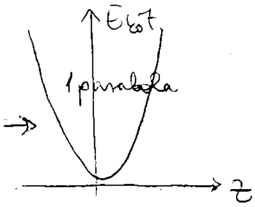
$E_{köt}$ = aszimmetria tag | párkölcsönhatás

MAG- ÉS RÉSZFIZ 03.18.

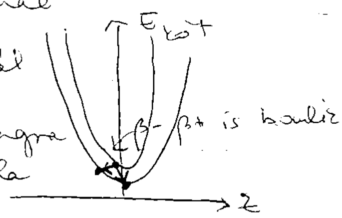
$A = \text{konst.}$ egyforma tömegszámú atommagnál

$E_{köt} = (\cdot)Z^2 + (\cdot)(A-2Z)^2 + \Delta$

↑ páratlannál nincs →



páros A-nál 2Δ távolságra két parabola



a minimumhoz legközelebbi eső lesz a stabil izotóp

az izotópok β-bomlással közlekednek ~~[illegible]~~ a parabolákon

egy adott tömegszámnál több stabil is lehet 2-3 db

izotóptérkép

Izotóptérkép empirikus tulajdonságai

1) N=Z egyenestől eltérnek a több neutronszám felé
a protonok közötti taszítás miatt

2) vannak mágikus számok: 50, 82, 126
vannak olyan neutronszám értékek, amikhez a legtöbb stabil izotóp tartozik a szomszédaihoz képest
sok más tulajdonságnak is van ugrása ezeknél a számoknál
hasonlóan, mint a nemesgázok lezárt elektronszerkezete, a nukleonok is héjszerkezetet alkotnak
lezárt proton v. neutron héjakhoz tartoznak a mágikus számok

radiális kvantumszám →

$$\left.\begin{array}{ll} \left.\begin{array}{ll} 1s & 2 \\ 1p & 6 \end{array}\right\} 8 & \\ 1d & 10 \\ 2s & 2 \end{array}\right\} 20$$

8-20 között s-d-régió

$$E_{köt} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \delta \frac{(N-Z)^2}{A} - \varepsilon \kappa A^{3/4}$$

ha $A = \text{áll.}$

$$f(Z) = -\gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \delta \frac{(A-2Z)^2}{A} + \text{konst.}$$

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

$$0 = -\gamma 2Z A^{2/3} + \delta 4(A-2Z) \qquad Z = g(A) = ?$$

$$Z(2\gamma A^{2/3} + 8\delta) = 4\delta A$$

$$Z = \frac{4\delta A}{2\gamma A^{2/3}+8\delta} = \frac{A/2}{1+\frac{2\gamma}{8\delta}A^{2/3}} = \frac{A}{2}\,\frac{1}{1+\frac{\gamma}{4\delta}A^{2/3}}$$

$\frac{\gamma}{2\delta}$ kicsi szám

kis A-ra $N=Z$, nagyobb A-ra eltér

$E_{kot}(A) = \dots$

A radioaktivitás

Statisztikus kép:

N db atom — független az egyes atommagok bomlása

$p_1 = \lambda\, dt$ → elbomlás valószínűsége

↳ időegységre jutó bomlási valószínűség, bomlási állandó

1. az atomok egymástól függetlenek
2. λ nem függ időtől

dt idő alatt n db atommag fog elbomlani

$\downarrow$ valószínűségi változó

$p(n) = ?$ binomiális eloszlás $\quad p(0) = (1-p_1)^N \quad p(1) = p_1(1-p_1)^{N-1}N$

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

csak egész értékeket vesz föl

$$\bar{n} = \sum_{n=0}^{N} n\, p(n) = \sum_{n=1}^{N} n \binom{N}{n} p_1^n (1-p_1)^{N-n} = \sum_{n=1}^{N} N \binom{N-1}{n-1} p_1^n (1-p_1)^{N-n} = N p_1 \sum_{n=1}^{\infty} \binom{N-1}{n-1} p_1^{n-1} (1-p_1)^{N-1-(n-1)}$$

$$= N p_1$$

$$\sigma_n^2 = N p_1 (1-p_1)$$

ha $p_1 \ll 1 \quad \lambda\, dt \ll 1 \Rightarrow \bar{n} \approx \sigma_n^2$

$\frac{\sigma_n}{\bar{n}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}}$ a relatív szórás

Poisson-eloszlást csinálunk belőle: $N p_1 = \text{konst.} \quad N \to \infty \quad \lambda\, dt = p_1 \to 0$

$$n! \approx \left(\frac{n}{e}\right)^n \sqrt{2\pi n} \qquad p(n) = \frac{N!}{n!(N-n)!} p_1^n (1-p_1)^{N-n} = \frac{\left(\frac{N}{e}\right)^N \sqrt{2\pi N}}{\left(\frac{N-n}{e}\right)^{N-n} \sqrt{2\pi (N-n)}\, n!} p_1^n (1-p_1)^{N-n} =$$

$$= \frac{N^N \sqrt{N}}{(N-n)^{N-n}\sqrt{N-n}} p_1^n (1-p_1)^{N-n} \frac{1}{n!} \underbrace{\frac{e^{-N}}{e^{-(N-n)}}}_{e^{-n}} = \frac{N^n p_1^n}{n!} \frac{N^{N-n}\sqrt{N}(1-p_1)^{N-n}}{(N-n)^{N-n}\sqrt{N-n}} e^{-n} \cdot$$

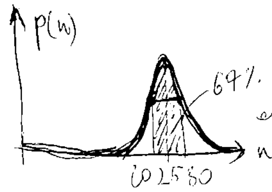
MAG- ÉS RÉSZFIZ. 03.25.

$$= \frac{(Np_1)^n}{n!} e^{-n} \left(\frac{N-Np_1}{N-n}\right)^{N-n} \sqrt{\frac{N}{N-n}} \approx *$$

$$\frac{n}{N} \to 0 \qquad \sqrt{\frac{1}{1-\frac{n}{N}}} \to 1 \qquad \left(\frac{N-Np_1-n+n}{N-n}\right)^{N-n} = \left(1+\frac{n-Np_1}{N-n}\right)^{N-n} \to e^{n-Np_1}$$

$$* \frac{(Np_1)^n}{n!} e^{-n} e^{n-Np_1} = \frac{(Np_1)^n}{n!} e^{-Np_1} = \boxed{\frac{(\bar{n})^n}{n!} e^{-\bar{n}}}$$ Poisson - eloszlás

ha $\bar{n} \gg 1$ Gauss - görbéhez hasonlít



$$e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\sigma_n^2}} = e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\bar{n}}}$$

N részecske $\xrightarrow{dt \text{ idő alatt}}$ $N - \bar{n} = N'$

$\Delta N = -\bar{n} = -Np_1$

$\Delta N = -N \cdot \lambda \cdot dt \Rightarrow \frac{dN}{dt} = -\lambda N$ — N a meglévő atommagok átlagos száma

az egyszerű bomlás differenciálegyenlete

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

felezési idő: $\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$ $\quad T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$

átlagos élettartam: $\int_0^\infty t\, p(t)\, dt$

$$p(t) = \frac{e^{-\lambda t} dt}{\int_0^\infty e^{-\lambda t} dt}$$

$$\tau = \int_0^\infty t\,p(t)\,dt = \frac{\overbrace{\int_0^\infty t e^{-\lambda t} dt}^{\frac{1}{\lambda^2}}}{\underbrace{\int_0^\infty e^{-\lambda t} dt}_{\frac{1}{\lambda}}} = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}$$

$\tau > T_{1/2}$

pl. neutron szabadon: $T_{1/2} \approx 8$ perc
$\tau \approx 11$ perc

időegység alatti bomlások száma az aktivitás: A

egyszerű bomlás esetén: $A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \lambda N(t)$ $\quad \boxed{A = \lambda N}$

^{137}Cs → talajban atomrobbanások miatt → egyszerű bomlás

^{238}U
^{235}U } → tovább bomlik

$^{18}F \to \beta^+$

^{14}C

^{40}K → egyszerre β^+, β^- bomló

MAG - ÉS RÉSZFIZ. 03.25.

$^{238}_{92}U \to ^{234}_{90}Th \to ^{234}_{91}Pa \to ^{234}_{92}U \to ^{230}_{90}Th \to ^{226}_{88}Ra \to ^{222}_{86}Rn$

<u>bomlási sor</u>

$N_1(t)$ $N_2(t)$ $N_3(t)$ $N_4(t)$ $N_i(t)$

$\dot N_1 = -\lambda_1 N_1$ $\dot N_2 = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t}$

$N_{2hom} = A e^{-\lambda_2 t}$ $N_{2inhom} = B e^{-\lambda_1 t}$

$-\lambda_1 B e^{-\lambda_1 t} = -\lambda_2 B e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t}$

$$B = \frac{\lambda_1}{\lambda_2-\lambda_1} N_{10}$$

$$N_2(t) = A e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2-\lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1 t}$$

$N_2(0) = N_{20}$ kezdeti feltétellel $N_{20} = A \cdot 1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2-\lambda_1} N_{10} \cdot 1$

$$A = N_{20} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2-\lambda_1} N_{10}$$

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

az <u>abszolút aktivitás</u> az aktivitások összege

$A_{TOT} = \sum_i \lambda_i N_i$

$\dot N_1 = -\lambda_1 N_1$ $\dot N_2 = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1$

$\dot N_3 = -\lambda_3 N_3 + \lambda_2 N_2 \to \sum_{i=1}^{2} a_i \cdot e^{-\lambda_i t}$

$N_3(t) = \sum_{i=1}^{3} b_i e^{-\lambda_i t}$ $b_3 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_3-\lambda_1)(\lambda_3-\lambda_2)}$

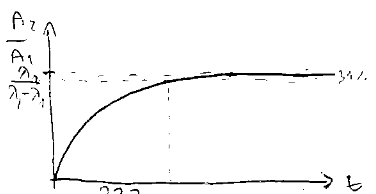
<u>Radioaktív egyensúly</u>: $\overset{\text{anya}}{A} \to \overset{\text{leány}}{L} \to$ Stabil

$A_1(t) = \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t}$

$A_2(t) = \frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_2-\lambda_1} N_{10}\left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}\right)$ } nem lehetnek egyenlőek

$$\frac{A_2(t)}{A_1(t)} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2-\lambda_1}\left(1 - e^{(\lambda_1-\lambda_2)t}\right)$$

<u>Def</u>: $\exists\ t_0 : t > t_0 \ \left|\frac{A_2}{A_1} - \overset{\text{konst.}}{R}\right| < \varepsilon$ (van beállási idő)



$\lambda_2 > \lambda_1$
$T_2 < T_1$

$^{226}Ra \to ^{222}Rn$

$T_{Ra} = 1500$ év $T_{Rn} = 3,8$ nap

Beállási idő:

$t = \frac{\ln 0,01}{\ln 2} \cdot \frac{\ln 2}{\lambda_1-\lambda_2} = \frac{\ln 0,01}{\ln 2} \frac{1}{\frac{\lambda_1}{\ln 2} - \frac{\lambda_2}{\ln 2}} =$

05. 25.

MAG.- ÉS RÉSZFIZ.

$$= \frac{\ln 0,01}{\ln 2}\cdot\frac{1}{\frac{1}{T_1}-\frac{1}{T_2}} \approx -\frac{\ln 0,01}{\ln 2}T_2 = 6,64\,T_2 = 25,25 \text{ nap}$$

$^{238}U \to {}^{234}Th \to {}^{234}Pa \to$ ezért álljon be az egyensúly

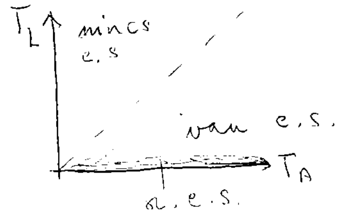
$$\frac{A_i(t)}{A_1} \approx R = \frac{\overset{A_3(t)}{\sum_{k=1}^{i} a_{ik} e^{-\lambda_k t}}}{\lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t}} = \frac{1}{\underset{\lambda_1}{\lambda_1 N_{10}}}\left(a_{i1} + a_{i2} e^{(\lambda_1-\lambda_2)t} + a_{i3}e^{(\lambda_1-\lambda_3)t} + \dots\right)$$

$T_{^{238}U} = 4,4$ milliárd év → λ_1 elhanyagolható a többi mellett

$T_{^{234}U} = 250$ millió év → nagyon sokáig áll be az egyensúlyba → ez alatt környezete nagyon kevés van

az uránsor szekuláris egyensúlyba tud beállni $T_1 \gg T_2$

↳ $\frac{\lambda_2}{\lambda_2-\lambda_1} \approx \frac{\lambda_2}{\lambda_2} = 1$



$\frac{T_L}{T_A}$ arány számít csak

Indukált radioaktivitás

neutronbesugárzás

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

$\dot N_r = \sigma j N_{0A} = R$ neutronbefogás hatáskeresztmetszete

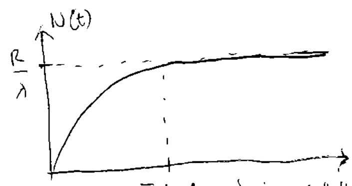
↳ neutronfluxus

$\dot N_I = -\lambda N_I + R$ $\quad N_I = Ae^{-\lambda t} + \frac{R}{\lambda}$

k.f. $N(0) = 0 \to A = -\frac{R}{\lambda}$

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

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



≈5 felezési idő alatt telítődik

~~A radioaktivitás minőségi leírása~~

(Az exponenciális bomlás felfedezése:

uránszurokérc minta aktivitása ajtónyitáskor megváltozik → dobozban megszűnik → felfogta a radioaktív gázokat → elkülönítette ^{222}Rn $T_{1/2} = 3,8$ nap -

MAG- ÉS RÉSZFIZ. 04.01.

→ aktivitás exponenciálisan csökken)

$^{226}R \xrightarrow{\alpha} {}^{222}Rn \xrightarrow{\alpha} {}^{218}Po \rightarrow {}^{214}Pb$

1500év 3,8 nap 3perc radonexhaláció $\varepsilon - \frac{dN}{dt}$

Párhuzamos bomlás

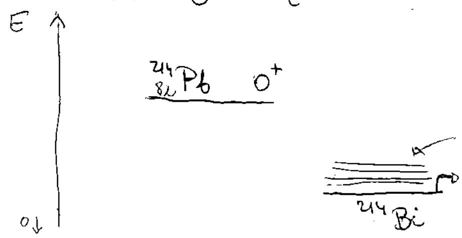
$^{40}_{19}K \rightarrow {}^{40}_{20}Ca + e^- + \tilde{\nu}_e$

$^{40}_{19}K \rightarrow {}^{40}_{18}Ar + e^+ + \nu_e$ de $^{40}K + e^- \rightarrow {}^{40}Ar^* + \nu_e$ ← gerjesztett atommagállapot

$\dot{N}_1 = -\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_1$ $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2$

csatorna(arány)(valószínűség): $g_1 = \frac{\lambda_1}{\lambda_1+\lambda_2}$

$^{214}Pb \rightarrow {}^{214}Bi + e^- + \tilde{\nu}_e$



← gerjesztett állapotok

→ van sok (3-4) perdülete ⇒ perdületmegmaradás

β- bomlás → spin, paritás → tértükrözésre való szimmetria

teljes ~~pálya~~perdület $\hat{P} f(\underline{x}) = f(-\underline{x})$

$I = \sum_{i=1}^{Z} L_{pi} + \sum_{i=1}^{N} L_{ni} + \sum_{i=1}^{Z} S_{pi} + \sum_{i=1}^{N} S_{ni}$ $\hat{P}^2 = 1$ $\lambda_{\hat{P}^2} = 1$ $\lambda_{\hat{P}} = \pm 1$

ha Z és N páros akkor $I = 0$ $\Psi(\underline{x})$ → paritás sajátállapot

minden atommagra $\pi = \pm 1$

$^{214}Pb \rightarrow {}^{214}Bi + e^- + \tilde{\nu}_e$

$0 = 3 \quad \underbrace{1/2 \quad 1/2}_{1} + L_{e\tilde{\nu}_e}$

a β- bomlás valószínűsége nagyobb, ha $L_{e\tilde{\nu}_e}$ kicsi

⇒ gerjesztett állapotok is keletkeznek → mindegyiknek meg van a valószínűsége

a végállapot spinje megmondja a valószínűséget

ezeknek különböző bomlási állandója van → összeadjuk őket

csatornaarány: $g_3 = \frac{\lambda_3}{\sum_i \lambda_i}$

γ-fotonok lépnek ki, ha gerjesztett állapotba ment

Radioaktív családok

^{238}U 4,5 milliárd év ^{232}Th

tömegszám változhat 0, 4 -et

a családokat 4-gyel való oszthatóság szerint ⇒ 4 család

4-gyel oszthatók: ^{232}Th legvalószínűbb bomlási sornak

oldalágai is vannak → mesterségesen létrehozhatók

^{237}Np 2 millió év → ... → $^{209}_{83}Bi$ van a természetben

^{238}U 4,4 milliárd év

^{235}U 7 milliárd év

Radioaktív bomlás minőségi leírása

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

↓ He^{2+} (Nap színképvonalaival egyező vonalakból találták ki)

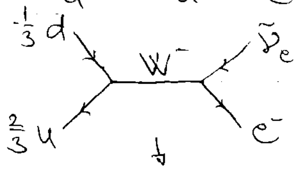
energiája 4-10 MeV

β - bomlás

⊖ $^{14}C \to {}^{14}N + e^- + \tilde{\nu}_e$ magszint

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

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

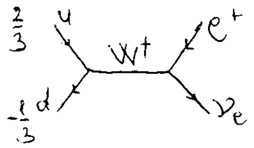


↓ gyenge kölcsönhatás

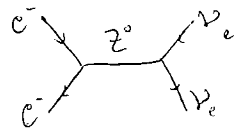
⊕ $^{18}F \to {}^{18}O + e^+ + \nu_e$

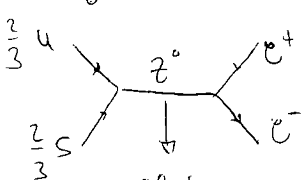
$p \to n + e^+ + \nu_e$

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



⓪ semleges áram





↓ elektron - pozitron párt kelt

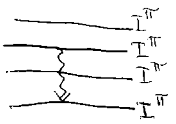
MAG- ÉS RÉSZFIZ. 09.01.

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

$n + e^+ \to p + \tilde{\nu}_e$ $p + e^- \to n + \nu_e$ ⇒ K-befogás

$n + \nu_e \to p + e^-$ $p + \tilde{\nu}_e \to n + e^+$ ⇒ inverz β^+-bomlás

γ-bomlás: atommag gerjesztett állapota → alapállapot



a magspintől és a paritástól függ melyik átmenet lehetséges

gerjesztett állapotokat spin, paritással írjuk le

↳ lehet egyrészecske típusú gerjesztés ⇒ egy részecske + egy lyuk

↳ többrészecske

↳ kollektív ⇒ globális változás pl. forgás, rezgés (vibráció) (pulzál)

vannak hosszú felezési idejű állapotok (izomér)

↳ nagyon eltér az alapállapottól

belső konverzió

gerjesztett állapot egy külső részecskének → K héjon lévő elektronnak adja át az energiáját

belső konverziós elektron kilép adott energiával

(nem folytonos energiaeloszlással, mint β-bomló e^--ok)

hasadás

két hasadvány → stabilitástól lefele ⇒ β^--bomló atommagokká hasadnak

keletkezett részecskék eloszlása mindig két púpú teve

neutronokat is keletkeznek a hasadásban

≈200 MeV ⇒ nagyon nagy a nukleáris energia sűrűsége

^{235}U ami hasad → termikus neutronra hasad