Magkémia

- A nukleáris tudományok története
- Az elemi részecskék és a standard modell
- Az atommag szerkezete és tulajdonságai
- Az atommagok stabilitása, az elemek kozmológiai evolúciója
- Magreakciók
- Atommagok bomlása
- A radioaktív bomlás kinetikai leírása
- Az alfa-bomlás
- A béta-bomlás
- Magizoméria és a gamma-sugárzás
- Különleges bomlástípusok
- Magátalakulásokat kísérő szekunder folyamatok
- A sugárzás és az anyag kölcsönhatásának általános jellemzése
- Az alfasugárzás és az anyag kölcsönhatása
- A bétasugárzás és az anyag kölcsönhatása
- Vavilov-Cserenkov-sugárzás
- A gammasugárzás és az anyag kölcsönhatása
- Neutronsugárzás keletkezése és kölcsönhatása az anyaggal
- Sugárzásdetektorok
- Forróatomkémia, forróatomkémiai reakciók
- A radioaktív sugárzás veszélyei, dózisfogalmak
- Radioaktív anyagok előfordulása a természetben.
- Radionuklidok és nagyenergiájú sugárzások felhasználása

Ajánlott irodalom:

Vértes Attila: Magkémia I., *Tankönyvkiadó*, Budapest, 1985
Kiss István, Vértes Attila: Magkémia (Akadémiai Kiadó, 1979)
K. Muhin: Kísérleti magfizika, Tankönyvkiadó, Budapest, 1985
Kónya József, Nagy Noémi: Izotópia I. Debreceni Egyetemi Kiadó, 2007.
Kónya József, Nagy Noémi: Izotópia II. Debreceni Egyetemi Kiadó, 2008.
Nagy Lajos György, Nagyné László Krisztina, Radiokémia és izotóptechnika (Műegyetemi Kiadó, 1997)
Németh Zoltán: Radiokémiai és izotóptechnikai alapismeretek (Veszprémi Egyetemi Kiadó, 1996)
A. Vértes, S. Nagy, Z. Klencsár: Handbook of Nuclear Chemistry, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht-Boston-London (2003)

Nagy Sándor internetes elektronikus jegyzetei http://nagysandor.eu/

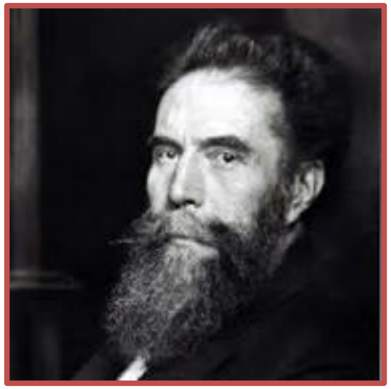
A magkémia tárgya.....

Magkémia - radiokémia

Nukleáris folyamatok vizsgálata kémiai módszerekkel
Kémiai folyamatok vizsgálata, megvalósítása nukleáris módszerekkel

Történelmi visszatekintés.....

1895- Röntgen-sugárzás (X-ray)
Wilhelm Conrad Röntgen



1896 - Radioaktivitás

Becquerel,

$K_2UO_2(SO_4)_2 \cdot 2H_2O$ megfeketítette a becsomagolt fotólemezt

1897 - az elektron felfedezése

J.J. Thomson

1898 - M. Curie, Ra és Po felfedezése,

A radiokémia születése

mg ill. μg mennyiségek 1 t uránban!

1898 - 99 - alfa- és bétasugárzás kimutatása,

E. Rutherford

Mágneses eltérítés ellenkező irányba

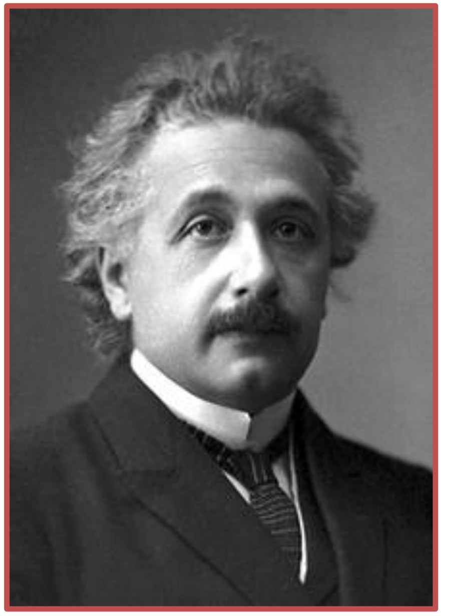
1899 - 1900 A radon felfedezése
Curie M. Curie P. Dorn F.E. Rutherford E.

1900 - A bétasugarak elektronok!
Rutherford

1902 - Radioaktív bomlástörvény
(exponenciális bomlás)
Rutherford, Soddy

1903 - Radioaktív elemátalakulás, bomlási sorok
Rutherford, Soddy

1905 - Tömeg-energia ekvivalencia elv,
($E=mc^2$), fotoelektromos hatás magyarázata, Einstein



1906 - A gammasugárzás felfedezése
P. Villard

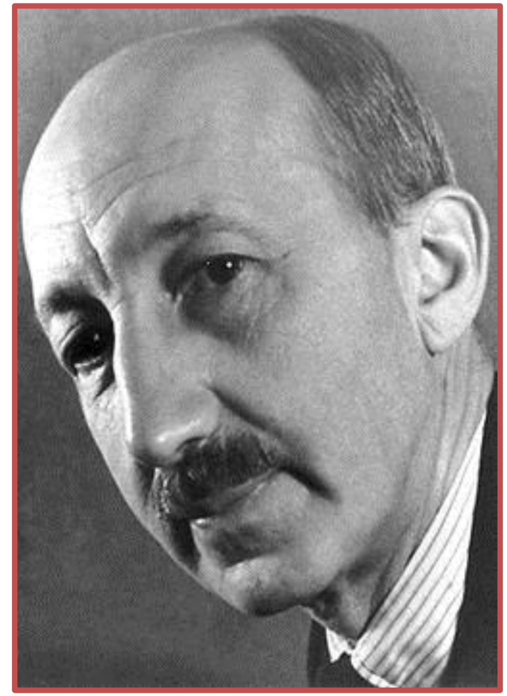
1910 - Az elektron töltésének megmérése
Millikan

1911 - Rutherford híres alfaszórási kísérlete, amely az atommag felfedezéséhez vezetett.

1913 - Izotópok léteznek!
J.J. Thomson

1913 - Radioaktív nyomjelzés

Hevesy György



1913 - Bohr atommodellje

1914 - A gammasugárzás
elektromágneses sugárzás!

1919 - Az első magreakció
Rutherford $^{4}He + ^{14}N \rightarrow ^{17}O + ^{1}H$,

1923 - Compton-effektus

1924 - Az anyag kettős természete
de Broglie

2016 apr 1

1924 - 27 Kvantummechanika, Pauli-elv, Heisenberg-reláció (Dirac, Pauli, Heisenberg, Schrödinger)

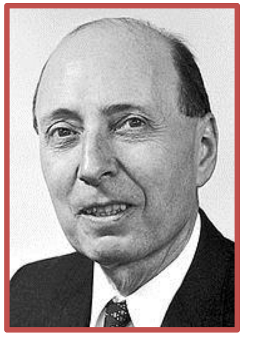
1926 - A spin felfedezése, (Goudsmit S.A. Uhlenbeck G.E.)

1928 - Az alfabomlás elmélete (alagúthatás), Condon E.U. Gamow G. Gurney R.W.

1928 - A Geiger-Müller számláló megalkotása

1930 - A neutrino létezésének feltételezése

1932 - A neutron felfedezése (Chadwick)
(ugyanebben az évben fedezték fel a deutériumot (Urey) és a pozitront (Anderson))



1933 - Az erős kölcsönhatás,
Wigner Jenő

1934 - „Magfúzió” $^2H(d,p)^3H$ és $^2H(d,n)^3He$
Oliphant M.L., Harteck P., Rutherford E.

1934 - Szilárd Leó
szabadalmaztatja a nukleáris láncreakciót

1934 - Mesterséges radioaktivitás (Curie-ék) 2017 marc 31

$^{4}He + ^{27}Al \rightarrow ^{30}P + n$; $^{30}P \rightarrow ^{30}Si + \beta^{+}$

1934 - A bétabomlás elmélete, a neutronbefogás (Fermi)

1934 - A Szilárd-Chalmers-reakció

1935 - A Weizsäcker-formula

1936 - Neutronaktivációs analízis (Hevesy)

1937 - Az első mesterséges elem előállítása (Tc), Perrier C. Segrè E.G.

1937 - Az elektronbefogás felfedezése, Alvarez L.

1938 - A Nap energiatermelésnek elmélete (hidrogén fúziója), Bethe, H.

1939 - Az indukált maghasadás, Hahn-Strassman

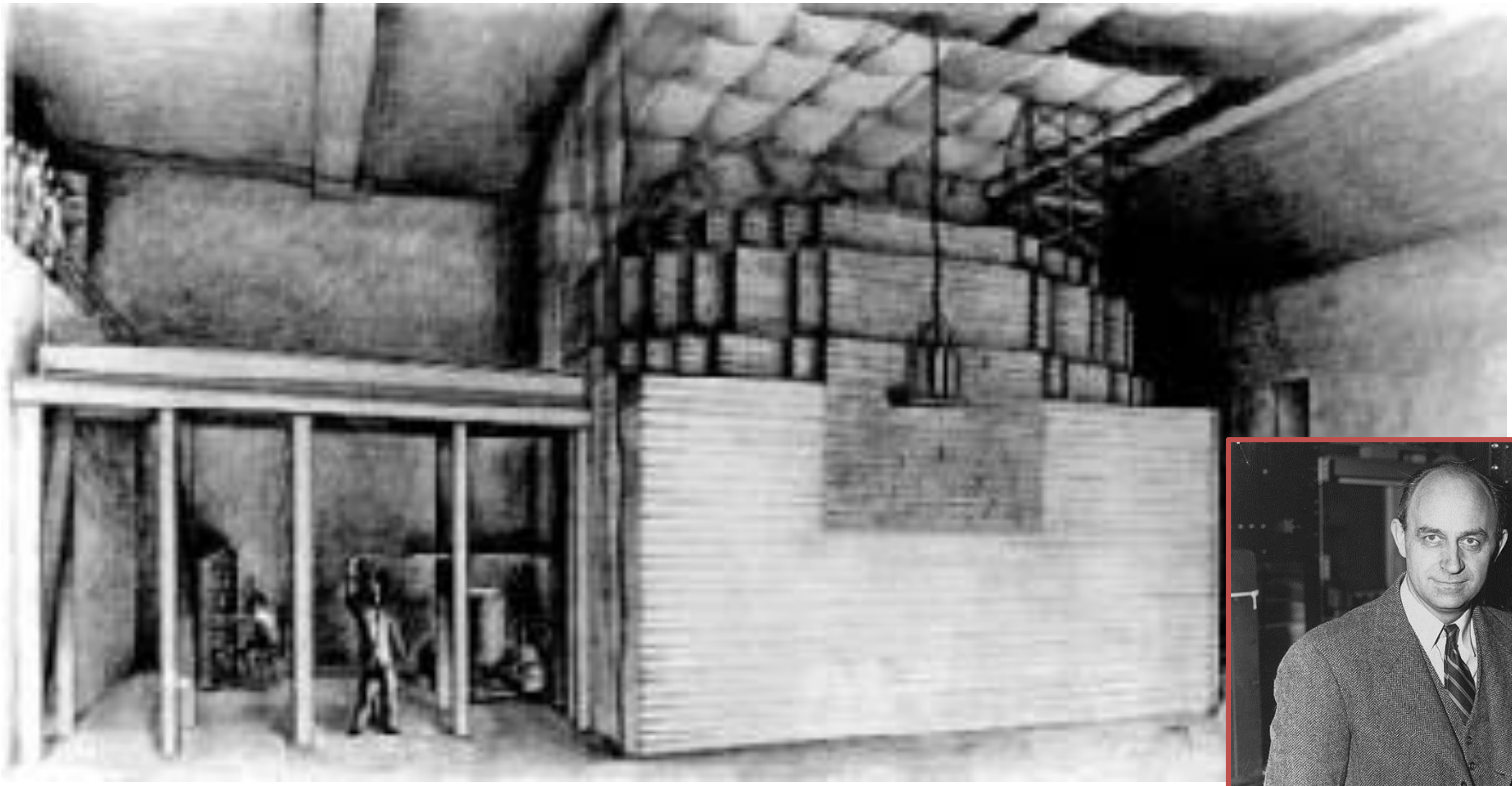
1939 - A késő neutronok felfedezése a maghasadás során

1939 - A neutron mágneses momentumának meghatározása, Alvarez R.W.m Bloch F.

1940 - Spontán hasadás, Flerov G.N. Petrzhak K.A.

1940 - Az első transzurán (Np)

1942 - Az első atomreaktor, E. Fermi és mtsai



„Elemi” részecskék

Részecskék

Fermionok
(feles spin, Fermi-statisztika, Pauli-elv)

Bozonok
(Egész spin, Bose-Einstein statisztika, nincs Pauli-elv)

Részecskék

További oszthatatlan(nak képzelt), fundamentális részecskék

Komplex részecskék

Pl.: hadronok

Leptonok
(fermionok)

Kvarkok
(fermionok)

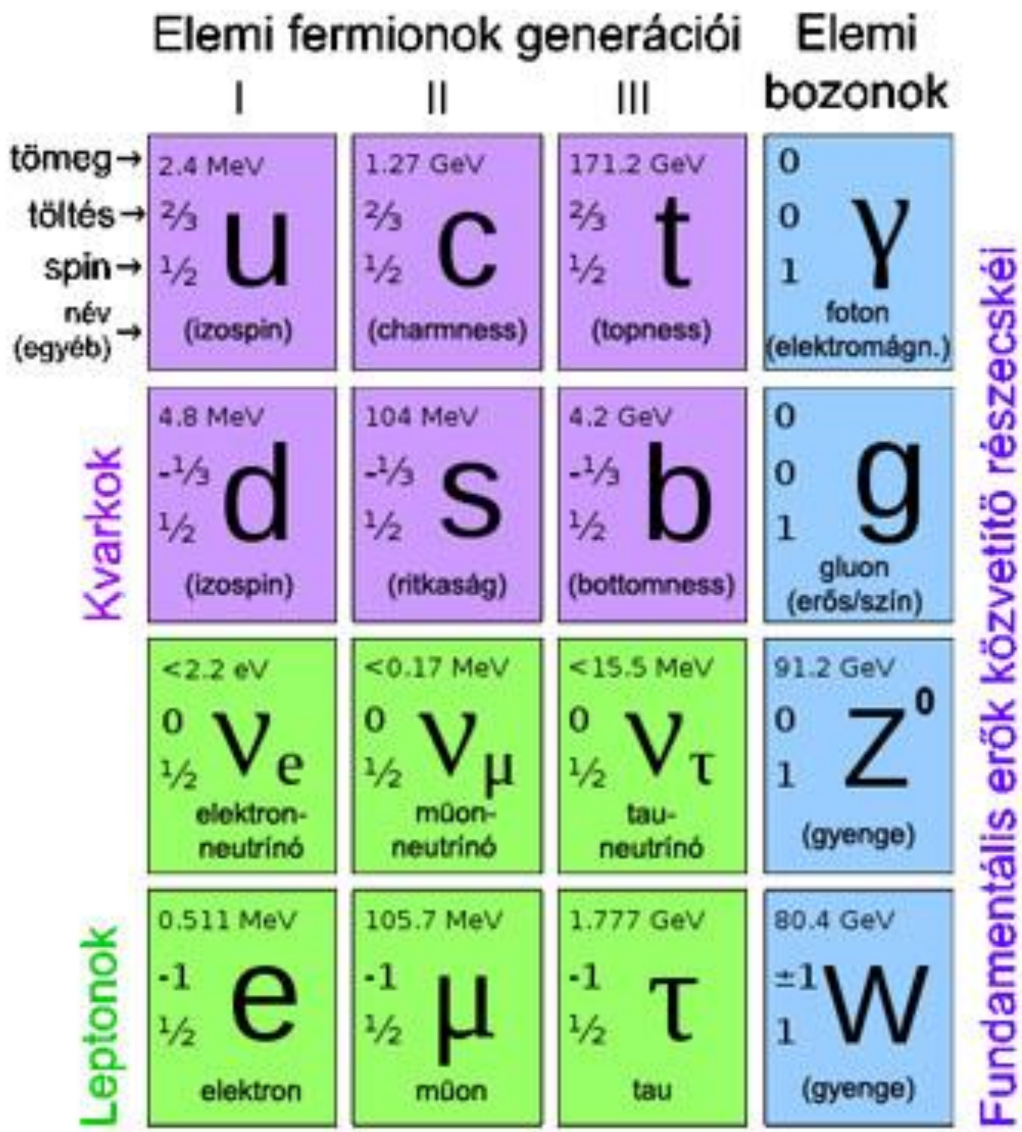
Elemi erőközvetítők
(bozonok)

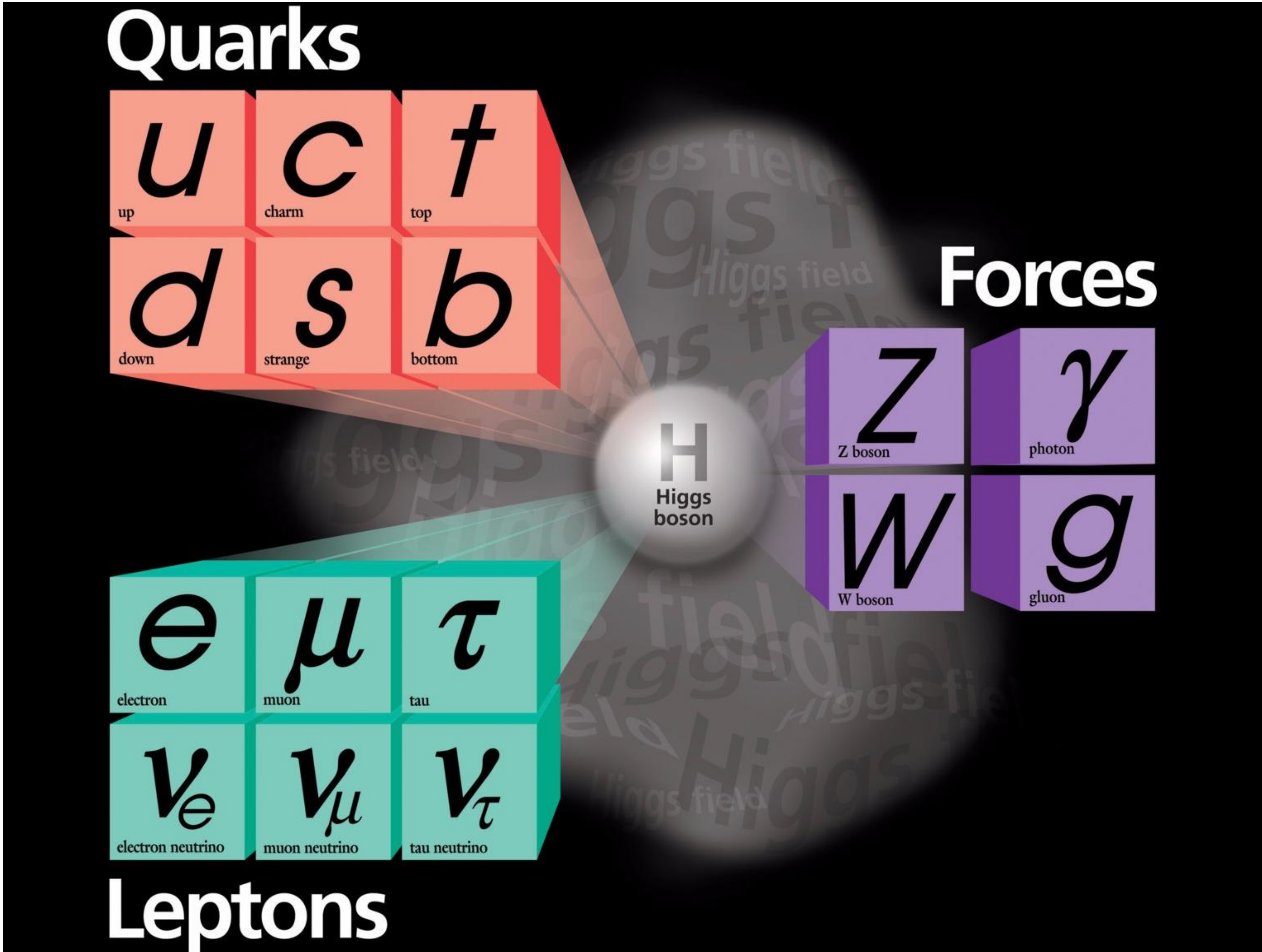
Mezonok
(bozonok:kvark +antikvark)

Barionok
(fermionok: 3 kvark)

elektron

proton
neutron


Elemi fermionok generációi
I
II
III
Elemi bozonok
tömeg→
töltés→
spin→
név (egyéb)→
2.4 MeV 2/3 1/2 u (izospin)
1.27 GeV 2/3 1/2 c (charmness)
171.2 GeV 2/3 1/2 t (topness)
0 0 1 γ foton (elektromágn.)
4.8 MeV -1/3 1/2 d (izospin)
104 MeV -1/3 1/2 s (ritkaság)
4.2 GeV -1/3 1/2 b (bottomness)
0 0 1 g gluon (erős/szín)
<2.2 eV 0 1/2 νe elektron-neutrínó
<0.17 MeV 0 1/2 νμ müon-neutrínó
<15.5 MeV 0 1/2 ντ tau-neutrínó
91.2 GeV 0 1 Z0 (gyenge)
0.511 MeV -1 1/2 e elektron
105.7 MeV -1 1/2 μ müon
1.777 GeV -1 1/2 τ tau
80.4 GeV ±1 1 W (gyenge)
Kvarkok
Leptonok
Fundamentális erők közvetítő részecskéi


Quarks
u
up
c
charm
t
top
d
down
s
strange
b
bottom
Forces
Z
Z boson
γ
photon
W
W boson
g
gluon
H
Higgs
boson
Higgs field
e
electron
μ
muon
τ
tau
νe
electron neutrino
νμ
muon neutrino
ντ
tau neutrino
Leptons

Leptonok

Generáció (íz)	Lepton		Nyugalmi e. ($E_0 = m c^2$), tömeg (m)			Töltés
	Jelölés	Név	E_0/MeV	m/m_e	m/u	q/e
1.	ν_e	elektron-neutrínó	<0,000 002	$<4\times10^{-6}$	$<2\times10^{-9}$	0
	e	elektron	0,511	1	$5{,}486\times10^{-4}$	-1
2.	ν_μ	müon-neutrínó	<0,19	<0,37	$<2\times10^{-4}$	0
	μ	müon	106	207	0,11343	-1
3.	ν_τ	tau-neutrínó	<18,2	<35,6	<0,02	0
	τ	tau-lepton	1777	3477	1,908	-1

Kvarkok

Generáció (íz)	Kvark		Nyugalmi e. ($E_0 = m\,c^2$), tömeg (m)			Töltés
	Név és jelölés	**Angol név-emlékeztető**	E_0/MeV	m/m_e	m/u	q/e
1^{st}	u	up (~fel)	2	4	0,002	+2/3
	d	down (~le)	5	10	0,005	-1/3
2^{nd}	c	charm (~báj)	1020	2450	1,3	+2/3
	s	strange (~furcsa)	90	190	0,1	-1/3
3^{rd}	t	top/truth (~felső/ igazság)	175 000	337 000	185	+2/3
	b	bottom/beauty (~alsó/ szépség)	4500	8200	4,5	-1/3

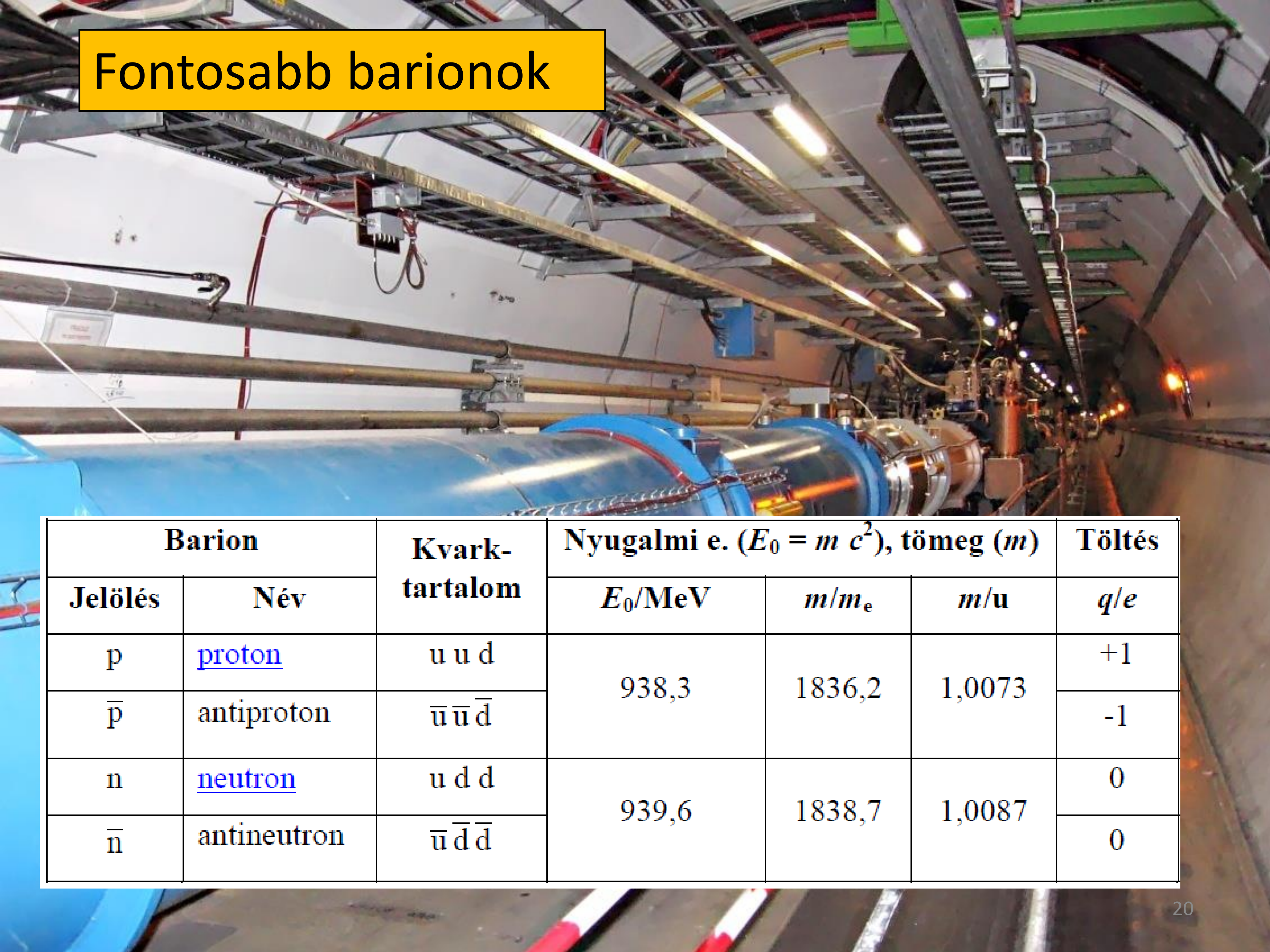
Erőközvetítő bozonok

	Közvetített erő	Bozon		Nyugalmi e. ($E_0 = m c^2$), tömeg (m)			Töltés
		Jelölés	Név	E_0/MeV	m/m_e	m/u	q/e
fundamentális	Elektro-mágneses	γ	foton	0	0	0	0
	Gyenge	W^-	W bozonok	80 400	157 000	86	-1
		W^+					+1
		Z^0	Z bozon	91 188	178 000	98	0
	Erős, fundament. (színkölcs.)	g	gluon	0	0	0	0
komplex	Erős, reziduális (magerő)	$\pi^\pm$	pion	139,6	273,1	0,150	±1
		π^0		135,0	264,1	0,145	0

Fundamentális kölcsönhatások

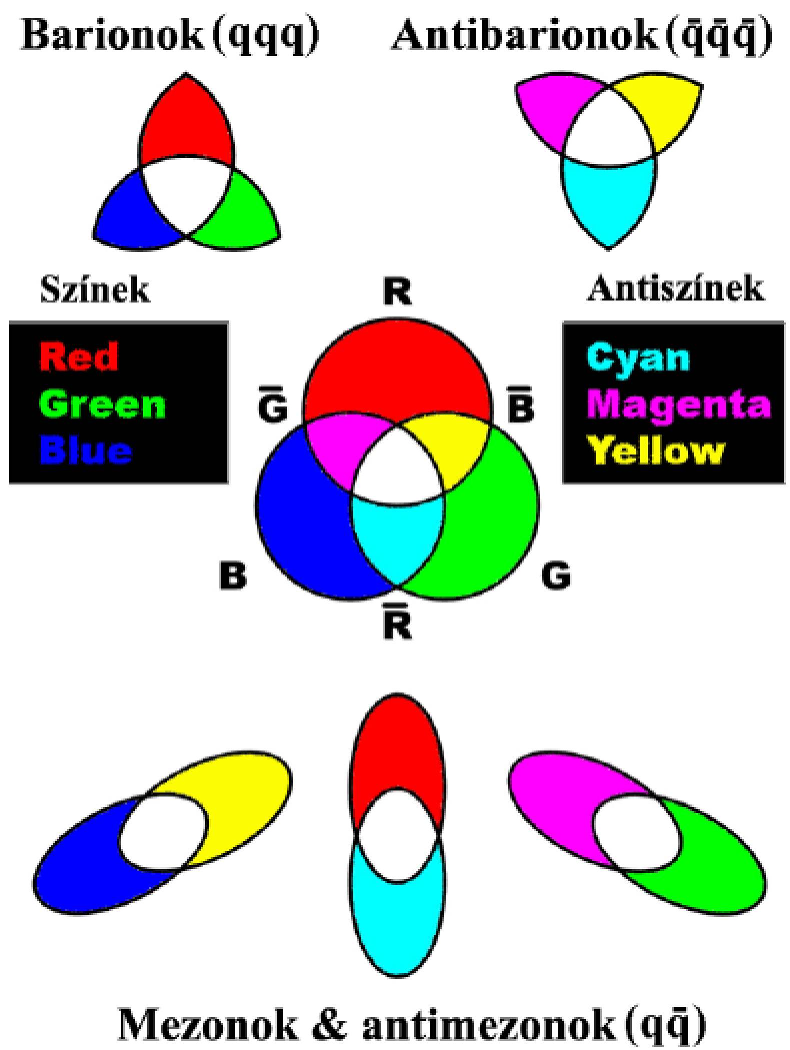
Erő: **Jellemzők**	**Gravitáció**	**Elektrogyenge**		**Erős**	
		Elektro-mágneses	Gyenge	Fundamentális (színkölcs.)	Reziduális (magerő)
Hatás alapja	tömeg-energia	elektromos töltés	íztöltés	színtöltés	reziduális szín
Érintett részecskék	valamennyi	elektromos töltésű	leptonok, q	q, g	hadronok
Ismert közvetítő		γ	W^+, W^-, Z^0	g	mezonok
Hatótávolság	∞	∞	~0,001 fm	∞	~1 fm
Távolságtól (d) való függés	csökkenő ($\propto d^{-2}$)	csökkenő ($\propto d^{-2}$)	meredeken csökkenő	növekvő	meredeken csökkenő
Relatív erősség					
u–u 0,001 fm-nél	10^{-41}	1	0,8	25	
u–u 0,01 fm-nél	10^{-41}	1	0,0001	60	
p–p 1 fm-nél	10^{-36}	1	0,0000001		20

Fontosabb barionok



Barion		Kvark-tartalom	Nyugalmi e. ($E_0 = m\,c^2$), tömeg (m)			Töltés
Jelölés	**Név**		E_0/MeV	m/m_e	m/u	q/e
p	proton	u u d	938,3	1836,2	1,0073	+1
$\bar{\mathrm{p}}$	antiproton	$\bar{\mathrm{u}}\,\bar{\mathrm{u}}\,\bar{\mathrm{d}}$				-1
n	neutron	u d d	939,6	1838,7	1,0087	0
$\bar{\mathrm{n}}$	antineutron	$\bar{\mathrm{u}}\,\bar{\mathrm{d}}\,\bar{\mathrm{d}}$				0

Színtöltés - színkölcsönhatás



Magkémia

Az atommag tulajdonságai

Definíciók:

Nuklid (atom amelynek magjában adott számú proton és neutron található)
Izotópok (olyan nuklidok, amelyekben a protonok száma azonos)
Nukleon (proton, *p*, és neutron, *n*)
Rendszám (protonok száma, *Z*)
Tömegszám (a protonok és neutronok számának összege, *A*)

A mag tömege

Egysége: $$1u = \frac{M(^{12}\mathrm{C})}{12N_A} = 1.66\ldots x10^{-24}\,\mathrm{g}$$

1 u = 1 ATE (atomi tömegegység)

Nyugalmi tömeg: m_0 Mozgó tömeg: $m = m_0 + \frac{E_{kin}}{c^2} = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$

Hogyan mérhető a mag tömege?

- Tömegspektrometria
- Magreakciók energiaanalízise
- Az alfa- és bétabomlás energiaanalízise

Példa: (a neutron tömegének meghatározása)

A neutronok nemesgáz-atomokkal ütköznek, és az átadott maximális energiát mérjük, ami a centrális ütközéshez tartozik.
Ekkor:

Impulzusmegmaradás: $m_n v = M v_M + m_n v'$

Energiamegmaradás: $\frac{1}{2} m_n v^2 = \frac{1}{2} M v_M^2 + \frac{1}{2} m_n v'^2$

kifejezve v'-t: $$2v = v_M \left(1 + \frac{M}{m_n}\right)$$

Beállított érték

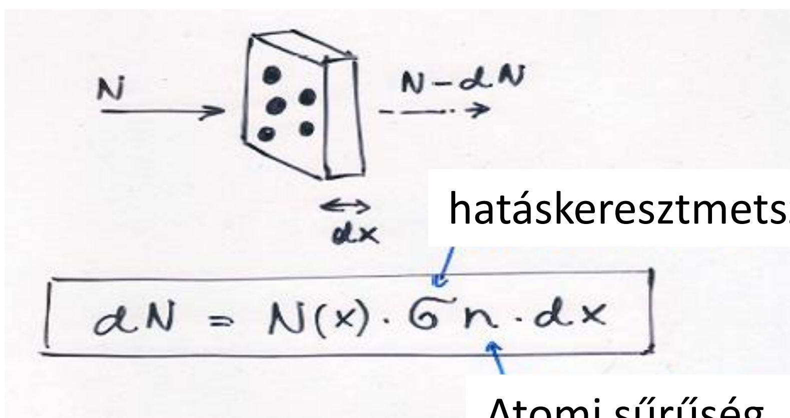
Wilson-kamrás mérés

Két különböző nemesgázzal végezve ugyanazt a kísérletet (2 M érték), m_n meghatározható.

A magsugár R~10^{-14}m

Hogyan mérhető?

a) Gyors neutronok szóródása



hatáskeresztmetszet

Atomi sűrűség

eredmény: $$\sigma = R^2\pi + R^2\pi$$

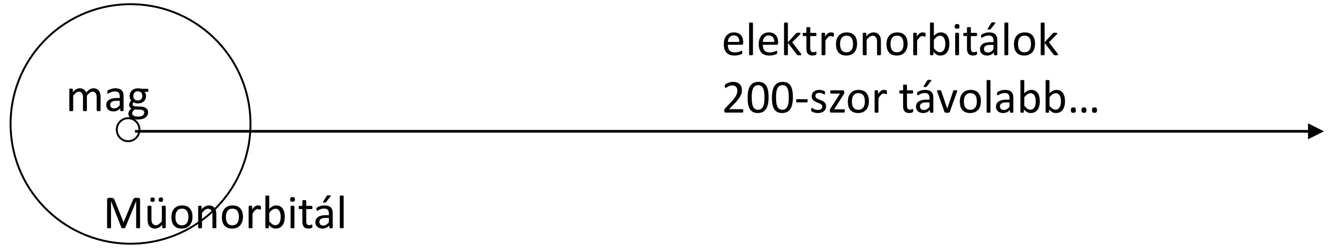
(ez logikus) (de Broigle járulék a hullámtermészet miatt)

b) Müóniumatomok karakterisztikus röntgrnsugárzásának mérése

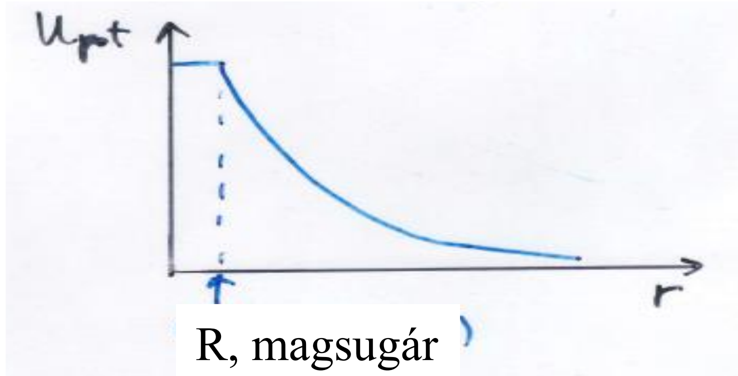
A K-elektronokhoz tartozó rádiusz: $$(r_{\mathrm{K}})_e = \frac{\hbar^2}{Z m_e e^2}$$

$$m_{\mu} \sim 207 m_{\mathrm{e}}!$$

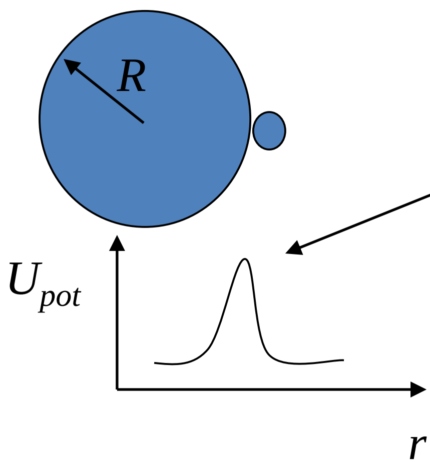
Müónium atom:



Mivel a magsugár nem elhanyagolható a müon pályasugarához képest, a müonátmenetekhez rendelhető karakterisztikus röntgensugarak energiája függ a magsugártól.



c) Alfasugárzó nuklidok felezési idejének mérése



A potenciálhegy magassága függ R-től

↓

„alagúthatás”

↓

A bomlási állandó becsülhető

(Az alagúthatás hullámjelenség, valójában nem is szabadna a fentihez hasonló ábrát rajzolnunk…).

Az eredmény:

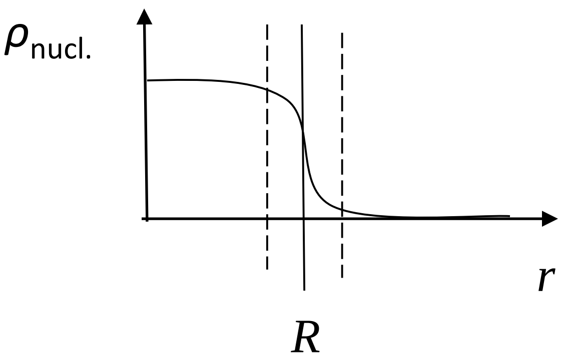
$$R = r_0 A^{1/3}$$

A: tömegszám

r_0 : 1.2 to 1.4 fm (fm = femtométer, 10^{-15} m)

Egyben a maganyag sűrűségének állandóságát mutatja!

(Ez atomoknál messze nem így van!)



Többféle magsugár is definiálható, és az egyes meghatározási módszerek is ezek valamelyikét mérik.

2017 04 06

Magerők

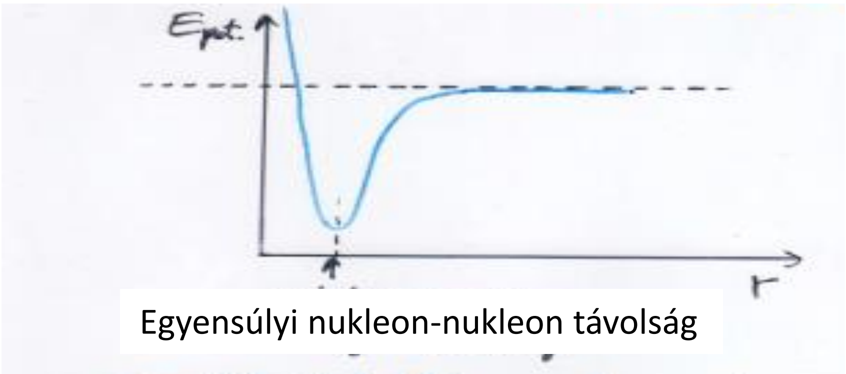
Alapvetően 4 fundamentális kölcsönhatást ismerünk: gravitációs, elektromágneses, erős, gyenge. (Standard modell)

A magot stabilizáló energiáért alapvetően a magerők felelősek. (ΔW). Ez olyan óriási, hogy tömegváltozásokból számítható:

$$\Delta M = \sum M_{nucleons} - M_{nucleus} \quad \Delta W = \Delta M c^2$$

<u>A magerők speciális tulajdonságai:</u>

- Szomszédos nukleonok esetén 2-3 nagyságrenddel meghaladják a Coulomb-erőket.
- Ennél távolabb viszont meredeken csökkennek (Yukawa potential):



Egyensúlyi nukleon-nukleon távolság

- A magerők a magon belül telítettek, azaz lényegében csak a szomszédos nukleonokig hatnak.
- A magerők a nukleonspintől is függnek. Pl: a deuteronban a proton és a neutron spinje mindig egy irányba mutat. Nem ismerünk két protonból álló magot (a Pauli-elv érvényben van két azonos és egymáshoz nagyon közeli részecskére)
- A magstabilitás függ a protonok és neutronok számának párosságától: páros-páros>páratlan-páros>páratlan-páratlan (a stabilitás csökken) párkölcsönhatás!
- A magerők bármilyen nukleonpárosítás esetén azonosak

 Kísérleti bizonyíték:

$$\Delta W\left({}_1^3\mathrm{H}\right) - \Delta W\left({}_2^3\mathrm{He}\right) = \frac{e^2}{\delta} = 0.75\,\mathrm{MeV}$$

Ez éppen két szomszédos proton Coulomb-taszítás miatti potenciális energiája.

A magspin

A nukleonok pálya- és saját impulzusmomentumának összege!

Nukleon spin: $\underline{s}$
Nukleon pályamomentum: $\underline{l}$

A teljes impulzusmomentum: $\underline{j} = \underline{s} + \underline{l}$

A magspin:

$$\underline{I} = \sum_i \underline{j} = \underbrace{\sum_i \underline{s}}_{\underline{S}} + \underbrace{\sum_i \underline{l}}_{\underline{L}}$$

Bármelyikük abszolút értéke:

$$|X| = \hbar\sqrt{X(X+1)} \qquad \hbar = \frac{h}{2\pi}$$

A mag állapotának leírásához mindhárom érték megadandó!

Betű szerinti jelölések (mint az atomszerkezetnél) *L*:

$$L = 0, \quad 1, \quad 2, \quad 3, \quad \ldots$$
$$S, \quad P, \quad D, \quad F, \quad G, \quad H, \quad \ldots$$

A mag teljes állapota:

$$^{2S+1}L_I$$

Példa:

$$\left.\begin{array}{l} S = 1/2 \\ L = 2 \\ I = 7/2 \end{array}\right\} \rightarrow \; ^2D_{7/2}$$

Néhány egyszerű szabály a magspin értékére alapállapotban a nukleonok párossága szerint:

p-p : nulla
plan-plan: 1, 2, 3, …..
p-plan: 1/2, 3/2, 5/2, …..

A mágneses dipólusmomentum

$$\mu = g_I I \mu_N$$

g_I: giromágneses faktor

μ_N: mag magneton $\longrightarrow$ $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p} = 0.5051x10^{26} J/T$

Jóval kisebb a Bohr-magnetonnál!

A neutronnak is van mágneses momentuma…

A mag elektromos dipólusmomentuma

Nem figyelhető meg.

Kitérő:

A mag és az elektronok kölcsönhatásának leírása

(a mag töltése az elektronok által létrehozott potenciáltérben)

$$E_{\mathrm{C}} = \int \rho_{\mathrm{mag}}(\mathbf{r}) V_{\mathrm{el.}}(\mathbf{r}) \mathrm{d}\tau$$

$V_{\mathrm{el.}}$ Taylor-sorfejtésével:

$$E_C \approx V_0 \boxed{\int \rho(\mathbf{r}) \mathrm{d}\tau} + \sum_{i=1}^{3} \left(\frac{\partial V}{\partial x_i} \right)_0 \boxed{\int \rho(\mathbf{r}) x_i \mathrm{d}\tau} + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^{3} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x_i \partial x_j} \right)_0 \boxed{\int \rho(\mathbf{r}) x_i x_j \mathrm{d}\tau}$$

magtöltés dipólusmomentum

Ebben a kifejezésben az első tag a kölcsönhatás ponttöltés közelítését írja le, az integrál maga a magtöltés.

A második tag zérus, mivel a magnak a paritás-megmaradás miatt nem lehet dipólusmomentuma.

A harmadik tag a kvadrupóluskölcsönhatást írja le.

A koordinátarendszer alkalmas elforgatásával *V* második deriváltját, az elektromostérgradiens-tenzort diagonalizáljuk. Ekkor E_{C} harmadik tagja:

$$E_3 = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{3}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x_i^2}\right)_0 \boxed{\int \rho(\mathbf{r}) x_\mathrm{i}^2 \mathrm{d}\tau} \equiv \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{3} V_{ii} \boxed{\int \rho(\mathbf{r}) x_\mathrm{i}^2 \mathrm{d}\tau}$$

Ebben a kifejezésben a három térbeli koordináta tetszés szerint változik. Célszerű azonban mesterségesen elkülöníteni egy olyan tagot, amelyben a három koordináta egyenrangú, ami nem jelent mást, mint a kölcsönhatás gömbszimmetrikus részének a leválasztását. Ezt megtéve, felhasználva azt,. hogy a koordináták egyenrangúsága esetén

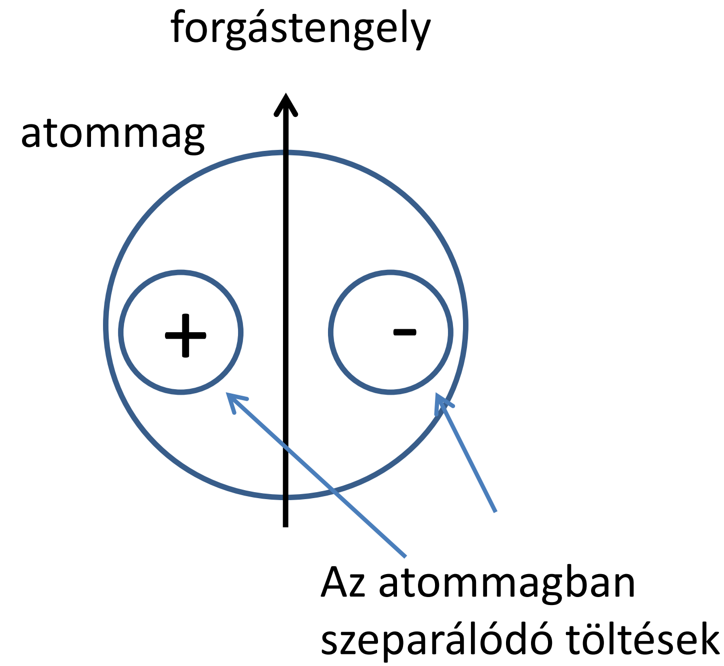
$$r^2 = \sum_{i=1}^{3} x_i^2 = 3x^2$$

$$E_3 = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{3} V_{ii} \boxed{\int \rho(\mathbf{r}) \frac{r^2}{3} \mathrm{d}\tau} + \frac{1}{6}\sum_{i=1}^{3} V_{ii} \boxed{\int \rho(\mathbf{r})\left(3x_i^2 - r^2\right) \mathrm{d}\tau}$$

Mag-kvadrupólusmomentum

A mag gömbszimmetrikus töltéseloszlás-járuléka

Miért nincs dipólusmomentum?



Korpuszkuláris modell:

Coulomb erő: $F = k\dfrac{Q_1 Q_2}{r^2}$

Centrifugális erő $F = 4m\pi^2 f^2 r$

=

$$f = \sqrt{\frac{kQ^2}{4mr^3\pi^2}}$$

$k \approx 8{,}988 \cdot 10^9\ \mathrm{Nm^2C^{-2}}$

$Q = 1{,}602.10^{-19}$ C (e$^-$)

$r = 5\times10^{-15}$ m

$m = 9{,}1\times10^{-31}$ kg (e$^-$)

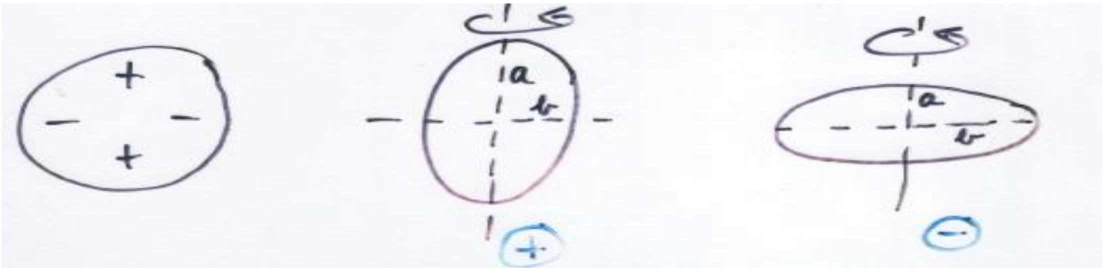
f = 7, 2x10^{21} Hz

Észlelhetetlenül nagy frekvencia!

A mag kvadrupólusmomentuma

Megmutatható, hogy forgásellipszoid alakú magra:

$$Q = \frac{2}{5} Z\left(a^2 - b^2\right)$$

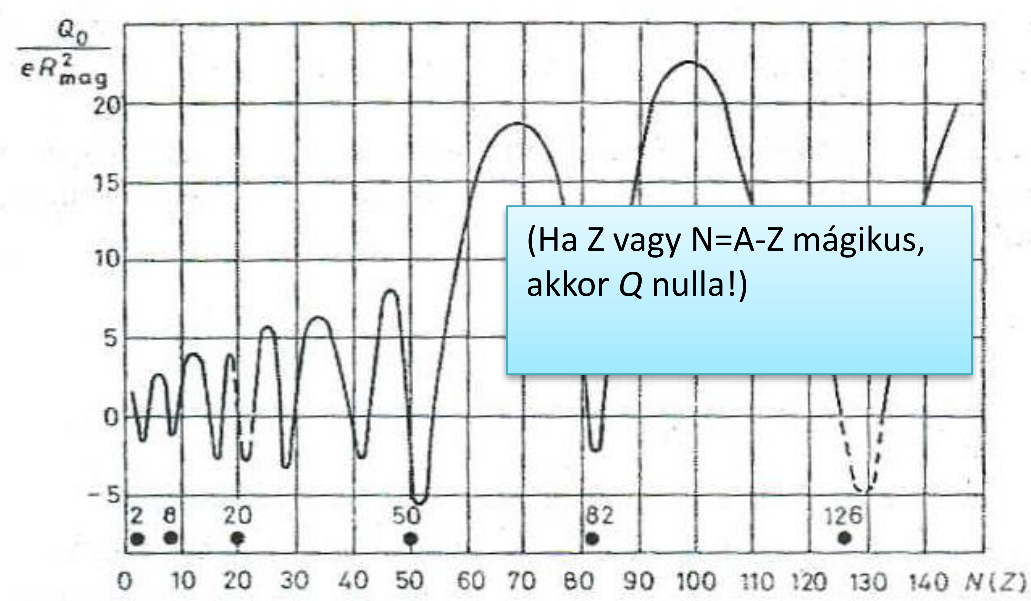


„prolát” „oblát”

Saját kvadrupólusmomentum

Megfigyelhető kvadrupólusmomentum

(A kettő között a magspin és a mag forgásához rendelhető impulzusmomentum teremt kapcsolatot.)



(Ha Z vagy N=A-Z mágikus, akkor *Q* nulla!)

Paritás

$$P = +1 \quad \text{vagy} \quad -1$$

Pozitív paritás $\longrightarrow$ $\Psi(x, y, z) = \Psi(-x, -y, -z)$

Negatív paritás $\longrightarrow$ $\Psi(x, y, z) = -\Psi(-x, -y, -z)$

A mag stabilitása:

Kvalitatív megfontolások:

neutronok száma
protonok száma
protonok és neutronok számaránya

Weizsäcker szemiempirikus formulája:

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \xi \frac{(A/2 - Z)^2}{A} \pm \delta A^{-3/4}$$

Magerők a magon belül

Kompenzálatlan magerők a mag felszinén

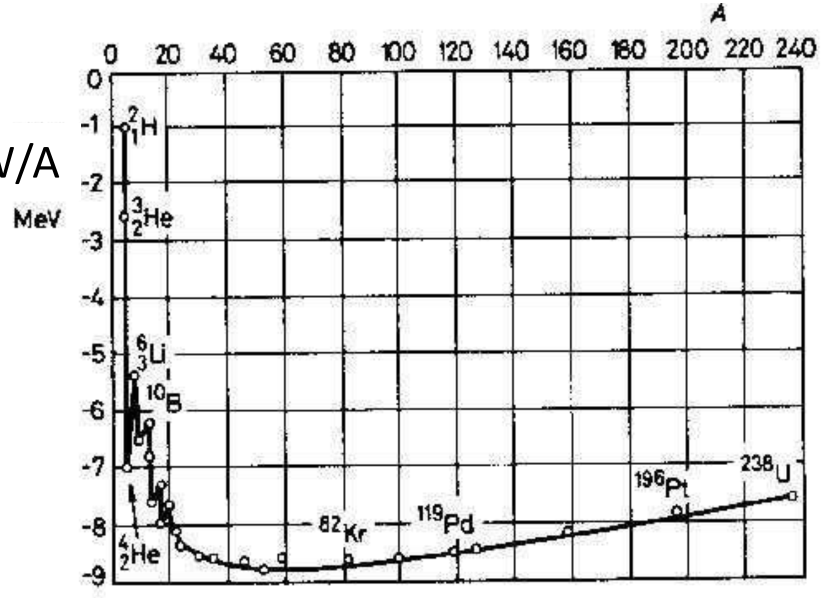
Coulomb-taszítás

Nem egyenlő számú proton és neutron

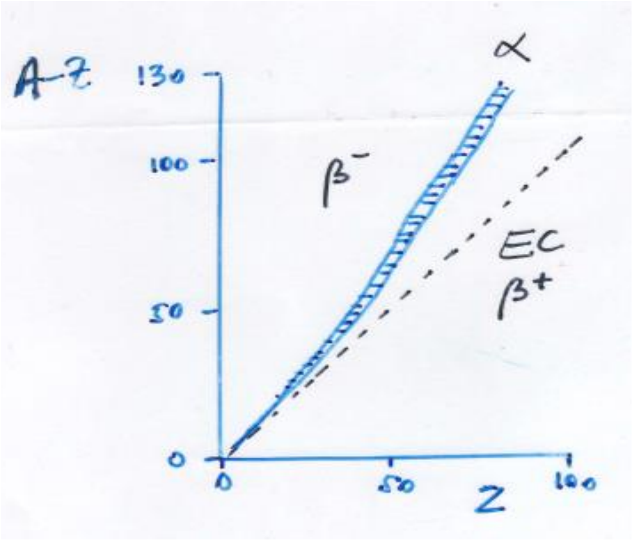
Párkölcsönhatás(p-p esetén pozitív, plan-plan esetén negatív)

Egy nukleonra jutó kötési energia $(\alpha = \Delta W/A)$

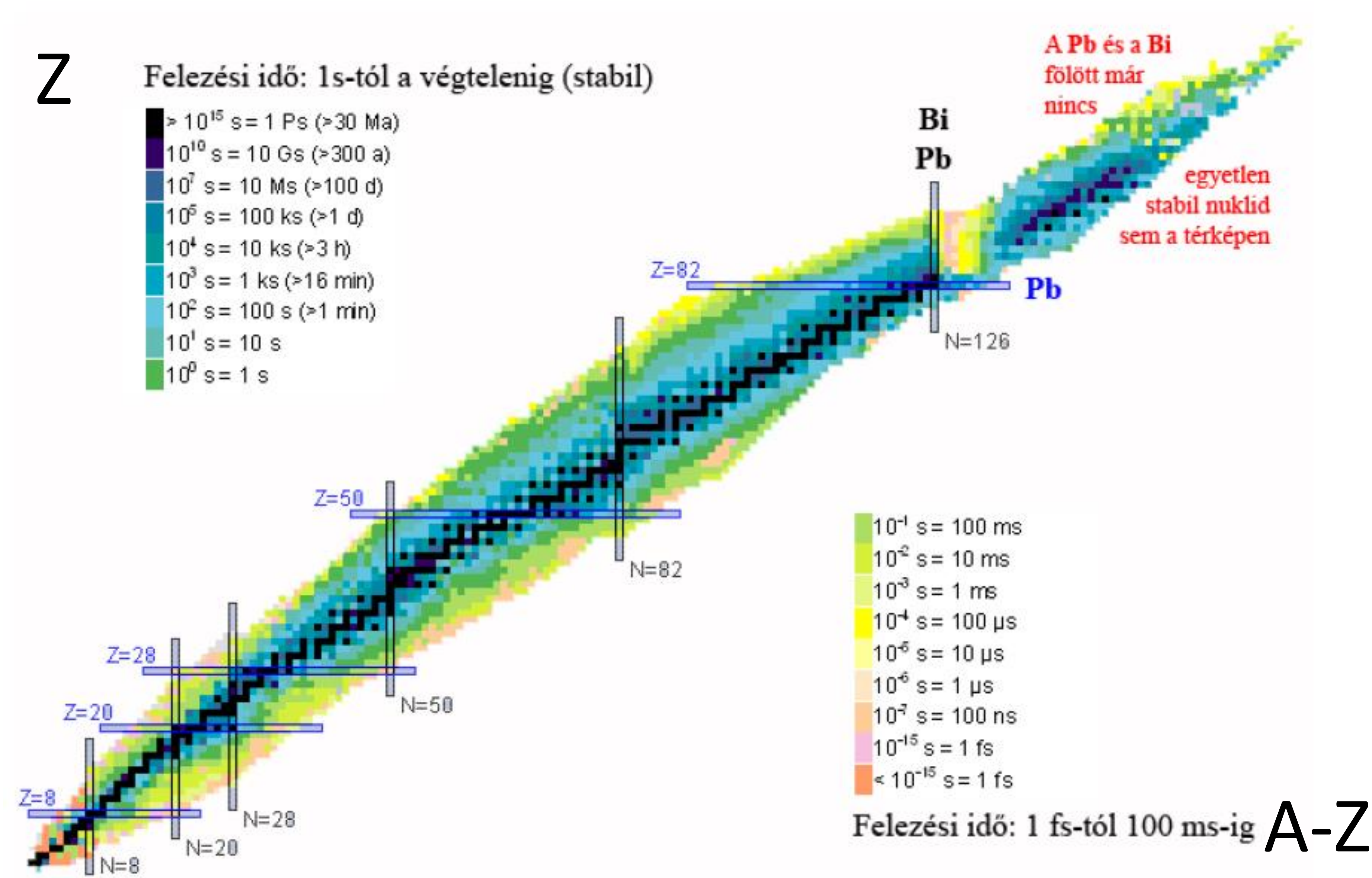
-ΔW/A

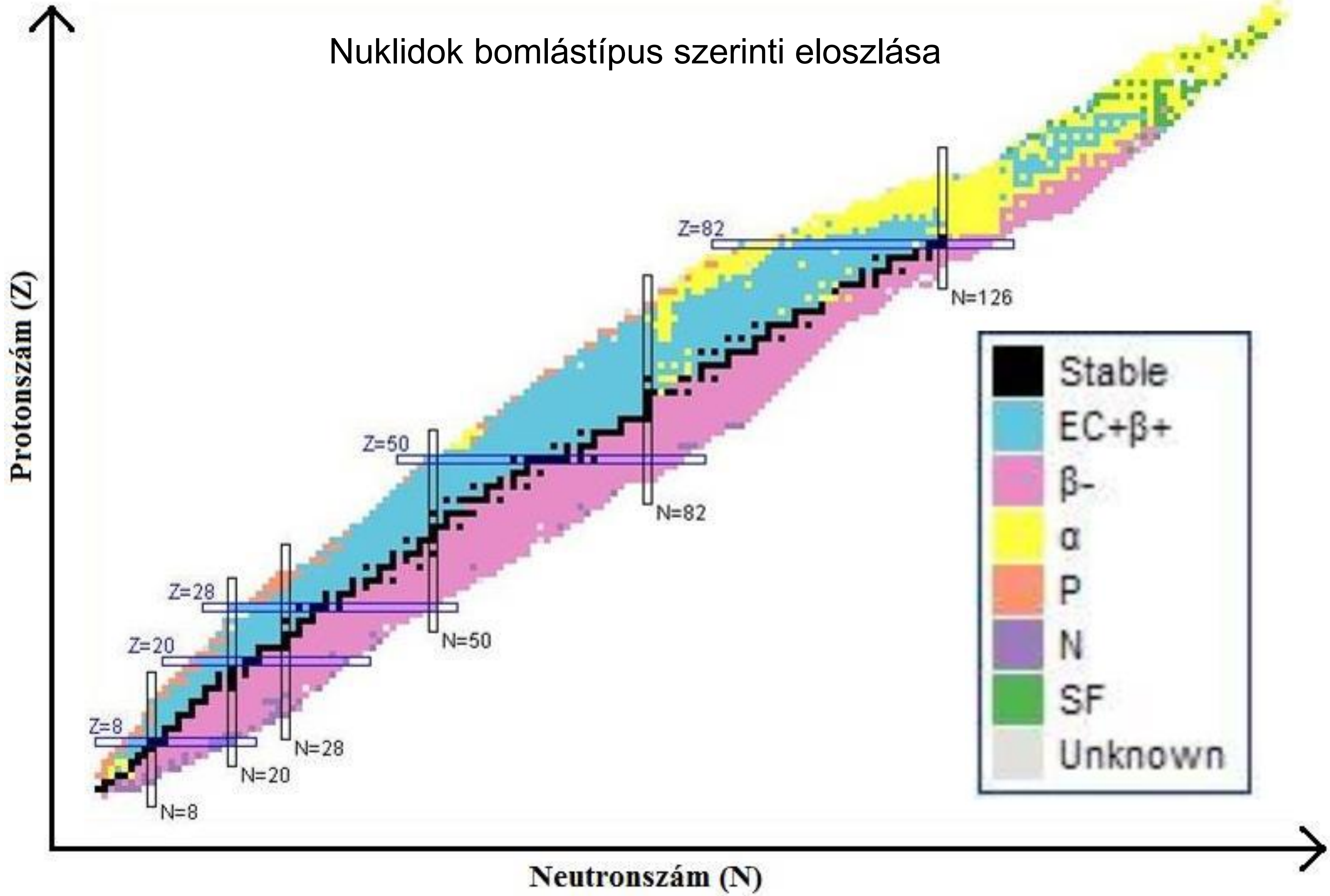


(A-Z) - Z diagram vázlatosan:



Z- A-Z diagram egy kicsit részletesebben:




Nuklidok bomlástípus szerinti eloszlása
Protonszám (Z)
Neutronszám (N)
Z=8
Z=20
Z=28
Z=50
Z=82
N=8
N=20
N=28
N=50
N=82
N=126
Stable
EC+β+
β-
α
P
N
SF
Unknown

Magmodellek:

1. A cseppmodell

Ezt támasztják alá:

- Konstans sűrűség
- A maghasadás jelensége
- $\Delta W/A$ nagyjából konstans (a könnyű nulidok kivételek)

2. A héjmodell

Ezt támasztják alá:

- Mágikus számok (2, 8, 20, 28, 50, 82)
- A kvadrupólusmomentum értékei, változása (pl. mágikus számoknál nulla)

3. Kevert modellek….

A radioaktív bomlás

(Becquerel, 1896)

α-bomlás

$$ {}^{A}_{Z}N \longrightarrow {}^{A-4}_{Z-2}N + \alpha \quad + 2\,[e^-] $$

Atomi elektron

Bomlási energia (Q)

$$Q = \Delta A_r x931.5 \ (\text{MeV})$$

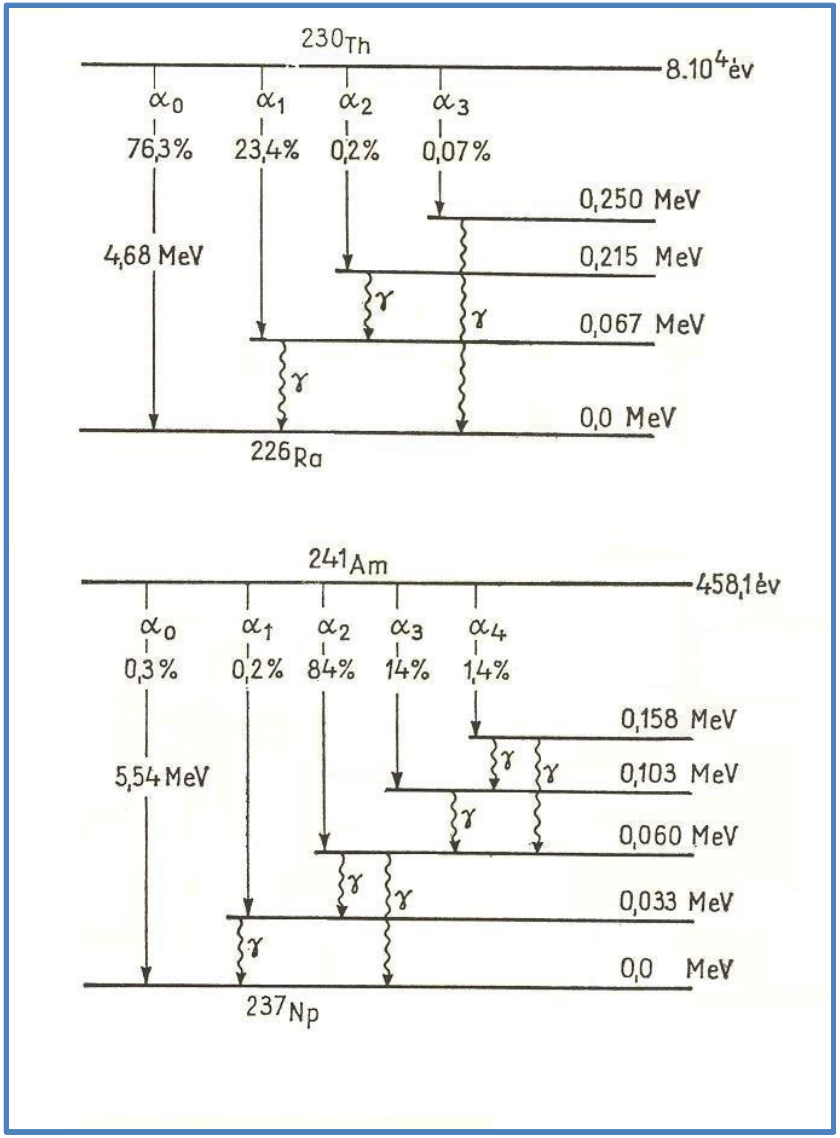
(A_r: relatív atomtömeg)

- Alagúthatás
- Geiger-Nuttal-szabály
- Diszkrét spektrum

$$\lg\lambda = a + b\lg R_l$$

Hatótávolság levegőben

Tipikus α-bomlási sémák:



β-bomlás

3 altípusa létezik:

β^+

β^-

EC (elektronbefogás)

Negatív bétabomlás:

2017.Apr 7.

$$ {}_{Z}^{A}N \rightarrow {}_{Z+1}^{A}N + e^- + \overline{\nu} \qquad - [e^-] $$

$$ Q_{\beta^-} = \left[{}_{Z}^{A}A_r - {}_{Z+1}^{A}A_r \right] \cdot 931{,}5 \ MeV $$

Pozitív bétabomlás

$$ {}^{A}_{Z}N \rightarrow {}^{A}_{Z-1}N + e^{+} + \nu \qquad + [e^{-}] $$

$$ Q_{\beta+} = \left[{}^{A}_{Z}A_r - {}^{A}_{Z-1}A_r \right] \cdot 931{,}5 - \underbrace{1{,}02}_{} \ \mathrm{MeV} $$

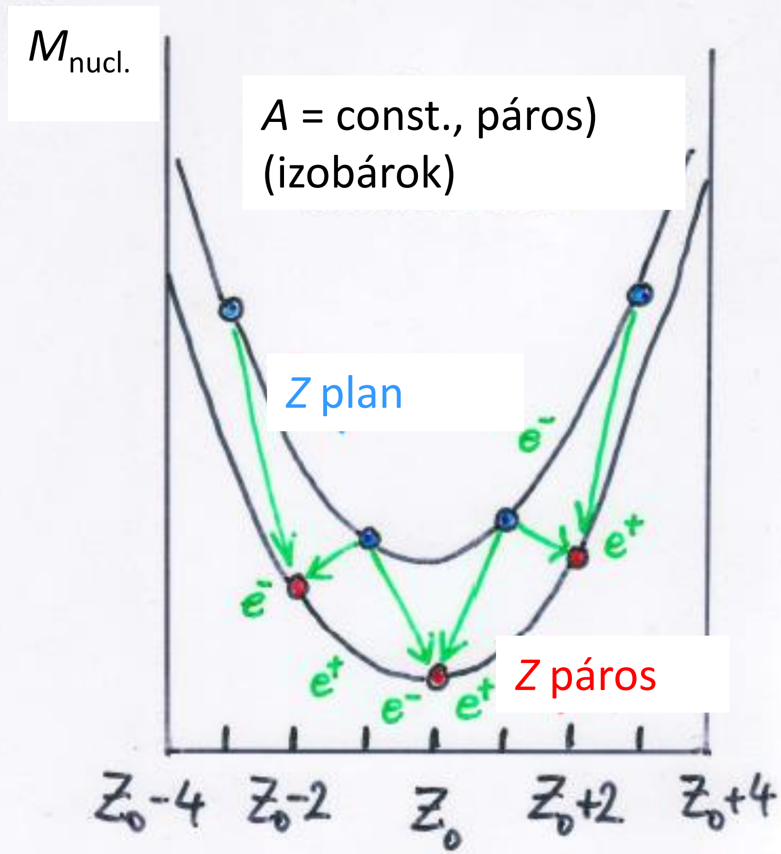
2 elektron nyugalmi tömege

Elektronbefogás

$$ {}^{A}_{Z}N + e^{-} \rightarrow {}^{A}_{Z-1}N + \overline{\nu} \qquad + [e^{-}] $$

$$ Q_{EC} = \left[{}^{A}_{Z}A_r - {}^{A}_{Z-1}A_r \right] \cdot 931{,}5 \ \mathrm{MeV} $$

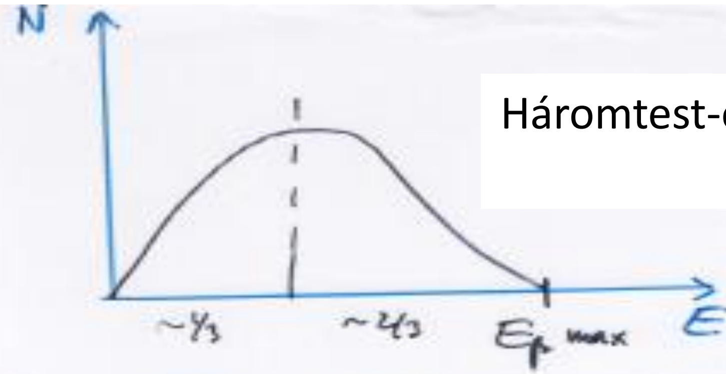
Miért nem csak az elektronbefogás megy végbe?



$$M = Z \cdot m_{p^+} + (A-Z)\,m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma Z^2/A^{1/3} +$$

$$+ \xi (A/2 - Z)^2/A - \begin{bmatrix} \delta \\ \delta \end{bmatrix} A^{-3/4}$$

A neutrínó létezésének bizonyítéka:



Háromtest-esemény

Sargent-szabály:

$$\lg \lambda = a + b \cdot \lg E_p$$
$$4 < b < 5$$

Proton- és neutron-bomlás

Csak magasan gerjesztett atommagok produkálják (pl.hasadás után).

2016 apr 8

Spontán hasadás

$$Q_{fission} = 0.18A^{2/3}\left(5.2 - 0.117\frac{Z^2}{A}\right) \quad \text{(MeV)}$$

Végbemehet, ha $Z^2/A > 44.5$

Izomer átmenet

Gerjesztett atommagok legerjesztődése gamma kvantum kibocsátásával

- Analóg az atomi folyamatokkal, amikor elektronok gerjesztett állapota szűnik meg (UV, látható, röntgen)
- A felezési idők általában nagyon rövidek – van néhány kivétel (^{119m}Sn)
- Belső konverzió (hullámjelenség!) $\alpha = \dfrac{p_{electron}}{p_{gamma}}$

Magreakciók

neutronokkal

Töltött részecskékkel

γ-fotonokkal

Jelölések:

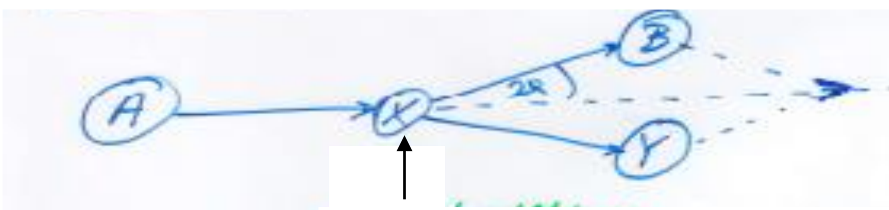
$$A + X \longrightarrow B + Y$$

$$X(A,B)Y$$

Példa:

$${}^{7}_{3}Li\,(p,\alpha)\,{}^{4}_{2}He$$

A magreakciók energiája (*Q*):



Nyugalomban lévő célmag

$$E_A + Q = E_B + E_Y$$ ← Energiamegmaradás

$$p_Y^2 = p_A^2 + p_B^2 - 2p_A p_B \cos\vartheta$$ ← Impulzusmegmaradás

$$Q = \left(1 + \frac{m_\mathrm{B}}{m_\mathrm{Y}}\right) E_B - \left(1 - \frac{m_\mathrm{A}}{m_\mathrm{Y}}\right) E_\mathrm{A} - 2\frac{\sqrt{m_\mathrm{B} m_\mathrm{A} E_B E_\mathrm{A}}}{m_\mathrm{Y}} \cos\vartheta$$

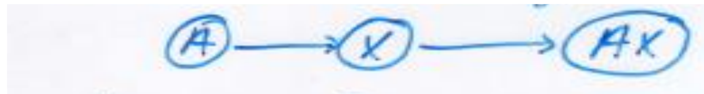
Jelentősége: A részecskék tömege jól meghatározható. Az energiákat Wilson-kamra segítségével mérik.

Néhány egyéb megmaradási törvény, amely figyelembe veendő:

Impulzusmomentum
Elektromos töltés
Bariontöltés (nukleonok száma)
Paritás (magerők és elektromágneses kölcsönhatás esetén)

Reakciógátak

Visszalökődési gát



$$E_A + Q = E_{AX} \qquad E_A m_A = E_{AX}(m_A + m_X)$$

$$Q = E_A\left(1 - \frac{m_A}{m_A + m_X}\right)$$

Tehát E_A nagyobb kell, hogy legyen, mint Q!

Elektrosztatikus gát

$$V = \frac{Z_A Z_X e^2}{r} \qquad (r = R_A + R_X)$$

Centrifugális gát

$$\frac{L_A^2}{2\Theta_A} = \frac{\hbar^2(l+1)l}{2m_A d^2} \xrightarrow{l=1} \frac{\hbar^2}{m_A(R_A+R_X)^2}$$

Magreakciók mechanizmusai

Direkt reakciók

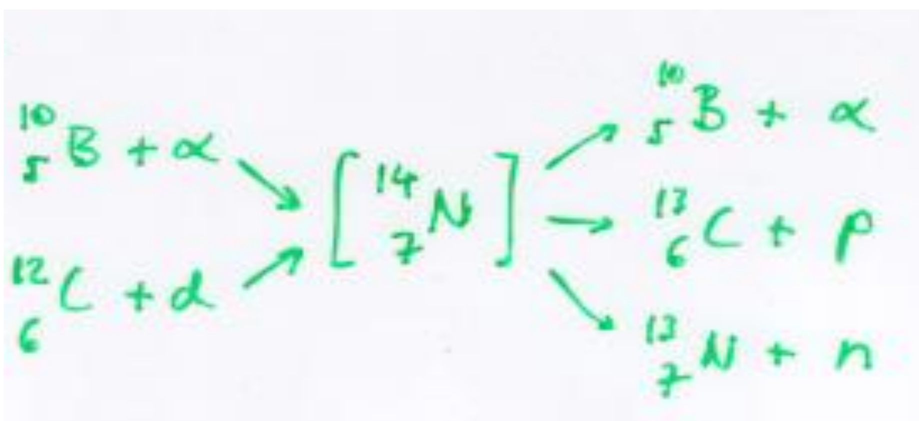
$E_A > 50$ MeV

Átmeneti mag képződésével járó reakciók

$E_A < 50$ MeV

Hogyan különböztethetők meg?

- Termékek szögeloszlása
- Reakcióutak összehasonlítása



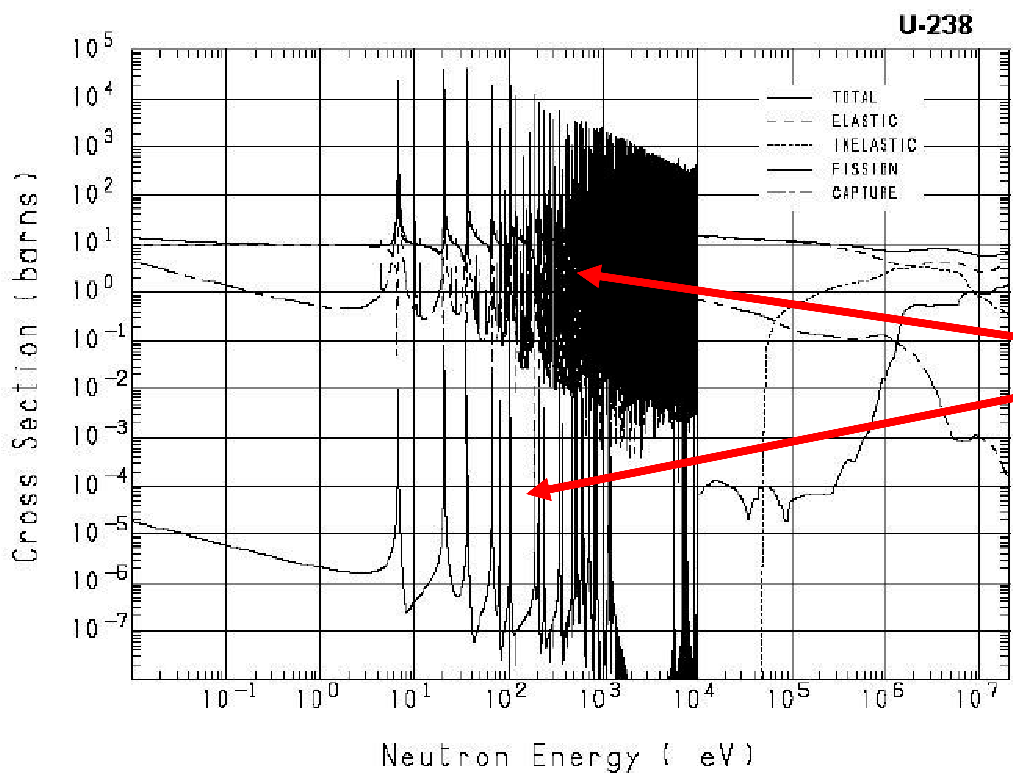
Magreakciók típusai

Neutronokkal kiváltott reakciók

Nincs elektrosztatikus gát! ⟶ Termikus reakciók

1/*v* törvény (minél hosszabb ideig tartózkodik a neutron a magban, annál nagyobb a reakció valószínűsége)

Korpuszkuláris jelenség!

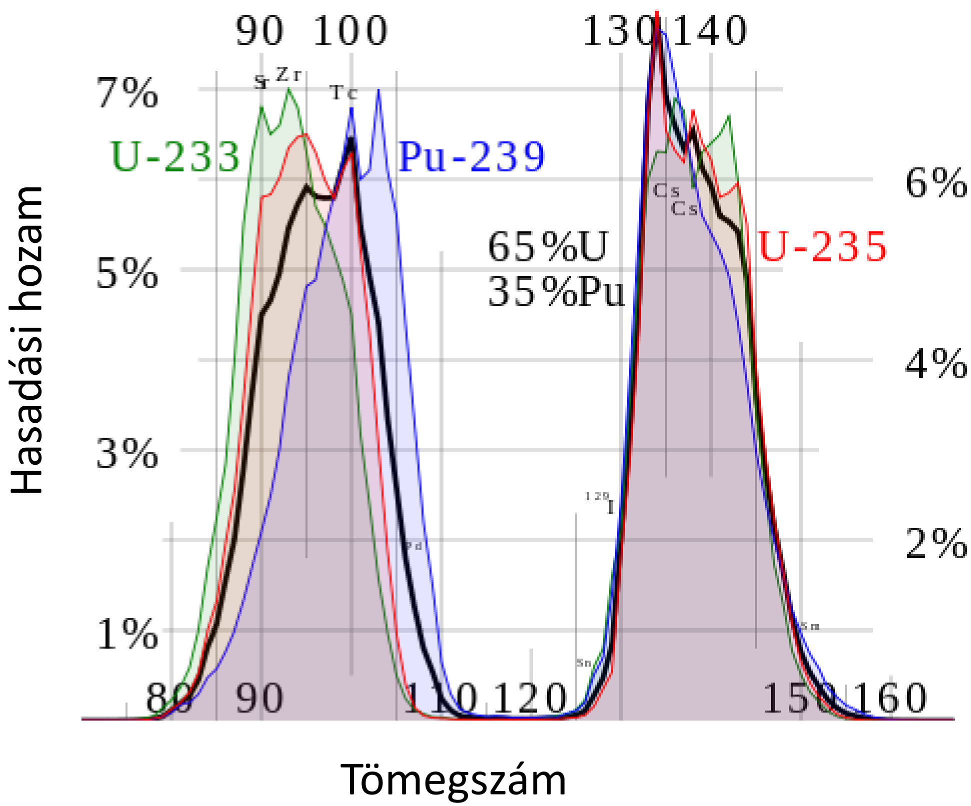


Az erős rezonanciák hullámtermészetű események!

forrás: https://netfiles.uiuc.edu/mragheb/www/NPRE%20402%20ME%20405%20Nuclear%20Power%20Engineering/Neutron%20Cross%20Sections.pdf (n;γ) rekaciók

A neutronaktivációs analízisnél van jelentősége

(n; fission)



Forrás: Wikipedia

$^{14}_{7}N(n,p)^{14}_{6}C$

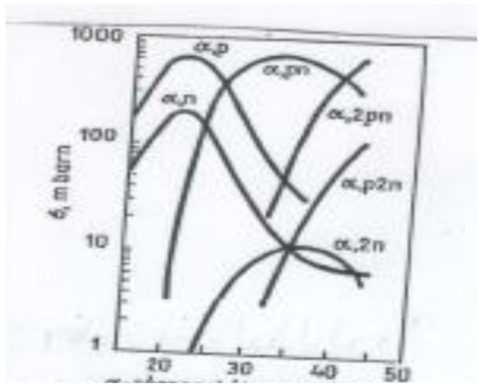
C-14 képződése a felső légkörben

2017 april 20

Nagy energiájú kozmikus protonok reakcióiból (100 GeV fölött!)

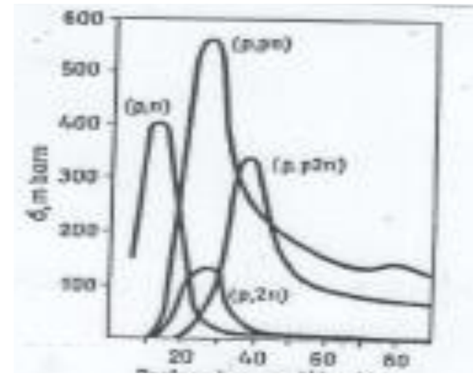
Reakciók töltött részecskékkel

α-részecskékkel:



Energy (MeV)

protonokkal:



Energy (MeV)

deuteronokkal: Phillips-Oppenheimer mechanizmus (mára cáfolták….)

Nehéz ionokkal: Transzuránok előállítása

Pl: $^{238}_{92}U\left(^{14}_{7}N;\ \alpha\, 5n\right)^{243}_{97}Bk^{*}$

Reakciók γ-fotonokkal

Tipikusan10 MeV fölött!

Természetes gammasugárzók nem aktiválják a besugárzott anyagokat, azaz nem teszik azokat radioaktívvá!

Egy ritka kivétel:

$$^{2}_{1}\mathrm{D}(\gamma, \mathrm{n})^{1}_{1}\mathrm{H}$$

(A ^{228}Th 2.6 MeV-es γ –sugárzásával. A neutronok aktiválhatják a mátrixot csekély mértékben.)

Termonukleáris reakciók

p-p ciklus a Napban:

$$^{1}_{1}\mathrm{H}+^{1}_{1}\mathrm{H}=^{2}_{1}\mathrm{D}+\mathrm{e}^{+}$$

$$^{2}_{1}\mathrm{D}+^{1}_{1}\mathrm{H}=^{3}_{2}\mathrm{He}+\gamma$$

$$^{3}_{2}\mathrm{He}+^{1}_{1}\mathrm{H}=^{4}_{2}\mathrm{He}+\mathrm{e}^{+}$$

$$4^{1}_{1}\mathrm{H}=^{4}_{2}\mathrm{He}+2\mathrm{e}^{+}+\gamma$$

+ 25 MeV!

A radioaktív bomlás kinetikája

Cél: A még el nem bomlott nuklidok számának kiszámítása tetszőleges időre.

Legyen annak valószínűsége, hogy egy nuklid Δt idő alatt elbomlik p:

$$p = \lambda \Delta t$$

Bomlási állandó

Annak valószínűsége, hogy ugyanezen idő alatt a nuklid nem bomlik el:

$$1 - p = 1 - \lambda \Delta t$$

t=n Δt egymást követő időintervallumokra a független valószínűségek alapján:

$$p(t) = (1 - p)^n = \left(1 - \lambda \frac{t}{n}\right)^n$$

Végtelenül sűrű felosztás esetén (n végtelen):

$$\lim_{n\to\infty}\left(1-\frac{t\lambda}{n}\right)^n = \exp(-\lambda t)$$

Tetszőleges N_0 számú nuklidból kiindulva így:

$$\boxed{N_t = N_0 \exp(-\lambda t)}$$

A monomolekulás reakciók szokásoso elsőrendű kinetikájával operaálva ugyanezt az eredményt kapjuk:

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

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

$$\int_{N_0}^{N} \frac{1}{N} \, dN = -\lambda \int_{0}^{t} dt$$

$$\left[\ln N\right]_{N_0}^{N} = -\lambda t$$

$$\ln N - \ln N_0 = -\lambda t$$

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t$$

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

Vigyázat! Ez a sebességi állandó nem írható fel a termikus folyamatokra megszokott módon!

2015 apr 21

A bomlás sebessége:

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N = N_0 \lambda \exp(-\lambda t)$$

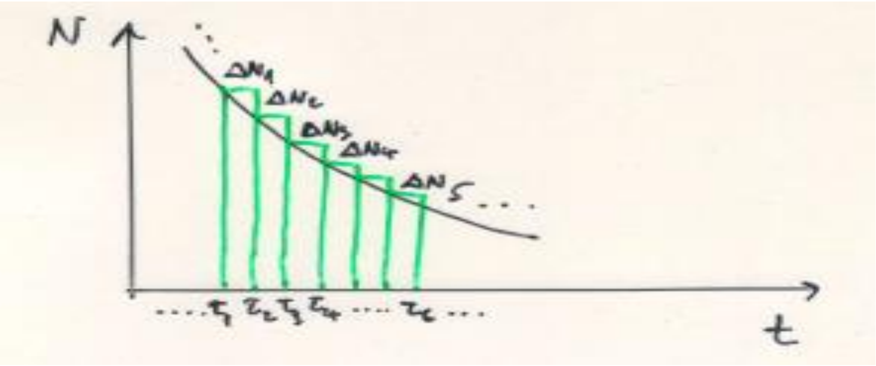
Ezt nevezzük **abszolút aktivitásnak** (időegységenként bekövetkező bomlások száma)

SI egység: 1 becquerel (1Bq) - 1 bomlás per 1 másodperc (s^{-1})

Felezési idő ($t_{1/2}$):

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}} \longrightarrow \lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}}$$

Átlagos élettartam:



$$\overline{\tau} = \frac{\tau_1 \Delta N_1 + \tau_1 \Delta N_2 + \ldots + \tau_n \Delta N_n + \ldots}{\underbrace{\sum \Delta N_n}_{N_0}}$$

$$\overline{\tau} = \frac{1}{N_0} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \tau_n \Delta N_n \xrightarrow[\Delta N \to 0]{} \frac{1}{N_0} \int_{N_0}^{0} \tau \, dN$$

Mivel:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N$$ és így $$dN = -\lambda N dt = -\lambda N_0 e^{-\lambda t} dt,$$

végül:

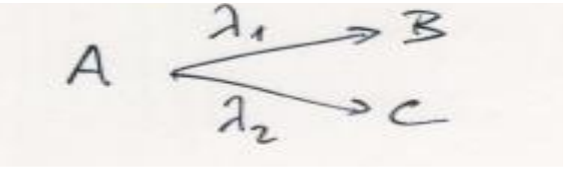
$$\overline{\tau} = -\frac{1}{N_0} \int_{\tau=0}^{\tau=\infty} \lambda N_0 \tau e^{-\lambda \tau} d\tau = -\lambda \int_0^{\infty} \tau e^{-\lambda \tau} d\tau$$

Az integrált táblázatból kikeresve:

$$\overline{\tau} = \int_0^{\infty} \frac{t \lambda N dt}{N_0} = \int_0^{\infty} t \lambda e^{-\lambda t} dt = \lambda \left[\frac{e^{-\lambda t}}{\lambda^2} \left(-\lambda t - 1 \right) \right]_0^{\infty} = \frac{1}{\lambda}$$

A bomlások speciális esetei:

Elágazó bomlás:



Az A nuklid bomlása: $$-\frac{dN}{dt} = (\lambda_1 + \lambda_2)N$$

Ebből: $$\frac{dN}{N} = -(\lambda_1 + \lambda_2)dt$$

Így ha 0 időpontban N_0 mennyiség volt A-ból: $$N = N_0 e^{-(\lambda_1 + \lambda_2)t}$$

Bármely időpillanatra igaz, hogy a két leányelem mennyiségének összege megegyezik az elbomlott magok számával:

$$N_B + N_C = N_0 - N = N_0\left(1 - e^{-(\lambda_1 + \lambda_2)t}\right)$$

A leányelemek keletkezésének sebessége:

$$\frac{dB}{dt} = \lambda_1 N = \lambda_1 N_0 e^{-(\lambda_1+\lambda_2)t} \qquad \frac{dC}{dt} = \lambda_2 N = \lambda_2 N_0 e^{-(\lambda_1+\lambda_2)t}$$

Integrálva t=0 és t=∞ között:

$$B = \left[-\frac{\lambda_1}{\lambda_1+\lambda_2} N_0 e^{-(\lambda_1+\lambda_2)t} \right]_0^\infty \qquad C = \left[-\frac{\lambda_2}{\lambda_1+\lambda_2} N_0 e^{-(\lambda_1+\lambda_2)t} \right]_0^\infty$$

Amiből:

$$B = \frac{\lambda_1}{\lambda_1+\lambda_2} N_0$$ illetve: $$C = \frac{\lambda_2}{\lambda_1+\lambda_2} N_0$$

Így a logikusan is elvárható: $\frac{B}{C} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ Eredmény adódik.

Konszekutív bomlás:

$$A \xrightarrow{\lambda_1} B \xrightarrow{\lambda_2} C$$

A kérdés A és B aktivitása.

Az A aktivitása egyszerűen számítható, hiszen csak saját bomlásáról van szó:

$$A_A = \lambda_1 N_A = \lambda_1 N_{0,A} e^{-\lambda_1 t}$$

A B aktivitása már kissé komplikáltabb, mivel keletkezik A-ból, miközben önmaga bomlik:

$$\frac{dN_B}{dt} = \lambda_1 N_A - \lambda_2 N_B$$

Behelyettesítve: $$\frac{dN_B}{dt} = \lambda_1 N_{0,A} e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 N_B$$

Lineáris inhomogén elsőrendű differenciálegyenlet

Lásd megoldóképlet táblázatból….

$$N_B = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{0,A} \left[e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right]$$

Aktivitásokkal felírva:

$$\boxed{A_B = N_B \lambda_2 = \frac{\lambda_2 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{0,A} \left[e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right]}$$

A leányelem aktivitásának mindig lesz egy maximuma, ez akkor következik be, amikor matematikailag:

$$\frac{dN_B}{dt} = -\frac{\lambda_1 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{0,A} e^{-\lambda_1 t} + \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{0,A} e^{-\lambda_2 t} = 0$$

Ebből:

$$\boxed{t_{\max} = \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2}}$$

A bomlási állandók arányától függően radiokatív egyensúlyok alakulhatnak ki.

Mozgó (tranziens) egyensúly.

Feltétel: $\lambda_1 < \lambda_2$

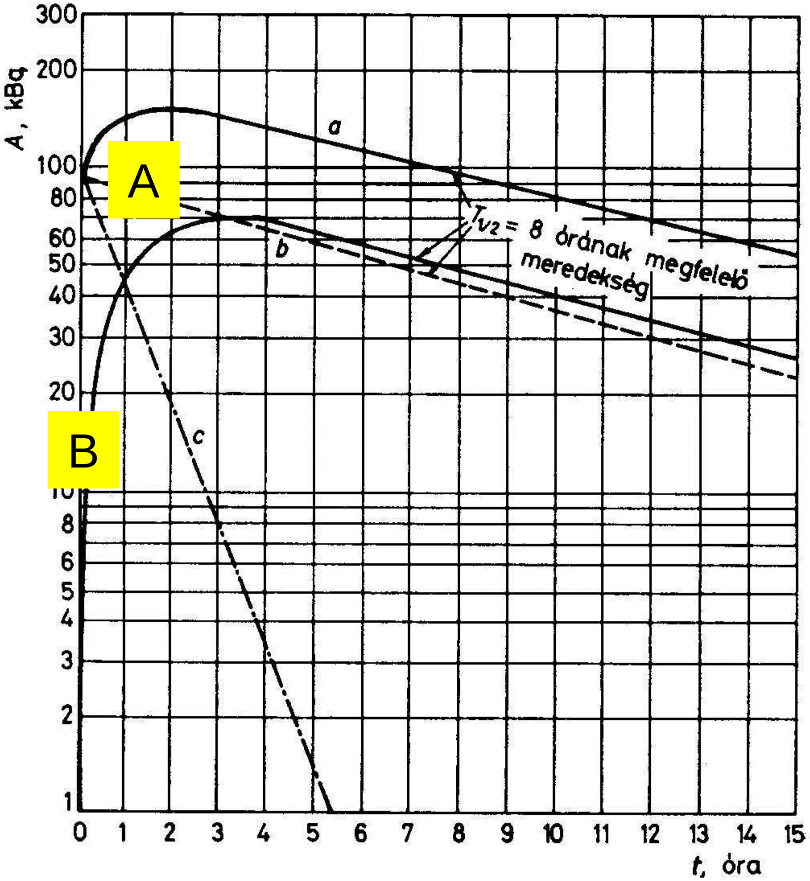
Ekkor bizonyos t idő eltelte után:

$$N_B \cong \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{0,A} e^{-\lambda_1 t}$$

$$N_B = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_A$$

$$A_B = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} A_A$$

Az aktivitások aránya állandó!



Örök (szekuláris) egyensúly.

Feltétel: $\lambda_1 << \lambda_2$

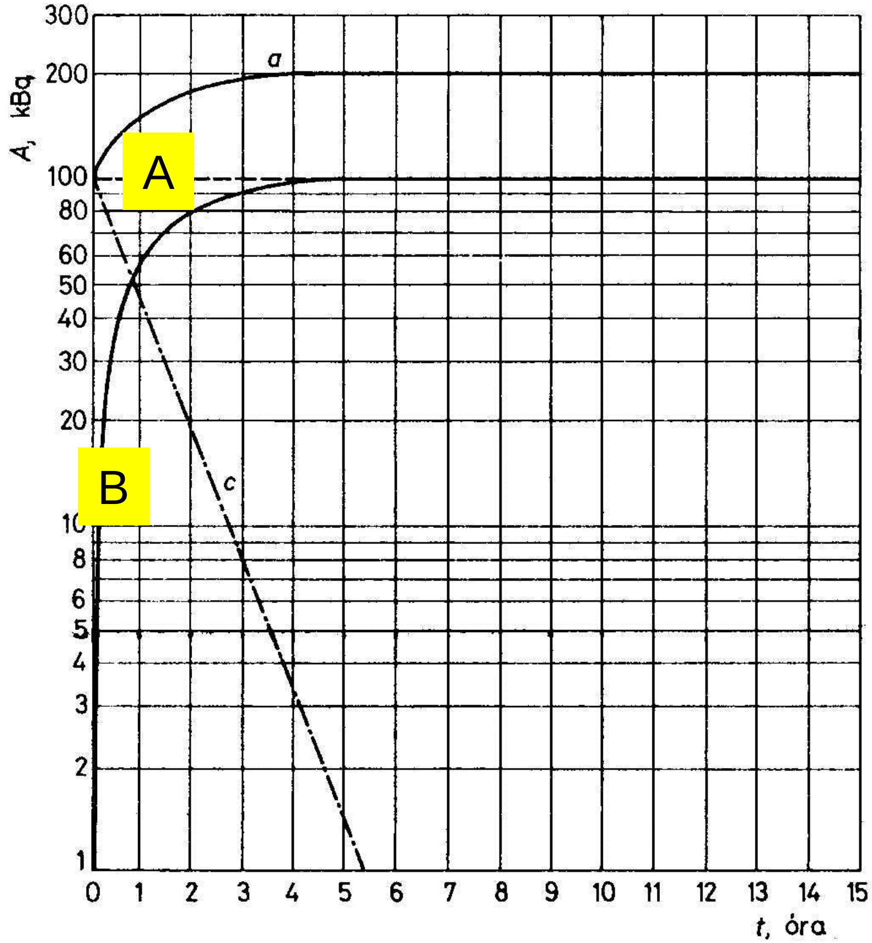
Ekkor bizonyos t idő eltelte után:

$$\boxed{N_B = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{0,A} e^{-\lambda_2 t}}$$

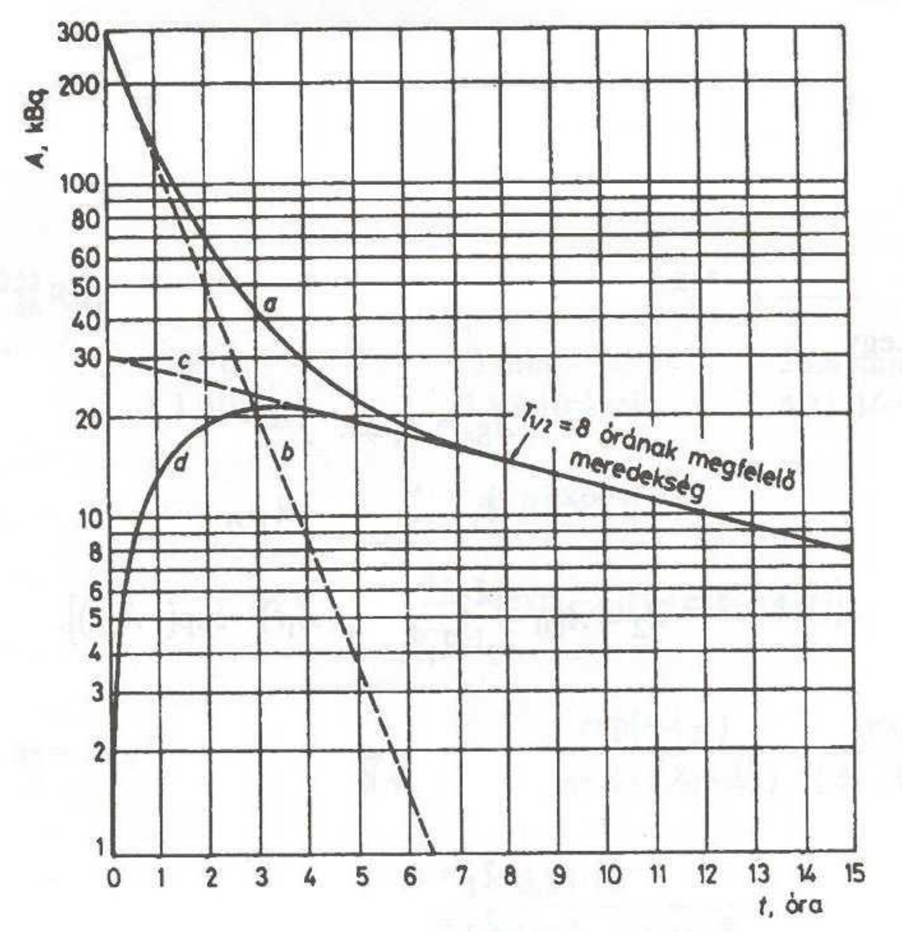
$$N_B \lambda_2 = N_A \lambda_1$$

Az aktivitások azonosak!

2016 apr 12

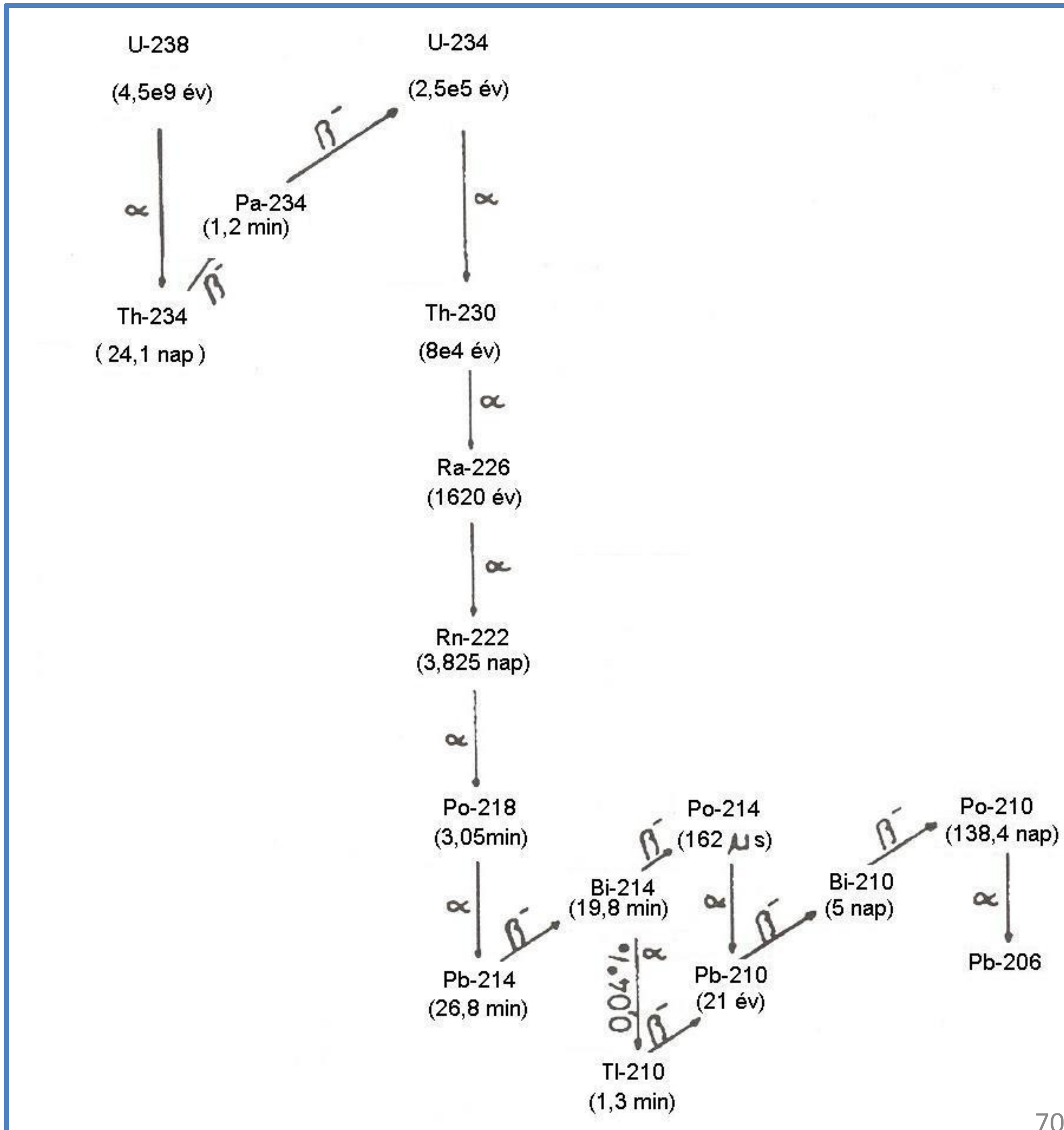


Ha $\lambda_1 > \lambda_2$ nincs egyensúly

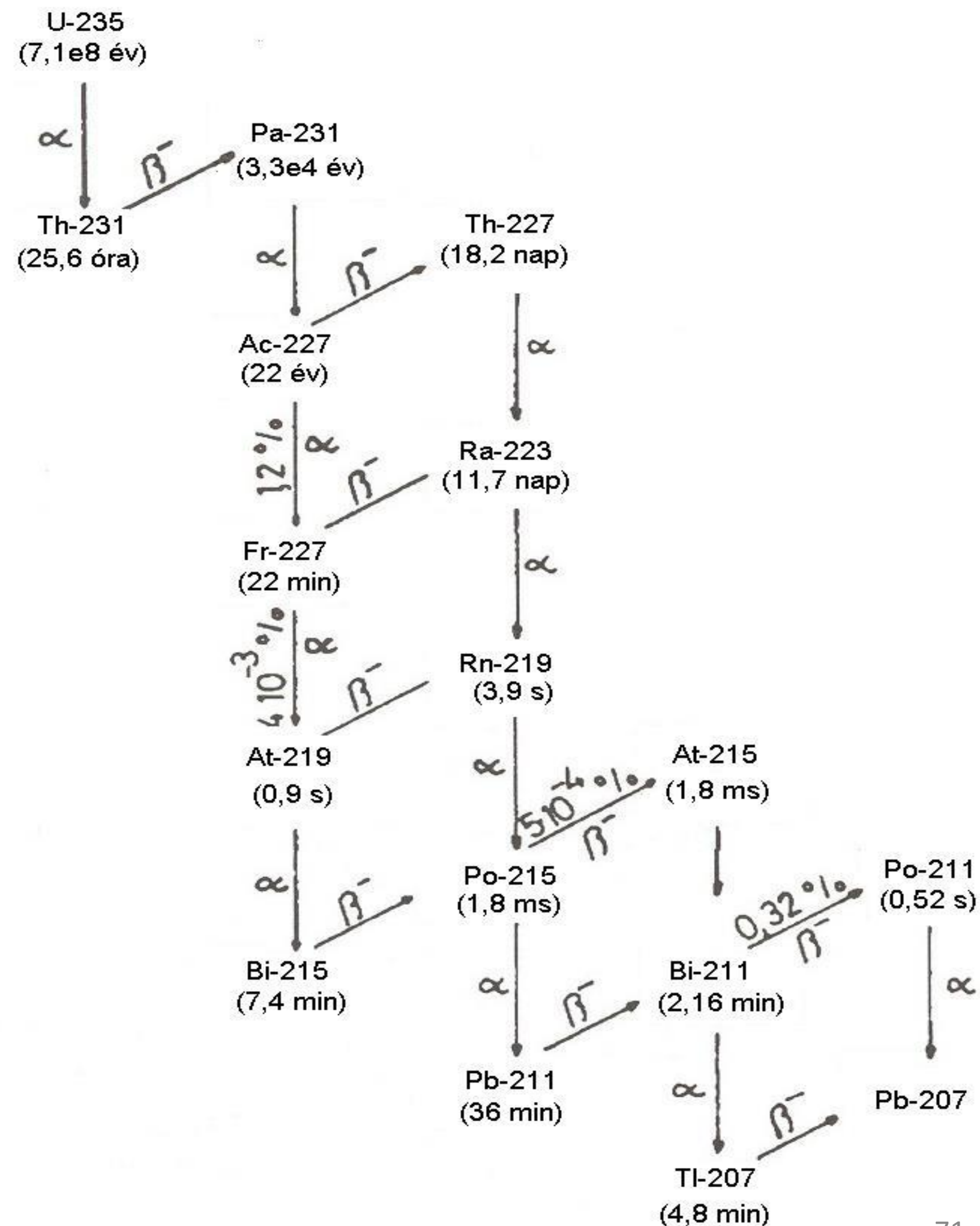


Természetes bomlási sorok

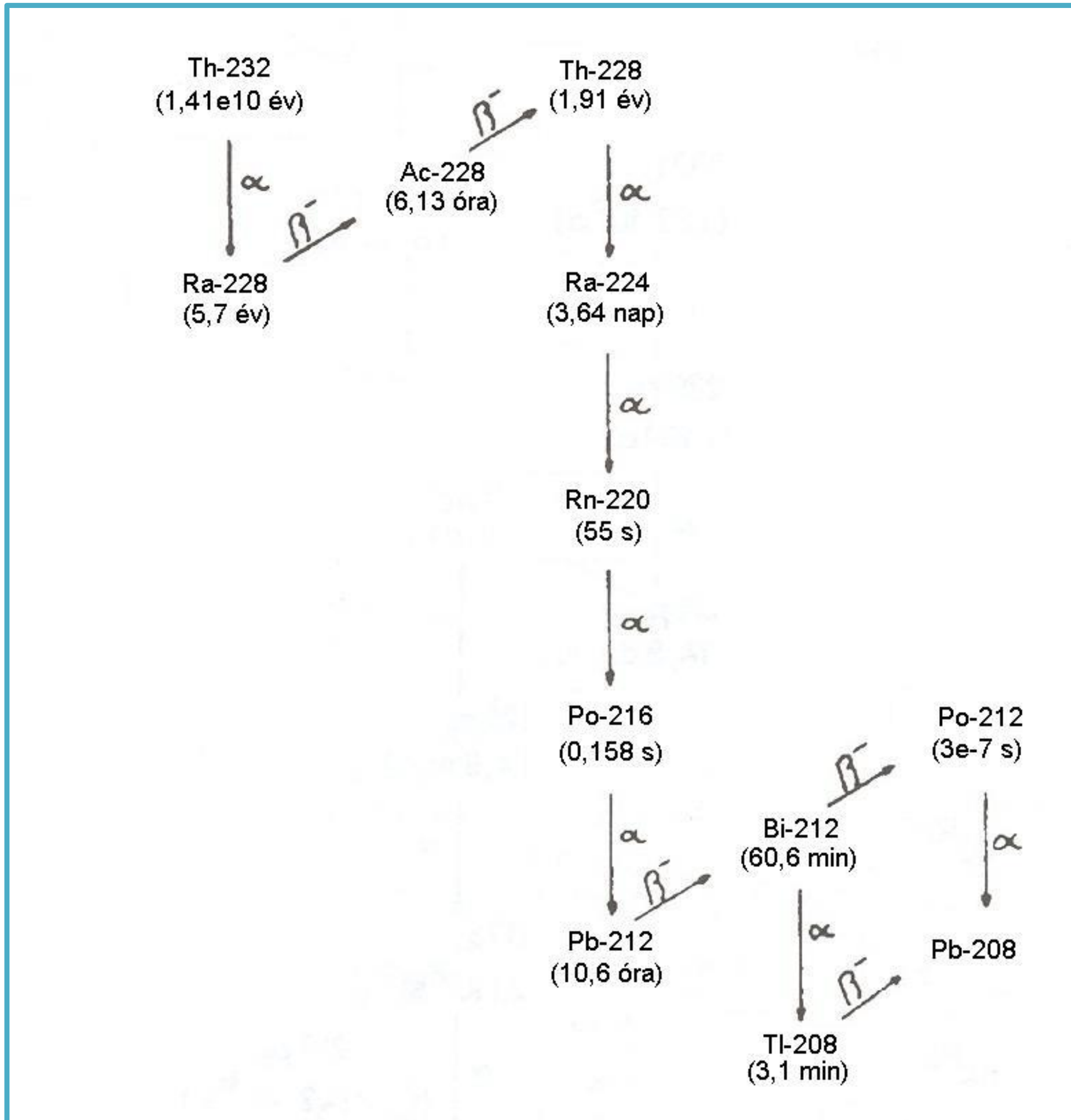
Az U-238 bomlási sora



Az U-235 bomlási sora



A Th-232 bomlási sora



Kormeghatározás radioaktív bomlás alapján:

Geológiai időskálán: ${}^{238}U \rightarrow {}^{206}Pb$

$$N_{206} = N_{238,0} - N_{238}(t) = N_{238,0}\left[1 - e^{-\lambda t}\right]$$

Így:

$$\frac{N_{206}(t)}{N_{238}(t)} = \frac{N_{238,0}\left(1 - e^{-\lambda t}\right)}{N_{238,0} \cdot e^{-\lambda t}} = e^{\lambda t} - 1$$

Ugynezt felhasználva az ${}^{235}U \rightarrow {}^{207}Pb$ bomlási sorra:

$$\frac{N_{207}}{N_{206}} = \frac{1}{139}\left(\frac{e^{\lambda_{235} t} - 1}{e^{\lambda_{238} t} - 1}\right)$$

Archeológiai időskálán:

2017 apr 22

${}^{14}C$ felhasználásával felezési idő: 5730 év

1. feladat:

Bizonyítsuk be, hogy az alábbi konszekutív bomlásban a leányelem felezési idejének eltelte után annak aktivitása az anyaelem kezdeti aktivitásának a fele lesz, amennyiben $\lambda_1 << \lambda_2$.

$$A \xrightarrow{\lambda_1} B \xrightarrow{\lambda_2}$$

a kezdeti aktivitás: $\lambda_1 \cdot N_{A,0}$

t idő múlva::

$$A_B(t) = \lambda_2 N_B(t) = \frac{\lambda_2 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{A,0} \left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right)$$

τ_2 idő elteltével*:*

$$\left[\tau_2 \equiv \tau_{1/2,B} \right]$$

$$A_B(t = \tau_2) = \frac{N_{A,0} \lambda_2 \lambda_1}{\underbrace{\lambda_2 - \lambda_1}_{\approx \lambda_2}} \cdot \left(\underbrace{e^{-\frac{\ln 2}{\tau_1} \tau_2}}_{\approx 1} - \underbrace{e^{-\frac{\ln 2}{\tau_2} \tau_2}}_{= \frac{1}{2}} \right) =$$

$$\approx \frac{1}{2} \lambda_1 N_{A,0}$$

2. feladat:

Adott a következő hipotetikus bomlási sor a feltüntetett felezési időkkel:

$$N_1 \xrightarrow{100\text{ év}} N_2 \xrightarrow{3\text{ hónap}} N_3 \xrightarrow{1\text{ nap}} N_4 \xrightarrow{1\text{ perc}} N_5 \xrightarrow{5000\text{ év}} N_6$$

A kezdeti aktivitás: *A*

Becsülje meg a teljes aktivitást a következő idők elteltével:

a) 2 év
b) 3 hónap
c) 200 év!

(4*A*, 2,5 *A*, *A*)

Nukleáris mérések statisztikája, speciális matematikai konstrukciók

Matematikai (valószínűségszámítási) emlékeztető….

	Diszkrét vátozós	*Folytonos vátozós*
Várható érték:	$E(X) \equiv \sum_{\forall i} x_i p_i$	$E(X) \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} x f(x) dx$
Integrális eloszlásfüggvény:	$F(x) \equiv \sum_{\forall i:\, x_i < x} p_i$	$F(x) \equiv \int_{-\infty}^{x} f(u) \mathrm{d}u$

Differenciális eloszlásfüggvény (sűrűségfüggvény):

$$f(x) = \frac{\mathrm{d}F(x)}{\mathrm{d}x}$$

Átlag/várható érték: $$\langle x\rangle = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} x g(x)\,\mathrm{d}x}{\int_{-\infty}^{+\infty} g(x)\,\mathrm{d}x}$$

Szórásnégyzet/variancia: $$D^2(X) \equiv E\left((X-\mu)^2\right)$$ *(μ=E(X))*

Szórás/standard deviáció: $$D(X) \equiv \sqrt{D^2(X)}$$

A gyakorlatban becslésekre szorítkozunk, ezért:

Empirikus várható érték: $$\overline{X} \equiv \frac{1}{n}\sum_{k=1}^{n} X_k$$

Empirikus szórásnégyzet: $$s^2 \equiv \frac{1}{n}\sum_{k=1}^{n} (X_k-\mu)^2$$

Mi a valószínűsége annak, hogy adott idő alatt *n* atommagból éppen *x* bomlik el, ha egy atom elbomlási valószínűsége *p*?

Binomiális eloszlás

$$P(X = x; n, p) = \binom{n}{x} p^x q^{n-x} \quad (x = 0, 1, \ldots n) \ \ldots . q = 1 - p$$

Várható érték: .. $\mu \equiv np$

Variancia: .... $npq = \mu q$

Mi a valószínűsége annak, hogy adott idő alatt *n* atommagból éppen *x* bomlik el, ha egy atom elbomlási valószínűsége *p* úgy, hogy *n* lényegesen nagyobb *x*-nél?

Poisson-eloszlás

$$P(X = x; \mu) = \frac{\mu^x}{x!} \mathrm{e}^{-\mu} \quad (x = 0, 1, 2, \ldots)$$

Várható érték: ..... μ

Variancia: .... μ

Milyen lesz a bomló atomok élettartam-eloszlása?

Exponenciális eloszlás

Sűrűségfüggvény: .... $f(t)=\begin{cases}\lambda\,\mathrm{e}^{-\lambda t} & \text{ha} \quad t>0\\ 0 & \text{ha} \quad t\le 0\end{cases}$

Eloszlásfüggvény: .... $F(t)=1-\mathrm{e}^{-\lambda t}$

Várható érték: ..... $\tau\equiv\dfrac{1}{\lambda}$

Variancia: .... $\dfrac{1}{\lambda^2}$

Miért kell nekünk mindez?

A nukleáris mérések során általában eseményeket számolunk.

Igen nagy számú atomsokaság véletlenszerűen bomlik…..

Poisson-eloszlás

A gyakorlatban adott ideig mérünk egy „beütésszámot”, (ami arányos az aktivitással): *N*

Ennek „hibája”: $\sqrt{N}$

Mindig szükséges a háttér korrekciója (levonása). Ilyenkor mekkora lesz a hiba?

Gauss-hibaterjedés

$$D^2(f) \approx \sum_{i=1}^{n} \left[\left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2_{\mathbf{x}=\boldsymbol{\mu}} D^2(x_i) \right]$$

Független valószínűségi változók esetén használható, de ez általában teljesül.

A háttérrel korrigált beütésszám-függvény: F(N, Nh) = N-Nh

Poisson miatt: $D^2(N)=N$ $D^2(Nh)=Nh$

mivel $\frac{\partial F}{\partial N} = 1$ $\frac{\partial F}{\partial Nh} = -1$

Ezért az eredő hiba: $\sqrt{N+Nh}$

A módszer bármilyen függvénykapcsolatra használható, de mivel csak első deriváltakat tartalmaz (lineáris közelítés), csak kis hibák esetén ad jó becslést!

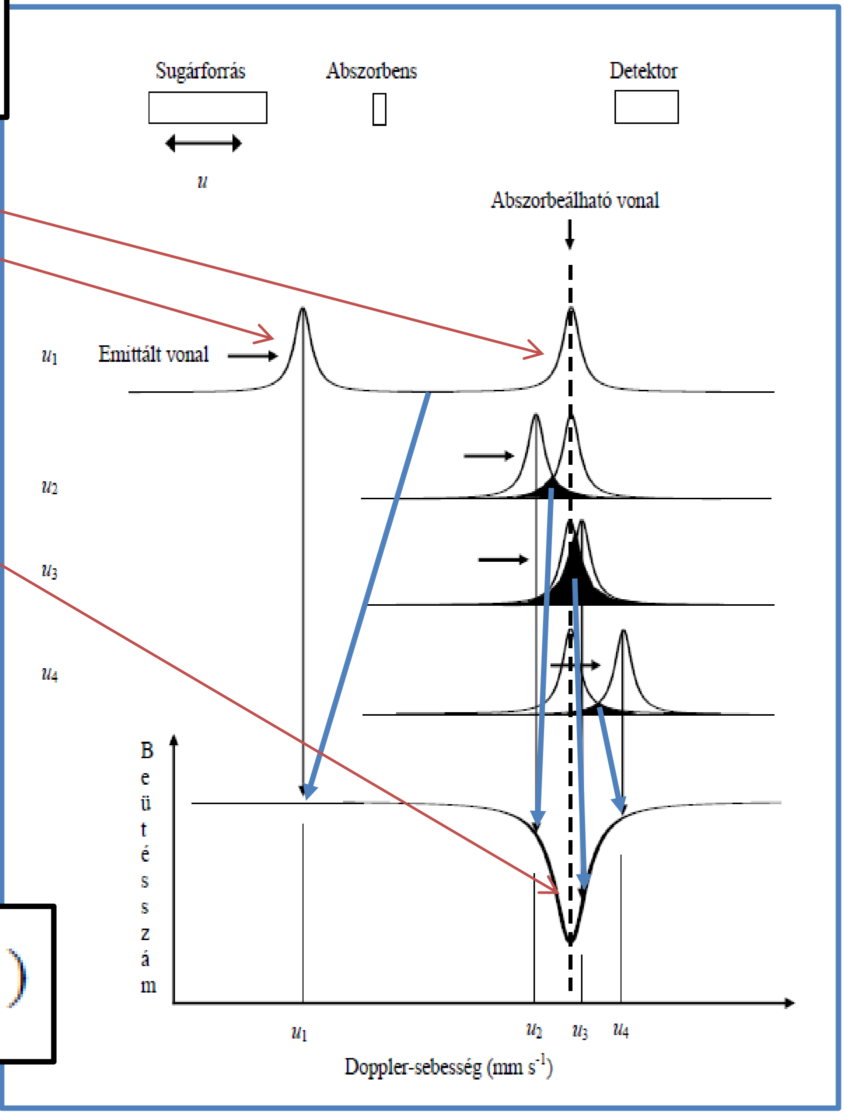
Nukleáris spektrumok mérésénél a detektorok általában nem kellően szűk intervallumban mérik a spektrum egy pontját, hanem a detektorra is egy detektálási hatásfok-eloszlásfuggvény adható meg.

A mérés eredménye a detektorfüggvény és a mérendő célfüggvény konvolúciója:

$$\boxed{f_{X+Y}(z) = f_X * f_Y(z) \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} f_X(z-u) f_Y(u)\,\mathrm{d}u}$$

Példa: (Mössbauer-spektrum felvétele)

$$f_{X+Y}(z) = f_X * f_Y(z) \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} f_X(z-u) f_Y(u)\,\mathrm{d}u$$



Ha szükséges a célfüggvény előállítása a mért függvényből, az dekonvoulúcióval érhető el, kihasználva, hogy Fourier-transzformokra (φ) teljesül a következő:

$$\varphi(f_{X+Y}) = \varphi(f_X * f_Y) = \varphi(f_X)\varphi(f_Y)$$

Fourier-transzformáció

$$f\left(t\right)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int\limits_{-\infty}^{\infty}F\left(j\omega\right)e^{j\omega t}\,d\omega$$

Inverz Fourier-transzformáció

$$F\left(j\omega\right)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int\limits_{-\infty}^{\infty}f\left(t\right)e^{-j\omega t}\,dt$$

időfüggés $\Longleftrightarrow$ **frekvenciafüggés**

Mérési kondíció: Idő domén | Energia domén

Pl. impulzusüzemű szinkrotronnál | *„otthon a laborban”*

Taylor-sorfejtés

$$\boxed{T(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f^{(n)}(a)}{n!}(x-a)^n}$$

Mag-elektron-kölcsönhatás (lásd korábban is)

$$E_C \approx V_0 \boxed{\int \rho(\mathbf{r})\mathrm{d}\tau} + \sum_{i=1}^{3}\left(\frac{\partial V}{\partial x_i}\right)_0 \boxed{\int \rho(\mathbf{r}) x_i \mathrm{d}\tau} + \frac{1}{2}\sum_{i,j=1}^{3}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x_i \partial x_j}\right)_0 \int \rho(\mathbf{r}) x_i x_j \mathrm{d}\tau$$

magtöltés

dipólusmomentum

$$E_3 = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{3} V_{ii} \int \rho(\mathbf{r}) \frac{r^2}{3} \mathrm{d}\tau + \frac{1}{6}\sum_{i=1}^{3} V_{ii} \boxed{\int \rho(\mathbf{r})\left(3x_i^2 - r^2\right)\mathrm{d}\tau}$$

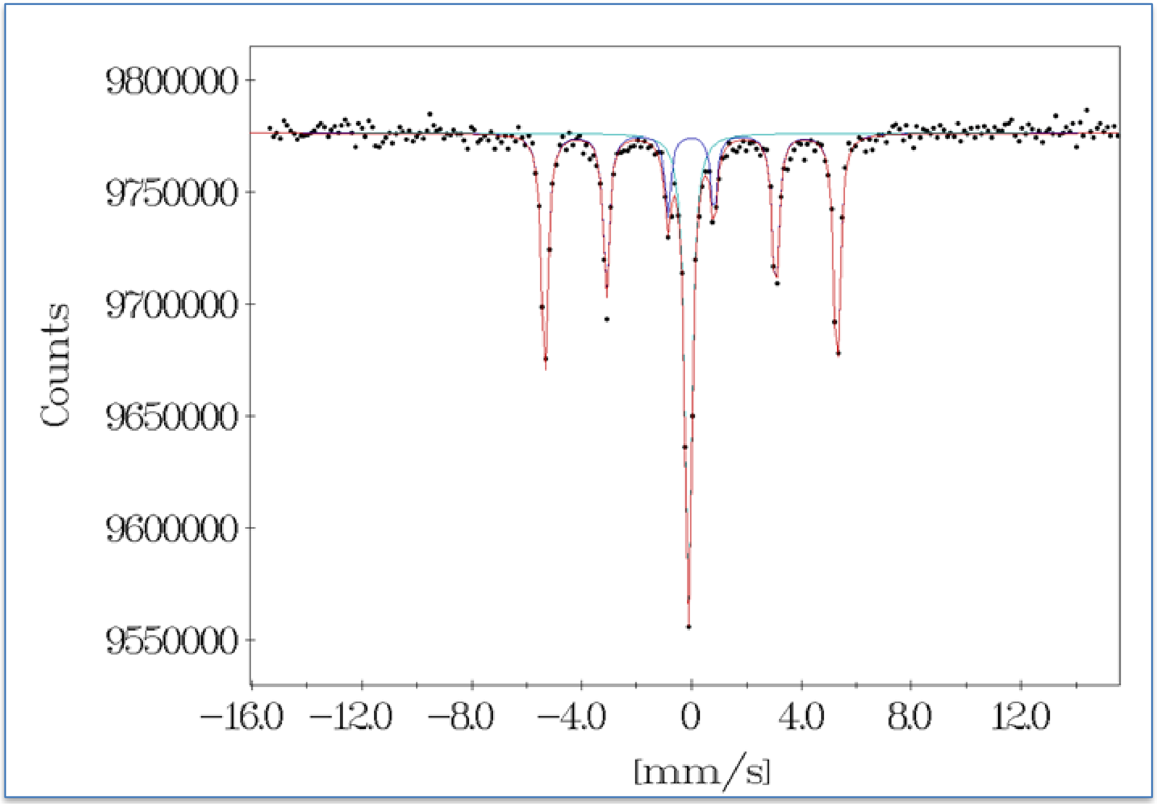
kvadrupólusmomentum

Khi-négyzet próba

Az illesztett modell jóságának a vizsgálata.
(Az elméleti és a tényleges szórás aránya.)

$$\chi^2(\underline{v}) = \sum_{i=1}^{h} \frac{(W_i - f_i(\underline{v}))^2}{W_i}$$

Példa: Mössbauer-spektrum



A sugárzások és az anyag kölcsönhatása

A kölcsönhatások mindig kétoldalúak….

Mi történhet az anyaggal?
- ❑Elektrongerjesztés
- ❑Maggerjesztés
- ❑Ionizáció
- ❑Magreakció

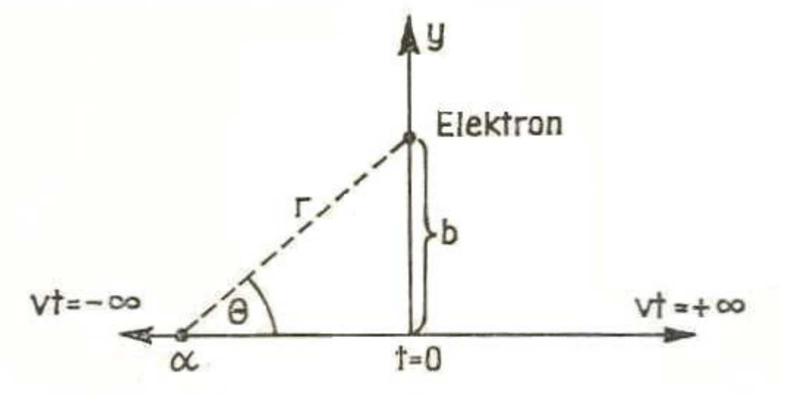
Mi történhet a sugárzással?
- ❖Szóródás (irányváltozás, jelentős energiaátadás nélkül)
- ❖Ütközéses fékeződés
- ❖Sugárzásos energiavesztés
- ❖Abszorpció
- ❖Konverzió más részecskévé

Az α-sugárzás és az anyag közötti kölcsönhatás

A kölcsönhatásban résztvevő anyagrész	A bekövetkezett változás	
	sugárzásban	anyagban
Héjelektron	fékeződés, abszorpció	gerjesztés, ionizáció, kémiai változás
Az atommag erőtere	szóródás, fékeződés,	
Az atommag	abszorpció magreakció	új nuklid keletkezése

Az α-részecskék ütközéses energiavesztése (fékeződése)

Csak az elektronokkal való kölcsönhatást tekintjük!



Az átadott impulzusok:

$$p_x = \int_{-\infty}^{+\infty} F_x dt \qquad p_y = \int_{-\infty}^{+\infty} F_y dt$$

A fellépő Coulomb-erők:

$$F_x = \frac{Ze^2}{r^2} \cos\Theta \qquad F_y = \frac{Ze^2}{r^2} \sin\Theta$$

mivel $r = \dfrac{b}{\sin\Theta}$

$$F_x = \frac{Ze^2}{b^2} \sin^2\Theta \cos\Theta$$ illetve $$F_y = \frac{Ze^2}{b^2} \sin^3\Theta$$

Az idő szerinti integrált a következő módon alakíthatjuk át szög szerinti integrállá:

$$\mathrm{tg}\,\Theta = -\frac{b}{v_\alpha t} \longrightarrow t = -\frac{b}{v_\alpha}\mathrm{ctg}\,\Theta \longrightarrow dt = \frac{b}{v_\alpha}\frac{1}{\sin^2\Theta}d\Theta$$

Behelyettesítésekkel adódik az impulzusokra, hogy:

$$p_x = \int_0^\pi \frac{Ze^2}{bv_\alpha}\cos\Theta d\Theta = \frac{Ze^2}{bv_\alpha}\left[\sin\Theta\right]_0^\pi = 0$$

$$p_y = \int_0^\pi \frac{Ze^2}{bv_\alpha}\sin\Theta d\Theta = \frac{Ze^2}{bv_\alpha}\left[-\cos\Theta\right]_0^\pi = \frac{Ze^2}{bv_\alpha}(-1-1) = -\frac{2Ze^2}{bv_\alpha}$$

Így az elektronnak átadott kinetikus energia:

$$E_e = \frac{p_y^2}{2m_e} = \frac{2Z^2e^4}{m_e b^2 v_\alpha^{\;2}}$$

Az α-részecskét a dx úton előrehaladva a térben hengeres héj veszi körül, melynek térfogata 2πb*db*dx. Ha egységnyi térfogatban n számú Z' rendszámú atom található, akkor az abban foglalt elektronoknak átadott energia:

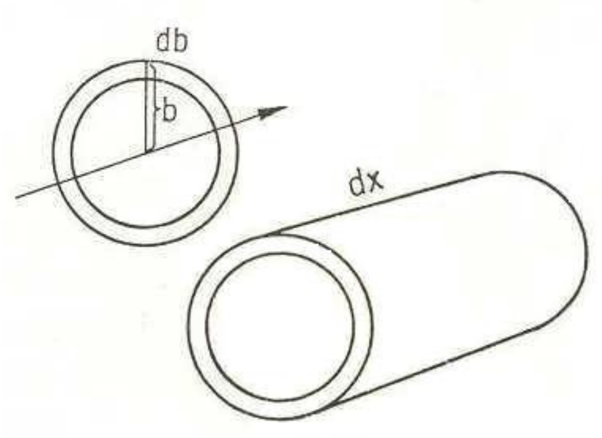
$$-dE = E_e nZ' 2\pi b db dx = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e v_\alpha^2} nZ' \frac{1}{b} db dx$$

$$\Downarrow$$

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e v_\alpha^2} nZ' \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b}$$

$$\Downarrow$$

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 n}{m_e v_\alpha^2} Z' \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}$$



Mit válasszunk $b_{\min}$ és $b_{\max}$-ra?

b_{min} esetén a legnagyobb Coulomb erőnek kell hatnia és ekkor a legnagyobb az átadott energia.

Utóbbit klasszikus mechanikus rugalmas ütközésből számítva:

Impulzusmegmaradás::

$$m_\alpha v_\alpha = m_\alpha v'_\alpha + m_e v_e$$

Energiamegmaradás::

$$\frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2} = \frac{m_\alpha v'^2_\alpha}{2} + \frac{m_e v_e^2}{2}$$

amiből: $v_e = \dfrac{2v_\alpha}{1+\dfrac{m_e}{m_\alpha}} \approx 2v_\alpha$ $\Rightarrow$ $E_{\max} = 2m_e v_\alpha^2$

Behelyettesítve az átadott energia egyenletébe: $\longrightarrow$ $b_{\min} = \dfrac{Ze^2}{m_e v_\alpha^2}$

Egyéb megfontolások alapján: $\longrightarrow$ $b_{\max} = \dfrac{Ze^2}{aI}$

Végül:

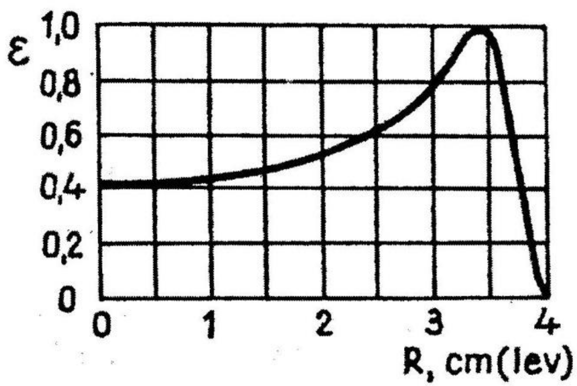
$$\boxed{\frac{dE}{dx} = \frac{4Z^2 e^4 \pi n}{m_e v_\alpha^2} Z' \ln \frac{m_e v_\alpha^2}{aI}}$$

Relativisztikus esetben: (Bethe-Bloch)

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4Z^2 e^4 \pi n}{m_e v_\alpha^2} Z' \left[\ln \frac{2 m_e v_\alpha^2}{I} - \ln\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v^2}{c^2} \right]$$

Bragg-görbe:

Relatív energiaátadás



Tipikus hatótávolság levegőben: 1 cm/MeV

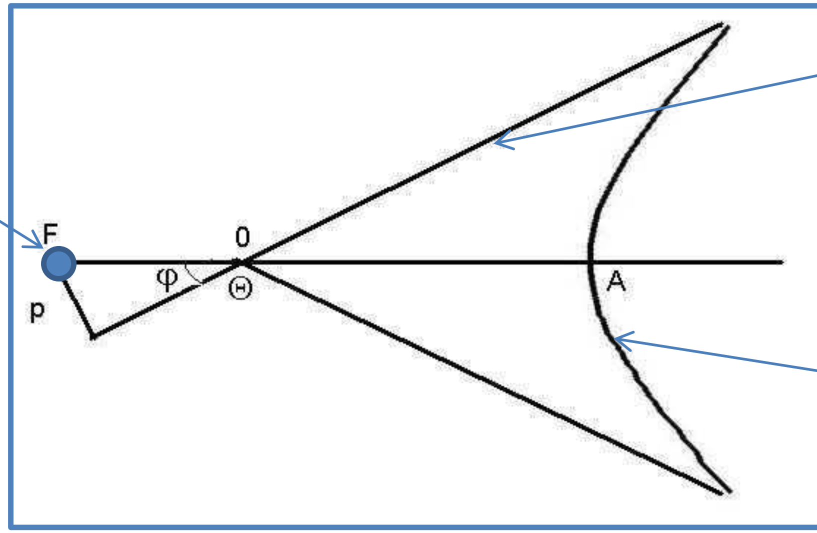
<u>Fő tanulság</u>: minél nagyobb az alfa-energia, annál kisebb az egységnyi úton átadott energia! (kb. 500 keV fölött)

Az α-sugárzás energiája (MeV)	Ionpár levegőben
0,2	40 000
0,5	56 000
1,0	54 000
1,5	46 000
2,0	41 000
3,0	32 000
4,0	26 000
5,0	22 000
10	13 000
14	10 300
25	6 500
70	2 900
100	2 200
1000	400
10000	210

Az α-részecskék szóródása

Az alfa-részecskék a magot közelítve hiperbola-pályára kényszerülnek:

mag



Az α-részecske eredeti repülési iránya

Az eltérített α-részecske pályája

Energiamegmaradás:

$$\frac{1}{2} m_\alpha v_0^2 = \frac{1}{2} m_\alpha v^2 + \frac{Ze * 2e}{q}$$

Impulzusmomentum-megmaradás:

$$m_\alpha v_0 p = m_\alpha v q$$

m_α az alfa-részecske tömege,
v_o a kezdeti sebessége,
v az A pontban meglévő sebessége,
q a FA távolság,
Ze az atommag töltése,
$2e$ az alfa-részecske töltése,
p az atommagnak az alfa-részecske eredeti pályavonalától való távolsága.

A két megmaradási tétel alapján és a hiperbola egyenletét felhasználva::

$$\boxed{\operatorname{ctg}\frac{\varphi}{2} = \frac{pMv_\alpha^2}{2Ze^2}}$$

N kezdeti α-fluxus és n atommag-sűrűség esetén az összefüggés a φ irányban szórt α-részecskékék, a φ szög és a kezdeti α-energia között:

$$\boxed{N_\phi = \frac{NndZ^2e^4}{\sin^4\frac{\varphi}{2}m_\alpha^2 v_0^4}}$$

Az eddigiekben az atommagokat rögzítettnek tekintettük (csak szórás, elhanyagolható energiaátadás).

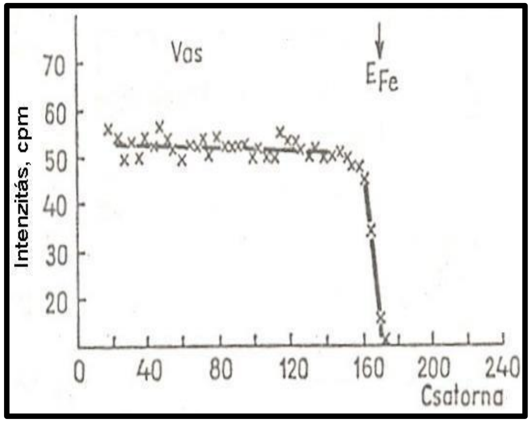
Visszalökődésre képes atommag esetén (pl. gáz, folyadék):

$$E_\varphi = E_0\left(\frac{\frac{4}{A}\cos\varphi + \sqrt{1-\left(\frac{4}{A}\right)^2\sin^2\varphi}}{1+\frac{4}{A}}\right)^2$$

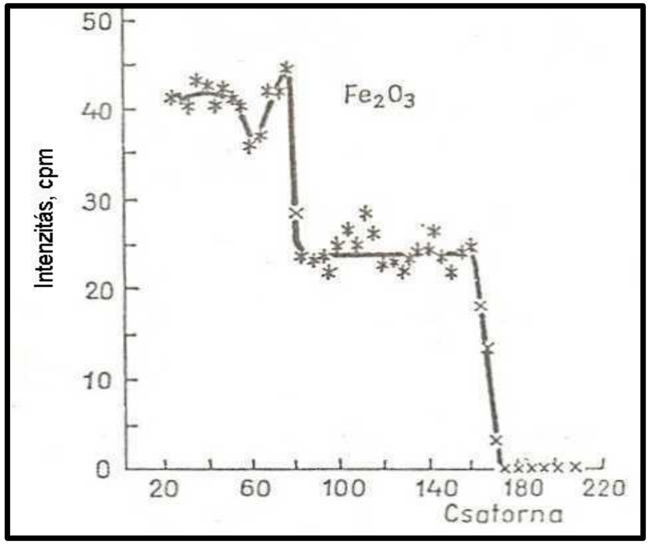
Összefüggés a szög, a szórt α-részecske energiája és a tömegszám között!

Elemanalízis!

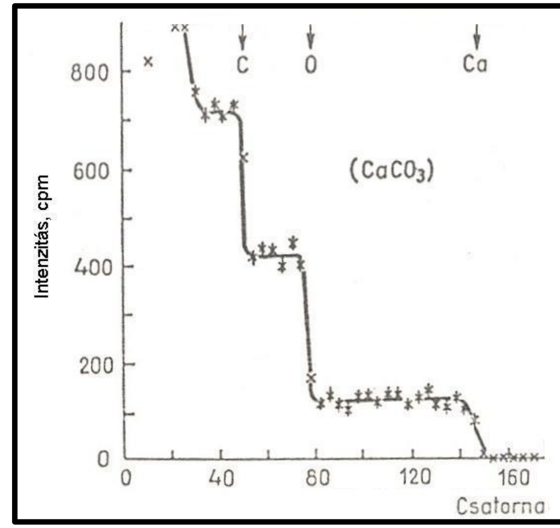
Példák:



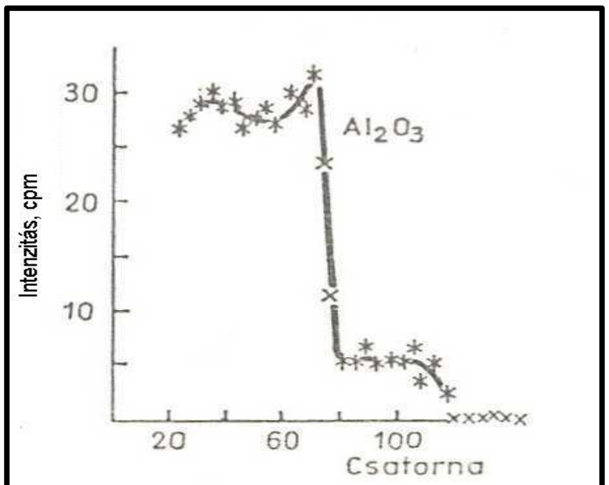
Vas
E_{Fe}
Intenzitás, cpm
70
60
50
40
30
20
0
40
80
120
160
200
240
Csatorna



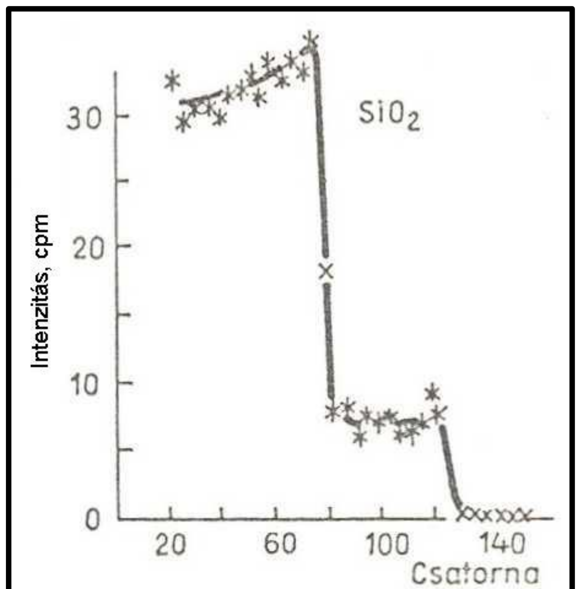
Fe_2O_3
Intenzitás, cpm
50
40
30
20
10
0
20
60
100
140
180
220
Csatorna



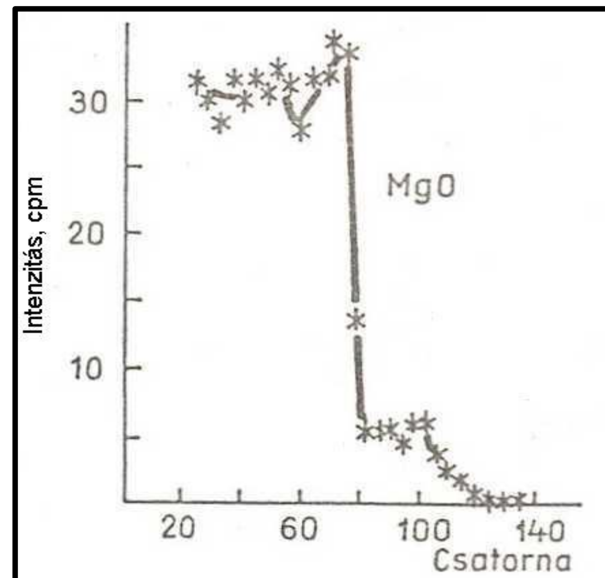
C
O
Ca
$(CaCO_3)$
Intenzitás, cpm
800
600
400
200
0
0
40
80
120
160
Csatorna



Al_2O_3
Intenzitás, cpm
30
20
10
20
60
100
Csatorna



SiO_2
Intenzitás, cpm
30
20
10
0
20
60
100
140
Csatorna



MgO
Intenzitás, cpm
30
20
10
20
60
100
140
Csatorna

A β-sugárzás és az anyag közötti kölcsönhatás

A kölcsönhatásban résztvevő anyagi rész	A bekövetkezett változás	
	a sugárzásban	az anyagban
Héjelektronok	fékeződés, szóródás	gerjesztés, ionizáció, kémiai változás
Az atommag erőtere	fékeződés, szóródás, abszorpció	
Atommag	Nem lépnek kölcsönhatásba	

Az α-sugárzás esetében látott levezetéshez hasonlóan:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi e^4 n}{m_e v_\beta^2} Z' \ln \frac{1{,}66 m_e v_\beta^2}{2I}$$

Ha $E_\beta < m_e c^2$

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{2\pi e^4 n}{m_e c^2} Z \ln\left(\frac{E^3}{2 m_e c^2 I^2} + \frac{1}{8}\right)$$

Ha $E_\beta > m_e c^2$

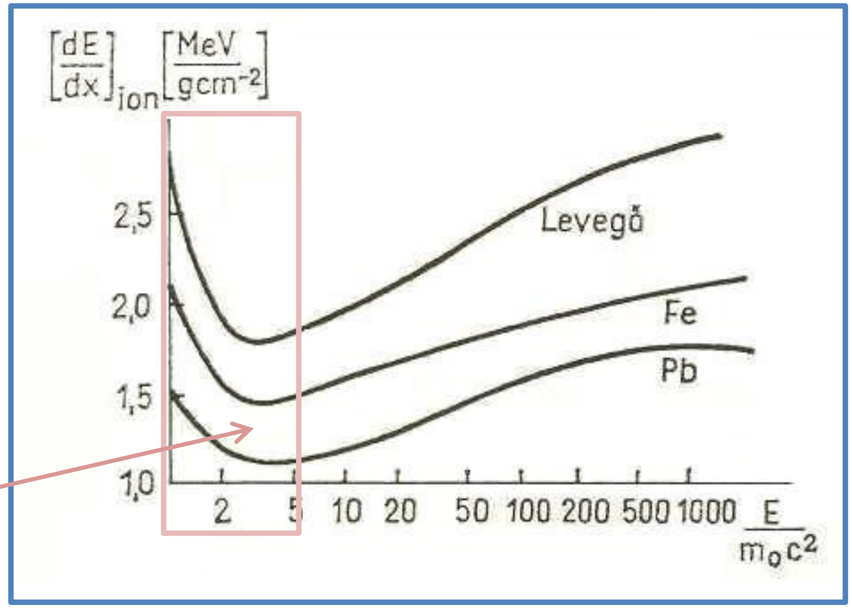
(relativisztikus eset)

Ütközéses kinetikusenergia-átadás!

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = \frac{4ne^2 Z^2}{137 m_e^2 c^4}\left(E + m_e c^2\right)\left[\ln \frac{2\left(E + m_e c^2\right)}{m_e c^2} - \frac{1}{3}\right]$$

Energiaveszt és fékezési röntgensugárzás kibocsátásával!

Kísérleti eredmény az ionizációs energiavesztésre:

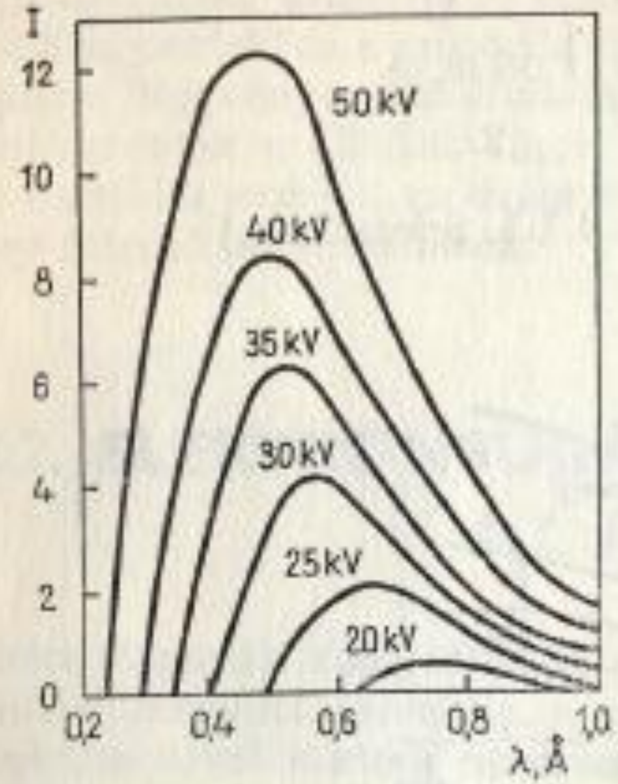


A természetes bétasugárzás energiatartománya

A kétféle energiavesztési mechanizmus aránya rendszámfüggő:

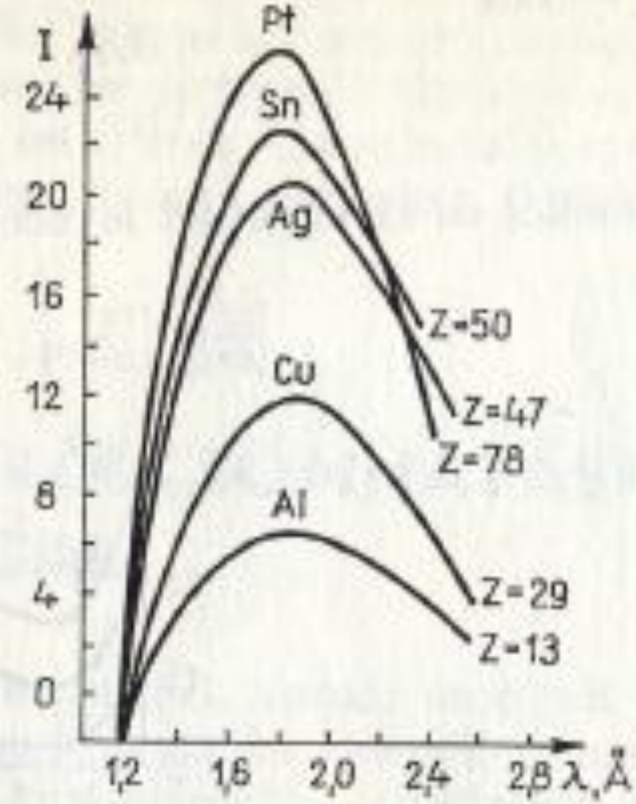
$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rtg}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}} \approx \frac{EZ}{800}$$

Nagy rendszámú anyagok esetén a bétasugárzás elnyelése mellett annál sokkal egészségkárosítóbb röntgensugárzás keletkezik!

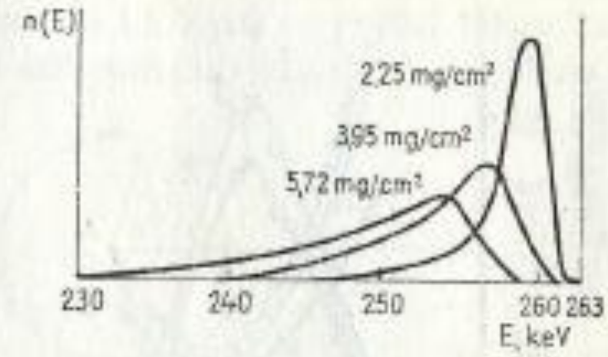


4.18*a* ábra. A különböző gyorsítófeszültséggel felgyorsított (különböző energiájú) elektronok fékezési röntgensugárzásának energiaspektruma

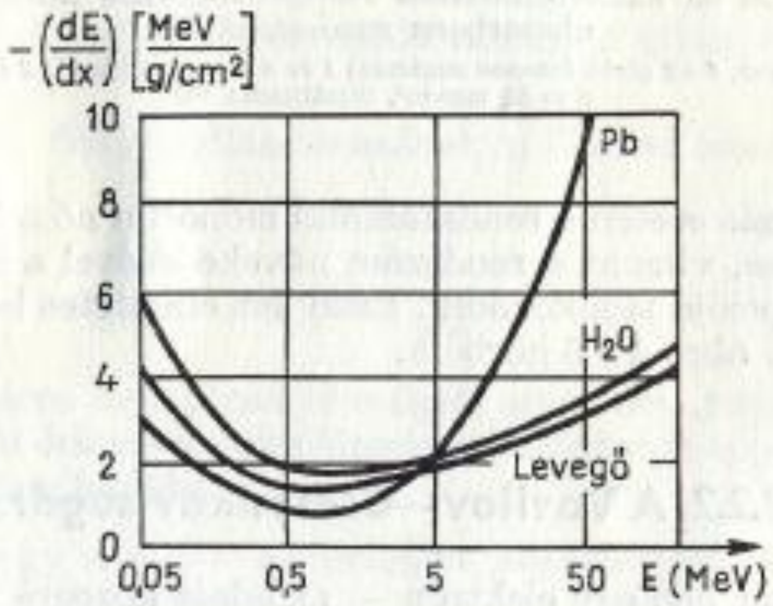
(Az abszcisszán a röntgenfotonok hullámhossza szerepel; $\frac{12,4}{\lambda[A^0]} = E[\text{keV}]$)



4.18*b* ábra. Monoenergetikus elektronsugárzás által keltett fékezési röntgensugárzás energiaspektruma különböző abszorbensek esetén

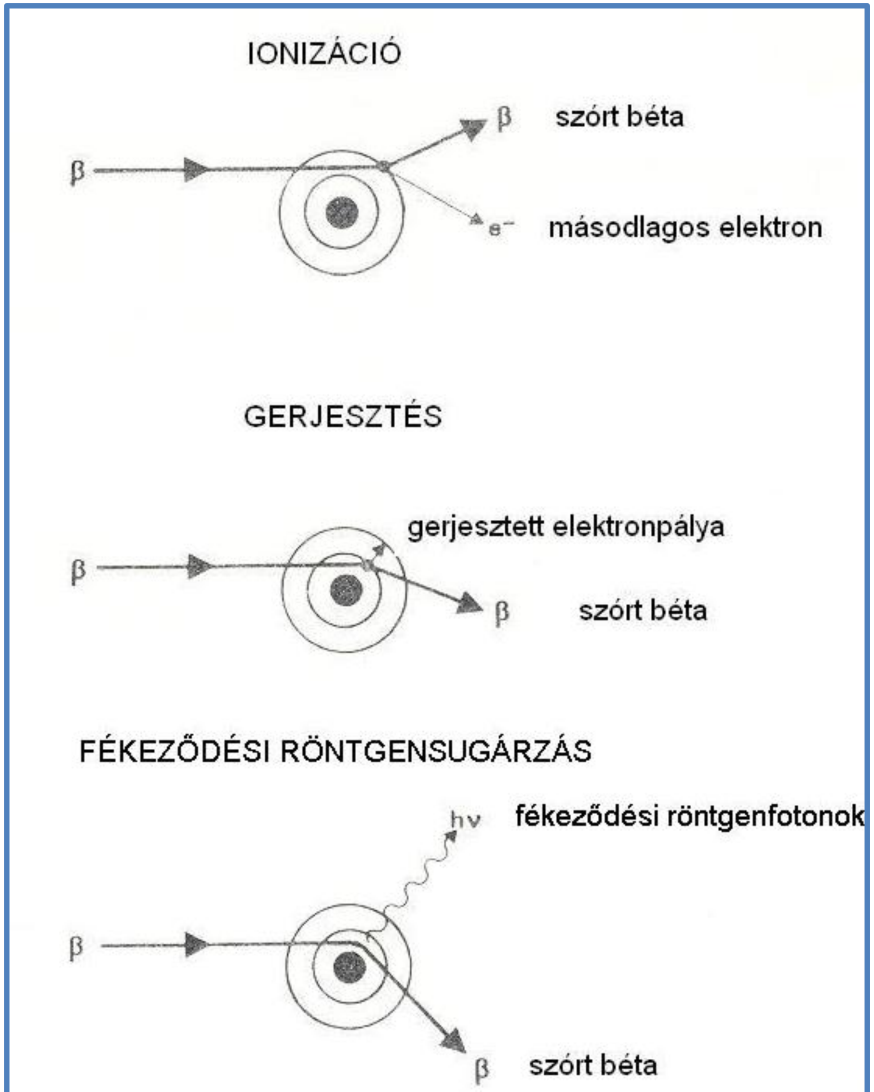


4.19. ábra. $E = 263$ keV energiájú monoenergetikus elektron-sugárnyaláb energiaspektruma különböző rétegvastagságú anyagrétegeken történő áthaladás után



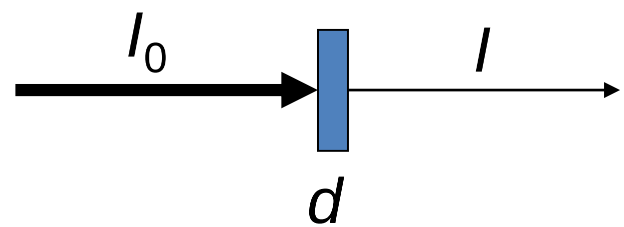
4.20. ábra. Az elektronsugárzás teljes energiaveszteségének energiafüggése

Összefoglalva:



Ezek a fő folyamatok végül a bétaelektron elnyelődéséhez vezetnek.

Az abszorpció fenomenológiai leírása:



Lambert-Beer közelítés

Felületi sűrűség

Tömegabszorpciós tényező

$$I = I_0 \exp(-\mu d) = I_0 \exp(-\frac{\mu}{\rho} d\rho) = I_0 \exp(-\mu_m d_s)$$

A formula közelítő, mert:

- *A lassuló elektron többször lép kölcsönhatásba az anyaggal, nem csak egyszer egy azonnali abszorpcióval*
- *Az ütközések során lassul, és ezáltal változik a tömegabszorpciós tényező nagysága*
- *Az esetlegesen kiszóródott béta részecske (a detektor számára „eltűnt”, abszorbeálódott) visszaszóródhat.*

A tömegabszorpciós együtthatónak a maximális béta-energiától ($E_{\beta max}$-tól) és az abszorbens rendszámától (Z) való függését a fenti okok miatt főképp empirikus egyenletekkel lehet leírni.

$$\mu = \frac{35Z}{M_a E_{\beta \max}^{1,14}} \quad Z<13$$

$$\mu = \frac{7,7Z^{0,31}}{E_{\beta \max}^{1,14}} \quad Z>13$$

A Lambert-Beer leírásból nem is következik, de definiálnak β-hatótávolságot energiaintervallumok szerint változó empirikus formulákkal. Pl:

E_{max}< 0,2 MeV esetén: $R = \frac{1}{1,500} E_{\max}^{\frac{5}{3}}$

E_{max} >1 MeV esetén: $R = 0,571 E_{\max} - 0,161$

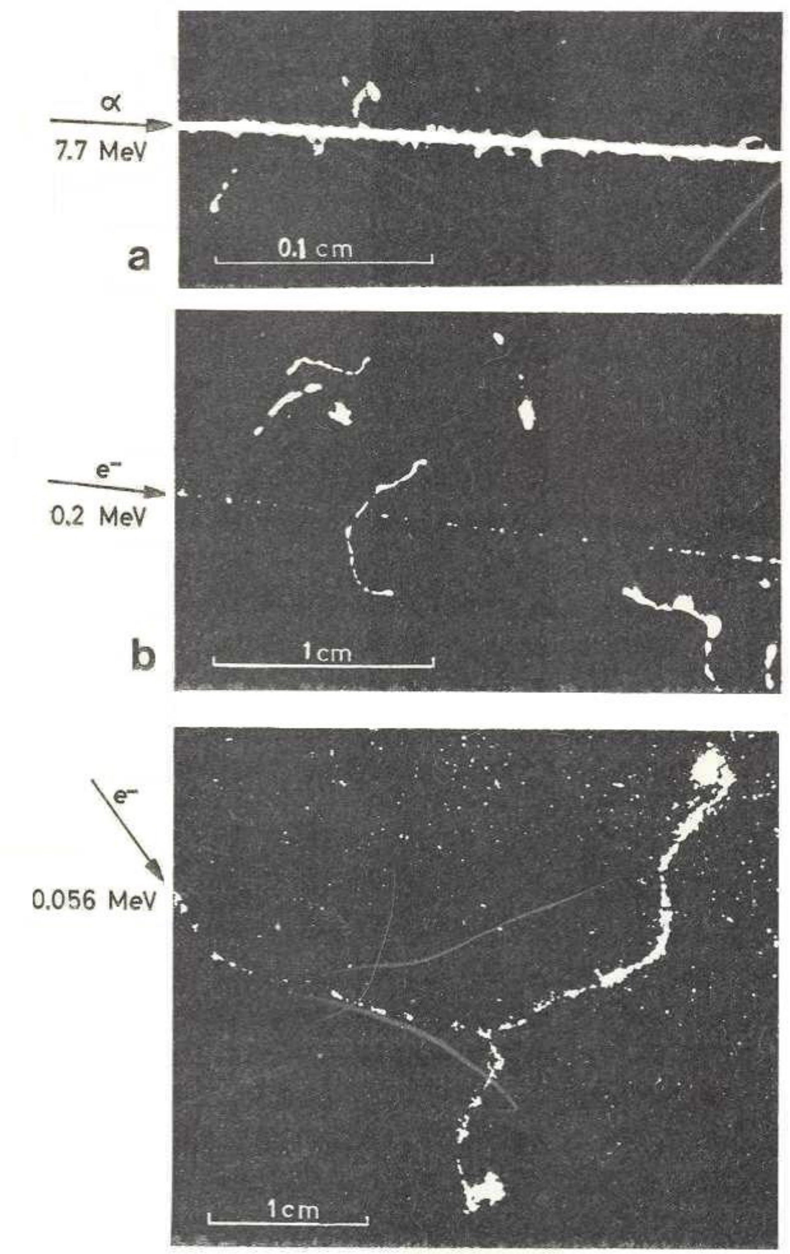
Az *R* hatótávolság g/cm²-ben, az energia MeV-ben értendő.

2016 apr18

Néhány β-sugárzó izotóp abszorpciós jellemzői

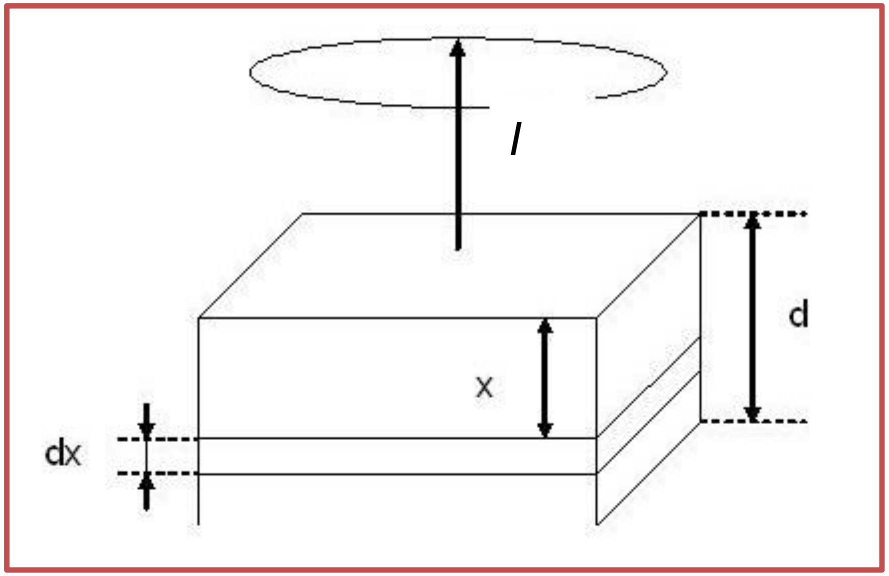
Izotóp	Maximális energia, E_{max} MeV	Tömegabszorciós együttható, μ cm^2/g	Felezési rétegvastagság, $d_{1/2}$ g/cm^2	Hatótávolság, R g/cm^2
^{14}C	0,165	261	0,0025	0,031
^{35}S	0,167	243	0,0028	0,033
^{45}Ca	0,254	128	0,0051	0,062
^{65}Zn	0,325	96	0,0072	0,086
^{204}Tl	0,765	32	0,022	0,280
^{32}P	1,718	10,7	0,065	0,795
^{90}Y	2,25	7,5	0,093	1,090

Ködkamra-felvételek alfa- és béta-sugárzásról:



A béta-sugarak önabszorpciója

Miért kell erről beszélni? ⇒ Egy többnyire szilárd halmazállapotú béta-forrásból nem tud maradéktalanul emittálódni minden béta-részecske, mivel a hatótávolság csekély (legfeljebb mm-ek)



$$dI = \frac{I_0}{d}\exp\left(-\mu x\right)dx$$

(Integrálás 0-tól *d*-ig)

$$I = \frac{I_0}{\mu d}\left[1-\exp\left(-\mu d\right)\right]$$

Ebben a gondolatmenetben implicite **állandó összes aktivitást** tételeztünk fel (I_0 állandó), amely változó *d* rétegvastagság esetén szolgáltatja a kiszámított kilépő intenzitást.

Amennyiben **állandó fajlagos aktivitású** ($I_{0,f}$) mintából készítünk egyre vastagabb réteget, a kilépő intenzitás számítása a következőképp alakul:

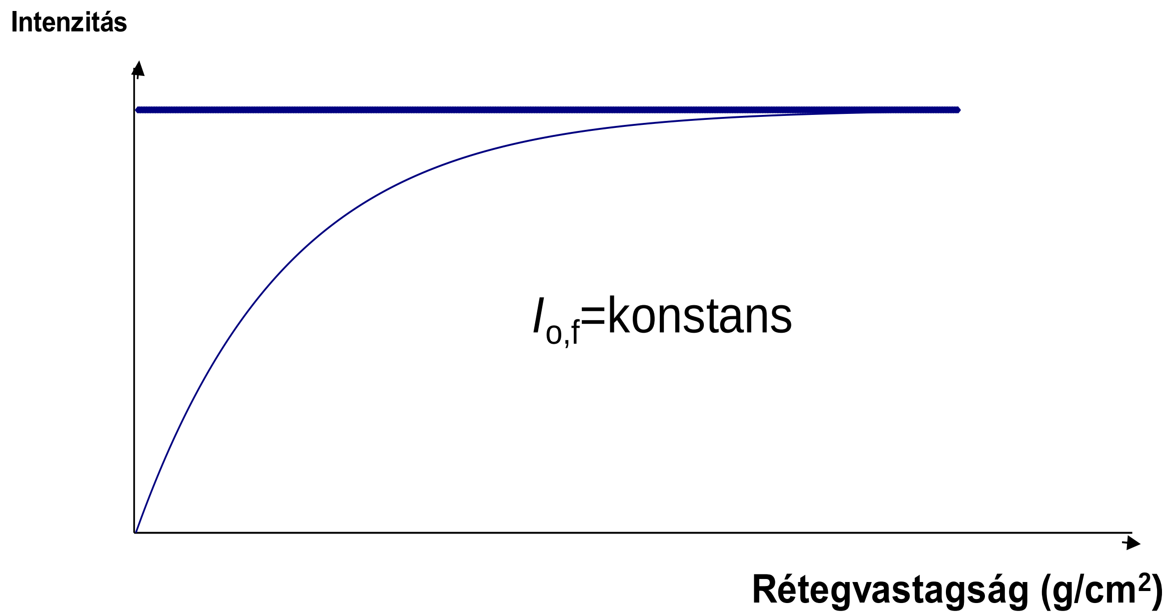
$$dI = I_{0,f} \exp(-\mu x)dx$$

$$I = \int_0^d I_{0,f} \exp(-\mu x)dx = \frac{I_{0,f}}{\mu}\left[1 - \exp(-\mu d)\right]$$

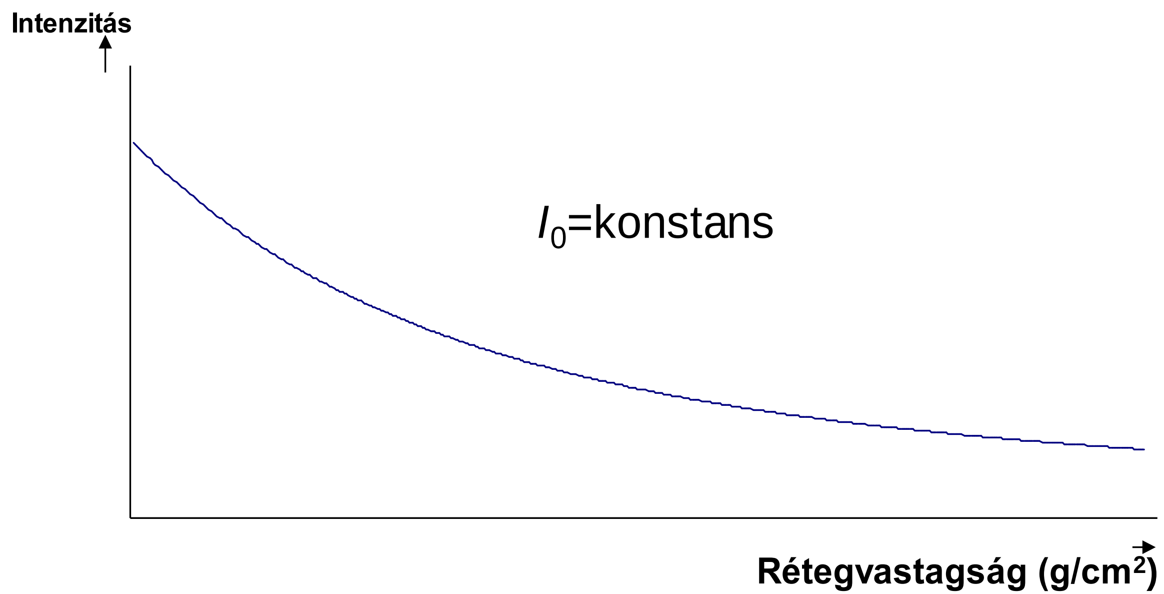
Mivel $I_{0,f}/\mu$ állandó, és végtelen *d* esetén éppen ehhez tart az intenzitás, a szokásos írásmód:

$$\boxed{I = I_\infty\left[1 - \exp(-\mu d)\right]}$$

Állandó fajlagos aktivitás esete:



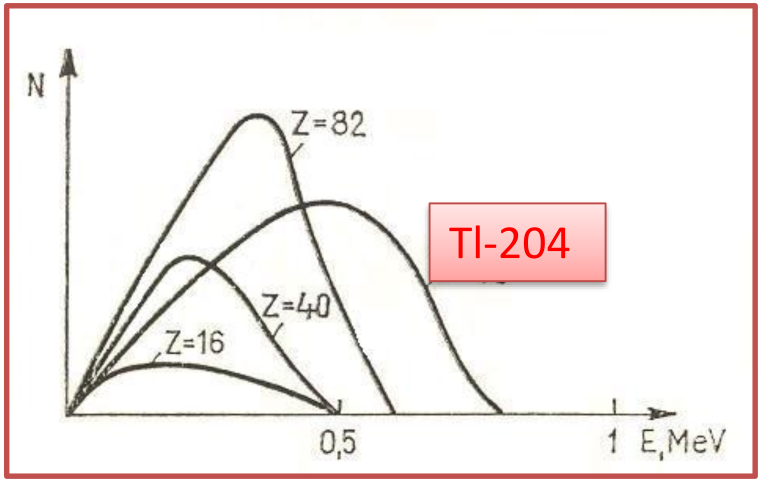
Állandó összes aktivitás esete:



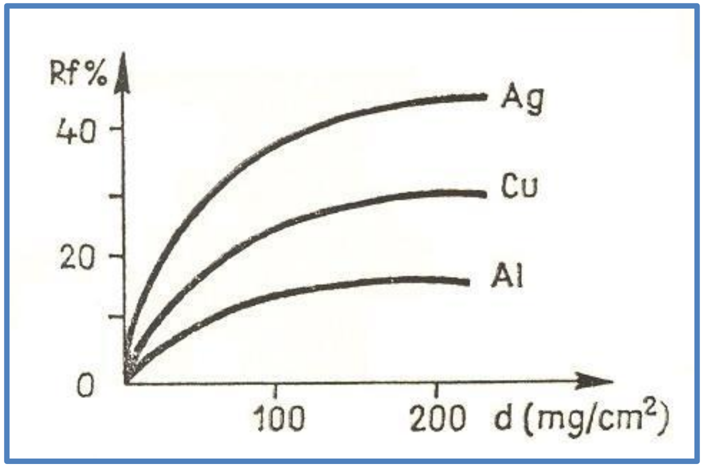
A béta-sugarak visszaszóródása

Figyelembe veendő mind az elektronhéjról, mind a mag erőteréről történő visszaszóródás.

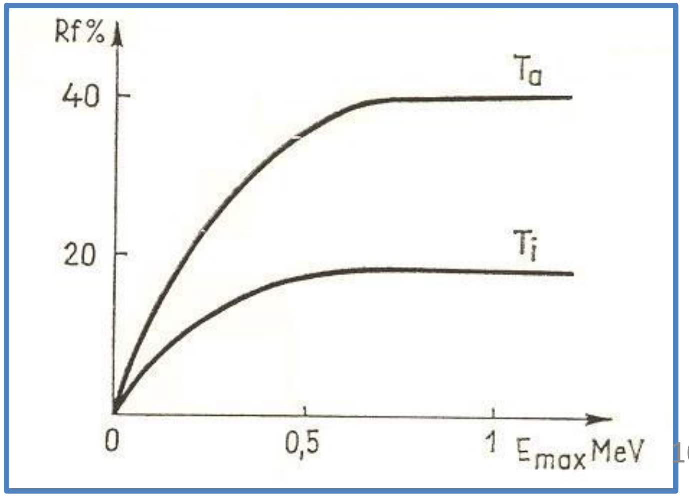
A Tl-204 béta-spektruma, valamint a különböző rendszámú anyagokról visszaszórt sugárzás spektruma:



Rendszámfüggés:



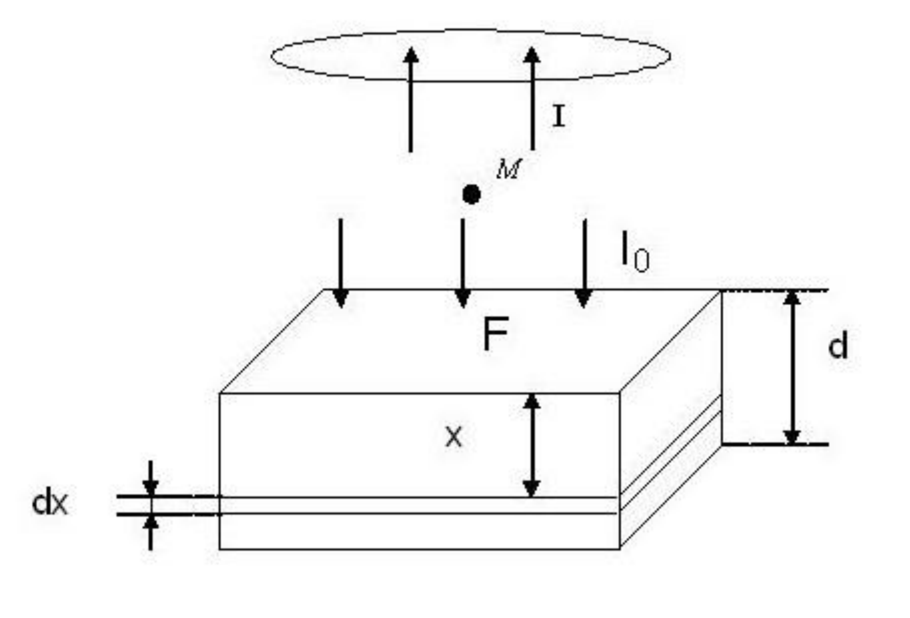
Energiafüggés:



A visszaszórt intenzitás számítása:

Az x mélységig behatoló sugárintenzitás:

$$I_x = I_0 \exp(-\mu x)$$



Az dx mélységből visszaszórt intenzitás, ha a 180 fokban szórt hányad *v*: (Az intenzitás ugyanazon az üton ismét abszorpciót szenved.):

$$dI_x = vI_0 \exp(-\mu x)\exp(-\mu x)dx = vI_0 \exp(-2\mu x)dx$$

d vastagságra integrálva:

$$\boxed{I = \int_o^d dI_x = \frac{v}{2\mu} I_0 \left[1 - e^{-2\mu d}\right]}$$

(telítési jelleg)

Végtelen rétegvastagság esetén:

$$I_\infty = I_0 \frac{\nu}{2\mu}$$

A többszörös szóródás során μ folyamatosan változik, ezért ez a formula durva közelítés!

A rendszámfüggés komplikált, ezért empirikus formulákat alkalmaznak:

$$R = \frac{I_\infty}{I_0} = \frac{A\ vizsgálandó\ anyag\ végtelen\ vastag\ rétegéről\ visszaszóródó\ elektronok\ száma}{a\ vizsgálandó\ anyagra\ beeső\ összes\ elektronok\ száma}$$

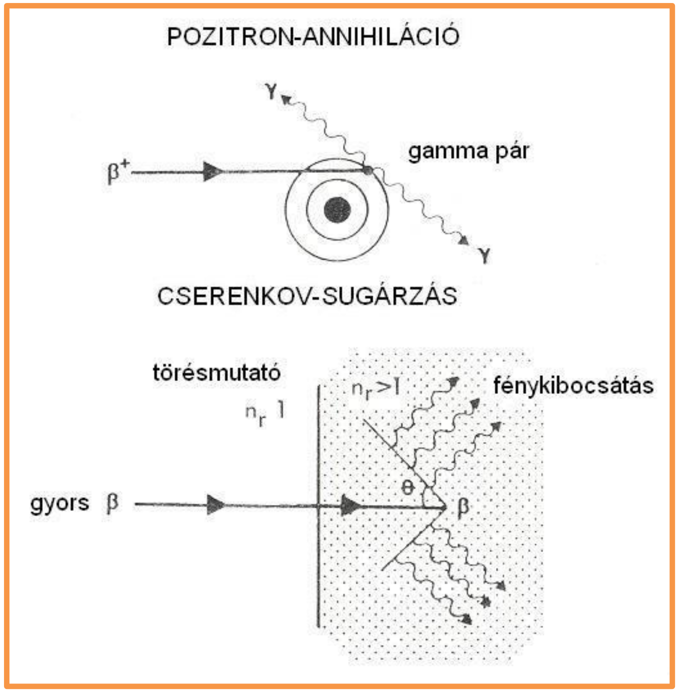
Müller szerint: R = aZ + b, ahol:

Periódus	Z	a	b	R
II.	2-10	1,2311	-2,157	0,3-10,2
III.	10-18	0,96731	0,476	10,2-17,9
IV.	18-36	0,68582	5.556	17,9-30,3
V.	36-54	0,34988	17,664	30,3-36,6
VI.	54-86	0,26225	22,396	36,6-45

Korlátozott érvényesség!

Pl. Vértes Attila szerint a hidrogénhez hipotetikus 7,434 rendszámot kell hozzárendelni.

Különleges β-anyag kölcsönhatások:



A pozitronannihiláció

Pozitív bétasugárzás esetén - lévén a pozitron antianyag - mindig bekövetkezik annihilációja:

$$e^{+} \quad + \quad e^{-} \quad = \quad 2\gamma$$

A szétsugárzódás szöge 180 fok.

(Ritkán: 1 γ vagy 3 γ annihiláció)

Élettartam: 10^{-10} s

Kétgamma annihiláció esetén az észlelt gammaenergia mindig 511 kev!

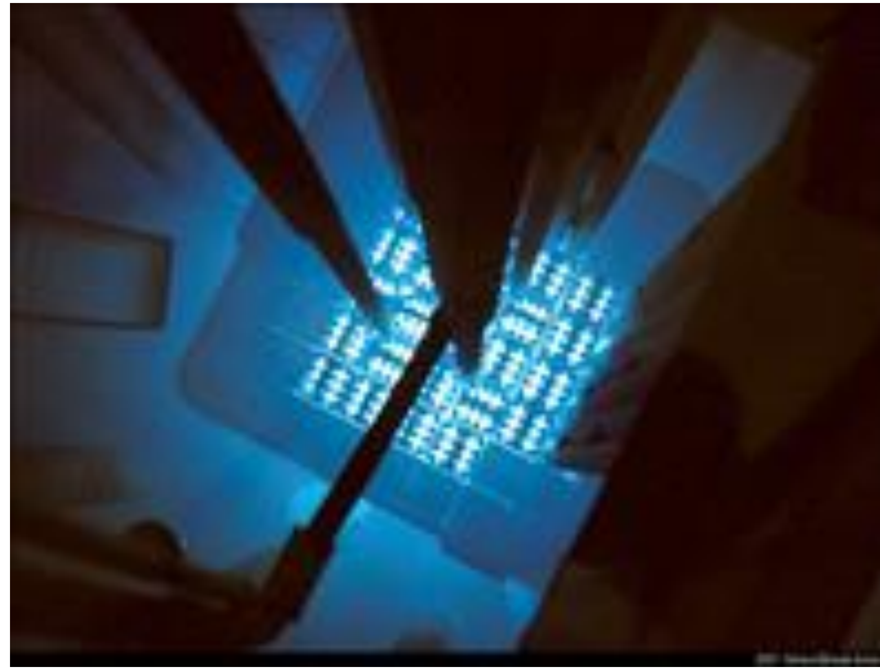
A pozitron csak termalizálódás után annihilálódhat egy elektronnal.

nov14

Egzotikus atom keletkezhet: pozitróniumatom.

Vavilov–Cserenkov-sugárzás

Adott közegben a fénysebességnél gyorsabban mozgó töltött részecskék sugárzással veszítenek energiát.



Ez béta elektronokra vízben gyakran teljesül (0,26 MeV fölött)!

Miért lehetséges?

Amennyiben végbemegy, teljesülnie kell, hogy:

$$\left(\frac{dE}{dp}\right)_{részecske} = \left(\frac{dE}{dp}\right)_{sugárzás}$$

Részecskére:

$$\left(\frac{dE}{dp}\right)_{részecske} = \frac{d\sqrt{m_0^2c^4 + p^2c^2}}{dp} = \frac{pc^2}{E} = \beta c = v$$

A sugárzásra::

$$\left(\frac{dE}{dp}\right)_{sugárzás} = \frac{dpc}{dp} = c$$

Vákuumban e kettő egyszerre nem teljesülhet, mivel a vákuumbeli fénysebességet nyugalmi tömeggel rendelkező részecske nem érheti el.

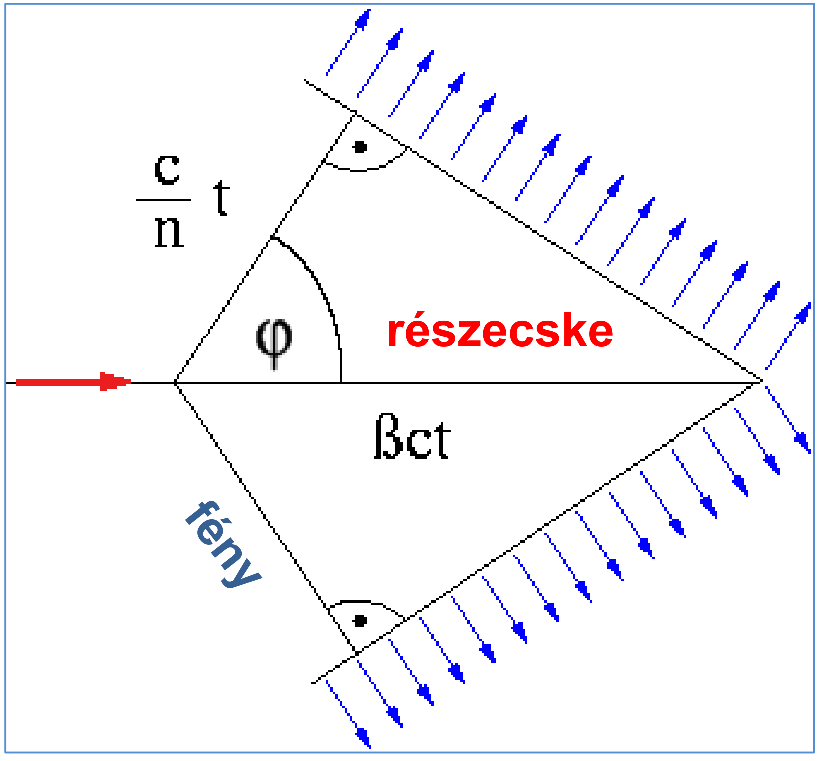
n törésmutatójú közegben lehetséges, hogy:

$$v \geq c' = c/n$$

Ilyenkor az impulzusmegmaradás törvénye következtében az elektron repülési irányától eltérően, φ szögben történik fényemisszió:

$$\varphi = \arccos(c/nv)$$

A felrajzolt geometriának megfelelően a 0 és *t* időpontban kilépő fotonok (*φ* szögben) 0 útkülönbséggel rendelkeznek, így interferálnak.



A frekvencia és az intenzitás Összefüggése:

$$I(\nu) = \frac{2\pi e^2}{c^2}\nu\left[1 - \frac{c^2}{n^2\nu^2}\right]f$$

(A frekvenciával való növekedés miatt kékeslila a Cserenkov-fény.

A γ-sugárzás és az anyag közötti kölcsönhatás

<table>
<tr><th rowspan="2">A kölcsönhatásba lépő anyag</th><th rowspan="2">Abszorpció</th><th colspan="2">Szóródás</th></tr>
<tr><th>Rugalmas</th><th>Rugalmatlan</th></tr>
<tr><td rowspan="2">Héjelektronok</td><td rowspan="2">Fotoeffektus
$\boldsymbol{\sigma \sim Z^4}$</td><td>Rayleigh-szóródás
$\sigma \sim Z^2$</td><td rowspan="2">Compton-szóródás
$\boldsymbol{\sigma \sim Z}$</td></tr>
<tr><td>Thomson-szoródás
$\sigma \sim Z$</td></tr>
<tr><td>Coulomb-tér</td><td>Párképződés
$\sigma \sim Z^2$</td><td></td><td></td></tr>
<tr><td rowspan="2">Atommagok</td><td>Fotomagreakciók (magfotoeffektus)
(γ,n); (γ,p)
$\sigma \sim Z$</td><td rowspan="2">(γ,γ) magreakció
$\sigma \sim Z$</td><td rowspan="2">(γ,γ') magreakció</td></tr>
<tr><td>Rezonancia-abszorpció
Mössbauer-effektus</td></tr>
</table>

A Compton-szóródás

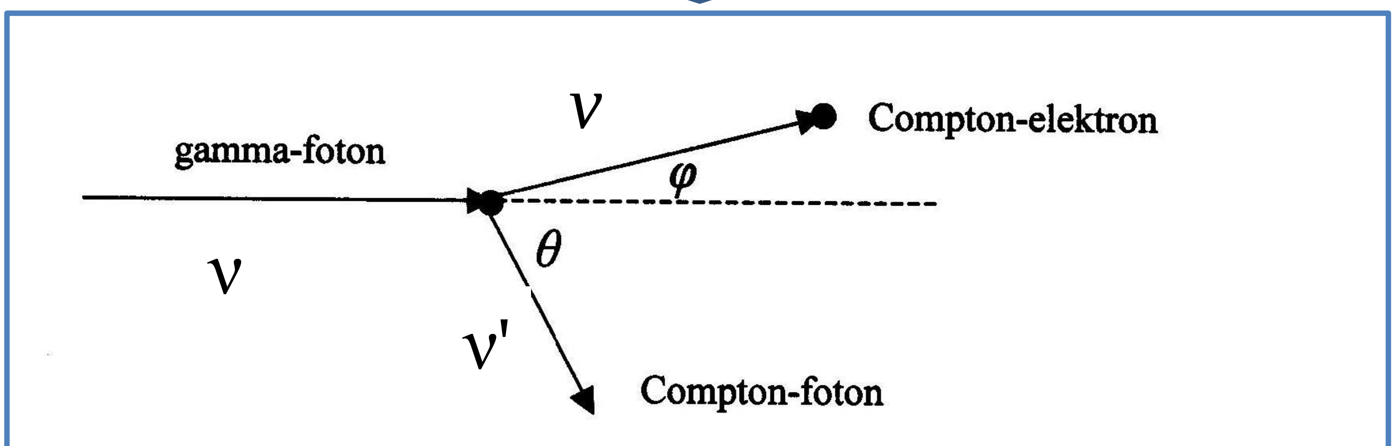
Gamma-sugarak rugalmatlan[a] szóródása szabad[b] elektronokon

[a]*A sugárzás frekvenciája csökken a szórás után.*
[b]*Értsd: nincs jelentősége annak, hogy az elektron kötött (csak kötött elektron van a környezetünkben…)*

Fontos: ebben a kölcsönhatás-típusban az elektron és a foton is ***részecskeként* viselkedik (korpuszkuláris jelenség)**

Modell: merev golyók rugalmas[c] ütközése

[c]*A kinetikus energiák összege a szórás előtt és után megegyezik.*



Mekkora a közegnek (a meglökött elektronnak) átadott energia?

Energiamegmaradás:

$$h\nu_0 = h\nu + E_c$$

Impulzusmegmaradás:

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu}{c}\cos\vartheta + p_e\cos\varphi$$

$$0 = \frac{h\nu}{c}\sin\vartheta - p_e\sin\varphi$$

Kénytelenek vagyunk relativisztikus képletekkel számolni a gamma-foton miatt…

Így a Compton-elektron kinetikus energiája és impulzusa:

$$E_c = m_0 c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} - 1\right) \qquad p_e = mv = \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

Az impulzusmegmaradást leíró két egyenletből a φ szöget kiejtve az elektron impulzusnégyzete:

$$p_e^2 = \left(\frac{h\nu_0}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 - 2\left(\frac{h\nu_0}{c}\right)\left(\frac{h\nu}{c}\right)\cos\vartheta$$

Az energiamegmaradást és a relativisztikus impulzust felhasználva:

$$\left(\frac{h\nu_0}{m_0c^2} - \frac{h\nu}{m_0c^2} + 1\right) - 1 = \left(\frac{h\nu_0}{m_0c^2}\right) + \left(\frac{h\nu}{m_0c^2}\right) - 2\frac{h\nu_0 h\nu}{\left(m_0c^2\right)^2}\cos\vartheta$$

Ebből a foton frekvenciájának csökkenése: $\nu_0 - \nu = \frac{h\nu_0\nu}{m_0c^2}\left(1-\cos\vartheta\right)$

Energiává konvertálva:

$$h\nu_0 - h\nu = \frac{h\nu_0 h\nu}{m_0c^2}\left(1-\cos\vartheta\right) = E_0 - E = \frac{E_0E}{0{,}51}\left(1-\cos\vartheta\right)$$

Ebből az energiaveszteség:

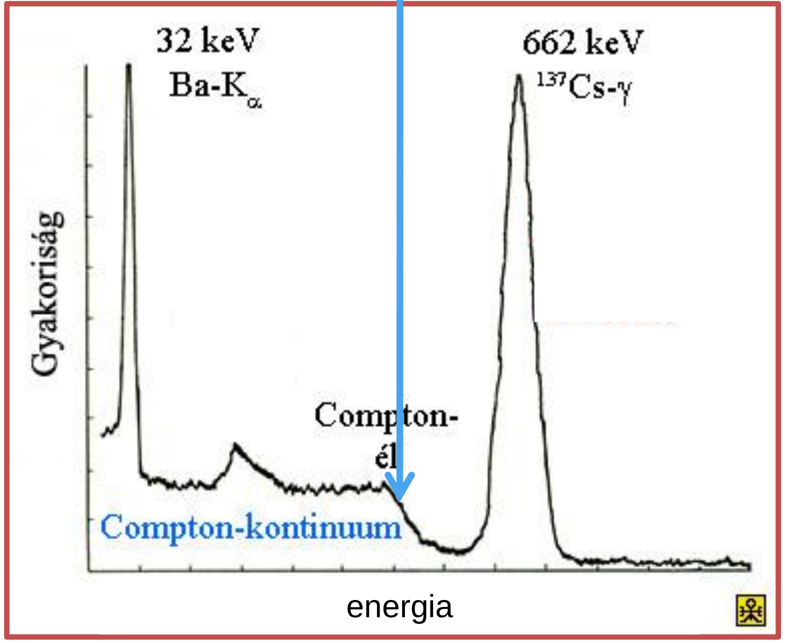
$$\Delta E = \frac{E_0^2 (1 - \cos \vartheta)}{E_0 (1 - \cos \vartheta) + 0{,}51}$$

Ebből következően van egy **maximálisan átadható energia** (180 fokos visszaszórásnál):

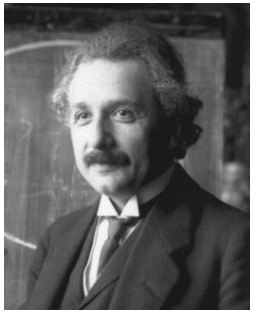
$$\boxed{\Delta E_{max} = \frac{E_0^2}{E_0 + 0{,}255}}$$

A hatáskeresztmetszet:

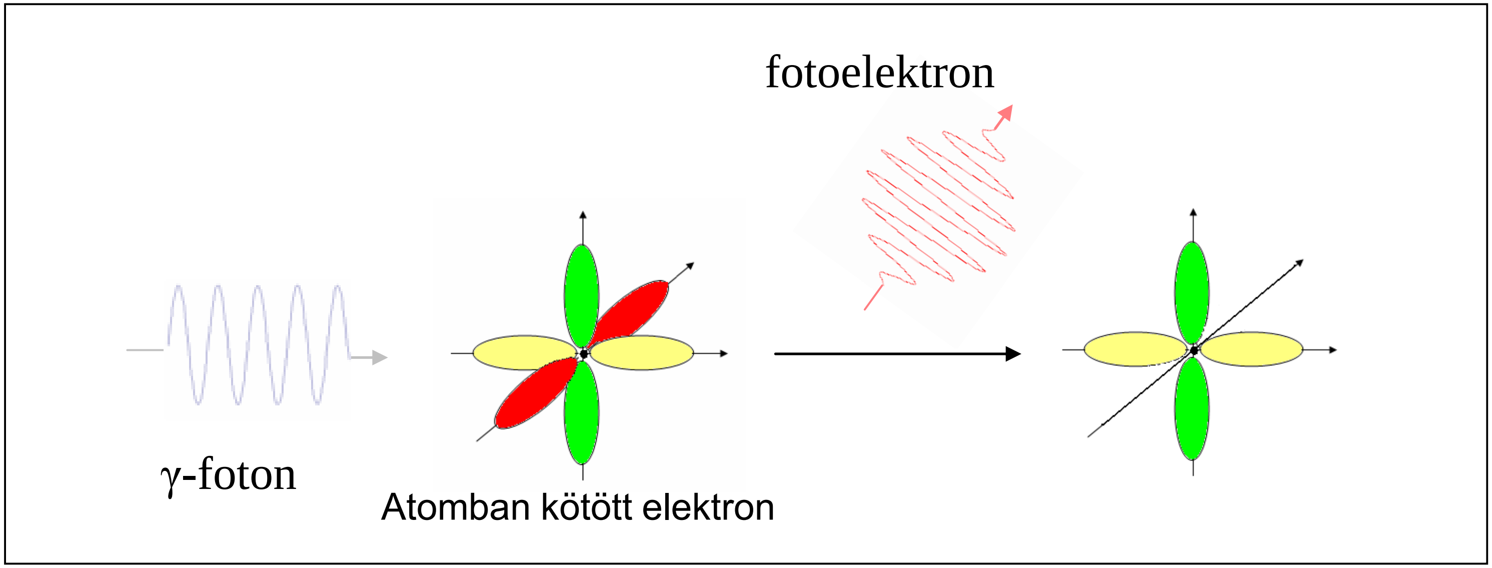
- <u>rendszámfüggés</u> (***egyenes arányosság**, mivel az anyagban lévő elektronok koncentrációja közelítőleg arányos a rendszámmal*)
- <u>energiafüggés</u> (***erősen csökkenő** – ez nem következik az iménti levezetésből, csak abból az általános korpuszkuláris folyamatokra alkalmazható elvből vezethető le, hogy az energia/sebesség növekedésével csökken az ütköző objektumok egymás közelében töltött ideje, ami arányos a reakció megvalósulásának valószínűségével*)



A fotoeffektus



Gamma-sugarak abszorpciója kötött elektronokon



A γ-foton a kölcsönhatás során teljes energiáját átadja.

Energiamérleg: $E_{\text{fotoelektron}} = E_{\gamma} - E_{köt}$.
($E_{köt}$ az elektron kötési energiája)

<u>Fontos</u>: ebben a kölcsönhatás-típusban **az elektron és a foton is *hullámként* viselkedik** (a γ-foton rezonanciába kerül az atommag erőterében kötött elektronnal - "atomi antenna")

2017 apr 28

A kölcsönhatás valószínűsége empirikus alapon:

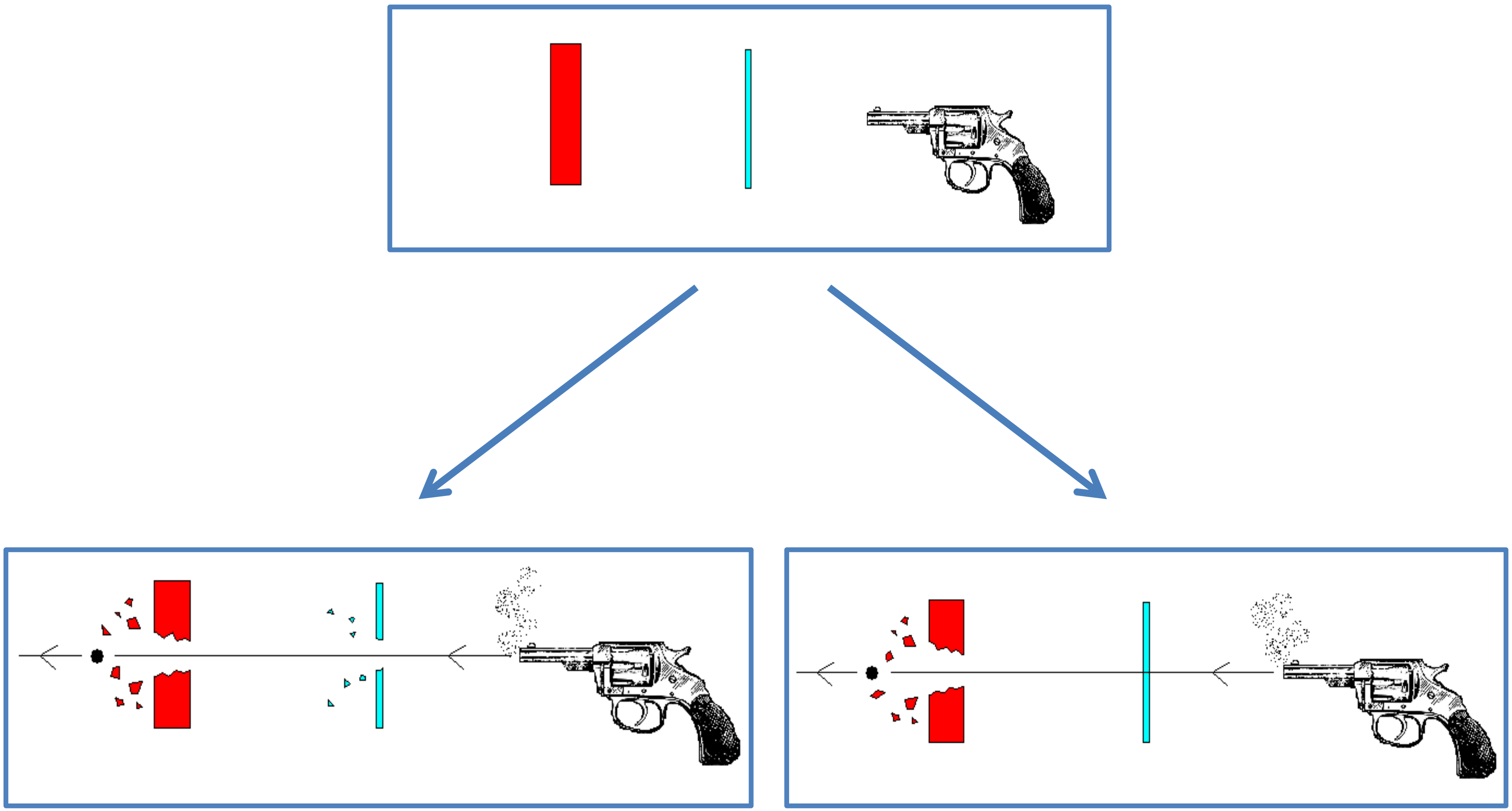
$$\mu_{m,f} = 8{,}9*10^{-6}\frac{Z^{4,1}}{A_r}\lambda^n$$

$\mu_{m,f}$ a tömegabszorpciós tényező (g/cm^2-ben),
Z az atom rendszáma, amiben az elektron kötve van
A_r. a relatív atomtömeg,
λ pedig a sugárzás hullámhossza nm-ben.
$n \approx 3$.

Energiafüggés: A kölcsönhatás valószínűsége a γ–energia csökkenésével meredeken nő, mivel az általában nagy energiájú γ–sugarak itt érik el az atomi elektronok kötési energiáit. Ebből az is következik, hogy a fotoeffektus (γ –sugarakkal) a legbelső elektronokon játszódik le előbb.

Rendszámfüggés: mivel az elektronok kötési energiái a rendszámmal nagy mértékben emelkednek, az általában nagy energiájú γ –sugarak fotoeffektusának valószínűsége a rendszámmal meredeken nő.

Hogy a gamma-fotonok az erősebben kötött elektronokon szenvednek fotoeffektust, alapvetően a jelenség hullámtermészetének a következménye….



„korpuszkuláris jelenség”

„hullámjelenség”

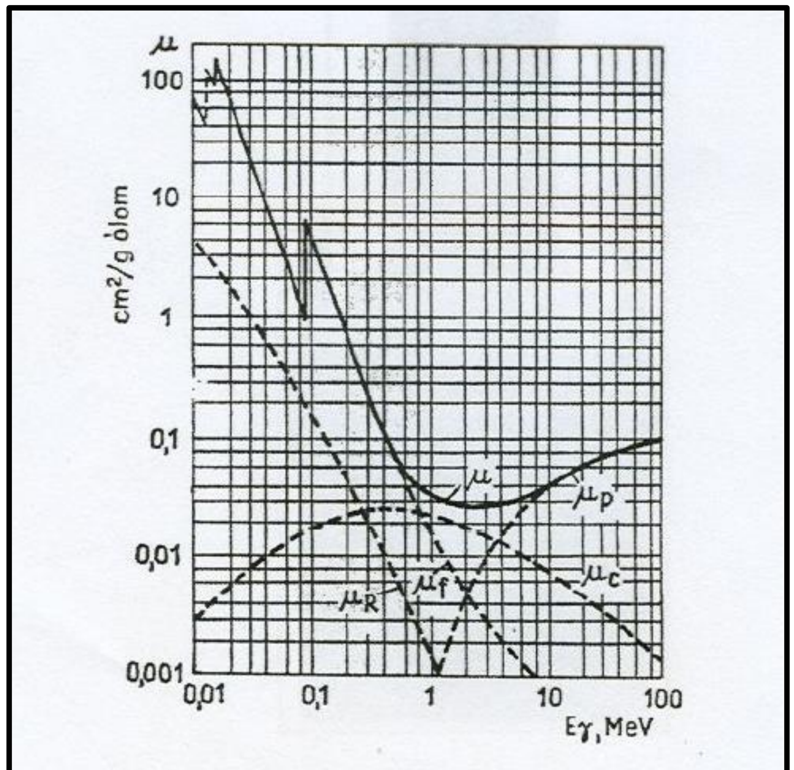
A párkeltés

$$\gamma \rightarrow e^{+} + e^{-}$$

Az annihiláció megfordítottja
Energiaküszöb: 1,02 MeV (két elektron tömegének megfelelő ekvivalens energia)
A hatáskeresztmetszet a rendszám négyzetével arányos.

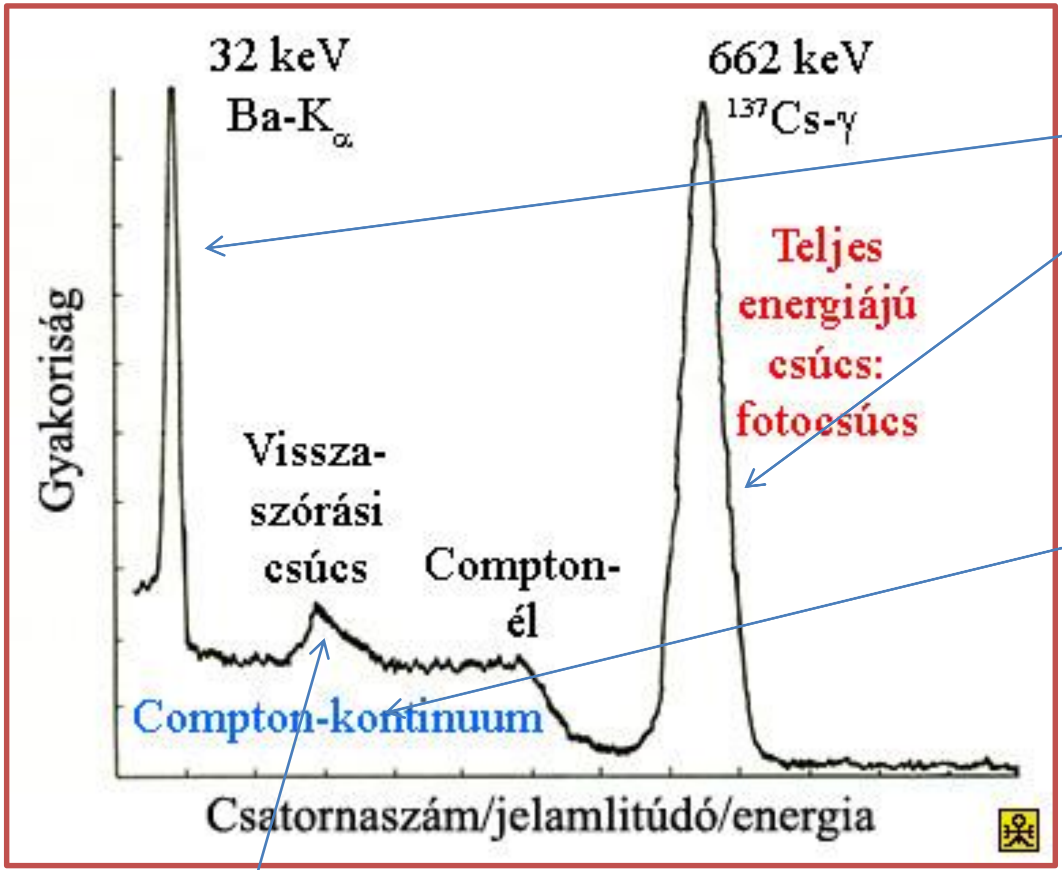
$$\sigma_p = KZ^2 f(E_\gamma)$$

A három kölcsönhatás megjelenése pl. ólom esetén:



Nov. 21

Tipikus spektrum párképződés nélkül:



A fotoeffektus miatt

Compton-szórás miatt

Másodlagos effektusok következménye

Másodlagos kölcsönhatások

Fékezési röntgensugárzás

elektronok /pozitronok fékeződése Coulomb-térben

Karakterisztikus röntgensugárzás

elektronvakancia betöltődésekor egy másik héjról

Belső konverzió

a magból kilépő gamma kvantum helyett egy héjelektron lép ki („belső fotoeffektus”)

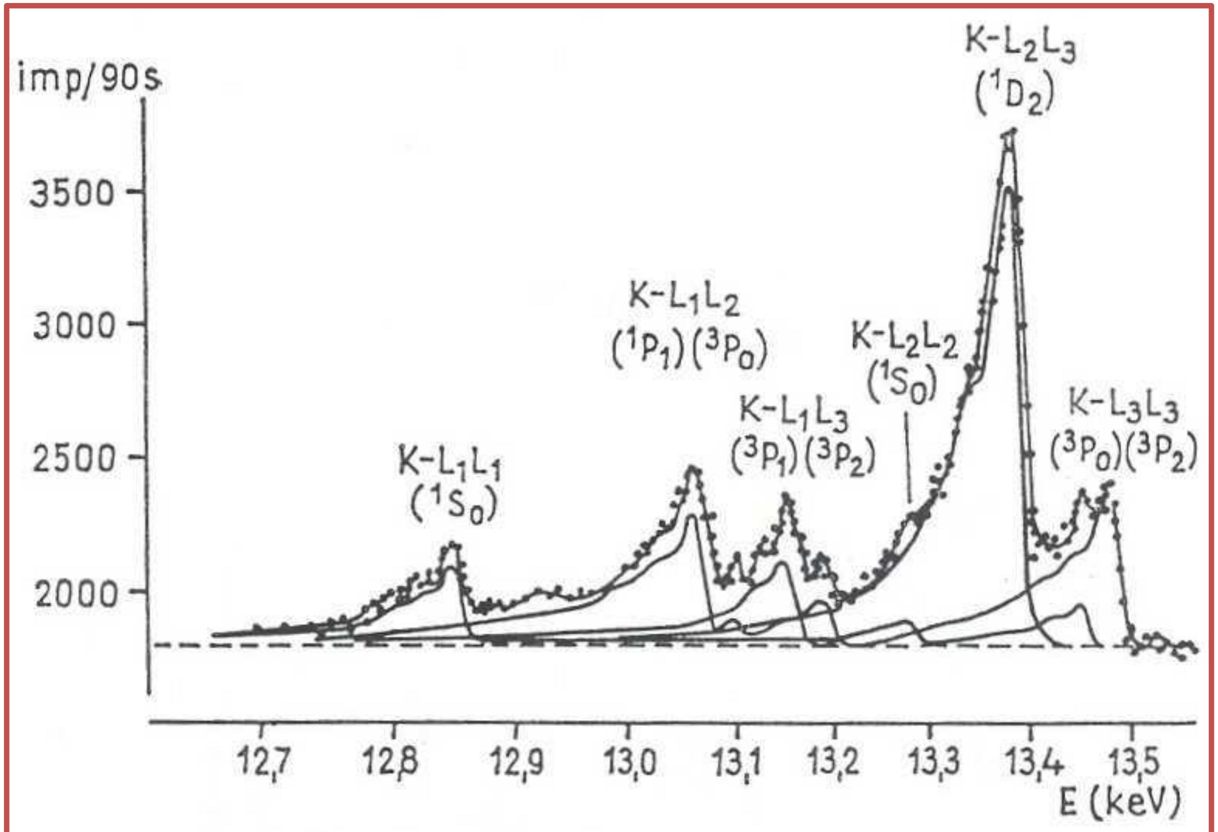
Konverziós tényező:

$$\alpha = \frac{n_{elektron}}{n_{gamma}}$$

Auger-effektus

egy karakterisztikusröntgen-kvantum helyett egy héjelektron lép ki („belső fotoeffektus”)

A cirkónium KLL Auger-elektronjainak energiaspektruma.



Az Auger-effektus általában kaszkádszerűen megy végbe, mivel a kilépni szándékozó karakterisztikus röntgen fotonok egyre kisebb energiájúak és a fotoeffektussal analóg módon könnyen rezonanciába kerülnek valamelyik gyengén kötött elektronnal.

A KLL átmenet azt jelenti, hogy a fotoeffektus következtében a K-héjon létrejött elektronhiány az L-héjról töltődik fel, ugyanakkor az Auger-elektron távozása is az L-héjról történik. Az 1-3 indexek az L-héj alhéjait jelentik

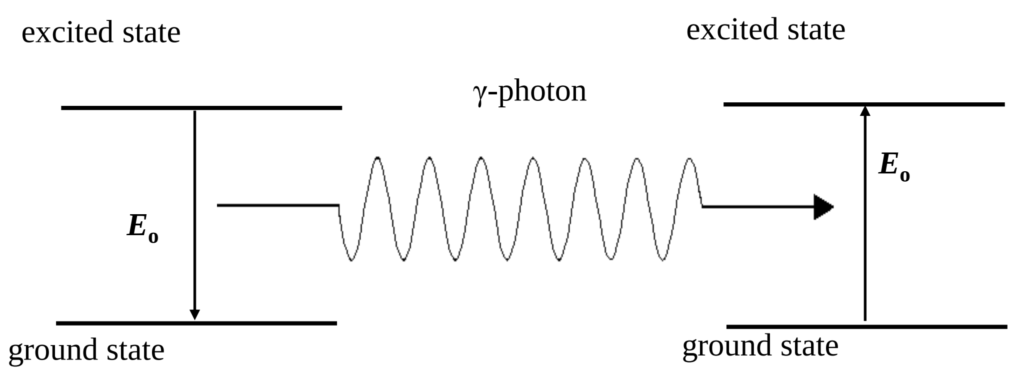
2016 apr 21

Gamma-sugarak magrezonancia-abszorpciója

A gammasugarak nagy energiájuk ellenére hihetetlenül kis energiabizonytalansággal rendelkeznek!

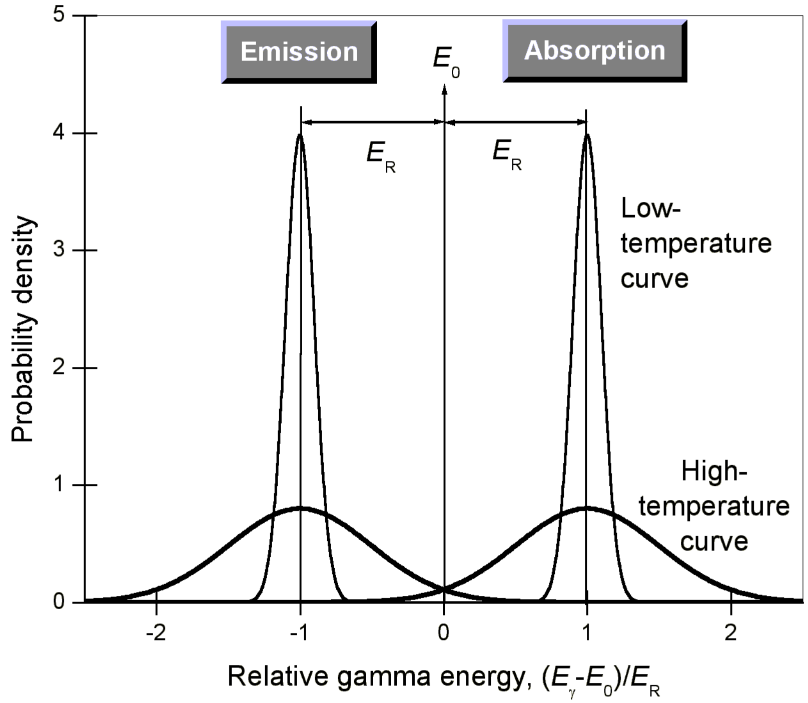
$$\Gamma \tau = \frac{h}{2\pi}$$

Példa: ^{57}Fe, energia, E_γ= 14400 eV,
vonalszélesség: Γ ~ 0,000000001 eV



Probléma: visszalökődési energia, E_R

	E_γ(eV)	Γ(eV)	E_R(eV)
Közönséges fény:	~ 1	~ 10^{-5}	~ 10^{-11}
Gamma-sugárzás (^{57}Fe, 14,4 keV)	~ 10^{4}	~ 10^{-9}	~ 10^{-3}



Mössbauer-effektus

A „trükk”:

Ha a gamma-kvantumot kibocsájtó mag /atom egy kristályrács része, akkor a visszalökődési energia két módon jelenhet meg.

Átadódhat **rezgési energiaként**, azaz fonont kelthet.

E_R a szabad atom által átvett energiával összemérhető.

Ha a kvantáltság ezt nem engedi meg, akkor a kristályrács egésze, mint merev test veszi fel azt **kinetikus energiaként**.

E_R még a természetes vonalszélességhez képest is elhanyagolható.

A Mössbauer-effektus lényege, hogy a gamma-kvantum kibocsátása/elnyelése során a kristályrács rezgésállapota nem változik meg.

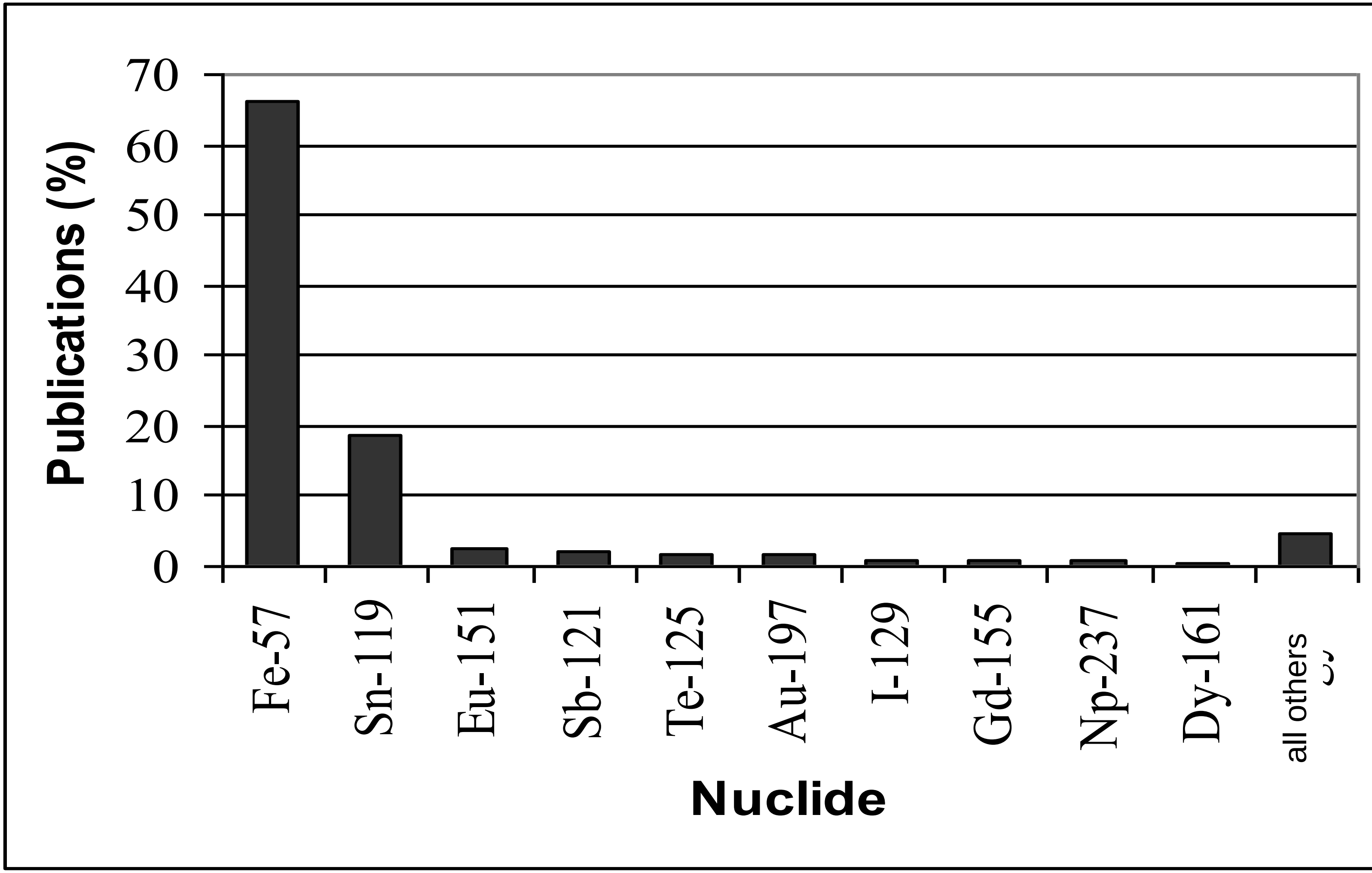
„visszalökődés-mentes” magrezonancia-abszorpció/emisszió

A visszalökődésmentesség valószínűsége a Debye-modell segítségével felírható. „Mössbauer-Lamb faktor”:

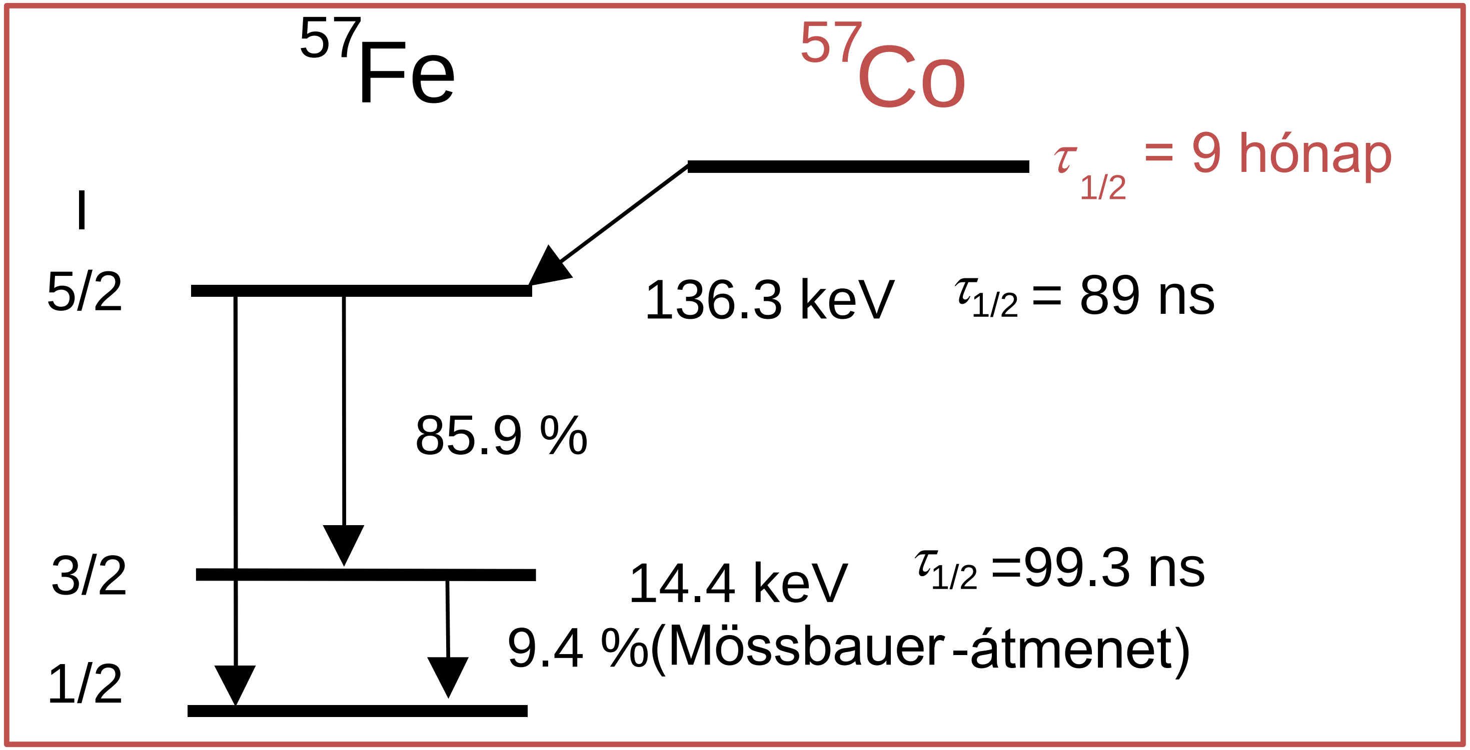
$$f(T) = \exp\left\{ -\frac{6E_{\mathrm{R}}}{k\theta_{\mathrm{D}}}\left(\frac{1}{4} + \left(\frac{T}{\theta_{\mathrm{D}}}\right)^2 \int_0^{\theta_{\mathrm{D}}/T} \frac{x}{\mathrm{e}^x - 1}\,\mathrm{d}x \right) \right\}$$

E_{R}: visszalökődési energia; θ_{D}: Debye-hőmérséklet; T: hőmérséklet

Spektroszkópiai módszer kidolgozására alkalmas nuklidok:



A „vas-sugárforrás”:

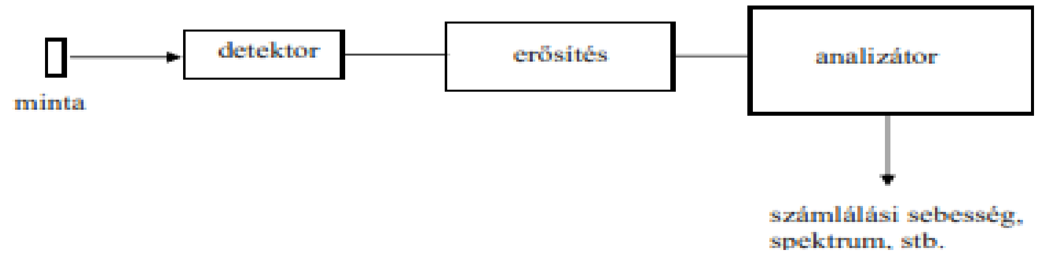


Mire jó a Mössbauer-spektroszkópia?

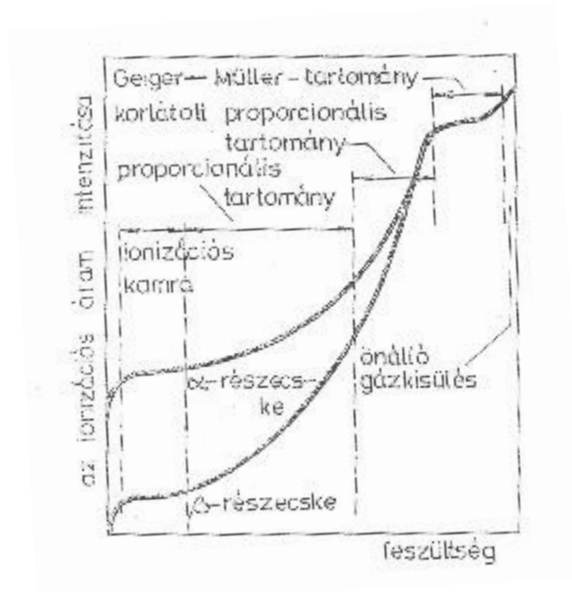
Kémiai információk szerzése a Mössbauer-nuklidot tartalmazó mátrixról:

- A Mössbauer-nuklid vegyértékállapota
- Spinállapota
- Elektronszerkezetének részletei (elektronsűrűség a mag helyén, az elektronsűrűség eloszlása)
- Mágneses tulajdonságai (belső mágneses tér, mágnesség jellege, pl. szuperparamágnesség)
- A kristályrács rezgési sajátságai (Debye-hőmérséklet)

A sugárzások detektálása



<u>Gázionizációs elven működő detektorok</u>:



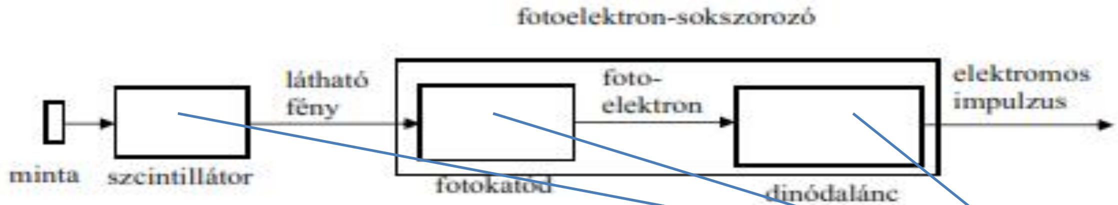
Ionizációs kamra (*a sugárzás energiájára érzékeny, de kis jelet ad*)

Proporcionális számláló (*a sugárzás energiájára érzékeny, de drága, mert nagyon stabil tápfeszültséget igényel*)

Geiger-Müller számláló (*a sugárzás energiájára érzéketlen, de olcsó, nem igényel erősítő egységet, γ-dózismérésre kiváló*)

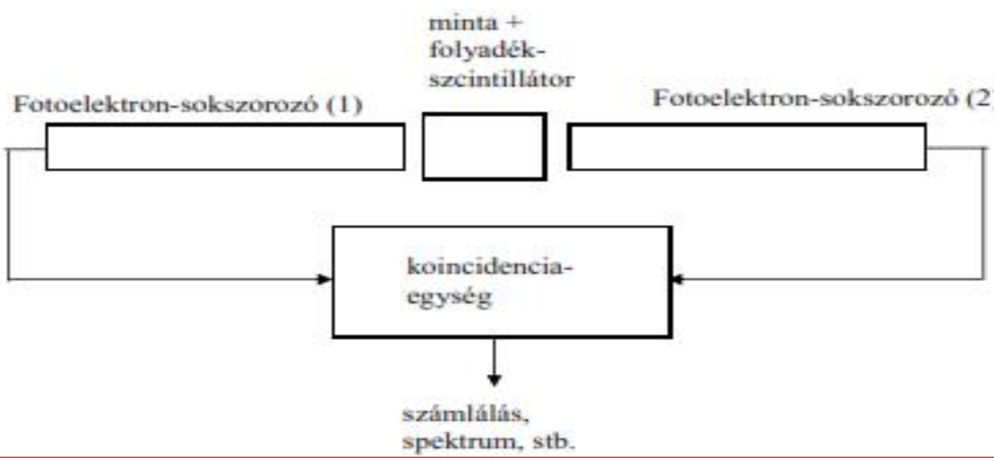
Szcintillációs módszerek

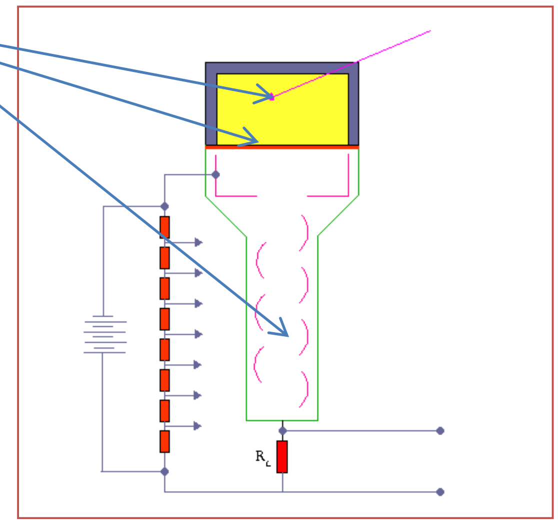
Szcintilláció = fényfelvillanás



Szcintillátorok:
- $NaI(Tl)$, BaF_2 (γ-sugárzáshoz)
- ZnS (α-sugárzáshoz)
- "plasztik" szcintillátorok (könnyű elemekből, β-sugárzáshoz)
- ^7LiI (speciális szcintillációs *n*-detektor)
- folyadékszcintillátorok (többnyire szerves kondenzált policiklusos aromások, kis energiájú β -sugárzók mérésére)

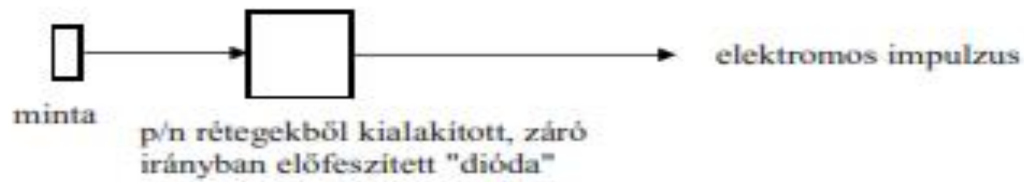
Speciális eset: folyadékszcintillációs technika kis aktivitású gyenge β -sugárzók mérésére (pl. ^{14}C, ^3T)



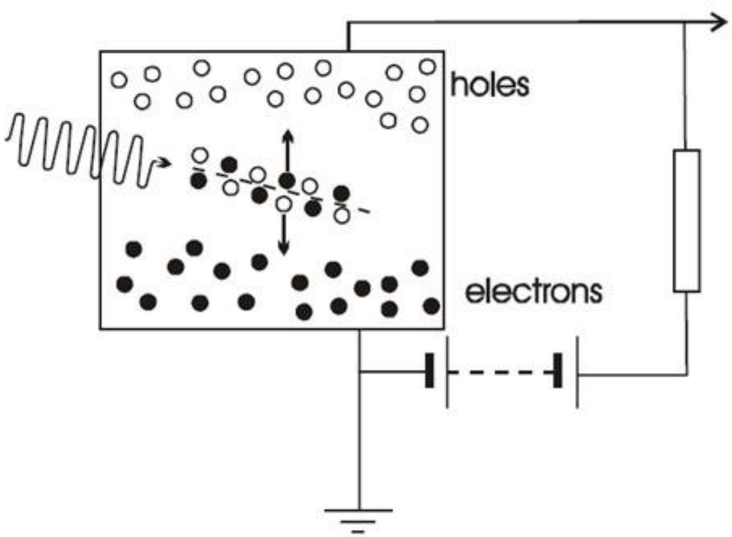


Forrás: Wikipedia)

Félvezető-detektorok

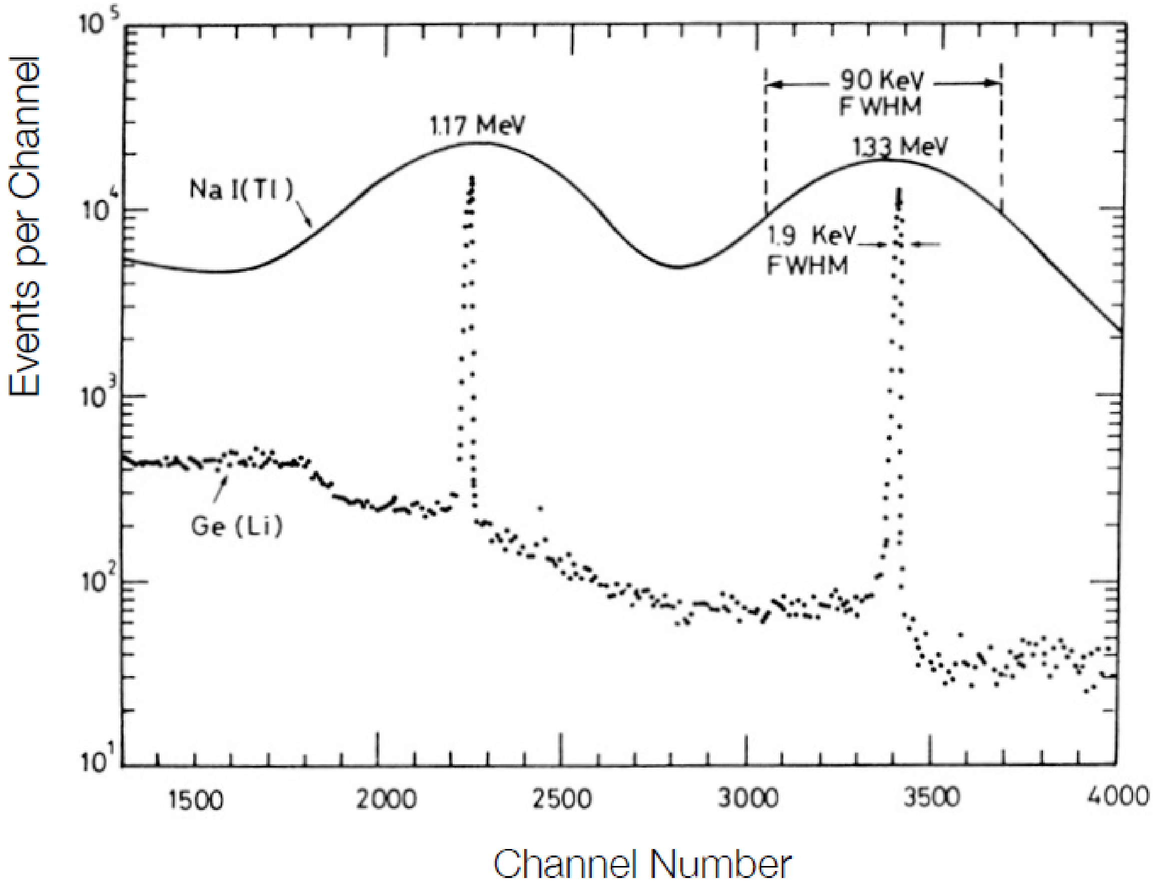


Elsősorban γ-spektroszkópiai célra (nagy felbontás)
pl.: Si(Li), HPGe (méréskor hűtést igényel)



Germanium Detectors

Szcintillációs és félvezető detektorok összehasonlítása:



Comparison of two ^{60}Co γ-spectra one measured with NaI(Tl) and With Ge(Li) Detector

Nov. 28.

Sugárkémia

Célja: ionizáló sugárzás hatására bekövetkező kémiai változások tanulmányozása

Alapfogalmak:

LET-érték (Linear Energy Transfer)

$$\boxed{LET = \mathrm{d}E/\mathrm{d}x}$$

Egységnyi úton a közegnek átadott energia

Meghatározza a sugárzási nyom (spur, trace) szerkezetét, sűrűségét és kiterjedését.

Sugárkémiai hozam

$$\boxed{G = \mathrm{d}n/\mathrm{d}E}$$

, ahol $\mathrm{d}E \equiv 100$ eV

100 eV elnyelt energia hatására keletkező specieszek száma (gyökök, ionok, bármiféle kémiai termékek)

A víz radiolízise

Primer folyamatok:

$H_2O \longrightarrow H_2O^{\cdot +} + e^-$ ionizáció

$H_2O \longrightarrow H_2O^*$ gerjesztés

- ionizációs küszöbenergia: ~ 13 eV)
- gerjesztési küszöbenergia: ~ 7,4 eV)

Primer specieszek, figyelembe véve a gerjesztett állapot homolitikus bomlását hidrogén és hidroxil gyökre:

H_2O^*, H_2O^+, $HO\cdot$, $H\cdot$ és e_{aq}^-

Tipikus reakciók:

$$HO\cdot + HO\cdot \rightarrow H_2O_2$$

$$HO\cdot + e_{aq}^{-} \rightarrow OH^{-}$$

$$HO\cdot + H\cdot \rightarrow H_2O$$

$$H^{+} + e_{aq}^{-} \rightarrow H\cdot$$

$$e_{aq}^{-} + e_{aq}^{-} + 2H_2O \rightarrow H_2 + 2OH^{-}$$

$$e_{aq}^{-} + H\cdot + H_2O \rightarrow H_2 + OH^{-}$$

$$H\cdot + H\cdot \rightarrow H_2$$

Nagy LET-értékű sugárzások esetén további reakciók:

$$HO\cdot + H_2O_2 \rightarrow H_2O + HO_2\cdot$$

$$e_{aq}^{-} + H_2O_2 \rightarrow HO\cdot + OH^{-}$$

A bruttó reakció kis LET érték esetén:

$$\mathbf{2H_2O \longrightarrow H_2 + H_2O_2}$$

nagy LET-érték esetén:

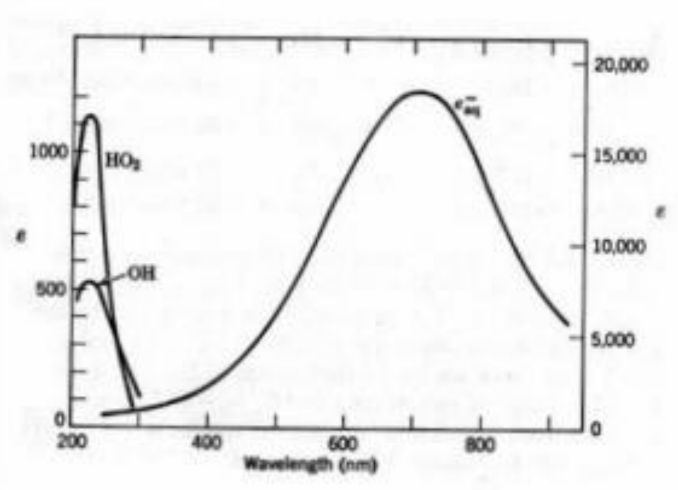
2016 apr 26

$$\mathbf{2H_2O \longrightarrow 2H_2 + O_2}$$

Sugárkémiai hozamok különböző sugárzások esetén:

Radiation	G (-H_2O)	G ($H_2+H_2O_2$)	G (e^-_{aq})	G (H)	G (OH)
X-rays and fast electrons 0.1-20 MeV	**4.08 pH 3-13**	**1.13**	**2.63**	**0.55**	**2.72**
12 MeV alpha	**2.84 pH 7**	**2.19**	**0.42**	**0.27**	**0.54**
Polonium alpha, 3 MeV	**3.62 pH 0.46**	**3.02**	**0**	**0.60**	**0.50**

Az egyes specieszek detektálása többnyire spektrofotometriás úton lehetséges:



Dózis

Besugárzási dózis (A mai szabályozásban hivatalosan nem szerepel.)

Jele: X

Definíció: $$X = \mathrm{d}Q/\mathrm{d}m_{\text{levegő}}$$

Q →

- azonos előjelű töltések (ionpárok) száma
- minden ion dV-n belül fékeződik le
- csak levegőre definiált
- csak gamma- és röntgensugárzásra értelmezzük

mértékegység: $\mathrm{C/kg}_{\text{levegő}}$
(régi egység: 1 röntgen = $2{,}58 \times 10^{-4}$ $\mathrm{C/kg}_{\text{levegő}}$)

Jelentősége: méréstechnikai, történeti

Elnyelt dózis

Jele: D

Definíció: $\boxed{D = \mathrm{d}E_{\mathrm{elnyelt}}/\mathrm{d}m}$

Egységnyi térfogatelemben a sugárzás által *átadott energia,* osztva a térfogatelem tömegével

mértékegysége: J/kg (Gy, gray)
(régi egység: 1 rad = 0,01 Gy)   rad = radiation absorbed dose

Fontos:
A sugárzás energiája és a sugárzásból elnyelt energia közötti összefüggés messze nem triviális!

Közölt dózis   (Kerma)

Szekunderelektron-egyensúly:
Teljesül, ha egy detektor érzékeny térfogatában közvetetten ionizáló sugárzás (gamma, röntgen és neutron) hatására képződő töltött részecskék ugyanott fékeződnek le, azaz, az e térfogatba belépő és azt elhagyó töltött részecskék száma megegyezik.

Egyenérték dózis

Jele: H_t

mértékegység: J/kg (Sv, sievert) (régi egység: 1 rem = 0,01 Sv)

$$H_t = w_t D_t$$

A sugárzásra jellemző súlyfaktorok.

Table 3. Radiation weighting factors

Radiation type	Radiation Weighting Factor, w_R
Photons	1
Electrons and muons	1
Protons and charged pions	2
Alpha particles, fission fragments, heavy ions	20
Neutrons	A continuous function of neutron energy (See Figure 1)

From ICRP Publication 103, Table 2.

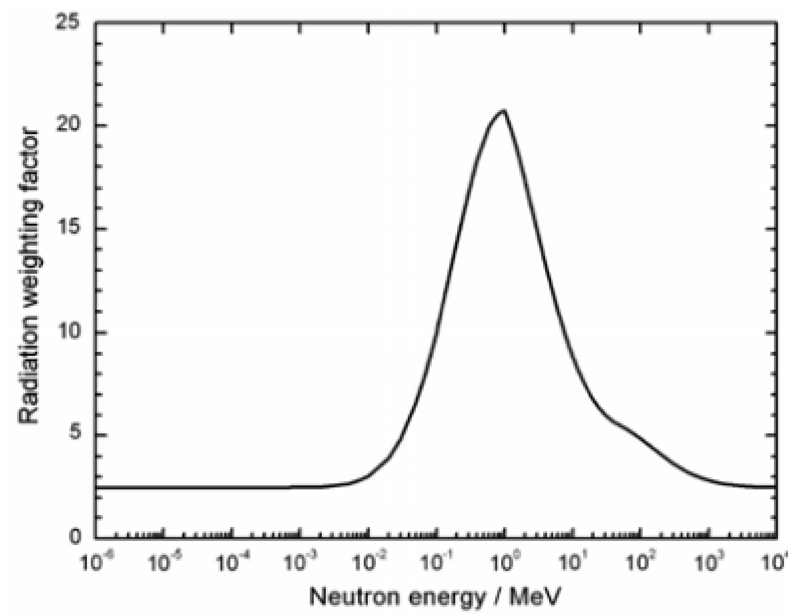


Fig. 1. Radiation weighting factor, w_R, for neutrons versus neutron energy (from ICRP Publication 103, Fig.1)

Az egyenérték dózis jelentősége:

•a sugárzás típusától függetlenül írja le a biológiai hatásokat
•egyes szövetekre vonatkozik

De!

egy biológiai egyedre nézve nem vonható le egyértelmű következtetés

új fogalom kell!

Effektív dózis

Jele: *E*
mértékegység: J/kg (Sv, sievert)

$$E = \Sigma w_t H_t$$

Szöveti súlytényezők (t: tissue)

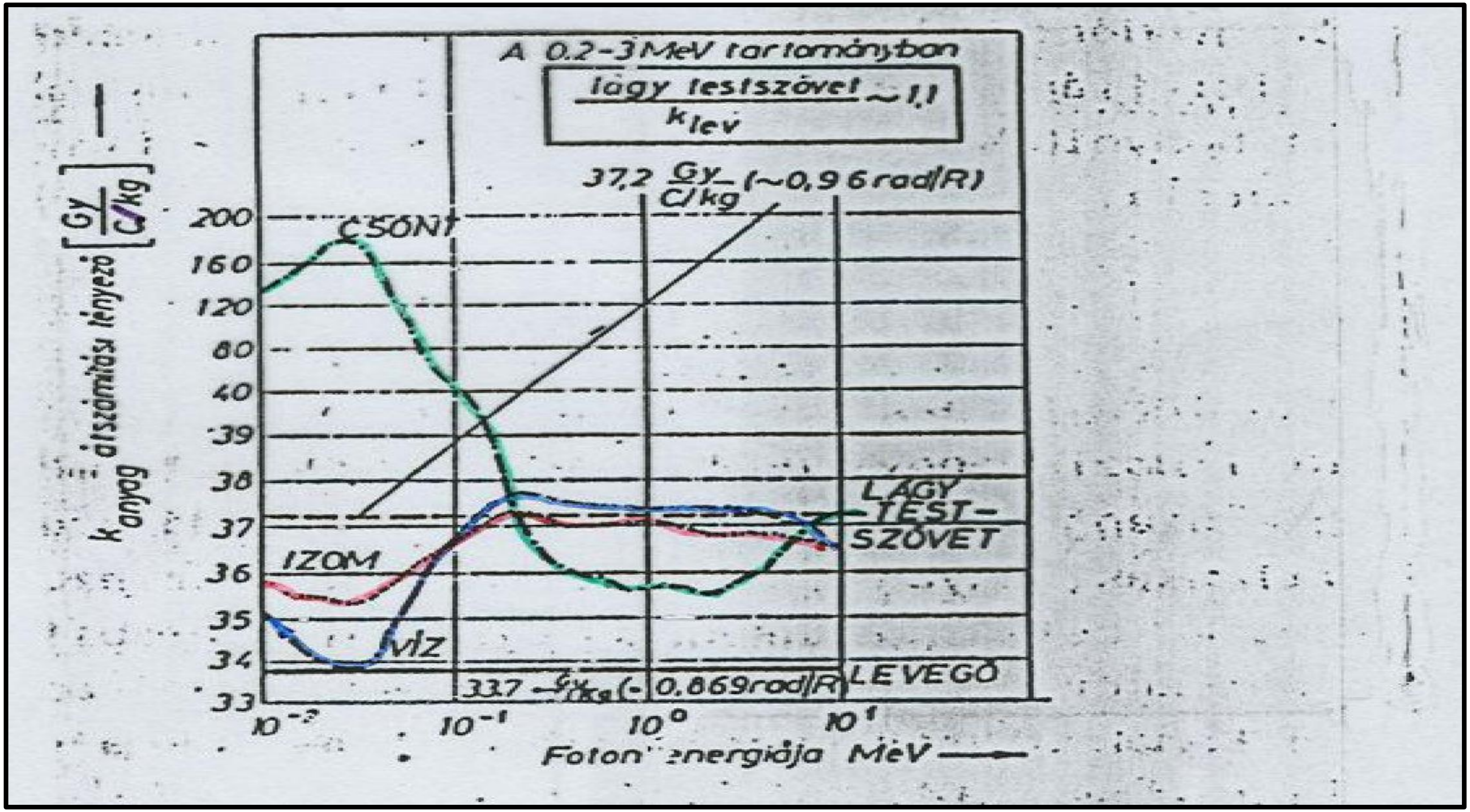
	Testszövet	**w_T**
	Csontvelő	0,12
	Vastagbél	0,12
	Tüdő	0,12
	Gyomor	0,12
	Emlő	0,12
	Egyéb szövetek (a)	0,12
	Ivarmirigyek	0,08
	Hólyag	0,04
	Nyelőcső	0,04
	Máj	0,04
	Pajzsmirigy	0,04
	Csontfelszín	0,01
	Agy	0,01
	Nyálmirigyek	0,01
	Bőr	0,01

Jelentősége:
- az egész testre kifejtett egészségkárosodás leírására használható (csak sztochasztikus hatásokra!)

A besugárzási dózis és az elnyelt dózis kapcsolata

A Bragg-Gray elv

Kapcsolatot teremt a levegőre mérhető besugárzási dózis (*X*) és az emberi testre érvényes elnyelt dózis között.



$$D_{testszövet} = \frac{37{,}2}{33{,}7} Xw_{I,levegő} \frac{(\mu/\rho)_{testszövet}}{(\mu/\rho)_{levegő}}$$

Az egy ionpár létrehozásához szükséges energiára vonatkozó korrekciós tényző levegő és testszövet viszonylatában

A sugárzás és a testszövet eltérő kölcsönhatási valószínűségét korrigáló tényező.

Az egy ionpár keletkezéséhez szükséges energia levegőben.

Fontos:

Egy ionizáló **sugárzás veszélyességének** a megítélésénél két paramétert kell számításba venni:

Mekkora a kölcsönhatás valószínűsége?

A kölcsönhatási esemény (ionizáció) során mekkora a közegnek átadott energia?

Az ionizáló sugárzások biológiai hatásai

1901- Becquerel, bőrpír észlelése

1902 - az első sugárrák esetek
pl.: Hamburg, 359 orvos esik áldozatul a röntgensugárzásnak (még nem radioaktív sugárzás!)

A belső sugárterhelés áldozatai:

Ra-tartalmú óraszámlap-festékkel dolgozók New Jerseyben

1927 - a genetikai hatások felismerése

A biológiai hatások osztályozása:

Szomatikus

Egy biológiai egyeden jelentkezik

Genetikai

Egy populáción jelentkezik

Determinisztikus

A károsodás súlyossága függ a dózistól.
Van küszöbdózis, ami alatt determinisztikus károsodás nincs.

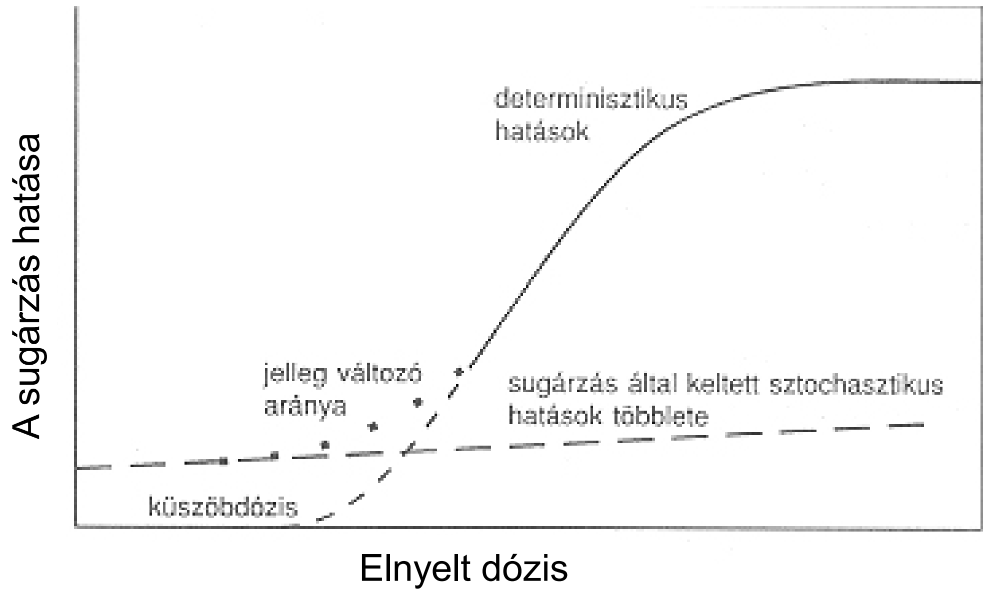
pl.: szemlencse-homály, bőrpír

Sztochasztikus

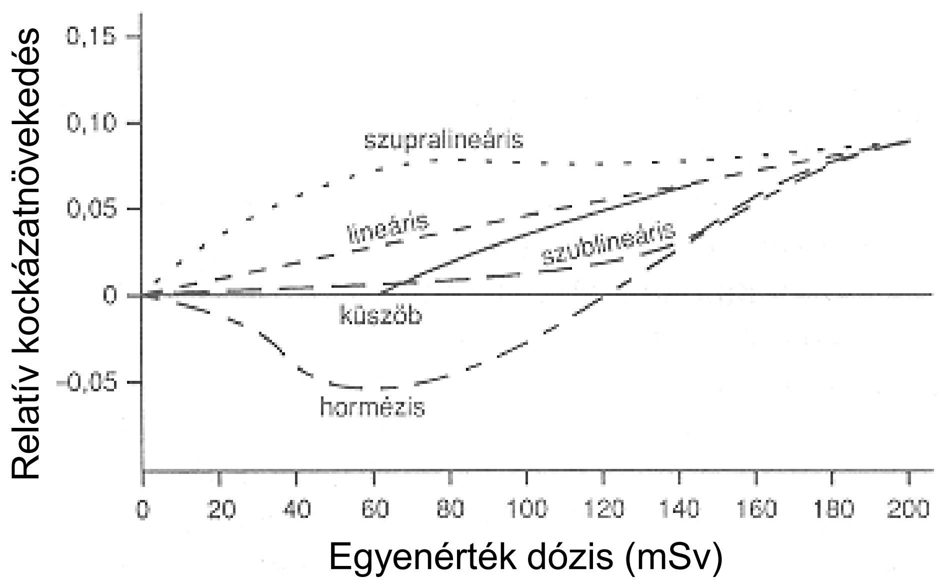
A károsodás valószínűsége függ a dózistól.
Nincs küszöbdózis, a legkisebb dózis is károsnak tekintendő.

pl.: rák,
általános életkor-rövidülés

Determinisztikus és sztochasztikus hatások rövid idő alatt elszenvedett viszonylag nagy dózis esetén:



A sztochasztikus hatások bizonytalansága kis dózisoknál:



A forróatom-kémia alapjai

Szilárd - Chalmers effektus:

$$C_2H_5\text{-}^{127}I\ (n;\gamma)\ [C_2H_5\text{-}^{128}I\ ]$$

Radioaktív!

$$(....C_2H_4{}^{128}I_2,\ CH_3{}^{128}I_1,\ C_2H_6,....H^{128}I,....)$$

vízoldható!

Ez volt az első „forróatom-reakció”.

Termikusan kontrollált reakciók esetén:

Boltzmann szerint: $$\left.\frac{n\left(E^*\right)}{\sum_E n\left(E\right)}\right|_T = e^{-\frac{E^*}{k_B T}}$$

Példa: a részecskék mekkora hányadának van 100 eV aktiválási energiája 20°C-on?

$$\left.\frac{n\left(100eV\right)}{\sum n}\right|_{t=20^0 C} = e^{-\frac{100eV}{0.025eV}} = \frac{1}{e^{4000}} = 10^{-1740} \cong 0$$

A visszalökődési energia

<u>Nemrelativisztikus eset:</u>

$$-VM = vm \longrightarrow V^2 = \left(\frac{m}{M}\right)^2 \cdot v^2$$

$$\frac{E_M}{E_m} = \frac{MV^2}{mv^2}$$

$$E_M = E_m \cdot \frac{M}{m} \cdot \frac{m^2}{M^2} \cdot \frac{v^2}{v^2} = E_m \cdot \frac{m}{M}$$

$$\boxed{E_M = E_m \cdot \frac{m}{M}}$$

$$\downarrow$$

A visszalökődési energia a tömegekkel fordított arányban oszlik meg.

Relativisztikus eset: (ha v összemérhető c-vel)

A relativisztikus kinetikus energia:

$$E_k = mc^2 - m_o c^2 = m_o c^2 \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}} - 1 \right]$$

relativisztikus impulzus (lendület):

$$p = mv = \frac{m_o v}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}}$$

A fentiekből következően akilöködő részecske (forróatom) relativisztikus impulzusa::

$$p_m = \left(\frac{E_m^{\ 2}}{c^2} + 2E_m m_o \right)^{\frac{1}{2}},$$

az impulzusmegmaradás törvényének felhasználásával:

$$\boxed{E_M = \underbrace{\frac{E_m^2}{2Mc^2}}_{\text{relativisztikus tag}} + \underbrace{\frac{E_m \cdot m_o}{M}}_{\text{nemrelativisztikus tag}}}$$

Amennyiben a kilökött „részecske" egy γ-foton, akkor $m_o = 0$, és így:

$$E_M = \frac{E_\gamma^{\ 2}}{2Mc^2}$$

(lásd később a Mössbauer spektroszkópiánál!)

Tipikus visszalökődési energiák:

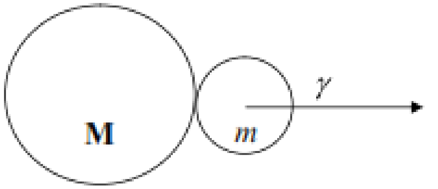
Pl. ha $A_r = 100$; $E_m = 1$ MeV, akkor

E_R γ-kvantum : $\longrightarrow$ 5 eV
β-részecske: $\longrightarrow$ 20 eV

Ezek az energiák valamivel nagyobbak, mint egy átlagos kémiia kötés energiája.

Kötésszakadás lehetséges

Milyen feltételekkel?



A visszalökődési energiát elsődlegesen az m tömeg veszi át, majd átadja az egész rendszernek.

Ha kötésszakadás nem következik be, akkor:

$$mv_m = (M + m)v_{M+m}$$

Az impulzusmegmaradás törvénye miatt ez csak abban az esetben képzelhető el, ha a visszalökődési energia egy része a rendszer belső energiáját növeli (E_i),:

$$E_m = \frac{1}{2}(M + m)v_{M+m}^2 + E_i$$

(máskülönben M és m sebessége eltérő lenne, ami azt jelentené, hogy elszakadnak egymástól!)

Algebrai átalakításokkal:

$$v_{M+m}^2 = \frac{m^2}{(M + m)^2} v_m^2 \text{, így}$$

$$E_m = \frac{1}{2}\frac{m^2}{M + m} v_m^2 + E_i \text{ ; } v_m^2 = \frac{2E_m}{m} \text{, és}$$

$$E_m - E_i = \frac{1}{2}\frac{m^2}{M+m}\cdot\frac{2E_m}{m} = \frac{m}{M+m}E_m$$

végül: $$E_i = E_m \cdot \frac{M}{M+m}$$

Tehát kötésszakításra csak a primer visszalökődési energia fenti tömeghányad szerinti része használható fel, amikor:

$$E_i > E_{\text{kötési}}.$$

2016 apr 29

Radionuklidok a környezetben

- **Elsődleges természetes radionuklidok**

olyan természetes radioaktív magok, amelyek megtalálhatóak a Naprendszer keletkezése óta;

  - felezési idejük nagyon hosszú;
  - 26 ismert mag, pl: ^{238}U(4,47·10^9 év), ^{40}K(1,28·10^9 év), ^{87}Rb(4,8·10^{10} év).

További, kevésbé jelentősek:
^{50}V, ^{113}Cd, ^{115}In, ^{123}Te, ^{138}La, ^{144}Nd, $^{147,148}Sm$, ^{152}Gd, ^{156}Dy, ^{174}Hf, ^{176}Lu, ^{186}Os, ^{187}Re, ^{190}Pt.

- **Másodlagos természetes radionuklidok**

Olyan magok, amelyek az előzőek keletkezése révén bomlanak;

  - felezési idejük rövidebb;
  - 38 ismert mag, pl: ^{226}Ra (1600 év), ^{234}Th (24,1 nap).

- **Indukált természetes radionuklidok**
  - Kozmikus sugárzás hatására keletkeznek;
  - 10 ismert mag, pl: ^{3}H ($T_{1/2}$=12,3 év), ^{14}C ($T_{1/2}$=5730 év).

További példák:
$^{7,10}Be$, ^{22}Na, ^{26}Al, $^{32,33}P$, ^{35}S, ^{36}Cl, ^{39}Ar

- **^{3}H keletkezése:**

^{14}N + kozmikus gyors n → ^{12}C + ^{3}H

rendkívül lágy béta-sugárzó (βmax = 18 keV)

$T_{1/2}$ = 12.3 év

- **^{14}C keletkezése:**

^{14}N+lassú n → ^{14}C + ^{1}H

lágy béta-sugárzó (βmax = 155 keV)

$T_{1/2}$ = 5736 év

Kozmogén radionuklidok és főbb jellemzőik

Radionuklid	$T_{1/2}$	Globális aktivitás (PBq)	Troposzféra AK (mBq/m^3)
H-3	12,33 év	1275	1,4
Be-7	53,29 nap	413	12,5
Be-10	1,51E6 év	230	0,15
C-14	5730 év	12750	56,3
Na-22	2,602 év	0,44	2,1E-3
Al-26	7,4E5 év	0,71	1,5E-8
Si-32	172 év	0,82	2,5E-5
P-32	14,26 nap	4,1	0,27
P-33	25,34 nap	3,5	0,15
S-35	87,51 nap	7,1	0,16
Ar-37	35,04 nap	4,2	0,43
Ar-39	269 év	28,6	6,5
Kr-81	2,29E5 év	0,005	1,2E-3

- **Mesterséges radionuklidok**
  - Emberi tevékenység során keletkeztek, a természetben nincsenek számottevően jelen;
  - kb. 2000 ismert mag, pl: ^{60}Co, ^{137}Cs, ^{24}Na

NORM: Naturally-Occurring Radioactive Materials

(földkérgi és kozmikus eredetű radionuklidokat tartalmazó anyagok)

TENORM: Technologically-Enhanced Naturally-Occurring Radioactive Materials

(földkérgi és kozmikus eredetű radionuklidokat valamilyen, a nukleáris technológiáktól független okból feldúsulva tartalmazó anyagok)

- A NORM/**TENORM** anyagokban a ^{40}K, valamint a ^{238}U, ^{232}Th és a bomlási sorukban lévő elemek nagyobb aktivitás-koncentrációban találhatók, mint az átlagos talajokban.

Így a feldolgozásuk során képződő hulladékok is tartalmazzák ezeket a nuklidokat, méghozzá többszörösen feldúsulva (néhány Bq/g-többezer Bq/g).

TENORM – ot produkáló eljárások:

- Bauxitbányászat és feldolgozás
- Cirkonhomok felhasználás, kerámiagyártás($ZrSiO_4$, ZrO_2)
- Fémércbányászat, érckohászati feldolgozás
- Foszfátérc feldolgozás, műtrágyagyártás
- Geotermikus energia felhasználás
- Kőolaj és földgáz kitermelés
- Ritkaföldfém bányászat és feldolgozás
- Szénbányászat, széntüzelésű erőművek

Jellemző radioaktivitás-koncentrációk a talajban és építőanyagokban

Bq/kg	Talaj	Beton	Tégla	Ytong tégla	Gázbeton
K-40	350-450	204	721	173	158
Th-232	25-30	11	44	9	30
U-238	25-30	13	44	13	30

Élelmiszerek:

(Bq/kg)	K-40	Ra-226
Banán	0,13	0,04
Sárgarépa	0,12	0,07
Burgonya	0,12	0,09
Sör	14,4	-
Vörös húsok	0,11	0,02

Dec. 5.

A háttérsugárzás „felelősei”:

Földkérgi (primordiális) sugárzás okozói:

^{238}U ($T_{1/2}$ = 4,5 milliárd év) urán-rádium sor

^{235}U ($T_{1/2}$ = 0,7 milliárd év) urán-aktínium sor

(természetes izotóp arány: 99.3% ^{238}U, 0.7% ^{235}U)

^{232}Th ($T_{1/2}$ = 14 milliárd év) tórium-sor

^{40}K ($T_{1/2}$ = 1.3 milliárd év): Földkéregben 2,6 % - 7. leggyakoribb elem.

Jelen van talajban, növényekben, élőlényekben.

Emberben kb. 4400 Bq

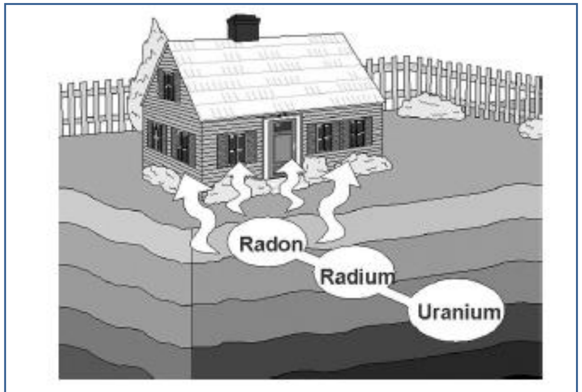
Kozmikus sugárzás

Az űrből (Napból, galaxisból) érkező nagy energiájú (10^8-10^{20} keV) részecske-sugárzások: protonok, elektronok, alfa-részecskék

Jellemző dózisteljesítmény:

- szabadban: 80 - 120 nSv/h
- épületekben: 80 – 200 nSv/h

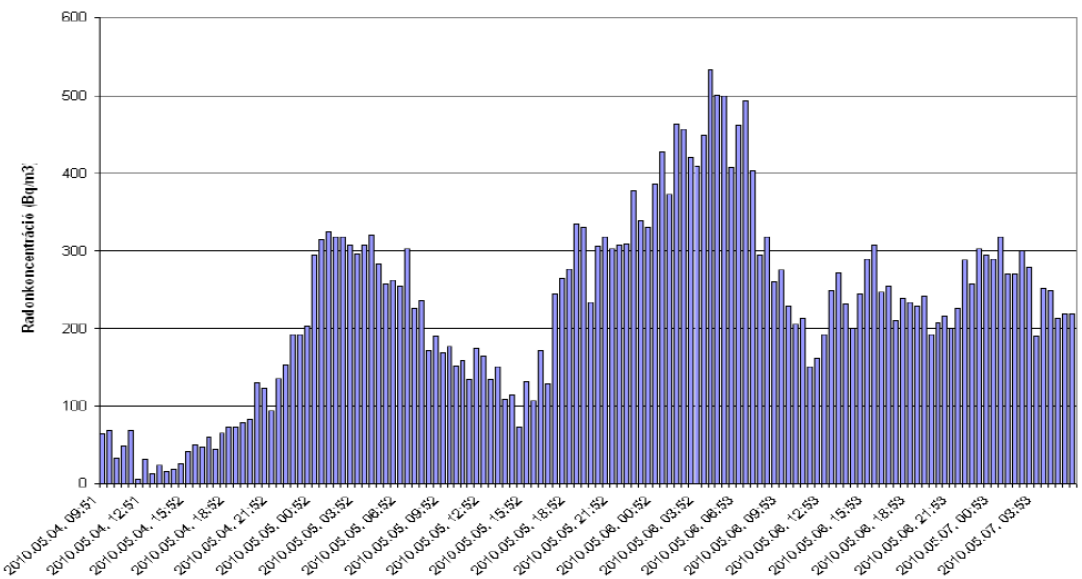
Radon



Belégzése:

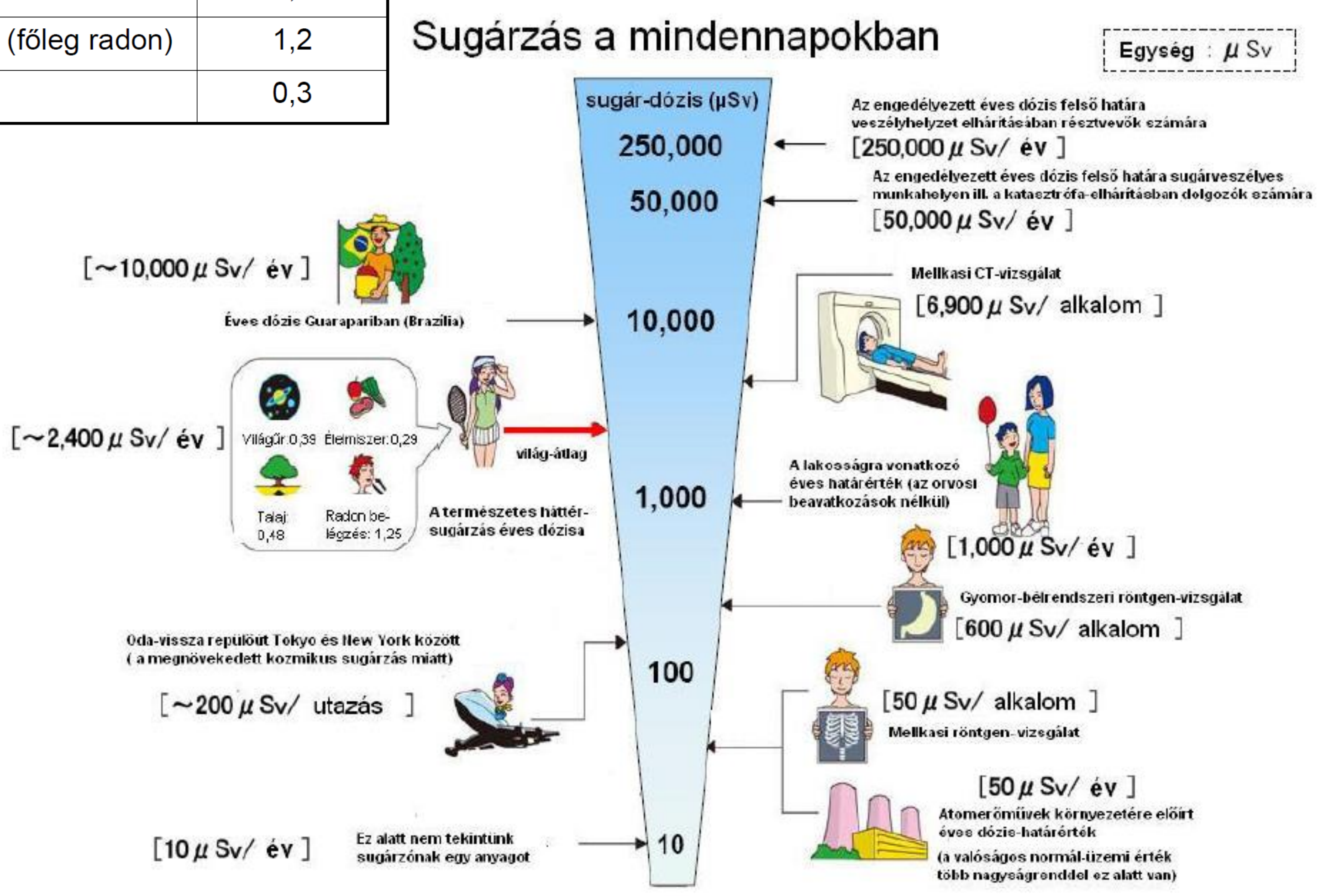
- a természetes sugárterhelés legnagyobb része (60%)
- jellemző értékek
  - szabadban: 1-10 Bq/m3
  - épületekben: 50-300 Bq/m3
  - hazai átlag: kb. 130 Bq/m3
  - talajgázban néhány 10 kBq/m3
- a sugárterhelés döntően a leányelemektől ered
- forrása: talaj, építőanyag, vezetékes víz, földgáz

Szellőztetés hatása a beltéri radon koncentráció változására



A különböző eredetű háttérsugárzásból eredő dózisok:

	Forrás	Évi effektív dózis (mSv)
Külső expozíció	kozmikus	0,4
	földkérgi	0,5
Belső expozíció	Belégzés (főleg radon)	1,2
	Lenyelés	0,3



[Forrás: MEXT - Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology - Japan (http://www.mext.go.jp/)]

Mesterséges radionuklidok előállítása

- Atomreaktorban történő neutronbesugárzással
  (pl.$^{59}Co+n = {}^{60}Co$, $^{98}Mo + n = {}^{99}Mo$)
- Hasadási termékekből történő izolálással
  (pl. ^{90}Sr, ^{131}I, ^{137}Cs, ^{241}Am)
- Ciklotronban történő protonbesugárzással
  ^{11}C, ^{18}F,..

Negatív bétasugárzók

Pozitív bétasugárzók

Radionuklidok felhasználása

Ipar

Gyógyászat

Energetika

Nukleáris Medicina

Diagnosztikai célú izotópfelhasználás
(Nyomjelzés az élő szervezetben)

Cél: biológiailag aktív anyagok tér- és időbeli eloszlásának a vizsgálata

I. Folyadékáramlás vizsgálata
- agyi vérellátás
- tüdő vérellátása
- nyirokkeringés
- stb.

II. Jelzés szelektív megkötődés alapján

- ioncsere és kemiszorpció csontszöveten
- jódmegkötődés pajzsmirigyben
- sejten belüli ligandumcsere vesében
- kationfelvétel szívizomban
- megkötődés enzimatikus reakcióban
- receptorkötődés tumorsejteken
- megkötődés immunreakcióban

III. Metabolizmus és kiválasztás követése

- májban
- vesében

Elvárások az izotóppal szemben:

- sugárzás típusa: γ-sugárzó (100-300 keV)
- felezési idő (idomuljon a vizsgálat időtartamához, célszerűen legyen minél rövidebb)
- legyen megfelelő hordozó molekula

Terápiás célú izotópfelhasználás

Cél: sejtek, szövetek elpusztítása

külső besugárzással	izotóp szervezetbe való juttatásával
- ^{60}Co-forrással - gyorsított elektronok fékezési röntgensugárzásával (maximális elnyelődés hangolható a behatolási mélység szerint)	- szelektív megkötődés szükséges (nyomjelzés)

Milyen izotópra van szükség?

γ-sugárzó, ill. - β-sugárzó

Fontosabb, radiofarmakonokban előforduló nuklidok:

γ-sugárzók:

izotóp	felezési idő	γ-energia	megjegyzés
^{99m}Tc	6 óra	140 keV	anyaelem: ^{99}Mo (66 óra) → szállítható generátor
^{111}In	2,8 nap	172 keV 247 keV	
^{123}I	13 óra	393 keV	^{99m}Tc-mal analóg felhasználás
^{127}Xe	36,4 nap	173 keV 204 keV 377 keV	belégzéses tődővizsgálatra; környezeti sugárterhelés!

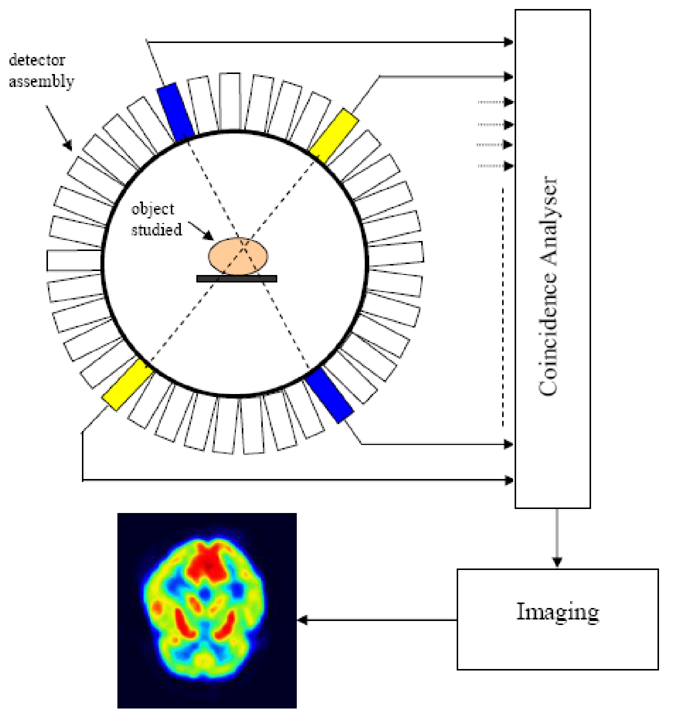
PET-izotópok:

^{18}F (110 perc, 635 keV β^+)
^{11}C, ^{15}O, ^{13}N

terápiás β -sugárzók:

^{89}Sr, ^{90}Y, ^{153}Sm (csont)
^{131}I (pajzsmirigy)
^{165}Dy (ízületi gyulladás)
^{166}Ho (májtumor)

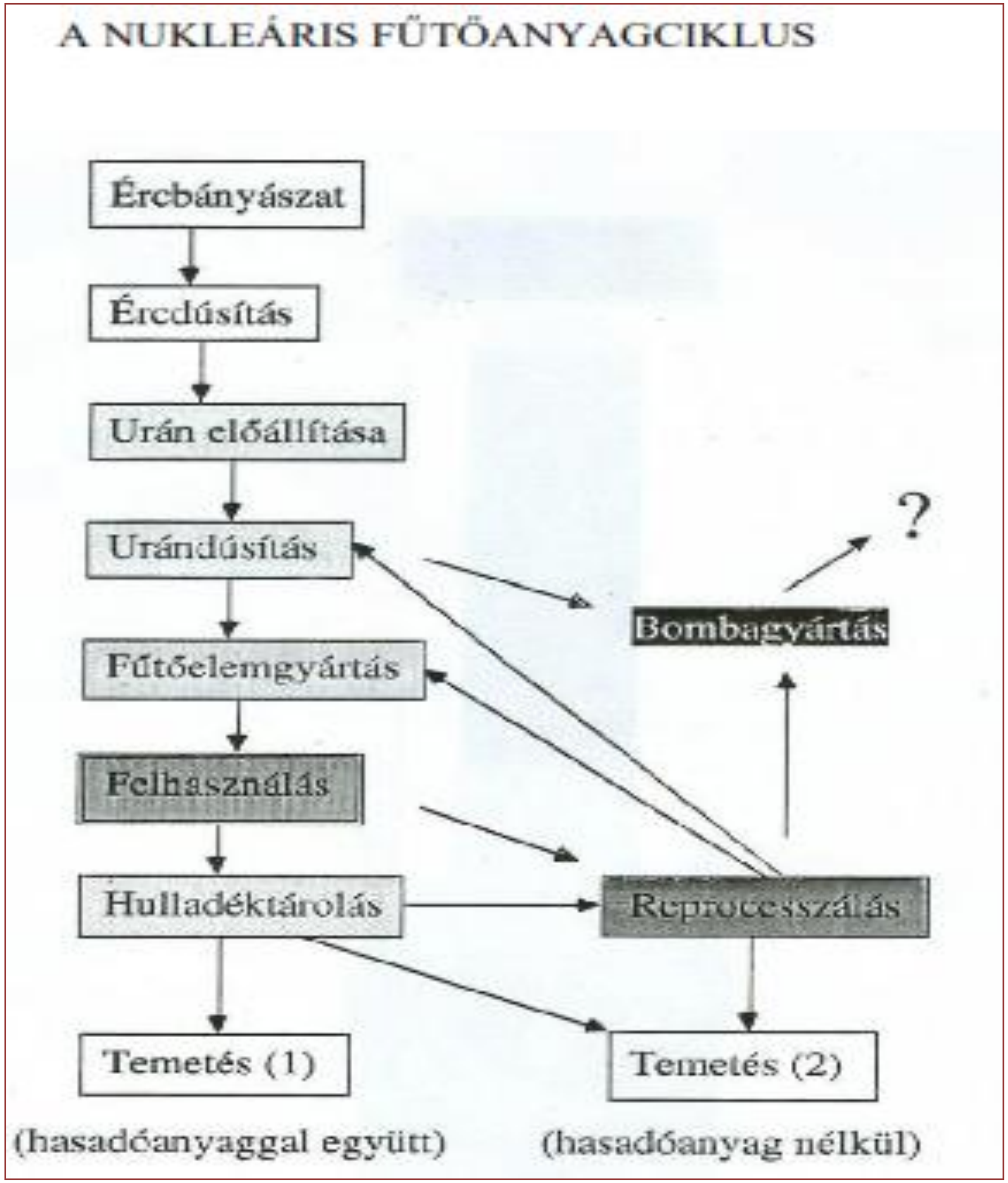
PET (Pozitron Emission Tomography)

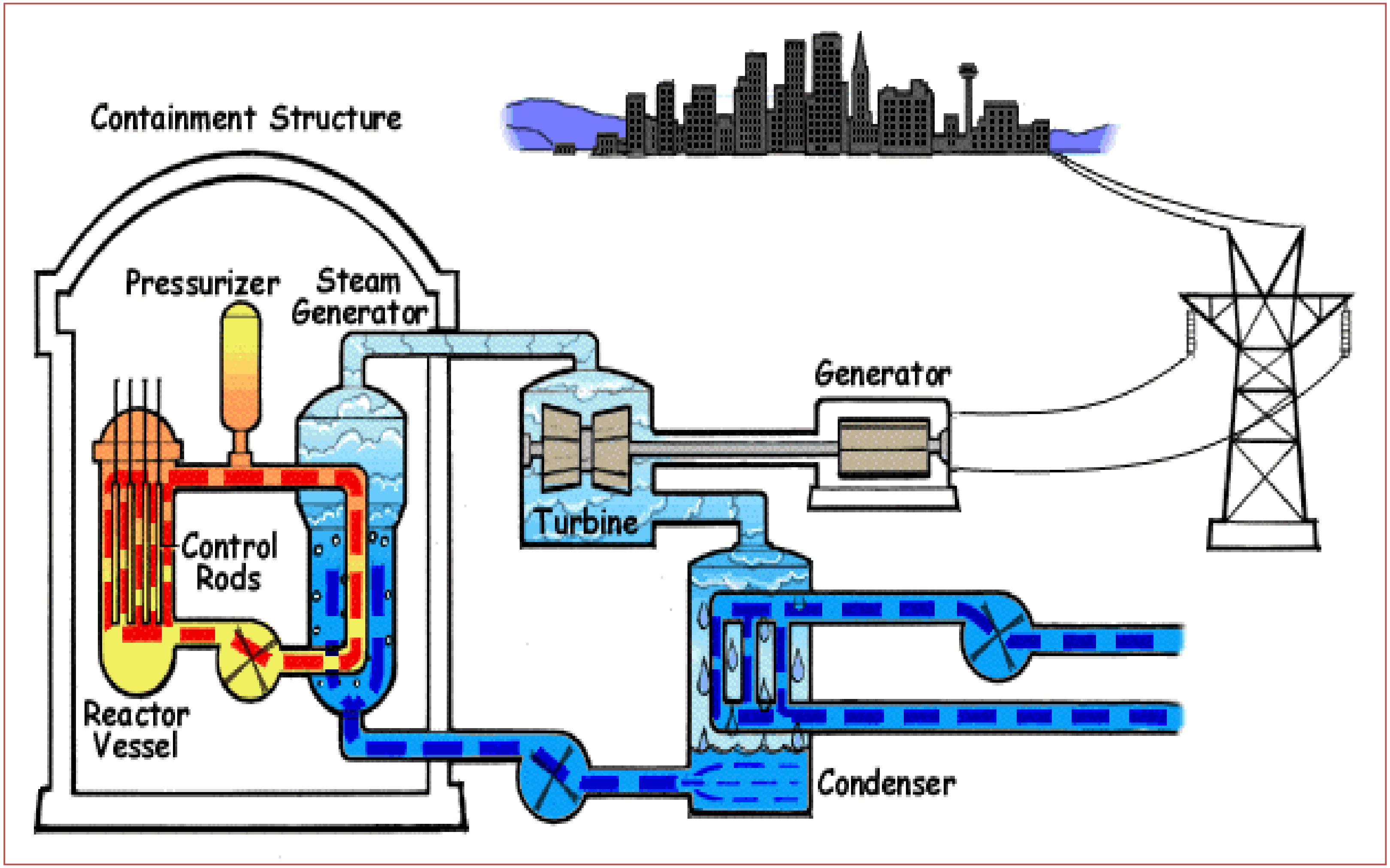


Atomenergia

Alapfogalmak:

- maghasadás
-láncreakció
-nukleáris fűtőanyag
- moderátor
- hűtőközeg
- szabályzó




Containment Structure
Pressurizer
Steam Generator
Control Rods
Reactor Vessel
Turbine
Generator
Condenser