

Az alfa- béta- és gamma-sugárzás

Atommag és részecskefizika

7. előadás 2011. április 5.

RADIOAKTIVITÁS

statisztikus jelleg
binomiális \rightarrow Poisson

$$\sigma_n^2 = N \quad \bar{n} = N$$

egyszerű bomlás
 $A \rightarrow L$

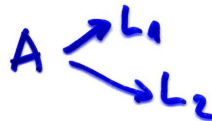
$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

soros bomlás



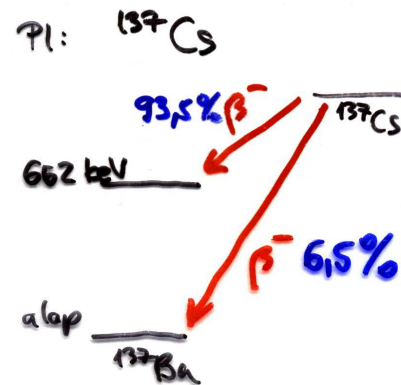
$$N_2(t) = N_{20} e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

párhuzamos bomlás



csatorna arány:

$$g_i = \frac{\lambda_i}{\sum_j \lambda_j}$$



indukált bomlás



$$\frac{dN_I}{dt} = -\lambda N_I + R$$

Felezési idők mérése

$T_{1/2}$: 10^{15} év és 10^{-15} sec között könnyen mérhető.

Direkt módszer: az aktivitás exponenciális csökkenésének direkt (kézi) megfigyelése. Percek-órák-napok tartományban.

Fajlagos aktivitás módszer: nagy felezési időknél. Ekkor $A=\lambda N$ időben kb állandó. A mérhető, és N is mérhető (kémiai úton). Ebből λ és így $T_{1/2}$ megkapható.

1 ms és 1 perc között: **multiszkéler**: időzítővel egymás utáni intervallumokban relatív aktivitást mérünk.

$1e-11$ és $1e-3$ s között: **koincidencia** módszer: időmérés az állapot kialakulása (első radioaktív sugárzás) és bomlása (második radioaktív sugárzás) között. Exponenciális túlélési idő hisztogramot kapunk. Az időfelbontás jobb kell hogy legyen, mint a felezési idő.

$1e-10$ és $1e-12$ s között: **Doppler**-módszer. Magreakciókban keletkező magok felezési idejének mérése: a mag kirepül a céltárgyból konstans sebességgel, majd beleütközik egy akadályba ahol megáll. Gamma-sugárzás kétféle energián: a Doppler-eltolódott és az eredeti energián. Az intenzitásarány exponenciálisan függ az akadály távolságától. Másik módszer: Mössbauer-effektus (ld. később).

$1e-12$ és $1e-15$ s: **Folytonos Doppler**: a lassuló mag sugárzása folytonosan tolódik, Ahogy a lelassuló mag sebessége csökken. Megfelelő függvény illesztésével.

A radioaktivitás minőségi leírása

- alfa-, béta-, gamma-bomlás általában, béta-bomlás típusai,
- hasadás, hasadványok tömegeloszlása, radioaktív sorok, természetben megtalálható radioaktív izotópok
- alfa-bomlás reakciója, visszalökődés, energiaviszonyok, finomszerkezet jelensége,
- finomszerkezet magyarázata, alfa-gamma koincidenciamérés technikája,
- GM-cső működése, gáztöltésű detektorok felépítése, kritikus sugár, elektronsokszorozás elemi eseménye,
- elektronlavina, önfenntartó kisülés feltétele
- hosszúhatótávolságú alfa-bomlás jelensége, magyarázata, alfa-bomlás mechanizmusa
- az alagúteffektus, Geiger-Nuttall törvény, intenzitások magyarázata alfa-bomlásban,
- természetes vonalszélesség,
- béta-bomlás, példák, három szintje, fajtái, energiaeioszlása,
- EM átmenetek atommagokban, fajtái, izomer állapotok, átfedési integrál belső konverziónál,
- paritásoperátor, kvantummechanikai perdület leírása, perdületmegmaradás törvénye a spinek típusára,
- elektromos és mágneses módusok, multipolaritás, a lehetséges multipolaritások meghatározása, az egyes multipolaritások intenzitásának sorrendje, $1+ \rightarrow 0+$ átmenet, $2+ \rightarrow 0+$ átmenet,
- párkeltés mikor lehetséges

A radioaktivitás minőségi leírása

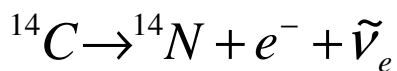
Az alfa-részecske a He^{++} atommag.

Alfa-bomlás. Pl. $^{222}\text{Rn} \rightarrow ^{218}\text{Po} + \alpha$ A Nap színeképvonalaival egyező vonalai vannak.
A bomlás energiája 4-10 MeV.

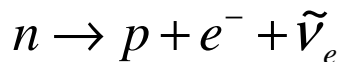
Az alfa-részecske az atommag része volt.

Béta-bomlás. Különböző *szintjei* vannak. Pl.:

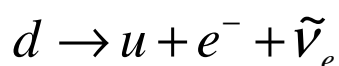
negatív



atommag-szint

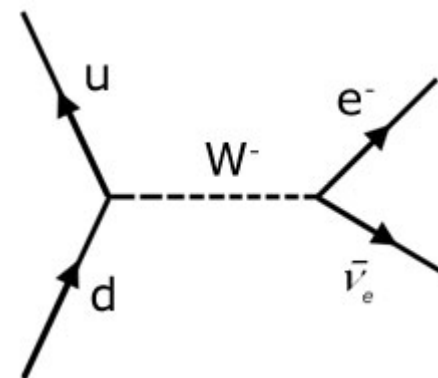


nukleon-szint

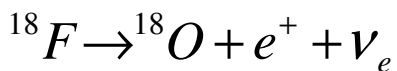


kvark-szint

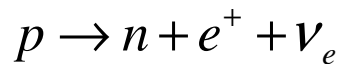
gyenge
köölcsön-
hatás



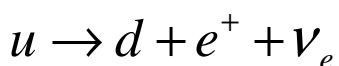
pozitív



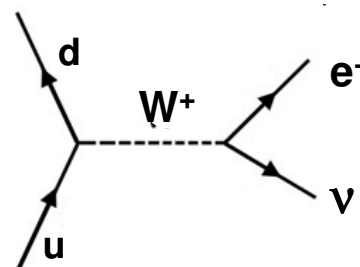
atommag-szint



nukleon-szint

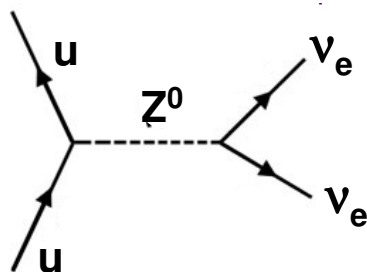
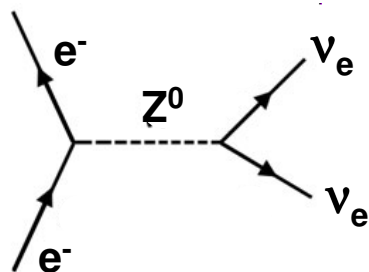


kvark-szint



semleges

áram



...

A kibocsájtott elektron, pozitron, neutrínó nem volt az atommag része. A bomlási energiából keletkezett.

Béta-bomlás: variációk

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

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

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

$$p + e^{-} \rightarrow n + \nu_e$$

K-befogás v. elektron-
befogás

$$n + \nu_e \rightarrow p + e^{-}$$

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

Inverz pozitív béta-bomlás

Bomlások fajtái (folyt.)

Gamma-bomlás. Az atommag gerjesztett állapotából az alapállapotba gamma-átmenetek visznek. Béta és alfa bomlásokat gyakran gamma *követi*. A magspintől és paritástól függ, hogy melyik átmenetek lehetségesek. A gerjesztett állapotok mutathatnak kollektív forgást, vibrációt (rezgést, pulzálást). Vannak nagyon hosszú felezési idejű állapotok: *izomér* állapotok (metastabil, *m*).

Belső konverzió. A gerjesztett mag egy külső részecskének – egy K héjon levő atomi elektronnak – adja át az energiáját. Nincs foton. A belső konverziós elektron kilép, *adott* energiával (és nem folytonos energiával, mint a béta-bomlásnál). Az atommag rendszáma NEM változik.

Hasadás. Spontán is lehetséges, ritkán (^{254}Cf). Két nagy hasadvány-atommagra hasad. Ezek a stabilitás völgyétől lejjebb vannak az izotóptérképen, ezért negatív béta-bomlók. A keletkezett részecskék tömegszám-eloszlása két csúcsú. Prompt neutronok is keletkeznek a hasadáskor. Az alfa, béta és gamma-bomlásokhoz képest egy nagyságrenddel több energia szabadul fel (≈ 200 MeV).

Nukleon-emisszió. Protonok vagy neutronok spontán kilökődése a magból, proton- vagy neutronfelesleg esetén, pl hasadási termékeknél.
Késő neutronok (atomreaktorok szabályozásánál elengedhetetlenek).

RADIOAKTÍV BOMLÁSOK FAJTÁI

α ERŐS $^{222}_{88}\text{Rn} \rightarrow ^{218}_{86}\text{Po} + \alpha$ vékony szecint.
 ált. $E_\alpha = 4-7 \text{ MeV}$ vékonyabos GMcső

β GYENGE

$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ β^-
 $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ β^+
 $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$ E.C.

PL.: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ $T_{1/2} = 8 \text{ perc}$ $E_{\text{max}} = 780 \text{ keV}$
 $^3\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$ $T_{1/2} = 12 \text{ év}$ $E_{\text{max}} = 18 \text{ keV}$

vékony szecint.
kis hatótávols.

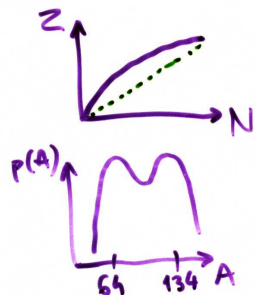
γ E.M. gerjesztett áll. \rightarrow alapállapot Z, A nem változik

- gyors γ
- izomer áll
- belső konverzió

nagy egykristály
nagy Z
félvezető & szecint.

f ERŐS HASADÁS

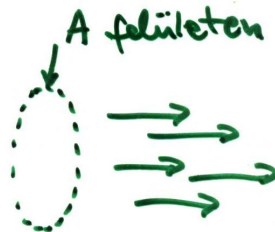
- (1) $1/2$ arány öröklődik
- (2) keletkezett részecskék elbomlása
- (3) 2-3 gyors neutron keletkezik
- (4) 1 hasadáskor $\sim 200 \text{ MeV}$ energia szabadul fel.
- (5) ^{235}U -t csőz termikus neutron hasítja el.



HATÁS KERESZTMETSZET

Reakció valószínűségére jellemző, felület dimenziójú mennyiség. σ

magreakciók: $A(a,b)B \equiv A+a \rightarrow B+b$



$\bigcirc \quad r^2\pi$
céltárgy

$$p = \frac{r^2\pi}{A}$$

$$N_{\text{dur}} = p \cdot N_{\text{nyil}} \cdot N_{\text{cél}}.$$

$$\begin{aligned} N_{\text{reakció}} &= \frac{\sigma}{A} \cdot N_T \cdot N_{\text{BE}} = \sigma \cdot j \cdot N_T \cdot dt \\ &= \sigma \cdot \phi \cdot N_T \cdot dt \end{aligned}$$

def.

ELNYELŐDÉS

$$\frac{dJ}{dx} = -\sigma_s \cdot J \rightsquigarrow J(x) = J_0 e^{-\sigma_s \cdot x} = J_0 e^{-\mu x}$$

$$\mu = \sigma_s \quad \mu = \sum_i \sigma_i \rho_i = \sum_i \sigma_i c_i$$

NEUTRON \rightarrow VÍZ, PARAFFIN

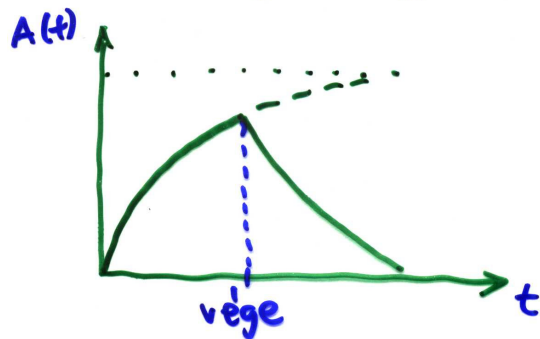
GAMMA \rightarrow ÓLOM

α, β

NEUTRONAKTIVÁCIÓ R

$$\frac{dN_I}{dt} = -\lambda N_I + \overbrace{\sigma N_A \cdot \phi}^R$$

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



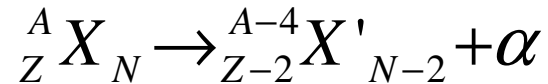
reaktor ϕ

Neutrongenerátor j

$T(D, n) \alpha$

17 MeV: n

Az alfa-bomlás tulajdonságai



- A legkevésbé áthatoló sugárzás
- 1903 Rutherford: E,B tér: Q/m mérése
- 1909: Rutherford: ezek He-magok
- Nagy atommagokra jellemző bomlás
- Coulomb-taszítás miatt történik
- Miért éppen alfa? Mert az alfa-részecske nagyon erősen kötött (kicsi a tömege a n,n,p,p rendszerhez képest) – energetikailag lehetséges. Más rendszerek kibocsátására ez nem igaz.
- A bomlási állandó elég nagy kell legyen ahhoz, hogy észleljük a bomlást (pl. 10^{16} évnél rövidebb felezési idő)
- Energia, impulzus, impulzusmomentum megmarad

Visszalökődés alfa-bomlásban

Energia megmaradás (T a mozgási energia):

$$m_{X'}c^2 + T_{X'} + m_{\alpha}c^2 + T_{\alpha} = m_Xc^2$$

$$Q \equiv (m_X - m_{X'} - m_{\alpha})c^2 = T_{X'} + T_{\alpha}$$

Ez a Q-érték, a bomlásban felszabaduló energia. Mivel nemrel.: $T=p^2/2m$

Impulzusmegmaradás: $p_{X'} = p_{\alpha} \equiv p$

$$Q = p^2 / 2m_{X'} + p^2 / 2m_{\alpha} = T_{\alpha} + T_{\alpha} \frac{m_{\alpha}}{m_{X'}}$$

$$T_{\alpha} = \frac{Q}{1 + m_{\alpha} / m_{X'}} \approx \frac{Q}{1 + 4 / (A - 4)} = Q(1 - 4 / A)$$

Alkalmazás:
RBS
Rutherford-
visszaszórás
elemanalitika

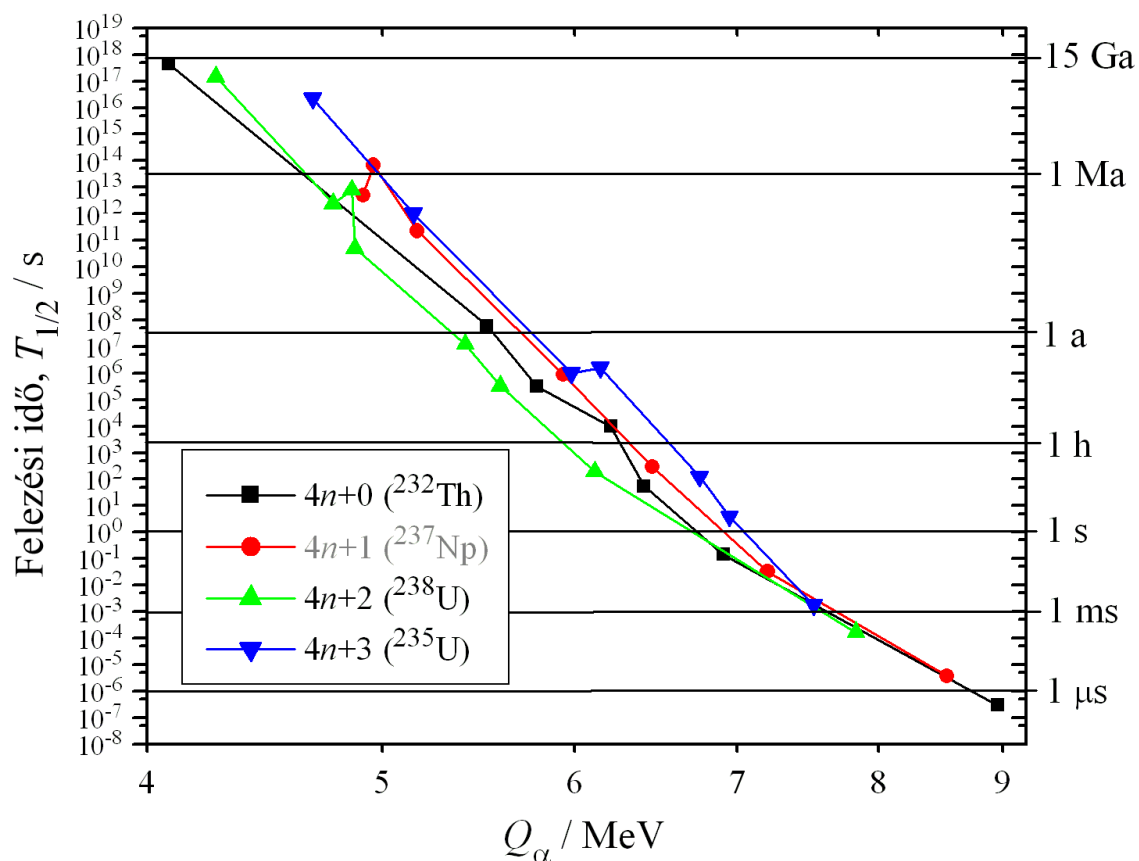
Tehát az alfa viszi el a Q érték nagy részét (kb. 98%).

Atommag: 2%-át (kb 100 keV). Ez elég lehet ahhoz hogy az atommag kilökődjön a kristályból (a felszínről). Gyakran maga is radioaktív... terjed a radioaktivitás. Kell a forráskra egy vékony védőfólia. Ha X' rövid életű, T_{α} mérése lehet az egyetlen mód $M_{X'}$ mérésére.

Geiger-Nuttall törvény

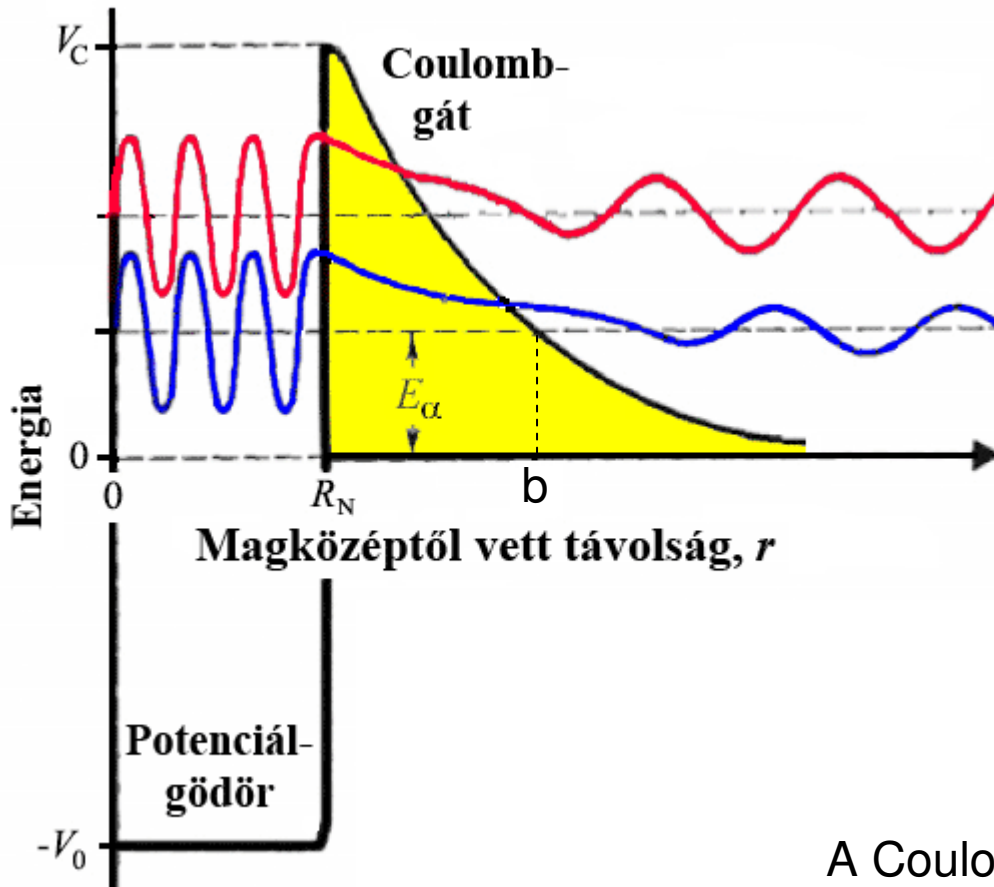
- Megfigyelés:
 - Nagy Q érték \rightarrow kis $T_{1/2}$. pl. ^{232}Th : 4,08 MeV, 14 mrd év
 - kis Q érték \rightarrow nagy $T_{1/2}$. pl. ^{218}Th : 9,85 MeV, 1e-7 sec

Nagyon gyorsan változik a felezési idő Q függvényében!
Magyarázata a QM első nagy sikerei között.



$$\ln \lambda = -a_1 \frac{Z}{\sqrt{E}} + a_2$$

Gamow elmélete: alagúteffektus, 1928



Klasszikusan: az alfa részecske pattog a potenciálgödörben (^{238}U esetén pl. $1e38$ -szor!), de soha nem tud kijutni.
 f: pattogási frekvencia,
 P: alagúteffektus valószínűsége:

$$\lambda = fP$$

f becsülhető klasszikusan: v/R_N
 ahol v az alfa sebessége.
 Pl. $V_0=35$ MeV és $Q=5$ MeV-re
 $f=6e21$ Hz.

A Coulomb-gát teteje:
$$V_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZ'e^2}{R_N}$$

A b fordulópont:
$$b = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZ'e^2}{Q}$$

Fúziós reaktorok: inverz gondolatmenet

Alagúteffektus 1 dimenzióban

A hullámfgv az $E > V$ tartományban $\sin(x)$ alakú,
az $E < V$ tartományban exponenciálisan lecseng, illeszteni kell a határokon.

Transzmissziós együttható: $P \sim \sinh^{-2}(ka) \sim e^{-2ka}$

ahol $k = \sqrt{2m(V - E) / \hbar^2}$ a hullámszám, és a a potenciálgát szélessége.

Az atommag esetén kb: átlagos gátmagasság: $\frac{1}{2}(V_C - Q)$

$$k \approx \sqrt{(2m / \hbar^2) \frac{1}{2}(V_C - Q)} \quad (\text{tipikus érték } 1.6/\text{fm})$$

Reprezentatív szélesség kb. $\frac{1}{2}(b - R_N)$ Rutherford-szórásnál már számoltuk,
Tipikus érték kb. 42 fm.

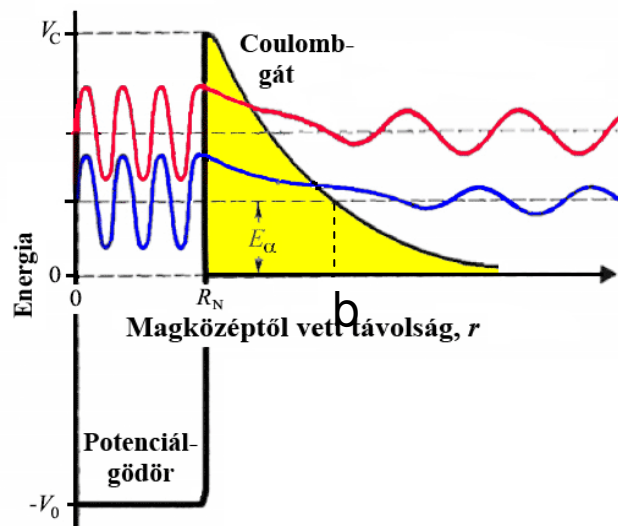
$$\text{Tehát: } P \sim e^{-2ka} \approx e^{-2k(1/2)(b-R_N)} \approx e^{-k(b-R_N)}$$

$Q=6$ MeV, $V_C=34$ MeV esetén $P \approx 2e-25$, és így $\lambda \approx 1e-3/s$, tehát $T_{1/2} = 700$ s.

$Q=5$ MeV esetben ez $T_{1/2} = 1000000000$ s!

Nagyon erősen változó függvény. Geiger-Nuttall szabály magyarázata.

Gamow-faktor



Pontosabban számolva, kis részekre felosztva a gátat:

$$dP = \exp\left(-2dr\sqrt{(2m/\hbar^2)[V(r)-Q]}\right)$$

$$P = e^{-2G}$$

$$\text{ahol } G = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \int_{R_N}^b \sqrt{[V(r)-Q]} dr$$

Ez a Gamow-faktor. Kiszámítható analitikusan Coulomb-potenciál esetén.
A felezési időre kapjuk:

$$T_{1/2} = \ln 2 \frac{R_N}{c} \sqrt{\frac{mc^2}{2(V_0 + Q)}} \exp\left\{2 \sqrt{\frac{2mc^2}{(\hbar c)^2 Q}} \frac{zZ'e^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{\pi}{2} - 2\sqrt{\frac{Q}{V_C}}\right)\right\}$$

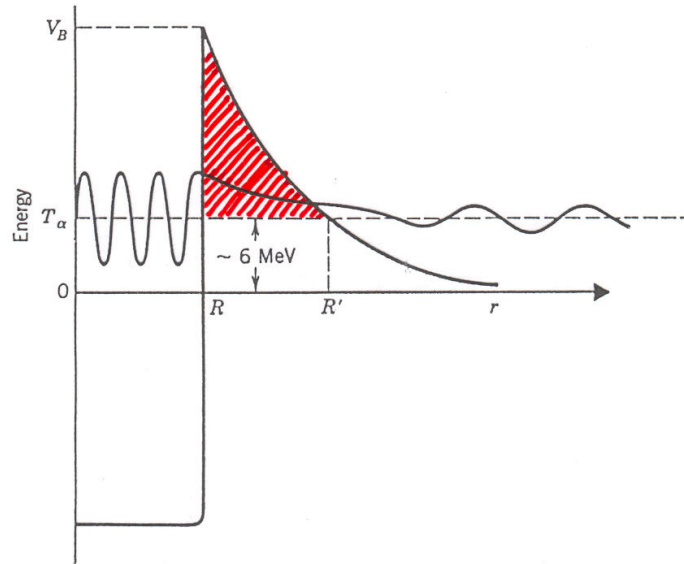
Elhanyagoltuk:

kezdeti és végállapotú mag-hullámfüggvényeket, átmeneti valószínűségeket az alfa részecske impulzusmomentumát
azt, hogy a mag nem tökéletes gömb alakú (a felezési idő mérés alkalmas magsugármérésre is...)

Érdekesség: rendkívül ritkán ^{14}C -bomlás is van, pl. $^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{214}\text{C} + ^{209}\text{Pb}$

α BOMLÁS MECHANIZMUSA

o ALAGÚTEFFEKTUS



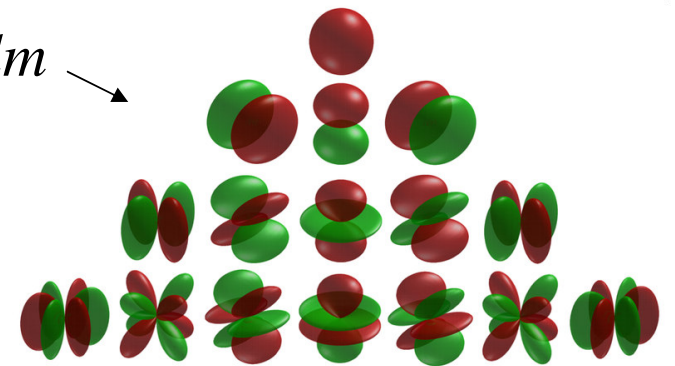
o ALAPKÍSÉRLET: RUTHERFORD - α részecskék szóródása α BOMLÓ MAGOKON

o GEIGER-NUTTAL tör-t megmagyarázza

o NAGY FELEZÉSI IDŐT megmagyarázza

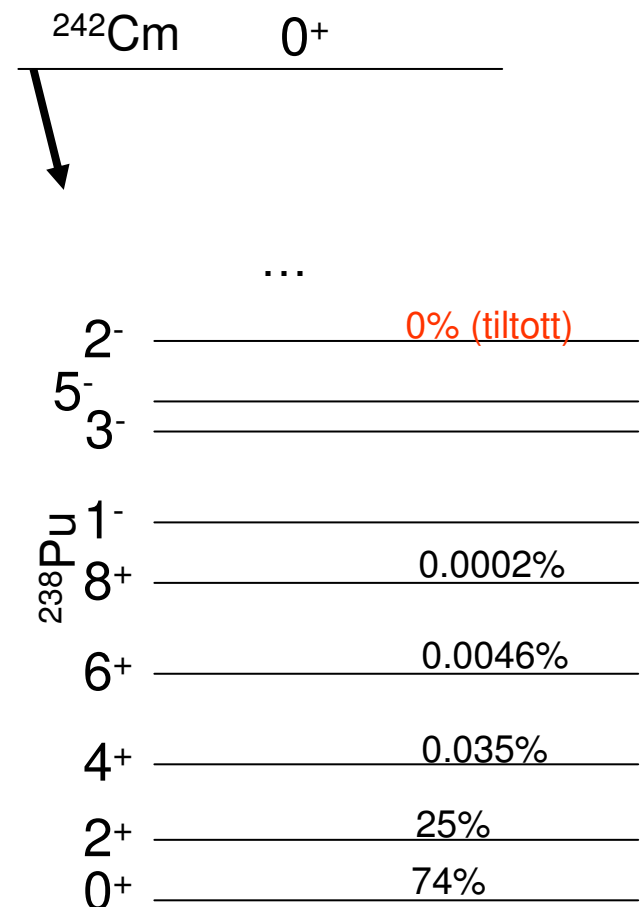
Impulzusmomentum és paritás

- Az alfa-részecske spinje nulla.
Impulzusmomentumot csak pályamomentumként tud elvinni: l_α
 - A mag kezdeti és végállapotának spinje: I_i, I_f
az alfa-részecske impulzusmomentuma $I_i + I_f$ és $|I_i - I_f|$ között lehet! Nem lehet akármekkora.
 - Az alfa-részecske hullámfgv-nye: $\sim Y_{lm}$
 - Paritásváltozás: $(-1)^{l_\alpha}$
 - Tehát ha a kezdő és végállapotnak ugyanaz a paritása, akkor l_α páros kell hogy legyen, egyébként páratlan.
- Paritás-kiválasztási szabály.**

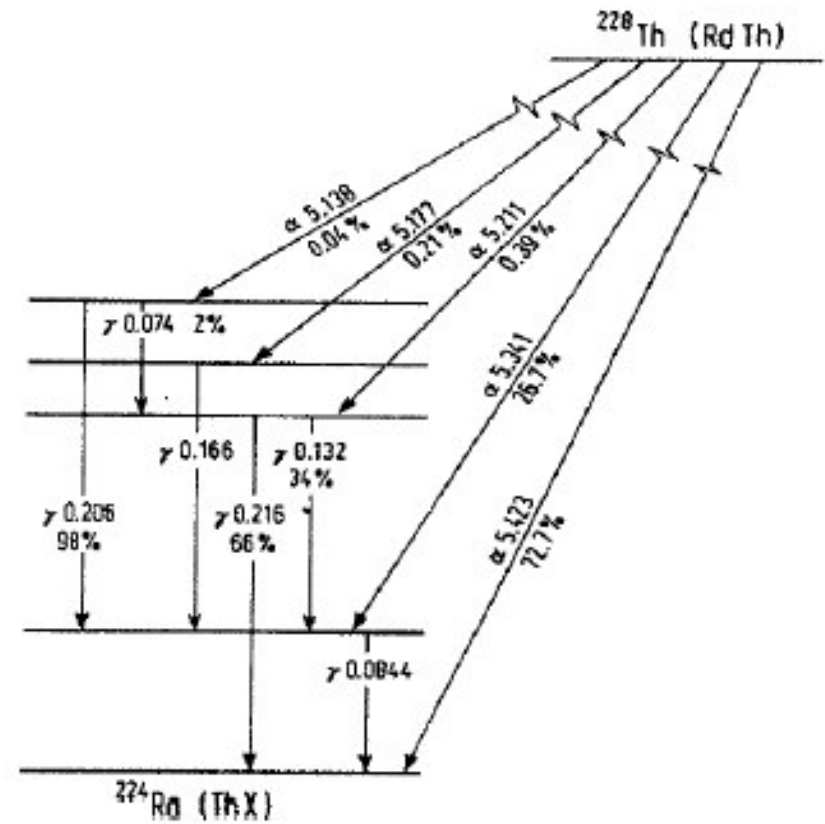
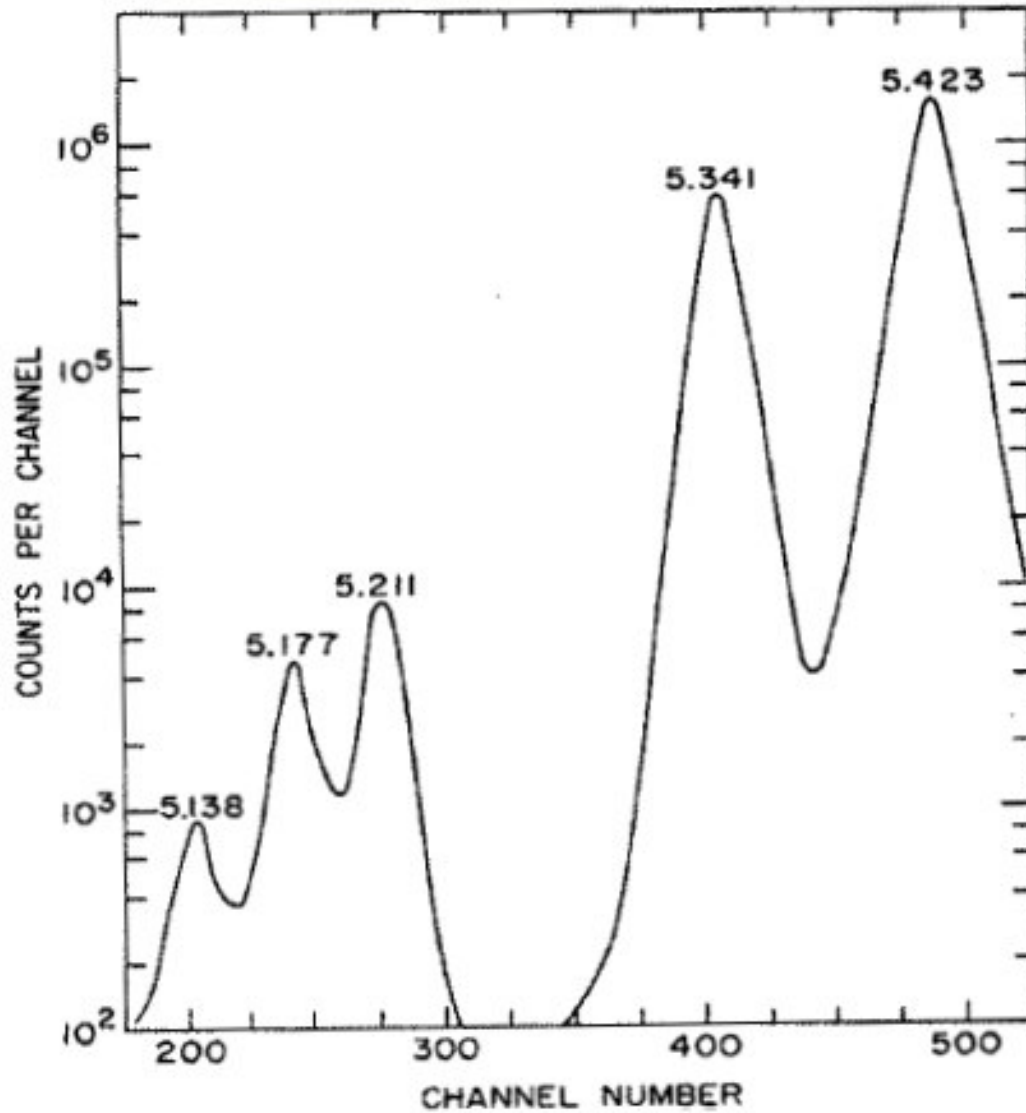


Az alfa-bomlás finomszerkezete

- Az alfa-bomlás a leánymag sokféle különböző állapotára is történhet, ha az átmenet megengedett.
Finomszerkezet.
- Pl. $^{242}\text{Cm}(0^+) \rightarrow ^{238}\text{Pu}$. A Pu-nak sokféle gerjesztett állapotára bomolhat.
- Intenzitások az l_α -tól és az kezdeti és végállapot hullámfüggvényektől függnnek.
- A centrifugális potenciál növeli a potenciális energiát és a potenciálgátat szélesíti. $l(l+1)\hbar^2 / 2mr^2$
- 2+: kisebb Q, nagyobb potenciálgát, tehát kisebb intenzitás mint 0+
- Bomlás 2- szintre tiltott:
 $2-0 \leq l_\alpha \leq 2+0$, $l_\alpha=2$. Ekkor a paritás nem változhat: $(-1)^2 = +1$

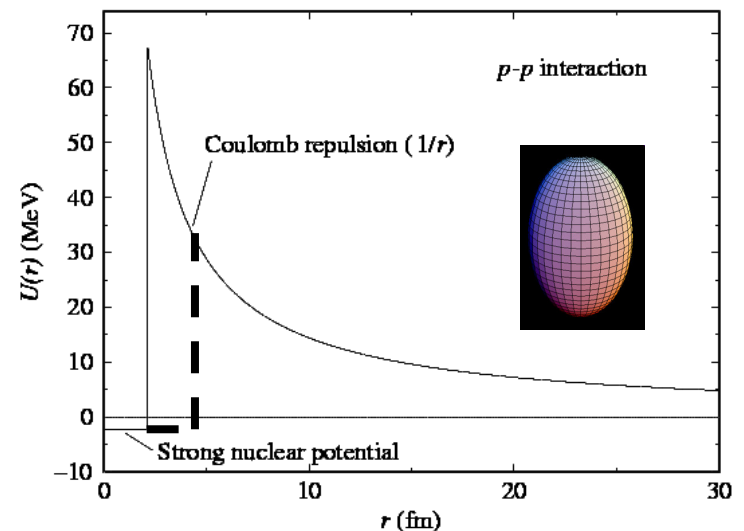


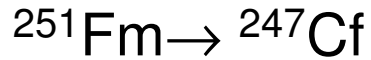
^{228}Th bomlásának finomszerkezete



Az alfa-bomlás szögeloszlása

- Pl. $2^- \rightarrow 2^+$ bomlás: páratlan l_α kell.
- $0 = 2 - 2 \leq l_\alpha \leq 2 + 2 = 4$
- Tehát csak $l_\alpha = 1$ vagy $l_\alpha = 3$ megengedett.
- Melyik lesz a gyakoribb?
- Kimérhető a szögeloszlások segítségével.
- $l_\alpha = 1$ bomlás szögeloszlása: $Y_1(\Theta, \phi)$
- $l_\alpha = 3$ bomlás szögeloszlása: $Y_3(\Theta, \phi)$
- A méréshez a spineket be kell állítani egy irányba (mágneses v elektromos térrel), alacsony hőmérsékleten (0,01 K).
- De: deformált magok: a „csúcsoknál” intenzívebb alfa-kibocsátás, mivel ott a Coulombgát keskenyebb és alacsonyabb!



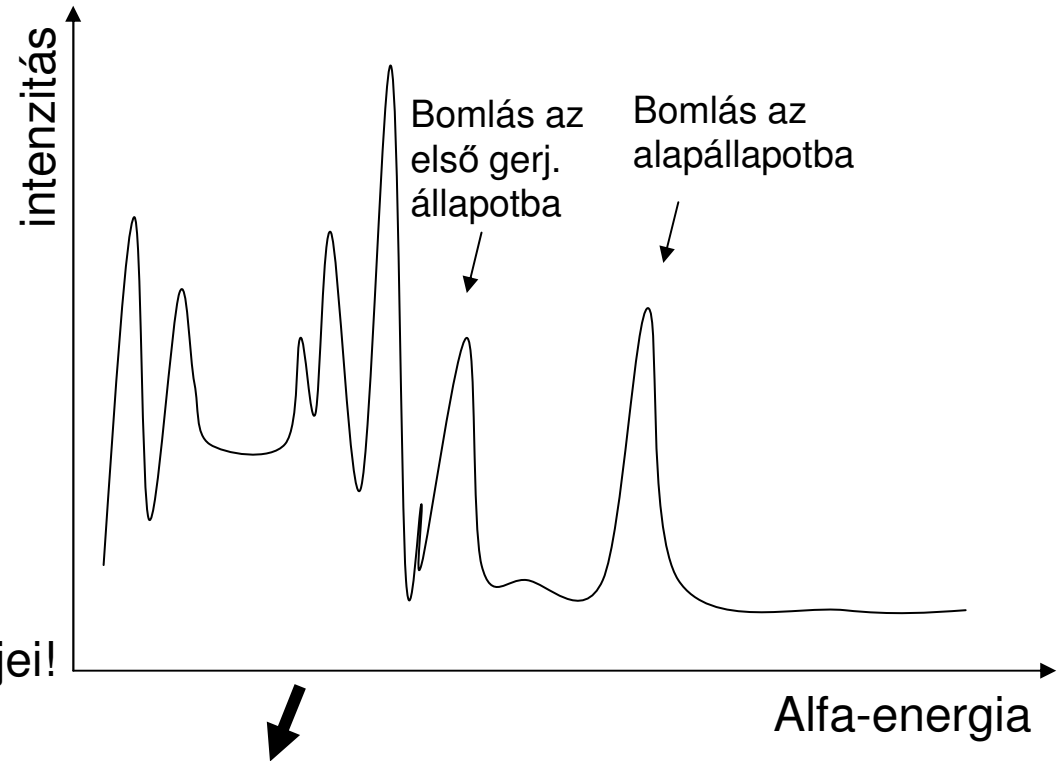


Alfa-spektroszkópia

A különböző alfa-energiák a gerjesztett állapotokra való bomlást mutatják.

A gerjesztett állapotok azonnal elbomlanak az alapállapotba, gamma-kibocsátással. Érdeemes a gamma-spektrumot is mérni.

Sőt, a kettőt koincidenzában!
Alfa-gamma koincidenzá módszer.
Ekkor azonosíthatók Cf energiaszintjei!



Bomlási energia (Q)

Gerjesztett áll. energiája

α_1	7423 keV	0 keV
α_2	7368 keV	55 keV
α_3	7300 keV	123 keV
...

Alfa-spektroszkópia

Mit látunk a gamma-spektrumban?

55 keV, 67 keV, 122.1 keV... ezek pont a szintek energiakülönbségei!!

A szintek: 0, 55, 122 keV.

Lehet hogy csak rotációsan különböznek az állapotok? $E = (\hbar^2 / 2\Theta)I(I + 1)$

A két alsó szint energiakülönbsége (55 keV):

$$\Delta E_{12} = E_2 - E_1 = (\hbar^2 / 2\Theta)[(\Omega + 1)(\Omega + 2) - \Omega(\Omega + 1)] = (\hbar^2 / 2\Theta)2(\Omega + 1)$$

Az alap- és a harmadik szint energiakülönbsége (122 keV):

$$\Delta E_{13} = E_3 - E_1 = (\hbar^2 / 2\Theta)[(\Omega + 2)(\Omega + 3) - \Omega(\Omega + 1)] = (\hbar^2 / 2\Theta)2(2\Omega + 3)$$

Hányadosuk:

$$\Delta E_{13} / \Delta E_{12} = (2\Omega + 3) / (\Omega + 1) = 2 + 1 / (\Omega + 1) = 55 / 122 = 2,218$$

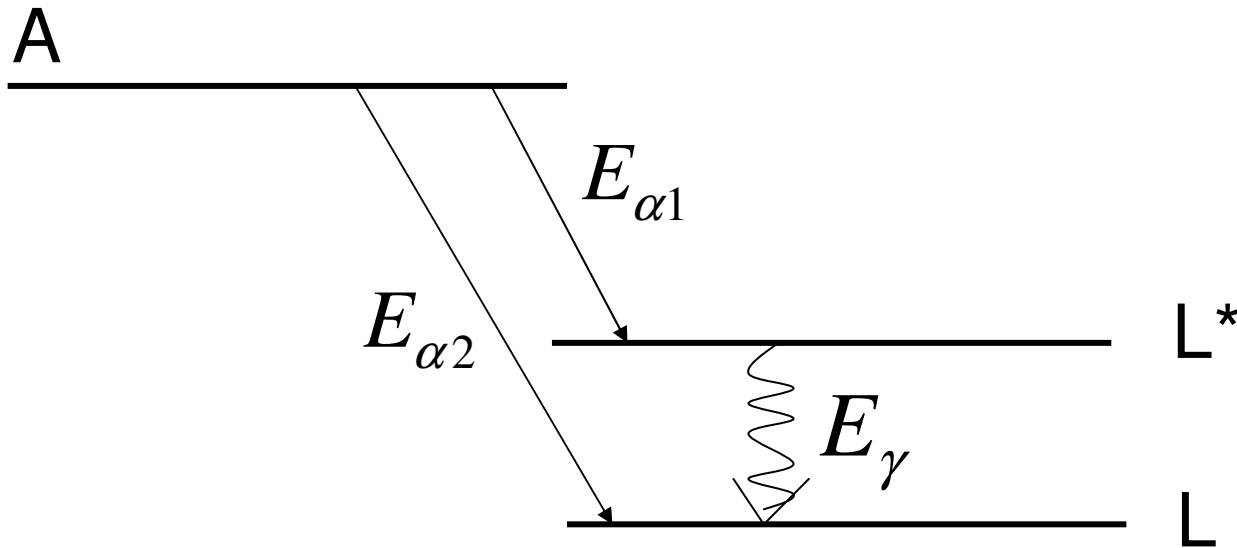
$$\Omega = 3,58 \approx 7 / 2$$

Tehát az első három szint rotációs sávot alkot, ahol a teljes spin: 7/2, 9/2, 11/2.

Az alapállapot spinje 7/2.

A többi energiaszint értelmezéséhez az alfa-gamma koincidencia módszer kell. Sokszor 2 dimenzióban ábrázolják, a tengelyeken az alfa, a gamma energia és az intenzitás van.

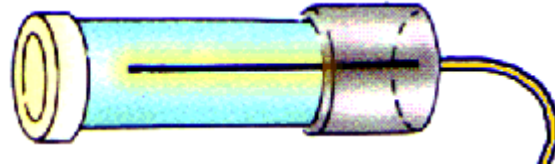
Alfa-gamma koincidencia-módszer



$$E_{\gamma} \cong E_{\alpha 2} - E_{\alpha 1}$$

Az alfa- és gamma energiát egyszerre mérve felderíthető a leánymag energiaszintjeinek szerkezete!

Alfa-detektálás GM csővel



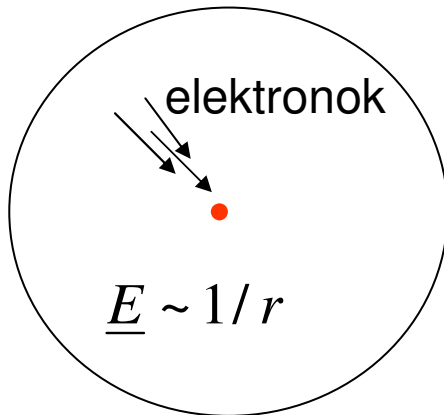
Hengerkondenzátor

600-1000 V feszültség

vékony fémszál a közepén. Gázzal töltve (Ar, vagy más nemesgáz)

Alfa-részecske ionizálja a gázt, közben elveszíti az energiáját

Az elektronok a szálra gyűlnek. Közben az elektromos tér gyorsítja őket.



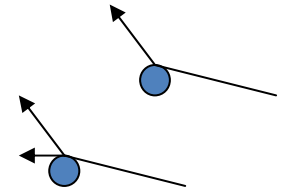
Ionizációs energia: E_i

$E_e < E_i$: rugalmas ütközés a gáztomokkal

$E_e > E_i$: ionizáció lehetséges

$$E_e = q | \underline{E} | \lambda > E_i$$

$$| \underline{E} | > E_i / q \lambda \longrightarrow \text{ionizáció}$$



Ez egy bizonyos r_0 sugáron belül már igaz.

→ elektronsokszorozás, gázerősítés

→ az áram annál nagyobb, minél nagyobb az erősítés

GM-cső: önfenntartó kisülés. UV fotonok → fotoeffektus → újabb elektronok.

Így az alfa energiája nem mérhető, minden alfa egy maximális kisülést eredményez

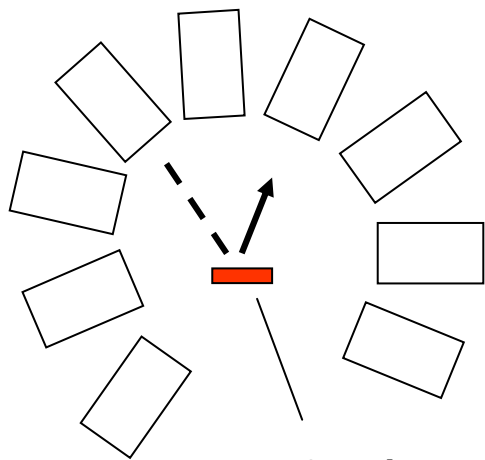
Alfa-detektálás

Ionizációs kamra: ugyanez kisebb feszültségen. Ekkor az alfa részecske által leadott energia arányos az elektronok számával és az elektromos jellel.



Az alfa-részecske nagyon rövid távolságon megáll szilárd anyagokban (néhány μm), ezért nagyon vékony ablakkal ellátott GM cső kell! *Végablakos* GM-cső.

Alfa-gamma koincidencia mérés pl.:



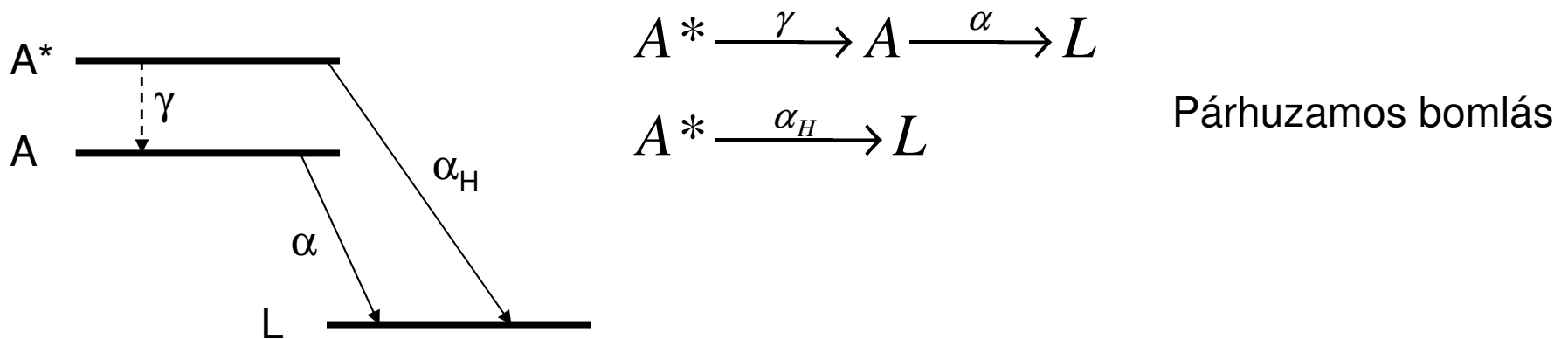
Az alfa-részecskék energiáját gyakran félvezető detektorral mérjük, pl. szilícium, germánium egykristály.
A gammákat pl. nátrium-jodid (NaI) szcintillátorokkal.

$$E_{\alpha 1} \rightarrow E_{\gamma} \cong E_{\alpha 2} - E_{\alpha 1}$$

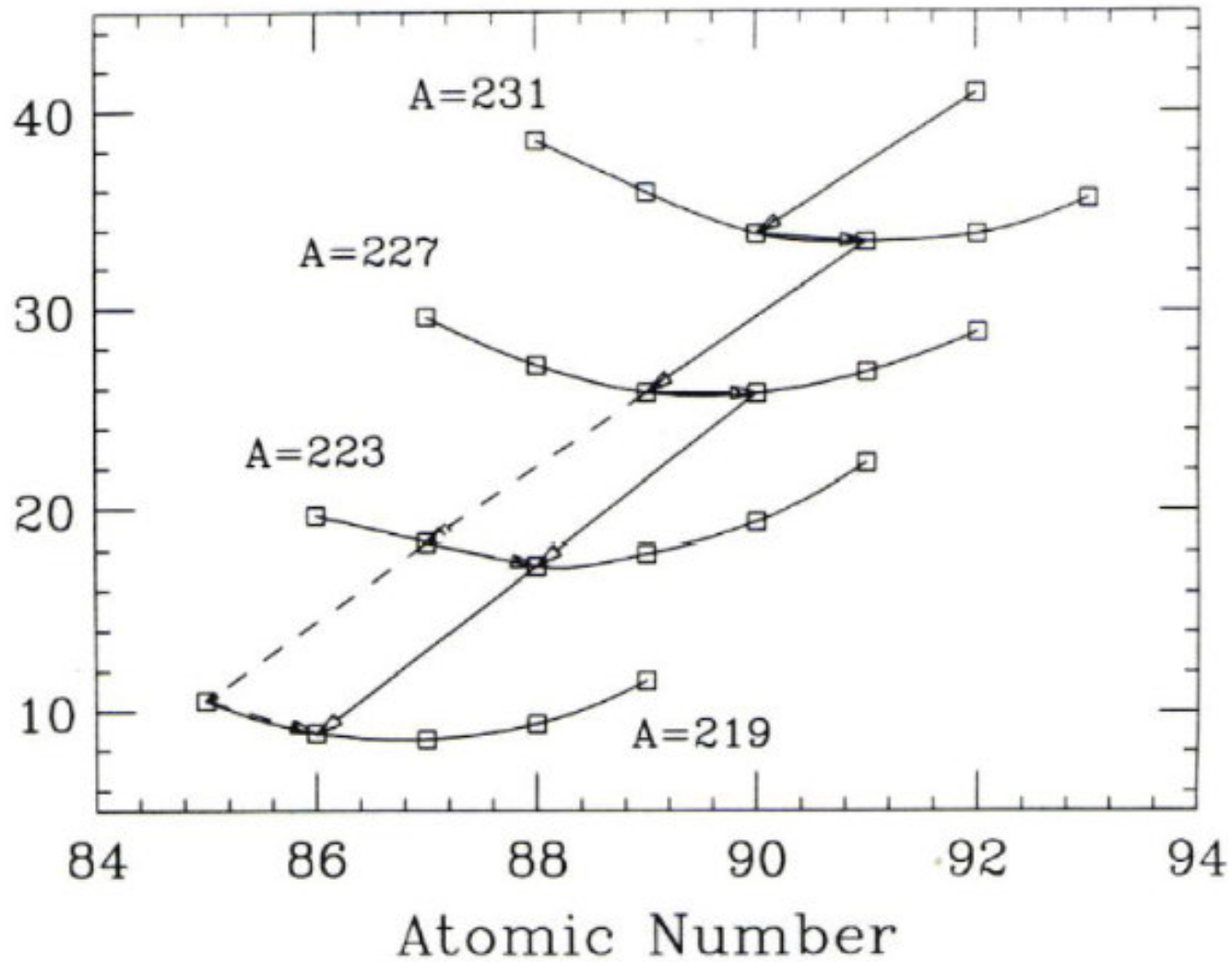
Anyag visszalökődése

Hosszú hatótávolságú alfa-bomlás

- Több az energiája, mint a szokásos 4-8 MeV
- Az anya gerjesztett állapotából bomlik a leány alapállapotába
- Pl. $^{212\text{m}}\text{Po}$ 2.922 MeV-vel a ^{212}Po alapállapot fölött, alapállapotú ^{208}Pb -re bomlik, az alfa energiája 11,65 MeV!



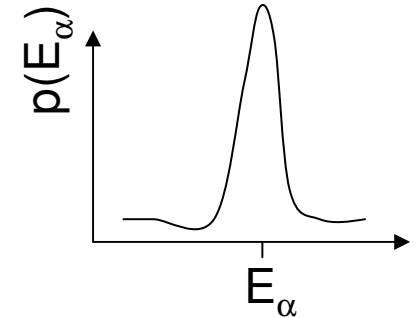
^{235}U bomlási sora



Béta-bomlás
az energia-
minimum eléréséhez,
aztán alfa-bomlás

Alfa-bomlás energiaeloszlása

$$Q \equiv (m_X - m_{X'} - m_\alpha)c^2 \quad T_\alpha = Q(1 - 4/A)$$



Éles energia, DE mégis van egy természetes vonalszélessége: Γ .
Lorentz-görbe alakú eloszlás. Mi lehet a magyarázata?

E_0 energiájú állapot hullámfüggvénye:

$$\Phi(\underline{x}, t) = \varphi(\underline{x})e^{-i\frac{E_0}{\hbar}t} \quad |\Phi(\underline{x}, t)|^2 = |\varphi(\underline{x})|^2 \quad \text{Időfüggetlen állapot}$$

Empirikusan: új tagot teszünk a hullámfüggvénybe (statisztikus leíráshoz jól illik):

$$\Phi(\underline{x}, t) = \varphi(\underline{x})e^{-i\frac{E_0}{\hbar}t} e^{-\frac{t}{2\tau}} = \int_E \Phi_E(\underline{x}, t) g(E) dE \quad |g(E)|^2 = p(E)$$

$$|\Phi(\underline{x}, t)|^2 \sim e^{-t/\tau}$$

↑
energia-sajátállapot

↑
súlyfaktor

Mérési
valószínűség

$$g(E) = \frac{1}{E - E_0 + \frac{i\hbar}{2\tau}}$$

$$|g(E)|^2 = \frac{1}{(E - E_0)^2 + \frac{\hbar^2}{4\tau^2}}$$

Lorentz-görbe

Félértékszélesség: $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$

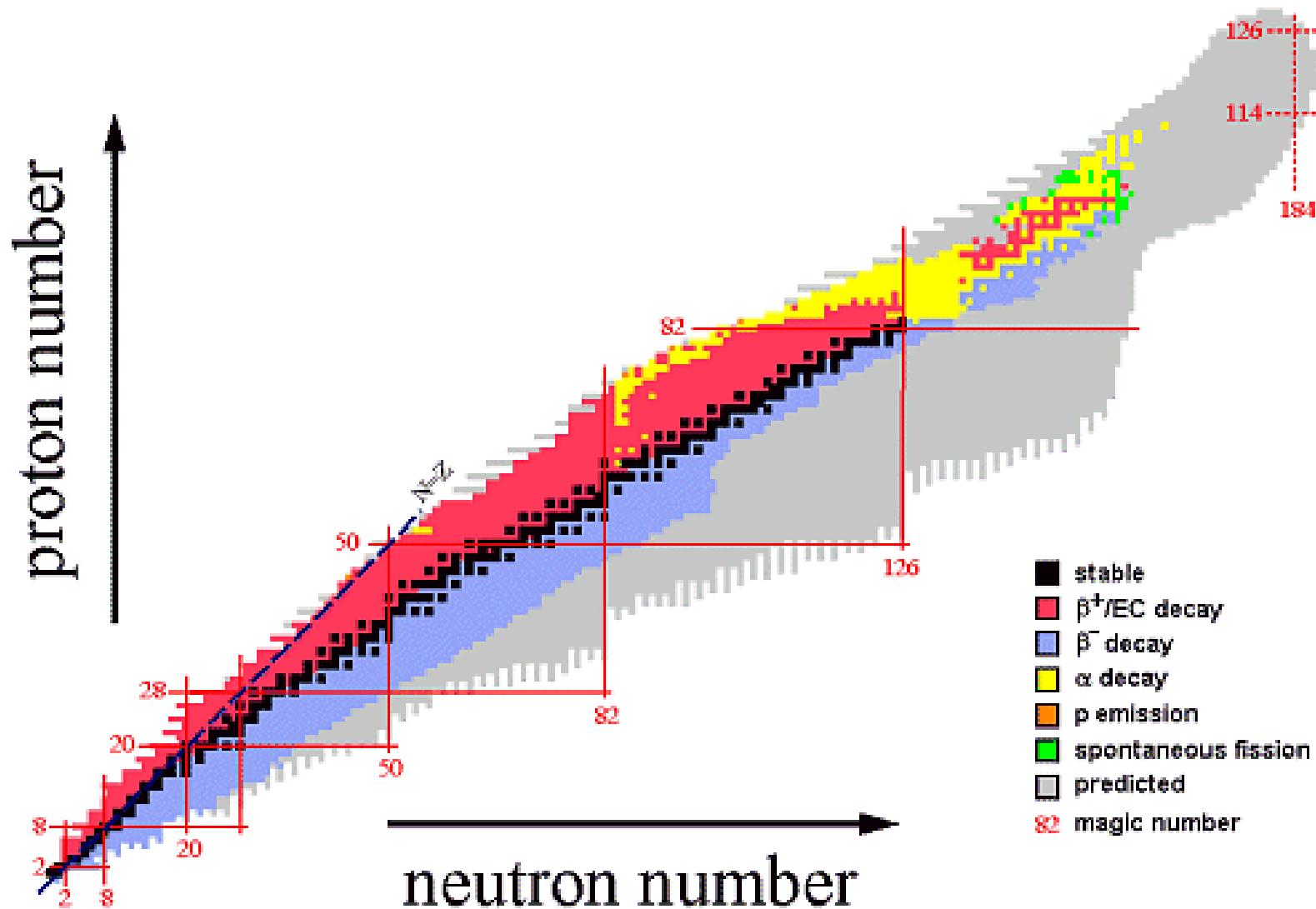
$$\Gamma \tau = \hbar$$

Heisenberg-reláció

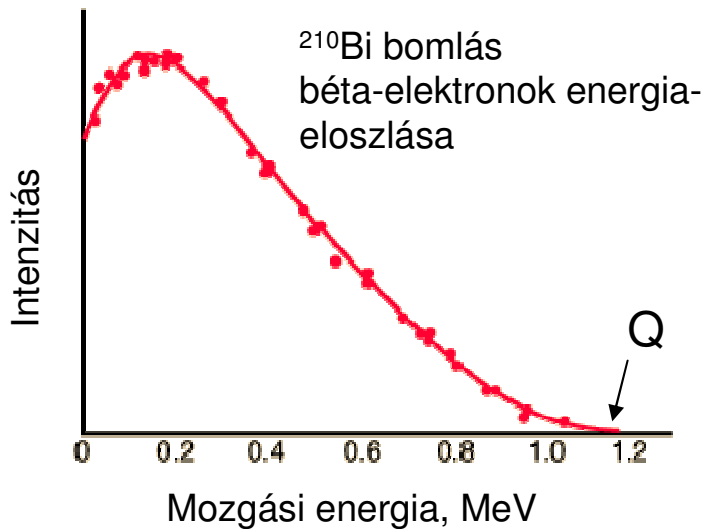
Γ : energia-bizonytalanság, **természetes vonalszélesség**

τ : átlagos élettartam

Izotóptérkép



A béta-bomlás energiaeloszlása



Az elektronnak folytonos energiaspektruma van
 $(m_A - m_L - m_{e^-})c^2 = Q = E_L + E_{e^-} + E_{\tilde{\nu}_e}$
 nagyon kicsi

Ha $Q \gg m_{e^-}c^2$ akkor ultrarelativisztikus:

$$E = \sqrt{p^2c^2 + m_{e^-}^2c^4} \approx pc$$

Az elektron (-) v pozitron (+) energiaeloszlása (a p^2 -tel arányos fázistér-térfogatokból):

$$N^\pm(E) = Kp(E + mc^2)(E_m - E)^2 F^\pm(Z, E)S_n(E)$$

p : részecske impulzusa,

E : kinetikus energiája,

E_m : a kvantumátmenet teljes energiája

m : elektron tömege

F^\pm : Fermi-függvény, Coulomb-korrekció

$S_n(E)$: béta átmenet tiltottságát figyelembe vevő korrekció.

Megengedett átmenetre ($n=0$): $S_0(E) = 1$.

Béta-bomlás

$$N^\pm(E) = Kp(E + mc^2)(E_m - E)^2 F^\pm(Z, E)S_n(E)$$

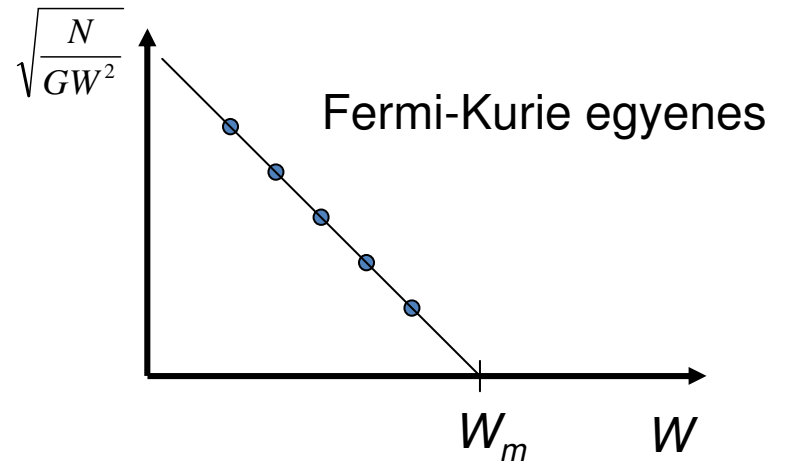
Legyen W a részecske teljes energiája mc^2 egységekben, W_m ennek maximuma:

$$W = \frac{E}{m_0c^2} + 1 \qquad W_m = \frac{E_m}{m_0c^2} + 1$$

$m=c=1$ egységrendszerben: $p^2 = W^2 - 1$

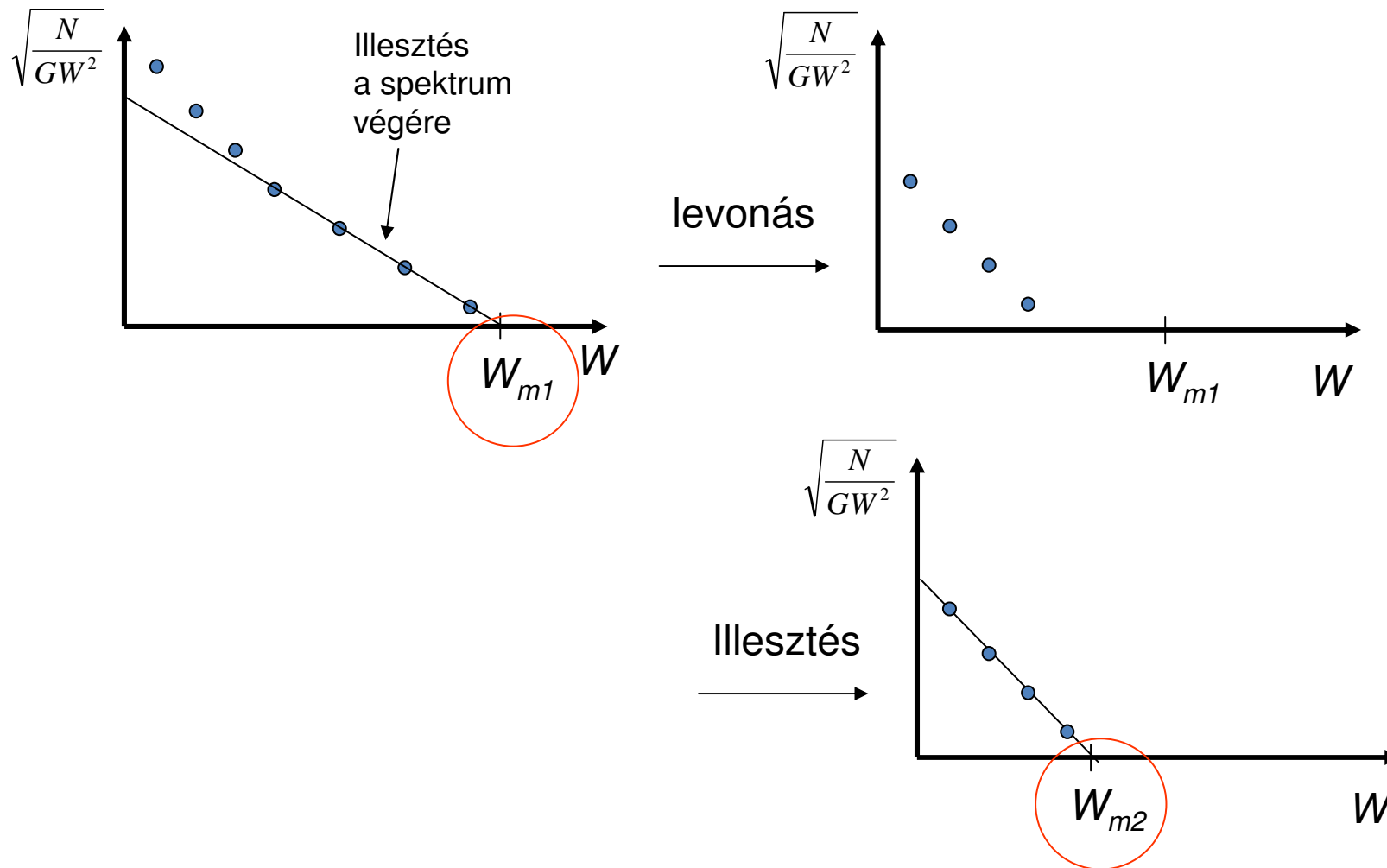
És legyen a módosított Fermi-függvény: $G^\pm = \frac{p}{W} F^\pm(Z, E)$

Ekkor: $\sqrt{\frac{N}{G^\pm W^2}} = K'(W_m - W)\sqrt{S_n}$



Fermi-Kurie módszer

Több, különböző energiájú bomlás szétválasztására:



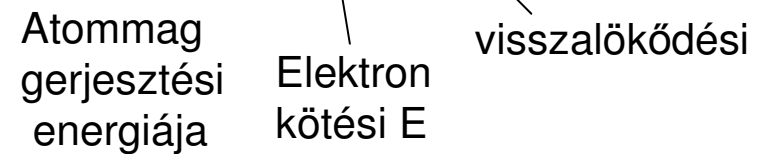
A gamma-bomlás tulajdonságai

Atommagok energiaszintjei közötti elektromágneses átmenet. Lehet:

- Gamma sugárzás: foton kibocsátása

- Belső konverzió: a K héjon levő elektron lökődik ki, elviszi a mag gerjesztési energiáját. Éles energia: $E_{e^-} = E^* - I - E_{vissza}$

- Belső párkeltés: 1,022 MeV-nél nagyobb Q értéknél: elektron-pozitron pár keltése és kibocsátása



A kibocsátott foton perdület- és paritás sajátállapotban van.

Emlékeztető: spin: $i=0, 1/2, 1, 3/2, 2, 5/2, \dots$ lehet.

Ekkor: \hat{S}^2 sajátértéke: $i(i+1)\hbar^2$

\hat{S}_z sajátértékei: $-i\hbar, (-i+1)\hbar, \dots, (i-1)\hbar, i\hbar$

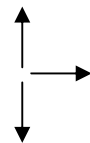
$$i=0: \quad \hat{S}^2 = 0 \\ S_z = 0$$

$$i=1/2: \quad \hat{S}^2 = \frac{3}{4}\hbar^2$$

$$S_z = -\frac{1}{2}\hbar, +\frac{1}{2}\hbar \quad \uparrow \downarrow$$

$$i=1: \quad \hat{S}^2 = 2\hbar^2$$

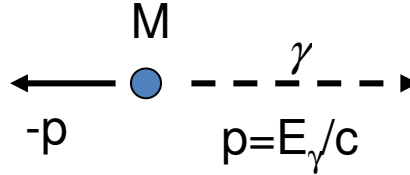
$$S_z = -\hbar, 0, +\hbar$$



$2i+1$ darab állapot van összesen

Visszalökődés gamma-bomlásban

$$E_i = E_f + E_\gamma + \frac{p^2}{2M}$$



$$E_i = E_f + E_\gamma + \frac{p^2}{2M}$$

$$\Delta E = E_i - E_f = E_\gamma + \frac{p^2}{2M} = E_\gamma + \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}$$

A második tag nagyon kicsi, emiatt $\Delta E \approx E_\gamma$

Ekkor viszont:

$$\Delta E \approx E_\gamma + \frac{\Delta E^2}{2Mc^2}$$

$$E_\gamma \approx \Delta E - \frac{\Delta E^2}{2Mc^2} \equiv \Delta E - R$$



R: visszalökődési energia

1-100 eV, nagyon kicsi. DE a Mössbauer-effektusnál számítani fog!

Emiatt általában a kisugárzott fotont nem tudja egy másik mag elnyelni! Ahhoz

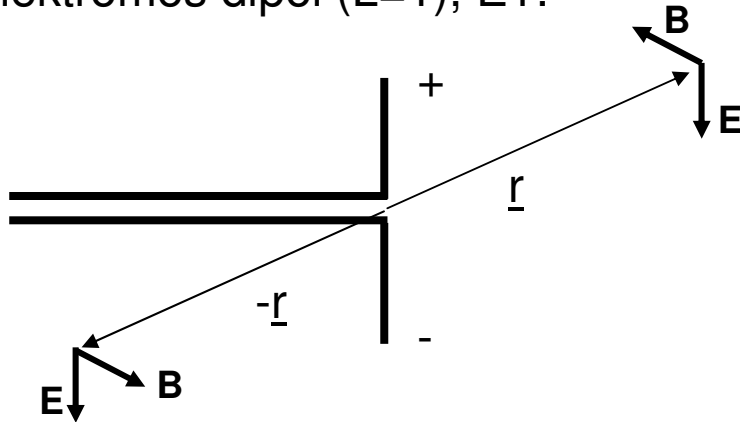
$\Delta E + R$ energiájú foton kéne!

Mössbauer-effektus: $R=0$, nincs visszalökődés!

Elektromos és mágneses módusok

Klasszikus, szinuszosan változó terek esete:

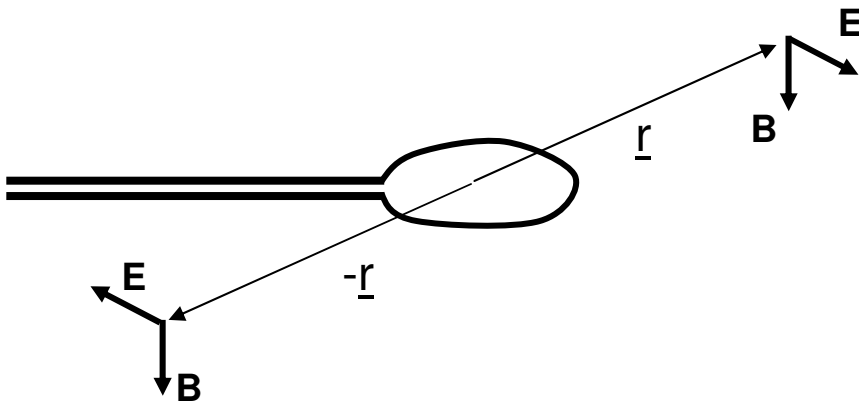
Elektromos dipól ($L=1$), E1:



$$\underline{B}(\underline{r}) = -\underline{B}(-\underline{r}) \quad \text{paritás}=-1$$

$\underline{E} \times \underline{B}$ Poynting-vektor mindig az antennától kifelé mutat (sugárzás terjedési iránya)

Mágneses dipól ($L=1$), M1:



$$\underline{B}(\underline{r}) = -\underline{B}(\underline{r}) \quad \text{paritás}=+1$$

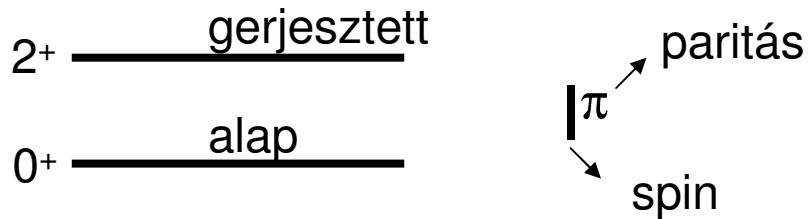
Kvantummechanikában is hasonlóan!

Elektromos multipól paritása: $(-1)^L$

Mágneses multipól paritása: $(-1)^{L+1}$

Állapotok spin-paritása

Pl.



A kisugárzott foton perdület- és paritás sajátállapotban van. Ezeket az Y_{lm} gömbfüggvények reprezentálják.

Gamma-sugárzás multipolaritása

$$G \rightarrow A + \gamma$$

$$\hat{I}_G \rightarrow \hat{I}_A + \hat{I}_\gamma$$

perdületmegmaradás

↓ ↓ ↓

$$i_G \quad i_A \quad l$$

A spinek típusai

$$|i_G - i_A| \leq l \leq i_G + i_A$$

Kvantummechanikai perdületek összeadási szabálya

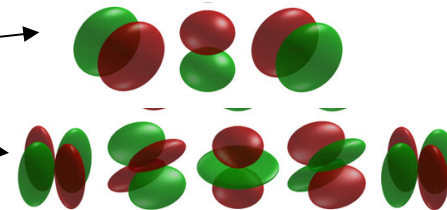
Elektromágneses sugárzás:

$l=0$ Izotróp szögeloszlás. NINCS ilyen.

$l=1$ dipól

$l=2$ kvadrupól

$l=3$



Multipolaritás

$$1^+ \rightarrow 0^+ \quad \text{dipól} \quad l=1 \quad \begin{cases} \nearrow \text{elektromos} & (-1)^l \text{ paritású} & \pi_E = (-1)^l \\ \searrow \text{mágneses} & (-1)^{l+1} \text{ paritású} & \pi_M = (-1)^{l+1} \end{cases}$$

Paritás-megmaradás:

$$\pi_G = \pi_A (-1)^l \quad \text{Ez nem lesz jó ebben az átmenetben.}$$

$$\pi_G = \pi_A (-1)^{l+1} \quad \text{Ez jó, tehát mágneses dipólsugárzás jön ki.}$$

$$2^+ \rightarrow 0^+ \quad |2-0| \leq l \leq 2+0 \quad \rightarrow l=2 \quad \text{kvadrupól}$$

$$+1 = +1(-1)^l \quad \pi_\gamma = +1 \quad E^2 \text{ elektromos kvadrupól sugárzás}$$

$$\frac{3^-}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2} \quad \left| \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \right| \leq l \leq \frac{3}{2} + \frac{1}{2} \quad l=1,2$$

$$\pi_\gamma = -1 \quad \begin{array}{l} \text{Ha } l=1: \text{ elektromos dipól} \\ \text{Ha } l=2: \text{ mágneses kvadrupól} \end{array}$$

Valószínűségek: $p(E1) > p(M1)$ $p(E1) \gg p(E2) \gg p(E3) \dots$
 $p(M1) \gg p(M2) \gg p(M3) \dots$

↓
gyors átmenet

Vannak hosszú felezési idejű (1 perc) állapotok:
izomér, vagy *metastabil* állapotok.

Példák az EM átmenetek multipolaritására

- $1^- \rightarrow 0^+$

perdületmegmaradás: $|1-0| \leq \ell \leq |1+0| \Rightarrow \ell=1$

E vagy M?

paritásmegmaradás: $(-1) = (+1) \cdot (-1)^\ell \Rightarrow E$

E1 elektromos dipól átmenet lehet csak